

次世代ガンマ線望遠鏡CTA に用いる
光電子増倍管の較正試験と
プリアンプに取り付ける減衰ファクターの決定

埼玉大学 理工学研究科 博士前期課程
物理機能系専攻 物理学コース
田代・寺田・佐藤・勝田研究室 16MP111
西山楽

2018.2.05

概要

宇宙線の起源の解明や、超新星残骸、活動銀河核、ガンマ線バーストなど銀河系内外における高エネルギー天体の探査など、宇宙で起こる高エネルギー物理を解明していくうえで、数百 GeV から TeV にかけての超高エネルギー (Very High Energy : VHE) ガンマ線観測はかかすことができない。天体からの高エネルギー粒子の直接観測と比較して、シグナルの粒子数が桁で多くなる点、磁場の影響を受けずに天体から伝搬する点が有力である。VHE ガンマ線の観測は、到来するガンマ線と地球大気が相互作用することで発生した二次的な荷電粒子によるチェレンコフ光を地上から捉える解像型大気チェレンコフ望遠鏡で行う。

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、大きさの異なる 3 種類の次世代ガンマ線望遠鏡を南北に数十台建設する国際共同プロジェクトである。現在稼働中のテラ電子ボルトガンマ線望遠鏡である H.E.S.S. や MAGIC、VERITAS よりも一桁上の感度で、20 GeV から 300 TeV もの広い観測帯域のガンマ線観測を目指す。CTA では、口径と設置範囲が異なる小口径望遠鏡、中口径望遠鏡、大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope : LST) の 3 種類の望遠鏡を配置する。中でも低エネルギー帯域に感度をもつ LST の開発は日本が主体的な役割を果たしている。南北あわせて 8 台建設される予定の LST の光検出器には、浜松ホトニクス社と共同開発した光電子増倍管 (PMT) を、LST1 台あたり 1855 本使用する。また、1 号機用 PMT では、パルス幅と動作ゲインの要求を同時に満たさなかったため、2 号機以降の PMT はダイノード数を 8 段から 7 段に減らしてゲインを下げる設計変更がなされた。

本研究では 2 号機以降に用いられる PMT について諸特性を調べた。ゲインは 40,000 であること、パルス幅は 3 ns 以下であること、電子走行時間のばらつきが 5 ns 以下であること、印加電圧のばらつきは 100 V 程度であることが、焦点面検出器として要求されている。しかし、現在納品された 8200 本については、浜松ホトニクス社によるゲインとその高圧依存性の全数検査からゲインを 40,000 に固定すると印加電圧のばらつきは 293 V となり、そのままでは要求を満たさない。そこで、ゲインが高めの PMT の出力信号を、それぞれ、プリアンプに入力する前に減衰させることで印加電圧のばらつきを抑えることを試みた。100 本をランダムに抽出し、印加電圧とゲインの関係を測定し、動作電圧の誤差を評価するとともに減衰率の最適化を行った。3 種類の異なる減衰率をもったプリアンプ回路を用いることで、ばらつきは 114 V に抑えることができ、要求を満たす結果となった。

また、時間特性の調査も行った。印加電圧とパルス幅の関係を測定し、ゲインが 40,000 でパルス幅を 3 ns に収められることを確認した。電子走行時間と印加電圧の関係も測定し、印加電圧の $-1/2$ 乗に比例すること、PMT ごとのばらつきが 5 ns に収まることを確認した。減衰率の異なるプリアンプ回路を用いることで、分布の幅は 2.55 ns から 2.15 ns に縮まり、0.4 ns 改善され、要求を満たしている。

目次

第 1 章 Introduction	7
1.1 ガンマ線天文学	7
1.1.1 宇宙におけるガンマ線の放射機構	8
1.1.2 ガンマ線の相互作用	9
1.1.3 宇宙でのガンマ線放射現象	11
1.2 VHE ガンマ線の観測方法	13
1.2.1 空気シャワー	13
1.2.2 チェレンコフ光	17
1.2.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡	17
第 2 章 Cherenkov Telescope Array 計画	22
2.1 概要	22
2.2 大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope : LST)	24
2.3 光電子増倍管の諸特性	24
2.3.1 原理	25
2.3.2 量子効率	25
2.3.3 収集効率	25
2.3.4 ゲイン	26
2.3.5 パルス幅、トランジットタイム、T.T.S.	26
2.3.6 アフターパルス	27
2.4 大口径望遠鏡に用いられる光電子増倍管	27
2.4.1 CTA LST で使用する PMT の諸特性	27
2.4.2 要求仕様を満たすための設計解	30
2.5 本修論の目的	30
第 3 章 較正試験と減衰ファクターの決定	32
3.1 セットアップ	32
3.1.1 各実験装置	32
3.2 測定項目・測定手順	36
3.3 解析	37
3.3.1 データの処理	37
3.3.2 ゲインの評価方法	37
3.3.3 Single p.e. 解析	38
3.3.4 Multi p.e. 解析	39
3.3.5 動作電圧の評価	40
3.4 結果	40
3.5 プリアンプに取り付ける減衰ファクターの決定	42
3.5.1 減衰ファクターが 1 つのとき	42

3.5.2	減衰ファクターが2つのとき	42
3.5.3	減衰ファクターが3つのとき	43
3.6	諸特性の調査	45
3.6.1	パルス幅	45
3.6.2	トランジットタイム (TT)	45
3.6.3	T.T.S. (Transit Time Spread)	48
第4章	まとめと今後	51
付録A	取得した生データの2次元ヒストグラム	53
付録B	減衰ファクターと分離電圧を変化させたときの各パラメータの2次元ヒストグラム	55
B.1	減衰ファクターが1つの場合	55
B.2	減衰ファクターが2つの場合	55

目次

1.1	VHE ガンマ線天体のスカイマップ [1]	7
1.2	制動放射の概念図	8
1.3	シンクロトロン放射の概念図	8
1.4	逆コンプトン散乱の概念図	9
1.5	光電吸収の概念図	10
1.6	コンプトン散乱の概念図	10
1.7	電子陽電子対生成の概念図	11
1.8	宇宙線スペクトル [4]	12
1.9	H.E.S.S. による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の TeV ガンマ線画像 [5]。黒線は X 線天文衛星「あすか」による 1 keV から 3 keV の X 線を表している。TeV ガンマ線と X 線の強度分布に強い相関が見られる。	12
1.10	AGN の統一モデル [6]。	13
1.11	Mrk421 の多波長スペクトル [7]。低エネルギー部分にシンクロトロン放射によるピーク、高エネルギー部分に逆コンプトン散乱によるピークがある。	14
1.12	GRB のイメージ [8]。内部衝撃波による即時放射と外部衝撃波による残光放射が表されている。	14
1.13	電磁シャワーの簡易的なモデル	15
1.14	ハドロンシャワーの簡易的なモデル	16
1.15	起源別のシャワー構造の違い [9]。左はガンマ線起源、中央は陽子起源、右は鉄イオン起源を示している。陽子や鉄イオンのシャワーはガンマ線に比べて広がっているのがわかる。	16
1.16	チェレンコフ光放射のイメージ図	17
1.17	焦点面カメラに映し出されるチェレンコフ光像とイメージパラメータ。各パラメータのうち、alpha 以外は Hillas によって定義された [10]。	18
1.18	IACT による観測の模式図 [11]。到来シャワーとそれによって焦点面カメラに映し出されるチェレンコフ光像の関係を示している。	19
1.19	複数台の IACT によるステレオ観測の様子 [13]	20
1.20	MAGIC-II 望遠鏡 [14]	21
1.21	VERITAS 望遠鏡 [15]	21
1.22	H.E.S.S.-II 望遠鏡 [16]	21
2.1	CTA 北サイト完成予想図 [17]。MAGIC 望遠鏡に隣接して建設される。	22
2.2	CTA 南サイト完成予想図 [17]	23
2.3	現行の望遠鏡と CTA で予想される感度曲線の比較 [17]。縦軸はガンマ線フラックスの検出閾値を表し、下にいくほど高感度である。	23
2.4	大口径望遠鏡 [17]。上部にあるのが焦点面カメラ。	24
2.5	PMT の構造図。使用時は高電圧を印加する。高圧電源と内部のデバイダ回路（電圧分割回路）によって各ダイノード間、光電面-ダイノード間、ダイノード-アノード間に電圧が与えられる。また、内部はほぼ真空である [18]。	25

2.6	7 段ダイノード PMT R12992-100 の写真。後段には Cockcroft-Walton 回路と PACTA (ブリアンプ) が取り付けられている。	28
2.7	右は QE の波長スペクトルで、左はピーク QE のヒストグラム。赤色は 8 段ダイノード PMT で、青色は 7 段ダイノード PMT を表す。どちらも HPK のデータシートによる。© 櫻井駿介	28
2.8	現在納品済みの 8200 本の PMT の動作電圧分布。HPK のデータシートによる。平均値は 1044 V、標準偏差は 55.93 V、ばらつきは 293 V、最小値は 905 V、最大値は 1198 V である。	30
2.9	PMT と PACTA の間の回路図。上は元の状態。下が減衰回路を付けたもの。PMT からの信号は R1 と R3 によって分割され、R3 に流れる信号は捨てられる。R2 は PACTA 内部の抵抗を表す。	31
3.1	PMT のセットアップ図	33
3.2	暗箱内部の様子。写真左下にあるのは反射板で、右側にはフィルターホイールと PMT が入った箱が設置されている。ノイズを防ぐため、PMT はアルミシールドで覆われていて接地してある。	33
3.3	DRS4 の個性。横軸は各 DRS4 のチャンネルペア、縦軸は全体の平均値に対する各チャンネルペアの出力電荷量の比率を表す。	35
3.4	パルスジェネレーター (左上)、ファンクションジェネレーター (左中央)、レーザーダイオード (左下)、PC (右)	35
3.5	2 台の DRS4 評価ボード	36
3.6	印加電圧 1400 V 時の 1 光電子の出力波形	37
3.7	微弱な光を入射したときの電荷量ヒストグラム。ペDESTAL 成分に加え、40 [mV ns] 付近に 1 p.e. 成分、80 [mV ns] 付近に 2 p.e. 成分があるのがわかる。	38
3.8	左は微弱な光を入射したときの電荷量スペクトル (青) と、光を遮断したときのスペクトルをスケールしたヒストグラム (赤) で、右は青から赤を差し引いてピンまとめたスペクトルを表す。	39
3.9	Multi p.e. 分布推定の第 1 段階	39
3.10	Multi p.e. 分布推定の第 2 段階	39
3.11	Multi p.e. 分布推定の第 5 段階	40
3.12	最終的に推定された 1 光電子分布 (赤色)	40
3.13	Multi p.e. の出力平均波形 (1400 V)	40
3.14	図 3.13 を左から積分していったときのグラフ	40
3.15	左は各印加電圧に対する Multi p.e. 電荷量と 1400 V 時の Single p.e. 電荷量、右は印加電圧 vs ゲイン曲線を表す。	41
3.16	動作電圧の分布	41
3.17	HV index の分布	41
3.18	動作電圧の HPK との比較。横軸は HPK のデータシートの値、縦軸は本測定値を表す。	41
3.19	動作電圧の HPK との差分のヒストグラム	41
3.20	標準偏差を最小化するときの動作電圧分布	42
3.21	ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布	42
3.22	標準偏差を最小化するときの動作電圧分布	43
3.23	ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布	43
3.24	標準偏差を最小化するときの動作電圧分布	44
3.25	標準偏差を最小化するときの動作電圧分布	44
3.26	ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布	44
3.27	ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布	44

3.28	減衰ファクターの個数に対する動作電圧のばらつきの最小値。緑色は要求値の 100 V ラインを表す。	45
3.29	印加電圧 vs パルス幅曲線	46
3.30	動作電圧時のパルス幅。赤色は減衰ファクター取り付け前のパルス幅、青色は減衰ファクター取り付け後のパルス幅、緑色は要求値である 3 ns のラインを表す。	46
3.31	SiPM の出力波形	47
3.32	印加電圧 vs TT 曲線	47
3.33	TT 分布	47
3.34	減衰ファクター取り付け後の TT 分布	47
3.35	各印加電圧での電荷量分布 (左) と Single p.e. の平均波形 (右) , 上から 1400, 1200, 1100, 1000 V を表す。	49
3.36	印加電圧 vs T.T.S. 曲線	50
A.1	電気ノイズのチェック。DRS4 に何も入力していない状態でトリガーをかけてデータを取得した 10000 event 分の 2 次元ヒストグラム。	53
A.2	光漏れのチェック。DRS4 に PMT からのケーブルをつなぎ、光パルスを発生させずにデータを取得した 10000 event 分の 2 次元ヒストグラム。	53
A.3	Dark 測定時の出力データの 2 次元ヒストグラム	53
A.4	Single p.e. 測定時の出力データの 2 次元ヒストグラム	53
A.5	Multi p.e. 測定時の出力波形 (900 V)	54
A.6	Multi p.e. 測定時の出力波形 (1000 V)	54
A.7	Multi p.e. 測定時の出力波形 (1100 V)	54
A.8	Multi p.e. 測定時の出力波形 (1200 V)	54
A.9	Multi p.e. 測定時の出力波形 (1300 V)	54
A.10	Multi p.e. 測定時の出力波形 (1400 V)	54
B.1	標準偏差分布	55
B.2	ピークピーク値分布	55
B.3	標準偏差分布	56
B.4	ピークピーク値分布	56

表 目 次

1.1	チェレンコフ光像の形状	18
2.1	各望遠鏡の特徴	22
2.2	大口径望遠鏡の特徴	25
2.3	大口径望遠鏡に用いられる PMT に対する要求値	27
3.1	各 DRS4 のチャンネルペアの補正值	35
3.2	測定項目	36
3.3	標準偏差を最小化するときの各値	42
3.4	ピークピーク値を最小化するときの各値	42
3.5	標準偏差を最小化するときの各値	43
3.6	ピークピーク値を最小化するときの各値	43
3.7	標準偏差を最小化するときの各値	44
3.8	ピークピーク値を最小化するときの各値	44

第1章 Introduction

1.1 ガンマ線天文学

X線よりも波長が短く、光子のエネルギーが数十から数百 keV を超える電磁波はガンマ線とよばれる。ガンマ線の領域は広く、エネルギー領域によって観測方法もまったく異なる。GeV 帯域では衛星による観測が進んでいき、1967年にアメリカのOSO-3衛星によって銀河系の平面からのガンマ線放射が初めて検出されて以降、アメリカのSAS-2衛星、ヨーロッパのCOS B衛星により徐々にガンマ線天体が発見されていった。1991年に打ち上げられたアメリカのコンプトンガンマ線衛星 (Compton Gamma Ray Observatory : CGRO) は、数 keV から 10 GeV にかけての広い観測帯域で観測を行い、ガンマ線天体の全天カタログをつくった。また、ガンマ線バーストが一様に分布していることなど、数々の成果を挙げた。2008年に打ち上げられたFermi衛星は、大面積望遠鏡 (Large Area Telescope : LAT) により GeV 領域において視野の大きさと感度が格段に向上した。一方、数百 GeV から TeV にかけての超高エネルギーガンマ線 (Very High Energy : VHE) の観測は、大気を巨大な検出器として、地上に設置された望遠鏡を用いて間接的に観測する手法をとる。これは、ガンマ線のエネルギーが上がるとフラックスが非常に小さくなり、重量が制限される人工衛星に対して検出器が十分な有効面積を確保できないためである。地上に設置された望遠鏡は大気チェレンコフ望遠鏡と呼ばれ、高エネルギー側の観測において重要な役割を果たす。詳しくは次節で述べる。この観測手法により今までに 200 ほどの VHE ガンマ線天体が発見された。図 1.1 はこれまでに発見された VHE ガンマ線天体のスカイマップである。

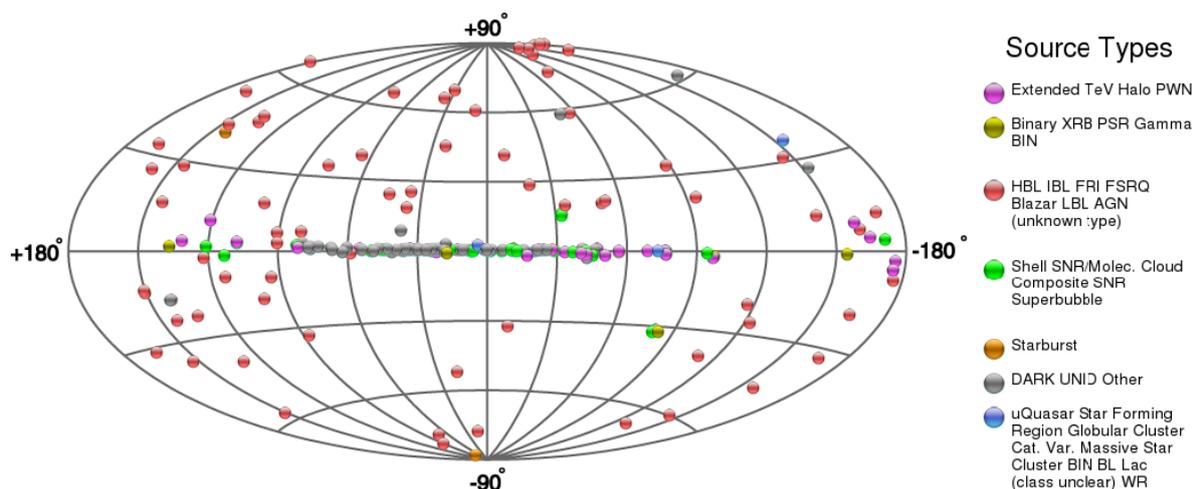


図 1.1: VHE ガンマ線天体のスカイマップ [1]

1.1.1 宇宙におけるガンマ線の放射機構

ガンマ線は主に加速された高エネルギー荷電粒子によって生成される。主な放射機構を以下に3つ述べる。ただし、これらは電子成分についてであり、陽子成分では中性パイ中間子の崩壊による放射などがある。

制動放射

電子などの荷電粒子が原子核に近づくと、原子核が作るクーロン場によって電子が加速度運動をする。このとき加速される電気双極子から電磁波が放出される現象を制動放射という(図 1.2)。電子と電子あるいは陽子と陽子では、電気双極子が作られないため制動放射は起こらない。また、質量が大きい陽子などは原子核によるクーロン力をほとんど受けないため、ほとんど制動放射を起こさないと考えられる。

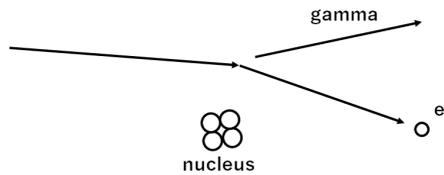


図 1.2: 制動放射の概念図

シンクロトロン放射

相対論的な荷電粒子が磁場中を運動していると、磁場によるローレンツ力を受けて荷電粒子は螺旋運動をする。進行方向を曲げられた荷電粒子からは電磁波が放射され、この放射をシンクロトロン放射という(図 1.3)。 q を電荷、 B を磁束密度、 m を質量、 γ をローレンツ因子とすると螺旋の振動数 ω_B は

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (1.1)$$

となる。観測者が観測する放射電磁波の周波数 ω_c は、相対論的ビーミング効果を考慮すれば

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha = \frac{3\gamma^2 qB}{2mc} \sin \alpha \quad (1.2)$$

と表される。ここで、 α は荷電粒子と観測者のなす角である。荷電粒子のエネルギー損失率、すなわちシンクロトロン放射強度は

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (1.3)$$

である。ここで、 E は荷電粒子のエネルギー、 σ_T はトムソン散乱断面積、 $U_B = B^2/8\pi$ は磁場のエネルギー密度を表す。なお、本修論では主に MKSA 単位系を使用して計算を行う。

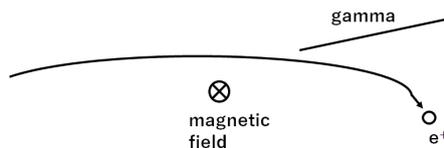


図 1.3: シンクロトロン放射の概念図

逆コンプトン散乱

低エネルギー光子が相対論的な電子にぶつかり、電子がエネルギーを失って光子がそのエネルギーを譲り受ける散乱反応を逆コンプトン散乱という（図 1.4）。電子のエネルギー損失率、すなわち光子の増分エネルギー P_{IC} は

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.4)$$

となる。ここで U_{ph} は入射光子のエネルギー密度である。式 (1.3) と式 (1.4) より、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱の粒子のエネルギー損失率の比は、磁場のエネルギー密度と光子のエネルギー密度の比に等しいことがわかる。

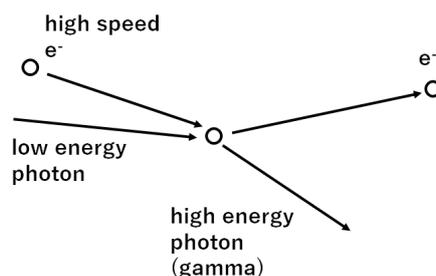


図 1.4: 逆コンプトン散乱の概念図

1.1.2 ガンマ線の相互作用

主に考慮すべきガンマ線と物質の間の相互作用は以下の 3 つである。

光電吸収

原子核の周りの軌道電子がガンマ線光子を吸収し、光電子を放出する反応を光電吸収という（図 1.5）。放出される光電子のエネルギー E_e は

$$E_e = h\nu - E_b \quad (1.5)$$

となる。ここで、 $h\nu$ はガンマ線光子のエネルギー、 $E_b (< h\nu)$ は電子の結合エネルギーである。電子の放出は確率過程であり原子番号 Z に比例する。一般に確率 P について以下の式が成り立つ。

$$P \propto \frac{Z^{4\sim 5}}{(h\nu)^{3.5}} \quad (1.6)$$

また、内殻電子ほど反応断面積が大きくなるため放出確率が高く、ほとんどの場合 K 殻電子が放出される。この反応はガンマ線の中でもエネルギーが低い領域で主に起こり、X 線のエネルギー領域ではほとんどが光電吸収反応を起こす。

