

令和元年度 修士論文

CTA 大口径望遠鏡初号機の高精度カメラ較正

High Precision Calibration of the
first CTA-LST camera

東京大学大学院
理学系研究科物理学専攻
手嶋研究室

修士課程 2 年
学籍番号 35-186044
小林志鳳

令和 2 年 1 月 31 日

概要

宇宙線は 1912 年に発見されてから 100 年以上が経つが、高エネルギー宇宙線の加速源が何であるかという問題の決定的な答えは見つかっていない。宇宙で加速された荷電粒子は様々な非熱的過程を通してガンマ線を放射するため、このガンマ線を観測することで、宇宙線加速の現場に迫ることができる。

解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) は、空気シャワーからのチェレンコフ光を検出することで、地上から超高エネルギーガンマ線を観測する装置である。現在建設中の Cherenkov Telescope Array (CTA) は、20 GeV から 300 TeV に渡る広いエネルギー領域を現行のチェレンコフ望遠鏡よりも一桁高い感度で観測できると見込まれ、完成すればガンマ線天文学の飛躍的発展が期待される。大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) は CTA 計画において最大の望遠鏡であり、低エネルギー側の観測を担う。2018 年 10 月に LST 初号機がスペイン領カナリア諸島ラパルマに完成した。現在は試験運転を行っており、2020 年にも科学観測を始めようとしている。

IACT による空気シャワーの再構成、特に入射ガンマ線のエネルギー推定にはシャワーの明るさ、すなわちシャワーから検出される光電子 (photoelectron, phe.) の総数が極めて重要な役割を果たす。しかし、IACT の焦点面検出器は一般的に PMT などの光検出器からなるカメラであり、測定されるのは光電子数ではなくあくまで光検出器の出力電荷 Q である。従って、検出した光電子数 N_{phe} を知るには、この電荷 Q と光電子数 N_{phe} との対応を知る必要がある。すなわち $Q = CN_{\text{phe}}$ となる変換係数 C を知らなければならない。これが焦点面検出器の較正であり、望遠鏡のエネルギースケールを決定するための重要な要素である。現行の MAGIC 望遠鏡では F ファクター法と呼ばれる方法でこの較正を行なっている。F ファクター法は較正用のレーザーイベントを取得することで観測中も各 PMT の変換係数をモニタすることができるという大きなメリットがある。LST も較正用のレーザーを備えており、F ファクター法による PMT の較正が可能である。

しかし、LST 初号機で F ファクター法を精度よく実践するためには課題がある。それが積分方法の最適化である。MAGIC では、波形の積分方法によって変換係数の推定結果が 5% 程度異なることが報告されている。この不確かさはそのまま望遠鏡のエネルギースケールの不確かさとなってしまいうため、変換係数の推定には適切な積分方法を選ばなければならない。LST 初号機の PMT、読み出し回路、較正用レーザーは全て LST のために新たに開発されたものであるため、LST 初号機に適した積分方法を確立することが必要となる。

そこで本研究では、LST 初号機の較正のために適切な波形積分の方法を調べた。このためにまずモンテカルロシミュレーションによって、LST 初号機カメラで較正用レーザーから得られる波形を再現した。現実に即した PMT の応答をシミュレーションするため、一光電子に対する PMT の応答を実験室で測定した。シミュレーションデータに対し、いくつかの異なる波形積分を用いて F ファクター法を実践し、積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” という積分方法を用いれば、およそ統計誤差の範囲で真の光電子数に近い推定ができることを見出した。実データに対してもいくつかの波形積分方法を試し、シミュレーションと同様の傾向が得られたことから、積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” が実データにも適用できると結論づけた。

また実データにおいては、DRS4 チップのペDESTAL の dt 特性やサンプリング間隔のばらつきを注意深く補正することで、F ファクター法による光電子数推定が改善することがわかった。さらにピクセル毎の F ファクターや量子効率の値を用いることで、推定光電子数や推定光

子数のピクセル毎のばらつきを抑えられることを確認した。最終的にハイゲイン (high gain, HG) とロウゲイン (low gain, LG) での推定光電子数の平均値の差を 1%、HG と LG の差のピクセル毎のばらつきを 2% 以内に抑えることができた。本研究で把握できた変換係数 C の不確かさは 3% 程度と見積もった。ただし、未評価の不確かさもあり、今後の課題である。また入射光電子数を変えた時の変換係数の一定性を調べ、レーザーの揺らぎや積分の不確かさによられる系統誤差を補正すれば、25 phe. から 3000 phe. で線型性を確認することができた。これにより、HG と LG 共に約 100 phe. のレーザー強度で較正して問題ないと結論した。最後にチェレンコフ光由来の信号の電荷分解能を簡単に推定し、時間幅 5 ns での積分で 4 phe. から 2000 phe. で、LST の要求を満たす電荷分解能が得られると見積もった。

目次

第 1 章	ガンマ線天文学	7
1.1	宇宙線	7
1.2	宇宙線の加速機構	7
1.3	高エネルギー粒子によるガンマ線の放射	10
1.4	宇宙のガンマ線源	13
第 2 章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	21
2.1	空気シャワー	21
2.2	チェレンコフ放射	22
2.3	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	23
2.4	CTA 計画	29
第 3 章	LST 初号機カメラ	33
3.1	検出器モジュール	34
3.2	データ取得の流れ	40
第 4 章	LST 初号機カメラの較正手法	47
4.1	カメラ較正の必要性	47
4.2	PMT 較正のための理論	47
4.3	MAGIC での検出器較正の実例	49
4.4	LST 初号機カメラの較正手法	50
第 5 章	MC シミュレーションによる LST 初号機カメラの較正方法の確立	55
5.1	一光電子波形の測定	55
5.2	一光電子スペクトルの測定	59
5.3	MC シミュレーションの方法	63
5.4	波形積分方法の比較	64
第 6 章	実データを用いた LST 初号機カメラの較正	77
6.1	実データのペDESTALの較正	77
6.2	DRS4 サンプルング間隔補正	87
6.3	波形積分方法の比較	92
6.4	電荷から光電子数への変換係数とその線型性	98
6.5	較正用レーザーからの入射光子数の推定	102
6.6	チェレンコフ光由来の波形の積分	110

第7章	まとめと今後の展望	117
7.1	まとめ	117
7.2	今後の展望	118
付録		121
A	電子増幅における雑音の伝搬の式の導出	121
B	DRS4のスパイク発生条件	122
参考文献		127

第 1 章

ガンマ線天文学

1.1 宇宙線

地球には宇宙線と呼ばれる粒子が宇宙から降り注いでいる。宇宙線は 1912 年に Victor Franz Hess による気球実験で初めて発見されて以来、様々な実験で観測されている。宇宙線の構成要素のほとんどは陽子とヘリウム原子核であり、陽子が 87%、ヘリウム原子核が 12% を占める [1]。

宇宙線の中には極めてエネルギーの高いものも観測されており、観測された最高エネルギーはおよそ 10^{20} eV にも及ぶ。図 1.1 に高エネルギー宇宙線のスペクトルを示した。広いエネルギー領域で宇宙線が観測されていることがわかる。低エネルギー側では指数 2.7 の冪関数 ($\propto E^{-2.7}$) がスペクトルをよく再現する。1 PeV 付近に knee と呼ばれる折れ曲がりがあり、ここでスペクトルが急になる。knee より低エネルギー側のスペクトルは銀河系内の超新星残骸などによる粒子加速で作られ、knee より高エネルギー側の成分は銀河系外からの寄与であるために、このスペクトルの変化が生じると考えられている。また 5×10^{18} eV でもスペクトルの折れ曲がりが見られ、この部分は ankle と呼ばれている。

1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線スペクトルの測定から、宇宙には粒子を 10^{20} eV まで加速できる天然の加速器が存在することが示唆される。宇宙線を加速するための機構として知られる代表的なものの一つが衝撃波加速である。この機構は例えば超新星残骸の近傍での衝撃波による粒子加速に適用できる。

速度 v をもつ質量 m の粒子が、速度 $-u < 0$ で進行する衝撃波面に衝突して反射するとする。この時粒子が得るエネルギーは

$$\Delta E = \frac{1}{2}(v+u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}(2uv + u^2) \quad (1.1)$$

である。 $v \gg u$ として、 u^2 の項を無視すると、粒子がエネルギーを得る割合は

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{u}{v} \quad (1.2)$$

である。

続いて、同じ粒子が速度 u_1 で進行する衝撃波と、それに続いて u_2 で進行する衝撃波に挟まれている状況を考える。ただし $u_1 < u_2$ とする。速度 v の粒子が v_1 で先行する衝撃波で反射された時に失うエネルギーは

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}(v-u_1)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}(-2u_1v + u_1^2) \quad (1.3)$$

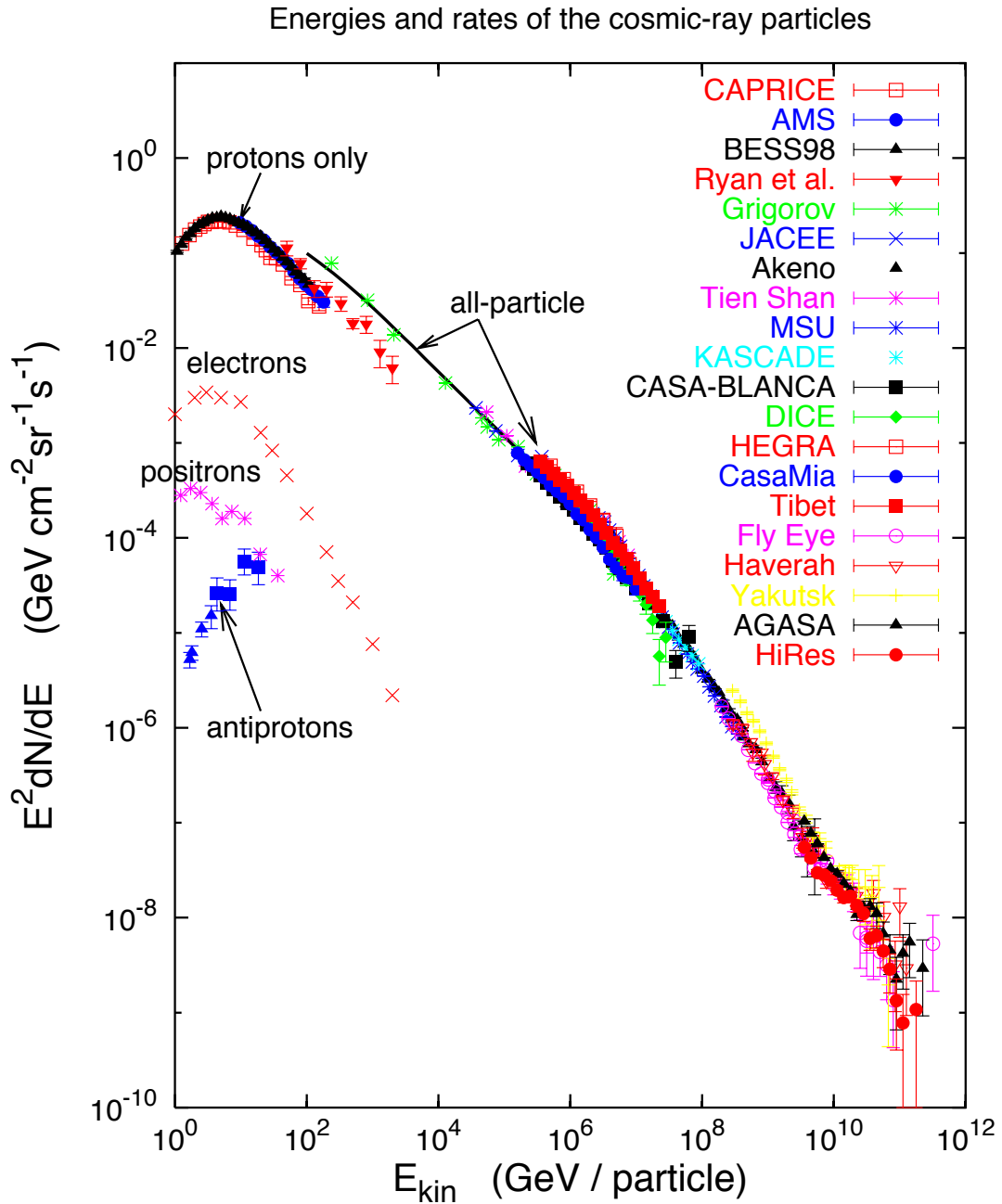


図 1.1 様々な実験で測定された高エネルギー宇宙線のスペクトル [2]。

であり、後続する衝撃波で反射された時に得るエネルギーは

$$\Delta E_2 = \frac{1}{2}(v - u_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}(2u_2v + u_2^2) \quad (1.4)$$

である。この二回の衝突によって粒子が正味で得るエネルギーは

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = \frac{1}{2}(2(u_2 - u_1) + u_1^2 + u_2^2) \quad (1.5)$$

となる。 u_1, u_2 の二次の項を無視し、 $\Delta u = u_2 - u_1$ と置くと、粒子のエネルギーの利得は

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{\Delta u}{v} \quad (1.6)$$

となる。これは u の一次式なので、一次の Fermi 加速とも呼ばれる。

上述のモデルのように、もともとエネルギー E を持っていた粒子が加速されて $\Delta E = \epsilon E$ を得るような機構を考える。粒子の初期エネルギーを E_0 とすると、一回の過程を経た後の粒子のエネルギーは

$$E_1 = E_0 + \epsilon E_0 = (1 + \epsilon)E_0 \quad (1.7)$$

となり、 n 回の過程を経た粒子のエネルギーは、

$$E_n = E_{n-1} + \epsilon E_{n-1} = (1 + \epsilon)^n E_0 \quad (1.8)$$

となる。あるエネルギー E に到達するのに繰り返さなければならない過程の回数は、

$$n = \log_{(1+\epsilon)}(E/E_0) = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (1.9)$$

である。ここで、一回の加速過程で粒子が衝撃波から逃げ出してしまふ確率を p とすると、この加速機構によって E 以上のエネルギーを得る粒子の数 $N(> E)$ は

$$\begin{aligned} N(> E) &= N_0 \sum_{m=n}^{\infty} (1-p)^m \\ &= N_0 (1-p)^n \sum_{m=n}^{\infty} (1-p)^{m-n} \\ &= N_0 (1-p)^n \sum_{m=0}^{\infty} (1-p)^m \\ &= N_0 \frac{(1-p)^n}{p} \end{aligned} \quad (1.10)$$

で与えられる。ただし、 N_0 は初期粒子数である。式 (1.9) と比較することで、

$$\frac{N(> E)}{N_0} = \frac{1}{p} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-a} \quad (1.11)$$

が得られる。ここで

$$a = \frac{\ln(1-p)}{\ln(1+\epsilon)} \quad (1.12)$$

である。式 (1.11) はこの加速機構によって得られる粒子の積分フラックスである。これを微分すれば、

$$N(E) \propto E^{-(a+1)} \quad (1.13)$$

が得られ、べき乗型の微分スペクトルが再現される。

1.3 高エネルギー粒子によるガンマ線の放射

宇宙線が発見されて100年以上が経つが、その加速源が何かという問題は未解決である。加速源の有効な候補として超新星残骸や活動銀河核が挙げられるが、決定的な証拠はなく、宇宙線の加速現場を観測することは大変重要なことである。しかし、陽子や電子などの荷電粒子は加速後、地球に到達するまでに宇宙空間の磁場によってその進行方向を曲げられししまうため、地球でこれらの粒子を観測しても加速源の位置情報を得ることは難しい。これに代わる方法として、高エネルギー粒子が放射するガンマ線を観測するという方法がある。超新星残骸などの加速源で加速された高エネルギー粒子は非熱的過程を通してガンマ線を放射する。ガンマ線は電氣的に中性であり、放射源から進路を変えることなく地球まで到達するので、ガンマ線を観測することで粒子の加速現場を調べることができる。高エネルギー粒子によるガンマ線の放射過程としては、制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、中性パイオンの崩壊などが挙げられる。以下で、これらの放射過程を詳しく見る。

1.3.1 制動放射

制動放射は荷電粒子が原子核の電場により曲げられることにより起こる放射である。後述するシンクロトロン放射と放射原理は同じであるが、シンクロトロン放射は電場ではなく磁場によって荷電粒子が加速される。

制動放射のスペクトルは次のように書ける [3]。

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 a e_0^3 c^3 m^3 v^2} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right] \quad (1.14)$$

ここで、 Z は原子核の原子番号、 m は荷電粒子の質量、 b は衝突係数である。 K_0 と K_1 はそれぞれ0次と1次の修正ベッセル関数である。第一項は荷電粒子の速度に平行な、第二項は垂直な加速度による寄与である。スペクトルが m の2乗に反比例することから、電子と比べて約2000倍重い陽子の制動放射は、電子と比べると大幅に制限されることになる。このスペクトルは周波数が大きい ($\omega b \gg \gamma v$) ところでは、

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{48\pi^4 a e_0^3 c^3 m^3 v^2} \frac{\omega}{\gamma v b} \left(\frac{1}{\gamma^2} + 1 \right) \exp \left(-\frac{2\omega b}{\gamma v} \right) \quad (1.15)$$

と近似でき、指数関数型のカットオフがあることがわかる。これは荷電粒子と原子核との衝突の時間スケールが $\tau = 2b/\gamma v$ であることを考えると理解できる。また周波数が小さい極限でのスペクトルは

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 a e_0^3 c^3 m^2 v^2 b^2} \quad (1.16)$$

となり、平坦なスペクトルとなる。

1.3.2 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を受けて、磁場にまわりつく螺旋軌道を描く。一様な磁場 \mathbf{B} の中を運動する質量 m 、電荷 ze の粒子の相対論的な運動方程式は

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = ze(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.17)$$

で与えられる。荷電粒子は \mathbf{B} の水平方向には力を受けないので等速運動する。式 (1.17) を \mathbf{B} に垂直な方向について解くと、荷電粒子は半径が

$$r = \frac{pc \sin \theta}{ze |\mathbf{B}|c} \quad (1.18)$$

で、角周波数が

$$\omega_g = \frac{ze|\mathbf{B}|}{\gamma m} \quad (1.19)$$

であるような円運動をする。ただし p は運動量 $p = \gamma m |\mathbf{v}|$ である。 θ は \mathbf{B} と \mathbf{v} のなす角であり、ピッチ角と呼ばれる。 ω_g はジャイロ周波数と呼ばれ、電子に対しては $\omega_g = 28\gamma^{-1}$ GHz/T という値をとる。

続いて、このジャイロ運動により粒子が失うエネルギーを計算する。電荷 q をもつ粒子が加速度を受けた時の放射によるエネルギー損失は一般に次式で表される。

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{rad}} = \frac{q^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 c^3} (|a_{\perp}|^2 + \gamma^2 |a_{\parallel}|^2) \quad (1.20)$$

ここで a_{\perp}, a_{\parallel} はそれぞれ粒子の速度 \mathbf{v} に垂直な加速度と平行な加速度である。上述の電子のジャイロ運動では

$$a_{\perp} = r\omega_g^2 = \frac{e|\mathbf{v}||\mathbf{B}| \sin \theta}{\gamma m_e} \quad (1.21)$$

$$a_{\parallel} = 0 \quad (1.22)$$

であるので、放射による電子のエネルギー損失は

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{rad}} &= \frac{e^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 c^3} \left(\frac{e|\mathbf{v}||\mathbf{B}| \sin \theta}{\gamma m_e}\right)^2 \\ &= \frac{e^4 |\mathbf{B}|^2}{6\pi \epsilon_0 c m_e^2} \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \\ &= 2 \left(\frac{e^4}{6\pi \epsilon_0^2 c^4 m_e^2}\right) \beta^2 c \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0} \gamma^2 \sin^2 \theta \\ &= 2\sigma_T U_{\text{mag}} \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (1.23)$$

となる。この放射はシンクロトロン放射と呼ばれる。

観測者がシンクロトロン放射を観測するときは、相対論的ビーミングとパルス間隔の短縮により、典型的な周波数として

$$\nu_c \sim \gamma^2 \nu_g \sin \theta \quad (1.24)$$

が得られる。これは臨界周波数と呼ばれる。図 1.2 に計算されるシンクロトロン放射のスペクトルを示す。

エネルギースペクトル $N(E) \propto E^{-p}$ に従う電子の集団から観測されるスペクトルを計算する。近似的に、エネルギー E をもつ電子のシンクロトロン放射が臨界周波数

$$\nu_c \sim \gamma^2 \nu_g = \left(\frac{E}{m_e c^2}\right) \nu_g \quad (1.25)$$

で行われるとする。この場合、周波数 ν での放射はエネルギー E の電子の寄与とすることができ、周波数 ν で放射されるエネルギーは、

$$J(\nu) d\nu = \left(-\frac{dE}{dt}\right) N(E) dE \quad (1.26)$$

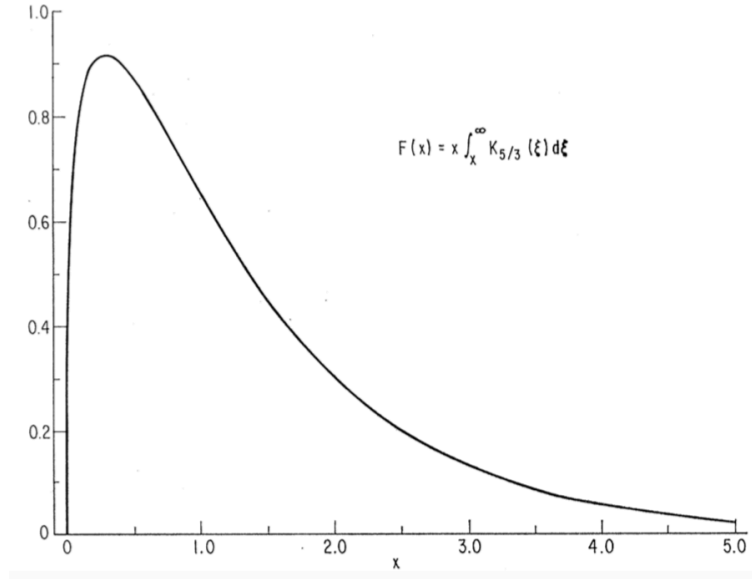


図 1.2 計算されたシンクロトロン放射のスペクトル [4]。横軸は臨界周波数で規格化した周波数 $x = \nu/\nu_c$ である。

と書くことができる。 E と ν の関係は次で与えられる。

$$E = \gamma m_e c^2 = \left(\frac{\nu}{\nu_g}\right)^{1/2} m_e c^2 \quad (1.27)$$

$$dE \propto \nu^{-1/2} d\nu \quad (1.28)$$

また式 (1.23) より、

$$E \propto \gamma^2 \propto E^2 \propto \nu \quad (1.29)$$

である。従って、式 (1.30) より

$$J(\nu) \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad (1.30)$$

となり、冪関数型のスペクトルが得られる。

1.3.3 逆コンプトン散乱

逆コンプトン散乱は高エネルギーの電子が低エネルギーの光子と相互作用し、電子のエネルギーを光子へ受け渡すことで、光子が高エネルギーへと叩き上げられる過程である。逆コンプトン散乱による電子のエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{rad}} = \frac{3}{4} \sigma_T U_{\text{rad}} \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \quad (1.31)$$

で与えられる。相互作用する前の光子の振動数を ν_0 とすると、逆コンプトン散乱後の光子の振動数は

$$\nu \sim \gamma^2 \nu_0 \quad (1.32)$$

と書くことができる。これは、実験系から高エネルギー電子の静止系に移る際に光子のエネルギーが γ 倍になり、散乱後に元の実験系に戻ることでさらに γ 倍になるからである。従って、例えば電子のローレンツ因子が $\gamma = 1000$ の場合には光子のエネルギーを 6 桁大きくでき、逆コンプトン散乱は極めて効率良く高エネルギー光子を作り出すことができる過程である。逆コンプトン散乱により得られるスペクトルを図 1.3 に示す。

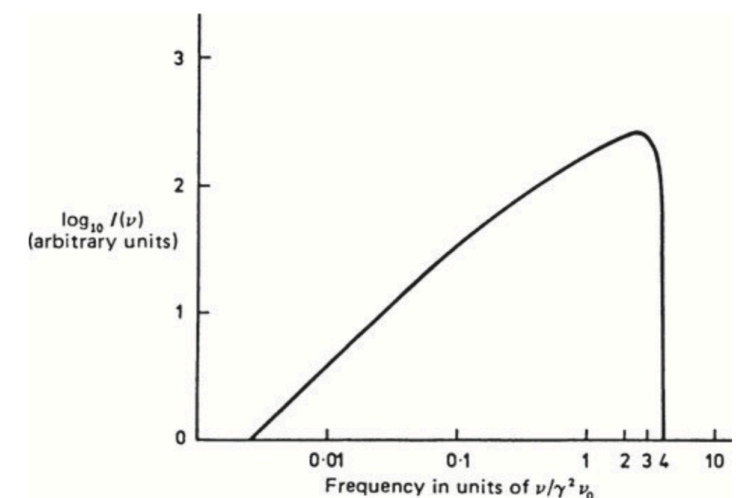


図 1.3 逆コンプトン散乱のスペクトル [3]。

1.3.4 パイ中間子崩壊

加速された高エネルギーの陽子や原子核などが周囲の星間ガス中の分子と相互作用すると、中性および荷電パイ中間子 π^0, π^\pm を生成する。このうち中性パイ中間子は $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ により崩壊して 2 本のガンマ線を放出する。従って、このようなガンマ線を観測することで、粒子加速源の周囲のガスの分布などを推定することができる。

1.4 宇宙のガンマ線源

1.4.1 超新星残骸

超新星残骸 (supernova remnant, SNR) は銀河系内の宇宙線の加速源として有力視されている天体である。多くの SNR は衝撃波による殻構造を有しており、この各部分で粒子加速が行われていると考えられている。例えば *Tycho's* SNR と呼ばれる天体では、電波と X 線の領域でシンクロトロン放射が観測されており、GeV から TeV まで加速された電子が存在することが示唆されている。この SNR では VERITAS によって TeV スケールのガンマ線も観測されており、この放射はハドロン由来のガンマ線である可能性がある [5]。図 1.4 に VERITAS によって得られた *Tycho's* SNR の TeV ガンマ線のカウンタマップを示す。また H.E.S.S. も超新星残骸 RX J0852.0-4622 の殻からの TeV ガンマ線を観測しており、この空間分布が X 線や電波のそれと一致していることがわかった [6]。図 1.5 に H.E.S.S. が得た RX J0852.0-4622 のガンマ線の空間分布を示す。コントラストで示した X 線や電波の空間分布が、ガンマ線のカウンタマップと相関していることが見て取れる。また H.E.S.S. が計算したエネルギースペクトルが 100 TeV 以上まで延びていることがわかり、これはこの超新星残骸の衝撃波部分で粒子が 100 TeV 以上まで加速されていることを示す。しかし、この超新星残骸については距離などのパラメタの不確かさが大きいので、ガンマ線の放射起源がハドロンなのか電子なのかは結論できていない。

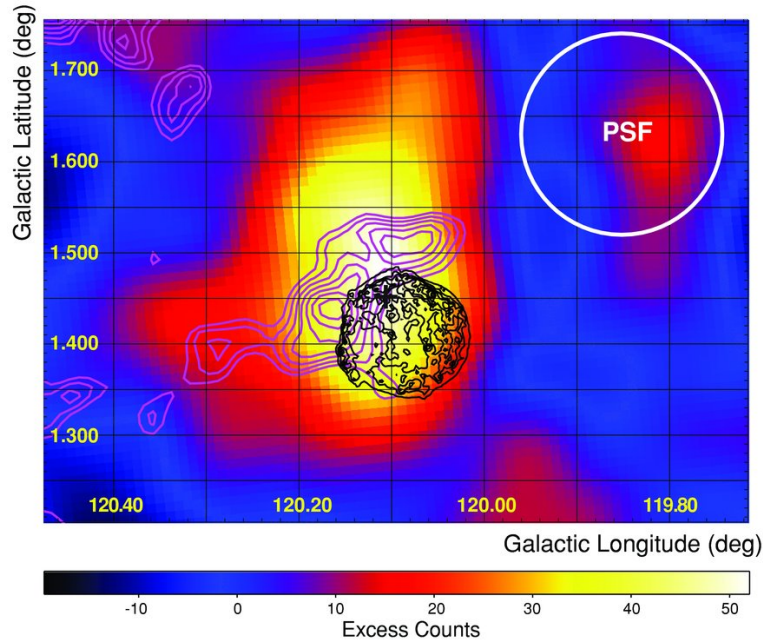


図 1.4 VERITAS で得られた SNR1572 の TeV ガンマ線のカウントマップ [5]。黒が *Chandra* による X 線のコンタア、マゼンタが高解像度 FCRAO サーベイによる ^{12}CO のコンタアである。

1.4.2 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) は銀河中心に存在する超大質量ブラックホールが、周囲から落ち込む物質の重力エネルギーを解放して輝いている天体である。中心のブラックホールの質量は $10^6 M_{\odot}$ にも及ぶ。現在理解されている AGN の模式図を図 1.6 に示す。ブラックホールの周りを降着物質が円盤状に取り囲んでおり、これに垂直な方向に相対論的なジェットが形成される。特に AGN がジェットの軸方向から観測される場合は、ブレイザーと呼ばれる。

相対論的なジェットの存在は電波での超光速運動の観測によって確かめられている。超長基線電波干渉計 (Very Long Baseline Interferometry, VLBI) で観測された超光速運動を図 1.7 に示す。超光速運動とは AGN から生成した放射領域が、一見すると光速を超えて移動しているように見える現象である。これは放射領域が観測者の視線方向に向かって、光速に近い速さで運動しているとして説明することができる。電波とガンマ線の放射は強く相関しており、同じジェットからの放射がビーミングで絞られていると考えられる。

AGN からの放射についてはシンクロトロン自己コンプトンのモデルを用いることで、可視光、X 線とガンマ線のスペクトルを説明することができる。この説明のためにはジェットにおける相対論的ビーミングが必要となる。

また AGN から放射されるガンマ線は極めて早い変動を示す。H.E.S.S. は PKS 2155-304 で 200 秒程度の時間スケールでの変動を観測した [7]。これより放射領域の大きさやドップラー効果の大きさを議論することができる。

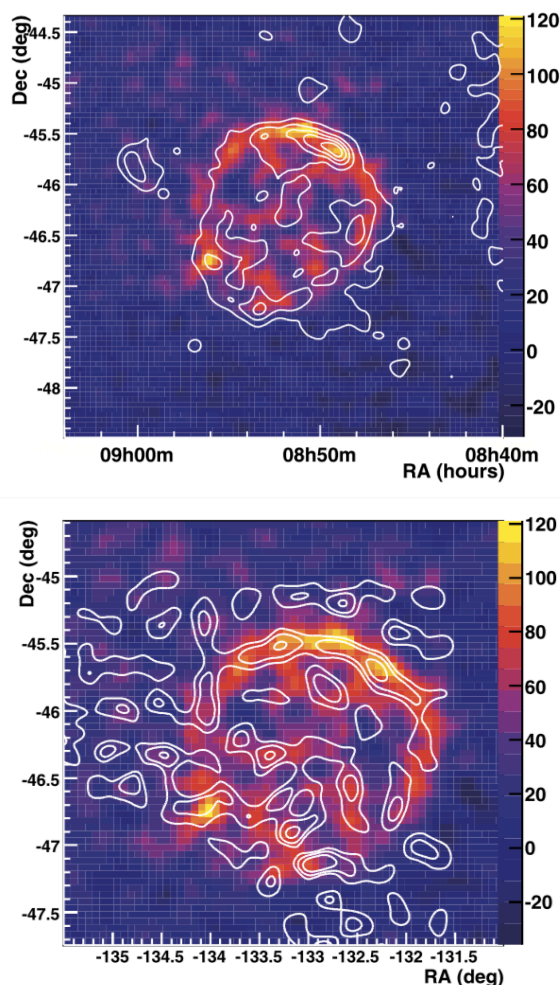


図 1.5 H.E.S.S. が示した RX J0852.0-4622 のガンマ線のカウントマップ [6]。左図のコントアが *ROSAT* で得られた X 線のもの、右図のコントアが Australian Telescope Compact Array で得られた 2496 MHz の電波のものである。

1.4.3 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) はわずか数秒から数分の時間スケールで 10^{53} erg にも及ぶ莫大なエネルギーを解放する突発天体である。バーストによるガンマ線フラックスの立ち上がりの時間スケールは、short GRB で約 10 ms、long GRB で約 100 ms である。因果律によって、ミリ秒の時間スケールでの変動は、放射領域の空間スケールが 10^6 m 程度であることを意味する。このようなエネルギーと時間のスケールから、GRB はジェットを伴っており、放射領域が相対論的な速さで運動していると考えられる。図 1.8 に GRB の想像図を示す。

Swift 衛星や *Fermi* 衛星により毎年 100 個程度の GRB が検出されている。これらの GRB は全天に様に分布しており、その起源が宇宙論と結びついていることを示唆している。図 1.9 に *Swift* Burst Alert Telescope (BAT) によって検出された GRB の天球上での分布を示す。

GRB には持続時間の異なる二つの種類があることがわかっており、放射時間が 2 秒より短いものは short GRB、それより長いものは long GRB と呼ばれる。short GRB と long GRB はガンマ線の明るさ

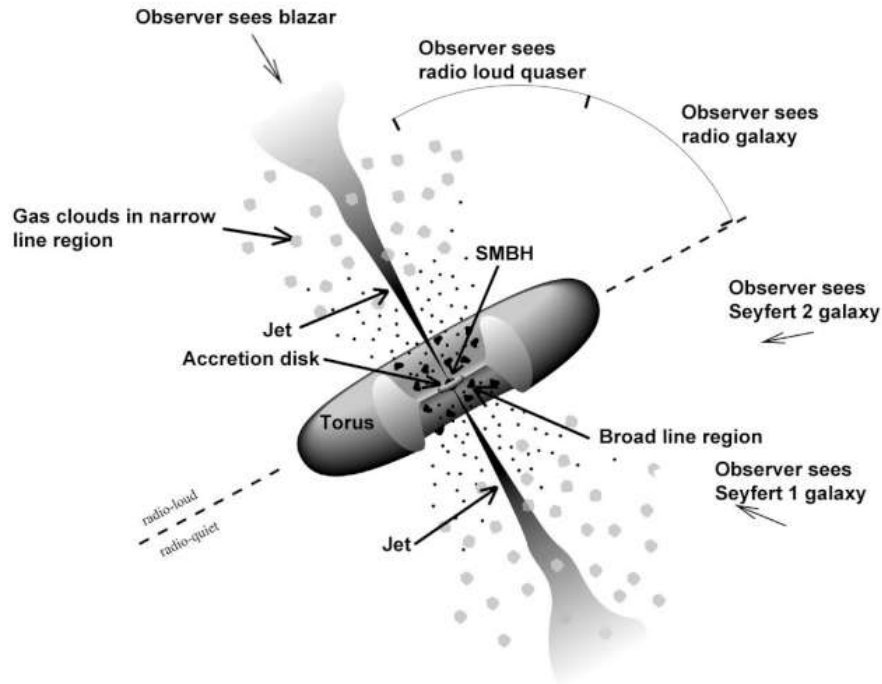


図 1.6 AGN の模式図 [8]。

も異なっているため、駆動天体も異なると考えられている。short GRB は中性子星やブラックホールの合体、long GRB は大質量星の崩壊によって発生するとするのが有力な説である。

GRB では MeV ガンマ線での即時放射と電波から GeV ガンマ線に至るまでの残光放射 (afterglow) が観測されており、残光放射はジェット中の衝撃波で加速された電子によるシンクロトロン放射であると考えられている。2019 年に MAGIC 望遠鏡が GRB190114 において 100 GeV から 1 TeV のガンマ線を検出し、シンクロトロン放射のみでなく、逆コンプトン散乱によるガンマ線の放射の可能性も示唆されている [12]。

1.4.4 暗黒物質

Planck 衛星などによる宇宙背景放射の観測から、宇宙のエネルギー密度の 27% は暗黒物質と呼ばれる未知の物質で占められていることがわかっている。この有力候補と考えられているのが Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) と呼ばれる種類の素粒子である。特に暗黒物質として存在する WIMP の有力候補としては、超対称性理論により存在が予言されているニュートラリーノが挙げられる。

WIMP は対消滅により、標準模型の粒子を生成すると考えられる。従って、WIMP が対消滅によって放出される光子を検出することで、間接的に WIMP を観測することができる。初期宇宙の熱的残存仮説に基づくと、現在の宇宙の暗黒物質の密度を再現するには、WIMP の質量は TeV スケールである必要があり、放出される光子は高エネルギーガンマ線の領域にあると期待される。従って、銀河系中心や矮小楕円体銀河など、暗黒物質の密度が高い領域からのガンマ線を観測することで、間接的な WIMP の探索ができる。

図 1.10 にいくつかの実験で得られた暗黒物質のモデルに対する制限を示した。Fermi 衛星や H.E.S.S. のガンマ線観測によって制限が得られているが、WIMP の発見には至っていない。しかし、現在建設中の Cherenkov Telescope Array (CTA) は、現行の望遠鏡よりも一桁高い感度により、さらに厳

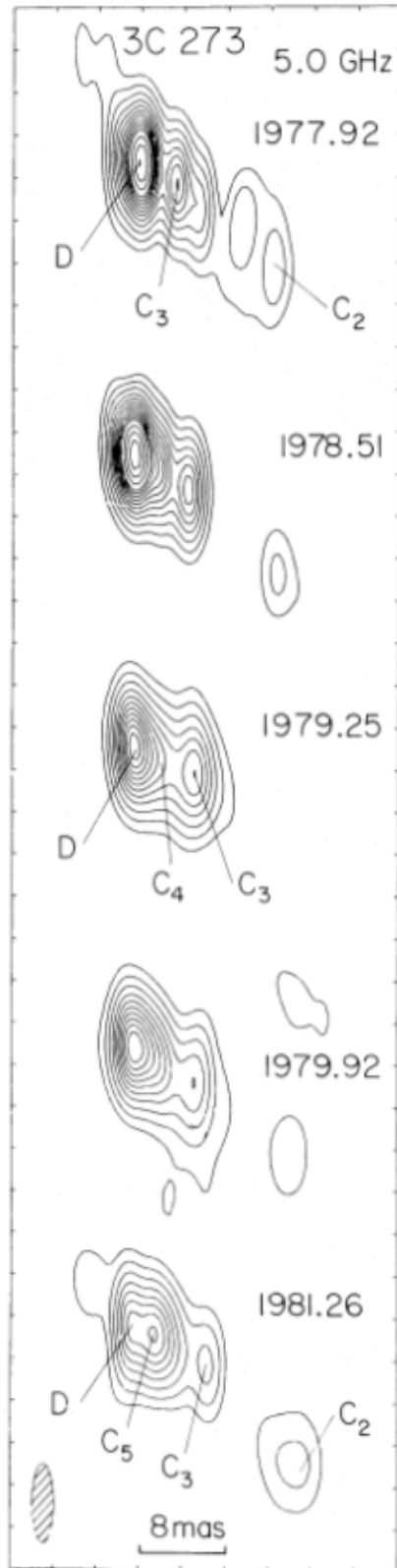


図 1.7 VLBI によって 3C 273 で観測された超光速運動 [9]。

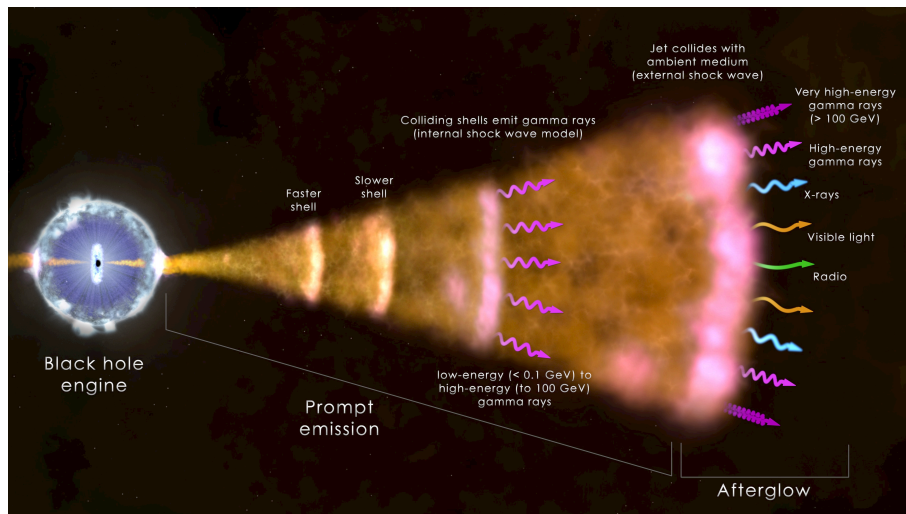


図 1.8 GRB の想像図 [10]。

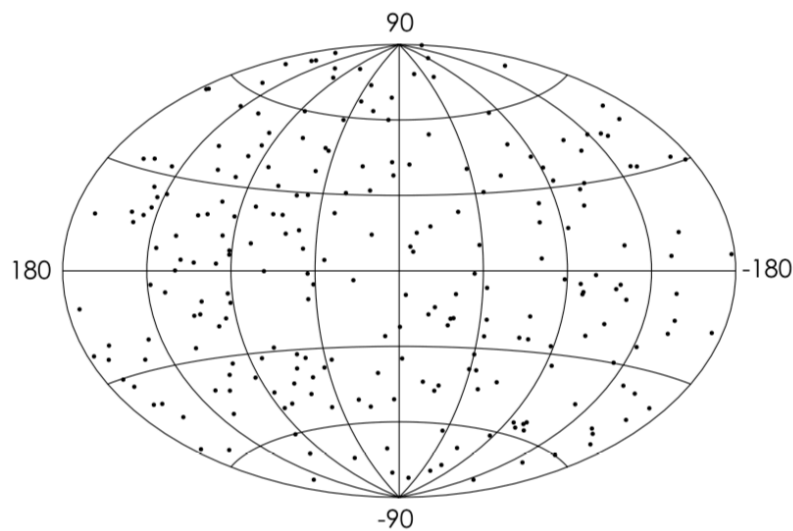


図 1.9 *Swift* BAT が 2004 年 12 月から 2007 年 6 月に検出した 237 個の GRB の天球上での分布 [11]。

しい制限をつけることができる。図 1.11 は CTA で得られると期待される制限曲線である。WIMP の存在が期待される TeV スケールにおいて、熱的残存仮説から予言される暗黒物質の対消滅断面積 $\langle \sigma v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ に到達できると期待される。

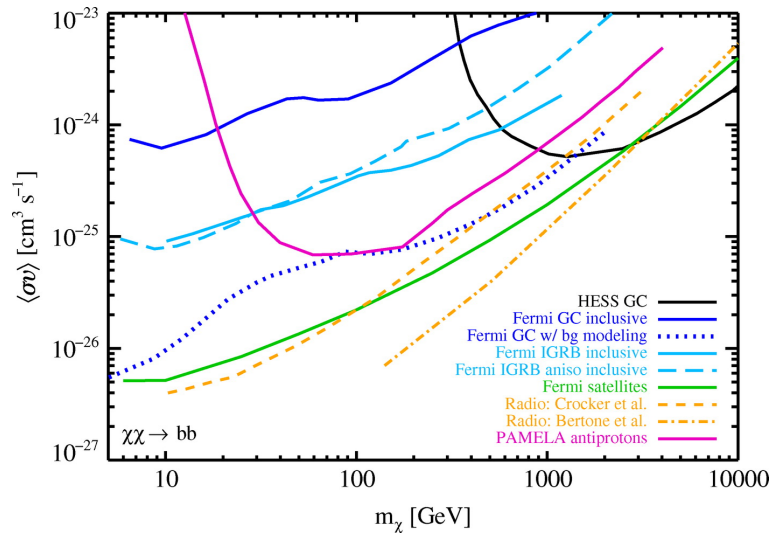


図 1.10 各実験によって制限された暗黒物質の対消滅断面積 [13]。制限曲線は WIMP の対消滅によりボトムクォーク対が生成するチャンネルに対して描かれたもの。

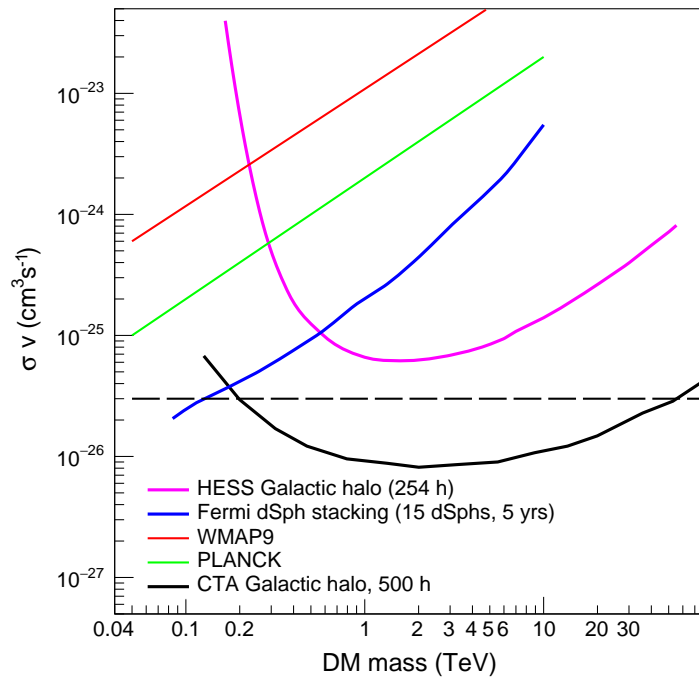


図 1.11 CTA によって得られると期待される暗黒物質モデルに対する制限曲線を他の実験の結果と比較したもの [14]。CTA と H.E.S.S. は W^+W^- への、他は $b\bar{b}$ への対消滅を仮定した結果。

第 2 章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡

2.1 空気シャワー

ガンマ線あるいは宇宙線が地球に到来すると、大気中の空気分子の原子核と相互作用することで 2 次粒子が放出される。

高エネルギーガンマ線が原子核と相互作用する場合には、電子対生成により電子と陽電子を生成する。

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.1)$$

生じた電子陽電子は空気中の原子核の電場によって進行方向を曲げられ、制動放射によって再びガンマ線を放出する。このガンマ線はさらに空気中で電子対生成を行う。このような過程を繰り返すことで、図 2.1 の左に示すように、入射した高エネルギーガンマ線から電子陽電子のカスケードが生じる。これは電磁シャワーあるいは電磁カスケードと呼ばれる。

陽子などのハドロンが空気中の原子核と衝突する場合は主に荷電および中性 π 中間子が生成される。荷電 π 中間子は寿命 26 ns でさらに崩壊してミューオンとニュートリノを生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

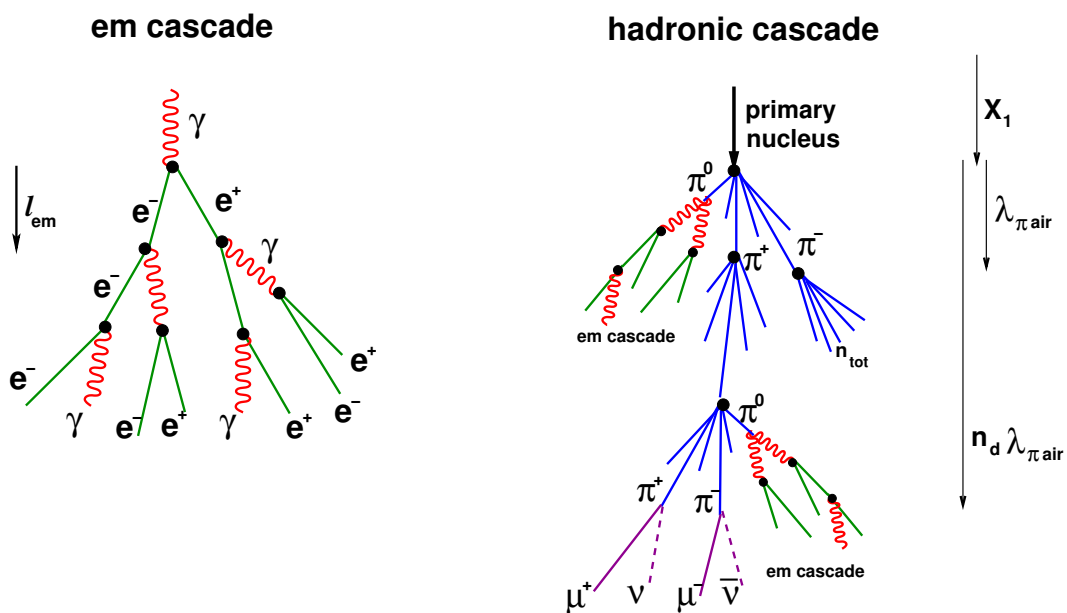


図 2.1 左が電磁シャワー、右がハドロニックシャワーの模式図である [15]。

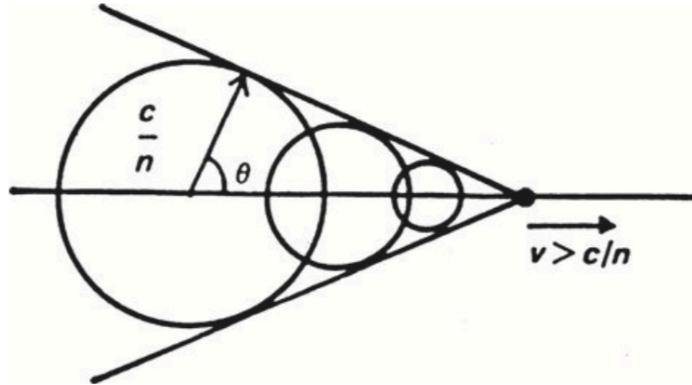


図 2.2 チェレンコフ放射の模式図 [3]。



ミューオンの一部は寿命 $2.2 \mu\text{s}$ でさらに崩壊し、電子とニュートリノになる [16]。



一方、中性 π 中間子は寿命 8×10^{-17} 秒で2つの光子に崩壊する。



この光子はさらに電磁カスケードを引き起こし、シャワー中に電子陽電子の成分が生じる。以上のような過程で宇宙線ハドロンから二次粒子のカスケードが生じる。これをハドロニックシャワーと呼ぶ。図 2.1 の右側にハドロニックシャワーの模式図を示す。

これらのシャワーは空気シャワーと総称される。空気シャワーは高度 10 km 程度で最大発達を迎える。

2.2 チェレンコフ放射

大気の屈折率を n とした時、シャワー中の荷電粒子の速さが空気中の光速 c/n を超えると、荷電粒子はチェレンコフ光と呼ばれる可視から紫外領域の光を放射する。チェレンコフ放射は音波の衝撃波に類似しており、チェレンコフ光は粒子の速度と一定の角をなす向きに放射される。この放射の様子を図 2.2 に示した。

粒子の運動量とチェレンコフ光の運動量の間角度はチェレンコフ角と呼ばれ、粒子の速さを v として

$$\cos \theta = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.7)$$

で表すことができる。地球大気の屈折率はおおよそ $n = 1.0003$ であるから、空気シャワー中の荷電粒子が放出するチェレンコフ光は荷電粒子の速度と

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \sim \arccos\left(\frac{1}{n}\right) = 1.4^\circ \quad (2.8)$$

の角度をなす。ただしここで荷電粒子は十分高エネルギーであるとし、 $\beta = 1$ とした。前節で導入した空気シャワーは高度約 10 km で発展するので、このシャワー中の粒子がチェレンコフ光を発せば、それは地表で半径おおよそ $10 \text{ km} \times \tan 1.4^\circ = 200 \text{ m}$ の領域に降り注ぐことが期待される。

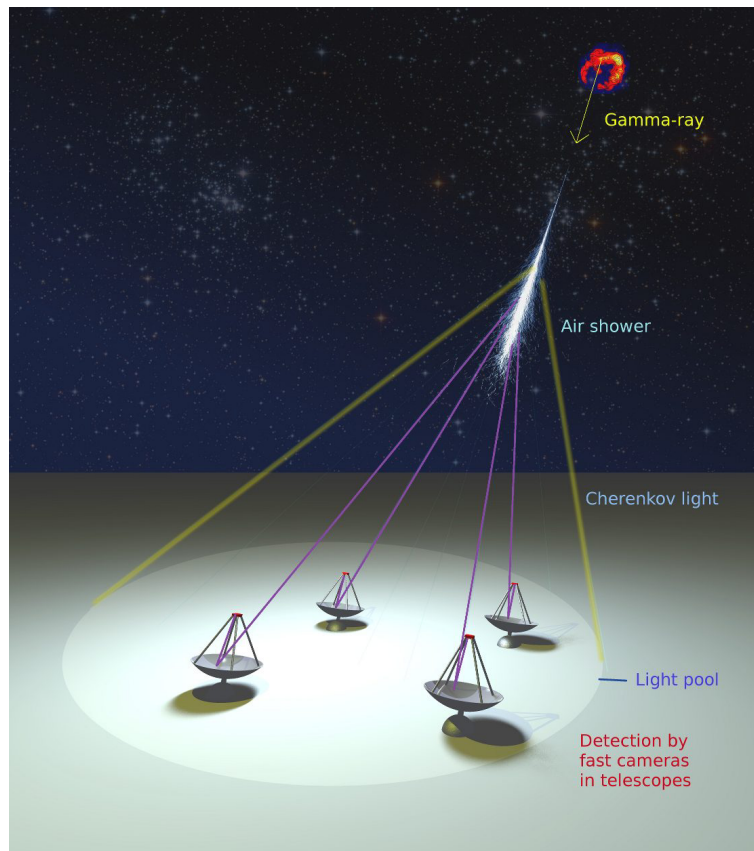


図 2.3 IACT による高エネルギーガンマ線の観測原理 [17]。

荷電粒子が空気中でチェレンコフ光を放射するには $n\beta > 1$ が必要であり、

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2} > \frac{n^2}{n^2 - 1} \quad (2.9)$$

$$\gamma > \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} = 40.8 \quad (2.10)$$

である。したがって、例えば電子がチェレンコフ光を放射するためのエネルギー閾値は $\gamma m_e c^2 = 20.8 \text{ MeV}$ となる。これより、TeV スケールの超高エネルギーガンマ線で生じる電磁シャワー中の電子陽電子は十分にチェレンコフ光を放射できると言える。

2.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

地球に到来した超高エネルギーガンマ線は、それが作る電磁シャワーからのチェレンコフ光を検出することで間接的に観測することができる。このようなガンマ線観測を実現する装置が解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。

