

平成 29 年度 修士論文

Cherenkov Telescope Array 大口径望遠鏡搭載

光電子増倍管の経年変化の研究

Study of the aging effect of the photomultiplier tube
for the CTA Large Size Telescope

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻

手嶋研究室

修士課程 二年

学籍番号 35-166040

櫻井駿介

2018 年 1 月 30 日

概要

宇宙には、地球上では到底再現することの不可能な極限環境が存在する。例えばパルサーの磁場は 10^8 T 程度と考えられており、これは地球上で作れる最大の磁場 100 T の百万倍に相当する。天の川銀河と異なる銀河では、その中心に太陽の $10^7\text{-}10^9$ 倍の質量を持つブラックホールが存在し、相対論的な速度を持つジェットの生成に関係していると考えられている。このような極限環境では、荷電粒子がエネルギーを得て電磁場の放射やニュートリノの生成をしていると考えられている。こういった極限環境の物理をガンマ線を通して明らかにしようというのがガンマ線天文学であり、その歴史はまだ浅い。ガンマ線天文学のさらなる発展に向けて、Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画が進行中である。CTA 計画では、現状の 10 倍の性能を持つ望遠鏡を使用することで、ガンマ線天文学に新たな知見をもたらすべく研究を行っている。CTA 計画には口径の異なる 3 種類の望遠鏡が使用される予定であり、そのうち最も低いエネルギーのガンマ線を観測するのが大口径望遠鏡である。本研究では、CTA 大口径望遠鏡の建設にあたり、その焦点面検出器に使用される光電子増倍管について研究した。大口径望遠鏡は 20 年を超える運用が計画されており、その経年変化を調査することは、望遠鏡を安定運用するにあたり非常に重要な事柄である。特に、大口径望遠鏡初号機に搭載する焦点面検出器の較正試験の中で、アフターパルス発生確率が増加していることが判明した。アフターパルスは望遠鏡のトリガー性能に影響を及ぼすことが知られており、長期運用を行うにあたりこの増加が大きな問題となる。そこで、製造時期の異なる光電子増倍管の增幅率およびアフターパルスの測定を実施し、その結果からアフターパルス発生確率の長時間に渡る変動について議論を行った。アフターパルスの到来時間からその原因となるイオンが同定できるが、アフターパルスを生み出す光電子の数に、イオン質量依存性があることが判明した。また、イオンごとにアフターパルス発生確率の変化を確認したところ、 He^+ 由来のアフターパルス発生確率のみが年に 3×10^{-5} の割合で増加していることが判明した。この増加はヘリウムがガラスを透過して光電子増倍管内部に侵入してくることに起因するものと考えられる。一方で、夜光環境を再現した測定の結果（埼玉大永吉氏）からは、光電子増倍管で增幅した電荷量に対応してアフターパルス発生確率が減少することが判明した。しかしこの減少には、停留値として $6\text{-}9 \times 10^{-5}$ 程度の値が存在する。この結果から、アフターパルス発生確率の減少が何らかの原因で抑制されていることがわかる。この原因は明らかになっておらず、停留値の大きさによっては大口径望遠鏡の運用に影響を及ぼす可能性がある。そのため、アフターパルス発生確率減少の停留値に関してさらなる調査が必要であると結論に至った。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ガンマ線天文学と CTA 計画	3
2.1	ガンマ線天文学	3
2.1.1	ガンマ線の放射機構	3
2.1.2	ガンマ線天文学が対象とする天体	9
2.1.3	ガンマ線検出原理	13
2.2	Cherenkov Telescope Array 計画	15
2.2.1	大口径望遠鏡	16
第 3 章	光電子増倍管の経年変化の測定	21
3.1	光電子増倍管の原理	21
3.1.1	光電子増倍管の構造	21
3.1.2	光電子増倍管の動作原理	21
3.1.3	光電子増倍管の特性量	22
3.2	経年変化の測定	25
3.2.1	測定の目的	25
3.2.2	測定系	26
3.2.3	測定項目	28
3.3	解析方法	30
3.3.1	一光電子の平均電荷量の解析	30
3.3.2	アフターパルスの解析	31
第 4 章	結果	35
4.1	一光電子測定とその安定性	35
4.1.1	一光電子測定の波高分布	35
4.1.2	一光電子平均電荷量の推移	39
4.1.3	平均波高の推移	42
4.1.4	平均電荷量の分布	45
4.1.5	平均電荷量の比較	48
4.1.6	平均電荷量比の比較	48
4.1.7	DRS4 評価基板の温度推移	48
4.2	アフターパルスに関する結果	50
4.2.1	アフターパルス到来時間	50

4.2.2 アフターパルスの光電子数分布	53
4.2.3 アフターパルス発生確率	73
第 5 章 議論	77
5.1 測定系の系統誤差の議論	77
5.1.1 DRS4 の温度依存性	77
5.1.2 その他の原因の推測	77
5.2 アフターパルス到來時間の解釈	81
5.3 アフターパルス光電子数の解釈	82
5.3.1 200 ns から 400 ns に分布するアフターパルス	82
5.3.2 到來時間ごとの光電子数分布の差	82
5.4 アフターパルス発生確率の将来予測	85
第 6 章 結論	89
謝辞	91

図目次

1.1	TeVCat カタログの天体分布	1
1.2	<i>Fermi</i> 衛星 3FGL カタログの天体分布	2
2.1	π^0 崩壊によるガンマ線の個数分布	7
2.2	超新星残骸のガンマ線観測シミュレーション	9
2.3	パルサーの磁気圏モデル	10
2.4	GRB 即時放射継続時間の分布	12
2.5	Hillas パラメータとステレオ観測	14
2.6	CTA 北半球サイト完成予想図	15
2.7	大口径望遠鏡の完成予想図	16
2.8	大口径望遠鏡焦点面検出器の概観	17
2.9	トリガーレートとアフターパルスの関係	19
3.1	光電子増倍管の内部構造	21
3.2	大口径望遠鏡用光電子増倍管の量子効率	22
3.3	大口径望遠鏡初号機用光電子増倍管のアフターパルス発生確率の推移	25
3.4	測定系の概要図	26
3.5	DRS4 評価基板と 7dynode-PMT (R12992-100)	27
3.6	減光フィルタ減光率の測定結果	29
3.7	一光電子測定の波高分布の例	30
3.8	繰り返し推定法の例	31
3.9	メインパルス後のアンダーシュートと平均波形	32
3.10	アフターパルスの光電子数分布の一例	33
4.1	一光電子測定の波高分布 1	36
4.2	一光電子測定の波高分布 2	37
4.3	一光電子測定の波高分布 3	38
4.4	一光電子測定の平均電荷量の推移 1	39
4.5	一光電子測定の平均電荷量の推移 2	40
4.6	一光電子測定の平均電荷量の推移 3	41
4.7	一光電子測定の平均波高の推移 1	42
4.8	一光電子測定の平均波高の推移 2	43
4.9	一光電子測定の平均波高の推移 3	44
4.10	一光電子測定の平均電荷量の分布 1	45

4.11	一光電子測定の平均電荷量の分布 2	46
4.12	一光電子測定の平均電荷量の分布 3	47
4.13	一光電子測定の平均電荷量の比較	48
4.14	二十光電子測定の平均電荷量比の推移	49
4.15	DRS4 評価基板の温度変化	49
4.16	アフターパルス到来時間と光電子数の関係	50
4.17	アフターパルス到来時間分布 1	51
4.18	アフターパルス到来時間分布 2	52
4.19	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-全区間 1	53
4.20	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-全区間 2	54
4.21	アフターパルスの光電子数分布-全区間 1	55
4.22	アフターパルスの光電子数分布-全区間 2	56
4.23	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-160 から 300 ns 近傍 1	57
4.24	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-160 から 300 ns 近傍 2	58
4.25	アフターパルスの光電子数分布-160 ns 近傍 1	59
4.26	アフターパルスの光電子数分布-160 ns 近傍 2	60
4.27	アフターパルスの光電子数分布-360 ns 近傍 1	61
4.28	アフターパルスの光電子数分布-360 ns 近傍 2	62
4.29	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1100 ns 近傍 1	63
4.30	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1100 ns 近傍 2	64
4.31	アフターパルスの光電子数分布-1100 ns 近傍 1	65
4.32	アフターパルスの光電子数分布-1100 ns 近傍 2	66
4.33	アフターパルスの光電子数分布-1400 ns 近傍 1	67
4.34	アフターパルスの光電子数分布-1400 ns 近傍 2	68
4.35	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1700 ns 近傍 1	69
4.36	アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1700 ns 近傍 2	70
4.37	アフターパルスの光電子数分布-1700 ns 近傍 1	71
4.38	アフターパルスの光電子数分布-1700 ns 近傍 2	72
4.39	アフターパルス発生確率の推移	73
4.40	到来時間別アフターパルス発生確率の推移	74
4.41	到来時間別アフターパルス発生確率と経過日数の関係図	75
4.42	360 ns 近傍アフターパルス発生確率の比較	76
5.1	DRS4 評価基板の入力端子依存性	79
5.2	アフターパルス光電子数のイオン質量依存性	83
5.3	アフターパルスの積分光電子数分布	84
5.4	アフターパルス発生確率の減少測定 1	85
5.5	アフターパルス発生確率の減少測定 2	86

表目次

2.1	CTA 望遠鏡性能一覧	15
2.2	光電子増倍管性能一覧	17
3.1	測定項目一覧	28
3.2	光電子増倍管の製造日一覧	29
5.1	DRS4 評価基板出力の入力端子依存性 30 mV パルス入力	79
5.2	DRS4 評価基板出力の入力端子依存性 300 mV パルス入力	79
5.3	DRS4 評価基板出力の入力端子ペア依存性 30 mV パルス入力	80
5.4	DRS4 評価基板出力の入力端子ペア依存性 300 mV パルス入力	80

第 1 章

序論

ガンマ線天文学は、宇宙の高エネルギー現象を対象とした新しい天文学である。特に 100 GeV 以上のガンマ線を対象とする超高エネルギーガンマ線天文学は、1989 年に *Whipple* 望遠鏡が初めて超高エネルギーガンマ線を有意に観測したのを皮切りに、現在まで発展してきた [1]。現在は第三世代の望遠鏡である H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS が運用されているが、観測された天体は図 1.1 に示すように 207 天体程度である。これは図 1.2 に示すように、100 MeV を超える領域で *Fermi* ガンマ線衛星により観測されている 3000 天体を超える天体数と比べると少ない。さらに、一世代前の EGRET 衛星により観測された 271 天体とほぼ等しい天体数である [5]。

望遠鏡を高感度化しより多くの天体を観測するために、世界 32ヶ国が協力し次世代ガンマ線望遠鏡天文台となる Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画を進めている。この計画では既存の望遠鏡と比べて、10 倍のガンマ線感度を達成する見込みである。CTA の最終段階では、超高エネルギーガンマ線で観測される天体は 1000 天体に達すると見積もられている。このように超高エネルギーガンマ線天文学は、今まさに転換の時代を迎えている。

このような背景から私は CTA 大口径望遠鏡の開発に携わり、その中でも Cherenkov 光子を電気信号へと変換する焦点面検出器の開発・較正試験を行ってきた。これは、CTA 大口径望遠鏡に搭載する焦点面検出器の性能を確認するための重要な行程である。この較正試験の中で、望遠鏡のトリガー性能に影響を及ぼすアフターパルスの発生確率が増加していることが確認された。この増加は、ガンマ線イベントのトリガー割合および望遠鏡の観測可能エネルギー下限値を低下させてしまう。そのため、どうにかしてアフターパルス発生確率の増加を抑える必要があった。

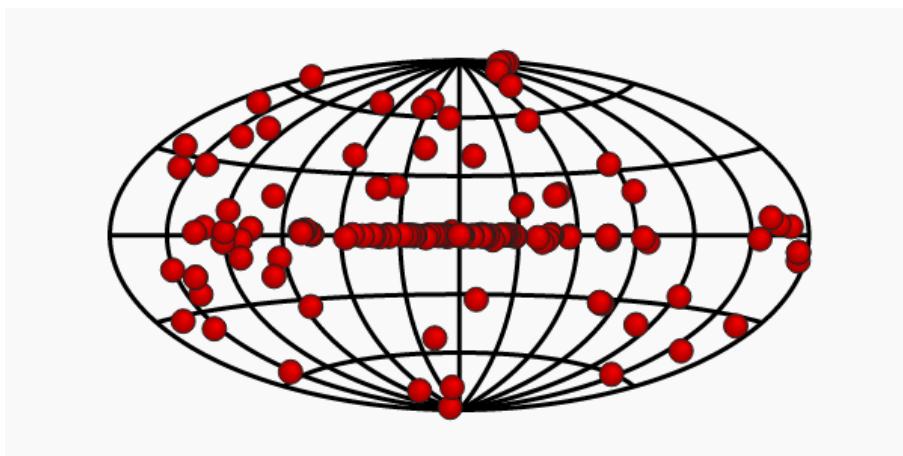


図 1.1 TeVCat カタログの天体分布 50 GeV 以上のガンマ線で観測された天体の分布を示しており、その数は 200 天体程度である。座標は銀河座標系である。図中の水平線が銀河面であり、主にパルサー、超新星残骸および連星系といった天体が分布している。その他の天体は銀河系外に位置する活動銀河核である。TeVCat にて作成した [2][3]。

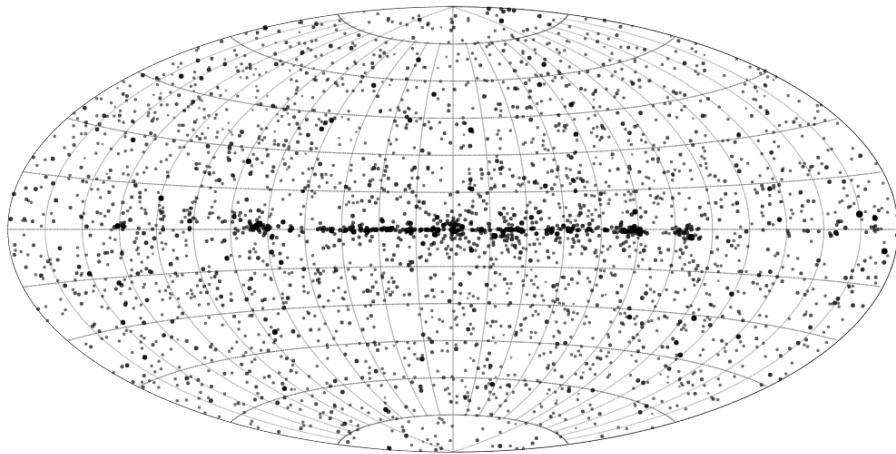


図 1.2 *Fermi* 衛星 3FGL カタログの天体分布 *Fermi* 衛星の LAT 望遠鏡により観測された 100 MeV 以上の天体の分布を示しており、その数は 3000 天体を超える [4]。座標は銀河座標系である。

そこで本研究では、較正試験中に確認されたアフターパルスの増加が、大口径望遠鏡に搭載される光電子増倍管に対して一般的な性質であるかを確かめるとともに、その増加率に関して詳細に調査した。

以上の事柄について、本論文では次の構成で述べる。

1. ガンマ線天文学と CTA 計画

ガンマ線天文学についての概要とその課題、そして CTA 計画の概要について述べる。

2. 光電子増倍管の経年変化の測定

本研究で行った測定について、測定機器や測定データの解析方法について述べる。

3. 結果

測定により得られた結果を述べ、簡単な考察を行う。

4. 議論

結果から考えられる事柄について、筆者の議論を述べる。

5. 結論

本論文の総括を行う。

第 2 章

ガンマ線天文学と CTA 計画

2.1 ガンマ線天文学

電磁波の中で、最もエネルギーの高い領域を対象とするのがガンマ線天文学である。ガンマ線天文学は比較的宇宙線物理学に近い分野である。1912 年に Hess による宇宙線の発見により宇宙線物理学が始まった。数々の実験で宇宙線を測定した結果、宇宙から 10^{20} eV にも達するエネルギーの宇宙線が飛来していることが判明した。しかし宇宙線の観測には困難な点が存在する。それは宇宙線の主要な成分である陽子、 α 線などが荷電粒子であるために、地球に到来するまでの間に銀河系内外の磁場によりその進行方向が変化してしまうことである。このため、高エネルギー宇宙線がどのような場所でそのエネルギーを獲得しているのかを宇宙線の観測から推測することは非常に困難である。

この問題に対して一つの解決策となるのがガンマ線の観測である。荷電粒子が運動エネルギーを獲得する現象が起きている環境では、同時にガンマ線やニュートリノの放射も実現していると考えられている。この運動エネルギー獲得現象を粒子加速と呼ぶ。宇宙線と違い、ガンマ線は磁場により進行方向を曲げられることがない。そのため、ガンマ線を観測することで荷電粒子の加速機構や、その環境を理解しようとするのがガンマ線天文学の目標である。以下では、地球に到来するガンマ線が放射される機構、ガンマ線天文学の観測対象となる天体、そしてガンマ線観測の手法について述べる。

2.1.1 ガンマ線の放射機構

以下では 100 keV 以上の電磁波をガンマ線と呼ぶことにする。ガンマ線は荷電粒子が加速度運動をする際に放射されるほか、中性バイ中間子の崩壊でも放射される。本節ではその放射機構を簡単に述べ、放射に関わる物理量を簡単にまとめる。

荷電粒子の放射

荷電粒子の放射は加速度運動する粒子による電磁場の変動により説明される。電磁気学の基本方程式である Maxwell 方程式が式 2.1 から式 2.4 である。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 j \quad (2.4)$$

ここで \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 、 ρ 、 ϵ_0 および μ_0 はそれぞれ電場ベクトル、磁場ベクトル、電荷密度、真空の誘電率および真空の透磁率である。

電磁ポテンシャルとして、スカラーポテンシャル ϕ とベクトルポテンシャル \mathbf{A} を導入し、式2.3と式2.4を変形すると、これらが波動方程式に従うことがわかる。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.5)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (2.6)$$

ここで c は光速である。自由度としてゲージ条件を仮定した。式2.5と式2.6から電荷源および電流源があるときの電磁波の伝搬を計算することができる。そうして導かれるのが次の式2.7と式2.8で表される Lienard-Wiechert ポテンシャルである。

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 x} \left[\frac{q}{1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c}} \right]_{\text{ret}} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi x} \left[\frac{q\mathbf{v}}{1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c}} \right]_{\text{ret}} \quad (2.8)$$

ここで、[]_{ret} は電磁波が発生した時間の量であり、 q および \mathbf{v} は荷電粒子の電荷と速度、 \mathbf{n} は観測者の方向を向く単位ベクトルである。この物理的意味は、ある点で発生した電荷源の変化が、離れた観測者に遅延して伝わることを意味している。そして電荷源および電流源の変化により生み出される電磁場の変化こそが、電磁波の放射になるのである。

特に荷電粒子が単位時間に失うエネルギーの量は次の式2.9に従う。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{q^2 \gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} (|a_\perp|^2 + \gamma^2 |a_\parallel|^2) \quad (2.9)$$

ここで γ はローレンツ因子である。この量は慣性系によらず一定となる。この式2.9は荷電粒子の放射を議論する際に重要な式であるため、以後何度も参照する。以上 [6] より引用。

制動放射 (Bremsstrahlung)

ガンマ線の放射機構の一つに制動放射がある。荷電粒子が、別の荷電粒子の電場により進行方向を変える際に起こる放射を制動放射と呼ぶ。以下では電子と原子核の散乱を考える。

一般に原子核は電子に比べて非常に重く、相互作用による位置の変化は電子に比べて非常に小さいので、原子核は静止しているとして扱う。この時、運動している電子にとって原子核の作る電場（クーロン場）は変形して見える。この変化を考慮した電場は、電子の進行方向を x として x - z 平面上で

$$E_x = \frac{\gamma Z e v t}{4\pi\epsilon_0 \{b^2 + (\gamma v t)^2\}^{3/2}} \quad (2.10)$$

$$E_z = \frac{\gamma Z e b}{4\pi\epsilon_0 \{b^2 + (\gamma v t)^2\}^{3/2}} \quad (2.11)$$

となる。ここで Z は原子核の電荷、 b は z 軸方向の電子と原子核の距離である。上式と $m_e \mathbf{a} = q \mathbf{E}$ から加速度が計算できるので、式2.9から制動放射のエネルギー損失が計算できる。原子核の電荷が大きくなるほど電子の失うエネルギーは大きくなることが上の式からわかる。以上 [6] より引用。

シンクロトロン放射

磁場が存在する環境では、荷電粒子は磁場の方向に応じてローレンツ力を受けその進行方向を変化させる。その際に速度と磁場の外積の向き ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) に加速度が働くため、制動放射と同様に電磁波を放射する。この放射のうち、特に相対論的な議論が必要となるものをシンクロトロン放射と呼ぶ。

磁場による運動の加速度を考えると、磁場に平行な向きには加速度は存在せず、垂直な向きの加速度は次の式で表される。

$$a_{\perp} = \frac{evB \sin \alpha}{\gamma m_e} \quad (2.12)$$

ここで B は磁場の大きさ、 α は磁場と速度のなす角度である。ここから、シンクロトロン放射によるエネルギー損失は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m_e^2} \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot \gamma^2 \sin^2 \alpha \quad (2.13)$$

$$= 2\sigma_T c U_{\text{mag}} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \gamma^2 \sin^2 \alpha \quad (2.14)$$

となる。ここで σ_T はトムソン散乱断面積、 $U_{\text{mag}} = B^2/2\mu_0$ は磁場のエネルギー密度である。磁場と速度のなす角度 α で平均化すると、最終的なエネルギー損失は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{mag}} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \gamma^2 \quad (2.15)$$

に従う。

単一の電子によるシンクロトロン放射では、単位振動数あたりのエネルギー損失量 $j(\nu)$ が

$$j(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} F(y) \quad (2.16)$$

に従う。ここで $y = 4\pi r_{\text{sync}} \nu / 3c\gamma^3$ である。 r_{sync} は $v/2\pi\nu_{\text{gyro}} \sin \alpha$ と等しい。 $F(y)$ は修正ベッセル関数 K の積分で

$$F(y) = y \int_y^{\infty} K_{5/3}(z) dz \quad (2.17)$$

である。この関数 $F(y)$ は y の値に応じて

$$F(y) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(\frac{1}{3})} \left(\frac{y}{2} \right)^{1/3} \quad y \ll 1 \quad (2.18)$$

$$F(y) = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} y^{1/2} \exp(-y) \quad y \gg 1 \quad (2.19)$$

という性質を持つので、シンクロトロン放射のエネルギー損失量は $y \sim 1$ 、すなわち

$$\nu \sim \nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{v} \right) \gamma^3 \nu_{\text{gyro}} \sin \alpha \quad (2.20)$$

$$\nu_{\text{gyro}} = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} \quad (2.21)$$

を境として

$$j(\nu) \propto \nu^{1/3} \quad \nu \ll \nu_c \quad (2.22)$$

$$j(\nu) \propto \nu^{1/2} \exp(-\nu/\nu_c) \quad \nu \gg \nu_c \quad (2.23)$$

となる。 $\nu = \nu_c$ の振動数以上では、電子の損失するエネルギーが急激に減少する。この振動数は磁場に比例して増大する。

次に電子集団によるシンクロトロン放射のエネルギー損失を考える。電子の個数分布が運動エネルギーの $-a$ 乗に従い ($N_e(\gamma_e) d\gamma_e \propto \gamma_e^{-a} d\gamma_e$)、 γ_{e1} から γ_{e2} まで分布していると仮定する。式 2.16 から電子が単位時間に失うエネルギーの合計量は

$$j_{\text{total}} \propto \int_{\gamma_{e1}}^{\gamma_{e2}} F(\nu/\nu_c) \gamma^{-a} d\gamma \quad (2.24)$$

$$\propto \nu^{-(a-1)/2} \cdot B^{(a+1)/2} \quad (2.25)$$

に従うことがわかる。

以上から、集団電子からのシンクロトロン放射の強度は電子の分布に依存する。幕 a は正の数なので、電子が失うエネルギーが放射されるガンマ線のエネルギーであると考える場合、上の式 2.25 からガンマ線の分布は電子の分布よりも緩やかになる。以上 [6] より引用。

逆コンプトン散乱

光子が電子に衝突することで電子がエネルギーを獲得し、高エネルギーの電子が生成される現象をコンプトン散乱と呼ぶ。逆コンプトン散乱ではこの逆の現象として、高エネルギーの電子から光子にエネルギーが移動する。この現象を逆コンプトン散乱と呼ぶ。逆コンプトン散乱のエネルギー損失は次の式

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c U_{\text{rad}} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \gamma^2 \quad (2.26)$$

に従う。 U_{rad} は背景光のエネルギー密度である。この式は式 2.15 と同じ構造をしている。これは磁場が仮想的に光子として働くと説明される。シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱のエネルギー損失の比は、磁場のエネルギー密度 U_{mag} と、背景光のエネルギー密度 U_{rad} の比で評価できる。

逆コンプトン散乱により生成される光子のエネルギーは簡単に評価ができる、電子のエネルギーが $\gamma m_e c^2$ かつ光子のエネルギーが $h\nu$ の時、散乱後の光子のエネルギーは $4\beta^2 \gamma^2 h\nu / 3 \sim \gamma^2 h\nu$ となる。具体的な値として、 $\gamma = 10^6$ の時、 $h\nu = 1 \text{ eV}$ の時、放射されるガンマ線は 1 TeV に達する。しかし、逆コンプトン散乱はあまりにも大きいエネルギーの光子の生成を説明できない。これはコンプトン散乱の断面積が光子のエネルギーに応じて変化するためである。

逆コンプトン散乱は電子の静止系で見ると、高エネルギーの光子と電子が散乱する現象である。この散乱断面積はクライン-仁科の公式として知られ、次の式で表される。

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\xi} \left\{ \left(1 - \frac{2(\xi + 1)}{\xi^2} \right) \ln(2\xi + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\xi} - \frac{1}{2(2\xi + 1)^2} \right\} \quad (2.27)$$

ここで $\xi = h\nu/m_e c^2$ である。この値は $\xi = 1$ のとき $\sigma_{K-N} \sim 1$ 、 $\xi = 10$ のとき $\sigma_{K-N} \sim 0.1$ となる [7]。電子の静止系では、光子のエネルギーはおおよそ γ 倍される。そのため、背景光が 1 eV の時、 $\gamma = 5 \times 10^6$ で $\xi = 10$ となってしまう。この条件下において逆コンプトン散乱で放射される光子のエネルギーは約 25 TeV となるため、これ以上のエネルギーを持つガンマ線の放射はさらに難しくなる。以上 [6] より引用。

中性パイ中間子崩壊

中性パイ中間子 π^0 は、非常に不安定な粒子である。 π^0 の平均寿命はその静止系で $8.52 \pm 0.18 \times 10^{-17} \text{ s}$ であることが測定されている。その崩壊比で 98.8% ともっとも支配的なのが、式 2.28 に示した 2 つのガンマ線への崩壊である。 π^0 の質量は $134.98 \text{ MeV}/c^2$ であるため、崩壊後のガンマ線のエネルギーは静止系で 67 MeV となる [8]。

$$\pi \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.28)$$

実際の放射環境では π^0 は非常に高いエネルギーを持つと考えられている。例えば π^0 は式 2.29 に示すような高エネルギー陽子と低エネルギー光子の相互作用により生成される。

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.29)$$

この相互作用が実現するために必要な陽子の最低エネルギー E_p^{thres} は力学から計算することが可能で、式 2.30 に従う。

$$E_p^{\text{thres}} = \frac{m_\pi c^2 (m_\pi c^2 + 2m_p c^2)}{4\epsilon} \quad (2.30)$$

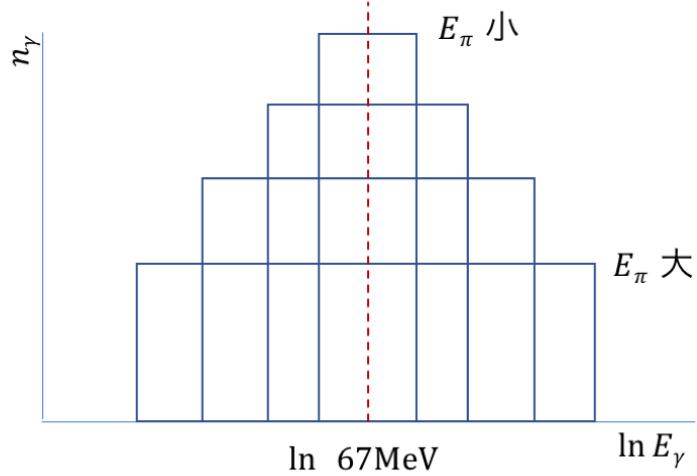


図 2.1 π^0 崩壊によるガンマ線の個数分布 π^0 のエネルギーが高いほど、広いエネルギーにガンマ線が放射される。しかしその中心は常に一定値をとる。

ここで ϵ 、 m_π および m_p は光子のエネルギー、 π^0 の質量および陽子の質量である。仮に光子のエネルギーが可視光程度である 1 eV を仮定すると、その最低エネルギーは 6.788×10^{16} eV 程度となる。ここから陽子のローレンツ因子は $\gamma \sim 7 \times 10^7$ であることがわかる。よってこの相互作用で生成される π^0 のエネルギーも非常に大きくなる。

また高エネルギーの π^0 から放射されるガンマ線は、特徴的な分布となることが知られている。静止系では π^0 の崩壊から生成されるガンマ線の角度分布は一様 ($dn_\gamma/d\Omega_{\text{rest}} = 1/4\pi$) となる。ここから $dn_\gamma/d\cos\theta_{\text{rest}} = 1/2$ に従う。さらに、崩壊後の観測者系における単位衝突角あたりのガンマ線エネルギーは $dE_\gamma = E_\pi/2 \cdot \beta d\cos\theta_{\text{rest}}$ となる。以上のことから、ガンマ線のエネルギーあたりの光子数は次の式 2.31 のように一定となる。

$$\frac{dn_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\pi \beta} \quad (2.31)$$

さらに、ある β_π の速度で運動する π^0 の放射するガンマ線の最大エネルギーおよび最小エネルギーは、

$$E_{\gamma,\max} = \frac{E_\pi}{2}(1 + \beta_\pi) \quad (2.32)$$

$$E_{\gamma,\min} = \frac{E_\pi}{2}(1 - \beta_\pi) \quad (2.33)$$

となる。エネルギーの対数で考えると、最大エネルギーと最小エネルギーの平均値は式 2.34 に従う。

$$\frac{\ln(E_{\gamma,\max}) + \ln(E_{\gamma,\min})}{2} = \ln\left(\frac{m_\pi c^2}{2}\right) \quad (2.34)$$

式 2.31 および式 2.34 から、 π^0 崩壊によるガンマ線の個数分布は、図 2.1 の様にエネルギーの対数を横軸とした場合に、 E_π に依らず平均値は一定で左右対象な分布となることがわかる。様々なエネルギーを持つ π^0 からの放射が重なると、エネルギー E_π が小さい時に高さの高い長方形、エネルギー E_π が大きい時に高さの低い横長の長方形となる。

特にガンマ線の粒子数分布に E_γ^2 をかけた Spectrum Energy Distribution (SED) ではより特徴的な形状となる。 π^0 の粒子数分布が $F_\pi(E_\pi)dE_\pi \propto E_\pi^{-\alpha}dE_\pi$ であると仮定する。すると式 2.31 からガンマ線の粒子数分布が計算できて、

次の式 2.36 に従う。

$$F_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{dn_\gamma}{dE_\gamma} \cdot F_\pi(E_\pi) dE_\pi = 2 \int_{E_\gamma}^{\infty} F_\pi(E_\pi) \frac{dE_\pi}{E_\pi \beta_\pi} \quad (2.35)$$

$$= \frac{2C}{\alpha} E_\gamma^{-\alpha} \quad (2.36)$$

ここで $\beta_\pi = 1$ として、 C は比例定数である。 $\alpha = 2$ の際には SED は平坦な形状となり、ピーク構造を持つ逆コンプロトン散乱の放射と区別ができるため、この特徴はガンマ線放射粒子の特定に利用されている。また、 $\alpha = 2$ は荷電粒子が衝撃波の前後を行き来することでエネルギーを得る加速過程で説明できる。この加速過程は Fermi が提唱し、拡散的衝撃波加速とも呼ばれている。

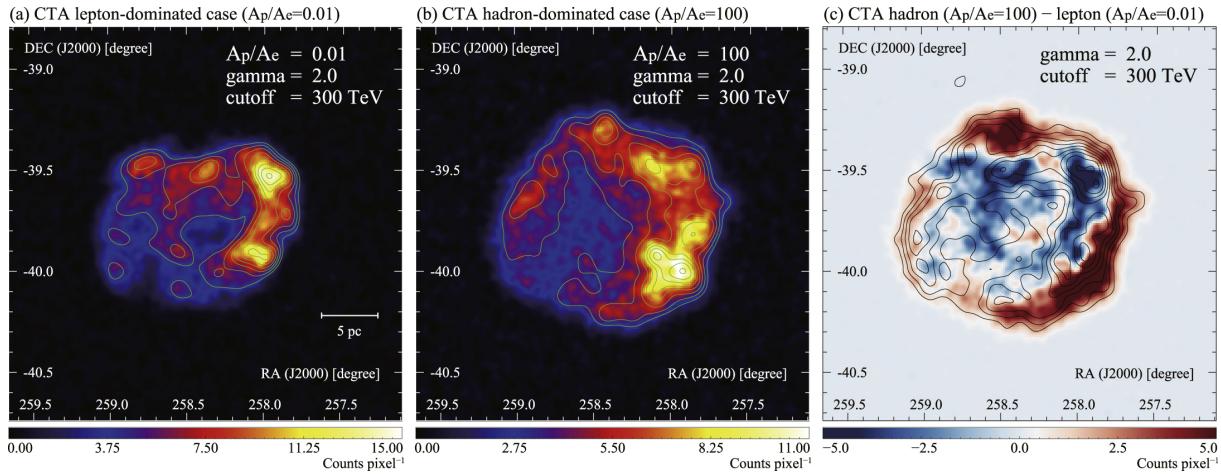


図 2.2 超新星残骸のガンマ線観測シミュレーション 超新星残骸 J1713.7-3946 を CTA を用いてガンマ線で観測した場合の観測イメージ。左図はその放射が電子起源の場合、中図はその放射が陽子起源の場合、右図はその残差である。この図から、超新星残骸を観測した結果得られるガンマ線のイメージからその放射粒子が特定できると予想されている [11]。

2.1.2 ガンマ線天文学が対象とする天体

ガンマ線天文学では、高エネルギー現象が実現している様々な天体を観測する。以下ではその代表的な天体について、天体で起こる物理とガンマ線の関係について述べる。

超新星残骸

超新星残骸は、太陽質量の 4 倍以上の恒星が超新星爆発を起こした後、その噴射物が星間物質と相互作用してできる天体である [9]。爆発時に噴射される物質は非常に高速であるため、星間物質と噴射物の境界には衝撃波が形成される。星間物質は非常に希薄であるためこの衝撃波は無衝突衝撃波となり、衝撃波面の前後を粒子が移動できる。衝撃波の前後を荷電粒子が行き来すると、まるで迫り来る壁に挟まれたピンポン球のように粒子はエネルギーを獲得する。この加速過程は拡散的衝撃波加速と呼ばれている [10]。

こうしてエネルギーを得た荷電粒子は、前節で述べたガンマ線の放射過程を介してガンマ線を放射する。もし放射粒子が陽子であるならば、高エネルギーを獲得した陽子が超新星残骸から抜けだし、地球に到来する宇宙線に寄与している可能性がある。このためガンマ線観測を通してその放射粒子を特定することが一つの課題となっている。

図 2.2 はガンマ線の放射が電子起源である場合と陽子起源である場合に、観測から得られるガンマ線の分布図に生じる差を数値シミュレーションで示したものである。この図から、放射が電子起源である場合と陽子起源である場合にはその分布に優位な差が生まれると予測されており、CTA を使用した観測が期待されている。

パルサー

おおよそ 8 太陽質量以上の恒星が重力崩壊すると、中性子星またはブラックホールが生成される。中性子星が生成されるかどうかは、親星の質量によるが 25 太陽質量以下であれば中性子星となると考えられている [12]。

中性子星は非常に高密度であるため、中性子星の中には非常に高い磁場を持つ天体も存在する。この値は地上で実現できる磁場の最大値 100 T の百万倍を超える $10^8\text{-}10^9$ T と考えられている。このような天体をパルサーと呼ぶ。またパルサーが持つもう一つの特徴として、非常に高速で回転していることが挙げられる。その周期は $10^{-2}\text{-}10$ 秒と広く分布しており、この分布と磁場の関係性も興味が持たれている。

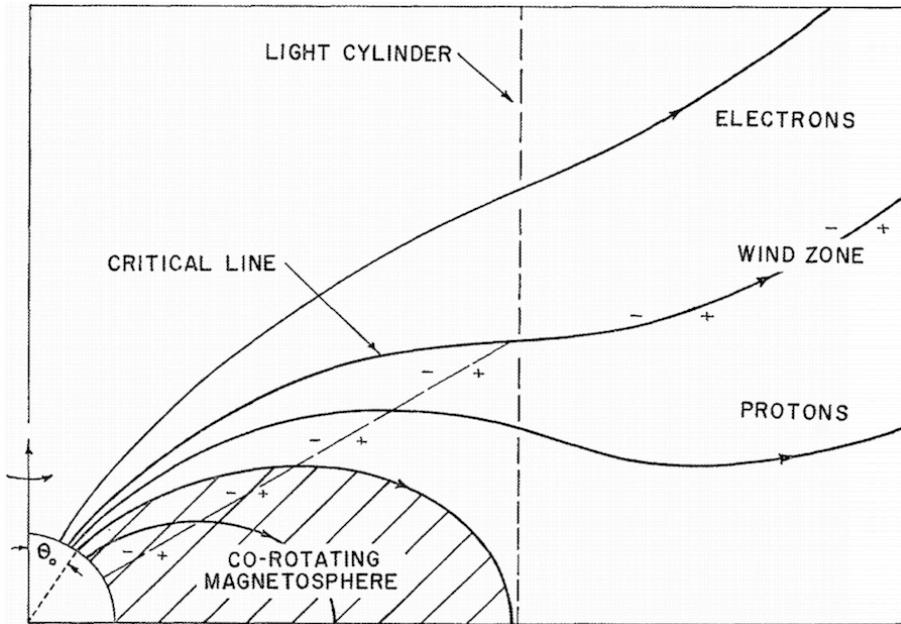


図 2.3 パルサーの磁気圏モデル パルサー付近の電磁気構造のモデル。回転速度が光速を超える範囲が LIGHT CYLINDER であり、この距離よりも外では荷電粒子は磁場に凍結したまま回転できない。回転軸近傍の磁束密度の高い部分が Polar Gap であり、図下部電荷が中性となる直線の下部が Outer Gap である [13]。

パルサーからの放射は周期的な事が一つの特徴である。その放射に関しては二つの起源が考えられており、一つはパルサーの磁極付近である Polar Gap からの放射と、より遠方の Outer Gap からの放射である。パルサー磁気圏の概要を図 2.3 に示す。Polar Gap 及び Outer Gap では強力な電場が生成されると考えられており、荷電粒子はこの電場により加速されている可能性がある。パルサーで期待される放射は、パルサーの磁場に沿った運動による曲率放射、シンクロトロン放射および高速な荷電粒子による逆コンプトン散乱などが考えられている。

パルサーからの放射に関しては様々な研究が存在するが、例えば Polar Gap からの逆コンプトン散乱による放射は 10 GeV 付近で非常に激しいカットオフを受けると考えられており、ガンマ線を通して放射モデルとパルサー磁気圏の理解が進められている [14]。

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei)

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) は銀河の中心に存在する超大質量ブラックホールのことを指す。その質量は太陽質量の $10^7\text{-}10^9$ 倍と、非常に巨大なブラックホールである。更にその明るさはブラックホールを除いた銀河全体の明るさよりも明るく、AGN の近傍では高エネルギー現象が実現していると考えられている。

AGN には可視光領域の輝線の有無等により様々な分類が存在するが、ここでは割愛する。ガンマ線天文学で重要なのは、一部の AGN に付随している相対論的な噴射物である。これを相対論的ジェットと呼ぶ。相対論的ジェットは電波観測より発見された [15]。ジェットに付随する「knot」と呼ばれる成分が光速を超えて運動する様子が電波で観測され、後にこれは相対論的速度で運動する物体の見かけの速度であると判明した。このような相対論的ジェットが我々の視線方向を向いている天体をブレーザーと呼ぶ。ブレーザーでは相対論的な効果によりガンマ線放射が増強されるため、ガンマ線で非常に明るく輝く。ブレーザー由来のガンマ線を観測する意義は次の三つである。

一つ目はガンマ線放射機構の解明である。相対論的ジェットの存在は確認されているものの、ガンマ線放射の仕組みに関しては一定の結論が得られていない。ガンマ線が放射されている環境では、同時に荷電粒子が加速されていると考えられるので、ガンマ線観測により放射粒子の特定を進めることができ、高エネルギー宇宙線の起源を解明するために重要

