

TALE ハイブリッド実験の観測精度の評価と
トリガーシステムの開発

(Evaluation of the observation accuracies and
development of the trigger system
for the TALE hybrid experiment)

理学研究科

数物系専攻

藤原亮太

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 空気シャワーの観測方法	12
1.4 “2nd knee” 領域の宇宙線の観測結果の現状	14
1.4.1 エネルギースペクトル	15
1.4.2 質量組成	18
第 2 章 TA Low energy Extension 実験 (TALE 実験)	21
2.1 TALE 実験の目的	22
2.1.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移の検出	22
2.1.2 宇宙線源分布の宇宙論的「進化」の解明	22
2.1.3 ハドロン相互作用モデルへのフィードバック	22
2.2 TA 実験	22
2.2.1 TA 実験の大気蛍光望遠鏡	26
2.2.2 TA 実験の地表検出器	26
2.3 TALE 実験の装置の外観	27
2.4 TALE 実験の大気蛍光望遠鏡	28
2.4.1 光学系	30
2.4.2 PMT カメラ	30
2.4.3 データ収集システム	33
2.5 光学系の較正	39
2.6 TALE 実験の地表検出器アレイ	43
2.6.1 TALE 実験地表検出器	43
2.6.2 トリガー DAQ サイクル	47
2.6.3 トリガー DAQ サイクルにおける各種トリガー	48

第 3 章	ハイブリッドトリガーシステム	51
3.1	ハイブリッドトリガーシステムの要求される条件	52
3.1.1	ハイブリッドトリガー導入に伴う SD タワー PC のプログラムの追加	52
3.1.2	ハイブリッドトリガーシステムの開発のための実験	53
3.1.3	TALE ハイブリッドトリガーシステムの評価と TALE FD のトリガー送信 条件	56
3.1.4	ハイブリッドトリガーと SD アレイ内シャワートリガーの時間差の研究	57
3.1.5	システムの稼働状況	58
第 4 章	データ解析	62
4.1	ハイブリッド解析のためのモンテカルロシミュレーション	62
4.1.1	検出器シミュレーション	62
4.2	ハイブリッド解析手法	65
4.2.1	解析に使用する PMT の選別	65
4.2.2	ハイブリッド解析による空気シャワー到来方向の再構成	70
4.2.3	縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法	74
4.3	ハイブリッド再構成手法の性能	77
4.3.1	ハイブリッド再構成の決定精度	77
4.3.2	決定精度	77
4.4	実データ解析	80
第 5 章	結論	82

要旨

宇宙線物理学の研究分野で、現在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これまでのさまざまな観測からわかっている。しかしその一方で、より高エネルギーの $10^{18.2}$ eV \sim $10^{19.5}$ 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している。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、小さな系統誤差で精密に測定するために、TA Low Energy extension (TALE) 実験が進んでいる。TALE 実験は TA 実験の検出可能な一次エネルギーの範囲を低エネルギー側に拡張する実験で、TA 実験に隣接して、10 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector: FD) と 80 台の地表検出器 (Surface Detector: SD) を設置している。TALE 実験用の 10 基の FD は 2013 年 9 月から、80 台の SD は 2018 年 2 月から定常観測を継続している。

FD は空気シャワー全体をカロリメトリックに観測するので、シミュレーションに対する依存性が少なく、小さな系統誤差で宇宙線のエネルギーを決定することができ、さらに、空気シャワーの縦方向発達を観測することができるので、宇宙線の質量組成も測定が可能である。しかし、FD 単眼観測では空気シャワーの到来方向を決定するのが難しい。そこで、同一空気シャワーイベントに対して FD の情報だけでなく SD の情報を収集し、解析する際に FD と SD の両方の情報を使う解析 (ハイブリッド解析) 手法を使うことで空気シャワーの到来方向決定精度は格段に向上する。

そこで本研究では、従来の TALE FD と TALE SD の完全に独立なトリガーアルゴリズムとデータ収集に加え、FD によるシャワー検出に同期して SD の 1 台以上の波形信号を収集するハイブリッドトリガーシステムを開発した。同システムは 2018 年 9 月から安定稼働している。ハイブリッドトリガーを導入することで、今まで FD で再構成の難しかったイベントについて再構成の精度が向上し、2nd knee 付近でのエネルギースペクトルの形状や、組成の解析をより高い精度で議論できるようになると期待される。

本論文では、ハイブリッドトリガーシステムの詳細や稼働状況について述べる。さらに、同一空気シャワーイベントに対して FD の情報だけでなく SD の情報を使って再構成するハイブリッド解析の詳細を説明し、擬似空気シャワーイベントを解析することで、ハイブリッド解析再構成決定精度を評価した。

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 以上までの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。

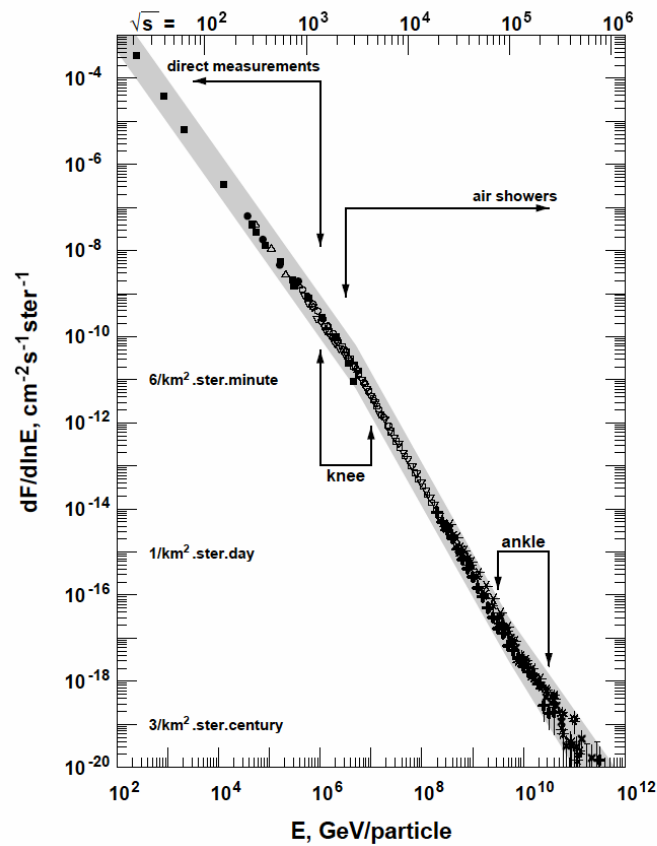


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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。

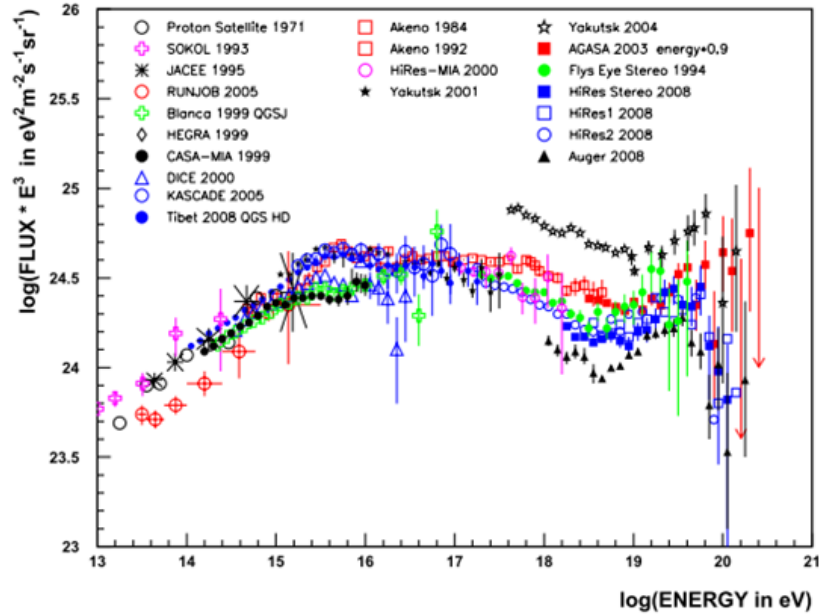


図 1.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることが分かる。[1]

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 [5]。

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」

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)。

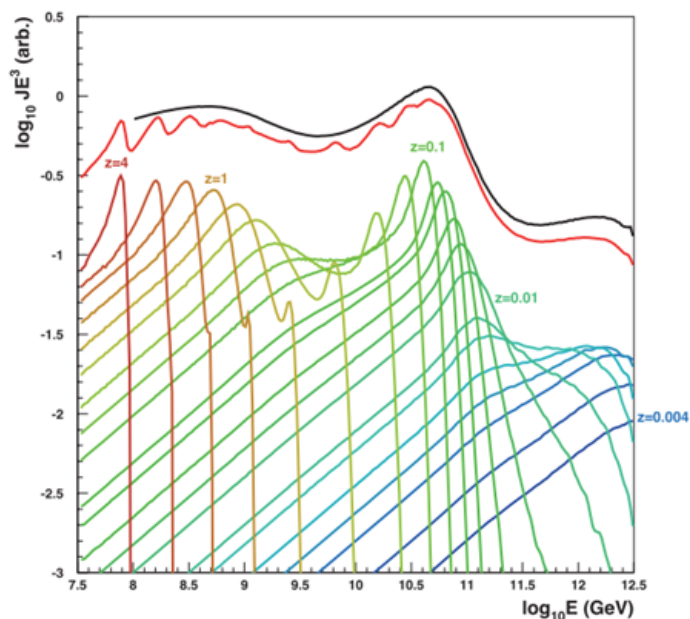


図 1.3: 各エネルギーで宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移量 z [6]

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 [6]。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。

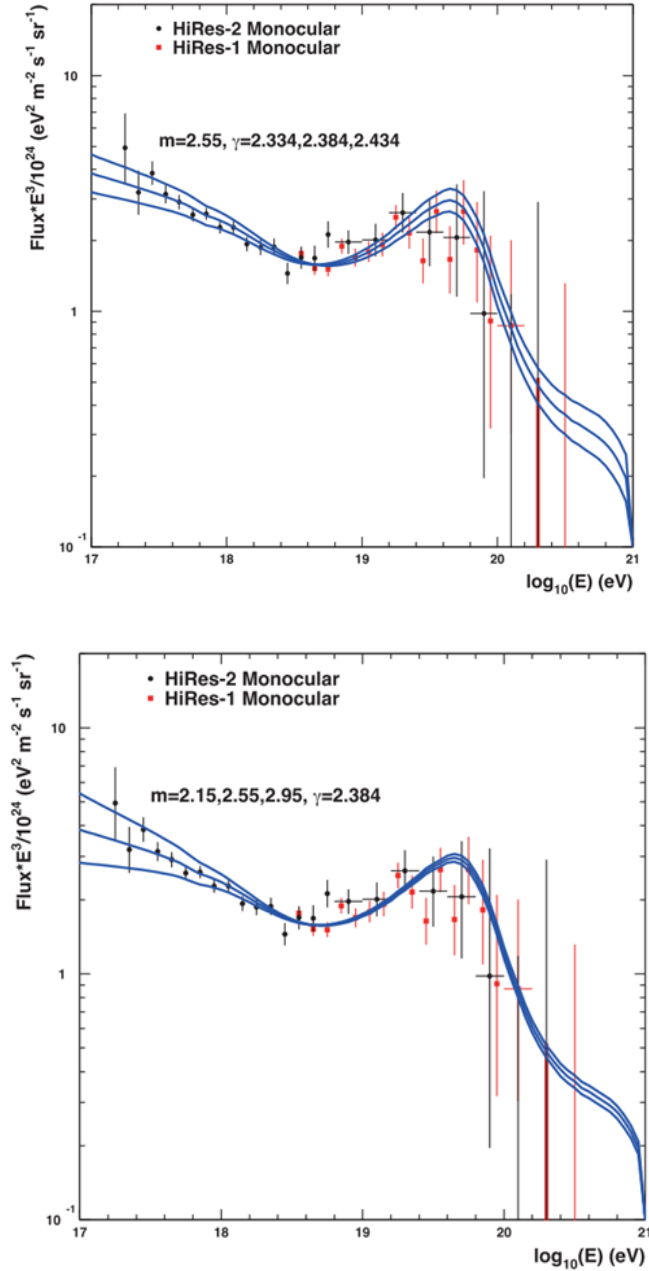


図 1.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与(上)、evolution parameter(m)の寄与(下)。スペクトルインデックスの違いは、GZK領域、“2ndknee”領域の両方に現れるのに対して、 m の違いは“2nd knee”領域で顕著であることがわかる [6]。

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。

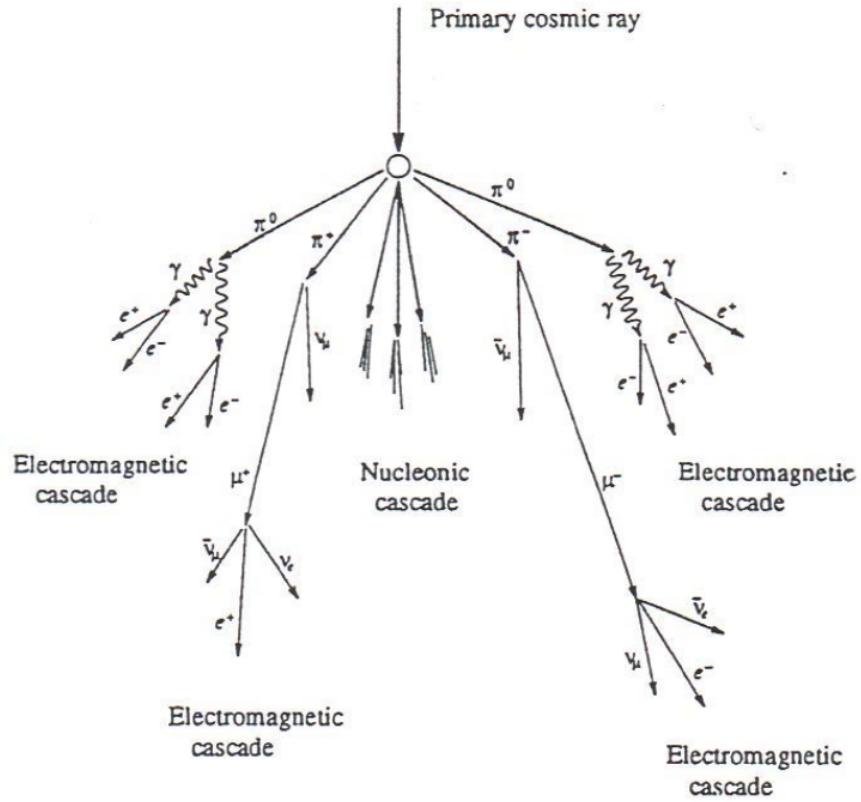


図 1.5: 空気シャワーの模式図

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 [7]。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 [5]。

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。一次宇宙線のエネルギーは N_{\max} に依存しており、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は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。

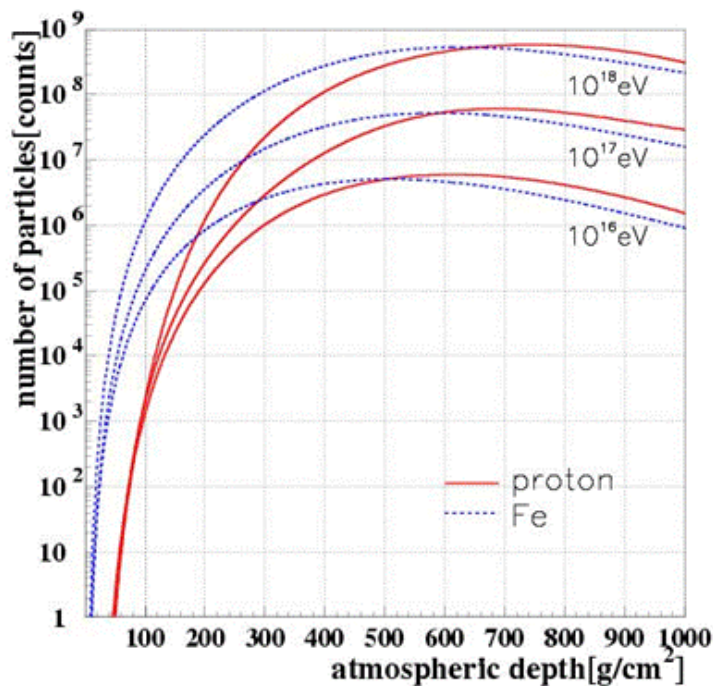


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達

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 [8]、Greisen により整理された NKG function が一般的によく使われる [9]。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 [10]。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 [10]。

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

いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.7 に示す。

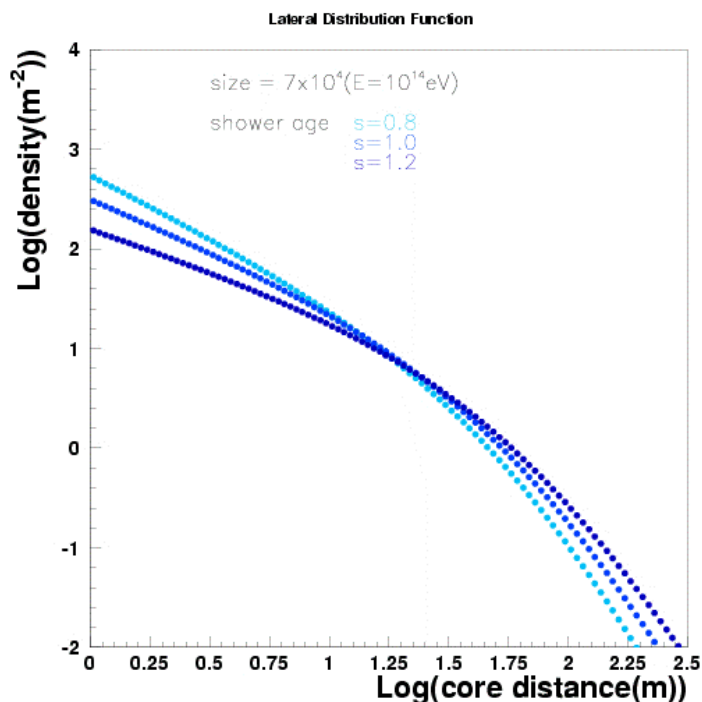


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布

1.3.4 空気シャワーの観測方法

現在空気シャワーの観測方法には大きく分けて、空気シャワー粒子が大気中で発する紫外光(大気蛍光)を光学望遠鏡でとらえる方法、地表に到達する空気シャワー粒子を地表粒子検出器により検出する方法の2種類がある。

大気蛍光法

大気蛍光を観測する方法では、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用する。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子中の電子は励起され、この電子が低い準位に落ちるときにエネルギーを蛍光として放出する。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレータとして働く。80 MeV の電子が1気圧の大気中を1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ4個であるが、一次宇宙線のエネルギーが 10^{20} eV の場合、膨大なシャワー粒子数のために全体での光子数は 2×10^{15} 個に達し、その発光継続時間は $30 \mu s$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ30 km 遠方からでも観測することができる。また、大気蛍光の放射は等方的であるので一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができる。

大気蛍光を用いた観測による一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて「空気シャワー軸の再構成」と「空気シャワーの縦方向発達の再構成」の2段階を経て行われる。まず宇宙線の到来方向(=空気シャワー軸)の再構成を蛍光の軌跡から求める。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交線がシャワー軸となる(図 1.8)。

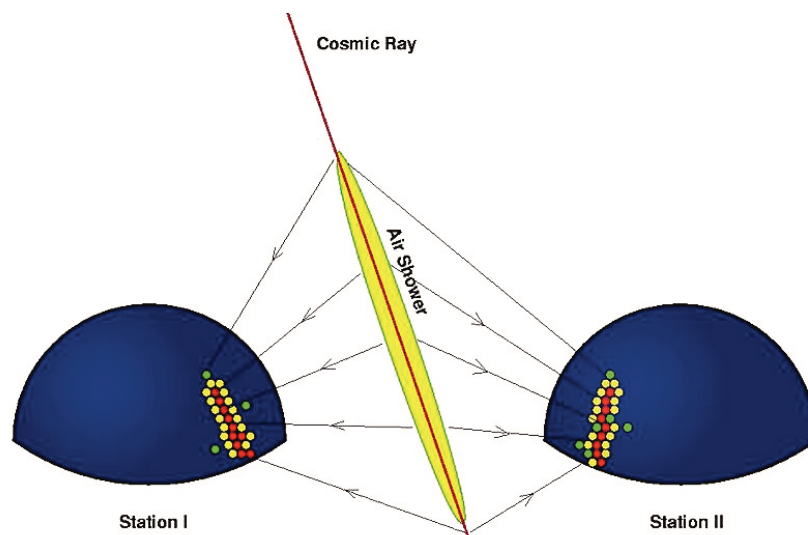


図 1.8: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子 1 個から光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も考慮する。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (1.18) と比較することでシャワー発達曲線 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの 90% 以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものである。したがって、求められたシャワー発達曲線 $N_e(X)$ から式 (1.22) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.22)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ X_{max}) から、一次粒子の質量組成の測定が可能である。

このように、大気蛍光を用いた観測では、シャワーの縦方向発達が観測できるので、地表検出器に比べると得られる情報量が多く、一次宇宙線のエネルギーも、不定性の大きい高エネルギーハドロン相互作用の詳細に依存することなく決定できる。しかし、この方法でエネルギーを決定するには、大気中の蛍光発光効率、紫外光の散乱・吸収率、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。また、大気蛍光法で観測するには条件として「月のない晴れた夜」であることが求めれ、その観測効率は 10% 以下になるという不利な点がある。

地表粒子検出器による観測

粒子検出器を地表に多数配置し、到来する空気シャワー粒子を検出する装置を空気シャワーアレイと呼ぶ。空気シャワーアレイは高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられてきた。この方法は大気蛍光法とは違って観測条件に天候や昼夜を問われないため、24時間365日の連続した観測が可能である。

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

空気シャワーの粒子群は図 1.9 のようにシャワー面を形成して地表に到来する。この厚みを考慮しつつ各検出器への到来時刻差から空気シャワーの到来方向を求める。また、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数から空気シャワー全体の全粒子数と横方向分布を推定することで得られる。しかし、全粒子数と横方向分布から一次宇宙線のエネルギーを推定するためには、ハドロン相互作用を考慮したモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。また、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。

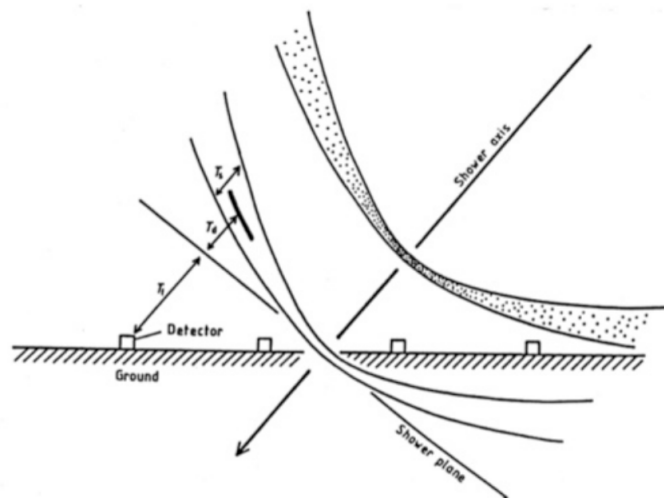


図 1.9: 地表付近の空気シャワー断面の概念図

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。

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 [14]。

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 $10^{15} \sim 10^{18}\text{ eV}$ のエネルギーを持つ宇宙線を観測する [15]。

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 $10^{15} \sim 10^{18}\text{ eV}$ のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [16]。

IceCube neutorino 観測所の IceTop

IceCube neutorino 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 個ストリング状に水中に並べたもので、これが 120 m 間隔で 86 本、地表面から深く $1450\sim 2450\text{ m}$ 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、地表面付近に 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 $10^{15} \sim 10^{18}\text{ eV}$ のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [17]。

1.4.1 エネルギースペクトル

図 1.10、図 1.11、図 1.12、図 1.13 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。

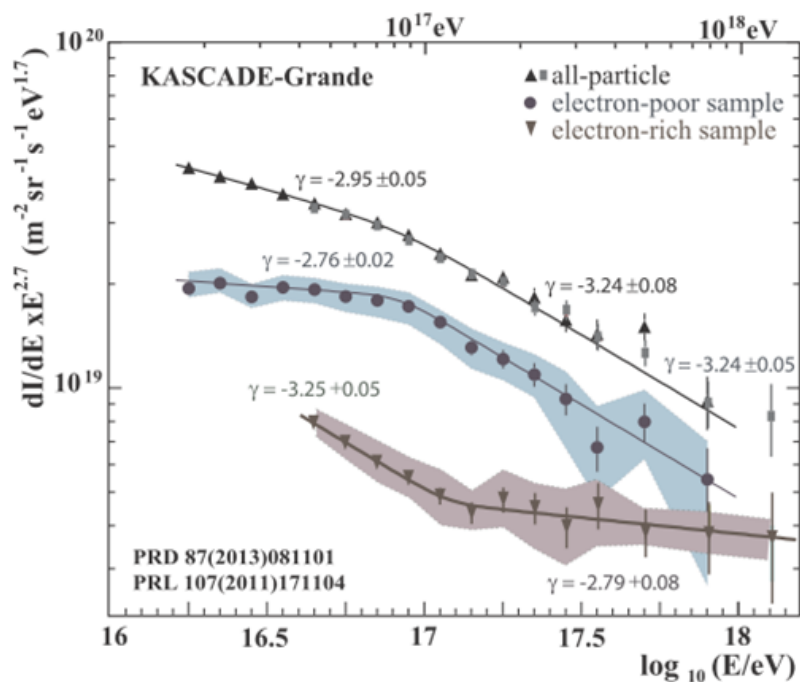


図 1.10: KASCADE-Grande 実験で観測されたエネルギースペクトル [18]。黒丸と青は muon rich、すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル。下三角と茶色は muon poor、すなわち軽一次原子核によるとと思われるシャワー。上三角と四角は全粒子スペクトルで、灰色四角が 2011 年 [19]。上三角が 2013 年 [20] に発表した結果である。色付きの領域は系統誤差の範囲を表している。

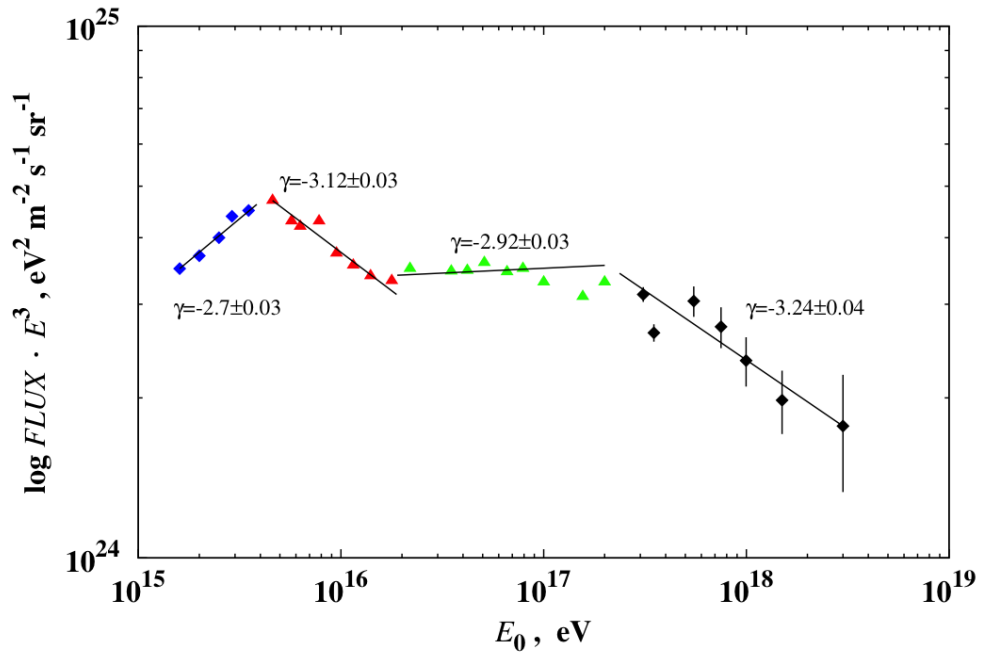


図 1.11: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [21]

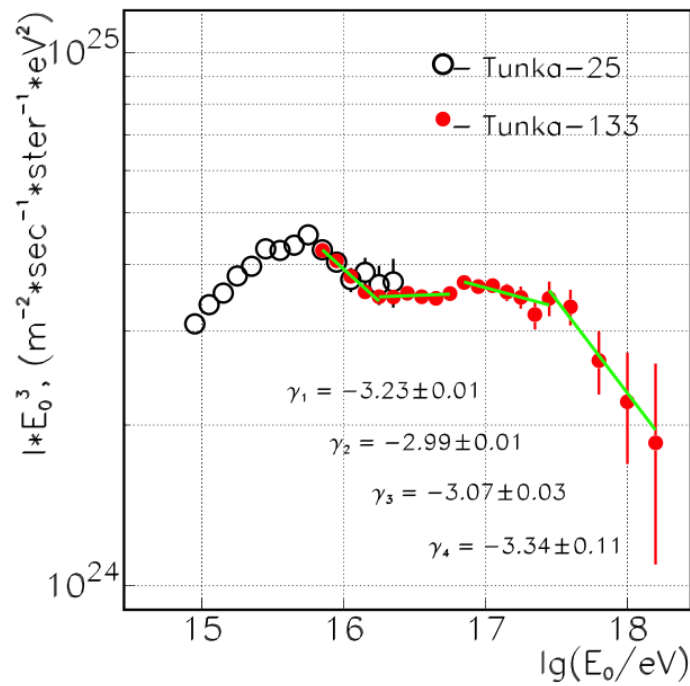


図 1.12: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [16]

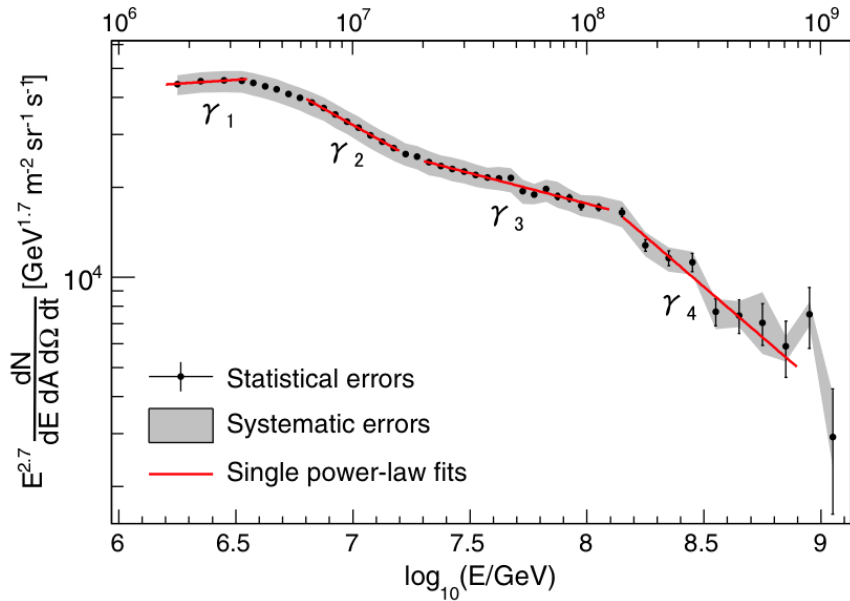


図 1.13: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [17] $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$ 、 $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$ 、 $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$

1.4.2 質量組成

図 1.14、図 1.15、図 1.16 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 1.10 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。

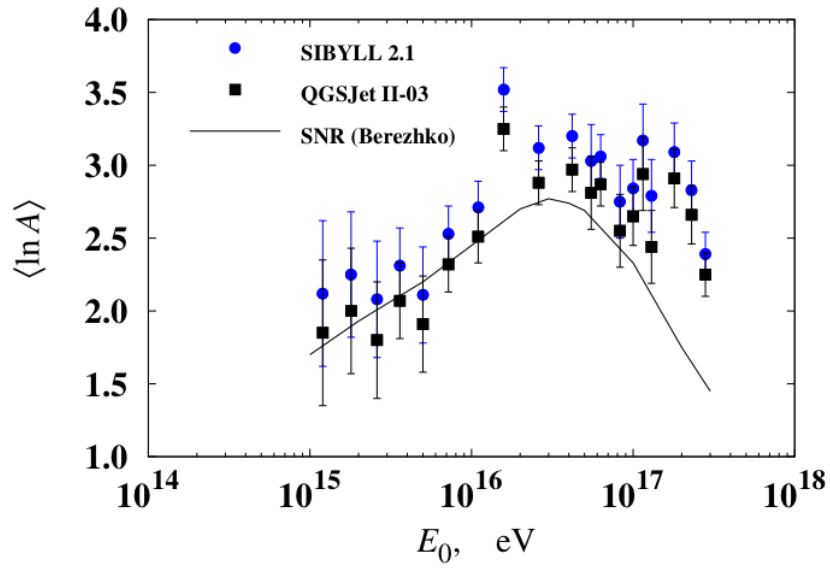


図 1.14: Yakutsk 実験で観測された質量組成 [15].

