

修士論文

2024 年度

ハイパーカミオカンデ
50 cm 径光電子増倍管の
光入射位置応答評価

堀内昇悟

(学籍番号 : 82312976)

指導教員 准教授 西村康宏

2025 年 2 月

慶應義塾大学大学院理工学研究科

概要

ニュートリノは標準模型における素粒子の1つであるが、未だ質量などの基本的な性質も完全には解明されていない。物理的に重要で未解明のニュートリノの性質としてCP対称性と質量階層が挙げられる。質量階層とは3種類のニュートリノの質量の大小関係を指し、それ自体がニュートリノの重要な性質であるのみならず、他の様々な性質の決定にも大きく関わる。ニュートリノのCP対称性は、もし破れていることが発見されると現在の宇宙が物質優勢になった理由を説明できる可能性がある。CP対称性と質量階層は水チェレンコフ検出器を用いたニュートリノ振動の観測を通じて検証することができる。しかし現在世界最大の水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデでも、測定結果の信頼区間が不十分で発見には至っていない。

2027年に観測開始を予定しているハイパーカミオカンデはこれらの解明を目指す次世代の水チェレンコフ検出器である。ハイパーカミオカンデは有効体積がスーパーカミオカンデの8.4倍であるため、主要な誤差要因である統計誤差を十分小さくすることができると想定されている。したがってハイパーカミオカンデにおけるCP対称性や質量階層の測定では、系統誤差を低減することが重要となる。ハイパーカミオカンデで用いられる光検出器はスーパーカミオカンデと同じく口径が50 cmの大型光電子増倍管(PMT)であるが、検出効率や時間分解能、電荷分解能は約2倍の性能に向上し、より高精度な測定が可能となる。しかし、ハイパーカミオカンデのPMTにはダイノードの形状に非対称性があり、事象再構成の際にわずかな系統誤差を与える可能性がある。

本研究では、ハイパーカミオカンデの性能向上を目的として、PMTの光入射位置による違いを精細に測定した。光入射位置を変化させる方法として、ロボットアームを使用したため、光入射位置を効率的、かつ正確に設定することが可能となった。またPMTは磁場の影響を受けるため、環境磁場を制御できるヘルムホルツコイルの中で測定を行ったが、ロボットアームから生じる磁場の影響も受けた。測定の結果、ゲインの非一様性が2%程度、光入射位置による検出時間差が1.2 ns程度であることが分かり、PMTの一様性はスーパーカミオカンデで用いているPMTと比べて大幅に改善されていることが確認された。また、ロボットアームを用いたことで、PMTの全面に対して時間性能の測定を行うことができるようになり、これまで断片的に測定されていたPMT応答の位置依存性の全体像が把握できるようになった。

今回の測定では統計誤差や磁場の影響による系統誤差など精度の面で改善の余地があり、また個体差や高電圧による性能依存性など調査項目が今後の課題として残った。これらの課題を解決した結果を用いることで、ハイパーカミオカンデの事象再構成においてチェレンコフ検出器内のイベント位置に起因する系統誤差を低減できる可能性がある。

Evaluating Position Dependency of Detection Performance for 50-cm Hyper-Kamiokande Photomultiplier Tubes

Neutrinos are elementary particles in the Standard Model; however, their fundamental properties, such as mass, remain unresolved. Two significant and yet unexplored properties of neutrinos are CP symmetry and the mass hierarchy. The mass hierarchy refers to the relative magnitude of the three neutrino mass states, which not only represents an essential property of neutrinos itself but also plays an important role in investigating other phenomena. If CP symmetry violation in neutrinos is observed, it has a potential to understand the matter-dominated universe we observe today. These properties can be investigated through neutrino oscillation measurements using water Cherenkov detectors. However, even with Super-Kamiokande, the world's largest water Cherenkov detector, the sensitivity of the measurements remains insufficient for definitive discovery.

Hyper-Kamiokande, scheduled to begin observations in 2027, is a next-generation water Cherenkov detector designed to elucidate these properties. With an fiducial volume 8.4 times that of Super-Kamiokande, it is expected to significantly reduce the dominant source of uncertainty, statistical error. Consequently, systematic error reduction becomes essential for precise measurements of CP symmetry and the mass hierarchy in Hyper-Kamiokande. The photodetectors used in Hyper-Kamiokande, like those in Super-Kamiokande, are large 50 cm-diameter photomultiplier tubes (PMTs). However, they offer approximately twice the detection efficiency, time resolution, and charge resolution, enabling higher-precision measurements. Nevertheless, the asymmetric shape of the dynodes in these PMTs may introduce slight systematic biases in event reconstruction.

In this study, I conducted detailed measurements of the positional dependence of light incidence on PMTs to enhance Hyper-Kamiokande's performance. A robotic arm was utilized to precisely and efficiently control the light injection position. Since PMTs are affected by magnetic fields, measurements were conducted within Helmholtz coils, which provide a controlled magnetic environment, though the magnetic field generated by the robotic arm also had an influence. The results indicated that the gain non-uniformity was approximately 2%, and the detection time difference due to light injection position was about 1.2 ns. This confirms that the uniformity of the new PMTs has significantly improved compared to those used in

Super-Kamiokande. Additionally, the use of the robotic arm allowed for comprehensive measurement of time response across the entire PMT surface, enabling a complete understanding of the position-dependent PMT response, that was much improved from rough scanning in the past.

Although further detailed studies on individual difference with varied bias voltages are remaining, further improvements and more detailed investigations on the PMT response could help reduce systematic errors of the future Hyper-Kamiokande observation associated with the event vertex position.

目次

第1章	背景	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノ反応の例	4
1.2	ハイパーカミオカンデ	4
1.3	事象再構成	5
1.3.1	事象再構成ツール	6
1.4	光電子増倍管 (PMT)	10
1.5	ハイパーカミオカンデ光電子増倍管 (HKPMT)	12
1.5.1	HKPMT の応答パラメータ	13
1.5.2	PMT 応答の依存パラメータ	14
1.6	光入射位置依存性と光源位置依存性	15
第2章	方法	17
2.1	光入射位置の設定方法	17
2.2	磁場の制御方法	17
2.3	データの取得方法	19
2.3.1	オシロスコープによるデータ取得	19
2.3.2	TDC によるデータ取得	20
第3章	結果	22
3.1	検出電荷 (ゲイン)	22
3.2	検出時間	27
3.2.1	TDC を用いた測定	30
3.3	まとめ	33
第4章	考察	37
4.1	光電面透過光の影響	37
4.2	改善点	39
4.2.1	測定の改善点	39

4.2.2	解析の改善点	40
4.3	今後の課題	40
4.3.1	スーパーカミオカンデ内での測定	40
4.3.2	検出効率の測定	41
4.3.3	その他のパラメータ依存性	41
4.3.4	位置依存性のモデル化	41
第5章 まとめ		42
付録A 地磁気中での測定		43
A.1	測定方法	43
A.2	測定結果	43
Acknowledgement		50

目 次

1.1	ハイパーカミオカンデ (NIKKEN SEKKEIによって作成されたCG。ハイパーカミオカンデ ホームページ [3] より引用。)	5
1.2	チェレンコフ光を壁面のPMTで検出する。PMTの断面図を [14] より引用して作図した。	6
1.3	electron-like, muon-like イベントディスプレイ	7
1.4	マルチリングイベントの比較	7
1.5	予想検出電荷 μ_i の計算に関連する変数を表す図	9
1.7	PMTの例	11
1.8	1光電子信号波形	11
1.9	ハイパーカミオカンデPMT (浜松ホトニクス社 R12860) (浜松ホトニクス Web サイト [9] より図を転載。)	12
1.10	PMTの断面構造図	12
1.11	電子軌道	13
1.12	SKPMTのダイノード (Suzuki <i>et al.</i> (1993) [10] より転載)	13

1.13	座標の定義	16
2.1	ロボットアーム、PMT、光ファイバーの図	18
2.2	ヘルムホルツコイル	18
2.3	PMT 周辺の磁場測定位置	19
2.4	オシロスコープによるデータ取得回路	20
2.5	TDC によるデータ取得回路	21
3.1	1 光電子信号波形から検出電荷を求める方法	23
3.2	検出電荷分布のパラメータ化	23
3.3	天頂角ごとの 1 光電子電荷分布	24
3.4	相対ゲインの光入射位置依存性	24
3.5	先行研究によるゲイン一様性の測定結果 (Bronner(2019) [11] から図を転載)	25
3.6	シミュレーション・計算によるゲイン一様性予測 (浜松ホトニクス)	26
3.7	先行研究で得られた SKPMT 相対ゲインの光入射位置依存性 (竹中彰 (2018) から図を転載)	26
3.8	検出時間の定義	27
3.9	検出時間のモデル化	27
3.10	天頂角ごとの 1 光電子検出時間分布	28
3.11	C.T.T.D. の測定結果	28
3.12	T.T.S. の測定結果	29
3.13	先行研究による相対 T.T.S. の測定結果 (Bronner(2019) [11] から図を転載)	29
3.14	先行研究で得られた SKPMT 時間性能の光入射位置依存性 (竹中彰 (2018) から図を転載)	30
3.15	全面の C.T.T.D.	31
3.16	全面 ($ \theta < 70^\circ$) の C.T.T.D.	31
3.17	全面の T.T.S.	32
3.18	全面 ($ \theta < 70^\circ$) の T.T.S.	32
3.19	磁場方向の定義	33
3.20	100 mG 磁場環境下での C.T.T.D.	34
3.21	100 mG 磁場環境下での T.T.S.	35
4.1	メインパルスとプレパルスの検出プロセス	38

4.2	透過光の検出例	38
4.3	ディフューザーボールを用いた測定	39
4.4	較正の概念図	40
A.1	ロボットアームとPMT	44
A.2	パーマロイ製磁気シールド	44
A.3	地磁気中での測定磁場	45
A.4	データ取得回路	45
A.5	ゲインの測定結果	46
A.6	検出時刻の定義	46
A.7	C.T.T.D.の測定結果	47
A.8	T.T.S.の測定結果	47

表 目 次

1.1	ν_τ の主な崩壊モード [2]	4
1.2	スーパーカミオカンデとハイパーカミオカンデの比較	5
2.1	磁場の測定値	18
2.2	測定条件のまとめ	21

第1章 背景

本研究はハイパーカミオカンデの事象再構成精度の向上を目的とし、ハイパーカミオカンデ光電子増倍管の応答の光入射位置依存性の測定を行う。本章ではハイパーカミオカンデが解明を目指す物理について説明した後、本研究の目的について説明する。

1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは標準模型における素粒子の1つで、重力相互作用と弱い相互作用でしか反応せず、電磁相互作用と強い相互作用をしないため測定が難しく、他の素粒子と比較しても未解明の部分が多い素粒子である。ニュートリノには弱い相互作用の固有状態（フレーバー固有状態）として ν_e, ν_μ, ν_τ の3種類が、質量固有状態として ν_1, ν_2, ν_3 （質量 m_1, m_2, m_3 ）が存在し、これらには式 (1.1) の関係がある。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.1)$$

反ニュートリノの場合は式 (1.2) のようになる。

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.2)$$

ここで、式 (1.1),(1.2) に現れる $U_{\alpha i}$ は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列と呼ばれるユニタリ行列要素で、この行列 U は、具体的には式 (1.3) のように表現できる。

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

ここで $c_{ij} := \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} := \sin \theta_{ij}$ の略であり、 δ_{CP} は CP 位相と呼ばれる。時刻 $t = 0$ でフレーバー固有状態にあるニュートリノ $|\nu_\alpha\rangle$ が運動量 \mathbf{p} で真空中を運動しているとすると、時刻 t で

の状態 $|\nu_\alpha(t)\rangle$ は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = e^{-iHt} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.4)$$

$$= \sum_{i=1}^3 e^{-i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}t} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.5)$$

と表される。

ある弱い相互作用固有状態 $|\nu_\beta\rangle$ と $|\nu_\alpha(t)\rangle$ との確率振幅を計算すると、

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \langle \nu_\beta | \sum_{i=1}^3 e^{-i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}t} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.6)$$

$$= \sum_{j=1}^3 \langle \nu_j | U_{j\beta}^* \sum_{i=1}^3 e^{-i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}t} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.7)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* e^{-i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}t} U_{\alpha i} \quad (1.8)$$

これより、時刻0で $|\nu_\alpha\rangle$ のニュートリノが時刻 t で $|\nu_\beta\rangle$ となる確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 \quad (1.9)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* e^{-i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}t} U_{\alpha i} \sum_{j=1}^3 U_{j\beta} e^{i\sqrt{\mathbf{p}^2+m_j^2}t} U_{\alpha j}^* \quad (1.10)$$

$$= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* e^{-i(\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2}-\sqrt{\mathbf{p}^2+m_j^2})t} \quad (1.11)$$

ここで、ニュートリノの速度は十分光速に近いとき $v \simeq c$ を考える。このとき運動量 $|\mathbf{p}| = m\beta\gamma$ ($\beta = v/c, \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) は質量 m に比べて十分大きい。したがって

$$\sqrt{\mathbf{p}^2+m_i^2} - \sqrt{\mathbf{p}^2+m_j^2} \simeq p \left(\frac{m_i^2}{2p^2} - \frac{m_j^2}{2p^2} \right) = \frac{m_i^2 - m_j^2}{2p} \simeq \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} =: \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (1.12)$$

変形の途中で $p = m\beta\gamma \simeq m\gamma = E$ を用いた。また、最後の変形で質量2乗差 $\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$ を定義した。また、時刻 t はニュートリノの移動距離 L で表せる。これらを用いると確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は次のようになる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \exp \left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) \quad (1.13)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{i\beta} U_{\alpha i}^* + \sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) + \sum_{i<j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.14)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{i\beta} U_{\alpha i}^* + 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \right] \quad (1.15)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{i\beta} U_{\alpha i}^* + 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) + 2 \operatorname{Im} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.16)$$

$$= \sum_{i=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{i\beta} U_{\alpha i}^* + 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \left(1 - 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right)\right) + 2 \operatorname{Im} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.17)$$

$$= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* - 4 \operatorname{Re} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \operatorname{Im} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.18)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \operatorname{Re} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \operatorname{Im} \left[\sum_{i>j} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta} U_{\alpha j}^* \right] \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.19)$$

以上のようなニュートリノのフレーバーが変化する現象「ニュートリノ振動」はスーパーカミオカンデによって発見され、ニュートリノが質量を持つことを明らかになった。ニュートリノ振動を利用することで、ニュートリノの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ 、質量 2 乗の差 $\Delta m_{21} = m_2^2 - m_1^2$, $\Delta m_{32} = m_3^2 - m_2^2$ 、CP 位相 δ_{CP} を測定することができる。これまで様々な実験により 3 つのニュートリノ混合角と Δm_{21} 、 $|\Delta m_{32}|$ が測定されているものの、 Δm_{32} の符号と CP 位相 δ_{CP} が 0 または π ではないことは確定していない。CP 位相が 0 または π ではないとき CP 対称性が破れていることになり、ニュートリノと反ニュートリノの性質が異なることを意味する。もし、CP 対称性が破れていると、宇宙が物質優勢になった理由を説明できる可能性がある。

Δm_{32} の符号が正のとき ($m_1 < m_2 < m_3$ のとき) 順階層、 Δm_{32} が負のとき ($m_3 < m_1 < m_2$ のとき) 逆階層と呼び、質量階層問題と言われる。

表 1.1: ν_τ の主な崩壊モード [2]

崩壊モード	分岐比 (%)
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.3937 ± 0.0384
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.8175 ± 0.0399
$\pi^- \nu_\tau$	10.8164 ± 0.0512
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.4941 ± 0.0893

1.1.1 ニュートリノ反応の例

ニュートリノ反応の例を示す。[1]

- 荷電カレント（CC）擬弾性散乱

$$\nu_\ell + n \rightarrow \ell^- + p^+ \quad (1.20)$$

ここで $\ell = e, \mu, \tau$ でレプトンを表し、 n は中性子、 p^+ は陽子である。

- 中性カレント（NC）弾性散乱

$$\nu + N \rightarrow \nu + N \quad (1.21)$$

ここで N は原子核を表す。

- 単一メソン生成

$$\nu + N \rightarrow \ell + N' + \pi(\text{または}\eta, K) \quad (1.22)$$

ここで N' は N とは異なる質量数の原子核、 π, η, K はクォーク 2 つからなる粒子でメソンと呼ばれる。

- 深非弾性散乱

$$\nu + N \rightarrow \ell + N' + m\pi(\text{または}\eta, K) \quad (1.23)$$

ここで m は整数で複数のメソンが生成されることを表す。

また、 ν_τ が生成された場合、検出器内ですぐに表 1.1 のような崩壊をする。

1.2 ハイパーカミオカンデ

ハイパーカミオカンデは次世代の水チェレンコフ検出器で、直径 68 m、深さ 71 m の円筒形のタンクに超純水が 260 kt 満たされ、内壁には 50 cmPMT が 2 万本取り付けられる。図 1.1 は

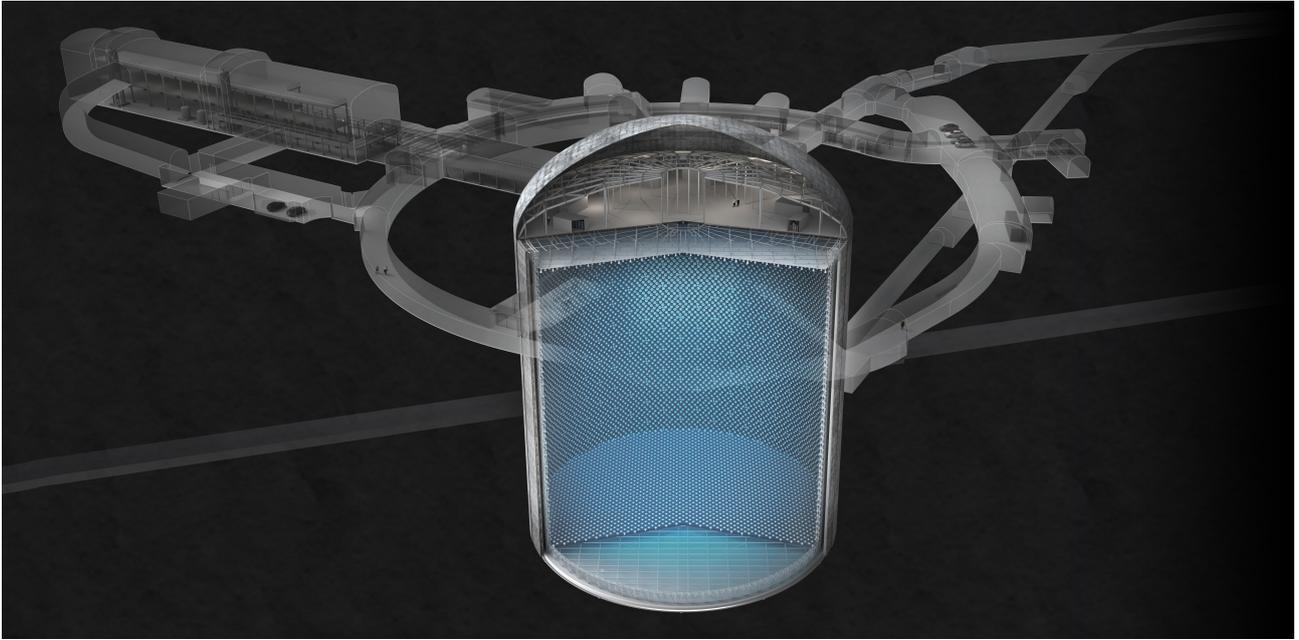


図 1.1: ハイパーカミオカンデ (NIKKEN SEKKEI によって作成された CG。 ハイパーカミオカンデ ホームページ [3] より引用。)