な事柄となる。放射領域に関してもその詳細は判明しておらず、電波や可視光の放射と同じ領域で放射されているかどうかも未解決問題である。ガンマ線の観測からは、放射領域の大きさに対する予測が可能である。放射の時間変動のスケールが、放射粒子の力学的な運動のスケールと等しいと考えると、粒子の速度の上限値が光速であることから、放射領域の大きさに制限を課すことが可能である。

二つ目は相対論的ジェットの生成機構の解明である。相対論的ジェットがどのように生成され駆動されているかについても、多数の物理的解釈が存在し結論は得られていない。相対論的ジェットの物理は中心に存在する超大質量ブラックホールの物理と連動していると考えられており、相対論的ジェットの理解はブラックホールの理解に繋がると考えられている。

三つ目は超高エネルギーガンマ線を用いた銀河系外背景光（Extra galactic Backgroud Light, EBL）の推定である。超高エネルギーガンマ線はその伝搬中に低エネルギーの光子と相互作用を起こし、電子陽電子対生成を起こしてしまう。レーザーからのガンマ線はこの効果で減光されるため、減光前のガンマ線強度を推定しその吸収量を見積もることで、銀河系外に存在する低エネルギー光子の密度を見積もることができる。この光子密度は宇宙が誕生してから生成された恒星や銀河の量と関係しているため、この推定は宇宙進化の歴史を理解することに繋がる。この反応を起こす背景光子の最低エネルギー ϵ^{thres} は次の式で表される。

$$\epsilon^{\text{thres}} = \frac{m_e^2 c^4}{E_\gamma} \quad (2.37)$$

ここで 1 TeV のガンマ線と相互作用する背景光子の最低エネルギー ϵ^{thres} は約 0.25 eV となりこれは赤外線から可視光の領域に相当する。

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst)

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は宇宙最大の爆発現象として知られている。解放されるエネルギーは、同じく爆発現象として知られている超新星爆発の 1000 倍にも達する。その放射は GRB 発生時から放射される即時放射と、数日後から長時間に渡って観測される残光放射がある。その放射機構および GRB の発生機構についてはあまり理解が進んでいない。

GRB について確かなことは、即時放射の継続時間から事象を二つに分けることが可能のことである。図 2.4 は即時放射の継続時間の分布図である。図から継続時間が約 2 秒となる点を境として、二つの種族に分かれることがわかる。ここで短い種族は Short GRB、長い種族は Long GRB と呼ばれる。それぞれその起源は中性子星連星の合体によるものと、大質量星の崩壊現象によるものと考えられている。特に Short GRB に関しては 2017 年に重力波との同時観測も報告され、中性子星の合体がその起源であると明らかになった [17]。一方で Long GRB に関しては未だに理解が進んでいない。

GRB の面白い点はその発生頻度が非常に高く、1 日に 2 から 3 事象観測されていることである。それにもかかわらず TeV ガンマ線では観測の前例が無いため、次世代の望遠鏡による観測が心待ちにされている。

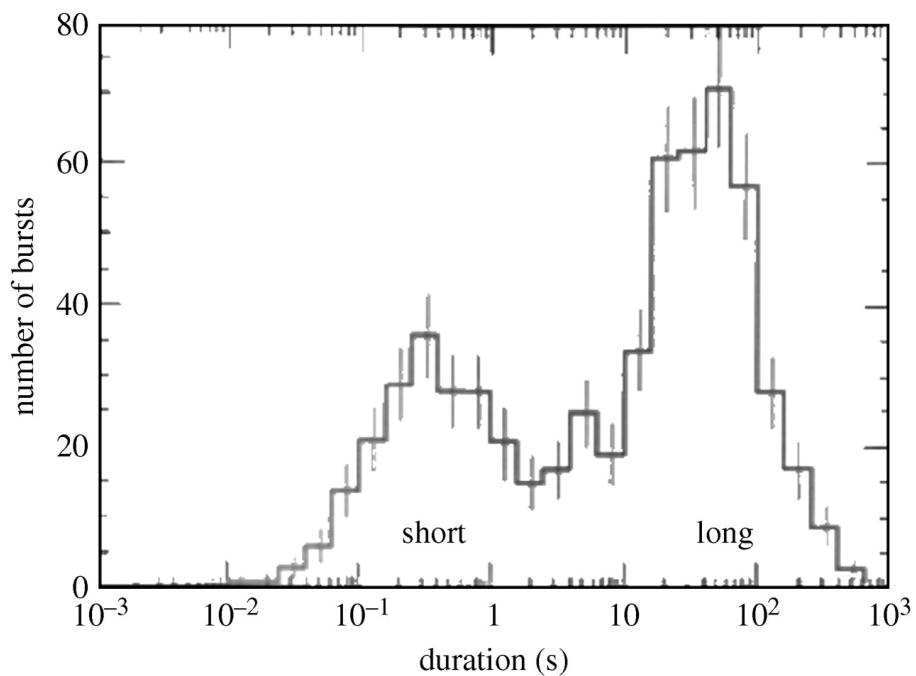


図 2.4 GRB 即時放射継続時間の分布 GRB の即時放射の継続時間の分布。継続時間が 2 秒を境に長い種族と短い種族に分かれる。それぞれが Long GRB と Short GRB と呼ばれている [16]。

2.1.3 ガンマ線検出原理

ほとんどの場合、ガンマ線はそのエネルギーが高くなるほど地球に到来する数が減少する。100 GeV 以上のガンマ線を人工衛星に搭載された望遠鏡で観測するのは検出面積の点で不利である。そのため超高エネルギーのガンマ線に対しては、大気を検出器として利用した観測が行われている。以下では、地上におけるガンマ線観測手法に関して述べる。

空気シャワー

ガンマ線が地球に到来し大気に到達すると、大気の原子核の電磁場とガンマ線が反応することにより、電子陽電子対生成が起こる。



この電子陽電子は、ガンマ線のエネルギーを受け取る。そのため地上に向かって降り注ぐ間に、大気の原子核の電磁場により制動放射を行う。



以上の反応が繰り返されることにより荷電粒子のシャワーである空気シャワーが生成される。このうちガンマ線由来のものを電磁シャワーと呼ぶ。電磁シャワー中には電子と陽電子が多く含まれており、これらの荷電粒子が空気中の光速を超えると Cherenkov 放射を行う。

また第 2.1.1 節で述べたように π^0 はガンマ線に崩壊する。高エネルギーな宇宙線が地球に到来し大気に到達すると、次の相互作用を起こす。



この反応中に含まれている π^0 が崩壊することによりガンマ線が生成され、電磁シャワーが生み出される。また荷電パイ中間子は静止系での平均寿命 2.60×10^{-8} s、99.99% の崩壊比で次の崩壊を起こす [8]。



こうして生み出されたミュー粒子は平均寿命 2.2×10^{-6} s、崩壊比ほぼ 100% で次の崩壊を起こし、電子と陽電子を生成する。



実際には高速に運動しているミュー粒子の寿命は相対論的效果で長くなる。上空 30 km で生成されたミュー粒子がほとんど光速で地上に到達するまでの時間は約 10^{-4} s であるから、相対論的效果で寿命が長くなったミュー粒子の中には地表まで到達するものもいる。

以上のように宇宙線を起源とする空気シャワーはハドロンシャワーと呼ばれる。式 2.41 の反応でパイ中間子が生成される際に、横方向に約 $0.5 \text{ GeV}/c$ の運動量を得るので、ハドロンシャワーは電磁シャワーと比べると横に広がった分布となる。

電磁シャワーとハドロンシャワーのどちらも、内部の荷電粒子が Cherenkov 光を放射するので、地上ガンマ線望遠鏡の観測対象となる。ハドロンシャワー由来のイベントは電磁シャワー由来のイベントに比べて非常に多いため、ガンマ線観測の際にバックグラウンドイベントとなり、この弁別がガンマ線観測の際には重要な工程となる。次にその手法であるイメージング法について解説する。

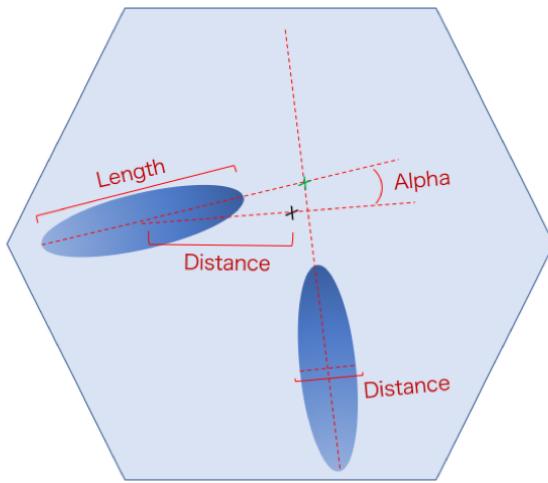


図 2.5 Hillas パラメータとステレオ観測 Hillas パラメータの概要とこれを用いたステレオ観測の概要を示した。Hillas パラメータを計算した Cherenkov 光イメージを重ね合わせることで、ガンマ線の到来方向が推定できる。黒十字が観測天体が存在するはずの地点であり、緑十字が Hillas パラメータにより求めたガンマ線の到来方向である。

イメージング法

イメージング法は Hillas により提案された手法である [18]。イメージング法では、多数の画素からなる検出器で空気シャワー由来の Cherenkov 光を観測する。観測で得られた画素ごとの光量に対して楕円形を当てはめ、空気シャワーの横方向の広がり (Width)、縦方向の広がり (Length)、楕円の長軸方向と検出器の指示方向のずれ角度 (Alpha) および検出器の中心から空気シャワー最大発達点までの距離 (Distance) を計算する。これらの量を図示したのが図 2.5 である。これらの変数の大きさは空気シャワーを作り出す粒子のエネルギー、粒子種に依存するため、Hillas パラメータから地球に到来したガンマ線のエネルギーや到来方向が推定できる。

以上のような観測手法を可能にするのが解像型大気チレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。現在、世界では H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS といった三つの IACT が稼働中である。これらの望遠鏡は二台以上のステレオ観測を行っている。次に複数台の IACT による観測について述べる。

複数の望遠鏡による観測（ステレオ観測）

前節で述べたイメージング法を用いることで望遠鏡単体の観測データから、ガンマ線の到来方向およびエネルギーを推定することができる。しかし、IACT 一台の観測データから得られる Hillas パラメータからは空気シャワーの到来方向のみしか定まらず、ガンマ線到来位置の正確な推定ができない。ところが二台以上の望遠鏡による観測データを用いると、この問題は解決する。

図 2.5 のように各望遠鏡で得られたデータに対して Hillas パラメータを計算した後、それを重ね合わせる。すると、各望遠鏡の Cherenkov 光イメージの長軸が交わる点ができる。この点がガンマ線の到来方向となる。さらに二台以上の望遠鏡による観測は、宇宙線とガンマ線の識別性能も向上させる。二台分の Hillas パラメータにより、ガンマ線と宇宙線バックグラウンドを Cherenkov 光の形状からより高い信頼度で識別できるようになる。こういった理由から、現在稼働している IACT にはステレオ観測が導入されている。この次世代計画が Cherenkov Telescope Array 計画である。



図 2.6 CTA 北半球サイト完成予想図 中央 4 台の望遠鏡が大口径望遠鏡であり、その周辺に存在する 7 台の赤い望遠鏡が中口径望遠鏡である。小口径望遠鏡は、天の川銀河中心の観測等に用いられる予定で南半球のみに設置される。図中右側の白い望遠鏡二台は MAGIC 望遠鏡である。スペイン領ラ・パルマ島ロケ・デ・ロス・ムチャーチョス天文台に建設される。

表 2.1 CTA 望遠鏡性能一覧

	大口径望遠鏡		中口径望遠鏡		小口径望遠鏡	
	MST	SCT	GCT	ASTRI	1M-SST	
焦点距離	28 m	16 m	5.6 m	2.2 m	2.3 m	5.6 m
口径	23 m	12 m	9.7 m	4 m	4 m	4 m
視野	4.5 °	7 °	8.3 °	9.6 °	9.2 °	9.1 °

2.2 Cherenkov Telescope Array 計画

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、数十から 100 台におよぶ IACT を配置した天文台でガンマ線を観測する計画である。第 2.1.3 節で述べたように二台以上の望遠鏡でガンマ線観測を行うことで、背景事象となる宇宙線イベントの少ないガンマ線観測が可能となる。また広範囲に望遠鏡を設置することで、望遠鏡の有効面積も上昇させることができる。CTA 計画では、現行の IACT 計画である H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS と比べて 10 倍のガンマ線感度 ($1 \text{ mCrab} \sim 10^{-14} \text{ erg/s/cm}^2$ 、50 時間の観測) を達成する予定である [19]。さらに 4 枝に渡る観測エネルギー領域 (20 GeV から 300 TeV)、3 倍の角度分解能 (1-2 分角)、高時間分解能 (約 10 秒) および全天観測が実現する。これにより 10 mCrab の感度の全天サーベイを約 1 年間 (観測時間 1000 時間) で実施することが可能となり、現在約 200 天体である 50 GeV 以上のガンマ線天体数も約 1000 天体に到達する見込みである。

この実現のために、CTA 計画では口径の異なる三種類の望遠鏡を設置する。それぞれ口径の大きい順に大口径望遠鏡、中口径望遠鏡、小口径望遠鏡と呼ぶ。図 2.6 は CTA の北半球サイト完成予想図である。現在、大口径望遠鏡の初号機が建設中であり、2020 年度末までに大口径望遠鏡 4 機のアレイを完成させる。

表 2.1 に各望遠鏡の性能を示す。表 2.1 からわかるように、中口径望遠鏡および小口径望遠鏡には様々な種類の望遠鏡が存在する。これは反射鏡構造および焦点面検出器に用いられる光検出器などの差である。日本は特に大口径望遠鏡の開発に関して中心的な役割を担っており、私もその開発および建設に貢献している。次に大口径望遠鏡の構成要素について詳細に述べる。

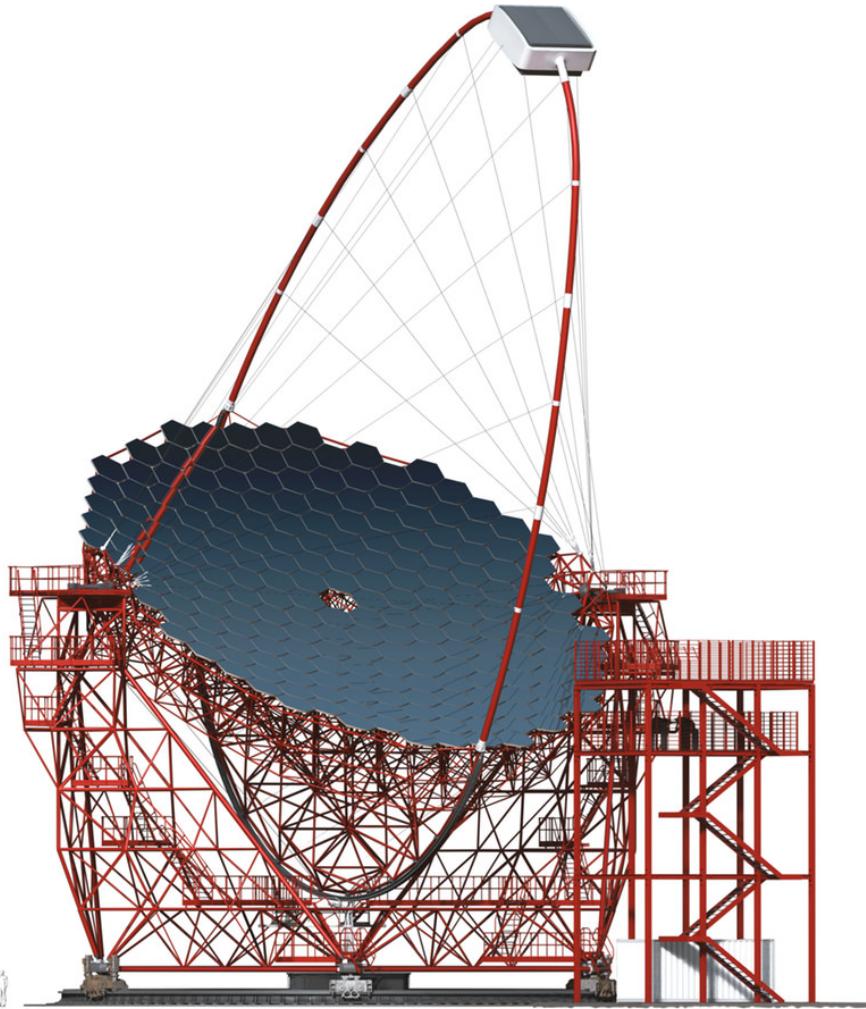


図 2.7 大口径望遠鏡の完成予想図 焦点距離 28 m、口径 23 m、総重量 100 t の大口径望遠鏡。巨大ながらわずか 20 秒で 180° 回転が可能である。焦点面検出器および球面分割鏡の開発および製造は日本が主導してきた。焦点面検出器には光電子増倍管が 1855 本、球面分割鏡は 198 枚搭載される。地上付近の人間のサイズと比べると、その全長が非常に大きいことがわかる。

2.2.1 大口径望遠鏡

大口径望遠鏡 (Large Size Telescope, LST) は CTA 計画の中で、20 GeV-数 TeV というもっとも低いエネルギー領域を担当する望遠鏡である。図 2.7 にその概観を示す。この観測エネルギーを達成するために、望遠鏡の各要素には厳しい要求性能が課されている。現在 LST 初号機を現在 CTA 北半球サイトである、スペイン領ラ・パルマ島に建設中であり、2018 年 6 月に初観測を始める。次に焦点面検出器、球面分割鏡および望遠鏡支持構造に関して、その詳細と現在の製造状況に関して述べる。

焦点面検出器

LST の焦点面検出器には 1855 本の光電子増倍管が搭載される。焦点面検出器の概観を図 2.8 に、この光電子増倍管の性能を表 2.2 に示す。この光電子増倍管は CTA-Japan が浜松ホトニクスと共同で開発したもので、非常に高い量

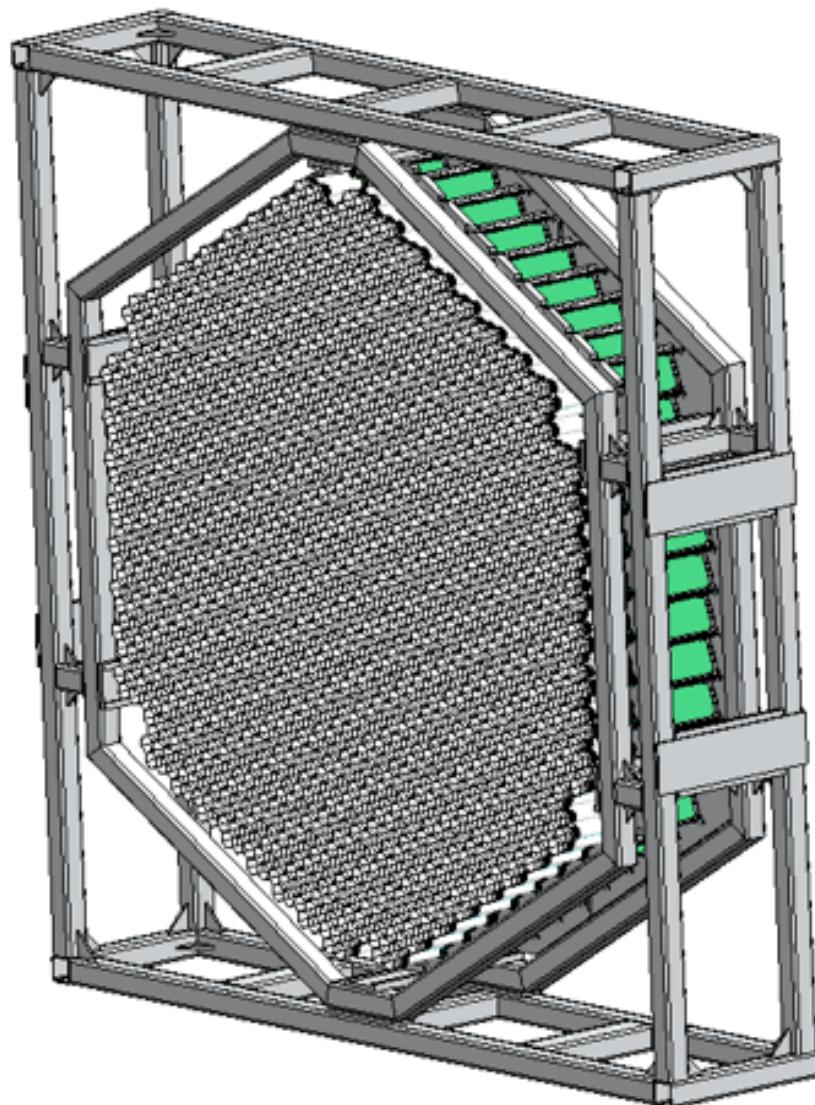


図 2.8 大口径望遠鏡焦点面検出器の概観 大口径望遠鏡に搭載される焦点面検出器の CG モデル。1855 本の光電子増倍管と 265 枚の信号読み出し基板からなる。大きさは約 3 m で総重量は約 2 t となる。クレジット (Carlos D. Ginzo)

表 2.2 光電子増倍管性能一覧

ピクセルサイズ	50 mm
光電面直径	1.5 インチ
有感波長領域	300-600 nm
平均ピーク量子効率	41% 以上
ダイナミックレンジ	1-5000 光電子
アフターパルス発生確率	2×10^{-4} 以下
パルス幅 (FWHM)	2.5-3.0 ns
信号增幅率	4×10^4

子効率を達成していることが特徴である。光電子増倍管は7本で一組とされ、信号取得用回路基板(Dragon基板)と合わせてPMTモジュールと呼ばれる。焦点面検出器には265組のPMTモジュールが搭載される。現在までにLST初号機用全てのPMTモジュールについて較正試験が終了しており、焦点面検出器への搭載を待っている状態である。LST二号機以降用の光電子増倍管も製造が進んでおり、2018年1月現在で8200本の製造が完了している。

Dragon基板は京都大学が中心になって開発を行った。7本の光電子増倍管からのアナログ信号を4μsの範囲で一時的に保管し、イベント取得のトリガーがあった場合デジタル信号として読み出すことができる。このトリガー方式に関しては、望遠鏡のガンマ線イベントの取得効率に関連している。そのため次に詳しく述べる。

イベントトリガー判定方式とアフターパルス発生確率の関係

表2.2に示すアフターパルス発生確率(詳細は第3.1.3節参照)は望遠鏡のトリガーレートおよび観測エネルギーの下限値に影響を及ぼす。後の議論のためその関係を簡単に示す。まずトリガー判定方式には次の二つがある。

NNトリガー

NNトリガーでは隣り合うN個の光電子増倍管に、閾値以上の入力があった場合にイベントトリガーを生成するという判定法である。ある閾値(4-5 phe)を超える雑音のレートを平均 R_{noise} 、N個の光電子増倍管のコインシデンスをとる際に用いる時間幅を τ とする。すると τ 以内に一つの光電子増倍管で、閾値を超えるレベルの雑音が発生する確率は $P = 1 - \exp(-R_{noise} \cdot \tau)$ となる。この判定法では、一つの光電子増倍管のみのトリガーレートが R_{noise} 、二つの光電子増倍管同時の場合では $P \cdot R_{noise}$ 、三つ同時の場合では $P^2 \cdot R_{noise}$ といった量で評価できる。

アナログサムトリガー

アナログサムトリガーはMAGIC実験で開発された方式である。7本の光電子増倍管のアナログ信号で和を取り、さらに隣接する2つのモジュールとのアナログ信号の和をとる。このアナログ信号の和が閾値(20-30 phe)を超えた場合に、イベントトリガーを生成する。この手法では、NNトリガーでは基準に満たず使用されない画素の情報が用いられるので、Cherenkov光子数の少なくなる低エネルギーのガンマ線観測に有効となる。この際、雑音として波高の高いパルスがあると、アナログ信号の和が大きくなり偽のイベントトリガーが生成される。この要因となるのがアフターパルスである。偽のトリガーを減らすため、発生するアフターパルスの大きさに応じて、一定波高以上のパルスはその上部を切り落としアナログ信号の差を生成している。この際用いる信号はトリガー用に分配したもので、実際に記録する信号には影響しない。

LSTではより低エネルギーのガンマ線観測を行うために、アナログサムトリガーを採用する。図2.9はトリガーレートとトリガー閾値の関係を表した図である。図中赤線で示した雑音成分を見ると、その減少率が途中で変化することがわかる。この変化はアフターパルスによって引き起こされている。これはアフターパルスが光電子数の大きい成分を多く含むためである。この成分がない場合、望遠鏡のトリガー閾値は夜光と宇宙線の寄与のみで決まる。

アフターパルス発生確率が大きい場合、トリガー閾値は急激に上昇する。すると、本来Cherenkov光からの寄与である信号もトリガー閾値を下回ってしまい、Cherenkov光の少ない低エネルギーのイベントがトリガーされにくくなる。これが望遠鏡の観測エネルギー下限値に影響を及ぼすのである。アフターパルス発生確率が大きいままでトリガー判定の閾値を下げると、偽トリガーの発生頻度が非常に高くなってしまい、望遠鏡が正常に運用出来なくなる。このため、LST用の光電子増倍管には宇宙線イベントのトリガーレートも考慮した上で、アフターパルスの発生確率が 2×10^{-4} 以下という制限が課されている。

球面分割鏡

地球上に到来するガンマ線のエネルギーが低いほど、大気シャワーから放射されるCherenkov光の数は減少する。この光を効率良く集め、そのイメージからガンマ線の情報を得るために望遠鏡の口径を大きくする必要がある。大口径

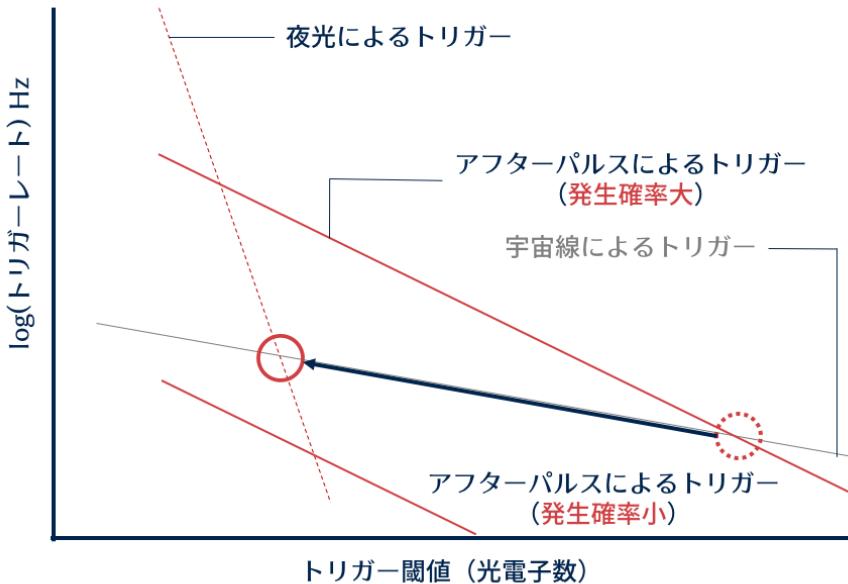


図 2.9 トリガーレートとアフターパルスの関係 望遠鏡の使用するトリガーブラシとトリガーレートおよびアフターパルスの関係を示した。アフターパルスがない場合、トリガーディクションの閾値は夜光のみから決まる。しかしアフターパルスによる雑音がある場合、トリガーディクションの閾値をより高くしなければならない。一般にアフターパルスは高い光電子数まで分布しているので、このような影響を及ぼす。NN トリガー、アナログサムトリガーのいずれにおいても、アフターパルスが存在すると低い閾値での望遠鏡の運用は困難になる。このような理由から、アフターパルス発生確率は低いことが望ましい。

望遠鏡の主鏡口径は 23 m であり、焦点距離の異なる 200 枚の球面分割鏡を配置することにより、放物面鏡を実現している。光学的に isochronous (時間の同時性が保たれる) 放物面鏡にすることにより、Cherenkov 光の同時性を保ったまま光子を収集することが可能である。低エネルギーのガンマ線を少ない光量で観測するためには、なるべく同時に光子を集めねばならないためである。23 m 口径の望遠鏡で Davies-Cotton 光学系を採用すると、10 ns 以上 チェレンコフ光のパルスが広がってしまい大きく情報が失われるため、このような設計に至った。この球面分割鏡は対辺 1.5 m で重量が 50 kg である。現在までに 800 枚が製造されている。

望遠鏡支持構造

LST の主要な観測対象としてガンマ線バーストがある (第 2.1.2 節参照)。ガンマ線バーストは夜空で突発的に発生するため、大抵の場合観測のために望遠鏡の向きを変える必要がある。このような突発現象のために、LST は 20 秒で 180 度の高速回転を実現する予定である。この実現のために、LST の主鏡構造およびカメラ支持構造は炭素繊維で非常に軽量に作られている。焦点面検出器、球面分割鏡まで含めた LST の総重量は約 100 t に抑えられている。

第3章

光電子増倍管の経年変化の測定

3.1 光電子増倍管の原理

第2.2.1節で述べたように、LSTの焦点面検出器には光センサとして光電子増倍管を搭載する。以下ではこの光電子増倍管（Photomultiplier tube, PMT）の構造、動作原理および特徴について簡潔に述べる。

3.1.1 光電子増倍管の構造

図3.1はPMT内部構造の模式図である。光子を電子に変換する光電面（カソード）、電子をダイノードへ導く集束電極、増幅部分であるダイノードおよび増幅された電子を読み出す陽極（アノード）からなる。PMTの設計によりPMT本体のサイズやダイノードの数は異なるが、基本的な構成要素は同様である。

3.1.2 光電子増倍管の動作原理

PMTは次のような順序で、光を電気信号に変換する。

1. 光子が光電面で電子に変換される。この電子を特に光電子（Photoelectron, phe）と呼ぶ。この際の光子の変換効率を量子効率と呼ぶ。
2. 光電子は集束電極にその軌道を補正されながら、ダイノードに向かって加速される。
3. ダイノードに光電子が衝突すると増幅がおこり、二次電子が放出される。
4. 放出された二次電子は後段のダイノードで増幅を繰り返しながら、アノードへと進行する。
5. 最終的に、増幅された二次電子はアノードから電流として読みだされる。

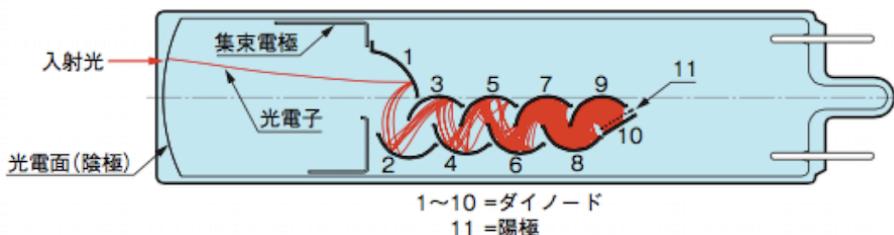


図3.1 光電子増倍管の内部構造 光電面（カソード）、ダイノードおよび陽極（アノード）からなる。光電子は集束電極でダイノードの方向へ移動しながら加速し、第一ダイノードに衝突後増幅過程に入る。最終的に信号はアノードから電流として読みだされる。引用[20]

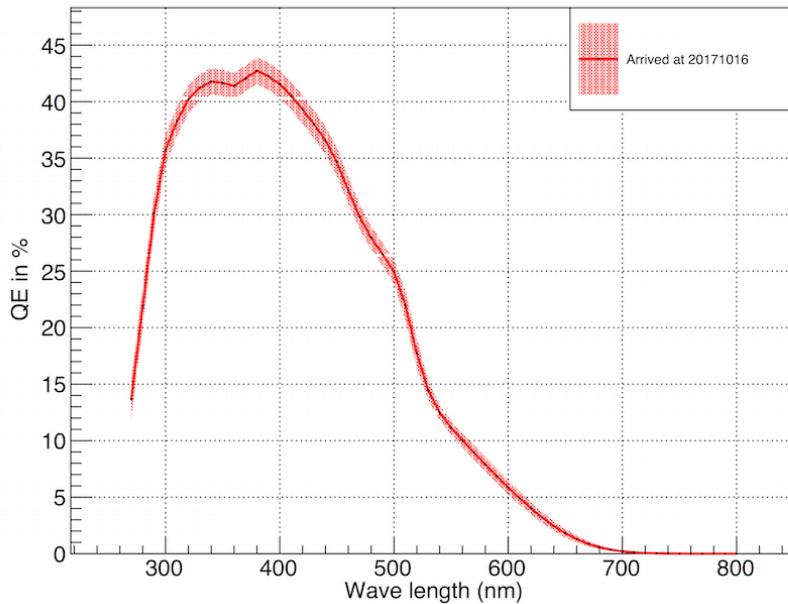


図 3.2 大口径望遠鏡用光電子増倍管の量子効率 Cherenkov 光の強度が最大となる 300-400 nm で量子効率も最大値 42% に達する。図には生産された 1900 本のうち、10% となる 190 本分の量子効率の平均値を示した。帯は各波長ごとの標準偏差である。

3.1.3 光電子増倍管の特性量

以下では、PMT の特性量として本研究に関係性の強いものを挙げる。

量子効率

PMT は光子を電子に変換して電気信号とする。光電面で光子が光電子に変換される際の変換効率を量子効率と呼ぶ。光電面の素材にバイアルカリを用いた PMT の量子効率は 25% 程度であるが、図 3.2 に示すように、LST に用いられる PMT の量子効率は最大値で 40% を超えるものが採用されている。この量子効率の向上は、主鏡面積を 42/25 ~ 1.68 倍したのと同等の効果がある。言い換えると LST 用 PMT を使用した 23 m 口径の望遠鏡は、旧来の技術で作られた 30 m 口径の望遠鏡とほぼ等しい光収集効率を持つことになる。

信号增幅率

光電面から放出された光電子数とアノードで読みだされる光電子数の比を信号增幅率と呼ぶ。信号增幅率は各ダイノードにおける增幅率の積で決まる。各ダイノードにおける增幅率 g は式 3.1 に従う。

$$g = c \cdot V^\delta \quad (3.1)$$

ここで c 、 V 、 δ はそれぞれ比例定数、ダイノード間の電位差、ダイノードの材質によって決まる指数である。

信号增幅率を G とすると、 n 段ダイノード PMT の信号增幅率 G は式 3.2 に従う。

$$G = \alpha \times g_1 \times g_2 \times \cdots \times g_n = \alpha \cdot c^n V^{n\delta} \quad (3.2)$$

ここで α は収集効率と呼ばれ、光電面で発生した光電子が一段目のダイノードに到達する確率である。

アフターパルス発生確率

PMT 内部は大気圧と比べて非常に真空中に近い状態であるが、ごく微量に気体が残留している。PMT 内部で光電子が増幅される際にこの気体分子に衝突すると、気体分子は電離されイオンとなる。イオンは電子と逆の正電荷を持っているため、PMT への印加電圧により光電面へと引き寄せられる。この効果をイオンフィードバックと呼ぶ。イオンが光電面に到達すると光電子が放出されてしまう。

イオンの衝突により生成された光電子は、通常の光電子と同様に増幅され信号を生み出す。この信号は我々が測定の対象とする信号より遅れて到来するため、アフターパルスと呼ばれる。一方で測定の主な対象となるパルスをメインパルスと呼ぶことにする。

アフターパルスはその到着時間がイオンの質量と電荷に依存することが簡単な計算で示せる。イオンの生成位置を l_0 、光電面の位置を l とし、PMT 内部の電位を $V(l)$ で表す。するとエネルギー保存則から

$$qV(l_0) = \frac{mv^2(l)}{2} + qV(l) \quad (3.3)$$

$$v(l) = \sqrt{\frac{2q}{m}(V(l_0) - V(l))} \quad (3.4)$$

が導かれる。ここで m 、 q および v はイオンの質量、電荷および速度である。一方で速度が位置の関数として得られていれば、次の積分から到着時間がわかる。

$$v = \frac{dl}{dt} \quad (3.5)$$

$$t = \int \frac{1}{v(l)} dl = \sqrt{\frac{m}{2q}} \int (V(l_0) - V(l))^{-1/2} dl \quad (3.6)$$

式 3.6 より、アフターパルスの到着時間はイオンの特性に応じた値 $\sqrt{m/2q}$ に比例することがわかる。以下の測定ではアフターパルスを評価する基準として、アフターパルスの数に対するメインパルスの光電子数の比をアフターパルス発生確率 P_{after} と定義する。

雑音超過因子

ポアソン分布に従う光電子源を測定した場合、その波高分布の標準偏差は光電子の個数 N_{phe} の平行根 $\sqrt{N_{\text{phe}}}$ に従うはずである。しかし実際には PMT 内部の増幅過程に起因するゆらぎのために、その分布はより広がって観測される。この補正因子を雑音超過因子と呼ぶ。

次に PMT 内部での増幅過程を考える。一つの光電子が一段目のダイノードで N_1 個に増幅された際の光電子数のゆらぎは $\sqrt{N_1}$ である。一方、後段の i 段目のダイノードで増幅され N_i 個になった光電子数のゆらぎは $\sqrt{N_i}$ である。光電子の個数に対するゆらぎの割合は $\sqrt{N_1}/N_1 = 1/\sqrt{N_1} > 1/\sqrt{N_i}$ となり、 $N_1 < N_i$ から一段目の寄与が最も大きくなる。この議論から、増幅過程に起因するゆらぎは一段目のダイノードにおけるゆらぎが支配的であることがわかる。一段目のダイノードで発生したゆらぎは後段のダイノードで増幅される。これが雑音超過因子を導入しなければならない理由である。

量子効率 η と一段目のダイノードにおける収集効率 α が光量 N や信号増幅率 G に依存せず一定だとすると、信号強度の平均値 \bar{Q} は

$$\bar{Q} = \bar{N} \cdot p \cdot \bar{G} \quad (3.7)$$

に従う。ここで $p = \eta\alpha$ とした。この時 $v(X) = \text{Var}(X)/\bar{X}^2$ で表される規格化されたゆらぎは、一段目のダイノードにおけるゆらぎが支配的となる効果で次の式に従う。

$$v(Q) = v(N) + \frac{p(p-1)}{\bar{N}p^2} + \frac{v(G)}{\bar{N}p} \quad (3.8)$$

ここで光源がポアソン分布に従う場合、 $v(N) = 1/\bar{N}$ となり上の式 3.8 が変形できて、

$$v(Q) = \frac{1 + v(G)}{\bar{N}p} \quad (3.9)$$

となる。ここで $\bar{N}p$ は一段目のダイノードに衝突する光電子数の平均値となるから、これを PMT への入射光電子数 \bar{n}_{phe} とすると、式 3.9 は

$$\bar{n}_{\text{phe}} = \left(1 + \frac{\text{Var}(G)}{\bar{G}^2} \right) \cdot \frac{\bar{Q}^2}{\text{Var}(Q)} \quad (3.10)$$

と変形できる。この係数 $F = \sqrt{1 + \text{Var}(G)/\bar{G}^2}$ が雑音超過因子である。実験的には一光電子の測定から雑音超過因子を求めることが可能である。

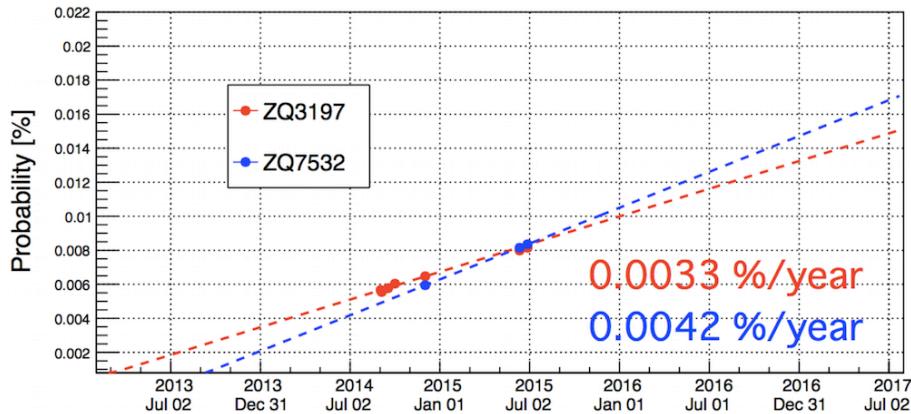


図 3.3 大口径望遠鏡初号機用光電子増倍管のアフターパルス発生確率の推移 初号機搭載用 PMT のうち、2013 年から 2014 年の測定で較正用に長時間測定されていた PMT 二本のアフターパルス発生確率の推移を示している。どちらの PMT もアフターパルス発生確率が増加していることがわかる。(埼玉大学永吉氏提供)

