

2022年度 修士論文

次世代の極高エネルギー宇宙線観測実験のための
新型大気蛍光望遠鏡の集光カメラの開発

2023年1月25日

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

学籍番号 0530-33-8519

長澤 広武

概要

最近の観測により、地上の粒子加速器の加速限界をはるかに凌駕するエネルギーを持つ粒子、極高エネルギー宇宙線（UHECR）が到来していることが明らかになってきた。この UHECR は銀河磁場で曲げられずに地球まで到来していると考えられており、その起源・加速機構を研究することで宇宙の爆発的な極高天体現象を解明できることが期待される。現行の実験により、57 EeV 以上の宇宙線における到来方向の異方性の兆候が報告されている。しかし、UHECR の到来頻度は、1 km² あたり 1 世紀にわずか 1 粒子と極端に少ないため、起源・加速機構の研究には年間観測事象を一桁増やす必要がある。

Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes（FAST）は、UHECR への感度を飛躍的に高める次世代の宇宙線観測実験である。観測手法としては、UHECR が大気中で発する紫外線蛍光発光を地上に設置した光学系で集光し、焦点面にある光電子増倍管（PMT）で撮像する大気蛍光法を用いる。FAST では、直径 1.6 m の小型光学系と 4 本の直径 20 cm の PMT から成る、30° × 30° の視野角を持つ低コスト型の新型大気蛍光望遠鏡を三角形グリッド上に間隔 20 km でアレイ状に展開し、現状よりも一桁多い年間観測事象数を実現する。FAST の開発研究として、これまでに米国ユタ州のテレスコープアレイ実験（TA）サイトに新型大気蛍光望遠鏡を 3 基、アルゼンチン・メンドーサのピエールオージェ観測所（Auger）サイトに 1 基設置し、現在 Auger サイトに 2 基目の建設へ向けた準備が進行中である。

本論文では、設置予定の新型大気蛍光望遠鏡で使用する 4 本の PMT に対して、実験室にて実施した基礎特性評価について報告する。暗箱内にロボットアームを設置し、その先端に取り付けたレーザー光源によって PMT の応答を調査した。PMT R5912-03 について、増幅率（ゲイン）測定と非一様性測定を行った。また、磁気シールドを取り付けた PMT R5912-03 と、新型 PMT R14688 についても同様の非一様性測定を行った。

FAST の大規模化を目指すにあたって必要となる、新データ波形収集回路の開発についても報告する。この回路では、太陽光パネルによる自立稼働を見据えて低消費電力での稼働や、FAST の将来的な運用に対応したチャンネル数などが要求される。本研究では、最適なトリガー条件を見積もるためのシミュレーションや、完成した試作基板に実装されている Zynq のファームウェアの構築を行った。また、TA サイトで新データ波形収集回路の運用試験を実施し、宇宙線由来の可能性のある信号を検出した。

目次

第1章 極高エネルギー宇宙線	3
1.1 エネルギースペクトル	3
1.1.1 Knee 領域	3
1.1.2 Ankle 領域	4
1.1.3 GZK カットオフ領域	4
1.2 宇宙線起源	6
1.2.1 起源候補	6
1.2.2 加速機構	8
1.2.3 到来方向	9
1.3 質量組成	11
1.4 空気シャワー	13
1.5 極高エネルギー宇宙線観測実験	15
1.5.1 ピエールオージェ観測所	16
1.5.2 テレスコープアレイ実験	17
第2章 FAST	21
2.1 新型大気蛍光望遠鏡	21
2.1.1 望遠鏡デザイン	22
2.1.2 光学的性能	23
2.2 FAST 試作望遠鏡による宇宙線観測	23
2.2.1 キャリブレーション	23
2.2.2 大気モニター	26
2.2.3 空気シャワーイベントの測定	28
2.3 期待される観測性能	29
第3章 光電子増倍管の基礎特性評価	33
3.1 光電子増倍管	33
3.1.1 光電子増倍管の基本原理	33
3.1.2 光電子増倍管の特性	35
3.2 増幅率測定	38
3.3 大口径光電子増倍管の非一様性特性	43
3.3.1 感度・応答速度の非一様性	43
3.3.2 磁気シールドによる地磁気影響軽減効果の評価	47
3.3.3 新型光電子増倍管の非一様性評価	48
3.4 今後の課題	50

第 4 章 新データ波形収集回路の開発	54
4.1 試作基板	54
4.2 ファームウェア開発	59
4.2.1 データ読み出しモジュール	60
4.2.2 データ保存モジュール	64
4.2.3 トリガー判定モジュール	66
4.2.4 データ遅延モジュール	70
4.3 運用テスト	72
4.3.1 PMT 信号入力による運用テスト	72
4.3.2 テレスコープアレイ実験サイトでの運用テスト	74
4.4 今後の課題	80
第 5 章 まとめと今後	81
謝辞	82
参考文献	82
付 録 A	90
A.1 光電子増倍管の非一様性測定結果	90
付 録 B	95
B.1 トリガー効率のシミュレーション	95
付 録 C	98
C.1 Zynq 開発の初期手続き	98
C.2 FADC デバイスの設定	98

第1章 極高エネルギー宇宙線

1912年8月7日、V.F.Hessが上空5 kmでの気球観測実験によって、高度の上昇に伴う放射線強度の増大を発見した（Hessによる2回目のフライトが着陸した日を指している [1]）。このHessによる宇宙線の存在の発見が宇宙線観測の歴史の始まりであるとされる。直後にこの発見は、1913、1914年のKohlhörsterによる上空9 kmでの気球観測実験によって確かめられた [2, 3]。

この宇宙線の発見から100年以上経過した現在においては、最大で 10^{20} eVを越えるエネルギーを持つような宇宙で最も高いエネルギーの粒子が観測されている。このような宇宙線は、極高エネルギー宇宙線（Ultra High Energy Cosmic Ray; UHECR）と呼ばれ、主な組成は陽子と他の原子核である。UHECRは、その非常に高いエネルギーのため、銀河磁場で曲げられることなく地球まで到達していると考えられている。したがって、天体起源の場合はUHECRの観測によって、その到来方向と既知の天体との相関が期待され、宇宙で最もエネルギーの高い天体物理学現象に関する情報や、宇宙線が伝搬する磁場の強度と構造などの星間物質に関する情報を得ることができる。このように、UHECRの起源、加速機構、伝搬、および質量組成を理解することは、天体素粒子物理学において重要な課題であり、これまでに多くの観測実験が行われてきた。しかしながら、どのような起源を持つのか、どのような質量組成なのか、仮に天体起源であった場合には天体加速源はどのようなメカニズムで粒子を加速しているのかなど、UHECRの詳細な性質および起源についてはほとんど明らかになっていない。

1.1 エネルギースペクトル

図1.1は、これまでの観測結果から描かれた微分エネルギースペクトルである。図中では、宇宙線のエネルギーと地球への到来頻度の関係性が示されている。この際、エネルギースペクトルは式1.1で表される逆べき乗則 $E^{-\gamma}$ に従う。

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1} \quad (1.1)$$

3×10^{15} EeV未満のエネルギー帯ではスペクトル指数 γ は2.7程度でほぼ一定であるが、それ以上の高エネルギー帯においては、スペクトルが一定ではない特徴的な構造が見られる [4]。このようなスペクトル指数の変動は、宇宙線起源の遷移などによる物理現象に由来すると考えられている。

1.1.1 Knee 領域

3×10^{15} eV程度のエネルギー帯において、スペクトル指数が2.7から3.1程度へと軟化する。このスペクトルの変化が起こるエネルギー帯は「Knee領域」と呼ばれる [6, 7]。天の川銀河内の加速源が 10^{15} eVの数倍程度しかない [8] ことによる、宇宙線フラックスの減少が原因であると考えられている。これは、陽子の一様磁場の中での荷電粒子の円運動の半径（ラーモア半径）が重い原子核のラーモア半径よりも大きいことに起因していることが考えられ、陽子がKnee領域に相当するエネルギー以上で銀河を脱出できることを意味する（ラーモア半径については後述する）。フ

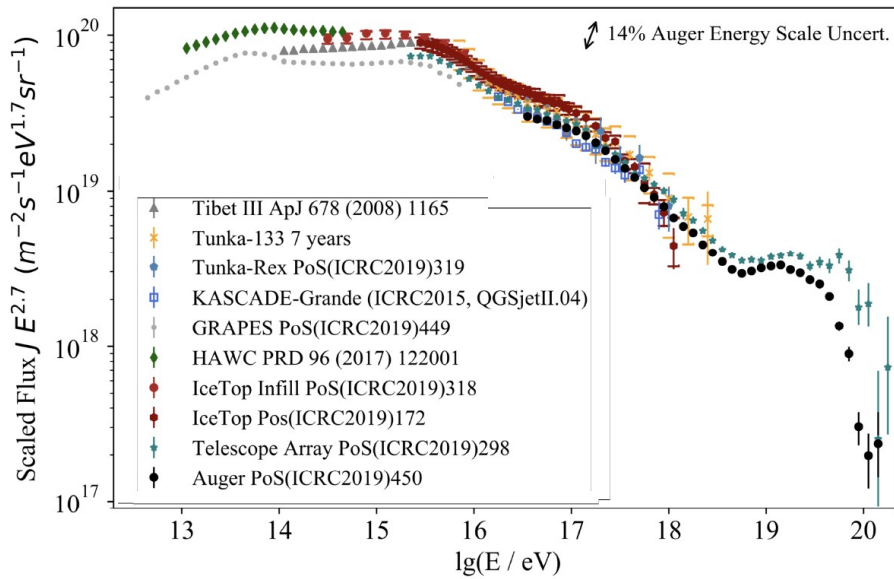


図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル。べきの変化を見やすくするために宇宙線のフラックスに $E^{2.7}$ が掛けられている [5]。

フラックスの減少は、重い原子核よりも簡単に銀河から脱出できるエネルギーの高い陽子によるものであり、この陽子は地球に到達することが難しくなる [9]。

10^{17} eV 以上のエネルギー帯にて、「2nd Knee 領域」が存在し、スペクトルがさらに急こう配に変化する [10]。KASCADE 実験の結果では、2nd Knee 領域が重元素のスペクトルの硬化と軽元素のスペクトルの軟化に対応することが示唆されている [11, 12]。ピエールオージェ観測所 (Auger) の分析技術の向上と統計数の増加により、2nd Knee 領域はより高い精度で測定され、その特徴がスペクトルの急激な変化ではなく、100~200 PeV の範囲に広がる軟化であることが示された [13]。2nd Knee 領域の起源は明らかではないが、剛性依存カットオフモデルによって説明されるように、重い原子核の最大銀河加速エネルギーに起因する可能性がある [6, 14]。また、銀河系外の起源からの陽子が、2nd Knee 領域のフラックスに寄与している可能性も存在している [14, 15]。

1.1.2 Ankle 領域

テレスコープアレイ実験 (TA) と Auger による観測結果を図 1.2 に示す。図 1.1 と 1.2 から分かるように、Knee 領域の先の 5×10^{18} eV 以上のエネルギー帯にて「Ankle 領域」が存在する。このスペクトルのべきの変化が観測されるのは、銀河系外の宇宙線の入射フラックスが支配的になり始める、銀河系内から系外への起源遷移のためであると考えられている。このような高エネルギー帯では、銀河宇宙線フラックスに比べて銀河系外フラックスが支配的となっている可能性がある。

1.1.3 GZK カットオフ領域

6×10^{19} eV 以上の領域にてフラックスの急激な減少が存在することが分かる。これは、大気蛍光検出測定を使用した HiRes 実験によってはじめて統計的に有意に観測された [17, 18]。このスペクトルの減衰は TA と Auger によってそれぞれ北半球と南半球の両方で観測されている [10, 16]。

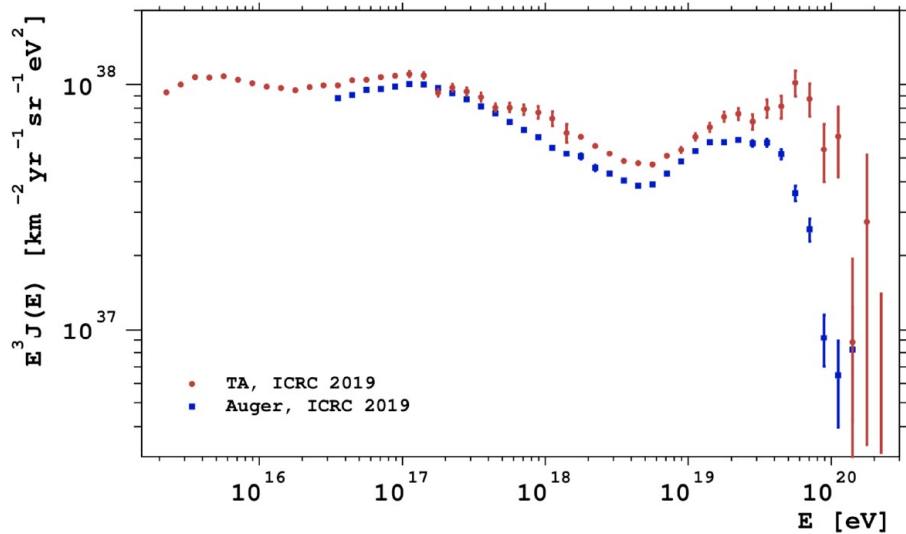


図 1.2: テレスコープアレイ実験 (TA) とピエールオージェ観測所 (Auger) による観測結果 [16]。

しかし、図 1.2 に示すように、実験間の系統的な差を補正したとしても、2つの実験のスペクトルの間には説明ができていない違いが存在している [16]。

スペクトルの減衰は、加速源の最大加速エネルギー、または Greisen-Zatsepin Kuz'min (GZK) 限界として知られる効果によるカットオフとして解釈することができる。GZK 限界とは、UHECR と宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 光子との間の衝突でエネルギーが失われるために発生する [19–21]。 6×10^{19} eV を超えるエネルギーを持つ陽子は、CMB 光子と式 1.2、1.3 といった反応式で表される相互作用によって、中性または荷電パイ中間子が生成される光パイ中間子生成をするため、急速にエネルギーを失う。

$$p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+ \quad (1.2)$$

$$p + \gamma \longrightarrow p + \pi^0 \quad (1.3)$$

荷電パイ中間子の生成の場合では、陽子は中性子に変換される。この急速なエネルギー損失があることにより、GZK 限界を超えるエネルギーを持つ宇宙線は、加速源が非常に地球に近くない限り地球に到達できない。エネルギーが 10^{20} eV を超える宇宙線を測定するには、図 1.3 に示すように、地球から約 100 Mpc 以内に存在する宇宙線の加速源が必要となる。もし、そのような宇宙線が天の川銀河から発生しているとしたら、宇宙線には強い異方性が確認されるはずである。しかし、実際にはそのような強い異方性が観測されていないことから、これらの UHECR が銀河系外起源であることが示唆される。実際、Auger では 8 EeV 以上の宇宙線で銀河の中心とは反対の方向から多くの宇宙線が到来する異方性が確認されている [22, 23]。

E^{-3} でフラックスが減少するため、UHECR では到来頻度が非常に少ないという大きな課題がある。具体的な各エネルギー帯での宇宙線の到来頻度については、 10^{11} eV 以上では毎秒 1 m^2 あたり 1 個程度、Knee 領域以上では 1 年に 1 m^2 あたり 1 個程度、Ankle 領域以上では 1 年に 1 km^2 あたり 1 個程度、GZK カットオフ領域以上では 1 世紀あたり 1 km^2 あたりわずか 1 個程度となっている。このように統計数が限られているため、衛星や気球を使用して UHECR を直接検出することは現実的ではない。したがって、非常に大きな地上設置型検出器を使用した大規模な空気シャワー (Extensive Air Shower; EAS) の研究による宇宙線の間接的測定は、観測事象数を増やすための効果的な手法である。

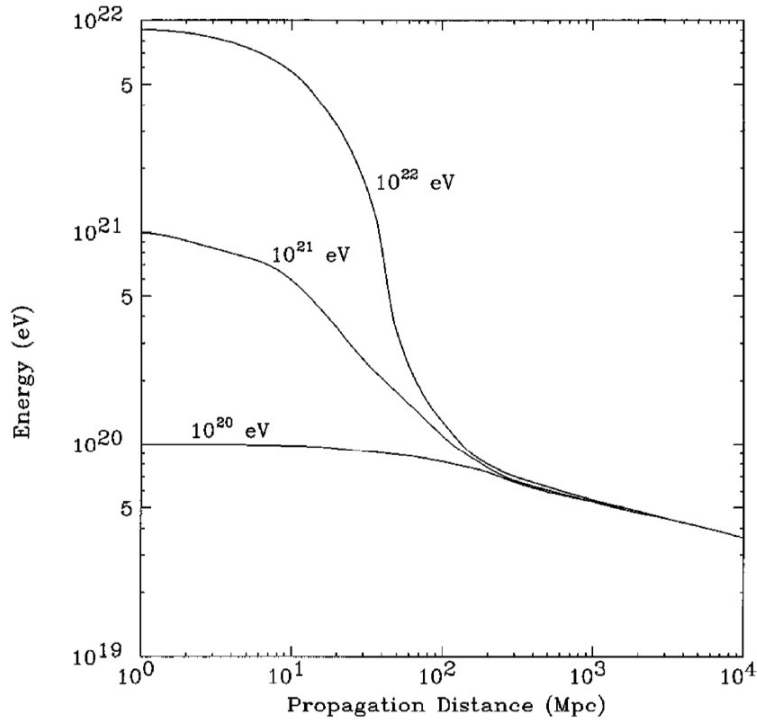


図 1.3: 宇宙線陽子の伝搬距離のエネルギー依存性を示す。非常に高エネルギーに加速された宇宙線であっても、CMB 光子との相互作用によってそのエネルギーを失ってしまう。その平均自由行程は 100 Mpc 程度である [24]。

1.2 宇宙線起源

UHECR の起源の研究は現代物理学において未解明の大きな課題である。起源は何か、どのような機構によって極高エネルギーへと加速されるのか、どのように星間物質 (InterStellar Medium; ISM) を通って伝搬し、地球に到達するのかといった疑問に対してはほとんど解明されておらず、近年より深い理解に向けて研究が進められている。本節では、特に UHECR の起源に関する最近の考察についてまとめる。

1.2.1 起源候補

UHECR の起源としては、トップダウンモデルとボトムアップモデルの 2 つが考えられている。トップダウンモデルでは、粒子の起源は質量が 10^{20} eV 以上の未知の超大質量粒子の崩壊が極高エネルギー粒子の起源であると考えられている [25]。電子、陽電子、ニュートリノを含む他の粒子の中で大量の光子が生成される結果として、UHECR への崩壊が考えられている。したがって、極高エネルギーの光子とニュートリノの初検出もしくは上限値は、トップダウンとボトムアップのシナリオを区別するために重要である [26, 27]。なお、高エネルギー光子のフラックスに対する上限値は一部のトップダウンのシナリオを否定している [28–30]。観測されたエネルギー粒子は初期宇宙からの超大質量粒子の崩壊に由来していることが提案されている。一方、ボトムアップモデルにおいては、宇宙線が極限的な天体物理環境で加速され、最終的に加速源から脱出するまでエネルギーを得ることが提案されている。UHECR が荷電粒子の天体物理的な衝撃波加速の結果であると考えられており、実際にフェルミ加速モデルでは前節で説明したスペクトルと同様のべ

き乗スペクトルを生成する。しかし、これらの加速モデルは 10^{20} eV 以上のエネルギーの UHECR に対しても拡張できなければならない。

ボトムアップモデルの場合の起源候補について考えると、フェルミの衝撃波加速 (Diffusive Shock Acceleration; DSA) モデルから、加速源サイズに基づいて、その加速源における最大加速エネルギーを導き出すことができる (DSA モデルについては後述)。加速源にて加速され得るエネルギーは、粒子が強度 B の磁場を通過するときのラーモア半径によって制約される。ラーモア半径は式 1.4 で与えられる [31]。

$$r_L = \frac{p_{\perp}}{ZeB} \quad (1.4)$$

ここで、 p_{\perp} は磁気に垂直な粒子の運動量であり、 Ze は粒子の電荷である。粒子のラーモア半径が加速源領域のサイズに近づくにつれて、粒子が加速源から脱出できる可能性が高くなる。この制限を考慮すると、とある加速源にて得られる宇宙線の最大加速エネルギーは式 1.5 と表すことができる。

$$E_{\max} \leq \gamma ZeBr_L \quad (1.5)$$

ここで、 γ は衝撃波のローレンツ因子である。この関係を考慮して、宇宙線を極高エネルギーにまで加速でき得る可能性のある加速源を示したものが、図 1.4 に示す Hillas プロットである [32]。この中で UHECR の加速源として考えられているのは、ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst; GRB)、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN)、銀河団、スターバースト銀河、巨大電波銀河、パルサー、および銀河間物質 (InterGalactic medium; IGM) がある [33]。

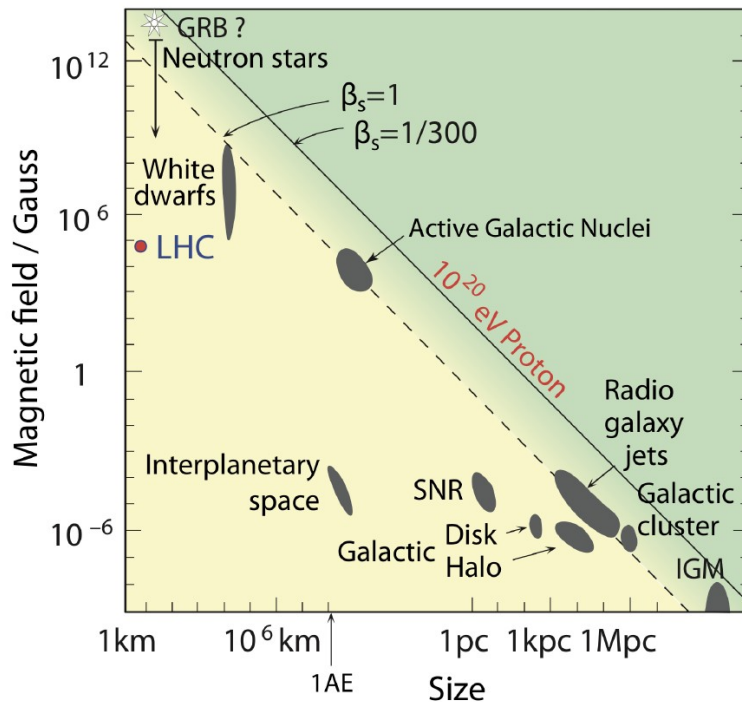


図 1.4: Hillas プロット [32]。加速源の大きさや磁場強度、および粒子の脱出可能性を考慮して、宇宙線を極高エネルギーにまで加速でき得る加速源が示されている。

また、加速後の宇宙線粒子の軌道についても、銀河内および銀河外空間に存在する磁場の影響を受けてその軌道が曲げられる。この銀河磁場と系外磁場による宇宙線軌道への影響から、宇宙線の起源について考察することができる。銀河の磁場には $3 \sim 4 \mu\text{G}$ (3×10^{-10} T) 程度の定常成

分があり [31, 34]、また、銀河系外の磁場強度は 10^{-9} G 程度と推定されている [35]。これらの磁場によって、式 1.6 で与えられるラーモア半径を持つローレンツ力がはたらいて荷電粒子の軌道が曲げられてしまう。

$$r = \frac{p}{ZeB} = \frac{\rho}{cB} \quad (1.6)$$

ここで、 p は荷電粒子の運動量、 Ze は粒子の電荷、 B は磁場、 ρ は磁気剛性である。

$$\rho = \frac{E}{ZecB} \quad (1.7)$$

この式 1.7 から、宇宙線粒子の軌道が曲げられる効果はその宇宙線粒子のエネルギーと電荷の両方に依存することが分かる。銀河磁場内でエネルギーが 10^{20} eV 程度の陽子を考えると 100 kpc 程度のラーモア半径を持ち、これは銀河半径の 16 kpc よりもずっと大きい。したがって、銀河内で加速された 10^{20} eV の陽子はほぼ真っ直ぐな軌道で移動することができる。このことに加えて、天の川銀河系内に明確な宇宙線起源が無いことから、UHECR が天の川銀河系外に起源を持つと考えられる。

銀河系外の磁場については不明確なことが多いが、この磁場によって宇宙線の軌跡がランダムに曲げられると予想されている [36]。また、銀河磁場には定常成分と合わせて全体で $6 \mu\text{G}$ 以上の銀河磁場強度を与える、より小さいスケールの不規則成分も存在する [34]。粒子のエネルギーが十分に大きい（または粒子の電荷が十分に小さい）場合にはこれらの不規則性を無視できるが、ラーモア半径が小さい低エネルギー（または粒子の電荷がより大きい）粒子は、不規則成分の磁力線に閉じ込められると考えられている。

1.2.2 加速機構

宇宙線が極高エネルギーまで加速されるメカニズムは未解明であるが、その膨大なエネルギーを説明するモデルが幾つか提案されている。1949 年に Enrico Fermi によって、フェルミ加速として知られている確率的加速モデルを最初に提案された [37]。このモデルは後に拡張され、拡散衝撃波加速 (DSA) として知られるモデルによって、宇宙線と天体物理的衝撃との加速機構を説明できるようになった [38]。

二次フェルミ加速と呼ばれるフェルミ独自の加速モデルは、宇宙線粒子と ISM 内のガス雲との相互作用を考慮した統計加速モデルである。このモデルでは、速度 v で移動する ISM 雲の存在を仮定すると、ISM 雲に入射した荷電粒子（宇宙線）はこの ISM 雲との相互作用によって、最終的に β^2 に比例するエネルギー利得を得る。ここで、 $\beta = v/c$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ である。ただし、正面衝突の確率とエネルギー利得は、エネルギーが失われる後方衝突の確率よりもわずかに高い程度であることにより、このモデルにおいては僅かなエネルギー利得しか得られない ($\beta \ll 1$) [39]。

モデルにおけるエネルギー利得の問題を改善するために、フェルミの理論は一次フェルミ加速モデルに拡張された [38, 40, 41]。新しい DSA モデルは宇宙線粒子と ISM ガス雲との多くの反復相互作用を考慮しており、超新星などの強い天体物理的衝撃で発生する。超新星では複数の太陽質量の物質が 100 km/s 程度の速度で放出される場合があり、ISM の速度（約 10 m/s）を大幅に上回る。これによって生成される衝撃波面が半径方向外側に伝搬し、ISM 物質に関連した磁場が衝撃波面に蓄積される。衝撃波面が ISM を通って伝搬するとき、宇宙線粒子が ISM 雲と衝突して相互作用をして粒子が衝撃波前線に向かって放出され、そこで加速プロセスが繰り返される。このプロセスによって、粒子は衝撃波を横切って前後に跳ね返りながらエネルギーを獲得し続ける。最終的に平均部分エネルギー利得は β に比例する形で与えられ、フェルミの 2 次加速と比べて大幅に効率的な加速メカニズムが得られる。

DSA モデルで得られる微分エネルギースペクトルは、衝撃波に含まれる宇宙線の数と、宇宙線が衝撃から逃げる速度を考慮することで導き出すことができる。最初の粒子数 N_0 と

$$N_k = N_0 P(1 - P)^{k-1} \quad (1.8)$$

が与えられた場合、 k 回交差した後に衝撃波から逃げる粒子の数を考える。 k 番目のステップで逃げる粒子の数は、前の $k - 1$ 番目のステップまでを生き残った数に脱出確率 P を掛けた数で表すことができる。衝撃波面に戻る確率は $1 - P$ で与えられるので、衝撃波面を越えて k 回戻る確率は次のように与えられる。

$$P(\text{cross} \geq k) = (1 - P)^k \quad (1.9)$$

したがって、 k 回通過した後のエネルギーは、

$$E_k = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^k \quad (1.10)$$

となる。また、エネルギー E の粒子数は次式によって決定される。

$$\frac{dN}{dE} = N_k \frac{dE(k)}{dE} = N_k E_k \ln(1 + f) \quad (1.11)$$

ここで、 $f = \Delta E/E$ である。以上から、次式が導かれる。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N_0 P}{(1 - P) E_0 \ln(1 + f)} \left(\frac{E_k}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+f)} - 1} \quad (1.12)$$

このように、微分エネルギースペクトルは式 1.1 と同じ形式になり、スペクトル指数については、

$$\gamma = \frac{\ln(1 - P)}{\ln(1 + f)} - 1 \approx \frac{R + 2}{R - 1} \quad (1.13)$$

となる。 $R = 4$ の場合では E^{-2} となり、観測結果によるスペクトル内の Knee 領域における $E^{-2.7}$ を下回っている。これは、観測結果によるスペクトルでは、衝撃波から脱出できる確率が部分的なエネルギー利得よりも大きい、すなわち $P > f$ であるため、より急こう配になっていると考えられている。これは、銀河からの宇宙線のエネルギーに依存した脱出によって説明される [39]。

1.2.3 到来方向

荷電粒子は磁場中を曲がってランダムな軌道を移動するため、宇宙線はほぼ等方的に地球に到達することが期待される。これは通常、到来方向が実際の出発点を示していないことを意味するため、粒子が加速された起源を特定することは困難である。ただし、磁場による軌道への影響が小さい UHECR では、その軌道は加速源からより真っ直ぐな経路をたどることができるため、その加速源を特定することが可能であると考えられている。したがって、UHECR の研究においては、宇宙線の起源を探るために粒子の到来方向の異方性について調べる重要な意義を持つ。

極高エネルギーにおいて大角度異方性が観測された例としては、振幅 $6.6^{+1.2}_{-0.8}\%$ の銀河中心から 125° 以上離れた方向を指す双極子異方性が、8 EeV 以上のエネルギー帯において Auger によって観測された [22, 23, 42]。エネルギーの関数としての宇宙線フラックスが図 1.5 に、双極子振幅と位相を図 1.6 に示す。Auger のこれらの結果は、8 EeV 以上で観測される宇宙線の起源が銀河系外であることを示している。その一方で、1 EeV 未満といったより低いエネルギーでは、銀河中心

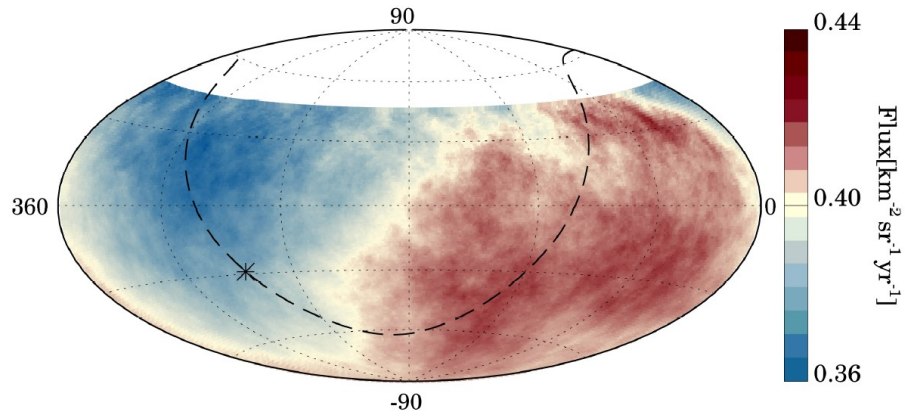


図 1.5: Auger によって観測された 8 EeV を超える宇宙線フラックスの赤道座標マップ。図中の星印は銀河中心である。銀河中心の方向から 125° 離れたほぼ反対の方向にある過剰フラックスが見られる [22, 23]。

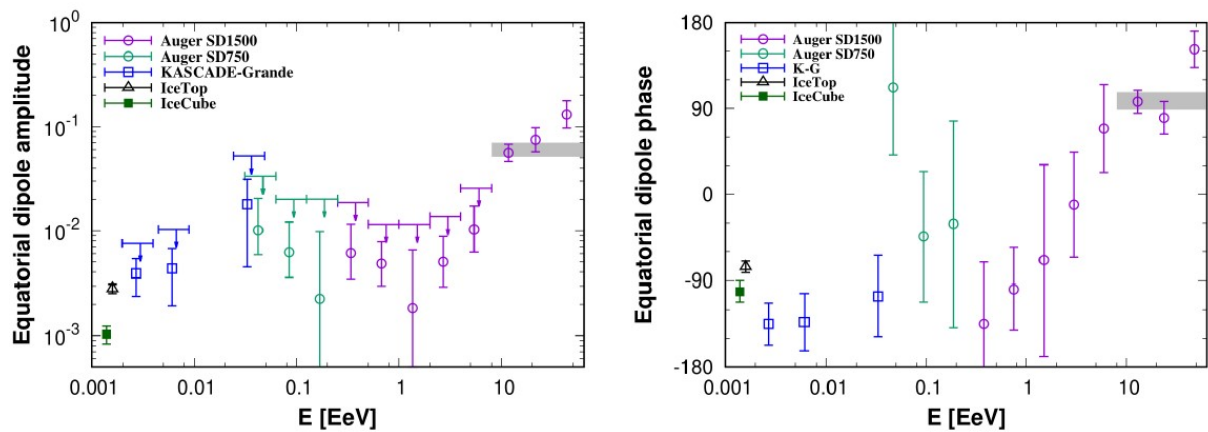


図 1.6: Auger によって観測されたエネルギーの関数としての双極子異方性の振幅（左図）と位相（右図） [22]。低エネルギーにて IceCube、IceTop、KASCADE-Grande による観測結果も表示されている [43–45]。

の方向における双極子異方性が確認されている [43–45]。UHECR の銀河系外起源のさらなる証拠として、宇宙線の到来方向と近傍のスターバースト銀河との相関関係が Auger によって発見された。39 EeV を超えるエネルギーでスターバースト銀河の異方成分 9.7%、等方成分 90.3% の場合に、 4.0σ の有意性が見られた [46]。なお、スターバースト銀河とのそのような相関関係の有意な観測結果は TA では確認されていない [47]。

また、大角度異方性だけでなく 2 つの中角度異方性の証拠が観測されている。それは、TA によって観測された北半球のホットスポットと [48, 49]、南半球の Auger によって観測されたケンタウロス座 A 周辺のウォームスポットである。図 1.7 に示す TA ホットスポットは 57 EeV 以上のエネルギー帯で観測され、おおぐま座銀河団の方向に位置している。最初の 5 年間の TA の観測データでは、観測結果の有意性が 3.4σ であるとされていたが [48]、11 年間の観測データの結果においては 2.9σ に減少した [49]。また、Auger によって観測されたケンタウロス座 A からのフラックス過剰は 3.9σ の有意度で等方性仮説を否定している [50, 51]。ただし、TA や Auger において観測されたこれらのホットスポットは、いずれも観測事象数が不足しているために統計的に十分に有意とは言えない。

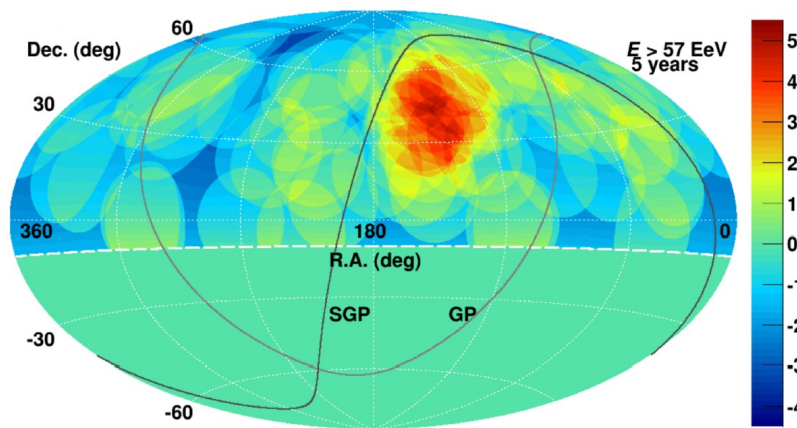


図 1.7: TA によって観測された 57 EeV 以上のエネルギーにおける宇宙線フラックス検出数有意度マップ。2008 年 5 月から 2013 年 5 月の観測データが使用されている [48]。

1.3 質量組成

10^{14} eV 未満のエネルギーの宇宙線に対しては、高高度気球測定と衛星測定によって宇宙線ごとの組成を直接測定することができる。しかし、UHECR では空気シャワーの間接観測によるのみ可能である。UHECR の質量組成を測定するには、空気シャワー内の粒子数が最大になる大気深さ X_{\max} とシャワーのエネルギー E を同時に測定することが最も信頼できる手法である。現在のところ、空気シャワー発達過程を直接観測できる検出方法のうち、大気蛍光望遠鏡 (FD) による観測のみが極高エネルギーで X_{\max} を測定するのに十分な分解能を持つ。地表粒子検出器アレイ (SD) でも、地表におけるシャワー内のミュオンと電子の数を別々に測定することによって、原理的には宇宙線のエネルギーと質量を推定することができる。ただし、通常は解像度が低くなることに加えて、空気シャワー発達におけるハドロン相互作用モデルの不定性による影響が大きい。

空気シャワー発達の不確定性により、UHECR に対して質量組成をイベントごとに識別することは困難である。ただし、平均質量組成は 1 次粒子の質量組成と相関するシャワー観測量から推定できる。同じエネルギーを持つ 1 次粒子であっても、大きな 1 次粒子質量を持つシャワーは軽い質量の場合よりも浅い大気深さで最大発達するため、 X_{\max} は 1 次粒子の原子質量の対数に反比例する。さらに、とある質量の 1 次粒子による空気シャワーは複数の陽子のシャワーとしてみなすことができるため、質量の増加とともにシャワー発達の変動が小さくなる。したがって、 X_{\max} 分布の幅は質量の増加とともに減少すると予想される。

X_{\max} 分布はハドロン相互作用モデルの予測と比較され、分布の平均 $\langle X_{\max} \rangle$ と標準偏差 $\sigma(X_{\max})$ から、エネルギーの関数として宇宙線の平均質量組成について考察することができる。なお、与えられた $\langle X_{\max} \rangle$ の測定値は異なる質量組成の混合物に起因している可能性があるため、 $\langle X_{\max} \rangle$ だけでは組成分散の影響を受けない。例えば、陽子と鉄の混合物はヘリウムと窒素の混合物と同じ $\langle X_{\max} \rangle$ を生成できる。その一方で、 $\sigma(X_{\max})$ は X_{\max} 分布の成分のバラつきに対応するため、先ほどの例においては、 $\sigma(X_{\max})$ は 2 つの異なる質量組成の混合物を区別することができる。

空気シャワーで発生する粒子相互作用は粒子加速器の範囲をはるかに超えるエネルギーで起こり、加速器から UHECR 領域までの測定値を推定するために、3 桁以上外挿された高エネルギー相互作用モデルが使用される。推定に使用される高エネルギーハドロン相互作用モデルには QGSJetII-04 [52,53]、EPOS-LHC [54]、Sibyll2.3 [55]、Sibyll2.3c [56] がある。これらのモデルはそれぞれ独自のものであり、空気シャワー測定に対して異なる推定値を与える。

Auger と TA の観測結果による、エネルギーの関数としての平均シャワー最大発達大気深さ $\langle X_{\max} \rangle$ に関する現在の観測結果を図 1.8 の左に示す。また、シャワー最大発達大気深さのイベントごとの変動は図 1.8 の右に示す。比較のために、LHC データ用に調整されたハドロン相互作用モデルを使用した、陽子および鉄を 1 次粒子とする空気シャワーシミュレーションの $\langle X_{\max} \rangle$ の予測を赤と青の線で示す。 X_{\max} 分布の平均と標準偏差の測定値は、エネルギーが Ankle 領域に向

