

平成 24 年度

修士論文

**大気チェレンコフ望遠鏡のための
半導体光検出器 PPD の性能評価**

名古屋大学 理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻

日高 直哉

修士論文概要 2012 年度（平成 24 年度）

大気チェレンコフ望遠鏡のための 半導体光検出器 PPD の性能評価

100 GeV 以上の超高エネルギーガンマ線の観測では、大気チェレンコフ望遠鏡による地上からの観測が有効であり、次世代計画の望遠鏡計画として Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画を推進している。CTA 計画は、大・中・小口径のチェレンコフ望遠鏡を 100 台近く設置し、20GeV から 100 TeV 以上の宇宙ガンマ線の観測において、従来より 1 桁高い検出感度の実現を目指す国際協力実験である。ただし、CTA では開発要素を極力排して早期の実現を優先して設計しているため、必ずしも現状の技術的可能性を有効に利用して性能の向上に寄与させることができていない。そこで、本研究では、CTA で使用を予定している光電子増倍管 (PMT) を、本質的に光検出効率が良い新型半導体光検出器 PPD に置き換えることを目指して、その性能を評価した。従来の測定で問題となっていたクロストークやアフターパルスの影響を排除した方法で、PPD と PMT の光検出効率比を測定し、チェレンコフ光のスペクトラムに対して、PPD が PMT より 58% 多くの光量を検出できることを示した。この測定結果により、CTA では中型望遠鏡の焦点面検出器に PPD を採用する方針を決定した。さらに、PPD の基礎性能の温度依存性を詳細に測定し、望遠鏡の実際の運用下における PPD の最適な動作条件の決定に必要な情報を揃えた。この中で、PPD の光検出能力を左右する光電子増倍率と光検出効率は、バイアス電圧を制御することで温度に依存せず安定した性能が得られることを明らかにした。これは、PPD 光検出能力は温度変化に対して十分保証されていることを意味しており、今後 PPD の最適な動作条件を決めるには、ダークレートやクロストーク、アフターパルスによるトリガー性能の悪化を詳細に評価することがより本質的となる。本研究では、PPD のダークレートやクロストーク、アフターパルスについても詳細な測定を行い、任意の光量閾値におけるトリガーレートの算出をはじめて可能にした。これによって、ダークレート、アフターパルス、クロストークによるトリガー性能とその温度依存性を総合的に評価することが可能となった。カメラのトリガーのガンマ線エネルギー閾値や、それに対応するカメラトリガーレートはトリガーロジックに大きく依存するため、本研究の進展により、今後はデータ収集のシミュレーションに今回の PPD 特性の測定結果を反映させた性能の詳細な評価・検討が重要となってきた。

目次

第 1 章	宇宙ガンマ線の観測	1
1.1	宇宙線とガンマ線	1
1.2	超高エネルギーガンマ線の観測	1
第 2 章	Cherenkov Telescope Array 計画	6
2.1	計画の概要	6
2.2	CTA の望遠鏡開発	7
2.3	SCT の焦点面カメラの開発	11
第 3 章	Pixelated Photon Detector	13
3.1	本研究の目的	13
3.2	PPD の概要	13
3.3	チェレンコフ望遠鏡の焦点面検出器としての PPD	19
第 4 章	PPD の性能評価	22
4.1	測定の概要	22
4.2	MAPMT との PDE(Photon Detection Efficiency) 比較測定	23
4.3	MPPC 基礎性能の温度依存性の測定	33
4.4	基礎特性の温度依存性評価のまとめ	48
第 5 章	結論	50
	謝辞	51
	参考文献	52

目次

1.1	全粒子の宇宙線スペクトル	2
1.2	電磁シャワーの模式図	2
1.3	イメージング法による VHE ガンマ線観測の模式図	4
1.4	宇宙線起源のハドロンシャワーの模式図	5
1.5	100 GeV 以上のガンマ線が検出された天体の全天マップ	5
2.1	CTA の完成予想図	7
2.2	期待される CTA の感度曲線	8
2.3	Davies-Cotton 光学系の模式図	9
2.4	Schwarzschild-Couder 光学系の光路	10
2.5	SCT の完成予想図	11
2.6	焦点面カメラの模式図	12
2.7	SCT に使用する焦点面カメラモジュールの試作機	12
3.1	浜松ホトニクス社の PPD	13
3.2	PPD の受光面	14
3.3	PPD の等価回路	15
3.4	PPD の波形	17
3.5	PPD の波高値の分布	17
3.6	Si の光子吸収係数のエネルギー依存性	17
3.7	PPD 受光面の拡大図	18
3.8	浜松ホトニクス社製 PPD (MPPC) の光検出効率	19
3.9	PMT の量子効率	20
3.10	チェレンコフ光のスペクトル	20
4.1	MPPC S11827-3344MG-SI	22
4.2	MPPC 読み出しシステムのブロックダイアグラム	23
4.3	MPPC アダプター基板の写真	23
4.4	MPPC 読み出し基板の写真	23
4.5	MPPC 測定系の回路図	24
4.6	MPPC の信号波形	24
4.7	PDE 比測定系のブロックダイアグラム	25
4.8	恒温槽内の PDE 比測定系の写真	26
4.9	測定に用いた MAPMT	26
4.10	MAPMT の読み出し回路	27
4.11	MAPMT の読み出し波形	27
4.12	測定におけるクロストーク、アフターパルスの影響	28
4.13	MPPC 波形の平均化	29
4.14	波形が最大となるタイミングの時間分布	30
4.15	時間外にピークを持つ信号の影響	30
4.16	OFF タイミング信号の混入イベント	31
4.17	Baseline と標準偏差の分布	31

4.18 LED 発光時間での波高値の分布	32
4.19 PDE 比の測定結果	32
4.20 PDE 比の測定結果	32
4.21 検出光量比の推定	33
4.22 ダーク信号測定系	34
4.23 ダーク信号測定時のオシロスコープの波形の重ね合わせ	35
4.24 光応答測定系	35
4.25 光応答測定時のオシロスコープの波形の重ね合わせ	35
4.26 電圧積分値の分布	37
4.27 各温度での光電子増倍率のバイアス電圧依存性	37
4.28 降伏電圧の温度依存性	38
4.29 各温度での光電子増倍率の Over-voltage 依存性	38
4.30 V_{\max} と t_{\max} の分布	39
4.31 V_{\max} 分布	39
4.32 1 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性	40
4.33 2 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性	40
4.34 3 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性	41
4.35 各温度での検出光量の電圧依存性	42
4.36 各光電子数の発生数	43
4.37 クロストーク発生確率の温度・電圧依存性	43
4.38 アフターパルス解析における時間の定義	44
4.39 各温度での平均波形	45
4.40 パイルアップ除去の様子	45
4.41 0 光電子の場合の「ダーク信号」時間分布	46
4.42 1 光電子検出後の「ダーク信号」時間分布	47
4.43 各温度におけるアフターパルスレートの電圧依存性	47
4.44 各動作条件での 4 光電子以上の信号の発生頻度の計算値と相対 PDE の相関	49

第1章 宇宙ガンマ線の観測

1.1 宇宙線とガンマ線

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る。その主成分は陽子であり、ヘリウムの原子核や電子、さらにニュートリノなどが含まれる。1912年の Hess による宇宙線の発見以来 [1]、宇宙線の観測と研究が精力的に行われてきた。現在では $\sim 10^8$ eV から $\sim 10^{20}$ eV までの広いエネルギー帯域で宇宙線の観測が行われるようになり、図 1.1 に示すようなエネルギーの冪乗で表される宇宙線スペクトルが知られている [2]。しかし、このような高いエネルギーを持った宇宙線がどのような天体で、またどのような加速機構でエネルギーを得ているのかという根本的な問題については、未だ解明されていない点が多い。

宇宙線の起源を解明する上での最大の困難は、星間空間や銀河間空間における磁場の存在である。荷電粒子は宇宙線加速天体から地球に飛来するまでの間、その進行方向が磁場によって曲げられてしまう。したがって宇宙線を直接観測するだけでは、その到来方向を特定することはできない。もっとも、宇宙線のエネルギーが 10^{19} eV 以上であれば、星間磁場による影響はほとんど受けない。しかし、このようなエネルギーの宇宙線の到来頻度は 1 km^2 あたり 1 年で 1 個程度と極端に低いため (図 1.1)、観測自体が困難である。

一方で、高エネルギー天体での粒子加速に伴い放出される宇宙ガンマ線は、星間磁場の影響を受けずに地球へ到達する。天体の磁場による高エネルギー電子からのシンクロトロン放射、高エネルギー電子と星間光子の衝突による逆コンプトン散乱、高エネルギー陽子と星間物質の衝突で発生する中性パイ中間子の崩壊といった、多様なガンマ線放射機構が存在する。このようなガンマ線を観測することで、加速天体の位置情報のみならず、天体の磁場強度や宇宙線スペクトルの情報を引き出すことが可能になるため、ガンマ線観測は宇宙線や高エネルギー天体の研究に非常に有効な観測手段である。

1.2 超高エネルギーガンマ線の観測

1.2.1 超高エネルギーガンマ線と電磁シャワー

高エネルギー天体から放射されるガンマ線のスペクトルは、高エネルギー側でエネルギーの冪乗に比例して減少する場合が多い。そのため 100 GeV ($100 \times 10^9 \text{ eV}$) を超えるような超高エネルギー (Very High Energy, VHE) ガンマ線のフラックスは小さく、検出器の大きさが制限される人工衛星や気球実験では VHE ガンマ線を観測することは困難である。

VHE ガンマ線が地球大気に入射すると、図 1.2 に示す「電磁シャワー」と呼ばれる現象を発生させる。入射ガンマ線は大気中原子核の衝突による電子・陽電子対生成を起こす。これら電子と陽電子はさらに原子核との衝突による制動放射でガンマ線を放射し、鼠算式に二次電子と陽電子を生成して電磁シャワーとなる。

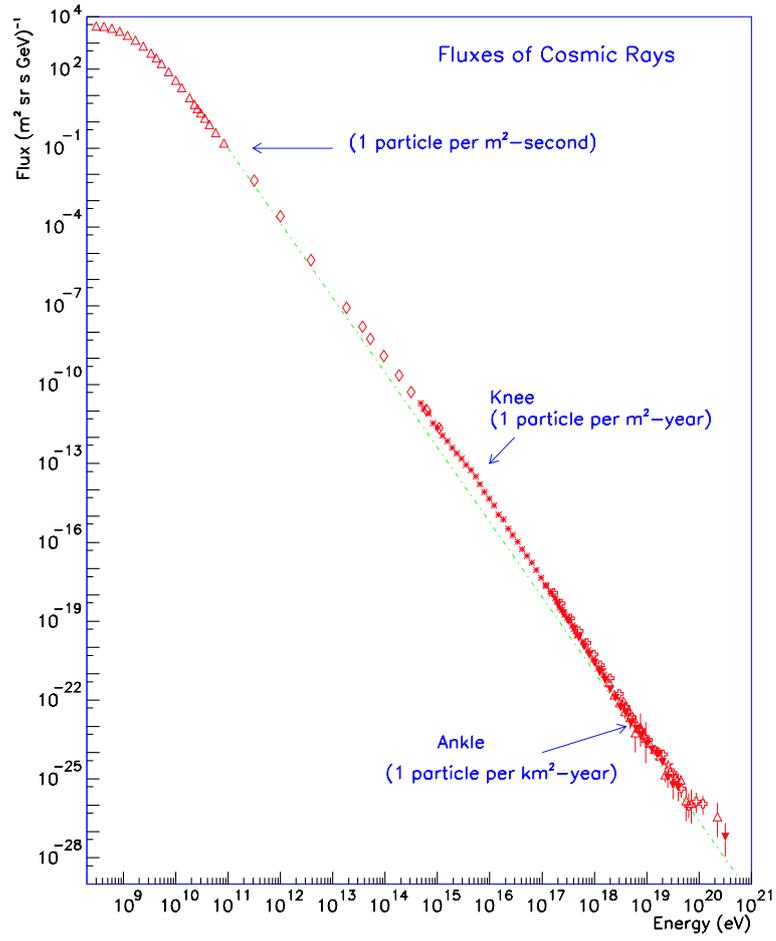


図 1.1: 全粒子の宇宙線スペクトル [2]

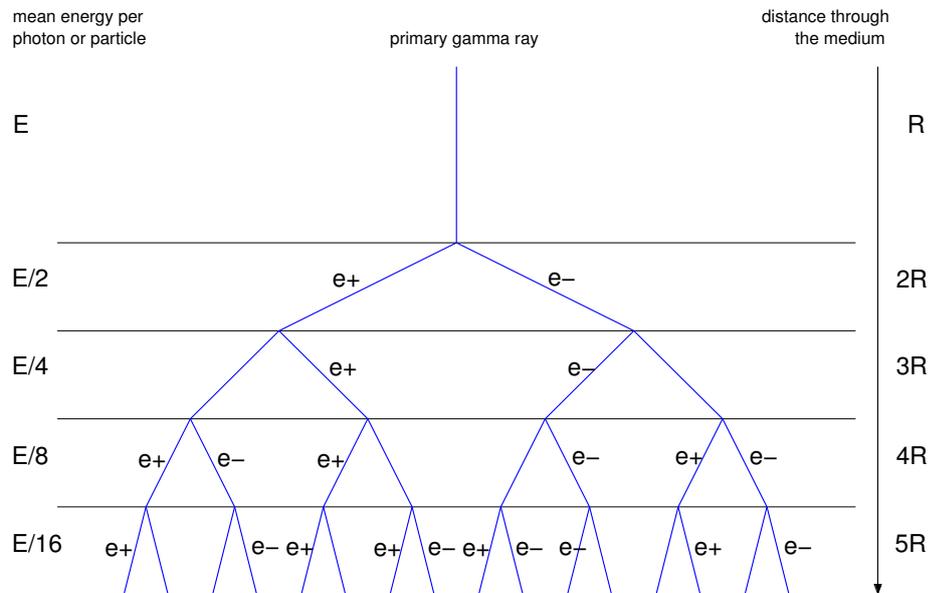


図 1.2: 電磁シャワーの模式図 [3]

電磁シャワー中の荷電粒子が大気中の光速度よりも速く運動する時、荷電粒子からチェレンコフ光と呼ばれる電磁放射が発生する。この大気中で発生したチェレンコフ光を、特に大気チェレンコフ光と呼ぶ。真空中の光速を c 、大気の屈折率を n 、荷電粒子の速さを v ($> c/n$) とすると、チェレンコフ放射は指向性を持ち、その放射角 θ は

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{v}{nc} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) \quad (1.1)$$

と表される。1気圧における大気の屈折率を $n = 1.00029$ 、荷電粒子の速度はほぼ光速 ($\beta = 1$) とすると、 θ は約 1.3° となる。

1.2.2 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

膨大な地球大気を VHE ガンマ線観測のための検出器の一部として用い、発生した大気チェレンコフ光を地上で検出することができれば、フラックスの小さい VHE ガンマ線を観測することが可能になる。これを初めて実現したのが Whipple 望遠鏡であり、1989 年にかに星雲からのガンマ線放射を初めて検出した [4]。この観測に使用された手法は、「大気チェレンコフ光イメージング法」(Atmospheric Cherenkov Imaging Technique) もしくは「イメージング法」と言い、解像型大気チェレンコフ望遠鏡と呼ばれる望遠鏡が使用される。

前節に述べたように、VHE ガンマ線が大気に入射すると図 1.3 に示すように電磁シャワーと大気チェレンコフ光が発生する。この大気チェレンコフ光は地上高度で半径 100 m 程度の広がりを持ち、これを地上に並べた解像型大気チェレンコフ望遠鏡で集光する。望遠鏡の焦点面には光電子増倍管で構成されたカメラが置かれ、このカメラで大気チェレンコフ光を撮像する。

このようなチェレンコフ光の撮像を距離の離れた複数の望遠鏡で行うことで、イメージング法ではガンマ線の到来方向を決定できる。図 1.3 で得られた像の軸を計算し、複数の望遠鏡で得られた軸の交点を求めることで、ガンマ線の到来方向を決定する。また、チェレンコフ光の光量はガンマ線の入射エネルギーに比例するため、観測された光量から入射ガンマ線のエネルギーを決定することができる。以上が、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の動作原理である。

実際の観測では、望遠鏡が取得するチェレンコフ像のほとんどは、宇宙線陽子が生成するハドロンシャワー由来である。陽子が地球大気中の原子核に衝突すると図 1.4 のように主にパイ中間子を生成し、これらの崩壊がハドロンシャワーを発生させる。ハドロンシャワーはガンマ線の電磁シャワーに比べて横方向の運動量を持つため、図 1.3 に示すようにシャワー形状が広がる。その結果、望遠鏡で観測されるチェレンコフ像も広がったものになる。解像型大気チェレンコフ望遠鏡の利点は、このようなシャワー形状の違いを識別することによってバックグラウンドとなる陽子イベントを排除できることである。

1.2.3 VHE ガンマ線観測の現状

Whipple 望遠鏡の成功以来、VHE ガンマ線観測を行う様々な望遠鏡が建設されてきた。エネルギー閾値を下げるために望遠鏡の大口径化が進み、またガンマ線の到来方向決定精度を向上させるために複数の望遠鏡によるステレオ観測が一般的になった。2013 年現在、ヨーロッパを中心とした H.E.S.S. 望遠鏡と MAGIC 望遠鏡、またアメリカを中心とした VERITAS 望遠鏡が稼働している。

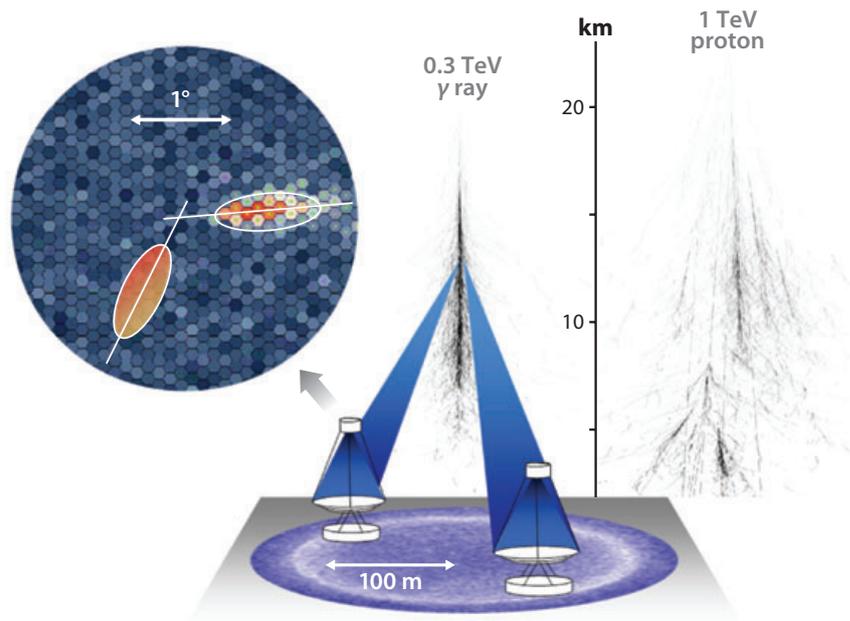


図 1.3: イメージング法による VHE ガンマ線観測の模式図 [5]。左上の円は、望遠鏡焦点面に蜂の巣状に配置した光電子増倍管で撮像される大気チェレンコフ光の像の例である。

最初のかに星雲の検出に始まり、これまでに VHE ガンマ線の放射が確認された高エネルギー天体の数は 150 を超える。図 1.5 に示すように、ブレーザーや超新星残骸、パルサー風星雲といった様々な高エネルギー天体からのガンマ線が報告されている。