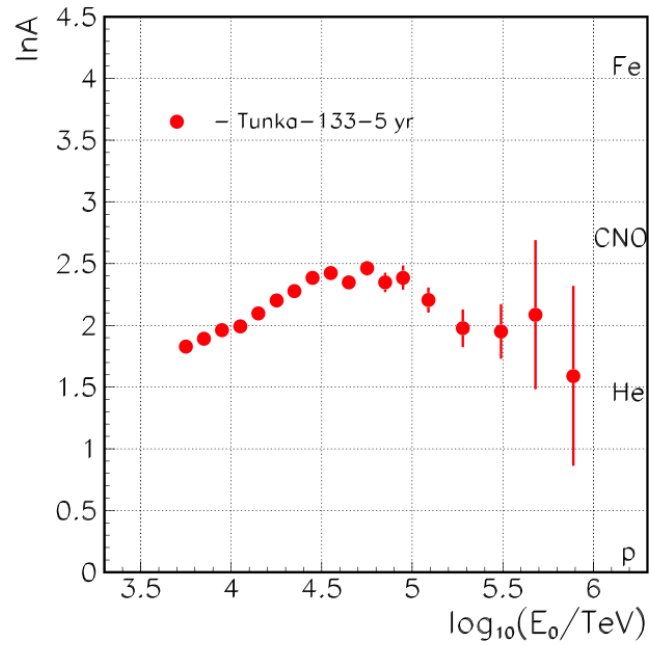


図 1.15: Tunka 実験で観測された質量組成 [16].

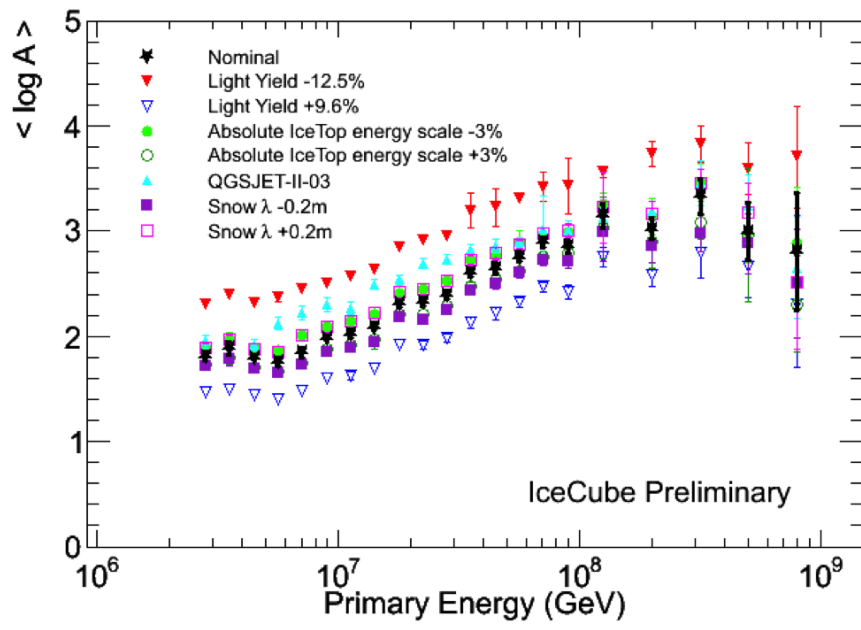


図 1.16: IceCube で観測された質量組成 [17].

第2章 TA Low energy Extension 実験 (TALE 実験)

Telescope Array 実験 (TA 実験) は日米韓露ベルギーチェコの 6ヶ国の研究機関による国際共同研究で、米国ユタ州に約 700km² の空気シャワーアレイと、38 台の大気蛍光望遠鏡からなるハイブリッド観測装置を設置し、2008 年から定常観測を継続している。TA Low energy Extension 実験 (TALE 実験) は、TA 実験よりも低エネルギー領域の宇宙線を観測する実験で、TA 実験との同時観測と相互較正によって TA 実験のエネルギー範囲を $10^{16.5}$ から $10^{20.5}$ までの 4 桁に拡大し、シャワー再構成分解能に優れたハイブリッド観測 (図 2.1) でカバーする実験である。このエネルギー範囲は、銀河系内起源の宇宙線とその最大加速エネルギー端、宇宙線源の銀河系内から銀河系外への遷移、銀河系外起源の宇宙線とその GZK 終端のすべてを含む。TA 実験+TALE 実験は統合された 1 つの実験であり、加速器で較正された唯一のエネルギースケールを用いて、この領域のエネルギースペクトルと質量組成の変化を精度良く測定する。

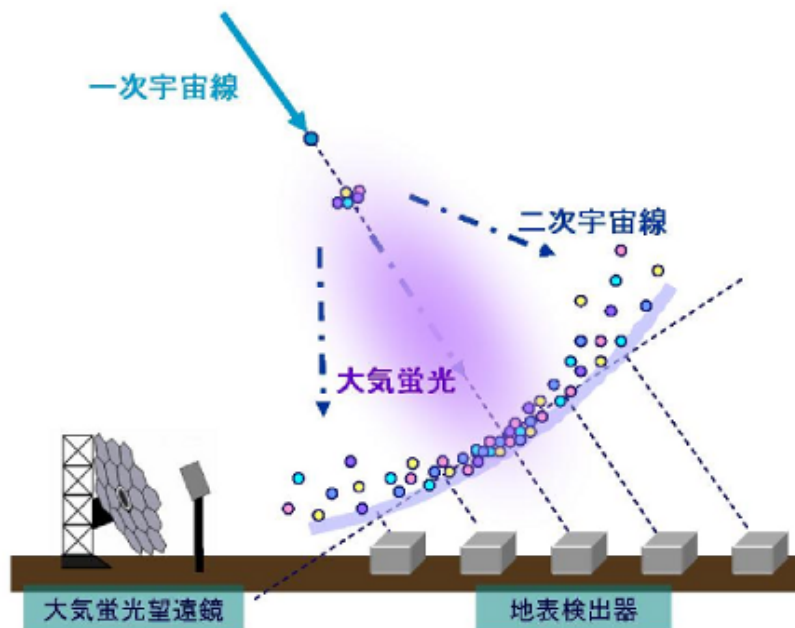


図 2.1: 空気シャワーのハイブリッド観測の概念図

2.1 TALE 実験の目的

2.1.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移の検出

1.2 節で述べたように、“2nd knee” 領域では宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外に遷移していると考えられている。この遷移領域の宇宙線は、鉄成分と陽子成分の両方を含むために X_{\max} 分布が非常に広がるはずである。TALE 実験では、ハイブリッド観測という高精度の X_{\max} 測定によって X_{\max} の elongation rate とその分布幅のエネルギーに依存した変化を見つけ、銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線への遷移の決定的な証拠をつかむ。

2.1.2 宇宙線源分布の宇宙絵論的「進化」の解明

図 1.3 のように、“2nd knee” 領域では赤方偏移のパラメータ $z \simeq 1$ の宇宙論的距離にある宇宙線源の寄与が支配的だと考えられている。TALE 実験は、ハイブリッド観測による優れたエネルギー分解能と加速器較正によって、小さい系統誤差でのエネルギースペクトルの測定を実現する。これにより “2nd knee” 領域 ($z \simeq 1$) から GZK カットオフ ($z \simeq 0.001$) までの宇宙線源の密度の変化を明らかにすることで、「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、新しく「進化」という座標軸を切り開く。

2.1.3 ハドロン相互作用モデルへのフィードバック

1.2 節で述べたように、“2nd knee” 領域は LHC の到達エネルギー上限 10^{17} eV と重なり、TALE 実験の結果と LHC での結果は同一エネルギーで外挿なしに比較可能である。TALE 実験では地表検出器アレイによる 2 次元横方向分布、大気蛍光望遠鏡による縦方向発達、時間発展に加えて、電磁成分とミューオン成分の区別という第 5 の軸を加える事ができる。これにより、5 次元的なシャワー構造を LHC エネルギーで明らかにし、超高エネルギーハドロン相互作用物理の解明に貢献する。

2.2 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、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 3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。1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 実験の検出器配置を図 2.2 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 2.3 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 2.4 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 57EeV 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 2.5 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。

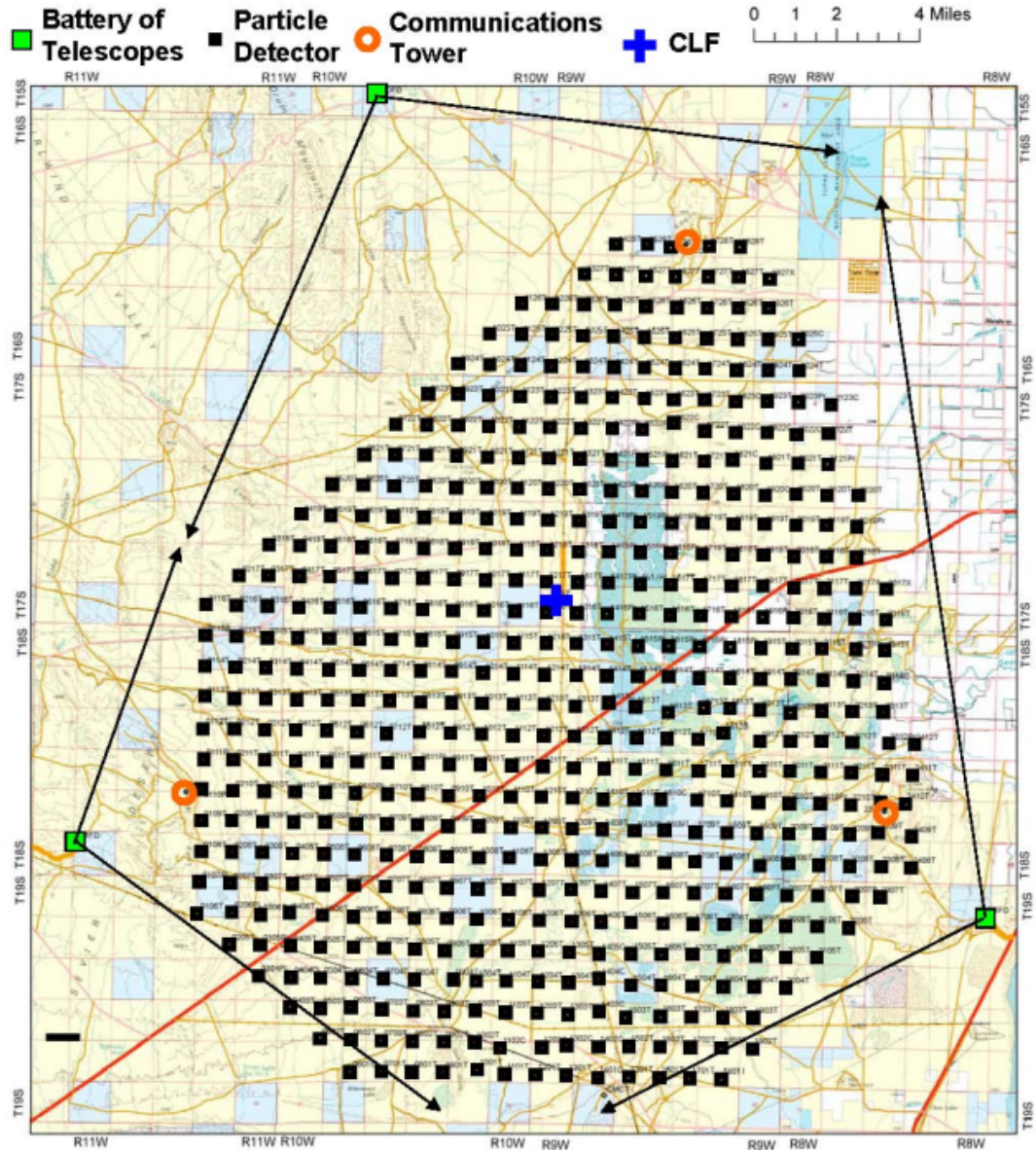


図 2.2: TA 実験における装置の配置図。黒の四角が SD の設置場所、黄緑の四角が大気蛍光望遠ステーション、橙丸が SD のデータ収集に使われる通信塔の設置場所を表している。

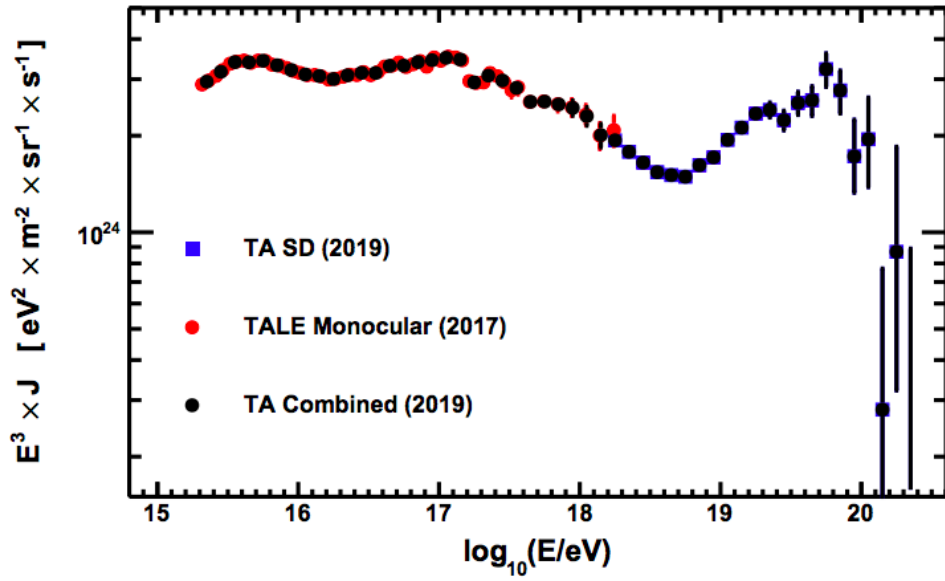


図 2.3: TA 実験によるエネルギースペクトル [22]。スペクトルの微細構造を見やすくするためにスペクトルに E^3 を掛けている。

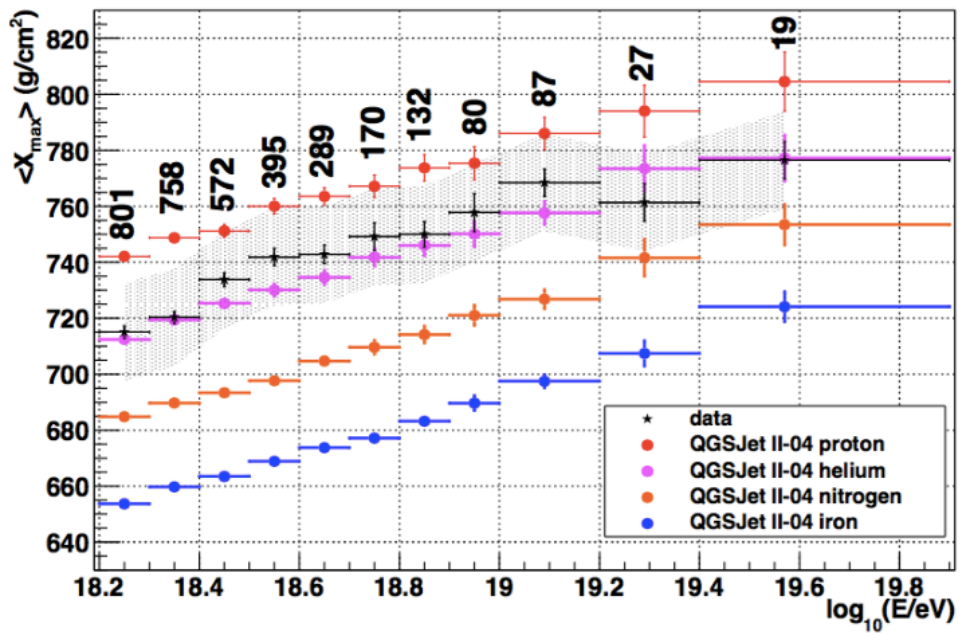


図 2.4: TA 実験による平均 X_{\max} [23]。黒が観測データ、青が陽子と仮定したとき、赤が鉄と仮定したときのシミュレーションの結果。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定した時の組成と矛盾しない。

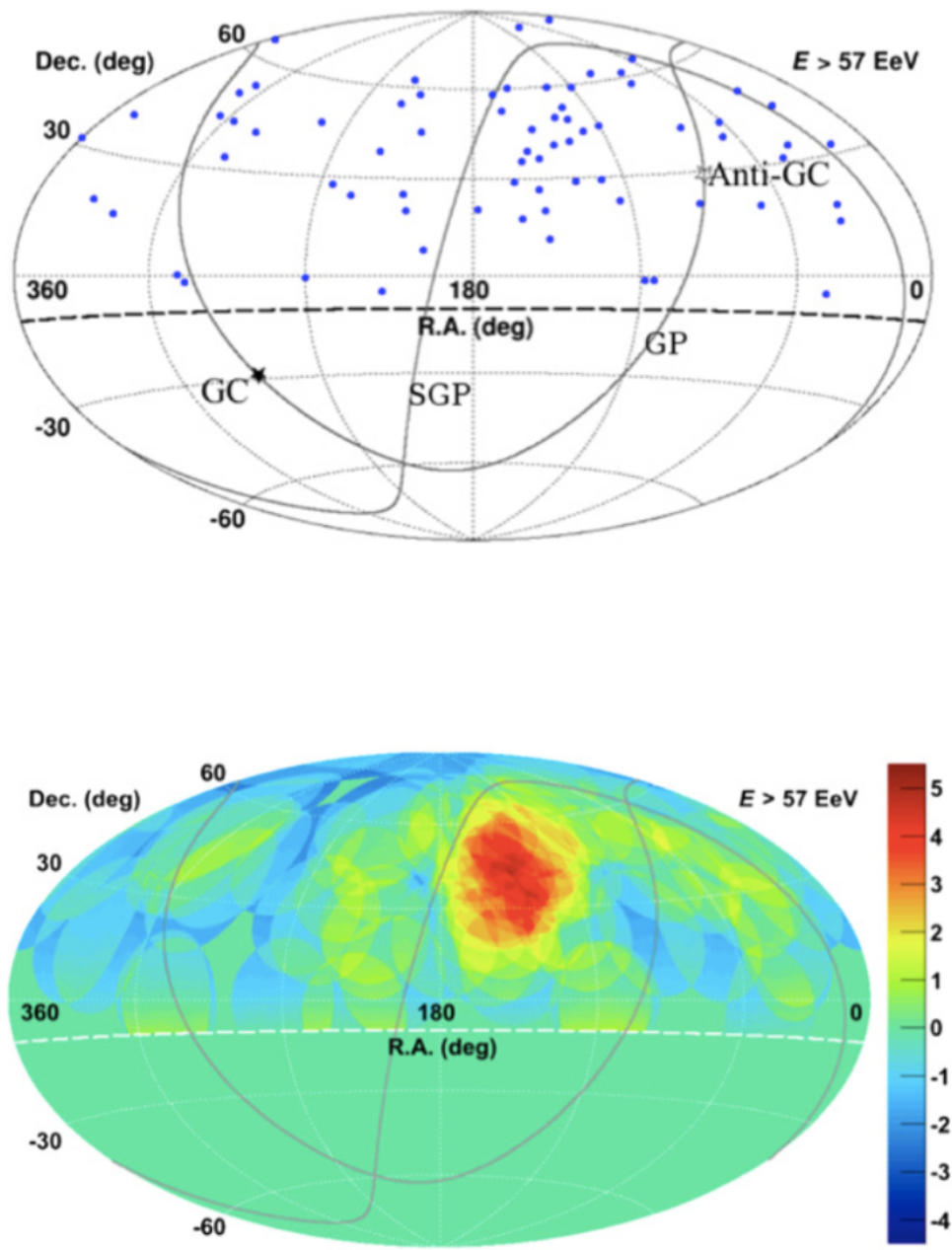


図 2.5: 上図:TA 実験で観測された 57EeV 以上のエネルギーをもつ宇宙線の到来方向。下図:上図の 1 点 1 点について 20 度の円を重ね書きして、その有意度を表したもの [24]。

2.2.1 TA 実験の大気蛍光望遠鏡

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 2.6 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 [25]。

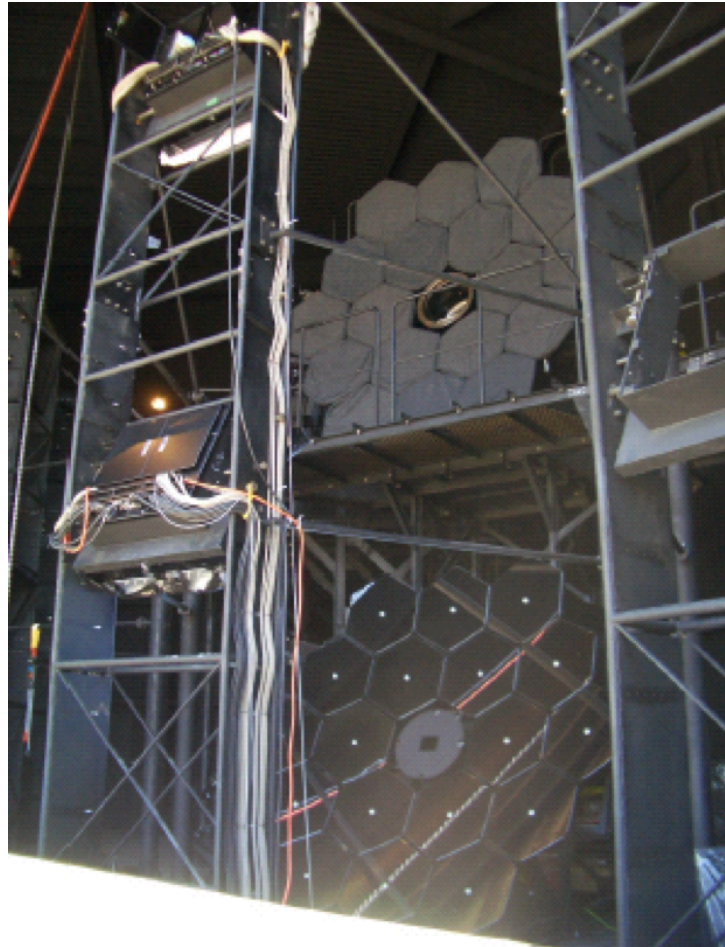


図 2.6: LR、BR ステーションの大気蛍光望遠鏡

2.2.2 TA 実験の地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2km 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は基本的にTALE実験のものと同一であるので、2.6節で詳しく説明する。

2.3 TALE 実験の装置の外観

TALE 実験は、TA 実験に隣接して、TA-FD より高仰角方向をみる大気蛍光望遠鏡と、より高い設置密度の地表検出アレイを追加することで、観測のしきい値エネルギーを $10^{16.5}$ eV まで下げ、エネルギースペクトルと質量組成をハイブリッド観測により測定する実験である。TALE 実験の配置図を図 2.7 に示す。

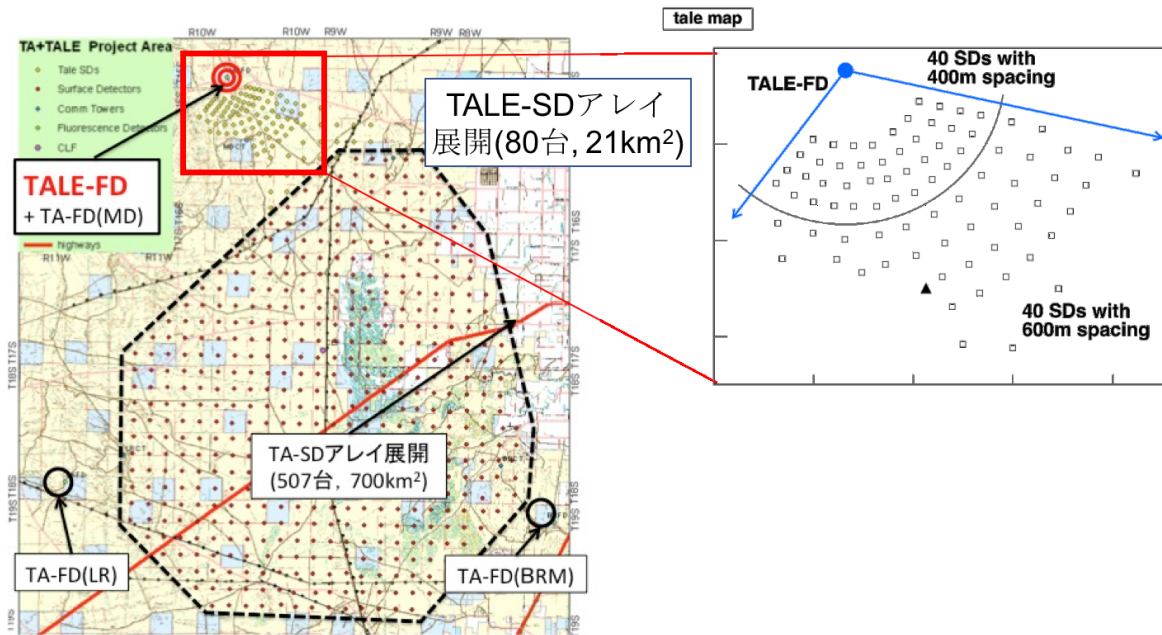


図 2.7: TALE 実験の装置の配置図。●はFDの設置場所、□は配置されたSDの場所、▲はSD中央データ通信塔を表す。

TALE 実験のFDステーションはTA実験のMiddle Drumステーションに隣接して設置され、TA-FDの視野のさらに上、仰角 31° - 59° を見る。これにより、より高い高度で最大発達を迎える空気シャワー、すなわち、より低いエネルギーの宇宙線を観測する。TALE 実験FDステーションには10基のFDが2012年に設置され、2013年9月から稼働している。