表 1.2: スーパーカミオカンデとハイパーカミオカンデの比較

	スーパーカミオカンデ	ハイパーカミオカンデ
稼働期間	1996 年～現在	2027 年観測開始予定
大きさ	39m 直径 × 42m 高さ	68m 直径 × 71m 高さ
純水質量 (うち有効質量)	50,000 トン (22,500 トン)	260,000 トン (190,000 トン)
光電子増倍管	50cm 直径 / 11,146 個	50cm 直径 / 20,000 個

ハイパーカミオカンデの完成イメージ図である。ハイパーカミオカンデでは、スーパーカミオカンデよりも高統計かつ高精度の測定が可能となることから、CP 位相や質量階層問題をはじめとしたニュートリノ振動パラメータの精密測定を行うことが大きな目的の 1 つである。表 1.2 にスーパーカミオカンデとハイパーカミオカンデの主な違いをまとめる。

1.3 事象再構成

水チェレンコフ検出器のタンク内の水がニュートリノと反応するとチェレンコフ光が発生する。水チェレンコフ検出器の壁面には PMT が並べられているため、タンク内でチェレンコフ光が発生すると、光を検出した PMT の位置と、検出した光量、タイミングから、チェレンコフ光が発生させた粒子のエネルギーや運動量を逆算することができる。これを事象再構成という。図 1.2 はチェレンコフ光をとらえる PMT のイメージ図である。

図 1.3 は電子によって発生するチェレンコフリングとミューオンによって発生するチェレン

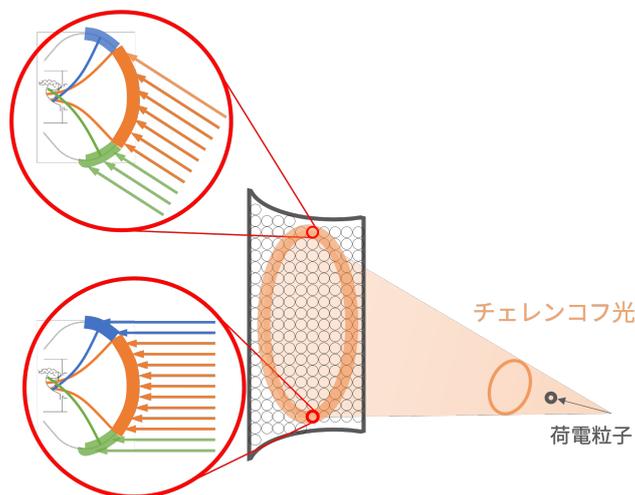


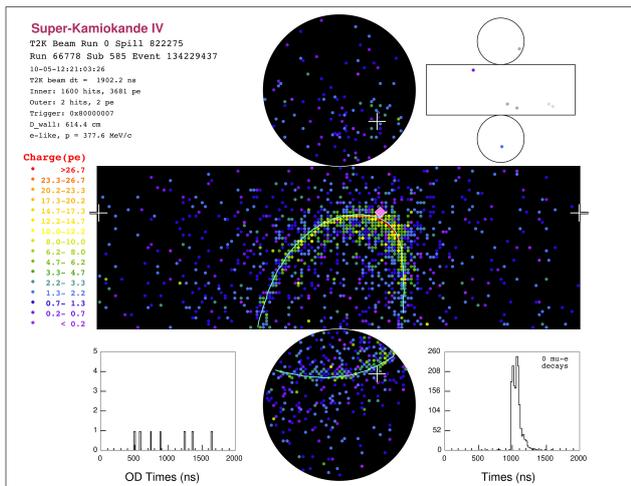
図 1.2: チェレンコフ光を壁面の PMT で検出する。PMT の断面図を [14] より引用して作図した。

コフリングをスーパーカミオカンデで検出したときのイベントディスプレイである。図 1.3b のミューオンによるチェレンコフリングが鮮明であるのに対して、図 1.3a の電子によるチェレンコフリングは形がぼやけている。これは電子が水中で電磁シャワーを発生させるためである。このようなチェレンコフリングの違いからエネルギーと運動量だけでなく、粒子の識別も可能となる。

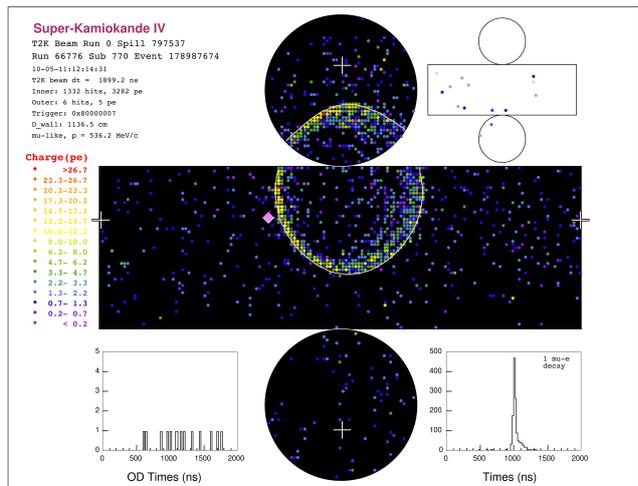
図 1.4a と図 1.4b はどちらもリングが複数観測されるイベントをシミュレーションにより作成したものである。図 1.4a は中性カレント反応によって複数の荷電粒子が生成されたときのイベントで、複数のチェレンコフリングが観測されている。一方、図 1.4b は ν_τ が反応してタウが生成されたときのイベントである。タウは寿命が短く、生成してもすぐに崩壊する。崩壊のモードは様々あるが、ハドロンを含む崩壊モードでは複数の荷電粒子に崩壊するため、図 1.4b のように複数のチェレンコフリングが観測される。この 2 つの反応の違いを PMT のヒットパターンから区別するには、それぞれのリングが電子型、ミューオン型であるかのみならず、リングの数、各リングの位置関係、再構成されたバーテックス同士の距離、光量の比、などの情報を総合的に用いる。ハイパーカミオカンデによる測定では統計量を増やすだけでなく、高精度な測定により粒子の識別精度を上げなければならない。

1.3.1 事象再構成ツール

スーパーカミオカンデでは様々な粒子の種類やエネルギーに特化した事象再構成ツールがあるが、中でも高性能な新しい再構成ツールとして fiTQun が開発されている [15]。ここでは fiTQun による事象再構成の方法について説明する。fiTQun による事象再構成は尤度関数に基づいてい

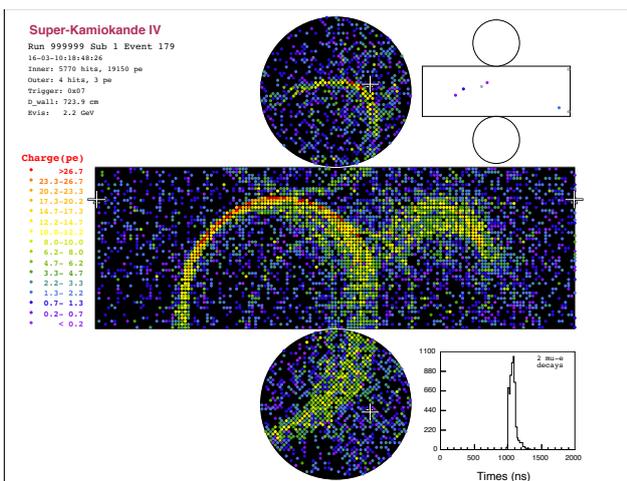


(a) electron-like イベント

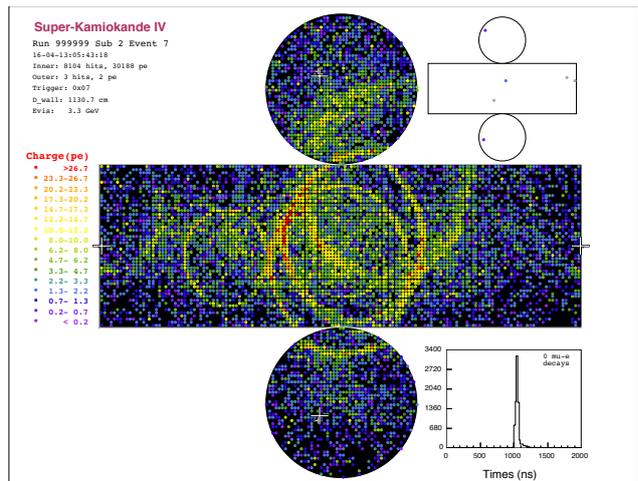


(b) muon-like イベント。

図 1.3: チェレンコフリングの検出例。(a) は electron-like、(b) は muon-like のチェレンコフリング。どちらも円筒形の検出器を平面上に展開している。色のついている各点が PMT を表しており、色は PMT での検出電荷量に対応している。実線で描かれた丸が再構成されたチェレンコフリングである。また白い十字は再構成されたバーテックス（反応の起きた点）の位置を示している。(K. Abe *et al.* [4] から図を転載)



(a) マルチリング NC イベント



(b) タウ (CC ν_τ) イベント

図 1.4: マルチリングイベントの比較。(Li, Z. *et al.* [5] より図を転載)

る。 x を粒子の種類、位置、運動量を含めたイベントと仮定とすると、尤度関数は式 (1.24) で定義することができる。

$$L(x) = \prod_j^{\text{unhit}} P_j(\text{unhit}|x) \prod_i^{\text{hit}} (1 - P_i(\text{unhit}|x)) f_q(q_i|x) f_t(t_i|x) \quad (1.24)$$

ここで添え字の j はヒットがなかった PMT を指し、 i はヒットがあった PMT を指す。 $P_i(\text{unhit}|x)$, $P_j(\text{unhit}|x)$ は共に x というイベントを仮定したとき、 i 番目、 j 番目の PMT がヒットを記録しない確率を表す。また $f_q(q_i|x)$ は条件付き確率密度関数で、イベント x を仮定し、 i 番目の PMT にヒットがあったときにその検出電荷量が q_i である確率を表す。同様に $f_t(t_i|x)$ はイベント x を仮定し、 i 番目の PMT にヒットがあったときにその検出時刻が t_i である確率を表す。尤度関数が定義できれば、 $L(x)$ を最大にする x を探すことで、どのようなイベントであったのかを見積もることができる。

しかし、実際に尤度関数を計算する際は、予想検出電荷 μ_i を導入することで、粒子のプロセスと光子の伝搬を PMT の応答から切り離すことができる。 μ_i はイベント x を仮定したときに i 番目の PMT で検出される光電子数の確率分布の平均値である。 μ_i を用いることで、式 (1.24) の尤度関数は式 (1.25) のように書き換えることができる。

$$L(x) = \prod_j^{\text{unhit}} P_j(\text{unhit}|\mu_i) \prod_i^{\text{hit}} (1 - P_i(\text{unhit}|\mu_i)) f_q(q_i|\mu_i) f_t(t_i|\mu_i) \quad (1.25)$$

式 (1.24) では P_j , P_i , f_q の x 依存は μ_i 依存に置き換えられたため、 μ_i があらかじめ計算されていれば、チェレンコフ光の伝搬プロセスを考慮する必要がなくなる。

続いて x から μ_i を計算する方法について説明する。まず、PMT に到達する光はチェレンコフ光が直接届く場合と、水や内壁、PMT で散乱されて届く場合の 2 通りが考えられるため、これらの寄与を分割して式 (1.26) のように定義する。

$$\mu_i = \mu_i^{\text{dir}} + \mu_i^{\text{sct}} \quad (1.26)$$

ここで μ_i^{dir} は直接光、 μ_i^{sct} は散乱光の寄与を表す。本論文では散乱光については省略し、直接光の計算方法について説明する。直接光の寄与は式 (1.27) で計算される。

$$\mu_i^{\text{dir}} = \Phi(p) \int dsg(p, s, \cos \theta) \Omega(R) T(R) \epsilon(\eta) \quad (1.27)$$

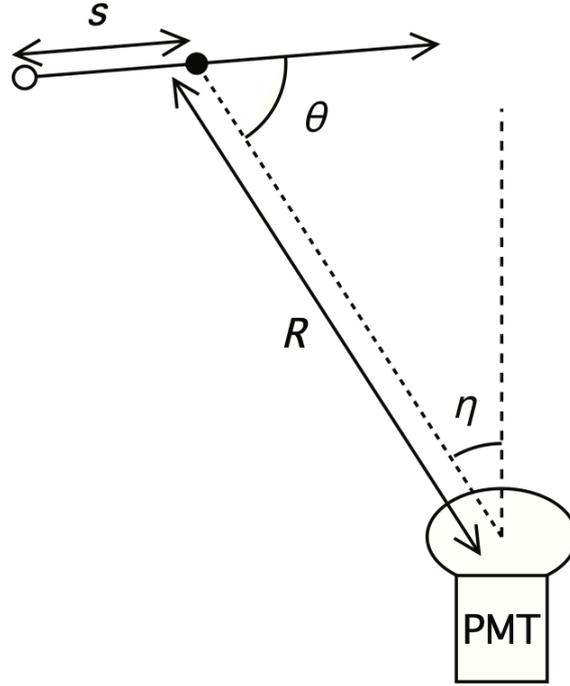


図 1.5: 予想検出電荷 μ_i の計算に関連する変数を表す図。白い丸は粒子の初期位置を表す。[15]より図を転載。

ここで μ_i^{dir} の添字 i は省略した。また、 s はチェレンコフ光を放出させる荷電粒子の初期位置から運動の軌跡に沿って測った距離である。 p は粒子の初期運動量で R, θ, η は考えている PMT と粒子の相対的な位置関係を表し、全て s の関数である。これらの関係を図 1.5 に示す。式 1.27 における $g(p, s, \cos \theta)$ は粒子が初期運動量 p で長さ s だけ進んだときに、単位長さ単位立体角あたりに進行方向から θ 離れた方向に放出するチェレンコフ光の光子数に比例する量で式 1.28 のように規格化されている。

$$\int g(p, s, \cos \theta) ds d\Omega = 1 \quad (1.28)$$

式 (1.27) の $\Phi(p)$ は規格化因子と初期運動量 p の粒子が放出するチェレンコフ光の平均光子数に比例する規格化因子である。これには PMT の量子効率なども含まれており、光子数から予想検出電荷量に変換する役割をもつ。

式 (1.27) の $\Omega(R)$ は距離 R だけ離れた点から見た PMT の立体角である。計算時間の削減のため、この量は単純に式 (1.29) で表される。

$$\Omega(R) = \frac{\pi a^2}{R^2 + a^2} \quad (1.29)$$

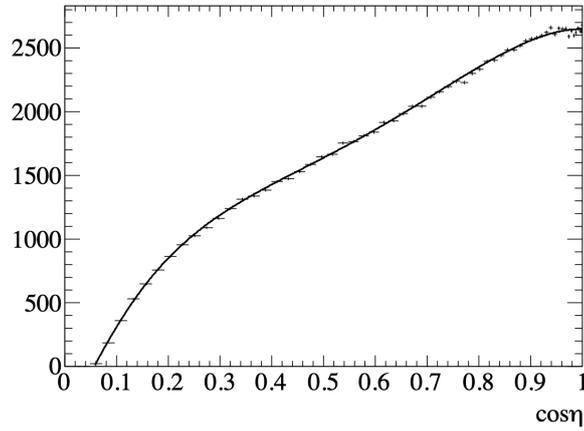


図 1.6: 角度 η から見た PMT の面積を $\cos \eta$ の関数としてシミュレーションによって求めたもの。フィットの曲線は実線で表されている。縦軸の単位は任意である。[15] より図を転載。

ここで $a = 25.4 \text{ cm}$ は PMT の半径である。この近似が $R > 1 \text{ m}$ で十分に一致する。式 (1.27) の $T(R)$ は水中での光の吸収、散乱による減衰因子で

$$T(R) = \exp\{-R/L^{\text{att}}\} \quad (1.30)$$

で表される。ここで L^{att} はチェレンコフ光の波長分布に関して平均した減衰長である。

式 (1.27) の η は PMT の法線と PMT からみた粒子の方向のなす角を表し、 $\epsilon(\eta)$ は角度 η から見たときの PMT の面積に比例する量である。 $\epsilon(\eta = 0) = 1$ となるように規格化されている。この関数は、隣接する PMT によって光が遮られる効果を含めたシミュレーションによって図 1.6 のように求められている。本研究による PMT の光入射位置依存性をシミュレーションに取り入れることができれば、この光源方向依存性より正確なものにすることが期待できる。

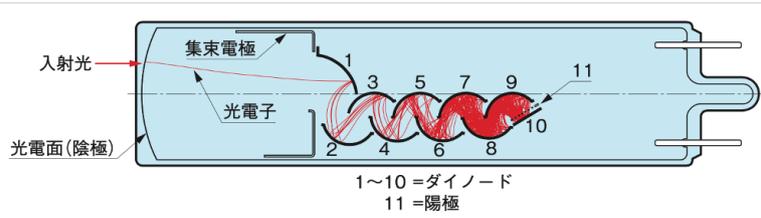
1.4 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT; Photomultiplier Tube) は、光子 1 個から検出することができる高感度な光検出器である。図 1.7 に PMT の外観と内部構造の例を示す。PMT の光検出原理は以下の通りである。

1. PMT のガラス面から光子が入る。
2. ガラス面の内側に蒸着された金属 (光電面) において光電効果が発生し、光電子が PMT の内側に放出される。
3. PMT の内部には 2000 V 程度の電圧がかかっており、光電子はダイノードに向かって収



(a) PMT の外観。(浜松ホトニクス社 H11411 直径 5.1 cm)



(b) PMT の内部構造。

図 1.7: PMT の例。(a) 浜松ホトニクス Web サイト [7] より図を転載。(b) 文献 [8] より図を転載。

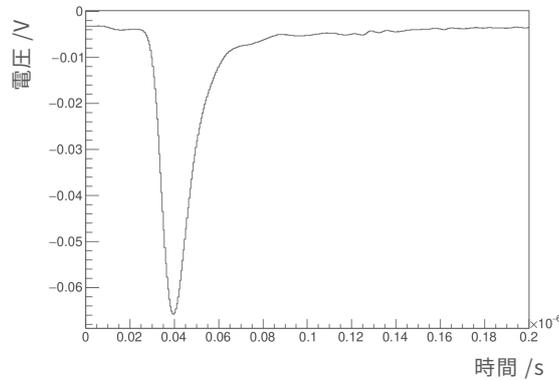


図 1.8: 1 光電子信号波形。縦軸に電圧、横軸に時間をとった。

束、加速される。ダイノードとは電子が衝突すると 2 次電子放出により電子数を増倍する電極である。

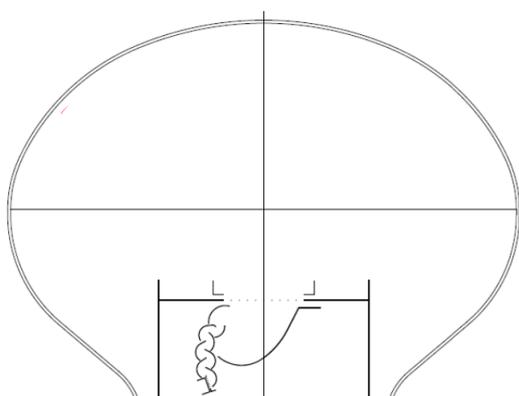
4. 第 1 ダイノードに電子が 1 つ衝突すると複数の 2 次電子が放出され、電場により第 2 ダイノードに向かって加速される。
5. 10 段程度のダイノードによって 1 光電子は 10^6 – 10^7 個程度に増幅され、陽極より電流として検出される。1 光電子の場合の波形は図 1.8 のような波形が得られる。

