

2024 年度 卒業論文

水チェレンコフ検出器における multi-PMT の 熱電子ノイズ特性および事象再構成の評価

2025 年 1 月 28 日

指導教員 西村康宏 准教授

慶應義塾大学
理工学部物理学科 西村研究室

深澤 雅光

概要

T2K 実験は J-PARC からのニュートリノをスーパーカミオカンデで観測することでニュートリノ振動の研究を行っている。その将来計画の一環として提案されている中間水チェレンコフ検出器 (IWCD) や現在建設中のハイパーカミオカンデでは 8 cm 光電子増倍管 (PMT) 19 本を内包した multi-PMT が用いられる。

PMT の熱電子ノイズは検出器の性能に大きく影響するが、外部環境に依存する。そこで電位差や温度に対する熱電子ノイズの特性を調査し、Schottky 効果に基づく Richardson-Dushman の式でのモデル化を検証した。

また IWCD では壁面附近での高分解能測定を可能とするため、multi-PMT 単体での発光位置再構成の手法を提案し、その有効性を検証した。

本研究の結果、8 cm PMT のノイズの外部環境依存性はモデルとよく一致し、PMT 電圧が -1150 V のときは、熱電子放出の起こる面積が 3.02 cm^2 、仕事関数が 1.68 eV と、想定値に近い結果が得られ、モデルの適切性が確認された。

multi-PMT 単体での角度再構成性能を検証するため、各 8 cm PMT に対する入射光の角度対ヒット光量をシグモイド関数でモデル化した。結果、PMT 単体の最大光量が約 5 光電子数程度あれば θ 方向に 0.2 rad 、 ϕ 方向に 0.5 rad 程度の精度で再構成が十分に可能であることがわかった。

以上の結果から、電位差と温度から PMT のノイズを予測することが可能になり、また、multi-PMT 単体による壁際でのノイズ除去への展望が開けた。このことは IWCD の事象再構成性能の向上につながる。

今後は熱電子ノイズや multi-PMT のヒット光量について、より良いモデルを考案し、現在計画中の IWCD の性能向上の一助になりたい。

目次

第 1 章	背景	6
1.1	ニュートリノ	6
1.1.1	標準模型	6
1.1.2	ニュートリノとは	6
1.1.3	ニュートリノ振動	7
1.2	ニュートリノ検出器および実験	8
1.2.1	チェレンコフ光	8
1.2.2	スーパーカミオカンデ	9
1.2.3	ハイパーカミオカンデ	9
1.2.4	T2K 実験	9
1.2.5	IWCD	10
1.3	光電子増倍管 (PMT)	12
1.3.1	光電子増倍管の原理	12
1.3.2	暗電流	12
1.3.3	フォトンカウンティング法と dark count rate	14
1.3.4	8 cm PMT	15
1.3.5	Multi-PMT	15
1.4	WCSim	16
1.5	事象再構成	16
1.5.1	Vertex pre-fit	17
1.5.2	尤度関数	17
1.5.3	粒子識別	17
第 2 章	研究目的および内容	18
第 3 章	8 cm PMT における dark count rate の温度・電圧依存性	19
3.1	理論	19
3.2	実験装置	20
3.3	測定方法	20
3.4	結果	21
3.4.1	ディスクリミネータの出力の見積もり	21
3.4.2	Dark count rate の温度依存性	22
3.4.3	Dark count rate の ΔV_{out} 依存性	24
3.5	考察	29
第 4 章	単体 multi-PMT による事象再構成のシミュレーション	31
4.1	シミュレーション手法	31

4.2	位置再構成方法	32
4.2.1	ヒット時刻を用いた再構成	32
4.2.2	ヒット光量を用いた再構成	32
4.3	結果	33
4.3.1	ヒット時刻を用いた再構成	33
4.3.2	ヒット光量を用いた再構成	37
4.4	考察	46
第 5 章	結論と今後の展望	48
付録 A	8 cmPMT における dark rate の測定のフィッティング結果	50
	謝辞	54
	参考文献	55

図目次

1.1	素粒子の標準模型 ^[1]	7
1.2	チェレンコフ光の発生と観測	9
1.3	ハイパーカミオカンデの概要 ^[2]	10
1.4	T2K 実験の概要 ^[3]	10
1.5	軸外角に対するニュートリノビームのエネルギースペクトル ^[4]	11
1.6	IWCD の概略図 ^[4]	11
1.7	光電子増倍管の構造 [[5], 図 2-1, p.14]	12
1.8	供給電圧対暗電流特性 [[5], 図 4-42, p.69]	13
1.9	PMT 内外の電場の様子	14
1.10	フォトンカウンティング法による光子数の測定 [[5], 図 6-1, p.144]	15
1.11	8 cm PMT、R14374 の外観と概略図 ^[6]	16
1.12	Multi-PMT の外観 (左) と構造 (右)	16
3.1	PMT 内外の電場の様子	20
3.2	Dark count rate 測定のセットアップ	21
3.3	測定装置における PMT 内外の電場	21
3.4	$V_{\text{PMT}} = V_{\text{alum}} = -950 \text{ V}$ 、 $T = 25^\circ\text{C}$ のときの PMT の出力信号電圧の分布	22
3.5	$\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの dark count rate の温度依存性。赤線はフィット結果を示す。	23
3.6	Dark count rate の ΔV_{out} 依存性の測定結果。PMT 電圧ごとに分けて表示している。	25
3.7	PMT 電圧ごとに求めた、dark count rate の温度 T 、電位差 ΔV_{out} 依存性。赤い網線はフィット結果を示す。	26
3.8	PMT 電圧ごとに求めた、dark count rate の ΔV_{out} 依存性のフィット結果。赤線はフィット結果を示す。図にはそのうち $T = 298.15 \text{ K}$ の結果のみを示しているが、フィッティングは他の温度のデータも含めて行った。	27
3.9	PMT 電圧・温度ごとに求めた d_{out}, ϕ の誤差楕円	28
4.1	Multi-PMT を基準とする球座標系	31
4.2	光源位置と PMT の向きによる角度 α_i の定義	33
4.3	$x - z$ 平面における、ヒット時刻を用いた最小二乗法での χ^2 値。赤点は真の光源位置	34
4.4	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた最小二乗法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。	35
4.5	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた最小二乗法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	35
4.6	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた fTQun の手法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。	36

4.7	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた fitQun の手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。 . . .	36
4.8	PMT の向きと光源の方向のなす角 α_i とヒットした光量 Q_i の関係。赤線はシグモイド関数によるフィット結果	38
4.9	$x - z$ 平面における、ヒット光量を用いた手法での χ^2 値。赤点は真の光源位置	39
4.10	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。	40
4.11	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	41
4.12	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.25, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	41
4.13	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	42
4.14	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.75, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	42
4.15	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	43
4.16	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1.25, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	43
4.17	光源が $(r, \theta, \phi) = (20, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	44
4.18	光源が $(r, \theta, \phi) = (40, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	44
4.19	光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	45
4.20	光源が $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	45
4.21	光源が $(r, \theta, \phi) = (100, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。	46
A.1	$V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。	51
A.2	$V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。	52
A.3	$V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。	53

表目次

1.1	SK と HK の比較	9
3.1	$\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときのフィッティング結果	23
3.2	全データを用いたフィッティング結果	24
4.1	光源が $r = 60 \text{ cm}$ 上にあるときの、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。	42
4.2	光源が $r = 60 \text{ cm}$ 上にないときの、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。	45

第 1 章 背景

T2K 実験ではスーパーカミオカンデを後置検出器としてニュートリノ振動の観測を行っており、その後継としてハイパーカミオカンデや中間水チェレンコフ検出器 (IWCD) が計画されている。ハイパーカミオカンデではその一部に、IWCD では全ての光電子増倍管 (photomultiplier tube, PMT) に 8cm PMT を 19 個束ねた multi-PMT を配置する予定である。

本章では、まずニュートリノについての基礎知識を述べ、次にスーパーカミオカンデ、ハイパーカミオカンデ、T2K 実験、IWCD について説明する。その後、光電子増倍管の原理と dark count rate について説明し、最後に水チェレンコフ検出器における事象再構成について述べる。

1.1 ニュートリノ

1.1.1 標準模型

素粒子の標準模型 (SM, Standard Model of elementary particles) は、宇宙に存在する基本的な粒子と相互作用 (重力を除く) を説明する理論体系である。標準模型は Fig 1.1 に示すように、6 種のクォーク、6 種のレプトン、4 種のゲージボソン (光子、W/Z ボソン、グルーオン)、ヒッグスボソンから構成されている。

クォークとレプトンはそれぞれ 3 つの世代に分かれており、それぞれの世代では質量が異なることが知られている。第 2、第 3 世代の荷電粒子は第 1 世代の荷電粒子であるアップ・ダウン・電子と比べ質量が重いため、非常に短い半減期で崩壊してしまい我々の周りには安定して存在しない。ただしミューオンは半減期が $2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$ と比較的長いため、宇宙線として観測することができる。一方、ニュートリノは電荷を持たず質量も極めて小さいため、電磁相互作用や強い相互作用には関与せず弱い相互作用と重力のみによって相互作用する。そのためニュートリノは崩壊せず宇宙空間を飛び続けることができるが、これを観測することは困難である。

ボソンは力を伝える粒子であり、光子は電磁相互作用を、W/Z ボソンは弱い相互作用を、グルーオンは強い相互作用を担っている。ヒッグスボソンは素粒子の質量を与える役割を持っている。

当初、ニュートリノには質量がないとされていたが、1990 年代以降梶田隆章や A.B. McDonald によってニュートリノ振動が観測され、ニュートリノの質量がゼロでないことが示された。この発見により標準模型は拡張され、ニュートリノ振動を説明するためにニュートリノの質量項が導入された。

1.1.2 ニュートリノとは

ニュートリノは電荷を持たず質量も極めて小さい素粒子であり、電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の 3 種類のフレーバーが存在する。

ニュートリノの存在は 1930 年 W. Pauli によって β 崩壊のエネルギー保存則に対する解決策として提案され、1934 年に E. Fermi がニュートリノを含む β 崩壊の理論を定式化した。その後、1956 年に C. Cowan と F. Reines が原子炉から放出される反ニュートリノを検出することに成功し、ニュートリノの実験的な観測がなされた。

1960 年代には太陽ニュートリノの観測が行われ、太陽ニュートリノフラックスが理論値よりも少ないこと

Standard Model of Elementary Particles

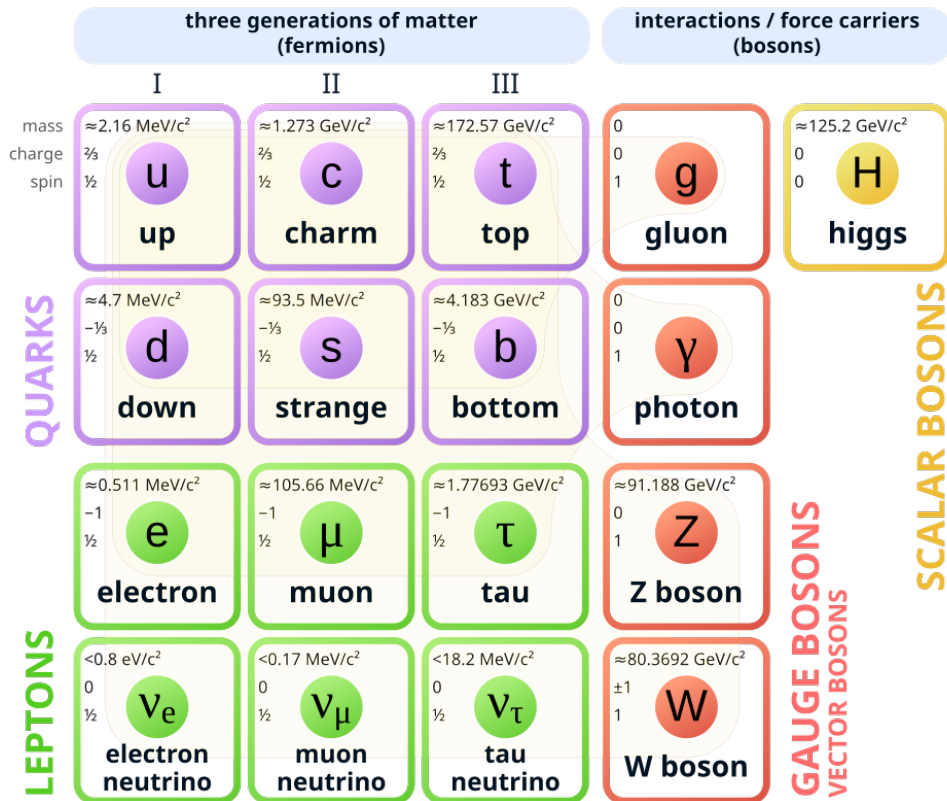


Fig. 1.1: 素粒子の標準模型 [1]

が観測された。この不一致を説明するため、ニュートリノの質量はゼロではなく僅かに質量差があることにより太陽から地球への飛行中にニュートリノが異なるフレーバーへ振動している可能性が提案された。ニュートリノ振動の観測は 1998 年にスーパーカミオカンデの梶田隆章が、2001 年にサドベリーニュートリノ観測所の A.B. McDonald が行い、この発見により 2015 年にノーベル物理学賞が授与された。

3 種類のフレーバーのニュートリノの質量の順序やニュートリノ振動の CP 対称性の破れがどの程度かは未解明であり、またなぜニュートリノの質量が極端に小さいのかも不明である。これらの問題はニュートリノ物理学の未解決問題として研究されている。

現在日本では岐阜県飛騨市にあるスーパーカミオカンデにおいて大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測が行われており、またスーパーカミオカンデを後置検出器として、J-PARC で生成するニュートリノビームを用いた T2K 実験が行われている。さらにスーパーカミオカンデの後継としてハイパーカミオカンデが建設中であり、2027 年の実験開始を目指している。

1.1.3 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異なるフレーバーへと変化する現象である。ニュートリノの固有状態には質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 とフレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ がある。質量固有状態は質量行列の固有値であり、フレーバー固有状態は弱い相互作用の固有状態である。これらは一致せず、Eq. (1.1.1) のような混合行列 U_{PMNS} によって変換される。この混合行列はポンテコルボ・牧・中川・坂田行列 (PMNS 行列) と呼ばれ、3

つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と 1 つの CP 位相 δ 、2 つのマヨラナ位相 α_1, α_2 でパラメータ化される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1.1)$$

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。

ニュートリノの振動数はその質量に依存するので、あるフレーバー固有状態 ν_α として生じたニュートリノは

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.1.2)$$

のように時間発展する。簡単のためミューニュートリノと電子ニュートリノのみを考え、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle, \quad U = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \end{pmatrix} \quad (1.1.3)$$

と近似すると、エネルギー E 、運動量 p のミューニュートリノが距離 L だけ進むとき電子ニュートリノに変化する確率 $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ は

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= |\langle \nu_e | \nu_\mu(L/c) \rangle|^2 \\ &= \left| \frac{1}{2} \sin 2\theta_{12} \left(-e^{-iE_1 L/\hbar c} + e^{-iE_2 L/\hbar c} \right) \right|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{(E_2 - E_1)L}{2\hbar c} \right) \\ &\sim \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 c^3 L}{4\hbar E} \right) \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

となる。ここで Δm^2 は ν_1 と ν_2 の質量の二乗差である。

このようにニュートリノのフレーバー固有状態は発生源からの距離に応じて変化する。これをニュートリノ振動といい、各フレーバーのニュートリノの検出確率とそのエネルギー E を測定することによって質量二乗差 Δm^2 や混合角 θ_{ij} 、CP 位相 δ を求めることができる。これによりニュートリノの質量階層性や CP 対称性の破れを調べることができる。

1.2 ニュートリノ検出器および実験

1.2.1 チェレンコフ光

ニュートリノは電荷をもたず質量も極めて小さいため観測が困難である。しかし、ニュートリノはまれに水分子の電子や原子核と素粒子反応を起こし、電子やミュオンといった荷電粒子を生成することがある。これらが媒質中の光速を超えると荷電粒子からチェレンコフ光と呼ばれる青色光が放出される。

チェレンコフ光は Fig 1.2 に示すように、あるきまった放射角度で放射され、検出器内壁でチェレンコフリングと呼ばれる円環状に検出される。

この光がいつ、どれだけの光量で届いたかを個々の光センサで検出することにより、もとのニュートリノのエネルギーや方向を再構成することができる。

ニュートリノ反応は頻度が非常に低いため大容量の検出器が必要である。そのためスーパーカミオカンデなどといった水チェレンコフ検出器においては純水で満たされた巨大なタンク内に多数の PMT を配置し、チェレンコフ光を検出することでニュートリノの観測を行っている。

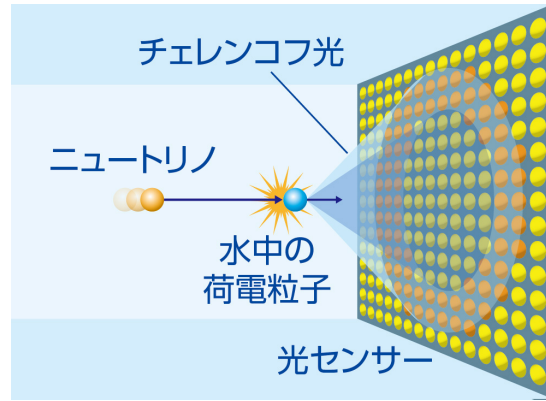


Fig. 1.2: チェレンコフ光の発生と観測

1.2.2 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande, SK) とは、岐阜県飛騨市神岡町池ノ山地下 1000 m にある水チェレンコフ宇宙素粒子検出器である。SK は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形のタンクに 5 万トンの純水を満たしている。SK は内水槽と外水槽に分けられ、内水槽には 11 129 本の 50 cm PMT が、外水槽には 1885 本の 20 cm PMT が取り付けられている。SK ではニュートリノが水と衝突することにより発生するチェレンコフ光を PMT で検出し、生成した荷電粒子の種類や位置、エネルギー、運動量を測定している^[7]。SK は 1996 年に運用を開始し、ニュートリノ振動の発見によりノーベル物理学賞を受賞している。