2.3.1 IACT の観測原理

図 2.3 にチェレンコフ望遠鏡によるガンマ線検出の概念図を示す。IACT は反射鏡と焦点面検出器から成り、地上に降り注ぐチェレンコフ光を反射鏡で集光し、これを焦点面で検出することでシャワーの像を記録する。複数台の望遠鏡で同じ空気シャワーをステレオ観測することでシャワーを立体視することがで

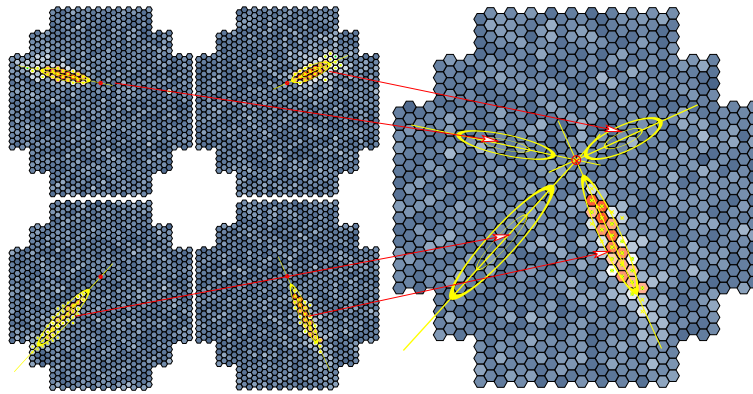


図 2.4 空気シャワーのステレオ観測によるガンマ線到来方向の推定 [17]。

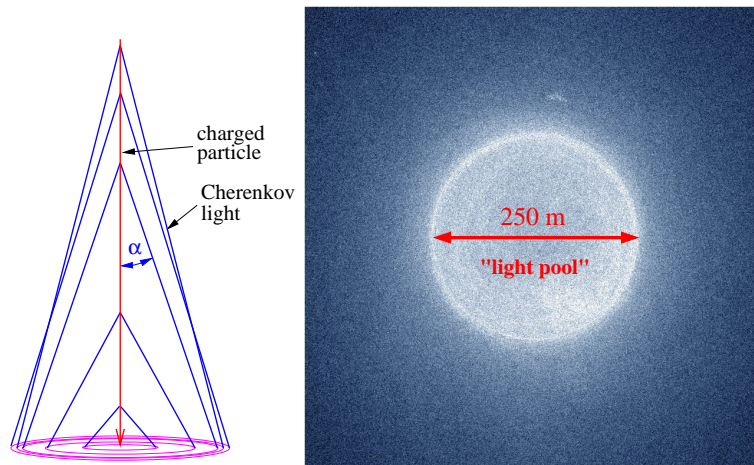


図 2.5 チェレンコフ放射が地上に届く様子 [17]。チェレンコフ光が降り注ぐ領域は light pool と呼ばれる。

き、図 2.4 に示すように各望遠鏡で観測されるシャワー軸の交点として、入射ガンマ線の到来方向を決定することができる。

空気シャワーからのチェレンコフ光は地上で半径 100m 程度の領域にほぼ一様に降り注ぎ、この領域はライトプールと呼ばれる。地上でのチェレンコフ光の広がりを図 2.5 および図 2.6 に示す。

IACT が空気シャワーからのチェレンコフ光を検出するにはこのライトプールの中に望遠鏡があれば良いので、IACT は 100 m 以上先に落ちたシャワーも検出することができる。すなわち IACT は $100 \text{ m} \times 100 \text{ m} = 10^4 \text{ m}^2$ 以上の広い検出面積を有する。これは有効面積 $\sim 1 \text{ m}^2$ 程度の *Fermi* LAT のような衛星に搭載された検出器と比べて、IACT が 4 桁以上高い光子統計を稼ぐことができることを意味する。この有効面積の広さによる光子統計の良さが IACT の強みである。

地上に到達するチェレンコフ光の光子数は入射ガンマ線のエネルギーに比例するため、検出したシャワーの明るさから入射ガンマ線のエネルギーを推定することができる。

2.3.2 Hillas パラメタ

IACT で得られる空気シャワーの像は Hillas パラメタと呼ばれる一連の量で特徴付けることができる。この Hillas パラメタを用いて空気シャワーの再構成を行う。Hillas パラメタの名は最初に IACT を用いてガンマ線を観測した A. M. Hillas に由来する [19]。以下に基本的な Hillas パラメタを列挙する。

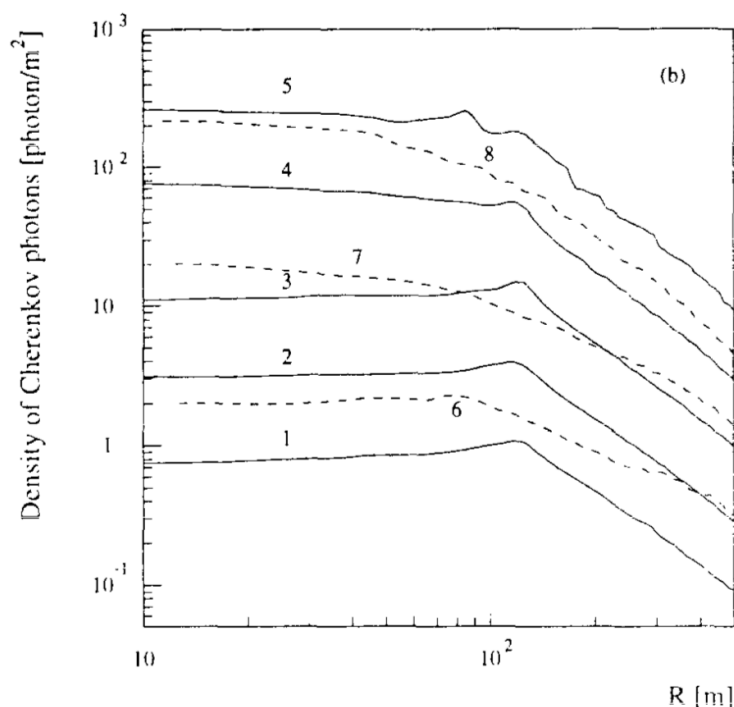


図 2.6 地上でのチェレンコフ光子の密度 [18]。シャワー軸から半径 100 m 以上に渡って一様にチェレンコフ光が降り注ぐことがわかる。実線はガンマ線、破線は陽子由来のシャワーからのチェレンコフ光を示す。グラフの側の数字の違いは入射粒子のエネルギーの違いを示しており、数字が大きほどエネルギーが高い。エネルギーが高いほどチェレンコフ光の密度も高いことがわかる。これは IACT によるガンマ線のエネルギー推定に重要な特徴である。

- **size** : あるシャワーで検出される電荷の総量を光電子数単位で表したものの。シャワーから検出されるチェレンコフ光の明るさは入射粒子のエネルギーに比例するため、シャワーの再構成、特にエネルギーの推定に極めて重要なパラメタとなる。
- **length** : シャワー像を楕円で近似した時の長軸。シャワーの垂直方向の発展を表す。
- **width** : シャワー像を楕円で近似した時の短軸。シャワーの水平方向の発展を表す。length と合わせてシャワーの形状を記述する量であり、後述するようにガンマ線とハドロンの区別に特に重要となる。

図 2.7 に、シャワー像からの Hillas パラメタの求め方を示す。

近年は Random Forest 法などの機械学習を用いて、これらの Hillas パラメタなどの特徴量からシャワーの再構成を行い、ガンマ線の到来方向およびエネルギーを推定している [21]。

2.3.3 ガンマ線とハドロンの弁別

IACT が検出する空気シャワーのほとんどは陽子などのハドロン由来のものであり、ガンマ線由来のシャワーは検出されるシャワー全体の 1% 以下である [22]。したがって IACT が高い感度でガンマ線を観測するためには、ハドロン由来のバックグラウンドを除去することが重要になる。IACT はチェレンコフ光で得られるシャワー像の違いを用いて、ガンマ線とハドロンを弁別することができる。

ガンマ線由来の電磁シャワーは細く真っ直ぐに発展するため、細長いシャワー像が得られる。一方でハドロン由来のシャワーでは、生成される π 中間子が大きな横方向の運動量を持つため、シャワーが水平方

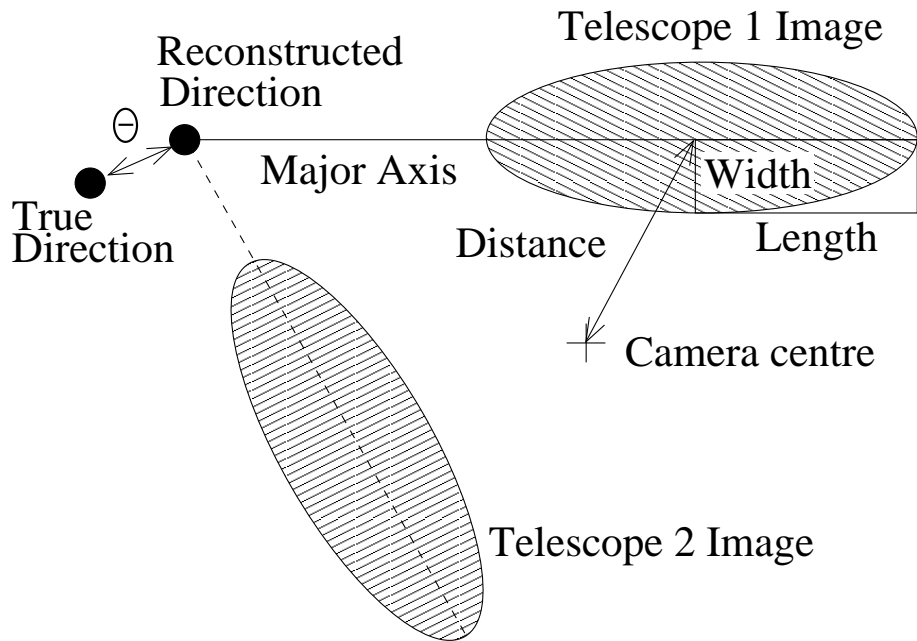


図 2.7 IACT で得られるシャワー像から抽出するパラメタ [20]。

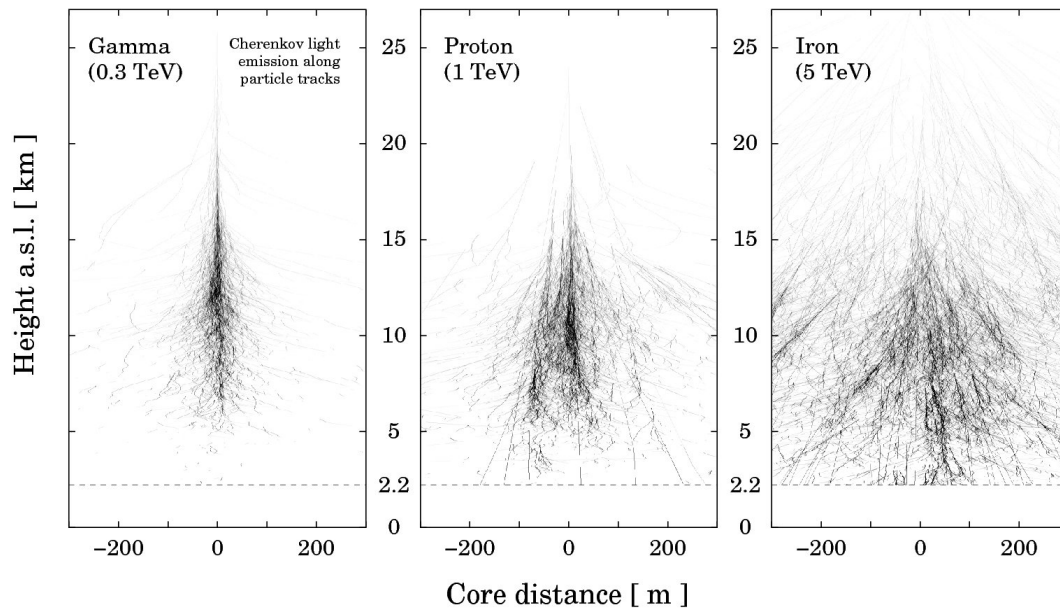


図 2.8 シミュレーションで得られたシャワーの発展の様子 [23]。左からガンマ線、陽子、鉄の原子核によるシャワー。ガンマ線に比べてハドロン由来のシャワーの方が水平方向にも大きく発展していることがわかる。

向に広がって発展する。また π^0 から生成するガンマ線由来のサブシャワーもできる。したがってハドロン由来のシャワーは乱雑に広がった像として検出される。このシャワー像の違いによってハドロンイベントを除去する。ガンマ線由来とハドロン由来のシャワーの発展の違いを図 2.8 に、IACT で得られる像の違いを図 2.9 に示す。

このシャワー像の違いを利用したガンマ線とハドロンの弁別にも Random Forest 法が用いられている [22]。ガンマ線とハドロンのデータを用いて学習することで、ガンマ由来かハドロン由来かが未知のシャ

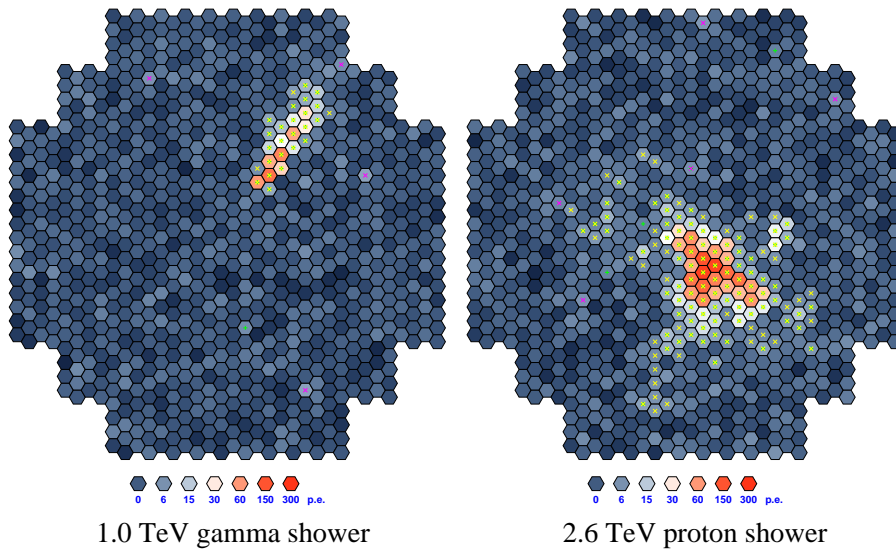


図 2.9 シミュレーションで得られた電磁シャワーとハドロニックシャワーの像の違い [17]。

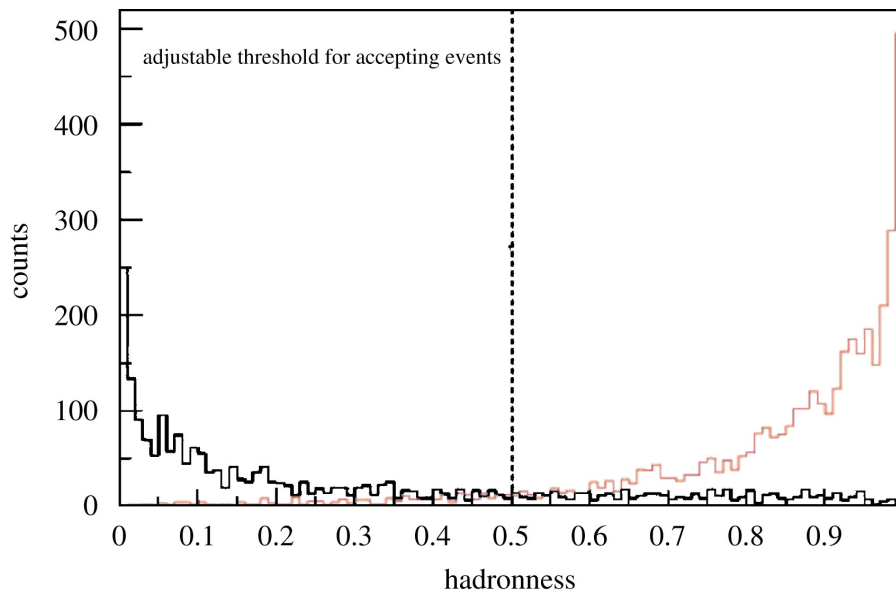


図 2.10 ガンマ線イベント (黒) とハドロンイベント (赤) の hadronness の分布 [22]。ガンマ線イベントは hadronness が小さくハドロンイベントは hadronness が大きく見積もられていることがわかる。この分布に対して hadronness のカットを適用し、ガンマ線イベントを残しつつハドロンイベントを除去する。

ワーに対して、hadronness と呼ばれるハドロンらしさを表す量を与えることができる。この hadronness によってイベントにカットをかけることで、ハドロン由来のイベントを除去する。図 2.10 に、ガンマ線およびハドロン由来のシャワーイベントの hadronness の分布を示す。

2.3.4 エネルギー推定

入射ガンマ線のエネルギーが高ければ、それに比例して生成される電子陽電子の数も増え、従って地上に降り注ぐチェレンコフ光子も増加する。従って、IACT はシャワー由来のチェレンコフ光から検出する

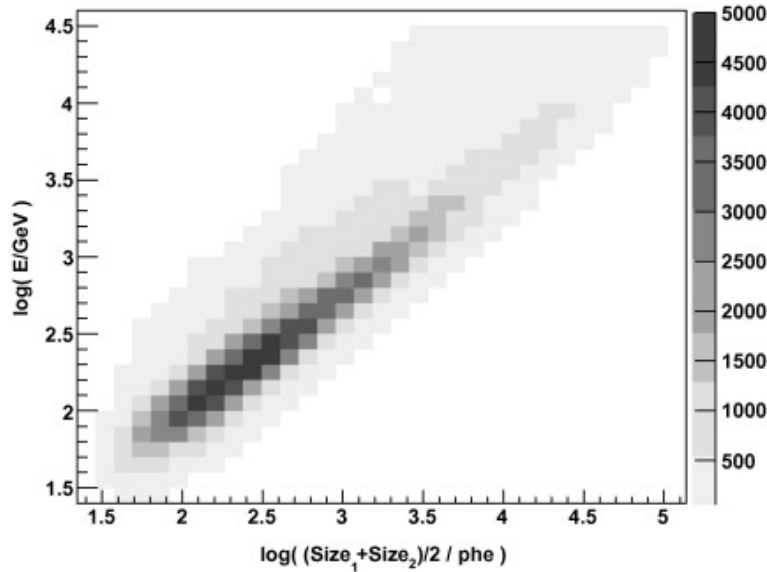


図 2.11 MC シミュレーションで得られた *size* パラメタと入射ガンマ線エネルギーの相関 [24]。

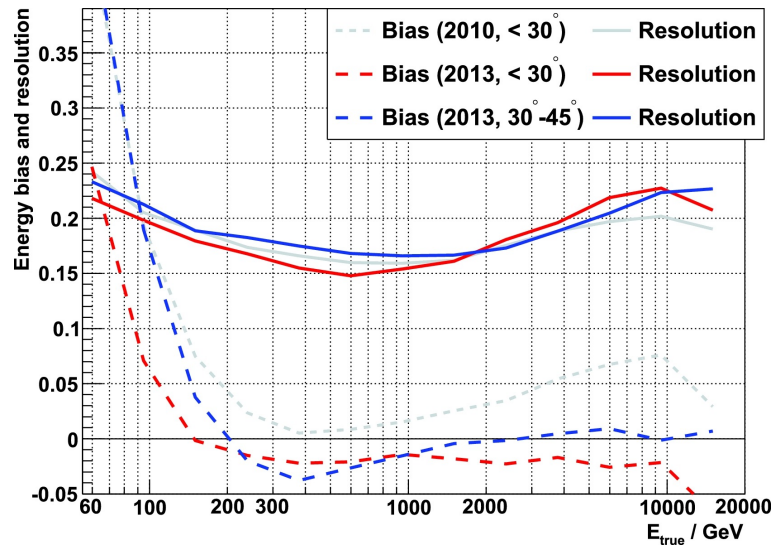


図 2.12 MC シミュレーションから評価された MAGIC のエネルギー分解能とバイアス [21]。

光電子数の総数、すなわち *size* パラメタを用いてガンマ線のエネルギーを推定することができる。*size* パラメタと入射ガンマ線とのエネルギーの関係を図 2.11 に示す。*size* パラメタと入射ガンマ線とのエネルギーの間に強い相関があることがわかる。

ただし、IACT が検出するチェレンコフ光密度は入射ガンマ線のエネルギーのみで決まる訳ではなく、望遠鏡とシャワー軸の距離、空気シャワーの最大発達高度などにも依存する。望遠鏡からシャワー軸までの距離は *impact*、空気シャワーの最大発達高度は *MaxHeight* と呼ばれる。現行の IACT の一つである MAGIC では、これらのパラメタも考慮した、Look-Up Table (LUT) を用いたエネルギー推定を標準としている。すなわち、観測時の天頂角、*MaxHeight*、*size*、*impact* から推定されるエネルギーの LUP をモンテカルロ (Monte Carlo, MC) シミュレーションを用いて作り、これを実データに適用する。

図 2.12 に MC シミュレーションで評価された MAGIC のエネルギー分解能を示した。500 GeV から 1 TeV の領域でおよそ 15% のエネルギー分解能に達している。

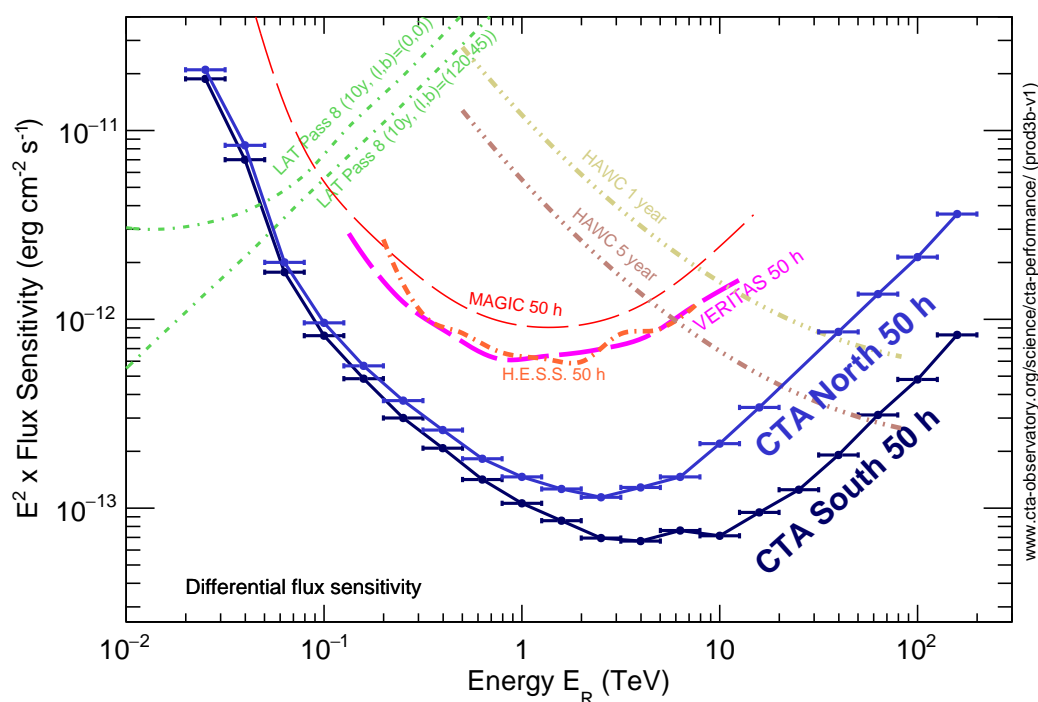


図 2.13 期待される CTA の微分感度曲線 [14]。比較のために *Fermi* LAT, MAGIC, H.E.S.S., HAWC の感度を示した。現行の IACT の 10 倍の感度が見込まれる。

近年は Random Forest を用いたエネルギー推定も開発されている [22]。

2.4 CTA 計画

Cherenkov Telescope Array (CTA) は現在建設が進められているガンマ線天文台である [25]。北半球のスペイン領カナリア諸島ラパルマおよび南半球のチリのパラナルに建設することで、全天の超高エネルギーガンマ線を観測する。CTA は大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST)、中口径望遠鏡 (Medium-Sized Telescope, MST)、小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope, SST) の 3 種の望遠鏡をアレイ状に配置する。これにより 20 GeV から 300 TeV という広いエネルギー帯域を、既存の望遠鏡の 10 倍という高感度で観測することができる。図 2.13 に期待される CTA の感度を示す。図 2.14 は CTA の完成予想図である。また図 2.15 に CTA のアレイ形状を示す。

2.4.1 LST

LST は CTA の中で最大の望遠鏡であり、反射鏡の直径は 23 m、焦点距離は 28 m に達する。LST は比較的低エネルギーガンマ線由来の微かなチェレンコフ光も観測できるように広い面積の反射鏡と高感度の焦点面検出器を有している。LST はこれによって 20 GeV という低エネルギー閾値の実現を目指す。

図 2.16 は 2018 年 10 月に完成した LST 初号機の写真である。焦点面には 1855 本の光電子増倍管 (photomultiplier tube, PMT) から成るカメラが取り付けられおり、このカメラで空気シャワーからのチェレンコフ光を捉える。

反射鏡は 198 枚の分割鏡で構成されており、放物面を成すように設計されている。放物面であることによりカメラで検出される光子の同時性を保つことができ、チェレンコフ光の到来するタイミング情



図 2.14 CTA の完成予想図 [26]。上がラパルマの北サイトで、下がチリ、パラナルの南サイト。

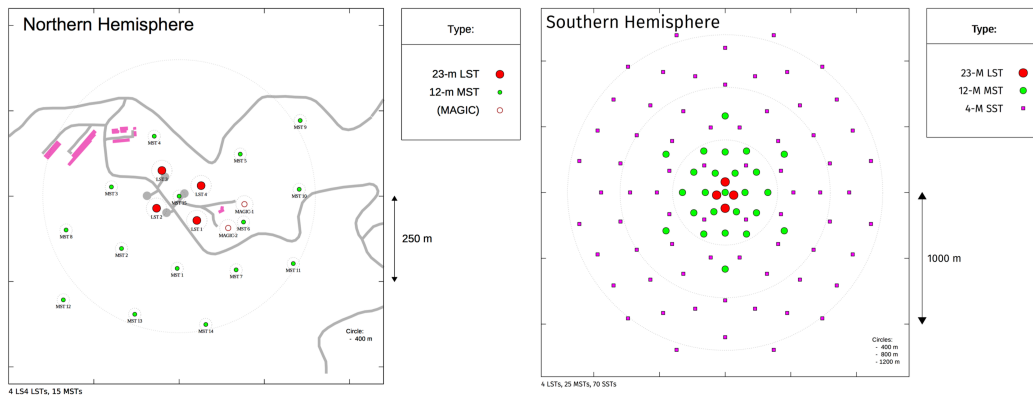


図 2.15 CTA のアレイ配置 [26]。左がラパルマの北サイトで、4 台の LST と 15 台の MST からなる。右はチリの南サイトで、4 台の LST、25 台の MST、70 台の SST で構成される。

報をシャワー再構成に用いるという新しい手法を用いることができるからである。各反射鏡の下部には CMOS カメラが取り付けられており、カメラ付近に照射するレーザーのスポットの位置を検出することで、放物面からのずれを抑えるように各鏡の向きを調整することができる Active Mirror Control システムが搭載されている。

LST の構造体はカーボンファイバーを使用することで軽量化されており、望遠鏡の高速回転が可能となっている。任意の方向に 20 秒以内で望遠鏡を向けることができ、GRB などの突発天体も迅速に観測できる。



図 2.16 2019 年 11 月現在北サイトラパルマで試験運転を行っている LST 初号機。2018 年 10 月 10 日に建設が完了した。

第3章

LST 初号機カメラ

本章では LST 初号機カメラの設計、およびデータ取得の仕組みをまとめる。

LST 初号機のカメらは 1855 本の PMT からなり、反射鏡で集光したチェレンコフ光をこれらの PMT で検出する。図 3.1 に LST カメラのピクセル配置を示す。

チェレンコフ望遠鏡はおよそ 300 MHz の夜光ノイズ (Nightsky Background, NSB) にさらされており、エネルギー閾値を下げるにはこの夜光を可能な限り取り除くことが重要となる。図 3.2 に、MAGIC で得られる NSB や宇宙線シャワーを含むイベントレートを示した [27]。トリガー閾値を下げると、空気シャワーによるトリガーよりもはるかに高いレートで NSB によるイベントがトリガーを生成することがわかる。この NSB を除去するために LST の読み出し回路では GHz で波形のサンプリングを行い、取得される波形のうちチェレンコフ光の信号が記録されている時間のみを積分して出力電荷を求める。これは LST が目標とする 20 GeV という低エネルギー閾値を実現するために重要な技術である。

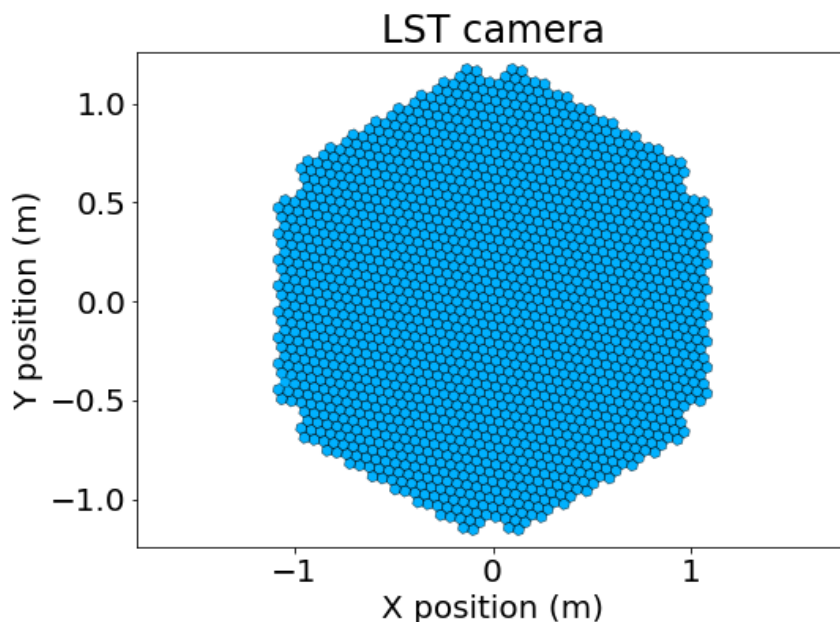


図 3.1 LST カメラのピクセル配置。1855 本の PMT で六角形のカメらを構成している。対辺の距離は 2 m 程度で、視野は 4.5 度である。1 ピクセルは視野の 0.1 度に相当する。

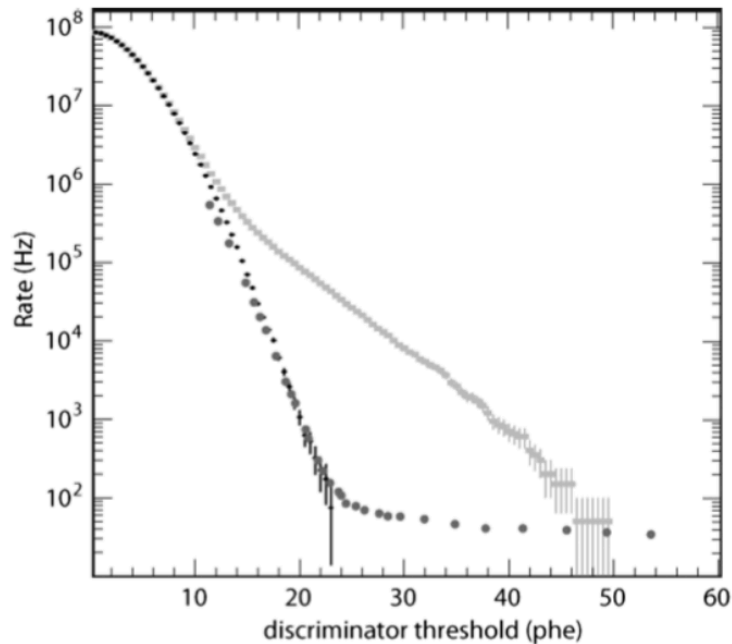


図 3.2 MAGIC の PMT18 本からなるパッチで、各トリガー閾値に対して得られるイベントレート [27]。グレーの丸い点が測定、黒の点が NSB とアフターパルスからのみのシミュレーションで得られるレートである。グレーの四角はクリッピングを施さない場合である。低閾値での傾きが急な成分が NSB によるもので、高閾値での比較的平坦な成分は宇宙線の成分である。

3.1 検出器モジュール

7 本の PMT が 1 枚の読み出し回路基板と接続されており、後述する Slow Control Board (SCB) や Back Plane (BP) と共に一つのモジュールとして機能する。このモジュールの写真を図 3.3 に示す。LST カメラは $1855/7 = 265$ のモジュールから成る。

3.1.1 PMT

図 3.4 に PMT の基本構造を示す。光子が光電面に入射すると、光電効果によって PMT の真空管内に光電子を叩き出す。この光電子は集束電極によって加速され、第一ダイノードに衝突する。この衝突によってダイノードから複数の電子が飛び出すことで電子数が増幅される。これらの電子がさらに後段のダイノードで増幅を繰り返すことで電子数が指数的に増加する。このようにして増幅された電子を陽極から読み出すことで、入射光を検出することができる。LST 初号機のカメラに用いられる PMT、R11920-100-20 は浜松ホトニクスと共同開発された。

量子効率

光電面は半導体の一種であり、入射光子が価電子帯の電子にエネルギーを与えることで電子を真空帯に叩き上げる。これは確率過程であり、光電面での光子から電子への変換効率を量子効率 (quantum efficiency, QE) と呼ぶ。QE は光電面の材質や形状に依存する。LST カメラの PMT の光電面は波長 300 nm から 550 nm で発せられるチェレンコフ光に高い感度を持つように設計されている。また光電面を球面状にし、さらに表面を粗くすることで、光子が光電面内を走る距離を長くし、量子効率が上がるよ

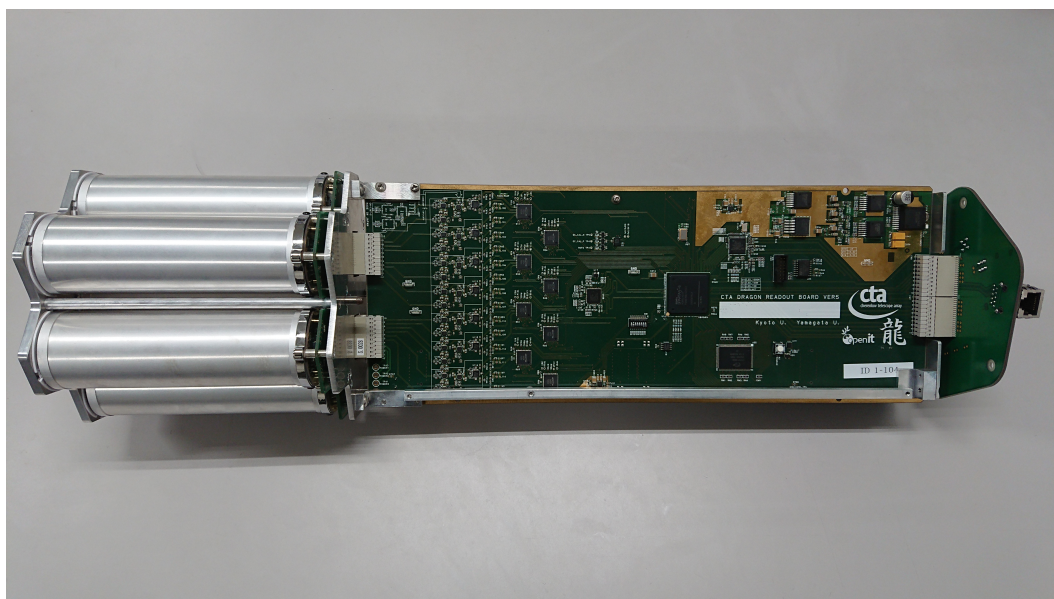
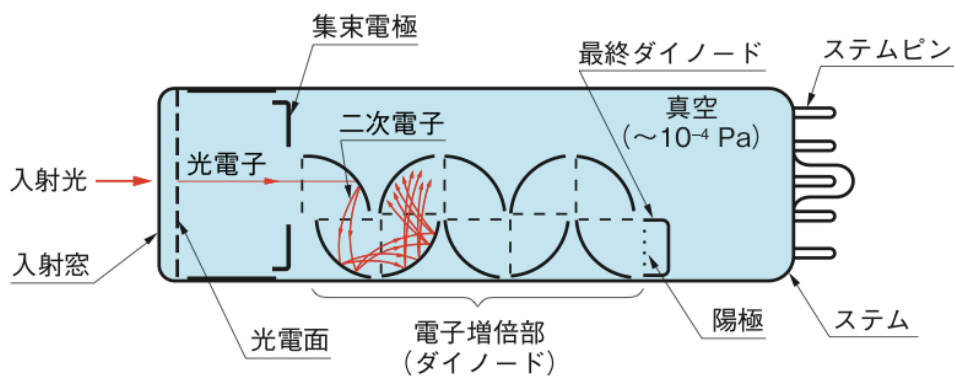


図 3.3 LST カメラを構成する PMT モジュール。7 本の PMT が 1 枚の読み出し基板を持ち、1 つのモジュールとして機能する。PMT の直下には高電圧を供給するコッククロフト・ウォルトン (Cockcroft-Walton, CW) 回路と前置増幅器である Preamplifier for CTA (PACTA) が取り付けられており、SCB を介して読み出し回路と繋がっている。読み出し回路の最後には BP が取り付けられており、BP を介して隣接するモジュールやコンピュータとのイーサネット通信を行う。



THBV4_0201JA

図 3.4 PMT の基本構造 [28]。光電効果で飛び出した光電子が後段のダイノードで増幅され読み出される。

うに工夫している。その結果、平均最大 QE が 40% を越える高い性能の PMT が製造された。図 3.5 に LST 初号機カメラのために生産されたある PMT の各波長に対する量子効率を示す。チェレンコフ光が主に放射される紫外領域で高い感度を持つことがわかる。

収集効率

光電面で生成した光電子の全てが PMT 信号に寄与するわけではない。光電子が PMT で増幅されるには、第一ダイノードの有効な領域に衝突し、二次電子を放出することが必要となる。PMT 管内に叩き出された全ての光電子のうち、この有効領域に到達して PMT の信号に寄与する電子の割合を収集効率 (collection efficiency, CE) と呼ぶ、R11920-100-20 の CE は浜松ホトニクスシミュレーションによっ

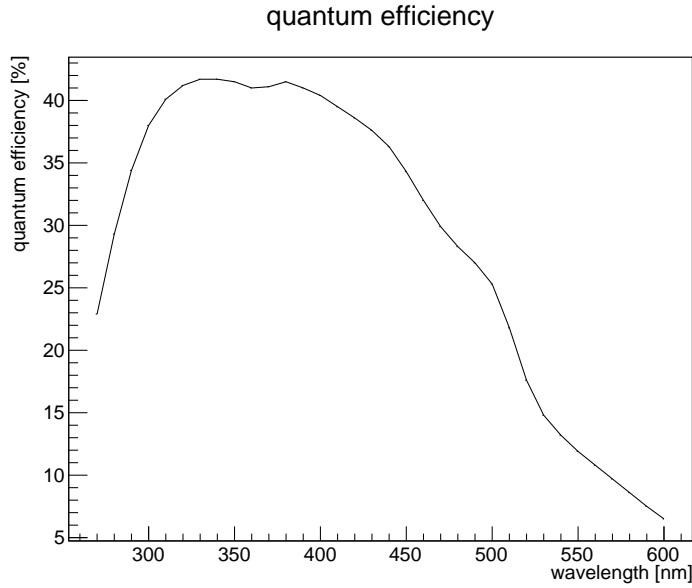


図 3.5 LST 初号機用に生産された PMT の量子効率の波長依存性の例。チェレンコフ光の強度が高い紫外領域で高い感度を持つことがわかる。

て、約 95% という高い値が見積もられている。

増幅率

ダイノードに入射する電流に対して放出される二次電流の比 δ は、ダイノード間の電圧 V の関数であり、次式で表される [28]。

$$\delta = aV^k \quad (3.1)$$

ここで、 a, k は定数で、 k は電極の構造や材質による。この増倍過程を n 段のダイノードで繰り返すとすると、最終的に陽極から読み出される電流 I_{out} は、光電子による入射電流 I_{in} を用いて、

$$I_{\text{out}} = c\delta_1\delta_2\cdots\delta_n I_{\text{in}} \quad (3.2)$$

と表すことができる。ここで c は収集効率、 δ_i は i 段目のダイノードでの二次電流放出比である。 I_{out} と I_{in} の比

$$G = c\delta_1\delta_2\cdots\delta_n \quad (3.3)$$

を増幅率またはゲインと呼ぶ。光電面と陽極の間に電圧 V が印加され、これが n 段のダイノードによって均等に分割される場合には、式 (3.1) より、増幅率は

$$G = c \left(a \left(\frac{V}{n+1} \right)^k \right)^n = c \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} V^{kn} \quad (3.4)$$

となる。しかし、R11920-100-20 では初段のダイノードにかかる電圧が $V_1 = 350\text{V}$ で固定されている。したがって増幅率は

$$G = c(aV_1) \left(a \left(\frac{V - V_1}{n} \right)^k \right)^{n-1} = c \frac{a^n}{n^{k(n-1)}} V_1 (V - V_1)^{k(n-1)} \quad (3.5)$$

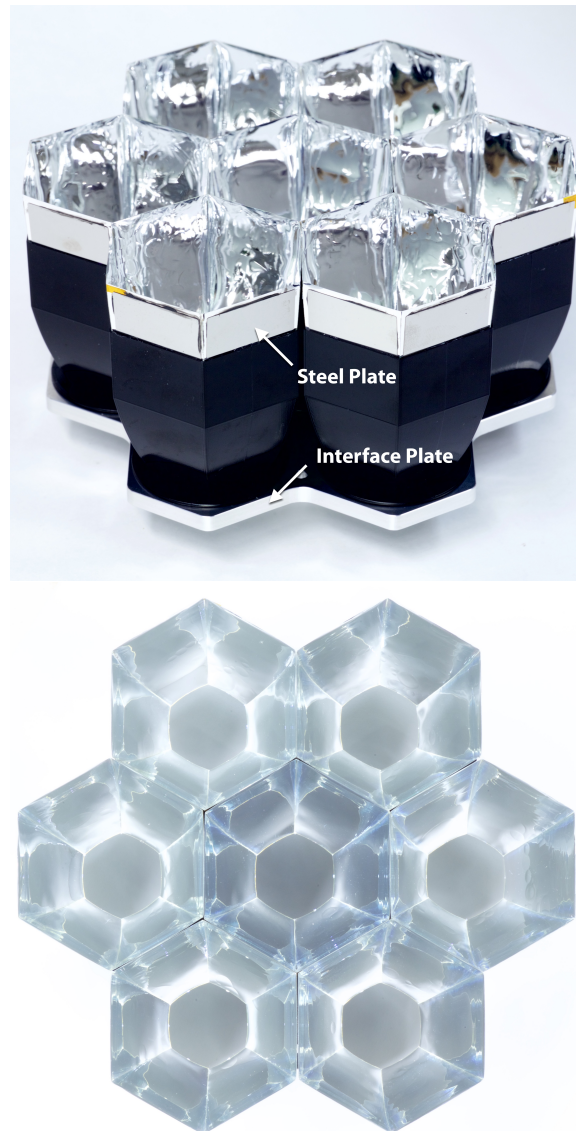


図 3.6 ライトガイドの写真 [29]。

と表される。式 (3.5) より、増幅率 G が印加電圧 V のべき乗に比例することがわかる。したがって、増幅率の安定性は印加電圧の安定性に強く依存する。

LST カメラ初号機の PMT は後段の回路のダイナミックレンジと PMT の寿命を考慮して、 4×10^4 に調整して運用される。この増幅率を実現するための高電圧 (High Voltage, HV) には PMT 毎に個体差があり、各 PMT において増幅率 4×10^4 を実現する高電圧の値は nominal HV と呼ばれる。

3.1.2 ライトガイド

モジュールに取り付けられる 7 本の PMT 同士の間には隙間が空いており、そのままの状態では一部のチェレンコフ光子を取りこぼしてしまう。これを防ぎ、光子の検出効率を最大限に引き出すため、ライトガイドと呼ばれる集光器が PMT の先端に取り付けられる。ライトガイドは六角形で、カメラ全体を隙間なく覆えるように設計されている。図 3.6 にライトガイドの写真を示す。

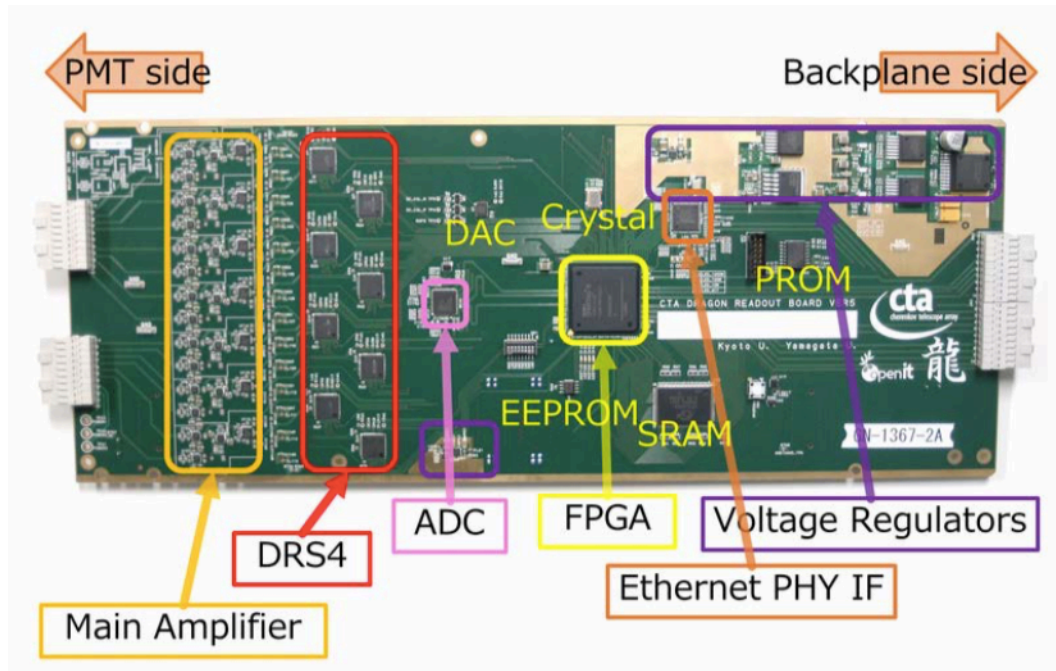


図 3.7 Dragon ボード上の基板配置 [31]。PACTA を経て Dragon ボードに入力された信号はメインアンプで増幅されたのち DRS4 に入力される。DRS4 出力は ADC によってデジタル値に変換され、バックプレーンから読み出される。

3.1.3 SCB

Slow Control Board (SCB) は PMT と読み出し回路基板の間に取り付けられている。主な役割は PMT の直下にある CW 回路を介して PMT に高電圧を印加することと、読み出し回路の試験に用いるテストパルスを生成することである。SCB は読み出し回路上の FPGA から制御することができる。また SCB は PMT のアノード電流や温度および湿度のモニタリングも行なう。

3.1.4 プリアンプ

PMT の出力は Preamplifier for CTA (PACTA) と呼ばれるプリアンプで増幅される。プリアンプには増幅率の大きいハイゲイン (high gain, HG) チャンネルとロウゲイン (low gain, LG) チャンネルの 2 系統がある。この増幅率の異なる二つの経路を作ることで、1 光電子から 2000 光電子という広いダイナミックレンジを実現する。PACTA の出力は差動出力になっており、HG と LG の各経路について、正負の反転した二つの出力がある。波形サンプリング時にこの差動出力を差し引くことで、PACTA から後述する DRS4 までの経路で生じる電気雑音を打ち消すことができる。

また PACTA の HG と LG の増幅器は帯域が異なり、次章以降で議論する出力波形の違いを生む [30]。

3.1.5 Dragon ボード

LST カメラのデータ読み出しは Dragon と呼ばれる読み出し基板によって行われる。図 3.7 に Dragon の構造を示す。

3.1.6 DRS4

Dragon にはスイスのポールシェラー研究所によって開発された Domino Ring Sampler version 4 (DRS4) と呼ばれる波形サンプリングチップが搭載されており、これによって PMT の出力波形を記録することができる。DRS4 は switched capacitor array であり、順次異なるキャパシタに入力電圧を保持することで波形をサンプリングし、記録することができる。DRS4 のブロックダイアグラムを図 3.8 に、簡略化した回路図を図 3.9 と図 3.10 に示す。

DRS4 では 1024 のキャパシタが一つのリングを構成しており、1024 番目のキャパシタに電圧が記録されたのちは一周して 1 番目のキャパシタに入力電圧が保持される。この際にもともと蓄えられていた電荷は放電される。したがって DRS4 が記録する波形は、キャパシタが一周すると上書きされてしまうことになり、保持できるサンプル数は最大 1024 となる。

DRS4 はこのようなリングを 9 つ備えている。Dragon では波形を保持できる時間を長くするためにこれらのリングのうち 4 つをつなぎ、 $4 \times 1024 = 4096$ キャパシタを用いて一つの信号経路の波形を記録している。1 つの DRS4 チップは 8 つのリングを用いて、2 系統の信号のサンプリングを担うことになる。1 枚の Dragon は 7 本の PMT の HG と LG の出力を取得するので、 $7 \times 2 = 14$ 系統の記録が必要であり、8 枚の DRS4 チップを用いてこれを実現している。

DRS4 のサンプリング周波数は最大 5GHz まで保証されているが、5 GHz サンプリングで DRS4 が保持できる波形の長さは $4096/5 \text{ GHz} \sim 820 \text{ ns}$ となる。しかし複数の望遠鏡でコインシデンスの取れたイベントを記録するためには、約 100 m 離れた望遠鏡間でトリガーを送らねばならず、その間各望遠鏡が波形を保持できなければならない。このためにはおよそ $4 \mu\text{s}$ の間波形を保持できれば十分と見積もられ、従って LST では 1 GHz でサンプリングを行う。サンプリング間隔は 1 ns となり、波形を保持できる時間は $1 \text{ ns} \times 4096 \sim 4 \mu\text{s}$ である。

DRS4 がサンプリングした波形のうち、読み出し時に読み出す領域を region of interest (ROI) と呼ぶことにする。ROI の長さは自由に設定することができるが、LST では 40 キャパシタに設定されている。これは 40 ns に相当する。

データ取得中、DRS4 は常に回り続け、キャパシタに電圧を蓄え続けるが、Dragon からトリガーが送られると、記録されている波形の内、ROI に相当する部分の読み出しが行われる。この読み出しは 33MHz で行われ、1 チャンネルの 40 キャパシタを読み出すのにかかる時間は単純には $40/33 \text{ MHz} = 1.2 \mu\text{s}$ である。正確には一つの DRS4 に記録される 2 チャンネルは順番に読み出されるので $1.2 \mu\text{s} \times 2 = 2.4 \mu\text{s}$ の時間がかかる。また DRS4 は波形読み出し後に全てのキャパシタに電荷を蓄えることで次の波形記録の準備をするので、この動作に波形保持と同等の時間 $\sim 4 \mu\text{s}$ が必要になる。実際のデータ取得では、さらに読み出し後の AD 変換やデータのコンピュータへの送信などにも時間がかかるため、実際の不感時間は $\sim 7.4 \mu\text{s}$ 程度と見積もられている [32]。

DRS4 から読み出された出力波形は Analogue to Digital Converter (ADC) によって、0 から 4095 のデジタル値を用いて表現され、BP を通してモジュールの外へ読み出される。図 3.11 に Dragon から読み出された波形の例を示す。

3.1.7 Back Plane

Dragon ボードの後部には Back Plane (BP) が取り付けられている。BP はモジュール間のトリガーの伝達が主な役割である。次節で述べるように BP は Dragon で生成された L0 トリガーを隣接するモジュールの BP に送ることができ、これにより隣接するモジュールの信号を足し合わせて L1 トリガーの

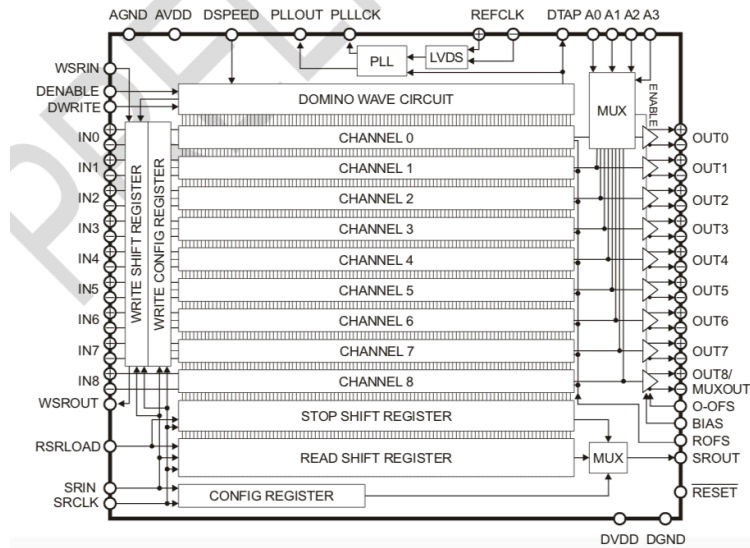


図 3.8 DRS4 のブロックダイアグラム。

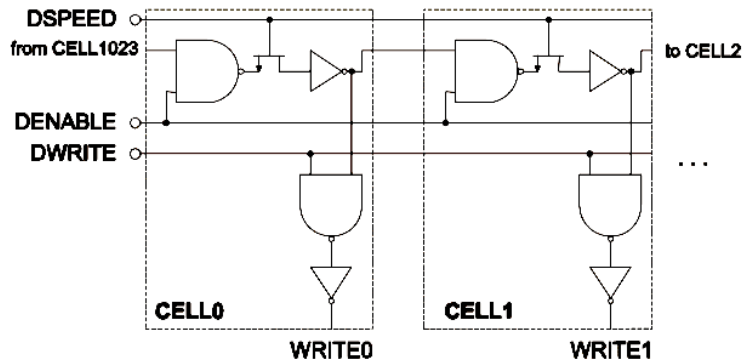


図 3.9 DRS4 の構造を二つのセルについて簡略化して示した図。パルスが図の上部インバータを通過していくことで各セルで WRITE 信号が出力される。

生成判定が可能になる。また Dragon の電力の供給も BP を通して行われる。

3.2 データ取得の流れ

3.2.1 モジュールによるトリガー生成

DRS4 に記録される波形を読み出すには FPGA が DRS4 にトリガーを送らなければならない。LST のエネルギー閾値を下げるには暗いチェレンコフ光を検出する必要があり、トリガー閾値はなるべく低く設定するのが望ましい。しかし、LST は数百 MHz の NSB に晒されているため、トリガー閾値を下げすぎると NSB によるトリガーが増え、シャワー検出の効率が悪くなってしまふ。これを解決するために、LST では 2 段階のトリガー生成を行う。1 段階目のトリガーは L0 トリガー、2 段階目のトリガーは L1 トリガーと呼ばれる。LST カメラの各モジュールにはトリガー生成回路を備えたメザニン基盤が Dragon の裏側に取り付けられている。このメザニンには L0 および L1 トリガー生成用の ASIC がそれぞれ搭載されており、モジュール単位でトリガーの生成を行う。