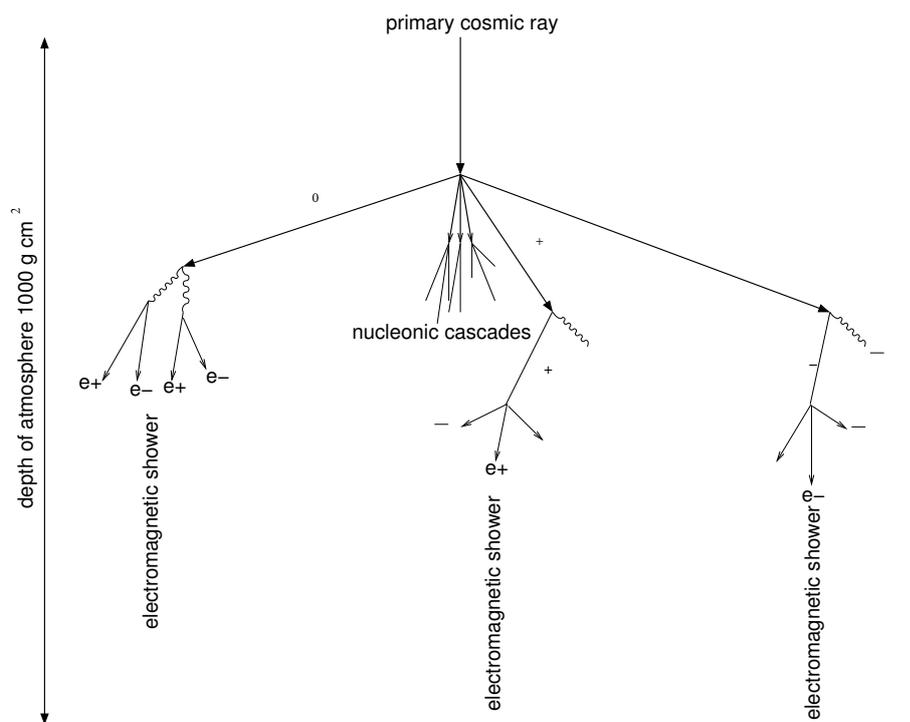


図 1.4: 宇宙線起源のハドロンシャワーの模式図 [3]。宇宙線陽子と大気中の原子核の衝突によって生成されたパイ中間子のうち、中性パイ中間子 (π^0) はガンマ線に二体崩壊し、荷電パイ中間子 (π^\pm) はミュー粒子 (μ^\pm) とニュートリノ ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$) に崩壊する。

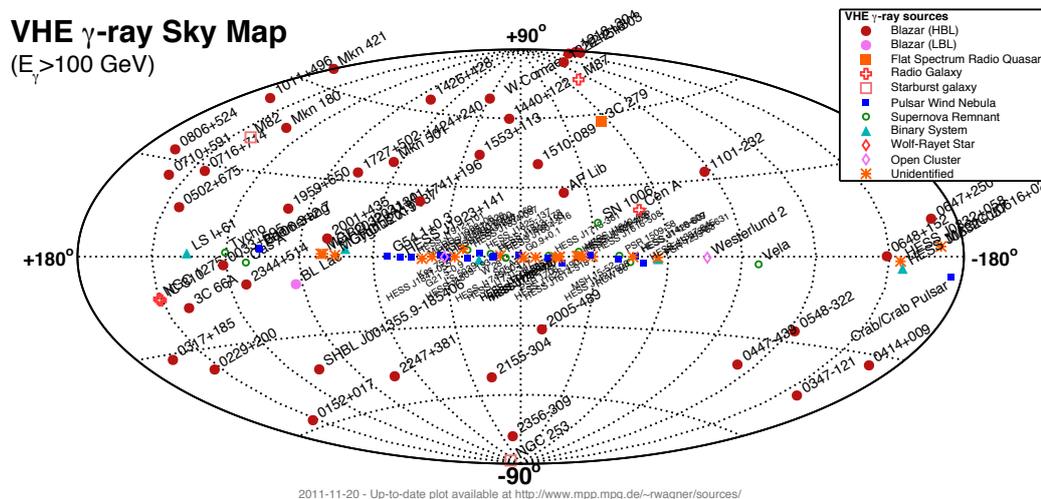


図 1.5: 100 GeV 以上のガンマ線が検出された天体の全天マップ [6]。銀河座標で表示している。銀河面上には超新星残骸やパルサー風星雲などの銀河系内ガンマ線天体が存在し、また高銀緯の場所には系外のブレーザーが分布する。

第2章 Cherenkov Telescope Array 計画

2.1 計画の概要

第1章で述べたように、解像型大気チェレンコフ望遠鏡による VHE ガンマ線の観測は、望遠鏡の大型化とステレオ化によって多くのガンマ線天体を発見するに至った。現在稼働中の望遠鏡よりもガンマ線検出感度を1桁改善し、より広いエネルギー領域で天体を観測するためには、口径の大きい多数の望遠鏡を建設する必要がある。

このような要求を達成するために Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画が国際共同で立案された [8]。従来のガンマ線検出感度を10倍以上向上させるとともに、20 GeV から100 TeV という広いエネルギー帯域でガンマ線観測を行う。その結果、フェルミガンマ線宇宙望遠鏡で発見された2000近くの天体を VHE 領域でも観測可能にし、さらに20 GeV から100 GeV の領域でフェルミ衛星と同時にスペクトル測定を行うことが可能になる。

CTA 計画は図2.1と表2.1で示すように、異なる種類の望遠鏡を多数建設する。大口径望遠鏡 (Large Size Telescope, LST)、中口径望遠鏡 (Medium Size Telescope, MST)、小口径望遠鏡 (Small Size Telescope, SST) の三種類に加え、アメリカチームが中心となり開発している Schwarzschild-Couder 光学系を用いた望遠鏡 (Schwarzschild-Couder Telescope, SCT) を追加で配置して拡張する予定である。これらの望遠鏡は観測対象のエネルギー領域に応じて異なる口径と視野を持つ。

図2.2に示すように、CTA のガンマ線検出感度は現行の望遠鏡の感度から1桁以上向上すると期待されている。広いエネルギー範囲で微弱なガンマ線放射を検出し、また100 GeV 以下でフェルミ衛星とスペクトルが繋がることによって、CTA では様々な物理成果が期待されている。

表 2.1: CTA で使用する望遠鏡

	LST	MST	SCT	SST
エネルギー領域	20 GeV – 1 TeV	100 GeV – 10 TeV	100 GeV – 10 TeV	1 – 100 TeV
光学系	放物面	DC	SC	DC or SC
口径	23 m	10 – 12 m	9.7 m	4 – 6 m
視野	4° – 5°	6° – 8°	8°	~ 10°
台数	4	23	36	32

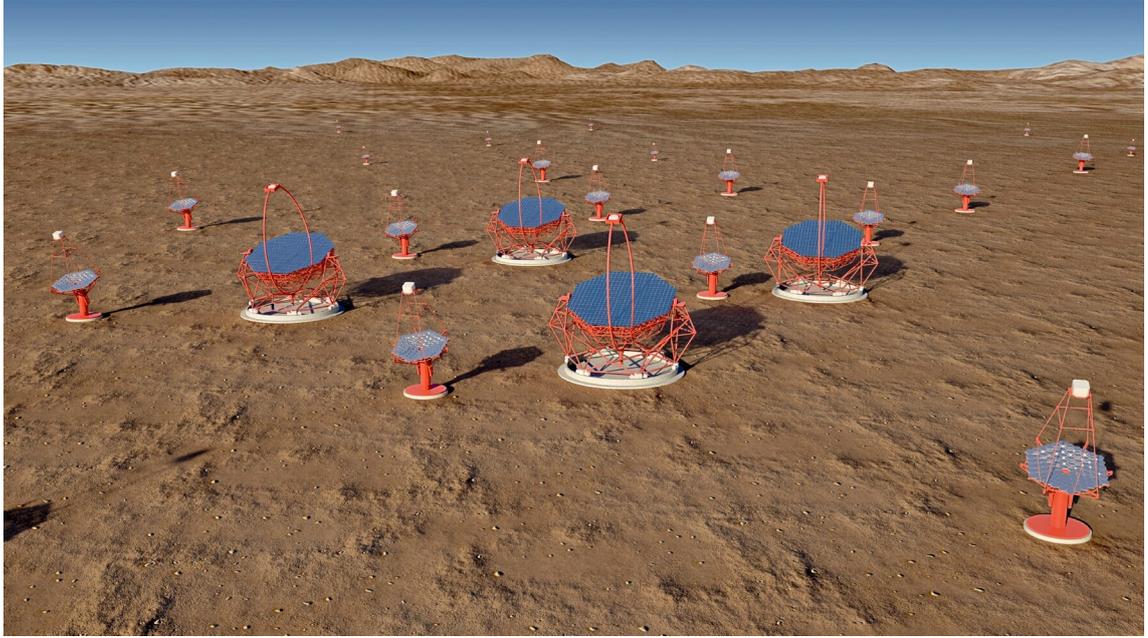


図 2.1: CTA の完成予想図。中心に4つの大口径望遠鏡が配置され、その周辺に多数の中口径望遠鏡と小口径望遠鏡が置かれている。日米欧を中心とした27カ国で計画が進められ、2015年建設開始、2017年に部分稼働開始、2020年に全望遠鏡による観測開始を予定している。

2.2 CTA の望遠鏡開発

CTA で用いるそれぞれの種類の望遠鏡は、その目的に応じて異なる光学系を採用している (表 2.1)。LST では放物面型光学系を、MST では Davies-Cotton (DC) 光学系を、SCT では Schwarzschild-Couder (SC) 光学系を使用する。SST については DC 光学系と SC 光学系のどちらを用いるかは、まだ決定していない。

2.2.1 放物面型光学系

LST では、いかに低エネルギーのガンマ線を効率良く検出できるかが重要になる。低エネルギーのガンマ線に伴い発生する大気チェレンコフ光はその総量が少ないため、夜光に埋もれた微弱なチェレンコフ光の検出には大面積の望遠鏡が必要である。そのため LST では口径 23 m という巨大な主鏡を使用する。この主鏡の形状は放物面であり、六角形の球面分割鏡を多数配置することで放物面を近似する。

放物面型光学系を LST に使用する利点は、まず第一に視野中心で高い結像性能が得られることである。節 1.2.1 で述べたように、チェレンコフ望遠鏡ではチェレンコフ像の形状を利用してガンマ線の到来方向の決定や陽子イベントとの弁別を行う。そのため、優れた結像性能 ($\lesssim 0.1^\circ$) でチェレンコフシャワーを撮像する必要がある。一方で、放物鏡はコマ収差が大きいため望遠鏡の視野を広げることができない。

放物鏡の第二の利点は、入射光子の光路差が小さいことである。そのため LST のような巨大な望遠鏡であっても焦点面カメラにチェレンコフ光の結像する時間が1ナノ秒以下に揃

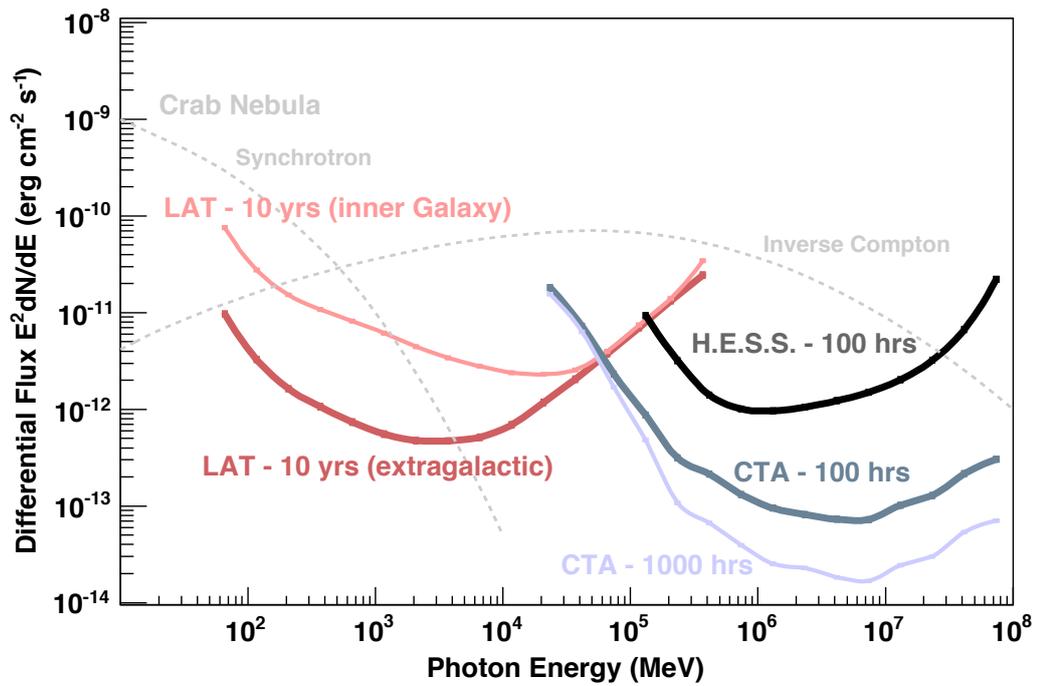


図 2.2: 期待される CTA の感度曲線 [9]。20 GeV から 100 TeV までの広い範囲で現行の望遠鏡 (H.E.S.S.) のガンマ線検出感度を上回り、100 GeV 以下ではフェルミ衛星の LAT 検出器の検出感度に匹敵する。

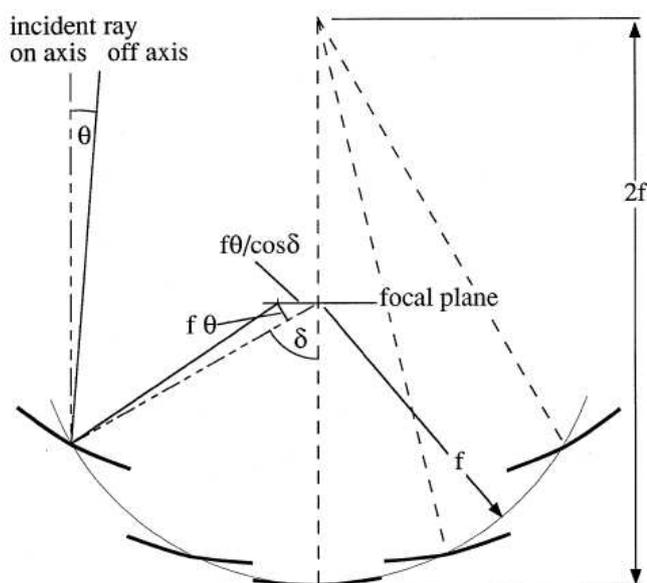


図 2.3: Davies-Cotton 光学系の模式図 [8]

うので、継続時間が5ナノ秒程度と短い大気チェレンコフ光を夜光バックグラウンドから取り出すのに有利である。またチェレンコフ像に時間情報も加えることで、ガンマ線イベントの再構成能力を上げることができる。

放物面型光学系の point spread function (PSF) の分散は以下ようになる [10]。

$$\begin{aligned}\sigma_{\zeta}^2 &= \frac{1}{512} \frac{\delta^2}{F^4} + \frac{1}{16} \frac{\delta^4}{F^2} \\ \sigma_{\eta}^2 &= \frac{1}{1536} \frac{\delta^2}{F^4}\end{aligned}\tag{2.1}$$

ここで、 F は焦点距離 f と、口径 d の比 f/d を表している。また δ は入射角、 σ_{ζ} は PSF の動径方向の幅、 σ_{η} は PSF の方位角方向の幅を表している。 σ_{ζ} と σ_{η} の比は 1.7 以上となり、視野中心以外のチェレンコフ光の像に歪みが生じる [8]。

2.2.2 Davies-Cotton 光学系

MST のような口径が 10 m 程度の望遠鏡では、主鏡が放物鏡でなくても入射光の到達時間差の影響は LST ほど大きくならない。その分、図 2.3 に示すような広い視野内で収差を取り除く DC 光学系を採用している。DC 光学系では、焦点距離 f の分割鏡を曲率半径 f の球面状に配置し 1 枚の反射鏡を構成する。放物面上ではなく球面上に鏡を配置することで視野全体で均一な結像性能を維持するようにし、また分割鏡の光軸をずらすことによって球面収差を取り除く工夫がされている。この光学系の PSF は、次のように表される [11]。

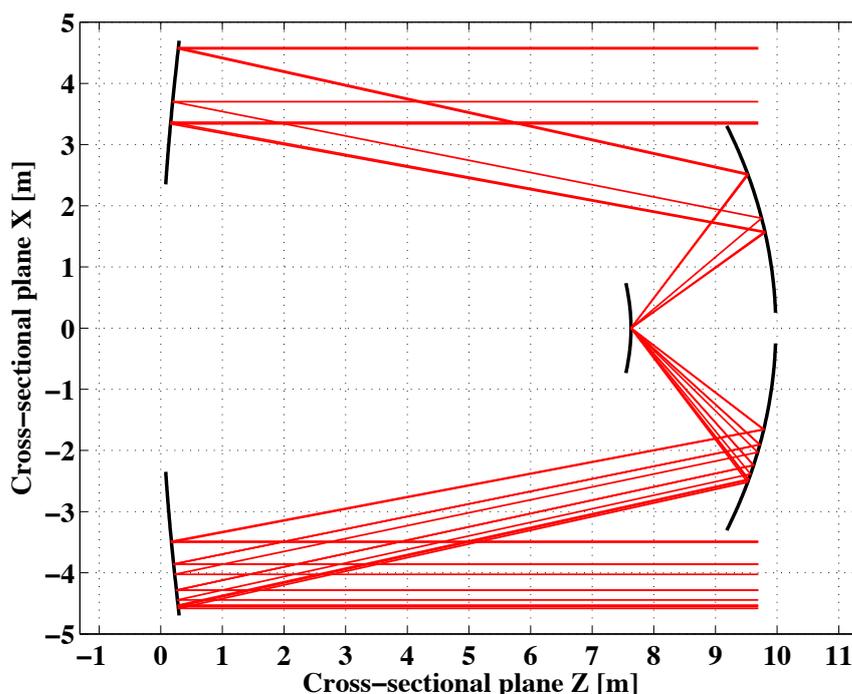


図 2.4: Schwarzschild-Couder 光学系の光路 [11]

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\zeta}^2 &= \frac{1}{1024} \frac{\delta^2}{F^4} \left(1 - \frac{1}{4F^2}\right) + \frac{1}{256} \frac{\delta^4}{F^2} \left(4 + \frac{35}{6F^2}\right) \\
 \sigma_{\eta}^2 &= \frac{1}{1536} \frac{\delta^2}{F^4} \left(\frac{10}{9} + \frac{9}{32F^6}\right)
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

2.2.3 Schwarzschild-Couder 光学系

空間的に広がったガンマ線天体の観測や、全天をサーベイするような観測モードでは、広い視野を持った望遠鏡が有効である。また広い視野があれば望遠鏡から離れた場所に落ちたガンマ線からのチェレンコフ光も撮像できるため、望遠鏡の有効検出面積の拡大には広視野の光学系が有利である。特にフラックスの小さい高エネルギー側のガンマ線検出には視野の拡大が重要である。

しかし、高い結像性能を視野全体で維持したまま望遠鏡の視野を広げるのは、主鏡 1 枚だけでは困難である。そこで考え出されたのが、副鏡を持った SC 光学系 [14] をチェレンコフ望遠鏡に採用する案である。図 2.4 に示すように、SC 光学系は主鏡で集めた光子をさらに副鏡で反射させて焦点面に結像させる。図 2.5 は CTA の拡張用望遠鏡である SCT (表 2.1 参照) の完成予想図である。このように SC 光学系では副鏡を用いることで、放物面型光学系や DC 光学系に比べて高い結像性能を視野全体で得ることができる。CTA の SCT の場合、視野 8° の範囲で 4 分角以下の結像性能を得ることができると期待されている。



図 2.5: SCT の完成予想図。主鏡と副鏡は複数の非球面分割鏡で構成される。焦点面カメラは副鏡の背後に位置する。

SC 光学系を使用する利点は結像性能の向上だけではない。副鏡の使用で焦点距離を縮めることにより、焦点面カメラの直径を小さくすることができる。図 2.6 に示すように、LST では口径 23 m の鏡で視野 4.5° を実現するとカメラの直径が 2.25 m にもなる。一方で、SCT では口径 9.5 m の鏡と視野 8° の組み合わせで、カメラ直径は 0.78 m と小型である。そのため、小型の光検出器と読み出し回路を用いることで、相対的に安価な焦点面カメラを製作することが可能になる。

2.3 SCT の焦点面カメラの開発

我々は現在、名古屋大学と CTA アメリカグループの共同で SCT の開発を進めている。光学系の開発に加え、特に焦点面カメラの開発を行ってきた。図 2.7 はマルチアノード型光電子増倍管 (MAPMT) を使った焦点面カメラモジュールの試作機である。光検出器として光電子増倍管を用いることで 1 チャンネルあたりを小型化し、カメラ全体の小型化と軽量化を可能にしている。この MAPMT は将来的に次章で述べる半導体光検出器に置き換え、光検出効率の向上を狙う予定である。

光検出器に受光した大気チェレンコフ光は光電変換され、その出力波形が後段の専用集積回路に送られる。この回路は TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET) と呼ばれ、チェレンコフ望遠鏡用に専用設計したものである [15]。TARGET では 1 GHz のサンプリング速度で出力波形を読み取り、デジタル変換した上で波形情報を PC へとデジタル転送する。TARGET は 1 枚あたり 16 チャンネルの同時読み出しが可能のため、64 チャンネルの MAPMT を取り付けた場合は 4 枚の TARGET が必要となる。読み出し回路を専用設計することによって、カメラモジュールの小型化と低消費電力化に成功している。