PMT の信号をオシロスコープや ADC (Analog-to-Digital Converter) を用いて適当な区間で積分したものが検出電荷となる。検出電荷をダイノードの増幅率 (ゲイン) で割ることで光電子数が得られる。さらに、光電面で光電効果が起こる割合 (量子効率) で光電子数を割ることで光子数を見積もることができる。

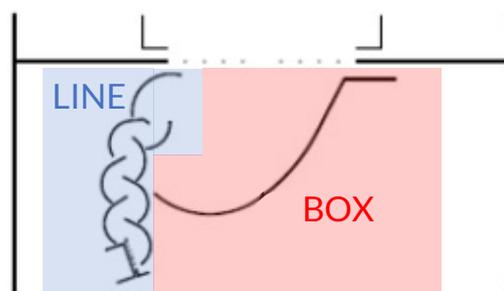
水チェレンコフ検出器では、PMT の信号電流から検出電荷および検出時間を読み取って解



図 1.9: ハイパーカミオカンデ PMT (浜松ホトニクス社 R12860) (浜松ホトニクス Web サイト [9] より図を転載。)



(a) HKPMT の断面構造図 (全体)



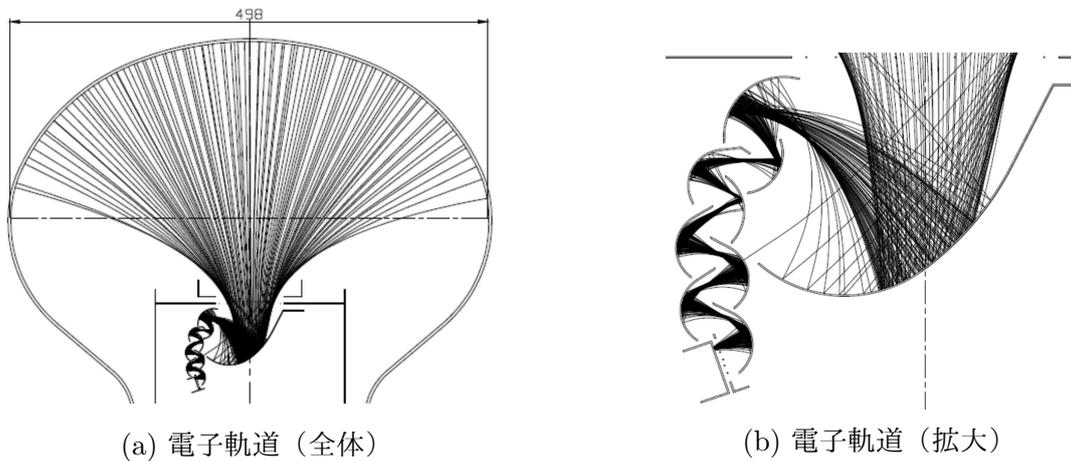
(b) HKPMT の断面構造図 (拡大)。第 1 ダイノードをボックス、第 2～第 10 ダイノードをラインと呼ぶ。

図 1.10: PMT の断面構造図。(a) 浜松ホトニクス (2021) [14] より図を転載。(b) 浜松ホトニクス (2021) [14] より図を引用し編集した。

析に用いる。

1.5 ハイパーカミオカンデ光電子増倍管 (HKPMT)

ハイパーカミオカンデで用いられる PMT (以下 HKPMT) は浜松ホトニクス社製の R12860 で、その外観を図 1.9 に、断面の構造図を図 1.10 示す。HKPMT のダイノードの構造はボックスライン型と呼ばれ、ボックスと呼ばれる大きな 1 段目のダイノードと、ラインと呼ばれる 2～10 段目のダイノードからなる。さらに、浜松ホトニクス [14] によって計算された電子軌道を図 1.11 に転載する。図 1.11 のように PMT 内部における電子軌道は光の入射位置によって異なる。



(a) 電子軌道（全体）

(b) 電子軌道（拡大）

図 1.11: 電子軌道。光の入射位置により電子軌道が異なる。(浜松ホトニクス (2021) [14] より図を転載。)

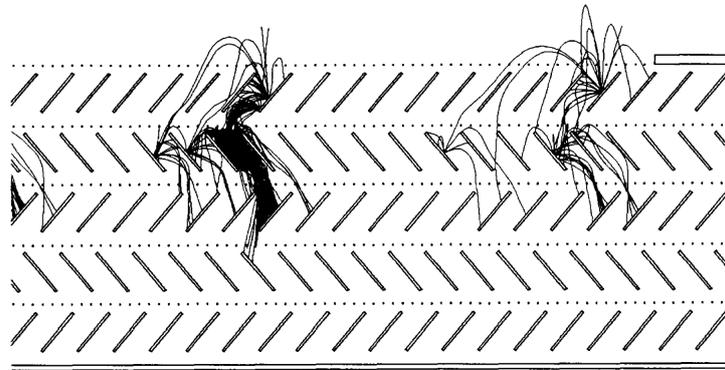


図 1.12: SKPMT のダイノード (Suzuki *et al.*(1993) [10] より転載)

比較のため、スーパーカミオカンデで用いられている浜松ホトニクス社の R3600 というスーパーカミオカンデの PMT (SKPMT) のダイノードを図 1.12 に示す。SKPMT のダイノードはベネチアンブラインド型と呼ばれる。HKPMT と比べると電子軌道が一律でないため、その時間分解能と電荷分解能は HKPMT に比べて 2 倍程度大きく、性能が劣っている。

1.5.1 HKPMT の応答パラメータ

ハイパーカミオカンデの PMT の応答を表す代表的なパラメータには次のようなものがある。

- 検出性能

- 量子効率 (QE; Quantum Efficiency)

光子が光電面に入射したときに PMT 内部に光電子が放出される確率。光電面での光電効果の発生確率のほか、ガラスの透過率と波長にも依存する。

- 収集効率 (CE; Collection Efficiency)
光電子が光電面から PMT 内部に放出されたとき、その光電子がダイノードに収束される確率。周辺磁場と印加電圧に依存する
- ヒット効率 (HE; Hit Efficiency)
PMT の信号が閾値を超える確率。1 光電子の信号はダイノードにおける増幅が不十分であると波高が低くなり、信号検出の閾値を超えずに検出されないことがある。このためゲインと閾値に依存する。
- 検出効率 (DE; Detection Efficiency)
光子が光電面に入射したときに、光電子が放出されてダイノードに収集され、ヒット信号として取得される確率。すなわち $DE = QE \times CE \times HE$ 。

- 時間性能

- 電子走行時間
光子が光電面に入射してから、出力パルスが現れるまでの時間。
- 光電子走行時間差 (C.T.T.D.; Cathode Transit Time Difference) : 光入射位置による電子走行時間の差。
- 電子走行時間拡がり (T.T.S.; Transit Time Spread) : 電子走行時間の揺らぎ。これを時間分解能と定義する。

- 電荷性能

- ゲイン
ダイノードによる 1 光電子の増幅率。通常 10^6 – 10^7 程度の値をとる。
- 1 光電子電荷分布
1 光電子を検出したときの検出電荷量の分布。
- 線形性
入射光量と検出電荷量の線形関係。理想的には光量に比例して増加するが、実際には強い入射光を受けると線形関係から数%変動する。

1.5.2 PMT 応答の依存パラメータ

電荷性能と時間性能は次のようなパラメータに影響を受ける。

- 温度

ダイノードの2次電子の放出数に温度依存性があるため、電荷性能は温度依存性がある。

- 磁場

HKPMTは口径が大きいため、地磁気程度でも性能に影響を与える。まず、磁場によって電子の軌道が変化するため時間性能は磁場依存性がある。また、磁場によって第1ダイノードから第2ダイノードへの2次電子の入射効率が下がる等、電荷性能にも磁場依存性がある。

- 印加電圧

印加電圧が大きいと電子はより強く加速されるため、時間性能は印加電圧依存性がある。また、ダイノードの増倍率も印加電圧に依存するため電荷性能も印加電圧依存性がある。

- 光入射位置

光入射位置により、電子の軌道は異なるため時間性能と電荷性能には光入射位置依存性がある。

- 閾値電圧

PMTの信号の有無は1光電子の波高の $\frac{1}{6}$ 程度の閾値電圧によって判断される。検出時間を閾値を超えた時間で判断する場合、時間性能に閾値電圧依存性がある。また、閾値電圧が高いと小さい電荷をもつ信号は取得されないため、電荷性能にも閾値電圧の依存性がある。

電荷性能と時間性能を正確に把握するにはこれらのパラメータ依存性まで調査する必要がある。また、これらのパラメータ依存性を知ること、実験室で事前に校正した性能からチェレンコフ検出器内の環境での性能への変換も考えることができる。本研究では光入射位置の違いによって生じる応答の非一様性を調査するため、PMTの光入射位置を表すための座標を図1.13のように定義した。

1.6 光入射位置依存性と光源位置依存性

水チェレンコフ検出器内の光源の位置がおおよそわかっている場合、図1.2のようにPMTの光入射位置の確率分布が定まる。そこで本研究による光入射位置依存性を考慮することで、より正確な光量と、検出時間を求めることで、誤差をより小さく抑制できるであろう。

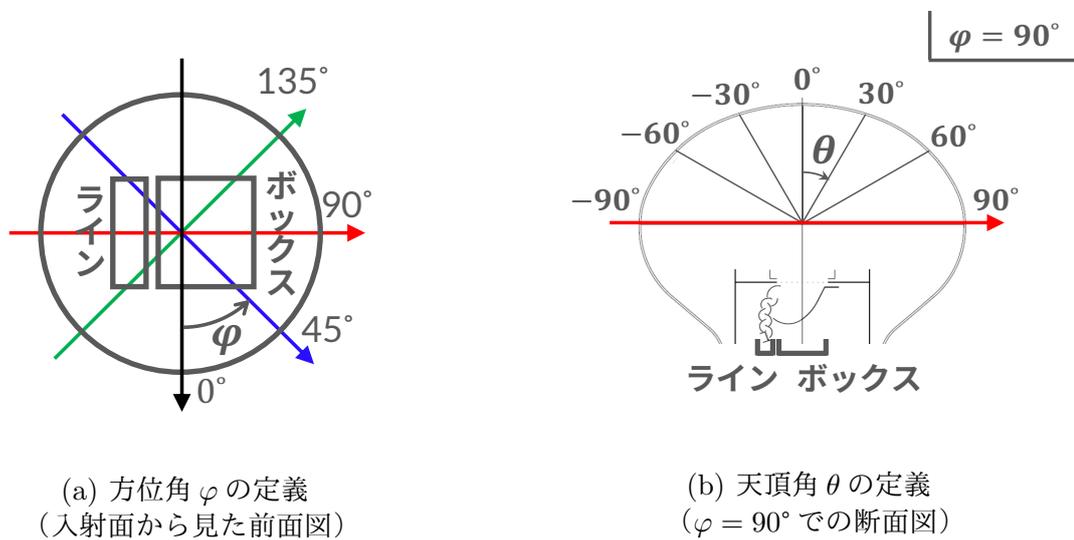


図 1.13: 座標の定義。(a) $0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$ の範囲で定義される。(b) $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ の範囲で定義される。浜松ホトニクス (2021) [14] より図を引用し編集した。

第2章 方法

PMTの電荷性能と時間性能を詳細に調査するため、これらが依存するパラメータである温度、電場、印加電圧、光入射位置、閾値電圧のうち、温度（室温 30 °C）以外を制御できるセットアップを用意した。なお、光入射角、入射光の波長・偏光、水中か空気中か、などは電荷性能や時間性能に影響しないと考えている。

2.1 光入射位置の設定方法

レーザーに光ファイバーの一端をつなぎ、光ファイバーの他端から PMT にレーザーパルスを入射させた。光ファイバーはロボットアームの先端に固定することで光入射位置を自由に換えられるようにした。図 2.1 は PMT とロボットアーム、光ファイバーの写真である。ただし、ロボットアームの位置の再現性には ± 1 mm の不確かさがある。また、レーザーは PMT の表面に対して垂直に入射させた。PMT とロボットアームの距離は 11 mm に設定し、レーザー光の PMT 表面におけるスポットサイズは約 5 mm の大きさであった。

2.2 磁場の制御方法

図 2.2 のようなヘルムホルツコイルの中で測定を行うことで、地磁気を打ち消したり、任意の方向に磁場をかけることができるようになった。磁場の測定には WALKER SCIENTIFIC INC. 製 FGM-4DTAM を使用した。プローブの中心に沿い 3 本のセンサーの軸が配置されている。ヘルムホルツコイルで地磁気を打ち消し、磁場計を使用して PMT 周辺の磁場を測定した。測定場所を図 2.3 に、各点での磁場の測定値を表 2.1 に示す。表 2.1 にあるように PMT の周辺の磁場は 30 mG 以下に抑えられた。なお、PMT は製造元の浜松ホトニクスによって 100 mG 以下で動作することが保証されている。表 2.1 における B_{perp} は PMT の中心軸に垂直な方向の磁場の大きさ、すなわち $B_{\text{perp}} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ である。 B_{perp} と $|\mathbf{B}|$ は測定値から算出した値を示した。



図 2.1: 光ファイバー先端がロボットアームに固定されており、ロボットアームを動かすことで任意の位置から PMT に光を照射できる。



図 2.2: ヘルムホルツコイル。フレームに青いケーブルが巻かれ、電流が流れている。この中に暗室を用意し、測定を行った。

表 2.1: 磁場の測定値

測定点	B_x/mG	B_y/mG	B_z/mG	$B_{\text{perp}}/\text{mG}$	$ \mathbf{B} /\text{mG}$
O	10	3	0	10.3	10.3
A	-8	-5	7	9.4	11.7
B	-10	-13	-13	16.4	20.9
C	-7	0	-24	7	25
D	0	-8	-15	8	9.4

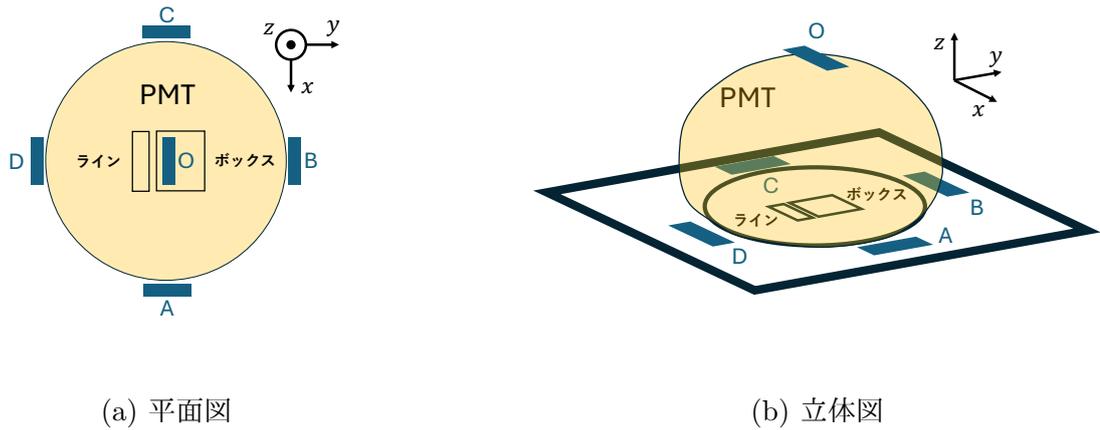


図 2.3: PMT 周辺の磁場測定位置。A, B, C, D, O で表される 5 つの青い直方体が磁場計のプローブをおいた位置を示している。

しかし、ロボットアームを設置してから磁場を測定したところ、ロボットアームが 100 mG 程度の磁場を発生させていることがわかった。そのため、今回の測定はロボットアームの磁場の影響下での結果となる。

2.3 データの取得方法

PMT のデータ取得をするため、図 2.4 および図 2.5 のような回路を用意した。図 2.4 のオシロスコープを用いたデータ取得は、PMT の波形を取得して電荷情報と時間情報の両方を同時に取得することができるが、データ取得レートは最大 30 Hz 程度である。一方、図 2.5 の TDC によるデータ取得は、時間情報のみを取得でき、データ取得レートは最大 1 kHz 程度である。そこで、TDC(Time-to-Digital Converter) による測定では θ, φ を 5° ずつ変化させて PMT の全面を測定し、オシロスコープによる測定では θ を 5° ずつ変化させ、 φ は $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ のみを測定した。

2.3.1 オシロスコープによるデータ取得

まず、Clock Generator によってレーザーが照射されるタイミングを決めている。また、この信号を分岐させ、Gate Generator を用いて少し遅らせてからオシロスコープに入れることで、レーザーが照射されるタイミングをデータ取得のトリガーとして用いた。レーザーから光ファイバーを用いて PMT にパルス光を入射させ、PMT から得られる信号を PM AMP (Photomultiplier

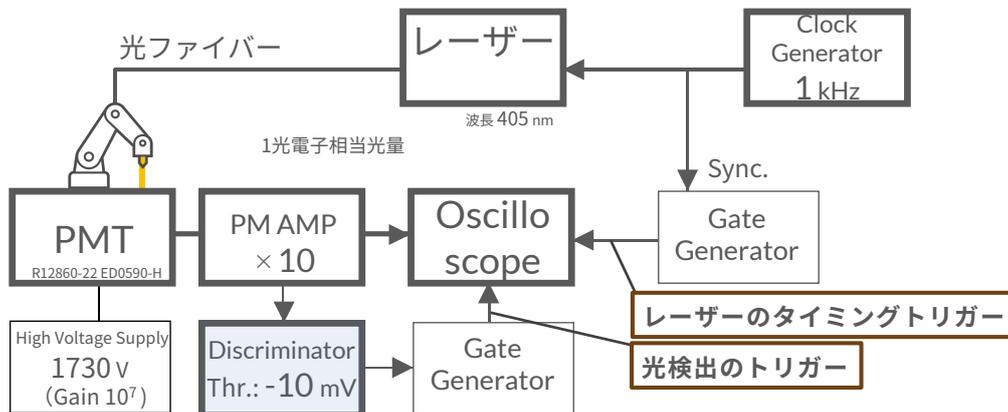


図 2.4: オシロスコープによるデータ取得回路。

amplifier) で 10 倍に増幅、2 つに分割し、1 つはオシロスコープに入力してデータを取得し、もう 1 つは Discriminator を用いて -10 mV の閾値 (PM AMP で増幅する前であれば -1 mV の閾値に相当し、PMT の波高が約 6 mV であるので、約 $1/6$ 波高の閾値となっている) を設定した。PMT から信号が閾値を超えると Gate Generator を通してオシロスコープに入り、データ取得のトリガーとなる。ここでオシロスコープによって 2 つのトリガー (レーザーのタイミングと PMT からの信号) が共にかけてられたときのみ信号を取得した。ただし、2 つのトリガーのうち、レーザーのタイミングがデータ取得のタイミングとなるように、レーザーからの信号は短く (10 ns 程度)、PMT からの信号は長く (70 ns 程度) なるようにそれぞれ Gate Generator で調整した。

2.3.2 TDC によるデータ取得

オシロスコープではデータ取得の開始と終了は表示される画面の範囲となるが、TDC では終了の信号が必要となる。そのため、レーザーのタイミングを Gate Generator で遅らせて TDC に終了信号を入れている。データ取得の開始は終了信号の $1\text{ }\mu\text{s}$ 前となるように TDC で設定した。TDC の開始、終了時刻は時間の基準として用いることができないため、終了信号とは別に基準となるレーザーのタイミングを参照時間として TDC に入力した。レーザーのタイミングと一致しない PMT の信号は取得しないように PMT からの信号はレーザーのタイミングとの COINCIDENCE をとって TDC に入力した。

