

フェルミガンマ線衛星のカロリメータ単独解析の開発
とCTA大口径望遠鏡光電子増倍管の較正：数10GeVか
ら数100GeV 宇宙ガンマ線の高感度観測を目指して

東京大学理学系研究科物理学専攻
宇宙線研究所チェレンコフ宇宙ガンマ線グループ
高橋 光成

2015年1月5日

概要

ガンマ線による宇宙観測はここ 20 年あまりの間に急速に発展してきた。その中でも数十 GeV から数百 GeV のエネルギー領域には暗黒物質対消滅由来のガンマ線探索、ガンマ線バーストからの数十 GeV 光子に着目した放射機構の解明など、注目を集めるテーマが多い。しかし、衛星観測の上限、地上観測の下限にあたる事からこれまで比較的観測が難しかった領域でもある。これらの困難を克服するために表題にある 2 つの研究を行った。フェルミガンマ線宇宙望遠鏡は 2008 年に打ち上げられ、その大面積望遠鏡は過去の衛星を大きく上回る有効面積と視野、20MeV から 300GeV 以上にまでおよぶ観測帯域を実現した。それでもエネルギーが上がるにつれガンマ線のフラックスは極端に小さくなり、非常に少ない統計数しか得ることができない。そのためおよそ 10 GeV 以上では観測はバックグラウンドよりも統計によって制限される。そこでカロリメータ単独解析の開発によってこれまで解析できなかったイベントを利用可能にすることで統計数の上積みを図った。大面積望遠鏡の持つ検出器、トラッカーとカロリメータのうち、これまでは捨てられていたトラッカーの情報を持たないイベントをカロリメータの情報だけから再構成し光子データに加えようというものである。バックグラウンドを排除する多変量解析をカロリメータ単独イベント向けに最適化し、約 50GeV 以上で統計数を 20-50% 上積みできる事を示した。また、通常のイベントに比べ角度分解能は劣るがエネルギー分解能は優れていることが分かった。特に暗黒物質由来のガンマ線探索や突発天体の研究に有望と考えている。

TeV ガンマ線の観測は地上のチェレンコフ望遠鏡によって行われる。これはガンマ線が大気に入射して生成する電磁者シャワー中の電子が出すチェレンコフ光を捉え、ガンマ線イベントを再構成するものである。2020 年完成予定の次世代地上チェレンコフガンマ線望遠鏡 Cherenkov Telescope Array (CTA) は、現行のガンマ線望遠鏡に比べ感度を一桁向上し、また 20 GeV から 100 TeV 以上という極めて広い観測帯域を実現する事を目指している。CTA は大中小 3 種類の反射望遠鏡数十台から構成されるが、1 TeV 以下の比較的低エネルギーの領域はチェレンコフ光の光子数が少なくなるため、口径 23 m の巨大な主鏡を大口径望遠鏡が観測を担が、それだけでなく高感度の焦点面検出器を必要とする。1 基の焦点面検出器は光電子増倍管 1855 本で構成される。増倍管は (株) 浜松ホトニクスと共同開発したもので、量子効率、アフターパルス発生確率などが極めて優れている一方で、時間特性が要求を満たせていなかった。観測エネルギー帯域の下限を引き下げるため、焦点面検出器開発にあたって時間特性を含め個々の増倍管の特性を把握し最適化する。本論文では、増倍管の時間特性改善の研究に触れた後、大口径望遠鏡初号機用約 2000 本の全数較正について述べる。多数の増倍管を効率良く測定できるよう可能な限り自動化した較正システムを設計・構築した。解析法はこれまでの方法が考慮していなかった要素を正しく評価できるようにし、過去にない精度を実現しつつある。較正作業はまだ道半ばであるが、興味深いデータが集積されてきている。

これらを通じて、衛星観測と地上観測の両面から数十 GeV から数百 GeV ガンマ線観測の感度向上、相補的な研究の実現を目指す。

目次

第1章	イントロダクション	4
1.1	はじめに	4
1.2	宇宙ガンマ線の観測方法	6
1.2.1	数十 GeV 以下のエネルギー帯域の観測	6
1.2.2	数百 GeV 以上のエネルギー帯域の観測	7
1.2.3	境界のエネルギー帯域の観測	13
1.3	数 10 - 数 100GeV ガンマ線で見える宇宙	15
1.3.1	活動銀河核	15
1.3.2	暗黒物質	18
1.3.3	ガンマ線バースト	19
1.4	まとめ	21
第2章	フェルミガンマ線衛星	22
2.1	概要	22
2.2	検出器	24
2.2.1	トラッカー (TKR)	24
2.2.2	カロリメータ (CAL)	26
2.2.3	反同時計数検出器 (ACD)	26
2.3	解析の流れ	26
2.4	バックグラウンド除去	27
2.4.1	ACD による識別	27
2.4.2	シャワーによる識別	29
2.4.3	多変量解析	29
2.5	Pass8 解析	30
第3章	フェルミガンマ線衛星のカロリメータ単独解析の開発	32
3.1	目的	32
3.2	方法	33
3.2.1	ツール	34
3.3	対象となるイベント	34
3.4	モンテカルロデータによる最適化	35
3.4.1	有効なパラメータの変数の選択	35
3.4.2	予備選別	38
3.4.3	その他の設定	38
3.4.4	結果	39

3.5	実データによる検証	41
3.5.1	地球周縁	43
3.5.2	Mrk421	45
3.6	考察	49
3.7	結論	53
3.8	今後	53
第4章	Cherenkov Telescope Array 計画	55
4.1	概要	55
4.2	大口径望遠鏡焦点面検出器	57
4.2.1	光電子増倍管	57
4.2.2	PMT モジュール	57
4.3	光電子増倍管	59
4.3.1	原理	59
4.3.2	量子効率 (Q.E.)	59
4.3.3	収集効率	60
4.3.4	ゲイン	60
4.3.5	アフターパルス	61
4.3.6	パルス幅	61
4.3.7	F ファクター	63
第5章	CTA 大口径望遠鏡光電子増倍管の較正	64
5.1	目的	64
5.1.1	特性の測定とデータベース化	64
5.1.2	パルス幅問題の解決	64
5.2	ゲインの最適化	65
5.2.1	最終段ダイノードとアノード間の短絡	65
5.2.2	エイジング	68
5.2.3	プリアンプにおける電流分割	68
5.2.4	最適化の計画	69
5.3	較正システムの構築	70
5.3.1	目的	70
5.3.2	概要	70
5.3.3	構成要素	72
5.3.4	セットアップの変更	77
5.4	測定項目および解析方法	77
5.4.1	Single p.e.	77
5.4.2	Multi p.e.	82
5.5	ゲインおよび F ファクター測定の信頼性	86
5.5.1	ゲインおよび F ファクター	86
5.6	結果	94
5.6.1	較正作業の経過	94

5.6.2	PACTA の取り付けにおける間違い	94
5.6.3	ゲイン vs. 印加電圧曲線・動作電圧	94
5.6.4	F ファクター	97
5.6.5	パルス幅	99
5.7	考察	104
5.7.1	ゲイン vs. 印加電圧曲線・動作電圧	104
5.7.2	F ファクター	104
5.7.3	パルス幅	105
5.8	結論	105
5.9	今後	105
5.9.1	動作電圧の分布	105
第 6 章 まとめ		106

第1章 イントロダクション

1.1 はじめに

人類による宇宙の探求は文明の夜明けとともに始まり、蓄積された惑星や彗星の運行に関する知識は17世紀に至って物理学という大きな学問を開花させることになった。20世紀に入ると宇宙観測と物理学はますます密接に絡み合いながら発展するようになり、水星の近日点移動の観測により一般相対性理論が証明され、太陽のエネルギー源への疑問を契機に熱核融合・元素合成の研究が進展した。

これらの成果は可視光による観測から生み出されたものであるが、人類は20世紀には宇宙を探求する別の手段を手にするようになった。1912年、V. Hess が高空からの放射線を検出し、のちにそれは宇宙から高エネルギー粒子が飛来しているものであることが分かった。宇宙線の発見である。可視光以外の電磁波を捉える技術が開発され、1930年代に電波による、1960年代にはX線、ガンマ線による観測が始まった。以降、人類はまったく新しい宇宙の姿を目の当たりにすることになった。

これまでに超新星残骸、パルサー、活動銀河核といった天体から上は TeV にまで及ぶ非熱的な連続放射が検出されている。この事はこれらの天体において電子あるいは陽子や原子核といった粒子が極めて高いエネルギーに加速されている事を意味する。また宇宙線のエネルギースペクトルが 10^{20} eV 以上まで伸びている事も分かった。このエネルギーは人類が加速器で達成したスケールを7桁以上も上回るものである。これらの事実は星やガスからの熱的放射によって観測されてきた宇宙とはまったく異質なものであった。ごく少数の粒子が寡占的に途方も無いエネルギーを持つまでに加速され電磁波を放射している事が明らかになった。非熱的宇宙の発見である。

粒子がどこでどのように加速されているかは永年の謎であったが、近年ようやく解明されつつある。図 1.1 に様々な実験で観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。一次宇宙線の支配的な成分は陽子や原子核であるが、特に高エネルギー側でその組成が陽子かあるいは鉄などの重原子核のどちらに占められているかは議論になっている問題である。エネルギースペクトルはいくつかの折れ曲がりを伴うべき関数でよく表される。 10^{15} eV から 10^{16} eV の間で勾配が急になっている。これはニー (Knee; ひざ) と呼ばれる。また $10^{18.5}$ eV 付近で見られる折れ曲がりとはアンクル (Ankle; くるぶし) と呼ばれる。

このうちニー以下のエネルギーの粒子は超新星爆発や超新星残骸における衝撃波による加速モデルが有力視されている。電子だけでなく陽子も加速されているかは長い間確かめられていなかったが、超新星残骸 IC 443 と W44 から陽子-陽子衝突由来 π^0 中間子が崩

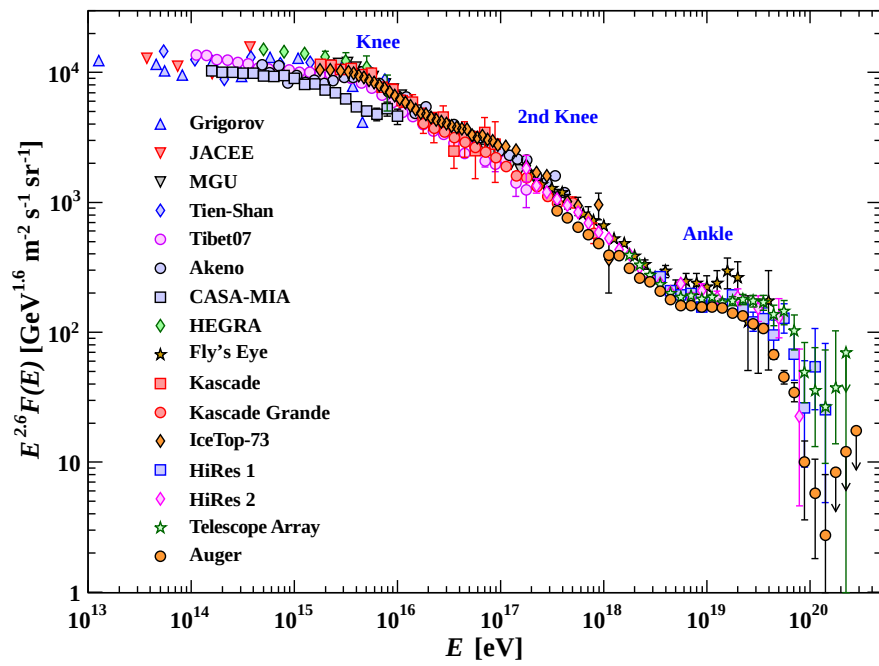


図 1.1: 空気シャワーから測定されたすべての粒子のエネルギースペクトル [1]。 $E^{2.6}$ を掛けて表示している。

壊して出るガンマ線に特徴的なスペクトルが見出され [2]、超新星残骸で陽子が加速されているという見方が固まりつつある。また、少なくとも一部の超新星残骸は 10^{15} eV 以上までは陽子を加速できないと推定されており、ニーの折れ曲がりはこの変化に対応すると考えられる。するとその上の 8×10^{16} eV には第 2 のニーが発見されているが、これはより重い粒子の加速限界となる。ニーより上の領域を担う加速源についてはよく分かっていないものの、近年発見された銀河系中心の周囲に広がる巨大構造フェルミバブルが候補として挙げられている。

次にアंकルの折れ曲がりであるが、これは銀河系内由来の宇宙線に替わり銀河系外で加速された成分が支配的になったために傾きが変わったものと解釈されている。銀河系外の加速源についても解明されていないが、これほどまでに粒子を加速するには宇宙でも最大級に激しい現象が伴っているはずであり、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) とガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) が挙げられている。

1.2 宇宙ガンマ線の観測方法

ガンマ線による宇宙観測はここ二十余年の間に極めて急速な進歩を遂げた。その手法は観測するガンマ線のエネルギーによって大きく異なっている。

1.2.1 数十 GeV 以下のエネルギー帯域の観測

ガンマ線は X 線と同じく大気による吸収を受けるため、数十 GeV 以下のエネルギー帯域については衛星による観測が進められてきた。1991 年にコンプトンガンマ線衛星が打ち上げられ、Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) 検出器が数十 keV - 10GeV の観測を行い多くの成果を挙げた。宇宙ガンマ線の観測は反射鏡が使えないなどの点で他の電磁波とは大きく異なっている。波としての性質より粒子としての性質が強く出ることを反映して、検出器は素粒子実験と似たものが使われる傾向がある。

原理 電荷を持たない光子を捉えて電気信号するには検出器との間で何らかの反応を起こしてもらう必要がある。数十 MeV 以上の光子では物質との相互作用は電子陽電子対生成が支配的になる。GeV 領域ではガンマ線が生成した電子対が制動放射でガンマ線を出し、さらに増殖が繰り返される。この現象を電磁シャワーという。この電子対・シャワーの飛跡とエネルギーを測定することがガンマ線検出の基本的な考えになる。

検出器の構成 観測装置の基本的な構成としては以下のようなになる。衛星の上部に飛跡を検出するトラックが置かれる。トラックは検出器の層と、対生成を起こさせる変換材の層が交互に積み重なっている。検出器には EGRET 検出器ではワイヤースパークチェンバーが用いられた。変換材にはタングステン等の高密度の物質が使われる。トラックの下にはカロリメータが置かれ、トラックを通過してきた粒子のエネルギーを測定する。

EGRET のカロリメータには NaI 結晶シンチレータが使われた。カロリメータが薄いと粒子が抜けていってエネルギーが少なく測定されてしまうため、出来るだけ十分な厚みをもたせる。

反同時計数検出器 ガンマ線観測における最大の障害は宇宙線バックグラウンドの存在である。陽子や原子核、電子などの宇宙線のフラックスはガンマ線よりもはるかに大きい。これらが検出器に入ってくるとやはりシャワーを作りバックグラウンドとなる。このような粒子を排除するために検出器を覆うような形で反同時計数検出器 (Anti-Coincidence Detector: ADC) が配置されている。これはプラスチックシンチレータで作られており、陽子などの荷電粒子が通過すると信号を出す。一方ガンマ線は電荷を持たないので薄いシンチレータでは反応しない。トラッカーやカロリメータをトリガーしたイベントで反同時計数検出器の信号も出ていればバックグラウンドとして排除できるわけである。

現在の観測 2008 年、フェルミガンマ線宇宙望遠鏡が打ち上げられた。GeV 領域ガンマ線観測の決定版とも言うべきプロジェクトであり、フェルミ衛星の大面積望遠鏡 (Large Area Telescope: LAT) は EGRET に比べ感度、視野、エネルギー・角度分解能すべて格段に向上した。図 1.2 に LAT による 100 MeV から 10 GeV までのガンマ線フラックスのスカイマップを載せる。

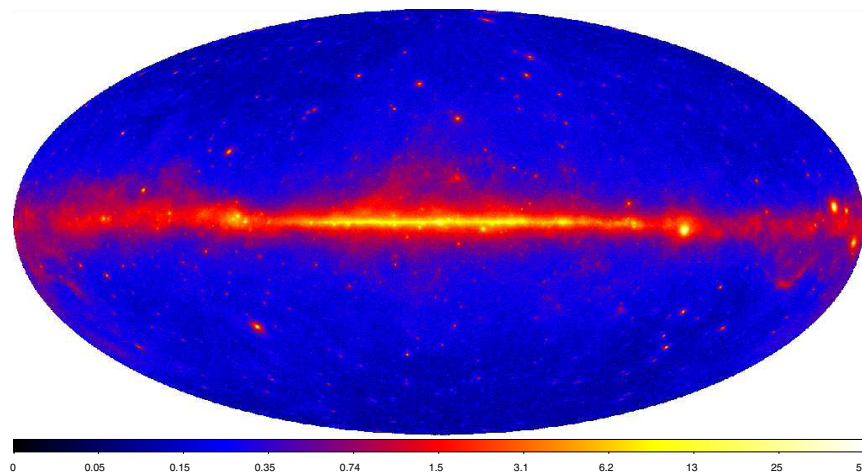


図 1.2: 100 MeV - 10 GeV のガンマ線のカウントマップ [3]。座標は Hammer-Aitoff 表示で、図の中心が銀河系中心である。

1.2.2 数百 GeV 以上のエネルギー帯域の観測

エネルギーがさらに高くなるとガンマ線のフラックスは極めて小さくなり、重量の限られる人工衛星では必要な有効面積が到底確保できなくなる。そこで TeV 領域ではガンマ線が大気と起こす相互作用を利用した地上での検出が行われている。高エネルギーガンマ線が大気に突入すると衛星の検出器で起こるのと同様に電子対生成が発生し、やはり電磁

シャワーを作る。その結果、空気中の光速を超える速度で走る電子・陽電子が多数生まれ、これらがチェレンコフ放射を発する。チェレンコフ光の光子数はガンマ線のエネルギーにほぼ比例し、1TeV のガンマ線では地上での光子密度は $50 \text{ 個}/\text{m}^2$ ほどになる。そこで、地上に反射鏡を配置し集めたチェレンコフ光を捉える。いわば大気そのものを検出器として用いている。これがガンマ線のチェレンコフ望遠鏡である。なおチェレンコフ光は波長の二乗に反比例するが、空気による散乱などのため地上で観測される波長は 300 - 500 nm を中心とした分布になる。光検出器には光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) などを多数束ね、それら各々を 1 ピクセルとするカメラを構成する。

チェレンコフ望遠鏡観測の障害となったのは、衛星観測と同じく陽子などの宇宙線である。これらもシャワーを生成しチェレンコフ光を放つ。この数がガンマ線よりはるかに多いためにチェレンコフ光による科学的観測は長い間成功しなかった。

イメージング法

そのような行き詰まりを見事打開したのがイメージング法と呼ばれる方法である。これはガンマ線の作る電磁シャワー (図 1.3 左) と、陽子や原子核の作るハドロンシャワー (図 1.3 右) ではシャワーの発達の仕方が異なることによる、観測されるシャワーの像の違いを利用するものである。それぞれのシャワー発達の様子を示す図が 1.4 になる。

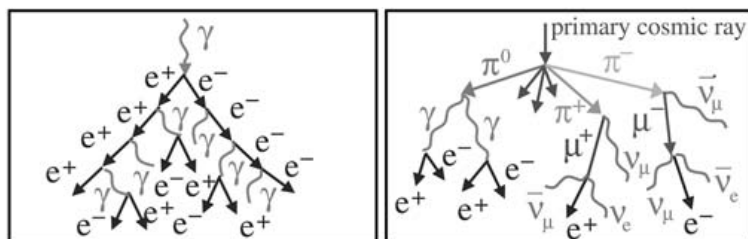


図 1.3: 左がガンマ線が電磁シャワーを作る反応を、右が陽子がハドロンシャワーを作る反応を示している [4]。

その結果両者は異なった像としてチェレンコフ望遠鏡のカメラに捉えられることになる。像の特徴はパラメータで表され、これらのパラメータを用いてバックグラウンドを識別し、ガンマ線の信号を取り出すのがイメージング法である。

観測される像と用いられるパラメータを示す図が 1.5 になる。これらのパラメータは提唱者にちなみ Hillas パラメータと呼ばれる。像の違いは大きく分けて二つの要因がある。一つは上述の粒子の相互作用による像の広がりであり、もう一つは像の方向の違いであり、視線方向にある線源から飛来するガンマ線の作る像の長軸が視野の中心を向くのに対して、様々な方向から飛来するバックグラウンドの像の方向はばらつく。図 1.5 にある Hillas パラメータのうち "LENGTH"、"WIDTH" は像の形状を表しそれぞれ長軸、短軸方向の二乗平均平方根で定義される。"DIST"、"ALPHA" は方向を示す量でそれぞれ像の重心の視野中心からの距離、像の長軸と像の中心-視野の中心間を結ぶ線のなす角であ

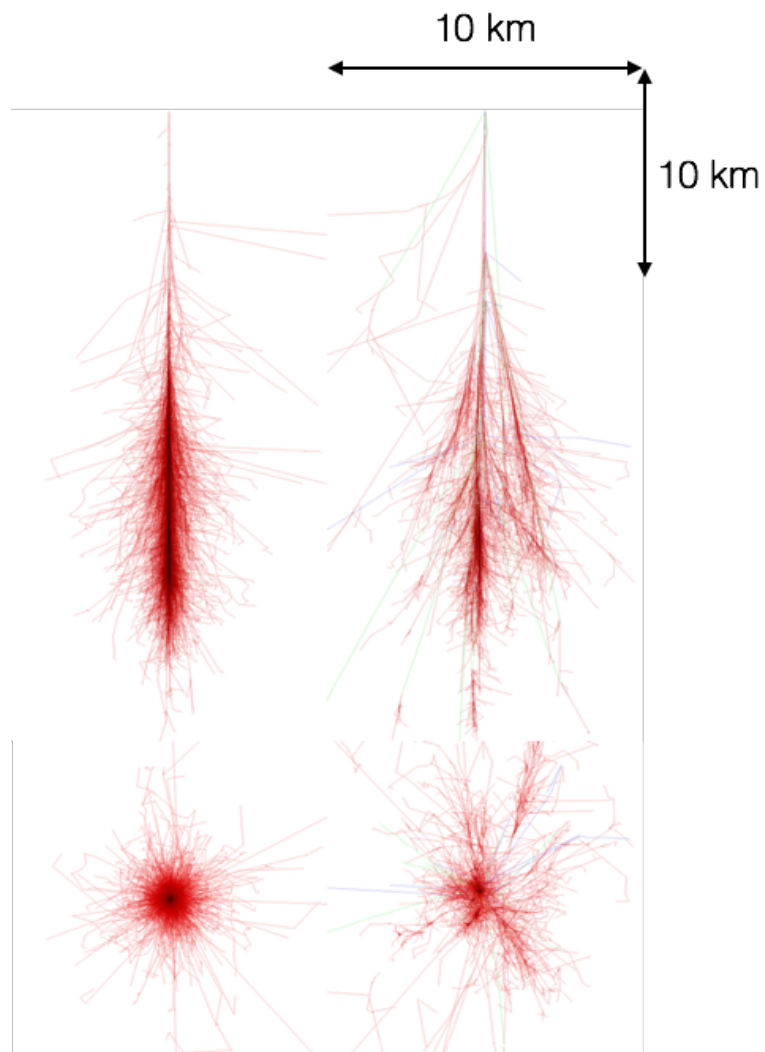


図 1.4: 左にガンマ線による電磁シャワー、右に陽子によるハドロンシャワーのシミュレーション画像を示した。上段は真横から見たもの、下段は垂直に投影したものである。ともにエネルギーは 100GeV で垂直に入射した場合である。赤線はガンマ線または電子・陽電子、右図の緑と青はそれぞれミュオンとハドロンを表している。[5]

る。なお、この楕円状の像をどれだけ正確に決定できるかが感度を稼ぐ上で重要である。上記のパラメータを正確に推定するには統計上少なくとも 50 - 100 p.e. の光量が必要となる [7]。

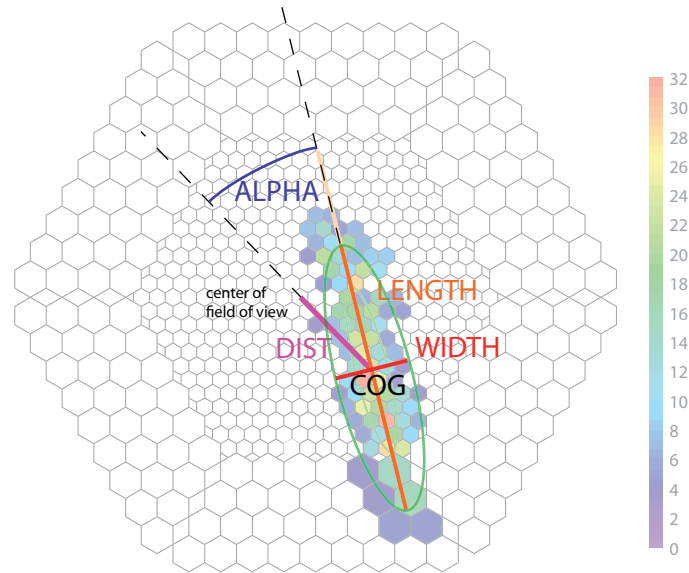


図 1.5: MAGIC 望遠鏡におけるシャワーの像と Hillas パラメータ。[6]

1989 年、Whipple 天文台の 10 m チェレンコフガンマ線望遠鏡が、イメージング法を用いてかに星雲からのガンマ線信号を統計信頼度 9σ で検出することに成功し、ついに本格的な TeV ガンマ線観測の時代が始まったのである。

ステレオ法

ガンマ線がシャワーを発生させるのは 5 - 10 km 上空であり、複数の望遠鏡を配置すると視差が生じる (図 1.6)。各望遠鏡で捉えられた像の長軸が交わる点としてチェレンコフ光の到来方向を決める事ができる (図 1.7)。これがチェレンコフ望遠鏡のステレオ化である。ステレオ化によりシャワーを 3 次的に再構築して発生高度を求めることが可能になるため、エネルギーの決定精度も単独の場合の 40% 程度から 15% 程度まで上昇する [25]。また、チェレンコフ光は典型的には半径 100 m ほどの広がりをもって地上に到達するため、このオーダーの距離で望遠鏡を配置すれば有効面積も増やすことができる。

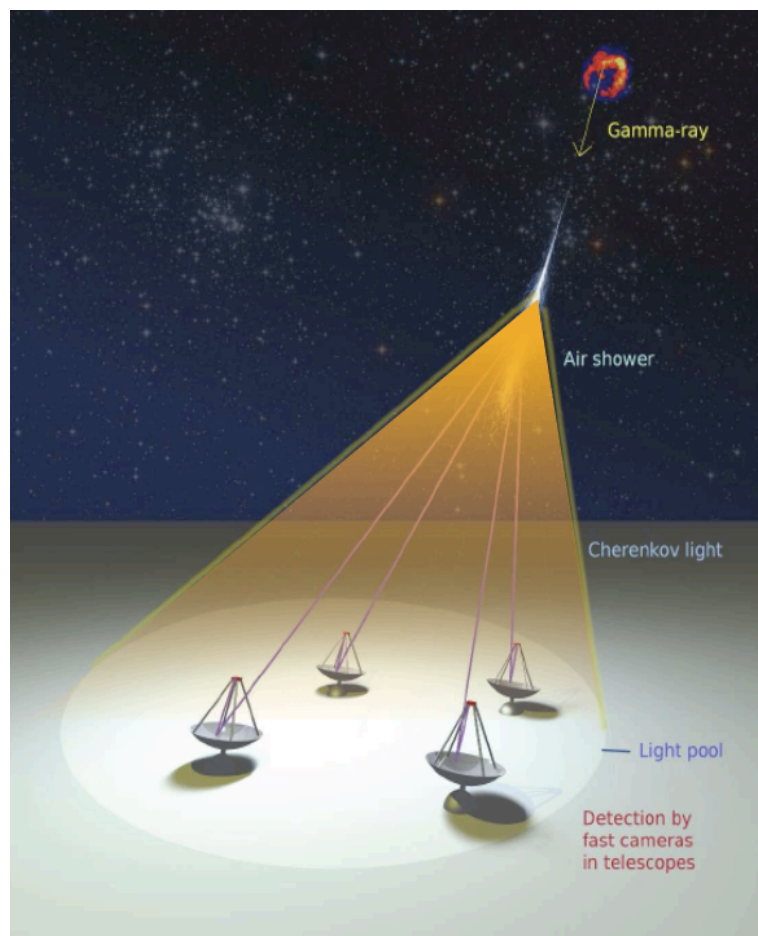


図 1.6: チェレンコフ光のステレオ観測 [7]。

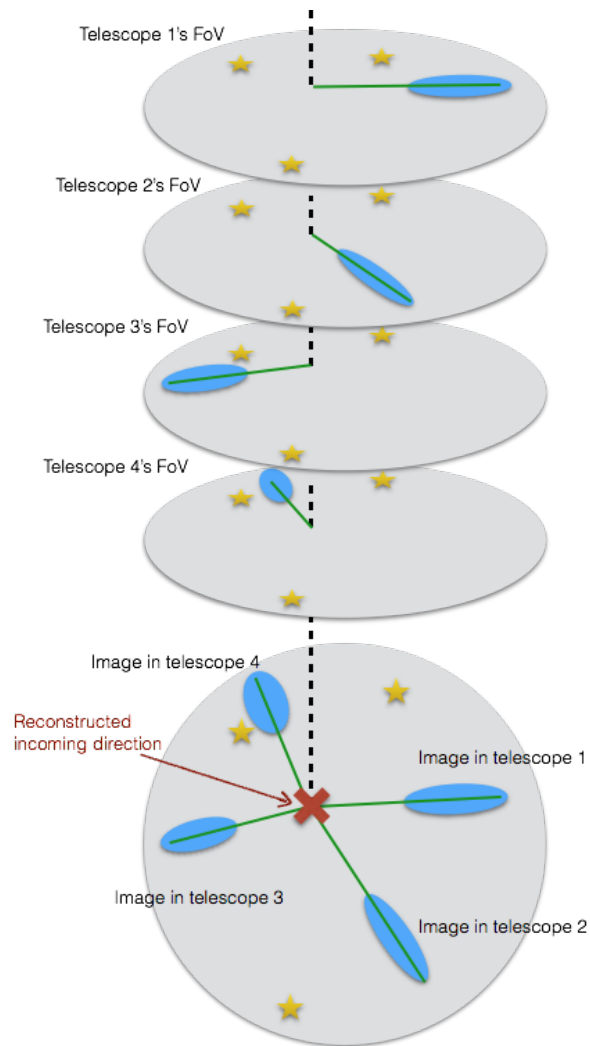


図 1.7: 各望遠鏡が天球面上の同じ位置を見ていても、5-10 km 上空で発生するシャワーが視野内に映る位置は異なる。各望遠鏡で得た像を重ね合わせ、長軸の交点を求めると視野内におけるガンマ線の到来方向が精度よく求まる。

現在稼働中の望遠鏡による観測

現在活躍しているチェレンコフ望遠鏡システムには南半球の H.E.S.S.、北半球の MAGIC、VERITAS があられいづれもステレオ化されている。図 1.8 が MAGIC 望遠鏡の写真になる。ここ四半世紀の観測によって発見された TeV ガンマ線天体は 150 を超えている。図 1.9 にこれらの天球上の位置と種別が示されている。パルサー風星雲や超新星残骸が銀河面上に集まり、活動銀河核は広く分布している。



図 1.8: MAGIC 望遠鏡。

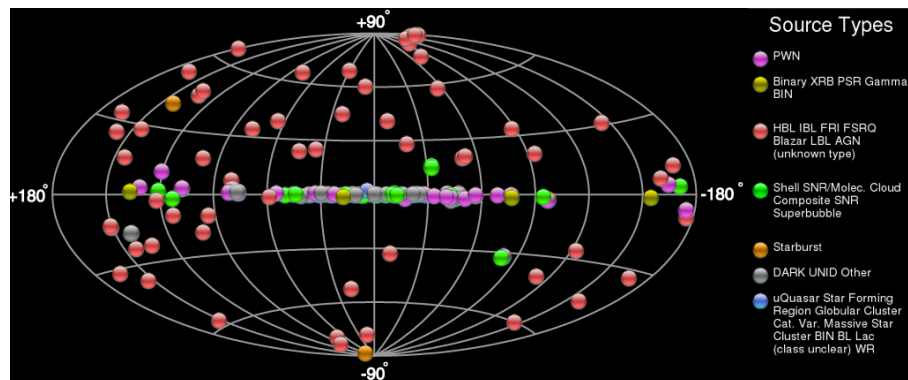


図 1.9: TeV ガンマ線源のスカイマップ [9]。

1.2.3 境界のエネルギー帯域の観測

残された数十 GeV から数百 GeV のエネルギーは衛星観測の上限、地上観測の下限にあたり観測が難しい帯域である。図 1.10 から、この領域で衛星と地上望遠鏡いづれも感度が

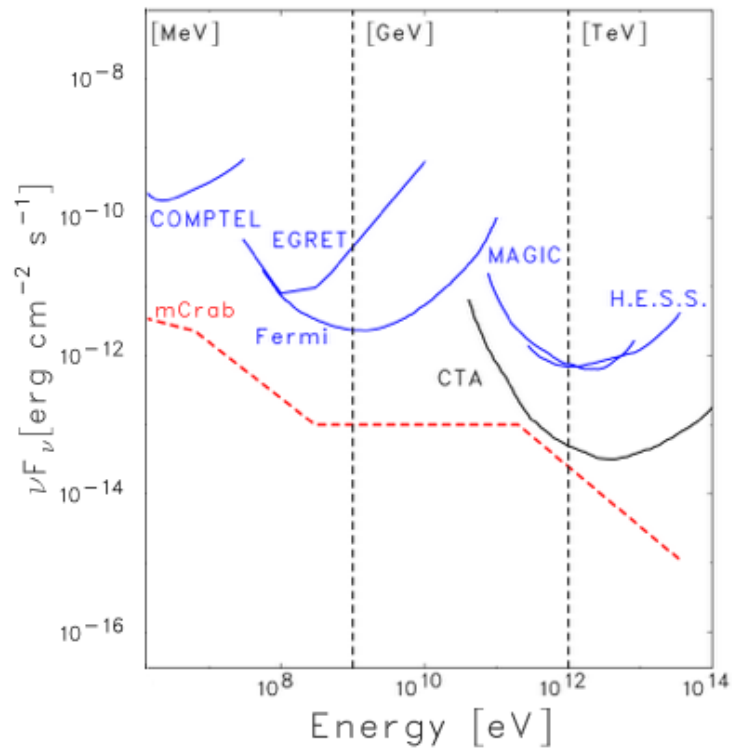


図 1.10: ガンマ線領域の観測機器の点源に対する微分感度を示した図 ([8] 改)。COMPTEL、EGRET は 1991 年に打ち上げられたコンプトン衛星に搭載された。Fermi は現在運用中の衛星、MAGIC と H.E.S.S. は運用中の、CTA は次世代の地上望遠鏡である。赤い破線は代表的なガンマ線天体であるかに星雲の 1000 分の 1 のフラックスを表す。

落ちていることがわかる。衛星観測ではフェルミ LAT は有効面積が EGRET の 1500cm^2 に比べ $10\text{--}100\text{GeV}$ で 8000cm^2 以上 (鉛直入射の場合) となり、観測帯域が 300 GeV にまで拡張された [10]。フェルミ LAT コラボレーションの 1FHL カタログ [3] には LAT で観測された 10GeV 以上のガンマ線天体 514 個が掲載されている。図 1.11 に 10 GeV 以上のガンマ線で見える宇宙の姿を示した。とはいえ統計はやはり乏しく、それによって研究が制限される形となっている。そのため打ち上げ後も解析の改良によって統計数を増やす取り組みが行われており、第 2 章はその試みの一つについてである。

地上観測では H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS という口径 10m クラスの反射鏡を持つチェレンコフ望遠鏡が稼働し、チェレンコフ光の密度が小さい低エネルギー側での観測が可能になった。特に MAGIC 望遠鏡は口径 17m と大型の望遠鏡 2 台を建設、閾値を 50 GeV にまで引き下げている [11]。