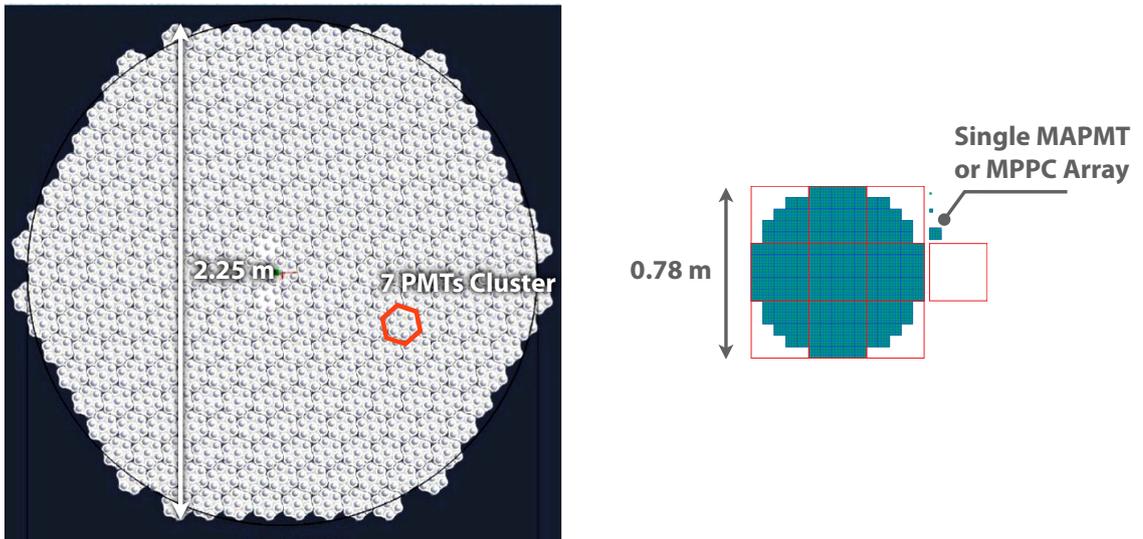


図 2.6: (左) LST に使用する焦点面カメラの模式図。直径 2.25 m の焦点面に光電子増倍管を蜂の巣上に並べる。(右) SCT に使用する焦点面カメラの模式図。マルチアノード型光電子増倍管や半導体検出器 MPPC が並べられる予定である。

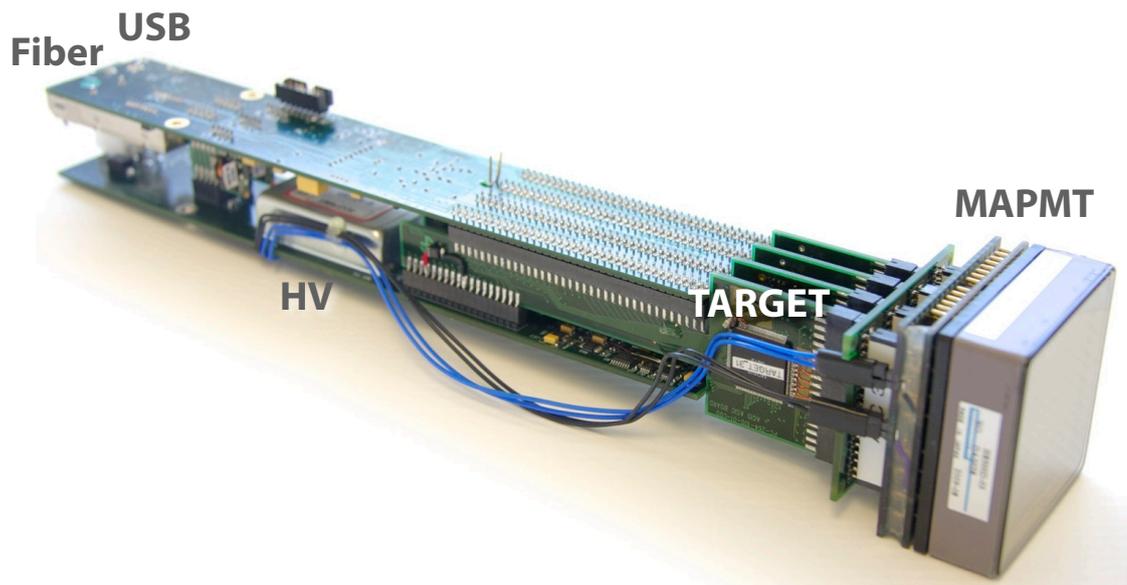


図 2.7: SCT に使用する焦点面カメラモジュールの試作機 [15]。右側に取り付けられた 64 チャンネルの MAPMT からの出力を、4 枚の TARGET で読み出し波形を記録する。波形データは光ファイバーもしくは USB で PC へと転送される。

第3章 Pixelated Photon Detector

3.1 本研究の目的

本研究の最終目標は、焦点面カメラに半導体光検出器を用いたチェレンコフ望遠鏡の実現である。前章で記述した通り、SC光学系を採用することで望遠鏡のピクセルサイズが小さくなり、光検出器の集積化が可能となった。このため焦点面光検出器の候補として新たに半導体光検出器が加わり、その使用によって光検出効率が向上し、望遠鏡の性能をさらに高めることが期待できる。半導体光検出器をチェレンコフ望遠鏡に採用するためには、まずその性能向上を定量的に評価することは必須である。また、チェレンコフ望遠鏡の実際の運用環境での実用性の評価が重要となる。以下では半導体光検出器のうち、特に Pixelated Photon Detector (PPD) の動作原理を説明したあと、チェレンコフ望遠鏡に使用する焦点面検出器という観点から PPD の重要な特性を挙げ、本研究で詳細に評価すべき PPD の特性を議論する。

3.2 PPD の概要

PPD とは、ガイガーモードで動作するアバランシェ・フォトダイオード (Avalanche PhotoDiode, APD) のピクセルを内部に複数持つ、半導体光検出器の総称である。PPD は、 $10^5 \sim 10^6$ という光電子増倍管 (PMT) と同等の増倍率を持つ。さらに、小型で磁場の影響を受けず、低い印加電圧 (バイアス電圧) で動作することや、光検出効率が高いという特長を持ち、これまで、素粒子実験領域を始めとした幅広い分野で PPD の利用が進められており、図 4.2 に示すように様々な製品が商品化されている。

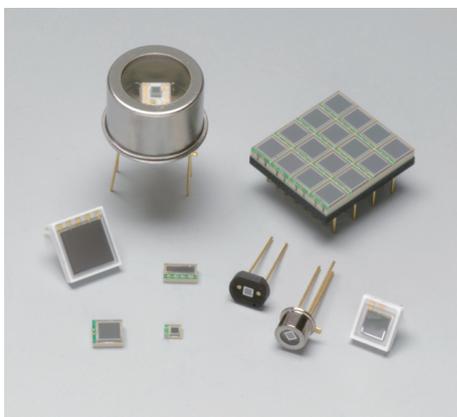


図 3.1: 浜松ホトニクス社の PPD (Multi Pixel Photon Counter, MPPC) [16]

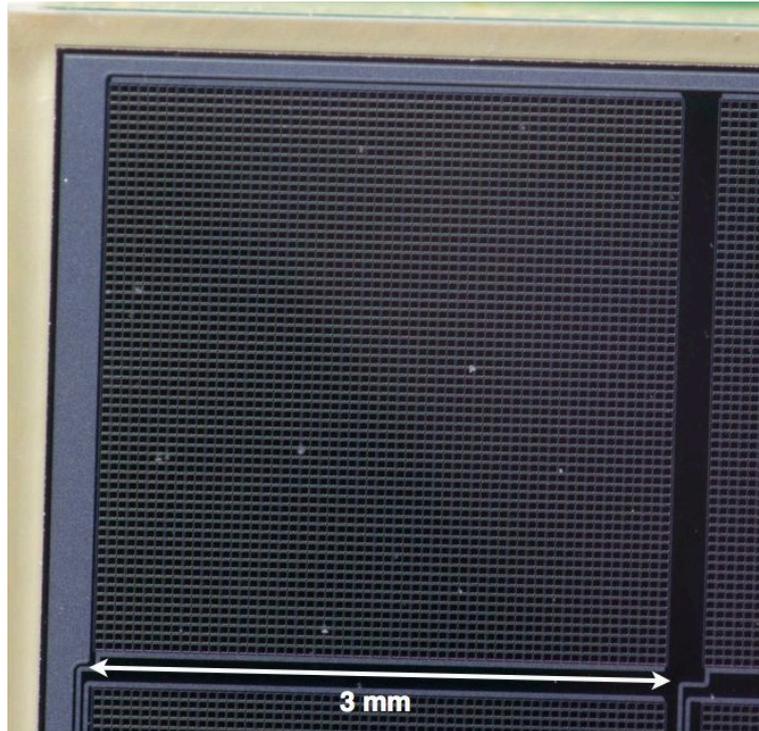


図 3.2: PPD の受光面
Hamamatsu MPPC S11828-3344M を撮影

3.2.1 PPD の構造と動作原理

図 3.2 は、PPD の 3 mm×3 mm の受光面を撮影したものである。受光面は多数の APD ピクセルによって構成されており、この素子では 1 つの APD ピクセルが 50 μm ごとに配置されている。PPD は図 3.3 のような等価回路によって表され、並列化された APD の配列で構成されている。

(1) APD

一般に、半導体光検出器は、p-n 接合に逆方向のバイアス電圧を印加して動作させる。p-n 接合に逆方向の電圧がかかると、n 型半導体内の電子と p 型半導体内の正孔（ホール）とが付加された電位によってそれぞれ逆向きに力を受け、p-n 接合部の空乏層の幅が増大する。この空乏層の部分に光子が入射すると、入射光が価電子帯の電子を伝導帯へ励起して電子正孔対が発生し、電位差によって電子と正孔がそれぞれ逆の方向へ移動して電流が流れる。ここで、印加電圧が低い場合は増倍領域は存在せず、1 光子に対して最終的に収集されるキャリアーは最大で 1 組である。その電荷量は信号処理回路や検出器固有の雑音に比べても小さいため、十分な光量が入射しないと検出することができない。しかし、一定以上の電圧をかけると、電子は加速され、シリコン原子と衝突する際に価電子帯に束縛されている電子を励起するのに十分なエネルギーもつ。電荷キャリアの衝突によって、電子正孔対が生成されることを衝突電離と呼び、この衝突電離が次々と発生することで、雪崩のように増幅が起き

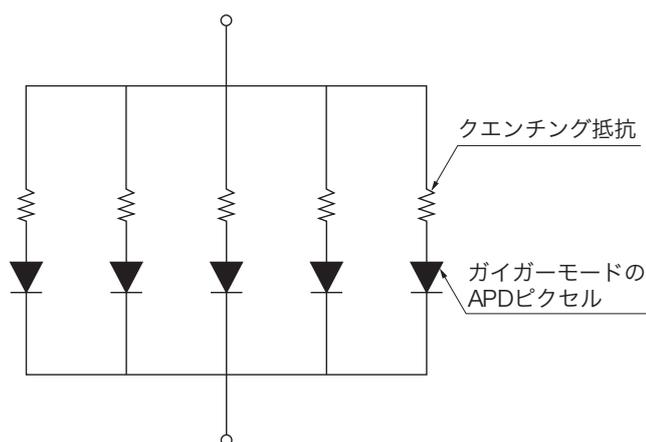


図 3.3: PPD の等価回路

る。この増幅過程はアバランシェ増幅と呼ばれ、アバランシェ増幅を利用した半導体検出器をアバランシェフォトダイオードと呼ぶ。

(2) ガイガーモード

APD には、ノーマルモード（線形モード）、ガイガーモードの 2 通りの動作がある。正孔の有効質量は電子の 3 倍程度なので、正孔の衝突電離は電子に比べて起こりにくい。APD にかける逆電圧がある一定の電圧以下であれば、電子のみが衝突電離を起こし増幅率は 10 倍から 1000 倍程度で収束し、出力は APD への入射光量に比例する。この領域はノーマルモード、または線形モードと呼ばれ、一般的な APD はこの領域で動作される。一方、逆電圧がある電圧を超えると、正孔も衝突電離を起こすことで増幅は収束せずに増幅率は発散する。この領域はガイガーモードと呼ばれ、ガイガーモードが始まる電圧値を降伏電圧と呼ぶガイガーモードで動作する APD は、入射光子数によらず増幅が無限大に発散してしまう。このため、ガイガーモード APD は単体で使う場合には光量を測定することはできない。PPD では、APD の増幅を一定で収束させるためのクエンチング (quenching) 機構を設け、それを並列化することで、ガイガーモード APD を高い増幅率の光検出器として用いることを可能にしている。

(3) クエンチング

ガイガーモード APD は、電子・正孔対の発生量に関わらず増幅率が発散してしまうが、PPD では、APD の外部から増幅を収束させ、ある一定の出力を得る機構を設けている。このような機構はクエンチング機構と呼ばれている。クエンチングの代表的な例として、図 3.3 のように APD と直列に抵抗を用いる方法がある。これは、増幅で発生した電流がクエンチング抵抗で電圧降下を起こすことを利用する。アバランシェ増幅で流れた電流が、この抵抗に流れて電圧降下を起こし、p-n 接合の電場が弱まっていく。電位差が降伏電圧（ブレークダウン電圧） V_{bd} まで降下したところで増幅は収束する。APD にかかるバイアス電圧を

V 、APD の p-n 接合の実効容量を C とすると、クエンチングの前後での電荷量の差は、

$$Q = C(V - V_{bd}) \quad (3.1)$$

となり、APD の電荷出力は一定の値となる。この電荷量を電気素量 e で割り、1 光電子 (photoelectron、p.e.) の増幅率 G を考えると、

$$G = \frac{C(V - V_{bd})}{e} \quad (3.2)$$

となる。 $V - V_{bd}$ は、降伏電圧からのバイアス電圧の加増分として Over Voltage と呼ばれる。この値を仮に 1 V、APD の容量 C が 100 fF 程度とすると増幅率 G は 10^6 程度になる。

(4) 並列化

クエンチング機構によって、1つの APD から入射光量によらず一定の出力で電荷量を取り出すことが可能となった。PPD では、直列接続した APD とクエンチング抵抗を複数並列化することによって、励起した APD ピクセルの数で入射する光子の数をカウントできる。図 3.3 のように、PPD の全ての APD ピクセルの電圧供給と読み出しは共通となっている。PPD で光を検出した際、信号として出力される電荷 Q_{out} は、受光した APD ピクセルの数 N_{fired} と、1つの APD での出力 Q_1 の積となる。

$$Q_{out} = N_{fired} \times Q_1 \quad (3.3)$$

このことから、出力電荷量は N_{fired} に応じた離散的な値をとることがわかる。1つの APD ピクセルの面積が十分に小さければ、2つ以上の光子が同時に1つの APD ピクセルに入射する確率を小さく抑えることができ、事実上、受光面全体で同時にヒットした APD ピクセルの数を数えることで入射光子の量を測ることが可能になる。このため、電荷量や波高値は検出した光子数に応じた離散的な分布をする。図 3.4、3.4 はそれぞれ PPD の出力波形と波高値の分布である。

3.2.2 PPD の光検出効率

光検出効率 (Photon Detection Efficiency、PDE) は、光検出器の受光面に入射した光子のうち検出される光子の割合を表す。PPD の光検出効率は、次の式で表される。

$$PDE = Q.E. \times \epsilon_{fill} \times P_{av} \quad (3.4)$$

それぞれの係数は以下のようなになる。

Q.E.

Q.E. は量子効率 (Quantum Efficiency) と呼ばれる量で、1つの APD に光が入射した際、電子正孔対が生成される確率のことである。図 3.6 は光子の波長と Si の吸収係数の関係を表しており、可視光領域の光子は Si 内で $1 \mu\text{m}$ から $10 \mu\text{m}$ 程度の厚みで吸収される。APD の空乏層の厚さは数 μm 程度であるため [21]、PPD は高い量子効率を持つことがわかる。

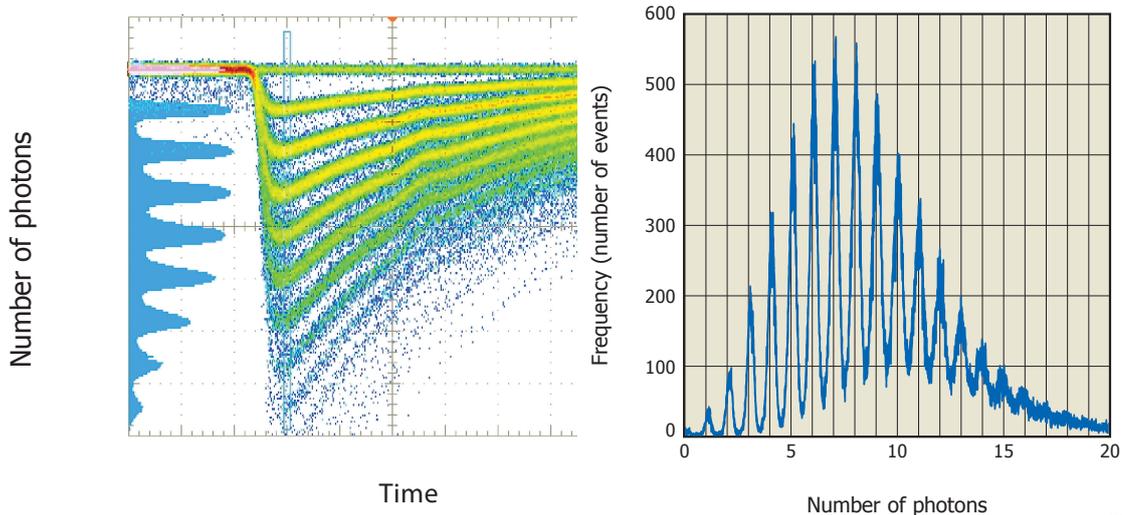


図 3.4: PPD の波形 文献 [16] より

図 3.5: PPD の波高値の分布 文献 [16] より

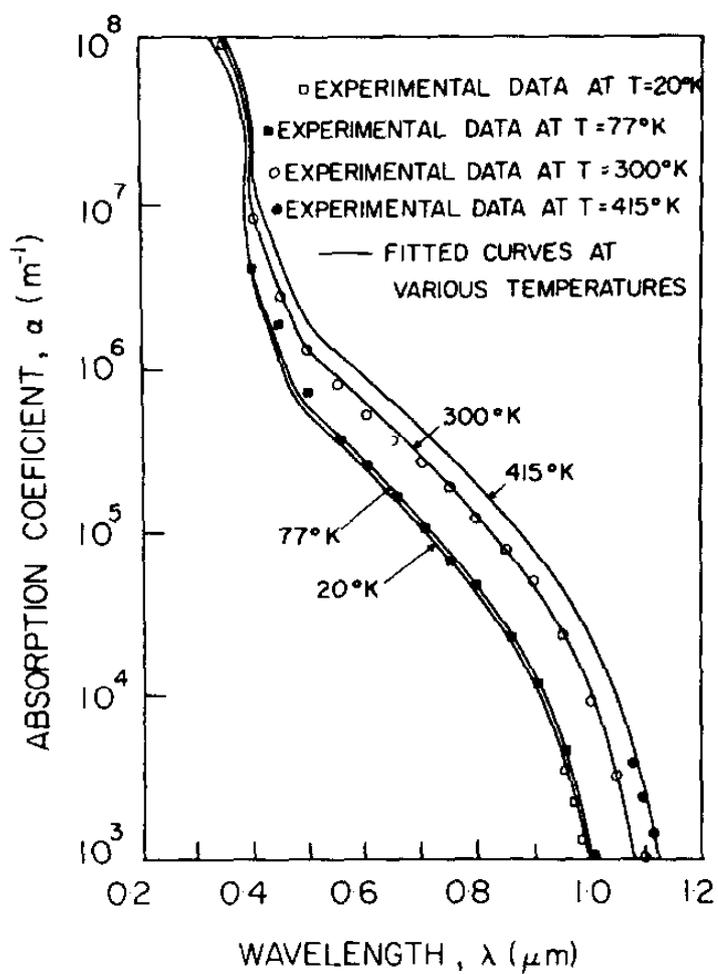


図 3.6: Si の光子吸収係数のエネルギー依存性 [20]

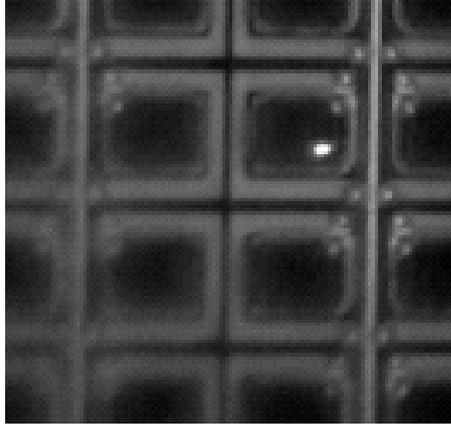


図 3.7: PPD 受光面の拡大図 [17]。1つの正方形が APD ピクセルである。

表 3.1: APD ピクセル数と開口率 (浜松ホトニクス社 MPPC S11362-11 シリーズ、値はデータシートより抜粋)

