

次世代ガンマ線天文台 Cherenkov Telescope Array
大口径望遠鏡初号機の光電子増倍管の較正試験

永吉勤

2015 年 2 月 5 日

概要

ガンマ線天文学は数十 GeV から数百 TeV の超高エネルギー領域から宇宙現象を解明する学問である。このエネルギー領域にはパルサー星雲からの放射や、宇宙線起源とされる超新星残骸での粒子加速、暗黒物質の候補粒子 による対消滅線などが含まれており、ガンマ線天文学は天体現象や基礎物理の解明に寄与する。ガンマ線観測は X 線観測と比較すると光子数が少なく統計数を得ようとすると非常に大きな有効面積が必要となるため観測が困難とされていたが、地球大気を検出器の一部とする解像型チェレンコフ望遠鏡 (IACT) の技術より格段に発展した。中でも第 3 世代の IACT である MAGIC,H.E.S.S,VERITAS らの貢献は大きく、それまで 10 天体あまりしか観測されていなかったガンマ線天体がこれらの IACT の登場により 100 天体以上に増えた。しかし検出器の性能にはいまだ向上の余地がありより高感度な IACT の登場によりガンマ線天文学の発展が期待される。

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画はこれまでに培われた IACT の技術を元に大規模な望遠鏡群を建設し、従来の IACT 以上の感度、エネルギー帯域でのガンマ線観測を目指す計画である。CTA 計画は世界 29 カ国から 1200 人以上の研究者が参加している国際共同実験計画である。建設される望遠鏡群は 3 種類の口径の望遠鏡から構成される。なかでも数十 GeV から数 TeV の低エネルギー帯域を観測する 23 m 口径の大口徑望遠鏡 (Large-Sized Telescope,LST) には最も高い感度が要求されている。IACT は大気に入射したガンマ線により発生する空気シャワーが放射するチェレンコフ光を反射鏡で捕らえカメラでイメージを解像する事で入射したガンマ線を調査する。IACT のバックグラウンドには陽子や電子、ミューオンなどガンマ線以外によって発生した空気シャワーからチェレンコフ光や、数百 MHz のレートで入射する人工光や大気光と呼ばれる夜光がある。高感度を実現にはこれらのバックグラウンドを除去する必要がある、IACT のカメラには高い解像度のために多数のピクセル数、パルス幅が速い光検出器を用いる事が要求される。これを実現するために LST のカメラは 1855 本の光電子増倍管 (Photomultiplier Tube,PMT) から構成される。使用される PMT には浜松ホトニクス社と共同で開発した R11920-100 が採用され、量子効率、パルス幅、アフターパルス発生確率といった PMT の諸特性において高い水準値をもつ。LST のカメラは、R11920-100 の中でも高性能を PMT を中央部へと配置する事でより性能の良いカメラを開発する予定である。

本修士論文では、R11920-100 の諸特性の調査及び、個々の PMT の特性を調べる較正試験について報告をする。我々は 2015 年 2 月において、LST 初号機に使用される PMT の半数近い 900 本弱の PMT の較正試験を終えた。試験結果として、900 本の PMT のパルス幅, アフターパルス発生確率はそれぞれ平均して 2.83 ns、 9.1×10^{-4} /p.e. であり、10—30% 程度の分布の広がりを持つ事が分かった。これらは LST が光検出器に対する要求値を十分に満たしている。

目次

概要	i
第 1 章 Introduction	1
1.1 ガンマ線天文学	1
1.1.1 ガンマ線生成過程	2
1.1.2 超高エネルギーガンマ線現象	4
1.2 超高エネルギーガンマ線観測	6
1.2.1 空気シャワーとチェレンコフ光放射	7
1.2.2 解像型チェレンコフ望遠鏡	11
1.3 Cherenkov Telescope Array 計画	17
1.3.1 概要	17
1.3.2 大口径望遠鏡	18
第 2 章 光検出器の開発	21
2.1 光電子増倍管の諸特性	21
2.1.1 増幅率	22
2.1.2 超過雑音指数	22
2.1.3 パルス幅	23
2.1.4 アフタパルス	23
2.2 PMT module の開発	24
2.2.1 R11920-100	24
2.2.2 R11920-100 の性能	26
2.2.3 PMT module	29
第 3 章 光検出器の較正試験	32
3.1 試験系	32
3.1.1 較正試験系に使用したサブセット	34
3.2 較正試験システム	38
3.2.1 測定項目	38
3.2.2 試験手順	40
3.3 PMT 諸特性の分布	42
3.3.1 F-Factor と HV 値	42
3.3.2 パルス波形	44

3.3.3	アフタパルス	46
3.3.4	諸特性の分布のまとめ	51
第 4 章	まとめ	52
謝辞		57

第 1 章

Introduction

1.1 ガンマ線天文学

光子のエネルギーが 100 keV を超える光子はガンマ線 [1] とよばれる。ガンマ線は地球大気で吸収されるため地上でのガンマ線を直接検出する事は出来ない。そのためガンマ線観測は、大気を抜けた宇宙空間に打ち上げられた科学衛星によって行われる。100 keV – 1 MeV では光電吸収がガンマ線の主な吸収機構であるが、光子のエネルギーがより高い帯域になるとコンプトン散乱、電子対生成が支配的となる。このためガンマ線観測では、観測対象となる光子の帯域に対応した検出器を搭載した衛星による観測をおこなう。しかしガンマ線光子のエネルギーが 10^{11} eV を超えると衛星による観測は困難となる。これはエネルギーが上がる事によってガンマ線の光子数が少なくなり、有効面積の小さい衛星による観測では光子の十分な統計数を得る事が難しいためである。具体例として、天体のエネルギーフラックスの単位にも使用されている Crab パルサーからのガンマ線放射を考える。Crab パルサーのスペクトルは HEGRA 実験によって

$$\frac{dN_{\gamma}}{dE} = 2.79 \times 10^{-7} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.59} \text{ photons m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1} \quad (1.1)$$

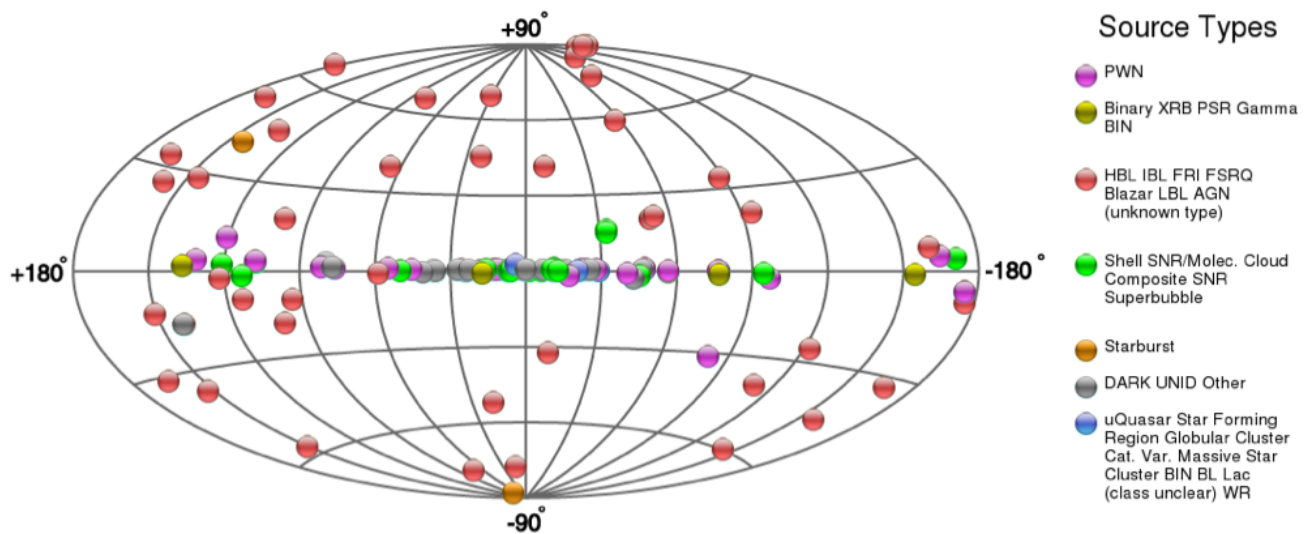


図 1.1 これまでに発見された VHE ガンマ線源のスカイマップ [2]。

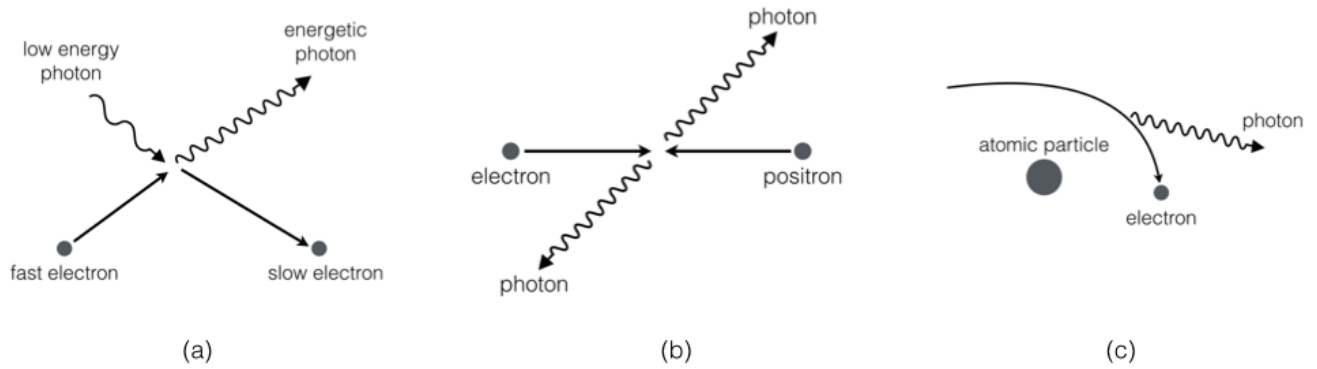


図 1.2 各ガンマ線生成過程の概念図。(a) 逆コンプトン散乱。(b) 対消滅。(c) 制動放射。またシンクロトロン放射は (c) の制動放射のイラスト中の原子核が磁場に相当する。

となっている [3]。式 1.1 から 10^{11} eV 以上の光子の到来頻度は、検出器の面積が 1000 cm^2 の衛星で 1 年間の観測をおこなったとしても観測されるガンマ線光子数は 20 個弱である。そのため 10^{11} eV 以上の超高エネルギーガンマ線 (Very High Energy, VHE) の観測は、大気を検出器の一部として利用する解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) を用いた地上観測となる。 10^{11} eV 以上のガンマ線は地球大気に入射すると、電子陽電子対生成により電子・陽電子を生成をする。生成された電子・陽電子はそれぞれ制動放射により光子を放射し、放射された光子は再び電子陽電子対生成により電子・陽電子を生成する。この過程を繰り返す事で、大気中に陽電子と電子が大量に生成される。生成された電子・陽電子の速度は大気中の光速 c/n (n は屈折率) を超えるため、チェレンコフ光が放射される [4]。IACT は大気に入射したガンマ線により放射されるチェレンコフ光を捕らえる事でガンマ線を観測する。

2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星によって、100 MeV から 300 GeV の帯域で 3000 以上のガンマ線源が検出 [5] されている。一方、IACT による VHE の観測は、1898 年にアリゾナに建設された 10 m 口径の IACT を用いた Whipple 実験により初めての TeV ガンマ線源であるカニ星雲が検出 [6] され、現在は第 3 世代の IACT [7] である H.E.S.S.、Veritas、Cangaroo、MAGIC 実験によって図 1.1 に示す様に 150 以上の VHE ガンマ線源が検出されている。

1.1.1 ガンマ線生成過程

宇宙空間でのガンマ線生成過程は高エネルギー粒子が周囲の物質、場と相互作用する事で生成される。その生成過程は主に高エネルギー粒子同士の衝突、物質と反物質との相互作用、荷電粒子の加速過程が挙げられる。図 1.2 に代表的なガンマ線生成過程を示す。

逆コンプトン散乱

逆コンプトン散乱は、相対論的速度の電子が低エネルギーの光子を散乱する事を指す。散乱時に電子の運動量を光子に受け渡すため、散乱前後で光子のエネルギーが上昇する。散乱前後で増加した光子のエネルギー分を逆コンプトン散乱の放射強度とすると、放射強度は電子の散乱前後でのエネルギー損失率に等

しく、

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{IC}} = \frac{4}{3}\sigma_{\text{T}}c\beta^2\gamma^2U_{\text{rad}} \quad (1.2)$$

で表される。 U_{rad} は電子の静止系からみた入射する光子のエネルギー密度であり、 $u_{\text{rad}} = \sum_i S_i/c$ の様にポインティングベクトルの各成分の和で表される。また振動数 ν_0 、光子密度 $N(\nu)$ の光子が散乱された際のスペクトル $I(\nu)$ は、

$$I(\nu) d\nu = \frac{3\sigma_{\text{T}}c}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu \left[2\nu \ln\left(\frac{\nu}{4\gamma^2\nu_0}\right) + \nu + 4\gamma^2\nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2\nu_0} \right] d\nu \quad (1.3)$$

で表される。

対消滅

質量 m の物質とその反物質が衝突すると、対消滅により、合計で $2mc^2$ の光子が放射される。電子と陽電子の対消滅の場合、0.511 keV の光子が2つ放射される。ガンマ線帯域では、暗黒物質候補であるニュートラリーノ同士での対消滅によりガンマ線が放射される。実際、Fermi 衛星からの暗黒物質の対消滅線と考えられる信号を検出したという報告がある [8]。これは銀河中心からの放射中に 130 GeV 付近に超過成分が検出され、その信号が暗黒物質の対消滅線だと考えられている。この観測では、検出された超過成分は 50 光子数程度であったため、今後はより感度の良い検出器での観測が必要となる。

制動放射

荷電粒子 A のつくるクーロン場によって加速を受けた荷電粒子 B が電磁波を放射する物理過程は制動放射と呼ばれる。荷電粒子 A、B が同粒子であった場合、互いが同量のクーロン力を受けるため制動放射が生じる事はない [9]。また電子と陽子やイオンが相互作用する際、電子の質量がイオンや陽子と比較すると非常に小さいため、制動放射が電子からのみ放射されていると考えられる。

シンクロトロン放射

磁場中を運動する荷電粒子は、ローレンツ力により螺旋状に運動をする。この際、進行方向を曲げられるため荷電粒子は電磁波を放射する。荷電粒子の速度が相対論的速度であった場合、相対論的ビーミング効果により、荷電粒子の進行方向と観測者の位置が一致する $\sin\alpha \sim 0$ (α は荷電粒子の進行方向と観測者の位置がなす角を表す) 場合のみ電磁波の強度が強くなる。荷電粒子の運動方程式から螺旋運動の周期はローレンツ因子 γ 、荷電粒子の質量 m と電荷 q 、そして磁場強度 B から $\nu_g = qB/2\pi\gamma m$ となり、ビーミング効果により観測者が観測する周期 ν_c は

$$\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_g\sin\alpha \quad (1.4)$$

と螺旋運動の周波数から γ^2 倍大きくなる。シンクロトロン放射の強度は、荷電粒子のエネルギー損失率と等しく、

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3}\sigma_{\text{T}}c\beta^2\gamma^2u_{\text{B}} \quad (1.5)$$

で表される [9]。なお、 $\sigma_{\text{T}} = 8\pi r_0^2/3$ はトムソン散乱断面積であり、 $u_{\text{B}} = B^2/8\pi$ は磁場のエネルギー密度である。また、式 1.2 と式 1.5 からシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱の放射強度は似た形で表さ

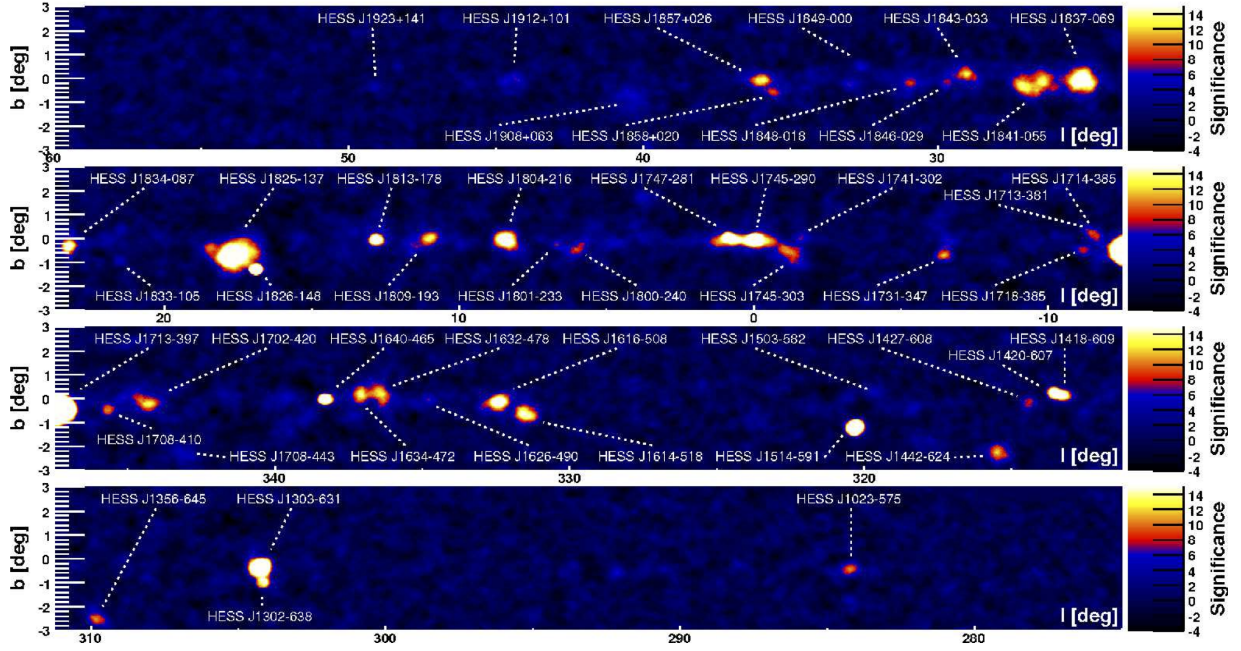


図 1.3 H.E.S.S. による銀河面探索の結果 [10]。4 つのイメージの縦軸、横軸は全て、銀緯 b 、銀経 l である。

れており、その比率は、

$$\eta = \frac{\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{IC}}}{\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{syn}}} = \frac{u_{\text{rad}}}{B^2/8\pi} \quad (1.6)$$

となる。ガンマ線帯域の主要な物理過程の一つに、シンクロトロン自己コンプトン放射がある。これは、電子のシンクロトロン放射によって放射された光子が、同じ電子との IC によって高エネルギーの光子に叩き上げられる。この効果により観測されるスペクトルは、シンクロトロン放射の成分と、それより高エネルギー部分に IC で叩き上げられた光子の成分を足し合わせた形となる。

1.1.2 超高エネルギーガンマ線現象

銀河系内

図 1.1 に示す VHE ガンマ線源の全天分布により、これまでに観測された VHE ガンマ線源の半数以上が銀河面に集中している事が分かる。2004 年から 2009 年までの H.E.S.S. の 1500 時間の銀河面探索の結果を図 1.3 に示す。この観測では、 -90° から 60° の銀経を観測し、50 個近い VHE ガンマ線源を発見し、VHE ガンマ線源は $b = -0.26^\circ$ を中心に分布している事が分かった。銀河面に分布する VHE ガンマ線源の代表的なものとして、超新星残骸パルサー星雲が挙げられる。

- 超新星爆発によって放出されるエネルギー量はおおよそ $E_{\text{SN}} \approx 10^{51}$ erg 程度であり、荷電粒子は拡散衝撃波加速 [11] によって加速されると考えられている。この加速に E_{SN} の 10% ほどが粒子加速に使われるとすると銀河内の宇宙線のもつ総エネルギーを説明できることから、超新星残骸は宇宙線加速源の候補として考えられている。実際に X 線帯域では X 線天文衛星あすかの観測 [12] によってシンクロトロン放射が検出され、ガンマ線帯域では Fermi 衛星の観測 [13] により衝撃波面で加速されている事が明らかになった。

- パルサーは数ミリ秒から数秒の自転周期で高速回転する中性子星 [14] であり、なかでもカニパルサーは IACT によって初めて観測された VHE ガンマ線源 [6] であることから、代表的なパルサーとして知られている。パルサーから放射されるガンマ線は、数 MeV から数 GeV では EGRET 衛星、COMPTEL 衛星と数十 GeV での MAGIC の観測 [15][16] によって、10 GeV 付近にカットオフが発見され磁力線によって加速された粒子の磁力線の角速度が光速を超える光円柱付近での曲率放射 (Outer-Gap[17]) だと分かった。しかしその後 GeV 帯域のガンマ線は Fermi 衛星 [18]、TeV 以上の VHE ガンマ線は MAGIC、VERITAS [16] [19] [20] による観測で、100 GeV 付近に Outer-Gap からの曲率放射とは異なる物理過程だと考えられる放射が検出された。ガンマ線から VHE ガンマ線帯域のカニパルサーのスペクトルを図 1.4(左) に示す。この超過成分を説明するモ

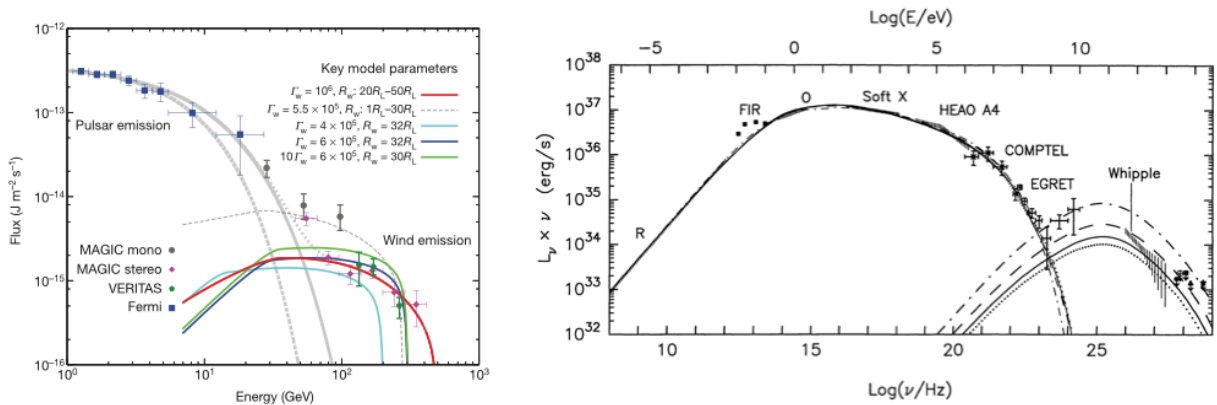


図 1.4 カニパルサーからのガンマ線と VHE ガンマ線放射のスペクトル (左)[21]。カニ星雲のスペクトル (右)[22]。

デルとして、パルサー風と呼ばれるパルサーからの相対論的速度をもった粒子と X 線の IC である [21] というモデルと、このモデルの他に加速された電子が磁気圏内で電磁カスケードを起こすモデル [23] が考えられており、今後の観測でこれらのモデルの検証や、400 GeV までのびる成分が一般的なパルサーの性質かの検証が課題とされている。

- パルサー星雲はカニ星雲に代表される広がった天体である。パルサー星雲の中心にはパルサーが存在し、パルサーから吹き出す相対論的なプラズマであるパルサー風が衝撃波によって散逸されることでパルサー星雲を形成と考えられている [24]。シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱により、パルサー星雲からのスペクトルは電波から VHE ガンマ線帯域まで広がっている。カニ星雲の多波長でのスペクトルを図 1.4(右) に示す。

銀河系外

- 活動銀河核 (Active Galactic Nucleus, AGN) はカニパルサーに次ぐに 2 番目の VHE ガンマ線源として、1992 年の Whipple によって観測 [25] された。図 1.5 左に AGN の統一描像を示す。AGN は観測者の視点によって異なる名称をもつ。ジェット真横の視点からは電波銀河、斜め方向の視点からはクェーサー、ジェットの放射方向の視点ではブレイザーと呼ばれる。AGN の放射過程はまだ完全に理解されていないが、AGN は銀河中心に位置する超巨大ブラックホールへの質量降着によって輝いていると考えられているが、ジェットの放射機構などはっきりした事は分かっていない。

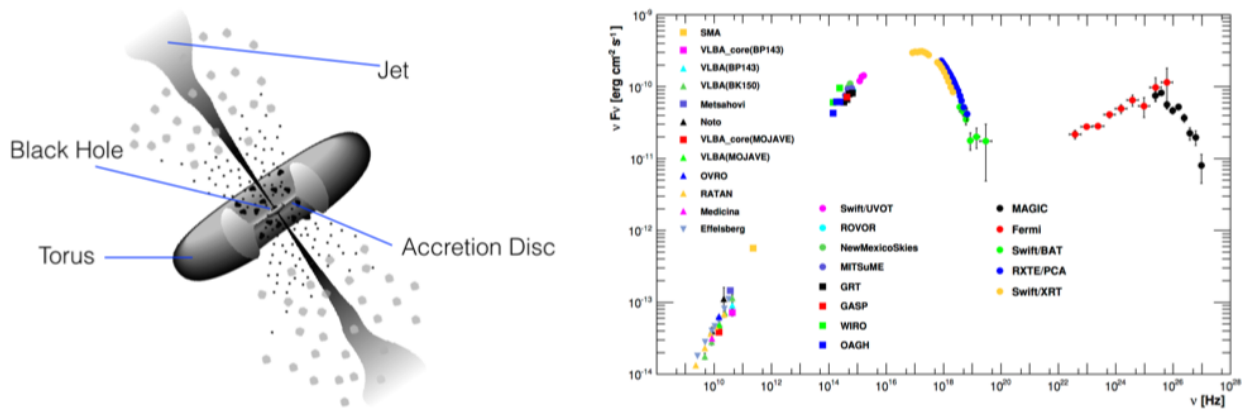


図 1.5 AGN 統一描像 (左)[25]。中心に位置する SMBH は降着円盤に囲まれ、円盤上にはガス雲が存在する。さらに降着円盤は厚いトーラスに囲まれている。AGN からジェットは円盤と垂直方向へと放射される。2009 年に多波長で観測された AGN、Mrk421 のスペクトル (右)[26]。後方銀河の放射成分は取り除かれ、VHE ガンマ線帯域のデータは MAGIC のデータを使用しており、銀河系外背景光によるガンマ線吸収の効果を補正している。低エネルギー側の放射は電子によるシンクロトロン放射だと考えられている。一方、高エネルギー側の放射は電子起源か、ハドロン起源なのかが明らかにされていない。

- **ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB)** は遠方宇宙で起きるビックバン以降の宇宙最大の爆発現象である。爆発時に解放されるエネルギーは全エネルギーで 10^{54} erg にもなる。1991 年のコンプトンガンマ線衛星による全天観測から GRB の空間分布は一様であった [27]。GRB 放射は、MeV 帯域の数秒から数百秒の即時放射と相対論的速度の放射が周囲の物質との相互作用によって電波から X 線帯域の残光放射がある。この二つの放射は相対論的火の玉 [28] によって説明され、これまでの観測を良く記述出来ていることから GRB の標準モデルとなっている。H.E.S.S. や MAGIC によって、VHE ガンマ線帯域でも GRB は観測 [29][30] されているが、観測の統計不足によりモデルへの制限をつけるに至らない [31]。
- **銀河団** は重力に束縛された宇宙最大の天体であり、銀河団の角速度を測定する事で暗黒物質の存在が示されている [32]。また内部には加速された粒子を大量に保持していると予想されており、VHE ガンマ線の検出が期待されている。しかし MAGIC、H.E.S.S. で観測するも検出する事が出来ず、検出にはより高感度な検出器での観測が必要である [33]。