現在建設準備が進められている Cherenkov Telescope Array (CTA) で閾値 $20\text{--}30\text{ GeV}$ を目指している。比較的低エネルギーのガンマ線に対する感度を上げるには、巨大で反射率の高い鏡、高感度でシグナルノイズ比の優れた光検出器などが必要になる。高感度の焦点面検出器の開発については第 3 章で述べる。

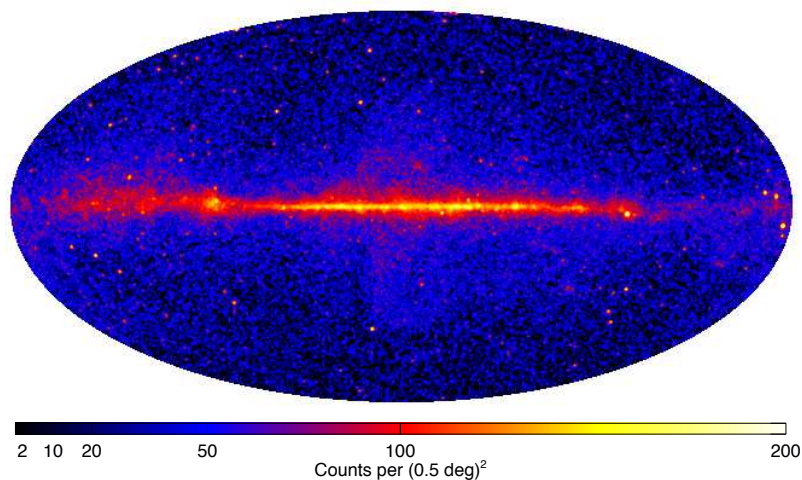


図 1.11: 10GeV 以上のガンマ線のカウントマップ [3]。座標は Hammer-Aitoff 表示で、図の中心が銀河系中心である。

1.3 数 $10\text{--}100\text{GeV}$ ガンマ線で見える宇宙

1.3.1 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) は銀河中心核のうち中心核部分だけで銀河全体に匹敵するような放射を放つものを指し、数十 GeV 以上で検出されるガンマ線天体

の多数を占めている。AGN は観測的特徴によって細かく分類されるが、現在では AGN の正体を銀河中心に潜む超巨大ブラックホールであるとする統一的なモデルによって理解されている。ブラックホールの質量は太陽の $10^6 - 10^9$ 倍にもなる。AGN の特徴は極めて狭い領域から莫大なエネルギーを放射していることにある。これを説明するには超巨大ブラックホールへの質量降着によりその重力エネルギーが解放されていると考えるのが妥当である。これが AGN の放射のエネルギー源である。AGN の周りには降着円盤が形成され、さらに周囲をトーラスや輝線放射雲が取り囲む。その様子を示す図が 1.12 になる。さらに、約一割の AGN には両極方向へ吹き出す相対論的な速度のジェットが付随している。

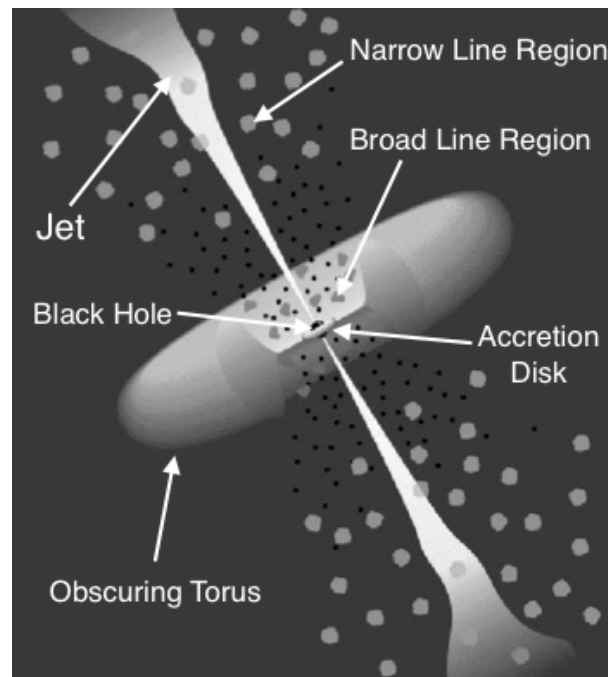


図 1.12: AGN の統一的描像の概念図 [12] 改。ただしジェットが存在する AGN は一部である。ジェットやトーラスと地球から見る角度の違いによって様々な観測的特徴を示す。図のスケールは実際とは異なる。

AGN ジェット ジェットもまた見ている向きによって著しく異なる観測的特徴を示す。ジェットをほぼ真正面から見ている場合はジェットがこちら側に向かってくることになる。そのためドップラー効果が働いてジェット的一方からの放射が卓越し、さらに短い時間に激しい変動が観測されることになる。こうした天体をブレイザーと呼ぶ。ガンマ線で観測される AGN のほとんどを占めている。

代表的なブレイザーである Markarian 421 (Mrk 421) のエネルギースペクトルを図 1.13 に示す。このようにブレイザーはエネルギースペクトルに 2 つのピークを持つ。低エネルギー側のピークは相対論的速度に加速された電子あるいは陽電子のシンクロトロン放射に

よるものである事が分かっている。一方、高エネルギーのピークの由来については議論が続いている。電子の逆コンプトン散乱による光子の叩き上げ、陽子や原子核の周辺物質との衝突で出来る π^0 粒子の崩壊、陽子のシンクロトン放射などの説が有力である。

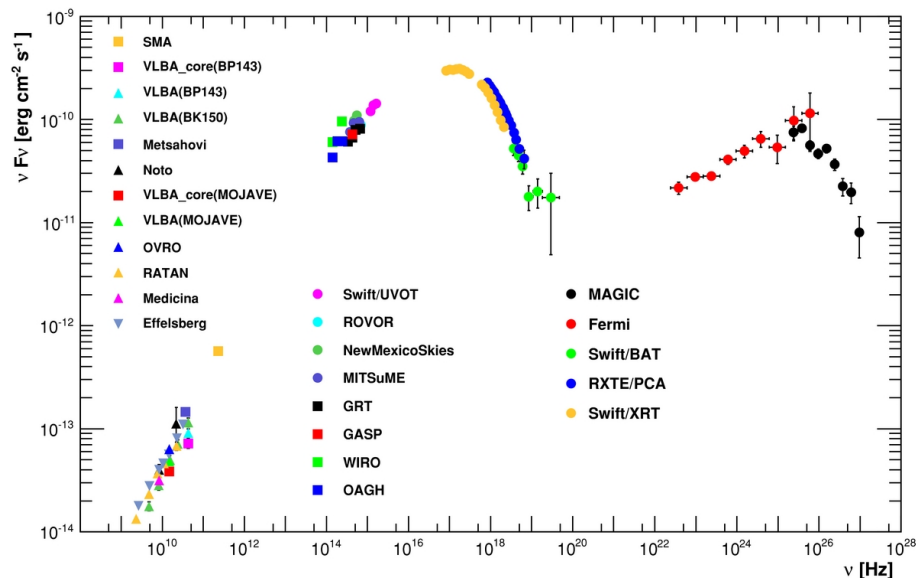


図 1.13: 多波長観測によるブレーザー Mrk421 のエネルギースペクトル [14]。データは 2009/1/19 から 2009/6/1 の間に取られたもの。GeV-TeV ガンマ線のピークと X 線以下の帯域に広がるピークの 2 成分がある。

放射の起源とメカニズムを解明する鍵になるものとして、時間変動、エネルギースペクトル、ニュートリノの検出が挙げられる。これらの情報を用いてモデルを制限していくことになる。このうちエネルギースペクトルについてはこれまでは高エネルギー端のカットオフの有無やべき関数による議論にとどまっていた。しかし最近 LAT により、数 GeV の付近でべき関数からの折れ曲がりを持つ関数の方が単純なべき関数よりスペクトルをよく説明するという結果が出てきている [13]。しかし統計的な有意性が低いものが多く、数 GeV から数十 GeV のデータをさらに増やす必要がありそうである。

他にはブレーザーの系統的研究も今後進展が期待されるトピックである。赤方偏移 $z \sim 2$ のような遠方の AGN を観測することでブレーザーの宇宙論的進化を探る事が出来る。このような遠方の観測で問題になるのが宇宙背景光 (Extra-galactic Background Light: EBL) による吸収である。宇宙背景光は銀河系外に由来するすべての光を合わせたものであり、星やガスの放射による可視光から赤外線にかけてのピークを持つ。超高エネルギーガンマ線がこれと衝突すると電子陽電子対生成を起こして吸収されてしまう。吸収の度合いをエネルギーに対して示した図が 1.14 である。 $z=1$ のガンマ線源はおよそ 100 GeV で光度が $1/e$ になってしまう。宇宙論的距離の天体の観測にあたっては TeV 領域は見込み薄であり、100 GeV 以下での観測が重要になることが分かる。またこの現象を逆手に取る

と、様々な距離の AGN のエネルギースペクトラムを観測することで EBL の分布を解明できる。

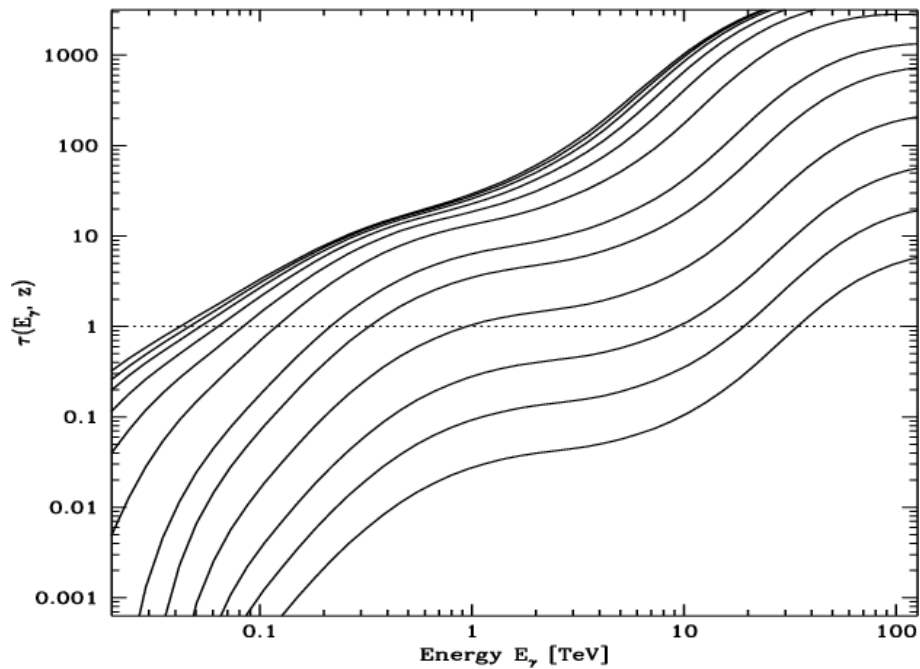


図 1.14: ガンマ線と EBL の衝突による吸収の度合いを表したグラフ [15]。縦軸 τ は光学的深さであり、 $\tau = 1$ であれば $1/e$ の減衰を受ける。横軸はガンマ線のエネルギー。11 本の線は距離による違いを表し、下から上に向かって 赤方偏移 $z=0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4$ にあたる。

1.3.2 暗黒物質

ニュートラリーノの対消滅

現代物理学最大の謎の一つであり、その正体をめぐり現在多方面から探索が行われている暗黒物質も、ガンマ線を放射している可能性がある。暗黒物質の正体としては、弱い相互作用をする大質量粒子 (WIMP) が有力視されている。もし存在するとすれば、ビッグバン後に生成されたと予測される量が観測されている暗黒物質の量を自然に説明できるためである。実際に WIMP として存在しうる粒子として、現在主に考えられているのが超対称性理論から予言されるニュートラリーノである。ニュートラリーノは中性の超対称性フェルミ粒子の混合状態であり、粒子と反粒子が同一のマヨラナ粒子である [16]。このため、ニュートラリーノの密度が高くなっている所ではニュートラリーノ同士の衝突により対消滅が起こり、通常の粒子に変化する (図 1.15)。WIMP の質量であるが、宇宙初期に熱的に生成されたとするとその質量は宇宙論の密度パラメータとの関係から制限を受け、大雑把に言って数 GeV から 数 TeV の範囲である [17]。従ってその一部はガンマ線として放射されると予測される。そのような場所として最も有望なのが銀河系中心である。

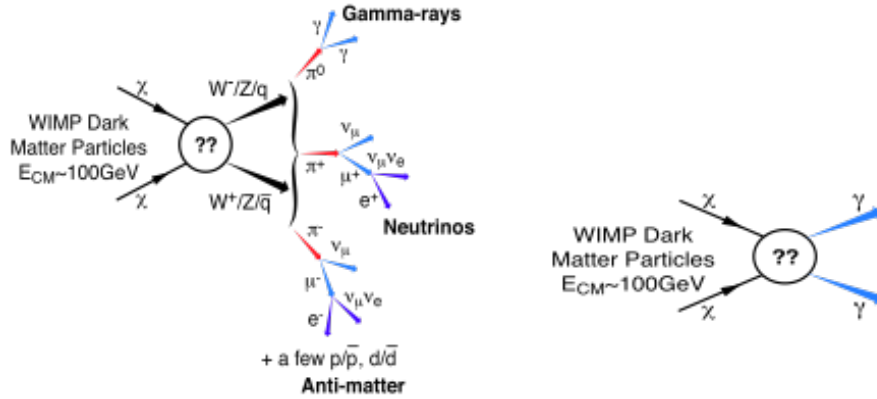


図 1.15: DM からガンマ線が生成される例。[18]

銀河系中心の観測

銀河系中心は重力ポテンシャルの底になっており、ニュートラリーノの密度が高く、また速度もゼロに近くなっていると考えられている。そのため、ニュートラリーノが対消滅してガンマ線 2 個が生成されれば、観測されるガンマ線のエネルギーはまさに暗黒物質粒子の質量となり、エネルギースペクトルに鋭い輝線が立つことになる。このエネルギー領域では他にこのような輝線を作る過程は無いため、見つければ暗黒物質の明白な痕跡と言える。また、光子の対生成の他にもクォーク対やボソン対が二次的にガンマ線を発生させる場合もある。このスペクトルは連続的だが、やはり WIMP の質量に依存した形になるためこちらから WIMP の存在を示せる可能性もある [16]。

フェルミ衛星による観測

LAT による暗黒物質輝線探索で障害になるのはやはり統計数の少なさである。2012 年、C. Weniger により 130 GeV 付近に暗黒物質らしき信号が現れていると解析結果が発表されたが、統計信頼度は 3.2σ であった [19]。その後さらにデータを積み上げた後に LAT コラボレーションによる解析が行われたが、統計的な有意性は低下している [20]。信号の有意性を確認、あるいは排除するにはさらにデータを積み上げる必要がある。またこの信号が LAT の系統誤差によるものという指摘もなされており、チェレンコフ望遠鏡による観測も必要であろう。

1.3.3 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) はビックバン以後における宇宙最大規模の爆発現象である。前触れなく発生し短時間のうちに MeV ガンマ線を中心に広いエネルギー範囲で放射が観測される。その特徴として以下の点が挙げられる [21]。

- 全天一様に分布している。

- 宇宙論的距離で発生しており、電磁波だけでも 10^{44}J ($= 10^{51}\text{erg}$) にも及ぶ莫大なエネルギーが放射されている。
- 継続時間と光度曲線は非常に多様である。
- 継続時間は約 0.01 秒から 1000 秒以上にわたって分布するが、約 2 秒を境に 2 成分に分かれており、「短い GRB」と「長い GRB」が存在する。
- 短い継続時間で輝く即時放射の他に、べき関数的に減光していく残光放射が存在する。

GRB の正体は未だ完全には解明されていないが、長い GRB については遠方の銀河で巨大質量星が超新星爆発を起こし相対論的速度のジェットを発生させたものであると考えられている。加速機構は相対論的火の玉モデルによって説明される。巨大なエネルギーが火の玉を作り、熱膨張により相対論的速度にまで加速、これが衝撃波を作る。そして放出された物質が異なる速度で衝突することによる内部衝撃波が即時放射を生み、周囲の星間物質に突っ込むことによる外部衝撃波が残光放射を生むというのが主流となっている説である??。

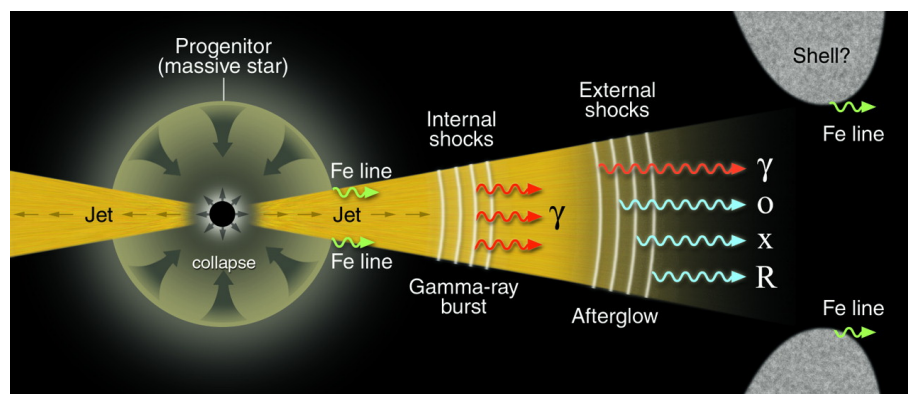


図 1.16: GRB の模式図。大質量星が重力崩壊を起こし相対論的ジェットが発生。内部衝撃波でガンマ線を中心とする即時放射を、外部衝撃波でガンマ線から X 線、可視光、赤外線にわたる残光放射を発生させる。[22]

残光放射における高エネルギーガンマ線 残光放射は外部衝撃波によって引き起こされるシンクロトロン放射であるというのが現在の有力説であるが、これに反するような観測結果が出てきている。LAT によって、約 0.2 秒後から約 90 分後の時間帯にかけて、100 MeV から数十 GeV の光子が 40 個以上の GRB で検出されたのである [23]。これらのイベントのエネルギーと時間分布が図 1.17 である。

最もエネルギーが高い光子は 33.39 GeV であった。これまで考えられてきたシンクロトロン放射によるシナリオではこのような高エネルギーの放射が長時間続いていることは説明できず、新たなモデルが求められている [24]。そしてそれらを検証するには、残光放射のエネルギースペクトルを数十 GeV に至るまでの広いエネルギー帯域で、出来るだけ多くの統計数をもって求めることが重要になってくる。

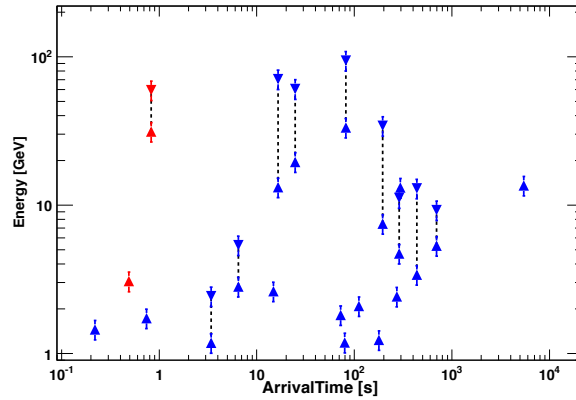


図 1.17: GRB から観測された高エネルギーガンマ線の時間分布。青は長い GRB に、赤は短い GRB に関連付けられているガンマ線である。▲は観測者系で測定されたエネルギー、▼は静止系での値に修正されたエネルギーを示す。[23]

1.4 まとめ

この章では、ガンマ線による宇宙観測が近年急速に発展したまさにフロンティアともいうべき分野であること、そしてそれにも関わらず数十 GeV - 数百 GeV のエネルギー領域はこれまで観測が比較的難しかったためにこれから解かれるべきさまざまな謎が存在していることをみた。

謎の解明のためには次世代チェレンコフガンマ線望遠鏡である CTA を実現することが最も重要であるが、現在データを蓄積し続けているフェルミ衛星の LAT の解析を改良することも研究の進展に大いに貢献すると考えられる。それは CTA 実現までの間に研究を進められるというだけではない。フェルミと CTA の観測帯域をシームレスにつなぎ、さらにオーバーラップを持たせることは多波長観測の有用性、信頼性を大いに向上させる。また視野の広いフェルミ LAT と有効面積の広い CTA は相補的な関係になりうる。例えば視野の狭いチェレンコフ望遠鏡は観測対象の取捨選択が避けられないが、そのために LAT の帯域上限拡張は並々ならぬ助けになる。逆に LAT で手がかりが得られながら統計不足だった研究は CTA による解決が期待できる。

以上の点から、CTA の開発と LAT の解析改良を進め両者の連携を図ることは大きな意義があると言える。

第2章 フェルミガンマ線衛星

2.1 概要

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡は 2008 年に打ち上げられた。搭載している検出装置は、衛星ではこれまでにない有効面積を実現した大面積望遠鏡 (Large Area Telescope: LAT) と、ガンマ線バーストモニター (Gamma-ray Burst Monitor: GBM) の 2 つである。LAT は観測帯域は 20 MeV から 300 GeV 以上に及び、また全天の 1/4 を同時に観測することのできる視野を誇っている。様々な時間スケールで変動するガンマ線天体の観測にあたって非常に優れた性能である。表 2.1 に LAT の性能を示した。また打ち上げ後もデータ解

表 2.1: フェルミ LAT の性能諸元

エネルギー領域	20 MeV - 300 GeV
有効面積	7000cm ² (1GeV) 8000cm ² (100GeV)
アクセプタンス	1.7m ² sr (1GeV) 1.9m ² sr (100GeV)
視野	2sr
角度分解能	0.8° (1GeV) 0.2° (100GeV)
エネルギー分解能	< 10% (1 - 100 GeV)

析のアップデートにより性能を向上させている。初代のデータ解析は Pass6 (P6)、現在提供中のものが Pass7 (P7)、準備中のものを Pass8 (P8) と呼んでいる。

フェルミ衛星のデータセンターから提供されている光子データはデータの質（バックグラウンドである確率、エネルギーと到来方向の推定）によって幾つかのクラスに分かれている。各クラスはより質の高いクラスを包含しイベント数がより多くなっている。表 2.2 に各クラスの名前と適する解析対象を示した。バックグラウンドへの要求は銀河系外ガンマ線バックグラウンド (Extra-galactic Gamma-ray Background: EGB) に対する量を基準に定められている。ユーザーは自分の研究に必要なデータの質や統計数に応じてデータクラスを選ぶ事が出来る。表 2.1 に示したのは SOURCE クラスにおける値である。

Pass7 SOURCE クラスのエネルギーに対するアクセプタンスの変化を図 2.1 に、それから天球上の各点で得られているこれまでの観測による微分感度を図 2.2 に示す。

表 2.2: LAT のイベントクラス

クラス名	適する解析対象
P7TRANSIENT	1000 秒未満の突発天体
P7SOURCE	点状ガンマ線源
P7CLEAN	拡散ガンマ線
P7ULTRACLEAN	銀河系外ガンマ線バックグラウンド

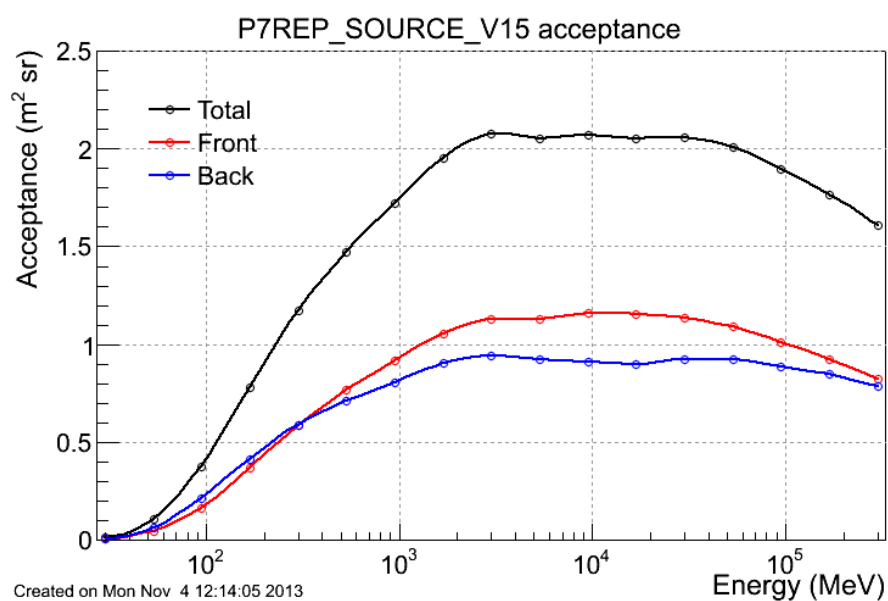


図 2.1: LAT の Pass7 SOURCE クラスのアクセプタンス。赤線と青線はガンマ線が反応したのが 2.1 節で解説するトラッカーの前半部と後半部のどちらであるかで分けられている 2.4。前半部（赤）の方が角度分解能が優れる。黒はそれらの合計で全体のアクセプタンスを表す。

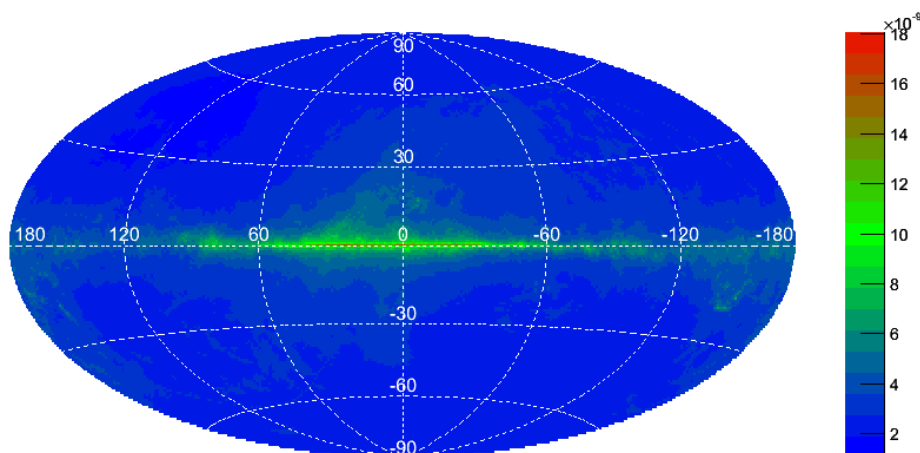


図 2.2: LAT の Pass7 SOURCE クラス 4 年分のデータで得られる 100 MeV 以上のガンマ線に対する感度。ガンマ線源は孤立した点源でエネルギースペクトルは指数 2 のべき関数を仮定している。単位は $\text{phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

2.2 検出器

LAT は 1.2 節で述べたのと同じトラッカー (Tracker: TKR)、カロリメータ (Calorimeter: CAL)、反同時計数検出器 (Anti-Coincidence Detector: ACD) の 3 種類の検出器から構成されている。図 2.2 に示されているように、TKR と CAL をペアにしたタワー状のモジュールを 4x4 個組み合わせ、その周囲を ACD で取り囲んだ形になっている。

2.2.1 トラッカー (TKR)

LAT のトラッカー (TKR) は EGRET で使われたスパークチェンバーに代わってシリコンストリップ検出器を採用している。これは SLAC を中心に加速器実験で培われた技術を駆使して開発された。シリコンストリップ検出器の微細な帯状電極は電子や陽電子が通過した位置の $100\mu\text{m}$ を上回る精度での記録を可能にした。加えて各層の間隔が狭くなり大きな入射角のイベントでも飛跡が捉えられるようになったため視野が拡大した。[25]

このシリコンストリップと放射長の 3% ほどの薄さのタングステンの変換材層を交互に 12 層重ねたものが TKR の前半部を構成している。図 2.4 の上の部分である。この部分では物質が薄いので電子・陽電子は多重散乱をあまり起こさず、飛跡のずれが小さくなる。一方後半部ではタングステンの厚みを 6 倍にしてガンマ線が反応せず抜けてしまう確率を減らしている。角度分解能と有効面積を両立する工夫である。なお、最後の 2 層にはタングステンの層が無いが、これは TKR がトリガーされる条件として連続する 3 層でシリコンストリップがヒットする事、となっているためである。

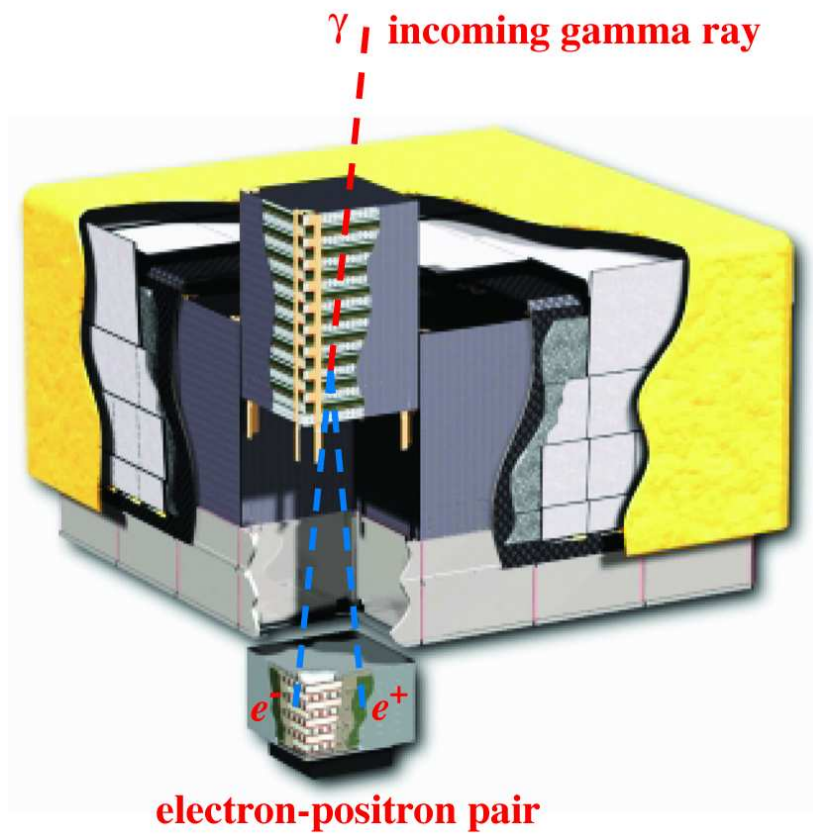


図 2.3: LAT の 3 種類の検出器 [10]。TKR と CAL のタワー状モジュール 16 個を ADC が覆っている。

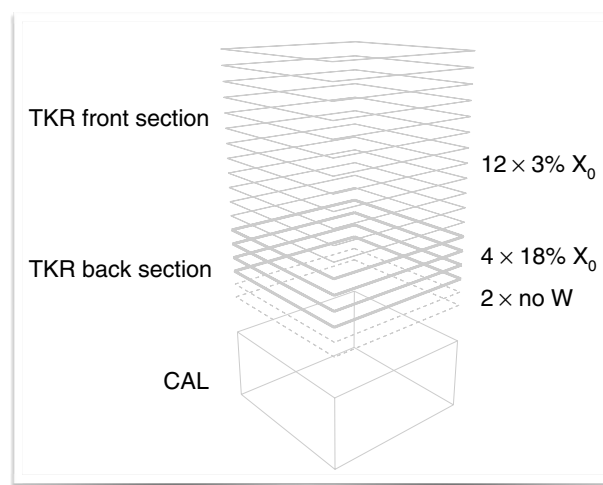


図 2.4: LAT タワーの模式図 [26]。 X_0 は放射長。

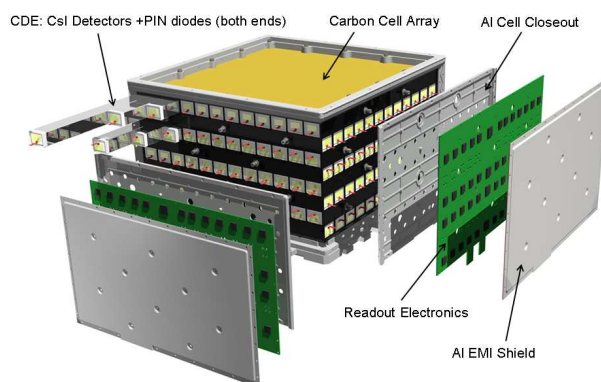


図 2.5: LAT の CAL[10]。

2.2.2 カロリーメータ (CAL)

カロリーメータ (CAL) には CsI 結晶シンチレータが採用されている。シンチレータは $326 \text{ mm} \times 26.7 \text{ mm} \times 19.9 \text{ mm}$ の角材状になっており、これを 12 本並べたものを 1 層にする。それを図 2.5 角材の方向を互い違いに 8 層重ねたもので各モジュールの CAL が出来ている (図 2.5)。

角材の両端にはシンチレーション光を検出するフォトダイオードが高エネルギー用小さいものと低エネルギー用大きいものの 2 個ずつ取り付けられている。どの角材で光ったかと、さらに両端の光量の比から電子または陽電子が通過した場所が分かり、それが互い違いになっているので 3 次元的なシャワーの形が再構成出来るようになっている。このシャワーの形状を再構成する能力は ACD とともにバックグラウンドを排除するのに用いられ、次の章で述べる研究において最も重要な要素になる。

CAL の厚みは 8.6 放射長であり、高いエネルギーのイベントの場合シャワーの一部は CAL の後ろに抜けていく。その割合は 100 GeV のイベントでは平均して半分ほどにもなる。数 GeV 以上のエネルギーではそうしたエネルギーの漏れがエネルギー分解能を制限する支配的な原因になってしまう。

2.2.3 反同時計数検出器 (ACD)

反同時計数検出器 (ACD) はタイル状もしくはリボン状のプラスチックシンチレータである。図 2.6 のように、タイルが上面に 25 枚、側面には 16 枚ずつ配置されている。リボンはタイルの隙間を埋めるためにタイルの下に張られている。側面の ACD が覆っているのは TKR までで、CAL の側面はカバーしていない。

2.3 解析の流れ

LAT のデータは大まかに言って図 2.7 のような流れに沿って処理される。検出器の出力結果がそのまま含まれる生データが物理的に意味のある高水準なデータに処理されてい

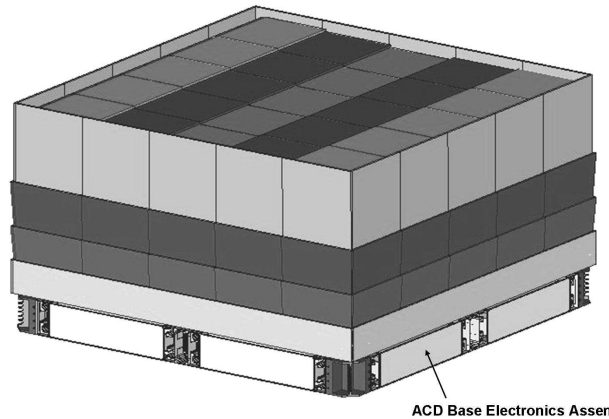


図 2.6: LAT の ACD の配置デザイン [10]。

く過程である。LAT のデータはまず軌道上でフィルターにかけられ、条件を満たしていればトリガーが引かれる。データは地上に送られて CAL、TKR、ACD におけるイベントが再構成される。そしてここからシャワーのエネルギー、方向、トポロジーを表す量などの物理的に意味のある数字が引き出される。そしてこれらの値を用いてバックグラウンド判定が行われ、クラスに分類されて光子データとなる。これで科学的な研究に使える形になるわけである。次章は図 2.7 の ”Event classification” に関する研究である。

2.4 バックグラウンド除去

1.2 節で述べたように、ガンマ線観測最大の問題はバックグラウンドの除去である。ACD を使って荷電粒子のイベントを排除するのであるが、これがそう単純な事ではない。

2.4.1 ACD による識別

まず、ACD にはネジ穴などのリボンでも覆いきれない隙間が存在する。ここから入ってくるバックグラウンドは次の小節で説明するシャワーのトポロジーに基づく除去が必要になる。