一次宇宙線のエネルギーが 10^{17} eV 以下の空気シャワーに対して、TALE-FDによって検出可能なコア距離はステーションからほぼ半径3km以内に限定される。従って、ステーションから3km以内の領域には、低エネルギーの空気シャワーに感度を持たせるために、SDを密に配置している。すなわち、TALE-FDステーションに最も近い部分には、SDを40台、400m間隔で並べ、 3×10^{16} eVの空気シャワーに対して100%のハイブリッド検出効率を持つようにしてある。そしてその外側の部分、ステーションから3~5kmの範囲に、SD40台を600m間隔で並べ、 10^{17} eVの宇宙線に対して100%の検出効率を持たせてある。2018年2月に全80台のSDの設置を完了し運用を開始した。

2.4 TALE 実験の大気蛍光望遠鏡

TALE 実験 FD ステーションは図 2.8 のように MD ステーションに隣接して設置されている。TALE 実験 FD ステーションに設置されている望遠鏡とエレクトロニクスは HiRes 実験で使われた装置を再調整したものである。図 2.9 のように望遠鏡の主鏡は MD ステーションで使用しているものと同様のもので、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡である。望遠鏡 1 台の視野は方位角方向、仰角方向ともに 14° である。TALE 実験の FD ステーションは 30° - 44° の視野を向く望遠鏡 5 台と、 44° - 57° の視野を向く望遠鏡 5 台からなり、全体では方位角 114° 、仰角 30° - 57° をカバーしている。それぞれの望遠鏡は空気シャワーからの大気蛍光およびチェレンコフ光を集光するための鏡、集光された光を撮像する PMT カメラ、PMT からの信号を読み出すエレクトロニクスで構成されている (図 2.10)。

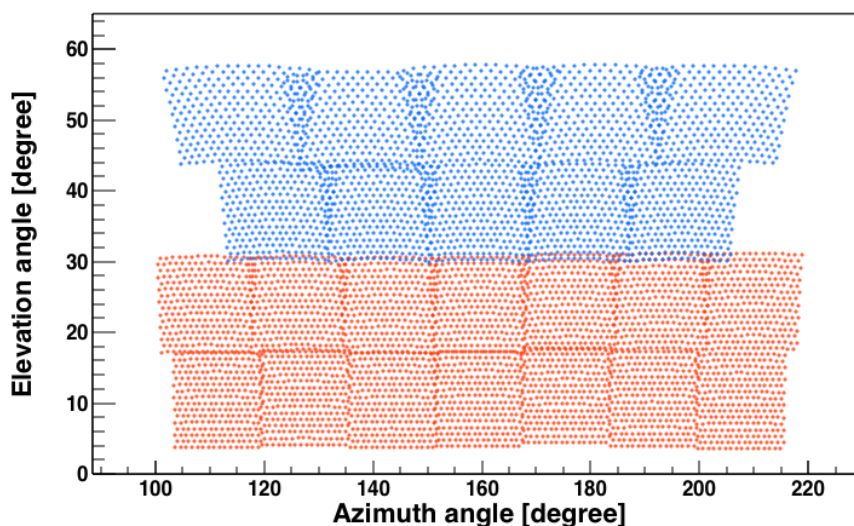


図 2.8: 上図:MD (Middle Drum) ステーションと TALE ステーション 下図:下の赤い部分が MD の視野、上の青い部分が TALE の視野である。



図 2.9: TALE 実験 FD ステーションの大気蛍光望遠鏡。左は上視野望遠鏡で右は下視野望遠鏡である。PMT カメラは黒色のボックスの中に 256 本敷き詰められている。

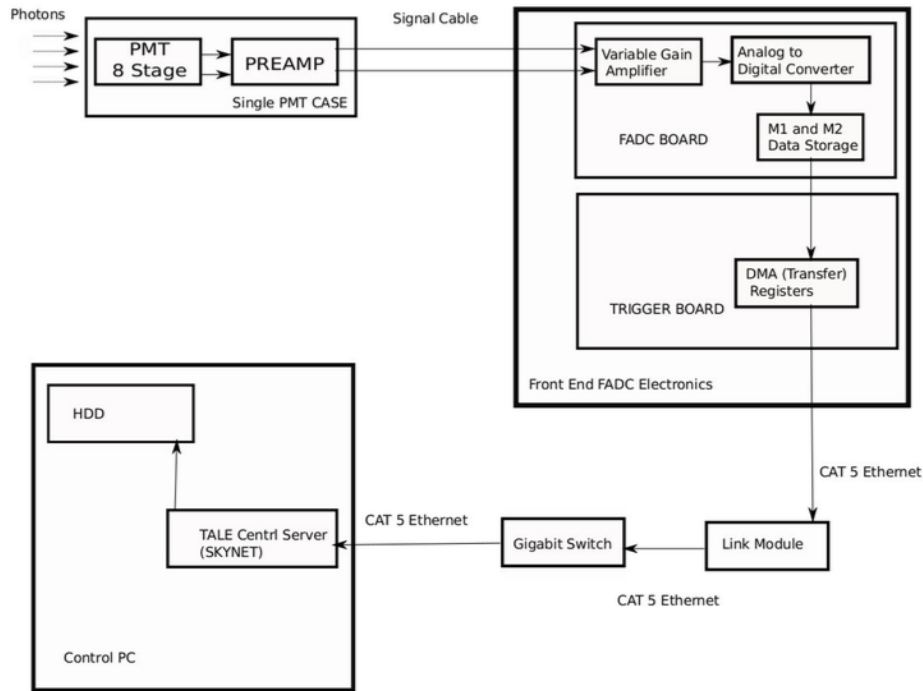


図 2.10: TALE-FD ステーションのエレクトロニクスのブロック図。PMTに入射した光子は電気信号に変換され、FADC ボードにてデジタル化されバッファに記録される。

2.4.1 光学系

TALE-FD ステーションの大気蛍光望遠の 1 基の視野は、方位角方向、仰角方向ともに 14° である。仰角 $30^\circ \sim 44^\circ$ の視野を向く望遠鏡 (ID: 16, 18, 19, 21, 23)、 $44^\circ \sim 57^\circ$ の視野を向く望遠鏡 (ID: 15, 17, 20, 22, 24) からなり、全体では方位角 114° 、仰角 $30^\circ \sim 57^\circ$ がカバーする視野を持つ (図 2.11)。望遠鏡の ID は MD ステーションの望遠鏡 14 基の続きから割り当てられている。望遠鏡に使用される球面鏡は、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡である。球面鏡の曲率半径は、4780 mm (ID: 17) と 4740 mm (ID: 15, 16, 18 ~ 24) である。

球面鏡の反射率は球面鏡ごとに異なるが、BRM、LR、MD ステーションと同様に波長域 330 nm ~ 450 nm で 80% 以上である。BRM/LR/MD/TALE ステーションの球面鏡の反射率の測定には、コニカミノルタ社製分光測色計 CM-2500d を使用している。

2.4.2 PMT カメラ

PMT カメラの構成は TA-FD ステーションと同じで、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT からなる (図 2.12)。PMT カメラは球面鏡の焦点面に設置されており、球面鏡の中心と PMT カメラの中心の距離は 2.29 m (ID : 0, 1, 3 ~ 9) と 2.31 m (ID : 2) である。使用されている PMT は Phillips XP3062/FL (図 2.13) で、各 PMT は 1 本で $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持つ。

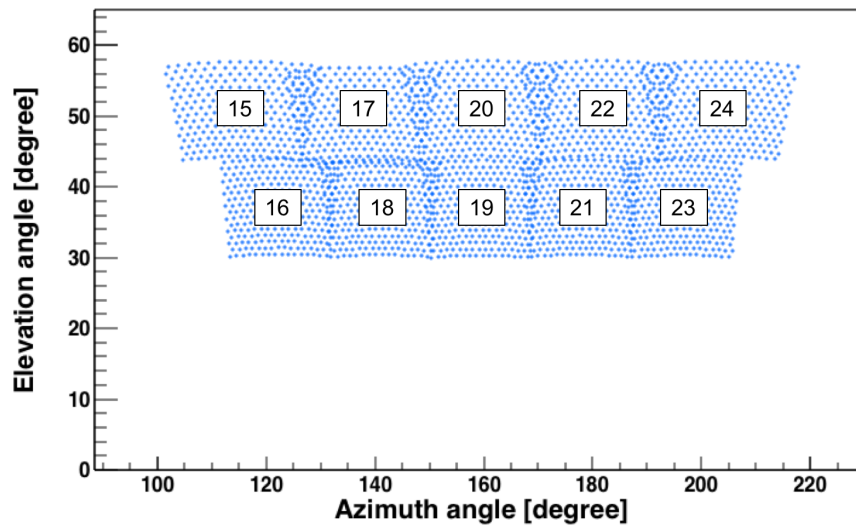


図 2.11: TALE-FD ステーションの各望遠鏡の ID (15 ~ 24)。

PMT の大きさ (六角形の対辺の距離) は 46 mm であり、 $360 \times 720 \times 620$ cm (感面の高さ \times 幅 \times カメラの奥行き) である。有効検出面積は PMT 1 本あたり 1000 mm^2 である。各 PMT は、HV 分配器とプリアンプを内蔵し、信号はプリアンプによって電圧に変換される。また、PMT の量子効率、全ての PMT で同じ値と波長依存性を持つと仮定し、図 2.14 の値をプログラム内で使用している。各 PMT カメラには、大気蛍光の波長以外のバックグラウンド光をカットするためのバンドパスフィルター (図 2.15) がカメラ感面前に装着されている。

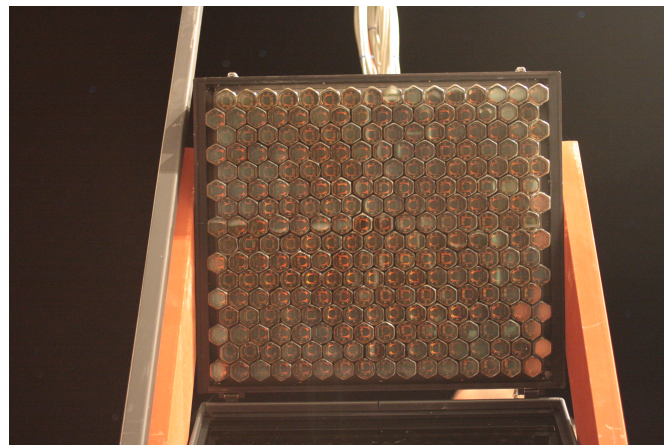


図 2.12: TALE-FD の PMT カメラ

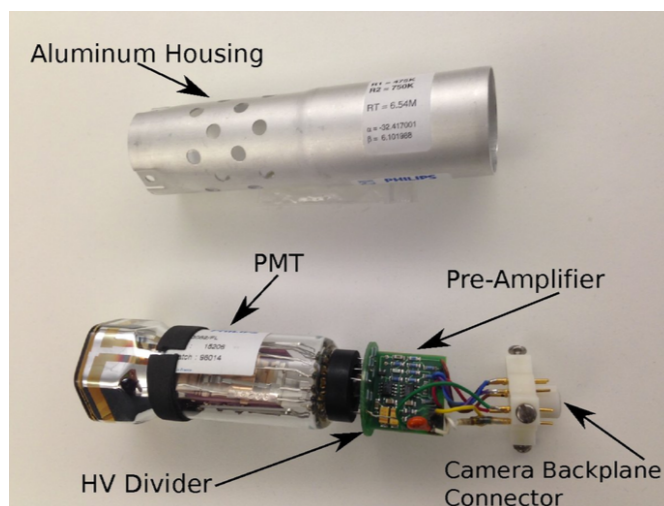


図 2.13: TALE-FD カメラで使用されている PMT。HV 分配回路、プリアンプが内蔵されており、図上部のアルミニウムシールドに格納して使用している。

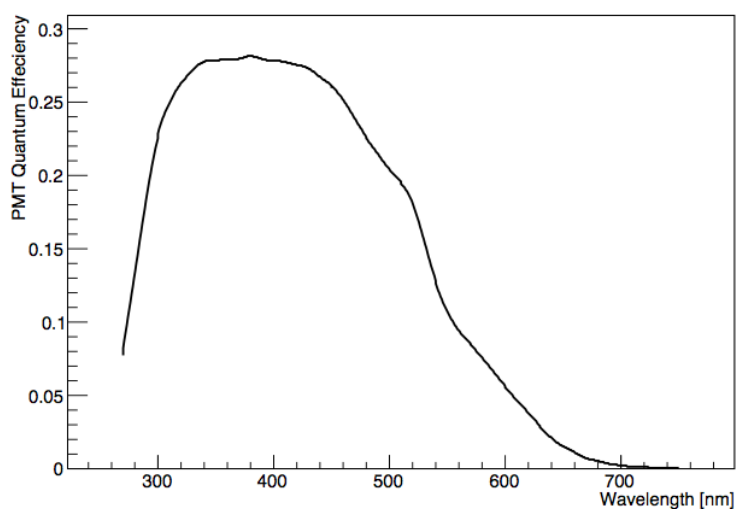


図 2.14: PMT の量子効率 [39]

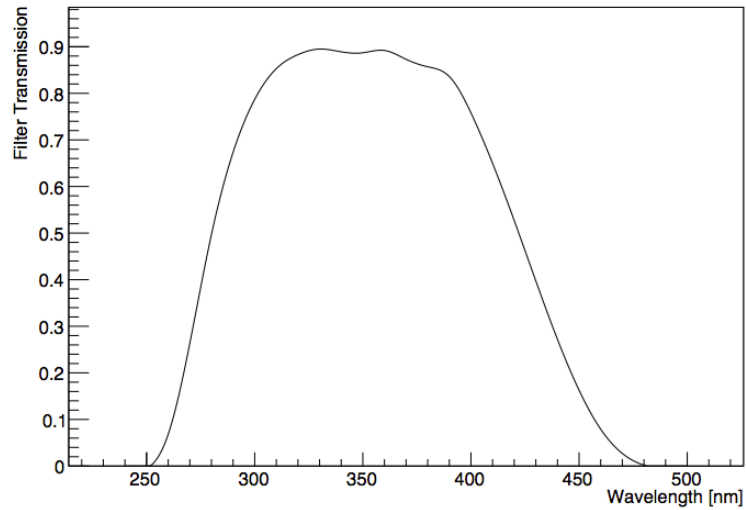


図 2.15: TALE-FD のカメラ前面に取り付けられているバンドパスフィルターの各波長に対する透過率 [39]

2.4.3 データ収集システム

TALE-FD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレートの写真を図 2.16 に示す。エレクトロニクスクレートは Power Controlle ボード (図 2.18)、低電圧 (Low Voltage, LV) パワーサプライ、PMT への高電圧 (High Voltage, HV) 電源、FADC ボード、Host/Trigger ボード (図 2.17)、Link モジュール (図 2.18) で構成されている。1 つのエレクトロニクスクレート内に隣り合う望遠鏡 2 基分のエレクトロニクスが収納されている。

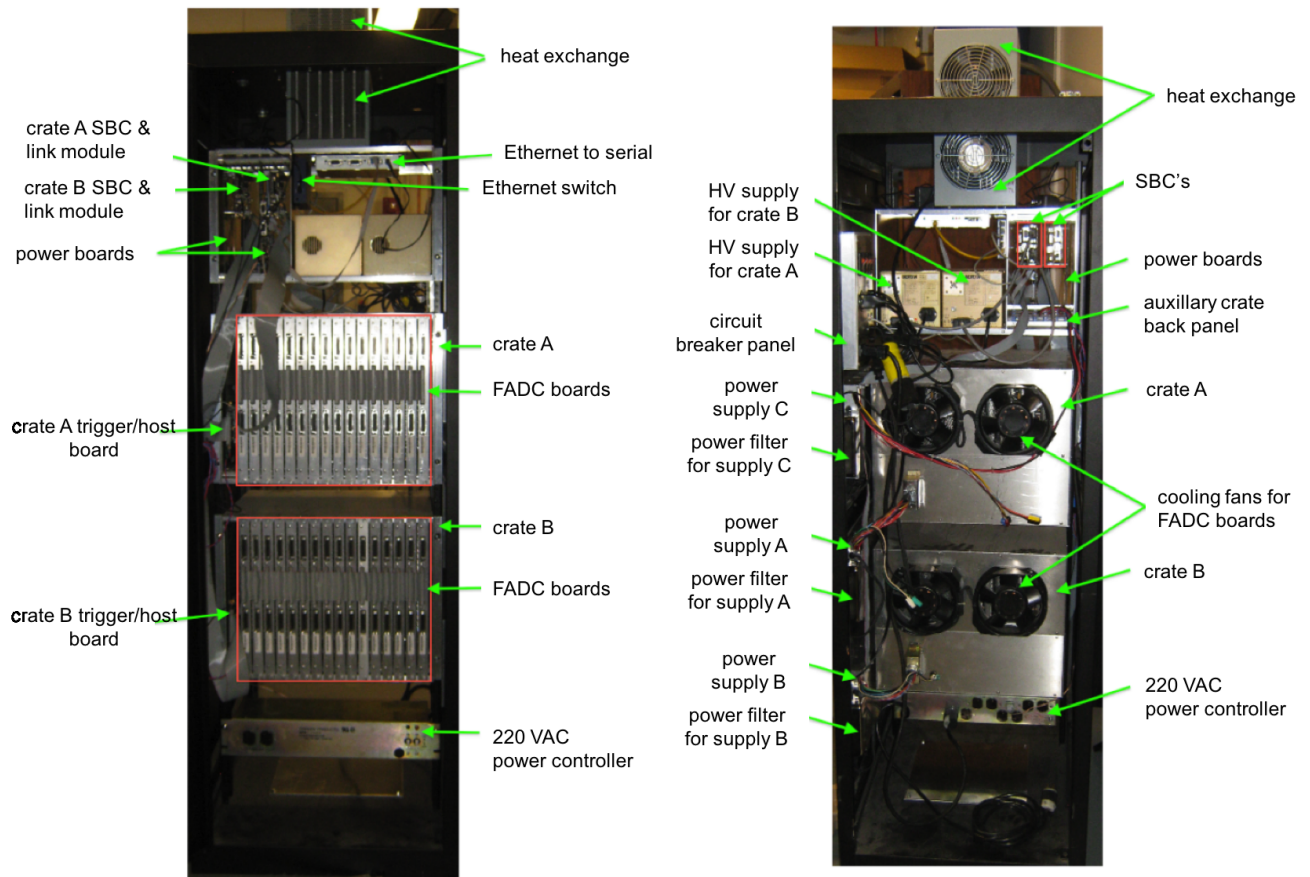


図 2.16: TALE-FD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレート。

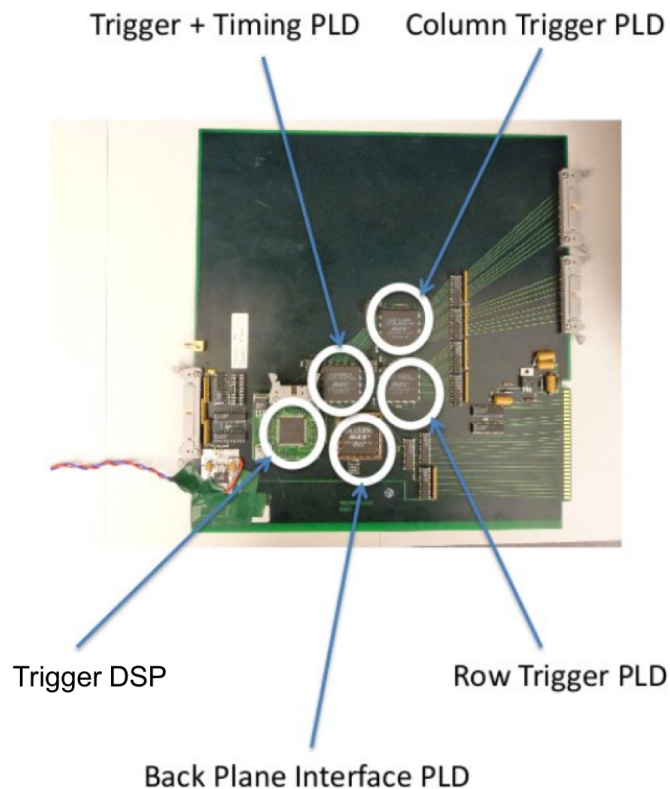


図 2.17: TALE-FD ステーションで使用されている Host/Trigger ボード。

FADC ボード

1つのPMTカメラに対してFADCボード(8bit、10MHzサンプリング)は16枚使用している。PMTで検出された信号はFADCボードに送信され、100nsごとにアナログ信号からデジタル信号に変換し、M1リングバッファに保存される。1枚のFADCボードは20チャンネル有しており、16チャンネルはPMTカメラの縦16本分の信号を記録、2チャンネルはPMTカメラの縦16本分の信号を足し合わせ、それをHigh GainまたはLow Gainをかけて得た信号をそれぞれ記録、残りの2チャンネルはPMTカメラの横16本分信号を足し合わせ、それをHigh GainまたはLow Gainをかけて得た信号をそれぞれ記録している。High Gainをかけて記録したチャンネルのことをH-Sumチャンネル/V-Sumチャンネルと呼び、合計32チャンネルある。FADCボードはH-SumチャンネルとV-Sumチャンネルをディスクリミネータの入力とし、その出力をHost/Triggerボードへ送信している。しきい値はペDESTAL +12ADCカウントに設定されている。トリガー条件が満たされればHost/Triggerボードから信号保持命令がFADCボードへと送信される。信号保持命令を受けた場合、M1リングバッファに記録されたデータをM2メモリバッファに転送する。820 μ s以内に信号保持命令を受けなければ、M1リングバッファは上書きされる。

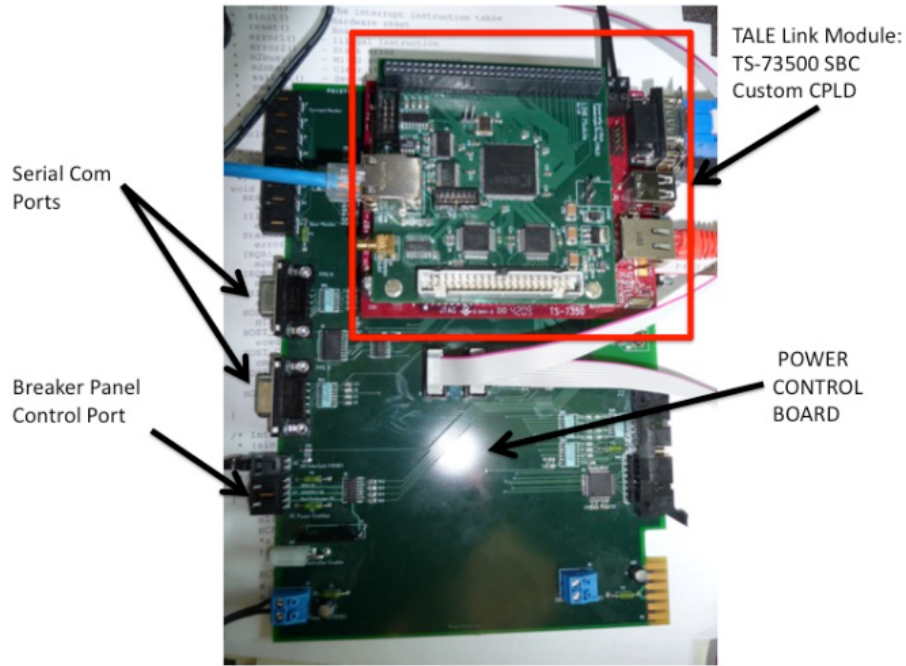


図 2.18: TALE-FD ステーションで使用されている Link モジュール。

Host/Trigger ボード

1つの PMT カメラに対して Host/Trigger ボードは1枚用いられている。Host/Trigger ボードの役割は、

1. 16FADC ボードの Host デバイス
2. トリガー判定

の2つである。Host/Trigger ボードは Trigger DSP (Motorolla 56309) [40]、 Row Trigger PLD と Column Trigger PLD (Altera EPF8425ALC84) [41]、 trigger/timing PLD (Altera EPF8425ALC84) [41]、 HOST PLD (Altera EPM7128ELC84) [42] の5つで構成されている。

Trigger DSP は HOST PLD を通じて各 FADC ボードと通信しており、FADC ボードの起動、観測開始時に行われる初期設定は Trigger DSP より行われる。Row Trigger PLD と Column Trigger PLD でトリガー判定が行われる。FADC ボードから受信したディスクリミネータ出力を 3-fold coincidence (図 2.19) にかける。H-Sum チャンネルは Column Trigger PLD で処理され、V-Sum チャンネルは Row Trigger PLD で処理される。3-fold coincidence の結果は trigger/timing PLD に送信され、Row Trigger PLD と Column Trigger PLD のどちらか一方で 3-fold coincidence を1つでも満たされればイベントトリガーを発行し、各 FADC ボードへ信号保持命令を送信する(図 2.21)。

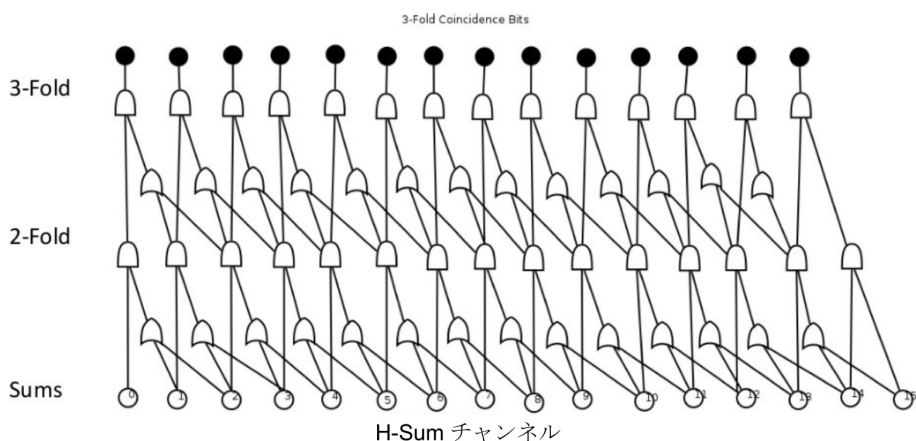


図 2.19: 3-fold coincidence の概要。AND 回路と OR 回路で構成されている。H-Sum チャンネル 1、2 が OR 回路で処理され、その結果と H-Sum チャンネル 0 が AND 回路で処理される。この工程が他の組でも行われ、その結果を 2-fold coincidence として 15 個セットする。15 個の 2-fold coincidence に対して同じ処理を行い、最終的に 3-fold coincidence を 1 つでも満たすかどうかを判定している。

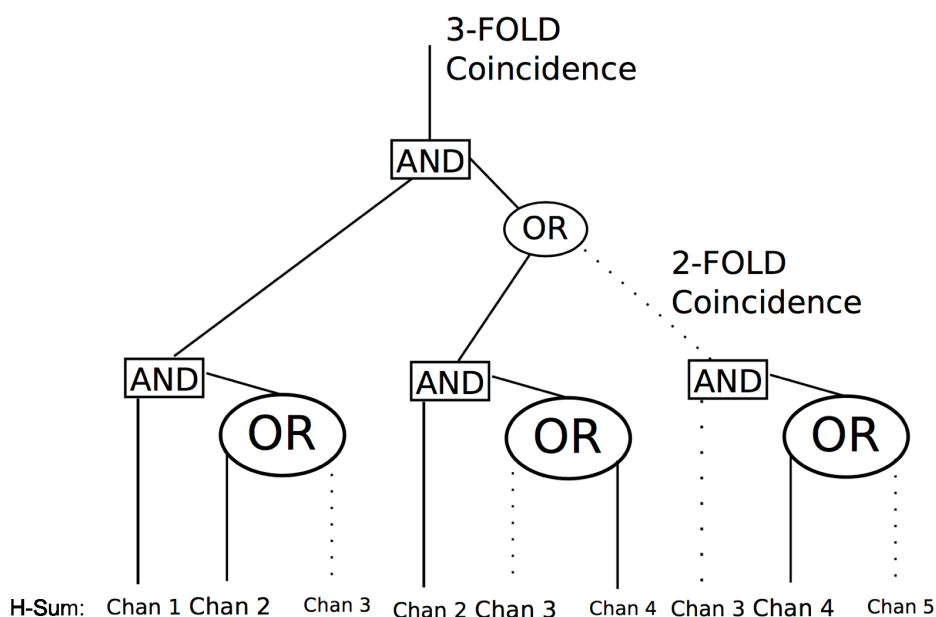


図 2.20: 3-fold coincidence の 1 例。実線で書かれた H-Sum チャンネル 1、2、4 はディスクリミネータの出力が high であり、その他の破線は low である。この例は 3-fold coincidence を満たしており、トリガーが発行される。