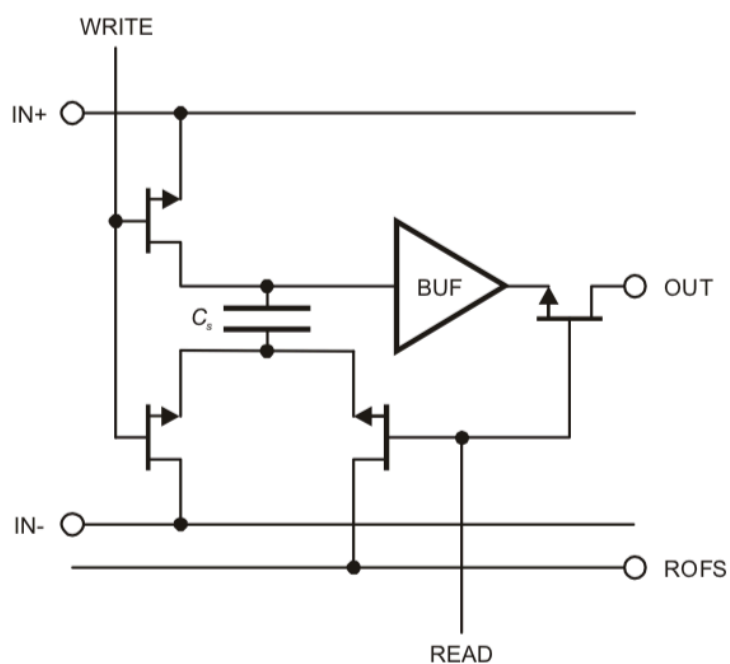


図 3.10 DRS4 の一つのキャパシタの周囲を簡略して示した図。図 3.9 を経た WRITE 信号が出ているときに入力信号がキャパシタに保持されるようになっている。

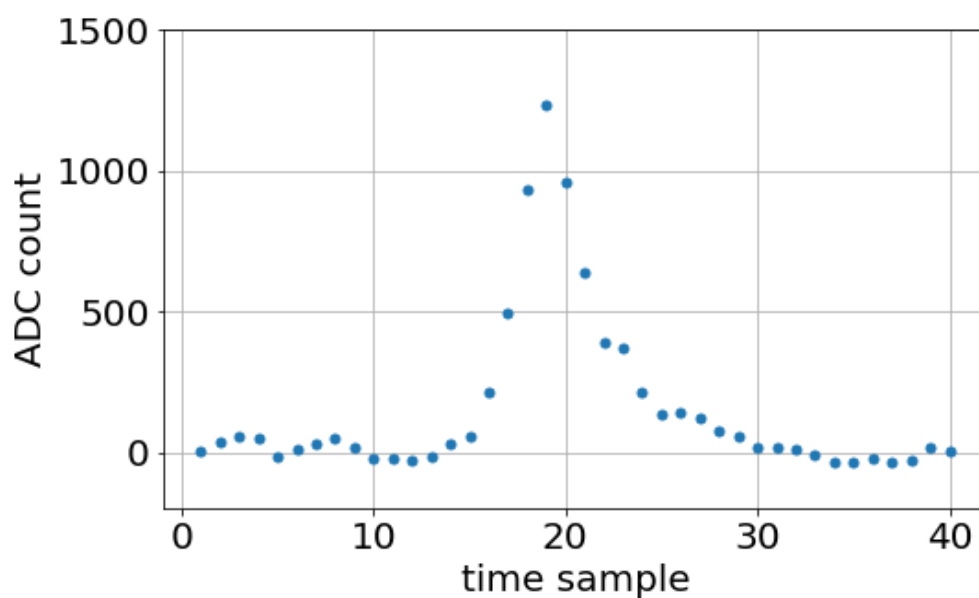


図 3.11 Dragon から出力される波形の例。横軸は DRS4 のキャパシタに相当し、slice と呼ばれる。40 キャパシタ分の電圧を読み出していることがわかる。縦軸は AD 変換された波高値であり 0 から 4095 の整数値で表される。図は後述する較正用レーザーから得られた波形の例である。

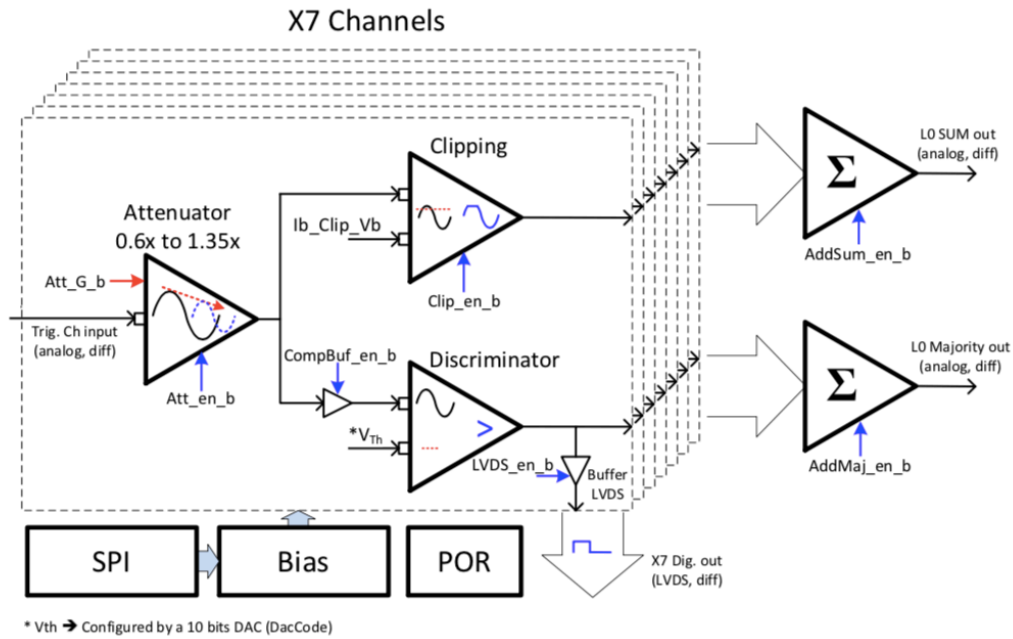


図 3.12 L0 トリガーの生成方法 [33]。LST では上段の SUM トリガー方式が採用されている。

L0 トリガー

第一段階である L0 トリガーは各モジュールで生成される。メザニンに搭載されている L0 トリガー生成用の ASIC では sum 方式と majority 方式を用いることができるが、LST では sum 方式を採用している。これらのトリガー生成方法のブロックダイアグラムを図 3.12 に示す。

sum 方式ではそのモジュールの 7 ピクセルで得られた信号をアナログ的に足し合わせて L0 信号として出力する。但し足し合わせる前に各ピクセルの信号に対してクリッピングという処理を施す。クリッピングとはある閾値を設けて、それ以上の大きさの信号が入力された時にはその閾値より高い信号部分をサチュレーションさせてしまうという処理である。これにより、アフターパルスなどのノイズによって一つのピクセルだけが大きな信号を出してしまった場合に、大きな L0 信号が出力されてしまうことを防ぐことができる。

この sum 方式を用いたトリガー生成は、あるモジュールにおいてまとまった数のピクセルで光子が検出されていることを要求することになる。したがって、各ピクセルでランダムに検出される NSB によるトリガー生成を抑えることができる。

L1 トリガー

メザニンから出力された L0 トリガーは同じモジュールの BP を通して隣接する BP へ入り、隣接するモジュールへ分配される。モジュールが自身で生成した L0 信号と隣接するモジュールから入力された L0 信号は、そのモジュールの L1 用 ASIC でさらに足し合わされ、これが設定された閾値を越えれば L1 トリガーが生成される。図 3.13 に L0 信号を足し合わせて L1 トリガーを生成する回路のブロックダイアグラムを示した。図 3.14 はあるモジュールにおける L0 信号生成から L1 信号の出力までの流れを示したものである。一つのモジュールは最大で 6 モジュールと隣接しており、これに自分で生成した L0 信号も加えて L1 トリガーの判定をするので、L1 判定のための入力チャンネル数は 7 である。

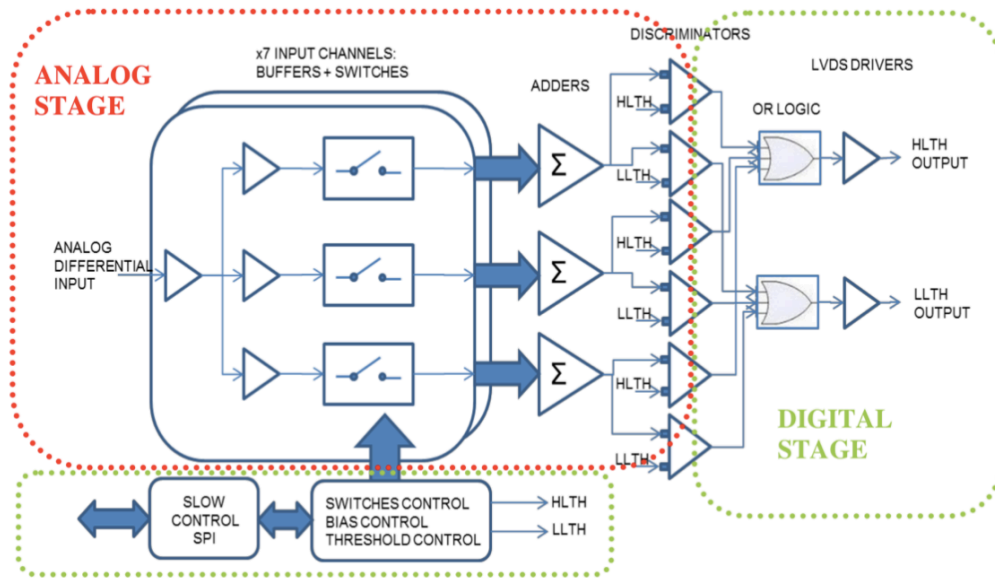


図 3.13 L1 トリガーの生成方法 [34]。

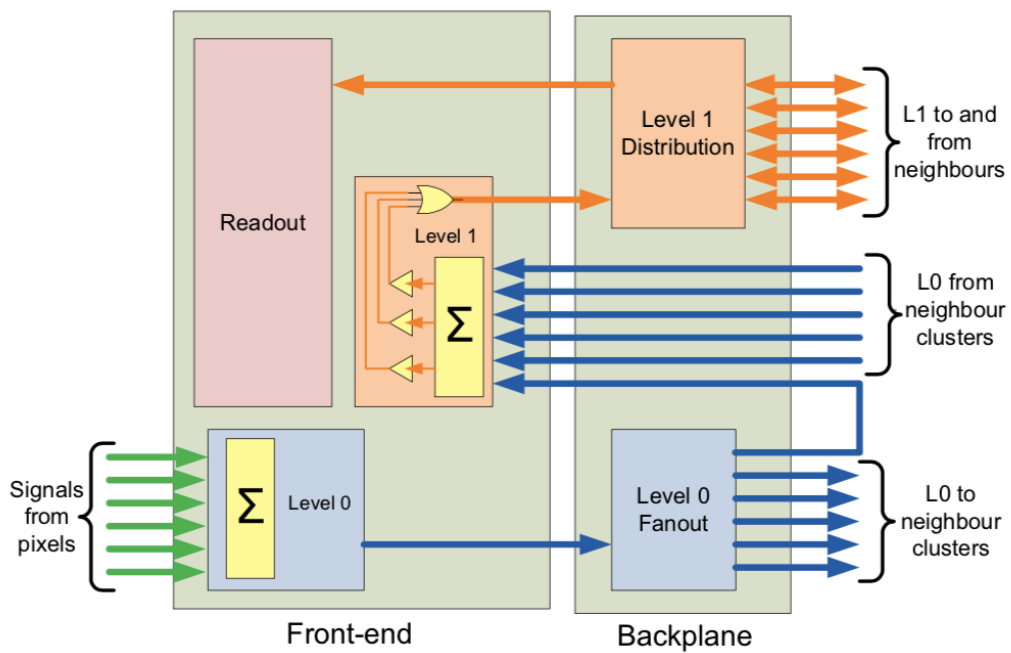


図 3.14 L0 と L1 を用いたトリガー生成のダイアグラム [33]。

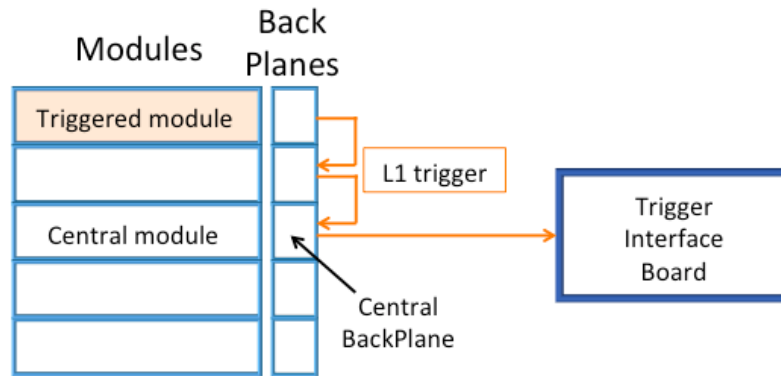


図 3.15 あるモジュールで生成された L1 トリガーが CBP を介して TIB へ伝達される様子を模式的に示した図。

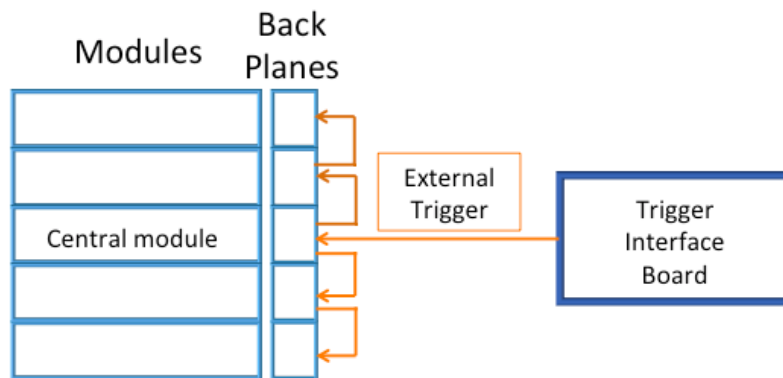


図 3.16 TIB が CBP へ送るトリガーが BP を介して全モジュールへ分配される様子を模式的に示した図。

3.2.2 モジュールと TIB の通信

カメラ内の任意のモジュールで生成された L1 トリガーは BP を伝わって、カメラ中央に位置するセントラルモジュールの BP (central backplane, CBP) に送られる。CBP は L1 トリガーを受け取ると、これを Trigger Interface Board (TIB) へ送る。この様子を図 3.15 に示す。TIB はトリガーの集約と分配、イベントごとの時刻情報の生成、トリガーレートのモニタリングなどの機能を備えた装置である [35]。TIB は CBP からトリガーを受け取ると、改めて CBP にトリガーを送る。これは external trigger と呼ばれる。この時 TIB はカメラサーバーや UCTS にもトリガーを送る。CBP に送られたトリガーは backplane を介して全てのモジュールに分配され、各モジュールからのデータの読み出しが行われる。この様子を図 3.16 に示す。

TIB はカメラからのトリガーとは独立に、TIB 自身でトリガーを生成して CBP に送ることができる。この機能は例えば較正用のペDESTAL イベントの取得などに用いられる。TIB から周期的にペDESTAL トリガーをカメラに送ることで、観測中もペDESTAL データを得ることができる。またトリガーの種類はカメラサーバーを通してイベントにタグ付けされるので、データの解析者はどのイベントがどの種類のトリガーで得られたのかを容易に判断することができる。

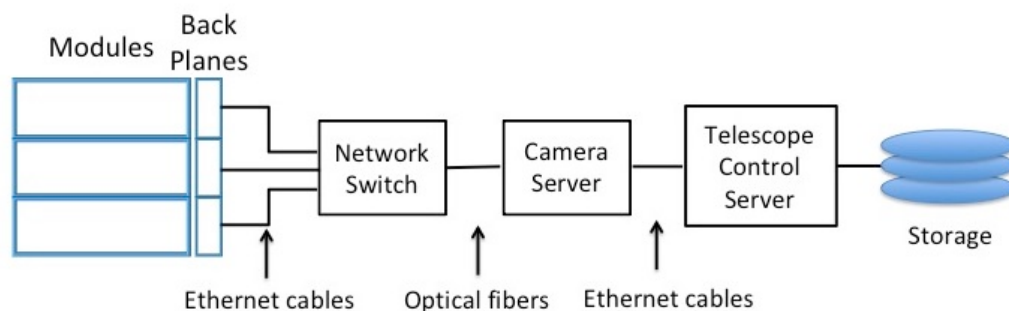


図 3.17 データがモジュールから読み出されてサーバーに保存されるまでの流れを簡略化して示した図。

3.2.3 データの読み出しと記録

TIB からのトリガーが全モジュールに分配されると DRS4 からデータの読み出しが行われる。DRS4 の出力は ADC でデジタル値に変換された後、BP を経てイーサネット通信によりモジュールの外に読み出される。データはさらにネットワークスイッチを経て光ファイバーに入り、カメラサーバー (camera server, CS) に到達する。CS でイベントとしての情報が整理されたのち、Telescope Control Server (TCS) でデータがファイルに書き込まれ、保存場所に置かれる。このデータ取得の一連の流れを図 3.17 に示した。

第4章

LST 初号機カメラの較正手法

4.1 カメラ較正の必要性

第2章で述べたとおり、IACTによる空気シャワーの再構成、特に入射ガンマ線のエネルギー推定にはシャワーから検出される光電子の総数である *size* パラメタが極めて重要な役割を果たす。すなわち、ガンマ線のエネルギーを適切に推定するには、この *size* パラメタを正確に見積もることが必要となる。しかし、IACTの焦点面検出器は一般的に光電子増倍管 (photomultiplier tube, PMT) などの光検出器からなるカメラであり、測定されるのは光電子数ではなくあくまで光検出器の出力電荷 Q である。従って、検出した光電子数 N_{phe} を知るには、この電荷 Q と光電子数 N_{phe} との対応が必要となる。すなわち $N_{\text{phe}} = CQ$ となる C を知らなければならない。この C は変換係数と呼ばれ、この値を推定することが焦点面検出器の較正である。本研究では F ファクター法と呼ばれる方法を用いてこの変換係数を推定した。LST 初号機カメラにおいて変換係数 C を精度よく求めることが本研究の目的である。

4.2 PMT 較正のための理論

4.2.1 PMT による電子増幅過程の雑音の理論

変換係数 C を計算する F ファクター法の式を導くために、まず PMT による電子増幅過程での雑音の伝播について考える。PMT のダイノードに入射する電子が作る電流を I_p 、ダイノードから放出される2次電子が作る電流を I_s と表すことにする。 I_p は次のようにフーリエ級数展開することができる [36]。

$$I_p = \sum_{n=0}^{\infty} 2|a_n| \cos n(\omega t + \phi_n), \quad \omega = 2\pi/T \quad (4.1)$$

ここで周期 T は最終的な結果を損なうことなく大きくすることができる。この級数のうち、時間によらない直流成分あるいは平均値 $\overline{I_p}$ 以外の振動する寄与が雑音とみなされる成分である。周波数 $n\omega$ の成分の振幅は $2|a_n|$ であり、その二乗の時間平均をとると、

$$\overline{I_{n\omega}^2} = 2|a_n|^2 \quad (4.2)$$

である。これをある周波数 $n_1\omega$ から $n_2\omega$ までの領域 $\Delta\omega$ にわたって足し上げることで、電流の雑音成分の二乗平均が得られる。

$$\overline{I_{\Delta\omega}^2} = \sum_{n_1}^{n_2} 2|a_n|^2 = 2\overline{|a_n|^2} T \Delta f \quad (4.3)$$

ここで $T\Delta f = n_2 - n_1$ であり、 $\overline{|a_n|^2}$ はこの周波数領域での $|a_n|^2$ の平均値である。ここで PMT のいくつかの性質を仮定する。

- ダイノードに入射する異なる電子の増幅効果は干渉し合わないという意味で、装置は線形である。
- それぞれの入射電子は確率分布 $p(g)$ に従って g 個の二次電子を放出する。
- 二次電子は入射電子がダイノードに衝突してから時間 t_0 の後に放出される。

$p(g)$ と t_0 は入射電子間で共通である。 g の平均値 \bar{g} は装置の平均増幅率を表す。これらの仮定のもとで、ダイノードから放出される二次電流に含まれる雑音成分 $\overline{I_{s\Delta f}^2}$ は次式で表される。導出は付録を参照していただきたい。

$$\overline{I_{s\Delta f}^2} = \bar{g}^2 \overline{I_{p\Delta f}^2} + 2e\bar{I}_p(\bar{g}^2 - \bar{g}^2)\Delta f \quad (4.4)$$

(4.4) 式の第一項は入射電流の雑音が増幅されたものであり、第二項は増幅率 g の揺らぎによる寄与である。入射電子は常に \bar{g} 個の二次電子を放出するわけではなく、その数は入射電子毎にばらつく。これが二次電流の雑音に新たに寄与するのである。ここで簡単のために

$$V(x) = \bar{g}^2 - g^2, \quad v(x) = \frac{V(x)}{x^2} \quad (4.5)$$

と表すことにすると、(4.4) 式は

$$\overline{I_{s\Delta f}^2} = \bar{g}^2 \overline{I_{p\Delta f}^2} + 2e\bar{g}^2 \overline{I_p} v(g)\Delta f \quad (4.6)$$

となる。この増幅過程を n 回繰り返せば、その時の出力電流に含まれる雑音は次式で与えられる。

$$\overline{I_{n\Delta f}^2} = \bar{G}^2 \overline{I_{1\Delta f}^2} + 2e\bar{G}^2 \overline{I_n} \left(v(g_1) + \frac{v(g_2)}{g_1} + \cdots + \frac{v(g_n)}{g_1 g_2 \cdots g_{n-1}} \right) \Delta f \quad (4.7)$$

ここで g_i は i 段目の増幅過程での増幅率で、 $G = g_1 g_2 \cdots g_n$ は n 段で最終的に得られる増幅率である。(4.7) 式より、最終的な出力に含まれる雑音への増幅率の揺らぎの寄与は

$$v(G) = v(g_1) + \frac{v(g_2)}{g_1} + \cdots + \frac{v(g_n)}{g_1 g_2 \cdots g_{n-1}} \quad (4.8)$$

と表される。(4.8) 式より、最終的な出力の雑音への増幅率の揺らぎの寄与は、初段での増幅率の揺らぎによるものが支配的であることがわかる。

4.2.2 Fファクター法

PMT の出力電荷 Q は、入射光子数 N 、量子効率 p 、PMT の増幅率 G を用いて

$$Q = NpG \quad (4.9)$$

と表すことができる。 N, p, G から Q への雑音の寄与を (4.8) を用いて計算する。

$$v(Q) = v(N) + \frac{v(p)}{N} + \frac{v(G)}{Np} \quad (4.10)$$

$$= v(N) + \frac{p(1-p)}{Np^2} + \frac{v(G)}{Np} \quad (4.11)$$

$$= (v(N) - \frac{1}{N}) + \frac{1}{Np} + \frac{v(G)}{Np} \quad (4.12)$$

ここで p が二項分布に従うことを用いた。入射光子数がポアソン統計に従って揺らぐとすると、 $v(N) = 1/\bar{N}$ であるので、

$$v(Q) = \frac{1}{Np} + \frac{v(G)}{Np} \quad (4.13)$$

となる。これより、平均光電子数 \overline{Np} を計算することができる。

$$\overline{Np} = \frac{1}{v(Q)} (1 + v(G)) \quad (4.14)$$

$$= \frac{\overline{Q}^2}{\sigma_Q^2} \left(1 + \frac{\sigma_G^2}{G^2} \right) \quad (4.15)$$

$$= \frac{\overline{Q}^2}{\sigma_Q^2} F^2 \quad (4.16)$$

ここで

$$F = \sqrt{1 + \frac{\sigma_G^2}{G^2}} \quad (4.17)$$

は雑音超過因子または F ファクターと呼ばれる量であり、平均光電子数を計算する際に考慮すべき PMT の増幅率 G の揺らぎの寄与を与える因子である。もし G が揺らぎを持たず一定であれば $F = 1$, $\overline{Np} = \overline{Q}^2/\sigma_Q^2$ となり、光電子数 Np がポアソン統計に従うという仮定のみから従う帰結

$$\frac{\overline{Q}^2}{\sigma_Q^2} = \frac{\overline{Np}^2 G^2}{\overline{Np} G^2} = \overline{Np} \quad (4.18)$$

と整合する。

式 (4.16) は理想化された式であるが、実際には波形のペDESTALの成分を取り除くために

$$\overline{Np} = \frac{(\overline{Q} - \overline{\text{ped}})^2}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2} F^2 \quad (4.19)$$

とする。これによって平均光電子数 \overline{Np} が求まれば、これを平均電荷で割ることで

$$C = \frac{\overline{Np}}{\overline{Q}} \quad (4.20)$$

として、電荷と光電子数との変換係数 C を求めることができる。チェレンコフ光から得られる出力電荷にこの変換係数をかけることで入射光電子数を求める。

4.3 MAGIC での検出器校正の実例

4.3.1 概要

MAGIC 望遠鏡の検出器校正には、前節で導入した F ファクター法が用いられている。MAGIC の反射鏡の中心には紫外、青、緑の三つの波長の LED パルサーが取り付けられており、時間幅 3 ns から 4 ns のパルスで焦点面カメラ全体を照らすことができる。LED パルサーでカメラ全体を照らしたイベントを多数取得すれば、各 PMT で得られる電荷分布の平均と分散を計算でき、式 (4.19) を用いることで、LED パルサーから検出される平均光電子数、延いては電荷と光電子数の変換係数が得られる。F ファクター法に基づく校正は、観測中も校正用のレーザーパルスのイベントを取ることで、観測中の変換係数の変化も追うことができるという大きな利点がある。MAGIC は観測中も数十 Hz で前述の LED パルサーによる校正用イベントを取得しており、10 秒単位で変換係数を更新することができる。図 4.1 は、MAGIC で得られた光電子数と変換係数の時間変化である [37]。数十分の時間スケールでも変換係数が 5% 以上変動することがわかる。この変動はカメラ内外の温度と相関すると報告されている [38]。

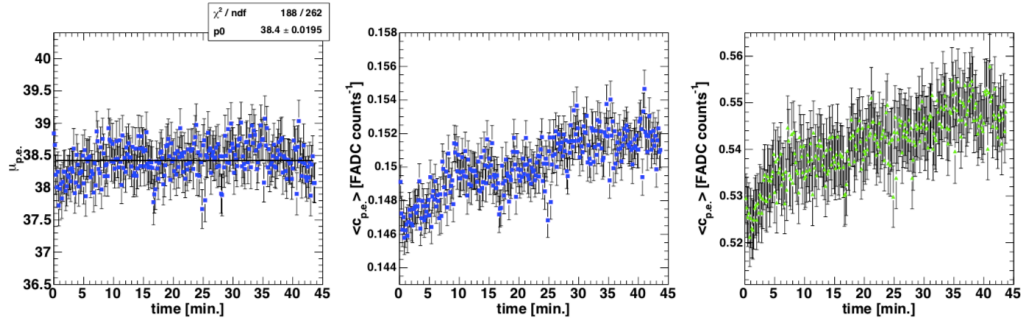


図 4.1 左は F ファクター法によって推定された光電子数で、中央はカメラの内側の PMT の変換係数、右はカメラの外側の PMT の変換係数である [37]。推定光電子数は統計誤差の範囲で一定だが、変換係数は時間とともに変化していることが分かる。

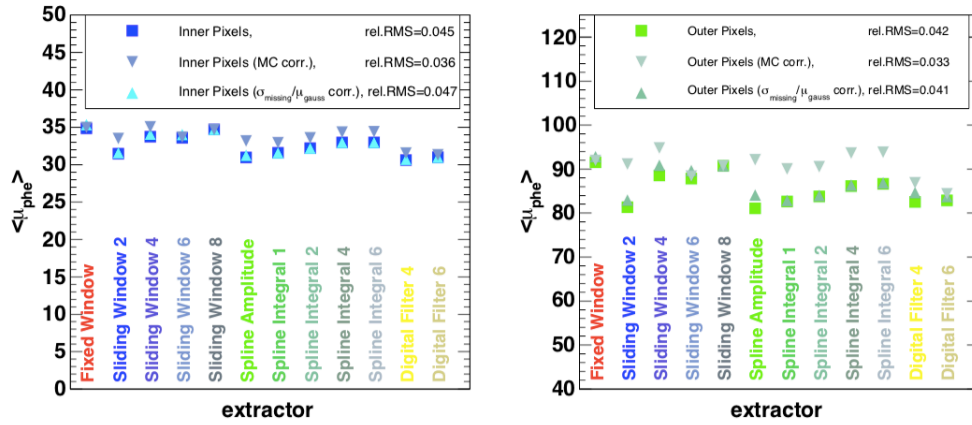


図 4.2 MAGIC で F ファクター法により推定された較正用パルサーからの光電子数の波形積分方法による違い [37]。

4.3.2 積分方法の違いが F ファクター法に与える影響

MAGIC も LST と同様におよそ GHz で高速サンプリングした波形を積分することで電荷を計算している [39]。従って、較正用パルサーからの電荷分布は波形の積分方法に依存し、ひいては F ファクター法により推定される光電子数も変化する。

図 4.2 は MAGIC において、様々な波形積分方法を用いた時に推定される較正用パルサーからの光電子数の比較である [37]。積分のアルゴリズムや積分幅によって、推定光電子数に 5% 程度のばらつきが生じることがわかる。このばらつきはそのまま望遠鏡のエネルギースケールの系統的不確かさとなるため、積分方法を注意深く決定する必要がある。

4.4 LST 初号機カメラの較正手法

LST でも MAGIC と同様に較正用レーザーを用い、F ファクター法に基づいて光電子数と ADC 値の変換係数 C を決定する。

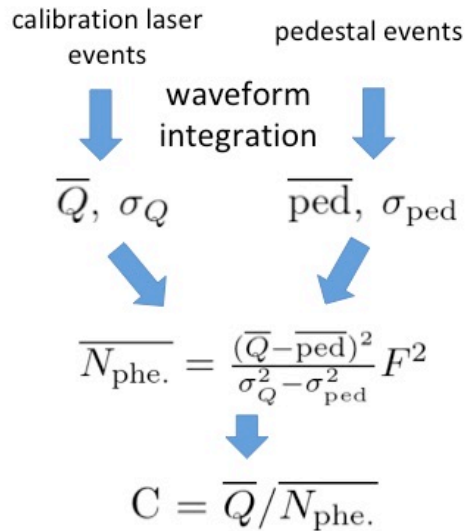


図 4.3 LST 初号機カメラの較正手順。

4.4.1 較正の手順

LST での変換係数 C の推定の手順を図 4.3 に示す。LST は MAGIC と同様に反射鏡の中央に較正用レーザーを備えている。これを用いてカメラ全体を照らし、較正用のレーザーイベントを取得することができる。式 (4.19) からわかるように、F ファクター法には信号の入っていないペダスタルのイベントも必要であり、これは TIB からカメラに専用のトリガーを送ることで取得することができる。これらのレーザーイベントとペダスタルイベントについては、観測を伴わない較正専用のデータの場合は約 1 kHz で取得し、観測中は約 50 Hz 程度で通常のカメラトリガーイベントに混ぜて取得する。これらの較正用イベントで得られる波形を積分することで電荷を計算し、これを多数のイベントで繰り返して電荷分布を得る。すなわちレーザーイベントから \bar{Q}, σ_Q 、ペダスタルイベントから $\bar{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}$ をそれぞれ計算する。これらの値を式 (4.19) に代入することで各 PMT が較正用レーザーから検出する平均光電子数を推定することができ、さらに式 (4.20) より変換係数 C を求めることができる。

LST 初号機カメラに用いられている PMT の F ファクターは全ての PMT について個々の値が測定されているため、式 (4.19) にはこの値を用いることができる [40]。測定によれば、F ファクターの平方 F^2 の平均値は $F^2 = 1.22$ であり、個体ごとのばらつきは標準偏差で 0.021(1.7%)、測定誤差は 1% 程度である。この PMT 毎の F ファクターの測定値の信頼性については 6.5 節で議論する。

波長	355 nm
拡散前のパルス幅	400 ps
拡散後のパルス幅	1.0 ns
拡散後の一様性	2.4%±0.2%
パルスあたりの出力	>1 μ J

表 4.1 Calibration Box の諸特性。

4.4.2 Calibration Box

LST の反射鏡の中心には較正用のパルスレーザーが設置されており、これは Calibration Box と呼ばれている。図 4.4 に Calibration Box の写真を示す。Calibration Box のレーザーにはフランスの teem photonics 製のマイクロチップレーザー STV-01E-1x0355nm が使用されている [41]。このレーザーはネオジウムヤグ (Nd:YAG) 結晶を用いたものである。Nd:YAG レーザー自体の波長はもともと 1064 nm であるが、3 次の高調波を発生させることで 355 nm の紫外領域のパルスを生成している。レーザーパルスの幅は 400 ps 以下であり、最大 4kHz の周波数でパルスを射つことができる。

Calibration Box にはレーザー強度を調整するためのフィルターホイールが 2 段取り付けられている。各フィルターホイールは透過率の異なる 6 段階のフィルターを備えている。このホイールを回転させて光路上のフィルターを変更することで、パルス強度の減衰率を変えることができる。これらのフィルターホイールによって調整可能なパルス強度の範囲は、LST カメラのダイナミックレンジである 1 光電子から 2000 光電子を覆うように設計されている。

レーザーパルスの射出口には、レーザーを空間的に広げるためにディフューザーが設置されている。これによりレーザー光が空間的に均一に広がり、レーザー光源に対しておよそ ± 2.5 度の広がりをもつ LST カメラ全体を照らすことができる。実験室で測定されたレーザー強度の一様性は、光源から 5 m の位置で 4.5 度の領域内で 2.4%±0.2% であったと報告されている [42]。

ただし、このディフューザーはパルスを空間的に広げると同時に、レーザーパルスの波形も変えてしまう。Calibration Box の開発チームの測定によると、最終的にディフューザーから射出されるパルスの形状は指数関数型 $\exp(-t/\tau)$ であり、その時定数は $\tau = 1.6$ ns である。これは FWHM(Full Width at Half Maximum) で 1.0 ns に対応する。この Calibration Box のパルス波形については次節と 5.4 節で議論する。表 4.1 に Calibration Box の性能をまとめた。

4.4.3 calibration laser の波形

図 4.5 に LST 初号機カメラのある一つの PMT で得られた較正用レーザーの波形を示す。この図が得られたデータでは入射光電子数はおよそ 100 phe. であると推定されている。HG と LG でパルス波形が違うことが確認できる。これは前章で述べた PACTA における HG と LG の各アンプの帯域の違いによる。LG ではパルスの後ろにアンダーシュートによる二つ目のピークが見える。実際には HG にもアンダーシュートが存在するが、HG の方が LG よりも応答が速いため、複数の光電子による信号が重なって見えなくなり、長いテール成分のように見えていると考えられる。

図 4.6 は各 PMT で得られた較正用レーザー波形の FWHM の分布である。平均的なパルス幅は HG で 3.9 ns、LG で 4.3 ns であり、HG のパルスの方が LG よりも細いことがわかる。一光電子に対する両ゲインの応答については後に 5 章で述べる。

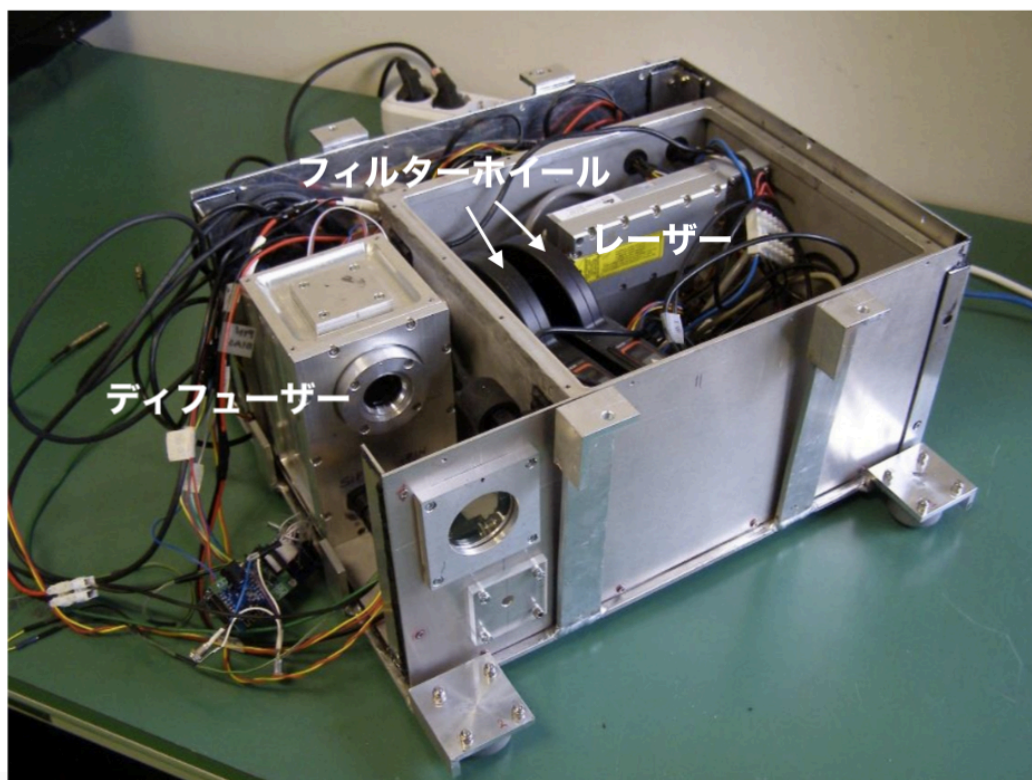


図 4.4 Calibration Box の構造。レーザー本体から生成されたパルスは、強度調整のための2つのフィルターホイールを通ったのち、ディフューザーで拡散されてカメラに照射される。画像は [43] を編集したもの。

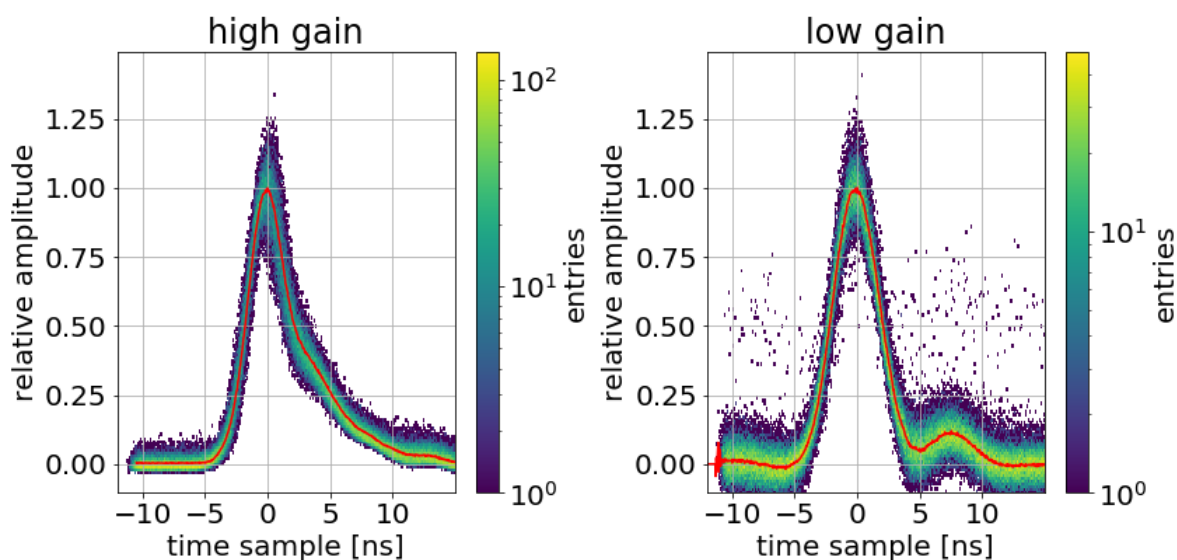


図 4.5 LST カメラで得られた校正用レーザーパルスの波形。この二次元ヒストグラムはイベント毎に得られた波形を、重心が揃うようにして重ねることで得られたものである。波高はパルスの積分値によって規格化している。使用したイベント数は8000である。LGのヒストグラムに見える波形から外れた振幅の大きい点はスパイクによるものと考えられる。

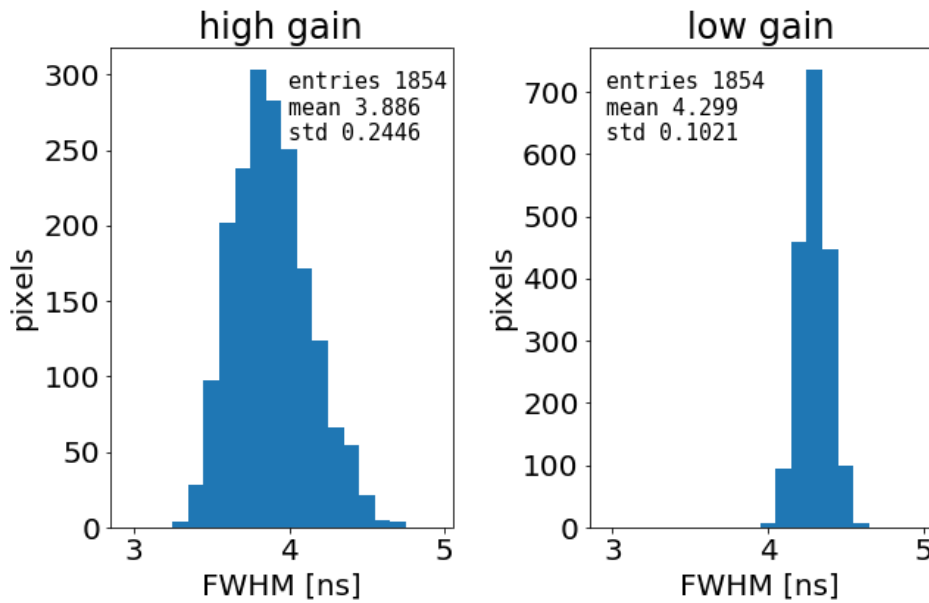


図 4.6 LST 初号機カメラの各ピクセルで得られた出力波形の半値全幅の分布。平均的に HG の方が LG よりもパルス幅が狭く応答が速いことがわかる。

4.4.4 LST 初号機カメラ較正のための課題

ここで、本研究で取り組む LST 初号機カメラ較正の課題をあげる。

LST 初号機での F ファクター法に適した波形積分方法の探求

前節で述べたとおり、MAGIC では積分方法の違いによって、F ファクター法による推定光電子数に 5% の違いが現れることがわかっている。このような違いは望遠鏡のエネルギースケールの不確かさに寄与してしまうため、適切な積分方法を決定しなければならない。また LST では MAGIC とは異なる較正用レーザー、PMT、アンプおよび読み出し回路を新たに開発して用いており、較正用レーザーから取得されるパルス波形もサンプリング周波数も MAGIC とは異なる。従って、LST 初号機カメラにおける光電子推定に適切な波形積分の方法を模索する必要がある。この LST 初号機カメラの較正に適切な波形積分方法を決定することが本研究の最大の課題である。

このために、次章で Monte Carlo (MC) シミュレーションを用いて、較正用レーザーによるイベントを再現する。このシミュレーションデータに対していくつかの波形積分方法を適用し、F ファクター法による光電子数推定の精度を調べることで、適切な積分方法を検討する。第 6 章では MC シミュレーションと同様の解析を実データに対して行い、シミュレーションとの整合性を調べる。これによって、MC シミュレーションで最適と判断した積分方法が実データでも問題なく機能する事を確かめる。その上で最適化された波形積分を用いて、HG と LG での推定の整合性や、変換係数の不確かさを見積もる。最後に、推定された変換係数を用いてチェレンコフ光由来の電荷を再構成する際の電荷分解能を見積もり、これが LST の要求を満たすかどうかを調べる。

第 5 章

MC シミュレーションによる LST 初号機 カメラの較正方法の確立

この章の目的は Monte Carlo (MC) シミュレーションによって、LST カメラの較正用イベントを再現し、F ファクター法による光電子数推定に適切な波形積分方法を決定することである。最初に、実際の LST 初号機カメラの応答に即したシミュレーションをするために、PMT の一光電子に対する応答波形と出力電荷スペクトルの測定を行なった。続いて、実際の較正用イベントを再現するシミュレーションを行い、シミュレーションで得られた波形に対していくつかの異なる波形積分方法を用いて出力電荷の分布を計算した。各積分方法において、F ファクター法によって得られた光電子数推定の結果をシミュレーションで得られる真の値と比較して、LST 初号機の較正に最適な積分方法を検討した。

5.1 一光電子波形の測定

PMT の出力波形が異なれば、同じ波形積分アルゴリズムを用いても算出される電荷は変化してしまう。したがって、較正に適切な波形積分を吟味するには、現実即した PMT の応答波形でシミュレーションを行う必要がある。そこでシミュレーションに用いる一光電子波形を調べるための測定を行った。

5.1.1 方法

シミュレーションに必要なのは一光電子に対する PMT の応答波形である。しかし、現実 nominal HV を用いた時に一光電子で得られる信号の波高値は HG で 30 ADC count から 40 ADC count 程度であり、その波形を調べることは簡単ではない。特に LG では波高値は数 ADC count と予想されるが、これは波形に含まれる電気のノイズの振幅よりも小さく、その波形を解析することはほとんど不可能である。一方で複数光電子による出力波形は、光電子毎に PMT 内の Transit Time (TT) が異なる影響で一光電子の波形よりも太くなってしまうため、一光電子の波形として用いることができないという問題がある。

そこで本研究では、複数光電子の大きな信号を用いつつも、一光電子波形に近似できる波形を測定する方法を考案した。それが、PMT の管面にピンホールの空いたマスクを置いた状態で、複数光電子の出力波形を測定するという方法である。複数光電子波形の測定で問題となる光電子毎の TT のずれ (Transit Time Spread, TTS) は、複数の光電子が光電面の異なる位置で生成し、第一ダイノードに到達するまでの時間が光電子毎に異なってしまうことが大きな原因であると考えられる。今回の測定ではこの影響を最小限に抑えるため、PMT モジュールの先端にピンホールの空いたマスクを被せた。これによりレーザーからの光子は PMT の光電面の狭い領域に入射し、この狭い領域から光電子が飛び出すことになる。従っ

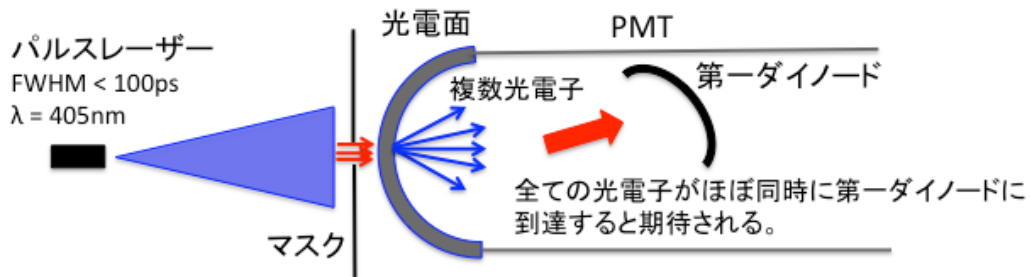


図 5.1 一光電子波形の測定方法。全ての光電子がほぼ同時に第一ダイノードに到達することで、一光電子波形と相似な波形が得られると期待される。

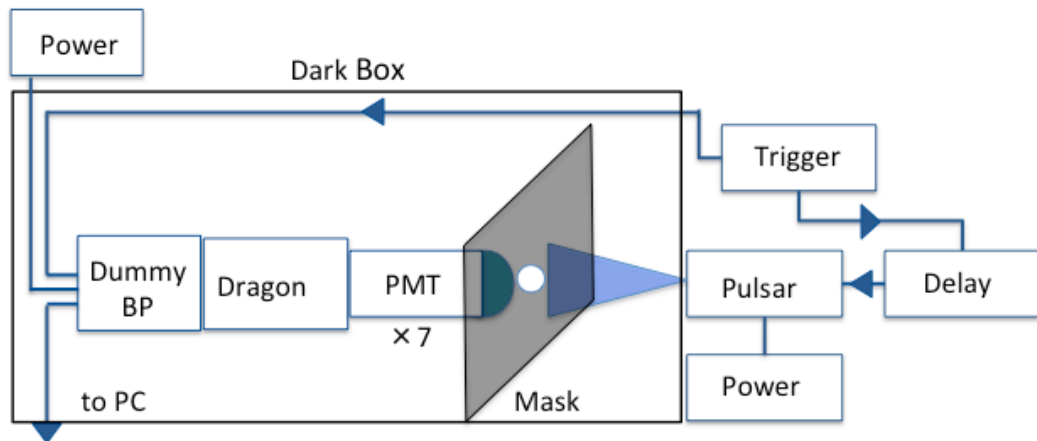


図 5.2 一光電子波形の測定系の概観を模式的に表したものの。

て、複数の光電子はほとんど同時に第一ダイノードに到達して電子増幅が始まるため、TTS による波形の太りは小さく、一光電子波形と相似な波形が得られることが期待される。この測定の概念図を図 5.1 に示す。

但し、光電面上の同じ位置で光電子が生成されたとしても、その運動量の向きはランダムであるため、第一ダイノードへの到達時間は光電子毎にわずかに異なることが懸念される。このずれの度合いは、光電子の運動エネルギーが大きくても $\sim \text{eV}$ 程度であり、第一ダイノードまでの電圧が 350 V であることを考慮すると、およそ 0.1 ns 程度であると想定される。これはこの測定で得られる波形の幅 ($\sim 3 \text{ ns}$) の数 % であり、シミュレーションへの影響は大きくないと考えられる。

5.1.2 測定系

図 5.2 に測定系の全容を模式的に示す。PMT モジュールを暗箱に入れて実験を行った。PMT の高電圧には nominal HV を用いた。

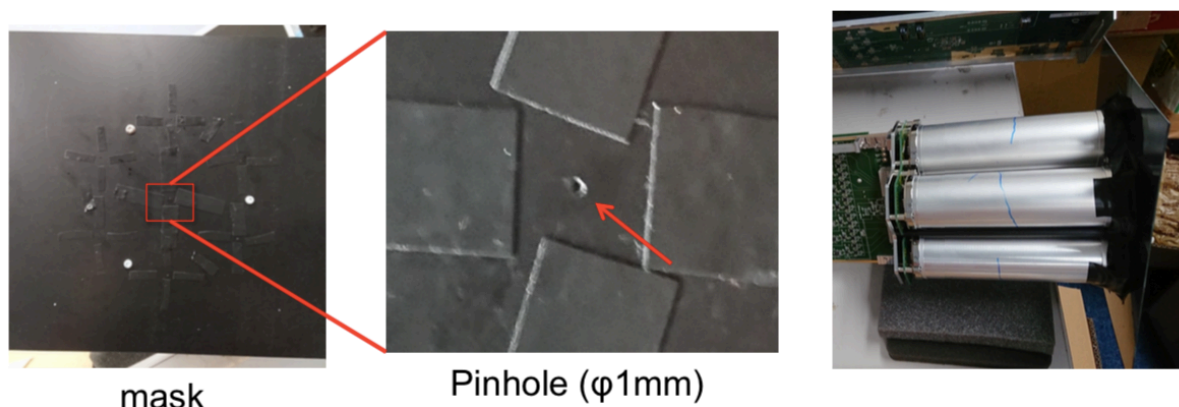


図 5.3 ピンホールつきマスクを取り付けた PMT モジュール

ピンホールつきマスク

今回の測定に用いたピンホールつきの PMT モジュールマスクを図 5.3 に示す。これは宇宙線研究所技術職員の大岡氏と猪目氏によって製作された。今回の測定では、7 本の各 PMT の光電面の中心部のピンホールを開けて、レーザーパルスを照射した。ピンホールの直径は 1 mm である。

DRS4 の設定

この測定の目的は一光電子波形を得ることなので、波形を細かくサンプリングするために DRS4 のサンプリング周波数として 5 GHz を用いた。ROI の大きさは 500 サンプルとした。これは 5 GHz では 100 ns に相当する。

ダミー BP

トリガー回路を備えるメザニンは取り付けず、Function Generator からの信号を直接 BP に送ることのでトリガーをかけた。このために LST カメラに取り付けられている通常の BP ではなく、ダミー BP を使用した。

レーザーパルス光源

レーザーパルス光源としては、猪目祐介氏によって開発されたレーザーパルスを用いた [44]。このレーザーパルスは波長 405 nm のダイオードレーザーを用いている。パルス幅は FWHM で 100 ps 以下であり、ナノ秒スケールである PMT の応答と比べて十分速いので、この光源のパルス波形は、測定される PMT の応答に影響しないと考えられる。

パルサー電源

レーザーパルスを駆動するための電源として KENWOOD 製の PWR18-1T を用いた。PWR18-1T には 2 系統の電源出力があり、一方をパルサーのロジック回路を駆動するための電源として使用し、もう一方をレーザーパルスの出力に必要な電源として使用した。ロジック回路には 5V の、レーザーパルスの出力には 7.2V の電圧を供給した。

Function Generator

レーザーパルス光源およびダミー BP へ信号を送るためのファンクションジェネレーターとして、Agilent Technology 33250A ファンクションジェネレーター/任意波形ジェネレータを用いた。レーザーパルス光源に送った波形は台形波で、振幅 5 V、立ち上がり 5 ns、幅 100 ns、周波数は 300 Hz である。またこれと同期した信号をダミー BP に送った。