3.2 経年変化の測定

3.2.1 測定の目的

第 2.2.1 節で述べたように、我々は現在 LST 初号機の建設を進めている。PMT は 2013 年から 2014 年にかけて単体での較正試験を終え、その特性が LST の要求を満たしていることが確認された [21][22]。その際、PMT のアフターパルス発生確率は LST の要求と比べても十分小さい値であった。その後、第 2.2.1 節で述べた PMT モジュールのアセンブリを行い、2016 年から PMT モジュールとしての動作確認試験を開始した。スペイン領テネリフェ島で行われたこの試験のデータが解析されると、そのアフターパルス発生確率は LST の要求値に近く、2013 年から 2014 年に行われた較正試験の結果と矛盾した値であることが判明した。このような結果は同じ PMT を測定していた別のグループからも報告されていた。

その後のより詳細な解析により、2013 年から 2014 年の間に行われた PMT の較正試験の中で、アフターパルスの発生確率が増加していたことが確認された。図 3.3 がその結果である。図中の測定時点でこれらの PMT は製造から約 1 年半が経過している。これを受け同 PMT のアフターパルス発生確率を 2017 年 7 月に測定したところ、図 3.3 から予想される程度の値が確認された。

PMT 管内のガスが増加することでアフターパルス発生確率が増加することは以前から知られており、特にヘリウムに関しては、そのガラス透過率の高さからいくつか過去に研究がなされてきた [20], [23]。このままアフターパルス発生確率が増加を続けた場合、その値は 2018 年内に LST の要求値に達する。第 2.2.1 節で述べた様に、アフターパルス発生確率の増加は、LST のイベントトリガー効率および LST の観測エネルギー下限値に強く影響を及ぼす。また、LST に搭載する PMT は LST 初号機用 (R11920-100) と LST 二号機以降用 (R12992-100) との間で内部ダイノード段数の設計変更がなされた。以上を背景とした本研究の目的は、次の通りである。

- 複数本の PMT を測定し、アフターパルス発生確率の変化に個体差が無いか調査する。
- アフターパルス発生確率の変化が、製造からの時間経過に依存するかどうか調査する。
- アフターパルス発生確率の変化が、LST 初号機用 PMT (R11920-100) と LST 二号機以降用 PMT (R12992-100) の間で異なるか調査する。
- 判明したアフターパルス発生確率の変化率から、LST に施すべき対策を示唆する。

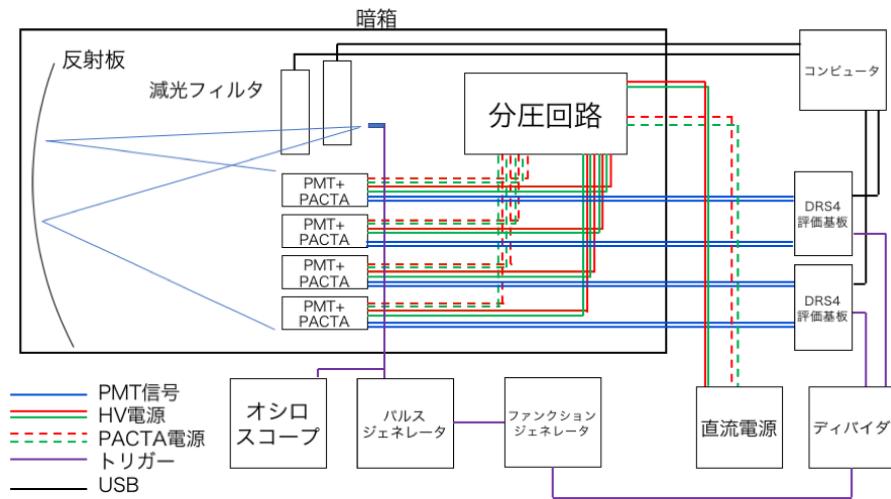


図 3.4 測定系の概要図 PMT の測定のために使用した測定系の概要を示したもの。パルスジェネレータからの信号を分割することで、レーザダイオードの照射と信号取得のタイミングを同期している。PMT は 4 本同時測定が可能であるが、この内一本は測定系の較正のため固定して測定している。直流電源から印加した電圧を分圧回路で分配し PMT に電圧を印加しており、内部回路で昇圧して 1000 倍にしている。光量は減光フィルタによって 36 段階で調整が可能である。

以上の点について、測定結果から議論を行った。さらに長時間の測定から得られた豊富なアフターパルスのデータを用いて、LST 用 PMT のアフターパルスの特性についても議論した。

3.2.2 測定系

測定は図 3.4 に示すような測定系で実施した。測定期間は 2017 年 9 月 27 日から 2017 年 12 月 16 日までの期間である。9 月 27 日、9 月 28 日および 10 月 30 日はレーザダイオードの接続が悪く、測定した波形のデータに一部不備がある。各機器の詳細を次に示す。

DRS4 評価基板

DRS4 評価基板は、Mu to E Gamma (MEG) 実験用に開発されたアナログ波形サンプリング用 ASIC (Domino Ring Sampler, DRS) の第 4 版が搭載された評価用基板である [24]。DRS4 評価基板では、5 GHz までの速度で波形のサンプリングが可能である。評価基板の入力信号読み出し繰り返しの最高速度は 500 Hz となっている。一入力につきキャッシュを 1024 個備えているため、サンプリング周波数 f に依存して $1024/f$ 秒間の範囲を一イベントとして記録できる。今回は一つの評価基板に対して PMT を二本接続し、合計二枚で測定を行った。図 3.5(a) が実際の写真である。

PMT (R12992-100)

PMT (R12992-100) は CTA-Japan と浜松ホトニクスが共同で開発した光電子増倍管である。その量子効率は平均ピーク値で 42% に達する。(図 3.2) これは既存の PMT と比べても非常に高い性能である。内部には 7 段のダイノードを備えており、LST 二号機以降に搭載される。一方で LST 初号機には PMT (R11920-100) が搭載される。これは内部のダイノードが 8 段である。いずれの PMT でも光電面と一段目のダイノード間はツェナーダイオードにより 350 V

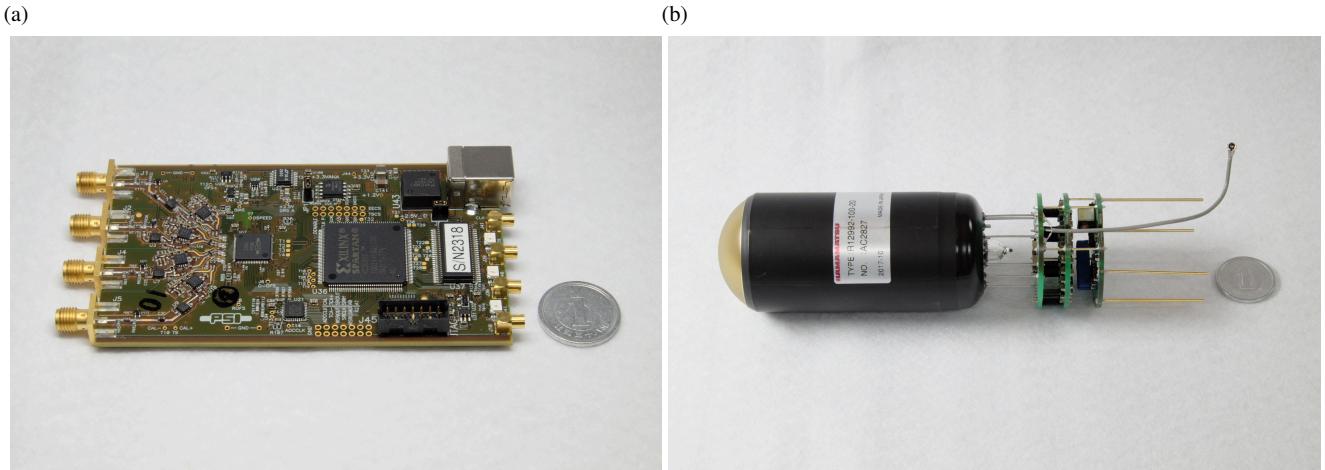


図 3.5 DR4 評価基板と 7dynode-PMT (R12992-100) (a) Domino Ring Sampler 4 を搭載した信号取得基板。SMA 端子からの 4 信号同時入力が可能である。電源は USB 給電で貯う。トリガー入力は MMCX 端子である。(b) LST 二号機以降に用いられる PMT。大きさは約 15 cm で太さは 1.5 インチの光電子増倍管である。最大量子効率は 40% を超える。光電面と一段目のダイノード間の電位差はツェナーダイオードにより 350 V に保たれている。

に保たれる。これは第 3.1.3 節で述べた雑音超過因子を小さくするためである。以下では R12992-100 と R11920-100 を比較する際には、それぞれ 7dynode-PMT、8dynode-PMT とする。図 3.5(b) が 7dynode-PMT の実際の写真である。ダイノードの段数以外、形状、窓材質、CWHV 回路、製造工場および製造検査工程は全て同一である。

オシロスコープ (Tektronix TDS3014)

Tektronix 社製のオシロスコープである。レーザダイオードに印加する電圧のモニタ用に使用した。印加した電圧は、 50Ω の抵抗で終端したティバイダを経由して $10 M\Omega$ で見たときにピークの絶対値が 6.08 V となるように設定した。

パルスジェネレータ (Hewlett Packard hp 8012B)

レーザダイオードおよび DR4 評価基板の駆動には hp 社製のパルスジェネレータを用いた。レーザダイオードには FWHM が 8 ns のパルスを入射し、これと同期した TTL 信号を後述のファンクションジェネレータに繋いだ。パルスのくり返し周期は 300 Hz であり、これは DR4 評価基板のデータ読み出し速度から決めた。

ファンクションジェネレータ (IWATSU SG-4311)

ファンクションジェネレータはトリガー信号に遅延を発生させるために使用した。hp 社製パルスジェネレータからレーザーダイオードおよび DR4 評価基板に同時に信号を送ると、信号伝達部および PMT 内部での約 20 ns という信号遅延の影響で、DR4 の信号取得範囲 (Region of Interest, ROI) に信号が入らない。そこで、ファンクションジェネレータを用いて信号に遅延を発生させることにより、ROI の自由な点に PMT の信号を記録することができる。本測定では、信号增幅率および、メインパルスから $1 \mu s$ 後までのアフターパルスに対して 950 ns の遅延を設定した。より遅れてくるアフターパルスに対しては、それぞれ $1.85 \mu s$ 、 $2.75 \mu s$ そして $3.65 \mu s$ に遅延を設定して測定した。

直流電源 (TEXIO PW18-1.3ATS)

PMT および PACTA に電圧を印加するために用いた直流電源である。PMT にはコッククロフト・ウォルトン高電圧 (Cockcroft-Walton, WCHV) 回路が搭載されているので、PMT に印加したい電圧の 1000 分の一の電圧を CW に印

表 3.1 測定項目一覧

Light amount (phe)	N_{event}	f_{sample} (GHz)	V_{PMT} (V)	comments
0	10000	1	1400	Noise Check of DRS4
0	10000	1	1400	Dark 1400 V
~ 1	50000	1	1400	Single Phe 1400 V
~ 20	50000	1	1400	Multi Phe 1400 V
~ 20	20000	1	1100	Multi Phe 1100 V
0	20000	1	1100	Dark 1100 V
~ 1	20000	1	1100	Single Phe 1100 V
~ 100	300000/200000	1	1100	Afterpulse 50-950 ns
~ 100	300000/200000	1	1100	Afterpulse 850-1850 ns
~ 100	300000/200000	1	1100	Afterpulse 1750-2750 ns
~ 100	300000/200000	1	1100	Afterpulse 2650-3650 ns

加すればよい。また PACTA は 6 V 駆動で設計されているので、これを印加した。電圧の設定精度は 0.01 V であり、実測で 0.001 V の精度があることを確認した。

PMT 前置增幅回路

Preamp for CTA (PACTA) は PMT からの信号を差分化し、高増幅率 (24 倍) と低増幅率 (1.6 倍) の出力を生成する機構を持つ。この作動出力により、後段の信号伝送系で付加される同相の電気雑音を強く抑制することが可能になる。PACTA の駆動には 6 V (DC) が必要となるため、これを印加した。

レーザダイオード (日亜光学 NDV4212)

PMT に照射する光源として、日亜光学社製の NDV4212 を用いた。ピーク波長は 405 nm (最小 400 nm、最大 410 nm) で、これは PMT 量子効率のピーク波長領域に相当するものとなっている (図 3.2)。動作電圧は 4.6-5.5 V である。

減光フィルタ (THORLABS NE**B-A)

測定中の光量の調整には THORLABS 社製の $\phi = 25$ mm 減光フィルタ (NE**B-A) を用いた。これを同社のフィルタホイール (FW102C および FW102CWNEB) に設置し、USB 経由でパソコンに接続した。測定系には二台のフィルタホイールを使用しており、プログラムにより 36 段階から任意の減光率を選択可能としている。光量は最大で 200 phe 程度となるようになっている。図 3.6 は実装したフィルタの減光率測定の結果である。フィルタが開放の時の光量を 100% として図示した。図より期待通りの光量が実現していることがわかる。

3.2.3 測定項目

本研究を行うにあたり、浜松ホトニクスから LST 二号機以降用に製造している PMT の一部から製造一ヶ月後の PMT を送付していただき、その変化を二ヶ月半にわたり調査した。製造日の異なる PMT として、2016 年 8 月および 2016 年 11 月製造の PMT もそれぞれ測定した。

測定内容としては表 3.1 のような測定を行った。ここで N_{event} は測定イベント数、 V_{PMT} は PMT への印加電圧である。測定したい特性が PMT の信号増幅率およびアフターパルス発生確率であったため、一光電子がより高精度で測定できる 1400 V で測定を行った。一方でアフターパルスの測定に関しては、メインパルスの光量を大きくするために印加電圧を下げて 1100 V とした。このため一光電子の信号強度を 1100 V での値として得るために、約 20 光電子の測定を 1400 V と 1100 V で行った。このとき DRS4 の ROI は約 $1 \mu\text{s}$ であり、アフターパルスに関しては測定範囲を重複させながら 3.6 ns に渡って測定を行った、アフターパルス測定に関しては、測定時間の制約から途中で測定イベン

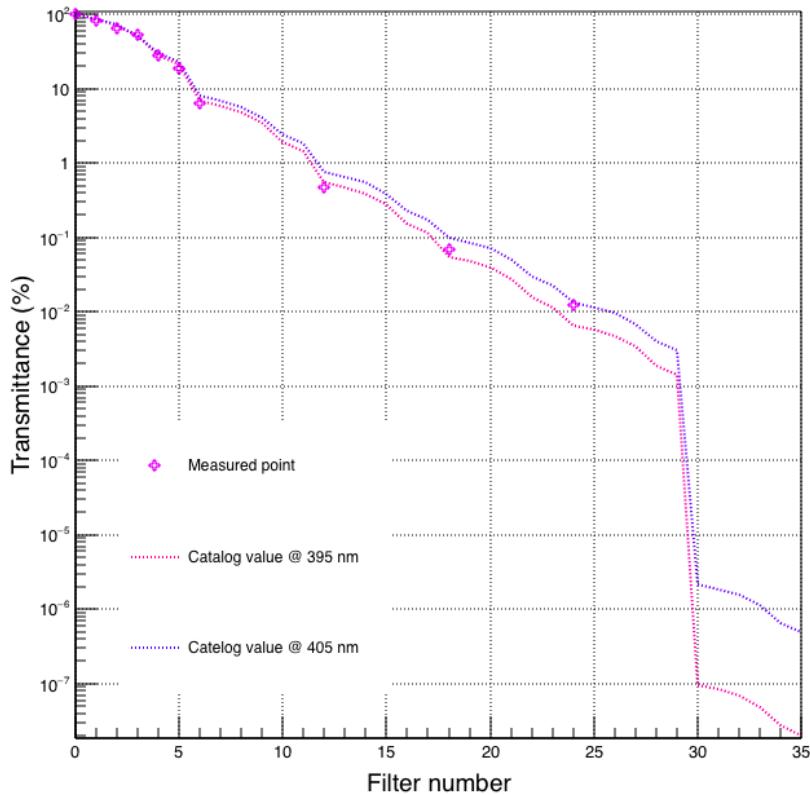


図 3.6 減光フィルタの減光率の測定結果 図の点線は減光フィルタのカタログ値から計算した透過率であり、波長により透過率がわずかに異なる。十字点が実際の測定値であり、期待通りの減光率が得られた。

表 3.2 光電子増倍管の製造日一覧

Production date	PMT Serial
2016 08/09	AA3300
2016 11/11	AA7055
2017 08/24	AC1939 AC1949 AC1952 AC1962 AC1971
2017 09/19	AC2815 AC2823 AC2826 AC2827 AC2828

ト数を変更した。

測定対象とした PMT は信号增幅率に関して 12 本、アフターパルスに関して 7 本である。各 PMT の製造日（ガラス管封止日）を表 3.2 に示す。AA3300 を測定系較正用の PMT とした。

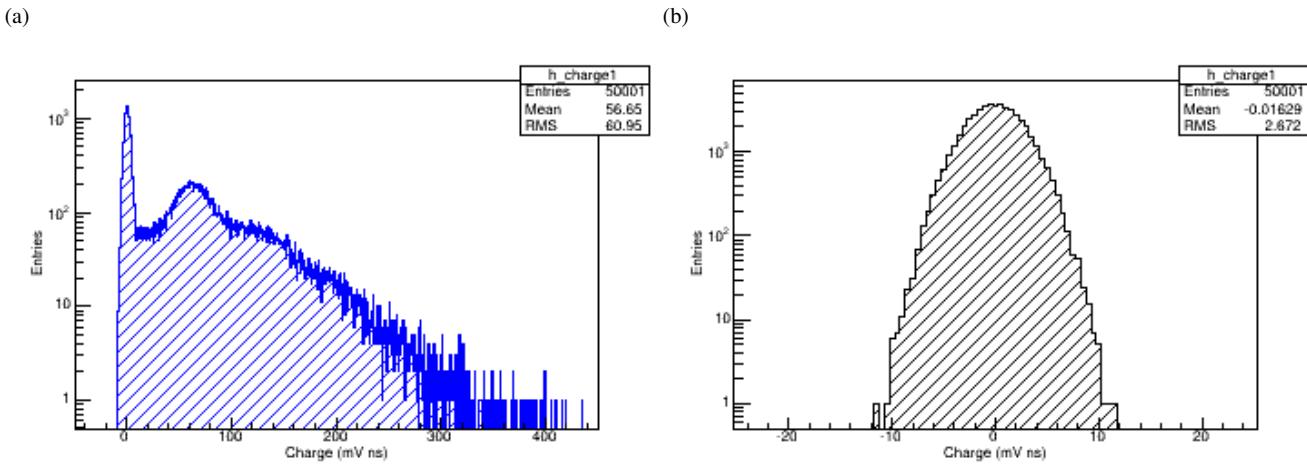


図 3.7 一光電子測定の波高分布の例 入射光の有無で測定される信号の波高分布に差が生じる。(a) 入射光がある場合の波高分布。最も左のピークが電気的雑音によるもので、60 mVns 付近のピークが一光電子相当の波高である。120 mV 付近が二光電子に相当する。(b) 入射光が無い場合の波高分布。電気的雑音の分布が得られる。

3.3 解析方法

3.3.1 一光電子の平均電荷量の解析

アフターパルスの解析にあたり、その光電子数の推定には各 PMT の一光電子の信号強度（電荷量）が必要となる。このため、測定データからアフターパルスの測定電圧である 1100 V での一光電子電荷量を推定した。一光電子電荷量 Q_1 からは信号增幅率 G を求めることができる ($Q_1 = V \cdot \delta t / R = G \cdot e$)。ここで R は回路の特性インピーダンスである。

解析の系統誤差を検討するために、四種類の方法で信号強度の推定を行い比較した。最終的に、約 20 phe の入射信号をそれぞれ 1100 V と 1400 V で測定した時の電荷量の比を用いて 1400 V で測定した一光電子の電荷量から 1100 V での一光電子の平均電荷量を推定した。次に解析に用いた四つの手法を述べる。

波高分布のガウス関数フィットによる推定

入力が一光電子程度である PMT の出力信号の積分値分布を、図 3.7(a) に示す。積分の際には、測定した全イベントのメインパルスの平均位置の前 6 ns から後 8 ns までを積分範囲とした。図 3.7(a) の 60 mVns 付近が一光電子相当のピークである。一光電子相当のピーク付近がガウス関数に従うと仮定して関数のフィットを行い、推定したガウス関数の平均値を一光電子の平均電荷量とした。

繰り返し推定法による推定

前節で述べたガウス関数による推定法は、二光電子以上からの寄与を無視している。そこで波高分布から一光電子のみの寄与を抜き出し、一光電子の平均電荷量を推定した。この推定法を繰り返し推定法と呼ぶ。この方法は東京大学高橋氏らによって開発されたものである。

この方法では通常の波高分布である図 3.7(a) と、入射光が無い状態の波高分布である図 3.7(b) から、一光電子のみの寄与を推定する。全体の波高分布から電気的雑音由来の分布（図 3.7(b)）を差し引くと図 3.8(a) のような分布になる。この波高分布は一光電子以上から構成される。

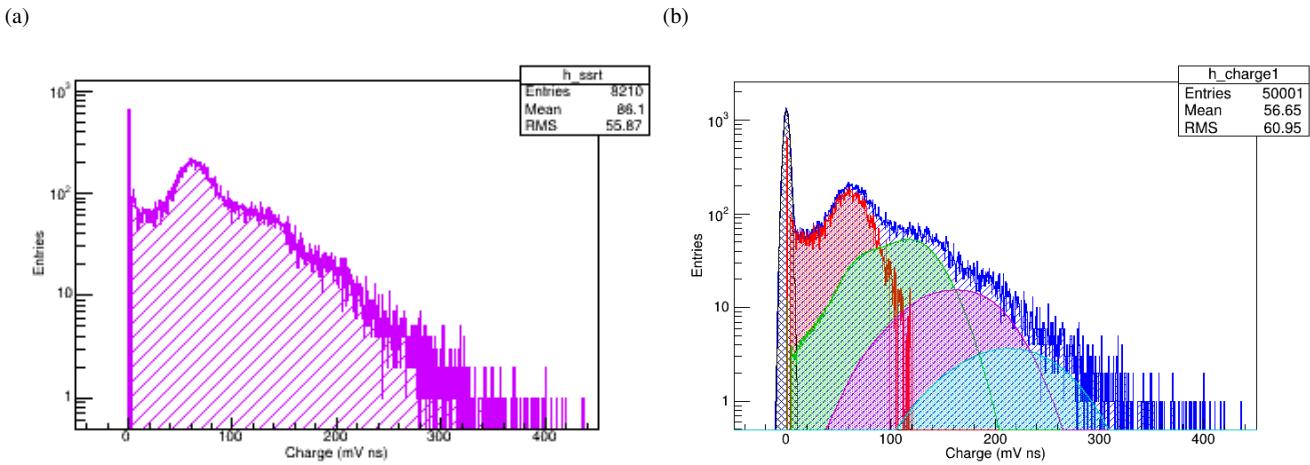


図 3.8 繰り返し推定法の例 (a) 一光電子測定の波高分布から、電気的雑音の波高分布を差し引いたもの。これを繰り返し推定の際に、始めの一光電子分布とする。(b) 繰り返し推定後の分布、赤、緑、紫、水色の順に一光電子から四光電子の分布を表す。繰り返し推定により (a) の分布から二光電子以上の寄与が差し引かれている。

各光電子数分布の合計数がポアソン分布に従うことを仮定し、初めに図 3.8(a) の分布を一光電子の分布と仮定する。ここから確率計算で二光電子以上の分布を推定し、図 3.8(a) の分布から差し引く。差し引き後の分布を再び一光電子の分布と仮定してこれまでの手順を繰り返す。数回の繰り返しの結果、得られるのが図 3.8(b) 中の赤い分布である。一光電子の平均電荷量として、一光電子分布（赤）のピーク値を前節と同様に推定した値と、一光電子波高分布の加重平均値を用いた。この方法は電気的雑音の扱いに未だ議論の余地があるため、今回は比較対象として使用した。

雑音超過因子による推定

第 3.1.3 節では信号強度分布から雑音超過因子を求める方法について述べた。逆に雑音超過因子が既知であれば、信号強度が推定できる。今回は信号増幅率の安定性の確認のため、つまり信号強度の変動を確認するためにこの推定方法を用いた。

信号の元となった光電子数は式 3.10 から $N = F^2 \cdot \mu^2 / \sigma^2$ である。ここで μ, σ はそれぞれ電荷量の平均、標準偏差である。過去の測定では 8dynode-PMT に関して $F^2 = 1.2$ 程度の値が得られているが、7dynode-PMT に関して雑音超過因子は未知であるので、 $F^2 = 1$ とした。この時得られる $N' = \mu^2 / \sigma^2$ は本来より 20% 程度低い値となる。一方、信号強度の平均値は $\mu = N \cdot Q_1$ であるはずだから、 μ/N から一光電子の平均電荷量が推定できる。

今回は μ/N' の値を平均電荷量として評価を行った。この手法では一光電子の平均電荷量を過大評価していることになる。また電荷量は波形を積分しているので、積分法に系統的な誤差がないか確認するため、信号の波高値に対しても同様の解析を行った。これは波高値が電荷量に比例すると仮定して解析している。

3.3.2 アフターパルスの解析

次にアフターパルス発生確率の解析の手順を解説する。

平均波形の計算

DRS4 評価基板による波形サンプリングの際には、メインパルスの光電子数に応じて、電子回路の設計に起因した数 μ 秒スケールのアンダーシュートが発生する。このため、ある一定の波高にアフターパルス識別の閾値を設定してしまうと、アンダーシュートの大きさに依存して識別されるアフターパルスの波高に偏りが生じてしまう。そのため図 3.9

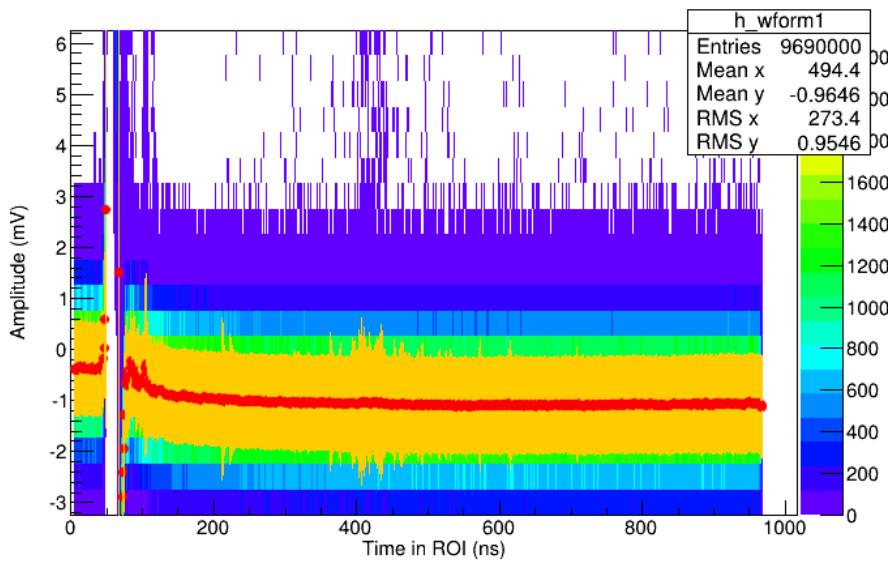


図 3.9 メインパルス後のアンダーシュートと平均波形 赤点が平均波形、橙色の帯がその標準偏差である。約 1 ns 間隔のサンプリング点に対して、0.5 ns ごとに平均波形を計算した。50 ns 付近のメインパルスの後に最大 ~ -1 mV のアンダーシュートがあることがわかる。この大きさはメインパルスの光電子数に依存する。このアンダーシュートは数 μ 秒のスケールでなだらかに回復する。測定間隔は約 3 ms であるため、次の測定に影響は及ぼさない。

に示すような平均波形を計算し、各イベントの波形サンプリング点と平均波形の偏差でアフターパルスの閾値を設定した。

アフターパルスの識別

本解析では、低光電子数のアフターパルスも識別可能となるよう、識別の閾値を約 0.4 phe とした。また、単一データ点の偏差のみを識別判定に用いること、電気的雑音由来の大きなゆらぎがアフターパルスとして識別されてしまうことのため識別判定に、隣り合う三点が閾値を超えていたこと。さらにその中で最大の偏差を持つ点をアフターパルスのピークとした。こうして解析したアフターパルスの光電子数分布の例が図 3.10 である。この図からアフターパルス発生確率の計算に用いるアフターパルス光電子数の下限値を 3 phe とした。この図から、アフターパルスには光電子数の大きい成分が多く存在していることがわかる。この光電子数が大きい成分が LST のトリガー性能に影響を及ぼす。

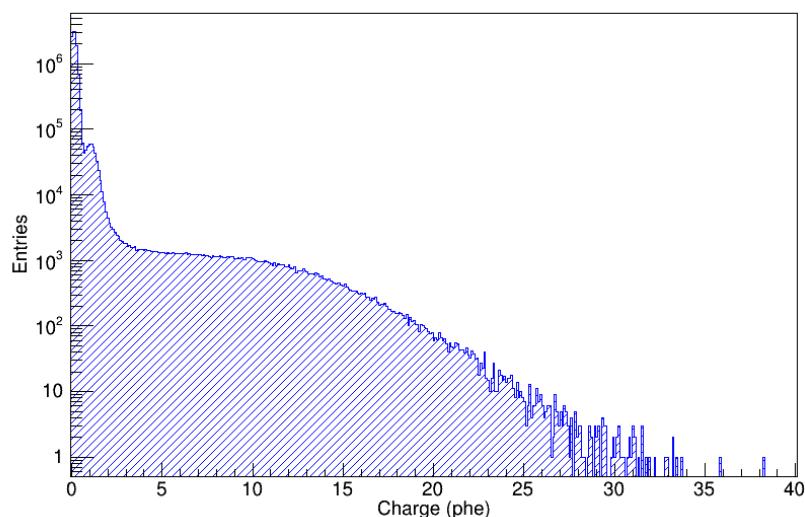


図 3.10 アフターパルスの光電子数分布の一例 後に結果として挙げるアフターパルスの光電子数分布のうち較正用 PMT である AA3300 のもの。1 phe までが電気的雑音をアフターパルスとして識別している成分、1 から 3 phe が原因が特定されていない光電子数の小さい成分であり、3 phe 以上でアフターパルスが支配的であると考えている。

第 4 章

結果

4.1 一光電子測定とその安定性

4.1.1 一光電子測定の波高分布

図 4.1 から図 4.3 は測定を実施した PMT について、測定期間中に行った 1400 V での一光電子測定の波高分布を重ねて図示したものである。これらの図から、分布のピーク位置、つまり平均電荷量はおおよそ一定であることが見て取れる。まれに一光電子相当のピークの高さが低い測定が確認できるが、これは入射光量が小さめであった測定初期の二日間である 9 月 27 日および 9 月 28 日と、入射光量が小さい測定となってしまった測定日 10 月 30 日のものである。定量的な評価のため、この分布に対して第 3.3.1 節で述べた解析法を使用し、一光電子の平均電荷量を推定した上でその安定性を評価した。次節でこの結果を示す。

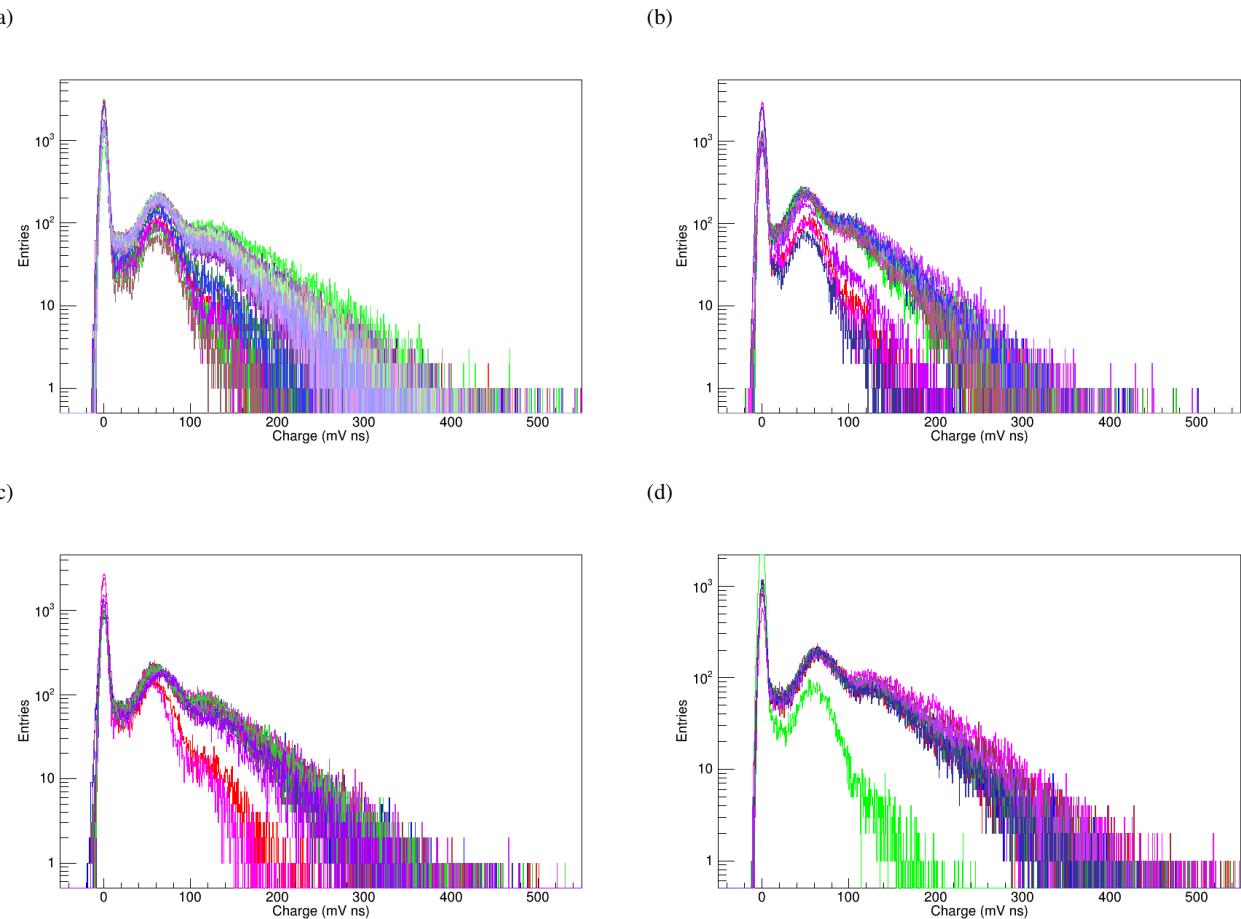


図 4.1 一光電子測定の波高分布 1 度数分布中に一光電子相当のピークが確認できる。一光電子のイベント数が少ない測定は測定開始から二日間の 9 月 27 日、28 日と 10 月 30 日である。それぞれの図は (a) 較正用 PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939、(d) 2017 年 9 月製造の AC2815 である。

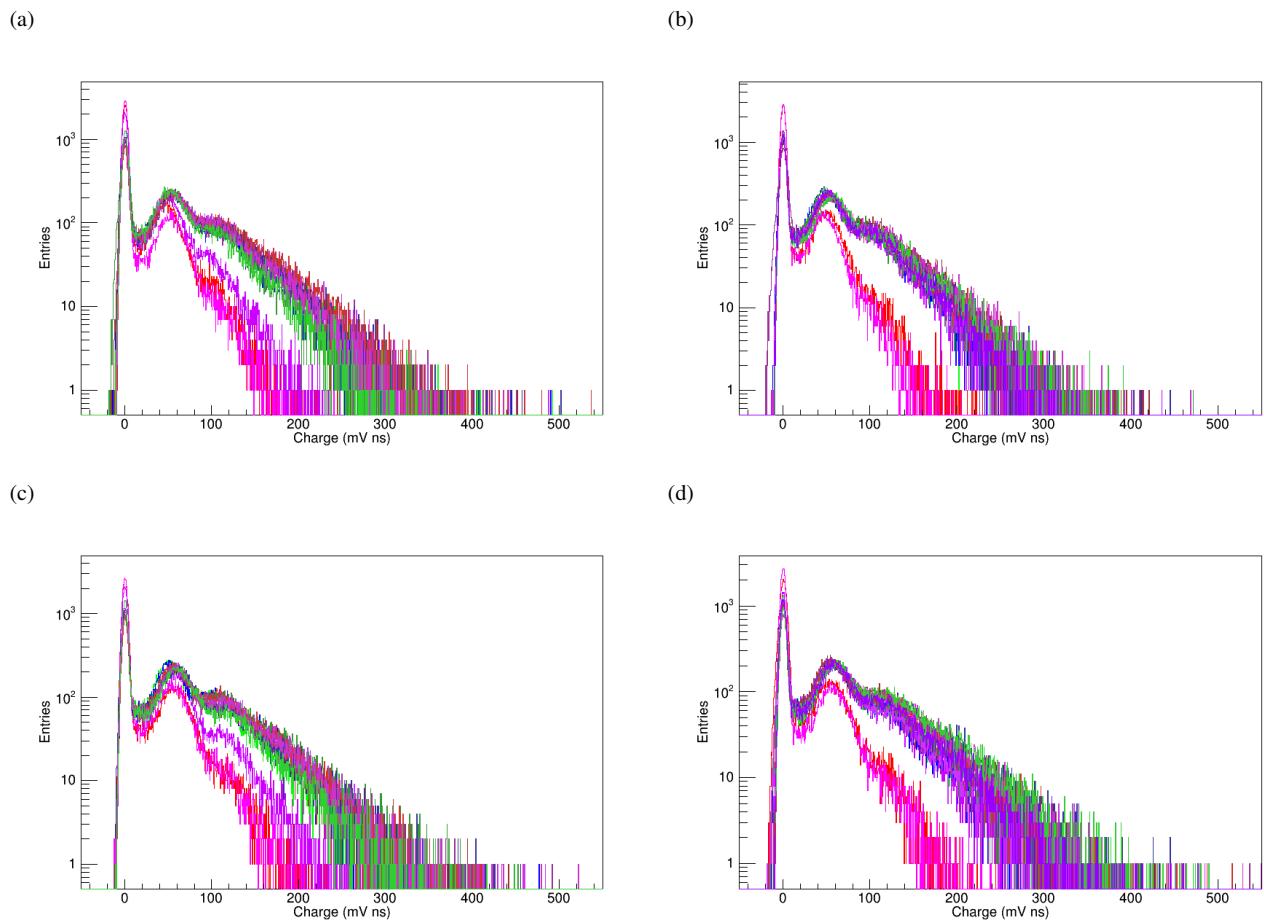


図 4.2 一光電子測定の波高分布 2 度数分布中に一光電子相当のピークが確認できる。一光電子のイベント数が少ない測定は測定開始から二日間の 9 月 27 日、28 日と 10 月 30 日である。それぞれの図は (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、(d) そして AC1971 である。

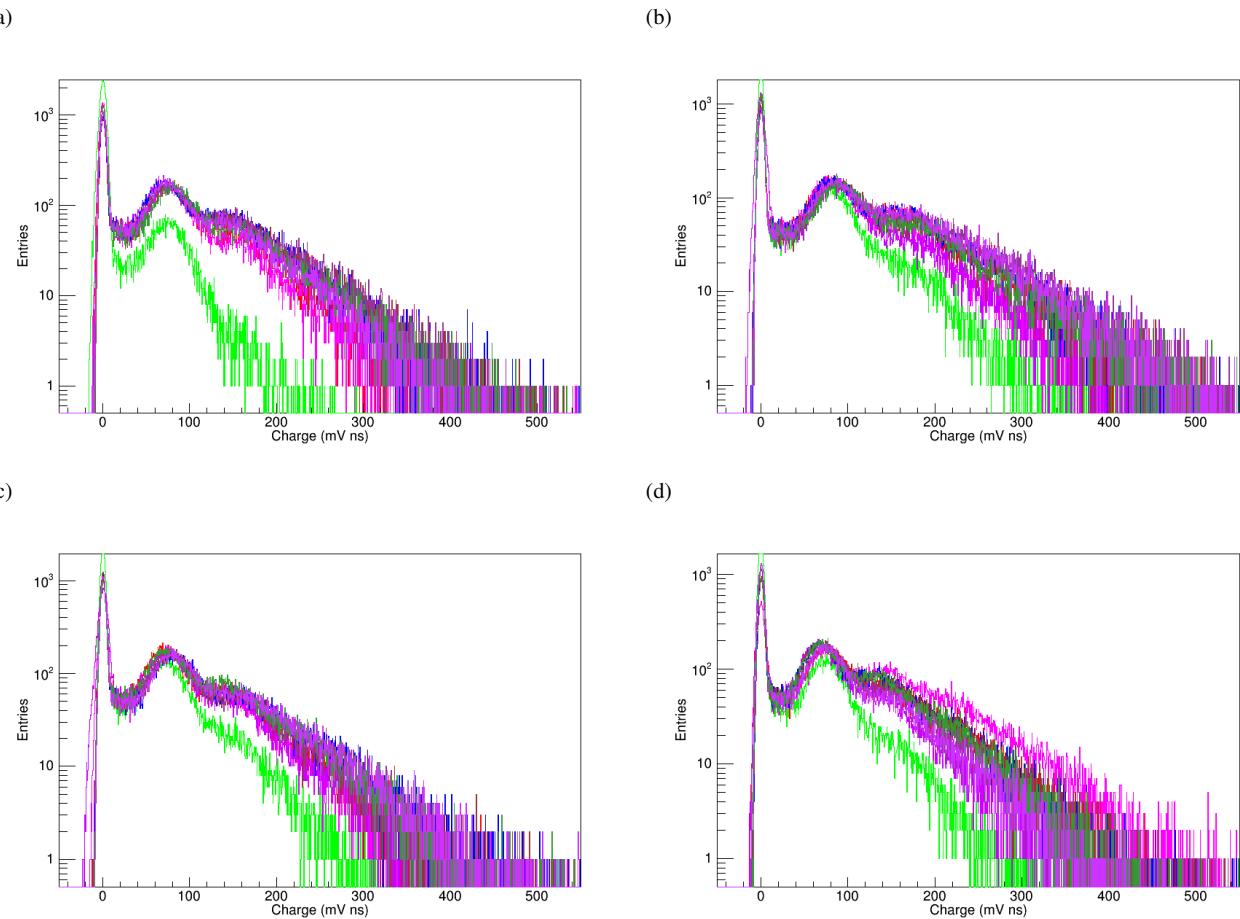


図 4.3 一光電子測定の波高分布 3 度数分布中に一光電子相当のピークが確認できる。一光電子のイベント数が少ない測定は測定開始から二日間の 9 月 27 日、28 日と 10 月 30 日である。それぞれの図は (a) 2017 年 9 月製造の AC2823、(b) AC2826、(c) AC2827、(d) そして AC2828 である。

