

T2K実験前置ニュートリノ検出器に使用する
半導体型光検出器MPPCの
ピコ秒パルスレーザーを用いたアフターパルス率の評価

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報系学科 物理工学 EP
学籍番号 1764089
工藤悠仁

2022年2月15日

概要

T2K 実験は、茨城県東海村にある J-PARC で生成されたニュートリノビームを 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデで観測する長基線ニュートリノ振動実験である。ニュートリノは、原子核と衝突した際に放出される荷電粒子を検出することにより、間接的に観測される。しかし、T2K 実験の前置ニュートリノ検出器 ND280 のニュートリノ標的トラッキング検出器 FGD には、大角度に散乱した粒子に対する検出効率が低い、低エネルギーのハドロンに対する検出効率が低い、という欠点がある。そこで、FGD のアップグレードとして SuperFGD を開発している。SuperFGD は 1 cm^3 のシンチレータキューブを立方体型に約 200 万個配置した構造をしている。各キューブには各面に円筒形の穴が開いており、その穴に信号を送るファイバーが通されている。シンチレーション光の検出には、ファイバーの端に接続した半導体型光検出器 MPPC を用いて行う。MPPC は、クロストーク及びアフターパルスというメインパルスに誘発されるノイズ信号を持ち、これらは区別して測定することが困難である。そこで、本研究では 半値幅 43.0 ps のピコ秒パルスレーザーを光源として使用することで、MPPC のアフターパルス率のみを時間的に分離して測定した。

目 次

第 1 章 ニュートリノ	3
1.1 ニュートリノ	3
1.2 ニュートリノ振動	4
第 2 章 T2K 実験	6
2.1 T2K 実験	6
2.2 ニュートリノビーム	6
2.3 off-axis 法	7
2.4 前置検出器	8
2.4.1 INGRID	8
2.4.2 ND280	9
2.4.3 SuperFGD	11
2.5 後置検出器：スーパーカミオカンデ	12
第 3 章 MPPC	13
3.1 MPPC	13
3.2 動作原理	13
3.2.1 APD	13
3.2.2 クエンチング抵抗	15
3.3 構造	15
3.4 基本動作	16
3.5 特性	16
3.5.1 増倍率	16
3.5.2 ダークカウントレート	17
3.5.3 クロストーク	17
3.5.4 アフターパルス	17
3.5.5 検出効率	18
3.5.6 時間分解能	18
第 4 章 アフターパルス率の測定	19
4.1 目的	19
4.2 実験方法	19
4.2.1 測定機器	19

4.2.2 測定方法	26
4.2.3 セットアップ	27
4.3 測定結果	29
4.4 考察	33
第5章 結論	34

第1章 ニュートリノ

1.1 ニュートリノ

物質を構成する素粒子は表 1.1 のようにまとめられる。

表 1.1: 物質の構成粒子

	電荷	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	u (アップ)	c (チャーム)	t (トップ)
	$-\frac{1}{3}$	d (ダウン)	s (ストレンジ)	b (ボトム)
	-1	e (電子)	μ (ミュー粒子)	τ (タウ粒子)
レプトン	0	ν_e (電子ニュートリノ)	ν_μ (ミューニュートリノ)	ν_τ (タウニュートリノ)

強い相互作用をする粒子をクォーク、強い相互作用をしない粒子をレプトンという。レプトンである電子、ミュー粒子、タウ粒子と対になるように、ニュートリノには 3 種類のフレーバーが存在し、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノと分類される。

ニュートリノは電荷を持たず、クォークや荷電レプトンと異なり質量が非常に小さく、弱い相互作用と重力相互作用のみを行う。これらの性質からニュートリノを観測することは難しく、ニュートリノについて明らかにすることは素粒子物理学を大きく発展させる。

ニュートリノの歴史について簡単に述べる。1930 年にオーストリアの物理学者 Pauli が β 線のエネルギー分布を研究している際に、エネルギーが保存されないことを発見した。エネルギーを持ち去ってしまう粒子が存在するのではないか、という観点からニュートリノが考えられ、1933 年にイタリアの物理学者 Fermi によって、「ニュートラル」(中性、つまり電気を帶びていないという意) と「イノ」(小さいという意) からニュートリノと名付けられた。1956 年にアメリカの物理学者 Reines らが原子炉から生まれるニュートリノを捕らえることに成功し、これがニュートリノを観測した初めての出来事である。1970 年代には太陽からやってくるニュートリノ、太陽ニュートリノを観測するが、理論値の $1/3$ 程度しか観測されずに問題とされた。この問題は 1.2 節で述べるニュートリノ振動が実証されたことで解決に至った。1987 年には超新星爆発で発生したニュートリノの観測に成功し、ニュートリノ天文学という新たな学問の誕生、発展に至った。1998 年、ニュートリノ振動が発見されたことでニュートリノに質量があることが発見された。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが空間を飛ぶ間にフレーバーの種類が変化する現象である。ニュートリノは表 1.1 で述べたフレーバーの固有状態とは別に 3 種類の質量の固有状態をもつ。フレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) が混合した状態である。ユニタリ行列を U とすると、

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

という形で表される。

簡単のため、ニュートリノの振動現象を 2 体で考える。フレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$, $|\nu_j\rangle$ と混合角 θ を用いて、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表される。 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は時刻 t 、エネルギー固有値 E_i 、運動量 p_i 、飛行距離 x を用いて、

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{\frac{i}{\hbar}(p_i x - E_i t)} \quad (1.3)$$

と表されるから、 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta |\nu_i(0)\rangle e^{\frac{i}{\hbar}(p_i x - E_i t)} + \sin \theta |\nu_j(0)\rangle e^{\frac{i}{\hbar}(p_j x - E_j t)} \quad (1.4)$$

である。 $x = L$, $t = T$ のときには、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = \cos \theta |\nu_i(0)\rangle e^{\frac{i}{\hbar}(p_i L - E_i T)} + \sin \theta |\nu_j(0)\rangle e^{\frac{i}{\hbar}(p_j L - E_j T)} \quad (1.5)$$

となる。式 (1.2) の逆行列、

$$\begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

より、式 (1.5) は $|\nu_\alpha(0)\rangle$, $|\nu_\beta(0)\rangle$ ($t = 0$), $\Delta\phi_{ij} = (p_i - p_j)L - (E_i - E_j)T$ を用いて、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}(p_i L - E_i T)} [(\cos^2 \theta + e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta\phi_{ij}} \sin^2 \theta) |\nu_\alpha(0)\rangle + \sin \theta \cos \theta (e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta\phi_{ij}} - 1) |\nu_\beta(0)\rangle] \quad (1.7)$$

となる。したがって、 $t = 0$ で生成された ν_α が $x = L$, $t = T$ で ν_β に変化する確率、すなわち ν_α から ν_β へのニュートリノ振動が起こる確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(L, T) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta\phi_{ij}}{2\hbar}\right) \quad (1.8)$$

である。ここで $|\nu_i\rangle$, $|\nu_j\rangle$ の運動量が等しい ($p_i = p_j = p$) として、ニュートリノが光速で動いている ($L = cT$, $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$) とする。さらにニュートリノの質量は非常に小さい ($m \ll p$) ことから $p \simeq \frac{m^2c^3}{2p} + pc$ の近似を用いて $\Delta\phi_{ij}$ は、

$$\Delta\phi_{ij} = \frac{(m_j^2 - m_i^2)c^2 L}{2p} \quad (1.9)$$

となる。ニュートリノは質量が非常に小さいので、ニュートリノのエネルギー $E_\nu = p$ であることから、式(1.8)は $\Delta m^2 = m_j^2 - m_i^2$ を用いて、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 c^2 L}{4E_\nu \hbar} \right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{4E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

となる。式(1.10)からニュートリノ振動の確率は混合角 θ と質量の2乗の差 Δm^2 に依存することが分かる。ニュートリノ振動が起こるということは、質量固有状態に質量差があること、すなわちニュートリノが質量を持つことを意味している。

三世代のニュートリノ振動についても次に述べる PMNS 行列から同様に計算できる。式(1.1)で表したユニタリ行列は Pontecrvo、牧、中川、坂田によって導かれ、式(1.11)に表す PMNS 行列として知られている。

$$\begin{aligned} U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.11)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ であり、 θ_{ij} は質量の固有状態 ν_i と ν_j の混合角、 δ は複素位相を表しており、 $\delta \neq 0$ のとき PMNS 行列は CP 対称性が破れるので、 δ は CP 位相とも呼ばれる。今までの測定により PMNS 行列は式(1.12)と求められている。

$$|U_{PMNS}| \sim \begin{pmatrix} 0.82 & 0.54 & 0.15 \\ 0.48 & 0.53 & 0.71 \\ 0.31 & 0.65 & 0.69 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

第2章 T2K 実験

2.1 T2K 実験

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で生成されたニュートリノビームを 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある水チエレンコフ形検出器スーパーカミオカンデで観測する長基線ニュートリノ振動実験である(図 2.1)。検出器には後置検出器であるスーパーカミオカンデの他に、ニュートリノビームが生成された位置から 280 m のところに前置検出器群があり、双方を比較することによってニュートリノ振動を測定することを目的としている。



