

TALE infill 実験 :

PeV - EeV 宇宙線観測のための検出器性能評価と最適化
(TALE infill experiment : Detector performance evaluation and
optimization for PeV-EeV cosmic ray observations)

理学研究科
数物系専攻
岩崎 葵

概要

宇宙線は宇宙を飛び交う高エネルギーの放射線であり、未だその起源は解明されていない。宇宙線のエネルギースペクトルは $10^{15.5}$ eV 付近に “knee” と呼ばれる折れ曲がり構造があることがわかっている。この折れ曲がり構造は銀河系内にある超新星残骸での加速限界のためだと考えられている。加速限界エネルギーは宇宙線核種の原子番号に比例するため、“knee” を境に軽い原子核から重い原子核へ遷移することが推測される。

そこで、“knee” 領域宇宙線の精密測定を行うため TALE infill 実験を開始する。TALE infill 実験とは、アメリカ・ユタ州にある Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験を低エネルギーの PeV 領域まで拡張した実験である。TALE infill 実験を開始するにあたり、2022 年の 11 月に地表検出器 (Surface Detector, SD) 50 台を設置した。それらは 0.5 km^2 の面積に 100 m 間隔で配置されている。本研究では、TALE infill SD と大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) 10 基を用いたハイブリッド検出器の性能を評価した。

ハイブリッド解析では決定精度が良いイベントを取り出すためのイベントセレクションが行われる。決定精度を良くするためには検出器から得られる情報を多くする必要があるため、検出された信号が大きい、検出された時間が長いなどの特徴を持つイベントが選択される。そのため、空気シャワーが地表付近で発達したイベントを選択する傾向にある。宇宙線の到来方向と核種が同じ場合、エネルギーが低くなるにつれ空気シャワーが発達する高度は高くなるため、PeV 領域ほどの低エネルギーでは上空で発達するイベントが支配的である。そのような宇宙線を対象としている TALE infill ハイブリッド解析に、TALE ハイブリッド解析と同じセレクション条件を適用すると解析結果に大きなバイアスがかかる。

そこで、本研究ではイベントセレクション条件の最適化を行った。その結果、空気シャワーの最大発達深さである X_{max} のバイアスは最大で 27.0 g/cm^2 減少した。また、TALE infill ハイブリッド検出器によって $10^{15.4}$ eV まで低エネルギー側に拡張することに成功した。これにより、TALE infill ハイブリッド検出器は knee 領域において世界初の SD と FD を用いたハイブリッド検出器となった。また、TA 実験グループで 5 桁のエネルギー領域を観測可能とした。

目次

第 1 章	宇宙線	3
1.1	宇宙線の発見	3
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	4
1.2.1	銀河系内の宇宙線と銀河系外の宇宙線	5
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	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	空気シャワーからの光の放出	10
1.3.4	空気シャワーの横方向分布	14
1.3.5	空気シャワー粒子の到来時間の遅れ	14
1.3.6	空気シャワーの観測方法	15
1.3.7	最近の宇宙線測定の結果	16
第 2 章	TA Low-energy Extension (TALE) 実験	25
2.1	大気蛍光望遠鏡 (Air-Fluorescence Detector)	26
2.1.1	望遠鏡と光学系	26
2.1.2	PMT カメラ	28
2.1.3	データ収集システム	31
2.1.4	光学系の較正	33
2.2	TALE Surface Detector Array	35
2.2.1	Detector	35
2.2.2	SD トリガー	36
2.2.3	ハイブリッドトリガー	37
2.2.4	SD の状態のモニタリング	39
2.3	大気状態のモニタリング	41
2.3.1	大気パラメータ	42
2.3.2	大気透明度	43
2.3.3	雲	44
第 3 章	TALE infill 実験	45
3.1	SD の製作	45
3.1.1	SD の動作テスト	46
3.2	SD の組み立て	48
3.3	SD の設置	49
第 4 章	モンテカルロシミュレーション	53
4.1	空気シャワー生成	53
4.2	SD に対する検出器シミュレーション	54
4.2.1	デシニング方法	54

4.2.2	検出器中でのエネルギー損失	55
4.2.3	SD アレイ応答	58
4.3	FD に対する検出器シミュレーション	59
4.3.1	大気蛍光	59
4.3.2	チェレンコフ光放射	60
4.3.3	散乱光	60
4.3.4	“レイトレーシング”	62
第 5 章	イベント再構成	64
5.1	FD プレ解析	64
5.2	空気シャワージオメトリ再構成	69
5.2.1	SD のプレ解析	69
5.2.2	各 PMT の視野の推定	70
5.2.3	空気シャワー検出面の決定	71
5.2.4	ハイブリッドジオメトリフィット	72
5.3	空気シャワーの縦方向発達再構成	74
5.3.1	X_{\max} 決定	74
5.3.2	N_{\max} 決定	74
5.3.3	エネルギー決定	75
5.4	Profile Constrained Geometry Fit	76
5.5	イベントの例	79
第 6 章	データ解析	80
6.1	TALE infill ハイブリッド観測のシャワーパラメータの決定精度	80
6.1.1	モンテカルロシミュレーションの条件	80
6.1.2	Quality Cuts	80
6.1.3	検出器のシャワーパラメータの決定精度	81
6.2	X_{\max} のカットバイアスの最小化	84
6.2.1	X_{\max} のカットバイアス	84
6.2.2	Track length カット条件の最適化	87
6.2.3	Quality Cuts 条件の最適化の効果	89
6.3	今後	95
第 7 章	結論	97
第 8 章	謝辞	98

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線の発見

1912年にV. F. Hessらは地球の高度と放射線の強さとの関係を知るために気球を使った実験を行った。気球に乗り放射線を観測すると、高度が高くなるほど放射線強度が増すことを発見した [1]。この発見により Hessらは放射線が宇宙から到来していること、つまり宇宙線の存在を初めて示した。この1912年の宇宙線発見以来、宇宙線を観測しようと多くの直接観測、間接観測実験が行われてきた。現在これらの観測結果から、 10^9 eV から 10^{20} eV を越える範囲での宇宙線のエネルギースペクトルが測定されている。図 1.1 に示すように、宇宙線の微分フラックスはエネルギーが増加するにつれて、およそ E^{-3} に比例して急激に減少することがわかっている。

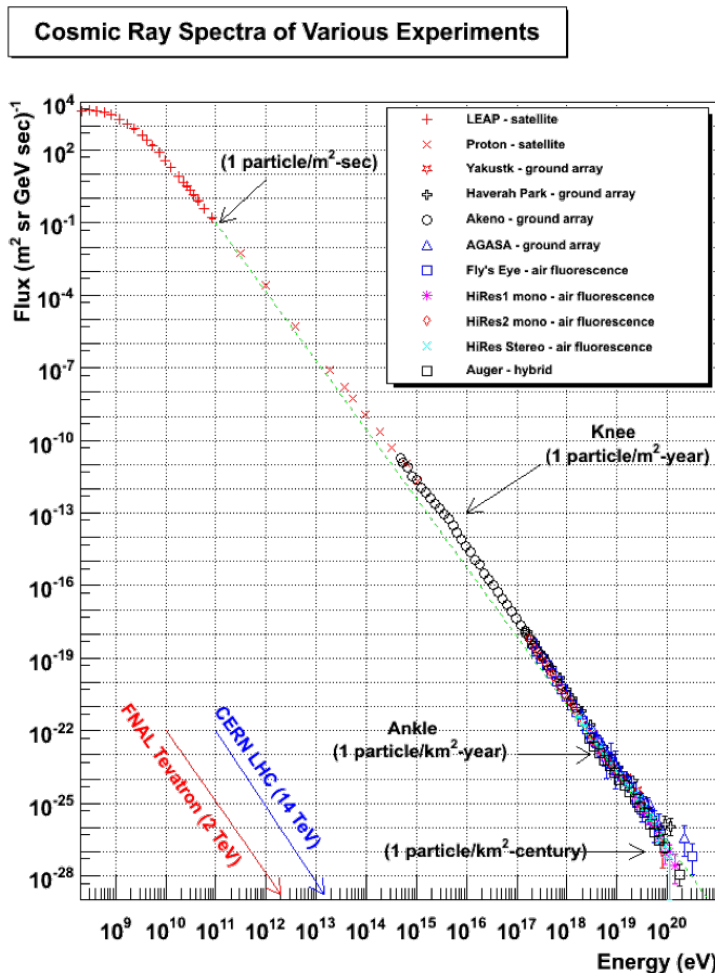


図 1.1: 1 次宇宙線のエネルギースペクトル [2]。エネルギーが 1 桁上がると、宇宙線の微分フラックスはおよそ 3 桁減少。

1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在、宇宙線のエネルギーが $10^{15.0}$ eV 以上のエネルギー領域ではエネルギースペクトルに複数の折れ曲がり構造が存在していることが知られている。図 1.2 にさまざまな実験結果のエネルギースペクトルを示す。この図にあるように、 $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.5}$ eV に折れ曲がりがあり [3]、それぞれ “knee”、 “2nd knee”、 “ankle”、 “cut off” と呼ばれている。

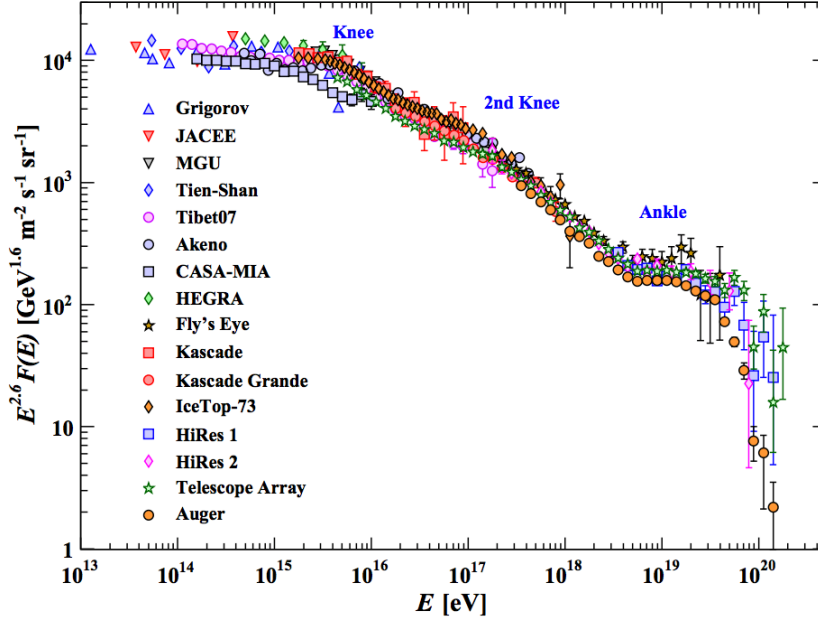


図 1.2: 様々な実験によって求められた宇宙線のエネルギースペクトル [4]。折れ曲がり構造を分かりやすくするため、縦軸を $E^{2.6}$ 倍している。

これらの折れ曲がり構造を説明するため、有力な仮説がいくつか考えられている。まず、knee 構造について 2 つの仮説が存在する。1 つ目は、超新星残骸での加速限界によって折れ曲がりが発生するという仮説である。2 つ目は、ある領域から宇宙線が漏れ出すことで折れ曲がりが発生するという仮説である。ある領域とは伝播領域すなわち銀河、銀河ハロー、宇宙線の加速領域の 3 つが考えられている。

次に ankle 構造について 2 つの有力な仮説が存在する。1 つ目は、knee と同様に銀河磁場による宇宙線の閉じ込めが困難になり、銀河系内起源の宇宙線が系外へと逃げ出していき、代わりに銀河系外起源の宇宙線が到来し支配的になっているという仮説である。この場合エネルギー $10^{18.5}$ eV を境に主要な宇宙線起源が系内から系外へと遷移するため、化学組成が銀河系内で作られた重い原子核から銀河系外で作られた軽い原子核へと変化することが期待される。2 つ目は、宇宙線のエネルギーが 10^{18} eV から 10^{19} eV 程度を超えると、宇宙線陽子と宇宙背景放射との相互作用で電子対生成 (式 1.1) が発生し、エネルギー損失するため宇宙線フラックスが減少するという仮説である [5]。

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

この仮説の場合、ankle 領域の宇宙線の化学組成は純粋に陽子で、 $10^{18.5}$ eV 前後で化学組成の変化は起こらない。

最後に cut off について 2 つの仮説が存在する。1 つ目は、天体による加速限界であるという仮説である。2 つ目はエネルギーが 10^{20} eV を超える宇宙線陽子は宇宙背景放射と相互作用 (式 1.2) しエネルギーを失うという仮説である。これは “GZK カットオフ (Greisen Zatsepin Kuzmin cutoff)” と呼ばれ、K.

Greisen [6] と G. T. Zatsepin と V. A. Kuzmin [7] らによって予測された。宇宙線のエネルギーが約 $(4\sim 6) \times 10^{19}$ eV より高くなると式 1.2 の反応が起こり、宇宙線の頻度は急激に減少すると考えられている。

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^- \quad (1.2)$$

一方、この最高エネルギーの端の cut off が宇宙線の加速エネルギー限界であるという考察もある。この場合、宇宙線の化学組成は 10^{19} eV 付近から cut off 向かって陽子よりも重い原子核が支配的になっていくことが予想される [8]。

1.2.1 銀河系内の宇宙線と銀河系外の宇宙線

knee とは図 1.2 の 1 つ目の折れ曲がり構造を指す。観測結果より、 $10^{15.5}$ eV を境に軽い原子核から重い原子核へと変化していることがわかっている (図 1.3)。このような折れ曲がり構造は銀河系内の超新星残骸での加速限界によって出来ていると考えられている。

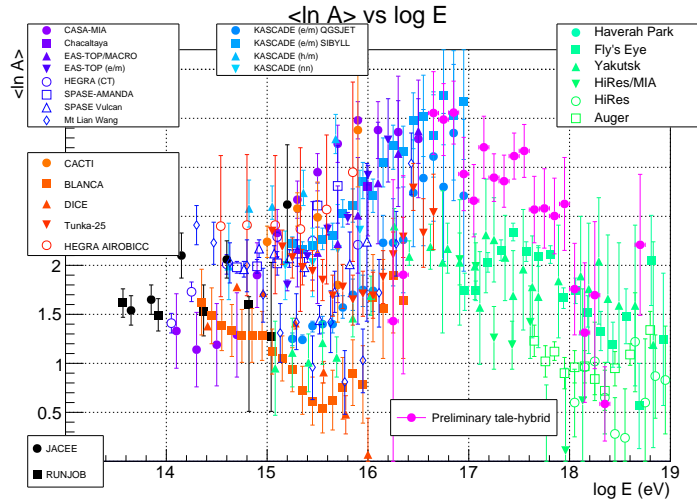


図 1.3: 質量組成の分布。knee を中心に観測している CASA-MIA [9], Chacaltaya [10], EAS-TOP/MACRO [11], EAS-TOP(em) [12], HEGRA(CT) [13], SPASE-AMANDA [14], SPASE Vulcan [15], Mt Lian Wang [16] (紫色), チェレンコフ光を観測している CACTI [17], BLANCA [18], DICE [19], Tunka-25 [20], HEGRA AIROBICC [21] (オレンジ色), 直接観測している JACEE [22], RUNJOB [23] (黒色), KASCADE(em) QGSJET [24], KASCADE(em) SIBYLL [24], KASCADE(hm) [25], KASCADE(nn) [26] (水色), 超高エネルギー領域を観測している Haverah Park [27], Fly's Eye [28], Yakutsk [29], HiRes/MIA [30], HiRes [31], Auger [32] (緑色), TALE hybrid の観測結果 (ピンク色) を示している。

加速限界エネルギーは天体の大きさと磁場と比例関係にあり、以下のような式で表される [33]。

$$E_{\text{max}} \sim \beta \cdot Z \cdot R \cdot B \quad (1.3)$$

β : 光速を単位とした衝撃波の速度

Z : 加速される原子核の原子番号

R : 原子核が加速される領域の半径

B : 加速天体の磁場の強さ

これより、加速天体における加速限界エネルギーは原子番号に比例するといえる。そのため、図 1.3 のように高エネルギーになるにつれ軽い原子核から重い原子核へと変化すると考えられている。

また、式 1.3 の関係を図示したのが Hillas diagram である (図 1.4)。図中の加速天体の中でも銀河系内にあるのは中性子星 (ピンク) と超新星 (茶色) のみである。しかし、 $\sim 10^6$ G より強磁場の中性子星は銀河系外にあるため、銀河系内における宇宙線の加速天体は超新星であるといえる。

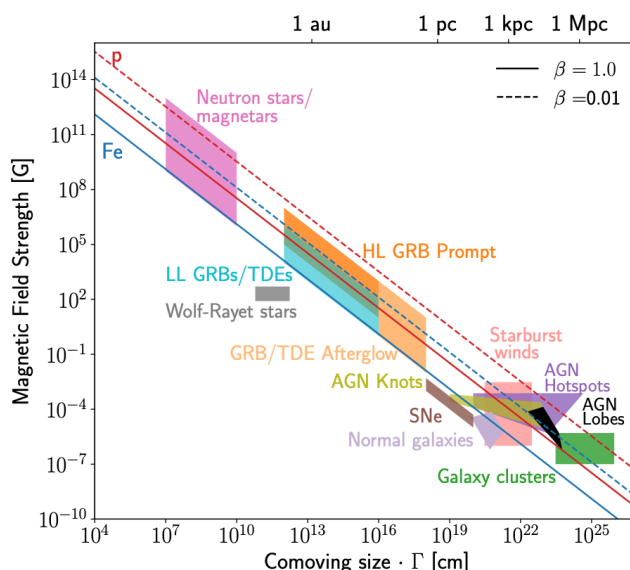


図 1.4: Hillas Diagram [33]。横軸は原子核が加速される領域の半径、縦軸は加速天体の磁場の強さである。線は陽子 (赤) と鉄 (青) がエネルギー 10^{20} eV へ加速可能な B と R の積を示す。実線は $\beta = 1.0 \cdot c$ 、破線は $\beta = 0.01 \cdot c$ と仮定した場合の B と R の積を示す。つまり、直線より右上にある天体は各原子核、各 β_{sh} を仮定した場合 10^{20} eV まで加速出来る可能性を示す。

以上のことから、銀河系内の陽子は knee 領域で超新星残骸での加速限界を迎え、その 26 倍あたりのエネルギーで銀河系内の鉄原子核は加速限界を迎えると予想される。

図 1.3 のような質量組成の変化が見られると、超新星残骸での加速限界によって軽い原子核から重い原子核へと変化する証拠になると考えられており、knee 領域が注目されている。しかし、未だに宇宙線を PeV 以上に加速している銀河系最強の天体「ペバトロン」は発見されていない。そんな中、Tibet 実験 (1.3.7) によって 1 PeV もの高エネルギーのガンマ線が観測された [34]。それらのガンマ線の到来方向と既存の TeV ガンマ線源の位置を比較した結果、それらのガンマ線は既知のガンマ線放射天体の方向からではなく銀河系のディスク方向に広がっていることがわかった (図 1.5)。これはペバトロンが過去または現在に存在するという決定的な証拠であり、さらに knee 領域への注目が集まった。

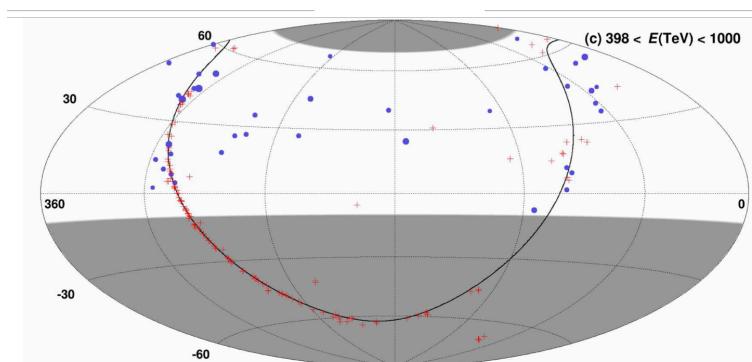


図 1.5: 赤道座標における $398 < E < 1000$ TeV のガンマ線の到来方向分布 [34]。青の丸は Tibet AS + MD で観測されたガンマ線 like なイベントの到来方向を示す。丸の大きさは観測されたイベントのエネルギーに比例している。赤の十字は TeV ガンマ線カタログ [35] に掲載されている既存の TeV ガンマ線源の位置を示す。黒の実線は銀河面、影は Tibet AS + MD の視野外を示す。

鉄原子核が加速限界を迎えるエネルギーあたりに2つ目の折れ曲がりである 2nd knee 構造がある (図 1.2)。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、非常に興味深い謎の一つとされている。観測の結果によると、 $10^{15.5}$ eV 付近の knee から $10^{16.5}$ eV 付近まではエネルギーが増加すると宇宙線の主成分が重い原子核へと遷移していることがいえる (図 1.3)。これは加速領域または閉じ込め領域からの漏れ出しによるものであると考えられている。電荷の小さな原子核ほど銀河系内で閉じ込められず十分に加速される前に銀河系外へ出て行ってしまふ。一方、電荷が大きな原子核は加速領域に長い間いることが可能なので、高エネルギーにおいては重い原子核の方が多く占める。knee よりも 26 倍高エネルギーである $\sim 10^{17}$ 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。

それより高エネルギーの宇宙線は銀河系外から到来する陽子が主成分だと考えられている。重い原子核になるにつれ相互作用断面積が大きくなるので、起源から地球に到来するまで磁場による散乱を起しやす。そのため、同じエネルギーの陽子と鉄を考えると、陽子の方が鉄より 26 分の 1 倍散乱されずエネルギーを失いにくいので陽子の方が低エネルギーで遠くから地球に到来することができる。人混みで例えると、ガリガリの陽子はストレスなくまっすぐ進めるのに対して、太っている鉄は人を避けるというストレスを感じながら進むので鉄は同じ距離を進むのに時間がかかる上にどっと疲れるようなものである。

よって、宇宙線の主成分が重い原子核から軽い原子核に遷移するところで銀河系内から銀河系外へ遷移していると考えている。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が銀河系内から系外へと遷移した証拠になると考えられており、2nd knee 領域が注目されている。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、エネルギーが高くなるほど到来頻度が急激に減少する。 10^{14} eV 以下の宇宙線はフラックスが大きく到来頻度が高いため、検出面積が小さくても観測可能である。しかし、エネルギーが低いため大気中を通過して地上で観測することはほぼ不可能である。そのため、人工衛星などに搭載された観測装置で直接観測をしている。一方で、 10^{14} eV 以上の宇宙線は到来方向を求めるためには直接観測が最適だが、このエネルギーの宇宙線を観測できるほど大きな検出面積を持った観測装置を打ち上げるのは非常に困難である。幸運なことに地球には大気が存在しているため、このエネルギー以上の宇宙線は 1 次宇宙線が大気中で空気シャワー 1.3.1 を生成する。我々は広大な検出器面積を持つ検出器で空気シャワーを観測することで宇宙線を間接的に測定する。

1.3.1 空気シャワー現象

この現象は 1938 年にフランスの物理学者 P.Auger によって空気シャワー現象が発見された [36]。宇宙線が大気中の窒素や酸素の原子核と衝突すると、2 次粒子が生成される。その 2 次粒子がさらに大気中の原子核と相互作用し粒子を生成する。これが繰り返されカスケード現象が起こる。カスケード現象は大気中の原子核と相互作用する粒子の種類によって 2 つに分けられる。1 つは陽子や鉄などのハドロンが大気中の原子核と相互作用して発生する核カスケードである。もう 1 つはガンマ線が大気中の原子核と相互作用して発生する電磁カスケードである。

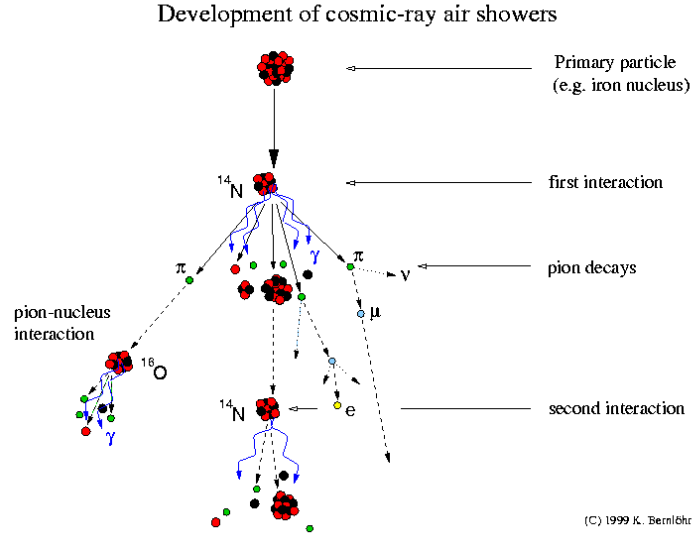


図 1.6: カスケード現象の模式図 [37]。

核カスケード現象

陽子や鉄などのハドロンが大気中の原子核と相互作用してハドロンである π や K の 2 次粒子を生成し、それらもまた大気中の原子核と相互作用し粒子を生成することを繰り返す現象を指す。最終的に π となる。 π^0 の寿命は $8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ で、2 個のガンマ線に崩壊しガンマ線によって電磁カスケード現象が起こる。一方、 π^\pm の寿命は $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ と π^0 より長く、以下のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5)$$

μ^\pm の寿命はさらに 2 桁長く $2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$ で、以下のように崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.6)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.7)$$

大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍であるため、相互作用を繰り返すことで最終的に大量の粒子が生成される。

電磁カスケード現象

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生成し、それらが制動放射によってガンマ線を生成する。これらが繰り返し起こる現象を電磁カスケード現象という。制動放射によってエネルギーが最初のエネルギーの $1/e$ になると次の制動放射が起こる。その距離 X_0 は以下計算で求められる。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.8)$$

よって、制動放射による単位厚さあたりのエネルギー損失 $-\frac{dE}{dX}_{\text{brems}}$ は放射長 X_0 を用いて以下の計算で求められる。

$$-\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.9)$$

電子対生成の相互作用長 X_{pair} は以下の計算で求められる。

$$\begin{aligned}\frac{1}{X_{\text{pair}}} &= \frac{7}{9} \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \\ &= \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}\end{aligned}\quad (1.10)$$

これより、制動放射と電子対生成の相互作用超は同程度であることが言える。電子対生成と制動放射を繰り返すほど、1粒子あたりのエネルギーは減少するので、電子成分は大気中の電離損失が支配的になる。電子のエネルギーが臨界エネルギー E_c より小さくなると、制動放射より電離損失の方が支配的になり粒子が生成されなくなる。空気中では、 $E_c \approx 85 \text{ MeV}$ である [38]。

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

上空からある地点までは生成される粒子数が増加し続け、ある地点から生成される粒子数が減少する。このような空気シャワーの粒子数の増減を縦方向発達という。エネルギー E_0 のガンマ線が大気に入射した際に生じる空気シャワーの縦方向発達、つまり電子・陽電子数 N_e の変化は以下の近似式で表される。

$$N_e \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.11)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.12)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.13)$$

t : 空気シャワーが通過した大気厚さ (単位は大気中の放射長 38 g/cm^2)

s : 空気シャワーの発達を表すエイジパラメーター

$s=1$ の時、電子・陽電子数 N_e が最大となる [39]。

宇宙線陽子が生成する空気シャワーについては、T. K. Gaisser と A. M. Hillas が提案した以下の式でよく近似できることがわかっている。

$$N(X) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda} \right) \quad (1.14)$$

N_{max} : 最大発達時の総荷電粒子数

X_{max} : 最大発達深さ

X_0 : 1次宇宙線が最初に相互作用した大気深さ

λ : 縦方向発達の減衰長

ここでは $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$ としている。 N_{max} は1次宇宙線のエネルギー E_0 に依存しており、 $N_{\text{max}} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ の関係がある。また、1次宇宙線が重い原子核であるほど原子核との相互作用断面積が大きくなり X_0 が小さくなる。従って、 X_{max} も小さくなる。これより、 X_{max} を測定することで宇宙線の質量組成を知ることが可能である。エネルギー $10^{15} \text{ eV} \sim 10^{20} \text{ eV}$ の宇宙線の $\langle X_{\text{max}} \rangle$ を測定結果より、エネルギーが変化すると質量組成も変化していることがわかる (図 1.7)。

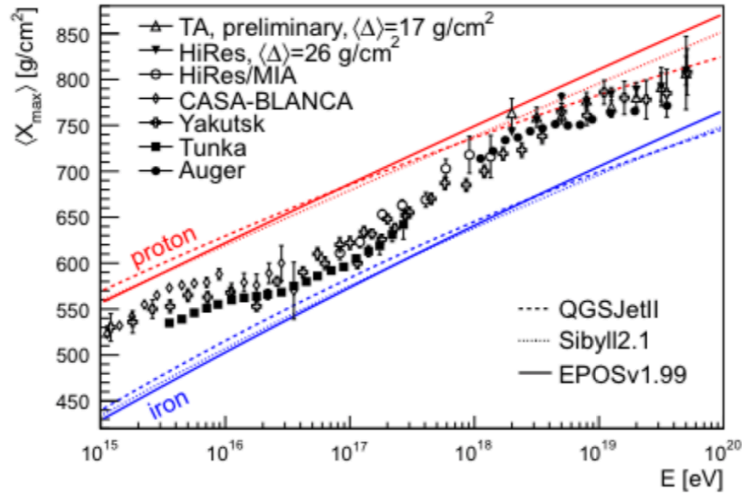


図 1.7: $\langle X_{\max} \rangle$ の測定結果 [8]。non-imaging チェレンコフ検出器で観測している Tunka [40, 41], Yakutsk [42, 43], CASA-BLANCA [44], 大気蛍光望遠鏡で観測している HiRes/MIA [45], HiRes [46], Auger [47], TA [48], ハドロン相互作用モデル [49, 50, 51] を用いた質量組成シミュレーション結果 [52] を示す。

1.2.1 で述べたように、宇宙線の起源が銀河内から銀河系外へ遷移していると考えられている 2nd knee 領域における $\langle X_{\max} \rangle$ の測定結果は図 1.7 のようになっている。これより、遷移領域では X_{\max} がエネルギーと共に急激に変化し、さらにその分布が鉄成分と陽子成分の両方を含むため、非常に広がっていることがわかる。

このように、 X_{\max} を観測することで質量組成の変化を間接的に見ることが可能である。

1.3.3 空気シャワーからの光の放出

空気シャワーが大気中を通過する際、大気蛍光とチェレンコフ光の 2 種類の光が生成される。

空気シャワーによる大気蛍光は主に、大気中の窒素分子がカスケード現象によって生成された電子・陽電子からエネルギーを得ることで励起し、元の状態に戻る (脱励起) 際に差分のエネルギーを光として放射される。FD は主に大気蛍光を観測する。大気蛍光の波長は約 290 ~ 430 nm で、いくつかの輝線を持つ [53]。複数の実験によって大気蛍光の発光効率と相対強度が測定されている (図 1.8)。本論文では、FLASH のスペクトル [54] と Kakimoto absolute fluorescence yield [55] を使用する。空気シャワー粒子によって放射される大気蛍光の光子数は電離エネルギー損失量 dE_{dep}/dX に比例する。

$$\frac{dN_{\gamma}^{\text{Fl}}}{dX}(X) = y_{\gamma}^{\text{Fl}}(h) \times \frac{dE_{\text{dep}}}{dX} \quad (1.15)$$

y_{γ}^{Fl} : 標高 h における大気蛍光量

電離損失率の平均値 α_{eff} はよく知られており (図 1.9)、シャワーエイジ s の関数として表される。

$$\alpha_{\text{eff}}(s) = \frac{c_1}{(c_2 + s)^{c_3}} + c_4 + c_5 \cdot s \quad (1.16)$$

ここで、 $c_1 = 3.90883 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^2$, $c_2 = 1.05301$, $c_3 = 9.91717$, $c_4 = 2.41715 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^2$, $c_5 = 0.13180 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^2$ である [56]。

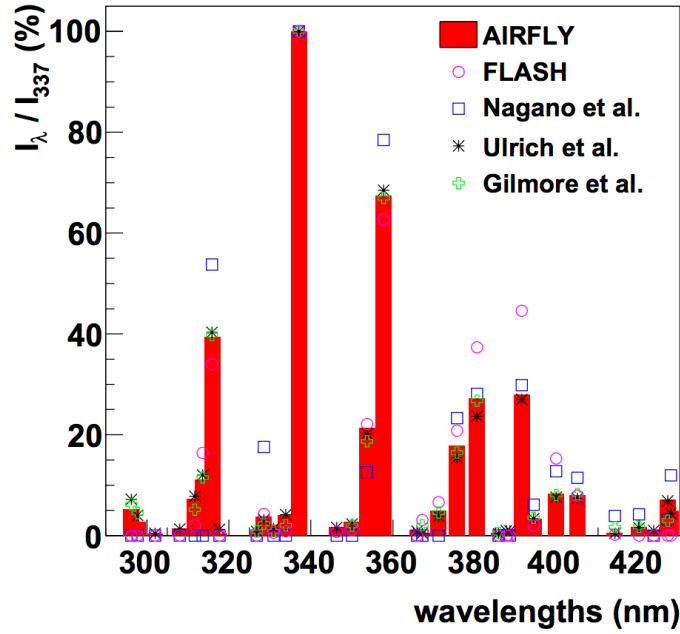


図 1.8: 約 300 nm ~ 430 nm 間の大気蛍光の相対強度 [53]。赤は AURFLY [57] における相対強度を示す。大気蛍光量の総和は観測方法によって少し異なる。AIRFLY [57] の結果と比較すると、Ulrich らの結果は-1.66%、Nagano ら [58] の結果は +2.08%、FLASH [54] を用いると -1.7%異なる。

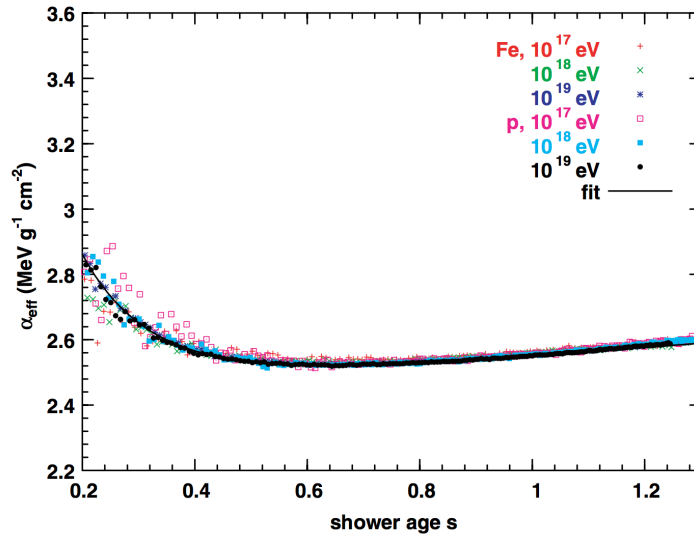


図 1.9: CORSIKA シミュレーションによって得られた電離損失率の平均 α_{eff} を示す [56]。その際、天頂角 0° 、エネルギー 10^{17} , 10^{18} , 10^{19} eV の陽子と鉄由来のシャワーを生成した。式 1.16 でフィットしている。

チェレンコフ光は荷電粒子が媒質中を光速 c/n (c : 真空中の光速、 n : 媒質の屈折率) よりも速い速度 v で通過した際に放射される [59]。大気蛍光は等方ランダムな方向に放射されるのに対し、チェレンコフ光は粒子の軌跡から角度 θ 方向に放射される。 θ は以下のように定義される。

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.17)$$

1 気圧における空気中の屈折率は $n \sim 1.00029$ なので、 $\theta \sim 1.4^\circ$ となる。電子がチェレンコフ光を放出するエネルギーしきい値は 21 MeV である。全エネルギー E 、電荷 Z の荷電粒子が高さ h において、 $\lambda_1 \sim \lambda_2$

の波長領域で生成するチェレンコフ光子数は以下の式で与えられる。

$$y_{\gamma(E,h)}^{\text{Ch}} := \frac{dN_{\text{Ch}}}{dX}(E, h) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho(h)} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \left(1 - \frac{1}{n(h)^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \approx \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho(h)} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \left(2\delta - \frac{m^2 c^4}{E^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.18)$$

α : 微細構造定数

$\beta = v/c$

ρ : 高さ h における大気密度

n : 高さ h における屈折率

$\delta = n(h) - 1$ [56]

全チェレンコフ光子数は以下で表される。

$$\frac{dN_{\gamma}}{dXd\theta}(X, \theta, h) = A_{\gamma}(X, \theta, h)N(X) \times \int_{\ln E_{\text{thr}}}^{\infty} y_{\gamma}^{\text{Ch}}(E, h)f_e(X, E)d\ln E \quad (1.19)$$

$A_{\gamma}(X, \theta, h)$: 生成されたチェレンコフ光子の角度分布

$N(X)$: 深さ X における荷電粒子数

E_{thr} : 電子がチェレンコフ光を放射するエネルギーしきい値

f_e : 深さ X における規格化された電子の微分スペクトル

深さ X における規格化された電子の微分エネルギースペクトル f_e は以下の式で表される。

$$f_e(X, E) = \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{d\ln E}(X, E) \quad (1.20)$$

生成されたチェレンコフ光子の角度分布 $A_{\gamma}(X, \theta, h)$ 及び規格化された電子の微分エネルギースペクトル $f_e(E, s)$ はシャワーエイジの関数としてよく表される。

$$A_{\gamma}(X, \theta, h) = a_s(s) \frac{1}{\theta_c(h)} e^{\theta/\theta_c(h)} + b_s(s) \frac{1}{\theta_{cc}(h)} e^{\theta/\theta_{cc}(h)}$$

$$a_s(s) = a_0 + a_1 \cdot s + a_2 \cdot s^2$$

$$b_s(s) = b_0 + b_1 \cdot s + b_2 \cdot s^2$$

$$\theta_c(h) = \alpha \cdot E_{\text{thr}}^{-\beta} [\text{MeV}]$$

$$\gamma = \acute{\alpha} + \acute{\beta}$$

$$\theta_{cc}(h) = \gamma \cdot \theta_c(h) \quad (1.21)$$

$$(a_0, a_1, a_2) = (4.2489 \times 10^{-1}, 5.8371 \times 10^{-1}, -8.2373 \times 10^{-2})$$

$$(b_0, b_1, b_2) = (5.5108 \times 10^{-2}, -9.5587 \times 10^{-2}, 5.6952 \times 10^{-2})$$

$$(\alpha, \beta) = (0.62694, 0.60590)$$

$$(\acute{\alpha}, \acute{\beta}) = (10.509, -4.9644)$$

$$f_e(E, s) = a_0 \cdot \frac{E}{(E + a_1)(E + a_2)^s}$$

$$a_0 = k_0 \cdot \exp(k_1 \cdot s + k_2 \cdot s^2)$$

$$a_1 = 6.42522 - 1.53183 \cdot s$$

$$a_2 = 168.168 - 42.1368 \cdot s$$

$$k_0 = 1.42049 \times 10^{-1}$$

$$k_1 = 6.18075$$

$$k_2 = -6.05484 \times 10^{-1}$$
(1.22)

式 1.21 と CORSIKA を用いて求めたチェレンコフ光子の角度分布を比較した (図 1.10)。また、式 1.22 と CORSIKA を用いて求めた電子のエネルギースペクトルも比較した (図 1.11)。

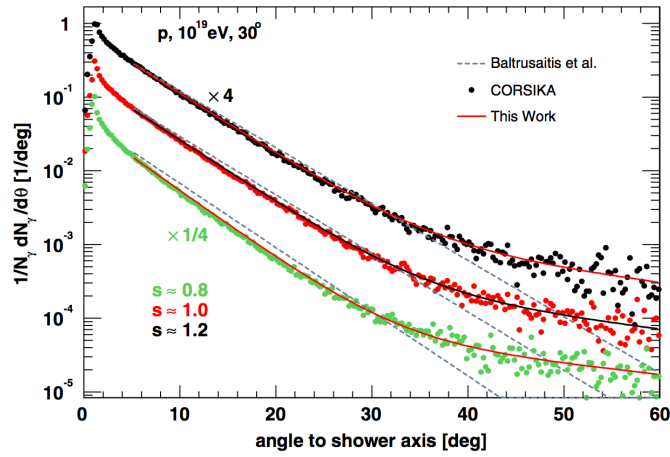


図 1.10: CORSIKA で生成した 1 シャワーによって生成されたチェレンコフ光子のシャワー軸に対する角度分布 [56]。s=0.8, 1.0, 1.2 それぞれに対してシミュレートした。MC 計算は式 1.21 と比較される。

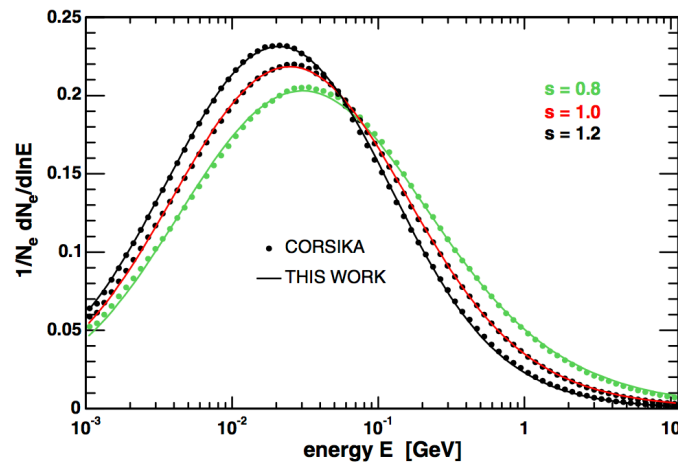


図 1.11: 式 1.22 と CORSIKA で 10^{19} eV の陽子を生成し求めた電子のエネルギースペクトルの比較 [56]。

1.3.4 空気シャワーの横方向分布

空気シャワー軸と垂直な方向の粒子数密度の違いを横方向分布という。縦方向発達ときて横方向発達ではないことに注意する。勢いで横方向発達と口を滑らせると瞬く間に教授の餌食となる。空気シャワーの横方向分布は電磁カスケードの場合大気中での電子成分の多重クーロン散乱が起こるため、ハドロン由来の宇宙線よりガンマ線由来の宇宙線の方がシャワー軸に垂直な方向へ広がった分布になる。電磁カスケードの横方向分布は解析的に求められており [60]、西村純、鎌田甲一によって導かれ、Greisen によって修正された NKG(Nishimura-Kamata-Greisen, NKG) 関数が一般的に使われる [39]。空気シャワーの中心からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は以下の計算で求められる。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.23)$$

N_e : 総荷電粒子数

C : 規格化定数

s : エイジパラメーター

R_M : モリエールユニット ($\sim 9.3 \text{ g/cm}^2$)

ガンマ線由来の空気シャワーは電磁カスケードのみで単純であるのに対して、ハドロン由来の空気シャワーは核カスケードと電磁カスケードが混ざり複雑である。後者の空気シャワー軸付近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 の崩壊由来の電磁カスケードが主成分で、シャワー軸から離れた位置では核カスケードの初期段階で生成された π^0 崩壊由来の電磁カスケードが主成分になる。これを考慮した横方向分布の式が J. Linsley によって与えられている [61]。シャワーの中心からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は以下の式で表される。

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M} \right)^\alpha \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.24)$$

AGASA(Akeno Giant Air Shower Array) グループの実験から、電子成分の横方向分布が 1 km より遠くで減衰していることがわかったため、以下のように改良した。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^\alpha \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1 \text{ km}} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.25)$$

1.3.5 空気シャワー粒子の到来時間の遅れ

シャワー軸に垂直な方向の断面図は厚みを持ったお椀のようになっている。そのため宇宙線が大気圏に対して垂直に入射した場合、シャワー軸から離れるほど荷電粒子は遅れて地表に到達する。シャワー軸と垂直な shower plane に対する粒子の到来時間の遅れの平均 $\langle \sigma_t \rangle$ は Linsley によって実験的に求められており、次の式で求められる [62]。

$$\langle \sigma_t \rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t} \right)^b \quad (1.26)$$

R : シャワー中心からの距離

$\sigma_{t_0} = 1.6 \text{ ns}$

$R_t = 30 \text{ m}$

$b = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06) \sec \theta + (0 \pm 0.06) \log(E/10^{17} \text{ eV})$

上記の関数に AGASA グループが改良し [63], [64]、シャワー軸からの距離 R と粒子数密度 ρ [m^{-2}] を用いて以下の式で表した。

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000 \text{ cm}} \right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.27)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000 \text{ cm}} \right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.28)$$

T_D : シャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均時間

T_S : T_D の標準偏差

1.3.6 空気シャワーの観測方法

現在、空気シャワー観測によく用いられるのは地表まで届いた荷電粒子を観測する方法と、大気中で生成された大気蛍光を観測する方法の2つである。

地表検出器を用いた観測方法

宇宙線が大気中でカスケード現象を起こし大量の荷電粒子を生成する。中には地表まで到達するものもあり、それらを地表検出器を用いて観測する。地表検出器は主にシンチレーション検出器と水チェレンコフ検出器がある。また、多くの荷電粒子を観測するために標高が高い土地に検出器を設置する。反対に、ミューオン成分のみを観測する場合は検出器を地下に埋めたりコンクリートや鉛などでシールドする。そうすることで、寿命が長いミューオンのみ検出することが可能となる。

地表検出器を用いた1次宇宙線の到来方向は以下の方法で求められる。シャワー平面は図 1.12 のように厚みと曲率を持って地表に到来する。各検出器の到来時間の差から幾何学的に空気シャワーの到来方向を求める。また、各検出器で検出された粒子密度から粒子数横方向分布と全粒子数を推定することで1次宇宙線のエネルギーを求める。粒子数横方向分布からエネルギーを求めるためには、事前にモンテカルロシミュレーションを用いてエネルギーと横方向分布の関係を調べておく必要がある。その際、大気中でハドロンがどのように相互作用するかというモデルを選択する必要がある。使用するハドロン相互作用モデルによって結果が異なるので、地表検出器を用いて求めたエネルギーはハドロン相互作用モデルに依存してしまう。また、シミュレーションで再現する個々の空気シャワー発達の違いによる揺らぎも影響する。

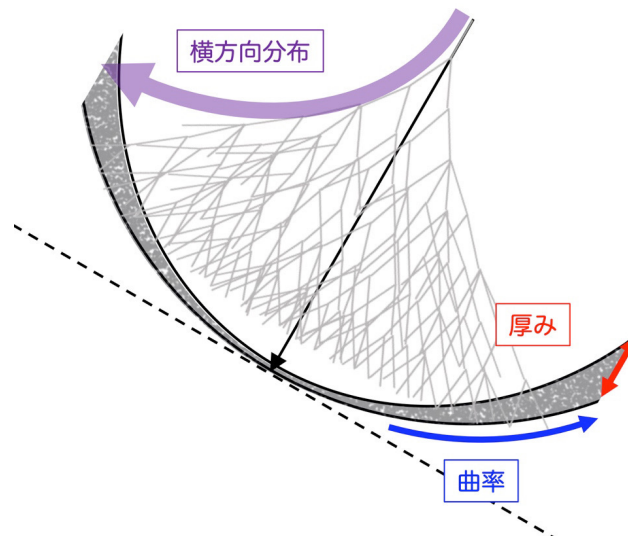


図 1.12: 地表付近の空気シャワー断面の概要図。空気シャワーのフロントはある程度厚みがあり、曲率を持っている。

大気蛍光望遠鏡による観測方法

1.3.3 で述べた大気蛍光とチェレンコフ光を用いた手法である。集光鏡を用いて光を集め、その焦点に光電子増倍管 (Photo-Multiplier Tube, PMT) のような光センサーを並べて空気シャワーを観測する [65]。大気蛍光の放射方向は等方的であるため、1 次宇宙線の到来方向によらず観測することが可能である。また、縦方向発達を直接観測しているためエネルギーの決定の系統誤差が小さいことが利点である。