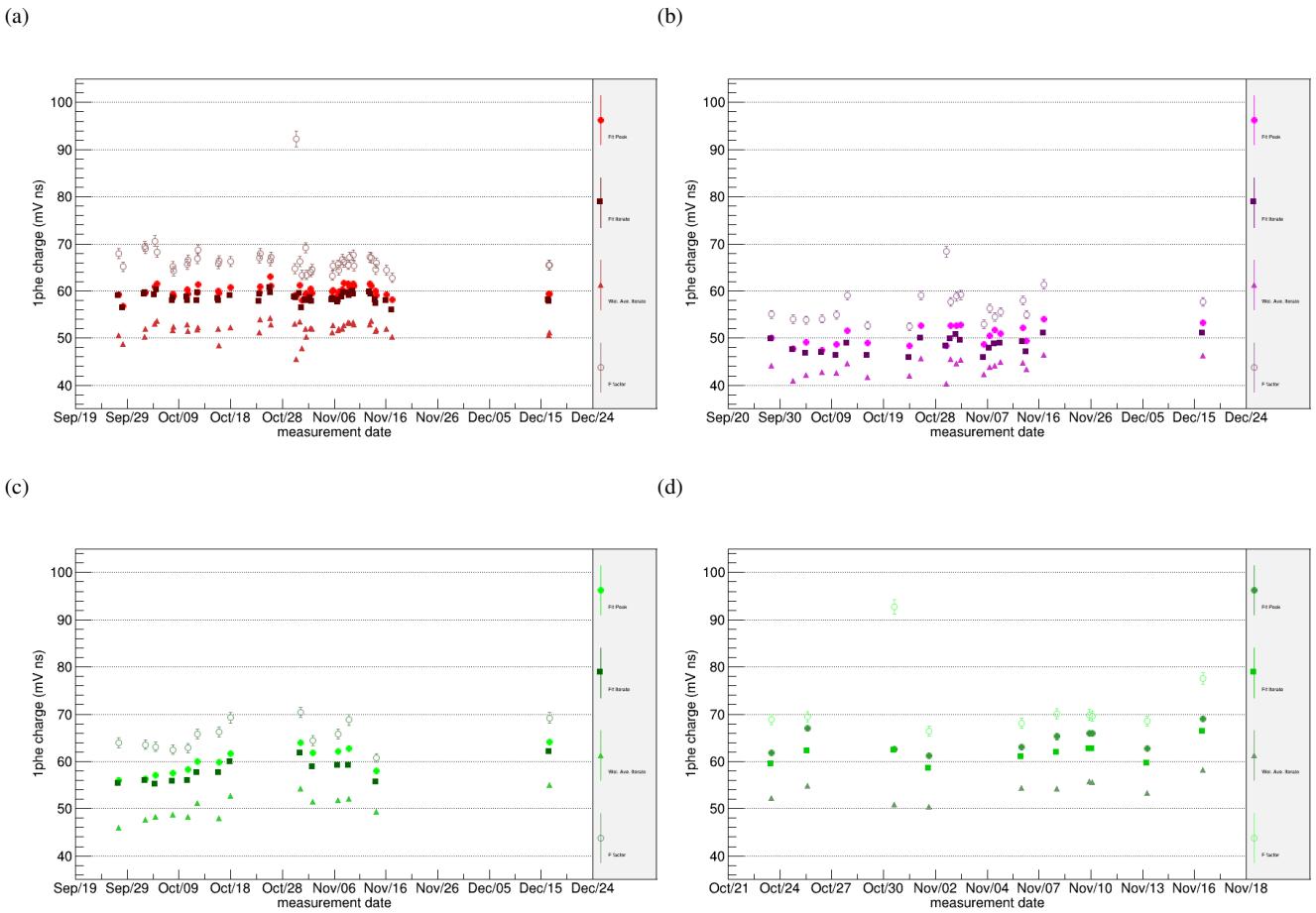


図 4.4 一光電子測定の平均電荷量の推移 1 一光電子の平均電荷量が、統計誤差を超えて変動していることが確認できる。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。点は凡例の上からガウス関数によるフィット推定法、繰り返し推定法（ガウス関数フィット、波高分布の加重平均）、雑音超過因子法である。雑音超過因子法の値が過大評価されていること、繰り返し推定法による平均電荷量が過少評価されていることは期待通りである。しかしこれらの値が測定ごとに同様の変動を示している。それぞれの図は (a) 較正用 PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939、(d) 2017 年 9 月製造の AC2815 である。

4.1.2 一光電子平均電荷量の推移

図 4.4 から図 4.6 は各測定における一光電子の 1400 V での平均電荷量の変動を図示したものである。各点には、平均電荷量の統計誤差が示してある。この図からは、一光電子の平均電荷量が統計誤差を超えて変動していることがわかる。各シンボルの違いは第 3.3.1 節で述べた解析法の違いである。それぞれガウス関数のフィットによる推定（丸）、繰り返し推定法（ガウス関数フィット、四角）、（波高分布の加重平均、三角）、そして雑音超過因子法（抜丸）である。

平均電荷量の変動が推定方法に由来するものならば、この変動は手法ごとに異なった変動を示すと考えられる。しかし、どの解析手法による電荷量の推定値も同様の変動を示していることから、この変動は一光電子電荷量の推定法に依存するものではないと考えられる。仮に解析手法に由来する系統的な誤差があってもそれは現在注目している測定ごとの変動に比べて十分小さい。現在考えている電荷量は信号を積分したものであり、積分による系統誤差が介在していないか確かめるため、同様の解析を波高値に対しても行った。この結果を次に述べる。

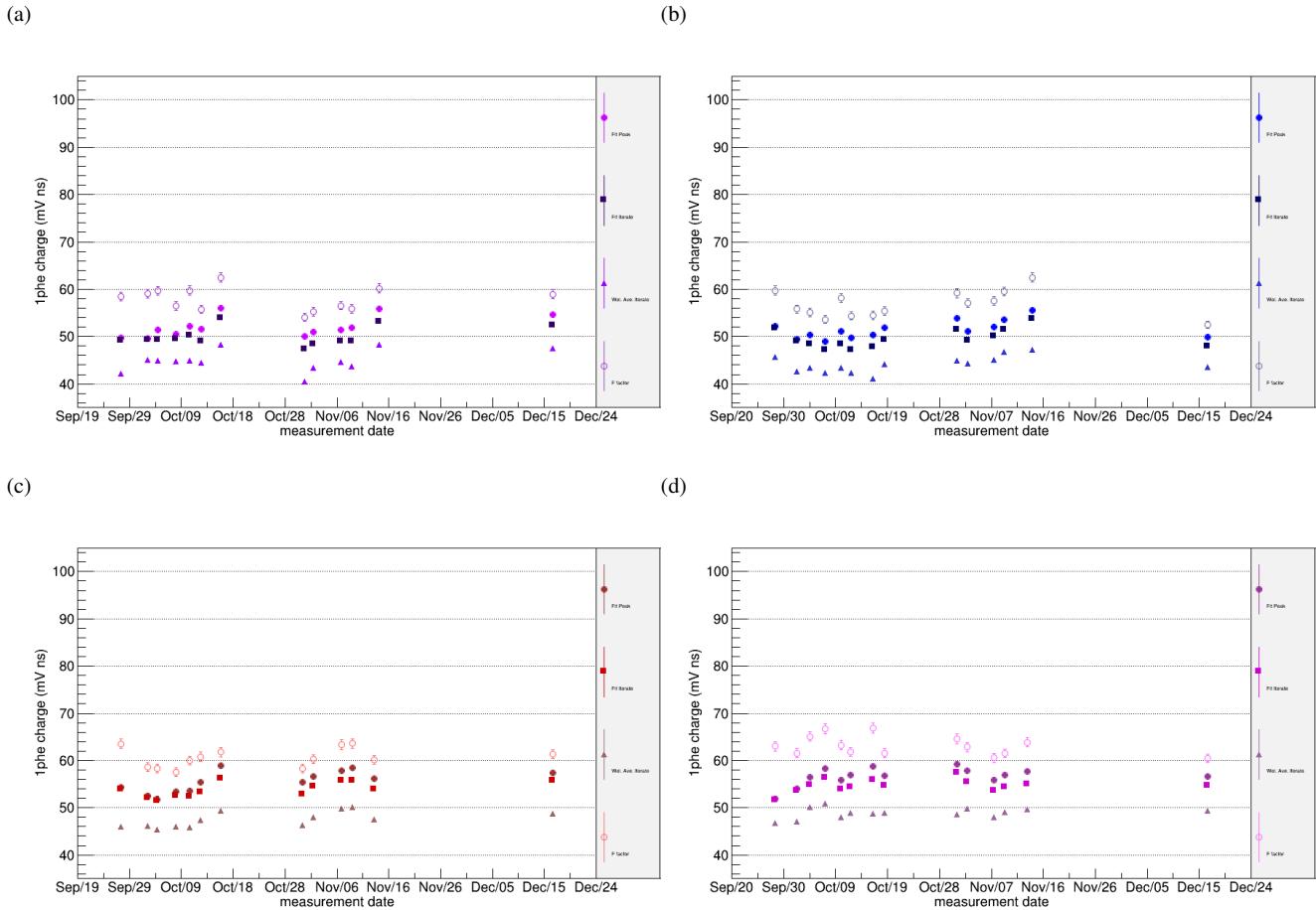


図 4.5 一光電子測定の平均電荷量の推移 2 一光電子の平均電荷量が、統計誤差を超えて変動していることが確認できる。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。点は凡例の上からガウス関数によるフィット推定法、繰り返し推定法（ガウス関数フィット、波高分布の加重平均）、雑音超過因子法である。雑音超過因子法の値が過大評価されていること、繰り返し推定法による平均電荷量が過少評価されていることは期待通りである。しかしこれらの値が測定ごとに同様の変動を示している。それぞれの図は (a) 2017年8月製造のAC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、(d) そしてAC1971である。

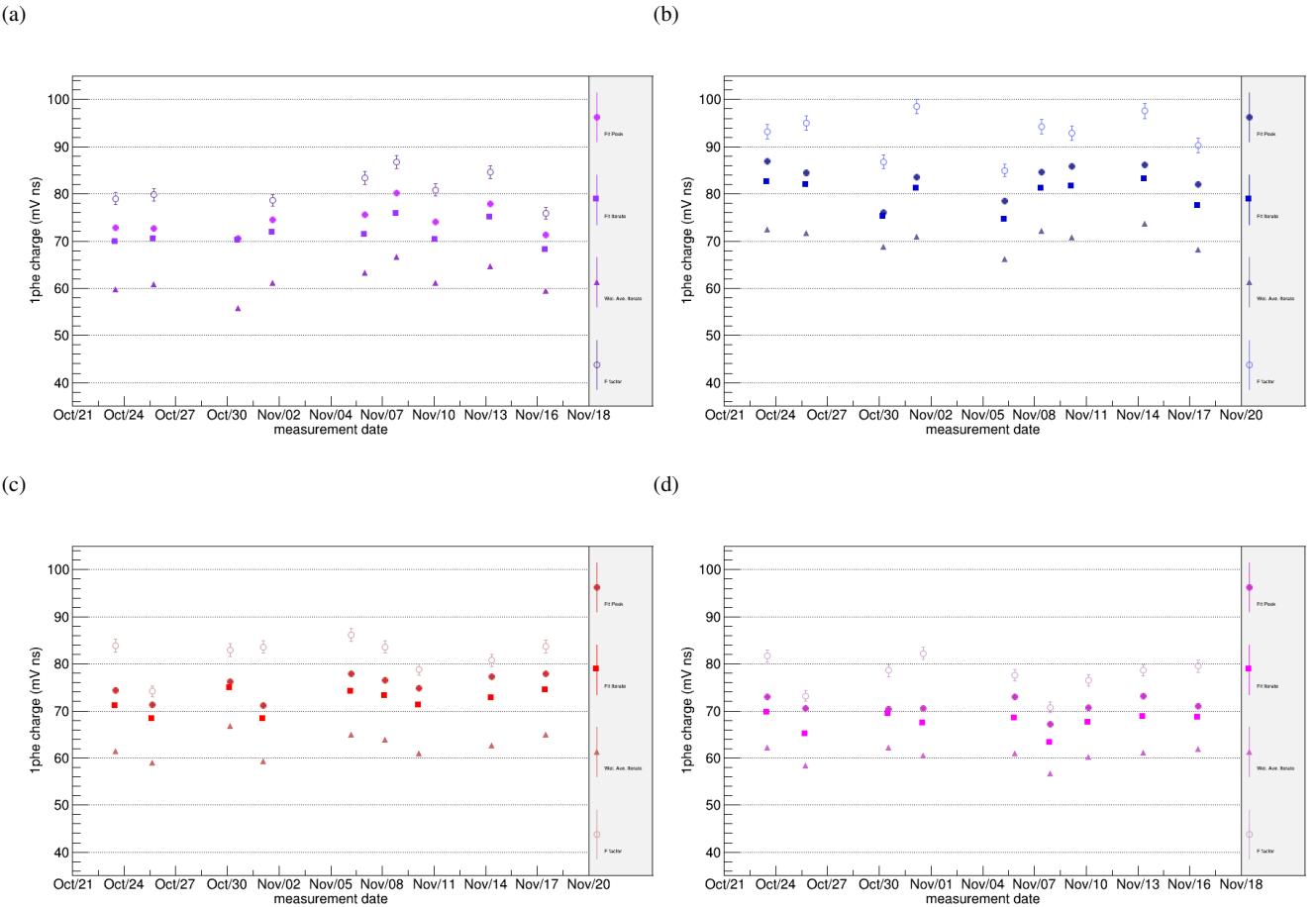


図 4.6 一光電子測定の平均電荷量の推移 3 一光電子の平均電荷量が、統計誤差を超えて変動していることが確認できる。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。点は凡例の上からガウス関数によるフィット推定法、繰り返し推定法（ガウス関数フィット、波高分布の加重平均）、雑音超過因子法である。雑音超過因子法の値が過大評価されていること、繰り返し推定法による平均電荷量が過少評価されていることは期待通りである。しかしこれらの値が測定ごとに同様の変動を示している。それぞれの図は (a) 2017年9月製造の AC2823、(b) AC2826、(c) AC2827、(d) そして AC2828 である。

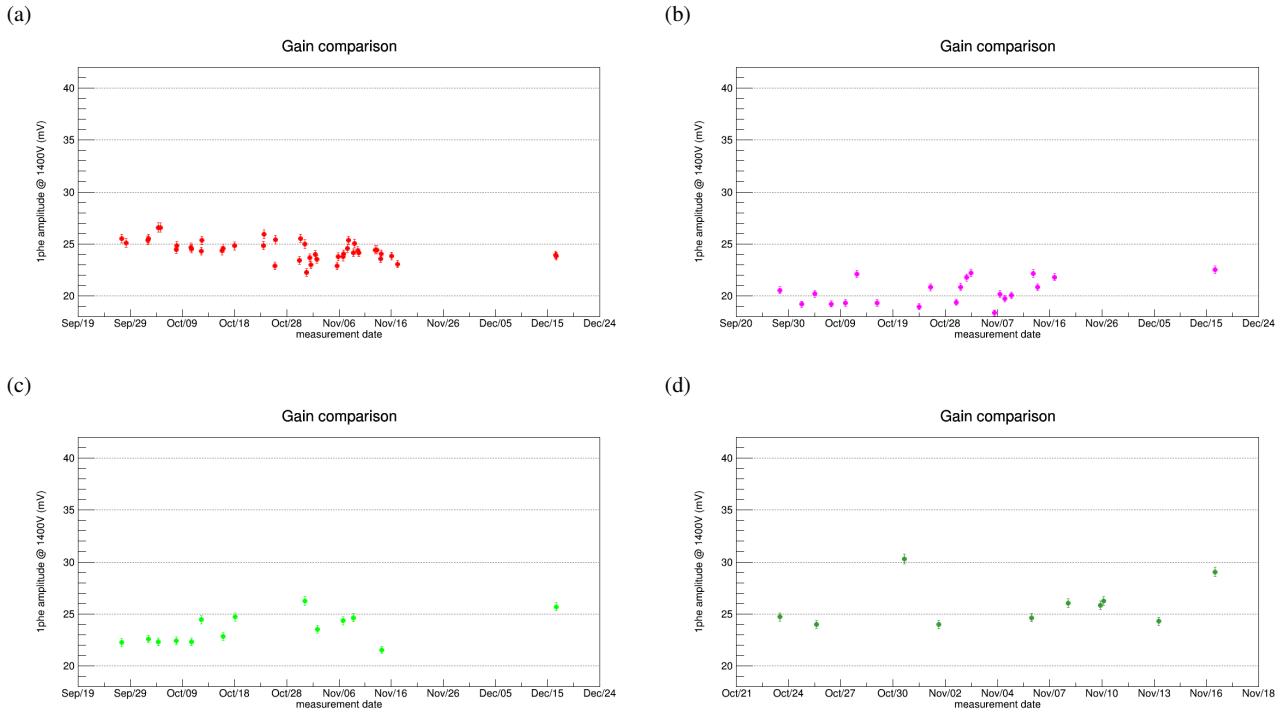


図 4.7 一光電子測定の平均波高の推移 1 雑音超過因子法により、一光電子相当の波高値を推定し、測定日ごとの推移として示したもの。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。図4.4と比べると、その変動が同様の方向に発生していることがわかる。よってこの変動は波形の積分に起因するものではなく、測定データ自身が持っているものと考えられる。それぞれの図は(a)較正用 PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939、(d) 2017 年 9 月製造の AC2815 である。

4.1.3 平均波高の推移

電荷量の解析には波形の積分という操作が介在しているため、その積分に系統誤差が存在している可能性を考慮し、20 phe 程度の増幅信号の波高から 1400 V での一光電子相当の波高を推定した。これが図 4.7 から図 4.9 である。これらの図と図 4.4 から図 4.6 を比べると、各 PMT で同様の変動が確認できる。以上のことから、一光電子平均電荷量の変動は解析法に起因するものではなく、測定系が持つ系統的な変動であると判断した。次に示す結果では、この変動の定量的な性質を求めた。

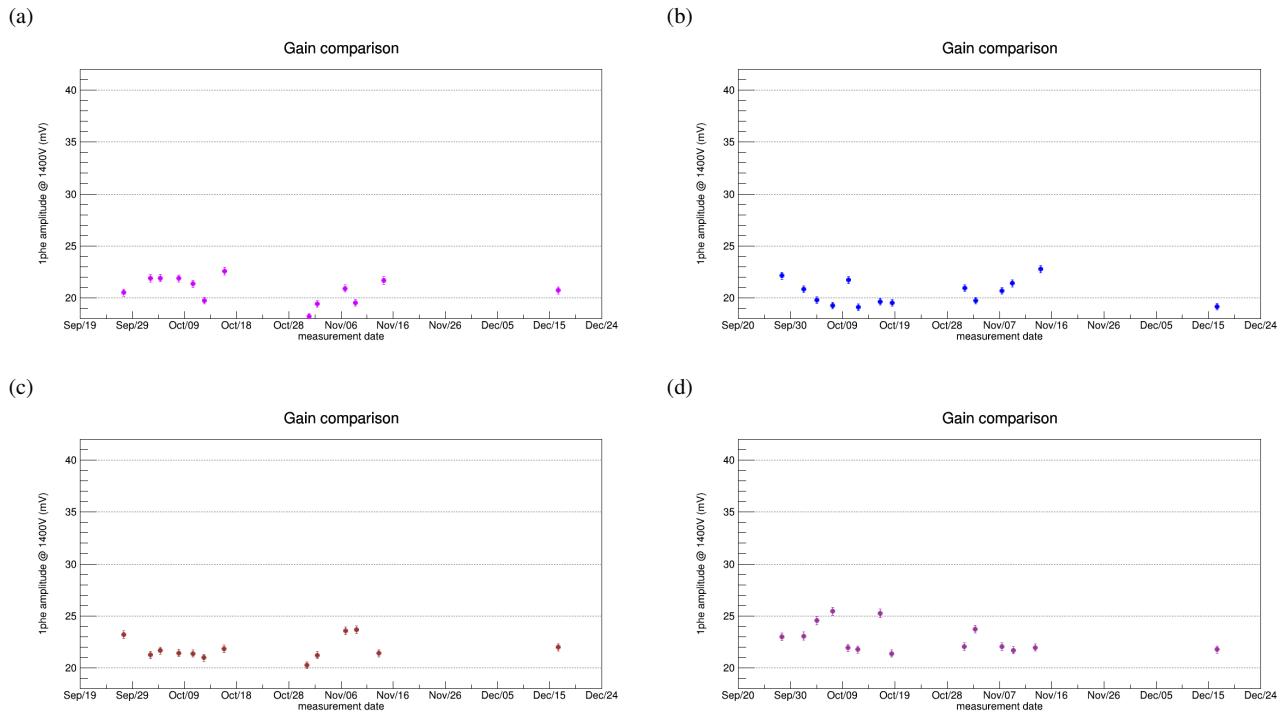


図 4.8 一光電子測定の平均波高の推移 2 雑音超過因子法により、一光電子相当の波高値を推定し、測定日ごとの推移として示したもの。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。図 4.5 と比べると、その変動が同様の方向に発生していることがわかる。よってこの変動は波形の積分に起因するものではなく、測定データ自身が持っているものと考えられる。それぞれの図は (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、(d) そして AC1971 である。

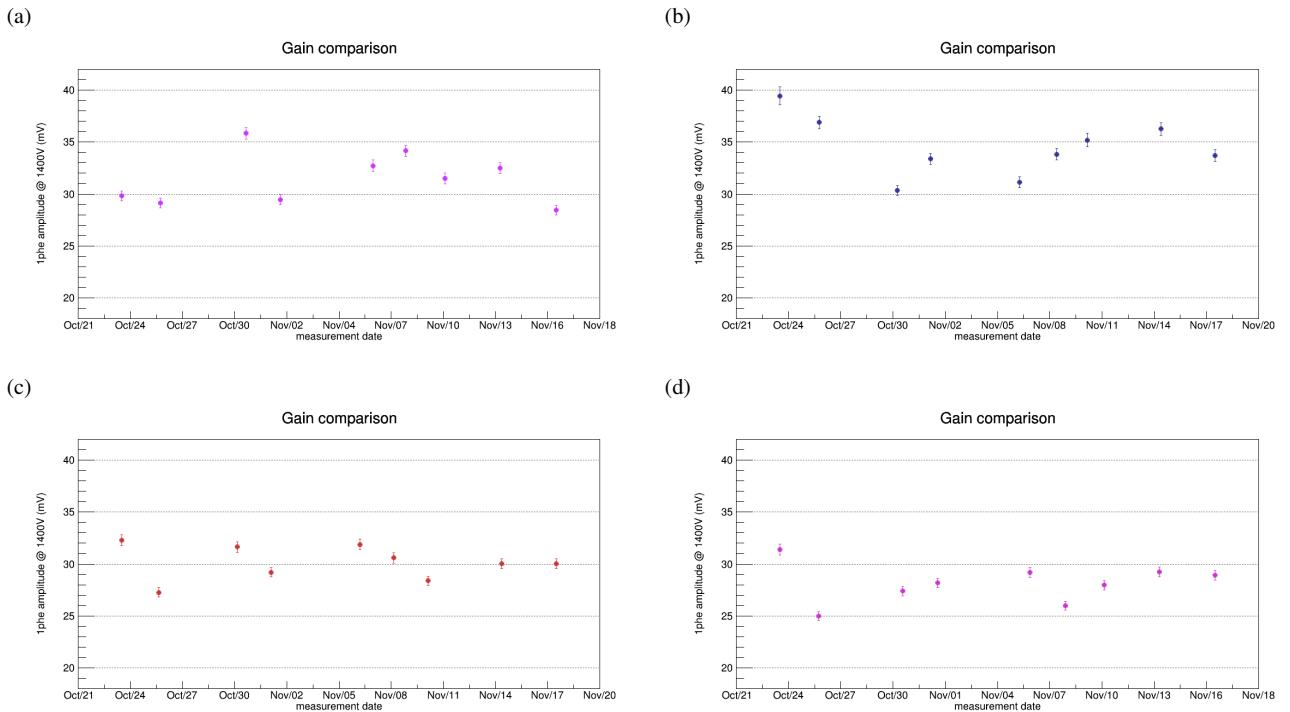


図 4.9 一光電子測定の平均波高の推移 3 雑音超過因子法により、一光電子相当の波高値を推定し、測定日ごとの推移として示したもの。10月30日の測定データは、その光量が低いため雑音超過因子による解析が上手く実行できていない場合がある。図 4.6 と比べると、その変動が同様の方向に発生していることがわかる。よってこの変動は波形の積分に起因するものではなく、測定データ自身が持っているものと考えられる。それぞれの図は (a) 2017 年 9 月製造の AC2823、(b) AC2826、(c) AC2827、(d) そして AC2828 である。

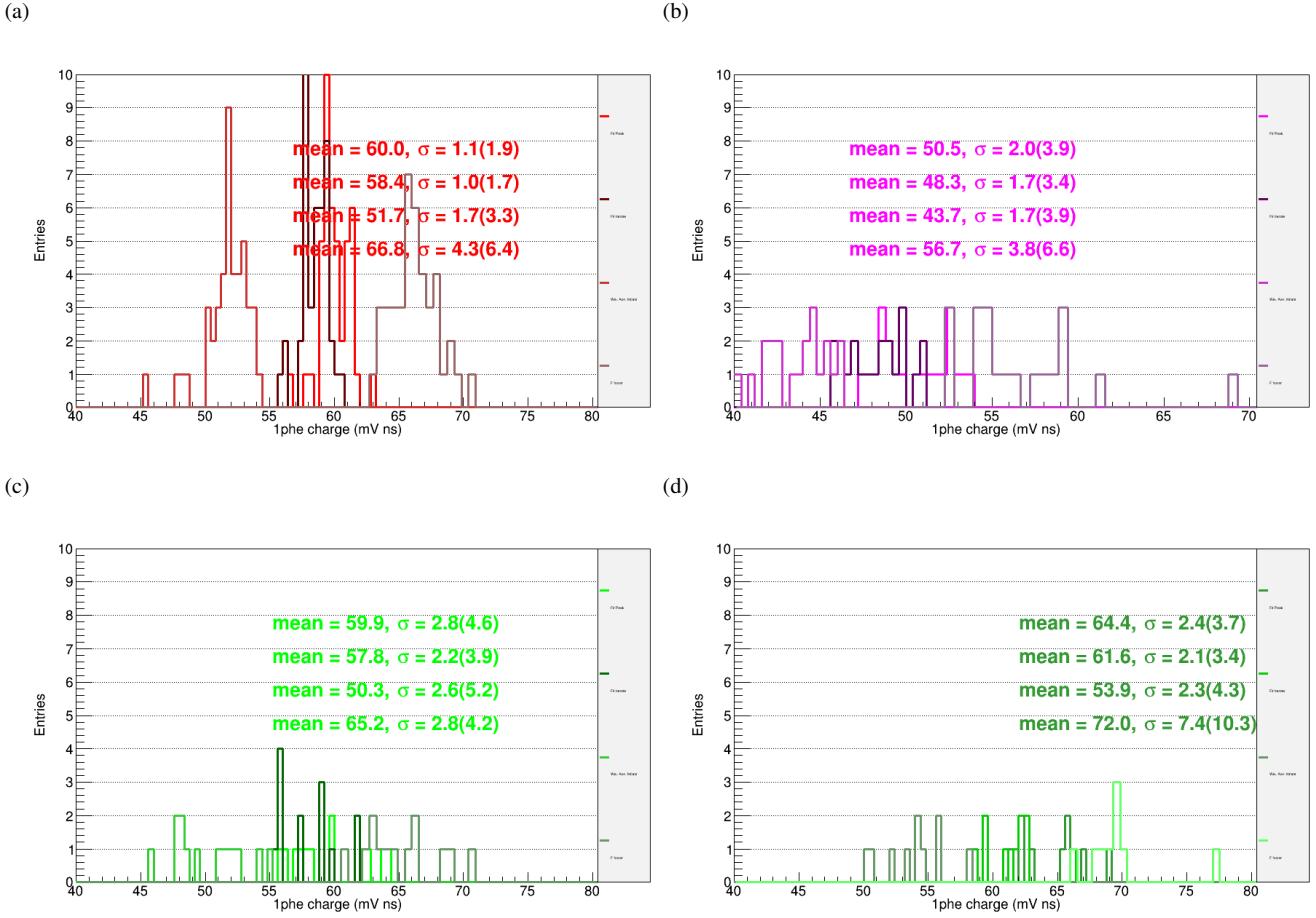


図 4.10 一光電子測定の平均電荷量の分布 1 測定日ごとの平均電荷量の度数分布。図中の mean は分布の平均値を、 σ は標準偏差を表す。各平均値および標準偏差は上からガウス関数のフィット、繰り返し推定法、雑音超過因子法である。較正用 PMT の結果は他の PMT と比べて良い結果となっている。解析手法間の差は、ガウス関数フィットよりも繰り返し推定法のフィットのほうが標準偏差が小さい傾向があるが、解析手法自体に議論が残されているため、アフターパルスの解析には使用していない。括弧内の数値は平均値に対する標準偏差の大きさを百分率で表したものであり、較正用 PMT で約 2%、他の PMT で最大約 5% である。それぞれの図は (a) 較正用 PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939、(d) 2017 年 9 月製造の AC2815 である。

4.1.4 平均電荷量の分布

図 4.4 から図 4.6 で発生している変動を定量的に評価するため、各測定日における 1400 V での平均電荷量をヒストグラムに詰め、その標準偏差を一光電子平均電荷量の変動として評価した。これが図 4.10 から図 4.12 である。その変動は較正用 PMT で約 2%、その他の PMT で 5% 程度である。現時点では、これ以上の精度で信号増幅率および一光電子平均電荷量の測定を行うことはできないことがわかった。後に議論の章でこの原因について考察を行う。

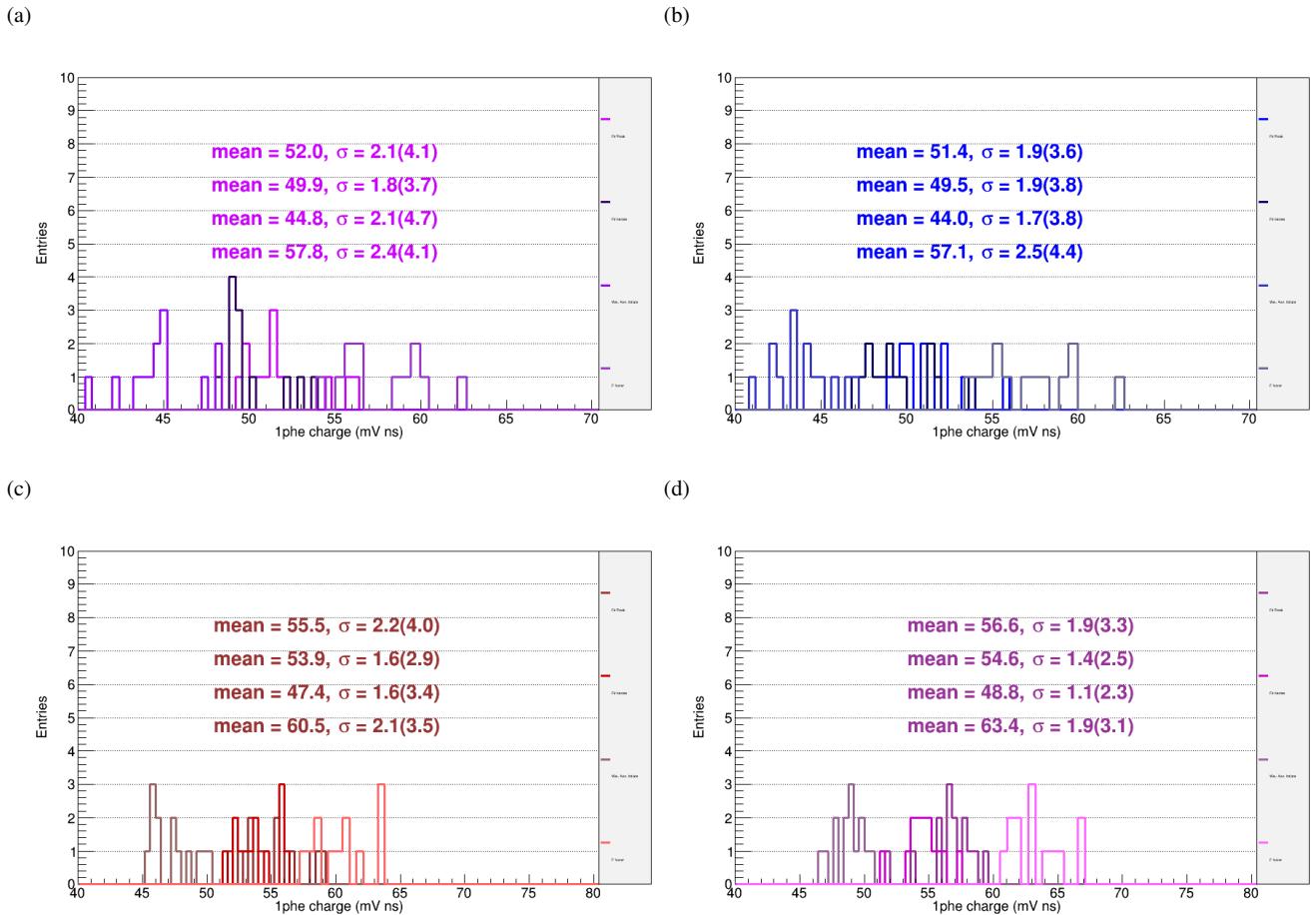


図 4.11 一光電子測定の平均電荷量の分布 2 測定日ごとの平均電荷量の度数分布。図中の mean は分布の平均値を、 σ は標準偏差を表す。各平均値および標準偏差は上からガウス関数のフィット、繰り返し推定法、雑音超過因子法である。較正用 PMT の結果は他の PMT と比べて良い結果となっている。解析手法間の差は、ガウス関数フィットよりも繰り返し推定法のフィットのほうが標準偏差が小さい傾向があるが、解析手法自体に議論が残されているため、アフターパルスの解析には使用していない。括弧内の数値は平均値に対する標準偏差の大きさを百分率で表したものであり、較正用 PMT で約 2%、他の PMT で最大約 5% である。それぞれの図は (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、(d) そして AC1971 である。

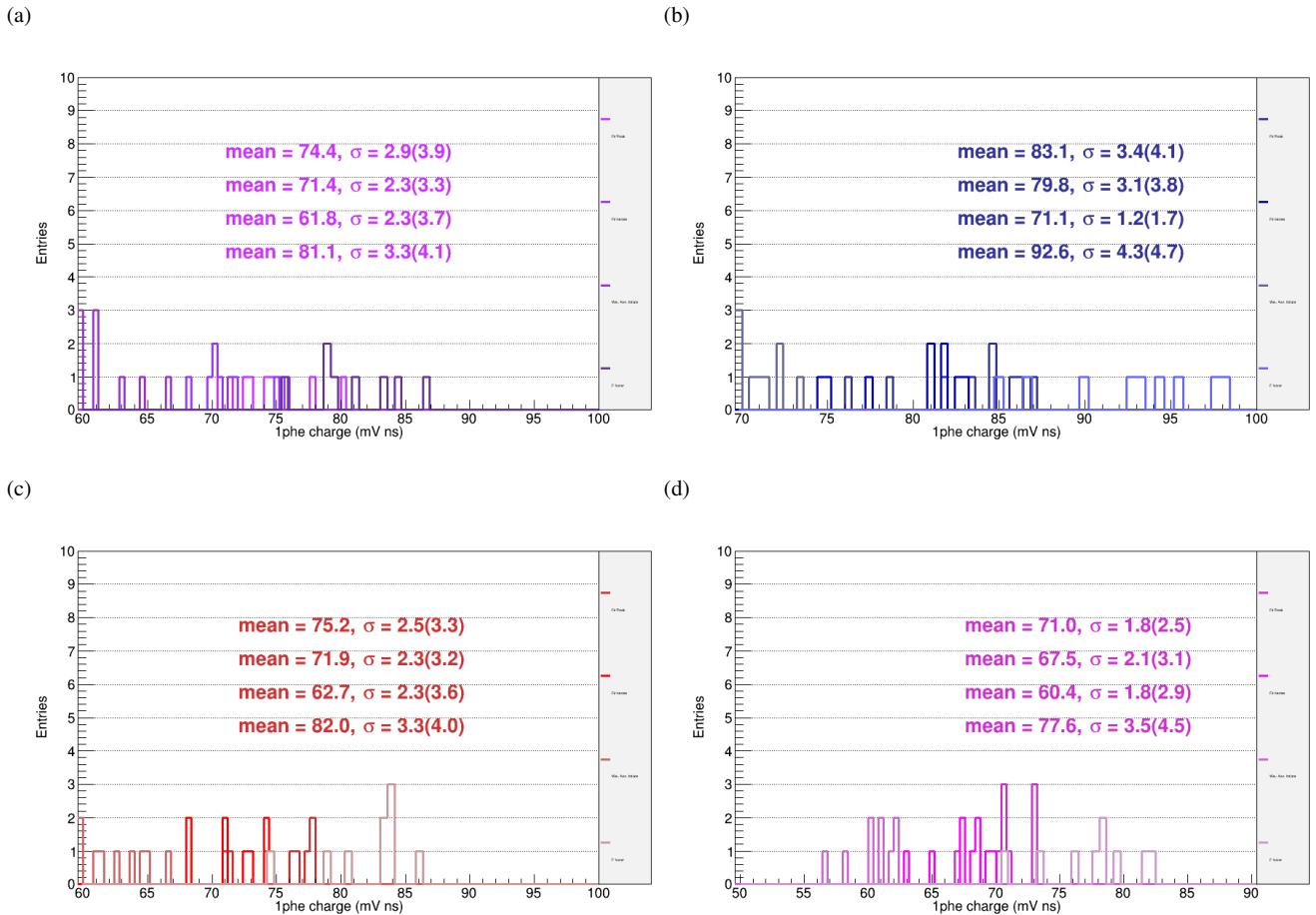


図 4.12 一光電子測定の平均電荷量の分布 3 測定日ごとの平均電荷量の度数分布。図中の mean は分布の平均値を、 σ は標準偏差を表す。各平均値および標準偏差は上からガウス関数のフィット、繰り返し推定法、雑音超過因子法である。較正用 PMT の結果は他の PMT と比べて良い結果となっている。解析手法間の差は、ガウス関数フィットよりも繰り返し推定法のフィットのほうが標準偏差が小さい傾向があるが、解析手法自体に議論が残されているため、アフターパルスの解析には使用していない。括弧内の数値は平均値に対する標準偏差の大きさを百分率で表したものであり、較正用 PMT で約 2%、他の PMT で最大約 5% である。それぞれの図は (a) 2017 年 9 月製造の AC2823、(b) AC2826、(c) AC2827、(d) そして AC2828 である。