APD ピクセル数	開口率
100	65%
400	50%
1600	25%

ϵ_{fill}

ϵ_{fill} は開口率 (fill factor) を表し、全受光面のうち、有感領域の占める割合を表す。図 3.7 は PPD の受光面の拡大図である。受光面のうちで、各 APD ピクセルの境界は不感部分となる。このため、受光面の面積が同じ PPD の場合、APD ピクセルの数が多くなるほど ϵ_{fill} は小さくなり、光検出効率は低くなる。表 3.1 は、受光面 1 mm×1 mm の PPD での、APD ピクセルの大きさと開口率を表したものである。ここから ϵ_{fill} が APD ピクセルサイズに大きく依存することがわかる。

P_{av}

P_{av} は入射した光によって生成された電子-正孔対がアバランシェ増幅を起す確率であり、入射光の波長や APD にかかるバイアス電圧に依存する。

図 3.8 は浜松ホトニクス社の PPD (商品名 MPPC) の光検出効率である。波長 450 nm をピークに、75% 近くの検出効率を持っている。ただし、浜松ホトニクスの測定ではアフターパルス、クロストークの影響を含んでいるため、これらの影響を取り除いた正確な測定が必要である。

クロストークとは、1 個の光子によるアバランシェ増幅の際に発生した光子が別の APD ピクセルでアバランシェ増幅を引き起こす現象である。クロストークが起きると 2 個以上の光子が入射したように観測される。

アフターパルスは、APD を構成するシリコン結晶中の格子欠陥にアバランシェ増幅で発生したキャリアが捕獲され、遅れて開放される際に再度アバランシェ増幅を発生させてしまう現象である。これらの影響については後で述べる。一般的な PMT の量子効率を比較のた

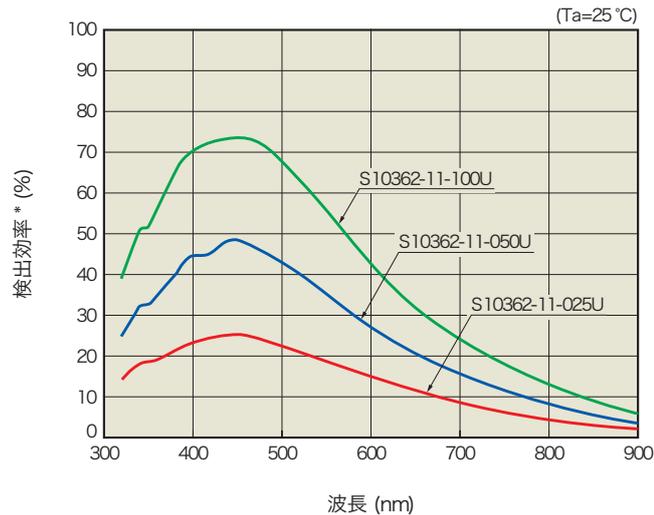


図 3.8: 浜松ホトニクス社製 PPD (MPPC) の光検出効率 [16]。3つの線はそれぞれ APD ピクセルサイズの違いを表す。この測定は、アフターパルス、クロストークの影響を含んでいる。

め図 3.9 に示す。量子効率は最大でも 25% であるため、PPD では光検出効率の点で有利であることがわかる。近年では、PMT の光電面の改良により量子効率が 35% 以上の PMT も存在するが、製造が難しく比較的高価である。

3.3 チェレンコフ望遠鏡の焦点面検出器としての PPD

ここでは、光検出器をチェレンコフ望遠鏡の焦点面光検出器として用いる際に考慮すべき特性 [8][18] について、それぞれ詳細を述べる。

有効感度波長

図 3.10 はチェレンコフ望遠鏡でガンマ線を観測する際のチェレンコフ光のスペクトルを表している。このスペクトルには、空気シャワーからのチェレンコフ放射や、大気中での散乱、吸収が含まれており、350 nm から 500 nm で強度が高い。この分布は天頂角にも依存する。PPD の光検出効率は、図 3.8 で示した通り 400 nm から 500 nm 付近で高い光検出効率を持っており、PPD によってチェレンコフ光を観測することが十分可能であることがわかるが、正確なチェレンコフ光の取量を得るためには、PPD の光検出効率の波長特性を測定する必要がある。

受光面積

ここでいう受光面積とは、PPD の 1 チャンネル分の受光面積である。これまで述べたとおり、受光面積は望遠鏡の結像の際のカメラピクセルのサイズに相当する。PPD の受光面は大きくて $3 \times 3 \text{ mm}^2$ 程度であるが、PPD のを大面積化は難しく、デバイス容量の増大、配線抵抗の増大によって時間分解能が悪化するという問題がある。このため、副鏡を用いない場合では、1 カメラピクセルあたりに数十チャンネルの PPD が必要となり、費用が増大する。光検出器の前面にライトガイドを取り付けることで実質

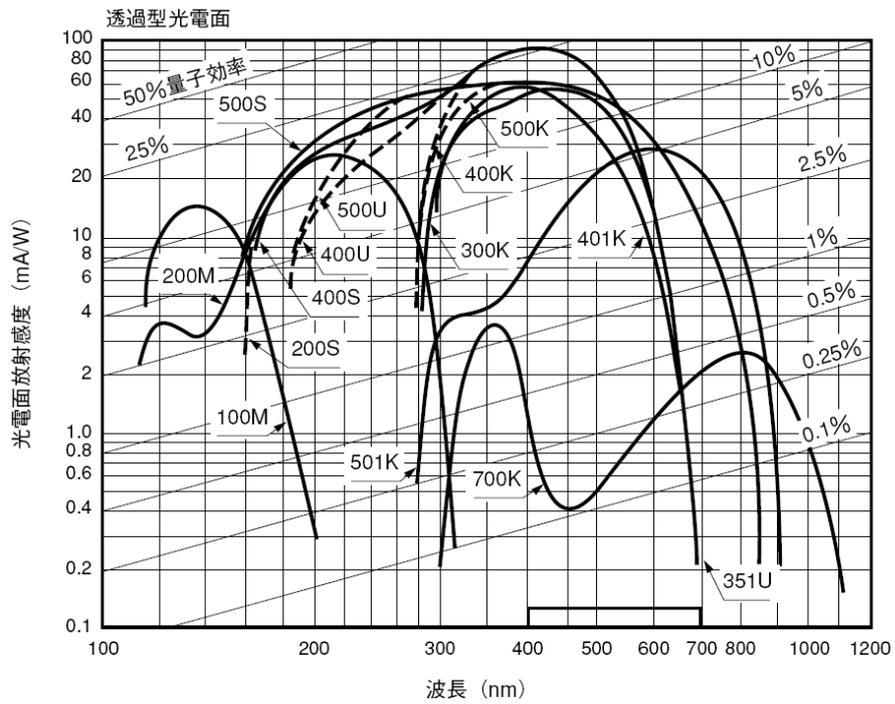


図 3.9: PMT の量子効率
PMT の量子効率 [22]

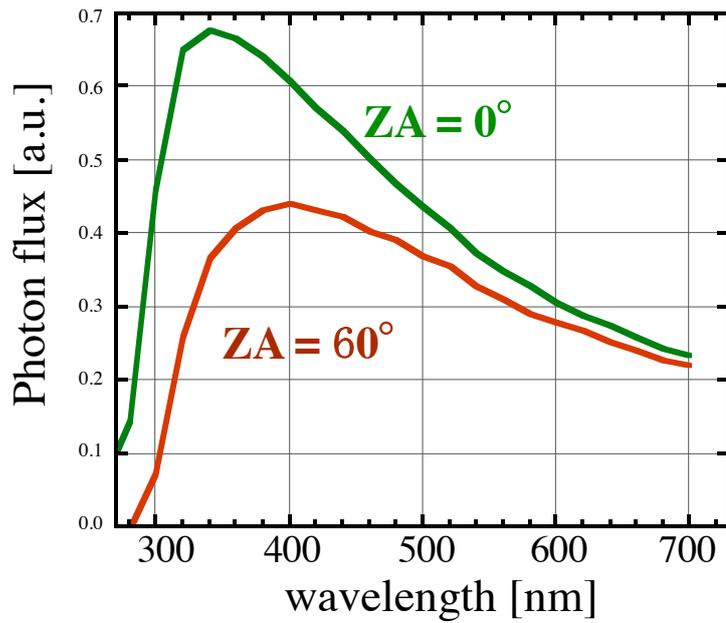


図 3.10: チェレンコフ光のスペクトル [19]。スペクトルは 40 GeV のガンマ線からのシャワー観測を標高 2200 m の地点で行った場合のもの。緑線は天頂角 ZA が 0° からのガンマ線入射時、赤線は同様に $ZA = 60^\circ$ を表している。

的な受光面積を3分の1から4分の1程度に縮小することが可能であるが、ライトガイドの反射率の分だけ検出効率の損失を伴う。SCTのように副鏡がある場合は、カメラピクセルサイズを6 mm程度にでき、4チャンネル(2×2チャンネル)分のPPDを配置するだけで済み、実用は可能になる。

ダイナミックレンジ

10 TeV以上のガンマ線を観測する際、受光面1×1 mm²あたりで100 p.e.相当の光子が入射する[18]。光検出器にはこの範囲までの応答性能が要求される。PPDの入射光量に対する出力は、複数の光子が1個のAPD素子に入射することで線型性を失うが、理論的に計算可能で、PPDの光検出効率をPDE、全APDピクセル数を N_{total} 、入射光子数を N_{photon} とすると、APDの励起ピクセル数 N_{fired} は、

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{total}} \times \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-\text{PDE} \cdot N_{\text{photon}}}{N_{\text{total}}}\right) \right\} \quad (3.5)$$

となる。PPD受光面の表面で入射光分布が一様でない場合は、この関係から外れるので注意が必要となる。

アクシデンタルトリガーの発生頻度

光検出器は、光が入射していない場合にも1光電子相当かそれ以上の電気信号を出す場合があり、その頻度をダークレートと呼ぶ。また、夜空や地面から入射するチェレンコフ光以外の夜光バックグラウンド(Night Sky Background、NSB)も存在する。これらが偶然に重なると、ガンマ線入射と同等の電気信号が発生し、望遠鏡観測時のガンマ線入射イベント以外にもトリガーが発行されることになる。このような偶発的なトリガーをアクシデンタルトリガーと呼ぶ。その発生頻度が高くデータ収集が効率的にできない場合、その頻度を下げるため、トリガー発行に必要な光量の閾値を高く設定することになる。それに伴い低いエネルギーのガンマ線を逃してしまうことになる。したがって、アクシデンタルトリガーを十分に低く保つような検出器の特性が重要である。

寿命

チェレンコフ望遠鏡の想定運用期間は10年以上であり、1年で2000時間ほど稼働する。そのため2万時間以上の使用で性能悪化がないことが要求される。

時間応答

焦点面に到達するチェレンコフ光の時間的広がり数は数 nsであり、光検出器はそれ以下の時間分解能を持っている必要がある。

第4章 PPDの性能評価

4.1 測定の概要

4.1.1 測定対象

今回測定に用いた PPD は浜松ホトニクス社の Multi Pixel Photon Counter (MPPC) S11827-3344MG-SI である。APD ピクセルサイズは $50\ \mu\text{m}$ であり、 $3\ \text{mm} \times 3\ \text{mm}$ の受光面をもつ MPPC が 4×4 に配置され、全部で 16 チャンネルの読み出しがある。この MPPC は、実際に SCT で採用を目指す MPPC と同じシリーズのものである。実際に採用を目指す MPPC は、パッケージのみ異なる表面実装型のもので、不感領域を最小 (約 31% 以下) にする。

4.1.2 MPPC 読み出しシステム

個々の測定について述べる前に、測定全体を通して用いた MPPC の動作環境と、データ取得について記述する。読み出しシステムのブロックダイアグラムを図 4.2 に示す。MPPC のバイアス電圧は、Keithley 社の Source Meter 2400 を用いて供給し、供給時の電流も同時に計測している。PC から RS232C のシリアル通信で電圧供給を制御し、電流測定値を取得した。MPPC は図 4.3 に示す MPPC アダプター基板によって MAPMT と同じインターフェースに変換され、同じ読み出し基板で信号処理を可能とする。MPPC アダプター基板は、バイアス電圧の低域通過フィルターも搭載する。MPPC から出力される電流信号は、図 4.4 に示す 4 チャンネルの読み出し基板上の電流検出アンプで電圧信号に変換され、オシロスコープで波形情報として記録する。使用したオシロスコープは Tektronix 社の MSO4054B で、記録した波形データを PC に保存し、オフラインで解析した。MPPC アダプター基板と読み出

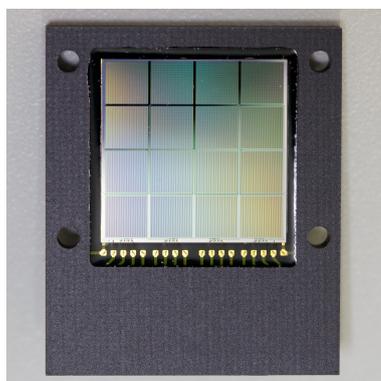


図 4.1: MPPC S11827-3344MG-SI

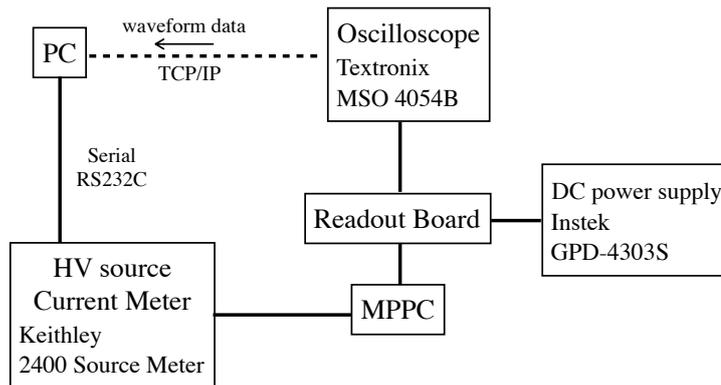


図 4.2: MPPC 読み出しシステムのブロックダイアグラム

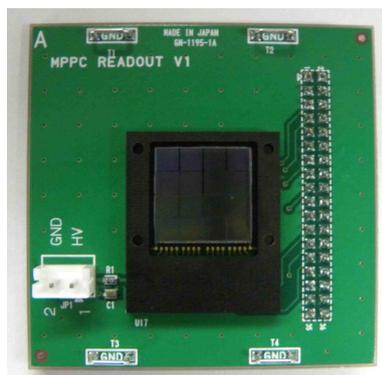


図 4.3: MPPC アダプター基板の写真



図 4.4: MPPC 読み出し基板の写真

し基板の回路図を図 4.5 に示す。読み出し回路は、電流検出アンプと、後段のバッファアンプで構成されている。電流検出アンプに用いたオペアンプは、National Semiconductor 社の LMH 6609 で 900 MHz の利得帯域幅積を持っている。電流検出アンプでは、フィードバック抵抗 R_f に流れる入力電流 I_{in} に対して、 $-R_f I_{in}$ の電圧を出力する。図 4.6 は、読み出した MPPC の信号波形を示し、立ち上がりはオペアンプの利得帯域幅積で制限され約 18 ns、立下りは MPPC の静電容量とクエンチ抵抗の積で固定され約 30 ns である。

4.2 MAPMT との PDE(Photon Detection Efficiency) 比較測定

4.2.1 測定概要

CTA で MPPC を採用した際の性能向上を定量的に評価するため、MPPC と MAPMT の光検出効率 (PDE) を比較した。SC-MST の焦点面光検出器の候補となっている MAPMT である H8500 を比較に用いた。ただし、光検出効率の絶対値を測定するために必要となる較正

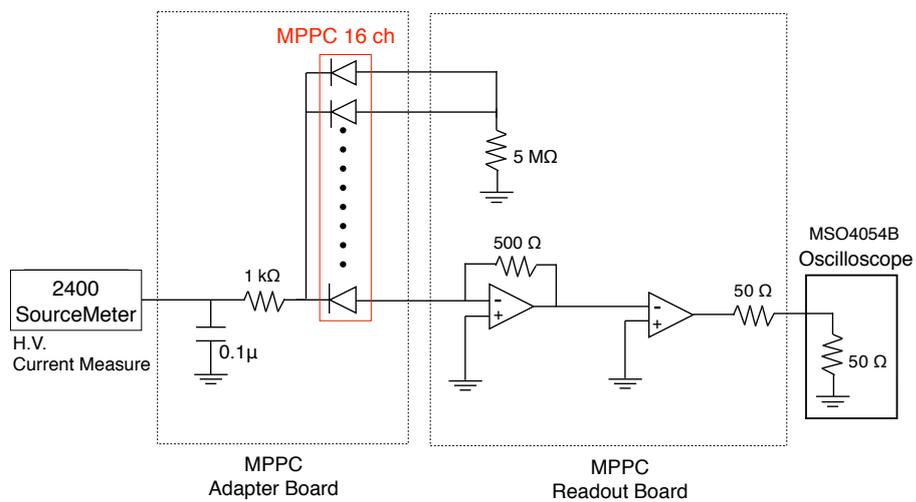


図 4.5: MPPC 測定系の回路図

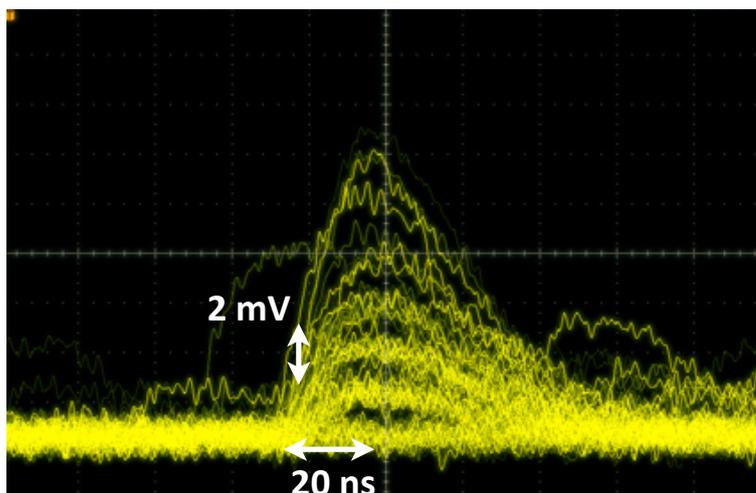


図 4.6: MPPC の信号波形

表 4.1: LED 入力パルス設定値

型番	NS375L-5RLO	NS400L-ERLM	NSPB346ks	NSPR346ks
ピーク波長	377 nm	402 nm	465 nm	635 nm
入力パルス電圧	4 V	4.5 V	4.3 V	4.6 V
入力パルス幅	4 ns	10 ns	4 ns	4 ns

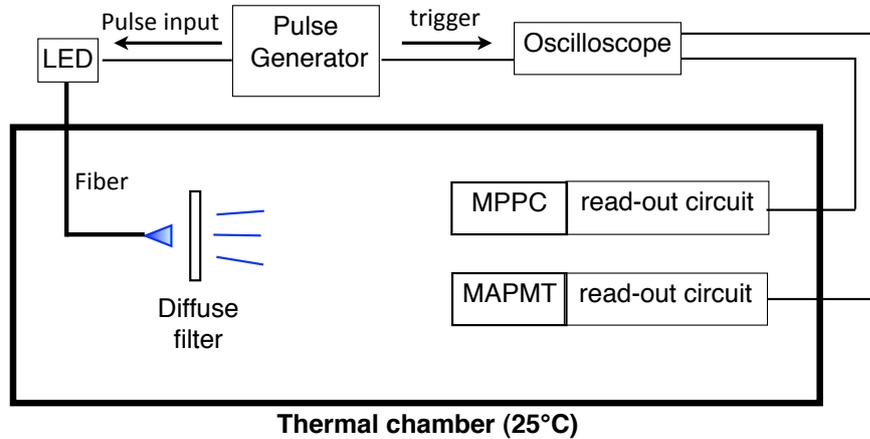


図 4.7: PDE 比測定系のブロックダイアグラム

用フォトダイオードが間に合わなかったため、図 4.7 に示すような測定系で同じ光源からの MPPC と MAPMT の検出光量の比を測定することで、PDE 比とした。パルスジェネレーターから電圧を入力して LED を発光させ、電圧入力と同期したトリガーでオシロスコープの波形を取得し、波形を解析することで、検出光量を決定する。PDE は波長に依存するため、4 点の波長に対して MPPC と MAPMT の PDE 比を測定し、実際のチェレンコフ光観測時に得られる光量の比を推定することで、最終的な評価とする。表に各 LED の特性と出力パルスの設定値をまとめた。MPPC と MAPMT の PDE 比は、Espec 社の恒温槽 LU-123 内で 25°C に設定して測定した。温度の変動幅は $\pm 0.5^\circ\text{C}$ であった。図 4.8 は恒温槽内に設置した測定系の写真である。MPPC と MAPMT の位置による照射光量の差を評価するために、各波長で MPPC と MAPMT の位置を入れ替えた場合の測定も行った。異なる位置での測定値のずれは、測定の不定性を示す系統誤差として評価する。