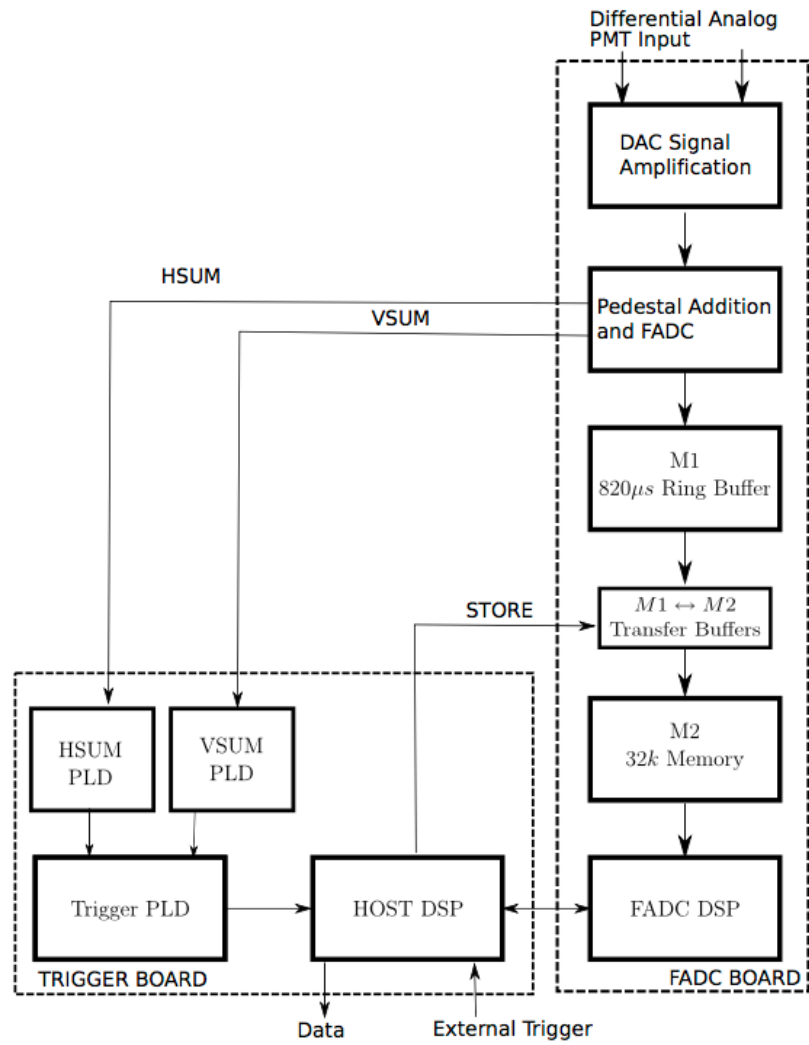


図 2.21: FADC ボードと Host/Trigger ボード間の通信の流れ。

Link モジュール

個々の望遠鏡は Link モジュールによってネットワークに繋がっている。Link モジュールも望遠鏡 1 基につき 1 つ使用している。Link モジュールは 100Mbyte/sec で記録した空気シャワーイベントデータを TALE-FD Control PC へ転送している。このモジュールは TALE 実験用に新たに作成された。低エネルギー宇宙線を観測しているので HiRes 実験よりもトリガーレートが高く、これに対応するためである。

TALE Central Timing モジュール

TALE-FD ステーションに 1 つ設置されているモジュールである。このモジュールで GPS の位置情報と時刻情報を取得して、各望遠鏡の時刻を同期している。

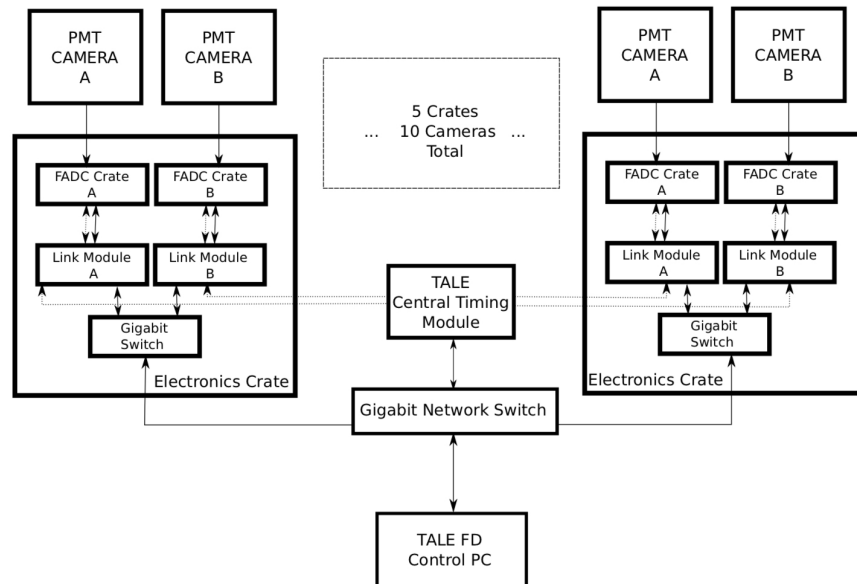


図 2.22: TALE-FD ステーションのネットワークダイアグラム。各望遠鏡で記録された空気シャワーイベントデータは Link モジュールから TALE Central Timing モジュールを通じて TALE-FD Control PC へ転送し、保存している。

2.5 光学系の較正

TALE-FD ステーションでは光学系の較正に RXF, UVLED を使用している [39]

RXF

Roving Xenon Flasher (RXF : 図 2.23) を用いて各 PMT のゲインを較正する。RXF は校正のたびに球面鏡の中心のホルダーに取り付けられる (図 2.24)。

RXF は $\sim 1 \mu\text{s}$ のパルスの光でカメラ全体を照らし、1.5 Hz で 500 ショット照射する。パルス強度の変化はとても小さい ($\sim 0.3\%$)、夜間の安定性は 2 % である。RXF による較正はその月の観測はじめに 1 度行われる。

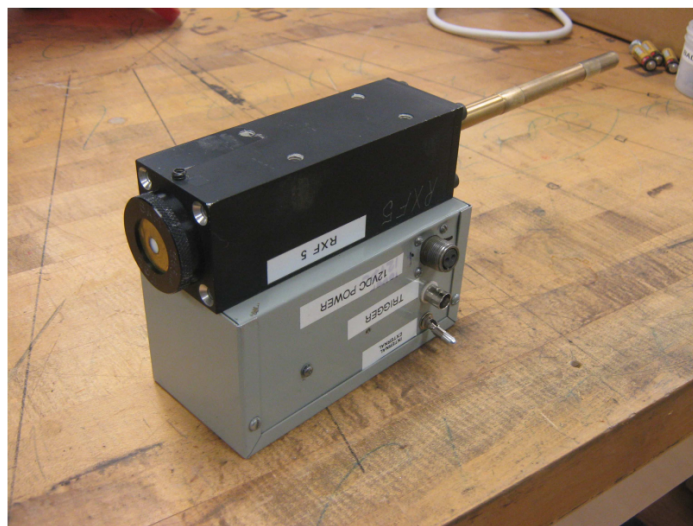


図 2.23: RXF の外観図。RXF の上部がフラッシュランプ、下部が電源である。

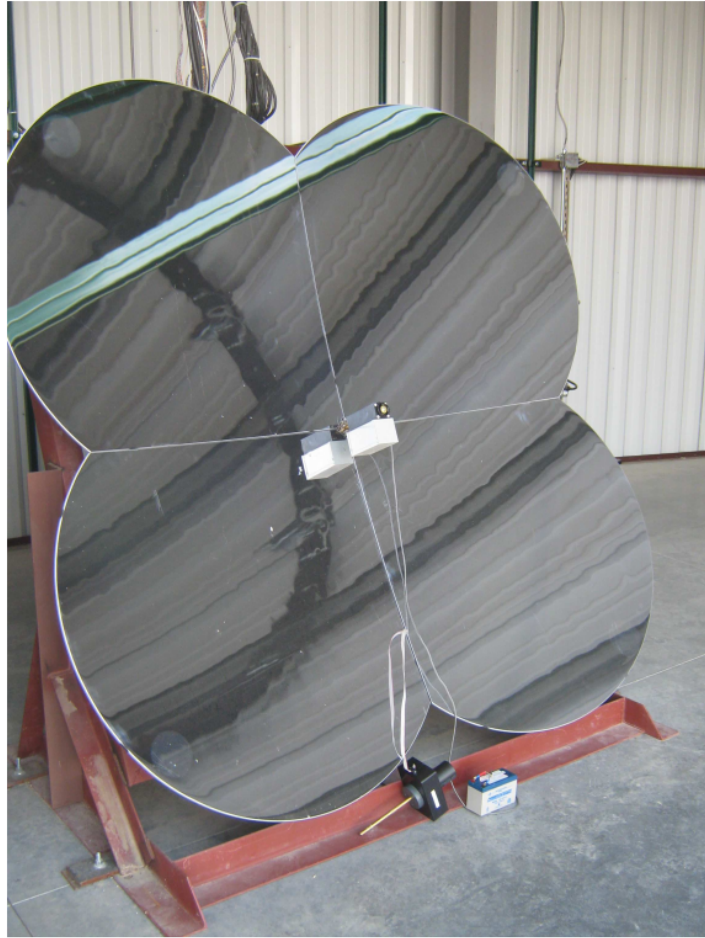


図 2.24: 球面鏡の中心に取り付けられた RXF。

UVLED

Ultra Violet Light Emitting Diode (UVLED) を用いて各 PMT のゲインを較正する (図 2.25)。UVLED は RXF で使用される球面鏡の中心のホルダーに取り付けられている。UVLED の発光波長は 369 nm (図 2.26) で、5Hz で 500 ショット照射する。UVLED による較正は毎観測の前後に行われる。

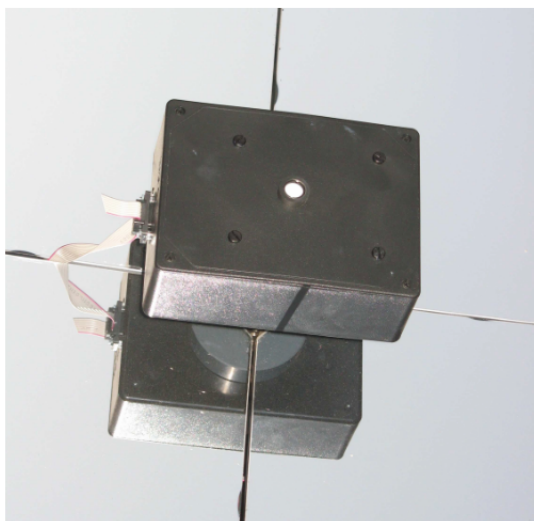


図 2.25: 球面鏡の中心に取り付けられた UVLED の外観図。

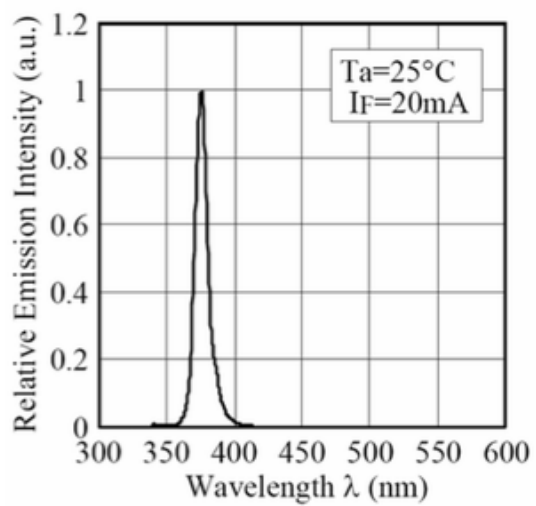


図 2.26: UVLED のスペクトル [38]。

2.6 TALE 実験の地表検出器アレイ

2.6.1 TALE 実験地表検出器

2013年に設置された35台のSDはTA実験で使用しているSDと完全に同じものである。しかし2017年にTALE実験SDアレイに追加で設置されたSDは、PMTおよび波長変換ファイバーの張り方がTA実験用SDと異なる（その他は全く同じである。）。TALE実験用SDとTAx4実験用SDとは完全に同じで仕様が統一されている。図2.27は2013年に設置されたSDの外観である。

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信号を区別する。電離放射線が入射するとシンチレータは発光し、その光は各層ごとに波長変換ファイバー（クラレ製Y-11）を通じてPMT（Electron-tubes製9124SA、TALE実験のために新たに作られたものには浜松ホトニクス製R8619が使われている。）に導かれる。上記のシンチレータ、ファイバー、PMTは、タイベックシートで上下層個別に遮光した上で、さらに全体を遮光シートで覆い、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2.28に、2013年に設置された35台のSDのシンチレータボックスの構成図を示す。



図 2.27: TALE-SD の外観。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。写真中央左寄り遠くに MD ステーション、TALE-FD ステーションが見える。

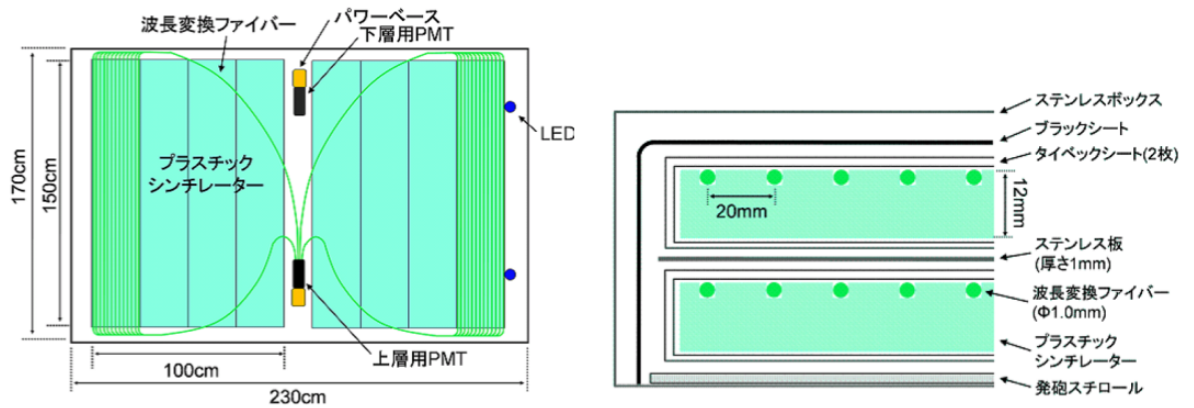


図 2.28: 2013 年に設置された 35 台の SD のシンチレータボックス内部の構成図（TA 実験用 SD も全く同じ構造をしている）。（左）シンチレータボックスの内部構造 （右）シンチレータボックスの断面図



図 2.29: ソーラーパネルの裏の箱に SD エレクトロニクスとバッテリーが格納されている（エレクトロニクス格納箱のふたを外したところ）。



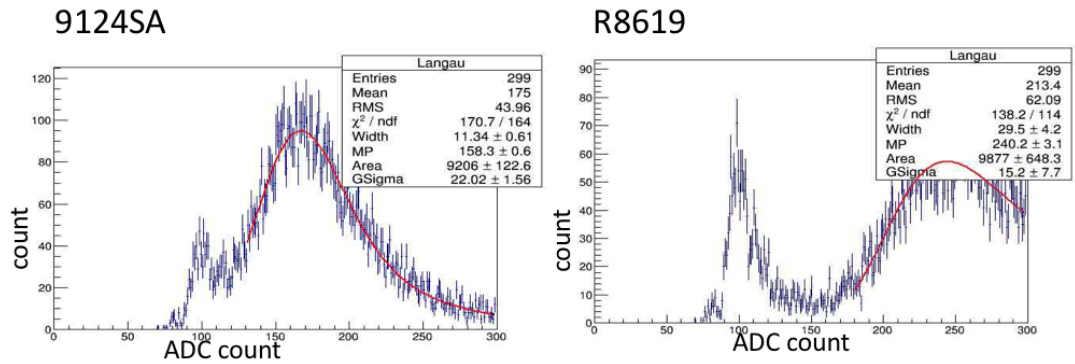
図 2.30: TALE 実験の SD アレイのための中央データ収集塔

2017年に設置されたSDはシンチレータボックス内部の構成が2013年に設置されたSDのものと異なる。PMTには、量子効率、感度の一様性、線型性が良く、さらにPMTごとのばらつきが小さい浜松ホトニクス製R8619が使用されている。図2.31に旧型SD用PMTと新型SD用PMTの1 MIPピークの比較を示す。PMT単体で見ると9124SAよりもR8619の方が量子効率が2倍ほど良いことがわかる。またPMTを固定するクッキーを透明なものから白いものに変更することで $10.6 \pm 0.6\%$ 光量を上げた。そして、図2.32のように、コスト削減のためにファイバーのシンチレータへの張り方を変更しており、旧型では2cm間隔で張っていたが、新型は4cm間隔で張った。これにより、旧型に比べファイバーを67%削減することができた。

これらの変更の結果、旧型SDで取得した1 MIPピークは 23 ± 5 p.e. なのに対し、新型SDで取得した1 MIPピークは 23 ± 2 p.e. となった。よって新型SDは旧型SDと同程度のパフォーマンスを実現できていることがわかる。[26]

PMTの出力はフラッシュADC (AD9235BRU-65) により、上下層のチャンネルごとに、12 bitの分解能、50 MHzのサンプリング周波数でデジタル化して記録されている。SDのシステムクロックのタイミングと周期は、各SDに搭載されたGPS受信機 (Motorola M12+) からのGPSの1PPSと常時比較されている。また、異なるSD間でのタイミングのずれは約14 ns以内である。

電源は120Wのソーラーパネル (京セラ社製KC120J) とバッテリー (DYNASTY社製DCS-100L) であり、外部からの電源供給無しに365日24時間連続に自立稼働している。図2.29のように、ソーラーパネルの裏側にはステンレス製エレクトロニクス格納箱が置かれており、その中にSDを制御するエレクトロニクスが入っている。TA実験同様、TALE実験のSDアレイも1つの中央データ収集塔 (図2.30) と無線LAN通信で接続されており、2.4 GHz帯の電波を用い



	1mipピーク (ペDESTALを含む)	ペDESTAL	1mipピーク
9124SA	158.3	80.4	77.9 (≒ 20 p.e.)
R8619	240.2	80.0	159.8 (≒ 40 p.e.)

図 2.31: 各 PMT を同じゲインに揃えて 1mip を測定し、相対比較したもの。[26]

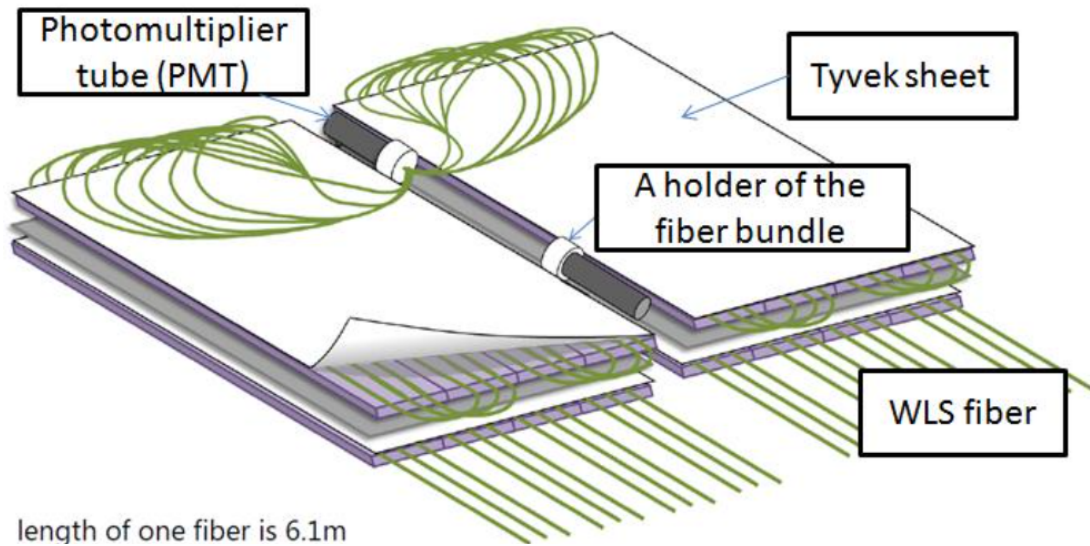


図 2.32: TALE 実験用に改良された新型 SD のファイバーの取り回し。画像は 2 枚のシンチレータに 3 本のファイバーを張っているが、実際は 2 枚のシンチレータに 7 本のファイバーを張っている。[26]

て通信している。

2.6.2 トリガー DAQ サイクル

ここではハイブリッドトリガー導入前の SD データ収集システムについて述べる。今回開発されたハイブリッドトリガー導入後は、以下に述べるデータ収集にハイブリッドトリガーによるデータ収集が加わる形になる。ハイブリッドトリガー導入に関する内容は 3 章で詳しく説明する。

SD は電離放射線のあるエネルギー以上の信号を検出するたびにトリガーを発行する。そのしきい値には 2 種類あり、レベル 0 トリガーとレベル 1 トリガーと呼ばれている。各トリガーの詳細い説明については次の 2.6.3 節で述べる。そして SD は 1 秒間に発生した全てのレベル 1 トリガーのタイミング情報をまとめたレベル 1 トリガーテーブルを毎秒生成する。SD アレイの DAQ を統括している「タワー PC」は全 SD に対してレベル 1 トリガーテーブルの送信を要求し、SD はレベル 1 トリガーテーブルをタワー PC に送信する。タワー PC はこの処理を 1 秒以内にアレイ内の全 SD に対して順々に行う。そして全 SD からレベル 1 トリガーテーブルを受信したタワーは、これらを基に SD アレイレベル 2 トリガー（空気シャワーイベントトリガー）判定を行う。SD アレイレベル 2 トリガーが発行されるとタワー PC は次の秒で全 SD に対して波形探索を命令し、その次の秒でレベル 2 トリガーに対応する時刻に取得された信号を持っている SD は波形データをタワー PC に送信する。このような空気シャワーデータ収集サイクルを「トリガー DAQ サイクル」と呼んでおり、SD アレイは常にこのトリガー DAQ サイクルを行っている。このトリガー DAQ サイクルを時系列にそって書き下すと以下ようになる。なおここでは、1 つ 1 つの箇条書きの各項目は、連続した異なる 1 秒に行われる処理である。

1. SD は PMT の波形信号処理をし、レベル 1 トリガーの判定を行う。レベル 1 トリガーが発行されるとレベル 1 トリガーテーブルを生成あるいは既にあるテーブルに情報を追加する。
2. SD はタワー PC の要求に従ってレベル 1 トリガーテーブルをタワー PC に送信する。
3. 全 SD からレベル 1 トリガーテーブルを受けたタワー PC は SD アレイレベル 2 トリガー判定をする。SD アレイレベル 2 トリガーが発行されると、タワー PC は全 SD へトリガー時刻を送信し、SD はタワー PC からのトリガー時刻を受信し、SD アレイレベル 2 トリガーに対応する波形信号を探索する。
4. SD は波形探索結果をタワー PC へ送信する。探索結果を受けたタワーは SD に波形信号送信命令を出し、SD は波形信号をタワー PC に対して送付する。
5. ただし、波形信号送信が 1 秒で終わらなかった場合は、SD はタワー PC に向かって送信が終わるまで 1 秒毎に波形の残り部分を送信し続ける。この送信はトリガー情報転送が終わった後の空き時間で行う。

図 2.33 にトリガー DAQ サイクル中のタワーの処理と SD の処理の概略をそれぞれ示す。

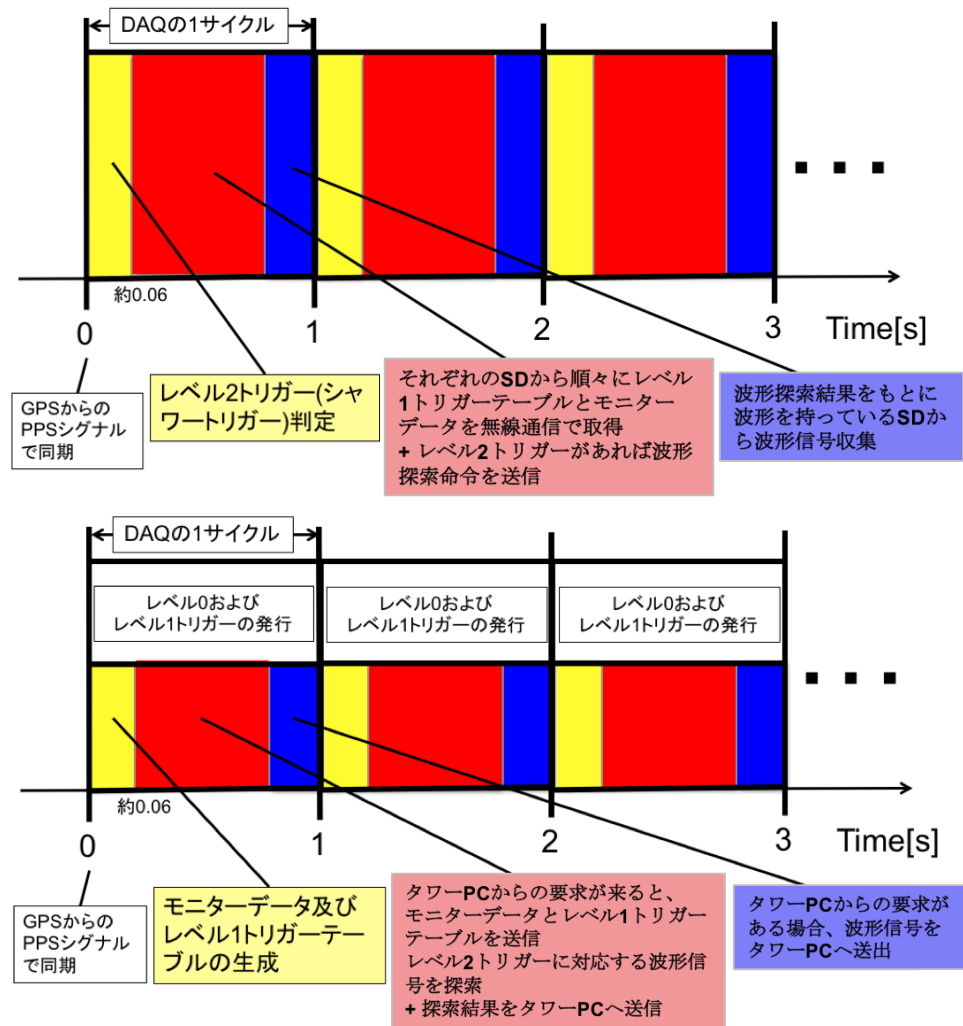


図 2.33: トリガー DAQ サイクルの概略図。上:タワー PC の処理、下:SD の処理

2.6.3 トリガー DAQ サイクルにおける各種トリガー

レベル 0 トリガー

物質中での粒子のエネルギー損失量には下限が存在する。このときの粒子を最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle: MIP) と呼ぶ。シンチレータ中での粒子のエネルギー損失が最小となるエネルギーは粒子によって異なるが、地表に到来する宇宙線は主にミューオンであり、様々なエネルギーを持つので、これらを平均した形での 1 MIP を測定することで SD を較正することができる。また、1 個のミューオンによるエネルギー損失の平均値 (1 MIP に相当するエネルギー損失) は一定であるため、各 SD の 1 MIP に対する応答を常にモニターし、求めることで、全 SD の応答を規格化しそろえることができる。TA 実験 SD アレイでは 1 MIP = 50 ADC カウントにそろえている。

空気シャワーに含まれる荷電粒子の大半は放射性物質起源の放射線に比べずっとエネルギーが大きいので、上下層のシンチレータを貫通する。よって、上下層のコインシデンスをとることでシャワー粒子に対するトリガーとすることができる。この空気シャワー粒子の入射を判定するト

リガーがレベル0トリガーである。レベル0トリガーは波形積分時間8タイムスライス (=160 ns) で、しきい値は0.3 MIP に相当する 15 ADC カウントである。レベル0トリガー条件を満たした波形の記録長は、レベル0トリガーの前32タイムスライス (幅 640 ns) から後ろ96タイムスライス (幅 1920 ns) の計 2.56 μ s で、継続時間の長い信号は単に連続した複数の波形として保存される。これは無線 LAN を通じたデータ転送の際の packetsize を大きくしすぎないためである。

データバッファリングはすべて FPGA に実装された論理回路によって行われている。以下にデータバッファリングの手順を示す。

1. 8タイムスライス分 (幅 160 ns) の FADC 積算値の計算を、8タイムスライス (幅 160 ns) ずつ移動させながら行い、GPS の 1PPS 信号からの 1秒間における FADC 積算値の最頻値を計算する。この値を次の1秒間のペDESTALレベルとする。
2. 8タイムスライス分 (幅 160 ns) の FADC 積算値を計算し、1タイムスライス (幅 20 ns) ずつ移動させながらこの計算を繰り返し (移動和)、移動和の値からペDESTALレベルを差し引いた値が上下層共にスレッシュホールド (0.3 MIP 相当) よりも大きければ、レベル0トリガーを発行する。このトリガーから 1280 ns 以内に起こったレベル0トリガーは全て無効化される。
3. レベル0トリガーが発行されると、その波形を波形記録専用の SDRAM に転送する。トリガーの前 640 ns からトリガーの後ろ 1920 ns までの波形情報 (= ADC 値) であるが保存される。トリガーの後ろ 1280 ns から 2560 ns の間に2回目のトリガーがかかった場合、波形の重複を防ぐため2回目のレベル0トリガータイミングは、1回目のトリガータイミングの 2560 ns 後まで遅らされる。さらに波形記録専用の SDRAM へは、波形とトリガータイミング (クロック数) の転送と同時に、波形の積分値、波形の最大値、1PPS 間のクロック数、波形番号を保存する。これらの情報は 10 ms ごとに CPU と共有の SDRAM に DMA 転送される。また、これらの情報のリストをレベル0トリガータブルと呼ぶ。

レベル1トリガー

レベル1トリガーは、レベル0トリガータブルを基にして発行される。レベル0トリガーがかかった波形を、波形の記録長である 2560 ns のゲート幅で積分しペDESTAL差し引き後、これが 150 カウント (=3 MIP) より大きいときレベル1トリガーが発行される。このレベル1トリガーの発行は各 SD の CPU で行われる。以下にその手順を示す。

