

宇宙 MeV ガンマ線観測実験 GRAMS のための
シンチレーション光検出器の開発

The development of the scintillation light detector for the cosmic MeV
gamma-ray observation experiment GRAMS

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
馬場研究室

市橋正裕

令和5年1月25日

概要

MeV ガンマ線帯域は、宇宙線加速の注入問題・核ガンマ線など重要な物理が数多く残されているが、X線やGeVガンマ線帯域と比較して観測衛星の感度が低いために研究が進んでいない帯域である。歴代の衛星で最も感度の良いCOMPTELの感度は、近傍帯域であるX線やGeVガンマ線の衛星の感度と比較しても2桁以上悪い。このため、より高性能の実用的なMeV帯域観測衛星の開発が必要とされている。

GRAMS (Gamma-Ray and AntiMatter Survey) は、大容量の液体アルゴンを散乱・吸収体として用いるMeVガンマ線と暗黒物質の観測プロジェクトであり、日米の研究機関が共同で開発を進めている。GRAMSが実現すれば、MeV帯域の感度はCOMPTELより2桁上回ることが期待できる。GRAMSでは、MeVガンマ線の観測を行うためにガンマ線とアルゴンのコンプトン散乱を利用する。このコンプトン散乱の際に発生するシンチレーション光は、観測される信号のトリガーとなる他、観測事象と背景事象を区別することにも用いることができる。

本論文では、GRAMSにてシンチレーション光を観測する光検出器としてMulti-Pixel Photon Counter (MPPC)を検討したものである。シンチレーション光の波形モデルを用いた観測シミュレーションでは、実験室および気球実験のセットアップを仮定して観測事象および背景事象の分離の可否を調べ、両者を分離するための検出効率およびMPPCの時定数の条件を導くことができた。GRAMSで用いる液体アルゴンの温度に近い液体窒素下でのMPPC単素子の測定では、MPPCと周辺素子が極低温下で問題なく動作することが確認できた。また、いくつかの異なるMPPCの性能を比較し、それぞれの特徴をデータ化することができた。さらに、同じ型のMPPCを二つ直列接続または並列接続して波形取得を行うことで、接続手法による波形への影響を理解することができた。そして、以上の情報からGRAMSに適したMPPCを選定し、以降の光検出器開発の基礎を築くことに成功した。

目次

第1章	序論	1
第2章	MeV ガンマ線天文学	3
2.1	高エネルギー宇宙現象とその観測	3
2.2	MeV ガンマ線観測の必要性	4
2.3	MeV ガンマ線観測における現状の課題	5
第3章	GRAMS 計画	6
3.1	GRAMS の観測対象	6
3.1.1	宇宙 MeV ガンマ線の観測	6
3.1.2	ダークマターの間接探索	6
3.2	検出器の概要	7
3.2.1	検出器全体の概要	7
3.2.2	アルゴンの諸性質	7
3.2.3	アルゴンとの散乱によるシンチレーション光の発生過程	8
3.2.4	液体アルゴン time projection chamber (LArTPC)	9
3.2.5	電離電子読み出し	9
3.2.6	光検出器	9
3.3	Multi Pixel Photon Counter (MPPC)	10
3.3.1	動作原理	10
3.3.2	GRAMS の光検出器として要求される性能	10
3.4	大樹町気球実験	12
第4章	MPPC によるアルゴンシンチレーション光の波形弁別能力の検討	13
4.1	ガンマ線入射時に観測される光子数の推定	13
4.2	シンチレーション光のモデル波形の生成と ER イベント・NR イベントの分離度のシミュレーション	16
4.2.1	アルゴンのシンチレーション波形モデル	16
4.2.2	TPB による波長変換時の波形変化	17
4.2.3	MPPC および読み出し回路による波形変化	18
4.3	解析結果	19
4.3.1	実験室環境下におけるシミュレーション	20
4.3.2	気球実験のセットアップにおけるシミュレーション	22
4.4	まとめ	24

第 5 章	低温環境下における MPPC の特性評価	27
5.1	測定項目	27
5.2	測定素子	28
5.2.1	MPPC	28
5.2.2	IV アンプ	29
5.3	測定環境	30
5.4	測定・解析結果	32
5.4.1	観測波形	32
5.4.2	各種波形の解析結果	33
5.5	まとめ	45
第 6 章	MPPC 多チャンネル接続	48
6.1	MPPC の接続手法	48
6.2	測定環境	49
6.3	測定・解析結果	49
6.3.1	取得波形	49
6.3.2	出力電荷量・降伏電圧	50
6.3.3	時定数	54
6.3.4	波形弁別への影響	58
6.4	まとめ	60
第 7 章	GRAMS の光検出器としての MPPC の検討	62
第 8 章	結論	64

目次

2.1	X線-ガンマ線帯域における各種観測衛星の感度曲線	5
3.1	GRAMSにおける検出器コンセプト	7
3.2	MPPCの等価回路図	10
3.3	MPPCのパルス波形	11
4.1	シンチレーション光波形の観測モデルの形成過程	17
4.2	アルゴンのシンチレーション光の光子発生確率分布	18
4.3	TPBによる波形変換を受けたシンチレーション光の光子数分布	19
4.4	アルゴンのシンチレーション光の観測波形モデル	20
4.5	実験室上のセットアップでシミュレートしたERイベント・NRイベントのslow/total比の分布	21
4.6	ERイベント・NRイベントの分布の分離度・混入度の基準時刻依存性	22
4.7	実験室のセットアップにおける分離度・混入度のMPPCの時定数に対する依存性	23
4.8	気球実験のセットアップにおける分離度・混入度のMPPCの時定数に対する依存性	25
4.9	100光子観測時のシミュレーションによって得られた各分布の境界付近の観測波形	26
5.1	アフターパルスの観測例	28
5.2	実験で使用したIVアンプの回路図	29
5.3	使用したMPPCの周辺回路図	30
5.4	実験に使用したMPPC周辺回路	30
5.5	実験に使用したアルミケージ	31
5.6	恒温槽に入れたMPPC波形測定系	32
5.7	液体窒素下で観測された1光子相当の波形	33
5.8	液体窒素下における観測波形の周波数特性	33
5.9	液体窒素下におけるMPPCの出力電荷量分布	34
5.10	液体窒素下におけるMPPCの観測光子数ごとの出力電荷量	35
5.11	液体窒素下におけるMPPCの出力電荷の印加電圧依存性	36
5.12	液体窒素下における出力電荷量のピクセルピッチ依存性	36
5.13	S13360-3050CSの単位出力電荷量の温度依存性	38
5.14	S13360-3050CSの降伏電圧の温度依存性	39
5.15	各MPPCの平均波形とモデルフィッティング	40

5.16	MPPC の液体窒素下における時定数	41
5.17	S13360-3050CS の周辺温度による時定数の変化	43
5.18	S13360-6075CS の液体窒素下における波高値分布	44
5.19	液体窒素下・47V 印加時の S13360-6075CS の同光子数イベントと電荷量超過イベントの波形	44
5.20	液体窒素下における MPPC のアフターパルスの発生率	46
5.21	液体窒素下・46V における S13360-6025CS の 2 光子波形の電荷量超過イベント	47
6.1	複数の MPPC の接続手法	49
6.2	MPPC 多チャンネル接続の波形測定で使用した周辺回路	50
6.3	0 度下における S13360-6075CS の単素子・直列接続・並列接続時の 1 光子波形	51
6.4	規格化された単素子・直列接続・並列接続の平均波形の比較	52
6.5	多チャンネル接続時の平均波形の減衰時間	52
6.6	0 度下における S13360-6075CS の直列接続・並列接続の出力電荷量分布	53
6.7	0 度下における S13360-6075CS の直列接続・並列接続の波高値分布	53
6.8	0 度下における S13360-6075CS の直列接続・並列接続の観測光子数毎の出力電荷量	54
6.9	0 度下における S13360-6075CS の単位出力電荷量の接続条件毎の印加電圧依存性	56
6.10	0 度下における S13360-6075CS の各接続条件における平均波形のフィッティング結果	59
6.11	0 度下における接続条件毎の S13360-6075CS の時定数	61
6.12	ER イベント・NR イベントの分離度・混入度の接続条件による違い	61

表 目 次

3.1	アルゴンの諸性質	8
4.1	ER イベントの再結合率に関する諸パラメータの値 [23]	15
4.2	NR イベントの再結合率に関する諸パラメータの値 [23]	16
5.1	液体窒素下での特性評価を行った MPPC	29
5.2	液体窒素下における MPPC の出力電荷の印加電圧依存性	37
5.3	液体窒素下における MPPC の降伏電圧	37
5.4	S13360-3050CS の降伏電圧の温度依存性	38
5.5	液体窒素下における各 MPPC の時定数	41
5.6	S13360-3050CS の時定数の温度依存性	42
5.7	液体窒素下における MPPC のアフターパルスの発生率	45
5.8	液体窒素下における MPPC の各種特性	46
6.1	0 度下における S13360-6075CS の接続条件毎の単位出力電荷量	55
6.2	0 度下における S13360-6075CS の接続条件毎の降伏電圧	56
6.3	0 度下における接続条件毎の S13360-6075CS の時定数	60

第1章 序論

宇宙では様々な高エネルギー現象が発生しており、超新星残骸や活動銀河核をはじめとした様々な天体が X 線・ガンマ線などで数多く観測されている。現在では X 線帯域では Chandra や NuSTAR・XMM-Newton、GeV ガンマ線帯域では Fermi 衛星が現役で観測を続けている。特に X 線帯域では、近い将来には XRISM[1] や Athena[2] といった 0.3 -10 keV の範囲でより高いエネルギー分解能を有する衛星が打ち上げられる予定であり、今後ますますの発展が期待される。

X 線・GeV ガンマ線の間位置する MeV ガンマ線帯域には、熱的放射から非熱的放射への遷移過程・核ガンマ線やガンマ線バーストの観測など、現在も盛んに研究されている物理が数多く含まれている。にもかかわらず、MeV ガンマ線帯域は X 線や GeV ガンマ線帯域ほど観測は進んでいない。これは、MeV ガンマ線帯域を観測してきた衛星の感度が X 線や GeV ガンマ線帯域と比較して悪いためである。現在までに使用された MeV 帯域の観測衛星で最も感度が良いのは、1991 年から 2000 年に稼働していた COMPTEL であるが、その感度は X 線や GeV ガンマ線の感度と比較しても 2 桁以上低い。その結果、MeV 帯域における天体の観測数はガンマ線バーストなどの突発天体を含めても 63 天体しか同定できておらず [3]、GeV 帯域を観測する Fermi 衛星の 5064 天体 [3] と比較しても明らかに少ない。したがって、COMPTEL より感度の向上した MeV 帯域観測衛星の開発が必要とされている。

GRAMS (Gamma-Ray and AntiMatter Survey)[4] は、大容量の液体アルゴンをコンプトンカメラの散乱・吸収体として用いる MeV ガンマ線と暗黒物質の観測プロジェクトであり、日米の研究機関が共同で開発を進めている。GRAMS が実現すれば MeV 帯域の感度は COMPTEL より 2 桁上回ることが期待できる。また、NuSTAR や Fermi 等と組み合わせることで高エネルギー帯域の非常に広い範囲を良い感度で観測できるようになるため、マルチメッセンジャー天文学への大きな貢献も期待できる。

GRAMS はガンマ線とアルゴンのコンプトン散乱を利用して MeV ガンマ線の観測を行う。コンプトン散乱の際にはシンチレーション光が発生し、これを光検出器で読み出すことで検出器のトリガーにできる。さらに、観測事象であるガンマ線と背景事象である中性子とではシンチレーション光の形状は異なるという性質がある。このため、十分なゲイン・時間分解能を持った光検出器を用いることで観測事象と背景事象を明確に分離することが可能となる。従来の検出器では光検出器として光電子増倍管がよく用いられてきたが、GRAMS ではより小型で検出効率が高く、低電圧で動作する Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を光検出器として用いることが検討されている。しかし、MPPC の低温下での挙動は十分理解されておらず、また低温下における読み出しシステムの構築も発展途上である。

本論文は、GRAMS の実現に向けて光検出器の開発を進めるものである。2 章では高エ

エネルギー天文学の歴史および MeV ガンマ線帯域の観測の必要性および課題を簡単に述べる。3章では GRAMS の目的および検出器の概要、そして MPPC の簡単な紹介および求められる性能について記述する。4章では乱数生成したシンチレーション光波形を用いて観測事象と背景事象の分離の可否をシミュレートし、MPPC に要請される特性の検討を行う。5章では実際に MPPC を液体窒素下温度に近い液体窒素温度に動作させ、低温下での動作確認および各種特性の評価を行なう。6章では MPPC を直列接続・並列接続した際に波形に与える影響を測定・解析する。以上での結果を踏まえた上で、7章にて GRAMS の光検出器として適切な MPPC の検討を行う。

第2章 MeVガンマ線天文学

2.1 高エネルギー宇宙現象とその観測

宇宙空間では様々な高エネルギー現象が発生している。代表的なものの一つが超新星爆発とその残骸である。恒星がその寿命を終える時に生じる超新星爆発では 10^{51} erg もの莫大なエネルギーが放出される。爆発により生じた衝撃波は数百-数千 km/s もの速度で伝播して星周物質や ejecta を加熱し超新星残骸を形成する。また、エネルギーの一部は繰り返し少数の荷電粒子に供与されることで GeV-TeV ものエネルギーに達した宇宙線を形成する。同じく恒星の寿命が尽きた後に生じるブラックホールからは、数百万度にまで加熱された降着円盤から X 線が放射される。ごく短時間に強烈なガンマ線を放射するガンマ線バーストと呼ばれる現象も、ブラックホールを生成する際に発生するものだと言われている。その他、活動銀河核や中性子星・パルサーなど、X 線・ガンマ線などを放出する高エネルギー現象は数多く存在する。

その一方で、宇宙の高エネルギー現象の観測の歴史は可視光観測等と比べると非常に浅い。宇宙から飛来する X 線や MeV - GeV ガンマ線が大気によって散乱・吸収されることにより地上まで届かないことが原因である。これらを直接観測するためには、大気の影響を受けない宇宙空間へ観測機器を飛ばす必要がある。X 線天文学は、Giacconi らが 1962 年にロケットで打ち上げたガイガーカウンターで太陽系外の軟 X 線源を観測したのが始まりである [5]。X 線観測衛星は 1970 年に打ち上げられた UHULU [6] を皮切りに多く打ち上げられている。現在では XMM-Newton や Chandra がそれぞれ優れたエネルギー・空間分解能で X 線天文学を牽引している他、硬 X 線帯域にまで対応した NuSTAR や偏光観測の可能な IXPE などによる観測も進められている。また、近い将来には XRISM や Athena といったより高いエネルギー分解能を有する観測衛星が打ち上げられる予定であり、ますますの発展が期待されている。

ガンマ線帯域の観測は、地上核実験の監視が目的であった Vela-5B がガンマ線バーストを観測したことが大きな契機となる。その後 1989 年の Granat 衛星 [7] や 1991 年打ち上げの CGRO 衛星以降、本格的に観測が行われてきた。特に CGRO 衛星 [8] には COMPTEL や EGRET といったガンマ線検出器が 4 台搭載されており、30 keV-30 GeV と X 線からガンマ線までの幅広い帯域の観測が可能である。2002 年に打ち上げられた INTEGRAL [9] は 15 keV-10 MeV の幅広い範囲をカバーしつつ、コーデッドマスクを用いることで高い角度分解能での観測を行うことができる。2008 年打ち上げの Fermi 衛星に搭載された Large Area Telescope (LAT) は 20 MeV-300 GeV の範囲をカバーしており、優れた GeV ガンマ線観測衛星として最前線をリードしている。将来計画としては、全天の 20% という広い視野で MeV-GeV 帯域を観測する AMEGO [10] や e-ASTROGAM [11]、BGO シンチレーターを用いたコンプトンカメラとコーデッドマスクを組み合わせ 1 分角の角度分解能を目

指す Geccp[12]、液体アルゴンをシンチレーターとして用いるコンプトンカメラでダークマターと MeV ガンマ線の同時観測を目指す GRAMS[4] などがある。

2.2 MeV ガンマ線観測の必要性

MeV ガンマ線の観測には、他波長の観測からは得られない重要な物理が数多く残されている。

MeV 帯域の特徴としてまずあげられるのは、主に keV 帯域で観測される熱的放射と GeV 帯域の非熱的放射の間に位置するエネルギー帯域、ということである。よって、MeV 帯域の観測を行うことで熱的放射から非熱的放射への遷移過程を観測することが可能となる。そのような研究の一つの例が、宇宙線加速における注入問題である。宇宙線が超新星残骸などの衝撃波で加速される際、粒子が相対論的にまで加速され Fermi 機構に注入される過程は完全には明らかになっていない。これを注入問題と呼ぶ。Fermi 機構の前段階の加速機構としては、電子の衝撃波波乗り加速機構が有力な候補として考えられている [13]。MeV 帯域は粒子加速が行われる前の電子の放射である熱的放射と粒子加速後の放射に該当する非熱的放射の転換領域にあたる帯域のため、MeV 帯域での衝撃波近傍の観測はこの問題に関する大きな手がかりを与えると考えられる。

核ガンマ線の観測ができるのも MeV 帯域の特徴である。核ガンマ線とは不安定な原子核内の核子から放射されるガンマ線の総称で、元素合成やその起源となる中性子-中性子合体・超新星爆発に関する情報が含まれている。例えば、 ^{26}Al は寿命が約 10^6 年と長く、その 1.8 MeV 輝線はウォルフライエ星や AGB 星の爆発後の残骸を追う手がかりの一つとして期待されている [14]。また、Ia 型超新星残骸からは主に ^{56}Ni や ^{56}Co の崩壊に伴うガンマ線が放射され、これらは Ia 型超新星残骸の起源が 2 つの白色矮星の合体によるものか、それとも伴星から白色矮星への質量降着によるものなのかを判別できる可能性があるとする理論計算もある [15]。

また、ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRBs) も MeV 帯域の観測が重要な現象の一つである。ガンマ線バーストはその継続時間から Long bursts (~ 1000 s) と Short bursts (~ 2 s) に分類され、Short bursts は Long bursts よりも 10 倍ほど暗くかつ高エネルギーのガンマ線を含むという特徴がある。ガンマ線バーストの起源はその分類ごとに異なっていると考えられており、Long bursts はハイパーノヴァとも呼ばれる大質量星の崩壊、Short bursts は二重中性子連星やブラックホール-中性子連星の衝突に由来すると考えられている [16]。ガンマ線バーストの発生メカニズムについては未だ議論されていることも多い。例えば、ガンマ線がどのようにしてわずかな立体角方向へと運動方向を揃えるのかについてはモデルがいくつか存在するが、決め手にかけるのが実情である。また、Long bursts の後には X 線や可視光で緩やかに減光する残光が観測されることがあり、これは親星を飛び出したガスによる衝撃波で加速された電子のシンクロトロン放射によるものだと考えられてきたが、近年の Swift の観測ではより複雑な振る舞いが観測され、モデルの見直しが求められている [16]。

2.3 MeVガンマ線観測における現状の課題

MeVガンマ線観測の現状の課題の最たるものは、その感度の低さである。図2.1はX線からガンマ線にかけての観測衛星の感度曲線である。現在までに使用されたMeV帯域の観測衛星で最も感度が良いのは1991年から2000年に稼働していたCOMPTELであり、0.1–10 MeVにかけて他の波長より感度が一桁から二桁ほど悪いことがわかる。これに伴い、MeV帯域における天体の観測数はガンマ線バーストなどの突発天体を含めても63天体に限られる[3]。この数は、GeV帯域を観測するFermi衛星の5064天体[3]と比較しても明らかに少ない。このため、MeVガンマ線観測の発展のためにはまず検出器の感度を上げることが急務となる。MeV帯域において感度が低い要因として、宇宙線などのバックグラウンドが多いこと、観測衛星の有効面積が小さいことがあげられる。特に有効面積に関しては、keV帯域やGeV帯域で良い感度を誇るNuSTARやFermi-LATではそれぞれ100–900 cm²、8000 cm²以上であるのに対し、現時点でMeV帯域における最高感度を誇るCOMPTELでは20–50 cm²と小さい。従って、いかにして有効面積を大きくしバックグラウンドの推定精度を向上させるかが、将来の高感度衛星を設計する上で重要な要素となる。

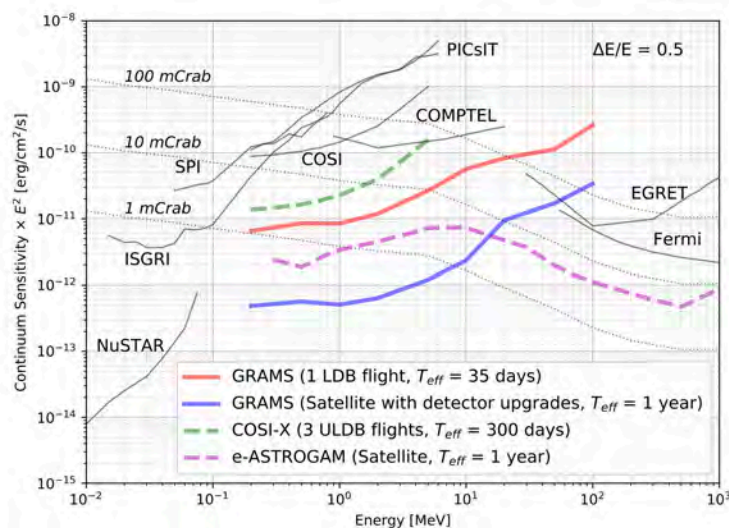


図 2.1: X線～ガンマ線帯域における各種観測衛星の感度曲線[4]。灰線が既存の衛星、色線が計画段階の観測装置である。

第3章 GRAMS計画

GRAMS (Gamma-Ray and AntiMatter Survey)[4] とは、大容量の液体アルゴンを散乱・吸収体として用いる MeV ガンマ線と暗黒物質の観測プロジェクトであり、日米の研究機関が共同で進めている。本章では、この GRAMS の詳細と本研究の担当する箇所について記述する。

3.1 GRAMS の観測対象

GRAMS の観測対象は、大きく以下の二種類に分類することができる。

3.1.1 宇宙 MeV ガンマ線の観測

GRAMS の大目的は、COMPTEL 以降現在に至るまで存在しなかった MeV 帯域の観測衛星を新たに開発することで、MeV ガンマ線天文学の飛躍的な発展を起こすことである。GRAMS の実現する感度は図 2.1 中の赤実線 (気球搭載) および青実線 (衛星搭載) で示されており、それぞれ COMPTEL の感度を一桁ないしは二桁上回っている。この感度上昇により、これまでに観測できなかった天体の観測や統計量を増やした観測が可能となる。この結果、2.2 節に記したような MeV 帯域特有の物理の理解が深まることが期待できる。また、keV-GeV と高エネルギー帯域を良い感度で幅広く観測できるようになるほか、重力波・ニュートリノの観測と組み合わせることでブラックホール連星や超新星爆発・ガンマ線バーストの多種多様な側面を同時に観測できるようになるなど、マルチメッセンジャー天文学への大きな貢献を見込むことができる。

3.1.2 ダークマターの間接探索

GRAMS は MeV 帯域の観測に並行し、ダークマターの探索も目指している。ダークマターは Fritz Zwicky によるかみのけ座銀河団の速度分散に関する研究によって初めて存在を示唆され [17]、以降も銀河の回転曲線問題や重力レンズ効果など暗黒物質の存在を仮定することで自然に説明できる現象がいくつも発見されている [18]。暗黒物質の探索は世界中で様々な方法を用いて行われている。特に標準模型粒子と弱く相互作用をすると考えられている weakly interactive massive particle (WIMP) については、加速器を用いた探査や WIMP と原子の相互作用を利用した直接探索の他に、WIMP の対消滅時に放射されるガンマ線を観測する間接探索がある。GRAMS では WIMP 由来と考えられる反重陽子の

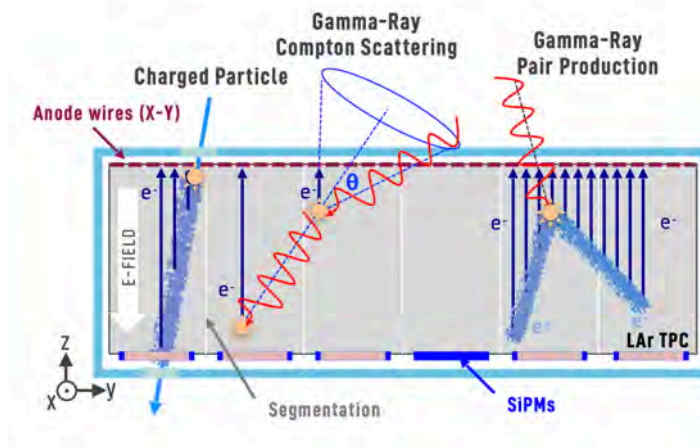


図 3.1: GRAMS における検出器コンセプト [4]

フラックス超過の検出を目指しており、WIMP の検出時には 0.1-0.2 GeV の範囲ではバックグラウンドより 2桁ほど大きなフラックスが観測されると予測されている [4]。

3.2 検出器の概要

本節では、GRAMS 検出器を構成する液体アルゴン TPC(LArTPC) について説明する。LArTPC はニュートリノ測定や WIMP 探索の検出器として用いられる検出器の一つで、大容量の液体アルゴン内を荷電粒子が通過することにより発生した電離電子およびシンチレーション光を読み出すことで入射粒子を検出する。