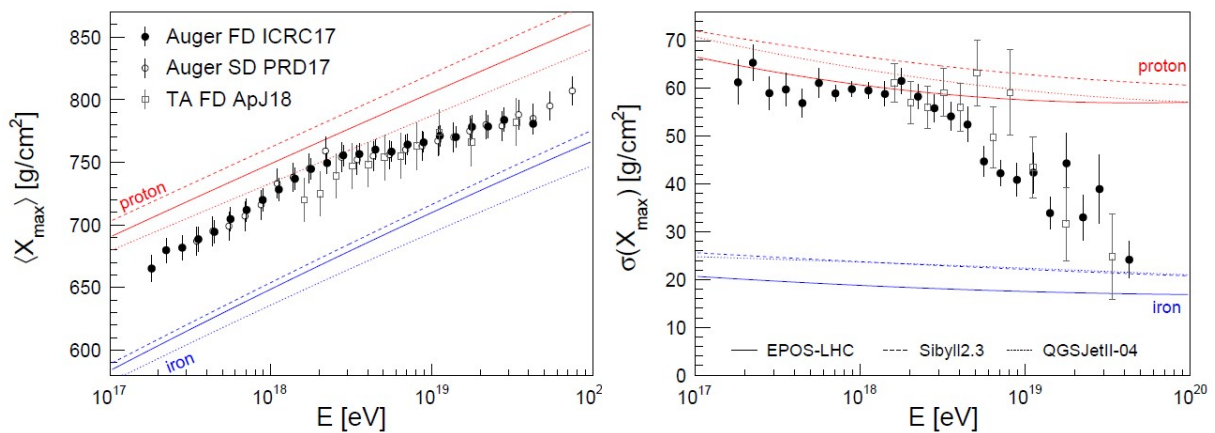


図 1.8: TA と Auger の観測結果を基にした空気シャワーの X_{\max} 分布 [57–59]。左：シャワー最大発達大気深さの平均値。右：シャワー最大発達大気深さの標準偏差。TA の測定点は、Auger のエネルギースケールと一致するようにエネルギーで 10.4% シフトされている [60]。陽子、鉄を 1 次粒子とする空気シャワーのシミュレーションから得られた X_{\max} の平均値と標準偏差のエネルギーに対する変化は、それぞれ赤と青の線で示されている。線の種類はシミュレーションで使用された様々なハドロン相互作用モデルを示す [52, 54, 61]。

かって増加するにつれて (約 $10^{18.3}$ eV まで) 宇宙線の組成が軽くなり、極高エネルギーに近づくと再び重なることを示唆している。Auger-SD による観測結果は極高エネルギーでこの傾向が平

増大することを示唆しているが、統計的に有意な結果とはなっていない。

Auger-FD で測定された X_{\max} 分布に 4 つの質量組成 (p, He, N, Fe) を当てはめることによって導出された、地球に到来する UHECR の質量分率を図 1.9 に示す。図中では特定の質量組成が交互に優勢になっている。低エネルギーでは、KASCADE によって報告された $10^{16.9}$ eV での重い銀河成分のフラックスの「Knee」に定性的に一致する、鉄の寄与が急速に消失するという兆候がある [11]。 10^{18} eV を超えると宇宙線のフラックスは軽元素によって支配される。エネルギーが増加するにつれて陽子がヘリウムに、ヘリウムが窒素に徐々に置き換えられる傾向があり、蛍光測定の実験がなくなると $10^{19.4}$ eV を超える鉄の寄与が現れる可能性がある。統計が少ないこととハドロン相互作用モデルの不定性が大きいことにより、この傾向は未だ不確実である。

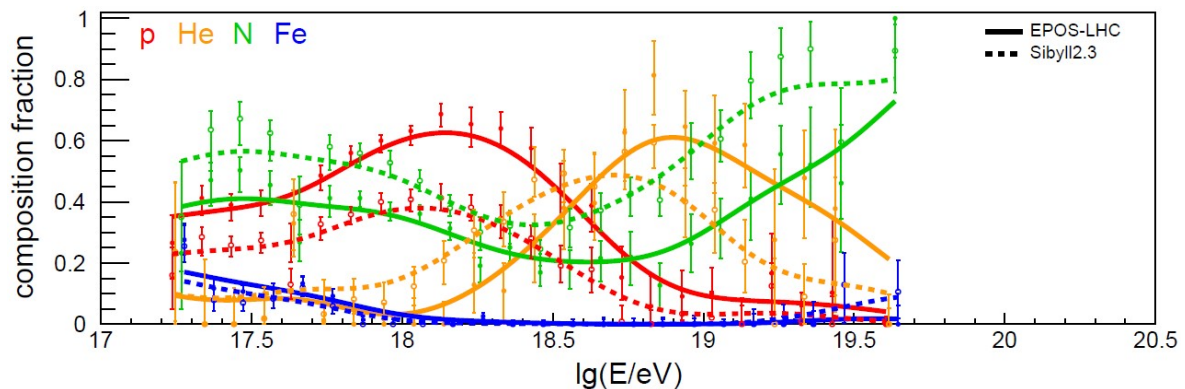


図 1.9: Auger-FD で測定された X_{\max} 分布に 4 つの質量組成 (p, He, N, Fe) を当てはめることによって導出された、地球に到来する UHECR の質量分率 [58]。ハドロン相互作用モデルとして EPOS-LHC と Sibyll 2.3 が使用されており、それぞれ実線と破線で表示されている。現在までの結果では、 10^{20} eV 前後およびそれ以上における質量組成分率については未解明である。

1.4 空気シャワー

前述したように、宇宙線のエネルギースペクトルは急峻な逆べき法則に従い、高エネルギーになる程に宇宙線フラックスが減少していく。特に、 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線のフラックスは非常に低くなるため直接検出することが困難となる。そこで、UHECR の観測では、代わりに大規模な地上設置型の検出器を使用して広範囲の空気シャワー (Extensive Air Shower; EAS) 現象を測定する。空気シャワーとは、地球大気に入射した高エネルギー宇宙線が大気との相互作用によって 2 次粒子カスケードを形成し、それぞれの粒子が連続して大気中の分子と相互作用することで更なる 2 次粒子を生成する現象である。宇宙線や光子などの高エネルギー粒子は、最初に地球の大気と相互作用をする際に窒素や酸素などの大気分子と電磁相互作用または核相互作用を受ける。空気シャワー現象においては、陽子などの宇宙線と大気原子核との相互作用によりパイ中間子や力中間子などの多くの 2 次粒子が生成される。このようなシャワー発達の模式図を図 1.10 に示す。空気シャワーは、電磁成分・ハドロン成分・ミューオン成分 3 つの成分に分けることができる。電磁成分とは、宇宙線と大気原子核の間の相互作用で生成された中性パイ中間子が、その後崩壊してガンマ線となり、電子・陽電子・ガンマ線からなるシャワー成分である。ハドロン成分とは、陽子・中性子・荷電パイ中間子・荷電 K 中間子で構成される。高エネルギー荷電パイ中間子は、大気原子核と相互作用して更なるパイ中間子を生成する。ミューオン成分とは、低エネルギー荷電パイ中間子と荷電 K 中間子の崩壊によって生成されたミューオンとニュートリノで

構成される。高エネルギーミュオンは地上で検出されるが、低エネルギーミュオンは地上に到達する前に再び電子と陽電子に崩壊する可能性がある。

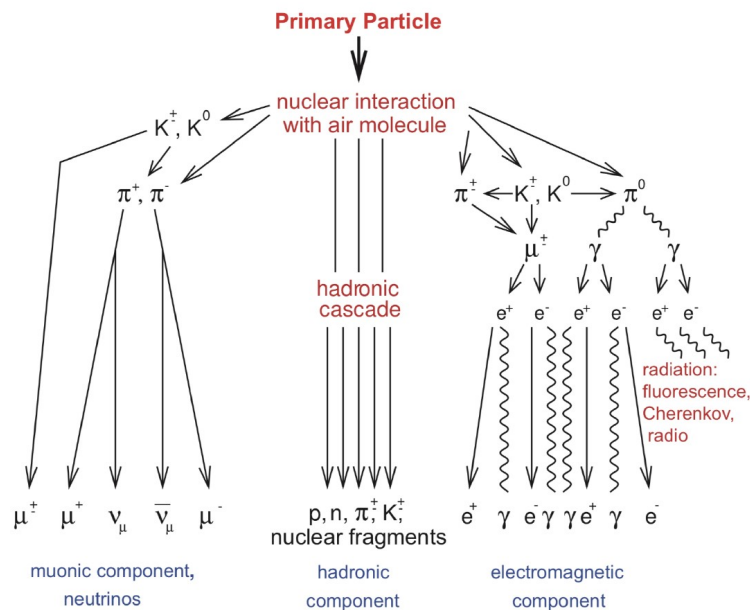


図 1.10: 空気シャワー発達の模式図。左から順にミュオン成分、ハドロン成分、電磁成分の発達について示している [62]。

電磁シャワーとは電磁成分が主であるシャワーのことを指し、光子・電子と大気原子核との一連の電磁相互作用である。これは、空気シャワーのハドロン成分のパイ中間子の崩壊によって生成される高エネルギー光子または電子陽電子対によって開始される。パイ中間子は以下の崩壊連鎖反応によってガンマ線または電子陽電子対に崩壊する。

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (1.14)$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + e^+ + e^- \quad (1.15)$$

全体の反応のうち、式 1.14 が約 98.8%、式 1.15 が約 1.2% である。また、高エネルギーの 1 次光子によって電磁シャワーが直接生成される場合もあり、光子が大気圏に突入するとすぐに大気原子核と相互作用して対生成を起こす。これによって 1 次光子のエネルギーを分割した電子陽電子対が生成される。その後、電子と陽電子は大気原子核の電磁場との相互作用中に光子放出を引き起こす制動放射を受ける。

1 次粒子が原子核の場合では、空気シャワーは大気原子核とのハドロン相互作用から始まる。空気シャワーのハドロン成分には多くの粒子相互作用とその他様々な減衰プロセスが含まれるため、電磁成分に比べてモデル化が難しい。最初の相互作用が発生する大気の深さは 1 次粒子の質量に強く依存している [63]。例えば、陽子のような軽い原子核の場合、Knee 領域程度のエネルギーでは、最初の相互作用は約 70 g/cm^2 の大気深さで発生する。一方、鉄のような重い原子核の場合、最初の相互作用は約 15 g/cm^2 の浅い大気深さで発生する。これらのハドロン相互作用は約 3 分の 1 が中性パイ中間子であるパイ中間子と K 中間子を生成する。1 次宇宙線陽子と大気原子核の相互作用は次式のように表すことができる。

$$p + N \longrightarrow (p, n) + N' + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + K^0 + K^+ + K^- \quad (1.16)$$

ここで、 N' とは断片化された大気原子核のことを意味する。前述したように、中性パイ中間子はシャワーの電磁成分を開始するガンマ線または電子陽電子対に崩壊する。生成されたパイ中間子の大部分は帯電しており、これらの荷電パイ中間子は再び相互作用するか、シャワーのミュオン成分を形成するミュオンとニュートリノに崩壊する。次式はその崩壊反応式である。

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.17)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.18)$$

相対論的速度による時間の遅れが生じるため、静止座標系での寿命が延びる。この効果によって、シャワーで生成されたミュオンの大部分は地表まで到達する（ミュオンの寿命である約 $2.2 \mu\text{s}$ では到達しない）。シャワーのミュオン含有量は、ハドロンシャワーと電磁シャワーを区別するのに活用できる。荷電パイ中間子崩壊によって生成されたミュオンの一部は、さらに電子または陽電子に崩壊し、シャワーの電磁成分へ寄与する。次式は、その崩壊反応式である。

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_\mu + \nu_e \quad (1.19)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.20)$$

このような空気シャワーを地上の検出器で観測することによって、1次宇宙線に関する情報を推定して UHECR を間接的に観測することが可能である。

これまでの研究によって観測手法が確立され広く用いられている技術としては2つの方法がある。1つ目は、空気シャワーの地上における粒子の横方向分布を測定する地表粒子検出器アレイ (SD) である。365日24時間の定常観測ができることが利点として挙げられ、UHECR の非常に少ないフラックスを考えるとこれは重要な利点である。一方で、SD ではシャワーの発生や発達を直接観測するのではなく、地上で測定された粒子から1次粒子に関する情報を再構成する必要がある。一般的に使用される SD としては、水チェレンコフ検出器とシンチレーション検出器がある。水チェレンコフ検出器では、検出器タンク内の水を通過する相対論的速度の荷電粒子によって放出されるチェレンコフ光をタンク内に配置された光電子増倍管 (PMT) によって観測する。シンチレーション検出器では、入射した荷電粒子からエネルギーの一部を吸収したシンチレーション素材から放出される光パルスを PMT によって検出する。

2つ目は、空気シャワーが大気中を横断する際の縦方向発達の過程にて放出される大気蛍光を測定する大気蛍光法がある。この手法では、大気中の励起分子窒素によって $300 \sim 400 \text{ nm}$ の波長範囲で等方的に放出される微弱な蛍光を、大気蛍光望遠鏡 (FD) によって観測することで1次宇宙線の物理パラメータを推定する。測定には太陽や月の無い暗い空であることや、その他良好な気象条件を必要とするため、観測可能な時間が SD に比べて劣る。一方で、利点としては、空気シャワーが大気中を横断していく発達の過程を側面から遠距離で直接観測することができるため、大気をカロリメータとして1次粒子のエネルギーを推定することができる。なお、この観測手法は UHECR のみに適用される。より低エネルギーの宇宙線観測では、より小さな SD アレイとチェレンコフ光検出器が適している。チェレンコフ光検出器では、相対論的速度のシャワー粒子が大気中を通過する際に放出される微弱なチェレンコフ光を測定する。

1.5 極高エネルギー宇宙線観測実験

これまでに様々な宇宙線観測実験が行われており、地表粒子検出器アレイ実験としては Volcano Ranch (1959 ~ 1963 年) [4,64,65]、Haverah Park (1968 ~ 1987 年) [66,67]、Yakutsk (1970 ~)

[60,68]、SUGAR (1968 ~ 1987 年) [69,70]、AGASA (1990 ~ 2004 年) [71-73] などが建設されてきた。大気蛍光技術を活用した実験としては、最初の観測実験として Fly's Eye (1981 ~ 1992 年) が開発され [74,75]、Fly's Eye の運用終了後は、更なる再構成解像度を向上させることを目的として HiRes (1998 ~ 2006 年) が開発された [76,77]。現在は、ピエールオージェ観測所 (Auger) と望遠鏡アレイ実験 (TA) がそれぞれ南半球と北半球に設置されている最高感度の宇宙線観測実験である。

1.5.1 ピエールオージェ観測所

ピエールオージェ観測所 (Auger) は、アルゼンチンのメンドーサにあるマラルグエの町の近くにある、現在、世界最大の宇宙線観測施設である [78]。Auger は大型の SD アレイと複数の FD を使用して、約 3000 km^2 もの大規模な有効検出面積を持ち、2004 年から定常観測を行っている [79]。

SD は 1500 m 間隔の 1660 個の水チェレンコフ検出器で構成され、 3000 km^2 以上の領域に展開されている [80]。アレイの平均高度は 1400 m 以上である (大気の垂直深度は 875 g/cm^2 に相当)。SD アレイはそれぞれが 6 つの FD で構成される 4 つの FD サイトによって囲われている [78]。SD と FD は 2 つの独立した検出原理を持ち、これらを組み合わせて空気シャワーを観測する。これによりクロスチェックが可能になり、測定値の統計的信頼度が向上する。SD と FD の組み合わせはハイブリッド観測と呼ばれ、Auger によって測定された空気シャワーイベント再構成解像能に大きな利点を与える [78]。SD アレイと周囲の FD サイトの構成を図 1.11 に示す。また、Coihueco FD

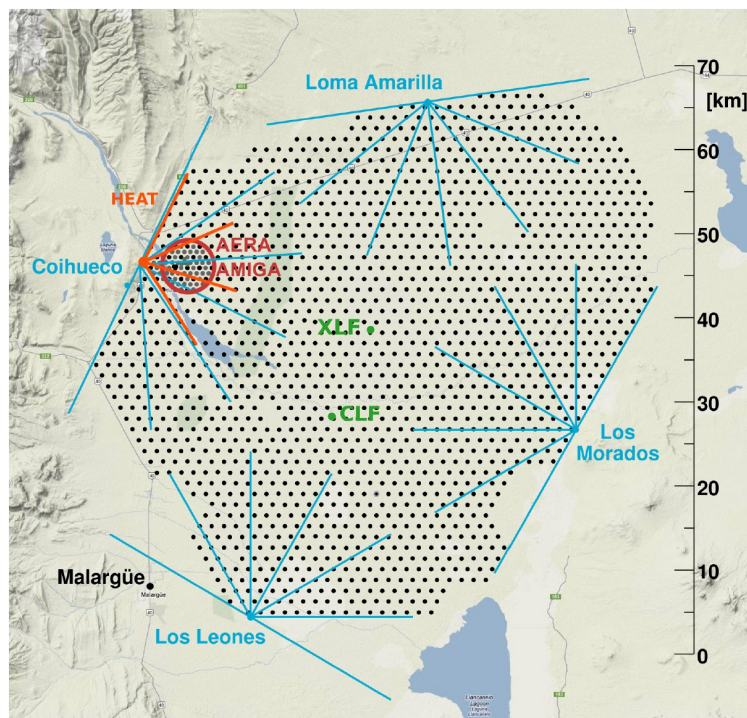
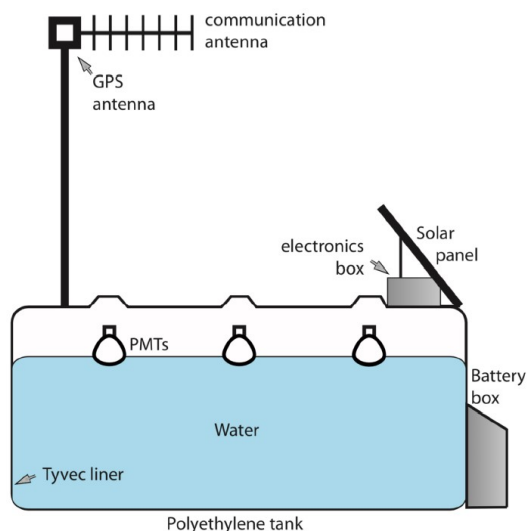


図 1.11: Auger における SD アレイと FD サイトの配置図 [78]。図中の黒点が SD であり、青線は FD の視野角を示している。

サイトの近くには、Auger Muons and Infill for Ground Array (AMIGA) が低エネルギー拡張のために配置されている [78]。AMIGA では、通常のアレイに加えて 750 m 間隔の 61 ステーションの高密度アレイが配置されている。Auger の SD ステーションを図 1.11 に示す。各 SD ステーショ

ンは高さ 1.55 m、直径 3.6 m のポリエチレン製の水槽で構成され、タンク内には精製水が 1.2 m の高さまで満たされている。タンク内には直径 9 インチの光電子増倍管 (PMT) が 3 つ取り付けられており、相対論的荷電粒子が水を横切るときに放出されるチェレンコフ光を観測する。SD 内部はチェレンコフ光の拡散反射をするようになっており、また、タンク上部に取り付けられた太陽光パネルによって充電される 10 W バッテリーによって供給される電力で動作することができる。1.2 m の水の高さは、高エネルギー光子が水中での対生成を通じて電子用電子対に変換されるのに十分な大きさであり、SD は高エネルギー光子だけでなく荷電粒子やミューオンに対しても反応できる。Los Leones FD サイト近くの 1 つの SD ステーションを図 1.12 の (a) に示す。

Auger には合計 27 台の FD が設置されており、SD アレイの周囲の 4 サイト (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla, Coihueco) に配置されている。Los Leones FD の建物の写真を図 1.12 に示す。Coihueco を除いて各サイトには 6 つの望遠鏡がある。各望遠鏡は方位角と仰角で $30^\circ \times 30^\circ$ の視野を持ち、各サイトで合計 180° の総方位視野が得られる。これは図 1.11 の青い線によって示されている [78]。Coihueco には高仰角望遠鏡 (High-elevation Auger telescopes; HEAT) と呼ばれる 3 つの望遠鏡が追加されており、より高い方向の視野でより低いエネルギーの宇宙線を観測できる。



(a) Auger SD



(b) Auger FD

図 1.12: (a) Auger の水チェレンコフ検出器の模式図 [81]。 (b) Los Leones サイトの FD 施設 [78]。

また、Auger では現在、GZK カットオフ領域におけるより詳細な観測を行うための次期計画として AugerPrime の開発が進められている [82, 83]。AugerPrime ではシャワー粒子の補完的な測定を行うために SD の水タンクの屋根にプラスチックシンチレータが増設される。この新しい SD はシャワーのミューオン成分と電磁成分を弁別することができ、イベントごとの質量組成の測定に利用される。

1.5.2 テレスコープアレイ実験

テレスコープアレイ実験 (TA) は現在運用中の宇宙線実験としては 2 番目に大きく、北半球においては最大である。SD アレイと周囲の FD ステーションを含むハイブリッド検出技術を採用しており、Auger に似た検出器構成となっている。TA は米国ユタ州のデルタの町の近くにあり、2007 年から稼働している [84, 85]。

TA SD アレイは 507 個のプラスチックシンチレータで構成され、それぞれの収集面積は 3 m^2 である。図 1.15 に示すように、これらの検出器は 1.2 km 四方の格子状に配置され、 700 km^2 以上の総面積をカバーしている [86]。SD は地面に到達する時間と大規模な空気シャワー粒子の横方向分布と密度を測定する。TA で使用されている SD を図 1.14 の (a) に示す。

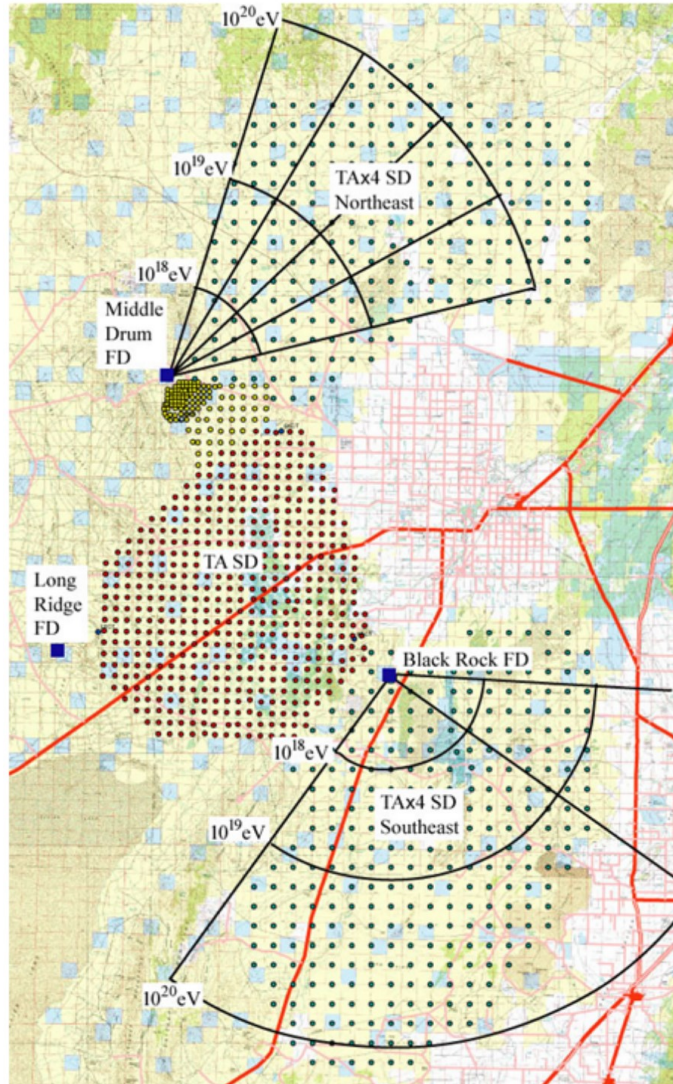


図 1.13: 現在進んでいるアップグレード計画を含めた、TA における SD アレイと FD サイトの配置図。MD サイトの FD は HiRes の望遠鏡を再利用しており、BRM サイトと LR サイトは新しい TA-FD が配置されている。図中の赤点は現在使用されている TA SD であり（距離間隔 1.2 km ）、TA-SD の北の方角に配置されている黄点は TALE-SD を示している [87,88]。TA SD の北東と南東に広がる緑点は TA \times 4 にて計画されている SD の配置場所である（距離間隔は 2.08 km ）。図中の黒線は TA \times 4 にて計画されている FD の視野である [89]。

SD アレイに加えて合計 38 台の FD 望遠鏡が SD アレイの周囲に配置されている。これらの望遠鏡は図 1.15 に示すように、アレイの端にある Black Rock Mesa (BRM)、Long Ridge (LR)、Middle Drum (MD) の 3 つのサイトに設置されている。MD サイトには HiRes 検出器を転用した 14 の蛍光望遠鏡があり、BRM サイトと LR サイトにはそれぞれ 12 個の新しい蛍光望遠鏡がある。各 FD は直径 3.3 m の球面主鏡と 16×16 の六角形に配置された 256 個の PMT のカメラで構

成されている。カメラの視野角は仰角で 15° 、方位角で 18° であり、新しい FD ステーションは両方とも合計で仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ 、方位角 108° の視野角を有している [85]。TA で使用されている FD を図 1.14 の右に示す。

TA においても拡張計画が進められており、その 1 つが Telescope Array Low-energy Extension (TALE) である。TALE では TA MD ステーションに配置された追加の 10 個の FD 望遠鏡と、様々な間隔の追加の 103 個の SD ステーションを設置する。新たに追加する FD は $31^\circ \sim 59^\circ$ までのより高い視野を観測することができ、TA のエネルギー閾値を $10^{16.5}$ eV まで下げることが可能となる。高エネルギーでは大気蛍光とシンチレーション検出器のハイブリッド検出の組み合わせが適しているが、低エネルギーにおいては、TALE は空気シャワー観測に大気蛍光の代わりに大気チェレンコフ光を観測する [87, 88]。この他、TA は現在、TA×4 と呼ばれる大幅なアップグレード計画を進めている。この次期計画の目的は、極高エネルギーでの統計数を 4 倍にすることである [89]。この計画では、Auger のサイズに匹敵する約 3000 km^2 に達する SD アレイの拡張が行われ [90]、追加の 500 台の SD ステーションが既存のアレイの北東と南東に 2 km 間隔で配備される。SD に加えて MD サイト（望遠鏡 4 台）と BRM サイト（望遠鏡 8 台）に 2 つの追加の FD ステーションも建設される。TA×4 で計画されている検出器の配置図を図 1.15 に示す。



(a) TA SD



(b) TA FD

図 1.14: 人間と比較した (a) TA SD と (b) TA FD 建屋の大きさ。比較に使用した写真内の人物は筆者であり、身長は約 173 cm である。



図 1.15: TA BRM サイトの FD [85]

第2章 FAST

GZK カットオフ領域における宇宙線の地球への到来頻度は、 1 km^2 あたり 1 世紀にわずか 1 個未満である。極高エネルギー宇宙線 (UHECR) のフラックスは非常に低いため、より多くの UHECR を測定するためには、広範囲な面積をカバーすることができる検出器が必要である。しかし、テレスコープアレイ実験 (TA) やピエールオージェ観測所 (Auger) といった現行の UHECR 観測実験にて使用されている手法の単純拡張では、予算や管理の面で現実的ではない。そのため、現在進められている次世代の UHECR 観測実験の設計概念として、The Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST) がある。FAST では、4 本の 8 インチ光電子増倍管 (PMT) によるカメラが使用され、UHECR の観測に特化したシンプルかつコンパクトな大気蛍光望遠鏡 (FD) で構成される。TA や Auger の大型かつ数百本の多ピクセルカメラで構成される FD と比べて、FAST の FD は安価で作成することができる。FAST では、低コスト型の FD を多地点に設置することで、宇宙線のエネルギー、到来方向、 X_{\max} などといった各観測情報の十分な分解能を維持しつつ、UHECR の特性を測定するために必要な大面積のアレイ展開を実現することができる。この新型 FD による大面積のアレイを形成することで、UHECR に対する有効検出面積の増大を目指す [91–94]。

2.1 新型大気蛍光望遠鏡

FAST の新型 FD (FAST-FD) は、 1 m^2 の収集領域を持つ分割鏡の焦点面に配置された、4 つの大口径 PMT によるカメラによって構成されており、 $30^\circ \times 30^\circ$ の視野角を持つ [94]。PMT は 8 インチ直径のものを使用する。Auger-FD の場合は、440 本の PMT によるカメラによって構成されており、収集領域が A ($\sim 3 \text{ m}^2$)、ピクセル立体角は $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ である [78]。このように、従来の FD の構成から大きく変更したことによって、検出器作成コストの大幅な削減を達成することができる。これにより、多くの FAST-FD を非常に広範囲にアレイ状に展開することが可能である。FAST での検出器の設置計画では、1 カ所に 12 個の FAST-FD を配置したステーションを、三角形グリッドにアレイ状に配置する。このとき、各ステーションが合計で 360° の方位角視野を持つように FAST-FD を配置する。ステーションの配置は、Auger の地表検出器 (SD) によく似た三角形のグリッドに配置されるが、間隔は 20 km 以上と、非常に大きい距離間隔へと変更できる。このアレイの間隔は、必要なエネルギー閾値に基づいて最適化することができる。

ただし、 A ($\sim 1 \text{ m}^2$) を望遠鏡の収集領域、 $\Delta\Omega$ ($15^\circ \times 15^\circ$) をピクセルの立体角とすると、PMT の信号対雑音比 (S/N) は $\sqrt{A/\Delta\Omega}$ に比例することから、FAST-FD の設計と構成においては、S/N 比が従来の Auger などの FD に比べて悪くなる。大口径 PMT で観測される夜空背景光 (Night Sky Background; NSB) が増加するため、低エネルギーイベントに対する観測性能が低下する。このように、FAST のカメラはピクセルが粗いため、Auger で採用されているような標準的な分析手法を使用した幾何学的再構築を行うことができない。代わりに、FAST では、地表粒子検出器アレイから取得したジオメトリ情報と組み合わせてシャワーエネルギーと X_{\max} 測定値を得る。あるいは、アレイとして配置された複数の FAST-FD を使用して、ステレオモードで UHECR

を観測することによっても可能である。このほか、2 地点より多い FAST-FD ステーションをトリガーするシャワーイベントの場合、それらの測定信号を組み合わせることでシャワーのジオメトリを制約することも可能である。

2.1.1 望遠鏡デザイン

FAST-FD では、レンズと鏡を組み合わせたシュミット型光学系が採用されており、カメラは 4 つの 8 インチ直径の PMT で構成されている。この 4 つの PMT で $30^\circ \times 30^\circ$ の視野角をカバーする。FAST-FD の概略図を図 2.1 の左に、その光学系の寸法を図 2.1 の右に示す。FAST-FD の鏡

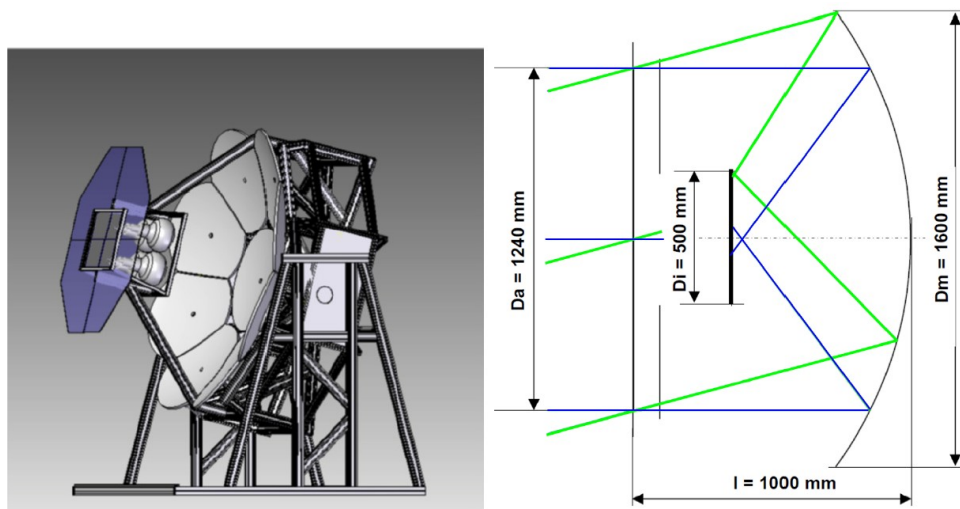


図 2.1: (左) FAST-FD の概略図。直径 1.6 m 分割鏡の焦点にある 4 つの PMT も表示されている。UV フィルタはカメラモジュールの外側に取り付けられている。また、架台はアルミ製である。(右) FAST-FD の光学系の寸法。それぞれ、 D_a は開口部の直径、 D_i はカメラモジュールの幅と高さ、 D_m は分割鏡と開口部間の距離を示す [93]。

は Auger-FD に比べてサイズが縮小されており、その大きさは 1 m^2 である。鏡から焦点面および入射口までの距離が短縮され、標準的なシュミット型望遠鏡と比較してよりコンパクトな望遠鏡となっている。直径 1.6 m の球面分割鏡から 1 m の位置に、幅 1.24 m の八角形の開口部が存在する。カメラモジュールと望遠鏡自体の構造による遮蔽を考慮に入れた場合、望遠鏡の有効集光面積は 1 m^2 であり、視野角は $30^\circ \times 30^\circ$ である [94]。採用された分割鏡のデザインは、中央の円形鏡の周囲に 8 つの分割鏡が配置された最も実用的で安価なデザインであり、光学システム、機械フレーム、およびデータ取得電子機器を含めた場合、個々の FAST-FD の全費用は約 25,000 ドルである [93]。これらは、パラツキー (Palacky) 大学の光学研究所とチェコ共和国科学アカデミーの物理学研究所によって作成された。

2014 年に実施された FAST-FD の試験が成功したのち、2016 年 10 月に米国ユタ州の TA の BRM サイトに最初の FAST-FD が設置された [91, 95, 96]。図 2.2 は FAST における望遠鏡と PMT 配置を示している。この後、追加の 2 基の FAST-FD が 2017 年と 2018 年に TA の BRM サイトに設置され、もう 1 基が 2019 年初頭に Auger の Los Leones サイトに設置された。TA サイトに設置された 3 つの FAST-FD を上空から確認した写真を図 2.3 に、横から撮影した写真を図 2.4 に示す。

図 2.5 の右に示すように、ミラーの反射率は 300 ~ 420 nm の蛍光波長帯域でほぼ一定である。400 nm を超える波長の光子による NSB を減らすために、FAST-FD の開口部には紫外線 (Ultra



図 2.2: (左) FAST-FD にて使用される分割鏡。(中央) カメラ部分での PMT の配置。それぞれの PMT が直径 8 インチである。(右) TA の BRM サイトにて設置された FAST-FD の 1 号機。このために建設されたシェルター内に FD は設置されている。

Violet; UV) 透過フィルタが取り付けられている。波長の関数として表示したフィルタの透過率は図 2.5 の右に示す。

2.1.2 光学的性能

FAST の光学系に関する詳細なシミュレーションが Ze-max を使用して実行された [97]。図 2.6 の上段には平行ビームのシミュレーションの結果が示されており、FAST-FD の八角形の開口部は星型の PSF (Point Spread Function) を生じさせる。一方、図 2.6 の下段には、望遠鏡設置場所にて実測された PSF が示されており、上段のシミュレーション結果と比較することができる。また、FAST-FD カメラの視野中心から方向ごとの検出効率が図 2.5 の左に示されている。シミュレーションでは、絞り、ミラー、カメラを含む完全な光学系が考慮されている [93,97]。各 PMT に効率が低い領域が存在することが分かるが、この領域は第 1 ダイノードの真向かいに位置し、効率が 25% 以上低い領域も存在するためである。PMT が持つ非一様性特性については、3 章で述べる。

2.2 FAST 試作望遠鏡による宇宙線観測

2.2.1 キャリブレーション

FAST で使用される全ての PMT は、シカゴ大学の研究所にてテストおよびキャリブレーションが実施されている。この試験では、遮光暗箱内に PMT を設置してそれぞれ収集効率と量子効率が測定することで、絶対的なキャリブレーション測定が行われた。TA サイトの 3 つの FAST 試作望遠鏡のうち 2 つには、アメリシウム Am^{241} とシンチレータからなる YAP パルサーが取り付けられており、相対的なキャリブレーション測定を行うことができる [93]。YAP パルサーは設置するだけで、ピーク波長 370 nm、FWHM パルス幅 20 ns、周期約 50 Hz で UV 光子を生成する。

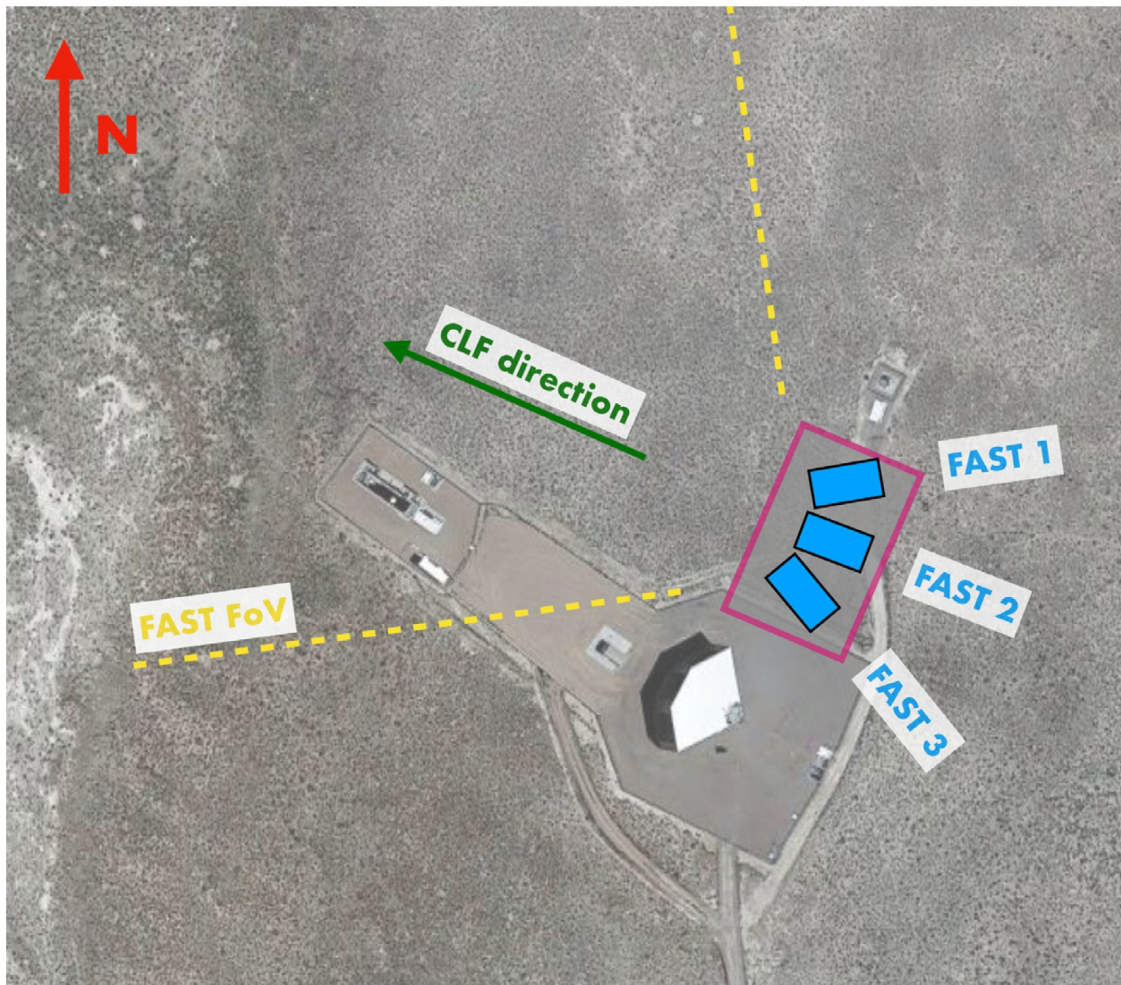


図 2.3: TA の Black Rock Mesa (BRM) サイトに設置された 3 つの FAST-FD の位置と視野。TA-FD は FAST 建屋の南西に位置する。中央レーザー施設 (Central Laser Facility; CLF) は BRM サイトから図中で指定された方向に約 21 km 離れた場所に位置しており、FAST の 2 号機の視野内にある。



図 2.4: 米国ユタ州中央部に位置する TA の BRM サイトに設置された FAST の 3 つの試作望遠鏡。左から順に FAST-FD の 1,2,3 号機であり、中央の 2 号機には全天カメラの FASCam と大気モニタ用の SQM が取り付けられている (FASCam と SQM については後述する)。