1.3.7 最近の宇宙線測定の結果

以下は 2nd knee と knee 領域付近を観測した、あるいは観測している実験である。

KASCADE-Grande 実験

KASCADE(Karlsruhe Shower Core and Array DEtector)-Grande 実験は、ドイツのカールスルーエ工科大学に展開された空気シャワーアレイ実験である。大きさ 10 m^2 のシンチレーション検出器が 37 台ある。それらを $700\text{ m} \times 700\text{ m}$ の領域に 137 m 間隔で並べている。KASCADE アレイは大きさ 3.2 m^2 のシンチレーション検出器 252 台を $200\text{ m} \times 200\text{ m}$ 領域に並べている。また、 $20\text{ m} \times 16\text{ m} \times 4\text{ m}$ のハドロンカロリメーター 1 台、 128 m^2 のミュオントラッキング検出器 1 台で構成されている (図 1.13)。KASCADE-Grande 実験は 1996 年から 2009 年まで $10^{16}\text{ eV} \sim 10^{18}\text{ eV}$ のエネルギー領域の宇宙線を観測していた [66]。図 1.15 において、黒の三角とグレーの四角は KASCADE-Grande で測定された全粒子のスペクトルを表す。彼らは、スペクトルインデックスはエネルギー $\log_{10}(E/\text{eV}) = 16.92 \pm 0.10$ で $\gamma_1 = -2.95 \pm 0.05$ から $\gamma_2 = -3.24 \pm 0.08$ に変化すると報告している。彼らは軽い原子核と重い原子核のスペクトルも報告している (図 1.15)。この測定は Grand ステーションによって測定された荷電粒子の総和と、タイプ I 型の KASCADE ステーションの測定から得られた空気シャワー中のミュオンの総和の比から粒子の種類を推定している。空気シャワー中のミュオン数は 1 次粒子の質量数に比例することを利用して、電子数が多い (軽い) グループと電子数が少ない (重い) グループに分類している。軽い粒子のグループのスペクトルインデックスはエネルギー $\log_{10}(E/\text{eV}) = 16.92 \pm 0.04$ で -2.76 ± 0.02 から -3.24 ± 0.05 に、重い粒子のグループは $\log_{10}(E/\text{eV}) = 17.08 \pm 0.08$ で -3.25 ± 0.05 から -2.79 ± 0.08 に変化している。

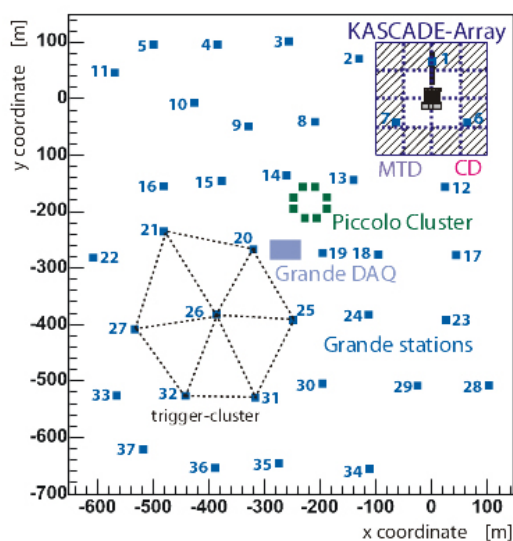
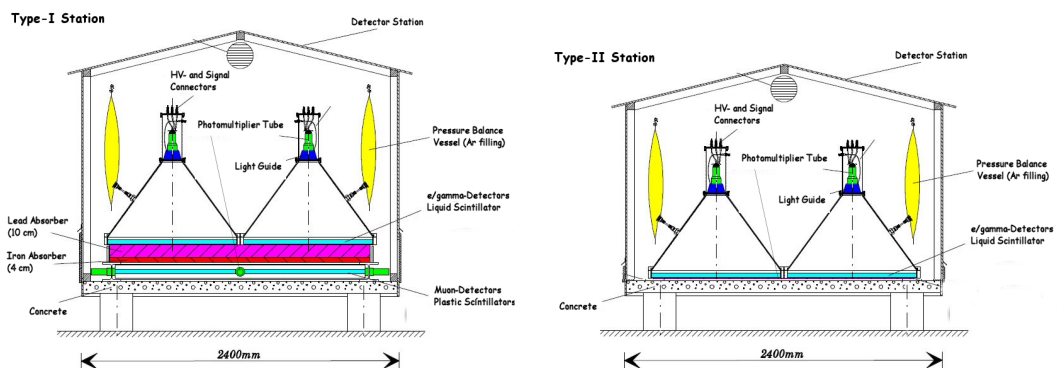
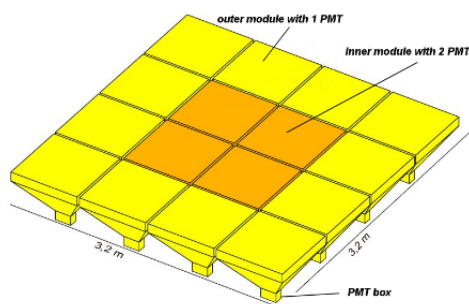


図 1.13: KASCADE アレイと KASCADE-Grande アレイの配置図 [66]。



(a) KASCADE ステーションの概要図。タイプ I のステーションは図 1.13 の斜線部分の 9 箇所に設置されている。タイプ II のステーションは KASCADE アレイ中央 (図 1.13 の白四角) 4 箇所に設置されている。



(b) Grand ステーションのレイアウト。左：ステーションの中。右：16 個のシンチレーターと PMT。

図 1.14: KASCADE と KASCADE-Grande ステーションの概略図。

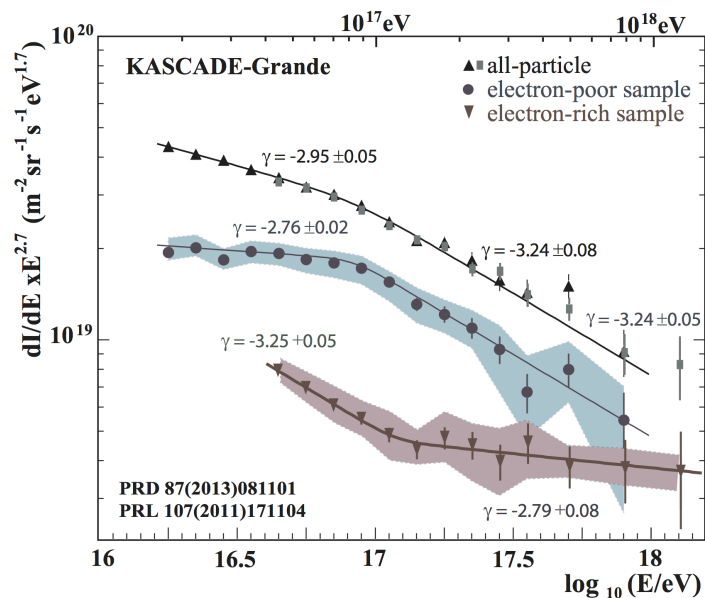


図 1.15: KASCADE-Grande で測定された宇宙線のエネルギースペクトル。黒の三角とグレーの四角は全粒子のスペクトルを表す。丸は重い粒子のスペクトル、青の領域はその系統誤差を表す。下三角は軽い粒子のスペクトル、赤の領域はその系統誤差を表す [67]。

Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシア北東部の Yakutsk で行われており、 10^{15} eV より高エネルギー領域の宇宙線を観測していた。8.2km² の領域に大きさ 2m² のシンチレーション検出器が 58 台、チェレンコフ検出器が 48 台設置されている。地下には 20m² ミューオン検出器が 6 台ある。これらの検出器を用いて、宇宙線のエネルギースペクトルと質量組成のエネルギー依存を測定した (図 1.19)。

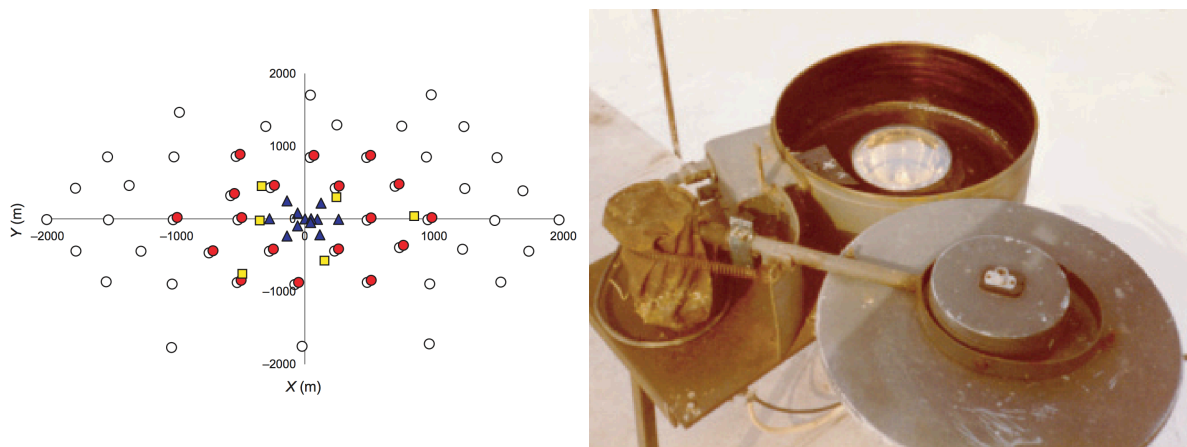


図 1.16: 左:Yakutsk アレイの検出器の配置図。白丸は荷電粒子検出器、塗り潰した丸と三角はチェレンコフ検出器、四角はミューオン検出器を表す。右: チェレンコフ検出器の写真 [68]。

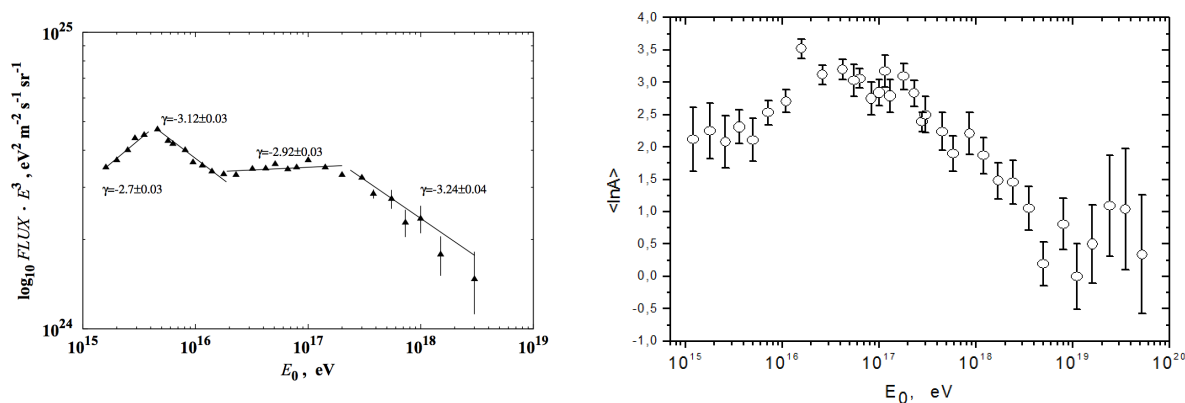


図 1.17: Yakutsk の結果。左: 宇宙線のエネルギースペクトル。右: 宇宙線の質量組成のエネルギー依存。X_{max} の値から $\langle \ln A \rangle$ を推定するのに用いたハドロン相互作用モデルは QGSJETII-03 [69] である。

Tunka 実験

Tunka 実験はロシアの南東部にあるバイカル湖近くで行われており、エネルギー 10^{15} eV \sim 10^{18} eV の領域を観測していた。チェレンコフ検出器 175 台設置されている。検出器は六角形の頂点の 6 箇所と中心に 1 台 (7 台) を 1 クラスタとし、25 個のクラスタがある。そのクラスタ内の各検出器の距離は 85m で、19 個のクラスタが密に設置されており、その他の 6 個のクラスタは密の領域を囲むように設置されている (図 1.18)。これらの検出器を用いて、宇宙線のエネルギースペクトルと質量組成のエネルギー依存を測定した [70, 71]。彼らは、スペクトルインデックスは 3×10^{17} eV で変化していると報告した。この値は KASCADE-Grande と Yakutsk の結果より少し高エネルギーである。

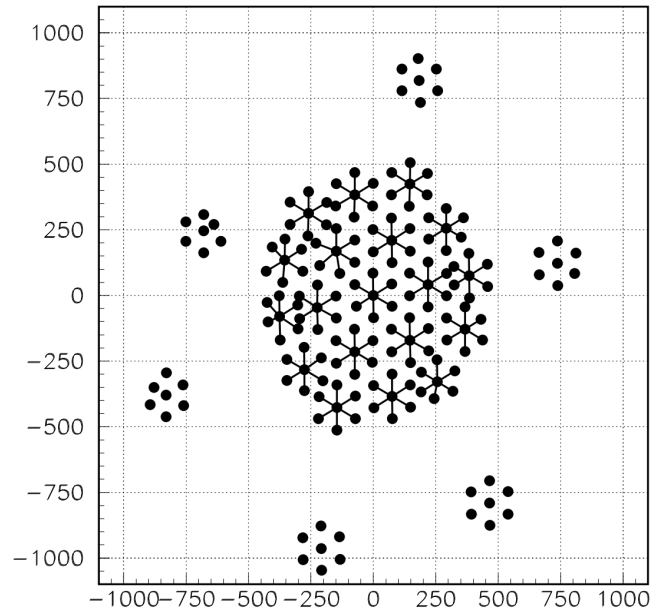


図 1.18: Tunka アレイのレイアウト [70]。

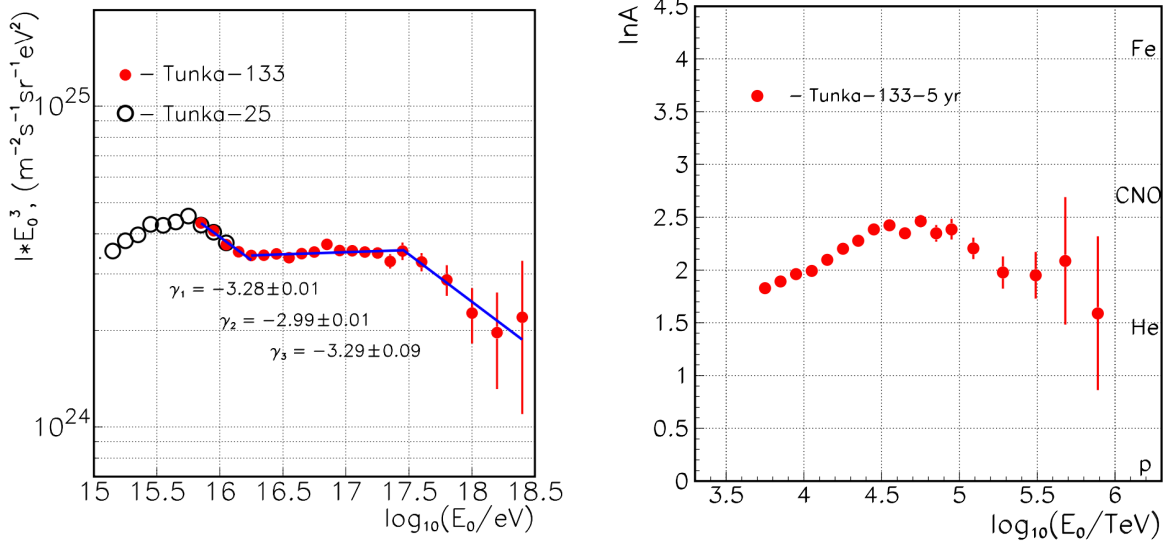


図 1.19: Tunka の結果。左：宇宙線のエネルギースペクトル。右：宇宙線の質量組成のエネルギー依存。Yakutsk が QGSJETII-03 を使用したのに対し、Tunka は QGSJETII-04 [72] を用いて X_{\max} の値から $\ln A$ を推定した。

IceCune Neutrino Observatory の IceTop

南極のニュートリノ観測施設である IceCube はアムンゼン・スコット南極観測所の近くで行われている。氷の中に 5160 個のデジタル可視光モジュール (DOM) を設置することで、氷でニュートリノを相互作用させ放出された光を観測している。DOM は垂直の紐に取り付けられ地表から 1,450 m ~ 2,450 m に埋められている。海拔 2,835 m の氷上に設置された 162 台の IceTop は 81 ステーションに配置されている (図 1.20)。氷で満たされたタンク内で放射されたチェレンコフ光を PMT で観測する。これらを用いて

300 TeV ~ 1 EeV まで [73] の宇宙線のエネルギースペクトルと質量組成のエネルギー依存を測定した (図 1.21)。Yakutsk と Tunka は低エネルギーにおいて、質量組成はエネルギーと共に増加し 10^{17} eV 以上では減少し始めると報告してる。それに対し、IceTop は 10^{17} eV 以上でも重い成分が優勢であると示唆している。

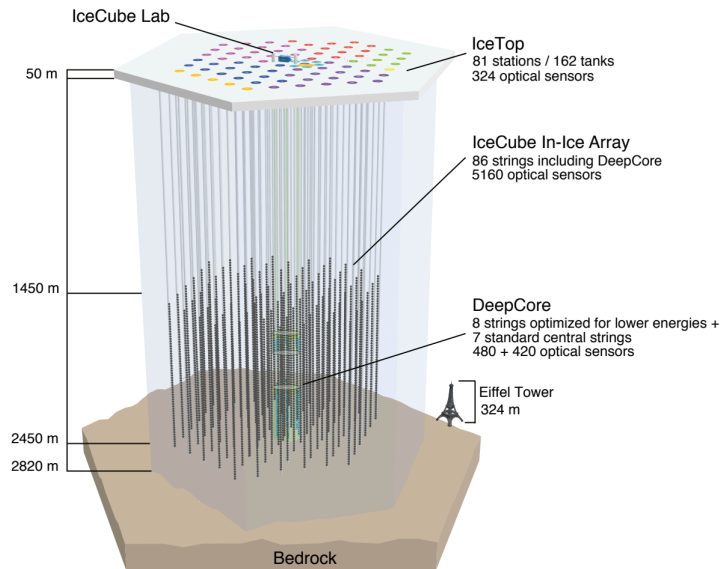


図 1.20: IceCube Neutrino 観測所の概要図。水中にはより低エネルギーのニュートリノを観測するために密に設置された DeepCore、氷上には宇宙線を観測するために設置された水シンチレーション検出器 IceTop が設置されている [74]。

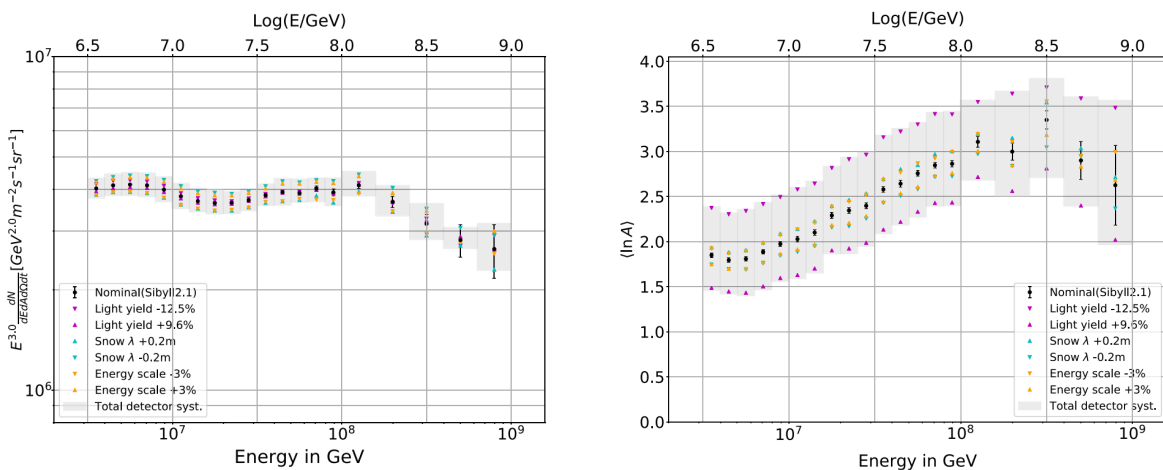


図 1.21: IceTop の結果。左: 全粒子における宇宙線のエネルギースペクトル。グレーの領域は系統的な不確かさを表している。右: 宇宙線の $\langle \ln A \rangle$ の平均値。グレーの領域は系統的な不確かさを表している [75]。

LHAASO 実験

Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) 実験は中国南西部の四川省で行われており、 10^{13} eV ~ 10^{15} eV のエネルギー領域のガンマ線を観測している。海拔 4,410 m に水チェレンコフ検出器アレイ (Water Cherenkov Detector Array, WCDA)、カロリメーターアレイ (Kilometer Square Array, KM2A)、チェレンコフ光望遠鏡アレイ (Wide Field-of-view Cherenkov Telescope Array, WFCTA) の 3 種類の検出器

アレイが設置されている。WCDA は3台の水チェレンコフ検出器で構成されており、合計で78,000 m²の面積を持つ。KM2A は15 m と30 m 間隔で設置されたカロリメーター検出器5,195 台から成る。WFCTA はWCDA に沿うように18 台のチェレンコフ光望遠鏡が30 m 間隔で並べられている。また、地下にはミュオン検出器が1,188 台設置されている(図 1.22)。これらの検出器を用いて、かにパルサーのガンマ線スペクトルを測定した(図 1.23)。これは電子は10¹⁵ eV まで加速されている証拠であるといえる。しかし、この実験において陽子が PeV 領域まで加速されている証拠は見つかっていない。

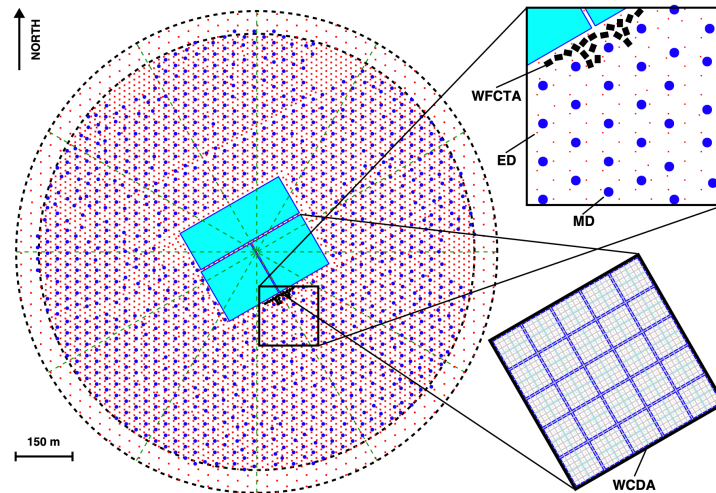


図 1.22: LHAASO 実験の検出器の配置図 [76]。赤の点は KM2A を示す。内側の 1 km² に 15 m、外側の 0.3 km² には 30 m 間隔で設置されている。青の丸はミュオン検出器を示す。内側に 30 m 間隔で設置されている。3 つの水色の四角は WCDA、黒の長方形は WFCTA を示す。

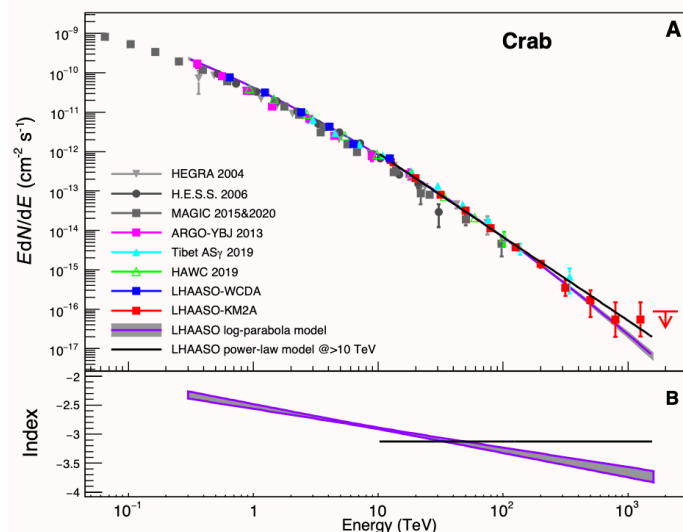


図 1.23: LHAASO 実験で観測されたかにパルサーのガンマ線フラックスとスペクトルのフィッティング結果 [77]。パネル A には TeV から PeV までのかにパルサーのガンマ線フラックスを EdN/dE としてプロットしている。赤の四角と青の四角は KM2A と WCDA で測定されたスペクトルを示す。1.6 ~ 2.5 PeV のガンマ線イベントは観測されなかったため、90%CL の上限を示している。紫の線は 0.3 TeV ~ 1.6 PeV の範囲で log-parabola(LP) モデルを用いてフィッティングした結果、黒の線は 10 TeV ~ 1.6 PeV の範囲で power-law(PL) モデルを用いてフィッティングした結果を示す。その他のプロットは HEGRA [78], H.E.S.S. [79], MAGIC [80, 81], ARGO-YBJ [82], HAWC [83], Tibet AS γ [84] によって測定されたかにパルサーのガンマ線のスペクトルを示す。パネル B における紫の領域は LP モデルのフィッティングによって得られたガンマ線フラックスのべき乗指数を示す。比較のため、より単純な PL モデルのフィッティングによって得られた光子フラックスの指数 3.12 ± 0.03 を示す。エラーバーは 1σ を示す。

Tibet 実験

Tibet 実験は中国のチベットにあるヤンパーチンで行われており、 10^{13} eV \sim 10^{14} eV の宇宙線とガンマ線を観測している。海拔 4,300 m の $65,700 \text{ m}^2$ の面積に 597 台のプラスチックシンチレーション検出器 (Air Shower, AS) が 7.5 m 間隔で設置されている。また、AS アレイの真下の $3,400 \text{ m}^2$ の面積にミュオン検出器 (Muon Detector, MD) が設置されている (図 1.24)。これによって、地表に設置されている AS で観測された宇宙線のミュオン数を観測する。これらの検出器を用いて、ガンマ線スペクトルを測定した (図 1.25)。この Tibet の論文より、超新星残骸 G106.3+2.7 から放射されるガンマ線は高エネルギーの陽子が π^0 に崩壊して生成されるハドロン起源であることがわかった。つまり、ガンマ線点源に宇宙線が存在する証拠となった。

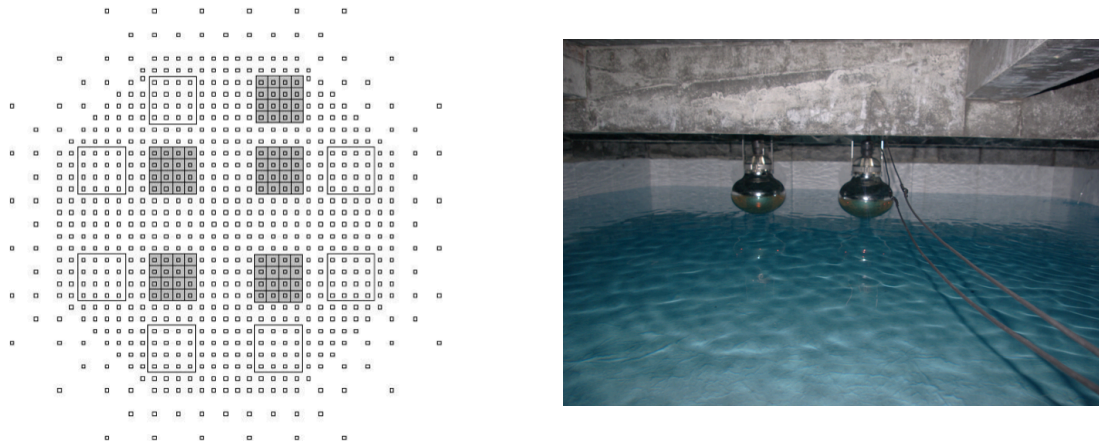


図 1.24: 左図: Tibet 実験の検出器の配置図 [85]。白抜きのお小さな四角は AS、大きな四角は MD セルを示す。5 つのグレーのクラスターは 2014 年から稼働した MD を示す。右図: MD セルの中の写真。各 MD セルは幅 7.2 m \times 高さ 7.2 m \times 深さ 1.5 m \times の防水コンクリートプールで、直径 20 inch の PMT が 2 本設置されている。

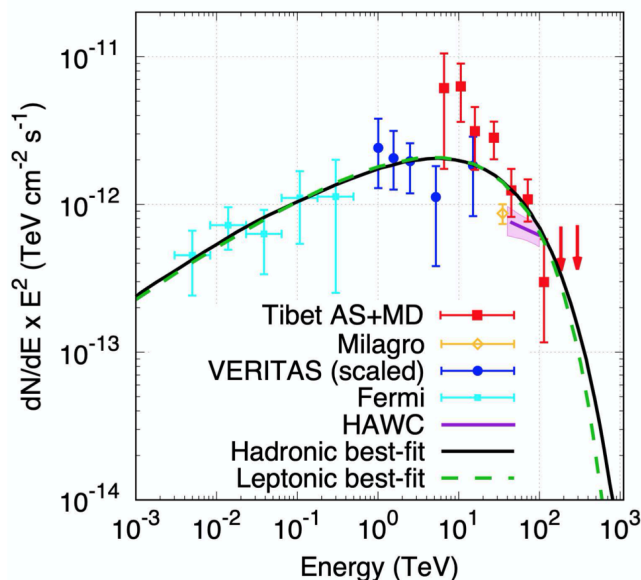


図 1.25: Tibet AS γ で測定された超新星残骸 G106.3+2.7 から放射されるガンマ線スペクトル [86]。赤の四角は Tibet AS + MD によって測定されたガンマ線スペクトルで、赤の矢印は 99% CL の上限を示す。また、VERITAS [87], Fermi [88], Milagro [89], HAWC [90] の測定結果を示す。紫の領域は 1σ の統計誤差を示す。黒の実線と緑の破線は Tibet AS + MD, VERITAS, Fermi の結果をハドロンモデル、レプトンモデルでフィットした結果を示す。

Telescope Array 実験

Telescope Array (TA) 実験は北半球で最大の宇宙線観測所である。地表検出器と大気蛍光望遠鏡からなるハイブリッド検出器を用いて、 2×10^{15} eV \sim 10^{20} eV の宇宙線を観測している。検出器については2章で詳しく説明する。これらの検出器を用いて宇宙線のエネルギースペクトルと $\langle X_{\max} \rangle$ を測定した (図 1.26)。図 1.26 の左図は、11 年分の TA 地表検出器のデータ [91] と 22 ヶ月分の TALE 大気蛍光望遠鏡単眼データ [92] から5桁にもわたるエネルギーの宇宙線のスペクトルである。 10^{15} eV 付近の knee、 $\sim 10^{16.22}$ eV 付近の low energy ankle、 $10^{17.04}$ eV の 2nd knee、 $10^{18.69}$ eV の ankle、 $10^{19.81}$ eV の suppression 構造が存在することがわかる。図 1.26 の右図の黒い点は TA ハイブリッド検出器で測定した $\langle X_{\max} \rangle$ を表す。これより、 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギーでは $\langle X_{\max} \rangle$ が増加していることから軽い原子核が支配的だといえる。

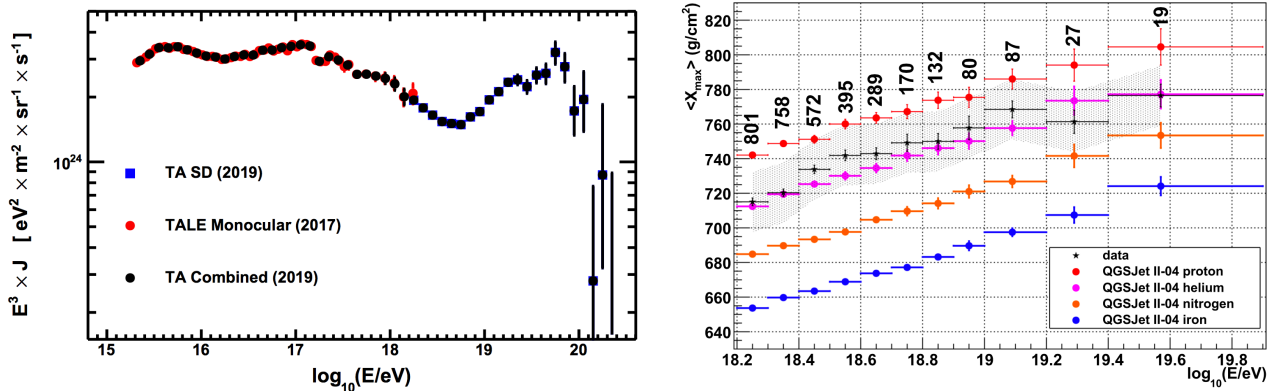


図 1.26: TA の結果。左: 赤の点は TALE の大気蛍光望遠鏡単眼で、青の点は TA の地表検出器で求めたエネルギースペクトルを示す。黒の点はそれら両方を用いて求めたエネルギースペクトルを示す。右: 黒の点は TA ハイブリッド検出器で測定された $\langle X_{\max} \rangle$ を示す。その他の点は陽子、ヘリウム、窒素、鉄を仮定して QGSJETII-04 を用いて MC シミュレーションした結果を示す [72]。グレーの領域は系統誤差を示す。

Pierre Auger 観測所

Pierre Auger 観測所は世界で最大の宇宙線観測所である。これはアルゼンチン西部のマラグエで行われており、 300 km^2 の領域に $1,500 \text{ m}$ 間隔で設置された $1,600$ 台の水シンチレーション検出器と、 27 台の大気蛍光望遠鏡からなる。また、 10^{16} eV より低エネルギーの宇宙線を観測するため、 750 m 間隔で並べられた水シンチレーション検出器とより高い仰角を観測する大気蛍光望遠鏡も設置されている (図 1.27)。それらを用いて、宇宙線のエネルギースペクトルと $\langle X_{\max} \rangle$ を測定した (図 1.28)。エネルギースペクトルは 2.8×10^{16} eV、 1.58×10^{17} eV、 5×10^{18} eV、 1.4×10^{19} eV、 4.7×10^{19} eV で折れていると報告した [93]。ハイブリッドイベントを用いて $\langle X_{\max} \rangle$ を測定した結果、 $\langle X_{\max} \rangle$ の elongation rate は $10^{18.32}$ eV より低エネルギーでは $77 \text{ g/cm}^2/\text{decade}$ 、高エネルギーでは $26 \text{ g/cm}^2/\text{decade}$ となった [94]。陽子、鉄を仮定して MC シミュレーションを行うと、elongation rate は $\sim 60 \text{ g/cm}^2/\text{decade}$ となった。これより、 $10^{18.32}$ eV より低エネルギーでは質量組成は重い核子から軽い核子が支配的になり、高エネルギーでは重い核子に変化することがわかった。

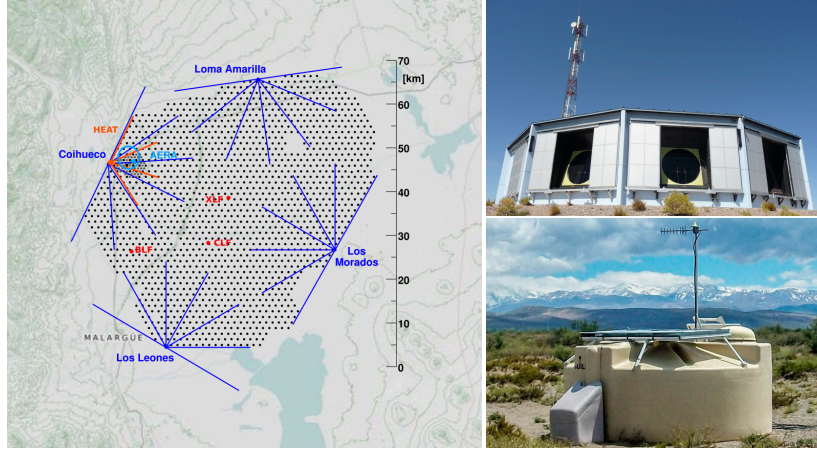


図 1.27: 左: Pierre Auger 観測所の配置図。各点は 1,660 台の地表検出器を表す。6 台の大気蛍光望遠鏡を搭載している大気蛍光望遠鏡サイトが 4 箇所ある。Coihueco サイトには 3 台の高い仰角を観測する (High Elevation Auger Telescope, HEAT) が設置されている。750 m 間隔のアレイは Coihueco から数 km 先に設置されている [95]。右上: Los Leones サイトの大気蛍光望遠鏡の建物 [96]。右下: Auger サイトにある水シンチレーション検出器の 1 つ [95]。

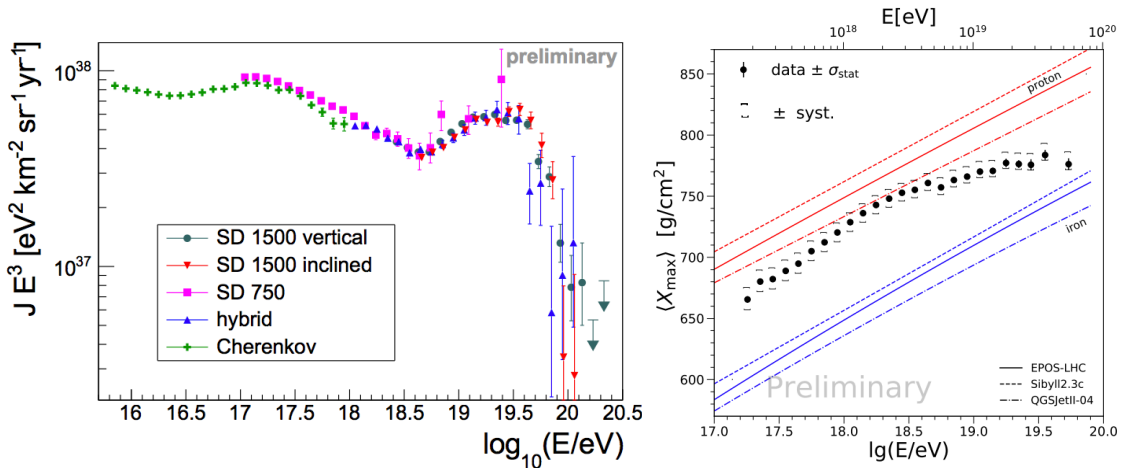


図 1.28: 左: 5 種類の異なる検出器を用いて測定された宇宙線のエネルギースペクトル [93]。右: Auger で観測した $\langle X_{\max} \rangle$ と EPOS-LHC [97], Sibyll 2.3c [98], QGSJETII-04 [72] のハドロン相互作用を用いたモデルによる陽子と鉄の MC 予測値を比較 [94]。

上記にあるように、LHASSO 実験や Tibet 実験は $\sim 10^{15}$ eV までしか観測しておらず、現在 knee 領域の宇宙線を観測している実験は存在しない。また、過去の実験における宇宙線の質量組成の測定結果はエラーが大きく高精度で見積もることが出来ていないといえる (図 1.3)。そのため、TALE infill 実験で観測するエネルギー領域を knee 領域まで拡張することで、1 つの実験で knee から 2nd knee, ankle, cut off まで高精度で測定することを可能とする。

第2章 TA Low-energy Extension (TALE) 実験

Telescope Array(TA) 実験は日本、アメリカ、韓国、ロシア、ベルギー、チェコ、スロバキアの研究者による国際共同研究である。アメリカ合衆国ユタ州の砂漠に約 700 km² の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台からなる空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠鏡が設置されており、それら 2 種類の検出器によるハイブリッド観測を行っている。TA 実験は 2008 年から定常観測を続けている。

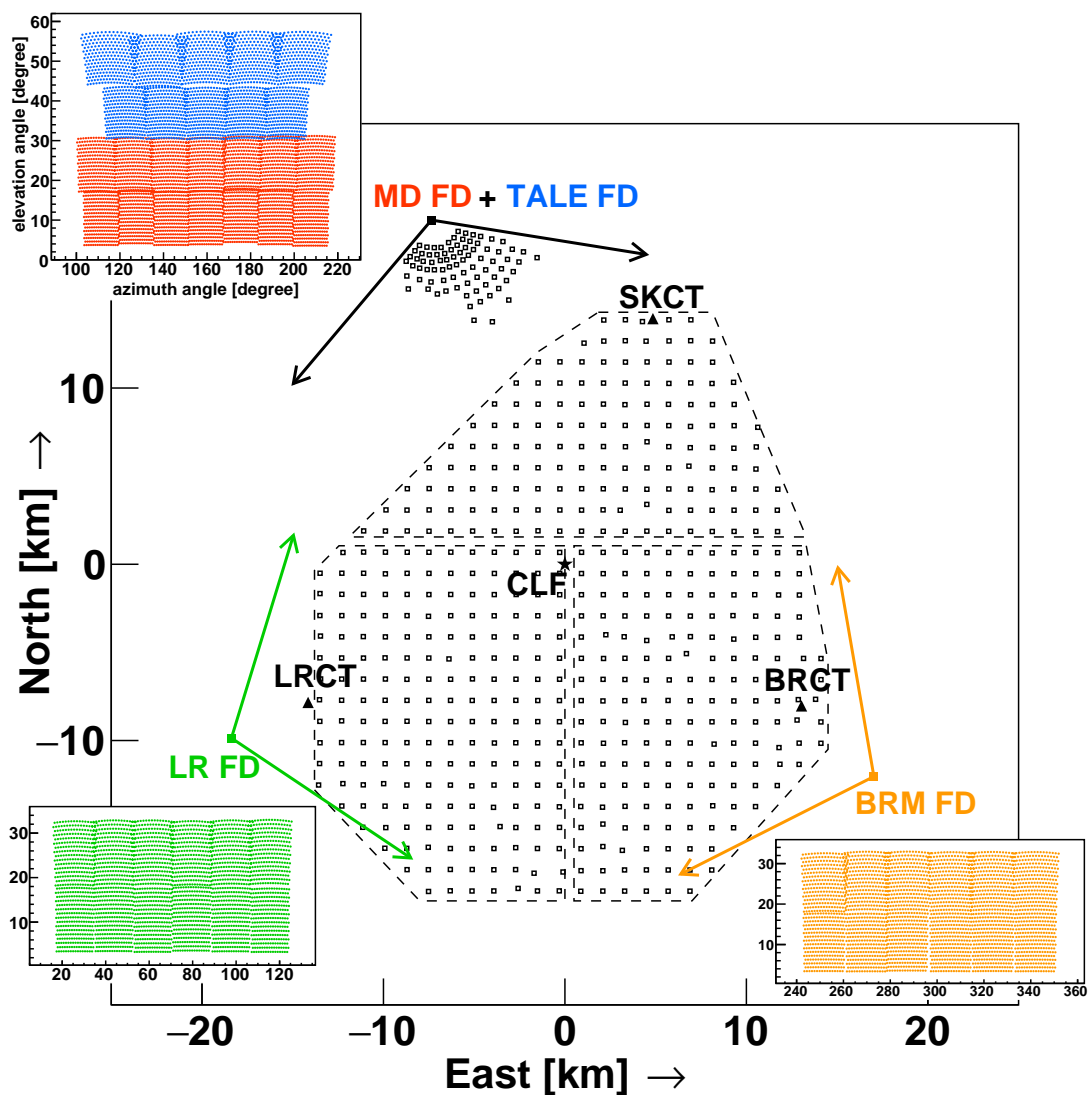


図 2.1: TA 実験の検出器配置図。白抜き四角は SD、黒い三角は各通信タワー、星は CLF(2.3.2)、塗り潰されている四角は FD、矢印は各 FD の視野の端を表している。各 FD ステーション横に添付している図は PMT の視野方向を示す。低エネルギーの宇宙線を観測する TALE FD は TA MD より上空を観測していることがわかる。真ん中のアレイが TA SD で、その北西部にあるアレイが TALE SD である。

TA Low-energy Extension(TALE) 実験は TA 実験を低エネルギー側に拡張した実験であり、“2nd knee” 領域を含む $10^{16.5}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー領域を観測している。1.2 章で述べた通り、“2nd knee” 領域において宇宙線の起源が銀河系内の重い原子核から銀河系外の軽い原子核へ遷移しているという仮説がある。その仮説を仮定した場合、“2nd knee” 領域において空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} の分布は広がりを持つことが期待される。また、重たい原子核に遷移することから、 X_{\max} をエネルギーの関数としてプロットした時の傾き (elongation rate) がフラットから急激に増加する折れ曲がりがあることが期待される [99]。TALE 実験は X_{\max} とエネルギースペクトルを高精度で測定し、これらを検証することを目的としている。

TALE 検出器は 10 台の大気蛍光望遠鏡を備えた TALE FD ステーションと 80 台のシンチレーション検出器からなる地表検出器アレイで構成され、合計で約 20 km の面積をカバーするように配置されている。宇宙線のエネルギーが低いほど X_{\max} は小さくなる。よって、低エネルギーの宇宙線を観測することを目的とした TALE FD は TA FD より高い仰角の 31° から 59° の範囲を観測する。また、宇宙線のエネルギーが低いほど、生成される空気シャワーの横方向の広がりが小さくなるため、TA SD より密に TALE SD が設置されている。TA SD が 1.2 km 間隔で設置されているのに対し、TALE SD は TALE FD ステーションからの距離が 1.5 km から 3 km までの範囲には 400 m 間隔で 40 台、その外側の 3 km から 5 km までには 600 m 間隔で 40 台の SD を設置している。TALE FD ステーションからの距離が近い方を密に設置しているのは、宇宙線のエネルギーが小さくなるにつれ空気シャワー粒子が放射する光子量も少なくなるためである。TALE FD は 2013 年 9 月から定常観測を開始した。TALE SD は 2013 年 4 月に 35 台で観測が開始され、2018 年 2 月から 80 台で定常観測を続けている。2018 年には TALE FD から TALE SD に外部トリガー、いわゆるハイブリッドトリガー方式が導入された。

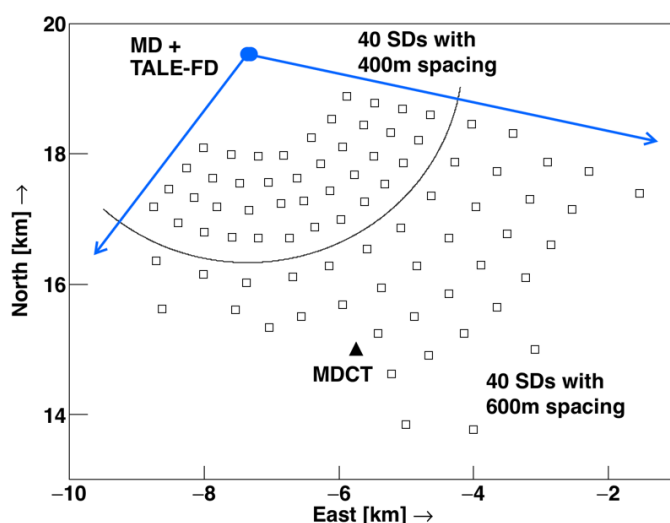


図 2.2: TALE 実験の検出器配置。青色の矢印は TALE FD の視野を表している。

2.1 大気蛍光望遠鏡 (Air-Fluorescence Detector)