表 2.2 に測定条件をまとめる。

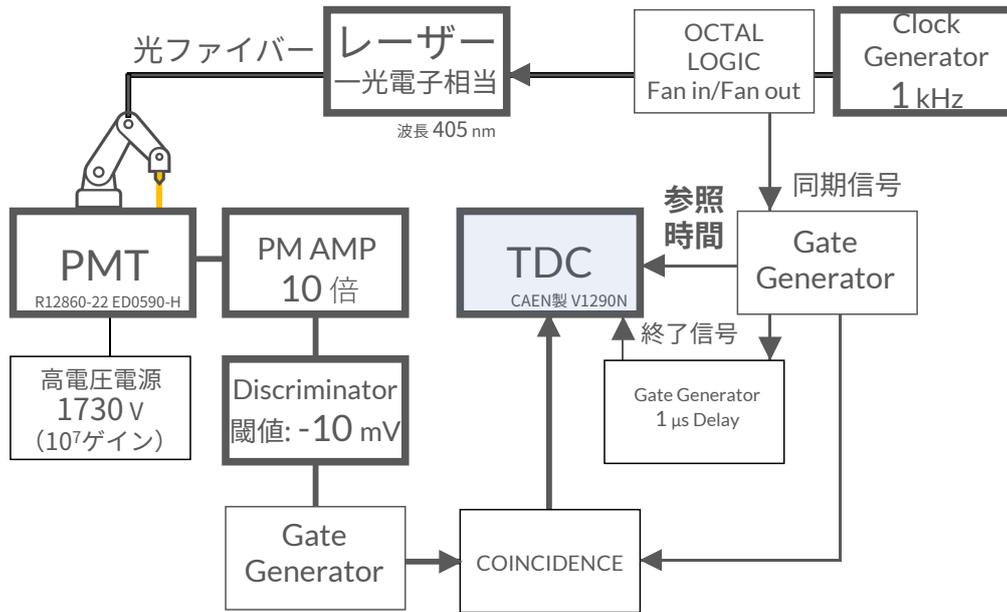


図 2.5: TDC によるデータ取得回路。

表 2.2: 測定条件のまとめ

パラメータ	測定条件	
光入射位置	オシロスコープ	TDC
光入射角	$\theta = -90^\circ, -85^\circ, \dots, 90^\circ$	$\theta = -90^\circ, -85^\circ, \dots, 90^\circ,$ $\varphi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ (4 方向)
温度	PMT 表面に垂直	$\varphi = 0^\circ, 5^\circ, \dots, 175^\circ$ (全面)
磁場	室温 30 °C	
印加電圧	0 mG および 100 mG	
閾値電圧	ただし、ロボットアームによる磁場 (100 mG 程度) の影響下	
入射光波長	1730 V (10 ⁷ ゲイン)	
環境	-1 mV (1/6 光電子相当)	
HKPMT Serial Number	405 nm	
	空気中	
	EB0015	

第3章 結果

電荷の測定結果を 3.1 節、時間の測定結果を 3.2 節に示す。磁場、印加電圧、閾値電圧は変化させずに光入射位置依存性のみを調べた。

3.1 検出電荷 (ゲイン)

PMT の 1 光電子の信号は図 3.1a のような波形になる。そして、図 3.1b に示すように信号波形の面積から検出電荷を求めた。

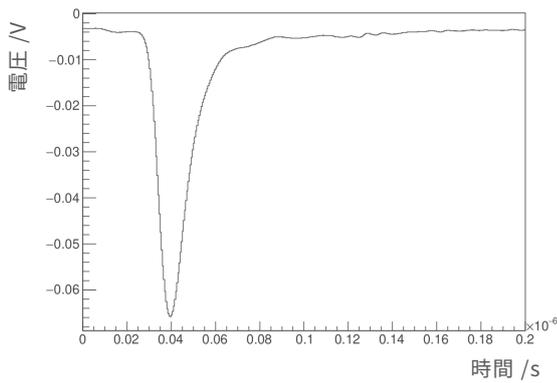
このような 1 光電子信号波形を 1 万回取得し、それぞれから算出される検出電荷をヒストグラムにし、1 光電子電荷分布 (図 3.2a) を得た。さらに電荷分布 3.2a に対して以下のモデル関数 3.1 をフィットさせた結果が図 3.2b である。

$$f_Q(x; N_0, N_1, \mu_0, \mu_1, \mu_2, \sigma_0, \sigma_1, \sigma_2) = N_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu_0}{\sigma_0}\right)^2\right) + N_1 \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2}\right)\right) \quad (3.1)$$

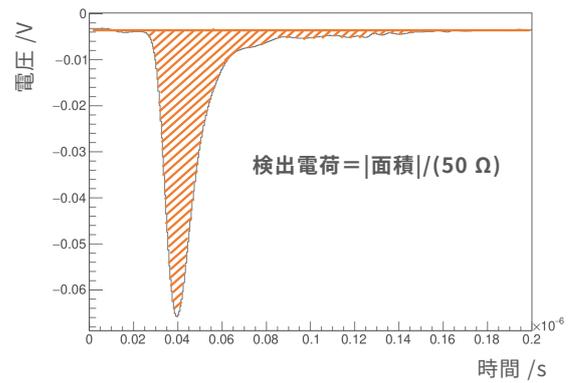
ここで f_Q は x の関数であり、 $N_0, N_1, \mu_0, \mu_1, \mu_2, \sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$ はフィットパラメーターである。また $\operatorname{erf}(x)$ は下式で定義される誤差関数である。

$$\operatorname{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (3.2)$$

モデル関数 3.1 は 2 つの項からなり、第 1 項のガウス関数は理想的な 1 光電子分布を表し、第 2 項の 2 つの誤差関数の和は光電子が十分に増幅されなかったときの電荷分布を表すものと想定している。フィッティングによって、電荷分布を 8 つのパラメータ $N_0, N_1, \mu_0, \mu_1, \mu_2, \sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$ で表すことができた。これらのパラメータの他に分布を表す特徴的なパラメータとして、Peak 電荷、半値全幅 (FWHM)、電荷分解能 (Charge Resolution) を求めた。Peak 電荷はモデル関数が最大値をとるときの電荷の値、半値全幅はモデル関数が最大値の半分の値 (半値) をとる 2 点の電荷の値の差、電荷分解能は半値全幅/Peak 電荷で定義した。また、PMT のゲイン (1 光電子が何個に増幅されるか) は Peak 電荷を素電荷 $|e| = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19} \text{ C}$ で割った値で

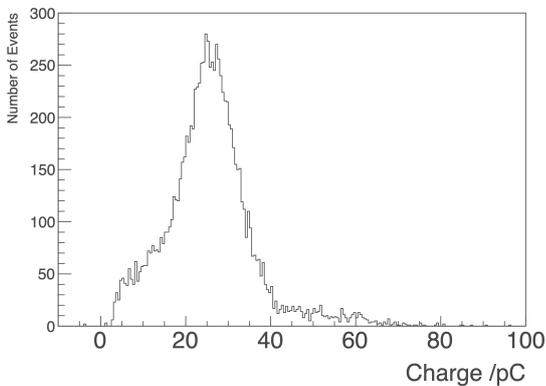


(a) オシロスコープで取得した1光電子信号波形。PMTの信号は負の電圧になる。図の波形は信号1万回分の平均をとったものである。

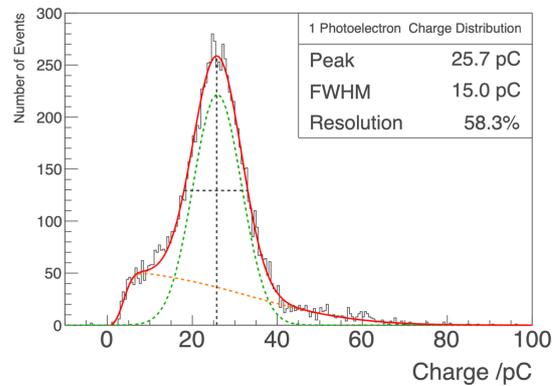


(b) 1光電子信号波形と検出電荷の関係。斜線部分の面積/ 50Ω が検出電荷になる。

図 3.1: 1光電子信号波形から検出電荷を求める方法



(a) 1光電子信号の検出電荷分布。図はPMTの天頂から光を入射させたときの結果である。



(b) 1光電子信号の検出電荷分布 (図 3.2a) のモデル関数によるフィット結果。赤い実線が関数 $f_Q(x)$ 全体を表し、黄緑色の点線が理想的な1光電子分布を表すガウス関数、橙色の点線が増幅が不十分な信号波形に由来する電荷分布を表す誤差関数である。

図 3.2: 検出電荷分布のパラメータ化。(a) のヒストグラムを (b) のモデル関数でおおよそ再現できている。これにより1光電子電荷分布を少数のパラメータで表すことができるようになった。

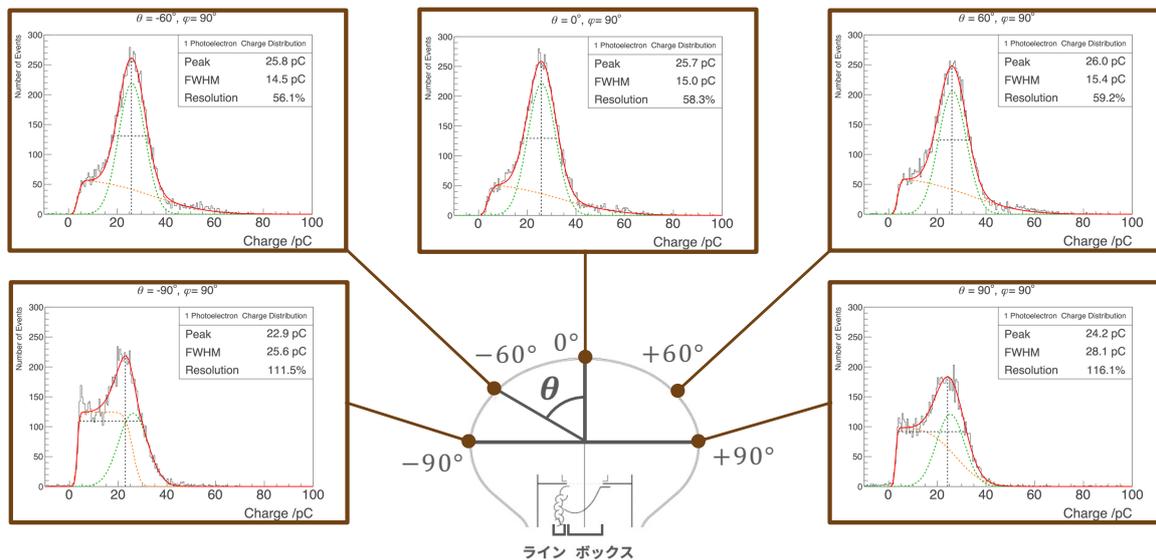


図 3.3: 天頂角ごとの 1 光電子電荷分布。

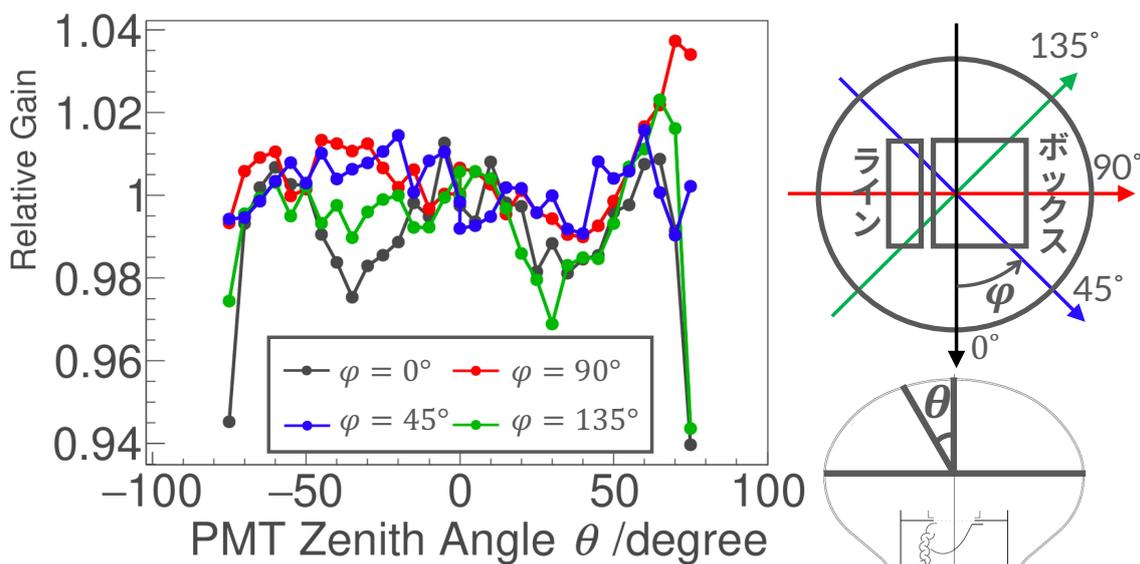


図 3.4: 相対ゲインの光入射位置依存性。縦軸に相対ゲイン、横軸に天頂角をとった。方位角は 0° , 45° , 90° , 135° の 4 つの方向で測定した。

定義する。

以上の測定を各光入射位置ごとに行った。数箇所での測定結果を図 3.3 に示す。

1 光電子電荷分布の光入射位置依存性を見るため、天頂におけるゲインと各測定点におけるゲインの比（相対ゲイン）をグラフにして、図 3.4 に示した。グラフより、天頂角がおおよそ $|\theta| < 70^\circ$ の範囲では相対ゲインが 2% 程度の差であることがわかった。しかし、天頂角の変化に対して相対ゲインは滑らかに変化しておらず、光入射位置の違いによる相対ゲインの変化と比べて測定誤差によるばらつきの方が大きくなっていると考えられる。PMT のダイノードの対称性を考えると、 $\varphi = 0^\circ$ のグラフは $\theta = 0^\circ$ に対して対称になるはずであり、また、 $\varphi = 45^\circ$

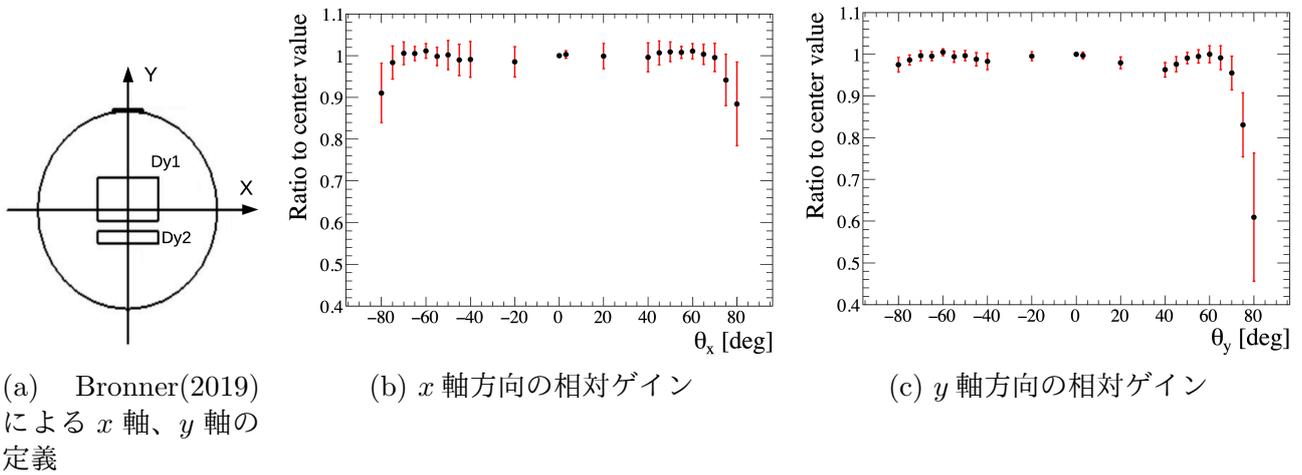


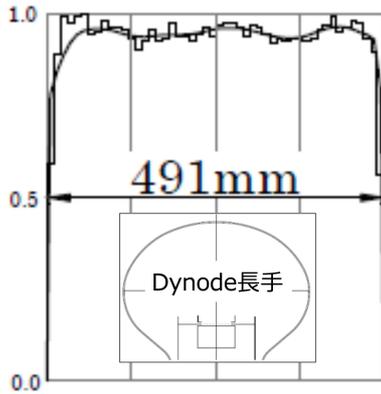
図 3.5: 先行研究によるゲイン一様性の測定結果 (Bronner(2019) [11] から図を転載)。(a) Dy1 はボックス部、Dy2 はライン部に対応している。本論文の $\varphi = 0^\circ$ と x 軸、 $\varphi = 90^\circ$ と y 軸が一致している。(b),(c) 各点は 9 本の PMT の平均値を表し、エラーバーは 9 本の PMT の測定結果の分散を表している。

と $\varphi = 135^\circ$ は全ての θ に対して等しい値をとることになるが、そのような傾向がはっきりとは見られなかった。この原因は、統計量不足から来る統計誤差のほか、ロボットアームに由来する磁場によって対称性が失われていることが考えられる。

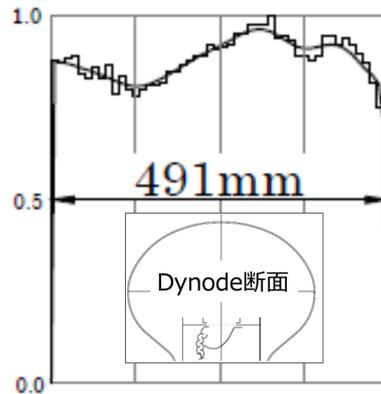
この結果を Bronner(2019) [11] による先行研究と比較する。Bronner による測定では、PMT の端でゲインが低くなることを除けば、5%以内のずれで一様で、 y 軸上のボックス側でゲインが低くなる傾向が見られた。本研究でも端を除いて一様であることは一致しているが、ボックス側での顕著なゲインの減少は見られなかった。この原因は、今回の測定精度が十分でなかったことや、個体差などが考えられ、今後検証する必要がある。

続いて、PMT の製造元である浜松ホトニクスによるシミュレーション・計算による性能予測を図 3.6 に転載する。この図によると、相対ゲインは光入射位置によって 10%以上の差があり、特にライン側でゲインが低い傾向が見られる。測定結果ではそれほど相対ゲインに光入射位置依存性はなく、ライン側で特に低くなる傾向も見られなかった。

最後にスーパーカミオカンデで用いられている PMT (以下 SKPMT) の相対ゲインと比較した。先行研究 [12] によって調べられた SKPMT の相対ゲインの光入射位置依存性の測定結果を図 3.7b に転載する。この図からわかるように SKPMT の相対ゲインはおおよそ $\pm 40\%$ 程度の差があった。これに比べると HKPMT の電荷性能は大きく一様性が向上していることが確認できた。

