

平成 29 年度 修士論文

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

京都大学大学院理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻
宇宙線研究室

修士課程 2 年

野崎 誠也

2018 年 4 月 5 日

概要

天体から放射される超高エネルギーガンマ線の観測には、地球大気と相互作用して形成される空気シャワーからのチェレンコフ光を地上の望遠鏡で検出することで、入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを間接的に観測する手法が用いられる。この手法を用いた次世代ガンマ線天文台 Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、南・北サイトに口径の異なる三種類の望遠鏡を計約百台設置して、20 GeV から 300 TeV のガンマ線を従来より 10 倍良い感度で全天観測する計画である。このうち、20 GeV から 3 TeV の低エネルギー側に感度を持つ口径 23 m の大口徑望遠鏡 (Large Sized Telescope; LST) は、低エネルギー閾値を生かして、ガンマ線バーストなどの銀河系外の天体の観測に適している。LST は、7 本の光電子増倍管と 1 枚の読み出し回路基板からなる光検出器モジュール 265 台で構成される 1855 ピクセルの焦点面カメラを有する。この焦点面カメラの読み出し回路では、低消費電力で GHz 高速波形サンプリングを可能とするアナログメモリの DRS4 チップを使用している。この DRS4 チップは、1 チャンネルあたり 4096 個のキャパシタを持っており、キャパシタへの入力部分のスイッチを GHz で順次切り替えることで電荷を保存し、信号波形を得ることができる。

CTA-LST の初号機は 2018 年中頃にファーストライトを迎える。そこで、LST の運用開始に向け、カメラ読み出しデータの解析手法の確立や LST 初号機に搭載する読み出し回路の全数性能評価が必要となる。本研究では、まず、データ解析の際に注意すべき DRS4 の特性を調査した。DRS4 にはキャパシタの残留電荷によりペDESTAL が変化する問題や、局所的な電圧の増加により偽パルス (スパイク) が現れる問題などが存在している。残留電荷に関する特性は、あるキャパシタの電荷を読み出してから、次に読み出すまでの時間 (dt) に依存しており、dt を求めることで、この特性による影響を補正することができる。しかし、補正に用いる、dt に対するペDESTAL 値の関数に従わない成分が存在していることは知られていたが、その原因は理解されていなかった。そして、本研究で、この成分を生むのは、以前に電荷を読み出されたキャパシタが、読み出す領域の最後のキャパシタである場合であることがわかり、dt の計算方法を改めることでこの成分をなくすことができた。スパイク特性については、スパイクの起こる位置と、ひとつ前のイベントの最初に読み出されたキャパシタの位置に関係性があることを発見し、これまで知られていなかったスパイクの起こる条件を見つけた。以上の特性をデータ解析に取り込み、ペDESTAL 分布の標準偏差を 0.19 光電子レベルから 0.08 光電子レベルに改善することができた。次に、読み出し回路の不感時間の測定を行い、サンプリングスピードや読み出しセル数などの信号読み出しに関するパラメータの確認を行った。この測定で問題のなかったサンプリングスピード、読み出しセル数で、焦点面検出器システムに組み込んだ状態での読み出し回路の全数性能評価を行った。この試験では、19 台の光検出器モジュールで構成されるミニカメラを使用して、計 236 モジュールに対して 15 回に分けて測定を行った。その結果、ノイズレベル 0.2 光電子以下、1000 光電子以上までのダイナミックレンジ、また電荷分解能に関する要求性能を満たし、既に性能評価を終えている 35 モジュールと合わせて、LST で必要な分のモジュールの性能評価を完了した。

また、これまでの読み出し回路での試験を踏まえて、2 号機以降用の読み出し回路の開発を行った。改良した主な点は、温度センサーの設置と DRS4 のサンプリング時間較正用サイン波生成回路の追加の 2 点である。まず、設置した温度センサーからデータを取得するために FPGA のファームウェアを書き換え、実際に温度データを取得することに成功した。次に、時間較正用サイン波回路で生成した 30 MHz のサイン波を評価したうえで、時間較正を行い、較正が正しく行われているかを確認した。読み出し回路の外部から 30 MHz のサイン波を入力し、このサイン波の周期間隔を求める試験を行い、その標準偏差を約 300 ps から約 15 ps に改善することができた。

目次

第 1 章	ガンマ線バーストからの高エネルギー γ 線観測	1
1.1	高エネルギー宇宙物理学	1
1.2	ガンマ線バースト	2
1.3	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	7
第 2 章	Cherenkov Telescope Array 計画	15
2.1	CTA 計画の研究テーマ	15
2.2	CTA 計画の目標性能	16
2.3	望遠鏡デザイン	17
2.4	大口径望遠鏡	20
第 3 章	CTA 大口径望遠鏡 (LST) 読み出し回路	25
3.1	GHz 波形サンプリング	25
3.2	回路構成	26
3.3	周辺回路	32
第 4 章	LST 初号機用信号読み出し回路の性能評価	37
4.1	DRS4 チップの特性評価	37
4.2	不感時間測定	49
4.3	19 モジュール単位での統合試験	55
第 5 章	LST 2 号機以降用読み出し回路の開発	71
5.1	新版読み出し回路での変更点	71
5.2	DRS4 チップのサンプリング時間較正	77
5.3	時間較正の実証試験	81
第 6 章	まとめと今後の課題	89
6.1	まとめ	89
6.2	今後の課題	90
	謝辞	91

第 1 章

ガンマ線バーストからの高エネルギー γ 線観測

高エネルギーガンマ線観測により宇宙線加速起源の特定や高エネルギー天体の性質の解明、さらに基礎物理の探求に役立てることができる。中でも、宇宙最大の爆発現象であるガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は、その中心駆動天体や放射過程などの基本的な性質さえも未解明であり、謎の多い天体である。これまでの GRB からの高エネルギーガンマ線観測には、人工衛星に搭載した検出器による直接観測が用いられてきたが、限りのある有効面積のために、十分な光子統計を得ることができず、結果に不定性があった。そこで、有効面積を広くして、高エネルギーガンマ線を十分な光子統計で検出することを可能とする手法が、解像型大気チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線の間接検出である。本章では、はじめに高エネルギー宇宙物理学の現状を簡単に述べたうえで (1.1 節)、その中でも GRB について説明する (1.2 節)。そして、高エネルギーガンマ線を広い有効面積で観測することのできる、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の手法と現状について説明する (1.3 節)。

1.1 高エネルギー宇宙物理学

宇宙で起こる高エネルギー現象の解明には、ガンマ線が良いプローブとなる。なぜなら、電荷を持たないため、磁場によって曲げられることなく直進して地球に到来し、その放射源の位置情報を保存しているからである。図 1.1 は *Fermi* 衛星に搭載された LAT 検出器で発見した 100 MeV 以上のガンマ線源の分布、図 1.2 はこれまでに発見されている TeV ガンマ線源の分布を示している。この *Fermi* 衛星は 2008 年に打ち上げられ、これまでに 3000 を超えるガンマ線天体を発見し、高エネルギーガンマ線天文学に貢献してきた [1]。そして、0.1 TeV 以上のガンマ線天体については、1989 年の *Whipple* 望遠鏡による、かに星雲からの超高エネルギーガンマ線の初検出以来 [2]、1.3 節で述べる解像型大気チェレンコフ望遠鏡の活躍により約 200 個の天体が見つかっている [3]。

高エネルギーガンマ線観測は、宇宙線の加速起源の探索にとって重要である。図 1.3 は、様々な衛星や地上実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトルである。宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギーの粒子であり、その最大エネルギーは 10^{20} eV にも及ぶ [5]。宇宙線の組成は、80% が陽子であり、15% 程度が He などの軽い原子核、残りの数 % が重い原子核や電子などのレプトンである [6]。このような高エネルギーの荷電粒子は、周囲の物質や電磁場と相互作用することにより、ガンマ線を放射する。そのため、得られたガンマ線のエネルギースペクトルから加速過程を推測することができる。また、高エネルギーガンマ線観測により、高エネルギー粒子を生成するような極限環境の天体の性質について調べることもできる。たとえば、高速回転する中性子星であるパルサーの粒子加速・放射領域については、極冠の近傍で起こるとする説と磁気圏の外側で起こるとする説の 2 つの説がある [7][8][9]。両者では、10 GeV 付近でのスペクトルの高エネルギーカットオフの形状の違いがあるため、高エネルギーガンマ線観測が放射モデルの特定に貢献できる。また、銀河系内宇宙線起源候補である超新星残骸 [10] や銀河系外宇宙線起源候補である活動銀河核 [11] などについても、高エネルギーガンマ線観測によりその性質を知ることができる。

さらに、高エネルギーガンマ線観測は基礎物理の探求にも役立てることができ、そのうちの一例として暗黒物質探索

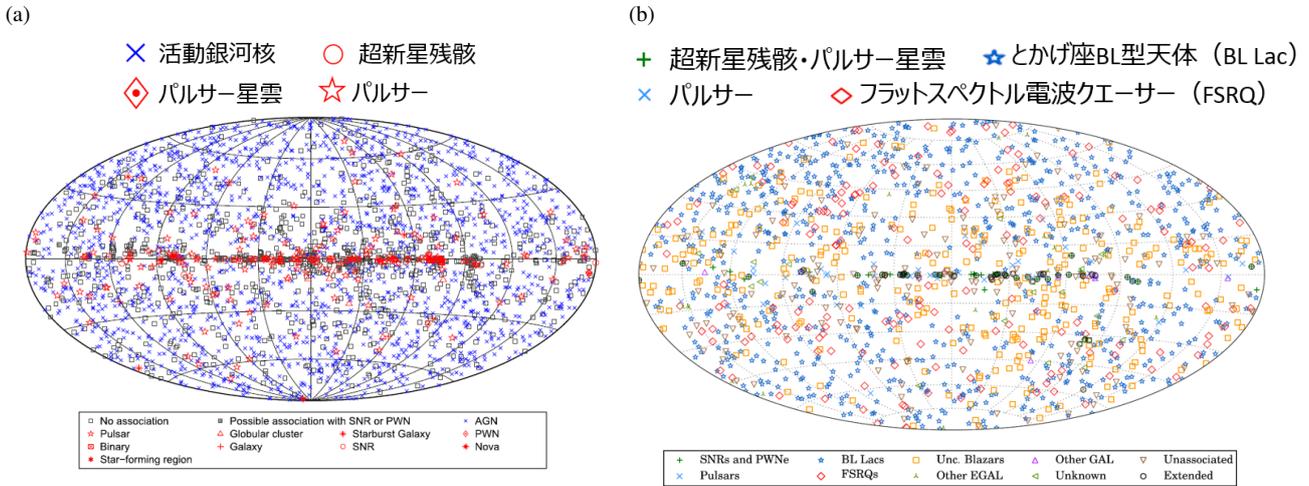


図 1.1 *Fermi* 衛星の LAT 検出器で検出されたガンマ線源の天球上での分布。(a) 100 MeV から 300 GeV のガンマ線源の天球上での分布 [1]。合計で 3033 天体が発見されている。(b) 10 GeV 以上のガンマ線源の天球上での分布 [4]。合計で 1556 天体が発見されている。

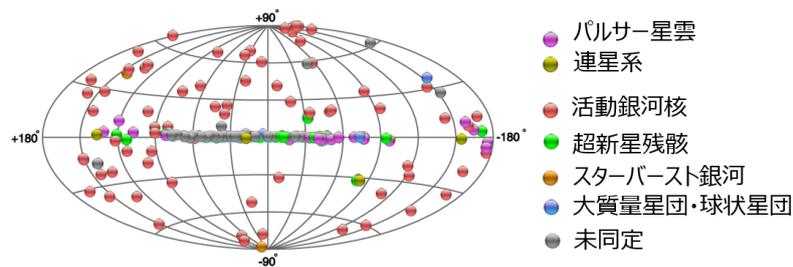


図 1.2 現在までに発見されている 208 個の TeV ガンマ線源の天球上での分布 [3]。

があげられる。現在の宇宙論の標準モデルである Λ -Cold Dark Matter モデルでは、*Planck* 衛星観測の結果から宇宙の組成の 27% を暗黒物質が占めているとされている [13]。しかし、いまだにその実体は未解明であり、最も有力な候補として WIMP (Weakly Interactive Massive Particle) が挙げられている [14]。WIMP の予想されている質量範囲は数十 GeV から数 TeV であり、この暗黒物質が対消滅するときに質量に対応したガンマ線を放射する。このガンマ線を検出することで、間接的に暗黒物質を探索することができる。

1.2 ガンマ線バースト

1.2.1 ガンマ線バーストの概要

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は、等方的な放射を仮定すると、 $10^{52} - 10^{54}$ erg にも及ぶ莫大なエネルギーを数秒から数十秒の間に放出する宇宙最大の爆発現象である [15]。GRB には、継続時間が 2 秒以上の種族と 2 秒以下の種族が存在し、それぞれ long GRB、short GRB と呼ばれる。それぞれの起源については、long GRB が重力崩壊型超新星爆発、short GRB が中性子連星の合体が候補として挙げられている。そして、どちらの場合においても、中心駆動天体から光速の 99.9999% に至る相対論的ジェットが放出され、このジェットの発展に伴って、2 種類の

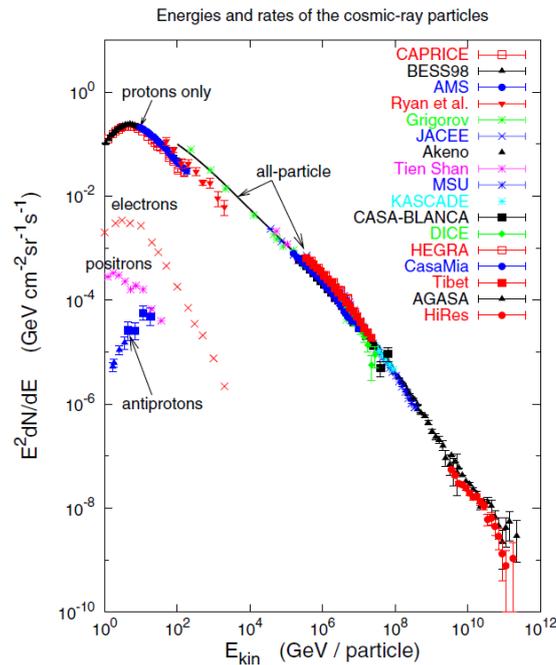


図 1.3 宇宙線のエネルギースペクトル [12]。

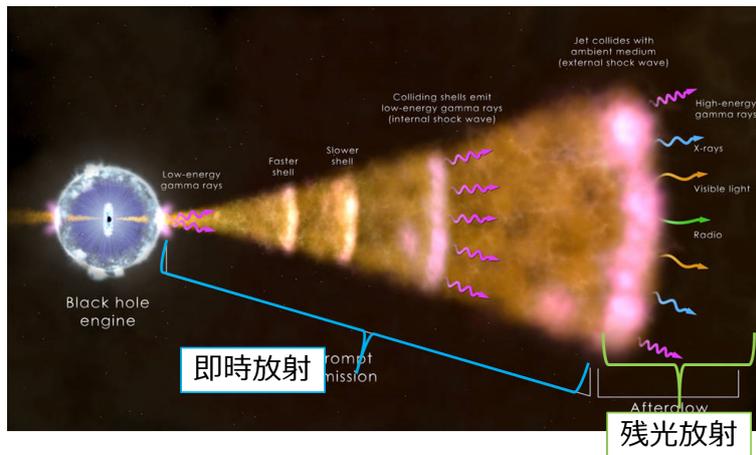


図 1.4 GRB の外観 [16]。中心駆動天体からジェットが放出され、その発展に伴って、即時放射と残光放射が生じる。

放射過程が存在すると考えられている。図 1.4 は、GRB のジェットの発展と、それに伴う電磁波放射の様子のイメージを描いている。はじめに生じるのが、MeV ガンマ線帯域を中心とした即時放射 (prompt emission) であり、この放射ではミリ秒以下の激しい時間変動を示す。その後が生じるのが、電波から X 線、ガンマ線に至る多波長での残光放射 (afterglow) である。この放射は、即時放射と異なり、激しい時間変動はなく、数時間から数日以上かけて、徐々に減光していく。GRB の駆動天体の詳細はよく知られておらず、相対論的ジェットの形成機構や粒子の加速機構などの基本的な描像が未解明である。

1967 年にアメリカの核実験探知衛星 VELA が GRB を偶然発見してから、さまざまな波長帯で GRB の観測がなされてきた [17]。図 1.5 は、2008 年の打ち上げ以降の 6 年間で、Fermi 衛星に搭載されている GBM 検出器が検出した GRB の分布を示している。これを見ると、GRB は等方的に存在し、long GRBの方が short GRB よりも約 5 倍多く検出されていることがわかる。また、可視光での残光放射の観測により、GRB は銀河系外で発生しており、赤方偏移

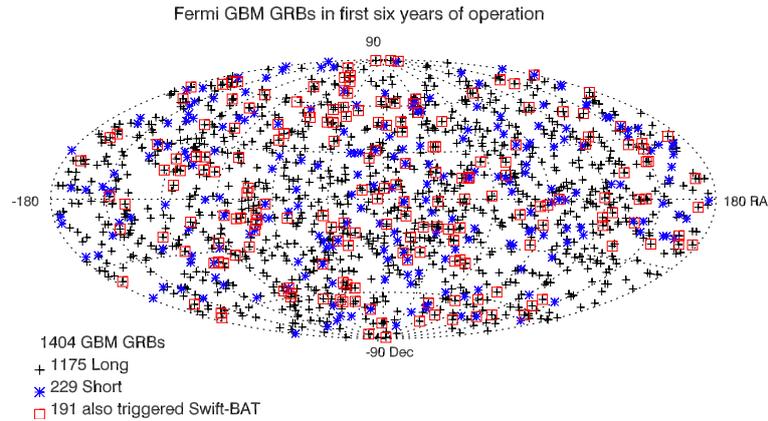


図 1.5 *Fermi* 衛星運用開始からの 6 年間で GBM 検出器でトリガーのかかった GRB の天球座標での分布 [18]。十字印が long GRB、アスタリスクが short GRB を表しており、赤四角は Swift 衛星の BAT 検出器でもトリガーのかかった GRB を示している。

パラメータ z が ~ 1 ほどの宇宙論的距離で発生することがわかっている。多波長で GRB の観測が行われてきた一方で、2000 年代以前では、GRB から的高エネルギーガンマ線放射を検出できたのは、コンプトンガンマ線天文衛星の EGRET 検出器による 5 つの GRB だけであった。そして、2008 年に打ち上げられた *Fermi* 衛星により、数 10 MeV 以上のガンマ線を含む GRB から放射を年に 8 個から 10 個程度検出できるようになり、GRB から的高エネルギーガンマ線放射の特徴がわかってきた。次項 (1.2.2 項) で即時放射、次々項 (1.2.3 項) で残光放射での高エネルギーガンマ線放射の特徴について説明する。

1.2.2 即時放射での高エネルギーガンマ線

典型的な即時放射でのエネルギースペクトルは、図 1.6 (a) のように 0.1 MeV から 1 MeV にピークを持ち、keV から MeV のエネルギー帯において 2 種類のべきを持つ関数で表すことができる。この経験則に基づいた関数は、バンド関数 [19] と呼ばれており、相対論的ジェット内で形成された衝撃波で加速された電子によるシンクロトロン放射による成分であると考えられている。しかし、即時放射時の高エネルギーガンマ線の検出により、即時放射での放射過程をシンクロトロン放射ですべて説明するのは難しく、他の放射過程の存在が考えられる。

GRB 即時放射での高エネルギーガンマ線の特徴は、大きく 2 つある。一つ目の特徴は、100 MeV 以上のガンマ線放射が遅れて始まる点である。図 1.7 は、GRB 080916C の各エネルギー帯での光度曲線を示している。GRB のトリガーがかかった時点で、5 MeV 以下の低エネルギー側のガンマ線放射はすでに存在しているが、この時点では 100 MeV 以上の高エネルギー成分は存在していない。そして、その 3.6 s 後に高エネルギー側の放射が開始していることがわかる。このように、100 MeV 以上のガンマ線の放射が 1 MeV 以下の放射に比べて遅れて開始している。図 1.8 は、*Fermi* 衛星の LAT 検出器で検出した 100 MeV 以上の高エネルギーガンマ線での $T_{0.5}$ と、GBM 検出器で検出した 50 keV から 300 keV の低エネルギーガンマ線での $T_{0.5}$ の相関を示している。 $T_{0.5}$ とは、観測された全光子数のうち最初の 5% の光子が含まれる時間を指す。これより、確かに高エネルギーガンマ線の方が $T_{0.5}$ の値が大きく、放射の開始が遅れていることがわかる。

二つ目の特徴は、バンド関数とは異なる、高エネルギーガンマ線成分の存在である。図 1.6 (b) は、*Fermi* 衛星の LAT 検出器で検出された GRB 090926A のエネルギースペクトルのベストフィット関数の時間変化を表している。時間積分したエネルギースペクトル (上図) は、約 250 keV をピークにもつバンド関数とは別に、高エネルギー側にべき関数が存在している。また、時間ごとに区切ったエネルギースペクトル (下図) を見ると、はじめはバンド関数の成分だけだったが、後から高エネルギー側のべき関数成分が生じているのがわかる。すべての GRB でこの成分があるわけ

ではないが、long GRB の GRB 080916C や short GRB の GRB 090510 など、複数の GRB でこの成分が見つまっている。さらに、図 1.6 (b) の GRB 090926A では、この成分の sub-GeV あたりにカットオフが存在している。

GRB からの高エネルギーガンマ線観測は、この高エネルギー成分が、シンクロトロン自己コンプトン散乱などによるレプトン起源の成分なのか、宇宙線陽子と低エネルギー光子が相互作用して生じた電子・陽電子による逆コンプトン散乱などのハドロン起源の成分なのかを特定するうえで必要となる。ハドロン起源の場合は、レプトン起源の場合と異なり、図 1.9 のように、加速と冷却のタイムスケールが異なるので、GRB 即時放射のように、激しい時間変動を示す光度曲線から、ヒントを得ることができる。また、即時放射のエネルギースペクトルで、高エネルギー側にカットオフを持たない場合、相対論的ジェットのバルクローレンツ因子の下限値を求めることができるので、ジェットの性質の理解につなげることもできる。さらに、高エネルギー側のカットオフが存在する場合には、このカットオフが GRB 固有のスペクトルだった場合を仮定することで、バルクローレンツ因子の値を特定することができる。

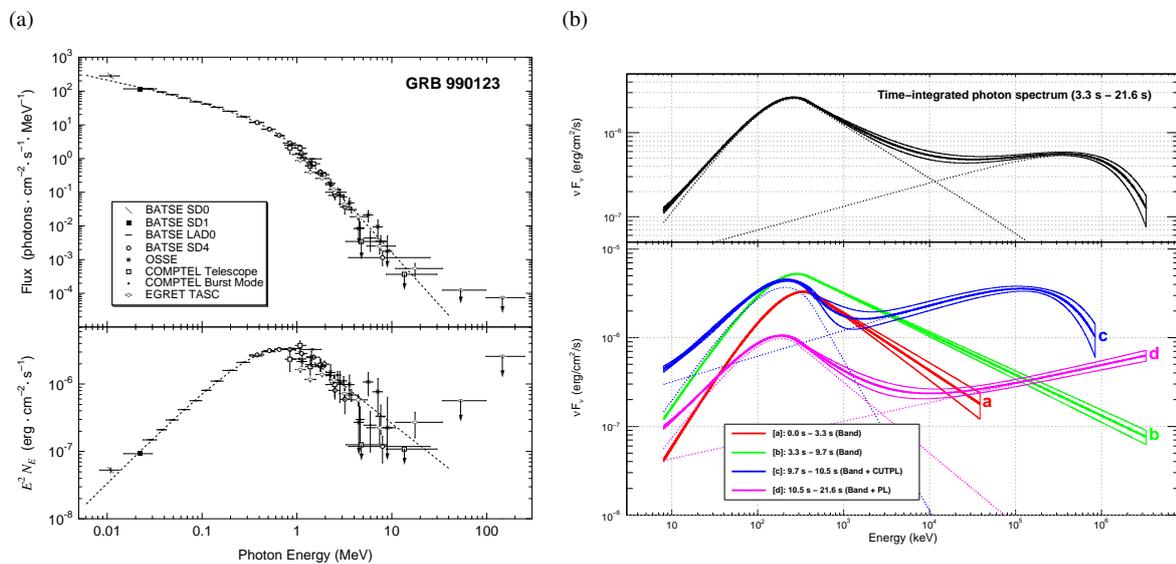


図 1.6 GRB のエネルギースペクトル。(a) GRB 990123 のエネルギースペクトル [20]。縦軸は、上図では微分強度、下図では微分強度とエネルギーの二乗との積を示している。(b) GRB 090926A のエネルギースペクトルのバーストフィット関数 [21]。上図は、時間積分したエネルギースペクトル、下図は時間変化するエネルギースペクトルに対するフィット関数である。(a) 赤、(b) 緑、(c) 青、(d) 紫の順に変動している。

1.2.3 残光放射での高エネルギーガンマ線

keV から MeV のエネルギー帯域での即時放射が終わった後も、高エネルギーガンマ線放射が継続して起こるとい特徴がある。図 1.10 は GRB 110731A の光度曲線を表しており、トリガーがかかってから約 10 s までは数十 keV のエネルギー帯で時間変動の大きな即時放射が起こっている。そして、この即時放射が終わった後も *Fermi* 衛星の LAT 検出器が 100 MeV の高エネルギーガンマ線を検出し続けており、約 1000 s 後まで放射が存在していることがわかる。図 1.11 は、*Fermi* 衛星の LAT 検出器で検出した 100 MeV 以上の高エネルギーガンマ線での T_{90} と、GBM 検出器で検出した 50 keV から 300 keV の低エネルギーガンマ線での T_{90} の相関を示している。 T_{90} とは、観測された全光子数のうち最初の 5% と最後の 5% を除いた 90% の光子数が含まれる時間を指す。これより、高エネルギーガンマ線の方が放射の継続時間が確かに長いことがわかる。他にも、GRB 090902B では、トリガーがかかってから 82 秒後に 33 GeV のガンマ線を検出されており、これをシンクロトロン放射で説明するにはローレンツ因子が 1500 以上を取る必要がある。残光放射は、相対論的ジェットが周囲の物質と衝突することで生じる外部衝撃波内で加速された電子からのシ

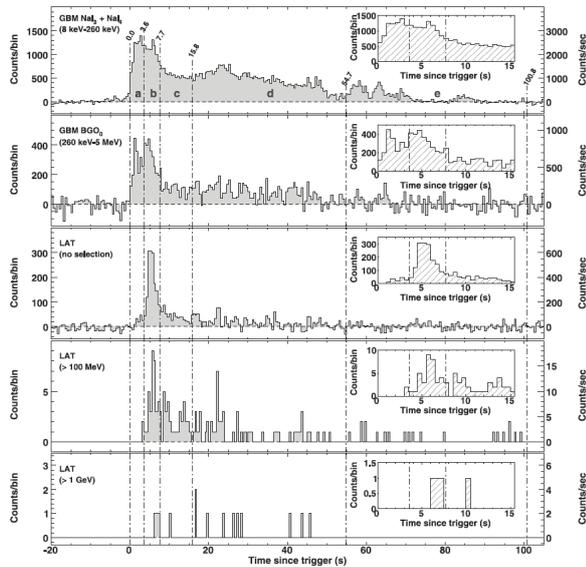


図 1.7 GRB 080916C の各エネルギー帯での光度曲線 [22]。上から順に、8 keV - 260 keV、260 keV - 5 MeV、*Fermi*/LAT 検出器で検出した全光子、100 MeV 以上、1 GeV 以上での光度曲線を表している。

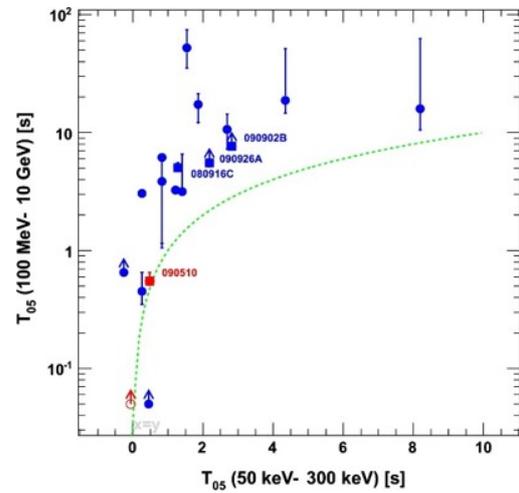


図 1.8 50 keV から 300 keV、100 MeV から 10 GeV での各エネルギー帯での T_{05} の相関図 [23]。赤点が short GRB、青点が long GRB を表している。

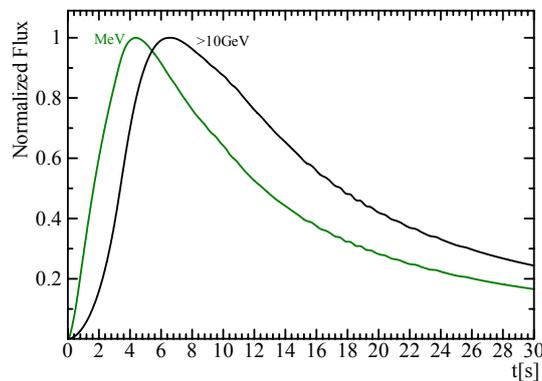


図 1.9 ハドロン起源のカスケードで放射された単一パルスのエネルギー別の光度曲線のモデル計算 [24]。緑線は、MeV ガンマ線、黒線は 10 GeV 以上のガンマ線での光度曲線を表しており、10 GeV 以上のガンマ線での光度曲線の方が、パルス幅が広く、時間をかけて減衰する。

シンクロトロン放射と捉えるのが一般的だが、このようなケースから、シンクロトロン放射だけで説明するのは難しい場合がある。

1.2.4 GRB 観測による他分野への貢献

GRB 観測は、GRB そのものの物理だけでなく、他分野の物理の理解にも貢献することが期待されている。GRB は、 10^{20} eV にもおよぶ最高エネルギー宇宙線 (Ultra High Energy Cosmic Ray、UHECR) の起源の候補天体として挙げられている。UHECR 自体は、磁場による拡散により到達時刻が遅れてしまうため、そのものの観測のみから UHECR 起源を特定することはできない。そこで、UHECR の組成には鉄などの重元素が占めていることが示唆されていることを利用して、UHECR に起因する二次ガンマ線やニュートリノを捉えることが重要となる。また、GRB が系外遠方に

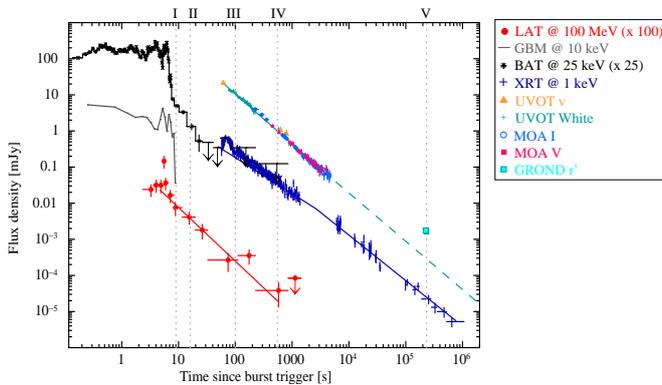


図 1.10 GRB 110731A の多波長での光度曲線 [25]。

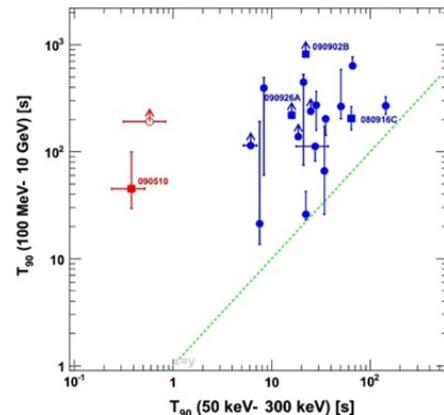


図 1.11 50 keV から 300 keV、100 MeV から 10 GeV での各エネルギー帯での T_{90} の相関図 [23]。赤点が short GRB、青点が long GRB を表している。

位置する天体であることを利用して、初期宇宙の研究や基礎物理の理解の促進も見込まれる。GRB から放射された高エネルギーガンマ線が系外可視・赤外背景光 (Extragalactic Background Light, EBL) と対消滅すると、図 1.12 のように電子・陽電子対を生じて、地球まで到来しない。そこで、GRB から放射されたガンマ線が地球に到来するまでに EBL にどれだけ吸収されたかを求めることで、星・銀河形成のトレーサーである宇宙可視・赤外背景放射を見積もることができる。実際に、同じく系外天体である活動銀河核からのガンマ線観測により EBL 強度を求めることができ、活動銀河核 1ES 1011+496 の MAGIC によるフレア観測で得られた EBL の強度を図 1.13 に示す。そして、図 1.14 のように、地球に到達するまでの時間のエネルギー依存性を調べることで、ローレンツ普遍性の検証を行うこともできる。さらに、short GRB の候補起源天体である連星中性子星の合体では重力波も放出される。実際に重力波イベント GW 170817 を LIGO と Virgo が検出したあと、 1.74 ± 0.05 s だけ遅れて *Fermi* 衛星の GBM 検出器が GRB 170817A を検出しており、重力波天文学への貢献にも役立てることができる [26]。

1.2.5 衛星による GRB 観測の限界

高エネルギーガンマ線は、地球大気で吸収されてしまうため、地上で直接観測を行うことはできない。そのため、高エネルギーガンマ線観測には、*Fermi* 衛星のように、人工衛星を用いるのが一般的である。また、人工衛星では視野が広いため、多くの GRB データサンプルを取得することができ、高エネルギーガンマ線放射の特徴をつかむことができた。しかし、人工衛星では有効面積が限られてしまうので、GeV を越えるエネルギーの光子は数個から数十個程度しか検出することができておらず、放射機構の識別は困難であり、導き出された結論にも不定性があった。そこで、GRB から高エネルギーガンマ線放射について、より理解を促進させるためには、*Fermi* 衛星でこれまでに検出されてきた GRB ガンマ線のエネルギーよりも高いエネルギー帯を含めて、高感度の検出器が求められる。

1.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

数十 GeV 以上のガンマ線を感度よく検出することを可能とするのが、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Air Cherenkov Telescope ; IACT) である。IACT は、地球に到来したガンマ線が地球大気と相互作用したのちに生じるチェレンコフ光を、地上に設置した複数の望遠鏡で検出することで、入射ガンマ線を間接的に検出する手法である。IACT で検出できるガンマ線のエネルギー帯域は、超高エネルギーガンマ線と呼ばれている。本節では、超高エネルギーガンマ線が入射して生じる大気シャワーについて 1.3.1 項で、チェレンコフ光について 1.3.2 項で説明し、1.3.3 項

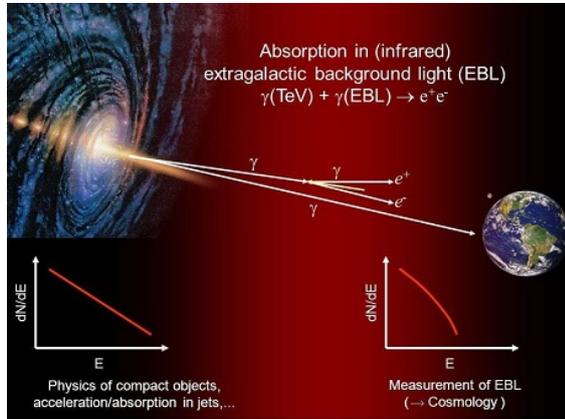


図 1.12 EBL による高エネルギーガンマ線の吸収のイメージ [27]。

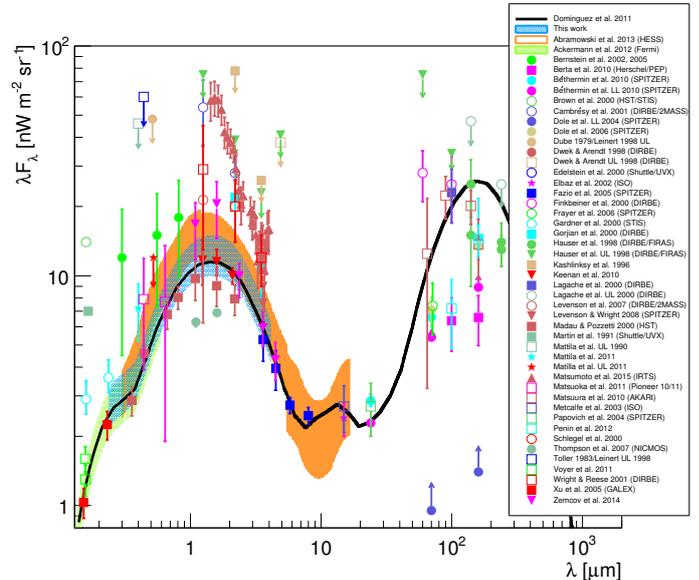


図 1.13 MAGIC 望遠鏡の活動銀河核 1ES 1011+496 のフレア観測で求められた EBL 強度分布 [28]。水色の網掛けが MAGIC 望遠鏡で得られた強度分布である。

でイメージング大気チェレンコフ法を用いた観測手法について、1.3.4 項で IACT による観測の現状について述べる。

1.3.1 大気シャワー

超高エネルギーのガンマ線が大気に入射すると、図 1.16 の左図のように、大気中の原子核との相互作用により、電子・陽電子対生成が起こる。こうして生成した電子・陽電子が制動放射でガンマ線を放射し、放射されたガンマ線が再び電子陽電子対生成を起こす。この一連の相互作用が繰り返される電磁カスケードは、電子・陽電子のエネルギーが制動放射の臨界エネルギー（空気中では 84 MeV）を下回るまで繰り返される。このようにして、高エネルギー粒子が大気に入射した際に、鼠算的に粒子数が増加していく現象を空気シャワーといい、特にガンマ線が入射した際に生じる大気シャワーを電磁シャワーと呼ぶ。一方で、宇宙線陽子や原子核などの宇宙線が大気に入射する際にも、異なる相互作用を経て、ハドロニックシャワーを形成する。宇宙線が大気に入射すると、図 1.16 の右図のように、大気中の原子核と強い相互作用をして、 π 中間子を生成する。 π^0 の場合は、崩壊して生成した光子対が電磁カスケードを起こし、 π^\pm の場合は、 μ 粒子とニュートリノに崩壊し、 μ 粒子の一部が電子とニュートリノに崩壊して、同様に電磁カスケードを引き起こす。

図 1.17 は、ガンマ線による電磁シャワーと陽子、鉄原子核によるハドロニックシャワーの発展の様子を示している。ハドロニックシャワーの場合には、一次粒子が崩壊して生成した π 粒子が横方向の運動量を持っているため、ガンマ線による電磁シャワーよりも横方向への発達が大きい。このような違いを用いることで、ガンマ線による電磁シャワーと宇宙線によるハドロニックシャワーを判別することができる。

1.3.2 大気チェレンコフ放射

真空での光速を c とすると、荷電粒子が屈折率 n の媒質中で光速 (c/n) を超えて運動するときにチェレンコフ光を放射する。地上付近での大気の屈折率は $n \sim 1.0003$ であり、空気シャワーで生成した相対論的電子、陽電子が大気中

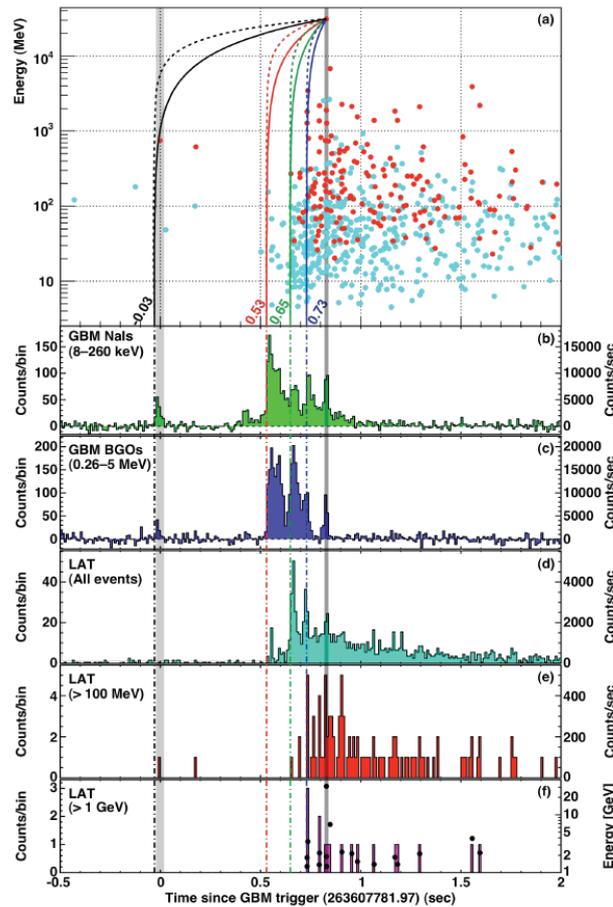


図 1.14 GRB 090510 の異なるエネルギー帯での光度曲線 [29]。はじめに低エネルギー側で小さなパルスがトリガーを基準にして-30 ms に到達している。その後の各エネルギー帯ごとのパルスの到達時間は、1 MeV 以下の放射が 530 ms (赤破線)、100 MeV 以上の放射が 630 ms (緑破線)、1 GeV 以上の放射が 730 ms (青破線) となっている。