基礎物理

VHE ガンマ線帯域の観測は基礎物理の解明にも繋がる。130 GeV 付近では暗黒物質の対諸滅線が観測される事が予想され、また AGN など宇宙遠方で時間変動する天体の VHE 帯域観測により光速の普遍性を検証する事が可能である [33]。

1.2 超高エネルギーガンマ線観測

VHE ガンマ線は、ガンマ線が大気に入射した際の発生する空気シャワーからのチェレンコフ放射を捕らえる事観測を行う。本節では、ガンマ線によってチェレンコフ光が発生するまでの物理過程及び、チェレンコフ光を捕らえる解像型チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope, IACT)

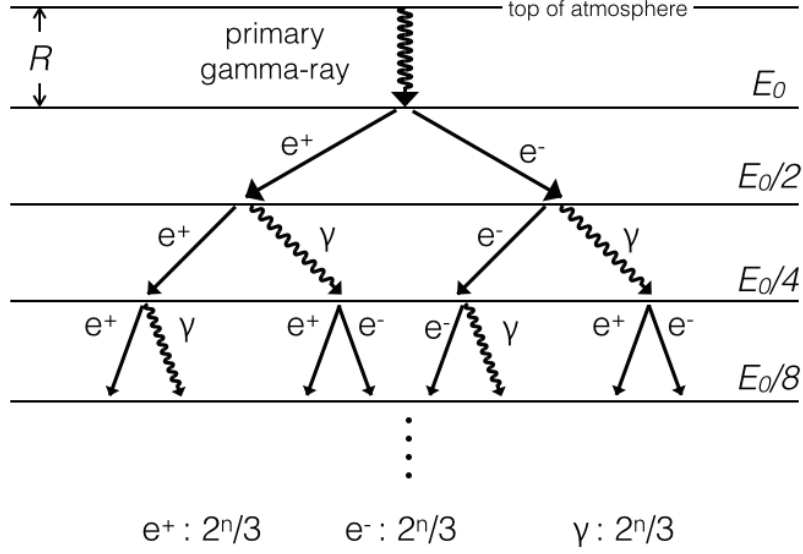


図 1.6 単純化した電磁シャワーモデルの概念図。破線はガンマ線を表し、直線は電子、陽電子を表す。右列には各相互作用後のガンマ線、電子、陽電子の持つエネルギーを示す。

の観測原理について説明する。

1.2.1 空気シャワーとチェレンコフ光放射

電磁シャワー

電磁シャワーはガンマ線と電子によって構成される。大気に入射した高エネルギーのガンマ線は電子対生成により電子・陽電子を生成する。生成された電子・陽電子は制動放射によってガンマ線を放射し、放射されたガンマ線により再び電子対生成が起こり電子・陽電子が生成される。このように電子対生成と制動放射が繰り返される事によりガンマ線光子、電子、陽電子が大量に生成される。この電磁シャワーを単純化したモデル [34] の概念を図 1.6 に示す。電子の制動放射とガンマ線の電子対生成の放射長を ξ_0 とし、確率が $1/2$ となる距離を ξ と定義すると、次式が与えられる。

$$\exp(-\xi/\xi_0) = \frac{1}{2} \quad (1.7)$$

$$\xi = R = \xi_0 \ln 2 \quad (1.8)$$

実際には電子対生成と制動放射の放射長は $\xi_p = 9/7\xi_b$ であるが簡単のために等しいものとして扱う。大気に入射したガンマ線の初期エネルギーを E_0 とすると、距離 R を走行した位置で最初の電子対生成が生じる。この電子対生成により生成された電子・陽電子のエネルギーは共に $E_0/2$ となる。さらに距離 R 走行すると電子・陽電子は制動放射によりエネルギーが $E_0/4$ となり $E_0/4$ の光子を放射する。一方エネルギー $E_0/2$ の光子はエネルギー $E_0/4$ の電子・陽電子を生成する。この過程を n 回繰り返した後の光子・電子・陽電子の個数 N それぞれ $N = 2^n$ となり、個々の光子・電子・陽電子のエネルギーは $E_n = E_0/2^n$ で表される。そのため電子対生成・制動放射過程を繰り返すほど光子・電子・陽電子のエネルギーは減少する。やがて、光子は電子対生成の散乱断面積よりもコンプトン散乱や光電吸収の散乱断面積が大きくなるエネルギーまで減少し、電子・陽電子は制動放射によるエネルギー減少よりも周辺原子のイオン化によ

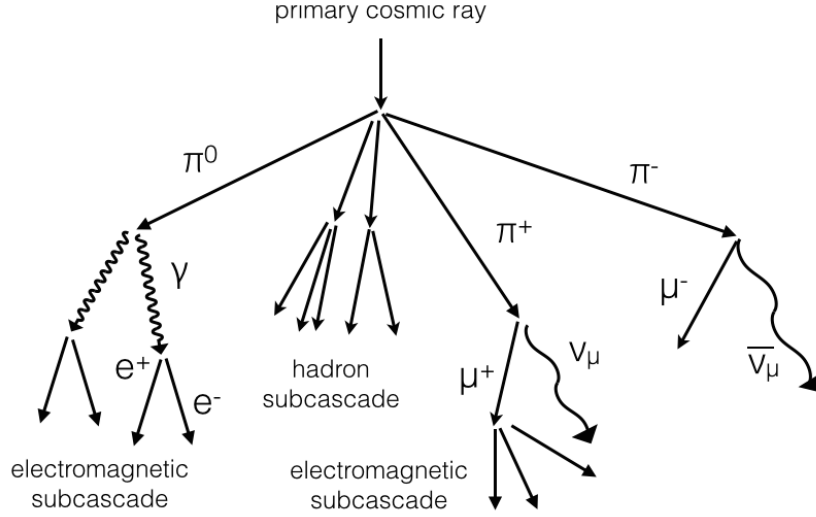


図 1.7 ハドロンシャワーの概要図。ハドロン一つによって、大気中にハドロンカスケードや電磁カスケード、ミューオンが生成される。

るエネルギー減少が卓越する。この様に走行距離が大きくなるほどシャワーを構成する光子・電子・陽電子の数は増えるが、ある地点から急激に減少する。放射距離 $\xi_{\max}$ と最大光子・電子・陽電子数 $n_{\max}$ は

$$n_{\max} = \frac{1}{\ln 2} \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (1.9)$$

$$\xi_{\max} = n_{\max} \xi = \frac{\xi}{\ln 2} \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (1.10)$$

で表される。

ハドロンシャワー

空気シャワーはガンマ線光子・電子・陽電子のみから構成される電磁シャワーの他に、高エネルギー核子によって発達するハドロンシャワーがある。その概要を図 1.7 に示す。陽子や原子核といった核子が大気に入射した場合、大気中の核子との非弾性散乱により入射した核子よりも軽い核子とパイオンに分裂する。分裂後の核子は繰り返し大気中原子核との非弾性散乱を繰り返す。この非弾性散乱を繰り返す過程をハドロンカスケードと呼ぶ。 π^0 中間子は寿命が短く、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ と光子へと崩壊し (π^0 崩壊) 電磁カスケードを起こす。一方 π^+, π^- は

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

とミューオンとニュートリノへと崩壊し、電離損失によりエネルギーを失いながら地上へと到達する。そしてミューオンは電子・陽電子とニュートリノへと崩壊する。

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \end{aligned}$$

このようにハドロンシャワーは電磁カスケードとハドロンカスケードによって構成される。

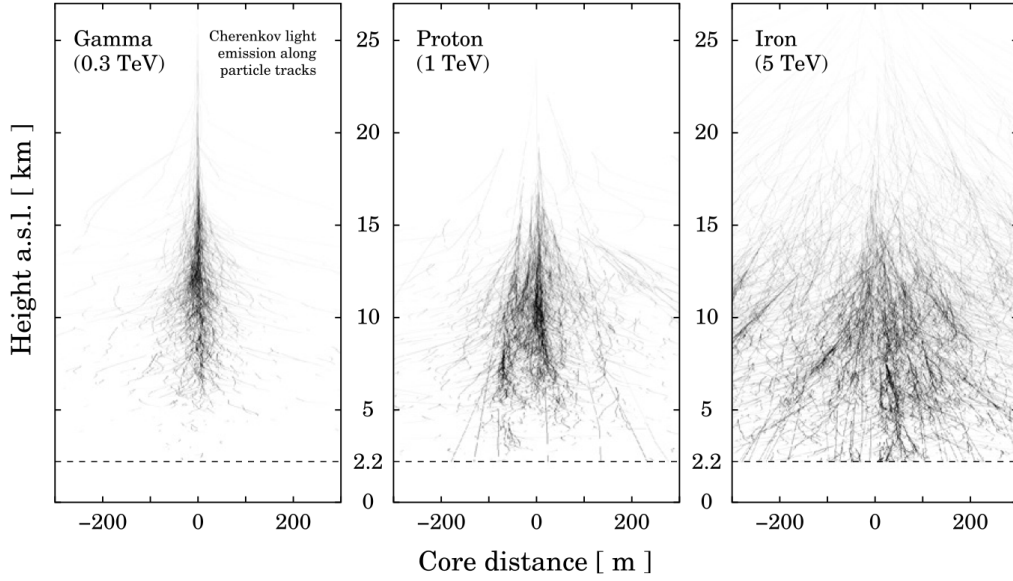


図 1.8 ガンマ線 (左), 陽子 (中央), 鉄イオン (右) によるシャワー発達の違い [35].

電磁シャワーとハドロンシャワーの発達の最大の違いは横への広がり方である。ハドロンシャワーが発達する際に生成される粒子は発達方向との水平方向にも運動量を持つため、広がったシャワーになる。一方で電磁シャワーは水平方向への広がりが小さくコンパクトなシャワーになる。図 1.8 に電磁シャワーとハドロンシャワーの形状を示す。

チェレンコフ光放射

媒質中を移動する荷電粒子の速度が媒質中の光速よりも速い場合、チェレンコフ光と呼ばれる光を放射する。チェレンコフ光放射のイメージを図 1.9 に示す。荷電粒子が媒質中を移動する際、周囲の原子を分極しながら移動する。分極された原子は分極を戻す際に双極子放射により電磁波を放射する。荷電粒子の速度が媒質中の光速 ($v < c/n$) よりも小さい場合は荷電粒子を取り囲む様にして分極するため互いに電磁波を相殺する。しかし荷電粒子の速度が媒質中の光速よりも速い ($v > c/n$) であった場合、荷電粒子の進行方向が分極するよりも荷電粒子の速度の方が速いため、荷電粒子の後方のみが分極し、周囲の原子の双極子放射が相殺されず、前方へと放射される [36]。荷電粒子の軌道と放射されるチェレンコフ光の角度には次の様な関係式がある。

$$\cos\theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.11)$$

n は媒質中の屈折率である。式 1.11 より β に最小値は $\beta_{\min} = \frac{1}{n}$ となり、チェレンコフ光放射を引き起こす荷電粒子のエネルギーの最小値は、

$$E_{\min} = \gamma_{\min} m_0 c^2 = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta_{\min}^2}} m_0 c^2 = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{1}{n^2}}} m_0 c^2 \quad (1.12)$$

で表される [34]。

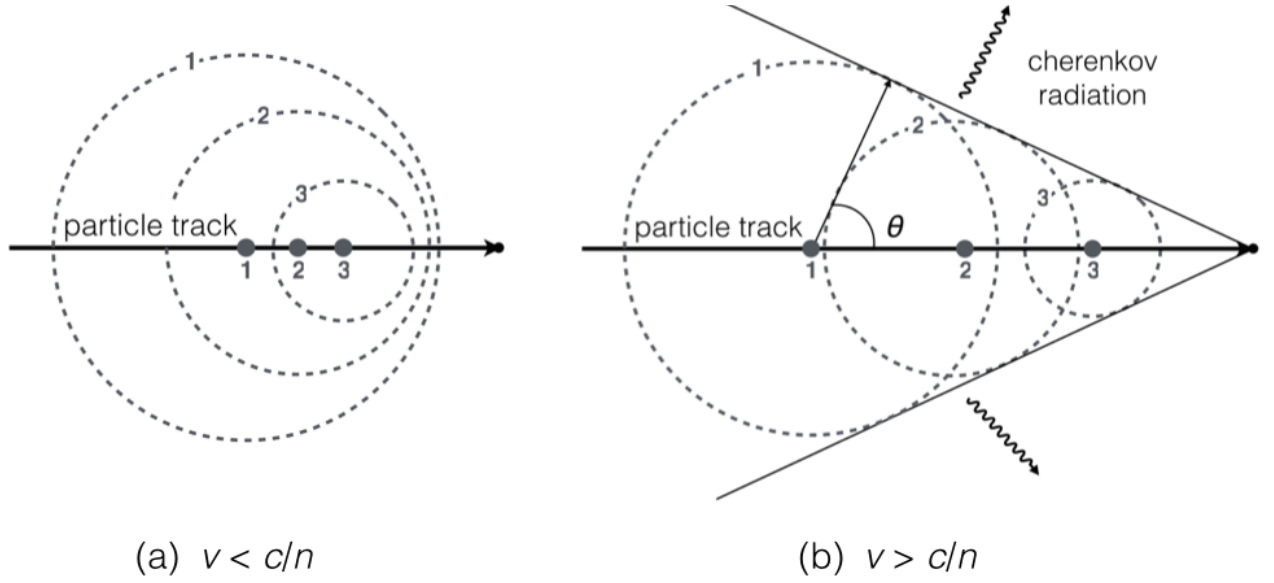


図 1.9 チェレンコフ放射のイメージ。大気中を荷電粒子が走行した際に (a) は $v < c/n$ の場合、(b) は $v > c/n$ の場合を表す。図中の 1,2,3 の点線の円はそれぞれ、荷電粒子が点 1,2,3 に位置した際に周囲に広がる電磁波である。(a) では、電磁波の速度の方が荷電粒子の速度よりも大きいため円 2 は円 1 中に収まる。円 3 についても同様である。一方、(b) では荷電粒子の速度は電磁波の速度よりも速いため、円 2 は円 1 中に収まらない。このため分極が前方方向へと偏り、チェレンコフ光が放射される。

空気シャワーのよるチェレンコフ放射

空気シャワー中の荷電粒子の単位移動距離あたりの放射される波長帯域が λ_1 から λ_2 のチェレンコフ光の光子数は、

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta n(\lambda)^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (1.13)$$

で表される [37]。入射光子のエネルギーが大きくなるほど、放射角は最大値の $\theta_c = \cos^{-1}(1/n)$ に近づく。チェレンコフ放射は時間的厚みが非常に薄く、2–3 ns の間でしか放射しないため、地上で観測可能なチェレンコフ光の閾値は電子でおよそ 21 MeV である。100 GeV から 1 TeV のガンマ線のつくるシャワーの最大発達高度は海上から 7–10 km の高度であり、1 TeV のガンマ線がチェレンコフ光を放射する高度の中央値は 8 km の高度である [38]。

空気シャワーから放射されるチェレンコフ光は地上で ライトプールと呼ばれる円状となって到達する。ライトプールの大きさは $\sim 130 \text{ m}$ (2 km asl.) 程度の大きさになる。例として、1 GeV のガンマ線が入射した場合の平均の光子密度は $\sim 4000 \text{ photons/m}^2$ となる。

チェレンコフ光の波長分布は、波長の 2 乗に反比例するため短波長ほど多く検出されるが、大気で散乱、吸収を受けるため地上の検出器で検出される時には波長分布及び強度が変化する。チェレンコフ光の吸収は大気中のオゾンによるもので、散乱は大気分子によるレイリー散乱とミー散乱によるものである。地上で検出される強度は

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (1.14)$$

のように指数関数的に強度が減少する。また指数関数の中の α は波長に依存する。レイリー散乱は、光の

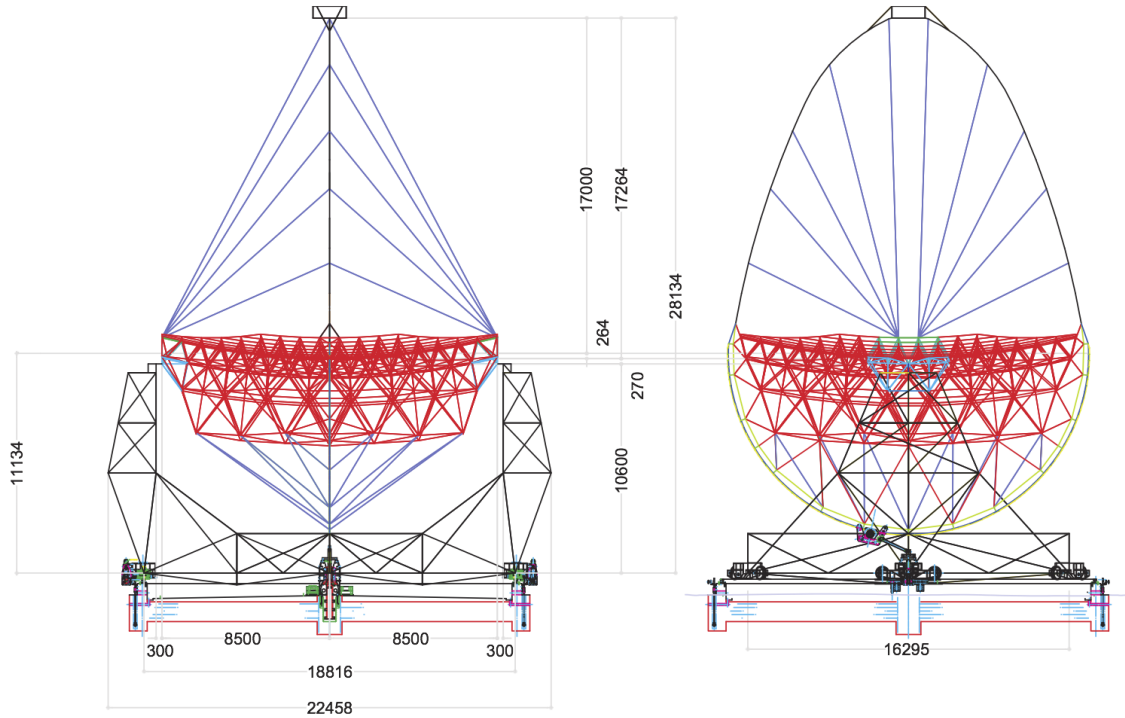


図 1.10 MAGIC の構造。焦点面カメラはスチール製のケーブル (青色) によって固定されたアルミニウム製のアーチの頂上に搭載されている。また反射鏡は赤色のフレーム上に置かれており、このフレームは carbon-fibre-reinforced-polymer-tubes 製である。そしてこれ全体を支える黒色のフレームはスチール製である [39]。

波長よりも小さい粒子との散乱である。この散乱による散乱係数は、

$$\alpha_{\text{Rayleigh}} \propto \lambda^{-4}$$

と波長の 4 乗の逆数に比例する。散乱光子の波長と同程度かそれ以上の大きさの粒子との散乱現象である。また、ミー散乱では、粒子の大きさが大きいほど光子は前方へと散乱される。ミー散乱では散乱係数は波長には依存せず一定であり、式 1.14 中の α は

$$\alpha = \alpha_{\text{Ozon}} + \alpha_{\text{Rayleigh}} + \alpha_{\text{Mie}} \quad (1.15)$$

で表される [4]。

1.2.2 解像型チェレンコフ望遠鏡

解像型チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope, IACT) は地上で VHE ガンマ線を観測する望遠鏡である。小節 1.2.1 で述べた様に VHE ガンマ線が地球大気に入射すると、空気シャワーが生成され、空気シャワー中の荷電粒子はチェレンコフ光を放射する。IACT は、このチェレンコフ光を集光し、焦点面に搭載された焦点面カメラでシャワーを撮像することで VHE ガンマ線を観測する。IACT はチェレンコフ光を集光し焦点面へと反射する反射鏡、シャワーを撮像する焦点面カメラ、そしてそれらを支える構造体によって構成される。図 1.10 に現在稼働中の IACT である MAGIC の構造を示す。

チェレンコフ光は微弱な光であり、特に低エネルギーのガンマ線から放射されるチェレンコフ光子数は少なく、統計的に有意な観測を行うためには、1 TeV の VHE ガンマ線に対して数平方メートルの反射鏡 [4] が必要となる。空気シャワーにより発生したライトプール中のチェレンコフ光の光子密度は入射したガンマ線のエネルギーに比例するため低エネルギー閾値達成には広い面積の反射鏡と、微弱な信号でも検出可能な高感度の光検出器が要求される。

IACT のバックグラウンドには、小節 1.2.1 で述べた陽子やヘリウムなどハドロンや電子、2 次宇宙線ミューオンがつくり出すチェレンコフ光や、夜光 (Night Sky Background, NSB) が挙げられる。NSB は人工光, 大気光, 黄道光, 星野光など光を指し、約 200 MHz の周期で検出されるため IACT の大きなバックグラウンドとなる。200 MHz の NSB に対してチェレンコフ光は数ナノ秒の時間厚み [4] であるため、IACT はナノ秒以下での信号処理を行わなければならない。

以上から IACT を用いた VHE ガンマ線観測には、大きな反射鏡、高感度な検出器、高速処理回路が必要となるも、1989 年には Whipple 望遠鏡により初めて VHE ガンマ線を検出した。その後も技術を発展させ、現在は第 3 世代の IACT が開発され、VHE ガンマ線の観測を行っている [7]。現在稼働中の IACT を図 1.11 に示す。

空気シャワーイメージ

図 1.12 は単一望遠鏡でのシャワーイメージを概要を示したものである。シャワーからチェレンコフ光が放射される際、それはシャワー軸から放射となる。チェレンコフ光は反射鏡で焦点距離に置かれている焦点面カメラへと集光される。カメラ面に置けるイメージの位置はチェレンコフ光のシャワー軸からの放射角度に依存するため、図 1.12 の様に、シャワー軸との角度が小さなシャワー上方からチェレンコフ放射はカメラ中央の位置で撮像され、放射角の大きなシャワー下方からのチェレンコフ光放射はカメラの外側で撮像される。つまりシャワーの縦方向と横方向の広がり方が IACT で撮像されるイメージの形を決定する。IACT で撮像されるシャワーの像は図 1.12 中の焦点カメライメージの様な、楕円形になる。IACT ではこの楕円の形, 明るさ, 傾きなどに対してパラメータを指定し、そのパラメーターの値から、シャワーの到来方向, 入射粒子の種類, エネルギーの大きさを決定する。このパラメータは Anthony M. Hillas によって考案され、Hillas パラメータ [43] と呼ばれている。このパラメータは現在の IACT 実験において一般的に使用されているパラメータである。図 1.13 に IACT での撮像イメージと Hillas パラメータを示す。length と width はどちらも楕円イメージの形を表し、それぞれシャワーの縦方向と横方向の発達を示すパラメータである。しかし、シャワーの発達の仕方はこの二つのパラメーターのみで決定されるものではない。仮のシャワー軸と望遠鏡の軸とが一致した場合には、カメライメージは円状に近くなり length からシャワーの縦方向の発達を見る事ができない。そのため、シャワーの発達をみるためには width, length の他のシャワー軸と望遠鏡軸のずれも見る必要がある。それを表すのは distance, miss, alpha である。これらはそれぞれ、カメラ中央と楕円イメージの中心の距離、楕円を y 方向に射影した際の中心からのずれ、楕円の傾きを表す。カメライメージから取り出せるのはシャワー発達の様子だけではなく、楕円の大きさを表す size, 明るさを示す concentration というパラメータから入射した光子もしくは粒子のエネルギーの大きさを見る事も可能である。

バックグラウンド除去

本小節冒頭でも述べてきたように、IACT でのガンマ線観測にはハドロンイベント、夜光、ハドロンシャワーによって生成されたミューオンによるシャワーと多くのバックグラウンドがある。夜光やミューオンシャワーはガンマ線イベントと比べて光量が小さく、カメライメージと楕円形とならないためガンマ線



図 1.11 上段から MAGIC[40]、VERITAS[41]、H.E.S.S.[42] の写真。MAGIC は La Palma 島に建設され、Sum トリガーと呼ばれるトリガー方式を用いることでエネルギー閾値 25 GeV という低エネルギー閾値での観測が可能である。VERITAS は Arizona に建設され、視野 3.5' のカメラを複数台使用する事で 5.0' の視野を持つ。H.E.S.S. は 2002 年から 2004 年の間に Namibia に建設され、銀河面探索により多くの VHE ガンマ線源を検出するなどの成果を挙げている。近年では 28 m 口径の IACT を導入することで数十 GeV 帯域の観測を目指している。[7]。

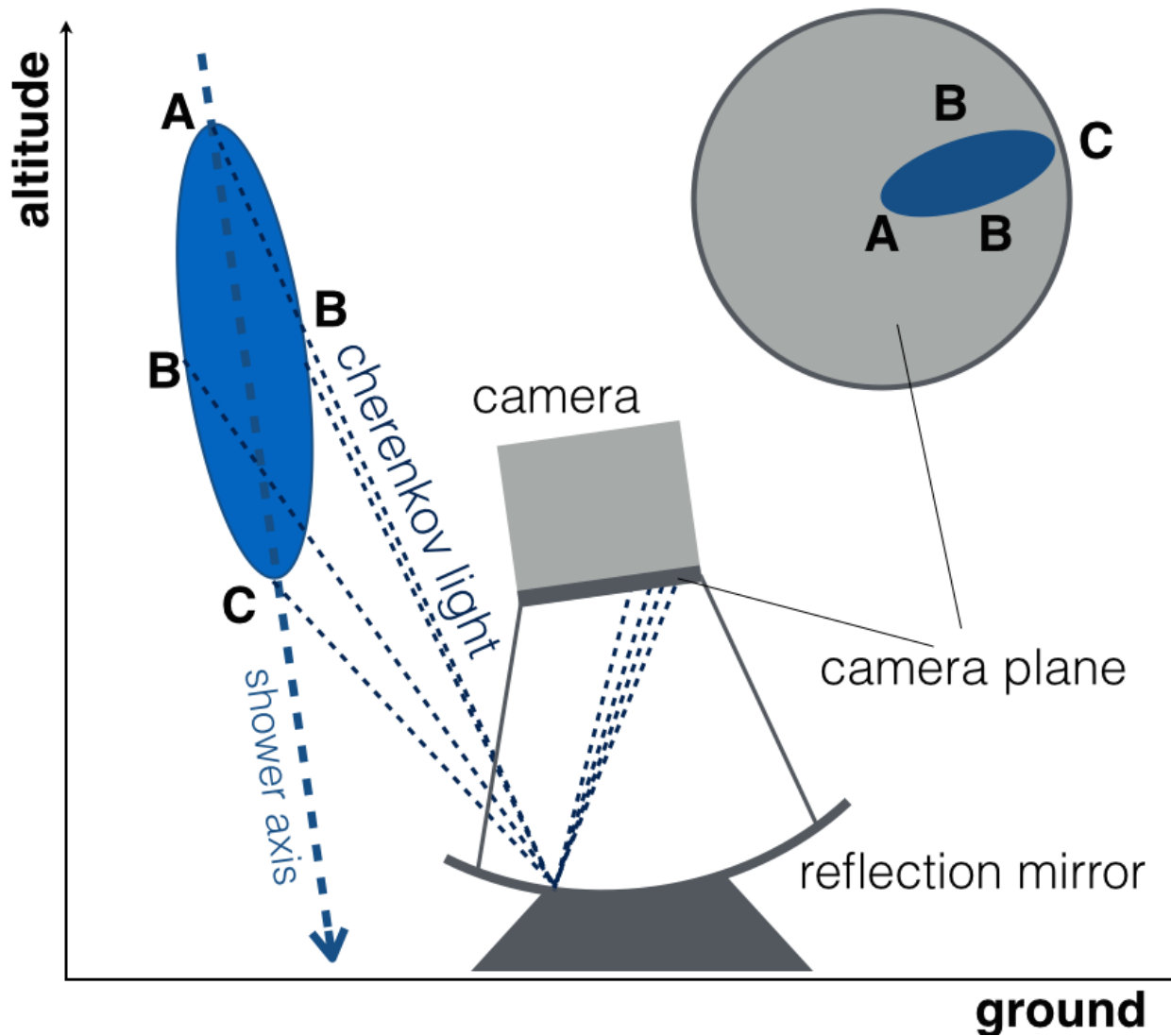


図 1.12 IACT の空気シャワーの撮像法。縦軸は高度を表し、図左、下中央、右上はそれぞれ、空気シャワーによるチェレンコフ光、以上に配置された IACT、IACT の焦点面カメラのイメージである。IACT によって、空気シャワーを撮像すると、空気シャワーイメージ中の A,B,C の位置は、焦点面カメラ中の A,B,C に現れる。