また、ガンマ線であっても ACD が信号を出す場合がある。これは主に電磁シャワーの二次粒子が後方に飛散することによって発生する (図 2.8)。そのようなイベントをバックグラウンドによる ACD 信号と区別するには、CAL と TKR の情報から定まる軌跡とエネルギーから、そのイベントがバックグラウンドであった場合 (最小電離粒子だと考えれば良い) にどの ACD にどれだけのエネルギーが落とされるかを計算する。そしてそれが実際の ACD のパターンと相反していないか確認すれば良い。

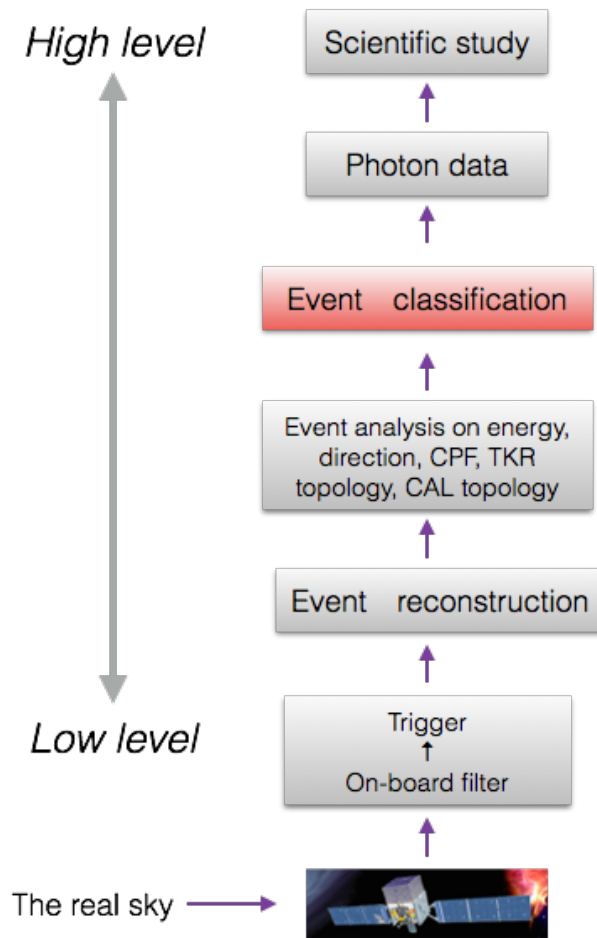


図 2.7: LAT の解析の流れを表した図。下から上へ進むにつれて高級な処理・データに整理される。CPF は Charged particles in FoV を意味し、明らかに荷電粒子であるイベントを除去する処理。

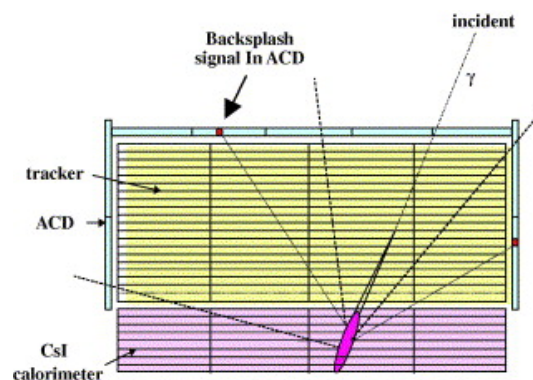


図 2.8: ガンマ線イベントで発生した後方飛散の図 [30]。ガンマ線が通過したのとは異なる点で ACD が反応している。

2.4.2 シャワーによる識別

ACD だけで全てのバックグラウンドを排除することは出来ないため、シャワーの形状による識別を組み合わせで効率を高めている。粒子が検出器に入射すると、大気での反応と同じく、ガンマ線は電磁シャワーを作り、陽子・原子核はハドロンシャワーを作る。これらの形状の違いからガンマ線とバックグラウンドを分離するという点ではチェレンコフ望遠鏡の解析と同じだが、チェレンコフ望遠鏡には TKR と ACD にあたる物が無い点、LAT ではシャワーの形状について様々なパラメータが引き出せる点が異なっている。最も顕著な違いとしてはやはりシャワーの幅がハドロンシャワーの方が広く、その他に縦方向の発達など、様々な違いが見られる。LAT の解析では使えるパラメータの多さを利用して多変量解析を最適化し、性能を最大限引き出すことに努めている。

2.4.3 多変量解析

イベントの特徴を表すパラメータの分布の違いを利用しカットをかけることでバックグラウンドを排除するのが基本的な考えであるが、多変量解析 (Multi-Variate Analysis: MVA) では多くの変数パラメータを使いカットを多次元化することで識別性能を向上させる。しかし複雑すぎて人の手ではどこでカットをかけるべきか最適化できなくなるので、あるアルゴリズムに従ってコンピュータが最適化を行う。

アルゴリズムはたくさんあるが、Boosted Decision Tree (BDT) 法は LAT を含め広く使われている。Decision Tree (決定木) の概念は 2.9 のような図で表される。各分岐点は変数パラメータとカットを行う数値を持っており、各イベントはこの木を分岐しつつ下に降りていくことによって最終的にシグナルであるかバックグラウンドであるか判定される。イベントが通過する分岐点の個数を深さ (depth) という。

では各分岐点での分岐の境目となる値はどのように設定されるのだろうか。それには、予めシグナル、バックグラウンドである事が分かっているデータを用意し、それを用いて最適化を行っているのである。いわば、どのような変数の値を持つのがシグナル、あるいはバックグラウンドであるか「教育 (training)」していると言える。教育用のデータには、モンテカルロシミュレーションにより生成されたガンマ線、バックグラウンドのイベントデータを用いている。決定木の識別性能は投入するパラメータの組み合わせや深さが影響する。深ければ深いほど良いというわけではなく、教育データのイベント数に対し深すぎると決定木が教育データに過剰に適合されてしまい他のデータを識別する能力が却って削がれてしまう場合がある。これをオーバーフィッティングという [28]。

BDT 法は Decision Tree を強化したものである。使用する変数の集合から深さと同じ数だけランダムに選んで決定木を作る。それを大量に繰り返して「森」を作る。識別を行う際はこれらの決定木それぞれが判定を行い、多数決によって最終的な判定がなされる。これによって統計的な安定性が大きく改善する。また、教育の際にあるルールに従ってイベント重み付けすることで性能を向上させることが多くのケースで可能である [28]。

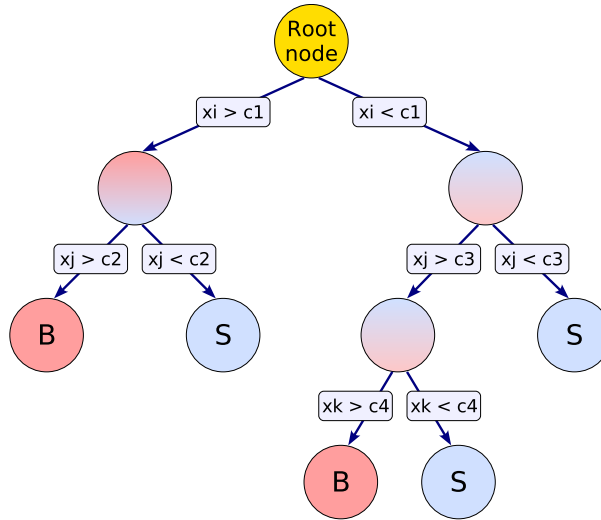


図 2.9: Decision Tree の概念図。[28]

2.5 Pass8 解析

現在リリースに向け準備が進められている Pass8 解析でなされた改良点をいくつか説明する。

CAL のエネルギー再構築の改善 これまでは CAL の層ごとのエネルギーからイベントのエネルギーを推定してきた。しかし 1 TeV 以上では CAL 結晶 1 個あたりの平均発光量が読み出しエレクトロニクスダイナミックレンジを超えてしまうのが問題であった。そこで層ごとではなく結晶ごとのエネルギーを使えば、飽和を起こしていない結晶の情報が活用できる。すると 3TeV まで適当なエネルギー分解能が得られる。

軌跡と ACD 信号との対応を調べるアルゴリズムの改善 前の小節で CAL と TKR の情報から計算される ACD 信号の位置とエネルギーを測定値と比較すると述べたが、電子・陽電子の多重散乱などの影響により、位置もエネルギーも完全に正確には計算できない。であるからには、こうした影響による広がりを持たせた形で ACD 信号の位置・エネルギーを推定するのが適切である。これまでの解析では単に幾何的な距離でしか計算値との違いを表現していなかったが、新しい解析では軌跡をさかのぼって、各 ACD タイル・リボンを通過している確率、ある量のエネルギーを落としている確率を評価するようにした。そうすると、実際の信号が軌跡と関係している確率を求めることが出来る。この確率は偏差で表され、 0σ なら確実に関係した ACD 信号であり、 5σ なら無関係と考えられる。

CAL クラスタ解析の導入 しばしば、CAL におけるエネルギーの分布に複数の塊（クラスタ）が見られることがある。これらは別のイベントによるものだと考えられるが、これまでの解析ではひとまとめにしか扱われておらず、方向やトポロジーが

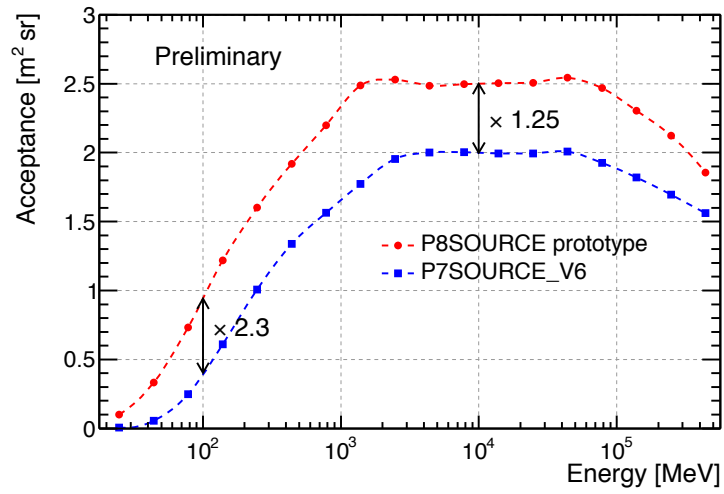


図 2.10: Pass8（プロトタイプ）と Pass7 におけるアクセプタンスの比較。[29]

正しく評価できていなかった。そこで最も主要なクラスターを第1クラスターとして個別に計算できるようにした。

この他の改善点も合わせ、アクセプタンスが図 2.10 のように向上した。特に低エネルギーでの向上率が高い。他に、エネルギー領域の拡張、高エネルギーでの点像分布関数 (Point Spread Function: PSF) の改善、系統誤差の把握に役立った。また、次章の研究は、これらがなされて初めて可能になったものである。

第3章 フェルミガンマ線衛星のカロリメータ単独解析の開発

3.1 目的

イントロダクションで述べたように、フェルミ衛星の大面積望遠鏡 (Large Area Telescope: LAT) は3種の検出器、飛跡検出器 (Tracker: TKR)、カロリメータ (Calorimeter: CAL)、反同時係数検出器 (Anti-Coincidence Detector: ACD) によって構成されている。このうちトリガーを発するのは TKR と CAL であるが、現在行われている解析では図 3.1 左に示すような TKR からの情報を得られるイベントのみを用い、その他のイベントは排除されている。そこで図 3.1 の右のように CAL のみで反応したイベントを解析できるようにする事が本研究の目的である。これによりガンマ線の統計数を増やす事ができる。TKR による情報を持たないのでバックグラウンド識別や角度分解能は通常の解析に比べ悪化する事が予想されるものの、イントロダクションで述べたように 10 GeV 以上の高エネルギーではガンマ線の統計数によって制限される [3] ためこれを増やす事は非常に有用であると考えられる。

目標

バックグラウンド識別の性能は識別後のデータにどれだけのガンマ線を残せるかというアクセプタンスと、どれだけのバックグラウンドが排除できず残っているかという残留バックグラウンド量で示される。厳しいカットをかけて残留バックグラウンドを少なくしようとするアクセプタンスも小さくなり、統計数が減ることになる。通常の解析ではイ

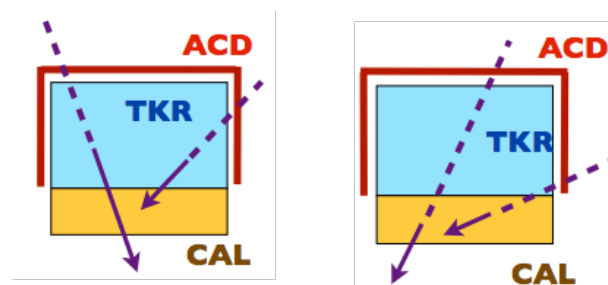


図 3.1: 2つのイベントクラスを表す図。左は現在の用いられている、トラッカーで反応して飛跡を残すイベント。右は本研究で扱う、トラッカーで飛跡を残さないイベント。望遠鏡に対し水平に近い角度で入射したイベントや、トラッカーを通過したもののそこでは電子対生成を起こさず CAL に入ってから起こしたイベントが該当する。

ベントは残留バックグラウンドの水準によって TRANSIENT クラス、SOURCE クラス、CLEAN クラスそして ULTRACLEAN クラスに分かれる。後に挙げた方ほどバックグラウンドが少なく、また統計数も少ない。後のクラスは前のクラスの部分集合になっている。カロリメータ単独解析では通常の解析より識別に使える情報が減るため、CLEAN クラス、ULTRACLEAN クラスの水準は実現困難と思われる。そこで本研究では SOURCE クラス、TRANSIENT クラスに匹敵する残留バックグラウンド水準を目指す。

各クラスのバックグラウンド水準は銀河系外ガンマ線バックグラウンド (Extra-galactic Gamma-ray Background: EGB) を基準に表される。EGB は銀河系外からの拡散ガンマ線や未分解の点源由来ガンマ線であり、バックグラウンドの中でも排除が困難な成分である。そのため、点源の解析に用いられる SOURCE クラスでは EGB と同等の残留バックグラウンド水準が求められるが、それよりも低いレベルに抑える事にはあまり意味は無い。また、ガンマ線バーストなどの突発天体の解析に用いられる TRANSIENT クラスではさらに条件を緩めることができ、およそ EGB の 10 倍が基準になっている。よって、これらのバックグラウンド水準において、どれだけアクセプタンスを増加させられるかが問題になる。

まず改めて現在の解析 Pass7 による LAT の高エネルギーでのアクセプタンスを確認すると、SOURCE クラスではおよそ 3 GeV から 30 GeV まで約 $2.1\text{m}^2\text{sr}$ で一定で、それ以上では緩やかに減少し 300 GeV では約 $1.6\text{m}^2\text{sr}$ となる。一方、現在リリースに向け準備が進んでいる Pass8 の解析では 300 GeV までの範囲で約 $2.5\text{m}^2\text{sr}$ が達成される見込みである。また、1 GeV 以上の高エネルギーでは TRANSIENT クラスもほぼ同程度のアクセプタンスになっている。今回はこのアクセプタンスに新たに 40% - 50% 程度を新たに付け加える事を目標とする。カロリメータ単独解析によるアクセプタンスとして $2.5\text{m}^2\text{sr}$ の 4 割にあたる $1.0\text{m}^2\text{sr}$ を一つの目安としたい。

3.2 方法

本研究の舞台となるのは図 2.7 の "Event Classification & Background Rejection" の段階である。この段階では各イベントについて推定される到来方向やエネルギー、シャワーのトポロジー等の物理的に意味を持つ量が Merit ファイルと呼ばれるファイルに既にまとめられている。これらのパラメータを用いた多変量解析にかける事でデータセットから各イベントがガンマ線かバックグラウンドか識別していく。

手順 本研究で行うのは第一にこの多変量解析の最適化である。必要なバックグラウンド排除率を達成しつつガンマ線受容率ができる限り大きくなるような設定を検討する。ここではトレーニングおよびテストのためのデータとしてモンテカルロシミュレーションによって生成されたイベントを用いる。ガンマ線データは地球で隠されていない領域で一様、エネルギースペクトルは -1 乗のべき関数に従っている。一方バックグラウンドデータは到来方向やエネルギースペクトル、成分比など現実の分布を模している。ある程度の最適化が出来たら実データでのテストに移る。まずは地球周辺からのガンマ線、次いで硬いエ

エネルギースペクトルを持つガンマ線天体を用いる事にした。これらは通常の解析でも高エネルギー帯域での較正に使われている。

3.2.1 ツール

本研究では多変量解析には CERN の ROOT に組み込まれたツールキットである Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT (TMVA) [28] を用いている。TMVA は設定を読み込ませる事により様々な手法で多変量解析のトレーニングとテスト、可視化が行えるようになっており、各イベントごとにどの程度ガンマ線らしいかを数値化して出力してくれる。この値についてカットをかける事でバックグラウンドを排除し、ガンマ線らしいイベントだけを残すようにする。どの数値でカットするかによって得られるイベントクラスの状態が変わってくる。ガンマらしさが大きい数値でカットすれば純度が高いが統計数が少ないクラス、逆に小さい数値でカットすれば統計数は多いがバックグラウンド混入も比較的大きいクラスが得られる。なお実際には、LAT コラボレーションの M. Wood が作成した Python モジュールを通して TMVA を使用した。

3.3 対象となるイベント

ここでカロリメータ単独解析の対象となるイベントについて述べておく。まず通常の解析で対象とならないイベントでなければならない。これは TKR に飛跡が残っていない、もしくは残っているが CAL における飛跡と方向がずれているイベントである事を意味する。これに加えて、情報が不十分なイベントは多変量解析の前に除いておく事で多変量解析が効果的になると考えられる。その条件としては、CAL である程度大きなエネルギーが検出できていなければならない。ここでは CAL で検出されたエネルギーが 30 GeV 以上という閾値を設けた。また、粒子が到来した天頂角に関する条件も設けた。これは ACD によってカバーされていない領域を通過してきたバックグラウンドを排除するためである。ただしこの条件については最適なものではないため要改善である。使用した条件は表 3.1 にまとめている。

表 3.1: 解析の対象としたイベントの条件。ただし角度の大きさは方向余弦で表されている。

条件式	意味
$\text{CalTrackAngle} > 0.3 \sqrt{1/(\text{TkrNumTracks} > 0)}$	TKR の飛跡が 0 本または TKR の飛跡と CAL の飛跡のなす角が 72.5° より大きい
$\text{Cal1RawEnergySum} > 30000$	CAL の第 1 クラスターの生エネルギーが 30 GeV より大きい
$\text{Cal1MomNumIterations} > 0$	CAL の第 1 クラスターを少なくとも 1 回解析している
$\text{Cal1MomZDir} > 0.2$	CAL の第 1 クラスターの天頂角が 78.5° より小さい (本文参照)

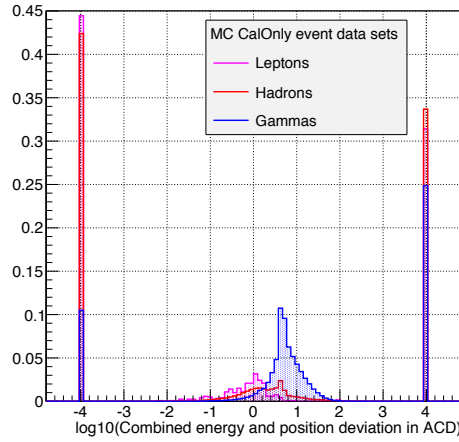


図 3.2: ガンマ線、ハドロン、レプトン粒子のモンテカルロシミュレーションイベントについて $\text{Acd2Cal1VetoSigmaHit}$ の対数をとったもののヒストグラム。ただし無限小を避けるため $\text{Acd2Cal1VetoSigmaHit}$ が 0 のイベントには -4 を充てている。縦軸は正規化されている。

3.4 モンテカルロデータによる最適化

3.4.1 有効なパラメータの変数の選択

多変量解析と Boosted Decision Tree (BDT) 法 についてはイントロダクションで述べた。ではどのような変数を投入するのが効果的だろうか。ここでは主要なパラメータをいくつか紹介する。

Acd2VetoSigmaHit 2.4.1 で述べたように、ACD は荷電粒子バックグラウンドを排除する能力があるが実際にはガンマ線イベントであっても ACD をトリガーする事がある。 Acd2VetoSigmaHit は CAL が観測したイベントに関連付けられる ACD 信号が存在するかどうかを表すパラメータである。CAL で見つかった飛跡を逆にたどることで、もしそのイベントに対応する ACD 信号があるとすればどのタイルか、またそこで落とされるエネルギーがどれほどかは推定できる。この推定は検出器と粒子の相互作用の不定性によっていくらかの広がりを持ち、各タイル、エネルギー値に対する確率分布関数のようなものが得られる。そうすると、実際に測定された ACD 信号が CAL イベントからの予測と比べて位置とエネルギーの点から見てどれほど逸脱しているか評価でき、両者が関連したものである確率も得られるわけである。確率は偏差で表され、 0σ ならほぼ確実に関係しており、 5σ なら無関係もしくは ACD 信号無しということになる。イベントの種別による違いを図 3.2 に示した。これはモンテカルロシミュレーションによって生成されたガンマ線、ハドロン、レプトンそれぞれの Acd2VetoSigmaHit の対数をとったもののヒストグラムである。無限小を避けるため $\text{Acd2VetoSigmaHit}=0$ には -4 の値が充てられており、バックグラウンドである可能性が高い事を示している。

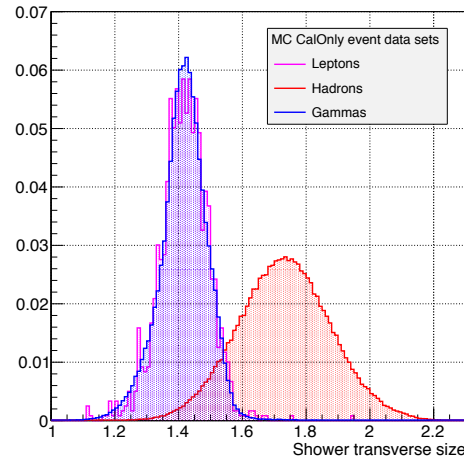


図 3.3: Cal1TransRms の対数をとったもののヒストグラム。縦軸は正規化されている。

Cal1TransRms ACD には隙間もあり、バックグラウンドをすべて洗い出す事は出来ない。そこで CAL から得られるシャワーのトポロジーの違いを用いる。陽子などが作るハドロンシャワーがガンマ線が作る電磁シャワーと顕著に異なる点の一つとして、シャワーの軸に対して横方向の分布が大きい事が挙げられる。それを表すパラメータである Cal1TransRms のヒストグラムを図 3.3 に示した。ハドロンはガンマ線よりシャワーの幅が広い事がはっきり見て取れる。一方、レプトンの分布はガンマ線と完全に一致している。これは電子・陽電子もガンマ線と同じく電磁シャワーを作るため、他の CAL のパラメータでもほぼ同様である。電子・陽電子を排除するには ACD の情報に依らなければならない。

CalELayerCorrInitialRatio 以上の 2 つは通常の解析でも使われてきたパラメータであるが、新しいパラメータも幾つか考案した。その一つが CalELayerCorrInitialRatio である。シャワーの軸に沿った方向の発達を考えると、ガンマ線による電磁シャワーではシャワーの始めはあまりエネルギーを落とさず検出器中を進むうちに発達するのに対して、ハドロンシャワーでは比較的变化は小さい。この違いを捉えれば識別に役立ちそうである。前章で説明したように CAL は 8 層から成っており、それぞれの層に落とされたエネルギーの量がパラメータに入っている。そこで粒子が入射した層のエネルギーの、CAL 全体のエネルギー（補正をかけたもの）に対する比を CalELayerCorrInitialRatio として定義した。ガンマ、ハドロン、レプトンのヒストグラムを比較すると図 3.4 のようになる。

多変量解析に使用した主なその他のパラメータは表 3.2 に掲げた。性能向上にはガンマ線とバックグラウンドをよく分離するパラメータを選ぶ必要がある。TMVA はテストを行うと使用したパラメータ重要性を順位づけして出力する機能を備えており、これを参考にパラメータの差し替えを行った。ただし、この順位はパラメータの組み合わせによって大きく変動するため、パラメータ同士の相関も考慮しつつ組み合わせの候補を絞り込み、最後は試行錯誤を繰り返して決定した。

表 3.2: 多変量解析に使用した主なパラメータ変数。縦方向はシャワーの軸の向きを意味し、横方向はそれと直角な向き。また、CAL には第 0 層があるため最後は第 7 層である。

名前	説明
CalTrSizeCalT95	エネルギーの関数化したシャワーの横サイズ
Cal1TransRms	CAL 第 1 クラスターの横方向分布の RMS
CalEdgeEnergy	エネルギー重心が CAL モジュールの外縁部にある結晶の生エネルギーの合計 (CAL を ACD のように使う事を意図している)
Acd2TileEnergyRatio	ACD タイルのエネルギーのイベント全体のエネルギーに対する比
CalBkHalfRatio	CAL 後半部のエネルギーの CAL 全体のエネルギーに対する比
CalNewCfpCalSelChiSq	飛跡から 100 mm 以内で計算されたシャワー形状に対するフィットの χ^2
Acd2VetoCount	ACD が発した否定信号の数
Acd2Cal1VetoSigmaHit	最小電離粒子を仮定して飛跡から予測される ACD 信号の位置、エネルギーと実際との偏差
Cal1MomNumCoreXtalsFract	CAL でヒットした点のうちシャワーの中心部分に位置しているものの割合
CalELayerCorrInitialRatio	CAL に粒子が入射した最初の層のエネルギーの CAL 全体のエネルギーに対する比
CalELayer34afterInitialRatio	CAL に粒子が入射した最初の層のエネルギーの、その 3 層後ろと 4 層後ろのエネルギーの和に対する比
CalELayer74Ratio	CAL の第 4 層と第 7 層のエネルギーの比
CalNewCfpCalTmax	縦方向の分布が最大値となる場所
Acd2Cal1Energy15	CAL 第 1 クラスターの軸から 15° 以内の ACD のエネルギー
Cal1FitChiSquare	CAL 第 1 クラスターのフィッティングの χ^2

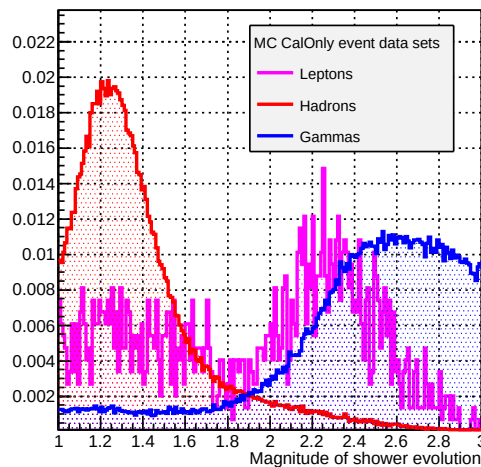


図 3.4: CalELayerCorrInitialRatio の対数をとったもののヒストグラム。縦軸は正規化されている。

3.4.2 予備選別

ガンマ線である可能性が極めて低いようなイベントは多変量解析の前に排除しておく方が分布を細かく分析できるようになり効果が上がると考えられる。例えば、Acd2VetoSigmaHit が 0 を取っているイベントはバックグラウンドであるハドロンとレプトンのうちおよそ 4 割、ガンマ線では約 1 割であり、Acd2VetoSigmaHit > 0 のカットをかける事で 9 割のガンマ線を残しつつ 4 割のバックグラウンドを排除する事ができる。

表 3.3: 予備選別に使用した条件。

条件式	意味
$10 < \text{Cal1TransRms} < 70$	シャワーの横方向サイズ
$\text{Acd2Cal1VetoSigmaHit} > 0$	ACD 信号の位置およびエネルギーの想定される値からの偏差

3.4.3 その他の設定

変数の他に重要な設定としては BDT の深度がある。トレーニング用データに十分なイベント数があれば深い方が識別性能が上がるが、そうでない場合はオーバートレーニングを引き起こしてしまう。また、トレーニング用データに依存する統計的な安定性も低下する。本研究では、識別性能が損なわれない範囲で深度は小さく設定することにした。TMVA では他にも変更可能な設定があるが統計的に有意と思われる差は見出せなかった。

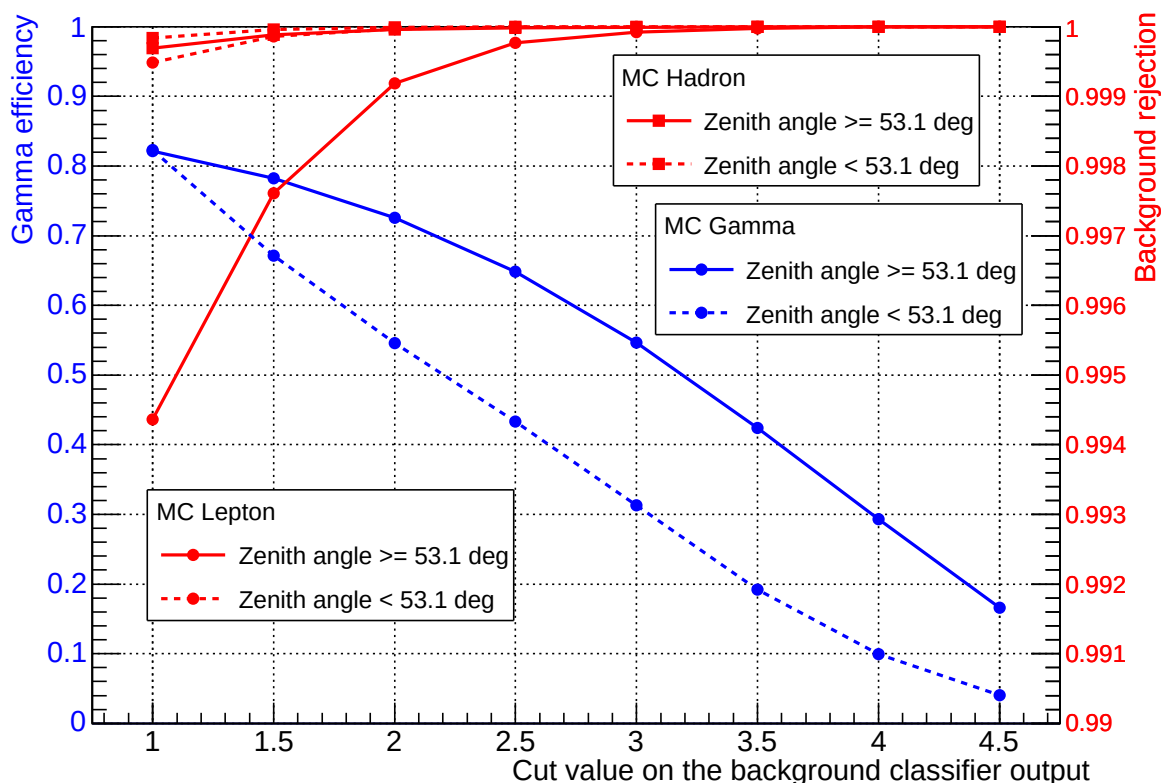


図 3.5: 横軸は TMVA が出力したガンマ線らしさ、縦軸はガンマ線については有効率を、バックグラウンドのハドロンとレプトンについては排除率を示した。また、入射角が大きなイベントは破線、小さいイベントは実線で表している。これを出力した多変量解析の設定は現在のところ最も良い識別性能を示しているものである。

3.4.4 結果

以下では様々な設定をテストした結果、現在のところ最良の結果が得られているものについて述べる。パラメータは表 3.2 にある 15 個を使用し深度は 6、予備選別として表 3.3 の条件を使用した。

ガンマ線の有効率とバックグラウンドの排除率 2.2 節で述べたように、TMVA 出力値について大きい値でカットをかけるほど残るイベントの純度は高まるが、統計数は小さくなる。図 3.5 はそのような状況を示すグラフで、横軸がカットを行った TMVA 出力値になっている。そしてそのカットに対するガンマ線の有効率（元々のガンマ線イベント数に対してカット後にどれだけ残っているか）とバックグラウンドの排除率（元々のバックグラウンドイベント数に対してどれだけ排除されたか）を示した。バックグラウンド排除率は陽子などのハドロンと電子などのレプトンを分けてある。また、入射角による違いも示している。

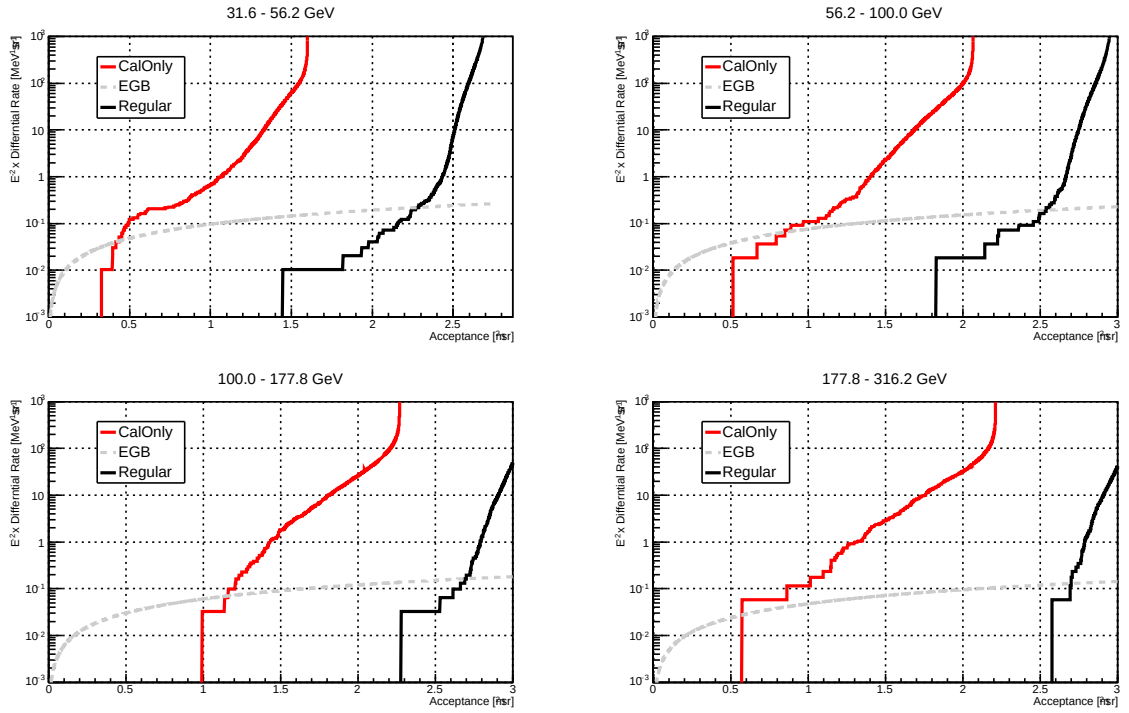


図 3.6: 現在得られている中で最も良い識別性能を 4 つのエネルギー領域において示したもの。横軸はガンマ線イベントのアクセプタンス [m^2sr]、縦軸は残存したバックグラウンドのレートにエネルギーの二乗を掛けたもの [$\text{MeVsr}^{-1}\text{s}^{-1}$] である。グラフ中の赤線が本研究で開発した解析、黒線が通常の解析の性能を表す。灰色の線は銀河系外ガンマ線バックグラウンドで、排除困難なバックグラウンドの水準を示す。

残留バックグラウンド vs. アクセプタンス 次に、TMVA 出力に対するカット値を媒介変数にして描いた、識別性能を示すグラフを図 3.6 に示した。31.6 GeV から 316 GeV を 4 つのエネルギー領域に区切ってある。横軸はアクセプタンスでどれだけ多くのガンマ線イベントを観測できるかを示し、図 3.5 の青線に対応している。縦軸は残留バックグラウンドのレートにエネルギーの二乗を掛けたもので、図 3.5 の赤線から導かれる。線が右下にあるほど高性能という事になる。青線が現在得られた識別性能を表す線で、残留バックグラウンドを少なくするほどアクセプタンスも減少する事が分かる。破線の方は銀河系外ガンマ線バックグラウンド (Extra-galactic Gamma-ray Background: EGB) のレートを表す。EGB はガンマ線であるので取り除く事が出来ないバックグラウンドであり、この線を下回る事には拡散ガンマ線の観測以外ではあまり意味が無い。通常の解析では点源解析向けクラスに相当する。そのためこの線に匹敵する水準に到達する事がひとまずの目標であった。