比較に使用した MAPMT の主な仕様は表 4.2 にまとめた。また、MAPMT の信号読み出しには図 4.10 に示す電荷検出回路を用いる。この回路ではフィードバック容量 $C_f = 10 \text{ pF}$ を用いており、 Q_{in} の入力電荷に対して $V_{out} = -Q_{in}/C_f$ の電圧を出力する。この読み出し回路による MAPMT の信号波形を図 4.2.1 に示す。信号の立ち上がりは 5 ns、立下りがおよそ 50 ns である。MAPMT の特性は、動作電圧 -1000 V で測定した。

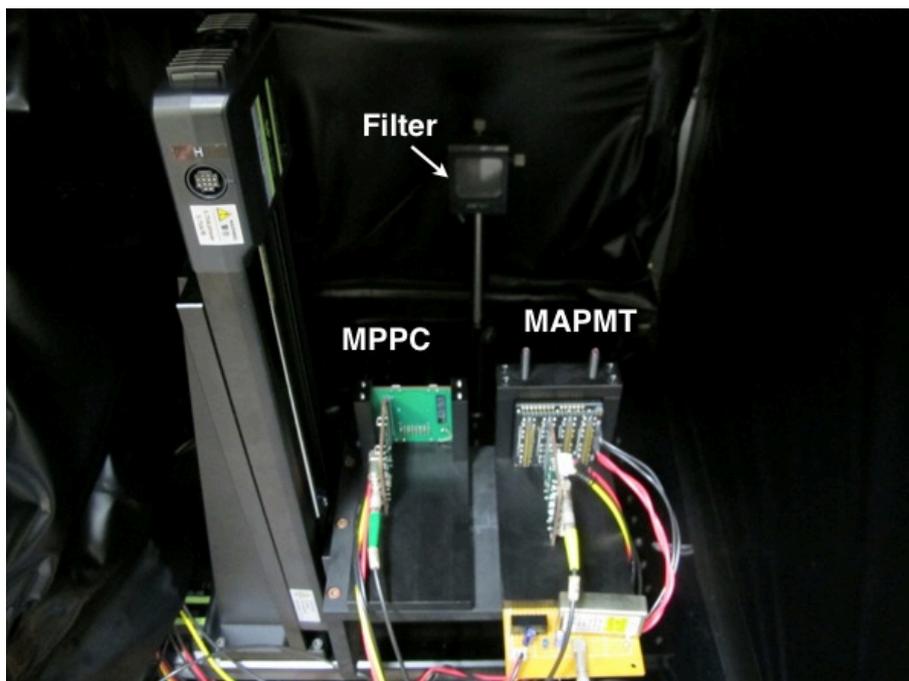


図 4.8: 恒温槽内の PDE 比測定系の写真

表 4.2: MAPMT の主な仕様

型番	H8500D-03
チャンネル数	64
受光面サイズ	6.08 mm × 6.08 mm /ch
光電面	バイアルカリ

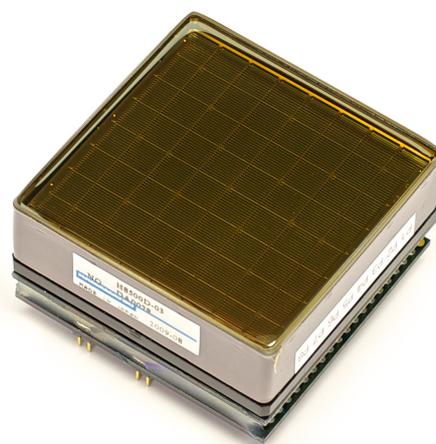


図 4.9: 測定に用いた MAPMT

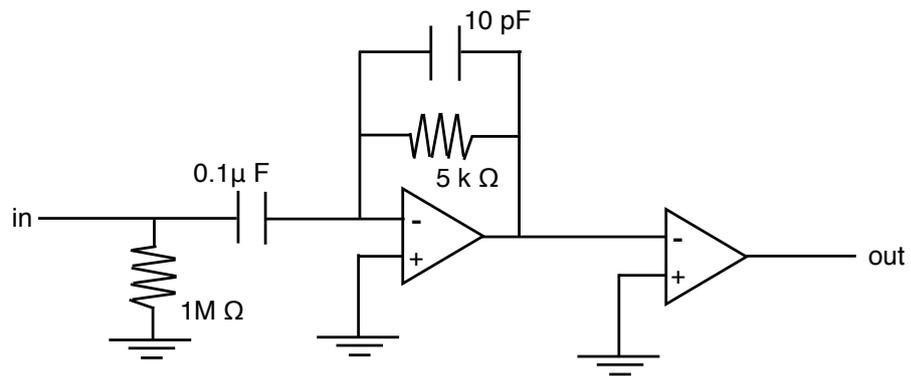


図 4.10: MAPMT の読み出し回路

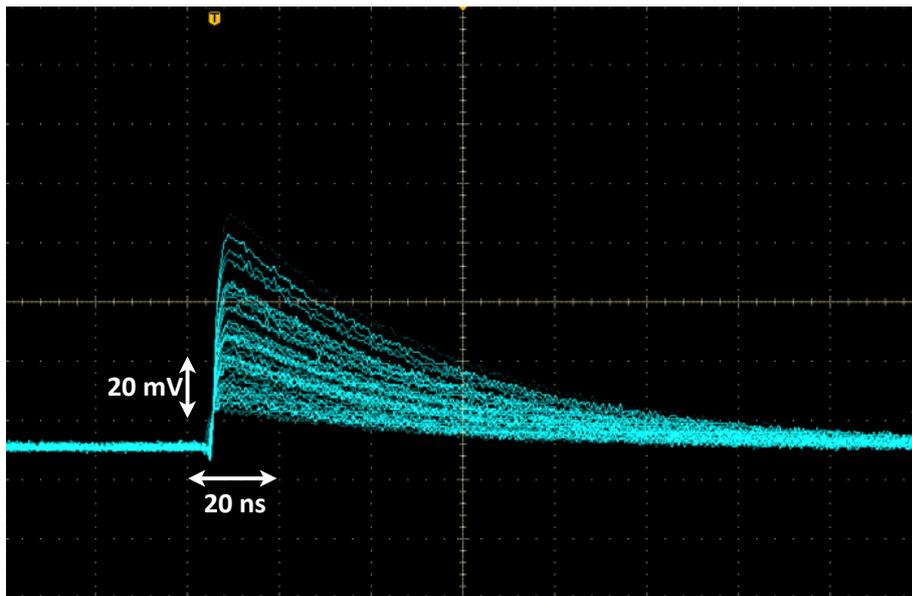


図 4.11: MPPC の読み出し波形。信号の立下りが 50 ns となっており、図 4.10 の電荷検出アンプの時定数 $5 \text{ k}\Omega \times 10 \text{ pF}$ と一致する。

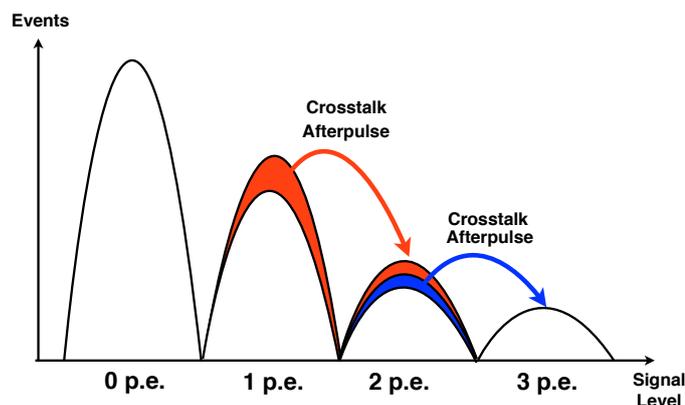


図 4.12: 測定におけるクロストーク、アフターパルスの影響

(1) フォトンカウンティング法

MPPC と MAPMT の検出光量の測定は、フォトンカウンティング法と呼ばれる方法で測定した。これは、光検出器に単光子レベルの微弱な光を照射し、そのタイミングでの光検出器の応答から、検出した平均の光子数を測定する方法である。一般的に、光検出器が数光子程度の微弱な光子を検出する場合、検出光子数は Poisson 分布に従う。いま、光検出器が平均で検出する光子数を λ とすると、この光検出器が k 個の光子を観測する確率は、

$$P(k) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!} \quad (4.1)$$

で表される。 $k = 1, 2 \dots$ の確率は、図 4.12 に示すようにクロストークなどの影響で Poisson 分布からずれるが、光子が観測されない場合はクロストークなどの影響がないため、 $P(0)$ 、すなわち光子を 1 つも観測しない確率を測定することで、

$$P(0) = e^{-\lambda} \quad (4.2)$$

から λ を

$$\lambda = \ln(P(0)) \quad (4.3)$$

と決定することができる。すなわち、光応答測定の全イベント数に対する光子が観測されないイベント数の割合を測定することで、クロストークなどの影響なく平均検出光子数 λ を決定できる。

4.2.2 測定データの解析

以下では、1 つの波長での測定における平均検出光子数を決定するための解析を記述する。

(1) MPPC の波形の平均化

図 4.6 で示す通り、MPPC の測定系の出力が小さいためにノイズの影響を受ける。このようなノイズの影響を低減するために、図 4.13 のように取得した波形をそれぞれ点の前後の 12 ns で平均化を行った。

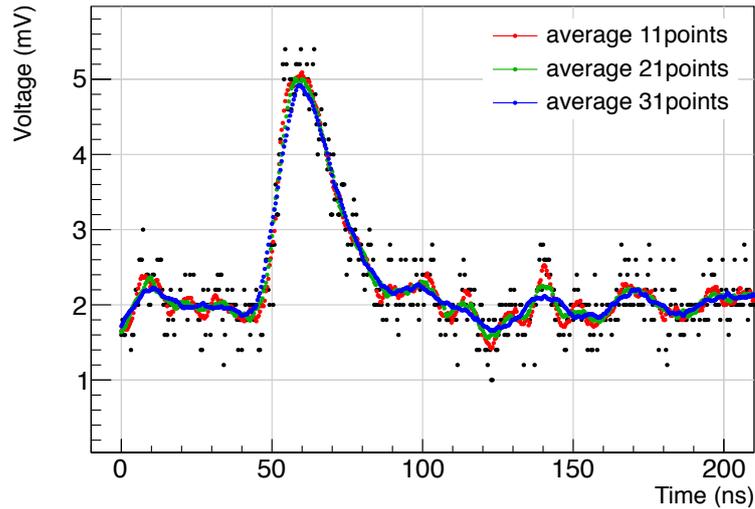


図 4.13: MPPC 波形の平均化したもの 色の違いは平均化した点数を表している。波形の各点は 0.4 ns ごとに取りられており、黒は平均化前の波形データ、赤、緑、青はそれぞれ波形の各点近傍の 4 ns、8 ns、12 ns 分を平均した波形となる。平均化することで、各点のばらつきが抑えられていることがわかる。立ち上がりやピークの位置も大きく変わっていない

PDE 比の測定では、LED 発光時の波高値を用いて検出光量を測定するため、LED の発光時間帯を決める必要がある。LED の発光時間帯は、図 4.14 に示すような各波形が最大となるタイミングの時間分布から 40~55 ns の期間と決定した。0 ns と、100 ns にピークを持つのは、図 4.15 のように波形取得時間外のランダムなダーク信号によるものだと考えられる。赤線の部分は、時間分布が最大となる点から前後 10 ns の領域を表している。

LED の発光時間内の波高値を取る場合でも、図 4.16 のように、直前のダーク信号の混入が考えられる。この影響を除去するため、LED の発光開始時間から 26 ns 前の点を取り、この点付近の 12 ns 分の平均値を *Baseline* と定義し、*Baseline* と標準偏差がノイズと整合することを要求した。図 4.17 は *Baseline* と標準偏差の分布を示す。ここで、*Baseline* の分布で色付けされている部分は、分布のピークを Gaussian でフィットした際にその 2σ 以内に対応する部分である。標準偏差の場合は、フィットの関数として mean が 0 で正の領域のみの Gaussian を使っており、色付けされた部分は 1.5σ 以内の領域である。全てのイベントのうち、この 2 つの分布で色付けされた領域のみ解析に使用した。

図 4.18 は LED の発光時間内での MPPC の波高値の分布である。0 p.e. のピークをガウス分布でフィットして得られる光子が観測されないイベント数の全イベント数に対する割合から $P(0)$ を測定し、MPPC と MAPMT の平均検出光量を算出する。図 4.19 は、この結果得られた MPPC の検出効率比 $\epsilon_{\text{MAPMT}}/\epsilon_{\text{MPPC}}$ の LED 波長依存性を示す。赤の点は、MPPC と MAPMT を右に置いた場合の結果を示し、青の点は、左の場合である。点線は LED の発光波長の分布を示す。図 4.20 は左右の平均値で、赤の誤差棒は統計誤差を、黒の誤差棒は系統誤差を示す。系統誤差は、左右での測定値の差の絶対値の 1/2 とした。波長が長いほど MPPC と MAPMT の PDE 比が良くなっていくことがわかる。

ガンマ線シャワーによるチェレンコフ光の観測時における MPPC と MAPMT の検出光量は、チェレンコフ光の光量と MPPC や MAPMT の PDE の波長毎の積を取り、観測波長帯で積分することで算出できる。そのためには、MPPC と MAPMT の PDE 比から、それぞ

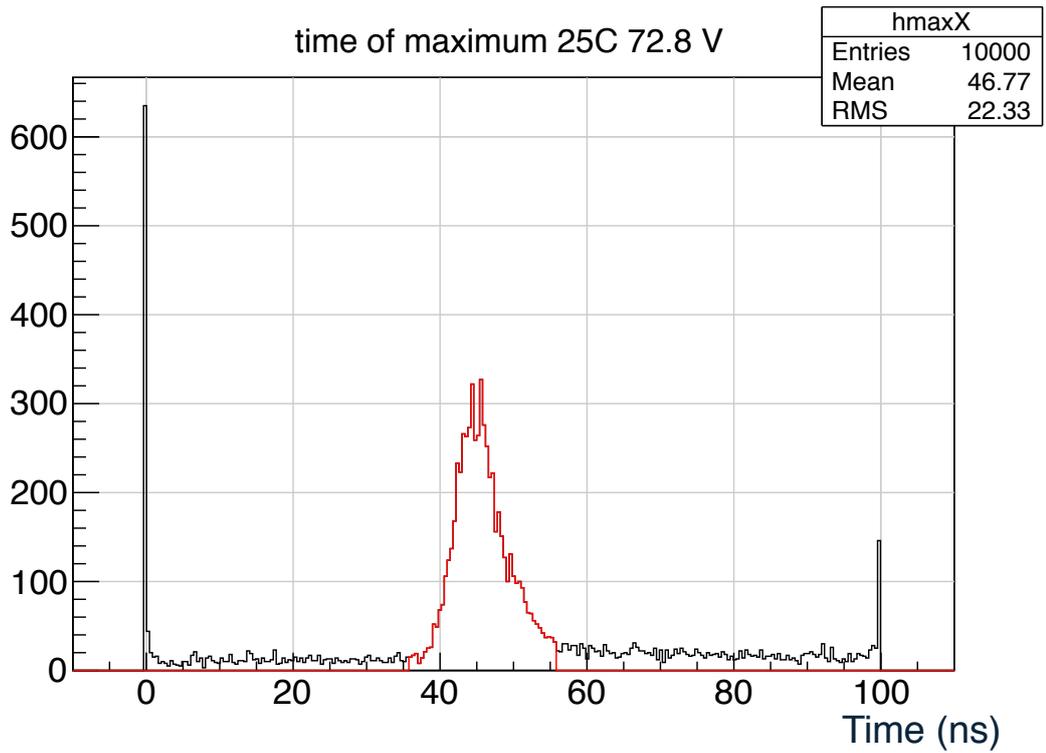


図 4.14: 波形が最大となるタイミングの時間分布

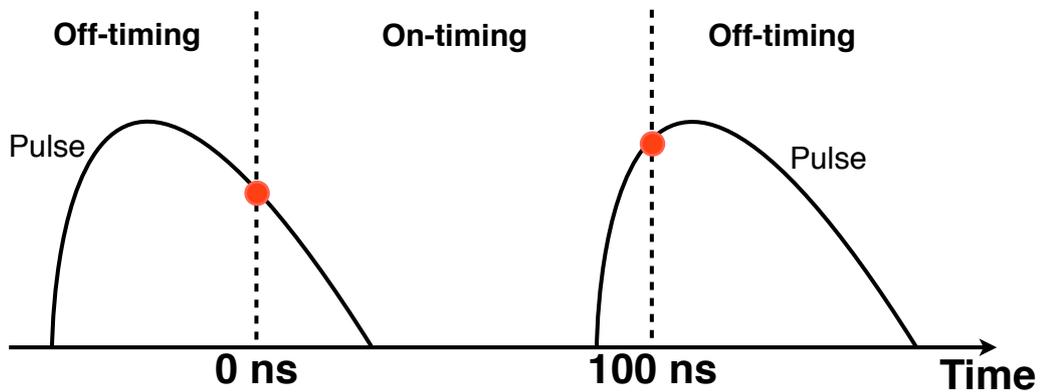


図 4.15: 0 ns では、それ以前に発生した信号のテールを最大値として取りやすくなる。100 ns でも同様に、それ以後にピークとなる信号の立ち上がりを最大値として認識しやすくなり、最大値の時間分布は図 4.14 のような構造を持つと考えられる。