1. GPS の 1PPS と同時に CPU に割り込みがかかる。割り込み処理と同時にレベル0トリガータブルが FPGA から CPU に読み込まれる。
2. DMA 転送中であれば、それが終了するまで待った後、レベル0トリガーの処理を開始する。処理の内訳としては、クロック数から μ s への変換、DMA 転送が正しく行われたかどうかの確認、モニターデータの生成である。クロック周波数が少しずつ異なる SD 同士で同期をとるためにクロック数を μ s に変換している。そして波形の積分値からペDESTALレベルを差し引いた値がスレッシュホールド (= 150 カウント = 3 MIP) よりも大きければレベル1トリガーを発行する。
3. レベル1トリガーが発行されると CPU はレベル1トリガータブルに新しいエントリーを追加する。レベル1トリガータブルの1つのエントリーは、 μ s 単位の時刻 (20 bit) と波形の積分値の上下層の平均 (4 bit) を組み合わせた 3 Byte のデータである。

各 SD は 1 秒間のレベル 1 トリガーを集めたレベル 1 トリガーテーブルを毎秒タワー PC に送信する。

SD アレイレベル 2 トリガー

タワー PC は、各 SD から集めたレベル 1 トリガーテーブルを基に、レベル 2 トリガー判定を行う。このレベル 2 トリガーは空気シャワー事象かどうかの判定である。8 μ s の時間内で 4 台以上の SD がレベル 1 トリガーを発行があったとき、タワー PC はレベル 2 トリガーを発行する。レベル 2 トリガーが発行されるとその時刻（レベル 2 トリガーの判定に使用された全ての SD の内、レベル 1 トリガーを発行した時刻が最も早いトリガー時刻と最も遅いトリガー時刻の平均時刻）が DAQ リストに登録される。

以下に、レベル 2 トリガー判定の手順を示す。

1. タワー PC はレベル 1 トリガーテーブルを全 SD から取得する。これと同時にモニターデータ（後述）もタワー PC に集められている。
2. タワー PC では、GPS の 1 PPS と同時に CPU に割り込みがかかる。この後、レベル 1 トリガーテーブルの μ s 単位の時刻（20 bit）と SD 座標番号（12 bit）を組み合わせ、さらに時刻順に並び替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。1 PPS と同期させて処理を行う理由は、全 SD のトリガーサイクルと同期させることで無駄な待ち時間を発生させないためである。
3. タワー PC は、アレイ全体のトリガーテーブルを 8 μ s のゲート幅（=同期したとみなす最大の時間差）で走査し、ゲート幅内にレベル 1 トリガーが 4 台以上の SD で見つければ、レベル 2 トリガーを発行し、DAQ リストへ登録する。

レベル 2 トリガーが発行されると、タワーはレベル 2 トリガー時刻から $\pm 32 \mu$ s の範囲のレベル 0 トリガーテーブルを SD から収集する。タワーは毎秒、1 秒間で全ての SD のモニターデータ及びレベル 1 トリガーテーブル収集を行うが、レベル 2 トリガーがあれば、全 SD からのレベル 1 トリガー収集が終わり次第、この 1 秒の残った時間で、波形を含むレベル 0 トリガーテーブルを集める。また、波形は各チャンネルで 128 サンプル \times 12 bit で記録されているので、1 波形あたり合計 384 Byte（= 3072 bit = 128 サンプル \times 12 bit \times 2 チャンネル）である。

第3章 ハイブリッドトリガーシステム

図 3.1 はハイブリッドトリガーシステムの概念図である。ハイブリッドトリガー導入前、TALE 実験の地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイと大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) はそれぞれ別々に独立にデータ収集が行われていた。FD 単眼の情報からでは、シャワー軸の奥行き方向の決定精度が十分ではない。しかしこのような場合、FD 単眼の情報に地表の情報を持つ SD の位置と時刻情報を加えれば、再構成の精度は著しく向上することがシミュレーションで確かめられている。表 3.1 に FD 単眼観測とハイブリッド観測のシャワーの到来方向決定精度を比較したものを示す。従来の FD と SD の完全に独立なトリガーアルゴリズムとデータ収集に加え、FD によるシャワー検出に同期して SD の 1 台以上の波形を収集するのが、ハイブリッドトリガーである。ハイブリッドトリガーを導入することで、今まで FD で再構成の難しかったイベントについて再構成の精度が向上し、2nd knee 付近でのエネルギースペクトルの形状や、組成の解析をより高い精度で議論できるようになると期待される。表 3.1 は FD 単眼解析とハイブリッド解析による空気シャワーの再構成の結果を示している。

	$\Delta \theta$	ΔX_{\max}
FD 単眼解析	5°	60 g/cm^2
ハイブリッド解析	1°	20 g/cm^2

表 3.1: 一次エネルギー $10^{18.2} \text{ eV}$ のシャワーに対する FD 単眼観測とハイブリッド観測の到来方向決定精度と X_{\max} の決定精度

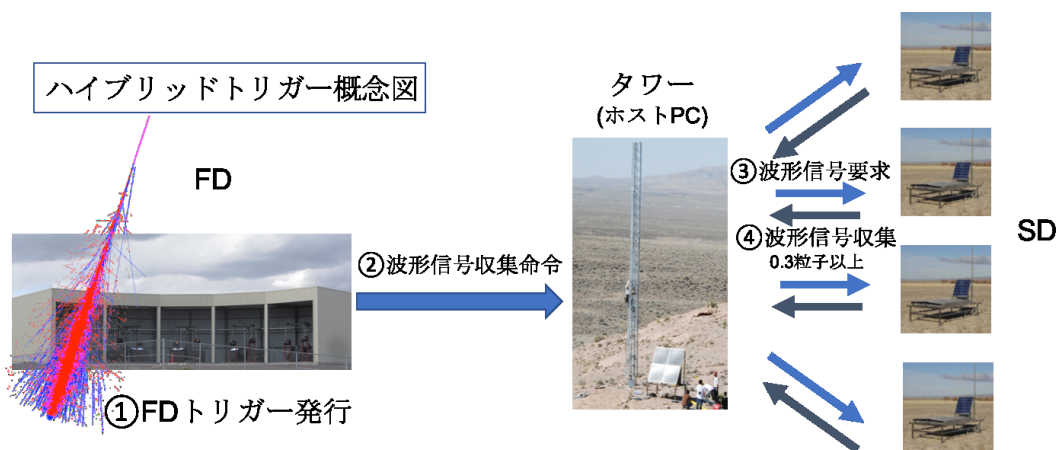


図 3.1: TALE 実験ハイブリッドトリガーシステムの概念図

3.1 ハイブリッドトリガーシステムの要求される条件

ハイブリッドトリガーとは、FD でイベントトリガーが発行された際に、SD アレイにもトリガーをかけて FD イベントに同期した波形信号を収集するトリガーのことである。SD エレキは 0.3MIP 以上の波形信号を一定時間（40 秒程度）保持しているため、ハイブリッドトリガーの場合でも 0.3MIP 以上の波形信号が収集される。ハイブリッドトリガー実現のためのシステムには以下の二点が要求されていた。

- SD で波形信号が記録されてから 40 秒以内にハイブリッドトリガーによる波形探索が行われなければならない。そのため、この時間内にハイブリッドトリガーをかける必要がある。さらに、ハイブリッドトリガーは SD アレイレベル 2 トリガー判定処理が終わった時刻のイベントについて行われなければならない。
- ハイブリッドトリガーの頻度がタワー PC による SD の波形信号収集の速度限界を超えてはならない。そのため、ハイブリッドトリガーの頻度は 0.1Hz 以下にする。

3.1.1 ハイブリッドトリガー導入に伴う SD タワー PC のプログラムの追加

これまでの SD トリガー DAQ プログラムに「FD からの外部トリガー受信」と「FD トリガーに同期した SD の波形収集命令」を追加した。

FD とタワー PC との通信には UDP 通信を使用した。FD からのトリガーの受信のためのソケットはノンブロッキング状態に設定し、FD 側からのデータ受信がない場合は受信を待つことがないため、従来の SD トリガー DAQ サイクルの時間を圧迫しない。

FD からの外部トリガーを受信すれば、そのトリガー時刻の $\pm 8 \mu\text{s}$ （＝同一イベントのトリガーとみなす時間差）以内で SD アレイレベル 2 トリガーが発行されていたか否かを確認する。もし、FD 外部トリガー時刻付近に SD アレイレベル 2 トリガーがあれば、FD 外部トリガーによる SD の波形信号収集を行わない。こうすることで二重にデータ収集するのを防ぐ。

図 3.2 はハイブリッドトリガーシステムを追加したタワー PC のトリガー DAQ サイクルのブロック図を示している。以下にハイブリッドトリガーが実装されたタワー PC の DAQ サイクルの流れをまとめた。

1. SD アレイ内コインシデンス判定を行う（図 3.2 黄色部分）
2. FD からの外部トリガーを受信する（図 3.2 紫色部分）
 - もし SD アレイレベル 2 トリガーがなければ、FD 外部トリガーを発行し、次の赤色部分で全 SD に対して波形探索命令を出す
 - もし SD アレイレベル 2 トリガーがあれば FD 外部トリガーとのトリガー時刻差を計算する
 - － もし時刻差が $\pm 8 \mu\text{s}$ 以内であれば、同一イベントのトリガーとみなし、FD 外部トリガーを SD アレイに発行し、次の赤色部分で全 SD に対して波形探索命令を出す
 - － もし時刻差が $\pm 8 \mu\text{s}$ 以上であれば、SD アレイレベル 2 トリガーによる SD の波形信号の収集完了後、FD 外部トリガーを SD アレイに発行し、次の赤色部分で全 SD に対して波形探索命令を出す

3. 全SDのレベル1トリガー情報と波形探索結果を集める (図 3.2 1 秒後のブロックの赤色部分)
4. 波形探索結果をもとに FD 外部トリガー時刻付近 ($\pm 32 \mu\text{s}$) に波形信号を持っている SD から波形信号収集をする (図 3.2 青色部分)

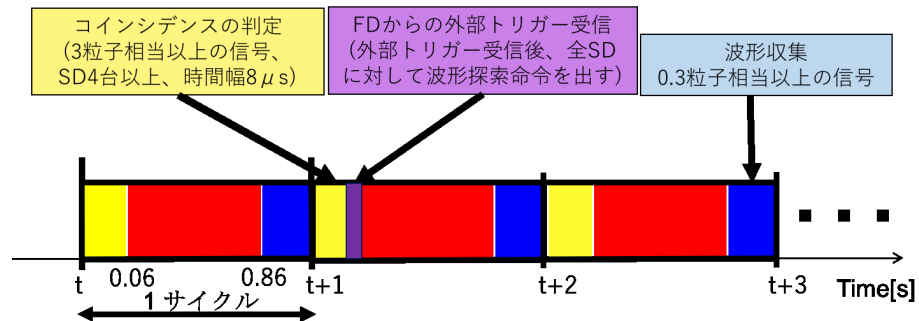


図 3.2: タワー PC のハイブリッドトリガーを追加した DAQ サイクル。1 サイクルで 1 秒間のタワー PC の処理を表している。

3.1.2 ハイブリッドトリガーシステムの開発のための実験

ハイブリッドトリガー導入に向けた動作試験を 2018 年 2 月から 2018 年 9 月にかけて行い、その後最終調整をした。

動作試験 1

大阪市立大学内での実験のためにセットアップの概略図は図 3.3 に、実際のセットアップの写真は図 3.5 に示されている。この実験のために、ファンクションジェネレータを 1 台と Raspberry Pi 2 を 2 台と SD 2 台を用意した。FD は大学にないため、1 台の Raspberry Pi 2 を FD と見立てて実験を行った。2 台の Raspberry Pi の事項は GPS によって同期されている。

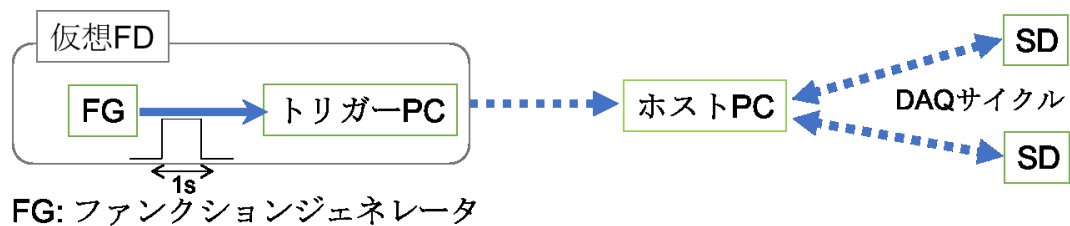


図 3.3: 実験のセットアップの概略図。トリガー PC とホスト PC は Raspberry Pi 2 である。点線はすべて UDP 通信で行われている。

仮想 FD について

以下に仮想 FD の役割を時系列に沿って説明する。

- ファンクションジェネレータから 10 秒に一回 1 秒間のデジタル信号を出す
- 仮想 FD トリガー PC はデジタル入力ピンを使ってファンクションジェネレータのデジタル信号を受信する
- 仮想 FD トリガー PC はファンクションジェネレータから信号が入るとその時刻情報をホスト PC へ 送る

ホスト PC について

以下にホスト PC の役割を時系列に沿って説明する。

- 図 3.2 で示されている DAQ サイクルを行う
- 毎秒 SD アレイレベル 2 トリガー判定後に仮想 FD トリガー PC からのトリガー時刻情報が入ったデータが送られてきているか否かを確認する
- トリガー情報が来ていればそのトリガー時刻から $\pm 32 \mu\text{s}$ の時間幅で全 SD に対して波形探索命令を出し、その次の秒で波形信号を持っている SD に対して波形信号の収集を行う

図 3.4 は実際に仮想 FD 外部トリガーを受信し、SD から波形信号を収集したときの生データである。仮想 FD 外部トリガー時刻に対して $\pm 32 \mu\text{s}$ の時間幅で SD でも波形信号を収集できたことを示している。

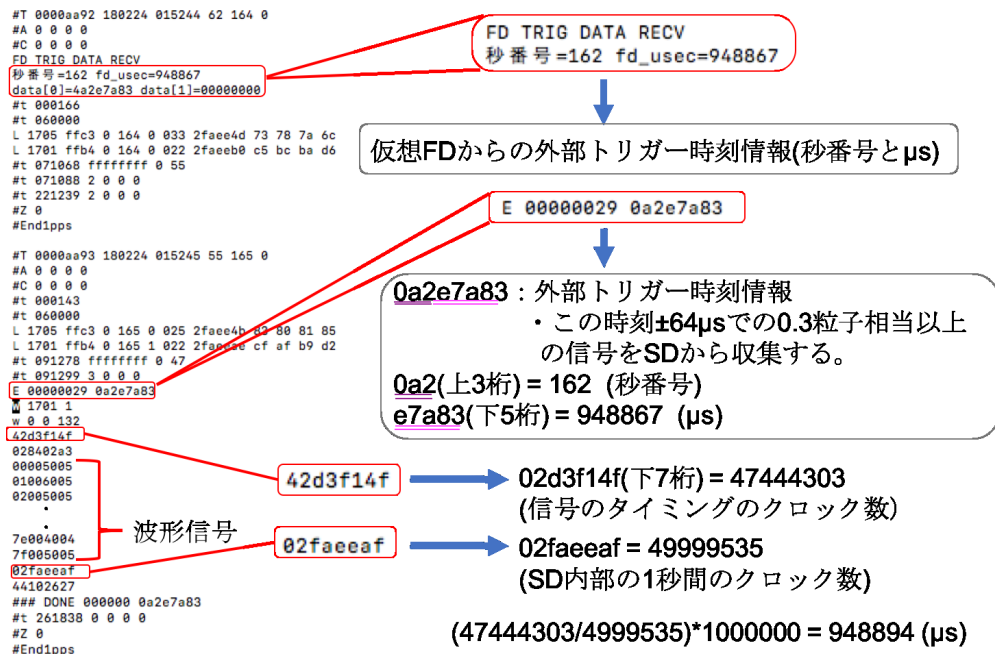


図 3.4: 仮想 FD 外部トリガーに対して SD の波形信号収集の結果を示している。仮想 FD からのトリガー時刻が $948867 \mu\text{s}$ であり、仮想 FD 外部トリガーによって収集された SD の波形信号の時刻は $948894 \mu\text{s}$ である。仮想 FD 外部トリガー時刻と SD の波形信号の時刻の差は $-27 \mu\text{s}$ ($948867 - 948894$) であり、仮想 FD 外部トリガー時刻に対して $\pm 32 \mu\text{s}$ の時間幅で SD でも波形信号を収集できたことを示している。

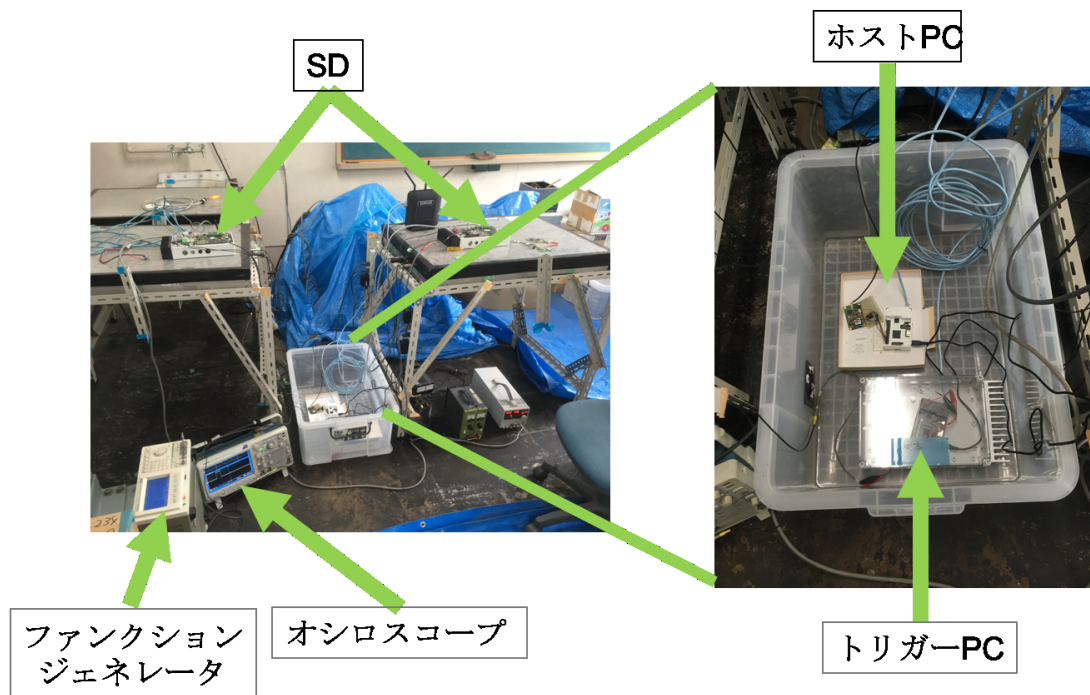


図 3.5: 大学の 1F の倉庫での実験のセットアップの写真

動作試験 2

SD レベル 2 トリガー時刻とハイブリッドトリガー時刻の時間差が $8 \mu\text{s}$ 以内だった場合、すでに SD レベル 2 トリガーが発行されているためハイブリッドトリガーにより波形信号の収集はキャンセルしなくてはならない。この機能を検査するための動作試験の方法を以下に述べる。まず、パルス信号をファンクションジェネレータで生成し、それを仮想 FD トリガー PC だけでなく 2 台の SD にも入力する。これによって SD レベル 1 トリガー条件 (3MIPs) を満たす状況を作り、SD アレイレベル 2 トリガーを生成した。SD アレイレベル 2 トリガー時刻と仮想 FD 外部トリガー時刻を $8 \mu\text{s}$ 以内で一致する。仮想 FD 外部トリガーに基づく波形信号収集命令が発行されないことを確認した。SD に信号を入れる際は 50ns の波形の幅で -200mv を入力した。

動作試験 3

2018 年 9 月に現地アメリカ・ユタ州 TALE 実験サイトでのシステム導入前の最終動作試験を実施し、仮想 FD と実際の TALE の SD タワー PC (動作試験 1 でのホスト PC に相当する) を使って、仮想 FD から 30 秒間隔で SD タワー PC へトリガー情報を送信するようにした。図 3.6 は仮想 FD 外部トリガー時刻とそれによって収集された SD で記録されていた波形信号の時刻の差の分布である。外部トリガーはシャワーイベントのトリガーでないため、収集された SD 波形信号はすべてシングルミュオンであり、FD の外部トリガー時刻に対して $\pm 32 \mu\text{s}$ の探索時間幅としたため、時間差は $\pm 32 \mu\text{s}$ 内に一様に SD のシングルミュオンの信号が分布している。

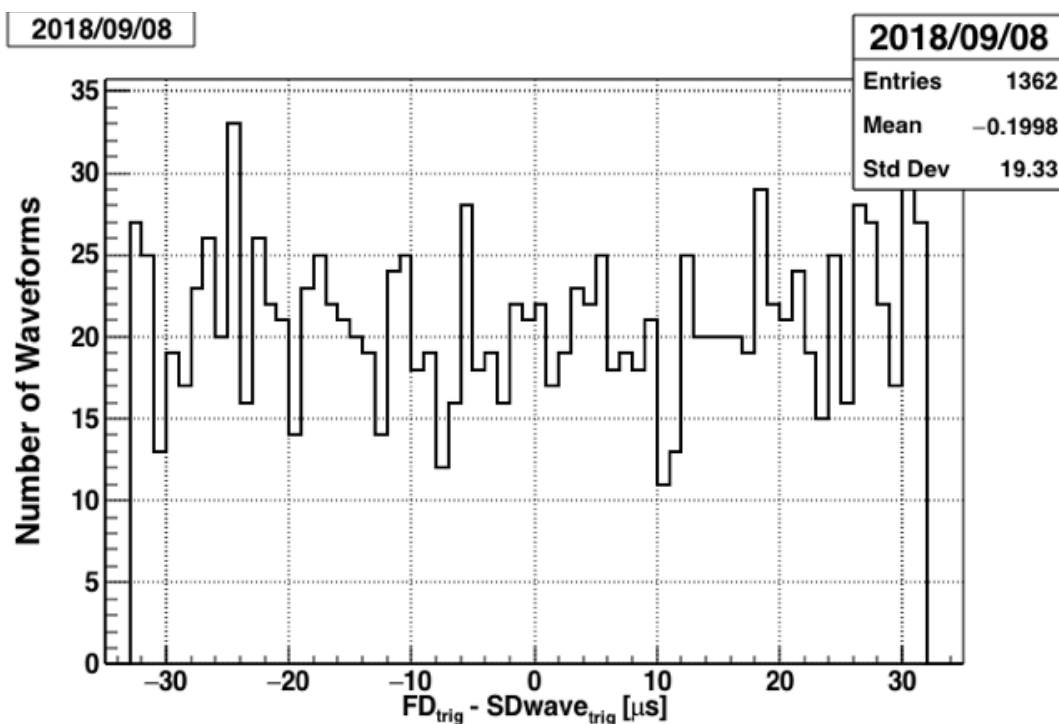


図 3.6: 動作試験 3 の仮想 FD 外部トリガー時刻とそれによって収集された SD で記録されていた波形信号の時刻の差の分布。

3.1.3 TALE ハイブリッドトリガーシステムの評価と TALE FD のトリガー送信条件

2018 年 9 月 18 日に TALE サイトにハイブリッドトリガーシステムの実装を完了した。2018 年 10 月期と 11 月期の FD と SD が同時に動いている期間のハイブリッドトリガーシステムの信頼性を評価した。

TALE FD が SD タワー PC へハイブリッドトリガーを送信する条件

TALE FD が毎秒約 10 個のトリガーのうち、さらに以下の条件を満たすトリガーをハイブリッドトリガーとして SD タワー PC へ送信する。

- トリガーされた空気シャワーイベントの PMT の時刻差が 500ns 以上ならすべてのイベントに対するハイブリッドトリガーを SD 側へ送信する
- トリガーされた空気シャワーイベントの PMT の時刻差が 200ns 以上 500ns 以下ならイベント数の 20 回に 1 回の頻度でハイブリッドトリガーを SD 側へ送信する
- トリガーされた空気シャワーイベントの PMT の時刻差が 200ns 以下ならイベント数の 200 回に 1 回の頻度でハイブリッドトリガーを SD 側へ送信する

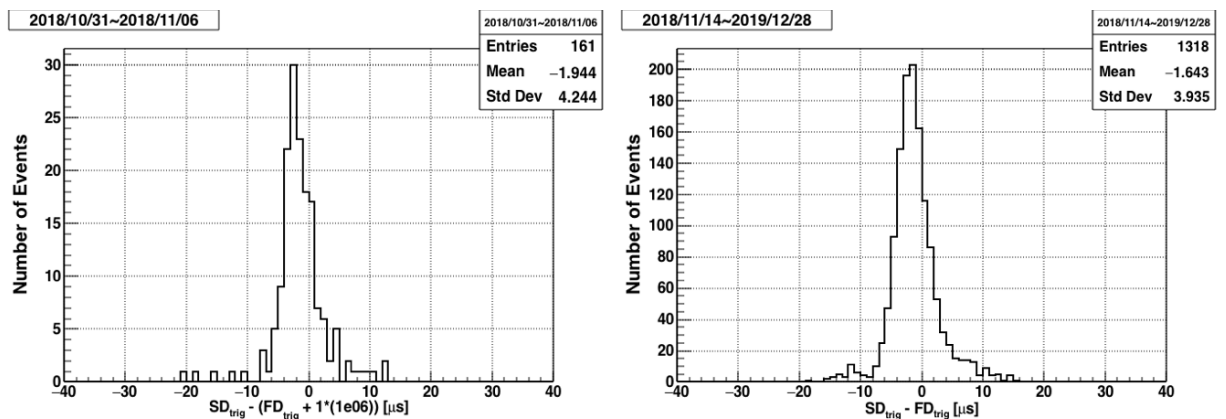
これらの条件をもとにさらに SD の波形収集限界である 0.1Hz 以下になるように送信することを要求した。

	10/2~10/17	10/31~11/14	total
FD と SD の同時稼働時間	34h42min	60h01min	94h43min
FD トリガー数の合計	-	863,752	-
SD アレイレベル 2 トリガー数	488	1,086	1,574
ハイブリッドトリガー送信数	6,306	12,646	18,952
ハイブリッドトリガー受信数	6,305	12,646	18,951
受信成功率 [%]	99.9	100	99.9
ハイブリッドトリガー発行レート [Hz]	0.05	0.06	0.06

表 3.2: FD と SD の同時稼働時間: FD と SD が同時に稼働していた時間。FD トリガー数の合計: ある期間の FD トリガー数の合計。10 月期の FD トリガー数の合計はデータがなかったため、計算できなかった。SD アレイレベル 2 トリガー数: SD アレイレベル 2 トリガー回数。ハイブリッドトリガー送信数: FD が SD タワー PC に送信した外部トリガー数。ハイブリッドトリガー受信数: SD タワー PC が受信した FD 外部トリガー数。受信成功率: 送信された FD 外部トリガーに対して受信できた FD 外部トリガーの割合。ハイブリッドトリガー発行レート: ハイブリッドトリガーの発行頻度

3.1.4 ハイブリッドトリガーと SD アレイ内シャフトトリガーの時間差の研究

2018 年 10 月 31 日から 11 月 6 日の SD の生データを使って SD アレイレベル 2 トリガーとその時刻付近のハイブリッドトリガーの時刻差を調べた。FD が発したハイブリッドトリガー時刻（タイムスタンプ）に 1 秒加えて SD アレイレベル 2 トリガー時刻と差をとると、図 3.7 の (1) のヒストグラムが得られた。つまり、TALE SD のタイムスタンプに対して TALE FD のタイムスタンプが系統的に 1 秒遅れていることがわかった。2018 年 11 月 14 日からはこの相対的な 1 秒の時間差を FD 側で補正するようにした。補正後の 2018 年 11 月 14 日から 2019 年 12 月 28 日分のタイムスタンプの時間差のヒストグラムを図 3.7 の (2) に示す。



(1)2018 年 10 月 31 日から 2018 年 11 月 06 日。 (2)2018 年 11 月 14 日から 2019 年 12 月 28 日。
FD の時刻を修正前のもの。 FD の時刻を修正後のもの。

図 3.7: SD アレイレベル 2 トリガーと FD トリガーの時間差の分布

結果として同一イベントの SD アレイレベル 2 トリガーとハイブリッドトリガーの時刻差は平

均的に

$$SD_{\text{trig}} = FD_{\text{trig}} + 1\text{s} - 1.64 \mu\text{s}$$

となることがわかった。FD に対して向かってくるイベントによるものと FD から遠ざかるイベントによるもの（右側の分布のテール部分）があるため、分布の形が左右非対称になる。

ハイブリッドトリガー時刻と収集された SD の波形信号の時刻差

2018 年 12 月期のハイブリッドトリガー時刻と SD 波形信号の時刻差を図 3.8 に示す。SD 信号にはシングルミュオンによるもの（ハイブリッドトリガーに対して一様ランダムなタイミング）、とシャワーイベントによるもの（ハイブリッドトリガーに対応して発生）があるため、一様ランダムな分布中にピークがあるような形になっている。図 3.8 のピーク位置と図 3.7 のピーク位置が左右反転しているのは、ハイブリッドトリガー時刻と SD の時刻の差のとり方の違いのためである。