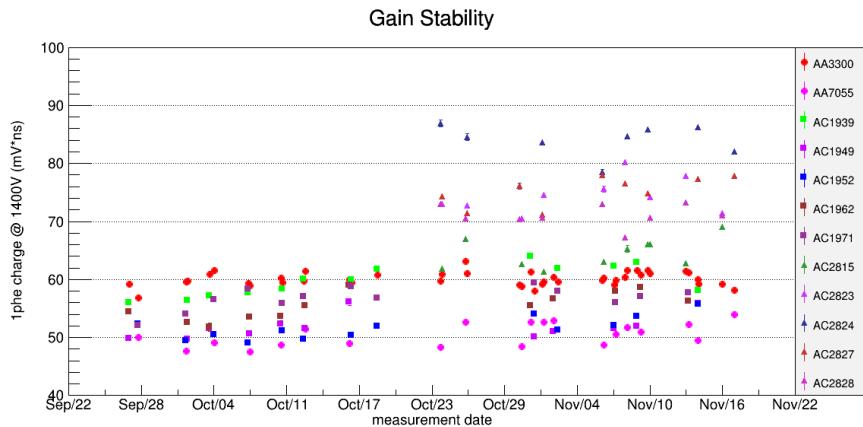


図 4.13 一光電子測定の平均電荷量の比較 今回測定対象とした全 PMT の 1400 V での平均電荷量の比較。10 月後半に測定を開始した 5 本は平均電荷量、すなわち信号増幅率が大きいことがわかる。この影響で大光量の測定の際に、パルスの波高が DRS4 評価基板の測定可能範囲を超えてしまい、アフターパルスの測定を正常に実施できなかつた。

4.1.5 平均電荷量の比較

図 4.13 は今回測定対象とした PMT 間の増幅率を比較するため、各 PMT の一光電子平均電荷量を全ての測定日に關して示したものである。10 月後半に届いた PMT (AC28**) は他の PMT と比べると一光電子の平均電荷量が大きいことがわかる。これが原因で、この 5 本の PMT に関しては DRS4 評価基板による波形の取得が正常に行えなかつた。これによりアフターパルス発生確率の計算が正確にできなかったため、以下のアフターパルス発生確率の解析からこの 5 本の PMT を除外した。

4.1.6 平均電荷量比の比較

測定ではアフターパルス測定と等しい印加電圧 1100 V でも一光電子測定を行った。しかし 1100 V では信号増幅率が低いため、一光電子の波高分布と電気的雑音の波高分布の重なりが大きくなる。最終的に平均電荷量の推定値への誤差が増加するため、今回の解析には使用しなかった。その代わりに 20 phe で測定した信号の平均電荷量の比を用いて、1100 V での一光電子の平均電荷量を推定した。この際に使用した平均電荷量の比の推移を図 4.14 に示す。

4.1.7 DRS4 評価基板の温度推移

次節の議論の章で平均電荷量の変動原因について議論を行う。この要因の一つとして測定中の温度変化が考えられる。この参考値として、測定中に計測していた DRS4 評価基板の温度変化を示す。図 4.15 に DRS4 評価基板上の温度センサーで記録された温度の変動を示した。

測定中、室温が一定となるようエアコンを冷房 24 度設定としていた。しかし図からわかるように、DRS4 評価基板に温度変化が起きていることがわかる。この原因としては、冷房を使用してはいたものの、ある日を境に外気温の低下により室温が設定温度よりも低くなり、冷房が効果的に働いていなかったためだと考えられる。この温度変化に起因する一光電子平均電荷量の変化がないかどうか疑った。

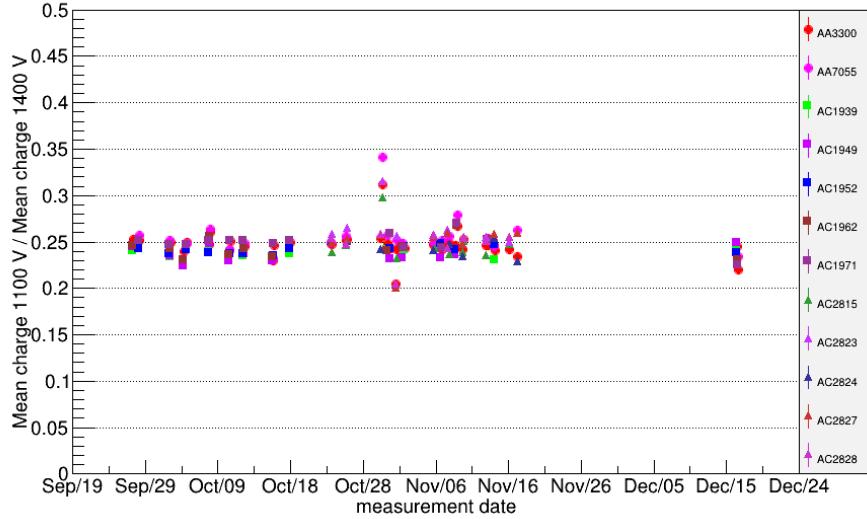


図 4.14 二十光電子測定の平均電荷量比の推移 1100 V で測定した 20 光電子の平均電荷量を、1400 V で測定した平均電荷量で割った値の推移。この値は 1100 V と 1400 V における信号增幅率の比率と等しい。この値は測定日によらずほとんど一定の値を示している。10 月 30 日の測定データは、その光量が低いため平均電荷量の解析が上手く実行できていない。

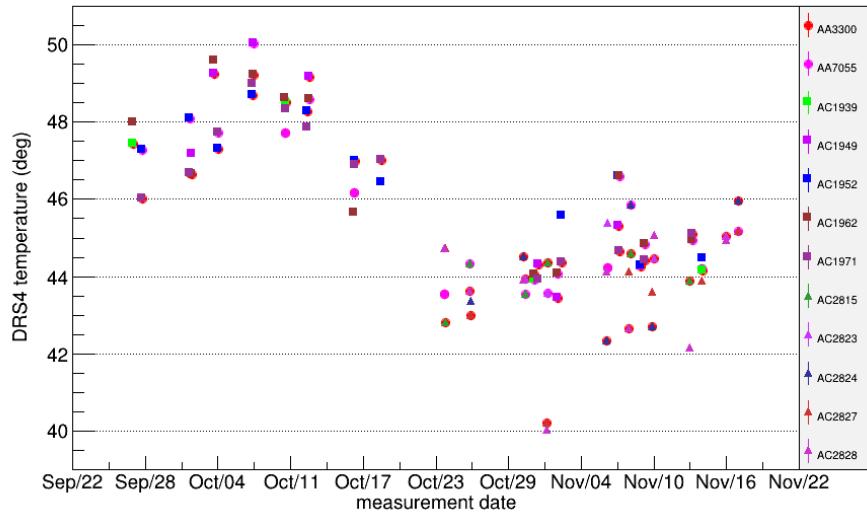


図 4.15 DRS4 評価基板の温度変化 DRS4 評価基板内の温度センサーで測定された温度の推移。イベントごとに測定された温度の平均値を示している。10 月後半から温度が平均 4°C 程度低下しているのがわかる。この原因は温度管理への配慮が足りなかったことが第一の要因である。

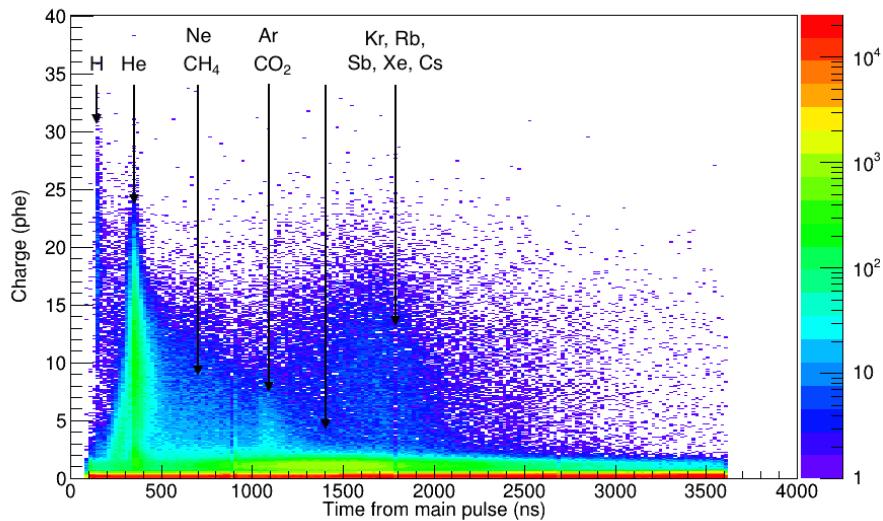


図 4.16 アフターパルス到来時間と光電子数の関係 較正用 PMT である AA3300 のアフターパルスの到来時間と光電子数の関係図。アフターパルスの到来時間ごとに、その光電子数に違いがあることがわかる。式 3.6 から始めのピークを H^+ 由来と仮定した場合に推定される原因分子を図中に示した。推定した到来時間はこれらの分子が一価のイオンに電離した場合の値である。0 phe 近傍のイベントは、アフターパルス識別の閾値を低く設定したことで混入した電気的雑音成分であると考えている。1400 ns 近傍に原因の特定できない 1 phe 程度の光電子数を持つ成分が存在する。

4.2 アフターパルスに関する結果

4.2.1 アフターパルス到来時間

図 4.16 は較正用 PMT である AA3300 に関して、その到来時間に対するアフターパルスの光電子数を図示したものである。図示する際には測定期間中に得られた全てのアフターパルスを使用した。式 3.6 で述べたように、アフターパルスにはその原因となるイオンによって到来時間に違いがある。これをより詳細議論するために、3 phe 以上のアフターパルスについてその到来時間分布を作成した。これが図 4.17 および図 4.18 である。図 4.17 および図 4.18 には、特徴的なピークとして 160 ns, 360 ns, 1100 ns および 1700 ns がある。特に 1100 ns のピークに関しては、製造時期が等しくても PMT 毎にその量に大きく個体差があることがわかる。各ピークの要因となるイオンに関しては議論の章で推定を行う。

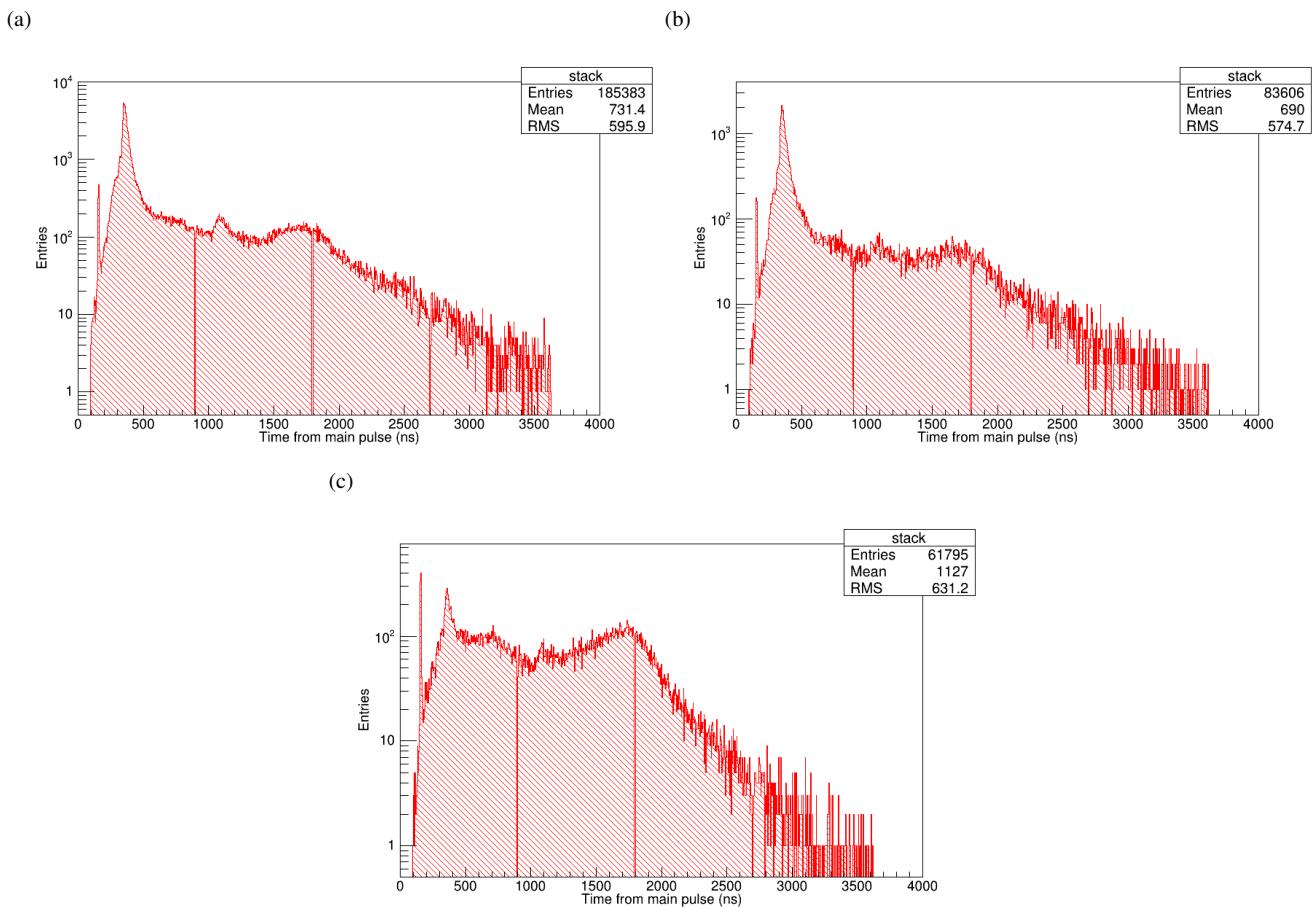


図 4.17 アフターパルスの到来時間分布 1 200 ns 付近のピークを水素 H^+ 由来と仮定すると、400 ns 付近のピークが He^+ 、1100 ns 付近のピークが CO_2^+ 、 Ar^+ 、1700 ns 付近のピークが Xe^+ 、 Sb^+ 、 Kr^+ 、 Cs^+ または Rb^+ 由来と推測できる。ここで Rb 、 Sb 、 Cs は光電面に使用されている元素である。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。900 ns、1800 ns、2700 ns のイベントが無いのは、測定区間の切れ間に当たることが原因である。

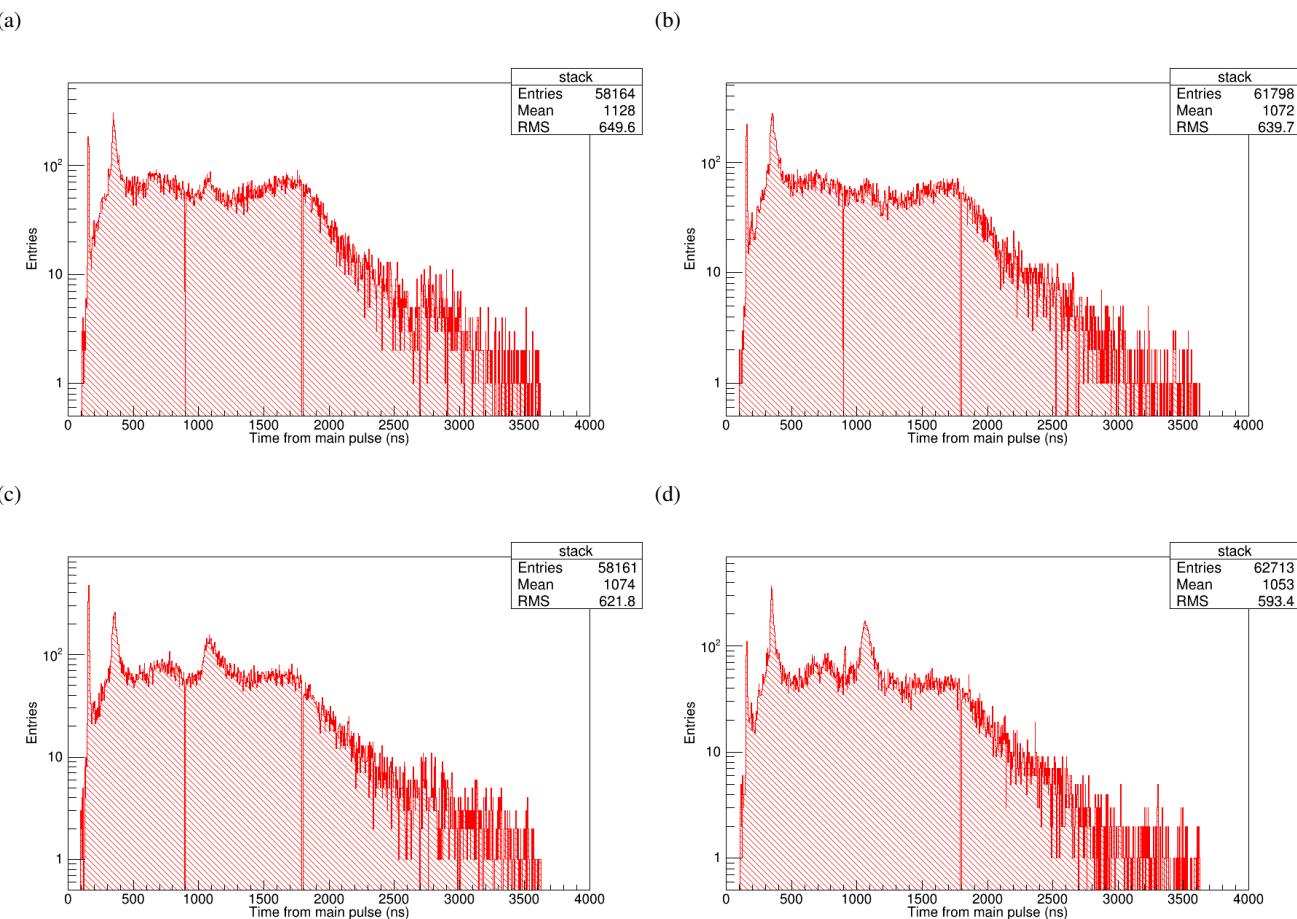


図 4.18 アフターパルスの到来時間分布 2 200 ns 付近のピークを水素 H^+ 由来と仮定すると、400 ns 付近のピークが He^+ 、1100 ns 付近のピークが CO_2^+ 、 Ar^+ 、1700 ns 付近のピークが Xe^+ 、 Sb^+ 、 Kr^+ 、 Cs^+ または Rb^+ 由来と推測できる。ここで Rb 、 Sb 、 Cs は光電面に使用されている元素である。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。900 ns、1800 ns、2700 ns のイベントが無いのは、測定区間の切れ間に当たることが原因である。

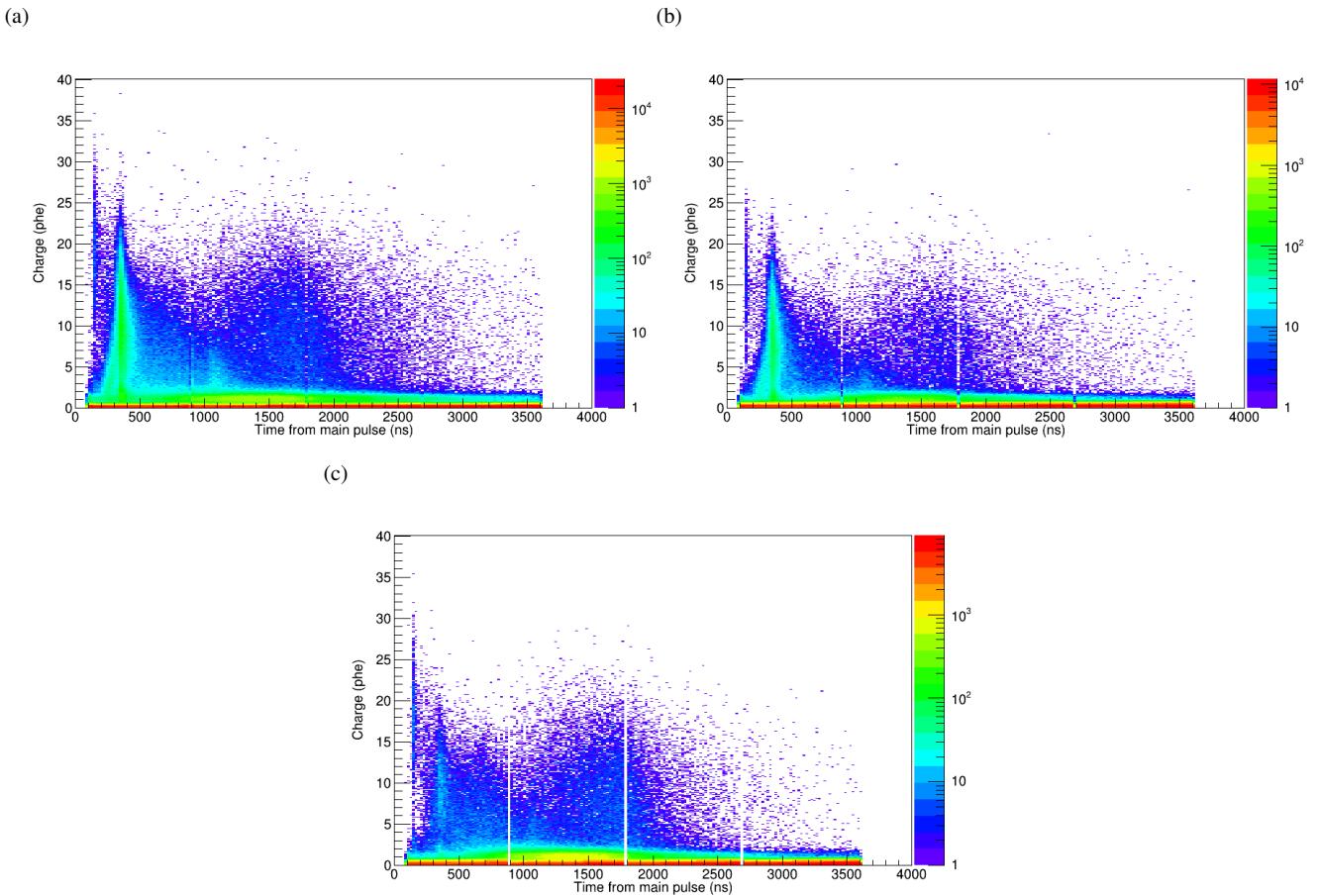


図 4.19 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-全区間 1 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。測定期間に得られた全アフターパルスを使用した。アフターパルスを測定した時間全てについて図示したもの。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。900 ns、1800 ns、2700 ns のイベントが無いのは、測定区間の切れ間に当たることが原因である。

4.2.2 アフターパルスの光電子数分布

前節で、アフターパルスの到来時間には時間的構造が存在することがはっきりと確認できた。図 4.16 からは、到来時間ごとにアフターパルスの光電子数にも差があることが確認できる。以下では、図 4.17 から図 4.18 で確認できた各ピークに着目した光電子数の分布を図示し、結果を述べる。

図 4.17 および図 4.18 で触れたように、PMT ごとに到来しているアフターパルスの割合には差がある。特に図 4.19(a) と図 4.19(b) では 360 ns 付近のアフターパルスが支配的であることがわかる。さらに図 4.20(c) と図 4.20(d) では、1100 ns の付近が色濃い。また、3 phe 以上の到来時間分布では現れなかった 1 phe 程度の成分が 1400 ns 付近にあることがわかる。

160 ns、360 ns、1100 ns そして 1400 ns および 1700 ns 付近について詳細に確認するため、各時間に着目した到来時間と光電子数の関係図および光電子数分布を図示した。以下、順に述べていく。

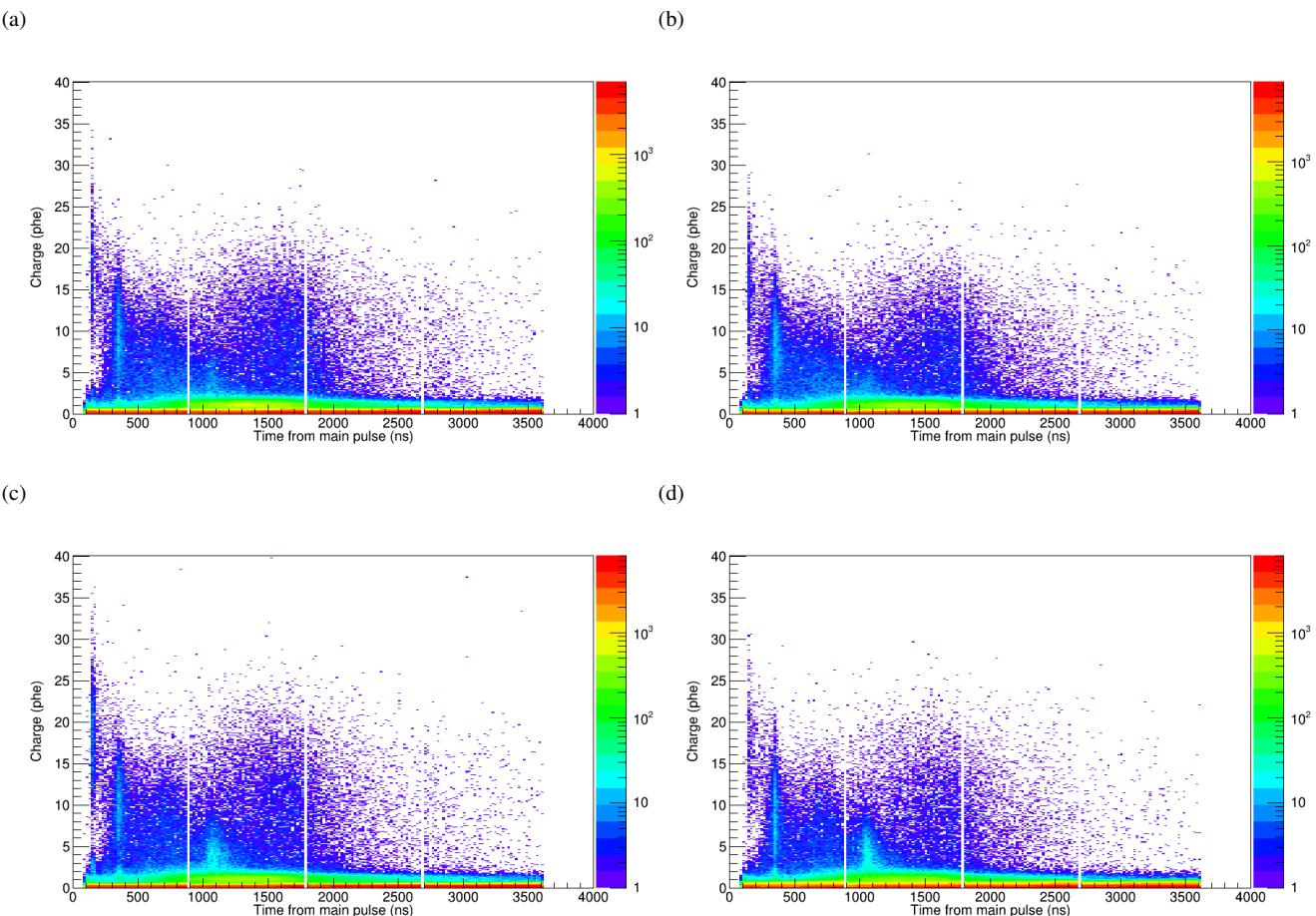


図 4.20 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-全区間 2 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。測定期間に得られた全アフターパルスを使用した。アフターパルスを測定した時間全てについて図示したもの。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。900 ns、1800 ns、2700 ns のイベントが無いのは、測定区間の切れ間に当たることが原因である。

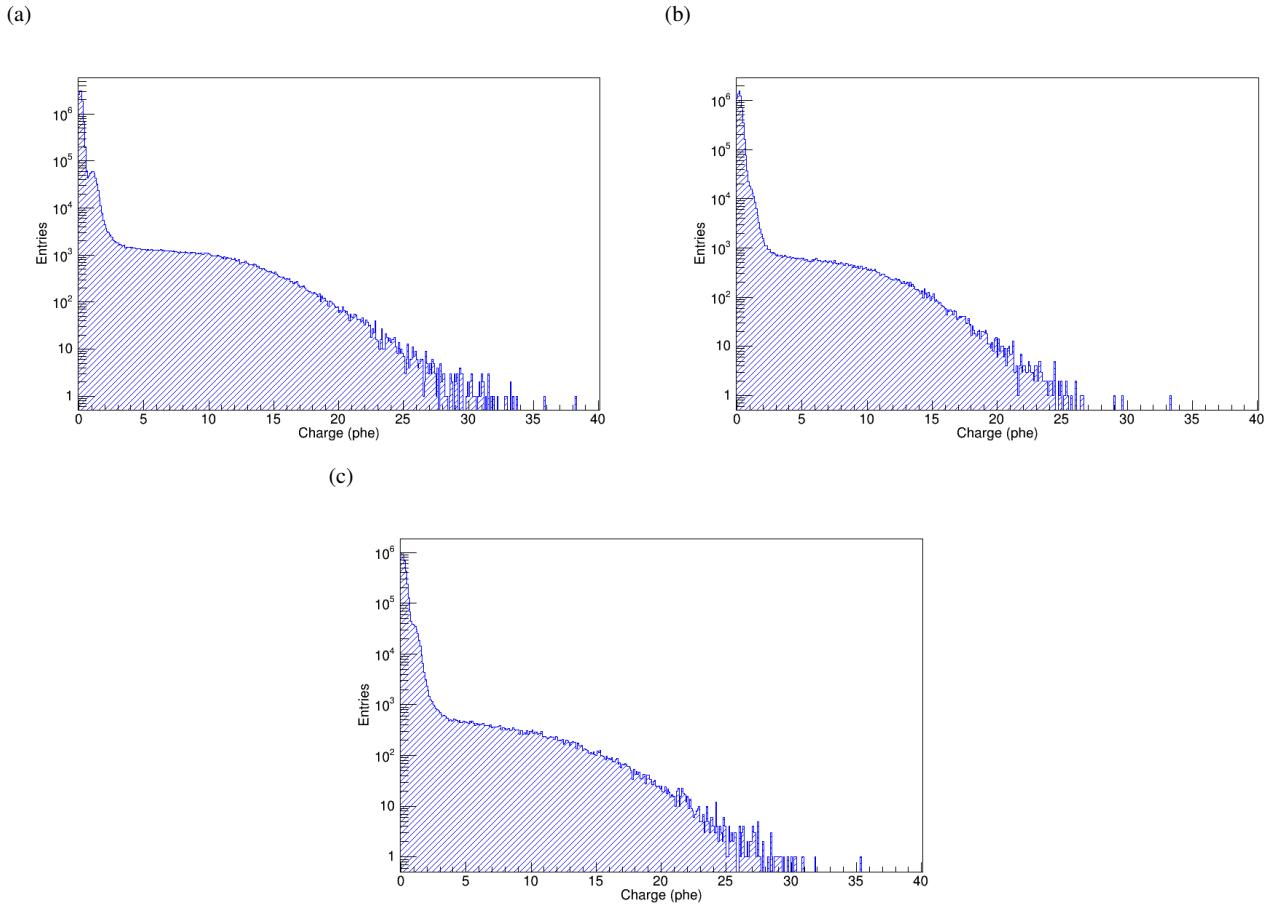


図 4.21 アフターパルスの光電子数分布-全区間 1 アフターパルスの光電子数分布。アフターパルスの到来時間について全区間積分したもの。3 phe までその数が急激に減少した後、その減少がゆるやかになり、再度 15 phe 程度から減少が早くなることがわかる。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。20 phe を超える成分が LST のトリガー性能に影響を及ぼす。

測定区間全域の分布

図 4.19 および図 4.20 は測定区間全域にわたって、アフターパルスの到来時間とその光電子数の関係を図示したものである。160 ns 付近では大きい光電子数の成分が多いのに対して、360 ns では 10 phe 程度のアフターパルスが増加し、1100 ns ではより小さい光電子数の成分が多い。一方で、1300-2000 ns には光電子数の大きい成分が存在している。図 4.21 および図 4.22 に時間的に全てのアフターパルスを合計した光電子数分布を示す。図から、3 から 15 phe まではアフターパルス数の減少が緩やかになり、15 phe 以上のアフターパルスはその数が急激に減少することがわかる。

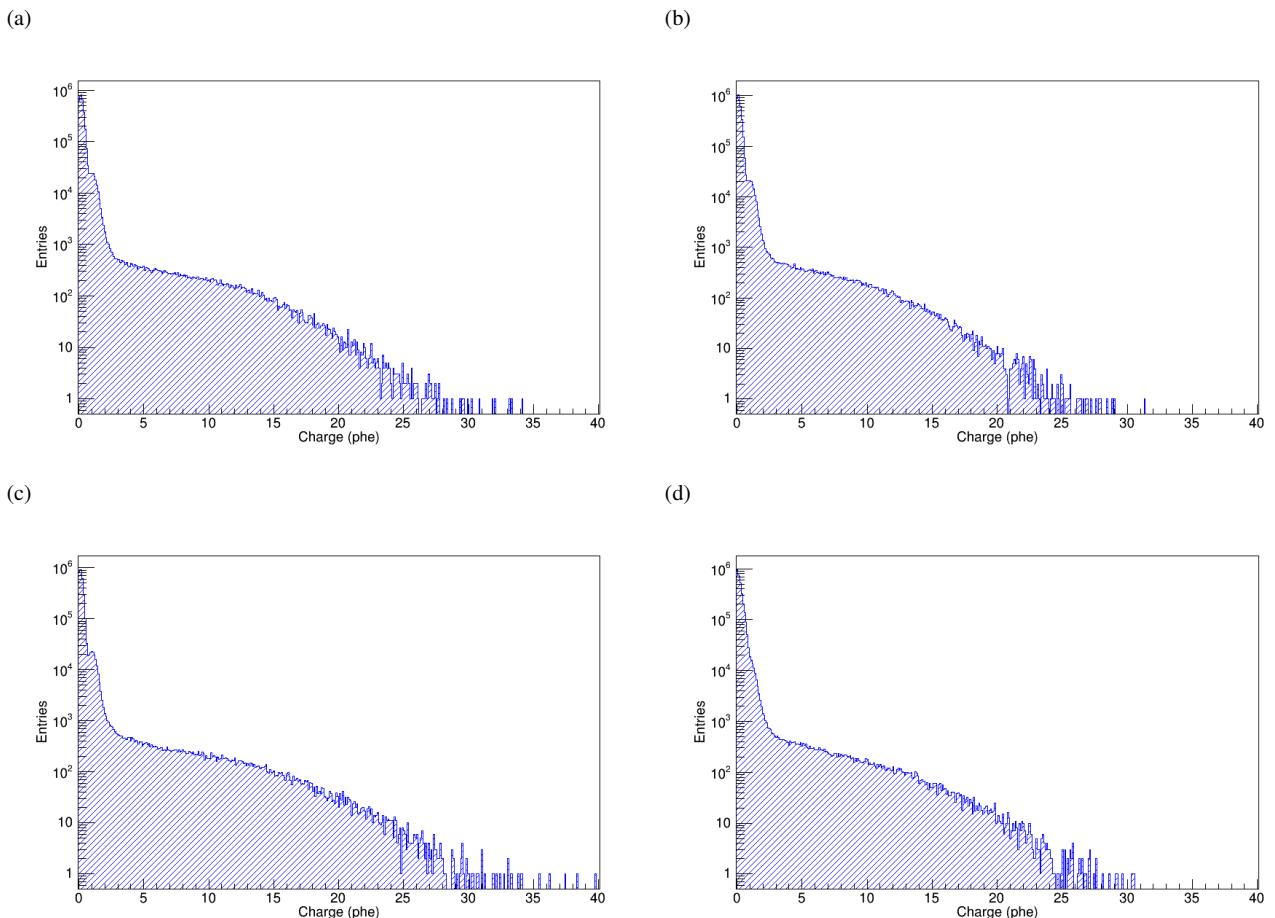


図 4.22 アフターパルスの光電子数分布-全区間 2 アフターパルスの光電子数分布。アフターパルスの到来時間について全区間積分したもの。3 phe までその数が急激に減少した後、その減少がゆるやかになり、再度 15 phe 程度から減少が早くなることがわかる。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。20 phe を超える成分が LST のトリガー性能に影響を及ぼす。

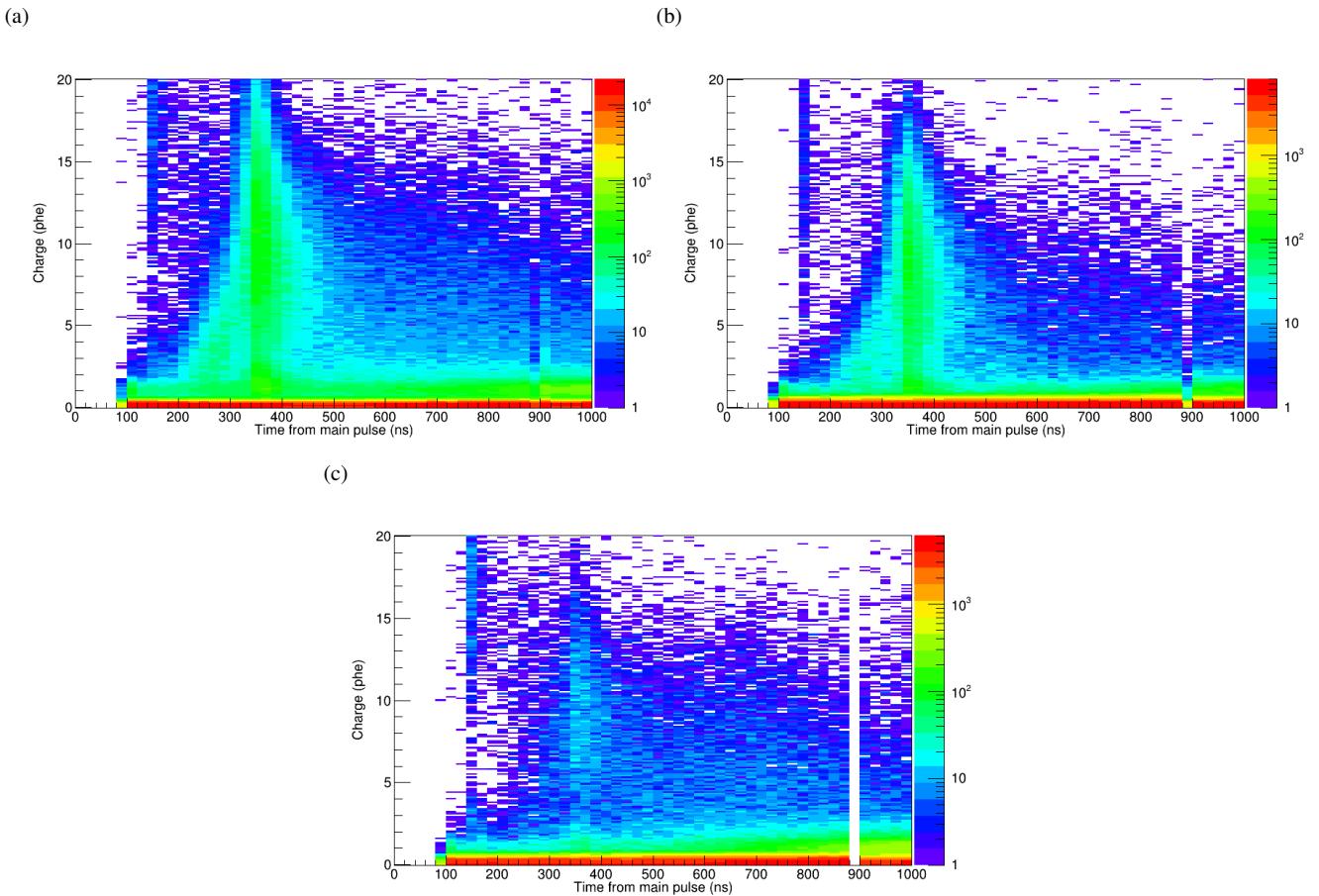


図 4.23 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-160 から 300 ns 近傍 1 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。(a)、(b) では 360 ns 近傍のアフターパルス量が多く、400 ns かつ 10 phe 付近から 200 ns にかけて直線的に光電子数が減少する成分が見られる。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

160 ns および 360 ns 付近の分布

図 4.23 および図 4.24 は 160 ns および 360 ns 付近に着目した図である。これらの到来時間でアフターパルスの平均光電子数に差があることがわかる。これを一次元に射影したものが図 4.25 から図 4.28 である。

図 4.23(a) および図 4.23(b) に注目すると、360 ns 付近の光電子数が 10 phe 程度の部分から、到来時間が短い方向に光電子数の小さい成分が存在することがわかる。これは、一段目のダイノードと光電面の間に浮遊しているヘリウムのイオンフィードバックに起因すると考えられる。詳しくは後に議論を行う。

図 4.25 から図 4.28 に注目すると、160 ns 近傍のアフターパルスはその光電子数の平均値を 18-20 phe として分布している。一方で 360 ns 付近では 6-10 phe を光電子数の平均値として分布している。この違いは光電面で電子に与えるエネルギーの差であると予想できる。詳細は議論で述べる。