コンプトン散乱

ガンマ線光子と電子が弾性散乱を起こし、ガンマ線が電子にエネルギーの一部を与える反応をコンプトン散乱という。上述した逆コンプトン散乱はこの反応の逆過程である。ガンマ線のエネルギーが電子の結合エネルギーよりも十分大きいエネルギーをもつ場合 ($E_b \ll h\nu$) に散乱が起こり、このとき、原子核周囲の軌道電子はひとつの自由電子とみなされる。この過程は光の高エネルギー領域における粒子性を強く反

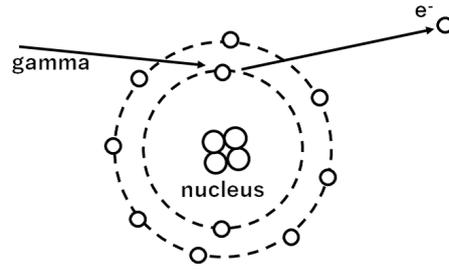


図 1.5: 光電吸収の概念図

映している。電子の質量を m_e 、入射するガンマ線光子のエネルギーを $h\nu_1$ 、光子の散乱角度を θ とすれば、散乱後のガンマ線光子のエネルギー $h\nu_2$ は

$$h\nu_2 = \frac{h\nu_1}{1 + \frac{h\nu_1}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.7)$$

と表せる。従って散乱後の電子のエネルギー E_e は

$$E_e = h\nu_1 - h\nu_2 = h\nu_1 \left[\frac{h\nu_1 (1 - \cos\theta)}{m_e c^2 + h\nu_1 (1 - \cos\theta)} \right] \quad (1.8)$$

となる。

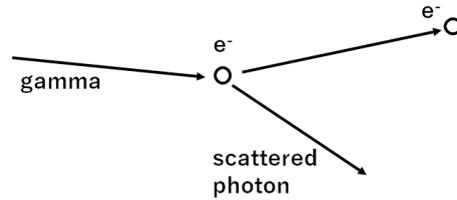


図 1.6: コンプトン散乱の概念図

電子陽電子対生成

ガンマ線光子のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍を超えると、原子核近傍の電場と相互作用を起こして消滅し、電子と陽電子を対で生成する反応が起こる。これを電子陽電子対生成という（図 1.7）。電子の静止質量 $m_e c^2$ は 511 KeV なので、電子陽電子対生成を起こすのに必要なガンマ線のエネルギーは 1.022 MeV 以上である。光子のエネルギー領域が $1 \ll h\nu/m_e c^2 \ll 1/\alpha Z^{1/3}$ のとき、反応断面積は

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2h\nu}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] \text{ [m}^2\text{]} \quad (1.9)$$

となる。ここで、 r_e は電子の半径、 α は微細構造定数である。光子のエネルギーが $1/\alpha Z^{1/3} \ll h\nu/m_e c^2$ で超相対論的な場合は

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{27} \right] \text{ [m}^2\text{]} \quad (1.10)$$

となる。トムソン散乱の断面積を σ_T とすると、対生成の断面積はどちらもおよそ $\alpha\sigma_T$ である。

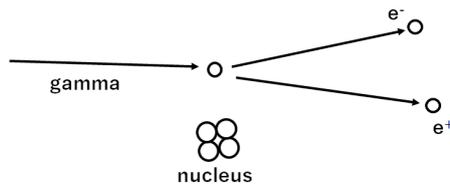


図 1.7: 電子陽電子対生成の概念図

1.1.3 宇宙でのガンマ線放射現象

宇宙においてガンマ線は、主に相対論的な速度をもった荷電粒子に起因する物理素過程（制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱など）を経て生成される。銀河系内のガンマ線天体の例として、超新星残骸、銀河系外のガンマ線天体の例として、活動銀河核、ガンマ線バーストについて述べる。

超新星残骸

大質量星が一生涯を終えて超新星爆発を起こした後に残る天体を超新星残骸 (SuperNova Remnant : SNR) という。爆発時には核反応が起こり、重元素と核ガンマ線が放出される。また、爆発の衝撃波は周囲の宇宙線を加速させていると考えられていて、最も有力な加速機構理論は衝撃波統計加速（フェルミ加速）である [2][3]。この理論では SNR において粒子を 10^{15} eV 以上のエネルギーまで加速させることが難しいことがわかっており、宇宙線スペクトル（図 1.8）の 10^{15} eV 付近にみられる、knee とよばれる折れ曲がりうまく説明できる。SNR からの GeV 帯域以上のガンマ線の放射過程はまだよくわかっておらず、加速された高エネルギー陽子成分が物質中の原子核と衝突してできた中性パイ中間子の崩壊による放射だとする説と、高エネルギー電子成分が宇宙背景放射光子のエネルギーを逆コンプトン散乱によってたたき上げることによる放射だとする説の 2 つが主である。前者をハドロン起源、後者をレプトン起源という。現状、両説で予想されるスペクトル形状がよく似ていて、Fermi 衛星による高精度な GeV スペクトル計測でも二説を区別することは難しい。電子起源説では、宇宙背景放射光子が一様に分布することからガンマ線の分布は電子の分布に等しく、また電子はシンクロトロン放射で X 線を放射するためガンマ線と X 線の分布は一致するはずである。また、クライン-仁科効果によって TeV 領域でスペクトルに折れ曲がりが生じると考えられる。したがって、SNR からの VHE ガンマ線のスペクトルや分布を、高感度かつ高空間分解能で調べることは、両者のモデルを比較するためにも重要となってくる。加速粒子の起源が電子か陽子かがわかれば、質量の違いで高エネルギー粒子が担う運動エネルギーが 3 桁変わってくるため、超新星爆発での「エネルギー収支・エネルギー分配」の議論が大きく変わってくる。図 1.9 に超新星残骸 RX1713.7-3946 の X 線と TeV ガンマ線の画像を示す。

活動銀河核

銀河中心に大質量ブラックホール (SuperMassive Black Hole : SMBH) が位置し、そこから銀河全体あるいはそれ以上のエネルギーに匹敵するほどの放射をする天体を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei : AGN) という。中心核からは銀河全体の数千倍のエネルギーを放出する場合もあり、狭い領域からの莫大なエネルギー放射が特徴である。AGN にはクェーサー、ブレイザー、セイファート銀河など、観測的特徴によっていくつかの種類があるように思われていたが、観測方向が違うだけで実際はどれも同じ構造をしているという統一描像の仮説が有力である。図 1.10 に AGN の統一モデルを示す。中心の SMBH 周囲には降着円盤が形成され、さらにその周りをトーラスなどが取り囲む。円盤と垂直方向に相対論的ジェットが放射されている。AGN からの放射は多波長であり、低エネルギー側は電波から、高エネルギー側は TeV を超え

Cosmic Ray Spectra of Various Experiments

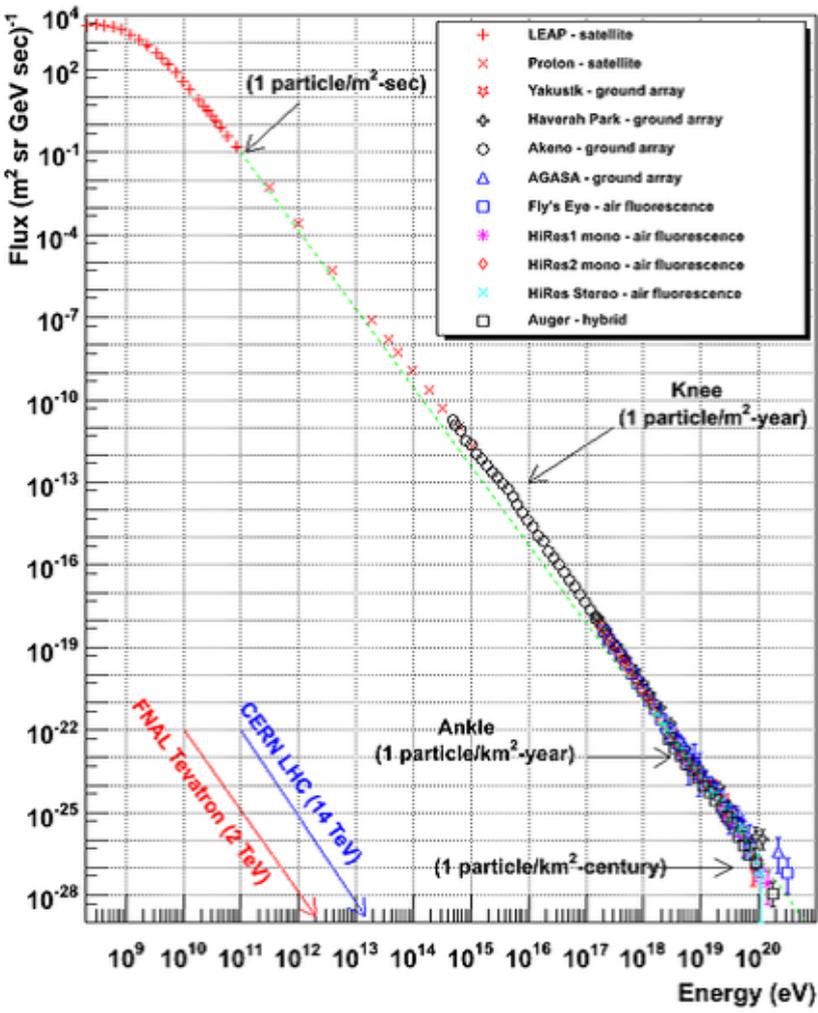


図 1.8: 宇宙線スペクトル [4]

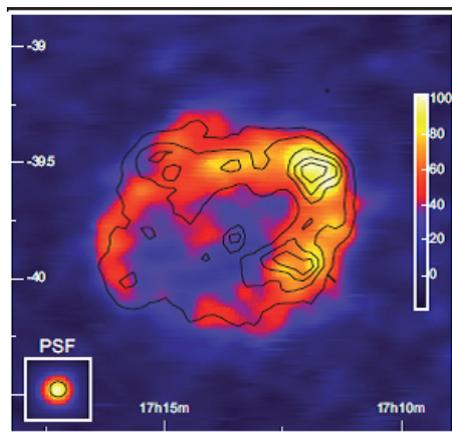


図 1.9: H.E.S.S. による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の TeV ガンマ線画像 [5]。黒線は X 線天文衛星「あすか」による 1 keV から 3 keV の X 線を表している。TeV ガンマ線と X 線の強度分布に強い相関が見られる。

る VHE ガンマ線に至るまで広範囲な放射をする天体も存在する。図 1.11 は Mrk421 の多波長観測によるエネルギースペクトルである。

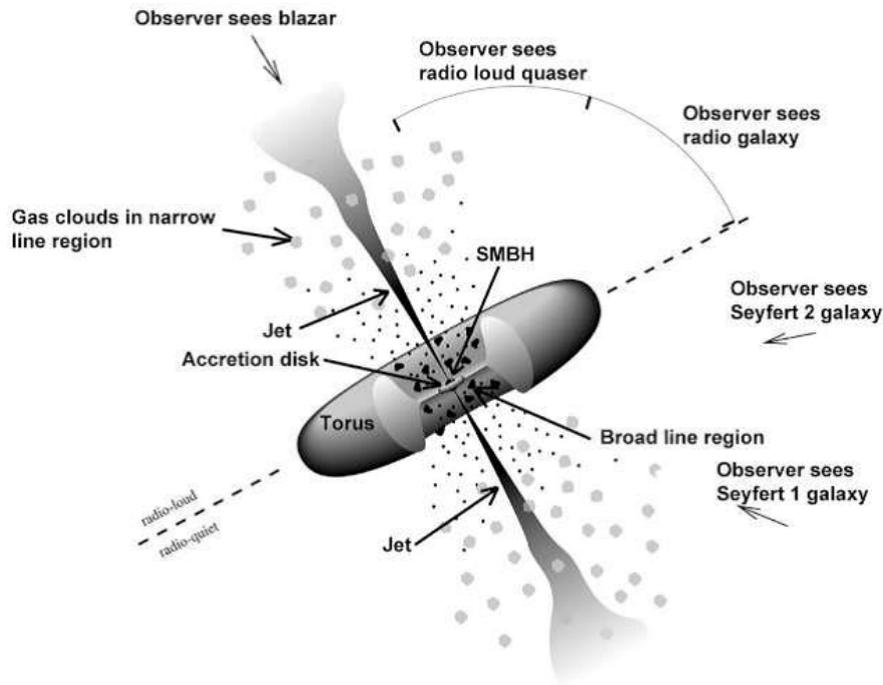


図 1.10: AGN の統一モデル [6]。

ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst : GRB) は、主にガンマ線帯域の電磁波が突発的に大量放出される宇宙最大規模の現象であり、わずか数秒から数十秒の間に 10^{53} erg ものエネルギーを放出する (図 1.12)。1968 年にアメリカの軍事衛星 Vela によって発見されてから現在に至るまで、その発生機構はまだよくわかっていない。GRB は継続時間によって大きく 2 つのタイプに分類でき、2 秒未満を short GRB、それよりも長いものを long GRB とよんでいる。また放射過程も分類でき、爆発後数秒から数十秒、長くても数百秒までの間は MeV 帯域でエネルギーが放射される。これを即時放射という。即時放射後に電波からガンマ線までの広い帯域での放射が起こり、これは残光放射とよばれる。現在、VHE ガンマ線帯域では観測データの統計数が少ないため、この帯域での十分な観測は放射機構の解明につながると考えられる。

1.2 VHE ガンマ線の観測方法

前節で述べたように、VHE ガンマ線は地上に設置された望遠鏡により観測することができる。本節では、宇宙から到来した VHE ガンマ線の検出原理について詳しく述べていく。

1.2.1 空気シャワー

電磁シャワー

宇宙から到来した VHE ガンマ線は、地球大気中の原子核による電場で電子陽電子対生成を起こし (式 (1.11))、生じた電子陽電子は制動放射を起こしてガンマ線を放出する (式 (1.12), (1.13))。さらにこのガン

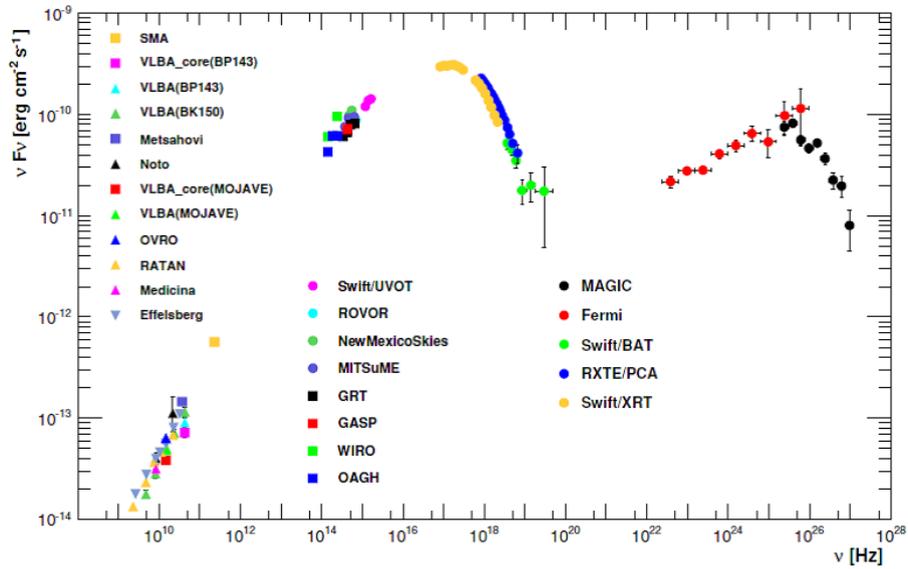


図 1.11: Mrk421 の多波長スペクトル [7]。低エネルギー部分にシンクロトロン放射によるピーク、高エネルギー部分に逆コンプトン散乱によるピークがある。

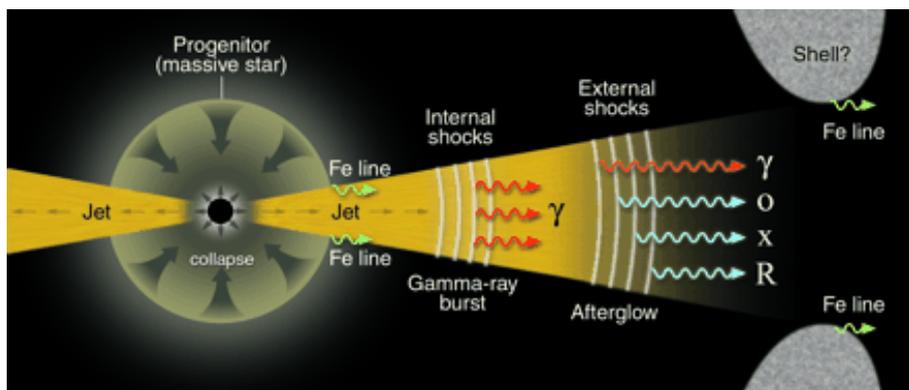


図 1.12: GRB のイメージ [8]。内部衝撃波による即時放射と外部衝撃波による残光放射が表されている。

マ線が電子陽電子対生成を起こすため、両過程が繰り返し生じる。この連鎖反応は電磁カスケードとよばれ、一連の現象を電磁シャワーという。図 1.13 に電磁シャワーの簡易モデルを示す。シャワーの初期段階ではガンマ線と電子陽電子の総数が急激に増加するが、反応を繰り返すうちにそれぞれのエネルギーは減少していき、最終的に臨界エネルギーに達して地球大気に吸収されていく。

$$\gamma + (\text{nucleus}) \rightarrow e^- + e^+ + (\text{nucleus}) \quad (1.11)$$

$$e^- + (\text{nucleus}) \rightarrow e^- + (\text{nucleus}) + \gamma \quad (1.12)$$

$$e^+ + (\text{nucleus}) \rightarrow e^+ + (\text{nucleus}) + \gamma \quad (1.13)$$

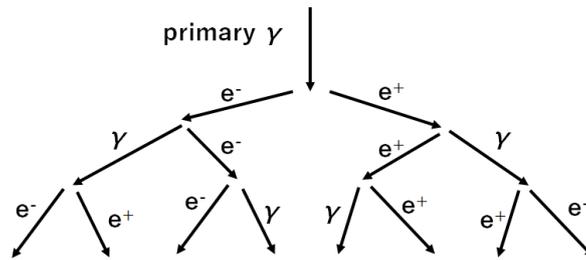


図 1.13: 電磁シャワーの簡易的なモデル

ハドロンシャワー

陽子やヘリウムなどが主成分の高エネルギー宇宙線に対してもシャワー現象は発生し、ハドロンシャワーとよばれる。図 1.14 にハドロンシャワーの簡易モデルを示した。この場合、一次宇宙線は大気と相互作用してまずパイ中間子や K 中間子などを生成する。このとき大部分はパイ中間子であり、正の電荷をもつ π^+ 、負の電荷をもつ π^- 、電荷をもたない π^0 がほぼ同等に生成される。このうち中性パイ中間子はただちに 2 つのガンマ線に崩壊し、ガンマ線は電磁カスケードを起こす (式 (1.14))。一方、 π^- と π^+ はミューオンとニュートリノに崩壊する (式 (1.15), (1.16))。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.14)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.15)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.16)$$

ミューオンは電離損失によってエネルギーを失い、低エネルギーのミューオンは、電子あるいは陽電子とニュートリノに崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.17)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.18)$$

電磁シャワーとハドロンシャワーをまとめて空気シャワーという。2 つのシャワーの大きな違いはその構造にある。図 1.15 に起源別のシャワー構造の違いを示す。一般的に、電磁相互作用で生成される粒子がもつ横方向の運動量は核相互作用に比べて小さいため、電磁シャワーはハドロンシャワーに比べて広がらずコンパクトである。