1.2.3 ハイパーカミオカンデ

ハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande, HK) は、スーパーカミオカンデの後継として 2027 年の実験開始を目指し岐阜県飛騨市神岡町二十五山地下 600 m に建設されている水チェレンコフ検出器である。HK は直径 68 m、高さ 71 m のタンクに 26 万トンの純水を満たし、約 4 万本の 50 cm PMT を配置することができる。その一部は 50 cm PMT の代わりに、19 個の 8 cm PMT を 50 cm 径内に敷き詰めた multi-PMT を配置することが予定されている。また、外水槽には 8 cm PMT を用いる予定である。HK のタンクの有効体積は SK の 8.4 倍であり、使用する PMT の感度は SK の 2 倍となっている^[2]。HK ではレプトンの CP 対称性の発見やニュートリノ質量階層性の解明、宇宙ニュートリノの観測による宇宙論的な研究や、大統一理論を検証する鍵となる陽子崩壊の探索などが期待されている^{[8][9]}。

Table 1.1: SK と HK の比較

検出器	スーパーカミオカンデ	ハイパーカミオカンデ
直径	39.3 m	68 m
高さ	41.4 m	71 m
純水質量	50 000 トン	260 000 トン
有効体積	22 500 トン	190 000 トン
PMT 本数 (内水槽)	11 129 本	約 40 000 本

1.2.4 T2K 実験

T2K(Tokai to Kamioka) 実験は日本で行われている長基線ニュートリノ実験で、ニュートリノ振動現象の探索を行っている。T2K 実験は茨城県東海村にある J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で加速された陽子ビームを炭素標的にぶつけることによりミューニュートリノビームを生成し、炭素標的から

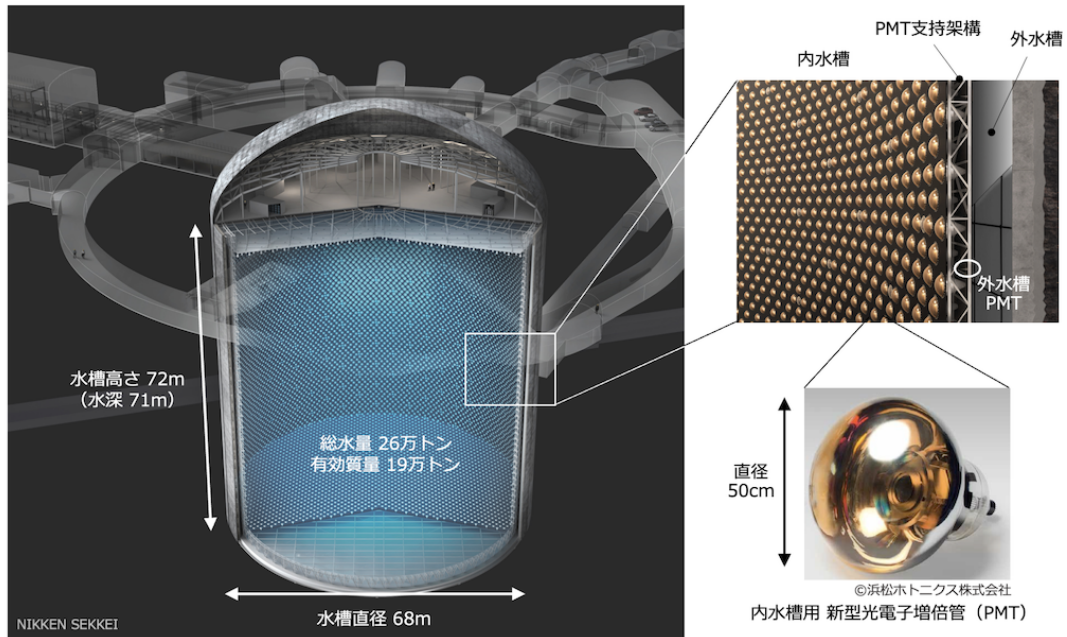


Fig. 1.3: ハイパーカミオカンデの概要 [2]

280 m 下流にある前置検出器と 295 km 離れた SK でニュートリノを観測している。

T2K 実験では 2011 年 6 月、ミューニュートリノから電子ニュートリノへの振動の探索の結果、その実験的な証拠が得られた。ニュートリノ振動がないと仮定した場合において予測される事象数が 1.5 個であるのに対し、後置検出器であるスーパーカミオカンデにおいて 6 個の電子ニュートリノが観測されたことにより、99.3% の確率でニュートリノ振動が存在することが示された。T2K 実験では現在、電子ニュートリノへの振動だけでなくミューニュートリノからタウニュートリノへの振動の測定も行われている [3]。

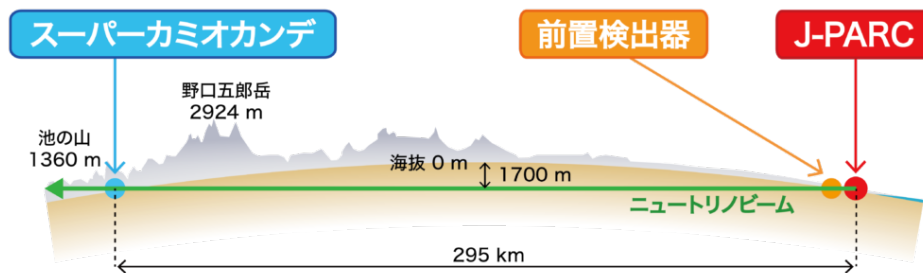


Fig. 1.4: T2K 実験の概要 [3]

T2K 実験ではより多くのデータを取得すると同時に系統誤差を小さくするため、検出器の改善が求められている。長期的には T2K 実験の後継として現在建設中の HK がその役割を担うことが期待されている。また、ビームの下流約 1 km のところには中間水チェレンコフ検出器 (IWCD) が建設される予定である [4]。

1.2.5 IWCD

中間水チェレンコフ検出器 (Intermediate Water Cherenkov Detector, IWCD) はハイパーカミオカンデ長基線ニュートリノ物理プログラムの一部として提案されている中間近傍検出器である。IWCD は直径 8 m、高さ 6 m の小型の水チェレンコフ検出器で、Fig 1.6 に示すようにタンク自体を上下に動かすことができる。

Eq. (1.1.4) で示したようにニュートリノ振動はニュートリノのエネルギーに依存しており、また J-PARC で生成されるニュートリノのエネルギースペクトルは Fig 1.5 に示すように軸外角度に依存している。このため、IWCD ではタンクを上下に動かせるようにすることにより様々な軸外角度でニュートリノフラックスを測定することができ、その結果から目的となる特定のエネルギースペクトルを再現できる。これによりハイパーカミオカンデにおけるエネルギースペクトルを模倣することができ、CP 対称性の破れの測定における系統的な不確かさの原因であるニュートリノの散乱断面積をより正確に求めるのに役立つと期待される [4]。

IWCD の内水槽では光センサとして multi-PMT を使用する予定である。multi-PMT は 50 cm PMT とくらべ多くの PMT を小さな面積に配置することができるため解像度が高くなり、より精度の高いニュートリノ反応の再構成が可能である。

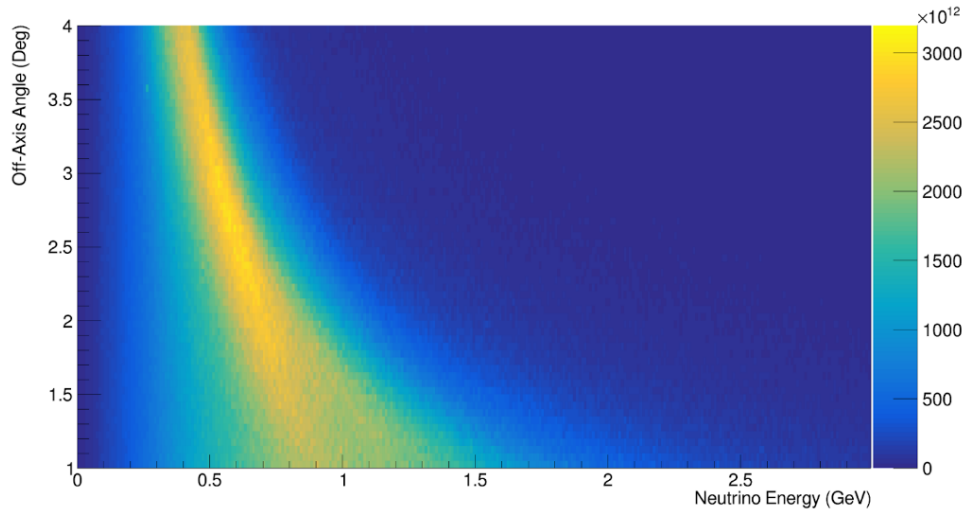


Fig. 1.5: 軸外角に対するニュートリノビームのエネルギースペクトル [4]

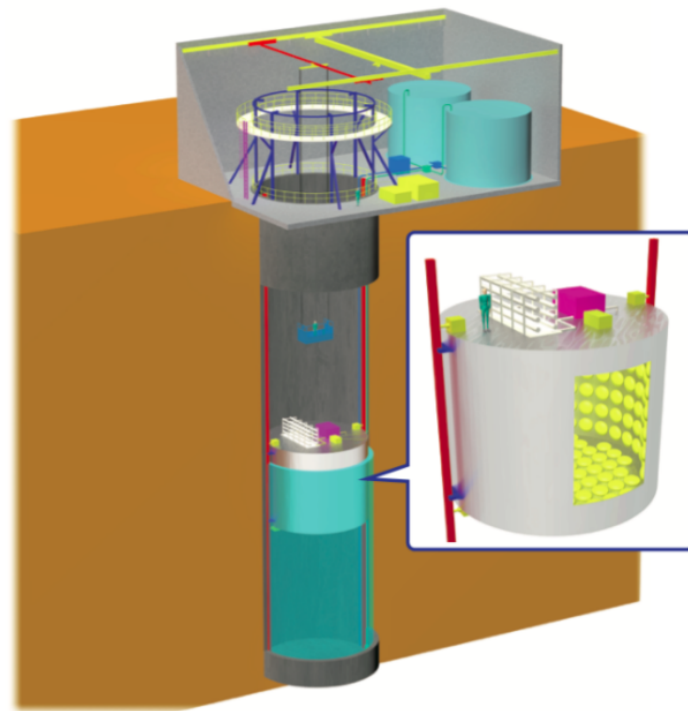


Fig. 1.6: IWCD の概略図 [4]

1.3 光電子増倍管 (PMT)

1.3.1 光電子増倍管の原理

PMT とは、入射した微弱な光を電子に変換し、その電子を増幅する光センサである。その構造を Fig 1.7 に示す。

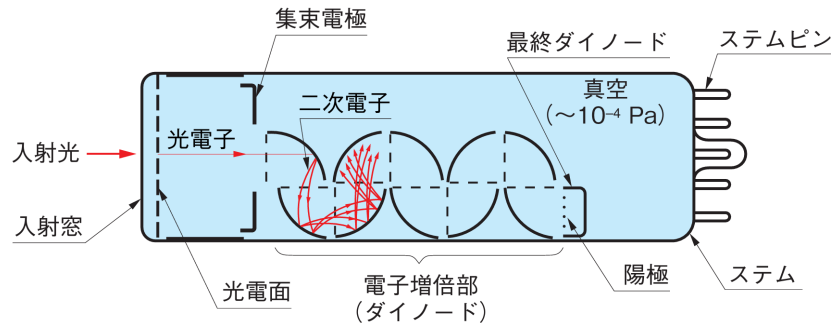


Fig. 1.7: 光電子増倍管の構造 [[5], 図 2-1, p.14]

PMT に入射した光がどのように増幅されるかについて説明する。入射した光がガラス窓を透過すると光電効果により光電面内の電子を迎起し、真空中に光電子を放出し第 1 ダイノードに収集される。そして光電子が第 1 ダイノードに衝突すると二次電子が放出されることにより電子増倍する。この二次電子は次のダイノードに衝突し、さらに増倍される。最終ダイノードより放出された電子は元の $10^6 \sim 10^7$ 倍になり、陽極から取り出されて電荷信号になる。

1.3.2 暗電流

PMT の信号では光が入射していない状態でもわずかに電流が流れる。これを暗電流 (dark current) といい、PMT 信号のノイズとなるため暗電流はできるだけ小さく抑えることが求められる。

暗電流の原因を分類すると次のようになる。

- 光電面およびダイノードからの熱電子放出
- 漏洩電流
- PMT 内部における発光
- 電界放出
- 残留ガスのイオン化
- 宇宙線などの放射線や環境ガンマ線によるガラスの発光

暗電流は供給電圧に伴い増加する。典型的な供給電圧対暗電流の様子を Fig 1.8 に示す。

暗電流は、低電圧領域 (図中 a) の部分は漏洩電流が、中電圧領域 (図中 b) の部分は熱電子放出が、高電圧領域 (図中 c) の部分は電界放出や PMT 内部における発光が支配的である。一般的に信号対雑音比は b の領域が最も高いため、PMT の適切な供給電圧は b の領域に設定される。

また光電面を室内光や太陽光に曝すと暗電流は上昇するため使用前には暗中に保管することが望ましい [5]。

熱電子放出

熱電子放出の原理について説明する。

熱電子放出による電流密度は次の Richardson-Dushman の式で表されることが知られている。

$$J_S = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), \quad A = \frac{4\pi me k_B^2}{h^3} \approx 1.20 \times 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2} \quad (1.3.1)$$

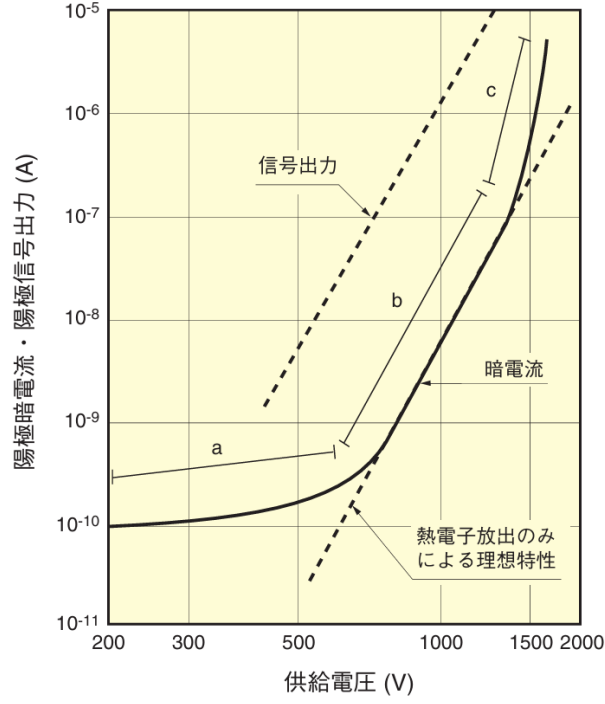


Fig. 1.8: 供給電圧対暗電流特性 [[5], 図 4-42, p.69]

ここで、 m は電子質量、 e は電子電荷、 k_B はボルツマン定数、 h はプランク定数、 T は絶対温度、 ϕ は仕事関数である。また、定数 A は Richardson 定数と呼ばれる。

PMT には光電面から集束電極にかけて引き出し電圧がかかっており、この電場によって金属表面の電位障壁が低下する。これを Schottky 効果という。Schottky 効果を取り込んだ熱電子電流密度 J_P は次のように表されることが知られている。

$$\begin{aligned} J_P &= J_S \times \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E}}{k_B T} \right) \\ &= A T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E} - \phi}{k_B T} \right) \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

ここで、 E は光電面表面における電場である。

さて、Fig 1.9 に PMT 内外の電場の様子を示す。

PMT 外部と光電面の間における電位差 ΔV がかかる長さを d_1 、光電面とダイノードの間における電位差 V_{in} がかかる長さを d_2 、熱電子放出が生じる面積を S とすると、熱電子放出による暗電流は次のように表されることが考えられる。

$$I_P = A S T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V}{d_1}} - \phi}{k_B T} \right) + A S T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{V_{in}}{d_2}} - \phi}{k_B T} \right) \quad (1.3.3)$$

熱電子放出は光電面とダイノードの両方から生じるが、光電面の方が表面積が大きいことや後段のダイノードは出力への寄与が小さいことから、光電面からの熱電子放出が支配的である [5]。

SK や HK の内水槽に使われる 50 cm PMT や IWCD や HK の外水槽に配置される 8 cm PMT では、 $\Delta V = 0$ となるように PMT に正極の高電圧 (+HV) が供給されるのに対し、multi-PMT で用いられる 8 cm PMT では出力波形特性への影響を考慮し信号側がグラウンド (GND) になるよう負極の高電圧 (-HV) が印加される予定である。これにより multi-PMT では光電面にも -HV が印加されてしまい、光電面と外部環境と