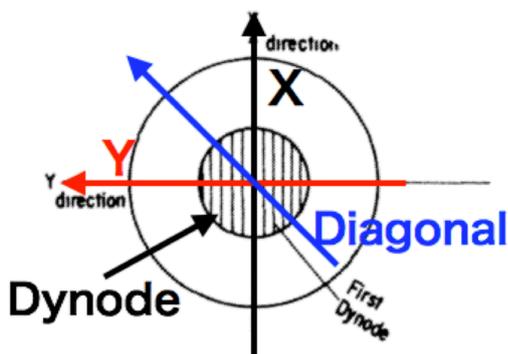


(a) ダイノード長手方向のゲイン一様性

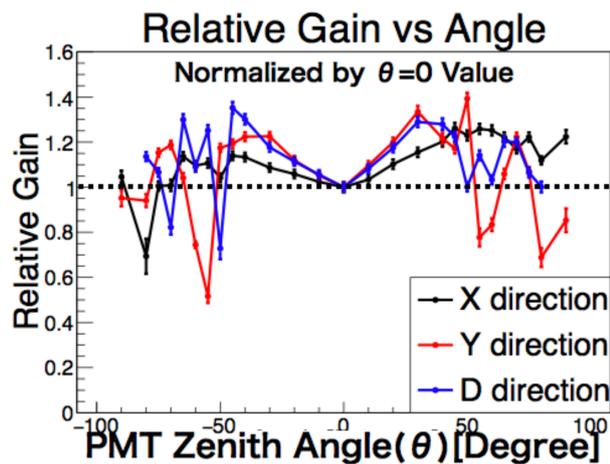


(b) ダイノード断面方向のゲイン一様性

図 3.6: シミュレーション・計算によるゲイン一様性予測 (浜松ホトニクス (2021) [14] から図を転載)。横軸は PMT 中心からの水平距離。管軸 (PMT の上下方向) に対し平行光を入射した場合のシミュレーションである。(浜松ホトニクス (2021) [14] より図を転載。)



(a) SKPMT の上面図。



(b) 3 方向の相対ゲインと天頂角の関係。 $\theta = 0^\circ$ のときの値で規格化されている。エラーバーはフィッティングによる誤差を表す。

図 3.7: 先行研究で得られた SKPMT の相対ゲインの光入射位置依存性 (竹中彰 (2018) から図を転載 [12])

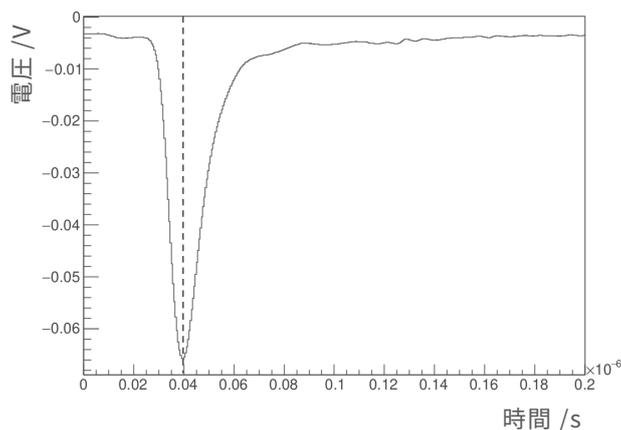
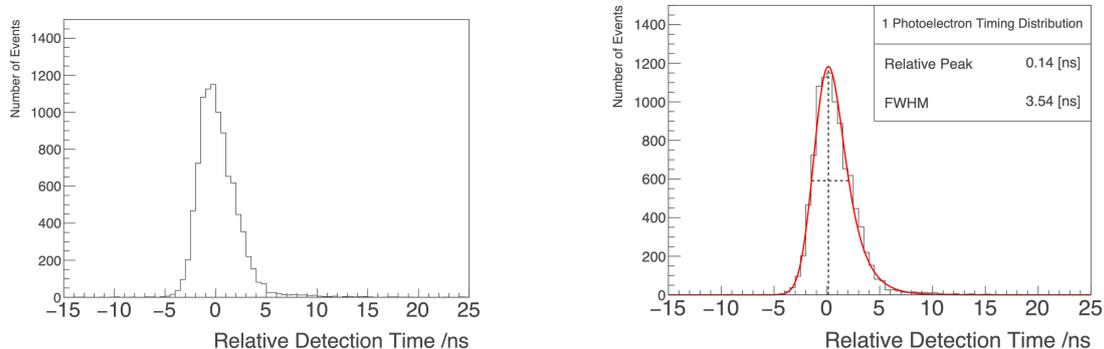


図 3.8: 検出時間の定義。1 光電子信号波形が最小の電圧値をとったときを検出時間とする。なお時刻の 0 はレーザー光が出射されるタイミングによって決められている。



(a) 検出時間分布。

(b) 検出時間をモデル関数 3.3 でフィットした結果。モデル関数が最大値をとる時間を Relative Peak とし、半値全幅 FWHM と共に示している。

図 3.9: 検出時間のモデル化

3.2 検出時間

1 光電子の信号波形において最も電圧が低くなる時刻を検出時間と定義した。図 3.8 に検出時間の定義を図示する。電荷の測定で得られた 1 万回の 1 光電子波形から検出時間も求め、ヒストグラムを作成すると、検出時間分布が図 3.9a のように得られた。さらに、1 光電子分布を Exponentially Modified Gaussian という以下の関数でフィットした。

$$f_T(x) = \gamma \frac{\lambda}{2} e^{2\mu + \lambda\sigma^2 - 2x} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (3.3)$$

$$= \gamma \int_0^\infty (\lambda e^{-\lambda t}) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-t-\mu}{\sigma}\right)^2}\right) dt \quad (3.4)$$

式 3.4 からわかるように Exponentially Modified Gaussian は指数関数 ($\lambda e^{-\lambda t}$) とガウス関数 ($\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-t-\mu}{\sigma}\right)^2}$) を畳み込んだ関数である。フィットの結果、検出時間分布は 4 つのパラメータ

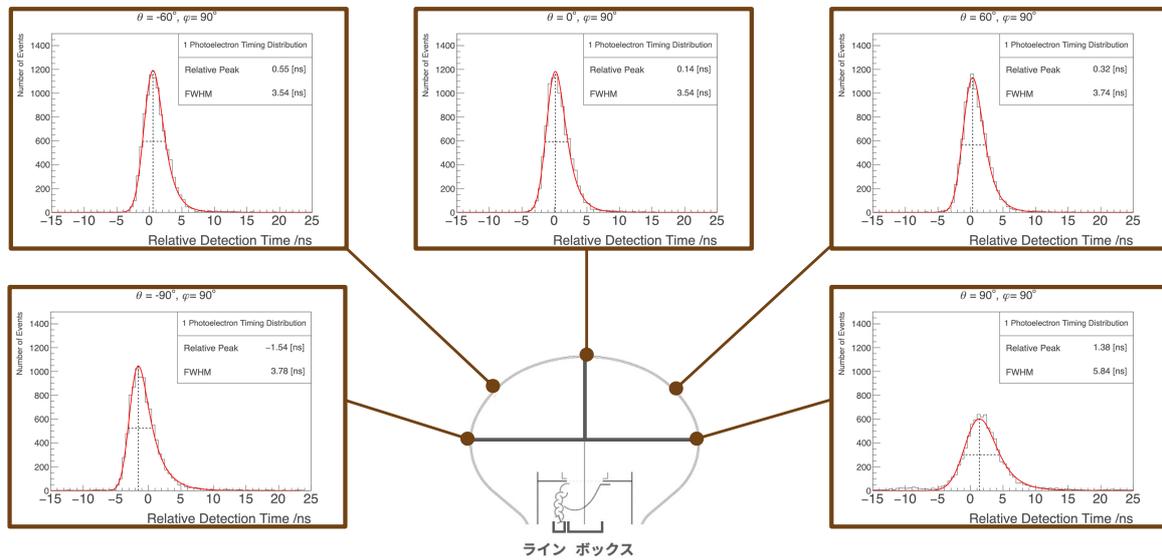


図 3.10: 天頂角ごとの 1 光電子検出時間分布。

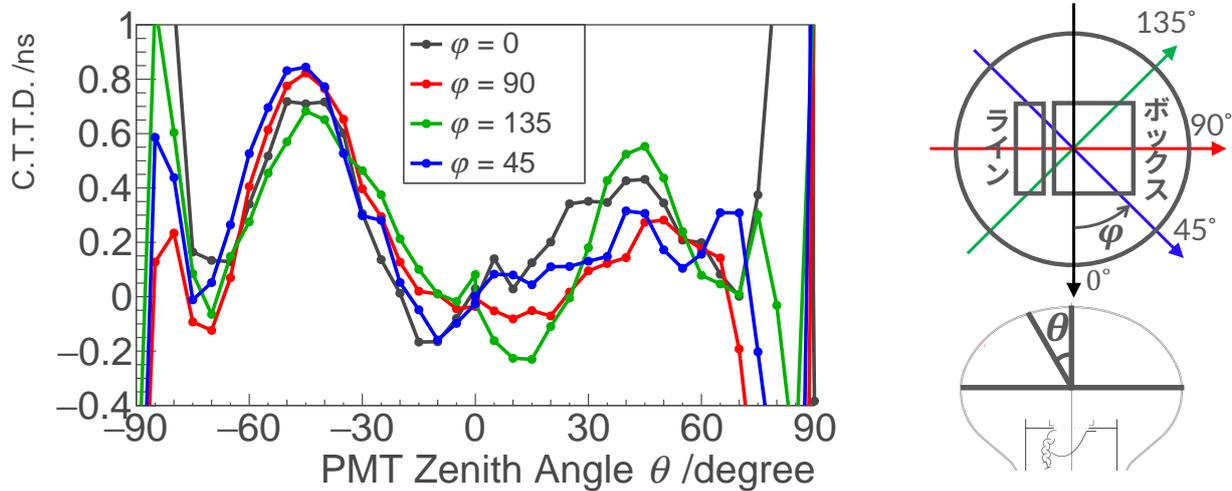


図 3.11: C.T.T.D. の測定結果。

$\gamma, \mu, \sigma, \lambda$ によって表すことができた。また特徴的なパラメータとしてモデル関数が最大値をとるときの時刻を Relative Peak とし、モデル関数の半値全幅 FWHM と共に図 3.9b に示した。

以上の測定を各光入射位置ごとに行った。数箇所での測定結果を図 3.10 に示す。

1 光電子検出時間分布の光入射位置依存性を見るため、C.T.T.D.(Cathode Transit Time Difference) を図 3.11 に示す。C.T.T.D. は PMT の中心 (天頂) における検出時間 (Relative Peak) を基準 (0 ns) としたときの各測定点の検出時間である。図 3.11 より、 $|\theta| < 70^\circ$ の範囲では C.T.T.D. が +0.9 ns から -0.3 ns までの 1.2 ns 以内に収まった。 $-70^\circ < \theta < 0^\circ$ の範囲では、C.T.T.D. は φ に依存しない傾向が見られた。ダイノードの対称性を考えると、 $\varphi = 0^\circ$ のときは、 $\theta > 0^\circ$ の範囲は $\theta < 0^\circ$ の範囲と対称になるべきであるが、そのような傾向ははっきりとは見られなかつ

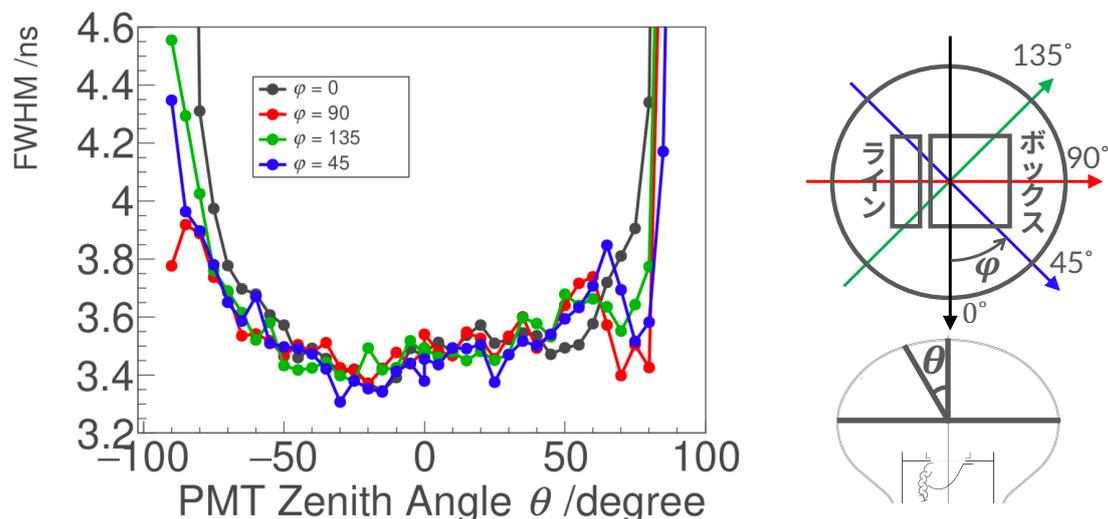


図 3.12: T.T.S. の測定結果。検出時間分布の半値全幅 (FWHM) を T.T.S. と定義した。

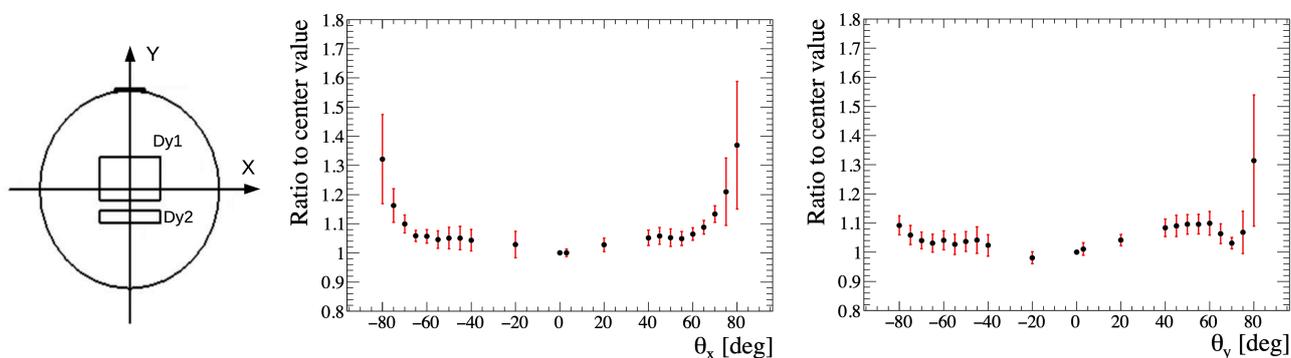


図 3.13: 先行研究による相対 T.T.S. の測定結果 (Bronner(2019) [11] から図を転載)。 $\theta = 0^\circ$ のときの T.T.S. を 1 として各光入射位置で 9 本の PMT の平均の T.T.S. をプロットしている。エラーバーは 9 本の PMT の測定結果の分散を表している。

た。また、ダイノードの対称性より $\varphi = 45^\circ$ と $\varphi = 135^\circ$ のグラフは一致するべきであるが、特に $\theta > 0^\circ$ の範囲ではあまり一致しなかった。原因としてはロボットアームの作る磁場の向きによる影響が考えられる。続いて、各測定点における検出時間の広がりを表す T.T.S. (Transit Time Spread) を図 3.12 に示す。T.T.S. は検出時間分布の半値全幅 (FWHM) によって定義した。図 3.12 より T.T.S. は $|\theta| < 80^\circ$ の範囲では 4 ns 以下に収まることがわかった。

次に Bronner [11] による先行研究の T.T.S. の測定結果を図 3.13 に示す。図 3.13 の $|\theta_x|, |\theta_y| \simeq 90^\circ$ のとき T.T.S. も大きくなる傾向があるが、 $\theta_y \simeq -90^\circ$ のときは比較的小さい傾向がある。これは図 3.12 と一致しており、概ね先行研究と矛盾しない結果が得られた。

続いて、Takenaka(2018) による SKPMT の検出時間測定の結果を転載する。図 3.14a に C.T.T.D. を、図 3.14b に T.T.S. をそれぞれ示している。C.T.T.D. は SKPMT では 2 ns から -2 ns 程度まで広がっており、T.T.S. は 4 ns 以上になっている。HKPMT が SKPMT よりも大きく時間性能

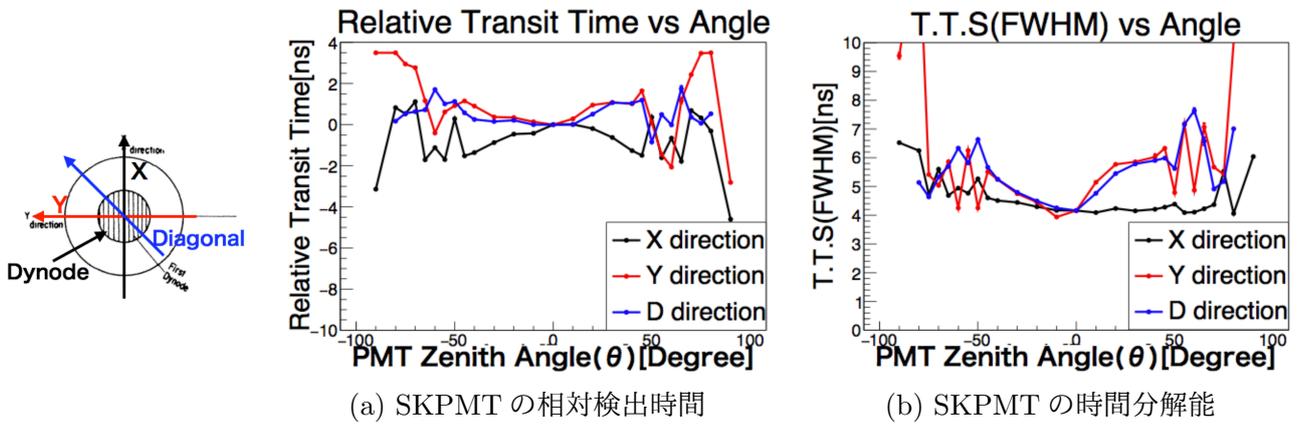


図 3.14: 先行研究で得られた SKPMT 時間性能の光入射位置依存性 (竹中彰 (2018) から図を転載)

を向上させていることが確認できた。

3.2.1 TDC を用いた測定

TDC を用いた測定では電荷情報が得られない代わりにデータの取得を高速で行える。そのため、方位角を 5° 間隔でデータを取得した。その結果を図 3.15 に示す。図 3.15 より PMT の端では検出時間差が大きくなることが分かる。ただ、中心付近での値の違いがわかりにくいため、 $|\theta| < 70^\circ$ の範囲に限定して図 3.16 に示す。図 3.16 より、紙面の左上のあたりで検出時間が遅くなっていることが分かる。ダイノードの対称性よりも磁場の影響が強く現れている可能性がある。

次に T.T.S. の結果を図 3.17 と図 3.18 に示す。図 3.17 より PMT の端では T.T.S. が大きくなることが分かる。このグラフも中心付近での値の違いがわかりにくいため、 $|\theta| < 70^\circ$ の範囲に限定して図 3.18 に示す。図 3.18 より T.T.S. はボックス側で大きく、ライン側で小さい傾向が見られた。