2.1.1 望遠鏡と光学系

TALE FD で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは HiRes II 実験で使用されたものを再調整し使用している。望遠鏡の鏡は半径 630 mm の 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けており、面積は 5.2 m^2 である。図 2.4 のカメラと鏡を合わせて 1 基の FD とすると、TALE FD ステーションには仰角方向 31°

～45° を観測する FD が 5 基、45°～59° を観測する FD が 5 基、計 10 基の FD が TALE FD ステーションに設置されている。ステーション全体の視野は方位角方向に 115°、仰角方向に 31°～59° である。前に述べたように、TA MD ステーションは TALE FD ステーションより低い仰角領域を観測しているので、TA MD と TALE FD を用いて観測すると 3°～59° の範囲をカバーすることが可能である。これによって、望遠鏡付近で発生する空気シャワーの全体を観測することが可能となる (図 2.5)。

鏡の反射率を図 2.6 に示す。HiRes I のミラーを使用している 6 枚は他のミラーに比べて少し反射率が低い。



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



図 2.4: TALE FD カメラと鏡。左は上側を、右は下側を観測する。鏡で反射した光子を手前にあるカメラで観測する。

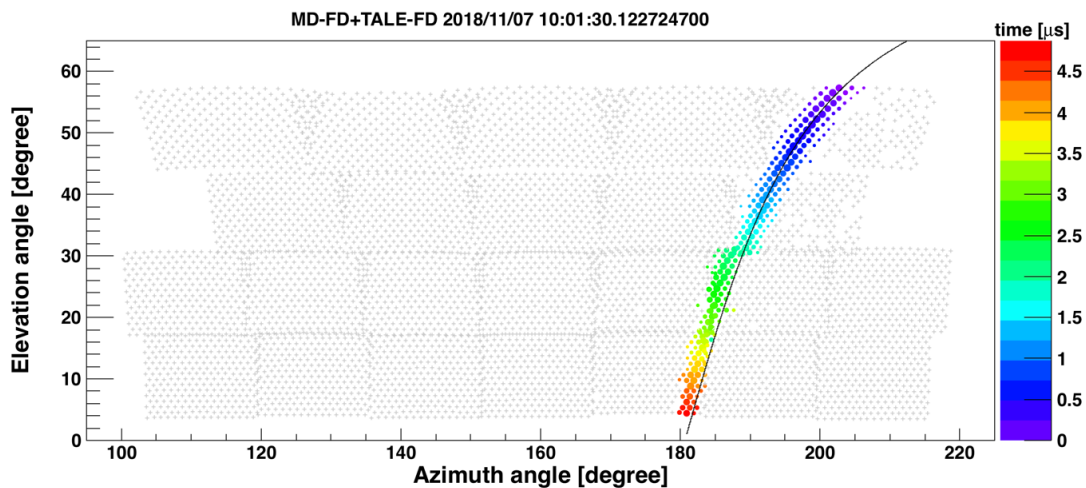


図 2.5: TA MD と TALE FD 望遠鏡を用いて観測したイベントの例。色は各 PMT で検出された時間の違いを示す。点の大きさは各 PMT で検出した光子の数に比例する。グレーの十字は各 PMT の中心の視野方向を示す。

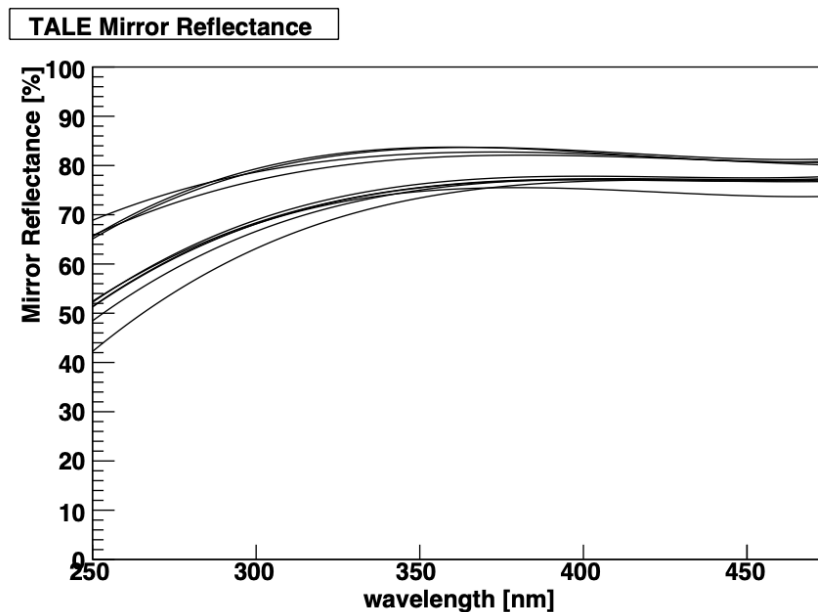


図 2.6: 波長の関数として示した TALE FD の鏡の反射率。

2.1.2 PMT カメラ

PMT カメラには TA FD と同様、 16×16 の 256 本の PMT が搭載されており、カメラの大きさは幅 720 cm、高さ 620 cm 奥行き 360 cm である。PMT カメラは鏡の焦点面に設置しており、鏡の中心と PMT カメラ間の距離は 2.28 m である。宇宙線を観測する上でバックグラウンドとなる紫外線をカットするため、カメラの前面に UV フィルターが付けられている (図 2.7)。PMT は Phillips XP3062/FL (図 2.8) を使用している。TALE FD の鏡との組み合わせによる PMT 1 本あたりの視野は $1^\circ \times 1^\circ$ である。PMT の六角形の対辺の距離は 46 mm で、有効検出面積は 1197 mm^2 である。PMT の量子効率と UV フィルターの透過率における波長依存性を調べた (図 2.9)。各 PMT の信号は 8 bit の分解能の 10 MHz FADC デバイスで記録される。

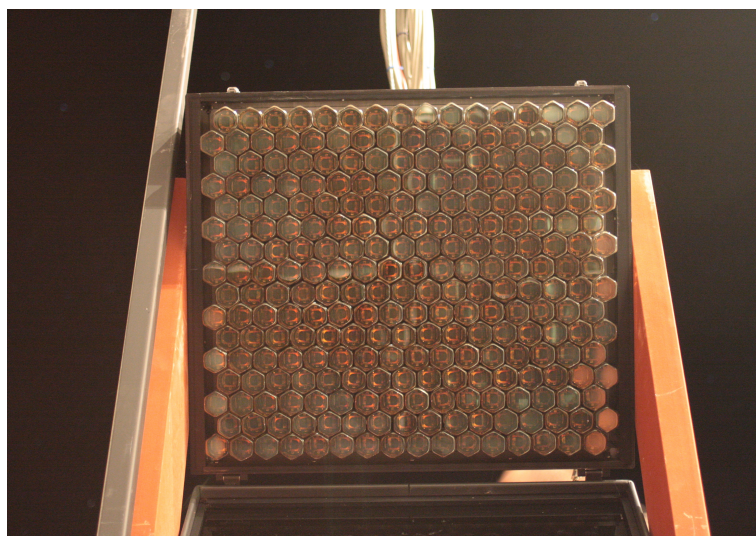


図 2.7: PMT と UV フィルター (下部)

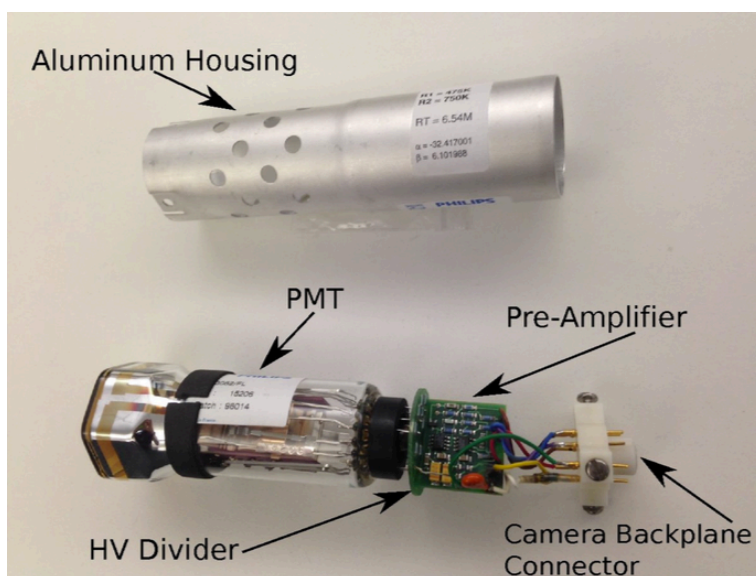


図 2.8: TALE で使われた Philips XP3062/FL モデルの PMT。HV デバイダとプリアンプは内蔵されており、PMT を上部のアルミシールドに収納して使用している。

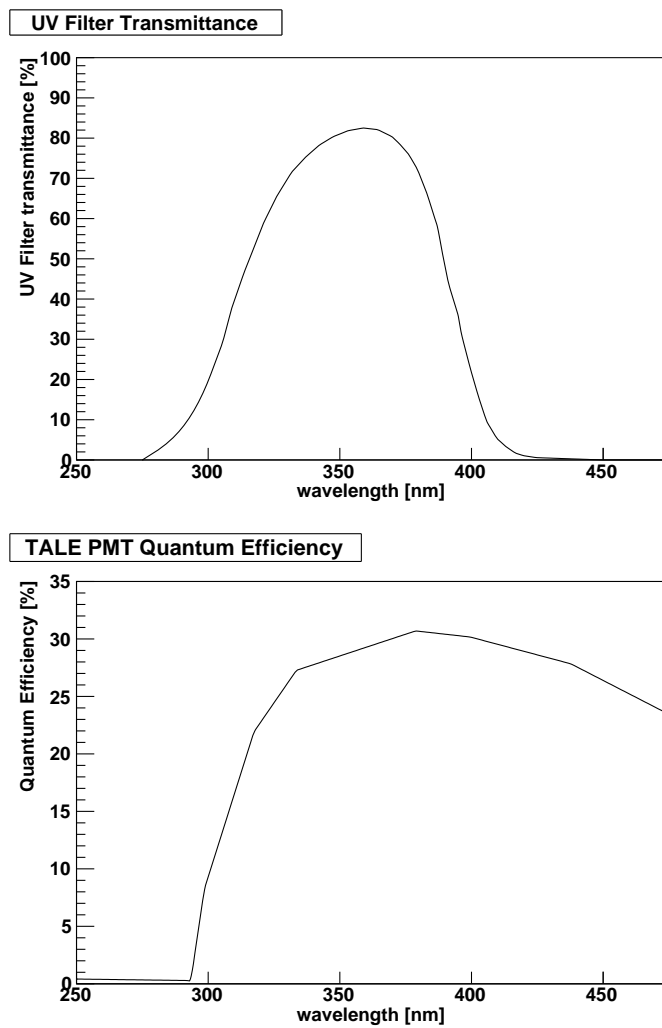


図 2.9: 上：UV フィルターの透過率の波長依存性。下：PMT(Phillips XP3062/FL モデル) の量子効率。

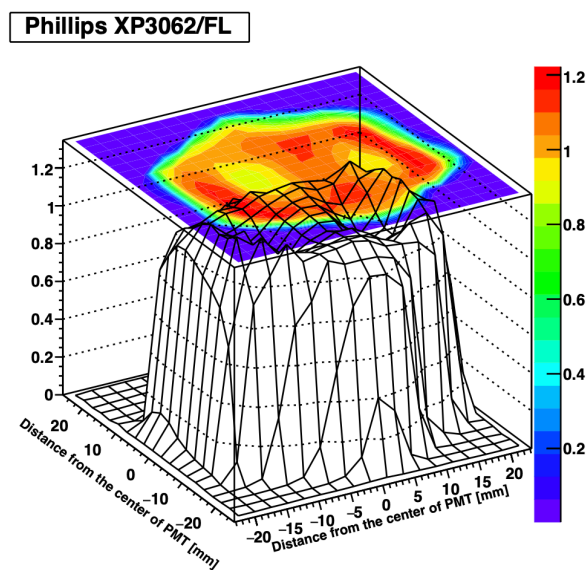


図 2.10: Phillips XP3062/FL モデルのカメラ応答プロファイル。PMT の六角形が射影されている。

2.1.3 データ収集システム

エレクトロニクスクレート (図 2.11) は Link モジュール、Power Control ボード、16 枚の FADC ボード (図 2.12a)、Trigger/Host ボード (図 2.12b)、電源、冷却ファンで構成されている。Link モジュールは FADC ボードへの全ての通信とクロック分配を行う。Power Control ボードは FADC エレクトロニクスラックに電力を供給し、Link モジュールと通信し、電圧、温度、湿度、FD ステーションのシャッターを監視する。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。

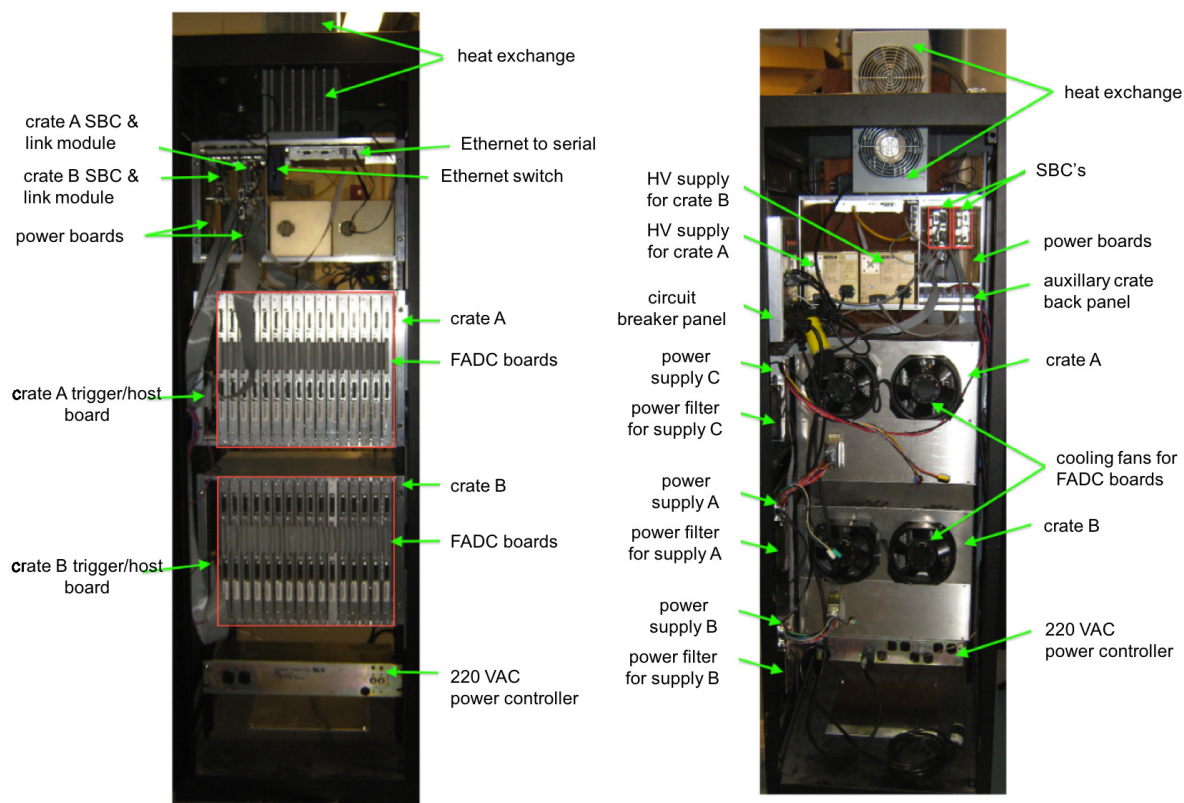


図 2.11: TALE FD で使用しているエレクトロニクスクレートの表裏。

FADC ボード

FADC ボードは、アナログフロントエンドとデジタルバックエンドに分かれている。フロントエンドは PMT で検出された 16 個の信号を増幅、デジタル化して保存する。また、各 PMT の波形に加えて、各 FADC ボードは PMT 信号の列/行の波形の和を記録する。1 枚の FADC ボードは 20 チャンネル保持している。うち、16 チャンネルは PMT カメラのある 1 列に含まれる 16 本の各 PMT の信号を記録する。残り 4 チャンネルのうち 2 チャンネルはその 16 本の信号和の High Gain または Low Gain をかけて記録 (V-Sum チャンネル)。残り 2 チャンネルはある行の信号和の High Gain または Low Gain をかけて記録する (H-Sum チャンネル)。このように、1 枚の FADC は 1 列の各 PMT の信号と 1 列の和、1 行の和の信号を記録する。1つの PMT カメラに対して 16 枚の FADC ボードを搭載することで、256 本の各 PMT の信号と 16 列、16 行の和の信号を記録している。全チャンネルがアナログデバイス AD775 8 bit ADC [100] により 100 ns ごとに波形信号をデジタル化する。High Gain をかけた V-Sum チャンネルと H-Sum チャンネルの出力信号はバックエンドによってスキャンされ、出力信号がしきい値である 12 ADC カウントを超えているかを調べる。しきい値を超えている場合はトリガービットが high の信号として Trigger/Host

ボードに送信される。一方、Low Gain をかけた信号は信号が saturation しているチャンネルの補正に使用される。この補正処理は再構成のときに実行される。

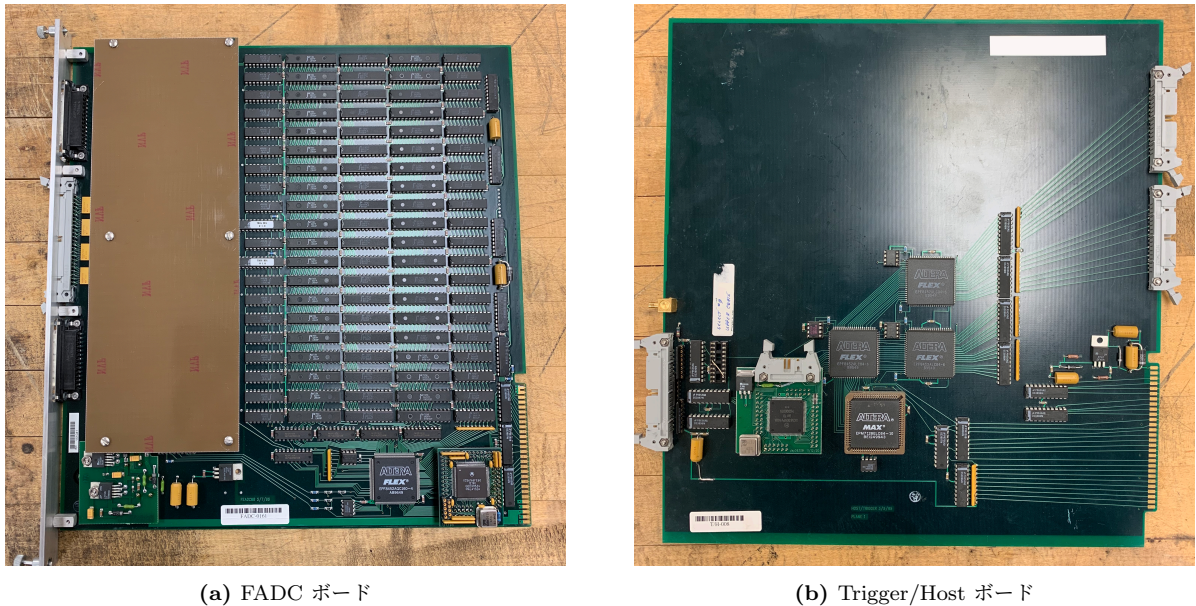


図 2.12: (a) : FADC ボード。左側の茶色いシートは各チャンネルのアンプとデジタル化モジュールを保護している。
(b) : Trigger/Host ボード。16 枚の FADC ボードと 1 枚の Trigger/Host ボードが 1 つの望遠鏡に搭載されている。

Trigger/Host ボード

1 つの PMT カメラに対して Trigger/Host ボードは 1 枚用いられている。Trigger/Host ボードの役割は 16FADC ボードの Host デバイスとトリガー判定の 2 つである。Trigger/Host ボードは Trigger DSP (Motorolla 56309), Row Trigger PLD と Column Trigger PLD (Altera EPF8425ALC84), trigger/timing PLD (Altera EPF8425ALC84) の 5 つで構成されている。Trigger DSP と communication PLD は Trigger/Host ボードの Host 機能を果たす。trigger DSP から各 FADC ボードへの通信は全て communication PLD を経由する。各 trigger PLD は 12 ADC カウントを超えた信号がトリガー条件を満たすか判断する。まず、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 2.13) 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 つでも満たせ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 2.14)。

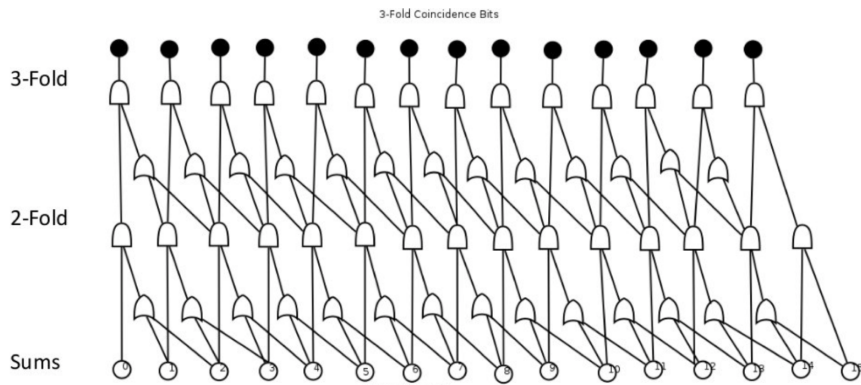


図 2.13: 3-fold coincidence の概要。AND 回路と OR 回路で構成されている。H-Sum チャンネル 1, 2 が OR 回路で処理され、その結果を 2-fold coincidence として 15 個セットする。15 個の 2-fold coincidence に対して同じ処理を行い、最終的に 3-fold coincidence を 1 つでも満たすとトリガー判定を発行する。

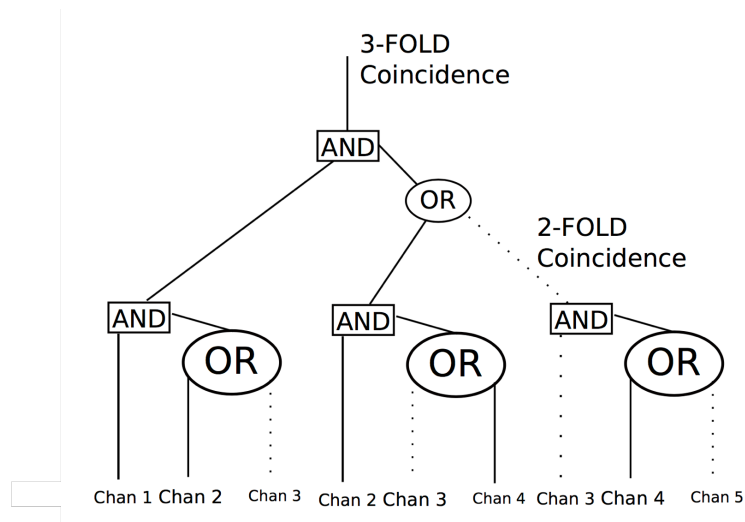


図 2.14: トリガーが発行される 3-fold coincidence の例。実線はディスクリミネータの出力が high であり、破線は low を示す。

2.1.4 光学系の較正

TALE FD ステーションの光学系の較正には RXF と UVLED を使用している。

RXF

Roving Xenon Flasher (RXF : 図 2.15) を使って各 PMT のゲインを較正する。RXF はキセノンフラッシュランプ、UV バンドパスフィルター (300 - 400 nm)、狭帯域フィルター (355 nm)、neutral density filter (ND フィルター)、テフロンディフューザー の 5 つで構成されている。RXF は $1\mu\text{s}$ と長いパルスを約 1.5 Hz の頻度で放出する。黒い箱から放出されたパルスは UV バンドパスフィルターと狭帯域フィルターを通過して観測対象である可視光のみが外に放出される。その際、ND フィルターは光量を減少させ PMT にとって眩しくない光にする、いわばサングラスの役割を果たす。各イベントで生成される光子数は

約 0.3% とわずかに変化する。これを望遠鏡の鏡の中心に取り付ける。このパルス光で PMT カメラ全体を照らし、光学的な較正を行っている。

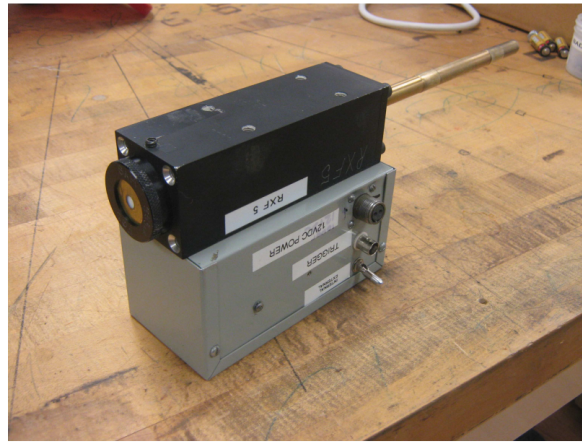


図 2.15: RXF モジュール。上部の黒い箱が Xenon フラッシュランプの本体が、下部のグレーの箱には RXF フラッシュランプの電源と電子回路が入っている。RXF 先端にある黒の円柱には、UV バンドパスフィルターと狭帯域フィルターが設置されており、可視光のみ透過させる仕組みになっている。

UVLED

Ultra Violet Light Emitting Diode (UVLED : 2.16) を用いて、各 PMT のゲインを較正する。UVLED は RXF で使用されている球面鏡の中心ホルダーに取り付けられおり、PMT カメラ全体を一様に照らすことが可能。355 nm の紫外線を 500 ショット照射する。RXF は観測する月の初めしか行わないのに対して、UVLED を用いた較正は毎観測の前後に行う。較正機器が故障している可能性を考慮し、この 2 つの方法でダブルチェックをしている。

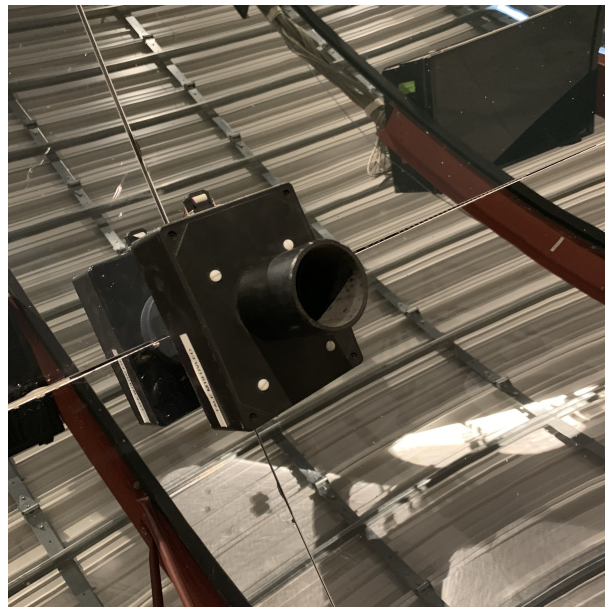


図 2.16: 鏡の中心に取り付けられた UVLED。

2.2 TALE Surface Detector Array

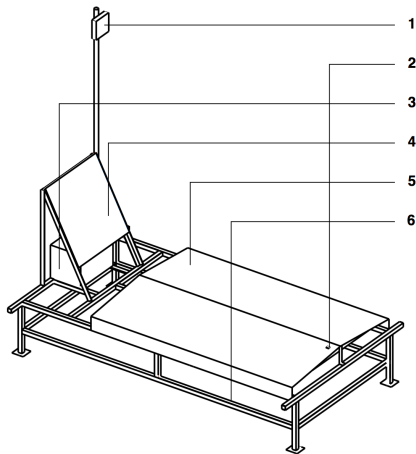
2.2.1 Detector



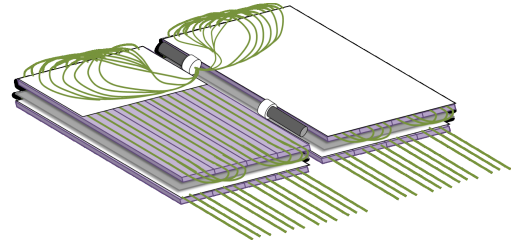
図 2.17: TALE Surface Detector。中心奥には TA MD ステーションと TALE ステーションが写っている。

すべての SD は Middle Drum Communication Tower (MDCT) と呼ばれる中央データ収集タワー (図 2.1 の黒三角) に 2.4 Hz 帯の無線 LAN 通信で接続されている。DAQ PC は MDCT に設置され、SD の DAQ を管理している。図 2.17 の茶色の鉄板の下には厚さ 1.2 cm、大きさ 3 m^2 のプラスチックシンチレータが 2 層入っている (図 5.4)。ターゲットである空気シャワーの荷電粒子は基本的に 2 層のシンチレータを貫通することが可能である。一方で、バックグラウンドである環境放射線は 2 層のシンチレータを貫通することが不可能である。そこで、各層に PMT (Hamamatsu R8619) を 1 本ずつ取り付け各層ごとに信号を取り出すせるようにすることで、ターゲットと環境放射線を区別することを可能にした。荷電粒子がシンチレータ中で失ったエネルギーによって生成された光は波長変換ファイバーを通じて PMT へ届く。

シンチレータには波長変換ファイバーが張られている (図 5.4)。これは荷電粒子が通過した位置と PMT に届く光量の依存性をなくすためである。光量は距離の 2 乗に反比例して減少するので、PMT が検出する光量は点源が PMT から遠いほど光量が小さくなり、検出が困難になる。これを防ぐため、ファイバーを張り巡らしている。PMT の波形は 12 bit 分解能の FADC デバイス (AD9235BRU-65) によって 50 MHz の頻度でデジタル化される。SD は外に設置するのでシンチレータを守る必要がある。そこで、シンチレータ 2 層と PMT を厚さ 1.2 mm、大きさ $2.3 \text{ m} \times 1.7 \text{ m} \times 10 \text{ cm}$ のステンレス製の箱に入れる。さらにその箱を厚さ 1.2 mm の鉄の屋根 (図 2.18a - 5) で覆うことで嚴重に保護している。図 2.18a の 3 には 12 V のバッテリーが入っている。日中はソーラパネルで自動的に充電されることで、日が出ていない夜もデータ収集を可能とする。



(a) SD の図



(b) SD のシンチレーターの図

図 2.18: (a) : SD の図。1 - 無線通信アンテナ、2 - GPS 受信機、3 - バッテリーとエレクトロニクスボックス、4 - ソーラーパネル、5 - シンチレーターボックス保護用の鉄板、6 - 錆切った鉄の架台。(b) : SD のシンチレーターの図。図 2.18a の 5 の下にある箱の中に入っている。シンチレーションには波長変換ファイバーが貼ってある。各層の間には厚さ 1 mm のステンレススチールが引かれている。

2.2.2 SD トリガー

SD エレキはあるしきい値以上の信号を検出すると、Lv.0 トリガーと Lv.1 トリガーと呼ばれる 2 つのトリガを自ら発行する。Lv.1 トリガーの時間情報を MDCT にある DAQ PC に 1 秒毎に送信する。中央データ収集塔では全 SD エレキからの Lv.1 トリガーサマリーを受信し 空気シャワートリガー (Lv.2 トリガー) 判定を行う。

Lv.0 トリガー

PMT の出力信号は FADC によって連続的にデジタル化される。デジタル化された波形は荷電粒子 1 個の電離損失によるエネルギー損失量に値する 1 MIP という単位に変換する。160 ns 分の 2 層の信号を積分した値が 0.3 MIP より大きい場合、Lv.0 トリガーを発行する。このトリガーの発行頻度は約 800 Hz である。Lv.0 トリガーが発行されると SD エレキは発行時間の 640 ns 前から 1920 ns 後までの $2.56 \mu\text{s}$ の波形を Lv.0 トリガーリストに格納する。Lv. 0 トリガーされたイベントのほとんどが空気シャワーと無関係のバックグラウンド信号である。これらのデータは主に 2.2.4 で述べた SD の感度の較正に用いられる。

Lv.1 トリガー

Lv. 0 トリガーされた全波形は波形の長さである $2.56 \mu\text{s}$ で積分される。その値から通常 ~ 5 ADC カウントであるペダスタル値引いた信号値が取り出される。この信号値が 150 ADC カウント (3 MIP 相当) 以上 のとき Lv. 1 トリガーを発行する。SD エレキは Lv. 1 トリガーのタイミングと上下層の波形の積分値の平均を Lv. 1 トリガーリストに格納する。Lv. 1 トリガーリストの 1 エントリーは 3 バイトである。各 SD エレキはそれぞれの Lv. 1 トリガーリストを 1 秒ごとに DAQ PC に送信する。Lv. 1 トリガーが発行されるのは 20 Hz 程度である。Lv. 1 トリガーされたイベントは 2.2.3 で述べるハイブリッドトリガーを発行する際に用いられる。

Lv.2 トリガー

DAQ PC は各 SD エレキから送信される Lv. 1 トリガーリストを基に、Lv. 2 トリガー判断をする。このトリガーが発行されたイベントを空気シャワーイベントと判断する。DAQ PC は全 Lv. 1 トリガーリストを時間順に並び替え、 $32\mu\text{s}$ 以内にいくつの Lv. 1 トリガーが発行されているか数える。2019 年 9 月まではその時間内に 5 つ、2019 年 10 月以降は 4 つトリガーが発行されていれば、Lv. 2 トリガーを発行している。Lv. 2 トリガータイミングは、 $32\mu\text{s}$ 以内に見つかった Lv.1 トリガーの中から一番最初に発行されたタイミングと最後に発行されたタイミングの平均とする。このように求めた Lv. 2 トリガータイミングから $\pm 32\mu\text{s}$ 以内に Lv. 0 トリガーを発行した SD エレキから Lv. 0 トリガーリストを収集する。このトリガー判定も 1 秒ごとに行われている。2018 年 11 月 7 日に Lv. 2 トリガーが発行されたイベントを図 2.19 に示す。

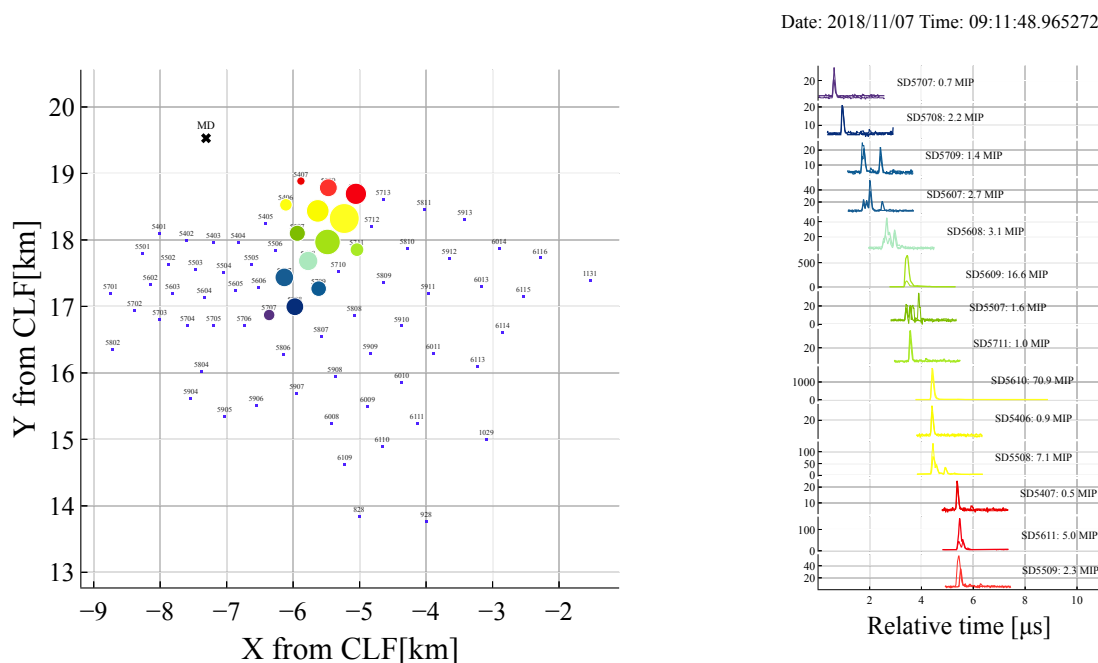


図 2.19: 2018 年 11 月 7 日に TALE SD のセルフトリガーで検出されたイベントのイベントディスプレイ。左側：TALE SD に検出された粒子の位置と相対的な粒子数が表示されている。青い四角は TALE SD、その上の数字は SD の検出器番号を示す。色付きの丸は検出された粒子を表しており、大きさは粒子数に比例、色は地表に到達したタイミングを表す。右図：粒子を検出した各 SD の波形と MIP 単位の全信号情報。到来した順に上から並べている。SD5608, 5609, 6510, 5508, 5611 が $32\mu\text{s}$ 以内に 3 MIP 以上検出したので、Lv. 2 トリガーが発行された。

2.2.3 ハイブリッドトリガー

ハイブリッドトリガーは TALE FD から TALE SD にトリガーを送信するトリガーシステムである。このトリガーシステムは 2018 年 11 月に導入された。ハイブリッド観測は FD 単眼観測と比較して空気シャワーの到来方向を正確に求めることが可能だが、そのためには少なくとも SD の波形が必要である。空気シャワーのサイズは宇宙線のエネルギーが小さくなるにつれ小さくなる。そのため、SD のセルフトリガーでは 3 MIP 以上の信号を持つ検出器が 4 台以上必要であるため、シャワーサイズの小さな低エネルギー宇宙線を検出することが困難である。そこで、TALE FD が空気シャワーを検出すると同時に Lv. 1 トリガーを満たす SD が 1 台以上ある場合に発行され、Lv. 0 トリガー以上の SD の波形を収集するハイブリッドトリガー方式を導入した。これにより、ハイブリッド観測での低エネルギー宇宙線の検出が可能となった。

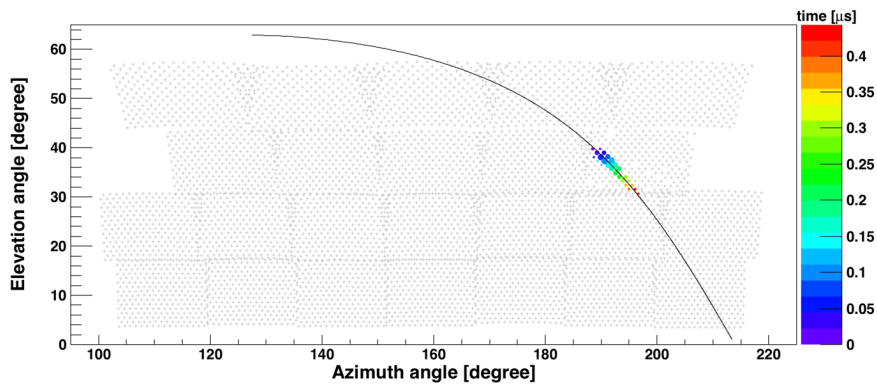


図 2.20: ハイブリッドトリガーで検出されたイベントの TALE FD イベントのイベントディスプレイ。薄い十字は PMT の視野中心方向を表す。色付きの丸の大きさは検出された光子数を表し、色は到来時刻を表す。右にあるカラーバーからこのイベントの全 time extent は 500 ns より短いことがわかる。

Date: 2018/11/14 Time: 07:48:15.847662

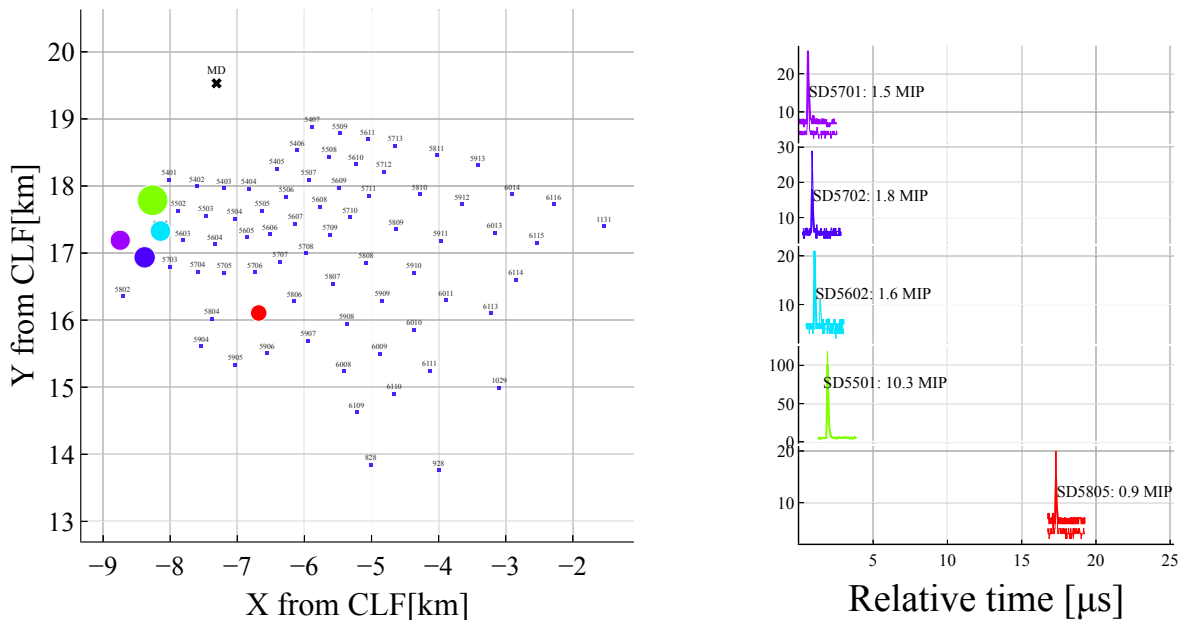


図 2.21: ハイブリッドトリガーで検出されたイベントのイベントディスプレイ。左側：TALE SD に検出された粒子の位置と相対的な粒子数が表示されている。青い四角は TALE SD、その上の数字は SD の検出器番号を示す。色付きの丸は検出された粒子を表しており、大きさは粒子数に比例、色は地表に到達したタイミングを表す。右図：粒子を検出した各 SD の波形と MIP 単位の全信号情報。到来した順に上から並べている。3 MIP 以上検出した SD は SD 5501 の 1 台のみである。そのため、このイベントは SD セルフトリガーでは検出されなかったが、ハイブリッドトリガーで検出された。

TALE FD でトリガーされたイベントが以下の条件を満たした場合にハイブリッドトリガーが TALE SD に送信される。

- パターン認識アルゴリズムによって、トラックライクなイベントと見做される。
- イベントが下向き。(上向きのイベントは校正に用いるレーザーイベントのため、削除する。)
- トリガーイベントの光子を観測出来ていた時間 time extent (t_{duration}) は長さによってハイブリッドトリガーの送信頻度が異なる。

- $t_{\text{duration}} \geq 500 \text{ ns}$ の場合、全イベントが SD DAQ PC に送信される。
- $200 \text{ ns} < t_{\text{duration}} < 500 \text{ ns}$ の場合、20 回に 1 回の頻度で SD DAQ PC に送信される。
- $t_{\text{duration}} \leq 200 \text{ ns}$ の場合、200 回に 1 回の頻度で SD DAQ PC に送信される。

t_{duration} の長さに応じてハイブリッドトリガーを送信する頻度を変えているのは、トリガー頻度の増加によって SD DAQ が破綻するのを防ぐためである。これにより、ハイブリッドトリガー頻度は 0.1 Hz 未満に保たれている。

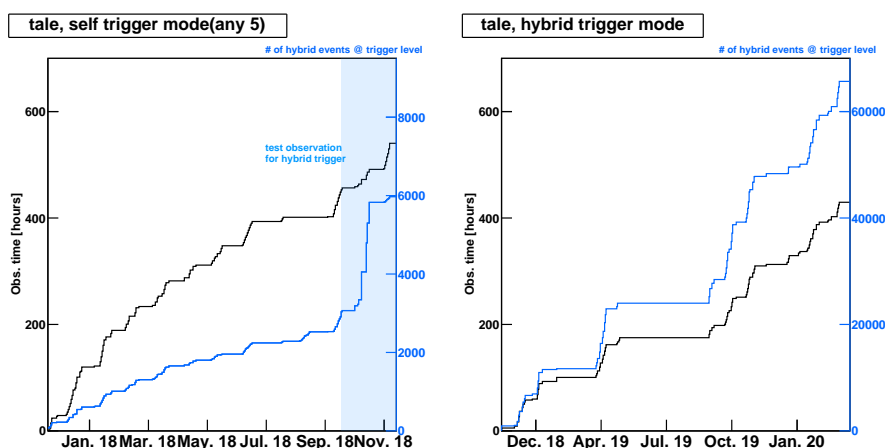


図 2.22: ハイブリッドイベントの観測時間とイベント数の変化。観測時間の積分値を黒線、トリガーレベルのハイブリッドイベント数の積分値を青線で示している。左図はハイブリッドトリガー導入前の期間、水色の部分はハイブリッドトリガーのテスト期間、右図はハイブリッドトリガー導入後の期間における観測時間とハイブリッドイベント数の変化を示す。ハイブリッドトリガー導入により、ハイブリッドイベントの発生数が明らかに増加したことがわかる。

2.2.4 SD の状態のモニタリング

各 SD は検出器の状態を表すモニターデータを作成し、DAQ PC に送信している。これにより、検出器の状態を確認する、あるいは検出器の感度を測定することが可能となる。モニターデータは 3 種類あり、それぞれ 1 秒毎、1 分毎、10 分毎に取得される。1 秒毎に取得されるデータサイズは各 SD で 8 バイト、それ以外は各 SD で約 9 キロバイトである。DAQ の負担を軽減するため、これらのデータを 600 個に分割し、10 分かけて DAQ PC に送信される。

- 1 秒毎に取得されるモニターデータ
 - Lv. 1 トリガーに相当する 3 MIP 以上の信号が検出された粒子数
 - GPS のタイムスタンプ
 - 1 秒間のクロックカウント数
- 1 分毎に取得されるモニターデータ
 - Lv. 0 トリガーに相当する 0.3 MIP 以上の信号が検出されたイベント数
 - バッテリーの電流と電圧
 - ソーラーパネルの電流と電圧
 - エレクトロニクスボックス内、エレクトロニクス本体、ステンレスボックスの温度

- 10分毎に取得されるモニターデータ
 - シングルミュオン・ヒストグラム
 - ペDESTALのヒストグラム
 - GPSモジュールの状態
 - GSPモジュールで検出された衛星数

これらのモニターデータは1日に2回更新される。これはSDの健康状態を表しているため、オペレーターはこれを見ることでSD DAQや各SDの状態が安定しているか確認することが可能である。週に1度は必ず全TALE SDのモニターデータを確認し、数値に異常があれば現地にいるスタッフによってメンテナンスが行われる。実際に確認しているモニターデータの例を図2.23に示す。