3.2.1 検出器全体の概要

図 3.1 は GRAMS の検出器の概要を示した図である。GRAMS では、宇宙から飛来した MeV ガンマ線を液体アルゴンで満たした TPC 内で複数回コンプトン散乱させることでその到来方向やエネルギーを推定することができる。

TPC 内でガンマ線がアルゴンとコンプトン散乱すると、アルゴン原子の励起や電離が生じる。TPC 内には一様な電場がかけられているため、散乱により電離した電子の一部はアノード側にドリフトする。電離電子からはコンプトン散乱によって失われたエネルギーを推定できる。また、コンプトン散乱時に生じたアルゴンの二量体からはシンチレーション光が生じ、カソード側の光検出器で観測される。シンチレーション光からは、コンプトン散乱の起こした時刻やコンプトン散乱を起こした粒子の種類を推定することができる。

3.2.2 アルゴンの諸性質

GRAMS においてコンプトン散乱の反応体として使用するアルゴンの諸性質を表 3.1 に示す。W 値とは、電子正孔対を 1 対作るのに必要なエネルギーである。アルゴンの W 値

は、無機シンチレーターとして用いられる NaI の 25 eV より小さく、また半導体検出器に用いられる Ge の 3 eV より大きい。

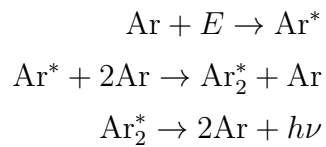
表 3.1: アルゴンの諸性質 [19]

特性	値
原子番号	18
質量数	39.96
沸点	87.3 K
融点	83.8 K
密度 (液体)	1.396 g/ml
蛍光波長	128 nm
W 値 (蛍光)	19.5 eV
W 値 (電離)	23.6 eV

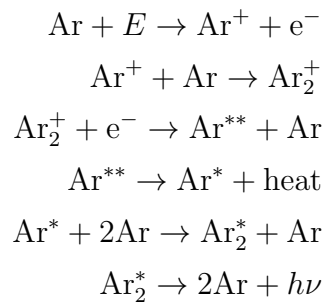
3.2.3 アルゴンとの散乱によるシンチレーション光の発生過程

ガンマ線や中性子等が衝突したアルゴンは、以下に示す電離・励起の過程を通じてシンチレーション光を発生させる。

励起による蛍光過程 (原子核反跳 (NR) イベント)



電離による蛍光過程 (電子反跳 (ER) イベント)



アルゴンの励起と電離の割合は入射粒子の種類やエネルギーによって変化する。また、どちらの過程でも最終的に放出されるシンチレーション光の波長は 128 nm である。アルゴ

ンのシンチレーション光は時定数の異なる二成分から構成される。これはシンチレーション光を発する Ar_2^* のスピン状態の違いに由来するもので、singlet からは約 6 ns、triplet からは約 1.5 μs の時定数で放出される。triplet の割合は ER イベントと NR イベントとでは大きく異なり、ER イベントでは 0.671、NR イベントでは 0.266 である [26]。GRAMS の光検出期による入射粒子種の弁別は、このシンチレーション光の違いを用いて行われる。これは、ER イベントは主にガンマ線との衝突で生じるのに対し、NR イベントは主に中性子やダークマターとの衝突によって生じるからである。

3.2.4 液体アルゴン time projection chamber (LArTPC)

time projection chamber (TPC) とは、密閉容器内に充填された気体・液体の反応体を外部から入射した粒子・放射線等の観測対象と反応させて生じた電荷を容器内に印加された電場でドリフトさせて回収することにより、その回収位置およびドリフト時間から観測対象の飛跡を三次元的に再構成することのできる検出器である。反応体は入射粒子・放射線によって励起・電離する。TPC には一様な電場がかけられているため、電離した電子は電場に従って一方の電極に集められる。この電離電子からは観測対象のエネルギー損失を見積もることができる。GRAMS 実験では、反応体として液体アルゴンを充填させた液体アルゴン TPC(LArTPC) を使用する。

3.2.5 電離電子読み出し

入射したガンマ線と反応したアルゴンは、ガンマ線のエネルギー損失に対応する個数の電離電子を発生させる。このため、発生した電離電子数を正確に計測できれば、各コンプトン散乱におけるエネルギー損失を見積もることができる。GRAMS では、アノード側に 2 mm 間隔でワイヤーを設置し、カソードとの間に電圧を印加する。この電場に従ってドリフトする電子がその静電ポテンシャルにより変化させたアノードワイヤーの電位を検出することにより電離電子を読み出す、という仕組みである。

3.2.6 光検出器

3.2.2 で記述した様に、アルゴンとガンマ線のコンプトン散乱ではシンチレーション光が発生する。このシンチレーション光はコンプトン散乱検出のトリガーとなるだけでなく、その波形から入射粒子の区別を行うことができる。現在、GRAMS の光検出機では Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を光検出器として用いることが検討されている。MPPC の詳細な動作原理は次節にて記述する。MPPC の感度は主に紫外領域で高く、430 nm 付近にピークがある。従って、アルゴンのシンチレーション光 (128 nm) はそのままでは MPPC で検出することができない。この問題を解消するため、GRAMS では 1,1,4,4-tetraphenyl-1,3-butadiene (TPB) を用いてシンチレーション光の波長を 420 nm へと変換することを計画している。

3.3 Multi Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPCとは Silicon Photomultiplier (SiPM) と呼ばれる光子計測半導体デバイスの一種である。従来使用されてきた光検出機である光電子増倍管 (PMT) と比較すると、MPPCは小型で検出効率が高く、さらに低電圧で動作するという特徴がある。

3.3.1 動作原理

MPPCは、図3.2に示す様に、Si半導体でできた Avalanche Photo Diode(APD) ピクセルとクエンチング抵抗を組み合わせたものを基本単位 (1 ピクセル) とし、多数のピクセルを二次元的に配置し接続した構造を持つ。各 APD ピクセルには十分な電圧がかけられており、光が入射することで入射光量に依存しない一定量の出力が生じる (ガイガー放電)。ガイガー放電はピクセル内の電圧が保たれる間は継続する。この放電を停止させるのが、APD ピクセルに直列に接続されたクエンチング抵抗の役割である。出力された電流はクエンチング抵抗を通過する際に電圧降下を起こす。クエンチング抵抗の電圧降下に伴って APD の動作電圧も下がるため、ガイガー放電を時間経過で停止させることができる。

MPPC を用いて観測されたパルス波形の例を図3.3に示す。観測されるパルス波形の波高値は離散的に分布している。これはガイガー放電したピクセル数に対応している。APD のガイガー放電は1光子の入射であっても引き起こされるため、図3.3の離散的な波高値の波形はMPPCに入射した光子数に対応すると考えて良い。このように、MPPCを用いることで出力波形の波高値や出力電荷量から観測光子数を見積もることができる。

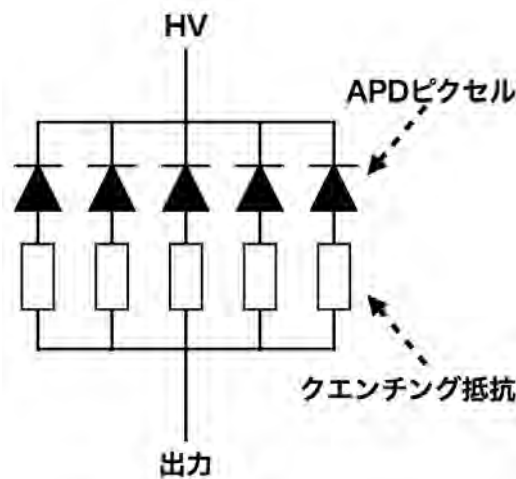


図 3.2: MPPC の等価回路図

3.3.2 GRAMS の光検出器として要求される性能

MPPC を GRAMS での光検出器として採用するにあたり、以下の点が要請される。

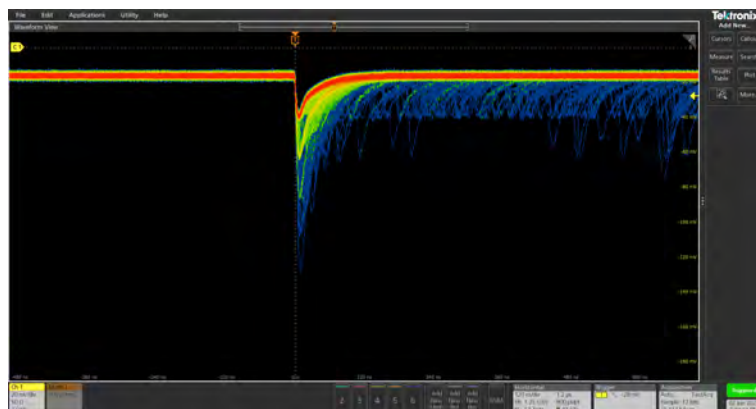


図 3.3: 0 度下・55V 印加時の S13300-3050CS の dark 波形。縦軸は -180 mV から 0 mV、横軸は -480 ns から 660 ns の範囲で描画している。

液体アルゴン温度 (-186 °C) での安定した動作

GRAMS では光検出器を液体アルゴンに沈めた状態で使用するため、液体アルゴン温度 (-186 °C) で安定して動作することがまず求められる。しかし、以降の実験で使用した MPPC の動作保証温度は -20 - 60 °C であり、液体アルゴン下での動作は自明ではない。加えて、MPPC の信号を増幅するアンプやその他回路素子・ケーブル等も MPPC と同等以上の低温耐性を保持する必要がある。

以上を確かめるため、本修論では液体アルゴン温度に近い液体窒素 (-196 °C) を用いて MPPC を動作させることでその低温耐性を確認した (詳細は 5 章を参照)。

十分な受光面積

ガンマ線の観測を行うにあたり、LArTPC は大きいほど有効面積が大きくなり検出効率が増加するという点で有利となる。LArTPC が大きいほど光検出器に要求される受光面積も広がる。光検出器として MPPC を採用した場合、各 MPPC の受光面積は数 mm 四方であるため、受光面積を確保するために複数の MPPC を用いる必要がある。仮に底面が 140 cm 四方の LArTPC [4] の光検出器として浜松ホトニクス製の MPPC S13360-6050CS (受光面サイズ 6.0 mm 四方) を用いる場合、 50000 個以上の MPPC が必要となる。これら全てを個別のチャンネルとして読み出すのは現実的ではなく、複数の MPPC を一つのチャンネルにまとめる必要がある。しかし、複数の MPPC の接続の仕方によって出力波形や印加電圧には様々な影響が現れるため、複数の MPPC をまとめる最適な回路というのは自明なものではない。

本修論では、二つの MPPC を接続した状態での波形測定を行い、各種パラメータへの影響を調査した (詳細は 6 章を参照)。

シンチレーション光の波形弁別に十分な時定数

3.2 節でも触れた様に、GRAMS における光検出器の役割の一つにシンチレーション光の波形弁別がある。MeV ガンマ線由来の観測イベントは ER イベント、バックグラウンドである中性子由来の観測イベントは NR イベントに該当するため、これらのシンチレーション光を区別できれば MeV ガンマ線観測におけるバックグラウンド

を大きく排除できる。ただし、実際に我々が観測する波形はシンチレーション光を MPPC の時定数でたたみ込んだ波形となることに留意する必要がある。このため、MPPC の時定数が長すぎる場合、シンチレーション光波形がなまされてしまい ER イベントと NR イベントの区別が困難となる可能性がある。

本修論では、シンチレーション光のモデル波形を元に観測波形を推定し、MPPC の時定数の要求水準を調査した (詳細は 4 章を参照)。

3.4 大樹町気球実験

GRAMS はまだ実験室における基礎開発の段階にあり、上空の環境で観測装置での動作やイベントの検出の可否は確かめられていない。現在 GRAMS では JAXA の大樹航空宇宙実験場にて、LArTPC の気球搭載による工学気球実験を行うことを計画している。本研究では、特に 4 章の波形弁別能力のシミュレーションの際にこの気球実験の際に使用するセットアップを仮定し、気球実験を成功させる上で必要な光検出器の条件を調査した。

第4章 MPPCによるアルゴンシンチレーション光の波形弁別能力の検討

本章では、アルゴンのシンチレーション光の波形弁別の際に MPPC に要求される時定数等を明らかにすることを目的としている。3.3.2 節でも触れた様に、GRAMS の光検出器には電子反跳事象 (ER イベント) と原子核反跳事象 (NR イベント) のシンチレーション光を分離できるだけの時定数を有することが求められる。今回の解析では、アルゴンのシンチレーション光のモデル波形から乱数を用いて擬似イベントを作成し、波形の形状の差異が明確に区別できるか否かを調べた。

4.1 ガンマ線入射時に観測される光子数の推定

まず第一に、液体アルゴン中にガンマ線が入射した時に観測される光子数と、それが波形弁別に十分な量かを知る必要がある。本節では、NEST (Noble Element Simulation Technique) で使用されている発光過程モデル [20] を追いつながら、発生する光子数を見積もり要求値と比較する。

エネルギー E_0 のガンマ線が検出器に入射すると、ガンマ線はアルゴン原子を電離し、シンチレーション光が発生する。この時、全てのエネルギーがアルゴン原子の電離に使われるわけではなく、一部は熱として散逸する。入射エネルギーのうちアルゴンの励起・電離に使われた割合 (核的消光因子) を L 、励起・電離されたアルゴン数をそれぞれ $N_{ex} \cdot N_i$ とすると、以下のように記述できる。ただし、 n_q は電離・励起したアルゴン原子の総数、 α は初期電離比、 W は 1 量子の生成に必要とする実効的な仕事関数である。

$$n_q = N_{ex} + N_i = \frac{E_0 L}{W} \quad (4.1)$$

$$N_{ex} = \frac{\alpha}{\alpha+1} n_q \quad (4.2)$$

$$N_i = \frac{1}{\alpha+1} n_q \quad (4.3)$$

電離したイオンと電子のうち、一部は再結合して励起状態となり、残りはドリフト電子として回収される。また、励起したアルゴン原子の一部は失活してシンチレーション光を発さないことがある。電離電子の再結合確率を r 、シンチレーション光を発するアルゴン励起子の割合 (電子的消光因子) を f_L とすると、最終的に放出される光子数 n_{ph} は以下のように見積もることができる。

$$n_{ph} = \frac{E_0 L f_L}{W} \left[1 - \frac{1-r}{1+\alpha} \right] \quad (4.4)$$

以上にてきた数値の多くは ER イベントと NR イベントで値が異なる。ER イベントの場合、 $\alpha = 0.6$, $W = 19.5$ eV, $L = 1$, $f_L = 1$ である (前者二つは [21]、後者二つは定義より)。一方、NR イベントでは α は入射粒子のエネルギーや TPC 内の電場に依存する。NEST では、さまざまな実験データのフィッティングにより以下の形でパラメータ化されている。

$$\alpha = \alpha_0 F^{-0.0472} (1 - e^{-239\epsilon}) \quad (4.5)$$

$$\epsilon = 11.5 \left(\frac{E_0}{1 \text{ keV}} \right) Z^{-7/3} \quad (4.6)$$

$$\alpha_0 = 1.240 \quad (4.7)$$

ここで、 F (V/cm) は TPC 内の電場、 Z は原子番号である。二つの消光因子 L と f_L も同様にパラメータ化されており、それぞれ以下の式で表される。

$$L = \frac{kg(\epsilon)}{1+kg(\epsilon)} \quad (4.8)$$

$$f_L = \frac{1}{1+k_B \left(\frac{dE}{dx} \right)_{el}} \quad (4.9)$$

$$g(\epsilon) = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon \quad (4.10)$$

$$k = 0.133 Z^{2/3} A^{-1.2} \quad (4.11)$$

ここで、 A は原子核質量数、 $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{el}$ は電子的阻止能で、Mei et al (2008)[22] より 1 MeV では 5×10^3 MeVcm²g⁻¹ であるとされている。 k_B は消光因子パラメータであり、ここでは $k_B = 3.5 \times 10^{-4}$ MeV⁻¹g \cdot cm⁻² とした [23]。

以上で消光因子のモデル化が完了したので、ここからは電離電子の再結合率をモデル化する。電離電子の再結合率 r は電場 F と入射エネルギー E_0 に依存する。 r に関するモデルはその飛跡の長さに応じて二種類存在し、入射粒子のエネルギーが小さく飛跡が電離半径と同程度もしくはより短い場合は Thomas-Imel Box (TIB) model [24]、逆にエネルギーが大きく飛跡が電離半径よりも十分長い場合は Doke-Birks (DB) model [25] と呼ばれるものがある。鷺見博士論文 [23] ではこれらを組み合わせたものをデータを用いてチューニングしている。今回の光子数推定では、このチューニングされたパラメータ値を用いて発生光子数を計算する。

ER イベントの再結合率は以下の式でモデル化される。ただし、 F は検出器内の電場で

ある。

$$r = 1 - \sqrt{(1 - r_{\text{TIB}})^2 + (1 - r_{\text{DB}})^2} \quad (4.12)$$

$$r_{\text{TIB}} = 1 - \frac{\ln(1 + N_i \zeta_{ER}(F))}{N_i \zeta_{ER}(F)} \quad (4.13)$$

$$r_{\text{DB}} = \frac{A(F) \cdot dE/dx}{1 + B \cdot dE/dx} + C \quad (4.14)$$

$$N_i = \frac{E_0 W}{\alpha_{ER} + 1} \quad (4.15)$$

$$B = \frac{A}{1 - C} \quad (4.16)$$

$$A(F) = A_1 + A_2 F e^{-D_A F} \quad (4.17)$$

$$C(F) = C_1 + C_2 e^{-C_A F} \quad (4.18)$$

$$\zeta(F) = \gamma_{ER} F^{-\delta_{ER}} \quad (4.19)$$

$\alpha_E R = 0.21$ と固定し、蛍光信号と電離信号の検出効率 g_1, g_2 の比 g_2/g_1 を 10 とした時の各パラメータを表 4.1 に示す。

表 4.1: ER イベントの再結合率に関する諸パラメータの値 [23]

パラメータ	値
$\gamma_{ER} [(V/cm)^{\delta_{ER}}]$	1.68 ± 0.06
δ_{ER}	0.58 ± 0.01
$A_1 [\times 10^{-2} \text{ cm/MeV}]$	3.57 ± 0.03
$A_2 [\times 10^{-4} \text{ cm/MeV/V}]$	2.93 ± 0.02
$D_A [\times 10^{-3} \text{ cm/V}]$	1.72 ± 0.01
$C_1 [\times 10^{-1}]$	1.12 ± 0.07
$C_2 [\times 10^{-1}]$	7.17 ± 0.27
$C_A [\times 10^{-3} \text{ cm/V}]$	1.92 ± 0.11

NR イベントでは入射粒子の飛跡が短いため、再結合率は TIB model のみで記述できる。よって、再結合率は以下の形で記述される。

$$r = 1 - \frac{\ln(1 + N_i \zeta_{NR})}{N_i \zeta_{NR}} \quad (4.20)$$

$$N_i = \frac{E_0 L/W}{\alpha_{NR} + 1} \quad (4.21)$$

NR イベントでは α は電場依存性をもつ。鷲見博士論文 [23] では以下の形でモデル化している。

$$\alpha_{NR}(F) = \alpha_0 e^{-D_\alpha F} \quad (4.22)$$

このモデルに対して、ER イベントのチューニング時と同様に $g_2/g_1 = 10$ と固定し、消光因子パラメータを $k_B = 3.5 \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-1} \text{ gcm}^{-2}$ とした時の各パラメータの値を表 4.2 に示す。

表 4.2: NR イベントの再結合率に関する諸パラメータの値 [23]

パラメータ	値
α_0	1.29 ± 0.06
$D_\alpha [\times 10^{-4}(\text{cm}/\text{V})]$	5.98 ± 0.56
$\gamma_{NR}[(\text{V}/\text{cm})^{\delta_{NR}}]$	1.11 ± 0.03
δ_{NR}	0.566 ± 0.003

以上を元に 500 V/cm の電圧下で 1MeV の粒子が入射した ER イベント及び NR イベントで発生する光子数 n_{ph} を推定すると、ER イベントでは 3.00×10^4 個・NR イベントでは 3.47×10^3 個と見積もられた。

実際の観測では、光検出器の検出効率が 1 ではないため、発生した光子全てが光検出器で観測できるわけではない。浜松ホトニクス製の MPPC である S13360-6075CS の場合、波長変換後の 420 nm の光の検出効率は約 48% であるため、仮に 1 MeV の ER イベントで発生した全ての光子が MPPC に到達した場合でも、原理的に $3.00 \times 10^4 \times 0.48 = 14400$ 個までしか観測できない。この時の光収率は 14.4 p.e./keV に相当する。GRAMS の目標感度は 5 p.e./keV であり、光子の熱散逸や壁面での吸収を考慮しても要求を満たしていることを確認できた。

4.2 シンチレーション光のモデル波形の生成と ER イベント・NR イベントの分離度のシミュレーション

次に、シンチレーション光を MPPC で検出した観測イベントをモンテカルロ法を用いて擬似的に生成し、実際に両者が分離できるか否かをシミュレートした。本節では、この観測イベントの作成手順を、図 4.1 に従いながら説明する。

4.2.1 アルゴンのシンチレーション波形モデル

アルゴンのシンチレーション光は時定数の異なる二つの成分から構成されている (3.2.1 節参照)。従って、シンチレーション光 $S(t : \tau_{fast}, \tau_{slow}, R)$ は $t > 0$ の範囲で以下の形でモデル化できる。

$$S(t : \tau_{fast}, \tau_{slow}, R) = \frac{1-R}{\tau_{fast}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{fast}}\right) + \frac{R}{\tau_{slow}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{slow}}\right) \quad (4.23)$$

ここで、 τ_{fast}, τ_{slow} はシンチレーション光の fast 成分および slow 成分の時定数であり、今回の解析では $\tau_{fast} = 6 \text{ ns}$, $\tau_{slow} = 1438 \text{ ns}$ とした [26]。R はシンチレーション光に含まれる slow 成分の割合であり、シンチレーション光の発光過程や TPC にかけられた電場の大きさに依存する。今回は TPC 内の電場を 500 V/cm と仮定し、ER イベント・NR イベントの slow 成分の割合をそれぞれ $R_{ER} = 0.671$, $R_{NR} = 0.266$ とした [26]。

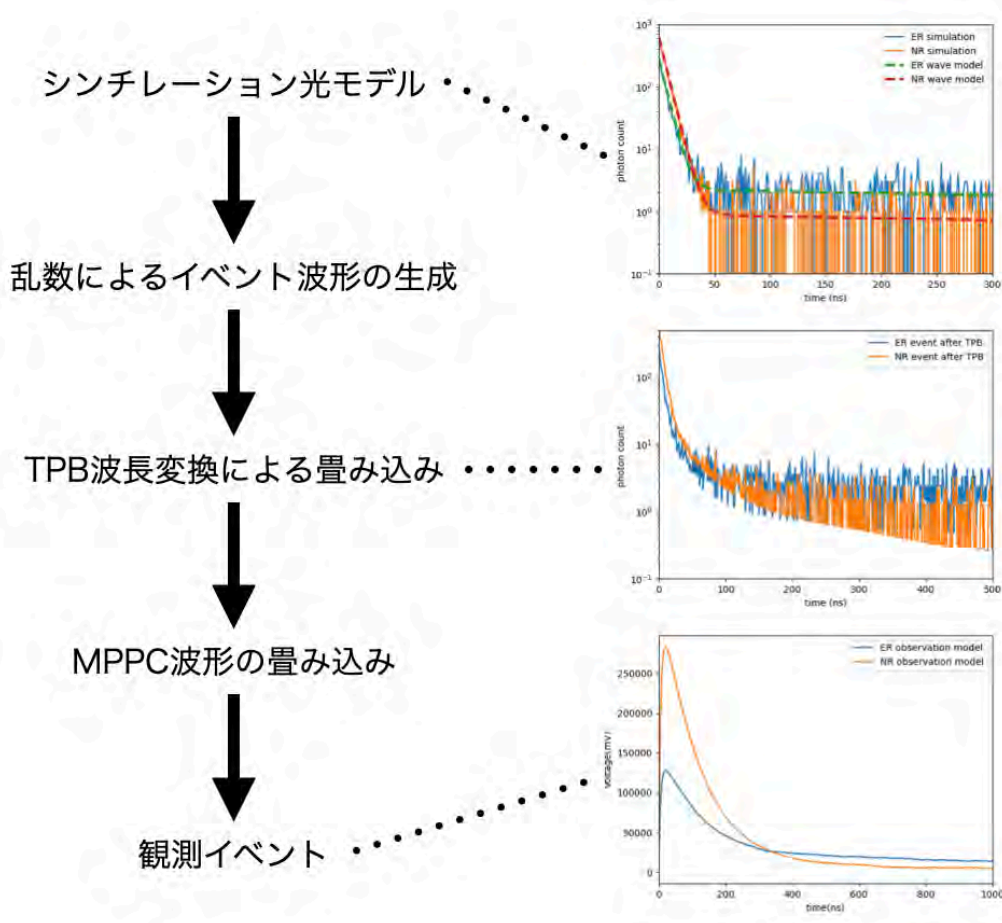


図 4.1: シンチレーション光波形の観測モデルの形成過程

モデル波形から乱数で生成したイベントの光子数分布の例を図 4.2 に示す。イベントの光子数分布は、元となる光子発生確率分布から逆関数法を用いて生成した。逆関数法とは一様分布として生成した乱数を任意の確率密度関数 $f(x)$ の累積分布関数 $F(x)$ の逆関数 $F^{-1}(x)$ で射影させることにより、任意の確率密度関数 $f(x)$ に従う乱数を生成する手法である。