図 3.6 を見ると、どのエネルギー領域でも EGB 相当のバックグラウンド水準にほぼ到達している事が分かる。EGB レベルに相当するバックグラウンドレートでのアクセプタンスは、31.6 - 56.2 GeV の領域ではおよそ $0.4\text{m}^2\text{sr}$ と小さいものの、上のエネルギー領域では $0.8 - 1.2\text{m}^2\text{sr}$ に達しており、通常の解析による $0.25\text{m}^2\text{sr}$ に対して 30 - 50 % の上積みが可能である。また、突発天体解析向けクラスでは残留バックグラウンドへの要求を 1 桁ほど緩める事ができ、その場合はさらに 10 - 20 % 増やせると考えられる。

角度分解能 通常の解析に比べ悪化が予想された角度分解能について、モンテカルロデータによる結果を図 3.7 に示す。入射角によって違いが見え、垂直に近い入射ではおよそ $3^\circ - 4^\circ$ 、水平に近い角度では 1° 台後半となっている。通常の解析が 0.2° を切っているのとは比べるといずれも一桁悪化している。入射角が大きい方が良い値を示しているのはシャワーがカロリメータ内を通過できる距離が長く方向が正確に決定できるためと思われる。

エネルギー分解能 続いてエネルギー分解能の図 3.8 を示す。エネルギー分解能は通常の解析がこのエネルギー領域で 8% - 13% であるのとは比べて悪くなく、特に入射角が大きい場合では 3% 台と極めて優れている。シャワーに対してカロリメータが厚みを持つためエネルギーの漏れが少なくなるからと考えられる。

残留バックグラウンド成分 最後に今後の改善のため、排除し切れなかったバックグラウンドの粒子種別を図 3.9 に示した。横軸は図 3.5 と同じく選別の厳しさを表し、右にいくほど厳しい。図からほとんどの領域で一次電子が最大の残留成分になっている事が分かる。次が一次陽子で、他の成分の影響は小さい。

3.5 実データによる検証

多変量解析の設定をさらに改善できる可能性もあるが、ひとまず上に挙げた結果が示すカロリメータ単独解析のポテンシャルを実データによって実証する段階に進むことにし

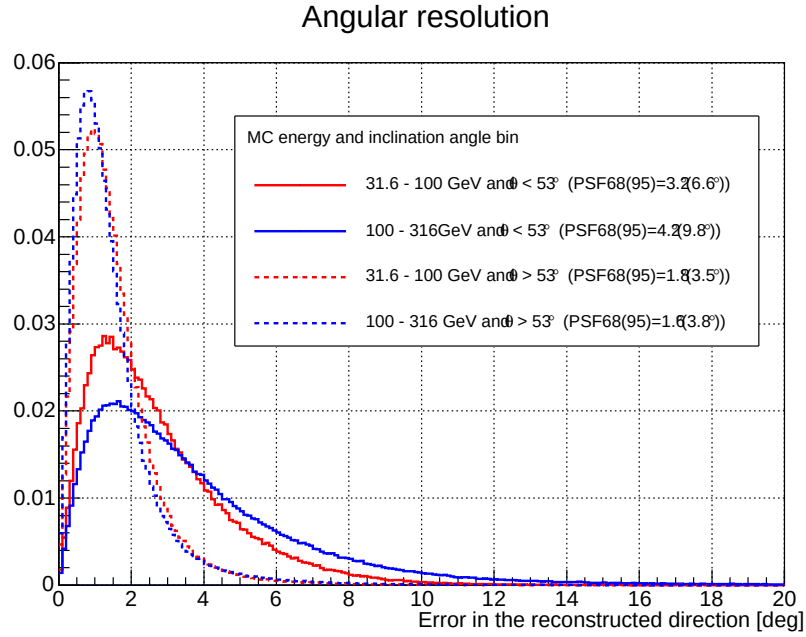


図 3.7: 角度分解能をエネルギーと望遠鏡への入射角で分けて示した。ガンマ線イベントについてモンテカルロ上の到来方向と再構成された到来方向の天球面上の距離を計算している。

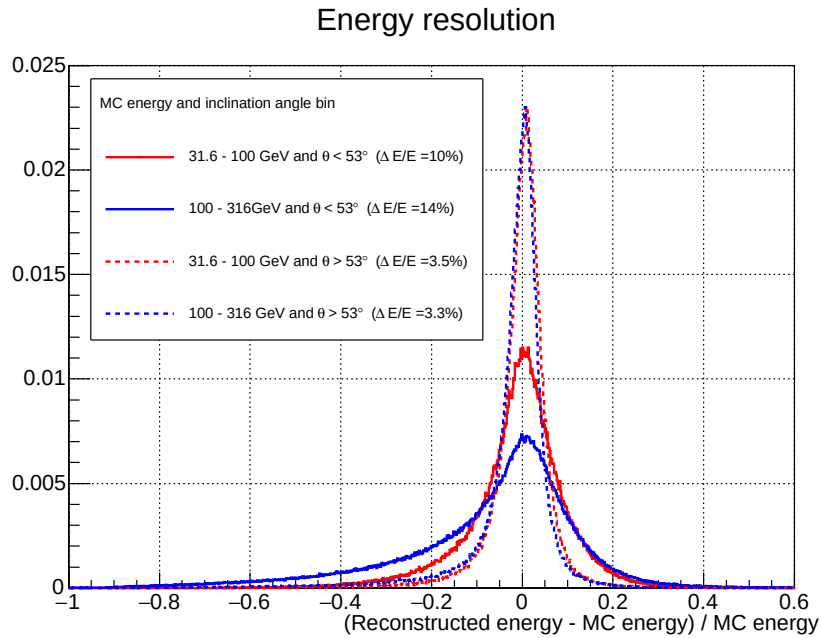


図 3.8: エネルギー分解能をエネルギーと望遠鏡への入射角で分けて示した。ガンマ線イベントについてモンテカルロ上のエネルギーと再構成されたエネルギーの差を比率で表している。

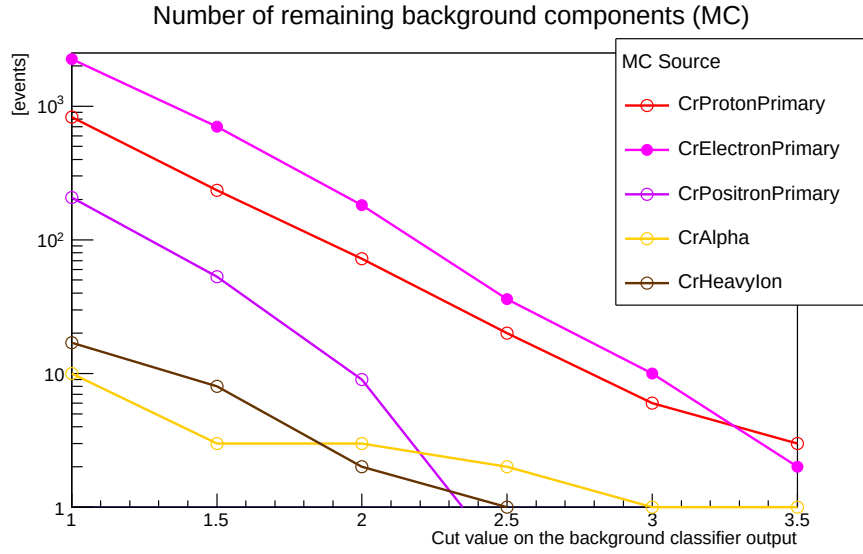


図 3.9: 横軸は各イベントのガンマらしさにカットをかけた値を示す。右の点ほど厳しい選別である。それに対して残ったバックグラウンドイベントの数を縦軸に、粒子種別ごとに示した。

た。バックグラウンド排除の厳しさによって3つのクラスを設定し、それぞれに基づいて実データを解析した。3つのクラスはモンテカルロデータの解析で残留バックグラウンドが EGB の 1 倍、2 倍、10 倍となるように定めた。以下ではそれぞれ CalOnly1xEGB、CalOnly2xEGB、CalOnly10xEGB と呼ぶ。

3.5.1 地球周縁

天頂角分布

衛星から見ると地球の大気上層は地球をかすめるように到来する宇宙線による π^0 生成のためガンマ線源になっている [26]。これは高エネルギーでも明るくまた幅がわずか 2° ほどの鋭いピークを示すため、LAT の較正のための格好の線源になっている。図 3.10 に地球周縁付近からのイベントを解析した結果を天頂角の分布として示した。カロリーメータ単独解析の結果は実線で示し、マゼンタ、青、黒色が各々 CalOnly1xEGB、CalOnly2xEGB、CalOnly10xEGB を表す。一方破線は通常の解析であり、黒色が TRANSIENT クラス、赤色が SOURCE クラスである。通常の解析によるものと比べると太いもののほぼ同じ位置にはっきりとしたピークが現れ、バックグラウンド識別が働いている事が確認できた。

イベント数・S/B 比

4つのエネルギー領域について、バックグラウンド排除後のイベント数を図 3.11 に、シグナル/バックグラウンド (S/B) 比を図 3.5.1 に掲げた。シグナルのイベント数、S/B 比は表 3.4 に定義した ON/OFF 領域によって計算した。ON 領域、OFF 領域のイベント数を

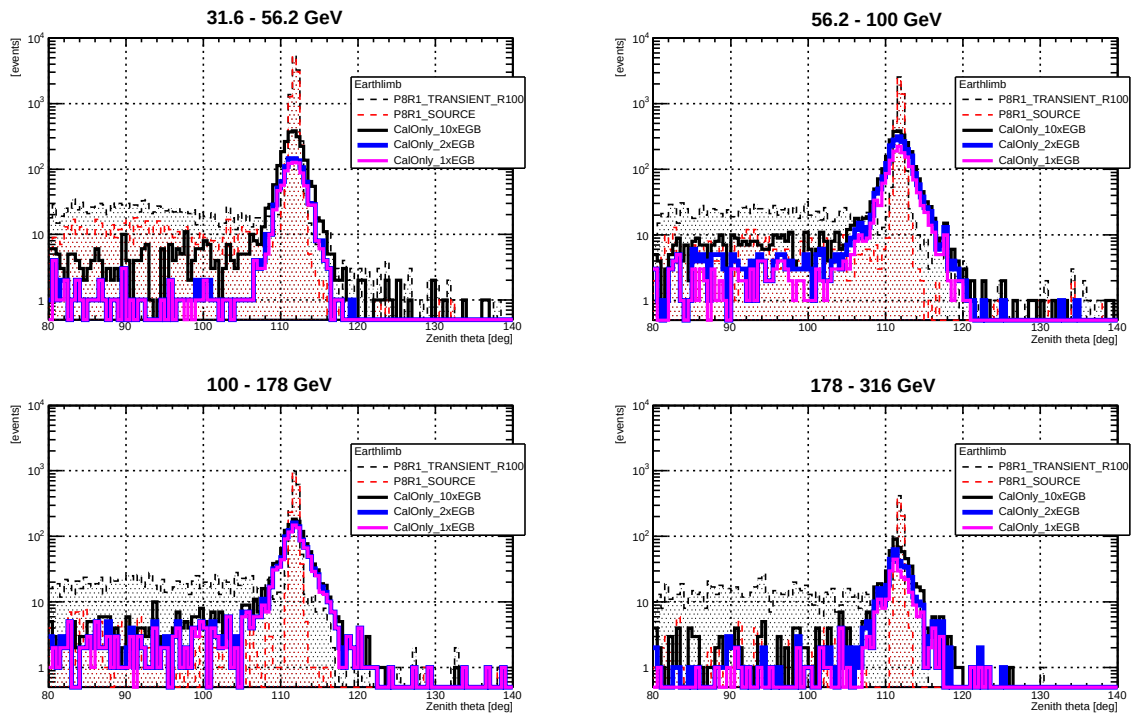


図 3.10: 地球周縁の解析結果を天頂角分布として示した。破線が通常の解析、実線がカロリメータ単独解析のクラスである。色の違いはバックグラウンド識別の厳しさの段階を表している。

それぞれ N_{ON} 、 N_{OFF} 、立体角を A_{ON} 、 A_{OFF} とおき、シグナルイベント数 N_S と S/B 比を

$$N_S = N_{ON} - N_{OFF} \cdot \frac{A_{ON}}{A_{OFF}} \quad (3.1)$$

$$S/B = \frac{N_{ON} - N_{OFF} \cdot \frac{A_{ON}}{A_{OFF}}}{N_{OFF} \cdot \frac{A_{ON}}{A_{OFF}}} \quad (3.2)$$

と計算した。

モンテカルロ解析からも予測されていたが、最もエネルギーの低い 31.6 - 56.2 GeV の領域では通常の解析に比べ残ったイベント数が少なく、現段階では大きな改善が見込めない。それ以上のエネルギー帯域では、イベント数は通常の解析の 4-5 割に達している。

表 3.4: 地球周縁の ON/OFF 領域

地球周縁	ON 領域 (天頂角)	OFF 領域 (天頂角)
通常の解析	110.1002 – 113.9545°	90.0 – 109.5725°、114.5193 – 130.0°
カロリメータ単独解析	106.55 – 117.05°	80.0 – 98.3°、124.7 – 140.0°

S/B 比は TRNSIENT クラスと比べると同程度あるいは優れた数字だが、SOURCE クラスには CalOnly1xEGB クラスであっても大きく下回っている。これには角度分解能が悪いため ON 領域を広く取らざるを得ない事も関係している。カロリメータ単独解析のクラス間で比較するとクラス設定時に意図したほどの差は無かった。

3.5.2 Mrk421

空間分布 地球周縁の次はいよいよガンマ線天体による解析結果である。今回はブレーザー Mrk421 の解析を行った。Mrk421 は硬いエネルギースペクトルを持ち、周辺に明るい天体が無いため、最初の対象として好条件である。データは 2009 年から 2014 年 9 月までの 4 年 9 ヶ月分を使用した。ここでは 3 つのエネルギー領域ごとに通常の解析とカロリメータ単独解析の各クラスの 2 次元空間分布を示した (図 3.13、3.14、3.15)。

これだけでは分かりづらいかもしれないので、カタログによる Mrk421 の座標からの各距離 θ の二乗のヒストグラムを図 3.16 に示した。0 のところにピークが確認できる。

イベント数 得られたイベント数は図 3.5.2 のようになった。計算には表 3.5 に定義した半径を持つ円形の ON/OFF 領域を用いている。通常の解析法による結果と比べてみると、56.2 - 100 GeV の CalOnly1xEGB、CalOnly2xEGB クラスが SOURCE クラスの約 24% と少ないのを除くと、モンテカルロシミュレーションから期待された水準になっている。

S/B 比 一方で S/B 比は通常の解析クラスと比較するとかなり小さく、通常の解析クラスの 100 分の 1 のオーダーしかない。

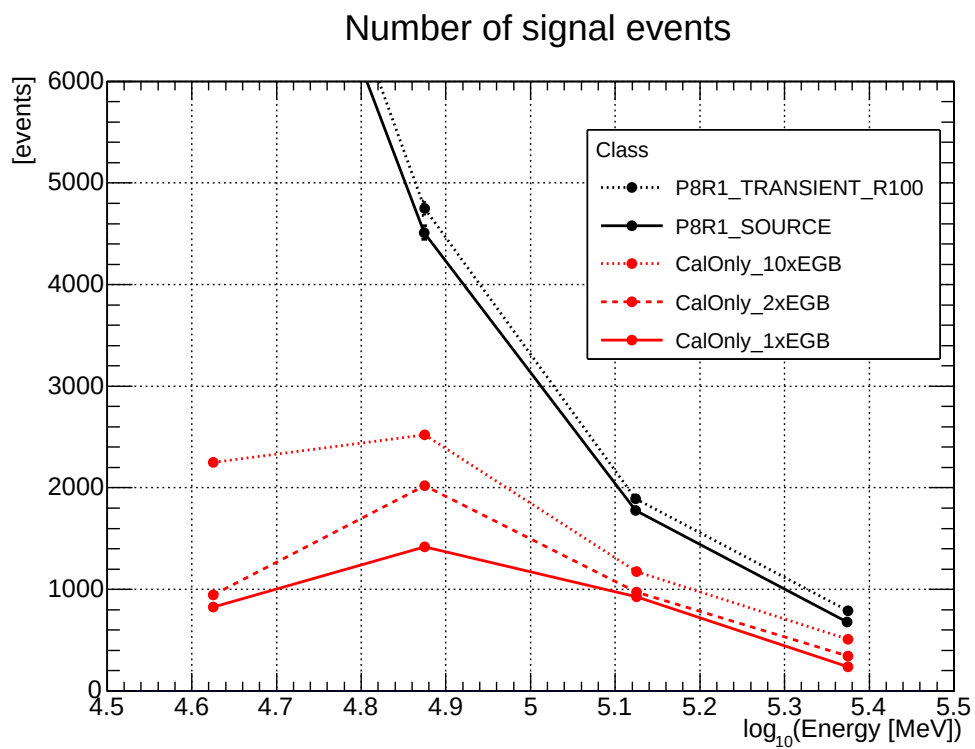


図 3.11: 横軸をエネルギーとして、地球周縁の解析で得られたシグナルのイベント数を示した。赤線がカロリメータ単独解析のクラス、黒線が通常の解析である。

表 3.5: Mrk421 の ON/OFF 領域

Mrk421	ON 領域 (半径)	OFF 領域 (半径)
通常の解析	0.0 – 0.5°	1.0 – 1.8°
カロリメータ単独解析	0.0 – 5.0°	10.0 – 15.0°

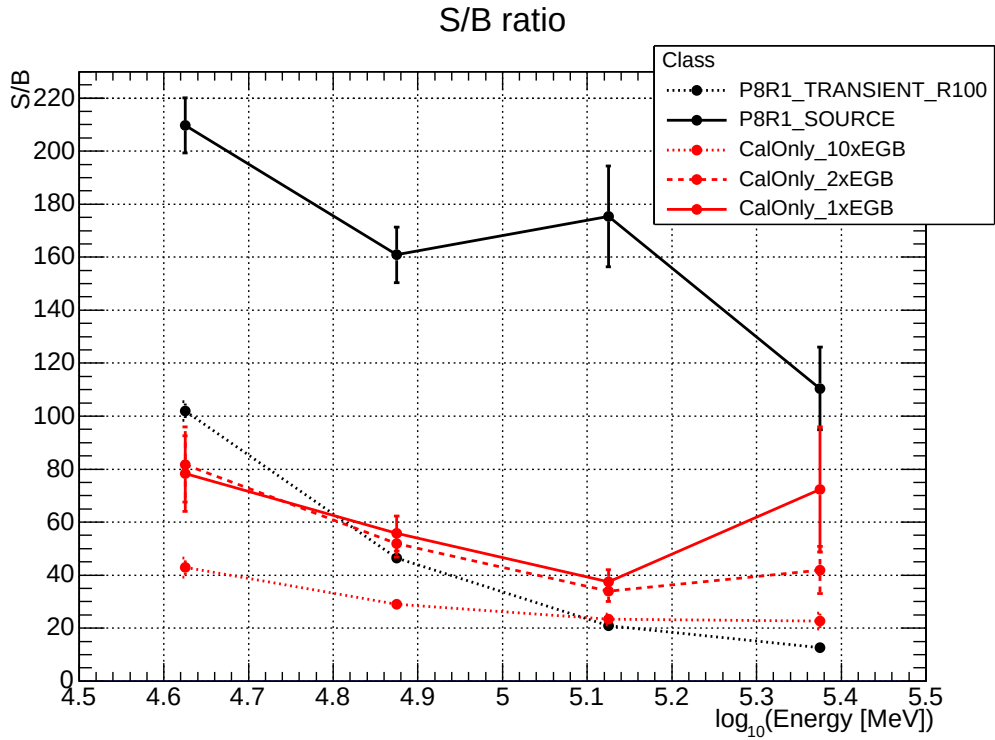


図 3.12: 横軸をエネルギーとして、地球周縁の解析で得られた S/B 比を示した。赤線がカロリーメータ単独解析のクラス、黒線が通常の解析である。

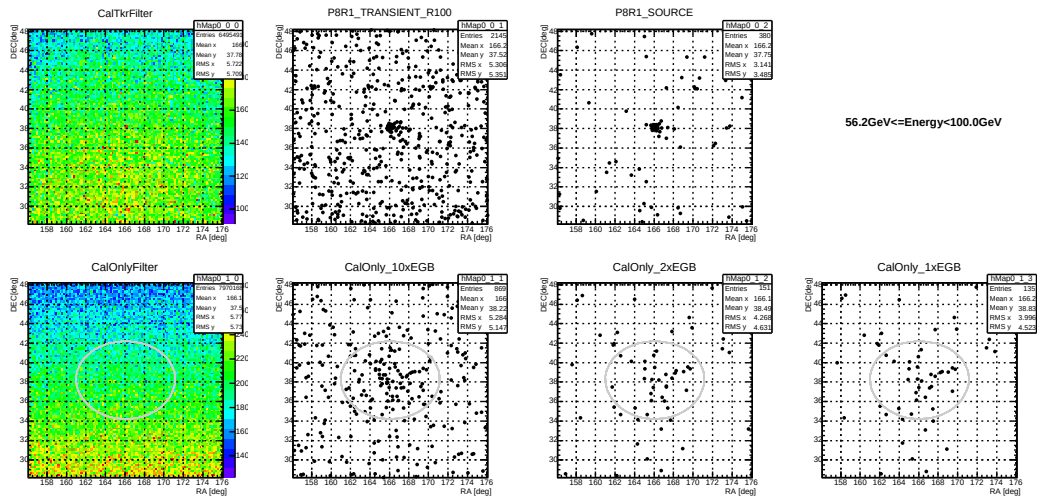


図 3.13: Mrk421 周辺の 56.2 - 100 GeV のガンマ線の空間分布。上段が通常の解析、下段がカロリーメータ単独解析による結果である。左端はバックグラウンド分離前で、右の図ほど厳しい排除になっている。灰色の楕円（天球面上では正円）は半径 4° のカロリーメータ単独解析の ON 領域を示す。

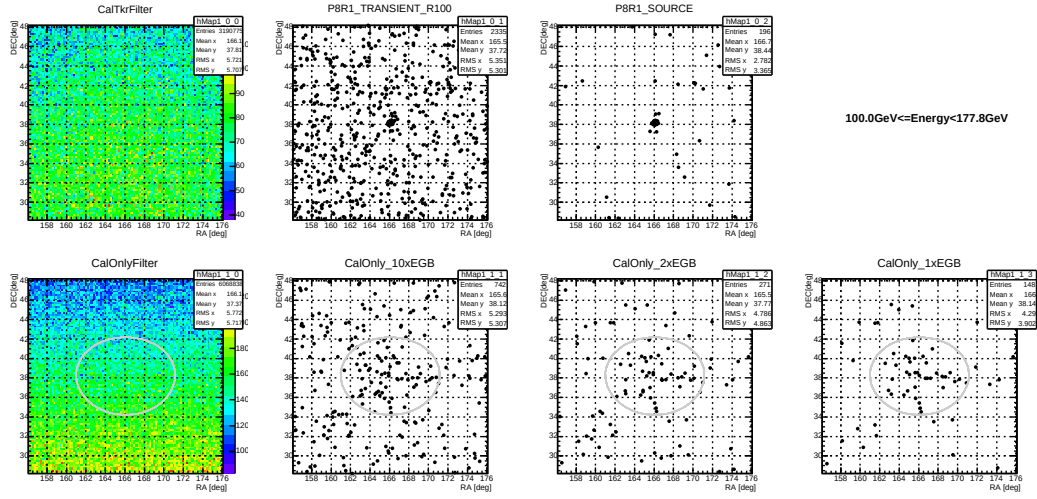


図 3.14: Mrk421 周辺の 100 - 178 GeV のガンマ線の空間分布。上段が通常の解析、下段がカロリメータ単独解析による結果である。灰色の楕円（天球面上では正円）は半径 4° のカロリメータ単独解析の ON 領域を示す。

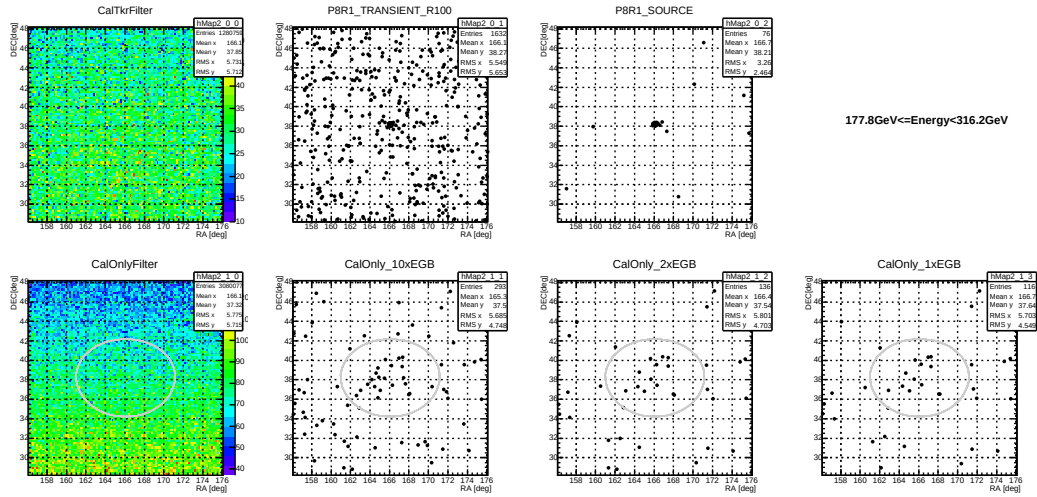


図 3.15: Mrk421 周辺の 178 - 316 GeV のガンマ線の空間分布。上段が通常の解析、下段がカロリメータ単独解析による結果である。灰色の楕円（天球面上では正円）は半径 4° のカロリメータ単独解析の ON 領域を示す。

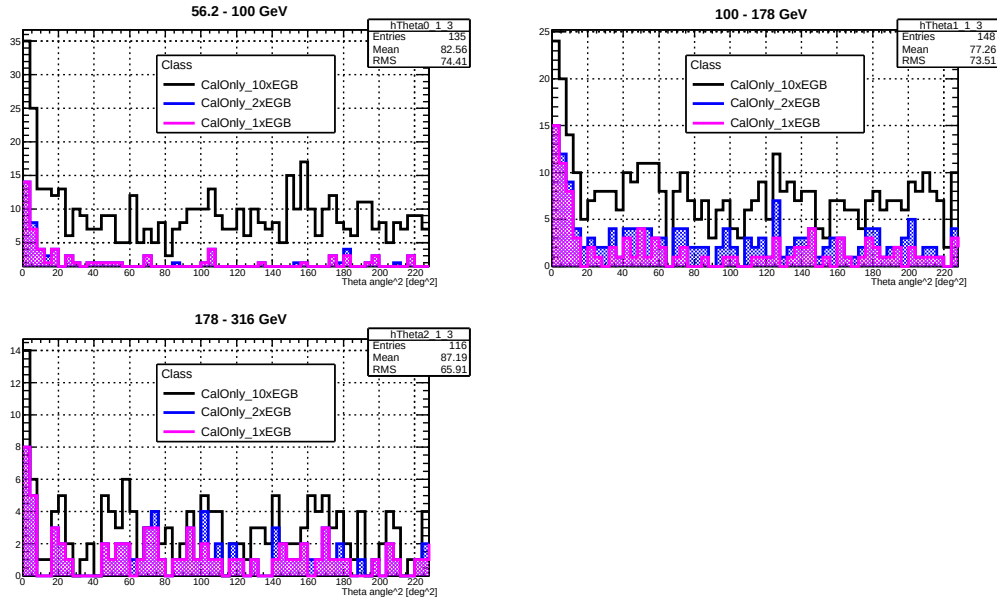


図 3.16: Mrk421 周辺のイベントのカatalogによる Mrk421 の座標からの各距離 θ の二乗のヒストグラム。

統計有意度 最後に各エネルギー領域での統計有意度を図 3.19 に示す。計算は [32] の式 (17) に従った。最も高いエネルギーでは 3σ から 4σ の有意度にとどまっている。

3.6 考察

カロリメータ単独解析の特徴として、S/B 比が通常解析に比べ著しく悪化している。地球周縁と同じく ON 領域を広く取らざるを得ない事が響いているが、取り方が 1 次元だった地球周縁よりも 2 次元で取っている点状線源の方がはるかに影響が大きい。このような悪条件が緩和される観測対象としては、突発天体や銀河中心の暗黒物質がある。ガンマ線バーストや AGN フレアといった突発天体は観測域の時間的な制限が空間的な制限を補ってくれると考えられる。また、銀河中心の暗黒物質探索は数度以上の広い範囲を観測するので角度分解能の影響が小さくなるうえ、天体由来のガンマ線がバックグラウンドの主たる成分となるため S/B 比への要求が緩められる。科学研究への適用はまずこのような例から始めるのが良いと考えている。エネルギー分解能が約 3% と非常に優れた値を出している事は暗黒物質の輝線探索に有利に働くと期待できる。一般的な点状ガンマ線天体に対しても研究が統計に制限されている限りは有用になりうる。

予測と違った点として、モンテカルロによる結果から残留バックグラウンドの数が 10:2:1 になると考えて CalOnly10x、CalOnly2x、CalOnly1x を設定したが、実際にはそれほど比が大きくなり、特に地球周縁の解析では CalOnly2x と CalOnly1x でほとんど変わらなかった。その原因はまだ解明できていないが、モンテカルロデータのイベント数が

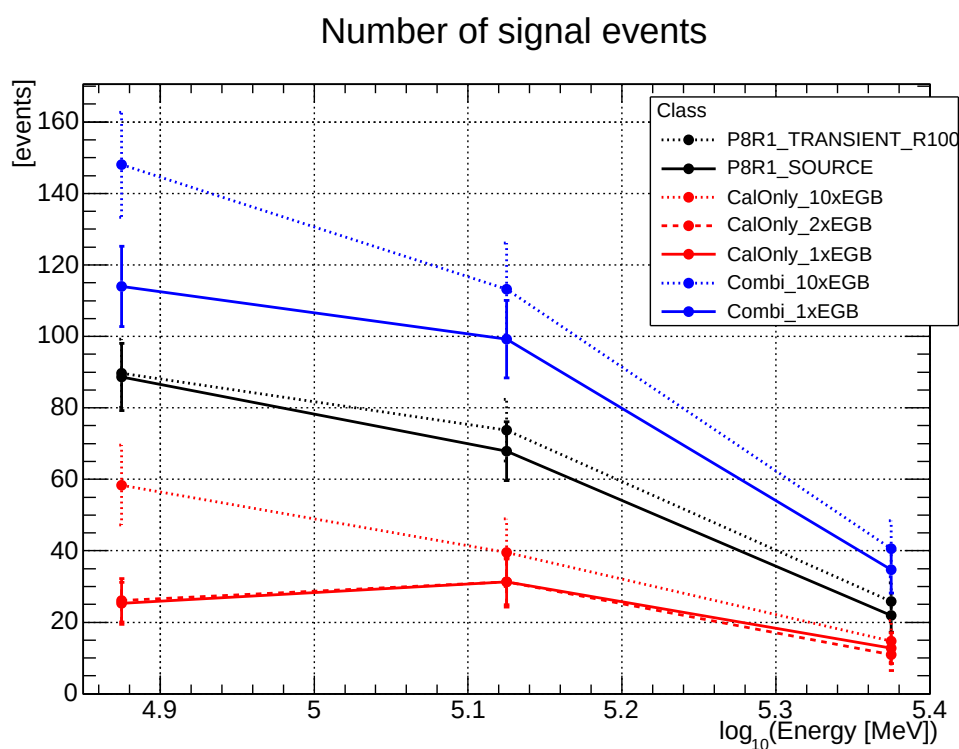


図 3.17: Mrk421 を解析した結果得られたイベント数をクラスごとに示した。横軸はエネルギーの対数である。黒は通常の解析、赤はカロリメータ単独解析を表している。また実際の天体における統計誤差の改善を示すため両者を合わせたイベント数も描いた。青の点線で通常の解析の SOURCE クラスとカロリメータ単独解析の CalOnly1xEGB クラスを、青の実線で同じく TRANSIENT クラスと CalOnly10xEGB クラスを合わせたものを表している。

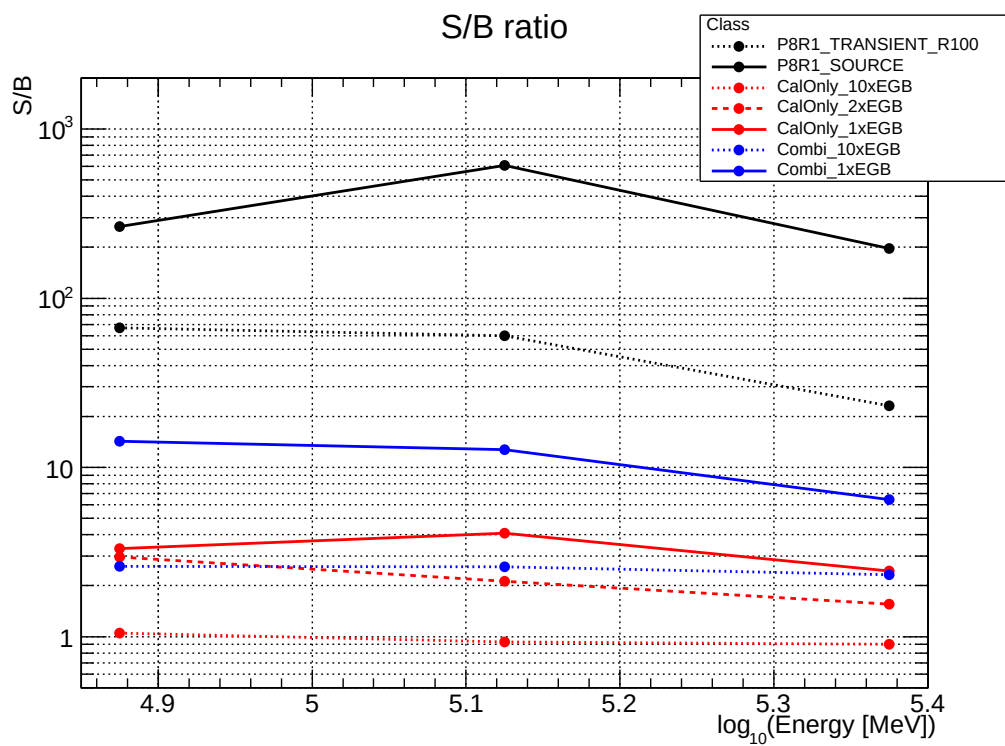


図 3.18: Mrk421 を解析した結果のシグナル/バックグラウンド比をクラスごとに示した。横軸はエネルギーの対数である。黒は通常の解析、赤はカロリメータ単独解析を表している。エラーバーはバックグラウンドのイベント数がわずかだったため省略した。