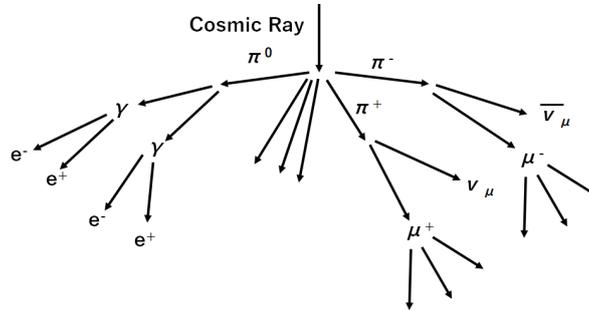


図 1.14: ハドロンシャワーの簡易的なモデル

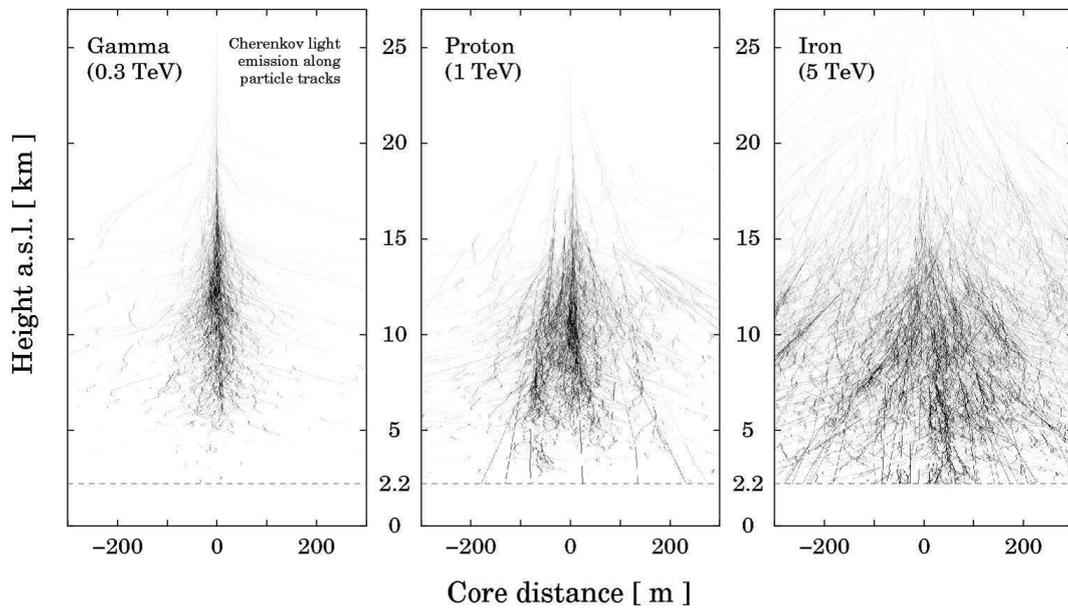


図 1.15: 起源別のシャワー構造の違い [9]。左はガンマ線起源、中央は陽子起源、右は鉄イオン起源を示している。陽子や鉄イオンのシャワーはガンマ線に比べて広がっているのがわかる。

1.2.2 チェレンコフ光

媒質中を運動する荷電粒子の速度が媒質中の光の速度を超えているとき、荷電粒子から光が放射される。この現象をチェレンコフ放射という。荷電粒子が媒質中を移動すると、荷電粒子が作る電場により媒質中の原子が分極する。分極された原子が平衡状態に戻るときに双極子放射が起こるが、分極は荷電粒子に対して対称に起こるため放射は相殺される。しかし荷電粒子が媒質中の光速を超えた速度をもつと、自身の作る電場よりも荷電粒子が速く移動するため、分極に対称性がなくなって電磁波が放射される。これがチェレンコフ光放射のおおまかな原理である。到来した VHE ガンマ線による電磁シャワーから発生する電子陽電子が、チェレンコフ光を放射する条件は式 (1.19) で与えられ、実際、電子陽電子はこれを満たす十分なエネルギーをもっている。

$$v_e > \frac{c}{n_a} \quad (1.19)$$

ここで、 v_e は電子あるいは陽電子の速度、 n_a は大気屈折率、 c は真空中の光の速度である。図 1.16 に放射の概念図を示す。 $\beta = v/c$ とすると、チェレンコフ光の放射角度 θ は

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.20)$$

で与えられる。シャワーによって生じたチェレンコフ光は、直径数百メートル、厚さ数ナノ秒の円盤（ライトブル）となって地上に降り注ぐ。

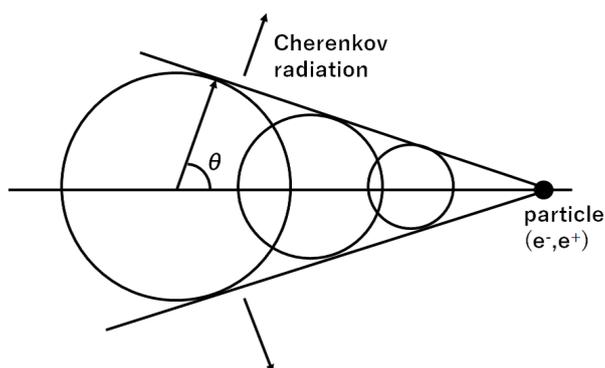


図 1.16: チェレンコフ光放射のイメージ図

1.2.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

VHE ガンマ線と地球大気の相互作用によって発せられるチェレンコフ光を、地上に設置した望遠鏡で観測し、間接的にガンマ線を捉える試みは 1960 年代頃から始まった。地上に設置する望遠鏡は大気チェレンコフ望遠鏡とよばれ、当時の観測は single dish であった。しかし、宇宙からはガンマ線以外にも陽子などの宇宙線がやってくるため、ガンマ線とそれらのノイズ成分を判別するのが難しいという問題があった。この問題を克服したのが解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope : IACT) である。IACT は大型の光学反射鏡と焦点面に搭載された多数の光検出器でチェレンコフ光のイメージを捉えることで、シャワー源がガンマ線由来か宇宙線由来かを判別することができる。1989 年、Whipple 天文台にある大気チェレンコフ望遠鏡の焦点面に、光検出器である光電子増倍管を複数設置して IACT 型にし、かに星雲からのガンマ線を観測したことで、その有効性が確立された。その後は、日豪による CANGAROO、ドイツの HEGRA など数メートル口径の IACT が次々と各地に建設された。現在 IACT は VHE ガンマ線観測の主流となっている。

イメージング法

1.2.1 で述べたようにシャワーの構造はその起源によって異なり、この違いは焦点面カメラで捉えたチェレンコフ光像の広がりや強弱に反映される。従って反射鏡で集光したチェレンコフ光のイメージを解析することでシャワーの識別が可能となる。この手法をイメージング法という(図 1.18)。チェレンコフ光像の形状はシャワーの軸と望遠鏡の光学軸の位置関係によって異なり、表 1.1 のような関係となる。楕円形に分

表 1.1: チェレンコフ光像の形状

シャワーの軸と望遠鏡の光学軸の位置関係	チェレンコフ光像の特徴
一致する場合	円、視野中心に現れる
平行で離れている場合	楕円、長軸と光学軸が一致
平行でない場合	楕円、長軸と光学軸が不一致

布している光像に対しては、形状の特徴を示すパラメータがいくつか定義されている。図 1.17 に焦点面カメラに映し出されるチェレンコフ光像とパラメータを、以下に各パラメータの定義を述べる。

- width 楕円の短軸方向の長さ
- length 楕円の長軸方向の長さ
- alpha 楕円の長軸とカメラ中心方向のなす角度
- distance 楕円の重心からカメラ中心までの距離

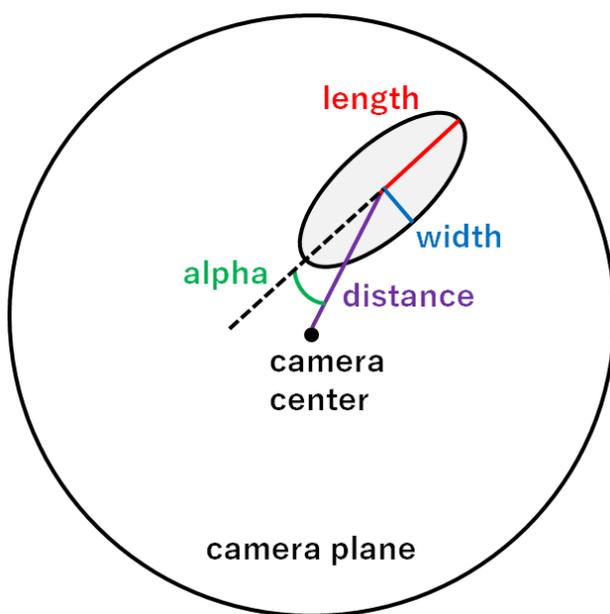


図 1.17: 焦点面カメラに映し出されるチェレンコフ光像とイメージパラメータ。各パラメータのうち、alpha 以外は Hillas によって定義された [10]。

これらのパラメータと各カメラピクセルの強度などから、シャワーの到来方向、起源、エネルギーの大きさなどを見積もることができる。

ステレオ観測

チェレンコフ光像の長軸方向はほぼシャワーの到来方向を示す。よってチェレンコフ光のライトプール内に IACT を複数台設置することで、軸の交点から到来方向を決定することができる。この方法をステレ

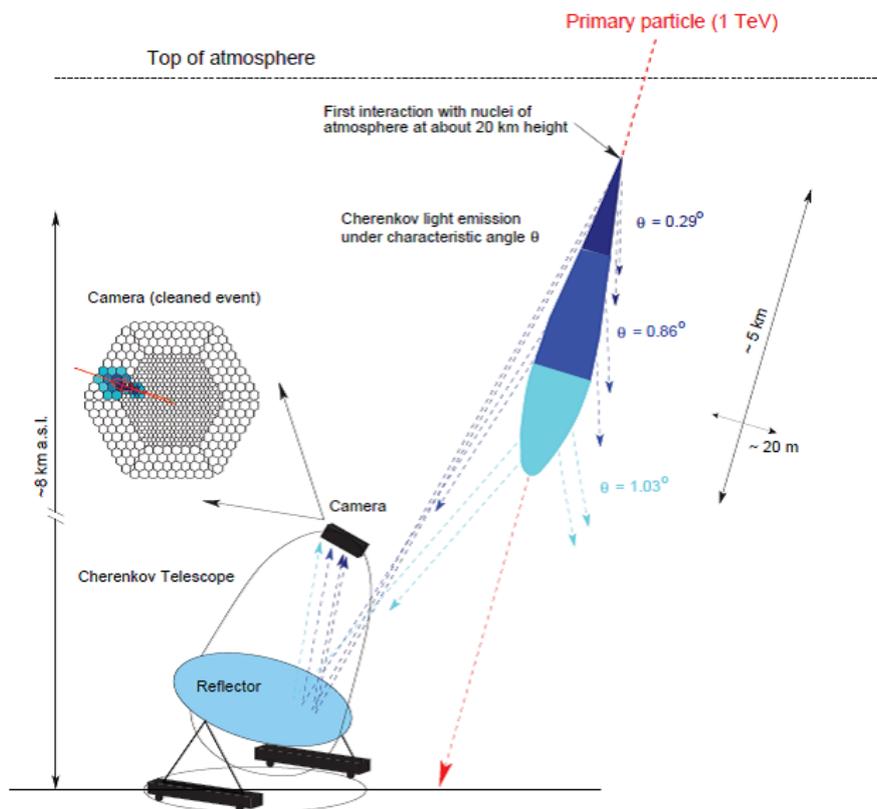


図 1.18: IACT による観測の模式図 [11]。到来シャワーとそれによって焦点面カメラに映し出されるチェレンコフ光像の関係を示している。

観測という（図 1.19）。交点は最低 2 台の IACT で決定できるが、3 台以上で同時に観測することで交点の決定に余分な自由度が入り最適化ができるようになるため、台数が増えるほど精度は向上する。この手法により、チェレンコフ光の強度からガンマ線のエネルギーを求める際の決定精度を、単独の場合の約 40% から約 15% まで向上させることができる [12]。

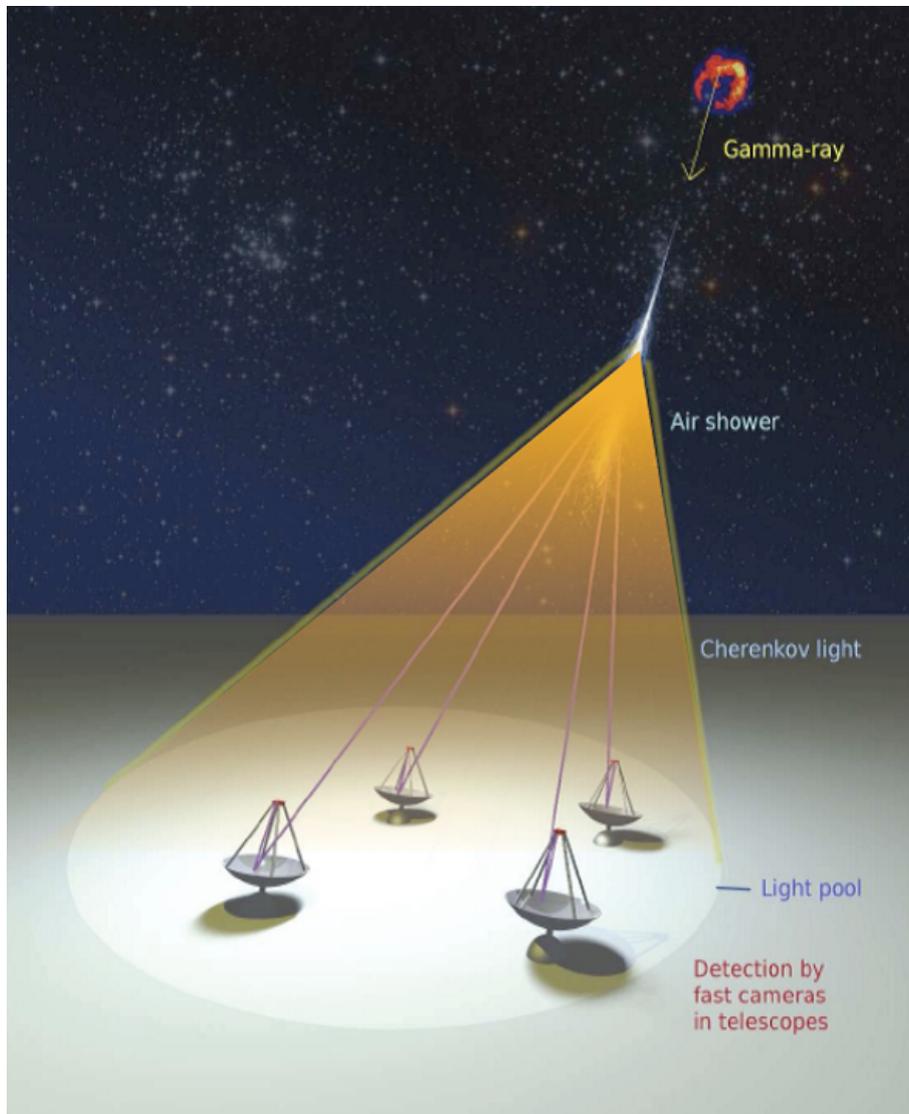


図 1.19: 複数台の IACT によるステレオ観測の様子 [13]

現在稼働中の IACT

現在稼働中の IACT の中でも代表的なのは、MAGIC-II (図 1.20)、VERITAS (図 1.21)、H.E.S.S.-II (図 1.22) の 3 つである。MAGIC-II は、ドイツなどのグループが 2004 年に 1 台目を完成させ、その後 2009 年に 2 台目を完成させた。カナリア諸島 La Palma 島に位置する口径 17m の望遠鏡 2 台でステレオ観測を行っている。VERITAS は Arizona に建設され、12m 口径の望遠鏡 4 台で観測している。H.E.S.S.-II は Namibia に位置し、12m 口径の望遠鏡 4 台と後に設置された 28m 口径の望遠鏡 1 台の計 5 台で観測を行っている。



图 1.20: MAGIC-II 望远镜 [14]



图 1.21: VERITAS 望远镜 [15]



图 1.22: H.E.S.S.-II 望远镜 [16]

第2章 Cherenkov Telescope Array 計画

2.1 概要

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、大きさの異なる 3 種類の次世代ガンマ線望遠鏡を、南北のサイトに数十台建設する国際共同プロジェクトである。現在稼働している MAGIC などの望遠鏡よりも一桁高い感度と 20 GeV から 300 TeV という広い観測帯域によるガンマ線観測を目指す (図 2.3)。CTA 計画は、現在 32 か国 1,350 名ほどが関わる大規模計画であり、日本からも 120 名ほどがメンバーとなって開発に関与している。3 種類の望遠鏡はそれぞれ、大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope : LST)、中口径望遠鏡 (Middle-Sized Telescope : MST)、小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope : SST) とよばれ、このうち日本は LST の開発に主体的な役割を果たしている。広範囲なエネルギー帯域での観測を実現するために各望遠鏡はそれぞれ明確な役割をもっており、チェレンコフ光子数密度が少ない低エネルギー側は大面積を有する LST が担当、到来頻度は少ないがライトプールの広がる高エネルギー側では SST を広範囲に多数設置し、中間部は MST でカバーする (表 2.1)。北サイトはカナリア諸島 La Palma 島、南サイトはチリのパラナルに建設し、南北のサイトで全天観測を行う。図 2.1 に北サイト完成予想図、図 2.2 に南サイト完成予想図を示す。大口径望遠鏡は現在、La Palma 島で 1 号機の建設が進められていて、2018 年 10 月に観測開始の予定である。また、2 号機の建設は 2020 年の予定となっている。CTA の観測によって、ガンマ線天体の発見数はこれまでよりも大幅に増えることが期待されている。



図 2.1: CTA 北サイト完成予想図 [17]。MAGIC 望遠鏡に隣接して建設される。

表 2.1: 各望遠鏡の特徴

種類	口径	観測帯域	設置台数
大口径望遠鏡 (LST)	23 m	20 GeV - 1 TeV	北 (4) 南 (4)
中口径望遠鏡 (MST)	12 m	100 GeV - 10 TeV	北 (15) 南 (25)
小口径望遠鏡 (SST)	6 m	5 TeV - 300 TeV	北 (0) 南 (70)

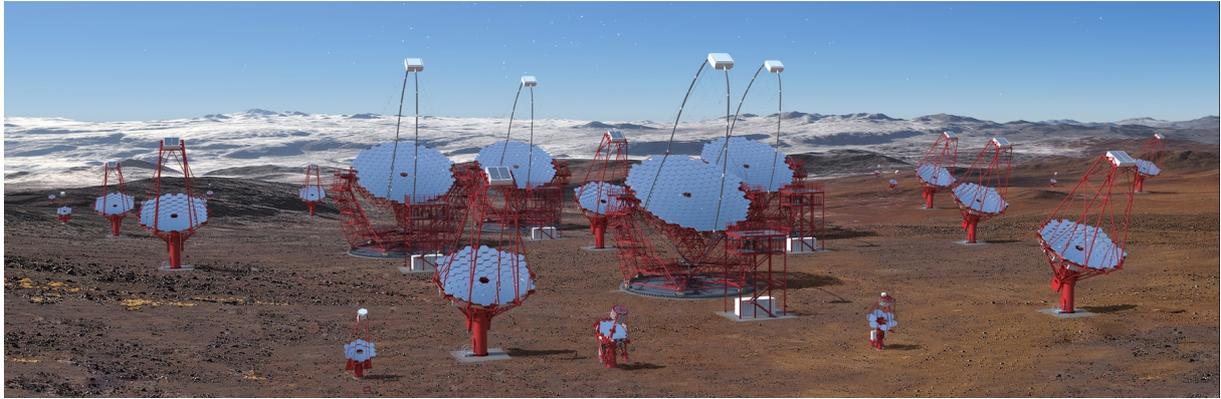


図 2.2: CTA 南サイト完成予想図 [17]

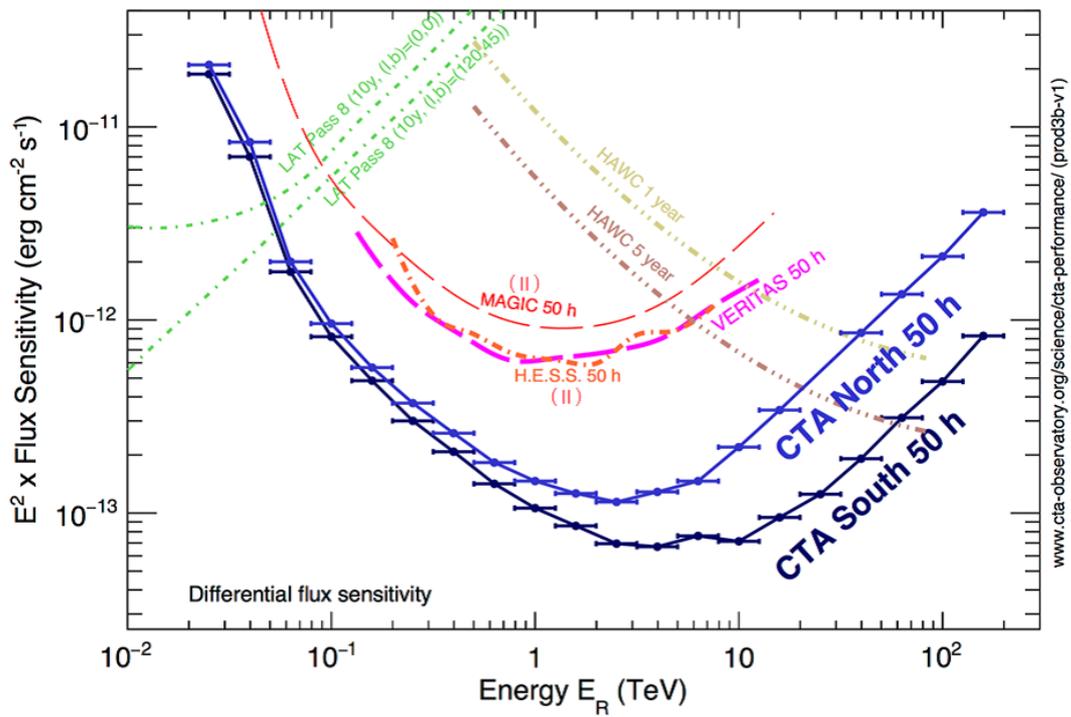


図 2.3: 現行の望遠鏡と CTA で予想される感度曲線の比較 [17]。縦軸はガンマ線フラックスの検出閾値を表し、下にいくほど高感度である。

2.2 大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope : LST)