との選別が容易い。さらに夜光は等方的に入射してくるため、alpha パラメータで選別することが可能となる (図 1.14(左))。ハドロンシャワーによる IACT の trigger rate はガンマ線によるチェレンコフ光の数千倍にも及ぶ。このバックグラウンドの取り除き方にはいくつか方法がある。H.E.S.S. 実験グループではカメライメージの Hillas パラメーターを用いてマニュアル的にガンマ線イベントを選別する。ハドロンイベントはガンマ線イベントとくらべ、横方向へと大きく発達する。そのため Hillas パラメータにおける width がガンマ線イベントに比べ大きくなる。図 1.14(右) にハドロンイベントとガンマ線イベントの width 値の分布をしめす。この分布からハドロンイベントをカットする width の値を決定する。通常ではこのカットにより 98% のハドロンイベントを取り除く事が可能になる。また MAGIC 実験グループでは Random Forest という手法を用いる [45]。これは Monte Carlo シミュレーション (MC) によるガンマ線イベントと観測的に得られたハドロンシャワーイベントのイメージからパラメータを抽出し、各カメライメージに hadronness というパラメータを与える。このパラメータを用いてガンマ線イベントとハド

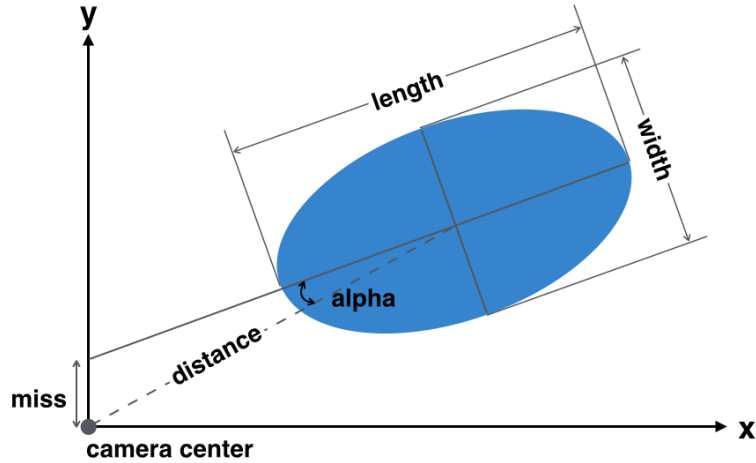


図 1.13 IACT の焦点面カメラが空気シャワーを撮像した際のカメライメージと、Hillas パラメータ。楕円の形から width、length を決定し、カメラ中心に合わせて、横軸、縦軸を定義し、座標と像の位置関係から distance、miss、alpha を決定していく。

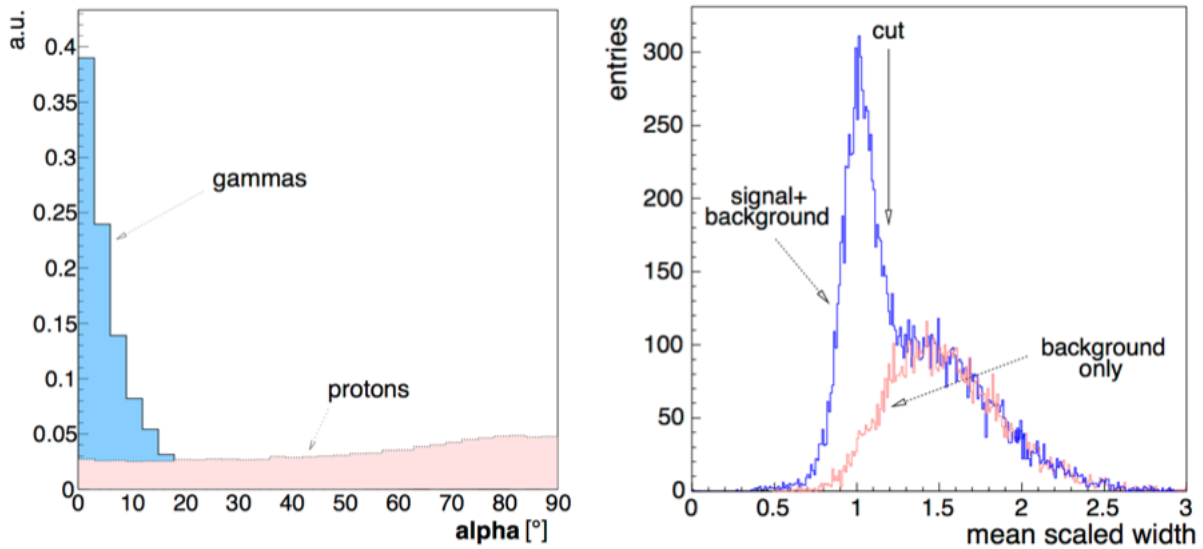


図 1.14 MC によるガンマ線点源と等方的なバンクグラウンドの α の分布 (右) と HEGRA 実験による MKN501 の観測データの width の分布 (左)[44]。

ロンイベントを分別する。

ステレオ観測

ガンマ線の到来方向、到来位置を得るためにはシャワーの発生位置とシャワー軸の傾きを知る必要がある。これを知るために 2 台以上の IACT を用いて観測する手法をステレオ観測と呼ぶ。ステレオ観測によりシャワーを 3 次元で再構成する。ステレオ観測の概要図を図 1.15 に示す。x 軸 y 軸はカメラ面の平面での座標系、z 軸は望遠鏡軸。 L_m は IACT 間の距離、 d_{12} は z 軸上でのカメラの位置、 θ_x は望遠鏡軸とシャワー軸の傾き、をそれぞれ表している。(a) は 2 台の IACT のカメライメージを足し合わせたものであり、シャワーの到来角度を再構成している。この 2 つの楕円の長軸の交点がからシャワーの到来方向

が求まる。(b) は 2 台の IACT の位置でのカメライメージである。この図中での楕円の長軸の交点から xy 平面上でのシャワーの発生位置が求まる。(a) と (b) で得られたシャワー軸の角度と平面上でのシャワー位置から三角測量によりシャワーの発生高度を得る事が出来る。現在稼働している IACT は 4 – 5 台でのステレオ観測で観測を行っている。

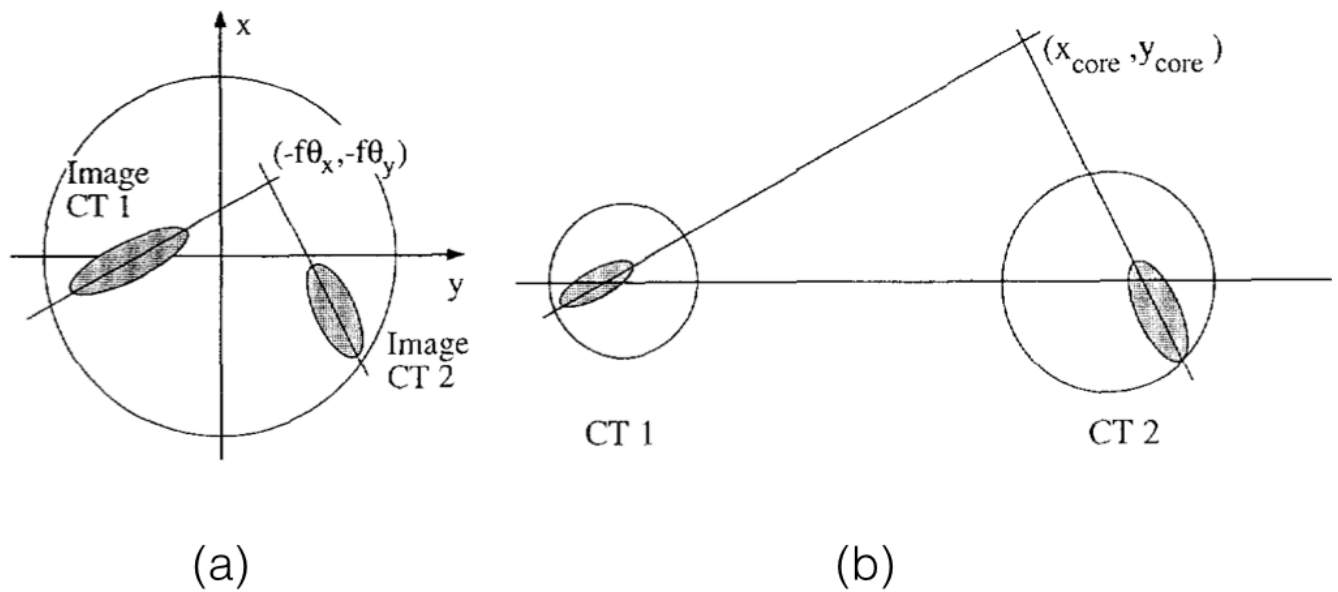


図 1.15 ステレオ観測の概要 [46]。(a)2 台の IACT の位置。(b)CT1 と CT2 のカメライメージを足し合わせたイメージ。シャワーの角度を再構成する。

カメラトリガー

夜光がカメラの 1 ピクセルあたり 200 MHz でレートで検出されるため、IACT にとって大きなバックグラウンドとなる。多くの IACT では夜光によるトリガーレートを下げるために、デジタルトリガとよばれる方式でトリガー方式をとっている。これは隣合う n 個のピクセル (n NN ロジック) で同時に設定した閾値を超えた信号が検知されたイベントのみ取得するというものである。夜光がカメラの各ピクセルに対してランダムに入射するのに対して、空気シャワーによるチェレンコフ光をカメラピクセルが捕らえた場合は楕円のイメージが取得できる事からも分かるように、カメラのある領域のピクセルから同時にチェレンコフ光が検出される。また MAGCI 実験では、IACT のエネルギー閾値を下げるためにアナログトリガと呼ばれるトリガー方式が開発された。低エネルギーのチェレンコフ光を観測する場合、トリガー閾値を下げる必要があるが、トリガー閾値を下げる事で夜光イベントによってコインシデンスがとられたトリ

ガーの割合が増える事になる。そこで MAGIC 実験では、デジタルトリガーの様に個々のピクセルにトリガー閾値を設けるのではなく、ある領域のピクセルの信号を足し合わせ、足し合わせた信号に対して閾値を設けてトリガーをかけるという様なトリガー方式を使用する事もある。

1.3 Cherenkov Telescope Array 計画

1.3.1 概要

Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は、MAGIC, VELITAS, H.E.S.S. といった現在稼働中の IACT の技術を基礎として、現在稼働中の IACT よりも一桁上の感度と 20 GeV から 100 TeV の広い帯域の観測を目指す次世代のガンマ線天文台を開発するものである。また、北半球と南半球に観測サイトを設ける事で全天を観測する。CTA により発見が期待されるガンマ線源は数千にもものぼると予想され、今後のガンマ線天文学を牽引する事が期待される。図 1.16 は CTA 完成のイメージ図である。

広いエネルギー帯域は、23 m 口径の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST)、12 m 口径の中口径望遠鏡 (Medium-Sized Telescope, MST)、6 m 口径の小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope, SST) と口径の異なる 3 種類の望遠鏡を配置する事で達成される。前小節で述べたように、低エネルギーの VHE ガンマ線ほど、空気シャワーによるチェレンコフ光子数は少ないため低エネルギー帯域の観測には大きな面積の反射鏡が必要となる。また空気シャワーによるチェレンコフ光のライトプールの大きさは、入射ガンマ線のエネルギーが上がるに従って広がるので、CTA の観測サイトでは半径 10 km² の範囲中心から LST、MST、SST の順で配置する事で、20 GeV から数 TeV を LST、100 GeV から 10 TeV を MST、1 TeV から 100 TeV を SST の様に口径毎に異なる帯域の観測を行う。

感度の向上は、一つの観測サイトに全口径合計で 60 台配置された望遠鏡群によるステレオ観測によって達成される。CTA では一つのシャワーによるチェレンコフ光を平均 6 台で観測する。これは H.E.S.S



図 1.16 CTA 完成のイメージ図 [47]。

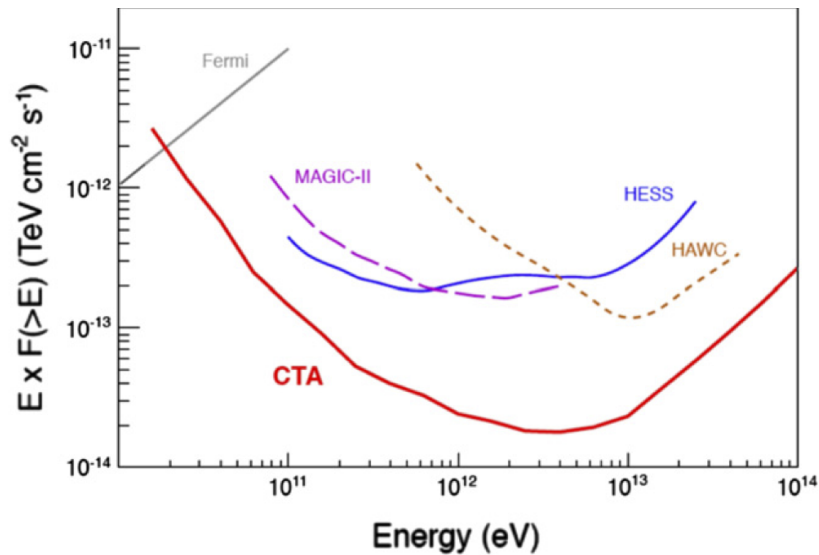


図 1.17 CTA で予想される感度曲線と現在稼働中の観測装置の感度曲線 [33]。IACT はそれぞれ 50 時間の観測、Fermi 衛星は 1 年の観測時間による感度。

や VERITAS と比べて 3 倍の数である [48]。図 1.17 に現在稼働中のガンマ線観測装置と CTA で予想される感度曲線を示す。

現在は、観測サイトを協議しており、2015 年にインフラ整備を行い、建設開始となっている。

1.3.2 大口径望遠鏡

CTA 計画の LST は、20 GeV—1 TeV の低エネルギー帯域を観測する望遠鏡である。この帯域は、Fermi 衛星の観測帯域と IACT がもつ感度をつなぐ帯域であり、連続したスペクトルを得るために重要となる。前小節で述べた様に、ガンマ線による空気シャワーから発生するチェレンコフ光子数はガンマ線のエネルギーが下がるにつれて少なくなる。そのため数十 GeV 帯域のガンマ線を IACT で観測する際には、より多くのチェレンコフ光子を検出し、NSB による不定性を小さくする必要があり、有効面積の大きな反射鏡、量子効率の高い光検出器が要求される。NSB の影響を抑えるために、チェレンコフ光子の到着時間のばらつきを抑えトリガーのコインシデンス幅を小さくするために、反射面には放物面が採用されている。これらをふまえ、LST の主要なパラメータは、口径 23 m、放物面の反射鏡、視野 4.5°、カメラピクセルサイズ 0.1°、ピクセル数 1855、回転速度 180°/10 sec となっている。

LST の開発は日本チーム (CTA-Japan[48]) が主に行っており、2015 年の CTA 建設開始に向けて、現在は LST 初号機の開発が行われている。

構造

LST の基本構造は MAGIC 実験の 17 m 口径の望遠鏡をベースに大型化したものとなっている。LST の構造を図 1.18 に示す。LST の特徴として軽量構造と高い強度を挙げられる。軽量化のために主要な部分には MAGIC 同様のカーボンファイバー強化チューブを採用している。この素材により LST 全体の重量を 100.3 t にまで軽量化している。また望遠鏡下部構造と光学マウントシステムの主要な部分には、スチールチューブにより構成されている。望遠鏡の慣性モーメントは 11720 tm^2 となっている。LST の質量と慣性モーメントは MAGIC 実験の望遠鏡をスケールアップしたものとは比べて 30% の軽量化がされて

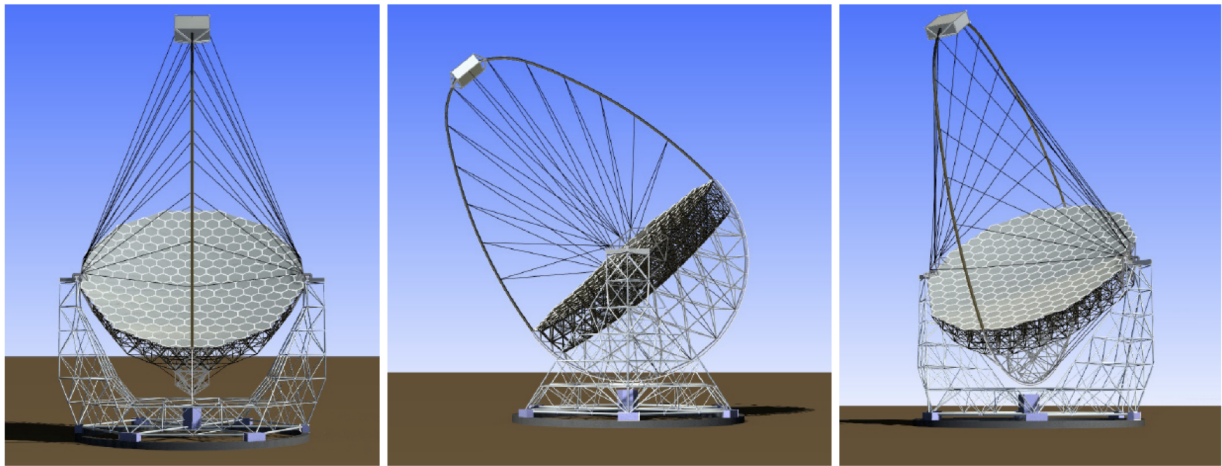


図 1.18 LST の構造 [48]。左から、正面、横、45° の図。

いる。

反射鏡

LST の反射鏡は、1 辺が 1.51 m の 6 角形の分割鏡 200 枚で構成される。中心部分は焦点面カメラの影となるため鏡ではなく、望遠鏡の向き校正用の星追尾用の望遠鏡やカメラ校正用レーザーボックス等の設置場所となる。焦点面カメラとカメラ支持構造による影を考慮した後の鏡の有効面積は約 370 m^2 になる。

焦点面カメラ

LST の焦点面カメラ (Focal Plane Instrument, PFI) の光検出器には光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) が採用されており、LST 一台につき 1855 本の PMT が搭載予定である。次章で詳細を述べるが、PMT には浜松ホトニクス社 [49] と共同で開発した R11920-100 が採用されており、LST 初号機に使用される 1855 本以上の PMT が既に納品済みである。PMT はプリアンプと昇圧回路を組み合わせた PMT module として開発されている。LST の 1855 ピクセルは H.E.S.S. の 960 ピクセル、MAGIC の 1039 ピクセルと比較すると 2 倍以上の pixel 数であるため、寿来の IACT と比較するとより大きく、高い解像度で撮像が可能となる。

前小節で触れた様にチェレンコフ光は数ナノ秒の時間厚みで光るため、チェレンコフ光を検出した光検出器からの信号幅も数ナノ秒である。また 200 MHz 周期でランダムに発生する NSB からチェレンコフ光の信号を取り出すためには、数百 MHz から数 GHz でサンプリングするだけでなく、トリガー生成時間と望遠鏡間のトリガーを間に合わせるための時間、信号を保持するシステムが必要となる。さらに CTA で要求されるダイナミックレンジをもつ回路である必要がある。LST ではこれらの要求を満たすため、アナログメモリサンプリング方式をベースに読み出し回路の製作を行っている。

FPI に使用される 1855 本の PMT module は、7 本毎に分けられ、読み出しボードを合わせた PMT cluster として開発されている。PMT cluster には、PMT module と読み出しボードの他に、PMT の高電圧設定を行うスローコントロールボード、読み出し回路への電源供給が行われるバックプレーンから構成され、横 14 cm、縦 48 cm の大きさとなっている。図 1.19 に試作版 PMT cluster を示す。

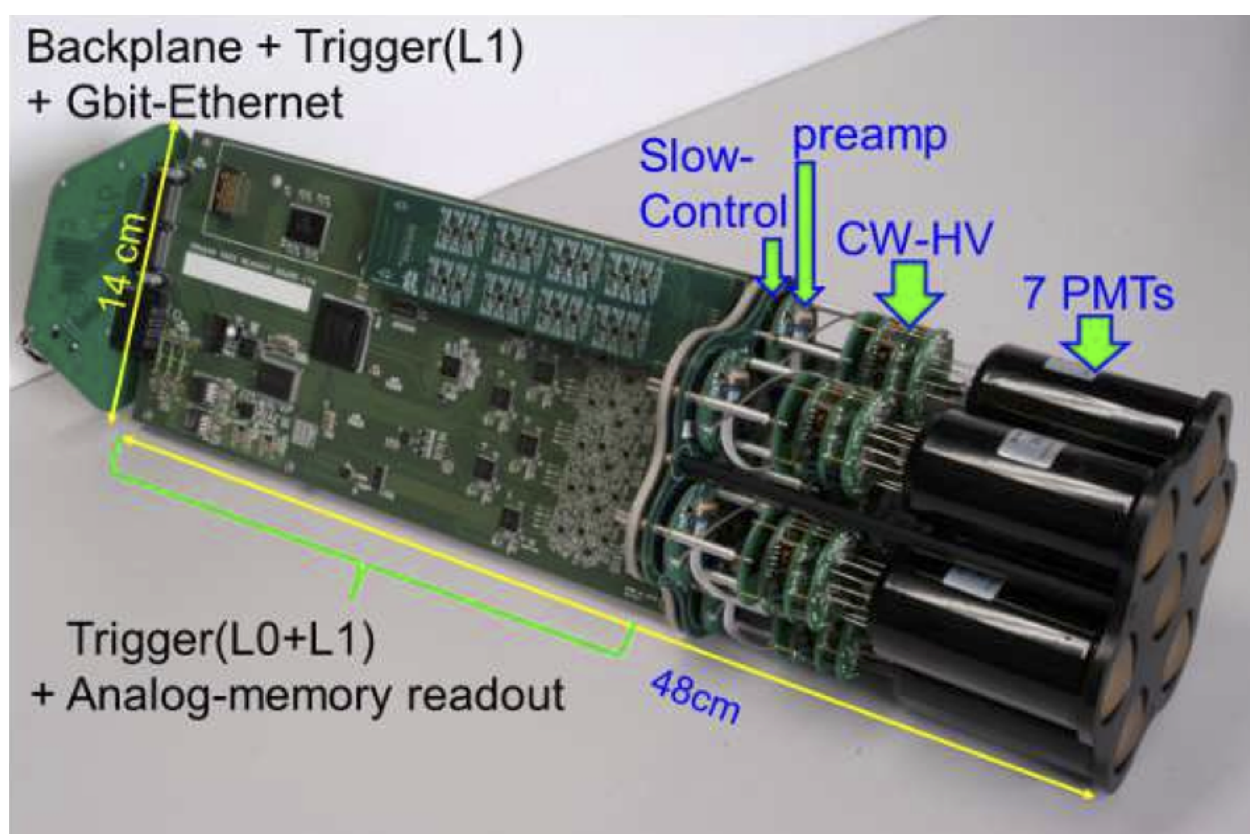


図 1.19 試作版の PMT cluster。preamp と CW-HV と PMT は PMT module として開発されており、スローコントロールボードによって PMT module と読み出しボードを接続する。Trigger(L0) と Trigger(L1) はそれぞれ、PMT ピクセルの信号をコンパレータにかけて生成されたトリガーと、各 cluster のトリガー信号から生成されるカメラトリガーである [50]。

第 2 章

光検出器の開発

前章で触れた様に LST の FPI の光検出器のは PMT が用いられる。PMT が増幅率が高く、時間応答が速いため、微弱で短い時間幅で光るチェレンコフ光の検出に適した光検出器であると言える。

2.1 光電子増倍管の諸特性

PMT は光電効果を利用して光を検出し電気信号に変換して出力する光検出器である。図 2.1 に PMT の内部構造を示す。PMT は光を検知する光電面、内部で電流を増幅するダイノード部分、増幅された電流を収集し出力する陽極部分から構成される [51]。光子が光電面へ入射すると光電効果により PMT の管内に光電子が放出される。放出された光電子は収束電極により一段目のダイノードへと衝突する。光電子がダイノードへと衝突すると電離により複数の電子が放出される。この増幅過程が各ダイノードで生じることにより入射光子の信号が大きくなり、SN 比が高くなる。

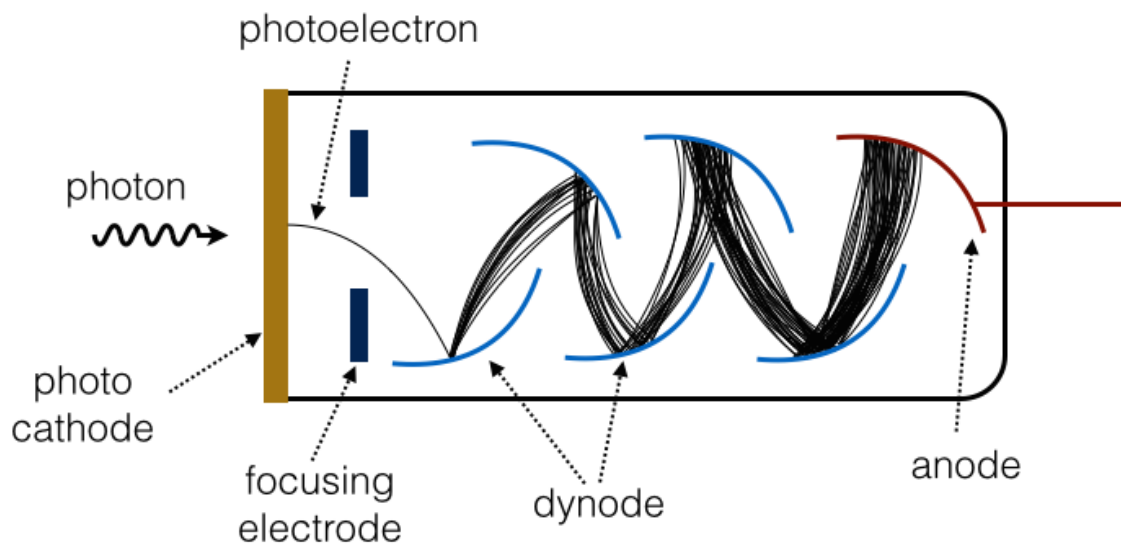


図 2.1 PMT の内部構造。図中には描かれていないが、実際の PMT では光電面とダイノードとアノード間には電圧がかかっている。

2.1.1 増幅率

PMT の各ダイノードの増幅率 g は印加した高電圧 (High Voltage, HV) を V を用いて、

$$g = aV^\alpha \quad (2.1)$$

で表される。式 2.1 から n 段ダイノードの PMT の増幅率 G は

$$G = g_1 \cdot g_2 \cdots g_n = AV^{n\alpha} \quad (2.2)$$

で表され、HV の冪乗に比例する事が分かる。

2.1.2 超過雑音指数

理想的な PMT であった場合、PMT 内で増幅された出力電荷の分布の広がり、増幅された電子数による統計誤差のみで決定する。しかし現実の PMT では、一部後方散乱される電子や軌道からズレる電子が存在するため、出力電荷の分布の広がり、統計誤差と PMT 固有の誤差が含まれる。この値は超過雑音指数もしくは F-Factor と呼ばれ、PMT から出力された電荷量から光子数へと変換する事ができる因子である。