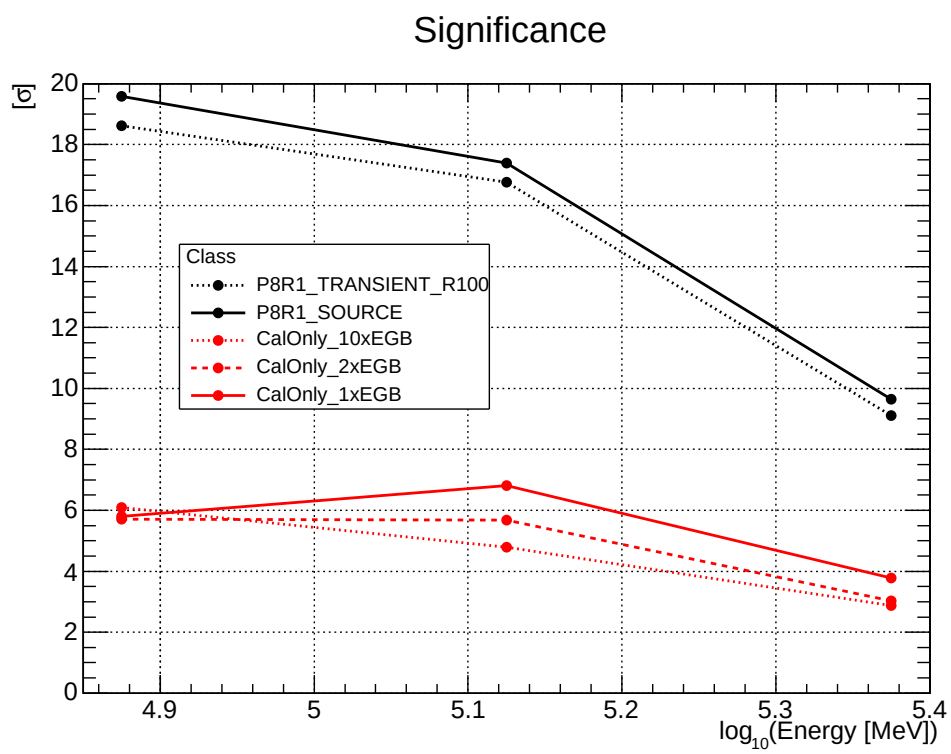


図 3.19: Mrk421 を解析した結果の統計有意度。黒は通常の解析、赤はカロリーメータ単独解析を表している。

不足したために十分トレーニング出来ていなかった、あるいは PSF のテール部分のガンマ線が OFF 領域に混入しているといった可能性が考えられる。

3.7 結論

モンテカルロデータおよび実データを用いた研究により、カロリメータ単独解析が LAT による観測の統計数を 2 - 5 割程度向上させるポテンシャルを持つ事を示した。ただし残留バックグラウンドの量に関しては改善の余地がある。また、比較的優れたエネルギー分解能と 1 桁程度落ちる角度分解能がこの解析法の長所と短所であり、銀河中心における暗黒物質探索や突発天体の観測が適した対象だと考えている。

3.8 今後

実データ解析の精査 モンテカルロデータと実データの解析がどの程度一致しているのか確認しなければならない。実データでの解析はまだ地球周縁と Mrk421 でしか行っておらず、バイアスがかかっている可能性もある。他のガンマ線天体や、銀河円盤領域と高銀緯領域を使った解析を行い、カロリメータ解析のバイアスの無い評価をする。また通常の解析とエネルギースペクトルを比較する。

トレーニング用・テスト用データの増量 図 3.9 から分かるように、モンテカルロデータのカット後のバックグラウンドイベント数は 31.6 GeV 以上のエネルギー領域を合わせても数十しかなく、統計的に安定な結果が出せているとはとても言い難い。トレーニング用・テスト用ともにイベント数を 5-10 倍に増やすべきである。しかし大量のモンテカルロデータの生成は計算機と時間を消費するため難しく、他の目的で生成されたデータの転用や実データの活用などを検討する。

設定の改善 多変量解析の設定にはまだ改善の余地があると考えている。特に、ACD にカバーされていない領域からのバックグラウンドを避けるため現在カロリメータ単独解析の対象を $\text{Cal1MomZDir} > 0.2$ すなわち天頂角が 78.5° より小さいイベントに限っているが、これは最適な条件とは言えない。LAT の側面を通過した時の高さの座標値による式に変更する必要がある。

より低級なデータ処理における改善 さらに次の段階として、天頂角による選別自体を撤廃することも考えられる。ACD に覆われていない領域からのバックグラウンドの排除で問題となるのは、カロリメータの情報でも識別可能な陽子よりも ACD でしか識別できない電子である。そこで、カロリメータの外側に近い部分に ACD としての役割を持たせ荷電粒子を排除するというアイディアがある。このためには現在扱っているデータよりも一段低級な、検出器から生データを処理する工程に手を入れる必要がある。

科学的な研究への適用 第一歩としてまずは銀河系中心領域のエネルギースペクトルを描き、カロリメータ単独イベントを入れない場合と入れた場合で輝線の有意性を比較したい。

第4章 Cherenkov Telescope Array 計画

4.1 概要

次世代地上チェレンコフガンマ線望遠鏡 Cherenkov Telescope Array (CTA) は、現行のガンマ線望遠鏡に比べ格段に高い感度と広いエネルギー帯域を実現すべく計画された、29 カ国 1200 人以上が参加する国際共同プロジェクトである。図 4.1 がその完成予想図になる。広い帯域で高い感度を実現するために有効な戦略として、CTA では大中小 3 種類の口径を持つ望遠鏡を建設する。チェレンコフ光の密度が小さくなる低エネルギー側は数が少なくても大口径の望遠鏡が観測し、イベント数が極端に少なくなる高エネルギー側では小口径の望遠鏡を多数配置して観測する。その間には中口径の望遠鏡が担うという組み合わせである。それぞれ大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope : LST)、中口径望遠鏡 (Medium-Sized Telescope: MST)、小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope: SST) と呼ぶ。表 4.1 にそれぞれの口径と現在の建設予定基数を示した。これらの望遠鏡により、H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS から感度を一桁高い $1 \text{ mCrab} \sim 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ とし、観測エネルギー帯域は $20 \text{ GeV} - 100 \text{ TeV}$ へと拡大させる (図 4.2)。また角度分解能は現行の 3 倍の 1-2 分角、時間分解能は 10 秒スケールを目指す。

建設予定 サイトは北半球と南半球に 1 ヶ所ずつ設けられる。場所はまだ決定していないが、北半球はスペインのカナリア諸島、メキシコのサンペドロマルティエ、アメリカのアリゾナが調査中である。南半球はナミビアのアール、チリのアルマゾネスに対し並行して交渉を行っている。LST の建設スケジュールに触れると、現在はプロトタイプを兼ねる LST 初号機の構成要素を製作中である。初号機は 2016 年中頃に完成させ、また同年の初めから他の LST の建設フェイズに入る。2019 年から部分的に観測を開始し、2020 年中に完成、2021 年から全体による観測を開始する予定となっている。

表 4.1: CTA の 3 種類の望遠鏡。

望遠鏡	LST	MST	SST
口径	23 m	12 m	6 m
基数 (南)	4	25	70
基数 (北)	4	15	-
帯域	20 GeV - 1 TeV	100 GeV - 10 TeV	数 TeV - 100 TeV



図 4.1: CTA の完成予想図。

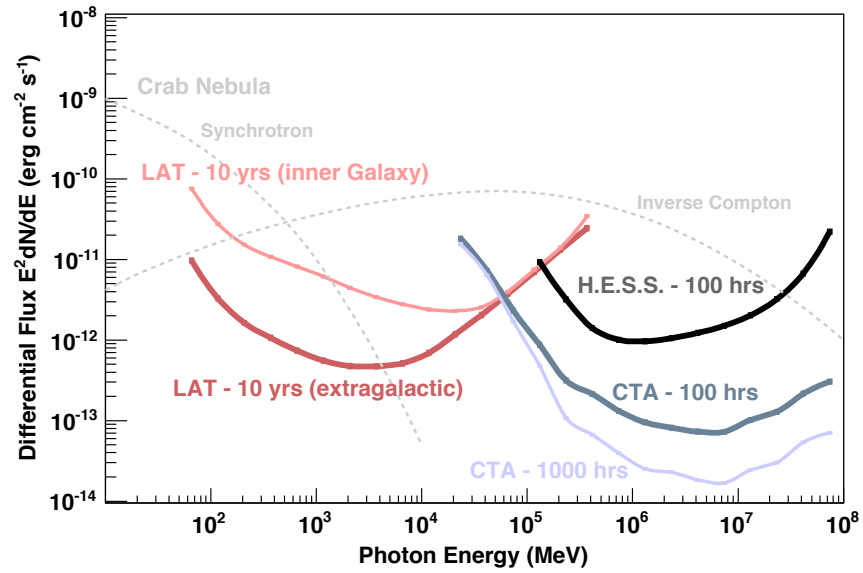


図 4.2: CTA と現行のガンマ線望遠鏡のエネルギーに対する微分フラックス感度 [31]。各ビンで最小の有意度が 5σ 、1 ビンあたり最低 10 イベント、エネルギー 1 桁あたり 4 ビンとなっている。

4.2 大口径望遠鏡焦点面検出器

日本はとりわけ LST の開発において中心的な役割を果たしている。エネルギー閾値 20 GeV を達成するには巨大な鏡とともに高感度のカメラが必要不可欠であり、その開発を進めている。LST の諸元を 4.2 に示した。

表 4.2: CTA 大口径望遠鏡のデザイン。

口径	23 m
反射鏡面積	389 m ²
反射鏡形状	球面分割鏡による放物面
焦点距離	28 m
f/D	1.2
総重量	70 t
視野	4.5°
回転速度	180°/20sec

4.2.1 光電子増倍管

カメラは焦点面に配置される (図 4.3)。光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) 1855 本からなり、ピクセルサイズは 0.1° である。エネルギー閾値を 20 - 30 GeV にまで引き下げるため、PMT には厳しい要求が課せられている。ピーク量子効率 (Q.E.) 35% 以上、4 p.e. 以上のアフターパルス確率 0.02%、パルス幅の F.W.H.M. が 3 ns 以下、ダイナミックレンジは 1 p.e. から 2000 p.e. 以上まで、寿命は 10 年以上、などである。

LST の光検出器には株式会社浜松ホトニクス (Hamamatsu Photonics K.K.: HPK) と共同開発した PMT、R11920-100 が採用予定である。次の小節で述べるが極めて優れた性能を誇る PMT になっている。

4.2.2 PMT モジュール

これに高電圧を供給するためのコッククロフト-ウォルトン (CW) 回路とプリアンプを合わせて 1 本の PMT モジュールとする。またメンテナンス性を考え、PMT モジュール 7 本を束ねて後段のエレクトロニクスに接続し、PMT クラスターと呼ぶカメラ組み立て上の単位を作る。

プリアンプは CTA 用に開発されたもので、Preamplifier for CTA を略して PACTA と呼んでいる。高ゲイン (High Gain: HG) と低ゲイン (Low Gain: LG) の 2 系統があり、それぞれトランスインピーダンス 1200 Ω 、80 Ω を持つ。ただし温度依存性と帯域の違いがあり、注意が必要である。またノイズの影響を抑えるための差動出力となっており、PMT から

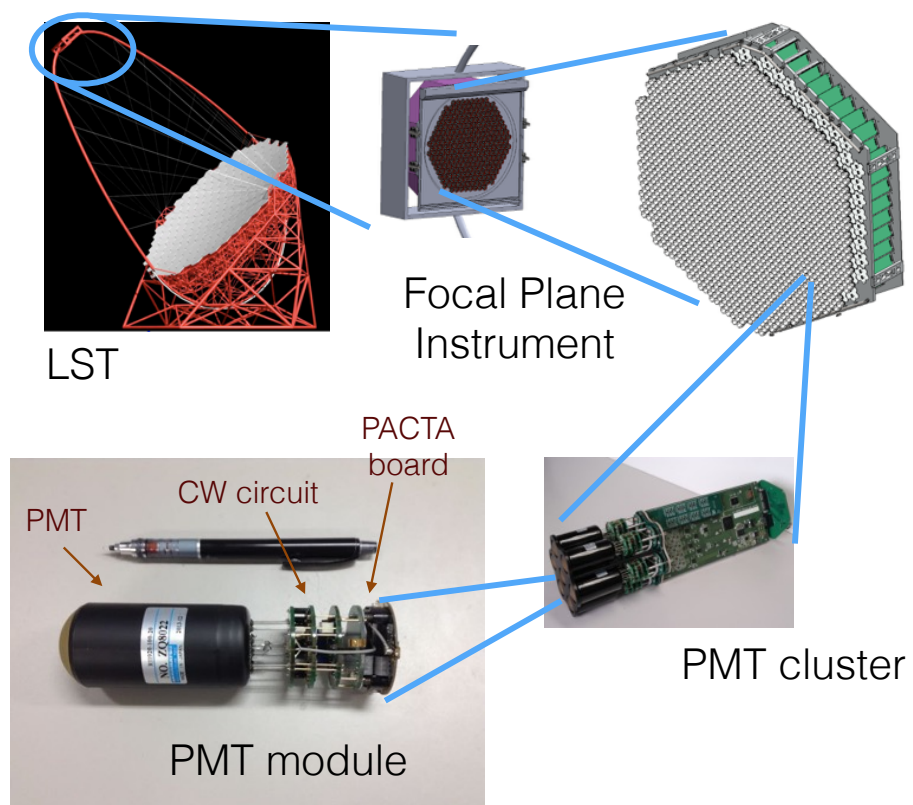


図 4.3: LST の光検出器の構成を示す。左下がコッククロフト-ウォルトン (CW) 回路とプリアンプ基板が取り付けられていた光電子増倍管 R11920-100。

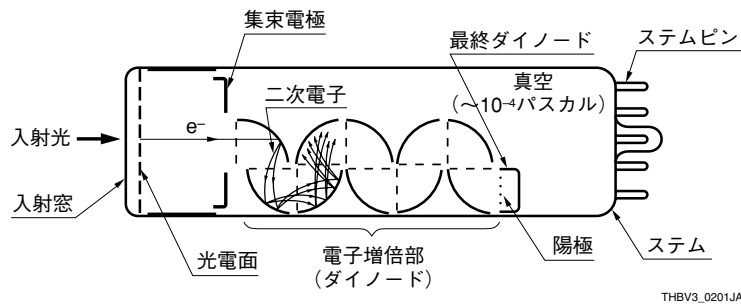


図 4.4: 光電子増倍管の構造図 [33]。

の信号は分割されて非反転と反転された信号となって出てくる。この二つを後で差し引くと、信号が伝わる途中で乗ったノイズが削減できるわけである。

4.3 光電子増倍管

ここでは光電子増倍管 (PMT) の原理と重要な諸特性について述べる。

4.3.1 原理

PMT は光子を電子に変換する機能と電子を増幅して測定や記録を容易にする機能の二つを併せ持っている。前者は光電効果により、後者は電極間の電場で加速された電子が電極に衝突し二次電子を放出する事により達成される。図 4.4 に PMT の構造を示す。

詳しくは次のような過程を経て信号が出力される。

1. ガラス窓を透過する
2. 光電面（フォトカソード）の電子を励起して光電子として真空側に放出する（外部光電効果）。放出される光電子数を入射する光子数で割った値を量子効率 (Q.E.) といい、波長に強く依存する。
3. 放出された電子は集束電極により第 1 ダイノードへと収束されて二次電子増倍を受ける。第 1 ダイノード上に到達する確率を収集効率という。
4. 続くダイノード間の電位差による加速とダイノードでの増幅を繰り返す。
5. 最終ダイノードより放出された電子は陽極（アノード）により取り出される。最初に放出された電子の個数との比がゲイン（増幅率）となる。

4.3.2 量子効率 (Q.E.)

光電面とは一種の半導体であり、光子が入射すると価電子帯の電子がそのエネルギー $h\nu$ を吸収して励起され、真空中に放り出される。これは確率過程であり、光の波長、光電面

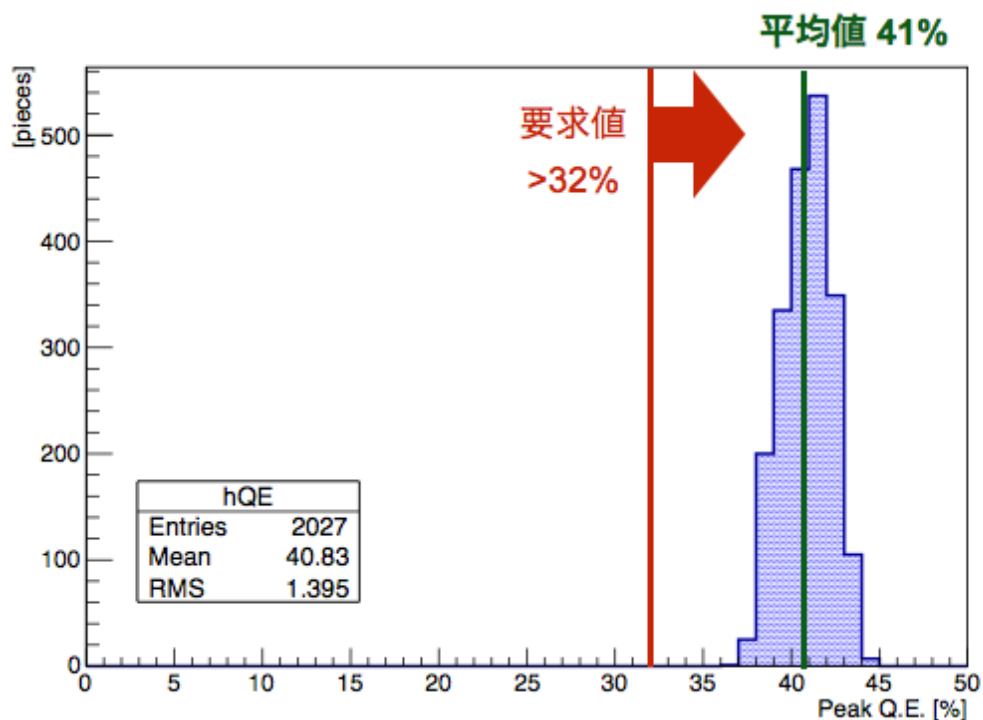


図 4.5: 納品された浜松ホトニクス の PMT R11920-100 のピーク量子効率のヒストグラム。浜松ホトニクス提供のデータシートによる。

の材質や形状に依存する。R11920-100 ではピーク Q.E. は平均 40.8% (図 4.5) というこれまでにない高さに達している。またチェレンコフ光検出のためにはチェレンコフ光のスペクトルが分布する 290 - 600 nm 付近に感度を持ち、その他の領域では抑えられている必要があるが、そのような要求にもよく応えている。

4.3.3 収集効率

収集効率は放出された光電子数に対する第一ダイノードの有効領域に入射した電子数の比で表される。抜け落ちた電子は増倍に寄与しないため Q.E. に劣らず重要な特性である。直接測定することは難しいため HPK がモンテカルロシミュレーションを用いた推定を行っている。その結果約 95% という優れた値が得られている。

4.3.4 ゲイン

各ダイノードにおける二次電子放出比 δ はダイノード間の電位差 E の関数であり、

$$\delta = a \cdot E^k \quad (4.1)$$

で表される。 a は定数、 k は電極の構造と材質で決まる数である。各段の δ を掛けあわせ、さらに収集効率 α をかけるとゲイン μ となる。

$$\mu = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \quad (4.2)$$

もし各段に電圧 V が等分割されていれば、

$$\mu = \alpha \cdot (a \cdot E^k)^n = \alpha a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} \quad (4.3)$$

となる。しかし我々の PMT モジュールでは第 1 段にツェナーダイオードが使われて印加電圧に関わらず 350 V が電位差となっており、この式には従わない。LST カメラでは、後段のメインアンプのダイナミックレンジとの兼ね合いから PMT のゲインは 40000 で動作させるという要求になっているため、このゲインになるよう調整する必要がある。

また、同電圧であっても長期間の使用によってゲインが低下することが知られているが、R11920-100 のゲイン低下率は小さく、寿命（ゲインが 50 % 落ちる電荷量）が 200 C 以上という要求を満たしている。

4.3.5 アフターパルス

信号パルスの後に擬似的なパルスが観測されることがあり、これをアフターパルスと言う。アフターパルスには早い成分と遅い成分があるが、主に問題となるのは数百 ns - 数 μ s に分布する遅い成分である。その原因は PMT の残留ガスが電子との衝突によってイオン化され、正イオンが光電面などに戻って多数の光電子を発生させる事にある。アフターパルスは波高の高いものもあり深刻なノイズになるため 4 p.e. 以上の発生確率 0.02% 以下という厳しい要求が付けられている。しかし R11920-100 のアフターパルス確率は HPK による測定で図 4.6 に示すように 0.0045% と要求値をクリアできている。

4.3.6 パルス幅

パルスの時間特性は電極の構造と印加電圧に依存する。電圧が高いほど電子が加速され走行時間が短くなるためパルス幅は細くなる。パルス幅は、約 300MHz で PMT に入射してくる夜光バックグラウンドの影響を抑えるために非常に重要である。この事には 2 つの面がある。一つは夜光のパルスが重なり合ってカメラのトリガーが引かれる事態を防ぐことである。もう一つはパルス幅を細くすれば出力電荷を積分する時間範囲を短くすることができ、シグナルノイズ比を上げることに役立つからである。検出されるチェレンコフ光自体が 3ns 程度の時間幅を持つ。モンテカルロシミュレーションによる研究からも、平均パルス幅 3 ns 以下で感度を最大限確保することができる。

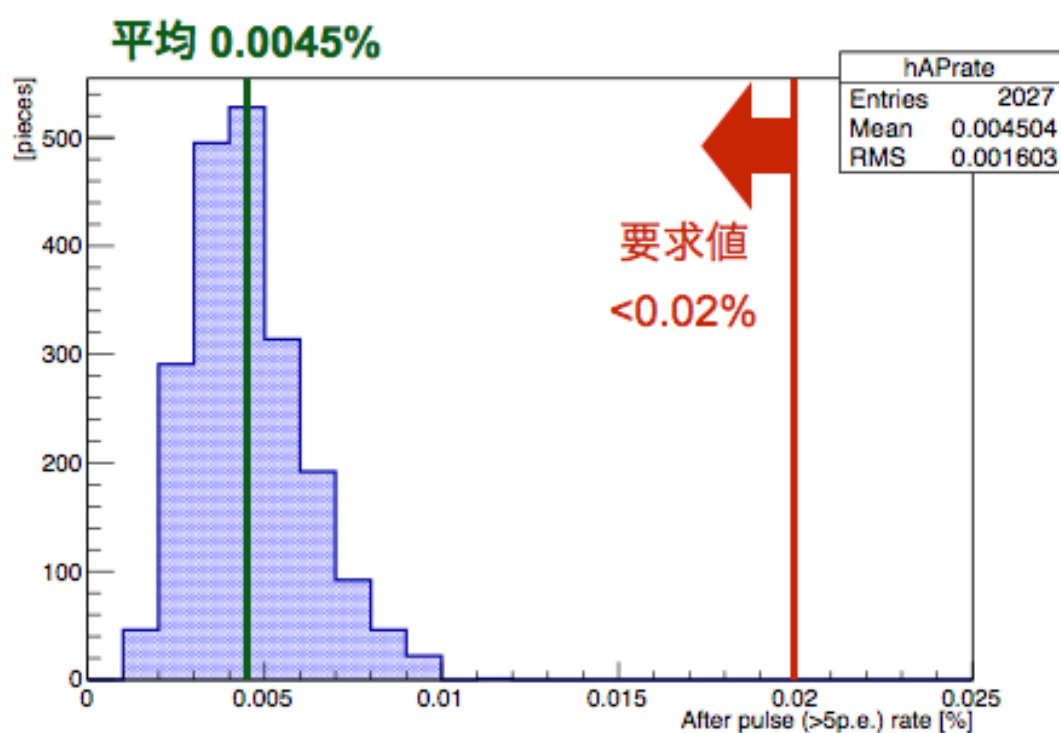


図 4.6: 納品された浜松ホトニクス の PMT R11920-100 のアフターパルス確率のヒストグラム。浜松ホトニクス提供のデータシートによる。

実は R11920-100 は要求の中でこれだけを満たせていない。上述のように、電圧を高くすればパルス幅が短くなって解決するよう思われるが、そうするとゲインも高くなってしまい、ゲインが 40000 という要求を満たせなくなる。R11920-100 の場合 FWHM が 3ns となるのはおよそ 1000V の時である。一方でゲインを 40000 にする電圧は納品されたほとんどの PMT で 1000V 未満で下は約 850V のものもあり両立させることが出来ない。この問題の解決については 3 章 1 節で述べる。

4.3.7 F ファクター

F ファクターは noise excess factor とも言う。ある個数の光電子に対して PMT の応答は常に一定ではなく、増幅過程における統計的なゆらぎを持つ。 F ファクターは光源のゆらぎの幅で出力電荷の分布の幅を割った値である。 F ファクターを測定するにはポアソン分布に従う光源を観測し、出力電荷の分布がポアソン分布に比べてどれだけ広がっているかを求めればよい。 F ファクターを決める支配的な要素は第 1 段ダイノードで放出される電子の数である。後の段では電子数がずっと多くなるためゆらぎは小さく、統計的に考えて 1 段目が最も寄与が大きくなる。

F ファクターが重要であるのは PMT 望遠鏡に取り付けた後、観測時のカメラ較正に使えるからである。 F ファクターが分かっているとして、光量一定の光源を観測すればその時の電荷分布の幅から逆に光電子数を求めることができ、電荷量から光量への変換係数を出すことができる。

第5章 CTA 大口径望遠鏡光電子増倍管の 較正

5.1 目的

本研究の目的は CTA-LST 初号機用光電子増倍管 (PMT) の特性の全数測定とデータベース化および、パルス幅問題の解決である。次の第2節ではパルス幅改善のための方策を説明し、後の節で測定の進め方、さらに問題解決に成功したかも含め結果について述べる。

5.1.1 特性の測定とデータベース化

第1章で述べたように、LST 焦点面検出器では7本の PMT を一つのクラスターとして組み上げる。このクラスタリングの際に、どの PMT を組み合わせ、カメラ内のどこに配置するかを決定するため、すべての PMT について必要なデータを含む資料が必要となる。考慮される特性としては Q.E. と動作電圧でのパルス幅がある。実際に運用されるゲイン4万を与える印加電圧における値が重要であり、今後この電圧を動作電圧、 V_{op} と呼ぶ。これも較正を通じて各 PMT について決定しなくてはならない。PMT の配置にあたっては Q.E. が高く、パルス幅が細い PMT をカメラの中心部分に置く (図 5.1)。これは視野の中心近くの PMT の方がトリガーの際により重要になる場合が多いからである。また、望遠鏡の性能を評価するモンテカルロシミュレーションによる研究を進めるためにも個々の PMT の特性データが必要である。

これらの要請に応えるために、全ての PMT について必要な特性を測定し、その結果は CTA コラボレーションのメンバーがアクセスできるデータベースに登録する。Q.E.、動作電圧、パルス波形の他に重要な特性としてはアフターパルスレート、過剰雑音係数 (F ファクター) がある。ただし、Q.E. は コッククロフト・ウォルトン回路が取り付けられた状態では測定が困難なため、HPK から提供された値を用いる事とする。

5.1.2 パルス幅問題の解決

PMT のパルス幅の問題についても第1章で述べた。大口径望遠鏡初号機用 PMT のパルス幅を平均 3 ns 以下とする必要がある。PMT のパルス幅は印加電圧が上がるほど短くなり、R11920-100 の場合 1000 V で FWHM がおよそ 3 ns となる。動作電圧が HPK から納品された状態で 1000 V 以上になっていれば問題ないが、実際には 850 V から 1022 V まで分布している。そこで動作電圧を引き上げて大部分の PMT のパルス幅を 3 ns 以下

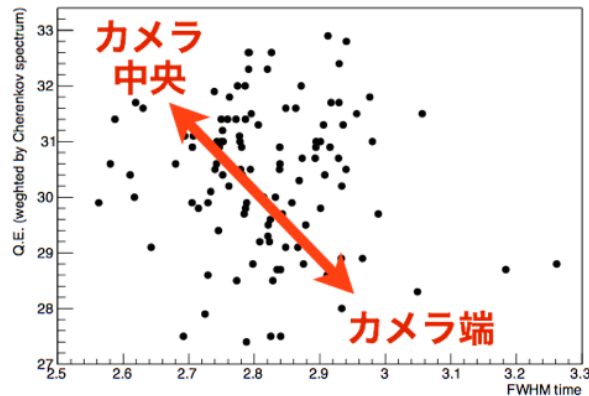


図 5.1: Q.E. とパルス幅による PMT の配置決定

とする。そのための方策について次の節で述べる。また、この時動作電圧の分布が 100 V 程度の範囲に揃っている方が好ましい。これは PMT の電子走行時間を揃えるとともに、マイクロスパークなどのノイズを減らすためである。

5.2 ゲインの最適化

印加電圧を上げるほどパルス幅が短くなる一方、ゲインは増加する。そのため、ゲインを 4 万に保ちつつ印加電圧を上げてパルス幅を短くするには同電圧でのゲインは下げなくてはならない。その方法として以下の 3 つが提案された。

1. 最終段ダイノードとアノード間の短絡
2. エイジング
3. プリアンプにおける電流分割

これらの方法のうちどれが最も適当か、実際に試験を行い、以下の観点から評価した。

- 適切な幅でゲインが下がるか
- 波形などに悪影響がないか
- 全 PMT に対して現実的な時間で施せるか

最終的に 3. のプリアンプにおける電流分割を採用することとした。それぞれの方法と、決定に至る過程を以下に述べる。

5.2.1 最終段ダイノードとアノード間の短絡

方法 図 5.2 のように最終段ダイノードとアノードから延びるピンを短絡することにより実効的な PMT の段数を 1 段減らし、ゲインを低下させる。

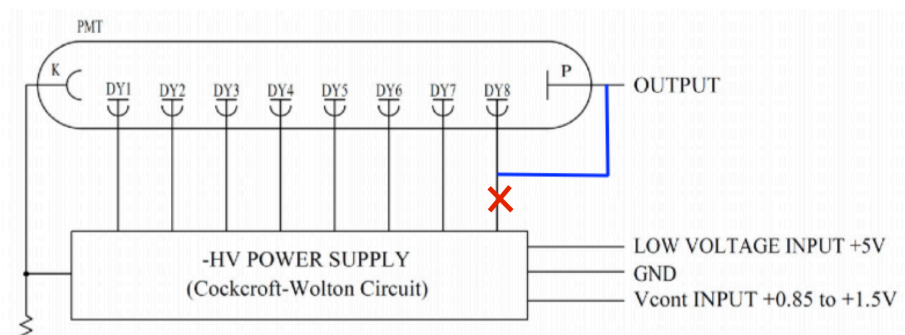


図 5.2: 短絡する箇所を青線で回路図に示した。また赤い×印の所で電源から切り離れた。

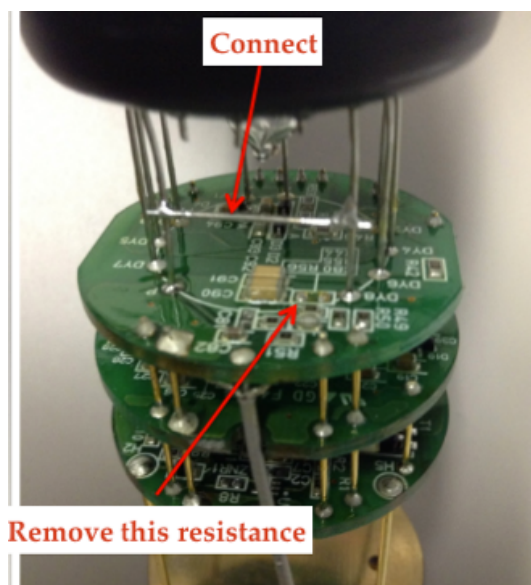


図 5.3: 実際にピンを短絡した PMT の写真。

テスト 元々ほぼ同じゲインであった PMT ZQ3932 と ZQ3672 のうち ZQ3672 の最終段ダイノードとアノードのピンを半田付けにより短絡した。その様子が図 5.3 である。その結果、図 5.4 のようにゲイン vs. 印加電圧曲線に差が現れた。ZQ3672 の動作電圧は ZQ3932 よりも 210 V 上昇した。他の数本の PMT でも試験したところ、上昇幅は 200 - 300 V ほどであった。一方、動作電圧での波形の変化を確認したところ図 5.5 に示したようにピーク後に顕著な悪化が見られた。またそれに伴って、FWHM も 3.7 ns と短絡前から 0.3 ns しか短くならず、要求の 3 ns を満たしていない事が分かった。

結論 波形に悪影響があり、これを解決する必要がある。また動作電圧の上昇幅の細かい調整が利かない。以上から採用しない。

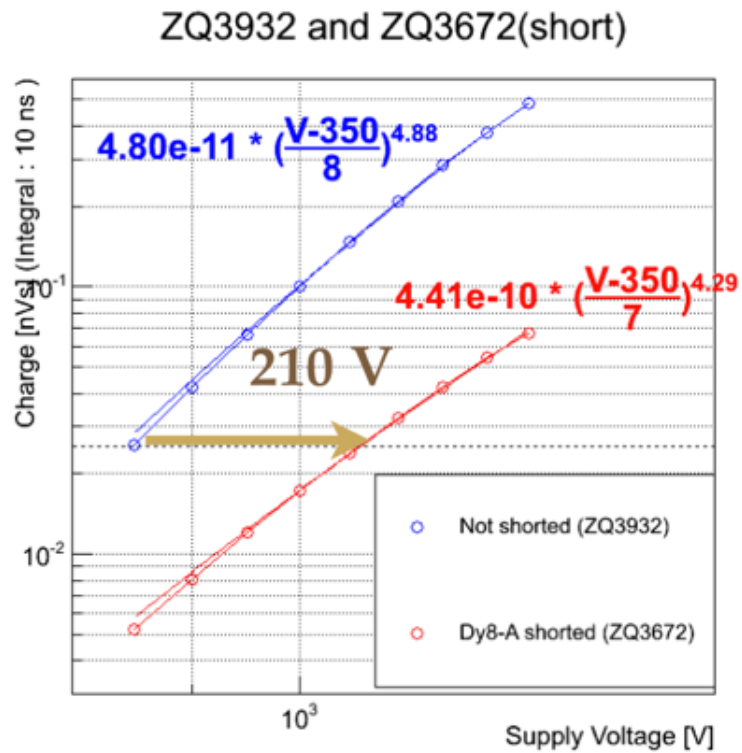


図 5.4: 元々ほぼ同じゲインであった PMT ZQ3932 と ZQ3672 のうち ZQ3672 を短絡した後の両者のゲイン vs. 印加電圧曲線。縦軸は電荷量だがゲインに相当し、破線がゲイン 4 万を示す。

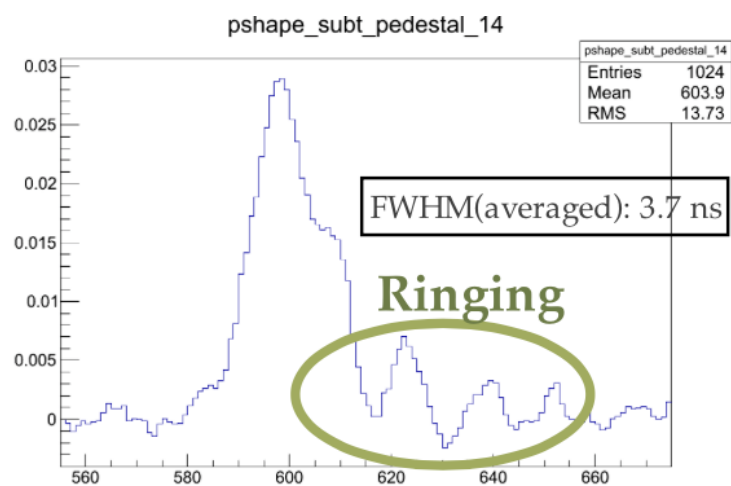


図 5.5: 短絡した PMT の動作電圧での波形。

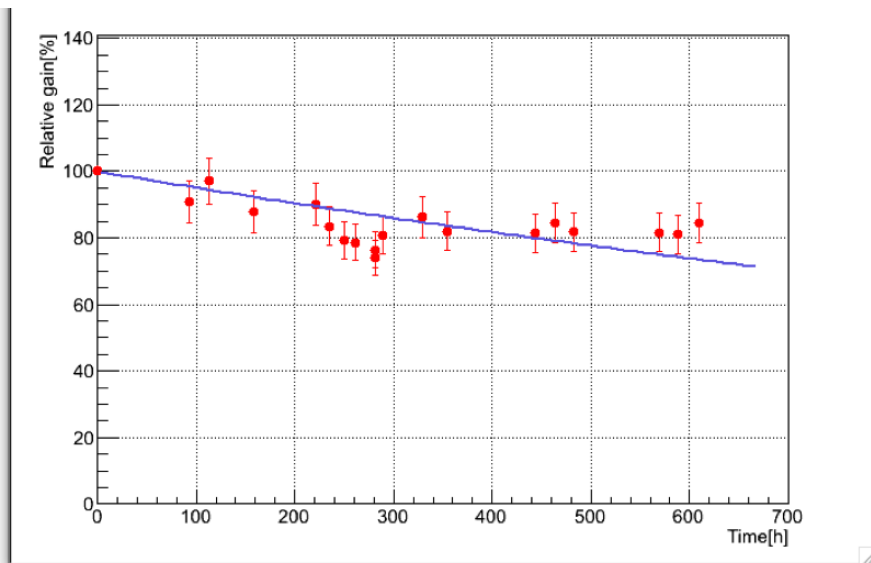


図 5.6: エイジングによるゲイン低下をグラフにしたもの。開始時のゲインを 100%としている。

5.2.2 エイジング

方法 PMT には使用しているうちにゲインが低下していくエイジングの現象がある。これを意図的に引き起こす。

テスト 700 V を印加した PMT に光を照射し、25 日間かけて 330 C の電荷を流したところ、ゲインは約 20% 低下した (図 5.6)。これは動作電圧にすると 20-30 V 程度の上昇である。