図 2.1: T2K 実験概略図 [1]

2.2 ニュートリノビーム

陽子ビームは、J-PARC の 3 種類の加速器(図 2.2)によって生成される。最初に、水素ガスから陽子 1 個と電子 2 個から成る負水素イオンが生成され、LINAC (LINEar ACcelerator) を通過して 400 MeV まで加速する。次に、RCS (Rapid Cycling Synchrotron) を通過して 3 GeV まで加速する。また、入射する際に炭素でできた薄い膜を通過することで、2 個の電子が剥ぎ取られて陽子に変換される。最後に、MR (Main Ring) を通過して 30 GeV まで加速する。



図 2.2: J-PARC 陽子加速器 [2]

加速した陽子ビームはグラファイトで作られた標的に衝突し、 π 中間子が生成されて、式 (2.1)、(2.2) のようにミュー粒子とミューニュートリノに崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

π 中間子には正の電荷、負の電荷を持つものがあるが、磁場で偏向することによってスーパーカミオカンデに飛んでいく π 中間子を選択することができる。このことを利用して、T2K 実験では ν_μ からなるビームと $\bar{\nu}_\mu$ からなるビームを選ぶことができ、両方のモードを切り替えて測定することができる。これにより、ニュートリノの粒子と反粒子の対称性 (CP 対称性) の破れを測定できる。

2.3 off-axis 法

off-axis 法とは、スーパーカミオカンデから 2.5° ずれた方向にニュートリノビームの中心を向けることでピークの鋭いエネルギー分布のニュートリノビームを得ることが出来る方法である。式 (2.1)、(2.2) のようにニュートリノビームは π 中間子の 2 体崩壊を用いて生成しているので、ニュートリノのエネルギー E_ν は式 (2.3) のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta_\nu)} \quad (2.3)$$

ここで、 m_π 、 E_π 、 p_π はそれぞれ π 中間子の質量、エネルギー、運動量、 m_μ はミュー粒子の質量、 θ_ν はニュートリノと π 中間子の崩壊角である。式 (2.3) より崩壊角 θ_ν が大きくなると図 2.3 のようにエネルギー分布の幅が小さくなる。T2K 実験では、ニュートリノ振動確率が最も高くなるエネルギーにピークが現れるように off-axis 角が 2.5° に設定されている。

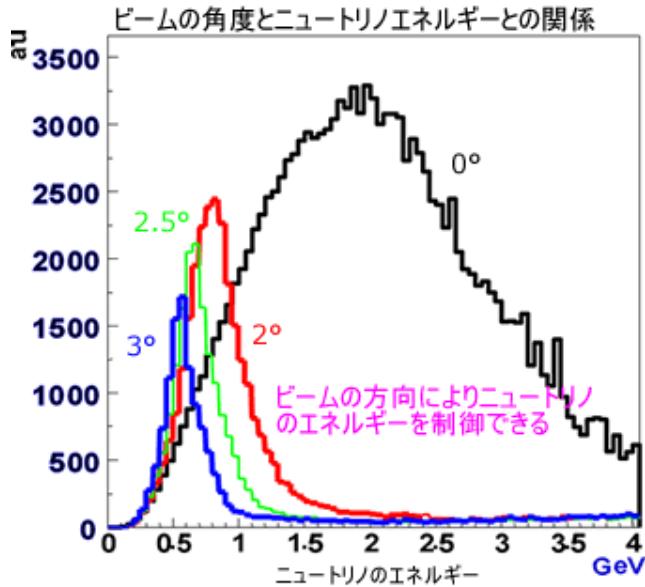


図 2.3: 各オフアクシス角における T2K ニュートリノビームのエネルギー分布 [3]

2.4 前置検出器

T2K 実験では、J-PARC の陽子ビームが衝突するグラファイト標的から 280 m 離れたところに INGRID と ND280 という 2 種類の前置検出器が設置されている。

2.4.1 INGRID

INGRID (Interactive Neutrino GRID) は、鉄とシンチレータを交互に挟んだ構造の検出器を 14 個組み合わせて構成されている。これらは鉛直方向に 7 個、水平方向に 7 個の十字型に組み立てられており、十字の中心部分にニュートリノビームが通過するように設置されている (図 2.4)。鉄とニュートリノの反応によって生成された荷電粒子をシンチレータで検出することで、ニュートリノビームの強度と方向を測定する。

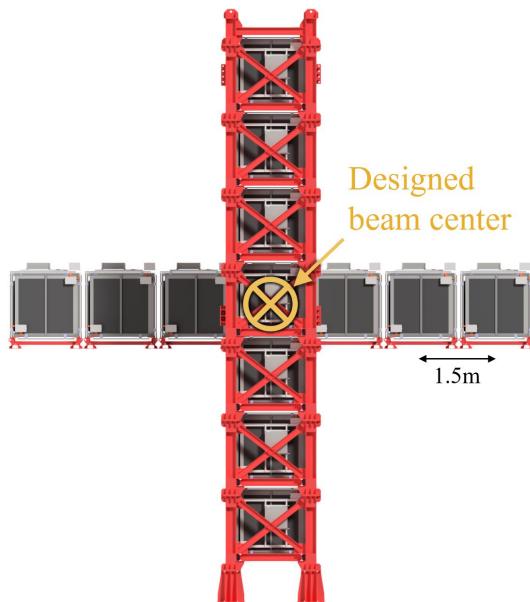


図 2.4: INGRID[6]

2.4.2 ND280

ND280 (Near Detector 280) はニュートリノビームの中心軸から 2.5° ずれた角度に設置された検出器で、ニュートリノ振動が起こる前のビーム中のミュニュートリノの数を測定する。ND280 は、以下のモジュールにより構成されている (図 2.5)。

- UA1 Magnet

検出器の全体を囲うように設置されている大型電磁石。0.2 T の磁場をかけて荷電粒子の飛跡を曲げることにより、各粒子の運動量及び電荷の正負の測定を行う。

- P0D (π^0 Detector)

π^0 生成ニュートリノ反応の測定を行う。鉛の薄膜、シンチレータ、水ターゲットのサンドイッチ構造になっている。

- FGD (Fine Grained Detector)

断面が約 1 cm 四方の細かく区分されたシンチレータから成る検出器であり、ニュートリノ標的となることで反応点付近の粒子を検出する。シンチレータのみのモジュール、水標的とシンチレータのサンドイッチ構造のモジュールの 2 台から構成され、水のニュートリノ反応断面積を測定できる。

- TPC (Time Projection Chamber)

ニュートリノ反応によって生成された荷電粒子の磁場による飛跡の曲がり具合から粒子の運動量及び電荷の正負の測定を、エネルギー損失から粒子の識別を行う。計 3 台のモジュールから構成され、2 台の FGD の前後とその間に設置されている。

- ECAL (Electromagnetic CALorimeter)

ニュートリノ反応によって生成した電子及び γ 線の電磁シャワーを観測し、そのエネルギーを測定する。UA1 Magnet 内側の最外層に設置され、鉛とシンチレータのサンドイッチ構造になっている。

- SMRD (Side Muon Range Detector)

UA1 Magnet の隙間に設置されている検出器。大角度で散乱されて TPC に入射しなかった荷電粒子の飛跡を測定し、エネルギーを再構成する。

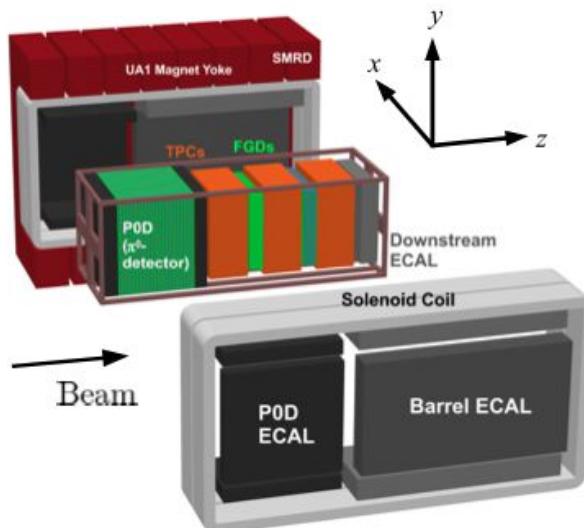


図 2.5: ND280[1]

2.4.3 SuperFGD

現在の ND280 は、大角度(横方向)に散乱した荷電粒子に対し検出感度が低い、また $600 \text{ MeV}/c$ 未満のエネルギーの荷電粒子に対して検出感度が低いといった欠点がある。これは ND280 の構造上の問題である。これらの問題解決のための ND280 のアップグレードとして、新たなニュートリノ検出器である SuperFGD(Super Fine Grained Detector)、HA(High Angle)TPC、TOF(Time Of Flight counter) が設置される。SuperFGD には、大角度で散乱した荷電粒子に対しての検出感度が高い、低エネルギーの飛跡も高感度での検出が可能という利点がある。