ある量の平均値を $\bar{X}$ 、分散を $Var(X)$ とする時、分散の割合を $v(X)$ を、

$$v(X) = \frac{Var(X)}{\bar{X}^2} \quad (2.3)$$

と定義する。 n 段ダイノードの PMT の i 番目のダイノードの平均の増幅率を $\bar{g}_i$ とする。この時、1p.e. が第一段ダイノードへと衝突すると、 i 番目のダイノードへと入射する電子数は $\bar{g}_1 \bar{g}_2 \cdots \bar{g}_{i-1}$ であるから、 i 番目のダイノードでの電子数の分散の割合は、

$$\frac{v(g_i)}{\bar{g}_1 \bar{g}_2 \cdots \bar{g}_{i-1}} \quad (2.4)$$

となる。また PMT の増幅率は $\bar{G} = \bar{g}_1 \bar{g}_2 \cdots \bar{g}_n$ となり、1p.e. が PMT で増幅される際の分散の割合は、

$$v(G) = v(\bar{g}_1) + \frac{v(g_2)}{\bar{g}_1} + \cdots + \frac{v(g_n)}{\bar{g}_1 \bar{g}_2 \cdots \bar{g}_{n-1}} = v(g) \cdot \frac{\bar{g}^n}{(\bar{g} - 1) \cdot \bar{g}^{n-1}} \quad (2.5)$$

となり、 $\bar{g}^n \ll 1$ と近似すると、

$$v(G) = v(g) \cdot \frac{\bar{g}}{\bar{g} - 1} \quad (2.6)$$

となる。次に光子数 N が PMT の光電面へと照射された場合を考える。量子効率を η 、収集効率を β とするとき、PMT の検出効率は $p = \eta\beta$ と定義される。PMT から出力された電荷量を Q とすると、

$$\bar{Q} = \bar{N} \cdot p \cdot \bar{G} \quad (2.7)$$

から電荷量の分散の割合は、

$$v(Q) = v(N) + \frac{p(1-p)}{\bar{N}p} + v(\bar{G})\bar{N}p = \left(v(N) - \frac{1}{\bar{N}} \right) + (1 + v(\bar{G})) \quad (2.8)$$

となる。ここで光子数の分散がポアソン統計のみである場合、式 2.8 の第 1 項は 0 となり、 $\bar{N}p = m_{phe}$ とすると、

$$\frac{Var(Q)}{\bar{Q}^2} = \frac{1}{m_{phe}} \cdot \left(1 + \frac{Var(G)}{\bar{G}^2}\right) \quad (2.9)$$

が求まる。次に、

$$F^2 = \sqrt{1 + \frac{Var(G)}{\bar{G}^2}} \quad (2.10)$$

と定義し、式 2.10 を書き換えると、

$$m_{phe} = \frac{\bar{Q}^2}{Var(Q)} \cdot F^2 \quad (2.11)$$

となり、PMT から出力された電荷の分布から PMT へと入射した光子数を求める事が可能となる。

2.1.3 パルス幅

ダイノード間の電場の強さは、ダイノード間にかけた HV に依存する。そのため、電子にかかる力は $F = qE$ であるため、HV が低いと電子にかかる力が小さくなり、PMT から出力されるパルスの幅が太くなる。

2.1.4 アフタパルス

PMT 管内は真空に近い状態であるが、残留ガスが存在する。この残留ガスと PMT 内を走行する電子が衝突すると残留ガス分子が電離し、陽イオンが生成される。陽イオンは正の電荷を持つため、PMT 管内の電場により光電面へと向かって運動する。これをイオンフィード現象と呼ばれる。そして光電面では陽イオンによって光電効果が生じる。陽イオンによる光電子は、PMT へと照射させた光による信号 (Primary Pulse、PP) から数百ナノ秒から数マイクロ秒ほど遅れて検出される。この信号はアフタパルス (After Pulse、AP) と呼ばれる疑似信号である。AP が PP から遅れる時間は

$$t = \int_{s_0}^{L_0} \frac{1}{v(s)} ds \quad (2.12)$$

で表される。ここでの L_0 、 s_0 、 $v(s)$ はそれぞれ光電面の位置、イオンが電離した位置、電離後のイオンの光電面まで戻る過程の速度である。またイオンが電離した直後から光電面に到着するまでの間でイオンのエネルギーが保存していると過程すると、エネルギー保存則により

$$\frac{1}{2} m_{ion} v(L_0)^2 = \frac{1}{2} m_{ion} v(s)^2 + qV(s) \quad (2.13)$$

$$v(s)^2 = \frac{2q}{m_{ion}} (V(s_0) - V(s)) \quad (2.14)$$

が成り立つ。 m_{ion} 、 q はそれぞれイオンの質量と電荷量である。式 3.4、式 3.5 より、AP の到着時間 t は、

$$t = \sqrt{\frac{m_{ion}}{2q}} \int_{s_0}^{L_0} (V(s_0) - V(s))^{-\frac{1}{2}} ds \quad (2.15)$$

となる。

管内を走行する1電子と残留ガスが衝突し電離が生じると、残留ガスは1価の陽イオンなり、この陽イオンと再び1電子が衝突し電離すると2価の陽イオンとなる。1電子と残留ガスが衝突する確率を P とすると、電離によって N 価のイオンが発生する確率は P^N で表される。このため、AP の要因となる陽イオンは1価の陽イオンが支配的であると考えられ、式 3.6 中において $q \sim 1$ と近似する事が可能である。また $V(s)$ は PMT 管内の位置による電界の関数であるため、同一の規格の PMT であれば $V(s)$ は PMT による固体差は小さく一定であると考えられる。以上より、式 3.6 は

$$t \propto \sqrt{m_{\text{ion}}} \quad (2.16)$$

となり、AP の到着時間は主に PMT 管内のイオンの質量によって決まることが分かる。

AP は発生率が低く、照射された信号に対して数百ナノ秒から数マイクロ秒ほど遅れてくるため、チェレンコフ光だけが検出される場合には問題にならない。しかし IACT での観測時には、カメラの1ピクセルに約 200 MHz のレートで NSB が入射するため、AP の発生率を R_{AP} 、NSB レートを T_{NSB} から、AP 信号の検出レート T_{AP} は

$$T_{\text{AP}} = R_{\text{AP}} T_{\text{NSB}} \quad (2.17)$$

となる。 $R_{\text{AP}} = 2 \times 10^{-3}$ 、 $T_{\text{NSB}} = 2 \times 10^8 \text{ Hz}$ であるなら、 $T_{\text{AP}} = 400 \text{ kHz}$ にもなる。また、1.2.2 節で述べた 3NN ロジックであった場合、カメラのトリガー T_{FPI} は、

$$T_{\text{FPI}} \propto R_{\text{AP}}^3 \quad (2.18)$$

となり、AP の発生率が1桁上がるとカメラがノイズをトリガーするレートが3桁上がってしまう。また NSB の p.e. 数はポアソン統計に従うと考えられたため、大きい p.e. 数の信号が検出される確率は指数関数的に減少する。一方、AP は 4p.e. 付近から指数関数的に減少する様な p.e. 数で発生する。そして実際に観測される NSB の p.e. の確率分布はポアソン統計に従ってカメラピクセルに入射する NSB の確率分布と AP の確率分布を畳み込んだものになる。図 2.2 に NSB の確率分布として 1p.e. の確率分布と、AP の確率分布、それらを畳み込んだ確率分布を示す。高い p.e. 数でのバックグランド信号のレートが大きくなる場合、信号のレートを下げるため PMT のトリガー閾値を下げる事になる。そしてトリガー閾値を上げる事で、光量の小さいチェレンコフ光を検出する事が出来なくなり、望遠鏡のエネルギー閾値が上がる。図 2.2 から、畳み込んだ確率分布は 4p.e. までの小さい p.e. 数では 1p.e. 信号の成分が支配的であるが、5p.e. 以上の高い p.e. 数では AP の成分が支配的になる。つまり、AP の発生率が上がると望遠鏡のエネルギー閾値が上がる事になる。

2.2 PMT module の開発

2.2.1 R11920-100

FPI は反射鏡によって集光されたチェレンコフ光を検出しシャワーイメージをつくり出す部分であるため、FPI の光検出器の性能は望遠鏡の感度、エネルギー閾値の決定に直結する。そのため R11920-100 には表 2.1 に示すような厳しい要求が課せられている。表 2.1 の要求値を基に搭載予定 PMT として浜松ホトニクス社と共同で R11920-100 を開発した。図 2.2.1 に実物の PMT を示す。R11920-100 は第一段がツェナーダイオードとなっており、HV を変化させても第一段目のダイオードには常に 350 V が印加される。またダイード数はツェナーダイオードを含めて 8 段となっているため、HV-Gain 曲線は、式 2.2 と

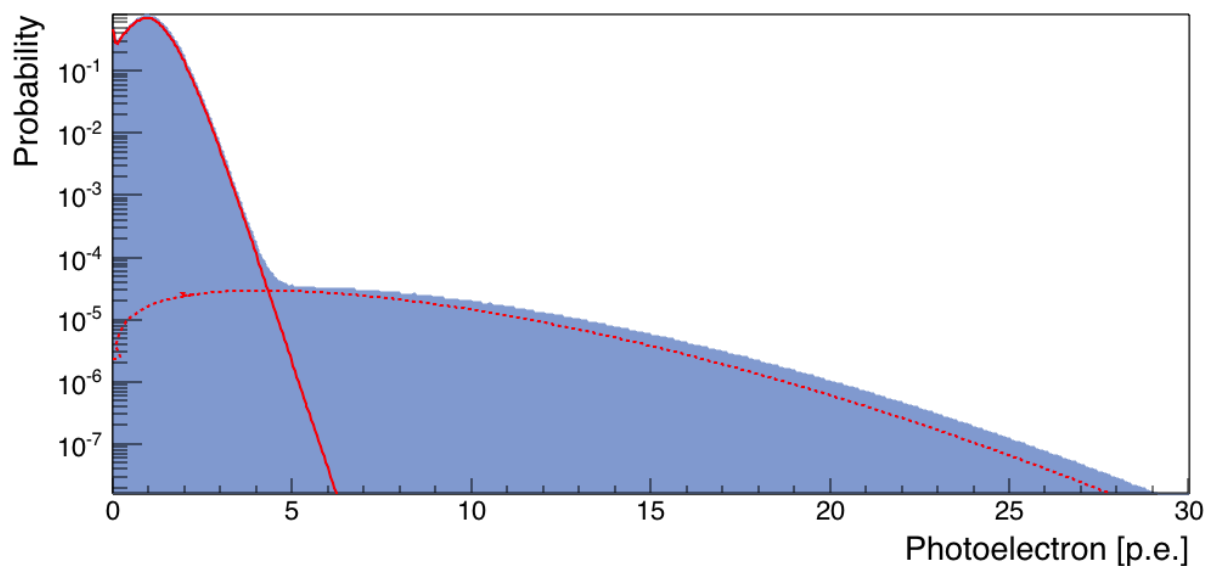


図 2.2 現在の CTA のシミュレーションで用いられている 1p.e.、AP、それらを畳み込んだ確率分布を示す。赤色実線が 1p.e. の信号の確率分布、赤色破線が 1p.e. の信号に対する AP の確率分布である。そして青が畳み込んだ確率分布である。

表 2.1 R11920-100 の収容な仕様および性能要求値

Item	Spec
Pixel Size	0.5°, 50 mm
Diameter of photo cathod	40 mm
effective wave lengh region	300 – 650 ns
Item	Requirement
sensitivity	38% at peak quantum efficienc
afterpulse rate	$< 2 \times 10^{-4}$
pulse width	3.0ns
operation gain	4×10^4

は異なり、

$$G = p_0 + p_1 \left(\frac{V - 350}{8} \right)^{p_2} \quad (2.19)$$

となる。 p_0 、 p_1 、 p_2 は変数である。R11920-100 では運用増幅率である増幅率 4×10^4 の印加電圧は HV = 900 V 程度 [52] となっており、 $p_2 \sim 4.68$ となっている。

R11920-100 は光電面は量子効率を上げるため、球形の形状となっており、表面はすりガラス状となっている。球形である事とすりガラス状である事を組み合わせる事により、光電面に当たる光電効果が起きなかった光子が散乱し、再び光電面に当たる確率が上がり量子効率が上昇する。この効果は PMT の量子効率を数 % 上げる事が確認されている。さらに光電面にスーパーバイアルカリを使用 [53] を使用している。また R11920-100 には、AP 発生率を減らすために AP の原因となる陽イオンを吸着するイオン吸着シート (ゲッター) を取り付けている。

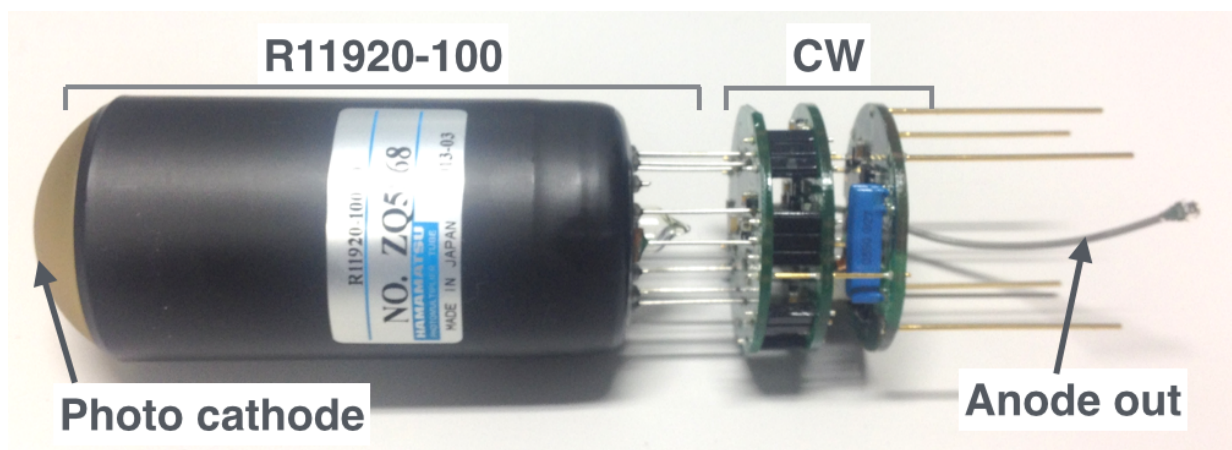


図 2.3 実物の PMT。R11920-100 の後段には CW 回路が組み込まれている。また光電面は平面ではなく、量子効率を上げるために曲率の形状かつすりガラス状となっている。

PMT を動作させるためには、各ダイノード間に電圧をかける必要がある。この電圧値は PMT1 本あたり数千 V を印加する必要がある、FPI に使用される 1855 本の PMT 全てに外部電源から数千 V の電圧を印加すると、数百万 V もの電圧値となる。これを防ぐために FPI の各 PMT には内部で昇圧する Cockcroft-Walton(CW) 回路を使用している。CW 回路は、低消費電力で高い直流およびコンパクトな回路であることから広く使用されている回路である。また CW 回路はダイノードを直列に接続し、その接続点にコンデンサを一つ一つ積み重ねる事で各ダイノード接続点に基準電圧の 1 倍、2 倍、3 倍と電位を与えることができるので、抵抗分圧回路の役割も兼ね備えており [51]、PMT に使用される回路として最適であると言える。FPI では光検出器を PMT と昇圧、分割回路を組み合わせで開発している。2015 年 2 月現時点において、初号機の建設に必要な本数である 1855 本以上の PMT が納品済みである。

2.2.2 R11920-100 の性能

本小節では納品された 2000 本の R11920-100 の中から数本をピックアップして PMT の特性を試験した結果を示す。

量子効率

R11920-100 の量子効率の試験は Toyama et al. (2013) に詳細が記されている。図 2.4 に R11920-100 の量子効率を示す。この様に R11920-100 は高い量子効率を持ち、表 2.1 にある感度を満たしている事が確認された。

アフタパルス

前小節で述べたように、AP の発生要因は PMT 内の陽イオンであるため、PMT の AP rate を下げるために、PMT 内に管内のイオンを吸着するイオン吸着シート (ゲッター) を取り付けした。式 2.16 に示した様に AP の到着時間を調査する事で PMT 内の AP の原因となるイオンが判別する事が出来る。この特性を利用して図 2.5 の様なセットアップを用いてゲッター改修前後の AP の時間分を測定する事で R11920-100 のゲッターの性能を評価した。本試験では MGACI 実験でも使用された実績のある Lee-Amp をプリアンプとして使用した。パルサーからの出力を光源とパルスジェネレーターに入力する。

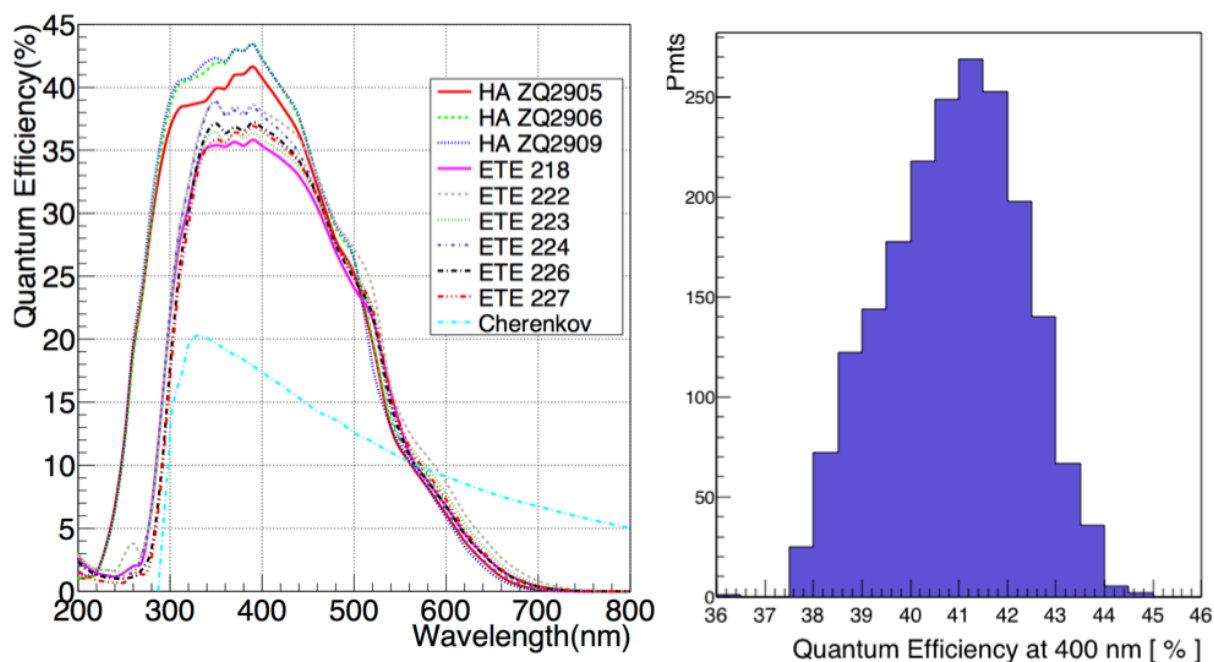


図 2.4 エレクトロンチューブ社 (ELE) と浜松ホトニクス社 (HA) 開発の R1102-100 シリーズの 200–800 nm での量子効率 (左)。水色の点線は 2km a.b.l.(above sea level) で 100 GeV の空気シャワーがつくるチェレンコフ光スペクトルのシュミレーション結果 [53]。浜松ホトニクス社から納品した 2020 本の PMT の波長 400 nm の光に対する QE の分布 (右)。2020 本の PMT の平均値は 40.8% である。

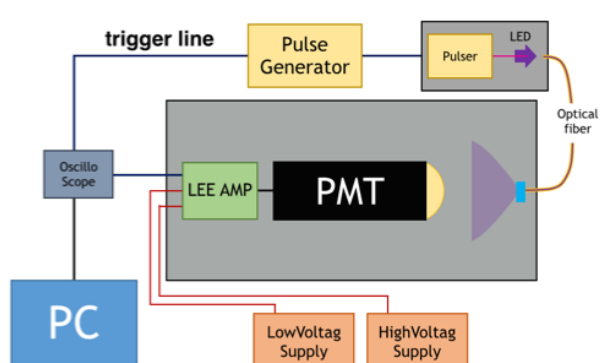


図 2.5 ゲッター改修前後のセットアップのダイアグラム (左) と、実際のセットアップの写真 (右)。オシロスコープで取得したデータを PC に保存している。ダイアグラム中のトリガーライン、電源系の赤線、さらにパルサーとパルスジェネレーター管の青線は同軸ケーブルであり、オシロスコープと PC 間の黒線は USB ケーブルである。またセットアップ中の光源、パルサー、パルスジェネレーター、オシロスコープ、Lee-Amp、電源の各サブセットは小山修士論文 (2012) と同様のものである。

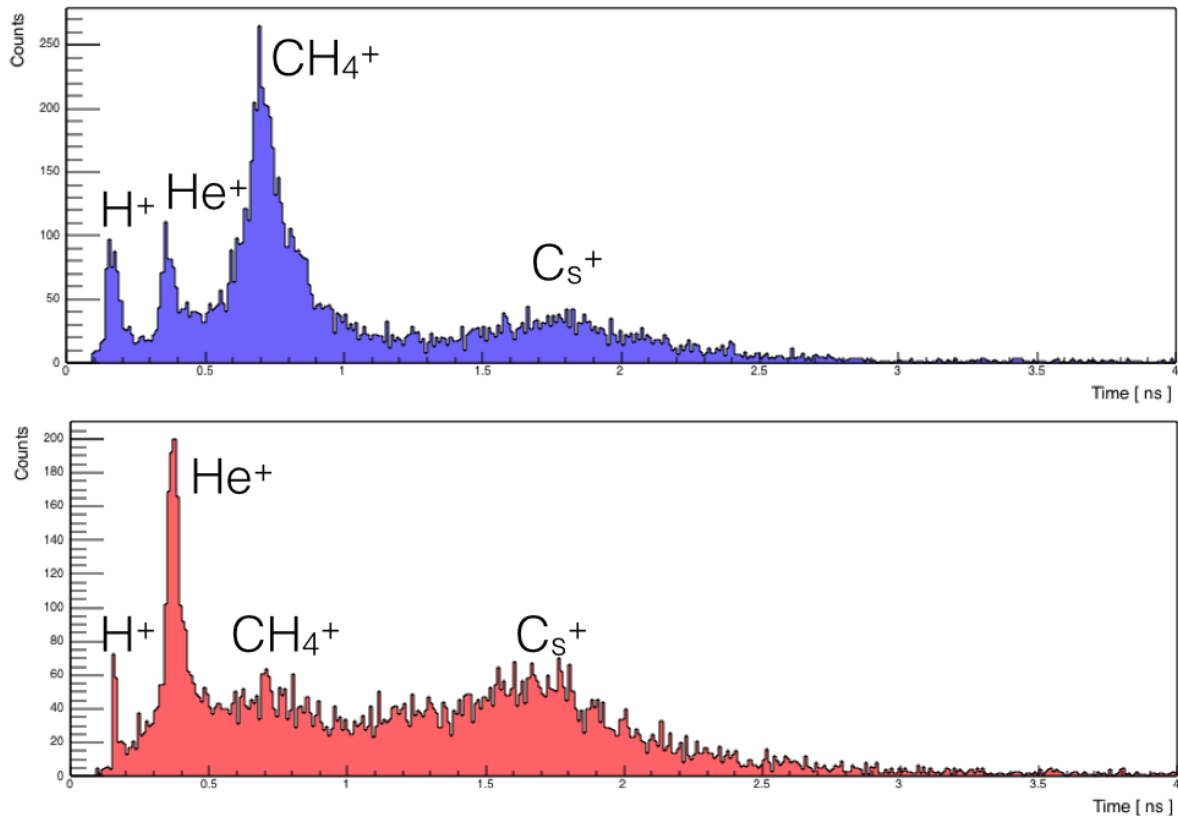


図 2.6 ゲッター取り付け前後の PMT の AP の時間分布。上段がゲッター改修前の ZQ2712、下段がゲッター改修前の ZQ5851 である。ゲッター改修前後ともに、1 万の AP イベントを測定した。

光源への信号は光源をドライブし、パルスジェネレーターへの信号はパルスジェネレーターで整形されてオシロスコープへと入力される。本測定では PP から $4\mu\text{s}$ までの範囲を測定した。オシロスコープのトリガー条件は、パルスジェネレーターからの信号と、その信号から $4\mu\text{s}$ の間で PMT からの出力が設定した閾値を超えた場合とした。ゲッター改修前の PMT には ZQ2712 を使用し、改修後の PMT には ZQ5851 を使用した。HV は共に 1100 V を印加した。オシロスコープの閾値には、 4 p.e. 以上の AP を検出するために 10 mV とした。またゲッター改修前後 PMT の測定は AP イベントが 1 万となるまで測定を続けた。

図 2.6 に測定結果である、ゲッター改修前後の AP の時間分布を示す。最も到着時間の早いピークを、もっとも電荷量の小さい陽イオンである H^+ だと考えると、式 2.16 からゲッター改修前の時間分布に見られる残る 3 つのピークはそれぞれ、早い時間から He^+ 、 CH_4^+ 、 Cs^+ だと考えられる。測定結果から改修前後の PMT では AP の原因となる陽イオンの割合が明らかに変化している事が分かる。次に測定結果について、 $t = 0$ から累積した時間分布を図 2.7 に示す。類正規時間分布中では AP が多く発生した時間に傾きが急となる。図 2.7 から、ゲッター改修前は 700 ns 付近の CH_4^+ 由来の AP が最大であるのに対して、ゲッター改修後では 300 ns 付近の He^+ 由来の AP が最大である事が分かる。またゲッター改修前の PMT は 1 万イベント測定し終わるのに 190 分かかったのに対して、ゲッター改修後の PMT は 426 分の測定時間であった。以上より、ゲッターの改修によって CH_4^+ 由来の AP が減少し、AP の発生率は半分程度となった。