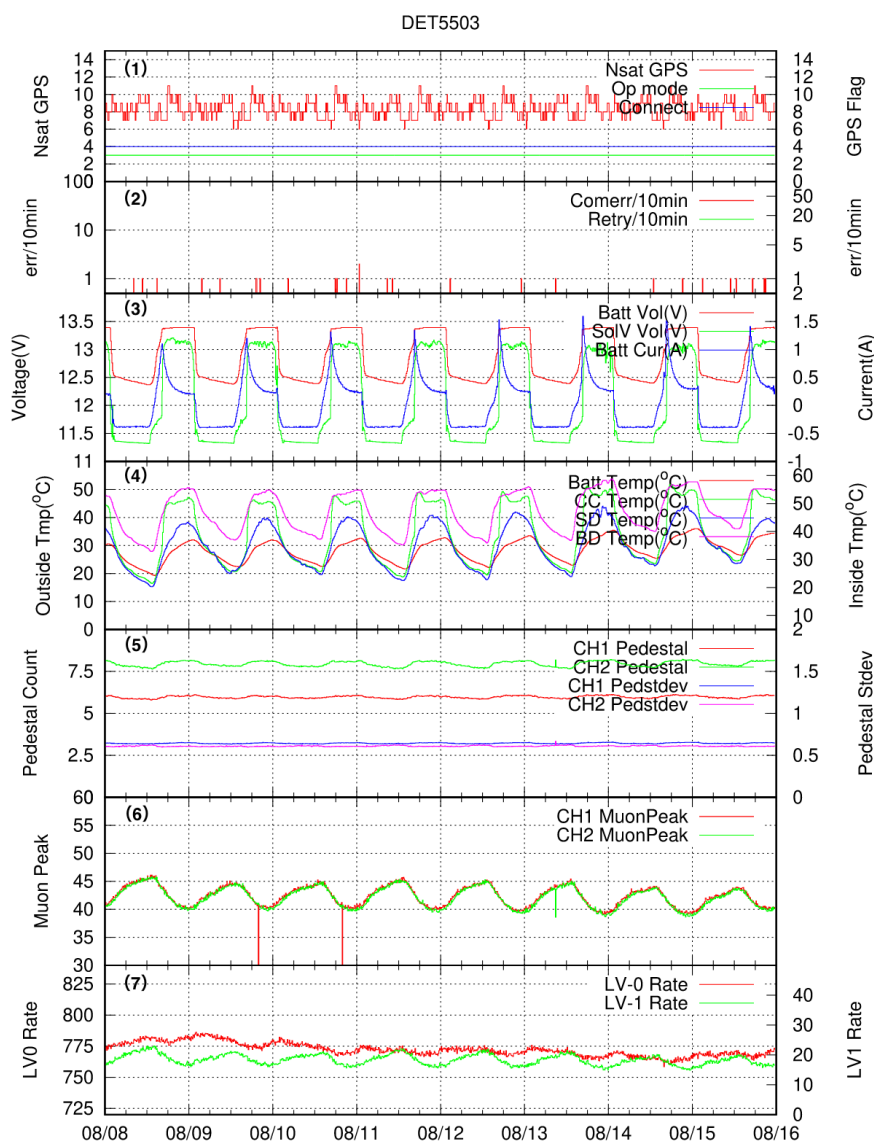


図 2.23: TALE SD (DET 5503) のモニターデータ。上から順に、(1)GPS の状態、(2)DAQ PC と SD の通信状態、(3) バッテリーとソーラーパネルの状態、(4) 各場所で測定された温度、(5) 上下層におけるペDESTALの平均値と標準偏差、(6) 上下層におけるシングルミュオン・ヒストグラムのピーク、(7)Lv. 0 と Lv. 1 トリガー頻度を示している。

シングルミュオンヒストグラムとペDESTALヒストグラム

SD は Lv. 0 トリガーリストに含まれる全波形を積分し、上下層におけるシングルミュオンヒストグラムとして保存する。その際、波形のピークタイミングより 80 ns 前から 160 ns 後までの合計 240 ns 間の全波形を積分する。それにより、12 ビンの ADC 和が各 SD に格納される。Lv. 0 トリガーリストに格納されている信号のほとんどはバックグラウンドであるシングルミュオンの信号だと考えられる。それらのシングルミュオンをヒストグラムにし、そのピークの高さを用いて各 SD 信号の感度を較正する。ペDESTALは各層 8 タイムスライスごとの信号の積分値から得られる。各 SD はこれらのヒストグラムを 10 分毎に DAQ PC に送信する。図 2.24 に 1 台の TALE SD で得られたシングルミュオンとペDESTALのヒストグラムを示す。

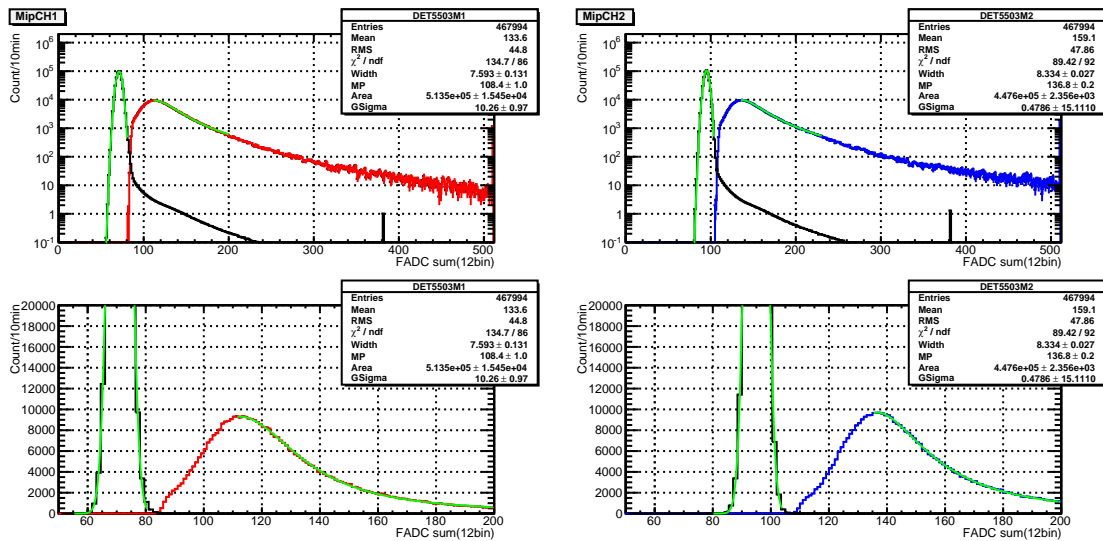


図 2.24: TALE SD の DET 5503 のシングルミュオンとペDESTALのヒストグラム。各図において、幅が狭い分布はペDESTAL、幅が広い分布はシングルミュオンのヒストグラム、緑の曲線はフィット結果を表す。左側は上層、右側は下層から得られたヒストグラムである。上側はヒストグラムの全体を見るため縦軸をログスケールに、下側はシングルミュオンの立ち上がりを見やすくするため縦軸をリニアスケールにしたヒストグラムである。

2.3 大気状態のモニタリング

FD は大気中の粒子によって散乱、あるいは吸収されながら伝搬する大気蛍光とチェレンコフ光を観測する。その散乱や吸収される頻度は大気の状態に依存するため、正確に 1 次宇宙線のエネルギーを推定する上で大気状態をモニタリングする必要がある。TA FD と TALE FD の解析では以下の 3 つのパラメータを用いている。

- 大気パラメータ (気温、気圧、湿度)
- 大気透明度
- 雲

以下ではこれらの大気パラメータの測定結果を紹介する。

2.3.1 大気パラメータ

FD 測定において、大気パラメータは重要である。これらの大気パラメータは大気蛍光の放射量、チェレンコフ光の放射量、大気深さ、大気透明度を求める際に用いられる。また、時間と共に変化するため定期的に測定する必要がある。これらは radiosonde や GDAS によって測定されており、我々はその公開データベースを利用している。

radiosonde

radiosonde は気球に小型の自動観測器を取り付けた上層気象観測装置であり、海拔 30 km までの気象状態を測定することが可能である。TA サイト周辺には radiosonde の打ち上げ地点が 6 箇所ある。各サイトでは 12 時間毎に大気状態が測定され、測定結果がホームページに公開されている [101]。ELKO サイトは TA サイトと気候が似ており、SLC サイトは TA サイトに最も近いため、ELKO サイト (40.87 North, 115.73 West) と SLC サイト (40.77 North, 111.97 West) で測定した大気パラメータを利用する。

GDAS

Global Data Assimilation System(GDAS) は地表、気球 (radiosonde を含む)、ウィンドプロファイラ、航空機、ブイ、レーダー、人工衛星など [102] の様々な観測によって得られた気象データを緯度経度 1 度グリッドのデータにして公開している [103]。その気象データベースは 3 時間毎にまとめられている。本研究では、TA 地点から最も近い緯度 39 度、経度-113 度 (図 2.25 の星) を標準大気プロファイルデータとして利用する。

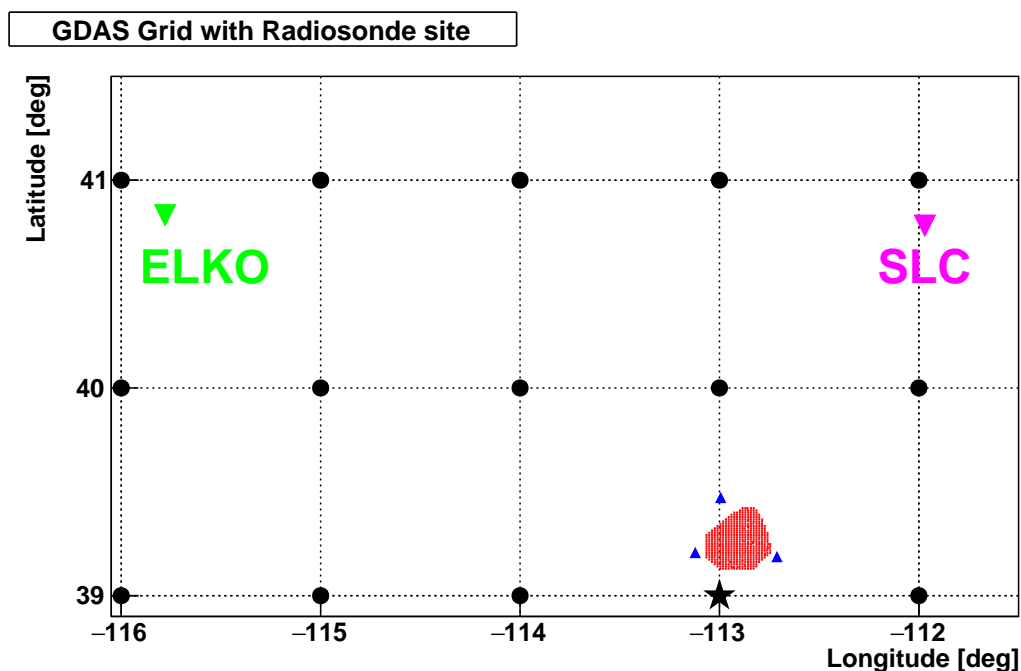


図 2.25: TA サイトと GDAS のグリッド、radiosonde の測定サイトの地位関係。TA サイトに最も近い星の地点で測定された GDAS のデータを利用している。

2.3.2 大気透明度

大気透明度はエネルギーを再構成する際に最も重要な校正要素である。大気蛍光測定では主にレイリー散乱とミー散乱の2つを考慮する必要がある。レイリー散乱は大気分子による散乱で、その散乱頻度は大気パラメータである温度と圧力で計算される。ミー散乱はエアロゾルによる散乱である。大気中のエアロゾルは時間によって変化するため、大気透明度を頻繁に測定する必要がある。我々は LIDAR(Light Detection And Ranging) システムと CLF(Center Laser Facility) システムを用いて大気透明度を測定している。

LIDAR

LIDAR システムは BRM FD ステーションの近くに設置されている。LIDAR は波長 355 ns、出力 4 mJ、周波数 1 Hz の YAG レーザー (ESI 製 ORION)、直径 30 cm の望遠鏡 (MEADE 製 LX200GPS-30)、紫外線フィルム付き PMT (HAMA-MATSU 製 R3479) で構成されている (図 2.26)。レーザーを照射し後方散乱光子を検出することで、大気透明度を測定する。光子は PMT で検出され、オシロスコープでデジタル化される。観測の前後で LIDAR システムを動作させ、2つのエネルギーに対して垂直方向に 500 ショット、水平方向に 500 ショットの 4 種類の計測を行う。動作や解析の詳細は [104] に記載されている。



図 2.26: LIDAR の写真。

大気パラメータ測定後、それらを用いてレイリー散乱される頻度が計算される。LIDAR システムで測定した後方散乱光子からレイリー散乱の効果を引きいた値がミー散乱の減衰係数となる。本システムでは観測日ごとに各高度における、水平方向の減衰長の逆数である消衰係数を得る。水平方向の照射から得られたデータは地上での消衰係数を測定することができる。透明度の指標として垂直方向のエアロゾルの光学的深さ (Vertical Aerosol Optical Dept, VAOD) を定義する。このヒストグラムを図 2.27 の左に示す。

$$T_{\text{Mie}} = \exp(-\text{VAOD}) \quad (2.1)$$

T_{Mie} : ミー散乱する頻度

VAOD の測定値は $0.035_{-0.013}^{+0.019}$ である。高度が高くなるにつれエアロゾルの量は少なくなる。よって、高度 h における消衰係数 $\text{Mie}(h)$ は以下式で求められる。

$$\text{Mie}(h) = \exp(-h/H) \quad (2.2)$$

H : エアロゾル分布におけるスケール高さ

H は地上での減衰長と各高度での VAOD についてフィッティングすることで得られる。得られた VAOD の値は HiRes [105] の値とほぼ一致している。

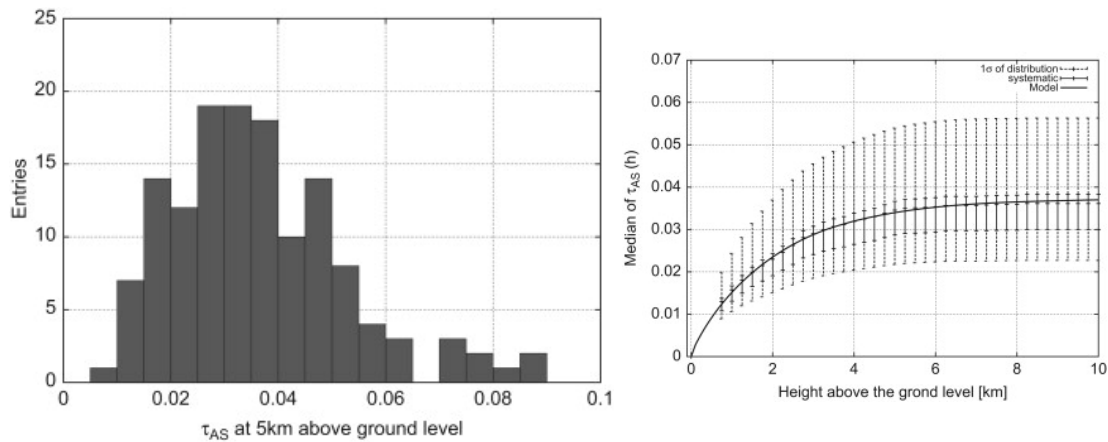


図 2.27: TA LIDAR の測定結果。左：地上から 5 km 上空の VAOD のヒストグラム。右：地上からの高さの関数である VAOD の中央値。系統誤差とそのヒストグラムの 1σ の領域も示されている [104]。

CLF

CLF は TA サイトの中央に設置されており、各 FD ステーションから 21 km 離れている。LIDAR と同様に、垂直紫外線レーザー (355 nm, 5 mJ) を照射する。全ステーションで側方散乱光を検出し、30 分毎に大気の状態を測定する。CLF で測定された VAOD の値は $0.043^{+0.025}_{-0.015}$ である [106]。この結果は preliminary な結果である。さらに、VAOD 値の季節変動も [107] で報告されている。今後、TA FD 解析ではこのエアロゾルの季節依存性を考慮する必要がある。

2.3.3 雲

空気シャワーから放射される光子は雲によって遮蔽されるため、FD 測定において雲も考慮する必要がある。雲の量の測定方法として、MD ステーションではオペレータが目視で記録するウェザーコード (WEAT コード)、BRM ステーションでは IR カメラによる画像、BRM と LR と CLF では CCD-魚眼カメラによる画像の 3 つがある。WEAT コードはほぼ全ての FD 観測期間をカバーしているため、雲の量を考慮する際はこれを利用している。

第3章 TALE infill 実験

TALE infill 実験は SD 観測で 10^{15} eV までエネルギーしきい値を下げるため、新たに開始した実験である。1.2.1 章で述べた通り、knee は銀河系内の宇宙線が超新星残骸での加速限界を迎えるため生じるという有力な仮説がある。その仮説を仮定した場合、超新星残骸で加速されるエネルギー限界は原子番号に比例するため、knee 領域付近で軽い原子核から重い原子核へ遷移すると期待される。TALE infill 実験は質量組成を精密観測し、これらを検証することを目的としている。

TALE infill 実験は 50 台の SD アレイで構成されている。それらは TALE FD と TALE SD の間に 100 m 間隔で設置されており、TALE FD を用いてハイブリッド観測を行う。TALE infill SD は 2021 年 10 月に製作され、2022 年 11 月に設置された。2023 年の春にアンテナ・エレキ・通信塔を設置完了次第、宇宙線の定常観測を開始する予定である。

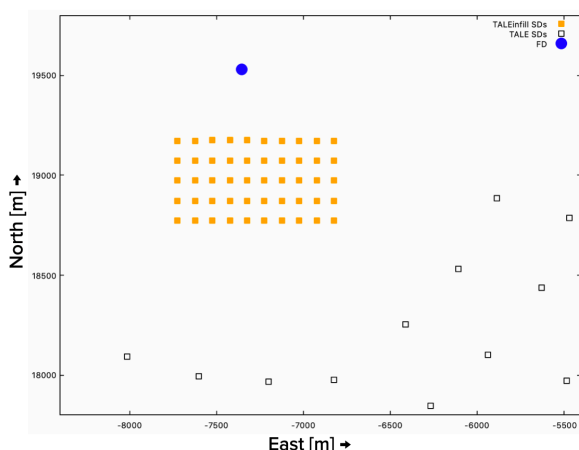


図 3.1: TALE infill 実験の検出器配置。オレンジの四角が TALE infill SD、青い丸が TALE FD、白抜き四角が TALE SD を表す。X 軸と Y 軸は CLF 中心座標で記載している。

3.1 SD の製作

TALE infill 実験を開始するにあたり、2021 年 10 月に山梨県の明野観測所で 2.2.1 で述べた TALE SD と同じ構造の SD を新たに 50 台製作した。図 3.2 の左は、14 本の波長変換ファイバーを張り終えた 4 枚のプラスチックシンチレータである。この左側にも、同様に 4 枚のシンチレータを置き 14 本の波長変換ファイバーを張る。合計 8 枚のシンチレータで SD の下層が完成する。28 本分のファイバーの端を 1 つにまとめ (図 3.2 の右上) 下層用の PMT に接続する。これらの作業を上層に対しても同様に行う。その後、PMT からの電気信号をメインボードへ送信するケーブルを取り付ける (図 3.2 の右下)。

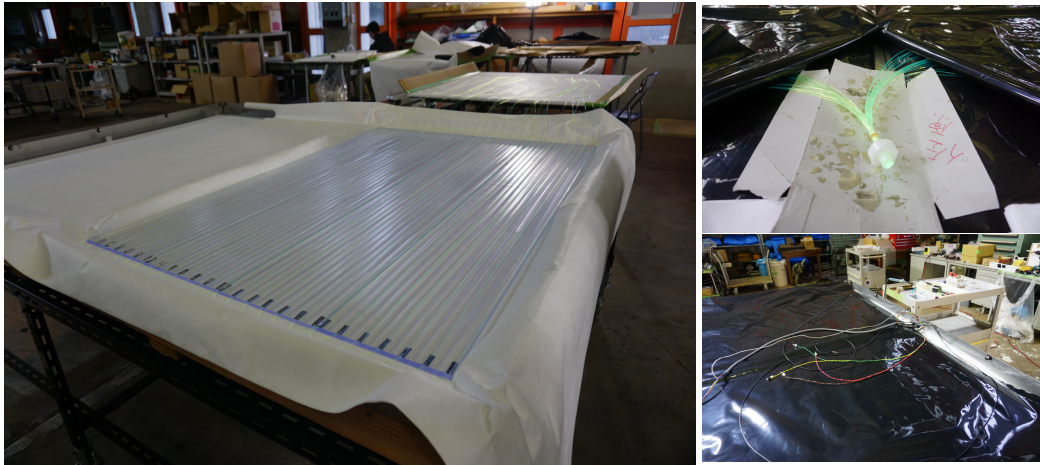


図 3.2: 左：波長変換ファイバーを張り終えたプラスチックシンチレータ。下には光を反射するタイベックシートが敷かれており、これでシンチレータを包むことで外に逃げていく光を少なくする。右上：1つにまとめられた波長変換ファイバー。黒ポリエチレンシートで外からの光を遮断する。右下：検出器とメインボードを繋ぐケーブルとテスト用 LED が付いたケーブルを取り付けた後の写真。

これらが終了した SD に対して以下のテストを行う。テストを通過した SD はステンレスの蓋をし、図 3.3 の右図のように木で保護されアメリカへ輸送される。初日は1日に2台のペースだったが、作業に慣れてからは1日に4,5台の検出器を完成させた。



図 3.3: 左：テスト通過後、ステンレス製の蓋で閉じられたシンチレーション検出器。右下と上側に積み上げられた検出器がある。右：積み上げられた検出器。

3.1.1 SD の動作テスト

SD が正常に信号を検出可能か確認するため、以下2種類のテストを行う。

1 MIP テスト

これは実際にシングルミュオンを測定し、検出された1 MIP のヒストグラムとペDESTALの安定を確認するテストである。1 MIP の値が10 p.e. (Number of photo-electron) より大きいこととペDESTALの σ が4 p.e. より大きくずれていない SD を正常とみなす。

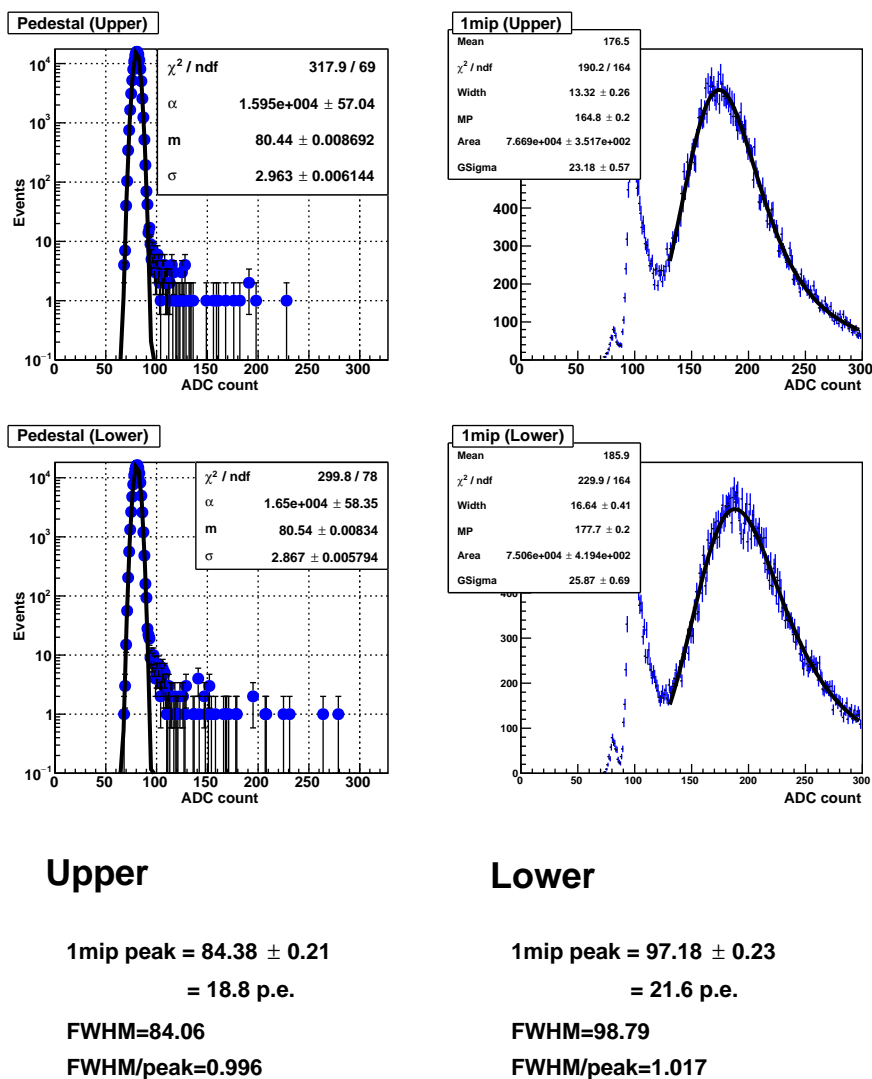


図 3.4: ペDESTALと 1 MIP のヒストグラムの測定結果。上側が上層、下側が下層のシンチレータの測定結果を示す。

linearity テスト

これはテスト用 LED を用いて、光量が少ない時点で信号が saturation していないか確認するテストである。図 3.5 には、フィット関数から 10%外れる ADC カウントを表示している。これが 4095 カウントを超えている SD を正常とみなす。

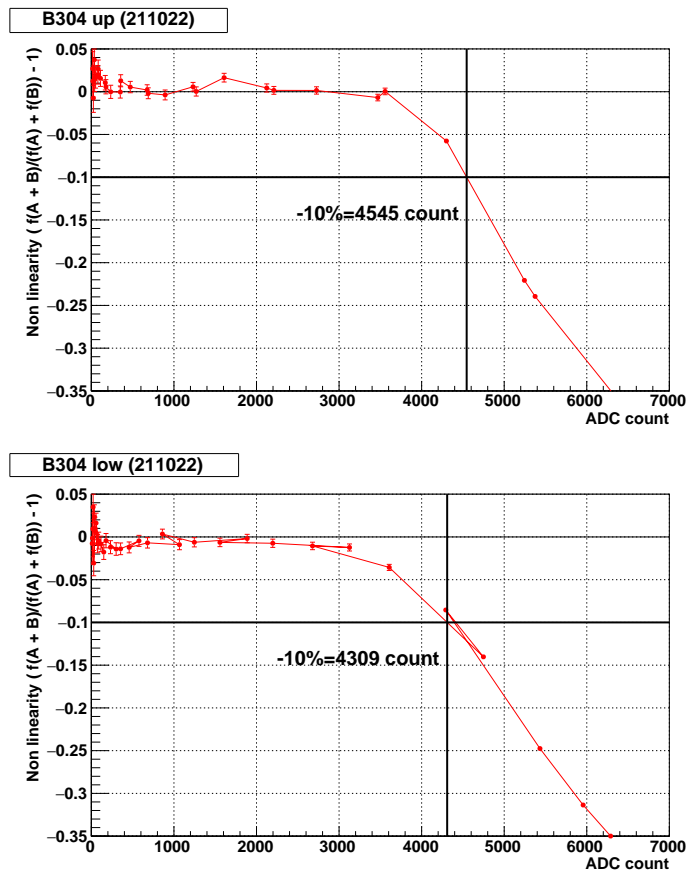


図 3.5: linearity テストの結果。上側が上層、下側が下層のシンチレータの結果を示す。

3.2 SD の組み立て

2022年10月にアメリカのユタ州にて、ソーラーパネルやエレキボックスなどの取り付け作業を行った。海上輸送によって破損していないか確認するため、組み立てる前に全シンチレータに対し1 MIP テスト (3.1.1) と linearity テスト (3.1.1) を行う。その後、アンテナ関連とエレキ以外の取り付けを行う。



図 3.6: 左：組み立て前に行うテスト中のシンチレーション検出器。右上：屋根を取り付けている様子。右下：ソーラーパネルとバッテリーを繋ぐケーブルを取り付けている本論文の著者である。

3.3 SD の設置

ヘリコプターを用いて設置する際に出来る限り移動距離を短くするため、事前に TALE FD 付近にトレーラーを用いて SD を運搬した (図 3.7 の左図)。運搬によって SD が破損する可能性があるので、運搬後の SD に対して 1 MIP テスト (3.1.1) を行った (図 3.7 の右図)。また、運搬後の SD にアンテナポールを設置した。2 日間で全 50 台の SD の運搬が終了した (図 3.8)。



図 3.7: 左：トレーラーに積まれた SD。1 度に 6 台の SD を積むことが可能。右：運ばれてきた SD の 1 MIP テストをしている様子。この写真は TA MD に設置された定点カメラによって撮影された。中心に写っているのが本論文の著者である。



図 3.8: 全 50 台の SD を TALE FD 付近に移動完了後の様子。

その後、ヘリコプターを用いて図 3.1 の位置に SD を設置した。SD とヘリコプターを紐で繋げる作業 (図 3.9) を行うグループ 1 つ、ヘリコプターで運ばれてきた SD を地上で受け取り設置するグループ 3 つに分かれて設置作業を行った。設置するグループは SD を設置する位置に打たれた杭 (図 3.10) 付近で SD を受け取り、ヘリコプターが下がってくると同時にソーラーパネルを南側に向ける (図 3.11)。約 5 時間で全 SD の設置が完了した。



図 3.9: ヘリコプターで運ぶために、SD とヘリコプターを紐で繋いでいる様子。



図 3.10: TALE infill SD を設置する位置に打たれた杭。設置するグループはここでヘリコプターを待つ。



図 3.11: SD を設置している様子。右図:ヘリコプターが下がると同時にソーラーパネルを南に向けて設置する。



図 3.12: 設置された TALE infill SD。左図：奥に TALE FD が写っている。右図：100 m 間隔で 4 台の SD が並べられている。左にあるのは NICHE 検出器である。

第4章 モンテカルロシミュレーション

我々は TALE infill SD を設置した場合のハイブリッド観測での性能を評価するため、検出器モンテカルロシミュレーションソフトウェアを開発した。このソフトウェアは空気シャワーシミュレーション、SD による荷電粒子の検出、光子の発生、FD の PMT カメラによる光子の検出の 4 つで構成されている。ここでは、空気シャワーシミュレーションと検出器シミュレーションについて述べる。

4.1 空気シャワー生成

CORSIKA 空気シャワーシミュレーション

最初に、CORSIKA(COSmic Ray SIMulation for KASCADE) を使って空気シャワーシミュレーションを行う [108]。CORSIKA は高エネルギー宇宙線粒子が大気中で生成する空気シャワーをシミュレートするもので、KASCADE 実験のために作られた。CORSIKA は陽子や鉄などの原子核やハドロン、光子など様々な一次粒子を仮定することが可能である。また、様々なハドロン相互作用モデルを選択することが出来るため、ハドロン相互作用モデルを変更してシミュレートすることでハドロン相互作用モデルの影響を調べることが可能である。ハドロン相互作用モデルは低エネルギー領域では GHEISHA、URQMD、FLUKA があり、高エネルギーでは VENUS、QGSJET、DPMJET、SIBYLL、neXus、EPOS がある。また、電磁相互作用については EGS4 や NKG 式が利用可能である。CORSIKA は生成された粒子が設定したエネルギー未満になるまで全ての空気シャワー粒子の相互作用と軌跡のシミュレーションをしてくれる。そのため、CORSIKA では粒子の種類 ($\gamma, e^\pm, \mu^\pm, \nu$, ハドロン) ごとに各大気深さでの粒子数、大気中でのエネルギー損失量を計算することが可能である。これらは生成される蛍光やチェレンコフ光の量に比例するため、FD シミュレーションにとって重要な情報となる。

宇宙線の 1 次粒子は様々な種類を仮定することが出来ると上で述べたが、FD は原子核を分離出来るほど感度が良くないので、ここでは陽子または鉄のみを仮定してシミュレートしている。ハドロン相互作用モデルには 80 GeV より低エネルギーに対しては FLUKA [109]、80 GeV より高エネルギーに対しては QGSJETII-04 [72] を適用している。電磁相互作用モデルには EGS4 [110] が適用されるようにした。

可能であれば全ての粒子の軌跡を追って相互作用を計算し正確にシミュレートしたいところだが、PeV 以上の宇宙線によって生成される粒子は 10^6 個以上もありそれら全てに対してシミュレーションすると時間がかかってしまう。よって、計算時間を短縮するため、CORSIKA にはシニングオプションがある。このモードでは、シニングレベルを設定することで荷電粒子があるエネルギー以下になると全粒子を追跡せず、代表の粒子を決めてそれを追跡する仕様になる。 ω 個あたりに 1 つの代表粒子を決め、その粒子には ω の重みをつけ追跡を続ける (シニング)。そして代表粒子が落ちた場所付近に ω 個の粒子が落ちた (デシニング 4.2.1) とすることでうまく時間短縮した計算を可能とする。このモードの説明は [111, 112] にある。また、エネルギーが E_{cut} 以下になると粒子を追跡することをやめるモードもある。 E_{cut} は電磁成分とハドロン成分それぞれに対して決めることが可能である。空気シャワーシミュレーションのパラメータを表 4.1 に示す。

パラメータ	内容
1次宇宙線核種	陽子と鉄
相互作用モデル	FLUKA ($E < 80$ MeV) QGSJETII-04 ($E > 80$ MeV)
エネルギー	$10^{15.2}, 10^{15.4}, 10^{15.6}, 10^{15.8}, 10^{16.0}, 10^{16.2}, 10^{16.5}$ eV
天頂角	$0^\circ - 60^\circ$ 立体角ごとに一様ランダム
方位角	$0^\circ - 360^\circ$ 一様ランダム
シニングレベル	10^{-6}
E_{cut}	250 keV (電磁成分) 50 MeV (ハドロン成分)
シャワーの数	500 events for each energy

表 4.1: CORSIKA の入力パラメータ

4.2 SD に対する検出器シミュレーション

4.2.1 デシニング方法

図 4.1 の左図の実線はシニング適用前の粒子の軌跡、太線はシニングが適用され重み付けされた粒子の軌跡、点線は重み付けされなかった粒子の軌跡を表す。シニングを適用したシミュレーションでは実線の粒子のみが到来したのに対し実際は実線と点線の粒子が到来しているので、点線の粒子は到来しなかったことになっている。そこで、TA SD シミュレーションはデシニング法 [113] を開発した。それはシニングで削られた粒子を復元するとういものである。まず、地表に到達した代表粒子に対し、軌跡上で1相互作用長ほど戻した位置(図 4.1 の右図 “Arbitrary Vertex”)を決める。その位置から $\omega - 1$ 個の粒子を降らせる。その際、粒子のエネルギーはガウス分布で代表粒子の $\pm 10\%$ になるようにし、方向は代表粒子の軌跡を中心とした2次元ガウス分布になるように降らせる。2次元ガウス分布の角度は $\beta - r$ 度とする (r : 代表粒子のシャワーコアからの横方向の距離、 β : 電磁粒子の場合は $3^\circ/\text{km}$ 、ミューオンとハドロンの場合は $1^\circ/\text{km}$)。図 4.2 はデシニングを適用していないシャワーと適用したシャワーが全粒子を追跡したシャワーにどれだけ近いかを表している。右図のデシニングしたシャワーの方がグレーとの差が小さく、揺らぎも少ないことから、デシニングを適用した方が全粒子を追跡したシャワーをより再現することが可能であるといえる。

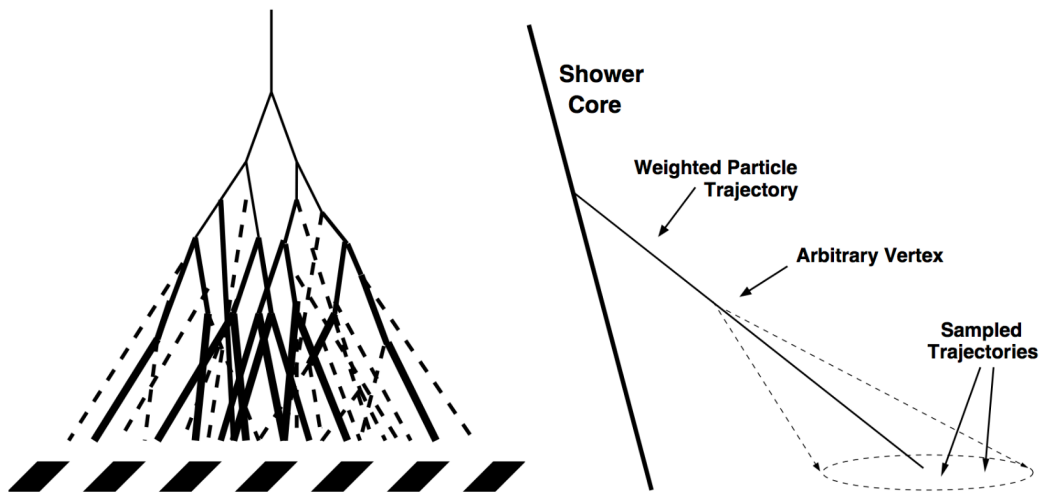


図 4.1: 左: シニング法のイラスト。実線はシニング適用前の粒子の軌跡、太線はシニングが適用され重み付けされた粒子の軌跡、点線は重み付けされなかった粒子の軌跡を表す。下にある黒の長方形は SD を表している。シニングを適用したシミュレーションでは実線の粒子のみが到来したのに対し実際は実線と点線の粒子が到来しているため、シニングのみを適用した場合は点線の粒子は到来しなかったことになっている。右: デシニング法のイラスト [114]。

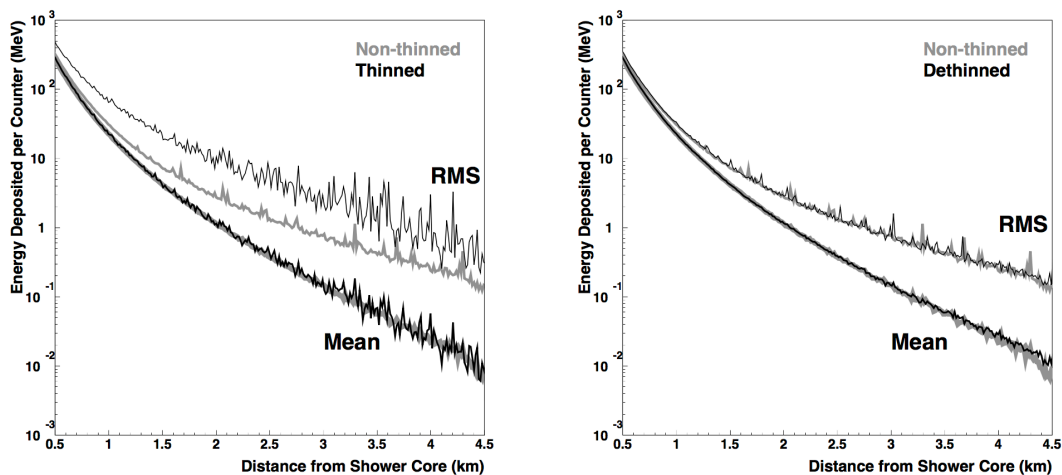


図 4.2: シャワーコアからの距離とカウンターあたりの大気中でのエネルギー損失の関係。天頂角 45° 、エネルギー 10^{19} eV の宇宙線を仮定。左はシニングレベル 10^{-6} でシニングし、右はデシニングを適用した結果を示す。それぞれとシニングせず全粒子を追跡するモードでシミュレートした結果を比較している [115]。

4.2.2 検出器中でのエネルギー損失

SD 応答シミュレーションには GEANT4 [116] を使用している。GEANT4 は様々な種類、エネルギー、天頂角の粒子が上下層のシンチレータ中でのエネルギー損失量を計算することが可能である。これを用いて、各エネルギー及び $\sec \theta$ あたりに上下層のシンチレーション中でエネルギー損失する頻度を 2 次元ヒストグラムで表した (図 4.5)。この横軸は上層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量、縦軸は下層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量を表し、色はそのエネルギーで損失する頻度を表す。つまり、暖色であるほどそのエネルギーを損失する可能性が高いといえる。TA/TALE SD 用に開発した検出器シミュレーションでは、様々なエネルギー、天頂角、種類 ($\gamma, e^\pm, \mu^\pm, p, n, \pi^\pm$) の粒子に対して同様の図を

作成した。これを look-up table という。図 4.3 は look-up table を作成する際の検出器と入射粒子の様子である。図 4.4 は GEANT4 における SD の詳細な構造を示している。上下層のシンチレータ、タイベックシートなどの検出箇所だけでなく、アンテナ、バッテリー、ソーラーパネルなどの外装も含めた 2.2.1 で説明した全ての構成要素を考慮している。そのため、粒子がソーラーパネルを貫通出来ないことも考慮することが可能である。このように、粒子を検出出来るかだけでなく検出器の一部が障害物になっているかも含めシミュレートしている。

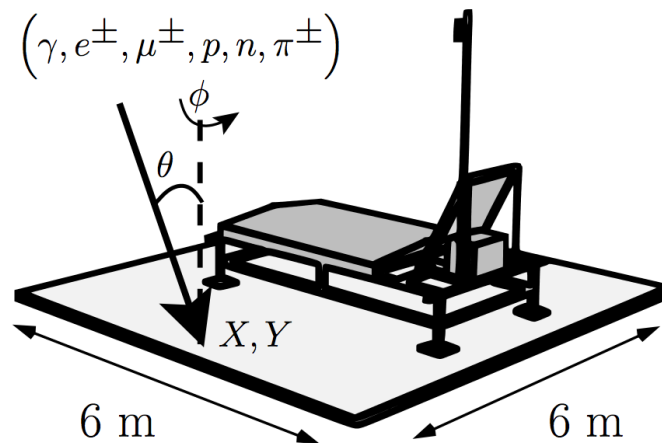


図 4.3: GEANT4 シミュレーションにおいて、SD の応答を計算する際の用いる検出器と入射粒子の様子。各粒子において、X と Y は $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の中でランダム、天頂角 θ は与えられた角度、方位角 ϕ はランダムに選ばれる。矢印は入射粒子の到来方向を表す。 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ はシンチレータサイズ ($1.5\text{ m} \times 2\text{ m}$) の 12 倍もあり、大きすぎるように感じるが、これは検出器付近で粒子が地面に衝突し生成された粒子がシンチレータに入射する後方散乱の場合を含めるという狙いがあるため全くもって大きすぎることはない。

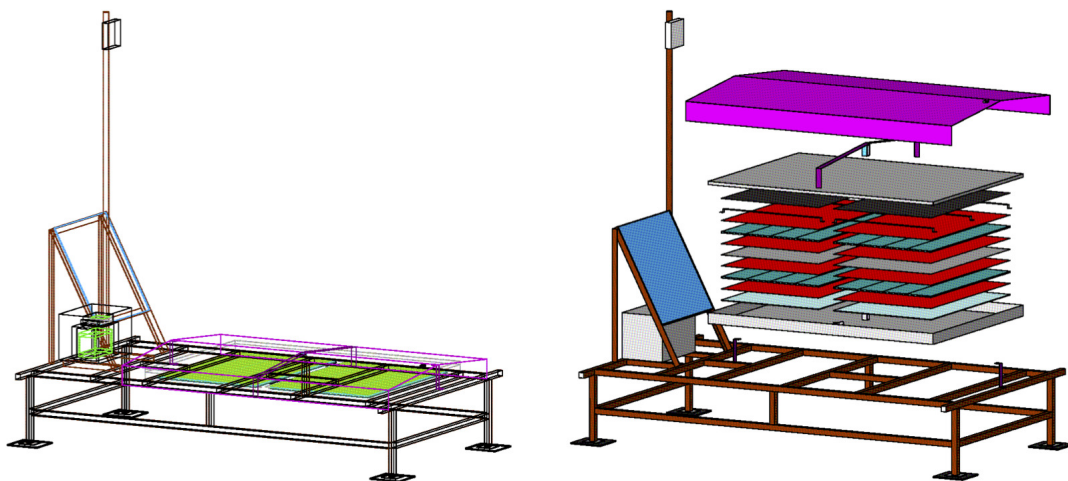


図 4.4: GEANT4 に実装されている SD の構造。右図のシンチレーションボックス内の部品は見えやすくするため、上にずらしている。

2 次粒子のシンチレータ内でのエネルギー損失量を計算する過程は以下の通りである。

- 図 4.3 のように、 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ からランダムに X, Y をサンプリングする。

- 方位角 ϕ をランダムにサンプリングする。
- X, Y に天頂角 θ 方位角 ϕ の粒子を生成し、検出器内部や周囲の物質とのあらゆる相互作用をシミュレートする。検出器に入射した粒子と相互作用によって生成された粒子による上下層シンチレータ内のエネルギー損失の結果が格納される。
- 上記のステップを 1.2×10^6 回繰り返す。

これらの処理は以下のように与えられたエネルギー、 $\sec \theta = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$ に対して行われる。

- γ 粒子： $10^{4.7} \text{ eV} \sim 10^{11.0} \text{ eV}$ を 63 分割し、 $10^{0.1} \text{ eV}$ ずつ変える。
- e^\pm, μ^\pm, p, n 粒子： $10^{6.0} \text{ eV} \sim 10^{11.0} \text{ eV}$ を 50 分割し、 $10^{0.1} \text{ eV}$ ずつ変える。
- π^\pm 粒子： $10^{6.0} \text{ eV} \sim 10^{10.9} \text{ eV}$ を 49 分割し、 $10^{0.1} \text{ eV}$ ずつ変える。

以上の手順で作成されたエネルギー損失ヒストグラムを作成した (例：図 4.5)。

図 4.5 の (a), (b) は 1 GeV の μ^+ を天頂角 0° と 60° で降らせた場合のシンチレータ内でのエネルギー損失ヒストグラムである。横軸は上層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量、縦軸は下層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量を表し、色はそのエネルギーで損失する頻度を表す。図 4.5 の (a) のピークは $\log(E_{\text{DEP}}/\text{MeV}) \simeq 0.3$ つまり、 $E_{\text{DEP}} \simeq 2 \text{ MeV}$ のエネルギーを損失する頻度が高いことがわかる。一方斜めに入射する粒子を仮定した図 4.5 の (b) の場合、損失する可能性が高いエネルギー量は $E_{\text{DEP}} \simeq 4 \text{ MeV}$ で (a) より多くエネルギーを損失することがわかる。これは天頂角 60° の場合、検出器内を通過する距離が 2 倍になるためである。また、 4 MeV 付近には触覚のような 2 つのバンド分布がある。これは粒子が一方のシンチレータのみ通過したためである。図 4.5 の (c), (d) は 1 GeV の γ を天頂角 0° と 60° で降らせた場合のシンチレータ内でのエネルギー損失ヒストグラムである。ピークは 4 MeV と 8 MeV にあり、 μ^+ の 2 倍のエネルギーを失うことがわかる。これはシンチレーションボックスの屋根や内部で γ 線が電子対生成を起こすためである。下層でエネルギー損失するのは上層で生成された電子・陽電子たちである。