での光速を越えることにより、 1° 程度の広がりをもつチェレンコフ光を前方に放出する。チェレンコフ光の波長分布は、波長の二乗に反比例したスペクトルとなるが、300 nm 以下の波長帯は地上にたどり着くまでにオゾンなどに強く吸収されるため、図 1.18 のように地上まで到達するのは 300 nm から 600 nm の波長帯となる。1 TeV のガンマ線が形成する電磁カスケードシャワーにおいて、シャワーの最大発達時にはおよそ 1000 個の電子、陽電子をつくる。これらの粒子から放射されたチェレンコフ光は、地上で直径 300 m 程度の円盤領域にフラットに降り注ぐ。このチェレンコフ光を地上に設置した望遠鏡で観測することで、超高エネルギーガンマ線を間接的に検出することが可能となる。

1.3.3 イメージングチェレンコフ法とステレオ観測

地上の望遠鏡で超高エネルギーガンマ線由来のチェレンコフ光を検出する際には、1.3.1 項で述べたように、ハドロン由来のシャワーからの成分がバックグラウンドとして混入してしまう。しかし、それぞれのシャワーでは異なる相互作用によってシャワーが発達するため、その広がりなどが異なり、図 1.19 のように地上でのシャワーイメージに違いがみられる。そこで、地上で得られたイメージの違いから、ガンマ線由来のシャワーとバックグラウンドとなるハドロン由来のシャワーとを区別して識別する手法がイメージング大気チェレンコフ法である。この手法では、得られたイメージを複数のパラメータに情報を落とし込んで、シャワーの識別を行う。このパラメータには、チェレンコフ光イ

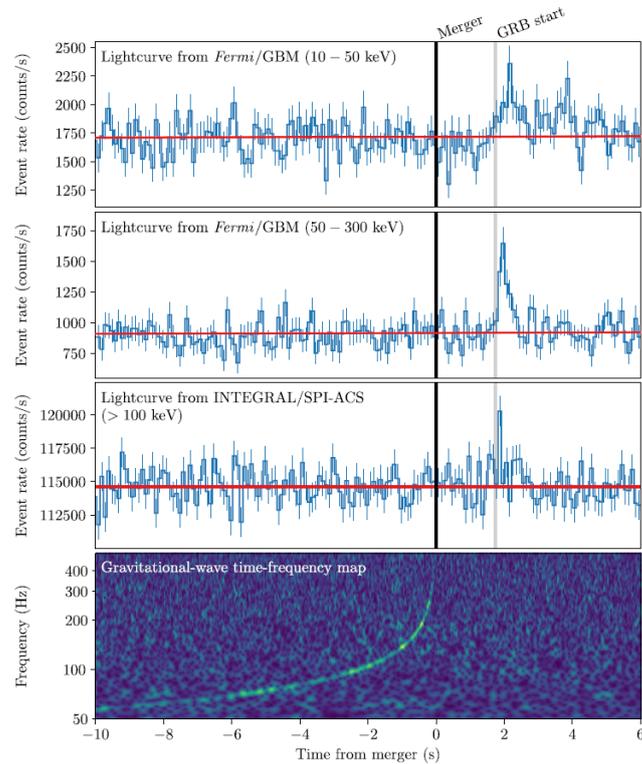


図 1.15 GW 170817 と GRB 170817A のマルチメッセンジャー観測での結果 [26]。上から *Fermi* 衛星の GBM 検出器で得られた 10-50 keV、50-300 keV での光度曲線、*INTEGRAL* 衛星の SPI-ACS 検出器で得られた 100 keV 以上の光度曲線、LIGO 検出器で得られた時間と周波数の相関。

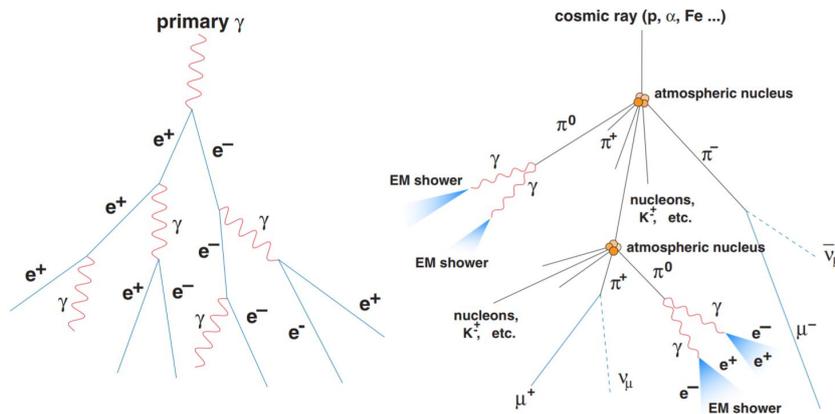


図 1.16 一次粒子の大気入射後の反応と発展の様子 [30]。左図は一次ガンマ線による電磁シャワー、右図は宇宙線ハドロンによるハドロニックシャワーの発展の様子を描いている。

メージを楕円として捉えたときの長軸の長さ、短軸の長さ、楕円の中心点と視野中心との距離、楕円の長軸と視野中心方向のなす角などがある。これらは、Anthony M. Hillas によって考案されたため、Hillas パラメータと呼ばれている。また、望遠鏡 1 台でチェレンコフ光を検出した場合、到来ガンマ線の方向を一意に決めることはできない。そこで、図 1.20 のように、あるガンマ線由来のチェレンコフ光を複数の望遠鏡を用いて観測し、これによって得られたイメージを重ね合わせて、大気シャワーを再構成して、ガンマ線の到来方向を求めるのが、ステレオ観測という手法である。

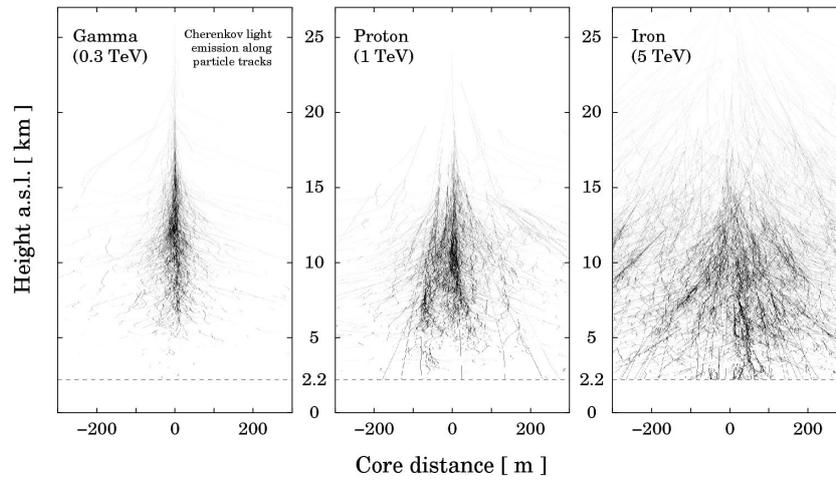


図 1.17 電磁シャワーとハドロニックシャワーの発展の様子 [31]。左からガンマ線、陽子、鉄原子核によるシャワーを描いている。

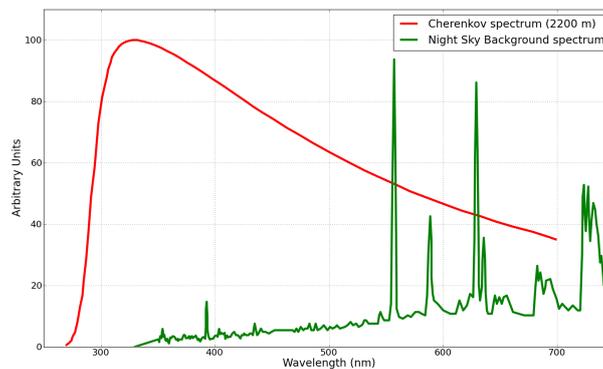


図 1.18 チェレンコフ光と夜光の波長スペクトル [32]。

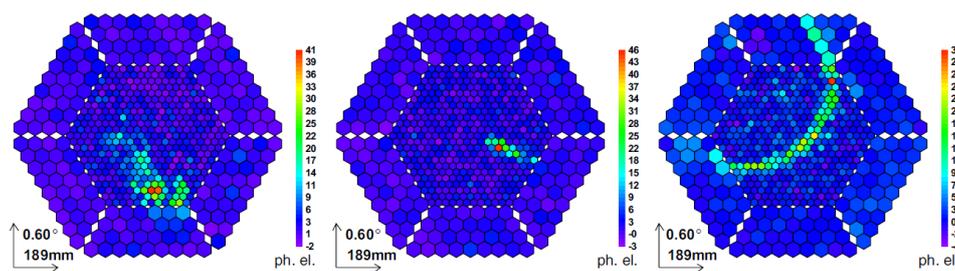


図 1.19 入射粒子ごとのシャワーイメージの違い [30]。MAGIC の実際のデータより、左からハドロン、ガンマ線、ミューオンと考えられるイベント。

1.3.4 大気チェレンコフ望遠鏡による観測の現状

イメージング大気チェレンコフ法を用いた最初の望遠鏡である Whipple 望遠鏡が、1989 年にかに星雲からのガンマ線検出に最初に成功してから、現在に至るまで様々なチェレンコフ望遠鏡が開発されてきた。現在稼働している主なチェレンコフ望遠鏡は、H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS の 3 つである。南半球にある H.E.S.S. 望遠鏡 (図 1.22) は、ナミビアに 28 m 口径の望遠鏡を 1 台、12 m 口径の望遠鏡を 4 台設置されており、2004 年に行われた銀河面サーベイ

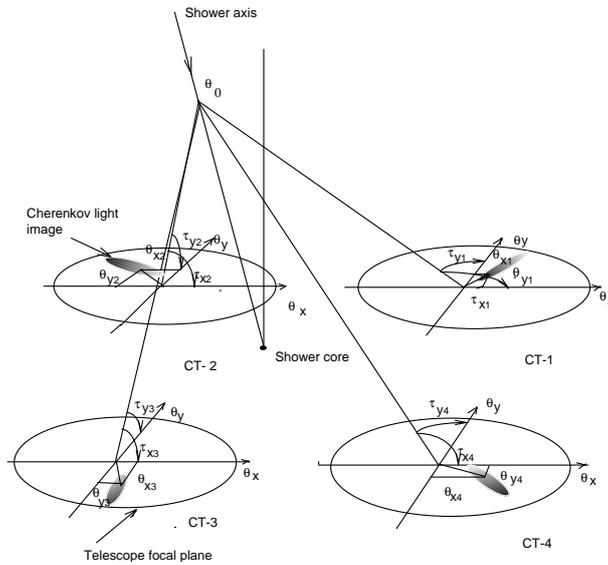


図 1.20 ステレオ観測の模式図 [33]。4 台の望遠鏡でシャワーを観測した場合のイメージ。

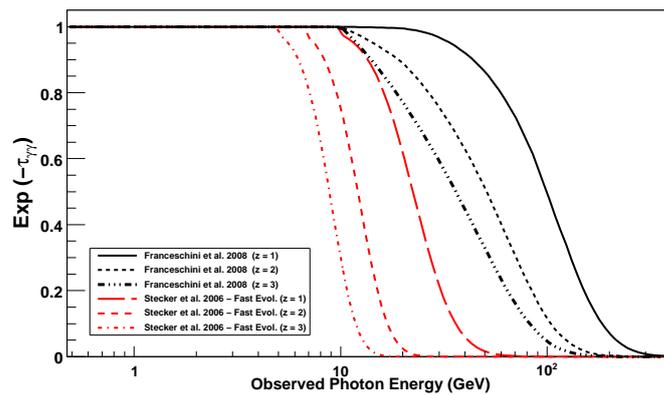


図 1.21 Franceschini et al.[34] (黒)、Stecker et al.[35] (赤) の EBL モデルを用いて計算したガンマ線の透過率のエネルギー依存性 [36]。赤方偏移パラメータ z が 1 (実線)、2 (破線)、3 (三点鎖線) の場合について表されている。

観測による 50 もの TeV ガンマ線源を発見するなどの成果を挙げている。北半球には、ラパルマ島 (スペイン) に設置した 2 台の 17 m 口径の MAGIC 望遠鏡 (図 1.23)、アリゾナに設置した 4 台の 12 m 口径の VERITAS 望遠鏡 (図 1.24) がある。MAGIC 望遠鏡では、超高エネルギーガンマ線領域で最遠方 $z = 0.954$ の天体 (活動銀河核) が検出されている。しかし、GRB からの超高エネルギーガンマ線は、図 1.21 のように、特に 100 GeV 以上で EBL による吸収を受けやすく、地球に到来する光子数が急激に減少する。そのため、現行の IACT はエネルギー閾値が 50 GeV から 100 GeV であり、これまでに地上望遠鏡で GRB を検出することはできていない。地上での GRB 観測のためには、エネルギー閾値がより低く、より感度の高い望遠鏡が必要となる。



図 1.22 H.E.S.S. 望遠鏡の写真 [37]。



図 1.23 MAGIC 望遠鏡の写真 [38]。



図 1.24 VERITAS 望遠鏡の写真 [39]。

第 2 章

Cherenkov Telescope Array 計画

これまでに確立された IACT の技術をさらに発展させた上で、大規模な望遠鏡アレイを設置し、これまでにない有効面積を達成することで、究極感度で唯一の地上望遠鏡を建設する 32 か国、1200 名以上が参加する国際計画が Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画である。CTA 計画では、図 2.2 のように、北サイトのラパルマ島 (スペイン) (図 2.1 (a))、南サイトのパラナル (チリ) (図 2.1 (b)) に計約百台を設置し、全天観測を行う。



図 2.1 CTA 計画の完成予想図。(a) 北サイト・ラパルマ島 (スペイン) の完成予想図。(b) 南サイト・パラナル (チリ) の完成予想図。

2.1 CTA 計画の研究テーマ

数 10 GeV の低エネルギー領域では、到来ガンマ線が系外背景光による吸収の効果をあまり受けないので、遠方に位置する系外天体の活動銀河核やガンマ線バーストが重要なテーマとなる。100 GeV から 10 TeV のエネルギー領域では、銀河面、近傍銀河のディープサーベイが重要であり、また、10 TeV を超える高エネルギー領域では、銀河宇宙線の起源が重要なサイエンスのテーマとなっている。



図 2.2 CTA アレイの建設予定地 [40]。北サイトはラパルマ島（スペイン）に、南サイトはパラナル（チリ）に建設される。

2.2 CTA 計画の目標性能

• 感度

CTA では、現行のガンマ線望遠鏡よりもすべてのエネルギー帯で 10 倍良い感度を達成する。300 GeV から 3 TeV では、50 時間の観測で 1 mCrab (10^{-14} erg cm^{-2} s^{-1}) の感度を達成し、銀河系内で Crab 程度の明るさの定常天体は 30 kpc まで観測でき、銀河系全体を見渡すことができる。

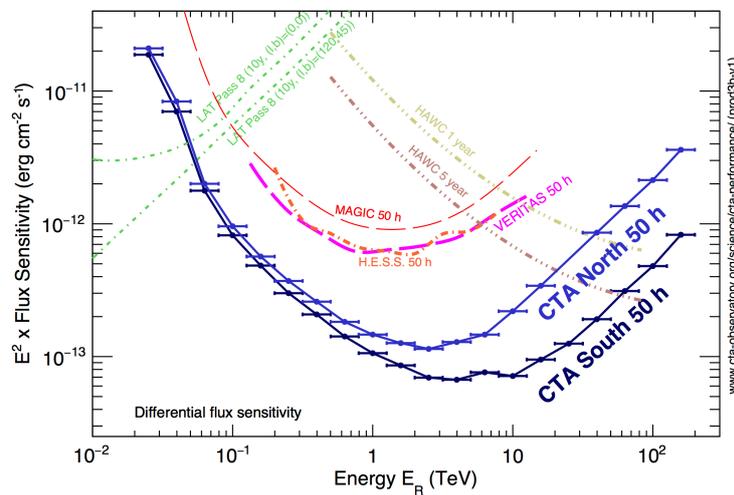


図 2.3 CTA と現行ガンマ線望遠鏡の微分フラックス感度 [41]。CTA は、南・北サイトそれぞれ 50 時間での観測で達成される感度を示している。

• 観測エネルギー帯域

大きさの異なる三種類の望遠鏡を用いることで、20 GeV から 300 TeV という 4 桁もの広いエネルギー帯でガンマ線を観測することができる。100 GeV 以上では、系外背景光による吸収を受けやすく、地球に到来する光子は急激に少なくなる。そこで、系外背景光の吸収を受けにくい、100 GeV 以下でのガンマ線の観測では、より遠方の天体を観測するのに適しており、CTA では赤方偏移 4 ほどの活動銀河核やガンマ線バーストの検出が期

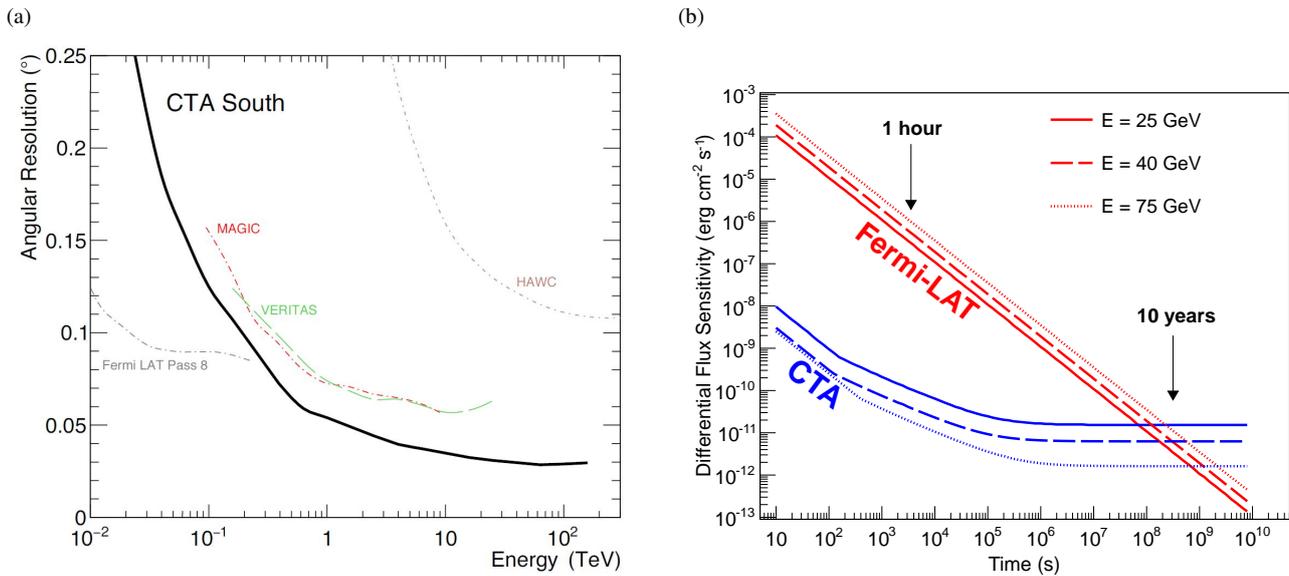


図 2.4 CTA の角度分解能と時間分解能。(a) CTA と現行ガンマ線望遠鏡での角度分解能 [41]。(b) 観測時間に対する微分フラックス感度の CTA と *Fermi-LAT* 検出器との比較 [41]。CTA、*Fermi-LAT* それぞれで検出するガンマ線のエネルギー帯がオーバーラップする 25, 40, 75 GeV での値を示している。

待されている。また、300 TeV という観測できるエネルギー帯域の上限値の向上により、銀河系内で 10¹⁵ eV ままで宇宙線を加速する宇宙線起源天体 (Pevatron) の同定を目指すことができる。

• 角度分解能

現行のガンマ線望遠鏡の角度分解能はおよそ 0.1° (6 分角) であり、他の波長の望遠鏡の角度分解能と比べて、劣っていた。しかし、CTA では、1 つのシャワーをより多くの望遠鏡で検出することで角度分解能の向上が見込まれ、図 2.4 (a) のように 1 TeV 以上では 2 分角を達成するなど、現行望遠鏡の 3 倍ほど良い性能を示す。これにより、超新星残骸などの Morphology 研究の向上が期待される。

• 時間分解能

現行の望遠鏡では、活動銀河核のフレアなどの時間変動する天体について、数分スケールのライトカーブしか得られていなかったが、CTA では数十秒スケールで時間変動をとらえることができる。このすぐれた時間分解能は突発現象の観測においても有利である。図 2.4 (b) のように、数時間までは微分感度が *Fermi* と比べて、4 桁も上回っている。図 2.5 は、 $z = 4.3$ で発生した GRB 080916C を CTA で観測した場合の光度曲線のシミュレーションの結果である。このように、ガンマ線バーストからの激しい時間変動をもつガンマ線放射を十分な光子統計をもって検出することが可能となる。

2.3 望遠鏡デザイン

大気シャワーからのチェレンコフ光量は、入射ガンマ線のエネルギーにほぼ比例する。ガンマ線のエネルギーが低いと、地上に降り注ぐチェレンコフ光の数が少なくなるため、集光能力の高い大口径の望遠鏡が必要となるが、ガンマ線のエネルギーが高ければ、小口径の望遠鏡で十分である。一方、到来ガンマ線のエネルギーが高いほど、到来粒子数は

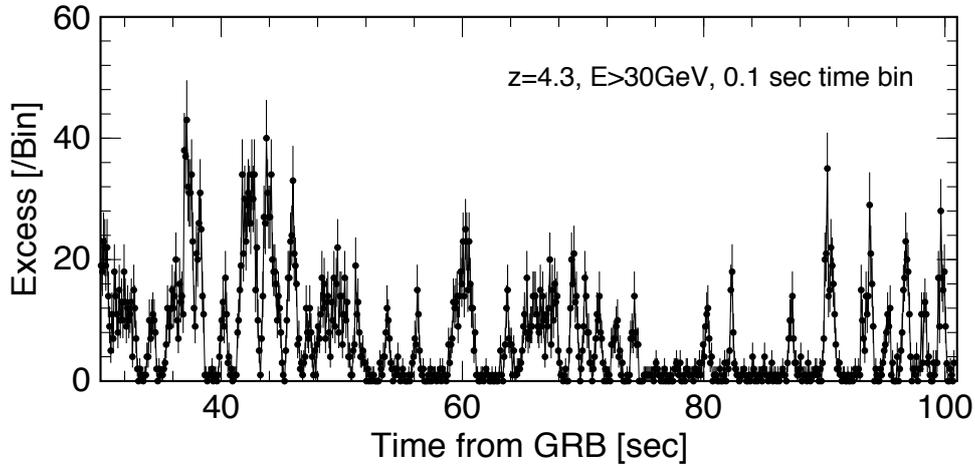


図 2.5 $z = 4.3$ で発生した GRB 080916C を CTA で観測した場合の光度曲線のシミュレーション [24]。

べき乗で減少してしまう。そのため、高エネルギーのガンマ線イベントをできるだけ検出するためには、多数の望遠鏡を用いて、広い有効面積をカバーする必要がある。その一方で、比較的、到来頻度の高い、低エネルギーガンマ線イベントに対しては、そこまで有効面積を広くする必要はない。以上の理由から、CTA 計画では、大口径望遠鏡（口径 23 m）、中口径望遠鏡（口径 12 m）、小口径望遠鏡（口径 4.3 m）という口径の異なる三種類の望遠鏡を用いて、異なるエネルギー領域に感度を持たせる。そして、エネルギー領域に応じて、望遠鏡の数を変え、検出したいエネルギー帯での観測に最適な台数の望遠鏡を配置する。

図 2.6 に CTA のアレイ配置予定図、表 2.1 に各望遠鏡のパラメータをまとめている。図 2.7 の口径 4.3 m の小口径望遠鏡（Small-Sized Telescope、SST）は、1 TeV から 300 TeV の高エネルギー側に感度を持ち、銀河面をより広く観測できる南サイトのみで 70 台設置される。これは、10 TeV 以上のガンマ線は宇宙赤外線背景放射による吸収を受けてしまうため、このエネルギー帯の観測対象は銀河系内のガンマ線源となるからである。光検出器には、ガイガーモードのアバランシェダイオードを複数用いた半導体光電子増倍素子である Silicon Photomultipliers (SiPM) を使用している。図 2.8 の口径 12 m の中口径望遠鏡（Middle-Sized Telescope、MST）は 80 GeV から 50 TeV に感度を持ち、南サイトに 15 台、北サイトに 25 台設置される。銀河面スキャンや全天スキャンを効率よく行うために、視野の広い Davies–Cotton Optics というデザインを採用し、光検出器には光電子増倍管（Photomultipliers、PMT）を使用している。そして、図 2.9 (a) の口径 23 m の大口径望遠鏡（Large-Sized Telescope、LST）は 20 GeV から 3 TeV の低エネルギー側に感度を持ち、南・北サイトに各 4 台ずつ設置される。現在、LST の初号機が北サイトに建設中である。図 2.9 (b) は、LST 初号機の現在の様子を示しており、2018 年中頃にファーストライトを迎える予定である。LST は、構造体部分、分割鏡、光検出器で構成されており、次節で LST の各構成要素について説明する。

表 2.1 CTA の望遠鏡のパラメータ

	大口径望遠鏡	中口径望遠鏡	小口径望遠鏡
エネルギー領域	20 GeV - 3 TeV	80 GeV - 50 TeV	1 TeV - 300 TeV
望遠鏡の数（北サイト）	4	25	0
望遠鏡の数（南サイト）	4	15	70
鏡の有効面積	370 m ²	88 m ²	7.5 - 8.9 m ²
視野	4.3°	~8°	8.3 - 10.5°
光検出器	PMT	PMT	SiPM

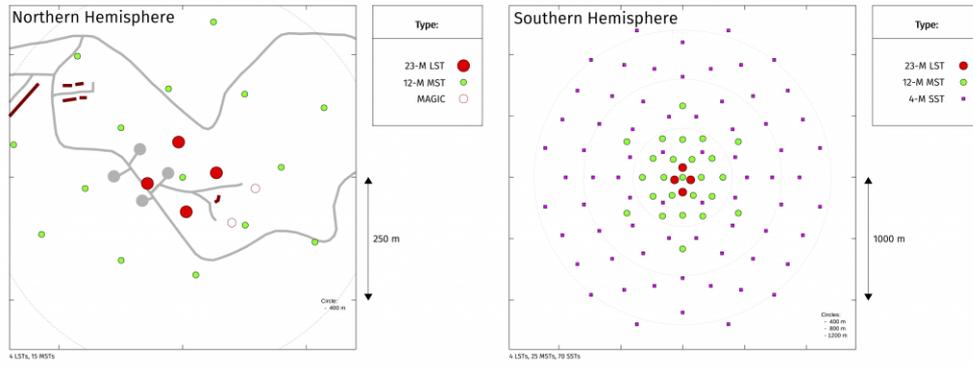


図 2.6 CTA のアレイ配置予定図 [40]。赤丸が LST、緑丸が MST、紫丸が SST を表している。北サイト（スペイン）には LST4 台、MST25 台が、南サイト（チリ）には LST4 台、MST15 台、SST70 台が配置される。



図 2.7 CTA 小口径望遠鏡のプロトタイプ望遠鏡 [40]



図 2.8 CTA 中口径望遠鏡のプロトタイプ望遠鏡 [40]

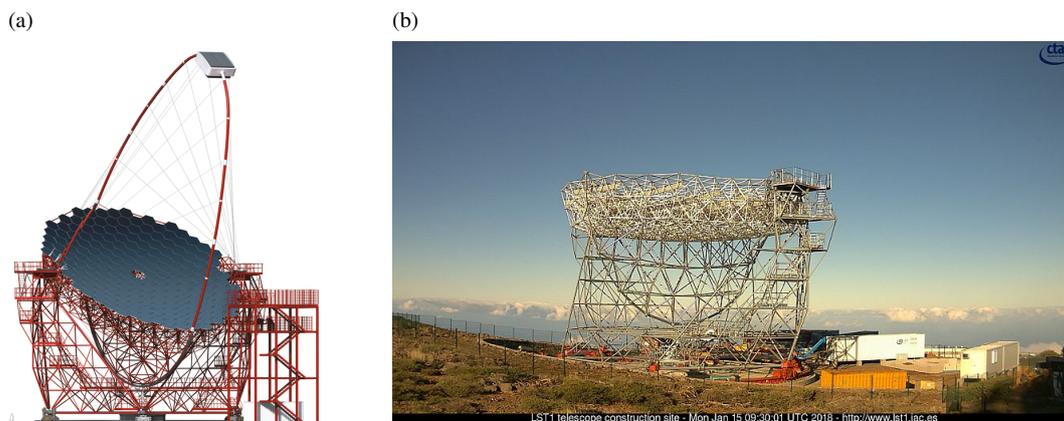


図 2.9 CTA 大口径望遠鏡。(a) 大口径望遠鏡のイメージ図 [40]。(b) 2018 年 1 月現在建設中の大口径望遠鏡初号機の様子。望遠鏡下部構造、ドライブ、分割鏡支持構造が取り付けられている。

2.4 大口径望遠鏡

2.4.1 構造体

LST は、Alt-Azimuth 望遠鏡構造のモデルを採用しており、主に、望遠鏡下部構造、ドライブ、光学マウントシステムの三つの構造体から構成されている。LST のキーターゲットの一つであるガンマ線バーストのフォローアップ観測を行うためには、衛星からのアラートを受けて、できるだけ早くアラートのあった方向へ望遠鏡を向けなければならない。そのために、LST の構造体には軽量構造かつ高い強度が要求されている。軽量化を行うために、光学マウントシステム（ミラー支持構造、カメラ支持構造）の主な部分には、カーボンファイバー強化チューブを採用している。この新素材の採用により、望遠鏡全体の質量を 100 トンと軽量化することができる。また、より信頼性の要求される望遠鏡下部構造、光学マウントシステムで応力のかかる一部は、スチールチューブを用いることで強度を確保している。

2.4.2 分割鏡

口径 23 m の LST 主鏡は、辺と辺の長さが 1.51 m の六角形の分割鏡 198 枚から構成され、有効面積は 370 m² である。分割鏡に対する要求として、LST 本体が 20 秒で 180 度回転できるように 1 枚あたり 50 kg 以下という重量制限、チェレンコフ光の波長帯である 300 nm から 550 nm で 85% 以上という高い反射率などが課されている。分割鏡の製造には、MAGIC 望遠鏡の鏡を作った実績のある方式を採用し、アルミハニカムをガラスシートで挟んだ構造となっており、一枚あたり 47 kg に抑えることを可能としている。また、反射膜には、スパッタリングによって生成した Cr + Al + SiO₂ + HfO₂ + SiO₂ の 5 層の薄膜を使用し、この反射膜の厚さを最適化することで、図 2.10 のように反射率が 370 nm で 94%、300 nm から 550 nm での平均値が 92.1% と要求値を満たしている。分割鏡それぞれの方向は、観測する天体に合わせてコントロールしているが、機械的な歪みによって、期待する方向を向いていない場合がある。そこで、ミラー支持構造と分割鏡の間に高精度のアクチュエータを配置し、この歪みを補正して、分割鏡を常に最適配置の状態に保つ能動的分割鏡制御システムを用いている。

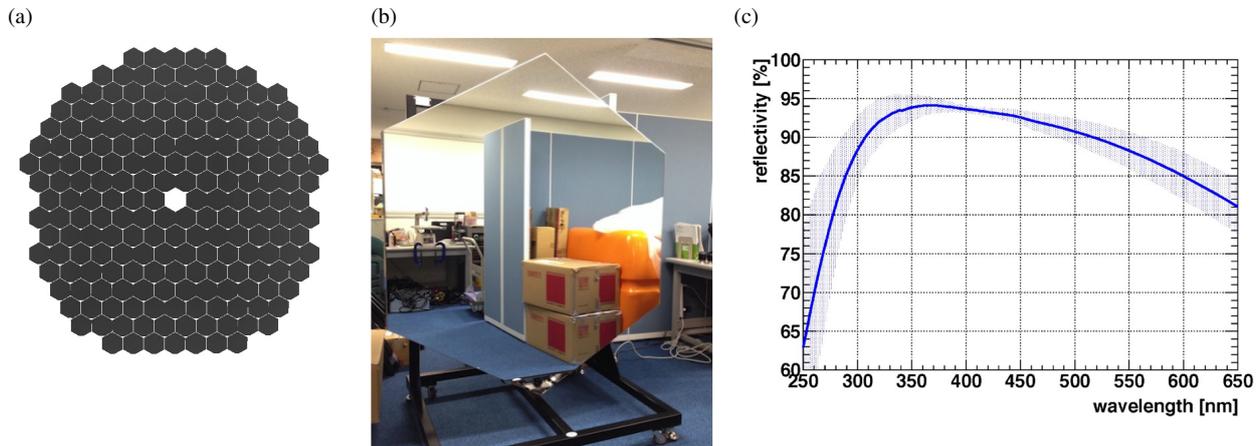


図 2.10 CTA-LST で用いる分割鏡 [42]。(a) LST で用いる 198 枚の分割鏡の配置図。中央はカメラの影になってしまうため鏡は設置されず、代わりにカメラ較正用のレーザーボックスなどが設置される。(b) LST で用いる分割鏡の写真。六角形の角の 1 か所は切り取られ、ミラー制御に用いる CMOS カメラが設置される。(c) 分割鏡 29 枚での反射率の波長依存性の平均値。誤差領域は $\pm 1\sigma$ を表している。反射率が最大となるのは波長 370 nm のときであり、反射率 94% を達成する。

2.4.3 光検出器

反射鏡で集光されたチェレンコフ光は、望遠鏡の焦点面に設置した光検出器によって撮像される。LST では光検出器として PMT を用いており、図 2.11 のように PMT を 7 本セットにした光検出器モジュールを 265 台用いて、1855 ピクセルの焦点面カメラを構成している。この PMT には、ピーク量子効率 35% 以上、パルス波形の FWHM が 3 ns 以下などの要求が課せられている。LST で用いる PMT は、ピクセルサイズ 0.1 度、光電面直径が 1.5 インチであり、有感波長領域は 300 nm から 650 nm で、図 2.12 に示すように、ピーク量子効率は平均で 41% に達する。また、パルス幅についても、図 2.13 で示すように、運用時に用いるゲイン 4 万のときにパルス幅の FWHM が 3 ns 以下となっていることがわかる。さらに、低エネルギー閾値の達成のために、アフターパルスという偽パルスを取り除くことが必要となる。アフターパルスとは、PMT 管内の残留ガス分子が光電子との衝突によってイオン化し、フォトカソードにフィードバックして生成された二次電子による偽パルスである。この偽パルスは、真の信号から数百 ns から数 μ s だけ遅れて検出される。アフターパルスには波高が高いものも存在するため、4 光電子以上のアフターパルスの発生確率 0.02% 以下という要求が課されている。図 2.14 は、閾値に対するアフターパルス発生確率を示しており、この要求値を満たしていることがわかる。PMT には、Cockcroft-Walton (CW) 型の高圧回路を用いて、高電圧を印加する。CW 回路は 5V 電源で動作可能で、この回路上の DAC にスローコントロールボードから 0 V から 1.5 V の範囲で電圧値を設定すると、その千倍の高電圧値を PMT に印加することができる。PMT に印加された高電圧は 8 段のダイノードによって分圧されるが、その初段にはツェナーダイオードを用いており、印加電圧にかかわらず 350 V が初段にかかる。PMT で電気信号に変換されたチェレンコフ光信号は、プリアンプで増幅されたあとに、スローコントロールボードを経て、読み出し回路でその波形をサンプリングする。サンプリングされた波形は、バックプレーンボードを經由して、データストレージへと送信される。これらの回路については、次章で詳しく述べる。

焦点面に並べられた PMT と PMT の間には隙間ができてしまい、物理的に不感領域が生じてしまう。低エネルギー側のガンマ線の検出を目指す LST では、光量の少ないチェレンコフ光を最大限に集光することが必要であるため、図 2.15 のように PMT の前面にライトガイドを配置することで、不感領域を削減している。現在の IACT で用いられているライトガイドの形状は六角形の入射口を持ち、この各辺に Winston Cone という形状を用いることで、反射鏡から

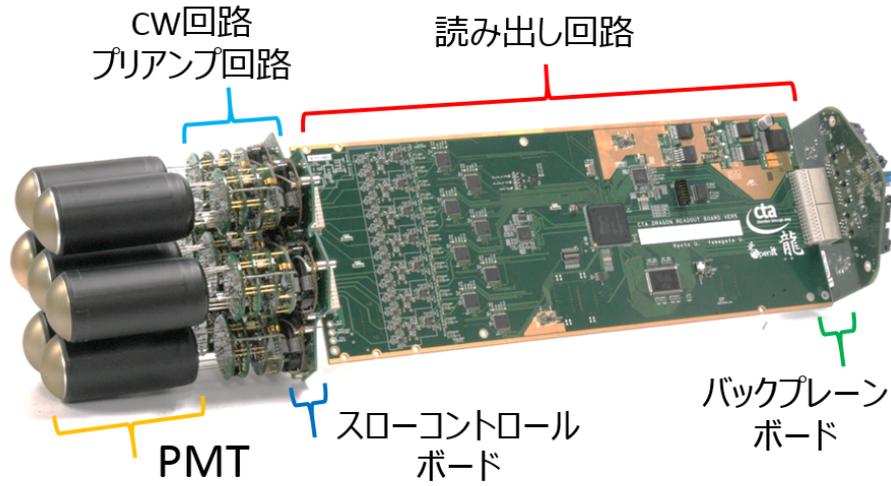


図 2.11 光検出器モジュールの写真。

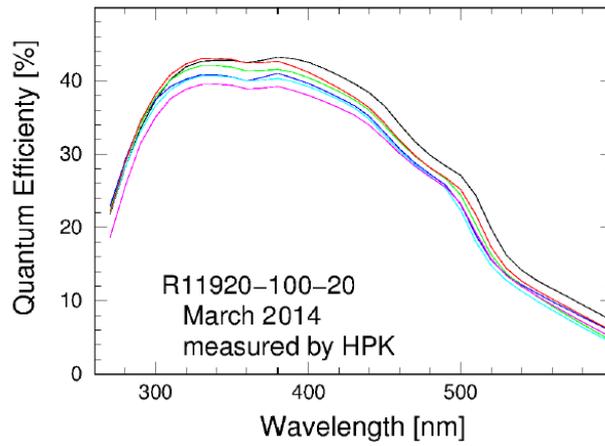


図 2.12 CTA-LST で用いる光電子増倍管の量子効率波長依存性。

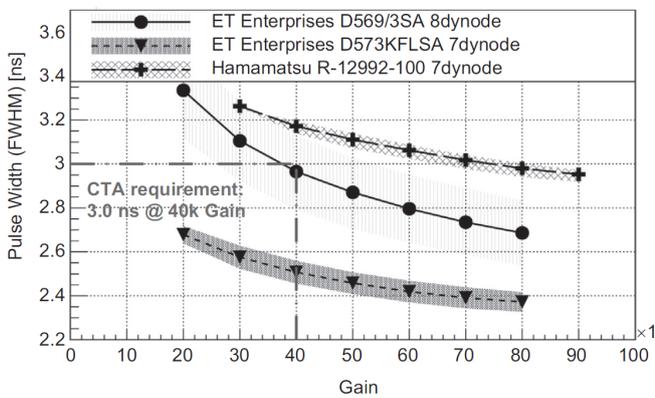


図 2.13 パルス幅の PMT ゲイン依存性 [43]。

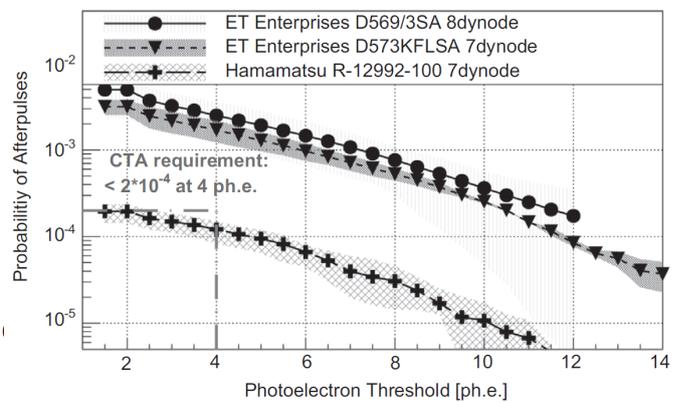


図 2.14 閾値に対するアフターパルス発生率 [43]。

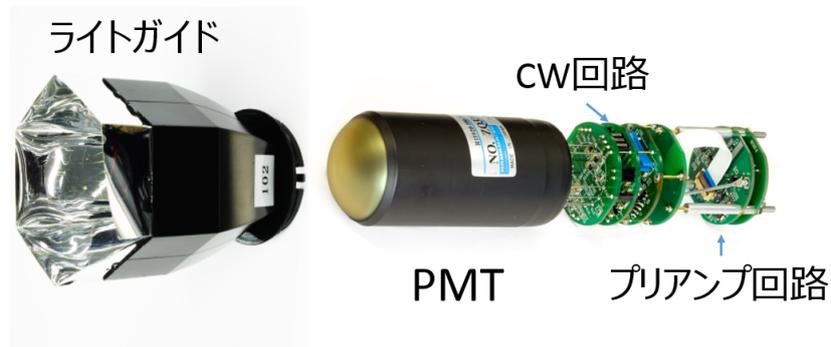


図 2.15 ライトガイドと PMT の写真。

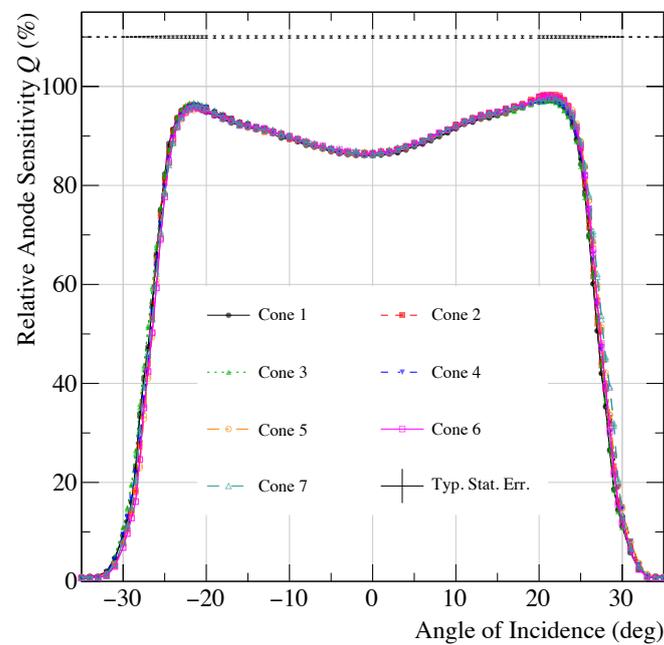


図 2.16 ライトガイドを付けていない時を基準にした、ライトガイド装着時の相対的な PMT 検出感度の入射角依存性 [44]。

焦点面カメラへ入射するチェレンコフ光を効率的に集光できるうえに、視野外から大きな角度でカメラに入射する夜光などのバックグラウンド信号が混入するのを防ぐことができる。しかし、この形状は二次元平面内で理想的な形状であるが、三次元においても理想的であるかは自明ではない。そこで、3次元においてより大きな収集効率が得られる形状として、ベジエ曲線が提案されている。この形状を用いて試作されたライトガイドについて、ライトガイド非装着時に対する装着時の相対的な PMT アノード感度の入射角度依存性を図 2.16 に示す。このように、 23° を境にアノード感度が急激に下がっており、これより大きな入射角で光が入射するのを防ぐことができている。この試作機では、高反射フィルムである Enhanced Specular Reflector をコーンの内側にコーティングした設計となっていた。現在は、コーンの内側にアルミを蒸着させる試作機を新たに作成している。