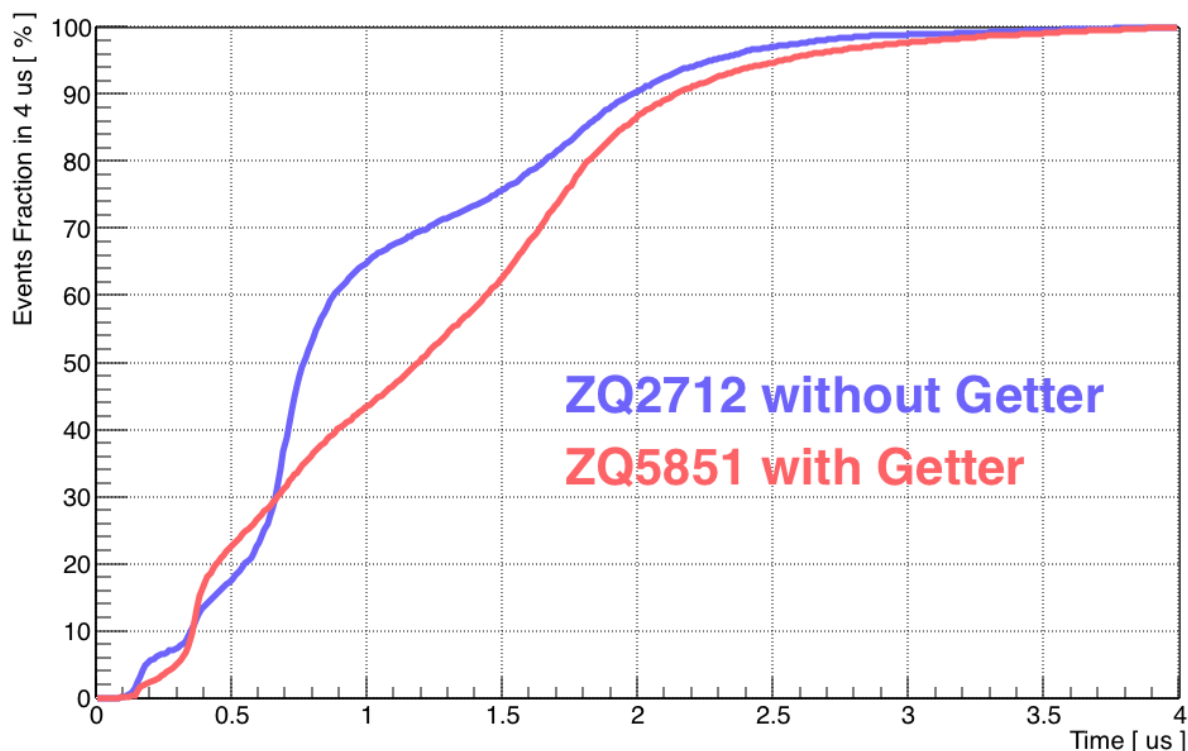


図 2.7 ゲッター改修前後の PMT の AP の累積時間分布。青色がゲッター改修前の ZQ2712、赤色がゲッター改修前の ZQ5851 である。

パルス幅

R11920-100 のパルス幅については高橋修論 (2015) に詳細が記載されている。パルス幅の測定結果を図 2.8 に示す。前小節で述べた様に PMT のパルス幅は HV に反比例して小さくなる。図 2.8 から分かる様に、増幅率 4×10^4 となる $HV = 900 \text{ V}$ では、R11920-100 のパルス幅は 3.0 ns 以上となる。一方、要求値である 3.0 ns 以下となるには 1100 V 以上の HV を印加する必要がある、運用増幅率とパルス幅の要求値を同時に満たさない結果となった。

2.2.3 PMT module

PMT 増幅率の大きさは印加電圧の冪乗に依存する。そのため印加電圧が低いと増幅率が小さくなるため PMT の出力信号の振幅が小さくなり、ノイズとの判別が難しくなる。また電子にかかる力は $F = qE$ で表されるため印加電圧が低いと電子にかかる力が小さくなり PMT の出力された波形の幅が太くなる。一方、PMT への印加電圧が高すぎると後段のエレクトロニクスの部分での許容電流値を超え、PMT のダイノード後段へ大電流が流れるために陽極に電子が飽和して PMT 内での電界が乱される (空間電荷効果)[51] という影響があるため光検出器のダイナミックレンジが狭まる。LST は後段のエレクトロニクスでのダイナミックレンジを考慮し、PMT の増幅率を 4×10^4 となる高電圧を印加する予定である。しかし R11920-100 が増幅率 4×10^4 となる電圧値は 900 V 程度であり、前小節で述べたようにこの電圧値では出力波形のパルス幅が LST の要求値を満たさない。これを防ぐために、PMT の出力電流を減衰させて増幅率を下げるための、抵抗分割回路が組み込まれた前置増幅回路 PACTA を開発した。この分割回

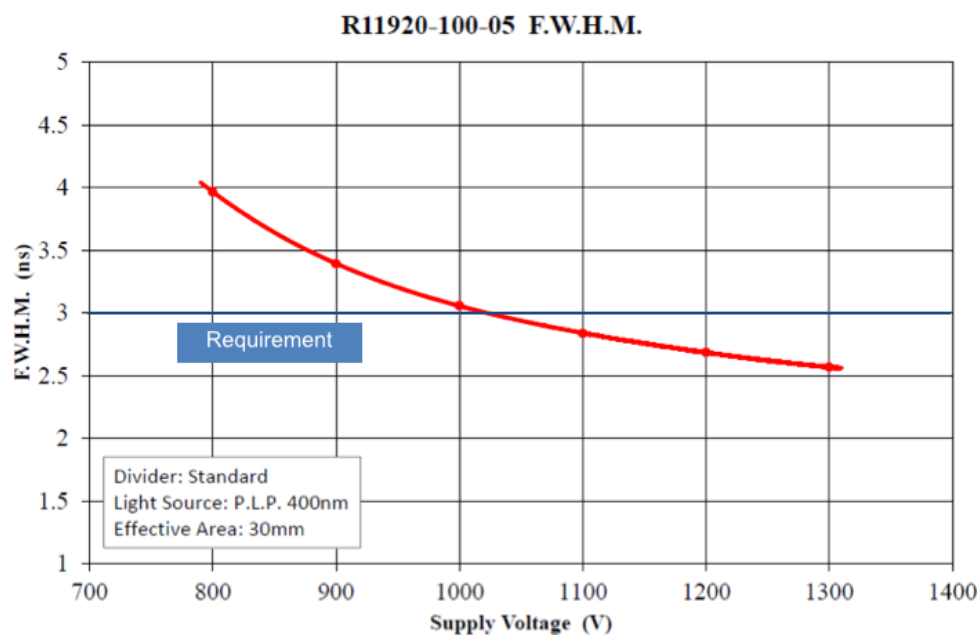
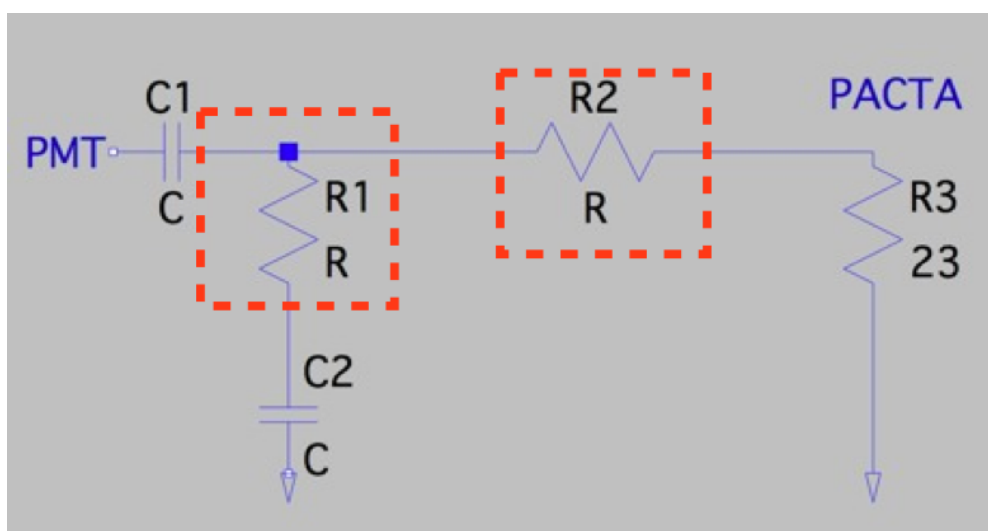


図 2.8 R11920-100 HV- pulse width の曲線 [52]。

図 2.9 PACTA に組み込まれた抵抗分割回路。PMT から出力される信号は、 R_1 と R_2 の抵抗によって電流が分割され、 R_2 の抵抗を流れる信号は PACTA へと入力されるが、 R_1 への信号は捨てられる。

路は、PMT の信号が PACTA に入力される直前に組み込まれており、抵抗分割により PMT に信号を捨てている。この抵抗分割により PMT の増幅率が実質減少している。また、PACTA は PMT のゲイン 4×10^4 を与える HV 値毎に 3 グループに分け、PACTA の種類もそれぞれのグループに対応するために 3 種類の減衰率を用意した。詳細は高橋修論 (2015) に記されているため、本修士論文では図 2.9 にその回路図と、表 2.2 に PACTA 前の抵抗分割の組み合わせと減衰率を示す。PMT 後段の読み出し回路では PMT から出力された波形を処理してトリガー波形を生成するのに対して、PMT からの出力は電流であるため読み出し回路への入力前に電流を電圧信号にする必要がある。PACTA はトランスインピーダンスゲインアンプであることからこの役割も担っている。また、PACTA からの出力は、広いダイナミック

表 2.2 抵抗分割回路に使用されている抵抗値の組み合わせ

R_1 [Ω] ^a	R_2 [Ω] ^a	attenuation rate
69.8	154	1/3.5
100	76.8	1/2
open ^b	27	1

^a R_1 と R_2 は図 2.9 中の R_1 と R_2 に対応。

^b 抵抗を取り付けていない。

レンジを確保するためにゲインの異なる High Gain(HG) と、Low Gain(LG) の2系統ある。また HG、LG ともに差動出力であるため、ひとつの PACTA から4つの出力がある。HG、LG のトランスインピーダンスゲインはそれぞれ、1.2 k Ω 、80 Ω である。PMT に 1p.e. 相当の光量が照射され、PMT の増幅率が $G_{\text{PMT}} = 4 \times 10^4$ 、パルス幅が 3.0 ns、トランスインピーダンスゲインが Z Ω 、PACTA の減衰率が 1 であった場合、PACTA から出力される電圧値は、

$$V = \frac{1.602 \times 10^{-19} [\text{C}]}{3.0 \times 10^{-9} [\text{s}]} \times 4 \times 10^4 \times Z [\Omega] = 2.14 \times 10^{-3} Z [\text{mV}] \quad (2.20)$$

となり、

$$Z_{\text{HG}} = 1.2 \text{ k}\Omega \quad (2.21)$$

$$Z_{\text{LG}} = 80 \Omega \quad (2.22)$$

から HG、LG から出力される波形の電圧値は、

$$V_{\text{HG}} = 2.56 [\text{mV}] \quad (2.23)$$

$$V_{\text{LG}} = 0.17 [\text{mV}] \quad (2.24)$$

となる。

FPI の光検出器は、前小節で述べた PMT と CW 回路を組み合わせたものに、PMT 固有の PACTA を取り付け、PMT module として開発をおこなった。図 2.10 に実物の PMT module を示す。

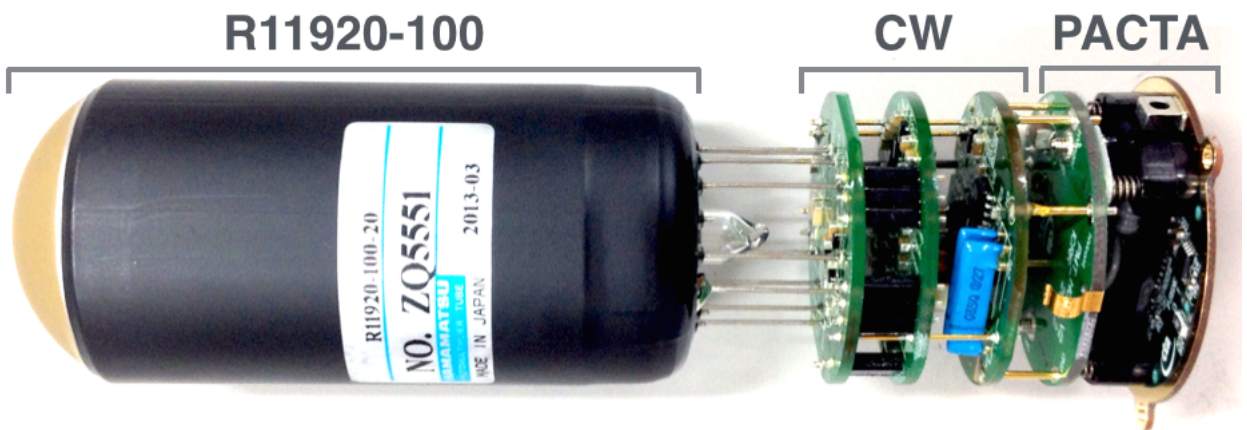


図 2.10 PMT Module。R11920-100 と CW 回路、PACTA を組み合わせている。

第 3 章

光検出器の較正試験

前章で述べた様に FPI に使用される PMT は PMT 単体ではなく、CW 及び各 PMT 毎に指定された減衰率の PACTA が取り付けられた PMT module として開発されている。そのため、PMT cluster として組み立てる前段階として、PACTA によって減衰させた結果の増幅率 4×10^4 の HV 値、ゲッターによる AP 発生率の確認、及び FPI のピクセル配置を決定するための個々の PMT の性能のデータベース化、さらに来年度への建設予定である LST 初号機の性能を見積もるためのシュミレーションに必要な FPI のハードウェアパラメータの決定という課題がある。しかし LST 初号機に使用される PMT は 2000 本弱あり、建設開始のスケジュールに合わせた決められた期間の内に終えなければならぬため、全数試験を行う上で試験の効率化、試験環境の維持、人的誤差が最小限となる事を注意しなければならない。そこで我々は試験効率化のために、複数の PMT を同時測定し、試験手順をルーチン化させた試験系を開発した。この章では、PMT の全数較正試験の試験系、各測定項目の解析法を説明と併せて、現時点までに試験を終えた 900 本の PMT の諸特性の試験結果を述べる。

3.1 試験系

前章で述べた様に、LST に使用される PMT の出力は増幅率の異なる HG、LG の 2 系統あり、それぞれが作動出力であるため、1 本の PMT につき 4 つの出力がある。そのため測定する PMT module を交換する度にケーブルを差し替える事は非常に効率が悪いいため、本試験では PACTA 専用に EXT 基盤を開発した。EXT 基盤を図 3.1 に示す。この基盤は PACTA に取り付けることで可能である。本試験では、ケーブル線を取り付けた EXT 基盤を試験系に組み込み、PMT の交換を単純化した。

また測定の精度を上げるためには統計数をためる必要があるが、統計数をためる事は 1 本の PMT の試験時間が長くなり、限られた期間内で全数試験を終える事が困難となる。そこで我々は、全数試験前半時に数十本 PMT に対して 4 つの出力信号全てを測定、さらに測定精度を上げるために統計数を多くとり PMT の諸特性を把握した。そして中盤、後半の測定では、LowGain の出力を測定しない事で同時に測定する PMT の本数を倍にし、さらに統計数を減らした。さらに後半では中盤までの測定結果を元に試験項目を最適化して試験速度を速めた。また同一の試験で多くの諸特性を同時に得るため、全数試験では、1 p.e. 相当の微弱な光を PMT に照射する SinglePhe 測定、数十 p.e. の光を照射する MultiPhe 測定、AP 解析に有意な統計数をえるために MultiPhe 測定以上の光量を PMT に照射し、測定領域の広い AP 測定の 3 種類の測定を実施した。また SinglePhe と MultiPhe では電荷量の計算が重要となるため、暗電流の効果を加味する必要がある。そこで SinglePhe 測定と MultiPhe 測定では、PMT に光を照射する Light 測定と PMT への光を遮断して暗電流を測定する Dark 測定を実施した。これまでに較正試

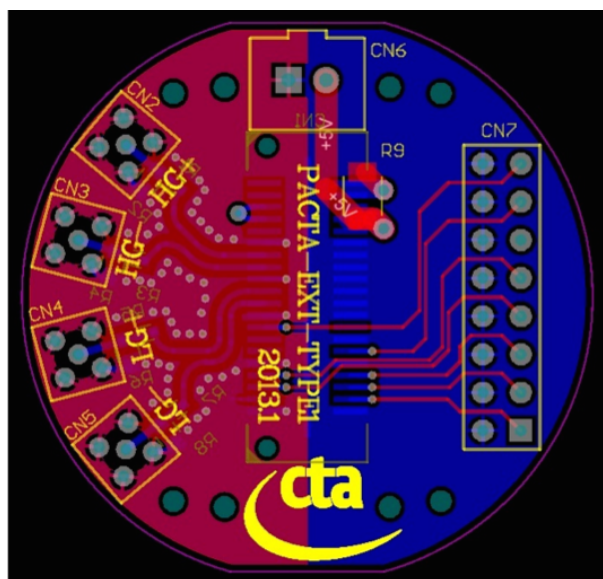


図 3.1 Ext 基盤

表 3.1 較正試験の測定項目と各測定時での統計量。

		SinglePhe	MultiPhe	Afterpulse
		Dark/Light	Dakr/Light	
measure1	events	40000/50000	2000/2000 (12point) ^a	50000(4 μ s) ^b
measure2	events	40000/50000	2000/2000 (12point) ^a	10000(2 μ s) ^b
measure3	events	40000/50000	2000/2000 (10point) ^a	50000(3 μ s) ^b

^a HV-Gain Curve を描くのにプロットした点の数。^b AP を測定した領域。

験で行った各項目の統計量について表 3.1 にまとめた。SinglePhe 測定、MultiPhe 測定, AP 測定の 3 種類の測定を同一の試験系で実施するためには、PMT へ照射する光量を調整する。また MultiPhe 測定では HV-Gain 曲線を描くために、HV を変化させて各電圧毎の出力電荷を測定する。そのため較正試験をルーチン化するためには、光量と HV の調整を自動で行う必要がある。我々は、光量調整と HV 調整にそれぞれ、減衰率の異なるフィルターが搭載されたフィルターホイールと、Raspberry Pi DAC チップを使用した。フィルターホイールは RS232C 規格のケーブルを通して、PC(SubPC) から制御する。光量と HV を制御する SubPC と Raspberry Pi は、PMT のデータ取得及び解析を行う PC(MainPC) からソケット通信を経てコマンドを送信することで制御した。MainPC からコマンド送信でフィルターホイールと Raspberry Pi の制御する事で PMT データ取得のタイミングに合わせて光量と HV の調整が可能となる。また PMT の信号の取得には DRS4 評価ボードを使用した。DRS4 評価ボードは 1 台につき 4 つ入力チャンネルがあるので、試験序盤の測定では DRS4 評価ボード一台につき 1 本の PMT の信号を取得し、中盤以降は HighGain の信号のみを取得する事で、1 台の DRS4 評価ボードで PMT2 本の信号を取得した。本試験では 4 台の DRS4 評価ボードを使用したのので、序盤の測定では 4 本の PMT を同時測定し、中盤以降は 8 本の PMT を同時測定した。実際の試験系のセットアップを図 3.2 に、セットアップのブロックダイアグラムを図 3.3 と図 3.4 に示す。



図 3.2 実際の試験系。左写真手前が暗箱。測定時は遮光のために暗幕を掛けている。右写真は暗箱中の様子。PMT は右側に 8 本置かれており、外部のパルサーがドライブして発光したレーザーダイオードの光を光ファイバーを通して暗箱中の光源用の箱の中で光る。測定時は、フィルターホイールを通した光以外を PMT へと照射しないために光源用の箱は密閉されている。

3.1.1 校正試験系に使用したサブセット

本小節では図 3.3、図 3.4 に示した試験系に用いた各サブセットについて述べる。

DRS4 評価ボード ver4

PMT 信号の読み出しには DRS4 評価ボード ver4[54] を 4 台使用した。この評価ボードにはスイスの PSI(Paul Scherrer Institute) で開発された DRS4(Domino Ring Sampler version4) チップが搭載されている。このチップは MAGIC でも使用実績 [55] があり、LST の PMT クラスタに取り付けられる読み出しボードである Doragon にも用いられる Switched Capacitor Array (SCA) である。このチップはアナログサンプリング方式とよばれる、スイッチを切り替える事によって順次キャパシタに電荷が溜まってい事でアナログ信号を記録する方式で信号を読み出していく。DRS4 チップは 9 つのチャンネルを持ち、サンプリング速度は 0.7-5 GHz の間で可変、さらに帯域は 950 MHz である。アナログ波形は、1 つのチャンネルにつき 1024 個搭載されているキャパシタに記録され、外部トリガーによりそれを順次読み出していく。DRS4 評価ボードはこの DRS4 チップをもとに回路が ADC として使用出来る様回路が組まれたものであり、DRS4 チップの基本的な機能が発揮されるようなデザインとなっている。この評価ボードのサンプリング速度は 0.7 – 5 GHz の間で可変であり、4 つのインプットチャンネルを持つ。9 つあるチャンネルのうち 8 つは、インプットチャンネルに使用されており、一つのインプットチャンネルにチップのチャンネル 2 つが使用されており、もう一つのチャンネルは外部トリガーに使用されている。またインプット波形のレンジは 1 V である。我々はこの評価ボード用のライブラリを利用して、波形一つ毎のデータを取得した。

今回の PMT の全数校正試験に使用した DRS4 評価ボードはシリアル番号が 2315,2316,2317,2318 であり、各ボードとも 4 チャンネル使用した。DRS4 評価ボードの各チャンネルにも個性があり、我々はそれを考慮する為に、4 台の DRS4 の各 2 チャンネルの組み合わせで、同一の PMT のゲインを測定した。図 3.5 に測定結果、表 3.2 に各 DRS4 評価ボードのチャンネルでの補正値を示す。図 3.5 をみると測定

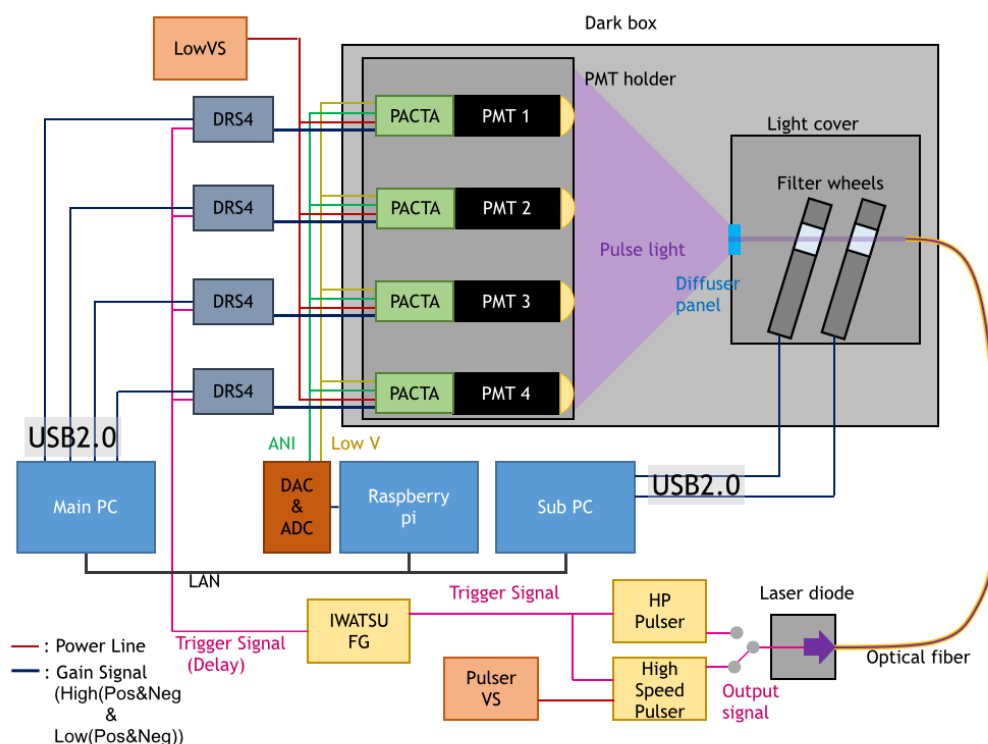


図 3.3 全数試験前半の試験系のブロックダイアグラム。赤線は電源供給線、マゼンタの線はトリガーライン、黒線は LAN ケーブル、黄線は HV 供給、緑は PMT から電流を読み取っている。さらに PMT から出力される紺線は HG、LG の差動出力の 2 系統を合わせて合計で 4 系統の出力を表している。

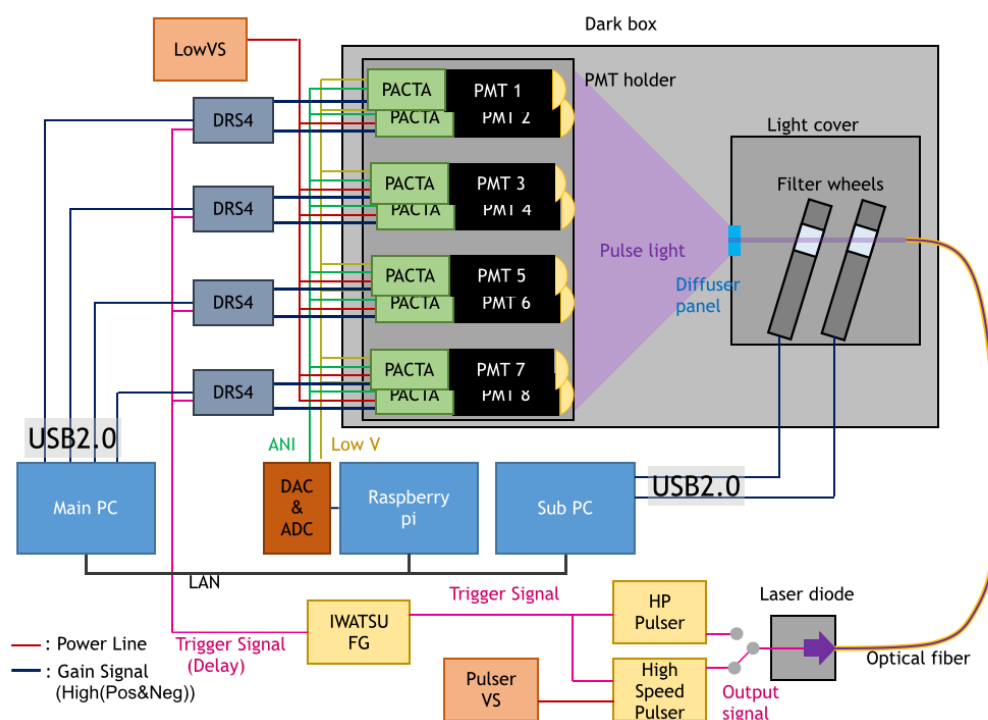


図 3.4 全数試験後半の試験系のブロックダイアグラム。図中の信号線は図 3.3 と同様である。

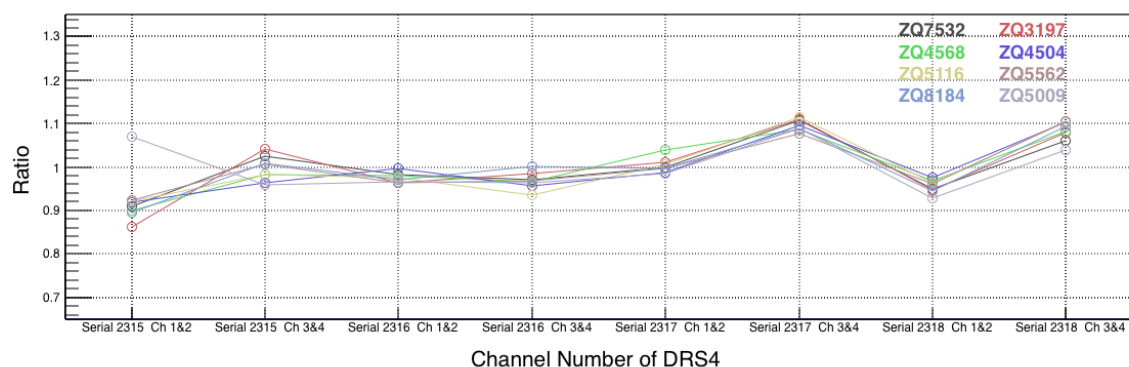


図 3.5 DRS4 評価ボード 4 台の各チャンネル毎の個性。横軸は各チャンネルの番号を表し、縦軸は全体からの比率である。

表 3.2 DRS4 評価ボード各チャンネルの補正值

Serial	2315		2316		2317		2318	
Channel	1,2	2,3	1,2	2,3	1,2	2,3	1,2	2,3
ratio	0.926	0.997	0.976	0.970	1.003	1.097	0.955	1.084