CTA 計画の中でも日本が特に中心となって開発しているのが LST である。図 2.4 に完成予想図を示す。LST は約 400 m^2 という広い鏡面積と浜松ホトニクスと共同開発した高感度の光検出を用いることで観測エネルギーの下限である 20 GeV を達成する。これにより Fermi 衛星の観測帯域と合わせて約 7 桁にわたるシームレスなデータを得られることが期待される。表 2.2 に LST の主要諸元を示す。

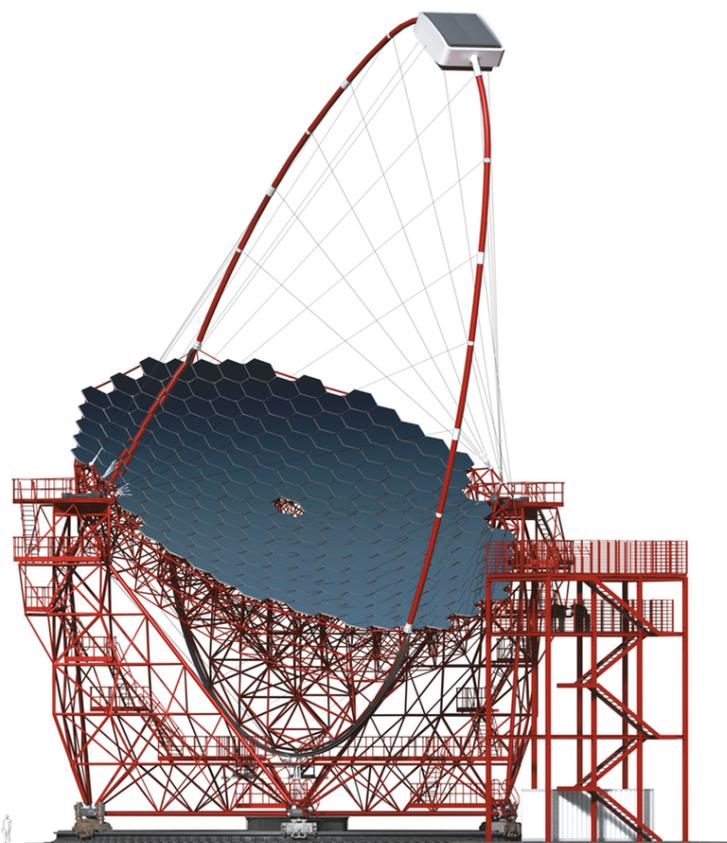


図 2.4: 大口径望遠鏡 [17]。上部にあるのが焦点面カメラ。

焦点面カメラ

LST の焦点面カメラには、光検出器として光電子増倍管 (Photomultiplier Tube : PMT) が 1 台につき 1855 本使用される。また、各 PMT の後段には昇圧回路とプリアンプが接続されていて、一つのユニットとなっている。さらに、PMT ユニットはメンテナンスの観点から 7 本でセットとなって後段の読み出し部分であるエレクトロニクスに接続されていて、PMT クラスタとよばれる。

2.3 光電子増倍管の諸特性

光電子増倍管 (PMT) は、光を電気信号に変換し、増幅させて出力する光検出器の一つである。

表 2.2: 大口径望遠鏡の特徴

項目	スペック
口径	23 m
総重量	120 t
視野	4.5 度
焦点距離	28 m
回転速度	180 度/20sec
有効鏡面積	368 m ²
焦点面検出器口径	2.25 m ²

2.3.1 原理

PMT の簡易的な構造図を図 2.5 に示す。

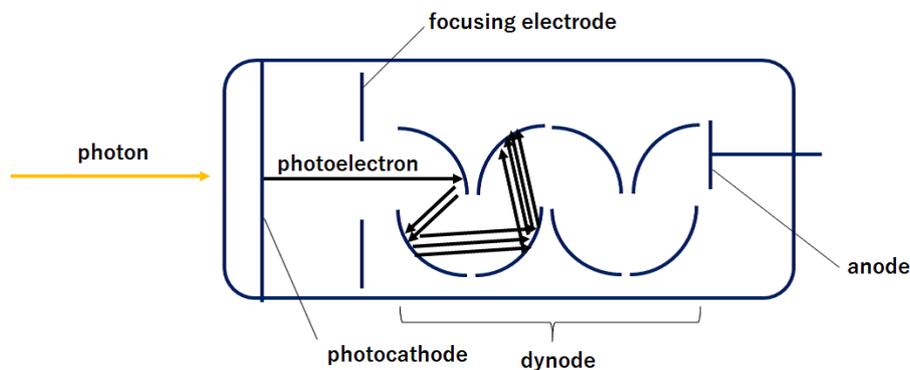


図 2.5: PMT の構造図。使用時は高電圧を印加する。高圧電源と内部のデバイダ回路（電圧分割回路）によって各ダイノード間、光電面-ダイノード間、ダイノード-アノード間に電圧が与えられる。また、内部はほぼ真空である [18]。

入射窓を通して入射した光は、光電面で光電効果を起こし電子を放出する。この一次電子を光電子と呼ぶ。光電子は集束電極によって集束され、第一ダイノードに衝突する。ダイノードに衝突した光電子は、二次電子を放出し、ダイノード間に印加される電圧によって作り出される電場によって加速され、次のダイノードに衝突し、同様に二次電子を放出する。この過程はダイノードの数だけ起こり、最終的にアノード（陽極）でパルス信号として取り出される。

2.3.2 量子効率

入射光子は光電面物質中の価電子帯の電子を励起させるが、電子は必ずしも飛び出すとは限らず確率過程が存在する。入射する光子数に対する光電面から放出される光電子数の比を量子効率 (Quantum Efficiency : QE) といい、光電面の材質と形状によって決定される。また、QE は波長に依存する特徴をもつ。

2.3.3 収集効率

光電面から放出された光電子が第一ダイノードにヒットし、以後も抜け落ちることなく増倍する比率を収集効率という。第一ダイノード以降のダイノードでも増幅されずに抜けていく光電子は存在するが、後

段は二次電子の総数が多いため、最も影響が大きいのは光電面から集束電極の間である。後述するゲインに影響する重要な特性でもある。

2.3.4 ゲイン

光電面から放出された光電子とアノードで取り出される電子の比、すなわち PMT の増幅率をゲインという。各ダイノードの電子増幅率は各ダイノード間の電圧 E_i の関数であり、以下のように表せる。

$$\delta_i = a \cdot E_i^k \quad (2.1)$$

ここで a は定数、 k は電極の構造や材質で決まる値である。よってゲイン μ は、収集効率を c 、ダイノード数を n とすれば

$$\mu = c \prod_{i=1}^n \delta_i = ca^n \prod_{i=1}^n E_i^k \quad (2.2)$$

となる。

2.3.5 パルス幅、トランジットタイム、T.T.S.

アノードからの信号のパルス幅は、主に光電面から放出された光電子が増幅されてアノードで取り出されるまでの間に生じる、個々の電子の時間差による拡がり、光電面から叩き出される光電子の位置の違いから生じる時間差の拡がり (Transit Time Spread : T.T.S.) によって生じる。ここで、電子が PMT 管内を走行する時間をトランジットタイム (Transit Time : TT) という。また、入射する光パルスが時間幅をもてば、その分パルス幅は太くなる。時間特性は電極の構造によって決定づけられるが、印加電圧にも依存する。ここで、あるダイノード間を走る電子の走行時間 t_e を考える。ダイノード間の距離、電圧、電場をそれぞれ d 、 V 、 E 、電子の質量と電荷をそれぞれ m_e 、 q とすれば、電子にかかる力 F は

$$F = qE = \frac{qV}{d} \quad (2.3)$$

となるので、運動方程式より

$$\frac{qV}{d} = m_e \frac{dv}{dt} \quad (2.4)$$

よって、初速を 0 とすれば

$$v = \int \frac{qV}{m_e d} dt = \frac{qVt}{m_e d} \quad (2.5)$$

となる。また、

$$d = \int_0^{t_e} v dt \quad (2.6)$$

なので、電子の走行時間 t_e は

$$t_e = \left(\frac{2m_e d^2}{qV} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

したがって、電子の走行時間は印加電圧の-1/2 乗に比例する。一般的に、時間特性は印加電圧の-1/2 乗に比例して改善される。

2.3.6 アフターパルス

光子入射によるメインパルスの後にあらわれるパルス群をアフターパルスとよぶ。アフターパルスには速い成分と遅い成分の2つがあるが、一般的には数百 ns から数 μ s の遅い成分のことを指す。その主な要因は、PMT 内部に残留するガスが逆走してつくる光電子である。PMT 内部は限りなく真空に近い状態に保たれているが、実際はわずかに残留ガスが存在し、そのガスが走行中の電子と衝突することでイオン化され、陽イオンが管内の電場によって光電面あるいは前段のダイノードにぶつかって光電子を発生させることがある。これはイオンフィードバック現象と呼ばれる。それら光電子は陽極で取り出され、メインパルスの後に疑似的なパルスとして出現する。

2.4 大口径望遠鏡に用いられる光電子増倍管

すでに述べたように、エネルギー閾値 20 GeV を達成するために LST の焦点面検出器に用いられる PMT には極めて厳しい性能要求が課せられている。表 2.3 に LST に用いられる PMT の主な性能要求を示す。この PMT への要求は、CTA の科学到達目標からくる要求を、後段の信号処理の性能とあわせてフローダウンした結果、定義されたものである。LST チームは、これらの要求値を基にした PMT を浜松ホトニク

表 2.3: 大口径望遠鏡に用いられる PMT に対する要求値

項目	要求値
パルス幅	3.0ns 以下 (FWHM)
有効波長領域	300-650 nm
ピーク量子効率	35% 以上
各 PMT に対する電子走行時間のばらつき	5 ns 以下
動作ゲイン	4×10^4
動作電圧のばらつき	100 V 程度
アフターパルス発生確率 (4 p.e. 以上)	0.02% 以下

ス (Hamamatsu Photonics K.K. : HPK) と共同で開発した。後述するが、1号機には8段ダイノードの R11920-100 が、2号機以降用には7段ダイノードの R12992-100 が使われる予定となっている。図 2.6 に R12992-100 の実物の写真を示す。

2.4.1 CTA LST で使用する PMT の諸特性

量子効率 (QE)

LST 用 PMT の光電面にはスーパーバイアルカリが使用され、また光電面を球形かつすりガラス状にすることで、散乱された光子が再び光電面にぶつかる確率を上げ、QE を上げることに成功している。図 2.7 に QE のスペクトルとピーク QE のヒストグラムを示す。チェレンコフ光の波長帯域である 300 nm から 650 nm にかけて感度が高く、ピーク QE は要求値である 35% 以上を満たしている。

ゲイン

LST 用 PMT は、高い収集効率を実現するため、ツェナーダイオードにより光電面と集束電極の間に 350 V の定電圧がかかっており、LST2号機以降に用いられる7段ダイノード PMT では (350 V)+1:2:1:1:1:2:1

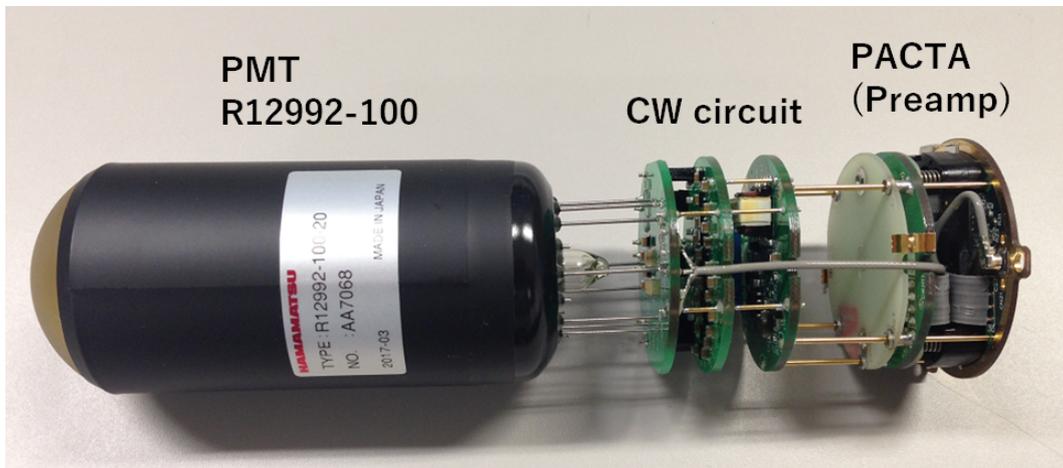


図 2.6: 7 段ダイノード PMT R12992-100 の写真。後段には Cockcroft-Walton 回路と PACTA (プリアンプ) が取り付けられている。

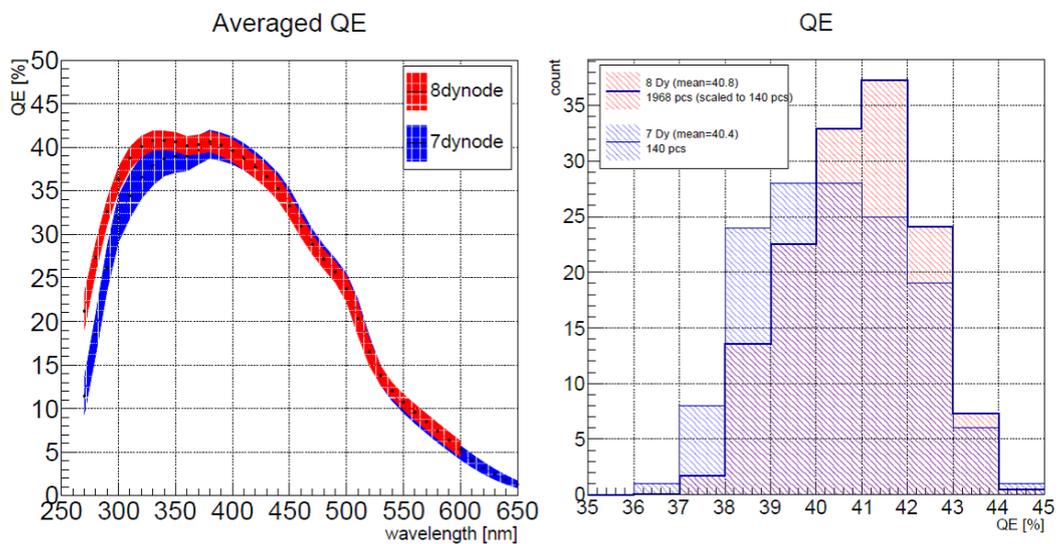


図 2.7: 右は QE の波長スペクトルで、左はピーク QE のヒストグラム。赤色は 8 段ダイノード PMT で、青色は 7 段ダイノード PMT を表す。どちらも HPK のデータシートによる。© 櫻井駿介

の比で電圧が印加される仕様となっている。よって式 (2.2) より

$$\begin{aligned}\mu &= ca^7 \prod_{i=1}^7 E_i^k \\ &= ca^7 \times 350^k \times \left[\left(\frac{V-350}{9} \right)^k \right]^5 \times \left[\left(\frac{2(V-350)}{9} \right)^k \right]^2 \\ &= ca^7 \times \left(\frac{350 \times 4}{9^7} \right)^k \times (V-350)^{7k}\end{aligned}\tag{2.8}$$

定数を置き換えることで、最終的にゲインは

$$\mu = \alpha(V-350)^\beta\tag{2.9}$$

と表される。すなわちゲインは印加電圧に対してべき乗の関係がある。このときのべきの値を HV index とよぶ。LST 用 PMT では、ゲインの低下を抑えて寿命を伸ばす、後段のエレクトロニクスのダイナミックレンジを満たす、という目的から動作ゲインは 40,000 となっている。

印加電圧

高圧電源により PMT に印加する電圧を印加電圧 (High Voltage : HV) といい、ゲイン、パルス幅、トランジットタイム、T.T.S. などは印加電圧に依存する。LST 用 PMT の印加電圧は、後段の昇圧回路の関係から上限が 1500 V 程度となっている。

動作電圧

ゲイン 40,000 を達成する印加電圧値を動作電圧 (Nominal Voltage : NV) と呼ぶ。PMT 間のスパーク現象を抑える、PMT 間の電圧差による電場で PMT 管内の電場が乱されゲインが変動することを防ぐ、電子走行時間 (トランジットタイム) を揃える、などの目的から動作電圧のばらつきは 100 V 程度となることが求められる。しかし、HPK のデータシートによると、2 号機以降に用いられる PMT の動作電圧は、現在納品された 8200 本について動作電圧のばらつきが 293 V となっていて要求値を満たしていない。図 2.8 に動作電圧分布を示す。

電子走行時間

低エネルギーのガンマ線イベントを捉えるため、LST はアナログサムトリガーと呼ばれるトリガー方式をとっていて、複数の PMT からの信号の足し合わせに対して閾値を設ける。また、PMT からの出力は読み出しボードに入る前に約 5 ns の単位で操作が可能な遅延回路を通され調整することができるようになっている。よって電子走行時間 (TT) のばらつきは 5 ns に収まっている必要がある。

パルス幅

LST 用 PMT では、出力電荷パルスの積分時間を短くして、約 300 MHz で発生する夜光バックグラウンド (Night Sky Background : NSB) の影響を最小化し、S/N 比を向上させるという目的からパルス幅が 3 ns 以下という要求値が課せられている。

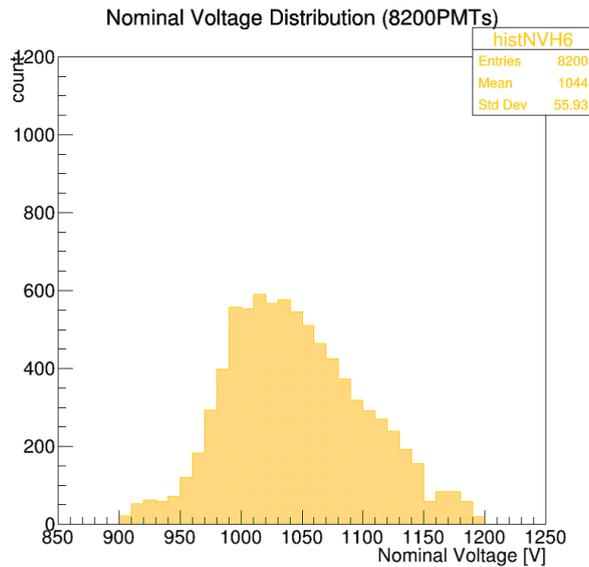


図 2.8: 現在納品済みの 8200 本の PMT の動作電圧分布。HPK のデータシートによる。平均値は 1044 V、標準偏差は 55.93 V、ばらつきは 293 V、最小値は 905 V、最大値は 1198 V である。

アフターパルス

波高が高いアフターパルスは深刻なノイズ源となることから、4 p.e. 以上での発生確率の要求値は 0.02% 以下と非常に厳しい。これが、LST の観測エネルギー帯域の下限を決めるので重要なパラメータである。HPK のデータシートによれば 1 号機用では発生確率が 0.0045% 以下となっていて非常に優れている。

PMT モジュール

PMT の後段には Cockcroft-Walton 回路と呼ばれる昇圧回路と PACTA(Preamplifier for CTA) と呼ばれるプリアンプが取り付けられていて、これらをまとめて PMT モジュールとよんでいる。PACTA は広いダイナミックレンジを確保するために High Gain と Low Gain の 2 つの出力をもち、さらに電気的なノイズを減らすために差動出力となっているため、合計 4 つの出力チャンネルをもつ。High Gain と Low Gain のトランスインピーダンスは、それぞれ 1200 Ω 、80 Ω である。

2.4.2 要求仕様を満たすための設計解

上述したように、パルス幅は印加電圧に対して反比例の関係（負の相関）がある一方、ゲインは印加電圧に対してべきの関係（正の相関）がある。これら 2 つの要求を同時に満たす方法として、1 号機用 PMT では PMT 外部で、2 号機用 PMT では PMT 内部で設計変更を行い、ゲインを下げる方法がとられた。具体的には、1 号機用 PMT は、PMT からの信号をプリアンプに入力する前に抵抗分割回路へ通し、電荷の一部を捨てることで信号を減衰してゲインを低下させた。（図 2.9）。また、2 号機以降用の PMT は、PMT 内部のダイノード数を 8 段から 7 段に減らすことでゲインを下げる設計変更を行った。

2.5 本修論の目的

本研究の目的は、8 段ダイノードから 7 段ダイノードに設計変更された LST2 号機以降用の PMT について、要求を満たしていない動作電圧のばらつきを、要求値である 100 V 程度に改善することと、パルス幅、

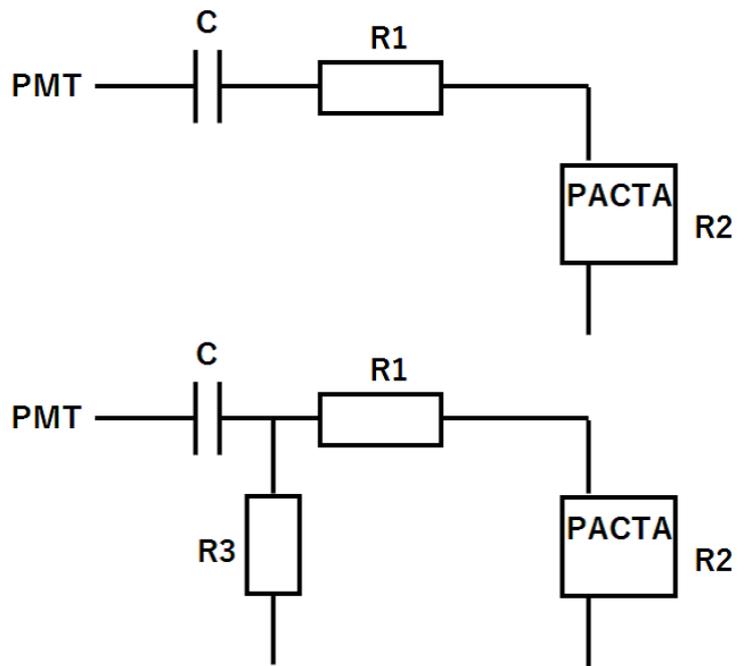


図 2.9: PMT と PACTA の間の回路図。上は元の状態。下が減衰回路を付けたもの。PMT からの信号は R1 と R3 によって分割され、R3 に流れる信号は捨てられる。R2 は PACTA 内部の抵抗を表す。