第 3 章

CTA 大口径望遠鏡 (LST) 読み出し回路

3.1 GHz 波形サンプリング

3.1.1 目標性能

空気シャワー由来のチェレンコフ光のパルス幅は数 ns と極めて短いため、高周波数帯域の読み出し回路を用いて高速でデータをサンプリングすることが必要となる。また、取得したデータには図 3.1 のように数百 MHz で星などが由来の夜光がランダムに混入してしまうため、この夜光バックグラウンドを効果的に取り除くためには、チャージ積分型 ADC で固定の時間幅で積分した電荷のみを測定するのでは不十分であり、GHz ほどの速度で波形情報をそのまま記録し、短い時間幅で電荷積分を行う必要がある。このため、LST の読み出し回路には、300 MHz 以上の周波数帯域と GHz での高速波形サンプリングが要求されている。

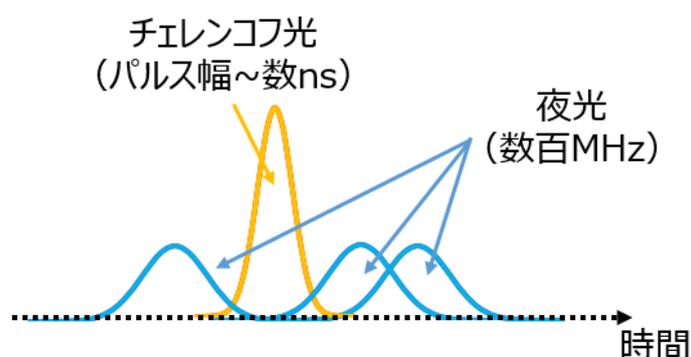


図 3.1 数 ns 幅のチェレンコフ光信号に対して、数百 MHz で降り注ぐ夜光信号のイメージ図。

また、LST 1 台あたり 1855 本もの PMT を用いて観測を行うため、LST 全体での消費電力、発熱量が膨大になってしまう。そこで、コストの削減やカメラの安定動作のために、消費電力については 3 W/ch 以下という要求値が課せられている。また、波形情報を読み出すためのトリガー信号は、望遠鏡アレイ間でコインシデンスをとることで生成されるので、チェレンコフ光信号が到達してから数 μs 後に読み出し回路に入力される。そのため、その間の波形情報を記録しておく必要があるため、約 2.5 μs 以上のメモリ深さが要求される。さらに、LST は 20 GeV から 3 TeV というエネルギー帯で観測を行うので、これに相当するだけのダイナミックレンジを持っている必要がある。低エネルギー閾値を可能とするためには、電気回路で生じる電氣的なノイズと 1 光電子レベルの信号を見分けられるように、ノイズレベル 0.2 光電子以下が求められており、ダイナミックレンジは 0.2 光電子から 1000 光電子以上が要求されている。

3.1.2 アナログメモリサンプリング方式

高速波形サンプリングを実現する方法として、フラッシュ ADC 方式とアナログメモリサンプリング方式の 2 つが挙げられる。フラッシュ ADC 方式では、並列に配置したコンパレータを同時に動作させて、入力アナログ信号を A/D 変換する方法である。そして、フラッシュ ADC で変換されたデジタル信号を、別に用意したリングバッファに保存していくことで、リングバッファのバッファ長に応じたメモリ深さを実現することができる。一方で、 N ビットの分解能では $2^N - 1$ 個のコンパレータが必要となるため、回路規模や消費電力が大きくなってしまおうというデメリットがある。そのため、一般的なフラッシュ ADC の分解能が 10 ビット以下である上に、1 チャンネルあたりの消費電力も数 W と大きく、高価である。このようなデメリットを踏まえて、LST の読み出し回路では、フラッシュ ADC 方式ではなく、アナログメモリサンプリング方式をとっている。

アナログメモリサンプリング方式では、図 3.2 のように複数のキャパシタを並列に並べ、それらの入出力部分をスイッチとなるトランジスタで接続したスイッチドキャパシタアレイを用いる。そして、この入力部分のスイッチを高速で切り替えて、各キャパシタに入力信号の電圧情報を保存することで、波形情報を記録できる。このキャパシタの数とサンプリング時間間隔の積がメモリ深さに相当するので、数千個のキャパシタを用いれば、GHz サンプリングで数 μ s のメモリ深さを確保することができる。そして、トリガーがかかると、出力部分のスイッチを切り替えて、キャパシタに蓄えられていた電荷を放電し、市販の 12 ビット ADC で A/D 変換することで波形情報を得ることができる。この出力部分のスイッチは、入力部分のスイッチとは独立であるため、数十 MHz ほどの低速で動作させることができる。したがって、アナログメモリサンプリング方式では、高速波形サンプリングと、低速読み出しによる低消費電力を達成することができる。LST 用の読み出し回路では、スイスのポール・シェラー研究所がミュオン電子・光子崩壊を探索する MEG 実験 [45] のために開発したアナログメモリの Domino Ring Sampler version 4 (DRS4) [46] という ASIC を採用している。

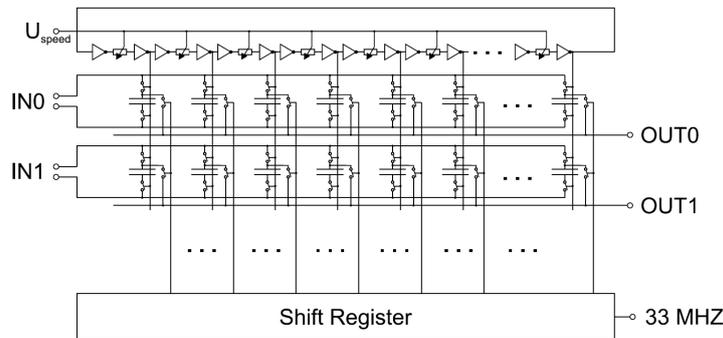


図 3.2 単純化したアナログメモリの回路図。一番上にあるインバータチェーンがキャパシタの入力部のスイッチの役割を担っており、Shift Register を用いることで出力のスイッチの切り替えを行うことができる。

3.2 回路構成

信号読み出し回路のブロック図を図 3.3 に示す。この信号読み出し回路は京都大学にて開発が続けられてきた [47]。チェレンコフ光信号は、PMT で電気信号に変換されたあと、まずプリアンプ (PreAmplifier for the CTA cameras ; PACTA) で増幅される。この際に、高ゲイン系統と低ゲイン系統の 2 系統に分けられ、差動信号として出力される。そして、7 本の PMT から的高ゲイン系統、低ゲイン系統の合わせて 14 チャンネルの差動信号が 1 枚の読み出し回路

に入力される。これらの信号は、メインアンプで系統ごとに増幅されるとともに、高ゲイン系統のチャンネルからはトリガー生成用の信号もつくられる。増幅された信号はアナログメモリの DRS4 に入力され、GHz で波形サンプリングされる。トリガーがかかると、サンプリングしたデータを ADC で A/D 変換し、Field Programmable Gate Arrays (FPGA) のバッファを経由して、ギガビットイーサネット通信により、外部のストレージに転送される。このデータ通信には KEK で開発された SiTCP[48] というネットワークプロセッサが採用されており、このプロセッサを FPGA に組み込むことで読み出し回路との TCP/IP/Ethernet 通信を可能とする。TCP/IP などのネットワーク通信には CPU を用いてソフトウェアで処理するのが一般的であるが、これをハードウェアで並列に処理することで、小型の装置においても約 950 Mbps という高速データ通信を可能とする。また、SiTCP には UDP を用いたスローコントロール機能も備えており、DRS4 の入力部のオフセット電圧を与える DAC の設定や、PMT に印加する高圧の制御などを行うことができる。

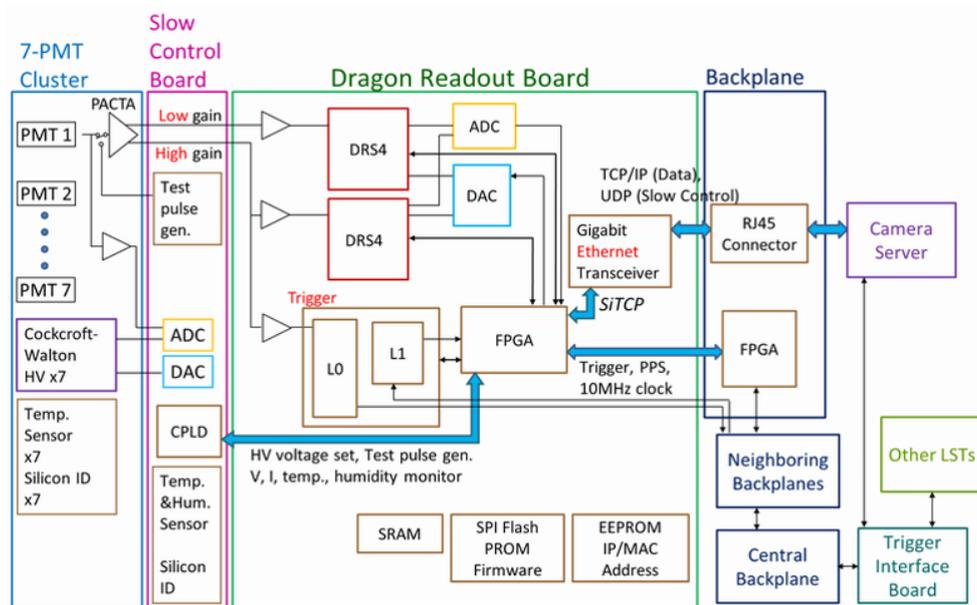


図 3.3 信号読み出し回路のブロック図。緑枠で囲まれた部分が信号読み出し回路基板内でのブロック図であり、7本の PMT (青枠) からの信号がスローコントロールボード (紫枠) を経由して、読み出し回路基板に入力される。

3.2.1 プリアンプ・メインアンプ

PMT アノードから出力される信号は、まずプリアンプである PACTA で増幅され、差動信号として出力される。この PACTA チップは、CTA の光検出器用に開発された ASIC であり、500 MHz もの高帯域を実現するトランスインピーダンスゲインアンプが使用されている*1[49]。PACTA では、トランスインピーダンスゲイン*2が 1200Ω の高ゲイン系統と、 80Ω の低ゲイン系統の 2 系統のゲインが用意されており、それぞれの出力差動信号が読み出し回路に入力される。読み出し回路に入力された差動信号は各系統別に Analog Devices 社の電流帰還形オペアンプ ADA4927 をメインアンプに用いて、さらに増幅する。高ゲイン系統側では、帯域が制限されるのを防ぐために、オペアンプ 1 段で急激に増幅させるのではなく、オペアンプを 2 段にして増幅させている。2 段目のアンプで、高ゲイン系統の信号をさらに 2 系統に分け、片方をトリガー信号生成用回路に接続し、もう片方は 2 つのアンプを用いることで 4 つの同じ差

*1 電流信号を電圧に変換して出力するオペアンプ

*2 入力電流を出力電圧で割った値。インピーダンスの次元を持つ。

動信号を複製し、DRS4 の 4 チャンネルに入力する。一方、低ゲイン系統では 1 段のアンプのみで信号を増幅して、4 つの出力を DRS4 へ入力している。図 3.5 に、高ゲイン系統、低ゲイン系統での帯域測定の結果を示しており、高ゲイン系統で 340–360 MHz、低ゲイン系統で 200 MHz まで帯域がある。高い光量のチェレンコフ光を測定する低ゲイン系統では、チェレンコフ光の時間幅が大きいため、200 MHz の帯域で問題ない。このように 2 系統のゲインを用いることで、図 3.6 のように 2000 光電子までダイナミックレンジを確保することができる [50]。

読み出し回路の性能確認の一つとして、読み出し回路にスローコントロールボードからテストパルスを入力し、その波形を調べた。図 3.7 は、差動プローブを用いて読み出し回路のメインアンプ前後でのテストパルス波形をオシロスコープで取得したものである。これより、メインアンプ入力前のパルス幅は 2.46 ns、DRS4 入力直前でのパルス幅が 2.92 ns であり、アンプの前後でパルス幅が約 0.5 ns 太くなっていることがわかる。



図 3.4 プリアンプ回路基板 (PACTA) の写真。

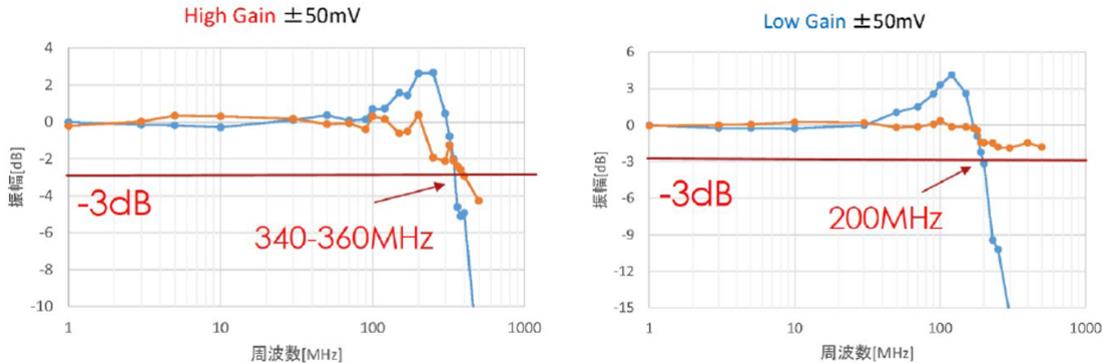


図 3.5 LST 初号機用読み出し回路の帯域測定結果 [51]。左図が高ゲイン系統、右図が低ゲイン系統での値であり、青線は DRS4 で取得した波形データ、橙線は DRS4 入力直前をプローブを用いて取得した波形データに対する帯域の結果をまとめている。

3.2.2 アナログメモリ DRS4

DRS4 は、700 MHz から 5 GHz という高速サンプリングを可能とするスイッチドキャパシタアレイであり、最大振幅 $1V_{p-p}$ で 9 つの差動入力チャンネルをもち、950 MHz の周波数帯域をもつ。このチップのブロック図を図 3.8 に示す。各チャンネルには 1024 個のキャパシタが並列に接続されており、9 つあるチャンネルのうち、8 チャンネルは信号波形サンプリング用、もう 1 チャンネルは各キャパシタのサンプリング時間間隔較正用として用いられる。Domino

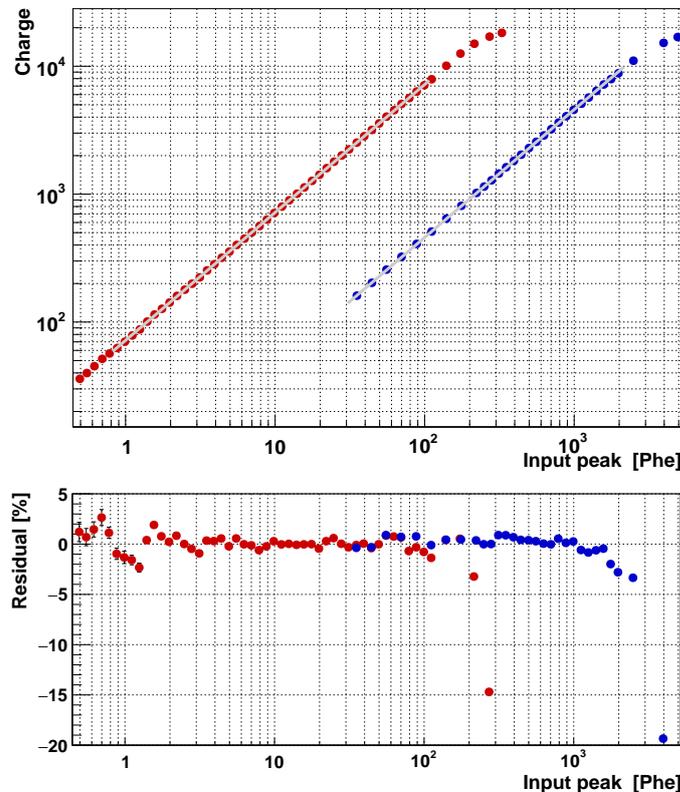


図 3.6 (上図) LST 初号機用読み出し回路の入力信号に対する電荷量の関係 [50]。赤丸が高ゲイン系統、青丸が低ゲイン系統での関係を表しており、一次関数でフィットしている。(下図) 上図のプロットとフィット関数との残差。1 光電子から 2000 光電子まで $\pm 5\%$ の範囲でリニアリティを保っている。

wave circuit というインバータチェーンで構成される回路上をパルス信号が伝播していくことで、各キャパシタの入力部スイッチが切り替わり、波形サンプリングを行うことができる。このパルス信号のスピードがサンプリングスピードを表しており、リファレンスとして周波数 f_{refclock} のクロックをチップ外部から入力すると、 $2048 \times f_{\text{refclock}} H_z$ でサンプリングが行われる。このサンプリングスピードは、phase locked loop (PLL) 回路で一定となるように調整されている。このようにして、1024 番目のキャパシタまで順に信号波形の電圧情報を保存したあとは、キャパシタがリング状に連結しているため、最初のキャパシタまで戻り、それまで保存していた電圧情報を放電したうえで、新たに電圧情報を保存することになる。したがって、サンプリング時間間隔とチャンネルあたりのキャパシタの数の積が、メモリ深さを表すことになる。例えば、1 GHz サンプリングのときには、チャンネルあたり約 $1 \mu\text{s}$ がメモリ深さとなる。LST の読み出し回路では、メモリ深さを増やすために、入力する差動信号を DRS4 の 4 チャンネル分用意している。こうすることで、1024 番目のキャパシタまで電圧情報を保存したあとに、次のチャンネルのキャパシタを用いて電圧情報を保存し、4 チャンネル分のメモリ深さを実現することができる。この手法のことをチャンネルカスケードという。

そして、トリガーがかかると、33 MHz の低速のクロックを用いて、保存していた電圧情報の読み出しを行う。読み出すキャパシタの数は事前に設定することができ、これを Region of Interest (ROI) と呼ぶ。そして、DRS4 から出力される信号は、出力部のスイッチ切り替えの際に生じうる高周波のノイズを除去するために、ローパスフィルターを通してから、ADC に入力する。

DRS4 チップにはキャパシタ固有の特性があり、読み出したデータを取り扱う上で注意する必要がある。一つ目はペダスタル特性である。図 3.9 (a) は、1024 個のキャパシタを用いて、5 GHz サンプリングでペダスタルデータを測定

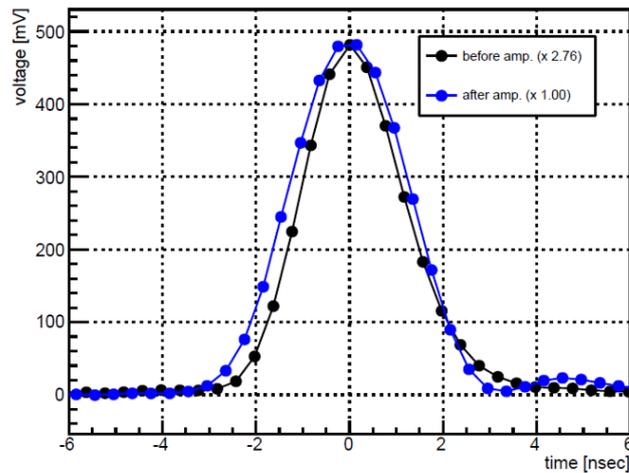


図 3.7 読み出し回路のメインアンプ前後でのテストパルス信号波形。差動プローブで信号ラインをさわり、オシロスコープでデータを得た。黒線の波形は、読み出し回路に入力された直後の信号であり、メインアンプに入力される前の信号である。青線の波形は、メインアンプで増幅されて、DRS4 に入力される直線の信号である。波形の FWHM は、前者が 2.46 ns、後者が 2.92 ns となった。

したときの出力電荷量を表している。これより、511 番目のキャパシタを境にして、ペDESTAL 値に特性があることがわかる。二つ目は、サンプリング時間の揺らぎである。サンプリング時間は、パルス信号による各キャパシタのスイッチの ON/OFF 切り替え時間に対応しており、半導体の個性により、各キャパシタごとに固有の時間間隔の揺らぎをもっている。図 3.9 (b) は、5 GHz サンプリング時のあるキャパシタまでのサンプリング時間の和の実測値と計算から求められる和の残差を表しており、たしかにサンプリング時間の揺らぎが存在していることがわかる。この揺らぎを較正しないと、図 3.10 のように実際の波形と取得した波形が大きく異なってしまい、正しく電荷量を求めることができなくなってしまう。このサンプリング時間のキャパシタごとのゆらぎは固有の値であるため、事前に較正を行うことで、補正することができる。この他にも dt 特性やスパイク特性などが存在するが、これらについては、4.1.1 節、4.1.2 節で述べる。

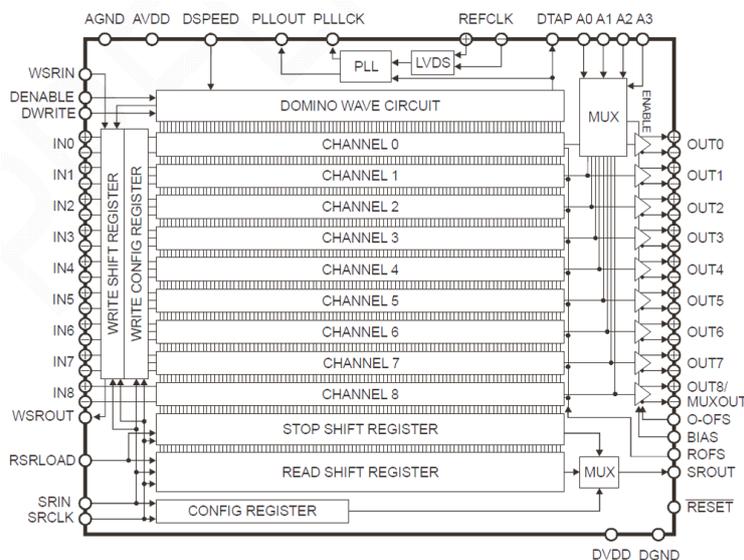


図 3.8 アナログメモリ DRS4 のブロック図。

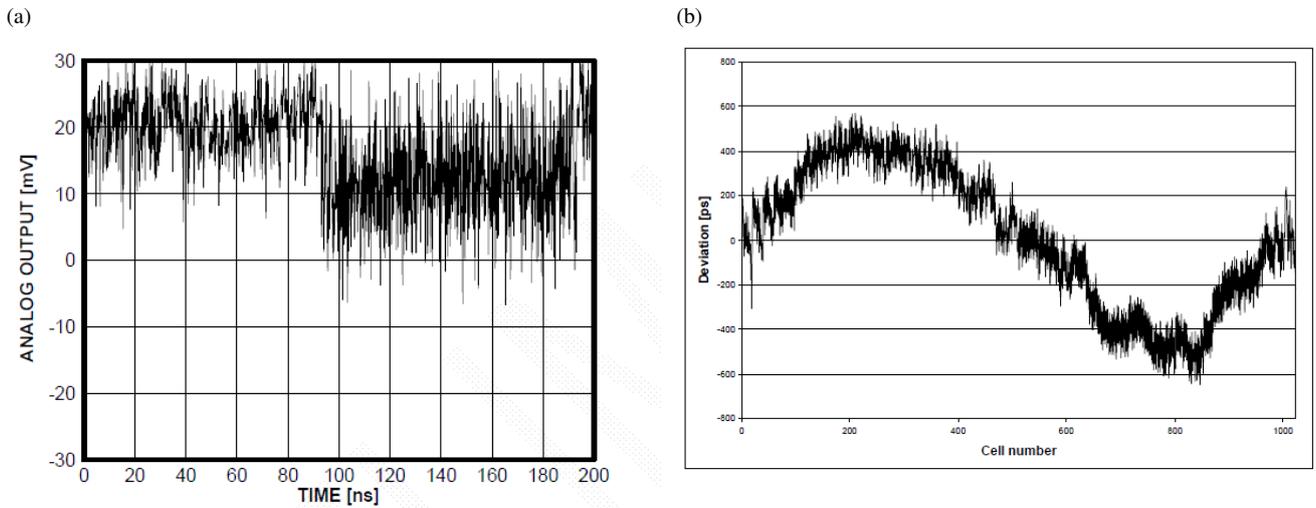


図 3.9 DRS4 チップの特性。(a) 5 GHz サンプリグ時の各キャパシタ固有のペDESTAL値を表している。(b) 5 GHz サンプリグ時のあるキャパシタまでのサンプリグ時間間隔の和の実測値と、計算で得られる時間間隔の和との残差。

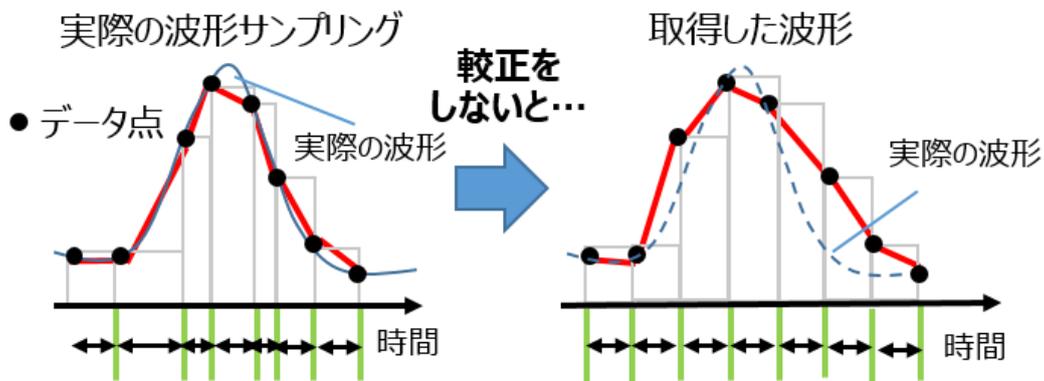


図 3.10 キャパシタ毎のサンプリグ時間の補正を行わなかった場合の実際の波形と取得した波形のイメージ図。サンプリグ時間が全キャパシタで等間隔としたまま波形を再構成すると、実際の波形とは大きく異なったものになってしまう。

3.2.3 ADC

DRS4 から出力されたアナログ信号は、ADC に入力されてデジタル信号に変換される。LST の読み出し回路では、8 チャンネルの入力を持つ Analog Devices 社の AD9222 を用いることで、8 個の DRS4 の出力信号を 1 個のチップで扱うことができる。ADC に入力された信号は、33MHz という低速で 12bit のデジタル値に変換され、8 チャンネルの信号を FPGA に並列に入力する。

3.3 周辺回路

3.3.1 スローコントロールボード

プリアンプ回路基板を介して7本のPMTが接続されるスローコントロールボードは、PMTと読み出し回路基板をつなぐ役割を担い、PMTに印可する高圧の設定やPMTのアノードカレントや基板上の温湿度のモニター、テストパルスの生成などの機能も持つ。読み出し回路のFPGAがこの基板に配置されたCPLDとシリアル通信をすることで、これらの機能を制御することができる。PMTへの印可電圧は12bitのDACによってコントロールされ、0Vから1.5Vまでを約0.37mV刻みで設定することができ、DACで設定した値の1000倍の電圧が、Cockcroft-Walton回路によって生成され、PMTに印可される。

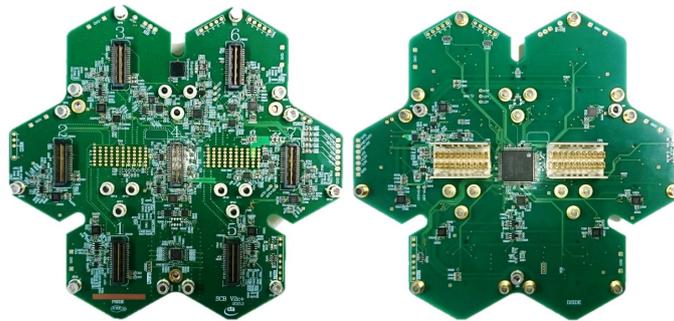


図 3.11 スローコントロールボードの写真。左は、基板の表面であり、PMT7本と接続される。右は、基板裏面であり、読み出し回路基板と接続される。

3.3.2 トリガー回路

シャワーイメージを取得する方法の一つとして、ピクセル毎に閾値を設け、チェレンコフ光信号が到達した際に閾値判定によりトリガーを生成し、データを取得する方法が考えられる。しかし、低エネルギー事象を取得するために閾値を下げると、夜光などのバックグラウンドイベントやアフターパルスなどの偽信号によって、誤ってトリガーを生成してしまう可能性がある。空気シャワーから注がれるチェレンコフ光の特性として、同じシャワーから降り注ぐチェレンコフ信号は、空間的に固まった複数のピクセルに集中して数 ns という短時間に検出される。一方で、それぞれの夜光信号は空間的にも時間的にも相関がない。その性質を利用して、LSTではアナログサムと呼ばれるトリガー方式を採用する。これは、隣り合う複数のピクセルのアナログ波形を足し合わせ、それに対し閾値を設けてトリガーを生成する方式である。そうすることで、低エネルギー事象でもそれぞれの信号を足し合わせた大きな信号に対して閾値判定を行うことができるので、時間的、空間的にランダムな夜光信号と切り分けることができる。

まず、各光検出器モジュールの7チャンネルの情報をもとにLevel 0 (L0) 信号が生成される。生成したL0信号は隣り合うモジュールにバックプレーンを介して分配され、これらの情報をもとにLevel 1 (L1) 信号が生成される。このL1トリガー信号はバックプレーンを介して、カメラ中心のバックプレーンに送られたあと、トリガーインターフェースボードへと送信される。このL0信号、L1信号のそれぞれを生成する2枚のASICが独立に含まれた子亀回路基板を読み出し回路の裏面にコネクタを介して配置する。

図 3.14 は、L0 信号を生成する ASIC のブロックダイアグラムを示している。L0 信号は、7チャンネルのトリガー生成用信号を Sum 方式と Majority 方式という二通りの方式で、アナログ波形のまま足し合わせて生成される。この

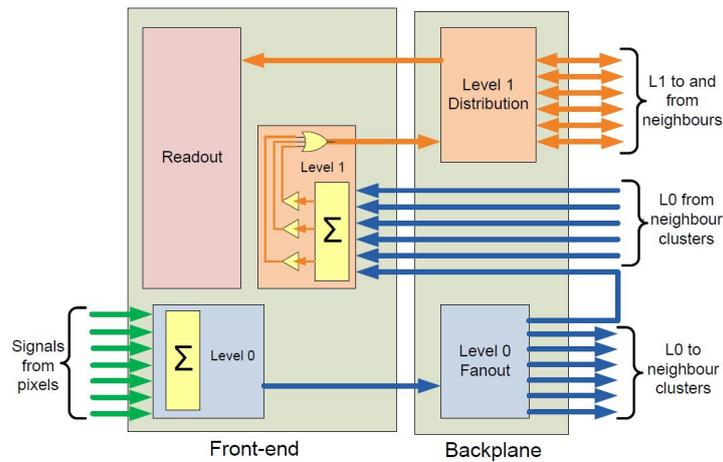


図 3.12 トリガー回路のブロック図 [52]。

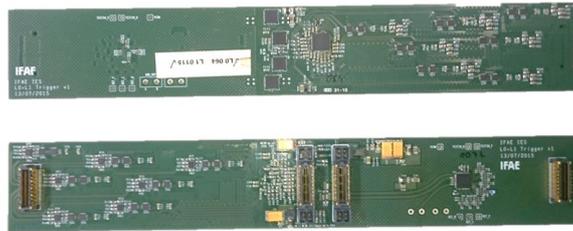


図 3.13 トリガーマザニンの写真。この子亀基板は、読み出し回路基板の裏面に装着される。

二通りの方式は、読み出し回路の FPGA からシリアル通信でこの ASIC のレジスタの値を書き換えることで同一の ASIC で対応できる。どちらの方式においても、まず、トリガー生成用の各チャンネルに入力された信号波形はアッテネータで減衰され、PMT 間の信号レベルを調整する。また、最終的にアナログ波形を足し合わせることになるので、各チャンネルのトリガー生成用信号が同じタイミングで ASIC に到達しておく必要がある。しかし、実際には、PMT に印加した高圧の違いやチャンネルごとの配線長の違いにより、到達時間に差が生じてしまう。そこで、この小亀基板上に遅延回路が備わっており、各チャンネルごとに 0.25 ns 刻みで到達時間を調整することで、解決できる。Majority 方式は、トリガーラインの 7 チャンネルの信号をそれぞれコンパレータに入力し、そのデジタル出力をアナログ的に足し合わせて、L0 信号として出力する。また、各チャンネルごとに閾値を越えると LVDS のデジタル信号も生成され、この信号を読み出し回路の FPGA に送信し、単位時間あたりの信号の数をレジスタに保存することで、チャンネルごとの L0 信号の生成レートを知ることができる 4.3.2。一方、Sum 方式では、減衰された信号波形をチャンネルごとにクリッピングした後に波形を足し合わせて、L0 信号を生成する。クリッピングとは、ある閾値以上の波高値をもつ信号の場合、その電圧値以上を出力させず、サチュレーションさせる処理を指す。これは 1 つのピクセルのみで大きい波形を生み出すアフターパルスなどの信号でトリガーされないようにするためである。この方式は、MAGIC 望遠鏡で使用実績があり、エネルギー閾値をそれまでの 55 GeV から 25 GeV まで下げることに貢献している [53]。

図 3.15 は、L1 トリガー信号を生成する ASIC のブロックダイアグラムを示している。あるモジュールで生成された L0 信号とともに、そのモジュールと隣接するモジュールで生成された L0 信号を L1-ASIC に入力する。入力された

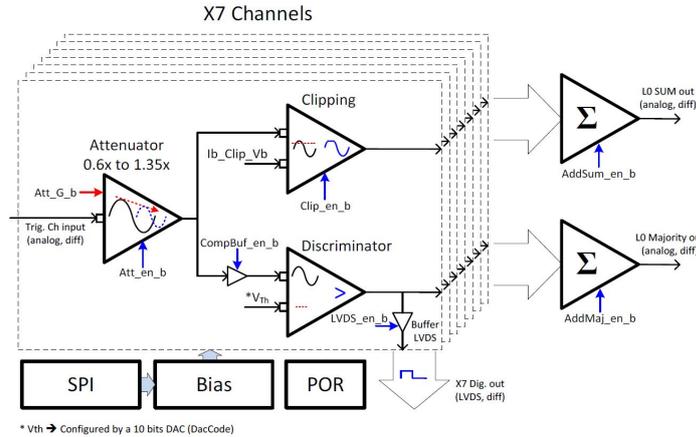


図 3.14 L0 トリガー回路のブロック図 [52]

L0 信号は決まったパターンに従って足し合わせた後にコンパレータに入力し、足し合わされた信号の波高値が閾値を越えていた場合に L1 トリガー信号が生成される。足し合わされるパターンやコンパレータの閾値は、L0-ASIC と同様に、読み出し回路の FPGA からシリアル通信で L1-ASIC 内のレジスタの値を変更することで設定することができる。

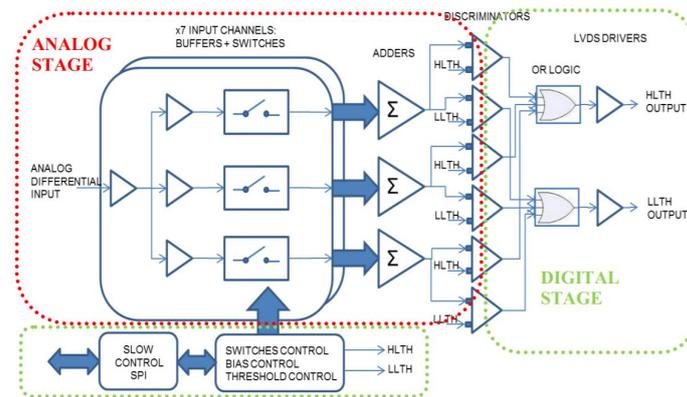


図 3.15 L1 トリガー回路のブロック図 [54]。

3.3.3 バックプレーンボードおよびトリガーインターフェースボード

バックプレーンボードとトリガーインターフェースボード (Trigger Interface Board、TIB) のどちらも、トリガー信号、クロック信号、Busy 信号の伝播・分配を担っており、バックプレーンボードについては、読み出し回路への 24V 電源の供給やカメラサーバーとのイーサネット通信という役割ももつ。図 3.17 に L1 トリガー信号 (シャワー検出による望遠鏡毎のトリガー) とイベントトリガー信号 (モジュール毎の読み出し開始の信号) のバックプレーン上での伝播の様子を示している。あるモジュールで L1 トリガー信号が生成されると、そのモジュールのバックプレーンからカメラ中心のバックプレーンへ L1 トリガー信号を伝播し、その LST に配置されている TIB へ送信する。TIB に L1 トリガー信号が入力されると、他の LST に配置されている TIB にこの信号が分配される。そして、ある時間以内に別の TIB からの L1 トリガー信号を受け取り、コインシデンスを取ることで、イベントトリガーを生成する。このイベントトリガーをカメラ中心のバックプレーンに送信して、そこから全モジュールへイベントトリガーが分配され、データ取得を開始する。トリガー信号の他にもクロック信号や Busy 信号の伝播も行っており、Busy 信号がカメラから TIB へ

送信されているときには、イベントトリガーをカメラに対して送信しないように設定されている。これらの信号は TIB からカメラ中心のモジュールに到達してから、カメラの端のモジュールに到達するまでに時間差が生じてしまう。そこで、バックプレーンボードには時間補正を行う機能がついており、校正データをもとに全クラスタにイベントトリガーが行き届くまで待ち、全クラスターで同時にイベントトリガーを読み出し回路に送信することが可能になっている。