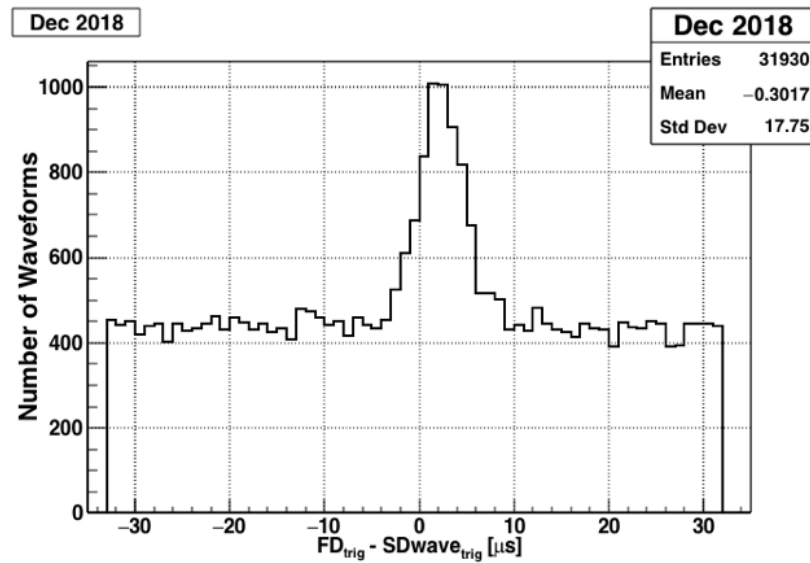


図 3.8: ハイブリッドトリガーの時刻と SD 波形信号の時刻の差の分布。

3.1.5 システムの稼働状況

2018 年 10 月から 2019 年 11 月までの SD タワー PC による SD アレイに対するハイブリッドトリガー積算回数を図 3.9 に示す。

cumulative plot

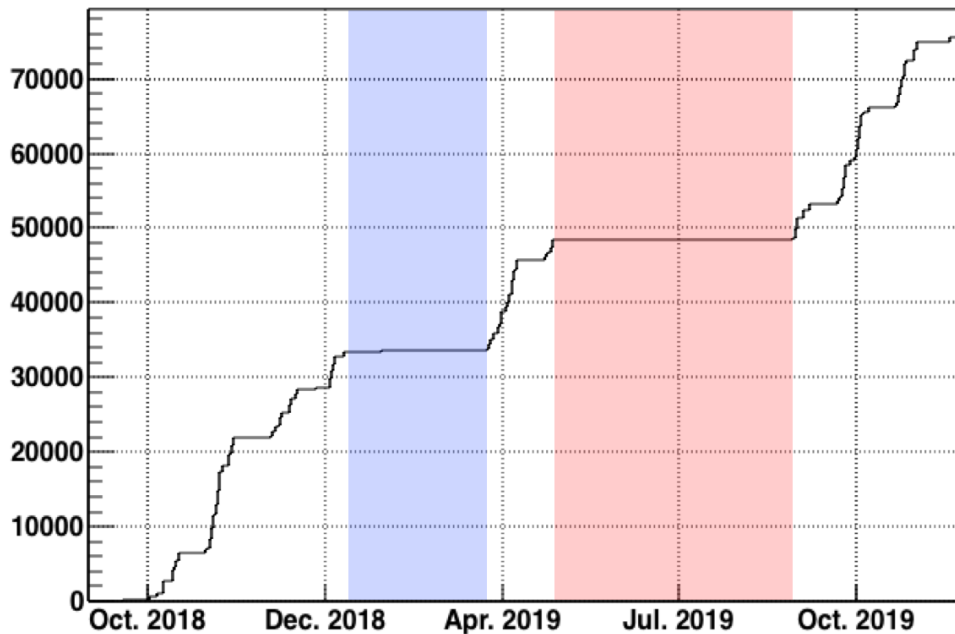


図 3.9: 2018 年 10 月から 2019 年 11 月までのハイブリッドトリガーを受信して SD に対してトリガーを発行した積算回数。2019 年 11 月末の時点での SD にハイブリッドトリガー発行した合計回数: 75,531 回である。(青色の領域) タワー PC の不具合のため、データ収集していなかった期間。(赤色の領域) アクセスポイントの不具合のため、データ収集していなかった期間。

ハイブリッドトリガー発行がキャンセルされた数

3.1.2 節で述べたように、SD アレイレベル 2 トリガー時刻とハイブリッドトリガー時刻の時間差が $8\mu\text{s}$ 以内だった場合には、すでに SD アレイレベル 2 トリガーにより波形信号が収集されているため、SD タワー PC は SD に対してハイブリッドトリガーによる波形収集命令を発行しない。図 3.10 は SD アレイレベル 2 トリガーの時刻とキャンセルされたハイブリッドトリガーの時刻の差の分布である。

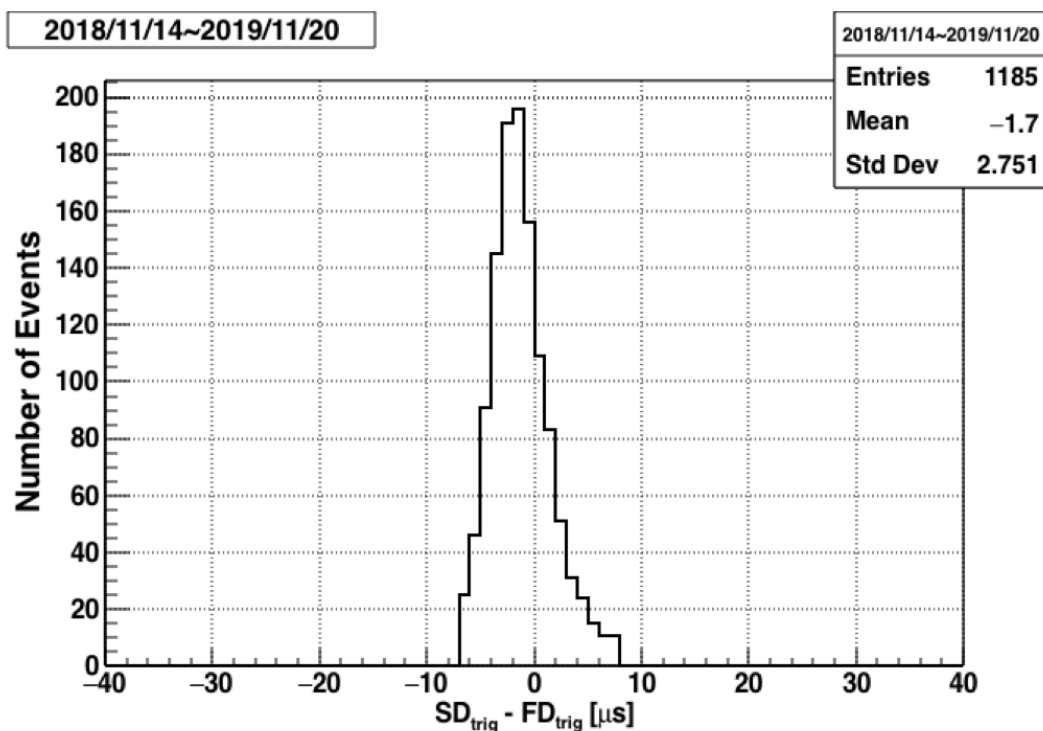


図 3.10: SD アレイレベル 2 トリガーの時刻とキャンセルされたハイブリッドトリガーの時刻の差。

最後に 2018 年 10 月から 2019 年 11 月期の FD と SD が同時に動いている期間のハイブリッドトリガーシステムの稼働状況を表 3.3 にまとめた。

	2018 年 10 月～2019 年 11 月
FD と SD の同時稼働時間	332h59min
ハイブリッドトリガー送信数	76,719
ハイブリッドトリガー受信数	76,716
受信成功率 [%]	99.9
ハイブリッドトリガー発行キャンセル回数	1,185
ハイブリッドトリガー発行レート [Hz]	0.06

表 3.3: FD と SD の同時稼働時間: FD と SD が同時に稼働していた時間。SD アレイレベル 2 トリガー数: SD アレイレベル 2 トリガー回数。ハイブリッドトリガー送信数: FD が SD タワー PC に送信した外部トリガー数。ハイブリッドトリガー受信数: SD タワー PC が受信した FD 外部トリガー数。受信成功率: 送信された FD 外部トリガーに対して受信できた FD 外部トリガーの割合。ハイブリッドトリガー発行キャンセル回数: SD タワー PC が SD に対してハイブリッドトリガー発行をキャンセルした回数。ハイブリッドトリガー発行レート: ハイブリッドトリガーの発行頻度

ハイブリッドトリガー発行キャンセル回数が妥当なものかどうかを 2019 年 10 月期のデータを使って評価した。ハイブリッドトリガー発行キャンセル回数は SD アレイと FD で同時にトリガーされたイベント数を表している。2019 年 10 月期のハイブリッドトリガー発行キャンセル回数は 284 回であった。この回数を以下の簡単な計算から評価した。平均的な SD アレイレベル 2 トリ

ガー数は7,000個/日でこのうち空気シャワー由来のイベントは10%程なので、TALE SD アレイでトリガーされる平均的な空気シャワーイベント数は700個/日となる。2019年10月期のFDが稼働していた日数は14日間で、平均的なFD稼働率は10%であるため、SDとFDが同時に稼働している時間でSDアレイでトリガーされる空気シャワーイベント数は700個/日 × 14日 × 0.1 ~ 1,000となる。TALE FDでトリガーされるイベントの大多数はFDに対して向かってくるイベントであるため、SDアレイでトリガーされる1,000イベントの半分の500イベントがSDアレイとFDで同時にトリガーされているイベント数と計算できる。よって、10月期のハイブリッドトリガー発行キャンセル回数は上記の簡単な計算からも矛盾していないことがわかった。

第4章 データ解析

ハイブリッド解析とは FD と SD 1 台の情報から空気シャワーの再構成を行う手法である。ここではモンテカルロシミュレーションとハイブリッド解析について説明し、シミュレーションされた空気シャワーの解析を行うことで、到来方向と X_{\max} 、エネルギーの決定精度を議論する。最後に 2018 年 11 月に得られた実データの解析結果も示す。

4.1 ハイブリッド解析のためのモンテカルロシミュレーション

空気シャワーシミュレーションには CORSIKA(ver 7.3500) を用いた。ハドロン相互作用のモデルは高エネルギー領域で QGSJETII-04、低エネルギー側では FLUKA2011.2b を電磁成分のシミュレーションについては EGS4 を使用した。SD の検出器応答は GEANT4 を使用した。FD の検出器応答は独自で開発された標準ソフトウェアを使用した。本研究では、同一の空気シャワーを SD と FD の両検出器でシミュレーションする必要がある。

4.1.1 検出器シミュレーション

SD の検出器シミュレーション

検出器のシミュレーションは GEANT4 によって準備される。シンチレータ、ステンレス製ボックス、屋根、バッテリー、ソーラーパネルなど、実際に SD を再現したものを使用する。(図 4.1) CORSIKA によって生成された空気シャワー粒子の検出器中でのエネルギー損失の計算は GEANT4 シミュレーションで事前に用意したルックアップテーブルを用いて計算した。SD に入射したミューオンに対する FADC 値とエネルギー損失の関係についても GEANT4 を用いて調べられている [57]。以下にこの関係を求める際の計算手順を示す。

1. AMS[46][47] による一次宇宙線のエネルギースペクトルと空気シャワーシミュレータ (COSMOS[48]) を用いて、SD にとってバックグラウンドとなる地表での二次宇宙線粒子を大量に生成する。入射粒子は合計で 5×10^8 個である。
2. 空気シャワー粒子のシンチレータ内でのエネルギー損失を GEANT4 を用いて計算し、損失エネルギースペクトルを求める。
3. 手順 2. で得られた損失エネルギーヒストグラムを用いて実データのバックグラウンドミューオンのヒストグラムをフィットする。フィットに用いるパラメーターは入射粒子数、エネルギー損失から光子数への変換係数、光子数から光電子数への変換係数、光電子数から電荷量への変換係数、電荷量から FADC カウント値への変換係数である。

こうして、最終的にエネルギー損失から光電子数への変換係数、エネルギー損失から FADC カウント値への変換係数が得られる。このフィットの一例を図 4.2 に示す。得られたフィットの形が実データ点とよく合っているため、COSMOS を使ったシミュレーションが実データと矛盾ないことを

示している。この解析の詳細は [35][36] に示されている。これにより FADC 値からエネルギー損失の正確な変換係数を得られる。さらに実データのモニターデータから生成されたキャリブレーションデータによって、各 SD の PMT ゲインの温度変動、通信状態、GPS による位置情報、ペDESTAL の変動などの値を仮定する。

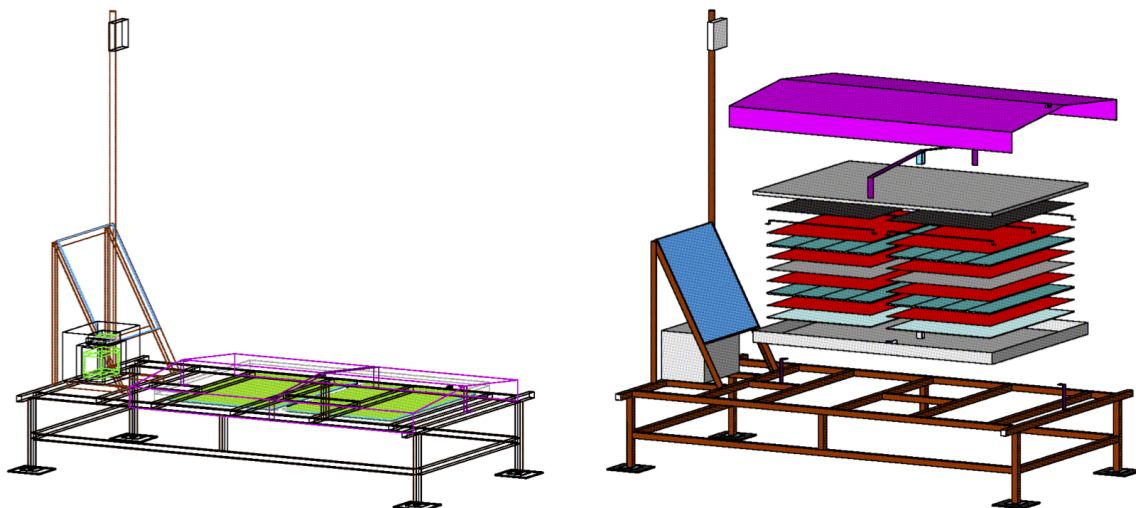


図 4.1: GEANT4 で仮定した SD

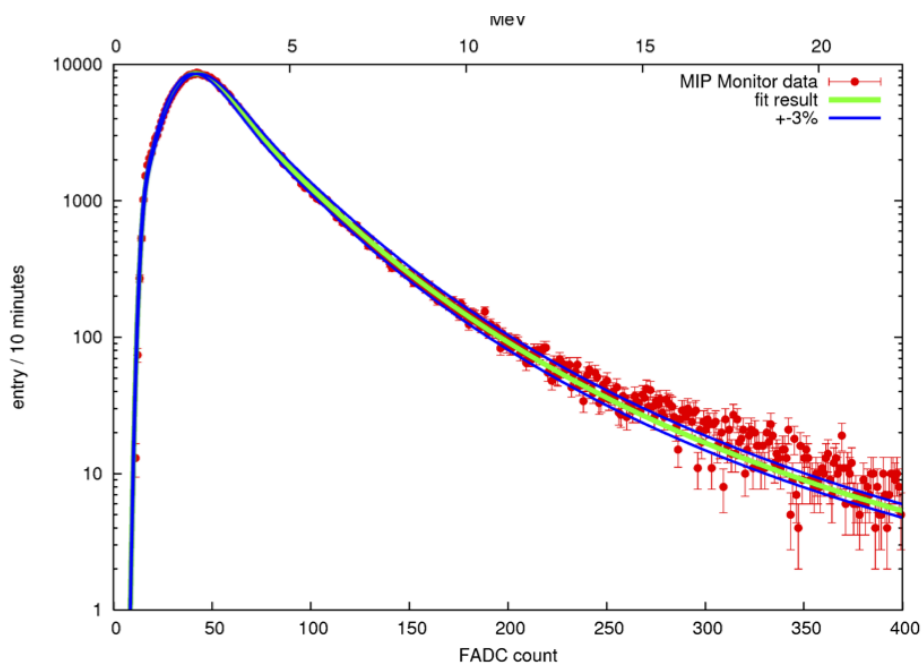


図 4.2: エネルギー損失スペクトルを用いた実データのミュオンスペクトルのフィットの例。赤点は 10 分ごとに取得されたモニターデータによって得られたデータ点を示している。緑線は実データのミュオンスペクトルのフィットの結果を示している。

FD の検出器シミュレーション

FD のための空気シャワーシミュレーションでは、CORSIKA によって計算された空気シャワー軸に沿った 1 g/cm^2 きざみの「セグメント」での、荷電粒子によるエネルギー損失量を使用する。このエネルギー損失量を計算し、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の光子数を決定し、望遠鏡に入射する光子数を求める。大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光の光子数と望遠鏡に入射する光子数の計算方法の詳細は [37] に示されている。入射させた各光子の軌跡をレイトレースする必要がある。そのために TALE-FD ステーションの大気蛍光望遠鏡の内部構造を標準ソフトウェア中に詳細を記述しておく必要がある。再現した大気蛍光望遠鏡の構造が図 4.3 である。図 4.3 の紫色の箱が PMT カメラであり、緑色は PMT カメラに取り付けた遮蔽物である。シミュレーションでは空気シャワー光子が遮蔽物に当たった場合はそれ以上レイトレースされない。TALE-FD ステーションの合成鏡は、内側に重なった 4 つの小さな円と外側の大きな円で構成されている。内側の 4 つの小円が実際の TALE-FD の望遠鏡の鏡面に相当する。レイトレースでは、ステーションに入射してきた光子が鏡面に当たったかを 1 枚ずつ判定していく。その際に、4 つの内側のいずれかの小円で当たり判定がされたら、その時点で次の小円で当たり判定はされない。従って、図 4.3 にあるように小円が重なっている領域に光子が当たった場合でも光子の当たり判定が重複されることない。球面鏡によって反射された光子は次に PMT カメラに入射するかどうか判定される。

レイトレースでは 1 光子ずつの軌跡を求めるため、計算量が多くなる。時間短縮のためにもレイトレースを開始する前に、望遠鏡に入射する光子に鏡の反射率や紫外光透過フィルターの透過率など入射位置に依存しない係数をかけて光子数を減らしておく [37]。ここまで準備できたところで、光子 1 つ 1 つについてカメラに入射する位置や時刻をレイトレースによって求める。放射位置は、NKG 関数でシャワーの横方向粒子分布を近似して考量し、ランダムに選ぶ。次に、鏡の検出面積内でランダムな 1 点を光子の到達点として選ぶと、この 2 点をつなぐ直線から光子の放射位置と方向が決まる。そして、発生点から鏡で反射し PMT カメラに到達するまでの軌跡をレイトレースする。

その後、PMT カメラに入射した光子は光電子となり増幅された後、電子回路を経て FADC でデジタル化される。レイトレースの軌跡から光が PMT に入射する時刻を求め、ゲイン、電子回路の応答関数をかけ合わせ、時間情報を含んだ波形データとし保存する。この手順を光子の数だけ繰り返し、重ね合わせることでカメラ全体でのシミュレーションデータが作られる。

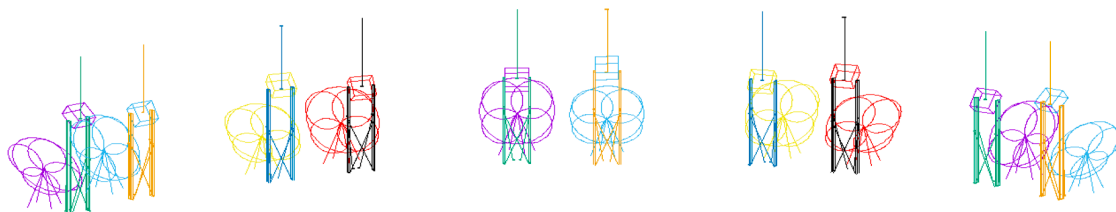


図 4.3: ソフトウェア内に実装した大気蛍光望遠鏡。

4.2 ハイブリッド解析手法

ハイブリッド解析は FD と SD 1 台の情報から空気シャワーを再構成する手法である。イベント再構成の過程は大きく以下の 3 つで構成されている。

1. 再構成に使用する FD の PMT の選択
2. 空気シャワー軸の到来方向、コア位置（ジオメトリー）の決定
3. 空気シャワーの縦方向発達の決定

4.2.1 解析に使用する PMT の選別

実際の観測ではイベントトリガーが発生するとステーション内の全チャンネルの信号が記録・保存されるため、TALE FD ステーションで 256×10 本の PMT の信号が記録される。まず、以下の解析により各 PMT について空気シャワーによる大気蛍光の入射の有無を判別し、以後の再構成に用いるどうか判定する。また、再構成に必要となる光電子数や光子の到達時間を見積もる。

1st セレクション

第一に各 PMT で得られた波形を個々に解析し、大気蛍光信号の有無を判定する。FD ステーションで記録される空気シャワーの信号波形は、図 4.4 で示されるように三角形で近似できるような形をしている。これを図 4.5 のように、波形のピーク位置 p と幅 ω で表現されるトライアングルフィルターでフィットし、以下に示す有意度 $\sigma(\omega, p)$ が最大になる p, ω を求める。

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (4.1)$$

$$W(i) = \omega - |p - i| \quad (4.2)$$

$F_{\text{sub}}(i)$ はペDESTALの平均を差し引いた波形の i 番目のビンの値、 $W(i)$ は重み、 $P_{\text{rms}}(i)$ は i 番目のビンのペDESTALのゆらぎである。ペDESTALの平均やゆらぎは SDF によって記録される。 ω の探索範囲は 0 から 30 である。

有意度分布を図 4.6 に示す。空気シャワーの信号がない場合の有意度 (図 4.6(左)) はほぼ 6σ 以下に分布しているのに対して、空気シャワーの信号を含む場合 (図 4.6(右)) は 6σ 以上の領域にテールを持つ。このことから、 6σ 以上の有意度を持った PMT 信号を大気蛍光信号と判定し、以後の解析に使用する。 6σ に満たない PMT は以下で説明する 4 th セレクションにかけられる。

最大有意度を持つ p と ω のペアが見つかったとき、タイミング T とその誤差 σ_T を以下の式によって計算する。

$$T = \frac{\sum_{i=p-\omega}^p i \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.3)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} (T - i)^2 \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.4)$$

上に2式では、サンプリング周波数は10 MHz なので相当するビン幅 100 ns をかけて時間に直している。 T は上で求めた幅 ω 内での重心であることに注意する。現在は PMT 信号幅が 30 ビンと求めた場合は、その信号はノイズとみなし、解析には使用しない。光電子数は以下の式で得られる。

$$N_{pe} = \text{Gain} \times \sum_{i=p-3\omega}^{p+3\omega} F_{\text{sub}}(i) \quad (4.5)$$

Gain は FADC 値からの光電子数の変換係数で、キャリブレーションにより得られる。

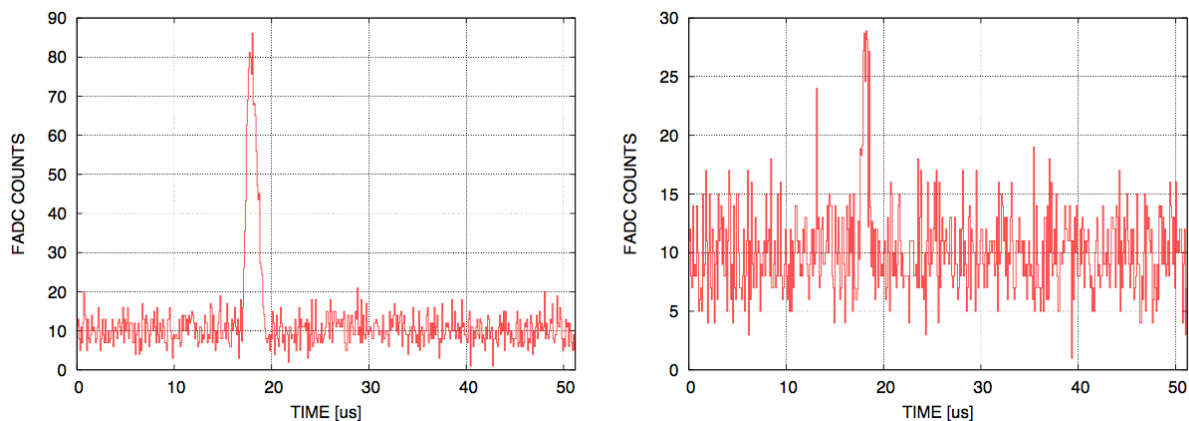


図 4.4: シミュレーションによる波形。

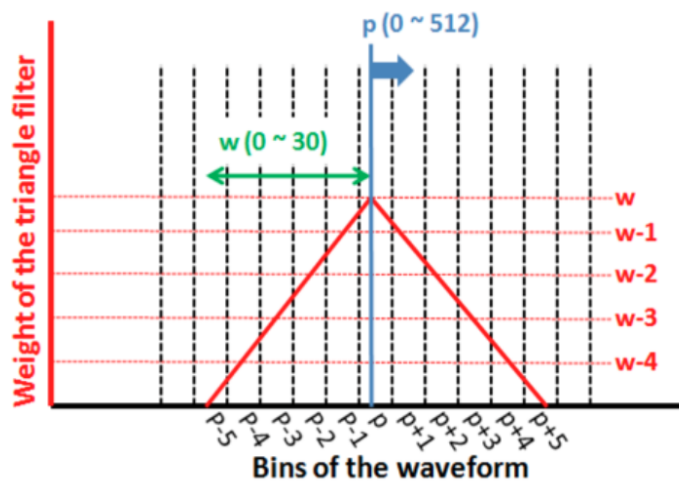


図 4.5: 重みを表しているトライアングルフィルターの概略図。

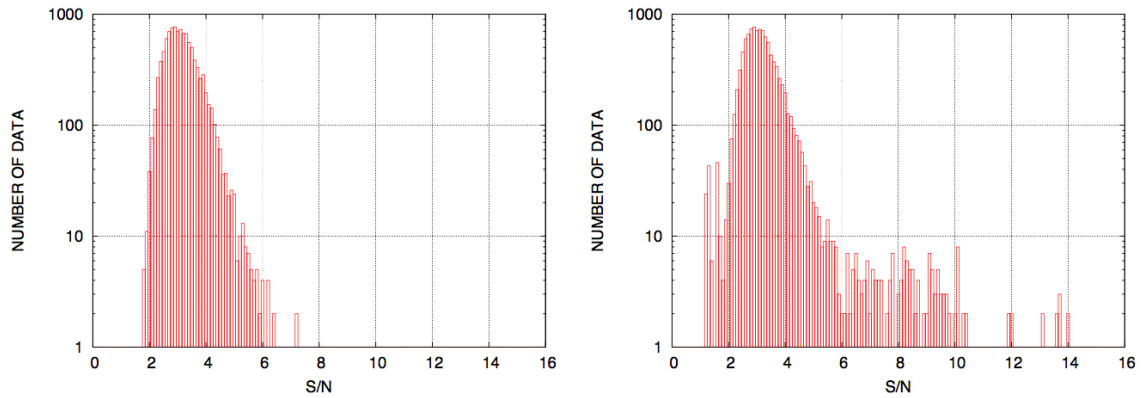


図 4.6: 観測で得られた波形の最大有意度の分布。空気シャワーの信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右)。

2nd セレクション

1st セレクションによってほとんどのノイズ信号を除去できるが、それでも光量の大きい夜光を信号として選択してしまうことがあり、上記の波形解析による選別のみでは不十分である。そこでさらに別の方法による選別が必要となる。空気シャワーを撮像すると大気蛍光光子の入射した PMT はヒットマップ画面上に線状に分布するので、この線状の形状を弁別に利用する。シャワー粒子数はシャワー軸付近で最も多く、軸から遠くなるにしたがって減少する。大気蛍光もほぼ同じ分布に従うので、シャワー軸から離れた方向を見ている PMT には大気蛍光が入射していないとみなすことができる。そこで、シャワーイメージの中心軸をハフ変換アルゴリズムを用いて近似的にシャワー軸とみなし、この直線と PMT の視野方向との離角 (β とする) を求め、 β が大きい PMT はノイズ信号として除外する。しかし、 β の分布は一次エネルギーやジオメトリによって決まり、あらかじめわかっていない。そのため、離角についての分布をとり、独立した PMT を除去する。

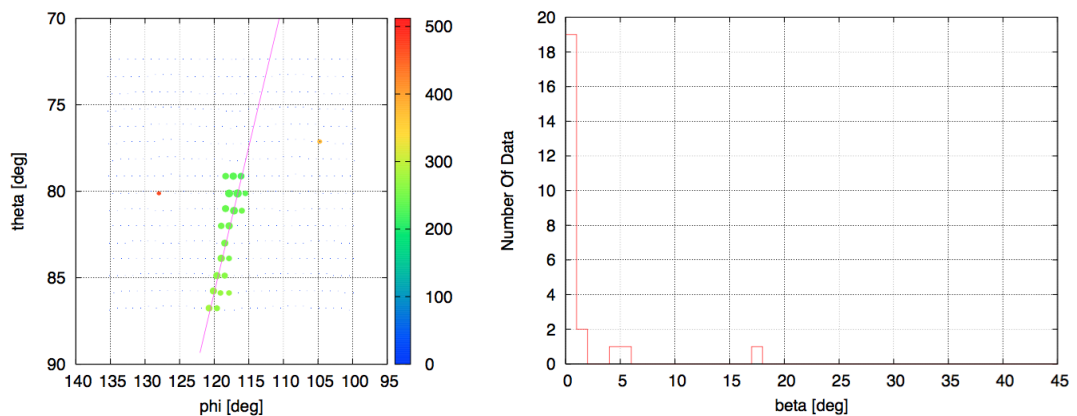


図 4.7: シャワートラック (左) と離角 β の分布空気シャワーによるデータは離角小さい部分に集中するのに対して、そこから外れたデータはノイズと考えられる。