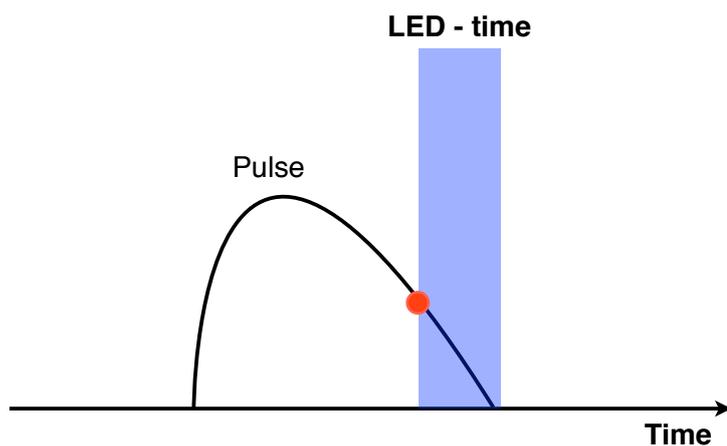


図 4.16: OFF タイミング信号の混入イベント

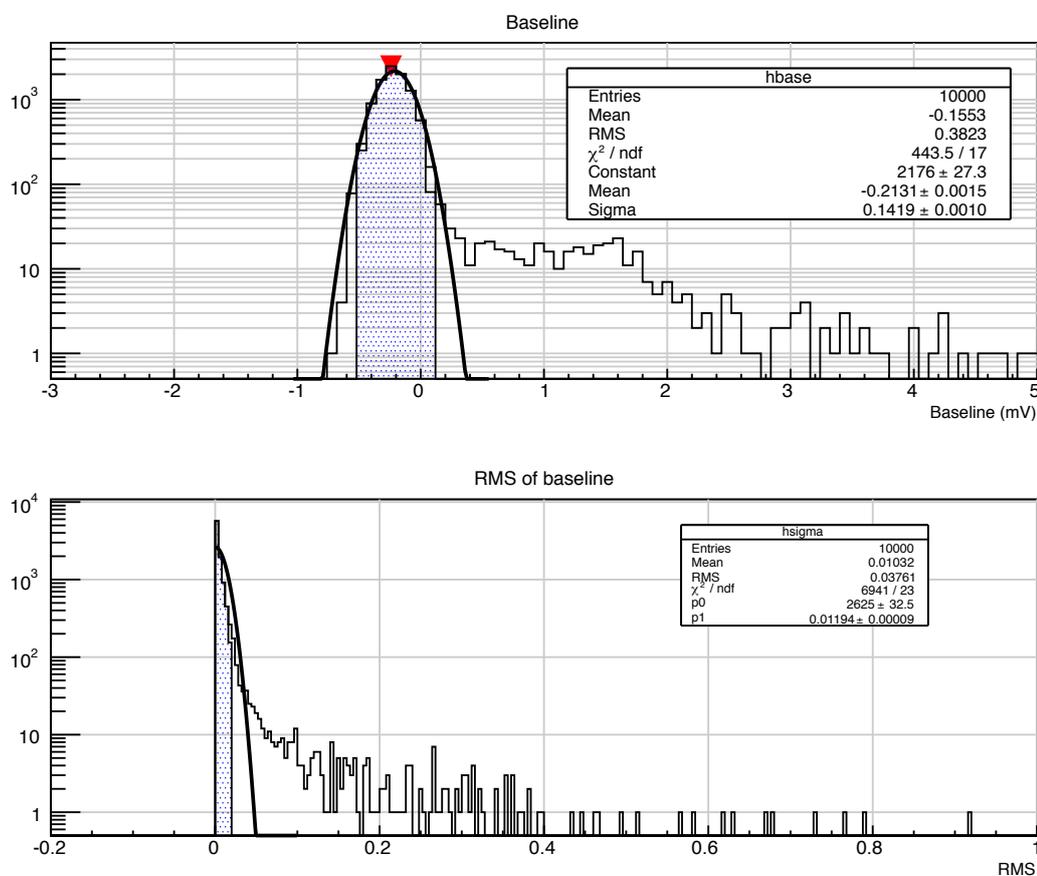


図 4.17: Baseline と標準偏差の分布

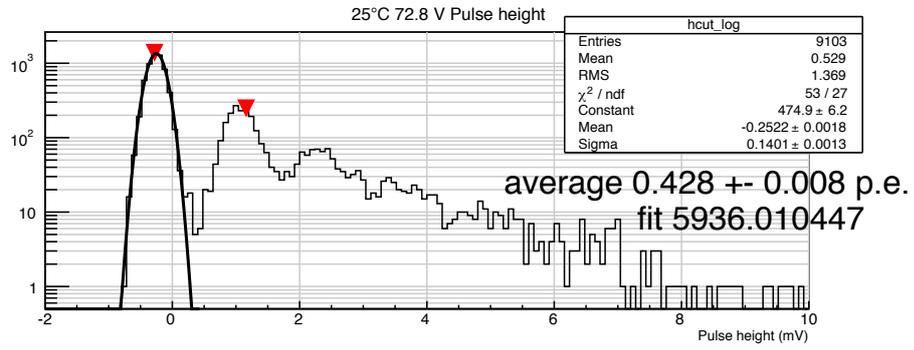


図 4.18: LED 発光時間での波高値の分布

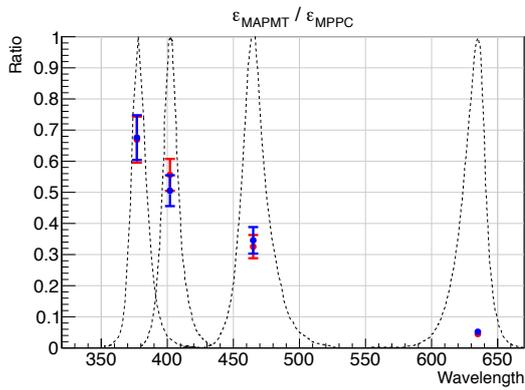


図 4.19: PDE 比の測定結果

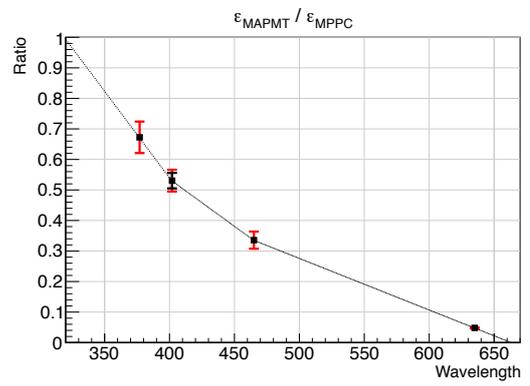


図 4.20: PDE 比の測定結果

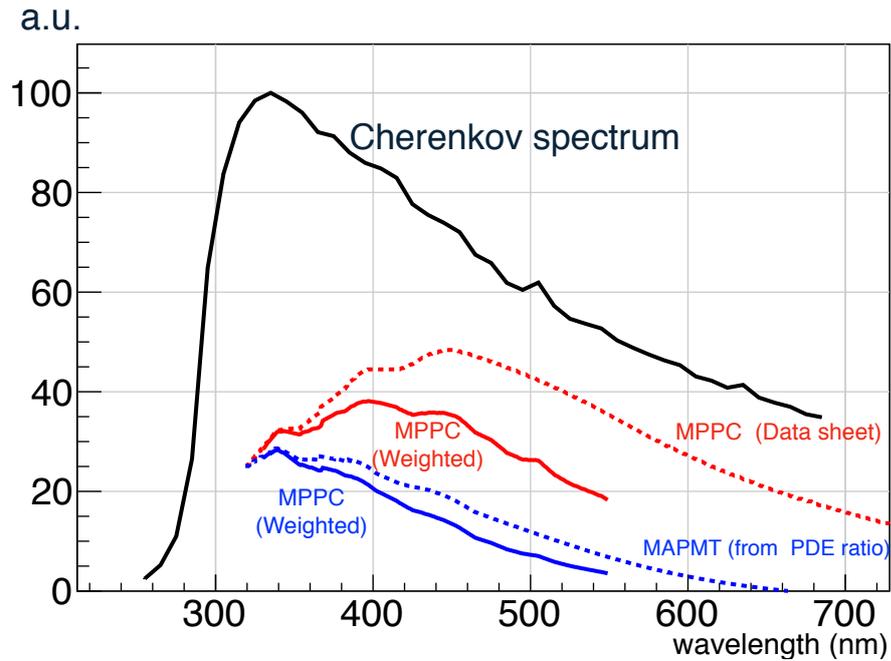


図 4.21: 検出光量比の推定

赤点線はデータシートのMPPCの検出効率である。ここから、測定で求めた検出効率比の曲線より、MAPMTのPDE曲線を推定する(青点線)。点線をチェレンコフ光のスペクトル(黒線)で重み付けしたものがそれぞれの実線となる。

このPDEを換算する必要がある。前述の通り、MPPCのデータシートにおけるPDEはクロストークなどの影響の不定性を持つが、その不定性は波長依存性がほとんどないと考えられる。したがって、MPPCのデータシートにおけるPDEと測定で得た $\epsilon_{\text{MAPMT}}/\epsilon_{\text{MPPC}}$ の積をMAPMTのPDEとする。この結果得られる検出光量比では、クロストークなどの影響の不定性はキャンセルされる。図4.21は、チェレンコフ光の波長分布、MPPCとMAPMTのPDEの波長依存性、MPPCとMAPMTで検出できるチェレンコフ光の波長依存性を示す。波長の積分範囲を、350 nm から 550 nm とするとMAPMTに対するMPPCの検出光量の比は2.04となる。ただし、この比はMAPMTとMPPCのパッケージによる光の損失である11%と31%を含んでいないため、その補正をするとMAPMTに対するMPPCの検出光量の比は1.58となる。すなわち、MPPCはMAPMTと比較して58%多く光を検出できることを確認した。この結果、SC-MSTでは、MPPCを焦点面検出器に採用し、MAPMTをバックアップとする方針を決定した。

4.3 MPPC 基礎性能の温度依存性の測定

前節で、MPPCのPDEがMAPMTと比較して有為に高いことを示した。しかし、SCTにMPPCを本格的に採用するためには、実際の運用環境でその性能を十分に発揮できることを確認する必要がある。特にMPPCの基礎特性は温度依存性とバイアス電圧依存性を持つことがわかっており、SCTで想定される温度範囲内でのMPPC基礎特性の温度依存性の測定は必須である。そこで、SCTの性能を左右するMPPCの基礎特性である、ダーク信号、

表 4.3: LED 波長及びパルスジェネレーターの設定値

LED 波長	375 ns
パルス幅	7 ns
パルス出力	2.43 V
パルス周波数	0.5 MHz

クロストーク、アフターパルスの発生頻度、光検出効率、光電子増倍率の温度・バイアス電圧依存性を 5°C から 40°C の範囲で 5°C の間隔で測定した。

4.3.1 測定系

ダークレートの測定のため、図 4.22 に示すように MPPC の受光面を遮蔽した状態で、パルスジェネレーターからのトリガーで MPPC の出力波形を取得した。パルスジェネレーター

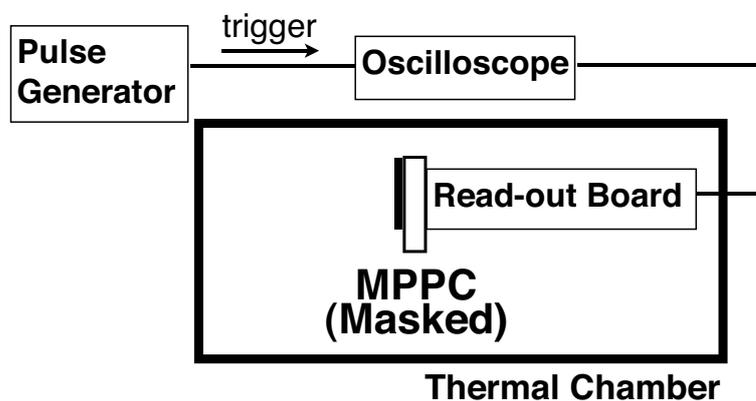


図 4.22: ダーク信号測定系

からのトリガーは 1MHz で発行し、オシロスコープでは 1 回のトリガーにつき、400 μ s の時間の波形を取得した。測定時のオシロスコープでの波形の重ね合わせを図 4.23 に示す。温度やバイアス電圧の各動作条件につき、50 回のトリガーのデータを取得することで、合計 2 ms に対応する波形のデータをダークレートの解析に使用した。理由については後述するが、クロストークの測定も同じデータを使用した。

光検出効率、光電子増倍率やアフターパルスの発生頻度の測定のため、図 4.24 に示すようにパルスジェネレーターからの 7 ns の電圧入力で LED を発光させ、光ファイバーを通して恒温槽内の MPPC に照射した。オシロスコープは、パルスジェネレーターからの同期信号をトリガーとして 2 μ s の波形を記録する。測定時のオシロスコープでの波形の重ね合わせを図 4.25 に示す。各動作条件につき、1 万回のトリガーのデータを取得した。LED、及びパルスジェネレーターの仕様、設定値は表 4.3 にまとめた。

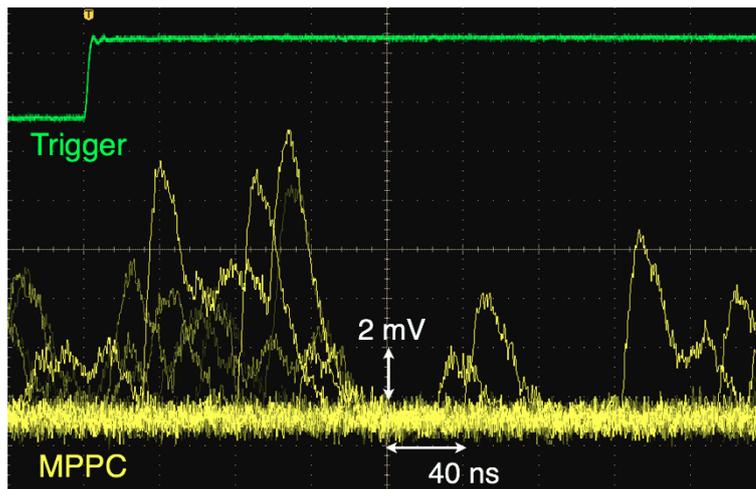


図 4.23: ダーク信号測定時のオシロスコープの波形の重ね合わせ

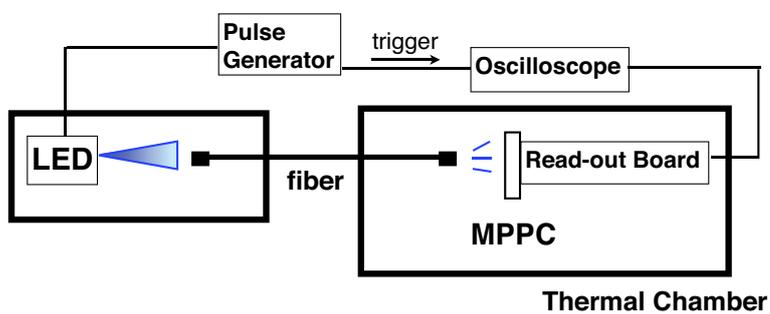


図 4.24: 光応答測定系

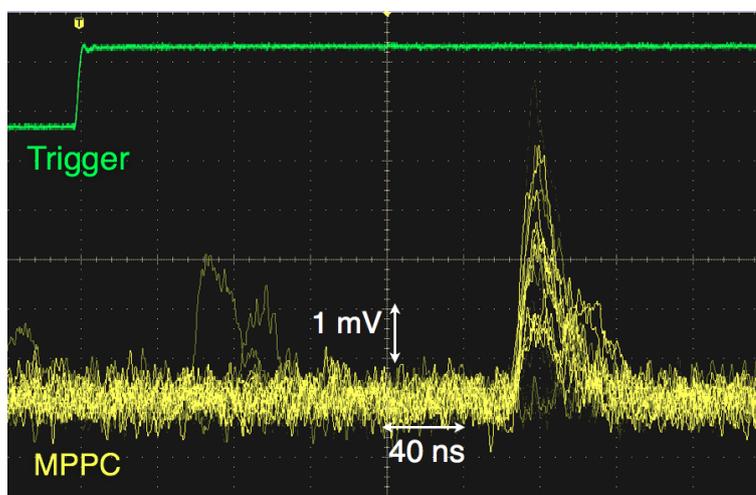


図 4.25: 光応答測定時のオシロスコープの波形の重ね合わせ

4.3.2 光電子増倍率

MPPC の光電子増倍率 G は光電子 1 個あたりの出力電荷量 Q_{MPPC} を電気素量 e で割ることによって算出できる。

$$G = \frac{Q_{\text{MPPC}}}{e} \quad (4.4)$$

今回、MPPC の信号処理にはフィードバック抵抗 $R_f = 500 \Omega$ の電流検出アンプを用いているため、MPPC の出力電流 I_{MPPC} による出力電圧 V_{out} は

$$V_{\text{out}} = -\frac{I_{\text{MPPC}}}{R_f} \quad (4.5)$$

となる。したがって、MPPC の出力電荷と、読み出した電圧の関係は以下のように表される。

$$Q_{\text{MPPC}} = \int \frac{V_{\text{out}}}{R_f} dt \quad (4.6)$$

オシロスコープで得た波形は、サンプリング時間 Δt ごとの電圧値を表すため、 V_{out} の積分値は、波形の各点の電圧 V_i を用いて、

$$\int V_{\text{out}} dt = \Delta t \sum V_i \quad (4.7)$$

と計算できる。

MPPC 波形の立ち上がりは 16 ns、立下りは 50 ns 程度であるため、LED の発光時間のふらつきも考慮し、積分時間は発光時刻の 26 ns 前から 60 ns 後の 86 ns 間とした。電圧積分値の分布を図 4.26 に示す。この分布の最初のピークが 0 光電子、2 番のピークが 1 光電子に相当するので、それぞれのピークをガウス分布でフィットし、中心値の差から 1 光電子あたりの電荷量を計算し、4.4 式より、光電子増倍率を算出した。

この測定の結果得られた光電子増倍率のバイアス電圧依存性を図 4.27 に示す。各温度の測定点を一次関数でフィットし、光電子増倍率が 0 となるバイアス電圧に外挿することで、MPPC のアバランシェ増幅が始まる降伏電圧 V_{bd} を推定することができる。図 4.28 に示すとおり、降伏電圧は動作温度に線型に依存することがわかる。

ここで、Over-voltage、 V_{OV} を

$$V_{\text{OV}} = V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}} \quad (4.8)$$

と定義すると、図 4.29 に示す通り、光電子増倍率は温度にほとんどよらず Over-voltage だけで決定されることがわかる。これは、前述のガイガーモード APD の動作原理から考えて、APD の静電容量とクエンチ抵抗の温度依存性がわずかであることを示している。

4.3.3 ダーク信号発生頻度

ダーク信号発生頻度は、ダーク信号測定系で取得した 20 ms の波形のデータを 100 ns 毎に分割した合計 20 万イベントの各波形におけるダーク信号の発生頻度から測定する。それぞれの波形における最大電圧値 V_{max} は、ダーク信号が発生している場合は 1 まはたそれ以上の光電子に相当する波高付近の値を取り、ダーク信号が発生していない場合はベースラ