SuperFGD には 1 cm^3 のキューブ型のシンチレータが約 200 万個 ($184 \times 56 \times 192$) 使用されている。各キューブにはそれぞれ 3 方向に円筒形の穴が互いに直角になるように開いている。この 200 万個のキューブに 3 方向から約 6 万本の波長変換ファイバが通されている。ファイバの端には光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) が設置され、信号を読み出す。以下では、SuperFGD の構成要素について述べる。

- 1cm^3 シンチレータキューブ

SuperFGD では $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ のシンチレータキューブが約 200 万個使用されており、材質はポリエチレンをベースに 1.5% のパラテルフェニル、0.01% の POPOP が添加されている。各面の中心部分には直径 1.5 mm の穴が 3 方向にあけられており、波長変換ファイバーで 3 方向から読み出しを行う。また、シンチレータの表面には反射材の層が形成されていて、シンチレーション光の収集効率を高めるのに役立っている。

- 波長変換ファイバ

波長変換ファイバはシンチレータキューブに空いた穴の中に通され、放出されたシンチレーション光を MPPC の感度波長範囲内の波長に変換する。SuperFGD では約 6 万本のファイバが使用されている。

- MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)

波長変換ファイバで変換したシンチレーション光を半導体型光検出器 MPPC で検出する。MPPC に関しては第 3 章で詳しく述べる。

2.5 後置検出器：スーパーカミオカンデ

T2K 実験では、J-PARC の陽子ビームが衝突するグラファイト標的から 295 km 離れたところにスーパーカミオカンデという後置検出器が位置している。スーパーカミオカンデは、約 5 万トンの純水で満たされた、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒型のタンクである。また、ニュートリノの観測の邪魔となる、宇宙線から生成されるミュー粒子などを遮るために地下 1,000 m に設置されている。

低確率で起こるニュートリノと水の衝突によって生成された荷電粒子が水中での光の速さよりも速く移動すると、チエレンコフ光と呼ばれる光が円錐状に放射される。スーパーカミオカンデの内水槽には内向きに 11,129 本の光電子倍増管が設置されている(図 2.6)。これによってチエレンコフ光を観測することで、荷電粒子を生成したニュートリノの識別する。

また、スーパーカミオカンデは 2 槽式構造になっており、外水槽には外向きに 1,885 本の光電子倍増管が設置されている。これはニュートリノと宇宙線から生成されるミュー粒子などを区別し、ノイズを除去することができる。

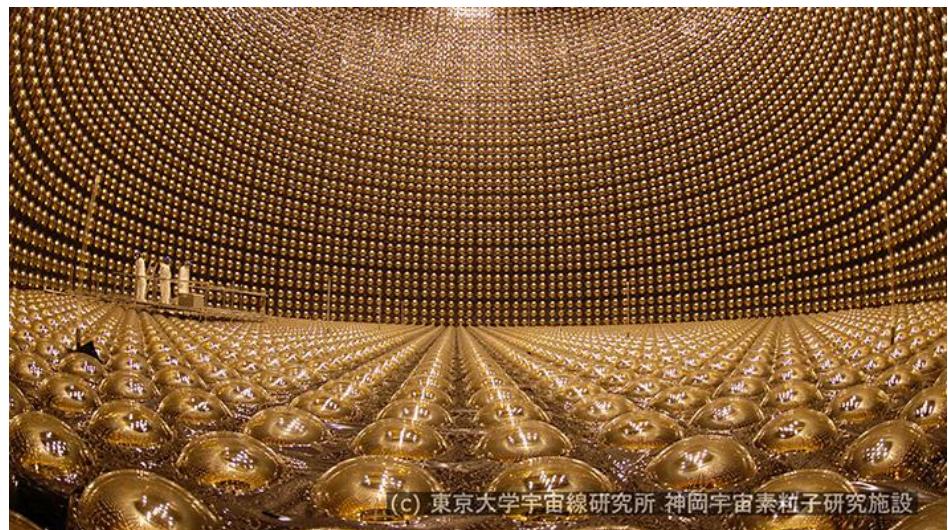


図 2.6: スーパーカミオカンデ [3]

第3章 MPPC

3.1 MPPC

MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) (図 3.1) は半導体型光検出器の一種であり、光子が入射すると電流が流れて光子の量に応じたパルス幅の信号を出力する。MPPC は、低電圧で動作し、高い増倍率、高い検出効率、高速応答、優れた時間分解能、広い感度波長範囲、磁場の影響を受けない、衝撃に強いといった特徴があり、光電子増倍管に代わる検出器として期待されている。

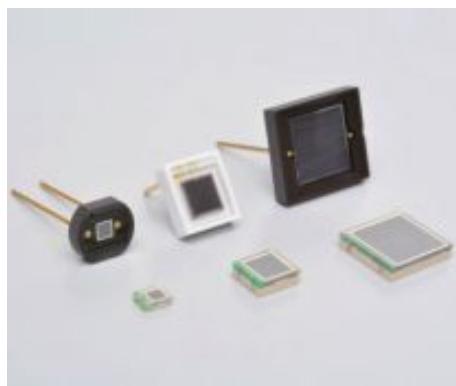


図 3.1: MPPC[4]

3.2 動作原理

3.2.1 APD

APD (Avalanche Photodiode) は、アバランシェ増幅と呼ばれる現象を利用したフォトダイオードであり、通常のフォトダイオードに比べて受光感度が高いという特徴がある。

フォトダイオードは、一般的なダイオードと同様に P 型半導体と N 型半導体を合わせた PN 接合で構成される光検出器である。P 層側が N 層側より低い電位になるように電圧を印加すると、PN 接合付近では、N 型半導体内の電子の一部が P 型半導体に移動して正孔と結合して電荷を打ち消し合い、空乏層と呼ばれる領域が発生する(図 3.2)。空乏層の N 型半導体では電子がなくなるのでプラスに、P 型半導体では正孔がなくなるのでマイナスに帶電して内部電界が発生する。

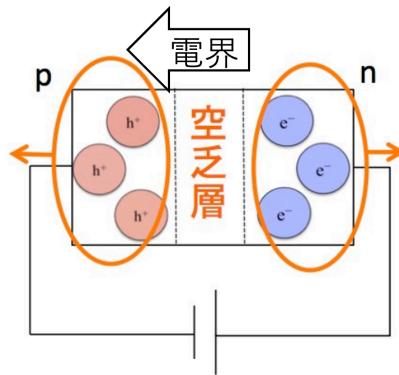


図 3.2: 空乏層

この空乏層に光が照射されると電子-正孔対が生成し、内部電界によって電子は N 型半導体側へ、正孔は P 型半導体側へ移動し、光の照射中は電流が流れる。

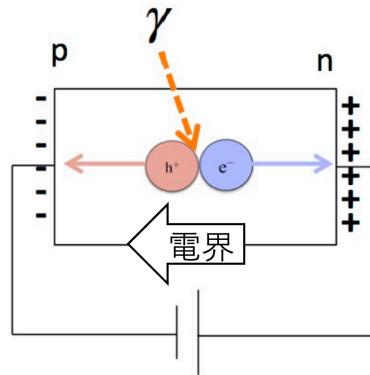


図 3.3: 電子-正孔対の生成

APD は、通常のフォトダイオードと基本的な構造は同じだが、P 型半導体の層が P 層、P+ 層、P- 層の 3 層に分かれている（図 3.4）。P+ 層は正孔の濃度が高い。P- 層は正孔の濃度が低く、光を吸収して電子、正孔を生成する。N 層に最も近い P 層では内部電界が通常のフォトダイオードに比べて大きいため、生成された電子が加速する。限界まで加速され、大きなエネルギーを持った電子が半導体結晶格子に衝突すると、新たな電子-正孔対が生成される。生成された電子がまた加速、衝突して電子-正孔対の生成を繰り返す。このように電子-正孔対が雪崩のように発生する様子から、この現象をアバランシェ増幅と呼ぶ。APD は 1 つの電子を指数関数的に増加させるため、微弱光、例えばシングルフォトンであっても検出が可能となる。また、APD はある一定の大きさ以上の逆電圧を印加することで動作し、アバランシェ増幅が開始される電圧を降伏電圧と呼ぶ。このような動作状態をガイガーモードと呼び、ガイガーモードで電流を放出することをガイガーフラッシュと呼ぶ。

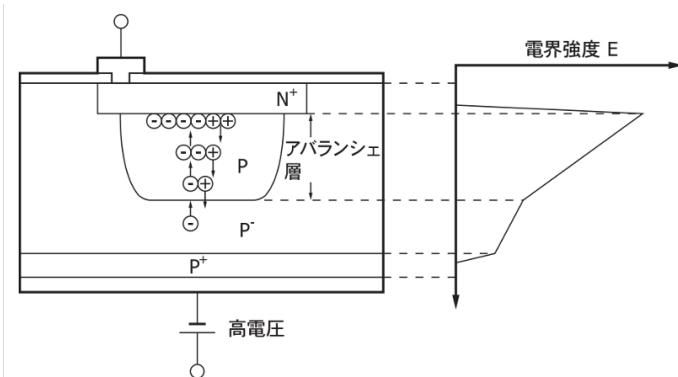


図 3.4: APD[5]