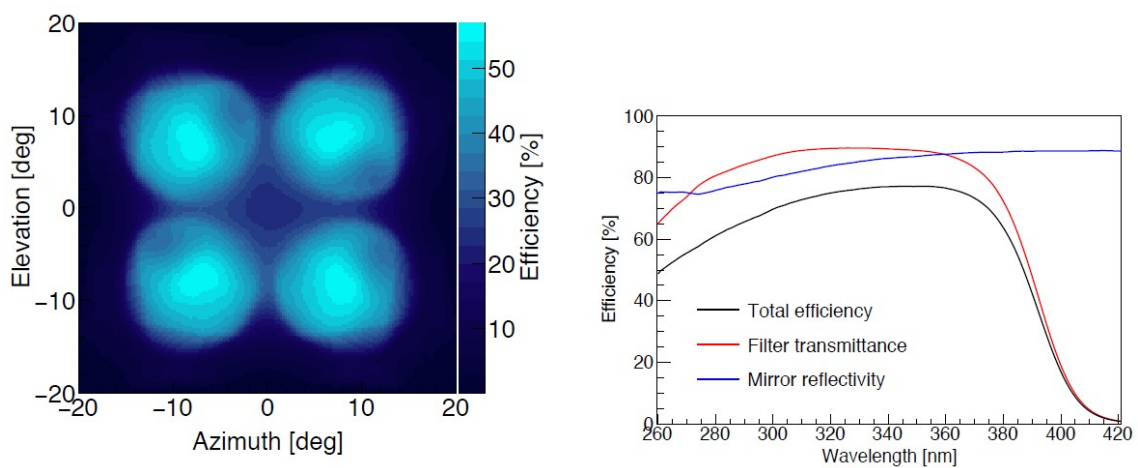


図 2.5: (左) FAST カメラの視野中心から方向ごとの検出効率。等高線は、FAST 光学系全体の完全な光線追跡シミュレーションに基づく FAST カメラの効率である [93,97]。(右) 波長の関数として表示された、FAST のミラーと UV フィルタの反射率および透過率の波長依存性 [93]。

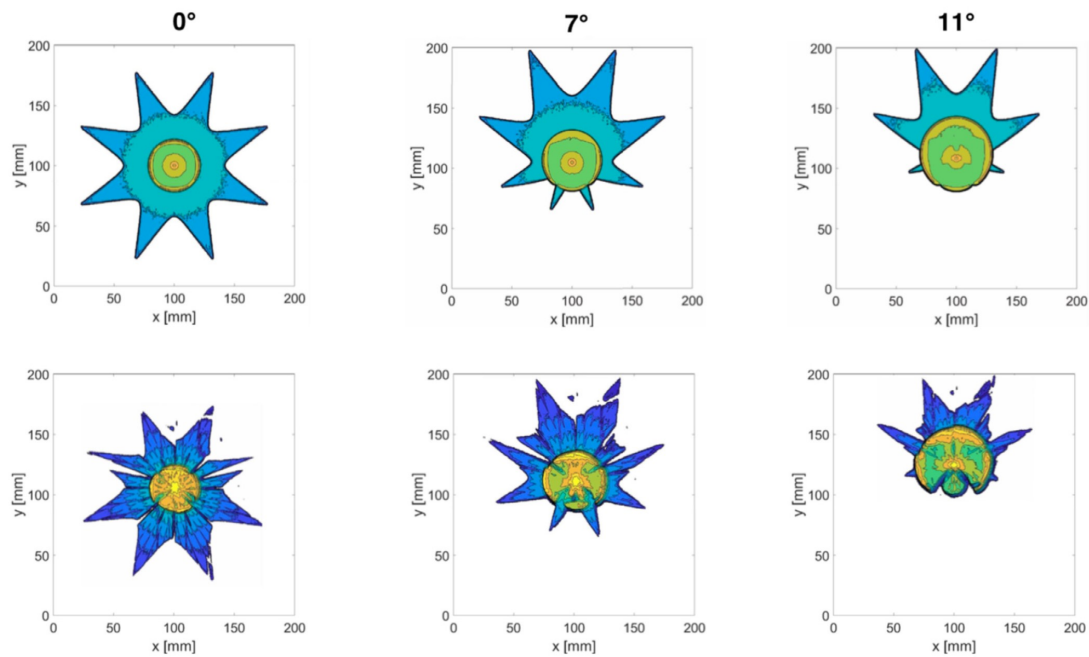


図 2.6: FAST-FD に対してシミュレートされた PSF の結果が上段に、実測された PSF の結果が下段に示されている。左から順に、入射角が軸上、 7° 、 11° の結果である。真の PSF は TA の BRM サイトにて測定された [93]。

2.2.2 大気モニター

Auger や TA の FD と同じく、FAST-FD での測定は大気条件の正確な推定に依存している。通常、大気はカロリメータとして機能するため、大気の透明度は FD による測定の系統誤差に最も影響を与える要素の 1 つである。例えば、雲量や大気エアロゾルの含有量といった環境条件は、空気シャワーからの光が大気を介して透過および散乱されるため、FAST-FD による大気蛍光およびエネルギー測定に大きな影響を与える可能性がある。TA と Auger の FD の建物には、気象状況をモニタするための観測所が設置されている。両実験とも CLF を運用しており、これを使用して大気エアロゾルの含有量の推定や、測定値が雲の影響を受ける可能性があるかどうかを判断することができる。これらのデータは FAST においても利用することができる。

TA サイトでは CLF は FAST-FD の場所から 21 km の距離に存在し、30 分ごとに 300 回の垂直レーザーを発射する。このレーザーは中央に設置された FAST-FD の視野内で観測される [93]。FAST-FD の視野内を横切る CLF レーザーの経路を図 2.7 の左に示し、中央の FAST-FD による 200 回の CLF 測定値の平均値を図 2.7 の右に示す。

FAST では専用の大気モニタ設備として、FAST All Sky Camera (FASCam) と Sky Quality Monitor (SQM) の 2 つが設置されている [93]。FASCam と SQM の写真を図 2.8 の左に示す。FASCam は、FAST-FD 上空の範囲を測定するように設計された視野角 180 度の全天カメラである。FASCam によって撮影された星の位置画像は、Tycho-2 カタログの既知の天体座標と照合される [93]。この解析結果の一例を図 2.8 の右に示す。また、SQM は夜空の明るさを測定するために使用される。FASCam と SQM からのデータは保存され、空気シャワーの再構成の際に活用される [93, 98]。

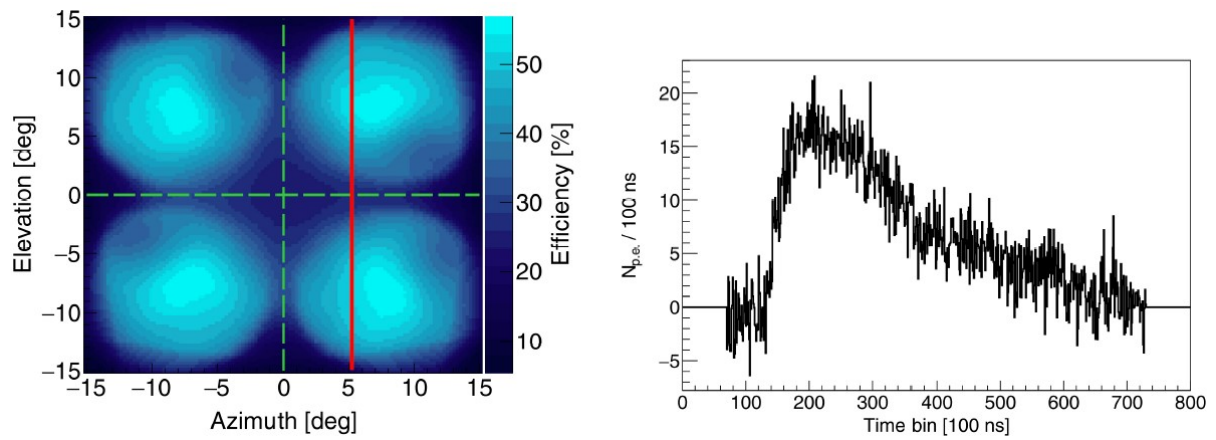


図 2.7: (左) FAST カメラの視野内を横切る TA の CLF の経路。図中で経路は赤線で表示されている。(右) 中央の FAST-FD による CLF を検出した PMT 信号の 200 回の測定の平均値 [93]。

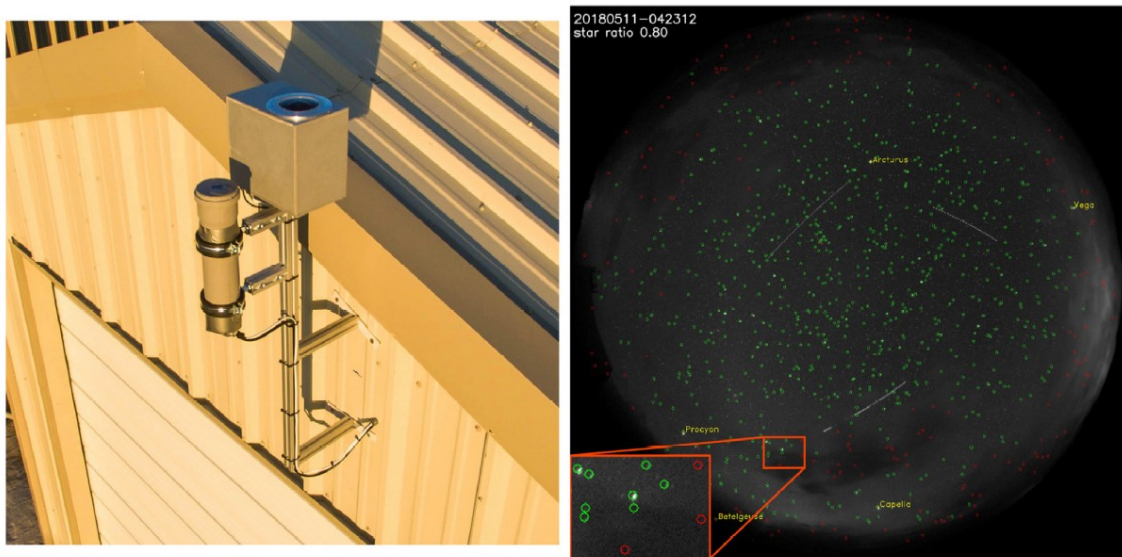
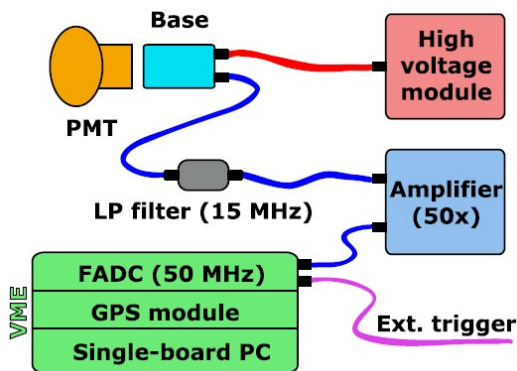


図 2.8: (左) FAST-FD に取り付けられている大気モニタ。(右) FASCam の解析結果の一例。星は、識別されている場合は緑丸で囲まれ、見えるはずなのに雲で隠れている場合は赤丸で囲まれている [93]。

2.2.3 空気シャワーイベントの測定

これまでに FAST-FD で実施されたシャワーイベントの測定について解説する。図 2.9 は、これらの測定試験で運用されたデータ取得システムである。FAST-FD のカメラ部分は、AC 結合された 4 本の直径 8 インチ PMT R5912-03 (浜松ホトニクス社) で構成されており、CAEN N1470 NIM マウントモジュールから PMT に高電圧を供給する。PMT 信号は、15 MHz ローパスフィルタを介して高周波ノイズが除去された後、Philips Scientific 777 高速増幅器を使用して信号が 50 倍に増幅される。その後、16 チャンネル、14 bit の Struck Innovative Systeme SIS3316 FADC を使用して 50 MHz のサンプリングレートで ADC 変換される。このとき、Hytec 2092 GPS モジュールによって、イベントトリガーのタイムスタンプが与えられる。トリガーは内部または外部で与えられる。内部トリガーはデータ取得ソフトウェアの高閾値トリガーとして実装され、外部トリガーは NIM パルス入力を介して FADC に入力される。トリガーすると、FAST DAQ システムは各 PMT から $100 \mu\text{s}$ のデータフレームをサンプリングする。オフセットとベースラインの分散を推定するために、トリガー時間の前に $10 \mu\text{s}$ のバッファが追加される。FAST-FD では、これらのデータ取得システムをリモート運用することが可能である。



(a) データ取得回路 模式図



(b) FAST-FD 2号機建屋内のデータ取得モジュール

図 2.9: (a) 1つの PMT に対して示した、FAST-FD におけるデータ取得回路の模式図 [93]。(b) 実際の FAST-FD の現状のデータ取得回路。TA サイトに設置された FAST-FD 2号機の建屋内に置かれている。

設置以来、3つの FAST-FD は TA-FD と同時に運用されており、2019年3月時点においては FAST-FD は合計 515 時間の観測データを記録している。解析により、CLF 由来の信号などの空気シャワー以外のトリガーイベントを除去することによって、TA イベントと時間的に一致する 44 個の有意なシャワーからの信号が検出された。FAST-FD の位置に対するこれらのシャワーコアの位置を図 2.10 の左に示す。さらに、インパクトパラメータとイベントのエネルギーとの相関関係を図 2.10 の右に示す。図 2.10 の右図中に引かれている赤線は、特定のエネルギーのシャワー検出

が可能な最大のインパクトパラメータを示している。図 2.10 にて示された FAST-FD の感度に基づいて、FAST の望遠鏡アレイの適切な間隔を見積もることができ、FAST が目指すエネルギー帯である $10^{19.5}$ eV に対しては 20 km 以上の間隔で推定される。

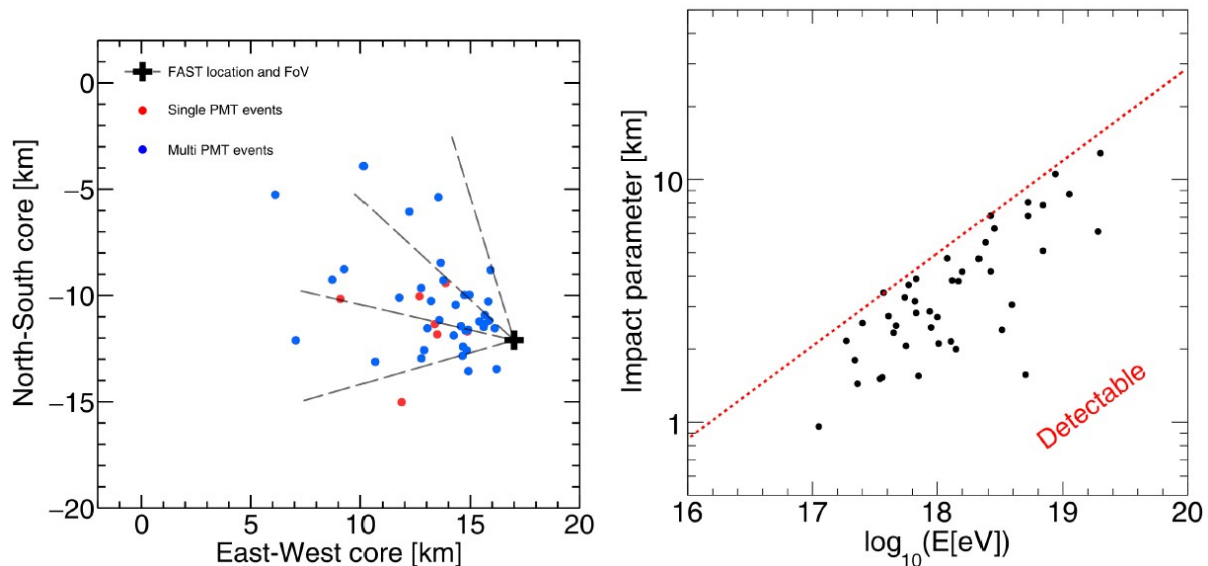


図 2.10: TA と FAST にて同時検出された 44 イベントに関して、(左) コア位置と (右) エネルギーの関数として表示したインパクトパラメータの散布図。再構成されたシャワーの物理パラメータは、TA の再構成結果によるものである [93]。

図 2.11 と図 2.12 にて、FAST-FD の 1 号機と 2 号機によって観測された極高エネルギーイベントの検出例を示す。図 2.11 は、2018 年 5 月 15 日に FAST-FD によって観測された PMT 信号であり、TA による再構成結果ではイベントのエネルギーは 19 EeV、天頂角は 55° であった。このイベントでは、FAST-FD に向かってくる方向のチェレンコフ光が支配的である [93]。FAST-FD を横切る典型的な大気蛍光が主であるイベントの例を図 2.12 に示す。このイベントは、2018 年 5 月 11 日に FAST-FD によって観測され、TA による再構成結果ではエネルギーは 4 EeV、天頂角が 57° であった [93]。

現在は、小型化された高電圧電源を備えたカスタム FPGA ベースのデータ取得システムは、FAST の将来的な運用に向けて開発中である。本論文では、この開発中の新しいデータ取得回路を実装と開発状況について後述する。

2.3 期待される観測性能

TA や Auger では、空気シャワーのジオメトリの再構成は、FD カメラ全体でトリガーされたピクセルの直線構造と到来時間の違いに依存している。しかし、4 ピクセルの FAST カメラでは分解能が低いため、このような標準的なジオメトリ再構成は不可能である。代わりに、複数の FAST ステーションを同時にトリガーする高エネルギーシャワーの場合、ステーション間のタイミング情報を使用してジオメトリを制約することができる。ただし、適切なジオメトリ再構成を行うには、Auger-SD と同様の地表検出器アレイを使用する必要がある。

20 km 間隔の三角形配置の FAST ステーションを使用し、一般的な空気シャワーシミュレーションツールである CORSIKA [99] によって生成された空気シャワーの検出および再構成結果を、図

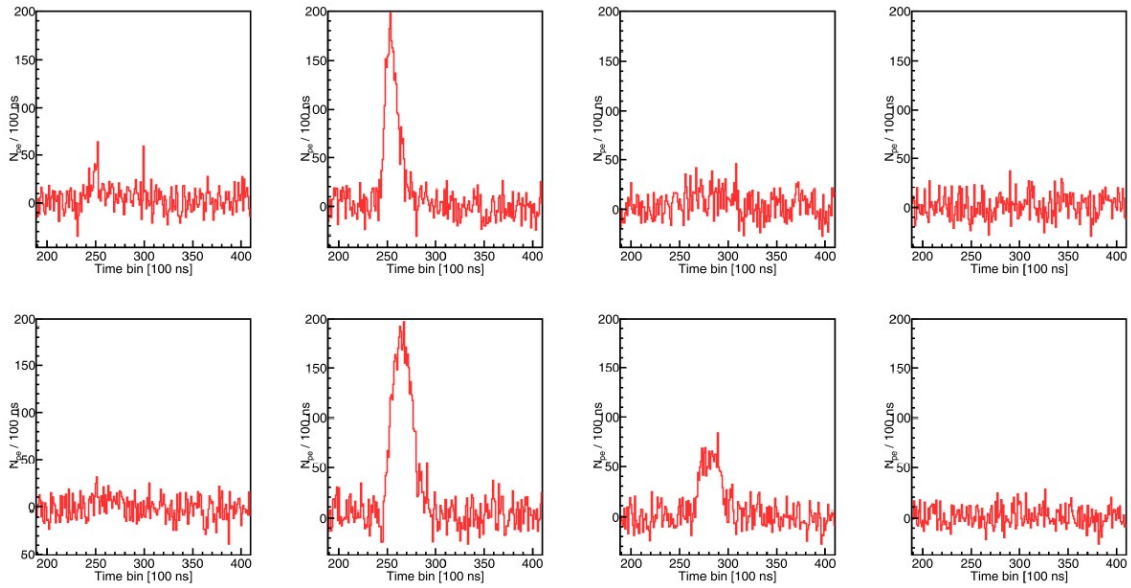


図 2.11: FAST-FD によって観測された宇宙線イベントの PMT 信号波形。2018 年 5 月 15 日に観測され、イベントのエネルギーは 19 EeV 以上、天頂角は 55° である。8 つの信号波形ウィンドウは、PMT の視野に対応して表示されている [93]。

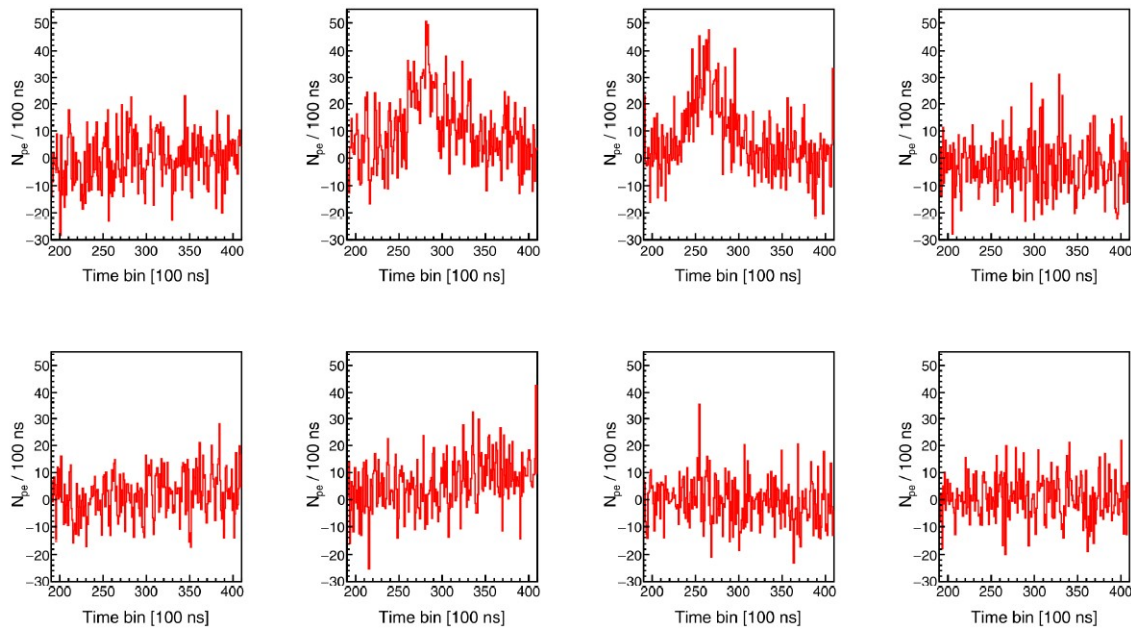


図 2.12: FAST-FD によって観測された宇宙線イベントの信号波形。2018 年 5 月 11 日に観測され、イベントのエネルギーは 4 EeV 以上、天頂角は 57° である。8 つの信号波形ウィンドウは、PMT の視野に対応して表示されている [93]。

2.13 に示す。

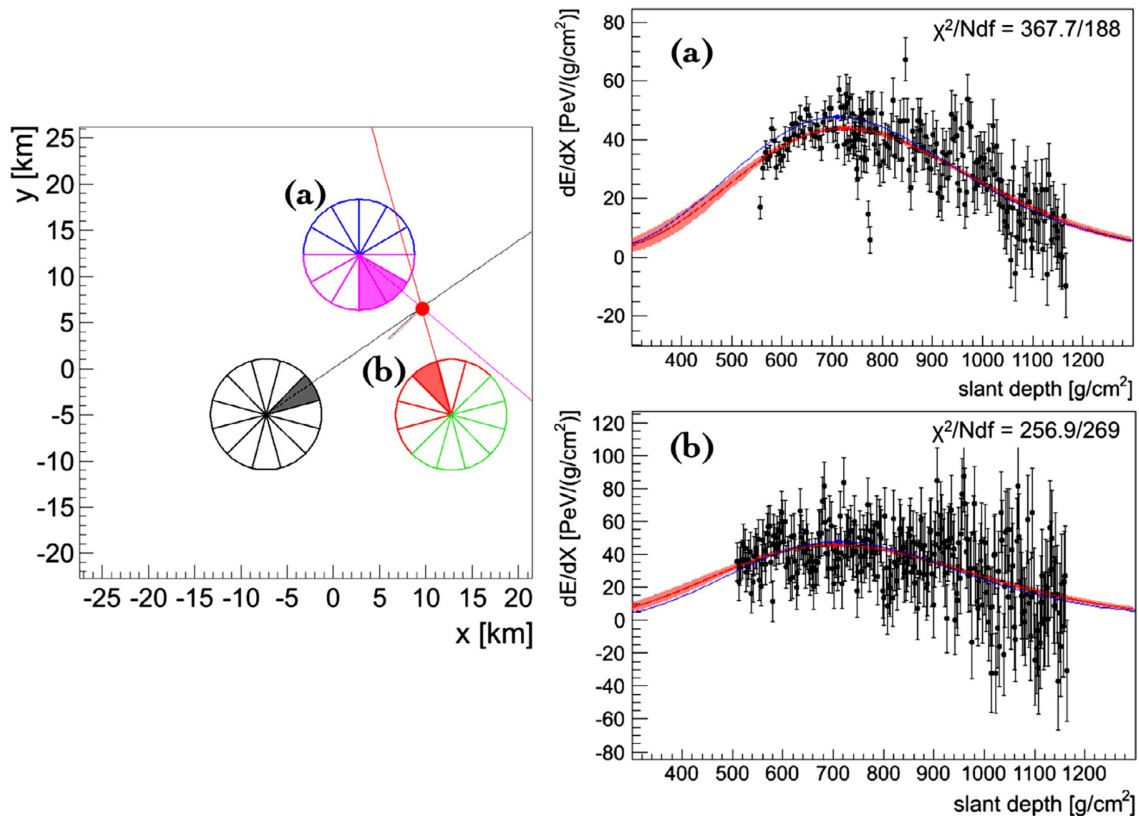


図 2.13: シミュレーションによって生成されたシャワーの再構成の例。エネルギーは $10^{19.5}$ eV である。(左) シミュレーションにおける FAST-FD ステーションの配置。(右) 左図にて (a), (b) とラベル付けされた 2 つの最も近いステーションのシミュレーションにおけるシャワーのエネルギー損失の過程。青はシミュレーション、赤は再構成結果を示す [91]。

ジオメトリが与えられると、検出器の効率と大気による減衰を考慮することによって、宇宙線の物理パラメータを再構成できる。実測から得られた空気シャワーの発達を示す関数を用いて、PMT で得られた波形を最もよく再現するシャワーの全エネルギーと最大発達大気深さが決定された。データカットで選択された視野角内のイベントを使用して、シミュレートされた FAST-FD の再構成効率、エネルギー、および X_{\max} 分解能の分析が行われた。この調査の結果を図 2.14 に示す。FAST は $10^{19.5}$ eV を超えるエネルギー帯にて期待通りに機能し、再構成効率は 100%、エネルギー分解能は 10%、 X_{\max} 分解能は 34 g/cm^2 である。これは、現行の観測実験での FD 再構成に匹敵する [91]。

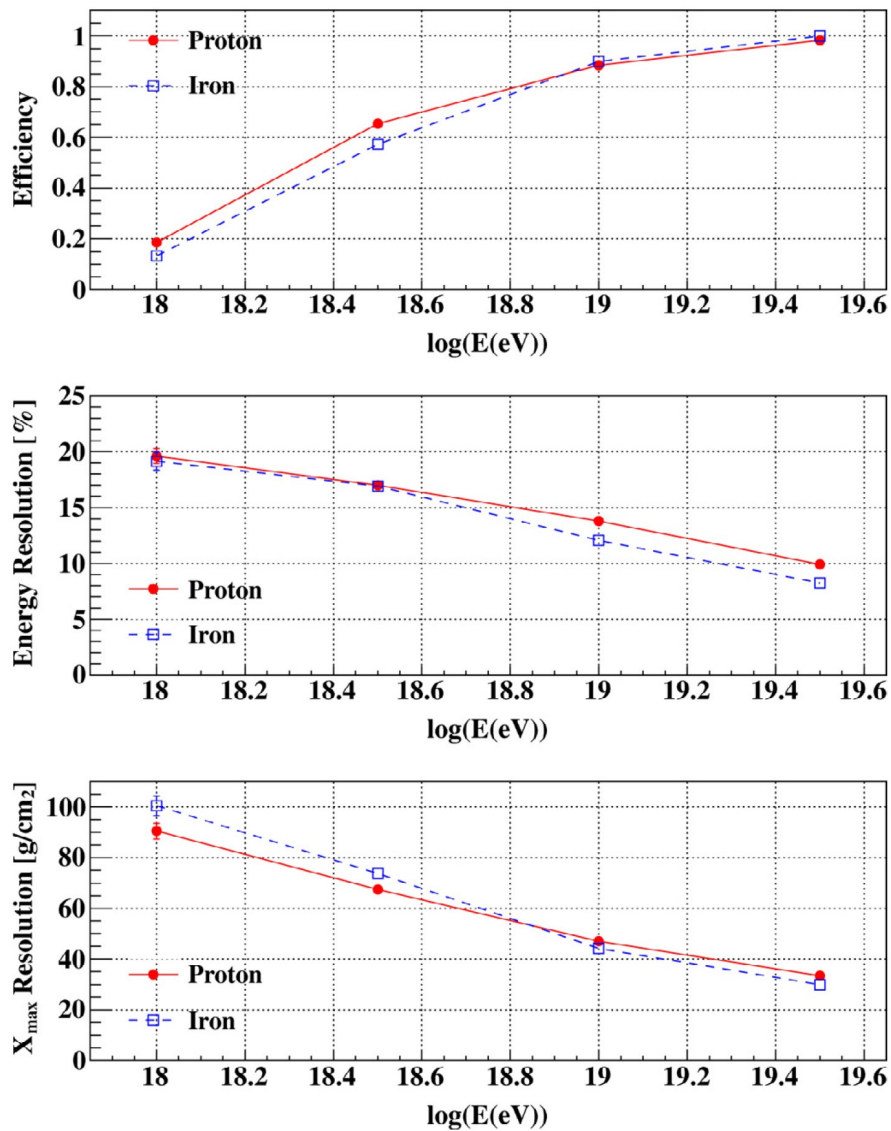


図 2.14: 上から順に再構成効率、エネルギー分解能、 X_{\max} 分解能を示す。それぞれ赤が陽子、青が鉄を表している。 X_{\max} はシミュレートされたシャワーのエネルギーの関数として表示されている [91]。

第3章 光電子増倍管の基礎特性評価

本章では、FASTで使用している光電子増倍管（Photomultiplier Tube; PMT）および、実験室で実施したPMTの基礎特性試験について述べる。

3.1 光電子増倍管

PMTとは、光電効果によって光電面から叩き出された光電子を電子増倍部と呼ばれる連続した構造によって増幅することで、微弱な光信号を検出することのできる光検出器である。光子1個まで検出可能な高感度、高速動作、低ノイズ、広い受光面積などを特徴としている [100]。PMTは幅広い分野にて応用されている。高エネルギー物理実験の分野においては、高エネルギー荷電粒子がシンチレータなどを通過する際に放出されるエネルギーに応じた光を、PMTによって検出することで、その荷電粒子のエネルギー、速度、方向を知ることができる。このような検出技術は、高エネルギー物理実験の分野においては必要不可欠なものとなっている。

PMTを正しく動作させるためには、高電圧（通常500V～2000V程度）が必要である。また、PMTは極微弱光を検出できるため、わずかな外来光であっても測定結果に影響してしまう。したがって、用途に応じて外的要因から遮蔽するためのシールドケースなどが必要である。温度などの周囲環境の影響も受けやすいため、通常は温度・湿度を室内環境とし、磁界・周囲電位にも注意する必要がある。

3.1.1 光電子増倍管の基本原理

PMTは、一般的にガラスに封じられた真空管で、入射光、光電面（陰極）、集束電極、電子増倍部（ダイノード）、陽極から構成される。図3.1にPMTの構造の概要を模式的に示す。PMTの

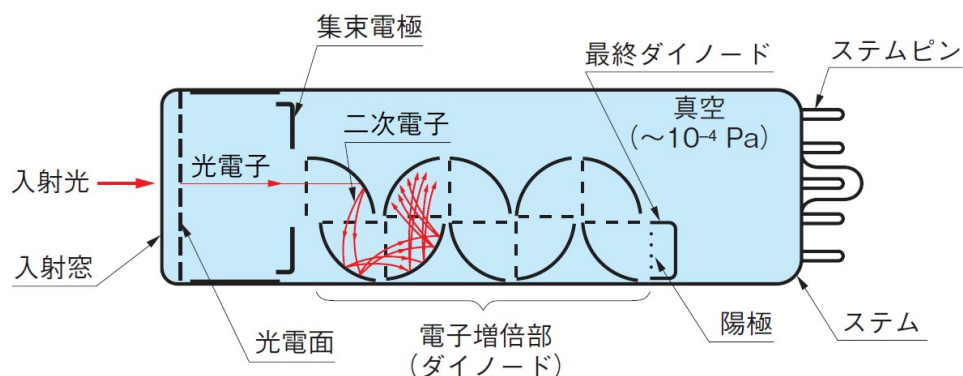


図 3.1: PMT の構造模式図 [100]

ガラス窓を透過した光は、光電面内の電子を励起し、真空中に光電子を放出する。その後、光電

子は集束電極にて加速・収束され、第 1 ダイノードに衝突して 2 次電子を放出することにより、電子増倍がなされる。2 次電子増倍部がそれ以降の電子増倍部に衝突し、2 次電子放出を繰り返し、最終ダイノードより放出された 2 次電子は最終的に 10^6 倍 ~ 10^7 倍になり、陽極（アノード）から出力される。

PMT 光電面における光電変換は、真空中への光電子放出が起きる外部光電効果である。光電面は一種の半導体であり、図 3.2 に示すようなバンドモデルとして考えられる。半導体には、電子が

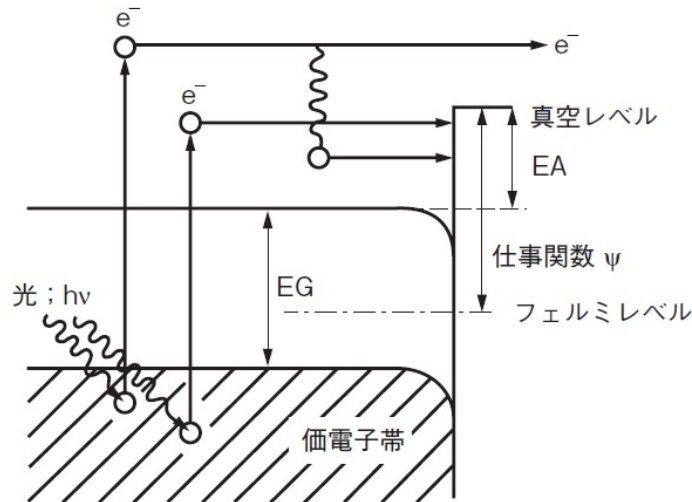


図 3.2: アルカリ光電面のバンドモデル [100]

存在することのできない禁止帯の幅である「エネルギーギャップ (EG)」と、伝導体と真空準位障壁（真空レベル）の間隔である「電子親和力 (EA)」、そしてフェルミレベルと真空準位障壁（真空レベル）との間のエネルギーの差である「仕事関数 (ϕ)」が存在する。光電面に光子が入射すると、価電子帯の電子が光子エネルギー ($h\nu$) を吸収して励起され、表面に拡散していく。その後、拡散した電子は真空準位障壁を越え、光電子として真空中に放出される。これらはいずれも確率過程で示され、量子効率（出力電子数/入射光子数） $\eta(\nu)$ は次式で与えられる。

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P_\nu}{k} \left(\frac{1}{1 + 1/kL} \right) P_s \quad (3.1)$$

ここで、 R は反射係数、 k は光子の全吸収係数、 P_ν は光吸収のうち真空レベル以上に電子が励起される確率、 L は励起電子の平均逸脱距離、 P_s は表面に達した電子の真空中に放出される確率、 ν は光の振動数である。

PMT 内部は、光電子と 2 次電子をダイノードに効率よく集め、電子の走行距離による時間的分散を小さくする最適な電極設計になっている。PMT 内での電子の運動は、電界によって左右されるが、この電界は電極の形状、配置および供給電圧によって支配される。光電面と第 1 ダイノード間の集束部については、光電面や集束電極の形状と配置・供給電圧を考慮して、光電面から放出された光電子を効率よく第 1 ダイノードに入射するように配置されている。第 1 ダイノード収集効率は、放出された光電子に対する第 1 ダイノードの有効領域に入射した電子数の比で表され、60% ~ 90% の値が得られている。第 1 ダイノード以降の電子増倍部は通常、曲面上の電極を多段に繰り返して配置されている。図 3.3 にラインフォーカス型の電子軌道モデルを示す。

PMT の電位分布と電極構造は最適に設計されており、光電子は第 1 ダイノードから最大 19 段の電子増倍部で多段増倍され、10 倍 ~ 10^8 倍の電流増倍を経て陽極へと出力される。初速エネルギー

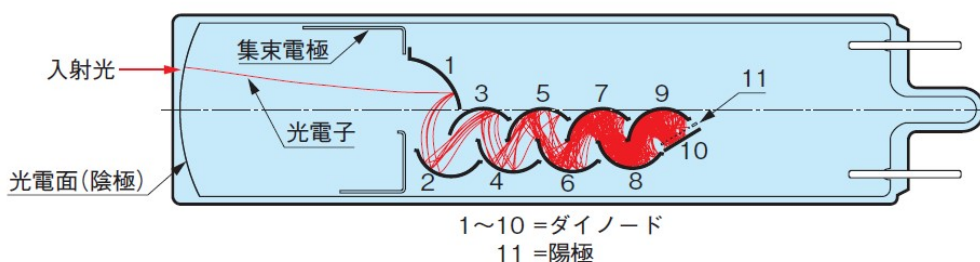


図 3.3: ラインフォーカス型 PMT 内部の電子軌道の例 [100]

ギー E_p を持つ 1 次電子 1 個により、ダイノードから δ 個の 2 次電子が放出されるとする。この δ を 2 次電子放出比と呼ぶ。このとき、PMT の電子増倍率であるゲイン μ は次式で表される。

$$\mu = \delta^n \quad (3.2)$$

ここで、 δ は各ダイノードの 2 次電子放出比、 n はダイノードの段数である。電子増倍部の構造の種類や段数などによって、ゲインや時間応答特性、直線性（リニアリティ）が異なり、使用目的に応じて選択の必要がある。

多段の電子増倍部にて増幅された 2 次電子を収集し、外部へ電流として取り出すための電極を陽極という。陽極の構造は、前述の電子軌道などにより最適な形状に設計されており、一般的には線状や平板状などで作られている。また、空間電荷効果による影響を最小限に抑えるために、最終段ダイノードと陽極間に一定以上の電位差を設けて、なるべく大きな電流出力が得られるように設計されている。

3.1.2 光電子増倍管の特性

PMT 光電面の多くは、仕事関数が低いアルカリ金属を主成分とする化合物半導体でできている。光電面の材料には様々な種類があり、それぞれに透過型と反射型があり特性が異なっている。特にバイアルカリについては、透過型は Sb-Cs によく似た分光感度特性を持ち、Sb-Cs より高感度かつ低暗電流である。NaI(Tl) シンチレータの発光波長とよく一致しているため、シンチレーションカウンティングによる放射線計測に多く用いられる。PMT に使用される窓材としては、特にホウケイ酸ガラスは最もよく使用される材料である。300 nm より波長が短い紫外線は透過しないため、これより短波長な紫外線の検出には適していない。また、バイアルカリ光電面のヘッドオン型 PMT にはノイズの原因となる K^{40} の含有量の少ない K フリーガラスと呼ばれるホウケイ酸ガラスを使用したものもある。K フリーガラスは主にシンチレーション計測用に使用される。

PMT のダイノードには多くの種類があり、構造や段数などによってゲインや時間応答性、出力直線性（リニアリティ特性）などの特徴がある。特にボックスライン型は、ボックス型とラインフォーカス型を組み合わせた構造をしており、ボックス型に比べて時間応答性、時間分解能、パルスリニアリティ特性が良く、ラインフォーカス型に比べて電子収集効率が高いという特徴がある。図 3.4 にボックスライン型 PMT の断面図を示す。FAST-FD のカメラに使用される PMT は、このボックスライン型の PMT である。