発生したシンチレーション光は、いくつかの要因によりその形状が変化した状態で観測される。今回の解析では、TPB による波長変換時と MPPC の時定数による形状変化の効果の二つを考慮した。

4.2.2 TPB による波長変換時の波形変化

アルゴンのシンチレーション光によって TPB から電離した電子が周囲の TPB 分子を励起させた結果、入射したシンチレーション光とは異なる波長 420 nm のシンチレーション光を放出する。励起した TPB 分子は一重項または三重項のいずれかをとり、このうち一重項に励起した TPB 分子は速やかにシンチレーション光を放出する。一方、三重項に励起した分子は一重項から遅れて脱励起する。三重項の脱励起成分は異なる時定数を持つ

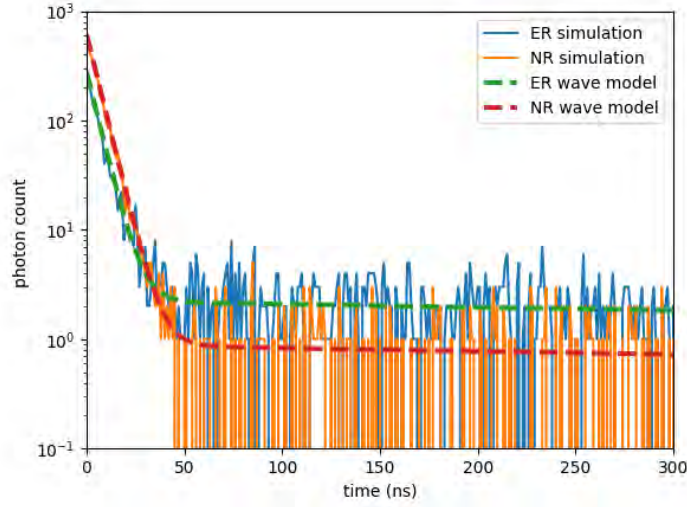


図 4.2: アルゴンのシンチレーション光の光子発生確率分布。点線が式 4.23 に示したモデル波形、実線が逆関数法を用いて生成した光子数分布である。

二つの指数関数で近似することができる [27]。以上をまとめると、シンチレーション光が入射した時の TPB の応答 $H(t)$ は以下の式で近似される。

$$H(t) = p_0\delta(x) + \sum_{j=1}^2 \frac{p_j}{\tau_j} e^{-\frac{t}{\tau_j}} \quad (4.24)$$

ここで、 τ_j は三重項による各遅延成分の時定数、 p_0, p_j は各成分の相対的な強度で、 $p_0 + p_1 + p_2 = 1$ となる。今回の解析では、 $p_1 = 0.145, p_2 = 0.091, \tau_1 = 32 \text{ ns}, \tau_2 = 177 \text{ ns}$ とした [26]。実際に TPB による波形変換を受けた後のシンチレーション光波形モデルを図 4.3 に示す。

4.2.3 MPPC および読み出し回路による波形変化

MPPC の観測波形には、MPPC の応答特性と読み出し回路の回路特性の二つの特性が関与する。MPPC のピクセル数を n_{pix} 、1 ピクセルあたりの静電容量およびクエンチング抵抗をそれぞれ $C_{\text{pix}} \cdot R_{\text{pix}}$ 、読み出し回路の抵抗を R_{read} とすると、MPPC による観測波形の時定数 τ_{MPPC} は以下の形で記述できる。

$$\tau_{\text{MPPC}} = n_{\text{pix}} C_{\text{pix}} \times \left(\frac{R_{\text{pix}}}{n_{\text{pix}}} + R_{\text{read}} \right) \quad (4.25)$$

今回のシミュレーションでは、MPPC や読み出し回路の個々のパラメータには言及せず、MPPC と読み出し回路全体の時定数 τ_{MPPC} をシミュレーション時のパラメータとして採用した。この時、MPPC の観測波形は以下の式で記述できる。

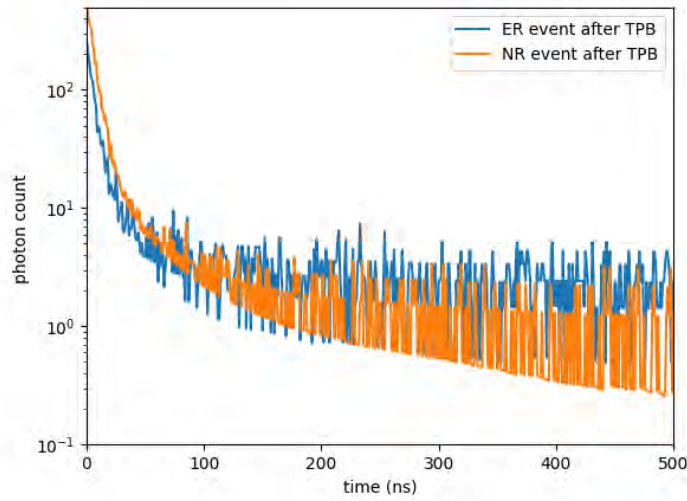


図 4.3: TPB による波形変換を受けたシンチレーション光の光子数分布。図 4.2 を式 4.24 で畳み込んだものである。

$$M(t) = \frac{1}{\tau_{MPPC}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{MPPC}}\right) \quad (4.26)$$

実際に MPPC および読み出し回路によるたたみこみを経た観測波形モデルを図 4.4 に示す。図 4.4 では、 $\tau_{MPPC} = 100$ ns とした。MPPC の増幅率は、次章に示す実験にて実際に測定した液体窒素下における S13360-6050CS の印加電圧 47 V 時の増幅率を用いた。アンプの増幅率は、次章の実験で用いた IV アンプの設計値である 3.3 k Ω とした。また、環境ノイズとして $\sigma = 1$ mV の正規分布に従うホワイトノイズを加えた。この振幅は次章の実験で実際に観測された時のものを参考にしている。

二種のシンチレーション光を区別するには、両者の決定的な違いである slow の成分比を求めれば良い。図 4.4 の波形からもわかる様に、slow 成分はシンチレーション光が観測されてしばらく経ってから支配的になる。そこで今回の解析では、slow と fast を区別する基準時刻を設定し、各観測波形モデルの基準時刻より後の部分が波形全体に対して占める割合を slow の存在比と見做すことで両者の区別が可能か否かを調べた。観測波形は MPPC の時定数が大きくなるにつれてなまされていくことから、slow と fast を区別する最適な基準時刻は MPPC の時定数に大きく依存する。よって、各 MPPC の時定数ごとに幾つかの基準時刻で slow 比の解析を行い、両事象が最もよく分離できた時の基準時刻を最終的に採用することとした。

4.3 解析結果

今回のシンチレーション光のシミュレーションにおいて、NR イベントおよび ER イベントの分布を決定するパラメータは、「MPPC の時定数」「MPPC の増幅率」「観測光子数」「サンプリング周波数」「アンプの増幅率」「環境ノイズ」の 6 つである。このうち、

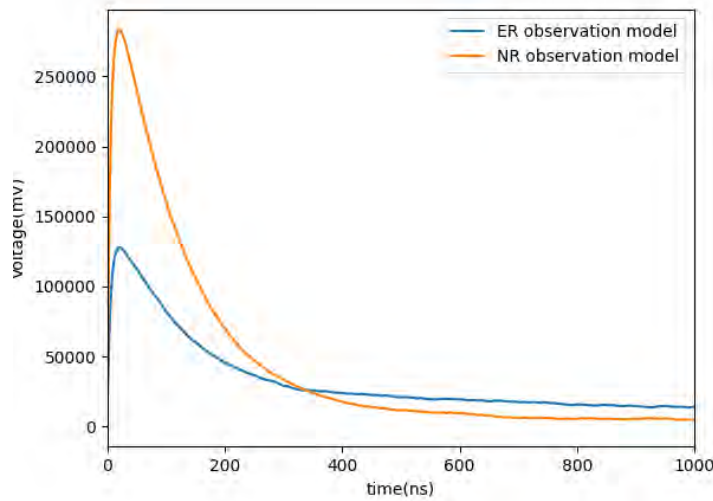


図 4.4: アルゴンのシンチレーション光の観測波形モデル。図 4.2 に示した波形から作成した。MPPC の時定数は 100 ns を仮定。MPPC およびアンプの増幅率は液体窒素下での実測値を元に設定した。

「MPPC の増幅率」「サンプリング周波数」「アンプの増幅率」「環境ノイズ」の 4 つは測定時のセットアップや環境によって決定される。以下では、具体的な測定環境を仮定することでこれらのパラメータを設定し、ER イベントおよび NR イベントの分布が観測光子数および MPPC の時定数でシンチレーション光の分離性能がどのように変動するかを調べた。

4.3.1 実験室環境下におけるシミュレーション

実験室で使用しているセットアップは、後述する 5 章での MPPC の液体窒素下での測定における実験セットアップを仮定したものとなる。この時、IV アンプの増幅率は 3.3 kΩ、サンプリング周波数は 1 GHz である。MPPC の増幅率は、実際に液体窒素下で取得した S13360-6050CS の波形データから計算される 1.697×10^7 を仮定した。環境ノイズは、液体窒素下で取得した S13360-6050CS の波形データに含まれるノイズを元に、 $\sigma = 1$ mV の正規分布で乱数生成したものを使用した。観測するガンマ線のエネルギーは 25, 100 keV 及び 1 MeV を仮定し、それぞれのエネルギー毎に検出器の光収率が 1, 3, 5 photon/keV とした場合でシミュレーションを行なった。比較する NR イベントは、ガンマ線による ER イベントの観測光子数と同じ光子数が観測されるものを使用した。

実際に取得した slow/total の分布のを図 4.5 に示す。観測光子数の多い左図では ER イベントと NR イベントは明確に分離された。一方、観測光子数の少ない右図では両イベントに重なりが生じていることがわかる。

これらの結果に対し、波形弁別能力を比較するために以下の分離度・混入度を定義した。図 4.5 左のように ER イベント及び NR イベントの分布が明らかに分離している時は、NR イベントの分布の最大値と ER イベントの分布の最小値の間隔を分離度とした。この

分離度が大きいほど両分布は明確に分離され、測定環境の悪化に伴う分布の広がりに対し強い耐性を持つと評価できる。逆に、図 4.5 右のように分布に重なりが生じている場合は、ER イベントの分布の範囲に含まれる NR イベントの数を混入度として定義した。混入度が少ないほど分布の重なりが小さく、背景事象である NR イベントを観測事象である ER イベントと誤判定する恐れが少ないと評価できる。分離度・混入度を求める際には ER イベントと NR イベントの分布をヒストグラムを用いて作成した。このヒストグラムのビン幅は、各条件における観測光子数の逆数に等しい値とした。これは、slow/total を乱数生成した観測光子に割り当てられた時刻を用いて計算していることにより、求められた slow/total の最小単位が観測光子数の逆数となるためである。

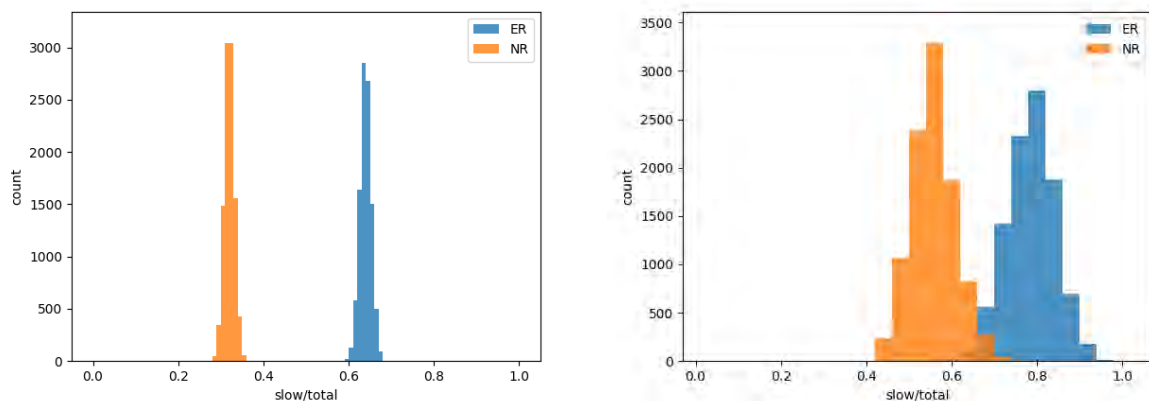


図 4.5: 実験室上のセットアップでシミュレートした ER イベント・NR イベントの slow/total 比の分布。左図が 1 MeV・右図が 25 keV のガンマ線イベントを観測した場合の結果である。光収率・MPPC の時定数はそれぞれ 1 photon/keV および 100 ns を仮定した。ER イベントがガンマ線由来の観測事象・NR イベントが中性子等の背景事象に相当する。

基準時刻の変化に伴う分離度・混入度の変化を図 4.6 に示す。分離度・混入度は共にある時刻で極値を取ることがわかる。今回のシミュレーションでは、分離度・混入度がそれぞれ最大・最小となる基準時刻を最適な基準時刻として採用した。ER イベントと NR イベントの分布が分離できる場合とできない場合がある時は、分離できる条件のうち最も分離度が大きい基準時刻を最適な基準時刻とした。

MPPC の時定数に伴う分離度・混入度の変化を図 4.7 に示す。各図の観測エネルギーおよび光収率は、それぞれ 1 MeV・5 photon/keV(左上), 100 keV・3 photon/keV(右上), 100 keV・1 photon/keV(左下), 25 keV・1 photon/keV(右下) である。右上・左上・左下は ER イベント・NR イベントの間隔を表す分離度、右下は ER イベントの分布の範囲に混入した NR イベントの数を表す分離度を示している。観測光子数が 300 個以上となる条件 (エネルギーが 1 MeV の場合と、100 keV かつ 3, 5 photon/keV とした場合) では、MPPC の時定数が 1000 ns と非常に遅い場合でも、十分 ER イベントと NR イベントを分離することが可能であることがわかった。観測光子数が 100 個前後となる条件 (100 keV かつ 1 photon/keV の場合と、25 keV かつ 5 photon/keV の場合) では、図 4.7 左下に示すように分布自体は分離可能であるものの非常に近づいており、アンプのゲインや環境ノイ

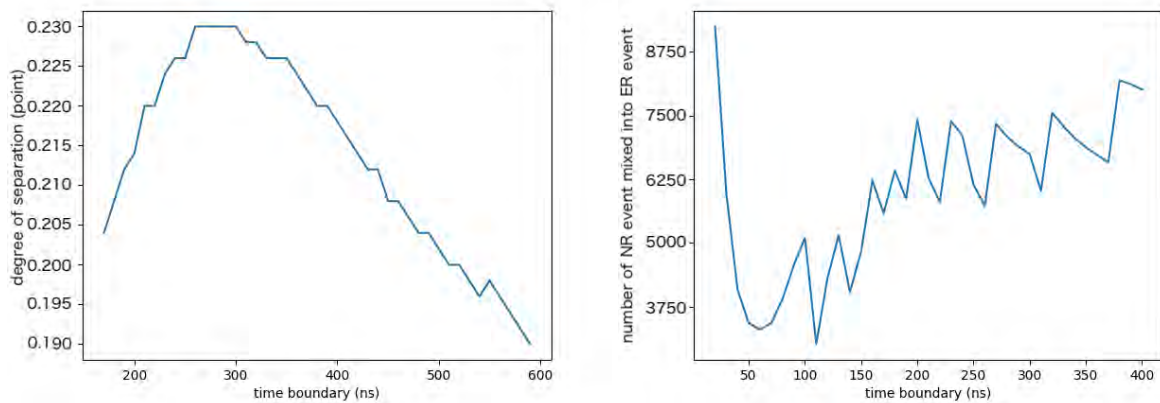


図 4.6: ER イベント・NR イベントの分布の分離度・混入度の基準時刻依存性。左図が 1 MeV・右図が 25 keV のガンマ線イベントを観測した場合の結果である。光収率・MPPC の時定数はそれぞれ 1 photon/keV および 100 ns を仮定した。

ズの大きさによっては ER イベントと判定されたイベントに NR イベントが紛れ込む可能性が示唆された。特に図 4.7 左下の場合、観測光子数が 100 光子であることを踏まえると、MPPC の時定数が 200 ns 以上だと二つの分布が隣り合っていることがわかる。更に観測光子数の少ない条件 (25 keV かつ 1, 3 photon/keV となる場合) では、ER イベントと NR イベントの分布に重なりが生じ両者を完全に分離することはできなくなった。図 4.7 右下の場合 (25 keV かつ 1 photon/keV)、MPPC の時定数が 400 ns までの範囲では ER イベントの分布に混入した NR イベントの数は 2750-3250 個の間で推移し、それ以上の範囲では増加傾向に転じた。25 keV かつ 3 photon/keV の場合では、MPPC の時定数が 500 ns までの範囲では混入度はほぼ一定であり、1000 ns の時は収率が 1 photon/keV のときと同様に比較的大きな混入度を示した。

以上の結果をまとめると、以下の通りとなる。アンプの増幅率が $3.3 \text{ k}\Omega$ ・サンプリング周波数が 1 GHz の場合、観測光子数が 300 光子以上であれば MPPC の時定数が 1000 ns までの範囲であれば観測事象である ER イベントと背景事象である NR イベントの slow/total 比の分布に重なりは生じず、その間隔も 6 ポイント以上と十分に離れることがわかった。観測光子が 100 光子前後の場合は、分離自体は可能だが両イベントの分布が近接し、ノイズやセットアップの影響を大きく受けることが示唆された。観測光子数が 100 光子未満の場合は分布に重なりが生じたが、MPPC の時定数が 400 ns までの範囲であれば、同観測条件において混入度は極端に悪化することはなかった。

4.3.2 気球実験のセットアップにおけるシミュレーション

GRAMS では、来年度の夏に気球を用いた工学気球実験を行うことを計画している。気球実験で用いるセットアップでは、アンプの増幅率およびサンプリング周波数はそれぞれ 150Ω および 30 MHz と、前節のセットアップより条件が悪い。このため、アンプの増幅

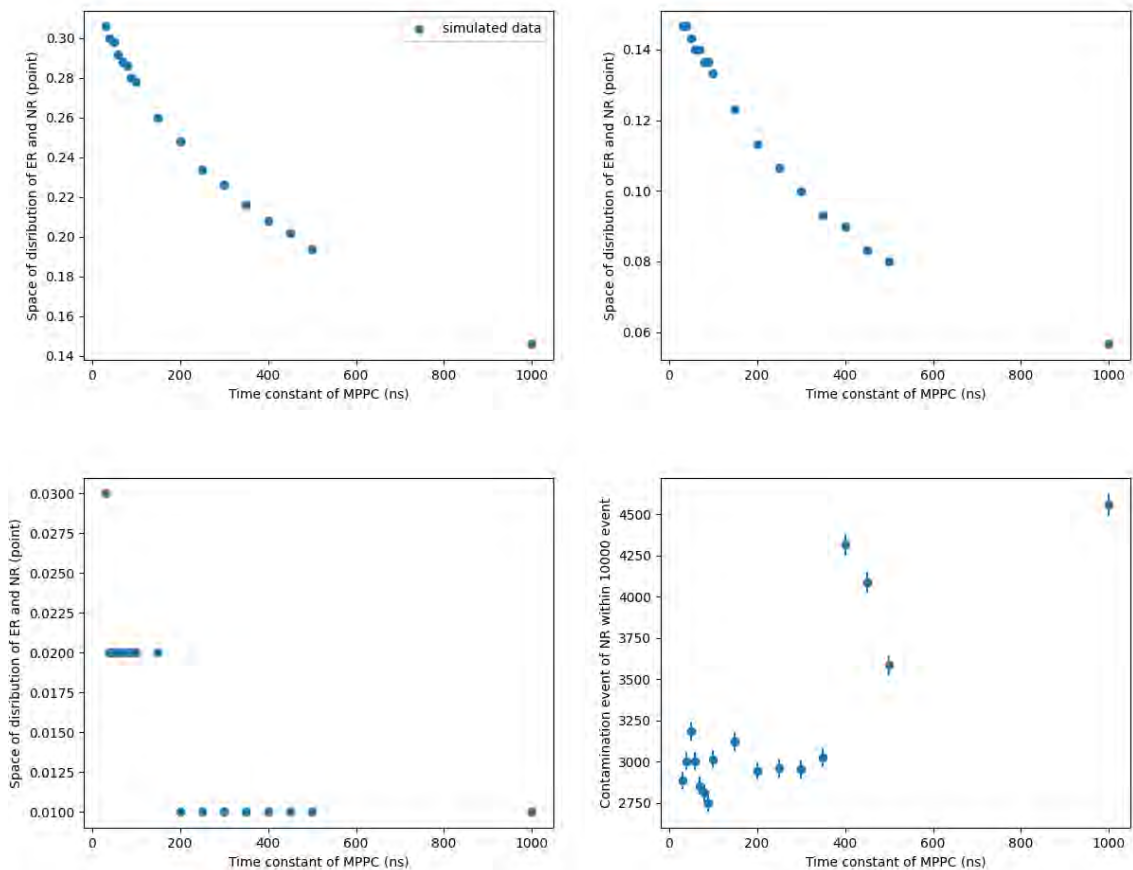


図 4.7: 実験室のセットアップにおける分離度・混入度の MPPC の時定数に対する依存性。各図の観測エネルギーおよび光収率は、それぞれ 1 MeV・5 photon/keV(左上), 100 keV・3 photon/keV(右上), 100 keV・1 photon/keV(左下), 25 keV・1 photon/keV(右下) である。右上・左上・左下は ER イベント・NR イベントの間隔を表す分離度、右下は ER イベントの分布の範囲に混入した NR イベントの数を表す分離度を示している。

率およびサンプリング周波数のみを気球実験の値に変更した上で、再度波形弁別能力のシミュレーションを行なった。

気球実験のセットアップにおけるシミュレーション結果を図 4.8 に示す。気球実験のセットアップにおいても、観測光子数が 300 個を超える条件では ER イベントと NR イベントの分布は明確に分離できた。観測光子数が 100 光子前後の場合では、実験室のセットアップ時とは異なり、MPPC の時定数が 300 ns 以上の場合に二つの分布が重なり合った。観測光子数が 100 個を下回ると、実験室のセットアップと同様に分布の重なりが発生したが、気球実験のセットアップでは過半数の NR イベントが ER イベントの分布に混入する結果となった。

観測光子が 100 光子の場合の、ER イベントにおいて slow 比が最低となる観測波形および NR イベントにおいて slow 比が最大となる波形を図 4.9 に示す。MPPC の時定数は、左図が 100 ns、右図が 300 ns の場合である。どちらも ER イベント・NR イベントそれぞれの波形がほとんど重なってはいるが、時定数が 100 ns の場合 (左図) では立ち上がり直後の領域では NR イベントの波形の方が 300 ns の場合 (右図) と比較して上回っていることがわかる。この僅かな差が図 4.8 左下に示す時定数境界付近の波形の違いである。従って、測定環境によってはこの僅かなシンチレーション光波形の差は、MPPC の時定数が 250 ns であったとしても区別できない事は十分考えられる。これは、前節の実験室のセットアップを用いたシミュレーションに対しても同様である。しかし、今回得られた結果は、ノイズの小さい状況における波形弁別のできる観測条件の指標を与えるのも事実である。従って、本章では以上のシミュレーションで得られた結果から、気球実験のセットアップでは ER イベントと NR イベントを分離するためには観測光子数が 100 光子以上という条件の下で MPPC の時定数が 250 ns 以下である、という要求を課すものとする。

4.4 まとめ

本章では、GRAMS 検出器において観測事象である ER イベントと背景事象である NR イベントが分離できる条件を、複数の入射エネルギーや光検出器の収率のもとでシミュレートした。シンチレーション光波形をなます効果としては、TPB による波長変換による効果と MPPC の時定数による効果の二つを考慮した。実験室環境 (アンプの増幅率 3.3 k Ω ・サンプリング周波数 1 GHz) では、観測光子数が 100 光子以上となる条件では MPPC の時定数が 1000 ns までの範囲で ER イベントと NR イベントは分離できた。来年度夏に向けて計画している気球実験の環境 (アンプの増幅率 150 Ω ・サンプリング周波数 30 MHz) の場合は、観測光子数が 300 光子以上であれば明確な分離が可能で、100 光子前後となる場合は MPPC の時定数が 250 ns 以上だと分布の重なりが生じた。

今回のシミュレーションで、GRAMS 検出器は 100 keV 以上の広い範囲で観測事象と背景事象を十分分離できることがわかった。特に観測光子数が 300 光子を超える場合は、MPPC の時定数が 1000 ns 以下という広い範囲で分離が可能であることが示唆された。また、観測光子数が 100 光子前後の場合を考慮すると、MPPC に要請する時定数の制限として、250 ns が一つの基準とすることができる。これは、以降の章で GRAMS の光検出器として MPPC を検討するにあたり、重要な指標となる。