3rd セレクション

2nd セレクションではシャワートラックから離れたノイズは除去できる。しかし、トラックに隣接したノイズ信号は取り除けない。再構成では光子の入射した時刻を用いるため、ノイズデータによる期待される時刻と明らかに異なったピークを持つような信号が混入すると、再構成の精度が著しく落ちてしまう。そこで、1st セレクションで求めた波形の入射時刻 T からデータを選別する。

各 PMT への光子の入射時刻は空気シャワーの到来方向とコア位置から決まる量である。PMT の方向とタイミング情報から仮のシャワージオメトリを決める。ジオメトリ再構成については第 4.2.2 節で説明する。得られたシャワートラック中心への方向ベクトルに対して、シャワー軸の方向ベクトルのなす角を ψ 、 i 番目の PMT の方向ベクトルがなす角 α_i とすると、PMT への光子入射時刻 t_i は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.6)$$

となる。ここで t^* はシャワートラックの重心方向にシャワーが到達した時刻、 r_0 は FD からシャワートラック中心までの距離である。 $\phi - \theta$ の直交座標系で考える場合、厳密には上式は成り立たないが、 α が小さい場合には近似的に成り立つと考えられている。離角 α_i はシャワートラック中心の方向ベクトル \mathbf{n}_c とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$ から次式で決まる。

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left(\mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_c \right) \quad (4.7)$$

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (4.6) によってフィッティングし、フィッティングから大きく外れたものを除外する。

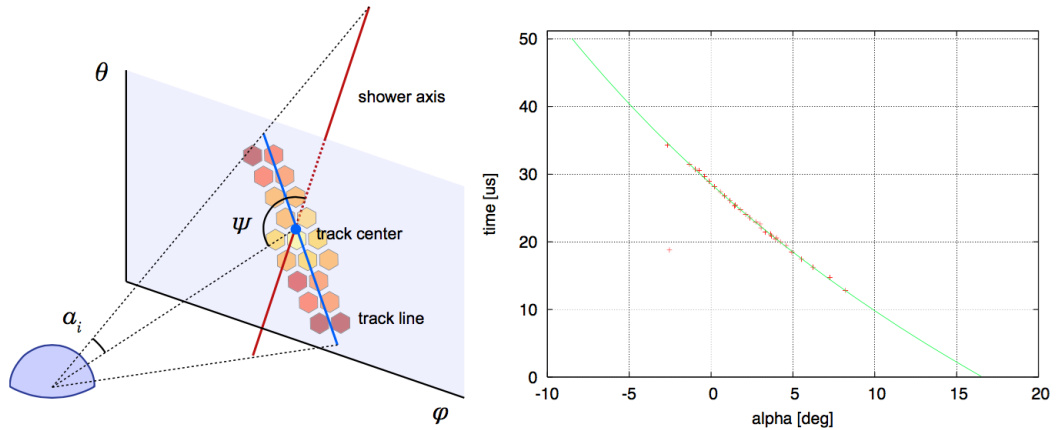


図 4.8: シャワートラック (左) とノイズ選別のためのタイミングフィット (右)。右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 (-2.5° , $19 \mu\text{s}$) があり、これはノイズ信号である。

4th セレクション

4th セレクションでは、モノジオメトリ再構成と同じようにタイミング情報を使い、PMT セレクションをする。1st、2nd、3rd セレクションによって 6σ 以上の有意度を持った PMT だけが

残る。ここでは、1st、2nd、3rd セレクションで除外された 6σ より小さい有意度を持った PMT をセレクションする。

まず初めに、求めた Shower-Detector Plane (SDP) 上での PMT の仰角と PMT のタイミング情報を、モノジオメトリ再構成と同じ方法でタイミングフィットする。SDP の求め方とタイミングフィットの詳細は、第 4.2.2 節で説明する。

次に、フィットした関数とのタイミングの差 R_i 、擬似 χ^2 、SDP からの離角 β_i を、全ての PMT に対して計算する。

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (4.8)$$

$$\chi^2 = \left(\frac{R_i}{\sigma_{T_i}} \right)^2 \quad (4.9)$$

$$\beta_i = \vec{P}_i \cdot \vec{V}_{\text{SDP}} \quad (4.10)$$

ここで、 α_i は SDP へ投影された i 番目の PMT の仰角、 $f(\alpha_i)$ は α_i でのフィット関数から得られるタイミング、 σ_{T_i} は 1st セレクションによって得られたピークのタイミング誤差、 \vec{P}_i はポイントベクトル、 \vec{V}_{SDP} は SDP での垂線方向である。これらのパラメータが PMT の排除または追加の判定に使用される。

item	SOFT	HARD
R_i	$< 1.2 \mu\text{s}$	$< 0.8 \mu\text{s}$
χ^2	< 20	< 15
β_i	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$

表 4.1: 4th セレクションでの PMT 選別基準。

これらの PMT は表 4.1 に示される 2 種類の基準値 (SOFT セレクション、HARD セレクション) によって分類される。最初に、SOFT セレクションの基準値を使って、PMT を選定する。SOFT セレクション後、基準値を HARD セレクションの基準値に変えて選別する。

分類された PMT は、離角が判定される PMT の 5° 以内と時間差が $5 \mu\text{s}$ 以内の基準で選ばれた、隣接した PMT との α_i と T_i の “Linear” フィッティングにより判定される。フィットされた関数からの時間差 R_{linear} 、擬似 χ_{linear}^2 、使用される PMT 数 N_{linear} が判定に使用される。表 4.2 が “Linear フィット” による PMT の選別基準である。この選定により、位置とタイミングが孤立している PMT を排除する。PMT がこれらの基準を全て満たすとき、PMT は解析に使用する PMT として追加される。このセレクションは、追加または排除候補の PMT がなくなるまで繰り返される。

item	THRESHOLD
N_{linear}	> 3
R_{linear}	$1.2 \mu\text{s}$
χ_{linear}^2	$20 \mu\text{s}$

表 4.2: 4th セレクションでの Linear フィットによる PMT 選別基準。

図 4.9 は観測された空気シャワーイベントのイベントディスプレイの 1 つの例である。各マーカーの位置は PMT の視野方向、色は光子の入射時刻、大きさは光量を表している。左図が 1st から 4th の全ての PMT セレクションを行う前で、S/N が 3 以上の波形が記録された PMT を全てプロットしてある。右図は 1st から 4th の全ての PMT セレクションを行った後であり、以降の解析で使用しない PMT には × を表示した。PMT セレクションを行うことで有効にノイズ信号を持つ PMT を除去できていることがわかる。

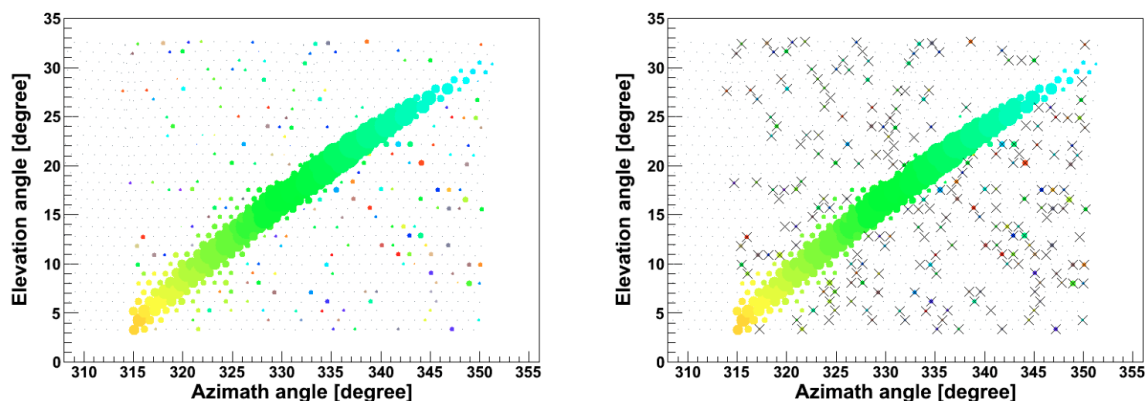


図 4.9: 1st から 4th の全てのセレクション前(左)とセレクション後(右)の空気シャワーイベントディスプレイ。ノイズが除去されていることがわかる。

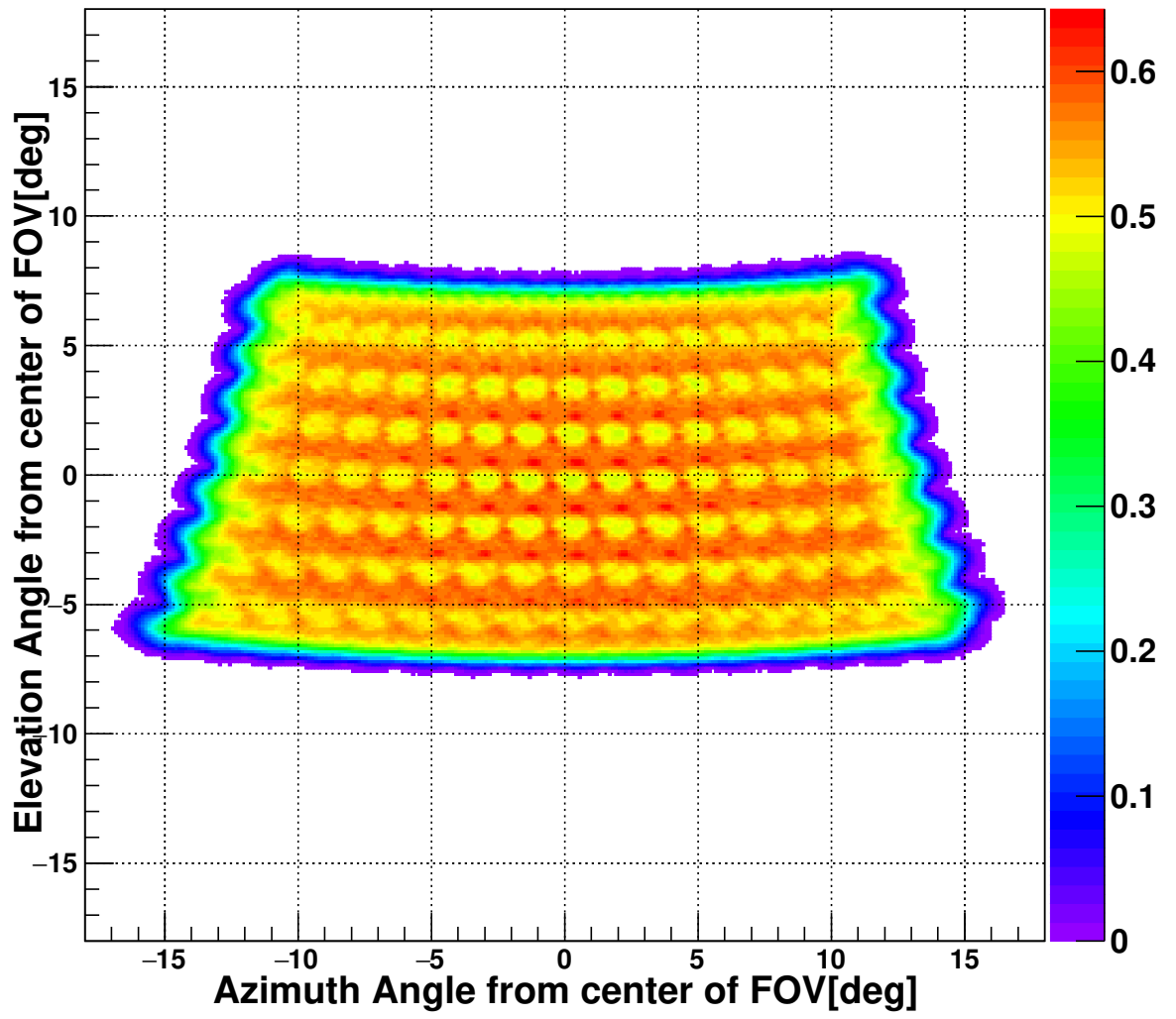
4.2.2 ハイブリッド解析による空気シャワー到来方向の再構成

空気シャワー到来方向の再構成では、空気シャワー軸の位置や傾き、コア位置を求める。いずれの場合も、まず FD ステーションの SDP を求める。そのあと、SD1 台の情報を使ってシャワーが地表に到達した時間を計算し、空気シャワーの到来方向を再構成する。

PMT の視野方向

空気シャワーのジオメトリの決定には、光子の入射方向が非常に重要である。つまり各 PMT の視野を正確に知る必要がある。PMT の視野は、PMT と鏡の位置関係だけではなく周囲の遮蔽物などの望遠鏡全体構造、PMT 感面での不均一性を考慮する必要があり、簡単な幾何学計算で求めるのは難しい。よってレイトレースシミュレーションをあらかじめ行い、計算しておく。

シミュレーション自体は単純で、平行光を FD の球面鏡に入射してレイトレースを行い、各 PMT における入射光子数を見るモノである。これにより各 PMT がある角度に対してどの程度の感度を持っているのかがわかる。この方法で得られた PMT の感度分布を図 4.10 に示す。PMT の視野はおおよそ 1° 程度の広がりを持っていることがわかる。しかし、この視野の広がりを常に考慮して到来方向を再構成するのはたいへんであるので、イベント再構成の計算ではこれを 1 方向で代表させて行う。そこで各 PMT に対し、入射光子数の重心方向を PMT の視野方向として定義する。また、PMT ごとの方向による感度分布は、後述する逆モンテカルロ法を高速化する上で重要である。



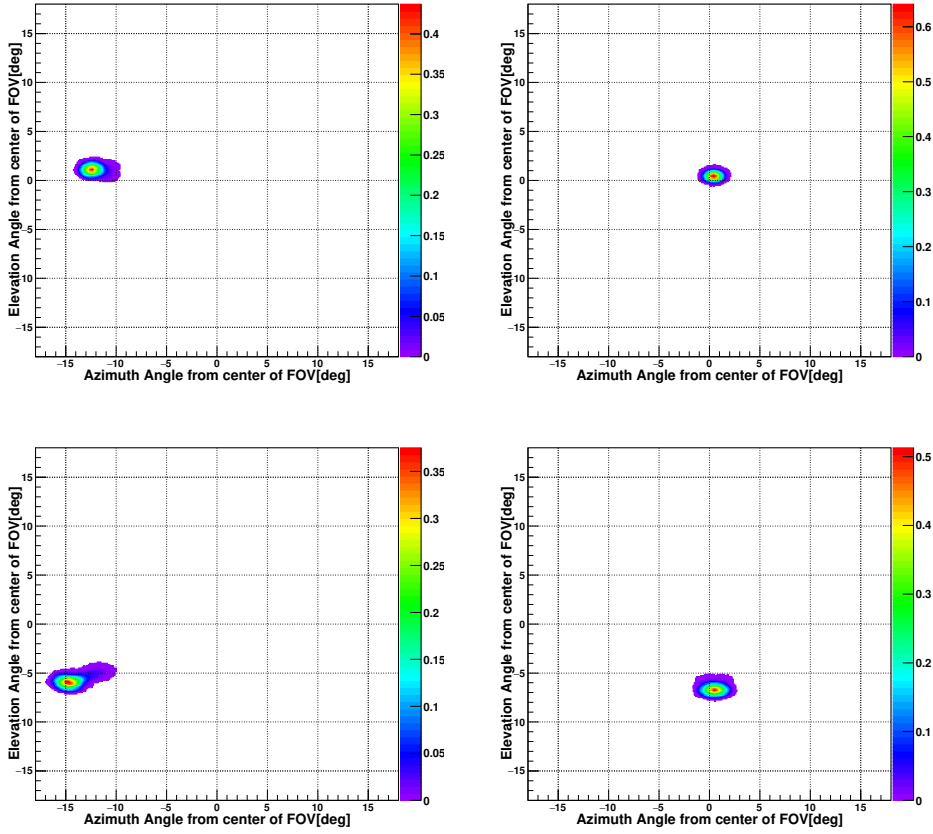


図 4.10: 望遠鏡への光子の入射方向に対する PMT の感度。上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの。下は各 PMT ごとに描いた図である。数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比である。

Shower-Detector Plane

Shower-Detector Plane (SDP) とは、検出器とシャワー軸によって張られる平面のことである。ここではステーション一体で一つの検出器とみなし、ステーション中心を座標原点とする。 i 番目の PMT にシャワー軸から放射された大気蛍光光子が入射したとすれば、SDP の法線ベクトル \mathbf{n} はその PMT の視線方向 \mathbf{k}^i と垂直となる。複数の PMT に光子が入ったとして、以下の χ^2 を最小にする \mathbf{n} が SDP の法線ベクトルの最確値である。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.11)$$

ここで、 σ_i は PMT の視野を考慮した規格化因子で $\sigma_i = \sin 0.8^\circ$ 、 w_i は重みである。シャワー軸に近い PMT に重みをつけて

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (4.12)$$

とする。 N_i^{pe} は i 番目の PMT の光電子数、 \bar{N}^{pe} は全 PMT の光電子数の平均である。

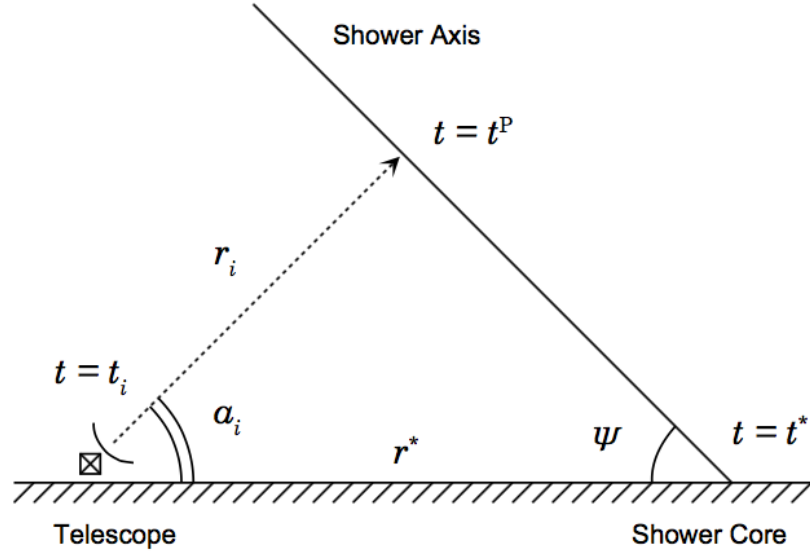


図 4.11: 観測されたイベントの再構成。

空気シャワーの到来方向の再構成

今、SDP は決まっているので、FD の各 PMT の光子の入射時刻と SD 1 台の粒子入射時刻を使うことでシャワーの到来方向を決定する。使用される SD 1 台の選択はハイブリッドトリガーで集められ、かつ 3 MIPs 以上の信号を持っている SD が候補となり、FD の情報と合わせて最も χ^2 を最小にする SD を使って得た結果を到来方向として使用する。FD ステーションを原点とする座標系を考える (図 4.11)。コア位置を \mathbf{r}^* 、シャワーがコアに到達した時間を t^* とする。また、シャワー軸上の \mathbf{r}_i の点から時刻 t^P に放出された光子は i 番目の PMT により時刻 t_i に検出されたとする。このとき、

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (4.13)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (4.14)$$

が成り立つ。ここから t^P を消去すると、

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (4.15)$$

となる。各 PMT の視野は既知であるので、光子の発生点 \mathbf{r}_i への仰角 α_i も既知である。これを用いて式 (4.15) を書き換えると、

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (4.16)$$

ここで ψ はシャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角である。また、 t^* は SD の位置と粒子入射時刻から以下の式で算出される。

$$t^* = t_{SD} + \frac{1}{c} (r^* - r_{SD}) \cos \psi \quad (4.17)$$

ここで t_{SD} は SD の粒子入射時刻、 r_{SD} は FD とある 1 台の SD の距離を表している。再構成ルーチン内では、光子入射時刻 T_i の測定誤差 σ_i を考量して、以下の χ^2 を最小にする r^* 、 ψ の最確値とする。

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{\left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.18)$$

ただし、 $s_i(\psi)$ は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (4.19)$$

である。このようにして、 r^* と ψ が決まるので、結果としてシャワー軸の方向ベクトルとコア位置の方向ベクトルが求まる。

図 4.12 に FD 単眼による解析手法と FD の情報と SD の情報を掛け合わせた解析（ハイブリッド解析）手法を比較している。FD 単眼による解析手法は t^* 、 r^* 、 ψ の 3 変数によるフィット関数を使うのに対して、ハイブリッド解析手法は t^* を SD の粒子入射時刻を使って求めるため r^* 、 ψ の 2 変数によるフィット関数を使うため到来方向とコア位置の決定精度が良くなる。ハイブリッド解析による到来方向とコア位置の決定精度に関する説明は 4.3 節で述べる。

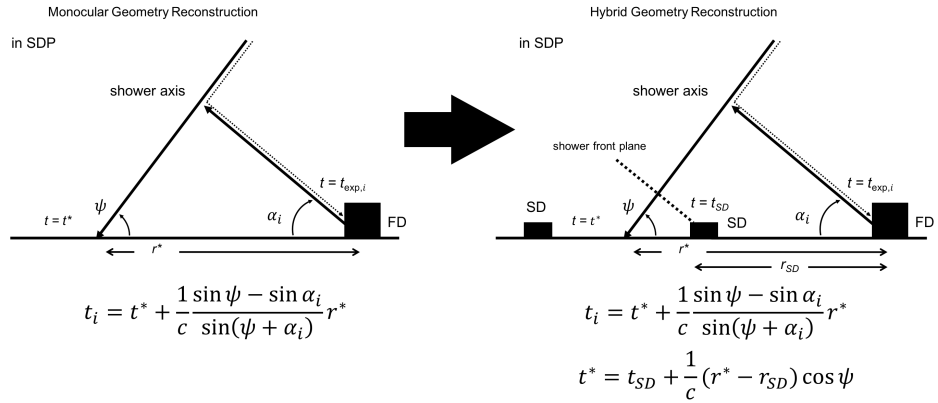


図 4.12: 左が FD 単眼による解析手法。右がハイブリッドによる解析手法。

4.2.3 縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法

縦方向発達は、観測された考量から大気深さごとの空気シャワー中の電子数を計算することで決定できる。福田らの開発した Waveform Sum Method[45] は、10 MHz の実効サンプリングレートで記録されている波形から 100 ns ごとの各 PMT の光子数を求め、それを対応する大気深さでのシャワー中電子数に変換し、空気シャワーの縦方向発達を再構成する方法である。この Waveform Sum Method は非常に高速にデータ解析をできる長所がある一方で、チェレンコフ光や散乱チェレンコフ光が信号中に含まれることを考量していない、という決定的な短所があった。大気蛍光観測ではジオメトリによりかなりの割合でチェレンコフ光やその散乱光が混入するため、全て大気蛍光の光であるとみなし解析してしまうとエネルギーを過大評価してしまう。そこで、チェレンコフ光とその散乱光を精密に考慮するために「逆モンテカルロ法」を用いた縦方向発達再構成ルーチンが開発された。以下で、その詳細について説明する。

X_{\max} 決定

逆モンテカルロ法とは、到来方向の再構成で得られたシャワー軸に沿って、繰り返し空気シャワーをモンテカルロ法でシミュレートし、PMT カメラで観測される信号を計算し、観測されたデータをもっともよく再現する空気シャワーを選ぶ方法である。空気シャワーの縦方向発達曲線は Gaisser - Hillas 関数を使って X_{\max} 、 N_{\max} をパラメータとし、繰り返し生成する。実際には X_{\max} の最確値を探す。具体的には、このとき $N_{\max} = 1.0$ と固定しておき、縦方向発達の形が一致するものを探す。また、Gaisser - Hillas 関数の X_0 は縦方向発達曲線の形を大きく変化させるパラメータではないため、 $X_0 = 0.0 \text{ g/cm}^2$ と固定した。

与えられた X_{\max} 、 N_{\max} からカメラ面での信号を求めるが、縦方向発達からレイトレースを行うと計算機の負担が大きくなるため現実的ではない。そのため、第 4.2.2 節で述べた PMT の視線方向を求めるときに利用されたシミュレーション計算で求められた方向に対する感度 (f_i) を利用して計算を簡略化・高速化している。 i 番目の PMT で検出される信号 n_i^{pe} (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_{\lambda} N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (4.20)$$

で求めることができる。ここで $N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}}$ はイベントシミュレーション同様、深さ $x \text{ g/cm}^2$ ごとの大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光の望遠鏡に届く光子数を計算する。 $f_i(\mathbf{n}_x)$ はある方向 \mathbf{n}_x i 番目の PMT の感度図 4.10 の値に相当する。

式 (4.20) を使って計算した信号と観測データをもとに、次の尤度を計算する。

$$L = \sum_i \left\{ n_i^{\text{pe, data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe, st}}} \right\} \quad (4.21)$$

$$n_i^{\text{pe, st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (4.22)$$

ここで $n_i^{\text{pe, st}}$ は式 (4.20) のシミュレーションで計算されたステーションでの総光子数の和であり、 $n_i^{\text{pe, data}}$ は実際の観測データから求めた i 番目の光電子数である。 X_{\max} を変えながら、式 (4.21) の尤度を繰り返し計算し、最大になる X_{\max} を最確値とする。

N_{\max} 決定

縦方向発達を求めたのち、 N_{\max} を求める。検出された総光電子数をもっとも多かったステーションでの総光電子数と式 (4.20) から求まる $N_{\max} = 1.0$ の総光電子数の比から N_{\max} を決定する。すなわち、

$$N_{\max} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe, data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (4.23)$$

である。図 4.13 は観測されたシャワーイメージと、再構成結果をもとに式 (4.20) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である。図 4.9 と同じイベントである。左図は各 PMT で計算された波形データを単位間隔ごとに足し合わせて、時刻情報を大気斜め深さに変えたものである。右図は求めた X_{\max} 、 N_{\max} の縦方向発達曲線から式 (4.20) を使い、カメラで観測される粒子数を求め重ね書きした図である。データの立ち上がり、立ち下りやプロットの真ん中に位置するカメラの隙間による光量の損失も含めて観測データをよく再現できていることがわかる。

Energy 決定

一次宇宙線のエネルギーは空気シャワー中の全粒子のエネルギーの合計である。逆モンテカルロ法で求めた X_{\max} 、 N_{\max} を Gaisser - Hillas 関数に代入して積分すると、電磁成分のエネルギー E_{cal} が求まる。 E_{cal} は一次宇宙線のエネルギーではないことに注意する。

$$E_{\text{cal}} = \overline{\frac{dE}{dX}} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\max}, X_{\max}, X_0) dX \quad (4.24)$$

ここで \overline{dE}/dX は1電子が単位深さ走ったときの平均 energy deposit で $2.2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ である。

ところで、Gaisser - Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (4.25)$$

$$\xi = \frac{X_{\max} - X_0}{\lambda} \quad (4.26)$$

を用いて書き換えると

$$N_e = N_{\max} \left(\frac{e}{\xi} \right)^{\xi} e^{-t t^{\xi}} \quad (4.27)$$

となる。したがって、この積分である E_{cal} はガンマ関数 Γ を用いた以下の式を計算すればよい。

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\max} \overline{\frac{dE}{dX}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^{\xi} \Gamma(\xi + 1) \quad (4.28)$$

そのようにして求めた E_{cal} に Missing Energy の補正を加えることによって、一次宇宙線のエネルギー E_0 が決定する。

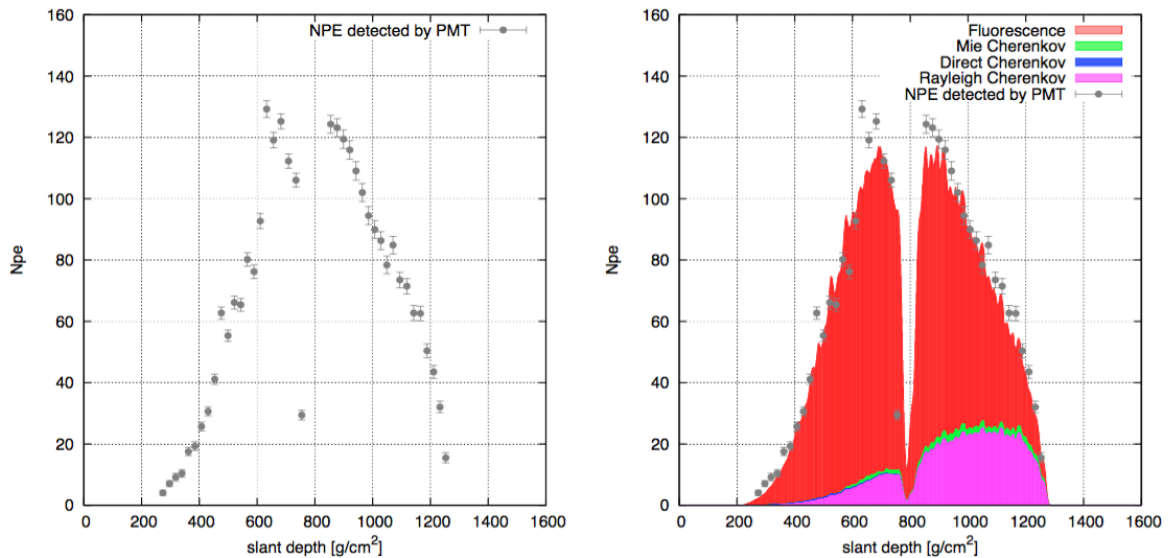


図 4.13: 観測データとシミュレーションの比較。左図は実際の観測データであり、右図は再構成で得られたシャワーパラメータをもとにシミュレートした光電子数を重ね書きしたものである。右図のヒストグラムでは、赤色は大気蛍光、青はチェレンコフ光、紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光、緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光電子への寄与を表す。