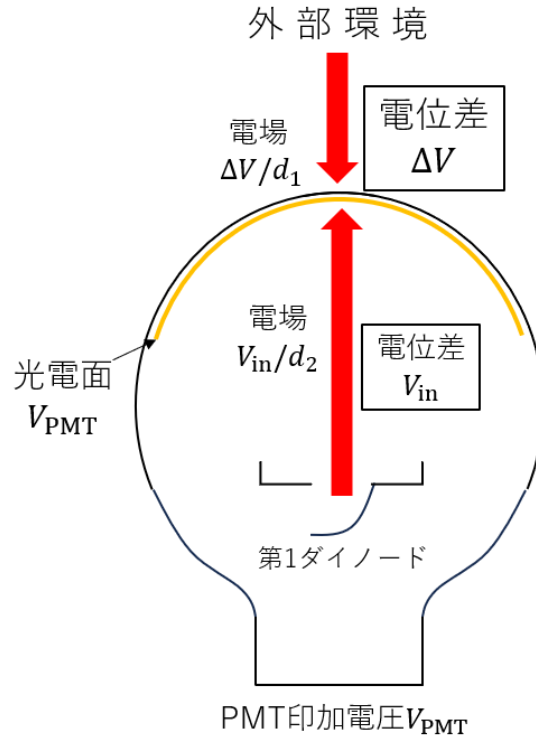


Fig. 1.9: PMT 内外の電場の様子

の電位差が PMT 印加電圧程度まで大きくなってしまふ。その対策の一案として、multi-PMT の光学ゲルにも-HV を印加することで外部環境の電位を光電面と同程度にし、 ΔV を小さくして熱電子ノイズを抑えることが考えられている。

電界放出

PMT に印加する電圧が高すぎると光電面やダイノード表面にかかる強い電界により電子が引き出され、暗電流が急激に増加する。これを電界放出（Field Emission）という [5]。

電界放出は電子の波動性に基づくトンネル効果によって金属表面の電位障壁を透過することにより発生する。これによる透過電流密度は Millikan によって実験的に、Fowler と Nordheim によって理論的に求められており、近似的に次のように表される [10]。

$$J_E = A \frac{E^2}{\phi} \exp\left(-B \frac{\phi^{3/2}}{E}\right), \quad A = \frac{e^3}{8\pi h} \approx 2.47 \times 10^{-25} \text{ A J V}^{-2}, \quad B = \frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e} \approx 1.17 \times 10^{37} \text{ J}^{-3/2} \text{ V m}^{-1} \quad (1.3.4)$$

PMT 内部における発光

PMT の入射窓に使用されているガラスに含まれる微小な放射線物質により発生した放射線により、ガラスでチェレンコフ光やシンチレーション光が発生することがある。また、光電面から放出した電子が本来の軌道から外れ PMT のガラスなどに衝突すると、わずかにガラスが発光する。これらの発光も暗電流の一因となる [5]。

1.3.3 フォトンカウンティング法と dark count rate

PMT に単一光子が入射するとダイノードで段階的に増幅され、Fig 1.10 のようにパルス信号として出力される。入射する光が強い時はこれが重なり合い連続的な波形として出力されるが、極微弱な光が入射すると出力は離散的なパルス状となる。このパルス信号をデジタル化し数えることにより光子数を測定する方法をフォ

トンカウンティング法という。フォトンカウンティング法では出力信号強度が多少変動しても測定値には影響がないため、印加電圧の変動や PMT の増倍率の変動による影響を受けにくく安定した測定が可能となる。^[5]

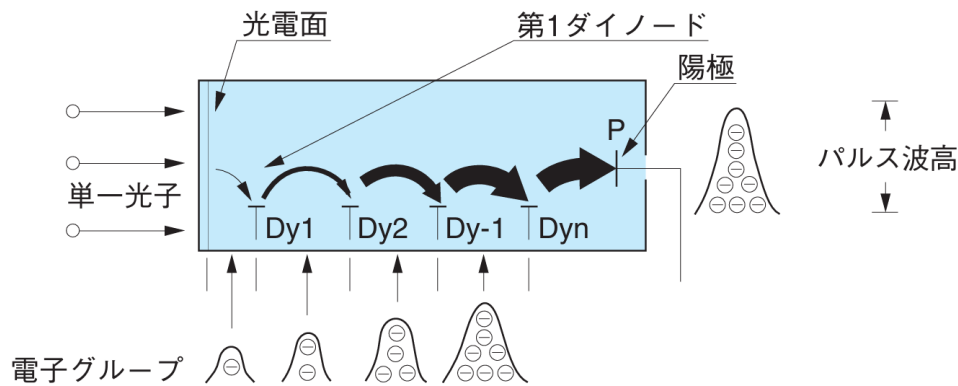


Fig. 1.10: フォトンカウンティング法による光子数の測定 [[5], 図 6-1, p.144]

フォトンカウンティング法では直流成分が無視されるため、漏洩電流のような連続的なノイズはカウントされず、光子数の測定に影響を与えないが、熱電子ノイズなどは離散的なパルスとしてカウントされてしまう。これを dark count rate という。熱電子ノイズは dark count rate においても支配的な要因であり、光電面からの熱電子放出は 1 光電子と同程度の大きさの信号として出力される。

1.3.4 8 cm PMT

ハイパーカミオカンデの内水槽の一部と IWCD の内水槽で使用される予定の multi-PMT には 8 cm PMT が使われる。また、外水槽では 8 cm PMT が使用される予定である。これらの 8 cm PMT の候補として、Fig 1.11 に示す浜松ホトニクス製の R14374 が挙げられている。この PMT は管径 80 mm、有効領域の直径 72 mm であり、光電面はバイアルカリが用いられている。

R14374 の印加電圧は最大 1500 V となっており、通常 1250 V 以下で動作させることが推奨されている。以下 R14374 の性能について典型的な値として、印加電圧 1250 V、温度 25 °C の時の性能を示す。

電子の増幅率であるゲインは 1×10^7 で、暗電流は 50 nA 程度である。出力信号の立ち上がり時間は 2.9 ns であり、光電子が発生してから電子信号が出力されるまでの時間である電子遷移時間は 35 ns、その半値全幅は 1.3 ns である。また、光電面に入射した光子が光電子に変換される確率である量子効率 は波長 380 nm の光の場合で 27.5 % である^[6]。

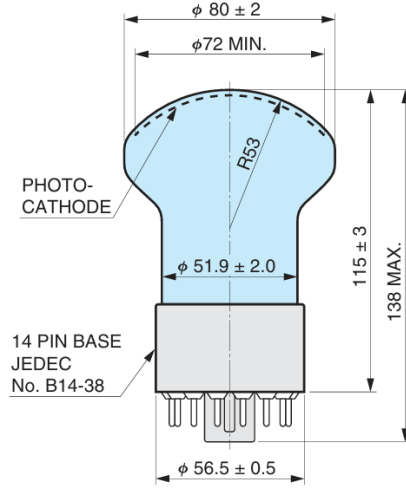
1.3.5 Multi-PMT

本節では HK や IWCD において使用される予定の multi-PMT について説明する。multi-PMT は Fig 1.12 に示すように 8 cm PMT を 19 本束ねた光センサで、この 19 本の PMT はそれぞれ別の方向を向くように配置されている。またこれらの PMT とアクリルドームの間には光学ゲルが充填されている。

HK や IWCD といった水チェレンコフ検出器ではニュートリノ反応によって生じるリング状のチェレンコフ光を壁面の PMT で検出する。そのため PMT の密度はとらえることのできるチェレンコフリングの精度に直結するので、小さい PMT を多数配置した方が精度が向上する。特に壁面付近において生じたニュートリノ反応では、ヒットする PMT の本数が少なくなるため正確な再構成が難しくなる。そのため multi-PMT を用いることで PMT の数と密度を増やすことができより精度よく再構成が可能となる。また、50 cm PMT を用いた場合と比べより壁面附近でも再構成が可能であるため、再構成が行える体積が大きくなりより多くのイベントを測定できる。また multi-PMT に含まれる各 PMT は異なる向きを向いているので、検出された光子の到来方向を調べることも期待される。



(a) 8 cm PMT、R14374 の外観



(b) 8 cm PMT、R14374 の概略図

Fig. 1.11: 8 cm PMT、R14374 の外観と概略図 [6]

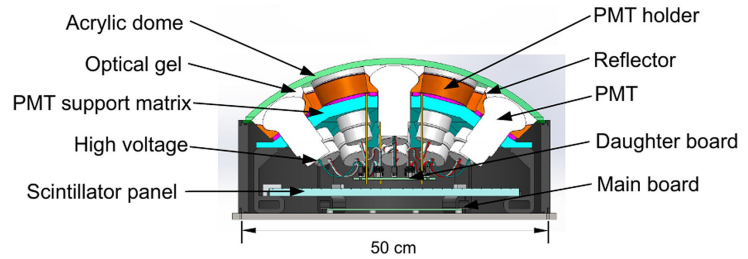
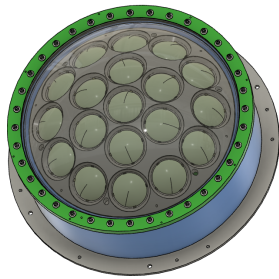


Fig. 1.12: Multi-PMT の外観 (左) と構造 (右)

1.4 WCSim

WCSim(Water Cherenkov Simulation) は SK や HK、IWCD といった水チェレンコフ検出器のシミュレーションを行うためのソフトウェアである。WCSim は ROOT と Geant4 という 2 つのシミュレーションフレームワークを用いて開発されている。ROOT は CERN が開発した高エネルギー物理学のためのデータ解析フレームワークであり、Geant4 は粒子や放射線の運動をシミュレーションするためのフレームワークである。WCSim ではこれらを用いて、水チェレンコフ検出器における荷電粒子の運動やチェレンコフ光の発生、レーザー光の伝播やこれらに対する PMT の応答をシミュレーションすることができる。また、WCSim ではタンクの大きさや PMT の配置、PMT の特性などをユーザーが自由に設定できるため、様々な水チェレンコフ検出器のシミュレーションが可能である。

1.5 事象再構成

IWCD では fiTQun と呼ばれる事象再構成ソフトウェアを用いてニュートリノ反応によって生じたチェレンコフ光を再構成する予定である。fiTQun は PMT のヒット時刻や光量を用いて、ニュートリノ反応によって生じた荷電粒子のエネルギーや方向を再構成するソフトウェアである。fiTQun の再構成手法について説明する [11]。

1.5.1 Vertex pre-fit

fitQun では再構成における初期値を適切に与えるために、ヒット時刻の情報を用いて事象の頂点をおおまかに推定する。この手法を Vertex pre-fit と呼ぶ。pre-fit では検出器内を格子にわけ、次の goodness function を最大化するような頂点を探す。

$$G(\mathbf{x}, t) = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{T_{\text{res}}^i}{\sigma} \right)^2 \right), \quad T_{\text{res}}^i = t_i - t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{c} \quad (1.5.1)$$

ここで、 t_i は i 番目の PMT におけるヒット時刻、 t は再構成した粒子発生時刻、 $\mathbf{x}_i$ は i 番目の PMT の位置、 $\mathbf{x}$ は再構成した粒子の発生位置、 c は媒質中での光速、 σ は PMT の時間分解能である。

なお、fitQun はもともと高エネルギー事象の再構成を目的に開発されたものであるが、この pre-fit 手法は低エネルギー事象の再構成でも同様の式が用いられている。

1.5.2 尤度関数

fitQun では全 PMT の信号の有無および信号を検出した PMT の検出時刻 t_i とその積分電荷量 q_i をもとに、以下に示す尤度関数 $L(\mathbf{x})$ を最大化するような粒子の発生位置および時刻、運動量 $\mathbf{x} = (x, y, z, t, p_x, p_y, p_z)$ を求める。

$$L(\mathbf{x}) = \prod_j^{N_{\text{unhit}}} P_j(\text{unhit}|\mathbf{x}) \prod_i^{N_{\text{hit}}} P_i(\text{hit}|\mathbf{x}) f_q(q_i|\mathbf{x}) f_t(t_i|\mathbf{x}) \quad (1.5.2)$$

ここで、 i は信号を検出した PMT、 j は信号を検出なかった PMT を表し、 $P_j(\text{unhit}|\mathbf{x})$ は仮説 $\mathbf{x}$ のもとで j 番目の PMT が信号を検出しない確率、 $P_i(\text{hit}|\mathbf{x})$ は仮説 $\mathbf{x}$ のもとで i 番目の PMT が信号を検出する確率、 $f_q(q_i|\mathbf{x})$ と $f_t(t_i|\mathbf{x})$ は仮説 $\mathbf{x}$ のもとでそれぞれ積分電荷量 q_i と検出時刻 t_i が得られる確率密度関数である。

1.5.3 粒子識別

電子やミューオンによるニュートリノ反応ではチェレンコフリングが 1 つ生じる。このうち電子は電磁シャワーを生じるため輪郭がぼやけたリングをつくるのに対し、ミューオンははっきりとしたリングをつくる。

fitQun では Vertex pre-fit によって位置を大まかに決めた後、荷電粒子が電子であると仮定して尤度 L_e を求める。その後、荷電粒子がミューオンであると仮定して尤度 L_μ を求め、対数関数 $\ln(L_e/L_\mu)$ を求める。この値に適切な閾値を設定することで、電子とミューオンを識別することができる。

第 2 章 研究目的および内容

section 1.2 で述べたようにハイパーカミオカンデ (HK) では一部の、IWCD では全ての PMT に、小型の 8 cm 径 PMT を 19 個束ねた multi-PMT を配置する予定である。この multi-PMT について、以下の 2 点について評価を行った。

熱電子ノイズ特性の評価

IWCD や HK の外水槽に配置される 8 cm PMT R14374 では光電面が GND と同じ電位になるように +HV が供給されるのに対し、multi-PMT で用いられる 8 cm PMT では出力波形特性への影響を考慮し信号側が GND になる -HV が印加される予定である。これにより multi-PMT では光電面に -HV が印加されてしまい、外部環境との電位差によって熱電子ノイズが増大してしまう。その対策として、multi-PMT では光学ゲルにも -HV を印加することで光電面と外部環境との電位差を小さくする案がある。この案や影響を評価・予想するため、熱電子ノイズの温度や電場といった外部環境依存性を明らかにし、熱電子ノイズをモデル化することが重要である。

そこで本研究では、PMT の光電面と外部環境との電位差や温度による dark count rate の変化を調べることによりその支配的な要因である熱電子放出について Schottky 効果に基づく Richardson-Dushman の式でのモデルを検証した。

単体 multi-PMT による事象再構成の評価

HK や IWCD では、外部から飛来した荷電粒子や PMT が放出するラドンの崩壊で生じる電子による壁際での発光の影響で、壁際におけるバックグラウンドが多い。これにより HK ではトリガー効率が悪化してしまうためデータ取得の段階で壁際におけるノイズを除去したい。また、IWCD は J-PARC におけるビーム生成のタイミングをトリガーとしているためトリガー効率の問題はないが、再構成をおこなう際に壁際のノイズが原因で再構成精度が低下してしまう。

しかし、multi-PMT 一つ一つの回路においてあらかじめ壁際における発光によるノイズを除去することができれば、これらの問題を解決することができる。本研究ではシミュレーションにおいて multi-PMT1 つを用いて、ニュートリノ反応の発生した位置を再構成する手法を考案し、その再構成性能を評価した。

第3章 8 cm PMT における dark count rate の 温度・電圧依存性

IWCD や HK において外水槽に配置される 8 cm PMT は光電面が GND であるのに対し内水槽に配置される multi-PMT では光電面にも負の高電圧が印加されるため、外部環境との電位差が生じてしまう。この影響を評価するため、PMT の熱電子ノイズの温度や電場依存性を調べる 것이重要である。そこで本研究では、PMT の光電面と外部環境との電位差や温度による dark count rate の変化を調べることににより、その支配的な要因である熱電子放出について Schottky 効果に基づく Richardson-Dushman の式でのモデルを検証した。

3.1 理論

PMT の dark count rate については sections 1.3.2, 1.3.3 でまとめた通りである。ここでは支配的な要素について述べるにとどめる。

PMT の適切な供給電圧においては、通常 dark count rate は熱電子放出が支配的である。熱電子放出電子の数 N_S は、Schottky 効果も考慮すれば一般に次のようになる。ここで、 A は Richardson 定数、 S は熱電子放出が起きる面積であり、他は慣習的な記号である。

$$N_S = A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E} - \phi}{k_B T} \right) \quad (3.1.1)$$

PMT の光電面にかかる電場を Fig 3.1 のように、外部環境と光電面の電位差 ΔV_{out} による電場と、光電面と第 1 ダイノード間の電位差 ΔV_{in} による電場に分けると、上式を踏まえて dark count rate N は次のようになると予想される。ただし、本研究では熱電子放出による dark count rate を低減したため熱電子放出以外の要因による dark count rate も考慮する必要があるので、これをまとめて N_{other} として表す。

$$N = A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V_{out}}{d_{out}}} - \phi}{k_B T} \right) + A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V_{in}}{d_{in}}} - \phi}{k_B T} \right) + N_{other} \quad (3.1.2)$$

ここで、 ϕ は PMT 光電面の仕事関数、 d_{out} は PMT 外部と光電面の間における電位差 ΔV_{out} がかかる長さ、 d_{in} は光電面と第 1 ダイノード間にかかる電位差 ΔV_{in} がかかる長さであり、他は慣習的な記号である。

この式において ΔV_{out} が関わる項とそれ以外の項を分けて考える。 $\Delta V_{out} = 0$ のとき Eq. (3.1.2) の第 1 項の寄与が無視できると仮定し、次のように書き直した。

$$N = A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V_{out}}{d_{out}}} - \phi}{k_B T} \right) + N(\Delta V_{out} = 0) \quad (3.1.3)$$

$$N(\Delta V_{out} = 0) = A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V_{in}}{d_{in}}} - \phi}{k_B T} \right) + N_{other}.$$