結論 1000 本以上の PMT の動作電圧を、ものによっては 100 V 以上上昇させなければならない事を考慮すると、時間がかかりすぎるため採用しない。

5.2.3 プリアンプにおける電流分割

方法 PMT から出力された信号電流を、抵抗を並列に配置することで適当な比に分割、以降片方のみを用いることでゲインを落とす方法。5.7 の左が PMT と PACTA(ASIC) の間の元々の回路図であるが、設計を変更して右のように抵抗を並列に挿入する。図の左の抵抗を通る信号電流は捨てられ、PACTA に流れる電流は小さくなる。この方法であれば抵抗の比を変えることで減衰の倍率を加減できる。図にはゲインを ファクター 3.54 で減衰させる場合、括弧内にファクター 2.00 の場合、それぞれの抵抗の組み合わせを示した。

テスト 847 V と最も動作電圧の低い PMT を選んでゲインが 3.5 分の 1 になるよう PACAT に信号分割を施した。その結果、同じゲインを与える電圧は約 160 V 上がって 1006 V となった。前後の波形を図 5.8 に示した。FWHM の平均値は 3.57 ns から 2.89

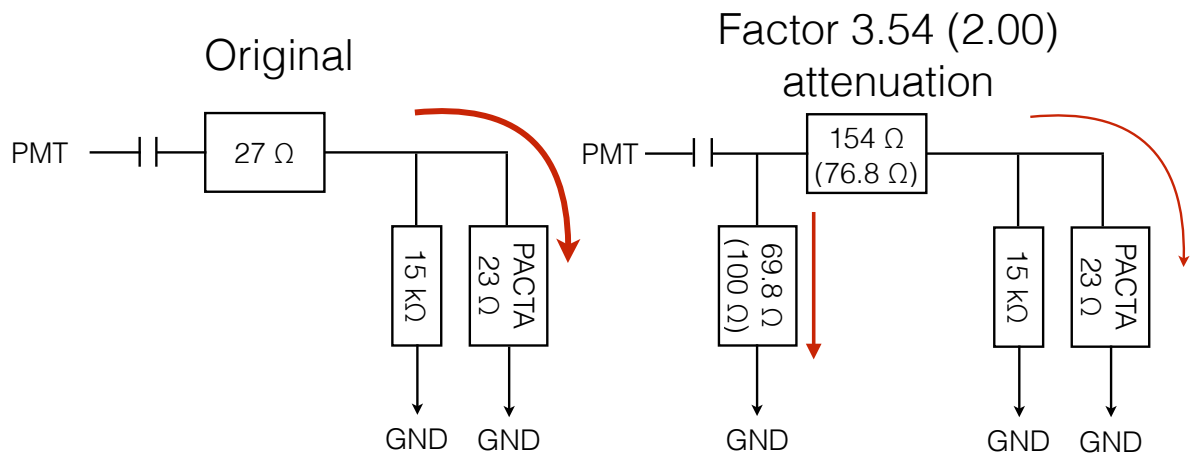


図 5.7: PMT-PACTA 間の回路図。左は信号分割の設計変更をしていないもの、右がゲインが 3.5(2.0) 分の 1 になるように変更したもの。

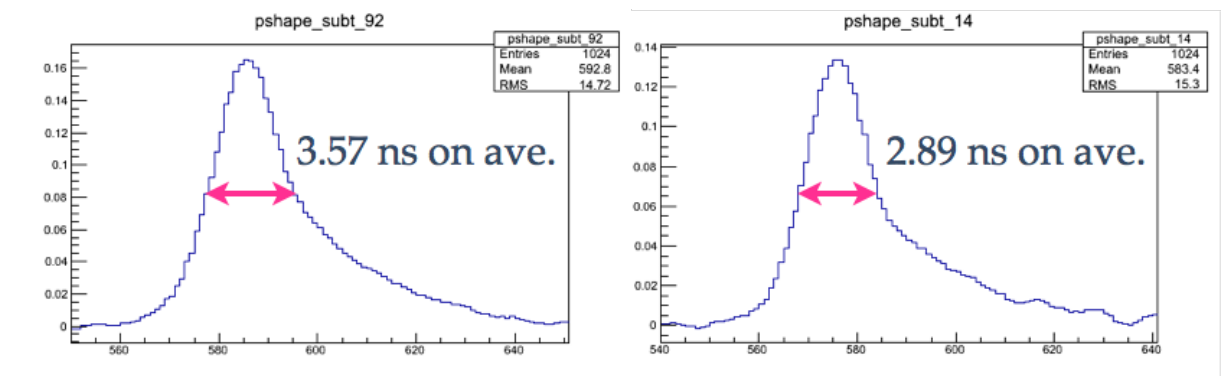


図 5.8: 信号分割を施した前後の 1 イベントの波形を示した。

ns となり、要求を満たす値となった。また、波形の悪化も特に見られない。

結論 落とすゲインの幅を比較的自由に決めることができ、波形への悪影響もない。また、PACTA 基板の設計を変更するだけで済むため、時間や手間もかからない。以上の理由からこの方法を採用した。

5.2.4 最適化の計画

PMT R11920-100 のゲイン vs. 印加電圧曲線は、

$$Gain = a \left(\frac{V - 350}{8} \right)^{b/7} \quad (5.1)$$

でフィッティングできる。350 はツェナーダイオードにより第 1 段ダイノードにかけられている一定電圧である。HPK から提供されたデータシートにある動作電圧 V_N と各 PMT に適用した減衰ファクター A をこの式にあてはめると、

$$V_{op} = A^{1/b}(V_N - 350) + 350 \quad (5.2)$$

を得て調整後の動作電圧 V_{op} を計算できる。PACTA 基板の量産発注前に、納品されていた PMT R11290-100 数本について測定した結果をもとに指数 $b = 4.83$ を仮定し、以下のようなゲイン最適化の計画を立てた。PACTA 基板は減衰ファクターが 3.5、2.0、1.0 の 3 種類を発注する。この 3 種類を HPK のデータシート中の動作電圧に基づき表 5.1 のように各 PMT に割り当てる。最適化後の動作電圧の分布は、図 5.9 のように変化すると予

表 5.1: 信号分割によるゲイン最適化の計画

減衰ファクター	3.5	2.0	1.0
データシートによる動作電圧	- 920	920 - 990	990 -
本数	1244	770	13

想した。ほとんどの PMT の動作電圧が 1000 V 以上となりパルス幅の要求 3 ns をクリアすると考えられる。また、動作電圧の分布範囲は 990 - 1100 V の 110 V となり最適化前の 850 - 1022 V の 172 V より狭くできる。実際の PACTA 基板の PMT への取り付けは CTA-Japan コラボレーションのメンバーが半田付けにより行った。

5.3 較正システムの構築

5.3.1 目的

LST 初号機用に納品された PMT は 2 千本以上に上る。システム構築の目的はこれらを時間的に効率の良い較正である。そのために、複数本の同時測定を可能にするとともに、測定系の制御からデータ取得 (Data Acquisition: DAQ)、解析およびその結果のデータベース登録までを半自動的に進める事にした。各 PMT のゲインや信号分割率といった個性に応じて人が手を入れなければならないような場面は排除した。また、測定系や解析法に深い理解が無い人でも較正に参加しスムーズに作業できるようインターフェイスを整備した。

5.3.2 概要

システムは宇宙線研究所内に、東京大学、埼玉大学、甲南大学、東海大学の特に修士課程の学生が中心となり協力して構築した。その概要が図 5.10 に示してある。オペレータは PMT を取り付けたのち、インターフェイスを通じて較正のどの項目を実行するかを指示する。システムは指示された測定に必要な測定系の設定、DAQ、解析、データベース登録までを自動的に行う。登録されたデータは外部からでもアクセス可能である。同時に測

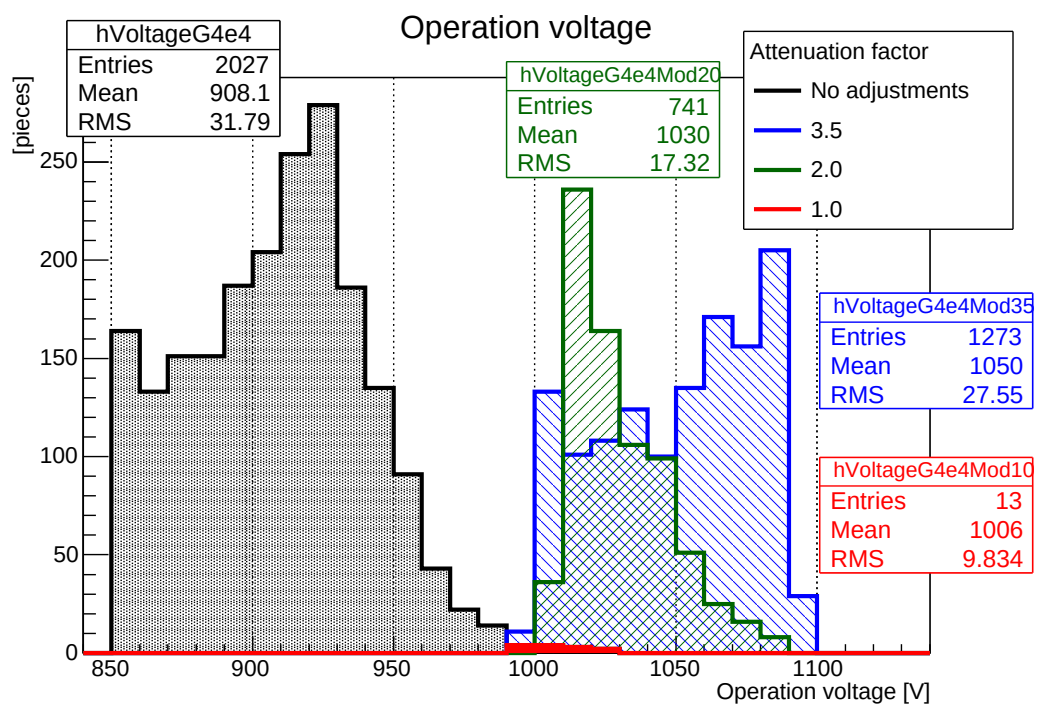


図 5.9: ゲイン最適化前の動作電圧の分布を黒で、最適化後の分布予想を減衰ファクターごとに 3.5、2.0、1.0 をそれぞれ青、緑、赤で示した。

定可能な本数は当初 4 本で、のち 8 本に増やした。ただしそれぞれ 1 本、2 本の PMT をリファレンスとして固定したため実際に同時に較正出来るのは 3 本、6 本である。1 組の測定には 1 時間弱がかかり、最終的には 1 日に約 60 本のペースに達した。較正作業には CTA-Japan の多くのメンバーに参加していただいた。

5.3.3 構成要素

システムは表 5.2 に示す要素からなる。このうち著者が主に担当した項目に○を付した。

表 5.2: PMT モジュール較正システムの構成要素、使用した物

	ハードウェア	ソフトウェア
PMT 設置環境	暗箱、PMT 架台○、PMT シールド○、ローパスフィルタ用フェライトコア○	
光源系	レーザーダイオード、パルサー、光ファイバー、フィルターホイール	フィルターホイール制御プログラム
印加電圧制御系	Raspberry Pi、DAC チップ等	電圧制御プログラム、I ² C 通信
DAQ 系	DRS4 評価ボード、トリガー生成用ファンクションジェネレータ	DAQ プログラム
インターフェイス系	iMac	オペレータ用スクリプト○
解析系		解析用プログラム - Single p.e. ○ - Multi p.e. ○ - After pulse p.e.
データベース		MySQL、結果登録スクリプト○

以下では目的別に詳細を述べる。

PMT 設置環境

暗箱として 1000 x 500 x 510 mm のアルミ製の箱を用いた。内側は艶消しの黒色で塗装した。PMT 6 本（のち 8 本に増加）を載せる架台は木材で製作し、同様に艶消しの黒色で塗装した。また、実際のカメラでは PMT 間の隙間に生じるデッドエリアを無くすためライトガイドが各 PMT に取り付けられるが、光が当たる面をその出口のサイズに制限する絞りを備え付けた。図 5.11 に示す暗箱内の写真で、奥にあるのが PMT 架台である。また、ノイズを抑えるため PMT に筒状のシールドを被せ接地させた。これは実際にカメ

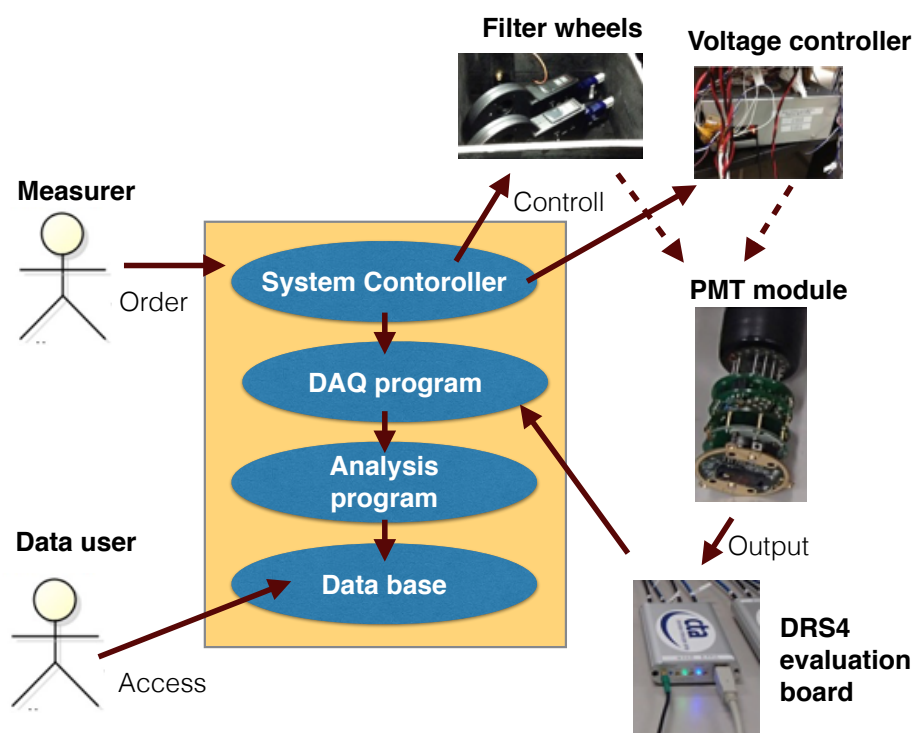


図 5.10: 較正システムの概念図

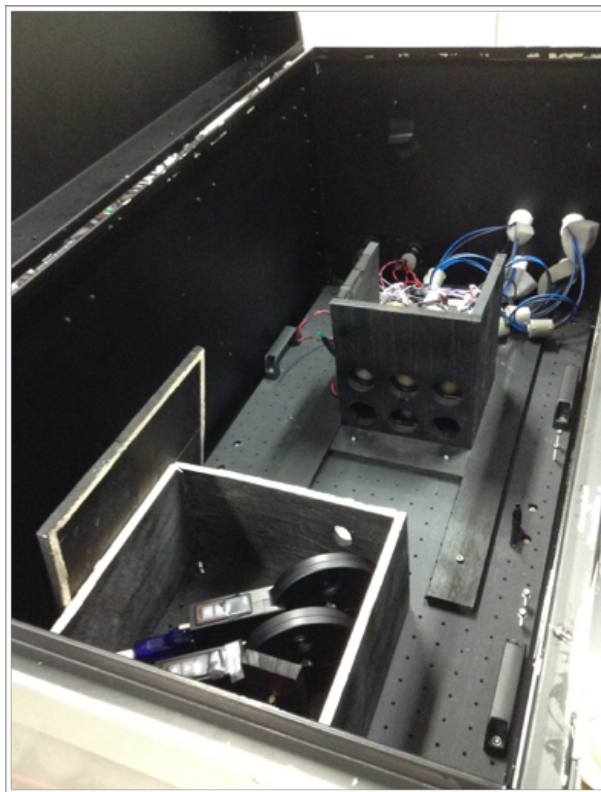


図 5.11: 暗箱内部の写真。奥が PMT 架台、手前にフィルターホイールが見える。

ラ組み立て時に装着されるものに似せてアルミで製作した。さらに、高周波のノイズを落とすためローパスフィルターとしてフェライトコアを信号ケーブルに取り付けた。

光源系

レーザーダイオード 光源として日亜化学工業のレーザーダイオード (Laser diode: LD) NDV4212 を使用した。その理由は波長が 405 nm であり、チェレンコフ光のピーク波長に近いと、この較正におけるパルス幅の測定で要求される PMT 信号のパルス幅よりも短い発光を十分な光量とともに実現しているためである。LD NDV4212 は LED よりも高速であり、さらに高速な固体レーザーよりもはるかに安価である。

パルサー LD の駆動には新たに作成したパルサーを使用した。設計と製作は [36] に基づいて甲南大学の猪目祐介が行った。そのパルス幅は FWHM で 800 - 920 ps と十分短く、また光量の安定性も 60 分間で 2.5% 程度に収まった [37]。

光ファイバー LD の光は光ファイバーを通して暗箱内に導入した。これは LD を暗箱内に置いてケーブルでパルサーと繋ぐとパルサーから電氣的なノイズが伝播してしまうためである。

フィルターホイール 光量の制御にはフィルターホイールを用いた。LST 用 PMT は 1 p.e. から 2000 p.e. に至るまでのリニアリティを要求されているため、光量もそれだけの幅を変化させなくてはならない。6 枚の ND フィルターを切り替えられるホイールを 2 台組み合わせることでこれを実現した。ホイールはシリアル通信により PC からコントロールした。これらは東海大学の辻本晋平が担当した。図 5.11 の手前にあるのがフィルターホイールである。迷光を抑えるためさらに箱の中に格納されている。

DAQ 系

DRS4 評価ボード PMT 信号のパルス幅の要求値は FWHM で 3 ns である。波形および電荷量をこの時間スケールで測定するために用いたのが The Paul Scherrer Institute (PSI) の DRS4 評価ボードである。DRS4 はドミノサンプリング回路と呼ばれるものであり、入力された信号の波形をアナログ信号のまま高速 (1-5GHz) でスイッチト・キャパシタ・アレイに溜め込む。これがトリガー後、200MHz でゆっくりと ADC によりデジタルに変換されて出力される。DRS4 チップは PMT クラスターの読み出しボード DRAGON に採用されている。DRS4 はトリガーに同期して 1 イベントを観測し、1024 の時間スライスで切って各時点での電圧値を記録することができる。この間は連続的に波形を観測できるが、イベントとイベントの間にはデッドタイムがある。今回の較正においては、アフターパルスの測定では広い範囲を見るためサンプリングスピードを 1 GSampling/s とし、その他の測定では波形を細かく見るため 5 GSampling/s に設定した。1 台の DRS4 評価ボードは 4 チャンネルの入力を備え、PACTA の HG と LG それぞれからの差動出力に割り当てる事ができる。デジタル変換された出力は USB 接続を通じて iMac に書き込んだ。レンジはこの較正では -500 mV から 500 mV の範囲に設定した。

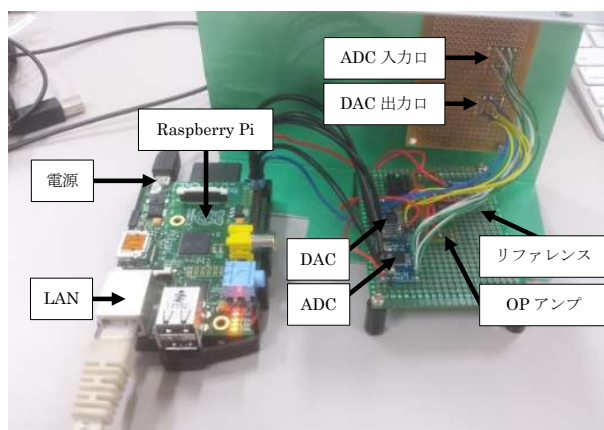


図 5.12: 印加電圧制御モジュールの部品

トリガー信号生成用ファンクションジェネレータ トリガーとしては、パルサーが LD への信号と同期した信号を出力するが、そのままでは 4 台の DRS4 評価ボードに分割して入力した場合電圧が足りなくなるため、一旦パルサーからのトリガー信号をファンクションジェネレータに入力、これをトリガーとして生成した新たな TTL 信号を DRS4 評価ボードに入力することにした。

ソフトウェア DAQ を行うプログラムは C++ にて作成し、CERN の ROOT の形式でデータを保存する事とした。また、取得するイベント数、サンプリングスピード、トリガーからの遅延時間などは自由に設定できるようにした。これらの作成は埼玉大学の永吉勤が担当した。

印加電圧制御系

Raspberry Pi 各 PMT に印加する電圧を個別に制御する必要がある。そのために教育用小型 PC の Raspberry Pi を用いた回路を用意した。DAC チップと I²C で通信し、指令した電圧をアナログ変換して PMT に加える。8 チャンネルの電圧制御が可能な他、PMT のアノード電流をデジタル変換して読み出す機能も備えた。PMT にかけられる電圧は $\pm 0.5\%$ の範囲で安定している事が確認された。図 5.12 が回路の写真である。回路の設計と製作は東海大学の友野弥生が、制御用プログラムの作成は同大学の梅津陽平が担当した。

オペレータ用インターフェイススクリプト

インターフェイスはシェルスクリプトで作成した。ここから DAQ プログラムや解析プログラムが呼び出される。作業を行う人は基本的に指示される内容に従えば較正が進められるようになっている。

5.3.4 セットアップの変更

較正のペースを上げるため、較正作業開始から 40 日が経過した 10 月中旬から、一旦較正を中断してシステムの改修を行い、同時に測定できる本数を 4 本から 8 本に増やした。またリファレンス用の PMT を 1 本から 2 本としたので、同時に較正を進められる本数としては 3 本から 6 本となった。

HG 出力のみによる較正 イントロダクションで述べたように PACTA は HG と LG を組み合わせて広いダイナミックレンジを確保している。印加電圧に伴って PMT のゲインを大きく変化させる Multi p.e. 測定でも両者を用い、HG だと DRS4 評価ボードのダイナミックレンジ上限に達してしまう可能性がある 1400 V、1500 V での測定は LG を、それより低い電圧では HG のデータを使ってきた。しかし同時に測定する本数を 8 本に増やすにあたって、データ書き込みに使用していた iMac の USB ポートが 4 つしかなく、USB ハブを用いると接続トラブルが頻発した事から PACTA の出力の内 LG を使わず HG のみで較正を行う事にした。これに伴って生じた測定内容の変更については後に述べる。

5.4 測定項目および解析方法

測定する項目を 5.3 に示した。これは較正作業後半のものである。それぞれの内容を述べる。

表 5.3: 測定項目。 V_{op} は Multi p.e. 測定で求めたゲインが 4 万となる動作電圧。

測定項目	測定する特性	印加電圧	イベント数 (照射下 + 遮光下) × 電圧点	光 量 [p.e.]
Single p.e.	ゲイン、 F ファクター	1400 V	50000 + 40000	~ 0.2
Multi p.e.	ゲイン (相対値)、 F ファクター、パルス幅	1400, 1300, 1200, 1100, 1000, 950 V	(1000 + 1000) × 6	~ 20
Multi p.e. 2nd	ゲイン (相対値)、 F ファクター、パルス幅	V_{op}	5000 + 1000	~ 20
After pulse	アフターパルスレート	V_{op}	10000	400 - 600

5.4.1 Single p.e.

目的

高い印加電圧 (較正作業前半では 1500 V、後半では 1400 V) においてゲインおよび F ファクターを求める。動作電圧よりはるかに高い理由は 1000 V 付近の動作電圧ではシグナルノイズ比があまり大きくなく、信号とペデスタルが十分分離できないためである。

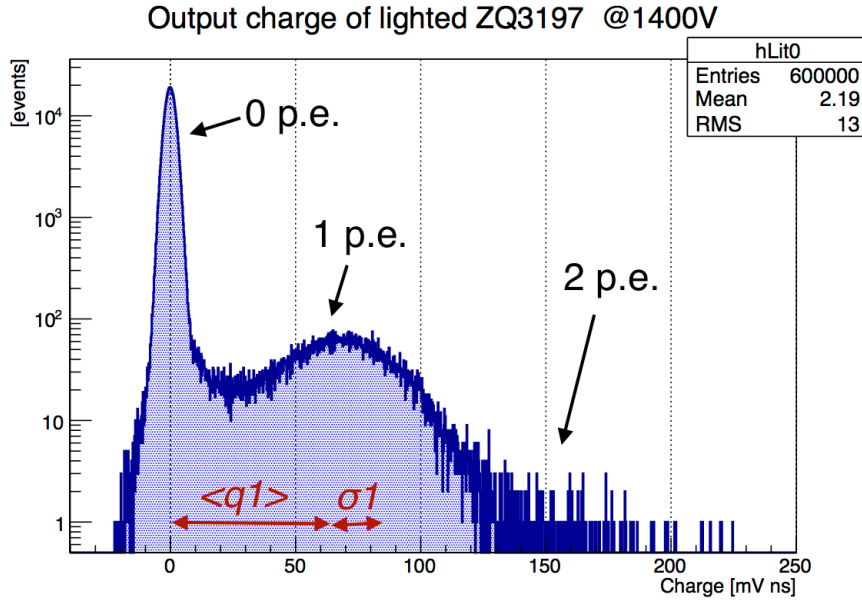


図 5.13: PMT の出力 1 イベント中の電荷量ヒストグラム

方法

この測定では PMT に照射する光を 1 イベントあたり平均 1 p.e. より十分暗い水準に抑える。これにより、1 イベント中の電荷量や波高はポアソン分布に従う離散的なピークを持つようになる。すなわち 1 p.e. 数に対応する電荷量が決定でき、ここから PMT モジュールのゲインを求めることが出来る。

$$G_{PMT} = \frac{\langle q_1 \rangle}{eG_{Amp}} \quad (5.3)$$

G_{PMT} 、 G_{Amp} はそれぞれ PMT とアンプのゲイン、 $\langle q_1 \rangle$ は電荷量の平均値、 e は素電荷である。さらに、 $\langle q_1 \rangle$ と分布の分散 σ_1 からは F ファクターを求められる。

$$F^2 = 1 + \left(\frac{\sigma_1}{\langle q_1 \rangle} \right)^2 \quad (5.4)$$

しかし、実際には電荷量の分布は p.e. 数ごとにはっきりとは分かれず、0 p.e., 1 p.e., 2 p.e., 3 p.e., ... のピークが重なり合った形をとる (図 5.4.1)。このため、多重ガウス関数でこの分布をフィッティングする解析法が行われてきた。先行研究として [34] がある。

準弾性散乱の考慮

しかし、実際の 1 p.e. の電荷分布はガウス関数には従わない。図 5.14 に示されるようにフィルターにより LD の光を遮断した状態での測定と比べると、ヒストグラムの左側の 0 mV ns のあたりまで分布が延びていることがわかる。これは第 1 段ダイノードにおける電子の準弾性散乱のためと考えられる [35]。一部の電子は衝突時に第 1 段ダイノードに与

えるエネルギーがわずかであり、その場合は平均的なイベントより小さい電荷量しか出力されないことになる。ゲイン等を算出する際はこうしたイベントも考慮する必要がある。そのためには次のような方法がある。

1. 1 p.e. より十分低いレベルの光を照射した PMT の出力電荷のヒストグラムと、同じ PMT を遮光しかつ他の条件を変えずに測定して得たヒストグラムを用意する。
2. 両ヒストグラムを 0 から -2σ (σ は遮光ヒストグラムをガウス関数でフィッティングした際の第 3 パラメータ) の範囲で積分した値を使い、大きい方のヒストグラムをスケールダウンしてペDESTALのピークの大きさを揃える (図 5.14)。
3. 各ビンごとに光を照射したヒストグラムから遮光したヒストグラムの値を差し引く。
4. 残った分布 (図 5.15) を 1 p.e. の電荷分布と考え、(5.3) によりゲインを、(5.4) により F ファクターを求める。

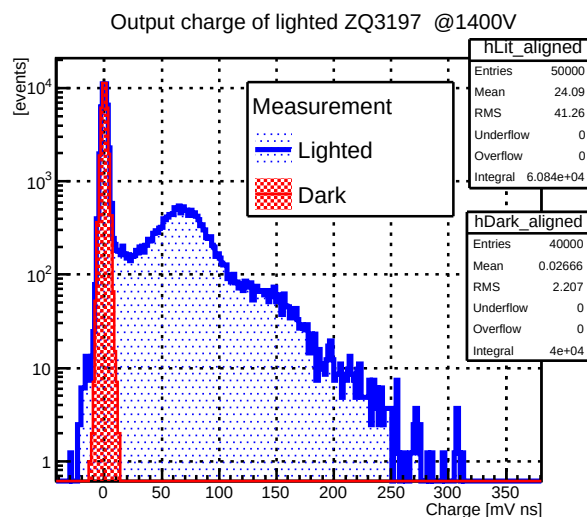


図 5.14: 光を照射した場合と遮光した場合の 1 イベント中の電荷量ヒストグラムのペDESTALのピークの位置と高さを揃えたもの。

この方法は 2 p.e. 以降のイベントの影響が 1 p.e. に比べ無視できるほど光量が小さい事を前提にしている。1 イベント中の p.e. 数の平均を 0.02 とした場合、ポアソン分布を仮定すると 2 p.e. のイベント数は 1 p.e. の 1% となる。ゲインへの影響はこの数字程度となり、 F ファクターでは式 (5.4) により平均との差の二乗で重み付けされるため大きくなるものの 4%程度と考えられる。しかしながら、この水準の光量では十分な統計数を貯めるために数十万イベントは記録する必要がある。DRS4 評価ボードはデッドタイムがあり、毎秒 300 イベントの測定が限界であった。今回の較正では 2000 本の PMT について測定を行う必要があることから、より大きな光量であっても測定が行えるよう、解析アルゴリズムを改良した。

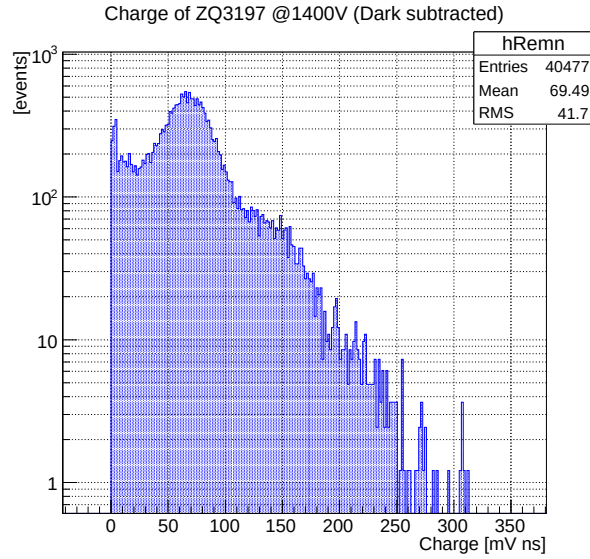


図 5.15: 遮光した場合のヒストグラムを差し引いたもの。

Multi p.e. 除去

まず前提として、1 イベント中の p.e. 数はポアソン分布に従うものと仮定する。電荷量分布の全体を 1 で正規化したものは確率分布関数と考えられ、1 p.e. の分布とポアソン分布、そしてノイズに由来するペDESTALの分布を畳み込んだものになっていると考えられる。例えば、 n p.e. の確率分布関数を p_n と書くと ($n \geq 0$)、2 p.e. の確率分布関数は、

$$p_2(x) = \frac{1}{2p_0} \int \int p_1(y)p_1(z)\delta(x-y-z)dydz = \frac{1}{2p_0} \int p_1(y)p_1(x-y)dy \quad (5.5)$$

と推定できる。逆に 1 p.e. の分布が分かれば測定された分布が再現できるはずである。そこで第 1 段階として元の電荷分布のヒストグラムから遮光したヒストグラムを差し引いて作った分布をそのまま 1 p.e. の確率分布であると考え、この時に差し引く前後のヒストグラムの面積から p_0 も決めることができる。この暫定的な 1 p.e. 分布から式 5.5 を用いて 2 p.e. の分布を、また同様にして 3 p.e. と 4 p.e. の分布を推定する (図 5.16)。そして、これら 2 p.e. 以降の分布を暫定的な 1 p.e. の分布から差し引き、その結果を新たな 1 p.e. の分布として再び 2 p.e. 以降の分布を推定する (図 5.16)。この作業を繰り返すと次第に分布が収束していく。今回の較正では、6 回繰り返したのちに得られた分布 (図 5.18、5.19) から 1 p.e. の分布として用いた。ただし、負の値を持つビンについては隣接するビンの正の値と相殺するようにした。あとは既に述べたように式 (5.3) と (5.4) を用いてゲインと F ファクターを得る。

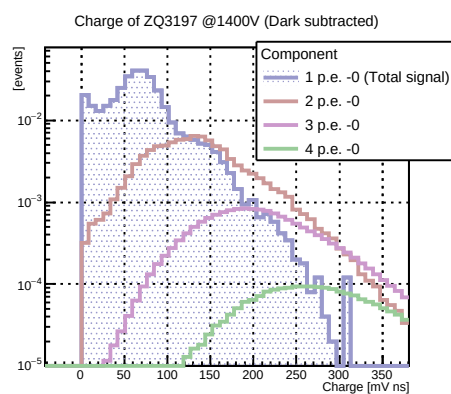


図 5.16: 分布の推定第1段階

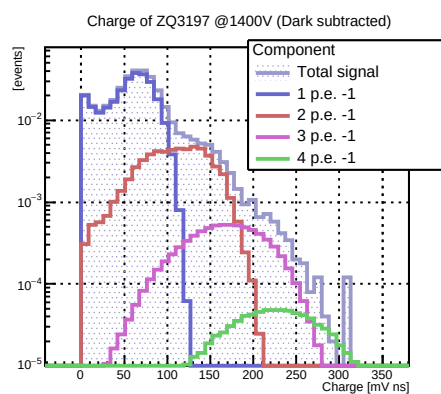


図 5.17: 分布の推定第2段階

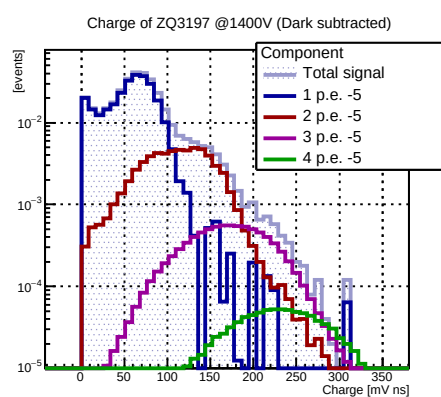


図 5.18: 分布の推定第6段階

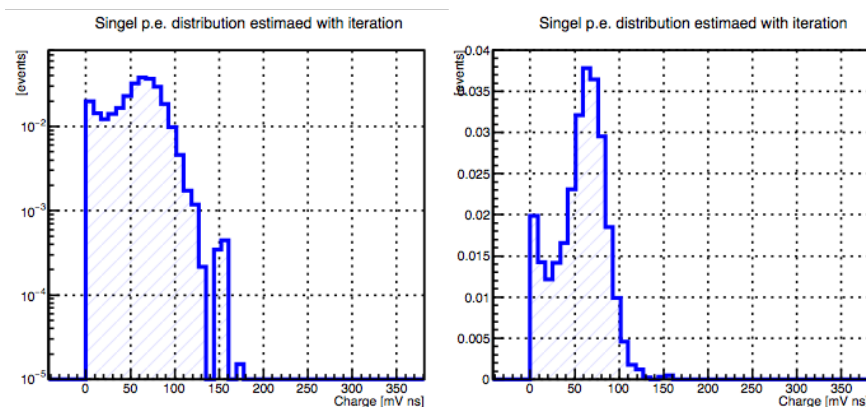


図 5.19: 最終的に採用する 1 p.e. の分布。縦軸は左図では対数表示、右図では線型に直してある。

5.4.2 Multi p.e.

目的

850 - 1500 V の間のいくつかの電圧で測定を行い、ゲイン vs. 印加電圧曲線を描き Single p.e. 測定の結果と合わせることでゲイン 4 万を与える動作電圧 (V_{op}) を決定する。また同時にパルス幅の測定と F ファクターが正しい値を出しているかのチェックを行う。