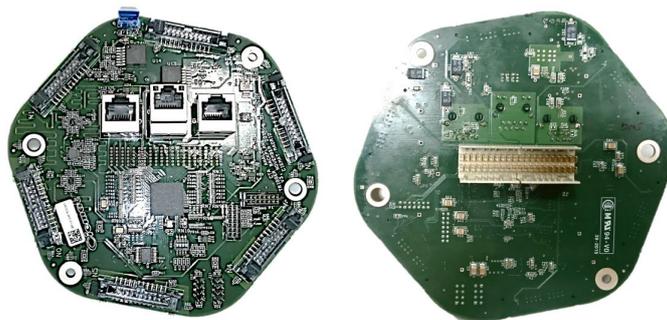


図 3.16 バックプレーンボードの写真。

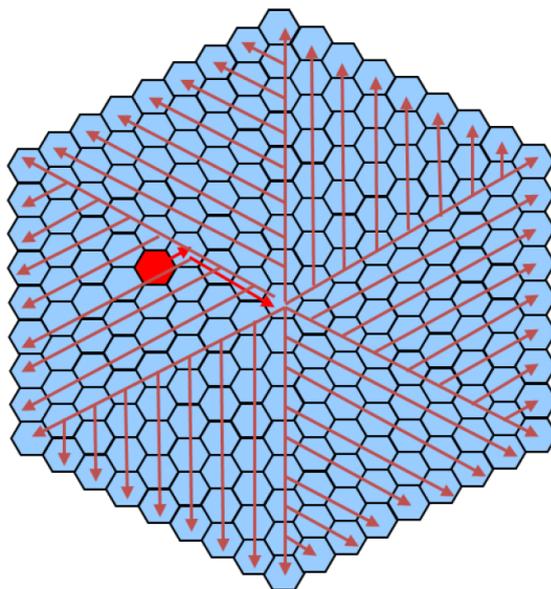


図 3.17 バックプレーン上でのトリガー信号の伝播の様子。赤く塗られたバックプレーンをもつモジュールで L1 トリガーが生成され、まず中心のバックプレーンへ送られる。その後、TIB から中心のバックプレーンに送られてきたイベントトリガー信号を全モジュールへと分配する。

第 4 章

LST 初号機用信号読み出し回路の性能評価

CTA-LST の運用開始に向けて、カメラ読み出しデータの解析手法の確立や LST に搭載する読み出し回路の性能評価が必要となる。まず、データ解析の際に注意すべき DRS4 チップの特性について調べた (4.1 節)。次に、読み出し回路の不感時間の測定を行い、サンプリングスピードや読み出しセル数 (ROI) などの信号読み出しに関するパラメータに対する依存性を調べた (4.2 節)。次に、光電子増倍管 (PMT) と接続し、焦点面検出器システムとして組み込んだ状態で読み出し回路が要求性能を満たしているかを確認するため、光検出器モジュール 19 台 (PMT 133 本分) で構成されるミニカメラでの統合試験を行い、合計 236 台 (PMT 1652 本分) に対して全数性能評価を行った (4.3 節)。

4.1 DRS4 チップの特性評価

前節で述べたように、信号波形をサンプリングする DRS4 チップには様々な特性があり、この特性を踏まえた上でカメラ読み出しデータを取り扱う必要がある。DRS4 のアナログ出力を A/D 変換する ADC の 1ADC count は 0.24mV であり、PACTA プリアンプと読み出し回路内のオペアンプで増幅された 1 光電子信号の波高値は 30 ADC counts=7.2 mV である (4.3.4 節)。このような微弱な信号を取り扱う上で、注意すべきである、DRS4 の dt 特性 (4.1.1 項) とスパイク特性 (4.1.2 項) について調べた。この節では、その結果をまとめる。

4.1.1 dt 特性

DRS4 にはチャンネル*1あたり 4096 個のキャパシタが配置されているが、そのうち読み出したいキャパシタの数 (ROI) だけ電荷を読み出している。そのため、イベントごとに電荷が読み出されるキャパシタと、読み出されないキャパシタが存在することになる。ここで、図 4.1 のように cell ID=N のキャパシタに注目したときに、m イベント目にそのキャパシタにたまった電荷を読み出したあと、次にそのキャパシタにたまった電荷が読み出される n イベント目までの時間を dt と定義する。実際の観測において、トリガーは一定周期ではなく、ランダムに生成されるので、dt の値にはばらつきが存在し、この dt の値に応じて読み出される電荷量が変動することが知られており [55]、これを dt 特性と呼ぶ。そこで、ランダムパルスジェネレータ (Berkeley Nucleonics Corporation 社製 DB-2) を用いて、生成平均周波数 1.5 kHz のポアソン分布に従うランダムパルスをイベントトリガー信号の代わりに読み出し回路に入力して、ペDESTアルデータを取得し、dt とペDESTアル値との関係について調べた。

図 4.2 (a) は、DRS4 のあるチャンネルでの dt と読み出した電荷量の関係を示している。これによると、dt の値が小さいと電荷量が大きく、dt が大きくなるにつれて電荷量が減少していくという dt 特性が存在していることがわかる。この dt 特性は、DRS4 の出力部分のどこかに電荷が残留することに起因すると考えられている。そのため、dt が小さいと電荷読み出しの際に残留電荷の分だけ多く電荷を読み出すことになってしまう一方で、時間がたつにつれて、残留

*1 DRS4 チップの入力 4 チャンネルをカスケード接続し、PMT 1 本と接続したものをここではチャンネルと呼ぶ

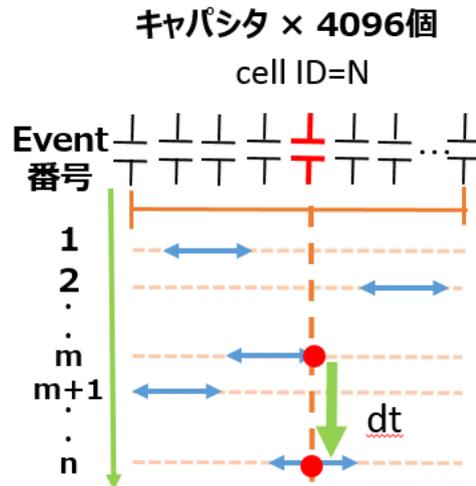


図 4.1 dt の定義。cellID=N に着目したときに、以前に読み出されてから (m イベント目)、今回読み出される (n イベント目) までの時間を dt とする。

電荷が外部に抜けていき、残留電荷による影響が小さくなっていると解釈することができる。そして、図 4.2 (b) のように dt が約 100 ms を越えると、残留電荷がほぼすべて抜け落ちることで読み出される電荷量が一定となる。この dt と読み出し電荷量の関係は、単純なべき関数で表すことができ、DRS4 を使用している MAGIC 望遠鏡でもこの関数でデータを補正している [55]。そこで、dt が大きく、読み出した電荷量が一定となったときの値を用いて、3 章で述べたキャパシタごとに固有のペDESTAL 値を求め、その値を差し引いたうえで、dt 特性の補正を行う。

(a)

(b)

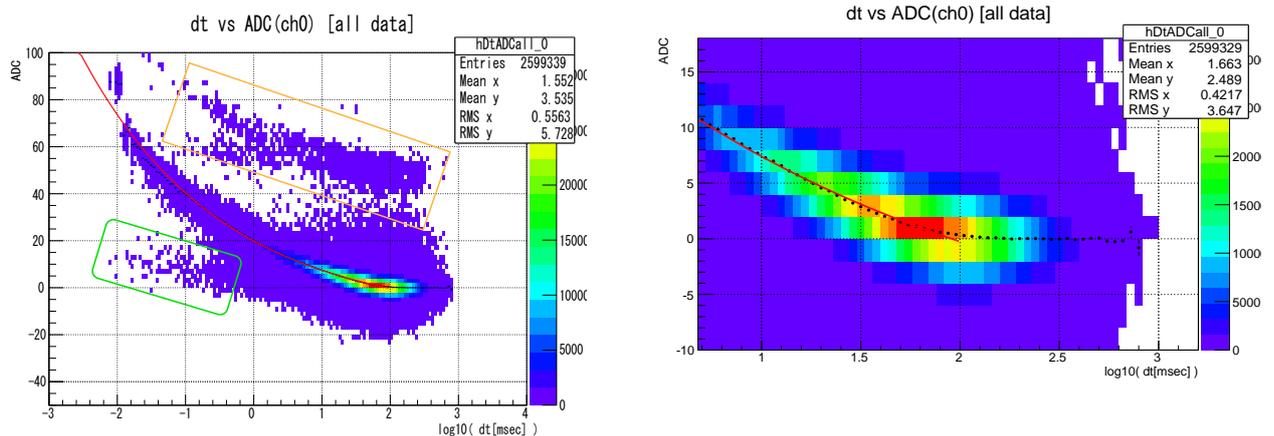


図 4.2 dt と読み出した電荷量の関係。横軸が dt[ms] の常用対数、縦軸がキャパシタ固有のペDESTAL 値を差し引いた電荷量の ADC 値を表している。赤線はフィットして得られたべき関数であり、 $x = \log_{10} \Delta t$ とすると、この関数は $y = a \times \Delta t^b + c = a \times 10^{bx} + c$ で表される。このフィット関数の上側 (橙枠内) と下側 (緑枠内) に、この関数に従わない別の成分が存在している。(b) dt=100 ms 付近を拡大した図。黒丸は、各横軸ビンでの平均値を表している。

一方で、図 4.2 (a) を見ると、dt 特性による成分の上側と下側に別の成分が存在していることがわかる。上側の成分

は、次節 (4.1.2 項) で述べる DRS4 チップのスパイク特性による成分であることがわかってはいたが、下側の成分についてはこれまでどのような成分なのかわかっていなかった。そこで、この下側の成分について、ROI 内での位置や cell ID などの特徴を調べた。その結果、図 4.3 (a) のように、電荷を読み出したキャパシタが、以前に読み出されたイベントで ROI の最後のキャパシタであったときに、この成分を構成していることがわかった。この条件を満たすデータを用いて、dt と電荷量の関係を表したのが図 4.4 (a) である。たしかに、この条件を満たすと、図 4.2 (a) 緑枠内の dt 特性による成分に比べて、カーブの傾きが小さい成分を抜き出せていることがわかる。ROI の最後に読み出したキャパシタのデータは正しい電荷量を読み出せておらず、解析には用いられていない。このことから、このキャパシタの出力部には dt 特性を生む電荷が残留していないことが推測される。そこで、図 4.3 (a) のように、m 番目から n 番目のイベントまでの時間を dt とするのではなく、図 4.3 (b) のように、さらにその前に k 番目に電荷を読み出されていたとすると、k 番目から n 番目までのイベントまでの時間を dt として求める。同じデータに対して、改めて dt と電荷量の関係を表したのが図 4.4 (b) である。これは、dt 特性による成分とほぼ同じ傾きをもっているため、dt 特性による影響を反映した成分であることを裏付けている。このため、図 4.3 (a) の方法では dt を誤って小さい値として求めてしまった結果、dt 特性による成分とは別の成分として見えてしまっていたのである。

(a)

(b)

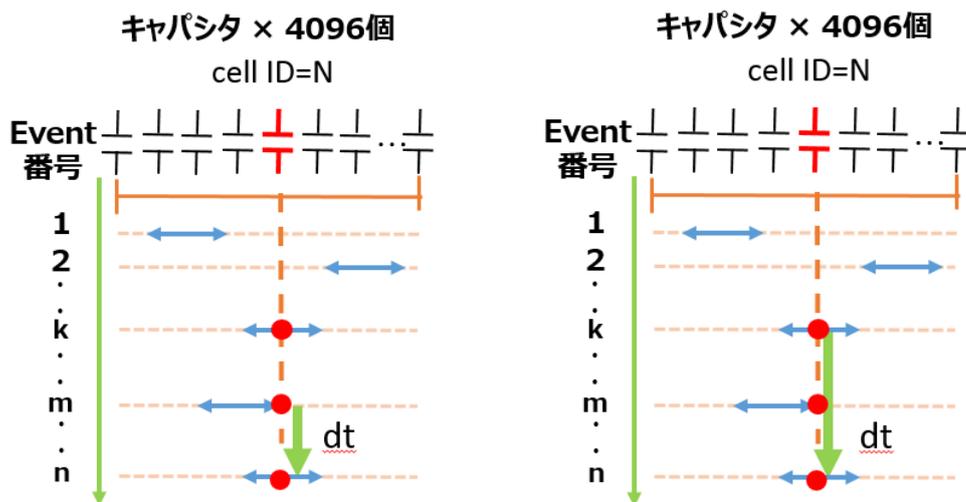


図 4.3 cell ID = N のキャパシタが以前のイベントで ROI の最後で読み出されていた場合。(a) は従来の誤った dt の求め方で、dt カーブは図 4.4 (a) のようになり、(b) は本調査で明らかになった正しい dt の求め方で、このとき dt カーブは図 4.4 (b) のようになる。

次に dt 特性の温度依存性についても調べた。恒温槽を用いて、10°C から 50°C までを 10°C 刻みで温度を変化させ、dt 特性による成分の変化を測定した。まず、横軸ビン毎の平均値を求めたときに、ADC 値が 0.5 を下回るまでの dt の値を求めた。この dt 値は、残留電荷がほぼ抜け落ちるまでの時間を表しており、表 4.1 で示すように、温度が高くなるにつれて、この値が小さくなっていることがわかる。そして、dt がその値以下となるデータ点に対して、べき関数でフィットしたのが、図 4.5 である。この結果、温度が高くなると、べきの値が大きくなり、傾きが急になっていることがわかった。つまり、dt 特性は温度による影響を受けやすいので、冷却システムを用いてカメラ全体の温度をできるだけ一定に保つことが必要となり、読み出し回路の温度をモニターしておくことが望まれる。

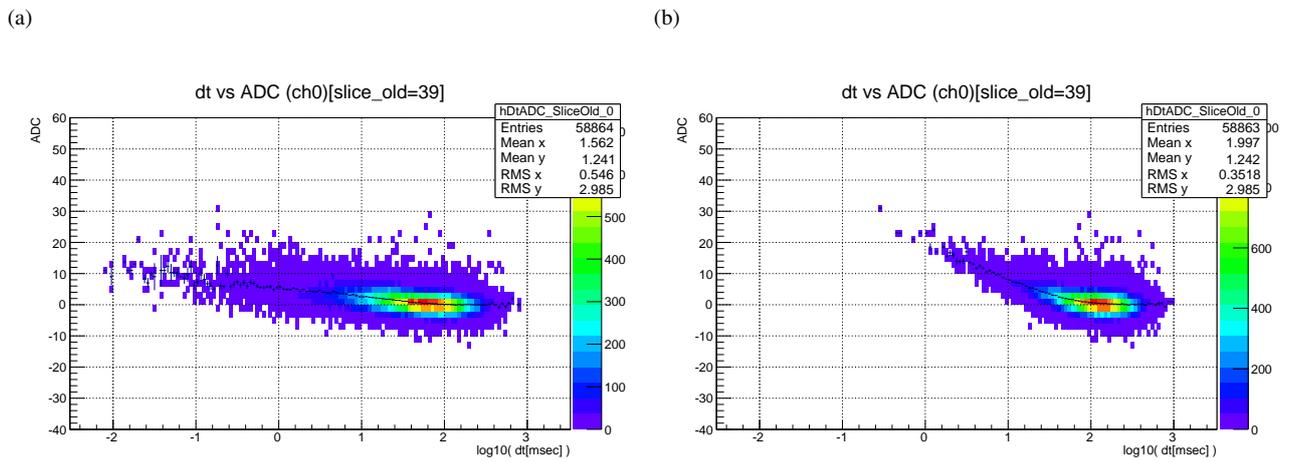


図 4.4 dt と読み出した電荷量の関係。以前に ROI の最後で読み出されていたキャパシタのデータでの dt と電荷量の関係。(a) は図 4.3 (a) のように dt を計算したとき、(b) は図 4.3 (b) のように dt を計算したときのものである。

表 4.1 ADC 値が一定になるまでの時間の温度依存性。

温度	10	20	30	40	50
ADC 値が一定になるまでの時間 [μ s]	2.25	2.03	1.73	1.44	1.16

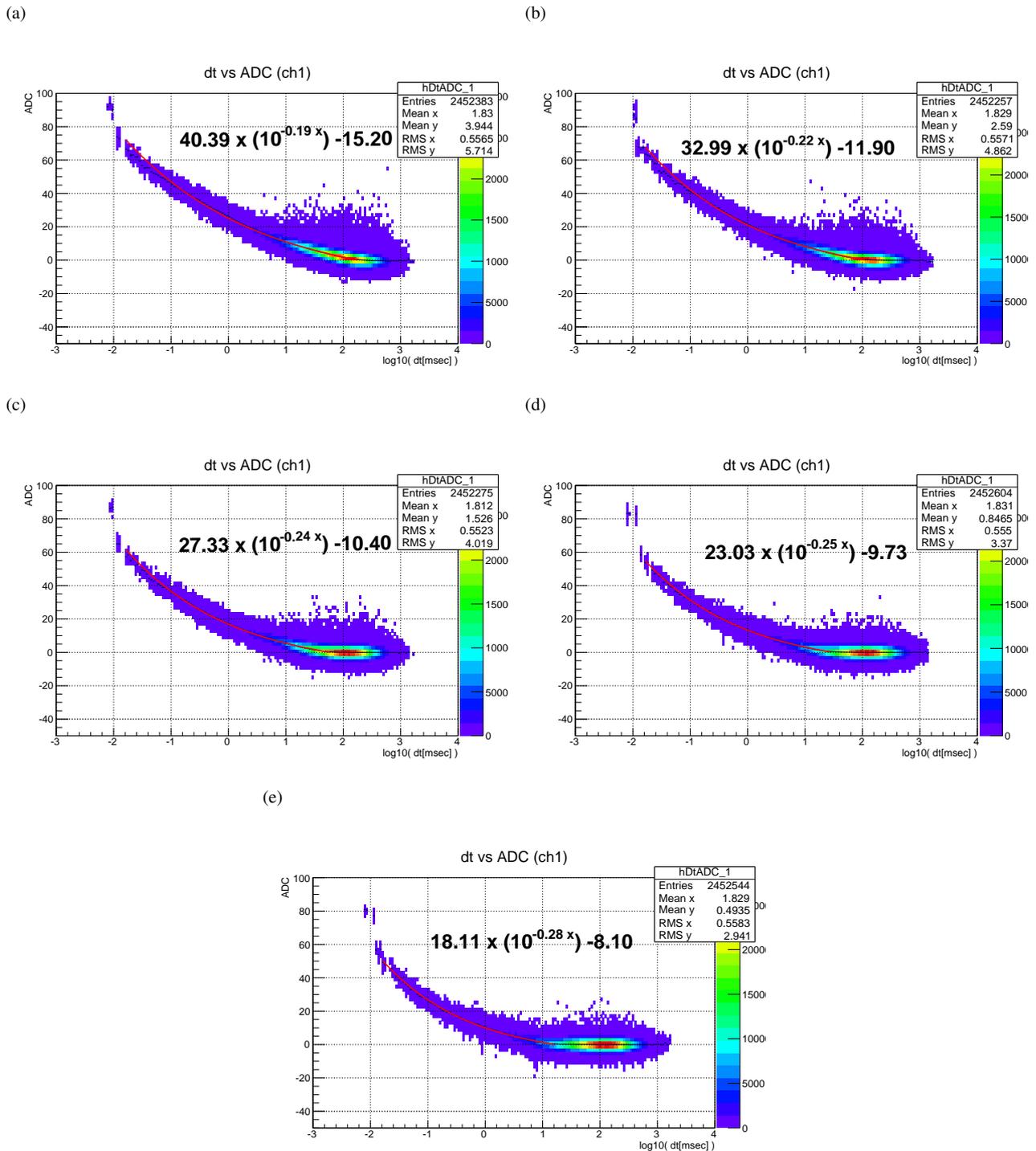


図 4.5 dt 特性の温度依存性。(a) 10°C、(b) 20°C、(c) 30°C、(d) 40°C、(e) 50°C での結果である。赤線がフィットしたべき関数であり、各キャンパス内にフィットで得られたパラメータが書かれている。この図では、4.1.2 節で述べるスパイクを含むデータを除去している。

4.1.2 スパイク特性

DRS4 には、キャパシタから読み出した電荷が局所的に高くなり、図 4.6 のように偽パルスが現われてしまうスパイク特性がある。この特性の影響を受けたキャパシタからは、誤った値の電荷値を読みだすことになってしまうので、補正をする必要がある。これまでに、スパイクが発生するキャパシタの場所は、ひとつ前のイベントの ROI 内のキャパシタと関係していることがわかっている。そこで、ペDESTALデータを 10 万イベント取得し、キャパシタ固有のペDESTAL値と dt 特性による影響を補正したのちに、読み出し回路上の全 DRS4 チップで読み出したデータについて、ADC 値が 20 を超えるキャパシタの特徴を調べた。図 4.8 は、スパイクが起こったキャパシタとそのひとつ前のイベントの ROI の最初だったキャパシタ (stopcell) との関係を示しており、主に 3 種類のスパイクが存在することがわかった。以下に示すスパイク A、B は、これまでに明らかにされていたもので [51]、スパイク C が本研究で新たにわかったものである。ここで、図 4.7 のように、1 つ前のイベントの stopcell、ROI の最後だったキャパシタのことをそれぞれ、previous stopcell、previous finish cell、また、スパイクが起こったキャパシタのことを spike cell と呼ぶことにする。

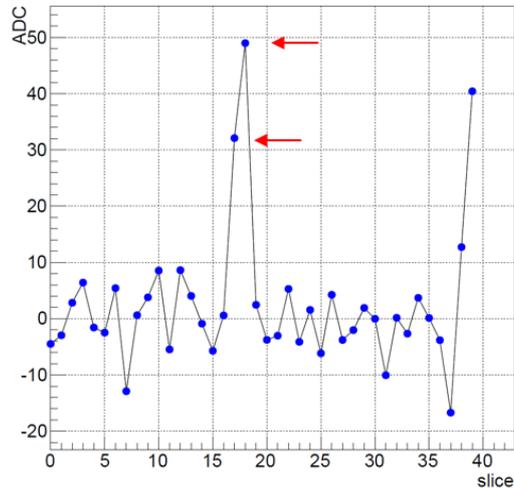


図 4.6 スパイク A を含むイベントの波形データ。ROI=40 でデータを取得しており、横軸が ROI 内での位置を示しており、縦軸が読み出した電荷量を示している。中央の 2 か所でスパイクが存在しているのがわかる。ROI の最後の 2 つのデータは正しく電荷を読み出せないで、用いられることはない。

(A) 1 つ前のイベントの、ROI の最後だったキャパシタ (previous finish cell) を読み出したとき

このスパイクは、図 4.9 (a) のように次の条件を満たすときに 2 つ連続でスパイクが発生する。

- 偶数チャンネルである
- $\text{previous finish cell} \pmod{1024} < 512$ かつ、 $\text{spike cell} \pmod{1024} < 512$
- $\text{spike cell} \pmod{1024} = \text{previous finish cell} \pmod{1024}$ [パターン 1] もしくは、
 $\text{spike cell} \pmod{1024} = \text{previous finish cell} - 1 \pmod{1024}$ [パターン 2]

図 4.9 (b) より、このスパイクの ADC 値の平均は、パターン 1 では 53.6 ± 2.7 、パターン 2 では 46.5 ± 3.5 であり、この条件を満たす確率は、パターン 1 が 0.024%、パターン 2 が 0.023% であった。これを数学的に計算すると、 $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \times \frac{4}{4096} = 0.024\%$ となり、予測される値とほぼ一致している。

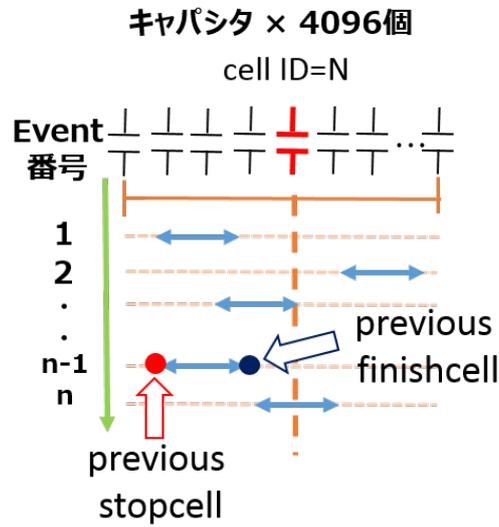


図 4.7 previous stopcell と previous finish cell の定義。n イベント目のデータに対して、ひとつ前のイベントである (n-1) 番目のイベントの ROI の最初と最後のキャパシタのことを定義している。

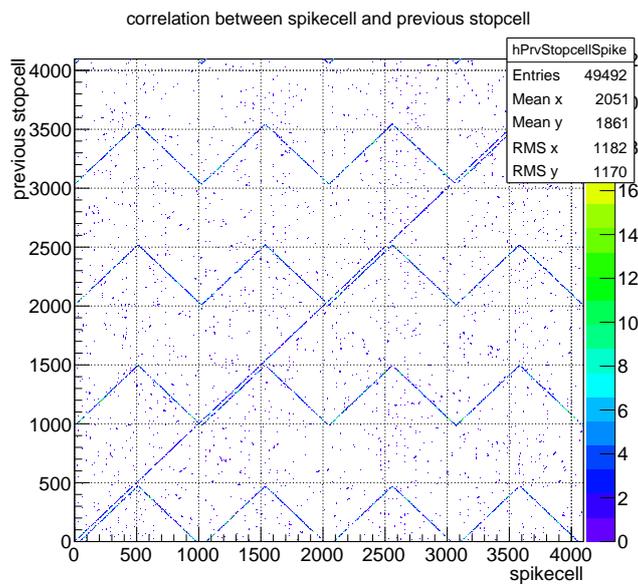
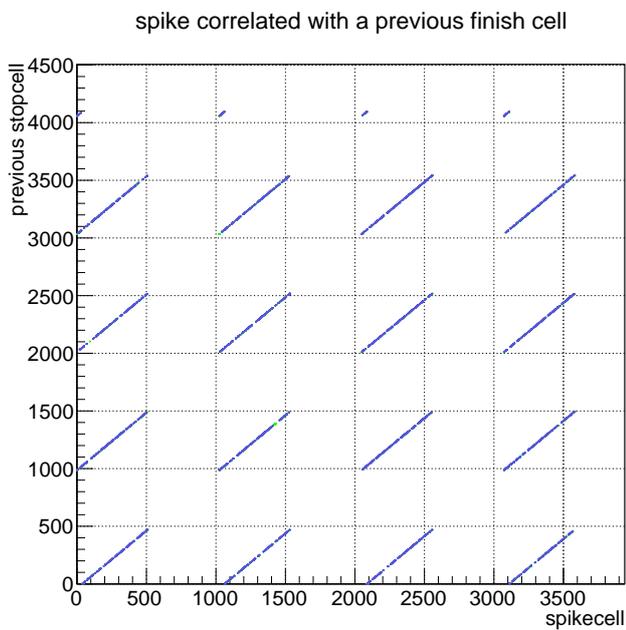


図 4.8 スパイクが起こったキャパシタの場所 (横軸) と、ひとつ前のイベントの stopcell(図 4.7 の previous stopcell) (縦軸) との関係。

(a)



(b)

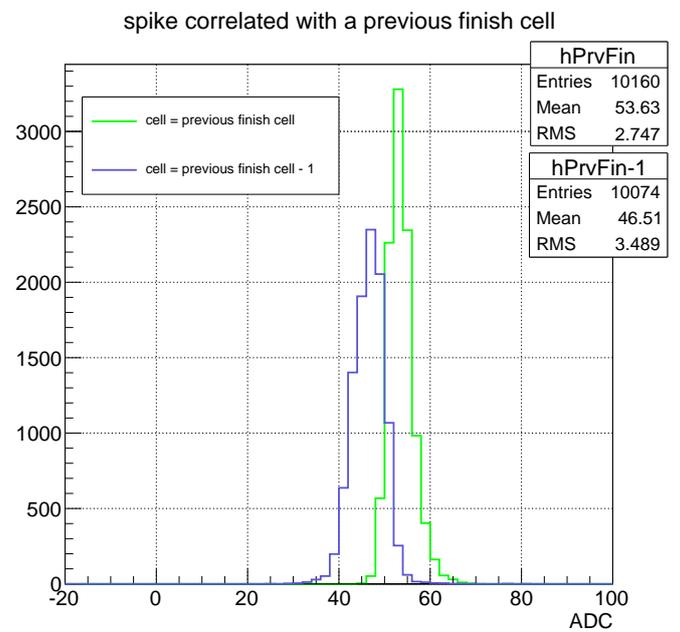


図 4.9 スパイク A の特徴。(a) スパイク A が起こるときの previous stopcell と spike cell の関係。(b) スパイク A について、パターン 1 (緑) とパターン 2 (紫) のときの ADC 値の分布。

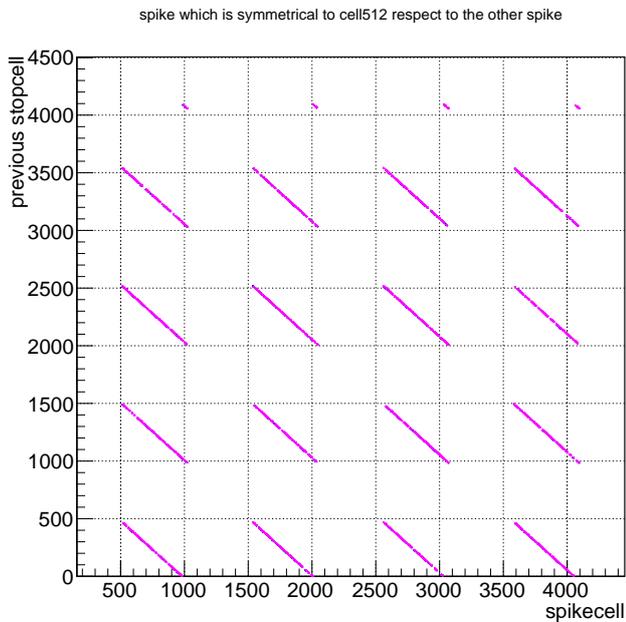
(B) 1 つ前のイベントの ROI の最後に読まれたキャパシタと 512 番目のキャパシタに対して対称なキャパシタを読み出したとき

このスパイクは、図 4.10 (a) のように、以下の条件を満たすときに、2 つ連続でスパイクが発生する。

- $\text{spike cell (mod } 1024) = 1021 - \text{previous finish cell (mod } 1024)$ [パターン 1] もしくは、
 $\text{spike cell (mod } 1024) = 1022 - \text{previous finish cell (mod } 1024)$ [パターン 2]
- $\text{previous finish cell (mod } 1024) < 512$ かつ、 $\text{spike cell (mod } 1024) > 512$
- 偶数チャンネルである

図 4.10 (b) より、このスパイクの ADC 値の平均は、パターン 1 では 46.0 ± 3.5 、パターン 2 では 52.7 ± 2.7 であり、それぞれ、スパイク A のパターン 2、パターン 1 での ADC 値とほぼ同じ値となっており、これらが関係していることがわかる。この条件を満たす確率は、パターン 1 では 0.022%、パターン 2 では 0.024% であった。これを数学的に計算すると、スパイク A と同様に 0.024% となり、予測される値とほぼ一致している。

(a)



(b)

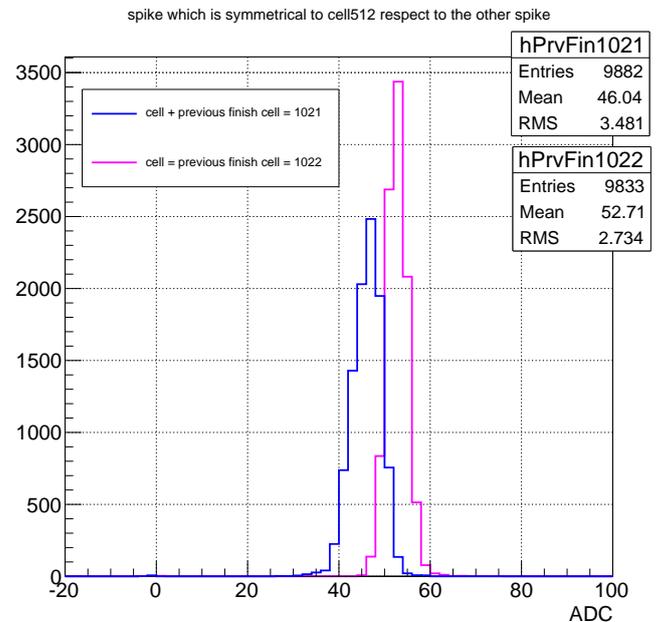


図 4.10 スパイク B の特徴。(a) スパイク B が起こるときの previous stopcell と spike cell の関係。(b) スパイク B について、パターン 1 (青) とパターン 2 (マゼンタ) のときの ADC 値の分布。

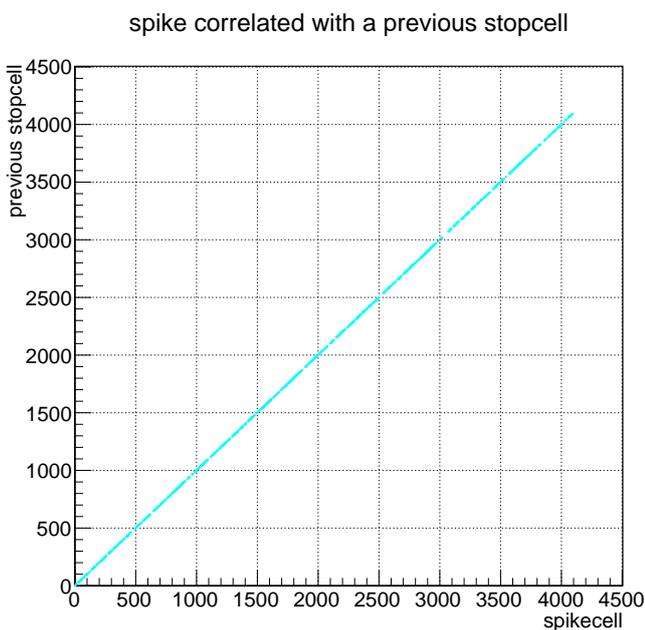
(C) 1 つ前のイベントの ROI の最初に読まれたキャパシタの手前のキャパシタを読み出したとき

このスパイクは、図 4.11 (a) のように、以下の条件を満たすときに、1 つだけスパイクが発生する。

- $\text{spike cell (mod1024)} = \text{previous stopcell cell (mod 1024)} - 1$

図 4.11 (b) より、このスパイクの ADC 値の平均は、 22.0 ± 10.1 であり、この条件を満たす確率は 0.025% であった。これを数学的に計算すると、 $\frac{1}{4096} = 0.024\%$ となり予測される値とほぼ一致している。このスパイクは、スパイク A、B と比較すると、ADC 値は小さく、標準偏差も大きいいため、ADC 値が 0 となり、スパイクとならない場合も生じていることがわかる。

(a)



(b)

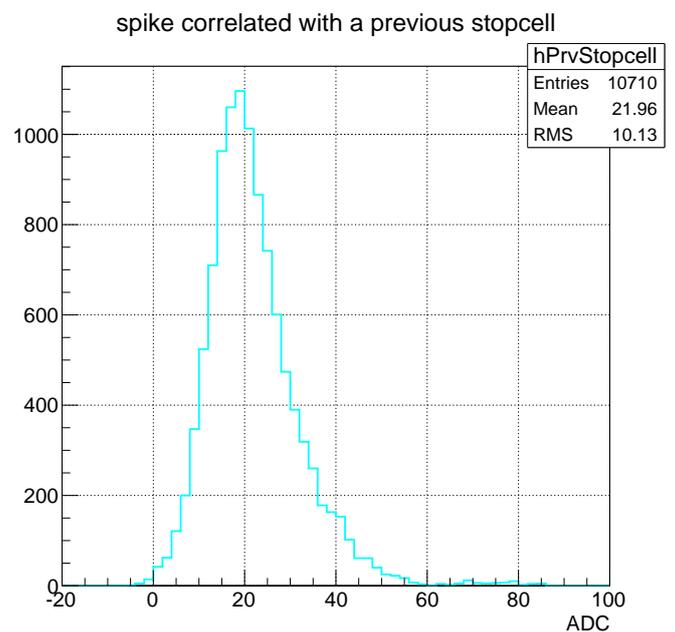


図 4.11 スパイク C の特徴。(a) スパイク C が起こるときの previous stopcell と spike cell の関係。(b) スパイク C の ADC 値の分布。

図 4.8 を見ると、これまでに述べてきた 3 種類の成分の他にも、ADC 値が 20 を超えるデータ点が多数存在しているが、その多くが 32 の倍数の位置にあるキャパシタのデータである。図 4.12 のように、ADC 分布の標準偏差は、32 の倍数以外に位置するキャパシタでは 2.13 なのに対し、このキャパシタでは 5.53 と分布の広がりが大きく、また、-10 付近にピークをもつ別の成分が存在している。

これまでに述べた、スパイク A、B、C が発生する確率の和は、約 0.12% である。例えば、ROI セル数を 40 にしてデータを取得する場合を考えると、ROI 内にスパイクが混入する確率は 4.8% となり、無視することはできない。このデータを補正するには、スパイクが実際の電荷量に関わらず一定の値をとるなら、各スパイクの ADC 値のテーブルを用意し、上記の条件のときに各スパイクの ADC 値の分を差し引くことで可能となる。このような補正が可能かどうかをキャパシタにたまっている電荷量を変化させて、スパイクの ADC 値が変化するかどうかを試験した。DRS4 には、オフセット電圧として、差動の両ラインに 0.8V の DC 電圧を加えており、FPGA から DAC の設定を変えることでこの DC 電圧を各ラインに対して変化させることができる。そこで、各ラインに異なる DC 電圧を加えることで、差動で 0 mV から 800mV まで 200mV 刻みで変化させ、その際のスパイクの ADC 値の変化を調べた。差動で加えた各 DC 電圧値に対するスパイクの ADC 値の変化が図 4.13 である。この結果から、キャパシタに蓄えられた電荷量が増

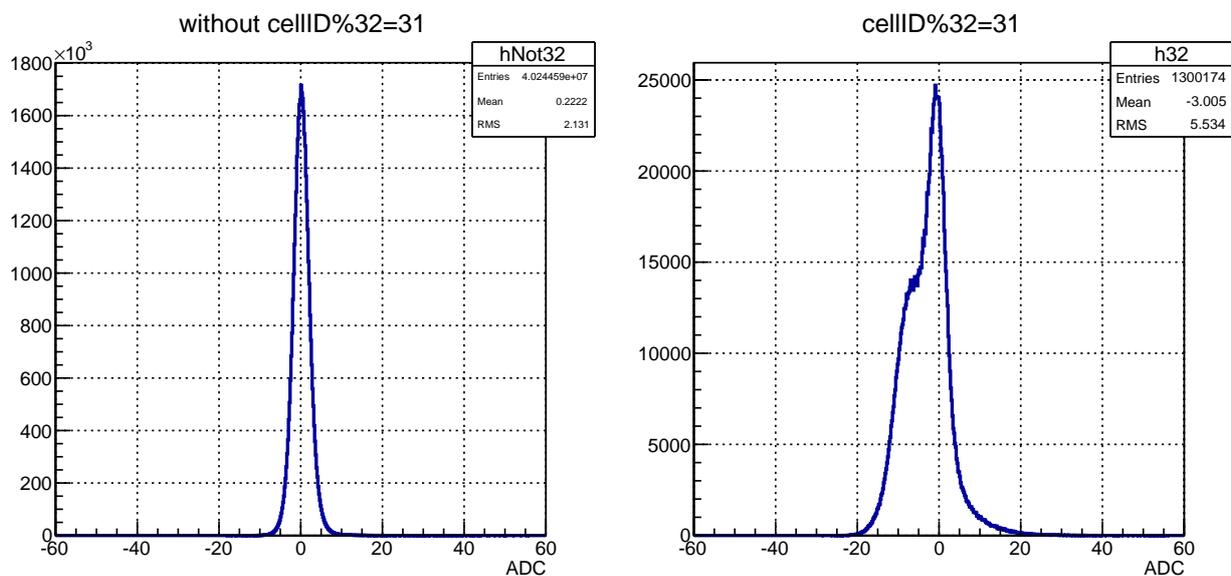


図 4.12 32 の倍数に位置するキャパシタ（右図）とそれ以外のキャパシタ（左図）での ADC 値の分布。32 の倍数に位置するキャパシタの方が、分布の広がり大きい。

加すると、スパイクの ADC 値は小さくなってしまったことがわかった。つまり、スパイクの ADC 値はもともと蓄えられていた電荷量に依存してしまうため、各スパイクの ADC 値を差し引く補正では十分に補正しきれない。そこで、スパイクのデータ点と 32 の倍数に位置するキャパシタのデータ点については、隣り合う 2 点のデータを用いて、線形補完することで補正することとした。図 4.14 が、dt 補正も含めて、補正前後での電荷 ADC 値の分布の変化を表しているものである。これによると、dt 補正によって分布の標準偏差が 5.7 (0.19 光電子相当) から 2.9 (0.10 光電子相当) へと小さくなっているが、ADC 値が正の領域ではスパイク成分が、負の領域では 32 の倍数番目のキャパシタの成分が残っている。そして、スパイクと 32 の倍数番目のキャパシタについて補正をかけることで、それらの成分は見えなくなって、標準偏差も 2.9 (0.10 光電子相当) から 2.2 (0.07 光電子レベル) へと改善している。最終的な補正後の分布でも、0 を対称とした分布にはなっておらず、正の領域で幅が広がっており、どのような成分か今後調査する必要がある。しかし、ADC 値が ± 10 以内のデータが 99.8% を占めており、ADC 値が 20 を越えるデータは 0.007% しかないため、解析結果に影響を及ぼすほどではない。