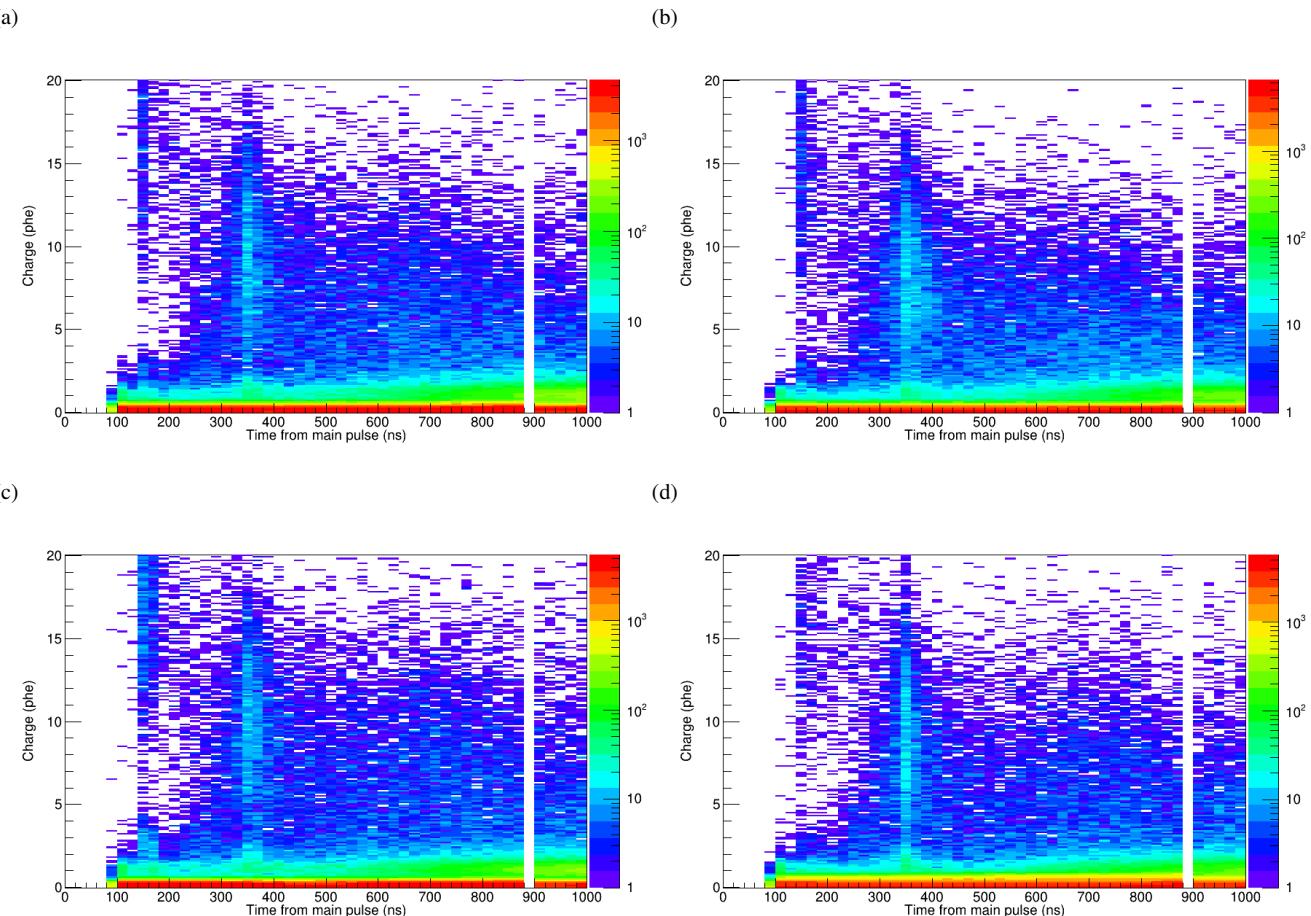


図 4.24 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-160 から 300 ns 近傍 2 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。(a)、(b) では 360 ns 近傍のアフターパルス量が多く、400 ns かつ 10 phe 付近から 200 ns にかけて直線的に光電子数が減少する成分が見られる。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

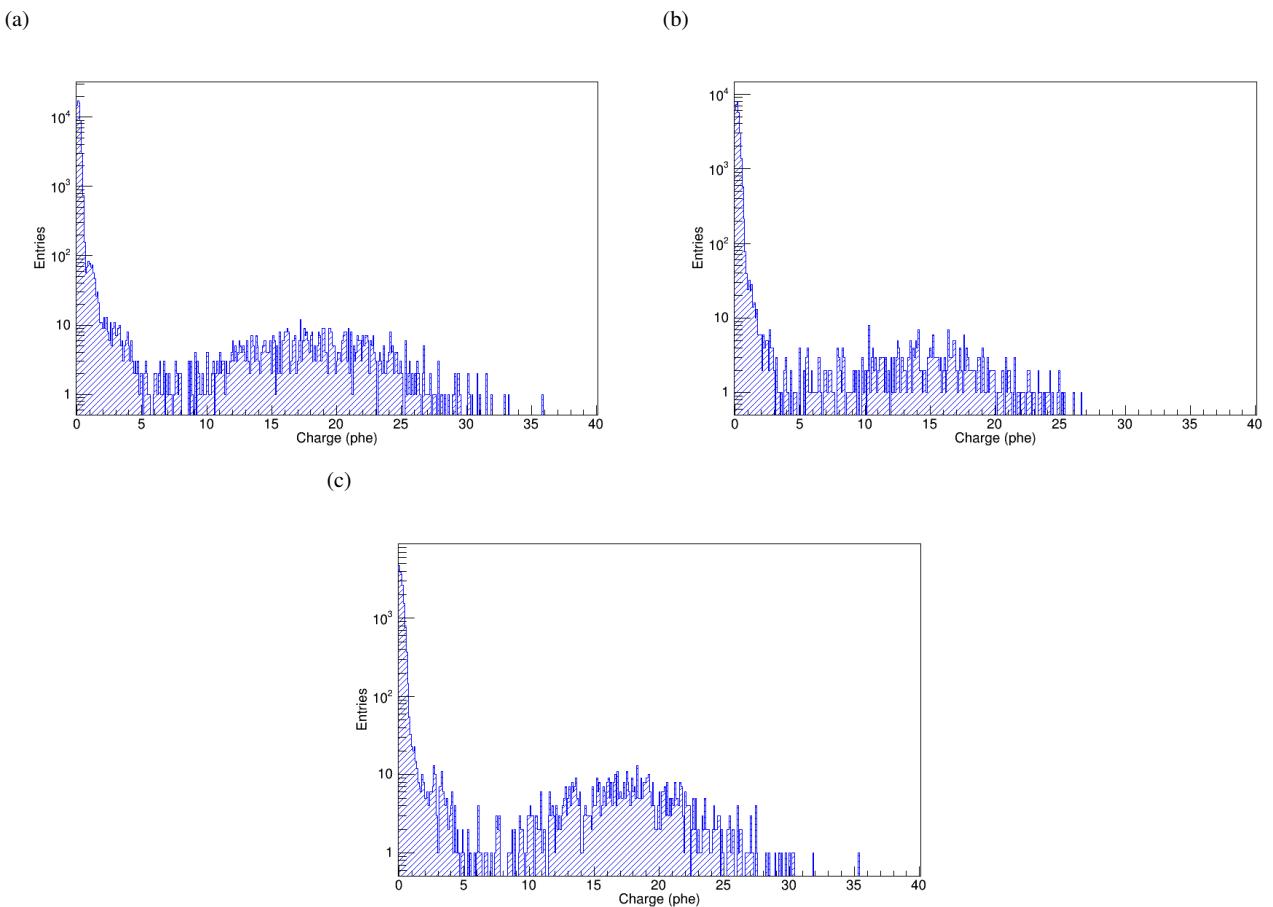
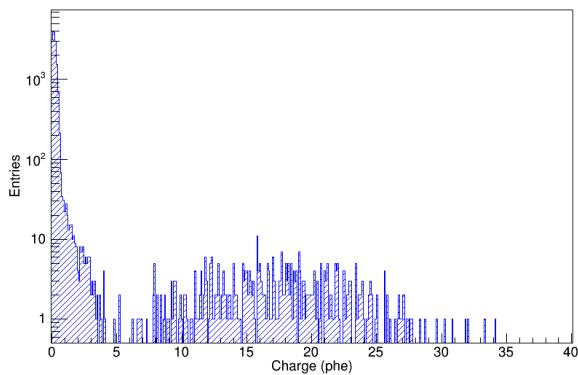
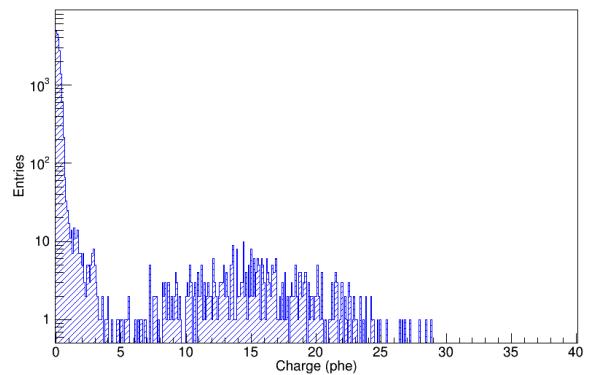


図 4.25 アフターパルスの光電子数分布-160 ns 近傍 1 アフターパルスのうち、到来時間が 140 ns から 160 ns の光電子数分布。160 ns 近傍のアフターパルスの光電子数は 20 phe 程度を中心に分布していることがわかる。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

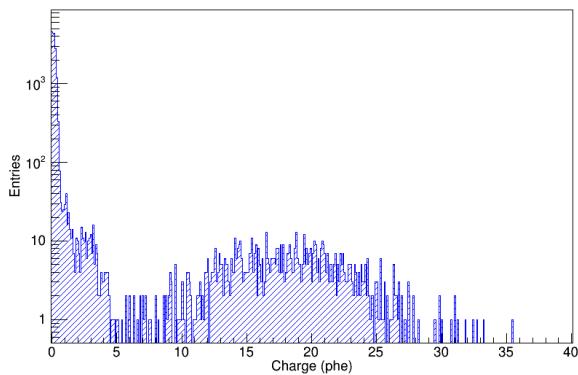
(a)



(b)



(c)



(d)

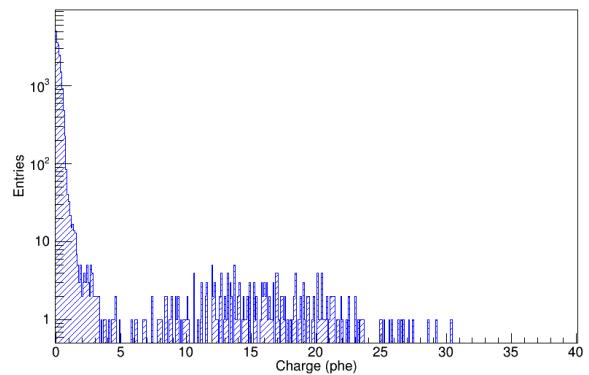


図 4.26 アフターパルスの光電子数分布-160 ns 近傍 2 アフターパルスのうち、到来時間が 140 ns から 160 ns の光電子数分布。160 ns 近傍のアフターパルスの光電子数は 20 phe 程度を中心に分布していることがわかる。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

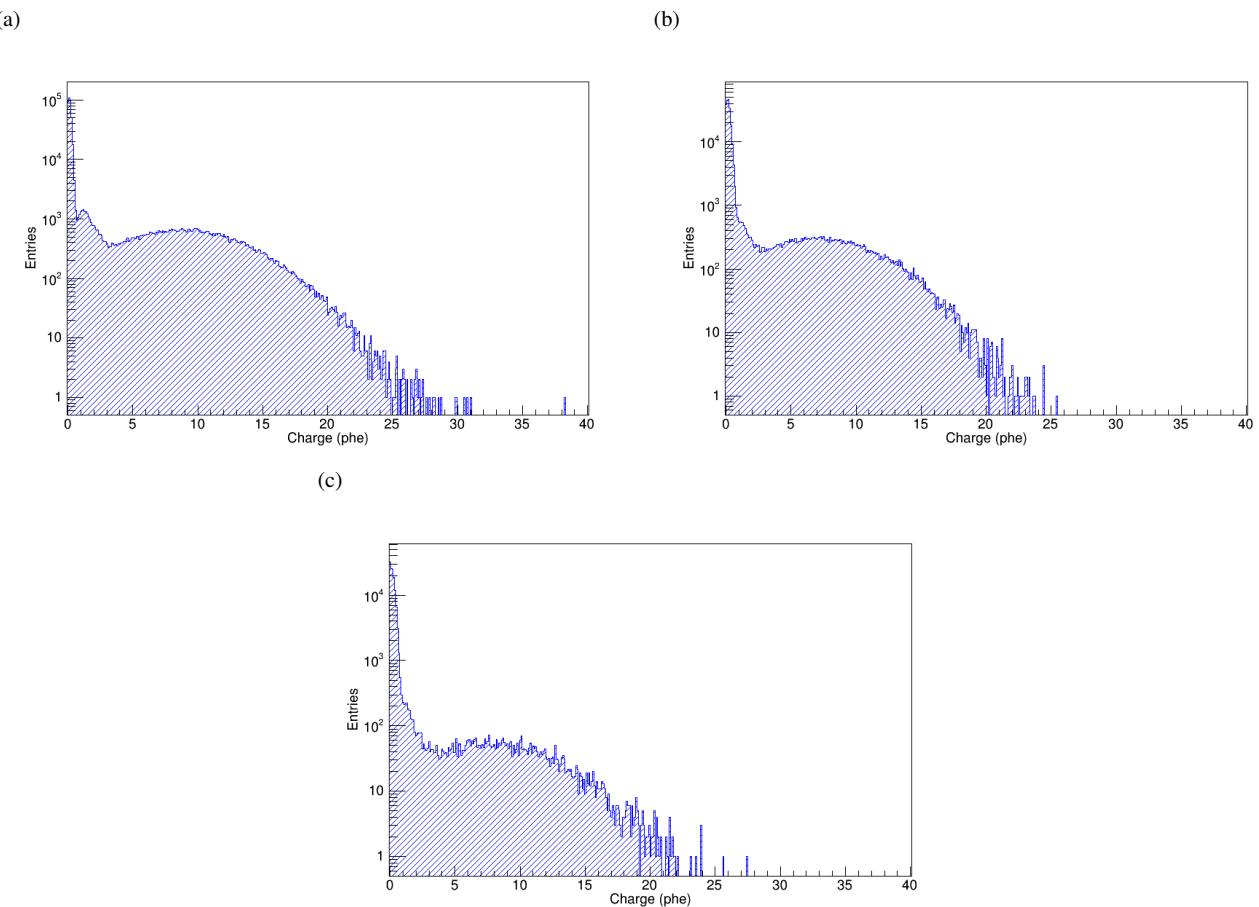


図 4.27 アフターパルスの光電子数分布-360 ns 近傍 1 アフターパルスのうち、到来時間が 300 ns から 440 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスの光電子数は 10 phe 程度を中心に分布していることがわかる。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

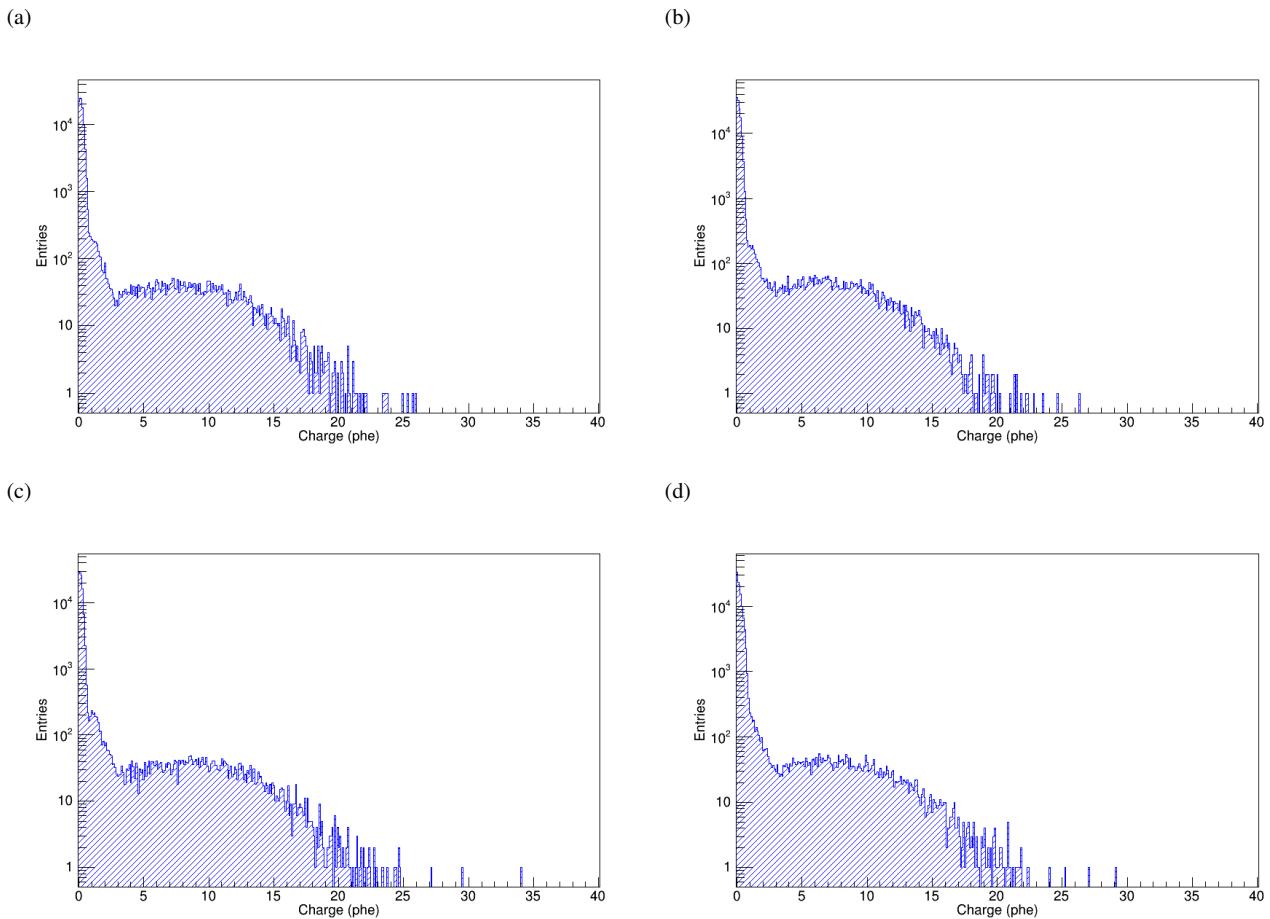


図 4.28 アフターパルスの光電子数分布-360 ns 近傍 2 アフターパルスのうち、到来時間が 300 ns から 440 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスの光電子数は 10 phe 程度を中心に分布していることがわかる。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

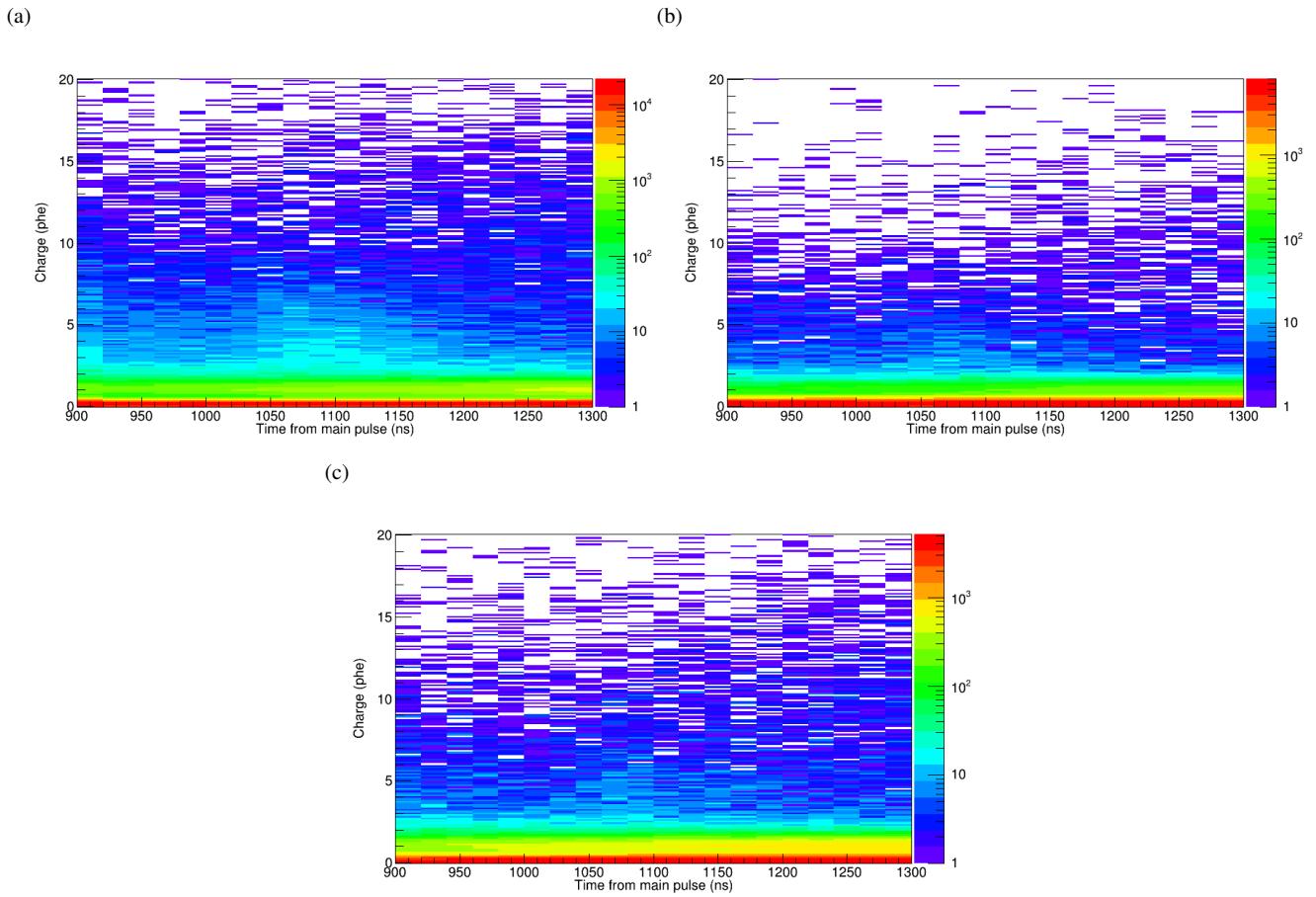


図 4.29 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1100 ns 近傍 1 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。1100 ns 付近でアフターパルスの量が多くなっているように見える。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

1100 ns 付近の分布

図 4.29 から図 4.30 は 1100 ns 付近に注目した到来時間と光電子数の関係図である。特に図 4.30(c) や図 4.30(d) では 5 phe 程度の成分が多いことがわかる。これを射影し光電子数分布としたのが図 4.31 と図 4.32 である。これは 160 ns、360 ns 付近のアフターパルスに比べると、平均光電子数がより低い光電子数に移動している。その影響で、光電子数分布は 3 phe から連続的に減少していくことがわかる。

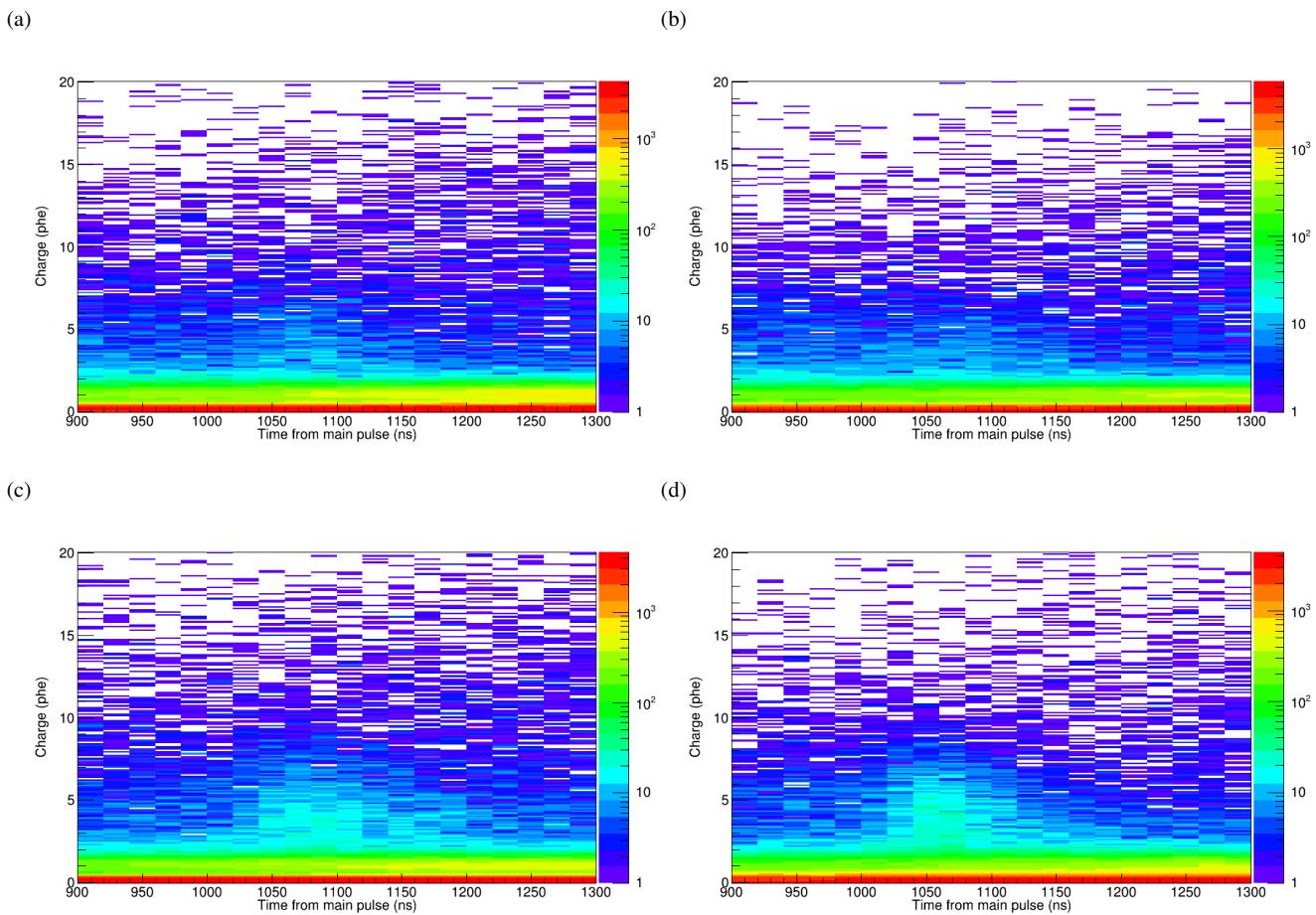


図 4.30 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1100 ns 近傍 2 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。1100 ns 付近でアフターパルスの量が多くなっているように見える。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

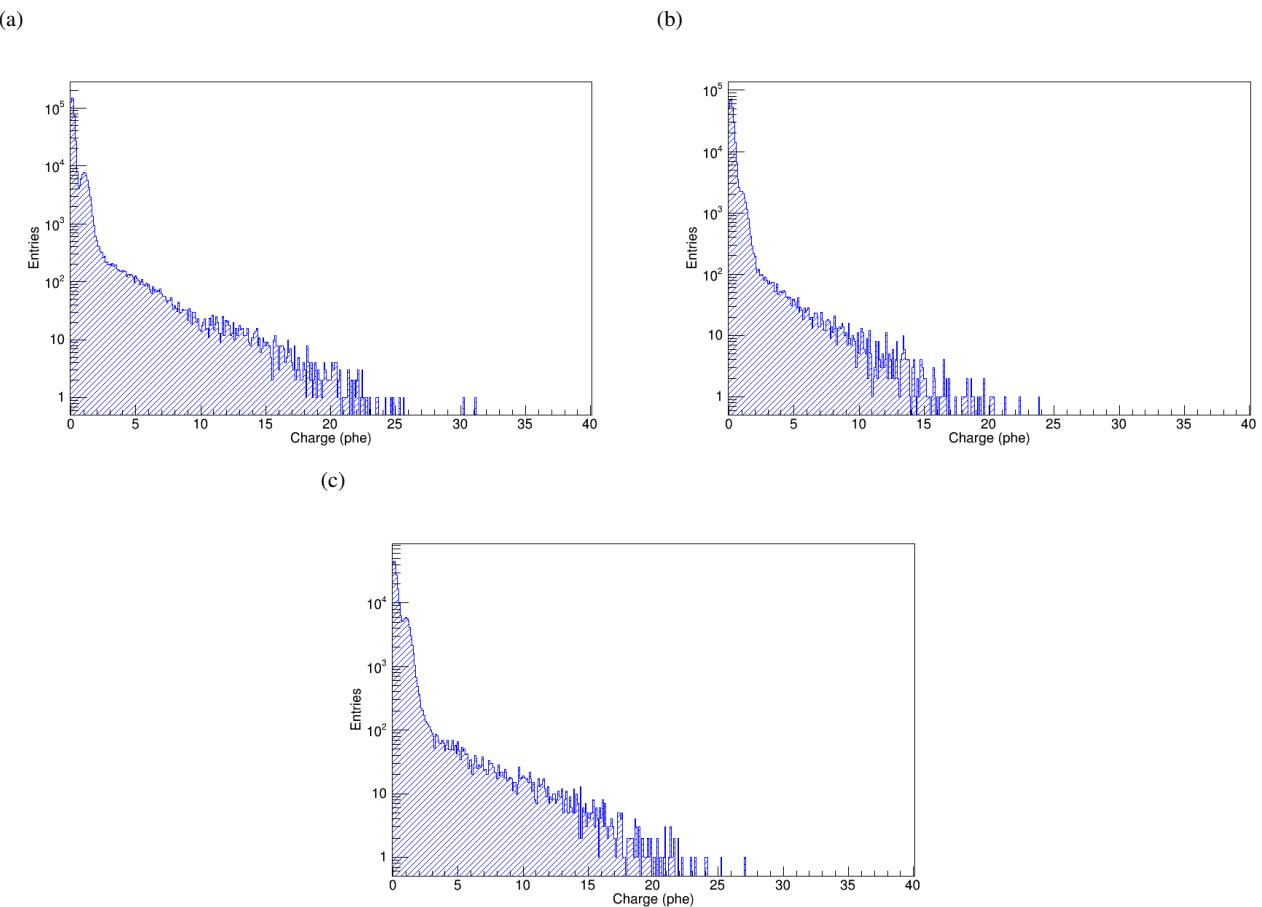
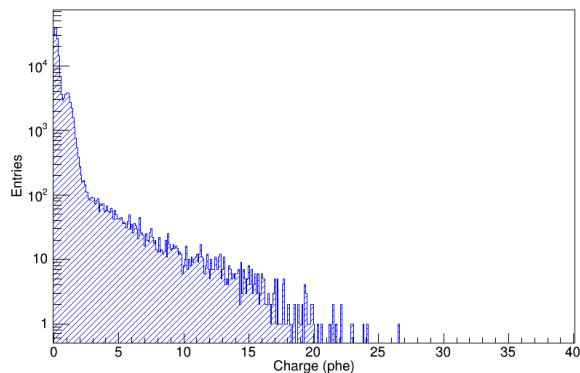
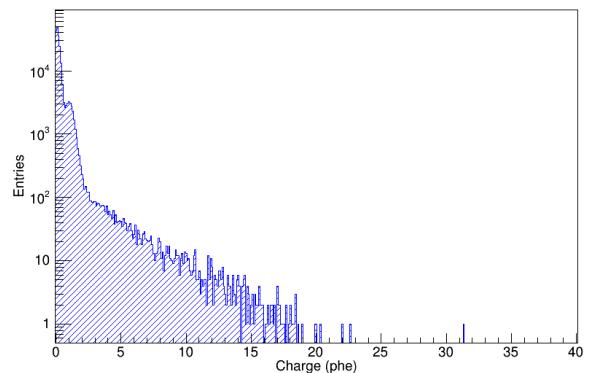


図 4.31 アフターパルスの光電子数分布-1100 ns 近傍 1 アフターパルスのうち、到来時間が 1000 ns から 1200 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。また 2 phe から 5 phe のアフターパルス数が他の区間と比べて多い。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

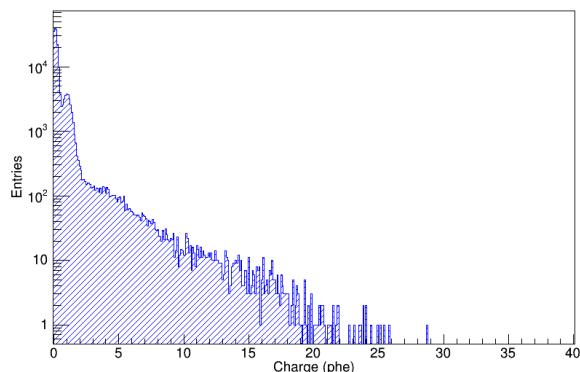
(a)



(b)



(c)



(d)

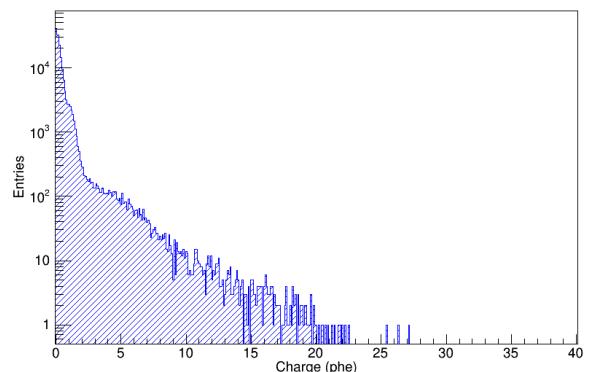


図 4.32 アフターパルスの光電子数分布-1100 ns 近傍 2 アフターパルスのうち、到来時間が 1000 ns から 1200 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。また 2 phe から 5 phe のアフターパルス数が他の区間と比べて多い。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

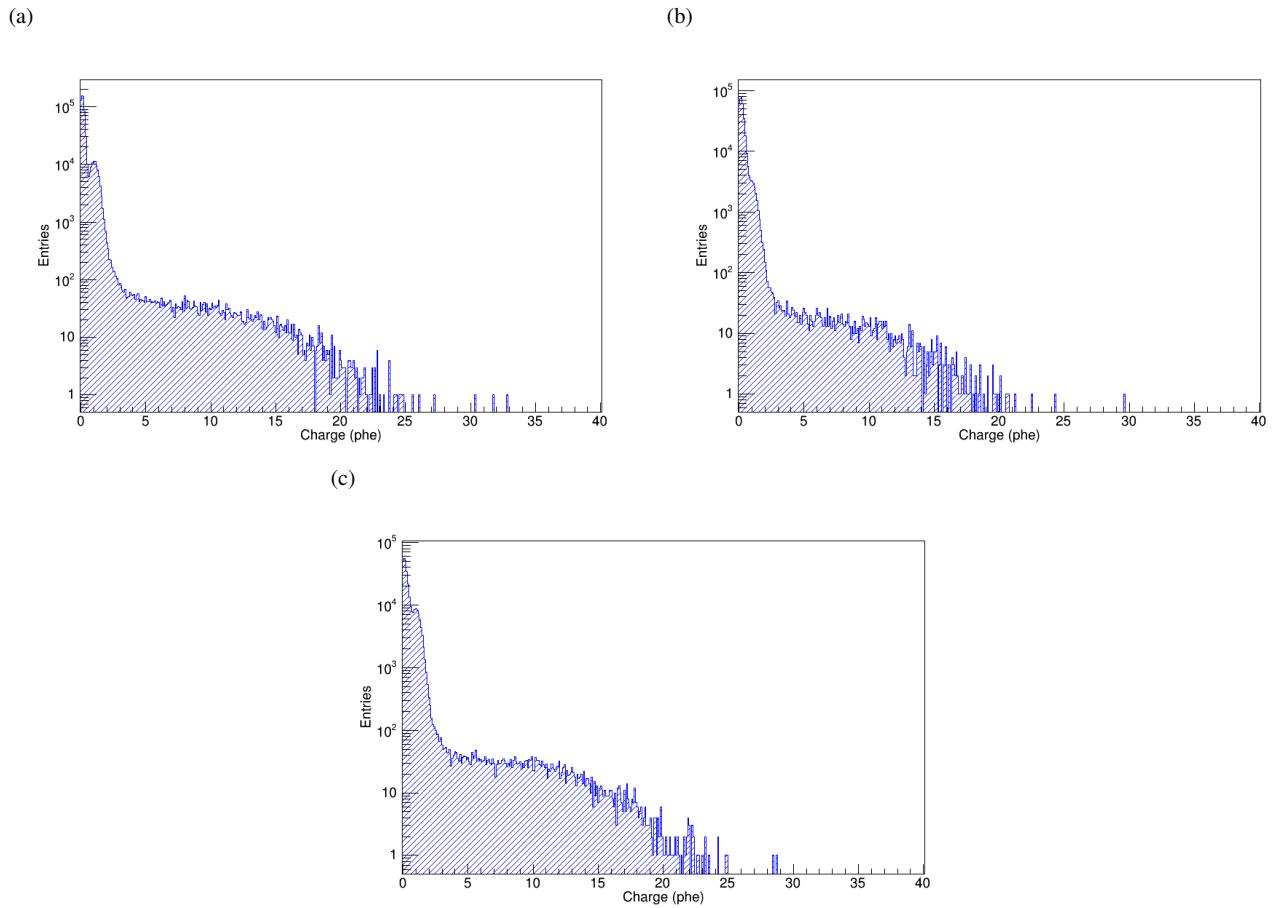


図 4.33 アフターパルスの光電子数分布-1400 ns 近傍 1 アフターパルスのうち、到来時間が 1300 ns から 1500 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。また 3 phe から 15 phe にかけては一様に分布している。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

1400 ns 付近の分布

図 4.33 および図 4.34 は到来時間と光電子数の関係図の中でも、一光電子が多く分布している 1400 ns 付近について光電子数分布を図示したものである。160 ns、360 ns 付近の光電子数分布と比べると確かに一光電子の割合が多いが、これは後に示す 1700 ns 付近のアフターパルスの光電子数分布とよく似た性質を示す。

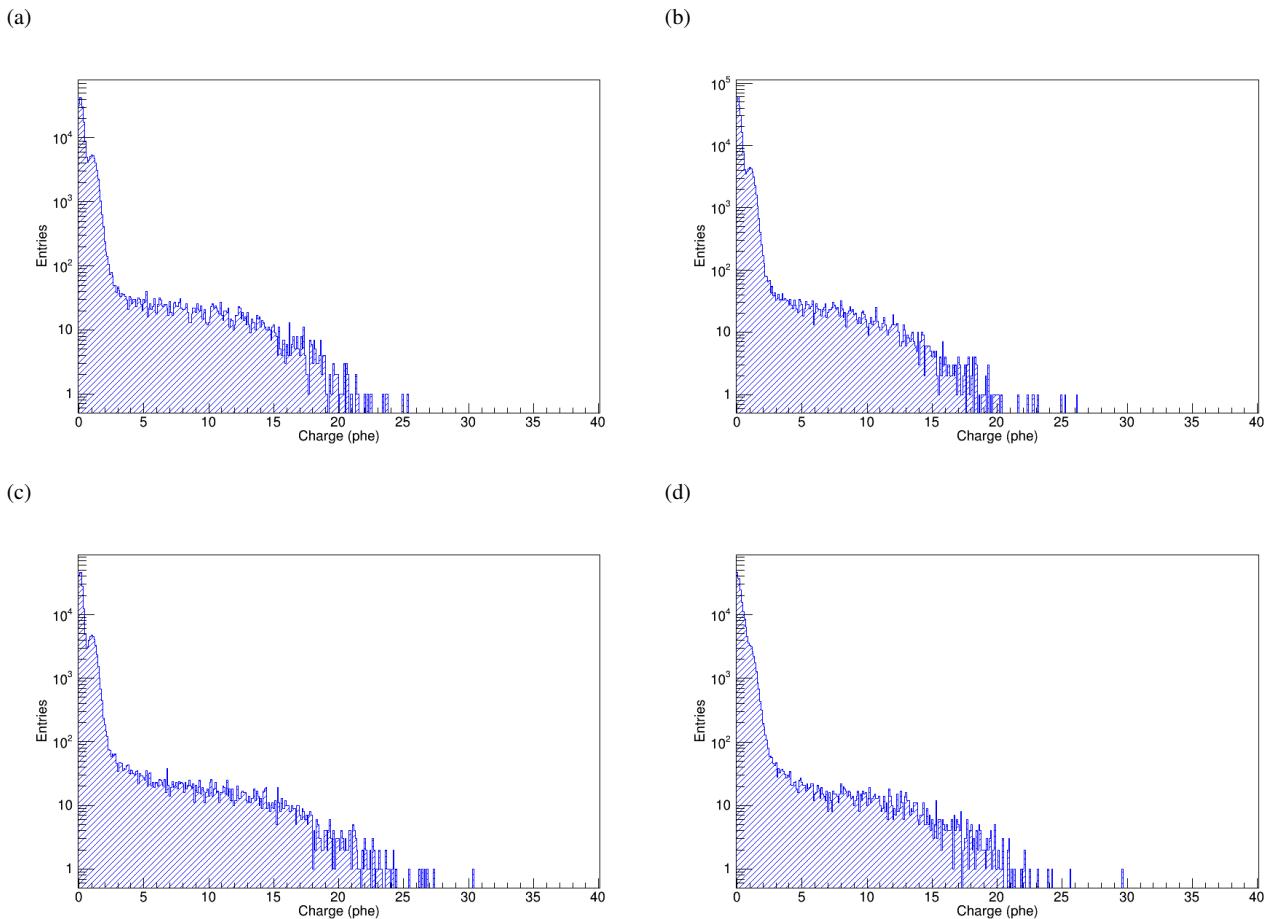


図 4.34 アフターパルスの光電子数分布-1400 ns 近傍 2 アフターパルスのうち、到来時間が 1300 ns から 1500 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。また 3 phe から 15 phe にかけては一様に分布している。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