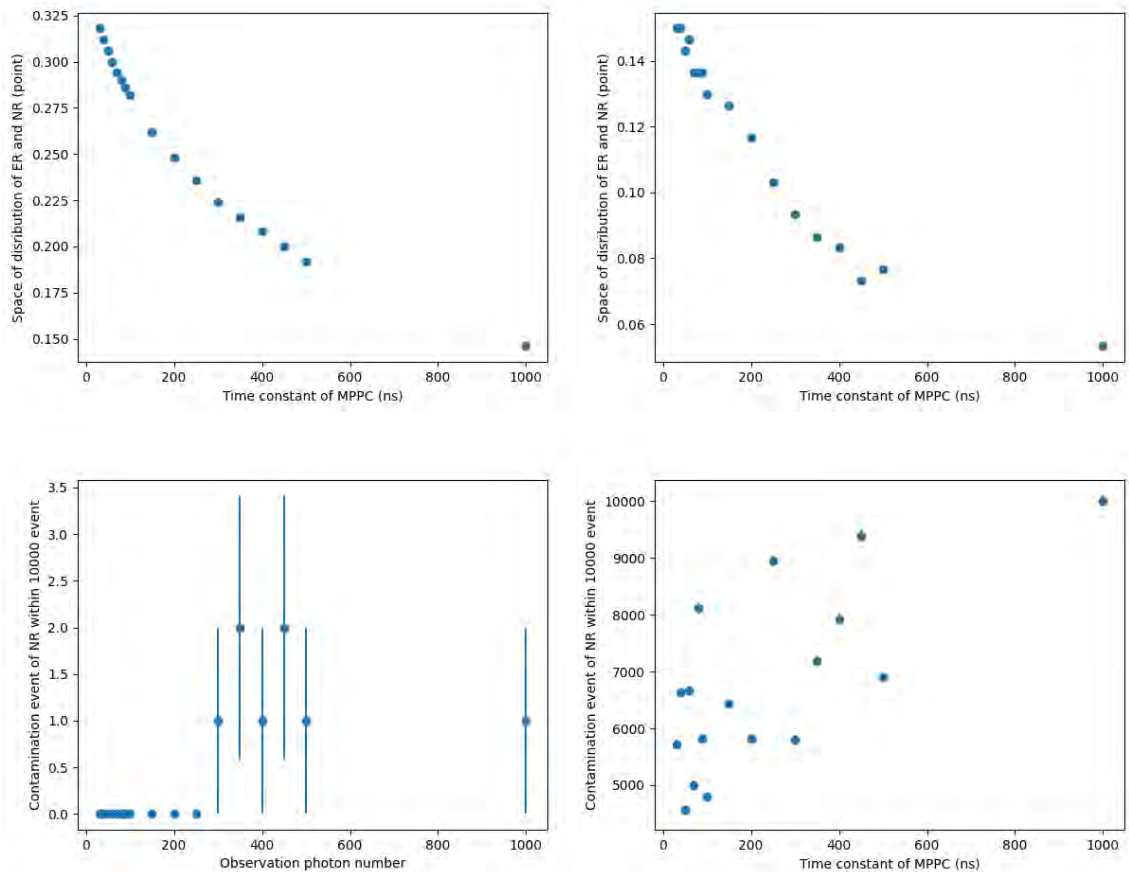


図 4.8: 気球実験のセットアップにおける分離度・混入度の MPPC の時定数に対する依存性。各図の観測エネルギーおよび光収率は、それぞれ 1 MeV · 5 photon/keV(左上), 100 keV · 3 photon/keV(右上), 100 keV · 1 photon/keV(左下), 25 keV · 1 photon/keV(右下)である。上段は ER イベント・NR イベントの間隔を表す分離度、下段は ER イベントの分布の範囲に混入した NR イベントの数を表す分離度を示している。

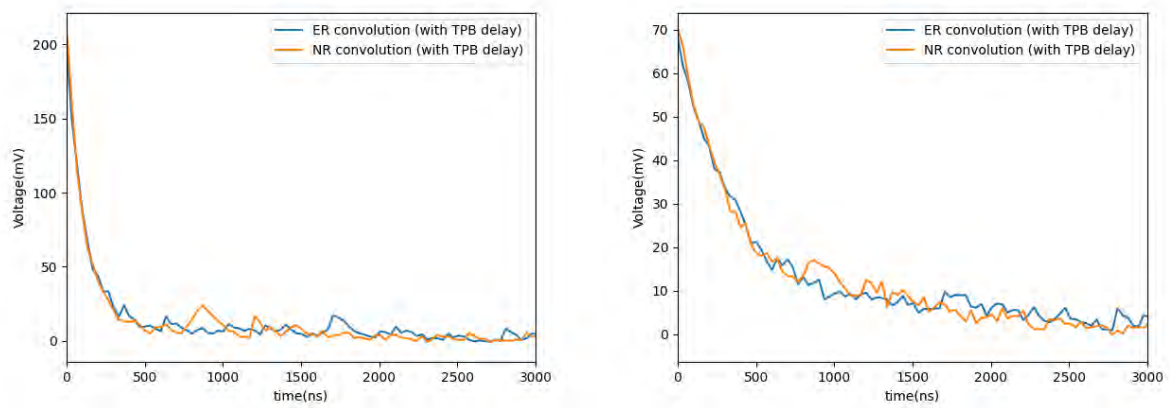


図 4.9: 100 光子観測時のシミュレーションによって得られた各分布の境界付近の観測波形。MPPC の時定数は、左図が 100 ns ・右図が 300 ns の場合である。

第5章 低温環境下におけるMPPCの特性評価

本章では、MPPCとその周辺素子の極低温下での動作確認をするとともに、極低温下におけるMPPCの特性を評価することを目的としている。今回は、液体アルゴン温度(-186 °C)に近い液体窒素(-196 °C)を用いて波形測定および特性評価を行った。

5.1 測定項目

本章では、GRAMS実験に用いるMPPCとして必要な以下の項目を測定する。

極低温環境下における安定した動作の確認

今回使用したMPPCの動作保証温度は-20 -60 °Cであるため、極低温環境下での動作は自明なものではない。MPPCをGRAMSの光検出器として用いるためには、液体アルゴン温度で安定して動作することが求められる。この確認のため、今回の測定で液体アルゴン温度に近い液体窒素温度でMPPCおよび周辺素子を動作させて波形取得を試みる。

出力電荷量

MPPCを用いてシンチレーション光を検出するためには、極低温下で十分な電荷量の波形を出力する必要がある。出力電荷量が小さい場合、観測波形がノイズに埋もれ検出効率が悪化する恐れがあるためである。出力電荷量はMPPCの種類や印加電圧・周辺温度に依存するため、今回の測定では極低温下において適切なMPPCの種類や印加電圧を見極める必要がある。

降伏電圧

MPPCが入射光子を増倍し電荷を出力するようになる最小の電圧を降伏電圧という。降伏電圧は温度依存性を持ち、液体窒素下では常温時より低くなるという傾向がある。今回の測定では出力電荷量の印加電圧依存性から降伏電圧を推定し、MPPCの種類や周辺温度による違いを比較する。

時定数

4章において、気球実験のセットアップではER イベントとNR イベントを分離するための条件として、観測光子数が100光子以上かつMPPCの時定数が250 ns以下、というものが得られた。この時定数の基準は最終的にはMPPCを多チャンネル接続した上で満たす必要があるが、MPPC単素子の段階でこの基準は一つの参考とすることができる。

アフターパルス確率

MPPCの観測波形の中には、図5.1のように複数のパルスが重なったようなものが存在する。これらはアフターパルスと呼ばれる現象である。アフターパルスが多い場合、観測されるシンチレーション光の形状が歪み波形弁別ができなくなるおそれがある。今回の測定では、受光面サイズの等しいMPPC三種に対して液体窒素下でのアフターパルス波形の有無を調べ、その確率が十分小さいと言えるか否かを調べた。

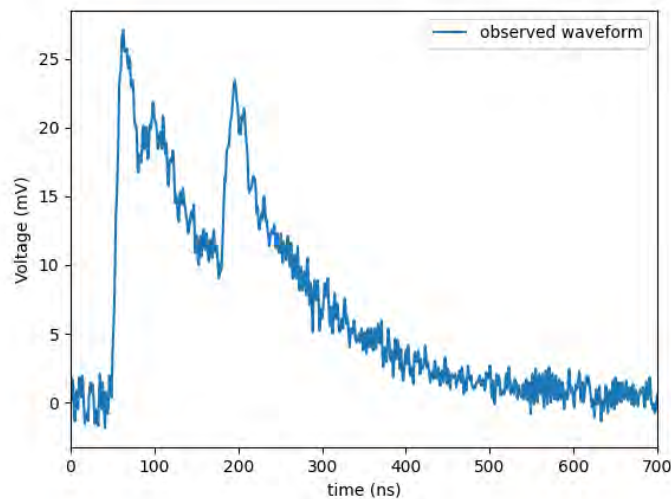


図 5.1: 液体窒素下において S13360-6075CS の印加電圧 47V 時に観測されたアフターパルス波形

5.2 測定素子

5.2.1 MPPC

今回の特性評価の対象としたMPPCを表5.1に示す。使用したMPPCは全て浜松ホトニクス製の精密計測用MPPC・S13360シリーズである。S13360シリーズは従来のMPPC同様の低アフターパルス特性を維持しつつ、よりクロストークやダークカウントレートを減少させたMPPCである。このうち、GRAMSの光検出器として有力視されているのは、有効受光面サイズやピクセルピッチの大きいS13360-6050CSやS13360-6075CSである。

TPC 下部に MPPC を敷き詰めた際に有効受光面サイズが大きいほど不感領域を減らすことができること、ピクセルピッチが大きいほど MPPC 単体での検出効率や増倍率が増加することの二点が主な理由である。一方で、有効受光面サイズが大きいほどダークカウンtrate や端子間容量は増加し、ピクセルピッチが大きいほどクロストーク確率が増加する。これらは全て観測波形が劣化する原因となる。このため、本修論では S13360-6050CS・S13360-6075CS に加え、ピクセルピッチの異なる S13360-6025CS や有効受光面サイズの異なる S13360-3050CS を比較対象として測定した。加えて、MPPC の各種特性の温度依存性を知るため、S13360-3050CS については 20 °C から -70 °C の間でも段階的に波形測定を行った。

表 5.1: 液体窒素下での特性評価を行った MPPC

型番	ピクセルピッチ (μm)	有効受光面サイズ (mm)	測定温度 (°C)
S13360-3050CS	50	3.0 × 3.0	20, 0, -20, -40, -70, -196
S13360-6025CS	25	6.0 × 6.0	-196
S13360-6050CS	50	6.0 × 6.0	-196
S13360-6075CS	75	6.0 × 6.0	-196

5.2.2 IV アンプ

今回の測定で使用した IV アンプおよび周辺回路は、ダークマター検出実験 DarkSide-20k で用いられたもの [28] を参考に理化学研究所およびテクノエーピー社と共同で開発したものである。実際に使用した IV アンプの回路図を図 5.2 に示す。アンプは Texas Instruments の高速オペアンプである LMH6629 を使用した。抵抗やコンデンサは低温耐性のあるものを使用し、極低温環境下においても性能が劣化しないようにした。

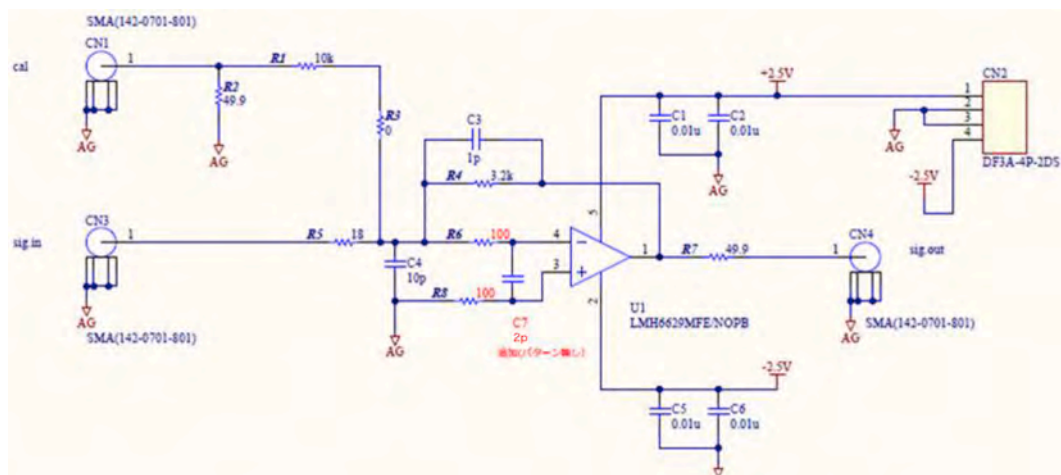


図 5.2: 実験で使用した IV アンプの回路図

5.3 測定環境

波形測定用に設計した回路図および実際に実装した周辺回路を図 5.3・5.4 に示す。HV 線由来のノイズを減らすため、HV と MPPC の間にローパスフィルターを設けた。また、FM ラジオ由来の 80 – 100 MHz 帯域のノイズを減らすため、MPPC とアンプを接地したアルミケースの中に収納した。アルミケースの各面の四隅には約 2 mm の穴をあけた。これは、アルミケースを液体窒素に沈めた際にケース内部が液体窒素で満たされるようにするためである。今回の測定では、何も光を入射しない状態 (dark) と周波数 1 kHz のレーザー光 (laser) を入射しアルミケース内の光量を増やした状態の 2 つの場合での測定を行った。このレーザー光の入射は、IV アンプの電源配線 (図 5.3 右上の赤・白・黒の 3 本の振られた配線) の穴から通したファイバーを経由して行った。

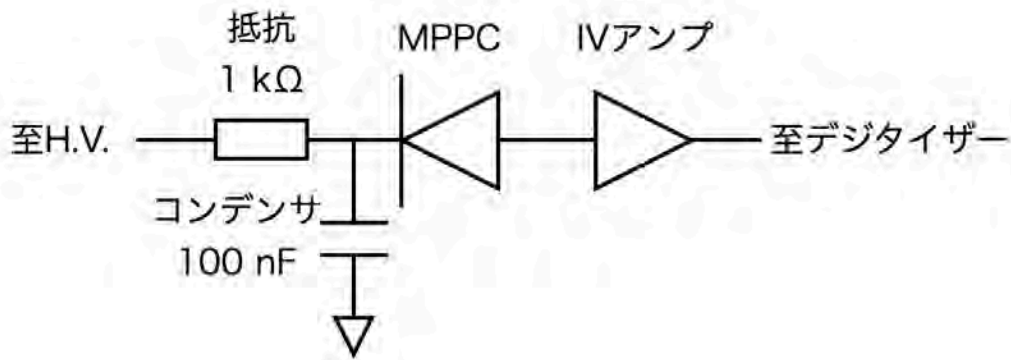


図 5.3: 使用した MPPC の周辺回路図



図 5.4: 実験に使用した MPPC 周辺回路

アルミケースに収納した MPPC・アンプを液体窒素につけた様子を図 5.5 に示す。測定

時はアルミケースはデュワーに縦向きに入れ、アルミケース上部の BNC コネクタが完全に浸かるまで液体窒素を投入した。実験初期段階では、デュワーに測定系と液体窒素を入れたものに暗幕を被せただけの状態で行ったが、航空無線由来と考えられる 200 – 300 MHz 帯域の大きなノイズが発生し、MPPC の信号を観測するのが困難であった。このノイズを減らすため、図 5.5 に示すようにデュワーを含めた検出器全体を 43 cm 四方のケージ (以下、アルミケージ) の中に収納し、さらにアルミ箔で覆った状態で改めて測定を行った。アルミケージ上部には配線を通すための 4 cm 四方の穴が開けられている。

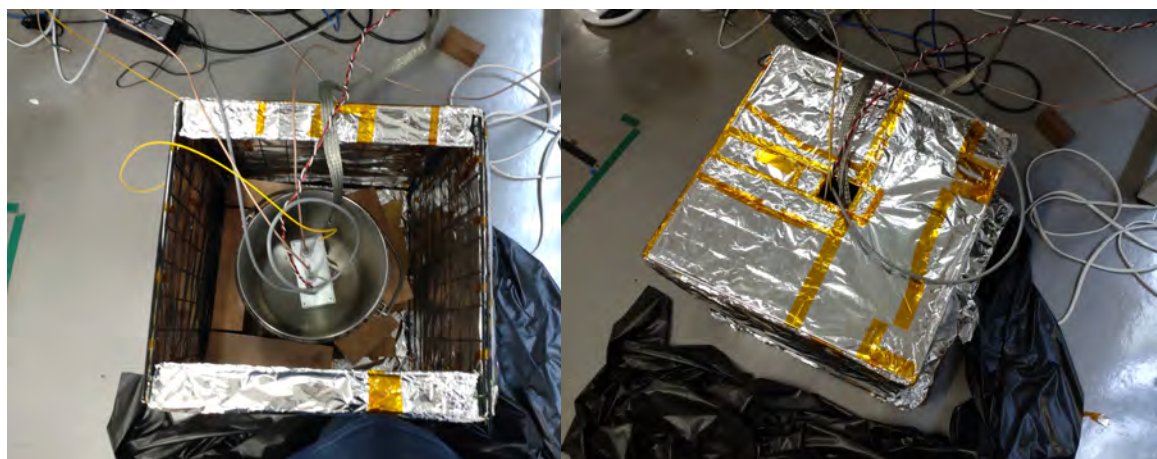


図 5.5: 実験に使用したアルミケージ。左図はケージを開いた状態、右図はケージを閉じた状態のもの。波形測定時は、閉じたケージの上から暗幕を被せた状態で行った。

S13360-3050CS を用いた 20 – 70 °C での測定は恒温槽を用いて行った。図 5.6 は測定系を恒温槽に入れた時の様子である。恒温槽を用いた測定では、液体窒素を用いた実験とは異なり 200 – 300 MHz 帯域のノイズが目立たなかった。このため、アルミケージのような特別な対策は行わなかった。各種配線は恒温槽側面の窓から外部に伸ばした。使用した恒温槽には内部の様子を確認するための窓が取り付けられてはいたが、dark の観測を行うために全て暗幕で遮蔽した。恒温槽内の温度は定値運転を行うことで一定に保つことができる。しかし、設定温度に到達した直後は恒温槽内で十分均一な温度が保たれていなかったり、測定系の温度が設定温度まで十分冷やされていない恐れがある。このため、恒温槽のモニターで設定温度に到達したことを確認してから実際に測定を開始するまでの間に 10 分間のインターバルを設けた。

波形取得は、各温度条件下で MPPC の印加電圧を変えながら dark および laser のそれぞれで 3 分間ずつ行った。印加電圧は、波形が確認できた電圧を起点とし、追加で 5V 加えるまでの範囲を 1V 刻みで計 6 点の測定を行った。波形の記録には、テクノエーピー社のデジタイザー APV8108 を使用した。laser 光は THORLABS のナノ秒パルスレーザー NPL45B を使用し、1 kHz の周期で発信させた。

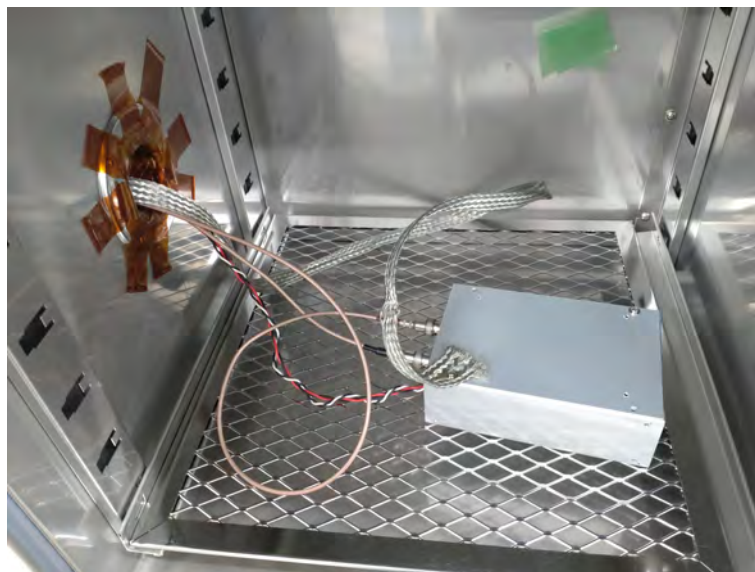


図 5.6: 恒温槽に入れた MPPC 波形測定系

5.4 測定・解析結果

5.4.1 観測波形

液体窒素下で実際に観測された S13360-6075CS の波形を図 5.7 に示す。今回使用した MPPC および周辺回路は、全て液体窒素下においても問題なく動作することが確認できた。観測された波形をフーリエ変換したものを図 5.8 に示す。観測波形には、特に 80–100 MHz および 200–300 MHz の帯域にノイズ由来の大きなピークが存在した。80–100 MHz に存在するピークは FM ラジオに由来するもので、各ピークに対応する放送局が存在することを確認している。200–300 MHz は航空無線やコードレス電話が割り当てられている帯域のため、これらがノイズとして拾われたのだと考えられる。これらは今回の解析においてはどちらも外的要因のノイズに該当する。よって、以降ではこの二つの帯域を取り除いた波形 (図 5.7 橙線) を用いて波形解析を行う。

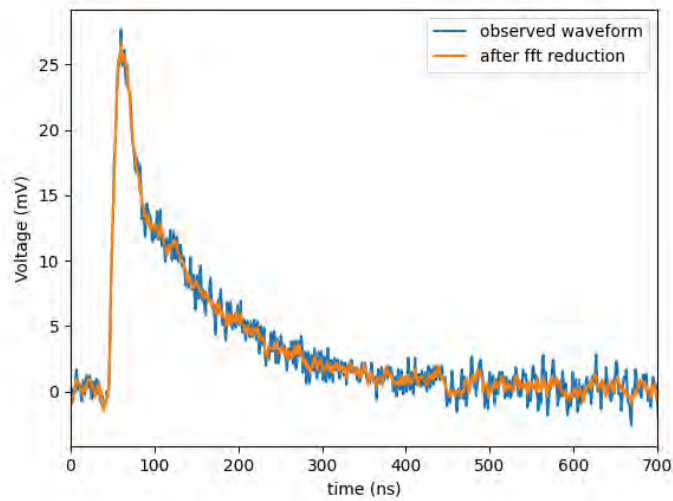


図 5.7: 液体窒素下で観測された S13360-6075CS の印加電圧 47V 時の 1 光子相当の波形。青線は観測波形、橙線は比較的大きなノイズである 80 – 100 MHz および 200 – 300 MHz 成分を取り除いたものを示す。

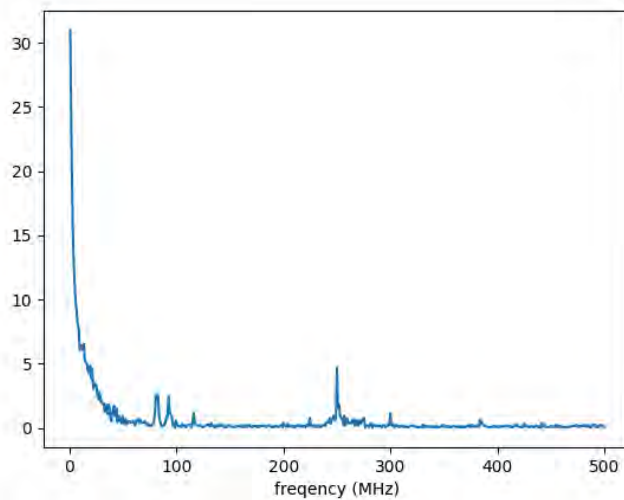


図 5.8: 液体窒素下における図 5.7 観測波形の周波数特性。80 -100 MHz および 200 -300 MHz の範囲に比較的大きなノイズが存在する。

5.4.2 各種波形の解析結果

出力電荷量

MPPC からの出力電荷量は出力波形を積分することで得られる。今回の解析では、出力波形の立ち上がりから 600 ns の範囲を積分したものを出力電荷量と定義した。IV アン

プの増幅率は、設計値である $3.3 \text{ k}\Omega$ を仮定した。dark 波形の観測データから実際に計算された出力電荷量の分布を図 5.9 に示す。電荷量分布には複数のピークが等間隔に存在している。最も左に位置するピークは MPPC に含まれるピクセルの一つが dark 波形を出力したものに相当する。また、より電荷量の高い位置に位置するピークは、1 ピクセルの dark 波形が生じた際にクロストークが発生し、近接するピクセルからも電荷が出力されたイベントに相当する。実際の光観測の現場において、MPPC は電荷を放出したピクセル数から観測光子数を計測する。このため、クロストークによって出力電荷量が増加したイベントと実際に多数の光子が入射した際に観測されたイベントを区別する事は原理的に不可能である。この性質を利用し、今回の解析ではクロストークが発生したイベントを複数の光子が観測されたイベントとみなして解析することとした。これは、図 5.9 の離散的なピークを、左から順に観測光子数が 1 光子、2 光子……と捉えることに相当する。

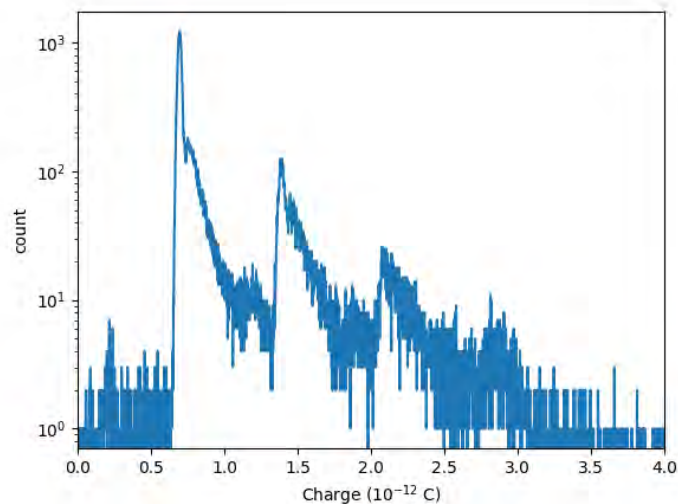


図 5.9: 液体窒素下で観測された S13360-6075CS の印加電圧 47V 時の出力電荷量の分布。各波形の出力電荷量は、立ち上がり位置から 600 ns までの範囲を積分して計算した。IV アンプの増幅率は設計値である $3.3 \text{ k}\Omega$ とした。