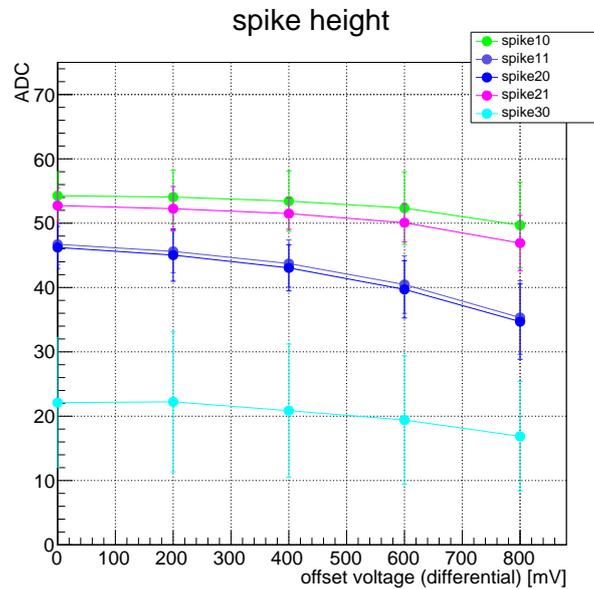


図 4.13 オフセット電圧を変化させたときの各スパイクの ADC 値。各点の誤差は、各電圧でのスパイクの ADC 値の標準偏差を表している。どのスパイクもオフセット電圧が高くなるほど、その ADC 値は小さくなっている。

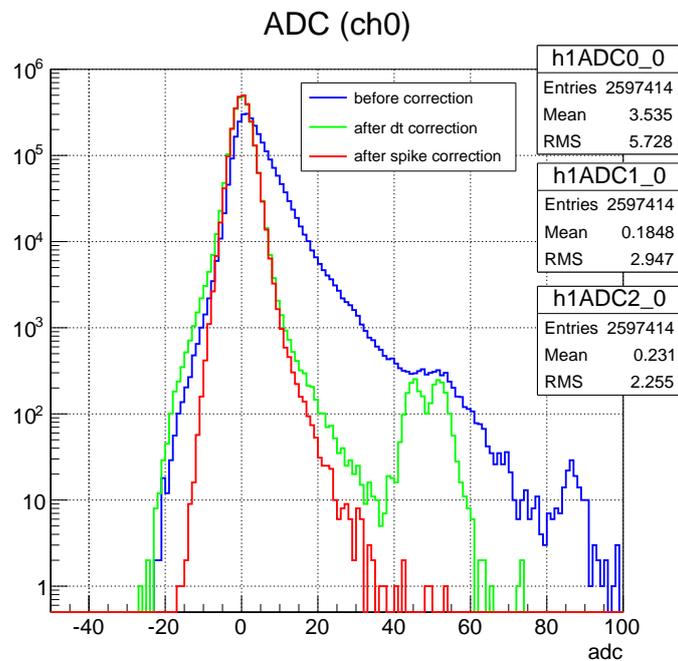


図 4.14 補正前後での電荷 ADC 値の分布。青は各キャパシタのベデスタル値を差し引いただけのとき、緑はさらに dt 補正を加えたとき、赤はスパイクと 32 番目のキャパシタのデータも補正したときの分布。

4.2 不感時間測定

トリガーがかかってから、DRS4 のキャパシタにたまった電荷を読み出し、次のデータ取得のための準備をするまでの時間は、不感時間となる。この不感時間の間は、読み出し回路からバックプレーンを介して、TIB へ Busy 信号を送り、TIB からトリガーを送信しないようになっている。図 4.15 はトリガーがかかった際に読み出し回路からバックプレーンへ出力する Busy 信号をプローブで触って、オシロスコープで確認したものである。トリガーがかかると、Busy 信号を High にすると同時に、DRS4 でのキャパシタへの電荷書き込みを止めるために、DWRITE 信号*2を Low にする。次に、ROI セル数分のキャパシタの電荷量を A/D 変換して、FPGA を経由し、DAQ 用 PC へ送信されることで、あるイベントのデータ取得が完了する。そして、次のデータ取得に向けて、DWRITE 信号を High にすることで、DRS4 のキャパシタへの電荷書き込みを再開させる。電荷書き込みを再開してから、チャンネルあたり 4096 個のすべてのキャパシタが蓄えた時点で Busy 信号を Low にし、トリガーを受け付ける状態へと遷移する。これは、もし電荷を全キャパシタに蓄える前にトリガーがかかってしまうと、正しい電荷情報を取得することができなくなってしまうからである。この DWRITE 信号を High にしてから、Domino wave が一周して、Busy 信号を Low にするまでの時間は、FPGA 内で制御することができるので、サンプリング速度に応じて、設定することになる。この時間のことを $t_{DRSready}$ と呼ぶことにする。

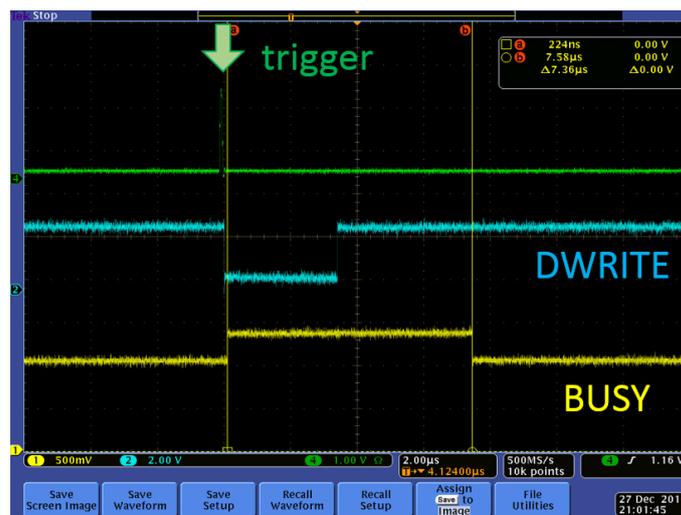


図 4.15 オシロスコープでみた Busy 信号。緑がトリガー信号、シアンが DWRITE 信号、黄が Busy 信号を表している。ともに正論理であり、DWRITE が Low の間はキャパシタへの電荷読み出しが行われず、Busy が High の間はトリガーを受け付けない。このセッティングでの不感時間は $7.36 \mu\text{s}$ であった。

不感時間に関しては、データ取得率 (DAQ 率) 95 % 以上を 5 kHz のトリガー周波数で満たすことが要求されている。つまり、95% の DAQ 率となるトリガー周波数を f_{95} と定義すると、 $f_{95} \geq 5 \text{ kHz}$ が要求値である。不感時間を決定するパラメータは、ROI セル数とサンプリング速度である。ROI 内のキャパシタの電荷値の A/D 変換に要する時間は ROI セル数に、 $t_{DRSready}$ はサンプリング速度に依存するからである。チェレンコフ光イベントを取得したときに、チェレンコフ光を検出したピクセルでは、ROI 内にチェレンコフ光信号が含まれるように ROI セル数を調整する必要がある。そして、ROI セル数は少なければ少ないほど不感時間が短くなるので、LST での最終目標値は ROI=30 に設定されている。また、サンプリング速度が速ければ速いほど、不感時間が短くなる上、測定点の時間間隔が短くなるの

*2 キャパシタに電荷を書き込むかを判定するための正論理の信号。インバーターチェーン上をパルスが伝播して、各キャパシタの入力部スイッチを ON にしても DWRITE が Low だとキャパシタへの電荷の書き込みはされないようになっている。

で、より正確に波形情報を得ることができる。しかし、メモリ深さは、

$$\text{memory depth [ns]} = \frac{1}{\text{Sampling frequency [GHz]}} \times 4096$$

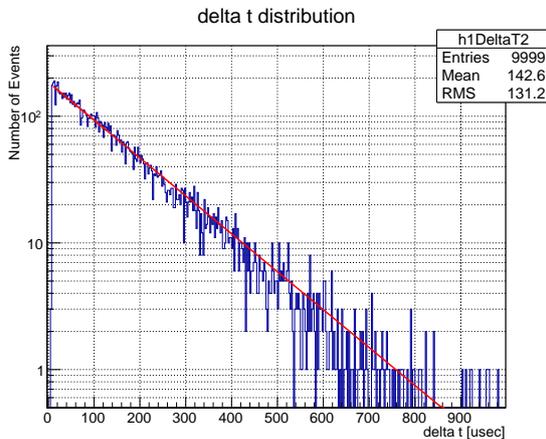
で表されるように、サンプリング速度を速くすると、メモリ深さは短くなってしまいます。メモリ深さは、チェレンコフ光がカメラに到達してから、望遠鏡間のコインシデンストリガーが読み出し回路に入力されるまでの時間は最低限必要であり、予定されている望遠鏡間のケーブル長の値から、メモリ深さは $2.5 \mu\text{s}$ は必要となる。

そこで、実際の観測で用いられる可能性のある、表 4.2 に示した 3 パターンの ROI セル数、4 パターンのサンプリング速度でデータ取得を行い、不感時間に関する要求を満たしているか確認した。DAQ 率は、

$$\text{DAQ ratio} = \frac{\text{event count}}{\text{trigger count}} \quad (4.1)$$

で表されるので、各データのヘッダー情報として記録されている、DAQ 開始時からのイベントとトリガーのカウン数をを用いることで計算できる。また、ヘッダー情報には、DAQ 開始時からのクロックカウントも含まれているので、このカウント数を用いて、イベント間の時間間隔も求めることができる。なお、この試験では、ランダムパルスジェネレータでパルス生成頻度がポアソン分布となるパルスを生成し、様々なトリガー平均周波数でデータ取得を行った。使用したトリガー周波数は、図 4.16 (a) のように、イベント間の時間間隔の分布を指数関数でフィットすることで求めることができる。また、この分布から、イベント間の時間間隔の最小値を求めることで、不感時間を見積もることもでき、Busy 信号をオシロスコープで見たときと同等の値を得ることができた。図 4.17 は、各コンフィギュレーションで得られた、トリガー周波数に対する DAQ 率を示しており、データ点の間を直線で結んでいる。この結果から、どのコンフィギュレーションでも f_{95} が 5 kHz 以上を満たしていることが分かった。

(a)



(b)

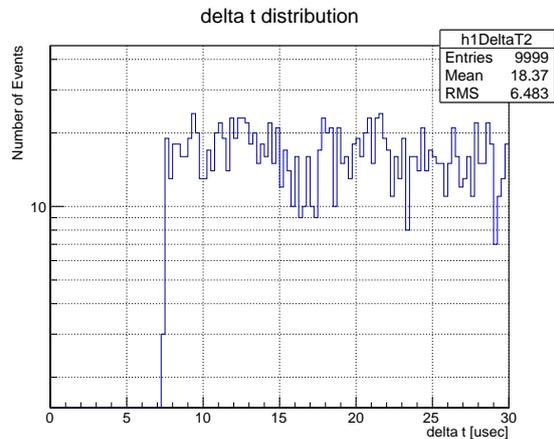


図 4.16 ランダムトリガーでデータを取得した際のイベント間の時間間隔の分布。(b) は、この時間間隔が $35 \mu\text{s}$ 以下の部分をズームした図である。このコンフィギュレーションでの不感時間 (Busy 信号が High) は約 $7 \mu\text{s}$ であることがわかる。

不感時間に関する性能を評価する際には、実際にデータを取得して、(4.1) 式を用いて DAQ 率を求める方法がとられているが、ここで、別のパラメータを用いて DAQ 率を計算し、計算で得られる値と実測値を比較してみる。DAQ 率は、DAQ を行った時間に対するデータ取得可能な時間 (live time) で表すこともできるので、

$$\text{DAQ ratio} = \frac{T_{\text{live}}}{T_{\text{total}}} = \frac{T_{\text{live}}}{T_{\text{dead}} + T_{\text{live}}} = \frac{\frac{N_{\text{event}}}{F_{\text{trig}}}}{\text{deadtime} \times N_{\text{event}} + \frac{N_{\text{event}}}{F_{\text{trig}}}} = \frac{1}{F_{\text{trig}} \times \text{deadtime} + 1} \quad (4.2)$$

とトリガー周波数と不感時間の関数で表すことができる。不感時間は、上述のように Busy 信号の長さをプローブで測定したり、ヘッダー情報からイベント間の最小時間間隔を求めたりすることで得ることができる。今回は、プローブを用いて実測して得られた、表 4.2 の不感時間を (4.2) 式に代入し、実測で得られた DAQ 率の値とを比較した。DAQ 率の実測値と (4.2) 式で得られる DAQ 率の関数を図 4.18 に示す。これより、ギガビットイーサネットのスループットの影響を受けない 100 kHz 以下のトリガー周波数では、おおよそ実測値と理論曲線が一致していることがわかる。図 4.19 は、実測値と理論曲線との残差を示しており、トリガー周波数が大きくなるにつれて、残差が大きくなっているが、トリガー周波数 10 kHz においても残差は 1% 以下であり、DAQ 率が要求仕様を満たしているかどうかの評価に (4.2) 式が使える。この理論曲線を用いて得られた f_{95} は表 4.2 にまとめてあり、どのコンフィギュレーションでも 5 kHz 以上となっており、要求仕様を満たしていることが分かる。実際の運用では、DAQ 率の算出には (4.2) 式ではなく、(4.1) 式を用いる。

表 4.2 不感時間測定での各パラメータと実測値

ROI	サンプリング速度 [GHz]	メモリ深さ [μs]	$t_{DRSready}$ [μs]	実測した不感時間 [μs]	理論式から得られた f_{95} [kHz]
30	1.024	4.000	4.005	6.72	7.83
30	1.138	3.600	3.600	6.34	8.30
30	1.280	3.200	3.210	5.96	8.83
30	1.463	2.800	2.805	5.60	9.39
40	1.024	4.000	4.005	7.36	7.15
40	1.138	3.600	3.600	6.96	7.56
40	1.280	3.200	3.210	6.58	7.99
40	1.463	2.800	2.805	6.16	8.54
50	1.024	4.000	4.005	7.98	6.59
50	1.138	3.600	3.600	7.56	6.96
50	1.280	3.200	3.210	7.18	7.33
50	1.463	2.800	2.805	6.76	7.78

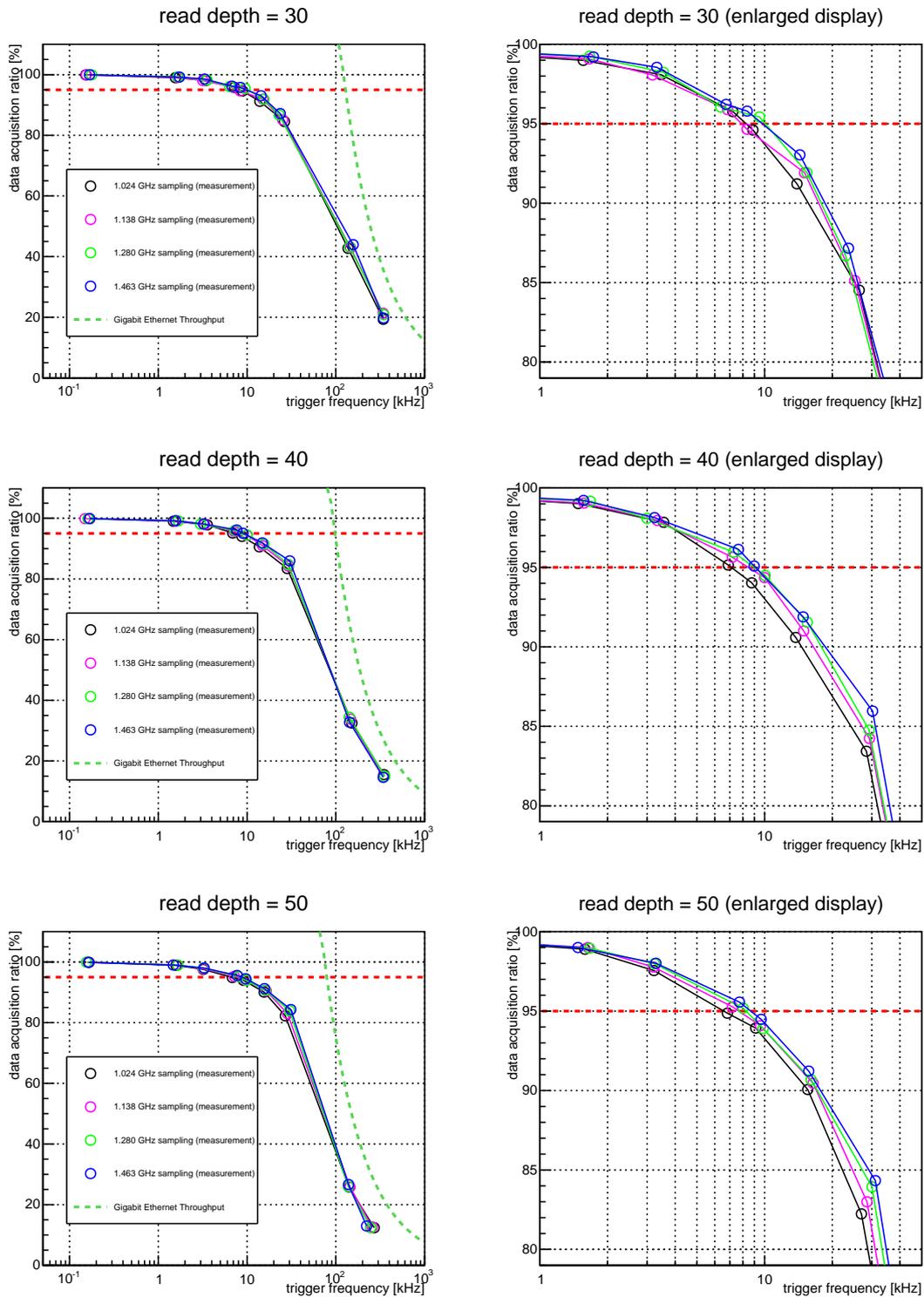


図 4.17 不感時間測定 of 各コンフィギュレーションでの結果。上から、ROI のセル数が 30、40、50 での試験結果を示しており、右図はそれぞれのセットアップでの試験結果の図について、DAQ 率が 80 % 以上のデータ点を拡大したものである。データ点の間は直線で結んでいる。また、緑の点線はギガビットイーサネットのスループットの理論曲線を表している。

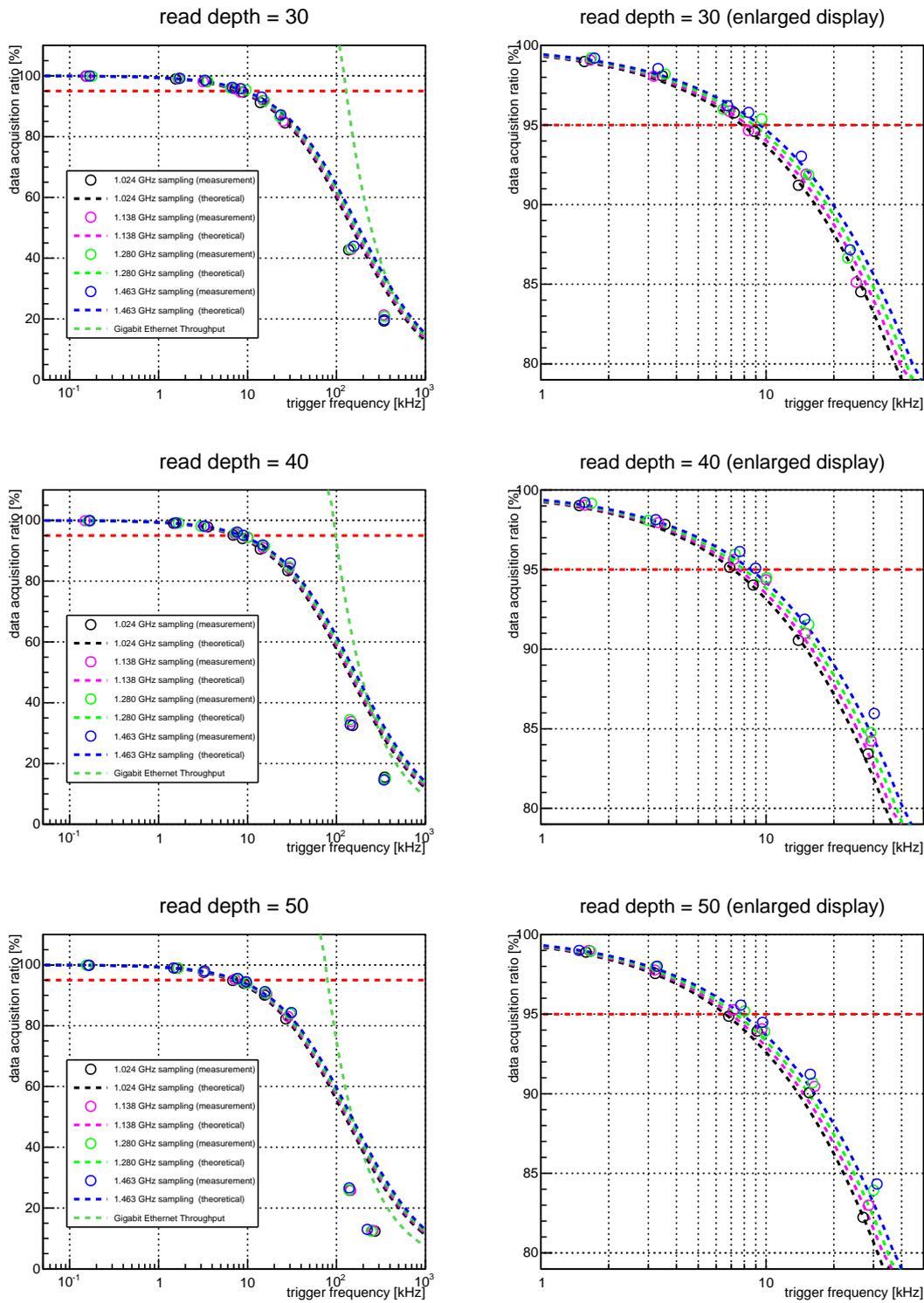


図 4.18 不感時間測定の各コンフィギュレーションでの結果。上から、ROI のセル数が 30、40、50 での試験結果を示しており、右図はそれぞれのセットアップでの試験結果の図について、DAQ 率が 80 % 以上のデータ点を拡大したものである。点線は、実測した不感時間を (4.2) 式に代入した関数である。

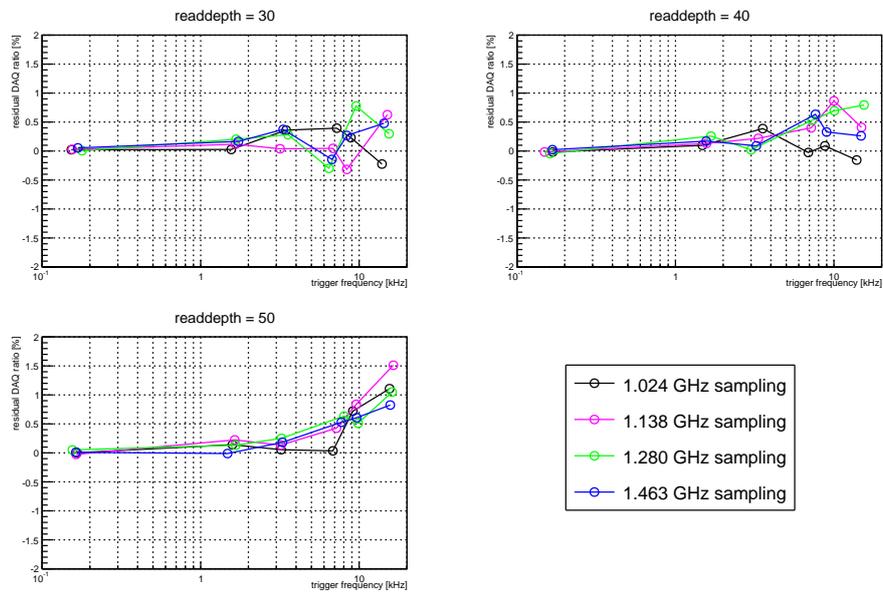


図 4.19 不感時間測定 of 各コンフィギュレーションでの実測値と理論曲線で得られる値との残差。

4.3 19 モジュール単位での統合試験

これまででは、信号読み出し回路単体での試験について述べてきた。本節では、読み出し回路を PMT と接続し、焦点面検出器システムとして組み込んだ状態で、読み出し回路が要求性能を満たしているかを確認するために行った、19 台の光検出器モジュールで構成されるミニカメラでの統合試験の結果についてまとめる。図 4.20 にあるように、19 モジュール (PMT 133 本) を 1 セットにして、光検出器モジュールを管理し、ミニカメラ筐体に取り付けて試験を行う。試験は 15 回に分けて、合計で 236 モジュール (PMT 1652 本) が要求性能を満たしていることを確認した。これにより、既に性能評価済みの 35 モジュールと合わせて、LST 本望遠鏡一台で必要な分のモジュールの性能評価を完了した。まず、4.3.1 節で統合試験のセットアップを説明し、その後、236 モジュール (PMT 1652 本) の試験結果についてまとめる。



図 4.20 ミニカメラ試験を行った実験室 (カナリア天体物理研究所 (スペイン)) の写真。光検出器 19 モジュールごとに、モジュールホルダーに差し込んで管理している。

4.3.1 ミニカメラ試験のセットアップ

ミニカメラの写真を図 4.21、ミニカメラ試験のセットアップを図 4.22 に示す。ミニカメラ用筐体を用いて 19 モジュールを固定し、上部からスポットクーラーを用いて冷却し続けた状態で試験を行う。また、全モジュールはイーサネットスイッチを介して、DAQ 用の PC と接続されている。さらに、中心に位置するモジュールはトリガーインターフェースボード (TIB) と接続されており、TIB から入力されるトリガー信号やクロック信号をバックプレーンを通じて、各モジュールに分配される。光源としてレーザーダイオードを用いており、外部からトリガーとなるパルス信号を入力することでパルス光を発光する。このパルス光が球面鏡で反射した後、平行光となって PMT モジュールに入射する。このレーザー光の光量は、複数の ND フィルターを用いて、36 段階に設定することができ、フィルターナンバーの値が大きければ大きいほど、透過率が低くなる。

本試験での測定項目を表 4.3 にまとめた。まず、ランダムトリガーを用いてベDESTAL データをとり、各キャパシタ固有のベDESTAL 値や dt 補正のためのパラメータを取得する。また、このデータを用いて、PMT に高圧がかけられていない状態でのノイズ分布を評価する (4.3.2 項)。次に、運用時に増幅率が 4 万となるように PMT に印可する電圧値 (Nominal HV) を求めるための測定を行う (4.3.3 項)。この電圧値を求めるために、印可電圧に対する増幅率の測定、1400 V を印可した状態での 1 光電子測定を行う。この結果から、Nominal HV を算出できる。得られた Nominal HV を実際に各 PMT に印可し、完全に遮光した状態でのデータを取得したのち、1 光電子測定 (4.3.4 項) と多光電子測定

(4.3.5 項) を行う。遮光状態でのデータは、本来、1 光電子測定での電荷スペクトルのノイズ成分を除去する解析法で用いるために取得しているが、本研究では、このデータを用いて、Nominal HV が印可されている状態でのノイズ分布の評価を行った (4.3.2 項)。

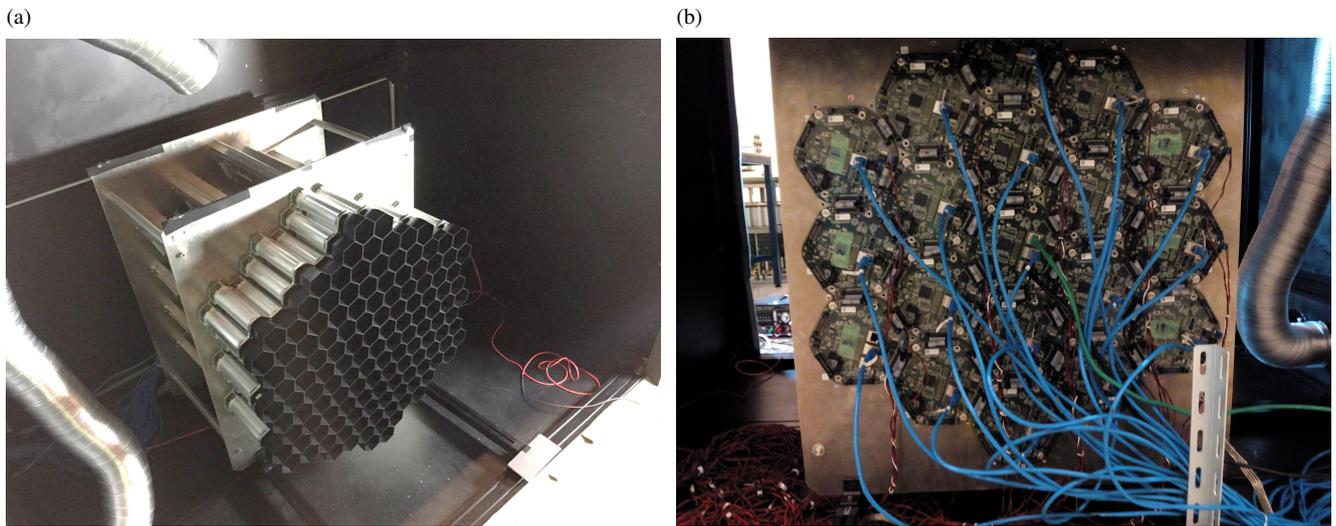


図 4.21 ミニカメラの写真。(a) ミニカメラの前面。ミニカメラの上側からスポットクーラーの冷風をあてている。(b) ミニカメラの後面。全モジュールと DAQ 用の PC がイーサネットケーブルで接続されており、中心のモジュールはさらに TIB と接続されている。

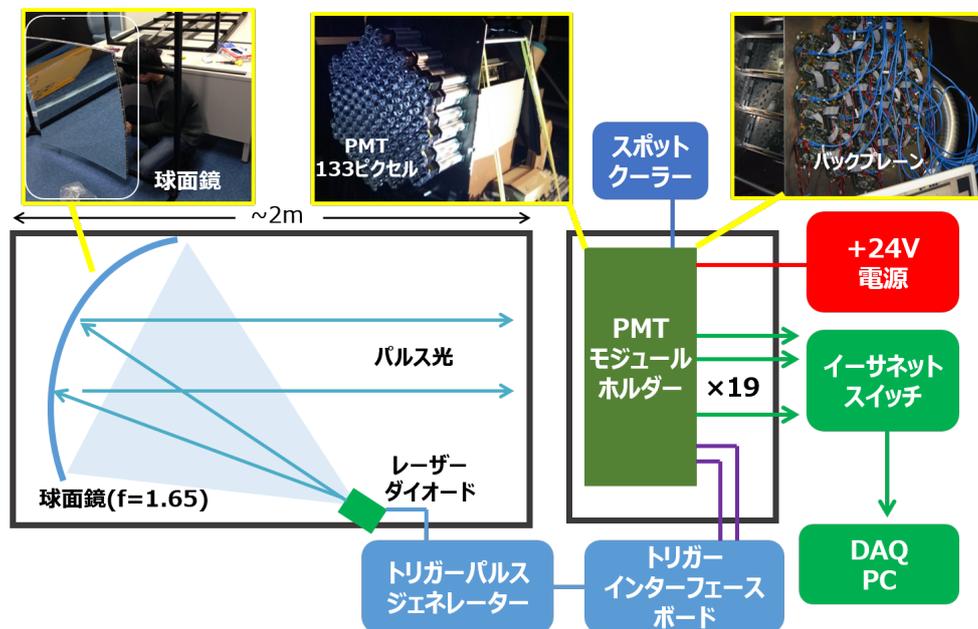


図 4.22 ミニカメラ試験のセットアップ。

本試験においては、以下の留意すべき点がある。

- 本試験で用いるトリガー信号は、パルスジェネレータで生成した一定周期のパルス信号と TIB で生成したランダムパルスであり、トリガー回路で生成したトリガー信号を用いるのではない。これは、本試験の目的が統合

表 4.3 測定項目と各測定でのコンフィギュレーション

測定項目	トリガー	PMT	HV	レーザー	フィルター	イベント数
ノイズ測定 (4.3.2 項)	ランダムトリガー	OFF	0 V	OFF	—	100,000
1 光電子測定 (4.3.3 項)	1 kHz	ON	1400 V	ON	22	50,000
HV vs Gain 測定 (4.3.3 項)	1 kHz	ON	900 V - 1400 V	ON	11	各 5,000
ノイズ測定 (4.3.2 項)	1 kHz	ON	Nominal HV	ON	35	50,000
1 光電子測定 (4.3.4 項)	1 kHz	ON	Nominal HV	ON	22	50,000
多光電子測定 (4.3.5 項)	1 kHz	ON	Nominal HV	ON	0 - 29	各 1,000

システムでの信号読み出し回路の性能評価であるからであり、トリガーの生成、分配などについては別の試験が行われている。

- 本試験で用いるレーザーの光量の最大値は約 1100 光電子相当である。本来は、LST でのダイナミックレンジの上限の最終目標である 2000 光電子以上の光量のレーザーを使用すべきではあるが、システムの都合上、用意することができなかった。しかし、LST でのダイナミックレンジの上限の要求値は 1000 光電子以上であり、このセットアップでも最低限の要求性能は確認することができる。今後行われるフルカメラでの試験では、2000 光電子以上の光量のレーザーを用意し、最終確認を行う必要がある。
- 本試験では、時間の都合上、DRS4 のキャパシタごとのゲイン補正とサンプリング時間間隔補正のデータを取得することができず、これらの補正をすることができていない。今後行われるフルカメラでの試験では、これらの測定も行い、十分な補正をかけて性能評価する必要がある。

4.3.2 高ゲイン系統でのノイズレベル測定

読み出し回路に入力される PMT 信号は、プリアンプで増幅された後でも 1 光電子信号の波高値が 2.5mV 程度であり、非常に小さい信号である。このような微小な信号を測定する高ゲイン系統では、読み出し回路のノイズレベルが十分に小さくなくてはならない。LST では、ノイズレベルの要求値として、0.2 光電子以下と定められている。この要求値を満たしているかを確認するための試験を行った。

読み出し回路内部で生成したクロックを DRS4 のリファレンスクロックとして使用し、TIB で生成したランダムトリガーで 10 万イベントのデータを取得した。各イベントごとに、5 ns 幅で積分値が最大となる範囲を探し、この範囲での積分値をこのイベントの電荷量とする。こうして得られる電荷量の分布の標準偏差がノイズに相当する。図 4.23 (a) は 1652 ピクセルのノイズレベルの分布を示しており、この分布の平均値は 6.5 ± 0.3 [ADC × ns] であった。4.3.4 節で述べるように、1 光電子の電荷量は 84.0 [ADC × ns] と見積もることができたので、このノイズレベルは 0.077 光電子レベルに相当し、要求値を満たしている。次に、PMT に Nominal HV を印加した状態でのデータを用いて、PMT に HV が印加されている状態でのノイズレベルを調べた。この試験では、外部で生成されるクロックを DRS4 のリファレンスクロックとして用いて、一定周期の外部トリガーで 5 万イベント取得した。図 4.23 (b) はこの試験で得られた電荷分布であり、その平均値は 7.1 ± 0.8 [ADC × ns] であり、これは 0.084 光電子レベルに相当するので、要求値を満たしている。ここで、PMT に高圧が印加された状態でのノイズの総量を σ_{total} 、このうち読み出し回路からの寄与、PMT からの寄与をそれぞれ $\sigma_{circuit}$ 、 σ_{PMT} とすると、

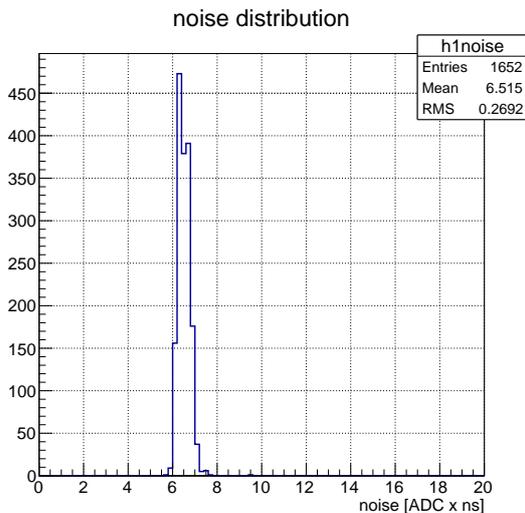
$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{circuit}^2 + \sigma_{PMT}^2}$$

で表すことができる。今回の試験結果から、PMT のノイズに対する寄与は、

$$\sigma_{PMT} = \sqrt{\sigma_{total}^2 - \sigma_{circuit}^2} = \sqrt{7.1^2 - 6.5^2} = 2.9 \text{ [ADC} \times \text{ns]}$$

と見積もることができ、これは 0.03 光電子に対応している。ただし、それぞれの試験で用いているリファレンスクロックやトリガーの種類が異なるため、単純に比較することはできない点に注意する必要がある。

(a)



(b)

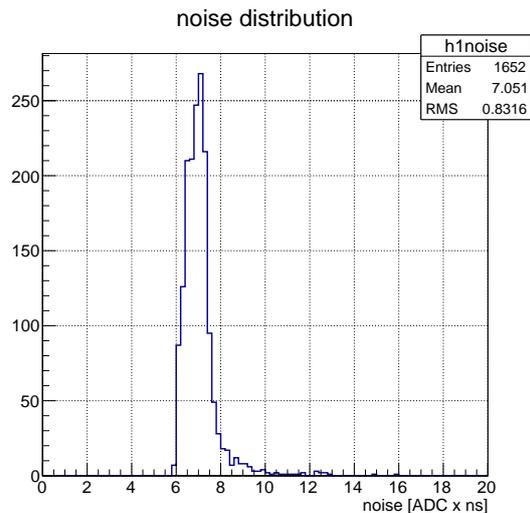


図 4.23 ノイズ測定。(a) は PMT に高圧を印可していない場合、(b) は PMT に Nominal HV を印可した場合での結果。

L0 トリガーは、読み出し回路の FPGA で 16bit でカウントしているため、L0 トリガーのトリガーレートを測定することができる。L0 トリガーを出力するための閾値は、SPI 通信で DAC の値を 10bit で設定することで決めることができる。この DAC の設定値を 511 にするとスレッシュホールド値は 0 mV となり、3 mV 刻みで約-1.5 V から約 1.5 V まで設定することができる。そこで、DAC の値を 400 (-333 mV) から 600 (267 mV) まで 1 (3 mV) ずつ変えたときに L0 トリガーレートがどのように変化するかを調べた。図 4.24 (a) はある 3 つのチャンネルについて、トリガーレートの変化を示したものである。トリガーカウンターは 16bit であるため、トリガーレートは 65536 が最大となっている。ノイズ成分がこのスレッシュホールド値を越えるとトリガーレートがサチュレーションするので、トリガーレートがサチュレーションしている幅がトリガーラインにおけるノイズレベルを表していることになる。1638 ピクセルに対する、この幅の分布が図 4.24 (b) である。この平均値は 9.1 ± 1.0 counts であり、1 光電子レベルが約 50 mV であり、16 counts に相当するので、この結果は 0.56 光電子レベルに相当する。実際の運用では、トリガー閾値は 4 光電子レベルなので、この程度のノイズレベルであれば問題ない。一方で、この分布にはいくつかのピークを持つような構造となっているが、本試験は約 20 枚のトリガーマゼニンを使って、全モジュールに対して試験を行っていたので、この個性による影響が強く反映されてしまったと考えることができる。また、試験した 1652 ピクセルのうち、2 台のモジュール (14 ピクセル) でトリガー回路の不具合が生じたため、この分布には含まれていない。ただし、この 2 モジュールに対しては、別のトリガー回路を用いて単体で試験を行い、読み出し回路には問題がなかったことを確認した。

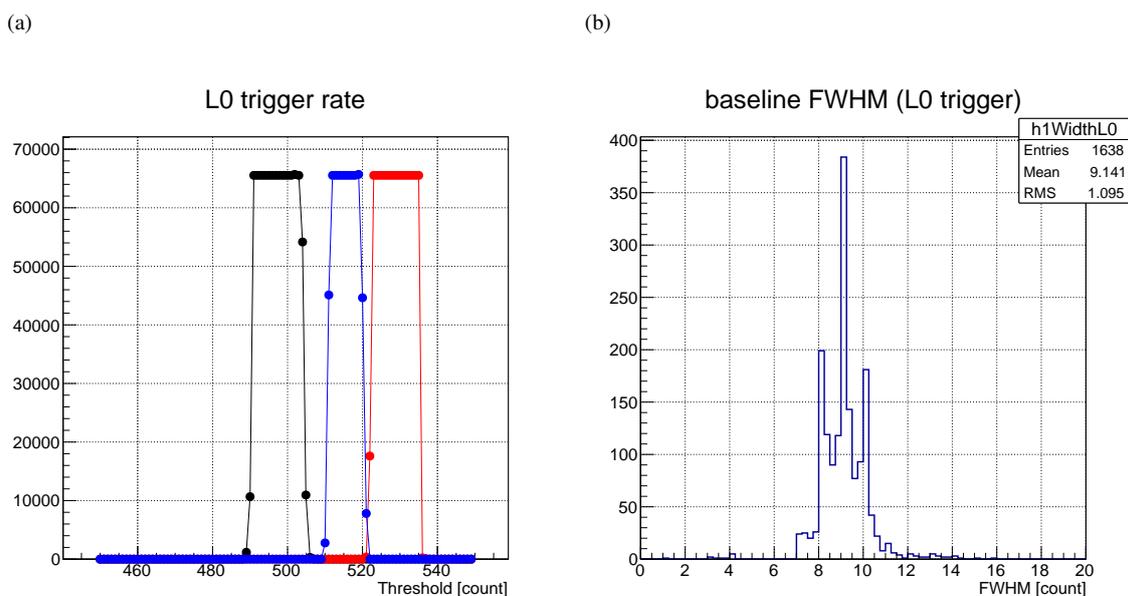


図 4.24 L0 レートスキャン測定。(a) は 3 チャンネルについてのスレッシュホールド値に対する L0 トリガーレート。(b) は、1638 ピクセルに対する L0 レート分布の幅の分布。