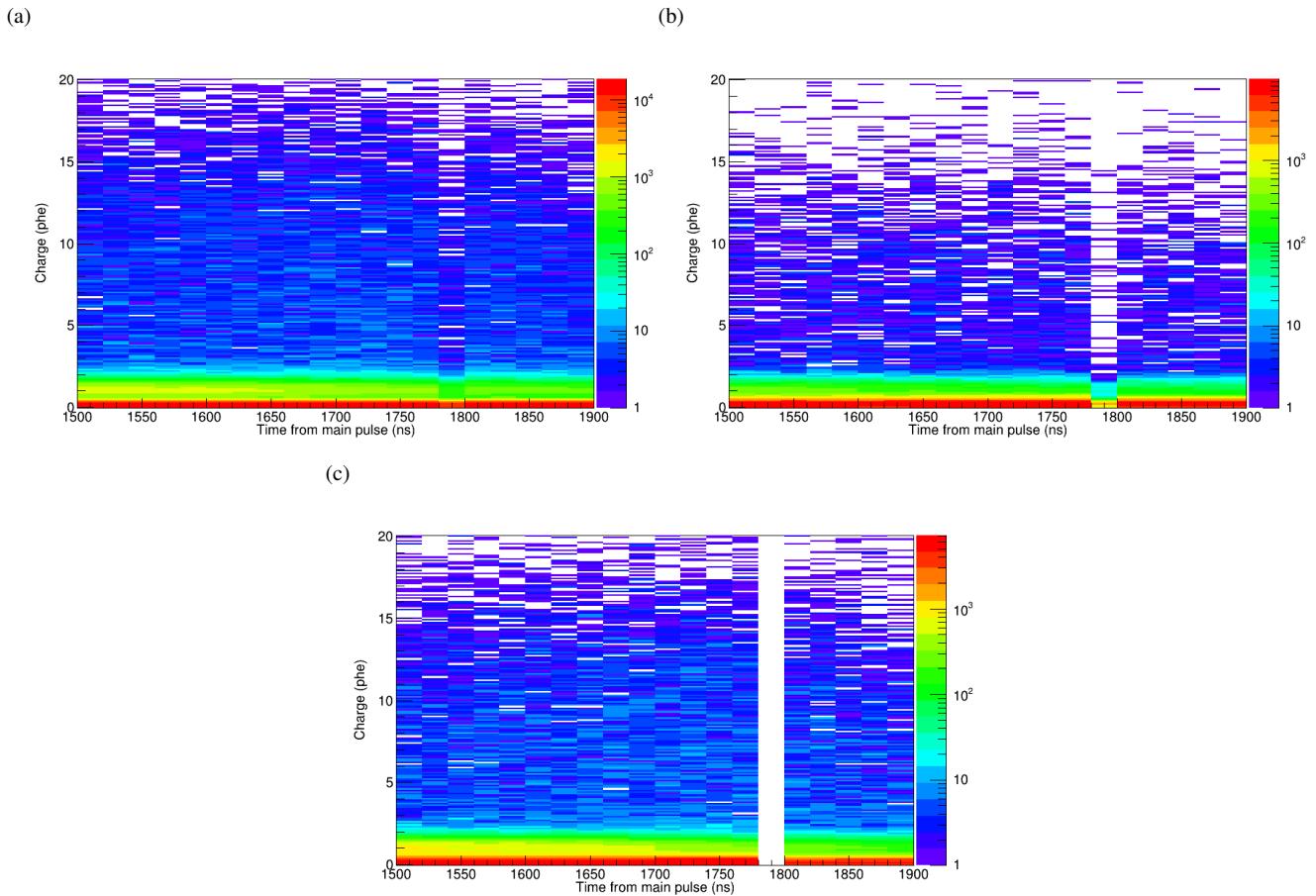


図 4.35 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1700 ns 近傍 1 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。アフターパルスの光電子数が 5 phe から 15 phe まで一様に分布していることがわかる。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

1700 ns 付近の分布

図 4.35 から図 4.38 は 1700 ns 付近の到来時間と光電子数の関係図および光電子数分布である。これらのアフターパルスは貴ガスや光電面を構成する分子由来だと推測される。この光電子数分布は、160 ns 付近や 360 ns 付近の光電子数分布と違い、3 phe から 15 phe まで一様に分布し、そこから減少するような光電子数分布となっている。

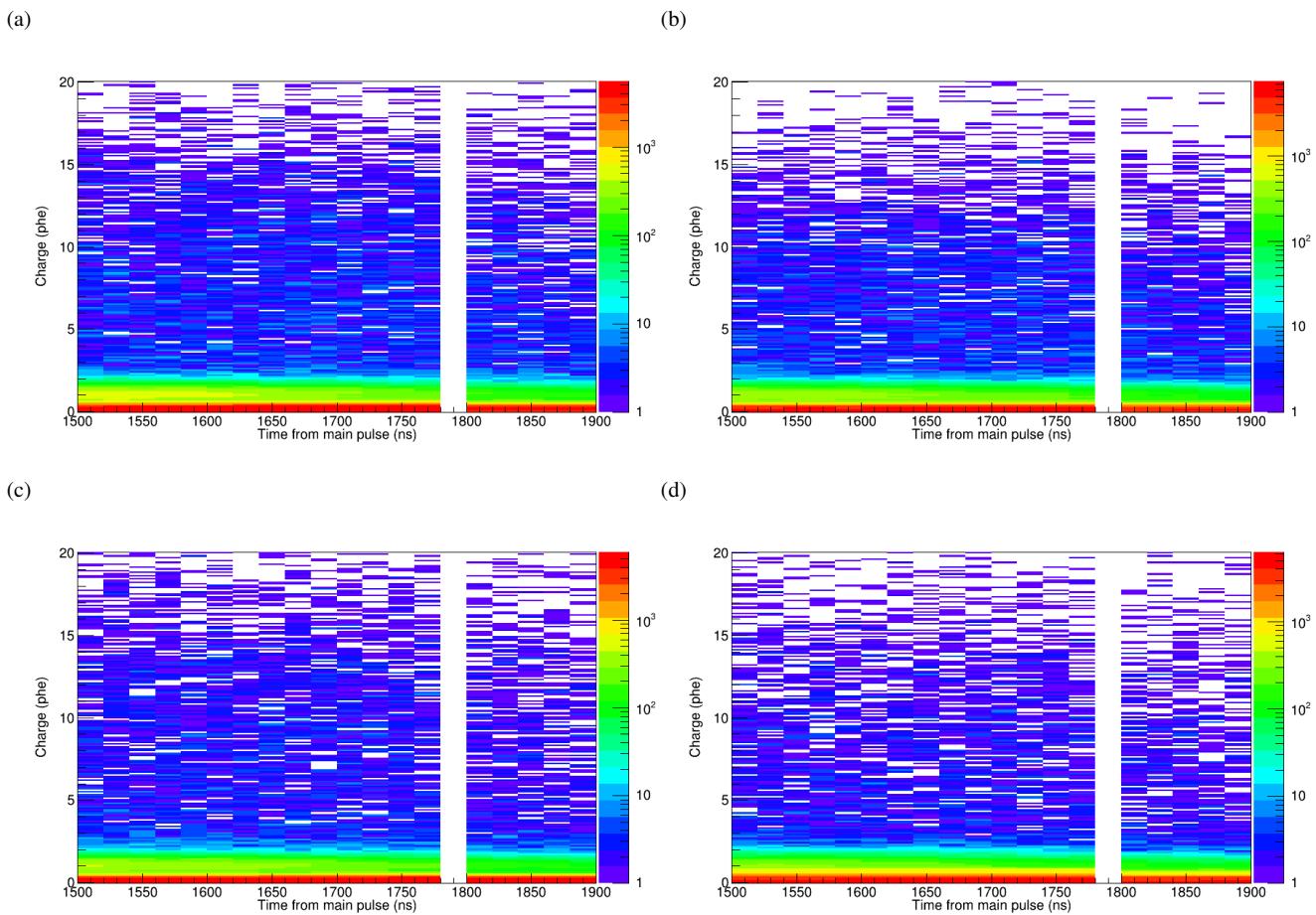


図 4.36 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係図-1700 ns 近傍 2 アフターパルスの到来時間と光電子数の関係。アフターパルスの光電子数が 5 phe から 15 phe まで一様に分布していることがわかる。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

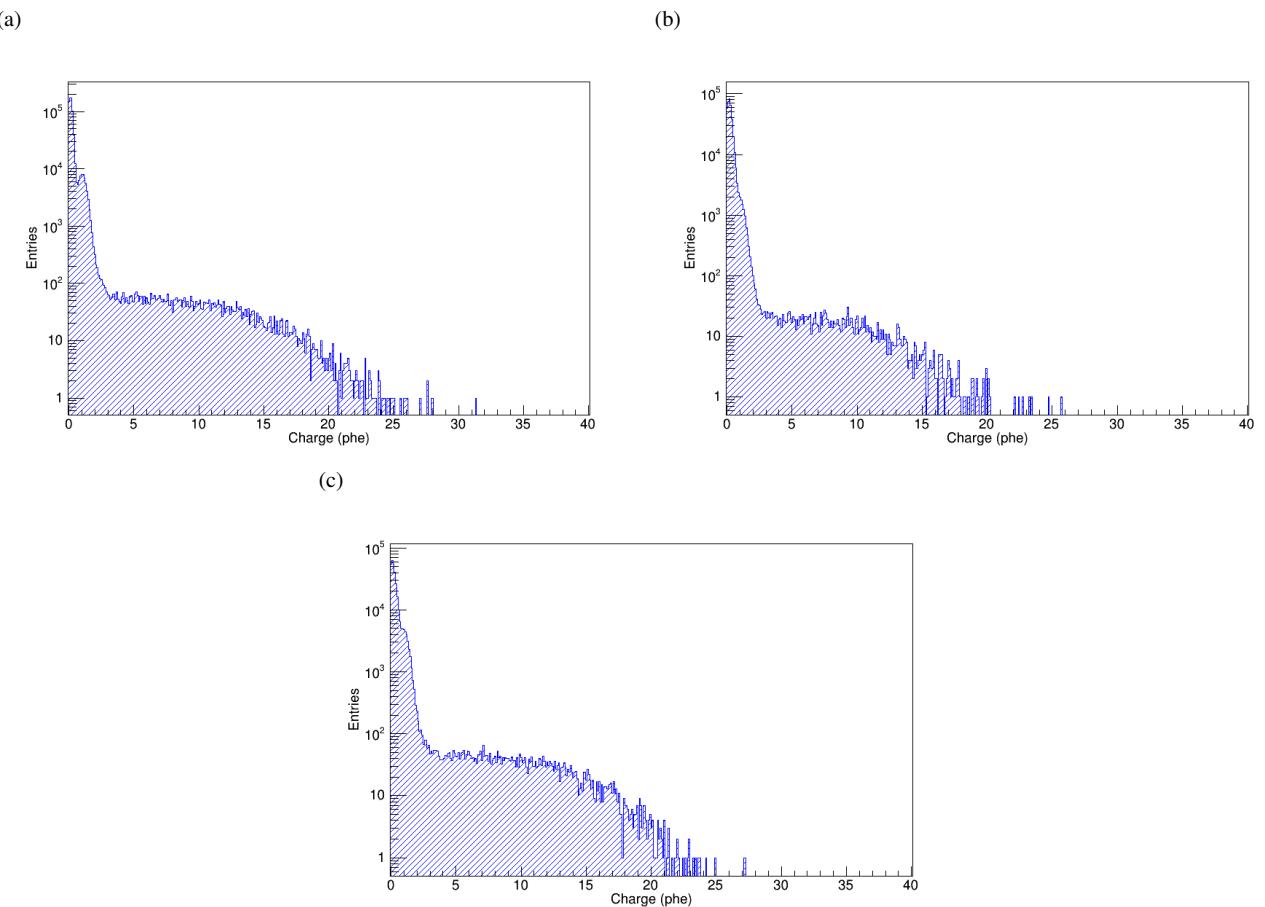


図 4.37 アフターパルスの光電子数分布-1700 ns 近傍 1 アフターパルスのうち、到来時間が 1600 ns から 1800 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。3 phe から 15 phe にかけては一様に分布している。それぞれ (a) 較正用の PMT である AA3300、(b) 2016 年 11 月製造の AA7055、(c) 2017 年 8 月製造の AC1939 である。

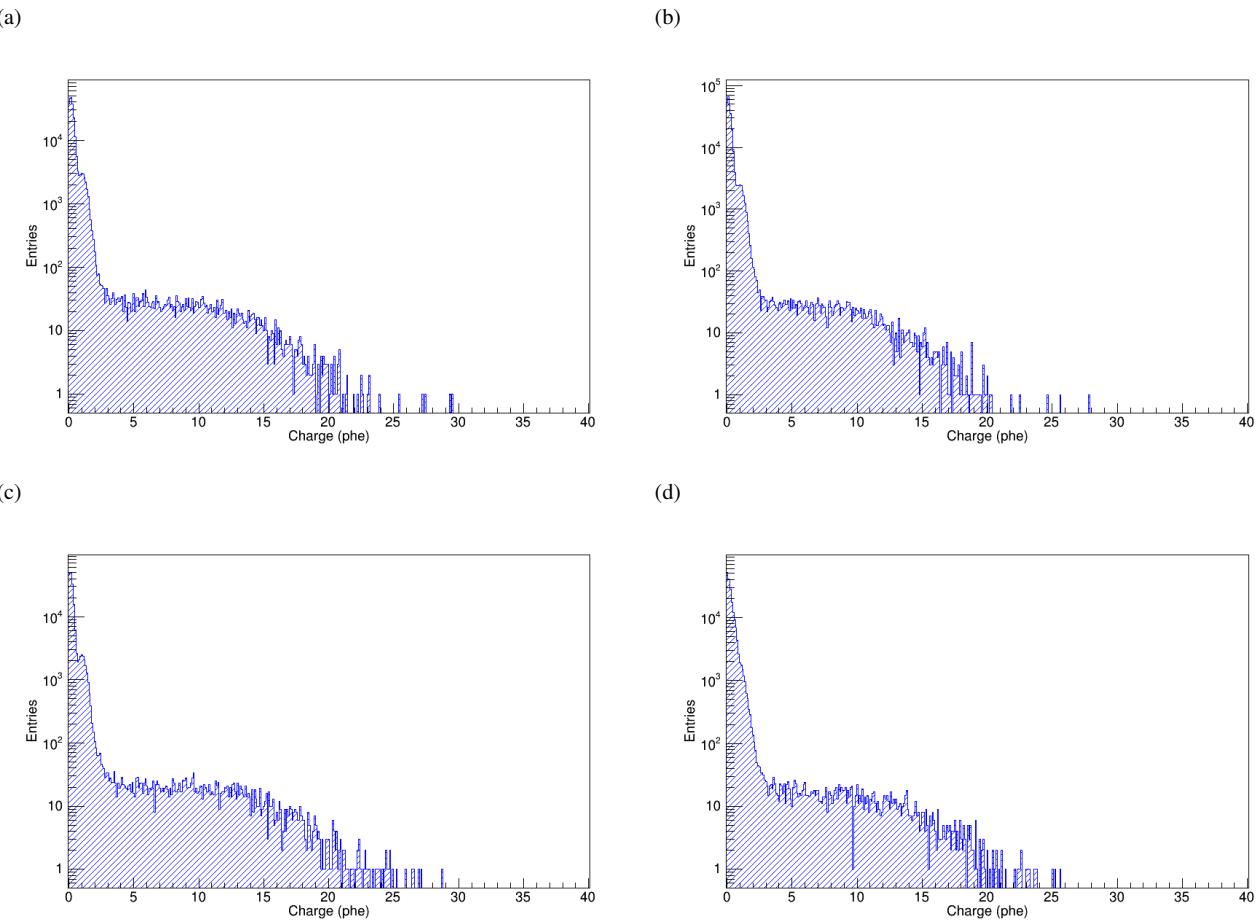


図 4.38 アフターパルスの光電子数分布-1700 ns 近傍 2 アフターパルスのうち、到来時間が 1600 ns から 1800 ns の光電子数分布。360 ns 近傍のアフターパルスと比べると、1 phe 程度の光電子を持つアフターパルスが増加している。3 phe から 15 phe にかけては一様に分布している。それぞれ (a) 2017 年 8 月製造の AC1949、(b) AC1952、(c) AC1962、そして (d) AC1971 である。

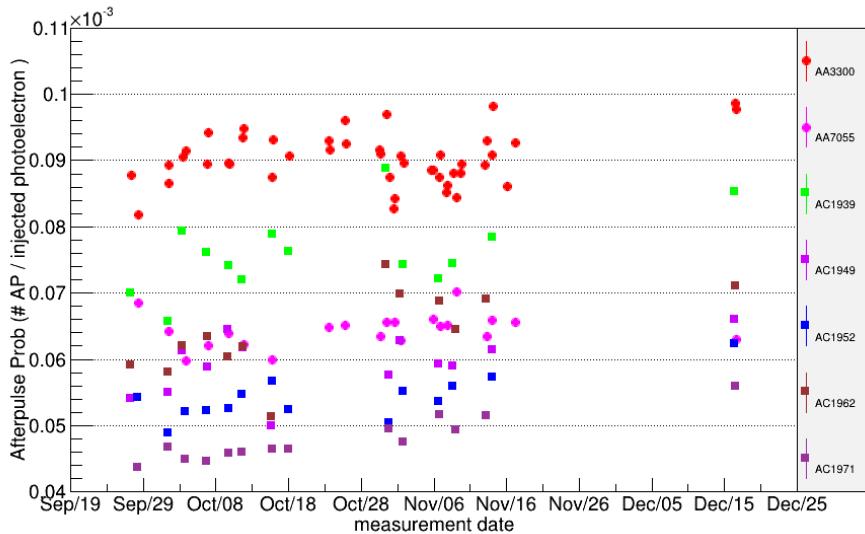


図 4.39 アフターパルス発生確率の推移 縦軸は $3.6 \mu\text{s}$ 間に到来したアフターパルスの合計数から算出したアフターパルス発生確率、横軸は測定日である。

4.2.3 アフターパルス発生確率

図 4.39 に測定から得られたアフターパルス発生確率の変動を図示した。これを見ると、どの PMT に関してもアフターパルス発生確率は緩やかに上昇しているように見える。しかしその絶対値を製造からの経過日数に応じて区別することはできない。

一方、前節で確認したように、到来時間ごとのアフターパルスはその量が PMT ごとに異なっていた。そこで、アフターパルスの増加に影響しているイオン種別を確かめるために、アフターパルスの到来時間ごと、つまりイオンファイドバックを引き起こした分子種ごとにアフターパルスの発生確率を計算した。図 4.40 は各到来時間ごとのアフターパルス発生確率を測定日を横軸として図示したものである。

図 4.40(b) の He^+ と推定されるアフターパルスに関しては、測定期間を通してアフターパルス発生確率が緩やかな上昇をしているように見える。また、図中上の製造日が古い PMT から値が大きいことがわかる。一方で他の到来時間のアフターパルスに関しては、 He^+ と推測される成分と比べてその発生確率が小さいこと、また PMT の製造日によらずその値が大小様々であることがわかる。この関係を再度図示したのが、図 4.41 である。横軸は製造からの経過日数となっており、製造からの日数に依存して He^+ 由来と推定されるアフターパルス発生確率が増加していることがわかる。その一方で他の到来時間のアフターパルスに関しては、増加よりも減少しているように見える。しかし製造日からの日数経過が小さい PMT では個体差が大きいことも確認でき、この変動は PMT ごとの個体差で説明できる可能性もある。

360 ns 近傍アフターパルス発生確率の増加が線型的なものだと仮定して、一次関数をあてはめると、アフターパルス発生確率の増加率は $a = 3.6 \times 10^{-5}/\text{year}$ となった。この値は永吉氏の測定で得られた値とおおよそ一致する(図 3.3)。図 4.42 は、今回の測定した PMT の結果に、2014 年から 2015 年に測定された 8dynode-PMT の結果を加え比較したものである。7dynode-PMT の増加率(本研究)と 8dynode-PMT の増加率(永吉氏)が同程度であることから、アフターパルスの増加に関してこれらの PMT は同様の変化をすると推測できる。

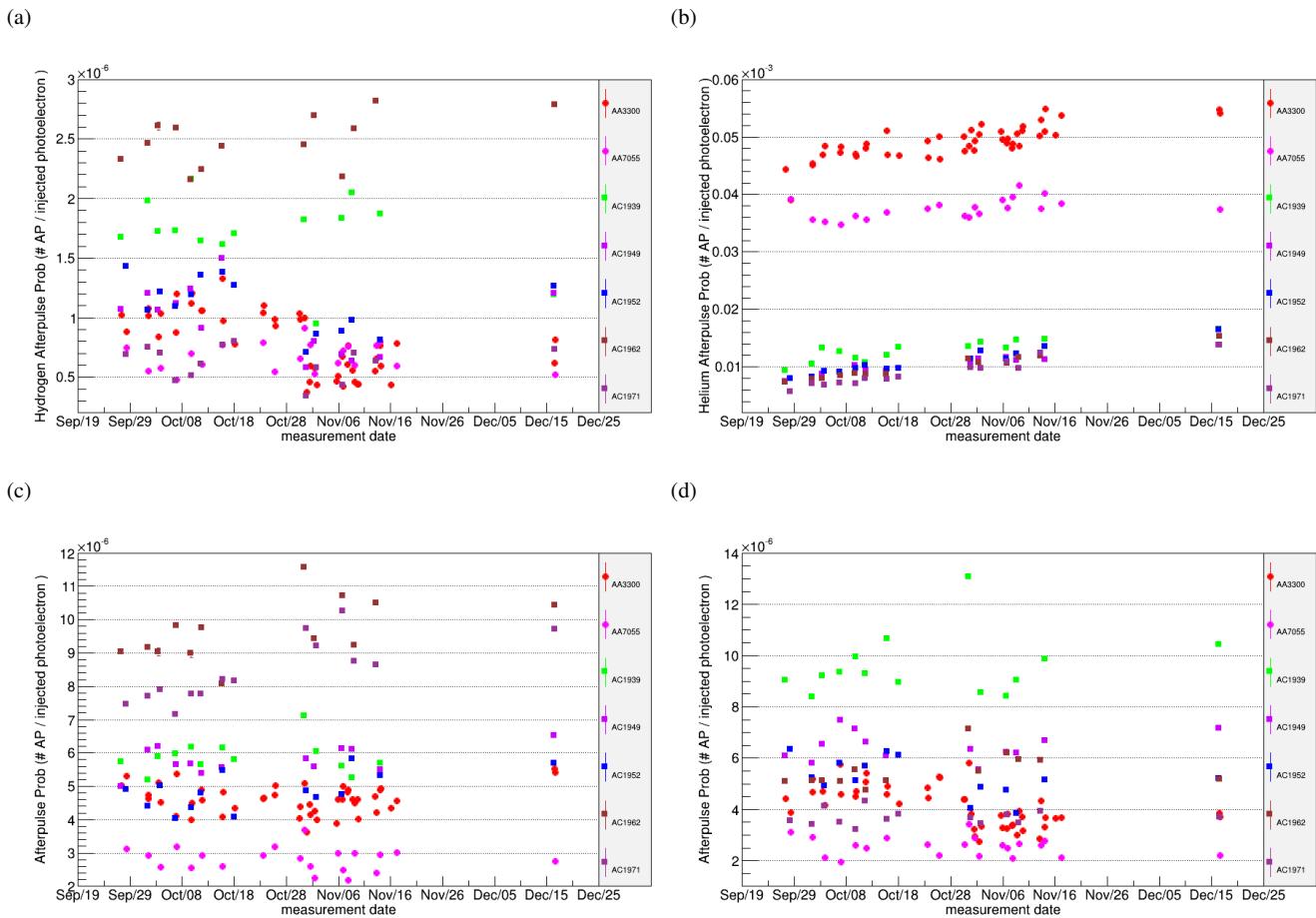


図 4.40 到来時間別アフターパルス発生確率の推移 縦軸は各到来時間のみに注目した場合のアフターパルス発生確率、横軸は測定日である。点の色の違いが PMT の違いを表している。それぞれ (a) 140 ns から 190 ns、(b) 300 ns から 500 ns、(c) 1000 ns から 1200 ns、(d) 1600 ns から 1800 ns のアフターパルス発生確率の推移である。

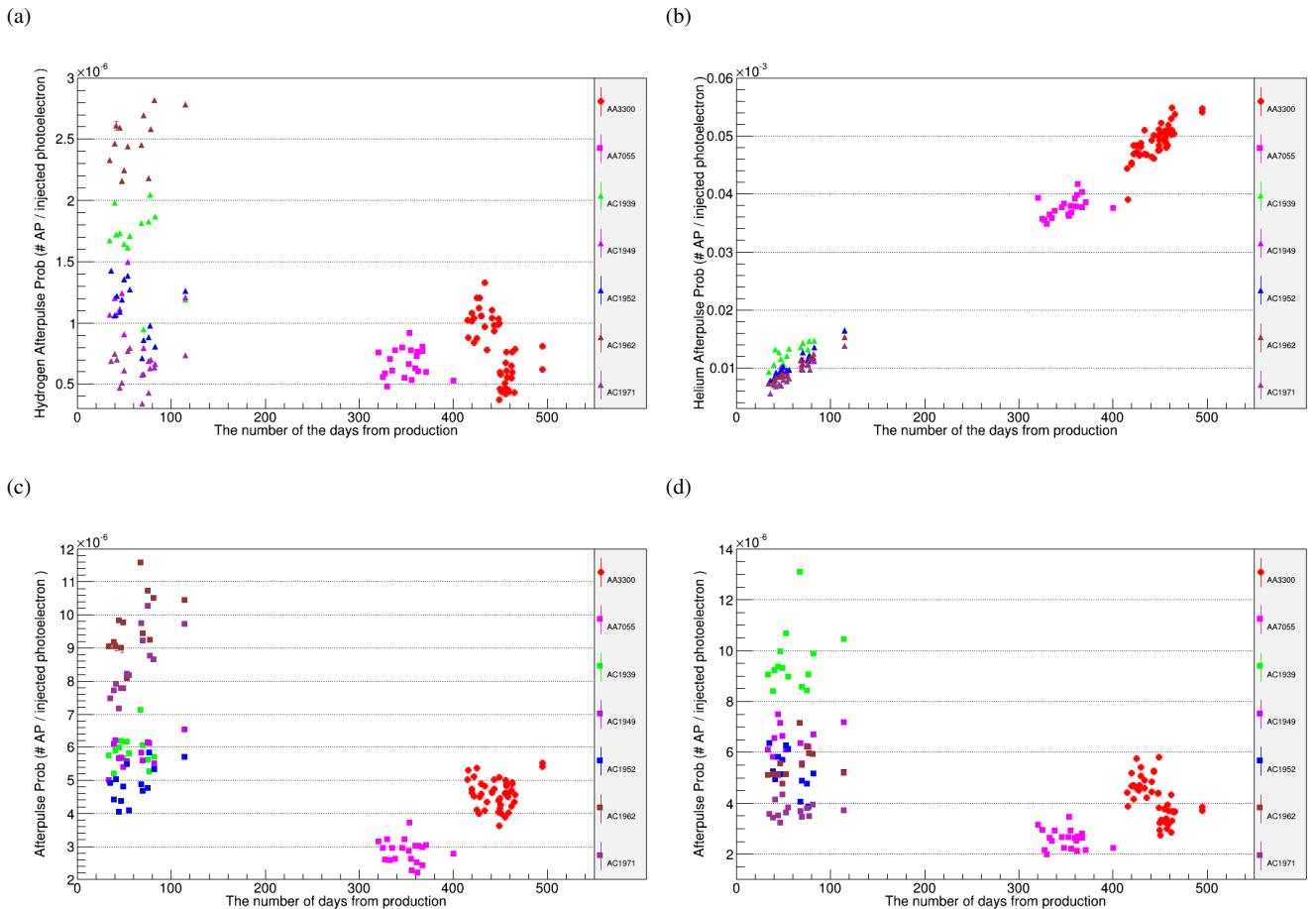


図 4.41 到来時間別アフターパルス発生確率と経過日数の関係図 各到来時間に注目した場合のアフターパルス発生確率を横軸を製造からの経過日数で示した。点の色の違いが PMT の違いを表している。(b) のみが時間経過に従って、アフターパルスが増加している。その他のアフターパルスに関しては、製造からの経過日数が少ないものは個体差が大きく、その後減少しているようにも見える。それぞれ (a) 140 ns から 190 ns、(b) 300 ns から 500 ns、(c) 1000 ns から 1200 ns、(d) 1600 ns から 1800 ns のアフターパルス発生確率の推移である。

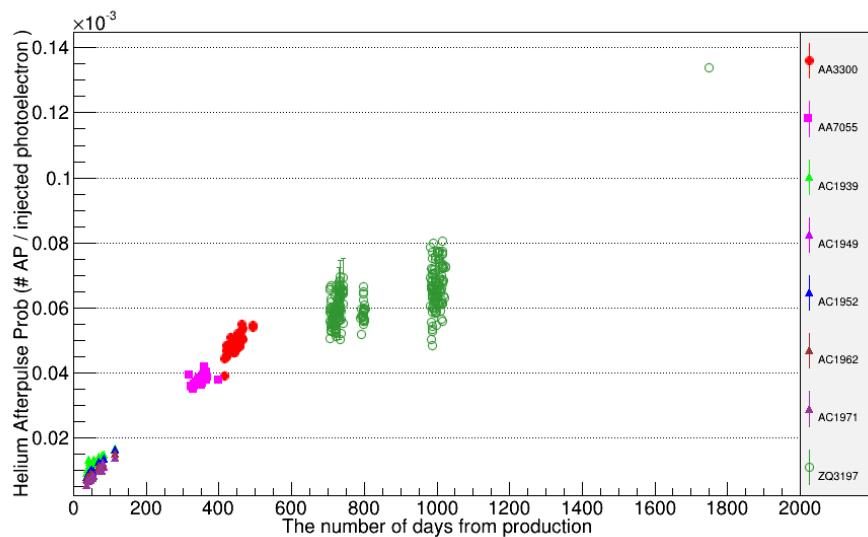


図 4.42 360 ns 近傍アフターパルス発生確率の比較 縦軸は 300 ns から 500 ns のアフターパルス発生確率、横軸は製造からの経過日数である。今回測定した PMT の結果に加えて、2014 年から 2015 年の間に長期測定されていた 8dynode-PMT である ZQ3197 に関して同様の解析を行い、その結果を比較した。測定条件が異なるため単純な比較はできないが、7dynode-PMT、8dynode-PMT のどちらも製造日からの日数経過に従い、360 ns 付近のアフターパルス発生確率がおよそ一定の割合で増加していることが確認できる。

第 5 章

議論

5.1 測定系の系統誤差の議論

第 4.1.1 節で測定系には、一光電子信号の平均電荷量を、統計誤差を超えて変化させる系統的な問題が存在していることがわかった。以下ではその原因について可能な限り議論する。

5.1.1 DRS4 の温度依存性

結果で述べたように、図 4.15 では DRS4 評価基板の温度が測定期間中に平均 4°C 度程変化していたことがわかる。この温度変化は DRS4 評価基板のものであり、PMT の温度ではない。また DRS4 評価基板は発熱するため、図 4.15 の結果から単純に室温を推定することはできない。前節の結果として図 4.4 から図 4.6 と図 4.15 を比較すると、平均電荷量の変化には DRS4 評価基板の温度変化に見られる大局的な変化があるとはいえない。仮に変動が存在している場合でも、その変動は現在注目しているものよりも小さいと考えられる。正確な議論のためには PMT の温度変化を確認する必要がある。

5.1.2 その他の原因の推測

PMT の温度変化による変動

PMT もその特性が温度によって変化することが知られている。例えばダークカウントは室温 20°C 程度で 10 Hz で発生する。しかし、PMT によるパルスの幅が数 ns であることを考慮すると、一回のパルスにダークカウントが混入する確率は 10^{-8} 程度であり、十万イベント測定したとしてもほとんど混入しない。

また今回の測定は PMT の動作温度内に収まっていると考えられ、極端な負荷をかけたとは考えにくい。PMT の信号增幅率の温度による依存性はおよそ $0.1\%/\text{ }^{\circ}\text{C}$ と言われている。柏市の平均気温の変化は 10 月から 11 月にかけて約 5°C であり、この温度変化から予測される変化は 0.5% 程度である [25]。信号增幅率で 4% から 5% の変化を生み出すには、 40°C 程度の温度変化が必要となるため現実的では無い。以上のことから、仮に温度変化があったとしても、その変化は十分小さく、現在議論している変動に対して支配的では無いと考えられる。

PMT への印加電圧の安定性

PMT の信号增幅率は印加電圧のべき関数に従う。そのため印加電圧の変動が小さい場合でも、信号增幅率の変動はそのべきに従い大きくなる。

今回の測定で用いた直流電源は 0.001 V の精度で安定である。しかしこの電圧が CW 回路に伝わり、PMT に実際に印加されるまでの安定性は確認できていない。まず、印加電圧の変化が信号增幅率の変化にどれだけ影響す

るか定式化する。PMT の一光電子平均電荷量 $Q[\text{mVns}]$ と信号増幅率 G には以下の関係が成り立つ。

$$Q = e \cdot G \cdot R \quad (5.1)$$

ここで R は読み出し回路の特性インピーダンスである。ここから

$$\delta Q/Q = \delta G/G \quad (5.2)$$

が導ける。つまり信号増幅率の変化率は一光電子平均電荷量の変化率に等しい。一方で、信号増幅率は印加電圧の関数として式 5.3 のように表せる。

$$G(V) = A(V - 350)^B \quad (5.3)$$

$$\delta G(V) = A \cdot B(V - 350)^{B-1} \delta V \quad (5.4)$$

$$\delta G(V)/G(V) = B \cdot \frac{\delta V}{V - 350} \quad (5.5)$$

以上の関係から、印加電圧の変化率と一光電子平均電荷量の変化率の関係は $\delta Q/Q = B \cdot \delta V/(V - 350)$ となる。ここに一光電子測定の印加電圧である $V = 1400 \text{ V}$ を代入する。 B は信号増幅率の指数であり、ここでは一定の値であると仮定する。埼玉大学西山氏の測定から $B \sim 4$ であることもわかっている。一光電子平均電荷量の変動は標準偏差で 4% から 5% 程度であるので、これを実現するためには、印加電圧が $\delta V/V \sim 1\%$ 変動していれば良いことがわかる。

具体的に考えられる例として、PMT 内部に組み込まれているツェナーダイオードの印加電圧変化が考えられる。スペックシートによると、ツェナーダイオードの温度変化による印加電圧の変化は $0.1\%/\text{°C}$ である。つまり、温度が 10°C 程度変化すると 350 V に対して 3.5 V のずれが生じる。すると、増幅率の式 5.3 における $V - 350$ のうち、固定だと考えている 350 V が変動することにより、平均電荷量の変動が生成されると考えられる。DRS4 で平均 4°C の変化が確認されているため、 10°C 程度の温度変化が発生する可能性は否定できない。

以上のこととは仮説であり、検証を行っていない。今後 PMT や CWHV 回路の温度特性を測定する必要がある。

光源の不安定性

測定期間中に光源には不安定性があることが判明していた。しかし、一光電子測定では、一光電子成分が二光電子以上の成分と比べて十分大きければ測定は可能であるため、光源の不安定性が一光電子の信号強度に大きな影響を与えるとは考え難い。第 3.3.1 節で述べたように、光源の変動によって平均の光電子数は変化し、波高分布中で一光電子成分に対する二光電子の混入率も変化する。しかし、図 4.4 から図 4.5 中では、二光電子成分を考慮せずにいたガウス関数のフィットによる平均電荷量（丸）と一光電子のみの分布に対するガウス関数フィットから得た平均電荷量（四角）はほとんどの点で統計誤差の範囲で一致しており、二光電子以上成分の有無が平均電荷量の推定に及ぼす変化は現在注目している変動に比べて小さいと言える。こうした理由から、光源の不安定性が一光電子の平均電荷量に及ぼす影響は非常に小さい。

DRS4 評価基板の増幅率の入力端子依存性

一光電子の平均電荷量の安定性を評価する中で、DRS4 評価基板の入力端子により出力の大きさが異なることが図 5.1(a) からわかった。図 5.1 は測定した全ての PMT に関して、その一光電子平均電荷量を DRS4 評価基板の入力端子ペア（表 5.3 参照）ごとに図示したものである。これを見ると、各入力端子ペア間でばらつきがあるものの、入力端子ペア 0 のみ平均電荷量が小さい傾向がある。これを検証するため、DRS4 評価基板の特性評価を行った。

測定の結果、表 5.1 から表 5.2 に示すように、二枚の DRS4 評価基板の八つの入力端子のうち、一つの入力端子だけ他の入力端子よりも出力が低いことがわかった。表 5.3 から表 5.4 には、出力波高の変化率が平均電荷量の変化率に比例すると仮定した場合におよぼす影響の大きさをまとめた。これらの表から、入力端子のペア間で最大 10% の差が生じることがわかった。

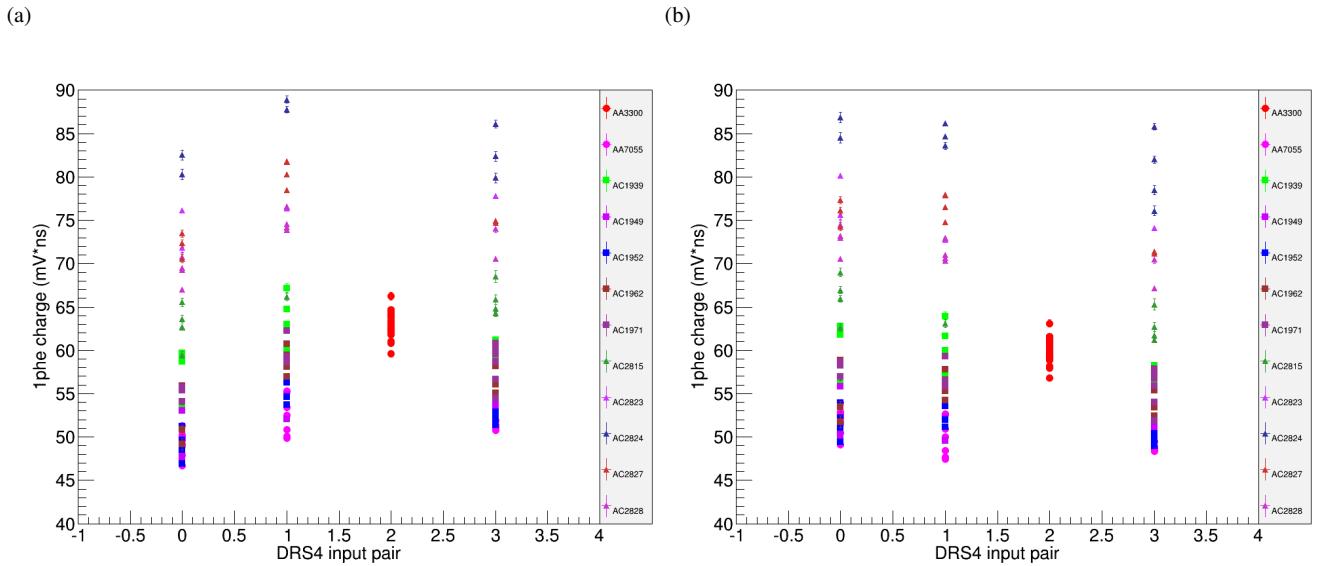


図 5.1 DRS4 評価基板の入力端子依存性 DRS4 評価基板の入力のうち、入力端子ペア 0 のみ平均電荷量が小さい傾向が見られる。入力端子ペア 3 は較正用 PMT で固定していたため、点が 1 種類のみとなる。色の違いは測定した PMT の違いである。(a) は入力端子間の増幅率の差を補正していないデータ、(b) は入力端子間の増幅率の差を補正した後のデータである。