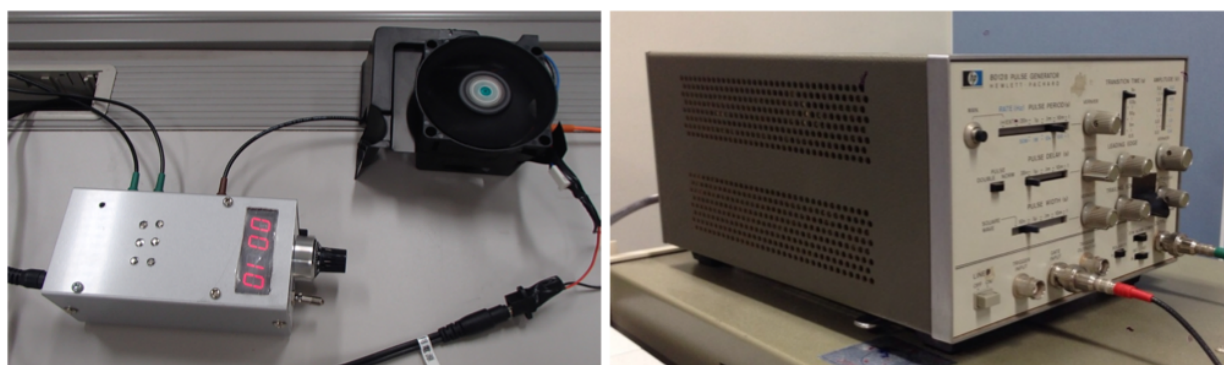


図 3.6 超高速パルサーと光源でレーザーダイオードを風冷で冷やす扇風機 (左) と、HP パルサー (右)。

した PMT によらず、ゲインを高く見積もるチャンネルと低く見積もるチャンネルがあることが分かる。我々はこれを DRS4 評価ボードの個性によって生じるものであると考え、各 PMT での増幅率の平均値を算出し、この平均値と各 PMT の各チャンネルでの増幅率の比率を求めた。そしてその比率を全ての PMT で平均した値を全数測定時の補正值として用いた。

光源駆動パルサー

光源をドライブするパルサーには用途に合わせて超高速パルサーと Hewlett-Packard のパルサー (HP パルサー) 2 つのパルサーを使用した。使用した二つのパルサーを図 3.6 に示す。

1 つは PMT の出力波形を測定するために、ピコ秒オーダのパルス生成する超高速パルサーを使用した [56],[57]。このパルサーが生成するパルスは 800 ps 以下であるため、この高速パルサーを使用する事により、ナノ秒オーダの PMT 波形のパルス幅は光源の発光時間による広がりは無視出来る。高速パルサーは、出力パルスの波高値を調整して光量を調整するのではなく、信号のベースラインを調整する事で

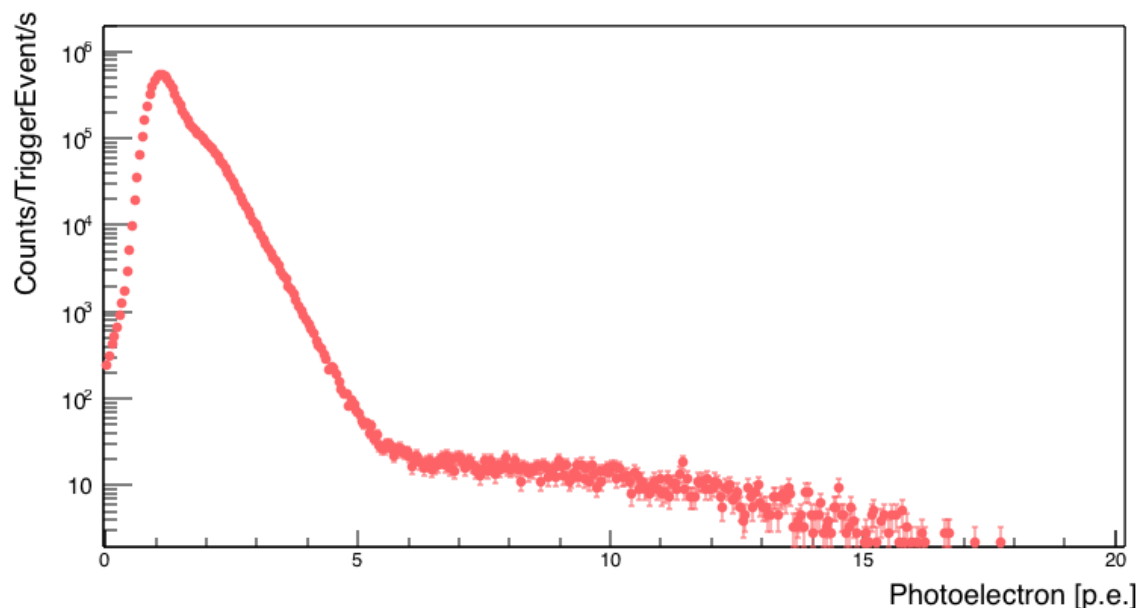


図 3.7 高速パルサーによるドライブタイミング以外での発光した光のスペクトル。縦軸は、検出されたパルス数を、測定の際のレーザーダイオードをドライブした回数と測定した時間幅で規格化した。5p.e. 以降からスペクトルの傾斜が緩やかになっている成分は、1-2p.e. 付近に見られるスペクトルのピークから 4 桁ほど低くなっていることから、ドライブタイミング以外で発光したレーザーダイオード由来の AP だと考えられる。

光量を調整している。そのためこのパルサーを使用すると、パルサーがレーザーダイオードをドライブするタイミングとは関係のないタイミングでレーザーダイオードが発光する事がある。この発光タイミングから以外のタイミングでの発光した光のスペクトルを図 3.7 に示す。

もう一つのパルサーには、Hewlett-Packard のパルサーを使用した。このパルサーによりドライブされた光は数十ナノ秒程度の太いパルスとなるが、High Speed Pulsar と異なり、 ~ 7000 p.e. 程度の強い光を照射する事が出来る。

光源

光源は NICHIA NDB4212 の波長 405 nm のレーザーダイオード (LD) を使用した。暗箱外部でドライブしたレーザーダイオードを光ファイバーを用いて暗箱内に光を入れた。光ファイバーからの光は、PMT に照射されるまでにフィルターホイールによって減衰、さらに、ディフューザーによって拡散される。フィルターホイールの減衰率を図 3.8 に示す。

HV 供給

PMT への HV 供給の調整は、Raspberry Pi[58] と DAC チップを組み合わせ、Inter-Integrated Circuit(I2C) 通信のシリアル通信を用いて行った。Raspberry Pi は教育用として設計された小型のパソコンであり、26 本の GPIO ピンコネクタを搭載する。本試験では 26 本のピンのうち、電源とグラウンドのピンと、I2C 通信に使用する SDA(Serial Data Line)、SCL(Serial Clock Line) ピンを使用し、Raspberry Pi の SDA ピンと SCL ピンを、DAC チップの SDA ピンと SCL ピンに接続した。そして DAC チップを IC ソケットを通じて、Ext 基盤の HV 供給に接続する事で、Raspberry Pi へ送信した命令を I2C 通

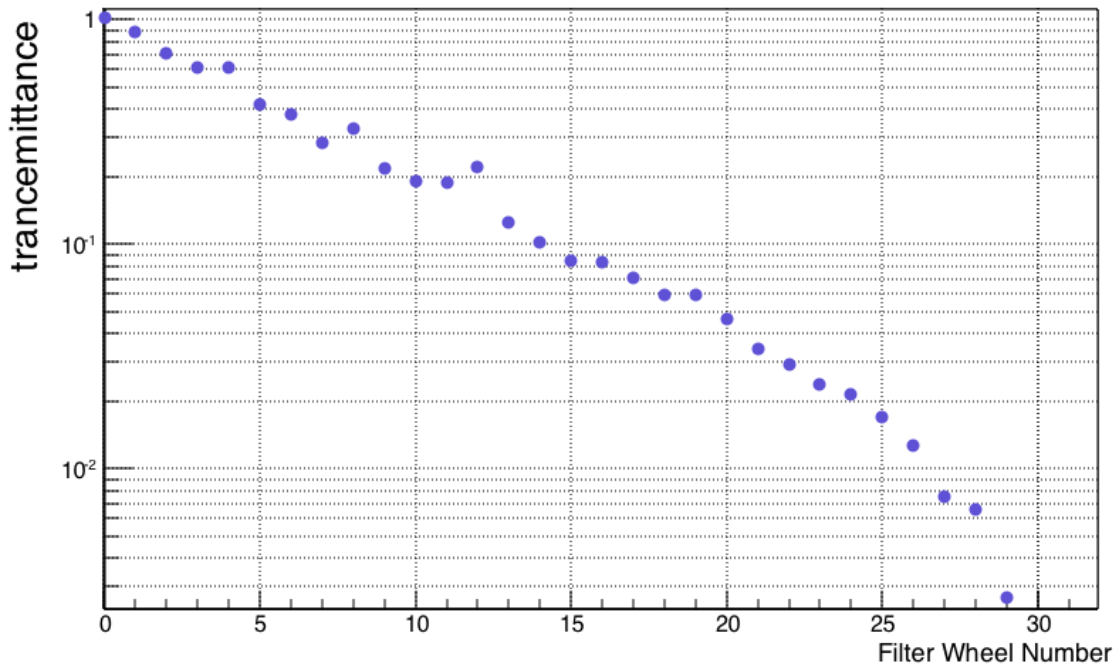


図 3.8 設定したフィルターホイール毎の番号とその際の透過率。試験系には、6 種類の透過率のフィルターが搭載されたフィルターホイールを組み合わせる事で 36 段系の光量調整が可能。本較正試験はアフターパルス以外の測定ではレーザーダイオードを 20 p.e. 程度の光量で発光させており、30 番以降の番号での減光では PMT は光を検出出来なくなるため、31 番以降の減光率は 100% として図中にはプロットしていない。

信を通して DAC チップへと命令が伝わり、PMT へと供給する HV 値を調整している。

3.2 較正試験システム

3.2.1 測定項目

この節では、前説で述べた SinglePhe 測定、MultiPhe 測定、AP 測定の各測定の目的、測定方法及び統計誤差の算出について述べる。

SinglePhe 測定

この測定は主に PMT の増幅率を求める為に行う。PMT の増幅率は、PMT から出力された単一光電子 (1p.e.) の分布から得る。PMT から出力された電荷分布を n p.e. の正規分布の足し合わせだと近似し、最も中心値が小さい正規分布を 1p.e. が増幅された分布だと考えて増幅率を計算する。そのため増幅率を測定する際、PMT に照射する光量は、光電面からの放射が 1p.e. 程度に抑えられるほどの非常に微弱な光量である必要がある。この様に微弱な光量を PMT に照射させて得られた、PMT の出力信号のスペクトルが図 3.2.1 の左図 (青) である。1p.e. 信号のピークが 100 [mV × ns] あたりに現れているのが確認できる。これまでの多くの PMT 試験において PMT の増幅率は 1p.e. の出力を正規分だと仮定し、その中心値から計算される。

しかし厳密な意味で増幅率といった場合には、3.1 式で示すように光電面から 1p.e. の光電子が放出さ

れた場合の PMT の出力信号である。

$$G = \frac{Q [C]}{e [C]} \quad (3.1)$$

PMT のダイノードに入射してくる光電子の一部は理想的な電子軌道から外れる事や、第一段ダイノードにおいて後方散乱する事があるため、PMT の出力は正規分布とはならない。これらの成分は PMT の構造やダイノードの材質によって決定されるため、PMT 毎にどの程度の確率で生じるかという固有の値をもつ。そのため、精度良く PMT の増幅率値を得るためには、単に 1p.e. のピークの値から計算するのではなく、1p.e. の正確な分布を得る必要がある。

今回の我々の較正試験では、高い精度の PMT の増幅率を得るために、SinglePhe の測定では PMT に非常に微弱な光量を照射させる (Light) の測定と PMT に光を照射させない (Dark) の測定と 2 回の測定を行った。そして Light の測定で得た分布 (図 3.2.1 左図の青) から Dark で得た分布 (図 3.2.1 左図のピンク) を引いた分布 (図 3.2.1 右図) を利用して増幅率を求めた。この解析についての詳細は後述するが、図 3.2.1 右の図を見ると 0 [mV × ns] 側にエッジがあることが分かる。このエッジが後方散乱した成分だと考えられ、この分布の平均値とピーク値では 10% 弱の差異がある。

この測定による統計誤差は、Light の分布から Dark の分布を引いたあとの分布のエントリ数によって決定する。Light の測定では平均して 0.2 [p.e.] の光量が入射する。つまり 10 回の照射で 2 [p.e.] 入射する事になる。そのため N 回トリガーした測定の統計誤差は

$$1/\sqrt{0.2N} \quad (3.2)$$

となるため、Light を 5×10^4 イベント測定した場合は $\sim 1\%$ の統計誤差となる。

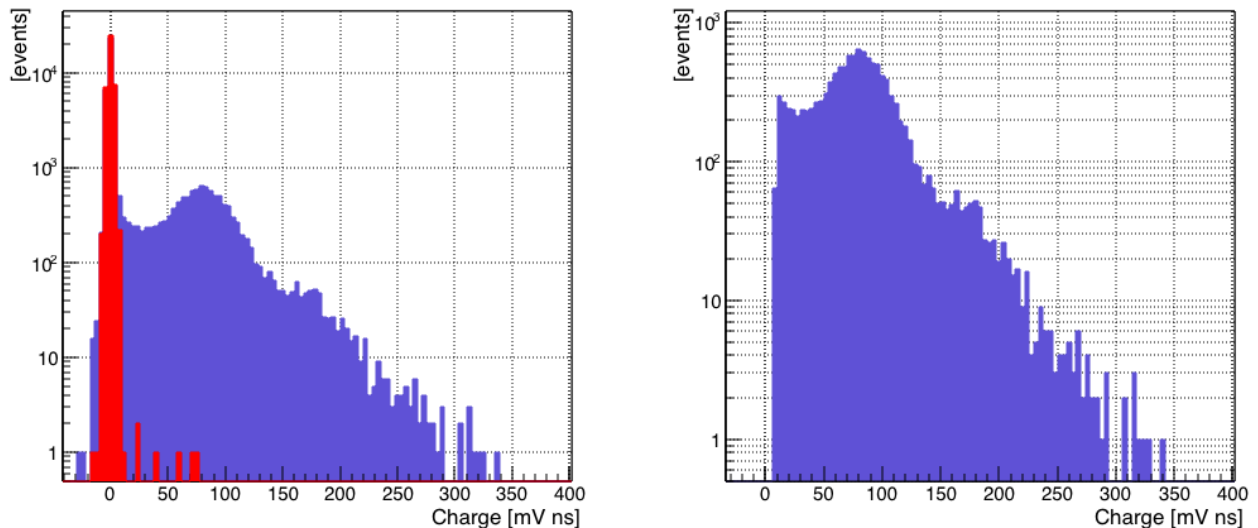


図 3.9 Light から Dark を引いた SinglePhe の分布

MultiPhe

PMT に照射している光量が分かっているのならば、1p.e. 相当の微弱な光を照射せずとも、PMT の増幅率を得る事が出来る。HV-Gain Curve を描く際には、PMT への HV を変化させて、その都度の増幅

率を測定する必要がある。しかし、SinglePhe 測定は微弱な光を照射するため、統計数を得るためには測定時間がかかるため、本試験では HV-Gain Curve を PMT へと数十 p.e. 相当の光量を照射させて測定する MultiPhe 測定で測定を行う。MultiPhe 測定でも SinglePhe 測定と同様に Light と Dark を測定しその分布の差分をとるが、 ~ 20 [p.e.] 程度の光量を照射させる。この場合も統計誤差は式 3.2 によって決定するため、2000 イベントをトリガーする事で $\sim 0.5\%$ の統計精度での測定が可能である。

AP 測定

前章でも述べた様に AP は PMT 管内のイオンフィードバックによって生じる疑似パルスである。本試験では q p.e. の AP の発生率を式 3.3 のように定義した。

$$p_{AP}(q) = \frac{N_{AP}(q)}{Phe_{PP} \times N_{PP}} = \frac{N_{AP}(q)}{Phe_{all}} \quad (3.3)$$

$N_{AP}(q)$ 、 N_{PP} はそれぞれ q p.e. の AP の数、PP をトリガーした回数を表す。また Phe_{PP} 、 Phe_{all} は一度のトリガーで入射した光電子数、一度の測定で入射した光電子数を表す。つまり、 $p_{AP}(q)$ は一度の測定の際の入射した全光電子数によって発生した q p.e. の AP の数である。

本試験で必要となる数値は、4 p.e. 以上の p.e. 数をもった AP の発生率である。式 3.3 から、 q p.e. 以上の AP 発生率 $P_{AP}(q)$ は

$$P_{AP}(q) = \sum_{q'=4} p_{AP}(q') = \sum_{q'=4} \frac{N_{AP}(q')}{Phe_{all}} \quad (3.4)$$

となる。式 3.4 から $P_{AP}(q)$ の誤差は、 $\sum_{q'=q} N_{AP}(q')$ と Phe_{all} の測定誤差によって決定する。以下では簡単のため $\sum_{q'=q} N_{AP}(q') = N_{SumAP}(q)$ とする。 Phe_{all} 、 $N_{SumAP}(q)$ の誤差を、 σ_{PP} 、 σ_{AP} とすると、 P_{AP} の誤差を $\sigma_{AP}(q)$ は、式 3.4 から誤差伝搬により、

$$\sigma_{AP}(q) = \sqrt{\left(\frac{\partial P_{AP}(q)}{\partial Phe_{all}} \sigma_{PP}\right)^2 + \left(\frac{\partial P_{AP}(q)}{\partial N_{SumAP}(q)} \sigma_{AP}\right)^2} \quad (3.5)$$

となる。統計誤差のみを考慮すると、

$$\sigma_{AP}(q) = \sqrt{\frac{1}{Phe_{all}} + \frac{1}{N_{SumAP}}} \times P_{AP}(q) \quad (3.6)$$

この式から $P_{AP}(q) < 2 \times 10^{-4}$ かつ $Phe_{all} > 1.0 \times 10^6$ であるとき、 $\sigma_{AP}(q)/P_{AP}(q) < 0.1$ となり、10% 以下の精度で $P_{AP}(q)$ を得る事が可能となる。以上の事から AP 測定では統計数を上げるために PP の光量を大きくして測定する。また、R11920-100 の AP は前章の試験結果からおよそ $4\mu s$ の範囲に発生することが分かっている。しかし、DRS4 評価ボードが保証されているサンプリング速度は $0.7 - 5$ GHz であり、DRS4 評価ボードの 1 チャンネルのスライスが 1024 であるため、一度の測定で $4\mu s$ までをカバーする事が出来ない。そこで本試験では、AP 測定の際にはサンプリング速度を 1.0 GHz に変更し、DRS4 評価ボードのトリガーを遅らせる事で測定領域を広げている。図 3.10 に AP 測定の概略を示す。

3.2.2 試験手順

全数較正試験の試験手順を図 3.11 に示す。本試験では、F-Factor、増幅率 4×10^4 を与える HV 値、増幅率 4×10^4 時のパルス幅、AP 発生確率を測定する。始めに SinglePhe 測定を高い HV 値で測定する。前説でも述べたように SinglePhe 測定は微弱な光を照射するため、PMT の信号が非常に小さい。1 p.e.

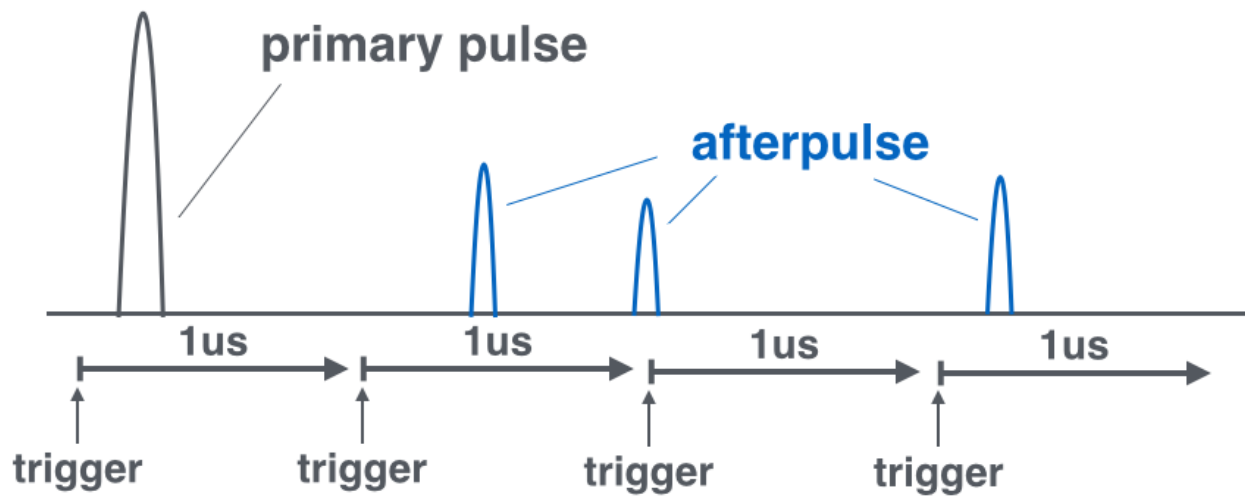


図 3.10 AP 測定方法。DRS4 評価ボードのサンプリングスピードを 1.0 GHz に設定して測定。4 μ s の領域を測定する場合は、一度の測定は 1 μ s 測定し、1 μ s ずつトリガータイミングを遅らせ、4 回測定する。

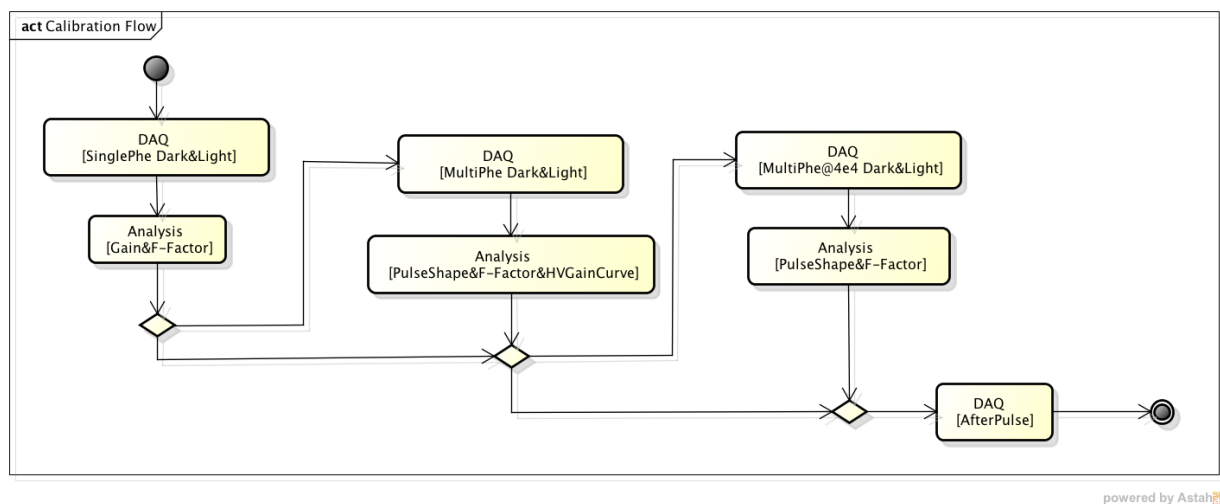


図 3.11 校正試験システムフロー。まず、高い HV 値を印加して、5 GHz で SinglePhe 測定を行い、解析する事で増幅率と F-Factor を得る。次に、先の SinglePhe 解析で得られた増幅率を用いて、SinglePhe 測定で印加 HV 値と同じ HV 値を印加して MultiPhe 測定を行い、光量を調べる。そして、HV 値を変化させて MultiPhe 測定を行う。ここで最初の MultiPhe 測定で得られた光量を用いる事で、MultiPhe 測定で PMT の各 HV 値での増幅率を測定する。そして HV-Gain 曲線から、増幅率 4×10^4 の HV 値を計算する。最後に AP 測定を行い、次に測定する PMT をセットする。なお AP 測定の解析はセットアップ中に行う。

の光電子が増幅率 4×10^4 PMT から HighGain の Positive から出力される際の電圧値はパルス幅 3 ns を仮定すると、出力される電圧値は

$$V = \frac{1.602 \times 10^{-19} \text{ C}}{3.0 \times 10^{-9} \text{ ns}} \times 4 \times 10^4 \times 1200 \Omega \times \frac{1}{2} \sim 1.3 \text{ mV} \quad (3.7)$$

となる。そのため、SinglePhe 測定では高い HV 値での測定する必要がある。measure1 の SinglePhe 測定では HV=1500 V で測定し、measure2、measure3 では HV=1400 mV で測定を行い、HV に対応する増幅率、さらに F-Factor が求まる。次に SinglePhe 測定で印加した HV 値で MultiPhe 測定を行う。この際、PMT の増幅率は既に SinglePhe 測定によって分かっているため、PMT の出力電荷 Q [C] と増幅率 G より PMT へと照射している光量が

$$n [\text{p.e.}] \times e [\text{C}] = \frac{Q [\text{C}]}{G} \quad (3.8)$$

から求まる。そして HV を変えて MultiPhe 測定を行った場合、光量が分かっているため式 3.8 を用いて増幅率を知る事が出来る。この様にして HV を変えて MultiPhe 測定をする事で、HV-Gain 曲線を描く。HV-Gain 曲線は式 2.19 の関数でフィットし、増幅率 4×10^4 となる HV 値を得る。そして得られた HV で MultiPhe 測定を行う事で、増幅率 4×10^4 のパルス幅を得る事出来る。最後に得られた HV-Gain Curve から増幅率を計算して AP 測定を行う。この様に、本試験では測定と解析を交互に行う。この一連のフローを自動化する事により試験効率を上げた。一度のルーチンにかかる時間は、統計数の多い measure1 ではおよそ 1 時間半程度、統計数の少ない measure2、measure3 では 1 時間弱程度で終える事が可能であった。2015 年 2 月時点に置いて納品された 2000 本余りの PMT の内半数近くの 936 本の PMT の試験を終えた。内 8 本が動作不良であった。

3.3 PMT 諸特性の分布

本節では測定した PMT の各特性の解析方法と、測定結果について述べる。

3.3.1 F-Factor と HV 値

F-Factor と増幅率 4×10^4 を与える HV 値についての解析と結果について述べる。F-Factor の解析手法については高橋修論 (2015)[52] に詳細が記載されているため、本修士論文では概要を説明する。