4.3 ハイブリッド再構成手法の性能

本研究で TALE ハイブリッド解析手法 (図 4.12) を用いて空気シャワーイベントの再構成パラメータ (到来方向、コア位置、 X_{\max} 、エネルギー) 決定精度を評価した。シミュレーションソフトウェアで生成した空気シャワーデータをイベント再構成ソフトウェアで解析し、シミュレーションで与えた真値と再構成によって得られた再構成パラメータを比較し、再構成ソフトウェアの性能とした。

4.3.1 ハイブリッド再構成の決定精度

以下の条件でシャワー生成シミュレーションした。

- 一次宇宙線の種類：陽子、鉄
- 一次宇宙線のエネルギー E_0 : $10^{17.5}\text{eV}$ 、 $10^{18.0}\text{eV}$
- 天頂角：0-60 度の範囲で等方的にランダム
- 方位角：0-360 度の範囲で等方的にランダム
- コア位置：図 4.14 の半円の範囲

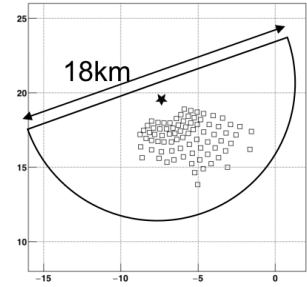


図 4.14: シミュレーション範囲。

再構成されたイベントに対して、以下の条件でイベントセレクションした。

- 再構成に使用する SD の信号の大きさ $> 3 \text{ MIPs}$
- X_{\max} が TALE FD の視野内
- # of photoelectrons > 1000
- $\psi_{recon} < 100^\circ$

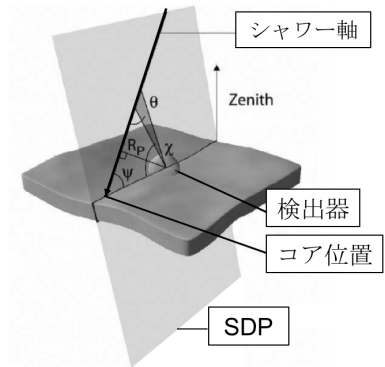
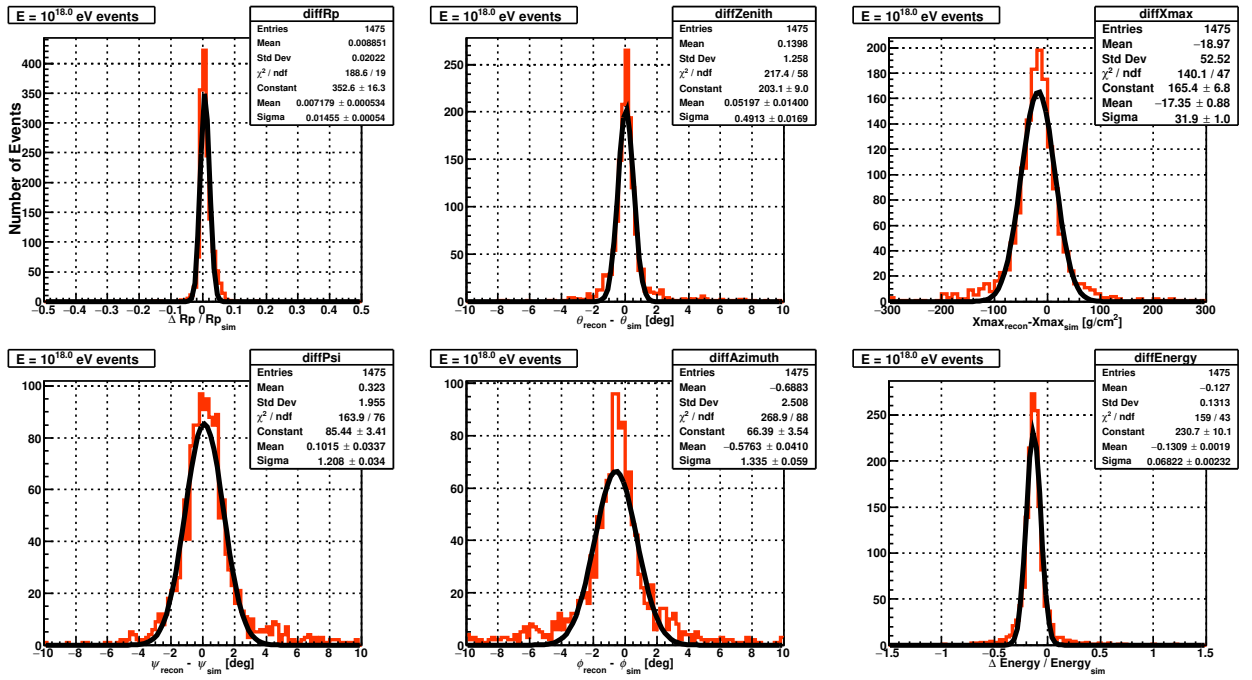


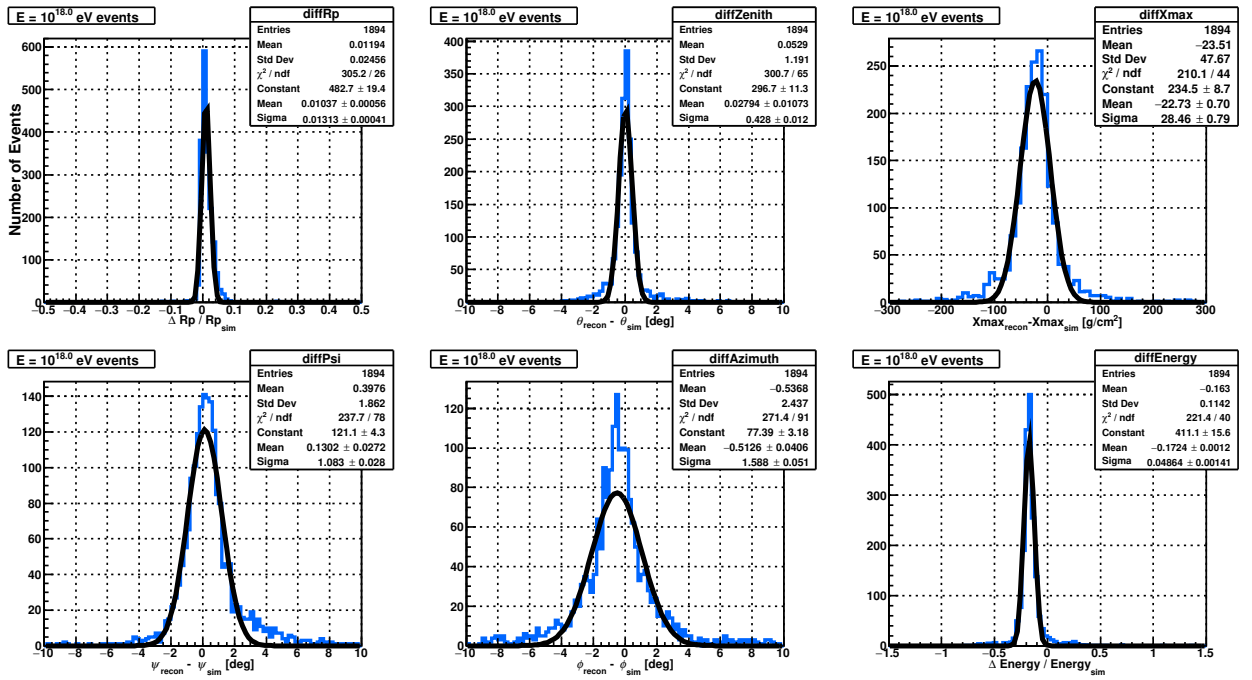
図 4.15: 各パラメータの説明。

4.3.2 決定精度

R_p (図 4.15) はステーションからシャワー軸に対して垂線を下ろした時の距離である。 ψ (図 4.15) はシャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角である。図 4.16、図 4.17 はそれぞれイベントの再構成パラメータ決定精度を示している。それぞれの図の (a)、(b) はそれぞれ 1 次宇宙線が陽子と鉄である。(a)、(b) それぞれ上列左から R_p 、 θ (天頂角)、 X_{\max} 、下列左から ψ 、 ϕ (方位角)、 E (エネルギー) のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である。それぞれの再構成パラメータをガウス分布でフィットしたときの平均値 m と標準偏差 σ を使い、 $m \pm \sigma$ で示している。

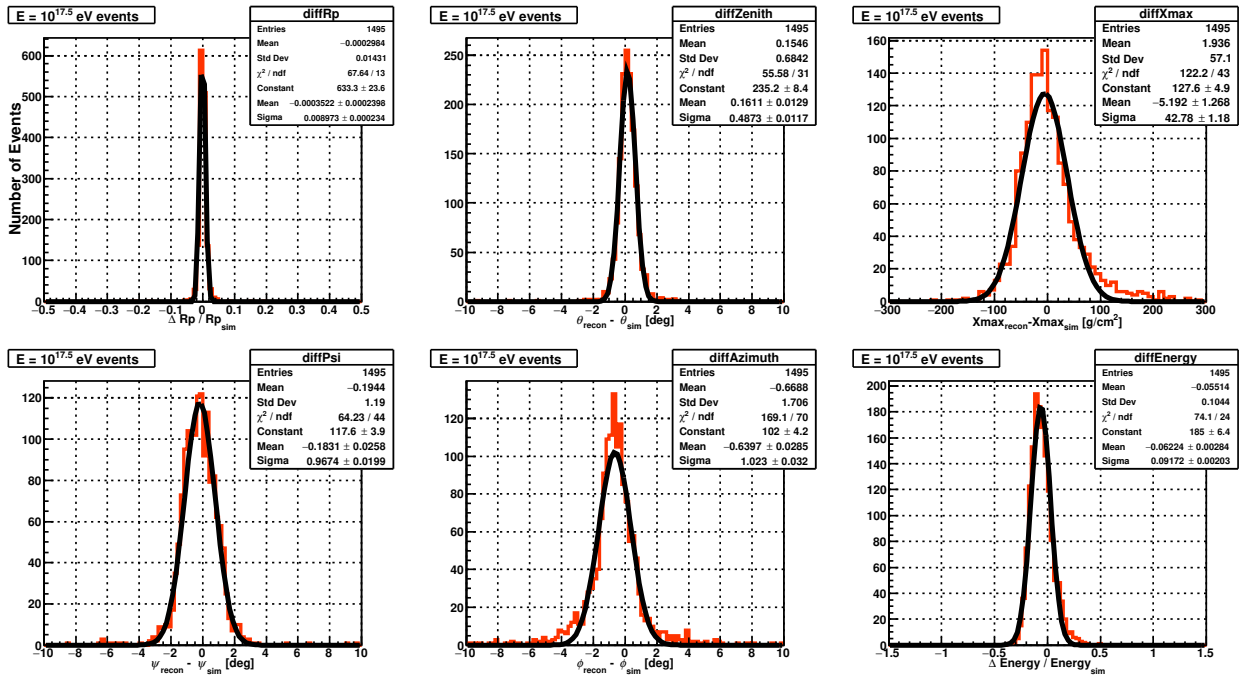


(a) 1次宇宙線: 陽子 ($10^{18.0}$ eV)

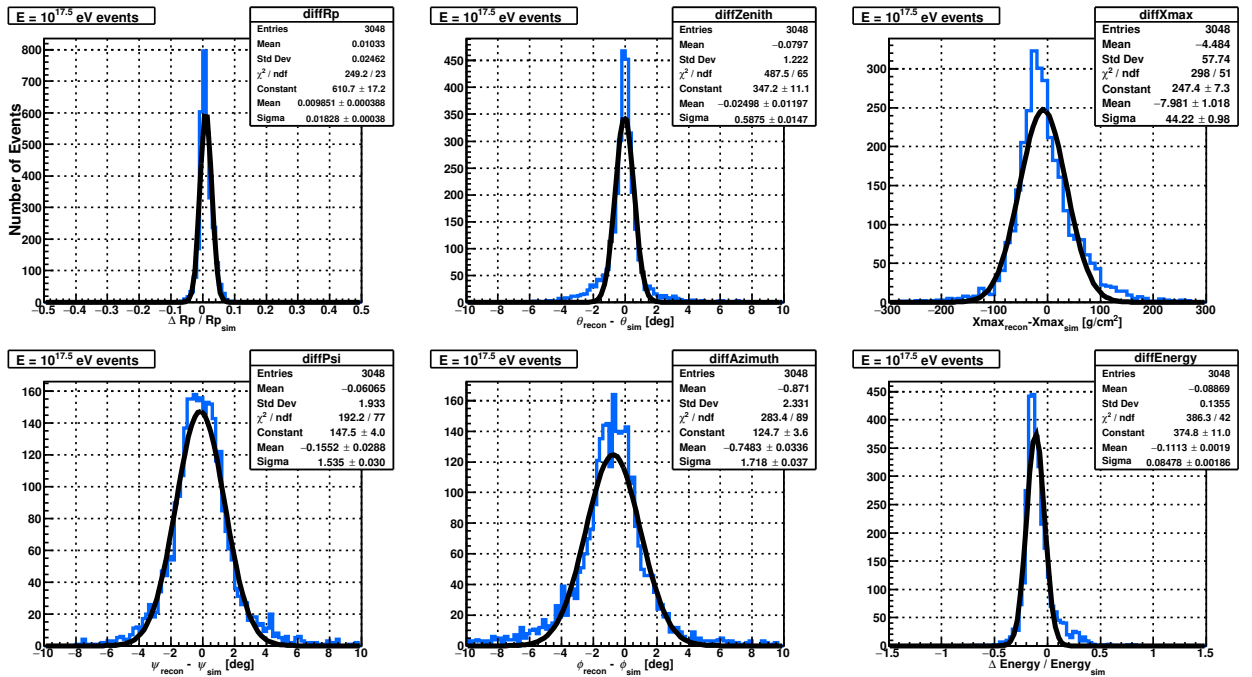


(b) 1次宇宙線: 鉄 ($10^{18.0}$ eV)

図 4.16: $10^{18.0}$ eV の空気シャワーイベントの再構成パラメータ決定精度。(a)、(b) の1次宇宙線はそれぞれ陽子と鉄である。(a)、(b) それぞれ上列左から R_p 、 θ (天頂角)、 X_{max} 、下列左から ψ 、 ϕ (方位角)、 E (エネルギー) のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である。



(a) 1次宇宙線: 陽子 ($10^{17.5}$ eV)



(b) 1次宇宙線: 鉄 ($10^{17.5}$ eV)

図 4.17: $10^{17.5}$ eV の空気シャワーイベントの再構成パラメータ決定精度。(a)、(b) の1次宇宙線はそれぞれ陽子と鉄である。(a)、(b) それぞれ上列左から R_p 、 θ (天頂角)、 X_{max} 、下列左から ψ 、 ϕ (方位角)、 E (エネルギー) のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である。

E_0 [eV]	ΔR_p [%]	$\Delta\psi$ [deg]	$\Delta\theta$ [deg]	$\Delta\phi$ [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE [%]
$10^{17.5}$	0.0 ± 0.9	-0.2 ± 1.0	0.2 ± 0.5	-0.6 ± 1.0	-5.2 ± 42.8	-6.2 ± 9.1
$10^{18.0}$	0.7 ± 1.4	0.1 ± 1.2	0.1 ± 0.5	-0.6 ± 1.3	-17.4 ± 31.9	-13.1 ± 6.8

表 4.3: 1次宇宙線は陽子の各エネルギーでのハイブリッド解析の決定精度。

E_0 [eV]	ΔR_p [%]	$\Delta\psi$ [deg]	$\Delta\theta$ [deg]	$\Delta\phi$ [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE [%]
$10^{17.5}$	1.0 ± 1.8	-0.2 ± 1.5	-0.2 ± 0.6	-0.7 ± 1.7	-8.0 ± 44.2	-11.1 ± 8.4
$10^{18.0}$	1.0 ± 1.3	0.1 ± 1.1	0.0 ± 0.4	-0.5 ± 1.6	-22.7 ± 28.5	-17.2 ± 4.9

表 4.4: 1次宇宙線は鉄の各エネルギーでのハイブリッド解析の決定精度。

ハイブリッド解析手法の空気シャワー最大発達深さ X_{\max} の決定精度は $10^{18.0}$ eV の陽子で 31.9 g/cm² 程度であることがわかった。しかし、宇宙線核種によらずエネルギーが高くなると再構成された X_{\max} と E がシミュレーションで与えた値よりも低く見積もられる結果となった。到来方向のパラメータである R_p 、 θ 、 ψ 、 ϕ は宇宙線核種、エネルギーによらず再構成バイアスのない結果となった。

4.4 実データ解析

図 4.18 はハイブリッドトリガー実装後に得られた 2018 年 11 月 7 日実データのハイブリッド解析結果を示している。図 4.18 の上段は再構成された空気シャワーのイベントディスプレイ、下段は FD と SD の時刻情報と SDP 内の仰角の関係を示す。

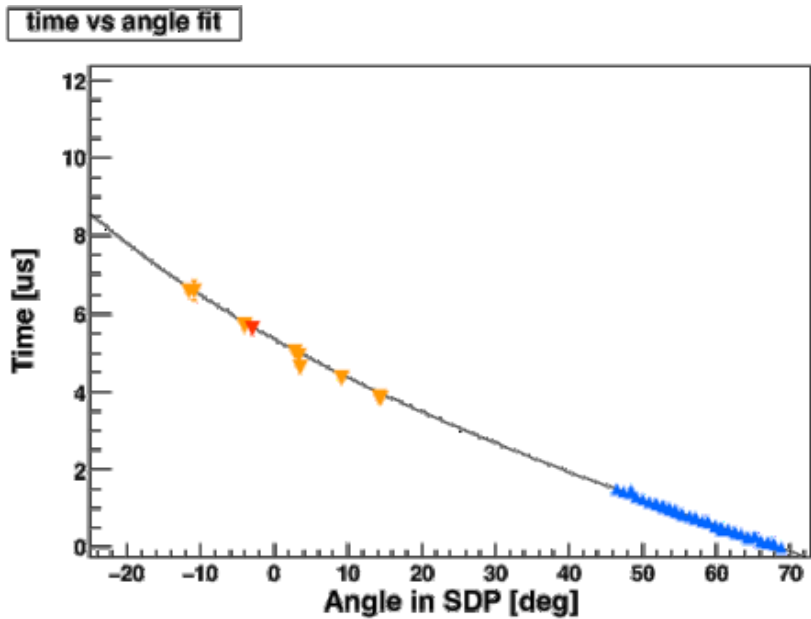
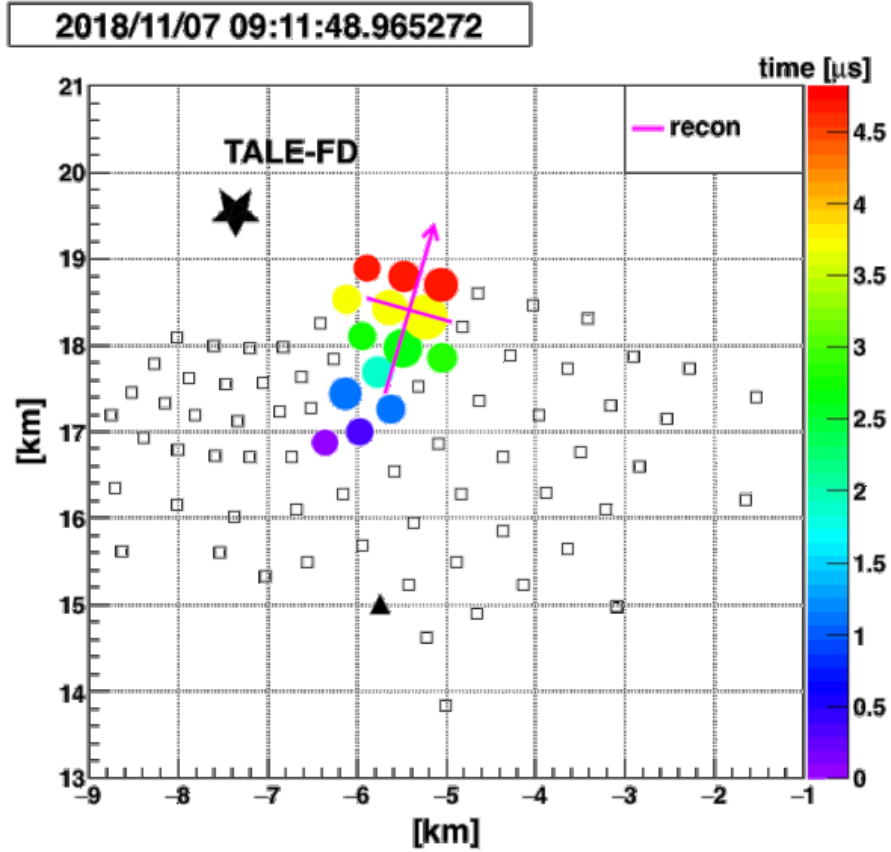


図 4.18: 上段は再構成された空気シャワーのイベントディスプレイ、下段はFDとSDのトリガー時刻情報とSD内の仰角の関係を示す。上段: 矢印は再構成された到来方向を表し、矢印の十字がコア位置を表している。また、色のついた円の大きさはSDの波形信号の大きさを、色の違いはSD間の波形信号の時間差を示している。そのため、再構成されたシャワーの到来方向に沿ってSDの波形信号の時刻の流れがわかる。下段: FDの時刻情報（青色のプロット）とSDの時刻情報（橙色のプロット）を示し、ハイブリッド解析で使用したSDの時刻情報は赤色のプロットで示している。

第5章 結論

ハイブリッドトリガーは TALE 実験において、“2nd knee”領域の宇宙線の化学組成のために必要不可欠である。そこで、TALE FD と TALE SD の完全に独立なトリガーアルゴリズムとデータ収集に加え、FD によるシャワー検出に同期して SD の 1 台以上の波形信号を収集するハイブリッドトリガーシステムを開発した。このハイブリッドトリガーシステムを 2018 年 9 月末に導入した。導入に際し、2018 年 2 月から同年 9 月にかけて動作試験を行い、ハイブリッドトリガーを加えた新規データ収集システムの動作試験を行い、期待通りに稼動することを確かめた。TALE SD と TALE FD のトリガータイムスタンプの時刻差は平均的に $SD_{\text{trig}} = FD_{\text{trig}} + 1\text{s} - 1.64\ \mu\text{s}$ であることもわかった。さらに、2018 年 10 月から 2019 年 11 月時点での 1 年間のハイブリッドトリガーで収集された事象は 75,531 となっている。FD から送信されるハイブリッドトリガーレートは 0.06Hz であり、タワー PC による SD の波形信号収集の速度限界の 0.1Hz 以下になっている。

シャワー再構成をする際に FD の情報と SD1 台の情報を掛け合わせたハイブリッド解析手法を用い、生成した疑似空気シャワーイベントデータを解析して再構成決定精度を評価した。“2nd knee”付近の $10^{17.5}$ eV での空気シャワーイベントに対するハイブリッド解析手法の再構成決定精度は 1 次宇宙線が陽子の場合、

- R_p の決定精度: $0.0 \pm 0.9\ \%$
- ψ の決定精度: $-0.2 \pm 1.0^\circ$
- X_{max} の決定精度: $-5.2 \pm 42.8\ \text{g}/\text{cm}^2$
- エネルギーの決定精度: $-6.2 \pm 9.1\ \%$

1 次宇宙線が鉄の場合、

- R_p の決定精度: $1.0 \pm 1.8\ \%$
- ψ の決定精度: $-0.2 \pm 1.5^\circ$
- X_{max} の決定精度: $-8.0 \pm 44.2\ \text{g}/\text{cm}^2$
- エネルギーの決定精度: $-11.1. \pm 8.4. \%$

となった。陽子宇宙線と鉄宇宙線の同一エネルギーでの平均 X_{max} の差がおよそ $100\ \text{g}/\text{cm}^2$ であることから、ハイブリッド解析手法によって“2nd knee”付近で起きていると予想される陽子宇宙線と鉄宇宙線の分布の違いを区別できることが期待される。

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に深く感謝いたします。

また、幾度となくご助言、御指導頂きました大阪市立大学の常定芳基準教授に深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の野中敏幸助教、榊直人博士、理化学研究所の木戸英治研究員、立命館大学の奥田剛司特任助教にはSDに関する知識全般において数多くのご指導、ご助言を頂きましたことを深く感謝いたします。特に奥田剛司特任助教と木戸英治研究員にはユタでの生活において大変お世話になりましたことを深く感謝します。また、ユタ大学のDmitri Ivanov博士には本研究のハイブリッドトリガーシステムを実装する際に大変お世話になりましたことを感謝いたします。

毎日の研究生活の中で支えとなっていた大阪市のJihyun Kim博士、Rosa Mayta氏、佐原涼介氏、高木芳紀氏、織田浩行氏、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏、田上裕太、中井慧、松宮弘幸氏、並びに信州大学の関皓月氏、中村凌氏、山本真周氏、稲富大地氏、岩倉広和氏、上濱孝文氏に感謝致します。特に佐原涼介氏と藤田慧太郎氏には本研究について、数多くの相談に応じて頂き、的確な助言を頂いたことを深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、池田大輔特任助教、川田和正特任助教、京都大学の藤井俊博助教、神奈川大学の有働慈治助教、中部大学の山崎勝也助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、大阪市立大学技術職員の松山利夫氏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。

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には事務処理などでお世話になりましたことを感謝いたします。

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

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 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] J.A.Simpson, *Ann. Revs. Nucl & Part. Sci.*, **33**, 323(1983).
- [5] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [6] D. R. Bergman, et. al., *astro-ph/0603797*(2006).
- [7] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [8] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [9] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III*.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [10] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [11] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 63(1960).
- [12] J. Linsley, *Phys. G: Nucl. Phys.*, **12**, 51(1986).
- [13] T. Hara, *Proc. of 18th ICRC.*, **11**, 27(1983).
- [14] KASCADE-Grande Home Page, <https://web.ikp.kit.edu/KASCADE> (2018/02 現在)
- [15] A.A. Ivanov, et al., *EPJ Web of Conference* **53**, 04003(2013)
- [16] V.V. Prosin, et al., *EPJ Web of Conference* **99**, 04002(2015)
- [17] The IceCube Collaboration, *Proc. of 34rd ICRC*, 0334(2015)
- [18] A. Haungs, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0300(2013)
- [19] W. Apel, et al., *Phys. Rev.Lett.*, **107**, 171104(2011).
- [20] W. Apel, et al., *Phys. Rev.D.*, **87**, 081101(R)(2013).
- [21] S.P. Knurenko, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0053(2013)
- [22] R. Abbasi et al., *Astroparticle Physics*, **80**, pp. 131-140(2016).
- [23] R. Abbasi et al., *Arxiv*, 1801.09784 (2018).
- [24] R. Abbasi et al., *The Astrophysical Journal*, **790**, L21(2014).

- [25] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [26] 斎藤公記, TA 実験 278:TA×4 実験用地表検出器の R&D 日本物理学会第 71 回年次大会 (2016)
- [27] W.M. Yao, et al., *J.Phys.G. and Nucl.Phys.*, **33**(2006).
- [28] S. Ogio, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0717(2013).
- [29] S. Ogio, et al., *EPJ Web of Conference* **53**, 08020(2013).
- [30] 木舟正 『新物理学シリーズ 34 宇宙高エネルギー粒子の物理学-宇宙線・ガンマ線天文学-』, 培風館 (2004).
- [31] 井上一 他編 『シリーズ現代の天文学 17 巻』宇宙の観測 III -高エネルギー天文学, 日本評論社 (2007).
- [32] 後藤昂司, 修士論文 大阪市立大学 (2014)
- [33] 小西翔吾, 修士論文 大阪市立大学 (2016)
- [34] 高橋優一, 修士論文 大阪市立大学 (2017)
- [35] T.Nonaka et al., *Proc. of 31th ICRC*
- [36] A.Taketa et al., et al., *Proc. of 31th ICRC*
- [37] 藤井俊博, 博士論文 大阪市立大学, (2012).
- [38] D.Rodriguez, *Ph.D.thesis, The University of Utah*,(2011)
- [39] Z.Zundel, *Ph.D.thesis, The University of Utah*,(2016)
- [40] FREESCALE, Dsp56309 users manual,
http://www.freescale.com/files/dsp/doc/ref_manual/DSP56309UM.pdf
- [41] Atmel, Flex 8000 programmable logic device family,
<https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/ds/archives/dsf8k.pdf>
- [42] Max 7000 programmable logic device family, <https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/ds/archives/m7000.pdf>
- [43] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air shower”, Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [44] J. A. Nelder R. Mead A Simplex Method for Function Minimization,
The Computer Journal, Volume 7, Issue 4, 1 Pages 308
UTF2013313, (1965)
- [45] 福田崇徳, 修士論文 東京工業大学, (2009).
- [46] AMS Collaboration: “Cosmic Protons”, *Phys. Lett. B*490, 27(2000).
- [47] AMS Collaboration: “Helium in Near Earth Orbit”, *Phys. Lett. B*494, 193(2000).

- [48] K. Kasahara and F. Cohen: “ A New Parallel Processing Scheme Enabling Full Monte Carlo EAS Simulation in the GZK Energy Region ” , Proc. of 30th ICRC, 4, 584(2008).