4.3.3 NominalHV を求めるための測定

PMT を用いた測定では、PMT に高電圧を印可することになるが、LST では PMT での増幅率が 4 万倍となるように調整された電圧値 (Nominal HV) を用いることになっている。図 4.25 のように、印可電圧に対するゲイン測定、1400 V を印可した状態での 1 光電子測定を測定することで、運用電圧を算出することができる。

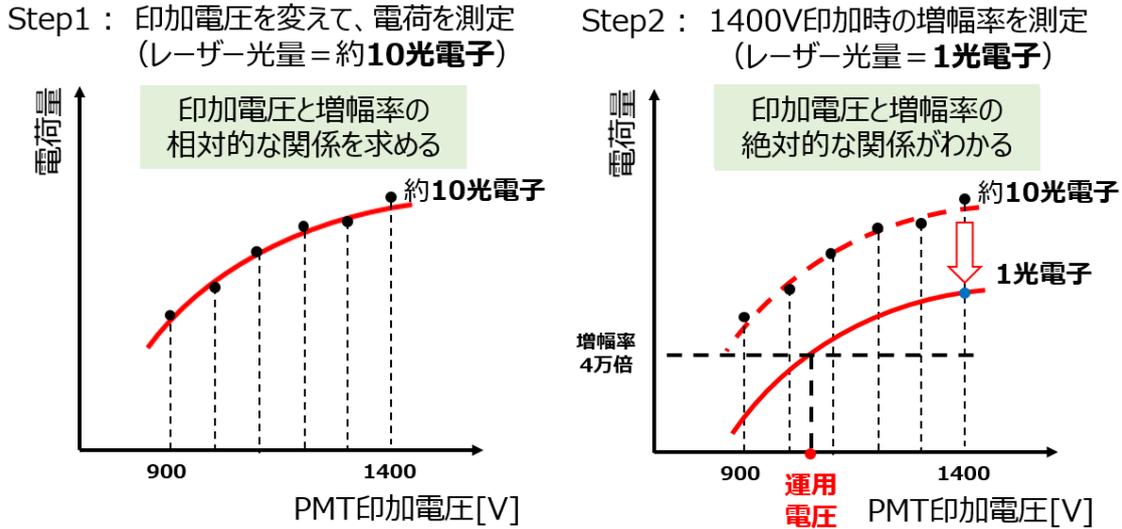


図 4.25 PMT 運用電圧 (Nominal HV) の算出手順。まず、印加電圧を変えて約 10 光電子のレーザー光量の電荷値を測定し、印加電圧と増幅率の相対的な関係を求める。次に、レーザー光量を 1 光電子レベルに変えて、印加電圧を 1400 V にして電荷値を測定する。これにより、印加電圧と増幅率の絶対的な関係を求めることができ、増幅率 4 万倍を実現する Nominal HV を算出することができる。

1. 印可電圧に対するゲイン測定

900 V から 1400 V まで 100 V 刻みで印可電圧を変えて 5000 イベントずつデータを取得し、ゲインの変化を調べる。この測定では約 10 光電子レベルの光量のレーザー光を用いてデータを取得している。これにより、印可電圧と増幅率の関係を相対的に知ることができる。図 4.26 (a) は、あるピクセルでの印可電圧と増幅率の関係を表している。本試験で使用している PMT はダイノードの段数が 8 段であり、初段で固定値 350V が印可されているので、印可電圧と増幅率の関係は、

$$\text{Gain} = a \times \left(\frac{V - 350}{8} \right)^b \quad (4.3)$$

というべき関数で表すことができる。ここで得られたべきのパラメータ b を用いて、あとで NominalHV を算出する。図 4.26 (b) に、1652 ピクセルでのこのパラメータの分布を示す。この分布には、2 つのピークが存在しているが、これは製造された PMT の材質が途中から変更されたことによる影響であることが知られている。

2. 印可電圧 1400V での 1 光電子測定

1400V を印可したときの 1 光電子のスペクトル応答を調べる。図 4.27 (a) はあるピクセルでの 1 光電子スペクトルを表している。このスペクトルの 1 光電子に相当する分布のピークをガウス分布でフィットして、印可電圧 1400 V での 1 光電子の測定電荷量を求める。この値と読み出し回路上でのアンプなどの増幅率を考慮に入ると、1400 V の印可電圧をかけた PMT での増幅率 (gain_{1400}) を知ることができる。図 4.27 (b) は、1652

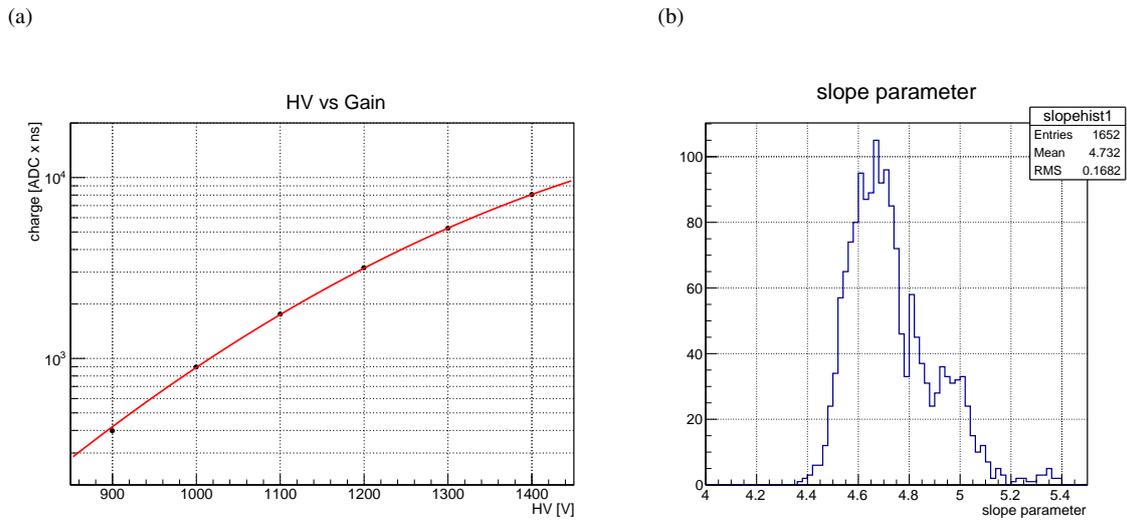


図 4.26 PMT への印可電圧に対するゲインの測定結果。(a) はあるピクセルでの印可電圧に対するゲイン応答をプロットしており、(b) は全ピクセルで得られたべきのパラメータ b の分布。

ピクセルでの gain₁₄₀₀ の分布を表している。

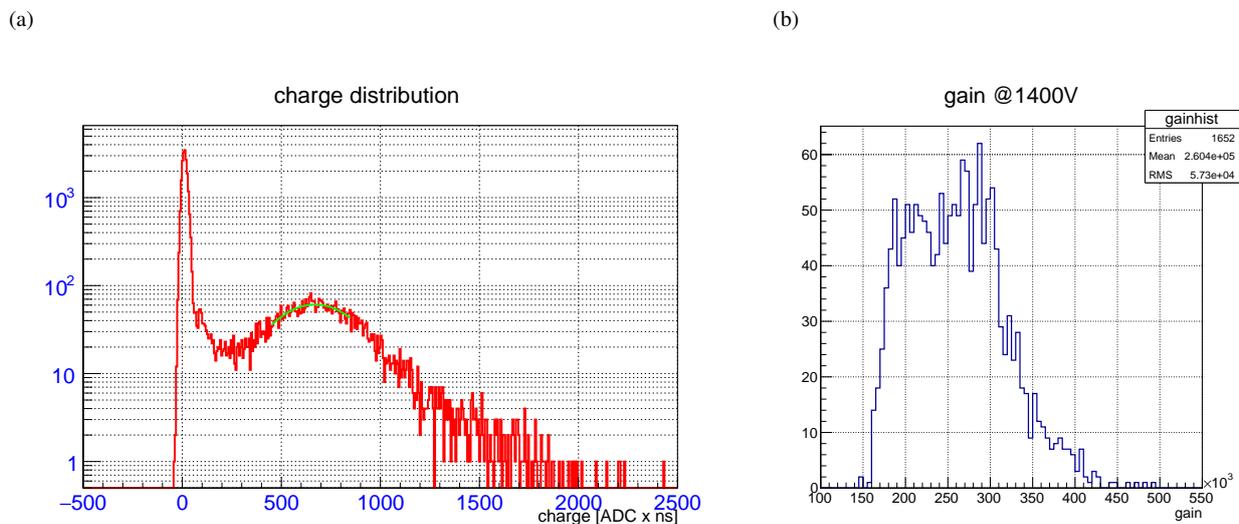


図 4.27 PMT への印可電圧 1400 V での 1 光電子スペクトル試験の結果。(a) 印可電圧 1400V での 1 光電子電荷スペクトル。(b) 1652 ピクセルでの、PMT での増幅率 gain₁₄₀₀ の分布。

3. Nominal HV の算出

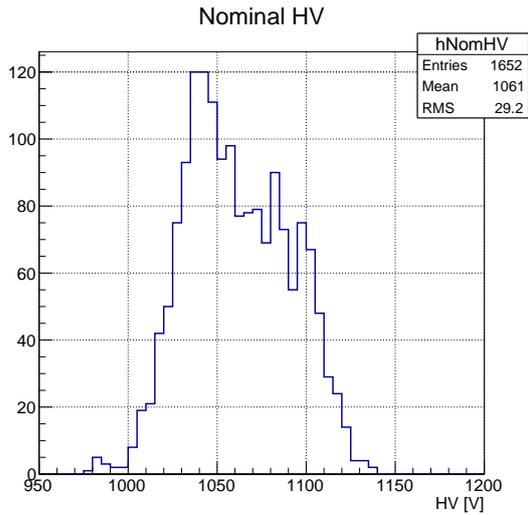
印可電圧に対する増幅率の測定により、印可電圧と増幅率の相対的な関係がわかり、印可電圧 1400V での 1 光電子測定により、1400V での増幅率を得ることができたので、増倍率が 4 万倍となる印可電圧は、

$$V_{\text{Nominal}} = (1400 - 350) \times \left(\frac{40000}{\text{gain}_{1400}} \right)^{\frac{1}{b}} \quad (4.4)$$

で求めることができる。この結果得られた NominalHV の分布を図 4.28 (a) に示す。この分布の平均値は

1061 ± 29 V であった。また、1644 ピクセルに対する、PMT 単体での品質管理試験で得られていた各 PMT の Nominal HV との残差の分布を図 4.28 (b) に示す。この残差は平均で -3.4 ± 14.5 V と Nominal HV の値が若干低くなっている。また、1652 ピクセルのうち、8 ピクセルについては PMT のシリアル番号が不明であったため、単体での試験の結果と比較をすることはできていない。

(a)



(b)

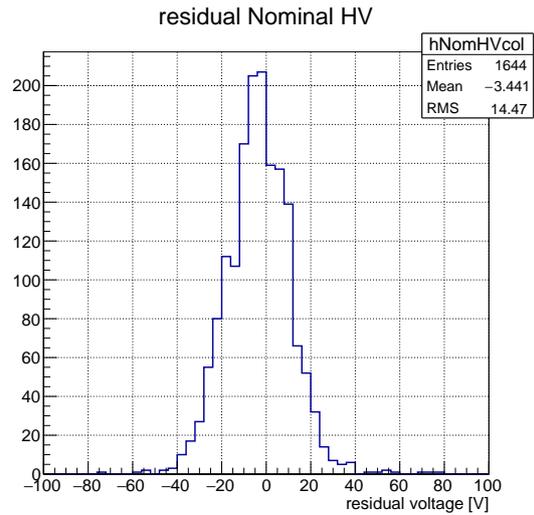


図 4.28 Nominal HV の分布。(a) は今回の測定で得られた Nominal HV の分布であり、(b) は PMT 単体での品質管理試験で得られていた各ピクセルごとの Nominal HV との残差の分布。

4.3.4 1 光電子測定

広いダイナミックレンジを達成するには、低光量においては、ノイズ成分と切り離して、1 光電子の信号を捉えられることが求められる。そこで、フィルターで減光し、5 万イベントのデータを取得し、Nominal HV を PMT に印加した状態での 1 光電子信号に対する読み出し回路の応答を調べた。

まず、図 4.29 のように各ピクセルごとに電荷分布を求める。この測定では、ポアソン分布に従って、光子が PMT に入射するとし、また、電荷量はイベント内の 5 ns 幅積分値の最大値を使用しているため、ノイズ成分にバイアスが掛かってしまうことを避けるため、

$$N(x) = \sum_{k=0}^2 \frac{a^k e^{-a}}{k!} \times \exp\left(-\frac{(x - \mu_k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (4.5)$$

$$\mu_k = \sqrt{(k \times \mu_{\text{signal}})^2 - \mu_{\text{pedestal}}^2}$$

$$\sigma_k = \sqrt{(\sqrt{k} \times \sigma_{\text{signal}})^2 + \sigma_{\text{pedestal}}^2}$$

という関数を用いて、2 光電子成分までフィットする。この結果得られた、1652 ピクセルでの 1 光電子の電荷量の分布は図 4.30 (a) のようになっており、その中心値は 84.0 ± 5.6 [ADC × ns] となっている。ノイズ成分と 1 光電子成分との分離性能を表す指標として、1 光電子の平均電荷量をノイズ成分の標準偏差で割った S/N 比が用いられる。全ピクセルに対して、この操作を行い、得られた S/N 比の分布は図 4.30 (b) のようになっており、平均で 7.1 ± 0.5 と高い分離性能を示すことが分かった。

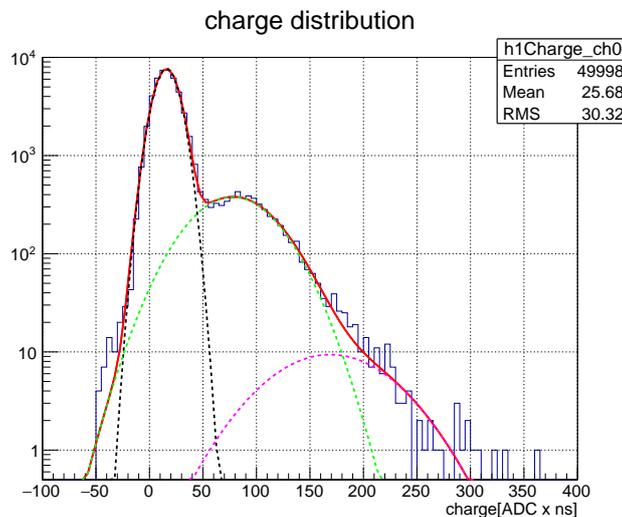


図 4.29 あるピクセルでの 1 光電子の電荷分布。赤実線は、(4.5) 式でフィットした関数であり、0 光電子（黒点線）、1 光電子（緑点線）、2 光電子（マゼンタ点線）の重ね合わせで構成される。

次に、1 光電子信号の平均波形をつくり、読み出し回路の性能を確かめる。取得したデータの中から、1 光電子のみを取得したデータを選ぶために、各ピクセルごとに得られた 1 光電子の電荷量に対して、 $\pm 1\sigma$ の電荷量をもつイベントのみを選択する。これらのイベントについて、各イベントごとに重心を求めて、この重心が重なるように、これらの信号波形データを 2 次元ヒストグラムにつめていく。図 4.31 (a) のように、ピンごとに平均値を得ることで、平均波形を得る。この平均波形より、1 光電子信号での波高値は 30 ADC counts であることがわかった。そして、得られた平均波形に対して、データ点の間を線形補完し、波形の FWHM を求めた。その結果、1652 ピクセルでの FWHM の分布は、図 4.31 (b) のようになり、平均で 3.0 ± 0.1 ns であることがわかった。夜光成分とチェレンコフ光成分を切り分

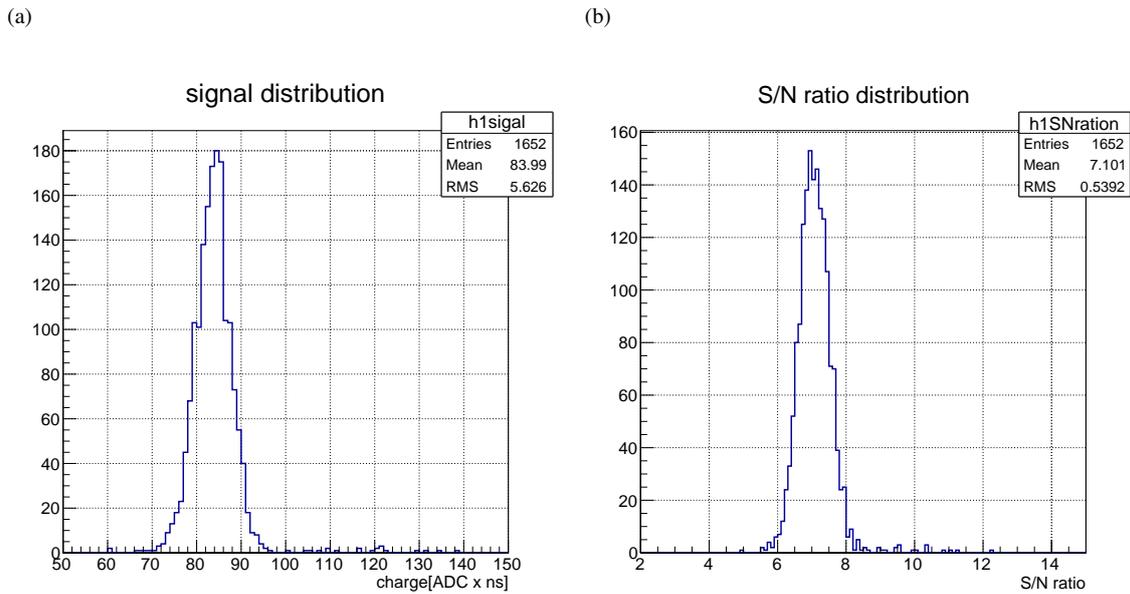


図 4.30 1 光電子電荷分布から得られたパラメータ。(a) は 1 光電子の電荷量、(b) は電荷分布の S/N 比の分布を表している。

けるために PMT に課されている、FWHM に対する要求値は 3 ns 以下（平均）であり、PMT 単体での全数試験の結果では、 2.8 ± 0.1 ns となり、要求値を満たしていた [56]。今回得られた FWHM は、PMT 単体での全数性能評価の結果よりも平均で 0.2 ns だけ幅が広がっていたことを示している。PMT 単体での全数性能評価の際には DRS4 評価ボードを用いており、LST 用の読み出し回路は使われていなかった点が今回の試験との違いとして挙げられる。そのため、アンプなどによりパルス幅が太くなったと考えられる。

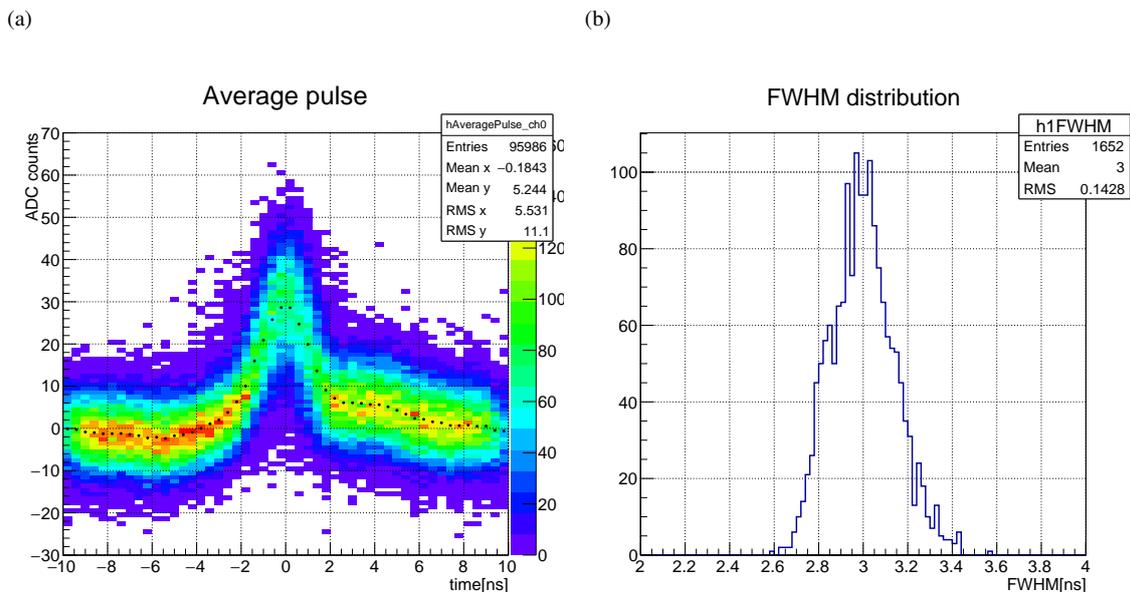


図 4.31 (a) はあるチャンネルでの 1 光電子信号の平均波形、(b) は全ピクセルでの波形幅 FWHM の分布を表す。

4.3.5 多光電子測定

様々な光量に対する PMT の応答を調べるために、レーザー光を ND フィルターに通して減光させることで、光量を調整してデータを取得した。ND フィルターを通さずに測定した最大光量時での電荷量の平均値は 1129 光電子であり、この値と ND フィルターの減光率のカタログ値から入射光量を求めることができる。まず、入射光量に対する、測定で得られた電荷量のリニアリティを評価した。あるピクセルでの入射光量に対する、測定で得られた電荷量の関係を図 4.32 に示す。図 4.32 では、高ゲイン系統と低ゲイン系統の読み出し回路上での増幅率の比をもとに、高ゲイン系統での電荷量を基準にした値を用いて、プロットしている。高ゲイン系統、低ゲイン系統での入射光電子数と測定電荷量の関係をそれぞれ一次関数でフィットし、フィット関数との残差を求めた。この操作を全 1652 ピクセルに対して行って得られた、入射光量ごとの残差の割合を示しているのが図 4.33、図 4.34 である。これを見ると、各入射光量での全 1652 ピクセルに対する残差の標準偏差に対して、残差の平均値の絶対的なずれの方が大きく、系統的なずれが存在していることがわかる。これは、ND フィルターの減光率をカタログ値を用いて見積もっているからであり、本測定では実際の減光率を求める予備実験も行う時間がなく、測定環境下での実際の減光率を踏まえていない。

(a)

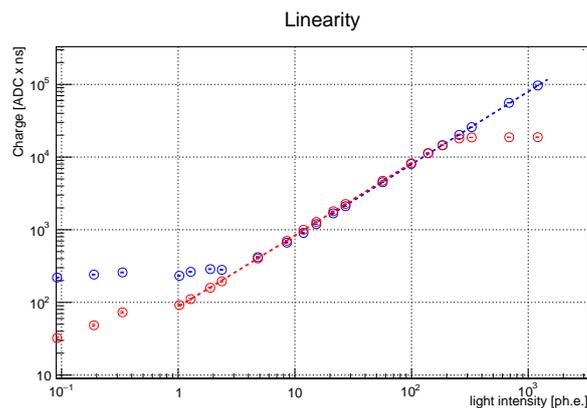


図 4.32 あるピクセルでの入射光量に対する得られた電荷量の関係。赤丸が高ゲイン系統、青丸が低ゲイン系統でのデータを表しており、点線はリニアリティが保たれている部分をフィットした一次関数である。

そこで、読み出し回路単体でリニアリティを保っている光量のデータを用いて、ND フィルターの透過率を推測することにした。図 4.35 に、各フィルターでのカタログ値から予測される入射光量と高ゲイン系統、低ゲイン系統それぞれの電荷量の実測値を示している。第 3 章の図 3.6 で示したように、高ゲイン系統では 1 光電子から 200 光電子まで、低ゲイン系統では 40 光電子から 2000 光電子まで $\pm 5\%$ の範囲でリニアリティを保っている。また、入射光量が大きいが、測定電荷量に対するノイズ成分の影響を小さくできるので、高ゲイン系統ではフィルター番号 6 から 12、低ゲイン系統ではフィルター 0 から 6 での測定電荷量を用いて推測する。まず、高ゲイン系統のフィルター 6 と 12、低ゲイン系統のフィルター 0 と 6 の測定電荷量の比から粗調整フィルターの比を求めることができる。次に、高ゲイン系統のフィルター 6 から 11、低ゲイン系統のフィルター 0 から 5 の測定電荷量の比から微調整フィルターの比も求めることができる。ただし、粗調整フィルター 3、4 については、カタログ値を用いることとする。

このようにして推測した ND フィルター透過率を用いて、上記と同様に入射光量と測定電荷量の関係でのフィット関数との残差を全 1652 ピクセルに対して行ったのが図 4.36、図 4.37 である。この結果、残差が $\pm 10\%$ の範囲におさまっているのは、入射光量が高ゲイン系統で 1.8 光電子から 137 光電子、低ゲイン系統で 21 光電子から 1129 光電

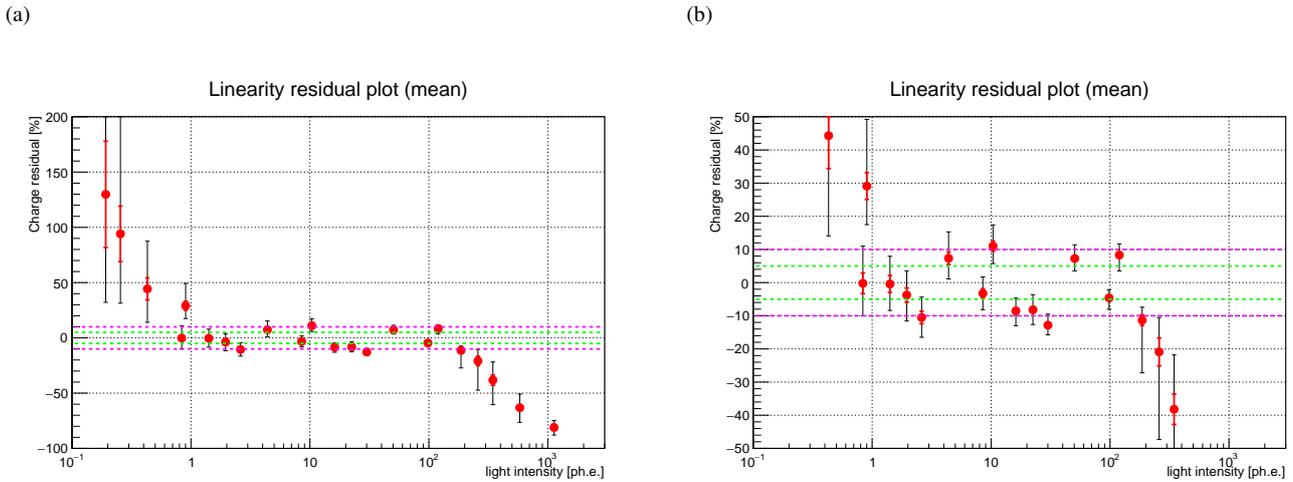


図 4.33 高ゲイン系統における全 1652 ピクセルでの入射光量に対するフィット関数との残差の関係。プロットは各入射光量での残差の平均値を示しており、赤誤差棒が全ピクセルでの標準偏差、黒誤差棒が全ピクセルでの最小値と最大値を示している。(a) -100% から 200% まで、(b) -50% から 50% の範囲でプロットしている。

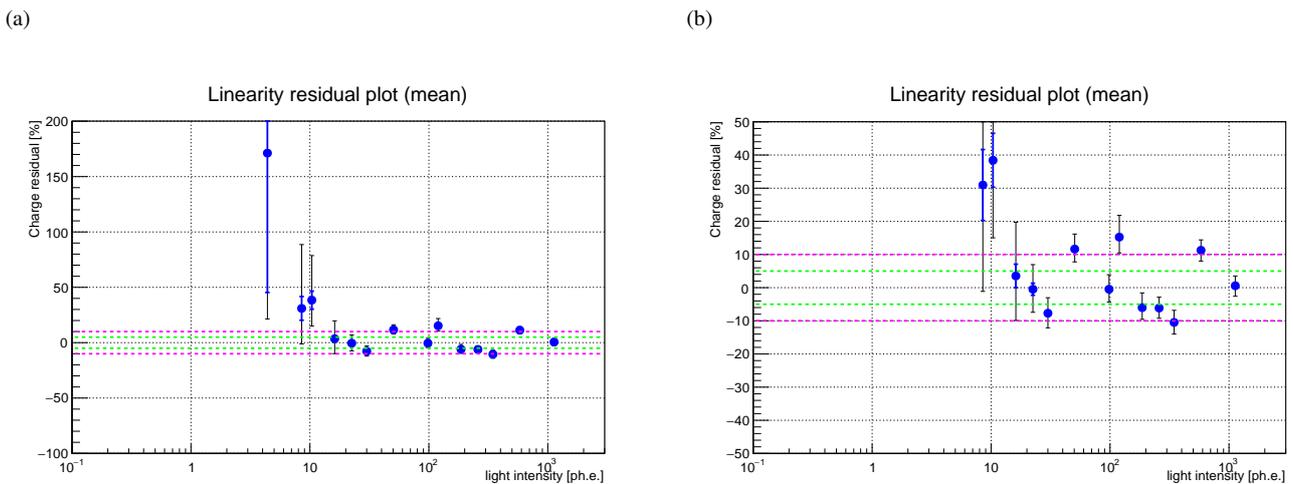


図 4.34 低ゲイン系統における全 1652 ピクセルでの入射光量に対するフィット関数との残差の関係。プロットは各入射光量での残差の平均値を示しており、青誤差棒が全ピクセルでの標準偏差、黒誤差棒が全ピクセルでの最小値と最大値を示している。(a) -100% から 200% まで、(b) -50% から 50% の範囲でプロットしている。

子までであり、そのうち $\pm 5\%$ の範囲にもおさまっているのは、それぞれ 73.4%、98.8% であった。高ゲイン系統では入力光量が 137 光電子を越えると、リニアリティが保たれなくなり、やがて回路側でサチュレーションしてしまう。

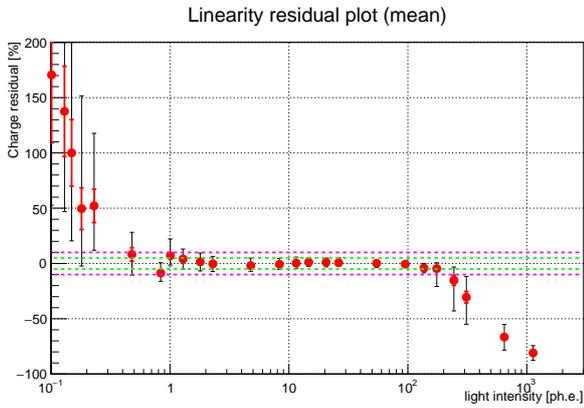
次に、全 1652 ピクセルでの入射光量に対する測定電荷の電荷分解能の関係を図 4.38 に示す。電荷分解能は、光子の統計的な揺らぎや PMT や読み出し回路での増幅率の揺らぎなどに影響される。入射光子がポアソン統計に従っていると仮定すると、ポアソン限界により電荷分解能の値には制限があるが、図 4.38 ではそれを下回るピクセルも存在している。その理由としては、リニアリティを保っている範囲内では入射光量の算出の誤差によるものと考えられる。また、高ゲイン系統の高光量では、サチュレーションして波高値が一定になり、低ゲイン系統の低光量では、入力信号をノイズ成分と切り分けることができず、ポアソン統計に由来する限界よりも電荷分解能が良くなっている。高ゲイン系統では、入力光量が 137 光電子以上でポアソン限界を大きく越えるピクセルが存在していることを考慮して、入力光電

フィルター番号	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
粗調整フィルター番号	0						1					
微調整フィルター番号	0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5
カタログ値から予測される 入射光量[光電子]	1128.67	581.44	345.47	258.54	186.29	119.67	98.11	50.47	30.03	22.47	16.14	10.38
電荷量 (高ゲイン系統) [光電子]	221.62	222.03	221.38	212.46	172.16	135.20	97.58	56.43	27.26	21.47	15.36	11.95
電荷量 (低ゲイン系統) [光電子]	1128.67	641.93	306.09	239.63	172.22	134.74	95.00	53.57	25.50	19.99	14.27	11.10
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
	2						3					
	0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5
	8.52	4.39	2.61	1.95	1.41	0.90	0.84	0.43	0.26	0.19	0.14	0.09
	8.55	4.85	2.38	1.90	1.40	1.13	0.81	0.56	0.39	0.31	0.36	0.32
	8.07	5.16	3.70	3.49	3.31	3.21	3.11	3.04	2.99	2.98	3.00	2.98
	24	25	26	27	28	29						
	4											
	0	1	2	3	4	5						
	0.15	0.08	0.05	0.03	0.02	0.02						
	0.34	0.30	0.27	0.26	0.26	0.25						
	2.98	2.98	2.97	2.96	2.97	2.96						

図 4.35 カタログ値から予想される入射光量と高ゲイン系統、低ゲイン系統それぞれでの電荷量の実測値。フィルター番号 0 では、フィルターを用いておらず、このときの低ゲイン系統の測定電荷量とフィルター減光率から入射光量を予測している。太字になっている、高ゲイン系統のフィルター 6 から 12、低ゲイン系統のフィルター 0 から 6 を用いて、減光率を推測した。

子が 95 光電子のところでは 2 系統の切り替えを行うと考えると、全ピクセルで要求値を満たしていることがわかった。

(a)



(b)

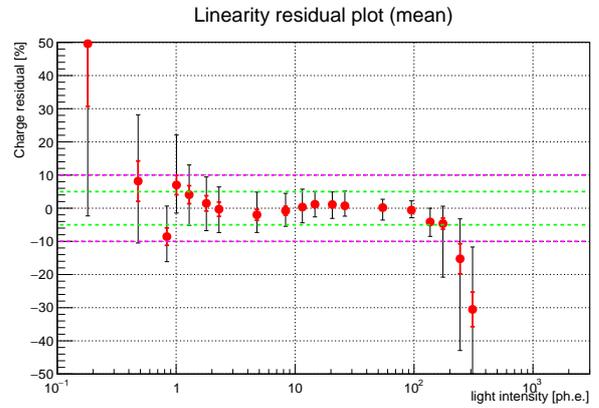
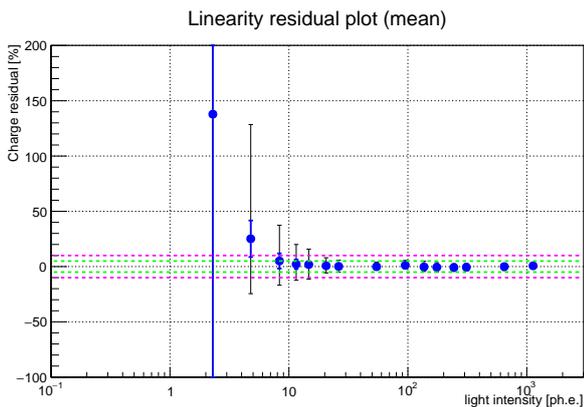


図 4.36 高ゲイン系統における全 1652 ピクセルでの推測したフィルター透過率から求められる入射光量に対するフィット関数との残差の関係。プロットは各入射光量での残差の平均値を示しており、赤誤差棒が全ピクセルでの標準偏差、黒誤差棒が全ピクセルでの最小値と最大値を示している。(a) -100% から 200% まで、(b) -50% から 50% の範囲でプロットしている。

(a)



(b)

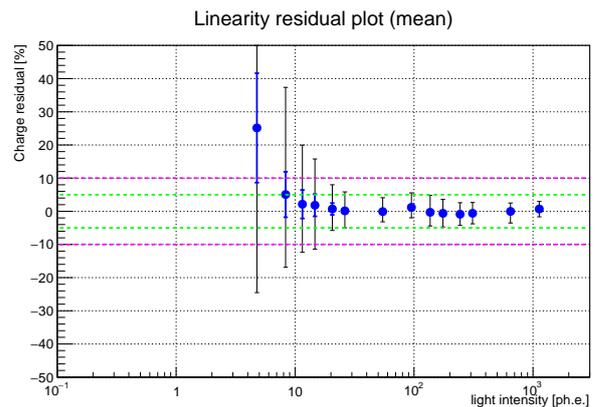
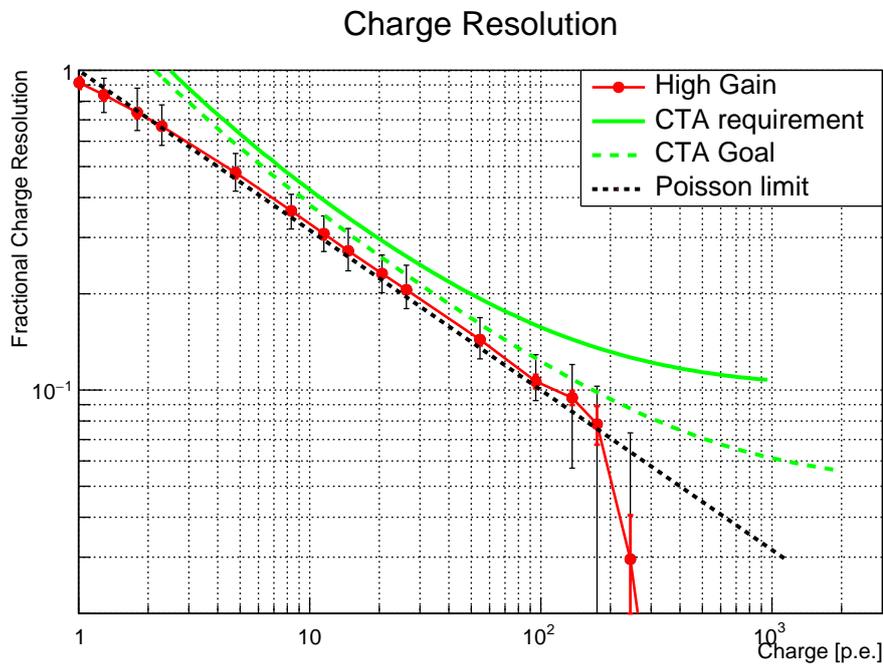


図 4.37 低ゲイン系統における全 1652 ピクセルでの推測したフィルター透過率から求められる入射光量に対するフィット関数との残差の関係。プロットは各入射光量での残差の平均値を示しており、青誤差棒が全ピクセルでの標準偏差、黒誤差棒が全ピクセルでの最小値と最大値を示している。(a) -100% から 200% まで、(b) -50% から 50% の範囲でプロットしている。

(a)



(b)

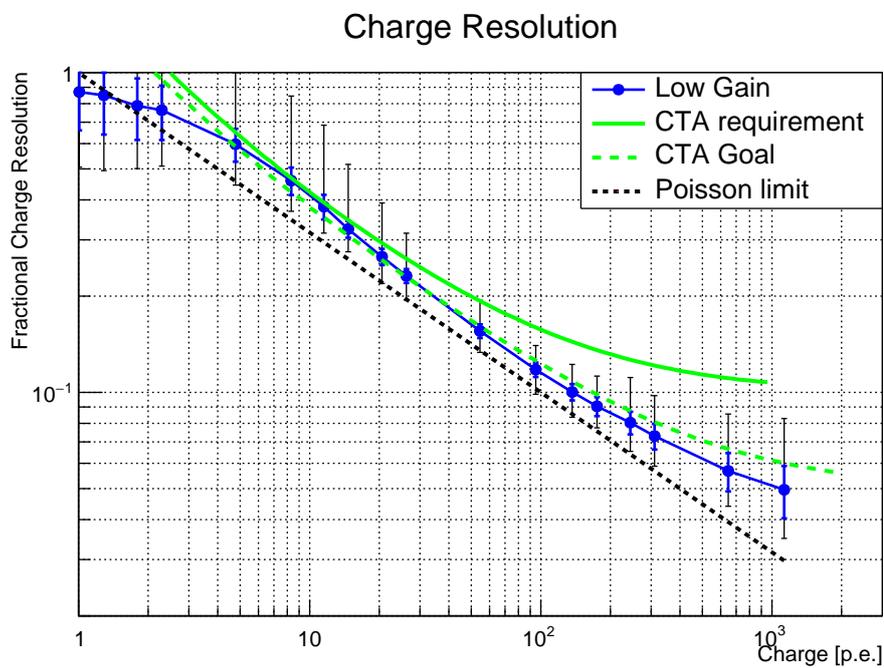


図 4.38 (a) 高ゲイン系統、(b) 低ゲイン系統での電荷分解能の電荷量依存性。赤丸が高ゲイン系統、青丸が低ゲイン系統での各光量における電荷分解能の 1652 ピクセルに対する平均値を表している。また、赤誤差棒、青誤差棒はそれぞれの系統での分布の標準偏差、黒誤差棒はその分布での最小値と最大値を表している。また、緑実線が CTA での要求値、緑点線が CTA での最終目標値、黒点線がポアソン限界を示している。要求値は 1000 光電子まで、最終目標値は 2000 光電子まででそれぞれの要求を満たすことが課されている。