解析

図 3.12 は F-Factor 解析を行うデータである。F-Factor の求め方は 2 通りある。一つは SinglePhe 測定で得た 1p.e. の分布を用いる。図 3.12 右の 1p.e. の分布から、平均値 m [C] と分散 σ [C] の値をもとめ、超過雑音指数 F^2 を

$$F^2 = 1 + \frac{m^2}{\sigma^2} \quad (3.9)$$

の様に計算する。

もう一つの求め方は、MultiPhe 測定の結果から求める。超過雑音指数は、信号がダイノードで増幅される前後の S/N 比である事から、実測された PMT 信号を p.e. の空間にした場合の平均値と偏差をそれぞれ n, σ とすると、超過雑音指数は

$$F^2 = \left(\frac{\sigma}{\sqrt{n}} \right)^2$$

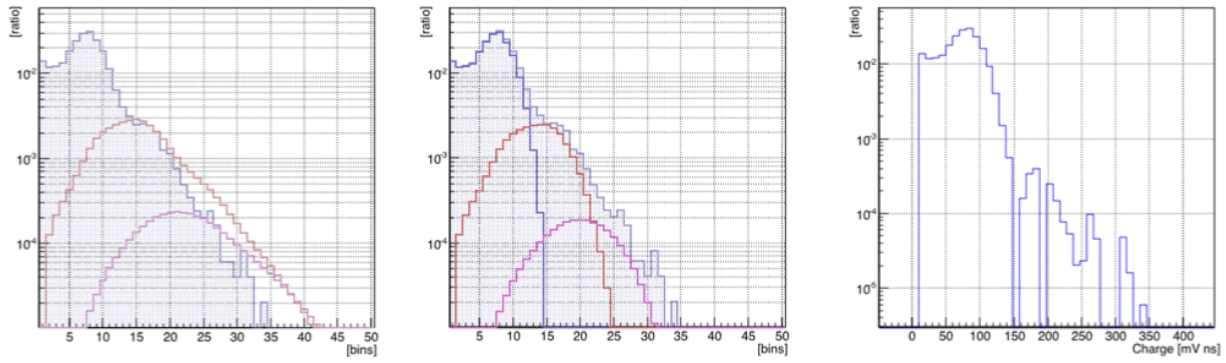


図 3.12 SinglePhe 分布の解析法。1p.e.、2p.e.、3p.e. の分布を仮定する (左)。仮定した 2p.e.、3p.e. の分布を引き、再び、1p.e.、2p.e.、3p.e. の分布を仮定する (中央)。最終的に得られる 1p.e. の分布 (右)。

で表される。次に PMT の増幅率から 1p.e. あたりの光電子が PMT で増幅された際の電子数 q をもちると、式 3.10 は、

$$F^2 = \frac{(\sigma/q)^2}{n/q} = \frac{\sigma^2}{n} q^{-1} \quad (3.10)$$

で計算する事ができる。図 3.2.1 右の Light から Dark の分布を引いた分布は、900 mV × ns あたりの 1p.e. のピークが確認でき、この分布のほとんどは 1p.e. の出力だと考えられる。しかし、1p.e. のピークの 2 倍 (1800 mV × ns)、3 倍 (2700 mV × ns) の付近まで分布が広がっている。これは 2p.e.、3p.e. の成分が漏れこんでいると考えられる。

1. まず k p.e. の 1 に規格化した分布を $f(k)$ とすると、PMT 出力の分布は

$$\sum_{k=1}^n \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!} \times f(k) \quad (3.11)$$

で表される。つまり、 $f(k)$ の大きさは Poission 分布に従う。

2. Light から Dark を引いた分布 (図 3.12 左青) を全て 1p.e. の分布と仮定する。そして式 3.11 から 2p.e.(図 3.12 左橙)、3p.e.(図 3.12 左赤) の分布を推定する。
3. 推定した 2p.e.、3p.e. の分布を元の分布から引き、新たな 1p.e. の分布 (図 3.12 中央青) を作成する。そして同様に 2p.e. 布 (図 3.12 中央橙)、3p.e. 布 (図 3.12 中央赤) を推定する。
4. この、1p.e. の分布から 2p.e.、3p.e. の分布を推定して引くという操作を繰り返すといずれ 1p.e. の分布が収束する。収束した分布を 1p.e. の分布布 (図 3.12 右) として、この分布の平均値が 1p.e. の PMT 出力の平均値だと考える。

結果

試験を終えた PMT の PACTA とりつけ前後の HV 値の分布を図 3.13、3.14 に示す。PACTA 取り付け前の HV 値の平均値は 904 V であり、正規分布フィットした標準偏差から求めた分布の広がり率は 4% 程度である。一方、本試験で得られた PACTA 取り付け後の HV の平均値は 1037 V 程度であり、同様の方法で求めた分布の広がり率は、2.5% 程度となった。PMT 毎の減衰率は、納品された状態での PMT について数本の PMT を試験した結果、HV-Gain Curve の冪の平均は 4.83 程度であり、この値から減衰率 $1/a$

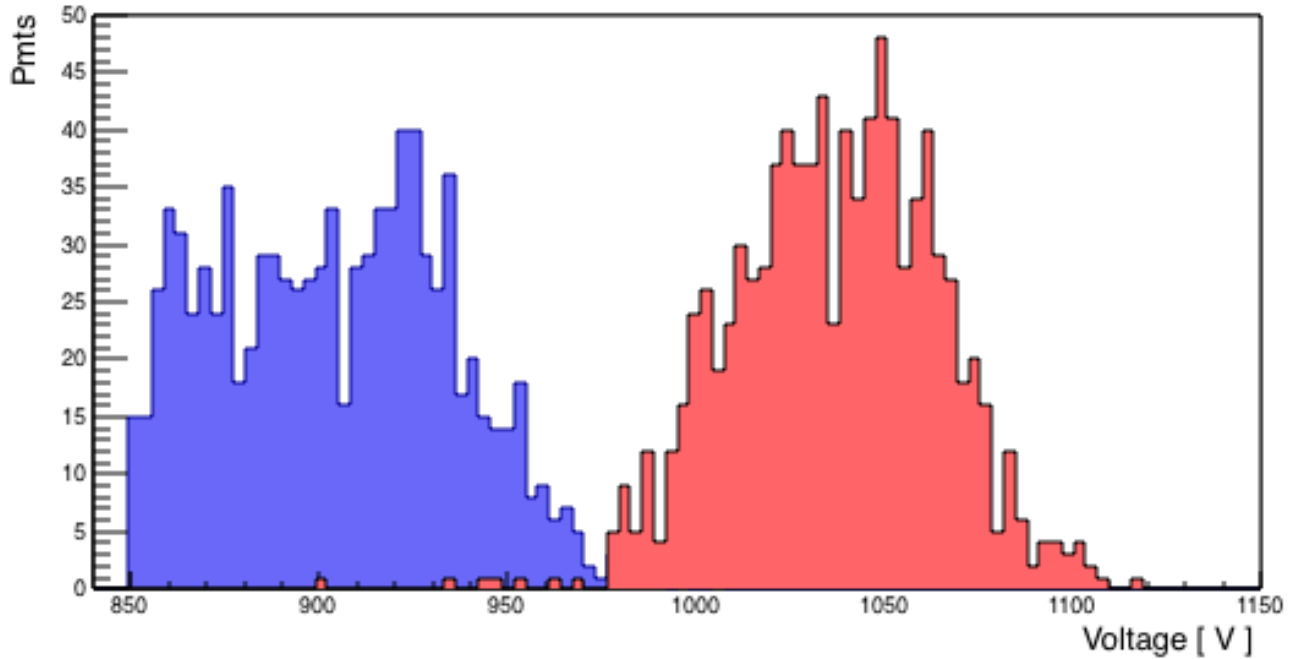


図 3.13 PACTA 取り付け前後の増幅率 4×10^4 を与える HV 値の分布。赤色のヒストグラムが本試験で測定した PACTA 取り付け後の増幅率 4×10^4 を与える HV の分布。青色のヒストグラムが PACTA 取り付け前でのある浜松ホトニクス社が測定した本試験での試験を終えた PMT の納品時の HV 分布。

の PACTA を取り付けた場合、

$$G = 4 \times 10^4 = P_1 \left(\frac{V_{\text{HPK}} - 350}{8} \right)^{4.85} + P_0 \quad (3.12)$$

$$G = 4 \times 10^4 = \frac{1}{a} P_1 \left(\frac{V_{\text{CAL}} - 350}{8} \right)^{4.85} + P_0 \quad (3.13)$$

と取り付け前後の HV が計算出来る。この 2 式から取り付け前後の HV の関係は、

$$V_{\text{CAL}} = a^{\frac{1}{4.85}} (V_{\text{HPK}} - 350) + 350 \quad (3.14)$$

となる。図 3.14 は各減衰率の PACTA の取り付け前後での HV の相関である。次に F-Factor の分布を図 3.15 に示す。試験した PMT の F-Factor の平均値は 1.105 であり、正規分布でフィットすると標準偏差は 0.123 となった。分布の広がりを平均値から標準偏差を割った値と定義すると、11.1% の広がりを持つ。

3.3.2 パルス波形

解析

前章、前節で述べた様にパルス幅は電圧値に依存する。そのため本試験では実際のオペレーションされる増幅率 4×10^4 での MultiPhe 測定の結果からパルス幅を求めた。パルス幅は、波形の半値幅と定義した。半値幅を求める上で、波形の電圧値が最大となる時間を求める必要があるが、これは出力波形のとなり合う 3 点の和が最大となる時刻とした。

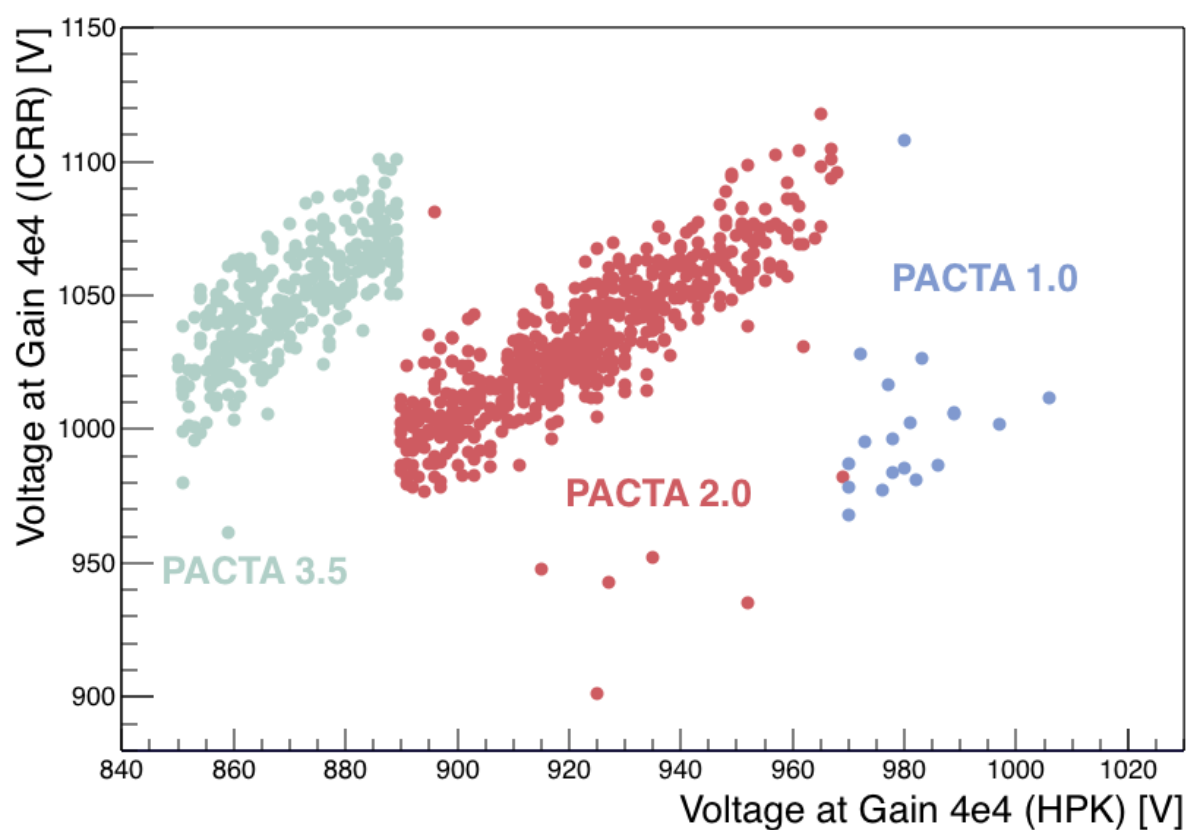


図 3.14 PACTA の各減衰率毎の PACTA 取り付け前後の HV の相関。青色、赤色、緑色はそれぞれ減衰率が 1.0、2.0、3.5 の PACTA を取り付け付けた PMT のプロットである。

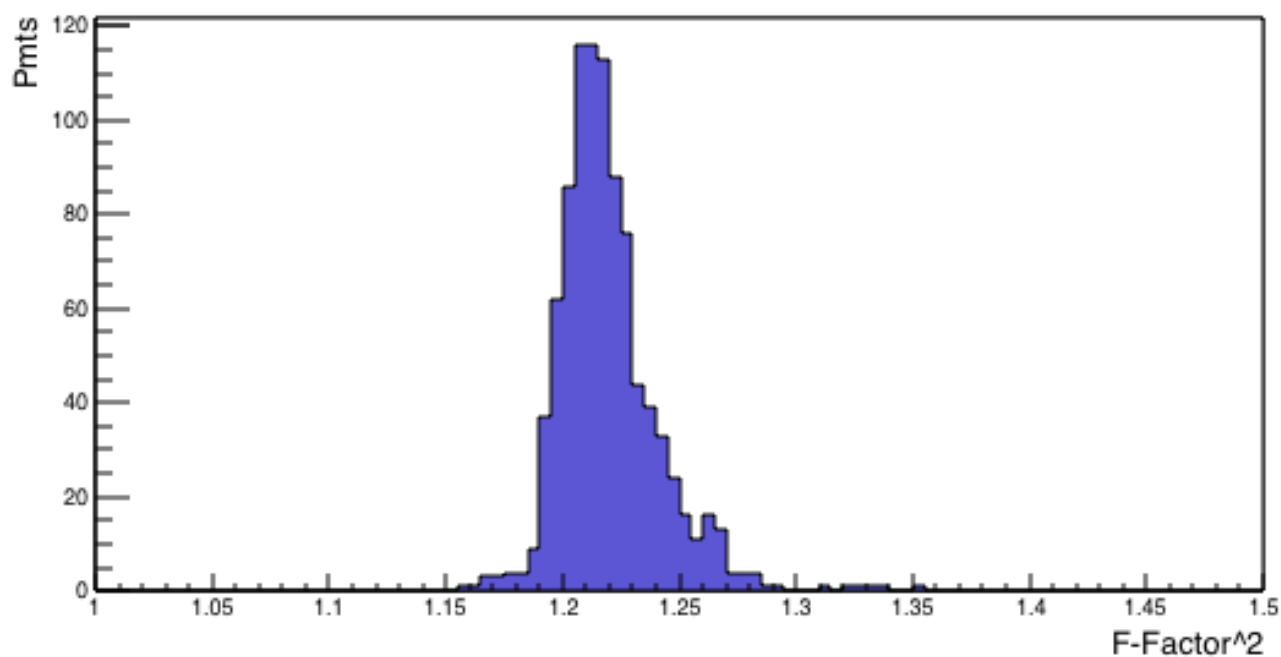


図 3.15 試験を終えた PMT の F-Factor 分布。

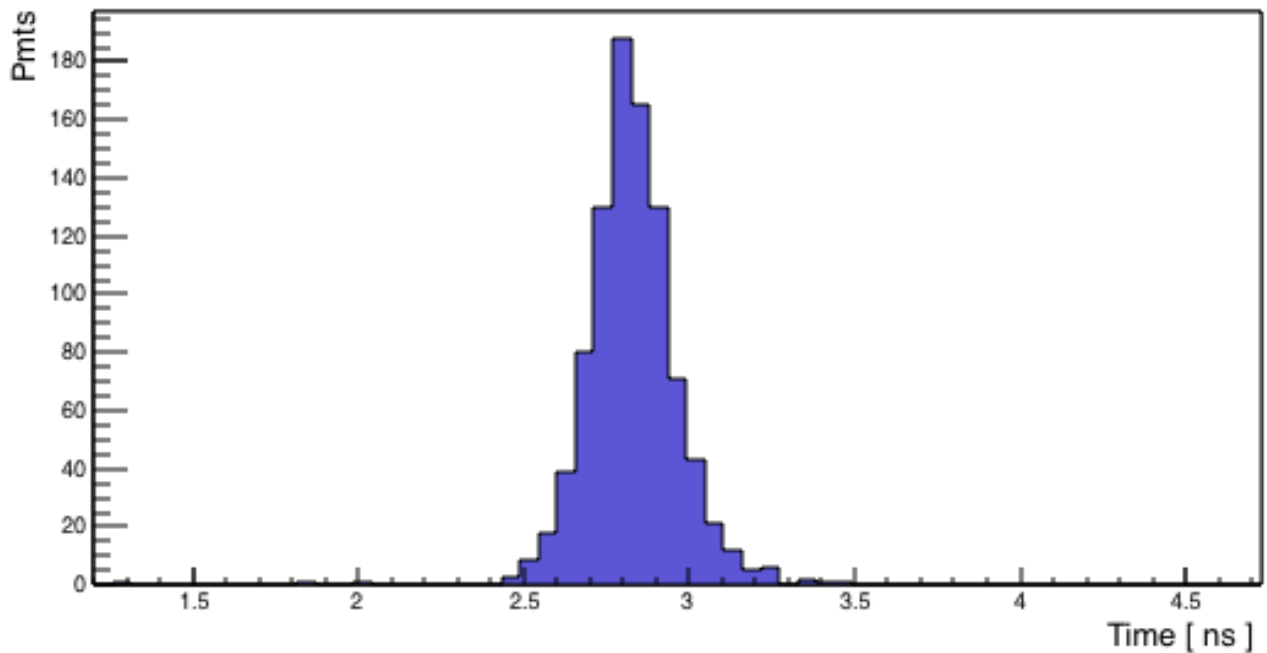


図 3.16 試験を終えた PMT のパルス幅の分布。

結果

図 3.16 に試験を終えた PMT の試験結果を示す。試験した PMT 中のパルス幅の中心値は、2.83 ns であり、標準偏差から求めた分布の広がり、4.3% であった。図 3.16 から分かるように、パルス幅の広がり、要求値である 3.0 ns 以上にも分布している。現在測定済みの PMT の 936 本のうち、要求値を満たさない PMT はおよそ 10% の 91 本であった。

3.3.3 アフタパルス

解析

AP に関する LST の要求値が 4 p.e. 以上の AP の発生率であるため、式 3.4 から本較正試験では、 $P_{AP}(4)[p.e.^{-1}]$ を求める。

measure1 では統計数を稼ぐため、入射光子が ~ 7000 p.e. 相当の光量を照射する。 $P_{AP}(4)$ が LST の要求値である $2 \times 10^{-4} [p.e.^{-1}]$ 程度であるならば、 ~ 7000 p.e. 相当の光電子を照射すると、 $N_{SumAP}(4) \sim 1.4$ となる。つまり 1 度 PMT に 7000 p.e. 相当の光を照射すると、平均して 1 イベント以上の AP イベントが発生する。さらに入射光子が大きいと、PP 以降は非常に大きなアンダーシュートをする。アンダーシュートしている波形を図 3.17 上段に示す。

AP はイオンフィードバックによって生じるため、光電面の中心付近で光電効果起きる。このため、AP の波形は PP に比べてパルス幅が非常に細くなる。本試験の AP 解析では、AP の数を正確にカウントするためにこの特性を利用した。まず立ち上がりの速い波形を検出するために PMT からの波形を微分する。微分後の波形を図 3.17 下段に示す。つぎに、微分した波形を Y 軸方向へと射影しガウシアンフィットをする。そこでの標準偏差を求める事で微分した空間での閾値を決定する。本試験の解析では、閾値を 3σ と設定し、この閾値を超えた波形を AP イベントとして波形空間で電荷量を計算した。ま

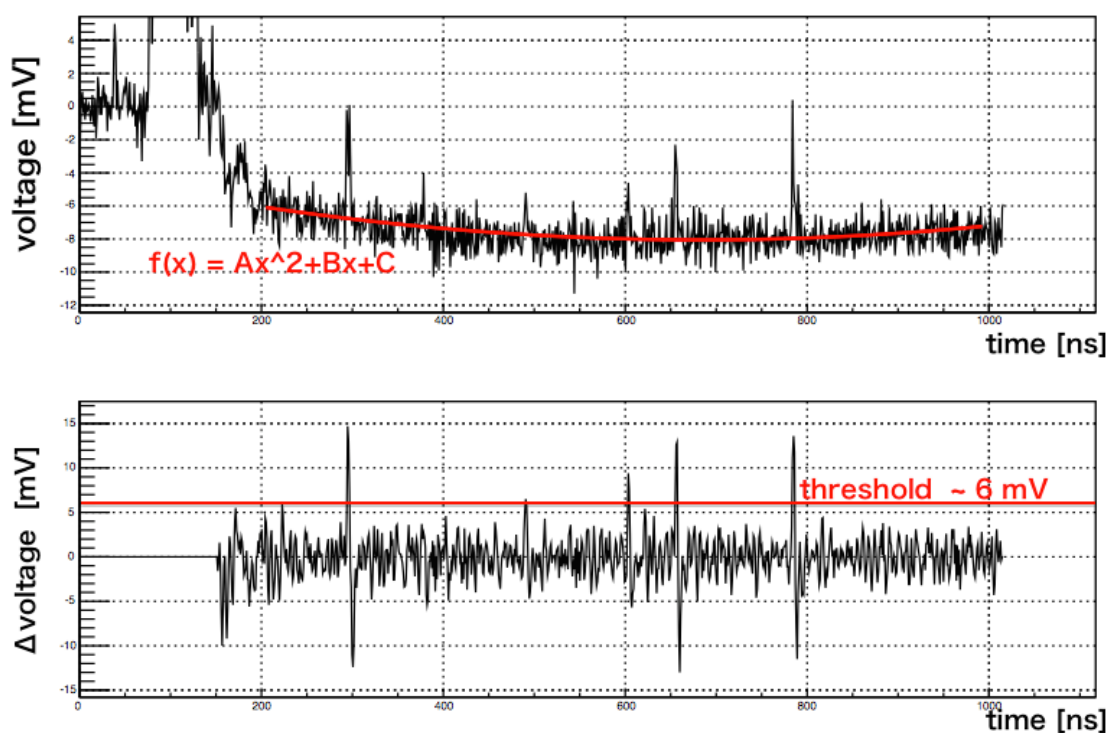


図 3.17 7000 p.e. 相当の光を照射した際の PMT からの出力波形 (上) と、それを微分した結果 (下)。

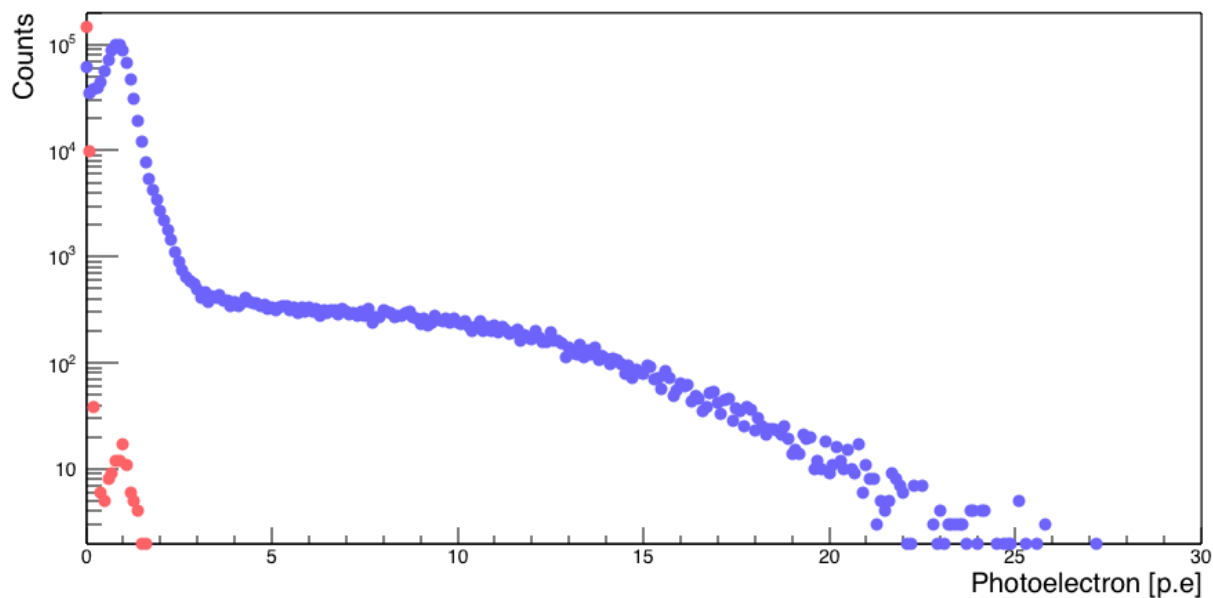


図 3.18 青色が ~ 7000 p.e. 相当の光量を PMT に照射させ、HV を 1300 V で、 $3\mu\text{s}$ の範囲で 5×10^4 イベント測定した場合の解析結果。赤色がフィルターホイールの番号を完全遮蔽の 30 番台し、他の条件を青色を測定した際と同様にした際の測定の解析結果。縦軸は解析によってそれぞれの電荷量での AP イベントだと検知した数を表す。

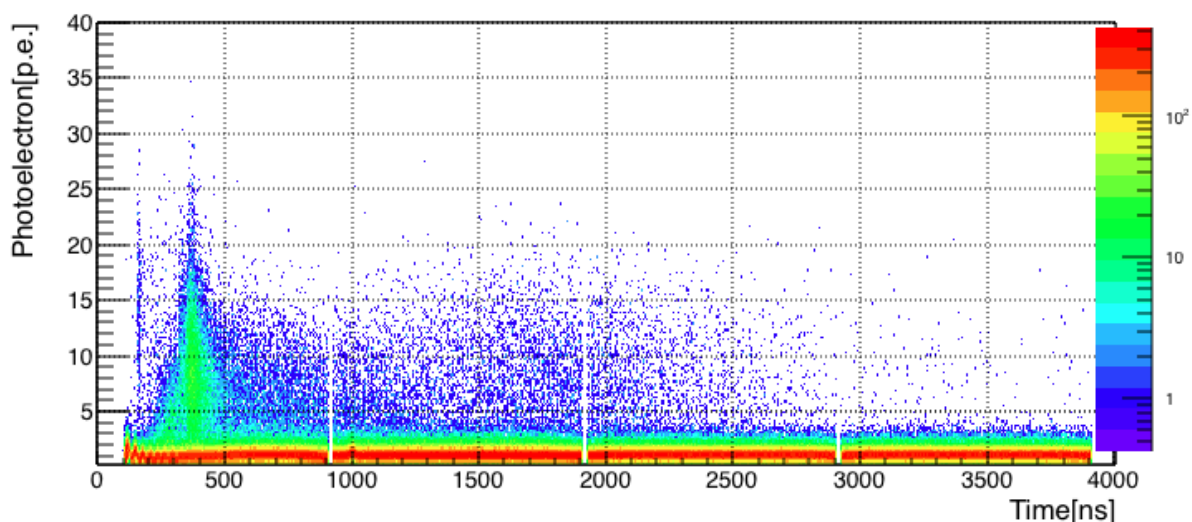


図 3.19 HP パルサーを用いて、7000 p.e. 相当の光を照射した場合の AP イベントだと検知された波形の時間と電荷量の分布。Z 軸方向は対数のスケールになっている。