電荷量分布の各光子数に対応するピークは、高く鋭いメインピークと電荷量の多い方向に広がったサブピークの二成分で構成されている。メインピークの卓越した範囲に含まれる波形は、図 5.7 に示すように整った形状をしている。一方、サブピーク領域に含まれる波形は図 5.1 のように、アフターパルスや複数のパルスの重なり等の影響で歪んだ形状をしたものが多い。アフターパルスや観測波形の重なりは電荷量を過剰に評価することになるため、これらの波形の電荷量は本来の各光子数の電荷量と比較して過剰に見積もられる。このため、メインピークより電荷量の多い方向にサブピークが発生したのだと考えられる。

MPPC からの出力電荷量は、MPPC の型番・印加電圧・周辺温度によって変化する。電荷量の各条件で取得したデータ間の比較を行う際は、各温度・電圧条件の下で 1 つの光子が入射したときの出力電荷量 (以下、単位出力電荷量) を用いた。単位出力電荷量は、観測された電荷量分布の各光子数に対応するピークを用いて算出した。電荷量分布を各ピーク

クごとに分割し、各領域ごとのカウント数の最大値および半値全幅を各光子数を観測した際の出力電荷量および誤差範囲とした。この時、特に光子数の多いピークでは統計数が少なく、誤差が大きいと考えられる。この影響を減らすため、各光子数ごとの出力電荷量は電荷量分布を正規分布でなましたものを用いて導出した。計算した各光子数ごとの出力電荷量を図 5.10 に示す。橙線は、印加電圧 47V 時の S13360-6075CS の出力電荷量が観測光子数に比例すると仮定したフィッティングの結果である。この時、単位出力電荷量は $(0.696 \pm 0.003) \times 10^{-12}$ C/photon であった。ここから、出力電荷量は確かに観測光子数に比例することがわかる。これは、観測光子数と同数の APD ピクセルがそれぞれ同じ量の電荷を放出するためである。単位出力電荷量は、図 5.10 中の橙線の傾きとして定義することができる。

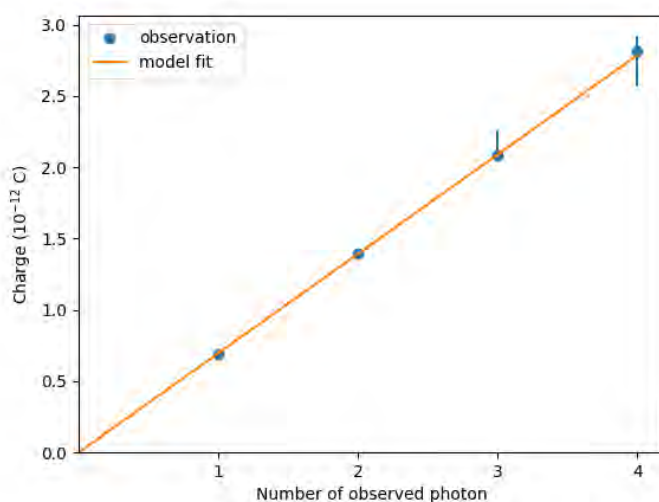


図 5.10: 液体窒素下で観測された S13360-6050CS の印加電圧 47V 時の観測光子数ごとの出力電荷量。各光子数の電荷量および誤差範囲は、電荷量分布におけるピーク値および半値全幅を用いた。橙線は出力電荷量が観測光子数に比例すると仮定したフィッティングを示す。

液体窒素下における各 MPPC の単位出力電荷量の印加電圧依存性を図 5.11 および表 5.2 に示す。今回の測定では、S13360-6050CS は印加電圧が 45 – 48 V の範囲を、その他の MPPC について 44 – 48 V の範囲を測定した。このうち、S13360-6025CS の印加電圧 44 V のデータは、観測波形がノイズに埋もれていたため解析を行うことができなかった。また、S13360-6050CS の 48 V のデータは、電荷量分布における各光子数のピークが不明瞭であった。これにより単位出力電荷量を求めることが難しかったため、今回の解析対象から外した。図 5.11 に示すように、測定したすべての MPPC において単位出力電荷量は印加電圧に対し線形で変化した。また、各印加電圧ごとの単位出力電荷量はピクセルピッチ毎に異なる値をとった。これは、MPPC の各ピクセルの増倍率は各ピクセルの容量に比例しているためだと考えられる。図 5.12 は、各印加電圧毎に出力電荷量がピクセルピッチの二乗に比例すると仮定してフィッティングした結果である。全てのデータ点がおおよそモデル線上にのることがわかる。各ピクセルの容量は受光面積に比例することから、この

結果は増倍率が MPPC ピクセルの容量に比例していることを示している。これは、ピクセルピッチごとに増倍率が異なるという浜松ホトニクス資料とも合致する。

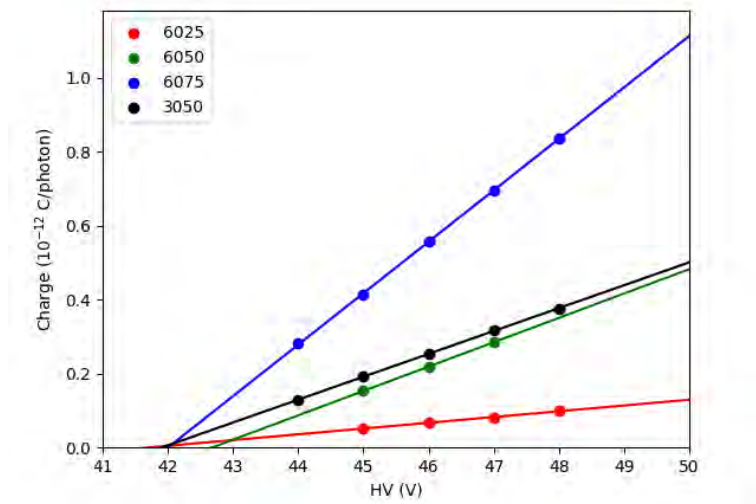


図 5.11: 液体窒素下における MPPC の出力電荷の印加電圧依存性

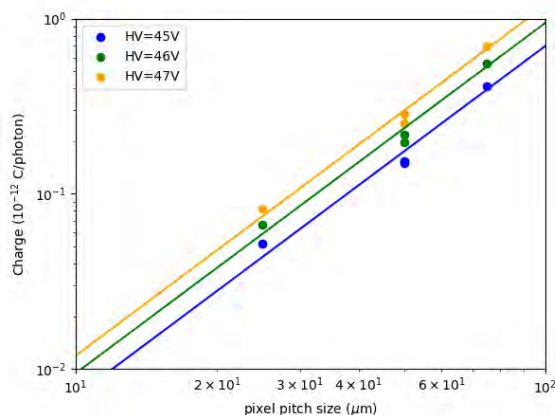


図 5.12: 液体窒素下における出力電荷量のピクセルピッチ依存性。実線は、出力電荷量が各印加電圧毎にピクセルピッチの二乗に比例すると仮定してフィッティングしたもの

さまざまな温度で測定した S13360-3050CS の単位出力電荷量を図 5.13 に示す。今回測定した 20 C° から液体窒素温度までの間では、単位出力電荷量は MPPC の印加電圧に応じて線形に変化するという傾向には変化がなかった。この線形変化の傾きはすべての温度で誤差の範囲で一致した。また、周辺温度が低下するほどより低い印加電圧で大きな出力を出すことが確認できる。この傾向は Igarashi et al 2016[30] 等でも確認することができる。

表 5.2: 液体窒素下における MPPC の出力電荷の印加電圧依存性

MPPC	印加電圧 (V)	単位出力電荷量 (10^{-12} C/photon)
S13360-3050CS	44	0.129 ± 0.001
	45	0.192 ± 0.001
	46	0.252 ± 0.001
	47	0.316 ± 0.006
	48	0.377 ± 0.004
S13360-6025CS	45	0.052 ± 0.001
	46	0.066 ± 0.002
	47	0.082 ± 0.003
	48	0.098 ± 0.002
S13360-6050CS	45	0.153 ± 0.005
	46	0.218 ± 0.005
	47	0.285 ± 0.005
S13360-6075CS	44	0.282 ± 0.002
	45	0.412 ± 0.004
	46	0.557 ± 0.005
	47	0.696 ± 0.003
	48	0.837 ± 0.003

降伏電圧

図 5.11・5.13 からわかるように、MPPC は一定以上の電圧を加えないと光子が入射しても電荷を出力しない。MPPC が入射光子を増倍し電荷を出力する最小の電圧を降伏電圧といい、印加電圧と単位出力電荷量の関係から推定することができる。表 5.3 に液体窒素下での各 MPPC の降伏電圧を示す。今回測定した MPPC は全て 42 V 付近の値を取った。降伏電圧は各 MPPC の APD ピクセルに使用される半導体の性質によって決まる。このため、今回測定した MPPC では同質の半導体が使用されていると考えられる。よって、今回の解析で得られた各種パラメータの MPPC 毎の違いは、ピクセルピッチや受光面サイズの違いによって生じたものであることが再確認できた。

表 5.3: 液体窒素下における MPPC の降伏電圧

MPPC	降伏電圧 (V)
S13360-3050CS	41.88 ± 0.04
S13360-6025CS	41.71 ± 0.08
S13360-6050CS	42.68 ± 0.02
S13360-6075CS	42.00 ± 0.04

S13360-3050CS については降伏電圧の温度依存性も測定し図 5.14 および表 5.4 のようになった。MPPC の温度が低下するほど降伏電圧は減少した。特に 20 -- 70 K の範囲では降伏電圧は線形で変化し、変化率は 0.0523 ± 0.0005 V/K であった。この値は、京都大学の五味氏

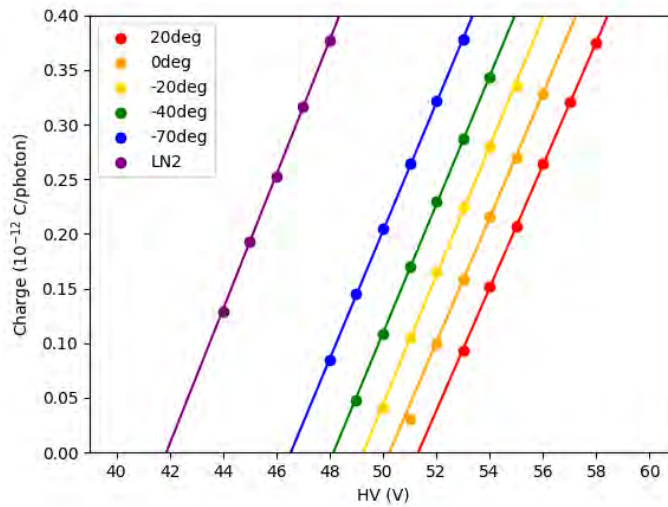


図 5.13: S13360-3050CS の単位出力電荷量の温度依存性。実線は各温度毎に単位出力電荷量を線形近似したものを示す。

の修論 [29] の結果 (60 mV/°C、15-25 °C の間で推定) や Igarashi et al 2016[30](50 mV/°C) と大きく矛盾しない結果である。また、液体窒素下の降伏電圧は -70 °C までの結果から類推される線形変化とは外れた結果となった。同様の傾向は Igarashi et al 2016[30] から確認できる。

表 5.4: S13360-3050CS の降伏電圧の温度依存性

温度 (°C)	降伏電圧 (V)
20	51.32 ± 0.02
0	50.24 ± 0.07
-20	49.25 ± 0.04
-40	48.14 ± 0.02
-70	46.54 ± 0.02
-196	41.88 ± 0.04

時定数

図 5.7 に示す波形からもわかるように、MPPC の観測波形には二つの時定数の異なる成分が存在する。波形の立ち上がり直後の鋭いパルス (第一成分) は MPPC の各ピクセルで生じたガイガー放電による出力電流、その後の比較的なだらかな立ち下がり (第二成分) はクエンチング抵抗によるガイガー放電停止時の出力電流に対応する。今回の解析では、図 5.15 のように平均波形を二つの異なる時定数を持つ指数関数の和でフィッティングすることで各成分の時定数を算出した。それぞれの誤差はフィッティング時に得られた各値の標準偏差を採用した。なお、S13360-6050CS のフィッティングにおいては、350 ns の領域

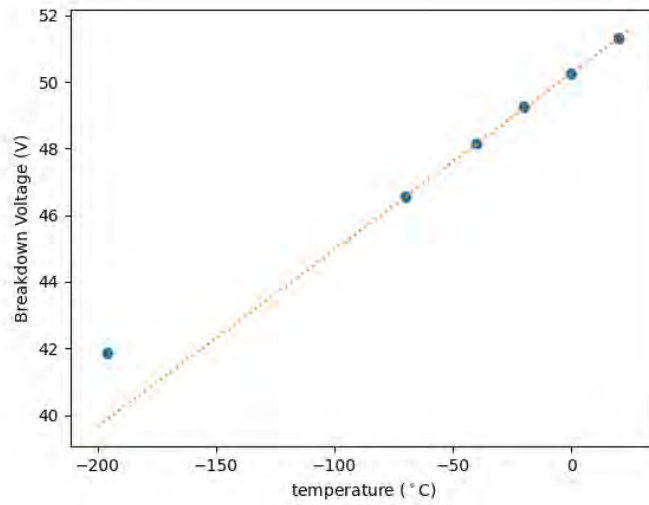


図 5.14: S13360-3050CS の降伏電圧の温度依存性。点線は 20 - - 70 °C の範囲で降伏電圧を線形近似したもの。

でモデルが波形を再現できていない。同様の傾向は S13360-3050CS のフィッティングにもわずかながら見られる。この領域を再現するためには、追加で 100 ns 程度の時定数の成分を考慮する必要があると考えられる。ただし、現状の解析ではアフターパルス等の波形の重なりが平均波形に影響を及ぼし第三成分があるかのように見せている可能性は否定しきれない。

フィッティングによって得られた時定数を図 5.16 及び表 5.5 に示す。第一成分の時定数を比較すると、S13360-6075CS 及び S13360-3050CS の二つは 10 ns 以下であるのに対し、S13360-6025CS 及び S13360-6050CS の二つは 30 ns 付近の値を取った。この違いは、平均波形の立ち上がり直後に鋭い立ち下がりの有無だと考えられる。S13360-6025CS 及び S13360-6050CS はこの立ち下がりがなまされてしまったものと思われる。

フィッティングで得られた第二成分の時定数のうち、S13360-6025CS の誤差が大きいのは、平均波形に対する第二成分の寄与が小さいためだと考えられる。図 5.15 右上のフィッティング結果を参照しても、第二成分が支配的な領域はそのほとんどが 300 ns 以降の波形が十分減衰したと考えられる領域にあることが分かる。このため、第二成分を比較する際は S13360-6025CS の結果は考慮しないものとする。ピクセルピッチの等しい S13360-6050CS と S13360-3050CS の時定数を比較すると、受光面の広い S13360-6050CS の方が 1.14-1.31 倍大きな値を取った。また、受光面サイズの等しい S13360-6050CS と S13360-6075CS を比較すると、ピクセルピッチの大きい S13360-6075CS の方が 1.23-1.40 倍大きな値となった。

これらの時定数の変化は、式 4.25 を用いて以下のように説明することができる。まず受光面サイズによる時定数の変化だが、これは主にピクセル数 n_{pix} の増加が影響していると考えられる。MPPC のピクセルピッチは変化しないため、式 4.25 第一項に当たる $n_{\text{pix}} C_{\text{pix}} \times \frac{R_{\text{pix}}}{n_{\text{pix}}} = C_{\text{pix}} R_{\text{pix}}$ の値は変化しないと考えられる。一方、第二項の $n_{\text{pix}} C_{\text{pix}} R_{\text{read}}$ においては、 n_{pix} の増加とともに増加する。従って、式 4.25 全体としても受光面の増加とともに増加する。一方、ピクセルピッチが変化する際は、MPPC のピクセル数 n_{pix} と

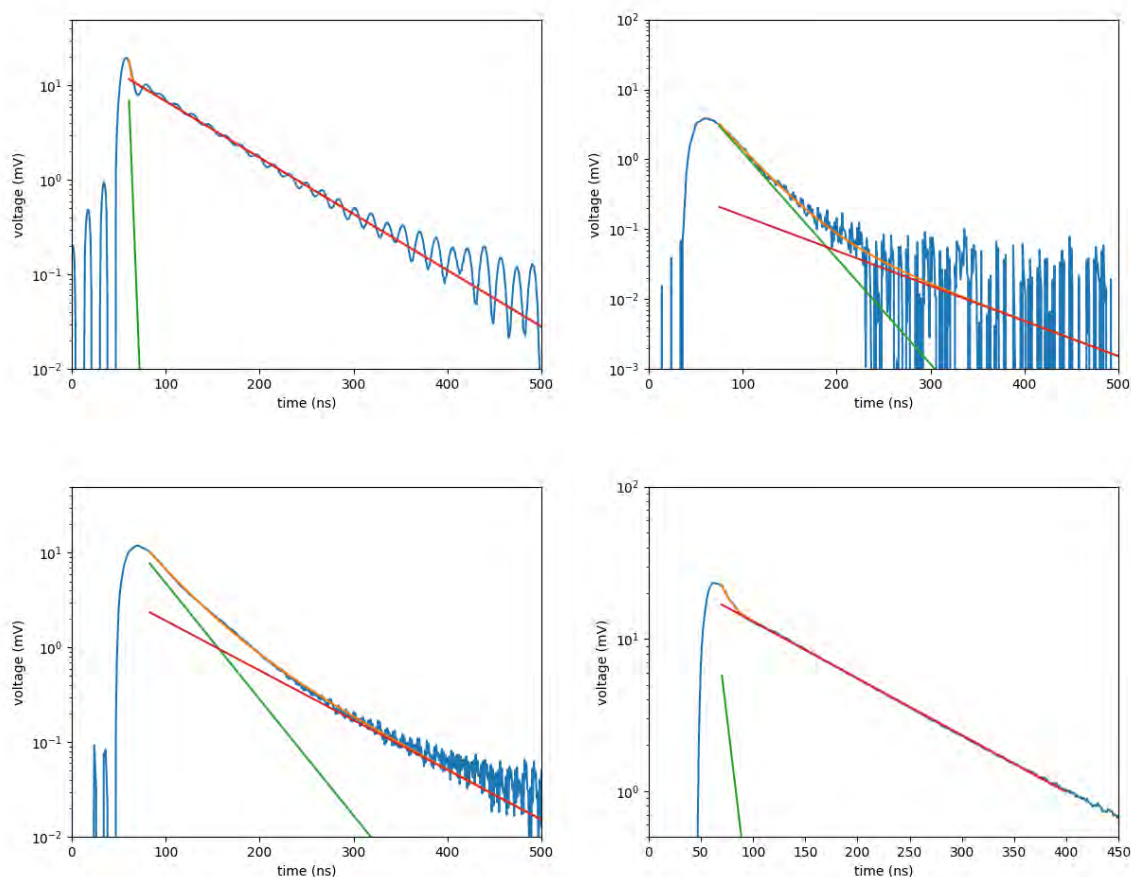


図 5.15: 各 MPPC の平均波形とモデルフィッティング。それぞれ、S13360-3050CS(左上)・S13360-6025CS(右上)・S13360-6050CS(左下)・S13360-6075CS(右下)の結果を示す。橙線は異なる時定数をもつ二つの指数関数の和でモデルフィットした結果。緑線及び赤線はそれぞれモデルの第一成分および第二成分を表す。画像の平均波形は全て印加電圧 46 V 時のもの。

1 ピクセルあたりの容量 C_{pix} が変化する。この時、受光面サイズに変更はないため、両者の積である $n_{\text{pix}}C_{\text{pix}}$ は変化しない。ここから、式 4.25 第二項である $n_{\text{pix}}C_{\text{pix}}R_{\text{read}}$ に変化はない。一方、式 4.25 第一項である $C_{\text{pix}}R_{\text{pix}}$ は、ピクセルピッチの変化に伴う C_{pix} の変化に伴って変化する。以上より、ピクセルピッチの変化に伴う時定数の変動は式 4.25 の第一項に由来するものだと考えられる。

今回の測定で得られた時定数の値は、前章のシミュレーションの結果を考慮すると、観測光子数が 100 光子以上の時に十分観測事象と背景事象を分離するための水準を満たしている。よって、少なくとも MPPC 単素子の段階では今回測定した MPPC は全て GRAMS 検出器の光検出器としての要件を満たしていると言える。

S13360-3050CS の時定数の温度依存性を表 5.6 および図 5.17 に示す。第一成分の時定数は、それぞれの温度ごとで印加電圧が増加するほど減少する傾向がある。また、降伏電圧を超過した電圧 (以下、オーバー電圧) で比較すると液体窒素下をのぞき温度依存性は小さいことがわかる。液体窒素下の第一成分の時定数は $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以上で得られたものと比

表 5.5: 液体窒素下における各 MPPC の時定数

MPPC	印加電圧 (V)	第一成分 時定数 (ns)	第二成分 時定数 (ns)
S13360-3050CS	44	2.53 ± 0.001	73.62 ± 0.74
	45	2.25 ± 0.002	72.98 ± 0.70
	46	2.27 ± 0.003	74.86 ± 0.67
	47	1.61 ± 0.002	77.17 ± 0.63
	48	1.63 ± 0.004	81.01 ± 0.64
S13360-6025CS	45	28.18 ± 0.45	92.37 ± 9.91
	46	28.66 ± 0.72	86.42 ± 18.29
	47	28.48 ± 0.52	96.94 ± 20.93
	48	27.11 ± 0.35	82.31 ± 7.70
S13360-6050CS	45	30.86 ± 0.80	96.26 ± 6.46
	46	35.22 ± 0.95	83.11 ± 0.56
	47	39.88 ± 0.57	86.90 ± 3.50
S13360-6075CS	44	7.25 ± 0.18	117.93 ± 0.37
	45	7.11 ± 0.19	116.26 ± 0.32
	46	7.63 ± 0.19	116.30 ± 0.29
	47	6.77 ± 0.21	116.48 ± 0.24
	48	6.37 ± 0.19	116.49 ± 0.18

較して明らかに小さい。ここから、 $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ から液体窒素温度までのある温度で急激に第一成分の時定数が変化する温度があると推測できる。第二成分は印加電圧依存性は比較的小さいが、温度低下とともに徐々に増加する傾向があることがわかる。その変化率は、 $20\text{--}40\text{ }^{\circ}\text{C}$ の範囲では $0.053\text{ ns}/^{\circ}\text{C}$ で等間隔で変化しているが、液体窒素温度の時定数に至るには明らかにこの変化率よりも大きな変化が要求される。このため、第一成分の時定数同様に急激に時定数が大きく変化するようになる温度があるものと考えられる。

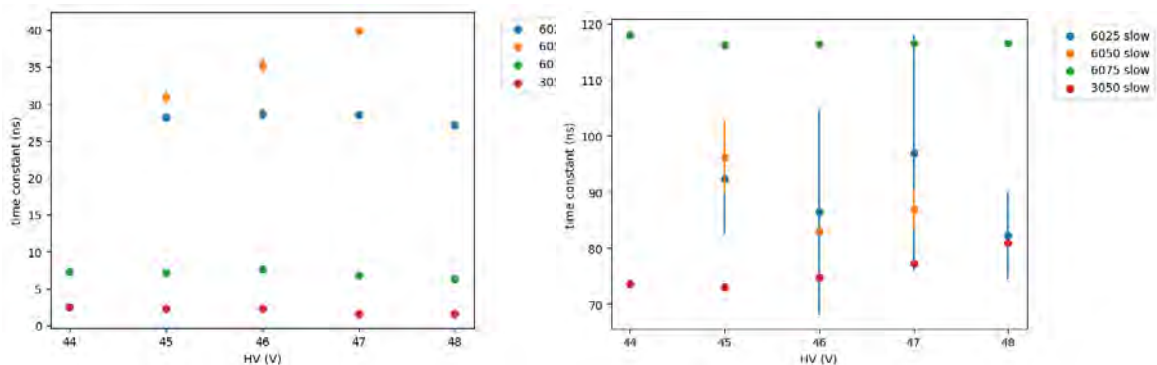


図 5.16: MPPC の液体窒素下における時定数。左図が第一成分・右図が第二成分を示す。

表 5.6: S13360-3050CS の時定数の温度依存性

温度 (°C)	印加電圧 (V)	第一成分 時定数 (ns)	第二成分 時定数 (ns)
20	53	2.80 ± 0.19	36.61 ± 0.09
	54	3.60 ± 0.15	36.64 ± 0.14
	55	3.19 ± 0.14	36.33 ± 0.13
	56	3.17 ± 0.16	36.42 ± 0.13
	57	3.01 ± 0.18	36.44 ± 0.13
	58	2.78 ± 0.20	37.36 ± 0.13
0	51	3.76 ± 0.22	39.18 ± 0.28
	52	3.62 ± 0.15	39.00 ± 0.18
	53	3.32 ± 0.14	38.40 ± 0.17
	54	3.62 ± 0.17	38.23 ± 0.18
	55	2.94 ± 0.15	38.01 ± 0.16
	56	2.84 ± 0.17	38.33 ± 0.16
-20	50	3.68 ± 0.14	43.12 ± 0.26
	51	3.84 ± 0.15	41.51 ± 0.23
	52	3.43 ± 0.14	40.64 ± 0.20
	53	3.48 ± 0.16	40.22 ± 0.20
	54	2.53 ± 0.15	40.05 ± 0.16
	55	1.83 ± 0.22	40.62 ± 0.16
-40	49	3.46 ± 0.13	46.50 ± 0.27
	50	3.97 ± 0.14	43.90 ± 0.27
	51	3.45 ± 0.13	42.54 ± 0.23
	52	3.50 ± 0.15	42.05 ± 0.23
	53	2.55 ± 0.15	41.65 ± 0.18
	54	1.83 ± 0.20	42.07 ± 0.16
-70	48	3.65 ± 0.15	46.57 ± 0.33
	49	3.32 ± 0.14	44.39 ± 0.27
	50	3.39 ± 0.15	43.59 ± 0.25
	51	3.18 ± 0.16	43.29 ± 0.23
	52	1.93 ± 0.18	43.35 ± 0.18
	53	1.59 ± 0.01	45.05 ± 0.16
-196	44	2.53 ± 0.01	73.62 ± 0.74
	45	2.25 ± 0.01	72.98 ± 0.70
	46	2.27 ± 0.01	74.86 ± 0.67
	47	1.61 ± 0.01	77.17 ± 0.63
	48	1.63 ± 0.01	81.01 ± 0.64