第 5 章

LST 2 号機以降用読み出し回路の開発

LST 初号機用読み出し回路を用いた試験を踏まえて、機能を追加するなどの改良を行い、LST 二号機以降用の読み出し回路を開発した。主な変更点は、温湿度計・電圧モニター回路の設置と DRS4 サンプル時間間隔較正用サイン波生成回路の 2 点である (5.1 節)。この DRS4 チップのサンプル時間較正用回路を用いて較正を行い (5.2 節)、正しく較正できていることを確認した (5.3 節)。

5.1 新版読み出し回路での変更点

LST 2 号機以降用に開発した新版読み出し回路の写真を図 5.1 に示す。基本的な動作は前版の読み出し回路と変わらないが、これまで行ってきた読み出し回路での試験の結果を踏まえて改良を行った。本節では、その中で主な変更点である、温湿度計・電圧モニター回路 (5.1.1 項)、DRS4 サンプル時間較正用サイン波生成回路 (5.1.2 項) について説明する。

5.1.1 温湿度計・電圧モニター回路

4.1.1 節で述べた dt 特性でも見られたように、アンプや DRS4 などの読み出し回路上の各要素は温度特性を持っている。これまで、スローコントロールボードやバックプレーンには温度計が設置されていたが、読み出し回路上には設置されていなかったため、新版回路には温湿度計を設置することにした。設置場所については、読み出し回路上で特に

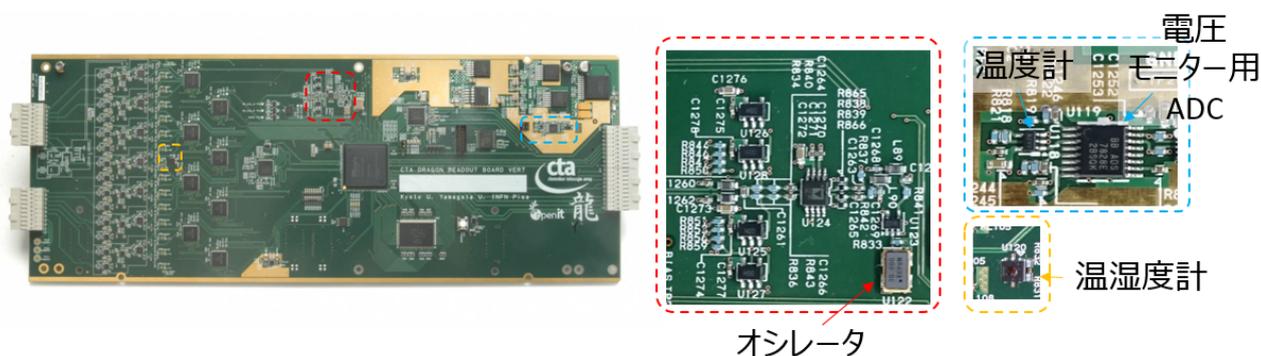


図 5.1 新版読み出し回路の写真。左図は読み出し回路の表面の写真であり、新版回路での主な変更箇所である、温湿度計、電圧モニター回路、DRS4 サンプル時間較正用サイン波生成回路を図中に示している。右図は、その変更箇所の拡大写真である。

高温となりやすい、アンプや DRS4 の付近と各 DC 電圧を供給するレギュレータの付近の 2 か所とした。また、読み出し回路上の各 IC の特性は温度だけでなく、電源電圧にも依存する。そこで、読み出し回路で使用されている各 DC 電圧を ADC で A/D 変換してモニターする回路も設置した。DC 電圧をモニターすることで、読み出し回路上で問題が起こった際に原因の究明にも役立つこともできる。

温湿度計や DC 電圧を読み出す ADC とは、FPGA から I²C というシリアル通信の規格を用いることで、そのデータを読み出したり、チップの設定を変更したりすることができる。I²C 規格での通信は、これまでの読み出し回路上では行われていなかったため、新たに FPGA ファームウェアを書き換えて、これを可能とした。図 5.2 は、実際に I²C 通信を行って、DC 電圧を読み出す ADC に対して、内部リファレンス電圧を印加するためのコマンドを送っている様子である。I²C や SPI などの同期型シリアル通信では、データを送受信するためのラインとそのデータを同期させるためのクロックラインが必要となる。SPI 通信では通信する IC ごとにデータ線とクロック線を必要とする一方で、I²C 通信では、複数の IC に対して、同じデータ線とクロック線を用いて、並列に接続させることができる。そこで、I²C 通信では、はじめに通信相手の IC のアドレスを送信した上で、コマンドを送ることになる。

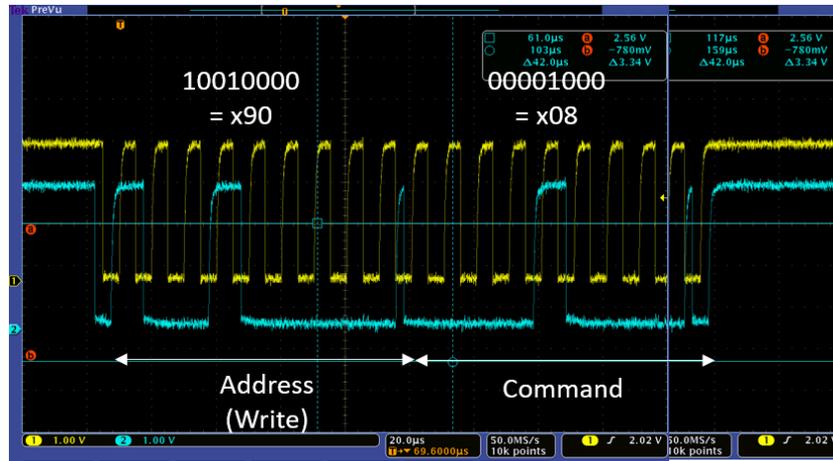


図 5.2 I²C 通信のデータ線。まず、通信相手のアドレスを指定した上で、コマンドを送る。ここでは、DC 電圧を読み出す ADC に対して、内部のリファレンス電圧を印加するためのコマンドを送信している。

新たに搭載した温度計で実際に温度を測定できているかを確認するために試験を行った。まずは、室温の実験室において、読み出し回路上の温度計に加えて、各要素（プリアンプ基板、スローコントロールボード、バックプレーンボード）での温度計での温度変化を測定した。なお、電源投入後、データ取得のためのコンフィギュレーションを行い、DRS4 のペダスタルデータの取得開始時点から 1 時間のあいだ、約 30 秒おきにデータを測定している。この結果は、図 5.3 となり、データ取得開始から約 5 分ほどは急激に温度が上昇しており、10 分後以降はほぼ同じ値をとっていることがわかる。また、60 分後の温度をみると読み出し回路、プリアンプ基板とスローコントロールボード、バックプレーンボードとおおよそ 3 つのかたまりに分けることができる。このことから、読み出し回路の温度を測定するために、温度計を新たに設置することの必要性を再確認することができた。次に、恒温槽で読み出し回路の周辺温度を 10°C から 50°C まで 10°C 刻みで変化させたときの読み出し回路上での温度の変化を測定した。この結果を図 5.4 に示す。この結果から、常に周辺温度よりも読み出し回路上の方が約 5°C ほど高くなっていることがわかった。また、レギュレータ付近の温度よりもアンプ、DRS4 周辺での温度の方が高くなっており、その差は周辺温度が高くなるほど小さくなることがわかった。

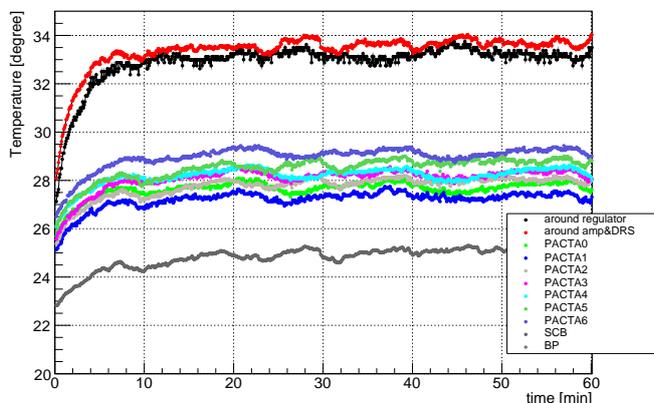


図 5.3 各要素で測定した温度の時間変動。赤点がレギュレータ付近、黒点はアンプ・DRS4 付近に設置した温度計で測定した温度データであり、一番温度が低いのがバックプレーンボードでの温度で、他はスローコントロールボードと PACTA での温度である。

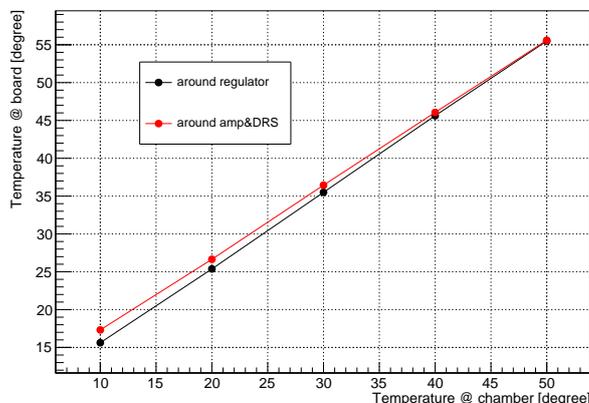


図 5.4 周辺温度に対する読み出し回路上で測定した温度。横軸が恒温槽で設定した温度、縦軸が実際に測定した温度であり、黒点がレギュレータ付近で測定した温度、赤点がアンプ、DRS4 付近で測定した温度を示している。

5.1.2 DRS4 時間較正用サイン波生成回路

DRS4 チップでは、一定の時間間隔でキャパシタに電荷をためるのが理想的だが、3.2.2 項で述べたようにサンプリング時間間隔にキャパシタ固有の揺らぎが存在している。このサンプリング時間間隔を較正するためには、ある波形を DRS4 チップに入力し、その入力波形と DRS4 でサンプリングした波形とを比較することで、そのずれを求めることができる。実際に、DRS4 チップの評価ボードには、100 MHz のサイン波を生成して、搭載されている 1 枚の DRS4 チップに対して時間較正を行う回路が搭載されている。そこで、この回路を参考にしつつ、読み出し回路に対応した時間較正用サイン波生成回路を設計した。

設計したサイン波生成回路の概略図を図 5.5 に示す。この回路では、30 MHz のオシレータから出力された矩形波をアナログ回路のローパスフィルターに通して、高周波成分を取り除き、30 MHz のサイン波のみを取り出す。そして、このサイン波を 8 つの DRS4 の時間較正用チャンネルに入力するために、シングルエンドのサイン波信号を差動信号に変換し、8 つのラインに並列に分配する。ただし、差動信号にした直後に 8 つのラインに分配すると、全ラインを駆動するだけの電流値をアンプから出力しなければならず、負荷が大きくなってしまう。そこで、この負荷を減らすために、差動信号にした後に 2 系統に分けて、各系統にバッファアンプを用意した。なお、オシレータから出力される矩形波は、FPGA からコマンドを送り、オシレータの出力をハイインピーダンスとすることで矩形波が出力されないように設定することもできる。

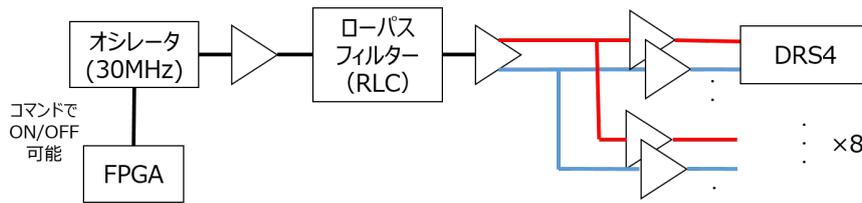


図 5.5 DRS4 時間較正用 sin 波生成回路の概略図。

評価ボード上のサイン波生成回路から変更した点が 2 つある。1 つ目は、最終的に生成されるサイン波のラインの数である。評価ボードでは 1 枚の DRS4 に対して 1 本のサイン波信号ラインを生成していたが、読み出し回路には DRS4 チップが 8 枚搭載されているので、8 本のラインを並列に生成することにした。この際、回路規模が大きくならないように、生成元のオシレータは 1 つとして、そこから得られたサイン波を 8 本のラインに分配する。2 点目は、サイン波の周波数である。5.2 節で後述するように、時間較正手法の一つでは、サイン波のピーク以外の部分の隣り合う 2 点を用いる。そのため、ピーク部分、およびそれ以外の部分の端のデータ点は時間較正に使用することができなくなってしまう。もし、評価ボードで用いられている 100 MHz のサイン波を 1 GHz でサンプリングすると、サイン波一周期に対して約 10 個のデータ点しか得られず、そのうち時間較正に使用できるデータ点はわずかとなってしまふ。そこで、新版読み出し回路では、30 MHz のサイン波を使用し、サイン波一周期に対して時間較正で使用できるデータ点の割合を増やすことにした。

評価ボードとは異なる周波数のサイン波を使用するため、30 MHz 成分を取り出すローパスフィルターを用意する必要がある。そこで、ローパスフィルターのアナログ回路と周辺の回路を含めて、PSpice で回路シミュレーションを行い、適切な回路素子、素子値の決定を行った。図 5.6 は、サイン波生成回路を評価するために用いた回路シミュレーションでの回路図である。回路上で使用しているバッファアンプについては、IC の特性を再現するモデルパーツを用いて、回路を再現している。また、DRS4 については、DRS4 のサンプリングスピードを f_{sampling} とすると、DRS4 の入力容量は 11 pF、入力インピーダンスは $6.3\text{k}\Omega/f_{\text{sampling}}$ であるので、1 GHz サンプリングでの値を用いて、等価回路をつくった。オシレータからの出力波形には、このオシレータの電源電圧に対する High、Low に対応する電圧値、立上がり、立下り時間などの特性を踏まえた波形を使用している。

回路シミュレーションで得られた結果を、図 5.7 に示す。図 5.7 (a) のように、オシレータからの出力矩形波の 30 MHz の成分を中心に抜き出すことができている。デューティ比 50% の矩形波の場合、その矩形波の周波数の奇数倍の周波数をもつサイン波のみであらわすことができるが、デューティ比が 50% でないと、矩形波周波数の偶数倍の成分も存在する。シミュレーションで得られたサイン波は、30 MHz 成分の次に 60 MHz 成分が多く存在し、30 MHz 成分に対して 0.56% となっている。90 MHz では、30 MHz に対して 0.19% だけ含まれており、120 MHz での 0.01%、150 MHz での 0.02% と比べて、60 MHz、90 MHz の成分が多く含まれていることがわかる。また、この回路で生成したサイン波と DRS4 で取得したデータ点との時間方向のずれを求めて時間較正を行うため、30 MHz のサイン関数でフィットして、生成したサイン波の評価を行った。その結果が図 5.7 (b) となり、一見、十分にフィットできているように見えるが、一部を拡大すると、フィット関数とデータ点にずれが生じていることがわかる。そこで、各データ点でのフィット関数との時間方向の残差を求めたのが、図 5.7 (c) である。時間較正で用いるピーク以外の部分については、この残差が ± 10 ps の範囲内におさまっていることがわかる。1 GHz のサンプリング時には、各キャパシタで数百 ps ほどのサンプリング時間間隔のぶれがあるので、入力するサイン波そのものの時間方向のぶれが ± 10 ps 以内であれば、入力するサイン波の影響は少なくとも 10% 以下に抑えられていることがわかる。

この結果をもとに、新版回路の試作機にサイン波生成回路を実装し、シミュレーション通りの波形を得られているかを確認した。ローパスフィルター直後での波形と、DRS4 入力での波形を図 5.8 に示す。図 5.8 (a) は、ローパスフィルター直後の波形であり、たしかにサイン波を得ることができている。しかし、図 5.8 (b) の DRS4 入力での波形は、特にマイナス側が大きく歪んだ波形となってしまうことがわかった。ローパスフィルター後のアンプ出力の段階でこのような歪みが生じており、結果として、このアンプの使用法に誤りがあることがわかった。この回路では、図 5.9 のように、入力信号の DC レベルが 0 V である場合に最適化した回路となってしまう状態では、1.65 V の DC レベルをもった信号を入力しているため、入力コモンモード電圧範囲内に信号をおさめることができずにゆがみが生じていた。そこで、図 5.10 のように、抵抗をアンプ入力の前にグラウンドと並列に接続することで、入力信号の DC 電圧を降下させることにした。

以上の試作機での結果を踏まえて修正した回路での生成サイン波は、図 5.11 (a) のようになり、歪みなくサイン波を取得できていることがわかる。また、図 5.11 (b) はこのサイン波の複数周期分のデータをオシロスコープで取得し、

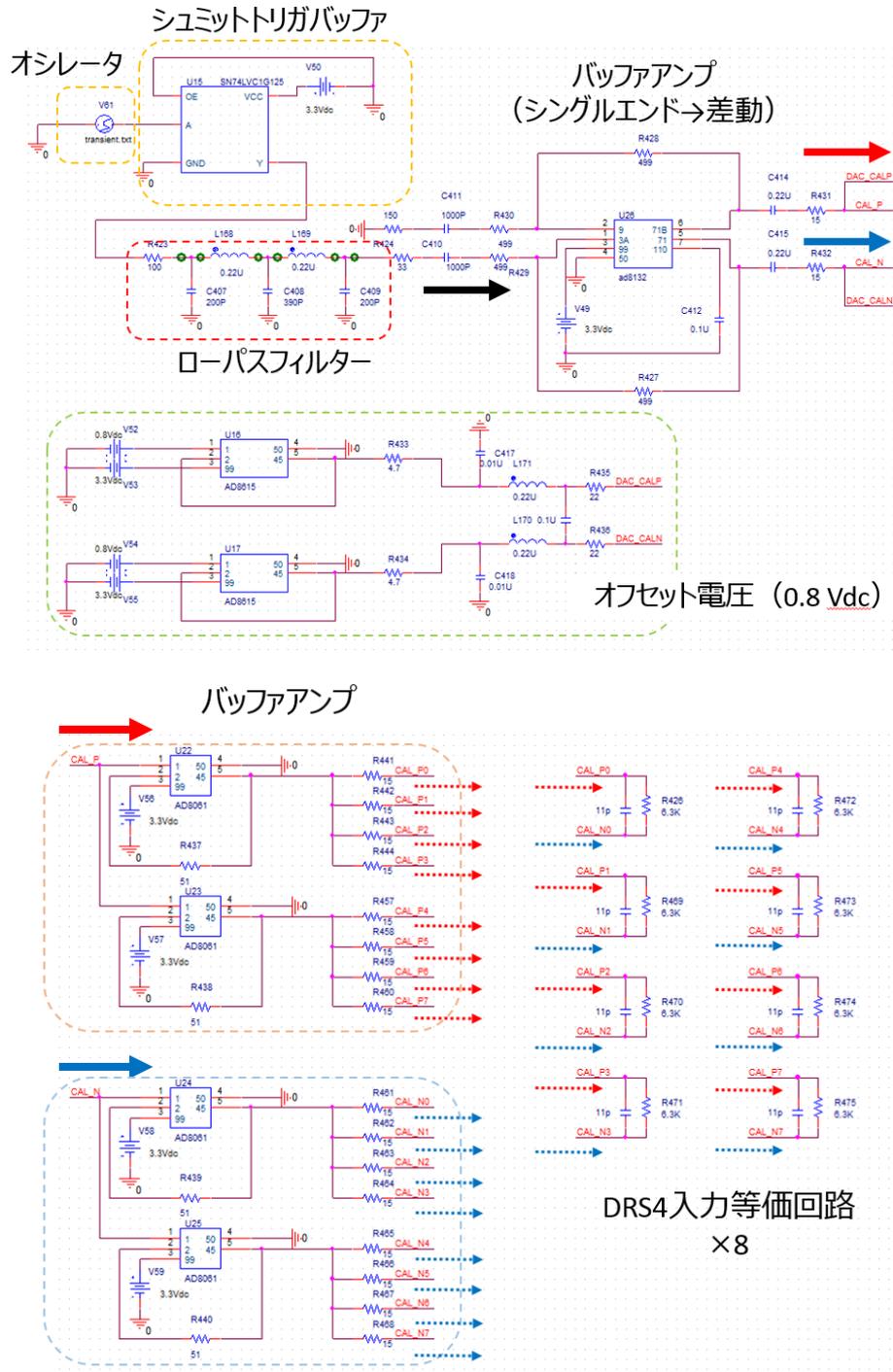


図 5.6 PSpice での回路シミュレーションで用いたサイン波生成回路。四角のパーツがすべてバッファアンプを表しており、配布されているモデルパーツを使用している。

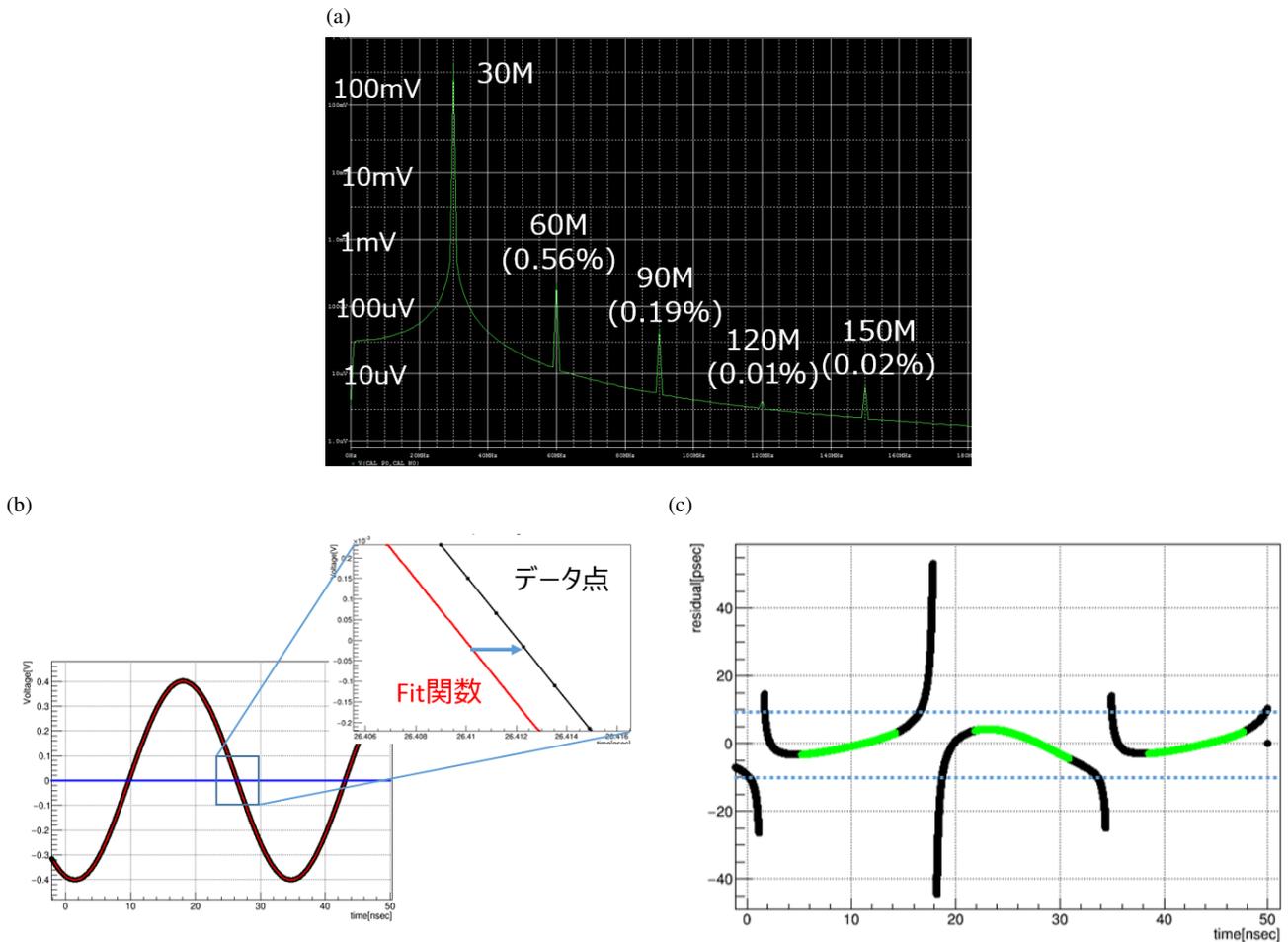


図 5.7 回路シミュレーションで得られたサイン波の特性。(a) 生成サイン波をフーリエ変換したときの周波数特性。30 MHz での電圧値を基準に、60 MHz, 90 MHz, 120 MHz, 150 MHz での電圧値の割合を図中に示している。(b) この回路で生成されたサイン波（黒点）とフィット関数（赤線）。右上図は、サイン波のある部分を拡大した図で、データ点とフィット関数との間に残差が生じていることがわかる。(c) 生成されたサイン波データとそのフィット関数との時間方向の残差。(b) 右上図の矢印のように、フィット関数とデータ点の横方向の残差を求めている。また、サイン波のピークでの電圧値に対して 75% 以上の部分をピーク部分とすると、ピーク部分は黒、それ以外の部分は緑で描かれている。

その周期間隔の分布を示している。これより、その平均値は 33.33 ns となっており、基本周波数 30 MHz のサイン波であることがわかる。次に、図 5.11 をサイン関数でフィットとし、そのフィット関数との時間方向の残差を求めた。ここで用いたサイン関数は、基本周波数の 30 MHz の成分に加えて、60 MHz、90 MHz の成分を加えた関数を用いている。図 5.12 (a) より、時間較正で用いるピーク以外の部分では、peak to peak で ± 20 ps 以内におさまっており、図 5.12 (b) で示したピーク以外の部分での残差の分布より、その標準偏差は 7.8 ps であった。また、残差の平均値は -0.96 ps であり、各キャパシタがこのサイン波の様々な位相部分でのデータを用いて時間較正を行うことで、生成したサイン波のずれの影響は小さくなると考えられる。次節では、回路上で生成したサイン波を用いて時間較正を行う。

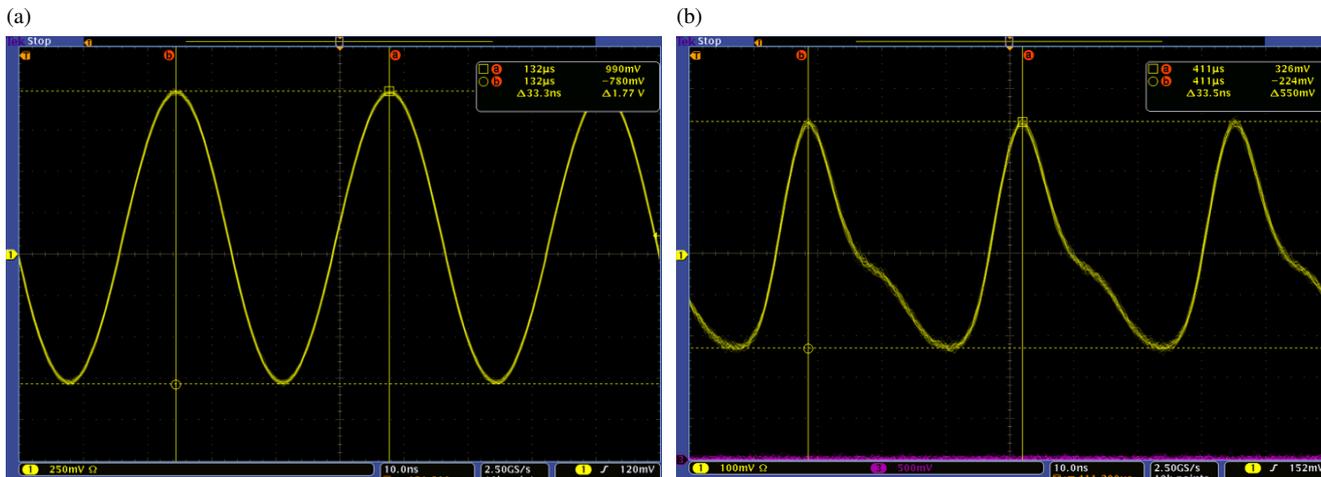


図 5.8 修正前の DRS4 時間較正用サイン波生成回路での波形。(a) ローパスフィルター直後の波形 (b) DRS4 入力直前での波形。DRS4 の時間較正用チャンネルの入力直前を差動プローブを用いて、オシロスコープで波形を確認した。ローパスフィルター直後ではサイン波を取り出せていることがわかるが、バッファアンプを通した後にゆがんでしまっていることがわかる。

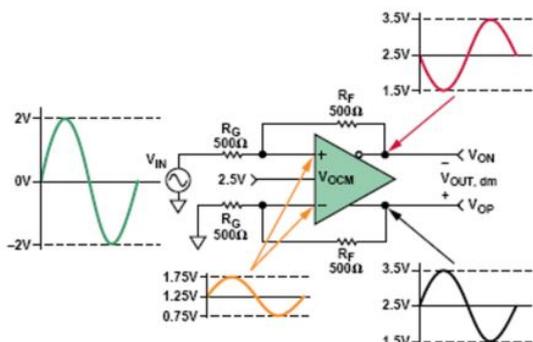


図 5.9 完全差動アンプを用いてシングルエンド入力した場合の使用例。

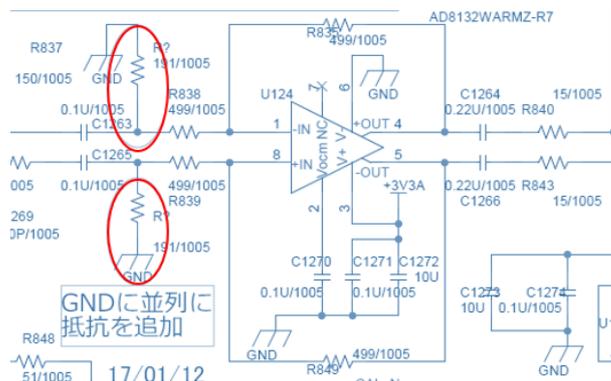


図 5.10 修正した回路図。差動アンプの入力部分にグラウンドと並列に抵抗を追加している。

5.2 DRS4 チップのサンプリング時間較正

前節で述べた、本研究で追加した sin 波生成回路を用いて、DRS4 チップのサンプリング時間較正を行った。今回の測定では、DRS4 のサンプリング速度を 1.024 GHz とした。つまり、理想的なサンプリング時間間隔はサンプリング速度の逆数である、976.5 ps となる。生成されたサイン波は、差動で ± 450 mV の電圧値をとるが、DRS4 の入力電圧範囲は -50 mV から +950 mV であるため、このままでは入力範囲を越えてしまっている。そこで、DRS4 のキャパシタの電荷読み出しの際のオフセット電圧を変更することで、このサイン波を DRS4 の入力電圧範囲内におさめることができる。この設定をした上で、まず、4.1.2 項で述べたように、DRS4 の入力ラインの DC 電圧の差動で 0 mV から 800 mV まで 200 mV ずつ変化させて、各 1000 イベントずつデータを取得した。このデータを用いて、入力した DC 電圧値に対する各キャパシタのゲインを求め、テーブルにまとめる。その後、DRS4 の時間較正用チャンネルにサイン

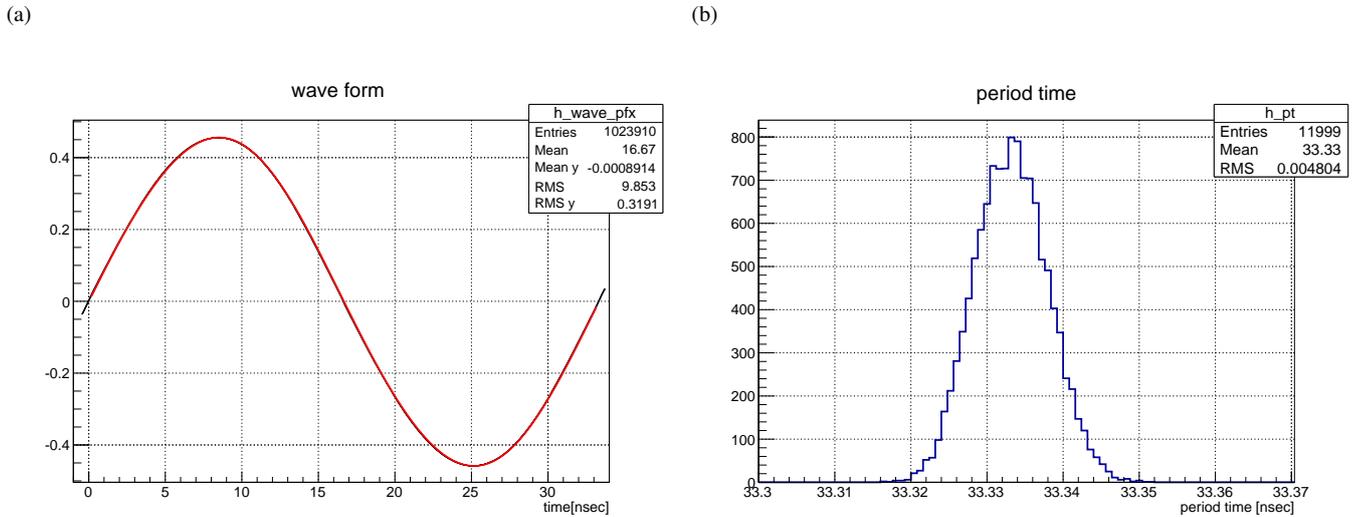


図 5.11 回路修正 (図 5.10) をした DRS4 時間較正用サイン波生成回路での波形。(a) DRS4 入力直前での波形をオシロスコープでサンプリングして、平均化した波形。黒点がデータ点、赤線がフィット関数を表している。(b) DRS4 入力直前の波形の周期間隔の分布。平均で 33.33 ns となっており、30 MHz のサイン波であることがわかる。

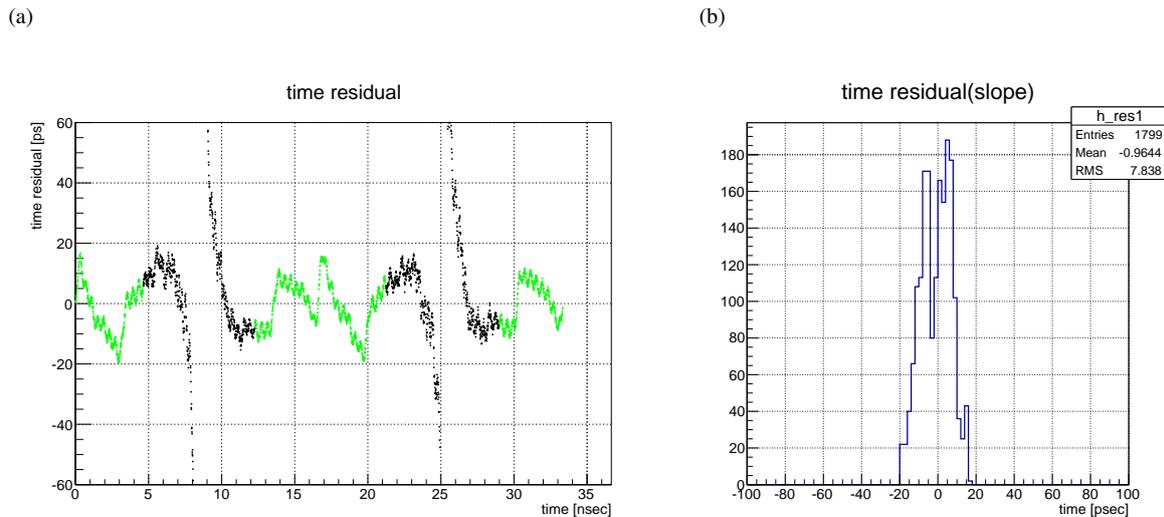


図 5.12 修正後に得られたサイン波のフィット関数との時間方向残差。(a) 図 5.11 (a) の各位相でのフィット関数との時間方向残差。サイン波のピークでの電圧値に対して 75% 以上の部分をピーク部分とすると、ピーク部分は黒、それ以外の部分は緑で描かれている。(b) (a) のピーク以外の部分についての時間方向残差の分布。

波を入力し、ROI セル数を 1024 として、1 万イベントを取得し、各キャパシタごとにペDESTAL補正とゲイン補正を行ったうえで、時間較正を行った。なお、サイン波を用いた DRS4 チップのサンプリング時間間隔の較正には、D. A. Stricker-Shaver et al. の時間較正手法を参考にした [57]。時間較正では、隣り合う 2 点のデータを用いて較正を行うローカルキャリブレーションを行ったのちに、周囲のデータ点を用いて大局的な較正を行うグローバルキャリブレーションを行う。

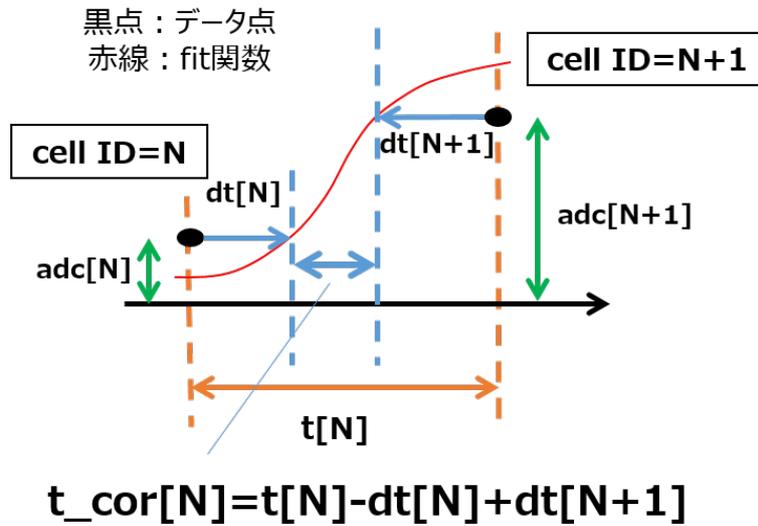


図 5.13 ローカルキャリブレーションの方法。

5.2.1 ローカルキャリブレーション

ローカルキャリブレーションは、図 5.13 のように、取得したデータをサイン波でフィットし、隣りあう 2 点のデータ点とフィット関数との差からサンプリング時間の校正を行う手法である。まず、1024 の ROI の中で、前後 12 個のデータを除去したうえで、100 個ずつ 10 個の区間に分け、各区間でデータ点をサイン関数でフィットする。入力しているサイン波は波長が約 33 ns なので、およそ 3 波長分が各区間に含まれていることになる。ペDESTAL補正とゲイン補正をしたデータを扱っているので、ADC 値は正しい値をとっているとみなし、フィットしたサイン関数のどの位相でこの ADC 値をとるのかを求めることで、データ点とフィット関数との時間方向の残差を求めることができる。cell ID = N のキャパシタについて、データ点とフィット関数との時間方向の差を $dt[N]$ 、補正前後のサンプリング時間間隔をそれぞれ $t[N]$ 、 $t_{cor}[N]$ と定義すると、補正したサンプリング時間間隔は、

$$t_{cor}[N] = t[N] - dt[N] + dt[N+1]$$

と求めることができる。この操作を、ADC 値の変化の大きい、振幅の $\pm 75\%$ のスロープ部分の範囲内のデータに対して行う。そして、補正したサンプリング時間間隔を各キャパシタごとにヒストグラムにつめて、全データに対してこの操作をしたあと、キャパシタごとのヒストグラムの平均値を校正データとする。

図 5.14 は、ローカルキャリブレーションを行った後の補正されたサンプリング時間間隔の分布である。サンプリング時間間隔の平均値は 970.6 ± 205.6 ps となっており、予想されていたサンプリング時間間隔である 976.5 ps より約 6 ps 短くなってしまっている。ここで、図 5.15 のように、時間校正で得られたサンプリング時間間隔と理想的な値である 976.5 ps とのずれの積算値を、

$$INL[N] = \sum_{i=0}^N t[N] - 976.5ps \times N \quad (5.1)$$

と定義し、これを積分非直線性 (Integrated non Linearity、INL) と呼ぶことにする。図 5.16 は、ローカルキャリブレーションで得られた校正データの積分非直線性を示している。DRS4 では、PLL を用いることで、1024 個のキャパシタに電荷をためる 1 周期の時間は固定されているので、1024 番目のキャパシタではこの差が 0 になるべきであるが、差は約 -6 ns となっており、補正後のサンプリング時間間隔では、1 周期の時間が短くなってしまっている。これ

は、2 点間のデータのみを使って補正をしているので、より大局的な構造をふまえた補正ができていないことに起因している。そこで、次項 (5.2.2 項) で説明するグローバルキャリブレーションが必要となる。