表 5.1 DRS4 評価基板出力の入力端子依存性 30 mV パルス入力

DRS4 Serial	input channel	Output Amplitude [mV]
2316	1	24.8 (-17.2%)
2316	2	32.3 (+7.6%)
2316	3	31.0 (+3.4%)
2316	4	32.3 (+7.7%)
2386	1	31.0 (+3.5%)
2386	2	32.2 (+7.4%)
2386	3	31.0 (+3.3%)
2386	4	32.3 (+7.7%)

表 5.2 DRS4 評価基板出力の入力端子依存性 300 mV パルス入力

DRS4 Serial	input channel	Output Amplitude [mV]
2316	1	252.5 (-15.8%)
2316	2	314.9 (+5.0%)
2316	3	316.0 (+5.3%)
2316	4	315.4 (+5.1%)
2386	1	315.8 (+5.3%)
2386	2	314.3 (+4.8%)
2386	3	315.4 (+5.1%)
2386	4	315.1 (+5.0%)

表 5.3 DRS4 評価基板出力の入力端子ペア依存性 30 mV パルス入力

DRS4 Serial	input pair (channels)	Deference from input
2316	0 (1&2)	-4.8%
2316	1 (3&4)	+5.5%
2386	2 (1&2)	+5.5%
2386	3 (3&4)	+5.5%

表 5.4 DRS4 評価基板出力の入力端子ペア依存性 300 mV パルス入力

DRS4 Serial	input pair (channels)	Deference from input
2316	0 (1&2)	-5.4%
2316	1 (3&4)	+5.2%
2386	2 (1&2)	+5.0%
2386	3 (3&4)	+5.0%

しかし、図 4.4 から図 4.6 に示した一光電子の平均電荷量はすでにこの効果を考慮した結果である。補正後でも統計誤差を超える変動は依然として存在している。そのため、波高出力の入力端子依存性は、一光電子平均電荷量に系統的な誤差を生み出すが、この効果のみで図 4.4 から図 4.6 中の変動を説明することはできないことがわかった。

磁場による影響

磁場による影響は PMT の開発段階で調査されており、PMT の出力に大きな影響を及ぼさないことが確認されている。そのため、今回の変動が磁場の影響であるとは考えにくい。

5.2 アフターパルス到来時間の解釈

図 4.17 から図 4.18において一番目のピークである 160 ns を水素イオン H^+ 起源とした場合、他のピークの原因となるイオンを推定したものを次に示す。

$$160 \text{ ns} \sim 1 \sim H^+ \quad (5.6)$$

$$360 \text{ ns}/160 \text{ ns} \sim 2.3 \sim He^+ \quad (5.7)$$

$$1100 \text{ ns}/160 \text{ ns} \sim 6.9 \sim CO_2^+, Ar^+ \quad (5.8)$$

$$1700 \text{ ns}/160 \text{ ns} \sim 10.6 \sim Rb^+, Sb^+, Xe^+, Kr^+, Cs^+ \quad (5.9)$$

これらの推定が正確かどうかを考える。水素イオン H^+ は式 3.6 より、最も小さい到来時間を持つと考えられる。次にヘリウムイオン He^+ に関しては、360 ns 近傍のアフターパルス発生確率推移の結果（図 4.41(b)）と、ヘリウムガスがガラスを透過し PMT 内に侵入する事実から確証が持てる。他のイオンに関しては、現時点では確実な判断を下すことはできない。そこで PMT の製造過程を考慮し、大気中に含まれているものとして CO_2 、 Ar 、 Kr および Xe を推定し、光電面の素材として用いられているものとして Rb 、 Sb 、 Cs が存在していると推測した。以下 160 ns 近傍を H^+ 由来、360 ns 近傍を He^+ 由来、1100 ns 近傍を Ar^+ および CO_2^+ 由来、1700 ns を重い分子 (Rb^+ 、 Sb^+ 、 Cs^+ 、 Kr^+ 、 Xe^+) 由来と仮定して議論を行う。

また PMT 間の比較から、製造から時間経過の大きい PMT (図 4.17(a)、図 4.17(a)) に関しては、 He^+ 由来のピークが他のピークと比較して支配的であることがわかる。これは PMT 内のヘリウム量が時間経過と共に増加していくことを考えると説明できる。

5.3 アフターパルス光電子数の解釈

5.3.1 200 ns から 400 ns に分布するアフターパルス

図 4.23(a) および図 4.23(b) では、 He^+ 由来のピーク付近から 200 ns 付近まで光電子数が減少しながら分布しているアフターパルスを確認することができた。これは以下のような解釈ができる。

まず、本来ならば一段目のダイノードで電離した分子は 350 V の電位差により光電面に到達する際に 350 eV のエネルギーを獲得するはずである。こうして光電面に到達したイオンは、電離損失により光電面の電子にエネルギーを与える。この反応で電子が得たエネルギーが、電子の仕事関数 × 素電荷よりも大きいものであれば、電子は光電面から自由に飛び出すことができる。ここで、一段目のダイノードと光電面の間の電位差が距離に比例して増減すると考える。すると光電面からの距離に比例してイオンの獲得するエネルギーは変化する。つまり、光電面に近い位置で生成されたイオンは獲得するエネルギーが小さくなる。

こうした条件を満たすのは、一段目のダイノードと光電面の間を運動している気体分子である。このような気体分子がイオンとなり引き起こすアフターパルスの電荷は小さくなると予想できる。一方で、光電面に近ければ近いほど到來時間は早くなるので、これも図 4.23(a) および図 4.23(b) の構造と辻褄が合う。以上のことから、図 4.23(a) 中の特徴的な分布は、ダイノードと光電面の間を浮遊している気体分子が原因であると考えられる。その構造が He^+ 由来のアフターパルス付近で見られるのも、ヘリウム光電面を透過して侵入してくると考えれば不自然ではない。

5.3.2 到來時間ごとの光電子数分布の差

図 4.26 から図 4.28 からは、 H^+ 由来のアフターパルスと He^+ 由来のアフターパルスの光電子数分布の間に明らかな差があることがわかった。この差は電離損失の際に失うエネルギー差によって説明されると考えられる。一般に粒子が $E \sim \text{MeV}$ 程度のエネルギーを持つ時には、その計算に Bethe-Bloch の式が使用されるが、PMT 内で一段目のダイノードと光電面間の電位差は 350 V であるため、イオンの得るエネルギーはせいぜい 350 eV である。そのため Bethe-Bloch の式では議論を行うことができない。

低速の荷電粒子に対する補正式としては、例えば LSS 公式と呼ばれる次の式が存在する [26][27]。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{8\pi e^2 a_0 N}{\epsilon_0} \cdot \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v}{v_0} \quad (5.10)$$

ここで、 Z_1 、 Z_2 はそれぞれ入射粒子の電荷とエネルギーを獲得する粒子の電荷である。 a_0 は対象となる物質の原子核半径、 N は密度である。また v_0 は軌道電子の平均速度を表す。

式 5.10 は速度 v に比例するので、速度の大きい粒子ほどより多くエネルギーを失う。入射するイオンの速度は、式 3.6 から質量の平方根の逆数に比例する。つまり単位長さあたりに荷電粒子が失うエネルギーは、イオンの質量に対して $1/\sqrt{m_{\text{ion}}}$ に従い減少する。ヘリウムイオンの質量 m_{He} と水素イオンの質量 m_{H} の比は $m_{\text{He}}/m_{\text{H}} = 4$ なので、単位長さあたりに失うエネルギーの比は

$$\frac{E_{\text{He}}}{E_{\text{H}}} = \sqrt{\frac{m_{\text{H}}}{m_{\text{He}}}} = \frac{1}{2} \quad (5.11)$$

となる。 H^+ および He^+ に由来するアフターパルスの平均光電子数の比はおよそ 1/2 であるので、電離損失で失うエネルギーに比例した光電子が放出されると考えれば、 H^+ と He^+ 由来アフターパルスの光電子数の比が説明できる。

また、図 4.19 と図 4.20 に注目すると、到着時間 200 ns から 1000 ns にかけて、高い光電子数を持つアフターパルスの数が徐々に減少していることが確認できる。これを示したのが図 5.2 である。この仮説の下では、1000 ns から

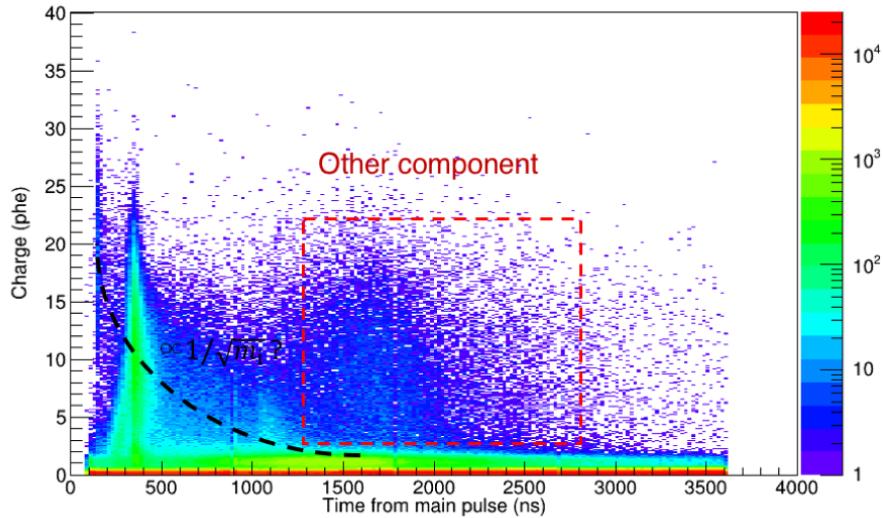


図 5.2 アフターパルス光電子数のイオン質量依存性 アフターパルスの光電子数が、発生原因となるイオンの質量により変化することを説明する模式図。点線は LSS 公式を仮定し、 H^+ の平均光電子数を 20 phe とした時に予想される平均光電子数のおおよその値。この点線に従わない成分があることがわかる。

1200 ns 付近のアフターパルスの光電数分布において、光電子数が少ないアフターパルスが増加していることがうまく説明できる。

しかし、この仮説でも説明できない部分がある。それが 1500 ns から 2000 ns において光電子数が大きい成分（図 5.2 中の Other component）である。上の説明では、アフターパルスの発生原因となるイオンの質量が大きいほど、その光電子数は小さくなるはずである。すると、この時刻に到来すると考えている Kr, Xe, Rb, Sb, Cs などのイオン質量は非常に大きく、大きな光電子数を持つアフターパルスを説明できない。つまり何か別の物理過程が存在していると考えるべきである。

特に Cs は光電面の量子効率を上昇させるための物質として、PMT の製造において積極的に使用されている。Cs は光電効果を活性化させる作用があるため、自らが要因となる光電効果に関しても何かしら影響を与える可能性がある。1500 ns から 2000 ns に見られる光電子数の大きい成分は Cs の性質を反映したものかもしれない。

図 2.9 で説明したように、アフターパルスの発生確率によって望遠鏡のトリガーレートは影響を受ける。図 5.3 は図 4.21(a) を光電子数が高い側から積分したものである。つまり 5 phe のイベント数は 5 phe 以上のアフターパルスの数を表す。この各ビンにおける値を入射したメインパルスの全光電子数で割った値が n phe 以上のアフターパルス発生確率となる。測定結果から、大きな光電子数を持つアフターパルスは H^+ 、 He^+ 、そして Kr^+ 、 Xe^+ 、 Rb^+ 、 Sb^+ 、 Cs^+ などと推測される成分により構成されていた。特に He^+ の寄与は大きく、 He^+ によるアフターパルスを抑制することができれば、大きな光電子数のアフターパルスを抑制することが可能となる。

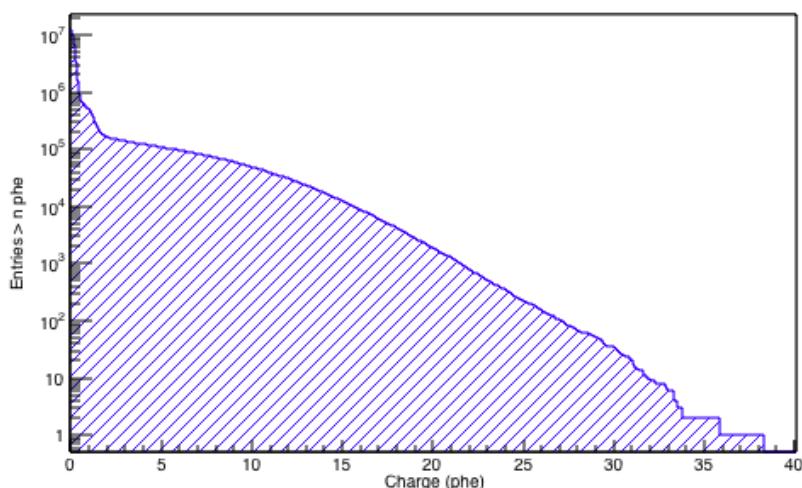


図 5.3 アフターパルスの積分光電子数分布 図 4.21(a) で示したアフターパルスの光電子数の分布を光電子数の大きい側から積分したもの。例えば 5 phe におけるイベント数は 5 phe 以上のアフターパルスの数を表す。イベントトリガー判定に影響をおよぼす大きな光電子数の成分、例えば 15 phe 以上のアフターパルスは、3 phe 以上のアフターパルス中に約 10% 含まれていることがわかる。

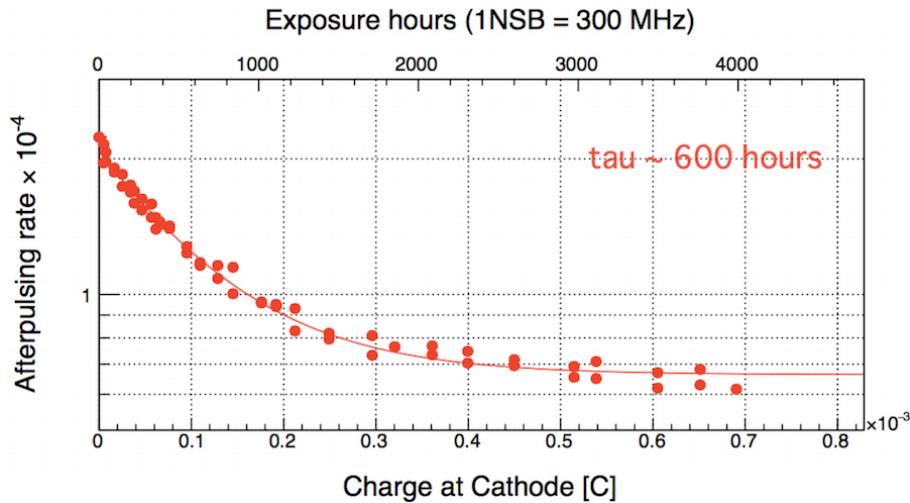


図 5.4 アフターパルス発生確率の減少測定 1 8dynode-PMT に対して連続的に光を照射し、アフターパルスの発生を促した測定の結果。増幅された電荷の量に応じて指数関数的にアフターパルス発生確率が減少し、一定の値に漸近している。減少を指数関数 + 定数と考えた場合の時定数は $\tau = 600$ hour である。フィット関数は $1.4 \times 10^{-4} \cdot \exp(-Q/1.1 \times 10^{-4}) + 6.6 \times 10^{-5}$ である。

5.4 アフターパルス発生確率の将来予測

本研究の測定から、アフターパルス発生確率の増加率は $a = 3.6 \times 10^{-5}/\text{year}$ であることがわかった。これは先行研究の結果 $a = 3.3 \times 10^{-5}/\text{year}$ および $a = 4.2 \times 10^{-5}/\text{year}$ と同程度の値である。

さらに本研究と並行して、ドイツのマックスプランク物理学研究所で、埼玉大学永吉氏により、アフターパルス発生確率の減少を促す試験が行われた。この試験は、LED により擬似的な夜光を再現することで、大量の光電子を PMT で増幅する過程でイオンフィードバックを促進し、アフターパルス発生確率の減少を試みる試験である。図 5.4 および図 5.5 は測定の結果である。

図からアフターパルス発生確率は PMT で増幅した電荷に応じて指数関数的に減少していく、ある一定の値に漸近していくことがわかる。実際のガンマ線観測では、夜光が約 300 MHz で PMT に入射する。夜光は 1 phe 程度の光量であることから、単位時間あたりに増幅される電荷がわかるので、アフターパルス発生確率の減少量は観測時間の関数に置き換えることができる。この測定では二つの 8dynode-PMT に関して測定が行われた。本研究で測定された 7dynode-PMT とはダイノード段数の点で構造が異なるが、イオンフィードバックが主に一段目のダイノードで発生することを考えればダイノードの段数の差異は無視できると考えられる。

永吉氏の測定結果を解釈するために、アフターパルス発生確率の減少と増加のつり合いに関して考える。本研究で行った測定から得られたアフターパルスの増加率を a 、永吉氏の測定から得られた減少時定数を τ とする。アフターパルス発生確率はアフターパルスの要因となる分子の量に比例すると考えられる。一方でアフターパルス発生確率の減少量は PMT 管内の分子量が多いほど、大きくなると考えられる。以上のことからアフターパルス発生確率の減少量は、自身の量に比例すると仮定する。この仮定の下では、単位時間当たりのアフターパルス発生確率 P_{After} の変化は

$$\frac{dP_{\text{After}}}{dt} = a - P_{\text{After}}/\tau \quad (5.12)$$

に従う。この方程式は一階の常微分方程式であるので、簡単に解くことができ、

$$P_{\text{After}}(t) = a \cdot \tau \cdot (1 - \exp(-t/\tau)) + P_{\text{After}}(0) \exp(-t/\tau) \quad (5.13)$$

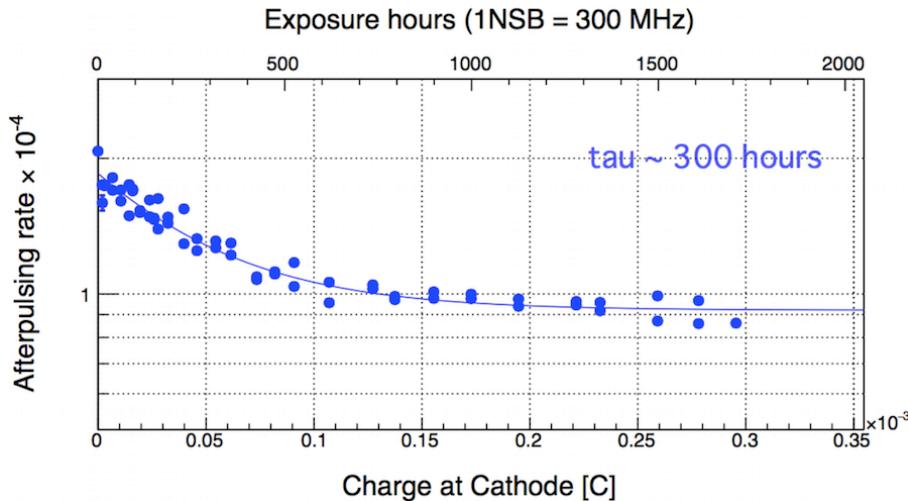


図 5.5 アフターパルス発生確率の減少測定 2 8dynode-PMT に対して連続的に光を照射し、アフターパルスの発生を促した測定の結果。增幅された電荷の量に応じて指数関数的にアフターパルス発生確率が減少し、一定の値に漸近している。減少を指数関数 + 定数と考えた場合の時定数は $\tau = 300$ hour である。フィット関数は $0.9 \times 10^{-4} \cdot \exp(-Q/0.5 \times 10^{-4}) + 9.1 \times 10^{-5}$ である。

となる。式 5.13において $t = \infty$ の極限をとると $P_{\text{after}}(\infty) = a \cdot \tau$ となるので、アフターパルス発生確率はある一定量に漸近していくことがわかる。この値は $\tau = 600$ hour のとき $P_{\text{after}}(\infty) = 2.5 \times 10^{-6}$ 、 $\tau = 300$ hour のとき $P_{\text{after}}(\infty) = 1.2 \times 10^{-6}$ となる。しかし、この結果は図 5.4 および図 5.5 の結果である $P_{\text{After}}^{\tau=600}(\infty) = 6.6 \times 10^{-5}$ および $P_{\text{After}}^{\tau=300}(\infty) = 9.1 \times 10^{-5}$ と一致しない。つまり、この仮定は間違っているということになる。

測定から得られた最終的な下限値は上の仮定から導かれた値よりも大きい。これは、アフターパルス発生確率の減少を抑える原因が存在するということを表している。以下ではこの原因について考える。

まず、一つ目の仮説としてアフターパルス発生確率に下限値が存在する場合を考える。この場合、アフターパルス発生確率の減少がある一定値になると停止する。この時、外部からのヘリウム透過は継続的に発生していると考えられるので、この効果によりアフターパルスの原因となるヘリウムが再度増加する。そして再度アフターパルス発生確率の減少が可能になるが、結局下限値を超えて減少させることができないので、最終的にある一定値に漸近することになる。この仮説が正しい場合は、アフターパルス発生確率は測定で得られた値 $P_{\text{After}}^{\tau=600}(\infty) = 6.6 \times 10^{-5}$ および $P_{\text{After}}^{\tau=300}(\infty) = 9.1 \times 10^{-5}$ よりも低下することは無い。幸いこの値は LST の要求値である $P_{\text{after}} < 2.0 \times 10^{-4}$ より低い値であるが、十分小さい値では無い。また測定結果から PMT ごとに個体差があることがわかる。そのため、今回測定されなかった PMT の中には、下限値が LST の要求値を超える可能性もあるため、これを調査しなければいけない。

二つ目の仮説として考えられるのは、イオンフィードバックによってイオン化し、光電面に衝突したイオンが PMT 内部に戻る効果である。式 5.13 を導いた際の仮定では、イオン化しアフターパルスを発生させたイオンは光電面に衝突した後、アフターパルスの発生に寄与しないと考えていた。しかし、衝突後のイオンがその後どのようにふるまうかは確認されていない。もしもこの効果があった場合、一度アフターパルスとなったイオンが光電面から PMT に逆流することにより再度アフターパルスの発生に寄与することになる。この現象が起きている場合、PMT 内部のアフターパルスに寄与するイオンの総数は、外部からのヘリウム透過と逆流現象で増加するイオンの和となる。

将来的にアフターパルス発生確率がどのように増減し、LST の運用に影響を与えるかどうかは以上二つの仮説のどちらが実現しているかを確かめないと、その詳細を議論することは難しい。もしも後者の仮説が正しい場合には、PMT 内部のアフターパルスに寄与するイオンの量は外部ガスの圧力に到達するまで増加していくこととなり、特にヘリウムに関しては、生成されるアフターパルスの光電子数も大きいため、望遠鏡の運用に大きな影響を及ぼすこととなる。そ

の場合には、焦点面検出器内部に窒素ガスを充填するなどの対策が必要となる。

上の仮説を確かめるためには、例えば 2 から 3 本の PMT の組をいくつか用意し、ことなる夜光強度でそのアフターパルス発生確率の減少率を測定してみるという方法がある。もし、一度アフターパルスとなったイオンが PMT に逆流することが無く、ある下限値で発生確率の減少が止まる場合、夜光強度に応じて下限値に到達するまでの測定時間は異なるが、下限値は一定となるはずである。しかし、イオンの逆流現象がある場合、最終的な下限値は逆流するイオンと夜光の増幅によって減少するイオンの差し引きにより決まるため、夜光の強度に依存するはずである。

永吉氏の測定結果からはこのどちらが正しいかを判断することはできない。このため、アフターパルス発生確率の下限値が、どのような物理で実現しているかを確かめるための測定が今後必要である。

第 6 章

結論

本研究では大気中からのヘリウムガス透過によるアフターパルス発生確率の時間的増加を明らかにし、アフターパルスの測定を統一的に理解することができた。

これと同時に測定系の評価も行い、光源の不稳定性や PMT の印加電圧不稳定性が測定結果に影響を与えていていることを確認した。これらの不稳定性については、今後行う測定のために、詳しい調査が必要である。

アフターパルスの光電子数に関しては、低速度の電離損失を考えることで、その平均的な光電子数が発生原因となるイオンの質量に依存している可能性を示唆した。しかし到来時間の遅く、光電子数の大きいアフターパルス成分はこの理論では説明が不可能であった。このような成分は望遠鏡のトリガーレートを決める際に影響を及ぼす。このため、これに関する調査が必要である。

さらに、アフターパルス発生確率の増加率が $3.6 \times 10^{-5}/\text{year}$ であることが判明し、この結果は先行研究の測定結果と無矛盾であった。本研究と並行して、アフターパルス発生確率の減少試験が行われたが、発生確率の減少はある下限値を持ち、これは単純なモデルでは説明できないことが判明した。この原因としては、一度アフターパルスとなったイオンが PMT に逆流することでアフターパルスの発生確率を維持する働きをしてると考察した。本研究の測定および、永吉氏の測定からはこの考察に結論を与えることはできず、さらなる実験が必要である。

謝辞

本研究を始めるにあたり、研究テーマの提案や実験計画を始め、年末年始という期間にもかかわらず、研究に関して的確な指摘をしていただき、議論を交えてくださいました指導教員の手嶋政廣教授には心から感謝いたします。京都大学の窪利准教授、甲南大学の山本常夏教授には多忙な手嶋教授に代わり、本研究の指導をしていただきました。

思慮不足な自分に根本的な問い合わせを投げかけ、議論のきっかけを下さいました吉越貴紀准教授、大石理子助教にも感謝いたします。日々の実験、データ解析、そしてその解釈を行うにあたりましては、斎藤貴之特任助教に時間を割いていただきました。多数の生徒の監督を行いながらも、私の研究の細かな部分にまでご指摘をくださいました。ありがとうございました。本研究の動機づけおよび議論を行うにあたりましては、埼玉大学の永吉勤氏の共同研究が非常に大切な役割を果たしました。永吉氏の活躍無しには本研究が完成することはありませんでした。ありがとうございました。

実験の実施の際には、埼玉大学の砂田裕志氏と西山楽氏の力を借りるところが多くありました。本研究を始めるまでに必要でありました実験的基礎知識、技能を習得するにあたりましては、元特任助教の中嶋大輔氏にお力添えいただきました。お二人にも感謝いたします。

先輩である高橋光成氏は実験、解析を行うにあたり建設的な指摘をくださいました。研究に励むあいま物理的議論や世間話にお付き合い下さいました深見哲志氏、稻田知大氏、岩村由樹氏。同期として共に研究に励んだ黒田隼人氏、そして素直な視点で質問を投げかけ、自身の研究の理解を深める手助けをしてくださいました久門拓氏にもここで感謝いたします。

短い期間でしたが、特任准教授として着任なされていた JURIAN SITALEK 氏も本研究の解析に対して具体的な案を提示していただきました。また、助教である DANIEL MAZIN 氏は拙い英語しか扱えない私と熱心な議論をしていただきました。ありがとうございました。

実験装置の技術的部分に関しては、技術専門職員の大岡秀行氏、技術職員の岡崎奈緒氏にご協力いただきました。ありがとうございました。日頃の研究を円滑にすすめるにあたりましては様々な手続きの補助をしていただいた秘書の菅原さんにも感謝申し上げたいと思います。

最後に、修士課程に入学する機会を与えてくださり、そして大学時代から変わらず補助を続けてくださる母に感謝の意を示して謝辞といたします。

引用文献

- [1] T. C. Weekes, M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, P. W. Kowk, R. C. Lamb, D. A. Lewis, D. Macomb, N. A. Porter, P. T. Reynolds, and G. Vacanti. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *The Astrophysical Journal*, Vol. 342, p. 379, 1989.
- [2] TeVCat. TeVCat, 2018.
- [3] S. P. Wakely and D. Horan. TeVCat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. *30th International Cosmic Ray Conference, Merida*, pp. 1341–1343, 2007.
- [4] F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, A. Belfiore, R. Bellazzini, E. Bissaldi, R. D. Blandford, E. D. Bloom, J. R. Bogart, R. Bonino, E. Bottacini, J. Bregeon, R. J. Britto, P. Bruel, R. Buehler, T. H. Burnett, S. Buson, G. A. Calandro, R. A. Cameron, R. Caputo, M. Caragiulo, P. A. Caraveo, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, E. Charles, R. C.G. Chaves, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, G. Chiaro, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, L. R. Cominsky, J. Conrad, S. Cutini, F. D’Ammando, A. De Angelis, M. Deklotz, F. De Palma, R. Desiante, S. W. Digel, L. Di Venere, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, J. Finke, A. Franckowiak, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, M. H. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, D. Hadash, A. K. Harding, E. Hays, J. W. Hewitt, A. B. Hill, D. Horan, G. Iafrate, T. Jogler, G. Jóhannesson, R. P. Johnson, A. S. Johnson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, J. Kataoka, J. Katsuta, M. Kuss, G. La Mura, D. Landriu, S. Larsson, L. Latronico, M. Lemoine-Goumard, J. Li, L. Li, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, F. Massaro, M. Mayer, M. N. Mazziotta, J. E. McEnery, P. F. Michelson, N. Mirabal, T. Mizuno, A. A. Moiseev, M. Mongelli, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, E. Nuss, M. Ohno, T. Ohsugi, N. Omodei, M. Orienti, E. Orlando, J. F. Ormes, D. Paneque, J. H. Panetta, J. S. Perkins, M. Pesce-Rollins, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, J. L. Racusin, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, L. S. Rochester, R. W. Romani, D. Salvetti, M. Sánchez-Conde, P. M.Saz Parkinson, A. Schulz, E. J. Siskind, D. A. Smith, F. Spada, G. Spandre, P. Spinelli, T. E. Stephens, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Takahashi, T. Takahashi, Y. Tanaka, J. G. Thayer, J. B. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, O. Tibolla, D. F. Torres, E. Torresi, G. Tosti, E. Troja, B. Van Klaveren, G. Vianello, B. L. Winer, K. S. Wood, M. Wood, and S. Zimmer. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, Vol. 218, No. 2, 2015.
- [5] R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom, A. W. Chen, P. Deines-Jones, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, D. P. Friedlander, S. D. Hunter, L. M. McDonald, P. Sreekumar, D. J. Thompson, B. B. Jones, Y. C. Lin, P. F. Michelson, P. L. Nolan, W. F. Tompkins, G. Kanbach, H. A. Mayer-Hasselwander, A. Mucke, M. Pohl, O. Reimer, D. A. Kniffen, E. J. Schneid, C. von Montigny, R. Mukherjee, B. L. Dingus. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 123, No. 1, pp. 79–202, 1999.

- [6] M. Longair. *High Energy Astrophysics Third Edition*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2014.
- [7] 小田 稔. 宇宙線. 裳華房, 1960.
- [8] K.A. Olive. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, Vol. 40, No. 10, p. 100001, 2016.
- [9] JAXA. VLBI 用語集 超新星, 2018.
- [10] R.D. Blandford and J.P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysicalshocks. *The Astrophysical Journal Letters*, Vol. 221, pp. L29–L32, 1978.
- [11] F. Acero, R. Aloisio, J. Amans, E. Amato, L. A. Antonelli, C. Aramo, T. Armstrong, F. Arqueros, K. Asano, M. Ashley, M. Backes, C. Balazs, A. Balzer, A. Bamba, M. Barkov, J. A. Barrio, W. Benbow, K. Bernlöhr, V. Beshley, C. Bigongiari, A. Biland, A. Bilinsky, E. Bissaldi, J. Biteau, O. Blanch, P. Blasi, J. Blazek, C. Boisson, G. Bonanno, A. Bonardi, C. Bonavolontà, G. Bonnoli, C. Braiding, S. Brau-Nogué, J. Bregeon, A. M. Brown, V. Bugaev, A. Bulgarelli, T. Bulik, M. Burton, A. Burtovoi, G. Busetto, M. Böttcher, R. Cameron, M. Capalbi, A. Caproni, P. Caraveo, R. Carosi, E. Cascone, M. Cerruti, S. Chaty, A. Chen, X. Chen, M. Chernyakova, M. Chikawa, J. Chudoba, J. Cohen-Tanugi, S. Colafrancesco, V. Conforti, J. L. Contreras, A. Costa, G. Cotter, S. Covino, G. Covone, P. Cumani, G. Cusumano, F. D'Ammando, D. D'Urso, M. Daniel, F. Dazzi, A. De Angelis, G. De Cesare, A. De Franco, F. De Frondat, E. M. de Gouveia Dal Pino, C. De Lisio, R. de los Reyes Lopez, B. De Lotto, M. de Naurois, F. De Palma, M. Del Santo, C. Delgado, D. della Volpe, T. Di Girolamo, C. Di Giulio, F. Di Pierro, L. Di Venere, M. Doro, J. Dournaux, D. Dumas, V. Dwarkadas, C. Díaz, J. Ebr, K. Egberts, S. Einecke, D. Elsässer, S. Eschbach, D. Falceta-Goncalves, G. Fasola, E. Fedorova, A. Fernández-Barral, G. Ferrand, M. Fesquet, E. Fiandrini, A. Fiasson, M. D. Filipović, V. Fioretti, L. Font, G. Fontaine, F. J. Franco, L. Freixas Coromina, Y. Fujita, Y. Fukui, S. Funk, A. Förster, A. Gadola, R. Garcia López, M. Garczarczyk, N. Giglietto, F. Giordano, A. Giuliani, J. Glicenstein, R. Gnatyk, P. Goldoni, T. Grabarczyk, R. Graciani, J. Graham, P. Grandi, J. Granot, A. J. Green, S. Griffiths, S. Gunji, H. Hakobyan, S. Hara, T. Hassan, M. Hayashida, M. Heller, J. C. Helo, J. Hinton, B. Hnatyk, J. Huet, M. Huetten, T. B. Humensky, M. Hussein, J. Hörandel, Y. Ikeno, T. Inada, Y. Inome, S. Inoue, T. Inoue, Y. Inoue, K. Ioka, M. Iori, J. Jacquemier, P. Janecek, D. Jankowsky, I. Jung, P. Kaaret, H. Katagiri, S. Kimeswenger, S. Kimura, J. Knöldlseder, B. Koch, J. Kocot, K. Kohri, N. Komin, Y. Konno, K. Kosack, S. Koyama, M. Kraus, H. Kubo, G. Kupec Mezek, J. Kushida, N. La Palombara, K. Lalik, G. Lamanna, H. Landt, J. Lapington, P. Laporte, S. Lee, J. Lees, J. Lefaucheur, J.-P. Lenain, G. Leto, E. Lindfors, T. Lohse, S. Lombardi, F. Longo, M. Lopez, F. Lucarelli, P. L. Luque-Escamilla, R. López-Coto, M. C. Maccarone, G. Maier, G. Malagutti, D. Mandat, G. Maneva, S. Mangano, A. Marcowith, J. Martí, M. Martínez, G. Martínez, S. Masuda, G. Maurin, N. Maxted, C. Melioli, T. Mineo, N. Mirabal, T. Mizuno, R. Moderski, M. Mohammed, T. Montaruli, A. Moralejo, K. Mori, G. Morlino, A. Morselli, E. Moulin, R. Mukherjee, C. Mundell, H. Muraishi, K. Murase, S. Nagataki, T. Nagayoshi, T. Naito, D. Nakajima, T. Nakamori, R. Nemmen, J. Niemiec, D. Nieto, M. Nievas-Rosillo, M. Nikołajuk, K. Nishijima, K. Noda, L. Nogues, D. Nosek, B. Novosyadlyj, S. Nozaki, Y. Ohira, M. Ohishi, S. Ohm, A. Okumura, R. A. Ong, R. Orito, A. Orlati, M. Ostrowski, I. Oya, M. Padovani, J. Palacio, M. Palatka, J. M. Paredes, S. Pavy, A. Pe'er, M. Persic, P. Petrucci, O. Petruk, A. Pisarski, M. Pohl, A. Porcelli, E. Prandini, J. Prast, G. Principe, M. Prouza, E. Pueschel, G. Pühlhofer, A. Quirrenbach, M. Rameez, O. Reimer, M. Renaud, M. Ribó, J. Rico, V. Rizi, J. Rodriguez, G. Rodriguez Fernandez, J. J. Rodríguez Vázquez, P. Romano, G. Romeo, J. Rosado, J. Rousselle, G. Rowell, B. Rudak, I. Sadeh, S. Safi-Harb, T. Saito, N. Sakaki, D. Sanchez, P. Sangiorgi, H. Sano, M. Santander, S. Sarkar, M. Sawada, E. J. Schioppa, H. Schoorlemmer, P. Schovanek, F. Schüssler, O. Sergienko, M. Servillat, A. Shalchi, R. C. Shellard, H. Siejkowski, A. Sillanpää, D. Simone, V. Sliusar, H. Sol, S. Stanič, R. Starling, Ł. Stawarz, S. Stefanik, M. Stephan, T. Stolarczyk, M. Szanecki, T. Szepieniec, G. Tagliaferri, H. Tajima, M. Takahashi, J. Takeda, M. Tanaka, S. Tanaka, L. A.

- Tejedor, I. Telezhinsky, P. Temnikov, Y. Terada, D. Tescaro, M. Teshima, V. Testa, S. Thoudam, F. Tokanai, D. F. Torres, E. Torresi, G. Tosti, C. Townsley, P. Travnicek, C. Trichard, M. Trifoglio, S. Tsujimoto, V. Vagelli, P. Vallania, L. Valore, W. van Driel, C. van Eldik, J. Vandembroucke, V. Vassiliev, M. Vecchi, S. Vercellone, S. Vergani, C. Vigorito, S. Vorobiov, M. Vrastil, M. L. Vázquez Acosta, S. J. Wagner, R. Wagner, S. P. Wakely, R. Walter, J. E. Ward, J. J. Watson, A. Weinstein, M. White, R. White, A. Wiercholska, P. Wilcox, D. A. Williams, R. Wischnewski, P. Wojcik, T. Yamamoto, H. Yamamoto, R. Yamazaki, S. Yanagita, L. Yang, T. Yoshida, M. Yoshida, S. Yoshiike, T. Yoshikoshi, M. Zacharias, L. Zampieri, R. Zanin, M. Zavrtanik, D. Zavrtanik, A. Zdziarski, A. Zech, H. Zechlin, V. Zhdanov, A. Ziegler, and J. Zorn. Prospects for Cherenkov Telescope Array Observations of the Young Supernova Remnant RXJ1713.7 – 3946. *The Astrophysical Journal*, Vol. 840, No. 2, p. 74, 2017.
- [12] Gerry Gilmore. The short spectacular life of a superstar. *Science*, Vol. 304, No. 5679, pp. 1915–1916, 2004.
- [13] Peter Goldreich and William Julian. Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*, Vol. 157, pp. 869–880, 1969.
- [14] A. F. Aharonian. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation*. World Scientific Printers, 2004.
- [15] M. Boettcher, E. D. Harris, and H. Krawczynski. *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei*. WILEY VCH, 2012.
- [16] SCOTT D. BARTHELMY. Swift-BAT results on the prompt emission of short bursts. *Philosophical Transactions of The Royal Society A*, Vol. 365, No. 1854, pp. 1281–1291, 2007.
- [17] LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, Fermi Gamma-Ray Burst Monitor, and INTEGRAL. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. *The Astrophysical Journal Letters*, Vol. 13, , 2017.
- [18] a M Hillas. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. *19th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, , 1985.
- [19] CTA-Japan. *CTA LOI*. CTA-Japan, 2017.
- [20] 浜松ホトニクス株式会社編集員会（編）. 光電子増倍管-その基礎と応用-. 有限会社インプロジェクト, 2017.
- [21] 高橋 光成. フエルミガンマ線衛星のカロリーメータ単独解析の開発とcta大口径望遠鏡光電子増倍管の較正. Master's thesis, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻, 2014.
- [22] 永吉 勤. 次世代ガンマ線天文台 cherenkov telescope array 大口径望遠鏡初号機の光電子増倍管の較正試験. Master's thesis, 埼玉大学大学院理工学研究科物理学専攻, 2014.
- [23] J. R. Incandela, S. P. Ahlen, J. Beatty, A. Ciocio, M. Felcini, D. Ficenec, E. Hazen, D. Levin, A. Marin, J. L. Stone, L. R. Sulak, and W. Worstell. The performance of photomultipliers exposed to helium. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, Vol. 269, No. 1, pp. 237–245, 1988.
- [24] Stefan Ritt, Roberto Dinapoli, and Ueli Hartmann. Application of the DRS chip for fast waveform digitizing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 623, No. 1, pp. 486–488, 2010.
- [25] 柏市の気温変動. 柏市の気温変動, 2018.
- [26] J. Lindhard and M. Scharff. Energy dissipation by ions in the kev region. *Physical Review*, Vol. 124, No. 1, pp. 128–130, 1961.
- [27] Neetu, Pratibha, V. Sharma, P. K. Diwan, and Shyam Kumar. Electronic stopping power of polymers for heavy ions in the ion energy domain of LSS theory. *Radiation Measurements*, Vol. 44, No. 4, pp. 363–368, 2009.