方法

Multi p.e. 測定では数十 p.e. レベルで一定の光量を照射しつつ印加電圧を変えながら電荷量とパルス幅の測定を行なっていき、各電圧での電荷量の相対値と分散、パルス幅の変化を見る。電荷量の相対値からは Single p.e. 測定の結果と合わせて ゲイン vs. 印加電圧曲線を求め、ゲイン 4 万を与える動作電圧を決定する。電荷量の分散は Single p.e. で得た F ファクターが Multi p.e. 測定の実験データと反していないかの確認に用いる。なお、前述のように、較正作業前半では PACTA の High Gain チャンネル (HG) と Low Gain チャンネル (LG) を、後半では HG のみを使用した。そのため印加電圧に伴って PMT のゲインを大きく変化させる Multi p.e. 測定では測定・解析に変更が生じている。これについては次の小節で述べる。

ゲイン vs. 印加電圧曲線 ここで測定するゲインは前節で測定した絶対値と異なり印加電圧に応じた相対値である。数十 p.e. レベルで一定の光量を照射しつつ印加電圧を変えながら電荷量の測定を行なっていくと、各印加電圧での相対的なゲインが得られる。Single p.e. の測定で得たゲインに、同電圧（前半は 1500 V、後半では 1400 V）で測定した Multi p.e. の値を合わせることで、各電圧でのゲインが求められる。これを式 (5.1) でフィッティングしたものをゲイン vs. 印加電圧曲線とし、ゲインを 4 万にする電圧を決定する。最後にこの電圧で再度測定を行なって精度を高めた。

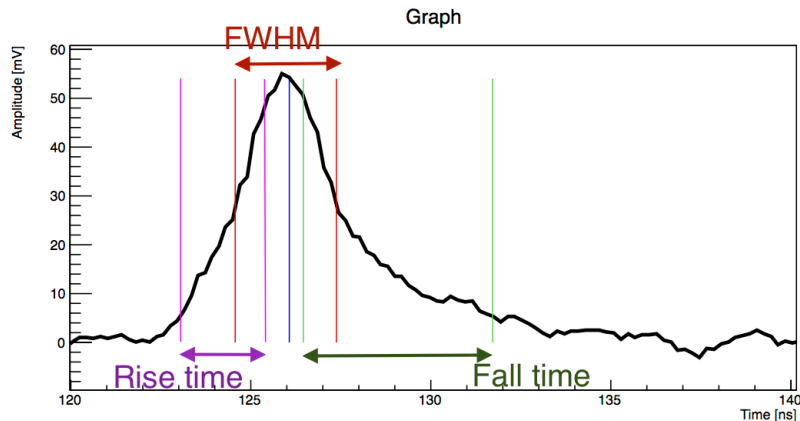


図 5.20: PMT ZQ3197 の動作電圧で測定した波形の一例。

F ファクター 各電圧で測定した電荷量分布から F ファクターも計算できる。平均値と分散をそれぞれ m 、 σ 、また前節で求めた 1 p.e. 電荷量を p.e. と表すと、 F ファクターは

$$F_m^2 = \frac{(\sigma/\text{p.e.})^2}{m/\text{p.e.}} \quad (5.6)$$

と計算できる。この方法は Single p.e. 測定で求めた 1 p.e. 電荷量、すなわちゲインに依存しているため完全に独立ではないが、正しい F ファクターおよびゲインが求められているか確認のために行った。

パルス幅 一連の測定においてパルス波形の測定も同時に行った。各イベントごとに FWHM (波高がピーク値の 50% に達してから再び 50% を切るまでの時間)、上昇時間 (波高がピーク値の 10% を達してから 90% に達するまでの時間)、下降時間 (同じく 90% を切ってから 10% を切るまでの時間) を求め (図 5.20)、全イベントについて平均した。PMT 出力電圧のサンプリングスピードは 5.3.3 で言及したように 5 GSampling/s とし、各時間スライス間は直線で結び閾値の線と交わる時刻を計算した。

測定内容の変更点

PACTA の HG と LG を使用した測定 LG を使用した測定で必要となる、両者から得られる電荷量を合わせる手続きについて説明する。HG だと波高が DRS4 評価ボードのレンジ上限に達してしまう可能性がある 1400 V、1500 V での測定は LG を、それより低い電圧では HG のデータを使ってきた。ゲイン vs. 印加電圧曲線を描くには両者によるグラフをつなぐ必要がある。そのため、HG と LG の両方が有効に使える 1200 V と 1300 V で測定した電荷量の比の平均をとり、LG での値を HG に合わせた。これを図に表すと 5.21 のようになる。HG の方に合わせたのは最終的には図 5.22 のように HG で測定した Single p.e. 電荷量との比が問題になるためである。

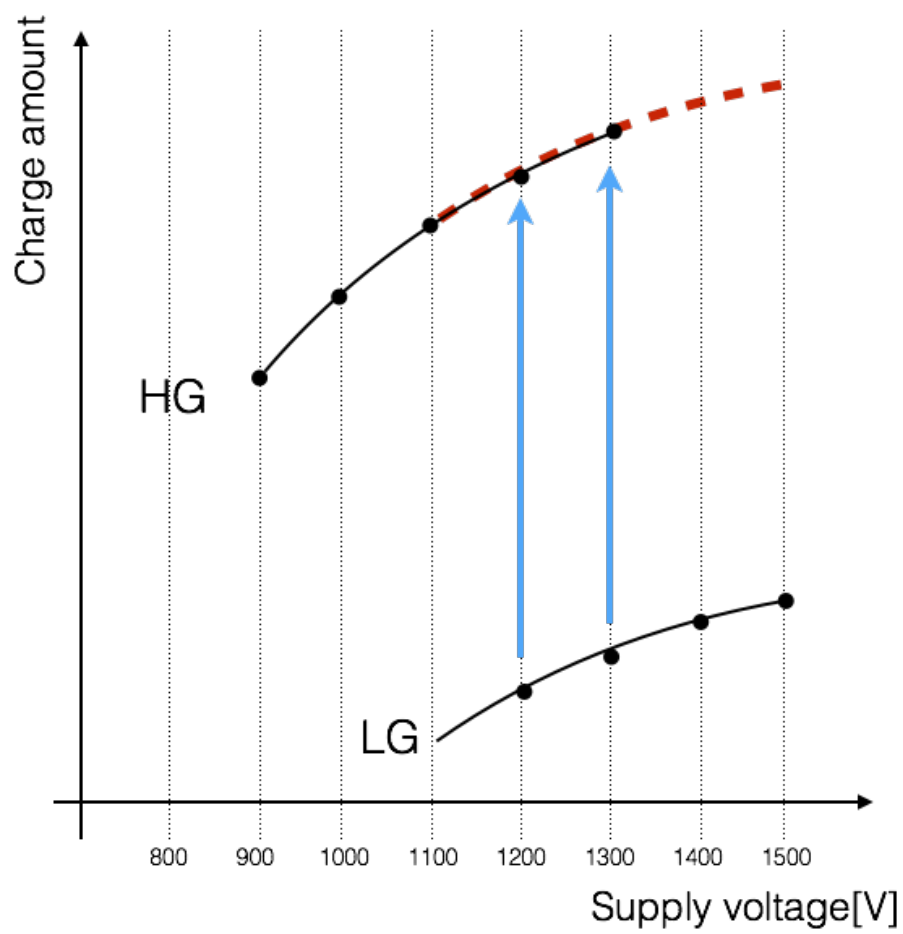


図 5.21: 較正前半では 1200 V と 1300 V での測定値を用い、低ゲイン (LG) での電荷量 vs. 印加電圧を高ゲイン (HG) での値に直した。

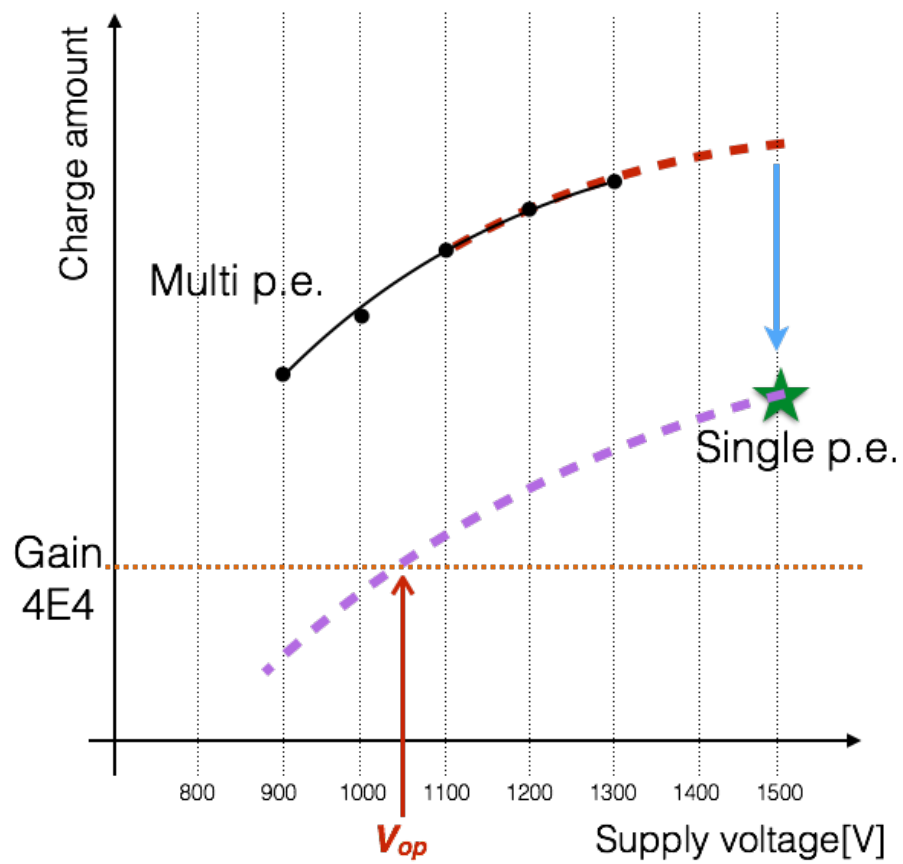


図 5.22: 較正前半でのゲイン vs. 印加電圧曲線の描き方。HG での値に直した Multi p.e. 測定の曲線を 1500 V の点で Single p.e. 測定で得たゲインの絶対値と合わせる。

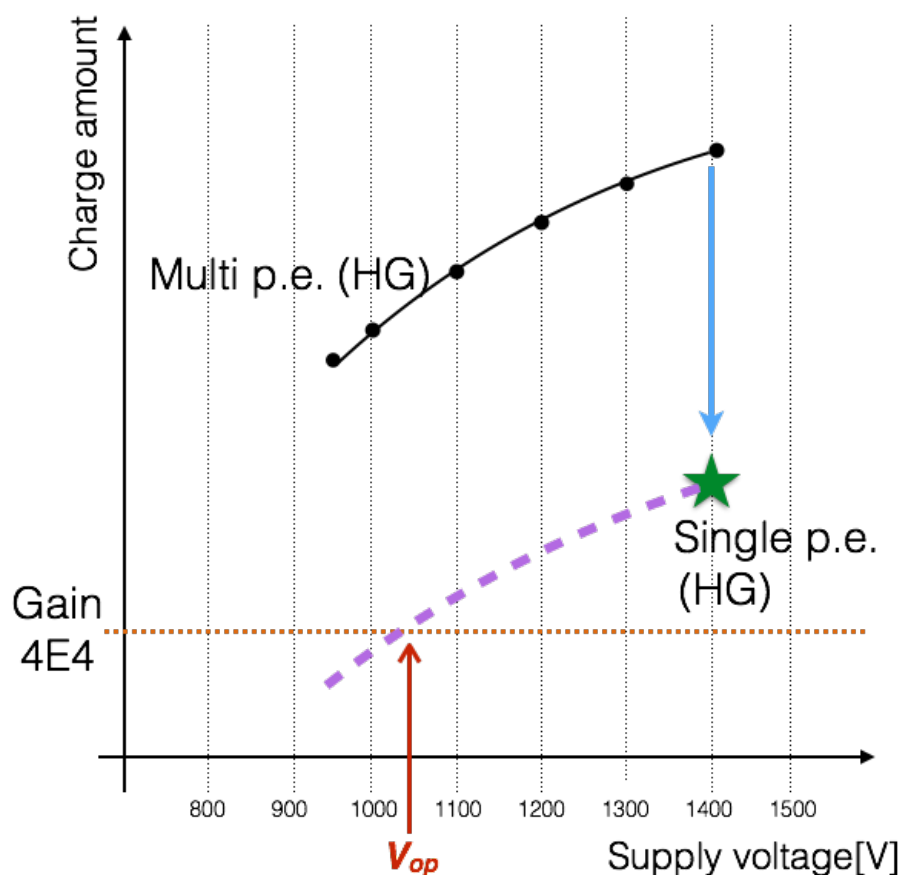


図 5.23: 較正後半でのゲイン vs. 印加電圧曲線の描き方。Multi p.e. の曲線も HG のみを用い、1400 V の点で Single p.e. 測定で得たゲインの絶対値と合わせる。

PACTA の HG のみを使用する測定 第一点として、HG の出力が DRS4 の上限に達するのを防ぐため光量を落とし、1500 V での測定は行わないことにした。次に上述した HG と LG から得られる電荷量を合わせる手続きは不要となり、図 5.23 のように HG のみによる曲線を Single p.e. の結果に合わせるように変更した。

5.5 ゲインおよび F ファクター測定の信頼性

前章で述べた通り、測定時間短縮のためにゲインおよび F ファクターについては新しい測定法を使っている。そこで較正の結果の前に、その信頼性の検証についてを述べる。

5.5.1 ゲインおよび F ファクター

リファレンス PMT の測定結果不定性

まずはリファレンスとして毎度設置していた PMT の測定結果にどれほどの再現性が見られたかである。リファレンス PMT は較正前半では ZQ3197 を、後半では ZQ3197 と

ZQ7532 を用いていた。これらの Single p. e. によるゲインと F ファクター測定の結果をそれぞれ表 5.4 と 5.5 にまとめた。前半と後半では測定した電圧が異なり、それぞれ 1500 V、1400 V である。同じ ZQ3197 でも、前半の測定の方が結果のばらつきが大きくなっている。標準偏差で表すとゲインには前半約 $\pm 6\%$ 、後半約 $\pm 3\%$ の、 F^2 には 前半約 $\pm 4\%$ 、後半約 $\pm 1\%$ ランダムな誤差がある事になる。ただし、ウォーミング等の効果によって実際に PMT のゲインが変化した分も含まれている可能性がある。また、系統的な誤差は別の方法で見積もる必要があるが、現段階ではまだできていない。

表 5.4: リファレンス PMT のゲイン。括弧内は平均に対する割合である。

ゲイン	平均	標準偏差	最大値	最小値	図
ZQ3197 (前半、1500V)	467×10^3	$27 \times 10^3 (\pm 6\%)$	$510 \times 10^3 (+9\%)$	$368 \times 10^3 (-21\%)$	5.24
ZQ3197 (後半、1400V)	291×10^3	$6 \times 10^3 (\pm 2\%)$	$316 \times 10^3 (+9\%)$	$272 \times 10^3 (-7\%)$	5.25
ZQ7532 (後半、1400V)	307×10^3	$8 \times 10^3 (\pm 3\%)$	$334 \times 10^3 (+9\%)$	$294 \times 10^3 (-4\%)$	5.26

表 5.5: リファレンス PMT の F ファクター。括弧内は平均に対する割合である。

F^2	平均	標準偏差	最大値	最小値	図
ZQ3197 (前半、1500V)	1.233	0.046 ($\pm 4\%$)	1.466 (+19%)	1.193 (-3%)	5.27
ZQ3197 (後半、1400V)	1.225	0.015 ($\pm 1\%$)	1.314 (+7%)	1.184 (-3%)	5.28
ZQ7532 (後半、1400V)	1.198	0.008 ($\pm 1\%$)	1.230 (+3%)	1.181 (-2%)	5.29

新しい解析アルゴリズムの検証

5.4 節で述べたように、Single p.e. 測定における 複数光電子イベント混入の影響は光量を小さくする事で抑えられる。図 5.30 を 5.15 と比較すると違いが確認できる。

ここでは、6 本の PMT について較正 (~ 0.2 p.e.) で得たゲインおよび F ファクターと ~ 0.03 p.e. で時間をかけて測定した値とを比較した結果を表 5.6 - 5.11 に掲げる。

まず 0.03 p.e. レベルでの測定結果において、3.4 節で述べた方法で複数光電子イベントを排除した場合としない場合の差を見してみる。ゲイン、 F ファクターとも約 2%以内となり、この光量では 複数光電子イベントの影響が小さくなっている事が確かめられた。

次にこの結果と 0.2 p.e. レベルで測った較正の結果とを比べてみる。どのケースでも複数光電子イベントを排除した解析結果の方が 0.03 p.e. レベルでの結果に近い。ゲインに関しては、8 %程度の差になっているものが多く、前小節で述べた誤差を超えているが、0.03 p.e. 光量測定と比べて大きい数値も小さい数値もあり、両者の統計に依存する誤差が

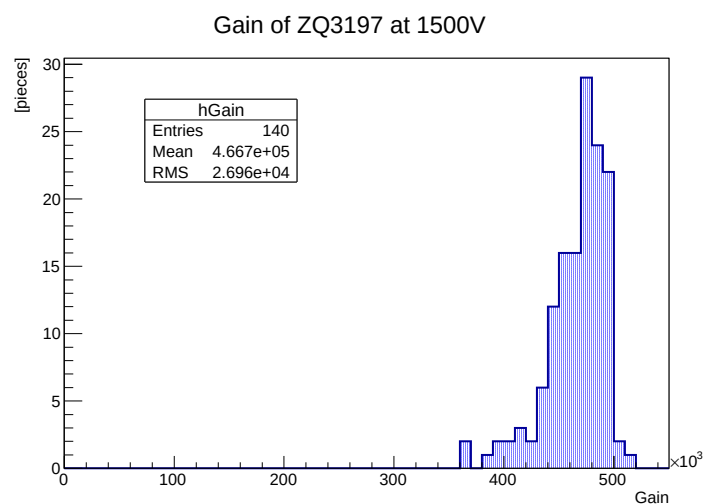


図 5.24: リファレンス PMT ZQ3197 の較正前半における single p.e. ゲイン測定の結果。
印加電圧は 1500V。

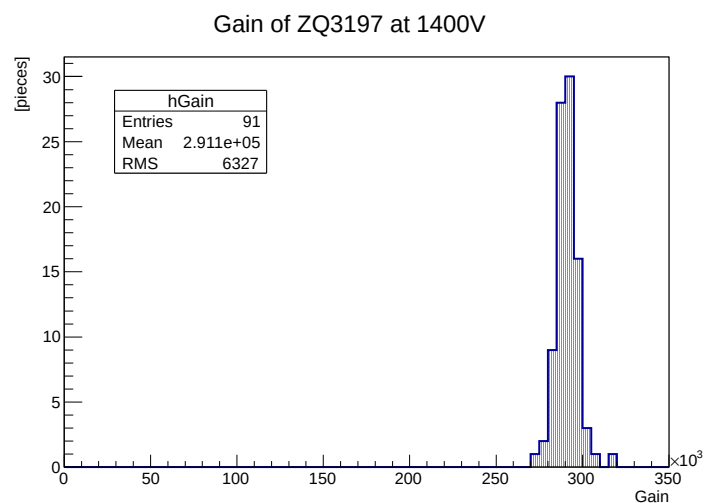


図 5.25: リファレンス PMT ZQ3197 の較正後半における single p.e. ゲイン測定の結果。
印加電圧は 1400V。

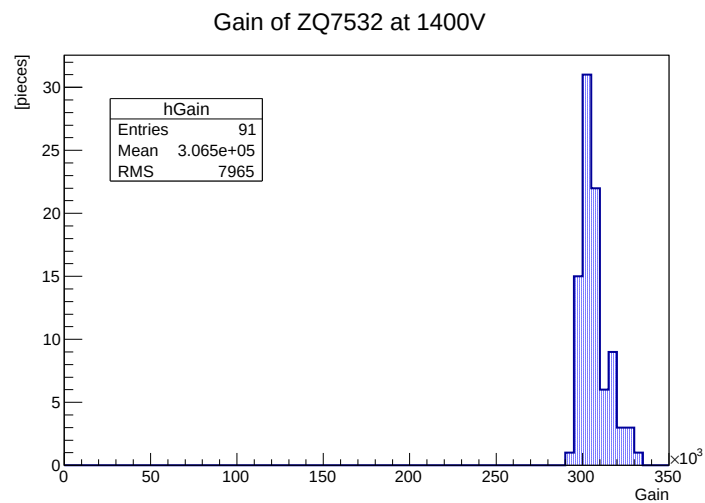


図 5.26: リファレンス PMT ZQ7532 の較正後半における single p.e. ゲイン測定の結果。印加電圧は 1400V。

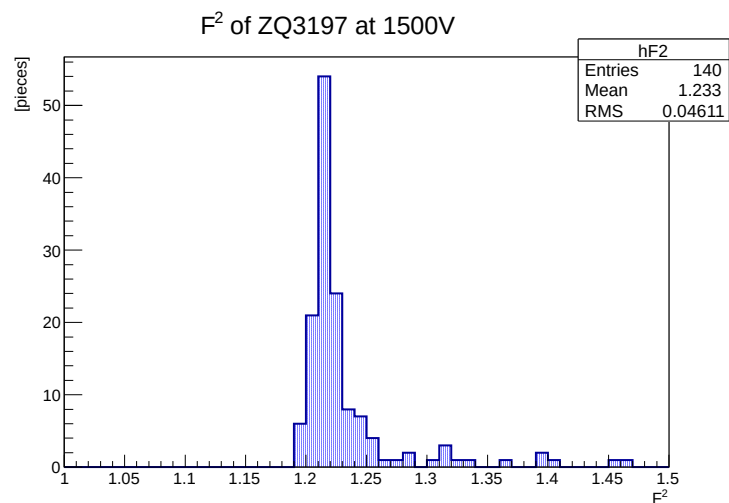


図 5.27: リファレンス PMT ZQ3197 の較正前半における single p.e. F ファクター測定の結果。印加電圧は 1500V。

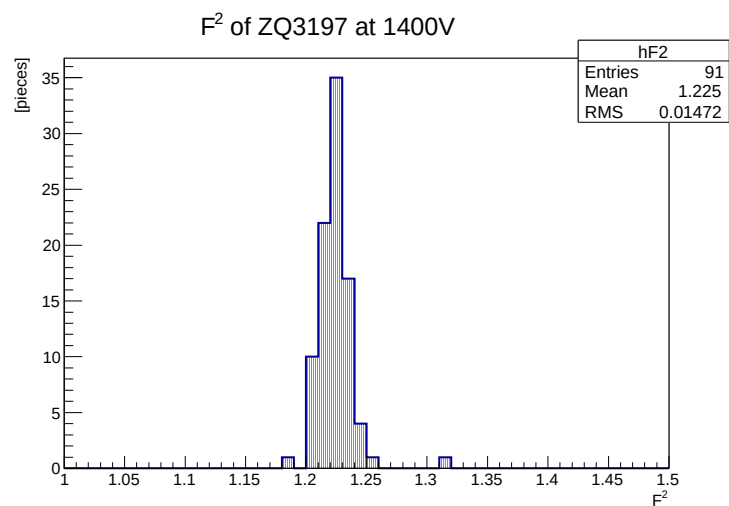


図 5.28: リファレンス PMT ZQ3197 の較正後半における single p.e. F ファクター測定の結果。印加電圧は 1400V。

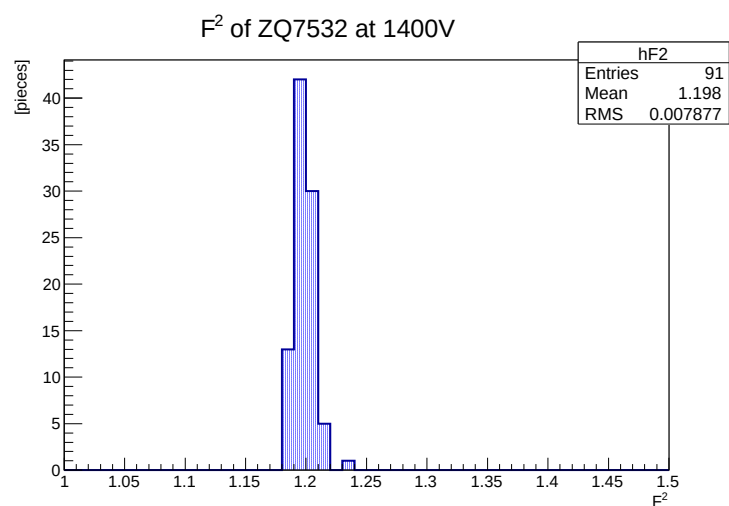


図 5.29: リファレンス PMT ZQ7532 の較正後半における single p.e. F ファクター測定の結果。印加電圧は 1400V。

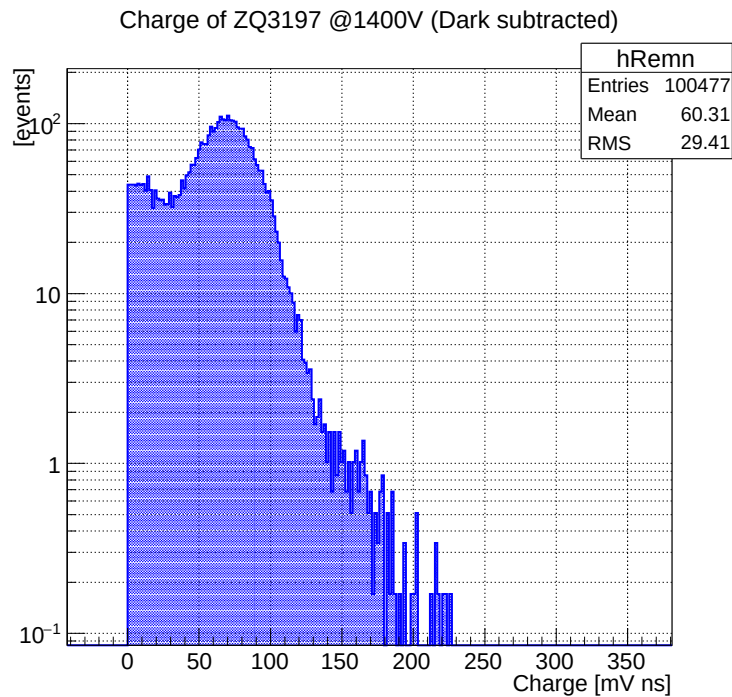


図 5.30: PMT ZQ3197 について、1 イベント中の平均光電子数約 0.03 p.e. に抑えて測定した電荷分布からペDESTALを差し引いたもの。

合成されたものの可能性がある。一方で F^2 の差はおおむね 2% に収まっている。以上から、ゲインについては $\pm 10\%$ 程度の誤差が発生する可能性がある。 F ファクターについては大部分が $\pm 1 - 2\%$ の精度を示している。

考察

前半のゲイン測定結果が大きな分散を示した理由を考えてみる。その特徴は図 5.24 に見える通り、一部の測定結果が低いゲインを示していることにある。

このような場合の 1 p.e. 電荷分布の例を図 5.31 に示した。5.15 と比較すると横軸 0 付近で値が大きくなっていることがわかる。この 0 付近に大きなピークがあるか無いかによって平均値と分散が大きく影響されている。また、このような構造はペDESTALの幅が狭い 1500V での測定でようやく現れ、あるいは現れないという、統計に依存する出現の仕方をしていると考えられる。このピークが真に存在するものであるか、今後慎重に検討していく必要がある。

表 5.6: ZQ3197。～ 0.2p.e. の数値に関しては 91 回の測定の平均と標準偏差を記した。括弧内は～ 0.03p.e.、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ3197	ゲイン (1400V)		F^2	
Multi p.e. 排除	なし	あり	なし	あり
～ 0.03p.e.	314×10^3 (100.0%)	308×10^3 (98.1%)	1.24 (100.0%)	1.22 (98.4%)
～ 0.2p.e.	$362(\pm 8) \times 10^3$ (115.3%)	$(291 \pm 6) \times 10^3$ (92.7%)	1.35 ± 0.01 (109.0 %)	1.23 ± 0.02 (98.8%)

表 5.7: ZQ7532。～ 0.2p.e. の数値に関しては 91 回の測定の平均と分散を記した。括弧内は～ 0.03p.e.、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ7532	ゲイン (1400V)		F^2	
Multi p.e. 排除	なし	あり	なし	あり
～ 0.03p.e.	283×10^3 (100.0%)	277×10^3 (97.9%)	1.24 (100.0%)	1.22 (98.4%)
～ 0.2p.e.	$(390 \pm 12) \times 10^3$ (137.8%)	$(307 \pm 8) \times 10^3$ (108.5%)	1.34 ± 0.01 (107.8%)	1.20 ± 0.01 (96.6%)

表 5.8: ZQ4504。括弧内は～ 0.03p.e.、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ4504	ゲイン (1400V)		F^2	
Multi p.e. 排除	なし	あり	なし	あり
～ 0.03p.e.	272×10^3 (100.0%)	267×10^3 (98.2%)	1.24 (100.0%)	1.22 (98.4%)
～ 0.2p.e.	380×10^3 (139.7%)	313×10^3 (115.1%)	1.33 (107.2%)	1.23 (99.2%)

表 5.9: ZQ4568。括弧内は $\sim 0.03\text{p.e.}$ 、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ4568	ゲイン (1400V)		F^2	
	なし	あり	なし	あり
$\sim 0.03\text{p.e.}$	295×10^3 (100.0%)	290×10^3 (98.3%)	1.23 (100.0%)	1.22 (99.2%)
$\sim 0.2\text{p.e.}$	373×10^3 (126.4%)	315×10^3 (106.8%)	1.30 (105.7%)	1.21 (98.4%)

表 5.10: ZQ5009。括弧内は $\sim 0.03\text{p.e.}$ 、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ5009	ゲイン (1400V)		F^2	
	なし	あり	なし	あり
$\sim 0.03\text{p.e.}$	343×10^3 (100.0%)	338×10^3 (98.5%)	1.21 (100.0%)	1.20 (99.2%)
$\sim 0.2\text{p.e.}$	434×10^3 (126.5%)	362×10^3 (105.5%)	1.30 (107.4%)	1.21 (100.0%)

表 5.11: ZQ5562。括弧内は $\sim 0.03\text{p.e.}$ 、Multi p.e. イベントを排除しない場合を 100%として表した割合。

ZQ5562	ゲイン (1400V)		F^2	
	なし	あり	なし	あり
$\sim 0.03\text{p.e.}$	236×10^3 (100.0%)	232×10^3 (98.3%)	1.21 (100.0%)	1.19 (98.4%)
$\sim 0.2\text{p.e.}$	280×10^3 (118.6%)	233×10^3 (98.7%)	1.28 (105.8%)	1.19 (98.4%)

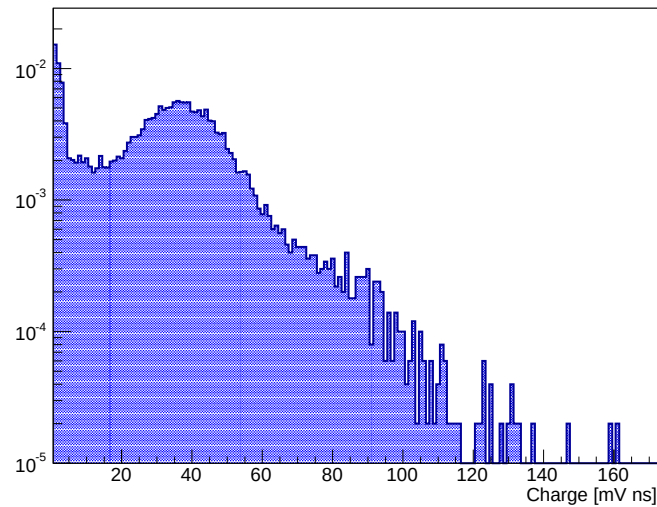


図 5.31: PMT ZQ7532 の Single p.e. 測定でゲインが低く出ているケースの出力電荷分布。

5.6 結果

5.6.1 較正作業の経過

2014 年 12 月 8 日までに 2027 本中 936 本の較正が終了した。このうち動作不良が 8 本見つかった。

5.6.2 PACTA の取り付けにおける間違い

較正作業と PACTA の PMT への取り付けを途中まで進めた段階で、PMT 約 500 本分の PACTA の取り付けに間違いがあったことが分かった。PMT と取り付けるべき PACTA の減衰ファクターの表が 5.1 と合っていないものを提供してしまった事が原因であった。HPK データシートでの動作電圧が 890 - 900 V の PMT と 970 - 990 V の PMT に減衰ファクター 2.0 のものを取り付けてしまっていた。同時に計画では 2.0 の PMT が約 500 個不足する事になった。以下に述べる較正の結果を踏まえつつ善後策を検討している。