ただし、ベDESTAL補正に必要なベDESTALデータを取得する際には、レーザーへの信号出力はせず、ダミー BP のみへトリガーを送り、30, 100, 300, 1000, 3000 Hz でデータを取った。

Pulse Generator

ダミー BP に送るトリガーのタイミングを調整するためのディレイ回路として、HEWLETT PACKARD 製の 8012B PULSE GENERATOR を使用した。ディレイの大きさは PC で Dragon から出力されるパルス波形をモニターしながら、パルスの位置が ROI の中心付近に来るように手動で調整した。

Dragon の電源

Dragon の直流電源として菊水電子工業製の PMC35-3A を使用し、BP を介して Dragon に 24 V の直流電源を供給した。

5.1.3 解析

測定には一つの PMT モジュールを用いたので、7本の PMT でのデータが得られたが、信号がもっとも大きく見えている一本の PMT を採用して解析を行った。

ダークデータによる補正

レーザーパルス光源によって、Dragon から取得する波形にノイズが乗ってしまう可能性がある。このような系統的要因を差し引くため、レーザーパルス光源から PMT への光路を遮蔽した上でレーザーパルスを照射し、ダークデータを取得した。ダークで得られた 3000 イベントの波形を平均することで、波形のベースラインを作成した。あとでパルス有りの波形を解析する時に、このダークデータで作ったベースラインを差し引くことでレーザーパルス由来の雑音を補正した。

平均波形の計算

各イベントで得られた波形のピークの前 100 サンプルからピークの後 150 サンプルまでの 250 サンプル (50 ns 相当) を解析に用いた。このうち、波形のピーク前 25 サンプルからピーク後 50 サンプルまでの 75 サンプル (15 ns 相当) の ADC 値の総和として電荷を計算し、これで各サンプルでの ADC 値を割ることで波形を規格化した。また同じ領域を用いて、振幅で重み付けした平均時間を計算し、この平均時間が揃うように 3000 イベントの波形を重ね合わせた。これによって波形の二次元ヒストグラムを得て、各時間ビンで平均 ADC 値を計算することで平均波形を得た。時間のビン幅は 0.25 サンプルであり、0.05 ns に相当する。

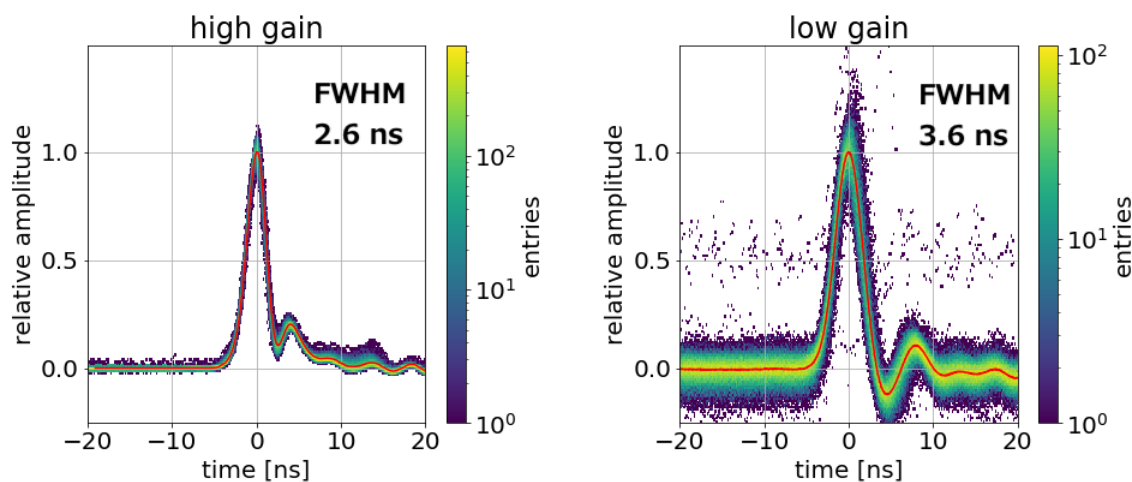


図 5.4 3000 イベントで得られた波形を振幅で重み付けした平均時間で揃え、電荷で規格化して重ねた 2 次元ヒストグラム。赤の実線は各時間ビンで振幅を平均して得られた平均波形を示す。平均波形が最大となる時刻を時間の原点とし、そこでの振幅を 1 としている。LG で相対振幅 0.5 の付近に見える成分はスパイクによるものである。

5.1.4 結果

図 5.4 に得られた 2 次元ヒストグラムと平均波形を示す。また、図 5.5 は HG と LG の平均波形を重ねて比較した図である。パルス幅は HG と LG で異なり、HG で 2.6 ns、LG で 3.6 ns であった。これは HG と LG のアンプの帯域の違いやインピーダンスの不整合により、各ゲインでのパルス応答の速さが異なるためであると考えられる。また HG と LG の両方でアンダーシュートによる二つ目のピークが見えている。ただし HG と LG のアンプの帯域の違いによってその見え方が異なっており、HG ではメインパルスがベースラインに落ちる前に二つ目のピークが現れるが、LG ではメインパルスが一度ベースラインより下まで落ちて二つ目のピークを迎えている。図 5.5 に示した波形を一光電子に対する PMT の応答として、較正用イベントのシミュレーションに用いた。

5.2 一光電子スペクトルの測定

PMT の較正において最も重要な要素の一つが一光電子から得られる電荷スペクトルであり、PMT の応答のシミュレーションにも必須の情報である。これは一光電子が PMT で増倍されて読み出される電荷の分布を表したものであり、F ファクターの値も式 (4.17) によって一光電子スペクトルから求めることができる。R11920-100-20 の一光電子スペクトルはすでに高橋光成氏によって求められているが、高橋氏の結果では準弾性散乱成分が 0.2 phe. より下で延びているのか落ちているのかを判断することができなかった。このスペクトルの違いをまとめたものを図 5.6 に示す。そこで今回の測定では、PMT に入る光量を明るめに設定し、この準弾性散乱が 0.2 phe. 以下で電荷 0 まで延びているのかどうかを判断することを目標とした。

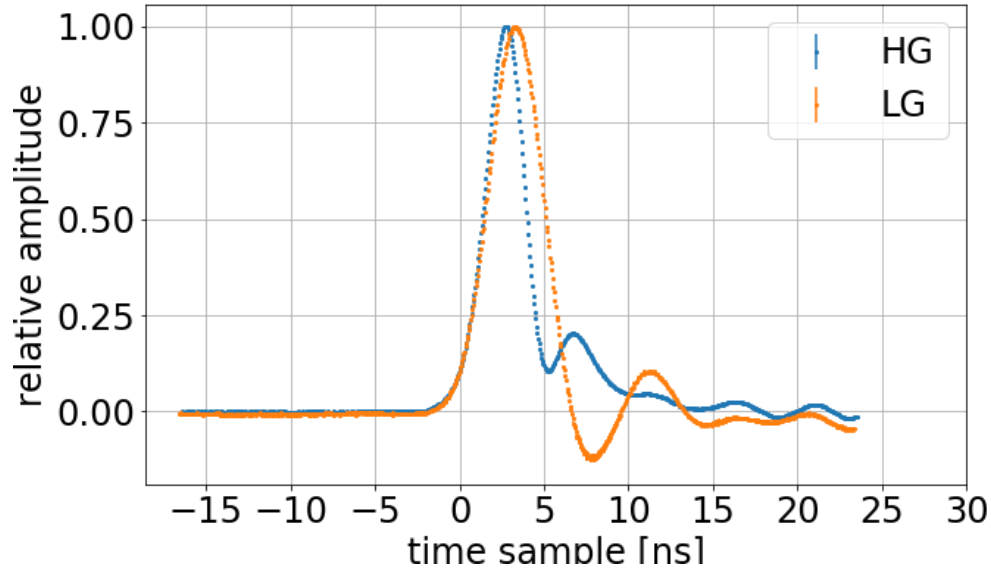


図 5.5 HG と LG の平均波形を重ねて表示した図。二つの波形は波形の立ち上がり 10% の時刻が時間の原点となるように揃えられている。HG の応答が LG よりも速いことがわかる。誤差棒は各時間ビンでの ADC 値の分布の標準偏差である。この波形を較正用イベントのシミュレーションに用いた。

Extrapolated vs. Cutoff

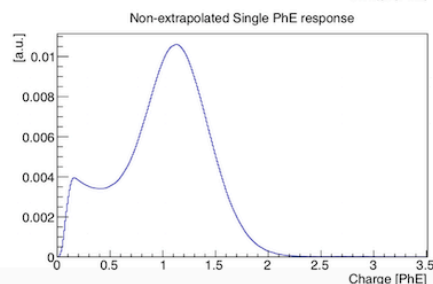
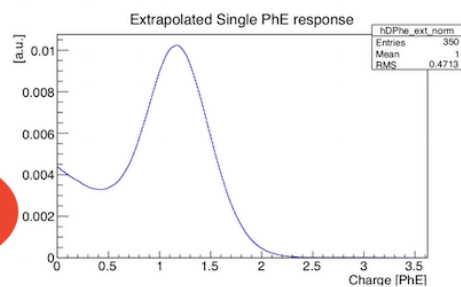
◆ Normalize mean to one

- Standard deviation = 0.471
- $F^2 = 1.222$

~4%
uncertainty

◆ cf. Non-extrapolated response

- Standard deviation = 0.428
- $F^2 = 1.183$



6

図 5.6 想定される 0.2 phe. 以下のスペクトルの違い。CTA-Japan 内部資料である高橋光成氏のスライドより引用。

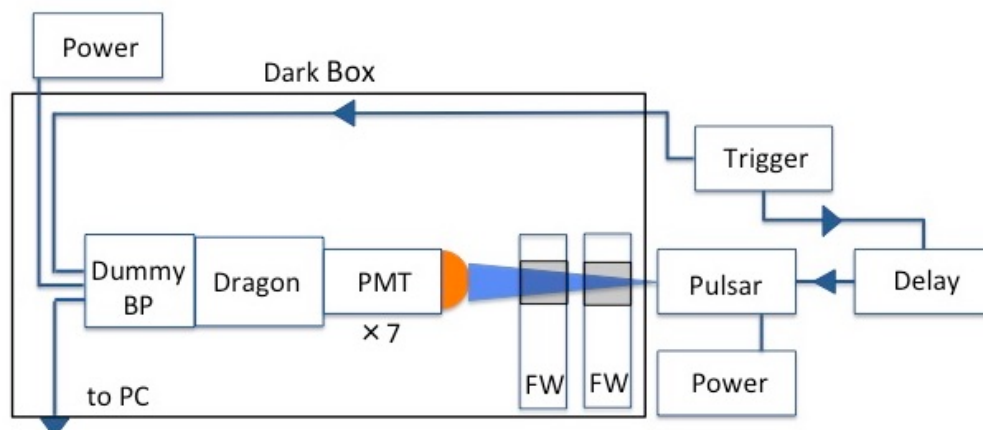


図 5.7 一光電子スペクトルの測定系。二つの FW を通すことでレーザーパルス強度を減衰させ、PMT あたり 1 phe. 未満の入力になるようにする。

5.2.1 方法

一光電子波形の測定に用いたのと同じレーザーパルスが減衰フィルターに通すことで強度を落とし、PMT あたり平均 1 光電子未満が検出されるようにする。

5.2.2 測定系

一光電子スペクトルの測定系を図 5.7 に示す。測定系は一光電子の波形測定に用いたものほとんど同じであるが、この測定ではマスクは用いず、光源と PMT の間の光路上にフィルターホイール (Filter Wheel, FW) を 2 台並べて設置した。各 FW には 6 つの窓が有り、その中に減衰フィルターがはめられている。FW を回転させて光路上の減衰フィルターを変更することで PMT に到達するレーザーパルスの強度を調整することができる。電気雑音に対して一光電子の信号が明瞭に見られるように、PMT に印加する高電圧は nominal HV よりも高い 1400 V に設定した。DRS4 のサンプリング周波数には 5 GHz を用いた。

5.2.3 解析

ペDESTAL補正

解析の際にはペDESTAL補正後の波形を用い、スパイクを含むイベントは除去した。

波形の確認

取得した約 3×10^5 イベントで得られた波形を、単純に重ね合わせたものを図 5.8 に示す。230 サンプル付近に見えるパルスがレーザー光源によるパルスである。ROI 全体に見える高さ 500 ADC count 程度の成分は暗箱の光漏れによるものと考えられるが、光漏れがあるイベントの割合は 0.1% のオーダーで極めて小さいため、十分無視できる。280 サンプル付近にメインパルス以外の成分が見える。これは直接 PMT に入射せずに光路上で反射したレーザー光が入ってしまったものと考えられる。メインパルス成分が 230 サンプル付近に見えていることから、直接 PMT に入射する光と反射光と考えられる成分との光路差は $50 \text{ sample}/5 \text{ GHz} \times c = 3 \text{ m}$ となる。ここで c は光速である。暗箱の大きさが 1 m 程度のスケール

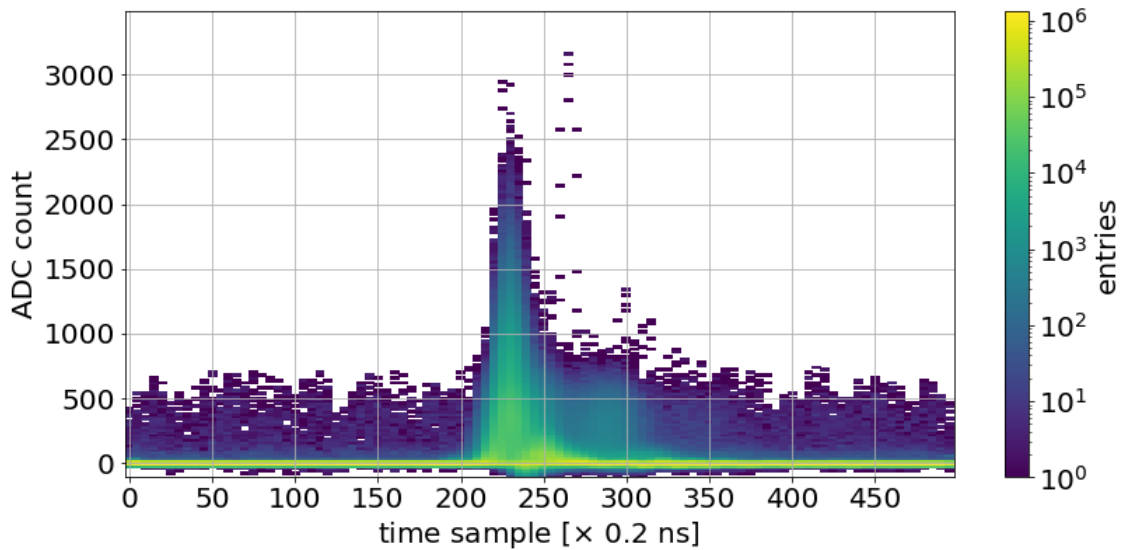


図 5.8 測定で得られたおよそ 3×10^5 イベントの波形を重ね合わせたもの。中央に見えるのがレーザーによる信号である。

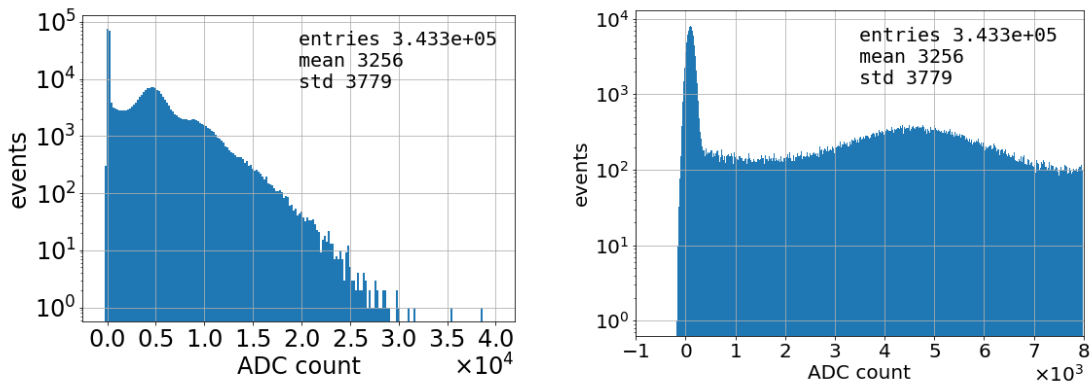


図 5.9 測定で得られた電荷分布。左は全体を示したもので、右は 0 から 1 光電子付近の分布を拡大したものの。

なので、上記の成分が反射光であると考えて矛盾はない。

電荷分布の計算

電荷計算の際は、上述の二次的成分を除去するために、210 から 240 サンプルの間 30 サンプルという狭い領域で波形の積分を行なった。この積分幅は 6 ns に相当する。この結果得られた電荷分布が図 5.9 である。ADC 値 100 付近にペDESTAL成分のピークが、ADC 値 4500 付近に一光電子由来のピークがあることがわかる。およそ 10000 count 以上に 2 光電子以上の分布も見受けられる。

ペDESTAL成分の除去

一光電子の非弾性散乱成分が 0 count まで伸びているかどうかを調べるために、100 count 付近に見えるペDESTAL成分を除く必要がある。このために、ペDESTAL成分をガウシアンでフィッティングし、その結果を電荷分布から差し引いた。フィッティングの結果が一光電子の成分になるべく影響されないよう

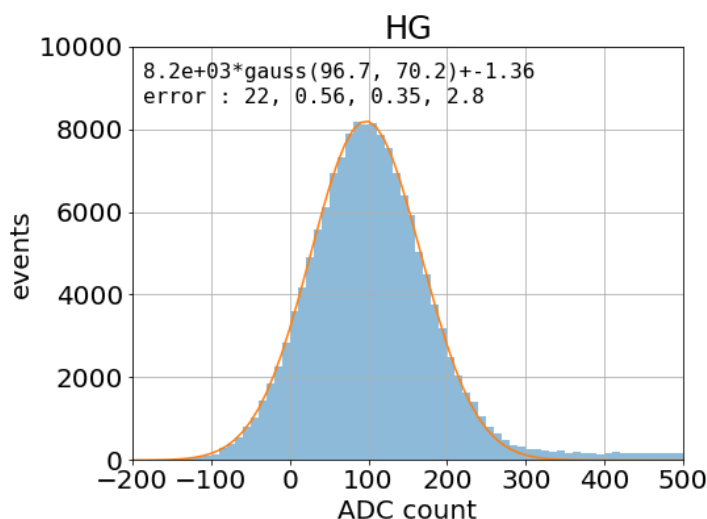


図 5.10 青がペDESTAL成分の電荷分布でオレンジの実線がそのフィッティング。

に、フィッティングにはペDESTAL成分のピークより左側、具体的には 100 count 以下の部分を用いた。図 5.10 に、ペDESTAL付近の電荷分布とガウシアンによるフィッティングの結果を示す。

5.2.4 結果

図 5.10 で得られたガウシアンを用いてペDESTAL成分を差し引いた結果、図 5.11 の電荷スペクトルが得られた。これを見ると、準弾性散乱成分が 0.03 phe. まで延びていることがわかる。したがって、図 5.6 に示したふた通りの一光電子スペクトルのうち、0 count まで延びる準弾性散乱成分をもつスペクトルの方が尤もらしいと言える。

そこで較正用イベントのシミュレーションでは、高橋氏が求めたスペクトルの内、0 count まで延びた成分をもつスペクトルを用いることにした。但し、この 0 count 付近のスペクトルの振る舞いは PMT によって個体差がある可能性があり、全ての PMT に適用できるとは限らない。

5.3 MC シミュレーションの方法

5.3.1 シミュレーションパッケージ

LST の較正用イベントのシミュレーションには *sim.telarray* というシミュレーションパッケージを用いた [45]。 *sim.telarray* は IACT の検出器応答をシミュレーションするためのソフトウェアであり、ソースコードが公開されている。一般的には CORSIKA(COSmic Ray SIMulations for KASCADE) などの空気シャワーシミュレーションで得られたチェレンコフ光の情報を *sim.telarray* に入力することで、チェレンコフ光に対する検出器の応答を調べる [46]。

本研究では CORSIKA の代わりに、*LightEmission* パッケージと呼ばれる *sim.telarray* 内のプログラムを用いた。これはレーザーなどの人工的な光源に対する検出器応答を調べるためのパッケージであり、CORSIKA に代わって人工的な光源からの光子の情報をファイルに出力し、*sim.telarray* に渡すことができる。そこでこのパッケージを用いて、LST カメラの較正に用いられる較正用レーザーからの光子情報をシミュレーションし、*sim.telarray* で LST 初号機カメラの応答を計算した。

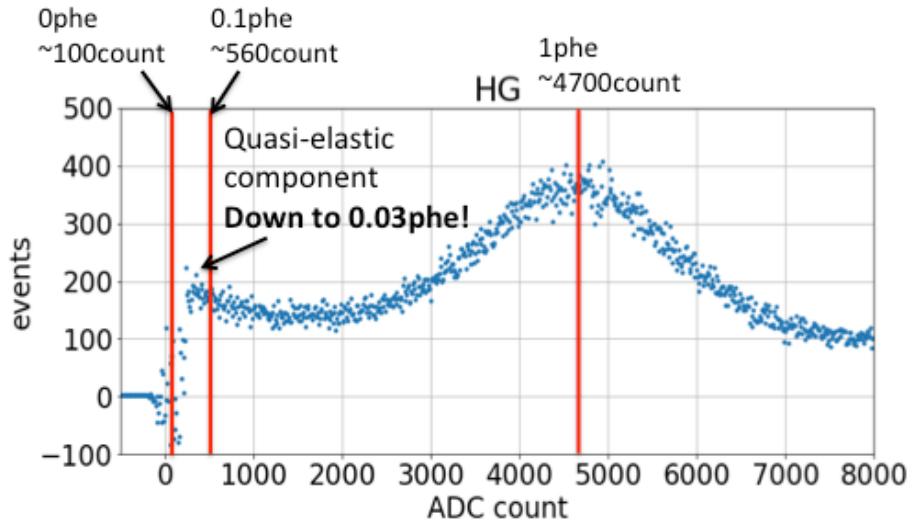


図 5.11 ペDESTAL成分を差し引いて得られた電荷分布。0.03 phe. まで準弾性散乱成分が延びていることが確認できる。

波長	355 nm
波形	$\exp(-t/1.6 \text{ ns})$
角度分布	$\pm 3^\circ$ 内で一様。その外では 0。
パルス強度	9×10^5 光子。PMT あたり 80 光電子程度に相当。
カメラからの距離	28 m

表 5.1 シミュレーションに用いた光源の諸特性。

5.3.2 光源の設定

シミュレーションの光源には、前章で述べた LST 初号機カメラの較正用レーザーの特徴を反映させた。その諸特性を表 5.1 に示す。本シミュレーションではレーザー強度の揺らぎや空間的非一様性は考慮しておらず、光源は理想的に安定で空間的に一様であると仮定している。ペDESTALデータについては、光源からの光子数を 0 にすることで、NSB と電気雑音のみのイベントを取得し、これをペDESTALイベントとして用いた。

次節以降では、シミュレーションされたペDESTALと較正用レーザーのイベントをそれぞれ 4000 ずつ用いて、F ファクター法において適切な波形積分を調べる。

5.4 波形積分方法の比較

本章でのシミュレーションの目的は、式 (4.19) によって較正用レーザーからの光電子数を見積もるのに適した波形積分方法を決定することである。式 (4.19) を用いて平均光電子数を求めるためには、較正用レーザーから得られる出力電荷の分布とペDESTALの分布が必要となる。これらの電荷およびペDESTAL分布は波形を積分することで得られるが、この積分には様々なアルゴリズムと積分幅が考えられる。この節ではいくつかの波形積分アルゴリズムや積分幅を用いて光電子数を推定し、シミュレーションの真の

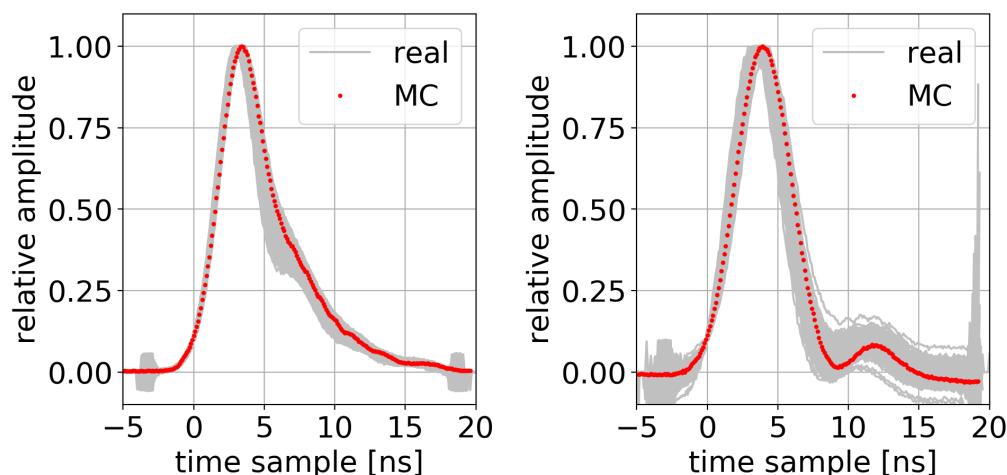


図 5.12 シミュレーションで得られた平均波形と実データで得られた平均波形の比較。全ての波形は立ち上がりがピークの 10% に到達する時刻が 0 になるように揃えた。グレーは実際に較正用レーザーから得られた平均波形を 1837 本の PMT について重ねたものである。ハードウェアに問題のあった 2 ピクセルと統計誤差によって立ち上がり 10% の位置が他と揃わない 16 ピクセルを除去した。赤の点がシミュレーション波形を表す。ピクセルあたりの光電子数はシミュレーションでおよそ 80、実データで 80 から 100 程度である。シミュレーションが実データの波形をよく再現していることがわかる。

光電子数と比較することで F ファクター法に適切な積分方法を決定する。

5.4.1 較正用レーザーに対する PMT の応答波形

積分方法の最適化に取り組む前に、シミュレーションで較正用レーザーから得られる PMT 波形が、現実に即したものになっているかを調べるために、波形の解析を行った。シミュレーションには PMT の TTS も考慮しており、実験室での測定結果に基づいて幅 0.7 ns のガウシアンを仮定した [47]。

方法

解析方法は一光電子波形の平均を求める時と同様で、振幅で重み付けした平均時刻で波形を重ね、積分した電荷で振幅の規格化を行った。解析は波形のピーク前 10 サンプルからピーク後 20 サンプルまでの 30 サンプル (30 ns 相当) を用い、平均時間と電荷の計算には HG でピーク前 5 サンプルからピーク後 12 サンプルまで、LG でピーク前後 5 サンプルずつを用いた。

結果

図 5.12 に得られたシミュレーションの平均波形と実データの平均波形を比較したものを示す。シミュレーションで得られる平均波形が、実際の PMT の個体差の範囲内で、実データから得られる波形とよく一致していることがわかる。これより、シミュレーションに用いた一光電子波形と較正用レーザーの指数関数型の波形が、現実の一光電子波形およびレーザー波形と矛盾しないことが言える。また図 5.12 より、較正用レーザーから得られる波形が左右非対称であることがわかる。これは波形積分の際に注意しなければならない事項である。

5.4.2 比較する積分方法

LSTでは1GHzでサンプリングしたPMT波形を積分することで電荷を計算する。ROI全体のうち、この波形の積分に用いる領域をwindowと呼ぶことにする。すなわち、window内で各サンプリング点での波高値を足し合わせることで電荷を求める。ただし、実データの波形積分と条件を合わせるため、単なる波高値の和ではなく台形積分で得られる値を電荷とする。実データで台形積分を用いる理由は後述する。本研究で検討する積分方法の違いとはwindowの置き方と積分幅の違いであり、これによって、較正用レーザーとペDESTALから求まる電荷分布、ひいてはFファクター法により推定される光電子数が変化する。以下に本研究で検討した積分方法の基本となるものを列挙する。

Fixed Window

ROIの中の決められた場所にwindowを固定する方法。パルスの位置にかかわらず同じ領域を積分する。狭いwindowではwindow内にパルスが収まることを保証することが難しいため、安定した積分が難しい。しかし、十分広いwindowを用いれば常にパルス全体を積分することができ、また後述する積分方法のようなピーク探索もしないため、NSBや電気雑音によるバイアスを受けない。

Local Peak Window

波形の振幅が最大となる点を探し、その点を中心としてwindowを置く方法。

Sliding Window

決められたwindow幅で、波形の積分値が最大になる位置にwindowを置く方法。電荷の最大値を探索するため、SN比が悪い場合はNSBや電気ノイズによってwindowが引っ張られる可能性がある。これは電荷積分にバイアスを生んでしまい、電荷を過大評価してしまう恐れがある。

上に示したのは最も基本的な積分アルゴリズムであるが、上述のアルゴリズムによってwindowの位置を決めた後に、さらにこのwindowをずらすという方法を考えることも可能である。例えば、Local Peak Windowで波形のピークを中心にしてwindowを置き、これを右に2サンプルずらして積分するなどの操作が考えられる。図5.12からもわかるように較正用レーザーから得られるPMT波形は左右非対称であるので、このような操作が有効である可能性がある。

積分幅については、各積分アルゴリズムで5, 7, 9, 11, 13, 15サンプルの積分を試した。

図5.13は幅15サンプルのFixed Windowによる波形積分の例であり、図5.14は波形積分によって得られるパルスとペDESTALの電荷分布の例である。ヒストグラムから分布の特徴量 \overline{Q} , σ_Q , $\overline{\sigma_{ped}}$, σ_{ped} を計算し、Fファクター法の式(4.19)に代入することで、平均光電子数を求めることができる。

5.4.3 光電子数推定における統計誤差の見積もり

後でFファクター法による光電子数推定の精度について議論するために、ここでFファクター法の統計誤差の見積もりをしておく。式(4.19)より、推定光電子数 \overline{Np} の統計誤差は \overline{Q} , σ_Q , $\overline{\sigma_{ped}}$, σ_{ped} の統計誤差の伝播で見積もることができる。統計量の誤差の推定には以下の式を用いた[48]。

$$\Delta \overline{X} = \frac{\sigma_X}{\sqrt{n}} \quad (5.1)$$

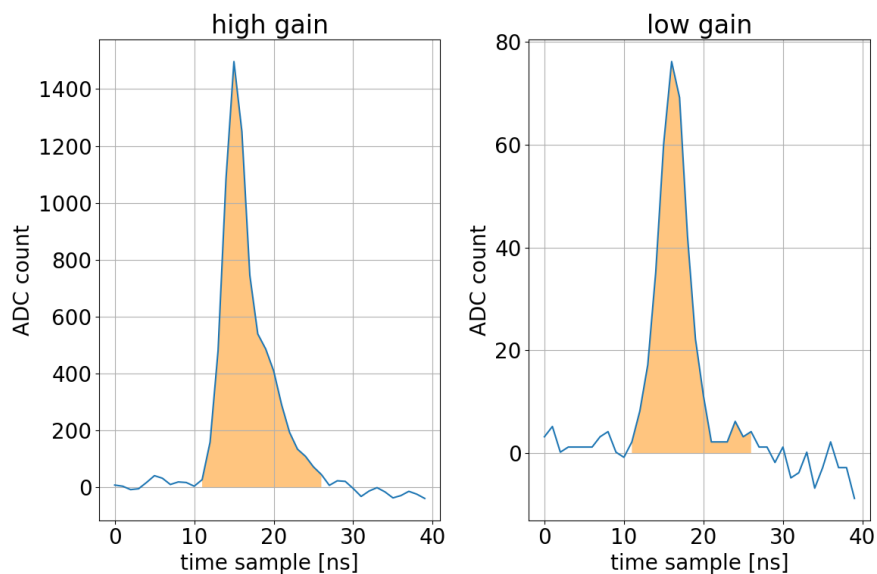


図 5.13 幅 15 サンプルの Fixed Window による波形積分の例。青の実線がサンプリングされた波形を直線でつないだものであり、オレンジ色の領域が積分された部分を示す。

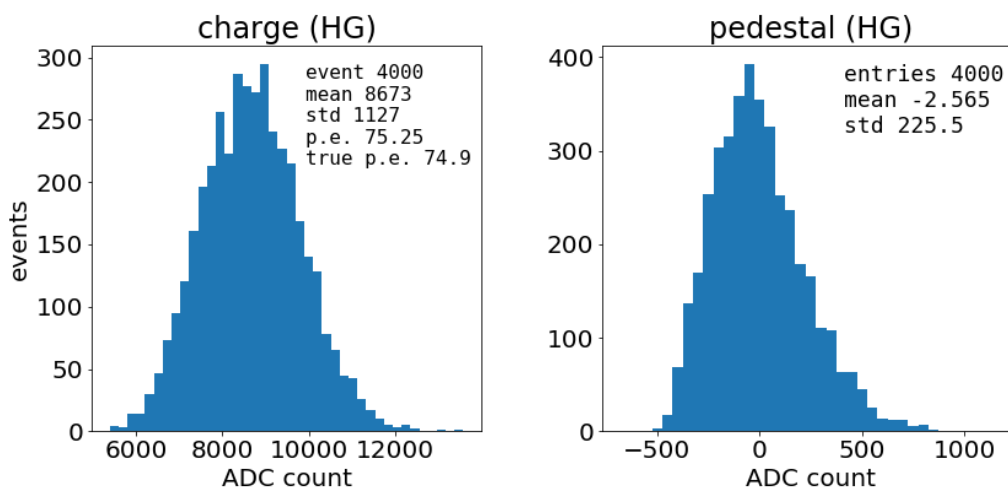


図 5.14 積分により得られるパルスの電荷分布 (左) とペDESTAL 分布 (右) の例。図は HG チャンネルで、パルスは積分幅 15 サンプルの Sliding Window、ペDESTAL は同じ積分幅の Fixed Window によって得られた電荷。これらの分布の特徴量から F ファクター法によって平均光電子数を求めることができる。

$$\Delta\sigma_X^2 = \sqrt{\frac{2}{n}}\sigma_X^2 \quad (5.2)$$

ここで X はある統計量であり、F ファクター法においては $X = Q, \text{ped}$ である。 n はイベント数であり、式 (5.1), (5.2) では、 n が十分大きいという条件のもとで近似を用いた。

たとえば、図 5.14 の電荷分布が得られた場合に式 (4.19) の右辺の各要素の統計誤差を見積もると、

$$\Delta\bar{Q} = \frac{\sigma_Q}{\sqrt{n}} = \frac{1127}{\sqrt{4000}} = 17.8 \quad (5.3)$$

$$\Delta \overline{\text{ped}} = \frac{\sigma_{\text{ped}}}{\sqrt{n}} = \frac{225.5}{\sqrt{4000}} = -3.56 \quad (5.4)$$

$$\Delta \sigma_Q^2 = \sqrt{\frac{2}{n} \sigma_Q^2} = \sqrt{\frac{2}{4000}} \times 1127^2 = 28400 \quad (5.5)$$

$$\Delta \sigma_{\text{ped}}^2 = \sqrt{\frac{2}{n} \sigma_{\text{ped}}^2} = \sqrt{\frac{2}{4000}} \times 225.5^2 = 1137 \quad (5.6)$$

$$(5.7)$$

となる。従って、式 (4.19) の分母分子の統計誤差はそれぞれ

$$\frac{\Delta (\overline{Q} - \overline{\text{ped}})}{\overline{Q} - \overline{\text{ped}}} = \frac{\sqrt{(\Delta \overline{Q})^2 + (\Delta \overline{\text{ped}})^2}}{\overline{Q} - \overline{\text{ped}}} = \frac{\sqrt{17.8^2 + 3.56^2}}{8673 - (-2.565)} = 0.00209 = 0.21\% \quad (5.8)$$

$$\frac{\Delta (\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2)}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2} = \frac{\sqrt{(\Delta \sigma_Q)^2 + (\Delta \sigma_{\text{ped}})^2}}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2} = \frac{\sqrt{28400^2 + 1137^2}}{1127^2 - 225.5^2} = 0.0233 = 2.3\% \quad (5.9)$$

と求められる。結局、平均光電子数の推定に含まれる統計誤差は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta (\overline{Np})}{\overline{Np}} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta (\overline{Q} - \overline{\text{ped}})}{\overline{Q} - \overline{\text{ped}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta (\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2)}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2} \right)^2} \\ &= \sqrt{0.00209^2 + 0.0233^2} = 0.0233 = 2.3\% \end{aligned} \quad (5.10)$$

と見積もることができる。 \overline{Np} の統計誤差のほとんどは式 (4.19) の分母 $\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2$ に由来することがわかる。

上記の統計誤差 2.3% は、1 ピクセルで求められる平均光電子数の統計誤差だが、1855 ピクセルでこれをさらに平均してピクセルあたりの平均光電子数を求めれば、その統計誤差は大雑把に $2.3\% / \sqrt{1855} = 0.05\%$ まで小さくなる。これはカメラ全体で検出された光電子数の推定に伴う統計誤差と見做すこともできる。この統計誤差は最終的なピクセル毎の光電子数推定の統計誤差として用いることはできないが、各積分方法の違いが有意であるかどうかを議論するための基準としてのみ用いる。ただし、実データでもシミュレーションでも、PMT 毎の QE の違いなどにより、検出される平均光電子数は PMT 間で共通ではないことに注意する。

次の小節以降で、様々な積分方法を比較して光電子数推定に適切なアルゴリズムを吟味する。異なる積分方法の間で有意な違いがあるかどうかは、上述の統計誤差と照らし合わせることで判断できると考えられる。

5.4.4 ペDESTALの積分方法

F ファクター法に用いる波形積分方法の選択において重要な事項の一つは、 $\overline{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}$ を得るためのペDESTALの積分方法である。ペDESTALの積分にはパルスと同じ積分方法を用いるべきか、それとも常に Fixed Window を用いるべきかなどの問題があり、どの方法が F ファクター法に適しているかは自明ではない。そこで適切なペDESTALの積分方法を選択するべく、本研究では表 5.2 に示す 3 つの積分方法の組み合わせを試みた。(a) はパルスもペDESTALも Fixed Window による積分 (Fixed-Fixed)、(b) はパルスは Sliding Window、ペDESTALは Fixed Window による積分 (Sliding-Fixed)、(c) はどちらも Sliding Window による積分 (Sliding-Sliding) である。

組み合わせ	パルス	ペDESTAL
(a)	Fixed	Fixed
(b)	Sliding	Fixed
(c)	Sliding	Sliding

表 5.2 試みた積分方法の組み合わせ。

結果

これらの積分方法を用いて電荷分布を計算し、F ファクター法によって推定された光電子数を図 5.15 に示した。また特に積分幅 11 サンプルから 15 サンプルでの結果を表 5.4.4 に示した。これらの結果から、どの積分方法においても積分幅を広げるほど推定される光電子数の値が大きくなるのがわかる。パルスとペDESTALの両方に Fixed Window を用いると、狭い window では平均光電子数を大幅に過小評価してしまうが、広い積分幅を用いることで正確な推定ができることがわかる。パルスのみで Sliding Window を用いる場合は、Fixed Window に比べると狭い window でも比較的真に近い推定ができるが、真の光電子数に近い推定をするためにはやはり広い window が必要である。ただし、表 5.4.4 からわかるように、この方法で広い window を用いると光電子数の過大評価につながる。この傾向は特に LG で顕著に見られる。パルスとペDESTALの両方を Sliding Window で積分する場合は、Sliding-Fixed の曲線を下に並行移動したような形になっており、広い window を用いても光電子数を過小評価してしまっている。

考察

Fixed-Fixed は、パルスが固定した window 内に入っていないため、広い window が必要になっていると考えられる。しかしバイアスはないので、Sliding-Fixed に見られるような、広い window での過大評価は見られない。Sliding-Fixed で広い window を用いた時の光電子数の過大評価は、Sliding Window による電荷の最大値探索の際に、NSB や電気雑音の影響でバイアスがかかるためであると考えられる。Sliding-Sliding ではペDESTALの積分値にバイアスがかかり、 $\overline{\text{ped}}$ が大きく、 σ_{ped} が小さく評価されることで、推定光電子数が過小評価されると考えられる。(b) や (c) における真の光電子数からのずれが HG よりも LG で顕著であることから、これらが電気雑音によるバイアスの影響であることが示唆される。

以上より、F ファクター法を用いて光電子数を推定するには、ペDESTALを Fixed Window で積分するのが望ましいことがわかる。また Fixed-Fixed でも Sliding-Fixed でも真の光電子数に近い推定ができていることから、ペDESTALを Fixed Window に決めた上で、さらにパルスの積分方法を最適化することができると考えられる。従って、以降の光電子数推定ではペDESTALの積分には Fixed Window を採用する。パルスの積分については、Fixed Window では広い積分幅が必要となり、Sliding Window ではバイアスを生んでしまう。そこでパルスの積分方法をさらに最適化するため、次節で様々なパルス積分方法を試みた。

5.4.5 較正用レーザーパルスの積分方法

前節でペDESTALの適切な積分方法を Fixed Window に決定したので、本節では較正用レーザーパルスの積分方法を詳しく吟味する。本研究で試みた積分方法を表 5.4 に示す。"Local Peak + Shift 1" は

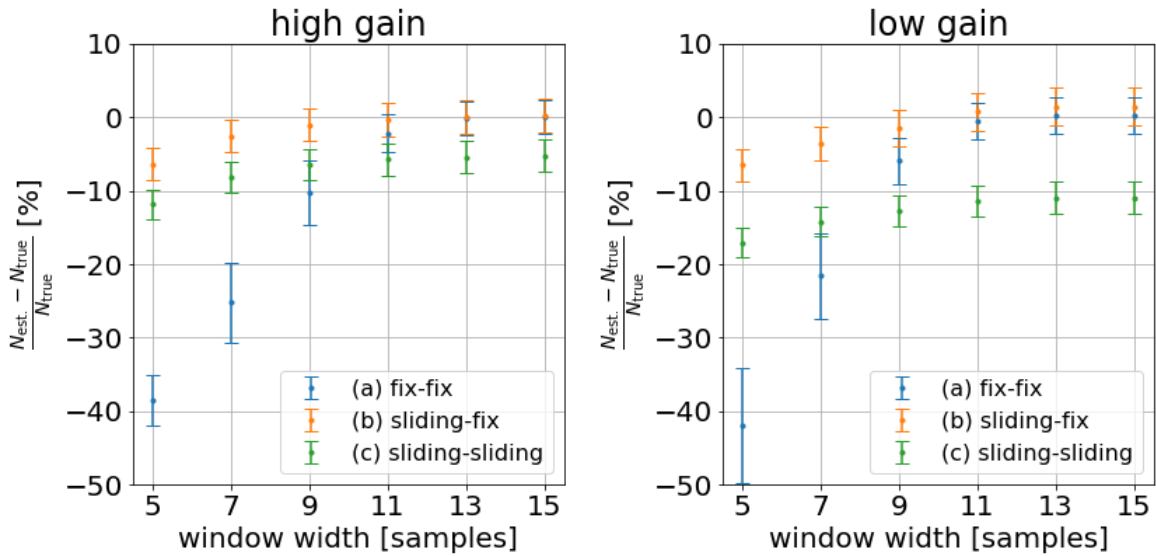


図 5.15 表 5.2 に示した 3 通りの積分方法の組み合わせについて、F ファクター法により推定される光電子数を比較したもの。縦軸は推定された光電子数と真の光電子数との差を真の光電子数で規格化し、1855 ピクセルについて平均したものである。従って、縦軸が 0 となるところが平均的に光電子数が正しく推定されていることを意味する。誤差棒はピクセル分布の標準偏差である。

積分方法	HG			LG			
	積分幅 [samples]	11	13	15	11	13	15
Fixed - Fixed		-2.20	-0.237	0.024	-0.536	0.167	0.238
Sliding - Fixed		-0.311	0.029	0.222	0.689	1.41	1.42
Sliding - Sliding		-5.76	-5.43	-5.27	-11.4	-11.0	-11.0

表 5.3 各積分方法での平均推定光電子数の真の値からのずれ。単位はパーセント。

Local Peak Window を 1 サンプルだけ右にずらすことを意味する。”Local Peak + Shift 2”も同様である。”Sliding 5 + Shift 1”は幅 5 サンプルの Sliding Window で積分電荷が最大となる位置を探し、そこから 1 サンプルだけ右にずらしたところを中心に window を置くことを意味する。”Sliding 5 + Shift 2”も同様である。(h) は、HG では単純な Sliding Window で積分位置を決め、LG では HG で決定したのと同じ場所を積分するという方法である。

結果

表 5.4 に示した積分方法で得られた光電子数推定の結果を示したのが、図 5.16、図 5.17 である。図 5.16 は、比較的単純な積分方法である Fixed Window, Local Peak Window, Sliding Window の結果であり、図 5.17 は Shift を加えた場合などの結果を示している。またこれらの図では見にくい積分幅 11 サンプル以上での推定光電子数の変化を見るために、表 5.4.5 に、各積分方法における積分幅 11 サンプルから 15 サンプルでの推定平均光電子数の真の値からのずれを示す。

ラベル	積分方法
(a)	Fixed
(b)	Local Peak
(c)	Local Peak + Shift 1
(d)	Local Peak + Shift 2
(e)	Sliding
(f)	Sliding 5 + Shift 1
(g)	Sliding 5 + Shift 2
(h)	HG Sliding, LG は HG と同じ window

表 5.4 較正用レーザーパルスの積分に最適な方法を吟味する際に試みた方法。

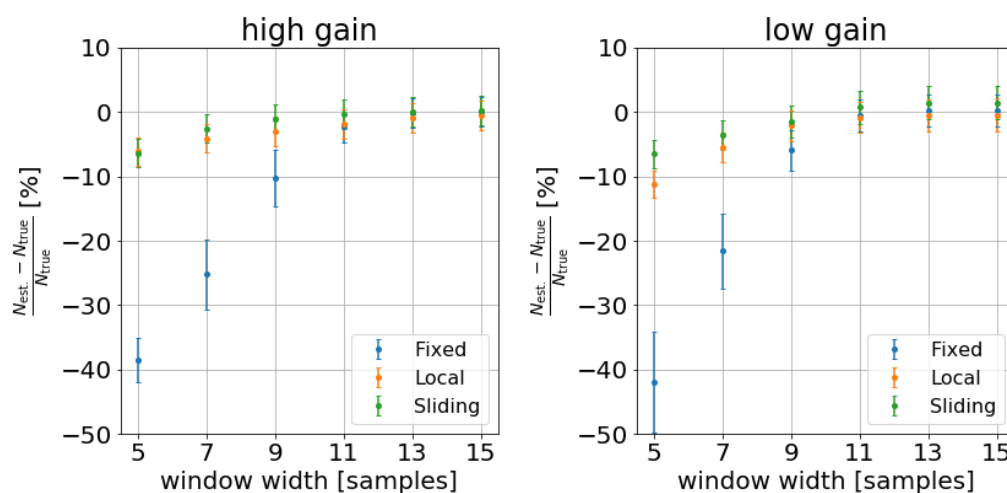


図 5.16 Fixed, Local Peak, Sliding Window による積分を用いた時に推定される光電子数の真の値からのずれ。縦軸はずれを真の値で規格化して百分率で表したものである。誤差棒はピクセル分布の標準偏差である。

積分方法	HG			LG		
	11	13	15	11	13	15
積分幅 [samples]						
Fixed	-2.19	-0.237	0.024	-0.536	0.167	0.238
Local	-1.85	-1.02	-0.534	-0.860	-0.566	-0.472
Local + Shift 1	-0.765	-0.480	-0.237	-0.721	-0.379	-0.267
Local + Shift 2	-0.626	-0.163	-0.051	-2.94	-0.547	-0.137
Sliding	-0.313	0.029	0.222	0.690	1.41	1.42
Sliding 5 + Shift 1	-0.910	-0.549	-0.283	-0.525	-0.368	-0.227
Sliding 5 + Shift 2	-0.422	-0.195	-0.084	-0.684	-0.111	-0.014
HG = Sliding, LG = HG	-0.313	0.029	0.221	-0.407	-0.004	0.131

表 5.5 各積分方法での平均推定光電子数の真の値からのずれ。単位はパーセント。

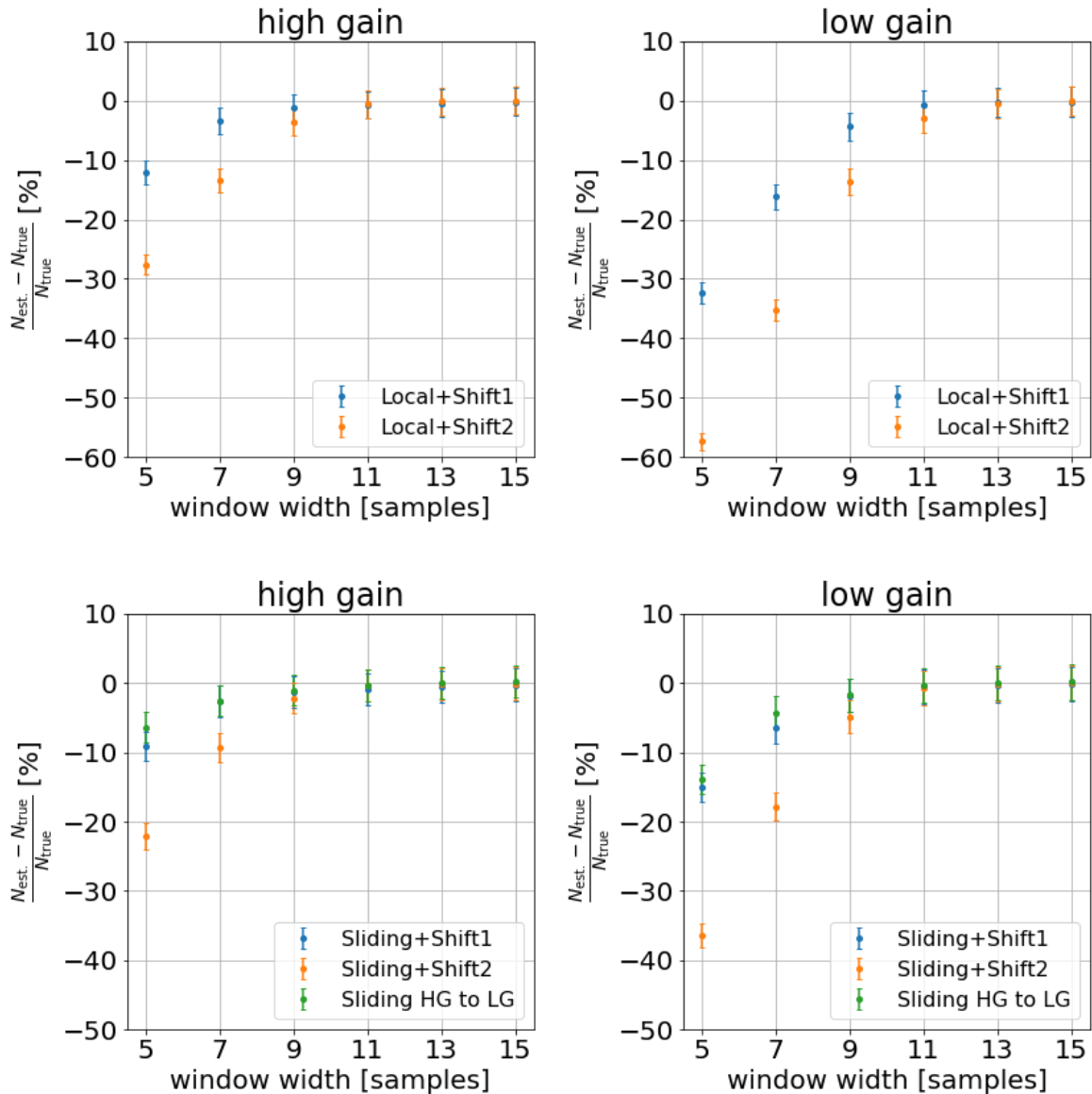


図 5.17 表 5.4 に示した積分方法の一部を用いた際に得られる光電子数推定の結果。

議論

全ての積分方法に共通する傾向として、積分幅が大きいほど推定光電子数も大きくなるのがわかる。5.4 節で見積もった、推定光電子数のピクセル平均の統計誤差が $\sim 0.05\%$ であったことを考慮すると、表より、11 サンプル以上でも積分幅と積分方法によって推定光電子数に有意な違いが生じていると言える。

前節でも議論したように、Fixed Window では積分幅 15 サンプルのような広い window を用いれば真の値に近い推定ができています。

Local Peak Window では積分幅を 15 サンプルにしても、光電子数が過小評価されている。これは較正用レーザー波形の左右非対称性によるものであると考えられる。図 5.12 に示した通り、HG のレーザーパルス波形には長いテール成分が見えており、LG ではアンダーシュートによる二つ目のピークが見えてい

る。Local Peak Window は波形のピーク部分を中心に積分するため、これらのテール部分を積分できておらず、電荷を漏らしていることによって光電子数が過小評価されている可能性がある。Local Window に Shift を加えると、積分幅 15 サンプルで Local Peak Window による積分よりも推定光電子数が大きくなり、真の光電子数に近い推定ができています。このことからこの波形の非対称性が影響していることが示唆される。

前節で述べたとおり、Sliding Window で積分幅 15 サンプルを用いると、光電子数が真の値よりも大きく見積もられ、この傾向は LG で特に顕著である。これは広い window で積分値の最大を探索する際に電気雑音や NSB によるバイアスが生じているせいであると考えられる。また “Sliding 5 + Shift 1” と “Sliding 5 + Shift 2” では、Sliding Window と比べて推定光電子数が小さくなっている。これは “Sliding 5 + Shift 1” と “Sliding 5 + Shift 2” では、電荷の最大値を探す window の幅を 5 サンプルに留めることで、電気雑音や NSB によるバイアスの影響を軽減できるためであると考えられる。特に “Sliding 5 + Shift 2” では HG と LG の両方において、見積もられた統計誤差 0.05% と同程度の精度で光電子数推定をすることができている。

また “HG = Sliding, LG = HG” は積分幅 13 ns で統計誤差の範囲で新お光電子数を推定できている。以上の比較より、LST 初号機カメラにおいて較正用レーザーから検出した光電子数を F ファクター法で推定するのに適した波形積分方法として、積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” あるいは積分幅 13 ns の “HG = Sliding, LG = HG” を提案する。

5.4.6 波形積分の不確かさの電荷分布の広がりへの寄与

図 5.15 や図 5.17 からわかる通り、どの積分方法を用いた場合も、5 から 9 サンプル程度の狭い積分幅を用いた場合には、平均光電子数が過小評価されてしまう。従って、15 サンプル程度の広い積分幅が必要になる。