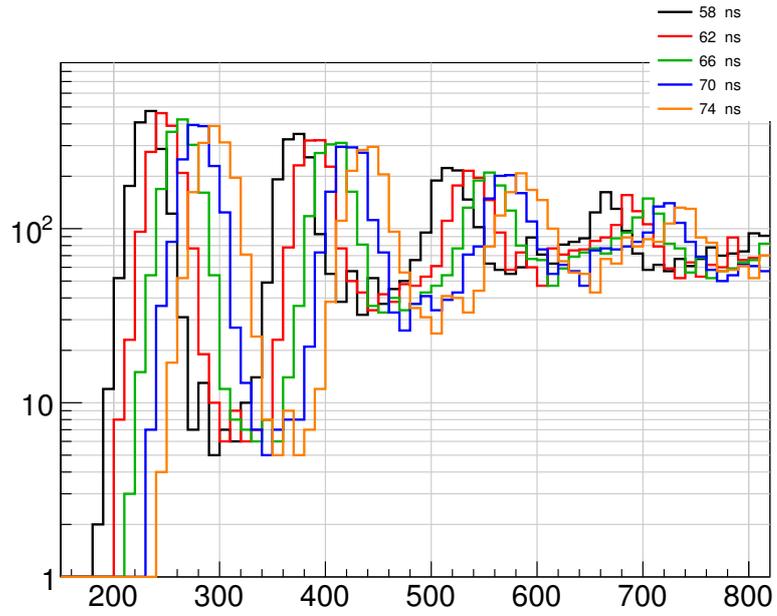


図 4.26: 電圧積分値の分布

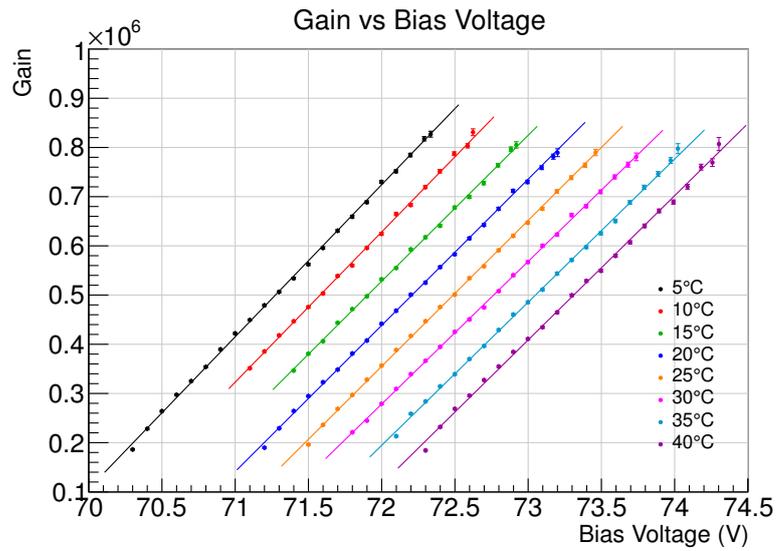


図 4.27: 各温度での光電子増倍率のバイアス電圧依存性

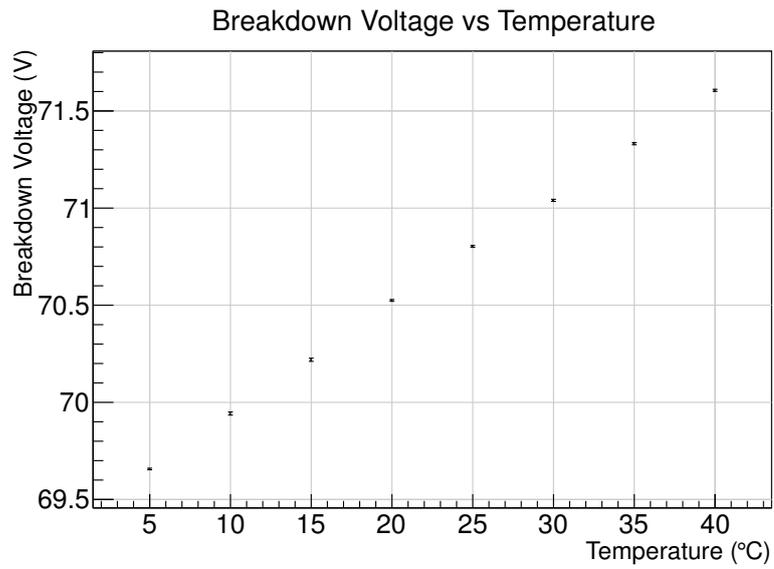


図 4.28: 降伏電圧の温度依存性

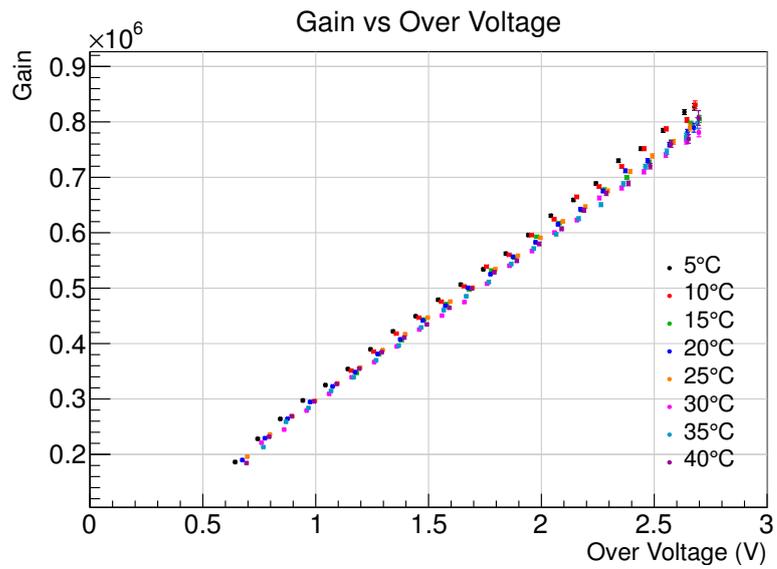


図 4.29: 各温度での光電子増倍率の Over-voltage 依存性

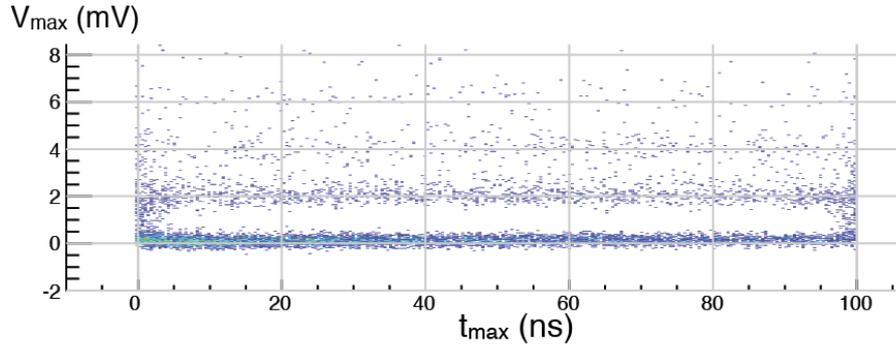


図 4.30: V_{\max} と t_{\max} の分布

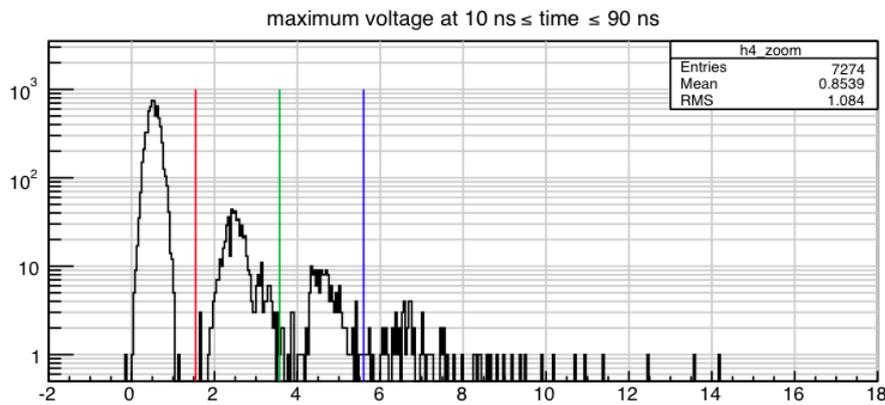


図 4.31: V_{\max} 分布

イン付近の値を取ることが期待される。しかし、図 4.30 に示す通り、 V_{\max} とその発生時刻 t_{\max} をみると、 V_{\max} はおおむね光電子の数で分離されているが、 t_{\max} が 0 ns と 100 ns の付近では分離が悪くなっている。これは、各波形データの時間外で発生したダーク信号の立ち上がりや立下りの成分混入によるものと考えられる。ダーク信号の頻度を求める際には、ある時間内に発生するダーク信号を計数したいため、このような時間外の信号は解析から除外する必要がある。このため解析では $10\text{ns} \leq t_{\max} \leq 90\text{ns}$ の波形データのみを対象とした。この時の最大電圧値 V_{\max} の分布を図 4.31 に示す。ダーク信号の発生頻度が少ない動作条件では、1 光電子に対応するピークを正確に決定することができないため、同じ動作条件での LED 測定のデータで同様の方法で得られた V_{\max} 分布から光電子数の境界を決定した。そのために、0 光電子と 1 光電子に対応するピークをそれぞれガウス分布でフィットし、その中心値の差を 1 光電子あたりの波高値 $V_{1\text{p.e.}}$ を決定し、 $n - 1$ と n 光電子の境界を

$$V_n = (n - 0.5) \times V_{1\text{p.e.}} \quad (4.9)$$

とした。図 4.31 の各ピーク間の線が光電子数の境界線を表している。図 4.32、4.33、4.34 は、それぞれ 1 光電子以上、2 光電子以上、3 光電子以上のダーク信号の 1 秒あたりの発生頻度の温度・電圧依存性を示す。

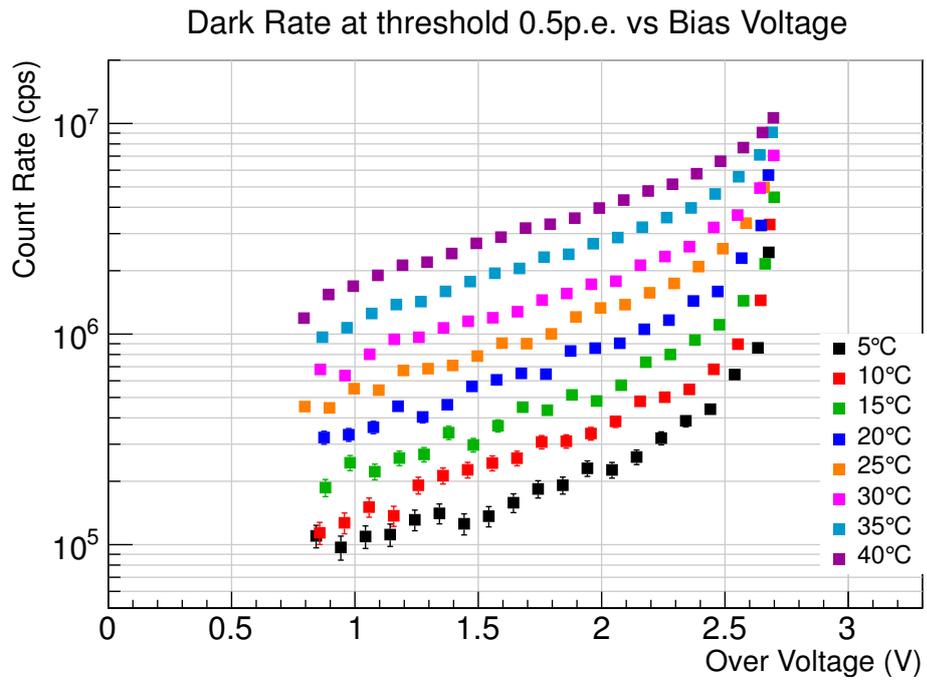


図 4.32: 1 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性

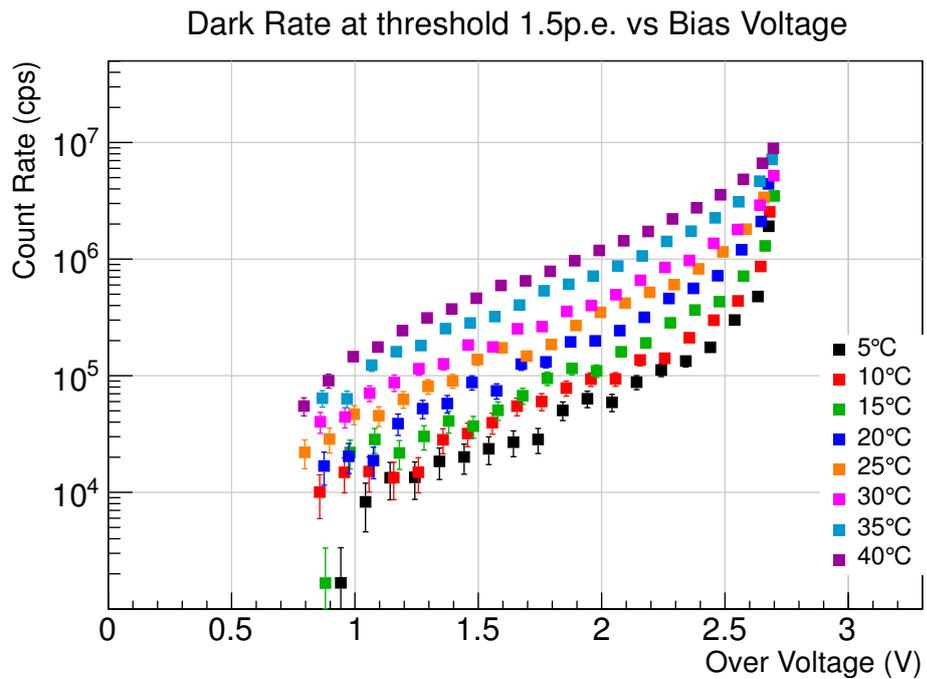


図 4.33: 2 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性

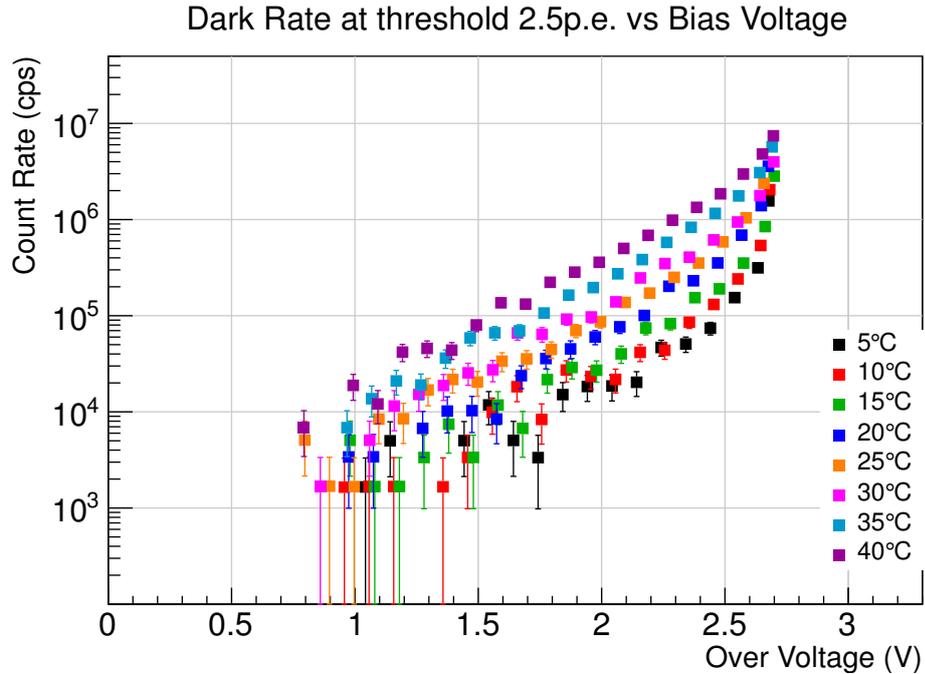


図 4.34: 3 光電子以上のダークカウント発生頻度の温度・電圧依存性

4.3.4 光検出効率

光検出効率の温度・電圧依存性を測定するため、同じ光量を照射した時の各動作条件における検出光量を前述の PDE 比測定と同様のフォトンカウンティング法で決定した。その結果得た各温度での検出光量の電圧依存性図 4.35 に示す。照射光量が同じなので、検出光量は相対的な光検出効率に対応する。これも光電子増倍率と同様で温度にほとんどよらず Over-voltage だけで決定される。

4.3.5 クロストーク

クロストークは MPPC の APD ピクセルでのアバランシェ増幅中に二次光子が放出され、別の APD ピクセルを励起させる現象である。クロストークが発生する割合を決定するため、ダーク信号の波高分布を利用する。ダーク信号は、熱雑音で発生した電子-正孔対に起因するので、本来 1 光電子しか存在しない。現在の発生頻度から計算すると、偶発的に 2 対の電子-正孔対がほぼ同時に発生する確率は無視できるので、ダーク信号で 2 光電子以上を検出するのはほとんどクロストークに起因すると考えられる。ここで、1 光電子以上を検出する割合を R_{drak} 、クロストークで発生する平均の光電子数を $\lambda_{\text{C.T.}}$ とすると、1 光電子を検出する割合は、ダーク信号が発生し、かつクロストークが起きない確率である

$$R_{\text{dark}} \times P(0), \quad (4.10)$$

$$P(k) = e^{-\lambda_{\text{C.T.}}} \frac{\lambda_{\text{C.T.}}^k}{k!} \quad (4.11)$$

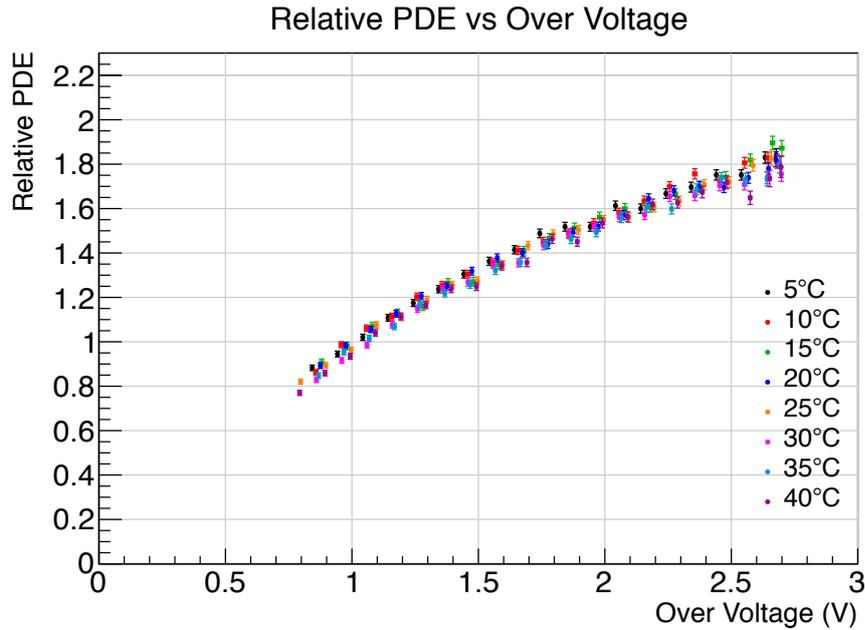


図 4.35: 各温度での検出光量の電圧依存性

で算出できる。同様に 2 光電子を検出する割合は、ダーク信号が発生し、かつダーク信号からクロストークで 1 光電子が発生するがそこからさらなるクロストークが起きない確率、

$$R_{\text{dark}} \times P(1) \times P(0) \quad (4.12)$$

で計算できる。さらに 3 光電子を検出する割合は、ダーク信号が発生し、かつダーク信号からクロストークで 2 光電子が発生するがそこからさらなるクロストークが起きない確率と、ダーク信号からクロストークで 1 光電子が発生しそこからさらにクロストークで 1 光電子が発生するがそれ以上クロストークが起きない確率の和

$$R_{\text{dark}}(P(2) \times P(0)^2 + P(1) \times P(1) \times P(0)) \quad (4.13)$$

で計算できる。4 光電子以降も同様に計算することができる。図 4.36 は、ある動作条件での各光電子数の発生数の測定値と計算値を比較したものである。測定値と計算値はよい一致を見せており、クロストークの発生に対する仮定とその仮定に基づく測定がほぼ正しいことを示している。この結果得たクロストーク発生確率 $1 - P(0)$ の温度・電圧依存性を図 4.37 に示す。25°C 程度まで温度に依存せずほぼ一定の電圧依存性を示すが、30°C 以上で発生率が高くなる傾向にある。

4.3.6 アフターパルス

アフターパルスは、APD を構成するシリコン結晶中の格子欠陥にアバランシェ増幅で発生したキャリアが捕獲され、遅れて開放される際に再度アバランシェ増幅を発生させてしまう現象である。クロストークのような複数の APD にわたって発生する現象ではなく、1 つの APD 内で起こる現象である。アフターパルスの発生確率を決定するため、LED 照射に

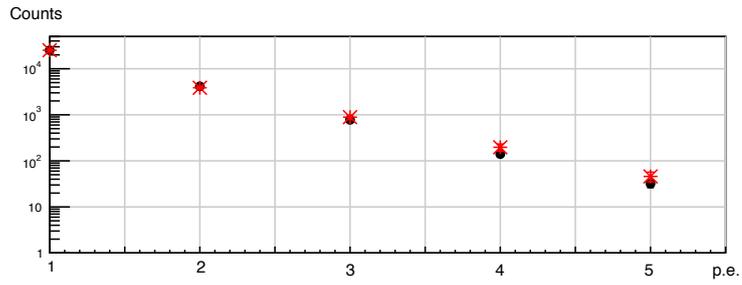


図 4.36: 各光電子数の発生数
40°C、バイアス電圧 73.1V での値。黒点は測定値、赤点は計算値を示す。

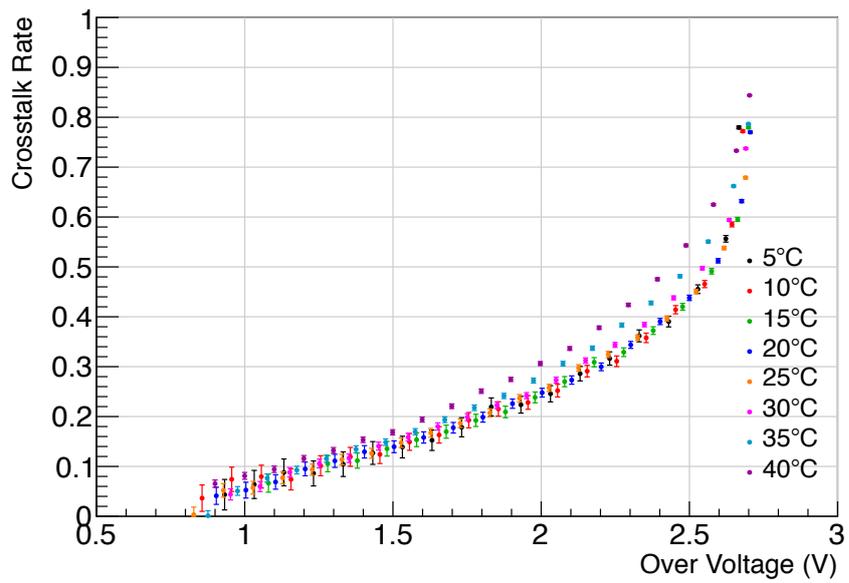


図 4.37: クロストーク発生確率の温度・電圧依存性

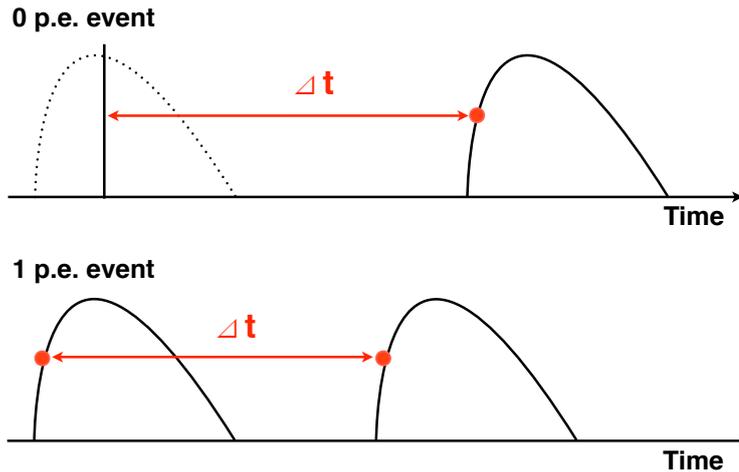


図 4.38: アフターパルス解析における時間の定義

よって1光電子相当の信号が発生した後に、次の「ダーク信号」が発生するまでの時間の分布を測定した。アフターパルスではない、真の「ダーク信号」の時間の分布と比較するため、LED照射をしても信号が発生していない0光電子のイベントでも同様の時間分布をとり、2つの分布の違いからアフターパルスの寄与を導出する。図4.38で示すように、0光電子の場合は時間の基点をLED発光タイミングの平均値とし、1光電子の場合は、最初と2番目の信号の立ち上がりの時間間隔とした。真の「ダーク信号」の場合は、LED発光タイミングとは無関係に発生するので、その時間分布は時間の基点に依存しない。