PMT の電流増倍機構は、電子の軌道を考慮して設計され、効率よくダイノード間で増倍するように考慮されているが、それでも増倍に寄与しない電子がある程度存在してしまう。PMT において、光電面から出た光電子数と、最終的に陽極から出力されるパルス数の割合を「収集効率」と

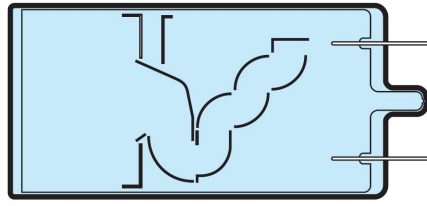


図 3.4: ボックスライン型 PMT のダイノードの構造 [100]

いう。一般的には、第 1 ダイノードの有効部分に入射することが重要となっており、この有効部分とは第 1 ダイノードに入射した光電子が第 2 ダイノード以後でも抜けることなく、有効に増倍する部分を意味している。第 2 ダイノード以後でも増倍に寄与しない 2 次電子は存在するが、後段に行くほど 2 次電子の数が増えるため収集効率に与える影響は少なくなる。また、陰極と第 1 ダイノード間の電圧が適切でないと、光電子は第 1 ダイノードの有効部分に入射しないため収集効率に影響してしまう。特に、この電圧が低い場合、第 1 ダイノードの有効部分に到達する光電子数が少なくなり収集効率が低下する。収集効率はシンチレーション計測を行う際のエネルギー分解能や検出効率、S/N 比に直接影響を与える。

2 次電子放出比 δ はダイノード間の電圧 E の関数であり、次式で表される。

$$\delta = a \cdot E^k \quad (3.3)$$

ここで、 a は定数、 k は電極の構造と材質で決まり、 $0.7 \sim 0.8$ の値をとる。光電面から放出された光電子流 I_k は、第 1 ダイノードに入射して 2 次電子流 I_{d_1} を放出する。このときの第 1 ダイノードにおける 2 次電子放出比 δ_1 は次式で表される。

$$\delta_1 = \frac{I_{d_1}}{I_k} \quad (3.4)$$

さらに、この電子は第 1 ダイノード \rightarrow 第 2 ダイノード $\rightarrow \dots$ 第 n ダイノードとカスケード的に増倍される。第 2 ダイノード以後の n 段目の 2 次電子放出比 δ_n は次式で与えられる。

$$\delta_n = \frac{I_{d_n}}{I_{d_{n-1}}} \quad (3.5)$$

陽極電流 I_p は以下の式で与えられる。

$$I_p = I_k \cdot \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n \quad (3.6)$$

したがって、

$$\frac{I_p}{I_k} = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n \quad (3.7)$$

ここで、 α は収集効率である。この、 $\alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n$ を「ゲイン (電流増倍率)」といい、 μ で表す。

$$\mu = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n \quad (3.8)$$

したがって、 $\alpha = 1$ として、PMT のダイノードの数を n とすると、等分割デバイダの場合、ゲイン μ の供給電圧 V に対する変化は次式になる。

$$\mu = (a \cdot E^k)^n = a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} = A \cdot V^{kn} \quad (3.9)$$

ただし、 $A = a^n / (n + 1)^{kn}$ とする。この式から、ゲイン μ は、供給電圧の kn 乗に比例することが分かる。FAST の場合は 8 段 PMT を使用しているため、5.6 ~ 6.4 程度となる。

また、PMT は非常に高速の時間特性を持った光検出器であるが、この時間特性は、主に陰極から放出された光電子が陽極まで増幅される間に生ずる走行時間およびその差によって決まる。したがって、高速測光用の PMT では、入射窓の内側に曲率を持たせたり、走行時間差を極力少なくするような電極設計がなされている。加えて、時間特性は供給電圧にも依存し、供給電圧を上げれば（電界強度を増せば）、電子走行速度が速くなり電子走行時間も短くなる。一般的に、時間特性は供給電圧の平方根に反比例して改善される。

光の入射位置の違いによる出力感度の均一性（ユニフォミティ）においても PMT はそれぞれの特徴を持つ。陽極ユニフォミティは光電面と電子増倍部（ダイノード部）でのそれぞれの積として考えられる。一般的に光電面、陽極とも長波長、特に限界波長に近くなるにつれてユニフォミティが悪くなる。これは、限界波長に近い場合、陰極感度は光電面の表面状態に強く依存するようになり、陰極感度のムラが大きくなるためである。また、供給電圧が低くなりすぎるとダイノード間の電子収集が悪化してユニフォミティに影響を与えることがある。

この他、PMT は周囲温度や湿度、磁界などの周囲環境により、感度や暗電流などの特性へ影響を受ける。特に、磁界による影響については、PMT は真空中を電子が走行するため、地磁気程度の磁界であっても電子軌道に影響を与え、陽極感度が変化することがある。感度変化の一番の原因は、磁界により電子軌道が影響を受けるためである。特に、光電面と第 1 ダイノード間の距離が長い PMT や、光電面に対して第 1 ダイノードの開口部の小さな PMT ほど磁界の影響を受けやすい。一般的に、大口径になるほど光電面と第 1 ダイノード間の距離が長くなる。また、供給電圧が低いほうが磁界の影響を受けやすくなる。特に、ヘッドオン型 PMT では、陽極感度が 50% に落ちるのは磁束密度が約数 10 分の 1 mT ~ 数 mT であり、磁界の方向では光電面に水平な方向（X 軸）が最も影響を受けやすくなる。PMT は磁界の存在しない環境で使うことが望ましいが、磁界が避けられない場合は PMT に磁気シールドを施す必要がある。本章 3.3 節では、磁気シールドによる影響も評価する。

3.2 増幅率測定

同じ型の PMT であっても増幅率（ゲイン）が全て同じとは限らず、個々の PMT について調査する必要がある。本節では、1 光電子が叩き出されるイベントを測定することでゲインの絶対値を求めることができる 1 光電子測定と、印加電圧を変化させた際にゲインがどのように変化するかを調べるためのゲインカーブ測定を実施した。ピエールオージェ観測所（Auger）サイトに設置予定である 2 基目の FAST-FD で使用予定の 4 本の PMT について、京都大学北部キャンパスの実験室にて行った 1 光電子測定とゲインカーブ測定の結果を報告する。使用した PMT は R5912-03（浜松ホトニクス社）である。この PMT は、8 インチ（20 cm）直径、8 段ダイノードのボックスアンドライン型であり、最大印加電圧は +2500 V である。図 3.5 に測定に使用した PMT のうちの 1 つを示す。FAST では、1 つの FD につき 4 本の大口径 PMT をミラー集光部の焦点面に配置して運用する。



図 3.5: PMT R5912-03

実験室内に暗箱を設置し、ロボットアームの先端に取り付けたレーザー光源によって PMT の応答を調査した。暗箱は底面が鉄製テーブル、それ以外の面が遮光布に覆われており、暗箱内側は遮光のため全面をブラックシートで覆われている。測定の際の暗箱内のセットアップを図 3.6 に示す。この基礎特性試験では、チェレンコフ光観測実験用に開発された DRS4（Domino Ring Sampler; DRS）評価ボード¹をデータ取得回路として使用した。この評価ボードは、2 GHz サンプリグが可能であり、512 ns の 1 タイムウィンドウを持つ（ $0.5 \text{ ns} \times 1024 \text{ bin} = 512 \text{ ns}$ ）。

このデータ取得回路にパルスジェネレータ信号を入力し、閾値を設定することでデータ取得のトリガーを行った。このパルスジェネレータの信号は図 3.7 の黄線である。図 3.7 は、後述する非一様性測定における、印加電圧 1100 V のときの PMT（GE0007）中心にて測定した、パルスジェネレータと PMT のそれぞれの出力信号の全イベントの和である。図中の青線が PMT 信号であり、黄線がデータ取得のトリガーとして使用したパルスジェネレータの入力信号である。この章の PMT 測定における PMT 出力電荷量の解析では、図 3.7 内の左の点線区間を信号区間、右の点線区間をノイズ区間として扱った。各イベントごとに信号区間の波高積分値からノイズ区間の波高積分値を差し引き、その値をヒストグラムにプロットしてガウシアン分布曲線のフィッティングを行った。

使用したレーザー光源は、極めて短い半値幅 80 ps で大気蛍光の波長に近い 405 nm の波長の光を出力することができ、チェレンコフ光観測実験用に開発された [101]。データ取得回路に入力しているパルスジェネレータ信号と同じ信号をレーザー光源へ入力することで、波形イベントとトリ

¹<https://www.psi.ch/en/drs/evaluation-board>

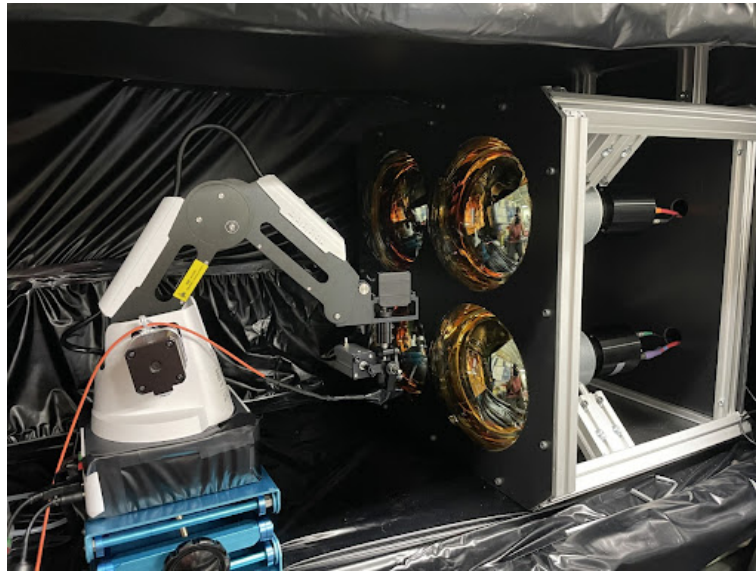


図 3.6: 実験室内での PMT 基礎特性試験の様子。実際の FAST-FD の構成と同じ配置になるように PMT を暗箱内に設置した。ロボットアームの先端に取り付けたレーザー光源を用いて、Auger サイトの FAST-FD の 2 基目に使用予定の PMT について基礎特性試験を行った。実験場所は京都大学理学部 5 号館 331 室である。

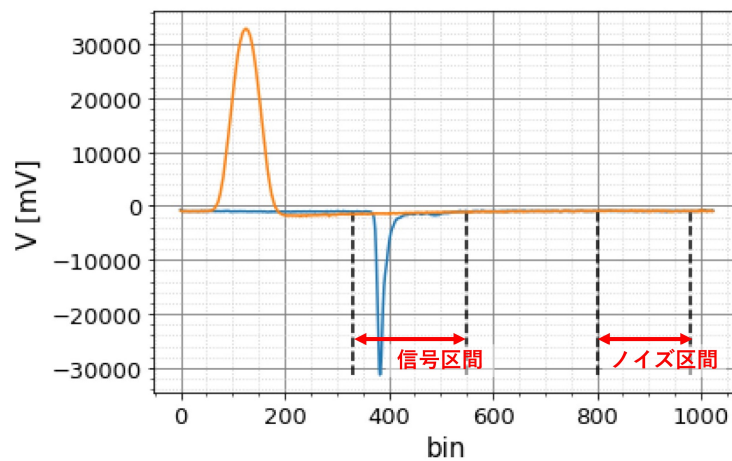


図 3.7: 後述する非一様性測定における、印加電圧 1100 V のときの PMT (GE0007) 光電面の中心にて測定した全イベントの出力信号の和。全測定イベントの和のため波高が大きくなっていることに注意。1 タイムウィンドウ (1024 bin) = 512 ns である。

ガーの同期を行った。このレーザー光を光ファイバーによってロボットアーム (DOBOT Magician 多機能ロボットアーム DT-MG-4R005-02E、深セン DOBOT 社、0.2 mm 精度で動作) の先端へ繋げた。この節で報告する測定では、光源位置は各測定 PMT 光電面の中央に設置し、照射方向は PMT 管軸に平行な方向で固定した。

ゲインカーブ測定

PMT 印加電圧 (HV) の変化に対する増幅率の相対的な変化を調べるため、HV の変化に対する PMT の出力信号の大きさの変化を測定した。光量については、HV = 2400 ~ 1300 V までは約 65 光電子相当、HV = 1300 ~ 1000 V までは約 1460 光電子相当で測定を行った。HV が 1300 V のときの光量に対しての変化率を用いて、光量変化による電荷量変化を補正した。

各 PMT ごとの印加電圧変化による出力電荷量の変化の測定結果を図 3.8 に示す。低 HV 側において測定点がフィッティングから外れるのは、PMT の動作電圧を下回っていることが原因であると考えられる。この測定によって得られた、各 PMT に対するこれら定数の値は以下の通りで

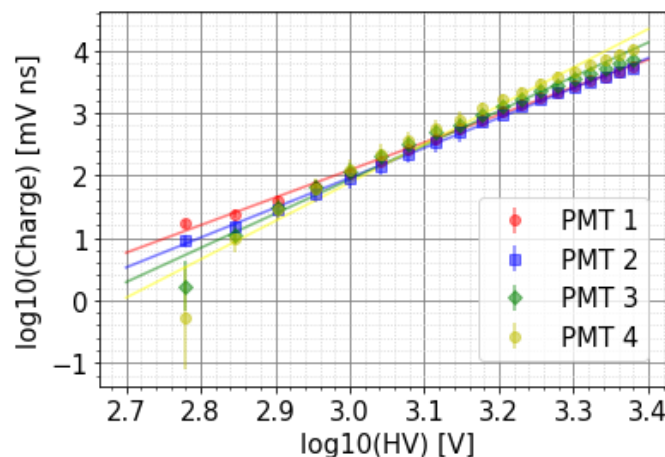


図 3.8: 実験室でのゲインカーブの測定結果。光量を、HV = 2400 ~ 1300 V までは約 65 光電子相当、HV = 1300 ~ 1000 V までは約 1500 光電子相当で測定を行った。HV が 1300 V のときの光量に対しての変化率を用いて、光量変化による電荷量変化を補正している。各 PMT の測定点に対して $y = ax + b$ でフィッティングした (a と b は各 PMT ごとに異なる定数である)。

ある。

- PMT No1 (GE0019)
 - $a = 4.42 \pm 0.05, b = -11.16$
- PMT No2 (GE0007)
 - $a = 4.79 \pm 0.05, b = -12.37$
- PMT No3 (GE0009)
 - $a = 5.49 \pm 0.12, b = -14.52$
- PMT No4 (GE0017)
 - $a = 6.15 \pm 0.13, b = -16.55$

1 光電子測定

PMT が持つ絶対的なゲインを調べるために 1 光電子測定を行った。1 光電子イベントを十分確認できるように光源の光量を調整し、光電子 1 個あたりの信号の大きさを測定した。1 光電子イベントによる信号波高は非常に小さいため、印加電圧は最大印加電圧に近い値で設定した (PMT 印加電圧 = +2400 V)。図 3.9 は 1 光電子測定のパ MT (GE0019) の信号の平均である。PMT の信号とは別に特徴的な波形構造が見られるが、これはゲイン測定実験時に使用したデータ収集回路である DRS4 が原因であると考えられる。この 1 光電子測定における、各 PMT 信号の出力電荷量をプロットしたヒストグラムを図 3.10 に示す。使用した PMT は負信号であるため反転させて表示している。

どの PMT においても同様の分布構造が見られ、各 PMT の測定結果に対して 1 つ目の山を 0 光電子イベント、2 つ目の山を 1 光電子イベントとして扱った。PMT の個体によっては 2 光電子イベントの兆候も見られる。2 光電子のピーク位置を「 $2 \times (1 \text{ 光電子のピーク}) - (0 \text{ 光電子のピーク})$ 」で固定して、各光電子数イベントに対応するガウシアン分布曲線のフィッティングを行った。こ

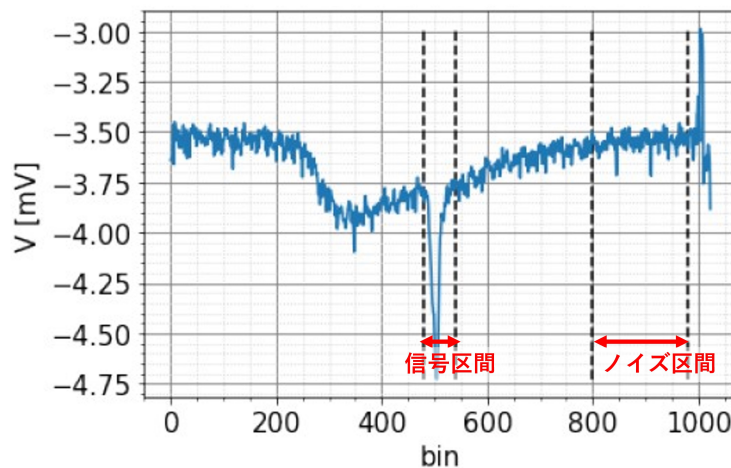


図 3.9: 1 光電子測定のパ MT (GE0019) の信号の平均。解析時には図中の左部分を信号区間、右部分をノイズ区間として扱った。PMT の信号とは別に特徴的な波形構造が見られるが、これはゲイン測定に使用したデータ収集回路である DRS4 が原因であると考えられる。

の測定結果より、各 PMT の絶対的な増幅率は以下のように推定した。

- PMT No1 (GE0019)
 - 1 光電子電荷量 = $(7.77 \pm 0.04) \times 10^1$ [mV·ns]、ゲイン = $(0.971 \pm 0.005) \times 10^7$
- PMT No2 (GE0007)
 - 1 光電子電荷量 = $(7.94 \pm 0.03) \times 10^1$ [mV·ns]、ゲイン = $(0.991 \pm 0.004) \times 10^7$
- PMT No3 (GE0009)
 - 1 光電子電荷量 = $(9.60 \pm 0.05) \times 10^1$ [mV·ns]、ゲイン = $(1.197 \pm 0.007) \times 10^7$
- PMT No4 (GE0017)
 - 1 光電子電荷量 = $(30.78 \pm 0.08) \times 10^1$ [mV·ns]、ゲイン = $(3.842 \pm 0.094) \times 10^7$

PMT No4 (GE0017) が他の 3 本の PMT と比較して大きな増幅率を持つことが分かるが、浜松ホトニクス社による出荷前の増幅率測定結果においても同傾向となっており、出荷前の時点においてもカタログ値 (ゲイン = 10^7) を大きく超える増幅率を持っていたことが分かる。

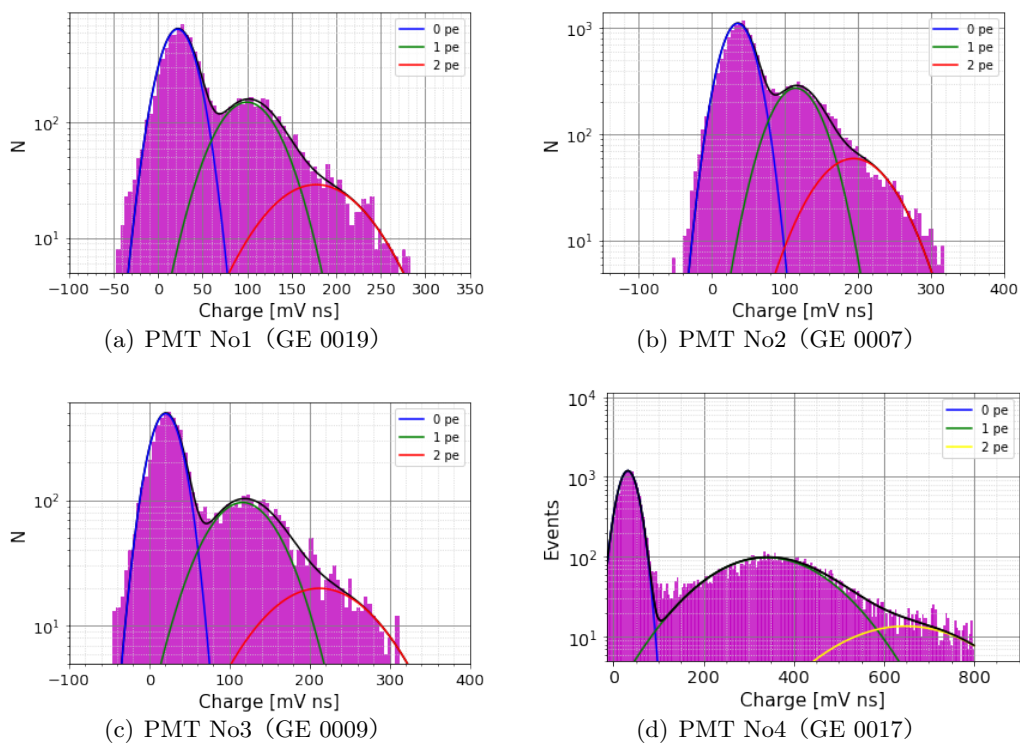


図 3.10: 実験室での 1 光電子測定の結果 (PMT 印加電圧 = +2400 V)。ゲイン算出の際には、1 つ目の山を 0 光電子イベント、2 つ目の山を 1 光電子イベントとして扱った。PMT の個体によっては、2 光電子イベントの兆候も見られる。

3.3 大口径光電子増倍管の非一様性特性

FAST にて使用する大口径 PMT (直径 8 インチ) は、第 1 ダイノードの非対称性といった構造的要因や地磁気といった環境的要因によって、感度の非対称性を持つとされる。本節では、PMT に対しておこなった感度と応答時間の非一様性の測定結果について報告する。測定に使用した PMT は、増幅率測定においても使用した R5912-03、および浜松ホトニクス株式会社の協力により新たに開発された R14688 の 2 種である。なお、新型 PMT R14688 については後述する。非一様性測定では、光源の光量は約 1500 光電子相当に設定し、PMT の印加電圧は 1100 V に設定した。8 インチの感面全体の感度と応答時間について調査するために、ロボットアームを操作することでレーザー光源の位置を移動させて測定した。この測定では、光の入射角度は変化させずに (管軸に対して常に平行方向)、光源を 1 cm ごとに 12 cm まで、15° ずつ移動させることで、出力信号の大きさとピーク位置の変化を調べた。その他の実験セットアップや、PMT の出力電荷量の解析手法は増幅率測定の際と同じである。信号の応答時間については、図 3.7 内のパルスジェネレータ信号の波高ピーク位置を始点 (0 ns) として、そこから PMT 信号の波高ピーク位置までの時間幅を、各測定点における PMT の応答時間とした。ただし、この時間にはレーザー射出までの応答時間も含まれているため、場所ごとの相対値を評価した。

3.3.1 感度・応答速度の非一様性

個体差の比較

本小節では、Auger サイトに設置予定の FAST-FD の 2 基目に使用する PMT R5912-03 に対して行った感度と応答時間の非一様性の測定結果について報告する。図 3.11 は感度の非一様性の個体ごとの測定結果である。各測定結果において最大の測定電荷量を基準としたときの、各位置での電荷量の相対的な大きさを表示している。どれも管軸の回転角度は等しく、第 1 ダイノードは各図の上部に存在している。測定結果を見ると、向かって右側に少し感度の低い位置があることが共通していることが分かる。また、周辺部においては感度が著しく低下していることも共通している。最も感度の非一様性が大きい個体 (PMT GE0017) では、半径 5 cm 以内にて最低感度は最大感度に対して 0.77 ± 0.07 の出力電荷量であった。一方で、最も感度の非一様性が小さい個体 (PMT GE0007) では、半径 5 cm 以内にて最低感度の出力は最大感度に対して 0.81 ± 0.07 の出力電荷量であった。この他の PMT の最低感度の出力電荷量の割合については表 3.1 に示す。

また、個体ごとの応答時間の非一様性についても評価した。図 3.12 にてその測定結果を示す。図中では、各 PMT の測定点内で最も早い応答時間を基準 (0 ns) として分布図を描いている。中心付近が応答速度が比較的早く、周辺部分においては応答速度が遅くなるという共通の傾向があることが分かった。応答時間においても感度と同様に非一様性が存在し、個体によっては最大で 4.0 ns、最小で 2.5 ns の応答時間の差があることが判明した。しかし、FAST においては 1 ビン 100 ns で積分評価するため、この応答時間における非一様性は問題が無いと考えられる。表 3.1 にて個体ごとの最遅の応答時間を示す。

管軸回転による比較

続いて、このような感度の非一様性が地磁気といった環境的要因によるものであるか、もしくは第 1 ダイノードといった構造的要因によるものであるかを調査するために、同じ PMT を管軸に対して 90° ずつ回転させて同様の非一様性の測定を行った。感度の非一様性が第 1 ダイノード

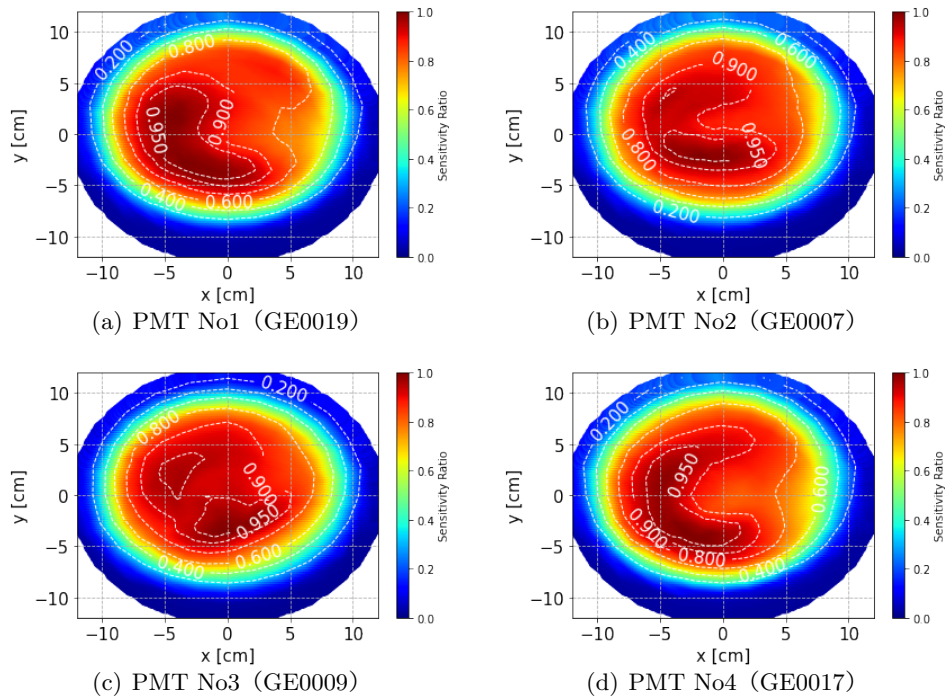


図 3.11: Auger サイト 2 基目に使用する各 PMT の感度の非一様性。それぞれ最大値を 1 として表示。

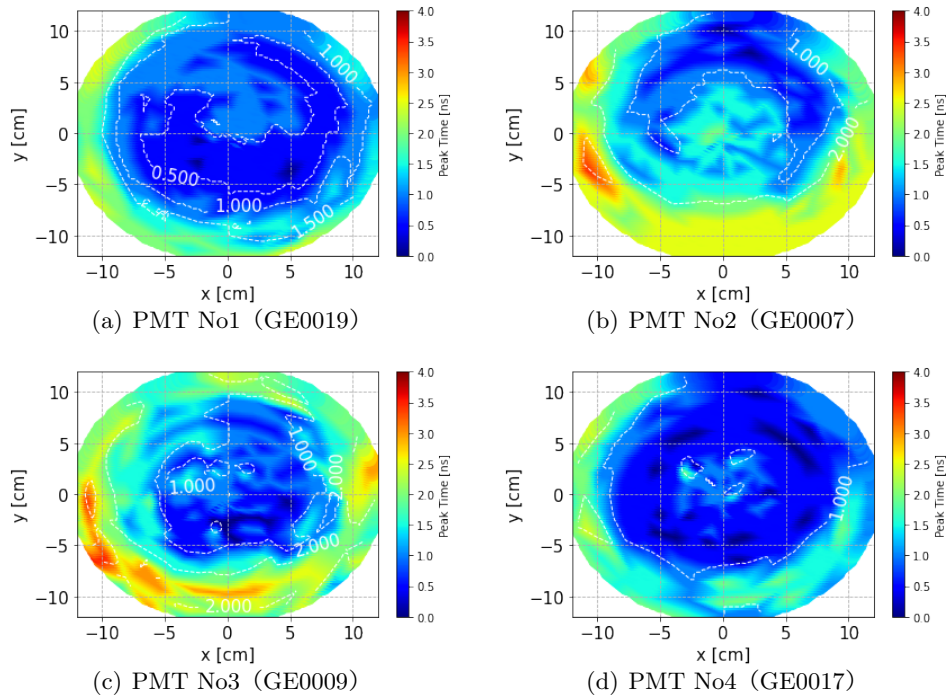


図 3.12: Auger サイト 2 基目に使用する各 PMT の応答時間の非一様性。それぞれ最も応答が早い位置を 0 ns として表示。

表 3.1: PMT R5912-03 非一様性測定の結果

R5912-03 個体番号	最低感度 (半径 5 cm 以内)	最遅応答時間
GE0017	0.77±0.07	2.5 ns
GE0007	0.81±0.07	4.0 ns
GE0009	0.81±0.08	3.5 ns
GE0019	0.78±0.05	2.5 ns

の非対称性といった PMT 自身の構造によるものであれば、管軸の回転に対応して回転した同じ非一様性パターンが確認できるはずである。PMT を管軸に対して回転させた際に推測される非一様性パターンの変化は以下のとおりである。

- 非一様性の原因が第 1 ダイノードの場合
 - － PMT を管軸に対して回転させることで第 1 ダイノードも回転するため、確認された非一様性パターンがそのまま回転する
- 非一様性の原因が地磁気の場合
 - － 地磁気の方法は PMT の回転に依らず一定であるため、管軸に対して PMT を回転させたとしても、確認された非一様性パターンは変化（回転）しない

測定に用いた PMT、は非一様性測定の個体差比較において使用した個体のうち、2 番目の個体 (GE 0007) である。光源の光量や移動方法、および PMT の印加電圧については個体差比較時の測定と同じ設定で行った。この測定の結果を図 3.13 に示す。第 1 ダイノードはそれぞれ、管軸回転角度 0° の場合は図の上方、 90° 回転の場合は図の右方、 180° 回転の場合は図の下方、 270° 回転の場合は図の左方に存在する。測定結果を見ると、例えば管軸回転が 90° の場合においては、第 1 ダイノードの位置 (図の右方) と反対の方向 (図の左方) においては感度が大きく、第 1 ダイノードが存在する方向においては感度が小さくなっていくことが良く分かる。これは、第 1 ダイノードと反対方向からの光に対しては収集効率が良くなり、第 1 ダイノードと同じ方向からの光に対しては収集効率が悪くなるためであると考えられる。 180° 回転や 270° 回転の結果においても似た第 1 ダイノードの非対称性の効果が影響しているように見られるが、管軸の回転角度によって異なる感度の非一様性パターンが存在することが分かる。管軸回転に対応した非一様性パターンが見られないことから、第 1 ダイノードといった構造的要因以外、すなわち地磁気などの環境的要因による影響が存在することが考えられる。

また、応答時間の非一様性においては管軸回転に対応した非一様性パターンの回転が見られた。これらの結果は第 1 ダイノードの回転に対応していると考えられる。第 1 ダイノードと同じ方向からの光に対しては応答速度が速く、その反対方向からの光に対しては応答速度が遅くなるという傾向が共通している。ただし、個体差の比較の測定と同じく、応答時間の非一様性は最大でも 4.0 ns であり、FAST においては問題が無いと考えられる。この測定における応答時間の非一様性の結果は付録 A に掲載している。PMT GE0007 の管軸回転による非一様性測定の結果について、半径 5 cm 以内での最大感度に対する最低感度の電荷出力量の割合と、最遅の応答時間を表 3.2 に示す。

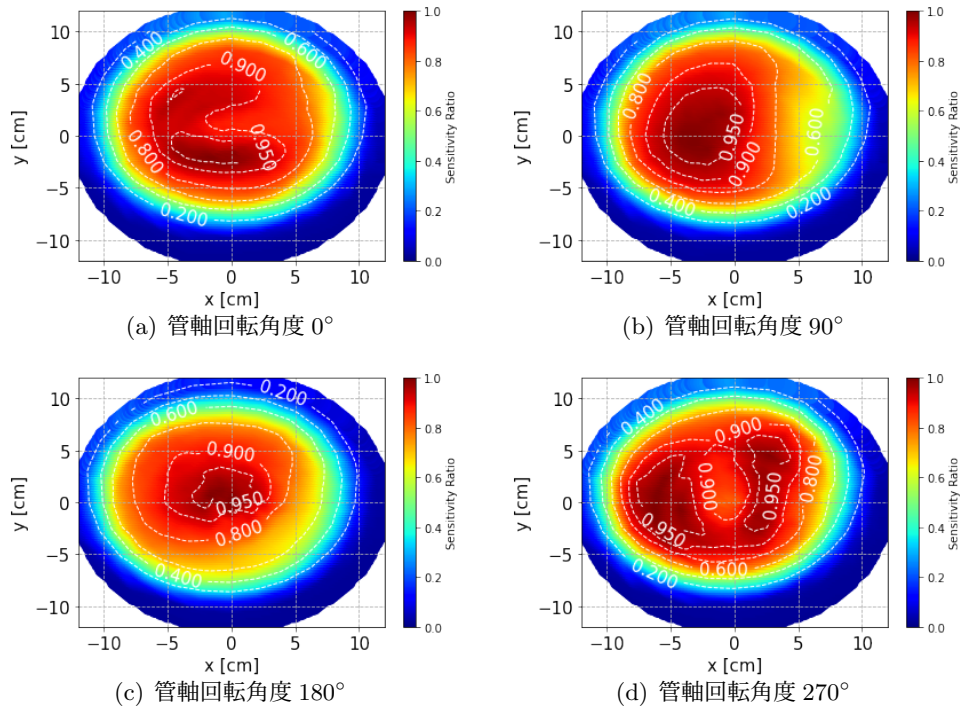


図 3.13: 管軸を回転させて測定した PMT (GE 0007) の感度の非一様性

表 3.2: 管軸回転させた PMT GE0007 非一様性測定の結果
管軸回転角度 最低感度 (半径 5 cm 以内) 最遅応答時間

管軸回転角度	最低感度 (半径 5 cm 以内)	最遅応答時間
0° 回転	0.81 ± 0.07	3.5 ns
90° 回転	0.69 ± 0.05	4.0 ns
180° 回転	0.68 ± 0.08	4.0 ns
270° 回転	0.81 ± 0.09	3.5 ns

3.3.2 磁気シールドによる地磁気影響軽減効果の評価

前小節において、管軸回転による非一様性パターンの変化の比較から、第 1 ダイノードの非対称性の影響だけでなく地磁気的环境的影響も存在することが示唆された。これは、大口径 PMT においては、光電面から叩き出された光電子がダイノード初段まで長距離を移動するため、地磁気のような弱い磁気でさえも影響を受けてしまうことが原因であると考えられる。そこで、地磁気キャンセルの目的のため、IceCube 実験の D-Egg にて使用されている磁気シールド FINEMET^{®2}（日立金属、千葉大学の石原さんより拝借）を用いて同様の測定を行った。使用した PMT は管軸回転による非一様性測定の際と同じ R5912 の GE0007 である。光源の光量や移動方法、および印加電圧についてもこれまでの非一様性測定と同じ設定で測定を行った。磁気シールド取り付けの際には、シールドを丸めて PMT のダイノード部分から光電面にかけてを覆って使用する。覆う長さ（深さ）が大きくなるにしたがってシールドによる地磁気キャンセルの効果は大きくなるが、今回の測定では光電面の半分の深さまでを覆った状態で測定を行った。シールド装着後に暗箱内架台に設置した PMT の様子を図 3.14 に示す。

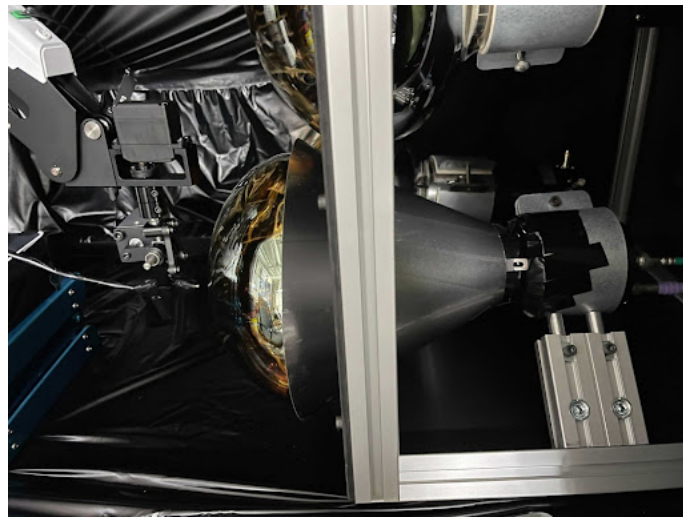


図 3.14: 磁気シールドを取り付けた PMT (GE0007) を測定位置へ配置した様子

京都の実験室（北緯 35°、東経 135°）での地磁気は、全磁力 47216 nT、伏角 49.3°、偏角 7.6° である（国土地理院）。したがって、PMT 管軸に対して、鉛直方向に -35803 nT、水平方向に 4071 nT、垂直方向に 30511 nT となる。これらの関係を図 3.15 に示す。この地磁気の方角と、光電子が図の奥の方向に向かって進むことから、光電子は右下 (-40.4°) の方向へ力を受けると考えられる。したがって、光電面に向かっての左上方向からの光電子は収集されやすく、右下方向からの光電子は収集されにくくなると考えられる。

図 3.16 に、磁気シールド付き R5912 (GE0007) の感度の非一様性評価の測定結果を示す。管軸回転に対応した非一様性パターンについては、シールド装着以前の測定結果と似た傾向が見られた。また、シールド装着による比較をするために感度の非一様性パターンの断面図をプロットして比較をした（エラーバーは標準偏差で表示している）。図 3.17 に、感度の非一様性の断面図の結果を示す。ここで、X ラインとは $y = 0$ の地点（光電面に向かって左側をマイナス）、Y ラインとは $x = 0$ の地点（光電面に向かって上側をマイナス）、135° ラインとは 135° の地点（光電面に向かって左上をマイナス）、150° ラインとは 150° の地点（光電面に向かって左上をマイナス）の

²<http://www.kyohritsu.jp/eclib/OTHER/CATALOG/PARTS/finemetcore.pdf>

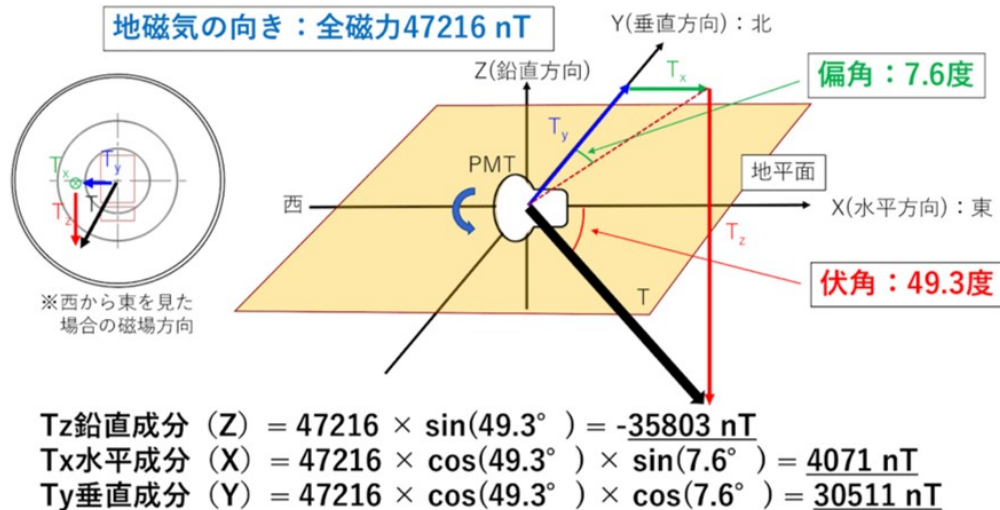


図 3.15: 京都の実験室における地磁気方向 (浜松ホトニクス社より提供)