本節では、狭い積分幅を用いた時に光電子数が過小評価されてしまう理由を調べる。この過小評価の原因として、積分幅を狭くした時に電荷の再構成の精度が落ちてしまっている可能性が挙げられる。これを調べるために以下のシミュレーションを行い、解析した。

NSB と電気雑音なしのシミュレーション

波形積分による電荷の再構成の精度を調べるために、NSB と電気雑音を除いて、光電子数のポアソン統計のみが揺らぎとなる較正用レーザーのイベントをシミュレーションした。これによって、雑音の影響を排除した上で、純粋に波形積分による電荷再構成の不確かさを調べることができる。

方法

このシミュレーションで得られたパルス波形をイベントごとに複数の積分幅 w ($w = 5, 7, 9, 11, 13, 15$ サンプル) で積分する。こうして各積分幅 w で得られた電荷 Q_w の $w = 15$ サンプルの場合の電荷 Q_{15} に対する比 $r_w = Q_w/Q_{15}$ をイベントごとに計算し、その分布を調べる。これによって、積分幅が w が小さい時に $w = 15$ サンプルの場合に対して、一定の割合で電荷を積分することができているかを確認する。もしこの割合がイベントごとに揺らげば、狭い window による波形積分には電荷再構成の不確かさが伴うことを意味する。この調査のための積分アルゴリズムには、5.4.5 節で光電子数推定の精度が高かったものとして “Sliding 5 + Shift 2” を用いた。

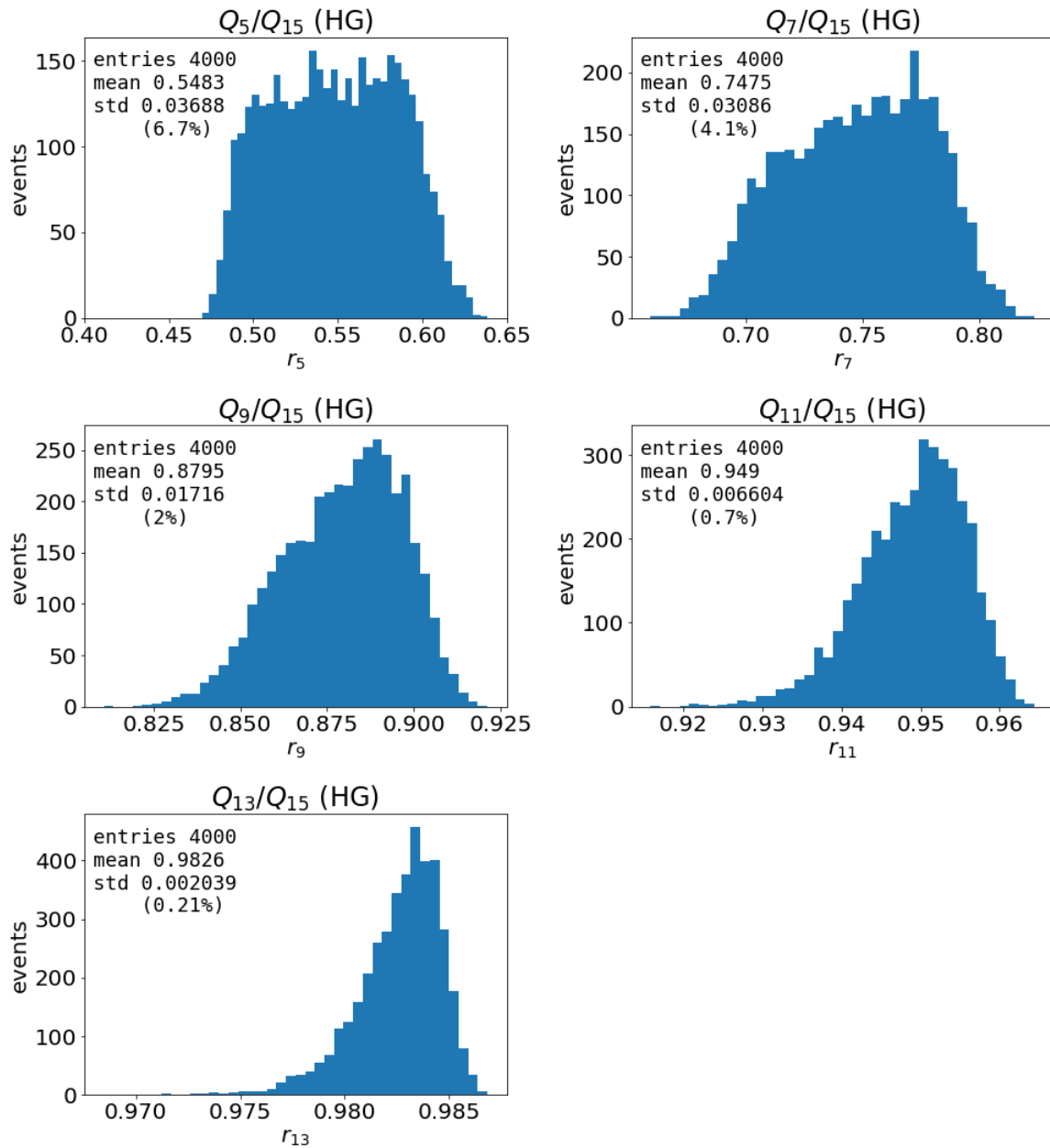


図 5.18 ある一つのピクセルについて、4000 イベントの波形積分で得られた各 r_w ($w = 5, 7, 9, 11, 13$) の分布。積分幅 w が小さいほど、積分される電荷の割合がばらついてしまうことがわかる。図は HG チャンネルで得られたもの。LG でも同様の傾向が見られることが図 5.19 からわかる。

結果

この結果を図 5.18 及び図 5.19 に示す。積分幅が狭い場合は r_w のばらつきが大きくなっていることがわかる。例えば、図 5.18 の左上の $w = 5$ の場合、 $w = 15$ で得られる電荷と比べて平均的に $\bar{r}_5 = 0.66$ の割合で電荷を積分できるが、この電荷には 3.2% のばらつきが伴うことを示している。図 5.19 は、 r_w の平均値とそれに対する相対的な標準偏差の値を w の関数として示したものである。 w が小さいほど、 r_w の分布が広く、電荷再構成の不確かさが大きいことが分かる。

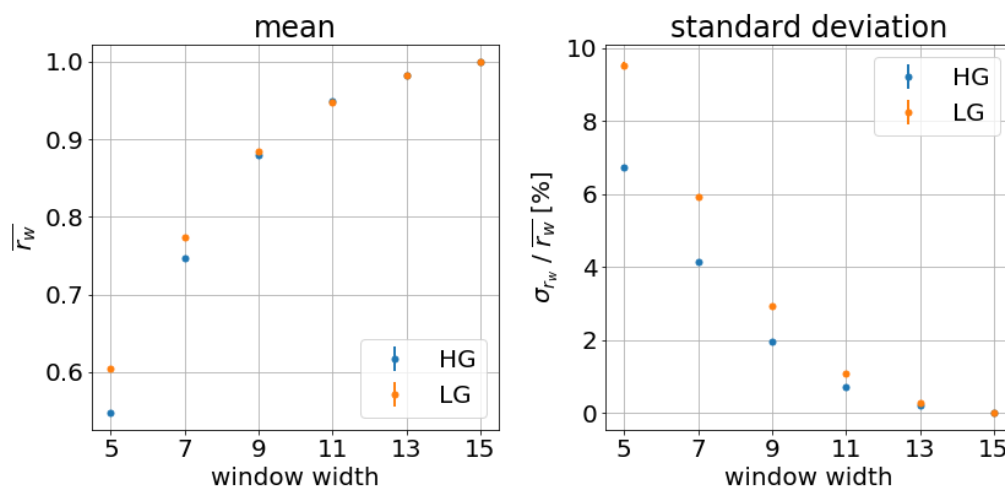


図 5.19 図 5.18 で得られた r_w の平均値 \bar{r}_w とそれに対する標準偏差 σ_{r_w} / \bar{r}_w を積分幅 w に対してプロットしたもの。積分幅を広げるほど r_w のばらつきが小さくなることが確認できる。15 サンプルでの電荷で規格化しているため、 $r_{15} = 1, \sigma_{r_{15}} = 0$ である。統計誤差はプロットでは見えないほど小さい。

議論

図 5.18 に見られる狭い積分幅での電荷再構成のばらつきが、電荷分布を余計に広げることで、式 (4.19) の分母の σ_Q が大きくなり、光電子数が過小評価されてしまうと考えられる。この波形積分によって生じる電荷のばらつきが、図 5.17 の狭い window 領域で見られるような光電子数の過小評価を説明できるか検証するために、光電子数推定に補正を加えた。積分に伴う電荷のばらつきの補正項 σ_{int} として次式を用いた。

$$\sigma_{\text{int}} = \bar{Q} \times \frac{\sigma_{r_w}}{r_w} \quad (5.11)$$

σ_{r_w} / \bar{r}_w は図 5.19 に示されているのと同じ量である。ただし図 5.19 に示したのは 1 ピクセルについての結果だが、補正には全ピクセルで平均した値を用いた。

これを用いて、補正後の光電子数推定を次式に従って求めた。

$$\overline{Np} = \frac{(\overline{Q - \text{ped}})^2}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{int}}^2 - \sigma_{\text{ped}}^2} F^2 \quad (5.12)$$

尚、このシミュレーションでは電気雑音と NSB は考慮されていないので $\sigma_{\text{ped}} = 0$ である。

この補正によって得られた結果を図 5.20 に示す。波形積分に伴う電荷のばらつきを補正することで、狭い window を用いても真の値に近い光電子数の推定ができており、ピクセル毎のばらつきの範囲内で平坦なプロットになっていることがわかる。これより、図 5.17 で window が狭い時に見られる光電子数の過小評価は、積分に伴う電荷再構成の不確かさの影響であると考えられる。この解析では、 σ_{int} として 1855 本の平均値を全てのピクセルに用いているが、平均ではなく各ピクセルで補正を行えば、より妥当な解析になる可能性がある。

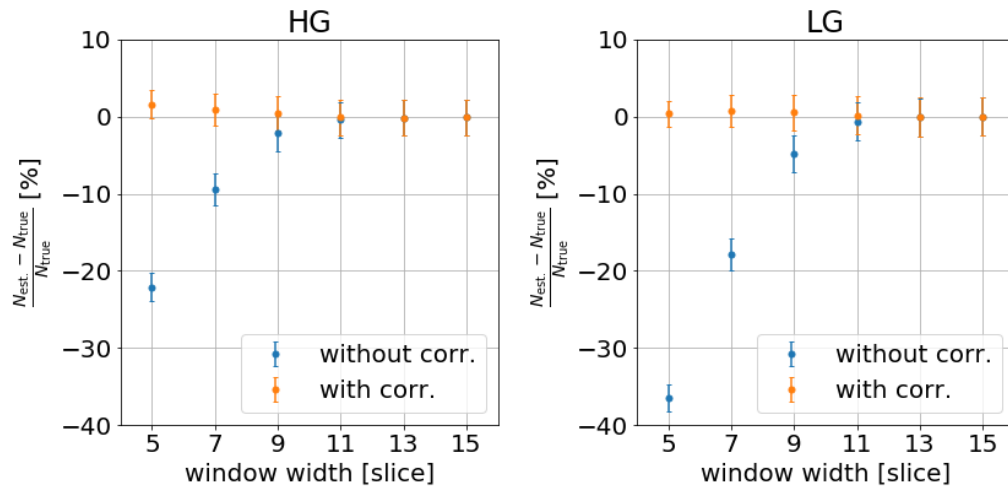


図 5.20 図 5.19 で見積もられた、波形積分に伴う不確かさを補正した場合の光電子数推定の結果。青が補正前の、オレンジが補正後の結果を表す。補正後は、狭い window を用いても真の値と矛盾のない推定ができていることがわかる。誤差棒は 1855 ピクセルの分布として見たときの標準偏差である。

第 6 章

実データを用いた LST 初号機カメラの 較正

本章では前章のシミュレーションで得た知見をもとに、実データを用いて LST 初号機カメラの較正を行う。解析するデータは較正用レーザーでカメラ全体を照らした較正用イベントと、TIB から専用のトリガーで取得するペDESTAL イベントである。実データには、DRS4 のペDESTAL 特性やサンプリング間隔のばらつきなど、MC シミュレーションには含まれていない要素があるので、これらを補正して波形積分を行わなければならない。最初にこれらの補正と、それが F ファクター法に及ぼす影響を調べる。続いて MC シミュレーションでの結果を参照しながら、いくつかの波形積分方法での光電子数推定の結果を比較する。これにより MC シミュレーションで精度よく光電子数を推定できた積分幅 15 サンプルでの “Sliding 5 + Shift 2” または積分幅 13 サンプル “HG = Sliding, LG = HG” を実データに適用することが適当かを検討する。さらに入射光電子数に対するカメラの出力電荷の線型性や flat fielding の精度、変換係数の推定に含まれる不確かさを議論する。最後に、チェレンコフ光由来の入射光電子数の再構成の精度を見積もる。

6.1 実データのペDESTAL の較正

F ファクター法によって光電子数を推定するには、波形のペDESTAL を補正することが極めて重要である。波形サンプリングチップである DRS4 のペDESTAL には、キャパシタ毎の平均オフセット、同じキャパシタが読み出される時間間隔 dt の影響、スパイクなどの特性があることが知られており、これらの特性を補正する方法は実験室での測定を通してよく調べられている [32]。図 6.1 は、ペDESTAL 補正を施す前後の波形を比較したものである。電荷を再構成する上でペDESTAL 補正が極めて重要であることがわかる。本節では、LST 初号機カメラから取得されたデータを用いて、DRS4 の各ペDESTAL 特性を補正できることを確認する。また特に dt 補正について、 dt 曲線の違いによる光電子数推定への影響を調べ、最適な dt 補正の方法を提案する。

6.1.1 キャパシタ毎のオフセット

LST 初号機カメラは DRS4 チップの 4096 キャパシタを一つのチャンネルの波形取得に用いている。これらのキャパシタはキャパシタ毎に特有のオフセットを持っており、記録される波形を歪めてしまう。これを補正するためには、各キャパシタのオフセットを知る必要があり、これは専用のペDESTAL データを用いて求められる。オフセット計算に必要なペDESTAL データは、カメラのシャッターを閉め、HV を印加せずに取得されたものであり、光由来の信号のない純粋な電気雑音のみのデータである。このデータ

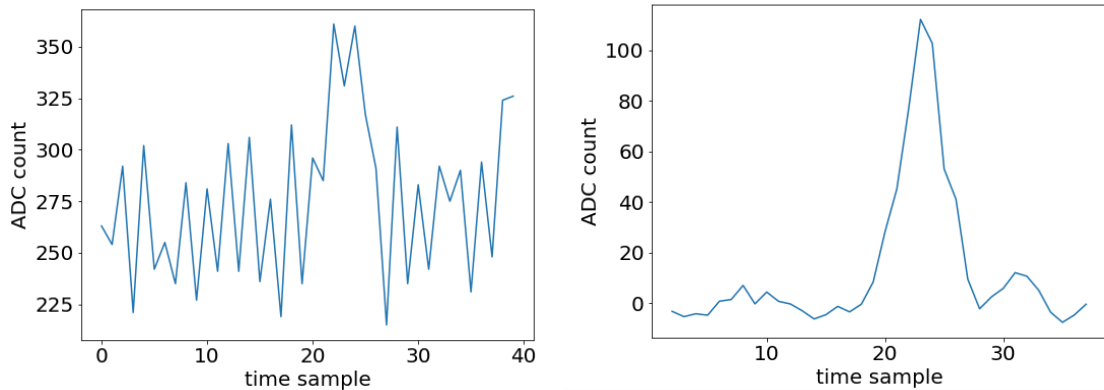


図 6.1 ペDESTAL補正を施す前後の波形の違い。左が補正前で右が補正後の波形である。図は LG で較正用レーザーから得られたもの。

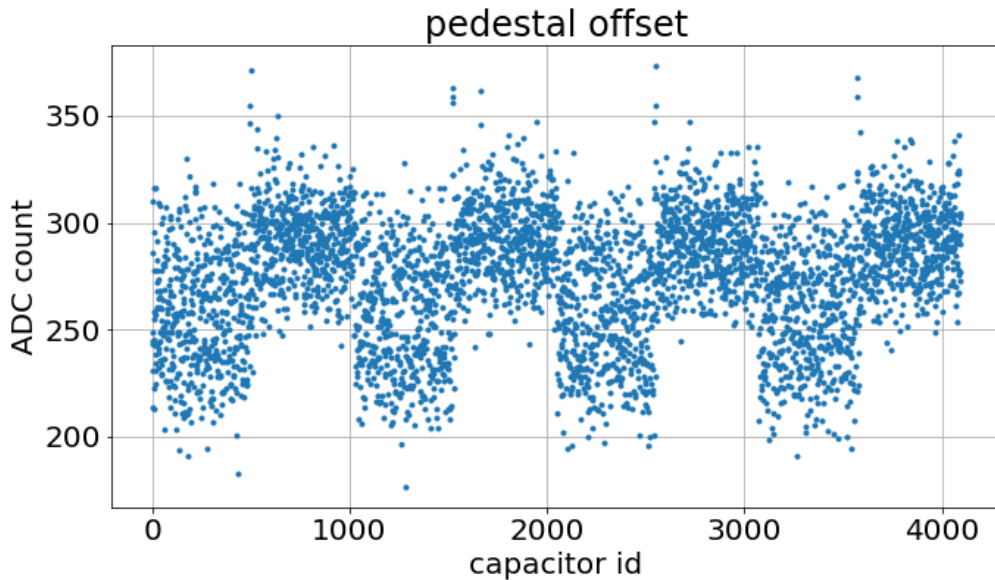


図 6.2 あるチャンネルについて、ペDESTALの平均値をキャパシタ毎に示したプロット。512 キャパシタ毎に別れて見えるのは DRS4 の特性である。図は 10^4 イベントで得られた平均値であり、キャパシタ毎のエントリは 10^4 イベント \times 40 サンプル / 4096 キャパシタ \sim 100 である。

から各チャンネル、各キャパシタの ADC 値の平均値を求めてオフセットとし、全部で 2 ゲイン \times 1855 ピクセル \times 4096 キャパシタ のオフセットの表を作成する。ある 1 チャンネルについてこのオフセットをキャパシタ毎にプロットしたものを図 6.2 に示す。このオフセットの表を用いることで波形のペDESTALを補正する。図 6.3 はオフセットの補正前後のペDESTAL分布である。オフセットの補正によってペDESTALのばらつきが小さくなっていることが分かる。

6.1.2 dt 補正

DRS4 のあるキャパシタに注目した時、そのキャパシタから読み出されるペDESTALの値は、そのキャパシタが前に読み出されてからの時間に依存して変化することが知られている。この時間間隔は dt と呼

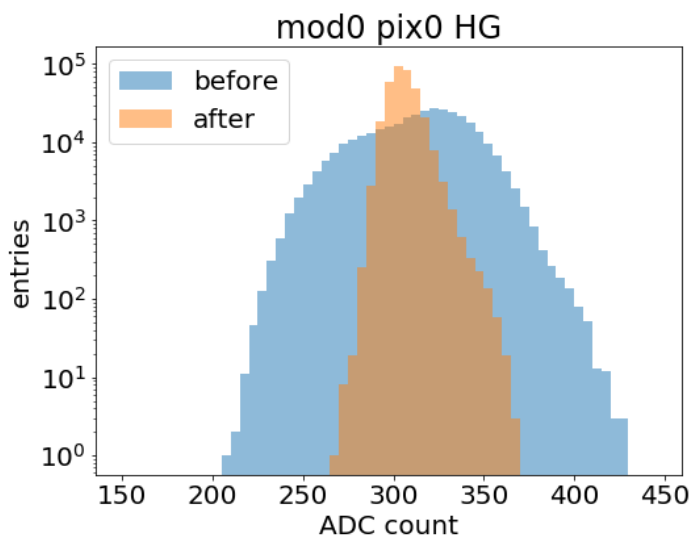


図 6.3 あるチャンネルについて、オフセットの補正前後の ADC 値の分布を示した分布。オフセットの補正によって ADC 値のばらつきが小さくなっていることがわかる。

ばれ、あるキャパシタの dt が長い、すなわちそのキャパシタが前に読み出されてから長い時間が立っている場合は、読み出される ADC 値は小さくなる。一方で、 dt が短い、すなわち前回読み出されてまたすぐに同じキャパシタが読み出されれば、その ADC 値は大きくなる傾向がある。DRS4 はキャパシタに電圧を保持する際に、もともと蓄えられていた電荷を放電するが、 dt が短い場合にはキャパシタに残留電荷が存在し、これが ADC 値を大きくすると考えられている。

ペDESTALの ADC 値の dt 依存性を表す二次元ヒストグラムを図 6.4 に示す。この二次元ヒストグラムは

$$\text{ADC} = a \times (dt)^{-b} + c \quad (6.1)$$

という式でよくフィッティングできることが知られており、この曲線を dt 曲線と呼ぶ。 a, b, c はフィッティングパラメタである。

ペDESTAL補正の際は、ROI 内の各キャパシタについて dt を計算し、式 (6.1) によって dt から推定される ADC 値を差し引くことで補正する。ただし、図 6.4 からわかるように、 $dt > 100$ ms では、ADC 値の dt 依存性は見られず、従って補正も必要ないと考えられる。補正後の dt と ADC 値の分布を図 6.5 に示す。補正により dt によらず ADC 値が一定となっていることがわかる。

6.1.3 dt 補正に用いる dt 曲線の最適化

目的

dt 曲線には温度依存性があることが知られている。図 6.6 に先行研究で調べられた各温度での dt 曲線と、本研究で取得された二次元ヒストグラムおよびフィットで得られた dt 曲線を示す [32]。10°C 程度の違いでも、特に dt が小さい領域で、 dt 曲線がフィッティングから大きくずれてしまうことがわかる。従って、 dt 補正に用いる曲線 (6.1) のパラメタ a, b, c には、データ取得が行われたときの DRS4 チップの温度を反映することが望ましい。しかし LST 初号機カメラでは DRS4 チップの温度を直接知ることはできないため、ペDESTALの dt 補正に用いる dt 曲線のパラメタとして、適切なものを見積もらなければならない。

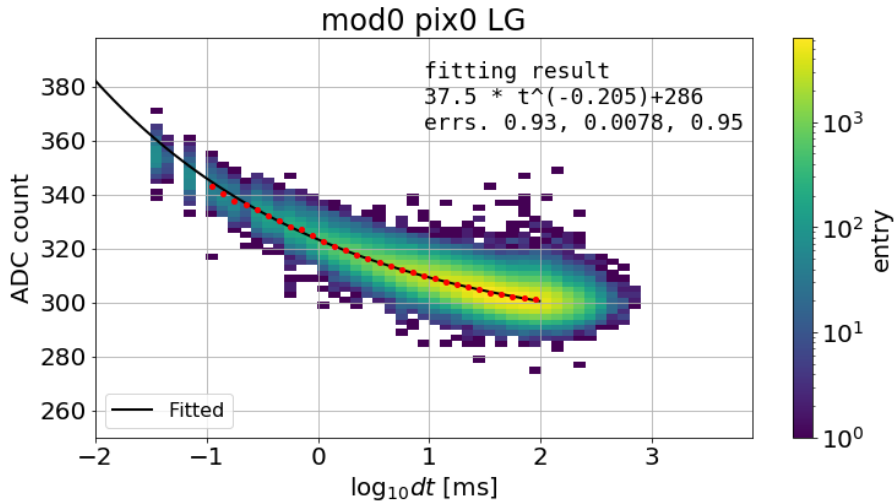


図 6.4 あるチャンネルについて、dt と ADC 値の関係を示した二次元ヒストグラム。オフセットの補正および後述するスパイクの除去を行った後のデータである。赤の点は各 dt のビンでの ADC 値の平均値であり、黒の実線がそのフィッティングである。フィッティングは 0.1 ms から 100 ms の範囲で行われている。データは光由来の信号が入らないように取られたものである。

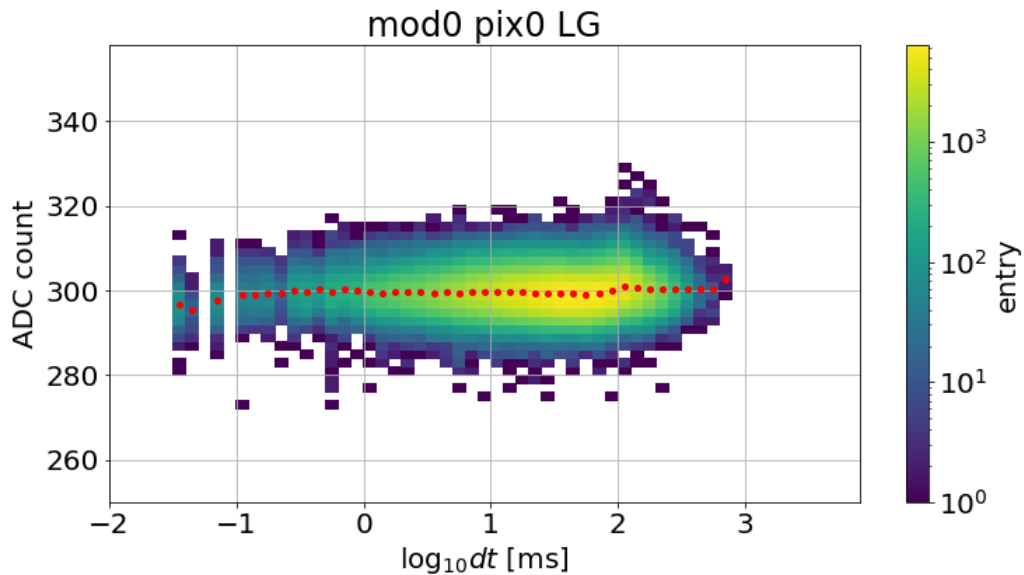


図 6.5 フィッティングした dt 曲線を用いて補正を施した場合に得られる dt とベダスタルの ADC 値の二次元ヒストグラム。赤点は各 dt ビンでの ADC 値の平均値である。ここでは dt 補正は dt > 100 ms の場合のみ適用されている。

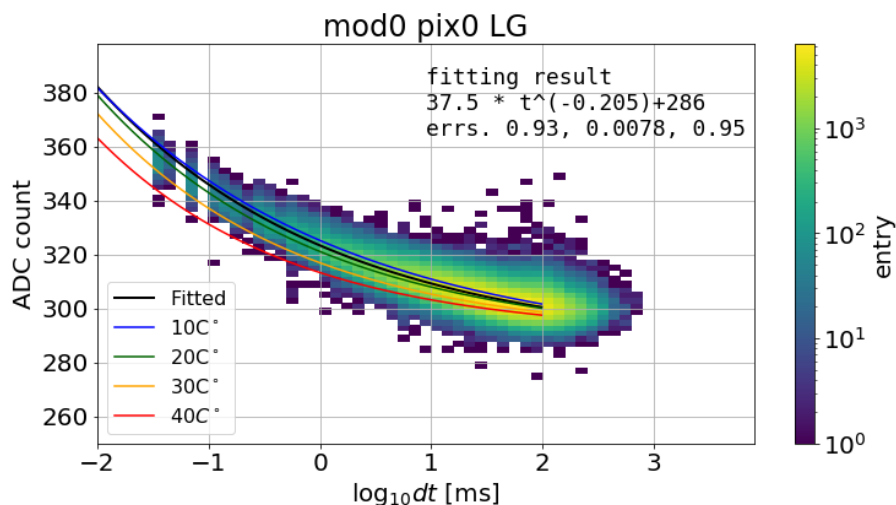


図 6.6 dt と ADC 値の二次元ヒストグラムと、フィッティングで得られた dt 曲線および先行研究で得られている温度毎の dt 曲線 [32]。

また、実際に LST 初号機が運転している時には、カメラの温度は空間的に一様ではなく、検出器モジュールの間には温度勾配が生じる。これは各モジュールが発熱する一方で、カメラ全体が一様に冷却されるわけではなく、カメラの外縁部分、特にファンが存在するカメラの上下で冷却が行われていることによると考えられる。従って、カメラの温度分布を考慮すると、DRS4 毎に異なる dt 曲線を用いることが望ましい可能性がある。本節ではこれらの問題を解決し、適切な dt 曲線を決定するべく解析を行った。

方法

まず、カメラ内の全てのチャンネルについて、チャンネル毎に dt と ADC 値の二次元ヒストグラムのフィッティングを行って、dt 曲線を得た。全チャンネルで得られた dt 曲線から、それらのパラメタの分布を求め、DRS チップ毎に有意な差があるかどうかを調べた。続いて、温度が 10 C°, 20 C°, 30 C° のそれぞれの場合について同じパラメタ a , b , c の値を全ての DRS4 について仮定する場合と、DRS4 毎のフィッティングで得られるパラメタ a , b , c を用いる場合とで、光電子数推定の結果を比較した。これにより、光電子数推定の結果が最も良くなる dt 曲線を決定した。波形積分には積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” を用い、後述するサンプリング間隔の補正も行なった。

DRS4 毎の dt 曲線の違い

図 6.7 に示したのが、1855 ピクセル × 2 ゲインの全チャンネルのフィッティングで得られた dt 曲線のパラメタ a , b , c の分布である。それぞれの平均値は $\bar{a} = 33$, $\bar{b} = 0.22$, $\bar{c} = 12$ であり、これは先行研究で 20 C° において得られた値に近い。 a , b , c の分布の広がりには標準偏差でそれぞれ 2.3, 0.013, 1.3 である。平均的なフィッティング誤差は $\Delta a = 0.8$, $\Delta b = 0.008$, $\Delta c = 0.8$ 程度であり、得られた分布の幅はフィッティング誤差よりも大きい。すなわち、DRS4 の間の dt 曲線の違いは有意なものであると言える。

続いてこの DRS4 毎の dt 曲線の違いがカメラ内での温度の違いによるものであるかどうかを検証する。図 6.6 は、各モジュールから同じチャンネル (ピクセル 0, HG) の dt 曲線を抜き出し、そのパラメタ a , b , c をカメラ上に投影したものと、データが取得された時の各モジュールの BP の温度である。dt 曲線のパラメタと BP の温度の空間分布が似ていることが見て取れ、DRS4 間の dt 曲線の違いが温度と相

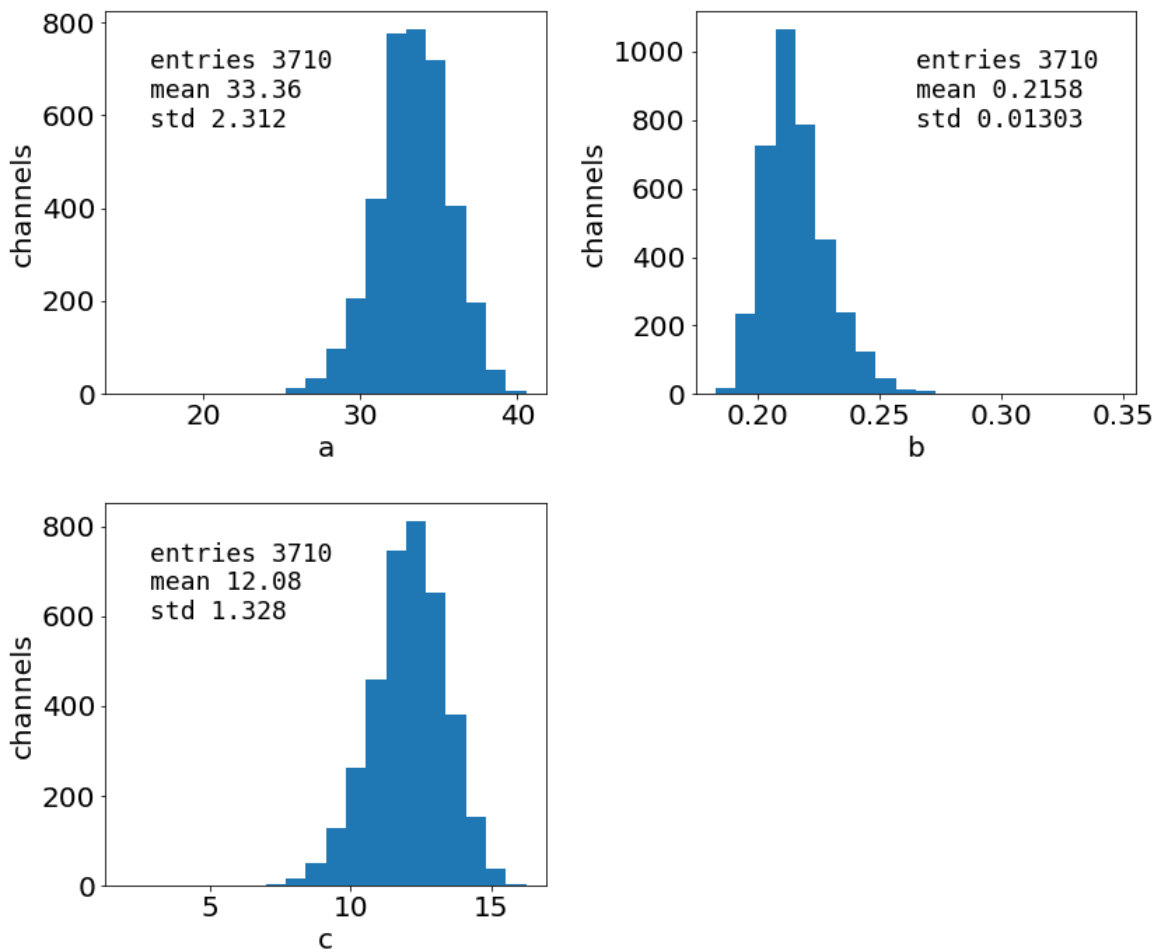


図 6.7 全ピクセルの HG と LG においてフィッティングで得られた dt 曲線のパラメータの分布。

関していることを示唆している。

図 6.9 は、図 6.8 で得られた各モジュールのピクセル 0、HG の dt 曲線の各パラメータと BP の温度の散布図である。どのパラメータでも相関係数 $r \sim 0.3$ 程度の弱い相関が見られる。これより、図 6.7 で見られた **DRS4** 間の有意な dt 曲線の違いには、温度の違いが寄与していることが示唆される。ただし、チャンネルによってはこのような相関が見られないものもある。DRS4 チップの Dragon ボード上での位置はチャンネルによって変わるので、ボード上の温度分布も影響している可能性がある。

光電子数推定への影響

DRS4 の温度が $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ の時に予測される dt 曲線を全てのチャンネルで用いた場合と、チャンネル毎にフィッティングで得られた dt 曲線を用いた場合の光電子数推定を比較したのが図 6.10 である。この図は推定光電子数の HG と LG での整合性を示す 2 次元ヒストグラムである。これより、HG での推定光電子数は dt 曲線の違いをほとんど受けないが、LG の結果は dt 曲線のパラメータに強く依存することがわかる。20 $^{\circ}\text{C}$ での dt 曲線あるいは DRS4 毎の dt 曲線を用いることで、HG と LG で整合性の高い光電子数推定ができることがわかる。さらに、20 $^{\circ}\text{C}$ での dt 曲線を用いた場合と DRS4 毎の dt 曲線を用いた場合をより詳細に比較するために、各ゲインでの推定光電子数とその差のヒストグラムを図

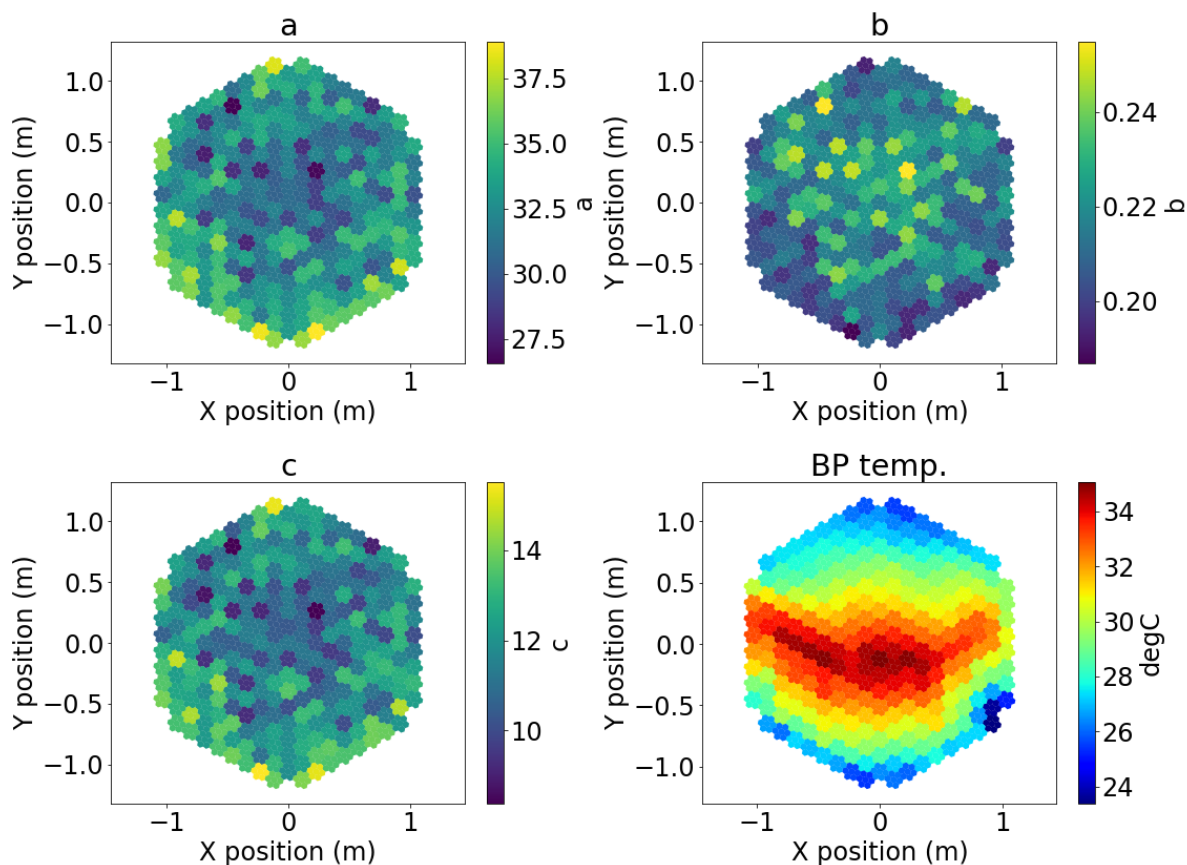


図 6.8 上段二つと下段左は、各モジュールの 7PMT×2 ゲインのチャンネルのうち、同じ一つのチャンネル (ピクセル 0、HG) について得られた dt 曲線のパラメータをカメラ上に投影したものであり、下段右はデータが取得された時の各モジュールの BP の温度を示したものである。

6.11 に示した。

考察

LG の結果が dt 曲線のパラメータに強く依存することは、LG の方が HG に比べて SN 比が小さく、ペDESTAL の影響を強く受けることを考えれば妥当であると考えられる。また 20 C° での曲線を用いた場合に LG での推定が HG と整合していることは、DRS 4 毎のフィッティングにより得られた dt 曲線のパラメータの平均値が、20C° での値に近かったことと整合する。さらに図 6.11 より、DRS4 毎の dt 曲線を用いた方が全 DRS4 で 20 C° の曲線を用いるよりも、LG での推定光電子数のばらつきが 4% ほど小さくなり、ゲイン間の推定のばらつきは 20% 以上小さくなるのがわかる。推定光電子数のゲイン間の差の平均値は -0.8 phe. になってしまうが、平均光電子数 90 phe. と比べれば 1% 未満の違いである。全ての DRS4 で同じ dt 曲線を仮定する場合には、一部の DRS4 で仮定した dt 曲線が実際の曲線から外れており、そのようなチャンネルでは電荷再構成の精度が悪くなることで、光電子数が過小評価されてしまうと考えられる。図 6.11 では DRS4 毎の補正を行うことで、dt 曲線が 20 C° から外れていたピクセルの電荷再構成の精度が上がり、平均の光電子数が大きくなったと考えられる。

各チャンネルの推定光電子数の統計誤差は HG で平均 1.6%、LG で平均 1.8% と見積もられた。HG と LG での推定の差に見られる $1.6 \text{ phe.}/90 \text{ phe.} = 1.8\%$ のばらつきは、この統計誤差由来の不確かさであ

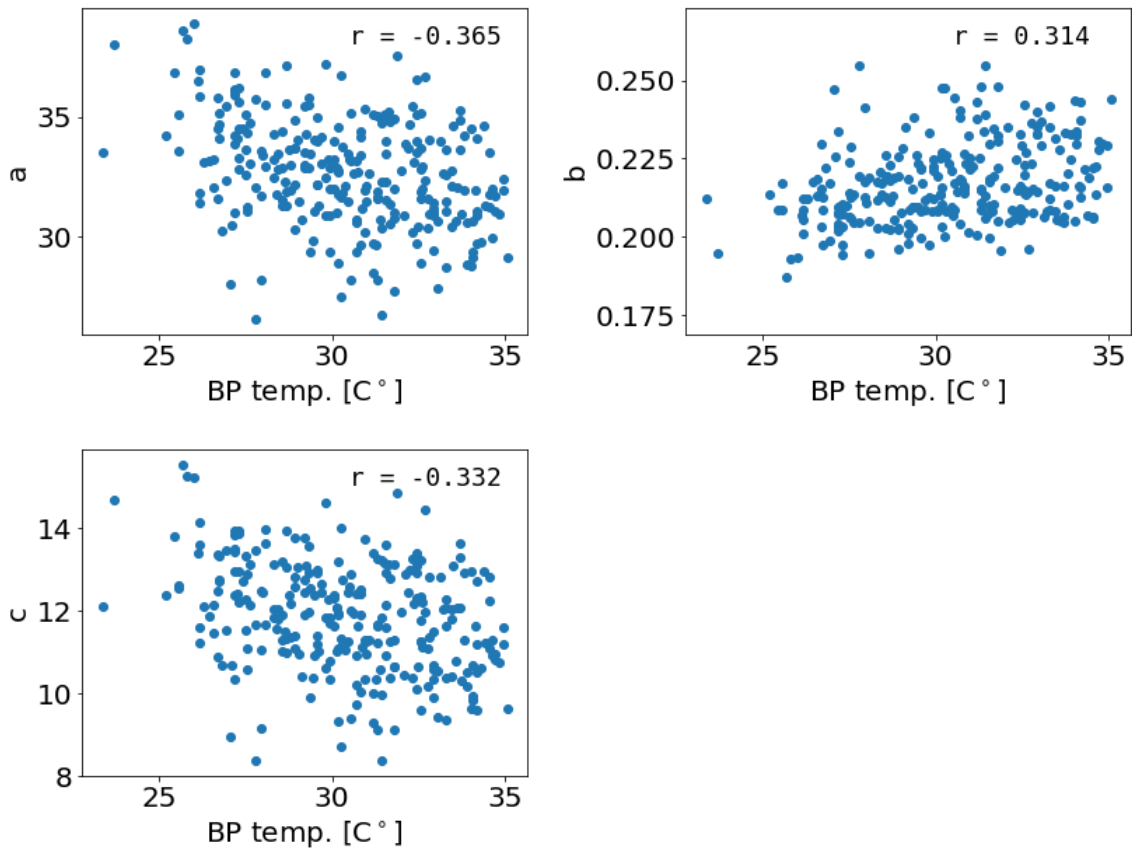


図 6.9 図 6.8 に示したチャンネルについて、dt 曲線のパラメタ a, b, c と BP の温度の相関を示した図。 r は相関係数を示す。どのパラメタにおいても $r \sim 0.3$ 程度の弱い相関が見られる。従って、少なくともこのチャンネルについては、dt 曲線のパラメタの値のばらつきがモジュールの温度の違いによるものであると考えることができる。

り、HG と LG で NSB や電気雑音、パルス波形が異なることによると考えられる。

以上より、LG での F ファクター法による光電子数推定は dt 曲線の違いの影響を強く受けることがわかる。また DRS4 毎にフィッティングで得られる dt 曲線を用いることで、LG での光電子数推定精度が上がり、HG と LG の間でより整合性の高い推定ができる。ただし、当然ながらフィッティングで得られる dt 曲線はデータが取得された時の温度に依存して変化し、長期的な時間スケールでも変動し得る。従って、実際の観測データに dt 補正を施す時は、観測データが取得される直前のペダスタルデータを用いて dt 曲線を更新することが望ましいと考えられる。今回フィッティングで dt 曲線を得るのに用いたペダスタルデータは較正用レーザーのデータが取得された 3 週間後のものを用いているので、較正用レーザーのデータを取得する直前に得られたペダスタルデータを用いることでよりゲイン間の整合性の高い結果が得られるかもしれない。尚、LST2 号機以降の検出器モジュールは、DRS4 の温度をモニタする機能を備えているため、わざわざフィッティングを行わずとも、DRS4 毎に適切な dt 曲線を見積もることが可能であると考えられる。

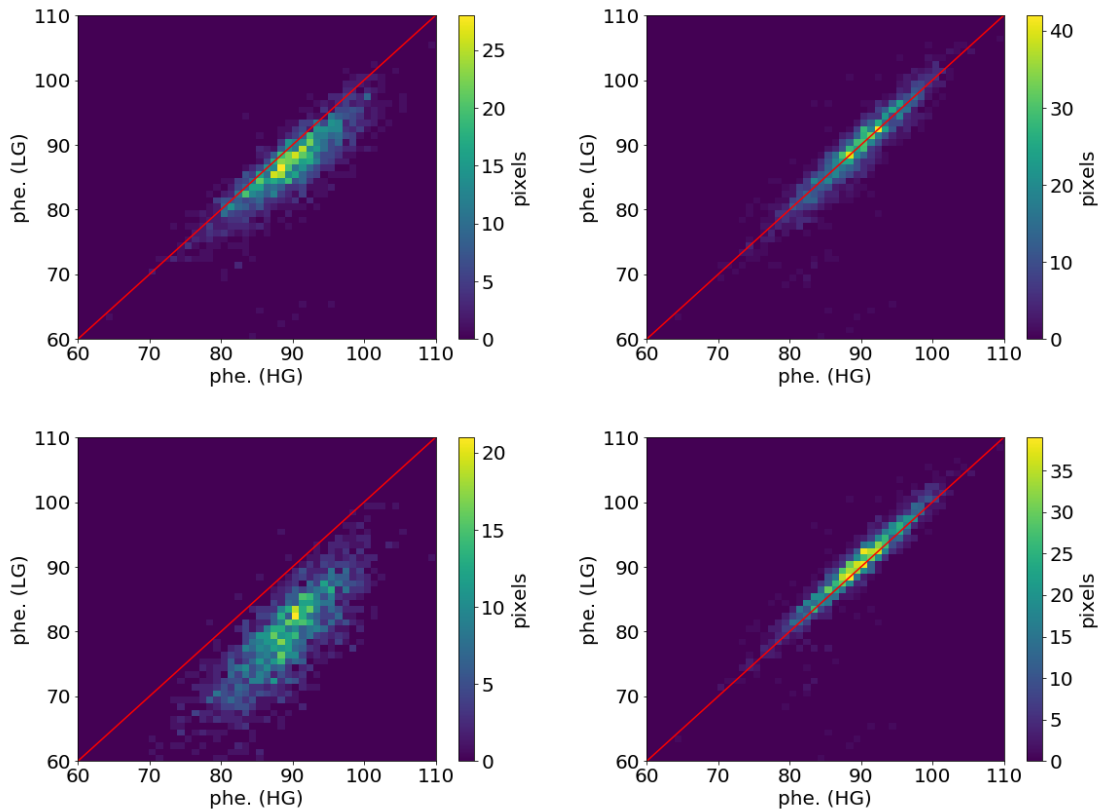


図 6.10 HG と LG で推定された光電子数の整合性を示したもの。横軸が HG での推定光電子数、縦軸が LG での推定光電子数である。DRS4 の温度が 10 C°(左上)、20 C°(右上)、30 C°(左下) での dt カーブを全てのチャンネルに用いた場合と、チャンネル毎にフィッティングした dt 曲線を用いた場合(右下)を示した。赤線は HG と LG で推定が一致していることを示す $y = x$ の直線である。

6.1.4 スパイク補正

DRS4 で記録される波形には図 6.12 に示すようなスパイクが現れる場合があることが知られている。このスパイクの現れるキャパシタの条件はよく調べられており、各イベントにおいてスパイクの起こるキャパシタを予測することができる。DRS4 におけるスパイク発生条件については付録に記述した。スパイクの発生するキャパシタが予測可能なことから、スパイクの混入したイベントを解析から除外する、あるいはスパイクの前後の ADC 値を用いた内挿によってスパイクを切り取るなどの対策が可能となる。

本研究の光電子数推定の解析ではスパイクを含むイベントは除去して解析を行った。付録に示す通り、ROI がランダムに決定される時、スパイクを含むイベントが発生する確率は ~2% 程度であり、このイベントを除外しても較正用イベントの統計量には大きな影響はないと考えられる。図 6.13 は、オフセット、dt の補正、スパイクの除去のそれぞれの補正の後での ADC 値分布の変化を示したものである。スパイク発生条件を満たすイベントを除外することで、350 カウント付近に存在していたスパイクの分布を除去できていることがわかる。実際に、図 6.13 に示したスパイクを含むイベントの割合は 2.5% である。最終的な ADC 値のばらつきは標準偏差で HG で 5.5 count、LG で 3.7 count であり、それぞれおよそ 0.2 phe、2 phe. に相当する。ただし、この ADC 値分布の幅はチャンネルによっても異なる。

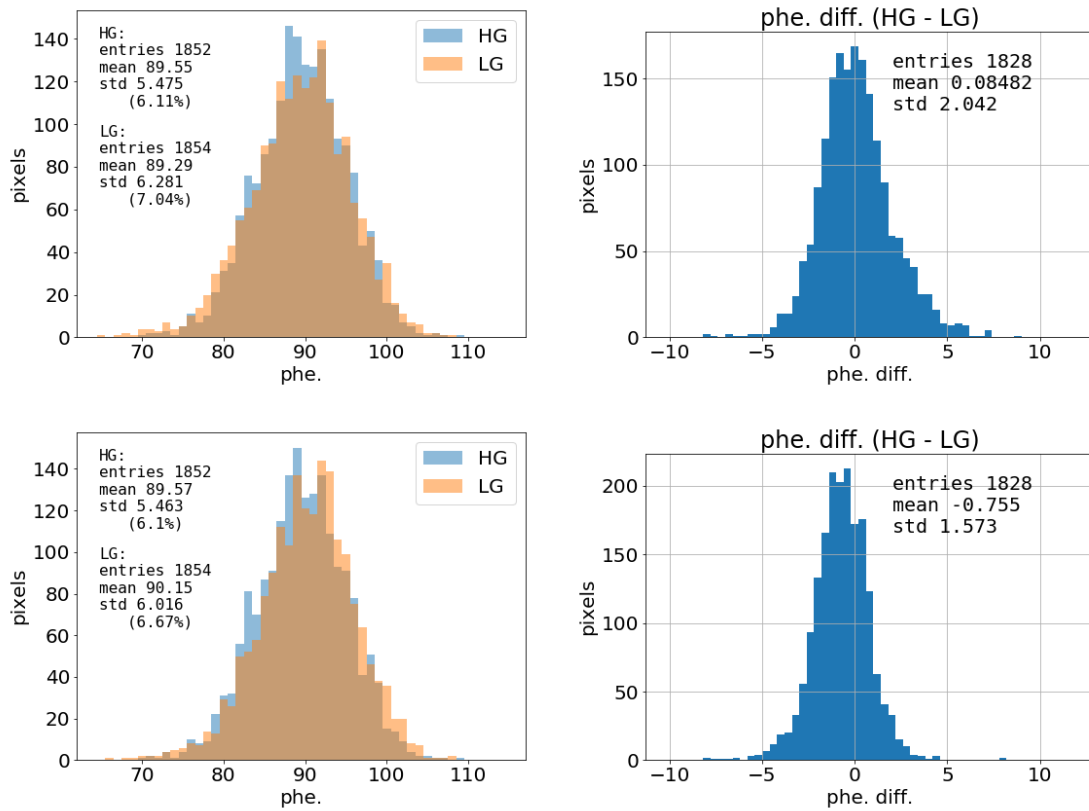


図 6.11 ゲイン間での推定光電子数の整合性を、20C°での dt 曲線を用いた場合(上)とチャンネル毎の dt 曲線を用いた場合(下)について示したものである。左のヒストグラムは各ゲインで推定された光電子数を、右はゲイン間での推定光電子数の差を詰めたものである。一部サンプリング間隔補正の機能しなかったピクセルなどを除いている。

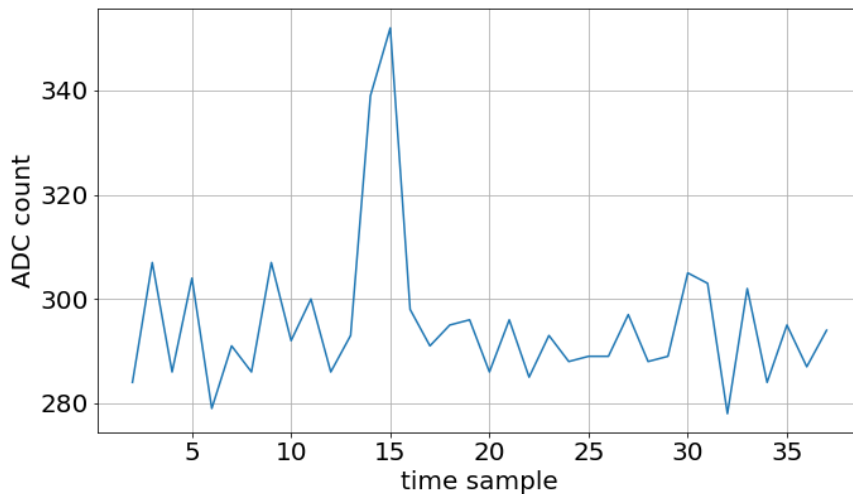


図 6.12 スパイクの乗った波形の例。14,15 サンプル目の波高値が周りと比べて 50 count ほど高くなっていることがわかる。

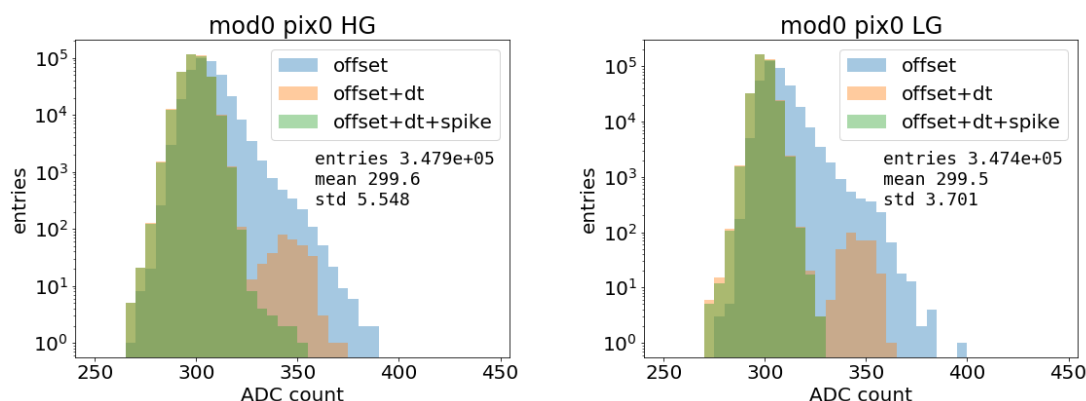


図 6.13 オフセット、dt、スパイクの各補正のあとの ADC 値の分布。右が HG、左が LG の結果を同じピクセルについて示したものである。

6.2 DRS4 サンプルング間隔補正

DRS4 のサンプルング間隔は厳密には一定ではなく、キャパシタごとに揺らぎを持っている。例えば 1 GHz で波形のサンプルングを行っている時は、平均的には 1 ns でサンプルングが行われるが、キャパシタ単位で見るとサンプルング間隔は厳密に 1 ns ではなく、ばらつきが存在する。従って、PMT の出力波形は DRS4 でのサンプルングによって歪められてしまう。これを考慮して電荷を積分しなければ、積分電荷に余計なばらつきが生まれて電荷分解能が悪くなり、F ファクター法による光電子数推定に影響する。この様子を幅 5 サンプルの積分の場合に模式図 6.14 に示した。