本研究は dark count rate の温度・電圧依存性がこの式で記述できるかを検証した。

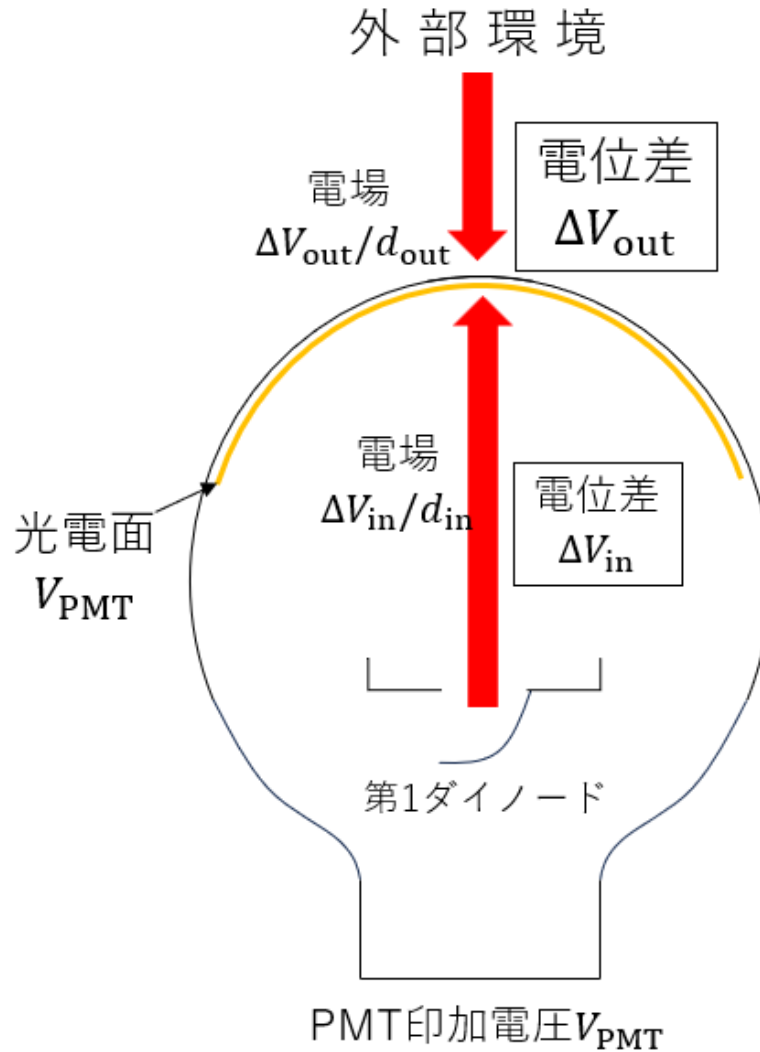


Fig. 3.1: PMT 内外の電場の様子

3.2 実験装置

本測定では Fig 3.2 に示すように、浜松ホトニクス社製 8 cm PMT 型番 R14374 のガラスにアルミ箔を巻いて恒温槽に入れて測定した。これにより、PMT 内外の電場は Fig 3.3 のようになる。なお、恒温槽自体が発する電磁波ノイズの影響を減らすため、恒温槽内側にはアルミ箔を貼り付け、これをアースに接続した。また、光漏れを防ぐため恒温槽外部には黒い布をかけた。PMT およびアルミ箔に負の高電圧を印加するための負高圧電源として、REPIC 社製 RPH-034 を用いた。

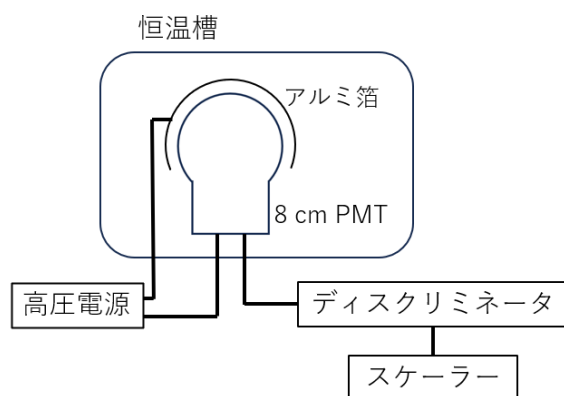
PMT から出力される信号は、しきい値 -3.4 mV に設定したカイズワークス社製 OCTAL DISCRIMINATOR (Updating) KN242 を用いてデジタル信号に変換した後、ハヤシレピック社製 RPV-100 100 MHz OCTAL VISUAL SCALER を用いてカウントした。

3.3 測定方法

今後、アルミ箔に印加する電圧を V_{Alum} 、PMT に印加する電圧を V_{PMT} とし、この差を ΔV_{out} とする。

$$\Delta V_{\text{out}} = V_{\text{Alum}} - V_{\text{PMT}} \quad (3.3.1)$$

PMT 電圧 $V_{\text{PMT}} = -850\text{ V}, -950\text{ V}, -1150\text{ V}$ それぞれの場合において、 ΔV_{out} を 0 V から目的の電圧に



(a) セットアップ概略図



(b) セットアップ

Fig. 3.2: Dark count rate 測定のセットアップ

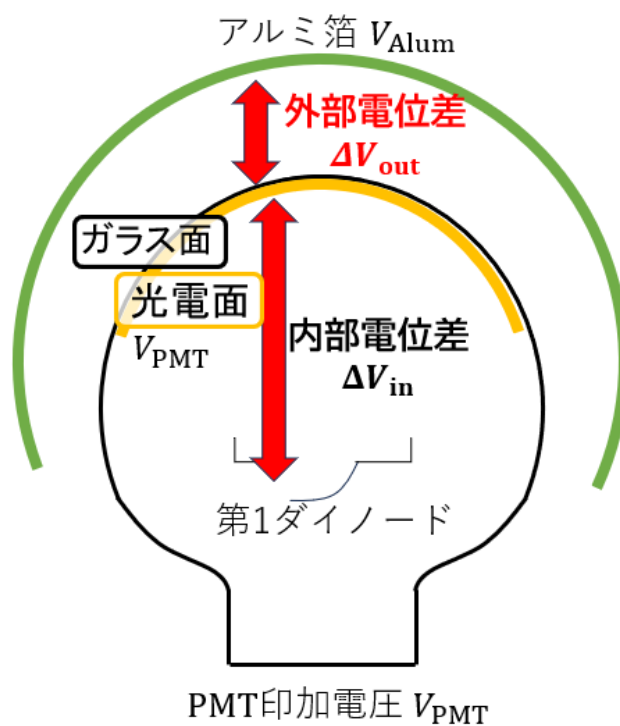


Fig. 3.3: 測定装置における PMT 内外の電場

変化させた直後の dark count rate を測定した。これを、温度は 10°C から 40°C まで 5°C 刻みで、 ΔV_{out} は 0 V から可能な範囲まで 100 V 刻みで測定した。

3.4 結果

3.4.1 ディスクリミネータの出力の見積もり

ディスクリミネータのしきい値は PMT に印加する電圧を 0 V としたときのノイズ出力をカウントせず、かつ 1 光電子の信号を検知できるような値として、 -3.4 mV とした。

このしきい値によってカウントされるイベント数は真の dark count rate よりも小さくなる。どれだけの信号が失われるかを見積もるため、PMT とアルミ箔に印加する電圧をともに -950 V にし、恒温槽の温度を 25°C に設定したときの出力信号電圧を、しきい値を十分に小さくしたオシロスコープで 10 000 イベント 観測した。この測定の結果を Fig 3.4 に示す。ただし、電圧の正負が逆になっている。

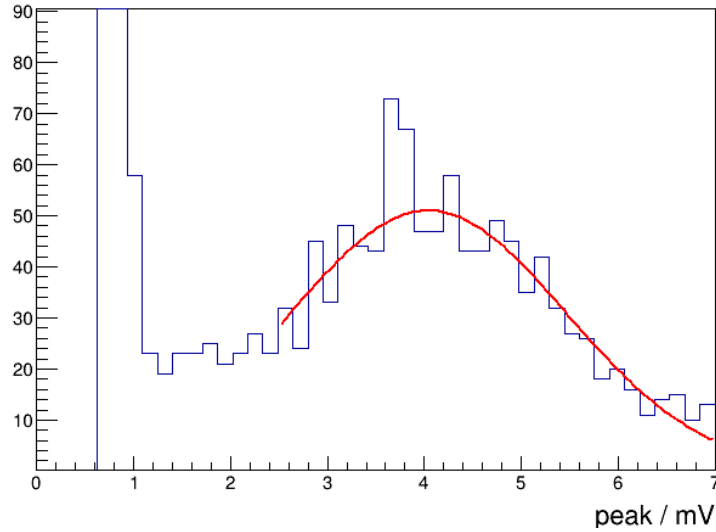


Fig. 3.4: $V_{\text{PMT}} = V_{\text{alum}} = -950\text{ V}$ 、 $T = 25^\circ\text{C}$ のときの PMT の出力信号電圧の分布

この結果の dark count rate が支配的と考えられる部分として、出力信号が 2.5 mV 以上の領域をガウス関数でフィットした結果が図中赤線である。このガウス関数は mean が 4.04 mV 、sigma が 1.42 mV である。この結果より、しきい値を越えるイベント数は、ガウス関数の累積分布関数 CDF を用いて次式で見積もることができる。

$$\text{CDF}\left(\frac{\text{mean} - 3.4\text{ mV}}{\text{sigma}}\right) = 0.674 \quad (3.4.1)$$

よってしきい値を越えるようなイベント数は、しきい値以下のものも含めた dark count rate の約 67.4 % であることがわかる。

3.4.2 Dark count rate の温度依存性

まず、アルミ箔に PMT 電圧と同じ電圧を印加したとき、すなわち $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときにおける dark count rate の温度依存性についての結果をまとめる。

Eq. (3.1.3) より、 $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のとき dark count rate は次式で表されるはずである。

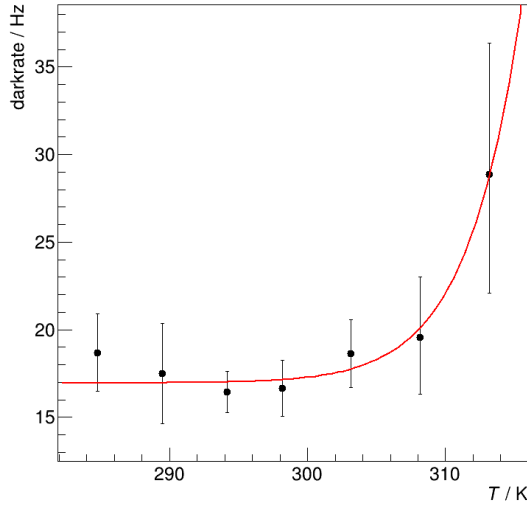
$$N(\Delta V_{\text{out}} = 0) = A \frac{S}{e} T^2 \exp\left(\frac{-\beta}{k_B T}\right) + N_{\text{other}} \quad (3.4.2)$$

ただし、簡単のため指数部分の分子は β とまとめた。また、フィッティング時にはパラメータとして、 S ではなく $\log(S/1\text{ m}^2)$ を用いた。

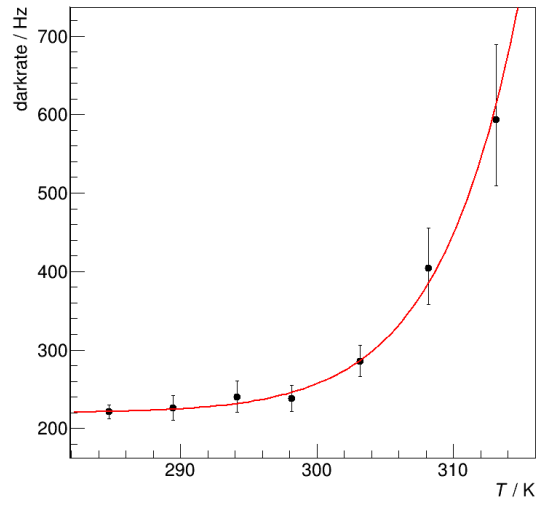
測定結果を上式でパラメータ $S, \beta, N_{\text{other}}$ についてフィッティングした結果について、PMT 電圧が $V_{\text{PMT}} = -850\text{ V}$ の時のグラフを Fig 3.5a、 $V_{\text{PMT}} = -950\text{ V}$ の時のグラフを Fig 3.5b、 $V_{\text{PMT}} = -1150\text{ V}$ の時のグラフを Fig 3.5c に示す。ただし、図中赤線はフィット結果であり、エラーバーは統計誤差に加え、測定時の温度の不確かさとして 1°C ずれるときの dark count rate の変動を考慮した。

今後、このフィッティング結果を $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの dark count rate $N(\Delta V_{\text{out}} = 0)$ として扱う。

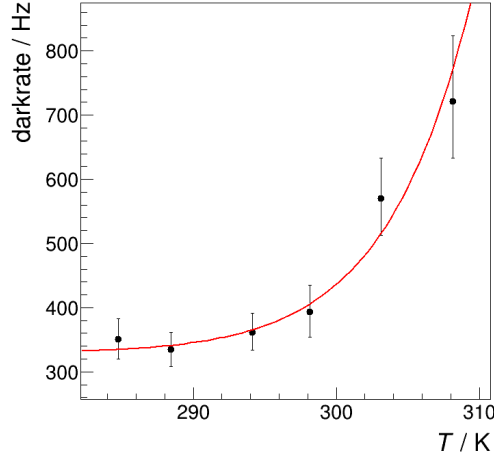
このフィッティングにおけるパラメータ $S, \beta, N_{\text{other}}$ の結果を Table 3.1 に示す。



(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$, $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの
dark count rate の温度依存性およびフィット結果



(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$, $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの
dark count rate の温度依存性およびフィット結果



(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$, $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの
dark count rate の温度依存性およびフィット結果

Fig. 3.5: $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの dark count rate の温度依存性。赤線はフィット結果を示す。

Table 3.1: $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときのフィッティング結果

PMT 電圧/V	$S/1 \text{ m}^2$	β/eV	$N_{\text{other}}/\text{Hz}$
-850	4.84 ± 23.8	2.09 ± 1.49	16.9 ± 0.95
-950	-4.72 ± 6.75	1.40 ± 0.42	220 ± 10
-1150	-5.39 ± 5.65	1.33 ± 0.35	329 ± 26

3.4.3 Dark count rate の ΔV_{out} 依存性

次に、PMT 電圧を固定したときの dark count rate の ΔV_{out} 依存性についての結果をまとめる。まず、測定結果を Fig 3.6 に示す。

Eq. (3.1.3) より $\Delta V_{\text{out}} \neq 0$ のとき、dark count rate は $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの dark count rate $N(\Delta V_{\text{out}} = 0)$ を用いて

$$N = A \frac{S}{e} T^2 \exp \left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\Delta V_{\text{out}}}{d_{\text{out}}}} - \phi \right) + N(\Delta V_{\text{out}} = 0) \quad (3.4.3)$$

と表されるはずである。 $N(\Delta V_{\text{out}} = 0)$ の値は Fig 3.5 の結果を用い、誤差として統計誤差と $N(\Delta V_{\text{out}} = 0)$ の誤差に加え、温度の不確かさ 1°C による dark count rate の変動を考慮して PMT 電圧ごとにフィッティングを行った結果を Table 3.2 に示す。

Table 3.2: 全データを用いたフィッティング結果

PMT 電圧/V	S/m^2	$d_{\text{out}}/\mu\text{m}$	$d_{\text{in}}/\mu\text{m}$	ϕ/eV	χ^2/ndf
-850	$10^{-13 \pm 1}$	3.79 ± 0.49	1.93 ± 0.90	1.34 ± 0.08	1.39
-950	$10^{-21 \pm 1}$	6.68 ± 0.39	2.87 ± 0.64	0.71 ± 0.03	1.94
-1150	$10^{-5.3 \pm 0.9}$	12.4 ± 1.3	8.89 ± 5.41	1.55 ± 0.06	1.83

χ^2 と自由度 ndf から p 値を求めると、PMT 電圧が -850 V のときは $p = 0.277$ 、 -950 V のときは $p = 0.021$ 、 -1150 V のときは 0.492 である。このことから、 $V_{\text{PMT}} = -850\text{ V}$ 、 -1150 V のときはモデルと測定結果がよく一致していることがわかる。一方 $V_{\text{PMT}} = -950\text{ V}$ のときは、モデルからすこしずれてはいるものの、モデルとしては十分に妥当であるといえる。

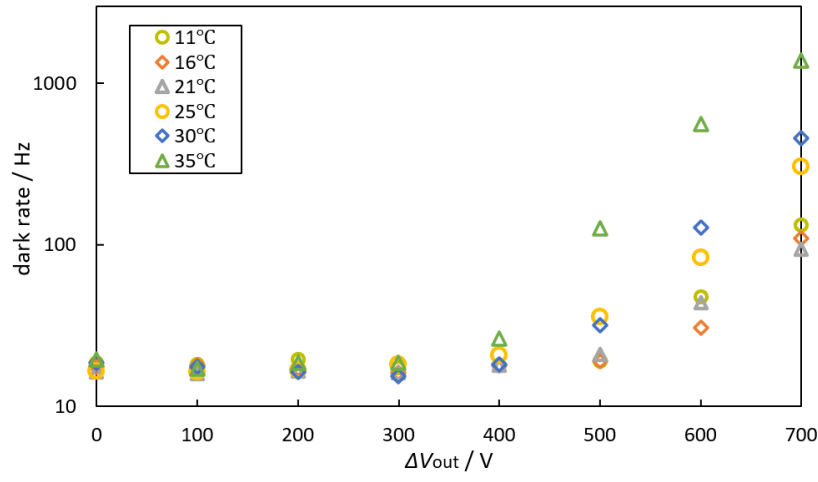
フィッティング結果について、全データをプロットしたものを Fig 3.7 に示す。また、一例として温度が 298.15 K のデータのみを取り出したものを Fig 3.8 に示す。他の温度の結果は付録 A にまとめる。

結果、 ΔV_{out} が 0 から大きくなると、初めは dark count rate は変化しないが途中から指数関数的に増加していることがわかる。また、dark count rate が増加し始める ΔV_{out} の値は温度が高いほど小さくなっていることが分かった。