断面図である。135°と150°ラインは、地磁気の影響を最も顕著に受けると考えられる方向を見るために設定した(-40°(+140°)の方向に近い測定点)。それぞれ同じ管軸回転角度ごとに、シールドの有無による感度の非一様性の比較をすると、最も改善が見られたのは管軸回転角度が180°のときであり、半径5cm以内における最低感度の出力電荷量の割合が 0.68 ± 0.08 から 0.84 ± 0.05 へと改善された。その一方で、最も改善が見られなかったのは管軸回転角度が270°の測定結果であり、最低感度の出力電荷量の割合が 0.81 ± 0.09 から 0.88 ± 0.05 へと改善された。磁気シールドをさらに目深に設置することで更なる軽減効果が期待されるが、FASTにおいては視野が限られているため現実的な解決方法ではないと考えられる。また、もともと問題が無いことが確認されていた応答時間の非一様性については、シールド装着以前と同じく管軸回転に対応した非一様性パターンの回転が確認され、大きな変化は無いことが確認できた(最大で4.0nsの応答時間の遅延)。この非一様性測定の結果を表3.3にまとめる。掲載していない感度非一様性の断面図と、この測定における応答時間の非一様性の結果は付録Aに掲載している。

表 3.3: 管軸回転させた磁気シールド付き PMT GE0007 非一様性測定の結果

管軸回転角度	最低感度 (半径 5 cm 以内)	無シールドからの改善度	最遅応答時間
0° 回転	0.88 ± 0.05	1.07 ± 0.12 倍	4.0 ns
90° 回転	0.76 ± 0.05	1.11 ± 0.11 倍	4.0 ns
180° 回転	0.84 ± 0.05	1.24 ± 0.17 倍	4.0 ns
270° 回転	0.88 ± 0.05	1.09 ± 0.14 倍	4.0 ns

3.3.3 新型光電子増倍管の非一様性評価

浜松ホトニクス株式会社の協力により、第1ダイノードの非対称性による感度の非一様性を軽減したPMT R14688が新たに開発された。この新型のPMTが従来のPMT R5912と比べてどの程度非一様性が改善されたのかについて京都大学の実験室にて測定調査を行った。R14688は加速電極付き8インチ10段のPMTであり、光電面からの電子を効率よく集束可能にするための加速電極の導入や、第1ダイノード幅を1.5倍(R5912比)にすることで磁場に電子軌道が曲げられ

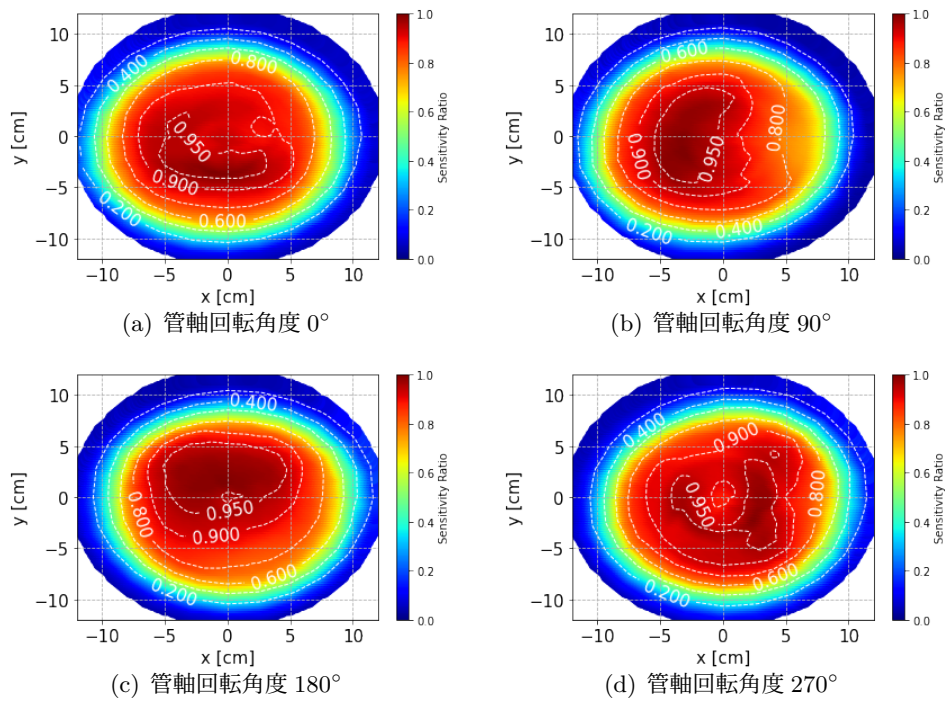


図 3.16: 磁気シールドを取り付けた PMT (GE0007) の感度の非一様性

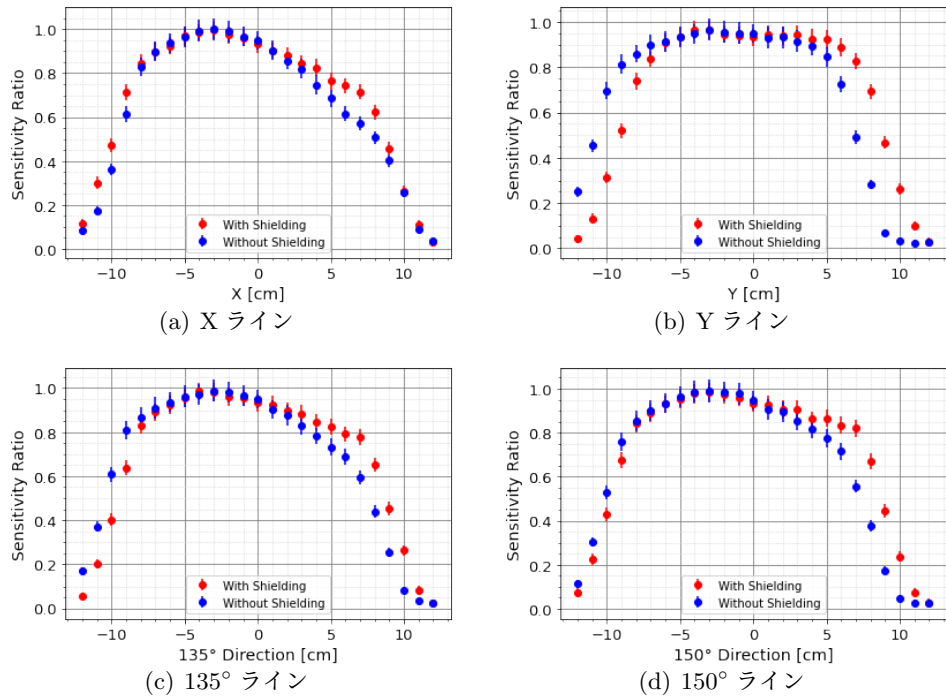


図 3.17: PMT (GE0007) の管軸回転角度 90° における感度非一様性の断面図。青点はシールド未装着時、赤点はシールド装着時の測定結果を示す。赤点と青点の全体的な位置のズレは、測定のセットアップ由来によるものである。

でも次段へ増倍可能しやすくなったことで、R5912 に比べてユニフォミティ（一様性）の向上が期待される。非一様性測定に使用したのは個体番号 ZC2969 の R14688 である。図 3.18 に R14688 (ZC2969) の概観を示す。



図 3.18: 新型 PMT R14688

R14688 (ZC2969) の非一様性測定の結果を図 3.19 に示す。R5912 の際と同様に、感度の測定結果の断面図を図 3.20 と図 3.21 にて示す。なお、ここに掲載していない断面図は付録 A に掲載している。測定結果より、この新型の PMT は従来の R5912 よりも平坦な感度を持つことが分かった。半径 5 cm 以内の最大出力感度に対して、最低感度の電荷出力量の割合が最も低いのは管軸回転角度 90° のときの 0.79 ± 0.05 であり、最も高いのは管軸回転角度 0° のときの 0.932 ± 0.053 であった。PMT GE0007 を管軸回転させた非一様性測定の結果と比較すると、最低感度出力が最も改善されたのは管軸回転角度が 180° のときであり、 0.68 ± 0.08 から 0.85 ± 0.05 へと改善された。最も改善されなかったのは管軸回転角度が 270° のときであり、 0.81 ± 0.09 から 0.92 ± 0.05 へと改善された。しかし、R14688 であっても完全には非一様性を改善することはできず、管軸の角度によっては依然として感度における非一様性がみられる場合もある。また、この非一様性パターンは管軸の回転に対応してパターンの変化が見られる（同じパターンがそのまま回転してはいない）。これは、第 1 ダイノードによる非一様性への影響が若干残っているためであると考えられる。地磁気の効果と打ち消しあう方向に第 1 ダイノードが存在する場合には一様な感度を得ることができ、効果が重なり合う方向に存在する場合には非一様な感度になると推測できる。実際、管軸回転角度 0° の測定結果においては、非常に平坦な感度が見られる一方で、管軸回転角度 180° の測定結果を見ると、地磁気の方角によって想定される典型的な非一様性パターンがあることが分かる。ここで意味する地磁気による典型的な非一様性パターンとは、右下（約 -40° ）方向が感度が落ち込み、その反対方向の感度が高くなっている非一様性パターンを指す。これは光電子が地磁気によって右下（ -40° ）の方向に引っ張られることに起因している。

また、図 3.22 に、この測定に対応する応答時間の非一様性の測定結果を示す。R5912-03 と同じく応答時間の非一様性は小さいが、応答時間の遅れは最大でも 2.5 ns となっており、R5912-03 よりも応答時間の不均一さが抑えられていることが分かった。R14688 (ZC2969) の非一様性測定の結果を表 3.4 にまとめる。

3.4 今後の課題

R5912-03 の非一様性の測定により、個体ごとに非一様性が完全には一致していないこと、磁気シールドを取り付けても非一様性が残ることが分かった。このような特性が、どの程度物理結果

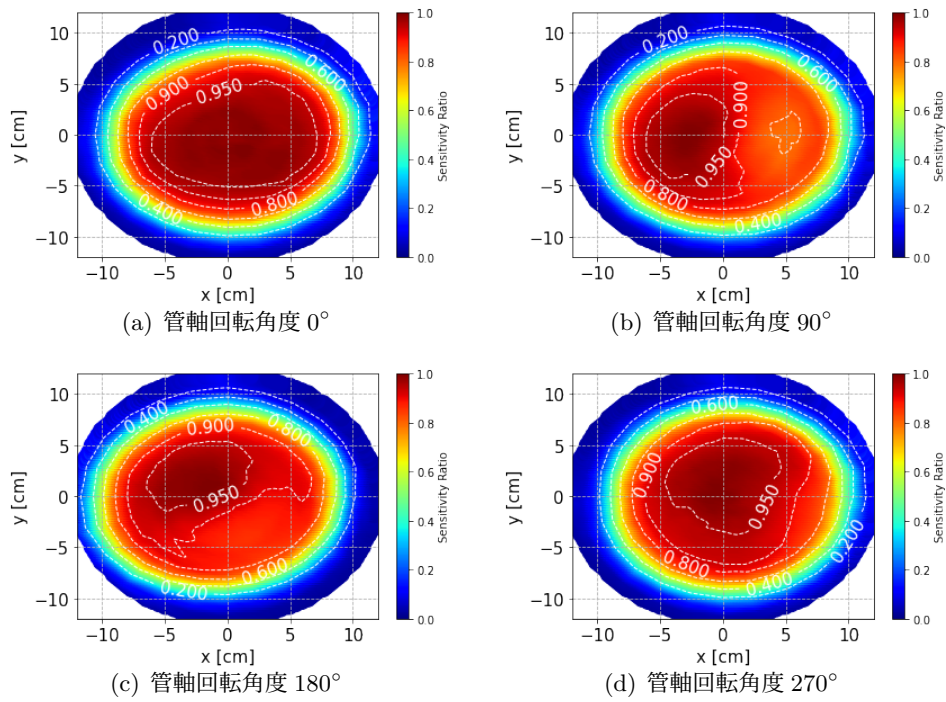


図 3.19: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の感度の非一様性

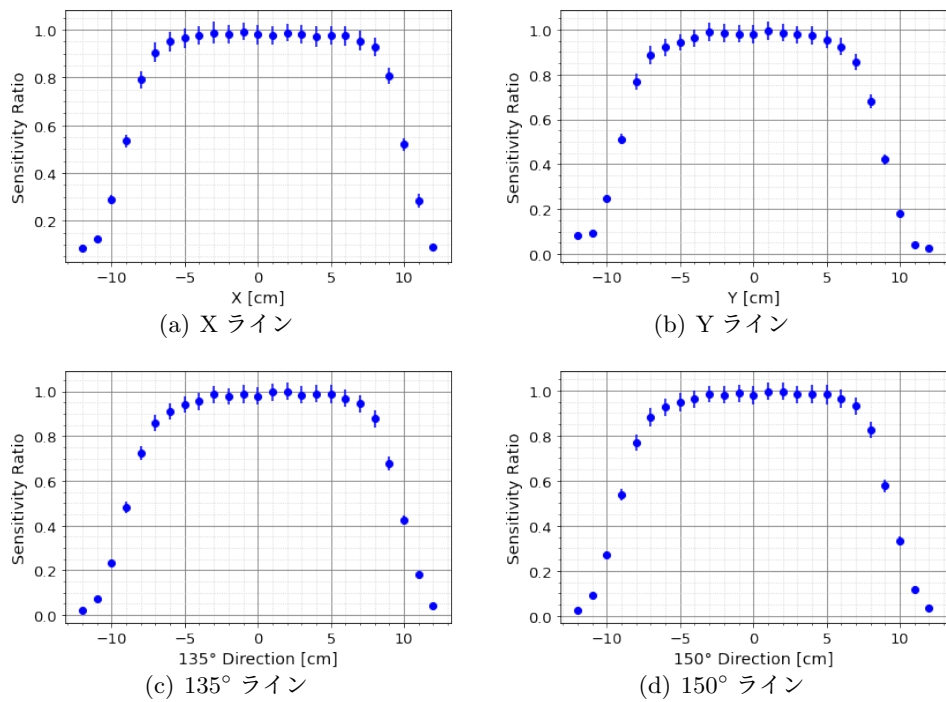


図 3.20: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の管軸回転角度 0° における感度の非一様性の断面図

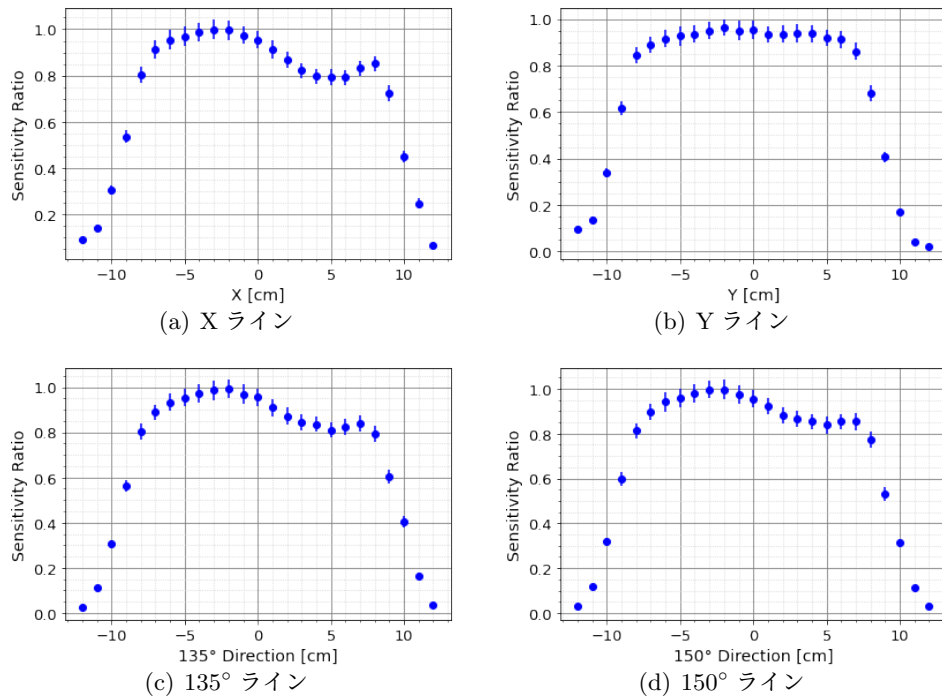


図 3.21: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の管軸回転角度 90° における感度非一様性の断面図

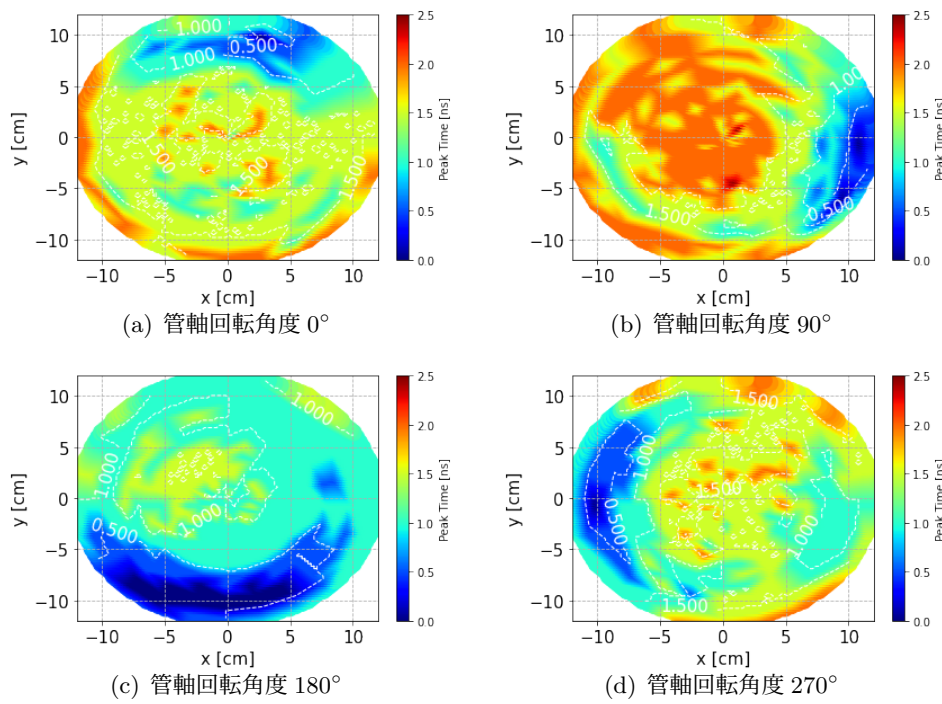


図 3.22: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の応答時間の非一様性

表 3.4: 管軸回転させた新型 R14688 (ZC2969) 非一様性測定の結果

管軸回転角度	最低感度 (半径 5 cm 以内)	R5912-03 からの改善度	最遅応答時間
0° 回転	0.93±0.05	1.15±0.12 倍	2.0 ns
90° 回転	0.79±0.05	1.15±0.11 倍	2.5 ns
180° 回転	0.85±0.05	1.26±0.17 倍	1.5 ns
270° 回転	0.92±0.05	1.14±0.14 倍	2.0 ns

へ影響するののかについては今後調査する必要があると考える。

また、R14688 (ZC2969) の非一様性の測定により、この新型 PMT が R5912 と比べて改善された非一様性を持つことが分かった。しかし、地磁気による影響と第 1 ダイノードによる影響とを切り分けて測定できていないため、各要因による R14688 への影響の詳細については調査できていない。地磁気を完全にキャンセルした環境においては、第 1 ダイノードによる非一様性への影響のみを調査することができるはずである。したがって、構造的要因と環境的要因とを切り分けて測定するために、今後はこのような測定が必要であると考えられる。

第4章 新データ波形収集回路の開発

4.1 試作基板

現状のFASTで使用されているデータ収集システムはNIMモジュールを使用しており、実験の大規模化および、太陽光パネルとバッテリーの電力供給による自立稼働を目指すにあたって低消費電力で動作する読み出し回路が必要となる。要求される性能としては、サンプリング周波数が10 MHz以上で48チャンネル読み出しが可能であること、太陽電池で賄える程度の低消費電力で動作(30 W未満)、摂氏 -25 度 $\sim +40$ 度での動作が挙げられる。そこで、新データ波形収集回路の開発を行った。新データ波形収集回路全体を図4.1に示す。この回路は全部で4枚のボードからなり、上面から順にAMPボード、FADCボード、SoCボード、MIOボードで構成されている。

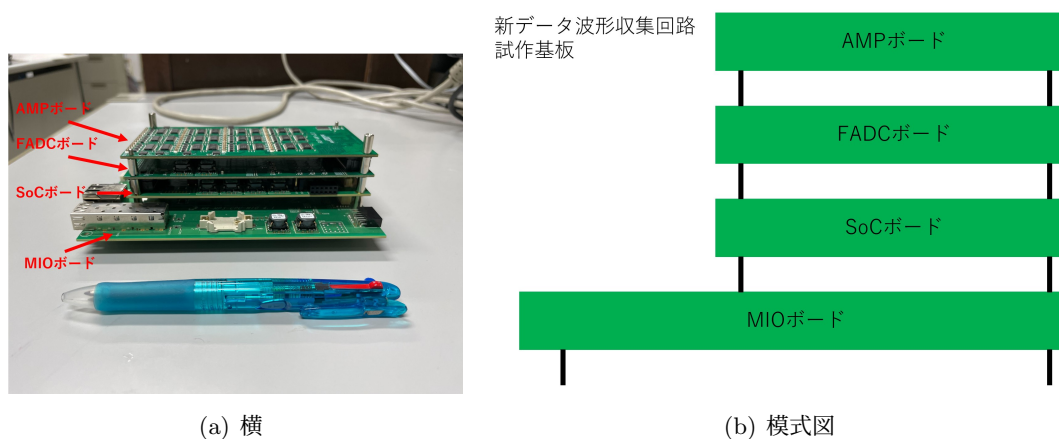


図 4.1: 新データ波形収集回路の試作基板

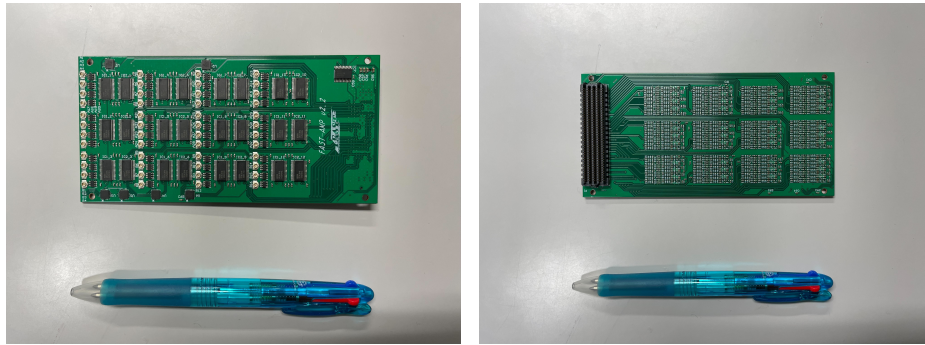
新データ波形収集回路のAMPボードとその模式図、および実装しているAMPチップの回路図を図4.2に示す。AMPボードには、光電子増倍管(PMT)からの信号を増幅するためにAMPチップTHS4524¹(動作温度 -40 度 $\sim +85$ 度、Texas Instruments社)が12セット実装されている。このデバイスは、低消費電力で動作する必要があるデータ取得システムに適した、4チャンネルの完全差動アンプであり、50倍の固定ゲインを持つ。この他、U.FLコネクタ²が実装されており、ここからPMTの信号を入力する。AMPを通った信号はFADCボードへと接続される。

新データ波形収集回路のFADCボードとその模式図を図4.3に示す。FADCボードには、AMPボードによって増幅されたPMTの信号をAD変換するためのFADCチップが実装されている。使用しているFADCチップはADS52J90³(動作温度 -40 度 $\sim +85$ 度、Texas Instruments社)である。このデバイスをFADCボードに2チップ実装することで、FAST-FD 12台(1ステーション)の48チャンネルに対応している。低消費電力で動作可能であり、データのビット数や入力信

¹<https://www.ti.com/product/ja-jp/THS4524-EP>

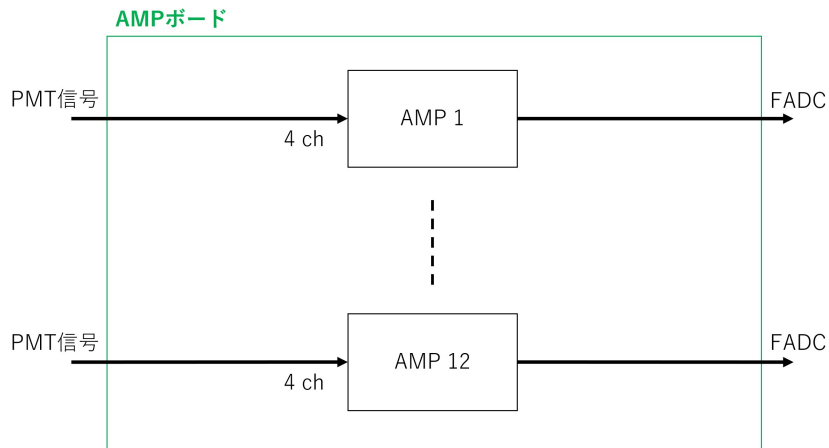
²<https://www.hirose.com/product/series/U.FL?lang=ja#>

³<https://www.ti.com/product/ja-jp/ADS52J90>

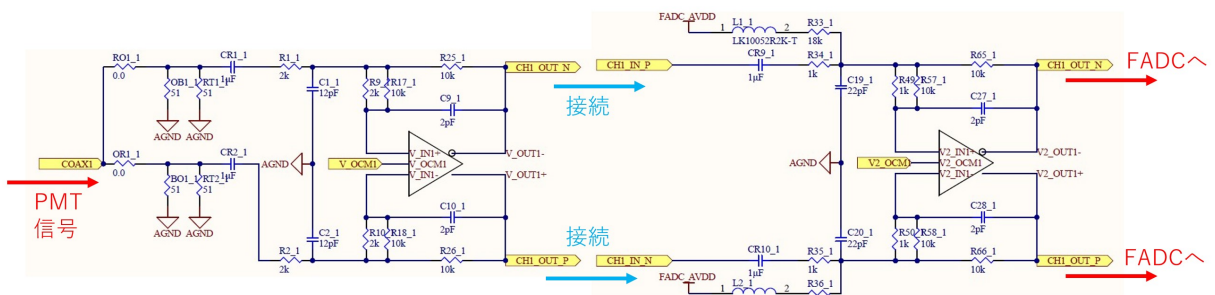


(a) 上面

(b) 下面



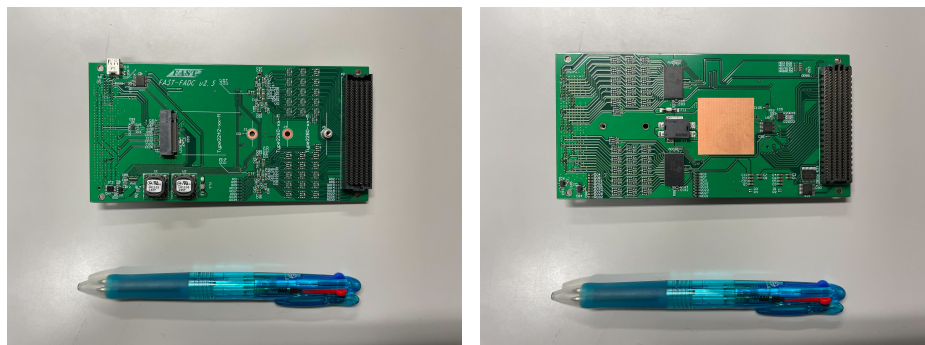
(c) 模式図



(d) AMP 回路図

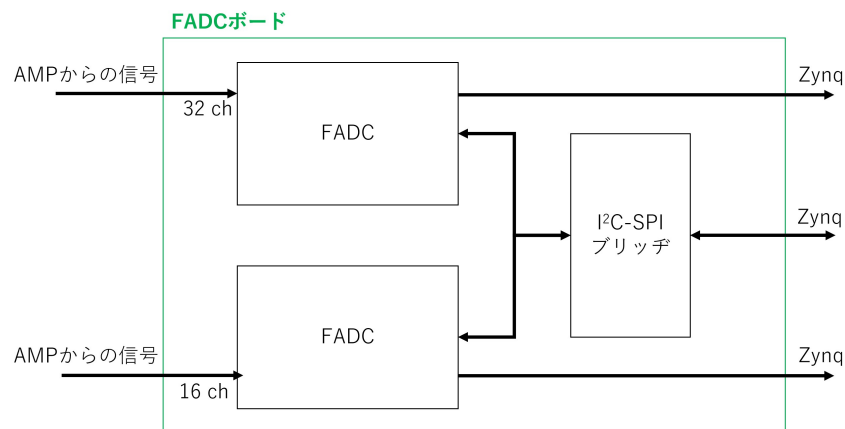
図 4.2: 新型データ波形収集回路試作基板の AMP ボード

号数、ADC変換レートを使用者が自由に設定することができる。ADC変換可能な16チャンネルを持ち、8,16,32チャンネル入力が可能である。最大ADC変換レートは10bitモードの際には100MHz、12bitモードの際には80MHz、14bitモード時においては65MHzである。注意点として、32チャンネル入力モードでは、1チャンネルに対して半分の変換レートとなる。FASTでは、32チャンネル入力モード、14bitモードで使用し、ADC変換レートは40MHzで設定する。したがって、1チャンネルについて変換レートは20MHzとなっている。2つのFADCチップのうち、片方に32チャンネル入力、もう片方に16チャンネル入力することで48チャンネルに対応している。インターフェースタイプはシリアルLVDSで設定した。この他、FADCボードにはI²C-SPIブリッジとしてSC18IS602BIPW,112⁴（動作温度-40度～+85度、NXP社）が実装されている。このデバイスがSPI通信とI²C通信間のインターフェースとして機能することで、ホストデバイスはI²Cデバイスと直接通信できる。



(a) 上面

(b) 下面



(c) 模式図

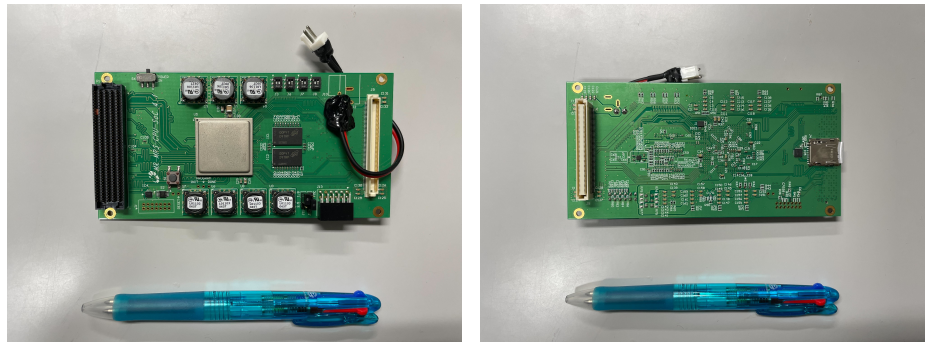
図 4.3: FADC ボード

新データ波形収集回路のSoCボードとその模式図を図4.4に示す。SoCボードには、Zynq-7000シリーズのXC7Z030-1FFG676I⁵（動作温度-40度～+100度、AMD社）が実装されている。ZynqとはCPUとプログラミングロジックが一体化されたFPGAであり、ロジックのみのFPGAに比べ拡張性に優れる。CPU（PS）とプログラミングロジック（PL）はAXI（Advanced eXtensible Interface; AXI）バスを介して接続される。マイクロSDカード用ソケットも実装されており、SDカードに入れたブートイメージ、ハードウェア情報を基にZynqが動作する。また、前述したI²C-SPI

⁴<https://www.nxp.jp/part/SC18IS602BIPW#/>

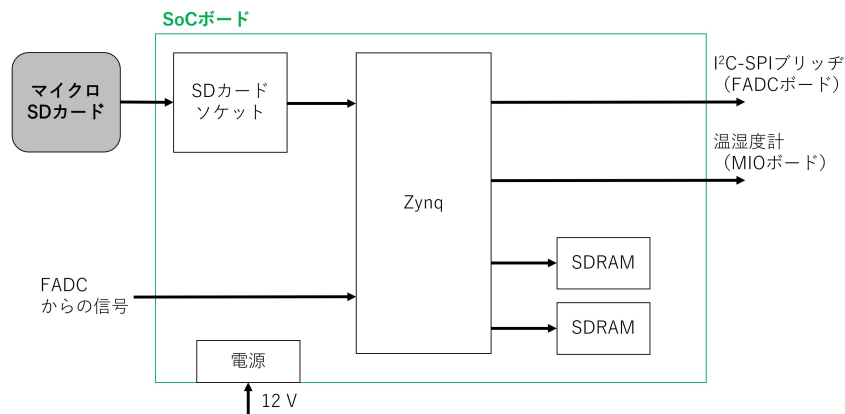
⁵<https://www.digikey.jp/ja/products/detail/xilinx-inc/XC7Z030-1FFG676I/3925210>

ブリッジを介して、Zynq はボード上の I²C デバイスと通信することができる。この他、SDRAM として MT41K256M16TW-107 XIT:P TR⁶（動作温度 -40 度 ~ +95 度、Micron Technology 社）が実装されている。また、電源は SoC ボードから供給される。



(a) 上面

(b) 下面



(c) 模式図

図 4.4: SoC ボード

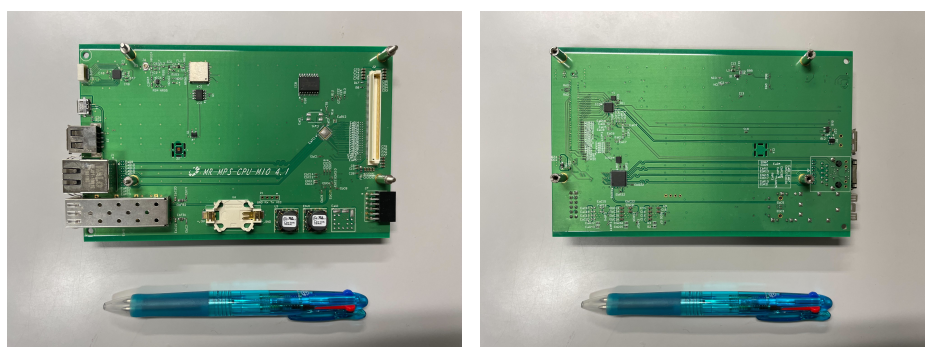
新データ波形収集回路の MIO ボードとその模式図を図 4.5 に示す。MIO ボードには、GNSS モジュール (Teseo-LIV3F⁷、動作温度 -40 度 ~ +85 度、ST Microelectronics 社)、リアルタイムクロック (DS3232MZ+⁸、動作温度 -40 度 ~ +85 度、Maxim Integrated)、温湿度計 (HDC2080DMBT⁹、動作温度 -40 度 ~ +125 度、Texas Instruments 社) などが実装されている。この他に、イーサネットや USB のソケットが実装されている。

⁶<https://www.digikey.jp/ja/products/detail/micron-technology-inc/MT41K256M16TW-107-XIT-P-TR/6036700>

⁷<https://www.st.com/ja/positioning/teseo-liv3f.html>

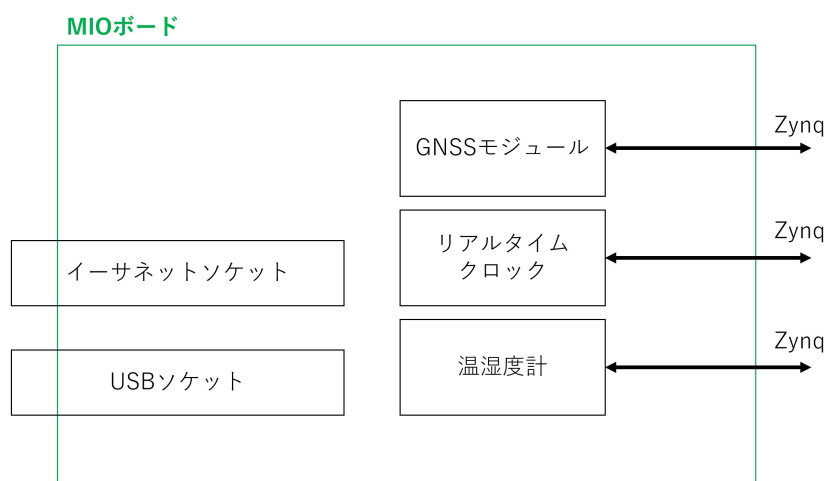
⁸<https://www.digikey.jp/ja/products/detail/analog-devices-inc-maxim-integrated/DS3232MZ/3087653>

⁹<https://www.ti.com/product/ja-jp/HDC2080/part-details/HDC2080DMBT>



(a) 上面

(b) 下面



(c) 模式図

図 4.5: MIO ボード

4.2 ファームウェア開発

FAST における、Zynq 内ファームウェアを含めた、取得データおよび内部トリガー判定の概観を図 4.6 に示す。図 4.6 内の全体の大きい枠が 1 つの新型データ波形収集回路の構成を意味しており、この回路は 1 ステーションごとに設置する。1 ステーションに対して 12 台の FD が存在し、48 チャンネル使用する。図 4.6 内の PL は Zynq 内 FPGA のロジック部分を意味しており、PS の部分が Zynq CPU を指す。ADC 変換されたデータ信号は PL へと接続され、シリアル-パラレルコンバータによってデシリアライズされた後、データ取得ラインとトリガー判定ラインに分割され、それぞれロジック内にて操作される。

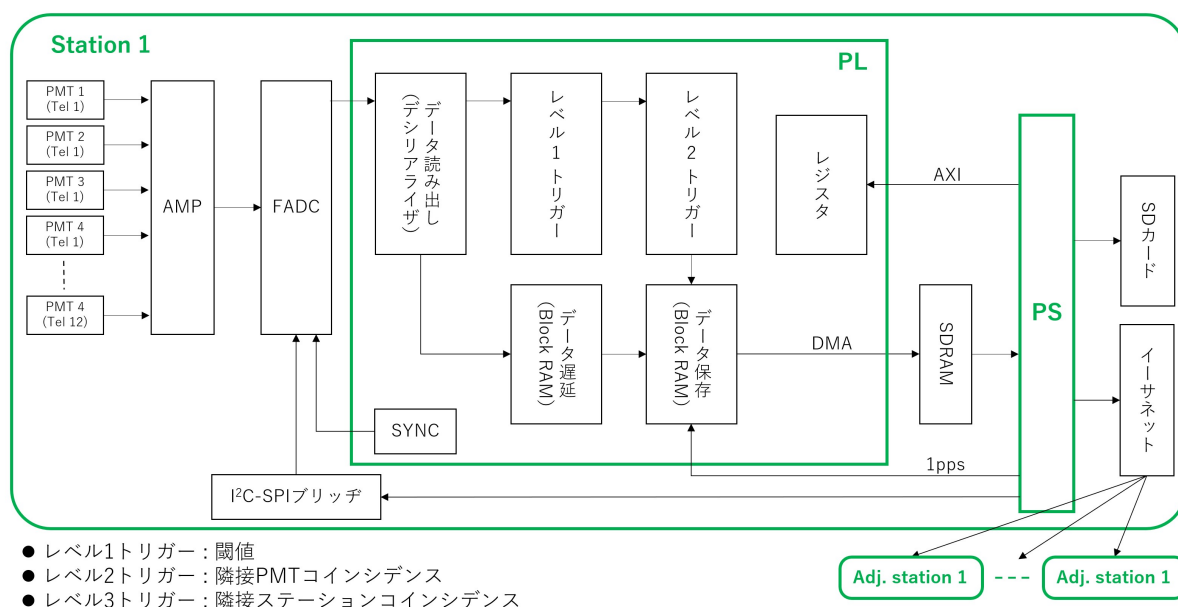


図 4.6: FAST のデータ取得システムの概観

内部トリガー判定は全 3 段階で構成し、それぞれの機能は以下のとおりである。

- レベル 1 トリガー
 - － ノイズレベルに比べて有意な応答を示す信号を検出
- レベル 2 トリガー
 - － 同一ステーション内の隣接 PMT の同時イベントを検出
- レベル 3 トリガー
 - － 隣接ステーション間での同時イベントを検出