トランジットタイムのばらつきなどの諸特性が表 2.3 の要求を満たしているかを調べることである。

第3章 較正試験と減衰ファクターの決定

2.4.1 で述べたように、現在納品済みの 8200 本の PMT の動作電圧のばらつきは 293 V となっていて、100 V 程度という要求を満たしていない。そこで、2.4.2 のとおり、図 2.9 のように抵抗を並列に組み込み、ゲインが高めの PMT の出力信号をプリアンプに入力する前に分割させて一方を捨てることで減衰させる方法をとることにより、動作電圧のばらつきを抑えようと試みた。ここで、ゲインと印加電圧の関係は式 (2.5) で与えられる。減衰率が $1/A$ の回路の減衰ファクターを A とすると、減衰ファクター A の回路を取り付けた後の動作電圧 V_2 は、式 (2.9) より

$$\mu = \alpha(V_1 - 350)^\beta \quad (3.1)$$

$$A\mu = \alpha(V_2 - 350)^\beta \quad (3.2)$$

であるので

$$V_2 = A^{\frac{1}{\beta}}(V_1 - 350) + 350 \quad (3.3)$$

となる。ここで、 $V_1 (< V_2)$ は減衰ファクター A を取り付ける前の動作電圧を表す。式 (3.3) からわかるように、減衰ファクターを取り付けた後の動作電圧を求めるには、HV index を求める必要がある。また、同時に浜松ホトニクス の全数検査による動作電圧値の結果に対して誤差を評価するために、本研究では、PMT を 100 本ランダムに抽出して印加電圧 vs ゲイン曲線を作成し、HV index と動作電圧を評価した。

3.1 セットアップ

図 3.1 に PMT からの出力データを取得するためのセットアップ図を示す。パルスジェネレーターと呼ばれるパルス出力装置から出力されたパルスは、レーザーダイオードを駆動し、発生した光パルスは、光ファイバーを伝って暗箱内で発光する。光パルスは、フィルターホイールによって光量調整され、反射板で反射・拡散された後、PMT に入射される。パルスジェネレーターからは同時にトリガーパルスも出力されていて、ファンクションジェネレーターと呼ばれる波形処理装置で整形・遅延調整された後、DRS4 評価ボードとよばれる、アナログ信号を複数のキャパシタに溜めこんで AD 変換し、ある瞬間のデータ値を出力できる装置に入力される。PMT からの出力は、ファンクションジェネレーターからのトリガーパルスをきっかけに DRS4 評価ボードによって読み込まれ、USB ケーブルを伝って PC に転送される。図 3.2 は実際の暗箱内の写真である。

3.1.1 各実験装置

パルスジェネレーター

光源を駆動するパルサーには、Hewlett-Packard 社のパルスジェネレーターを使用した (図 3.4)。光量はオシロスコープでモニターし、常に一定となることを確認して実験を行った。

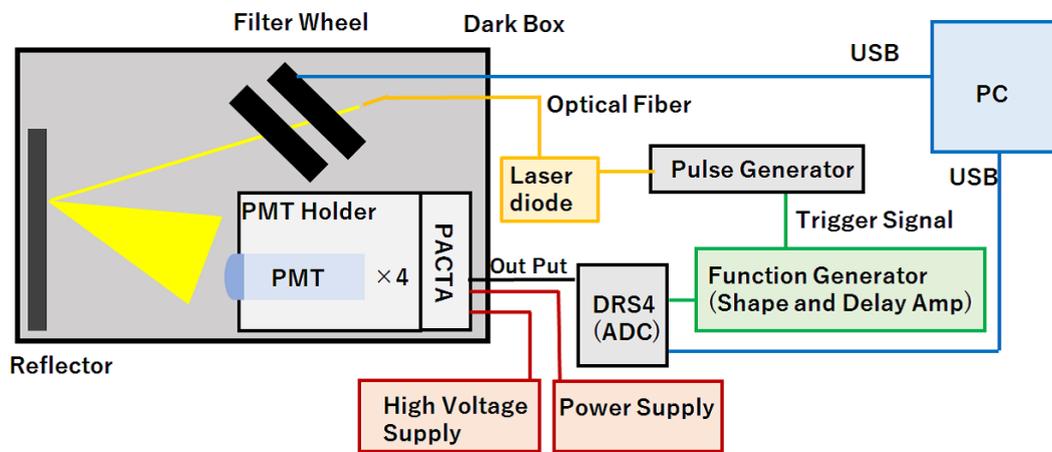


図 3.1: PMT のセットアップ図

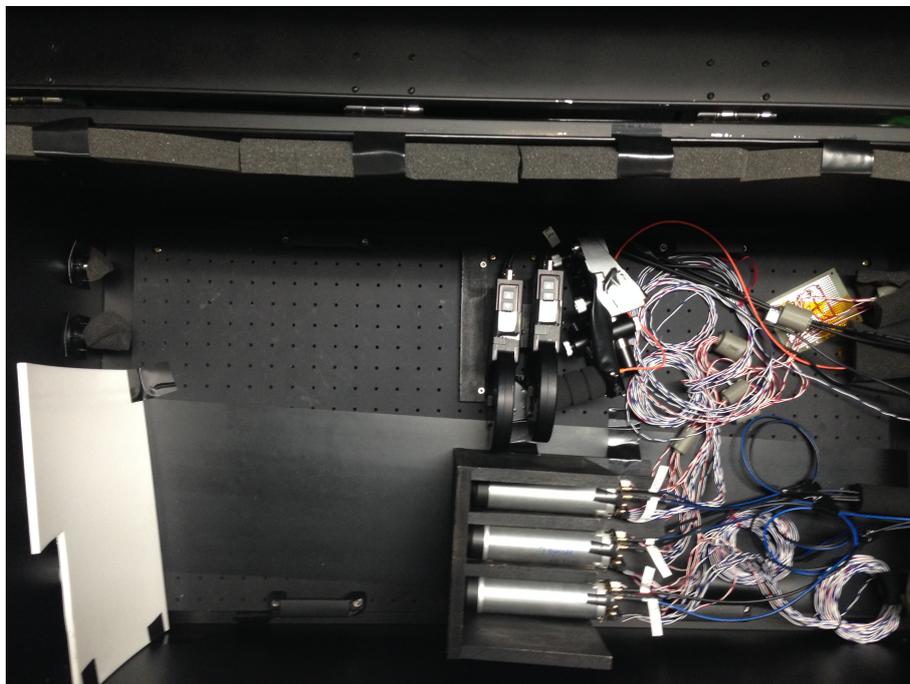


図 3.2: 暗箱内部の様子。写真左下にあるのは反射板で、右側にはフィルターホイールとPMTが入った箱が設置されている。ノイズを防ぐため、PMTはアルミシールドで覆われていて接地してある。

ファンクションジェネレーター

パルスジェネレーターは、光源を駆動するパルサーと同期してトリガーパルスを出力する(図 3.4)。しかし、トリガーパルスは分割されて 2 台の DRS4 に入力されるため、そのままでは電圧が足りない。そこで、いったんファンクションジェネレーターを通して矩形波に整形された後、遅延調整を行ってから DRS4 へと入力するようにした。

レーザーダイオード

光源は日亜化学工業のレーザーダイオード NDV4212 が使用される(図 3.4)。波長は 405 nm であり、チェレンコフ光の波長帯域に近くなっている。また、通常の LED に比べて応答が速い特徴がある。

フィルターホイール

USB ケーブルで PC と接続されていて、暗箱を開けることなく光量を調整することが可能となっている(図 3.2)。ひとつのフィルターホイールに 6 種類のフィルターが入っていて、2 台で 36 段階の光量調整をすることができる。

DRS4 評価ボード

PMT からの信号は DRS4 評価ボード ver4 と呼ばれる ADC を使って読み込んだ(図 3.5)。DRS4 評価ボード内部にはスイスの The Paul Scherrer Institute (PSI) が開発した DRS4 (Domino Ring Sampler version 4) chip が組み込まれていて、このチップは switched capacitor array (SCA) と呼ばれる 1024 個のキャパシタをもつ。アナログ信号がきたとき、高速でそれらのキャパシタに電荷を溜めていき、トリガーと共に ADC によってデジタルに変換されて出力される仕組みであり、1024 の時間データと、そのときの電圧値のデータを出力することができる。今回は PC の USB ポートの関係から、シリアル番号 2316 と 2386 の 2 台を使用することにした。PMT からの出力は High Gain の差動出力のみを使用し、DRS4 はひとつにつき 4 つのインプットチャンネルをもつため、4 台の PMT を同時測定することができる。ただし、シリアル 2386 の 1,2 チャンネルはリファレンスとして測定毎に同じ PMT を設置したため、実質 3 本を同時測定する。DRS4 からのデジタル出力データは USB2.0 で PC に送られる。また、今回の測定ではサンプリングスピードを 1 GHz とした。さらに、各 PMT セットの測定毎に、時間と周波数のキャリブレーションをかけることで安定性を高めた。

DRS4 評価ボードの出力電荷量補正

DRS4 の各チャンネルペアで、ゲインを高く見積もるものと、低く見積もるものがあることが判明したため、DRS4 入力チャンネル間の相互補正を行った。4 本の PMT に対して、各チャンネルペアからの出力電荷量を調べ、全体の平均値に対するそれぞれの出力電荷量の比率を見積もった。図 3.3 に結果のグラフを示す。また、PMT4 本分の比率の平均値を補正值として使用することにし、求めた電荷量はすべて各補正值で補正した。表 3.1 に各チャンネルペアの補正值を示す。ここで、各比率は真の値に対するものではなく算術平均値に対するものであり、考量できていない不定性がある。よって、補正值に含まれる誤差は無視した。

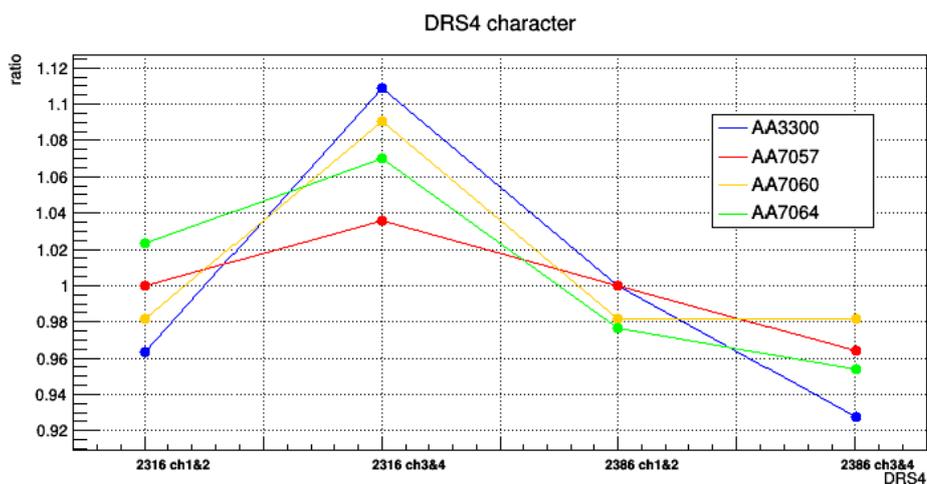


図 3.3: DRS4 の個性。横軸は各 DRS4 のチャンネルペア、縦軸は全体の平均値に対する各チャンネルペアの出力電荷量の比率を表す。

表 3.1: 各 DRS4 のチャンネルペアの補正值

2316 ch1&2	2316 ch3&4	2386 ch1&2	2386 ch3&4
0.992	1.076	0.990	0.957

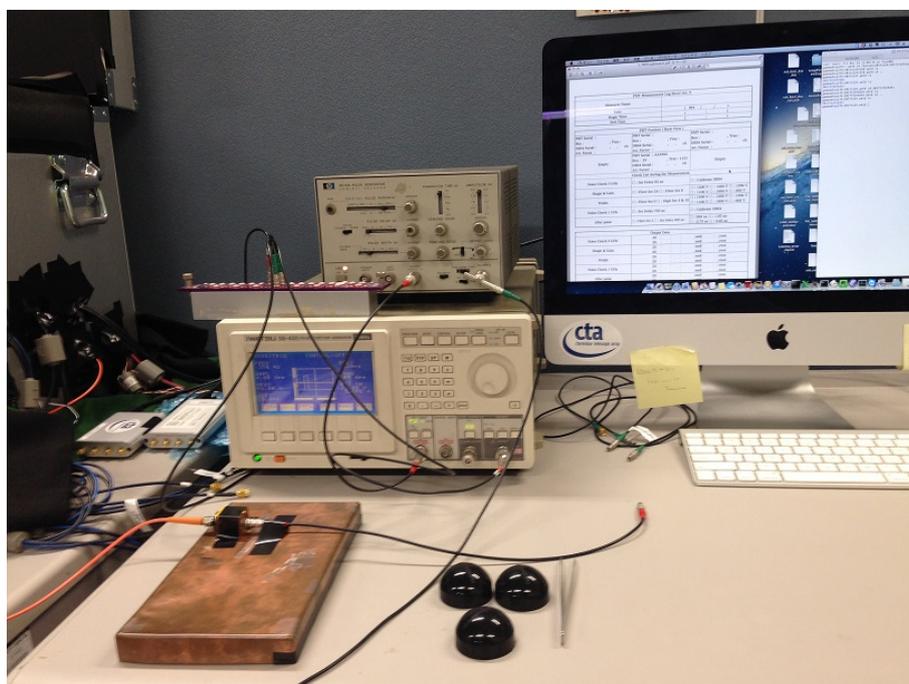


図 3.4: パルスジェネレーター（左上）、ファンクションジェネレーター（左中央）、レーザーダイオード（左下）、PC（右）



図 3.5: 2 台の DRS4 評価ボード

3.2 測定項目・測定手順

印加電圧 vs ゲイン曲線を作成するには、各印加電圧に対してゲインを求める必要があり、本研究では 900, 1000, 1100, 1200, 1300, 1400 V の 6 点を印加電圧の測定点とした。また、各測定点で 1 光電子 (Single p.e.) の電荷量を測定してゲインを算出していくことが理想的だが、低電圧側ではノイズと Single p.e. のシグナルノイズ比 (SN 比) が悪くなるため、各印加電圧点で Multi p.e. (多光量) 測定をした後に 1400 V で Single p.e. の測定を行い、Multi p.e. の印加電圧 vs 電荷量曲線を Single p.e. にスライドして、印加電圧 vs ゲイン曲線を得る方法をとることにした。すなわち、1400 V での Single p.e. と Multi p.e. の比をとることで光電子数を算出し、Multi p.e. の各測定点を光電子数で割ることでゲイン曲線が得られる。また、Single p.e. の解析を行う際、ペDESTAL (ノイズ) 成分を除去する必要がある、ペDESTAL 成分のみのデータを取得するために、PMT に光を照射しない測定 (Dark 測定) も行った。表 3.2 に測定項目を示す。イベント数 N の測定における統計誤差 δN を近似的に

$$\delta N = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.4)$$

とすれば、Single p.e. 測定、Multi p.e. 測定ともに、統計誤差は 1% 程度となり、取得イベント数は統計誤差を小さく抑えるには十分な統計数といえる。Multi p.e. 測定時の光量は、印加電圧 1400 V 時の出力波形のピーク値が、DRS4 の電圧上限値である 500 mV に達しないように調整した結果、20 p.e. から 30 p.e. 程度となった。また、低ノイズなデータを取得するために、データの取得前に 10000 イベントの Dark 測定を行い、電気的なノイズと光漏れのノイズが十分少ないことを確認してから本測定を行った。

表 3.2: 測定項目

測定項目	印加電圧	イベント数	光量
Single p.e.	1400 V	20,000 event	0.3-0.4 p.e.
Dark	1400 V	20,000 event	20-30 p.e.
Multi p.e.	1400, 1300, 1200, 1100, 1000, 900 V	5,000 event	20-30 p.e.

3.3 解析

PMT の出力データは、DAQ のプログラムによって CERN の ROOT の形式で保存される [19]。よって解析は ROOT により行う。以下、解析の流れをシリアル AA3135 を例にして述べていく。

3.3.1 データの処理

測定に使用した 2 台の DRS4 のうち、シリアル 2316 の 1,2 チャンネルには取得データが異常値を示すセルが見つかった。よってデータ取得後に該当するセルを除去し、前後のセルで線形補完した。今後の解析において、この処置によるバイアスについては考慮していない。また、突発的なノイズが発生することがわかっており、このスパイクノイズを除去した。さらに、解析前にオフセットの処理を行った。

3.3.2 ゲインの評価方法

PMT の光電面からちょうど 1 つの光電子が叩き出されたときの出力波形が得られれば、そこからゲインを算出することができる。1 光電子に対応する PMT からの出力波形を図 3.6 に示す。PMT からの出力電

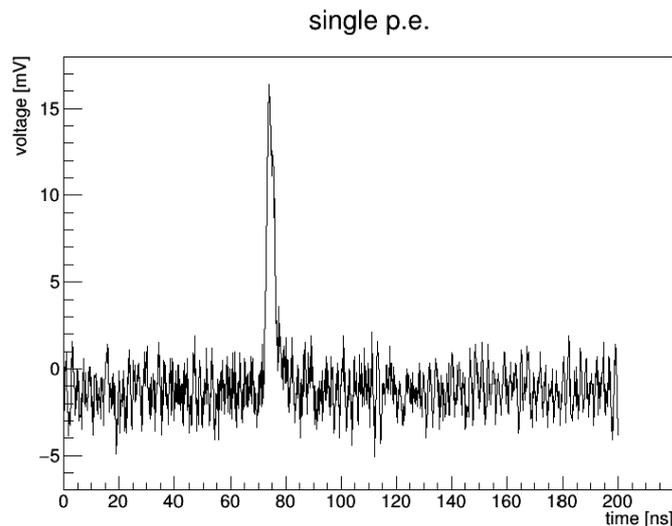


図 3.6: 印加電圧 1400 V 時の 1 光電子の出力波形

荷量 Q は、プリアンプの入力インピーダンスを R とすれば、

$$Q = \frac{1}{R} \int v dt \quad (3.5)$$

と表すことができる。出力電荷量を素電荷 e で割ると出力時の光電子数、すなわちゲインが求められる。

$$\text{gain} = \frac{Q}{e} \quad (3.6)$$

具体的に数値を代入してゲインを概算する。波形のピーク値付近 ± 10 ns を Single p.e. の積分区間とすると、図 3.6 の出力波形の積分値はおおよそ 46 [mV · ns] であった。素電荷は $e = 1.6 \times 10^{-19}$ [C]、PACTA の High Gain チャンネルを使用しているのでトランスインピーダンスは $R = 1200$ [Ω] であり、このときの

ゲインは

$$\begin{aligned} \text{gain} &= \frac{1}{eR} \int v dt \\ &= \frac{1}{1200 \times 10^{-19}} \times 46 \text{ [mV} \cdot \text{ns} \cdot \Omega^{-1} \cdot \text{C}^{-1}] \\ &\simeq 3.8 \times 10^5 \end{aligned} \tag{3.7}$$

となる。便宜上、今後、波形積分値を電荷量とよぶことにする。

3.3.3 Single p.e. 解析

上述したように、ゲインを得るためには Single p.e. の電荷量が必要となる。ここで、取得した電荷量スペクトルが離散的な形状であれば、Single p.e. の電荷量を求めることは容易だが、実際は、各成分がポアソン分布にしたがって拡がりをもつ。また、厳密には光電面で発生した光電子の一部は、第1段ダイノードにぶつかった際に、通常よりも少ないエネルギーしか与えられず、ゲインが低くなる。よって、Single p.e. の分布は複雑な形となり、分布のピーク値が単に電荷量の平均値を表しているとはいえない。図 3.7 に微弱な光を照射したときの電荷量スペクトルを示す。そこで今回は、微弱な光を PMT に入射させて得られたスペクトルから、ペDESTAL成分と 2 p.e. 以上の成分を削り落とす方法 [20] を用いて Single p.e. の電荷量を見積もった。方法を以下に述べる。