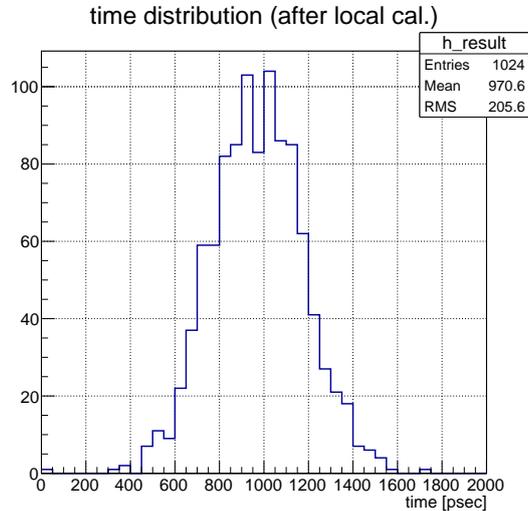


図 5.14 ローカルキャリブレーション後のサンプリング時間間隔の分布。

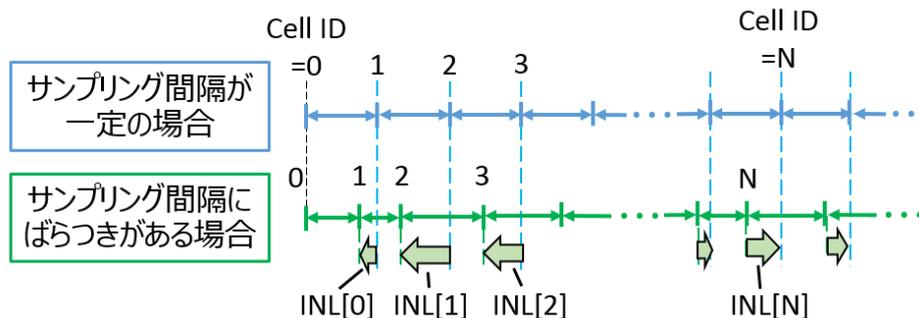


図 5.15 積分非直線性 (INL) の求め方のイメージ。INL は (5.1) 式を用いて求めることができ、太矢印が各キャパシタでの INL を表している。

5.2.2 グローバルキャリブレーション

ローカルキャリブレーションで得られた較正サンプリング時間間隔を用いて、大局的構造を補正するグローバルキャリブレーションを行う。このキャリブレーションでは、図 5.17 のように、まずある閾値を決め、その値を越えたデータ点から次に閾値を越えるまでのサイン波の 1 周期の時間を求める。この時間を **period time** と呼ぶことにする。ただし、この 1 周期の端のデータ点については、線形補完したうえで **period time** を求める。理想的な **period time** である $1/30 \text{ MHz} = 33.333 \text{ ns}$ とデータから得られた **period time** との比を用いて、1 周期に含まれるデータ点のサンプリング時間間隔を補正する。補正したサンプリング時間間隔をローカルキャリブレーションの際と同様に、各キャパシタごとのヒストグラムにつめ、全データに対してこの操作を行い、最終的に得られた各キャパシタのヒストグラムの中心値を補正サンプリング間隔とする。

図 5.18 は、グローバルキャリブレーション後のサンプリング時間間隔の分布である。この平均値は $976.6 \pm 206.9 \text{ ps}$ であり、予想されるサンプリング時間間隔である 976.5 ps とほぼ同じ値となっている。この分布から、実際のサンプ

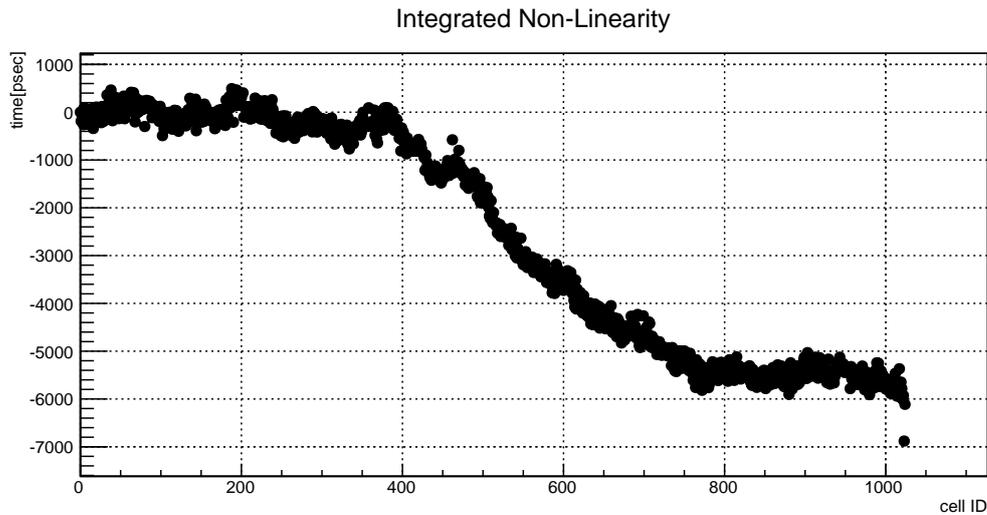


図 5.16 ローカルキャリブレーションで得られた補正時間間隔での積分非直線性。(5.1) 式 (図 5.15) を用いて求めている。

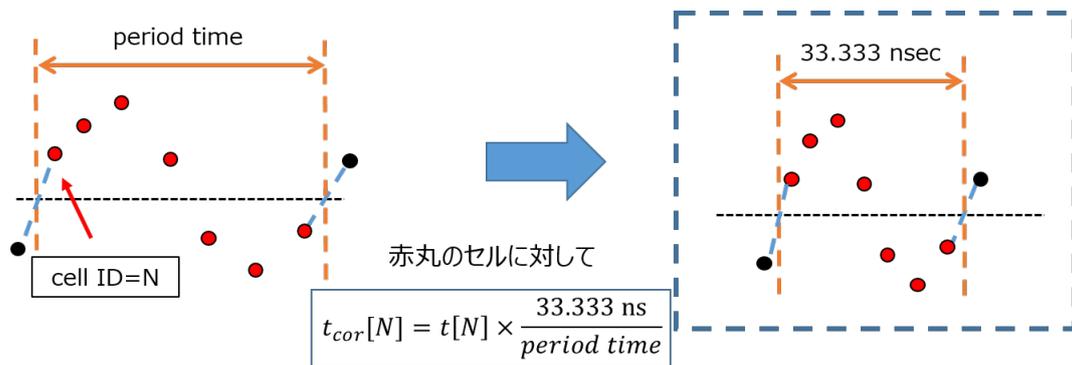


図 5.17 グローバルキャリブレーションの方法。

リング時間間隔には 21% ものばらつきが存在していることがわかった。また、図 5.19 はグローバルキャリブレーション後のサンプリング時間間隔を用いて、(5.1) 式で求めた INL であり、この値は 1024 番目のキャパシタではほぼ 0 となり、期待通りの値となっている。また、図 5.20 のように、各キャパシタごとの理想的なサンプリング時間間隔 (976.5 ps) との残差を、

$$\text{DNL}[N] = t[N] - 976.5 \text{ ps} \quad (5.2)$$

と定義し、これを微分非直線性 (Differential non Linearity、DNL) と呼ぶ。図 5.21 は、得られた各キャパシタごとの補正サンプリング時間間隔での DNL を表しており、1023 番目と 1024 番目ではこの残差が大きくなっていることがわかる。

5.3 時間較正の実証試験

5.3.1 period time test

5.2 節で述べた DRS4 のサンプリング時間較正が正しく行われているかを確認するため、D. A. Stricker-Shaver et al. でも行われている、period time test を行った [57]。まず、読み出し回路外部から 30 MHz のサイン波を入力して、グローバルキャリブレーションのときと同様に period time を求める。図 5.17 のように、起点となる cell ID=N のキャ

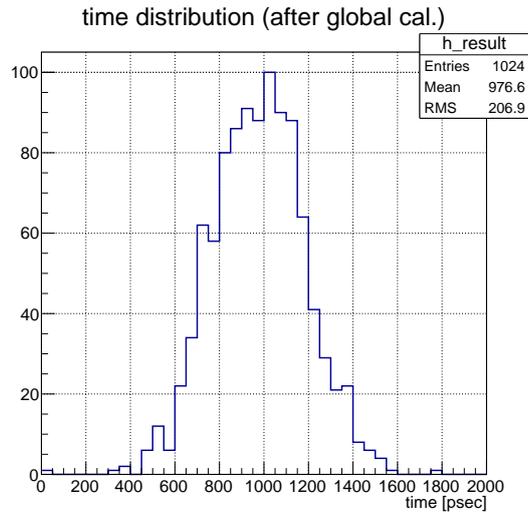
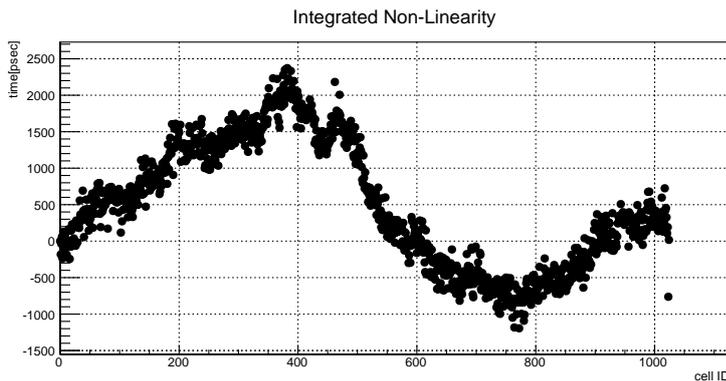


図 5.18 グローバルキャリブレーションで得られたサンプリング時間間隔の分布

(a)



(b)

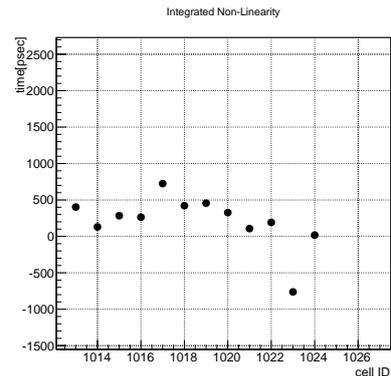


図 5.19 グローバルキャリブレーションで得られた補正サンプリング時間間隔での積分非直線性。(5.1) 式 (図 5.15) で求めている。(a) 1 番目から 1024 番目までの全データ点。(b) 1024 番目のキャパシタ付近のデータ点。1023 番目のキャパシタで約-800ps になった後に、1024 番目のキャパシタではほぼ 0 に戻っている。

パシタと、これを起点にして得られた **period time** を対応づけて、各キャパシタに対応する **period time** が時間較正によって改善されるかを確認する。

図 5.22 は、キャリブレーション前後での各キャパシタに対応する **period time** を 2 次元ヒストグラムにつめたものである。図 5.22 (a) は、キャリブレーション前のデータであり、**period time** の平均値は 33.33 ns と理想的な値と一致しているが、この標準偏差は 0.34 ns とばらつきが大きいのがわかる。そして、図 5.22 (b) は、ローカルキャリブレーション後のデータであり、標準偏差は 0.04 ns と改善されているが、平均値は 33.13 ns と理想的な値より 0.2 ns だけ小さくなっている。これは、5.2.1 項で述べたように、ローカルキャリブレーション後のサンプリング時間間隔が平均で 6 ps 小さくなっているからであり、**period time** を求める際のキャパシタの数は平均で 33 セルであるため、このぶれは $6 \text{ ps} \times 33 = 0.198 \text{ ns}$ となり、図 5.22 (b) での結果と無矛盾である。そして、図 5.22 (c) がグローバルキャリブレーション後のデータであり、平均値が $33.33 \pm 0.03 \text{ ns}$ と理想的な値であるとともに、標準偏差も改善されていることがわかる。ローカルキャリブレーションでは補正できなかった大局的な構造を、グローバルキャリブレーション

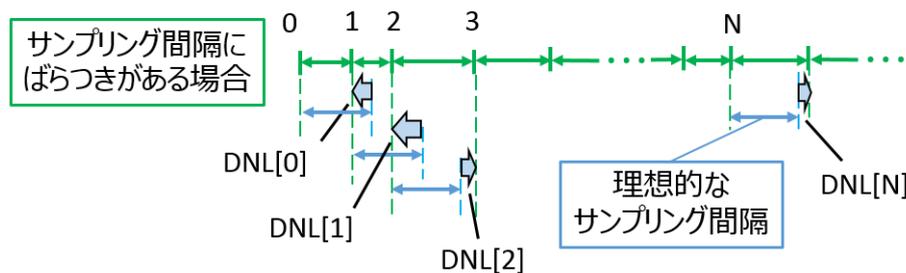


図 5.20 微分非直線性の求め方のイメージ

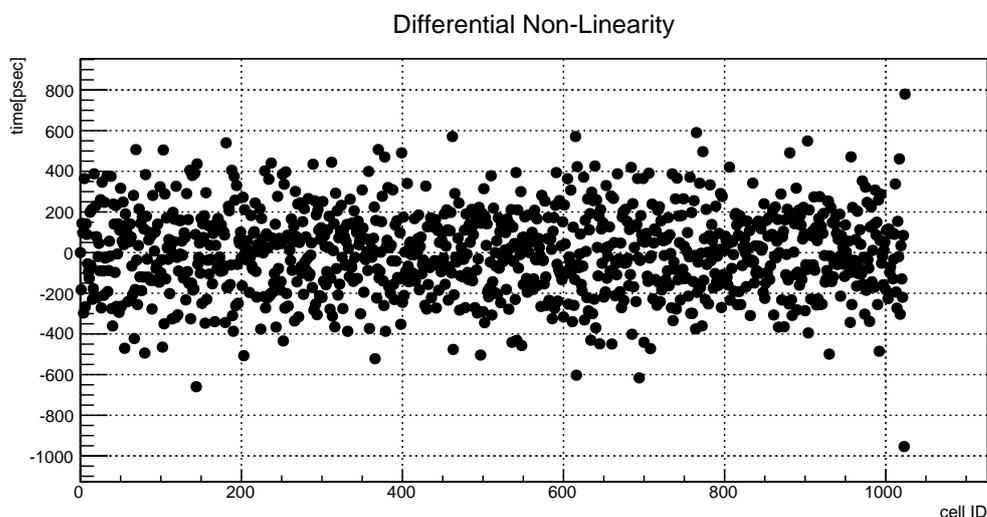


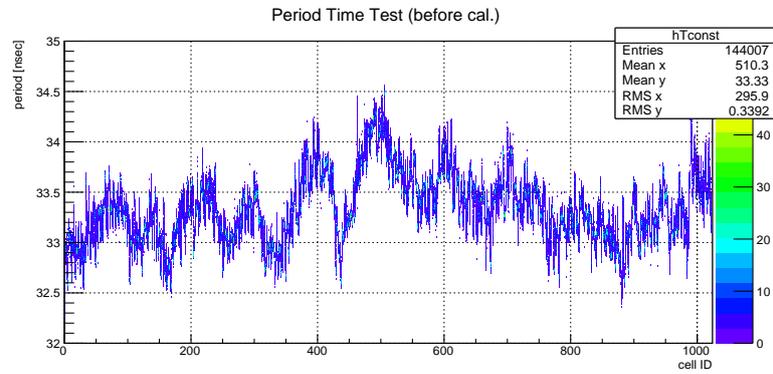
図 5.21 グローバルキャリブレーションで得られた補正サンプリング時間間隔での微分非直線性。(5.2) 式 (図 5.20) を用いて求めている。

で補正できているのかを確認するために、各キャパシタでの **period time** の平均値をプロットしたのが、図 5.23 である。これより、ローカルキャリブレーション後の図 5.23 (a) では、約 100 セル単位で構造を持っているのに対し、グローバルキャリブレーション後の図 5.23 (b) ではその構造がなくなっていることがわかる。このことから、グローバルキャリブレーションによって、**period time** の平均値を理想的な値に修正しただけではなく、大局的な構造も取り除いていることがわかった。そして、キャパシタごとの **period time** の平均値の分布を時間較正前後で比較したのが、図 5.24 である。時間較正前は **period time** が 33.34 ± 0.33 ns だったのに対し、時間較正（グローバルキャリブレーション）後は 33.33 ± 0.02 ns と改善できていることがわかった。

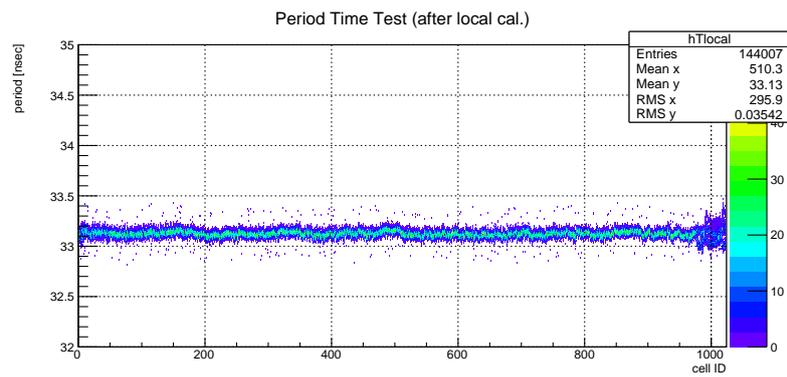
5.3.2 時間較正の温度依存性

新版の読み出し回路で生成するサイン波はアナログ回路で生成されているので、その精度が温度に依存することが考えられる。そこで、恒温槽を用いて、 10°C から 50°C まで 10°C 刻みで温度を変化させて、どの温度でも時間較正が可能かどうかを調べた。まず、各温度でキャパシタごとのペダスタル補正とゲイン補正を行うためのデータを取得し、その後、5.2 節で述べた方法でサンプリング時間較正を行う。そして、5.3.1 項で述べた **period time test** のための外部サイン波のデータも各温度で取得し、**period time test** を行う。図 5.25 は、各温度での **period time test** の結果を示している。これより、どの温度においても **period time** の平均値が 33.33 ns となり、その標準偏差も 0.02 ns に改善して

(a)



(b)



(c)

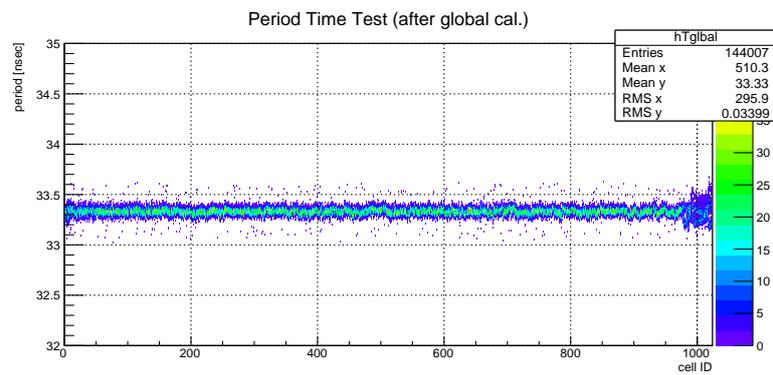
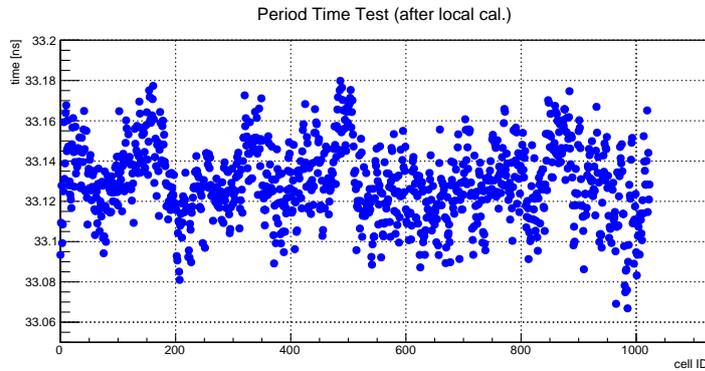


図 5.22 あるキャパシタから測定した period time の分布。各キャパシタあたり二次元ヒストグラム約 100 個のデータがあり、それを 2 次元ヒストグラムに詰めている。(a) は時間較正前、(b) ローカルキャリブレーションのみ、(c) はグローバルキャリブレーション後の分布。

(a)



(b)

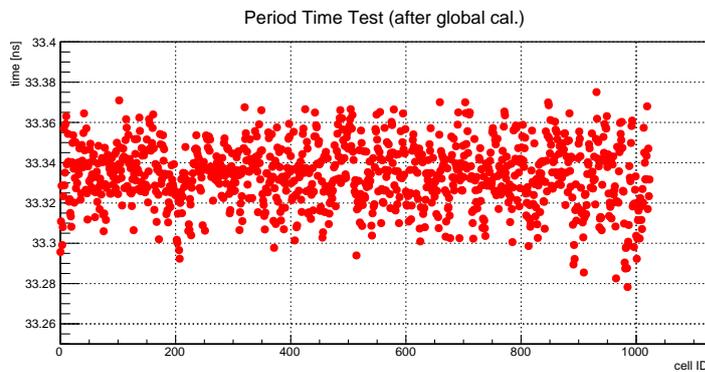


図 5.23 時間較正の各段階でのキャパシタ 1024 個に対する period time。この値は、図 5.22 の各キャパシタでのデータについて平均値をとっている（各キャパシタに対して 1 つの点をプロット）。(a) はローカルキャリブレーション後の値、(b) はグローバルキャリブレーション後の値をプロットしている。

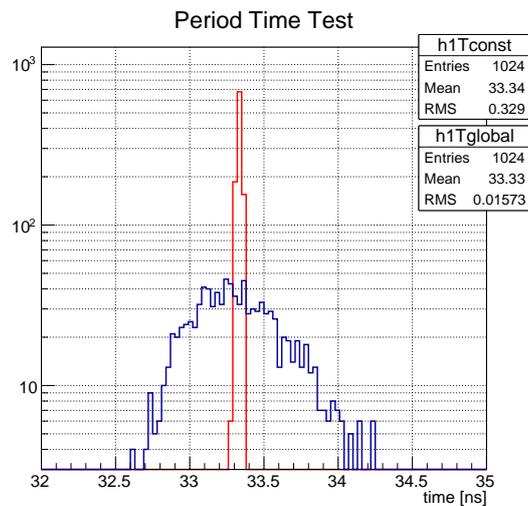


図 5.24 キャパシタ 1024 個に対する period time の平均値の分布。青が時間較正前、赤が時間較正（グローバルキャリブレーション）後の値を示す。

いる。このことから、動作温度に依存することなく、読み出し回路で生成したサイン波を用いて、DRS4 のサンプリング時間間隔の較正を行うことができることを確認できた。

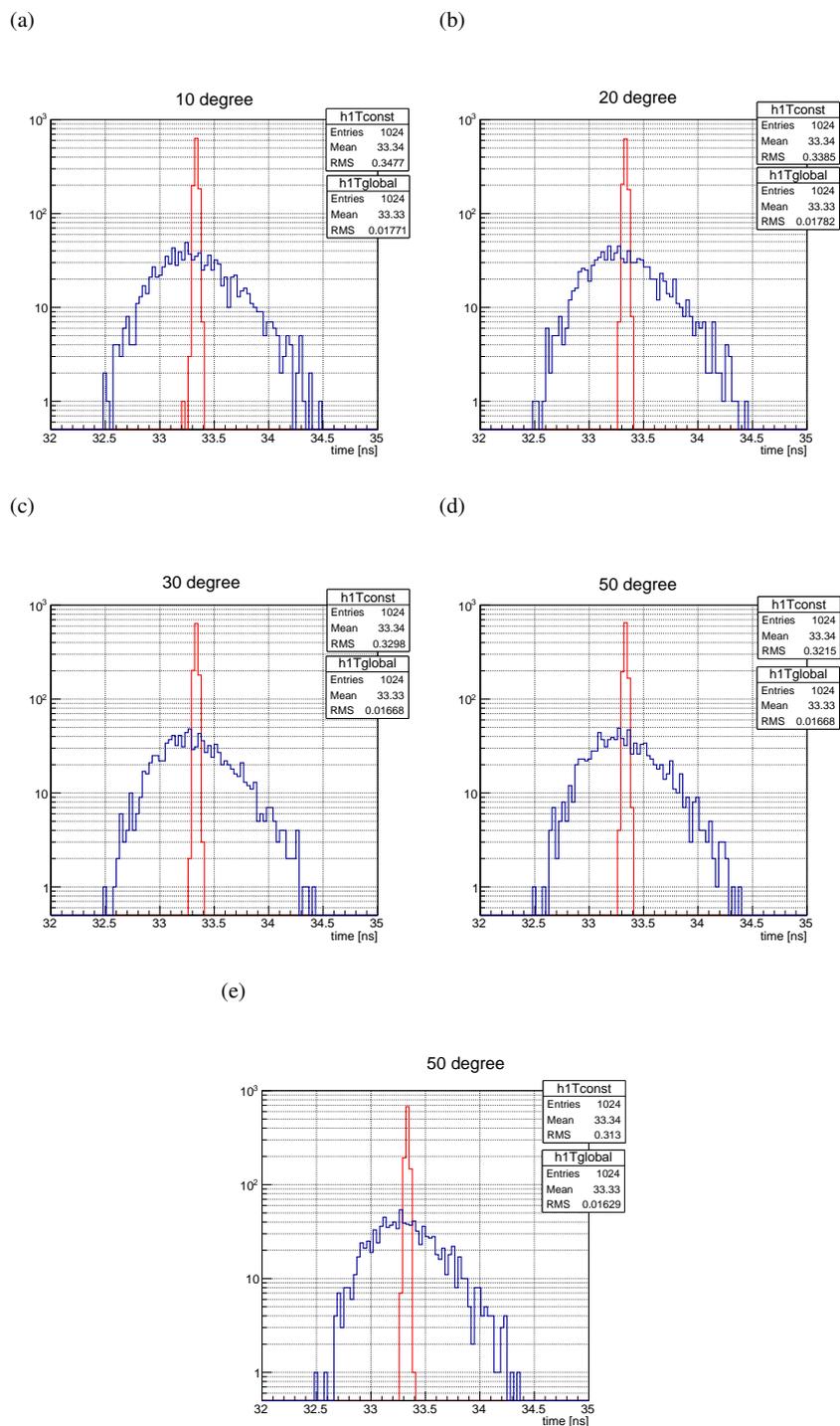


図 5.25 各温度での period time test の結果。(a) 10°C、(b) 20°C、(c) 30°C、(d) 40°C、(e) 50°C での結果であり、青線が時間較正前の値、赤線が時間較正後の値である。

第 6 章

まとめと今後の課題

6.1 まとめ

6.1.1 LST 初号機用読み出し回路の性能評価

本研究では、まず波形サンプリングを行うアナログメモリ DRS4 チップの特性について調べた。今回調べた DRS4 チップの特性は、読み出し出力部分の残留電荷に起因する dt 特性、局所的に電圧値が高くなるスパイク特性、そしてチップ内部の構造による 32 の倍数の cell ID のキャパシタのペDESTAL 特性の 3 つである。

- dt 特性

dt 特性とは、DRS4 のあるキャパシタに着目したときに、以前電荷を読み出されてから、次に電荷を読み出されるまでの時間 (dt) に依存して、ペDESTAL 値が変化する特性である。dt とペDESTAL 値の関係についてはよく知られているが、その関係に従わない成分が存在した。本研究では、以前電荷を読み出されたのが、読み出し領域の最後のキャパシタだったときに、この成分を生じることがわかった。そこで、dt の計算方法を変えることでこのような成分を取り除くことができた。

- スパイク特性・32 の倍数番目のキャパシタ特性

次に、スパイク特性については、これまで知られていたスパイクに加えて、前のイベントでの読み出し領域の最初だったキャパシタに関連したキャパシタで起こることを発見した。このスパイクの高さは平均で 22 ADC counts (0.73 光電子相当) であるが、オフセット電圧によって、このスパイクの高さが変化することがわかった。最後に、cell ID が 32 の倍数のキャパシタについては、その他のキャパシタのペDESTAL 分布の標準偏差は 2.1 ADC counts (0.07 光電子相当) であるのに対し、このキャパシタでは 5.5 ADC counts (0.18 光電子相当) と大きくなっていることを確認した。

以上の結果を踏まえて、dt 補正を行ったあとに、スパイクのおこるキャパシタと cell ID が 32 の倍数のキャパシタのデータについては、その前後のデータ点を用いて、線形補完して補正した。その結果、ペDESTAL 分布の標準偏差は 5.7 ADC counts (0.19 光電子相当) から 2.3 ADC counts (0.08 光電子相当) に改善できることがわかった。

次に、読み出し回路の不感時間の測定を行い、サンプリングスピードや読み出しセル数などの信号読み出しの際のパラメータの確認を行った。この結果、今回用いた 4 種類のサンプリングスピードと 3 種類の読み出しセル数のどの組み合わせでもデータ取得率の要求値を満たしていることがわかった。また、トリガー周波数に対するデータ取得率は理論的に計算で求めることもでき、トリガー周波数 10 kHz 以下でデータ点との残差 1 % 以下でデータ取得率を見積もることができた。

そして、19 台の光検出器モジュールで構成されるミニカメラを用いて、焦点面カメラシステムとして組みこんだ状態での読み出し回路の全数性能評価を行った。なお、この試験の際には、データ取得率の要求値を満たしているサン

リングスピード (1.024 GHz)、読み出しセル数 (40) で行っている。その結果、ノイズレベル 0.2 光電子以下、ダイナミックレンジが 1000 光電子以上まで、また電荷分解能についても 236 台のモジュールで要求性能を満たしていることがわかった。そして、既に試験を終えていた 35 モジュールと合わせて、計 271 台の読み出し回路の性能評価を完了し、LST 初号機で必要となる 265 台と予備のモジュールを確保することができた。

6.1.2 LST 二号機以降用読み出し回路の開発

本研究では LST 2 号機以降用の読み出し回路の開発も行った。この回路での主な改良点は、温度センサーの設置と DRS4 のサンプリング時間間隔校正用のサイン波生成回路の追加の 2 点である。まず、温度センサーについては、FPGA ファームウェアを書き換えて、温度センサーから回路上の温度データを取得することに成功した。そして、基板上で生成した 30 MHz のサイン波は、30 MHz 成分に対して 60 MHz 成分が 0.07 %、90 MHz 成分が 0.81 % であり、30 MHz 成分をよく取り出せていることを確認した。そのうえで、このサイン波を用いて時間較正を行い、較正できているかの確認のために、読み出し回路の外部から入力したサイン波の周期間隔を求める試験を行い、標準偏差で約 300 ps から約 15 ps に改善できていることを確認した。また、10°C から 50°C の温度範囲において、生成したサイン波で時間較正が行えていることも確認した。

6.2 今後の課題

ミニカメラを用いた初号機用統合試験においては、初号機用読み出し回路の性能評価を行う上で不十分な点が 2 点あった。一つ目は、DRS4 キャパシタごとのサンプリング時間間隔校正用のデータ、およびゲイン較正用のデータを取得していなかった点である。得られた信号の電荷量は、電圧値を時間積分して得られる物理量なので、十分な性能評価を行うためには、これらの較正を行う必要があった。二つ目は、今回使用したレーザーの最大出力が約 1100 光電子であり、LST 読み出し回路のダイナミックレンジ上限値の最終目標である 2000 光電子に達していなかった。要求性能は 1000 光電子であるため、最低限の要求性能を試験することはできたが、最終的には 2000 光電子までダイナミックレンジを満たすことを確認する必要がある。今後は、光検出器モジュール 265 台で構成されるフルカメラでの性能評価を行う予定であるので、このフルカメラでの試験では、上述の点を改善して、性能評価を行う必要がある。2018 年初旬に初号機フルカメラでの試験を行い、その後、ラパルマ島へ輸送して、試験を行った後、2018 年中頃にファーストライトを迎える予定である。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの皆様のご協力いただきました。宇宙線研究室准教授の窪秀利先生には、ミーティングなどでは常にアドバイスをいただき、要領の悪い僕のことを気にかけていただき、学振や修論では本当にご迷惑をおかけしました。今後は要領よく仕事をこなせるように精進します。また、TeV グループの先輩である増田さんには、感謝の言葉しかありません。TeV グループに入って初めて Dragon のことを教えていただき、それから実験でわからないことがあれば、いつも相談に乗っていただきました。日常の中でも一番お世話になっている先輩だと思います。いつもありがとうございます。TeV グループの後輩の平子君は、僕なんかよりも頭が冴えて、いつもすごいなあと思っています。君にとっていい先輩であるように頑張ります。また、昨年まで宇宙線研究室にいらっしゃった現東大宇宙線研究所特任助教の齋藤隆之先生には、テネリフェをはじめ様々な場面でお世話になりました。東大に行かれてからもメールで相談に乗っていただいたりして、いつも助けられています。同じく、昨年まで宇宙線研究室にいらっしゃった今野さんには、時々、僕の居室まできて様子を気にしてくださり、また、質問をするととてもわかりやすく説明していただきました。僕も今野さんみたいな先輩になりたいです。他大学の CTA グループのメンバーの皆様にもお世話になりました。これからもよろしくお願いします。また、テネリフェ出張の際には IAC の方をはじめとして、様々な国の研究者に助けられました。今度、海外出張する際には、より率先して実験に関わることができるように、普段の研究に一層励みたいと思います。CTA グループ以外でも、様々な方と関わる機会がありましたが、KEK 素核研の技師である池野正弘さんには特にお世話になりました。回路図や基板図の見方や描き方、注意すべき点などを教えていただいた上に、Dragon ver.6 の試作機がうまく動作しなかった際には、部品を付け替えたり、配線を変えたりして問題点を見つける手助けをしていただきました。その結果、無事に問題点を見つけることができ、ver.7 の量産までたどり着くことができました。本当に感謝しています。

そして、宇宙線研究室では、居室だった 327 号室の皆様をはじめ、とても過ごしやすい環境で日々を送ることができました。M2 のみんなには修論の時期をはじめ、いろいろな場面で元気をもらいました。2 年間あっという間でしたが、博士課程でもこれまでの経験を生かして、頑張ります。皆様、本当にありがとうございました。

引用文献

- [1] F. Acero and et al. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 218:23, June 2015.
- [2] T. C. et al. Weekes. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *Astrophysical Journal*, 342:379–395, July 1989.
- [3] TeVCat. <http://tevcat.uchicago.edu/>.
- [4] M. Ajello and et al. 3FHL: The Third Catalog of Hard Fermi-LAT Sources. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 232:18, October 2017.
- [5] J. Linsley. Primary cosmic rays of energy 10^{17} to 10^{20} ev, the energy spectrum and arrival directions. *International Cosmic Ray Conference*, 4:77, 1963.
- [6] M. Boezio and E. Mocchiutti. Chemical composition of galactic cosmic rays with space experiments. *Astroparticle Physics*, 39:95–108, December 2012.
- [7] M. A. Ruderman and P. G. Sutherland. Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 196:51–72, February 1975.
- [8] J. Arons. Pair creation above pulsar polar caps - Geometrical structure and energetics of slot gaps. *Astroparticle Journal*, 266:215–241, March 1983.
- [9] K. S. Cheng, C. Ho, and M. Ruderman. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab. *Astroparticle Journal*, 300:500–539, January 1986.
- [10] M. Cardillo, M. Tavani, and A. Giuliani. The origin of Cosmic-Rays from SNRs: confirmations and challenges after the first direct proof. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 256:65–73, November 2014.
- [11] Pierre Auger Collaboration et al. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 29:188–204, April 2008.
- [12] A. M. Hillas. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2006.
- [13] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, and et al. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A1, November 2014.
- [14] F. S. Queiroz. WIMP Theory Review. *ArXiv e-prints*, November 2017.
- [15] P. Kumar and B. Zhang. The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets. *Physics Reports*, 561:1–109, February 2015.
- [16] NASA website. <https://www.nasa.gov/feature/goddard/nasas-swift-spots-its-thousandth-gamma-ray-burst>.
- [17] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson. Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *Astrophysical Journal*, 182:L85, June 1973.
- [18] P. Narayana Bhat and et al. The Third Fermi GBM Gamma-Ray Burst Catalog: The First Six Years. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 223:28, April 2016.

- [19] D. Band and et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *The Astrophysical Journal*, 413:281–292, August 1993.
- [20] M. S. Briggs and et al. Observations of GRB 990123 by the Compton Gamma Ray Observatory. *The Astrophysical Journal*, 524:82–91, October 1999.
- [21] M. Ackermann and et al. Detection of a Spectral Break in the Extra Hard Component of GRB 090926A. *The Astrophysical Journal*, 729:114, March 2011.
- [22] A. A. Abdo and et al. Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C. *Science*, 323:1688, March 2009.
- [23] F. Piron. Gamma-ray bursts at high and very high energies. *Comptes Rendus Physique*, 17:617–631, June 2016.
- [24] S. Inoue and et al. Gamma-ray burst science in the era of the Cherenkov Telescope Array. *Astroparticle Physics*, 43:252–275, March 2013.
- [25] M. Ackermann and et al. Multiwavelength Observations of GRB 110731A: GeV Emission from Onset to Afterglow. *The Astrophysical Journal*, 763:71, February 2013.
- [26] B. P. Abbott and et al. Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. *The Astrophysical Journal Letters*, 848:L13, October 2017.
- [27] HAGAR website. <http://www.tifr.res.in/hagar/results.html>.
- [28] M. L. Ahnen and et al. MAGIC observations of the February 2014 flare of 1ES 1011+496 and ensuing constraint of the EBL density. *Astronomy and Astrophysics*, 590:A24, May 2016.
- [29] A. A. Abdo and et al. A limit on the variation of the speed of light arising from quantum gravity effects. *Nature*, 462:331–334, November 2009.
- [30] R. M. Wagner. *Measurement of Very High Energy Gamma-Ray Emission from Four Blazars Using the MAGIC Telescope and a Comparative Blazar Study*. PhD thesis, Technische Universität München, 2016.
- [31] K. Bernlöhr. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, 30:149–158, October 2008.
- [32] A. et al. Bouvier. Photosensor characterization for the Cherenkov Telescope Array: silicon photomultiplier versus multi-anode photomultiplier tube. In *Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XV*, volume 8852, page 88520K, September 2013.
- [33] F. A. Aharonian and A. K. Konopelko. Stereo Imaging of VHE Gamma-Ray Sources. *ArXiv Astrophysics e-prints*, December 1997.
- [34] A. Franceschini, G. Rodighiero, and M. Vaccari. Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity. *Astronomy and Astrophysics*, 487:837–852, September 2008.
- [35] F. W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully. Intergalactic Photon Spectra from the Far-IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical Depth of the Universe to High-Energy Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, 648:774–783, September 2006.
- [36] A. A. Abdo and et al. Fermi Large Area Telescope Constraints on the Gamma-ray Opacity of the Universe. *The Astrophysical Journal*, 723:1082–1096, November 2010.
- [37] H.E.S.S. website. <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>.
- [38] The Max Planck Institute for Physics website. <https://www.mpp.mpg.de/en/research/astroparticle-physics-and-cosmology/magic-and-cta-gamma-ray-telescopes/magic/>.
- [39] VERITAS website. <https://veritas.sao.arizona.edu/>.
- [40] CTA consortium website. <https://www.cta-observatory.org/>.
- [41] T. Cherenkov Telescope Array Consortium, :, B. S. Acharya, and et al. Science with the Cherenkov Telescope

- Array. *ArXiv e-prints*, September 2017.
- [42] M. Hayashida and et al. The Optical System for the Large Size Telescope of the Cherenkov Telescope Array. *ArXiv e-prints*, August 2015.
- [43] R. et al. Mirzoyan. Light Sensor Developments for the CTA Project. In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38 of *COSPAR Meeting*, page 2, 2010.
- [44] A. Okumura and et al. Prototyping hexagonal light concentrators using high-reflectance specular films for the large-sized telescopes of the cherenkov telescope array. *Journal of Instrumentation*, 12(12):P12008, 2017.
- [45] J. Adam and et al. The MEG detector for $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay search. *European Physical Journal C*, 73:2365, April 2013.
- [46] S. Ritt, R. Dinapoli, and U. Hartmann. Application of the DRS chip for fast waveform digitizing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 623:486–488, November 2010.
- [47] 増田周. シミュレーションによる次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡のハードウェア仕様の検証. Master's thesis, 京都大学大学院理学研究科, 2014 年度.
- [48] T. Uchida. Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55:1631–1637, June 2008.
- [49] A. Sanuy and et al. Wideband (500 MHz) 16 bit dynamic range current mode PreAmplifier for the CTA cameras (PACTA). *Journal of Instrumentation*, 7:C01100, January 2012.
- [50] S. et al. Masuda. Development of the photomultiplier tube readout system for the first Large-Sized Telescope of the Cherenkov Telescope Array. *ArXiv e-prints*, September 2015.
- [51] 谷川俊介. 次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡初号機搭載用 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研究科, 2016 年度.
- [52] D. Gascon and et al. Reconfigurable ASIC for a low level trigger system in Cherenkov Telescope Cameras. *Journal of Instrumentation*, 11:P11017, November 2016.
- [53] E. Aliu and et al. Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC. *Science*, 322:1221, November 2008.
- [54] J. Abel Barrio and et al. Analogue Sum ASIC for L1 Trigger Decision in Cherenkov Telescope Cameras. *ArXiv e-prints*, October 2014.
- [55] J. Sitarek, M. Gaug, D. Mazin, R. Paoletti, and D. Tesaro. Analysis techniques and performance of the Domino Ring Sampler version 4 based readout for the MAGIC telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 723:109–120, September 2013.
- [56] 高橋光成. フェルミガンマ線衛星のカロリメータ単独解析の開発と CTA 大口径望遠鏡光電子増倍管の較正 : 数 10 GeV から数 100 GeV 宇宙ガンマ線の高感度観測を目指して. Master's thesis, 東京大学宇宙線研究所, 2014 年度.
- [57] D. Stricker-Shaver, S. Ritt, and B. J. Pichler. Novel Calibration Method for Switched Capacitor Arrays Enables Time Measurements With Sub-Picosecond Resolution. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61:3607–3617, December 2014.