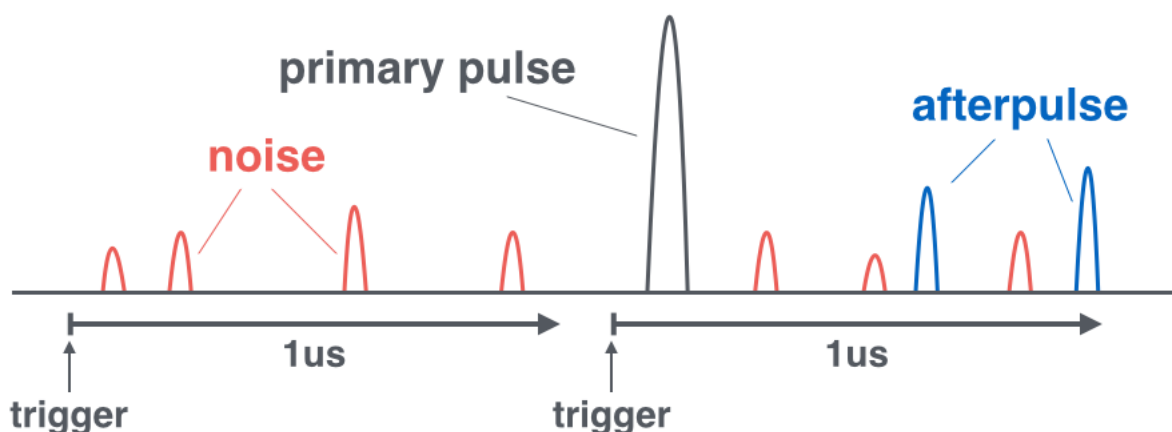


図 3.20 超高速パルサーで光源をドライブした前後を測定。PP 以降で検出された信号は超高速パルサーからのノイズと PP による AP が混入されている。一方、PP の前では超高速パルサーのノイズ信号のみが検出される。

た電荷量を計算する際には、波形空間でのアンダーシュートの波形の形に合わせて 2 次関数でフィットを行い、得られたフィット結果から電荷量を計算した。この解析により得られる AP のスペクトルを図 3.18 に、また AP イベントの光量の時間分布を図 3.19 に示す。PMT への光を遮蔽した Dark 測定のスペクトルを見ると、1、2 p.e. 付近のみに検出された波形が分布している。これは PMT の光電面やダイノードからの熱電子による放流などの暗電流だと考えられる。一方、Light 測定のスペクトルを見ると、1 p.e. 付近にピークがあり、4 p.e. 以上では指数関数的に減少している分布となっている。4 p.e. 以上の分布は、傾斜が指数関数的であり、図 3.19 から時間構造が見える事からも AP だと考えられる。1 p.e. の成分は、図 3.19 から時間構造がなく、一様に発生していることが分かる。

図 3.18 の 1 p.e. 成分は、HP パルサーが超高速パルサーの様に、ドライブタイミング以外でも光源をドライブしてしまっている可能性がある。これを調査するために超高速パルサーを用いて図 3.20 に示す様に、PP イベントの前後を測定した。HP パルサーでは、1 p.e. 付近の時間分布は完全に一様ではなかった

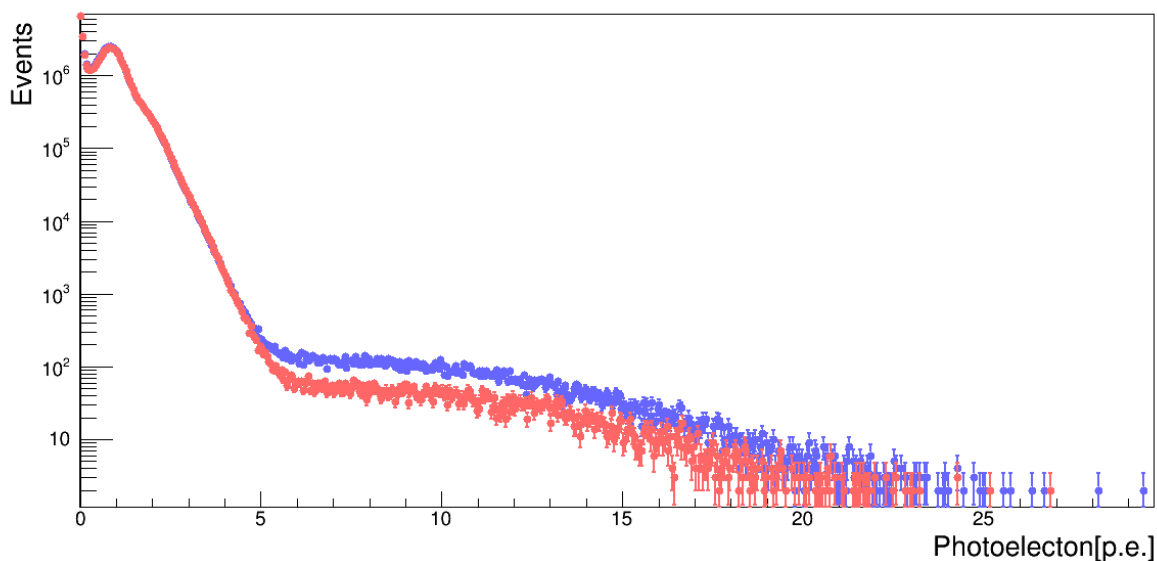


図 3.21 超高速パルサーを用いて測定したスペクトル。赤色と青色はそれぞれ、PP の前後である。また PP の前後でのパルス検出を行った領域は、前後それぞれ 890 ns、900 ns である。測定は PP 前後共に 2×10^6 イベントを測定した。

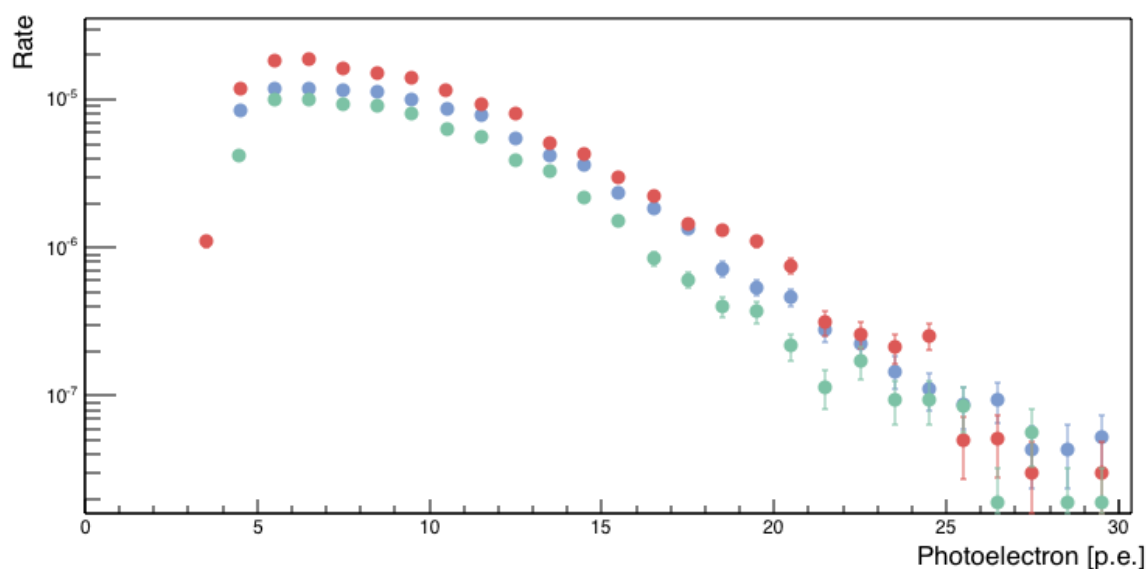


図 3.22 PP 前後で差分をとったスペクトル。赤、青、緑はそれぞれ、ZQ5683、ZQ5402、ZQ6306 のスペクトルである。また PP 前後での波形検出領域でスケールしてから引いている。縦軸は、式 3.3 で定義した量である。またエラーバーは統計誤差である。

ため、一様にノイズが検出される超高速パルサーを用いた。パルサーを変えた点以外は、前節で述べた AP 測定と同様である。先に述べた波形検出方法を用いた。測定に用いた PMT は、ZQ5406、ZQ5683、ZQ6306 の 3 本である。3 本の測定結果を図 3.21 に示す。図 3.21 から PP 前後で検出されたイベント数に差があることが分かる。この差分が PP による AP だと考えられる。次に測定した 3 本 PMT の PP 後のスペクトルから PP 前のスペクトルを引いた分布を図??に示す。この測定で得られた ZQ5683、ZQ5402、ZQ6306 の $P_{AP}(4)$ はそれぞれ、 $(1.039 \pm 0.020) \times 10^{-4} \text{ p.e.}^{-1}$ 、 $(1.445 \pm 0.023) \times 10^{-4} \text{ p.e.}^{-1}$ 、

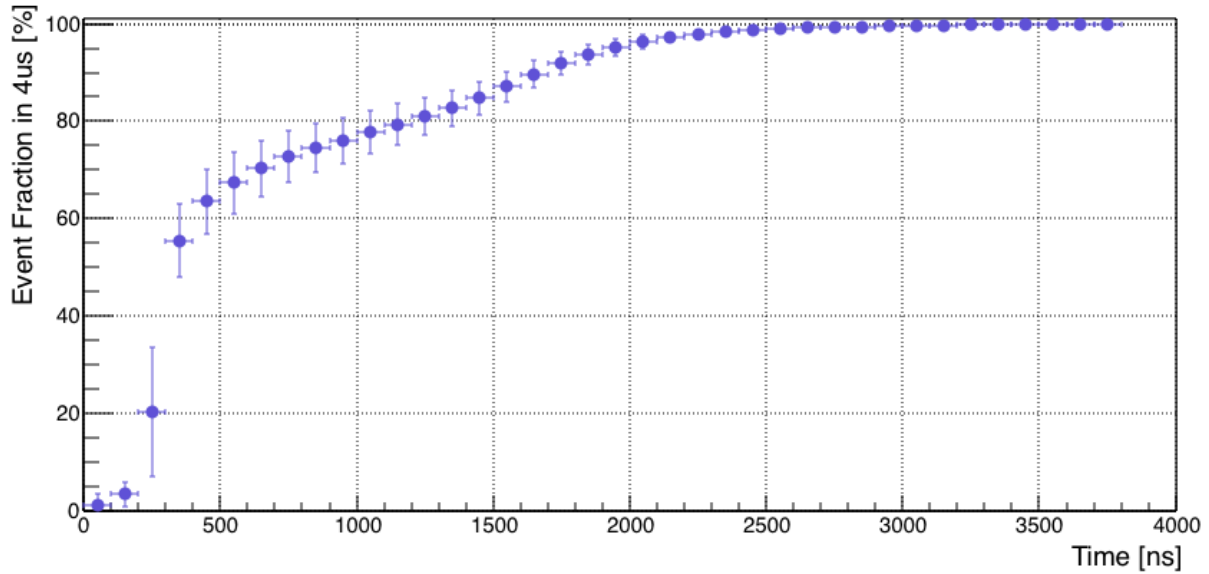


図 3.23 measure1 の試験をした PMT の 4p.e. 以上の大きさを持った AP の時間分布を 0 ns から累積した結果を各時間毎に平均を計算した時間分布。エラーバーは各時間における measure1 の PMT 分布の RMS である。赤線は $2\mu\text{s}$ までに発生した AP の $4\mu\text{s}$ の範囲における割合である。

$(7.68 \pm 0.17) \times 10^{-5} \text{ p.e.}^{-1}$ であった。次に HP パルサーをもちいて 914 ns の領域で測定した。この措置による $P_{\text{AP}}(4)$ は $(7.64 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ p.e.}^{-1}$ 、 $(1.177 \pm 0.054) \times 10^{-4} \text{ p.e.}^{-1}$ 、 $(5.10 \pm 0.34) \times 10^{-5} \text{ p.e.}^{-1}$ であった。

PP 後から PP 前の成分を差し引いた図 3.22 の分布は PP による AP 成分のみであると考えられる。どの PMT も 4、5p.e. 付近にピークがあり指数関数的に減少していることが分かる。この結果から、AP は主に 4p.e. 以上に分布する事が分かった。図 3.18 中の 1、2p.e. の分布は、AP イベントではなく、パルサー由来のノイズだと分かる。超高速パルサーと HP パルサーの測定結果の差は最大で 30% ほど HP パルサーの方が小さく出ており、これは差分をとるという解析による系統誤差であると考えている。しかし、HP パルサーでの測定結果の方が数値は小さいことから、HP パルサーで測定した場合に、4p.e. 以上に 1、2 p.e. のノイズ成分の混入は無いと考えられる。

結果

$2\mu\text{s}$ 、 $3\mu\text{s}$ 、 $4\mu\text{s}$ で試験した PMT それぞれの AP 発生確率の平均値は、 8.45×10^{-5} 、 9.52×10^{-5} 、 9.41×10^{-5} であり、全てを含めた平均値は 8.951×10^{-5} であった。しかし、試験時間を速めるために AP の測定領域を十分確保しなかった、measure2、measure3 の測定結果は AP 発生率を過小評価している可能性がある。これを図 3.3.3 に示す。measure1 の $4\mu\text{s}$ の 4p.e. 以上の大きさをもった AP の時間分布を累積した解析結果から補正を行う。1500 ns 付近までは PMT 毎のばらつきが大きい、それ以降は PMT 毎の個性は小さくなっている事が分かる。これは、AP の原因となるイオンはヘリウムが支配的であり、時点でゲッターによって引き残ったメタンであると考えられる。そして $2\mu\text{s}$ 付近にみられるセシウム由来の AP は各 PMT 毎に発生はしているが、その割合は少なく、PMT 毎にバラツキも小さい事が分かる。そして図 3.3.3 から $2\mu\text{s}$ 、 $3\mu\text{s}$ までの範囲の測定ではそれぞれ、95.2%、99.5% であった。測定領域の違いによる補正をおこなった AP 発生率の分布を図 3.3.3 に示す。平均値が、 $9.15 \times 10^{-5} / \text{p.e.}$ となり、ガウスフィットから計算した分布の広がり、30.4% となった。

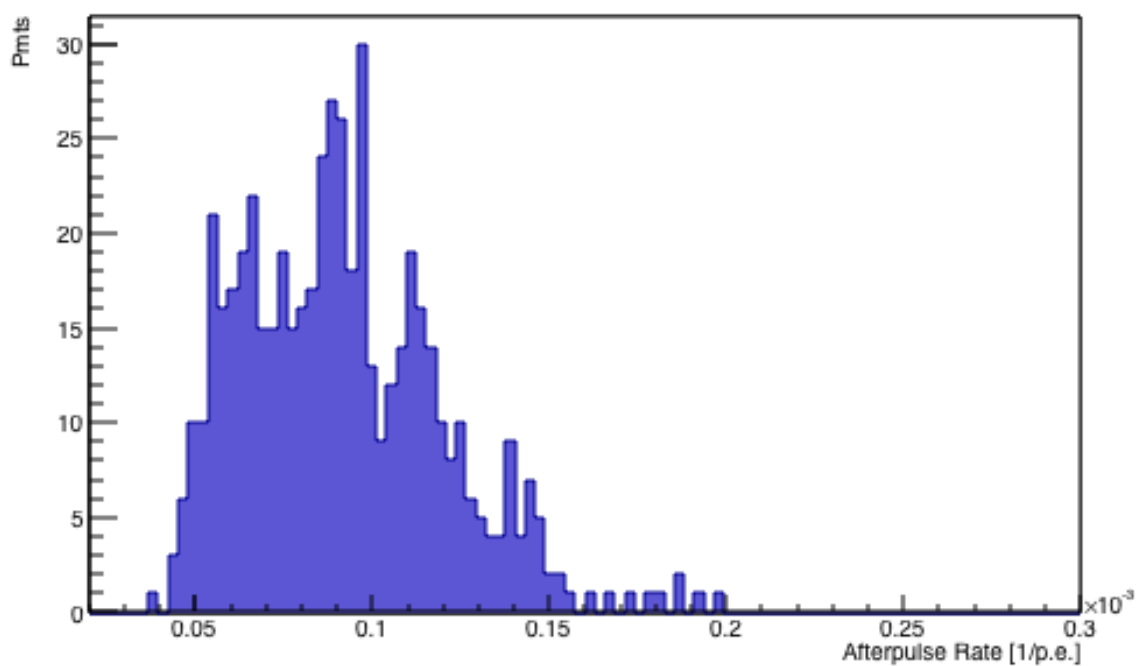


図 3.24 測定領域による補正を行った AP 発生率の分布。

3.3.4 諸特性の分布のまとめ

本試験による PMT の諸特性の試験結果を表 3.3 にまとめる。

表 3.3 本試験による PMT 諸特性の試験結果

Item	mean	distribution [%]
operation Voltage	1037 V	2.5
F-Factor	1.105	11.1
pulse width	2.83 ns	3.0
AP rate	9.15×10^{-5} /p.e.	30.4

第 4 章

まとめ

本修士論文では、LST 初号機に使用される PMT module の全数較正試験用の試験系の立ち上げ及び試験についてまとめた。2015 年 2 月の現時点において初号機に使用される 1855 本の PMT module のうち約半数の 936 本の較正試験を終えた。試験済み PMT module のアフタパルス発生率の平均は、要求値の半分近い $9.15 \times 10^{-5} \text{ p.e.}^{-1}$ であった。またアフタパルスの到着時間分布からゲッターの効果が良く効いている事が分かった。しかし、測定には系統誤差が 30% と大きく、測定及び解析にはまだ改善の余地がある。また本較正試験では、PMT module 開発における主要な改善点である PACTA 手前での抵抗分割導入した効果も確認した。導入前後で増幅率 4×10^4 を与える高電圧値は、平均 904 V から、平均 1037 V に上昇した事が分かった。この高電圧値の上昇により、900 本の PMT module の内半数の 90% の PMT がパルス幅の要求値を満たす事が分かった。

今後の活動として、まず残り半数の PMT module の較正試験を終える事が挙げられる。その後は PMT culster の組み合わせの決定、PMT culster での試験が控えている。さらにそれと平行して、焦点面カメラ中での PMT module 配置の最適化を行わなければならない。

参考文献

- [1] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [2] Tevcat. <http://tevcat.uchicago.edu>.
- [3] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, K. Bernlöhr, H. Bojahr, I. Calle, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Denninghoff, V. Fonseca, J. C. Gonzalez, N. Götting, G. Heinzelmann, M. Hemberger, G. Hermann, A. Heusler, W. Hofmann, D. Horns, A. Ibarra, R. Kankanyan, M. Kestel, J. Kettler, C. Köhler, A. Kohnle, A. Konopelko, H. Kornmeyer, D. Kranich, H. Krawczynski, H. Lampeitl, A. Lindner, E. Lorenz, F. Lucarelli, N. Magnussen, O. Mang, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, L. Padilla, M. Panter, R. Plaga, A. Plyasheshnikov, J. Prahl, G. Pühlhofer, G. Rauterberg, A. Röhring, V. Sahakian, M. Samorski, M. Schilling, D. Schmele, F. Schröder, W. Stamm, M. Tluczykont, and Völk.
- [4] J.V. Jelley. *Čerenkov Radiation, and Its Applications*. United Kingdom Atomic Energy Authority, 1958.
- [5] The Fermi-LAT Collaboration. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *ArXiv e-prints*, January 2015.
- [6] T. C. Weekes. TEV gamma-ray astronomy. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, Vol. 10, pp. 41–55, August 1989.
- [7] R. Mirzoyan. Brief history of ground-based very high energy gamma-ray astrophysics with atmospheric air Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, Vol. 53, pp. 91–99, January 2014.
- [8] C. Weniger. Tentative observation of a gamma-ray line at the Fermi LAT. In F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 470–473, December 2012.
- [9] G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, 1979.
- [10] R. C. G. Chaves and for the H. E. S. S. Collaboration. Extending the H.E.S.S. Galactic Plane Survey. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [11] M. A. Malkov and L. O’C Drury. Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 64, pp. 429–481, April 2001.
- [12] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki, and S. S. Holt. Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006. *Nature*, Vol. 378, pp. 255–258, November 1995.
- [13] A. A. Abdo, et al. Fermi-Lat Discovery of GeV Gamma-Ray Emission from the Young Supernova Remnant Cassiopeia A. *Astrophysical Journal Letter*, Vol. 710, pp. L92–L97, February 2010.
- [14] G. Baym and C. Pethick. Physics of neutron stars.

- [15] W. B. Atwood, M. Ziegler, R. P. Johnson, and B. M. Baughman. A Time-differencing Technique for Detecting Radio-quiet Gamma-Ray Pulsars. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, Vol. 652, pp. L49–L52, November 2006.
- [16] E. Aliu and MAGIC Collaboration Anderhub. Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC. *Science*, Vol. 322, pp. 1221–, November 2008.
- [17] A. P. S. Tang, J. Takata, J. J. Jia, and K. S. Cheng. A Revisit of the Phase-resolved X-Ray and Gamma-Ray Spectra of the Crab Pulsar. *Astrophysical Journal*, Vol. 676, pp. 562–572, March 2008.
- [18] A. A. Abdo and et al. Ackermann. Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar And Nebula. Vol. 708, pp. 1254–1267, January 2010.
- [19] Aleksić, et al. Observations of the Crab Pulsar between 25 and 100 GeV with the MAGIC I Telescope. *Astrophysical Journal*, Vol. 742, p. 43, November 2011.
- [20] Aleksić, et al. Phase-resolved energy spectra of the Crab pulsar in the range of 50-400 GeV measured with the MAGIC telescopes.
- [21] F. A. Aharonian, S. V. Bogovalov, and D. Khangulyan. Abrupt acceleration of a ‘cold’ ultra-relativistic wind from the Crab pulsar. *Nature*, Vol. 482, pp. 507–509, February 2012.
- [22] A. M. Atoyan and F. A. Aharonian. On the fluxes of inverse Compton gamma-rays expected from the Crab Nebula. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, Vol. 120, p. C453, December 1996.
- [23] J. Aleksić, et al. Mrk 421 active state in 2008: the MAGIC view, simultaneous multi-wavelength observations and SSC model constrained. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 542, p. A100, June 2012.
- [24] M. J. Rees and J. E. Gunn. The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 167, pp. 1–12, April 1974.
- [25] M. Punch, et al. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, Vol. 358, p. 477, August 1992.
- [26] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, et al. Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution. *Astrophysical Journal*, Vol. 736, p. 131, August 2011.
- [27] W. S. Paciesas, et al. VizieR Online Data Catalog: The Fourth BATSE Burst Revised Catalog (Paciesas+ 1999). *VizieR Online Data Catalog*, Vol. 9020, p. 0, 2000.
- [28] P. Mészáros and S. Razzaque. Ultra-high energy radiation from GRB. *Nuovo Cimento B Serie*, Vol. 121, pp. 1337–1347, October 2006.
- [29] F. Aharonian, et al. HESS Observations of the Prompt and Afterglow Phases of GRB 060602B. *Astrophysical Journal*, Vol. 690, pp. 1068–1073, January 2009.
- [30] J. Albert, et al. MAGIC Upper Limits on the Very High Energy Emission from Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, Vol. 667, pp. 358–366, September 2007.
- [31] J. A. Hinton and W. Hofmann. Teraelectronvolt Astronomy. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, Vol. 47, pp. 523–565, September 2009.
- [32] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 6,

- pp. 110–127, 1933.
- [33] Actis M., et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, Vol. 32, pp. 193–316, December 2011.
- [34] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1992.
- [35] K. Bernlöhr. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and simtelarray. *Astroparticle Physics*, Vol. 30, pp. 149–158, October 2008.
- [36] Takeshi Namemori. *Study of Very High Energy Gamma-ray Emission from Pulsar Wind Nebula in MSH 15-52 with CANGAROO-*. PhD thesis, Kyoto University, 2008.
- [37] K. Bernlöhr. Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*. *Astroparticle Physics*, Vol. 12, pp. 255–268, January 2000.
- [38] C. M. Hoffman, C. Sinnis, P. Fleury, and M. Punch. Gamma-ray astronomy at high energies. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 71, pp. 897–936, July 1999.
- [39] M. L. Knötig. Light Sensor Candidates for the Cherenkov Telescope Array. Master’s thesis, Max-Planck-Institut für Physik, 2012.
- [40] Magic home page. <https://magic.mpp.mpg.de/home>.
- [41] Veritas home page. <http://veritas.sao.arizona.edu>.
- [42] H.e.s.s home page. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>.
- [43] A. M. Hillas. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, pp. 445–448, August 1985.
- [44] C. Köhler, 1998.
- [45] et al. J. Albert. Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 588, pp. 424–432, April 2008.
- [46] A. et al. Kohnle. Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, Vol. 5, pp. 119–131, August 1996.
- [47] Cta home page. <https://portal.cta-observatory.org/Pages/Home.aspx>.
- [48] Cta-japan home page. <http://www.cta-observatory.jp>.
- [49] Hamatsu photonics home page. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/index.html>.
- [50] H. Kubo and CTA Consortium. Development of the Photomultiplier-Tube Readout System for the CTA Large Size Telescope. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- [51] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会. 光電子増倍管-その基礎と応用-. 浜松ホトニクス株式会社, 2005.
- [52] 高橋光成. フェルミガンマ線衛星のカロリー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 100gev 宇宙ガンマ線の高感度観測を目指して. Master’s thesis, 東京大学, 2015.
- [53] T. Toyama, R. Mirzoyan, H. Dickinson, C. Fruck, J. Hose, H. Kellermann, M. Knötig, E. Lorenz, U. Menzel, D. Nakajima, R. Orito, D. Paneque, T. Schweizer, M. Teshima, T. Yamamoto, and f. t. CTA Consortium. Novel Photo Multiplier Tubes for the Cherenkov Telescope Array Project. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- [54] Psi. <http://www.psi.ch/drs/>.

- [55] J. Sitarek, M. Gaug, D. Mazin, R. Paoletti, and D. Tesaro. Analysis techniques and performance of the Domino Ring Sampler version 4 based readout for the MAGIC telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 723, pp. 109–120, September 2013.
- [56] W. Uhring, C.-V. Zint, and J. Bartringer. A low-cost high-repetition-rate picosecond laser diode pulse generator. In D. Lenstra, G. Morthier, T. Erneux, and M. Pessa, editors, *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics*, Vol. 5452 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 583–590, September 2004.
- [57] 猪目祐介. 超高速カメラ校正用ピコ秒レーザーの開発. Master's thesis, 甲南大学, 2015.
- [58] Raspberry pi. <http://www.raspberrypi.org>.

謝辞

多くの方々の助力により本修士論文を執筆する事が出来ました。この場を借りてお礼申し上げます。

指導教官である寺田幸功准教授には、本修士論文のテーマの指導に加え、衛星データの解析、天文学に関する知識や研究に置ける技術的な事のみならず、常に「何が新しいのか？」という事を意識する事、話の構成の重要さといった研究者としての心構えを教えて頂きました。また自由な活動を許して頂いた事に感謝します。田代信教授には、研究室ミーティングを含めて常日頃から考えもよらなかったアドバイス、鋭い指摘、さらに衛星開発の裏話を聞かせて頂き、あらゆる場面でサポートして頂きました。

宇宙線研究所の方々にも非常にお世話になりました。手嶋政廣教授には、実験結果を物理へと落とし込む貴重なご意見を頂き、中嶋大輔助教授には、私が外部の学生であるにも関わらず、ソフトウェアの使い方から本修士論文の内容まで非常に丁寧に指導下さいました。また手厳しい指摘をしてくださる林田将明助教授、実験を手伝って頂いた花畑さんと岡崎さん、事務関連のフォローをして頂いた菅原さんにお世話になりました。深く感謝します。CTA-Japan の皆様にもお世話になりました。特に、共に励ましあい、ケチをつけた同期に感謝しています。

研究室の先輩である小山さん、安田さんにも非常にお世話になりました。小山さんには、卒業研究の頃から面倒を見て頂き、オシロスコープの取り扱い方から教えて頂いたのを覚えています。安田さんには、コーティングに関しての事柄や、解析している天体の事で多く相談にのって頂きました。お二人には、本当に多くの事を教わりました。深夜に研究室で夜型のお二人と議論する時間は私にとって非常に楽しい時間でした。かなり生意気で面倒くさい後輩だったと思いますが、指導して頂いてありがとうございます。また、これまでに卒業していった研究室の先輩方、後輩達、ありがとうございます。

最後に、私の研究生生活を支えて頂いた多くの方と、いつも暖かく見守ってくれている父親、母親、妹への感謝の意と、本修士論文に関する無念と、それらはすべて博士論文にぶつけたい意を述べさせていただきます。