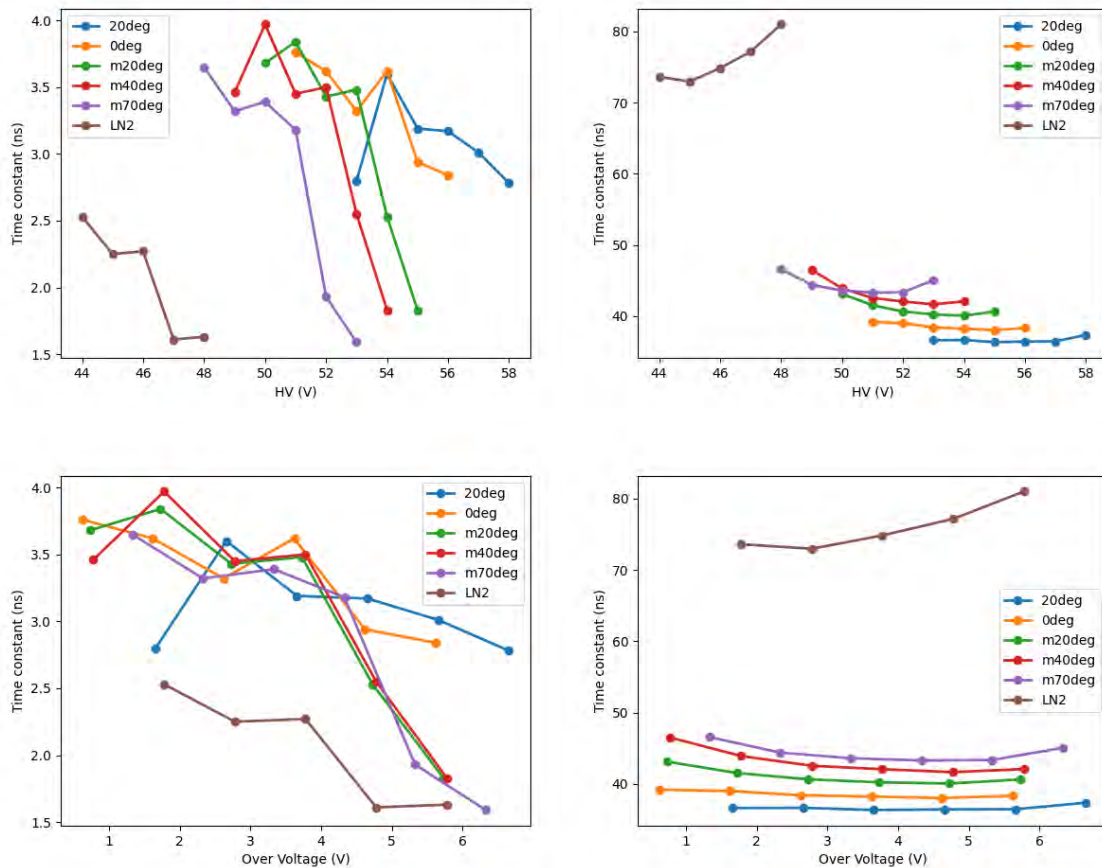


図 5.17: S13360-3050CS の周辺温度による時定数の変化。左列が第一成分・右列が第二成分の温度依存性を示す。横軸は、上段が降伏電圧・下段がオーバー電圧である。

アフターパルス確率

アフターパルスは、アバランシェ増倍をする過程で格子欠陥に取り込まれたキャリアが再び放出され、入射光子と同様に増倍されることで生じる。アフターパルスが観測されると、複数のパルスが重なった波形となるため、出力電荷量は入射光子数のみの観測波形と比較して過剰に評価される。一方、観測波形の波高値は図 5.18 に示すように入射光子数に応じて離散的に変化するが、アフターパルスの有無に影響されない。よって、電荷量と波高値から観測波形を推定光子数ごとに分類した場合、アフターパルスの発生した波形は電荷量から推定された光子数が波高値から推定された光子数を超過すると考えられる。

今回の解析では、この性質を利用してアフターパルスと見られる波形を選別し、アフターパルスの発生確率を計算した。各波形の電荷量はこれまでの解析と同様に立ち上がりから 600 ns の範囲を積分したものをを用いた。また、波高値は波形の立ち上がりから 50 ns の範囲の最大値とみなした。作成した電荷量分布および波高値分布から各波形の光子数を推定し、同じ光子数と判定されたイベント (同光子数イベント) ・電荷量分布による推定光子数が波高値分布による推定光子数より多かったイベント (電荷量超過イベント) を数え、電荷量超過イベントの占める割合をアフターパルス確率と見做した。同光子数イベン

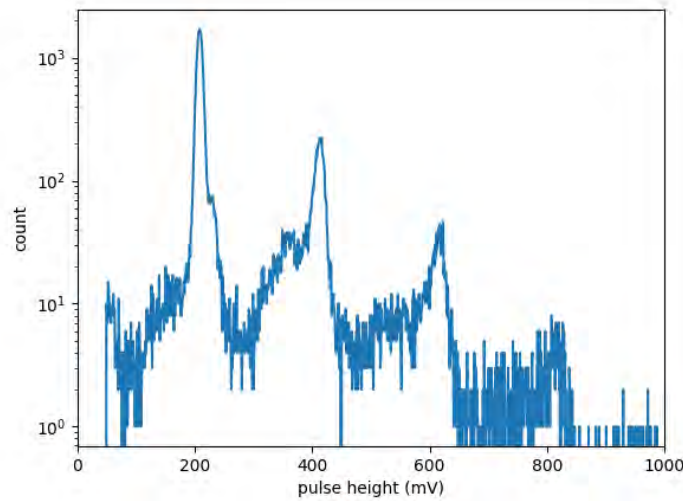


図 5.18: S13360-6075CS の液体窒素下における波高値分布

トと電荷量超過イベントを重ねて表示したものを図 5.19 に示す。同光子数イベントと比較して、電荷量超過イベントでは確かにアフターパルスが観測されていることがわかる。

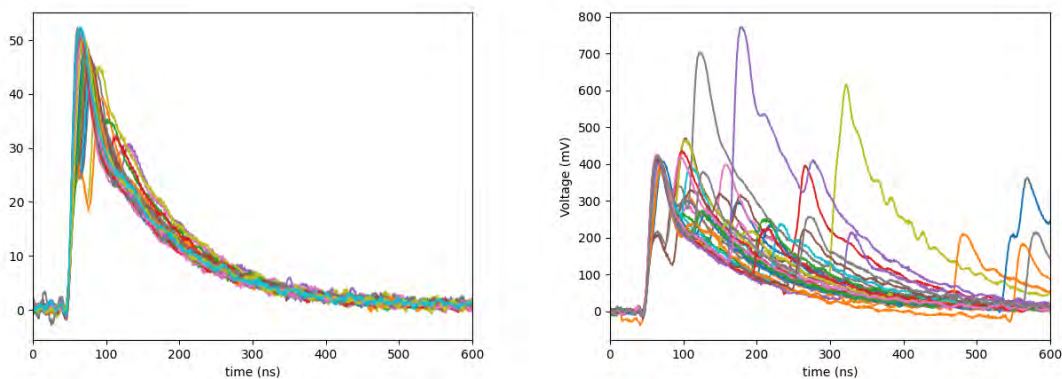


図 5.19: 液体窒素下・47V 印加時の S13360-6075CS の同光子数イベント (左) と電荷量超過イベント (右) の波形。30 イベントを重ねて表示している。

各観測データから得られた同光子数イベント・電荷量超過イベント及びアフターパルスの確率を表 5.7 及び図 5.20 に示す。アフターパルス率は、電荷量超過イベントのイベント数を同光子数イベントと電荷量超過イベントのイベント数の総和で割ったものとした。各イベント数の誤差は、観測イベント数がポアソン分布に従うことを仮定して計算した。

S13360-6050CS と S13360-6075CS におけるアフターパルス確率は 2 ~ 8% で推移している。特に S13360-6075CS のアフターパルス確率は印加電圧が増加するほど増加する傾向が確認できた。これは浜松ホトニクス の技術資料に記載の S13360-3050CS のアフターパルス確率の値及び変動と類似するものである。また、各印加電圧ごとのアフターパルス確率を見た場合、S13360-6075CS の方が低いことがわかった。

表 5.7: 液体窒素下における MPPC のアフターパルスの発生率

MPPC	印加電圧 (V)	同光子数イベント数	電荷量超過イベント数	アフターパルス確率 (%)
6025CS	45V	1655 ± 40	598 ± 24	13.5 ± 1.2
	46V	1839 ± 43	286 ± 17	13.5 ± 0.8
	47V	1014 ± 32	169 ± 13	14.3 ± 1.1
	48V	25477 ± 160	7885 ± 89	23.5 ± 0.3
6050CS	45V	527 ± 23	24 ± 5	4.55 ± 0.91
	46V	33456 ± 183	1169 ± 34	3.38 ± 0.10
	47V	24285 ± 156	2101 ± 46	7.96 ± 0.18
6075CS	44V	46829 ± 216	356 ± 19	0.75 ± 0.04
	45V	43982 ± 210	906 ± 30	2.02 ± 0.07
	46V	45240 ± 213	1163 ± 34	2.51 ± 0.07
	47V	41975 ± 205	2125 ± 46	4.82 ± 0.11
	48V	40088 ± 100	3082 ± 56	7.14 ± 0.13

アフターパルス確率の多い S13360-6025CS の電荷量超過イベントの波形を見ると、図 5.21 のように信号から約 150 ns 遅れて発生するパルスが数多く存在する。これは S13360-6050CS や S13360-6075CS の電荷量超過イベントからは見られなかった傾向である。アフターパルスは信号波形発生後にランダムな時刻で別のパルス波形が生じる現象のため、これはアフターパルスとは異なる信号が検出されていると考えられる。S13360-6025CS でアフターパルス確率が他の 2 つよりも大きくなったのも、この信号が原因だと思われる。S13360-6025CS の波形は他の二つとは異なりレーザー光で光量を増やしたデータを用いた。しかし、レーザー光の周波数は 1 kHz であること、レーザー光照射下における S13360-6075CS の測定データからは類似した信号は見られなかったことから、この信号の原因はレーザー光の照射が原因ではないと考えられる。現状でこの信号の原因は突き止められていないが、以上の理由から S13360-6025CS の測定から得られたアフターパルス確率は信頼性が低いと考えている。

5.5 まとめ

本章では、MPPC とその周辺素子の極低温下における動作確認および特性評価のため、ピクセルピッチや受光面の異なる MPPC4 種を実際に液体窒素に沈めた状態で波形測定を行なった。今回の測定で使用した MPPC および周辺素子は、液体窒素下でも十分に動作することが確認された。各 MPPC の各種特性の代表的な値を表 5.8 に示す。MPPC の出力電荷量は全ての MPPC において印加電圧に対し線形に変化し、その傾きはピクセルピッチに対応するものであった。降伏電圧は全て 42 V 付近となった。時定数は、時定数の長く波形の支配的な成分に注目すると、MPPC のピクセルピッチや受光面サイズに応じ 70 -118 ns の範囲の値を取った。また、ピクセルピッチや受光面サイズが大きい MPPC ほど時定数は長くなる傾向があることが確認できた。ピクセルピッチ・受光面の増加に伴う時定数の増加は、それぞれ式 4.25 の第一項・第二項の増加によるものだと推測される。

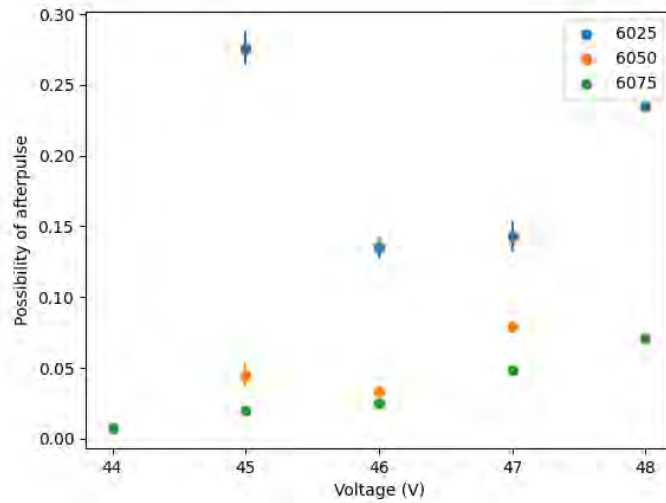


図 5.20: 液体窒素下における MPPC のアフターパルスの発生率

また、今回得られた時定数の値は、前章のシミュレーションの結果を考慮すると、観測光子数が 100 光子以上の時に十分観測事象と背景事象を分離するための水準を満たしている。アフターパルス確率は、S13360-6050CS および S13360-6075CS において 2-8 % であることがわかった。これらを踏まえた各 MPPC の GRAMS の光検出器としての評価は 7 章にて行う。

また、今回の測定では同時に S13360-3050CS の出力電荷量・降伏電圧・時定数の温度依存性を 20-70°C の範囲で調べた。出力電荷量は全ての温度で印加電圧に対し線形に変化し、変化率は測定した温度では誤差の範囲で一致した。降伏電圧は 20-70°C の範囲では温度低下とともに線形に減少したが、液体窒素下の降伏電圧はこの線形変化から推測されるものよりも有意に大きかった。時定数は、第一成分は液体窒素温度のもののみ明らかに小さかった。また、第二成分は温度低下とともに増加し、特に液体窒素下の値と -70°C 以上で得られた値の間で大きな変動が確認された。

表 5.8: 液体窒素下における MPPC の各種特性

MPPC ^a	3050CS	6025CS	6050CS	6075CS
出力電荷量 ^b (10^{-12} C/photon)	0.252 ± 0.001	0.066 ± 0.002	0.218 ± 0.005	0.557 ± 0.005
降伏電圧 (V)	41.88 ± 0.04	41.71 ± 0.08	42.68 ± 0.02	42.00 ± 0.04
第一成分時定数 ^b (ns)	2.27 ± 0.003	28.66 ± 0.72	35.22 ± 0.95	7.63 ± 0.19
第二成分時定数 ^b (ns)	74.86 ± 0.67	86.42 ± 18.29	83.11 ± 0.56	116.30 ± 0.29
アフターパルス 確率 ^b (%)	—	13.5 ± 0.8^c	3.38 ± 0.10	2.51 ± 0.07

^a 型番に共通する S13360-は省略した

^b 印加電圧 46 V 時の値を記載

^c 信号から約 150 ns 遅れて発生するパルスが多数存在するため、信頼度は低い

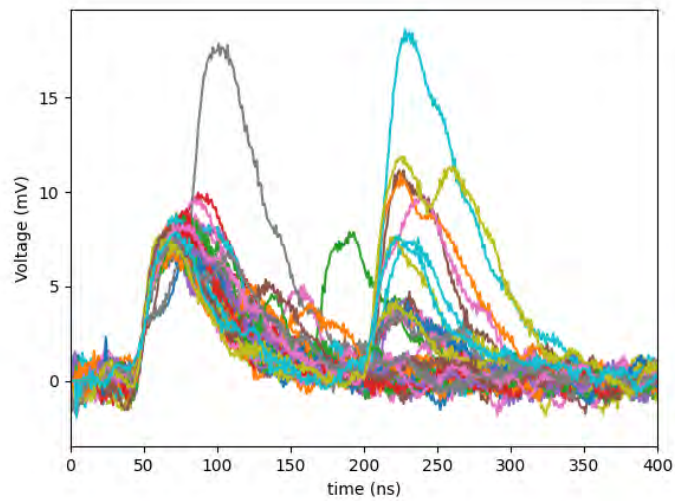


図 5.21: 液体窒素下・46V における S13360-6025CS の 2 光子波形の電荷量超過イベント。50 ns 付近で立ち上がる観測事象の他に、200 ns 付近から立ち上がる信号が多く観測されている。

第6章 MPPC多チャンネル接続

実際のGRAMS検出器では複数のMPPCを接続して用いることになる。この時、観測される波形は単一のMPPCを用いて得られたものと同じであるとは限らない。本章では、複数のMPPCを接続した時に出力波形を測定し、波形弁別にどのような影響を与えるかを調査した。

本章での測定項目は、接続手法による出力電荷量・降伏電圧・時定数の変化の三項目である。特に、出力電荷量と時定数の変化は前章冒頭で述べたように波形弁別能力に大きく影響するため、MPPCの多チャンネルの接続手法の最適化を行う上で非常に重要な要素である。

6.1 MPPCの接続手法

複数のMPPCを接続する手法は、大きく分けて直列接続・並列接続・ハイブリッド接続の3つに分類できる(図6.1)。直列接続の場合、MPPC系全体の静電容量が低下することで観測波形の時定数が減少することが期待できる。時定数が短いほどERイベントとNRイベントの分離性能は上がるため、これは直列接続の明確なメリットである。その一方、各MPPCに十分な印加電圧を与える必要があるため、系全体に印加する電圧は直列接続するMPPCの数に比例して増加し、ゲインもMPPCの数に応じて減少するというデメリットもある。並列接続の場合は、すべてのMPPCに均等に電圧を加えられるため、直列接続の場合とは異なり印加電圧は単素子の場合と同じ大きさとなる。また、同じMPPCの並列接続は系全体として単に有効受光面積を増やしたMPPCと見なすことができるため、ゲインの増加・静電容量の増加に伴う時定数の増加が生じると考えられる。ハイブリッド接続はMEGII実験で考案された、直列接続と並列接続を組み合わせた接続手法である[31]。MPPCへの電圧の印加は直流電源を用いるため、MPPC間に接続されたコンデンサによる断線により各MPPCに同じ電圧が供給される。一方、MPPCで観測される速い信号はコンデンサを通過するため、直列接続時と同様の波形が期待できる。

今回の測定では、最も基礎的な接続手法である二つのMPPCの直列接続と並列接続に絞って波形測定・解析を行った。ハイブリッド接続については、MPPCの基礎性能に加えて回路に使用した抵抗やコンデンサの静電容量もパラメータとして加わり波形への影響が複雑であること、ゲインや時定数の変動は直列接続や並列接続の結果から類推できることから、今回の測定対象からは外した。

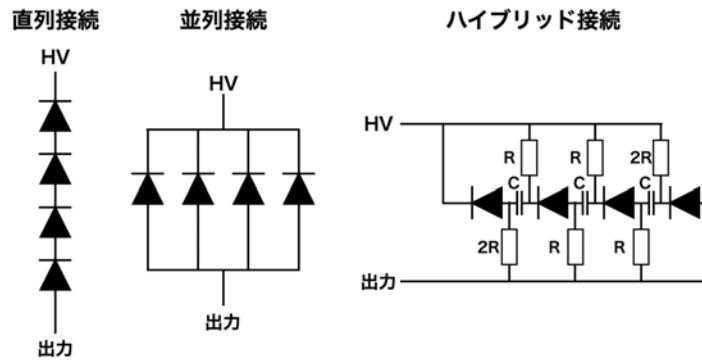


図 6.1: 複数の MPPC の接続手法

6.2 測定環境

実際に波形測定に使用した周辺回路を図 6.2 に示す。回路構造は前章の単素子測定に使用したものと同じで、MPPC 部分を MPPC2 つの直列接続・並列接続となるように置き換えた。MPPC を設置する基盤部分は並列接続と直列接続の 2 通りを用意し、状況に応じて簡単に組み替えられるようにした。測定に使用したアンプは前章の単素子測定で用いたものと同じものを使用した。また、本測定でも単素子測定の時と同様に 80-100 MHz の FM ラジオ由来のノイズを低減するために測定系全体を接地したアルミケース内に収納した状態で測定を行った。

今回の測定では、前章で測定した MPPC のうち、前章で述べた GRMAS 実験に採用する候補である S13360-6075CS を用いた。S13360-6075CS は前章での測定結果からゲイン・時定数ともに測定した MPPC の中でも最大である。したがって、他の MPPC と比較して直列接続や並列接続に伴うゲインや時定数の変化を観測しやすいと考え、今回の測定対象とした。

多チャンネル接続した MPPC の波形測定は、恒温槽を用いて 0°C を保った状態で行った。印加電圧は、波形が確認できた電圧を起点とし、追加で 5V 加えるまでの範囲を 1V 刻みで計 6 点の測定を行った。各接続条件・印加電圧ごとに何も光を入射しない状態 (dark) と周波数 1 kHz のレーザー光を照射した状態 (laser) でそれぞれ 3 分間ずつ波形取得を行った。波形の記録には、5 章での測定と同様にテクノエーピー社のデジタイザー APV8108 を使用した。

6.3 測定・解析結果

6.3.1 取得波形

今回の測定では、MPPC2 個の直列接続および並列接続に加えて、使用した MPPC 単独での 0°C 下での波形取得も行なった (以降では、使用した 2 つの MPPC を区別する際はそれぞれ single1 および single2 と呼ぶものとする)。MPPC 単素子および並列接続時は 53 -58 V の範囲で 1 V 刻みで波形取得を行なった。直列接続においては、各 MPPC への



図 6.2: MPPC 多チャンネル接続の波形測定で使用した周辺回路

印加電圧が単素子および並列接続時の印加電圧と等しくなるよう、106 -116 V の範囲 2 V 刻みで波形取得を行なった。図 6.3 は実際に取得した波形のうち、1 光子相当と推定されるものである。単素子の波形と比較して、直列接続時の波形は明らかにゲインが下がっているのがわかる。また、立ち上がり直後に現れる時定数の小さい成分 (第一成分) がより顕に見えている。一方、並列接続時の波形では、ゲインは単素子のものと大差ないように見える。また、波形全体としては単素子よりも膨らんだ形状をしており、時定数が単素子時より伸びていることが推測される。

図 6.4 は各接続条件毎に得られた平均波形を、最大値が 1 となるように規格化した上で比較したものである。先述した通り、単素子の波形と比較して直列接続では立ち上がり直後の fast 成分が顕になっており、並列接続では単素子より膨らんだ波形をしていることが確認できる。また、同様の傾向は波形の立ち上がりの際にも見られることがわかる。図 6.5 は、各条件毎の平均波形においてパルスが $1/e$ に減衰するまでの時間をプロットしたものである。図 6.4 の平均波形からも推測される通り、直列接続の減衰時刻は単素子時よりも早く、並列接続時は単素子よりも長くなっている。あま、全ての接続条件において、印加電圧が増加するほど減衰時間は増加する傾向にあることがわかる。

6.3.2 出力電荷量・降伏電圧

今回の解析においても、前章の MPPC 単素子の解析同様に今回の解析では、出力波形の立ち上がりから 600 ns の範囲を積分したものを出力電荷量と定義した。IV アンプの