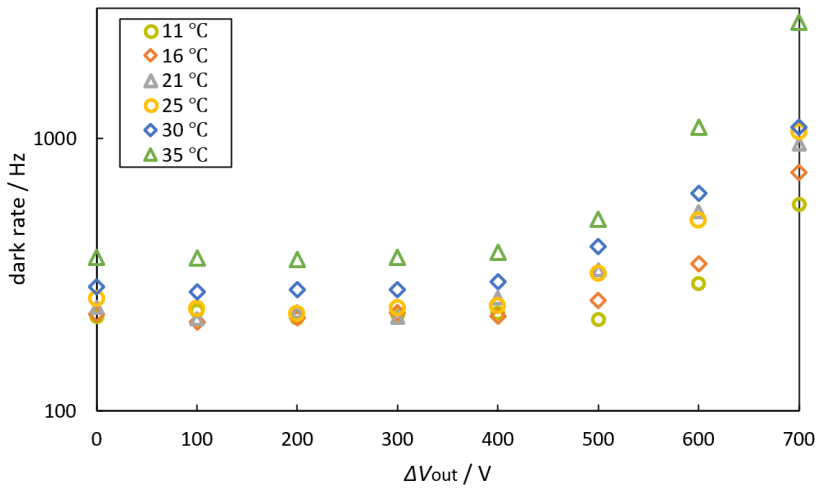
また、パラメータ S を Table 3.2 に示した値で固定し、温度ごとに d_{out}, ϕ をフィットしたときの誤差楕円を Fig 3.9 に示す。

これらの図より、 d_{out} と ϕ の間には負の相関があることがわかる。 $V_{\text{PMT}} = -850\text{ V}$ のときは $d_{\text{out}} = 3.5\mu\text{m}$ 、 $\phi = 1.55\text{ eV}$ 周辺で誤差楕円が多く重なっているが、 $T = 313.15\text{ K}$ のときはこれから外れている。一方 $V_{\text{PMT}} = -950\text{ V}$ のときはあまり一致していないが、 $d_{\text{out}} = 3\mu\text{m}$ 、 $\phi = 1.94\text{ eV}$ 周辺では 6 つ中 4 つの誤差楕円が接近している。また、 $V_{\text{PMT}} = -1150\text{ V}$ のときは $T = 294.15\text{ K}$ の誤差楕円を延長すれば、 $d_{\text{out}} = 7\mu\text{m}$ 、 $\phi = 1.75\text{ eV}$ 周辺で誤差楕円が多く重なっているが、 $T = 303.15\text{ K}$ のときはこれから大きく外れている。

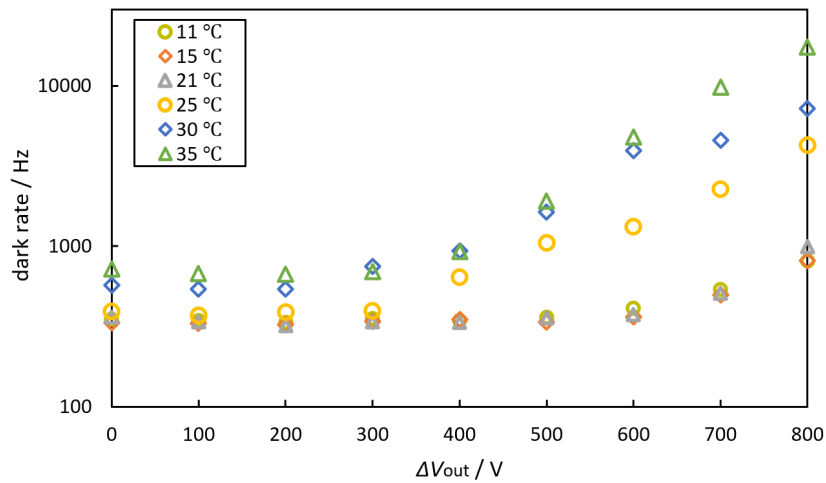
d_{out}, ϕ は一定であるはずであるので、このように誤差楕円が重ならなかったものは測定時に何らかの問題が生じていたと考えられる。



(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度依存性の測定結果

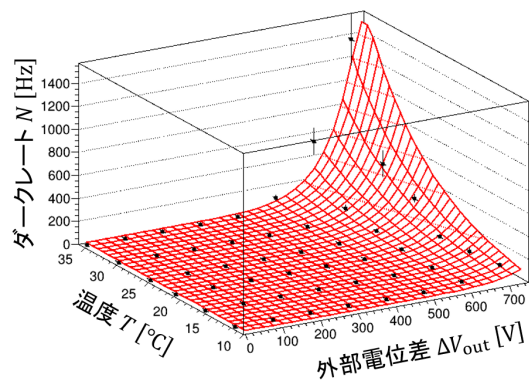


(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度依存性の測定結果

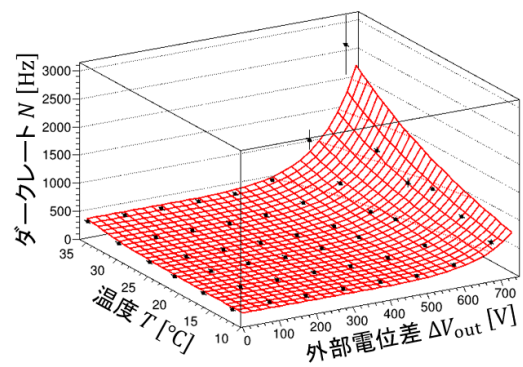


(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度依存性の測定結果

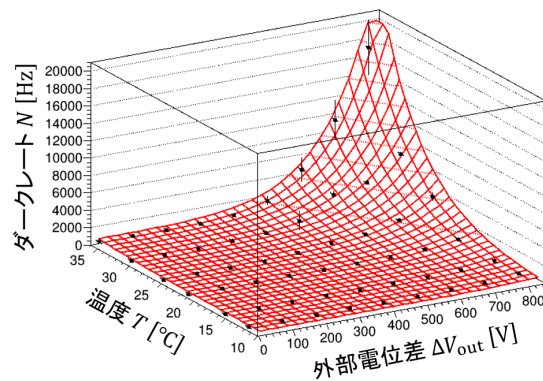
Fig. 3.6: Dark count rate の ΔV_{out} 依存性の測定結果。PMT 電圧ごとに分けて表示している。



(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度 T , 電位差 ΔV_{out} 依存性

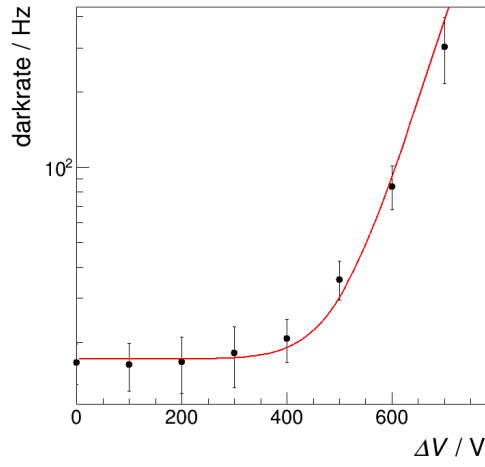


(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度 T , 電位差 ΔV_{out} 依存性

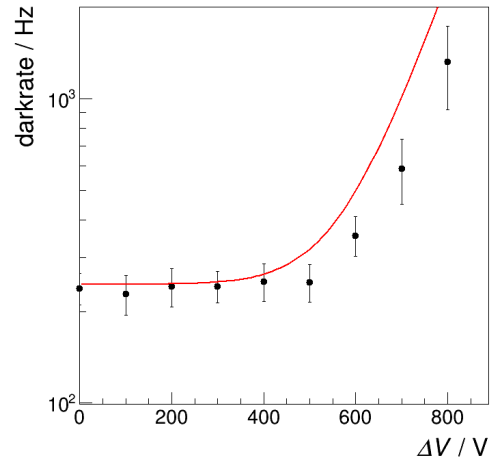


(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ のときの dark count rate の温度 T , 電位差 ΔV_{out} 依存性

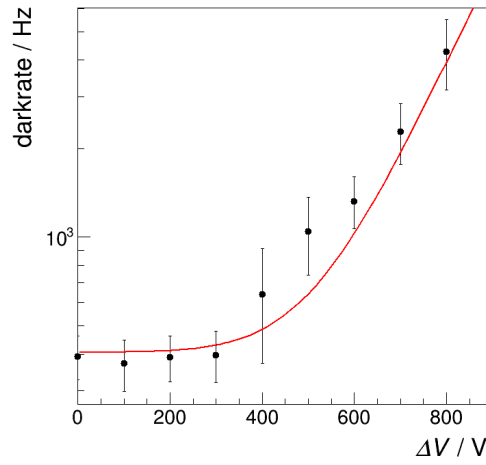
Fig. 3.7: PMT 電圧ごとに求めた、dark count rate の温度 T , 電位差 ΔV_{out} 依存性。赤い網線はフィット結果を示す。



(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときの dark count rate の ΔV_{out} 依存性およびフィット結果
ただし $T = 298.15 \text{ K}$ のみ表示している。

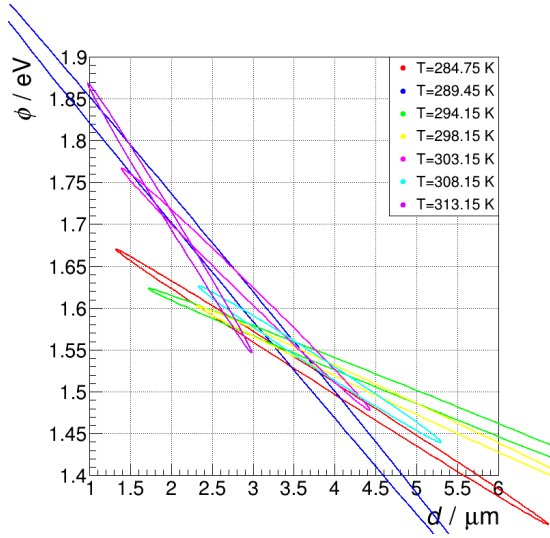


(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときの dark count rate の ΔV_{out} 依存性およびフィット結果
ただし $T = 298.15 \text{ K}$ のみ表示している。

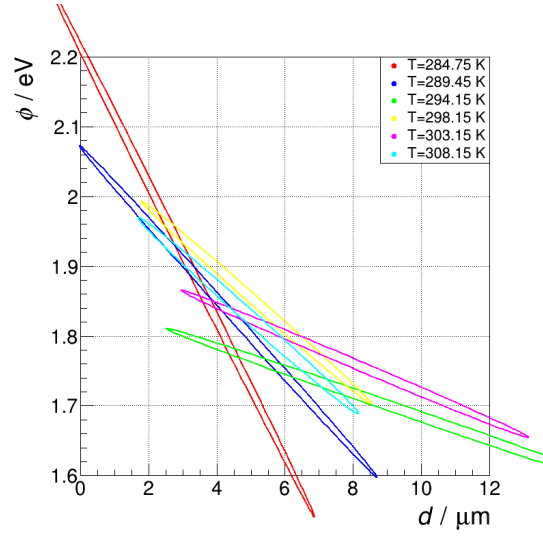


(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ のときの dark count rate の ΔV_{out} 依存性およびフィット結果
ただし $T = 298.15 \text{ K}$ のみ表示している。

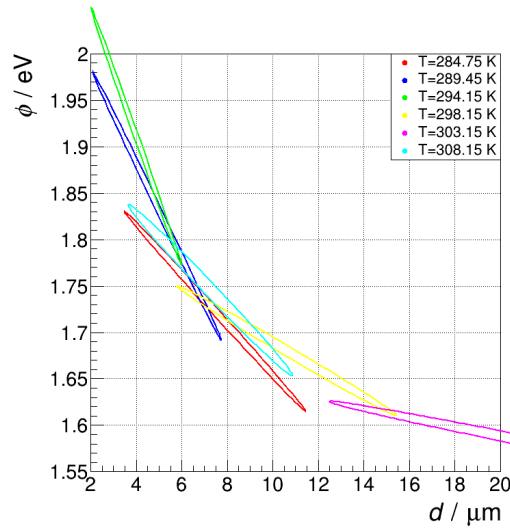
Fig. 3.8: PMT 電圧ごとに求めた、dark count rate の ΔV_{out} 依存性のフィット結果。
赤線はフィット結果を示す。図にはそのうち $T = 298.15 \text{ K}$ の結果のみを示しているが、
フィッティングは他の温度のデータも含めて行った。



(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときの
温度ごとに求めた d_{out}, ϕ の誤差楕円



(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときの
温度ごとに求めた d_{out}, ϕ の誤差楕円



(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ のときの
温度ごとに求めた d_{out}, ϕ の誤差楕円

Fig. 3.9: PMT 電圧・温度ごとに求めた d_{out}, ϕ の誤差楕円

3.5 考察

熱電子放出による dark count rate が Eq. (3.1.2) のように表されると仮定したとき、 $S, d_{\text{out}}, d_{\text{in}}, \phi$ の値は PMT 電圧にかかわらず等しいはずである。しかし、Table 3.2 を見ると、 $d_{\text{out}}, \log S$ についてはオーダーこそ同じであるが、誤差を考慮しても PMT 電圧によって値が異なることがわかる。一方、 ϕ は PMT 電圧が $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときは異なるが、モデルとよく一致した $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}, -1150 \text{ V}$ では誤差の 2 倍程度の差に収まっている。このようになった原因について考察する。

Fig 3.8 をみると、 $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときはフィットがうまくいっているが、 $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ では ΔV_{out} が大きいときに、 -1150 V のときは dark rate が増加し始めるときに測定値とフィット曲線がずれてしまっている。しかし、 $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ のときに χ^2/ndf がほぼ 1 となった一方、 $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ のときに 1 より大きくなっている。これは、 $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の時のほうがエラーバーが大きかったためであると考えられる。

したがって、dark count rate が小さいときの測定は十分に正確に行われており、dark rate が大きいときは今度は測定の誤差が大きくなることでモデルとのずれが打ち消されたと考えられる。

dark count rate が大きいときに測定がうまくいかなかった原因について、以下のようなことが考えられる。アルミ箔印加電圧を変更するのにかかる時間は変更する電圧の差 (ΔV_{out} と等しい) に比例している。本実験ではアルミ箔に印加する電圧を変更した直後から数十秒間の dark count rate を測定しているが、印加する負電圧を下げると最大で 1 日程度かけて dark count rate が上昇しており、とくに印加電圧の変化が大きいときは変更直後から数時間は急激に dark count rate が上昇することがわかっている。実際、 ΔV_{out} が大きいときは測定中において dark count rate が上昇し続けてしまったため正確な測定ができなかった可能性がある。

他の原因として、ディスクリミネータでは信号が検出された後一定のデッドタイム τ の間は信号を検出しないようになっている。これにより、観測される信号の周波数 R_m は入力信号の周波数 R を用いて

$$R_m = \frac{R}{1 + \tau R} \quad (3.5.1)$$

のように表され、本実験ではこれを考慮して補正を行っている。しかし、この補正では入力信号が等間隔であることを仮定しているため、実際の dark count rate のように信号がランダムに発生する場合には短時間に多量の信号が入力されることにより R_m が上式よりも小さくなる可能性がある。このような効果によって、dark count rate が大きいときにおいて測定される dark count rate が小さくなった可能性がある。

これらの対策として、アルミ箔に印加する電圧を変更したときの長期的な dark count rate の変化を測定して、これの影響を除去することが考えられる。また、ディスクリミネータの挙動についてもより詳細に調査することが必要である。

次に、フィッティングによって得られたパラメータについて考察する。まず、 ΔV_{out} に対する dark count rate の値について、Eq. (3.1.2) から各パラメータがどのように影響するかを考える。 S は熱電子放出が起きる面積であり、dark count rate はこれに比例して増加する。対して d_{out} は ΔV_{out} の変化に対する dark count rate の変化を決定するため、 ΔV_{out} が十分大きい領域における dark count rate の増加率に影響する。そして、 ϕ は dark count rate が増加し始める ΔV_{out} の値に影響する。

仕事関数 ϕ について、PMT の光電面に用いられているバイアルカリの仕事関数は室温で $1 \sim 2 \text{ eV}$ 程度であり^[12]、本測定の結果はこれに近い値が得られた。また、モデルと良く一致した $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ のときと -1150 V のときの ϕ の値は誤差の範囲内で一致している。このため、本実験で得られた ϕ の値は妥当であると考えられ、仕事関数は PMT 電圧によらず一定であることが確かめられた。

次に d_{out} および d_{in} について、これらはいずれも $\sim 10 \mu\text{m}$ 程度であることがわかる。このことから、本実験で用いた PMT の光電面は、電位差によって生じる電場が光電面の表面から $\sim 10 \mu\text{m}$ 程度の範囲に影響を及ぼされるような特性を持っていることがわかる。

面積 S については、PMT の dark count rate は光電面からの熱電子放出が支配的であると予想されるため、光電面の面積程度 ($\sim 4.1 \times 10^{-3} \text{ m}^2$) であると予想され、ディスクリミネータのしきい値の影響を考

慮すると $\log(S/1\text{ m}^2) = \log(4.1 \times 10^{-3} \times 0.674) = -2.6$ 程度であると予想される。しかし、実際の測定結果は Table 3.2 をみると PMT 電圧が -1150 V のときは誤差の範囲内で一致しているものの、 $V_{\text{PMT}} = -850\text{ V}, -950\text{ V}$ のときはこの値よりも小さくなってしまった。これは χ^2/ndf の値が $-850\text{ V}, -950\text{ V}$ のときに 1 より大きいことからわかるように、測定時に正確な測定が出来ずフィッティングが適切でなくなったためと考えられる。また、 $\Delta V_{\text{out}} = 0$ のときの温度依存性のフィッティング結果である Table 3.1 をみると、PMT 電圧が -850 V のときが顕著だが $\log(S/1\text{ m}^2)$ の標準誤差が大きくなっており、これは温度依存性が十分にフィットされていないことを示している。そのため、より正確な測定を行うためには調べる温度域を広げ、また温度の不確かさを減らすことが必要である。