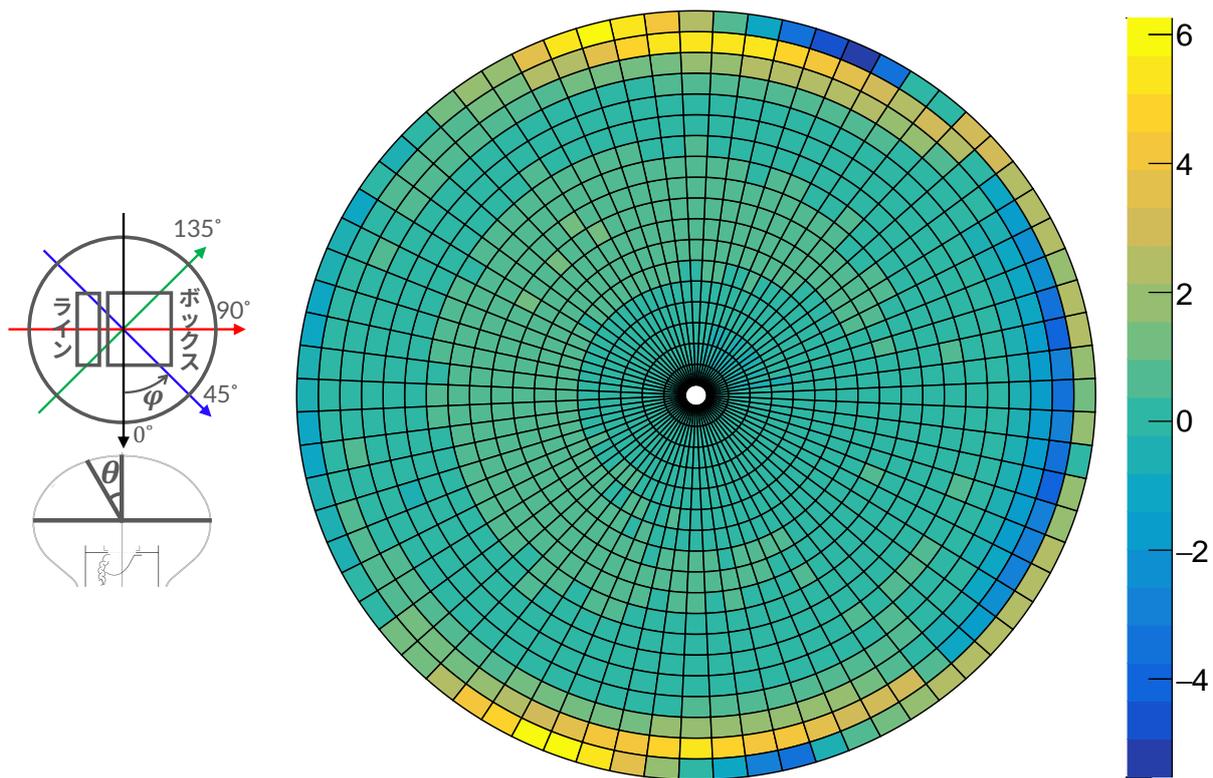


図 3.15: 全面の C.T.T.D.。中心の値は 0 ns である。図 3.15 は各ビン (マス) が各測定点 (θ, φ) を表しており、中心の白い円が $\theta = 0^\circ$ であり、外側に向かって $\theta = 5^\circ, 10^\circ, \dots, 90^\circ$ となっている。方位角は紙面下向きが $\varphi = 0^\circ$ であり、そこから反時計回りに $\varphi = 5^\circ, 10^\circ, \dots$ となっている。各測定点における値は色の違いで表しており、検出時間が遅いと青く、早いと黄色く表示される。

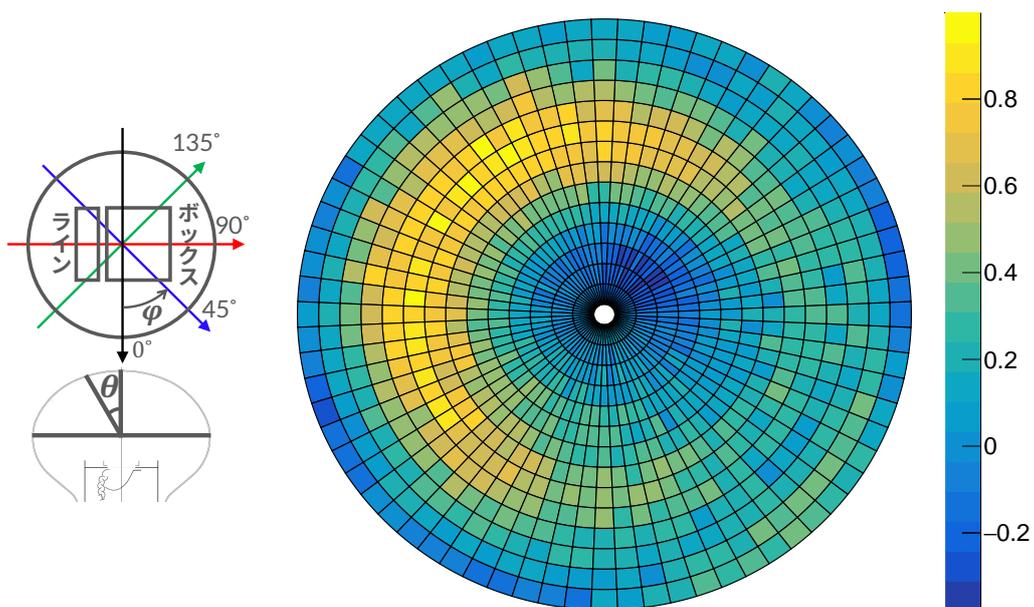


図 3.16: $|\theta| \leq 70^\circ$ の範囲における C.T.T.D.。中心の値は 0 ns である。

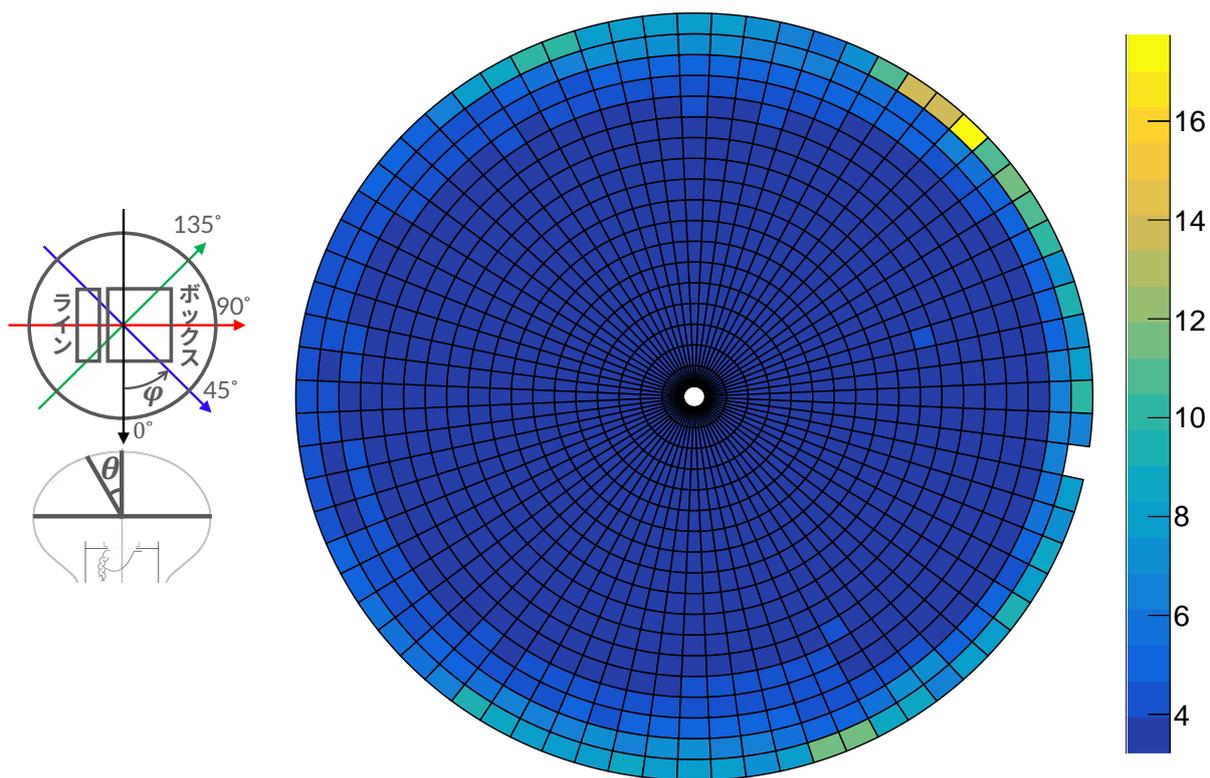


図 3.17: 全面の T.T.S.。中心の値は 3.52 ns であった。右端の $\varphi = 80^\circ, \theta = 90^\circ$ の点は閾値を超えたイベントが少なく、フィットがうまくできなかったため、データが欠けている。

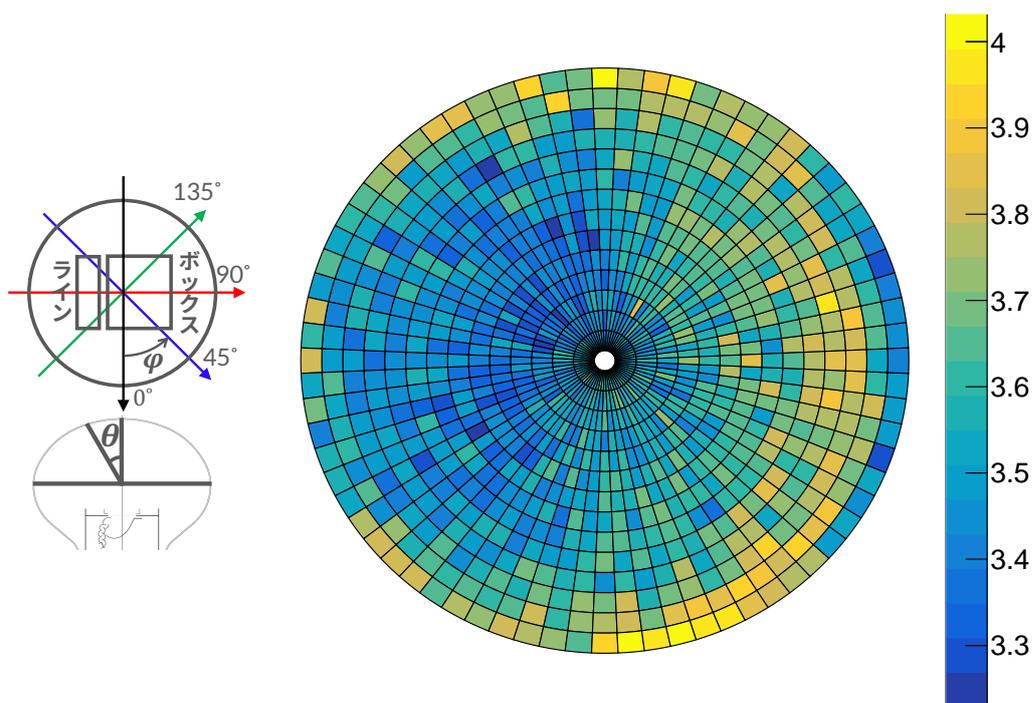


図 3.18: $|\theta| \leq 70^\circ$ の範囲における T.T.S.。

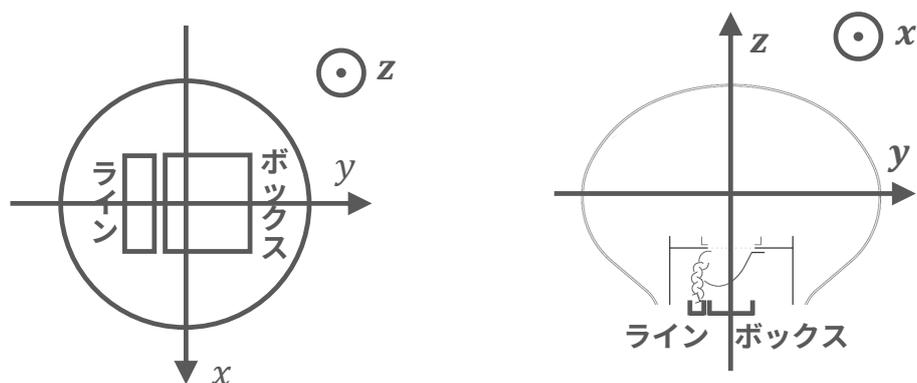


図 3.19: 磁場方向の定義。 x, y, z 軸に平行に磁場かかけた。

磁場中での測定結果

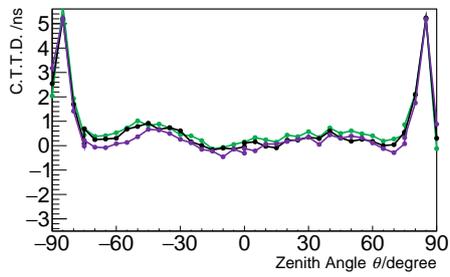
ヘルムホルツコイルを用いて 100 mG の磁場をかかけたときの結果を説明する。磁場の向きは図 3.19 の x, y, z 軸に平行で大きさは ± 100 mG をかけた。まず、C.T.T.D. の結果を図 3.20 に示す。

x 軸方向に磁場をかかけたとき、 $\varphi = 90^\circ$ 方向の $-5^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$ の範囲においては、 $B_x = 100$ mG, 0 mG, -100 mG の順に検出時間が遅くなった。 y 軸方向に磁場をかかけたときは、 $\varphi = 90^\circ$ 方向の $-80^\circ \leq \theta \leq -60^\circ$ の範囲においては、 $B_y = 100$ mG, 0 mG, -100 mG の順に検出時間が遅くなり、 $\varphi = 90^\circ$ 方向の $60^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ の範囲においては、逆に $B_y = -100$ mG, 0 mG, 100 mG の順に検出時間が遅くなった。 z 軸方向に磁場をかかけたときは、磁場が C.T.T.D. に及ぼす影響は顕著には見られなかった。

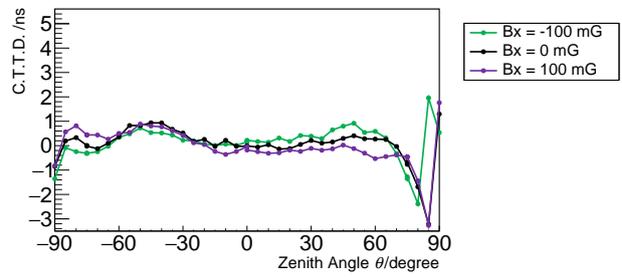
先行研究である Fukuda *et al.* [13] では $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 、 $\theta = 0^\circ, \pm 25^\circ, \pm 50^\circ, \pm 75^\circ$ の合計 13 点で測定している。磁場を x 軸に平行にかけたときの結果においては、本研究で見られたような $\varphi = 90^\circ$ 、 $-5^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$ の範囲での磁場と C.T.T.D. の関係は見られなかった。磁場を y 軸に平行にかけたときの結果では、 $\theta = +75^\circ, -75^\circ$ の結果が本研究の $-80^\circ \leq \theta \leq -60^\circ$ 、 $60^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ の結果と一致した結果が得られている。続いて、T.T.S. の測定結果を図 3.21 に示す。 y 軸に平行な磁場をかかけたとき、 $\varphi = 0^\circ$ 、 $-85^\circ \leq \theta \leq -70^\circ$ では $B_y = -100$ mG, 0 mG, 100 mG の順で T.T.S. は小さくなった。 $\varphi = 0^\circ$ 、 $70^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$ では逆に $B_y = 100$ mG, 0 mG, -100 mG の順で T.T.S. が小さくなった。

3.3 まとめ

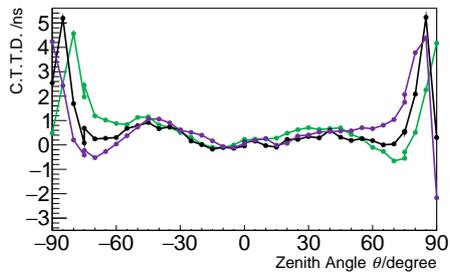
今回の測定では、PMT の端での一部の電荷分布を除き、ほぼ全ての分布をモデル化関数で時間分布、電荷分布を再現することができた。またその結果、先行研究やシミュレーションと



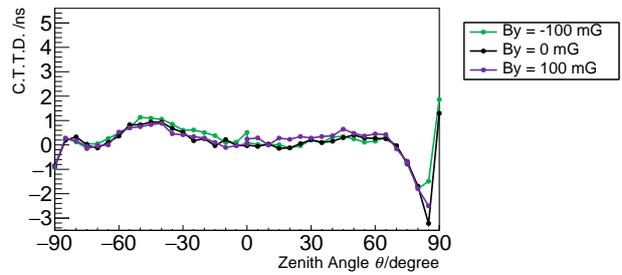
(a) x 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向



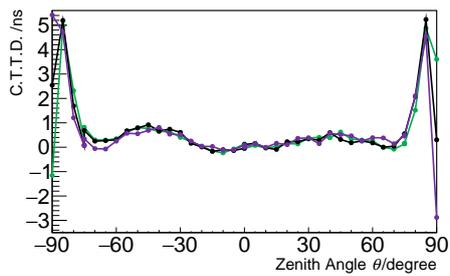
(b) x 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向



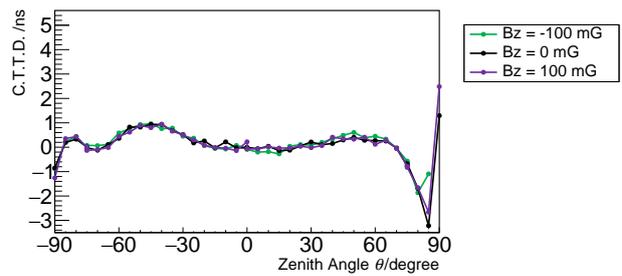
(c) y 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向



(d) y 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向

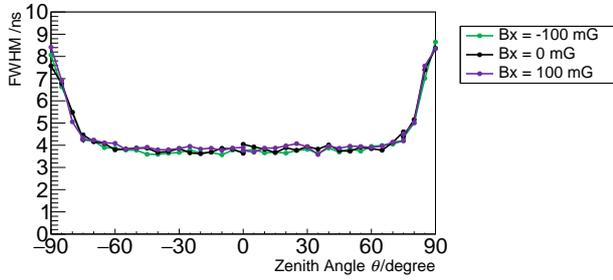


(e) z 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向

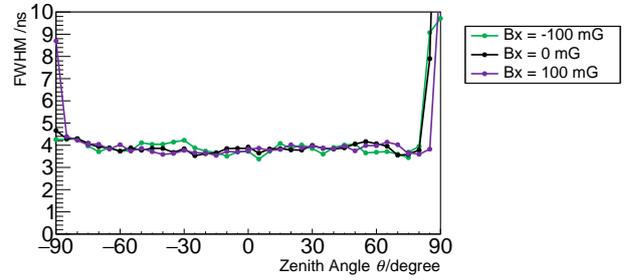


(f) z 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向

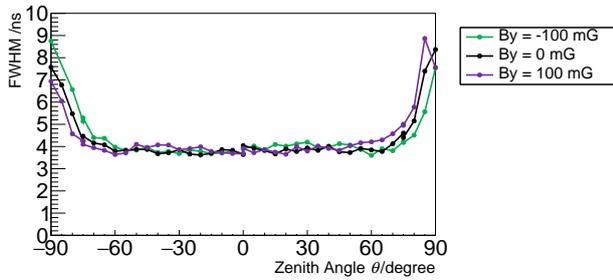
図 3.20: 100 mG 磁場環境下での C.T.T.D.