レベル 1、レベル 2 は FPGA 内のロジック回路にてハードウェア的に実装するが、レベル 3 はデータ取得後にソフトウェアにて動作させる。これは、FAST においては隣接ステーション同士の計画している距離間隔が 20 km 以上と長距離のため、レベル 3 トリガーのオンタイムでの動作が困難であることが予想されるためである。データ遅延モジュールを通った信号は、レベル 2 トリガー信号の入力がある場合に FPGA 内部のメモリに保存された後、外部メモリである SDRAM へと移される。現在の FAST では FD ステーションが形成されていないため、レベル 3 トリガーの作成は行わずに、Zynq 内ファームウェアにてレベル 1、レベル 2 トリガーを構築した。なお、付録 B にて、FAST におけるトリガー効率のシミュレーションの概要を掲載している。

4.2.1 データ読み出しモジュール

このデータ読み出しモジュールは、図4.6の「データ読み出し（デシリアライザ）」に対応する。このモジュールは、FADCデバイスからのシリアルLVDSデータ信号をZynq内で正しく読み出す機能を持つ。この機能を持たせるために、Zynqに搭載されているシリアル-パラレルコンバータ（デシリアライザ）のISERDESE2を用いた。

データ読み出しモジュールの構成を図4.7に示す。ISERDESE2では、シングルデータレートモード（SDR）とダブルデータレートモード（DDR）の両方がサポートされており、DDRモードでは4,6,8,10,14bit幅に対応している。FADCからのクロック（280MHz）を7分周したクロック（40MHz）に同期したパルスを、ISERDESE2に入力することでBitslip機能が動作する。この機能では、パラレルデータのデータシーケンスを並べ替えることができる。また、このISERDESE2の前には可変遅延回路としてIDELAYE2を使うことができる。IDELAYE2では、入力信号を個別に32段階の遅延時間で自由に設定することができ、遅延時間の分解能はIDELAYCTRLのリファレンスクロック（REFCLK）を変更することで設定できる。IDELAYCTRLのREFCLKに入力しているクロック（200MHz）に同期させたパルスを、IDELAYE2へ入力することでデクリメント機能が動作する。この機能では、1回の動作ごとに-1のタップ値を設定することができる。タップ値とは遅延量のことであり、0~31の間で設定できる。1タップとは、1クロック（REFCLK）を32等分割した時間長さである。FASTではDDRモードの14bit幅、REFCLKを200MHzで設定した。

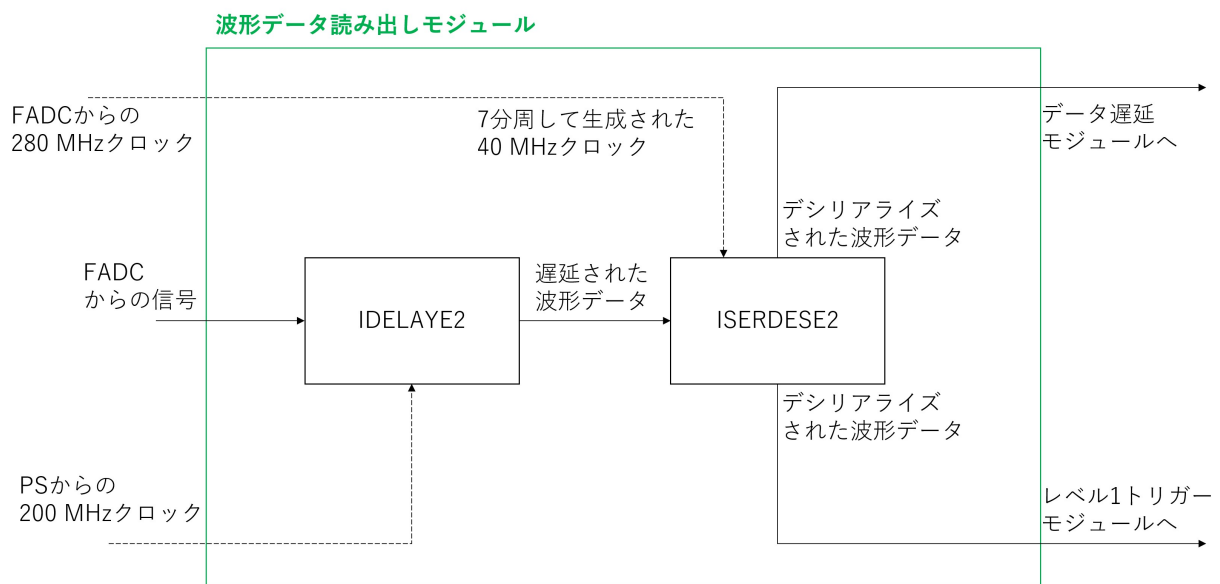


図 4.7: データ読み出しモジュール ダイアグラム

作成したロジック回路の動作テストのために、FADCデバイスのテストパターン出力を用いて確認した。FADCボードに実装されているFADCチップはI²CデバイスとしてZynq内CPUから操作・設定することができ、テストパターン出力の設定を行うことで特定のデータパターンをLVDSデータ信号ラインに出力させることができる。なお、テストパターン出力のために必要なI²C-SPIブリッジの設定とFADCレジスタの設定は付録Cに掲載している。14パターンのBitslipと32パターンの遅延量による組み合わせの中から、テストパターンデータ列の読み出しが期待通

りとなる設定を選んだ。このデータ読み出しテストの動作フローチャートを図 4.8 に示す。

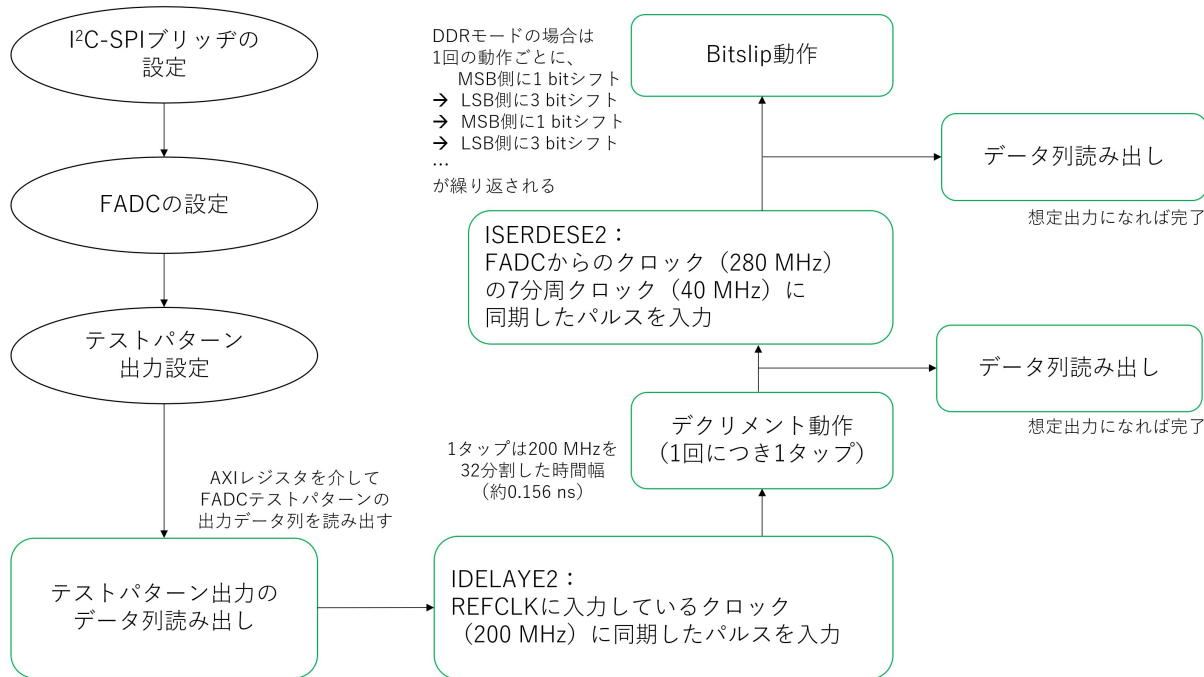


図 4.8: データ読み出しテスト 動作フローチャート

データ読み出しテストの出力結果例を図 4.9 に示す。このとき、テストパターン出力の設定は「0xca00」にした。なお、図中の出力は左詰めであり、FADC デバイスの設定が 32 チャンネル入力モードになっているため出力チャンネル数が 48 (PMT 数) の半分になっている。図中で想定出力となっているのは 12/24 (例 1)、13/24 (例 2) チャンネルのみであり、全チャンネルにて同時に想定出力が得られてはいない。正常動作となるチャンネルの数は、0/24~14/24 程度である。どのチャンネルが想定通りの出力となるかについては、Zynq の起動や FADC のリセットごとに変化する。

FADC デバイス自体に問題が無いかを確認するために、FADC の LVDS データラインの出力をオシロスコープで確認した。テストパターン読み出しテストの後、正常な出力が得られたチャンネルと異常な出力となっているチャンネルとで、それらの FADC 出力を比較した。この調査結果の例を図 4.10 に示す。このとき、テストパターン出力の設定は「0xca00」としているが、図中のデータ並びは設定とは反転して出力されている (ISERDESE2 内でビット列を反転させている)。出力結果を見ると、正常なチャンネルとそうでないチャンネルとで大きな違いが見られない。ここに掲載したチャンネル以外にも出力を確認したが結果は同様であった。これらの結果より、FADC デバイス自体には問題が無いと考えた。

この他、FADC デバイスによる遅延量の設定、チャンネルごとのパワーダウンを使用した場合でも、この問題は解決されなかった。FPGA 側の問題が原因であると考えられ、特に、ISERDESE2 に入力しているクロックに何か原因があると考えている。正常動作をしているチャンネルがいくつか存在する場合があるため、これらを使用して開発作業を進めることにした。

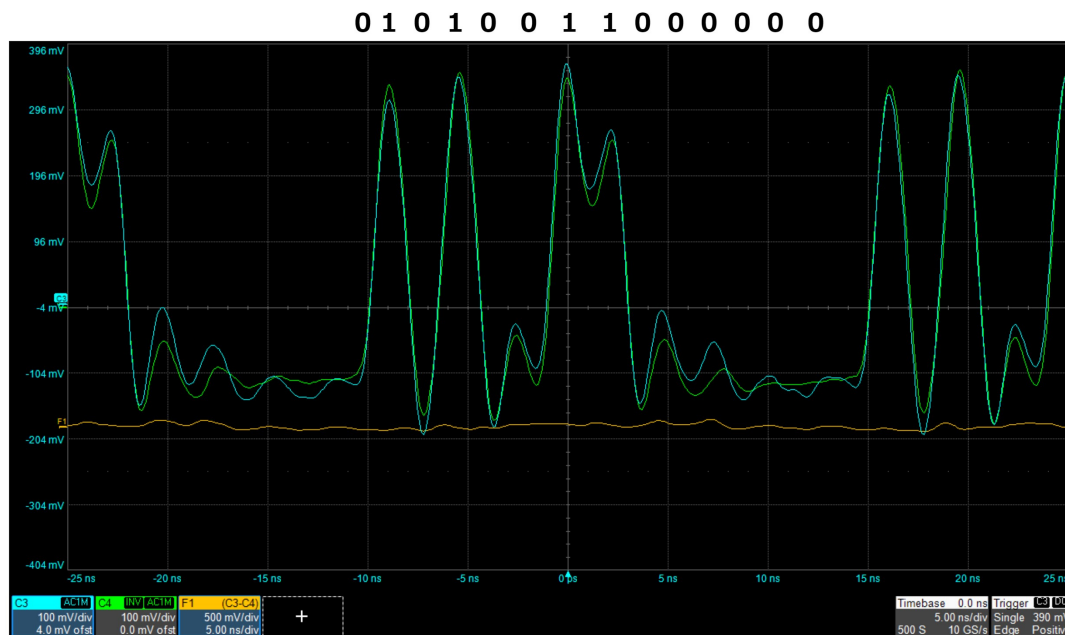
```
root@latest_project:/mnt/sd-mmcblk0p2/csrc# ./csrc/axireg adjust_result
page_size = 4096
READ : ch_0 == 0x40180000
READ : ch_1 == 0xca000000
READ : ch_2 == 0xca000000
READ : ch_3 == 0x50040000
READ : ch_4 == 0xca000000
READ : ch_5 == 0xca000000
READ : ch_6 == 0x40c80000
READ : ch_7 == 0x50640000
READ : ch_8 == 0xca000000
READ : ch_9 == 0x50040000
READ : ch_10 == 0x40180000
READ : ch_11 == 0x94180000
READ : ch_12 == 0xca000000
READ : ch_13 == 0x50040000
READ : ch_14 == 0xca000000
READ : ch_15 == 0xca000000
READ : ch_16 == 0xca000000
READ : ch_17 == 0xca000000
READ : ch_18 == 0x01500000
READ : ch_19 == 0xca000000
READ : ch_20 == 0xca000000
READ : ch_21 == 0x01500000
READ : ch_22 == 0x40500000
READ : ch_23 == 0x06940000
! This result shows 'dout'(18-bit left-shifted).
```

(a) 例 1

```
root@latest_project:/mnt/sd-mmcblk0p2/csrc# ./csrc/axireg adjust_result
page_size = 4096
READ : ch_0 == 0xca000000
READ : ch_1 == 0xca000000
READ : ch_2 == 0xca000000
READ : ch_3 == 0x01500000
READ : ch_4 == 0xca000000
READ : ch_5 == 0xca000000
READ : ch_6 == 0xca000000
READ : ch_7 == 0xca000000
READ : ch_8 == 0xca000000
READ : ch_9 == 0x40500000
READ : ch_10 == 0x65800000
READ : ch_11 == 0x40940000
READ : ch_12 == 0xca000000
READ : ch_13 == 0x01640000
READ : ch_14 == 0xca000000
READ : ch_15 == 0x40500000
READ : ch_16 == 0xca000000
READ : ch_17 == 0xca000000
READ : ch_18 == 0x19000000
READ : ch_19 == 0xca000000
READ : ch_20 == 0x06000000
READ : ch_21 == 0x19000000
READ : ch_22 == 0x06000000
READ : ch_23 == 0x65400000
! This result shows 'dout'(18-bit left-shifted).
```

(b) 例 2

図 4.9: データ読み出しテスト 出力結果の例



(a) 正常動作チャンネルの出力の例



(b) 異常動作チャンネルとの比較の例

図 4.10: テストパターン出力設定時の FADC デバイスの LVDS データライン出力をオシロスコープでチャンネル 1 とチャンネル 16 の出力を確認した。この場合では、チャンネル 1 では正しいテストパターンの出力を読み出すことができ、チャンネル 16 では読み出せていない。(a) 正常動作チャンネルの出力。青がチャンネル 1 の正信号、緑がチャンネル 1 の負信号である。(b) 異常動作チャンネルと正常動作チャンネルの出力を比較。青がチャンネル 1 の正信号、緑がチャンネル 16 の正信号である。

4.2.2 データ保存モジュール

このデータ保存モジュールは、図 4.6 の「データ保存 (Block RAM)」に対応する。このモジュールは、レベル 2 トリガー信号の入力があった場合に、データ遅延モジュールからのデータを保存する機能を持つ。この機能を持たせるために、Zynq 内の大容量メモリである Block RAM (BRAM) を使用した。48 チャンネルそれぞれに、2048×14 ビットの BRAM を作成した。入力しているクロックは 40 MHz であるため、1 タイムウィンドウは 51.2 μ s である。データ保存モジュールの構成を図 4.11 に示す。

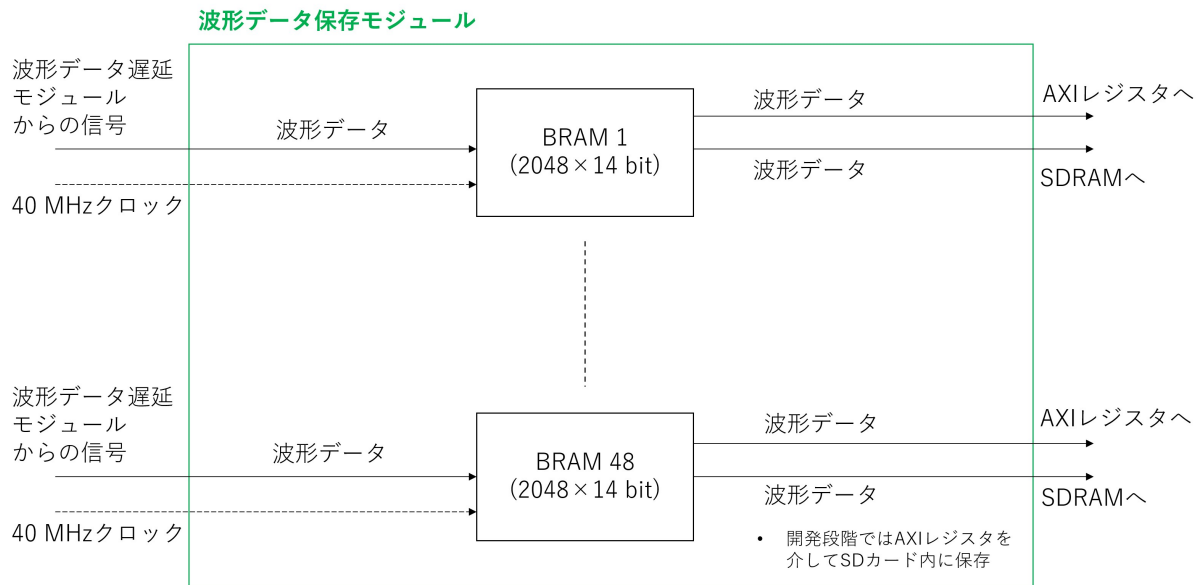


図 4.11: データ保存モジュール ダイアグラム

現状の開発段階では、SDRAM を使用せずに直接 SD カードにデータを保存するようにした。開発段階のデータ保存モジュールの動作フローを図 4.12 に示す。

このモジュールの動作確認のために、いくつかの種類デジタル、アナログ信号を BRAM へ入力した。この動作テストの出力結果の例を図 4.13 に示す。ここで使用したトリガーは、AXI レジスタを介した手動入力によるパルス信号である。BRAM に保存されたデータを、AXI レジスタを介して読み出せることが確認できた。ただし、データの末尾が 0,4,8,c だけの場合があるなど、データ出力に不具合が生じる場合もある。これは、波形データ読み出しモジュールに問題が影響していると考えられる。

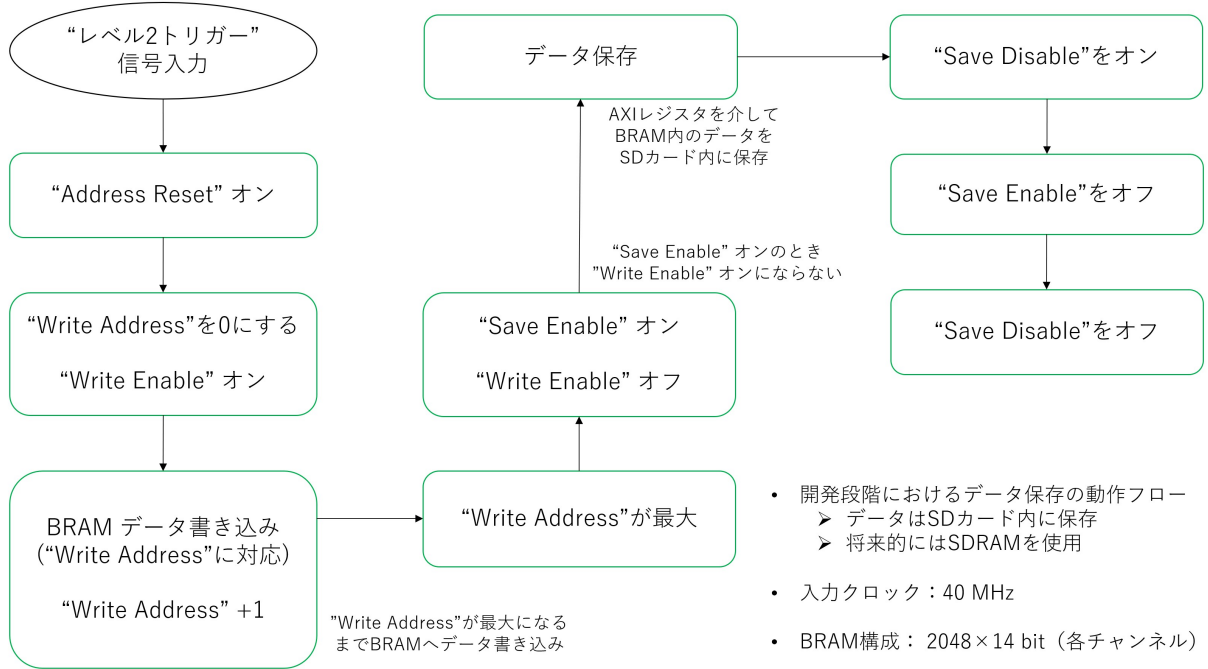


図 4.12: データ保存モジュール 動作フローチャート

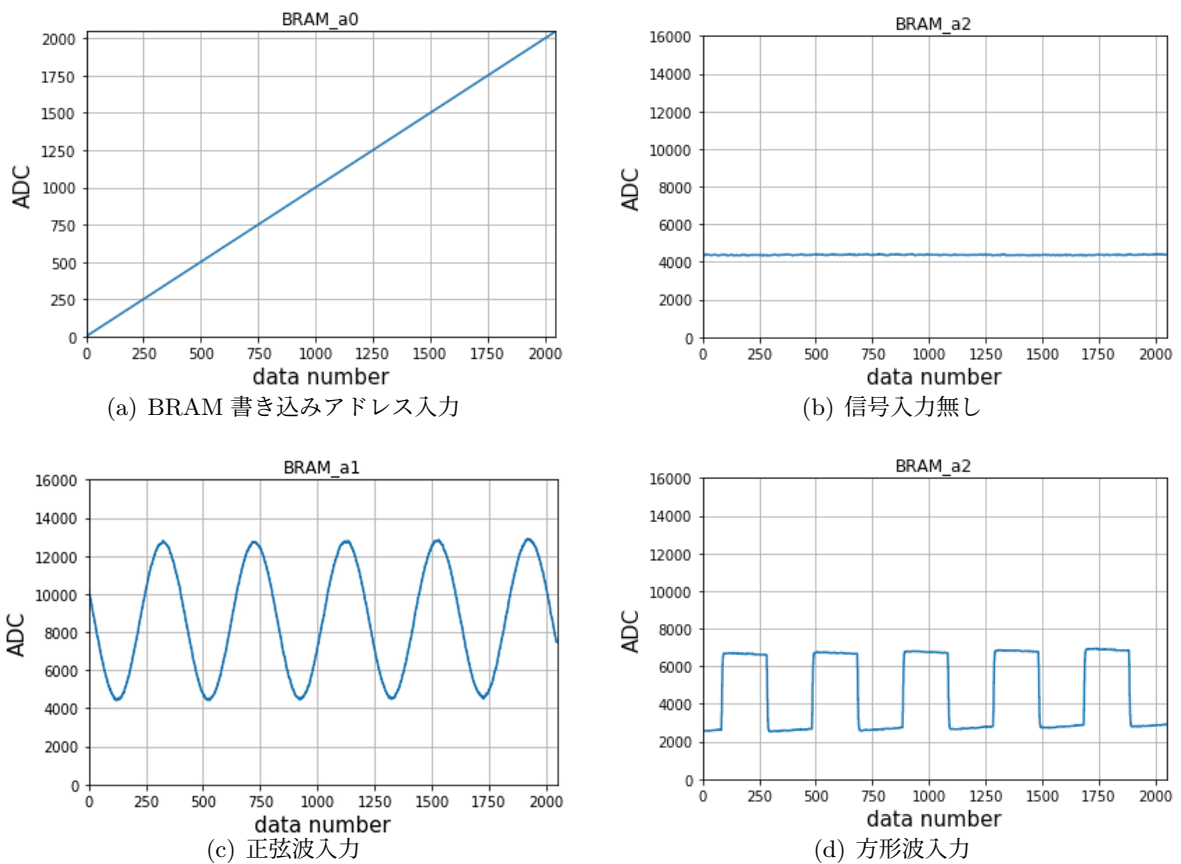


図 4.13: データ保存モジュールの動作確認テストの出力例。入力しているクロックは 40 MHz であるため、1 タイムウィンドウ (2048 bin) = 51.2 μ s である。

4.2.3 トリガー判定モジュール

レベル1トリガー判定モジュール

このトリガー判定モジュールは、図4.6の「レベル1トリガー」に対応する。このモジュールは、ノイズレベルに対して有意な信号を検出したときにトリガーパルス信号を出力する機能を持つ。出力されたトリガーパルス信号はレベル2トリガー判定に使用され、パルス信号の長さはAXIレジスタを介して調節できる。レベル1トリガー判定モジュールの構成を図4.14に示す。ノイズの変動に対応するために、データの平均値をトリガー判定に使用する。テスト用に作成した最もシンプルな構成の閾値判定トリガーと、その改良版として作成したノイズレベルの変動に対応できる信号立ち上がり判定トリガーがある。

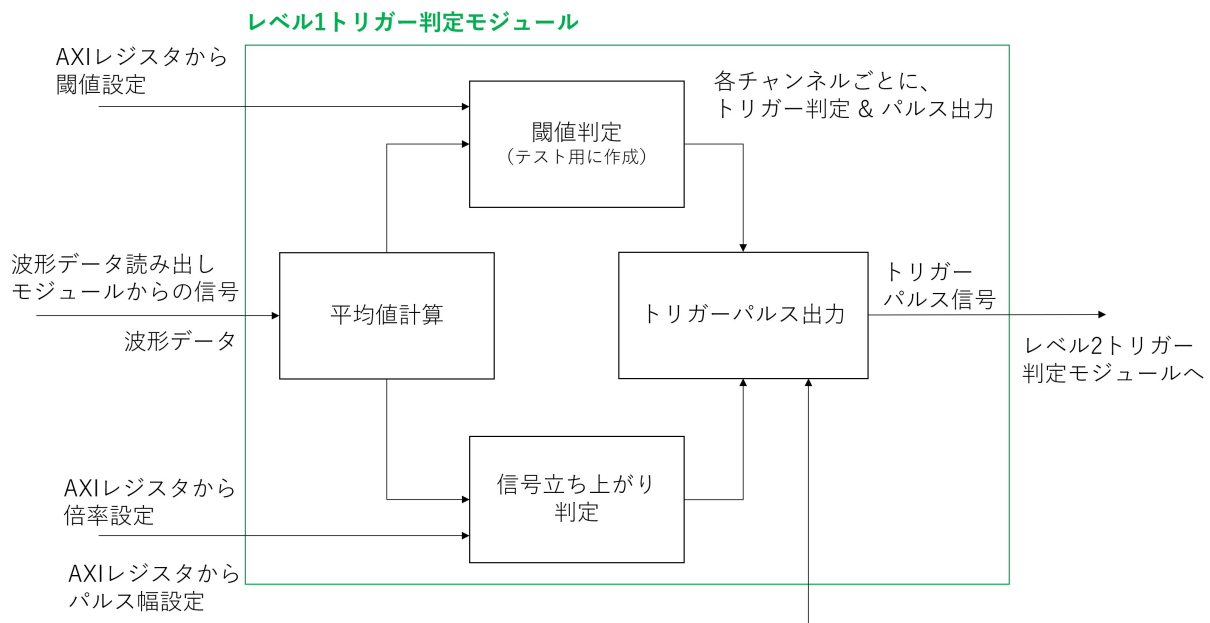


図 4.14: レベル1トリガー判定モジュール ダイアグラム

データ平均値は $3.2\mu\text{s}$ の時間幅で計算する。入力クロックは 40MHz であるため、 128 データ分が $3.2\mu\text{s}$ に対応する。平均値計算に使用されるデータは、1クロックごとに最古の1データが最新の1データと入れ替わる。閾値判定トリガーでは、 $+8191 \sim -8192$ の間で閾値を設定し、この閾値を越えるデータ平均値がある場合にトリガーパルス信号を出力する。閾値はAXIレジスタを介して設定できる。

信号立ち上がり判定トリガーの動作を図4.15に示す。 $12.8\mu\text{s}$ の1区画の範囲でデータ平均値の最大と最小を保存し、その区画における平均値の最大と最小の差を計算する。同様に次の $12.8\mu\text{s}$ の1区画についても平均値の最大と最小の差を計算する。 $25.6\mu\text{s}$ 分のデータ受け取り後に、その2区画同士の平均値の最大と最小の差を比較する。後に計算された2区画目の最大最小の差が、1つ前の区画の最大最小の差よりも、設定した分だけ大きい場合に、トリガーパルス信号が出力される。このトリガー条件はAXIレジスタを介して設定できる。

信号立ち上がり判定トリガー

- PMT波形信号の有意な立ち上がりを検出
- 2区画目の計算完了後にトリガー判定
 - (2区画目の最大最小の差) > (設定した値) × (1区画目の最大最小の差)
 - トリガー判定にはデータの平均値を使用
 - トリガー条件はAXIレジスタを介して設定

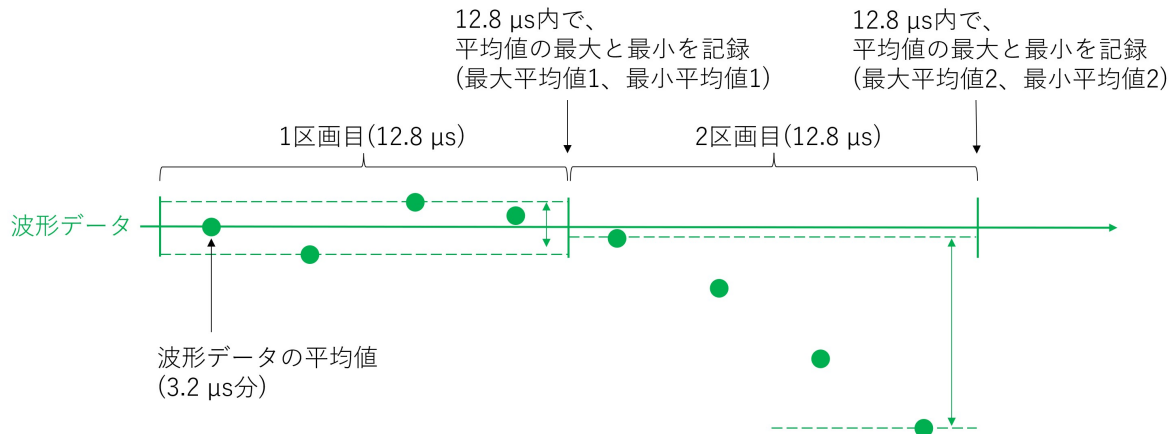


図 4.15: 信号立ち上がり判定トリガー 動作模式図

レベル2トリガー判定モジュール

レベル2トリガー判定モジュールは、図 4.6 の「レベル2トリガー」に対応する。このモジュールは、1ステーション内の PMT に対してのコインシデンストリガーであり、前述したレベル1トリガーのパルス信号がレベル2トリガー判定に用いられる。このモジュールの構成を図 4.16 に示す。トリガー判定方法として、48 本全ての PMT によるコインシデンスと、隣接する 4 つの PMT によるコインシデンスの 2 種を作成した。データ読み出しモジュールの問題により、起動するまでどのチャンネルが使用できるか分からないため、隣接 PMT コインシデンス判定の設定が行いにくい。そこで、最もシンプルな構成として、全チャンネルコインシデンス判定も用意した。トリガー条件がクリアされた場合にレベル2トリガー信号を出力する。このパルス信号はデータ保存モジュールへと入力されているため、この信号をトリガーとしてデータ取得が開始される。

レベル2トリガー判定モジュールの動作を図 4.17 に示す。全チャンネルコインシデンスでは、全 48 チャンネル内にて少なくとも 2 本以上のレベル1トリガー信号が同時に出力されることをトリガー条件として課した。正常動作でないチャンネルからレベル1レベルトリガーが誤って出力されてしまう場合があるため、このチャンネルをレベル2トリガー判定から除外する。これは AXI レジスタを介して設定できる。また、隣接 PMT コインシデンスでは、隣接 4 本の PMT で構成されたブロックを考える (24 Block/1 station)。1つのステーション内にて、2 本以上の PMT によるレベル1トリガー信号出力があるブロックが 1 つ以上あることをトリガー条件として課す。

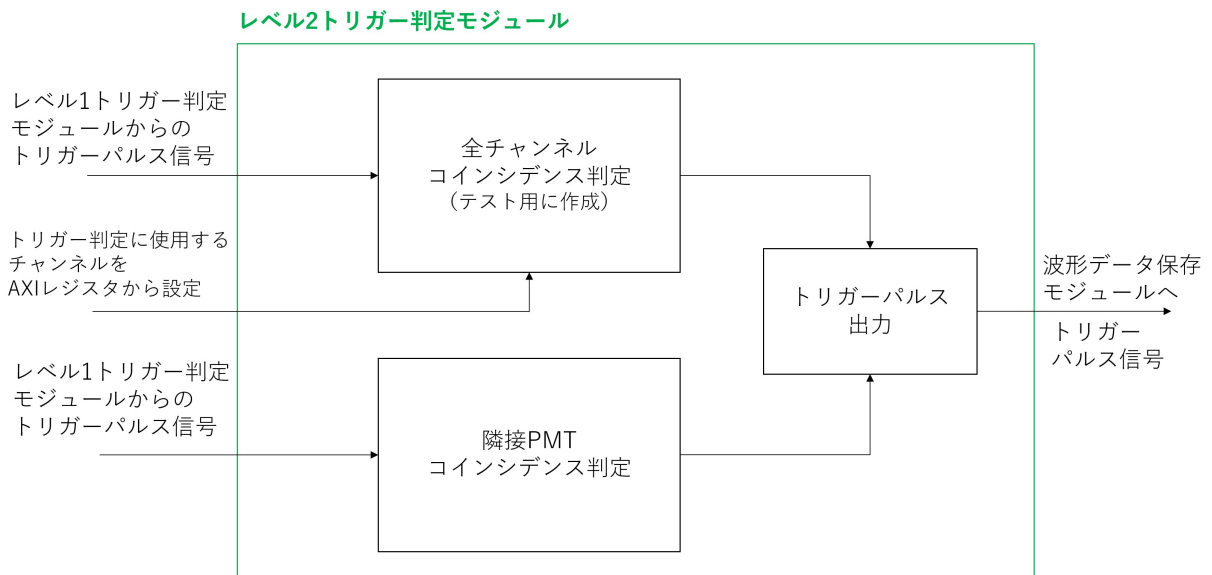
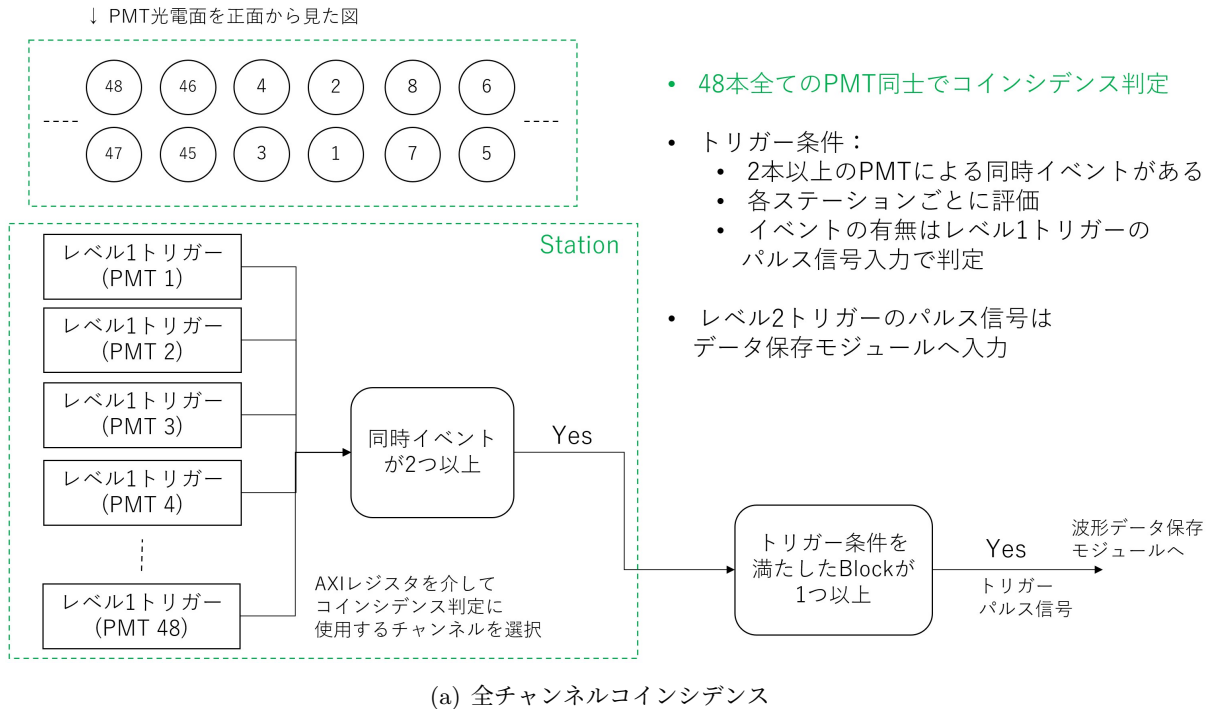


図 4.16: レベル2トリガー判定モジュール ダイアグラム

全チャンネルコインシデンス (テスト用に作成)



隣接PMTコインシデンス

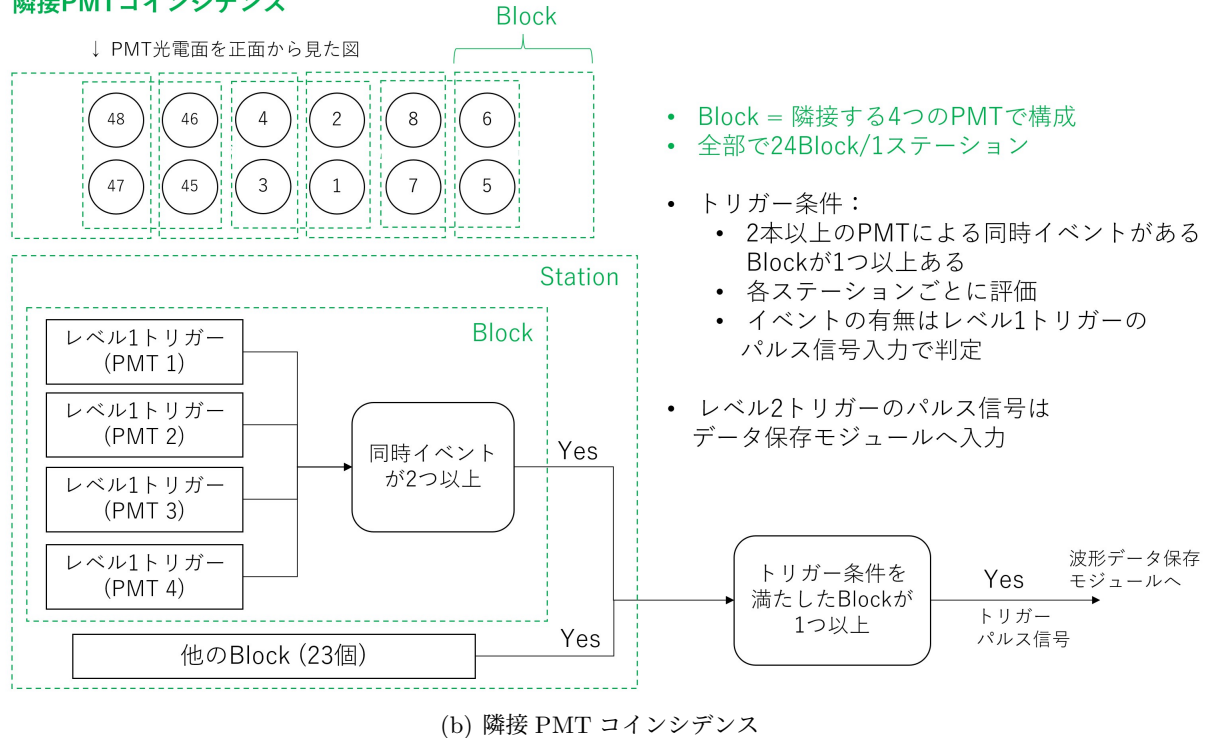


図 4.17: レベル 2 トリガー判定 動作模式図

4.2.4 データ遅延モジュール

このデータ遅延モジュールは、図 4.6 の「データ遅延 (Block RAM)」に対応する。このモジュールは、トリガー判定によるデータ保存の遅れに対応するために、データ読み出しモジュールからのデータを遅延させる機能を持つ。この機能を持たせるために、48 チャンネルそれぞれに 2048×14 ビットのデータ遅延用の BRAM を作成した。入力しているクロックは 40 MHz であるため、1 タイムウィンドウは $51.2 \mu\text{s}$ である。データ遅延モジュールの構成を図 4.19 に示す。