3.2.2 クエンチング抵抗

光子が入射すると APD は内部電界が保たれる間はガイガーフラッシュを続けるため、次の光子を検出するためには APD の動作電圧を下げる必要がある。そこで、クエンチング抵抗を APD に直列に接続することで、ガイガーフラッシュによる出力電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、直列に接続された APD の動作電圧が下がる。

3.3 構造

MPPC はガイガーモードの APD とクエンチング抵抗を合わせて基本単位 (1 ピクセル) として、多数のピクセルを並列接続した構造を持っている (図 3.5)。

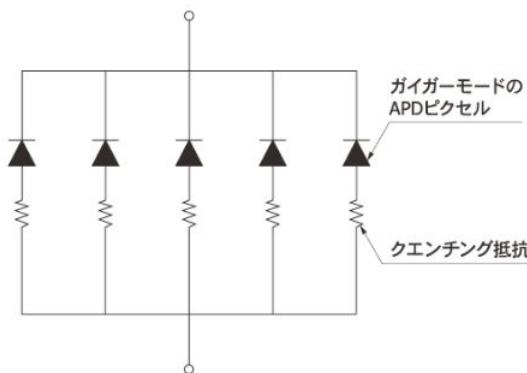


図 3.5: MPPC の構造 [5]

3.4 基本動作

MPPC のピクセルは、それぞれが光子の検出時に同じパルスを出力する。複数のピクセルで発生したパルスは、重ね合わされて出力される。また、各ピクセルからの出力パルス数は 1 つであり、入射光子数によって変化しない。1 ピクセルに光子が 1 個入った場合も、光子が 2 個同時に入った場合も出力パルスは 1 つだけである。よって、MPPC から出力されるパルスは入射した光子の数に比例する。したがって、パルスの電荷量を積分することにより、入射した光子の数を測定することができる。

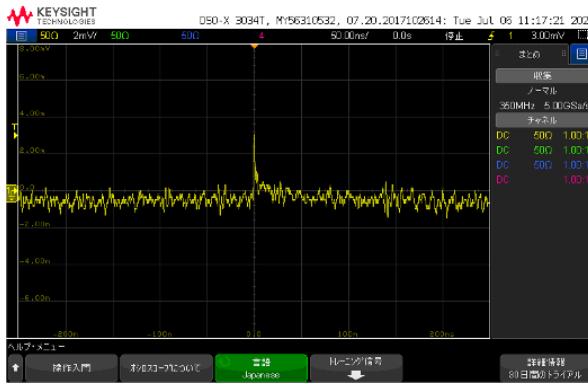


図 3.6: MPPC のパルス信号

3.5 特性

3.5.1 増倍率

MPPC の増倍率 (M) は、1 ピクセルが光子 1 個を検出して発生したパルスの電荷量 (Q) を、電気素量 $e = 1.602 \times 10^{-19}$ [C] で割った値で定義される。

$$M = \frac{Q}{e} \quad (3.1)$$

Q は印加電圧 V_R と降伏電圧 V_{BR} に依存する。1 ピクセルの容量を C とすると、 Q は式 (3.2) のように表される。

$$Q = C \times (V_R - V_{BR}) \quad (3.2)$$

式 (3.1)、(3.2) は、MPPC のピクセル容量が大きいほど、降伏電圧と印加電圧の差（オーバー電圧 V_{over} ）が大きいほど、増倍率が高くなることを示している。

また、増倍率には温度特性があり、印加電圧の大きさが同じ場合、温度が上昇すると増倍率は低下する。これは、温度が上昇すると半導体結晶中の格子振動が激しくなり、APD 内部で生成された電子が十分に加速されないうちに結晶と衝突してしまう可能性が高くなることで、アバランシェ增幅が起こりにくくなり降伏電圧が高くなるからである。[5]

3.5.2 ダークカウントレート

MPPC では光によって生成された電子だけでなく、熱的に発生した電子によってもパルスが発生する。このパルスはダークパルスと呼ばれ、ノイズの原因となる。この熱的に発生した電子も入射光子によって生成された電子と同様な信号（1 光電子による信号 1 p.e.）に増倍されるため、入射光子によるパルスとダークパルスはパルス形状からは区別がつかない。

ダークパルスは、暗状態において 0.5 p.e. の閾値を超えるパルスとし、観測されたダークパルスの数をダークカウントと呼ぶ。1 秒あたりのダークパルスの数をダークカウントレートと定義し、 $N_{0.5p.e.}$ [cps (counts per second)] と表す。

また、熱的に発生する電子によってダークパルスが発生するため、ダークカウントレートには温度特性がある。絶対温度を T [K]、任意定数を A 、バンドギャップエネルギーを E_g [eV]、ボルツマン定数を k [eV/K] とすると式 (3.3) のように表される。[5]

$$N_{0.5p.e.}(T) \approx AT^{\frac{3}{2}} \exp\left[\frac{-E_g}{2kT}\right] \quad (3.3)$$

3.5.3 クロストーク

MPPC に光が入射してあるピクセルでアバランシェ増幅が行われる際に、2 次光子が発生することがある。この 2 次光子を他のピクセルが検出し、2 p.e. 以上のパルスが観測される現象をクロストークと呼ぶ。クロストーク確率 ($P_{crosstalk}$) は式 (3.4) のように定義される。

$$P_{crosstalk} = \frac{N_{1.5p.e.}}{N_{0.5p.e.}} \quad (3.4)$$

入射光子によるパルスとクロストークによるパルスはほぼ同時に出力されるので、1 p.e. のイベントが 2 p.e. 以上であるかのように出力されてしまう。このように、クロストークは見かけの光子量を増加させてしまい、本来の光子量の分布のずれの原因となる。[5]

3.5.4 アフターパルス

MPPC ピクセルでアバランシェ増幅する過程で、半導体結晶内に存在する結晶欠陥に電子が捕獲されることがある。時間間隔を置いてその電子が放出されると、アバランシェ増幅されてパルスとして放出される。このように、入射光子によるパルスの後に時間間隔を置いて放出されるパルスのことをアフターパルスという。入射光子によるパルスとアフターパルスは、パルスの形状からは区別がつかないため、クロストークと同様に見かけの光子量を増加させてしまう。

また、アフターパルス発生時間間隔 Δt_{AP} は、 Δt_{AP} を構成する時定数の数を k 、定数を Ak 、あるパルスが発生してから次のパルスが観測されるまでの経過時間を Δt [s]、アフターパルス発生の時定数を τk [s] とすると、複数の指数分布の和を用いて式 (3.5) のように表される。[5]

$$\Delta t_{AP} \propto \sum_k Ak \times \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau k}\right) \quad (3.5)$$

3.5.5 検出効率

MPPC の検出効率 PDE は、MPPC に光を入射したときの、入射光子数に対して検出できる光子数の割合で、式 (3.6) のように表される。

$$PDE = \frac{\text{検出光子数}}{\text{入射光子数}} \quad (3.6)$$

検出効率は、開口率、量子効率、アバランシェ確率の積で式 (3.7) のように表される。

開口率 F_g とは、MPPC のピクセル領域全体に占める光検出可能部分の割合である。MPPC の受光面にはピクセル間配線など光を検出できない部分があるため、受光面に入射した光子の一部は検出されない。一般的にピクセルサイズが小さいほど、開口率は小さくなる傾向にある。

量子効率 QE とは、ピクセルに入射した光が電子を生成する確率である。量子効率は他の半導体素子と同様に、入射光の波長に依存する。

アバランシェ確率 P_a とは、MPPC のピクセル内で生成された電子がアバランシェ増幅を起こす確率である。MPPC に印加する逆電圧が高いほど、アバランシェ確率は高くなる。

$$PDE = F_g \times QE \times P_a \quad (3.7)$$

受光感度から求める検出効率 $PDE_{current}$ は、入射光の波長を λ とすると式 (3.8) のように表される。

$$PDE_{current} = \frac{1240}{\lambda} \times \frac{S}{M} \quad (3.8)$$

$PDE_{current}$ にはクロストークやアフターパルスが含まれているため、 PDE よりも高くなる。

[5]

3.5.6 時間分解能

MPPC の各ピクセルにおいて光入射後から信号が出力されるまでの時間にはばらつきが生じる。このばらつきは TTS(Transit Time Spread) と呼ばれ、配線の長さの違いなどが原因であり、MPPC に印加する逆電圧が大きくなると、TTS は小さくなる。[5]

第4章 アフターパルス率の測定

4.1 目的

3.5 節で述べたように、MPPC の入射光子によるパルスに対してクロストークによるパルスはほぼ同時に、アフターパルスは時間間隔を置いて出力される。しかし、光源の発光時間が長いとクロストークとアフターパルスが重なって区別することができない。本研究では、ピコ秒パルスレーザーを光源として使用することで、アフターパルス率のみを時間的に分離して測定した。