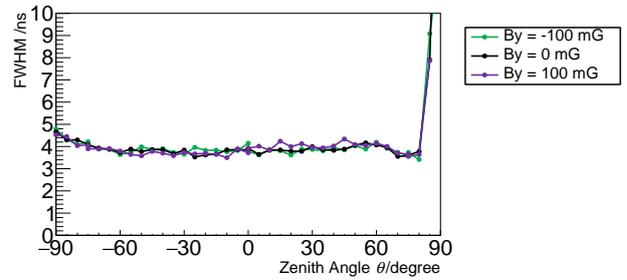
(a) x 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向



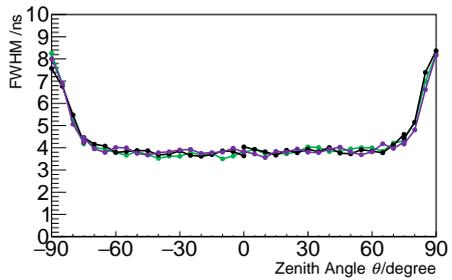
(b) x 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向



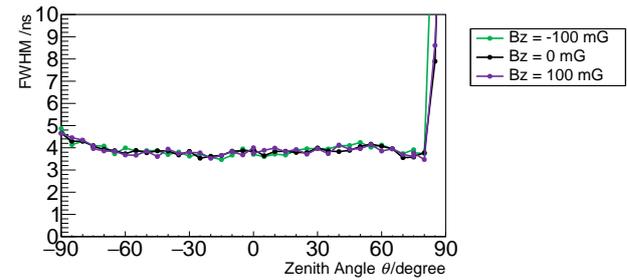
(c) y 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向



(d) y 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向



(e) z 軸方向磁場、 $\varphi = 0^\circ$ 方向



(f) z 軸方向磁場、 $\varphi = 90^\circ$ 方向

図 3.21: 100 mG 磁場環境下での T.T.S.

大きく矛盾せず、SKPMT よりも大きく性能が向上していることが確認できた。また、オシロスコープを用いた測定ではこれまでは2方向までしか測定されていなかった時間、電荷性能を4方向に増やして θ を 5° ずつ変化させて測定することができた。TDCを用いた測定ではPMTの全面を θ, φ ともに 5° ずつの間隔で時間性能を測定でき、これまでの測定を上回る詳細な結果が得られた。

第4章 考察

4.1 光電面透過光の影響

HKPMTの量子効率は30%程度であり、残りの70%の入射光は光電面を透過する。この透過光が測定に与える影響について考察する。

まず、代表的な透過光の影響であるプレパルス (pre-pulse) について説明する。プレパルスとは通常よりも早く検出されるパルスのことである。通常のパルス (メインパルス) とプレパルスの検出プロセスをそれぞれ図 4.1a, 4.1b に示す。メインパルスは光電面で光電子を放出するのに対し、プレパルスは光電面を透過し、ダイノードに衝突したときに光電子を放出する。光電面から第1ダイノードまでの約30cmを移動するのに要する時間は、光電子では40ns程度、光子では1ns程度であるため、HKPMTのプレパルスはメインパルスよりも約40ns早く検出される。また、メインパルスの光電子は第1ダイノードで20個程度に増幅されるのに対し、プレパルスは第1ダイノードで電子が1個しか発生しないため、検出電荷量は小さい。文献 [16] によると HKPMT のプレパルスの発生率は平均で0.1%となっている。

今回の測定においてはプレパルスの検出されるタイミングはレーザーのタイミングと一致しないように調整したため、測定結果には影響を与えていない。一方、今回の測定結果に影響を与えている可能性のある検出プロセスとして、図 4.2 のようなものが考えられる。図 4.2 の検出プロセスは、透過光がダイノードで反射し、光電面に到達して光電子を放出している。このプロセスは光電子を放出する前に光がダイノード-光電面間を1往復するため検出時間は約2nsだけ遅くなる。T.T.S. が4ns程度であることを考えると、2nsの遅れはメインパルスと区別することができず、測定結果に含まれている可能性がある。入射光の30%は光電面で光電効果が発生させるが、残りの70%は透過する。その70%の入射光がダイノードで100%反射するとすると、入射角によっては光電面に到達し、30%が量子効果が発生させると考えられる。つまり、メインパルスとこのプロセスの発生率の比は30%:20%(=70%×30%)ということになり、透過光の影響が無視できない可能性がある。

透過光の影響を検証する方法としてディフューザーボールを使用した測定が挙げられる。光ファイバーの先端にディフューザーボールを取り付けると、レーザー光はランダムな方向に散

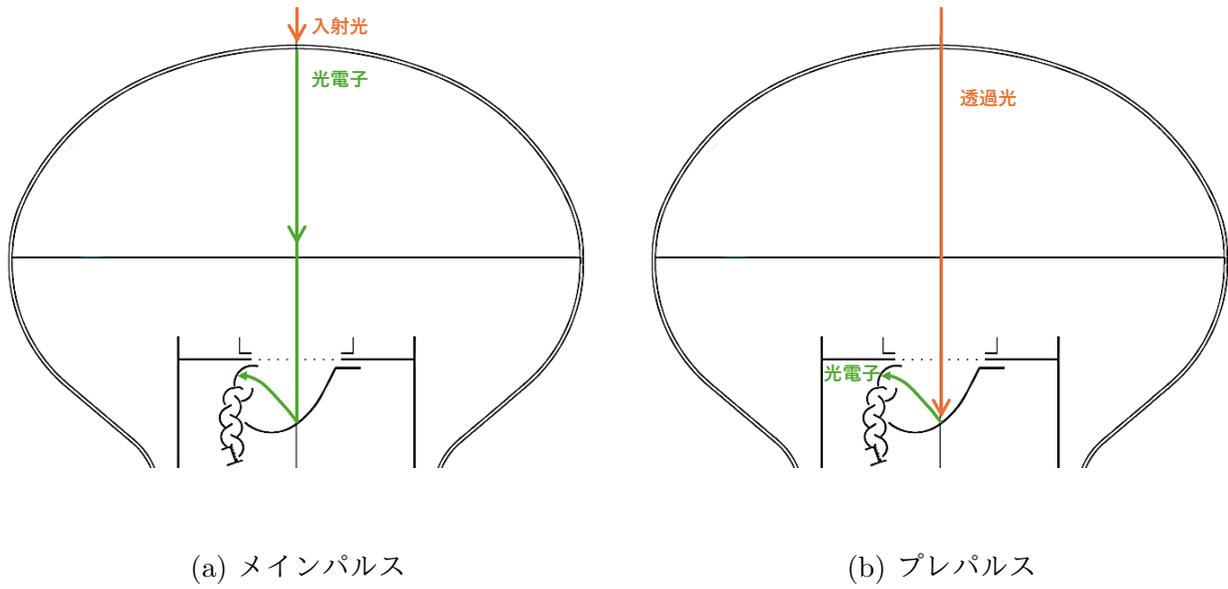


図 4.1: メインパルスとプレパルスの検出プロセス。[14] より図に加筆して転載。

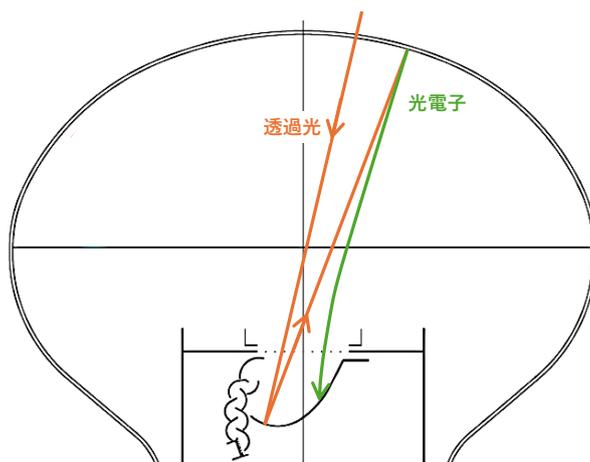


図 4.2: 透過光の検出例。透過光がダイノードで反射し、光電面に衝突して光電子を放出する。。 [14] より図に加筆して転載。

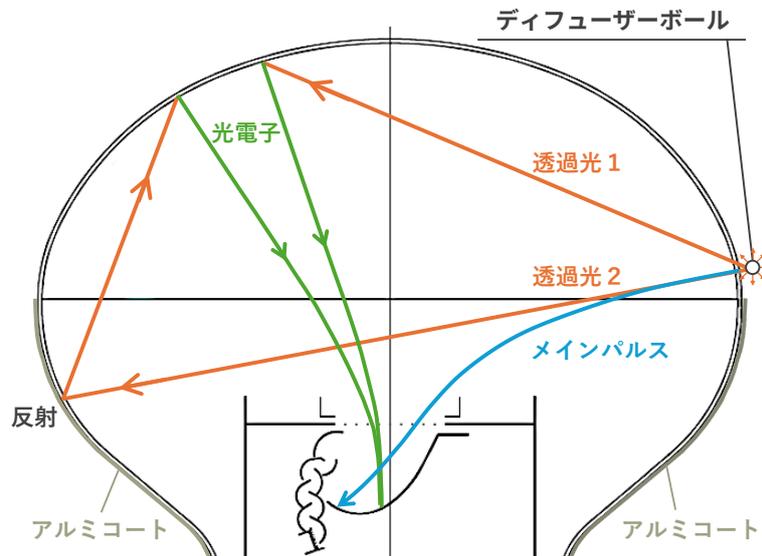


図 4.3: ディフューザーボールを用いた測定。メインパルスとなる光電子の軌跡を青い線で描いており、透過光の軌跡をオレンジ色で2つ示している。透過光 1 は直接光電面に衝突し、透過光 2 はアルミでコーティングされている PMT の下部で反射して、光電面に衝突している。[14] より図に加筆して転載。

乱されて PMT に入射する。その様子を図 4.3 に示す。図 4.3 のように透過光は光電面に直接、あるいは内部で反射して光電面に衝突することが考えられる。図 4.3 のような PMT の端からの光入射ではメインパルスの検出効率が低いですが、ディフューザーをつけて透過光の軌跡が変化すると検出効率が増加したり、検出電荷が大きくなるなどが考えられる。

4.2 改善点

今後次のような改善を行うことで、測定精度を高められる可能性がある。

4.2.1 測定の改善点

- データ数

より高精度な測定にはデータ数を増やすことが必須であるが、現在の統計量はオシロスコープのデータ取得速度、約 30 Hz によって制限されている。現在、開発中のハイパーカミオカンデで実際に用いられるデータの読み出し回路を使用すると、データ取得速度は 1 MHz 以上になることが見込まれる。

- ロボットアームの磁場の対処

今回はロボットアームの磁場の影響下で測定を行ったが、ロボットアームと PMT の距離

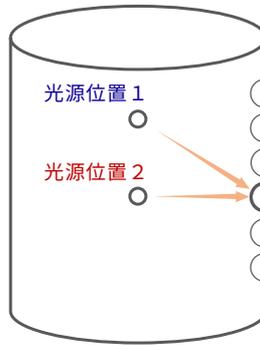


図 4.4: 較正の概念図。円筒形水タンク内の異なる位置に点光源を設置しそれぞれの場合で電荷分布を求める。光源位置が1のときは2のときよりも PMT の端に光子が当たる確率が高い。

を離すことでこの影響は排除できる。

4.2.2 解析の改善点

- ノイズの分布を入れる。

検出電荷、検出時間の測定ではノイズの考慮が不十分であった。これらを次のように改善することができる。まず、電荷は光を入れずに測定を行うことでノイズの電荷分布を求め、これを信号の電荷分布に加え、より正確な信号の分布が得られる可能性がある。時間分布に対してもノイズの時間分布を定数項として加えることで若干の高精度化が期待できる。

- 2 光電子以上の分布を入れる。

電荷分布を見ると 2 光電子以上の電荷が測定されている可能性がある。この分布をモデル関数に取り入れて 1 光電子の分布から引くことで精度が高まる可能性がある。

4.3 今後の課題

4.3.1 スーパーカミオカンデ内での測定

スーパーカミオカンデには約 100 本の HKPMT が設置されている。そこで、スーパーカミオカンデの較正データを用いて、測定した応答の非一様性が水チェレンコフ検出器内で現れるか検証することができる。図 4.4 に較正の概念図を示す。図 4.4 からわかるように、光源の位置の違いによって PMT 上の当たる位置の確率分布が異なる。端に当たる確率が高いとき、検出電荷は小さくなり、検出効率は低くなることが予想される。

4.3.2 検出効率の測定

1 光子を検出できる確率を検出効率という。現在、検出効率の測定はセットアップ中である。検出効率を考慮することで、例えばPMTの端の領域でのゲインの低下がPMT全体の性能に与える影響を見積もることができるようになる。

4.3.3 その他のパラメータ依存性

今後は、同様の測定を磁場、印加電圧を変化させて行う。これらを調査することで、スーパーカミオカンデに設置されているPMTの時間性能、電荷性能の光入射位置依存性をより正確に説明できる可能性がある。

4.3.4 位置依存性のモデル化

今回の測定よりも統計量を増やし、ロボットアームの磁場の影響を排除できた場合、電荷、時間応答はより滑らかな位置依存性をもち、ダイノードの対称性、非対称性が現れると予想される。そのような結果が得られると、時間分布、電荷分布を光入射位置による関数で表すことができると考えられる。そうすることで、位置依存性を事象再構成に取り入れることが容易になる。

第5章 まとめ

スーパーカミオカンデはニュートリノ振動を発見し、ニュートリノに質量があることを示した。その後、ニュートリノの振動パラメータが詳細に次々と測定されたものの、CP 対称性の破れ（または保存）の発見や質量階層問題の解決など、ニュートリノ振動から測定できる物理的に重要な課題が残されている。これらの問題を解決するにはより高い統計量とより高精度な事象再構成が求められる。ハイパーカミオカンデはスーパーカミオカンデの8倍の有効体積により高統計測定が可能であり、改良されたPMTにより高精度な事象再構成ができる。

事象再構成精度を最大限に向上させるためには、PMTの電荷性能と時間性能について、これらが依存する温度、磁場、印加電圧、閾値電圧、そして光入射位置依存性を考慮して把握する必要がある。そこで本研究では時間性能、電荷性能の光入射位置依存性を詳細に調査した。時間性能、電荷性能の光入射位置依存性が明らかになれば、事象再構成の際、光源の位置の違いを考慮することで、より正確なエネルギーとバーテックスを求めることができる可能性がある。

測定にはロボットアームを用いて光入射位置を設定し、ヘルムホルツコイルを用いて環境磁場を打ち消した。測定に用いたロボットアームの磁場の影響を受けた結果ではあるものの、ゲインの非一様性が2%程度（SKPMTは40%程度）、C.T.T.D.が1.2ns程度（SKPMTは4ns程度）、T.T.S.がおおよそ4ns以下（SKPMTはおおよそ7ns以下）であることが分かり、HKPMTの一様性はSKPMTと比べて大幅に改良されていることが確認できた。また、ロボットアームとTDCを用いた測定により、広範囲にわたって時間性能を測定することができ、これまで断片的だった測定結果の全体像を把握することができた。

今後は、検出効率の測定を行い、時間性能、電荷性能の光入射位置依存性が実際のチェレンコフ検出器内でどのように現れるか検証する。また、スーパーカミオカンデの校正データから時間性能、電荷性能に光源位置依存性があるかを調査し、もし見つければそれらが光入射位置依存性によって説明できるかどうか検証する。

付録 A 地磁気中での測定

本章ではヘルムホルツ内にロボットアームや PMT を設置する前に行なった地磁気中での測定の結果を掲載する。

A.1 測定方法

光入射位置の設定方法

ロボットアームは図 A.1 のように PMT の横に設置した。そのため、ロボットアームの可動範囲が制限され、PMT の半面のみでの測定となった。

環境磁場

この測定ではヘルムホルツコイルは使用していないが、パーマロイ製の磁気シールドを使用したことで、PMT の下部は地磁気が低減されている。この磁器シールドの影響でロボットアームの可動域は $|\theta| < 70^\circ$ となった。PMT の真上で磁場を測定すると図 A.3 のようになり、PMT の管軸に垂直な磁場は $\varphi = 31^\circ$ の方向に 164 mG であった。。

データ取得方法

PMT のデータを取得するため図 A.4 の回路を用意した。この測定ではオシロスコープは使用せず、電荷量の測定には ADC を使用した。また図 A.4 では PMT からの信号が 2 つ描かれているが、これらはアンプ等によって信号を分割したのではなく、ADC を使用するときと TDC を使用するときでどちらか一方を使用している。

A.2 測定結果

まず、ADC を使用して測定した結果を掲載する。1 光電子分布のピークの値、すなわちゲインに素電荷荷 $|e| = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ をかけた値を図 A.5 に示す。地磁気中ではボックス側の一