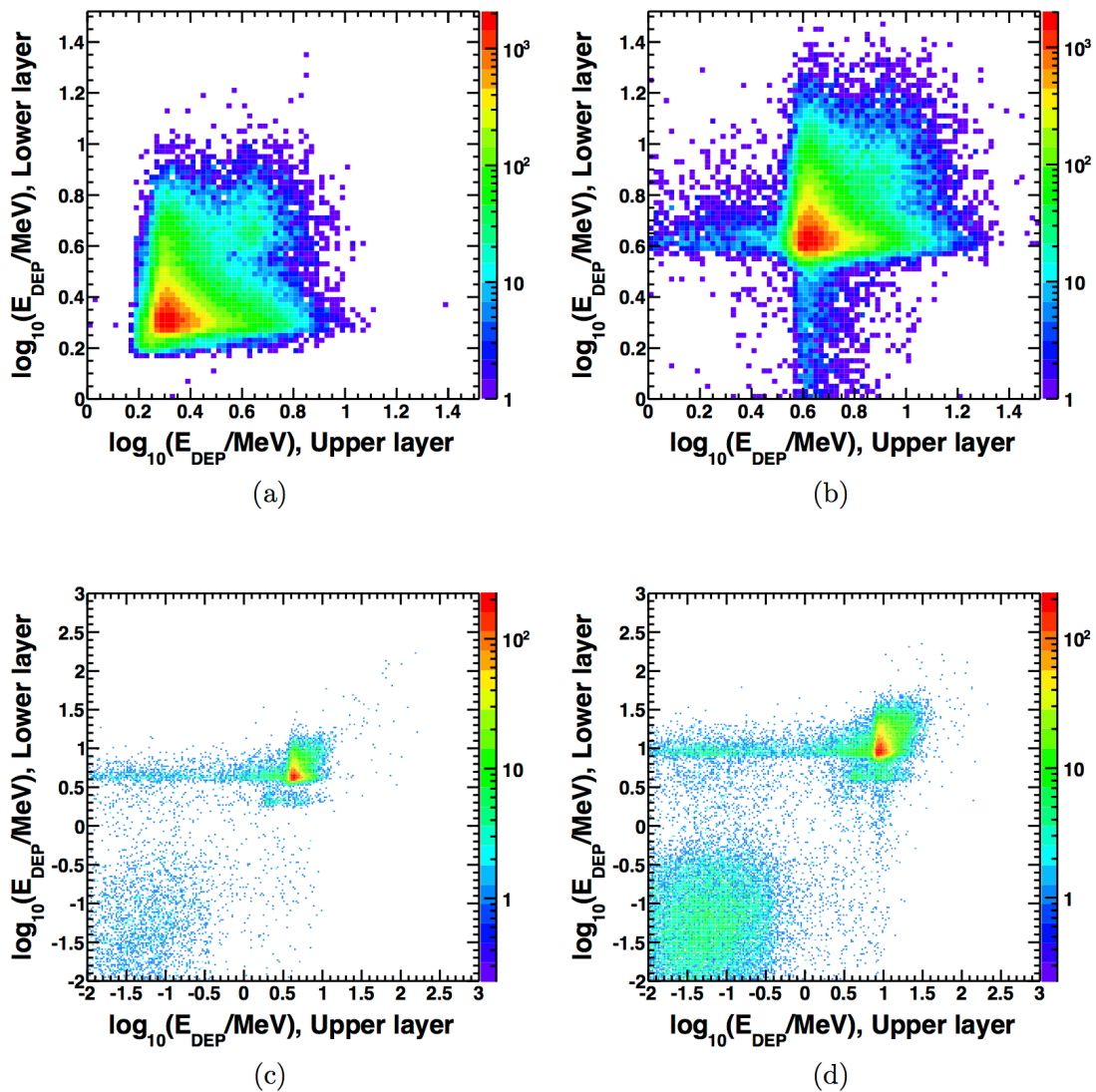


図 4.5: 上下層シンチレータ内でのエネルギー損失ヒストグラムの例。横軸は上層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量、縦軸は下層シンチレータ内で粒子が損失するエネルギー量を表し、色はそのエネルギーで損失する頻度を表す。これらは全て 1 GeV のエネルギーで降らせている。(a): μ^+ , $\theta = 0^\circ$, (b): μ^+ , $\theta = 60^\circ$, (c): γ , $\theta = 0^\circ$, (d): γ , $\theta = 60^\circ$ 。赤色の位置が左の図より右の図の方が右上にあるのは、天頂角が大きいと検出器内を通過する距離が長くなるのでエネルギー損失量が大きくなるためである。

4.2.3 SD アレイ応答

look-up table は CORSIKA でシミュレートした空気シャワー粒子が SD 内でのエネルギー損失量を計算するために使用する。SD のアレイ応答を調べる際、地表を $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ のタイルに分割し、シャワーコア位置から 8.4 km 以内にあるタイルに対して SD 内でのエネルギー損失量を計算する。そしてシャワーコアと SD アレイの位置関係をランダムに選択し、 2800×2800 タイルから応答する検出タイルをサンプリングする。得られたエネルギー損失量は 12 bit 分解能、50 MHz サンプリングの ADC カウントとして保存される。ここでは、2.2.4 で述べたキャリブレーション係数を考慮している。バックグラウンド信号は Lv.0 トリガーレートを基に生成され、信号に追加される。シミュレーションに使用するキャリブレーションデータは 2.2.4 で述べた実際のモニターデータから作成され、表 4.2 に示す 26 種類のデータから構成されている。各 SD に格納された信号は 2.2.2 で述べた実データと同じトリガー条件を適用し、信号波形のデータ

は実データと同じフォーマットで記録されている。

1	時間
2	検出器の数
3	検出器の状態 (稼働しているか、していないか)
4	上層内でのエネルギー損失量から光電子への変換係数
5	下層内でのエネルギー損失量から光電子への変換係数
6	上層内でのエネルギー損失量から ADC カウントへの変換係数
7	下層内でのエネルギー損失量から ADC カウントへの変換係数
8	上層におけるシングルミュオン
9	下層におけるシングルミュオン
10	上層のペDESTAL平均値
11	下層のペDESTAL平均値
12	上層のペDESTAL標準偏差
13	下層のペDESTAL標準偏差
14	上層のペDESTALピーク
15	下層のペDESTALピーク
16	上層のペDESTALの最小値からピークのデータから得られた半値幅
17	下層のペDESTALの最小値からピークのデータから得られた半値幅
18	上層のペDESTALのピークから最大のデータから得られた半値幅
19	下層のペDESTALのピークから最大のデータから得られた半値幅
20	上層におけるシングルミュオンフィットの自由度
21	下層におけるシングルミュオンフィットの自由度
22	上層におけるシングルミュオンフィットの χ^2
23	下層におけるシングルミュオンフィットの χ^2
24	GPS 衛星の捕捉数
25	上層の PMT のリニアリティ (PMT の応答)
26	下層の PMT のリニアリティ (PMT の応答)

表 4.2: SD 応答シミュレーションで使われているキャリブレーションデータのリスト。

4.3 FD に対する検出器シミュレーション

4.3.1 大気蛍光

光子シミュレーションの過程では光子の生成を容易に扱うために、大気圏上空からシャワー軸に沿ってシャワーの縦方向プロファイルを $1\text{g}/\text{cm}^2$ に分割する。式 1.15 から、波長 λ 、 i 番目において生成された大気蛍光の光子数は以下の式で表される。

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl}} = \frac{dE_{\text{dep}}}{dX} y_i^{\text{Fl}}(h_i) S_{\lambda}^{\text{Fl}}(h_i) dx_i \quad (4.1)$$

i : 大気をシャワー軸に沿って分割したセグメント番号

$\frac{dE_{\text{dep}}}{dX}$: CORSIKA で得られた i 番目のセグメント内のエネルギー損失量

$y_i^{\text{Fl}}(h_i)$: 高さ h_i における大気蛍光量 (1.3.3)

$S_{\lambda}^{\text{Fl}}(h_i)$: 高さ h_i における大気蛍光のスペクトル線

dx_i : i 番目のセグメントの長さ (1 g/cm^2)

ここでは、垣本らが測定した大気蛍光発光効率の絶対値 [55] と FLASH のスペクトル [54] を用いた。大気蛍光は大気中の減衰を考慮して望遠鏡に入射した大気蛍光の光子数を以下で計算することが可能である。

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.2)$$

i : 望遠鏡のセグメント番号

$T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i)$: 波長 λ の光がレイリー散乱で距離 r_i を伝播出来る確率

$T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i)$: 波長 λ の光がミー散乱で距離 r_i を伝播出来る確率

A_i : 望遠鏡が光を検出可能な範囲

レイリー散乱とミー散乱については後の 4.3.3 で詳しく説明する。

4.3.2 チェレンコフ光放射

大気蛍光の光子数と同様にチェレンコフ光子数もまた、各セグメント内でのエネルギー損失量から計算することが可能である。式 1.18 と式 1.19 より、波長 λ 、 i 番目において生成されたチェレンコフ光子数は以下の式で表される。

$$N_{i\lambda}^{\text{Ch}} = \frac{1}{\alpha_{\text{eff}}(s)} \frac{dE_{\text{dep}}}{dX} dx_i S_{i\lambda}^{\text{Ch}}(h, s_i) \times \int_{\ln E_{\text{thr}}}^{\infty} y_{\gamma}^{\text{Ch}}(E, h) f_e(E, s) d(\ln E) \quad (4.3)$$

$S_{i\lambda}^{\text{Ch}}(h, s_i)$: シャワーエイジ s_i 、高さ h_i におけるチェレンコフ光放射スペクトル

$\alpha_{\text{eff}}(s)$ と積分項に関しては 1.3.3 に記述している。チェレンコフ光の角度分布は式 1.21 で表されており、大気中の減衰を考慮した望遠鏡に入射するチェレンコフ光子数は以下のように計算される。

$$N_{i\lambda}^{\text{Ch,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Ch}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{2\pi r_i^2 \sin \theta_i} A_{\gamma}(X, \theta_i, h) \quad (4.4)$$

4.3.3 散乱光

大気蛍光とチェレンコフ光は大気中を通過する際に、大気と相互作用しレイリー散乱とミー散乱を起こす。レイリー散乱は空気分子による散乱であり、ミー散乱は大気中の塵やエアロゾルによる散乱である。これらの散乱によって方向が変わり望遠鏡に入射しない場合あるいは入射する場合も考慮してシミュレートする。

距離 r 進んだ時にレイリー散乱する確率は以下の式で計算される。

$$T^{\text{Reyleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Reyleigh}}} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (4.5)$$

X_{trans} : 大気中を光子が伝播する slant depth [g/m^2]

X_{Reyleigh} : レイリー散乱の平均自由行程 ($\lambda = 400 \text{ nm}$ で 2974 g/m^2)

λ : 光子の波長

レイリー散乱した光の角度分布は理論的に以下の式で求まる。

$$D^{\text{Reyleigh}}(\theta) = \frac{3}{16\pi}(1 + \cos^2 \theta) \quad (4.6)$$

距離 r 進んだ時にミー散乱する確率は以下の式で計算される。

$$T^{\text{Mie}} = \exp \left[\frac{H_M}{L_M \cos \theta} \left(e^{-h_1/H_M} - e^{-h_2/H_M} \right) \frac{\lambda_M}{\lambda} \right] \quad (4.7)$$

H_M : スケール高さ

L_M : λ_M における水平方向の減衰長

h_1 : 散乱点の高さ

h_2 : 受信点の高さ

エアロゾルの密度は高さ H_M の関数として指数関数で減少すると仮定する。ここでは、 $H_M = 1.0$ km, $L_M = 2.5$ km, $\lambda_M = 360$ nm とする。ミー散乱光の角度分布 (散乱位相関数 D^{Mie}) は図 4.6 に示す。

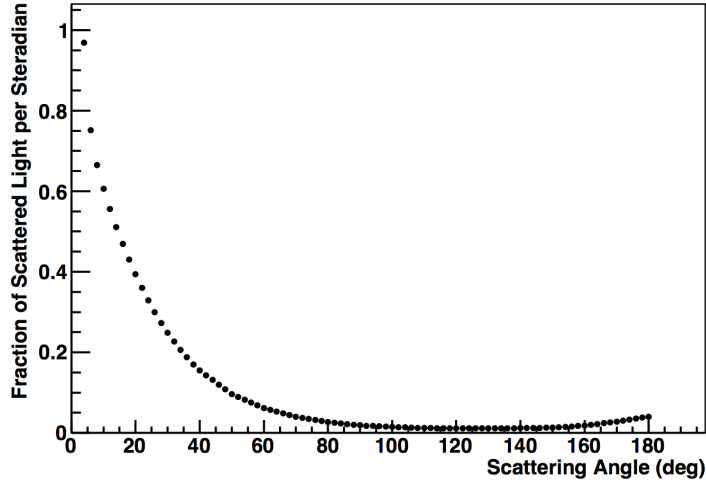


図 4.6: 立体角あたりに散乱された割合を散乱光の角度としてプロットした位相関数。散乱位相関数として使われる。

チェレンコフ光は到来方向から約 1.4° ずれた方向に放射されるので、散乱されたチェレンコフ光子数は大気上空からシャワー軸に沿ってチェレンコフ光子数を積分した総和と比例する。一方で、等方的に放射される大気蛍光は望遠鏡の視野内に散乱される確率は1%未満である上、チェレンコフ光が放射される量と比較して大気蛍光量は桁違いに少ない。よって、MC シミュレーションでは大気蛍光の散乱は無視している。チェレンコフ光において、 i 番目のセグメントにおける波長 λ の全チェレンコフ光子数 $N_{i\lambda}^{\text{Ch,total}}$ は以下のように i 番目のセグメントで放射したチェレンコフ光子数と i 番目以前のセグメントのチェレンコフ光子数の和で表される。

$$N_{i\lambda}^{\text{Ch,total}} = N_{i\lambda}^{\text{Ch}} + N_{(i-1)\lambda}^{\text{Ch,pass}} \quad (4.8)$$

そのため、レイリー散乱した光子数 $N_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}$ 、ミー散乱した光子数 $N_{i\lambda}^{\text{Mie}}$ 、次のセグメントまで伝播した光子数 $N_{i\lambda}^{\text{pass}}$ は以下のように表される。

$$\begin{aligned} N_{i\lambda}^{\text{Ch,Rayleigh}} &= N_{i\lambda}^{\text{Ch,total}} [1 - T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dx_i)] T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \\ N_{i\lambda}^{\text{Ch,Mie}} &= N_{i\lambda}^{\text{Ch,total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dx_i) [1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dx_i)] \\ N_{i\lambda}^{\text{Ch,pass}} &= N_{i\lambda}^{\text{Ch,total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dx_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dx_i) \end{aligned} \quad (4.9)$$

そのため、散乱された後望遠鏡に入射した光子数は以下のように求まる。

$$\begin{aligned}
 N_{i\lambda}^{\text{Rayleigh,tel}} &= N_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{r_i^2} D^{\text{Rayleigh}}(\theta_i) \\
 N_{i\lambda}^{\text{Mie,tel}} &= N_{i\lambda}^{\text{Mie}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{r_i^2} D^{\text{Mie}}(\theta_i)
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

4.3.4 “レイトレーシング”

ここまでは空気シャワー粒子によって放射された光が望遠鏡の視野内に到来するまでのシミュレーション方法を説明した。ここでは光子が FD のミラーで反射されてから PMT で信号が検出されるまでのシミュレーション方法を説明する。TA/TALE FD 検出器シミュレーションでは PMT カメラで検出する信号を推定するために、“レイトレーシング”技術を用いる。レイトレーシングでは光子がミラーに衝突した位置と PMT カメラに入射した位置に対して各光子の軌跡を計算する。実際の応答を再現するためには検出器の詳細をソフトウェアに実装する必要がある。シミュレーションソフトウェアで作成した TALE FD ステーションの構造を図 4.7 に示す。実際に光子を検出するのに用いるミラーや PMT カメラだけでなく、支柱やケーブルトレー、壁、屋根までの詳細な構造が実装されている。

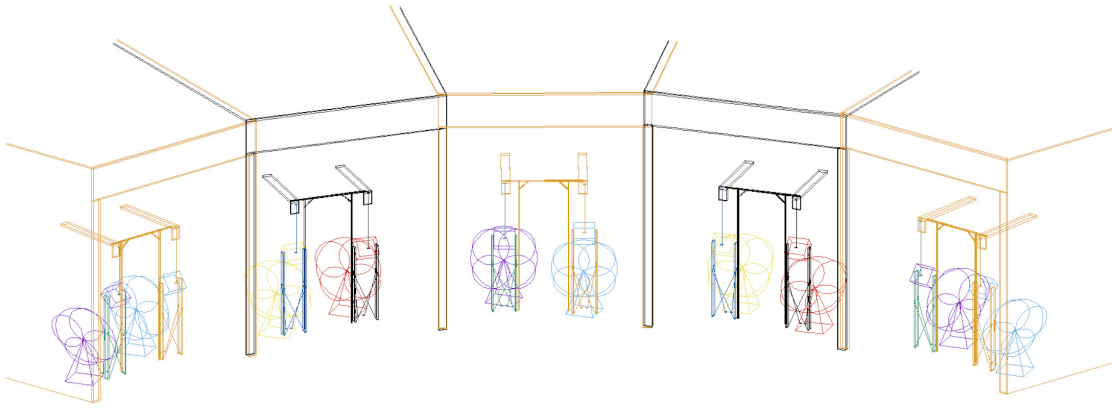


図 4.7: ソフトウェアに実装している TALE FD の構造

レイトレーシングシミュレーションでは、各波長の全光子の軌跡を追うというかなり複雑な計算をする必要がある。そこで計算時間短縮のため、光子軌跡の追跡において光子数はミラーの反射率、各望遠鏡の UV フィルターの透過率、PMT の量子効率を掛けた値を用いている。 i 番目のセグメントから PMT カメラに入射した光子数 N_i^{RayTrace} は以下のように求められる。

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{photon,tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{UV}} Q_{i\lambda} d\lambda
 \tag{4.11}$$

$$N_{i\lambda}^{\text{photon,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}} + N_{i\lambda}^{\text{Ch,tel}} + N_{i\lambda}^{\text{Rayleigh,tel}} + N_{i\lambda}^{\text{Mie,tel}}$$

$R_{i\lambda}^{\text{mirror}}$: ミラーの反射率

$\tau_{i\lambda}^{\text{UV}}$: UV フィルターの透過率

$Q_{i\lambda}$: PMT の量子効率

PMT の応答プロファイル (図 2.10) の位置依存性はレイトレーシング後に考慮する。PMT カメラに入射した位置と時間を変え、各値に対して N_i^{RayTrace} を計算する。今まで説明してきたシミュレーションの続きで空気シャワー粒子が生成した光子を追ってレイトレーシングを行うのではなく、光子を放出するところから始めるので独立したシミュレーションとなっている。その際、S. Lafebre ら (2009) [117] の横方向分布のシャワーの広がり considering 各光子を放出する。放出された光子はミラーの有効領域内からランダムに選ばれた位置で反射すると仮定する。反射された光を追跡し PMT カメラに入射するかを調べる。その際、軌跡が建物などの障害物と交差したり、PMT カメラに入射しない場合はその時点で光子の追跡を終了する。光子が PMT カメラに入射した場合は、光電子に変換し各 PMT ゲインで増幅、FADC 装置でデジタル化 (TALE FD の場合)、または time window で積分 (TA MD の場合) する。入射時間は検出器の応答にかかる時間も考慮して算出し、PMT の波形はこれらの信号の和とする。これらの処理を繰り返し、空気シャワーからの全 PMT 信号の計算結果を各 PMT に格納し、その後トリガー判定を行う。

図 4.8 は望遠鏡に入射された蛍光、チェレンコフ、レイリー散乱、ミー散乱光子の寄与を示している。赤が蛍光、青がチェレンコフ、ピンクがレイリー散乱、緑がミー散乱の光子数を表す。上の図は FD の F.O.V. に空気シャワーが衝突し大量の蛍光が検出された例である。下の図は空気シャワーが FD に向かってくるため、チェレンコフ光子が多く検出された例である。

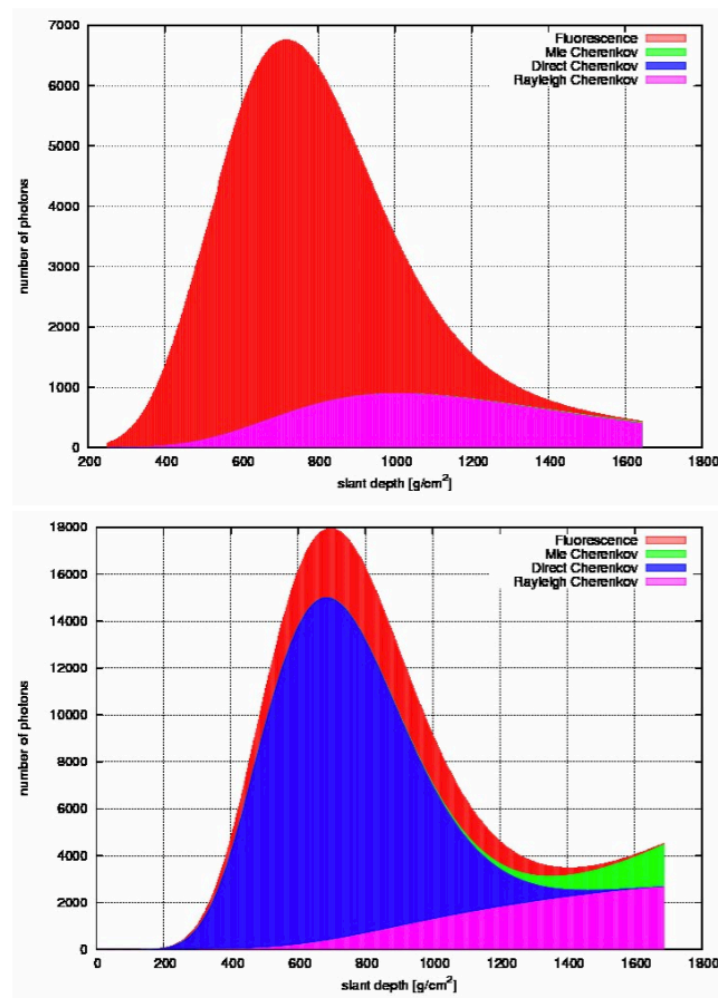


図 4.8: 望遠鏡に入射された蛍光、チェレンコフ、レイリー散乱、ミー散乱光子数を示す。上の図は FD の F.O.V. に空気シャワーが衝突し大量の蛍光が検出された例を示す。下の図は空気シャワーが FD に向かってくるため、チェレンコフ光子が多く検出された例を示す。

第5章 イベント再構成

この章ではハイブリッドイベントの再構成の概要について述べる。ハイブリッド再構成は SD のプレ解析、空気シャワー検出面 (Shower-Detector Plane, SDP) の決定、空気シャワージオメトリ再構成、空気シャワーの縦方向発達再構成の 4 段階で構成されている。ハイブリッド再構成は FD 単眼の再構成方法に基づき、光子を検出した PMT カメラ全てと 1 台の SD からの情報を用いた再構成方法である。地表に到達した荷電粒子を検出した SD の情報を追加することで、FD 単眼再構成より空気シャワーの到来方向の決定精度を大幅に向上させた。ここでは、特に TALE FD と TALE infill SD を用いた TALE infill ハイブリッドデータのイベント再構成について述べる。

5.1 FD プレ解析

1st セレクション

PMT 信号のセレクションは以下の 4 ステップで構成される。1st セレクションでは、波形の形から空気シャワー由来の信号を検出した PMT のみ選択し、ノイズを検出した PMT を除去する。空気シャワー由来の信号は図 5.1 の左の図に示すように三角形の形状をしているのに対し、ノイズは右の図に示すように三角形の形状が見られない。そこで、図 5.2 のように記録された全波形を三角形でフィッティングし、波形のピーク p と幅 ω の最大 significance $\sigma(\omega, p)$ を計算する。ここで、significance $\sigma(\omega, p)$ は以下のように定義される。

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (5.1)$$

$F_{\text{sub}}(i)$: i 番目の波形からベデスタルの平均値を引いた値

$W(i)$: 重み ($\omega - |p - i|$)

P_{rms} : ベデスタルの標準偏差

各ベデスタルの平均値と標準偏差はパルス以外の部分を用いて計算する。ピーク p は全ビン、幅 ω は 0 から 30 番目のビンに対してフィルタースキャンを行う。

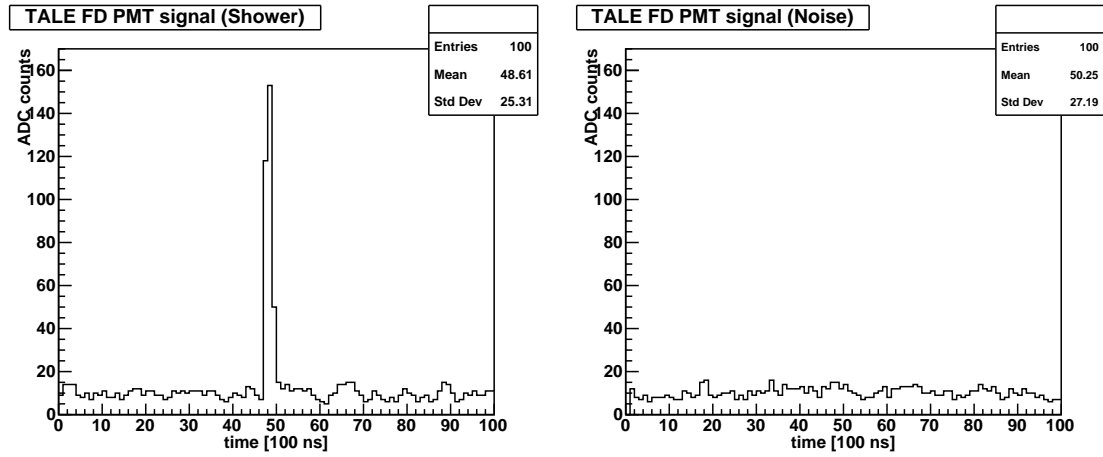


図 5.1: TALE FD の PMT で得られた典型的な波形。左の図は TALE FD によって検出された空気シャワーの信号で、右の図はノイズを示す。

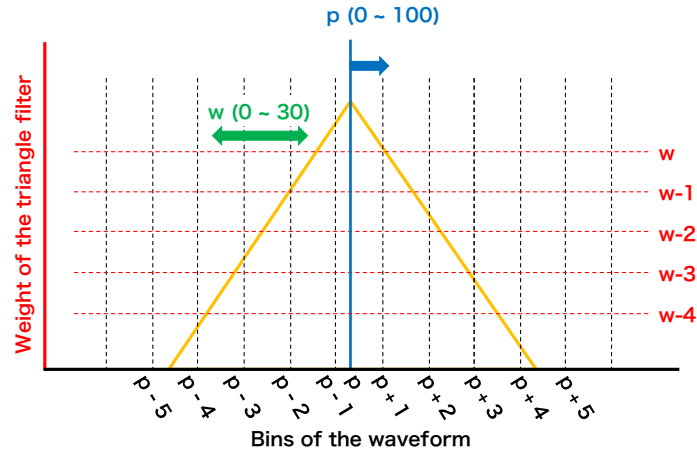


図 5.2: w で重み付けされた三角形でフィットする概要図。

significance が最大となる p と w の組み合わせを見つけ、PMT のタイミング T とその誤差 σ_T 、光電子数 N_{pe} を以下の式で求める。再び、波形をスキャンしてパルス領域の最初のビン (ピークより左側で $F_{sub}(i) < 0$ となるビン) と最後のビン (ピークより右側で $F_{sub}(i) < 0$ となるビン) を決める。

$$T = \frac{\sum_{i=startBin}^{endBin} i \times F_{sub}(i)}{\sum_{i=startBin}^{endBin} F_{sub}(i)} \times 100 \text{ ns} \quad (5.2)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=startBin}^{endBin} (T - i)^2 \times F_{sub}(i)}{\sum_{i=startBin}^{endBin} F_{sub}(i)} \times 100 \text{ ns} \quad (5.3)$$

$$N_{pe} = \text{Gain} \times \sum_{i=startBin}^{endBin} F_{sub}(i) \quad (5.4)$$

100 ns は 10 Mhz サンプリングに対応するビン幅である。タイミング T はパルスの重心を表す。Gain は UVLED 較正から得られる ADC カウントから光電子数への変換係数である (2.1.4)。

これによって得られた significance でノイズ除去が可能か確認するため、空気シャワーを検出した場合の波形とノイズのみの波形に対する significance $\sigma(\omega, p)$ の分布を比較した (図 5.3)。図 5.3 の左図より、ノイズの significance の分布は $\sim 6\sigma$ 以下であることがわかる。よって、 6σ より大きい significance を持つ PMT を空気シャワーを検出した PMT として選択し、2st セレクションにかける。1st セレクションでは 6σ 未満の significance を持つ PMT をノイズとして除去するが、最後の 4th セレクションで空気シャワー由来の信号と判断される可能性もある。

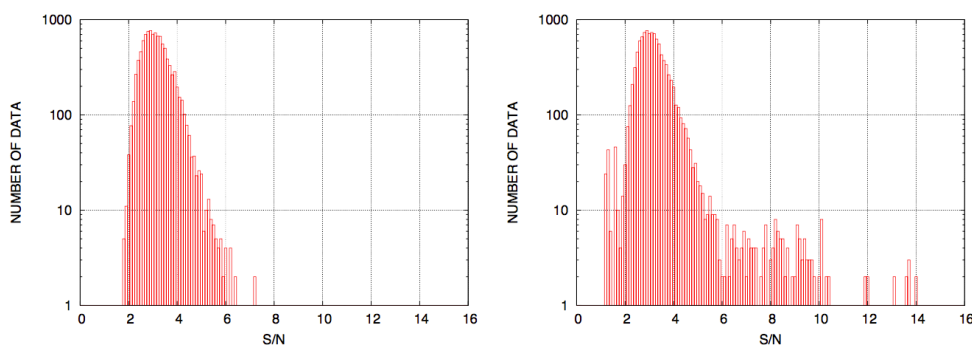


図 5.3: 三角形でフィットして得られた significance の分布。左がノイズ、右が空気シャワーを検出した場合の significance の分布を表す。

2nd セレクション

1st セレクションでは PMT の波形からノイズを除去したが、星や飛行機の光などの夜空の背景による大きなノイズは残ったままである。そこで、2nd セレクションでは方向を用いてノイズを除去する。FD で検出された空気シャワーは図 2.5 のように、光子を観測した PMT は線上に分布している。これは、大気蛍光やチェレンコフ光を放射する粒子が空気シャワー軸付近で多く生成されるためである。この特徴を利用して、空気シャワー軸から離れた方向の光子を観測した PMT は空気シャワー由来では無いノイズを検出したと考えることが出来る。

そこで、空気シャワーイメージの中心軸をハフ変換アルゴリズム [118] を用いて近似的に空気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 を求める。 β 分布において孤立する PMT はノイズとして除去する。

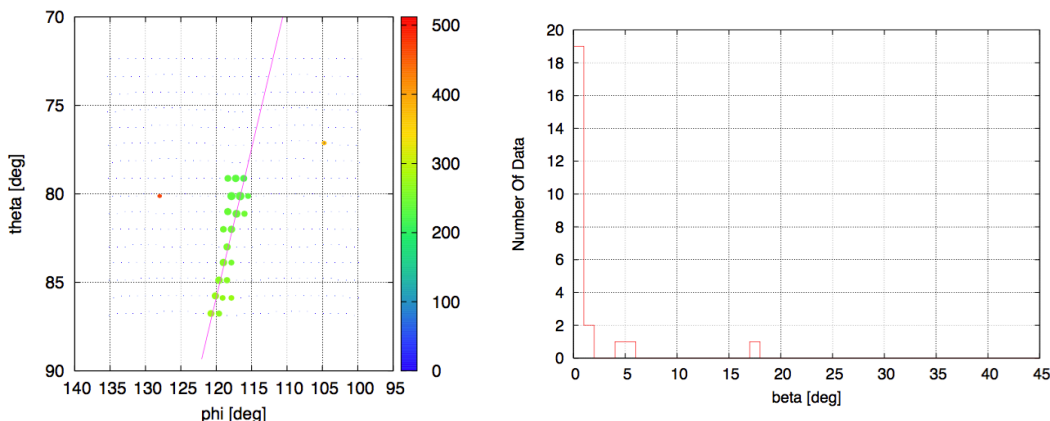


図 5.4: 左：空気シャワーイメージ。真ん中の線はハフ変換アルゴリズムを用いて求めた空気シャワー軸を表す。右：離角 β の分布。この例では中心から 4° 離れている PMT を除去する。

3rd セレクション

2nd セレクションで空気シャワー軸から離れたノイズを除去したが、空気シャワー軸付近のノイズは残ったままである。そこで、3rd セレクションでは式 5.2 で求めたタイミング T を用いてノイズを除去する。各 PMT に入射するタイミングは空気シャワーの到来方向とコア位置に依存する。予測される観測時刻は以下の式で計算される。

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (5.5)$$

t^* : 空気シャワートラック中心のタイミング

ψ : 空気シャワートラック中心を観測した PMT の視野方向と空気シャワー軸のなす角

r^* : FD から空気シャワートラック中心までの距離

α_i : i 番目の PMT の縦方向の視野角度

これらのパラメータは図 5.5 の左の図上に表示している。全 PMT に対して観測時刻と式 5.5 で求められた予測される観測時刻の差 ΔT を計算する。次に、 ΔT をビン幅 100 nm のヒストグラムで表す。そのヒストグラムを先頭からスキャンし、エントリーのない最初のビンを除去する ΔT のしきい値とする。そのしきい値より大きな ΔT を持つ PMT を除去することで、空気シャワー由来の光子とタイミングが異なるノイズを除去する。

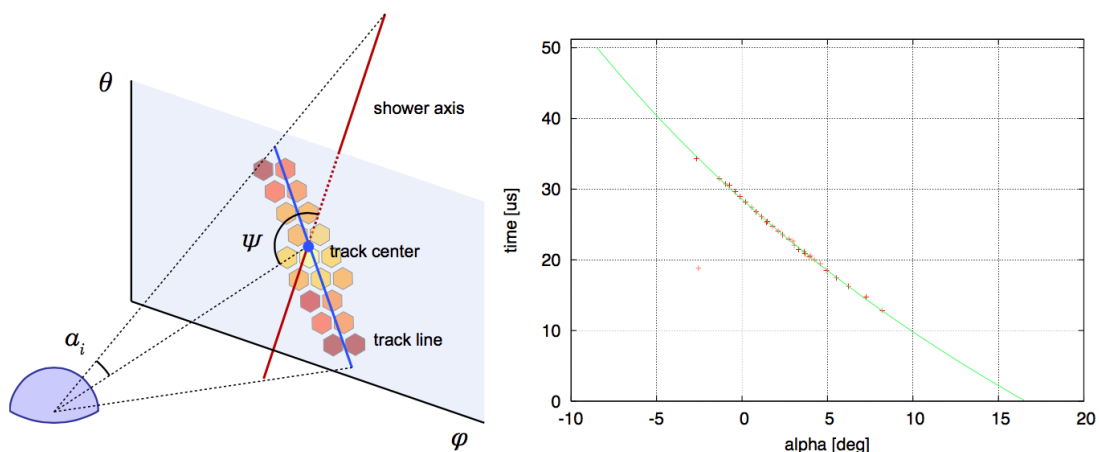


図 5.5: 左：空気シャワートラックと式 5.5 で使われているパラメータを示す。右：ノイズ PMT を探すためのタイミングフィット。この例では $(2.5^\circ, 19 \mu\text{s})$ にある孤立した PMT を除去する。

4th セレクション

1st セレクションで significance 6σ 以上の PMT を選択することで、自信を持って空気シャワー由来といえる PMT の情報を用いて 2nd, 3rd セレクションすることが出来た。しかし、除去された significance 6σ 未満の PMT の中に空気シャワー由来の信号が混ざっている可能性がある。2007 年の M-1 グランプリで敗者復活のサンドウィッチマンが優勝したように、最初のふるいに掛けられたものが実は重要だったりする。よって、4th セレクションでは 1st セレクションで除去された PMT の中から空気シャワー由来の信号を探す、いわば敗者復活戦を行う。今までのセレクションで選ばれた PMT の信号から得られパラメータを基準として、以下の方法で再度 PMT の選別を行う。

まず、求めた 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 の求め方は 5.2.3 で、タイミングフィットは 5.2.4 で詳細を説明する。次に、significance 6σ 未満も含めた全 PMT に対しタイミングフィットした関数とのタイミングの差 R_i と SDP からの離角 β_i を計算する。

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (5.6)$$

$$\beta_i = \sin^{-1}(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_{\text{SDP}}) \quad (5.7)$$

α_i : ハフ変換アルゴリズムで求めた空気シャワー軸に投影された i 番目の PMT の仰角

$f(\alpha)$: α_i においてフィットに用いたタイミング関数

\mathbf{n}_i : i 番目の PMT の単位ポインティングベクトル

\mathbf{n}_{SDP} : SDP の基準となる単位ベクトル

これらのパラメータを用いて表 5.1 に基づき分類する。まず、SOFT クラスの基準を満たす PMT を選別する。分類された PMT は、隣接した PMT (離角が判定される $\text{PMT} < 5^\circ$ 、時間差 $< 5\mu\text{s}$) との α_i と T_i のリニアフィッティングを行う。その後表 5.1 を満たす場合、空気シャワーを観測した PMT と判定される。空気シャワーを観測したと判定された PMT のリストを更新した後、最初から PMT の判定処理を行う。この処理を SOFT クラスに分類された全 PMT を再判定するまで繰り返す。次に、HARD クラスについても同様の手順で判定を行う。これもまた、HARD クラスに分類された全 PMT を再判定するまで繰り返す。

	SOFT	HARD		threshold
R_i	$< 0.2\mu\text{s}$	$< 0.1\mu\text{s}$	N_{linear}	> 3
β_i	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$	R_{linear}	$< 0.1\mu\text{s}$

表 5.1: 左: 4th セレクションで PMT を SOFT クラスと HARD クラスに分類する基準。右: 4th セレクションにおけるリニアフィッティングの判断基準。 N_{linear} はフィットに使用した PMT の数、 R_{linear} はフィットされた関数からの時間差を表す。

セレクション前後でどのようなイベントが除去されているかを調べた (図 5.6)。セレクション後はセレクション前と比較して、タイミングがずれている、あるいは空気シャワー軸から離れているイベントをうまく除去出来ていることがわかる。

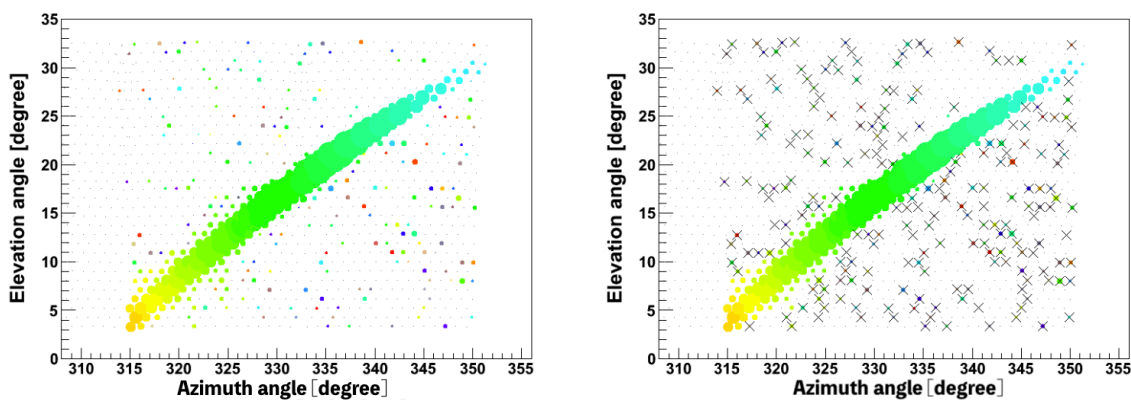


図 5.6: 実際に TA FD で観測された $3 > \sigma$ のイベントの空気シャワー像。各点は PMT の方向、色は検出した時刻、点の大きさは光電子数に比例しており、光電子数の多さを表す。右の図の \times 印はセレクションによって除去された PMT を示す。したがって、PMT セレクションはノイズ除去に有効であることがいえる。

5.2 空気シャワージオメトリ再構成

ジオメトリ再構成では、空気シャワーのコア位置と到来方向である空気シャワージオメトリを決定する。ここでは、FD と SD のデータを用いた“ハイブリッドジオメトリ再構成”について説明する。まず、図 5.7 に示すような、空気シャワー検出面 (SDP) と呼ばれる FD と空気シャワー軸を含む平面を決定し、その面上に空気シャワー軸を再構成する。

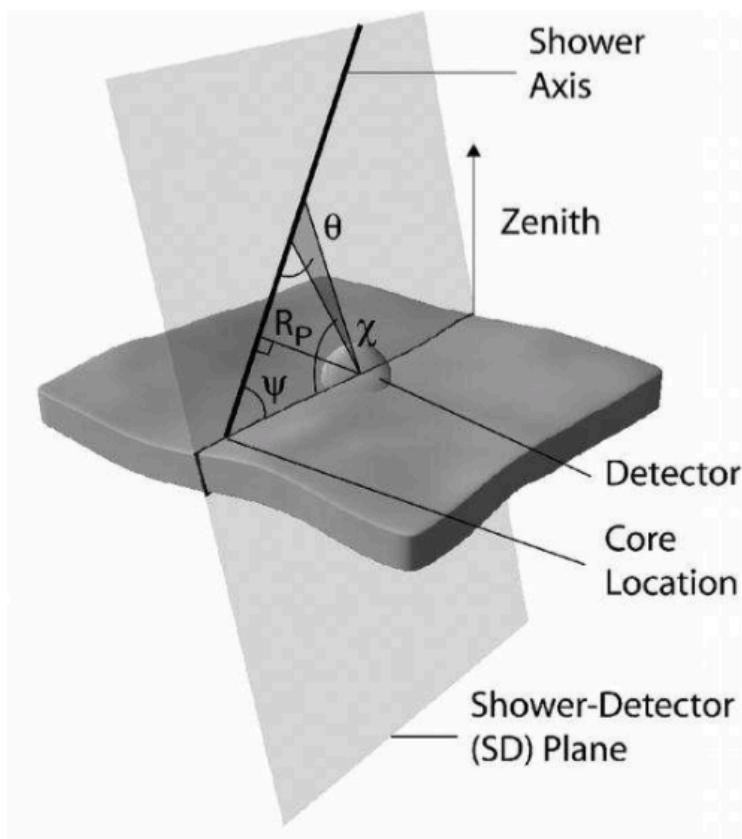


図 5.7: 空気シャワー検出面 (SDP) と呼ばれる FD と空気シャワー軸を含む平面。 [119]。

5.2.1 SD のプレ解析

トリガーされた全 SD の波形をスキャンし、各 SD に対して信号を検出した時刻と検出した粒子数を求める。S/N を用いて求めた波形の最初の立ち上がり時刻を、SD で粒子を検出した時刻とする。各層のペダスタルレベルとその標準偏差は 10 分ごとにモニターしている値を用いる。3 × σ_{ped} から 10 × σ_{ped} の間に粒子を検出した波形があるか調べる。図 5.8 の縦方向の左の点線から右の点線までの間を信号領域とする。その領域内の信号の積分値にシングルミュオンヒストグラムから得られる換算係数を掛けて、単位が MIP の粒子数に変換する。そして、3 MIP 以上の信号を検出し、SDP(5.2.3) から 1 km 未満の距離にある SD を選択し、ハイブリッドジオメトリ再構成を行う。

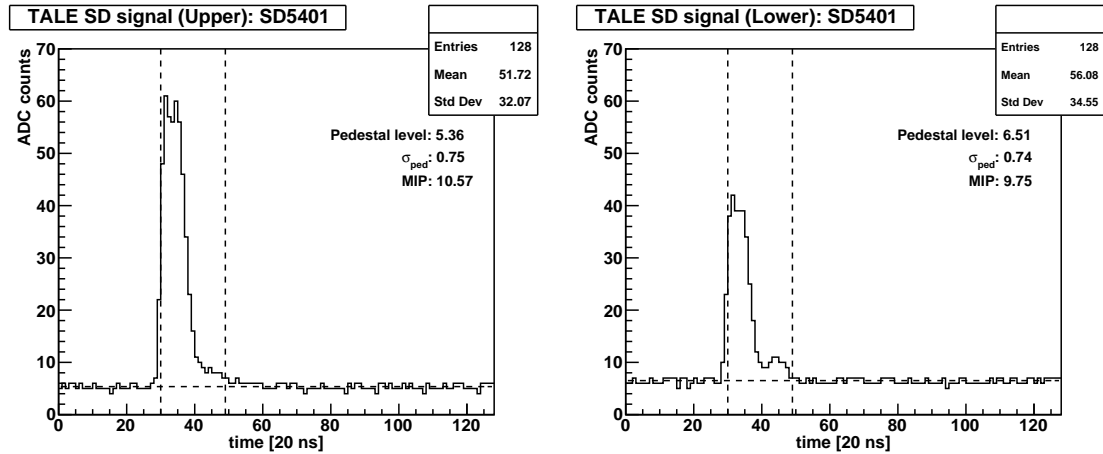


図 5.8: SD の信号の例。縦方向の点線はパルスのエッジを表す。縦方向の左の点線から右の点線までの間を信号領域とする。信号領域の最初のピンの時刻を立ち上がり時刻とする。横方向の点線はペDESTALの平均を表す。

5.2.2 各 PMT の視野の推定

空気シャワーのジオメトリや縦方向発達を正確に再現するためには、各 PMT の視野方向と視野を正確に知る必要がある。PMT の視野は PMT カメラやミラーの位置、周囲の障害物を含む望遠鏡全体の構造、PMT の非一様性などに影響される。したがって、レイトレーシングシミュレーションを行い各 PMT の視野を計算する必要がある。

レイトレーシングシミュレーションでは各望遠鏡に 0.125° ごとに平行な光を入射し、PMT に入射した光子数をカウントする。これにより、各 PMT の感度が得られる (図 5.9)。感度分布の重心を計算し、それを各 PMT のポインティングベクトルとする。方向の特性はあとで述べる逆モンテカルロでより高速に計算するために重要となる。

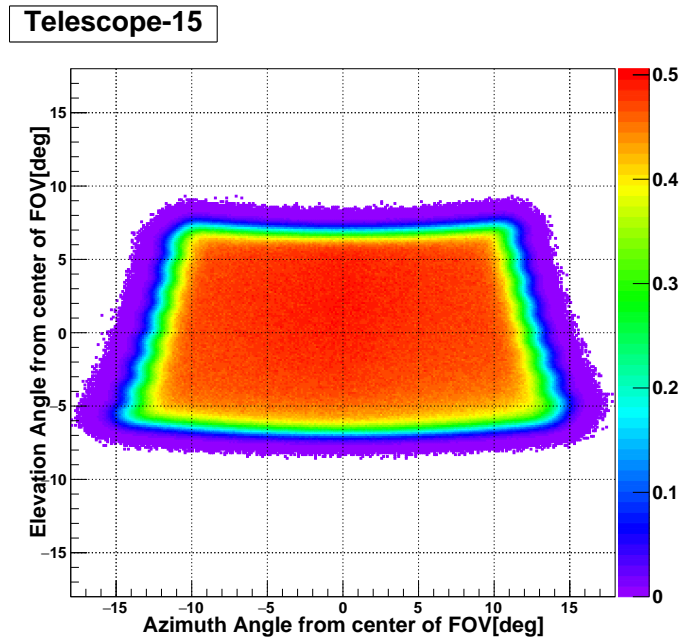
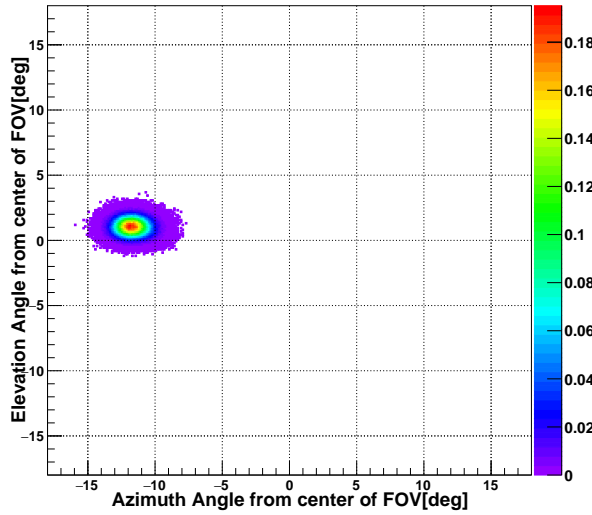
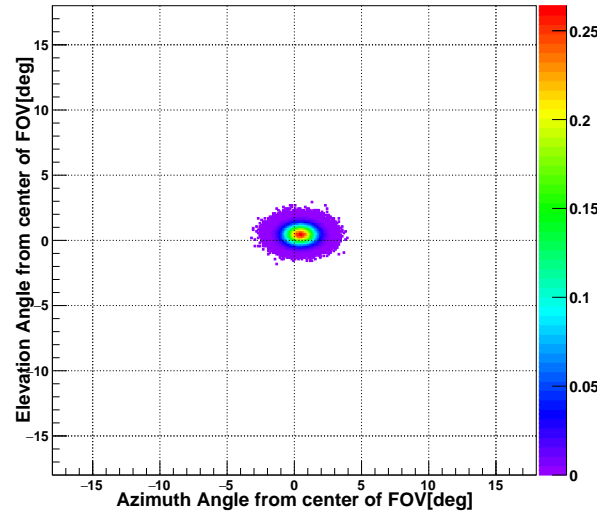