結論として、 $V_{\text{PMT}} = -950\text{ V}$ のときはモデルからすこしずれたものの、熱電子ノイズを中心とする dark count rate のモデル Eq. (3.1.2) は PMT の dark count rate の挙動をうまく説明できていると言える。今後は測定の精度を向上させるために温度についての不確かさや測定誤差を減らすこと、ディスクリミネータの挙動についてより詳細に調査することが必要である。

第4章 単体 multi-PMT による事象再構成のシミュレーション

HK や IWCD において外部から飛来した荷電粒子による発光は、壁際におけるニュートリノ反応の再構成においてバックグラウンドとなる。このバックグラウンドをデータ取得の段階で除去することができれば、壁際においてもノイズが少ない状態で再構成を行うことができ、より多くの事象について測定を行うことができる。そこで、本研究では multi-PMT 1つ を用いて、ニュートリノ反応の発生した位置を再構成する手法を考案し、またこれをシミュレーションによって評価した。

4.1 シミュレーション手法

本研究では、シミュレーションプログラム WCSim を用いて IWCD を模擬し、タンク内に点光源を発生させ IWCD 底面中央部にある multi-PMT 1つ からの信号のみを用いて、点光源の位置を再構成するシミュレーションを行った。本章においての座標系は、Fig 4.1 に示すような球座標系を用いる。ただし、multi-PMT 底面の中心を原点とした。また、特に断りのない限り単位は $(r, \theta, \phi) = (\text{cm}, \text{rad}, \text{rad})$ である。このように座標系をとると、multi-PMT の中央にある 8 cm PMT の位置は $(r, \theta, \phi) = (8.3, 0, 0)$ 、最外周の PMT の位置は $r = 16.4 \text{ cm}$, $\theta = 1.88 \text{ rad}$ になる。

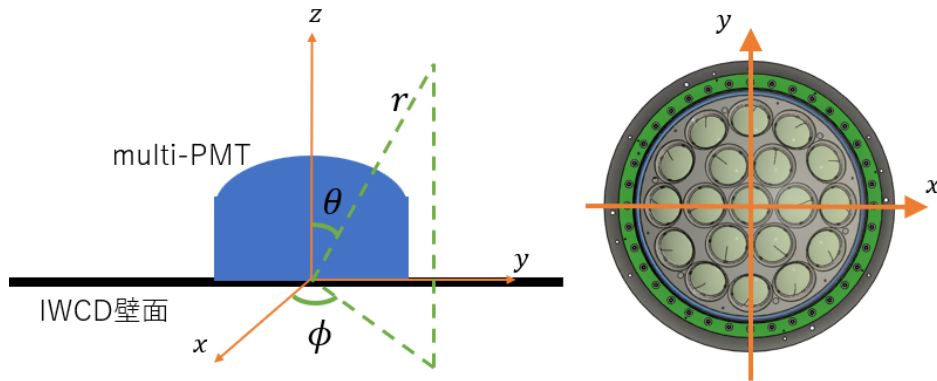


Fig. 4.1: Multi-PMT を基準とする球座標系

WCSim における PMT の設定として、時間分解能 σ_t はヒットした光電子数 n をもとに、次のように計算されている。

$$\sigma_t = 0.33 \text{ ns} + \frac{0.535 \text{ ns}}{n} \quad (4.1.1)$$

ただし、 σ_t は 0.58 ns を下回らない。

また光源は 3.505 eV の光子が 10000 個 等方的に全方位へ発生するよう設定した。このとき、光源を multi-PMT から 60 cm 離れた場合ヒットする光量は多くても $5 \sim 10$ 個程度である。

4.2 位置再構成方法

PMT からの信号は、ヒット時刻とヒット光量の 2 つの情報を持つ。これらの情報を用いて、点光源の位置を再構成する手法を考案した。以下にその手法を示す。ただし今後、再構成した光源の発光時刻を t 、点光源の位置を $\mathbf{x}$ とし、multi-PMT における各 PMT の位置を $\mathbf{x}_i$ 、ヒット時刻を t_i 、ヒット光量を Q_i 、PMT の向きを表す単位ベクトルを $\mathbf{n}_i$ とする。

4.2.1 ヒット時刻を用いた再構成

光源で発生した光子が PMT に到達するまでの時間は

$$\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{c} \quad (4.2.1)$$

で表され、理想的にはこれは $t_i - t$ に等しい。したがって、 $T_{\text{res}}^i = t_i - t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{c}$ が 0 に近いほど、再構成された位置 $\mathbf{x}$ は正確であると言える。この考えに基づいて次の 2 通りの手法を考え、それぞれの再構成性能を評価した。

(1) 最小二乗法による再構成

次の関数を最小化するような $\mathbf{x}, t$ を求めた。

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \left(\frac{T_{\text{res}}^i}{\sigma_t^i} \right)^2, \quad T_{\text{res}}^i = t_i - t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{c} \quad (4.2.2)$$

(2) fitQun において用いられる関数を用いた再構成

fitQun において用いられる関数を用いて、次の関数を最大化するような $\mathbf{x}, t$ を求めた。

$$G(\mathbf{x}, t) = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{T_{\text{res}}^i}{\sigma_t} \right)^2 \right), \quad T_{\text{res}}^i = t_i - t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{c} \quad (4.2.3)$$

4.2.2 ヒット光量を用いた再構成

簡単のため、発生した光が平行光線であり、PMT の光電面は円盤状であると仮定しよう。このとき、理想的には各 PMT の向きと光の進行方向のなす角度 α_i を用いて

$$Q_i \propto \cos \alpha_i \quad (4.2.4)$$

が成り立つはずである。実際には入射する光は平行光線ではなく、光電面も球面であるため、

$$Q_i = f(\cos \alpha_i) \quad (4.2.5)$$

となる関数 f をシミュレーション結果から求めた。これを用いて次の関数を最小化するような $\mathbf{x}$ を計算し、この手法による再構成性能を評価した。

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{\text{hit}}} (Q_i - f(\cos \alpha_i))^2, \quad \cos \alpha_i = \frac{(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|} \quad (4.2.6)$$

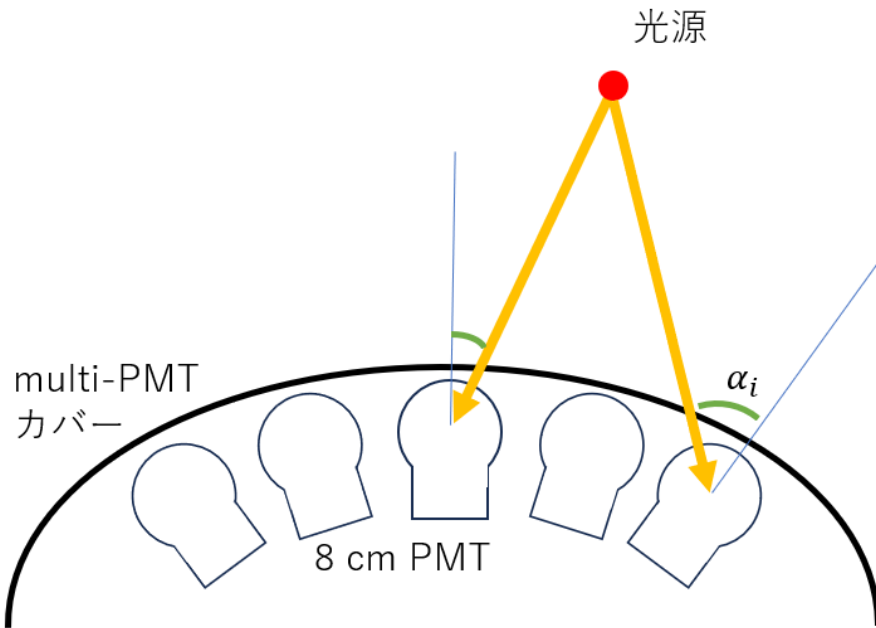


Fig. 4.2: 光源位置と PMT の向きによる角度 α_i の定義

4.3 結果

4.3.1 ヒット時刻を用いた再構成

まずヒット時刻を用いた再構成について述べる。光源の位置を $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ とし、multi-PMT 内の各 8 cmPMT に数個程度の光子が到達するように発光点から出る光子数を調整し、1000 イベントのシミュレーションを行った。

最小二乗法を用いた再構成について精度がどの程度か評価するため、1つのイベントに注目し、 $x-z$ 平面上の各点において Eq. (4.2.2) を最小とするように時刻 t のみをパラメータとしてフィットを行った。その結果を Fig 4.3 に示す。

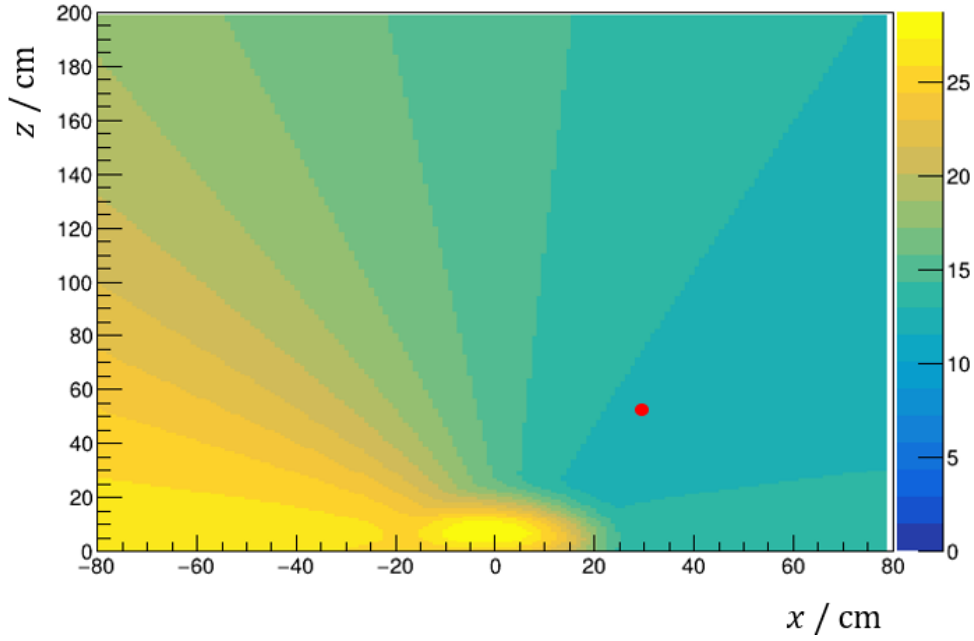


Fig. 4.3: $x - z$ 平面における、ヒット時刻を用いた最小二乗法での χ^2 値。赤点は真の光源位置

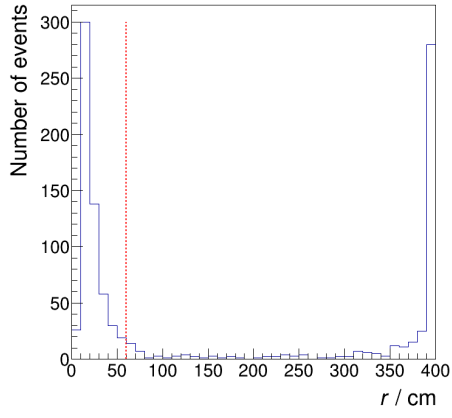
これは1イベントを見ているだけであるが、この図から距離方向 r については χ^2 値に変化がなく、決定感がほぼないことがわかる。1000 イベント全体でも再構成精度を見ると、Fig 4.4 のようになる。なお、図中において真の光源座標を赤線で示している。これらの図から、 r, θ 成分については再構成ができていないことがわかる。一方、 ϕ 成分については平均値が 0.0025 rad、標準偏差が 1.022 rad と、標準偏差が大きいものの平均値がほぼ真の値に一致していることがわかる。

Fig 4.4a をみると、 r 成分について 0, 400 cm にピークがある。これは今回フィッティングを行う際に考える範囲の下限と上限がこれであるためである。このように r が不適切になったために θ の再構成が上手くいっていない可能性も考慮し、距離 r を 60 cm と固定して θ, ϕ の再構成のみを行った。その結果を Fig 4.5 に示す。

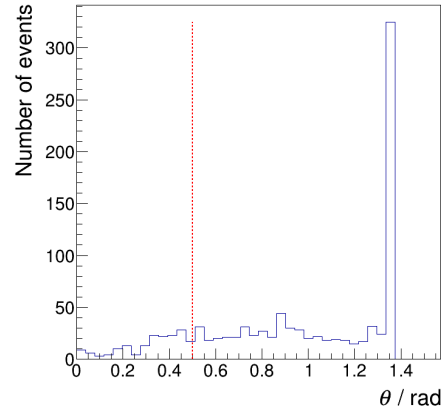
図より、光源との距離を教えても θ, ϕ の再構成精度は改善していないことがわかる。なお、 ϕ の平均は 0.015 rad、標準偏差は 1.007 rad である。

次に fitQun において用いられる関数を用いた再構成についても同様に評価を行った。まず距離 r も含めて再構成を行った結果を Fig 4.6 に示す。また、 r を 60 cm で固定して θ, ϕ の再構成のみを行った結果を Fig 4.7 に示す。

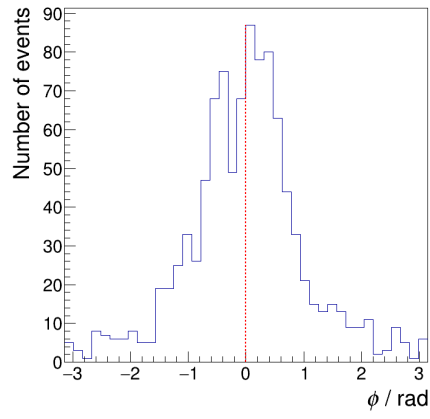
Fig 4.6a より、 r 成分については再構成ができていないことがわかる。また、Figs 4.6b, 4.7a より、 r 成分を固定したかに関わらず θ 成分についても再構成ができていないことがわかる。一方、Figs 4.6c, 4.7b をみると、 ϕ については、 r を固定しなかった時は平均値が -0.007 rad、標準偏差が 1.223 rad であり、 r を固定した時は平均値が -0.012 rad、標準偏差が 1.19 rad となっている。このことから、 ϕ 成分は再構成出来てはいるものの、最小二乗法による再構成の方が僅かながら精度が良いことがわかる。



(a) r 方向の再構成結果

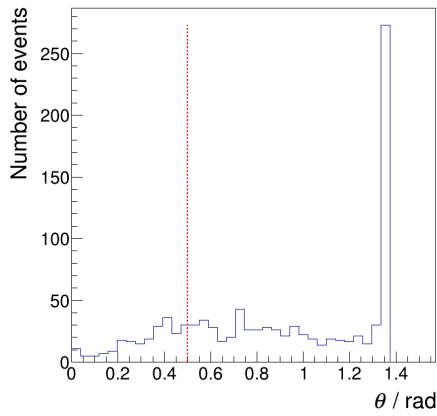


(b) θ 方向の再構成結果

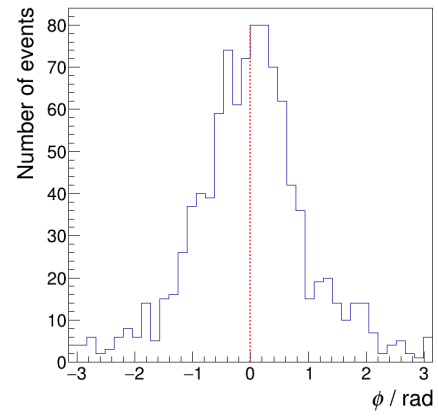


(c) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.4: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた最小二乗法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。

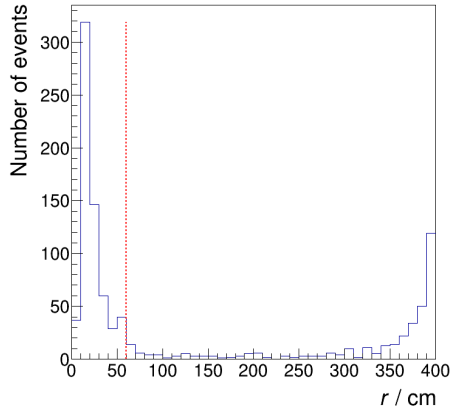


(a) θ 方向の再構成結果

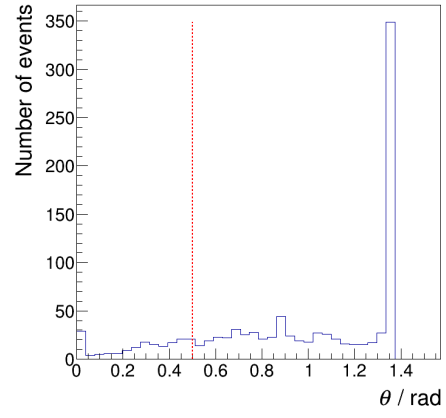


(b) ϕ 方向の再構成結果

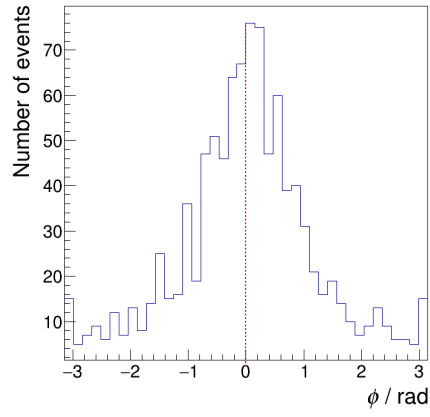
Fig. 4.5: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット時刻を用いた最小二乗法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。