4.2 実験方法

4.2.1 測定機器

- MPPC

今回の測定において、図 4.1 に示した浜松ホトニクス製の表面実装型の MPPC (S13360-1325PE) を使用した。



図 4.1: 表面実装型 MPPC (S13360-1325PE)

表 4.1: MPPC (S13360-1325PE) の各データ (25 °C、印加電圧=降伏電圧 + 5 V) [4]

ピクセルピッチ (μm)	25
有効受光面サイズ (mm)	1.3×1.3
ピクセル数	2668
開口率 (%)	47
検出効率 PDE (%)	25
ダークカウント (kcps)	Typ.70 Max.210
端子間容量 (pF)	60
増倍率	7.0×10^5
降伏電圧 (V)	53±5
クロストーク確率 (%)	1
推奨動作電圧 (V)	降伏電圧+5 V

- MPPC 読み出し回路

図 4.2 のように MPPC の読み出し回路を作製した。 V_{in} は MPPC にかける電圧であり、 V_{out} から信号を読み出す。MPPC 電源側はローパスフィルタ、信号読み出し側はハイパスフィルタとなっている。完成した回路は図 4.3 に示す。

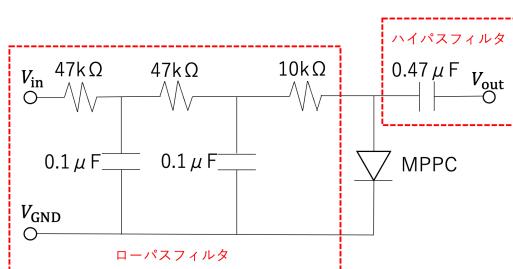


図 4.2: MPPC 読み出し回路の回路図

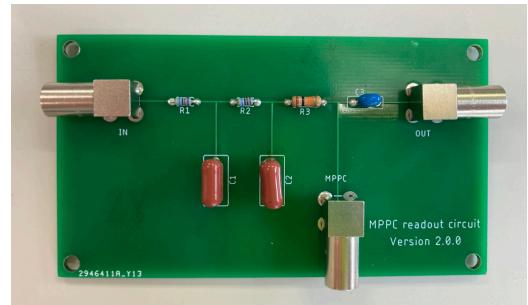


図 4.3: 作成した MPPC 読み出し回路

- ピコ秒パルスレーザー

光源として図 4.4 に示した半値幅 43.0 ps のピコ秒パルスレーザー（珠電子株式会社 LDB-100B-405）を使用した。+5 V の電圧を印加することで起動し、強度や周波数などは電子基盤を PC に接続することで操作できる。また、電子基盤からはレーザーが出力されるタイミングと同時に一定の大きさ、パルス幅の信号を出力できる。

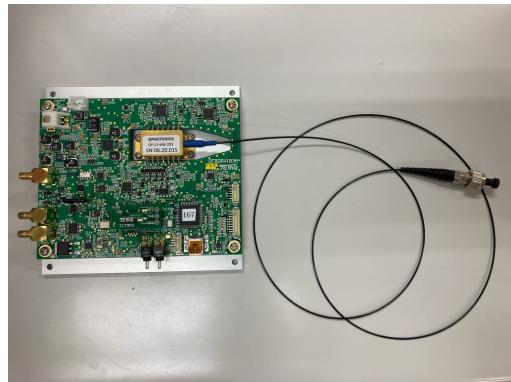


図 4.4: ピコ秒パルスレーザー（珠電子株式会社 LDB-100B-405）

- ピコ秒パルスレーザー用コネクタ

ピコ秒パルスレーザーの電子基盤から出力された信号を図 4.5 に示したコネクタ（珠電子株式会社 INV-01）に入力すると、負のパルス信号に変換して出力する。



図 4.5: ピコ秒パルスレーザーコネクタ（珠電子株式会社 INV-01）

- 恒温槽

MPPC は温度依存性を持つので、MPPC 周辺の温度を一定にするために図 4.6 に示した恒温槽（フクシマガリレイ製 FMU-2041）を使用した。また、外部からの光子の侵入を防ぐために、恒温槽のぞき窓及び恒温槽自体を暗幕で覆って使用した。



図 4.6: 恒温槽（フクシマガリレイ社 FMU-2041）

- MPPC 用電源

MPPC に逆電圧を印加するために図 4.7 に示した電源（ケースレー社 2400 シリーズ・ソースメータ）を使用した。



図 4.7: MPPC 用電源（ケースレー社 2400 シリーズ・ソースメータ）

- ピコ秒パルスレーザー用電源

ピコ秒パルスレーザーに +5 V の電圧を印加するために図 4.8 に示した電源（エー・アンド・デイ社 AD-8722D）を使用した。

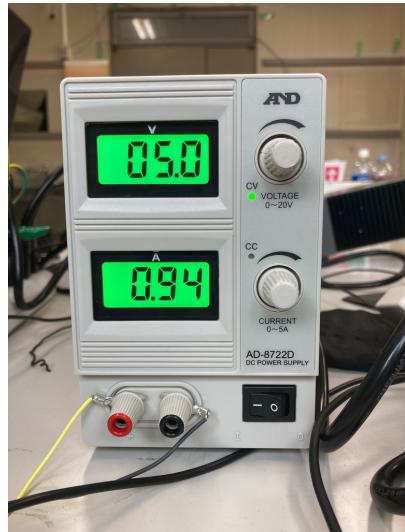


図 4.8: ピコ秒パルスレーザー用電源（エー・アンド・デイ社 AD-8722D）

- オシロスコープ

MPPC のパルス信号などを観測するために図 4.9 に示したオシロスコープ（キーサイト社 DSOX3034T）を使用した。

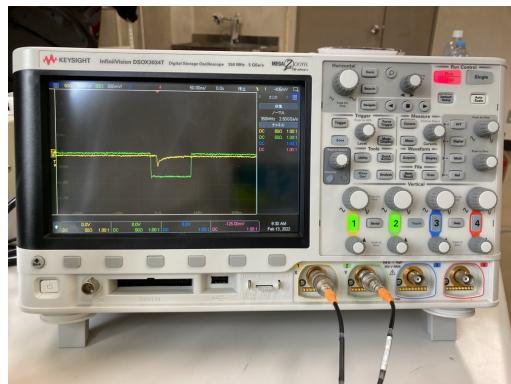


図 4.9: オシロスコープ（キーサイト社 DSOX3034T）

- NIM

NIM (Nuclear Instrument Modules) は、米国原子力委員会 (AEC: Atomic Energy Commission) において 1966 年に制定された放射線測定モジュール標準規格 TID-20893 に準拠した標準規格である。この規格に準拠した回路は NIM モジュールと呼ばれ、原子力関連、高エネルギー加速器用、宇宙線研究用、精密計測システムの構築など、研究用途に広く活用されている。また、NIM モジュールは NIM ピンと呼ばれるスロット付の箱に装着することで、背面の電源供給ピンや制御信号ピンとモジュールを接続し、動作させることができる。NIM の論理信号は、YES 状態と NO 状態の 2 通りであり、YES のときには -0.8 V 、NO のときには 0 V の電圧がかかる。

以下が今回実験に用いたモジュールである (図 4.10)。

- Quad Linear FAN-IN FAN-OUT (CAEN 社 N625)
入力された信号の正負を反転させて出力する。
- Octal PM Amplifier ($\times 10$) (フジダイヤモンド社 0353t)
入力された信号を 10 倍に増幅して出力する。
- Quad Discriminator (カイズワークス社 KN240)
閾値 (-40 mV から -750 mV まで可変) を越える信号が入力されたとき、任意のパルス幅 (10 ns から 100 ns まで可変) の信号を出力する。
- Dual Gate Generator (カイズワークス社 KN1500)
入力された信号に対して任意の遅延時間 (45 ns から 1 s まで可変)、パルス幅 (20 ns から 1 s まで可変) の信号を出力する。
- Clock Generator (カイズワークス社 KN271)
100 MHz, 10 MHz, 5 MHz, 1 MHz, 500 kHz, 100 kHz, 50 kHz, 10 kHz, 5 kHz, 1 kHz, 500 Hz, 100 Hz, 10 Hz の周波数で信号を出力する。パルスジェネレータとして使用可能。



図 4.10: NIM

- CAMAC

CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) は、1969 年に ESONE (European Standards on Nuclear Electronics) 委員会によってデザインされた、デジタルデータの伝達システムである。デザインされた後、アメリカの NIM 委員会がこのシステムを採用したことで、CAMAC は医学や素粒子物理学を中心に、世界中で使われている。

CAMAC はクレート、クレートコントローラ、モジュールの 3 種類から構成される (図 4.11)。モジュールは、一つひとつが抜き差し可能であり、モジュールに応じたデータを収集することができる。クレートは、モジュールを入れる箱のようなものであり、電源の供給ができる。クレートコントローラは、コンピュータからの指示をモジュールに伝え、モジュールが収集したデータをコンピュータに転送することができる。