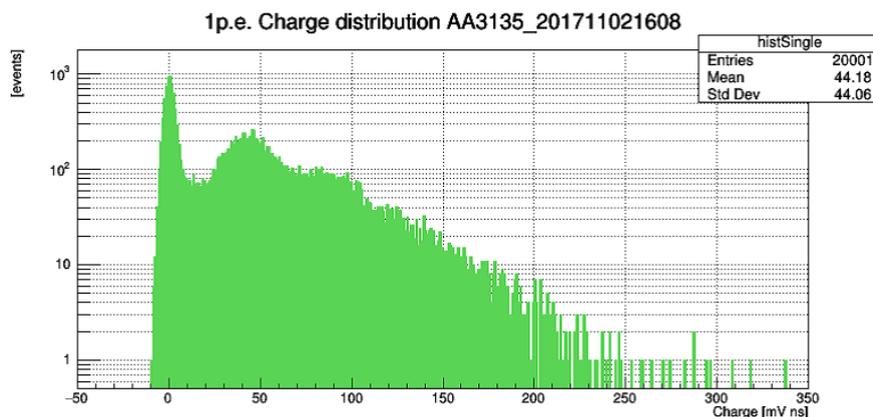


図 3.7: 微弱な光を入射したときの電荷量ヒストグラム。ペDESTAL成分に加え、40 [mV ns] 付近に 1 p.e. 成分、80 [mV ns] 付近に 2 p.e. 成分があるのがわかる。

1. ペDESTALを差し引く

まず、スケールをあわせたペDESTAL成分 N_0 を全体の電荷量分布から差し引く（図 3.8）。また、ペDESTAL付近の不定性が大きい部分をピンまとめた分布 N_k を作成する。

2. 多光電子成分を推定して差し引く

1 イベント中で検出される光電子数はポアソン分布にしたがうと仮定すると、 k 光電子が起こる確率 P_k は

$$P_k = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda} \tag{3.8}$$

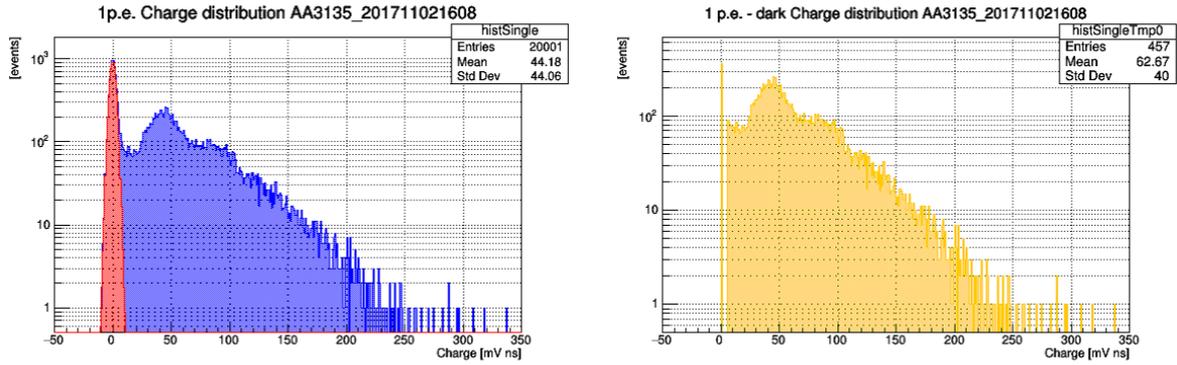


図 3.8: 左は微弱な光を入射したときの電荷量スペクトル(青)と、光を遮断したときのスペクトルをスケールリングしたヒストグラム(赤)で、右は青から赤を差し引いてピンまとめたスペクトルを表す。

となる。ここで、 λ は平均光電子数である。よって、式 (3.8) と N_0 から 1 光電子分布 N_1 を決定し、そこから 2 光電子以上の分布を推定する。例えば、 n 光電子の推定分布を n_n とすると、2 光電子の推定分布 n_2 は

$$n_2(i) = \frac{1}{2N_0} \int n_1(j)n_1(i-j)dj \quad (3.9)$$

となる。そして、推定した 2 光電子以上の分布を N_k から差し引き、得られた分布から新たな 1 光電子分布を決定する。以後、この推定と差し引く操作を繰り返して 1 光電子分布を推定していく。今回は、4 光電子までを推定して、差し引くこと操作を 5 回繰り返した。図 3.9 から図 3.12 に推定分布と最終的に用いる 1 光電子の分布を示す。緑は 2 光電子、シアンは 3 光電子、マゼンタは 4 光電子を表す。また、図 3.9 の赤は最初に予想される 1 光電子分布、図 3.12 の黄は全体から 2 光電子以上の成分を差し引いた後の分布、赤は最終的に推定される 1 光電子分布を表す。

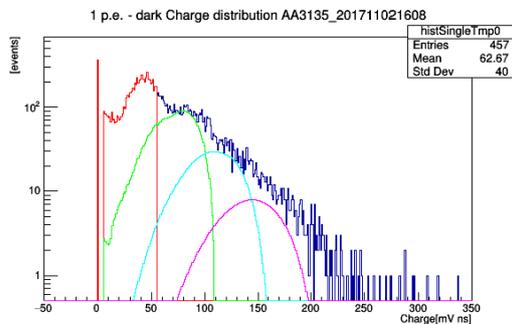


図 3.9: Multi p.e. 分布推定の第 1 段階

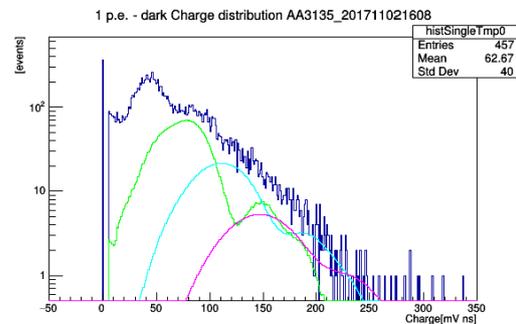


図 3.10: Multi p.e. 分布推定の第 2 段階

3.3.4 Multi p.e. 解析

Multi p.e. の出力波形は、立下りで定常値を下回るアンダーシュートや、その他のゆらぎ成分があり、積分区間を決めることが難しい。よって、平均波形を作成し(図 3.13)、5% から 95% までの 90% 電荷量を求める方法をとった。印加電圧に対する電荷量の曲線は最終的にスケールリングされるため、問題は生じない。平均波形は、波形の重心を揃えて各イベントを足し合わせ、イベント数で割ることで作成する。これにより、正負対称に現れるホワイトノイズと呼ばれるノイズ成分が相殺された波形が得られる。この波形を左から積分していき 5% 点と 95% 点を求め、重心に対する積分区間を決定する。そして、各イベントに対

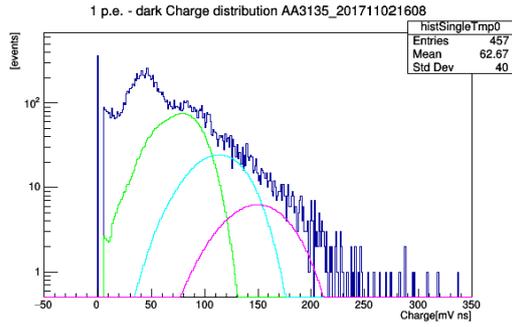


図 3.11: Multi p.e. 分布推定の第 5 段階

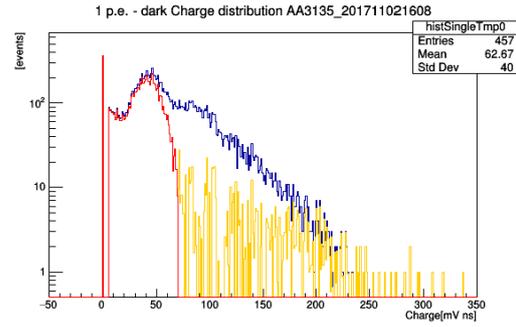


図 3.12: 最終的に推定された 1 光電子分布 (赤色)

して重心を求めて、定めた積分区間で積分を行った。また、波形プロットに対し、各点を線形結合して、台形公式を使用することで積分を行う方法をとった。

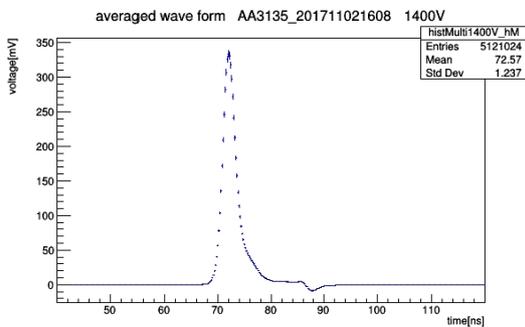


図 3.13: Multi p.e. の出力平均波形 (1400 V)

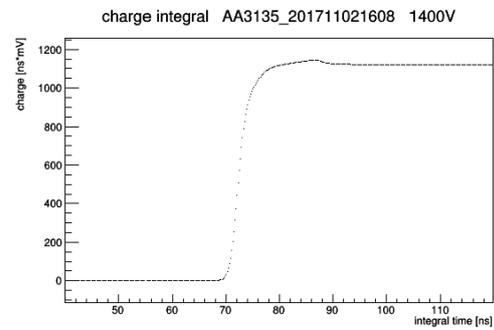


図 3.14: 図 3.13 を左から積分していったときのグラフ

3.3.5 動作電圧の評価

式 (2.9) より、以下の式で印加電圧 vs ゲイン曲線をフィッティングする。

$$G = 40000 \left(\frac{V - 350}{\alpha_2} \right)^{\beta_2} \quad (3.10)$$

これにより、 $V = \alpha_2 + 350$ の値がゲイン 40,000 を与える動作電圧となり、 α_2 の誤差を動作電圧の誤差とした。得られた印加電圧 vs ゲイン曲線を図 3.15 に示す。AA3135 の場合、動作電圧は 1064 ± 3 V となり、べきは 3.99 ± 0.05 であった。

3.4 結果

図 3.16 に測定した PMT の動作電圧の分布、図 3.17 に HV index の分布を示す。また、図 3.18 に HPK との動作電圧の比較、図 3.19 に HPK との動作電圧の差分のヒストグラムを示す。HV index の値は 3.9 ± 0.2 であり、動作電圧は HPK の結果と比較して 28 V 程度の誤差があることがわかった。HPK は PMT に光を一定量照射し続けて、光電面からの光電子電流とアノード電流の比を測定してゲインを評価しているため、測定方法の違いによる系統的誤差であると考えられる。

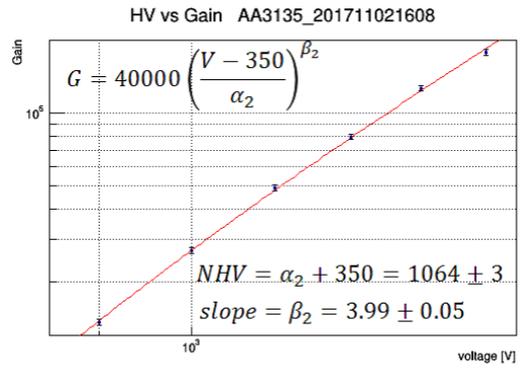
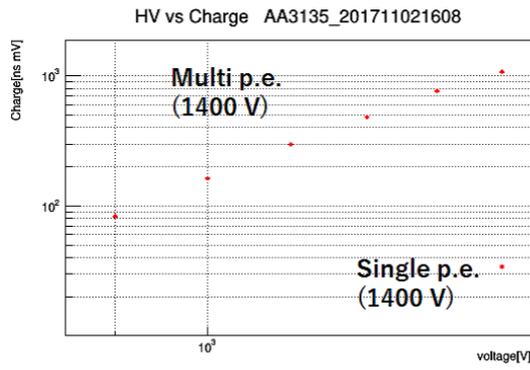


図 3.15: 左は各印加電圧に対する Multi p.e. 電荷量と 1400 V 時の Single p.e. 電荷量、右は印加電圧 vs ゲイン曲線を表す。

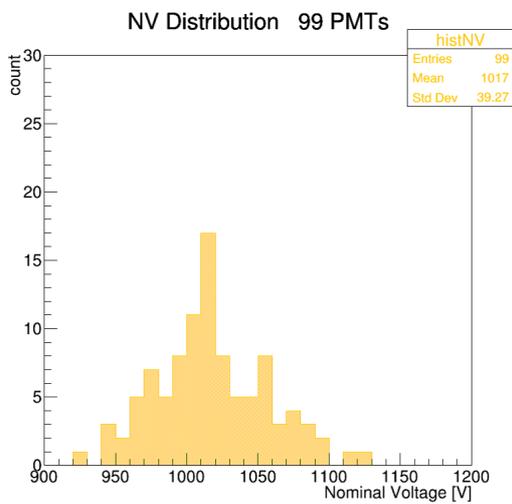


図 3.16: 動作電圧の分布

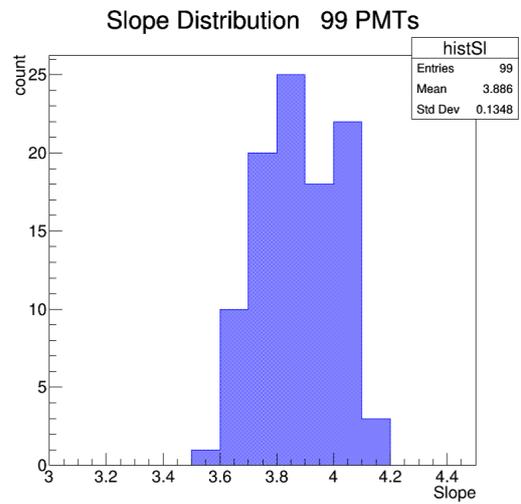


図 3.17: HV index の分布

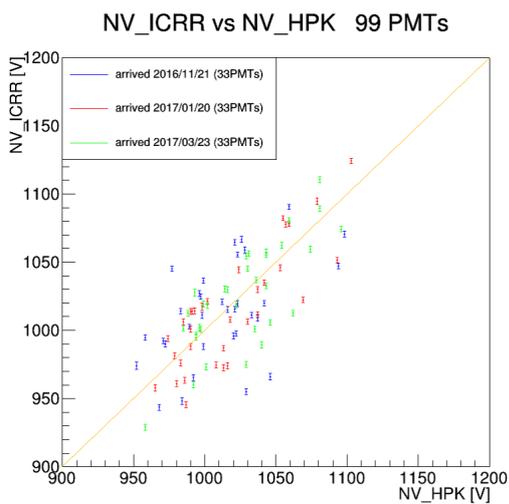


図 3.18: 動作電圧の HPK との比較。横軸は HPK のデータシートの数値、縦軸は本測定値を表す。

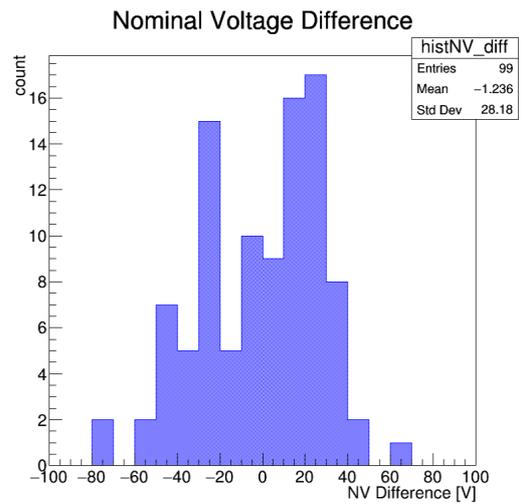


図 3.19: 動作電圧の HPK との差分のヒストグラム

3.5 プリアンプに取り付ける減衰ファクターの決定

次に、動作電圧のばらつきが要求値である 100 V 程度となるように、減衰ファクターを使った動作電圧の最適化を行った。減衰ファクターが 1 種類の場合、2 種類の場合、3 種類の場合について、それぞれ、減衰ファクターと分離電圧をパラメータにとってファクターは 1.0 から 4.0 まで 0.1 刻み、分離電圧は 950 V から 1150 V まで 10 V 刻みで変化させて調べた。また、標準偏差を最小化する場合とピークピーク値を最小化する場合の 2 パターンについて調べた。

3.5.1 減衰ファクターが 1 つのとき

2 次元サーチを行う。結果は表 3.3、表 3.4 のようになった。このときの動作電圧分布を図 3.20、図 3.21 に示す。橙色は元の分布、青色は減衰ファクター取り付け後、赤色は何も取り付けないもの、灰色は青色と赤色の合計を表す。どちらも要求の 100 V 程度に収まらなかったため、減衰ファクター 1 つの場合は採用しない。

表 3.3: 標準偏差を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	34 V
Peak to Peak	221 V
Attenuation Factor	1.6
Separation Voltage	1050 V

表 3.4: ピークピーク値を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	48 V
Peak to Peak	165 V
Attenuation Factor	2.3
Separation Voltage	1040 V

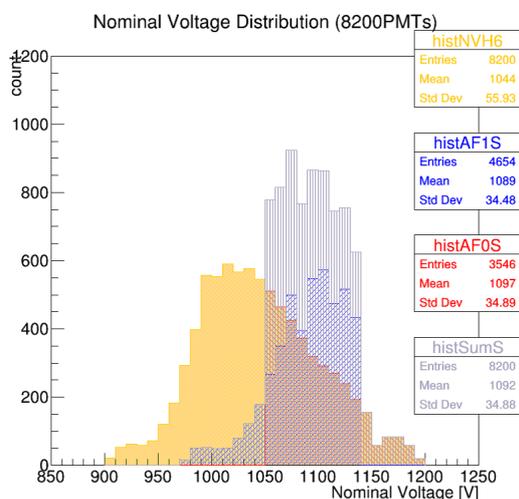


図 3.20: 標準偏差を最小化するときの動作電圧分布

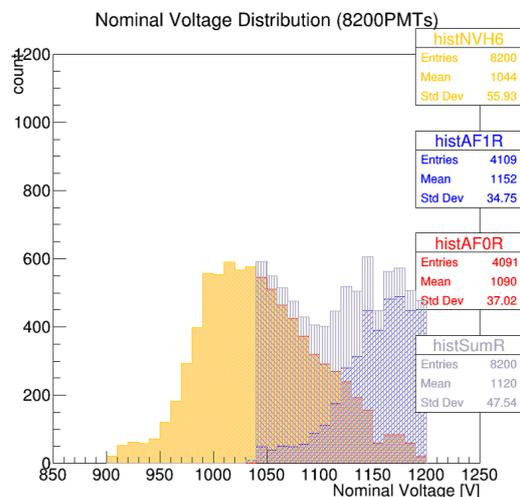


図 3.21: ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布

3.5.2 減衰ファクターが 2 つのとき

4 次元サーチを行う。結果は表 3.5、表 3.6 のようになった。このときの動作電圧分布を図 3.22、図 3.23 に示す。橙色は元の分布、青色と緑色は減衰ファクター取り付け後、赤色は何も取り付けないもの、灰色は

青色、緑色、赤色の合計を表す。結果、ピークピーク値を最小化すると動作電圧は 114 V となり、要求を満たした。標準偏差を最小化する場合は、要求を満たすために分布の端に位置する PMT を多く排除しなければならないため、採用しない。

表 3.5: 標準偏差を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	26 V
Peak to Peak	176 V
Attenuation Factor (large)	2.1
Attenuation Factor (small)	1.5
Separation Voltage (left)	1010 V
Separation Voltage (right)	1080 V

表 3.6: ピークピーク値を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	32 V
Peak to Peak	114 V
Attenuation Factor (large)	3
Attenuation Factor (small)	1.7
Separation Voltage (left)	990 V
Separation Voltage (right)	1090 V

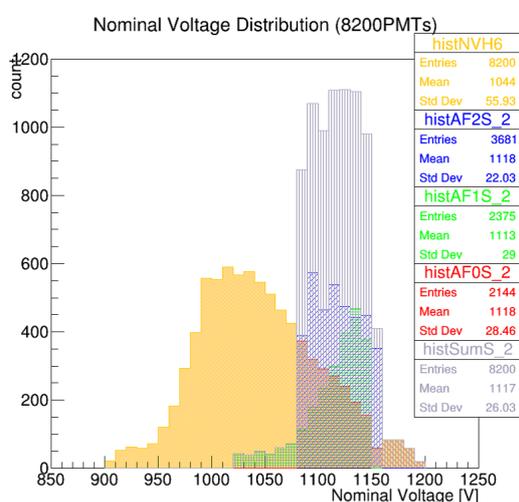


図 3.22: 標準偏差を最小化するときの動作電圧分布

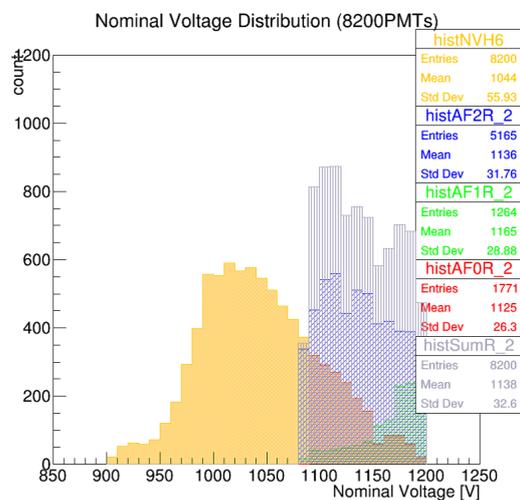


図 3.23: ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布

3.5.3 減衰ファクターが3つのとき

6次元サーチを行う。結果は表 3.7、表 3.8 のようになった。このときの動作電圧分布を図 3.24、図 3.26、図 3.25、図 3.27 に示す。橙色は元の分布、青色と緑色とマゼンタは減衰ファクター取り付け後、赤色は何も取り付けないもの、灰色は減衰ファクター取り付け後の全体の分布を表す。どちらの場合も要求を満たすが、2種類と比較して特に改善されているわけではなく（図 3.28）、減衰ファクターの種類が多くなり管理が大変となるため、採用しない。