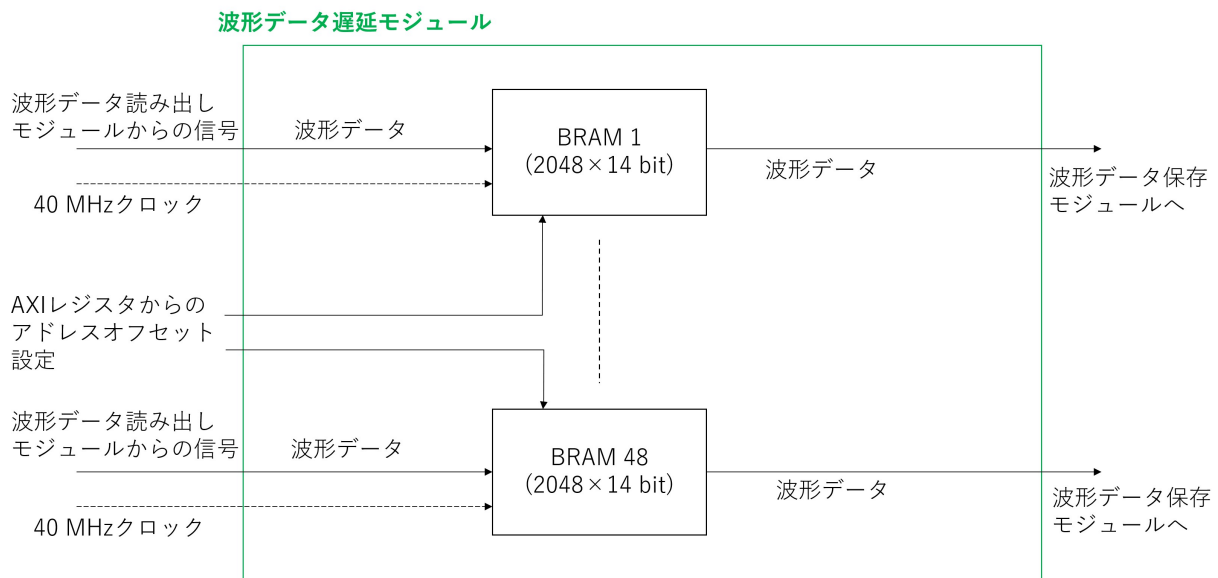


図 4.18: データ遅延モジュール ダイアグラム

データ遅延モジュールの動作を図 4.19 に示す。このモジュールでは、書き込みアドレスは回り続ける。AXI レジスタから入力される offset によって遅延された出力をする。offset の分だけ過去のデータが出力される。データ遅延量のアドレスオフセットは $0x000 \sim 0x7ff$ の間で、AXI レジスタを介して設定できる。

FPGA ロジック内部にて作成したデジタル信号パルスを用いて設定したアドレスオフセットの変化によるデータ遅延の挙動を調べた。この動作テストの結果を図 4.20 に示す。アドレスオフセットの設定に応じて出力が変化することが確認された。ここでは、レベル 1 トリガーとして閾値判定トリガーを、レベル 2 トリガーとして全チャンネルコインシデンス判定トリガーを用いた。

波形データ遅延モジュール

- 設定したオフセットの分だけBRAMのアドレスを遡って、波形データ保存モジュールへ出力
 - “Read Address” = “Write Address” – “Address Offset”
 - “Address Offset”はAXIレジスタを介して設定
- “Read Address” ≥ 0 のとき
 - 出力データ = BRAM(“Read Address”)
- “Read Address” < 0 のとき
 - 出力データ = BRAM(“Read Address” + 0x800)
 - 下図の青部分を出力

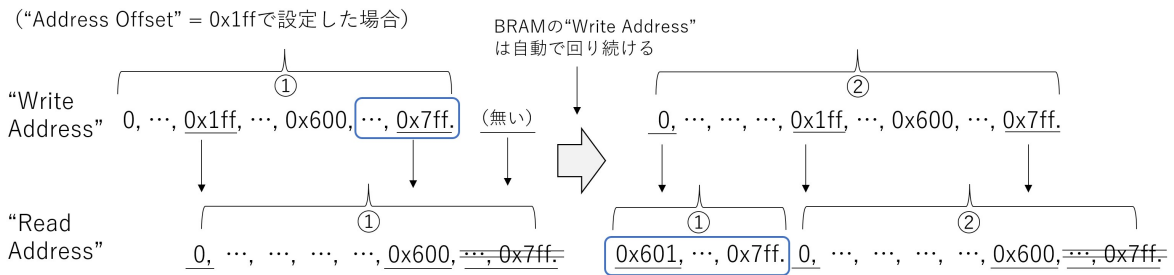


図 4.19: データ遅延モジュール 動作模式図

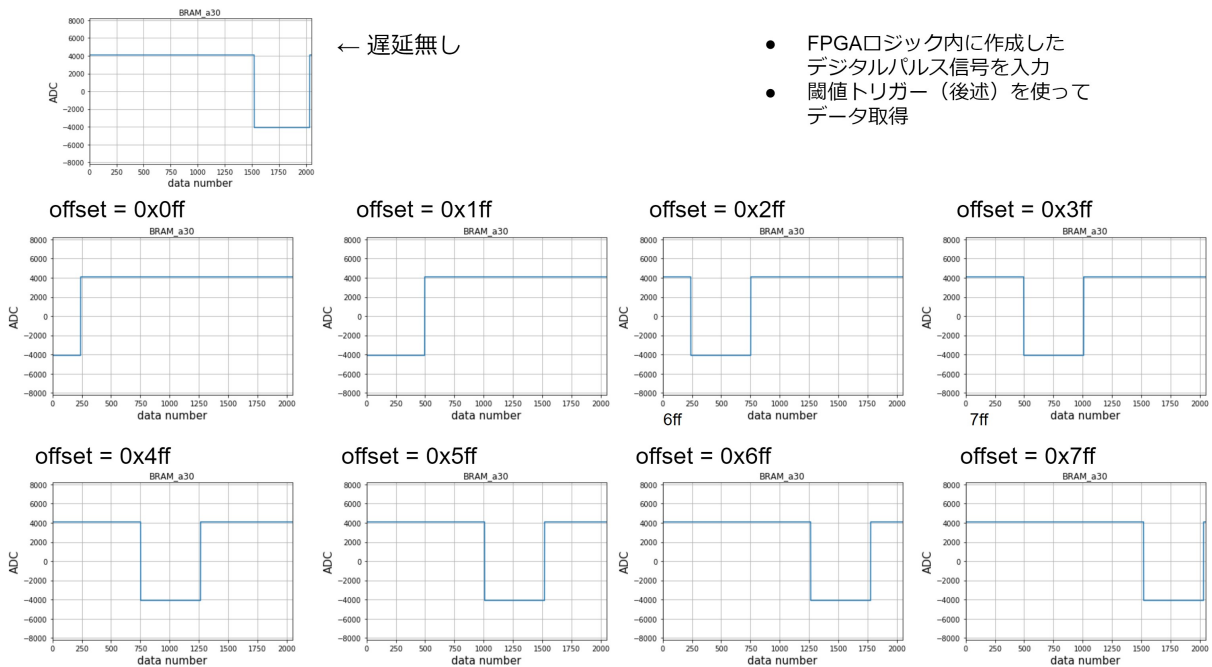


図 4.20: データ遅延モジュール 動作テスト

4.3 運用テスト

4.3.1 PMT 信号入力による運用テスト

PMT の基礎特性評価と同じ構成で暗箱内に 4 本の PMT を配置し、新データ波形収集回路に接続して運用テストを行った。図 4.21 にこの運用テストのセットアップ模式図を示す。光源には LED 光源を使用し、4 本の PMT の中央を照らすように配置した。各 PMT の印加電圧は PMT 1 = 1100 V、PMT 2 = 1100 V、PMT 3 = 1100 V、PMT 4 = 900 V で設定した。レベル 1 トリガーとして閾値判定トリガー、レベル 2 トリガーとして全チャンネルコインシデンス判定トリガーを使用した。

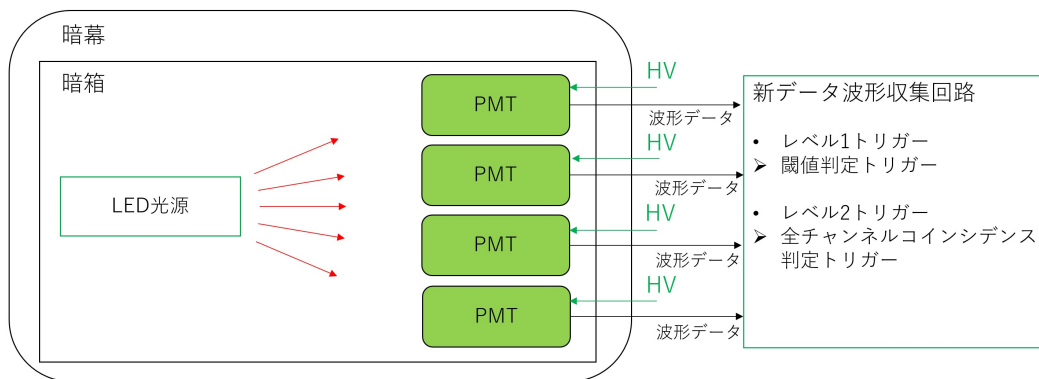


図 4.21: PMT 信号入力によるトリガー試験のセットアップ模式図

この運用テストにてトリガーされた PMT 信号の例を図 4.22 に示す。PMT 信号の波形が方形波のようになっているのは、LED 光源の設定によるものである。PMT によって波高が異なるのはゲインの違いと、使用している減衰器の設定によるものである。図 4.22 は PMT 信号の出力が正常に読みだされた場合の例であるが、図 4.23 に示すような異常な出力となる場合もある。この問題は、波形データ読み出しモジュールの異常により、最上位ビットが読み間違えられていることが原因であると考えられる。

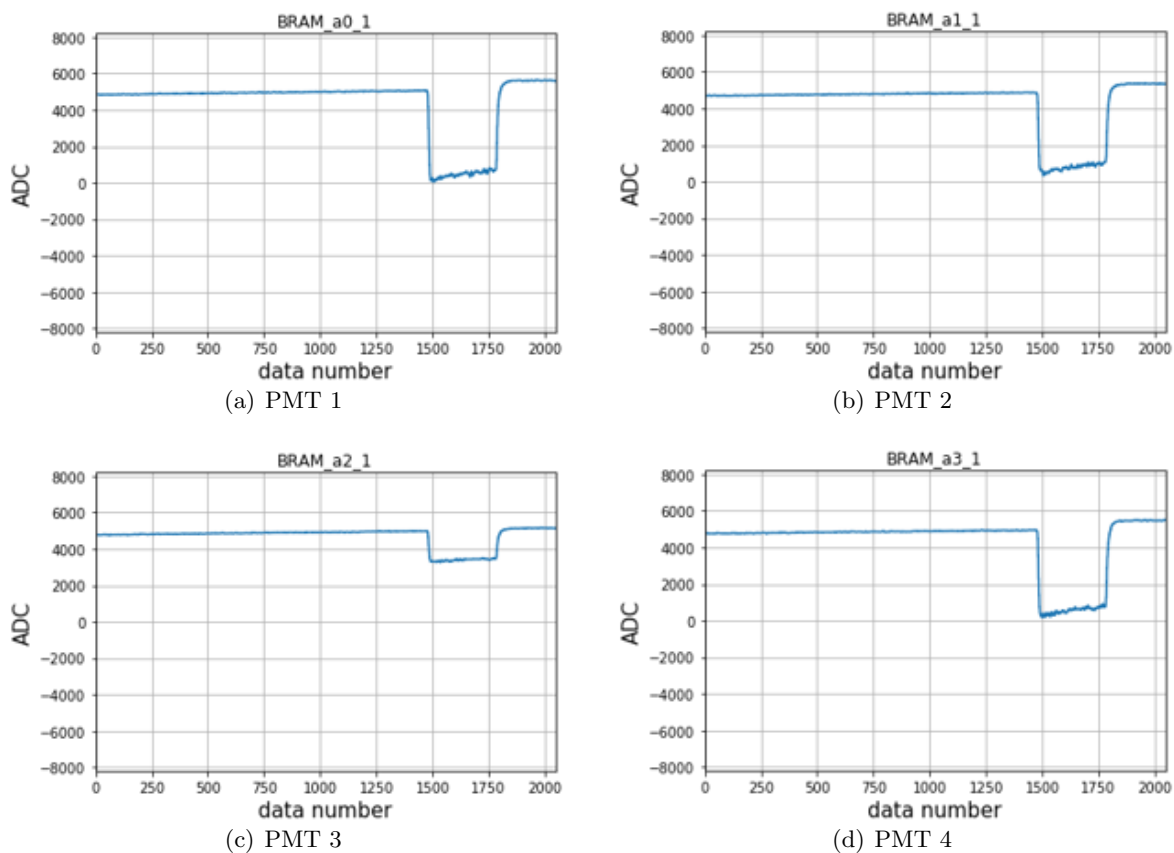


図 4.22: PMT 信号入力による新データ波形収集回路の運用テストで得られた出力信号の例

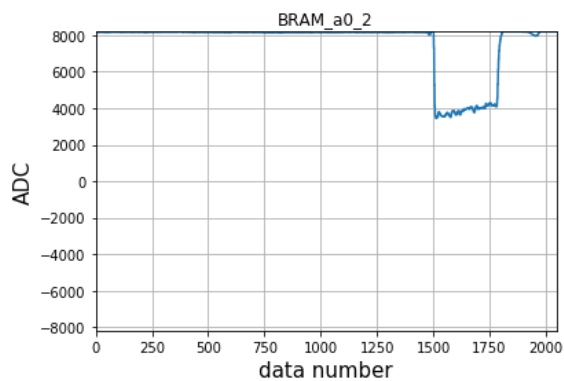


図 4.23: 異常出力の例

4.3.2 テレスコープアレイ実験サイトでの運用テスト

2022年11月に、新データ波形収集回路と FAST-FD の統合運用試験を TA サイトにて行った。運用試験の様子を図 4.24 に示す。FAST-FD は TA の BRM サイトに 3 つ設置されているが、TA サイトへ持ち込んだ変換基板の都合上、使用できるチャンネル数は最大で 4 つであったため、FAST-FD 1 号機の PMT を使用した。FAST-FD 1 号機の PMT 4 本を新データ波形収集回路へ入力した。

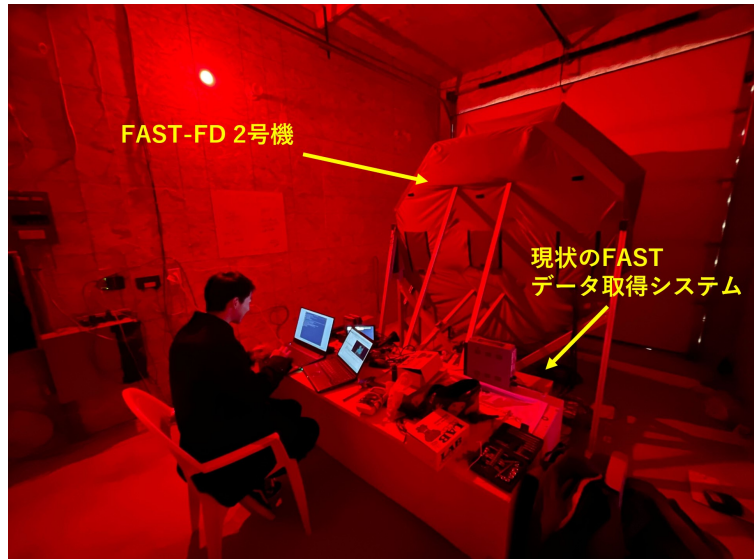


図 4.24: TA サイトにおける新データ波形収集回路の運用テストの様子。場所は FAST-FD 2 号機の建屋内であり、奥に FAST-FD が映っている。FD の下には、現在使用されている FD のデータ取得システムが設置されている。PMT にダメージを与えないために赤いランプを使用している。

レベル 1 トリガーに信号立ち上がり判定トリガーを使用して 2 時間観測をしたが、1 イベントもトリガーされなかったためトリガー方法を変更した。変更後の運用テストのセットアップ模式図を図 4.25 に示す。また、運用テストの際の新データ波形収集回路を図 4.26 に示す。変更後は、TA-FD のトリガー信号を新データ波形収集回路へ入力してトリガー運用した。レベル 1 トリガーを閾値判定トリガーに変更し、閾値を +2047 に設定して TA-FD のトリガー信号の入力でトリガー判定させた。また、レベル 2 トリガーの条件を 1 チャンネル以上のレベル 1 トリガー信号の入力に変更し、TA-FD のトリガー信号を入力しているチャンネル以外をレベル 2 トリガー判定から除外した。

この運用試験で取得された TA-FD のトリガー信号を図 4.27 に、PMT 1 のトリガーイベントの信号波形の例を図 4.28 に示す。観測時間は 153 分であり、総トリガー数は 10495 であった (トリガーレート = 1.14 Hz)。図 4.28 において、(a) はベースラインであると考えられる。どのチャンネルにおいても、(b) や (c) のような急激なオフセットの飛びが度々発生していた。これは、データ信号読み出しの問題に関連していると考えられる。(d) や (e) では飛行機イベントと思われるイベントが確認できる。急激なオフセットの飛び以外にも、(f) のように信号波形が異常な出力となっているものもあった。(g) や (h) の出力波形は時間幅が約 250 ns 程度であり、宇宙線由来のチェレンコフ光イベントの可能性が高いと考えられる。

図 4.28 の (g) のイベントに同期した、他のチャンネルの信号波形を図 4.29 に示す。このイベントでは、PMT 1 で確認できるような顕著な信号波形は他のチャンネルで確認できない。しかし、図 4.29 を拡大した図 4.30 の PMT 3 では、750 ~ 760 bin の範囲にて、宇宙線由来の可能性のある

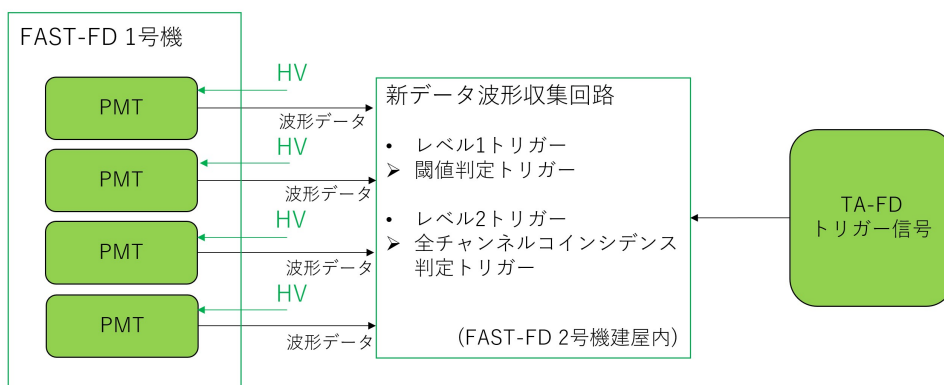


図 4.25: TA サイトにおける運用テストのセットアップ模式図

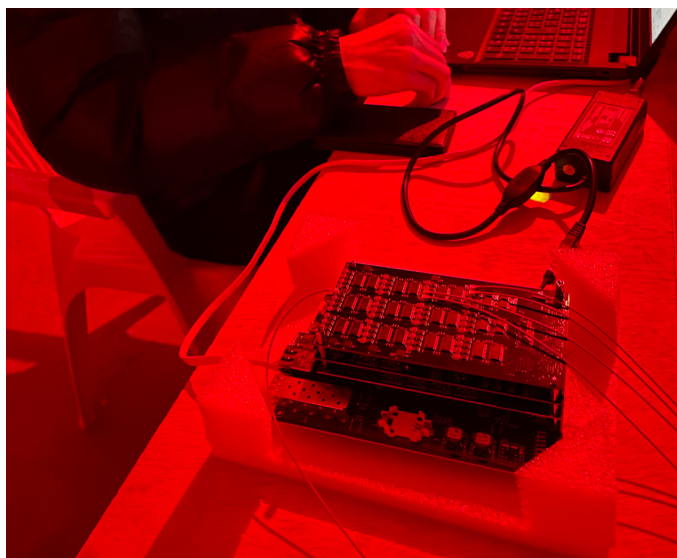


図 4.26: 運用テストの際の新データ波形収集回路

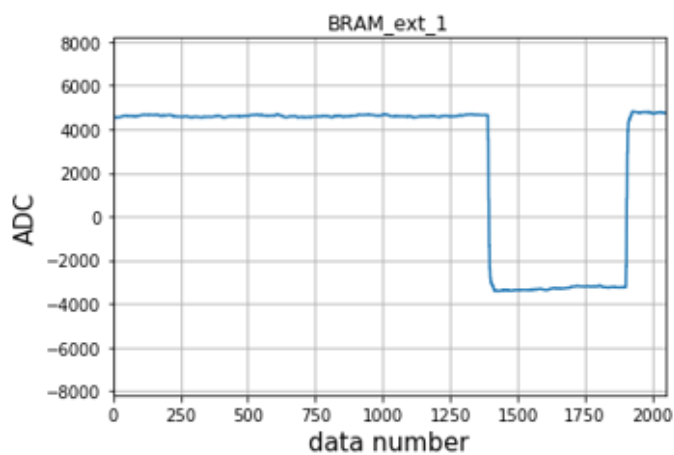


図 4.27: 新データ波形収集回路にて取得された TA-FD のトリガー信号

小さな構造が見られる。このようなイベントについては、今後のさらなる調査および観測試験が必要である。

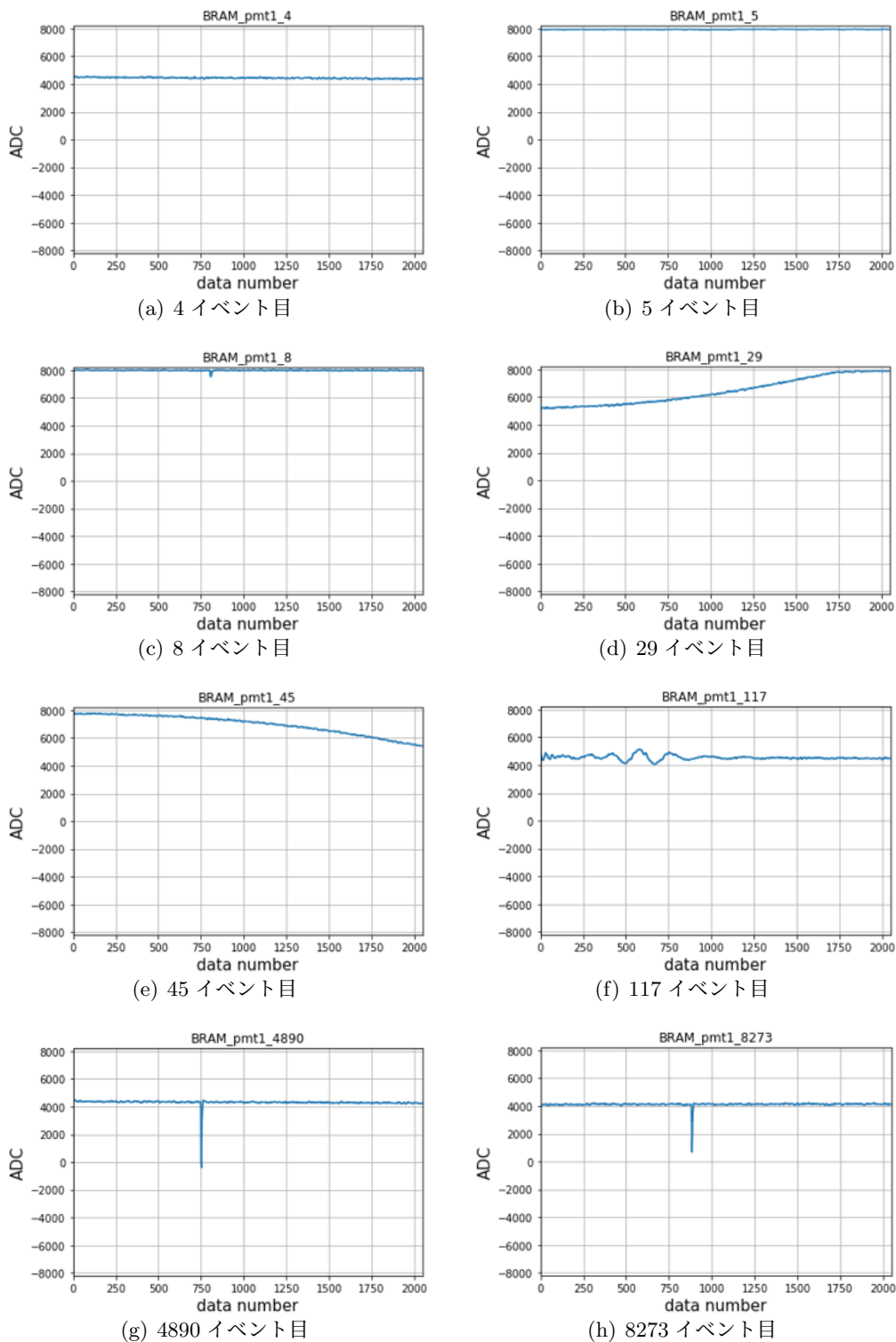


図 4.28: TA サイトでの運用テストによって取得された PMT 1 の信号の例。入力しているクロックは 40 MHz であるため、1 タイムウィンドウ (2048 bin) = $51.2 \mu\text{s}$ である。

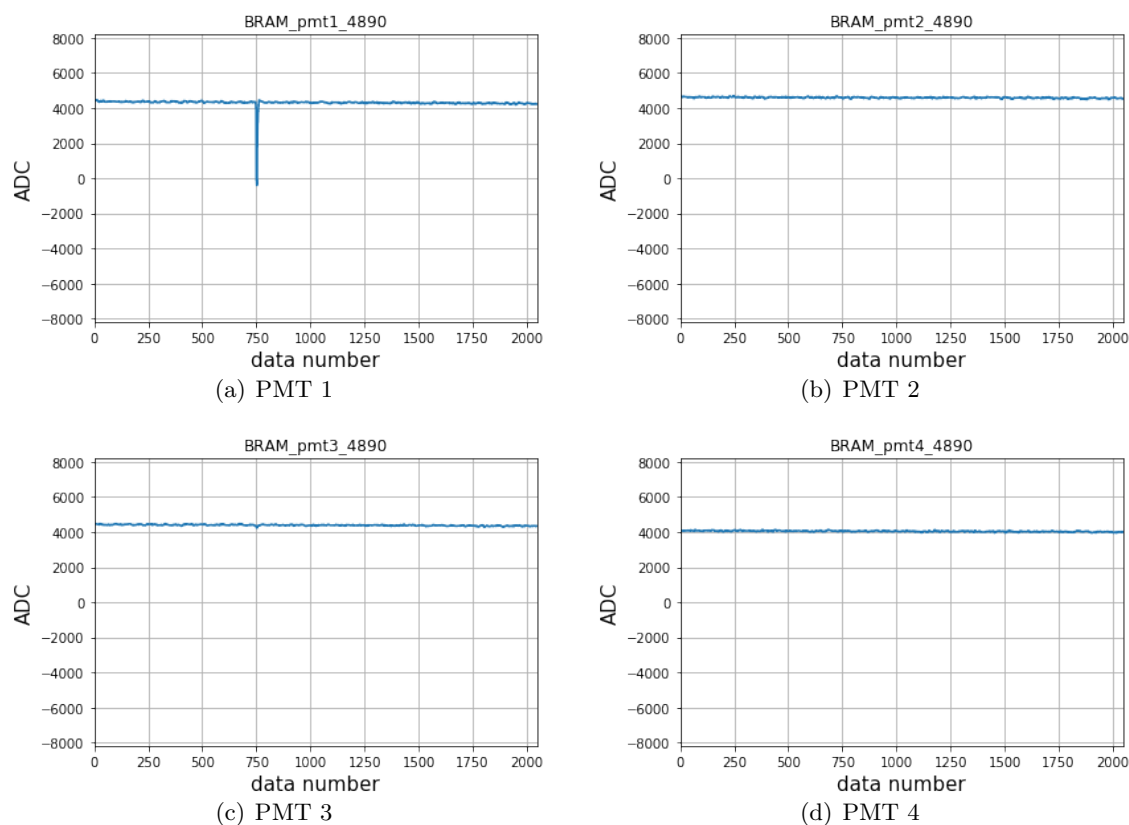


図 4.29: 図 4.28 の (g) のイベントに同期した、他のチャンネルの信号波形。PMT 1 で確認できるような顕著な信号波形は、他のチャンネルでは確認できない。入力しているクロックは 40 MHz であるため、1 タイムウィンドウ (2048 bin) = $51.2 \mu\text{s}$ である。

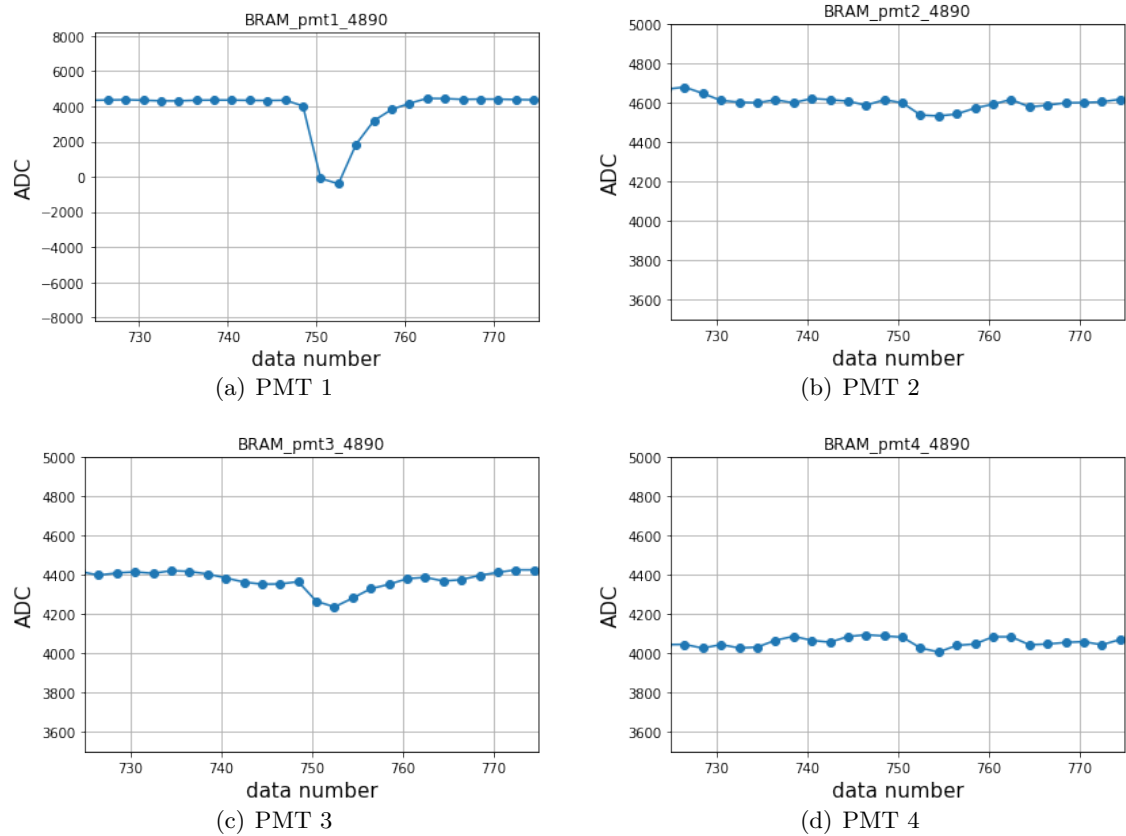


図 4.30: 図 4.29 の信号波形を拡大した図。(a) PMT 1 の波形信号だけは縦軸のスケールが異なるので注意。データ点は 50 ns ごとに表示している。1 bin は 25 ns であるため、PMT 1 の波形信号の時間幅は約 250 ns 程度である。750 ~ 760 bin の範囲にて、PMT 3 では宇宙線由来の可能性のある小さな構造が見られる。

4.4 今後の課題

TA サイトでの運用テストにて得られた観測データについてはさらなる調査、および観測試験が必要である。特に、宇宙線由来の可能性のあるイベントについては追加の調査が必要である。また、運用テストの観測時間が十分に確保できずトリガーイベント数が少なかったため再観測が必要である。

運用テスト中に生じた不具合についても追加の調査が必要である。不具合としては、まず、デジタルパルス信号入力による閾値判定トリガーの動作といったこれまでに確認した動作が TA サイトにて再現されなかった。これは、SoC ボード下面に混入していた金属片を取り除くことで正常な動作になった。次に、FAST-FD 建屋にて新データ波形収集回路を起動しようとしたところ、異常音が鳴り起動しなかった。これは、基板を温めた後に保温して使用すると正常に起動した。これら不具合の原因は、恒温槽へ入れて起動するかを確認するといった今後の調査が必要である。

この他、波形データ読み出しの不安定性の解決、トリガーの改良と動作テスト、GPS モジュールの設定、データ取得方法の変更、レベル 3 トリガーの作成に取り組むことが今後の課題である。

第5章 まとめと今後

FASTはUHECRへの感度を飛躍的に高める次世代の宇宙線観測実験である。これまでに米国ユタ州のTAサイトにFAST-FDを3基、アルゼンチン・メンドーサのAugerサイトに1基設置し、現在Augerサイトに2基目の建設へ向けた準備が進行中である。

設置予定の新型大気蛍光望遠鏡で使用する4本のPMT R5912-03と新型PMT R14688について実験室にてゲイン測定と非一様性の測定を行った。ゲイン測定では、ゲインの絶対値を測定するための1光電子測定と、印加電圧に対する相対的なゲインを測定するためのゲインカーブ測定を行った。4つそれぞれのR5912-03の非一様性測定を行ったところ、最も感度の非一様性が大きい個体では、半径5cm以内の最低感度は最大感度に対して 0.77 ± 0.07 の出力電荷量であった。磁気シールドを取り付けたR5912-03の非一様性は、最も改善がある場合にて、半径5cm以内の最低感度は最大感度に対して 0.68 ± 0.08 から 0.84 ± 0.05 へと改善された。R14688の非一様性はR5912-03の結果と比較すると、最も改善される場合にて、半径5cm以内の最低感度は最大感度に対して 0.68 ± 0.08 から 0.85 ± 0.05 へと改善された。管軸を回転させた非一様性の測定から、地磁気などの環境的影響が存在することが考えられる。また、どの測定においても数ns程度の応答時間の非一様性があることがわかったが、FASTにおいては1ピン100nsで積分評価するため問題が無いと考えられる。

磁気シールドを取り付けた場合や新型PMTであっても、完全には非一様性は消えないことが分かった。今後は、このような特性がどの程度物理結果へ影響するのかについて調査する必要がある。また、R14688の非一様性測定については、地磁気と第1ダイノードによる影響を切り分けて調査できていない。地磁気を完全にキャンセルした環境で同様の測定を行うことで、第1ダイノードによる非一様性への影響のみを調査できると考えている。

FASTの大規模化を目指すにあたって必要となる、新データ波形収集回路の開発も行った。この回路では、太陽光パネルによる自立稼働を見据えて低消費電力での稼働や、FASTの将来的な運用に対応したチャンネル数などが要求される。本研究では、完成した試作基板に実装されているZynqのファームウェアの構築、および新データ波形収集回路の運用テストを行った。ファームウェアの開発では、データ取得システムに必要な機能を持つモジュールを作成し、その動作テストを行った。作成したファームウェアの運用試験をTAサイトのFAST-FDを用いて行い、宇宙線由来の可能性のある信号を検出した。

新データ波形収集回路の開発に関する今後の課題としては、波形データ読み出しの不安定性の解決、トリガーの改良とその動作テスト、GPSモジュールの設定、データ取得方法の改良に取り組むことが必要である。また、TAサイトでの運用テストでは、温度起因の可能性のある不具合が生じたため、恒温槽へ入れて起動するかを確認するといった今後の調査が必要である。この運用テストにて得られた観測データについてはさらなる調査、および観測試験が必要である。特に、宇宙線由来のチェレンコフ光イベントの可能性が高い信号については、今後の調査が必要である。運用テストでは観測時間が十分に確保できずトリガーイベント数が少なかったため、追試験のための再観測を行う予定である。

謝辞

これまでにご支援いただいた全ての方々に心から感謝いたします。指導教員である大阪公立大学の藤井俊博准教授には、4回生の頃から極高エネルギーなご指導とご助言を賜りました。修士1回生では、プライベートを含めて研究の端から端まで、丁寧にご指導いただきありがとうございました。修士2回生では、特にチェコ出張とユタ出張、そして本論文の執筆にて大変お世話になりました。3年間楽しかったです、ありがとうございました。

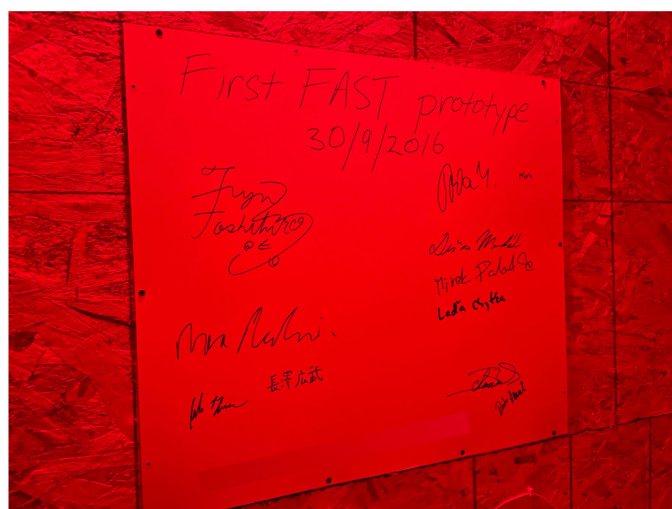
東京大学地震研究所の武多昭道助教には、FASTの新データ波形収集回路の開発にあたって、休日を問わず大変お世話になりました。丁寧にご指導いただきありがとうございました。また、多くの東京グルメを教えていただきありがとうございました。

副指導教員の高田淳史助教には、ファームウェア開発や本論文の執筆にあたって、貴重なご助言をいただきありがとうございました。フットサルでは、的確なパスをいただきありがとうございました。

TeVグループの先輩方である、岡さんと寺内さんには、より修士学生に近い立場からの貴重なご助言をいただきました。ありがとうございました。

同期の皆様にも大変お世話になりました。特に、同室の岩崎君と小林君は本論文執筆の際は、大変良い刺激となりました。今までありがとうございました。

I would like to thank FAST members in Czech Republic for the great support in this research, especially Dr. Dusan Mandat, Dr. Miroslav Pech, Dr. Ladislav Chytka, Dr. Petr Hamal and Mr. Martin Vacula. Thanks a million for your heartwarming welcome during my stay in Olomouc (barbecues, board games, kite flying, PIVO, and more). Na zdraví for FASTers! Děkuji!