今回の実験で用いたモジュールは ADC: Analog Digital Converter (LeCroy 社、2249W) である。特定の時間幅を持つ NIM 信号をゲートとして入力し、その幅の時間に入力されたアナログ信号を積分し、数値を返す。このようにして変換された数値は、ADC count というモジュールやチャンネルごとに設定された単位である。また、ADC の各チャンネルにはペデスタルという何も信号が入力されていないときにも返す値がある。負の電圧の信号が大きければ ADC count は大きくなるが、正の電圧を含む信号に対応するためにペデスタルが存在する。



図 4.11: CAMAC

4.2.2 測定方法

アフターパルスの電荷量をメインパルスの電荷量で割ることで、アフターパルス率を計算した。アフターパルスはメインパルスの後に発生する。本研究では図 4.12 のように、ゲート幅を Dual Gate Generator で設定して、メインパルス後 300 ns 以降の領域の MPPC からの電荷を測定し、図 4.13 のようなヒストグラムを得た。このヒストグラムをダブルガウシアンでフィッティングし、それぞれのガウス分布の平均値の小さい方をペデスタル、大きい方をアフターパルスの電荷量とした。これら二つの平均値の差からアフターパルスの電荷量を求めた。

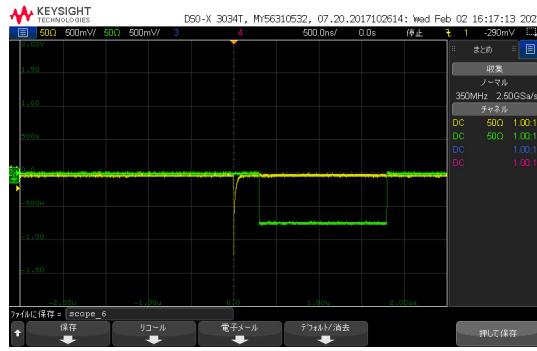


図 4.12: アフターパルス測定時の信号
黄:MPPC の信号 緑:測定する時間領域

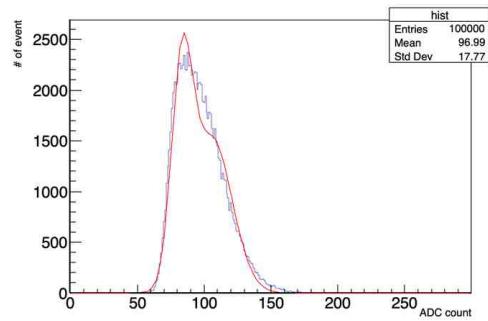


図 4.13: アフターパルスのヒストグラム

メインパルスについては、図 4.14 のようにゲート幅を Dual Gate Generator でメインパルス発生の 10 ns 以上前から約 120 ns に設定して、メインパルスを含む時間領域の MPPC からの電荷を測定し、図 4.15 のようなヒストグラムを得た。このヒストグラムの平均値をメインパルスの電荷量とした。さらに、メインパルス測定時と同じゲート幅で、タイミングのみランダムにして MPPC からの電荷を測定し、図 4.16 のようなヒストグラムを得た。このヒストグラムの平均値をペデスタルの電荷量とした。これら二つの平均値の差からメインパルスの電荷量を求めた。

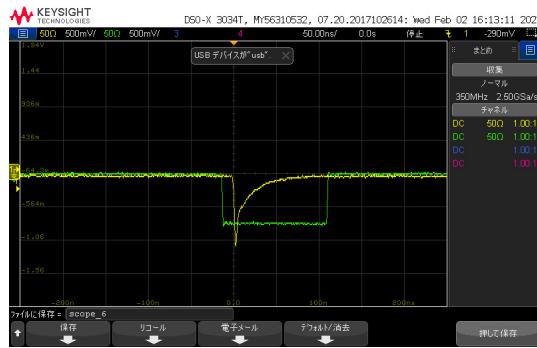


図 4.14: メインパルス測定時の信号
黄:MPPC の信号 緑:測定する時間領域

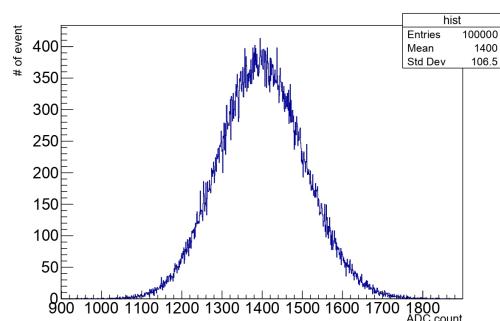


図 4.15: メインパルスのヒストグラム

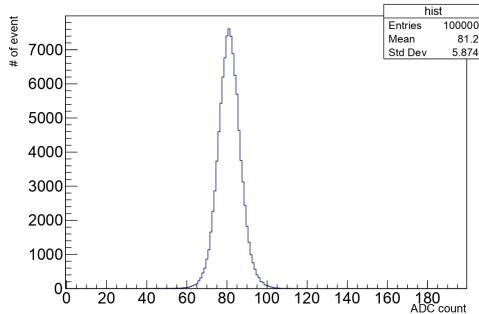


図 4.16: メインパルス測定時のペデスタルのヒストグラム

4.2.3 セットアップ

アフターパルス、メインパルスの電荷量の測定時、外部からの光子の侵入を防ぐため MPPC とピコ秒パルスレーザーを光子が入射するように恒温槽に入れた。MPPC に作成した読み出し回路を接続し、MPPC 用電源から逆電圧を印加した。読み出し回路から出力された信号を NIM の Quad Linear FAN-IN FAN-OUT に入力して反転させ、Octal PM Amplifier ($\times 10$) に入力して 10 倍にして、CAMAC の ADC 2249w のチャンネル 0 に入力した。レーザーの電子基盤にはピコ秒パルスレーザー用電源を接続して +5 V の電圧を印加し、PC を接続してレーザーの強度と周波数を操作した。電子基盤から出力したレーザーと同じタイミングの信号をコネクタに入力して負のパルス信号に変換し、NIM の Quad Discriminator を通り、Dual Gate Generator で任意の遅延時間、パルス幅を設定して、CAMAC の ADC 2249w のゲートに入力した。アフターパルス、メインパルスの電荷量の測定時の回路図とセットアップを図 4.17、図 4.18 に示す。

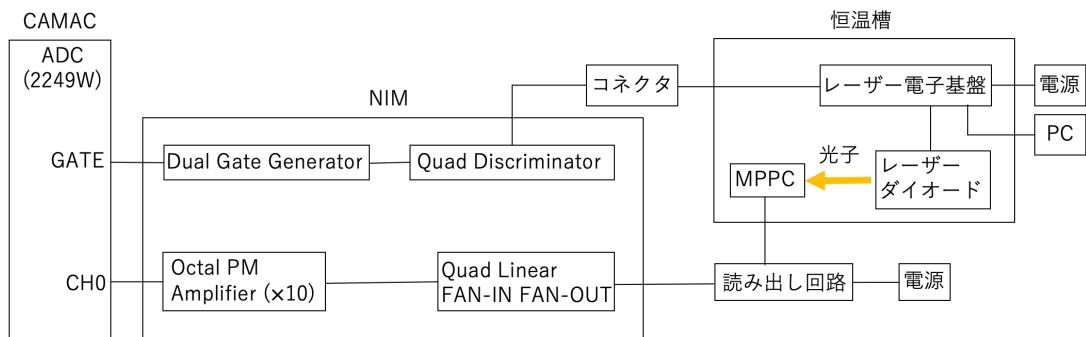


図 4.17: アフターパルス、メインパルス測定時の回路図

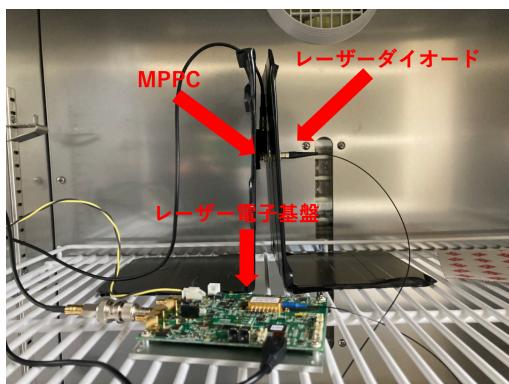


図 4.18: 恒温槽内のセットアップ

メインパルスのペデスタルの電荷量の測定時、時間領域をランダムにするために Clock Generator で 500Hz の周波数の信号を出力し、Dual Gate Generator でメインパルスの電荷量の測定時と同じパルス幅に設定して、CAMAC の ADC 2249W のゲートに入力した。メインパルスのペデスタルの電荷量の測定時の回路図を図 4.19 に示す。