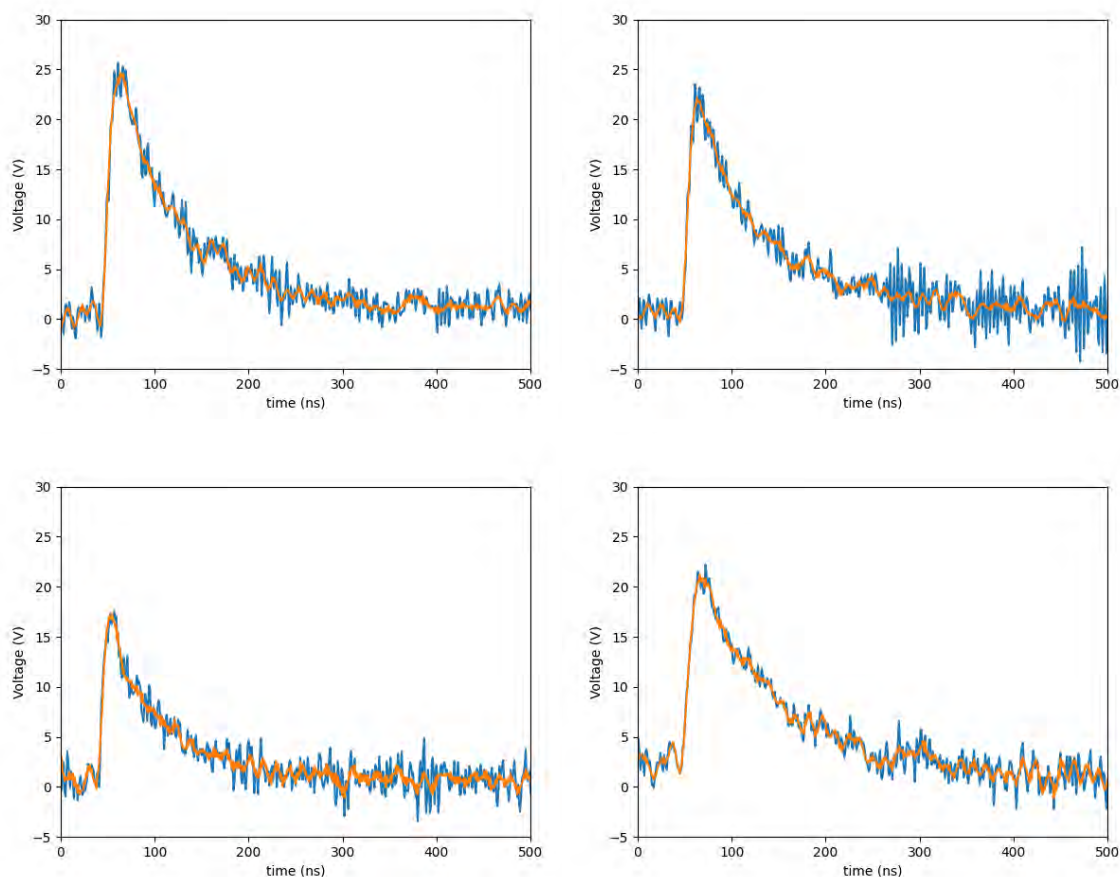


図 6.3: 0 度下における S13360-6075CS の単素子・直列接続・並列接続時の 1 光子波形。それぞれ、S13360-6075CS 単素子 (上段、左右で異なる MPPC)・2 個直列接続 (下段左)・2 個並列接続 (下段右) の波形である。青線が実際に取得された波形・橙線が 80 -100 MHz および 200 -300 MHz の帯域を取り除いた波形である。印加電圧は直列接続時は 110 V・その他は 55V とした。

増幅率は、設計値である $3.3 \text{ k}\Omega$ を仮定した。直列接続および並列接続における出力電荷量の分布を図 6.6 に示す。直列接続・並列接続どちらの場合でも観測光子数に対応する離散的なピークが生じているのがわかる。しかし、直列接続の電荷量分布のピークは特に観測光子数が 4 光子以上の場合でピークが不明瞭となり、単素子解析と同様に出力電荷量を用いて光子数を分類するのは困難である。そこで、今回の解析では最大波高値を用いて観測波形の光子数を判定することとした。図 6.7 は直列接続および並列接続における観測波形の波高値分布を示したものである。単素子測定から得られる波高値分布 (図 5.18 参照) と比較すると、各光子数に相当するピークが二股に分かれており、光子数が増えるにつれてその間隔が広がっていることがわかる。これは、二股に分かれたピークのそれぞれが使用した MPPC の一方に対応していると考えられる。実際の観測波形である図 6.3 をみても、使用した MPPC 単素子の波形の波高値が異なっていることがわかる。観測波形を光子数毎に分類する際は、各 MPPC に相当する二つのピークが両方含まれるように注意して、観測光子数ごとの波高値の範囲を決定した。図 6.7 右の場合、1 光子の波高値区間を

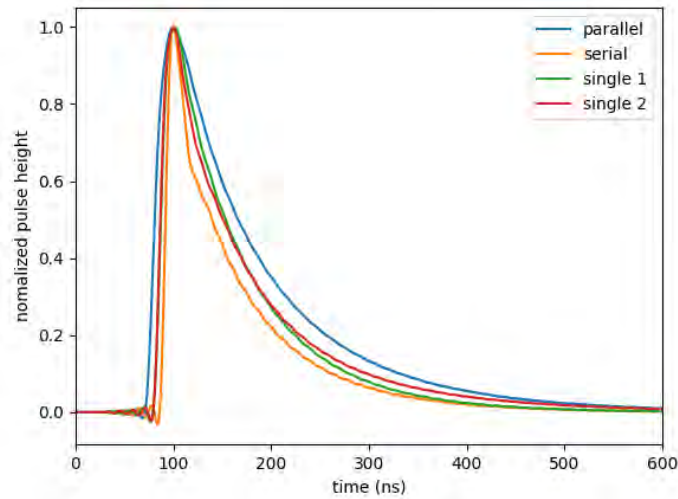


図 6.4: 規格化された単素子・直列接続・並列接続の平均波形の比較。parallel が並列接続・serial が直列接続・single1 および single2 が単素子における平均波形を示す。これらの平均波形の計算の際には、複数の波形が重なったと考えられるデータは除外している。

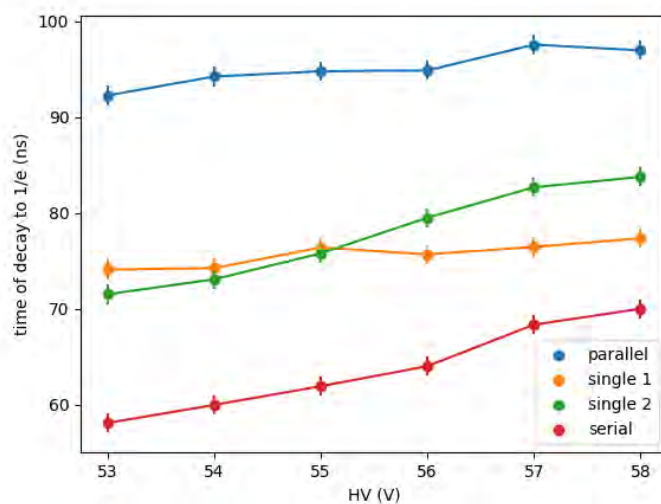


図 6.5: 多チャンネル接続時の平均波形の減衰時間。それぞれ、波形の最大値から $1/e$ まで減衰するまでの時刻をプロットした。

8.54-26.25 mV、2光子の波高値区間を 26.25-42.11 mV……といった具合である。

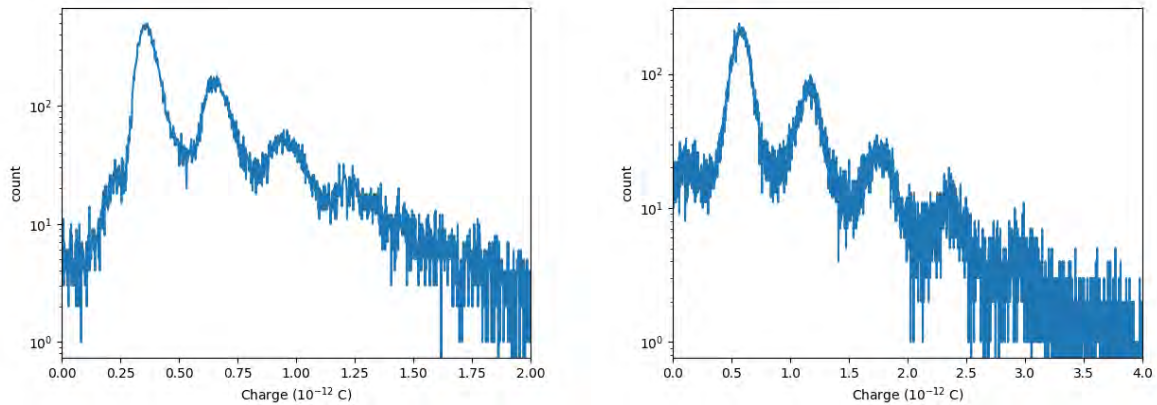


図 6.6: 0 度下における S13360-6075CS の直列接続 (左)・並列接続 (右) の出力電荷量分布。

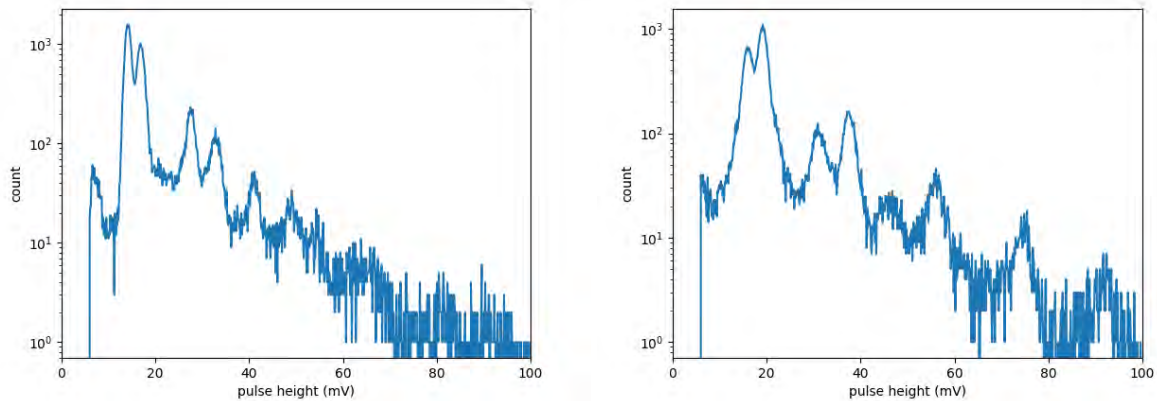


図 6.7: 0 度下における S13360-6075CS の直列接続 (左)・並列接続 (右) の波高値分布。

直列接続 (印加電圧 110 V)・並列接続 (印加電圧 55 V) 時の光子数の出力電荷量を図 6.8 に示す。橙線は出力電荷量が観測光子数に比例すると仮定してフィッティングした結果である。それぞれの単位出力電荷量および誤差の導出は、前章の単素子解析の時と同様の手順を踏んで行なった。それぞれの単位出力電荷量は、直列接続では $(0.348 \pm 0.016) \times 10^{-12}$ C/photon、並列接続では $(0.596 \pm 0.004) \times 10^{-12}$ C/photon となった。並列接続の場合は、単素子の場合と同様に出力電荷量は観測光子数に比例していると言える結果となった。直列接続の場合もフィッティング結果とは誤差の範囲で一致している。単素子や並列接続の結果よりも各光子数ごとの出力電荷量の誤差が大きいが、これは出力電荷量のピークが他の接続条件と比べて広がっているためである。

0 度下での S13360-6075CS 単独・2 個直列接続・2 個並列接続における単位出力電荷量の印加電圧依存性を図 6.9 および表 6.1 に示す。比較のため、直列接続の印加電圧は MPPC

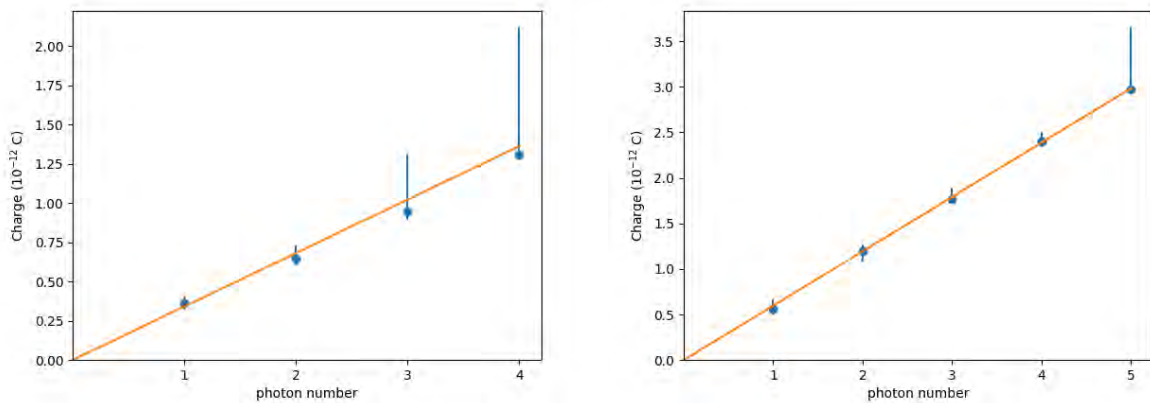


図 6.8: 0 度下における S13360-6075CS の直列接続 (左)・並列接続 (右) の観測光子数毎の出力電荷量。青線が観測データからの推定量・橙線が出力電荷量は観測光子数に比例すると仮定した場合のフィッティング結果である。

一つあたりの値に換算している。直列接続・並列接続共に、単位出力電荷量は印加電圧に対して線形に変化していることがわかる。各 MPPC に同じ印加電圧をかけたときの単位出力電荷量を比較すると、2 個直列接続時の単位出力電荷量は各 MPPC を単独で用いた場合と比較して 45-49% 減少した。並列接続の場合は単位出力電荷量の減少率は 3-6% であった。

各接続条件における降伏電圧を表 6.2 に示す。単素子および並列接続時の降伏電圧は 50.20 V 近傍と近い値を取っている。これは、使用した 2 つの MPPC の型番が同じであること、並列接続は単に有効受光面積を増やした MPPC とみなせることを考慮すると妥当な結果である。一方直列接続の場合は、図 6.9 からわかるように、MPPC 一つあたりの印加電圧に換算すると明らかに単素子・並列接続の時よりも降伏電圧が減少している。これは、今回の測定で使用した 2 つの MPPC は限りなく近い性質を持つわけではないためであると考えられる。2 つの MPPC で抵抗値が異なる場合、これらを直列に接続した場合、各 MPPC に加わる印加電圧は均等ではなくなる。従って、今回推定した直列接続の降伏電圧である 98.95 V の近傍では、一方の MPPC のみで降伏電圧に達し光子観測が行われるのだと推測される。この時、一方の MPPC では 50 V が引加され、もう一方では 49 V 程度となるため、その平均値は単素子・並列接続における降伏電圧である 50 V を下回ると考えられる。

6.3.3 時定数

各接続条件毎の時定数は、前章の単素子解析の時と同様に、観測波形には二つの異なる時定数の成分があると仮定し、二つの指数関数の和を用いてフィッティングすることで求めた。今回取得した波形データでは波形の重なりが多く観測されたためか、単に観測波形全ての平均波形を求めるとパルスの立ち上がる直前とパルスが減衰した後でオフセットが

表 6.1: 0 度下における S13360-6075CS の接続条件毎の単位出力電荷量
 接続条件 | 印加電圧 (V) | 単位出力電荷量 (10^{-12} C/photon)

single 1	53	0.393 ± 0.003
	54	0.516 ± 0.008
	55	0.650 ± 0.007
	56	0.774 ± 0.009
	57	0.907 ± 0.011
	58	1.034 ± 0.011
single 2	53	0.365 ± 0.013
	54	0.481 ± 0.007
	55	0.616 ± 0.006
	56	0.744 ± 0.006
	57	0.885 ± 0.011
	58	01.005 ± 0.010
2 個直列接続	106	0.215 ± 0.006
	108	0.282 ± 0.010
	110	0.348 ± 0.016
	112	0.393 ± 0.007
	114	0.457 ± 0.006
	116	0.533 ± 0.007
2 個並列接続	53	0.360 ± 0.010
	54	0.480 ± 0.006
	55	0.597 ± 0.004
	56	0.722 ± 0.004
	57	0.851 ± 0.003
	58	0.969 ± 0.003

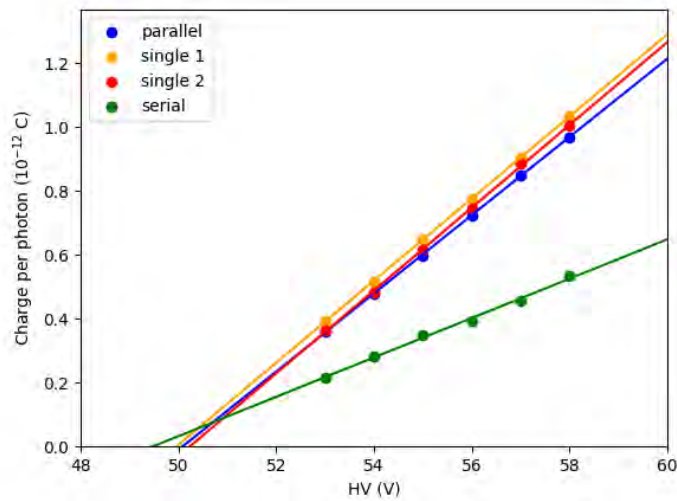


図 6.9: 0 度下における S13360-6075CS の接続条件毎の印加電圧依存性。実践はそれぞれの接続条件毎に単位出力電荷量を線形近似したもの。比較のため、直列接続 (serial) の印加電圧は MPPC 一つあたりの印加電圧に換算している。

表 6.2: 0 度下における S13360-6075CS の接続条件毎の降伏電圧

接続条件	降伏電圧 (V)
single1	50.09 ± 0.04
single2	50.21 ± 0.05
直列接続	98.95 ± 0.39
並列接続	50.20 ± 0.06

異なる結果となった。このため今回の解析では、前章にてアフターパルスの有無を判定した時と同様に、電荷量分布と波高値分布を用いて重なりのない波形を抽出し、重なりのない波形のみで平均波形を求め、時定数を求めるフィッティングに使用した。

実際にフィッティングした波形及びモデルを図 6.10 に示す。また、平均波形から求めた時定数の値を図 6.11 および表 6.3 に示す。印加電圧の小さい領域で比較すると、直列接続における波形は第一成分・第二成分ともに単素子時よりも小さく、第一成分は 34 - 42%・第二成分は 82 - 89% 程度に減少した。逆に並列接続時は単素子時よりも時定数は長くなり、第一成分は 3.1 - 4.3 倍・第二成分は 1.29 - 1.47 倍となった。時定数の増減という点だけに注目するのであれば、この結果は直列接続により時定数は減少・並列接続により時定数は増加という本章冒頭にて記した予測と合致する。しかし、特に印加電圧の大きい領域について、図 6.11 に示す結果には気になる点が存在する。以下では、得られた時定数の値や印加電圧依存性から、上記の時定数の変動の妥当性について考察する。

まず直列接続時の波形の時定数に注目すると、印加電圧に対する依存性は小さい。フィッティング結果 (図 6.10 左下) を見てもモデルは波形をよく再現できており、得られた時定数の信頼性は高いと言える。一方で、single 1 及び single 2 の第一成分の時定数が 55 V を境に急激に増加し、並列接続時の第一成分及び single 1 の第二成分の時定数と近い値に達

した。これは、印加電圧の増加にともなって立ち上がり直後に現れる第一成分がおおきくなまされてしまったからだと考えられる。また、実際にフィッティングした結果である図 6.10 を見ると、直列接続 (左下) の第一成分や印加電圧が小さい場合の単素子 (左上) の第一成分は立ち上がり直後の鋭く落ちる成分に該当しているのに対し、印加電圧が大きい場合の単素子 (右上) や並列接続 (右下) の第一成分は平均波形の支配的な成分に該当することがわかる。さらに、直列接続の第二成分の時定数は並列接続の第一成分や印加電圧が高い領域の単素子の第一成分の時定数と近い値を取る。よって、印加電圧の高い領域における single 1,2 および並列接続時の平均波形の第一成分は、直列接続の平均波形の第二成分に該当すると考えられる。

時定数の急激な増加は single 2 の第二成分にも見られ、値としては並列接続時の時定数を超えている。しかし、図 6.10 左上の結果から分かるように、第二成分が支配的となる領域のうち、特に 460 ns 以降ではフィッティングモデルは平均波形を十分再現しているとはいえない。このため、特に時定数の変化の大きい single 2 の印加電圧が 56 V 以上の領域では、少なくとも第二成分の時定数のフィッティング結果はあまり信頼できないものと考えられる。単素子のうち single 2 のみでこの傾向が確認されたのは、single 2 の波形には異なる時定数の成分が 3 つ以上存在するためだと考えられる。図 6.4 の平均波形を確認すると、single 2 の平均波形は single 1 よりも長くテールを引いていることが分かり、特に 200 ns の領域で顕著である。single 1 は二つの異なる時定数成分で十分波形の再現ができていて、single 2 では特に印加電圧の高い領域で指数関数二成分によるフィッティングが合わなくなることを踏まえると、single 2 に存在するテール成分は今回のモデルフィットで考慮しなかった三番目の時定数成分で説明できる可能性がある。今回の解析では、他の接続条件の平均波形では二成分のフィッティングで十分説明できること、除去しきれなかったアフターパルスの影響でこのような成分が形成された可能性を完全には否定しきれないことから、single 2 のモデルフィットも指数関数二成分のフィッティングに留めている。仮に第三成分が存在するとした場合、single 2 の第三成分の時定数は 110-130 ns 程度になると考えられる。これは、図 6.4 の平均波形より第三成分の時定数は第二成分のものより大きいと推測できること、また図 6.10 左上のフィッティング結果との比較から少なくとも 57 V 印加時の第二成分の時定数である 160 ns よりも小さな値を取ると推測できるからである。この時定数の範囲は並列接続の第二成分の時定数と合致している。

ここまでの議論を整理すると、以下ようになる。単素子の平均波形から得られた第一成分の時定数は印加電圧 55 V を境に大きく変動しているが、これは印加電圧 55 V の前後で参照している時定数成分が異なるためだと推測される。印加電圧 55 V 移行の単素子の第一成分及び並列接続の第一成分は、その時定数の値の類似性と波形に占める割合から、直列接続の第二成分に相当するものだと考えられる。また、single 2 では同じく印加電圧 55 V を境に第二成分の時定数が大きく増加しているが、フィッティングモデルは平均波形を十分再現しているとはいえず信頼性が低い。この急激な時定数の増加は、single 2 の平均波形は異なる 3 つの時定数で構成されるところを 2 成分でフィッティングしたためである可能性がある。今回のフィッティングで無視した第三成分の時定数は 110-130 ns 程度になると考えられ、この値は並列接続の第二成分の時定数と合致する。印加電圧の低い領域では第三成分の影響を受けていないと考えられ、この時の第二成分の時定数は並列接続の場合は単素子の 1.29-1.47 倍となった。この性質は、並列接続による受光面の増加

によって生じたものであることを踏まえると、5.4.2節の受光面の変化による時定数の変化の議論と同様に、式 4.25 の第二項に由来する変化であると推測される。一方、直列接続では第二成分の時定数は 82-89% 程度に減少した。

並列接続の時定数について考察するにあたり、0 度下で測定した S13360-3050CS の時定数を比較することは有効な手段の一つである。S13360-3050CS と今回の測定で使用した S13360-6075CS との比較は、S13360-6050CS を媒介させることで可能となる。S13360-3050CS と S13360-6050CS は受光面が 4 倍異なる点を除いて同じパラメータを持つ素子であるため、S13360-6050CS は S13360-3050CS を 4 つ並列接続した MPPC と見なすことができる。また、S13360-6050CS と S13360-6075CS の違いはピクセルピッチのみであり、この時の MPPC の時定数の増加率は前章の結果から 1.23-1.40 倍である。よって、0 度下における S13360-6050CS の時定数は、S13360-6075CS の結果から推測するとおよそ 61-70 ns であると推測される。S13360-3050CS の時定数の 0 度下における時定数は 38-39 ns(表 5.6 参照) なので、推定された S13360-6050CS と比較すると、S13360-3050CS を 4 つ並列接続することで時定数は 1.6-1.7 倍に増えると考えられる。従って、S13360-3050CS を二つ並列接続する、すなわち受光面を二倍に増やすことにより、時定数は 1.26-1.30 倍になると推測される。この結果は、今回の測定のうち印加電圧の低い領域において得られた 1.29-1.47 倍という結果と合致する。従って、MPPC を並列接続することにより時定数がおおよそ 1.3 倍程度に伸びる、という現象は、少なくとも今回使用した読み出し系においては一般的にいえる性質である可能性が高い。

なお、今回の実験では行わなかったが、より多くの MPPC を直列・並列に接続した場合も時定数は同様の変化をすることが予想される。今回の測定結果は同じ型の MPPC を直列・並列に接続したことで時定数がそれぞれおおよそ 0.85 倍・1.3 倍に変化した。従って、接続する MPPC の個数が増えた場合も、同じ性質の MPPC 群を直列・並列に接続するごとに同様の時定数の変化が生じると考えられる。具体的には、MPPC を 4 つ並列に繋げた場合の時定数は、MPPC を 3 つ並列に繋げたものの 1.3 倍ではなく、MPPC を 2 つ並列に繋げたものの 1.3 倍になる、といった具合である。この仮説を踏まえると、MPPC を n 個直列・並列に接続した場合の時定数は、MPPC 1 つの時と比較して時定数はそれぞれ $0.85^{\log_2 n} \cdot 1.3^{\log_2 n}$ 倍になると考えられる。

6.3.4 波形弁別への影響

図 6.4 より、MPPC の接続の仕方によって出力波形が変化することがわかる。この波形の変化が ER イベント・NR イベントの区別にどのような影響を与えるかを確かめるため、4 章でおこなった波形弁別シミュレーションと同様の手法でシミュレーションを行なった。

使用した平均波形は図 6.4 のものを使用した。MPPC の表 6.1 に記載の出力電荷量は実際に測定した値を使用した。アンプの増幅率及びサンプリング周波数は、本章の波形取得で用いた 3.3 kΩ 及び 1 GHz を仮定した。環境ノイズは、S13360-6075CS 単素子の液体窒素下における測定で得られたものと同程度とするため、 $\sigma = 1$ mV の正規分布で乱数生成した。観測されるガンマ線は 25, 100 keV, 1 MeV の 3 通り、検出器の光収率は 1, 3, 5 photon/keV の 3 通りをそれぞれ仮定し、それぞれの場合で ER イベント及び NR イベント共に 10000 回分の観測データを乱数生成した。ER イベント及び NR イベントの判