図 6.14 を一般化すると、幅 n サンプルの台形積分によって得られる理想的な電荷 Q は次式で与えられる。

$$Q = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{a_i + a_{i+1}}{2} \Delta t_i \quad (6.2)$$

ただし a_i は時刻 t_i にサンプルングされた波高値である。もしサンプルング間隔のばらつきを考慮せず $\Delta t_i = 1$ ns と近似してしまうと、得られる電荷は式 (6.2) からずれてしまう。これが余計な電荷のばらつきを生んで電荷分布の幅 σ_Q を広げてしまう。

しかしサンプルング間隔 Δt_i を知ることは簡単ではなく、式 (6.2) を直接計算することは難しい。そこで、式 (6.2) を変形して

$$Q = \sum_{i=1}^{n-1} a_i \frac{\Delta t_{i-1} + \Delta t_i}{2} + \frac{a_0 \Delta t_0 + a_n \Delta t_n}{2} = \sum_{i=1}^{n-1} a_i C_i + \frac{a_0 \Delta t_0 + a_n \Delta t_n}{2} \quad (6.3)$$

のように電荷を求める。右辺の和に現れる波高値 a_i の係数 $C_i = \frac{\Delta t_{i-1} + \Delta t_i}{2}$ については、以降で説明する方法によって値を見積もることができる。従って式 (6.3) によって、サンプルングのばらつきを考慮して電荷を再構成することができる。

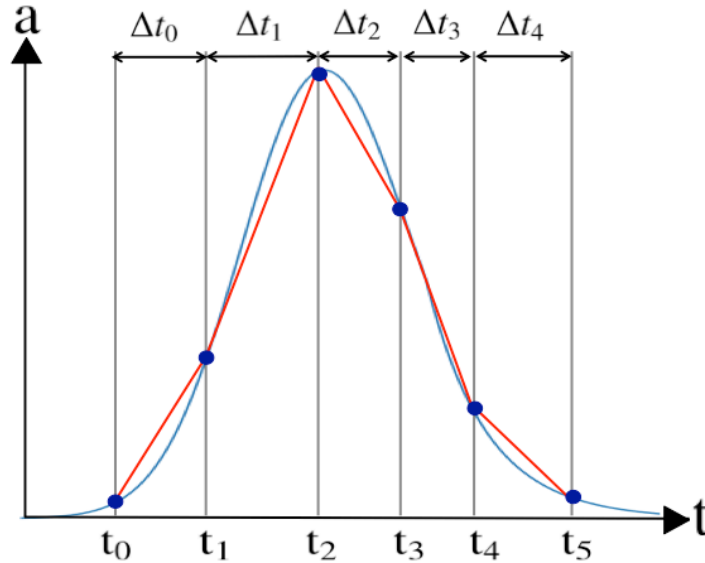


図 6.14 サンプル間隔が一定でない波形の台形積分の模式図。縦軸は波高値、横軸は時間である。 $t_i (i = 0, 1, 2, 3, 4, 5)$ はサンプリングが行われる時刻を表す。サンプリング間隔 $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$ が一定でないことに注意する必要がある。薄い青の実線が元々の波形、紺の点がサンプリングで得られる点である。赤の実線はサンプリング点を直線で結んだものであり、台形積分ではこの赤の実線より下の領域の面積が電荷として得られる。

6.2.1 C_i の見積もり

方法

C_i はテストパルスのデータを用いて見積もることができる。テストパルスとは PMT からの入力とは独立に、SCB から Dragon に送ることのできる擬似パルスである。

1 チャンネルに割り当てられた DRS4 の 4096 キャパシタの内、ランダムなキャパシタにテストパルスが記録されるように多量のイベントを取得する。全イベント数に対して、 i 番目のキャパシタにテストパルスのピークが記録されているイベントの割合を用いることで、サンプリング間隔 C_i を求めることができる。この様子を図 6.15 に模式的に示した。 i 番目のキャパシタにテストパルスのピークが観測される確率は $C_i = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2}$ に比例するので、 i 番目のキャパシタにピークが観測されるイベントの割合を求めることで C_i を見積もることができる。テストパルスは PMT を介さないためパルス幅が狭く、この測定に適している。

尚、各キャパシタ間のサンプリング間隔は DRS4 内の全てのリングで共通している。すなわち n を 0 から 4095 の整数として、 n 番目のキャパシタと $n+1$ 番目のキャパシタの間のサンプリング間隔を Δt_n とした時、 $m \equiv n \pmod{1024}$ であれば $\Delta t_m = \Delta t_n$ が成り立つ。従って、 $C_m \equiv C_n \pmod{1024}$ であるので、求めるべき係数は $C_i (i$ は 0 から 1023 の整数) である。以上より、 C_i は次式で求まる。

$$C_i = \frac{N_i^{\text{peak}}}{N} \times t_{\text{ring}} \quad (6.4)$$

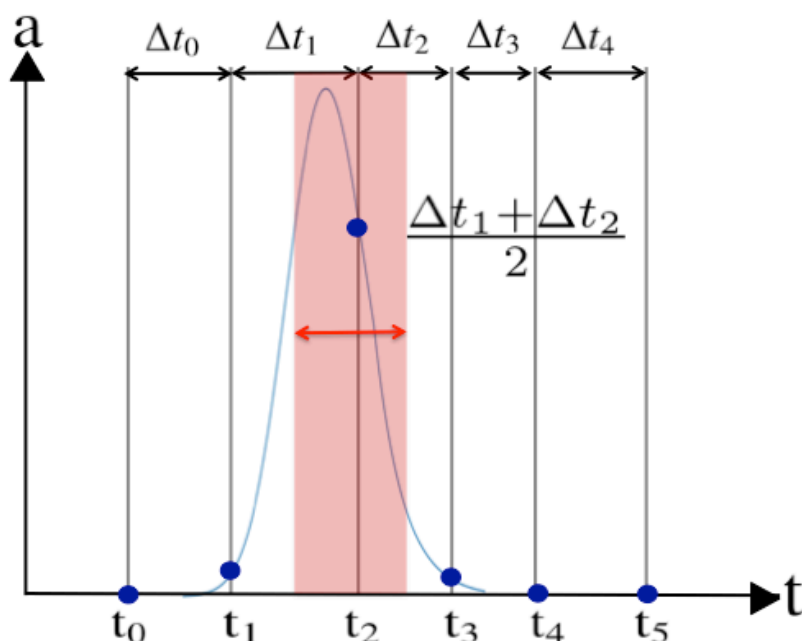


図 6.15 テストパルスを用いた C_n の求め方を模式的に表した図。例えば図のように t_2 においてテストパルスのピークが観測されるには、図に赤で示した領域 $t - \Delta t_1/2 < t < t + \Delta t_2/2$ にテストパルスのピークが入っていないなければならない。従って、 t_2 でテストパルスのピークが観測される確率はこの領域の幅 $\frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2}$ に比例し、これはまさに C_2 の定義である。

ここで、 N はイベントの総数、 N_i^{peak} はリング上で i 番目のキャパシタにテストパルスのピークが記録されたイベントの数、 $t_{\text{ring}} = 1024 \text{ ns}$ は一つのリングに割り当てられている時間である。

結果

各チャンネルについて C_i を求めるためのデータ解析は野上優人氏によって行われた。図 6.16 に示すのが、あるチャンネルで得られたサンプルング間隔の分布と、各チャンネルで得られたサンプルング間隔の標準偏差の分布である。各チャンネルに平均 0.14 ns のサンプルング間隔のばらつきがあることが分かる。次の小節でこの結果を用いてサンプルング間隔の補正を施し、較正用レーザーの電荷分解能が向上することをみる。

6.2.2 較正用レーザー波形の積分への応用

前の小節で得られたサンプルング間隔補正のための係数 C_i を用いて較正用レーザーの波形積分を行う。これにより、電荷分解能が向上するかどうかを確認する。

方法

較正用レーザーから得られる電荷は、各サンプルング点での波高値に C_i をかけて新たな波高値とみなし、これに対して台形積分の式を用いることで計算した。すなわち

$$Q_{\text{approx}} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{a_i C_i + a_{i+1} C_{i+1}}{2} = \sum_{i=1}^{n-1} a_i C_i + \frac{a_0 C_0 + a_n C_n}{2} \quad (6.5)$$

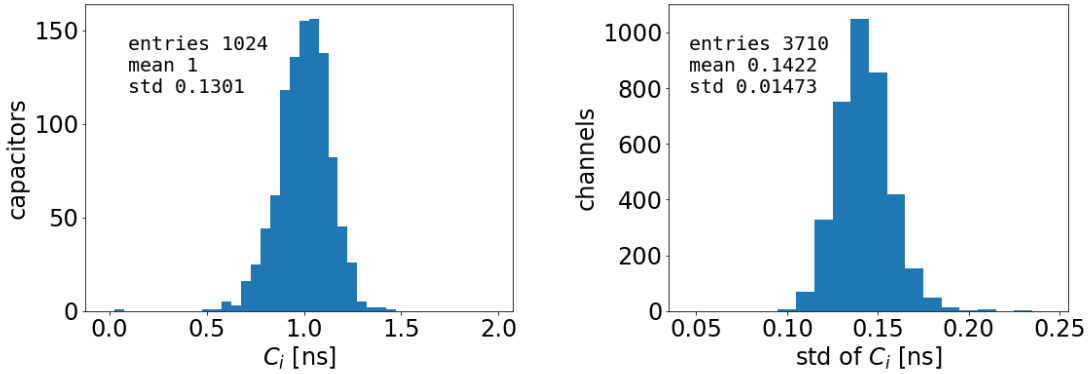


図 6.16 左はあるチャンネルで得られたサンプリング間隔の分布である。標準偏差にして 0.13 ns のばらつきがキャパシタ間に存在することがわかる。右はこのサンプリング間隔の標準偏差を 1855 ピクセル $\times 2$ ゲインの全チャンネルについて詰めたヒストグラムである。平均的に 0.14 ns のばらつきが得られていることがわかる。

として電荷を計算した。これは式 (6.3) の理想的な台形積分による電荷計算とは積分領域の端のサンプリング点の扱いが異なり、その差は

$$\Delta Q = Q_{\text{approx}} - Q = \frac{a_0 C_0 + a_{n-1} C_{n-1}}{2} - \frac{a_0 \Delta t_0 + a_n \Delta t_n}{2} \quad (6.6)$$

$$= \frac{1}{2} \left(a_0 \frac{\Delta t_{-1} - \Delta t_0}{2} + a_n \frac{\Delta t_{n-1} - \Delta t_n}{2} \right) \quad (6.7)$$

である。図 6.16 より、 $\frac{\Delta t_{-1} - \Delta t_0}{2}$ などの因子は平均的には 0 ns であると期待され、バラついたとしても標準偏差 0.1 ns 程度であると考えられる。この標準偏差 0.1 ns は平均的サンプリング間隔 $\Delta t = 1$ ns と比べると 10% しかない。また図 5.12 を見ると、積分幅 15 サンプルの積分では積分領域の端点の波高値 a_0 , a_n はピークの高さの 10% 以下であると考えられる。従って、積分幅 15 サンプルの積分では、式 (6.5) の近似による理想的な台形積分からのずれ $\Delta Q/Q$ は 1% 以下であると考えられる。

結果

あるピクセルで得られた電荷分布について、サンプリング間隔の補正を施す前後の違いを図 6.17 に示す。上はレーザー強度がピクセルあたり約 90 phe. と推定されているデータで、下は約 2500 phe. と推定されているデータである。ただし、2500 phe. のデータに関しては HG の ADC 値は 4095 count で飽和してしまっているため、LG の結果のみを示している。どちらのデータでもサンプリング間隔補正を施すことで分布が狭くなり、電荷分解能が向上していることがわかる。特に 2500 phe. のデータで電荷分解能 σ_Q/\bar{Q} が $460/14570 \sim 3.2\%$ から $321/14570 \sim 2.2\%$ まで向上していることがわかる。補正によって取り除かれた電荷のばらつきは $\sqrt{3.2^2 - 2.2^2} \sim 2\%$ である。平均光電子数 90 phe. のデータでは、光電子数のポアソン揺らぎが大きいため、サンプリング間隔の補正の効果が見えにくい、同様に 2% 程度のばらつきが取り除かれている。標準偏差の値自体は 1% 以上小さくなっており、F ファクター法による光電子数推定に与える影響は小さいとは言えない。次節でこの光電子数推定への影響の大きさを調べる。

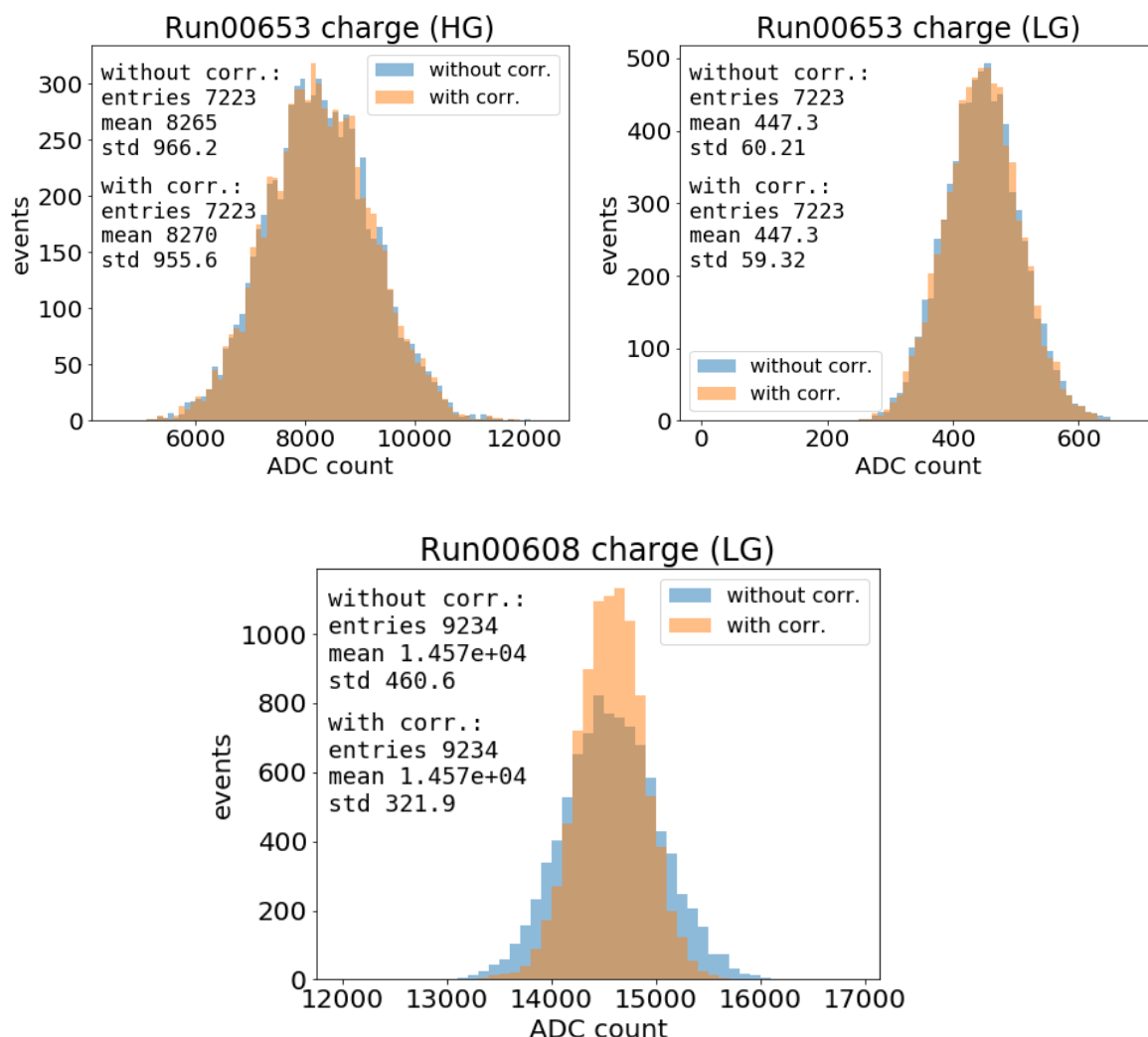


図 6.17 サンプルング間隔の補正の有無による電荷分布の違い。上はレーザー強度がピクセルあたりおよそ 90 phe.、下は 2500 phe. と推定されているデータである。2500 phe. のデータについては HG は飽和してしまっているので示していない。

6.2.3 光電子数推定への影響

前小節で見たサンプルング間隔補正による電荷分解能の向上が光電子数推定にもたらす影響を調べるため、サンプルング間隔を補正する場合としない場合とで、光電子数推定の結果を比較した。比較にはレーザー強度がピクセルあたり約 90 phe. のデータを用いた。結果を図 6.18 および図 6.19 に示す。図 6.18 は各ピクセルで推定された光電子数の分布である。これより、サンプルング間隔の補正後は HG と LG の両方において、推定光電子数が 5% ほど大きくなっていることがわかる。図 6.19 は、各ピクセルの HG と LG で推定された光電子数の差のヒストグラムである。これより、HG と LG との間の推定光電子数の違いも $2.7 \text{ phe.}/84 \text{ phe.} = 3.2\%$ から $2.7 \text{ phe.}/88 \text{ phe.} = 1.9\%$ まで小さくなっていることがわかる。これらの結果より、サンプルング間隔の補正は F ファクター法による光電子数の推定を大きく改善することがわかる。

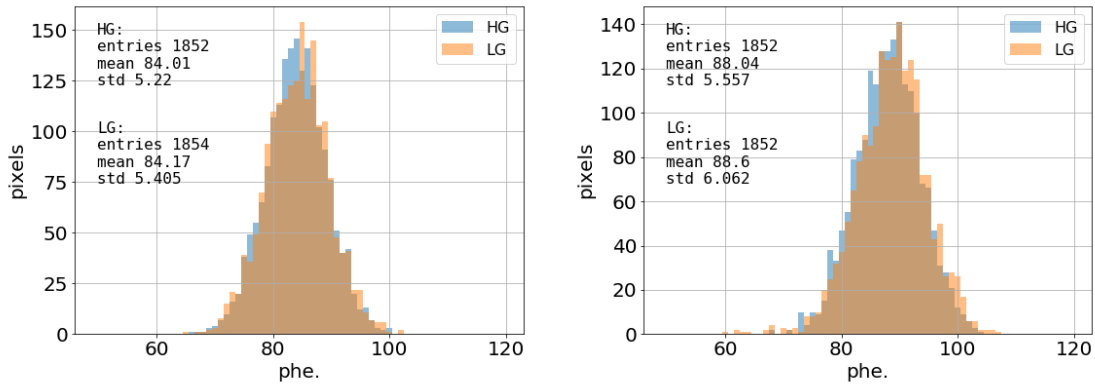


図 6.18 サンプル間隔の補正を用いない場合 (左) と用いた場合 (右) の推定光電子数の違い。

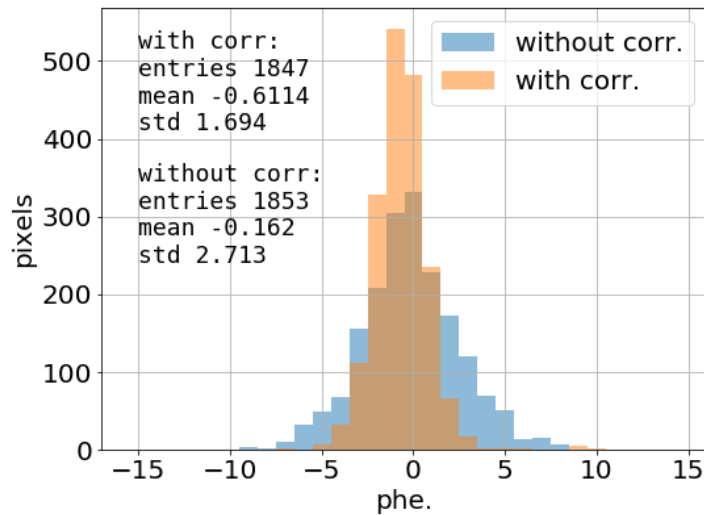


図 6.19 サンプル間隔の補正の有無による HG と LG の間の推定光電子数の差の分布の違い。

6.3 波形積分方法の比較

5.4 節ではシミュレーションデータに対していくつかの波形積分方法を適用し、結果を比較することで最適な積分方法として積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” と積分幅 13 ns の “HG = Sliding, LG = HG” を提案した。本節では、シミュレーションで試みたのと同じ波形積分方法を実データに対して適用し、光電子数推定の結果をシミュレーションと比較する。これにより、各積分方法の振る舞いがシミュレーションと一致するかどうかを確認し、上で提案した積分方法を実データに用いることが適切かどうかを判断する。

6.3.1 ペDESTALの積分方法の比較

5.4 節で、シミュレーションデータに対して、表 5.2 に示すパルスとペDESTALの積分方法の組み合わせを比較し、ペDESTALは Fixed window で積分するのが望ましいという結論を得た。ここではまず、実

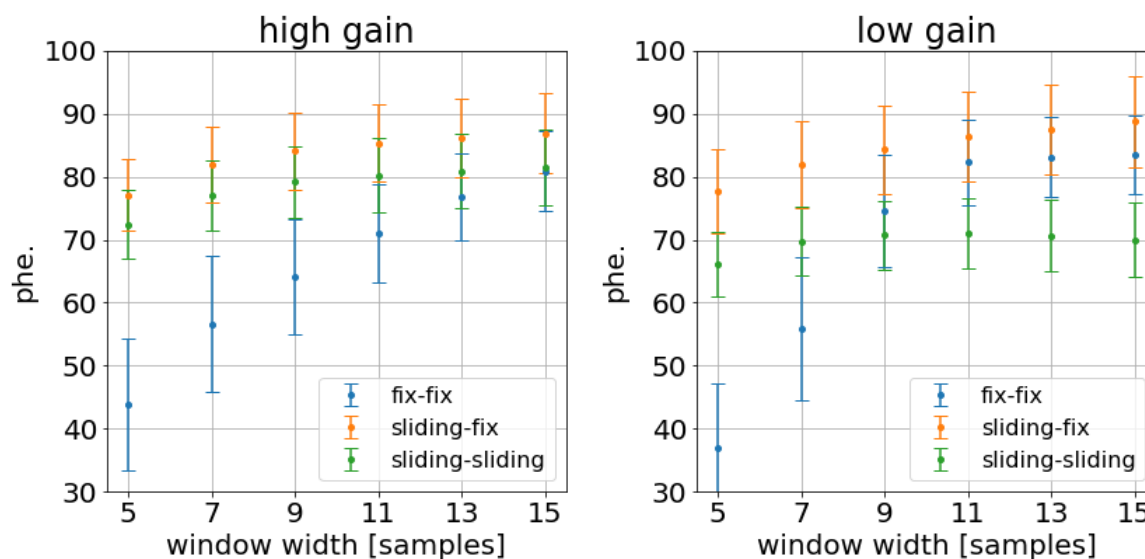


図 6.20 表 5.2 の各積分方法について、積分幅と推定光電子数の関係を示したもの。点は 1855 ピクセルで推定された光電子数の平均、誤差棒はその標準偏差。

データでもシミュレーションと同様の結果が得られることを確かめ、Fixed Window によるペDESTALの積分が妥当であることを確認する。

結果

MC シミュレーションで比較した表 5.2 と同じ積分方法を実データに適用した結果が図 6.20 である。誤差棒は推定光電子数のピクセル毎の分布の標準偏差であるが、各ピクセルの推定光電子数の統計誤差は 2%(1.7 phe. 相当) であり、積分方法によって推定光電子数に有意な違いがあることがわかる。図 6.20 をシミュレーションで得られた図 5.15 と比較すると、以下のような同様の傾向が見られる。

- Sliding-Fixed で積分幅 15 サンプルを用いると、HG よりも LG で光電子数が大きく推定されている。シミュレーションの結果を考慮すると、これは HG での推定光電子数が真の値に近く、LG での推定光電子数が電気雑音や NSB によりバイアスされていることを示唆する。
- Sliding-Sliding では、Sliding-Fixed よりも推定光電子数が小さくなる。シミュレーションの結果を考慮すると、これは光電子数の過小評価を意味していると考えられる。

ただし、Fixed - Fixed を使った場合、実データでは広い積分幅 15 サンプルを用いても、HG の光電子数推定の結果が Sliding-Fixed より小さいことがわかる。これはシミュレーションで得られた結果とは一致しない。この原因としては、実データのパルス位置がシミュレーションと比べて安定しておらず、パルスが Fixed Window から外れてしまう可能性が挙げられる。この問題は Fixed Window の幅を大きくすれば改善されるはずであり、実際に積分幅を 21 サンプルまで広げれば、“Sliding 5 + Shift 2” の 15 サンプル積分と同等の光電子数が推定されることが確認できた。従って、シミュレーションから得られた帰結と同様に、実データにおいても、ペDESTALの積分には **Fixed Window** を用いることが適切であると考えられる。

6.3.2 パルスの積分方法の比較

前小節では実データのペDESTAL積分方法を調べ、シミュレーションとの比較から、実データでもペDESTALを Fixed Window で積分することが適切であることを結論した。続いてパルスの積分方法についてもシミュレーションと同様の比較を実データで行う。ここでは5.4節の表5.4に示したものと同一積分方法を試みた。これによって波形積分方法と積分幅による光電子数推定の変化の傾向がシミュレーションと整合しているかを確認し、シミュレーションで精度の良い光電子数推定結果が得られた積分幅 15 ns の“Sliding 5 + Shift 2”、あるいは積分幅 13 ns の“HG = Sliding, LG = HG”を実データに用いることが妥当かを調べた。

結果

各パルス積分方法で得られた光電子数推定の結果が、図 6.21 および図 6.22 である。図 6.21 は表 5.4 の積分方法の内、Local Peak Window に基づいた (b)(c)(d) を用いた場合の結果である。図 6.22 は、表 5.4 の積分方法の内、Sliding Window に基づいた (e)(f)(g)(h) の結果を示したものである。また前小節の図 6.20 に示した Fixed Window と Sliding Window も含めた各積分方法について、積分幅 11 サンプルから 15 サンプルで得られる光電子数推定の結果を表 6.3.3 にまとめた。

統計誤差は5.4節で計算した MC シミュレーションの場合と同様に見積もることができる。この小節の解析ではペDESTALとレーザーのイベントを約 7000 ずつ用いており、見積もられる実データでの各ピクセルの推定光電子数の統計誤差はピクセル平均で約 2% である。ピクセルあたりの平均光電子数が 88 phe. であるとする、これは $86 \text{ phe.} \times 0.02 = 1.8 \text{ phe.}$ に相当する。1855 ピクセルで平均すれば統計誤差は大雑把に $1.8/\sqrt{1855} = 0.04 \text{ phe.}$ 程度である。従って、5.4節のシミュレーションでの議論と同様に、推定光電子数のピクセル平均値にこれより大きい違いがあるときは、電荷積分方法による違いが有意であると考えられる。以上の統計誤差の議論に注意して表 6.3.3 を見ると、光電子数推定の結果は波形積分方法によって有意に変わることが言える。ただしこれはピクセル毎の光電子数推定の統計誤差の評価として用いることはできない。また、QE はピクセル毎に異なり、全てのピクセルで同じ平均光電子数が期待されるわけではないことに注意する。

6.3.3 議論

図 6.21、図 6.22 および表 6.3.3 で見られる結果は、基本的に5.4節でシミュレーションから得られた結果とよく整合していることがわかる。特に全ての積分方法において、積分幅が広いほど推定光電子数も大きくなる傾向はシミュレーションと一致している。これは第4章の図 4.2 に示した MAGIC での傾向とも整合している。

Fixed Window での推定光電子数は他の方法と比べると小さく、これはシミュレーションと異なる振る舞いであるが、前小節で述べた通り、この原因は実データでのパルスの位置がシミュレーションほど安定していないためであると考えられる。

表 6.3.3 より、Local Peak Window に基づく方法では、積分幅 11 サンプル以上で Shift を加えるほど推定光電子数が大きくなっている。これはシミュレーションと一致する結果であり、PMT 波形の非対称性によるものと考えられる。

Sliding Window では、他の積分方法よりも光電子数が大きく評価され、その傾向が特に LG で顕著であるという傾向がシミュレーションと整合している。これは NSB と電気雑音によるバイアスであると考えられる。”Sliding 5 + Shift 1”および”Sliding 5 + Shift 2”では、Sliding Window よりも推定光電子

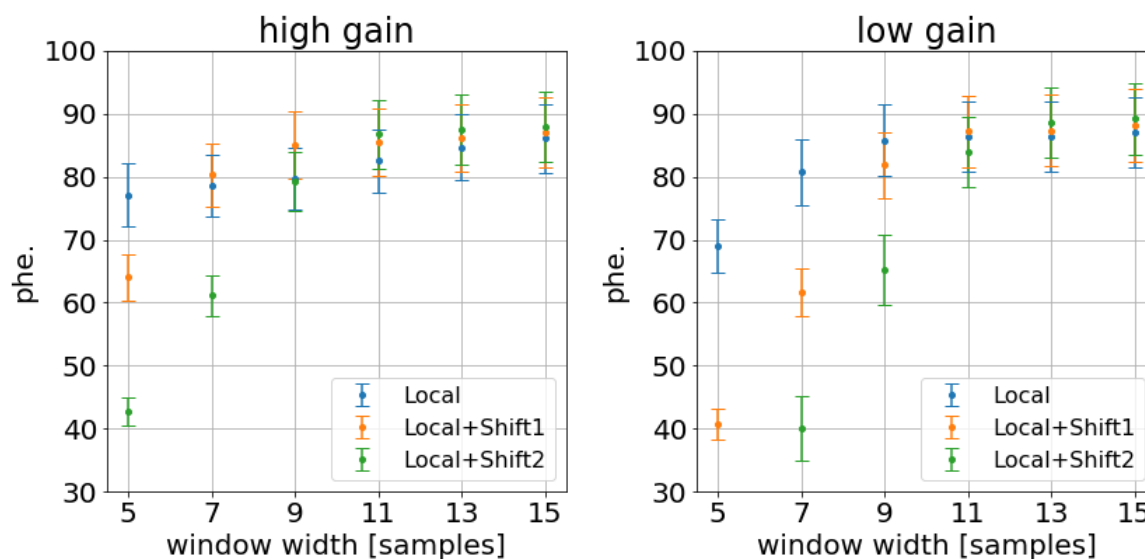


図 6.21 Local Peak Window を用いた積分による推定光電子数の違い。積分幅に対して推定光電子数のピクセル平均を示した。誤差棒はピクセル分布の標準偏差である。図 5.17 と比較することで、実データの結果がシミュレーションと整合していることがわかる。

数が小さくなっている。これは Sliding Window の幅を狭くすることで電気雑音や NSB によるバイアスを避けることができるためであると考えられる。”Sliding 5 + Shift 1”よりも”Sliding 5 + Shift 2”の方が推定光電子数が多いこともシミュレーションと一致する。

“HG = Sliding, LG = HG” はシミュレーションでは積分幅 13 ns で統計誤差の範囲で真の値を推定できていたが、実データではシミュレーションと異なる振る舞いを示しており、特に狭い積分幅で光電子数が過小評価されている。これは HG と LG でのパルスの相対的な位置が、実データとシミュレーションで異なるためであると考えられる。従って、この方法を実データに応用することは適切とは言えない。

以上のような実データとシミュレーションでの結果の整合性から、シミュレーションで精度の良い光電子推定を行うことができる “Sliding 5 + Shift 2” を実データの光電子数推定に使うのが適当であると考えられる。シミュレーションでおおよそ統計誤差内で真の光電子数を推定していた “Local + Shift2” と比べても、違いは 1% 以内である。ただし、異なる積分方法による推定光電子数のばらつきは、シミュレーションに比べて実データの方が大きい。例えば 15 ns の積分に注目した時、シミュレーションでは、Local Peak Window、“Local + Shift1”、“Local + Shift2” による推定光電子数の違いは最大 0.5% 程度であったが、実データでは 2% 程度の違いが生じている。また同じく 15 ns の積分の時、シミュレーションでは HG と LG の間の食い違いはおおよそ 0.1% であったが、実データでは 1% 程度のずれが生じている。これらの違いは、シミュレーションが実データを反映しきれていないことによるものであると考えられ、系統誤差として考慮しなければならないが、これは今後の課題である。

6.3.4 最適化した光電子数推定の結果

以上の議論により、F ファクター法による光電子数推定に適切であると結論された積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” を用いた場合の、最終的な光電子数推定の結果を図 6.23 に示す。HG と LG での推定光電子数の差の標準偏差は 1.7 phe. でこれは約 $1.7/90 = 1.9\%$ に相当する。これは電気雑音や NSB などの雑音、HG と LG の波形の違いにより生じる統計誤差であると考えられる。これより、HG と LG

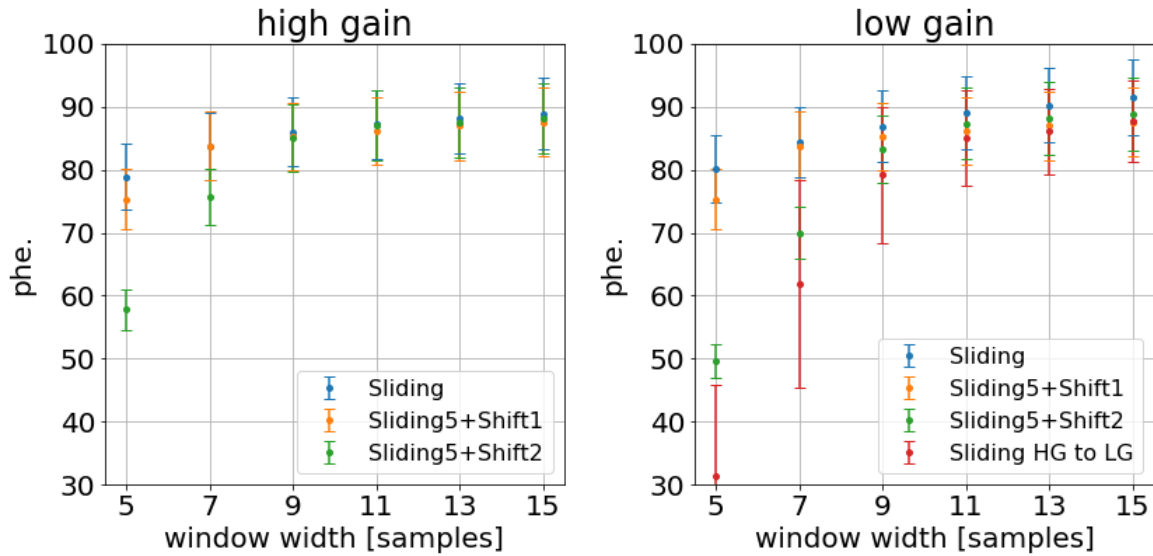


図 6.22 Sliding window を用いた積分による推定光電子数の違い。各積分方法について、積分幅に対して推定光電子数のピクセル平均を示した。誤差棒はピクセル分布の標準偏差である。Sliding window およびその Shift についてシミュレーションと同様な傾向が見える。ただし、HG で求めた Sliding window を LG に用いる方法は特に狭い window でシミュレーションとの違いが大きい。HG と LG のパルスの位置の違いが実データとシミュレーションで異なることによる可能性がある。

ゲイン	HG			LG			
	積分幅 [samples]	11	13	15	11	13	15
Fixed		72.35	78.29	82.45	84.06	84.85	85.16
Local		82.47	84.64	86.02	86.38	86.34	87.04
Local + Shift 1		85.52	86.14	87.00	87.17	87.34	88.07
Local + Shift 2		86.73	87.47	87.85	83.91	88.49	89.16
Sliding		87.16	88.04	88.88	88.95	90.13	91.51
Sliding 5 + Shift 1		86.14	86.91	87.56	87.01	87.29	88.10
Sliding 5 + Shift 2		87.00	87.54	88.04	87.31	88.14	88.74
HG = Sliding, LG = HG		87.17	88.04	88.82	84.98	86.10	87.67

表 6.1 各積分方法で推定された平均光電子数。各 PMT で推定された光電子数の平均値を示している。

の推定光電子数の差の平均値の統計誤差は $1.9\%/\sqrt{1855} = 0.05\%$ と見積れるので、HG と LG での推定光電子数の差が 0 phe. から 0.7 phe. ($0.7/90 = 0.8\%$) だけずれているのは統計的に有意なずれである。この原因は解明できていないが、LG では HG よりも信号が小さく、雑音の影響を受けやすいため、積分の際に NSB や電気雑音によるバイアスを受けてしまっている可能性がある。以上より、積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” を用いれば、平均値の系統的なずれ 0.8%、その周りの統計的不確かさ 2% の精度で、HG と LG の間で整合した光電子数推定ができる。図 6.24 はカメラ上での推定光電子数の分布を示したものである。LST 初号機ではカメラの中央に QE の高いピクセルを集めており、カメラの中央で外縁よりも光電子数が大きくなっていることが見て取れる。F ファクター法による光電子数推定がカメラ上での QE の分布と整合していると言える。

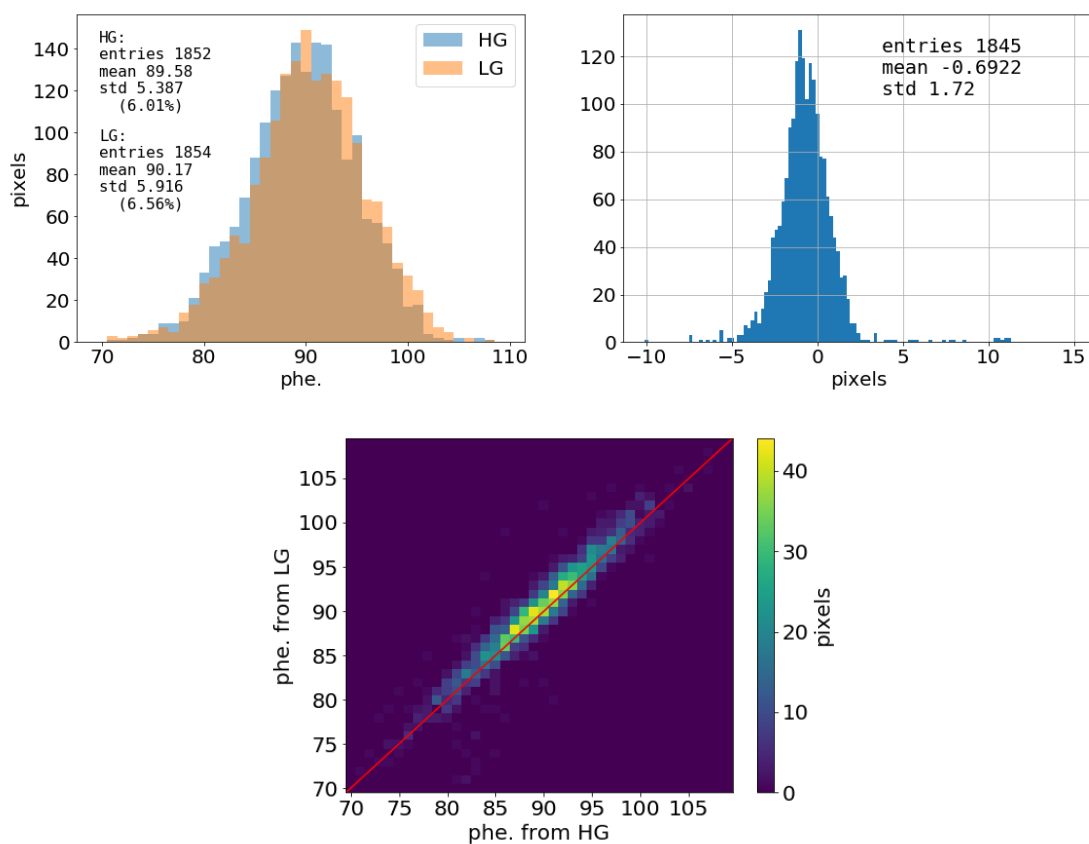


図 6.23 最終的に得られた光電子数の分布。左上がピクセル毎の推定光電子数の分布で、右上が HG と LG の推定光電子数の差の分布。下は HG と LG で推定された光電子数の整合性を示したものである。上段の 1 次元ヒストグラムでは、ハードウェアに問題のあったピクセルやサンプリング間隔補正に問題のあったモジュールを除いた。

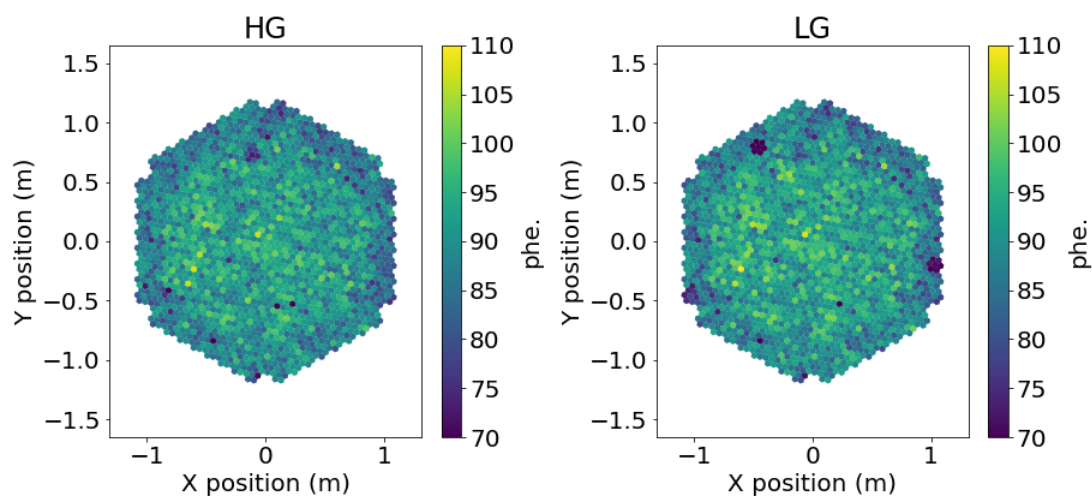


図 6.24 カメラ上での推定光電子数の分布。LST 初号機では QE の高いピクセルを中央に集めており、内側のピクセルの推定光電子数が外縁のピクセルよりも大きいことが確かめられる。7 ピクセルままとまって暗く見える部分は、サンプリング間隔補正の問題のあるモジュールである。

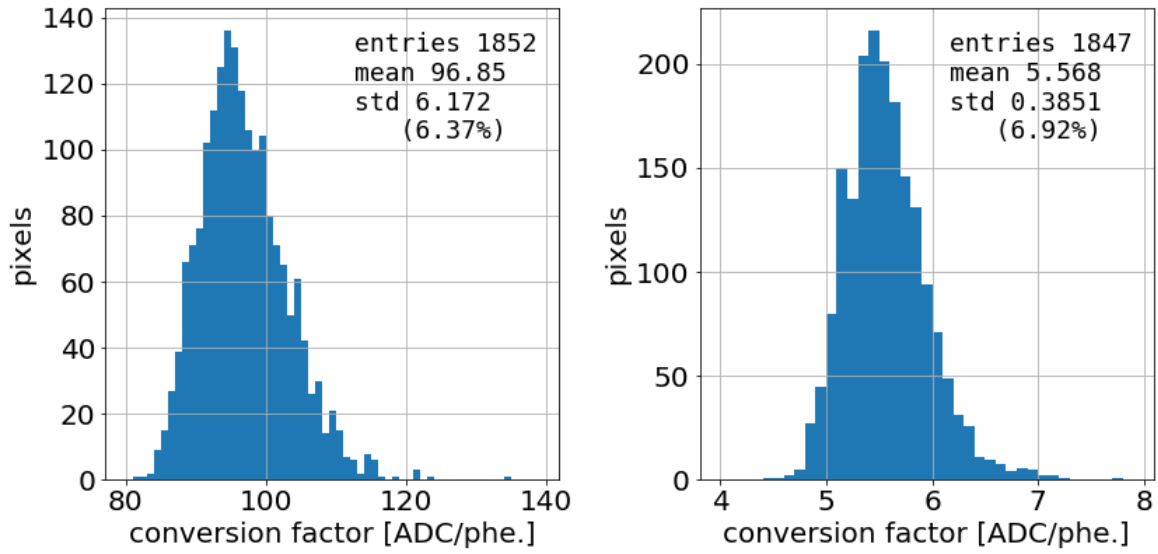


図 6.25 電荷の ADC 値と光電子数の変換係数の分布。

図 6.25 は $C = (\bar{Q} - \overline{\text{ped}})/N_{\text{phe.}}$ により求められる ADC 値と光電子数の間の変換係数である。HG での平均が 97 count/phe.、LG での平均が 5.6 count/phe. であり、その比は 97/5.6 ~ 17 である。HG と LG の増幅率の比は、PACTA における増幅率の比 $1200\Omega/80\Omega = 15$ とメインアンプの増幅率の比 $5.23/4.02 = 1.3$ から、 $15 \times 1.3 = 19.7$ であると推定されるため、上記の結果と少し異なる [31]。この原因としては、HG と LG の帯域や温度依存性による違いが考えられる。図 6.25 の変換係数の分布の幅には、光電子数推定の統計誤差、PMT 毎の増幅率の違いなどが寄与している。

6.4 電荷から光電子数への変換係数とその線型性

PMT の入射光電子数と出力電荷の間には線型性が成り立つことが期待される。もしこの線型性が成り立っていないと、PMT の入射光電子数によって変換係数が変わってしまうことになり、ある較正用レーザーの強度で得た変換係数が他の強度の信号には適用できないことになってしまう。そこで本節ではこの線型性を調べた。

6.4.1 光電子数と出力電荷

PMT の出力電荷 Q は入射光電子数 $N_{\text{phe.}}$ に比例することが期待される。すなわちダイナミックレンジ内で $N_{\text{phe.}}$ によらず

$$Q = CN_{\text{phe.}} \quad (6.8)$$

が成り立つことが想定される。ここで $C[\text{count}/\text{phe.}]$ は光電子数と電荷の変換係数、つまり一光電子あたりの出力電荷で、定数である。

図 6.26 はある一つのピクセルについて、いくつかのレーザー強度で得られた平均電荷と F ファクター法による推定光電子数の関係を示したものである。HG では ~ 170 phe. までの線型性を見ることができ、直線によるフィッティングは、式 (6.8) と矛盾しない。一方、LG では ~ 1500 phe. までの線型性を確認できるが、 $\bar{Q} = 15000$ count 付近で、推定光電子数が直線から逸れてしまっていることがわかる。これは

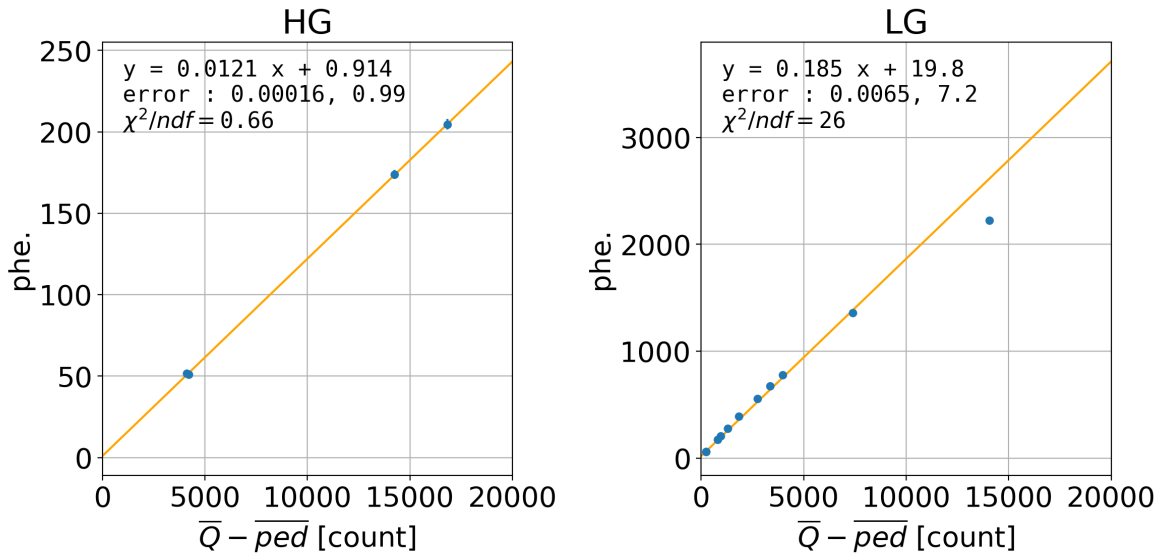


図 6.26 較正用レーザーの強度を変えた時に、あるピクセルで得られる電荷に対して F ファクター法による推定光電子数をプロットしたもの。点が解析結果であり、直線はフィッティングされたものである。各点の解析にはレーザーとペダスタルのイベントを約 10^4 ずつ用いている。統計誤差を誤差棒として付しているが、その大きさは 2% 以下であり、プロットでは見えない。

光電子数が十分大きく、そのポアソン揺らぎが小さい時に、系統的揺らぎの影響を受けてしまっているためであると考えられる。次節以降で、この線型性からの逸脱を詳しく調べる。

6.4.2 電荷分布の平均と分散の関係

光電子数が大きい領域で線型性を崩す系統的不確かさをより詳しく見るために、正味の電荷の平均値と分散の関係を調べた。式 (6.8) を仮定すると、式 (4.19) より次式が従う。

$$\sigma_Q^2 - \sigma_{ped}^2 = F^2 C (\bar{Q} - \overline{ped}) \quad (6.9)$$

すなわち式 (6.8) が成立すれば、正味の電荷 ($Q - ped$) の平均値と分散の関係は直線でフィットできるはずである。この結果を図 6.27 に示した。

HG では直線でのフィッティングがよく合っており、式 (6.9) と整合することがわかる。一方で、LG は二次関数でよくフィッティングできることがわかる。これは次式に示すように、 $\sigma_{unknown}^2 = B^2 (\bar{Q} - \overline{ped})^2$ のような、電荷に比例する未知の揺らぎの項が存在することを示唆する。

$$\sigma_Q^2 - \sigma_{ped}^2 = F^2 C (\bar{Q} - \overline{ped}) + B^2 (\bar{Q} - \overline{ped})^2 \quad (6.10)$$

このような形の系統的揺らぎの原因としては、レーザー強度の揺らぎ、波形積分による電荷再構成の不確かさなどが考えられる。

式 (6.10) は両辺を $(\bar{Q} - \overline{ped})^2$ で割ることで

$$\frac{\sigma_Q^2 - \sigma_{ped}^2}{(\bar{Q} - \overline{ped})^2} = F^2 g \frac{1}{\bar{Q} - \overline{ped}} + B^2 \quad (6.11)$$

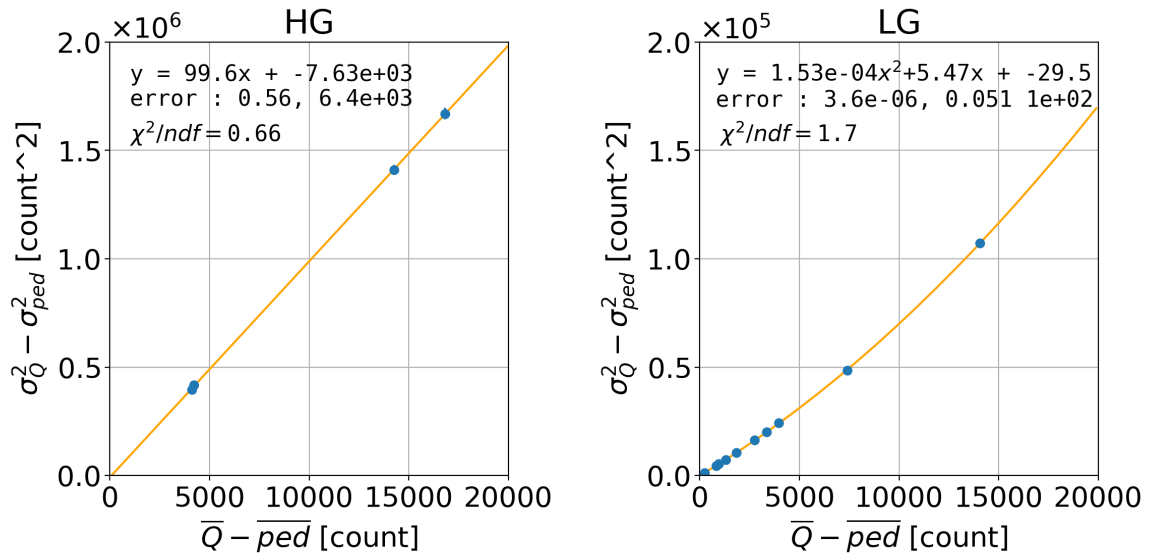


図 6.27 電荷分布の平均と分散の関係を示した図。LG では直線ではなく二次関数でフィットできることから、式 (6.10) に含まれる系統的な揺らぎが見えていいると考えられる。HG が直線でフィットできるのは、光電子数が小さく、そのポアソン揺らぎが支配的であり、系統的揺らぎの影響が見えないためであると考えられる。