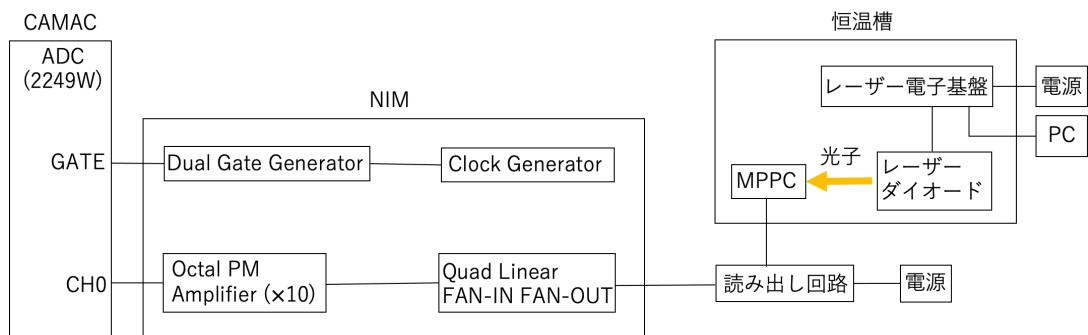


図 4.19: メインパルスのペデスタル測定時の回路図

4.3 測定結果

本研究では、MPPC の印加電圧を -58 V、温度を SuperFGD の動作環境温度 20 °C に固定し、時間領域 300 ns～1,800 ns を 100 ns 刻みで、メインパルス発生からの経過時間領域に対するアフターパルス率の変化を測定した。まず、メインパルスの電荷の積分値のヒストグラムを図 4.20 に、ペデスタルの電荷の積分値のヒストグラムを図 4.21 に示す。

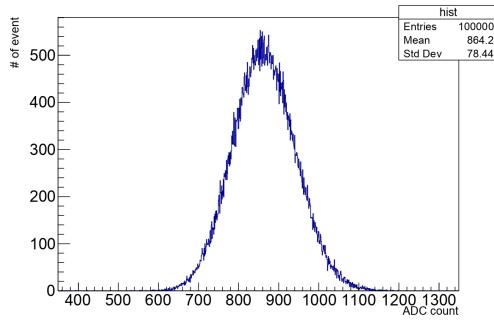


図 4.20: メインパルスのヒストグラム

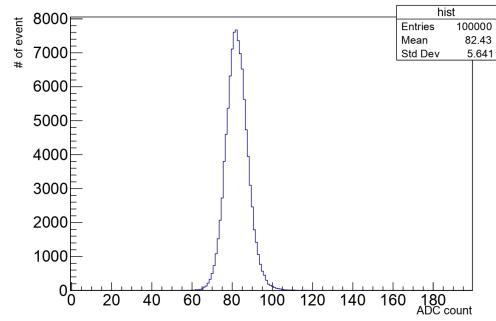


図 4.21: メインパルス測定時のペデスタル

図 4.20 と図 4.21 より、メインパルスとペデスタルの電荷の積分値の平均値の差から、メインパルスの電荷量は 781.77 と求まった。次に、各経過時間領域におけるアフターパルスの電荷の積分値のヒストグラムを図 4.22 から図 4.36 に示す。

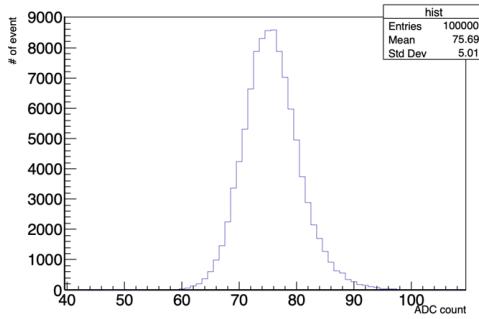


図 4.22: アフターパルス (300 ns～400 ns)

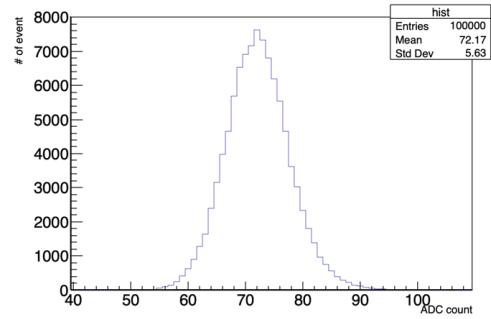


図 4.23: アフターパルス (400 ns～500 ns)

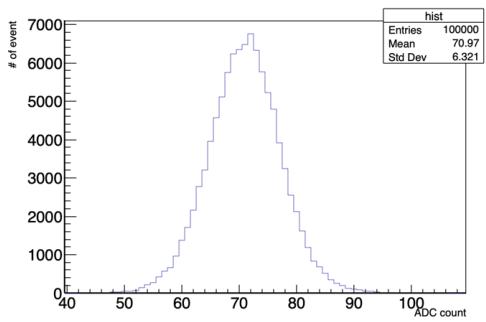


図 4.24: アフターパルス (500 ns~600 ns)

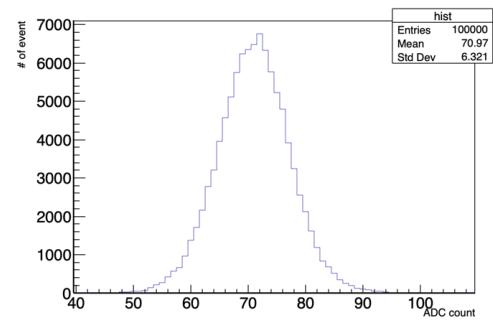


図 4.25: アフターパルス (600 ns~700 ns)

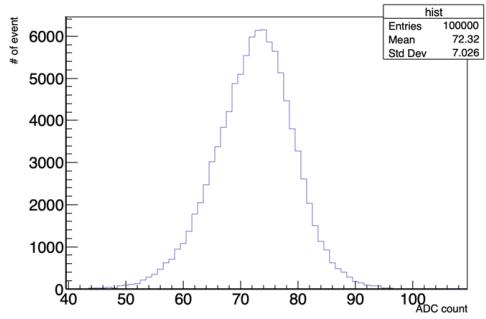


図 4.26: アフターパルス (700 ns~800 ns)

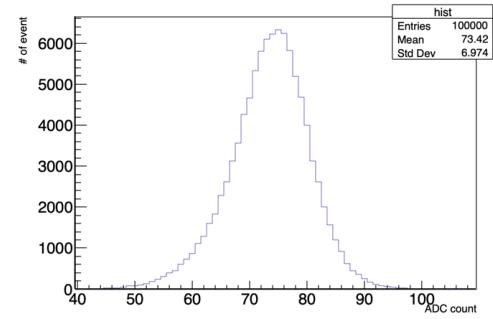


図 4.27: アフターパルス (800 ns~900 ns)

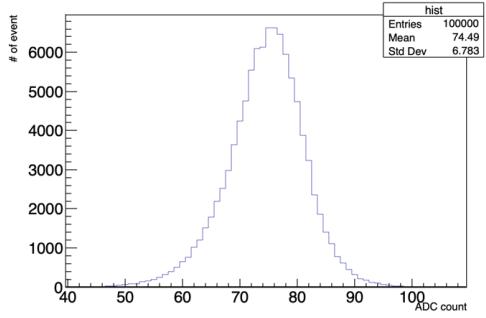


図 4.28: アフターパルス (900 ns~1,000 ns)

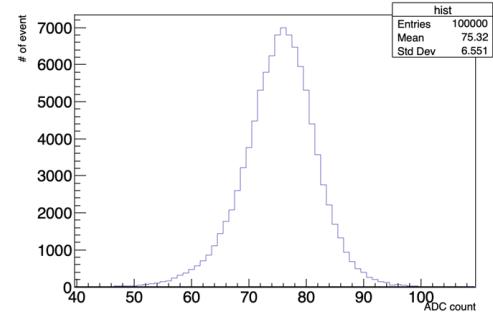


図 4.29: アフターパルス (1,000 ns~1,100 ns)

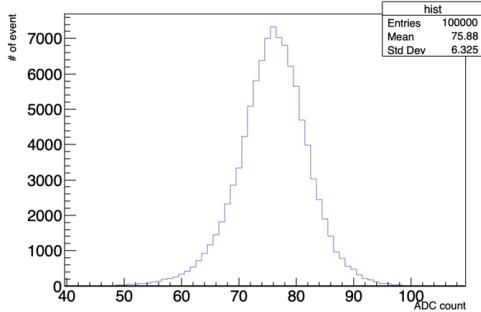


図 4.30: アフターパルス (1,100 ns~1,200 ns)

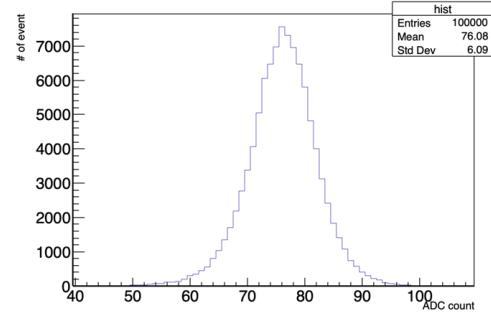


図 4.31: アフターパルス (1,200 ns~1,300 ns)