アフターパルスの発生が短い場合、信号は、元の1光電子の信号と重なってしまい(パイルアップと呼ぶ)、アフターパルスとして検出されなくなってしまう。この影響を回避するため、全ての1光電子イベント群の解析の際は、最初のLED照射による1光電子相当の信号波形を差し引く。典型的な1光電子相当の波形は、全ての1光電子相当イベントの波形を平均することで得た。図4.39は、高さは1で規格化した各温度でのMPPCの平均波形を示す。信号波形は、温度によらずほとんど一定である。図4.40は、平均波形を差し引く前と後のパイルアップ事象の波形である。この方法によってパイルアップが解消されていることがわかる。

図4.41は、0光電子の場合の「ダーク信号」時間分布である。この時間分布は、偶発的に発生するダーク信号に起因するので、ダーク信号の発生確率を λ_{dark} とすると、この分布は、

$$\lambda_{\text{dark}} e^{-t/\lambda_{\text{dark}}} \quad (4.14)$$

にしたがう。図4.42は、1光電子検出後の「ダーク信号」時間分布である。この時間分布は、偶発的なダーク信号に加えて1光電子信号に起因するアフターパルスの寄与も含まれており、この時間構造は次のように考えられる。キャリアが格子欠陥に捕獲される確率を p_a とし、再放出される時定数を τ_a とすると、「ダーク信号」の発生率の時間変化はを真のダーク信号の発生とアフターパルスの発生を以下の3つの場合に分けて考える事ができる。

キャリアが捕獲されず、ダークパルスのみが発生する場合

このときは、ダーク信号の発生確率のみを考えればよく、「ダーク信号」発生確率 $P_0(t)$

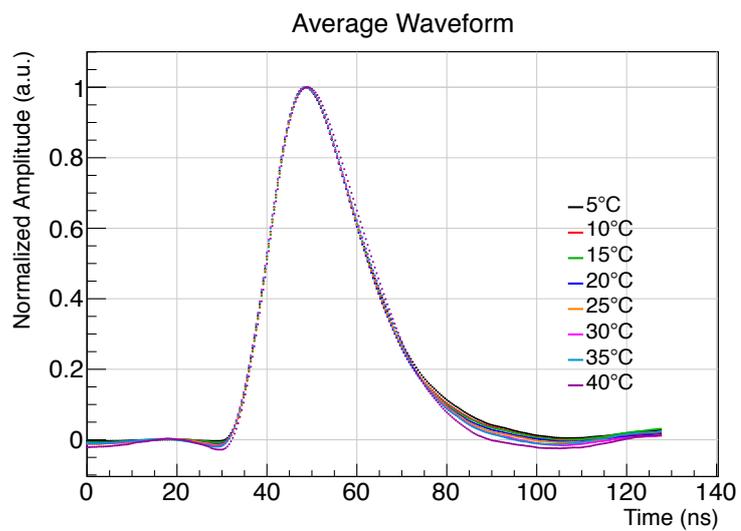


図 4.39: 各温度での平均波形

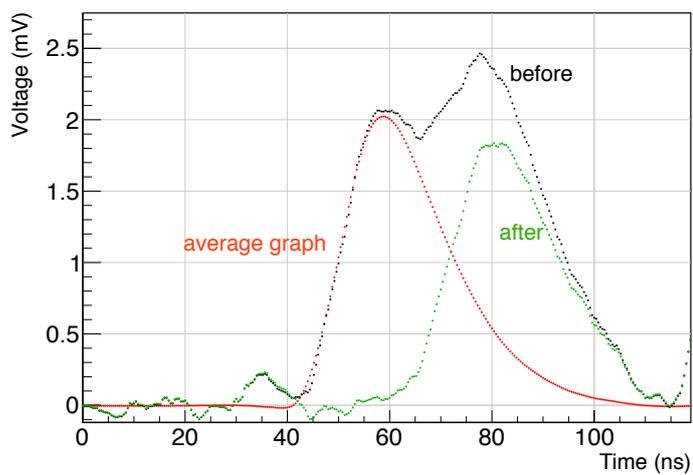


図 4.40: パイルアップ除去の様子

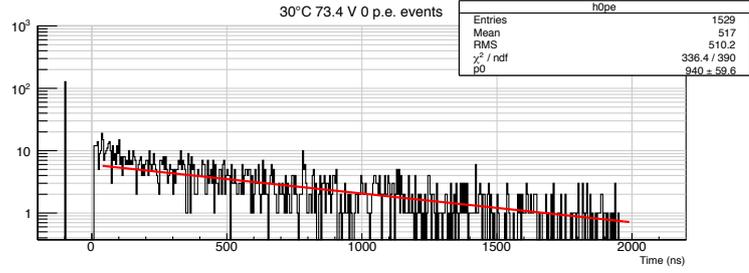


図 4.41: 0 光電子の場合の「ダーク信号」時間分布

は

$$P_0(t) = \frac{1}{\tau_{\text{dark}}} e^{-t/\tau_{\text{dark}}} \quad (4.15)$$

となる。

キャリアが捕獲され、アフターパルスが先に発生する

このとき、「ダーク信号」発生確率 $P_1(t)$ は

$$P_1(t) = p_a \frac{1}{\tau_a} e^{-t/\tau_a} \times e^{-t/\tau_{\text{dark}}} \quad (4.16)$$

となる。

キャリアが捕獲され、ダークパルスが先に発生する場合

このとき、「ダーク信号」発生確率 $P_2(t)$ は

$$P_2(t) = p_a e^{-t/\tau_a} \times \frac{1}{\tau_{\text{dark}}} e^{-t/\tau_{\text{dark}}} \quad (4.17)$$

となる。

以上から、1 光電子検出後の時間分布 $P(t)$ は、 τ_{dark} が τ_a に比べて十分長ければ、

$$P(t) = (1 - p_a) \left(\frac{1}{\tau_{\text{dark}}} e^{-t/\tau_{\text{dark}}} \right) + p_a \frac{\tau_a + \tau_{\text{dark}}}{\tau_a \tau_{\text{dark}}} e^{-t \left(\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_{\text{dark}}} \right)} \quad (4.18)$$

$$\simeq (1 - p_a) \frac{1}{\tau_a} e^{-t/\tau_a} + p_a \frac{1}{\tau_{\text{dark}}} e^{-t/\tau_{\text{dark}}} \quad (4.19)$$

となる。ここで、 p_a はアフターパルスの発生確率と考える事ができ、この関数で時間分布をフィットすることで得られる。 τ_{dark} は 0 光電子の場合の時間分布のフィットで得られた値に固定しているため、自由パラメータは p_a と τ_a のみである。各温度におけるアフターパルスレートの電圧依存性を図 4.43 に示す。クロストークと同様、25°C 程度以下ではほとんど温度依存性は見られないが、30°C 以上ではアフターパルスレートが若干上昇する。

4.3.7 夜光バックグラウンドとダーク信号による偶発的トリガー発生頻度

これまでの基礎特性の測定結果を利用して、夜光バックグラウンドとダーク信号に起因する偶発的トリガー発生頻度を計算する。トリガー発行の閾値を高くすることで、トリガー発

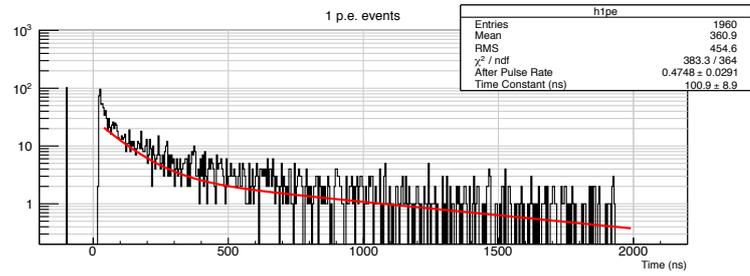


図 4.42: 1 光電子検出後の「ダーク信号」時間分布

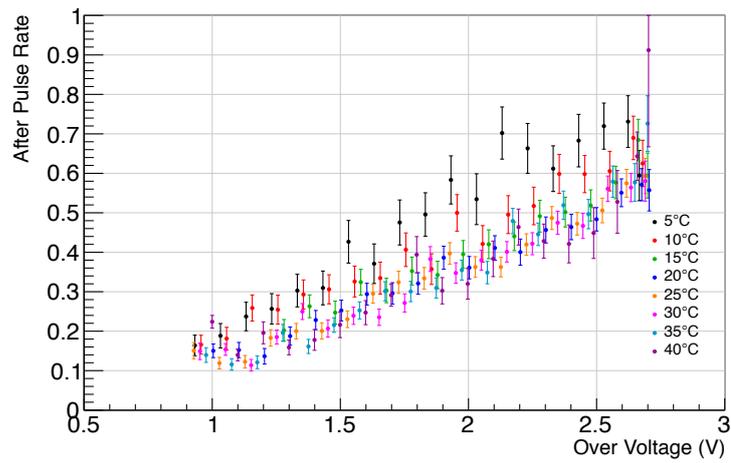


図 4.43: 各温度におけるアフターパルスレートの電圧依存性

生頻度は低減できるが、観測できるガンマ線事象のエネルギー下限値も高くなるため、できるだけ低いトリガー発行の閾値が望ましい。夜光バックグラウンドレートは望遠鏡の設置場所や観測時の月の満ち欠けなどに、トリガー発行の閾値の最適値はトリガーロジックに依存するが、この計算では典型的な夜光バックグラウンドレートとしてカメラピクセルあたり 5 MHz (MPPC の PDE が最大になった場合の動作条件)、トリガー発行の閾値として 3.5 光電子を仮定した。

夜光バックグラウンド、ダークカウント

ダーク信号は、クロストークが発生しない限り 1 光電子である。また、夜光バックグラウンドは 5 MHz であり、実際のチェレンコフカメラでのトリガーの時間幅を 5 ns とすると、平均で 0.025 光子の入射となる。このため、夜光バックグラウンドもほとんど 1 光電子のイベントであると考えられる。以上から、夜光バックグラウンドとダーク信号は、どちらも 1 光電子の信号として同等に扱う事ができ、それぞれの周波数を f_{NSB} 、 f_{dark} とすると、夜光バックグラウンドとダーク信号の発生頻度はその和、 $f_{\text{NSB}} + f_{\text{dark}}$ で計算できる。これらの信号が観測時間幅 δt の期間に同時に発生して 4 光電子の信号となる確率は $4\Delta t^4 f^4$ と算出でき [23]、周波数を 10 MHz、時間幅を 5 ns とすると、 2.5×10^{-6} となりほとんど無視出来る。

アフターパルス

アフターパルスの発生確率を R_a とすると、 N 個の信号のうち、 NR_a 個の信号がアフターパルスを誘発する。その NR_a 個の信号もさらに R_a の確率でアフターパルスを発生するので、 N 個の信号によって発生する全ての信号は、等比級数の和 $N/(1 - R_a)$ となる。

クロストーク

クロストークの発生によって、1 光電子信号が 4 光電子以上になる確率は、節 4.3.5 と同様に計算できる

以上をまとめると、4 光電子以上の信号の発生頻度は、

$$(f_{\text{NSB}} \cdot \text{PDE} + f_{\text{dark}}) \times \frac{1}{1 - r_a} \times \{1 - (P(0) + P(1) \times P(0) + P(2) \times P(0)^2 + P(1) \times P(1) \times P(0))\}$$

で計算できる。図 4.44 は、各動作条件での 4 光電子以上の信号の発生頻度の計算値と相対 PDE の相関を示す。高い PDE に対して発生頻度が指数関数的に増加することがわかる。カメラのトリガーのガンマ線エネルギー閾値や、それに対応するカメラトリガーレートはトリガーロジックに大きく依存するため、トリガーロジックのシミュレーションに今回の MPPC 特性の測定結果を反映させた詳細な評価・検討をする予定である。

4.4 基礎特性の温度依存性評価のまとめ

光電子増倍率と光検出効率は、Over-voltage に依存するが温度依存性ほとんど見られない。降伏電圧は動作温度に対して十分な線形性が見られるため、バイアス電圧を制御することで温度条件によらず一定の光電子増倍率と光検出効率を実現することが可能である。一方、ダークレートは温度に大きく依存し、40°C では 5°C の時と比較して 10 倍程度高くな

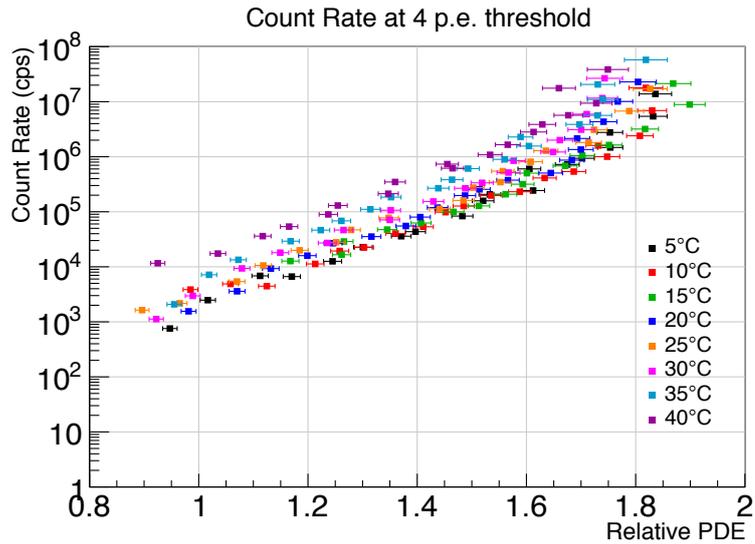


図 4.44: 各動作条件での 4 光電子以上の信号の発生頻度の計算値と相対 PDE の相関

る。クロストークも高温で高くなる傾向があり。アフターパルスは低温で高くなる。夜光バックグラウンドを含めた 4 光電子以上の信号の発生頻度の計算では、ダークレート、クロストーク、アフターパルスに起因する 3 種の異なる温度依存性を含んでいるが、ダークレートと同様に 40°C から 5°C で 1 桁ほど異なる。これは、4 光電子以上の信号の発生頻度に対するダークレートの寄与が大きいことを示唆している。ただし、夜光バックグラウンドのレートは環境に大きく依存するため、夜光バックグラウンドの高い環境では温度依存性は緩和されると考えられる。

第5章 結論

本研究では、次世代のチェレンコフ望遠鏡 CTA への採用に向けて、一貫して MPPC の性能評価を行ってきた。クロストークやアフターパルスの影響を排除した方法で、MPPC と MAPMT の光検出効率比を測定し、チェレンコフ光のスペクトラムに対して、MPPC が MAPMT より 58% 多くの光量を検出できることを示した。この測定結果により、CTA の SCT チームは MPPC を焦点面検出器に採用し、MAPMT をバックアップとする方針を決定した。さらに、MPPC の基礎性能の温度依存性を詳細に測定し、望遠鏡の実際の運用下における MPPC の最適な動作条件の決定に必要な情報を揃えた。この中で、MPPC の光検出能力を左右する光電子増倍率と光検出効率が Over-voltage を制御することで、温度に依存せず安定した性能が得られることが明らかとなった。これは、MPPC 光検出能力は温度変化に対して十分保証されていることを意味しており、今後 MPPC の最適な動作条件を決めるには、ダークレートやクロストーク、アフターパルスによるトリガー性能の悪化を詳細に評価することがより本質的となる。本研究では、ダークレートやクロストーク、アフターパルスについても詳細な測定を行い、1つのカメラピクセルで発生する任意の光電子数閾値におけるピクセルトリガーレートの算出をはじめて可能にした。これによって、ダークレート、アフターパルス、クロストークによるトリガー性能とその温度依存性を総合的に評価することが可能となった。カメラのトリガーのガンマ線エネルギー閾値や、それに対応するカメラトリガーレートはトリガーロジックに大きく依存するため、今後はトリガーロジックのシミュレーションに今回の MPPC 特性の測定結果を反映させた詳細な評価・検討が重要となる。

謝辞

本研究にあたって、この研究テーマを与えて下さった指導教官の田島宏康先生に深く感謝いたします。田島宏康先生からは、研究の背景から細かい実験技術まで、温かく丁寧に教えて頂きました。お忙しい中、数多くの議論に付き合ってくれたことにも感謝しています。また、読み出し回路の設計や、データの解析方法について自分で考えて試行錯誤する時間を与えてくれたおかげで、楽しく研究することが出来ました。本当にありがとうございました。伊藤好孝先生、松原豊先生、増田公明先生、阿部文雄先生、さこ隆志先生、毛受弘彰先生、奥村暁先生からは本研究を行う上で貴重なご意見、ご指導をいただきました。特に奥村暁先生からは、機器のリモートプログラムの作成や治具の設計を手伝って頂いた他、測定と解析のプログラムを作る際に大変参考になる助言を頂きました。また、研究を進める上での心構えを教えて頂きました。

研究とは直接関わりがありませんが、研究生活を過ごす中で名古屋大学太陽地球環境研究所の方々にもお世話になりました。研究員の内藤博之さん、三塚岳さん、博士課程の K. Choi さん、内田裕義さん、川出健太郎さん、永井雄也さん、三宅美沙さん、D.Lopez さんからは、研究生活の先輩として様々なこと学ばせて頂きました。修士2年の磯利弘さん、佐々井義矩さん、渋谷明伸さん、瀧谷寛樹さんからは、同じ学年で研究する仲間として、様々なことを助けて頂きました。修士1年の松林恵理さん、鈴木麻未さん、牧野友耶さん、富塚慎司さん、伊藤司さん、鶴見尚さんから後輩として様々な協力をして頂きました。事務の海内智代さんには、研究室での生活や、出張のことでお世話になりました。この研究所で有意義な2年間を過ごすことができとても感謝しています。

最後に、ここには書ききれない多くの方々と、私の研究生活を支えて頂き、応援して下さいました。両親と家族に感謝の意を述べさせていただきます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] Viktor F. Hess Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten *Physikalische Zeitschrift* **13** (1912) 1084–1091
- [2] James W. Cronin et al: Cosmic rays at the energy frontier. *Scientific American* **276** No. 1 (1997) 32–37
- [3] Longair, M. S.: *High Energy Astrophysics Volume 1*, Cambridge University Press, Second Edition, 1992.
- [4] Weekes, T. C., et al. “Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique” *The Astrophysical Journal* **342** (1989) 379–395
- [5] J.A. Hinton & W. Hofmann. Teraelectronvolt Astronomy. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **47** (2009) 523
- [6] <http://www.mppmu.mpg.de/~rwagner/sources/>
- [7] CTA 計画書 (CTA Japan 編), 2010.
- [8] The CTA Consortium. “Design Concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA, An Advanced Facility for Ground-Based High-Energy Gamma-Ray Astronomy” *Experimental Astronomy* **32** (2011) 193–316
- [9] S. Funk and J. A. Hinton “Comparison of Fermi-LAT and CTA in the region between 10–100 GeV” Accepted for *Astroparticle Physics*, arXiv:1205.0832
- [10] A. Schliesser, R. Mirzoyan Wide-eld prime-focus Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes: A systematic study arXiv:astro-ph/0507617v2 30, Aug, 2005.
- [11] V. Vassiliev, S. Fegan and P. Brousseau Wide field aplanatic two-mirror telescopes for ground-based γ -ray astronomy arXiv:astro-ph/0612718v2 12, Apr, 2007
- [12] Robert A. Cameron Development of a mid-sized Schwarzschild-Couder telescope for the Cherenkov Telescope Array SLAC-PUB-15112
- [13] V. Vassiliev, S. Fegan “Schwarzschild-Couder two-mirror telescope for ground-based gamma-ray astronomy” International Cosmic Ray Conference, 3, 1445–1448; arXiv:0708.2741, 2008
- [14] K. Schwarzschild, *Astronomische Mittheilungen von der Koeniglichen Sternwarte zu Göttingen* **10** (1905) 3–28

- [15] K. Bechtol, et al. “TARGET: A multi-channel digitizer chip for very-high-energy gamma-ray telescopes” *Astroparticle Physics* **36** (2012) 156–165
- [16] Hamamatsu Photonics MPPC Technical Information Sept. 2010.
- [17] K. Yamamoto et al. “Newly Developed Semiconductor Detectors” International Workshop on new Photon-detectors 2007 Proceedings.
- [18] A. Nepomuk Otte Observation of VHE γ γ -Rays from the Vicinity of magnetized Neutron Stars and Development of new Photon-Detectors for Future Ground based γ -Ray Detectors Technische Universität Münche PhD Thesis, 2007.
- [19] Hayashida M., PhD Thesis, Observation of Very-High-Energy Gamma-Rays from Blazars with the MAGIC Telescope LMU Mnchen, 2008
- [20] K. Rajkanan et al. Absorption Coefficient of Silicon for Solar Cell Calculations. *Solid State Electronics*, Vol. 22, pp.
- [21] Claudio Piemonte A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection
- [22] 浜松ホトニクス株式会社, 光電子増倍管 第2版
- [23] 福井崇時粒子物理計測学入門, 共立出版株式会社