以上より、減衰ファクターを2つ使用する案を採用することにした。減衰ファクター 1.7 と 3 を使うことで動作電圧のばらつきは 114 V となり、要求を満たす。ここで、 V_1 の誤差を δV_1 とすると、式 (3.3) より V_2 の誤差 δV_2 は

$$\delta V_2 = A^{\frac{1}{\beta}} \delta V_1 \quad (3.11)$$

となり、 V_2 は $\pm 32\text{-}37$ V 程度の誤差を含む。

表 3.7: 標準偏差を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	20 V
Peak to Peak	138 V
Attenuation Factor (large)	2.6
Attenuation Factor (medium)	1.9
Attenuation Factor (small)	1.4
Separation Voltage (left)	980 V
Separation Voltage (center)	1030 V
Separation Voltage (right)	1090 V

表 3.8: ピークピーク値を最小化するときの各値

Item	Value
Std.Dev.	25 V
Peak to Peak	88 V
Attenuation Factor (large)	3.5
Attenuation Factor (medium)	2.3
Attenuation Factor (small)	1.5
Separation Voltage (left)	970 V
Separation Voltage (center)	1040 V
Separation Voltage (right)	1120 V

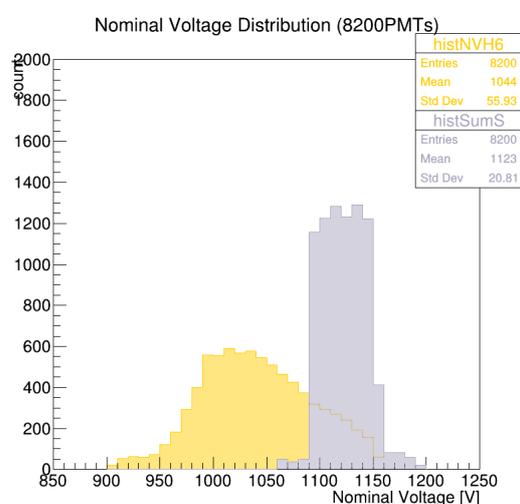
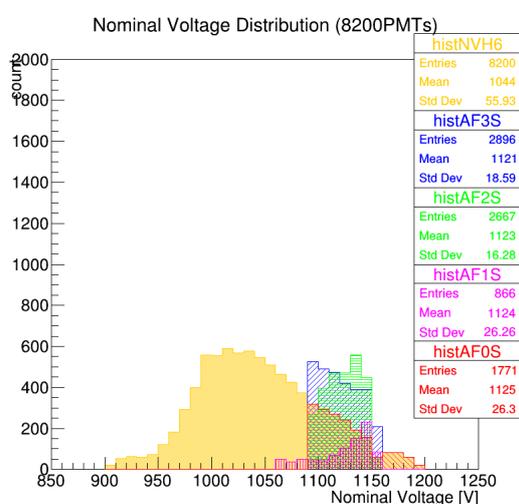


図 3.24: 標準偏差を最小化するときの動作電圧分布 図 3.25: 標準偏差を最小化するときの動作電圧分布

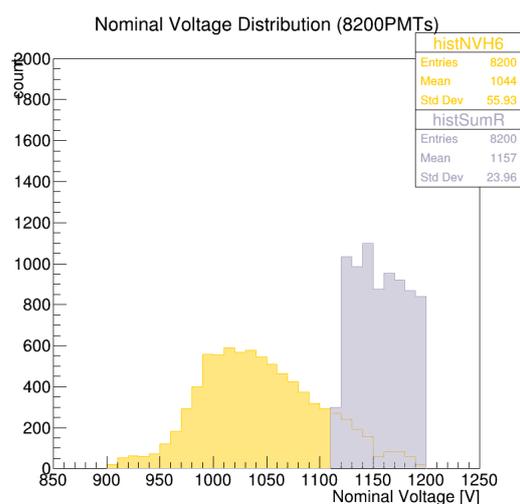
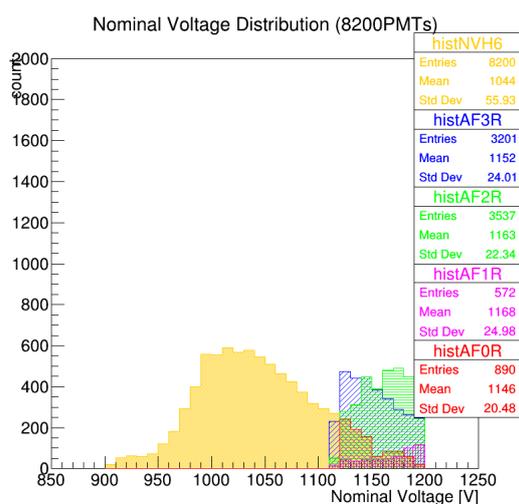


図 3.26: ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布 図 3.27: ピークピーク値を最小化するときの動作電圧分布

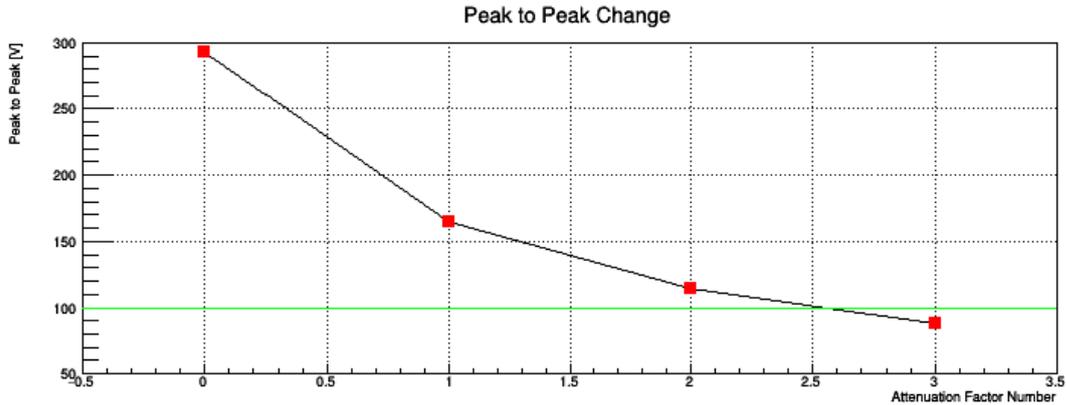


図 3.28: 減衰ファクターの個数に対する動作電圧のばらつきの最小値。緑色は要求値の 100 V ラインを表す。

3.6 諸特性の調査

次に、パルス幅、トランジットタイムについて、7 段ダイノード PMT が表 2.3 の要求値を満たすかを調べた。また、T.T.S. の値を評価した。

3.6.1 パルス幅

10 本の PMT について、印加電圧 vs パルス幅曲線を求め、動作電圧時のパルス幅が要求値である 3 ns 以下を満たすかを調べた。セットアップは図 3.1 のパルスジェネレーターと光源を、1 ns 以下の細い光パルスを生じさせることができる高速バルサー [21] に置き換えている。パルス幅の解析方法としては、取得した波形データに対し、各イベント毎に、連続する 3 点の合計値が最も大きいときの中央の値を波形のピーク値とし、データ点を線形補完することにより、ピーク値の半分の値でのパルス幅 (FWHM) を求めた。そして、得られた全イベントの平均値をパルス幅とした。また、900 V は SN 比が悪くなり、パルス幅の解析が難しかったため、1000 1100 1200 1300 1400 V の印加電圧で 10,000 イベントを取得してパルス幅を求め、式 (3.12) でフィッティングした。

$$\text{Pulse Width} = \frac{a}{\sqrt{V} + c} + b \quad (3.12)$$

このとき、パルス幅の誤差 δW は、パラメータ a,b,c の誤差をそれぞれ δa 、 δb 、 δc とすると、式 (3.13) で定義できる。

$$\delta W = \left[\frac{\delta a}{(\sqrt{V} + c)^2} + (\delta b)^2 + \frac{(\delta c)^2}{(\sqrt{V} + c)^4} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

結果を図 3.29 と図 3.30 に示す。測定したすべての PMT について、動作電圧時のパルス幅が要求値を満たすことが確認できた。

3.6.2 トランジットタイム (TT)

検出応答の速い SiPM (MPPC) を PMT の隣において光パルスを照射し、SiPM からの信号 (図 3.31) の立ち上がり時間と PMT の信号のピーク値の差分を TT とした。ここで、SiPM の応答時間はゼロとしている。今回は、印加電圧 vs ゲイン曲線をつくるために取得してある 100 本の PMT の波形データを使用することにした。このとき、各データの波形ピーク値の時間は DRS4 にトリガーがかかってからの時間を表し、PMT に光パルスが入射されてからの時間、すなわち TT ではない。そこで、100 本の PMT の中から 1 本

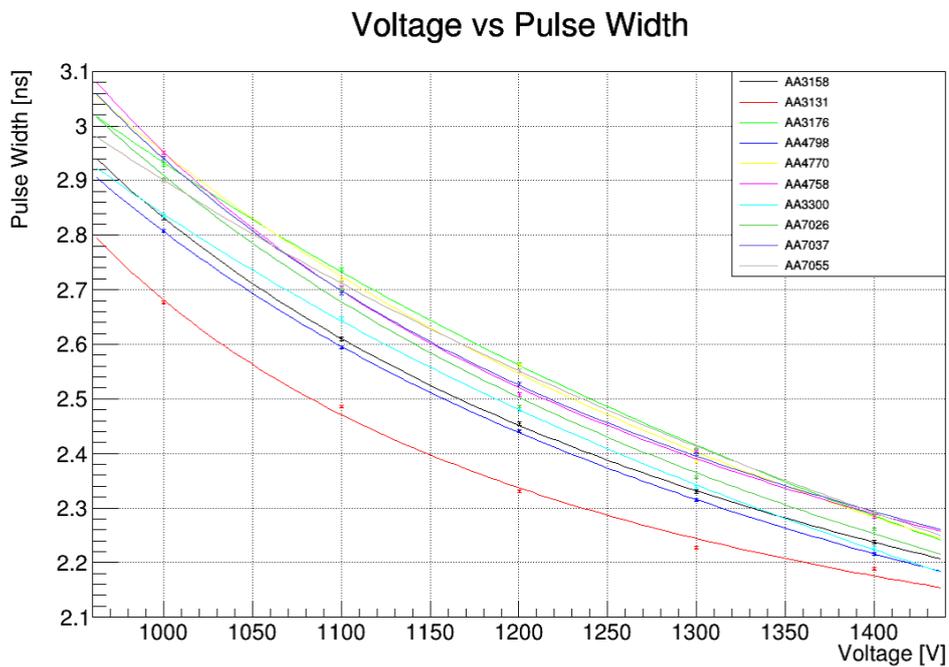


図 3.29: 印加電圧 vs パルス幅曲線

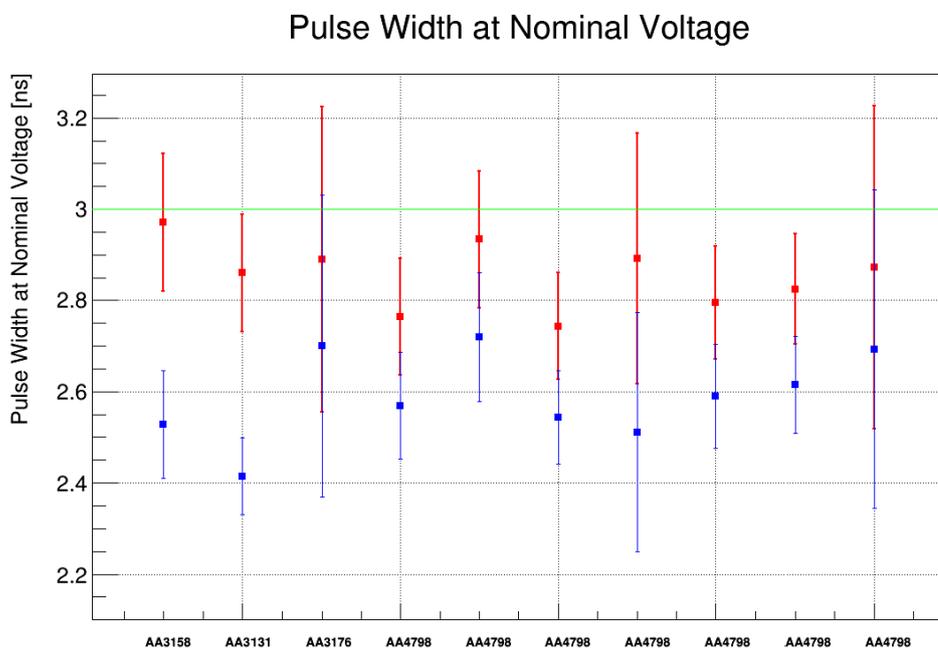


図 3.30: 動作電圧時のパルス幅。赤色は減衰ファクター取り付け前のパルス幅、青色は減衰ファクター取り付け後のパルス幅、緑色は要求値である 3 ns のラインを表す。

(PMT_i) を取り出し、高速パルサーを用いて、SiPM の立ち上がり時間 T_{SiPM} と、ある電圧値 V_j での PMT_i の波形ピーク値の時間 $T_{\text{peak}(V_j)\text{HSP}}$ との差分をとって V_j での TT (TT_{V_j}) を求め、すでに取得した波形データの電圧 V_j における PMT_i のピーク値の時間 $T_{\text{peak}(V_j)}$ から引いた時間を基準値 T_0 とし、基準点からの各データのピーク値の時間を TT とした (式 (3.14), (3.15))。ただし、SiPM の立ち上がり時間やケーブル長の考慮などにより、系統誤差が数 ns あると思われる。また、各 DRS4 チャンネルペアの応答時間の個性については考慮していない。

$$TT_{V_j} = T_{\text{peak}(V_j)\text{HSP}} - T_{\text{SiPM}} \quad (3.14)$$

$$T_0 = T_{\text{peak}(V_j)} - TT_{V_j} \quad (3.15)$$

そして、各印加電圧に対して TT を求め、式 (3.16) でフィッティングをした。

$$TT = \frac{a}{\sqrt{V}} + b \quad (3.16)$$

フィッティング結果の一例を図 3.32 に示す。結果の TT 分布を図 3.33 と図 3.34 に示す。平均は 22.25 ns

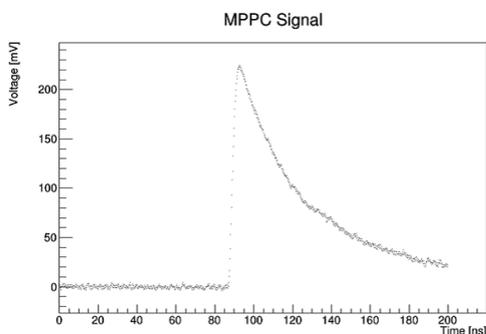


図 3.31: SiPM の出力波形

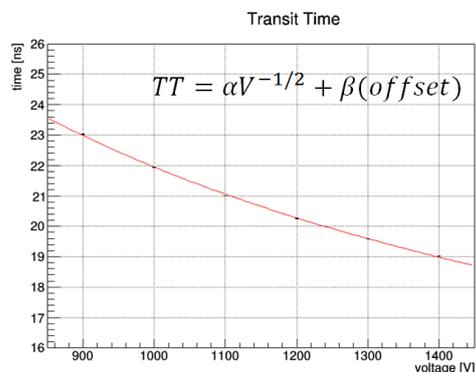


図 3.32: 印加電圧 vs TT 曲線

で分布のばらつきはおおよそ 2.55 ns となった。これは要求値である 5 ns 以下を満たしている。また、減衰ファクター取り付け後の TT 分布の平均は 21.31 ns、ばらつきはおおよそ 2.15 ns で、ばらつきは 0.4 ns 程度改善された。

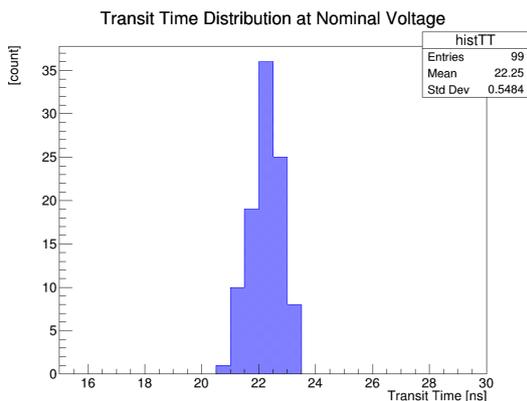


図 3.33: TT 分布

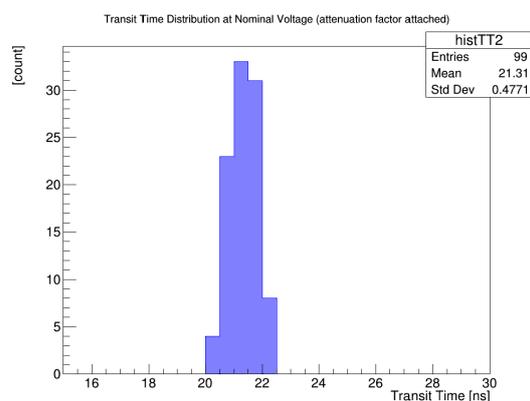


図 3.34: 減衰ファクター取り付け後の TT 分布

3.6.3 T.T.S. (Transit Time Spread)

印加電圧 vs ゲイン曲線を調査した PMT の中から 1 本 (AA3180) を取り出して、T.T.S. を調べた。Single p.e. データを 50,000 イベント取得し、印加電圧 vs ゲイン曲線から見積もられた電荷量 $\pm 5\%$ のイベント (2000 から 4000 イベント) を抽出して、各イベント波形の重心を揃えて平均波形を作成する。すると、この平均波形のパルス幅 $PW_{1 \text{ p.e.}}$ は、電子の増幅過程で生じる各電子の走行時間の差による拡がりのみによって生じたと考えることができる。また、高速パルサーにより光パルスを入射させたときの Multi p.e. の波形を 10,000 イベント取得して、パルス幅 $PW_{\text{Multi p.e.}}$ を求めた。このとき、 $PW_{\text{Multi p.e.}}$ は光パルスの幅と、各電子の走行差と、光電子の発生場所によるゆらぎの成分が合わさったものとなる。よって、T.T.S. は近似的に

$$T.T.S. = \sqrt{PW_{\text{Multi p.e.}}^2 - PW_{1 \text{ p.e.}}^2 - 0.8^2} \quad (3.17)$$

と見積もることができる。ここで、高速パルサーの光幅は 800 ps[21] であるとしている。これを 1000, 1100, 1200, 1400 V の印加電圧に対して行い

$$T.T.S.(V) = \frac{a}{\sqrt{V}} + b \quad (3.18)$$

でフィッティングを行って印加電圧 vs T.T.S. 曲線を作成し、動作電圧時の T.T.S. を調査した。図 3.35 に各印加電圧時の電荷量分布と Single p.e. の平均波形を示す。また、図 3.36 に印加電圧 vs T.T.S. 曲線を示す。結果、動作電圧時の T.T.S. は 2.10 ns であった。また、減衰ファクターを取り付けることで T.T.S. は 1.86 ns となり、改善された。

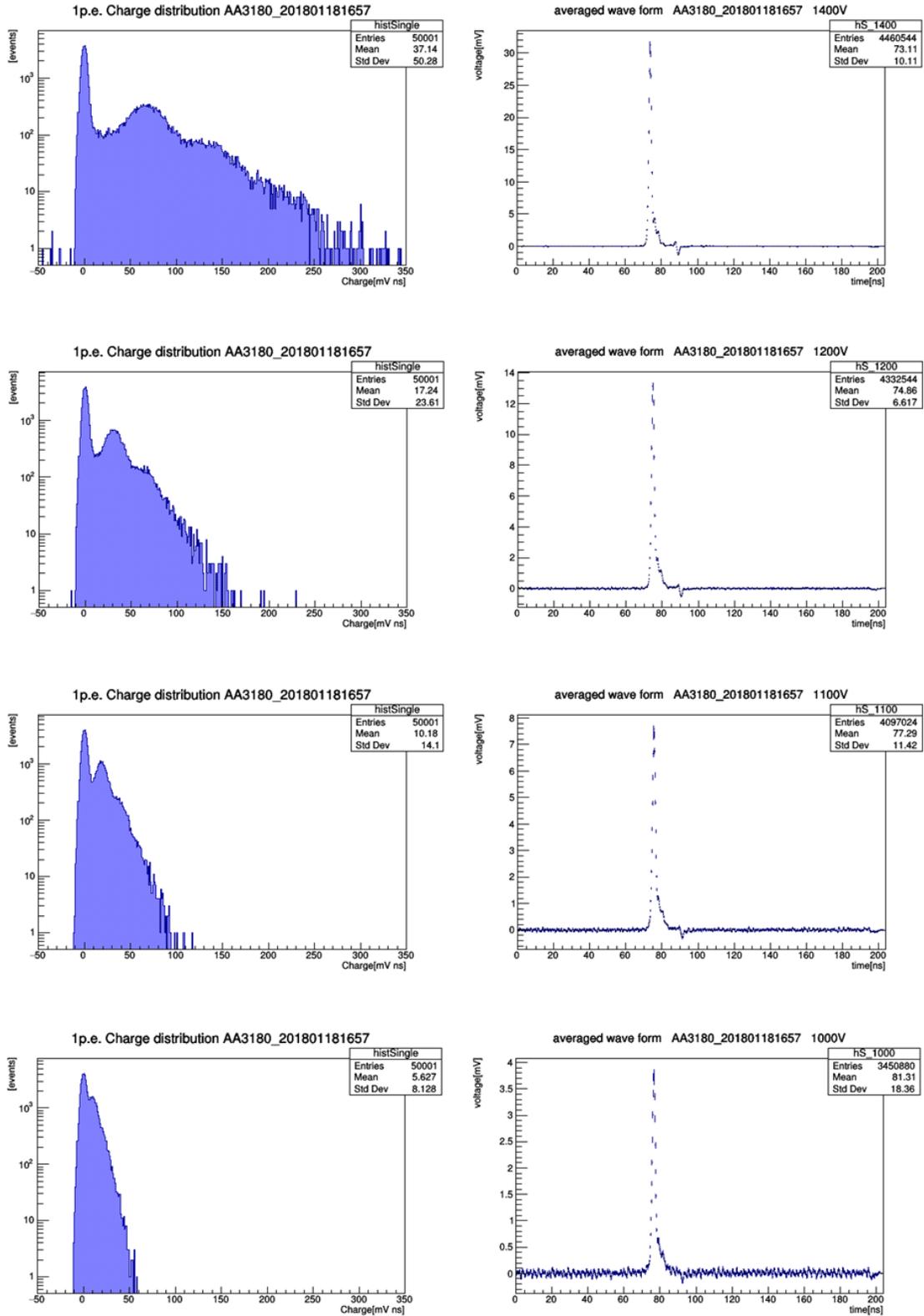


図 3.35: 各印加電圧での電荷量分布 (左) と Single p.e. の平均波形 (右)。上から 1400, 1200, 1100, 1000 V を表す。