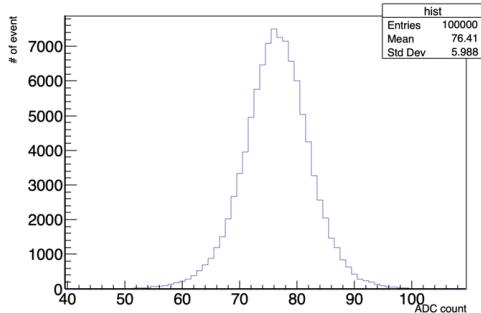


図 4.32: アフターパルス (1,300 ns~1,400 ns)

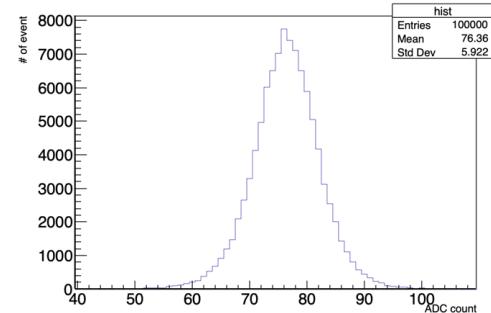


図 4.33: アフターパルス (1,400 ns~1,500 ns)

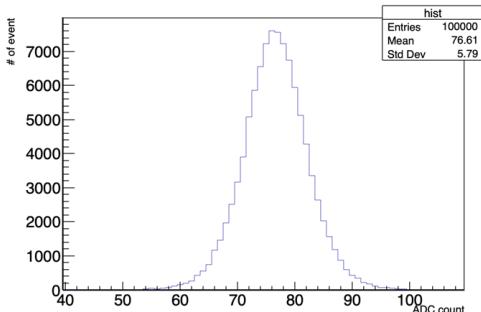


図 4.34: アフターパルス (1,500 ns~1,600 ns)

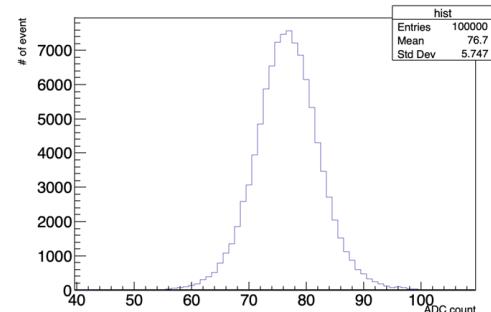


図 4.35: アフターパルス (1,600 ns~1,700 ns)

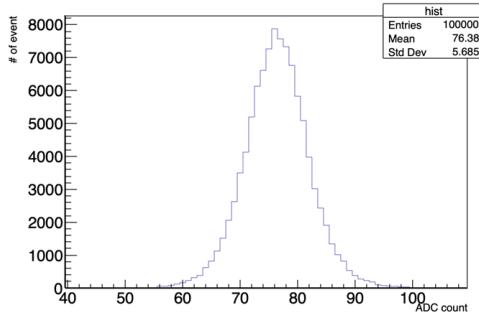


図 4.36: アフターパルス (1,700 ns~1,800 ns)

これらをダブルガウシアンでフィッティングして求めたアフターパルスの電荷量と、これを先ほど求めたメインパルスの電荷量 781.77 で割ることで計算したアフターパルス率を、経過時間領域別で表 4.2 にまとめた。この表から、経過時間領域とアフターパルス率についてのグラフを図 4.37 に示す。

表 4.2: 経過時間領域別のアフターパルス

経過時間領域 [ns]	アフターパルスの電荷量	アフターパルス率 [%]
300~400	4.01	0.51
400~500	3.60	0.46
500~600	0.09	0.01
600~700	1.97	0.25
700~800	2.84	0.36
800~900	3.42	0.44
900~1,000	2.88	0.37
1,000~1,100	2.44	0.31
1,100~1,200	2.03	0.26
1,200~1,300	1.45	0.19
1,300~1,400	1.22	0.16
1,400~1,500	0.55	0.07
1,500~1,600	0.10	0.01
1,600~1,700	0.20	0.03
1,700~1,800	0.14	0.02

表 4.2 より、SuperFGD の動作環境温度 20 °C における 300 ns~1,800 ns の経過時間領域においてのアフターパルス率の合計は 3.45% である。

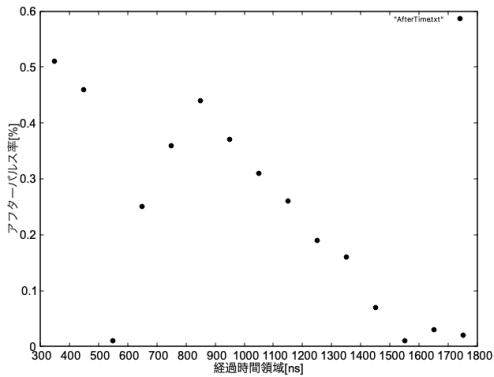


図 4.37: メインパルスからの経過時間領域毎のアフターパルス率

4.4 考察

図 4.37 より、経過時間領域に対するアフターパルス率は線形に減少しているように見える。しかし、500 ns～600 ns においてのみアフターパルス率が急激に減少している。これは、300 ns～400 ns、400 ns～500 ns ではなくメインパルスのテールの電荷量を測定したためだと考えられる。

ここで、アフターパルスのみが発生していると考えられる経過時間領域 600 ns～1,800 ns について考える。表 4.2 より、600 ns～1,800 ns の経過時間領域においてアフターパルス率の合計は 2.47% である。また、第 3 章の式 (3.5) より、アフターパルス率 $P_{AP}[\%]$ が経過時間 $t[\text{ns}]$ の指數分布で表されるとすると、フィッティングした結果を式 (4.1)、図 4.38 に示す。このとき、アフターパルス発生の時定数は $3.869 \times 10^3 \text{ s}$ となった。

$$P_{AP} = 4.253 \exp\left(-\frac{t}{3.869 \times 10^3}\right) \quad (4.1)$$

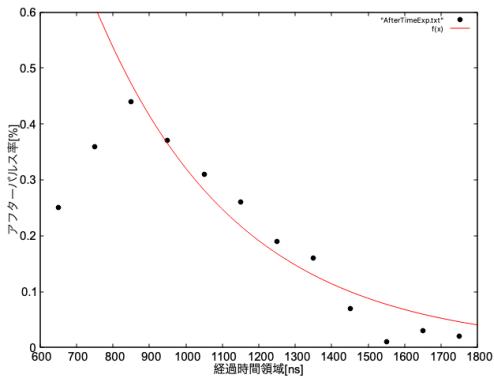


図 4.38: 経過時間とアフターパルス率の指數分布

第5章 結論

T2K 実験の前置ニュートリノ検出器 ND280 のニュートリノ標的トラッキング検出器 FGD のアップグレードとして SuperFGD を開発している。SuperFGD には 半導体型光検出器 MPPC が使用されているが、MPPC にはクロストーク及びアフターパルスというメインパルスに誘発されるノイズ信号を持ち、これらは区別して測定することが困難である。

本研究では 半値幅 43.0 ps のピコ秒パルスレーザーを光源として使用することで、MPPC のアフターパルス率のみを時間的に分離して測定した。メインパルスが発生してから 300 ns～1,800 ns の時間領域のアフターパルス率は 3.45% であった。しかし、300 ns～500 ns の時間領域の測定値はアフターパルス率として妥当ではないと考えたため、改めて計算した 600 ns～1,800 ns の時間領域におけるアフターパルス率は 2.47% であった。この結果は十分に小さく、物理解析に影響はないことを実証した。本研究でアフターパルスの電荷量を計算するために用いたダブルガウシアンでのフィッティングは初期値を変えると結果が大きく変化した。よって、大きな誤差を持つ。今後はこれらの解析方法を改善してより精密な研究していく。

謝辞

本研究において、この1年間ご協力いただいた多くの方々に感謝申し上げます。

指導教官の南野彰宏准教授には、授業やミーティング等でお忙しい中、研究に関するご指導を頂いたことはもちろん、トラブルがあった際に相談に乗っていただいたり、測定機器の手配をしていただいたりと様々な面で大変お世話になりました。指導していただいたことは本研究だけではなく、今後の研究活動においても大切なことだと感じております。

同研究室の方々には、直接お会いする機会は少なかったですが、研究が行き詰ったときに相談させていただくといつも丁寧に考えてくださり、解決に結びつくアドバイスをいただきました。

たくさんの人との関わりから多くのことを学ぶことができました。重ねて御礼申し上げます。

関連図書

- [1] The T2K Experiment (<https://t2k-experiment.org>)
- [2] J-PARC 大強度陽子加速器施設 (<https://j-parc.jp/index.html>)
- [3] スーパーカミオカンデ公式ホームページ
(<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/index.html>)
- [4] 浜松ホトニクス S13360-1325PE データシート
(https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf)
- [5] 浜松ホトニクス 技術資料/MPPC
(https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9008j.pdf)
- [6] 永井恒輝 (2021、横浜国立大学、卒業論文) 「T2K 実験の新型前置ニュートリノ検出器 SuperFGD に 使用する半導体型光検出器 MPPC の性能評価」