図 5.9: TALE FD ステーションにある #15 番の望遠鏡の PMT の視野と望遠鏡全体の方向の特性。カラーバーはレイトレーシングシミュレーションによって計算された感度を示す。

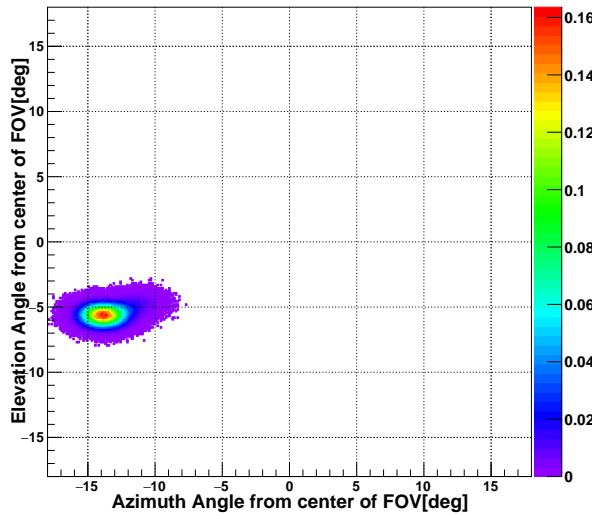
PMT 247



PMT 119



PMT 255



PMT 127

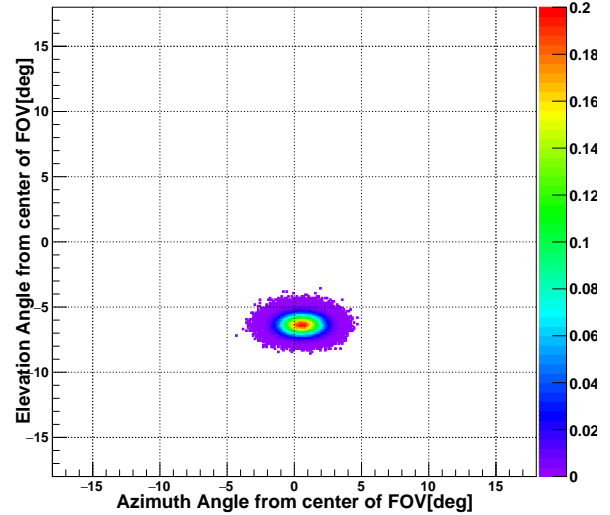


図 5.10: 中央、端、隅にある各 PMT の視野を示す。カラーバーはレイトレーシングシミュレーションによって計算された感度を表す。

5.2.3 空気シャワー検出面の決定

PMT セレクション後に残った PMT の情報を用いて、SDP を決定することが出来る。全ての大気蛍光とチェレンコフ光が空気シャワー軸から FD 方向にまっすぐ放射されるならば、SDP の法線ベクトル \mathbf{n}_{SDP} は PMT の視野ベクトル \mathbf{n}_i と垂直となる。その場合、単純にセレクションに残った PMT の視野ベクトルで張られた平面を SDP とすればよい。しかし、実際には光子が横方向に広がりながら放射されているので、幅を持ったトラックが検出される。そこで、空気シャワー軸に近い PMT は多くの光子を検出するという考えから、観測した光電子数を考慮した以下のような関数を最小化する \mathbf{n}_{SDP} を探し、SDP を決定する。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_{\text{SDP}})^2 \cdot \omega_i}{\sigma_i^2} \quad (5.8)$$

\mathbf{n}_i : i 番目の PMT の単位ポインティングベクトル

\mathbf{n}_{SDP} : SDP の法線ベクトル

σ_i : i 番目の PMT の視野に関する角度の不確かさ ($\sigma_i = 1^\circ$)

ω_i : i 番目の PMT の重み

重み ω_i は以下のように定義される。

$$\omega_i = \frac{N_{\text{pe},i}}{\sum_i N_{\text{pe},i}} \quad (5.9)$$

5.2.4 ハイブリッドジオメトリフィット

SDP の決定後はセレクションされた PMT のポインティング方向とタイミングを用いたフィッティングから、空気シャワージオメトリを計算することが出来る。ここで、フィットに用いる関数を図 5.11 に示す。 α_i は i 番目の PMT の仰角、 $t_{i,\text{exp}}$ はある空気シャワーにおいて i 番目の PMT で観測されると予測された時刻である。 t_{core} は空気シャワーが地上に到来した時刻、 r_{core} は FD ステーションから空気シャワーコアまでの距離、 ψ は SDP 平面と地上のなす角である。空気シャワーが大気中を通過し、FD から r_p 離れた位置で時刻 t_p に 1 つの光子を放射したとする。その光子が i 番目の PMT で観測される時刻 $t_{i,\text{exp}}$ とコアが地上に到来する時刻 t_{core} は以下の式で求まる。

$$t_{i,\text{exp}} = t_p + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_p| \quad (5.10)$$

$$t_{\text{core}} = t_p + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_{\text{core}} - \mathbf{r}_p| \quad (5.11)$$

\mathbf{r}_{core} : FD からコア位置までのベクトル

この 2 式より、光子を放射した時刻 t_p を削除すると、

$$t_{i,\text{exp}} - t_{\text{core}} = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_p| - |\mathbf{r}_{\text{core}} - \mathbf{r}_p|) \quad (5.12)$$

となる。正弦定理より、

$$|\mathbf{r}_p| = \frac{r_{\text{core}}}{\sin(\psi + \alpha_i)} \cdot \sin \psi \quad (5.13)$$

$$|\mathbf{r}_{\text{core}} - \mathbf{r}_p| = \frac{r_{\text{core}}}{\sin(\psi + \alpha_i)} \cdot \sin \alpha_i \quad (5.14)$$

となる。そのため、 i 番目の PMT で観測されると予測される時刻 $t_{i,\text{exp}}$ は以下の式で表される。

$$t_{i,\text{exp}} = t_{\text{core}} + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_{\text{core}} \quad (5.15)$$

ハイブリッド観測の場合空気シャワーコア付近で荷電粒子を観測した SD の時刻情報を持つので、コアが地上に到来する時刻 t_{core} は以下のように表される。

$$t_{\text{core}} = t_{\text{SD}} + \frac{1}{c} (r_{\text{core}} - r_{\text{SD}}) \cos \psi \quad (5.16)$$

t_{SD} : SD の信号の立ち上がり時刻 (5.2.1)

PMT と SD 両方の情報を用いて再構成出来るのはハイブリッド観測の利点である。SD 単体観測の場合は複数台で観測する必要があるが、ハイブリッド観測の場合は条件を満たす SD が 1 台でもあれば、 t_{SD} と r_{SD} を用いてフィッティングパラメータ t_{core} を削除しパラメータを 1 つ減らすことが可能である。したがって、予測される時刻 $t_{i,\text{exp}}$ は以下で表される。

$$t_{i,\text{exp}} = t_{\text{SD}} + \frac{1}{c} (r_{\text{core}} - r_{\text{SD}}) \cos \psi + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_{\text{core}} \quad (5.17)$$

フィッティングで最小にすべき χ_{geo}^2 は以下の式で表される。

$$\chi_{\text{geo}}^2 = \sum_i \frac{(t_{i,\text{exp}} - T_i)^2}{\sigma_{T_i}^2} \quad (5.18)$$

T_i : i 番目の PMT で実際に光子が観測された時間

σ_{T_i} : タイミング誤差 (式 5.2)

再構成に用いる SD の候補が複数台ある場合は、 χ_{geo}^2 を最小にする SD 1 台を再構成に用いる。図 5.12 にハイブリッド観測と FD 単眼観測によって再構成された空気シャワーの例と、それぞれで求められたパラメータを示す。

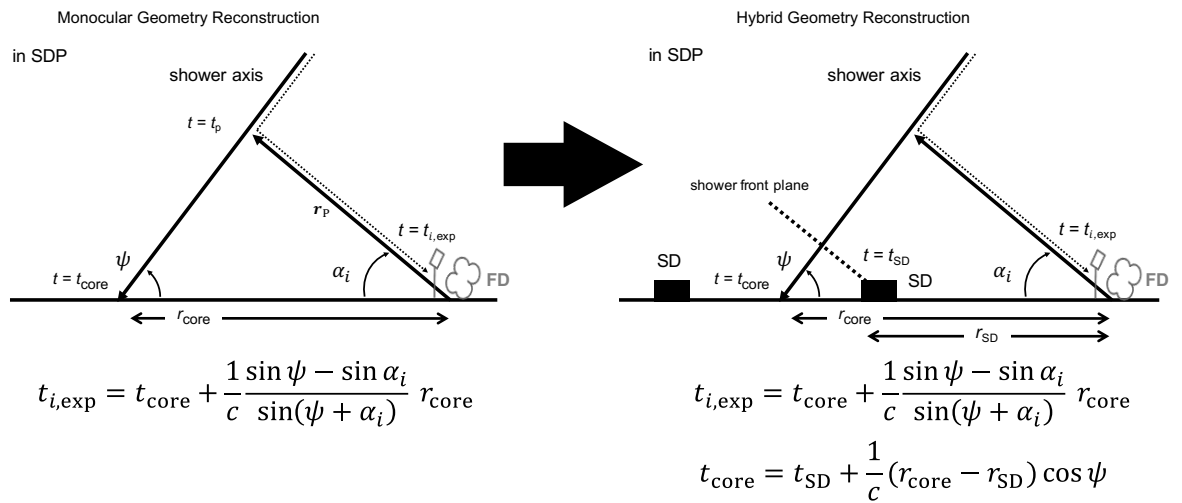


図 5.11: 単眼観測とハイブリッド観測のジオメトリ再構成の模式図。測定値 α_i とフィッティングパラメータ t_{core} , r_{core} , ψ の関係を示す。ハイブリッド観測の場合、SD から得られる t_{SD} と r_{SD} を用いて t_{core} を削除することができる。よって、フィッティングパラメータが 2 つになり、空気シャワージオメトリの決定精度を向上させることができる。

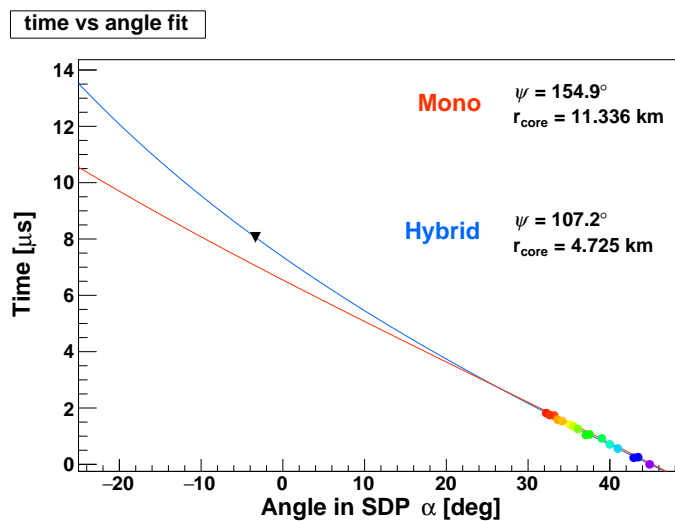


図 5.12: 青い線はハイブリッド観測によるジオメトリ再構成結果、赤い線は同じイベントを単眼観測した場合のジオメトリ再構成結果を示す。三角形は再構成に用いた SD、点は光子を観測した PMT を示す。色は到来時刻の違いを表し、紫から赤になるにつれ到着時刻が遅くなることを示す。

5.3 空気シャワーの縦方向発達再構成

得られた空気シャワージオメトリを基に、逆モンテカルロ (Inverse Monte Carlo, IMC) 法 [120] を用いて空気シャワーの縦方向発達を計算する。この逆モンテカルロ法では、観測された光電子数を最も再現する空気シャワーをモンテカルロシミュレーションを用いて探す方法である。ここでは、モンテカルロシミュレーションを用いて、ジオメトリ再構成で求めた空気シャワー軸に沿って空気シャワーの縦方向発達パラメータ X_{\max}, N_{\max} の値を変え様々な空気シャワーを生成する。シミュレーションで観測されると予測される光電子数と実際に観測された光電子数を比較し、観測された光電子数を再現する空気シャワーを選ぶ。再構成にモンテカルロ法を用いることで、チェレンコフ光やその散乱光も考慮して再構成をすることが可能となった。

5.3.1 X_{\max} 決定

空気シャワー縦方向発達曲線は、Gaisser-Hillas 関数 (式 1.14) を用いる。最初の相互作用点 X_0 と相互作用長 λ は本研究では 0 g/cm^2 と 70 g/cm^2 としている。

Gaisser-Hillas 関数を用いて $N_{\max} = 1$ の場合の空気シャワー軸に沿った大気中のエネルギー損失を計算する。そして、空気シャワー軸に沿った大気蛍光子数とチェレンコフ光子数を推定する。これは式 4.1 や式 4.3 と同じように行われる。GDAS と LIDAR システムで測定した大気パラメータを用いて、望遠鏡に入射する大気蛍光、チェレンコフ光、散乱光子の数を計算する。

次に、レイトレーシングシミュレーションを行う。ここでは、ミラーの反射率、UV フィルターの透過率、PMT の量子効率などの較正要素を考慮し、各 PMT で観測される光子数を推定する。これらすべてを直接計算していると時間がかかるので、計算時間を短縮するため図 5.10 に示す各 PMT の方向の特性のデータベースを用いて較正要素を考慮する。したがって、 i 番目の PMT で観測されると予測される光子数 $N_{\text{pe},i}^{\text{exp}}$ は以下の式で表される。

$$N_{\text{pe},i}^{\text{exp}} = \int_X N^{\text{RayTrace}}(X) \cdot S_i(\mathbf{r}) dX \quad (5.19)$$

$N^{\text{RayTrace}}(X)$: 深さ X から望遠鏡に入射した光子数 (式 4.11)

$S_i(\mathbf{r})$: i 番目の PMT の感度

そして、逆モンテカルロ法でシミュレートした空気シャワーにおける観測した空気シャワーの再現度は以下の χ_{pff}^2 で評価する。

$$\chi_{\text{pff}}^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{N_{\text{pe},i}}{\sum_i N_{\text{pe},i}} - \frac{N_{\text{pe},i}^{\text{exp}}}{\sum_i N_{\text{pe},i}^{\text{exp}}} \right)^2 \quad (5.20)$$

i 番目の PMT の光子数と光子数の総和の比をとることで最初に $N_{\max} = 1$ と仮定した影響が出ないようにしている。 X_{\max} を変化させながら、 χ_{pff}^2 を最小にする最適な X_{\max} を探す。

5.3.2 N_{\max} 決定

X_{\max} を決定する際は $N_{\max} = 1$ としてシミュレーションで予測された光電子数と実際に観測された光電子数を比較した。したがって、 N_{\max} は検出された光電子の総和と $N_{\max} = 1$ と仮定したシミュレーションから得られた光電子数の総和の比をとることで簡単に計算することが可能である。

$$N_{\max} = \frac{\sum_i N_{\text{pe},i}}{\sum_i N_{\text{pe},i}^{\text{exp}}} \quad (5.21)$$

観測された空気シャワーと逆モンテカルロで予測された光電子数の比較を図 5.13 に示す。

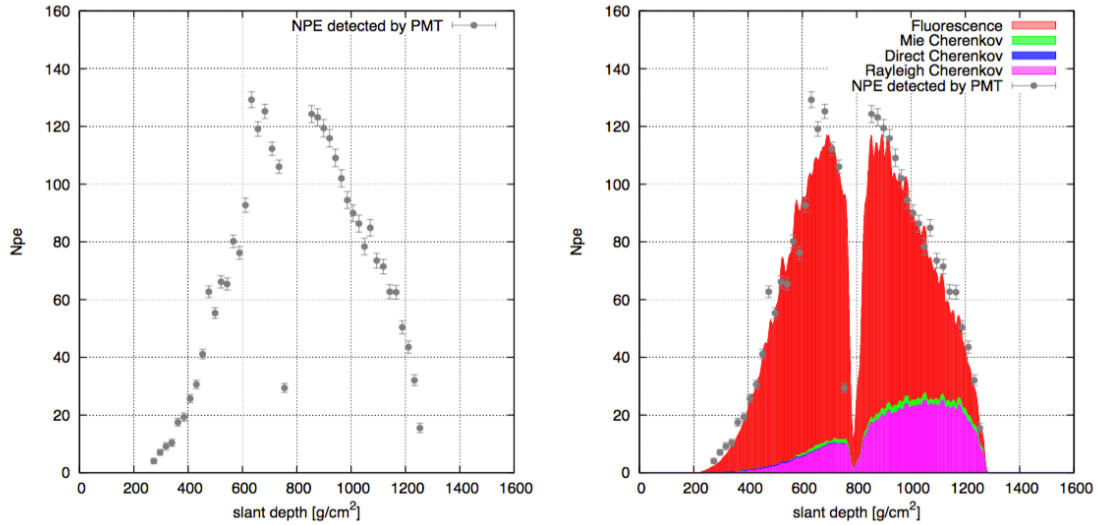


図 5.13: 観測された空気シャワーと逆モンテカルロ法によって予測された空気シャワーの slant depth あたりの光電子数の分布。左：観測された空気シャワーの光電子数を表す。右：左のデータに加え、逆モンテカルロで推測された空気シャワーの光電子数を重ねて表示。点とエラーバーは観測されたデータを示す。赤い領域は大気蛍光の光子数、青い領域はチェレンコフ光子数、ピンクの領域と緑の領域はレイリー散乱された光子数とミー散乱された光子数を表す。

5.3.3 エネルギー決定

空気シャワー軸に沿った大気中のエネルギー損失量の総和として、電磁成分のエネルギーを計算することが可能である。以下の式に、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。

$$E_{\text{cal}} = \int_{X_0}^{\infty} \alpha_{\text{eff}}(X) N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) dX \quad (5.22)$$

α_{eff} : slant depth X において空気シャワー粒子が電離損失率の平均値 (式 1.16)

ここで、電磁成分のエネルギー E_{cal} は 1 次宇宙線のエネルギーと一致しないことに注意してほしい。 E_{cal} は望遠鏡が観測した光子数から求められた。一方で、望遠鏡で観測されていないエネルギー (missing energy) が存在する。それは空気シャワー粒子の中でも低エネルギーのミューオンや中性粒子 (主に、ニュートリノや中間子) などの電荷を持たない粒子に与えたエネルギーである。これらは大気蛍光やチェレンコフ光を放射しないためエネルギーを測定することが不可能である。よって、1 次宇宙線のエネルギーを求めるには missing energy を補正する必要がある。

missing energy 補正

望遠鏡で観測することが出来ない、低エネルギーのミューオンや中性粒子に与えたエネルギー (missing energy) をモンテカルロシミュレーションを用いて補正する。

我々は 100% 陽子/ヘリウム/窒素/鉄の空気シャワーからなる数千以上の CORSIKA 空気シャワーを調べ、それぞれの missing energy を計算した。4 つの 1 次宇宙線による全エネルギーと電磁成分のエネルギー

の比は以下のようにパラメーター化される (図 5.14)。

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = a_1 + a_2 \log_{10} \frac{E_{\text{cal}}}{\text{eV}} + a_3 \left(\log_{10} \frac{E_{\text{cal}}}{\text{eV}} \right)^2 + a_4 \left(\log_{10} \frac{E_{\text{cal}}}{\text{eV}} \right)^3 \quad (5.23)$$

各パラメータは表 5.2 にまとめている。図 5.14 より、1 次宇宙線が陽子の空気シャワーが生成する missing energy は他の粒子種より少ないことがわかる。これは原子核から生成される空気シャワーは陽子から生成される空気シャワーと比べて、ミューオンやニュートリノを多く含んでいるためである。

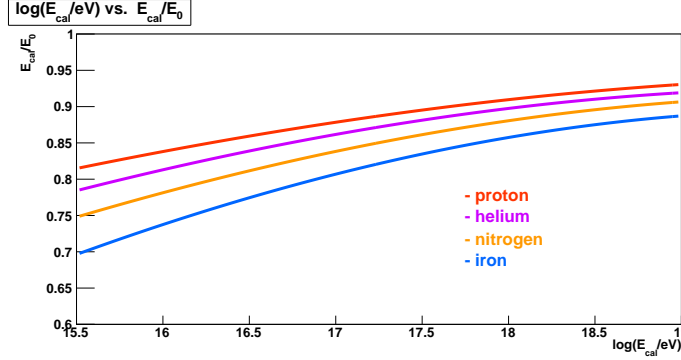


図 5.14: 電磁成分のエネルギーを関数とした電磁成分のエネルギーと 1 次宇宙線のエネルギーの比。

	proton	helium	nitrogen	iron
a_1	-3.133015×10^{-1}	-6.765687×10^{-1}	-9.278369×10^{-1}	-1.400836
a_2	6.016149×10^{-2}	7.710172×10^{-2}	8.701277×10^{-2}	1.084654×10^{-1}
a_3	3.181522×10^{-3}	4.398199×10^{-3}	5.163767×10^{-3}	6.609775×10^{-3}
a_4	-1.527511×10^{-4}	-2.124121×10^{-4}	-2.453553×10^{-4}	-3.147523×10^{-4}

表 5.2: 各粒子種における missing energy 推定のフィットパラメータのまとめ。

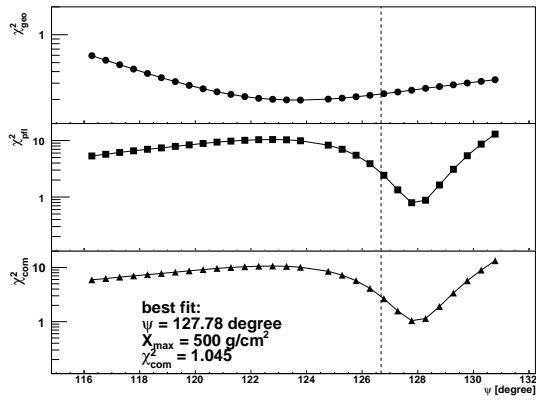
これで 1 次宇宙線の粒子種ごとに missing energy 補正が可能になったが、実際に観測した宇宙線の粒子種を正確に推定するのは困難である。そこで、H4a モデル [121] で予測された質量組成に基づき、missing energy 補正を行う。そして、観測データに対して空気シャワーの全エネルギーを計算する。

5.4 Profile Constrained Geometry Fit

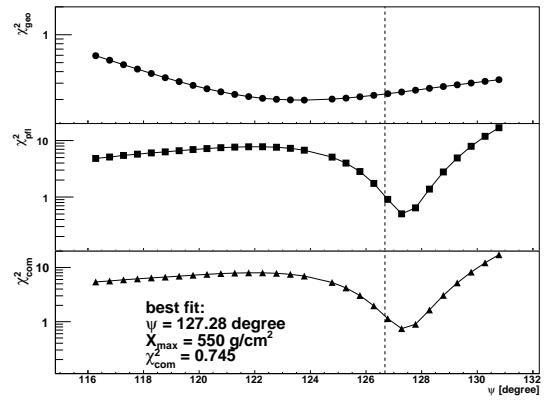
TALE FD で観測される低エネルギーイベントは 5.2.4 で再構成しても track length や time extent が短いため、ジオメトリ再構成で決定精度が高い再構成結果を与えるのが困難であった、そこで、空気シャワージオメトリと縦方向発達を同時に再構成する Profile Constrained Geometry Fit(PCGF) を用いている。PCGF は HiRes 実験で大気蛍光が支配的なイベントを再構成するために考案された [122, 123]。現在は TALE FD 単眼再構成によりチェレンコフ光が支配的なイベントに対して用いられている [124]。

最初にラフフィットが行われる。まず、角度 ψ のスキャンが行われる。スキャンの範囲は初期値から $10^\circ \sim 170^\circ$ であり、 1° ステップでスキャンが行われる。各固定値 ψ に対して、残り 1 つのパラメータである r_{core} がハイブリッドジオメトリ再構成によって計算される。次に、与えられた空気シャワージオメトリに対して、 X_{max} の値を変えるごとに逆モンテカルロフィットが行われる。 X_{max} の値は 500.0, 550.0, 600.0,

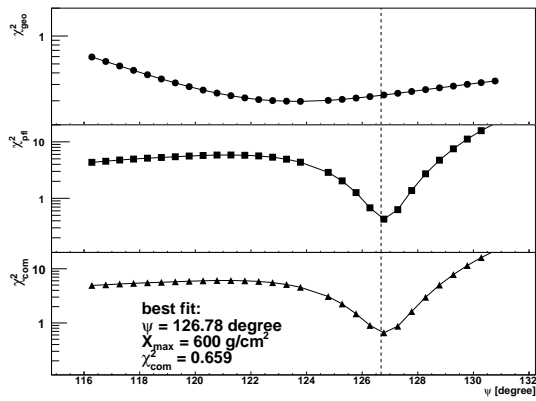
650.0, 700.0, 750.0g/cm² の 6 つに変え、フィット中は X_{\max} の値を固定し逆モンテカルロが行われる。モンテカルロシミュレーションによって 10^{16} eV の鉄の空気シャワーの $\langle X_{\max} \rangle$ は約 500g/cm²、 10^{19} eV の陽子の空気シャワーの $\langle X_{\max} \rangle$ は約 750g/cm² であることがわかっている。再構成に用いる X_{\max} の値の範囲はこれらの数値で選ばれる。各トライアルで、 χ_{geo}^2 (式 5.18) と χ_{pfi}^2 (式 5.20) の和である χ_{com}^2 を計算する。モンテカルロイベントに対するラフスキンの例を図 5.15 に示す。 ψ の真値は縦の破線で示してある。このラフフィットによって χ_{com}^2 が最小となる $\psi, r_{\text{core}}, X_{\max}$ が求められた。次に、その値を初期値とし初期値近傍のより詳細な解析が行われる。この解析では downhill simplex 法 [125] を実装した AMOEBA 関数を用いている。 ψ と X_{\max} をわずかに変化させながら、 χ_{com}^2 が最小である最も観測された空気シャワーの再現度が高い空気シャワーのジオメトリと縦方向発達が最終的な再構成結果として選択される。



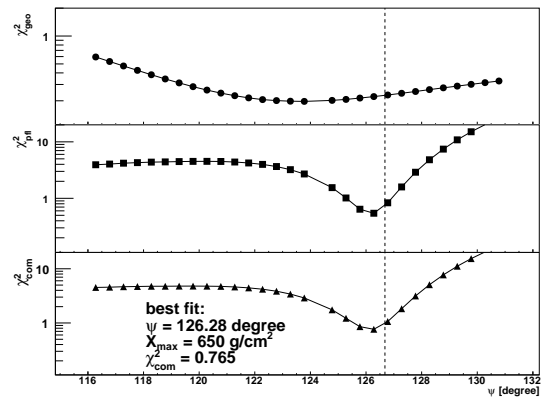
(a) PCGF スキャン ($X_{\max} = 500$ g/cm²)



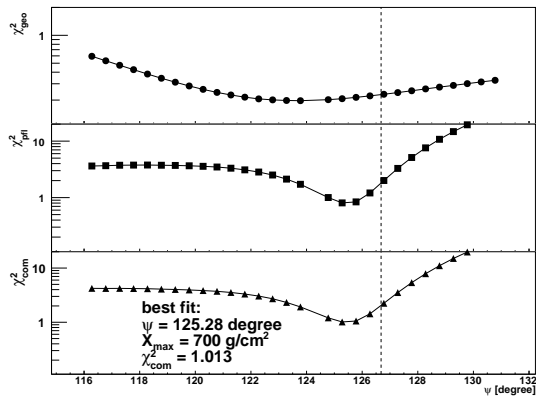
(b) PCGF スキャン ($X_{\max} = 550$ g/cm²)



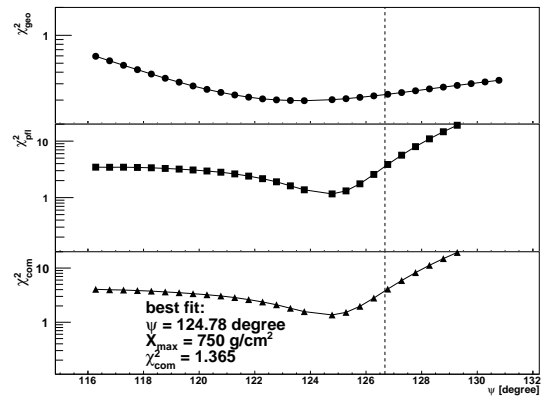
(c) PCGF スキャン ($X_{\max} = 600$ g/cm²)



(d) PCGF スキャン ($X_{\max} = 650$ g/cm²)



(e) PCGF スキャン ($X_{\max} = 700$ g/cm²)



(f) PCGF スキャン ($X_{\max} = 750$ g/cm²)

図 5.15: ψ を関数とした各 X_{\max} における、 χ_{geo}^2 , χ_{pfi}^2 , χ_{com}^2 の変動。最適解は各図の左下に表示している。 $\psi = 126.78^\circ$, $X_{\max} = 600$ g/cm² のとき、 χ_{com}^2 が最小となった。モンテカルロで $\psi = 126.615^\circ$, $X_{\max} = 585$ g/cm² の空気シャワーを生成したのに対し、ハイブリッドジオメトリフィットのみによる最適解は $\psi = 123.78^\circ$ である。

5.5 イベントの例

TALE FD はチェレンコフ、大気蛍光、混合の3種類のイベントを観測する。チェレンコフイベントは主にチェレンコフ光による信号が観測され、大気蛍光イベントは主に大気蛍光による信号が観測される。混合イベントは大気蛍光とチェレンコフ光による信号が同程度ほど観測されるイベントである。TALE infill ハイブリッドで観測されるのは主にチェレンコフイベントである。TALE infill ハイブリッドで観測されるイベントの例を図 5.16 に示す。

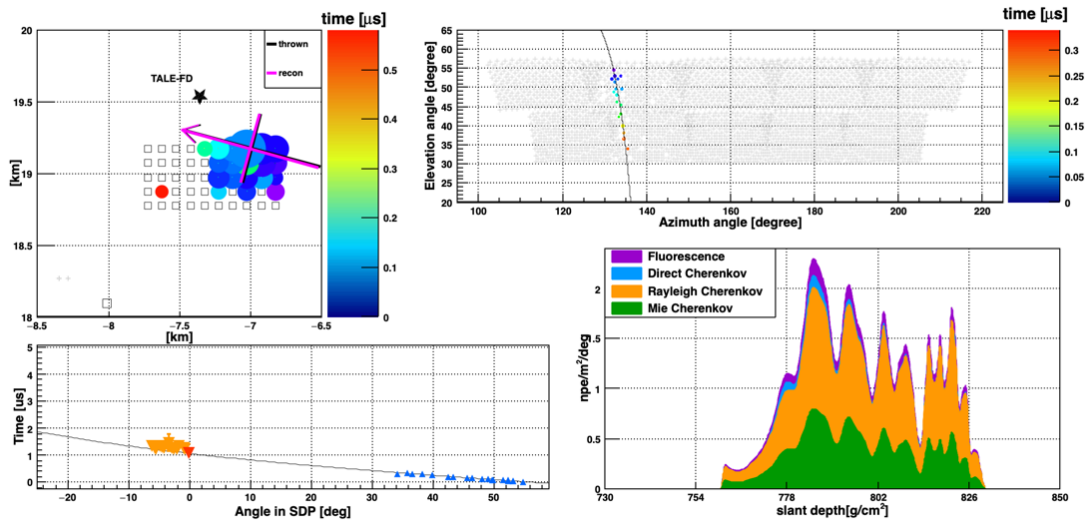


図 5.16: TALE infill ハイブリッド (TALE FD + TALE infill SD) で観測された低エネルギーのチェレンコフイベント。左:SD display。ハイブリッドモードの再構成で求められた到来方向はピンクの矢印で表されており、十字の交点は再構成で求められたコア位置を示す。それに対する MC で生成した真の到来方向とコア位置は黒の矢印と交点で表されている。点は荷電粒子を検出した SD を表し、点の色は荷電粒子の観測時間を表す。右上:FD display。黒線はフィットで求めた SDP を表す。下の真ん中:ハイブリッドジオメトリフィット。青の三角は光子を観測した PMT のタイミング、オレンジの下三角は荷電粒子を検出した SD のタイミング、赤の三角は再構成に使用された SD のタイミングを表す。右下:再構成されたシャワーの縦方向発達と大気蛍光、チェレンコフ光、散乱光の寄与。

第6章 データ解析

6.1 TALE infill ハイブリッド観測のシャワーパラメータの決定精度

TALE FD と TALE infill SD を用いた TALE infill ハイブリッド観測におけるシャワーパラメータの決定精度を以下に示す。モンテカルロシミュレーションで生成した真値と再構成で求めた値を比較し、シャワーパラメータの決定精度を推定した。

6.1.1 モンテカルロシミュレーションの条件

シャワーパラメータの決定精度を評価するため、TALE infill SD アレイ全体を覆う半円 (図 6.1) に表 4.1 の条件で空気シャワーを生成した。

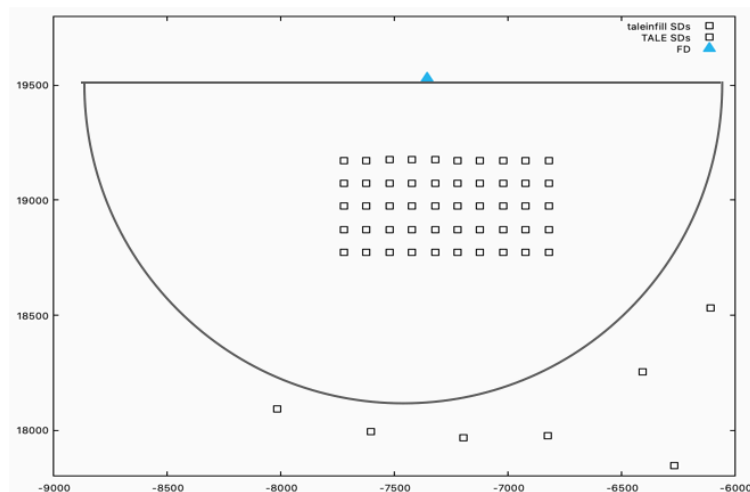


図 6.1: MC でシャワーを生成した範囲。水色の三角は TALE FD を表し、四角は TALE infill SD と TALE SD を表す。横軸・縦軸ともに単位は m である。TALE infill SD アレイ全体を覆う半円で生成した。

6.1.2 Quality Cuts

再構成に成功したイベントに対して Quality Cuts を掛けることでシャワーパラメータの決定精度が良いイベントを取り出す。そのため、再構成をする上で必要な情報が多いイベント、つまり検出された信号が多いイベントを取り出すような条件を設けている (表 6.1)。

大気蛍光イベントとチェレンコフ光イベントでは異なる特徴を持つ。チェレンコフ光は到来方向とほとんど角度を変えず放射されるため、チェレンコフ光が支配的な空気シャワーは FD に向かってくる場合に十分に観測される。一方で、大気蛍光は等方的に放射されるため、大気蛍光が支配的なイベントは FD の視界を横切るイベントでも十分に観測される。そのため、それぞれのシャワータイプに適応した条件を設けている。表 6.1 において、全信号に対する大気蛍光の寄与が 75% を超えるイベントを大気蛍光イベント (FL)、

全信号に対する大気蛍光の寄与が 75%以下のイベントをチェレンコフイベント (CL) とする。TALE infill 実験で観測されるイベントの 9 割は CL イベントである。

Variable	CL	FL
1. 3 MIPs 以上検出した SD の台数 ≥ 1	applied	
2. $N_{\text{saturatedPMT}} = 0$	applied	
3. X_{max} が TALE FD の視野内	applied	
4. track length [deg]	$>8^\circ$	-
5. time extent [μs]	$>0.1 \mu\text{s}$	-
6. N_{PMT}	> 10	-
7. $N_{\text{photon}}/N_{\text{PMT}}$	> 50	-
8. N_{photon}	-	> 2000

表 6.1: Quality Cuts 条件。

6.1.3 検出器のシャワーパラメータの決定精度

Quality Cuts (6.1.2) を通過したイベントを用いて、SDP と地上のなす角 ψ 、FD とシャワー軸との距離 R_p 、 X_{max} 、エネルギー、コア位置の X 軸方向のズレ、コア位置の Y 軸方向のズレの 6 つのシャワーパラメータの決定精度を評価した (図 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6, 6.7)。

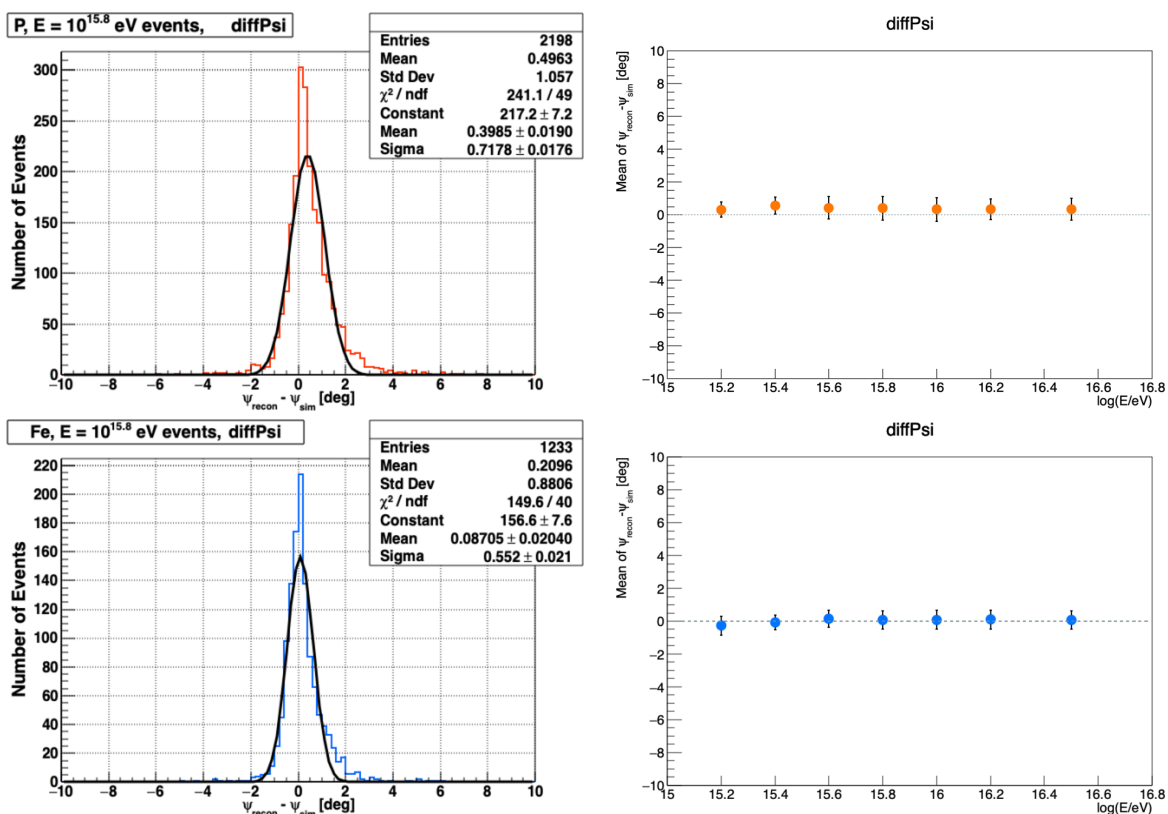


図 6.2: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(\psi_{\text{rec}} - \psi_{\text{sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: ψ の決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。

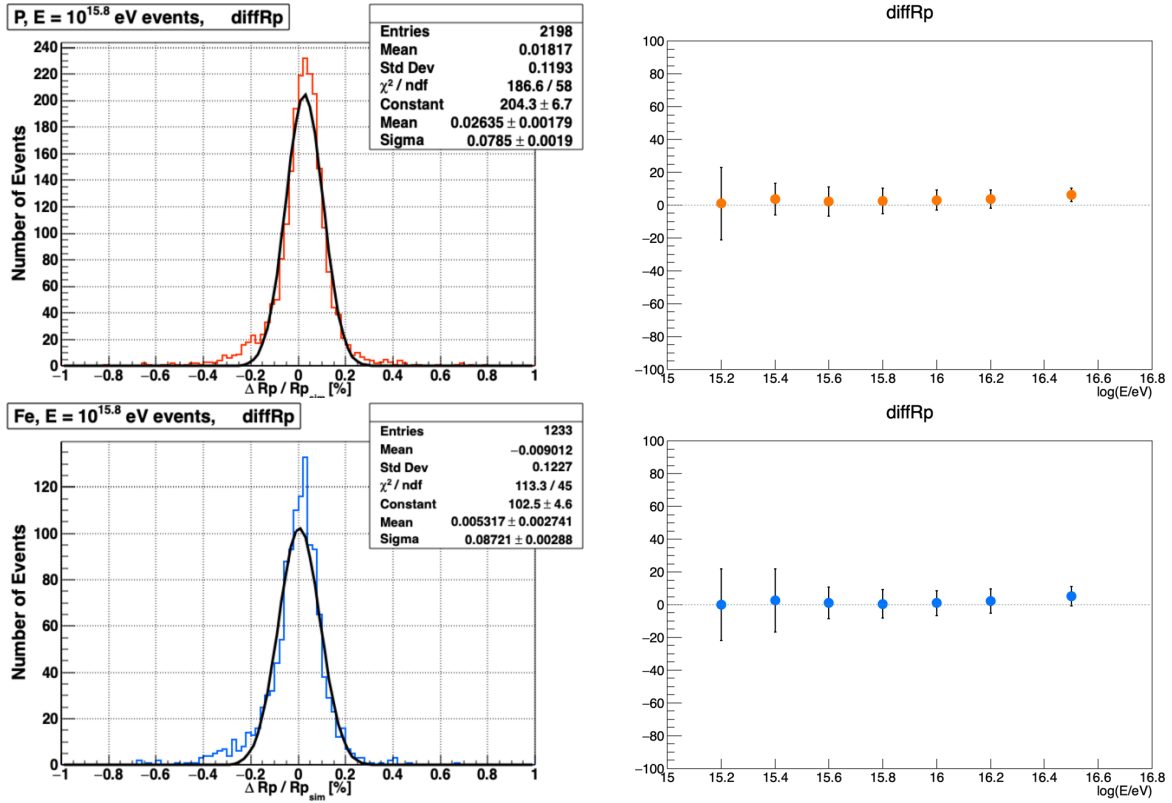


図 6.3: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(R_{p \text{ rec}} - R_{p \text{ sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: R_p の決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。

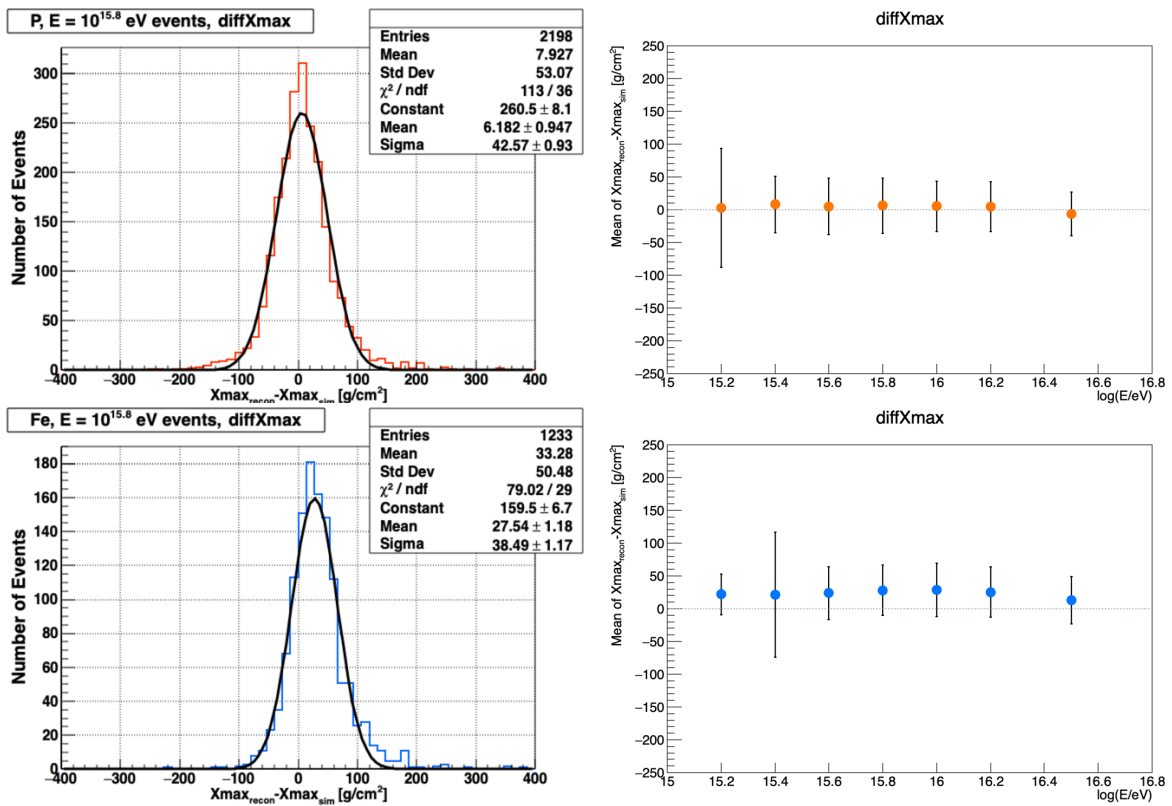


図 6.4: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(X_{\text{max}}^{\text{rec}} - X_{\text{max}}^{\text{sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: X_{max} の決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。