以下特性ごとに較正の結果を記述するが、アフターパルスについては埼玉大学の永吉勤の修士論文に譲ることとし、ゲイン、 F ファクター、パルス幅について報告する。

5.6.3 ゲイン vs. 印加電圧曲線・動作電圧

動作電圧曲線は例えば図 5.32 のように得られた。ここで、フィッティング関数は (5.1) から (5.7) に変更してある。

$$Gain = a(V - 350)^b + c \quad (5.7)$$

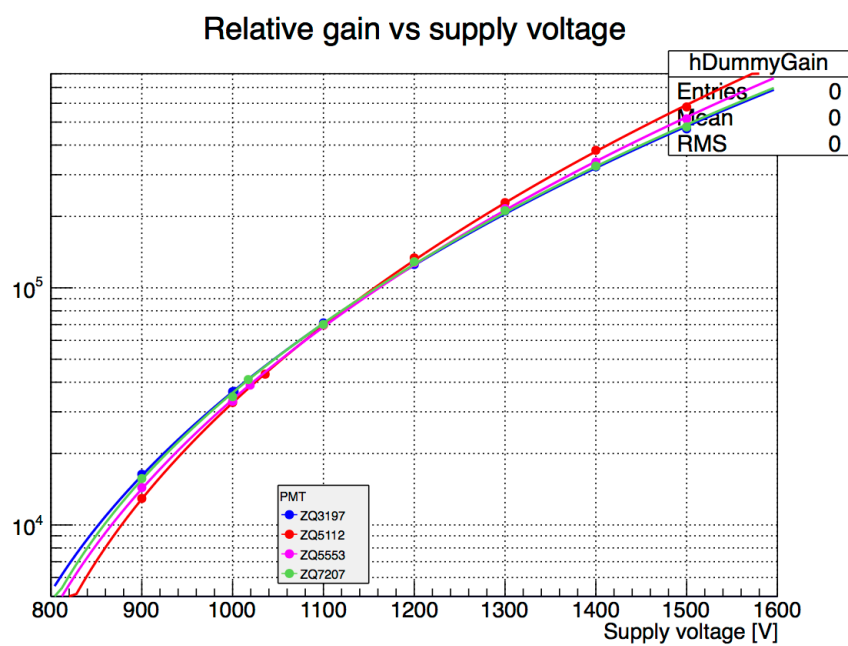


図 5.32: 較正で得られたゲイン vs. 印加電圧曲線を 4 本の PMT について示した。

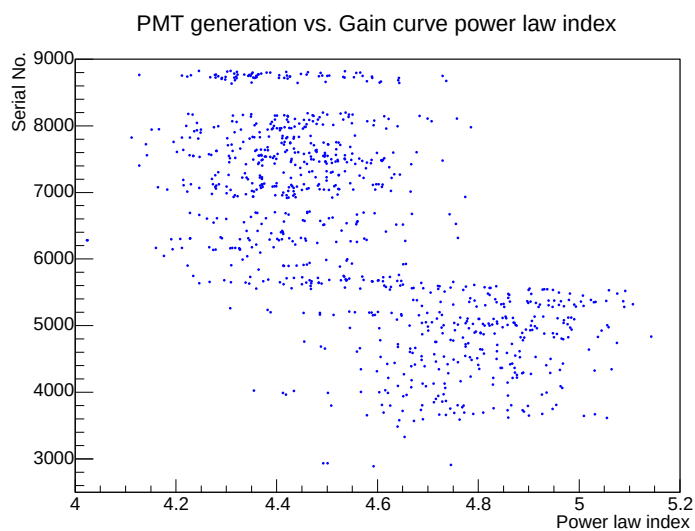


図 5.33: 横軸はフィッティング関数 (5.7) のべき指数。縦軸は PMT R11920-100 のシリアル番号で、上に行くほど最近製造されたものである。

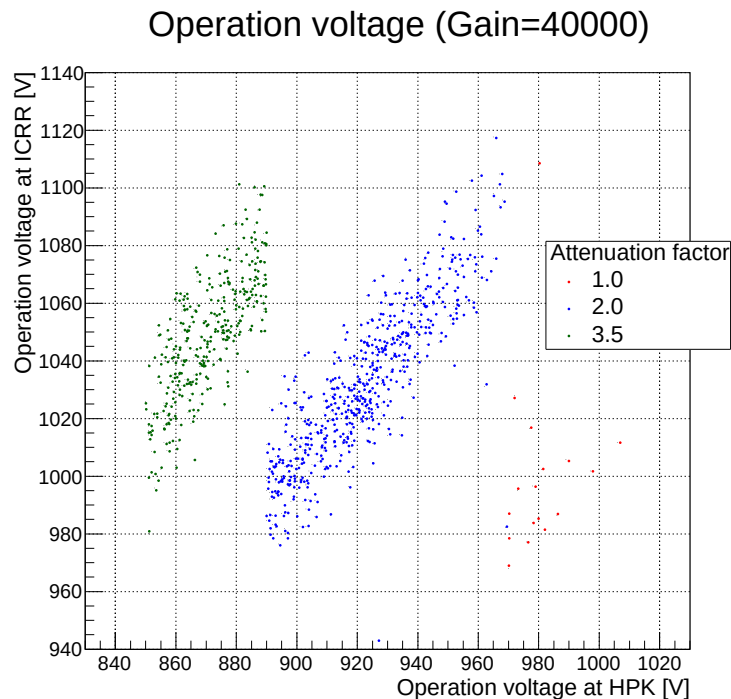


図 5.34: 横軸と縦軸にそれぞれ HPK と今回の較正で測定したゲイン 4 万を与える動作電圧を示した。また、赤、青、緑色はそれぞれ PACTA の信号分割係数が 1.0, 2.0, 3.5 であることを示す。

この変更はべき指数には製造時期によって顕著な違いがある事が判明したことによる。PMT 先に製造されたものから順にシリアル番号が振られているが、およそシリアル番号 5500 を境に、べきの平均値が約 4.8 から 約 4.4 にシフトしていた。これは CTA 側からの要求によりゲイン引き下げのための製造工程変更があった事に伴うものと考えられる。この変化をそのまま (5.1) にあてはめると信号分割適用後の動作電圧に 5 - 10 V ほどの違いが生じることになる。しかし、関数を (5.7) に変更しパラメータを増やしてフィッティングし直すと他の 2 つのパラメータに吸収され動作電圧への影響は小さい事が分かった。図 5.33 に示したのは (5.7) でフィッティングして得られたべき指数である。シリアル番号 5500 あたりを境にべき指数が小さい方へシフトしている。

このフィッティング曲線から求めた動作電圧を HPK 提供のデータシートの値に対して示したのが図 5.34 である。HPK による動作電圧が同じ PMT であっても、較正の結果得られた値はかなり散らばっている事がわかる。

図 5.35 にはシリアル番号が小さいものと大きいものの違いを示した。オレンジとシアンの直線は HPK による動作電圧値に基づき、信号分割を施した PMT モジュールの動作電圧を推定したものである。関数型は (5.7) である。パラメータは較正を行った PMT のシリアル番号の小さいものと大きいものについてゲイン vs. 印加電圧曲線のフィッティング結果の中央値をそれぞれ代入した。マゼンタの直線は信号を減衰させていない場合を表す。

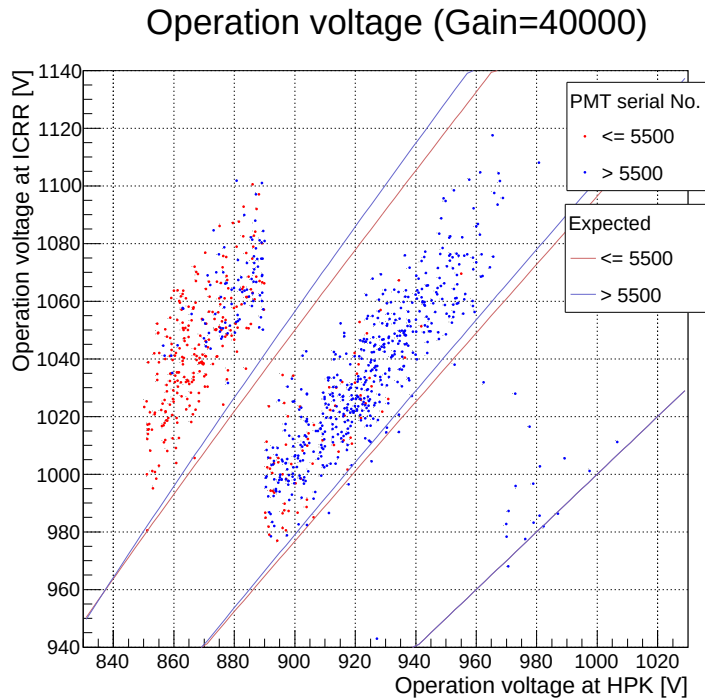


図 5.35: 赤い点はシリアル番号が 5500 以下の PMT、青い点は 5500 より大きい PMT である。また直線はデータシートの値から信号分割を施した後の動作電圧を推定したものである。

HPK の測定と一致していれば点はこれらの直線の周辺に分布するはずである。しかし実際に得られた PMT の動作電圧は直線よりも高い値を中心に分布していた。一方、シリアル番号による分布の違いは、製造時期が後になると動作電圧が高くなる傾向にある事による。較正による値とデータシートの値との関係という点では分布のばらつきと比べ測定点、予測ラインともにシリアル番号による大きな違いは見られない。そのため以降は区別せず扱うものとする。

次に、HG と LG を用いた測定と HG のみによる測定の違いを図 5.36 に示した。HG と LG を用いた PMT を表す赤い点が、HG のみを較正に用いた PMT の青い点よりも高い値に分布する傾向が見て取れる。またマゼンタの直線は (5.7) のパラメータに較正を行った PMT 全体のフィッティング結果の中央値を代入したものである。わかりやすくするため、次の図 5.37 と 5.38 に各 PMT の較正結果による動作電圧と推定直線に HPK による動作電圧を代入して得られた値との差の割合をヒストグラムにして示した。両者の間にオフセットがある事が分かる。また、それぞれにおいて標準偏差は 1.2% 程度である。

5.6.4 F ファクター

較正した各 PMT について Single p.e. と Multi p.e. による F^2 の測定値を図 5.39 に示した。Single p.e. による測定は平均値が 1.22 で、分散が 0.02 の範囲で分布している。一

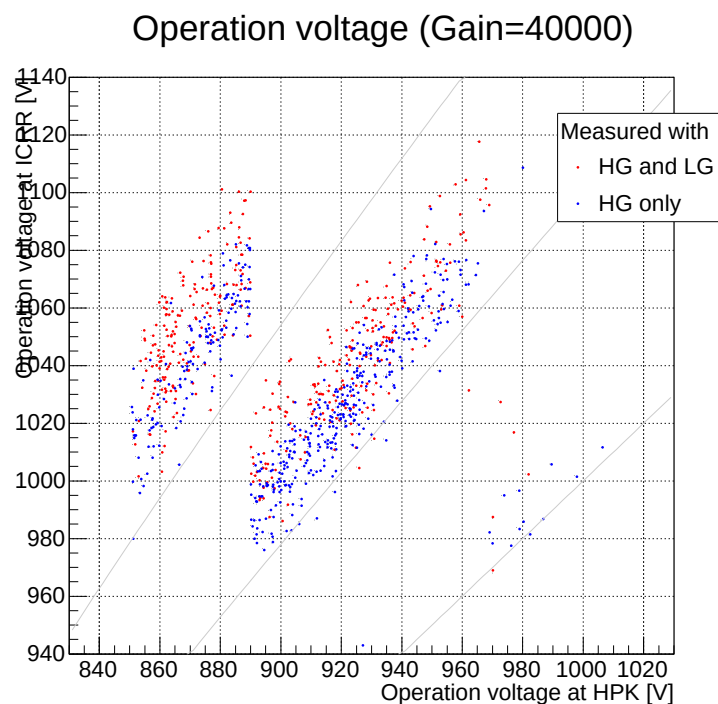


図 5.36: 赤い点は HG と LG を用いて測定した PMT、青い点は HG のみで測定した PMT である。直線はデータシートからの予想である。

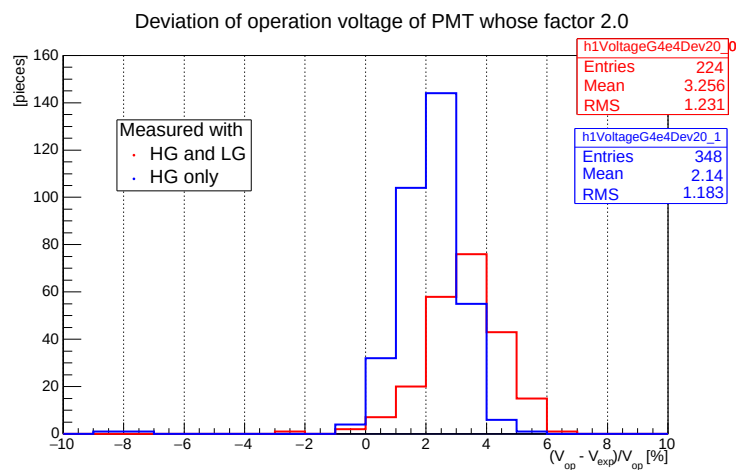


図 5.37: 減衰ファクター 2.0 の PMT について、測定された動作電圧と予想された値との差を割合で示した。測定値は予測値より 3%前後高くなっており、また HG と LG を使って測定した方が高く分布している。

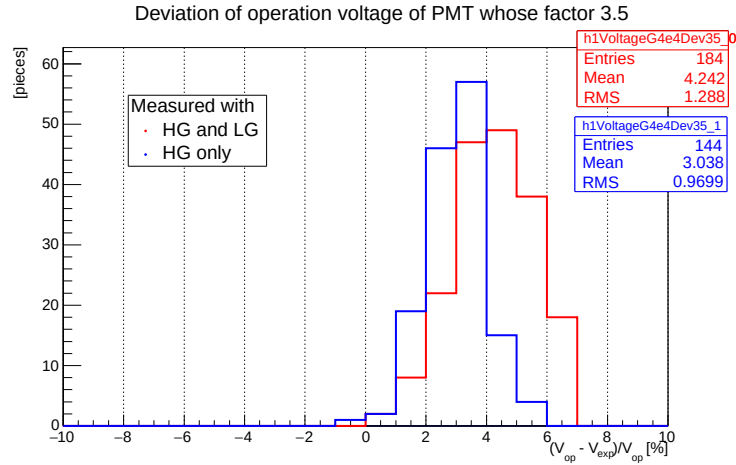


図 5.38: 減衰ファクター 3.5 の PMT について、測定された動作電圧と予想された値との差を割合にしたもの。5.37 と同様の傾向を示し、測定値と予測値の差は 4%ほどある。

方 Multi p.e. による測定値は平均が 1.19 と 2.5% 低く、分散は 0.07 と広い範囲に散らばった。

5.6.5 パルス幅

FWHM

各印加電圧に対するパルス幅の FWHM は図 5.40 のようになる。フィッティング関数は

$$f(V) = a + b \left(\frac{V - 350}{8} \right)^c \quad (5.8)$$

である。1500 V の点で増加に転じているように見えるが、この電圧では PACTA の HG が飽和するため LG のデータを用いている。PACTA の LG は周波数帯域が約 360 MHz までと、約 480 MHz の HG よりやや狭く追従できていないためと考えられる。動作電圧での FWHM について較正した PMT の平均値は 2.845 ns、分散は 0.126 ns となり、928 本中 831 本と大部分の PMT の FWHM が要求の 3 ns 以下となった（図 5.41）。また、印加電圧との 2 次元ヒストグラム 5.42 を見ると、動作電圧が高い PMT ほどパルス幅が短い相関が確認できるものの、ばらつきも大きい。

上昇時間

較正した PMT の上昇時間の平均値は 2.241 ns、分散は 0.068 ns であった。

下降時間

下降時間については FWHM や上昇時間に比べノイズによる影響が大きく、正確な解析が出来ていない。今後の課題である。平均値は 5.5 ns となったがこれよりも若干大きいと思われる。

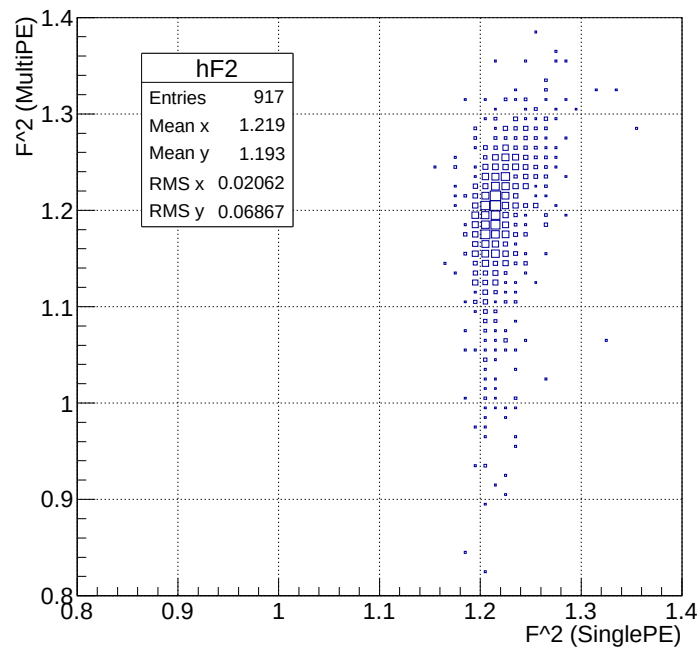


図 5.39: F ファクターの平方をとった F^2 の、Single p.e. と Multi p.e. での測定値を散布図にしたもの。

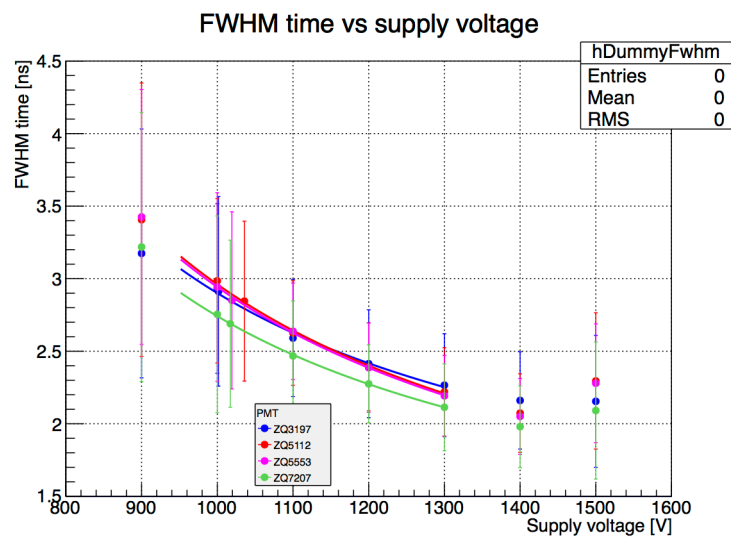


図 5.40: 4 本の PMT についてパルス幅の FWHM を各印加電圧に対して示した。エラーバーは測定値の分散である。

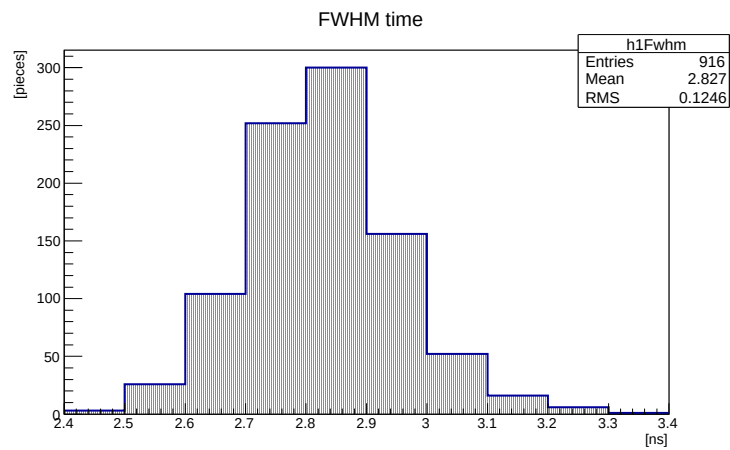


図 5.41: 較正した PMT の出力パルスの FWHM の平均値の分布。

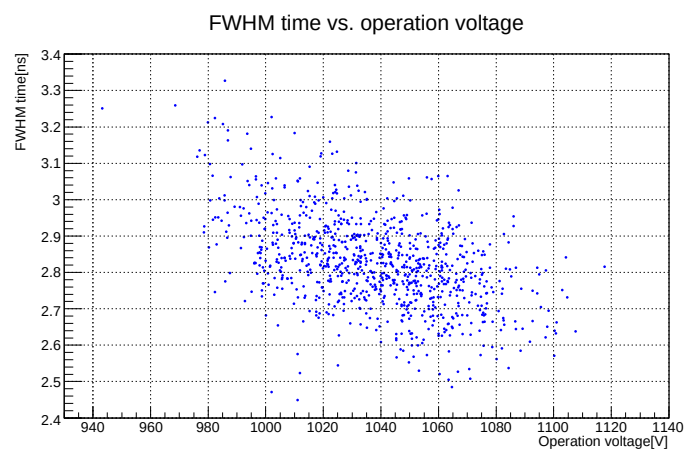


図 5.42: 動作電圧に対する PMT 出力パルスの FWHM の分布。

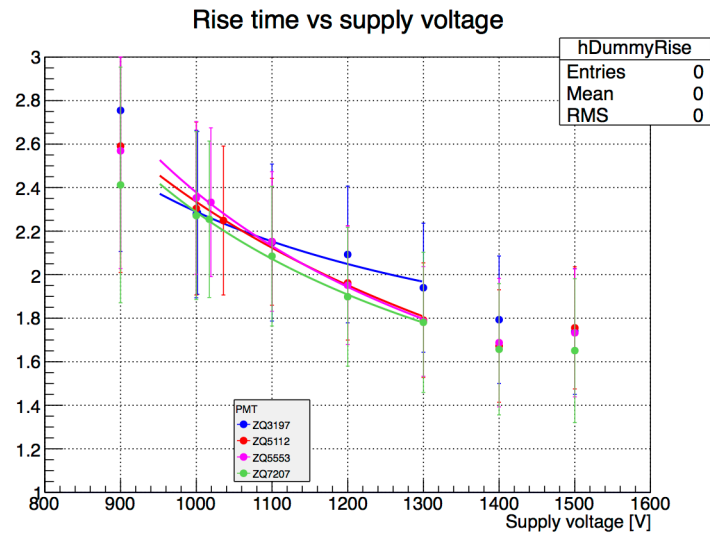


図 5.43: 4 本の PMT についてパルスの上昇時間を各印加電圧に対して示した。エラーバーは測定値の分散である。

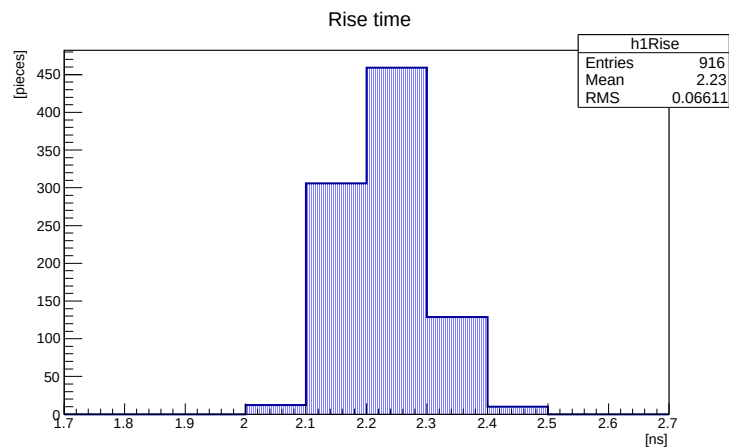


図 5.44: 較正した PMT の出力パルスの 上昇時間 の平均値の分布。

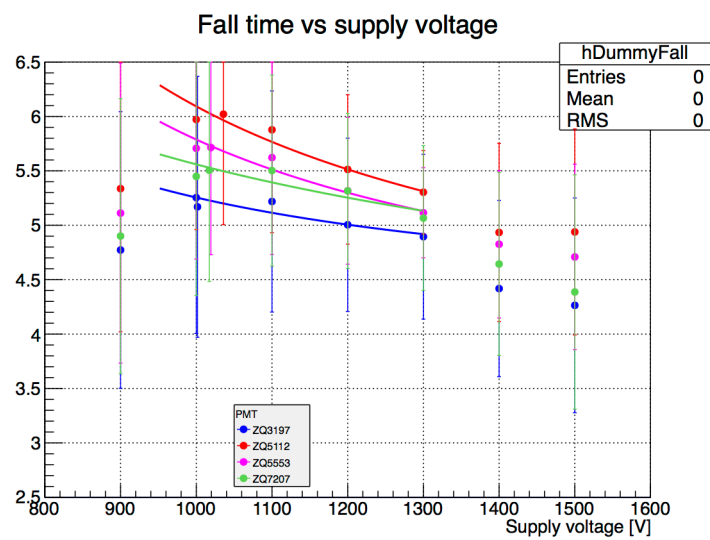


図 5.45: 4 本の PMT についてパルス の下降時間を各印加電圧に対して示した。エラーバーは測定値の分散である。

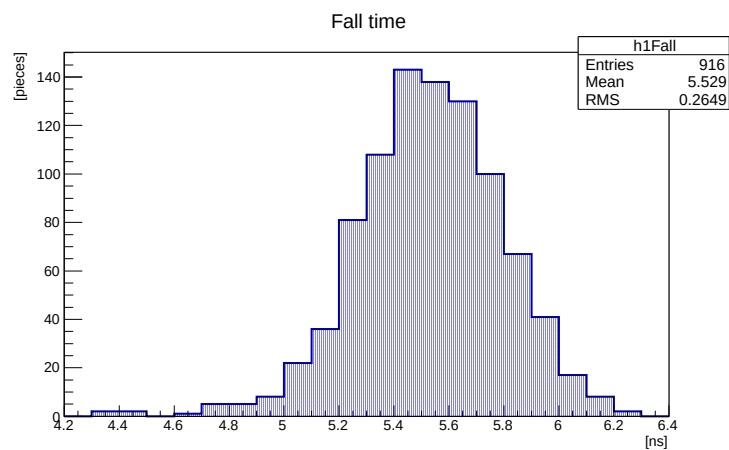


図 5.46: 較正した PMT の出力パルス の下降時間 の平均値の分布。

5.7 考察

5.7.1 ゲイン vs. 印加電圧曲線・動作電圧

予想値との系統的な差

HPK での測定値から予想されたよりも動作電圧が高い値に分布していた。これは低いゲインが得られた事を意味する。さらに HG と LG による測定点をつないだ前半の測定ではさらに動作電圧が高く、ゲインが低くなっていた。これは 5.5.1 で述べた測定電圧の違いによる傾向の差であると考えられる。LG の値を HG の値に合わせる際に考慮できていないバイアスがある可能性が高い。

HG のみの測定結果の方が正しい値に近いと考えると、予想値との差は 2 - 3%ほど、これをゲインにすると 9 - 14%程度となる。この違いをもたらした原因は判明していないが、以下の仮説を考えている。上で述べたように、HPK が DC 光での測定なのに対し、我々の測定はパルスの光を使っている。DC による測定と異なり、パルス測定では電荷の積分区間を区切らなくてはならない。もし PMT の出力に著しく遅い成分があれば、積分区間にパルスの電荷量に寄与せずゲインが DC で見るより低く出る事が考えられる。なお、準弾性散乱による出力電荷が小さい成分の寄与は HPK による DC 光を用いた測定では自動的に取り込まれていると思われる。

ランダムなばらつき

既に述べたように、リファレンス PMT の測定結果からこの較正におけるゲインの測定には標準偏差でおおよそ $\pm 3\%$ のランダムな誤差がある。これは (5.1) により動作電圧では $\pm 0.6\%$ ほどに相当する。また、HPK の測定にも $\pm 1\%$ 程度の誤差があると考えられる。PACTA の LG を使用した測定と HG のみ使用した測定で分けて見た場合、図 5.37、5.38 から動作電圧の測定値のばらつきは標準偏差で約 1.2%であるので、この較正と HPK による測定誤差の合成でおおよそ説明がつくと考えられる。

5.7.2 F ファクター

Multi p.e. 測定による F^2 の分散が大きく、個々の PMT の Single p.e. による測定値を検証する水準には至らなかった。この一部はゲイン測定の不定性によると考えられる。ゲインの不定性が 3%あり、(5.6) により F^2 にも同程度の誤差として伝搬すると考えられ、Multi p.e. による F^2 の標準偏差の約半分にあたる。

一方で Single p.e. と Multi p.e. それぞれによる平均値は 2.5% の精度で一致しており、今回測定した R11920-100 の F^2 が 1.19 - 1.30 にかけて分布しているという事は言えそうである。これは非常に低い、優れた数値である。カメラの絶対的なゲインをオンラインで較正する場合、任意の一定強度のパルス光をカメラ前面にあて、その平均値と揺らぎの大きさから平均 p.e. 数とゲインを決定する。この時に $2\Delta F$ だけのシステマティックな誤

差を生み出すことになる。今回の較正での誤差を $\Delta F = 0.02$ とするとこの系統誤差を 4 %レベルまでおさえたことになる。

5.7.3 パルス幅

同電圧でもパルス幅のばらつきが大きくなっていることから、クラスタリングで PMT の配置を決定する際には慎重な検討を要するものと考ええる。

5.8 結論

多数の光電子増倍管の測定を効率良く行うシステムを構築し、解析方法についても確立しつつある。LST 初号機用 PMT の全数較正はまだ道半ばである。ゲイン 4 万を与える印加電圧は浜松ホトニクスが測定した値よりも高く分布している。我々の必要とするパルス光と DC 光では得られるゲインに差がある可能性がある。この予想と異なる結果と、作業上のミスのために、パルス幅問題は解決法自体は見いだせているもののまだ解決できていない。

5.9 今後

PACTA の取り付け間違ってしまった問題の解決、残る PMT の較正を終了させる事、0 p.e. 付近の準弾性散乱成分解析の改善、測定精度・誤差の正しい評価が最重要の課題となる。さらに今後 7 本の PMT モジュールを一組としたクラスター単位での較正を行う必要があり、その体制作りを行う。

5.9.1 動作電圧の分布

今後のまだ済んでいない PACTA の取り付け（間違えたものの付け直しを含む）にも上述の結果を考慮する必要がある。当初の計画では HPK の動作電圧 920 V までの PMT はファクター 3.5 の PACTA を取り付ける予定だったが、その通りにすると動作電圧が 1100 V を超える PMT が多数出てくると思われる。融通の利く範囲で見直しを行う。

第6章 まとめ

近年ガンマ線による宇宙観測の技術が大きく進展し、非熱的宇宙の探求は宇宙物理学、天文学におけるフロンティアとなっている。その中でも数十 GeV から数百 GeV のガンマ線による観測は衛星観測では統計数の不足、地上チェレンコフ望遠鏡による観測ではチェレンコフ光の密度が小さいことから比較的難しかった。次世代ガンマ線チェレンコフ望遠鏡 CTA は大口径の望遠鏡アレイ、高感度の光検出器を用いてこの領域でこれまでに無い感度を実現しようとしている。一方フェルミ宇宙線望遠鏡については解析を改良しデータを解析し直すことで統計を向上させようとしている。

フェルミ衛星のカロリーメータ単独解析の開発は観測されたデータの中でこれまで使われていなかったトラックの情報を持たないイベントからバックグラウンドを除去し新たなイベントクラスとして付け加えるものである。モンテカルロデータを用いてバックグラウンド排除のための多変量解析をトラックの情報が無いイベント向けに最適化した。結果は地球周縁、ブレーザー Mrk421 付近の実データを用いて検証し、統計数を 20-50% 向上させられる事、通常のイベントに比べ角度分解能は劣るがエネルギー分解能は優れている事を示した。

一方、CTA の焦点面検出器開発のため、光電子増倍管のゲインを最適化して時間特性の改善を施したほか、全数較正を行うシステムを構築し、実際に較正を進めている。システムは多数の光電子増倍管を効率良く測定するため可能な限り自動化した。また、解析法についてもこれまでの方法で不十分だった準弾性散乱成分の考慮を行い、短時間の測定データでも正確な値が出せるようにしている。較正の結果得られたゲイン 4 万を与える動作電圧は浜松ホトニクス社の測定値より低く分布しており、我々が必要とするパルス光でのゲインと DC 光でのゲインで差がある可能性がある。較正作業はまだ完了していないが今後も取り組み、感度の高い焦点面検出器の実現につなげる。

参考文献

- [1] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014). *Review of Particle Physics*, 2014
- [2] M. Ackermann *et al.*, 2013, science.1231160
- [3] The Fermi-LAT Collaboration, 2013, arXiv:1306.6772
- [4] T. C. Weeks, *Very high energy gamma-ray astronomy* , 2003, Institute of Physics Publishing
- [5] *CORSIKA Shower Images*,

<<http://www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/>>
- [6] M. Rissi, 2009, PhD thesis, ETH Zurich
- [7] 『Cherenkov Telescope Array 計画書』 2014, CTA-Japan Consortium、東京大学宇宙線研究所

<http://www.cta-observatory.jp/Documents/2014/CTA-Japan_LOI_20140715.pdf>
- [8] T. Takahashi *et al.* 2012, arXiv:1205.2423
- [9] *TeVcat* S. Wakely and D. Horan

<http://tevcat.uchicago.edu>
- [10] W. B. Atwood et al. 2009, ApJ 697 1071
- [11] The MAGIC Collaboration, 2011, 32nd International Cosmic Ray Conference
- [12] C. Urry, 2003, arXiv:astro-ph/0312545
- [13] M. Ackermann *et al.* 2011 ApJ 743 171
- [14] A. A. Abdo *et al.* 2011 ApJ 736
- [15] A. Franceschini *et al.* 2008, A&A 487
- [16] S. Matarrese *et al.* *Dark Matter and Dark Energy*. 2011, Springer

- [17] 松原隆彦『現代宇宙論』2010, 東京大学出版会
- [18] The Fermi-LAT Collaboration, 2008, JCAP07(2008)013
- [19] C. Weniger, 2012, JCAP08(2012)007
- [20] The Fermi-LAT Collaboration, 2013, Phys. Rev. D 88
- [21] 『シリーズ現代の天文学 第8巻 ブラックホールと高エネルギー現象』
小山勝二・嶺重慎 編、2007、日本評論社
- [22] P. Mészáros, 2001, science.291.5501.79
- [23] The Fermi-LAT Collaboration *et al.* 2013, arXiv:1303.2908
- [24] X. Wang *et al.* 2013, ApJ 771 L33
- [25] 『シリーズ現代の天文学 第17巻 宇宙の観測Ⅲ ―高エネルギー天文学』井上一、
他 編、2008、日本評論社
- [26] M. Ackermann *et al.* 2012 ApJS 203 4
- [27] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*. 2011, Cambridge University Press, Third
edition
- [28] A. Hoecker *et al.* 2013, arXiv:physics/0703039
- [29] The Fermi-LAT Collaboration, *Pass 8: Toward the Full Realization of the Fermi-
LAT Scientific Potential*, 2012, 4th Fermi Symposium
- [30] A.A. Moiseev *et al.* 2004, Astropart.Phys. 22 (2004) 275-283
- [31] S. Funka and J. A. Hinton, 2012, arXiv:1205.0832
- [32] T. Li and Y. Ma, 1983, ApJ, 272 317L
- [33] (株)浜松ホトニクス『光電子増倍管 その基礎と応用』第3a版、2007

<[http://www.hamamatsu.com/jp/ja/hamamatsu/overview/bsd/
electron_tube_division/related_documents.html](http://www.hamamatsu.com/jp/ja/hamamatsu/overview/bsd/electron_tube_division/related_documents.html)>
- [34] 小山志勇、修士論文（埼玉大学 2012）
- [35] R. Mirzoyan and E. Lorenz, 1997, Proceedings of the 25th International Cosmic
Ray Conference
- [36] W. Uhring, C. Zinta and J. Bartringer, 2014, SPIE Proceedings Vol. 5452
- [37] 猪目祐介、2014 年秋季天文学会

謝辞

本研究は非常に多くの方々に助けをいただいてようやく修士論文としてまとめることが出来ました。まず初めに魅力的なテーマを与えてくださり、また多くの貴重な示唆をいただいた手嶋政廣先生と Max-Planck 物理学研究所 (MPP) の David Paneque 先生、右も左も分からない自分に懇切丁寧にご指導くださった中嶋大輔先生と林田将明先生、MPP の Razmik Mirzoyan 先生に深く感謝申し上げます。

LAT のカロリーメータ単独解析の開発では SLAC の Matthew Wood 先生の python モジュールを使用させていただき、大変助かりました。イタリア国立核物理学研究所の Carmelo Sgrò 先生、カリフォルニア大学サンタクルーズ校の Regina Caputo 先生をはじめとする LAT コラボレーションの Calibration & analysis チームの方々には多くの質問に快く回答していただき、また度々ご意見をいただきました。MPP に滞在した際には Sybille Rodriguez さん、Priyadarshini Bangale さん、野田浩司さん、遠山健さんをはじめ MPP の方々に様々な面で気遣っていただきました。

PMT の較正システム立ち上げのため一緒に働いた埼玉大学の永吉勤さんと松下俊介さん、甲南大学の猪目祐介さん、東海大学の辻本晋平さん、梅津陽平さんと友野弥生さんには改めて感謝申し上げます。また、実際の較正作業は次の方々にもご協力いただきました。東京大学の花畑義隆さん、石尾一馬さん、荻野桃子さん、小島拓実さん、深見哲志さん、山形大学の門叶冬樹先生、武田淳希さん、甲南大学の掃部寛隆さん、京都大学の今野裕介さんと増田周さん、茨城大学の小野祥弥さん、おかげさまで結果をまとめることが出来ました。この間、東京大学の技術専門職員の大岡秀行さん、事務職員の菅原みどりさんには大変お世話になり、またご迷惑をおかけしました。

最後に、長い間変わらず私を支えてくれた両親と弟、幼い私の宇宙への夢を育んでくださった小川村天文台の坂井義人さま、真人さまに御礼申し上げます。