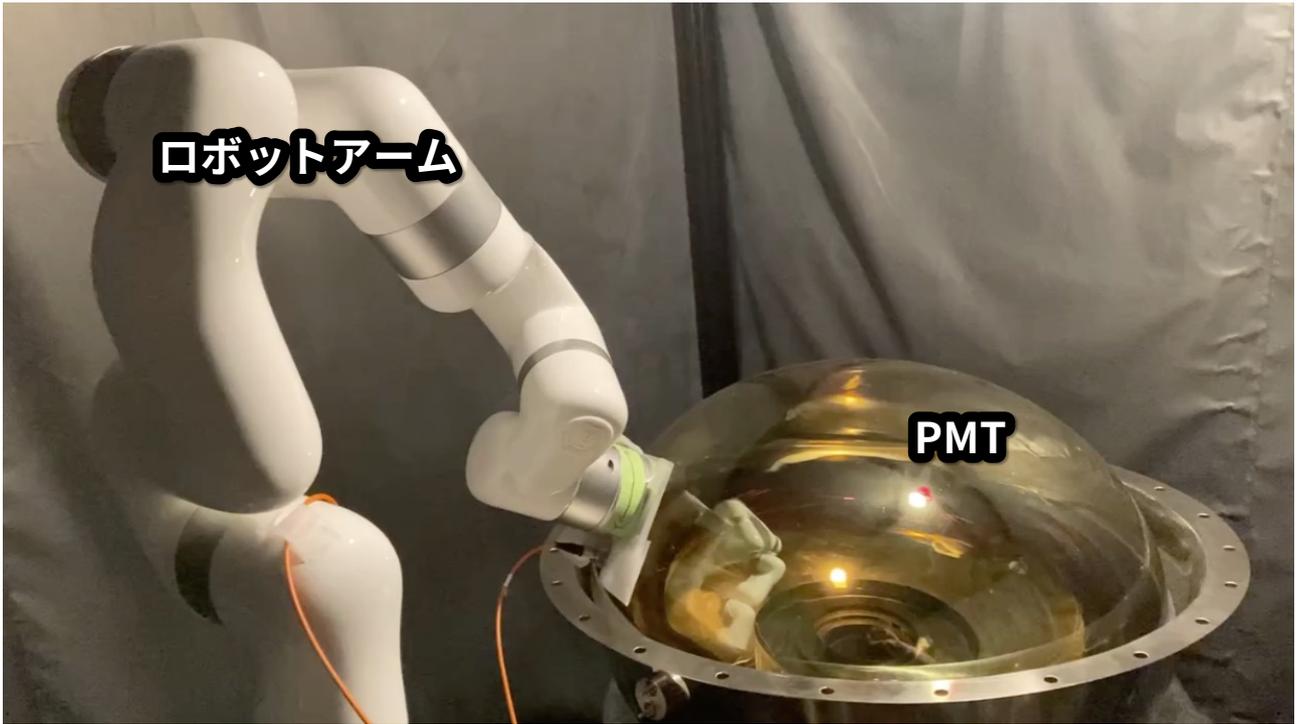


図 A.1: ロボットアームと PMT。ロボットアームは PMT の横に設置した。

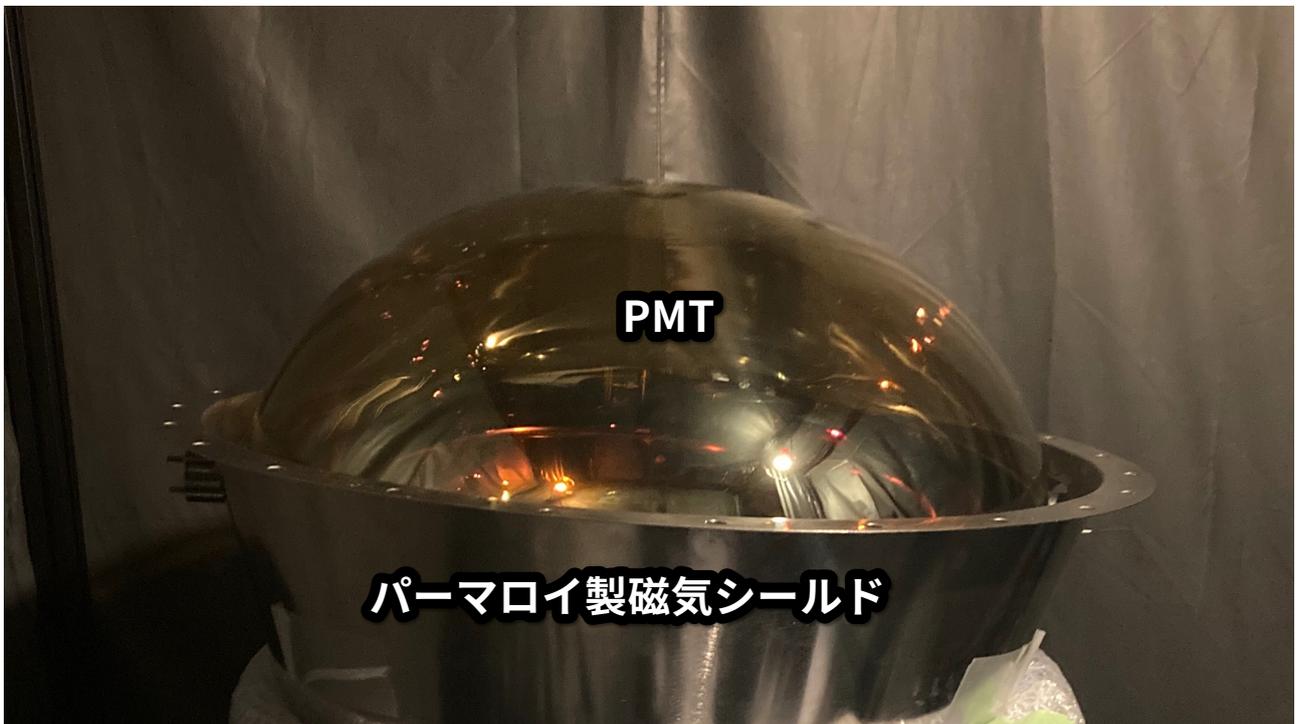


図 A.2: パーマロイ製磁気シールド。PMT 下部の地磁気は低減されている。

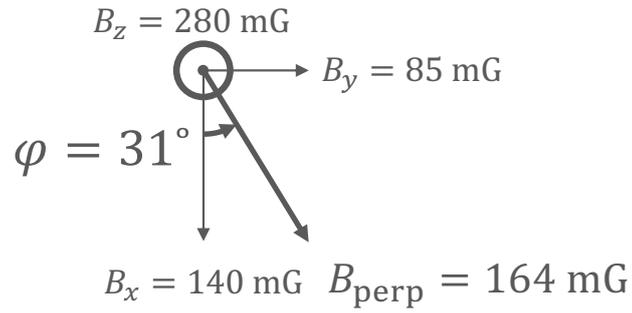


図 A.3: 地磁気中での測定磁場。PMT の真上で測定した。座標軸の定義は図 3.19 と同様。

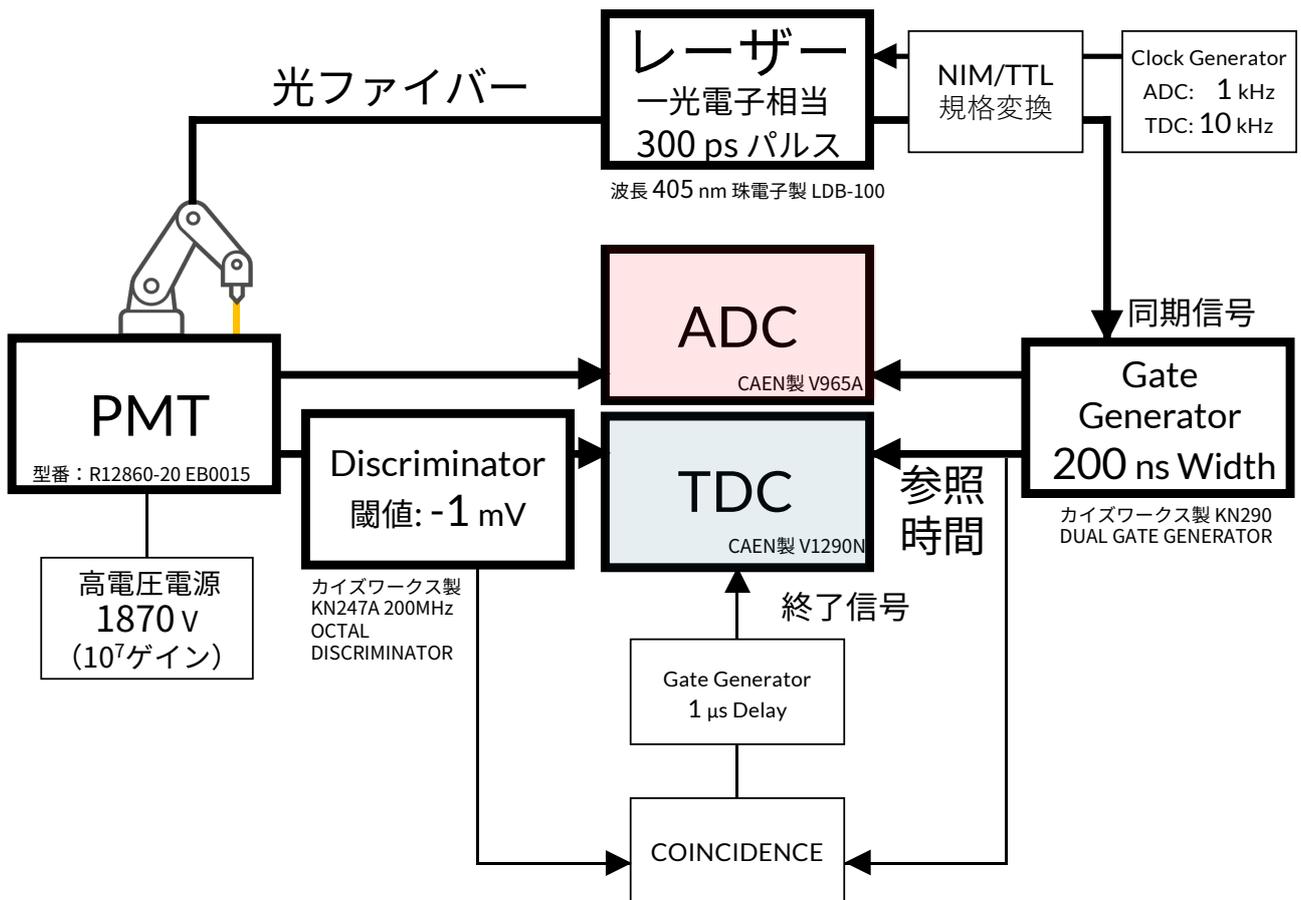


図 A.4: データ取得回路。

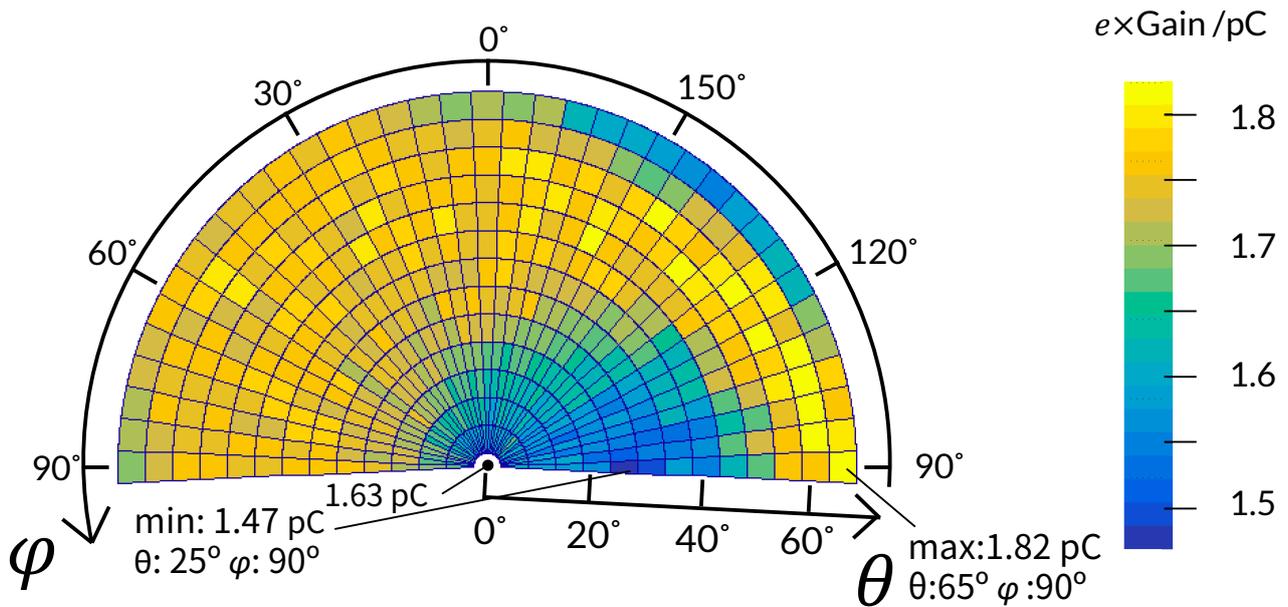


図 A.5: ゲインの測定結果。縦軸は1 光電子分布のピークの値で、ゲインに素電荷 $|e| = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ をかけた値となっている。

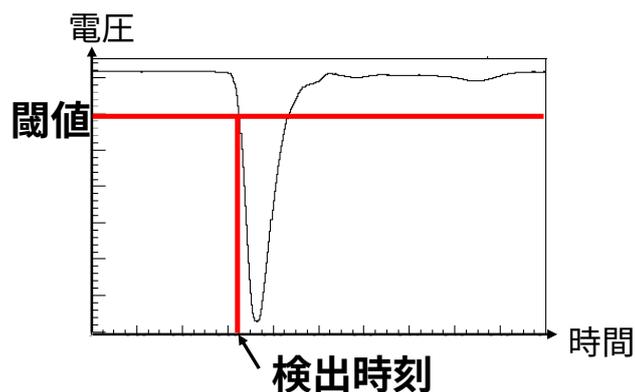


図 A.6: 検出時刻の定義。閾値 -1 mV を下回った時刻を検出時刻と定義した。

部でゲインが10%程度低い領域が見られた。この原因としては、ボックス側では第1 ダイノードから第2 ダイノードまでの距離が遠くなるため、磁場の影響で電子が第1 ダイノードから第2 ダイノードへの電子の収集効率が下がることが考えられる。

続いて、TDCを使用して測定したC.T.T.D.とT.T.S.の測定結果を説明する。まず、この測定では検出時間を図のように定義した。この定義によって得られたC.T.T.D.とT.T.S.の測定結果を図A.7と図A.8に示す。図A.7と図3.16を比較すると、地磁気中ではC.T.T.D.が大きな値をとった。磁場の影響により電子の軌道が曲げられていると考えられる。一方、T.T.S.は図A.8と図3.18を比較すると、磁場中の方が値が小さくなっている。これは検出時刻の定義の違いが影響していると考えられる。

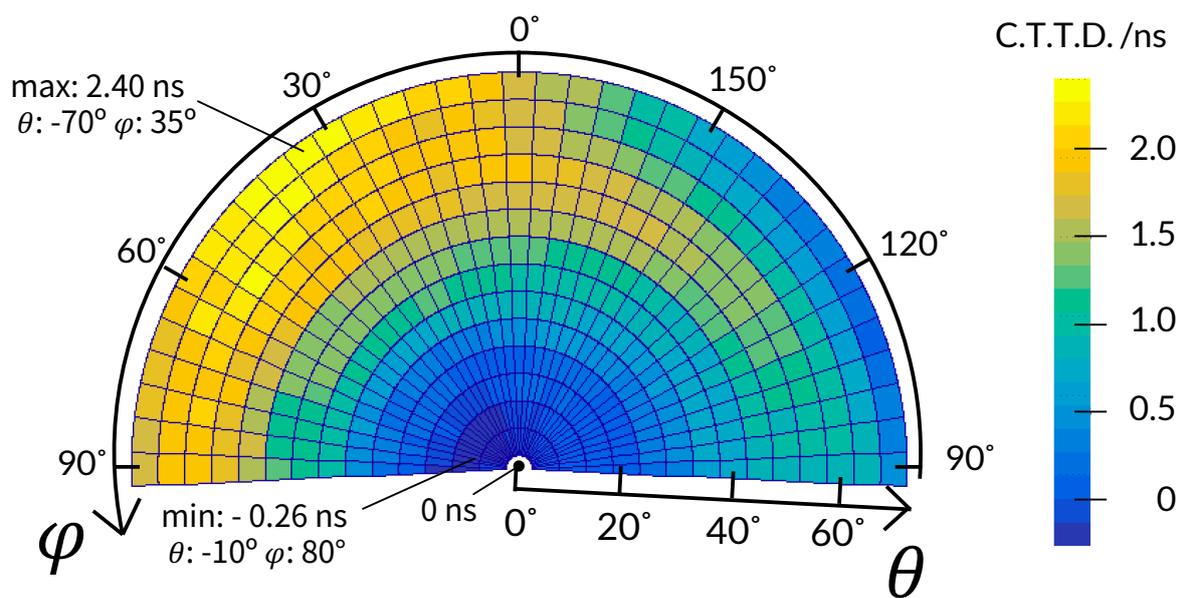


図 A.7: C.T.T.D. の測定結果。

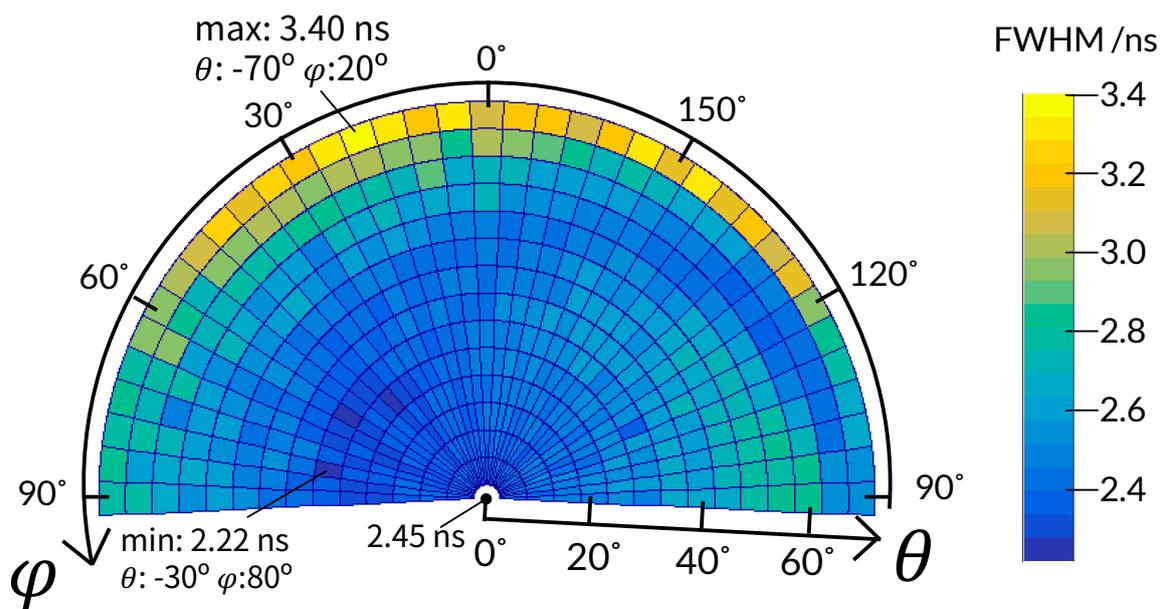


図 A.8: T.T.S. の測定結果。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多大なるご指導とご支援を賜りました西村康宏准教授に、心より感謝申し上げます。西村先生には、本研究の指導をはじめ、研究課題の設定からその意義、具体的な研究手法に至るまで、丁寧にご指導いただきました。さらに、神岡での実験の際には、ご多忙の中にもかかわらず同行していただき、実験の補助をしていただきました。また、特に先生の専門であるPMTの先行研究について、多くの貴重なご助言を賜り、研究を進める上で大変勉強になりました。加えて、私は修士課程から西村研究室に所属することとなりましたが、その際には温かく迎え入れていただきました。研究の進め方やスケジュールの立て方についても丁寧にご指導いただき、研究活動を進めることができました。ここに改めて、西村先生のご指導とご支援に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 早戸良成, ニュートリノ反応のお話, < <https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/nufrontier/files/hayato-20140111.pdf> > 2025年02月03日最終アクセス.
- [2] Particle Data Group, 58. τ Branching Fractions, < <https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/rpp2023-rev-tau-branching-fractions.pdf> > 2025年02月03日最終アクセス.
- [3] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. ハイパーカミオカンデ ホームページ | ハイパーカミオカンデ, < <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/> > 2025年01月27日最終アクセス.
- [4] K. Abe *et al.* The T2K experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **659**(1), 106–135. (2011)
- [5] Li, Z. *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration) Measurement of the tau neutrino cross section in atmospheric neutrino oscillations with Super-Kamiokande, Phys. Rev. D, **98**(5), 052006. (2018)
- [6] M. Shiozawa, Reconstruction algorithms in the Super-Kamiokande large water Cherenkov detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **433**, 240–246. (1999)
- [7] 浜松ホトニクス. 光電子増倍管モジュール H11411, < <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/pmt-module/current-output-type/H11411.html> > 2025年01月29日最終アクセス.
- [8] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 『光電子増倍管 —その基礎と応用—』(第4版) (浜松ホトニクス株式会社, 2017)
- [9] 浜松ホトニクス. ニュートリノを探る, < <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/why-hamamatsu/exploring-neutrinos.html> > 2025年01月29日最終アクセス.

- [10] A. Suzuki, M. Mori, K. Kaneyuki, T. Tanimori, J. Takeuchi, H. Kyushima, Y. Ohashi, *Nucl. Instr. Meth. A* **329**, 299–313 (1993).
- [11] C. Bronner *et al.* Performances of the Hyper-Kamiokande 20” PMT, Proc. 5th Int. Workshop New Photon-Detectors (PD18)
- [12] 竹中彰 (2018). スーパーカミオカンデ検出器の有効体積拡張に向けた 50 cm 径光電子増倍管の応答測定およびソフトウェア開発, 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文.
- [13] D. Fukuda. *et al.* Properties of New 50 cm Photodetectors in an Environment for Hyper-Kamiokande, PoS PhotoDet2015, 016 (2016)
- [14] 浜松ホトニクス株式会社 (2021). R12860-22, (未公刊).
- [15] S. Tobayama, ”An Analysis of the Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, PhD Thesis, The University of British Columbia (2016)
- [16] JUNO Collaboration. Mass testing and characterization of 20-inch PMTs for JUNO, *Eur. Phys. J. C* **82**, 1168(2022)