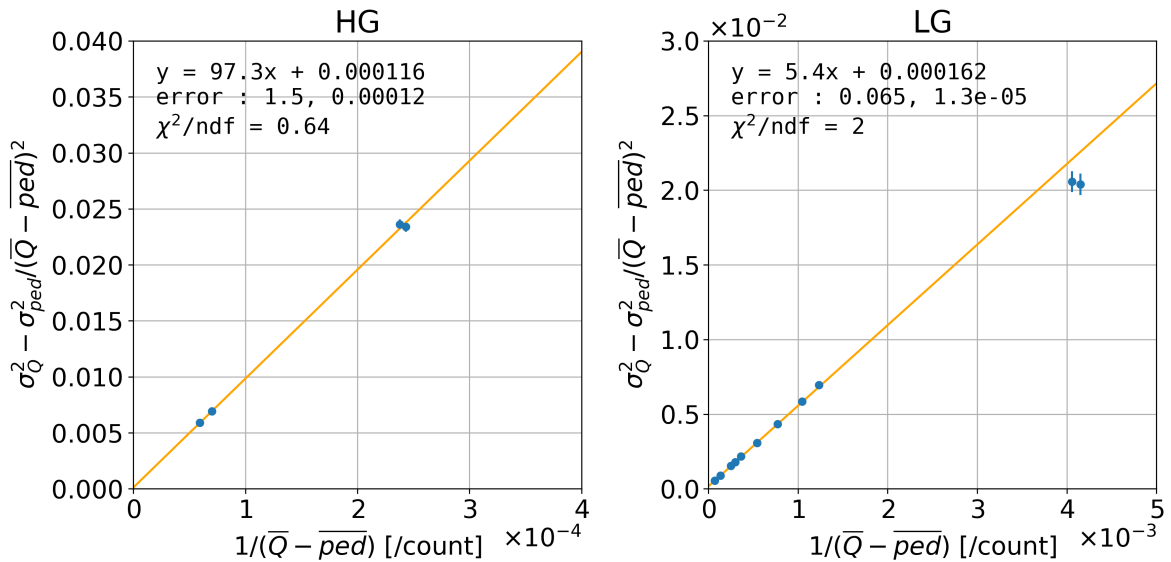


図 6.28 式 (6.11) より、電荷分布に含まれる系統的揺らぎを評価するためのプロット。

となる。従って、 $1/(\overline{Q} - \overline{ped})$ に対して、 $(\sigma_Q^2 - \sigma_{ped}^2)/(\overline{Q} - \overline{ped})^2$ をプロットすることで、直線の y 切片として B の大きさを見積もることができる。これを実際にプロットしたのが図 6.28 である。

HG では直線のフィッティングで得られた y 切片は、フィッティング誤差を考慮すると $B = 0$ であることと矛盾しない。すなわち、HG では式 (6.10) に含まれている系統的な揺らぎは確認できない。

一方 LG では、フィッティングした直線の y 切片がフィッティングの誤差と比べて有意に大きい正の値 $y_0 = (1.6 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ を取っており、これが系統的な不確かさ B の大きさを示していると考えられ

る。すなわち系統的不確かさの寄与は $B = \sqrt{1.6 \pm 0.1 \times 10^{-4}} = 1.26 \pm 0.04\%$ であると推定される。このうち、レーザー強度の揺らぎの寄与については次節 6.4.3 で議論する。残りの寄与には波形積分による不確かさ、例えば台形積分と真の波形のずれや、積分領域の端でサンプリング間隔の補正が不完全であることなどが考えられる。尚、LG では電荷が小さい領域のデータ点が直線からずれており、雑音に対して信号が小さいことによる影響が考えられる。これらの信号が小さい領域の点を除くと、系統的な不確かさは $B = 0.98 \pm 0.02\%$ となる。

6.4.3 較正用レーザーの安定性

較正用レーザーの強度の系統的な揺らぎは、式 (6.10) からわかるように F ファクター法による光電子数推定に影響を与える。この揺らぎが、前節で議論した系統的揺らぎ B にどの程度寄与するかを調べた。

較正用レーザーの強度が 1 ピクセルあたりおよそ 100 phe. であるデータを用いると、1 ピクセルあたりの光電子数のポアソン揺らぎは 10% である。これは 1% 程度のレーザー強度の揺らぎを調べるにはあまりにも大きい揺らぎである。そこで、電荷に現れる統計的な揺らぎを小さくするために、較正用レーザーで得られた各イベントについて、1855 ピクセルで得られた電荷を平均して平均電荷を計算した。この平均電荷の統計的な揺らぎは $10\% / \sqrt{1855} \sim 0.2\%$ まで抑えられると考えられる。従ってレーザー強度の揺らぎが 0.2% よりも大きければ、その影響が平均電荷の分布の幅を広げると期待される。波形積分による電荷再構成にも 1% 以下の不確かさがあると考えられるが、これもピクセル平均を取ることで十分小さくなると期待される。

図 6.29 が実際に得られたピクセルあたりの平均電荷の分布である。この分布の平均値に対する幅は 0.5% 程度である。従ってレーザーの揺らぎの寄与はおよそ 0.5% 程度であると言える。前節で見積もった系統的揺らぎ B の大きさが 1% 程度であったので、このうち 0.5% 程度をレーザー強度の揺らぎが占めると考えられる。尚、これは約 7000 イベントから得た結果であり、データは 1 kHz で取得されたので、図 6.29 は 7 秒間のデータ取得の結果である。より長い時間スケールでのレーザー強度の揺らぎはこれよりも大きい可能性がある。しかし、それは式 (6.10) の B には寄与しない。

6.4.4 ADC 値と光電子数の変換係数の一定性

続いて ADC 値と光電子数の変換係数 $C = (\overline{Q} - \overline{\text{ped}}) / \overline{N_{\text{phe.}}}$ の線型性を調べる。そのために上で議論した系統的な不確かさの補正を行う。

図 6.28 より、式 (6.10) に含まれる系統的な不確かさ $\sigma_{\text{unknown}} = B(Q - \text{ped})$ の寄与を $B = 0.01$ と評価することができた。そこで F ファクター法に補正項を加えて

$$\overline{N_{\text{phe.}}} = \frac{(\overline{Q} - \overline{\text{ped}})^2}{\sigma_Q^2 - \sigma_{\text{ped}}^2 - B^2(\overline{Q} - \overline{\text{ped}})^2} F^2 \quad (6.12)$$

として改めて光電子数を推定した。こうして得られた $\overline{N_{\text{phe.}}}$ を用いて変換係数 C を求めた。式 (6.8) の線型性が成り立つとすると、変換係数 C は較正用レーザーの強度によらず一定となると期待される。

異なるレーザー強度で得られた平均電荷と変換係数 C の関係を図 6.30 に示した。異なる日に取得されたデータは色を変えて示した。全ての日について PMT には同じ HV が印加されている。統計誤差はデータ点により異なるが、1% から 2% である。

図 6.30 より、各データ取得日で、HG では 25 phe. から 170 phe.、LG では 35 phe. から 2700 phe. の範囲において、変換係数が統計誤差の範囲内で一定であることが言える。従って、較正用レーザーの強度がピクセルあたり約 90 phe. となるデータを用いて、HG と LG の変換係数を推定すれば、他の強度での電荷と光電子数の変換にも適用することができると考えられる。

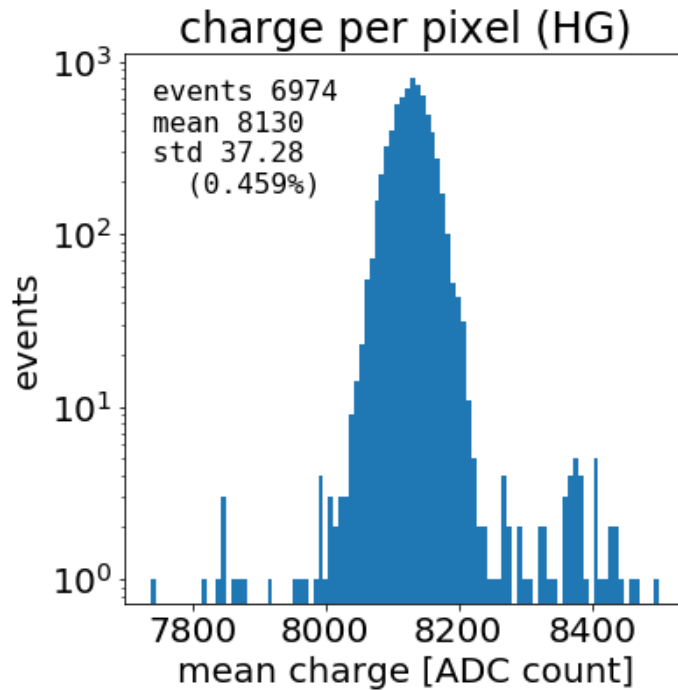


図 6.29 ピクセルあたりの平均電荷の分布。イベント数は約 7000 で標準偏差が 0.5% 程度である。これは 10000 イベント程度用いた時の F ファクター法の統計誤差よりも小さく、レーザー強度の系統的な揺らぎは問題にならないことがわかる。

HG でも LG でも 6 月 6 日の変換係数は他の日に比べて 6% 以上高い。この原因としては、6 月 6 日のデータ取得方法が他の日と異なっていたことが考えられる。具体的には 6 月 6 日のデータでは、DRS4 の参照クロックとペDESTALトリガーが同期していたが、他の日は同期していなかった。これによって、光電子数推定の際に必要なペDESTALの揺らぎ σ_{ped} の見積もりが影響を受けた可能性がある。図 6.31 は全ピクセルについて 6 月 6 日の推定光電子数と 6 月 20 日の推定光電子数を比べたものである。6 月 6 日の光電子数の方が小さく見積もられている傾向が全ピクセルに共通しており、データの取得方法の違いが影響した可能性がある。ただし、実際に PMT の増幅率が異なっていたことによる寄与がある可能性も否定はできない。

6 月 23 日の LG データを見ると、ADC 値が約 250 となるところで変換係数が小さくなっているように見えるが、この点は統計誤差も大きく、他の点と比べて有意に小さいとは言えない。ただしこのレーザー強度領域では、LG で得られる信号波形が小さいことで信号対雑音比が悪くなり、変換係数の推定に影響している可能性もある。今後カメラが安定した状態で広い強度領域の較正用データを取得し、より詳細に線型性の調査を行う必要があると考えている。

6.5 較正用レーザーからの入射光子数の推定

焦点面カメラの全てのピクセルのダイナミックレンジを揃えるためには、flat fielding という操作が必要である。これにより、同じ強度の光が入った時に、全てのピクセルから平均的に同じ電荷が出力されるようにする。本節では flat fielding 後の較正用レーザーのデータを用いて、各ピクセルの入射光子数を推定し、実現された flat fielding の精度を調べる。

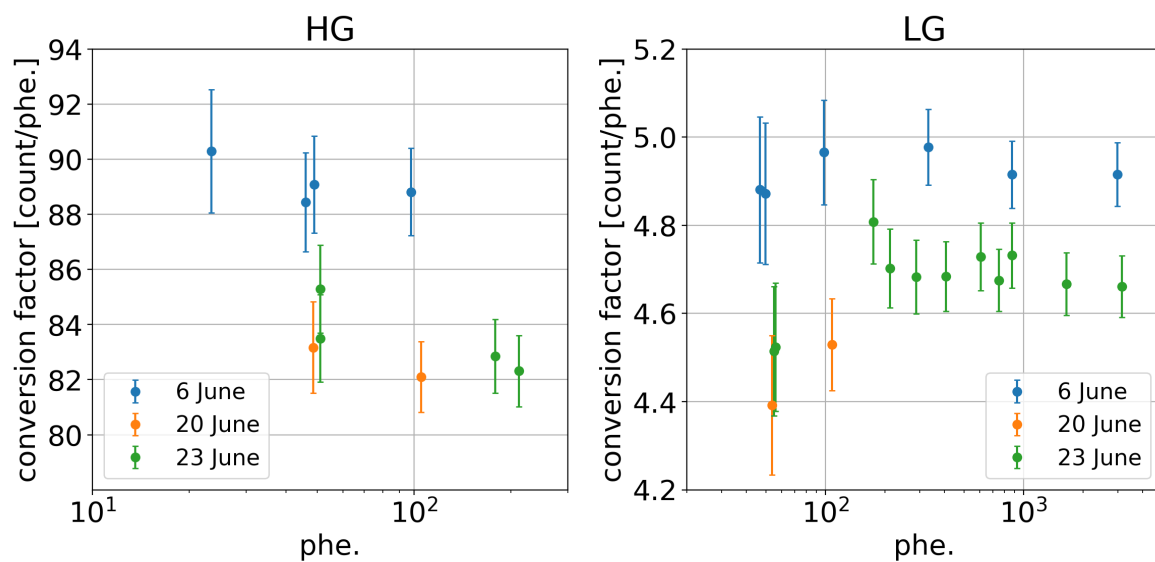


図 6.30 あるピクセルで得られた ADC 値と光電子数の変換係数。異なる日に取られたデータは色で区別した。誤差棒は統計誤差である。

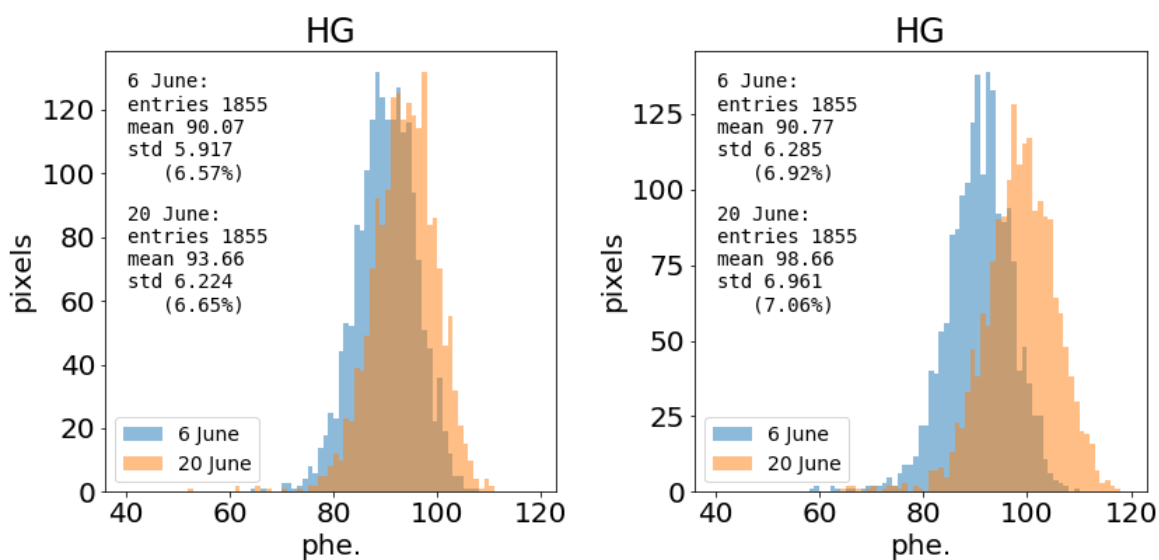


図 6.31 同じレーザー強度のデータで推定された光電子数の 6 月 6 日と 6 月 20 日の違いを全ピクセルの分布で見たもの。

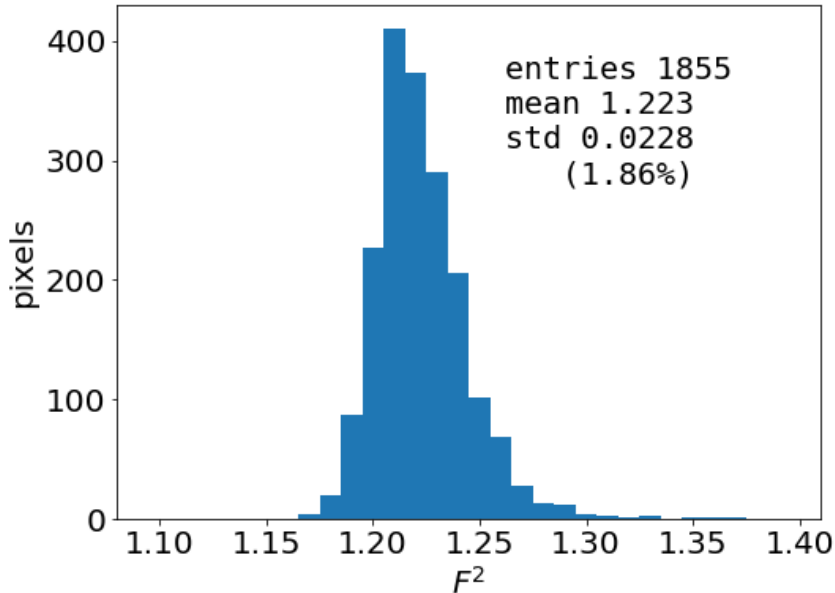


図 6.32 測定された F ファクターの自乗の分布。

推定光電子数のばらつき	HG	LG
平均 F ファクター	6.20%	6.44%
ピクセル毎の F ファクター	6.01%	6.28%
補正される不確かさ	1.5%	1.4%

表 6.2 平均的 F ファクターとピクセル毎の F ファクターを用いる場合の推定光電子数のピクセル間のばらつきの変化。

6.5.1 ピクセル毎の F ファクターの測定値の信頼性

LST 初号機の全ての PMT は一本毎に F ファクターが測定されており、この値を用いれば各 PMT での光電子数推定の精度を向上できると考えられる。図 6.32 にこの F ファクターの分布を示す。しかし、もしもこの F ファクターの測定値がピクセルごとの個性よりも大きな不確かさを含んでいれば、PMT 毎の測定値を導入することでむしろ光電子数推定の不確かさを大きくしてしまう可能性がある。そこで本小節では、flat fielding の精度を議論する前に、ピクセル毎に測定された F ファクターの妥当性を評価した。そのために、全ピクセルで平均的な F ファクター ($F^2 = 1.22$) を用いた場合と、ピクセル毎の F ファクターを用いた場合とで、推定される光電子数のピクセル毎のばらつきの変化を調べた。

結果

F ファクターの平均値のみを用いる場合と、PMT 毎の測定値を用いる場合との光電子数のばらつきの違いを、表 6.2 に示す。ピクセル毎の F ファクターの違いを考慮することで、ピクセル毎の光電子数のばらつきが HG で 0.19%、LG で 0.16% 小さくなっていることがわかる。

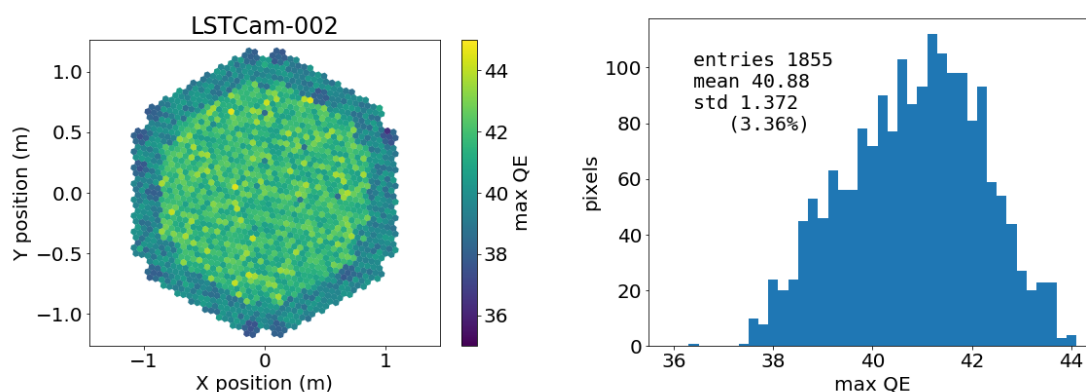


図 6.33 ピクセル毎の最大 QE のカメラマップ (左) とヒストグラム (右)。

議論

表 6.2 の結果は、 $\sqrt{6.20^2 - 6.01^2} = 1.5\%$ のばらつきが補正されたことを意味する。高橋光成氏の測定によれば、PMT 毎の F ファクターのばらつきは 1.7%、測定誤差は 1% 程度である。よって、PMT 毎の F ファクターを用いることで取り除かれると期待される不確かさは $\sqrt{1.9^2 - 1^2} = 1.6\%$ であり、得られた 1.5% の改善は妥当であると考えられる。以上より、平均値ではなくピクセル毎の F ファクターの測定値を用いることは、ピクセル毎の光電子数推定の不確かさを小さくする効果があり、有意義であると考えられる。ただし、ここで信頼できるとわかったのは PMT 毎の F ファクターの相対的な値であり、必ずしも絶対的な値が不確かさ 1% で定まっているとは言えないことに注意する必要がある。絶対的な F ファクターの値は、将来的に LST カメラを使った一光電子測定によって改めて調べたいと考えている。

6.5.2 入射光子数の推定

ここでは各 PMT で推定された光電子数と各 PMT の QE を用いて、それぞれのピクセルに入射した平均光子数を見積もる。これと PMT 出力電荷の対応をピクセルごとに調べることで、flat fielding の精度を議論する。

最大 QE を用いた光子数推定の妥当性

光子数を見積もるには、LST 初号機の較正用レーザーの波長である 355 nm における QE を用いることが望ましいが、LST 初号機カメラでは全ての PMT に QE の波長依存性のデータがあるわけではない。しかし、QE の最大値 $(QE)_{\max}$ については全ての PMT についてデータが存在するため、これを用いて $N_{\text{photon}} = N_{\text{phe.}} / (QE)_{\max}$ を計算することで、各ピクセルに入射する光子数を推定することができる。図 6.33 に最大 QE のカメラ上での分布とヒストグラムを示した。LST 初号機では QE の高い PMT をカメラ中央に配置しており、図 6.33 より、このことが確認できる。また最大 QE のピクセル毎のばらつきは 3.4% 程度であることがわかる。

ただし、入射光子数の推定に最大 QE を用いることで、波長 355 nm での QE を用いる場合とは異なった結果が得られてしまう。そこでまず、最大 QE を用いて flat fielding の精度を議論することの妥当性を確認すべく、QE の波長依存性が測定されているおよそ 200 本のピクセルについて、最大 QE と波長 355 nm での QE の関係を調べた。この結果が図 6.34 である。これより、最大 QE と波長 355 nm での QE の間には強い相関があることがわかる。平均的には $(QE)_{\max}$ の方が $(QE)_{355\text{nm}}$ より絶対値で

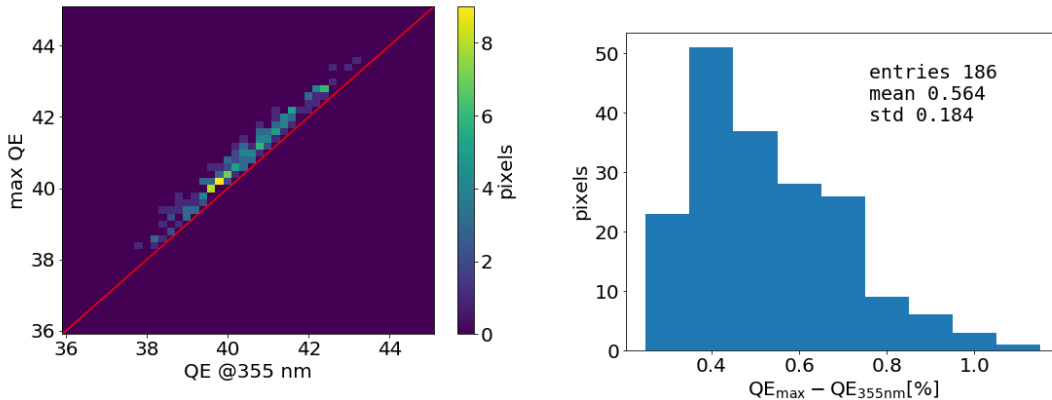


図 6.34 LST 初号機カメラに用いられている PMT の最大 QE と 355 nm での QE の関係を示した図。その差のばらつきは絶対値で $\sim 0.2\%$ 、相対値は約 $0.2\%/40\% = 0.005 = 0.5\%$ である。

不確かさの要因	不確かさの大きさ
レーザーの非一様性	$2.4\% \pm 0.2\%$
ライドガイドの反射率の個体差	$\sim 2\%$
光電子数推定の統計誤差	1.1%
F ファクターの測定誤差	$\sim 1\%$
QE の不確かさ	$< 1\%$

表 6.3 推定入射光子数のピクセル間のばらつきに寄与する不確かさ。

0.56%、相対値で $0.56\%/40\% = 1.4\%$ 高いため、 $(QE)_{\max}$ を使うことで N_{photon} も 1.4% ほど過小評価されてしまうと考えられる。しかし、 $(QE)_{\max}$ と $(QE)_{355\text{nm}}$ の差のばらつきは絶対値で 0.2% 程度であり、相対的にはおよそ $0.2\%/40\% = 0.5\%$ のばらつきしかない。従って、最大 QE を用いて光子数も見積もる場合、355 nm での QE を用いる場合と比べて新たに生じてしまうばらつきは 0.5% 程度であり、入射光子数の一様性の議論には大きな影響はないと考えられる。よって、最大 QE を用いて flat fielding の精度を見積もることができる。

入射光子数推定の結果

最大 QE を用いた入射光子数の推定結果が、図 6.35 および図 6.36 である。図 6.35 より、推定光子数のピクセル毎のばらつきが 5% であることがわかる。尚、分布の平均と標準偏差の計算では、データ取得時にハードウェアに問題のあったピクセルやサンプリング間隔補正に問題があると考えられるモジュールを除いている。図 6.36 は推定された平均入射光子数のカメラ上での分布である。カラースケールはおおよそ平均を中心に前後 15% を最大最小としている。このスケールでレーザーの光軸のずれなどの明らかな非一様性を確認することはできない。

図 6.37 にピクセル毎の平均電荷の分布を示した。このデータが取得された時には flat fielding が既に行われており、レーザーによる出力電荷がピクセル間で等しくなるように PMT の電圧が調整されていた。実際に、ピクセル毎の平均電荷は 2% の精度で揃えられていることがわかる。図 6.38 は各ピクセルで較正用レーザーから得られた平均電荷と入射光子数の変換係数である。このピクセル毎のばらつきが小さければ小さいほど、高い精度で flat fielding が実現できていることを意味する。得られた変換係数のピクセルごとのばらつきは HG で 5%、LG で 6% 程度である。

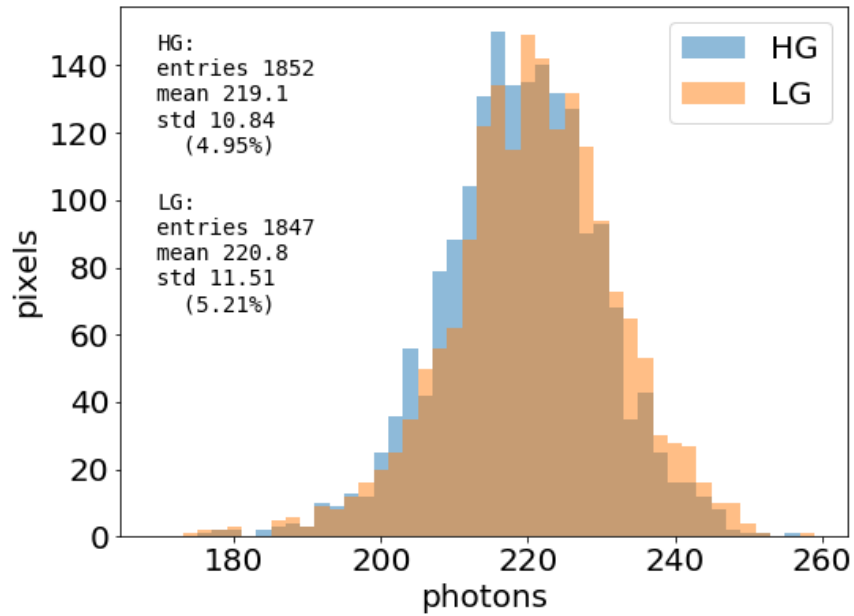


図 6.35 各ピクセルの最大 QE を用いて推定した平均入射光子数。5% のばらつきで推定ができていることがわかる。

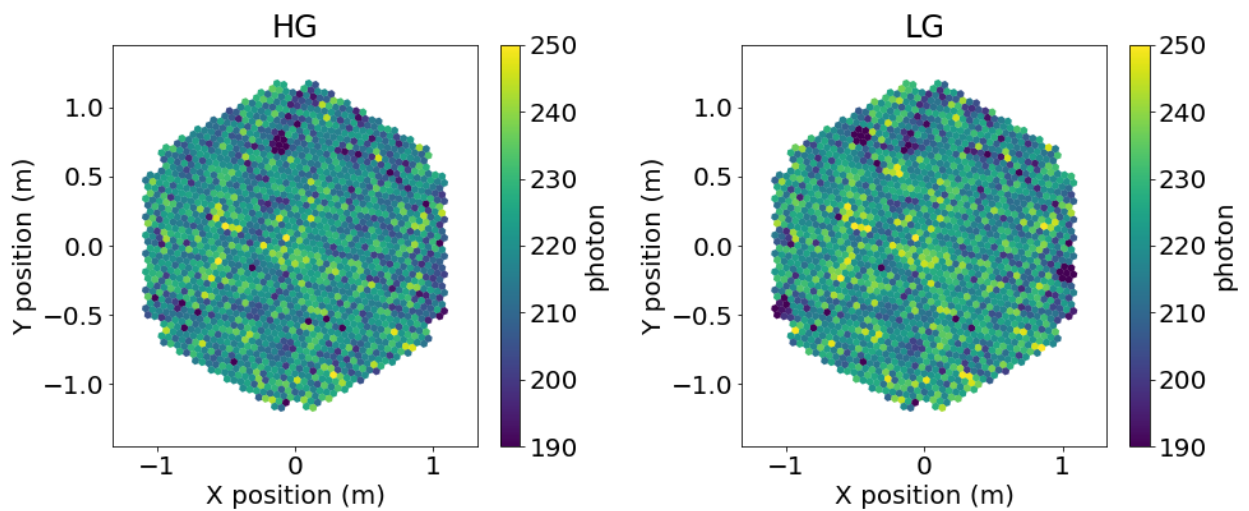


図 6.36 推定された入射光子数のカメラ上での分布。光子数の小さいモジュールはサンプリング間隔補正に問題がある可能性がある。

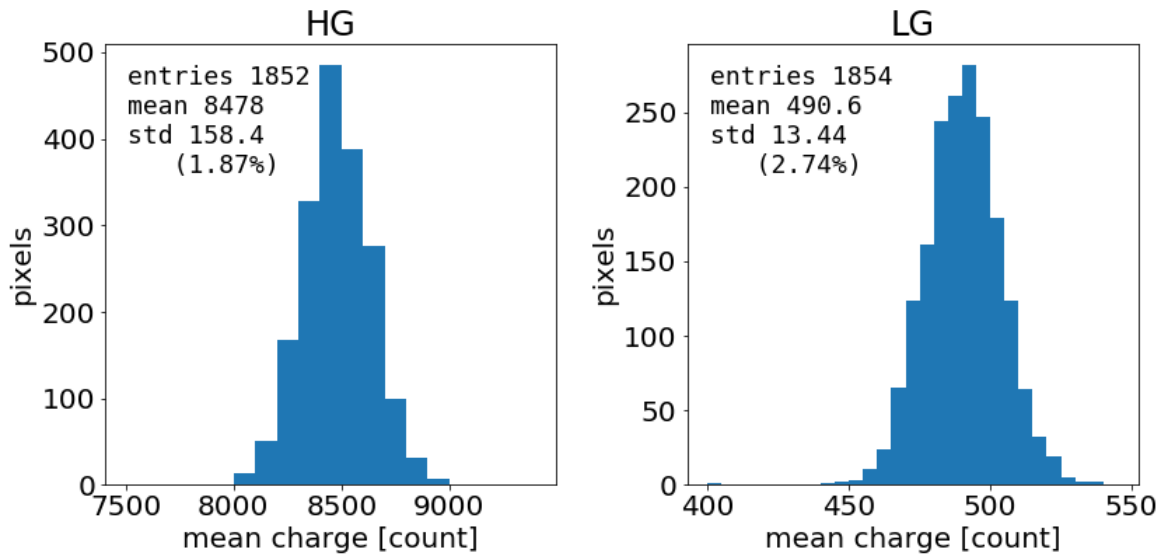


図 6.37 ピクセル毎の平均電荷の分布。

議論

図 6.23 あるいは表 6.2 で示したピクセル毎の推定光電子数のばらつきは 6.01% であった。従って、最大 QE によって光電子数を光子数に変換することで取り除かれたピクセル間のばらつきは $\sqrt{6.01^2 - 4.95^2} = 3.4\%$ である。これは図 6.33 に示したピクセル毎の最大 QE のばらつきと同等であり、ピクセル毎の QE の違いを補正した光子数推定ができていていることを示唆している。

5% と見積もられた入射光子数のピクセル毎のばらつきに寄与する不確かさを表 6.3 に示した。較正用レーザーの非一様性とライトガイドの個体差が不確かさの主たる寄与であると考えられる。しかし、表 6.3 から誤差伝播により計算される合計の不確かさは 3.7% 程度であり、これは図 6.35 で得られた 5% の光子数のばらつきを説明するには足りない。この原因としては例えば、較正用レーザーの非一様性が実験室での測定よりも大きくなっている可能性が挙げられる。表 6.3 に挙げた較正用レーザーの非一様性は実験室でレーザーから 5 m の地点において測られたものであるが、LST の較正用レーザーからカメラまでの距離は 28 m あり、またレーザーの光軸が実験室と同じ精度でカメラの中心を向いているかは確かではない。従って、実際の LST 初号機カメラの前面でのレーザーの非一様性は、実験室で測ったものより大きい可能性があり、これが光子数のばらつきを大きくしている可能性がある。ただし、カメラマップから明確に確認できるような非一様性は見られない。

図 6.38 の平均電荷と入射光子数の変換係数の分布の幅から、HG で 5%、LG で 6% の精度でカメラの flat fielding ができていると言える。すなわち、同じ強度の光が入射した時に、各ピクセルが出力する電荷のばらつきを 5% 程度まで抑えることができているということである。ただし、LST 初号機カメラは、PMT の QE やライトガイドの反射率に入射角依存性があり、同じ光量でも、カメラに対する入射角によって出力電荷は変化する。従って、較正用レーザーを用いて光子と出力電荷の対応を揃えたとしても、その精度が空気シャワーにも直接適用できるわけではないことに注意する必要がある。

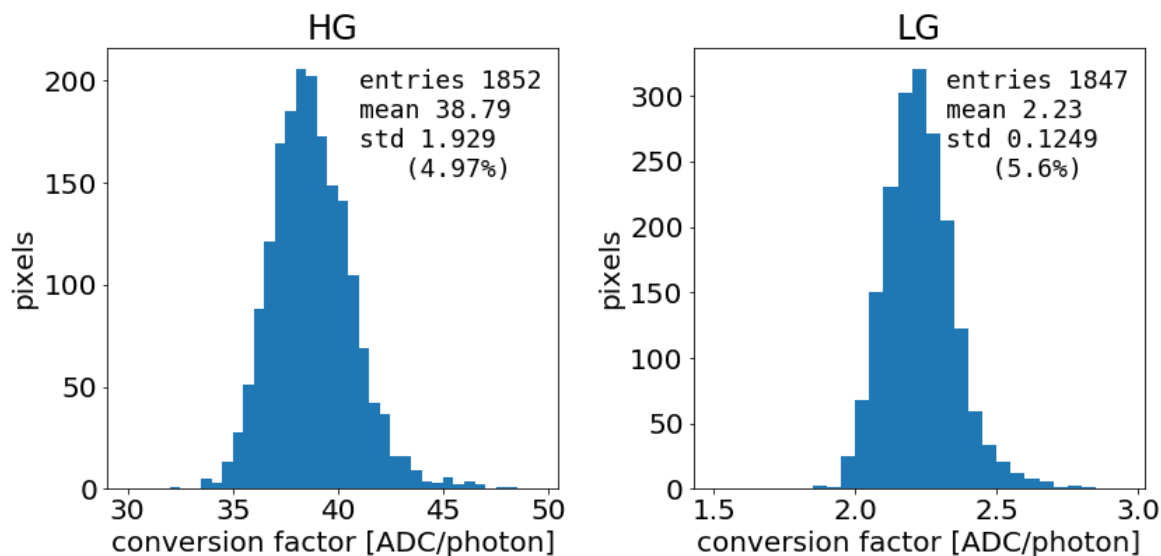


図 6.38 電荷の ADC 値と光子数の変換係数の分布。

6.5.3 変換係数の推定精度

ここまでの議論で推定された変換係数の不確かさを見積もり、表 6.4 にまとめた。ただし、レーザーの強度の揺らぎと波形積分による電荷再構成の揺らぎ $B = 1\%$ は、式 (6.12) により補正することができるので、ここでは考慮していない。

統計誤差は F ファクター法に用いるイベント数に依存し、例えば較正用レーザーイベントとペDESTAL イベントを 7000 ずつ用いた時には 2% 程度である。イベント数を増やせば統計誤差は小さくできるが、変換係数の更新にかかる時間が長くなるというトレードオフがある。観測時はシャワーイベントの検出効率を落とさないように 50 Hz 程度で較正用イベントを取得するとすると、7000 イベントの取得には 2 分 20 秒を要する。統計誤差を 1% に抑えるには 4 倍のイベント数が必要となり、これにはおよそ 10 分の時間がかかることになる。しかし、現行の MAGIC 望遠鏡では 10 分程度の時間スケールでも数 % の変換係数の時間変化が見られており [37]、このような短い時間スケールで変換係数の時間変化を追うには、統計誤差を 1% 以下にすることは難しいと考えられる。

シミュレーションで統計誤差の範囲内で同じ推定光電子数を出した方法でも、実データではおよそ 1% 程度の違いが生じ得るため、積分方法の選択の不確かさとしては 1% を見積もった。ただし、シミュレーションが実データを再現しきれていないことによる系統誤差はこれより大きいと考えられるが未評価であり、今後の課題である。

F ファクターの不確かさは、6.5.1 節での議論に基づいて 1% 以上と見積もった。今後、カメラ内で PMT の一光電子測定を行い、F ファクターの絶対値の不確かさを見積もりたい。

HG と LG の不一致は、6.3.4 で見積もった値である。

以上より、現状で把握できた変換係数の不確かさは 3% 程度であると見積もった。ただし、未評価の不確かさとして、シミュレーションと実データとの間の系統誤差、F ファクターの絶対値の不確かさ、NSB レートの違いの影響、6.4.4 で議論したデータ取得方法の影響などがあり、今後これらの不確かさを評価していく必要がある。また一光電子測定を行い、F ファクター法との相互確認をすることも重要であると

不確かさの要因	見積もられた不確かさ
統計誤差	1.5 - 2%
積分方法の選択による不確かさ	~ 1%
F ファクターの不確かさ	>1%
HG と LG での系統的ずれ	1%
小計	>3%

表 6.4 本研究で評価した変換係数の不確かさに寄与する要因。ただし、他にも未評価の不確かさが複数存在する。

考える。

6.6 チェレンコフ光由来の波形の積分

6.6.1 動機

6.3 節で、LST 初号機での F ファクター法による変換係数推定には、積分幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” を用いることが適当であると結論した。しかし、これはあくまで較正用レーザーの波形から変換係数を推定するために最適と結論した積分方法であり、観測で得られるチェレンコフ光の積分方法をこれと同じにする必要はない。特にチェレンコフ光由来の波形を積分する際には、数百 MHz で混入する NSB を除去するため、狭い時間幅での積分が望ましい。本節では、チェレンコフ光由来の信号波形に対して 5 ns や 7 ns といった狭い積分幅を用いた時の、電荷の再構成の精度を簡単に見積もる。

図 6.39 は実際に LST 初号機が検出したチェレンコフ光の信号の波形である。HG ではアンダーシュートによる二つ目のパルスがメインパルスと重なって見えており、LG ではアンダーシュートのあとに二つ目のピークが見えている。どちらのゲインでも、パルスの立ち上がりからアンダーシュートによる二次的的成分までを含めて積分するには、15 ns 程度の積分幅が必要であると考えられる。

しかし、これは NSB 除去の観点からは望ましくない。そこで、狭い積分幅を用いて電荷を再構成することを考える。5 ns などの狭い積分幅を用いた時、パルス全体の電荷のうち、 ϵ_5 という割合を常に積分できると仮定する。すなわち、5 ns で得られる電荷を Q_5 、パルス全体を積分して得られる電荷を Q とした時に、 $Q_5 = \epsilon_5 Q$ が成り立つと仮定する。すると、変換係数 C および積分の効率 ϵ_5 を知っていれば、チェレンコフ光を 5 ns で積分した結果 Q_5 から、

$$N_{\text{phe.}} = CQ = C \frac{Q_5}{\epsilon_5} \quad (6.13)$$

として、PMT の入射光電子数を推定することができる。問題は $Q_5 = \epsilon_5 Q$ という仮定が、どれくらいの精度で成立するかである。積分幅 5 ns による積分が、全ての波形を効率 ϵ_5 で積分できるわけではなく、この効率が不確かさ $\Delta\epsilon_5$ を持つ場合、これは式 (6.13) で求まる $N_{\text{phe.}}$ の不確かさに寄与してしまう。そこで、LST 初号機で得られたチェレンコフ光の実データを用いて、5 ns や 7 ns の狭い積分幅を用いた時の積分の効率 ϵ とその不確かさ $\Delta\epsilon$ を簡単に見積もった。

6.6.2 解析

データは 2019 年 11 月 26 日に取得されたものを用いた。NSB や電気雑音の影響をなるべく小さくして、積分の効率 ϵ を見積もるため、明るいシャワーのイベントのみを用いた。具体的には、HG において

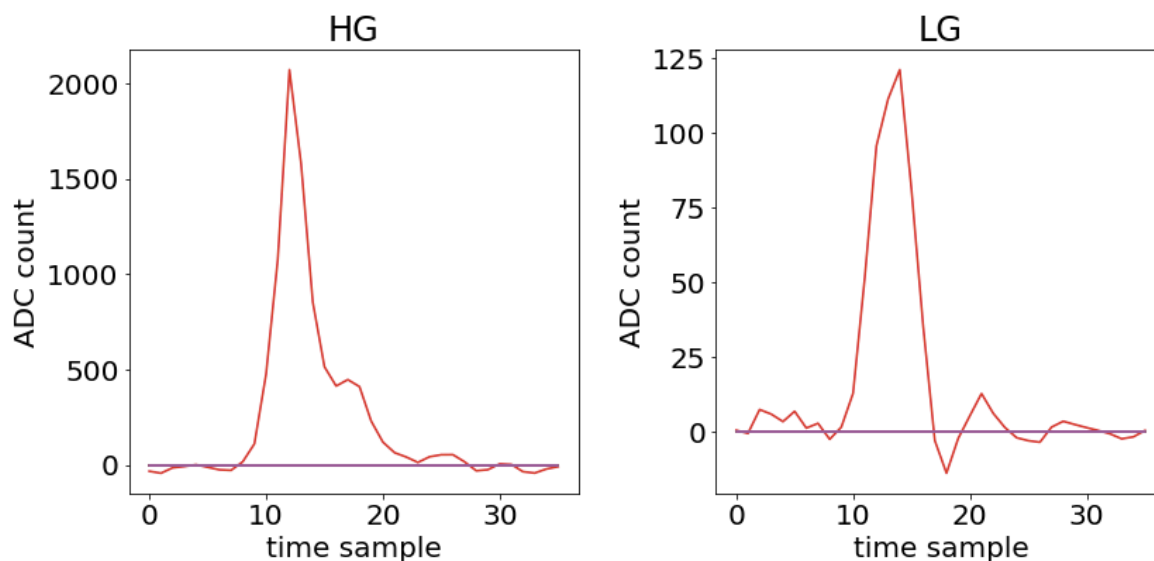


図 6.39 LST 初号機でチェレンコフ光から得られた PMT 波形。

全 ROI の ADC 値の和が 4000 count 以上となるピクセルが 10 ピクセル以上という条件でイベントを抽出した。これはおよそ 40 phe. を検出したピクセルが 10 ピクセル以上あることを要求することに相当する。これにより NSB によりトリガーされたイベントも排除できる。

こうして選択したイベントの中で特に信号の大きい PMT、具体的には HG では 5 サンプルの和が 8000 count (80 phe. 相当) 以上、LG では 5 サンプルの和が 1000 count (200 phe. 相当) 以上あるピクセルの波形を積分し、電荷を計算した。積分の window の位置を決めるのには幅 5 サンプルの Sliding Window を用いた。時間幅 15 ns でパルス全体が積分できると仮定し、各イベントにおいて積分幅 5, 7 ns で積分される電荷 Q_5, Q_7 と 15 ns で積分される Q_{15} の電荷の比 $\epsilon_i = Q_i/Q_{15} (i = 5, 7)$ を計算し、その分布を求めることで、 ϵ の不確かさを見積もった。ここでは波形サンプリング間隔の補正も行っており、この補正に問題があるピクセルは解析から除外した。

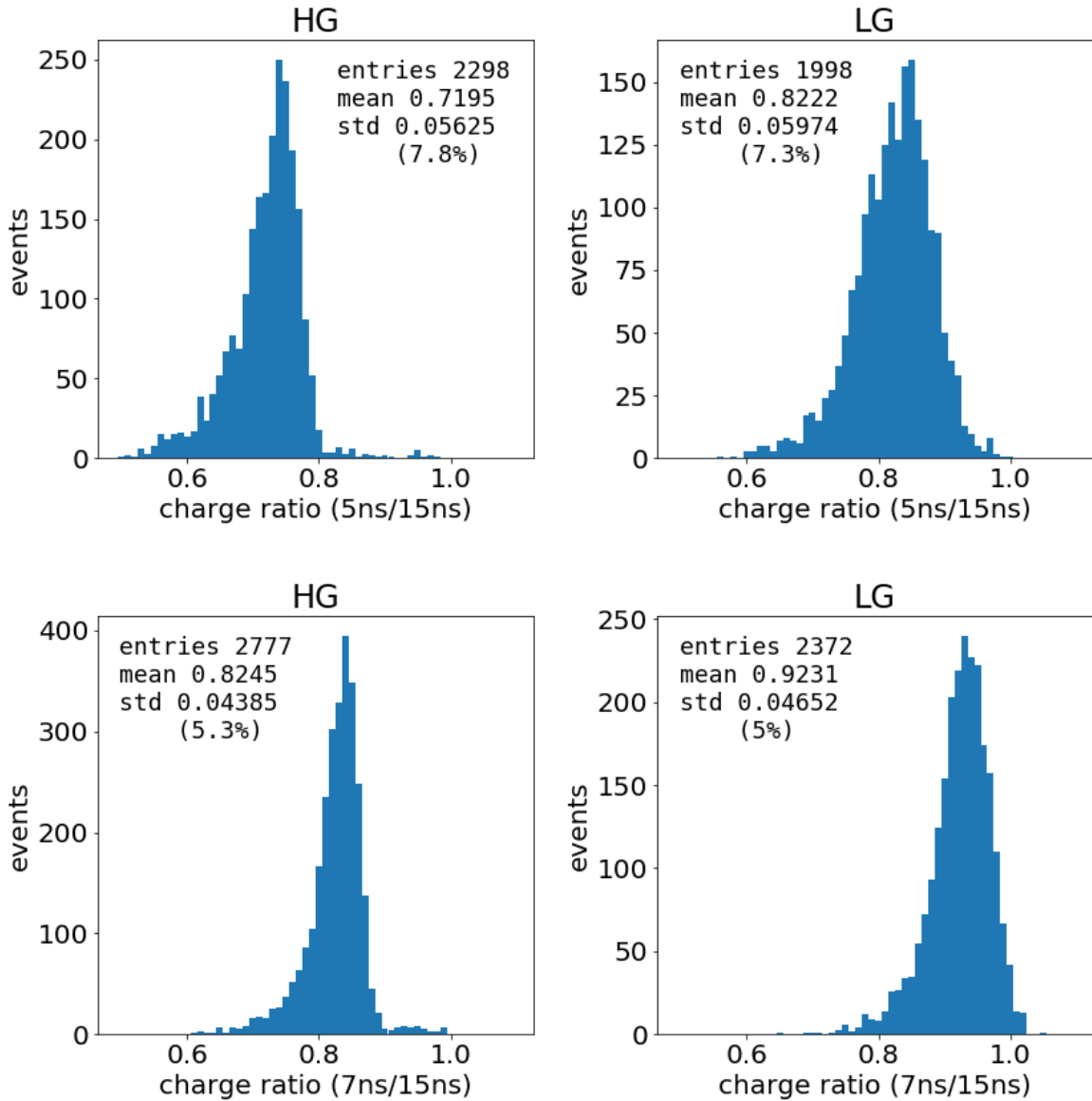
6.6.3 結果

図 6.40 に得られた ϵ_5, ϵ_7 の分布を示した。15 ns での積分に対して、5 ns では HG で平均 72%、LG で平均 82%、7 ns では、HG で平均 82%、LG で平均 92% の電荷を積分できることがわかる。平均からのばらつきは 5 ns で HG と LG 共に 7% から 8%、7 ns では両ゲインで 5% であった。

6.6.4 議論

前小節で得られた結果をもとに、LST 初号機カメラで入射光電子数を推定する際の電荷分解能を見積もった。式 (6.13) より、再構成する光電子数に含まれる不確かさは次のように評価できる。

$$\left(\frac{\Delta N_{\text{phe.}}}{N_{\text{phe.}}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 \quad (6.14)$$

図 6.40 ϵ_5 と ϵ_7 の分布。

ただし、変換係数 C の不確かさは、電荷分解能ではなくその絶対的なスケールの不確かさに寄与するので、ここでは考慮しない。このうち、電荷の不確かさ $\Delta Q/Q$ は式 (6.10) より、

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 = \frac{\sigma_Q^2}{Q^2} \quad (6.15)$$

$$= \frac{\sigma_{\text{ped}}^2}{Q^2} + \frac{F^2 C}{Q} + B^2 \quad (6.16)$$

$$= \frac{\sigma_0^2}{N_{\text{phe.}}^2} + \frac{F^2}{N_{\text{phe.}}} + B^2 \quad (6.17)$$

となる。ただし、 $\sigma_0 = \sigma_{\text{ped}}/C$ はペDESTALの揺らぎを光電子数単位で表したものである。 B はここでは積分による電荷再構成の不確かさを表し、15 ns 積分を用いたとしても生じてしまう積分の不確かさに相当する。

積分幅	ゲイン	σ_0 [phe.]	B	$\Delta\epsilon/\epsilon$
5 ns	HG	1.9	0.01	0.078
	LG	3.5	0.01	0.073
7 ns	HG	2.1	0.01	0.053
	LG	3.8	0.01	0.050
15 ns	HG	2.9	0.01	0.00
	LG	6.1	0.01	0.00

表 6.5 電荷分解能を見積もるために推定した諸々の不確かさの値。15 ns でパルス全体を積分できると仮定しているため、積分幅 15 ns では $\Delta\epsilon = 0$ とした。

従って、光電子数の推定に含まれる不確かさは、

$$\left(\frac{\Delta N_{\text{phe.}}}{N_{\text{phe.}}}\right)^2 = \frac{\sigma_0^2}{N_{\text{phe.}}^2} + \frac{F^2}{N_{\text{phe.}}} + B^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2 \quad (6.18)$$

として計算できる。

6.4.2 節で、積分による電荷再構成の不確かさ B は 0.01 以下と見積もった。積分幅を短くすることによる電荷再構成の不確かさ $\Delta\epsilon/\epsilon$ は本節で見積もった。 σ_0 の値は、6 月 23 日のあるピクセルのデータを用いて見積もった。具体的には、このピクセルで得たペDESTAL イベントで、時間幅 5, 7, 15 サンプルの Fixed Window で積分した時の σ_{ped} を計算し、これを積分効率 ϵ とこのピクセルの変換係数で光電子数に換算した。ただし、変換係数には時間幅 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” で求めた値を用いた。こうして求めたパラメータを用いることで、式 (6.18) により、電荷分解能を見積もることができる。電荷分解能の見積もりに用いたこれらのパラメータを表 6.5 にまとめた。

以上により推定される電荷分解能を図 6.41 に示した。積分幅 5 ns では、 $N_{\text{phe.}} > 4$ の範囲で要求を満たしていることがわかる。積分幅を 7 ns にすると、要求値を満たせる領域の下限が大きくなってしまいが、LG を使う領域では Goal の曲線におおよそ到達している。積分幅 15 ns では $N_{\text{phe.}} < 15$ で要求を満たせないが、 $N_{\text{phe.}} > 50$ で Goal に到達している。従って、例えばノイズの除去が重要な HG では 5 ns 積分を用い、ノイズの影響を受けにくい 200 phe. 以上の LG の信号では 15 ns 積分を用いるなどといった積分方法の最適化を施すことで、全ダイナミックレンジで要求を十分に上回る分解能を実現できる可能性がある。この電荷積分の最適化は今後の課題である。

ここに示した要求値は NSB のレートが 0.125 /ns で計算されたものであり、これは実際に LST で予想される NSB レート ~ 0.250 /ns よりも小さいので、要求として厳しすぎる可能性がある。また実際の NSB レートは、月光の有無や望遠鏡の向きなどにも依存して変化し、特に低強度の領域の電荷分解能に影響する。よって、本節で推定した低強度での分解能も変化する。この NSB レートの電荷分解能への影響は今後調べる必要がある。

図 6.41 より、どの積分幅でも HG がサチュレーションを迎える光電子数 (150-200 phe.) より小さい光電子数で、LG の分解能が HG を上回ることはない。従って、HG がサチュレーションする信号強度で HG と LG を切り替えれば、電荷分解能を損なう恐れはないと考えられる。

ただし、以上の電荷分解能の見積もりには次のような問題が含まれている。

- 電荷積分の効率 ϵ は入射光電子数が大きいイベントのみから見積もっているが、これが全ての光電子数で成り立つと仮定している。しかし実際には、光電子数が小さい時ほど電荷の再構成が雑音の影響を強く受け、 $\Delta\epsilon$ のばらつきも大きくなると考えられる。
- ペDESTAL の揺らぎ σ_0 を Fixed Window で見積もっているが、チェレンコフ光の信号には時間幅