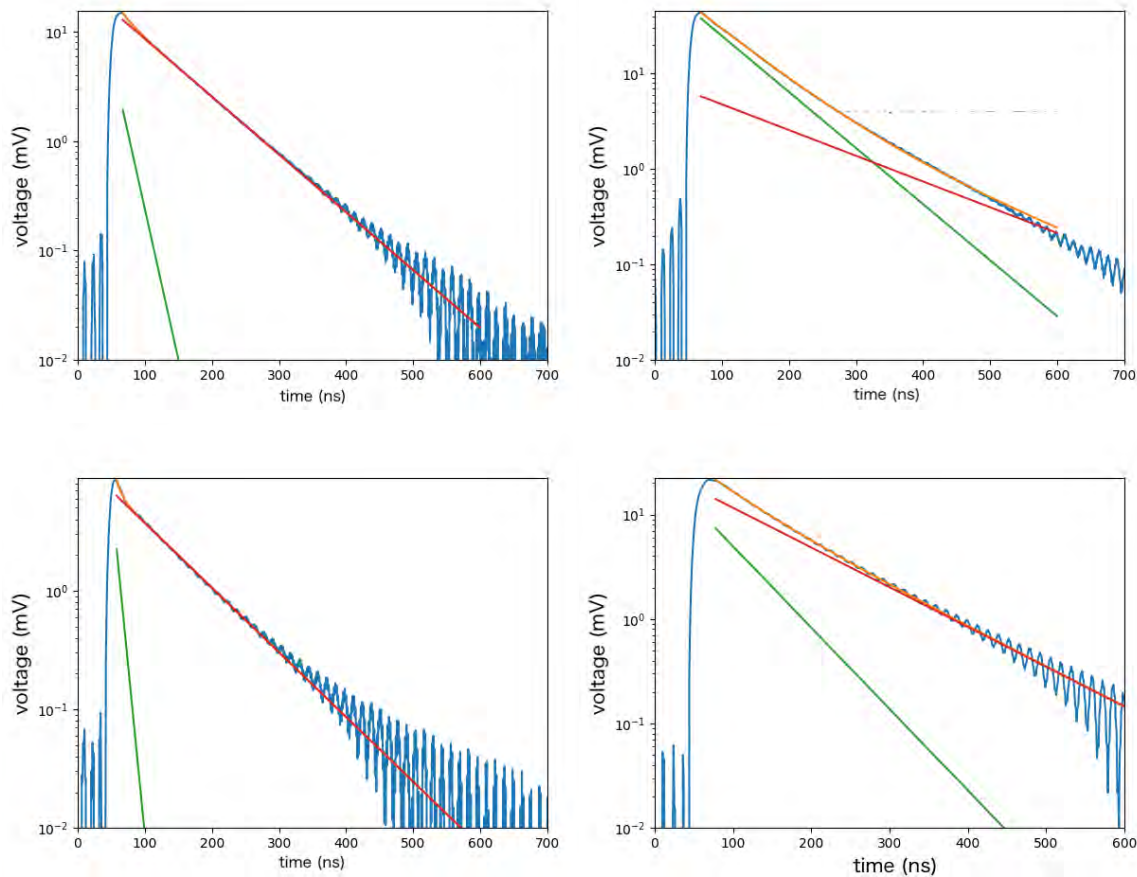


図 6.10: 0 度下における S13360-6075CS の各接続条件における平均波形のフィッティング結果。それぞれ、single 1 の 53 V 印加時 (左上)・single 2 の 57 V 印加時 (右上)・直列接続時の 106 V 印加時 (左下)・並列接続時の 55 V 印加時 (右下) の結果である。フィッティングには、異なる時定数を持つ指数関数二つの和をフィッティングモデルとして使用した。緑線が第一成分・赤線が第二成分・橙線が第一成分と第二成分の総和を表す。

定は、4 章で行なったシミュレーションと同様に、設定した基準時刻以降の波形の積分値の比率 (以降、slow 比) を用いた。任意に設定した基準時刻のうち最も両イベントの分離度が良かったものを最適な基準時刻とし、この時の分離度を設定した条件下における最良の分離度として他の条件と比較するものとした。

観測光子数が 1000 光子の場合の分離度および観測光子数が 25 光子の場合の混入度の接続条件による違いを図 6.12 に示す。観測光子数が 1000 光子の場合 (図 6.12 左) は、全ての接続条件で ER イベントおよび NR イベントが分離できたが、その間隔は接続条件毎に異なった。直列接続と single 1 の分離度が比較的近い値をとり、次点で single 2、そして並列接続が最も間隔が狭い、という結果となった。これは、最も時定数が長くテールを引いた成分が slow/total の分布の広がりにもっと大きな影響を与えていることを示している。前節でも触れたように、図 6.4 をみると、single 2 は single 1 と比較して 200 ns 以降で第三成分と思いきテールが確認できる。また、並列接続の第二成分の時定数はその他の接続条件と比較して有意に大きな値であった。一方、直列接続の平均波形は、確かに第一成分

表 6.3: [0 度下における接続条件毎の S13360-6075CS の時定数

接続条件	印加電圧 (V)	第一成分 (ns)	第二成分 (ns)
single 1	53	15.77 ± 0.35	82.23 ± 0.13
	54	18.51 ± 0.41	80.88 ± 0.12
	55	23.10 ± 0.60	79.99 ± 0.13
	56	40.79 ± 1.11	81.52 ± 0.30
	57	57.88 ± 1.38	85.94 ± 1.06
	58	70.05 ± 0.84	106.71 ± 6.37
single 2	53	14.59 ± 0.30	94.49 ± 0.28
	54	12.57 ± 0.24	86.20 ± 0.16
	55	13.17 ± 0.35	85.35 ± 0.16
	56	49.75 ± 1.19	107.87 ± 1.37
	57	73.88 ± 0.63	161.07 ± 6.60
	58	77.10 ± 0.41	185.88 ± 7.99
直列接続	106	7.58 ± 0.24	79.66 ± 0.29
	108	7.63 ± 0.23	78.56 ± 0.25
	110	6.51 ± 0.22	77.58 ± 0.22
	112	5.82 ± 0.26	76.81 ± 0.22
	114	5.66 ± 0.31	76.56 ± 0.22
	116	5.37 ± 0.33	76.57 ± 0.20
並列接続	53	47.69 ± 1.35	113.86 ± 0.92
	54	66.24 ± 4.52	122.8 ± 5.92
	55	55.76 ± 2.12	114.14 ± 1.62
	56	65.83 ± 1.51	122.84 ± 2.28
	57	73.92 ± 1.63	138.89 ± 6.12
	58	76.78 ± 1.66	138.5 ± 6.99

の比率が大きく波形全体の広がりも他の平均波形と比較して小さいが、第二成分の時定数は single 1 と大きな変化がないことが図 6.11 からわかる。観測光子数が 25 光子の場合 (図 6.12 右) からは、直列接続時の混入度は single 2 と同程度で、並列接続時はその 1.1 倍程度に悪化していることがわかる。この結果についても、各接続条件による波形の第二成分の時定数の変化を考慮すれば妥当なものであると考えられる。また、直列接続によってあらわになった第一成分については、波形弁別能力に対して大きな影響は与えないことも示している。

6.4 まとめ

本章では、複数の MPPC を接続した際の観測波形に対する影響を調べるため、S13360-6075CS を二つ直列接続または並列接続することで得られた波形の特性を解析した。直列接続・並列接続により、確かに観測波形に変化が現れることが確認できた。MPPC を 2 つ

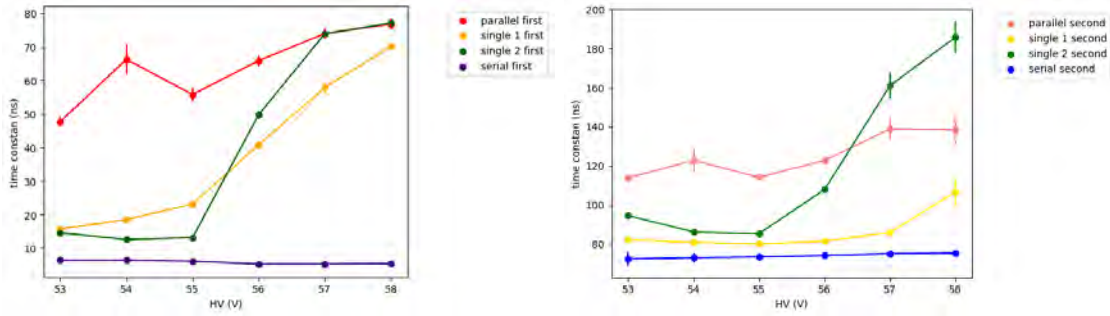


図 6.11: 0 度下における接続条件毎の S13360-6075CS の時定数。左図が第一成分・右図が第二成分の時定数を示す。平均波形に対するフィッティングは両成分の和を用いて行なった。

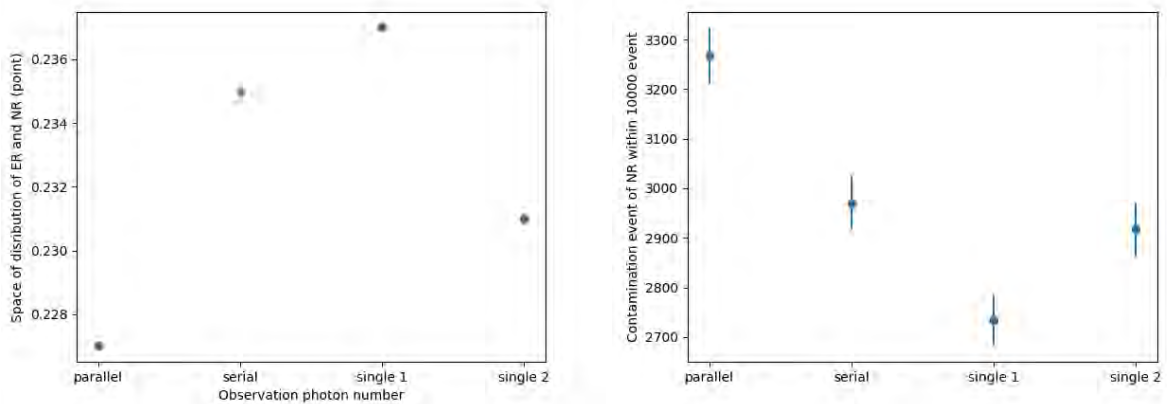


図 6.12: ER イベント・NR イベントの分離度・混入度の接続条件による違い。左図が 1000 光子観測された場合の分離度・右図が 25 光子観測された場合の混入度を示す。

直列接続すると、出力電荷量は 45-49% まで低下し、立ち上がり直後の鋭い減衰が卓越した。第二成分の時定数も 82-89% に減少したが、波形全体が波形弁別に大きな影響を与えるには至らなかった。MPPC を二つ並列接続した場合は、出力電荷量に大きな減衰はなかったが、時定数がおおよそ 1.3 倍程度に増加し、波形弁別にも多少の影響を与えることがわかった。この時定数の増加は S13360-3050CS の測定からも推測される値であった。これらを踏まえた各 MPPC の GRAMS の光検出器としての評価は 7 章にて行う。

今回の測定および解析により、波形のうち特に時定数の長いテール成分が最も波形弁別に影響を与えることがわかった。そして、このテール成分の時定数の変化が大きい並列接続において、受光面積 2 倍につき約 1.3 倍、という変化は受光面の増加に伴うピクセル数の増加によるものとして説明できる可能性が示唆された。これは、今後 GRAMS の光検出器開発において様々な MPPC の多チャンネル接続を試行する際に、その出力波形や波形弁別への影響を簡易的に予測できるようになったことを意味する。

第7章 GRAMSの光検出器としてのMPPCの検討

本章では、これまでに調べてきたMPPCの諸性質やシミュレーションを踏まえ、どのMPPCがGRAMSの光検出器として適切か、気球実験に向けてどのようなことが求められるかを検討する。

光検出器に求められる性能の一つとして、観測事象であるERイベントと背景事象であるNRイベントを分離することが挙げられる。この点については、4章のシミュレーション結果より、観測光子数が300個以上であれば気球実験のセットアップにおいて観測事象と背景事象が確実に分離可能であることが明らかとなった。また、観測光子数が100個程度の場合は、MPPCの時定数が250 ns以下であれば分離できることがわかった。ここから、光検出器の時定数の基準として250 ns以下であるという要請をおくことができる。

また、6章においてはMPPCを直列・並列接続することで生じる波形の変化について調べた。その結果、直列接続では出力電荷量が45-49%に減少かつ時定数は0.8-0.9倍、並列接続では出力電荷量は同程度かつ時定数は1.3倍に増加することがわかった。MPPCのサイズはLArTPCの底面を覆うには小さすぎるため、実際の現場では複数のMPPCを組み合わせる必要がある。このため、前述した時定数の要請はMPPCを多チャンネル接続したうえで条件を満たす必要がある。S13360-3050CSはS13360-6050CSを小型化したものである。このため、多数のMPPCを並べる際に必要な個数が増える・MPPCを敷き詰めた際に受光面でない領域が増えるという欠点がある。よって、S13360-3050CSは同じピクセルピッチを持つS13360-6050CSに対しハード面で不利であると判断した。

5章においては、いくつかのMPPC単素子の液体窒素下における性能評価を行なった。今回測定したMPPCは、降伏電圧こそ42 Vと同じであったものの、出力電荷量はピクセルピッチ毎に大きく異なる結果となった。特にS13360-6025CSは3.3 kΩの高増幅率のアンプを使用しながらdark波形を取得するのが難しいくらいには出力電荷量が少ない。このため、実用的な光検出器とするために多チャンネル接続する必要があることを踏まえると、S13360-6025CSは直列接続によって生じる出力電荷量の低下により十分なシンチレーション光観測が行えなくなる可能性がある。よって、S13360-6025CSは出力電荷量の観点からGRAMSの光検出器として用いるのは難しいと考えられる。

残ったMPPC二種(S13360-6050CS・S13360-6075CS)について、一般販売されている4×4アレイに実装されたものを元に出力電荷量・時定数を考察する。MPPCアレイに配置されたMPPCの接続手法は任意で設定できるが、ここでは一列に並んだMPPC四つを直列に繋ぎ、それら4つを並列に並べた接続状態を仮定して出力電荷量・時定数を見積もる。S13360-6075CSをMPPCアレイに用いた場合、5章と同様のセットアップで測定される出力電荷量は $0.557 \times 0.55^2 \times 0.94^2 = 0.149$ (10^{-12} C/photon)と見積もられる。

S13360-6025CS の測定にて、1 光子に相当する出力電荷量 0.066×10^{-12} C の波形がノイズレベルと同程度の波高値であったことを踏まえると、その 2.3 倍の出力を持つ S13360-6075CS の MPPC アレイは 1 光子が十分波形が観測できると考えられる。また、アンプの増倍率が約 20 分の 1 となる気球実験において観測光子数が 100 光子のイベントを観測した場合、その波高値は 5 章のセットアップで 1 光子を観測した時の約 5 倍になると考えられる。従って、S13360-6075CS の MPPC アレイは気球実験においても十分シンチレーション光を観測できると考えられる。S13360-6075CS の MPPC アレイの時定数を推定すると、 $116.30 \times 0.89^2 \times 1.38^2 = 175.44$ (ns) と見積もられる。これは、4 章で要請した時定数の条件である 250 ns 以下を満たしている。以上より、S13360-6075CS は GRAMS の光検出器の要件を満たしていると言える。同様の議論は、出力電荷量が約半分かつ時定数が約 7 割の S13360-6050CS についても主張できる。

以上より、S13360-6050CS および S13360-6075CS は、GRAMS の光検出器として運用可能な特性を持っていると判断する。

第8章 結論

本論文では、GRAMS 実験の技術的基盤である LArTPC に用いる光検出器としての MPPC について、観測されるシンチレーション光のシミュレーションや極低温下における波形測定を通じ、実際に運用可能か否かの検討を行なった。

シンチレーション光の測定波形のシミュレーションを行い、気球実験における観測事象と背景事象が両者の観測波形の違いを検出することで分離できる条件を調べた。観測光子数が 300 光子以上であれば観測事象と背景事象は十分分離可能であり、観測光子数が 100 光子未満であれば観測事象に背景事象が多く混入することが示された。観測光子数が 100 光子前後の場合、気球実験環境において観測事象と背景事象の分離を行うためには、光検出器の時定数が 250 ns 以下である必要がある、という要請が得られた。

4つの異なる型の MPPC を極低温下で動作させ、安定した動作の確認と極低温下における MPPC の各種特性の取得を行なった。液体アルゴン温度 ($-186\text{ }^{\circ}\text{C}$) に近い温度である液体窒素温度下 ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$) においても MPPC および周辺素子が正常に動作することが確認できた。また、液体窒素下における出力電荷量・時定数・アフターパルス率といった、今後の MPPC 多チャンネル接続に向けて重要となる基礎データを取得することができた。同時に、 $20\text{--}70\text{ }^{\circ}\text{C}$ における出力電荷量や降伏電圧・時定数と比較した。特に降伏電圧・時定数については、液体窒素下における値は $20\text{--}70\text{ }^{\circ}\text{C}$ から推測されるものから外れていることがわかった。

MPPC を複数接続した際の波形の変化を見積もるため、MPPC 2つの直列接続および並列接続による出力電荷量・時定数の変化を調べた。2つの MPPC の直列接続により、出力電荷量は単素子に比べて 45-49% であり、時定数は 82-89% となった。また、並列接続の場合は出力電荷量は 3-6% 減少し、時定数はおよそ 1.3 倍に増加することがわかった。また、並列接続・直列接続によって得られた平均波形を用いて波形弁別のシミュレーションを行うことにより、波形弁別の際に最も重要となるのは時定数の大きい上に長くテールを引いた成分であること、立ち上がり直後の急に減衰する成分は波形弁別の性能にあまり影響を与えないことがわかった。

最後に、以上の結果を踏まえた上で、今回測定した MPPC が GRAMS の光検出器として運用可能か否かの検討を行なった。その結果、LArTPC の陰極側の底面を敷き詰め、S13360-6050CS および S13360-6075CS は実際に運用可能な特性を持っていると判断できる。

本研究により、GRAMS の光検出器に関する開発の基礎を形作ることができた。来年度夏には LArTPC を用いた気球実験を行う予定であり、MPPC を敷き詰めた光検出器も運用される。本研究にて得られた様々な知見を生かし、実際の観測におけるシンチレーション光の観測、そしてシンチレーション光を用いた観測事象・背景事象の分離を遂行できるよう、今後も開発を続けていく。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの皆様に大変お世話になりました。この場を借りて厚く御礼を申し上げます。

指導教官の馬場彩准教授には、研究室に配属されてからの二年間を通し、解析や学会発表など様々な面で熱心にご指導していただきました。小高裕和助教には、主に実験の進行の手厚いサポートや解析結果に関する深い議論をしていただきました。お二方が常日頃から沢山の相談に乗ってくださったおかげで、本研究に深みを与えることができたと思います。心より感謝を申し上げます。

また、本研究では数多くの共同研究者の皆様にお世話になりました。理化学研究所の米田浩基さんには、実験で使用したIVアンプの開発や実験手法のアドバイス・波形解析の議論と幅広く研究のサポートをしてくださいました。早稲田大学寄田研究室の寄田浩平教授・田中雅士准教授には、早稲田大学で行われたダークマター間接探索実験ANKOKの実験装置を見学させて頂きました。本研究の実験の方針やセットアップを考える上で大変参考になりました。青山一天さんには、実験設備のより詳細な説明をしてくださった他、数多くのデータや資料の提供および質問への回答をしてくださいました。防衛医科大学の八幡和志助教には、液体窒素を用いるにあたり低温実験特有の注意や実験器具の提供をしていただきました。荒牧嗣夫さんをはじめとするGRAMSメンバーの方からは、Collaboration meetingなどで貴重なご意見を多数いただきました。

研究室の皆様にも大変お世話になりました。丹波翼さんには、ソフトウェアのセットアップをはじめとした研究活動の基礎的な部分を丁寧に教えてくださいました。高嶋聡さんには頻繁に実験や解析の質問や相談をしましたが、いつも親身に答えてくださいました。また、GRAMSの東大チームを率いる立場として精力的に取り組む姿は、いつも私の研究活動の励みになりました。南木宙斗さんからは、本研究を始めるにあたり様々な資料や基礎データを頂きました。同期の岩田季也くんは、同じ研究室で切磋琢磨しあうライバルであり、また研究が行き詰まった時の心の支えとなる存在でした。新井翔太くんには、特に液体窒素を用いた実験の際によく手伝ってもらい、本当に助かりました。沓間はづきさんと河野久仁子さんには様々な事務の手続きをやっていただき、研究に専念できる環境を作って頂きました。

本研究は、非常に多くの方の手助けがあって初めて成立した研究です。私一人の限られた力だけでは、修論として認める前に断念していたかもしれません。この謝辞に書ききれなかった人も含め、私とこの研究に関わった全ての皆様に、心からの感謝を申し上げます。

令和5年1月6日
市橋 正裕

参考文献

- [1] XRISM Science Team 2022, arXiv:2202.05399
- [2] Barret, D., Nandra, K., Barcons, X., et al. 2013, SF2A-2013: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 447
- [3] Schönfelder, V., Bennett, K., Blom, J. J., et al. 2000, A&AS, 143, 145. doi:10.1051/aas:2000101
- [4] Aramaki, T., Adrian, P. O. H., Karagiorgi, G., et al. 2020, Astroparticle Physics, 114, 107. doi:10.1016/j.astropartphys.2019.07.002
- [5] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., et al. 1962, Phys. Rev. Lett. , 9, 439. doi:10.1103/PhysRevLett.9.439
- [6] Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., et al. 1971, ApJL, 165, L27. doi:10.1086/180711
- [7] Roques, J. P., Paul, J., Mandrou, P., et al. 1990, Advances in Space Research, 10, 223. doi:10.1016/0273-1177(90)90146-Q
- [8] Gehrels, N., Chipman, E., & Kniffen, D. A. 1993, A&AS, 97, 5
- [9] Winkler, C. 1994, ApJS , 92, 327. doi:10.1086/191973
- [10] Kierans, C. A. 2020, Proc. SPIE, 11444, 1144431. doi:10.1117/12.2562352
- [11] de Angelis, A., Tatischeff, V., Grenier, I. A., et al. 2018, Journal of High Energy Astrophysics, 19, 1. doi:10.1016/j.jheap.2018.07.001
- [12] Orlando, E., Bottacini, E., Moiseev, A. A., et al. 2022, JCAP, 2022, 036. doi:10.1088/1475-7516/2022/07/036
- [13] Hoshino, M. & Shimada, N. 2002, ApJ , 572, 880. doi:10.1086/340454
- [14] Prantzos, N. & Diehl, R. 1996, Phys. Rep., 267, 1. doi:10.1016/0370-1573(95)00055-0
- [15] Summa, A., Ulyanov, A., Kromer, M., et al. 2013, A&A, 554, A67. doi:10.1051/0004-6361/201220972

- [16] Mészáros, P. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 2259. doi:10.1088/0034-4885/69/8/R01
- [17] Zwicky, F. 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110
- [18] Bertone, G. & Hooper, D. 2018, Reviews of Modern Physics, 90, 045002. doi:10.1103/RevModPhys.90.045002
- [19] Liquid Argon Properties, Brookhaven National Laboratory, 2022, <https://lar.bnl.gov/properties/>
- [20] Lenardo, B., Kazkaz, K., Manalaysay, A., et al. 2015, IEEE Transactions on Nuclear Science, 62, 3387. doi:10.1109/TNS.2015.2481322
- [21] Doke, T., Crawford, H. J., Hitachi, A., et al. 1988, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 269, 291. doi:10.1016/0168-9002(88)90892-3
- [22] Mei, D.-M., Yin, Z.-B., Stonehill, L. C., et al. 2008, Astroparticle Physics, 30, 12. doi:10.1016/j.astropartphys.2008.06.001
- [23] 鷲見貴生, 2018, 暗黒物質探索のための気液 2 相型アルゴン検出器における 電子反跳背景事象除去能力に関する研究, 早稲田大学大学院理工学部修士論文
- [24] Thomas, J. & Imel, D. A. 1987, Phys. Rev. A, 36, 614. doi:10.1103/PhysRevA.36.614
- [25] Doke, T., Hitachi, A., Kikuchi, J., et al. 2002, Japanese Journal of Applied Physics, 41, 1538. doi:10.1143/JJAP.41.1538
- [26] P. Agnes, S. De Cecco, A. Fan., et al. 2021, JIOP Publishing, 16, P11026. doi:10.1088/1748-0221/16/11/P11026
- [27] Segreto, E. 2015, Phys. Rev. C, 91, 035503. doi:10.1103/PhysRevC.91.035503
- [28] D’Incecco, M., Galbiati, C., Giovanetti, G. K., et al. 2018, IEEE Transactions on Nuclear Science, 65, 1005. doi:10.1109/TNS.2018.2799325
- [29] 五味 慎一, 2008, 半導体光検出器 MPPC の性能評価システムの構築, 京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻修士論文
- [30] Igarashi, T., Tanaka, M., Washimi, T., et al. 2016, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 833, 239. doi:10.1016/j.nima.2016.07.008
- [31] Ieki, K., Iwamoto, T., Kaneko, D., et al. 2019, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 925, 148. doi:10.1016/j.nima.2019.02.010