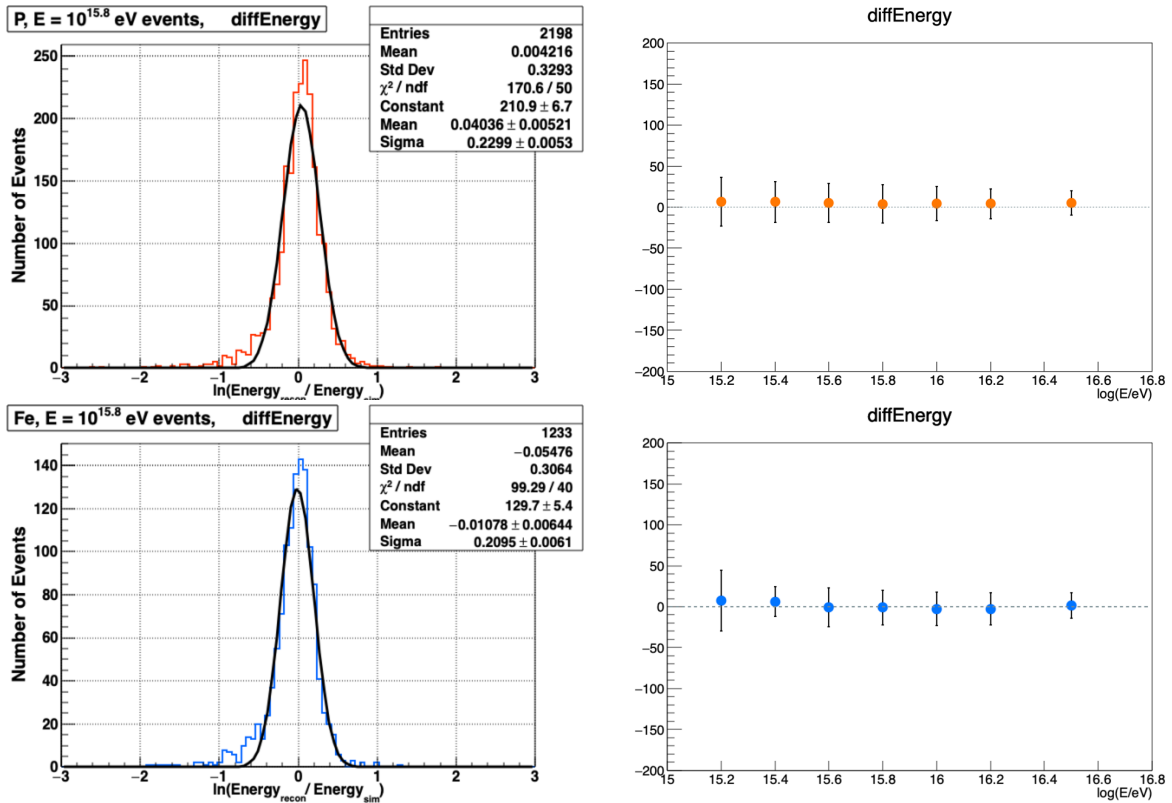


図 6.5: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: エネルギーの決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。

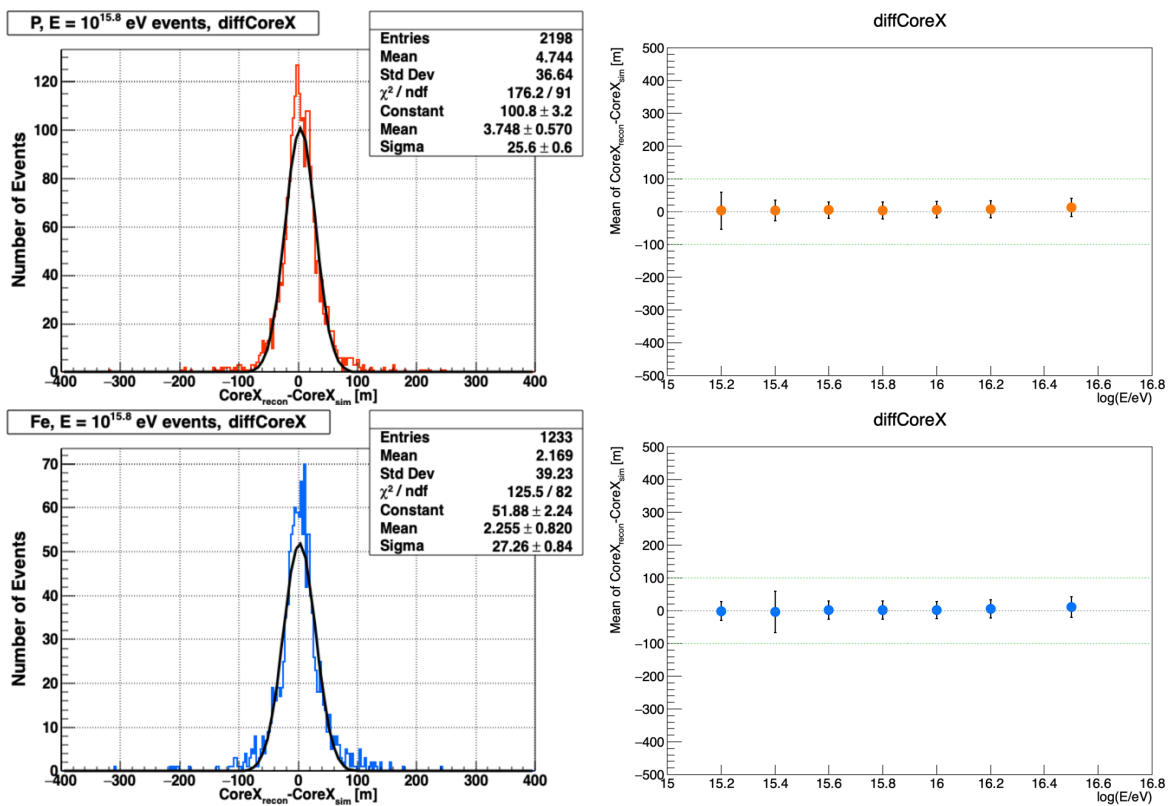


図 6.6: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(\text{CoreX}_{\text{rec}} - \text{CoreX}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: コア位置の X 軸方向の決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。点線はアレイ間隔の 100 m を示す。

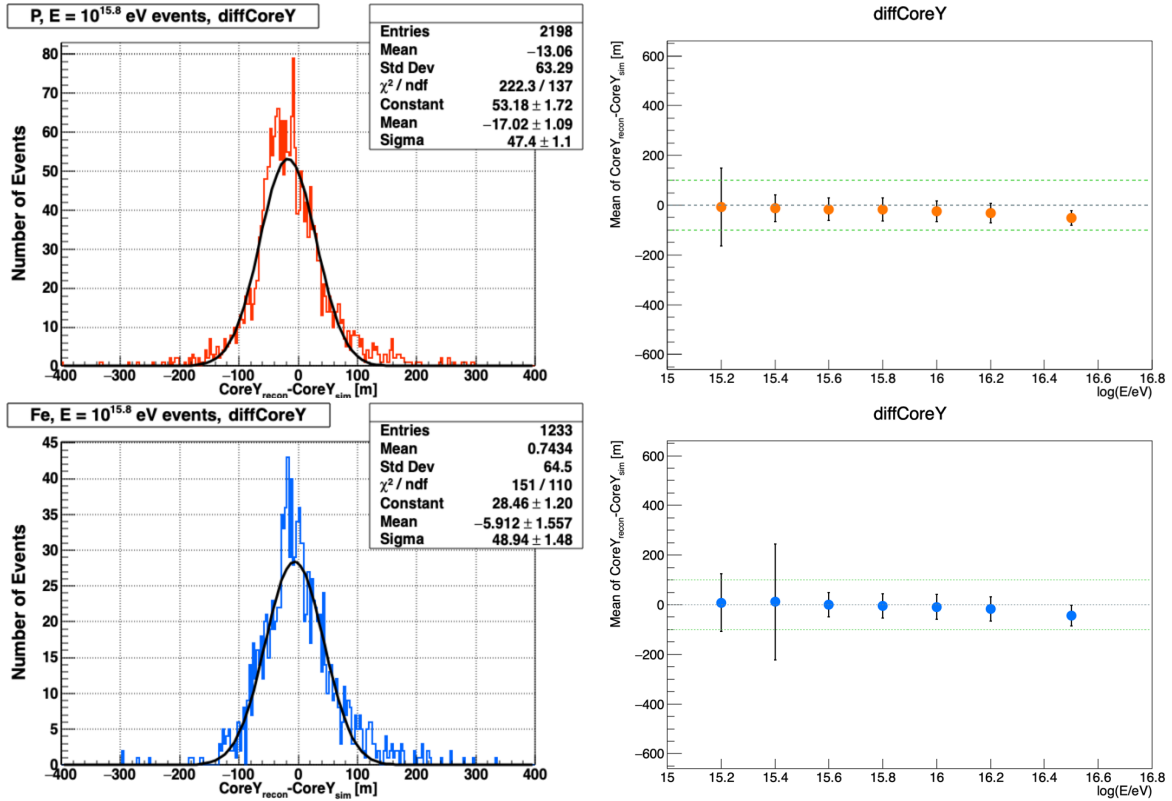


図 6.7: 左側: $10^{15.8}$ eV における $(\text{CoreY}_{\text{rec}} - \text{CoreY}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。黒線はガウス分布でフィットした結果を示す。右側: コア位置の Y 軸方向の決定精度。点はバイアス、エラーバーは分解能を示す。上側は陽子、下側は鉄の結果を表す。点線はアレイ間隔の 100 m を示す。

6.2 X_{max} のカットバイアスの最小化

現在用いている Quality Cuts 条件は TALE ハイブリッド解析で用いられていた条件と同じである。6.1.2 で述べたように、Quality Cuts はより長い時間及びより多くの光子を検出したイベントを選択する。到来方向と核種が同じ場合、宇宙線のエネルギーが低くなるにつれ X_{max} は小さくなる。そのため、観測する宇宙線のエネルギーより高エネルギーの宇宙線に最適化されたカット条件を適用すると、低エネルギー宇宙線の中では珍しい X_{max} が大きいイベントを選択する。その結果、 X_{max} が小さいイベントが支配的であるにも関わらず、 X_{max} が大きいイベントを取り出して間違った評価をしてしまう。

X_{max} のカットバイアスが大きい場合、解析に 2 つの影響を与えることが予測される。1 つは PeV 領域の宇宙線のイベント数が激減する点である。これにより、TALE infill 実験の狙いである knee 領域までの拡張が達成されない可能性がある。もう 1 つは、宇宙線核種にバイアスがかかる点である。宇宙線の到来方向とエネルギーが同じ場合、重い原子核ほど X_{max} が小さくなるため、本来の質量組成より陽子を多く見積もる可能性がある。これらの影響を防ぐため、 X_{max} のカットバイアスを最小化した。

6.2.1 X_{max} のカットバイアス

表 6.1 の 2 から 7 の条件による $X_{\text{max}}^{\text{sim}}$ のカットバイアスを調べた。図 6.8 の左図にカットを掛けていない $X_{\text{max}}^{\text{sim}}$ の分布と「 $X_{\text{max}}^{\text{rec}}$ が FD の視野内」を満たすイベントの $X_{\text{max}}^{\text{sim}}$ 分布を示す。これらの $\langle X_{\text{max}}^{\text{sim}} \rangle$ の差から、 $10^{16.5}$ eV の陽子における「 $X_{\text{max}}^{\text{rec}}$ が FD の視野内」による $X_{\text{max}}^{\text{sim}}$ のカットバイアスが -5.0 g/cm^2 であることがわかる。また、図 6.8 の右図にカットを掛けていない $X_{\text{max}}^{\text{sim}}$ の分布と「Track length > 8°」を

満たすイベントの X_{\max}^{sim} 分布を示す。これらの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ の差から、 $10^{16.5}$ eV の陽子における「Track length $> 8^\circ$ 」による X_{\max}^{sim} のカットバイアスが $+3.0 \text{ g/cm}^2$ であることがわかる。

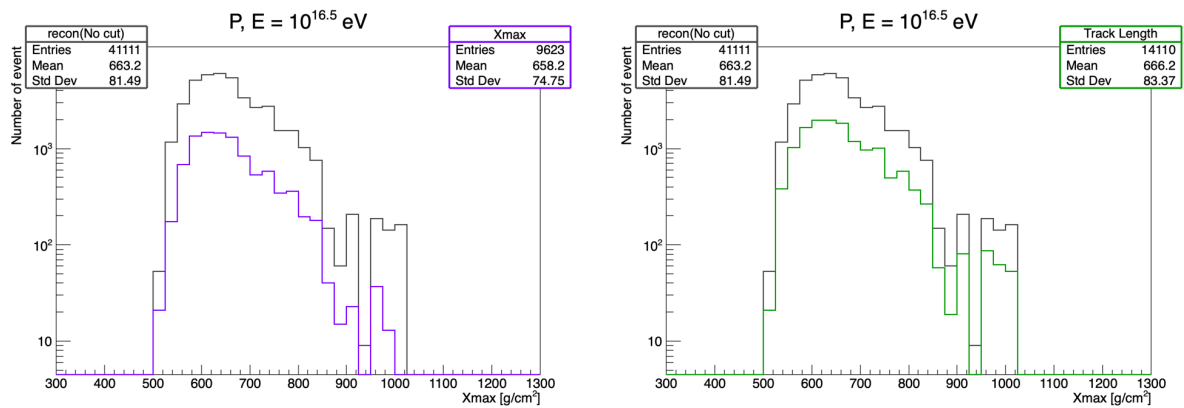


図 6.8: $10^{16.5}$ eV の陽子における X_{\max}^{sim} 分布。グレーがカットを掛けていない X_{\max}^{sim} の分布。左図：紫が「 X_{\max}^{rec} が FD の視野内」を満たすイベントの X_{\max}^{sim} 分布を示す。右図：緑が「Track length $> 8^\circ$ 」を満たすイベントの X_{\max}^{sim} 分布を示す。統計ボックスにはそれぞれのイベント数、 $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ 、 X_{\max}^{sim} の標準偏差が書かれている。

これと同様に、他のカット条件に対しても行い、それらを全て重ね合わせた図が図 6.9, 6.10 である。グレーのヒストグラムは Quality Cuts を掛けていないイベントの X_{\max}^{sim} 分布、その他のヒストグラムは各カットのみを通過したイベントの X_{\max}^{sim} 分布を表し、ヒストグラムと同じ色の統計ボックスにイベント数、平均値、標準偏差を表示してる。赤色のヒストグラムは全カットを通過したイベントの X_{\max}^{sim} 分布を表す。カット前の $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ と各カット後の $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ の差が各カットによる X_{\max}^{sim} のカットバイアスとなる。これより、緑で示されてる Track length が最も X_{\max}^{sim} のカットバイアスが大きいカット条件であることがわかる。最大で $+73.7 \text{ g/cm}^2$ ものカットバイアスがあることがわかった ($10^{15.2}$ eV の陽子)。これより、Track length カット条件を緩くする必要があると考える。

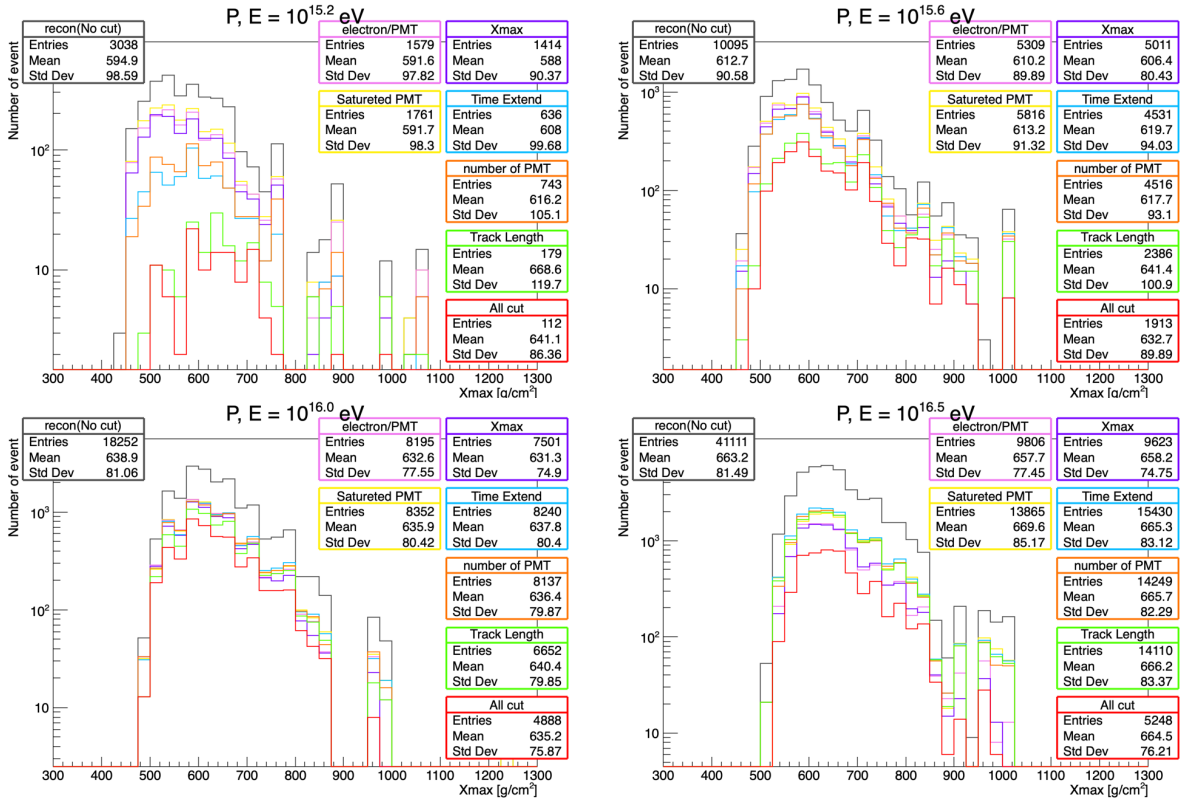


図 6.9: $10^{15.2}$ eV, $10^{15.6}$ eV, $10^{16.0}$ eV, $10^{16.5}$ eV の陽子における各カットを通過した X_{\max}^{sim} の分布。グレーはカットを掛けていないイベント、ピンクは「 $N_{\text{photon}}/N_{\text{PMT}} > 50$ 」を満たすイベント、黄色は「saturated PMT = 0」を満たすイベント、紫は「 X_{\max}^{rec} が TALE FD の視野内」を満たすイベント、水色は「time exetent $> 0.1 \mu\text{s}$ 」を満たすイベント、オレンジは「 $N_{\text{PMT}} > 10$ 」を満たすイベント、緑は「track length $> 8^\circ$ 」を満たすイベント、赤は全カット条件を満たすイベントの X_{\max}^{sim} 分布を示す。

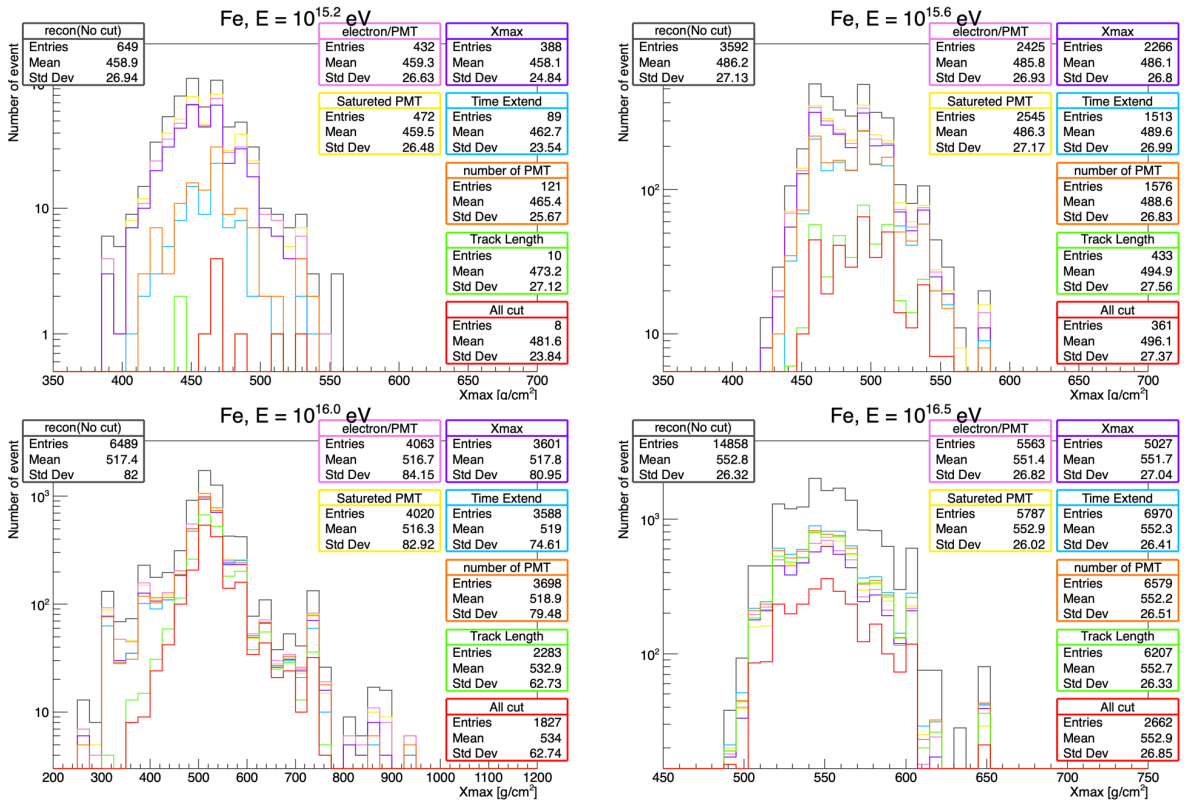


図 6.10: $10^{15.2}$ eV, $10^{15.6}$ eV, $10^{16.0}$ eV, $10^{16.5}$ eV の鉄における各カットを通過した X_{\max}^{sim} の分布。

6.2.2 Track length カット条件の最適化

様々な値で Track length カットを掛け、それぞれにおける X_{\max}^{sim} のカットバイアスと決定精度を比較することでカット条件を最適化する。図 6.11 に Track length 以外のカットを通過したイベントの Track length 分布を示す。10^{15.2} eV において、Track length ≤ 5° のイベントがほとんどないことから、カット条件の候補は Track length >0°, 6°, 8° の3つとする。

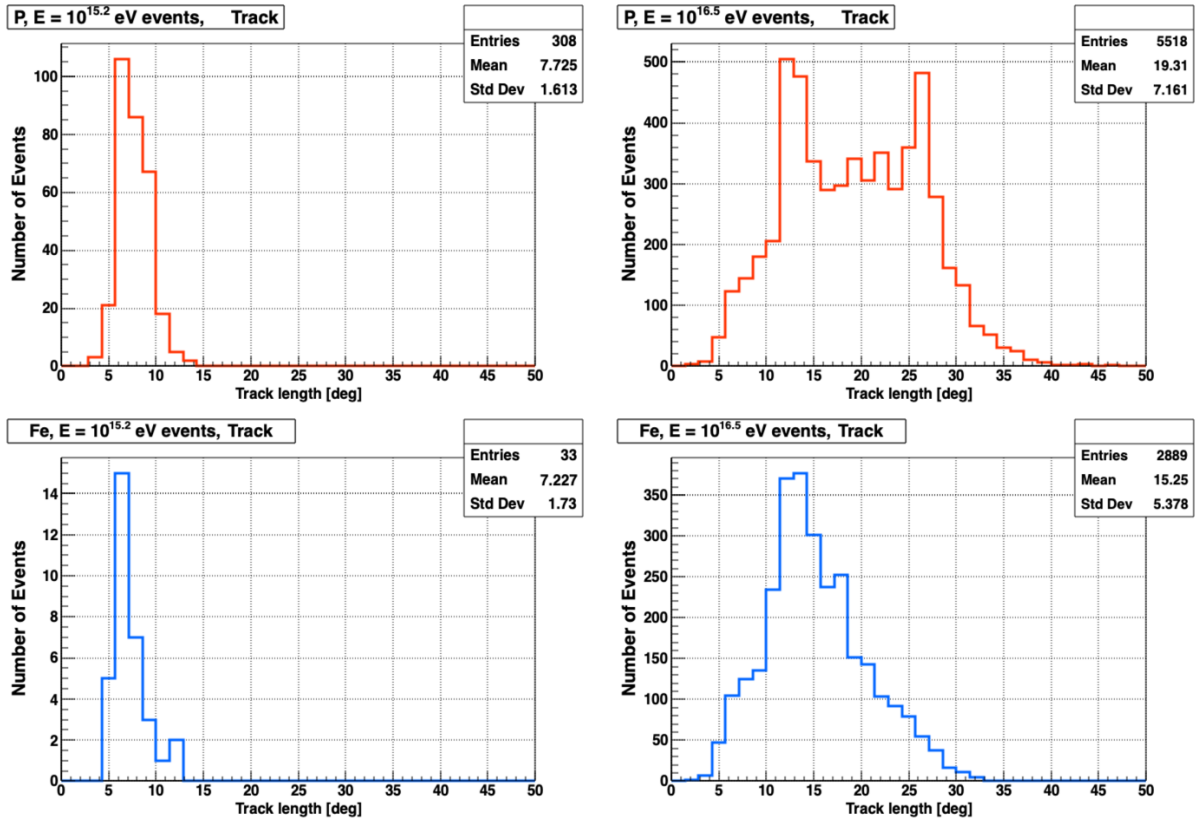


図 6.11: 10^{15.2} eV, 10^{16.5} eV の陽子と鉄における Track length 以外のカットを通過した Track length の分布。10^{16.5} eV の陽子における Track length の分布の山が2つあるのは、2台の望遠鏡で観測される場合と1台の望遠鏡で観測される場合の2パターンあるためである。

X_{\max}^{sim} のカットバイアス

X_{\max}^{sim} のカットバイアスを最小にする Track length カット条件を調べる。図 6.12 に MC で生成したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を丸、Track length 以外のカット条件と Track length >8°, Track length >6°, Track length >0° を満たすイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ をそれぞれ四角、三角、十字で示す。この図から、カット条件関わらず低エネルギーになるにつれカットバイアスが大きくなることがわかる。MC で生成した $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ に近いほどカットバイアスが小さいので、Track length >0° とした場合のカットバイアスが最小だといえる。カット条件の違いによるカットバイアスの最大の差は、10^{15.2} eV の陽子における 27.0 g/cm² であることがわかった。

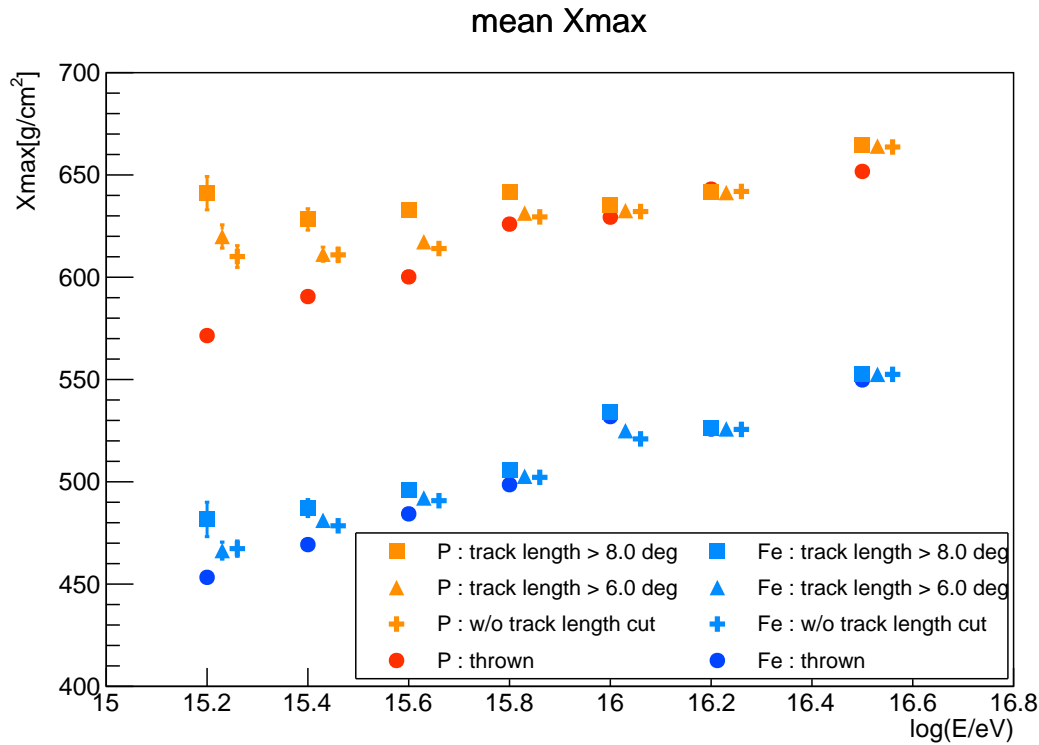


図 6.12: 様々な値で Track length カットを掛けた場合の $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ 。暖色が陽子、寒色が鉄を表す。プロットが重なるのを防ぐため、あえてプロットを左右にずらしている。MC で生成したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を丸、Track length 以外のカット条件と Track length $> 8^\circ$ 、Track length $> 6^\circ$ 、Track length $> 0^\circ$ を満たすイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ をそれぞれ四角、三角、十字で示す。右にいくにつれ Track length のカット条件が緩くなるように並べている。MC で生成した $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ に近いほどカットバイアスが小さいといえる。

X_{\max} の決定精度

カット条件を緩くすると X_{\max} のカットバイアスが小さくなる一方で、再構成決定精度が悪化する可能性がある。そのため、各 Track length カット条件による X_{\max} の決定精度の違いを調べた (図 6.13)。右上、左下、右下のグラフの横軸は Track length のカット条件である。Track length $> 8^\circ$ とした場合、低エネルギーになるにつれフィットエラーが大きくなっていることがわかる。これはカットするイベント数が多くなるため、ガウスフィットがうまく出来ていないためである。その他の Track length カット条件における X_{\max} の決定精度はどのエネルギーにおいても誤差の範囲内で一致している。カット条件の違いによる決定精度の最大の差は、 $10^{15.6}$ eV の鉄における 2.8 g/cm^2 であることがわかった。一方で、カット条件を緩くするとイベント数がかなり増加することがわかった。 $10^{15.2}$ eV の鉄においては 4.1 倍もイベント数が増加していることがわかる。

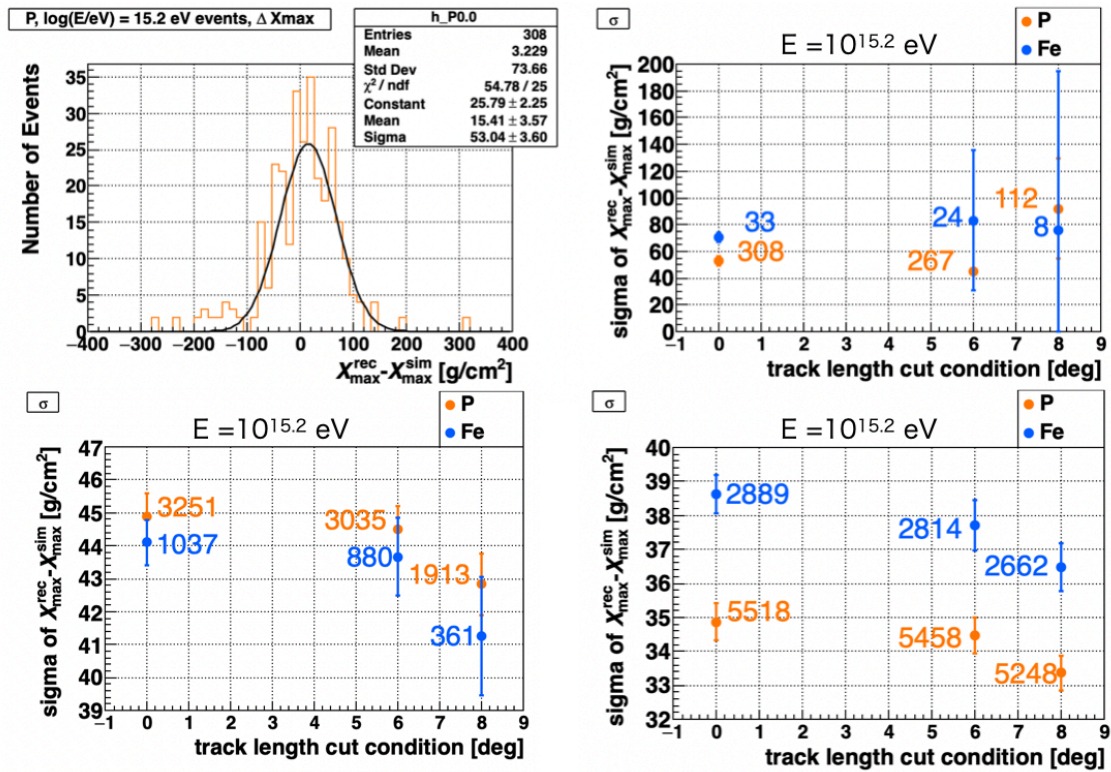
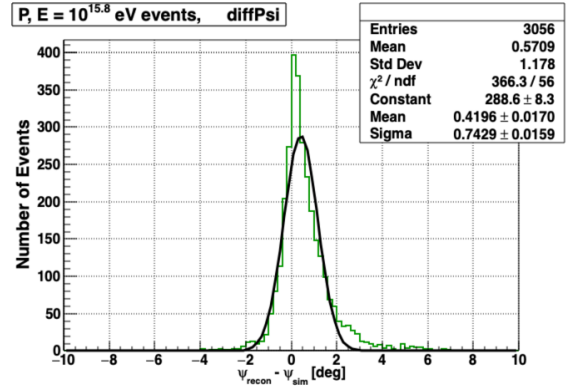
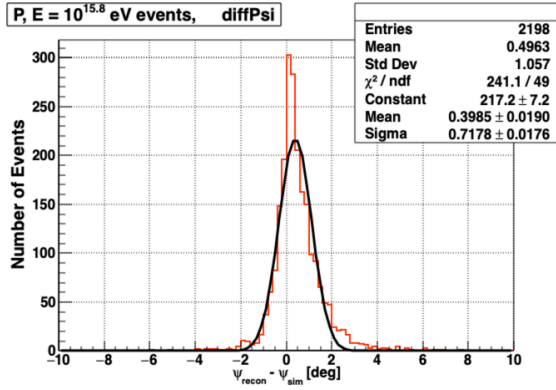


図 6.13: 各 Track length カット条件における X_{\max} の分解能。カット後の X_{\max}^{rec} と X_{\max}^{sim} の差のヒストグラムをガウス分布でフィットし、 σ を求める。これを各 Track length カット条件に対して行った。左上には例として、Track length $>0^\circ$ にした場合のヒストグラムを示す。右上、右下、左下の X 軸は Track length の値ではなく Track length のカット条件を表す。よって、X 軸の値が 8 のプロットは Track length = 8° のイベントではなく、Track length $>8^\circ$ とその他の Quality Cuts を通過したイベントの分解能 σ を示す。

Track length $>8^\circ$ から Track length $>0^\circ$ にすると、 X_{\max}^{sim} のカットバイアスは最大で 27.0 g/cm^2 小さくなり、イベント数は最大で 4.1 倍増加する。一方で、決定精度は最大で 2.8 g/cm^2 とそれほど大きくないといえる。以上のことから、Track length カットをなくすという結論に至る。

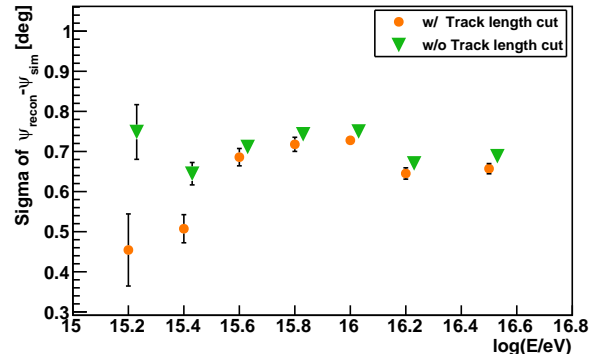
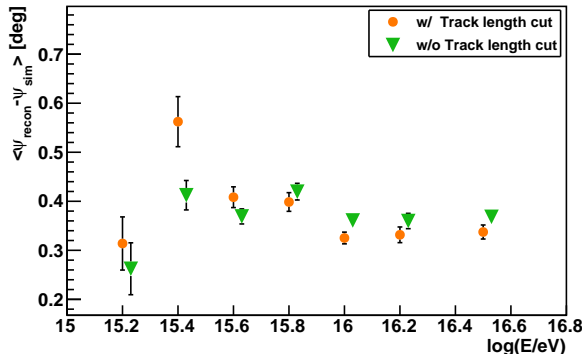
6.2.3 Quality Cuts 条件の最適化の効果

Quality Cuts 条件を最適化する前後の X_{\max} 以外のシャワーパラメータ決定精度を比較した。6.1.3 と同様に、MC で生成した真値と再構成で求めた値の差のヒストグラムをガウス分布でフィットし、シャワーパラメータのバイアスと分解能を求める。これを最適化前の Quality Cuts を通過したイベント (丸) と、最適化後の Quality Cuts を通過したイベント (逆三角) に対して行い、最適化前後のシャワーパラメータのバイアスと分解能を比較した。

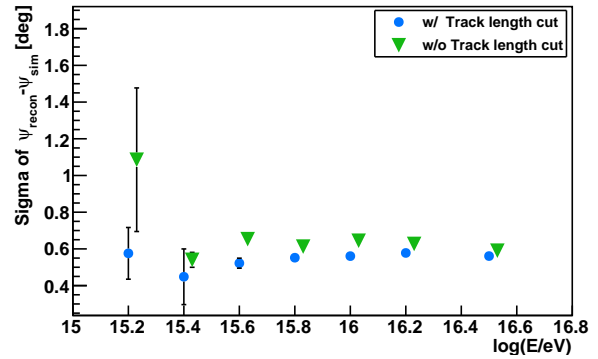
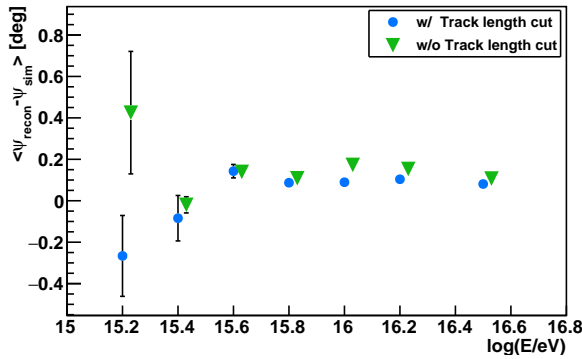


(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\psi_{\text{rec}} - \psi_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。

(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\psi_{\text{rec}} - \psi_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。

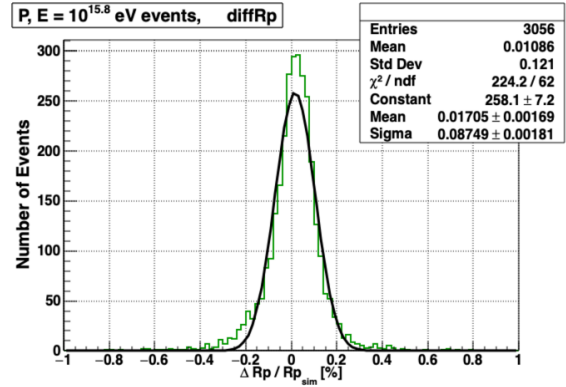
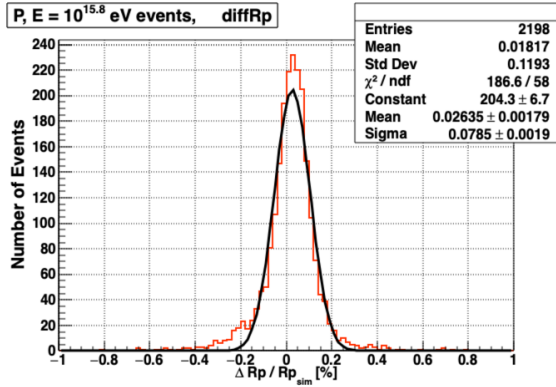


(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \psi_{\text{rec}} - \psi_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{ψ} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。



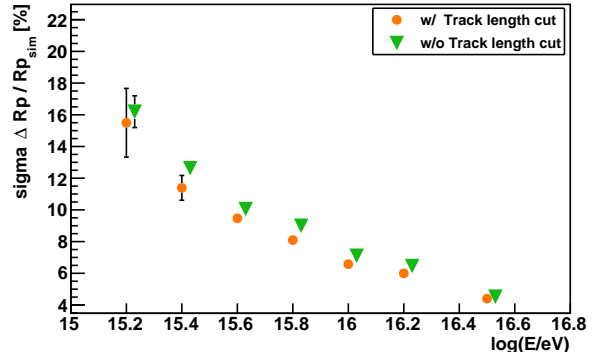
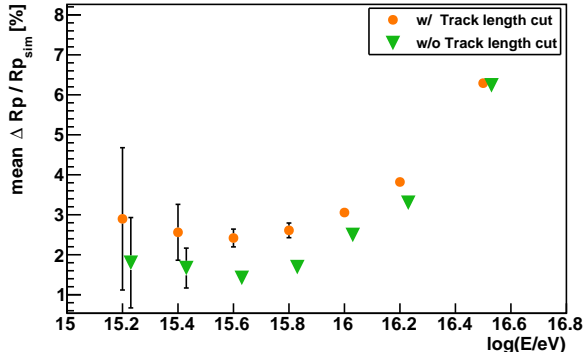
(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \psi_{\text{rec}} - \psi_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{ψ} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

図 6.14: Quality Cuts の最適化前と最適化後の ψ の決定精度の比較。

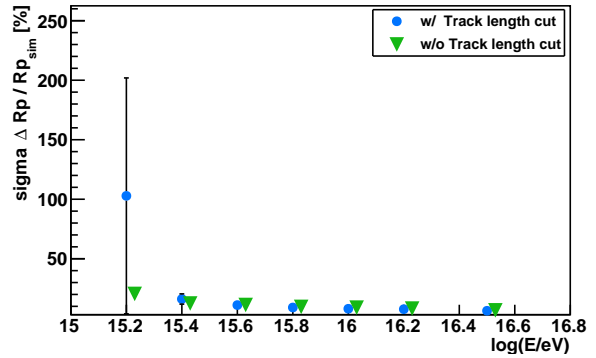
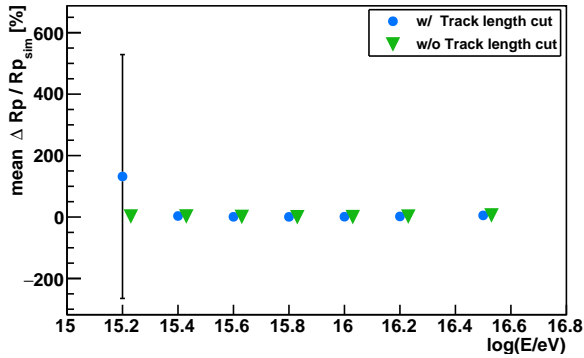


(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(R_{p \text{ rec}} - R_{p \text{ sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。

(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(R_{p \text{ rec}} - R_{p \text{ sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。

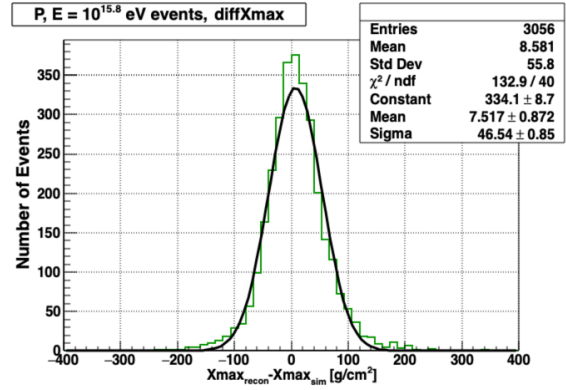
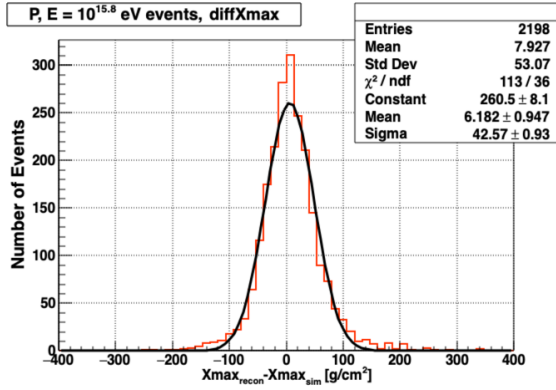


(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $\langle R_{p \text{ rec}} - R_{p \text{ sim}} \rangle$ (左図) と σ_{R_p} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。



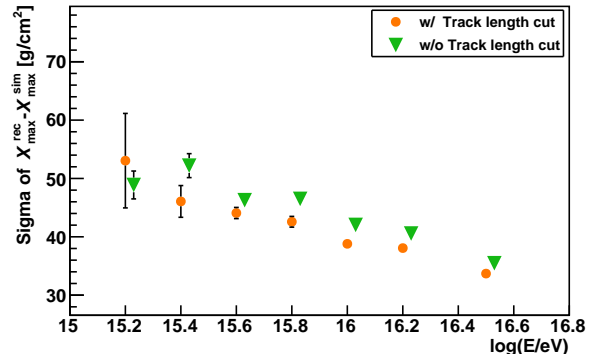
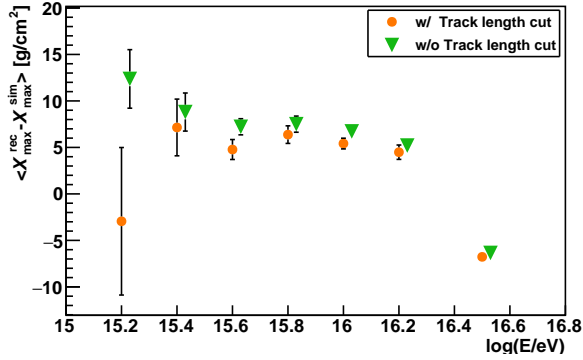
(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $\langle R_{p \text{ rec}} - R_{p \text{ sim}} \rangle$ (左図) と σ_{R_p} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

図 6.15: Quality Cuts の最適化前と最適化後の R_p の決定精度の比較。

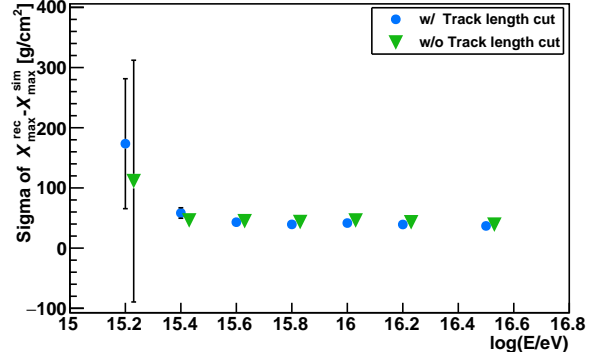
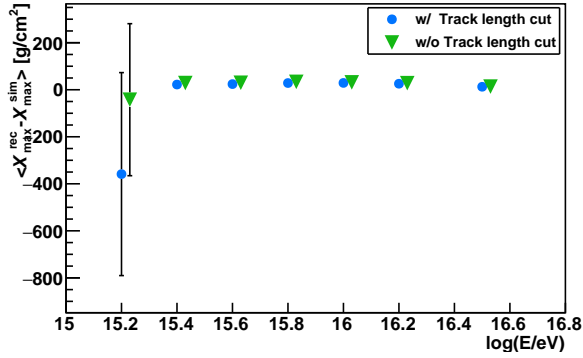