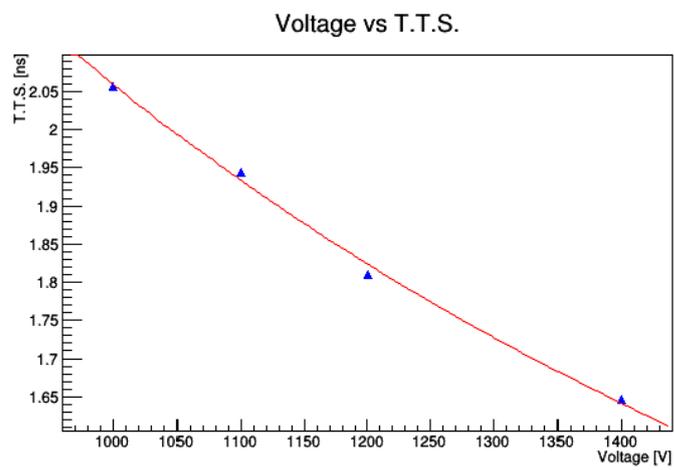


图 3.36: 印加电压 vs T.T.S. 曲线

第4章 まとめと今後

本修士論文では、ゲインとパルス幅の要求値を同時に満たす設計解として開発された2号機以降用のPMTについて、LSTの要求値を満たしていない動作電圧のばらつきを解決する方法を、PMTの信号をプリアンプに入力する前に減衰させるやり方を用いて調査した。また、その他の諸特性がLSTの要求値を満たしているかの確認を行った。293 Vと要求値を満たさない動作電圧のばらつきに関しては、減衰ファクターと分離電圧をパラメータにしてサーチすることにより、動作電圧990 V以下に減衰ファクター3.0を、990 Vから1090 Vの間に減衰ファクター1.7を取り付けることで、ばらつきを114 Vにでき、要求値100 V程度を満たすことができるとわかった。また、時間特性である、パルス幅、トランジットタイムが要求値を満たしていることを確認した。パルス幅は、印加電圧依存性の調査から、動作電圧時のパルス幅について、測定した10本すべてが要求値である3 nsをきっていることを確認した。トランジットタイムについても、印加電圧依存性の調査から動作電圧時の値を求め、100本のPMTのTT分布が5 nsに収まることわかった。また、減衰ファクターを取り付けることで、ばらつきは0.4 ns程度改善された。T.T.S.は解析に改善の余地があるものの、今回測定した1本のPMTについては、動作電圧時の値が2.10 nsという結果となった。今後は、パルス幅については統計数が少ないため、測定数を増やして動作電圧における分布のばらつきがどうなるかを検証していく必要がある。また、トランジットタイムについては、系統誤差が数 nsと大きく、今後、測定方法を改善していかなければならない。T.T.S.については、統計数を増やすとともに、解析の精度を上げていくことが課題である。また、これらの時間特性が、8段ダイノードPMTと比較してどう変化しているかの確認も必要となる。

関連図書

- [1] TeV Cat home page <http://tevcat.uchicago.edu/>
- [2] E.fermi Phys.Rev. 75 1169 1949
- [3] R.D.Blandford, J.P.Ostriker ApJ vol.221 L29-32 1978
- [4] <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>
- [5] F.Aharonian et al Astron.Astrophys vol.464 pp235-243 2007
- [6] NASA <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/>
- [7] A.A.Abdo et al ApJ vol.736 2011
- [8] P.meszáros Science 05 Vol.291 Issue 5501 pp79-84
- [9] Konrad Bernlohr Astropart.Phys 30 pp149-158 2008
- [10] A.M.Hillas ICRC vol.3 pp445-448 1985
- [11] S.Commichau PhD Thesis 2007
- [12] 宇宙の観測 3 高エネルギー天文学 (シリーズ現代の天文学 17) 井上一 小山勝二 高橋忠幸 水本好彦 日本評論社 2008
- [13] Cherenkov Telescope Array 計画書 CTA Japan 2014
- [14] MAGIC home page <https://magic.mpp.mpg.de/>
- [15] VERITAS home page <https://veritas.sao.arizona.edu/>
- [16] H.E.S.S. home page <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.shtml>
- [17] CTA home page <https://www.cta-observatory.org/>
- [18] 光電子増倍管ハンドブック (光電子増倍管 その基礎と応用 第4版)
- [19] 永吉勤 修士論文 (埼玉大学 2015)
- [20] 吉井柊 修士論文 (甲南大学 2017)
- [21] 猪目祐介 修士論文 (甲南大学 2015)

付録A 取得した生データの2次元ヒストグラム

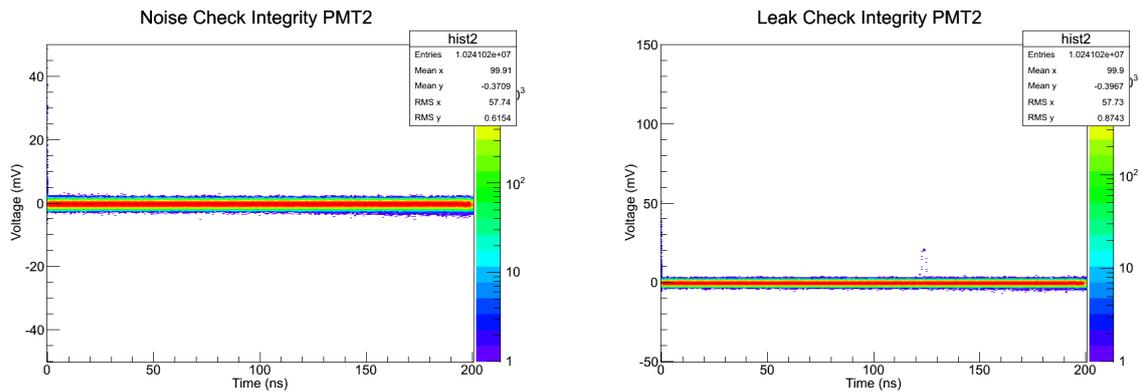


図 A.1: 電気ノイズのチェック。DRS4 に何も入力し 図 A.2: 光漏れのチェック。DRS4 に PMT からのカ
ていない状態でトリガーをかけてデータを取得したブルをつなぎ、光パルスを発生させずにデータを取得
した 10000 event 分の 2 次元ヒストグラム。 した 10000 event 分の 2 次元ヒストグラム。

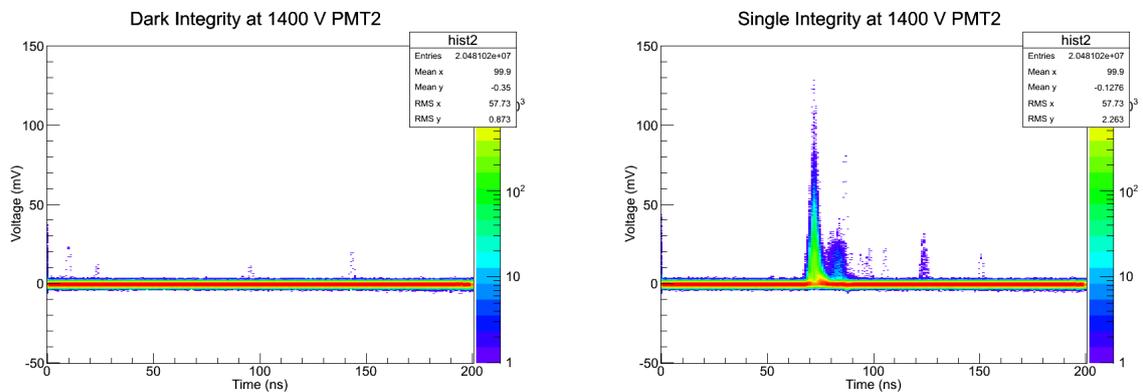


図 A.3: Dark 測定時の出力データの 2 次元ヒストグ 図 A.4: Single p.e. 測定時の出力データの 2 次元ヒス
ラム トグラム

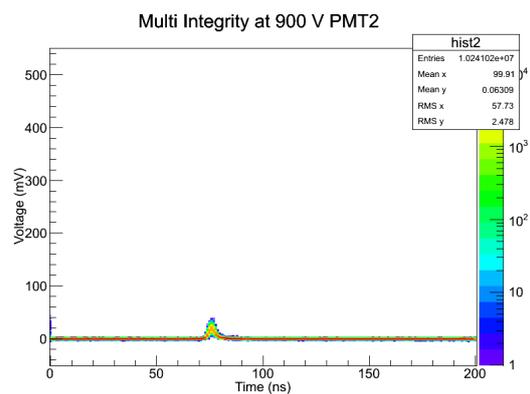


図 A.5: Multi p.e. 測定時の出力波形 (900 V)

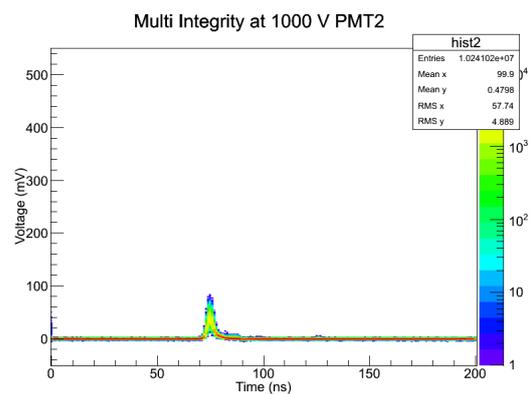


図 A.6: Multi p.e. 測定時の出力波形 (1000 V)

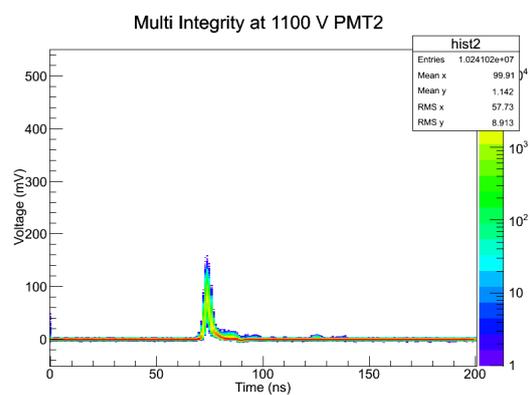


図 A.7: Multi p.e. 測定時の出力波形 (1100 V)

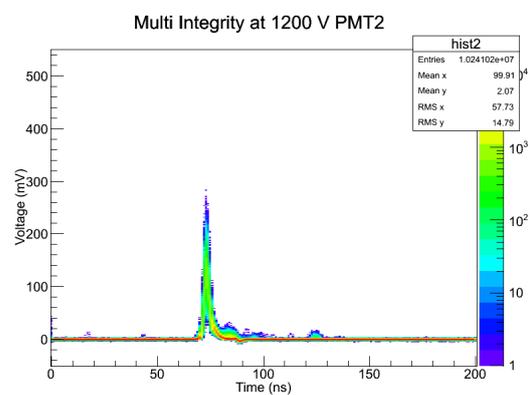


図 A.8: Multi p.e. 測定時の出力波形 (1200 V)

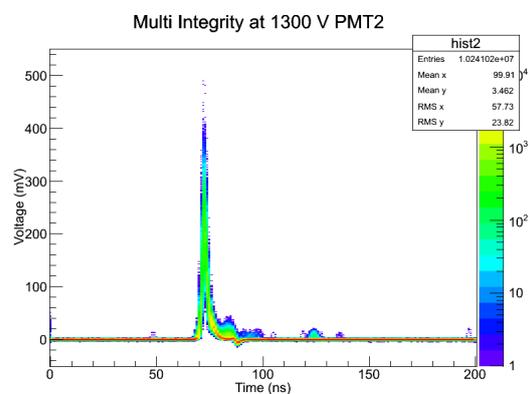


図 A.9: Multi p.e. 測定時の出力波形 (1300 V)

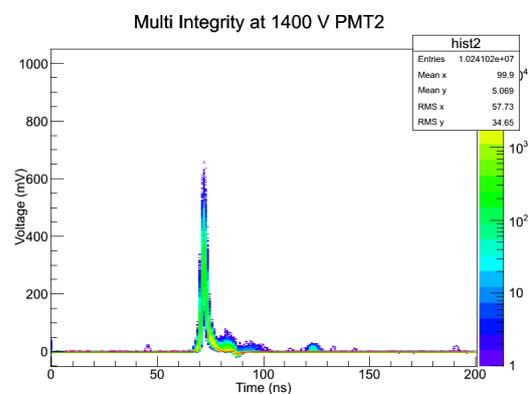


図 A.10: Multi p.e. 測定時の出力波形 (1400 V)

付録B 減衰ファクターと分離電圧を変化させたときの各パラメータの2次元ヒストグラム

B.1 減衰ファクターが1つの場合

横軸は分離電圧、縦軸は減衰ファクターの値を示す。

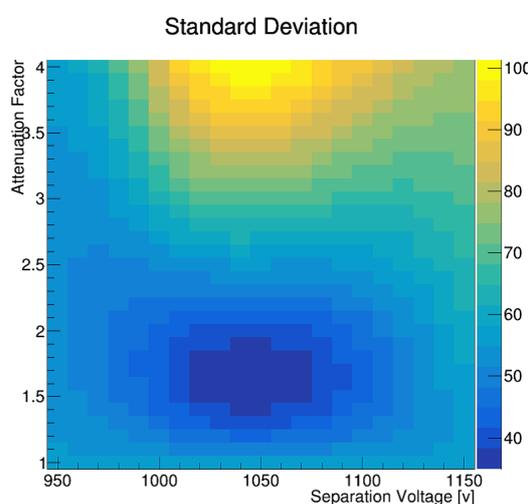


図 B.1: 標準偏差分布

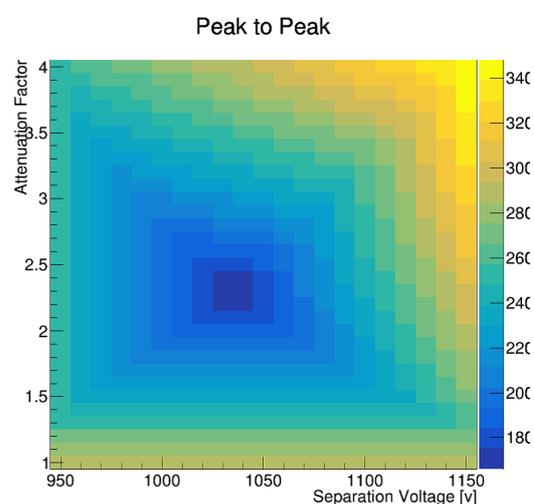


図 B.2: ピークピーク値分布

B.2 減衰ファクターが2つの場合

4次元パラメータを2次元ヒストグラムに落とし込んだもの。1つのセルが1つ目のパラメータの単位で、セル内で2つ目のパラメータを変化させている。

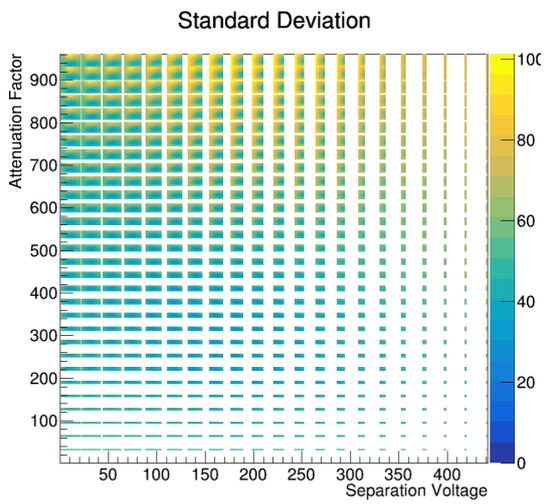


図 B.3: 標準偏差分布

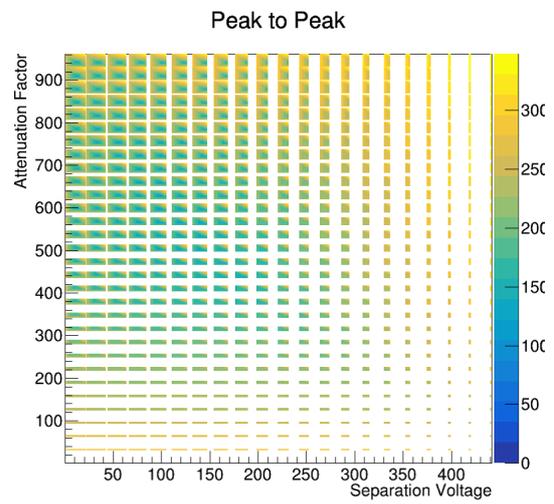


図 B.4: ピークピーク値分布

謝辞

本修士論文を執筆するにあたって、たくさんの方々にご協力いただいたことに感謝申し上げます。田代先生、寺田先生には学部を含め3年間ご指導していただきました。田代先生には、論理的に物事を考え抜く大切さや、視点を切り替えた議論など、研究をしていくうえで大切なことを数多く学ばせていただきました。ミーティングでの鋭い指摘に、自分の詰めの甘さや勉強不足さをいつも痛感していました。指導教官である寺田先生には、宇宙物理学、ソフトウェア、ハードウェアの知識から、新しい知見を求める姿勢、研究者としての在り方まで多くのことを学ばせていただきました。途中から研究室に入られた佐藤先生、勝田先生にもお世話になりました。修士論文に対するコメントやアドバイスに感謝申し上げます。また本研究では、外部の研究機関の方、特に東京大学宇宙線研究所の方々のサポートが非常に大きかったと感じています。宇宙線研究所の齋藤先生には、実験の方針や測定機器の扱い方から、実験結果に対するコメントまで幅広く指導していただきました。また高橋さんには、解析の相談などで何度もお世話になりました。いつも気にかけてくださり、また的確にコメントくださりありがとうございました。櫻井君は、本研究に関する実験の測定方法や基本的な解析に関するプログラミングなどをいちから丁寧に教えてくれて、非常に助かりました。終盤では自身も修論で忙しいにも関わらず、外部の自分に対していろいろと協力してくれたり、セットアップを共有してくれたことに感謝いたします。また、他にも甲南大学の山本先生、東海大学の木村君、その他CTAメンバーの方など、今思えば非常に多くの方に支えられたと実感しています。また、研究をしていく中で研究室のメンバーの存在も大きかったです。永吉さんは大学院時代はドイツ出張でほとんどお会いする機会がありませんでしたが、学部時代に特にお世話になりました。永吉さんからは研究者としての情熱とオーラをいつも強く感じました。勝倉さんは研究室に明るい雰囲気を作ってくださいました。研究室での議論がより活発化したのも勝倉さんのおかげです。同期である大清水と森田さんにも深く感謝いたします。大清水はいつも研究の邪魔をしてきたりするけど、修論についていろいろ相談したり、実はいいやつだと思いました。森田さんは行動が何かと読めないときがありましたが、なんだかんだいって就活や修論をさらっとこなすあたりがすごいなと思いました。何か持っていると思います。この3人で絶妙なバランスが取れていて、とても楽しかったです。今度3人で飲みに行きたいですね。M1のみなさんは、キャラがそれぞれ立っていて味がありました。砂田君は同じCTAメンバーとして一緒に実験を行っていましたが、物理的思考で議論を徹底するあたり研究者だなと感じました。実験に協力してくれてありがとうございました。砂田君がいなければ今の自分はなかったでしょう。席が隣の今井君は、M1の中でも独特なキャラで大変興味深いものでした。どうか飲みすぎには気を付けてください。小高君はなんだかんだなんでもできる器用な人でした。研究室にふらっとやってきてサーバー立ち上げをささっとやってしまうあたりさすがです。高橋君は今まで会ったことのないタイプの人でした。将棋の面白さを教えてくれてありがとうございます。ギャグの面白さはもっと評価されるべきです。杉山君は自分と同じく東大柏キャンパスに出張することが多かったですが、一度も会うことはありませんでした。柏の葉キャンパス駅で一度見かけたぐらいでしたね。柏キャンパスで一緒にご飯を食べたかったです。常に冷静沈着な村上君はM1の中で最もまじめでした。作業をしているときの集中力の高さはかないません。B4も皆いい人たちばかりで、研究室の居心地はとてもよく、研究生活はとても楽しいものでした。ありがとうございました。最後になりましたが、大学院に進学させてくれて、いつも支えてくださった家族に感謝申し上げます。