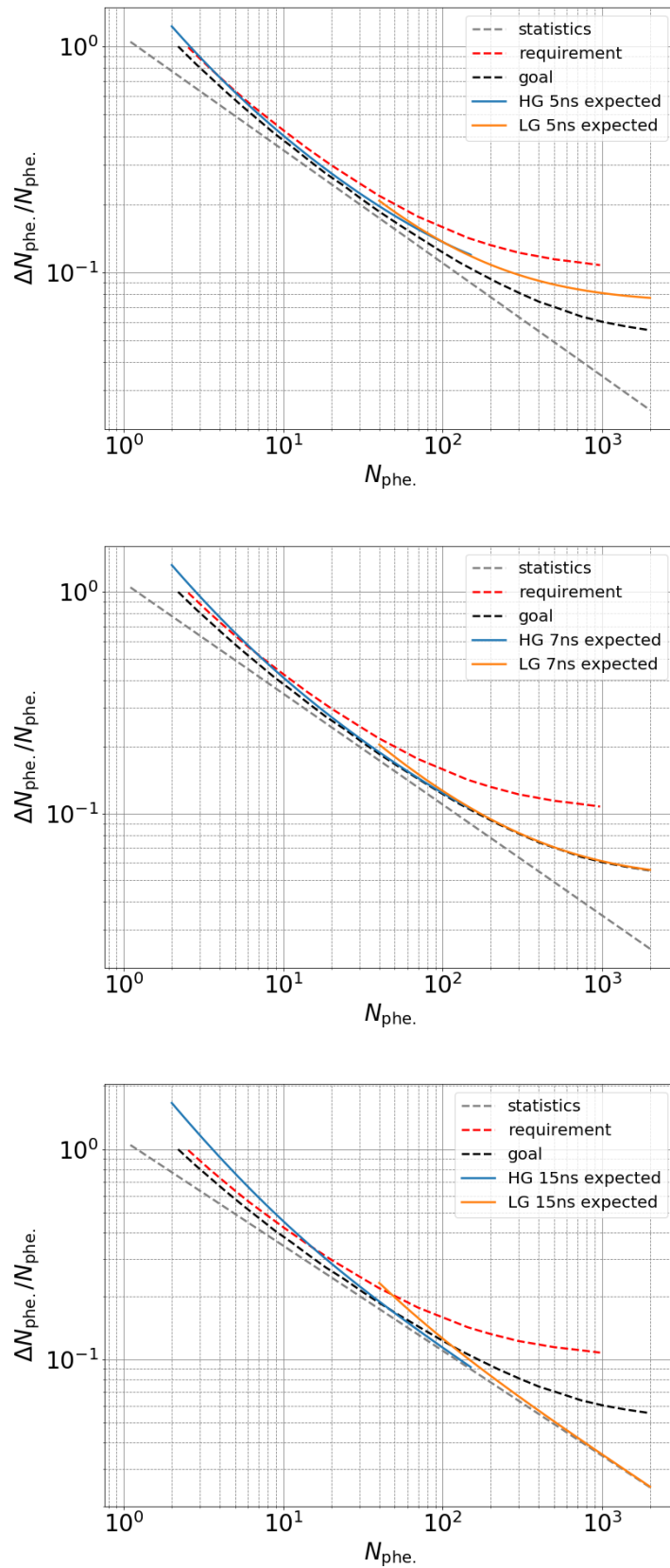


図 6.41 電荷分解能の見積もり。上から順に 5, 7, 15 ns 積分の場合を示した。黒の破線が統計的不確かさにより制限される領域である。赤の破線は NSB が 0.125/ns での要求値であり、黒の破線は到達が望まれる分解能である。

5 サンプルの Sliding Window を用いているので、光電子数が小さいときには Sliding Window が雑音に引っ張られてバイアスを生むと考えられる。従って、積分値へのペDESTALの寄与が Fixed Window では正しく評価できない可能性がある。

- 観測時の月の状況によって NSB のレートは変わるため、 σ_0 の見積もりも変わってしまう。
- 全てのピクセルの信号をまとめて扱っているため、ピクセル毎の波形の違いなどの個性を無視している。
- ϵ の評価に用いたチェレンコフ光の波形はシャワー毎に異なると考えられるため、イベント毎の波形の違いが ϵ のばらつきに寄与してしまう可能性がある。

これらの課題を今後より詳細に調べる必要がある。このために、校正用レーザーとチェレンコフ光に対するカメラの応答をまとめてシミュレーションすることを考えている。シミュレーションで、校正用レーザーから 15 ns の “Sliding 5 + Shift 2” で得た変換係数を用い、式 (6.13) で光電子数を再構成して真の値と比べることで、積分幅を変えた時の電荷分解能を見積もることができる。チェレンコフ光の積分にいくつかの異なる方法を用いて電荷分解能を見積もれば、チェレンコフ光由来波信号の積分の最適化もできると考えられる。

第7章

まとめと今後の展望

本研究の目的は LST 初号機カメラの較正を高い精度で実現すること、つまり PMT の出力電荷と入射光電子数の変換係数を精度よく求めることであった。このために現行の IACT である MAGIC で使用実績のある F ファクター法による光電子数推定を用いた。本研究で得られた知見を以下にまとめる。

7.1 まとめ

PMT の一光電子に対する応答の測定

- マスクを用いた測定により、LST 初号機に用いる PMT の一光電子に対する応答波形を推定した。これにより HG と LG の応答の違いを明らかにした。さらにこの応答をシミュレーションに組み込み、較正用レーザーに対する応答が PMT の個体差の範囲で実データと整合することを確認することができた。
- LST 初号機に用いる PMT の一光電子スペクトルを測定し、準弾性散乱成分が 0.03 phe. まで伸びていることを確認した。これにより、シミュレーションに用いるべき一光電子スペクトルを決定した。

光電子数推定のための積分方法の探求

- MC シミュレーションを用いて、LST 初号機カメラが較正用レーザーから検出する光電子数を推定するのに適切な積分方法を決定した。採用した積分方法は “Sliding 5 + Shift 2” であり、積分幅は 15 サンプル (15 ns 相当) である。シミュレーションではおよそ統計誤差の範囲で、真の光電子数を推定することができた。
- 実データでも積分方法の比較を行い、MC シミュレーションと整合する結果を得た。シミュレーションにおいて統計誤差の範囲内で同じ結果を出した積分方法は、実データでも 1% 以内の違いしか生まなかった。ただし、異なる積分方法の間での推定光電子数の違いは、シミュレーションよりも実データの方が大きくなっており、今後シミュレーションと比較する際の系統誤差の評価が必要である。

実データの波形補正

- ペDESTAL の dt 補正に用いる曲線を DRS4 毎にフィッティングから得る事で、LG での光電子数推定が向上し、HG との整合性が高まることがわかった。
- DRS4 のサンプリング間隔補正により、レーザー強度がピクセルあたり 90 phe. での推定光電子数

が5%ほど向上し、またHGとLGの間の整合性も高まることがわかった。

- これらの補正により、HGとLGの推定光電子数の平均値のずれは1%、ピクセル毎のHGとLGの推定光電子数の差のばらつきは2%未満に抑えられた。ピクセル間のばらつきは統計誤差によるものと考えられる。

変換係数の線型性と不確かさの見積もり

- Fファクター法で見積もられた光電子数と電荷の線型性を調べることで、再構成された較正用レーザーパルスの電荷に、約1%の系統的な揺らぎが存在することが確かめられた。この揺らぎを補正すると、ADC値と光電子数の変換係数が約20 phe. から3000 phe. において統計誤差の範囲で一定であることが確認できた。
- PMT毎に測定されたFファクターおよび量子効率によって、ピクセル間の光電子数や光子数のばらつきを抑えられることが確認できた。これによりPMT毎に測定されたFファクターおよびQEの個性が信頼できることを示した。
- 本研究で把握できた変換係数の不確かさは3%と見積もった。その内訳は、統計誤差2%未満、積分方法による違い1%、Fファクターの測定誤差1%、HGとLGの系統的な不一致1%である。ただし、今後さらに評価が必要な不確かさも多く存在する。
- flat fielding直後のデータで入射光子数と出力電荷の変換係数のピクセル毎のばらつきを調べたところ、このばらつきは5%と推定された。これより、LST初号機カメラでは較正用レーザーを用いて精度5%のflat fieldingが実現できることがわかった。

チェレンコフ光由来の電荷の分解能

- 時間幅15 nsでの積分と比べた時に、狭い時間幅の積分で新たに生じる電荷再構成の不確かさは5 nsで7%から8%、7 nsで5%程度であると評価した。
- 時間幅5 nsでの積分を用いた時の電荷分解能を推定したところ、4 phe. から2000 phe. のダイナミックレンジで、LSTの要求値を満たすことがわかった。
- HGがサチュレーションする前にLGの電荷分解能がHGを上回ることはなく、HGがサチュレーションする信号強度でゲインを切り替えれば、電荷分解能を損なわないことがわかった。

7.2 今後の展望

- 本研究で最適化した波形の積分方法や波形の補正を使って、LST初号機カメラの較正をリアルタイムで行い、変換係数の観測中の時間変化を追えるようにする。これは今後LST初号機が科学観測を行うにあたり極めて重要である。
- チェレンコフ光由来の電荷の積分方法の最適化を行う。本研究で幅5 nsのSliding Windowと時間幅5 nsの積分を用いれば、電荷分解能に対するLST初号機の要求を4 phe. から2000 phe. で満たすことができると見積もったが、この電荷分解能の見積もりはまだ粗いものである。今後、較正用イベントとシャワーのイベントを一緒にシミュレーションすることで、より詳細に電荷分解能を見積もることができると考えられる。また、LST初号機でのチェレンコフ光由来の電荷の積分方法はまだ探求されておらず、積分方法の最適化によって電荷分解能を改善できる可能性があるため、これを詳細に調べる。
- 本研究ではFファクター法による変換係数の推定を試みたが、これとは独立に一光電子スペクトル

などを用いた別の方法でも変換係数を求めたい。これによって、F ファクター法によって推定される変換係数の絶対的なスケールの相互確認をすることができる。

- 本研究で LST 初号機の PMT 毎の F ファクターの相対的な個性は信頼できることを示した。ただし、本研究で用いた PMT の F ファクターは 1400V などの高い電圧での測定されたものである。F ファクターは電圧に依存して変化する可能性があり、nominal HV では F ファクターの値も測定と異なるかもしれない。LST 初号機の PMT では光電面と初段のダイノードの間の電圧を HV によらず 350 V の一定値に保つことで、HV による F ファクターの変化が小さくなるように設計されている。しかし、それでも F ファクターの HV 依存性がある可能性はあり、これはまだ測定されていない。F ファクターの HV 依存性は F ファクター法により推定される変換係数の絶対的スケールをずらしてしまう可能性があるため、今後この HV の影響を調べるための測定を行いたい。

付録

A 電子増幅における雑音の伝搬の式の導出

電子増幅における雑音の伝搬を表す式 (4.4) の導出を行う。

N 個の光電子が時間 T の間にダイノードに流れ込んだとし、この電流を I_p とする。これら N 個の光電子のうち、 r 番目の光電子が時刻 t_r にダイノードに到達し、 g_r 個の電子が放出されたとする。 r 番目の光電子による出力電流を I_r とし、これを周期 T でフーリエ展開する。

$$I_r = \sum_{-\infty}^{\infty} b_{rn} e^{in\omega t} \quad (\text{A.1})$$

フーリエ係数は

$$b_{rn} = \frac{1}{T} \int_0^T I_r e^{-in\omega t} dt \quad (\text{A.2})$$

である。ここで g_r 個の二次電子が瞬間的に放出されたと仮定する。すなわち出力電流が $I_r = eg_r \delta(t - t_r)$ とみなせるとする。するとフーリエ係数は

$$b_{rn} = \frac{eg_r}{T} e^{-in\omega t_r} \quad (\text{A.3})$$

と求まる。全出力電流 I_s は各 I_r を足し合わせることで、

$$I_s = \sum_{r=1}^N I_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{r=1}^N b_{rn} e^{in\omega t} \quad (\text{A.4})$$

と計算できる。ここで、式 (4.3) より、出力電流に含まれる雑音の二乗平均は

$$\overline{I_{s\Delta f}^2} = 2\overline{|b_n|^2} T \Delta f \quad (\text{A.5})$$

で表せる。式 (A.3) を用いれば、

$$\begin{aligned} |b_n|^2 &= \frac{e^2}{T^2} \left(\sum_{r=1}^N g_r e^{-in\omega t_r} \right) \left(\sum_{s=1}^N g_s e^{in\omega t_s} \right) \\ &= \frac{e^2}{T^2} \left(\sum_{r=1}^N g_r^2 + \sum_{r \neq s} g_r g_s e^{in\omega(t_s - t_r)} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

である。ここで、 g_r が r によらず同じ分布に従う、つまり全ての電子が同じ確率分布に従って増幅されるとする。この g_r が従う分布の平均を \bar{g} 、二乗平均を $\overline{g^2}$ と表す。式 (A.6) の平均値をとると、

$$\overline{|b_n|^2} = \frac{e^2}{T^2} \left(N(\overline{g^2} - \bar{g}^2) + \bar{g}^2 \sum_{r=1}^N \sum_{s=1}^N e^{in\omega(t_s - t_r)} \right) \quad (\text{A.7})$$

である。一方、ダイノードに流れ込んだ電流 I_p については、 $g_r = 1$ と見做すことで、式 (A.7) を用いることができる。従って式 (4.3) のフーリエ係数 a_n について

$$\overline{|a_n|^2} = \frac{e^2}{T^2} \sum_{r=1}^N \sum_{s=1}^N e^{in\omega(t_s - t_r)} \quad (\text{A.8})$$

が成り立つ。結局、式 (A.7) と式 (A.8) から

$$\begin{aligned} \overline{I_{s\Delta f}^2} &= 2\overline{|b_n|^2} T \Delta f \\ &= 2 \frac{e^2}{T} N (\overline{g^2} - \overline{g}^2) \Delta f + 2\overline{g^2} \overline{|a_n|^2} T \Delta f \\ &= 2e\overline{I_p} (\overline{g^2} - \overline{g}^2) \Delta f + \overline{g^2} \overline{I_{p\Delta f}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

となって、出力電流 I_s に含まれる雑音の二乗平均は、入力電流 I_p によって表され、式 (4.4) を得る。

仮に全く増幅がない、つまり $g = 1$ とすると、 $\overline{I_{s\Delta f}^2} = \overline{I_{p\Delta f}^2}$ となり、雑音は変化しないことがわかる。

尚、式 (A.8) で $r = s$ の成分のみを足し合わせることで、入力電流の雑音のうち周波数によらない寄与が $Ne^2/T^2 = e\overline{I_p}/T$ であることがわかる。これを式 (A.9) に代入すれば、

$$\overline{I_{s\Delta f}^2} = 2e\overline{I_p} \Delta f \quad (\text{A.10})$$

となって、ショット雑音の式が得られる。

B DRS4 のスパイク発生条件

LST 初号機カメラで一チャンネルに割り当てられている DRS4 の 4096 キャパシタのうち、あるイベントで読み出された 40 キャパシタの先頭のキャパシタ番号を stop cell、最後のキャパシタ番号を finish cell と呼ぶ。 n 番目のイベントの stopcell、finish cell をそれぞれ $C_{\text{stop}}^n, C_{\text{finish}}^n$ と表すことにすると、これらは 0 から 4095 の整数である。 n 番目のイベントでスパイクが発生するキャパシタ番号を C_{spike}^n 値すると、スパイクが現れる条件は次の二通りに分けられる。

(A1) 直前のイベントの finish cell を読みだした時

1. $C_{\text{spike}}^n \equiv C_{\text{finish}}^{n-1} \pmod{1024}$ あるいは $C_{\text{spike}}^n \equiv C_{\text{finish}}^{n-1} - 1 \pmod{1024}$
2. $C_{\text{finish}}^{n-1} \pmod{1024} < 512$ かつ $C_{\text{spike}}^n \pmod{1024} < 512$
3. C_{spike}^n が偶数番目のリングにある。ただしリングは 0 番目から数える。

(A2) リングの折り返しである 512 番目のキャパシタについて、直前のイベントの finish cell と対称な位置のキャパシタを読みだした時

1. $C_{\text{spike}}^n \pmod{1024} = 1021 - C_{\text{finish}}^{n-1} \pmod{1024}$ あるいは $C_{\text{spike}}^n \pmod{1024} = 1022 - C_{\text{finish}}^{n-1} \pmod{1024}$
2. $C_{\text{finish}}^{n-1} \pmod{1024} < 512$ かつ $C_{\text{spike}}^n \pmod{1024} > 512$
3. C_{spike}^n が偶数番目のリングにある。ただしリングは 0 番目から数える。

あるチャンネルでスパイクを含むイベントが発生する確率は $\frac{1}{2}$ リング \times 40 サンプル \times 2 リング \times 2 種類 / 4096 キャパシタ $\sim 0.02 = 2\%$ である。

尚、LST 初号機カメラでは、カメラ内の全ての DRS4 は同期しており、各イベントの stop cell は DRS4 によらずほぼ一定である。従って、スパイクは各チャンネルにランダムに現れるというよりも、全ての

チャンネルに同時に現れる。よって、カメラ全体で見ても、スパイクイベントの発生率は上記の確率と比べてそれほど大きくないと考えられる。

謝辞

本研究にあたり多くの方々にご助力いただきました。ここで厚く感謝の意を表します。指導教官の手嶋政廣先生は毎週のグループミーティングで進捗を確認してくださり、視野が狭くなりがちな私に俯瞰的なご助言を多くくださいました。吉越先生、野田さんも本論文のまとめ方についての確かな指摘をしてくださいました。大石先生にはシミュレーションツールの使い方を詳しく教えていただきました。齋藤さんはしばしば私の研究の相談にのってください、その度にわかりやすく説明してくださると同時にその後の道筋を提案してくださいました。高橋光成さんには、一光電子スペクトルの測定や波形積分の最適化の際に様々な提案をいただきました。また拙い私の論文の草稿にいち早くご指摘をくださいました。実験室でのPMT 応答の測定については、宇宙線研技術職員の大岡さんと猪目さん、埼玉大の砂田さんにご協力いただいてデータを取ることができました。ハードウェアに疎い私にも測定方法などを丁寧に教えてくださり大変助かりました。ありがとうございます。秘書の菅原さんも、私の出張のことなど、常に気を配ってくださいました。宇宙線研の深見さん、稲田さん、岩村さん、櫻井さん、久門さんも色々な場面で望遠鏡のことや技術的なことを教えてくださいました。櫻井さんには解析に必要なPMTのデータなども教えていただきました。京都大の野崎さんは私が初めてラパルマを訪れた時に、LST 初号機カメラでのデータ取得の方法を丁寧に教えてくださいました。おかげさまでカメラの仕組みをより深く理解することができました。同期の大谷くんにも大変お世話になりました。大谷くんがいることで色々一緒に勉強したり議論したりできて、一人で研究するよりも楽しく頑張れたと思います。茨城大の野上くんにはDRS4 サンプルング間隔の解析をしていただきました。おかげさまで、このサンプルング間隔の補正が光電子数推定を改善できることがわかりました。甲南大の山本先生、名古屋大の奥村先生、茨城大の鈴木さんにはレーザーの一様性の議論に必要なライトガイドの性能について教えていただきました。CTA-Japan のASグループおよびFPI/ELECグループの皆様にも、ミーティングのたびに有意義なご指摘をいただきました。その他にもたくさんの方にお世話になりました。この2年間私を支えてくださって全ての方に感謝いたします。

参考文献

- [1] J A Simpson. *Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays*, Vol. 33. 1983.
- [2] A. M. Hillas. *Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions*. 2006.
- [3] Malcolm S Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, 3 edition, 2011.
- [4] George R Blumenthal and Robert J Gould. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 42, No. 2, p. 237, 1970.
- [5] VA Acciari, E Aliu, T Arlen, T Aune, M Beilicke, W Benbow, SM Bradbury, JH Buckley, V Bugaev, K Byrum, et al. Discovery of TeV gamma-ray emission from Tycho's supernova remnant. *The Astrophysical Journal Letters*, Vol. 730, No. 2, p. L20, 2011.
- [6] F Aharonian, A G Akhperjanian, M Beilicke, W Benbow, D Berge, C Boisson, O Bolz, V Borrel, I Braun, A M Brown, R Bu, and I Bu. H. E. S. S. OBSERVATIONS OF THE SUPERNOVA REMNANT RX J0852.0-4622: SHELL-TYPE MORPHOLOGY AND SPECTRUM OF A WIDELY EXTENDED VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY SOURCE. pp. 236-249, 2007.
- [7] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, B. Behera, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, T. Boutelier, I. Braun, E. Brion, A. M. Brown, R. Bühler, I. Büsching, T. Bulik, S. Carrigan, P. M. Chadwick, A. C. Clapson, L.-M. Chounet, G. Coignet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, L. O'C. Drury, G. Dubus, J. Dyks, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, C. Farnier, F. Feinstein, A. Fiasson, A. Förster, G. Fontaine, Seb. Funk, S. Funk, M. Füssling, Y. A. Gallant, B. Giebels, J. F. Glicenstein, B. Glück, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, E. Kendziorra, M. Kerschhaggl, B. Khélifi, Nu. Komin, K. Kosack, G. Lamanna, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, J.-P. Lenain, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, G. Maurin, T. J. L. McComb, R. Moderski, E. Moulin, M. de Naurois, D. Nedbal, S. J. Nolan, J.-P. Olive, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ostrowski, M. Panter, G. Pedalletti, G. Pelletier, P.-O. Petrucci, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, S. Ranchon, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, M. Renaud, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, J. Ruppel, V. Sahakian, A. Santangelo, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, R. Schröder, U. Schwanke, S. Schwarzbarg, S. Schwemmer, A. Shalchi, H. Sol, D. Spangler, L. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, P. H. Tam, J.-P. Tavernet, R. Terrier, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, M. Vivier, H. J. Völk, F. Volpe, S. J. Wagner, M. Ward, and A. A. Zdziarski. An Exceptional Very High Energy

- Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *The Astrophysical Journal*, Vol. 664, No. 2, pp. L71–L74, 2007.
- [8] Fermi gamma-ray space telescope. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/>.
- [9] SC Unwin, MH Cohen, JA Biretta, TJ Pearson, GA Seielstad, RC Walker, RS Simon, and RP Linfield. VLBI monitoring of the superluminal quasar 3c 273, 1977-1982. *The Astrophysical Journal*, Vol. 289, pp. 109–119, 1985.
- [10] Nasa’s goddard space flight center. <https://svs.gsfc.nasa.gov/13427>. Accessed: 2020-01-04.
- [11] T Sakamoto, SD Barthelmy, L Barbier, JR Cummings, EE Fenimore, N Gehrels, D Hullinger, HA Krimm, CB Markwardt, DM Palmer, et al. The first swift bat gamma-ray burst catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 175, No. 1, p. 179, 2008.
- [12] V A Acciari, S Ansoldi, L A Antonelli, A ArbetEngels, D Baack, A Babić, B Banerjee, U Barres deAlmeida, J A Barrio, J BecerraGonzález, W Bednarek, L Bellizzi, E Bernardini, A Berti, J Besenrieder, W Bhattacharyya, C Bigongiari, A Biland, O Blanch, G Bonnoli, Ž Bošnjak, G Busetto, A Carosi, R Carosi, G Ceribella, Y Chai, A Chilingaryan, S Cikota, S M Colak, U Colin, E Colombo, J L Contreras, J Cortina, S Covino, G D’Amico, V D’Elia, P Da Vela, F Dazzi, A DeAngelis, B DeLotto, M Delfino, J Delgado, D Depaoli, F Di Pierro, L Di Venere, E Do SoutoEspiñeira, D DominisPrester, A Donini, D Dorner, M Doro, D Elsaesser, V FallahRamazani, A Fattorini, A Fernández-Barral, G Ferrara, D Fidalgo, L Foffano, M V Fonseca, L Font, C Fruck, S Fukami, S Gallozzi, R J GarcíaLópez, M Garczarczyk, S Gasparyan, M Gaug, N Giglietto, F Giordano, N Godinović, D Green, D Guberman, D Hadasch, A Hahn, J Herrera, J Hoang, D Hrupec, M Hütten, T Inada, S Inoue, K Ishio, Y Iwamura, L Jouvin, D Kerszberg, H Kubo, J Kushida, A Lamastra, D Lelas, F Leone, E Lindfors, S Lombardi, F Longo, M López, R López-Coto, A López-Oramas, S Loporchio, B Machado deOliveira Fraga, C Maggio, P Majumdar, M Makariev, M Mallamaci, G Maneva, M Manganaro, K Mannheim, L Maraschi, M Mariotti, M Martínez, S Masuda, D Mazin, S Mićanović, D Miceli, M Minev, J M Miranda, R Mirzoyan, E Molina, A Moralejo, D Morcuende, V Moreno, E Moretti, P MunarAdrover, V Neustroev, C Nigro, K Nilsson, D Ninci, K Nishijima, K Noda, L Nogués, M Nöthe, S Nozaki, S Paiano, J Palacio, M Palatiello, D Paneque, R Paoletti, J M Paredes, P Peñil, M Peresano, M Persic, P G PradaMoroni, E Prandini, I Puljak, W Rhode, M Ribó, J Rico, C Righi, A Rugliancich, L Saha, N Sahakyan, T Saito, S Sakurai, K Satalecka, K Schmidt, T Schweizer, J Sitarek, I Šnidarić, D Sobczynska, A Somero, A Stamerra, D Strom, M Strzys, Y Suda, T Surić, M Takahashi, F Tavecchio, P Temnikov, T Terzić, M Teshima, N Torres-Albà, L Tosti, S Tsujimoto, V Vagelli, J van Scherpenberg, G Vanzo, M VazquezAcosta, C F Vigorito, V Vitale, I Vovk, M Will, D Zarić, L Nava, and MAGIC Collaboration. Teraelectronvolt emission from the γ -ray burst GRB 190114C. *Nature*, Vol. 575, No. 7783, pp. 455–458, 2019.
- [13] Jennifer M. Gaskins. A review of indirect searches for particle dark matter. *Contemporary Physics*, Vol. 57, No. 4, pp. 496–525, 2016.
- [14] Ernenwein Jean-pierre, et al. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. World Scientific, 2018.
- [15] S. Mollerach and E. Roulet. Progress in high-energy cosmic ray physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 98, pp. 85–118, 2018.
- [16] M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura, Y. Sumino, F. Takahashi, J. Tanaka,

- K. Agashe, G. Aielli, C. Amsler, M. Antonelli, D. M. Asner, H. Baer, Sw. Banerjee, R. M. Barnett, T. Basaglia, C. W. Bauer, J. J. Beatty, V. I. Belousov, J. Beringer, S. Bethke, A. Bettini, H. Bichsel, O. Biebel, K. M. Black, E. Blucher, O. Buchmuller, V. Burkert, M. A. Bychkov, R. N. Cahn, M. Carena, A. Ceccucci, A. Cerri, D. Chakraborty, M.-C. Chen, R. S. Chivukula, G. Cowan, O. Dahl, G. D'Ambrosio, T. Damour, D. de Florian, A. de Gouvêa, T. DeGrand, P. de Jong, G. Dissertori, B. A. Dobrescu, M. D'Onofrio, M. Doser, M. Drees, H. K. Dreiner, D. A. Dwyer, P. Eerola, S. Eidelman, J. Ellis, J. Erler, V. V. Ezhela, W. Fetscher, B. D. Fields, R. Firestone, B. Foster, A. Freitas, H. Gallagher, L. Garren, H.-J. Gerber, G. Gerbier, T. Gershon, Y. Gershtein, T. Gherghetta, A. A. Godizov, M. Goodman, C. Grab, A. V. Gritsan, C. Grojean, D. E. Groom, M. Grünewald, A. Gurtu, T. Gutsche, H. E. Haber, C. Hanhart, S. Hashimoto, Y. Hayato, K. G. Hayes, A. Hebecker, S. Heinemeyer, B. Heltsley, J. J. Hernández-Rey, J. Hisano, A. Höcker, J. Holder, A. Holtkamp, T. Hyodo, K. D. Irwin, K. F. Johnson, M. Kado, M. Karliner, U. F. Katz, S. R. Klein, E. Klempt, R. V. Kowalewski, F. Krauss, M. Kreps, B. Krusche, Yu. V. Kuyanov, Y. Kwon, O. Lahav, J. Laiho, J. Lesgourgues, A. Liddle, Z. Ligeti, C.-J. Lin, C. Lippmann, T. M. Liss, L. Littenberg, K. S. Lugovsky, S. B. Lugovsky, A. Lusiani, Y. Makida, F. Maltoni, T. Mannel, A. V. Manohar, W. J. Marciano, A. D. Martin, A. Masoni, J. Matthews, U.-G. Meißner, D. Milstead, R. E. Mitchell, K. Mönig, P. Molaro, F. Moortgat, M. Moskvic, H. Murayama, M. Narain, P. Nason, S. Navas, M. Neubert, P. Nevski, Y. Nir, K. A. Olive, S. Pagan Griso, J. Parsons, C. Patrignani, J. A. Peacock, M. Pennington, S. T. Petcov, V. A. Petrov, E. Pianori, A. Piepke, A. Pomarol, A. Quadt, J. Rademacker, G. Raffelt, B. N. Ratcliff, P. Richardson, A. Ringwald, S. Roesler, S. Rolli, A. Romaniouk, L. J. Rosenberg, J. L. Rosner, G. Rybka, R. A. Ryutin, C. T. Sachrajda, Y. Sakai, G. P. Salam, S. Sarkar, F. Sauli, O. Schneider, K. Scholberg, A. J. Schwartz, D. Scott, V. Sharma, S. R. Sharpe, T. Shutt, M. Silari, T. Sjöstrand, P. Skands, T. Skwarnicki, J. G. Smith, G. F. Smoot, S. Spanier, H. Spieler, C. Spiering, A. Stahl, S. L. Stone, T. Sumiyoshi, M. J. Syphers, K. Terashi, J. Terning, U. Thoma, R. S. Thorne, L. Tiator, M. Titov, N. P. Tkachenko, N. A. Törnqvist, D. R. Tovey, G. Valencia, R. Van de Water, N. Varelas, G. Venanzoni, L. Verde, M. G. Vincter, P. Vogel, A. Vogt, S. P. Wakely, W. Walkowiak, C. W. Walter, D. Wands, D. R. Ward, M. O. Wascko, G. Weiglein, D. H. Weinberg, E. J. Weinberg, M. White, L. R. Wiencke, S. Willocq, C. G. Wohl, J. Womersley, C. L. Woody, R. L. Workman, W.-M. Yao, G. P. Zeller, O. V. Zenin, R.-Y. Zhu, S.-L. Zhu, F. Zimmermann, P. A. Zyla, J. Anderson, L. Fuller, V. S. Lugovsky, and P. Schaffner. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, Vol. 98, p. 030001, Aug 2018.
- [17] Heinrich J Völk and Konrad Bernlöhr. Imaging very high energy gamma-ray telescopes. pp. 173–191, 2009.
- [18] F. A. Aharonian, W. Hofmann, A. K. Konopelko, and H. J. Völk. The potential of the ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. II. Gamma ray flux sensitivities. *Astroparticle Physics*, Vol. 6, No. 3-4, pp. 369–377, 1997.
- [19] Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. (La Jolla). *Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei*.
- [20] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, I. Braun, F. Breitling, A. M. Brown, R. Bühler,

- I. Büsching, S. Carrigan, P. M. Chadwick, L. M. Chounet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, L. O.C. Drury, G. Dubus, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, F. Feinstein, E. Ferrero, A. Fiasson, G. Fontaine, S. Funk, S. Funk, Y. A. Gallant, B. Giebels, J. F. Glicenstein, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, W. Hofmann, M. Holleran, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, B. Khélifi, N. Komin, A. Konopelko, K. Kosack, I. J. Latham, R. le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, T. J.L. McComb, M. de Naurois, D. Nedbal, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, A. Reimer, O. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, G. Rowell, V. Sahakian, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, U. Schwanke, H. Sol, D. Spangler, F. Spanier, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, J. P. Tavernet, R. Terrier, C. G. Théoret, M. Tluczykont, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, P. Vincent, H. J. Völk, S. J. Wagner, and M. Ward. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 457, No. 3, pp. 899–915, 2006.
- [21] S Ansoldi, L A Antonelli, P Antoranz, A Babic, P Bangale, M Barceló, J A Barrio, J Becerra, W Bednarek, E Bernardini, B Biasuzzi, A Biland, M Bitossi, O Blanch, S Bonnefoy, G Bonnoli, F Borracci, T Bretz, E Carmona, A Carosi, R Cecchi, P Colin, E Colombo, J L Contreras, C Delgado Mendez, A Dettlaff, D Dominis Prester, D Dorner, M Doro, S Einecke, A González, R J García López, M Garczarczyk, D Garrido Terrats, M Gaug, G Giavitto, N Godinovi, J Hose, D Hrupec, W Idec, J M Illa, V Kadenius, H Kellermann, M L Knoetig, K Kodani, and Y Konno. Astroparticle Physics The major upgrade of the MAGIC telescopes , Part II : A performance study using observations of the Crab Nebula. Vol. 72, pp. 76–94, 2016.
- [22] Article I N Press. Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC. Vol. 588, pp. 424–432, 2008.
- [23] Konrad Bernlöhr. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, Vol. 30, No. 3, pp. 149–158, 2008.
- [24] J. Aleksić, E. A. Alvarez, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Asensio, M. Backes, J. A. Barrio, D. Bastieri, J. Becerra González, W. Bednarek, A. Berdyugin, K. Berger, E. Bernardini, A. Biland, O. Blanch, R. K. Bock, A. Boller, G. Bonnoli, D. Borla Tridon, I. Braun, T. Bretz, A. Cañellas, E. Carmona, A. Carosi, P. Colin, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, L. Cossio, S. Covino, F. Dazzi, A. De Angelis, G. De Caneva, E. De Cea Del Pozo, B. De Lotto, C. Delgado Mendez, A. Diago Ortega, M. Doert, A. Domínguez, D. Dominis Prester, D. Dorner, M. Doro, D. Elsaesser, D. Ferenc, M. V. Fonseca, L. Font, C. Fruck, R. J. García López, M. Garczarczyk, D. Garrido, G. Giavitto, N. Godinović, D. Hadasch, D. Häfner, A. Herrero, D. Hildebrand, D. Höhne-Mönch, J. Hose, D. Hrupec, B. Huber, T. Jogler, H. Kellermann, S. Klepser, T. Krähenbühl, J. Krause, A. La Barbera, D. Lelas, E. Leonardo, E. Lindfors, S. Lombardi, M. López, A. López-Oramas, E. Lorenz, M. Makariev, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, M. Meucci, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, H. Miyamoto, J. Moldón, A. Moralejo, P. Munar-Adrover, D. Nieto, K. Nilsson, R. Orito, I. Oya, D. Paneque, R. Paoletti, S. Pardo, J. M. Paredes, S. Partini, M. Pasanen, F. Pauss, M. A. Perez-Torres, M. Persic, L. Peruzzo, M. Pilia, J. Pochon, F. Prada, P. G.

- Prada Moroni, E. Prandini, I. Puljak, I. Reichardt, R. Reinthal, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, S. Rügamer, A. Saggion, K. Saito, T. Y. Saito, M. Salvati, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, C. Schultz, T. Schweizer, M. Shayduk, S. N. Shore, A. Sillanpää, J. Sitarek, I. Snidarić, D. Sobczynska, F. Spanier, S. Spiro, V. Stamatescu, A. Stamerra, B. Steinke, J. Storz, N. Strah, T. Surić, L. Takalo, H. Takami, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, D. Tesaro, M. Teshima, O. Tibolla, D. F. Torres, A. Treves, M. Uellenbeck, H. Vankov, P. Vogler, R. M. Wagner, Q. Weitzel, V. Zabalza, F. Zandanel, and R. Zanin. Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data. *Astroparticle Physics*, Vol. 35, No. 7, pp. 435–448, 2012.
- [25] M. Actis, G. Agnetta, F. Aharonian, A. Akhperjanian, J. Aleksić, E. Aliu, D. Allan, I. Allekotte, F. Antico, L. A. Antonelli, P. Antoranz, A. Aravantinos, T. Arlen, H. Araldi, S. Artmann, K. Asano, H. Asorey, J. Bähr, A. Bais, C. Baixeras, S. Bajtlik, D. Balis, A. Bamba, C. Barbier, M. Barceló, A. Barnacka, J. Barnstedt, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, S. Basso, D. Bastieri, C. Bauer, J. Becerra, Y. Becherini, K. Bechtol, J. Becker, V. Beckmann, W. Bednarek, B. Behera, M. Beilicke, M. Belluso, M. Benallou, W. Benbow, J. Berdugo, K. Berger, T. Bernardino, K. Bernlöhr, A. Biland, S. Billotta, T. Bird, E. Birsin, E. Bissaldi, S. Blake, O. Blanch, A. A. Bobkov, L. Bogacz, M. Bogdan, C. Boisson, J. Boix, J. Bolmont, G. Bonanno, A. Bonardi, T. Bonev, J. Borkowski, O. Botner, A. Bottani, M. Bourgeat, C. Boutonnet, A. Bouvier, S. Brau-Nogué, I. Braun, T. Bretz, M. S. Briggs, P. Brun, L. Brunetti, J. H. Buckley, V. Bugaev, R. Bühler, T. Bulik, G. Busetto, S. Buson, K. Byrum, M. Cailles, R. Cameron, R. Canestrari, S. Cantu, E. Carmona, A. Carosi, J. Carr, P. H. Carton, M. Casiraghi, H. Castarede, O. Catalano, S. Cavazzani, S. Cazaux, B. Cerruti, M. Cerruti, P. M. Chadwick, J. Chiang, M. Chikawa, M. Cieřlar, M. Ciesielska, A. Cillis, C. Clerc, P. Colin, J. Colomé, M. Compin, P. Conconi, V. Connaughton, J. Conrad, J. L. Contreras, P. Coppi, M. Corlier, P. Corona, O. Corpace, D. Corti, J. Cortina, H. Costantini, G. Cotter, B. Courty, S. Couturier, S. Covino, J. Croston, G. Cusumano, M. K. Daniel, F. Dazzi, de d. Angelis, E. de Cea del Pozo, E. M. de Gouveia Dal Pino, O. de Jager, I. de la Calle Pérez, G. de la Vega, B. de Lotto, M. de Naurois, E. de Oña Wilhelmi, V. de Souza, B. Decerprit, C. Deil, E. Delagnes, G. Deleglise, C. Delgado, T. Dettlaff, A. Di Paolo, F. Di Pierro, C. Díaz, J. Dick, H. Dickinson, S. W. Digel, D. Dimitrov, G. Disset, A. Djannati-Ataï, M. Doert, W. Domainko, D. Dorner, M. Doro, J. L. Dournaux, D. Dravins, L. Drury, F. Dubois, R. Dubois, G. Dubus, C. Dufour, D. Durand, J. Dyks, M. Dyrda, E. Edy, K. Egberts, C. Eleftheriadis, S. Elles, D. Emmanoulopoulos, R. Enomoto, J. P. Ernenwein, M. Errando, A. Etchegoyen, A. D. Falcone, K. Farakos, C. Farnier, S. Federici, F. Feinstein, D. Ferenc, E. Fillin-Martino, D. Fink, C. Finley, J. P. Finley, R. Firpo, D. Florin, C. Föhr, E. Fokitis, Ll Font, G. Fontaine, A. Fontana, A. Förster, L. Fortson, N. Fouque, C. Fransson, G. W. Fraser, L. Fresnillo, C. Fruck, Y. Fujita, Y. Fukazawa, S. Funk, W. Gäbele, S. Gabici, A. Gadola, N. Galante, Y. Gallant, B. García, R. J. García López, D. Garrido, L. Garrido, D. Gascón, C. Gasq, M. Gaug, J. Gaweda, N. Geffroy, C. Ghag, A. Ghedina, M. Ghigo, E. Gianakaki, S. Giarrusso, G. Giavitto, B. Giebels, E. Giro, P. Giubilato, T. Glanzman, J. F. Glicenstein, M. Gochna, V. Golev, M. Gómez Berisso, A. González, F. González, F. Grañena, R. Graciani, J. Granot, R. Gredig, A. Green, T. Greenshaw, O. Grimm, J. Grube, M. Grudzińska, J. Grygorczuk, V. Guarino, L. Guglielmi, F. Guilloux, S. Gunji, G. Gyuk, D. Hadasch, D. Haefner, R. Hagiwara, J. Hahn, A. Hallgren, S. Hara, M. J. Hardcastle, T. Has-

san, T. Haubold, M. Hauser, M. Hayashida, R. Heller, G. Henri, G. Hermann, A. Herrero, J. A. Hinton, D. Hoffmann, W. Hofmann, P. Hofverberg, D. Horns, D. Hrupec, H. Huan, B. Huber, J. M. Huet, G. Hughes, K. Hultquist, T. B. Humensky, J. F. Huppert, A. Ibarra, J. M. Illa, J. Ingjald, Y. Inoue, S. Inoue, K. Ioka, C. Jablonski, A. Jacholkowska, M. Janiak, P. Jean, H. Jensen, T. Jogler, I. Jung, P. Kaaret, S. Kabuki, J. Kakuwa, C. Kalkuhl, R. Kankanyan, M. Kapala, A. Karastergiou, M. Karczewski, S. Karkar, N. Karlsson, J. Kasperek, H. Katakiri, K. Katarzyński, N. Kawanaka, B. Kdziora, E. Kendziorra, B. Khélifi, D. Kieda, T. Kifune, T. Kihm, S. Klepser, W. Kluźniak, J. Knapp, A. R. Knappy, T. Kneiske, J. Knödseder, F. Köck, K. Kodani, K. Kohri, K. Kokkotas, N. Komin, A. Konopelko, K. Kosack, R. Kosakowski, P. Kostka, J. Kotula, G. Kowal, J. Koziół, T. Krähenbühl, J. Krause, H. Krawczynski, F. Krennrich, A. Kretzschmann, H. Kubo, V. A. Kudryavtsev, J. Kushida, N. La Barbera, V. La Parola, G. La Rosa, A. López, G. Lamanna, P. Laporte, C. Lavalley, T. Le Flour, A. Le Padellec, J. P. Lenain, L. Lessio, B. Lieunard, E. Lindfors, A. Liolios, T. Lohse, S. Lombardi, A. Lopatin, E. Lorenz, P. Lubiński, O. Luz, E. Lyard, M. C. MacCarone, T. MacCarone, G. Maier, P. Majumdar, S. Maltezos, P. Malkiewicz, C. Mañá, A. Manalaysay, G. Maneva, A. Mangano, P. Manigot, J. Marín, M. Mariotti, S. Markoff, G. Martínez, M. Martínez, A. Mastichiadis, H. Matsumoto, S. Mattiazzo, D. Mazin, T. J.L. McComb, N. McCubbin, I. McHardy, C. Medina, D. Melkumyan, A. Mendes, P. Mertsch, M. Meucci, J. Michałowski, P. Micolon, T. Mineo, N. Mirabal, F. Mirabel, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, T. Mizuno, B. Moal, R. Moderski, E. Molinari, I. Monteiro, A. Moralejo, C. Morello, K. Mori, G. Motta, F. Mottez, E. Moulin, R. Mukherjee, P. Munar, H. Muraishi, K. Murase, St J. Murphy, S. Nagataki, T. Naito, T. Nakamori, K. Nakayama, C. Naumann, D. Naumann, P. Nayman, D. Nedbal, A. Niedźwiecki, J. Niemiec, A. Nikolaidis, K. Nishijima, S. J. Nolan, N. Nowak, P. T. O'Brien, I. Ochoa, Y. Ohira, M. Ohishi, H. Ohka, A. Okumura, C. Olivetto, R. A. Ong, R. Orito, M. Orr, J. P. Osborne, M. Ostrowski, L. Otero, A. N. Otte, E. Ovcharov, I. Oya, A. Oziblo, S. Paiano, J. Pallota, J. L. Panazol, D. Paneque, M. Panter, R. Paoletti, G. Papyan, J. M. Paredes, G. Pareschi, R. D. Parsons, M. Paz Arribas, G. Pedalletti, A. Pepato, M. Persic, P. O. Petrucci, B. Peyaud, W. Piechocki, S. Pita, G. Pivato, P. Płatos, R. Platzter, L. Pogosyan, M. Pohl, G. Pojmański, J. D. Ponz, W. Potter, E. Prandini, R. Preece, H. Prokoph, G. Pühlhofer, M. Punch, E. Quel, A. Quirrenbach, P. Rajda, R. Rando, M. Rataj, M. Raue, C. Reimann, O. Reimann, A. Reimer, O. Reimer, M. Renaud, S. Renner, J. M. Reymond, W. Rhode, M. Ribó, M. Ribordy, J. Rico, F. Rieger, P. Ringegni, J. Ripken, P. Ristori, S. Rivoire, L. Rob, S. Rodriguez, U. Roeser, P. Romano, G. E. Romero, S. Rosier-Lees, A. C. Rovero, F. Roy, S. Royer, B. Rudak, C. B. Rulten, J. Ruppel, F. Russo, F. Ryde, B. Sacco, A. Saggion, V. Sahakian, K. Saito, T. Saito, N. Sakaki, E. Salazar, A. Salini, F. Sánchez, M. Á Sánchez Conde, A. Santangelo, E. M. Santos, A. Sanuy, L. Sapozhnikov, S. Sarkar, V. Scalzotto, V. Scapin, M. Scarciuffolo, T. Schanz, S. Schlenstedt, R. Schlickeiser, T. Schmidt, J. Schmoll, M. Schroedter, C. Schultz, J. Schultze, A. Schulz, U. Schwanke, S. Schwarzburg, T. Schweizer, J. Seiradakis, S. Selmane, K. Seweryn, M. Shayduk, R. C. Shellard, T. Shibata, M. Sikora, J. Silk, A. Sillanpää, J. Sitarek, C. Skole, N. Smith, D. Sobczyńska, M. Sofu Haro, H. Sol, F. Spanier, D. Spiga, S. Spyrou, V. Stamatescu, A. Stamerra, R. L.C. Starling, Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, S. Steiner, N. Stergioulas, R. Sternberger, F. Stinzing, M. Stodulski, U. Straumann, A. Suárez, M. Suchenek, R. Sugawara, K. H. Sulanke,

- S. Sun, A. D. Supanitsky, P. Sutcliffe, M. Szanecki, T. Szepieniec, A. Szostek, A. Szymkowiak, G. Tagliaferri, H. Tajima, H. Takahashi, K. Takahashi, L. Takalo, H. Takami, R. G. Talbot, P. H. Tam, M. Tanaka, T. Tanimori, M. Tavani, J. P. Tavernet, C. Tchernin, L. A. Tejedor, I. Tezhinsky, P. Temnikov, C. Tenzer, Y. Terada, R. Terrier, M. Teshima, V. Testa, L. Tibaldo, O. Tibolla, M. Tluczykont, C. J. Toderó Peixoto, F. Tokanai, M. Tokarz, K. Toma, D. F. Torres, G. Tosti, T. Totani, F. Toussenel, P. Vallania, G. Vallejo, J. van der Walt, C. van Eldik, J. Vandenbroucke, H. Vankov, G. Vasileiadis, V. V. Vassiliev, I. Vegas, L. Venter, S. Vercellone, C. Veysiére, J. P. Vialle, M. Videla, P. Vincent, J. Vink, N. Vlahakis, L. Vlahos, P. Vogler, A. Vollhardt, F. Volpe, H. P. von Gunten, S. Vorobiov, S. Wagner, R. M. Wagner, B. Wagner, S. P. Wakely, P. Walter, R. Walter, R. Warwick, P. Wawer, R. Wawrzaszek, N. Webb, P. Wegner, A. Weinstein, Q. Weitzel, R. Welsing, H. Wetteskind, R. White, A. Wierzcholska, M. I. Wilkinson, D. A. Williams, M. Winde, R. Wischnewski, Wiśniewski, A. Wolczko, M. Wood, Q. Xiong, T. Yamamoto, K. Yamaoka, R. Yamazaki, S. Yanagita, B. Yoffo, M. Yonetani, A. Yoshida, T. Yoshida, T. Yoshikoshi, V. Zabalza, A. Zagdański, A. Zajczyk, A. Zdziarski, A. Zech, K. Zitara, P. Ziółkowski, V. Zitelli, and P. Zychowski. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: An advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, Vol. 32, No. 3, pp. 193–316, 2011.
- [26] Cherenkov Telescope Array Observatory gGmbH. Cherenkov telescope array. <https://www.cta-observatory.org>. Accessed: 2019-11-16.
- [27] Mariana Ninno Rissi, Nepomuk Otte, Thomas Schweizer, and Maxim Shayduk. A new sum trigger to provide a lower energy threshold for the magic telescope. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 56, pp. 3840–3843, 2009.
- [28] 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, 第4版, 2017.
- [29] A. Okumura, T. V. Dang, S. Ono, S. Tanaka, M. Hayashida, J. Hinton, H. Katagiri, K. Noda, M. Teshima, T. Yamamoto, and T. Yoshida. Prototyping hexagonal light concentrators using high-reflectance specular films for the Large-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array. *Journal of Instrumentation*, Vol. 12, No. 12, 2017.
- [30] 谷川俊介. Cta 報告 99: 大口径チェレンコフ望遠鏡初号機搭載読み出し回路の設計と性能評価. 日本物理学会 2015 年秋季大会, September.
- [31] Y. Konno and S. Nozaki. Dragon ver.5 Front-end Board Document. September 2018.
- [32] 野崎誠也. 次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡用 GHz 波形サンプリング回路の性能評価. Master's thesis, 京都大学大学院理学系研究科, 2018.
- [33] D. Gascon, J. A. Barrio, O. Blanch, J. Boix, E. Delagnes, C. Delgado, L. Freixas, F. Guilloux, R. L. Coto, S. Griffiths, G. Martínez, O. Martínez, A. Sanuy, and L. Tejedor. Reconfigurable ASIC for a low level trigger system in Cherenkov Telescope Cameras. *Journal of Instrumentation*, Vol. 11, No. 11, 2016.
- [34] J.A. Barrio, O. Blanch, J. Boix, E. Delagnes, C. Delgado, L. Freixas Coromina, D. Gascón, F. Guilloux, R. López Coto, G. Martínez, A. Sanuy, and L.Á. Tejedor. Analogue sum ASIC for L1 trigger decision in Cherenkov Telescope cameras. *Journal of Instrumentation*, Vol. 10, No. 02, pp. C02016–C02016, 2015.
- [35]

- [36] W. Shockley and J. R. Pierce. A theory of noise for electron multipliers. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, Vol. 26, No. 3, pp. 321–332, 1938.
- [37] Markus Gaug. *Calibration of the MAGIC Telescope and Observation of Gamma Ray Bursts*. PhD thesis, Nov 2006.
- [38] J. Cortina, A. Armada, A. Biland, O. Blanch, M. Garczarczyk, F. Goebel, P. Majumdar, M. Mariotti, A. Moralejo, D. Paneque, R. Paoletti, and N. Turini. Technical performance of the MAGIC telescope. *29th International Cosmic Ray Conference, ICRC 2005*, Vol. 5, pp. 359–362, 2005.
- [39] J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, P. Antoranz, A. Armada, M. Asensio, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, J. Becker, W. Bednarek, K. Berger, C. Bigongiari, A. Biland, R. K. Bock, P. Bordas, V. Bosch-Ramon, T. Bretz, I. Britvitch, M. Camara, E. Carmona, A. Chilingarian, S. Ciprini, J. A. Coarasa, S. Commichau, J. L. Contreras, J. Cortina, M. T. Costado, V. Curtef, V. Danielyan, F. Dazzi, A. De Angelis, C. Delgado, R. de los Reyes, B. De Lotto, E. Domingo-Santamaría, D. Dorner, M. Doro, M. Errando, M. Fagiolini, D. Ferenc, E. Fernández, R. Firpo, J. Flix, M. V. Fonseca, L. Font, M. Fuchs, N. Galante, R. J. García-López, M. Garczarczyk, M. Gaug, M. Giller, F. Goebel, D. Hakobyan, M. Hayashida, T. Hengstebeck, A. Herrero, D. Höhne, J. Hose, C. C. Hsu, P. Jacon, T. Jogler, R. Kosyra, D. Kranich, R. Kritzer, A. Laille, E. Lindfors, S. Lombardi, F. Longo, J. López, M. López, E. Lorenz, P. Majumdar, G. Maneva, K. Mannheim, O. Mansutti, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, C. Merck, M. Meucci, M. Meyer, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, S. Mizobuchi, A. Moralejo, D. Nieto, K. Nilsson, J. Ninkovic, E. Oña-Wilhelmi, N. Otte, I. Oya, M. Panniello, R. Paoletti, J. M. Paredes, M. Pasanen, D. Pascoli, F. Pauss, R. Pegna, M. Persic, L. Peruzzo, A. Piccioli, N. Puchades, E. Prandini, A. Raymers, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, M. Rissi, A. Robert, S. Rügamer, A. Saggion, T. Saito, A. Sánchez, P. Sartori, V. Scalzotto, V. Scapin, R. Schmitt, T. Schweizer, M. Shayduk, K. Shinozaki, S. N. Shore, N. Sidro, A. Sillanpää, D. Sobczynska, A. Stamerra, L. S. Stark, L. Takalo, P. Temnikov, D. Tesaro, M. Teshima, D. F. Torres, N. Turini, H. Vankov, V. Vitale, R. M. Wagner, T. Wibig, W. Wittek, F. Zandanel, R. Zanin, and J. Zapatero. FADC signal reconstruction for the MAGIC telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 594, No. 3, pp. 407–419, 2008.
- [40] 高橋光成. カ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 から数 100gev 宇宙ガンマ線の高感度観測を目指して. Master's thesis, 東京大学理学系研究科, 2015.
- [41] teem photonics. Stx high performances triggered microchip series. <https://www.teemphotonics.com/wp-content/uploads/2018/06/STx-High-Performance-Triggered-Microchip.pdf>. Accessed: 2019-11-22.
- [42] D. Cauz M. Palatiello M. Iori, F. DePersio. INFN CAMERA CALIBRATION BOX. LST General Meeting, July 2019.
- [43] M. Will et. al. Large Size Telescope Laser Safety Document.
- [44] Yuuki Choushi Masao Ichida Razmik Mirzoyan Hideyuki Ohoka Takayuki Saito Kenji Tamura Masahiro Teshima Yusuke Inome, Yuji Sunada and Tokonatsu Yamamoto. A 100-ps Pulse Laser as a Calibration Source. *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, Vol. 66, No. 8.

-
- [45] Konrad Bernlöhr. https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/~bernlöhr/sim_telarray/.
- [46] D Heck, J Knapp, J N Capdevielle, G Schatz, and T Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *Forschungszentrum Karlsruhe*, Vol. FZKA 6019, pp. 1–90, 1998.
- [47] 砂田裕二. ガンマ線天文台 cta 大口径望遠鏡に用いる光電子増倍管の時間特性の測定. Master's thesis, 埼玉大学理工学研究科, 2019.
- [48] C. Amsler et al. (Particle Data Group). *Physics Letters B*667, 1.