(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}^{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。

(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}^{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。

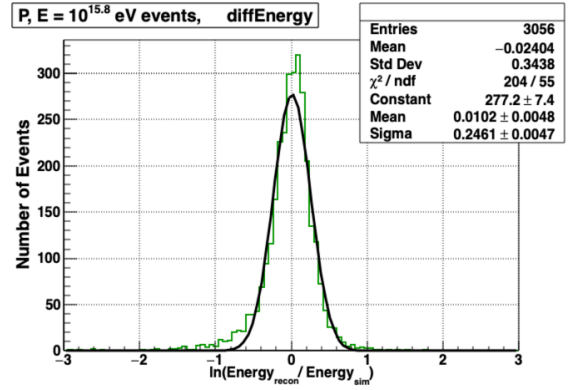
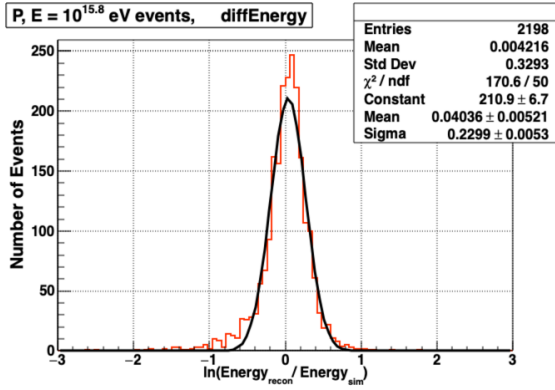


(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $\langle X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ (左図) と $\sigma_{X_{\max}}$ (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。



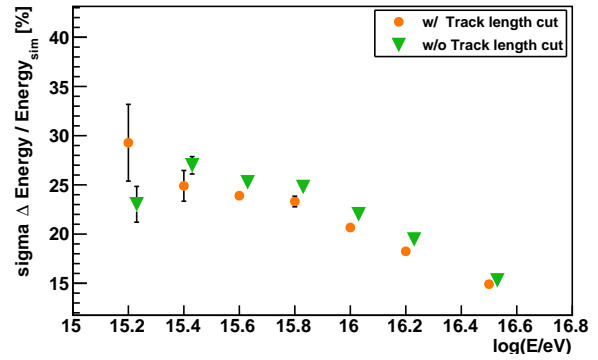
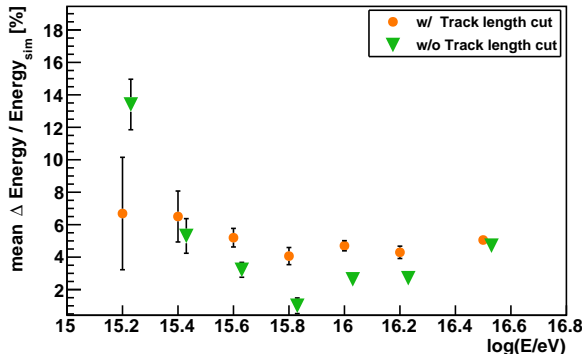
(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $\langle X_{\max}^{\text{rec}} - X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ (左図) と $\sigma_{X_{\max}}$ (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

図 6.16: Quality Cuts の最適化前と最適化後の X_{\max} の決定精度の比較。

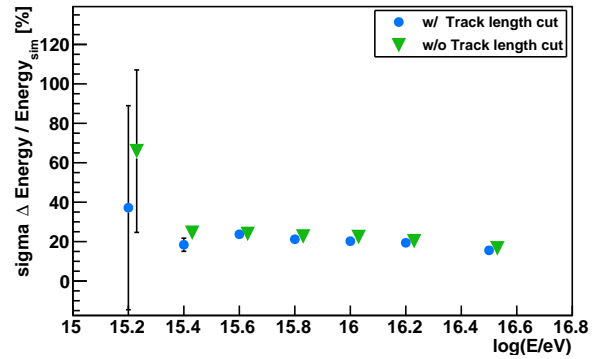
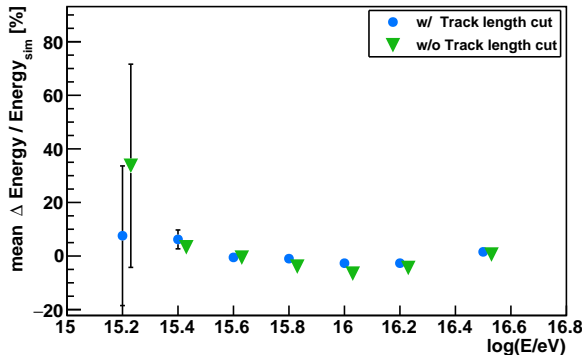


(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。

(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}$ eV の陽子における $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。

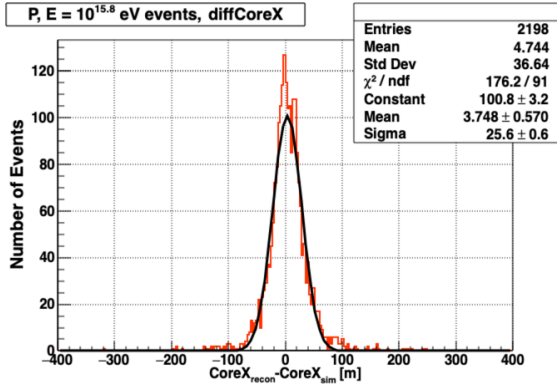


(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})$ (左図) と σ_E (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

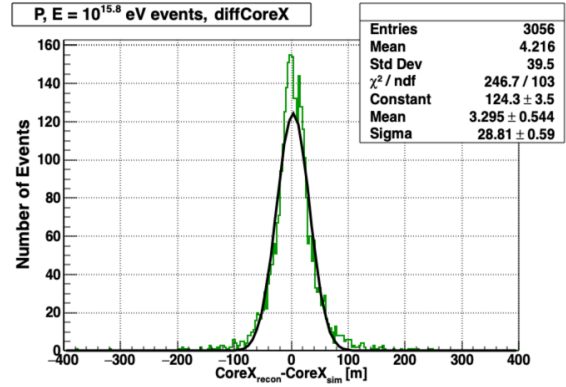


(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})$ (左図) と σ_E (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

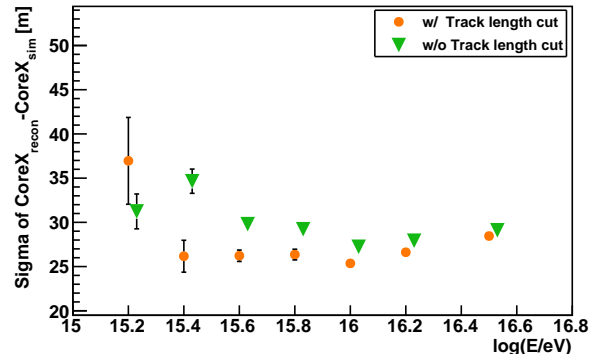
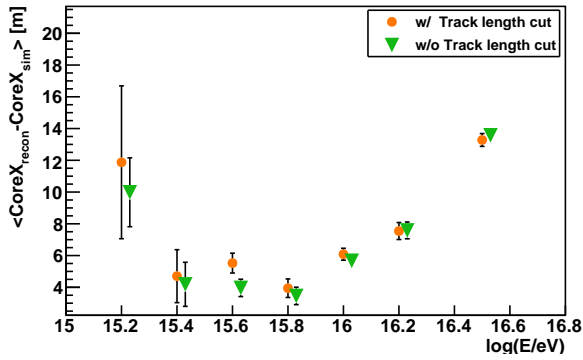
図 6.17: Quality Cuts の最適化前と最適化後のエネルギーの決定精度の比較。



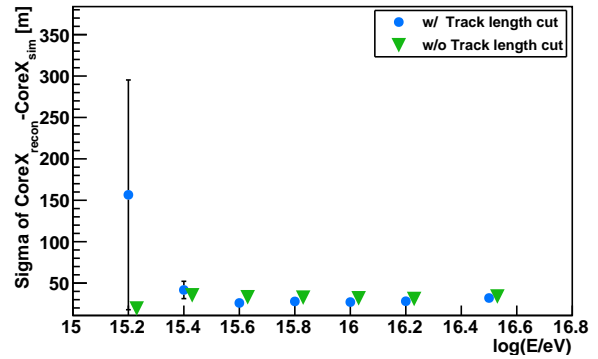
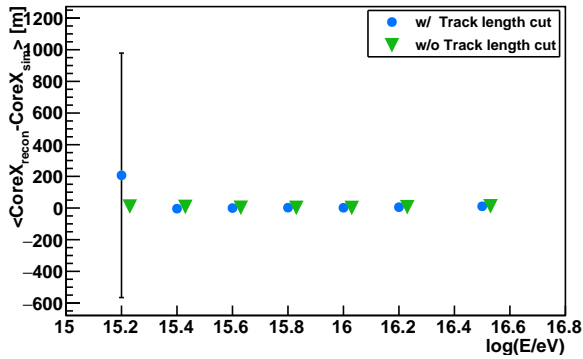
(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\text{CoreX}_{\text{rec}} - \text{CoreX}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。



(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\text{CoreX}_{\text{rec}} - \text{CoreX}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。

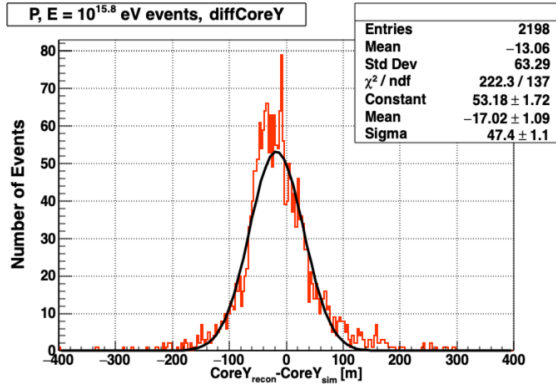


(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \text{CoreX}_{\text{rec}} - \text{CoreX}_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{CoreX} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

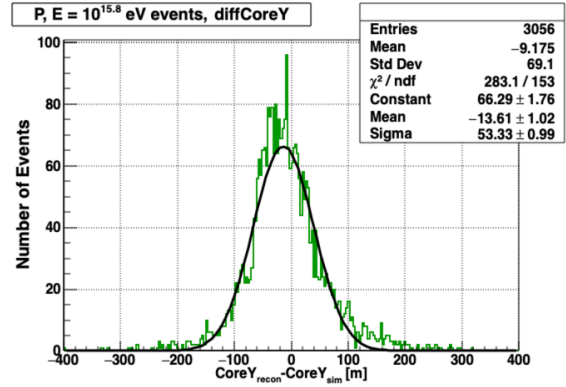


(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \text{CoreX}_{\text{rec}} - \text{CoreX}_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{CoreX} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

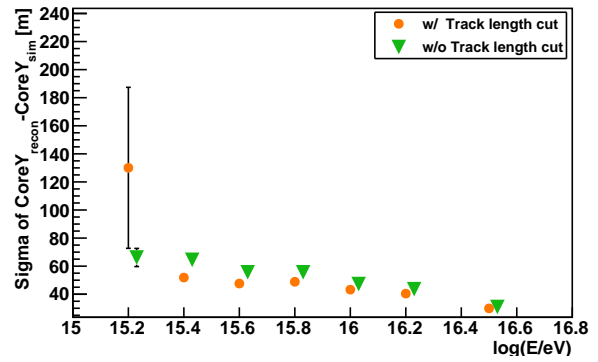
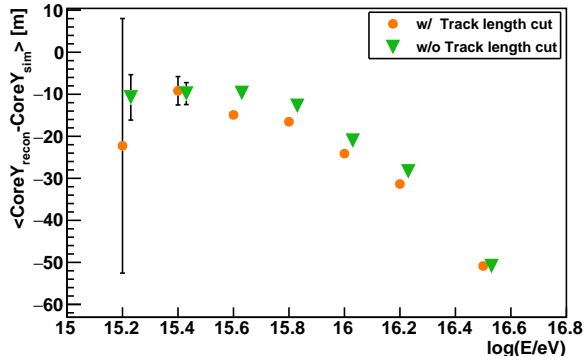
図 6.18: Quality Cuts の最適化前と最適化後のコア位置の X 軸方向のズレの決定精度の比較。



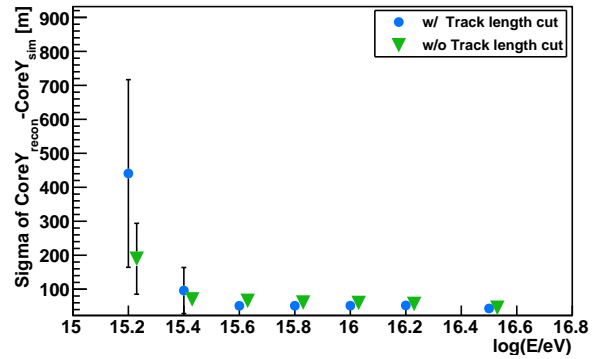
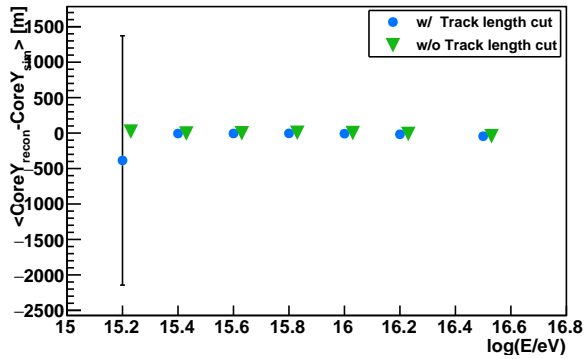
(a) 最適化前の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\text{CoreY}_{\text{rec}} - \text{CoreY}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に丸で示す。陽子はオレンジ、鉄は青で表されている。



(b) 最適化後の Quality Cuts を通過した $10^{15.8}\text{eV}$ の陽子における $(\text{CoreY}_{\text{rec}} - \text{CoreY}_{\text{sim}})$ のヒストグラム。ガウス関数フィットで求めた平均値を左下の図に、 σ を右下の図に陽子、鉄共に緑の逆三角で表されている。



(c) 陽子の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \text{CoreY}_{\text{rec}} - \text{CoreY}_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{CoreY} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。



(d) 鉄の Quality Cuts の最適化前後の $\langle \text{CoreY}_{\text{rec}} - \text{CoreY}_{\text{sim}} \rangle$ (左図) と σ_{CoreY} (右図) 比較。丸が最適化前の Quality Cuts を通過したイベントの決定精度、逆三角が最適化された Quality Cuts を通過したイベントの決定精度を示す。

図 6.19: Quality Cuts の最適化前と最適化後のコア位置の Y 軸方向のズレの決定精度の比較。

6.3 今後

X_{max} においてカットバイアス以外にどのようなバイアスがかかっているかを調べるため、MC でシャワーを生成してから再構成されるまでの各段階における $\langle X_{\text{max}} \rangle$ を比較した (図 6.20)。MC で生成した $\langle X_{\text{max}}^{\text{sim}} \rangle$ を丸、trigger されたイベントの $\langle X_{\text{max}}^{\text{sim}} \rangle$ を四角、再構成に成功したイベントの $\langle X_{\text{max}}^{\text{sim}} \rangle$ を三角、Quality Cuts を通過したイベントの $\langle X_{\text{max}}^{\text{sim}} \rangle$ を逆三角、Quality Cuts を通過したイベントの $\langle X_{\text{max}}^{\text{rec}} \rangle$ を星で表している。

真の値を薄い色、再構成で求めた値を濃い色で表している。この図において、カットを通過したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ (逆三角) とその再構成で求められた $\langle X_{\max}^{\text{rec}} \rangle$ (星) の差が大きいため、再構成バイアスが大きいといえる。よって、今後の課題は再構成方法を改善することである。改善方法の1つの案は、再構成に用いる SD の台数を増やすことである。図 5.16 で示したように、3MIPs 以上観測している SD が複数台あるにも関わらず 1 台の情報のみを用いて再構成を行っている。これを複数台に変えることでより正確にジオメトリを決定することができ、 R_p の決定精度が向上する。これによって X_{\max} の再構成決定精度とバイアス共に改善されると考える。

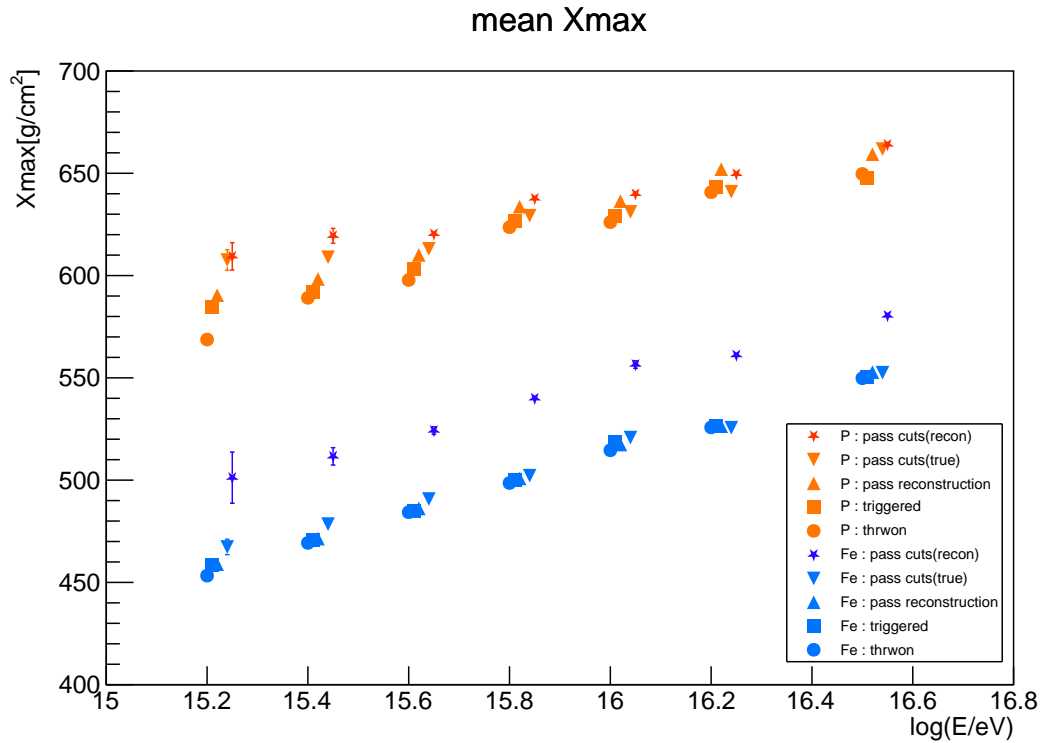


図 6.20: MC でシャワーを生成してから再構成されるまでの各段階における $\langle X_{\max} \rangle$ 。MC で生成した $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を丸、trigger されたイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を四角、再構成に成功したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を三角、Quality Cuts を通過したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{sim}} \rangle$ を逆三角、Quality Cuts を通過したイベントの $\langle X_{\max}^{\text{rec}} \rangle$ を星で表している。暖色が陽子、寒色が鉄を表す。

第7章 結論

宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{15.5}$ eV 付近にある knee と呼ばれる折れ曲がり構造がある。この折れ曲がり構造は銀河系内にある超新星残骸での加速限界のためだと考えられている。その加速限界エネルギーは宇宙線核種の原子番号に比例するため、knee を境に軽い原子核から重い原子核へ遷移することが推測される。そこで、宇宙線の精密測定を行うため TALE infill 実験を開始する。

本研究では、MC シミュレーションを用いて最も精密測定が可能なハイブリッド観測 (TALE infill SD + TALE FD) の解析をした。TALE ハイブリッド解析で用いていた Quality Cuts 条件を TALE infill ハイブリッド解析に適用すると、 X_{\max} のバイアスが大きくなることで低エネルギーのイベント数が激減することと宇宙線核種にバイアスが掛かることが予測された。よって、Quality Cuts 条件を TALE infill ハイブリッド解析に最適化した。各条件による X_{\max} のバイアスを調べると、Track length カットによって最大 $+73.7 \text{ g/cm}^2$ ものカットバイアスが掛かっていることがわかった。よって、 X_{\max} のカットバイアスを最適化した結果、Track length カットをなくすという結論に至った。その結果、 X_{\max} のカットバイアスは最大 27.0 g/cm^2 減少させることに成功した。Quality Cuts 条件の最適化後の knee 領域付近である $10^{15.4}$ eV のシャワーパラメータ決定精度は以下のとおりである。分布の中心値と幅を記述している。1 次宇宙線が陽子の場合、

- ψ の決定精度： $0.4 \pm 0.6^\circ$
- R_p の決定精度： $1.7 \pm 12.6 \%$
- X_{\max} の決定精度： $8.8 \pm 52.2 \text{ g/cm}^2$
- エネルギーの決定精度： $5.3 \pm 27.0 \%$
- コア位置の X 軸方向の決定精度： $4.2 \pm 34.7 \text{ m}$
- コア位置の Y 軸方向の決定精度： $-9.8 \pm 64.5 \text{ m}$

1 次宇宙線が鉄の場合、

- ψ の決定精度： $-0.0 \pm 0.5^\circ$
- R_p の決定精度： $1.8 \pm 12.4 \%$
- X_{\max} の決定精度： $28.5 \pm 46.0 \text{ g/cm}^2$
- エネルギーの決定精度： $3.3 \pm 24.5 \%$
- コア位置の X 軸方向の決定精度： $7.0 \pm 35.3 \text{ m}$
- コア位置の Y 軸方向の決定精度： $-6.5 \pm 70.0 \text{ m}$

となった。これより、TALE 実験を knee 領域まで拡張することに成功したといえる。これにより、TA 実験グループで 5 桁ものエネルギー領域を観測することを可能とした。

一方で、Quality Cuts 条件の最適化によって決定精度が悪くなったシャワーパラメータがある。そのため、今後はそれらの決定精度を改善するため再構成方法を見直す必要があると考える。また、TALE infill 実験は 2023 年の春から宇宙線観測を開始する。今後の実データを用いた解析結果が楽しみである。

第8章 謝辞

研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたり数多くの丁寧かつ熱心なご助言、ご指導を頂きました大阪市立大学の常定芳基教授に深く感謝致します。誤った文法を使用していた際に一度も逃すことなくご指導頂いたおかげで、日本語が改善されました。一方で他人が話す日本語に厳しくなった一面もありますが、大変感謝しております。また、周囲を哄笑させる複数の諧謔的な経験談を有する点に尊敬の念を抱いております。

また、幾度となく助言、ご指導頂きました東京大学の荻尾彰一教授に深く感謝致します。特に、ユタへ出張した際には大変お世話になりました。研究関連だけでなく、日常生活やシャボン玉の使用法までご指導頂き感謝致します。また、聴衆の興味を引く話術に尊敬の念を抱いております。

また、多数の助言とご指導を頂きました大阪市立大学の藤井俊博准教授に深く感謝致します。藤井俊博准教授は学生と指導者の両方からの観点を持つため、研究に関する愚問な質問も気兼ねなく相談することが出来ました。これより改めて人間関係の重要性を実感しました。また、出張時に海外の価値観や文化に触れるなどの貴重な経験をさせていただき感謝致します。

大学生時代から現在まで、日々の研究生生活の中でご指導頂きました東京大学の藤田慧太郎博士に深く感謝致します。四六時中の質問に対して丁寧に指導頂きました。研究内容や発表スライド、発言などの幅広い助言を頂きました。また、大阪に誇りを持った言葉遣いの温もりをご教授頂き感謝致します。

東京大学さこ隆志准教授、信州大学の富田孝幸助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授には、研究グループ内の発表にてご指摘頂きました。自然に関するこちらの諧謔的な発言に対し的確な訂正をして頂いたさこ隆志准教授に感謝致します。また、私が質問を理解しかね窮していた際に質問の意図を丁寧に説明して頂いた富田孝幸助教に感謝致します。最後に、再構成スクリプトの説明において窮していた際に私の代わりに説明して下さった多米田准教授に感謝致します。その発表によって人前に立った時間の最長記録が約4時間に更新されました。

「能ある鷹は爪を隠す」という言葉が最適な人柄である先生方に尊敬の念を抱いております。

宇宙線物理学研究室秘書の横田晴香氏には出張の際の事務処理でお世話になりました。コロナ渦の中で、2度も海外出張に行くことが出来たのは横田氏のお力添えがあってこそです。私の拙い書類の訂正、提出書類の管理をしていただき感謝致します。

研究と日々の生活の支えとなった研究室の皆さんにも感謝致します。佐藤光希氏、木村優介氏には些細な質問に対しても丁寧に指導頂きました。わからない質問に対しても一緒に解決して下さった丁寧な姿勢に感謝致します。Rosa Mayta Palacios 氏には英語の発表に関するご指導をして頂きました。また、出張の際に心の支えになり非常に感謝致します。古前壱朗氏は年下と思えないほど助言して頂き感謝致します。私の指導量より古前氏の指導量の方が優っており、知識量に日々感服しておりました。河内祐輔氏、小林拓郎氏、中原美紅氏の友好的な姿勢によって、研究室メンバーがより親密になりましたことを感謝致します。2年前の私より成長していく姿に感銘を受けております。Fraser William Bradfield 博士には英語に関するご指摘を多数して頂きましたことを感謝致します。私の英語が拙い一方で、Fraser 氏の流暢な日本語に日々感銘を受けております。また、研究室の同期として切磋琢磨し、時には不平を言い合った有村龍平氏に感謝致します。不平を溢しすぎていつの間にか哄笑していたことで鬱憤を晴らすことが出来ました。締め切りに余裕があるため怠慢している私の横で早くに仕上げる有村氏を見て危機感を覚えることで、作業に取り組むことが出来たことを感謝致します。また、真面目に研究している私の横で駄弁を弄していたことにも感謝致します。高橋薫氏の活発な性格によって私の研究生生活が華やかになったことを感謝致します。

研究生活においてこれほど気が合う友人が出来るとは思いませんでした。緊張する発表も歓楽する姿に尊敬の念を抱いております。

最後に、研究生生活を支えてくださった家族、友人に深く感謝致します。



図 8.1: TALE infill SD 設置後の集合写真。このような貴重な経験が出来たことを改めて感謝致します。左から 5 番目でヘルメットに書いた自分の名前を喜びに指し示しているのが本論文の著者である。

参考文献

- [1] V. Hess, “Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten,” *Phys. Z* **13** (1912) .
- [2] W.F. Hanlon, “Updated cosmic ray spectrum,” <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [3] **Particle Data Group** collaboration, C. Patrignani et al., “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys. C* **40** (2016) 100001.
- [4] C. Patrignani, Review of particle physics *Chinese Physics C* **40** (2016) 100001.
- [5] V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov and S.I. Grigorjeva, “Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB,” *Phys. Lett. B* **612** (2005) 147 [[astro-ph/0502550](#)].
- [6] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum?,” *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748.
- [7] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays,” *JETP Lett.* **4** (1966) 78.
- [8] K.-H. Kampert and M. Unger, “Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments,” *Astroparticle Physics* **35** (2012) 660.
- [9] M.A.K. Glasmacher et al., “The cosmic ray energy spectrum from 10^{14} eV to 10^{16} eV,” in *26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [10] C. Aguirre et al., “Simultaneous observation of families and accompanied air showers at Mt. Chacaltaya. 2. Study of hadronic component in air showers,” *Phys. Rev. D* **62** (2000) 032003.
- [11] C. Aguirre, H. Aoki, K. Hashimoto, K. Honda, N. Inoue, N. Kawasumi et al., “Simultaneous observation of families and accompanied air showers at Mt. Chacaltaya. II. Study of the hadronic component in air showers,” *Phys. Rev. D* **62** (2000) 032003.
- [12] **EAS-TOP** collaboration, M. Aglietta et al., “The cosmic ray primary composition in the ‘knee’ region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP,” *Astropart. Phys.* **21** (2004) 583.
- [13] K. Bernlohr, W. Hofmann, G. Leffers, V. Matheis, M. Panter and R. Zink, “Changes of the cosmic ray mass composition in the 10^{14} eV to 10^{16} eV energy range,” *Astropart. Phys.* **8** (1998) 253 [[astro-ph/9801042](#)].
- [14] **SPASE, AMANDA** collaboration, “Measurement of the cosmic ray composition at the knee with the SPASE-2/AMANDA-B10 detectors,” in *28th International Cosmic Ray Conference*, pp. 173–176, 7, 2003.

- [15] J.E. Dickinson et al., “Studies of the mass composition of cosmic rays with the SPASE-2/VULCAN instrument at the South Pole,” in *26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [16] M. Cha et al., , in *27th International Cosmic Ray Conference*, p. 132, 2001.
- [17] S. Paling et al., , in *25th International Cosmic Ray Conference*, p. 253, 1997.
- [18] J.W. Fowler, L.F. Fortson, C.C.H. Jui, D.B. Kieda, R.A. Ong, C.L. Pryke et al., “A Measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee,” *Astropart. Phys.* **15** (2001) 49 [[astro-ph/0003190](#)].
- [19] S.P. Swordy and D.B. Kieda, “Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers,” *Astropart. Phys.* **13** (2000) 137 [[astro-ph/9909381](#)].
- [20] D. Chernov et al., “Primary energy spectrum and mass composition determined with the Tunka EAS Cerenkov Array,” *Int. J. Mod. Phys. A* **20** (2006) 6799 [[astro-ph/0411139](#)].
- [21] **HEGRA** collaboration, F. Arqueros et al., “Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3-PeV and 10-PeV determined from the Cherenkov light and charged particle distributions in air showers,” *Astron. Astrophys.* **359** (2000) 682 [[astro-ph/9908202](#)].
- [22] Y. Takahashi, “Elemental abundance of high energy cosmic rays,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **60** (1998) 83.
- [23] **RUNJOB** collaboration, V.A. Derbina et al., “Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-TeV - 1000-TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment,” *Astrophys. J. Lett.* **628** (2005) L41.
- [24] **KASCADE** collaboration, T. Antoni et al., “KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems,” *Astropart. Phys.* **24** (2005) 1 [[astro-ph/0505413](#)].
- [25] J. Horandel et al. in *16th European Cosmic Ray Symposium*, p. 579, 1998.
- [26] **KASCADE** collaboration, T. Antoni et al., “A Nonparametric approach to infer the energy spectrum and the mass composition of cosmic rays,” *Astropart. Phys.* **16** (2002) 245 [[astro-ph/0102443](#)].
- [27] M. Ave, L. Cazon, J.A. Hinton, J. Knapp, J. LLOYD-EVANS and A.A. Watson, “Mass composition of cosmic rays in the range 2×10^{17} -eV - 3×10^{18} -eV measured with Haverah Park array,” *Astropart. Phys.* **19** (2003) 61 [[astro-ph/0203150](#)].
- [28] **HiRes** collaboration, D.J. Bird et al., “The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye,” *Astrophys. J.* **424** (1994) 491.
- [29] S.P. Knurenko, A.A. Ivanov, A.V. Sabourov and I.Y. Sleptsov, “Average Mass Composition of Primary Cosmic Rays in the Superhigh Energy Region by the Yakutsk Complex EAS Array Data,” in *30th International Cosmic Ray Conference*, vol. 4, pp. 167–170, 7, 2007 [[0711.2348](#)].

- [30] **HiRes-MIA** collaboration, T. Abu-Zayyad et al., “Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from 10^{17} eV to $10^{18.3}$ eV using a hybrid fluorescence technique,” *Astrophys. J.* **557** (2001) 686 [astro-ph/0010652].
- [31] **HiRes** collaboration, R.U. Abbasi et al., “A Study of the composition of ultrahigh energy cosmic rays using the High Resolution Fly’s Eye,” *Astrophys. J.* **622** (2005) 910 [astro-ph/0407622].
- [32] **Pierre Auger** collaboration, M. Unger, “Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory,” *Astron. Nachr.* **328** (2007) 614 [0706.1495].
- [33] R. Alves Batista et al., “Open Questions in Cosmic-Ray Research at Ultrahigh Energies,” *Front. Astron. Space Sci.* **6** (2019) 23 [1903.06714].
- [34] **Tibet ASgamma** collaboration, M. Amenomori et al., “First Detection of sub-PeV Diffuse Gamma Rays from the Galactic Disk: Evidence for Ubiquitous Galactic Cosmic Rays beyond PeV Energies,” *Phys. Rev. Lett.* **126** (2021) 141101 [2104.05181].
- [35] S. Wakely and D. Horan, available at <http://tevcat.uchicago.edu>.
- [36] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Mayer, “Grandes gerbes cosmiques atmospheriques contenant des corpuscules ultrapenetrants,” *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.* **206** (1938) 1721.
- [37] cosmic-ray air showers <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/Showers.html>.
- [38] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, 培風館 (2004).
- [39] T.K. Gaisser, R. Engel and E. Resconi, Cambridge University Press, 2 ed. (2016), 10.1017/CBO9781139192194.
- [40] V.V. Prosin et al., “Primary CR energy spectrum and mass composition by the data of Tunka-133 array” *EPJ Web Conf.* **99** (2015) 04002.
- [41] **Tunka** collaboration, “Tunka-133: Primary Cosmic Ray Mass Composition in the Energy Range $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$ eV,” in *32th International Cosmic Ray Conference*, vol. 1, p. 197, 2011.
- [42] S.P. Knurenko and A. Sabourov, “The depth of maximum shower development and its fluctuations: cosmic ray mass composition at $E_0 \geq 10^{17}$ eV” *Astrophysics and Space Sciences Transactions* **7** (2011) 251.
- [43] S.P. Knurenko and A. Sabourov, “Study of cosmic rays at the Yakutsk EAS array: Energy spectrum and mass composition” *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **212-213** (2011) 241.
- [44] J.W. Fowler, L.F. Fortson, C.C.H. Jui, D.B. Kieda, R.A. Ong, C.L. Pryke et al., “A Measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee” *Astropart. Phys.* **15** (2001) 49 [astro-ph/0003190].
- [45] **HiRes-MIA** collaboration, T. Abu-Zayyad et al., “Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from 10^{17} eV to $10^{18.3}$ eV using a hybrid fluorescence technique” *Astrophys. J.* **557** (2001) 686 [astro-ph/0010652].
- [46] **HiRes** collaboration, R.U. Abbasi et al., “Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV” *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 161101 [0910.4184].

- [47] P. Facal in *32th International Cosmic Ray Conference*, vol. 2, p. 105, 2011.
- [48] C.C.H.J. and, “Cosmic Ray in the Northern Hemisphere: Results from the Telescope Array Experiment” *Journal of Physics: Conference Series* **404** (2012) 012037.
- [49] T. Pierog and K. Werner, “Muon Production in Extended Air Shower Simulations” *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 171101 [astro-ph/0611311].
- [50] S. Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model” *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018 [1010.1869].
- [51] E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, “Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1” *Phys. Rev. D* **80** (2009) 094003 [0906.4113].
- [52] T. Bergmann, R. Engel, D. Heck, N.N. Kalmykov, S. Ostapchenko, T. Pierog et al., “One-dimensional Hybrid Approach to Extensive Air Shower Simulation” *Astropart. Phys.* **26** (2007) 420 [astro-ph/0606564].
- [53] B. Keilhauer, M. Bohacova, M. Fraga, J. Matthews, N. Sakaki, Y. Tameda et al., “Nitrogen fluorescence in air for observing extensive air showers,” *EPJ Web of Conferences* **53** (2013) 01010.
- [54] R. Abbasi et al., “Air fluorescence measurements in the spectral range 300-420 nm using a 28.5-GeV electron beam,” *Astropart. Phys.* **29** (2008) 77 [0708.3116].
- [55] F. Kakimoto, E. Loh, M. Nagano, H. Okuno, M. Teshima and S. Ueno, “A measurement of the air fluorescence yield,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **372** (1996) 527.
- [56] F. Nerling, J. Bluemer, R. Engel and M. Risse, “<https://arxiv.org/abs/0902.0548> distributions in high-energy air showers: Description of Cherenkov light production,” *Astropart. Phys.* **24** (2006) 421 [astro-ph/0506729].
- [57] **AIRFLY** collaboration, M. Ave et al., “Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons,” *Astropart. Phys.* **28** (2007) 41 [astro-ph/0703132].
- [58] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki and K. Ando, “New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays,” *Astropart. Phys.* **22** (2004) 235 [astro-ph/0406474].
- [59] P.A. Cherenkov, “Visible luminescence of pure liquids under the influence of γ -radiation,” *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **2** (1934) 451.
- [60] K. Kamata and J. Nishimura, “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers,” *Progress of Theoretical Physics Supplement* **6** (1958) 93
<https://academic.oup.com/ptps/article-pdf/doi/10.1143/PTPS.6.93/5270594/6-93.pdf>.
- [61] J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi, “ENERGY SPECTRUM AND STRUCTURE OF LARGE AIR SHOWERS,” *J. Phys. Soc. Japan* **Vol: 17: Suppl. A-III** (1962) .
- [62] J. Linsley, “Thickness of the particle swarm in cosmic ray air showers,” *J. Phys. G* **12** (1986) 51.
- [63] T. Hara et al., “Characteristics of Large Air Shower at core distance between 1 km and 2 km,” in *18th International Cosmic Ray Conference*, vol. 6, p. 95, 1983.

- [64] M. Teshima et al., “Properties of 10^9 GeV- 10^{10} GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100 m and 3000 m,” *J. Phys. G* **12** (1986) 1097.
- [65] 村山喬, 乗鞍シンポジウム報告 1958.
- [66] KASCADE ウェブサイト <https://kcdc.iap.kit.edu/information/aboutKASCADE/>.
- [67] **KASCADE Grande** collaboration, A. Haungs et al., “High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande,” *PoS EPS-HEP2013* (2013) 398 [1308.1485].
- [68] A.A. Ivanov, S.P. Knurenko and I.Y. Sleptsov, “Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays,” *New Journal of Physics* **11** (2009) 065008.
- [69] S. Ostapchenko, “Status of QGSJET,” *AIP Conf. Proc.* **928** (2007) 118 [0706.3784].
- [70] N.M. Budnev et al., “The primary cosmic-ray energy spectrum measured with the Tunka-133 array,” *Astropart. Phys.* **117** (2020) 102406 [2104.03599].
- [71] V.V. Prosin et al., “Results from Tunka-133 (5 years observation) and from the Tunka-HiSCORE prototype,” *EPJ Web Conf.* **121** (2016) 03004.
- [72] S. Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model,” *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018 [1010.1869].
- [73] Ice Cube ウェブサイト <https://icecube.wisc.edu/>.
- [74] **IceCube** collaboration, M.G. Aartsen et al., “The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems,” *JINST* **12** (2017) P03012 [1612.05093].
- [75] **IceCube** collaboration, M.G. Aartsen et al., “Cosmic ray spectrum and composition from PeV to EeV using 3 years of data from IceTop and IceCube,” *Phys. Rev. D* **100** (2019) 082002 [1906.04317].
- [76] Z. Cao, F.A. Aharonian, Q. An, Axikegu, L.X. Bai, Y.X. Bai et al., “Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ -ray Galactic sources,” *Nature* **594** (2021) 33.
- [77] **LHAASO*†**, **LHAASO** collaboration, Z. Cao et al., “Peta-electron volt gamma-ray emission from the Crab Nebula” *Science* **373** (2021) 425 [2111.06545].
- [78] **HEGRA** collaboration, F. Aharonian et al., “The Crab nebula and pulsar between 500-GeV and 80-TeV. Observations with the HEGRA stereoscopic air Cerenkov telescopes” *Astrophys. J.* **614** (2004) 897 [astro-ph/0407118].
- [79] **H.E.S.S.** collaboration, F. Aharonian et al., “Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.” *Astron. Astrophys.* **457** (2006) 899 [astro-ph/0607333].
- [80] **MAGIC** collaboration, S. Ansoldi et al., “Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab pulsar detected by MAGIC” *Astron. Astrophys.* **585** (2016) A133 [1510.07048].
- [81] **MAGIC** collaboration, V.A. Acciari et al., “MAGIC very large zenith angle observations of the Crab Nebula up to 100 TeV” *Astron. Astrophys.* **635** (2020) A158 [2001.09566].

- [82] **ARGO-YBJ** collaboration, B. Bartoli et al., “Crab Nebula: five-year observation with ARGO-YBJ” *Astrophys. J.* **798** (2015) 119 [1502.05665].
- [83] P. Satunin, “New constraints on Lorentz Invariance violation from Crab Nebula spectrum beyond 100 TeV” *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 1011 [1906.08221].
- [84] M. Amenomori et al., “First Detection of Photons with Energy Beyond 100 TeV from an Astrophysical Source” *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 051101 [1906.05521].
- [85] **Tibet ASgamma** collaboration, M. Takita et al., The Tibet AS+MD Project; status report 2017*PoS ICRC2017* (2018) 831.
- [86] **Tibet AS γ** collaboration, M. Amenomori et al., “Potential PeVatron supernova remnant G106.3+2.7 seen in the highest-energy gamma rays” *Nature Astron.* **5** (2021) 460 [2109.02898].
- [87] V.A. Acciari, E. Aliu, T. Arlen, T. Aune, M. Bautista, M. Beilicke et al., “DETECTION OF EXTENDED VHE GAMMA RAY EMISSION FROM G106.3+2.7 WITH VERITAS,” *The Astrophysical Journal* **703** (2009) L6.
- [88] Y. Xin, H. Zeng, S. Liu, Y. Fan and D. Wei, “VER J2227+608: A Hadronic PeVatron Pulsar Wind Nebula?,” 1907.04972.
- [89] A.A. Abdo, B.T. Allen, T. Aune, D. Berley, C. Chen, G.E. Christopher et al., “MILAGRO OBSERVATIONS OF MULTI-TeV EMISSION FROM GALACTIC SOURCES IN THE FERMI BRIGHT SOURCE LIST,” *The Astrophysical Journal* **700** (2009) L127.
- [90] **HAWC** collaboration, A. Albert et al., “HAWC J2227+610 and its association with G106.3+2.7, a new potential Galactic PeVatron,” *Astrophys. J. Lett.* **896** (2020) L29 [2005.13699].
- [91] **Telescope Array** collaboration, D. Ivanov, “Energy Spectrum Measured by the Telescope Array,” *PoS ICRC2019* (2020) 298.
- [92] R.U.A. et al, “The Cosmic-Ray Composition between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode,” *The Astrophysical Journal* **909** (2021) 178.
- [93] **Pierre Auger** collaboration, P. Abreu et al., “Energy spectrum of cosmic rays measured using the Pierre Auger Observatory,” *PoS ICRC2021* (2021) 324.
- [94] G.K. Mezek, “Mass composition of cosmic rays with energies from $10^{17.2}eV$ to $10^{20}eV$ using surface and fluorescence detectors of the Pierre Auger Observatory,” *EPJ Web Conf.* **191** (2018) 08008.
- [95] **Pierre Auger** collaboration, A. Aab et al., “The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report,” 1604.03637.
- [96] **Pierre Auger** collaboration, A. Aab et al., “The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **798** (2015) 172 [1502.01323].
- [97] T. Pierog, I. Karpenko, J.M. Katzy, E. Yatsenko and K. Werner, “EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider,” *Phys. Rev. C* **92** (2015) 034906 [1306.0121].

- [98] F. Riehn, R. Engel, A. Fedynitch, T.K. Gaisser and T. Stanev, “Hadronic interaction model Sibyll 2.3d and extensive air showers,” *Phys. Rev. D* **102** (2020) 063002 [1912.03300].
- [99] G. Thomson, “Physics of the TALE Experiment,” in *30th International Cosmic Ray Conference*, vol. 5, pp. 1593–1596, 7, 2007.
- [100] *Analog Device 8-Bit 20 MSPS, 60 mW Sampling A/D Converter* (accessed. Dec. 28, 2022) [<https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD775.pdf>].
- [101] NOAA/ESRL *Radiosonde Database* https://ruc.noaa.gov/raobs/General_Information.html.
- [102] *Global Data Assimilation System* <https://www.ncei.noaa.gov/products/weather-climate-models/global-data-assimilation>.
- [103] *National Oceanic and Atmospheric Administration, Global Data Assimilation System (GDAS)* [<https://ready.arl.noaa.gov/gdas1.php>].
- [104] T. Tomida, Y. Tsuyuguchi, T. Arai, T. Benno, M. Chikawa, K. Doura et al., “The atmospheric transparency measured with a LIDAR system at the Telescope Array experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **654** (2011) 653.
- [105] **HiRes** collaboration, R. Abbasi et al., “Techniques for measuring atmospheric aerosols at the high resolution fly’s eye experiment,” *Astropart. Phys.* **25** (2006) 74 [astro-ph/0512423].
- [106] **Telescope Array** collaboration, T. Uehama, T. Tomida, K. Yamazaki and S. Udo, “Measurement of atmospheric transparency in Telescope Array using Central Laser Facility,” *PoS ICRC2019* (2020) 442.
- [107] **Telescope Array** collaboration, T. Tomida et al., “The atmospheric transparency of Telescope Array observation site by the CLF,” *PoS ICRC2021* (2021) 217.
- [108] D. Heck et al. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers* (1998) .
- [109] A. Ferrari, P.R. Sala, M. /CERN /INFN, A. Fasso, /SLAC, J. Ranft et al., “FLUKA: A Multi-Particle Transport Code,” .
- [110] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W. Rogers, “EGS4 code system,” .
- [111] M. Kopal, “A thinning method using weight limitation for air-shower simulations,” *Astroparticle Physics* **15** (2001) 259.
- [112] D.S. Gorbunov, G.I. Rubtsov and S.V. Troitsky, “Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression,” *Phys. Rev. D* **76** (2007) 043004 [astro-ph/0703546].
- [113] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J.N. Matthews and G.B. Thomson, “Dethinning Extensive Air Shower Simulations,” *Astropart. Phys.* **35** (2012) 759 [1104.3182].
- [114] B. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J. Matthews and G. Thomson, “Dethinning extensive air shower simulations,” *Astroparticle Physics* **35** (2012) 759.
- [115] Telescope Array Collaboration, “CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector,” 2014. 10.48550/ARXIV.1403.0644.

- [116] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai et al., “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53** (2006) 270.
- [117] S. Lafebre, R. Engel, H. Falcke, J. Hörandel, T. Huege, J. Kuijpers et al., “Universality of electron–positron distributions in extensive air showers,” *Astroparticle Physics* **31** (2009) 243.
- [118] Hough transform algorithm
<https://towardsdatascience.com/lines-detection-with-hough-transform-84020b3b1549>.
- [119] **HiRes** collaboration, R.U. Abbasi et al., “Monocular Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the HiRes Experiment,” *Astropart. Phys.* **23** (2005) 157 [astro-ph/0208301].
- [120] **Telescope Array** collaboration, T. Fujii et al., “An event reconstruction method for the Telescope Array Fluorescence Detectors,” *AIP Conf. Proc.* **1367** (2011) 149.
- [121] T.K. Gaisser, T. Stanev and S. Tilav, “Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers,” *Front. Phys. (Beijing)* **8** (2013) 748 [1303.3565].
- [122] T.Z. AbuZayyad, Ph.D. thesis, University of Utah, 2000.
- [123] **HiRes** collaboration, R.U. Abbasi et al., “First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression,” *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 101101 [astro-ph/0703099].
- [124] **Telescope Array** collaboration, R.U. Abbasi et al., “The Cosmic-Ray Energy Spectrum between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE detector in monocular mode,” *Astrophys. J.* **865** (2018) 74 [1803.01288].
- [125] J.A. Nelder and R. Mead, “A Simplex Method for Function Minimization,” *Comput. J.* **7** (1965) 308.