参考文献

- [1] Victor F. Hess. über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Phys. Z.*, Vol. 13, pp. 1084–1091, 1912.
- [2] Kolhörster. Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grösseren höhen. *Phys. Z.*, Vol. 14, p. 1153–1155, 1913.
- [3] Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m. *Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft*, Vol. 16, p. 719–721, 1914.
- [4] M. Nagano and Alan A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 72, pp. 689–732, 2000.
- [5] Frank G. Schröder. News from Cosmic Ray Air Showers (Cosmic Ray Indirect - CRI Rapporteur). *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 030, 2020.
- [6] Jorg R. Hoerandel. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.*, Vol. 21, pp. 241–265, 2004.
- [7] T. Antoni, et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astropart. Phys.*, Vol. 24, pp. 1–25, 2005.
- [8] Donald C. Ellison, Luke O. C. Drury, and J. P. Meyer. Galactic cosmic rays from supernova remnants. II: Shock acceleration of gas and dust. *Astrophys. J.*, Vol. 487, pp. 197–217, 1997.
- [9] P. Sokolsky and G. B. Thomson. Highest Energy Cosmic Rays and results from the HiRes Experiment. *J. Phys. G*, Vol. 34, p. R401, 2007.
- [10] Johannes Blumer, Ralph Engel, and Jorg R. Horandel. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Vol. 63, pp. 293–338, 2009.
- [11] W. D. Apel, et al. Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 171104, 2011.
- [12] D. Kang, et al. Latest results from the KASCADE-Grande data analysis. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 306, 2021.
- [13] Alan Coleman. Measurement of the cosmic ray flux near the second knee with the Pierre Auger Observatory. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 225, 2020.
- [14] T. Abu-Zayyad, D. Ivanov, C. C. H. Jui, J. H. Kim, J. N. Matthews, J. D. Smith, S. B. Thomas, G. B. Thomson, and Z. Zundel. The Knee and the Second Knee of the Cosmic-Ray Energy Spectrum. 3 2018.

- [15] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. On astrophysical solution to ultrahigh-energy cosmic rays. *Phys. Rev. D*, Vol. 74, p. 043005, 2006.
- [16] O. Deligny. The energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays measured at the Pierre Auger Observatory and at the Telescope Array. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 234, 2020.
- [17] R. U. Abbasi, et al. Observation of the ankle and evidence for a high-energy break in the cosmic ray spectrum. *Phys. Lett. B*, Vol. 619, pp. 271–280, 2005.
- [18] R. U. Abbasi, et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, p. 101101, 2008.
- [19] Kenneth Greisen. End to the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 16, pp. 748–750, 1966.
- [20] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, Vol. 4, pp. 78–80, 1966.
- [21] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, Vol. 142, pp. 419–421, 1965.
- [22] Esteban Roulet. Large-scale anisotropies above 0.03 EeV measured by the Pierre Auger Observatory. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 408, 2021.
- [23] Alexander Aab, et al. Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV. *Science*, Vol. 357, No. 6537, pp. 1266–1270, 2017.
- [24] J. W. Cronin. Cosmic rays: The most energetic particles in the universe. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 71, pp. S165–S172, 1999.
- [25] Pijushpani Bhattacharjee and Gunter Sigl. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Phys. Rept.*, Vol. 327, pp. 109–247, 2000.
- [26] Dan Hooper, Andrew M. Taylor, and Subir Sarkar. Cosmogenic photons as a test of ultra-high energy cosmic ray composition. *Astropart. Phys.*, Vol. 34, pp. 340–343, 2011.
- [27] Oleg E. Kalashev, V. A. Kuzmin, and D. V. Semikoz. Top down models and extremely high-energy cosmic rays. 11 1999.
- [28] J. Abraham, et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, Vol. 29, pp. 243–256, 2008.
- [29] J. Abraham, et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, Vol. 31, pp. 399–406, 2009.
- [30] Sergio Petrera. Photons in the Science of the Pierre Auger Observatory. *Frascati Phys. Ser.*, Vol. 69, pp. 108–114, 2019.
- [31] Todor Stanev. Ultrahigh Energy Cosmic Rays: Origin and propagation. In *30th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 6, pp. 35–49, 7 2007.

- [32] A. M. Hillas. The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 22, pp. 425–444, 1984.
- [33] Diego F. Torres and Luis A. Anchordoqui. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. *Rept. Prog. Phys.*, Vol. 67, pp. 1663–1730, 2004.
- [34] Rainer Beck. Galactic and extragalactic magnetic fields. *Space Sci. Rev.*, Vol. 99, pp. 243–260, 2001.
- [35] Philipp P. Kronberg. Extragalactic magnetic fields. *Rept. Prog. Phys.*, Vol. 57, pp. 325–382, 1994.
- [36] Felix Aharonian, Andrei Bykov, Etienne Parizot, Vladimir Ptuskin, and Alan Watson. Cosmic rays in galactic and extragalactic magnetic fields. *Space Sci. Rev.*, Vol. 166, pp. 97–132, 2012.
- [37] Enrico Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, Vol. 75, pp. 1169–1174, 1949.
- [38] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle Acceleration by Astrophysical Shocks. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 221, pp. L29–L32, 1978.
- [39] R. J. Protheroe. Acceleration and interaction of ultrahigh-energy cosmic rays. pp. 259–297, 12 1998.
- [40] A. R. Bell. The Acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 182, pp. 147–156, 1978.
- [41] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 182, pp. 443–455, 1978.
- [42] Pedro Abreu, et al. Large scale distribution of arrival directions of cosmic rays detected above 10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory. *Astrophys. J. Suppl.*, Vol. 203, p. 34, 2012.
- [43] R. Abbasi, et al. Observation of an Anisotropy in the Galactic Cosmic Ray arrival direction at 400 TeV with IceCube. *Astrophys. J.*, Vol. 746, p. 33, 2012.
- [44] M. G. Aartsen, et al. Anisotropy in Cosmic-ray Arrival Directions in the Southern Hemisphere Based on six Years of Data From the Icecube Detector. *Astrophys. J.*, Vol. 826, No. 2, p. 220, 2016.
- [45] A. Chiavassa, et al. KASCADE-Grande experiment measurements of the cosmic ray spectrum and large scale anisotropy. *Nucl. Part. Phys. Proc.*, Vol. 279-281, pp. 56–62, 2016.
- [46] Alexander Aab, et al. An Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 853, No. 2, p. L29, 2018.

- [47] Armando di Matteo, Toshihiro Fujii, and Kazumasa Kawata. Investigating an angular correlation between nearby starburst galaxies and UHECRs with the Telescope Array experiment. *EPJ Web Conf.*, Vol. 210, p. 01007, 2019.
- [48] R. U. Abbasi, et al. Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 790, p. L21, 2014.
- [49] Kazumasa Kawata, et al. Updated Results on the UHECR Hotspot Observed by the Telescope Array Experiment. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 310, 2020.
- [50] Lorenzo Caccianiga. Anisotropies of the Highest Energy Cosmic-ray Events Recorded by the Pierre Auger Observatory in 15 years of Operation. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 206, 2021.
- [51] P. Abreu, et al. Update on the Correlation of the Highest Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic matter. *Astropart. Phys.*, Vol. 34, pp. 314–326, 2010.
- [52] Sergey Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model. *Phys. Rev. D*, Vol. 83, p. 014018, 2011.
- [53] S. Ostapchenko. QGSJET-II: physics, recent improvements, and results for air showers. *EPJ Web Conf.*, Vol. 52, p. 02001, 2013.
- [54] T. Pierog, Iu. 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*, Vol. 92, No. 3, p. 034906, 2015.
- [55] Felix Riehn, Ralph Engel, Anatoli Fedynitch, Thomas K. Gaisser, and Todor Stanev. A new version of the event generator Sibyll. *PoS*, Vol. ICRC2015, p. 558, 2016.
- [56] Felix Riehn, Ralph Engel, Anatoli Fedynitch, Thomas K. Gaisser, and Todor Stanev. Hadronic interaction model Sibyll 2.3d and extensive air showers. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, No. 6, p. 063002, 2020.
- [57] Alexander Aab, et al. Inferences on mass composition and tests of hadronic interactions from 0.3 to 100 EeV using the water-Cherenkov detectors of the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. D*, Vol. 96, No. 12, p. 122003, 2017.
- [58] Jose Bellido. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements above $10^{17.2}$ eV and Composition Implications. *PoS*, Vol. ICRC2017, p. 506, 2017.
- [59] R. U. Abbasi, et al. Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode. *Astrophys. J.*, Vol. 858, No. 2, p. 76, 2018.
- [60] A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, and I. Ye Sleptsov. Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: The energy spectrum of cosmic rays. *New J. Phys.*, Vol. 11, p. 065008, 2009.

- [61] Felix riehn, Ralph Engel, Anatoli Fedynitch, Thomas Gaisser, and Todor Stanev. A new version of the event generator Sibyll . *PoS*, Vol. ICRC2015, p. 558, 2016.
- [62] A. Haungs, H. Rebel, and M. Roth. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Rept. Prog. Phys.*, Vol. 66, pp. 1145–1206, 2003.
- [63] Pedro Abreu, et al. Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57$ TeV with the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 109, p. 062002, 2012.
- [64] John Linsley, Livio Scarsi, and Bruno Rossi. Extremely energetic cosmic-ray event. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 6, pp. 485–487, 1961.
- [65] Luisa Bonolis. From cosmic ray physics to cosmic ray astronomy: Bruno Rossi and the opening of new windows on the universe. *Astropart. Phys.*, Vol. 53, pp. 67–85, 2014.
- [66] P. R. Blake, H. Ferguson, and W. F. Nash. Current studies of extensive air showers by the nottingham group at haverah park. *J. Phys. Soc. Jap.*, Vol. 33, pp. 1197–1206, 1972.
- [67] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, and A. A. Watson. The Cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} -eV as measured by the Haverah Park array. *J. Phys. G*, Vol. 17, pp. 733–757, 1991.
- [68] Ivanov Anatoly. The Yakutsk array experiment: Main results and future directions. *EPJ Web Conf.*, Vol. 53, p. 04003, 2013.
- [69] Lisa J. Kewley, R. W. Clay, and B. R. Dawson. Arrival directions of the southern highest energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, Vol. 5, pp. 69–74, 1996.
- [70] C. J. Bell. The Calibration of Large Area Liquid Scintillation Counters Used in a Cosmic Ray Experiment. *J. Phys. G*, Vol. 2, pp. 857–866, 1976.
- [71] N. Chiba, et al. Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100-km^2 area. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 311, pp. 338–349, 1992.
- [72] K. Shinozaki and M. Teshima. AGASA results. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 136, pp. 18–27, 2004.
- [73] K. Shinozaki. AGASA results. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 151, pp. 3–10, 2006.
- [74] R. M. Baltrusaitis, et al. THE UTAH FLY’S EYE DETECTOR. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 240, pp. 410–428, 1985.
- [75] D. J. Bird, et al. Results from the fly’s eye experiment. *AIP Conf. Proc.*, Vol. 338, pp. 839–854, 1995.
- [76] Pierre Sokolsky, Paul Sommers, and Bruce R. Dawson. Extremely high-energy cosmic rays. *Phys. Rept.*, Vol. 217, pp. 225–277, 1992.
- [77] T. Abu-Zayyad, et al. The prototype high-resolution Fly’s Eye cosmic ray detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 450, pp. 253–269, 2000.

- [78] Alexander Aab, et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 798, pp. 172–213, 2015.
- [79] Valerio Verzi. Measurement of the energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 450, 2020.
- [80] I. Allekotte, et al. The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 586, pp. 409–420, 2008.
- [81] Karl-Heinz Kampert, Alan A. Watson, and Alan A. Watson. Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays: A Historical Review. *Eur. Phys. J. H*, Vol. 37, pp. 359–412, 2012.
- [82] Antonella Castellina. AugerPrime: the Pierre Auger Observatory Upgrade. *EPJ Web Conf.*, Vol. 210, p. 06002, 2019.
- [83] Alvaro Taboada. Analysis of Data from Surface Detector Stations of the AugerPrime Upgrade. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 434, 2020.
- [84] M. Fukushima. Telescope array project for extremely high energy cosmic rays. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, Vol. 151, pp. 206–210, 2003.
- [85] H. Tokuno, et al. New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 676, pp. 54–65, 2012.
- [86] T. Abu-Zayyad, et al. The surface detector array of the Telescope Array experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 689, pp. 87–97, 2013.
- [87] Shigeharu Udo, Shoichi Ogio, Masahiro Takeda, Toshiyuki Nonaka, Hiroyuki Sagawa, Yoshiki Tsunesada, Shoichi Kishigamia, Ryosuke Saharara, and Yuichi Takahashia. The Telescope Array Low-energy Extension. *PoS*, Vol. ICRC2017, p. 544, 2018.
- [88] Shoichi Ogio. Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 375, 2020.
- [89] Eiji Kido. Status and prospects of the TAx4 experiment. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 312, 2020.
- [90] Eiji Kido. The TAx4 experiment. *PoS*, Vol. ICRC2017, p. 386, 2018.
- [91] T. Fujii, et al. Detection of ultra-high energy cosmic ray showers with a single-pixel fluorescence telescope. *Astropart. Phys.*, Vol. 74, pp. 64–72, 2016.
- [92] Toshihiro Fujii, et al. A next-generation ground array for the detection of ultrahigh-energy cosmic rays: the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST). *EPJ Web Conf.*, Vol. 210, p. 06003, 2019.
- [93] M. Malacari, et al. The First Full-Scale Prototypes of the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes. *Astropart. Phys.*, Vol. 119, p. 102430, 2020.

-
- [94] D. Mandat, et al. The prototype opto-mechanical system for the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes. *JINST*, Vol. 12, No. 07, p. T07001, 2017.
- [95] Toshihiro Fujii, et al. The FAST Project - A Next Generation UHECR Observatory. *EPJ Web Conf.*, Vol. 136, p. 02015, 2017.
- [96] T. Fujii, et al. The Full-Scale Prototype for the Fluorescence Detector Array of Single-Pixel Telescopes. *JPS Conf. Proc.*, Vol. 19, p. 011047, 2018.
- [97] Miroslav Pech, et al. Simulation of the optical performance of the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes. *EPJ Web Conf.*, Vol. 210, p. 05014, 2019.
- [98] Dusan Mandat, et al. Atmospheric monitoring with the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes. *EPJ Web Conf.*, Vol. 197, p. 02002, 2019.
- [99] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. 2 1998.
- [100] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会. 光電子増倍管 その基礎と応用 第4版. 平成29年4月1日.
- [101] Yusuke Inome, Yuji Sunada, Yuuki Choushi, Masao Ichida, Razmik Mirzoyan, Hideyuki Ohoka, Takayuki Saito, Kenji Tamura, Masahiro Teshima, and Tokonatsu Yamamoto. A 100-ps pulse laser as a calibration source. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 66, No. 8, pp. 1993–1997, 2019.

付録 A

付録 A では、光電子増倍管 (PMT) の基礎特性試験について、本論文 3 章内にて紹介しきれなかった測定結果を掲載する。なお、各測定の設定アップについては、本論文 3 章にて解説した通りである。

A.1 光電子増倍管の非一様性測定結果

- 図 A.1
 - Auger サイトに設置予定の FAST-FD の 2 基目に使用する PMT (GE 0007) の管軸を回転させた際の応答時間の非一様性の測定結果
- 図 A.2
 - Auger サイトに設置予定の FAST-FD の 2 基目に使用する PMT (GE 0007) にシールドを取り付けて、管軸を回転させた際の応答時間の非一様性の測定結果
- 図 A.3, A.4, A.5
 - Auger サイトに設置予定の FAST-FD の 2 基目に使用する PMT (GE 0007) にシールドを取り付けて、管軸を回転させた際の感度の非一様性の測定結果の断面図
- 図 A.6, A.7
 - 新型 PMT R14688 (ZC2969) の管軸を回転させた際の感度の非一様性の測定結果の断面図

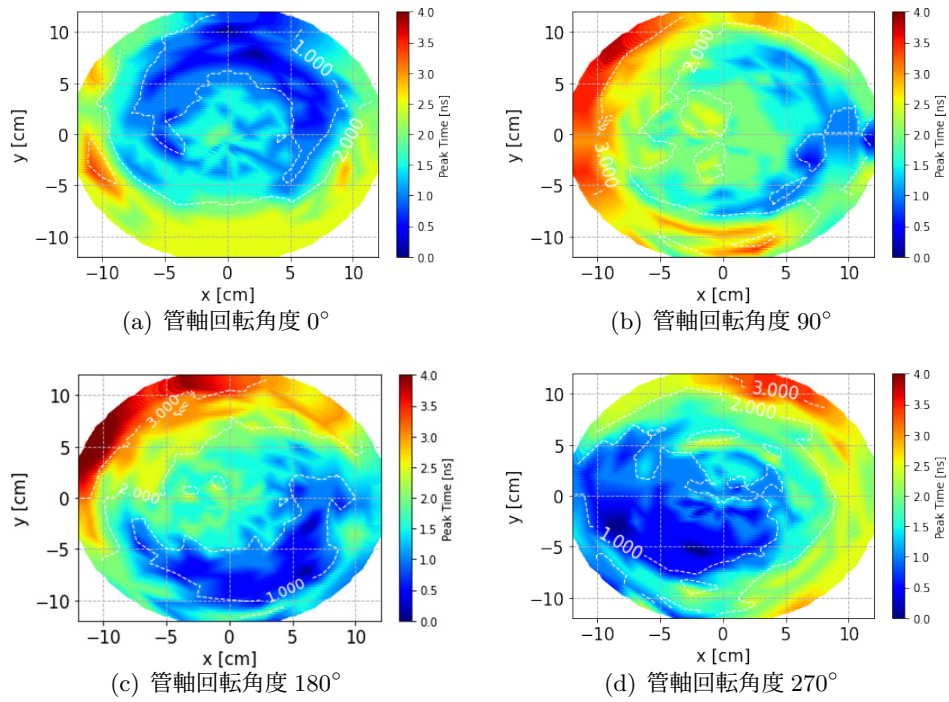


図 A.1: PMT (GE 0007) の応答時間の非一様性

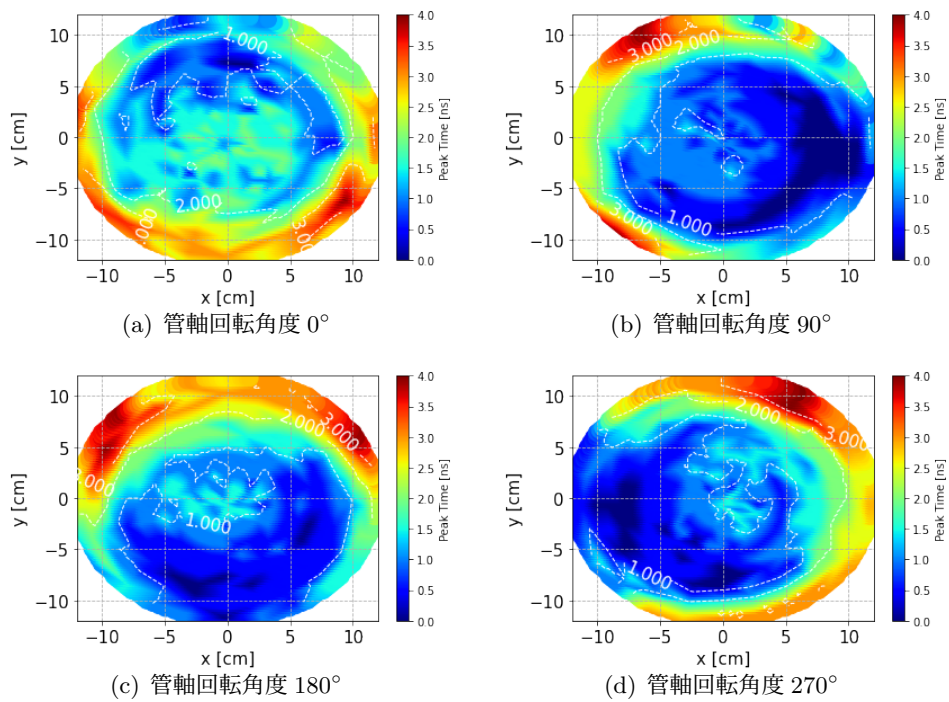


図 A.2: 磁気シールドを取り付けた PMT (GE 0007) の応答時間の非一様性

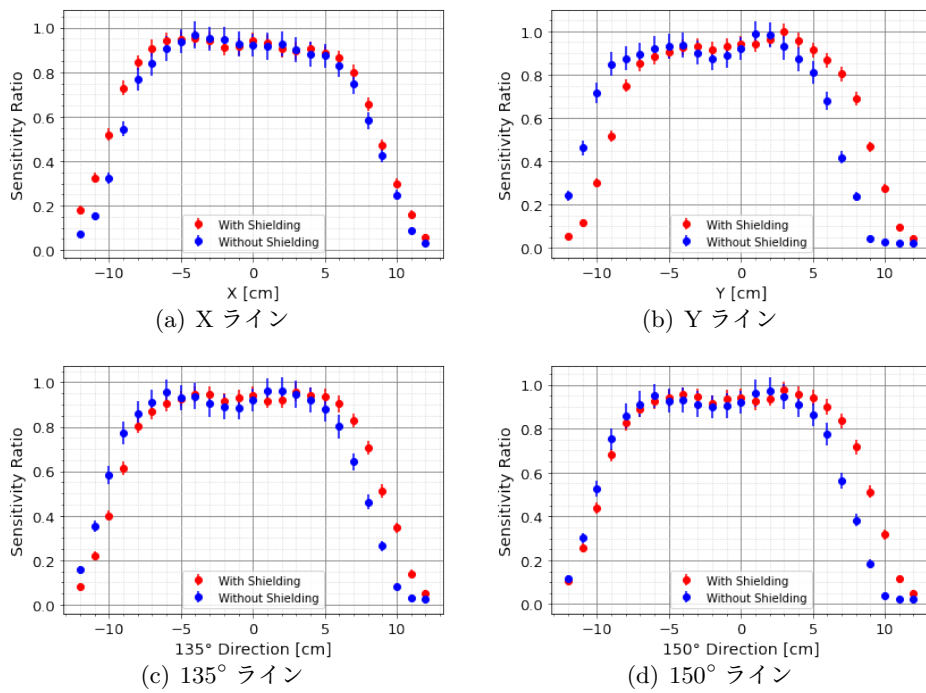


図 A.3: PMT (GE 0007) の管軸回転角度 0° における感度非一様性の断面図。青点はシールド未装着時、赤点はシールド装着時の測定結果を示す。

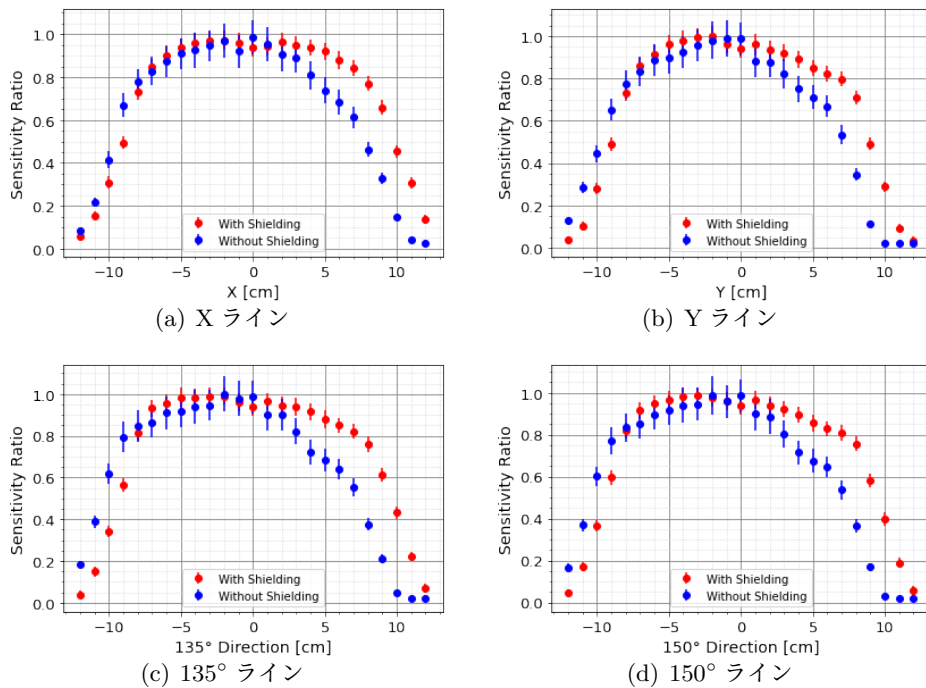


図 A.4: PMT GE0007 の管軸回転角度 180° における感度非一様性の断面図。青点はシールド未装着時、赤点はシールド装着時の測定結果を示す。

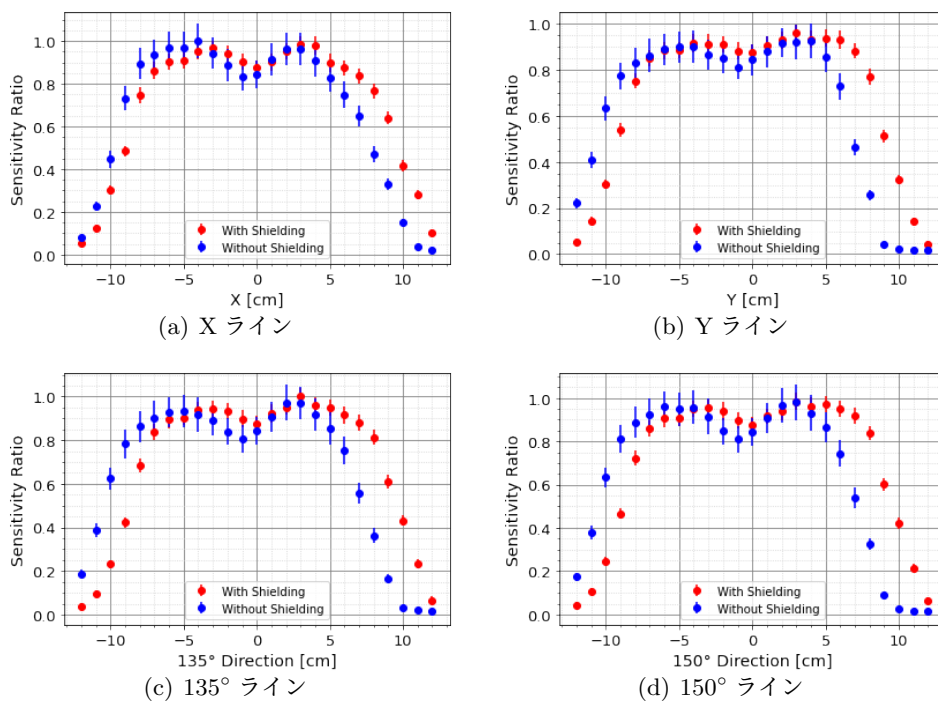


図 A.5: PMT GE0007 の管軸回転角度 270° における感度非一様性の断面図。青点はシールド未装着時、赤点はシールド装着時の測定結果を示す。

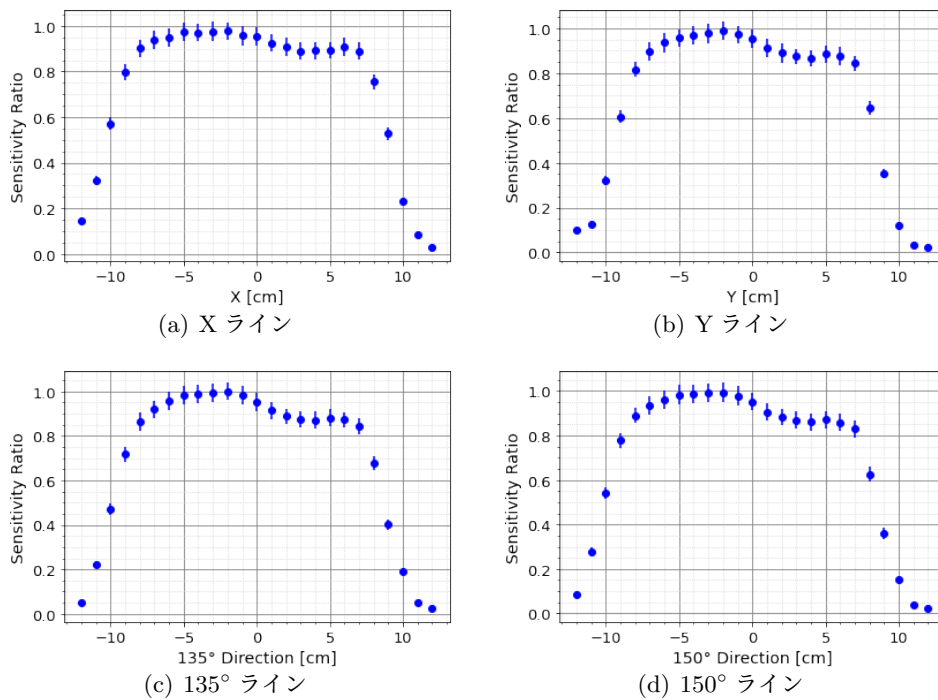


図 A.6: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の管軸回転角度 180° における感度非一様性の断面図

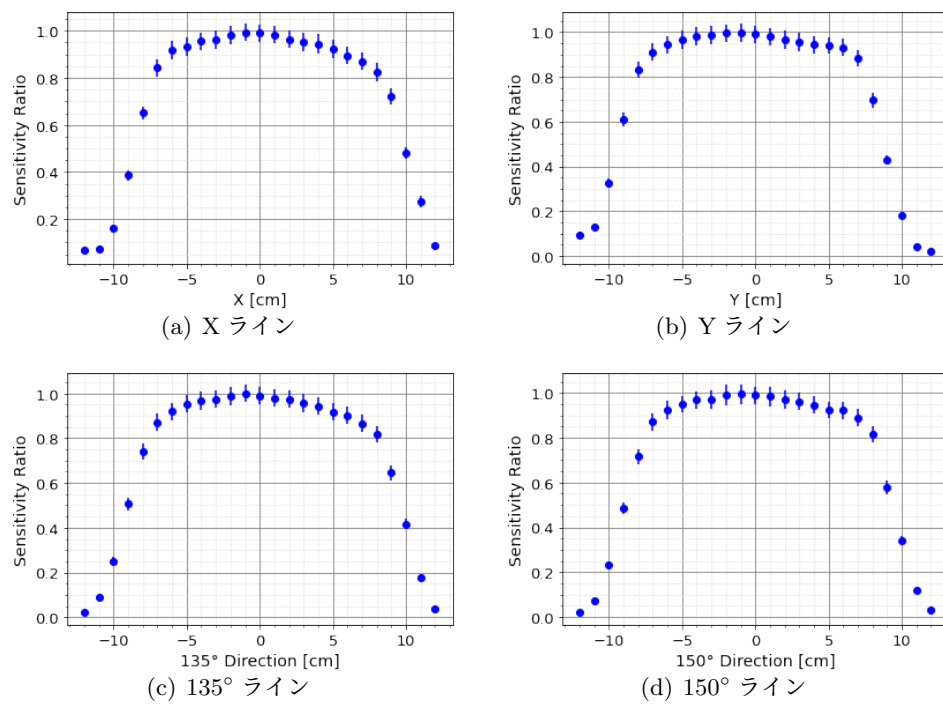


図 A.7: 新型 PMT R14688 (ZC2969) の管軸回転角度 270° における感度非一様性の断面図

付録B

B.1 トリガー効率のシミュレーション

シミュレーション内で極高エネルギー宇宙線 (UHECR) からの信号を生成し、FAST にて期待されるトリガー効率を推定した。空気シャワーシミュレーションの標準的なパッケージである CORSIKA [99] を使用した。このシミュレーションでは、望遠鏡アレイ実験 (TA) と同じ標高 1400 m に 3 つの FAST FD ステーションを正三角形に配置し、各ステーションごとに 12 区画、各区画ごとに 1 台の FD (4 本の PMT) を設置した。正三角形の内接円内に 10000 イベントの 1~100 EeV の宇宙線を降らせ、その組成は陽子と鉄で構成した。天頂角は 0° から 80° 、方位角は 0° から 360° の範囲内で一様等方に到来するように設定した。シミュレーション内の FAST FD ステーションの配置と、宇宙線の降る位置の関係を図 B.1 の (a) に示す。図中の赤い区画は有意な信号が検出されていることを示す。このイベントで赤い区画となっている FAST-FD 1-5 号機の PMT 信号を図 B.1 の (b) に示す。

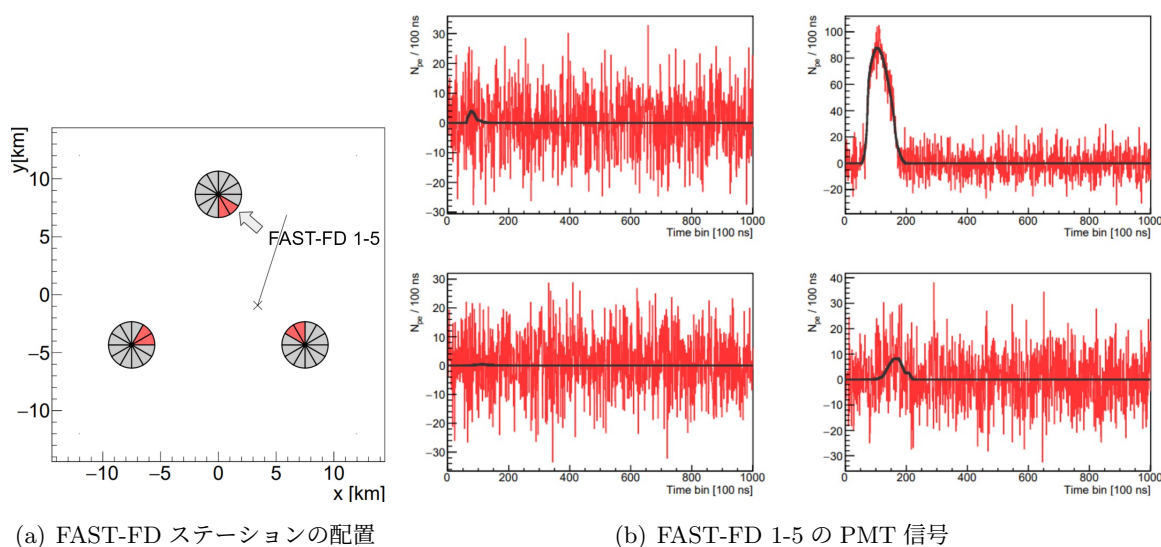
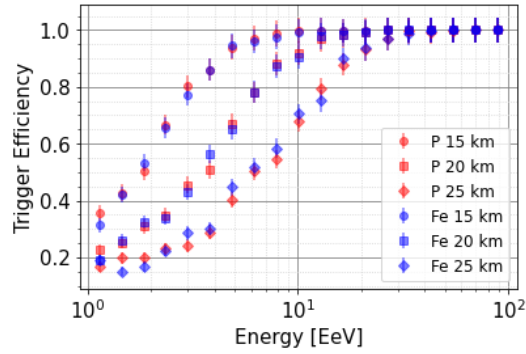


図 B.1: (a) シミュレーションにおける、15 km アレイ間隔の場合の FAST-FD ステーションの配置図。正三角形内接円内の×印の位置に宇宙線が降ってきているイベントの例。(b) シミュレーションにおける、FAST-FD 1-5 号機の PMT 信号の例。1 bin = 100 ns であり、実測に基づいた夜光量を用いている ($\sigma = 10 \text{ pe}/100 \text{ ns}$)。

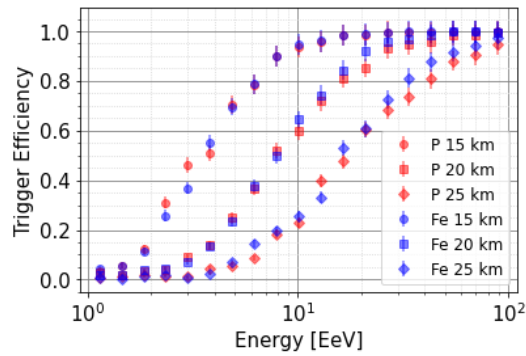
FAST では特に $10^{19.5} \text{ eV}$ (約 30 EeV) 以上の UHECR の観測に焦点を当てている。シャワーシミュレーションによって、この目的を達成できる適当なアレイ間隔 (正三角形の 1 辺の長さ) を確かめた。トリガー条件として、3 つ全てのステーションにて、設定した数以上の PMT が 5σ 以上の信号を検出することを課した。トリガー効率評価では、このトリガー条件での PMT の本数を 1,2,3 本以上の場合におけるの振る舞いを調査し、また、それぞれの設定においてステーション

のアレイ間隔を 15 km, 20 km, 25 km と変化させて、トリガー効率への影響を調べた。

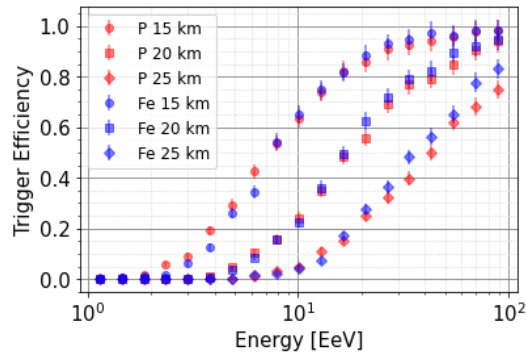
このトリガー効率推定の結果を図 B.2 に示す。どの設定においても、宇宙線の質量組成による違いは小さいことが分かる。1 個以上の PMT にて有意な信号が検出されることをトリガー条件とした場合、ノイズによって 5σ の波形イベントがたまたま起きて、トリガーがかかる場合があるため、1 EeV の宇宙線イベントであっても、トリガーされてしまう。また、3 個以上の PMT にて有意な信号が検出されることをトリガー条件とした場合、30 EeV 以上の宇宙線イベントに対しても、アレイ間隔が 20 km 以上の場合にはトリガー効率が不十分になっている。一方で、2 個以上の PMT にて有意な信号が検出されることをトリガー条件とした場合、30 EeV 以上の宇宙線イベントに対して、アレイ間隔が 20 km の場合において約 100% のトリガー効率を得られた。



(a) 条件：それぞれ 1 本以上/1 ステーション



(b) 条件：それぞれ 2 本以上/1 ステーション



(c) 条件：それぞれ 3 本以上/1 ステーション

図 B.2: 3つ全てのステーションにて (a)1本,(b)2本,(c)3本以上の PMT が 5σ 以上の信号を検出することをトリガー条件として課した。FAST にて焦点を当てている約 30 EeV 以上の宇宙線イベントに対しては、2本以上のトリガー条件のときの 20 km アレイ間隔で、約 100% のトリガー効率となることが示された。

付録C

C.1 Zynq 開発の初期手続き

新データ波形収集回路の Zynq 開発の初期手続きに関する全体の工程は、本論文とは別の操作手順書に記載されている。ここでは、開発の初期手続きのうち、コンパイラの追加手続きについて報告する。以下のコマンドを入力してコンパイラ (gcc) の追加を行った。

- petalinux-config -c rootfs

その後、コンフィグウィンドウ内にて、「Filesystem Packages」→「misc」→「packagegroup-core-buildessential」→「[*]packagegroup-core-buildessential」, 「[*]package-core-build-essential-dev」にチェックをして設定を完了した。

C.2 FADC デバイスの設定

FADC デバイスを設定するために行った手続きについて報告する。まずは、FADC デバイスを操作するために必要な I²C-SPI ブリッジの設定を行った。設定は以下の内容で上から順に行った。

- Function ID f0 (Configure SPI Interface) : 0000 1111
 - 0 : the MSB of the data word is transmitted first
 - 11 : SPI CLK HIGH when idle; data clocked in on leading edge
 - 11 : SPI clock rate = 58 kHz
- Function ID f6 (GPIO Enable) : 0000 1100
 - A logic 1 enable the pin as a GPIO
 - 1100 : 左から順に SS3, SS2, SS1, SS0 に対応
- Function ID f7 (GPIO Configuration) : 0000 0000
 - 0000 0000 : 左から順に SS3.1, SS3.0, SS2.1, SS2.0, SS1.1, SS1.0, SS0.1, SS0.0 に対応
- Function ID f4 (GPIO Write) : 0000 0000
 - 0000 : 左から順に SS3, SS2, SS1, SS0 に対応

以上のような I²C-SPI ブリッジの設定の完了後、FADC のレジスタに値を書き込むことで FADC デバイスの設定を行った。設定は以下の内容で上から順に行った。

- Register 0x0a = 0x3000 : 起動後の initialization
- Register 0x00 = 0x0001 : デバイスを reset state へ戻す
- Register 0x03 = 0x2000 : LVDS serialization rate = 14X

- Register 0x04 = 0x0001 : ADC resolution = 14 bit

この他、使用チャンネル数選択、LSB or MSB ファーストの選択、クロック遅延量などを設定することができるが、上記で設定したもの以外についてはデフォルトで設定した。