(a) r 方向の再構成結果

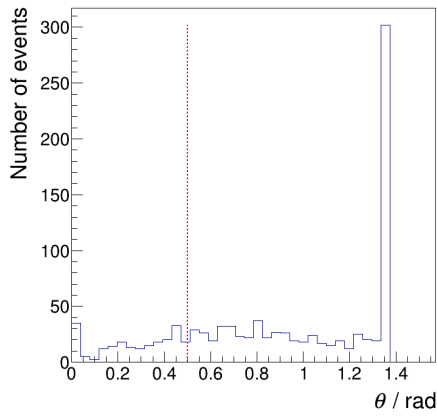


(b) θ 方向の再構成結果

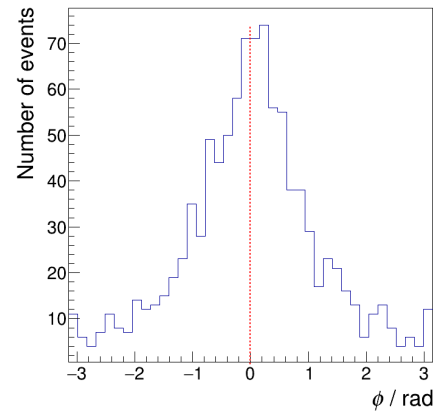


(c) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.6: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合のヒット時刻を用いた fiTQun の手法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。



(a) θ の再構成結果



(b) ϕ の再構成結果

Fig. 4.7: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合のヒット時刻を用いた fiTQun の手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

4.3.2 ヒット光量を用いた再構成

次に、ヒット光量を用いた再構成について述べる。各 PMT の向きと光の進行方向のなす角度 α_i と、ヒットした光量 Q_i の関係について、様々な光源位置において 1000 イベントずつシミュレーションを行った。その結果を Fig 4.8 に示す。なお、光量 Q_i を次のシグモイド関数 $f(\cos \alpha_i)$ でフィットした結果を赤線で示す。

$$f(\cos \alpha_i, a, b, c) = \frac{a}{1 + \exp(-b(\cos \alpha_i - 1))} + c \quad (4.3.1)$$

これらの図から、光量 Q_i と $\cos \alpha_i$ の関係はシグモイド関数 Eq. (4.3.1) でフィットできることがわかる。よって、この関数を用いて再構成を行う。

再構成の精度がどの程度か評価するため 1 つのイベントに注目し、 $x-z$ 平面上の各点において

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{\text{hit}}} (Q_i - f(\cos \alpha_i, a, b, c))^2 \quad (4.3.2)$$

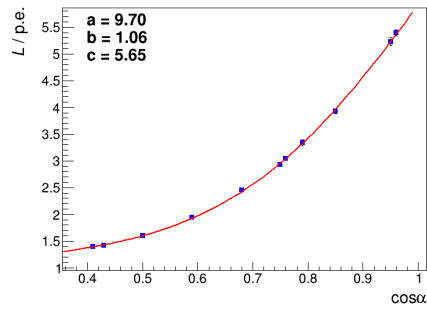
が最小となるようにパラメータ a, b, c についてフィットを行った。その結果を Fig 4.9 に示す。これらの図はあくまで 1 イベントのみ見ているに過ぎないが、角度成分 θ については正確ではない場合があるものの再構成ができています。一方距離成分 r については、 χ^2 値が変化がなく決定感度がほぼないことがわかる。

1000 イベント全体でも再構成精度を見ると、一例として光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合、Fig 4.10 のようになる。

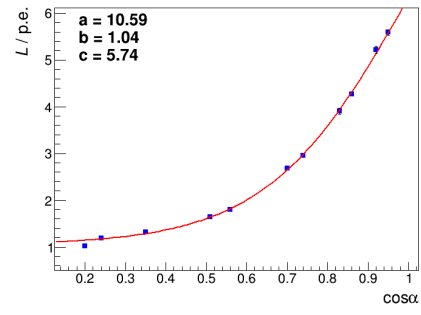
r 成分の再構成で $r = 0, 400$ cm にピークがあるのはフィッティング時の考える範囲下限と上限のためであり、再構成ができていない。一方角度成分については、 θ は平均値が 0.584 rad、標準偏差が 0.267 rad であり、 ϕ は平均値が 0.007 rad、標準偏差が 0.423 rad であった。ただし、 θ については $\theta = \pi/2$ rad のときはフィッティングの際の範囲の上限に引っかかり再構成ができていないため、これを除いた結果である。

以上より、距離成分 r についてはヒット光量を用いて再構成することが不可能であるが、角度成分 θ, ϕ については精度の問題こそあれ可能であると言える。

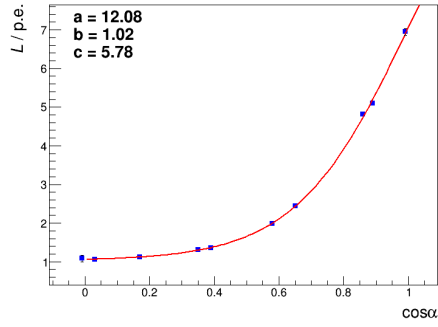
そこで、フィッティングを行う際には、光源と multi-PMT との距離は $r_{\text{recon}} = 60$ cm であると仮定し、 θ, ϕ の再構成のみを行った。これにより、 r が 0 cm や 400 cm となってしまうことにより θ, ϕ の再構成に問題が生じることを防ぐことも期待できる。



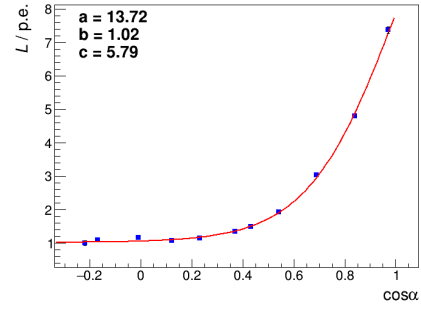
(a) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.25, 0)$ の場合



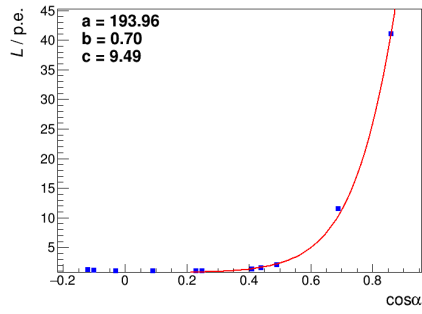
(b) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合



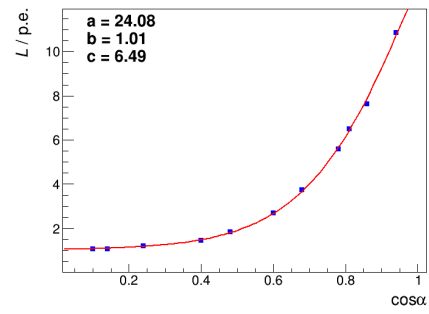
(c) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.75, 0)$ の場合



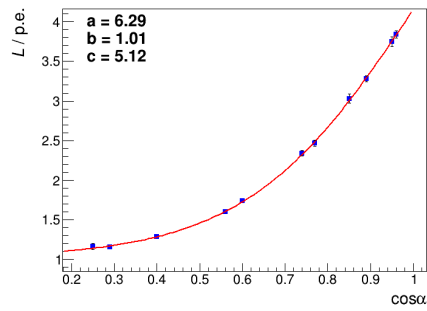
(d) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1, 0)$ の場合



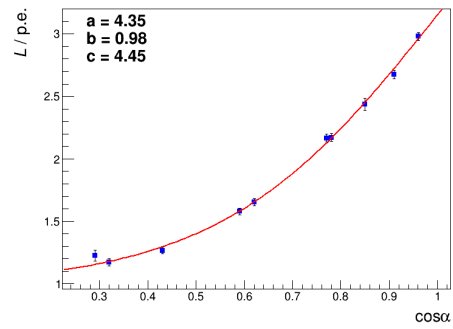
(e) 光源が $(r, \theta, \phi) = (20, 0.5, 0)$ の場合



(f) 光源が $(r, \theta, \phi) = (40, 0.5, 0)$ の場合



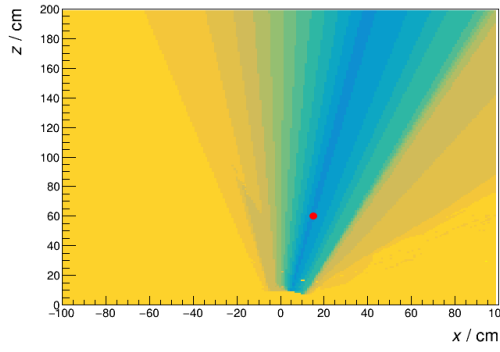
(g) 光源が $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合



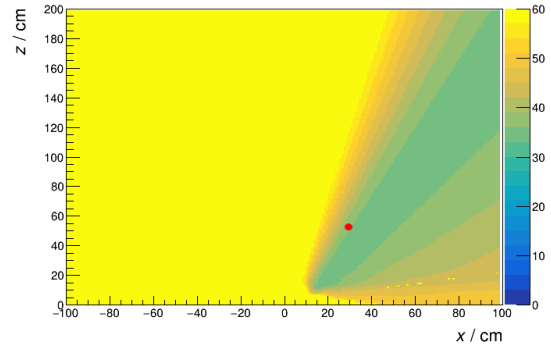
(h) 光源が $(r, \theta, \phi) = (100, 0.5, 0)$ の場合

Fig. 4.8: PMT の向きと光源の方向のなす角 α_i とヒットした光量 Q_i の関係。

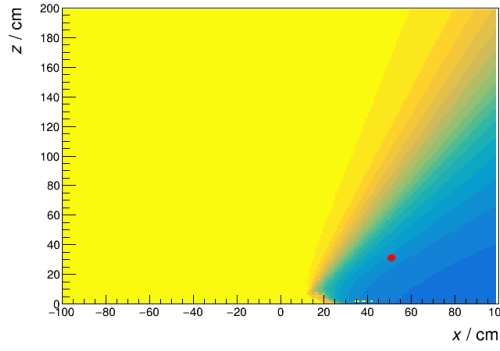
赤線はシグモイド関数によるフィット結果



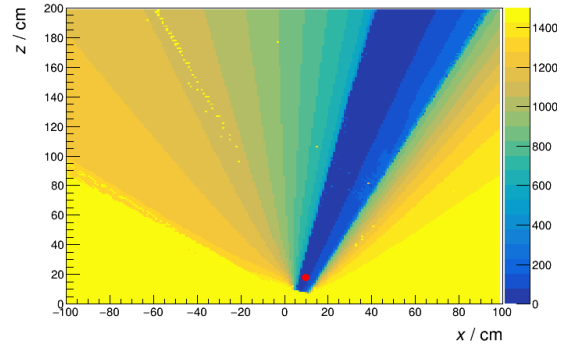
(a) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.25, 0)$ の場合



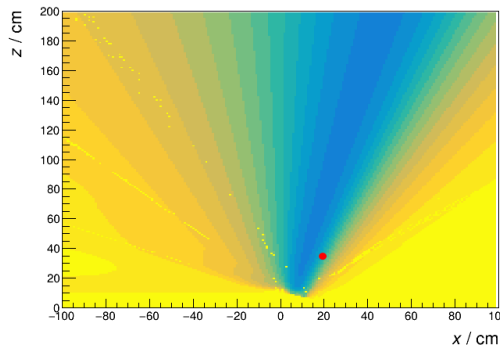
(b) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合



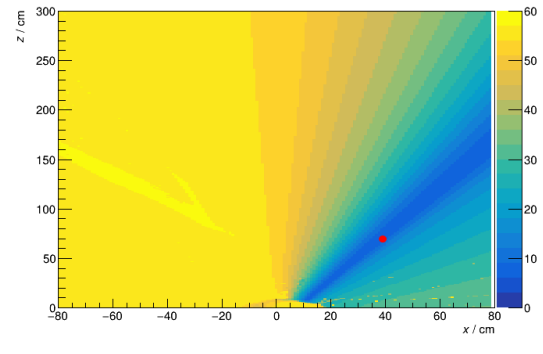
(c) 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1, 0)$ の場合



(d) 光源が $(r, \theta, \phi) = (20, 0.5, 0)$ の場合

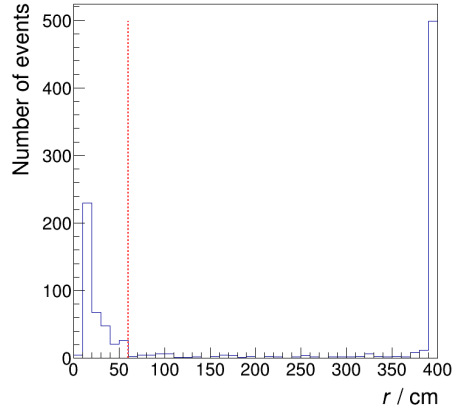


(e) 光源が $(r, \theta, \phi) = (40, 0.5, 0)$ の場合

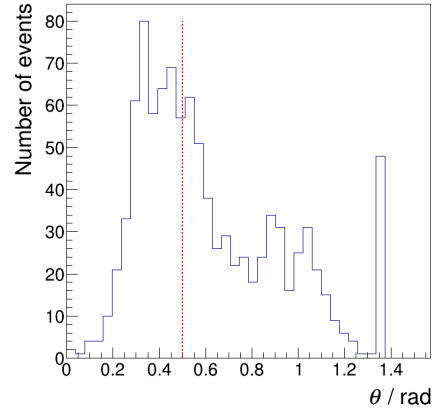


(f) 光源が $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合

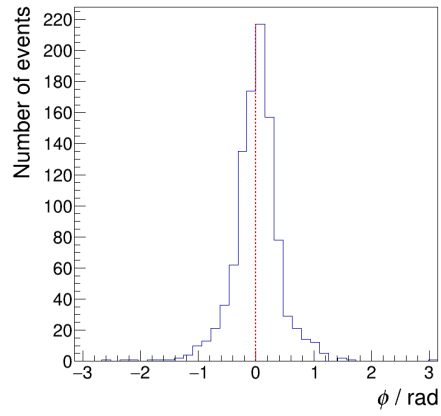
Fig. 4.9: $x - z$ 平面における、ヒット光量を用いた手法での χ^2 値。赤点は真の光源位置



(a) r 方向の再構成結果



(b) θ 方向の再構成結果



(c) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.10: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。赤線は真の光源座標を表す。

$r = 60 \text{ cm}$ の場合の再構成

まず、実際に光源が $r = 60 \text{ cm}$ の位置にある場合について考える。光源の位置として $(r, \theta, \phi) = (60, 0, 0), (60, 0.25, 0), (60, 0.5, 0), (60, 0.75, 0), (60, 1, 0), (60, 1.25, 0)$ の 6 つの場合について、1000 イベントずつシミュレーションを行い、 θ, ϕ の再構成精度を評価した。その結果を Figs 4.11～4.16 に示す。

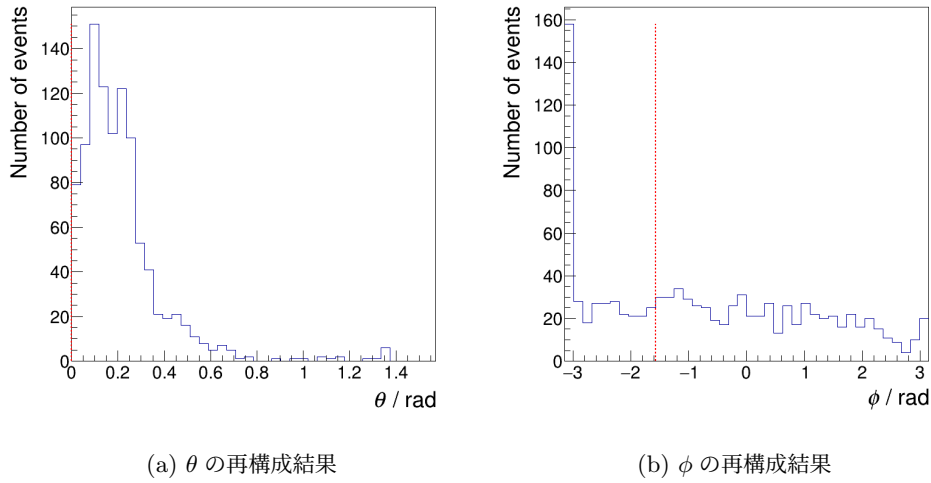


Fig. 4.11: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。

ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

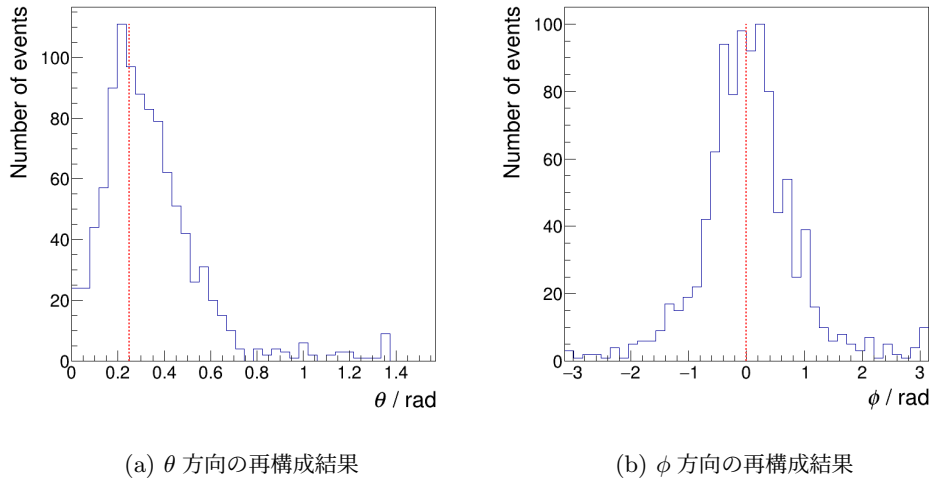


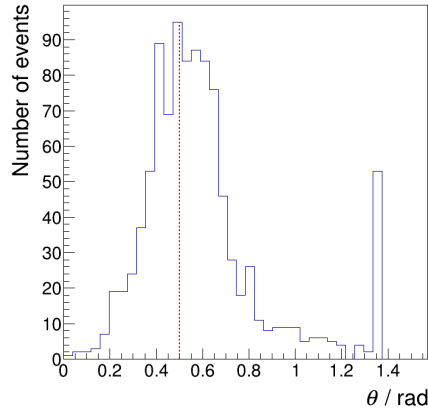
Fig. 4.12: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.25, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。

ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

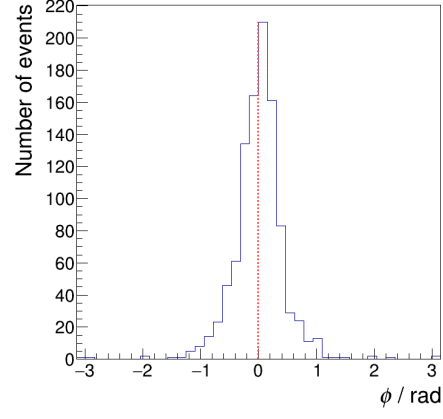
Fig 4.13 と Fig 4.10 を比べると、 r を固定したことによって θ の再構成の精度が向上していることがわかる。この結果について、平均値 μ と標準偏差 σ を Table 4.1 に示す。ただし、 θ については $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ のときはフィッティングの際の範囲の上限に引っかかり再構成ができていないため、これを除いた結果である。また、 θ, ϕ の標準偏差が $r = 60 \text{ cm}$ の球面上においてどの程度の位置のずれに相当するかを

$$\sigma_{r\perp}(\theta) = r \cdot \sigma_\theta, \quad \sigma_{r\perp}(\phi) = r \cdot \sin \theta \cdot \sigma_\phi \quad (4.3.3)$$

により求めた。

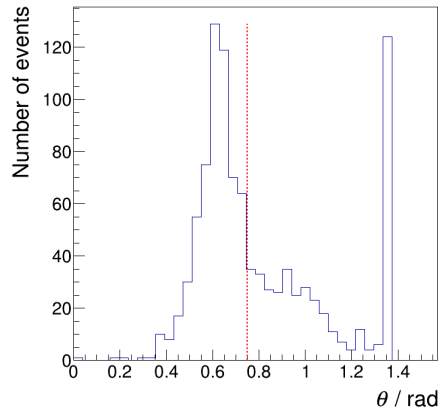


(a) θ 方向の再構成結果

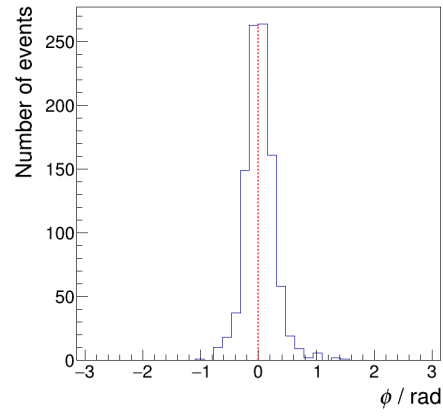


(b) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.13: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。



(a) θ 方向の再構成結果

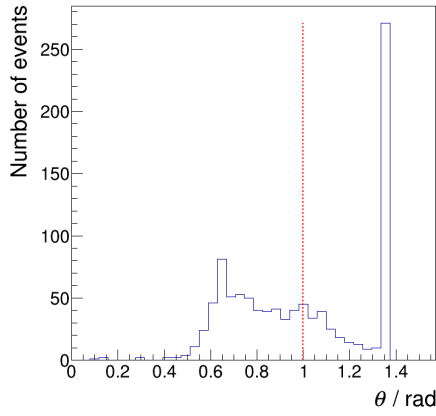


(b) ϕ 方向の再構成結果

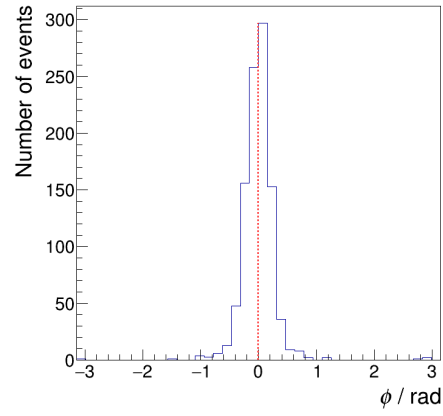
Fig. 4.14: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.75, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

Table 4.1: 光源が $r = 60$ cm 上にあるときの、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。

真の光源座標 (r, θ, ϕ)	μ_θ/rad	σ_θ/rad	$\sigma_{r\perp}(\theta)/\text{cm}$	μ_ϕ/rad	σ_ϕ/rad	$\sigma_{r\perp}(\phi)/\text{cm}$
$(60, 0, 0)$	0.213	0.189	11.3			
$(60, 0.25, 0)$	0.314	0.165	9.90	-0.021	0.776	11.5
$(60, 0.5, 0)$	0.551	0.189	11.3	0.009	0.447	12.9
$(60, 0.75, 0)$	0.717	0.186	11.2	0.022	0.252	10.3
$(60, 1, 0)$	0.853	0.203	12.2	-0.009	0.244	12.3
$(60, 1.25, 0)$	1.034	0.195	11.7	0.000	0.327	18.6

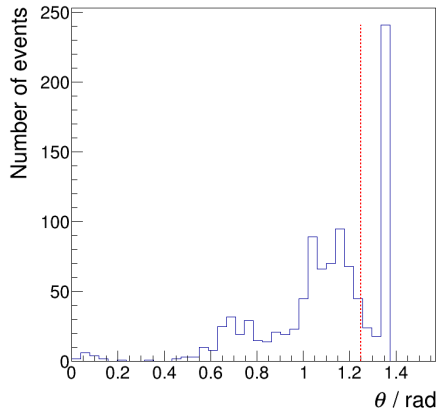


(a) θ 方向の再構成結果

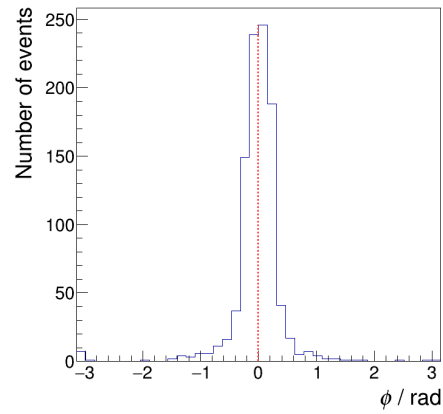


(b) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.15: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。



(a) θ 方向の再構成結果



(b) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.16: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 1.25, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

この結果から、 θ の再構成では、 θ が大きくなるほど再構成結果が壁際 ($\theta = \pi/2$) に張り付いてしまうケースが多くなっていることがわかる。しかしそのような再構成のできていないケースを除けば、 θ の再構成結果の平均と真の座標とのずれは標準偏差の範囲内にあり、標準偏差の影響は θ の値に関係なく $\sigma_{r\perp}(\theta) \sim 10$ cm 程度の精度で再構成できている。ただし、平均は $\theta \leq 0.5$ rad のときは大きく、 $\theta \geq 0.5$ rad のときは小さくなる傾向がある。

一方 ϕ の再構成について、 $\theta \approx 0$ のときは ϕ の値による位置のずれが微小なので、 $(60, 0, 0)$ のときの ϕ の再構成結果がばらつくのは当然である。 $\theta \neq 0$ のときについて、いずれも再構成結果の平均は真の光源座標とほぼ一致しておりそのずれは標準偏差の範囲内である。また、 ϕ による位置のずれは $\theta \leq 1$ rad のときは $\theta \neq 1.25$ rad では 12 cm 程度であることがわかる。しかし、 $\theta = 1.25$ rad のときは $\sigma_{r\perp}(\phi) = 18.6$ cm と大きくなっている。

$r \neq 60 \text{ cm}$ の場合の再構成

次に、光源が $r \neq 60 \text{ cm}$ の場合について考える。この場合、再構成では $r = 60 \text{ cm}$ と正しくない r を仮定してしまうため、これにより θ, ϕ の再構成でどの程度誤差が生じるかを評価する。光源の位置として $(r, \theta, \phi) = (20, 0.5, 0), (40, 0.5, 0), (60, 0.5, 0), (80, 0.5, 0), (100, 0.5, 0)$ の 5 つの場合について、1000 イベントずつシミュレーションを行い、 θ, ϕ の再構成精度を評価した。その結果を Figs 4.17~4.21 に示す。なお、 $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合は、前述の結果と同じであるが、再掲する。

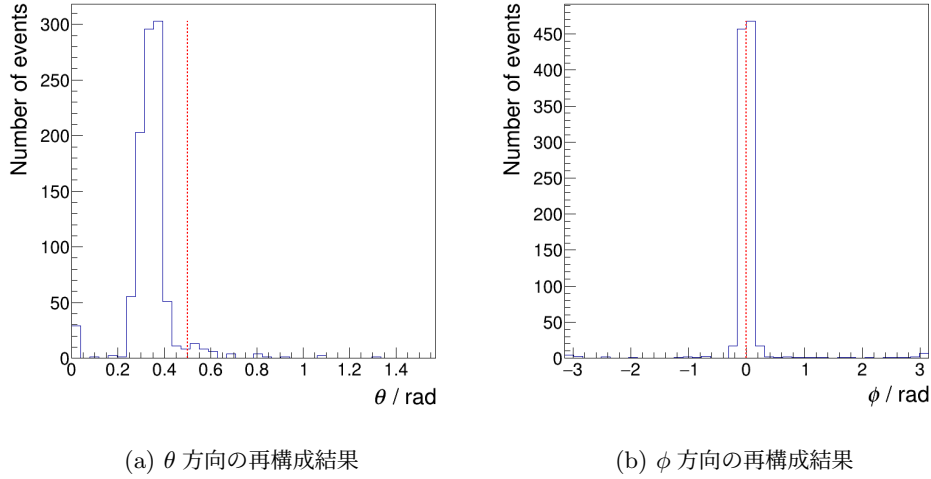


Fig. 4.17: 光源が $(r, \theta, \phi) = (20, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

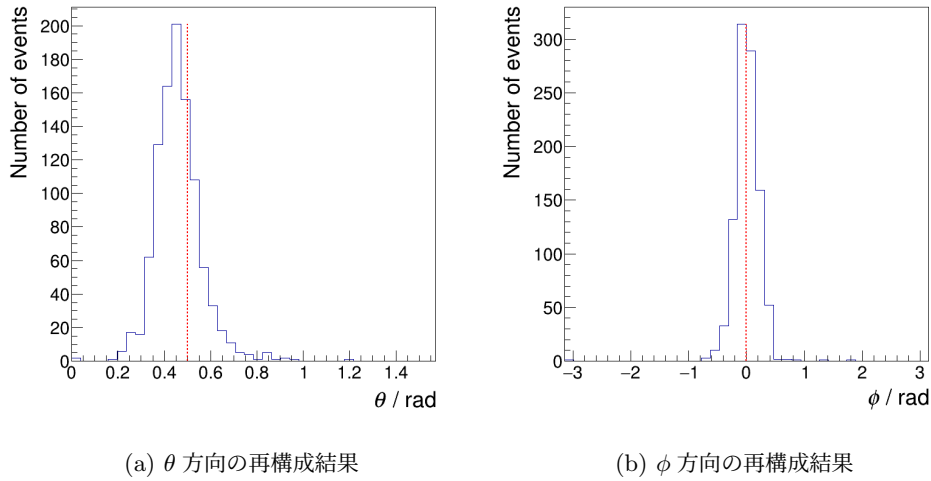
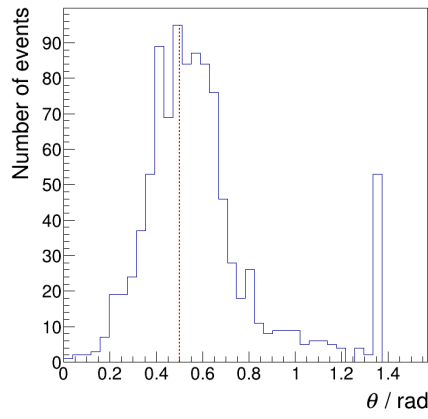
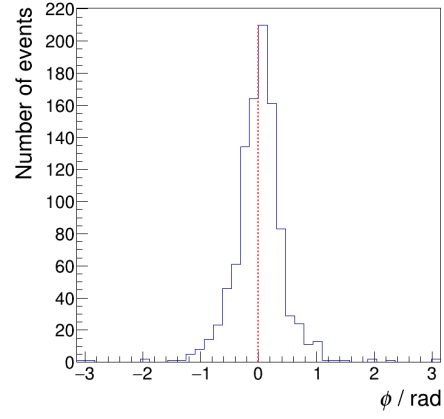


Fig. 4.18: 光源が $(r, \theta, \phi) = (40, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

この結果について、平均値と標準偏差を Table 4.2 に示す。ただし、 θ については $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ のときはフィッティングの際の範囲の上限に引っかかり再構成ができていないため、これを除いた結果である。この結果から、 θ の再構成では実際の光源座標の r が大きいほど、再構成結果が壁際 ($\theta = \pi/2$) に張り付いてしまうケースが多くなっていることがわかる。特に $r = 100 \text{ cm}$ のときは 4 イベントに 1 回は θ の再構成ができていない。また ϕ についても、 r が大きいほど再構成結果がばらつく傾向にあることがわかる。このように r が大きいほど再構成が不適切になることは、光源が multi-PMT から離れているためヒットする光量が少なくなる

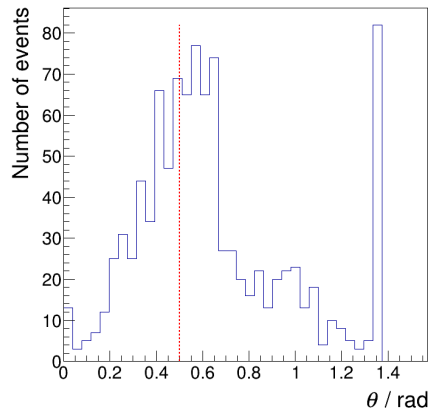


(a) θ 方向の再構成結果

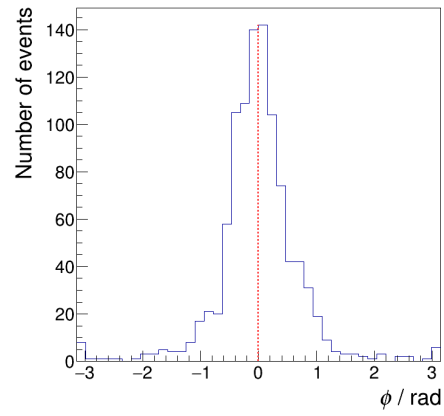


(b) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.19: 光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。



(a) θ 方向の再構成結果



(b) ϕ 方向の再構成結果

Fig. 4.20: 光源が $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

Table 4.2: 光源が $r = 60$ cm 上にあるときの、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。ただし $r_{\text{recon}} = 60$ cm と固定して再構成した。

真の光源座標 (r, θ, ϕ)	μ_θ/rad	σ_θ/rad	μ_ϕ/rad	σ_ϕ/rad
(20, 0.5, 0)	0.344	0.102	0.013	0.457
(40, 0.5, 0)	0.460	0.103	0.005	0.227
(60, 0.5, 0)	0.551	0.189	0.009	0.447
(80, 0.5, 0)	0.588	0.246	-0.004	0.584
(100, 0.5, 0)	0.628	0.277	-0.032	0.732

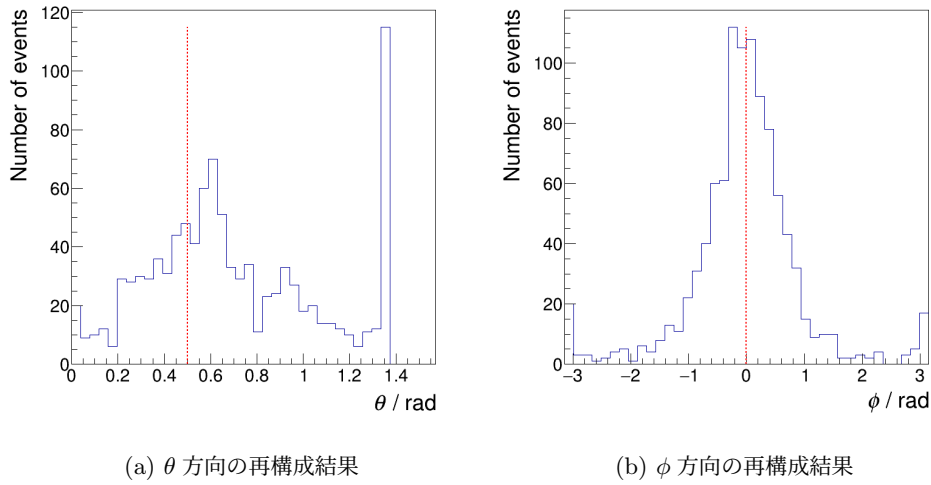


Fig. 4.21: 光源が $(r, \theta, \phi) = (100, 0.5, 0)$ の場合の、ヒット光量を用いた手法での光源位置再構成精度。
ただし $r_{\text{recon}} = 60 \text{ cm}$ と固定して再構成した。赤線は真の光源座標を表す。

ためであると考えられる。また、 r が大きいほど再構成された θ のピークが大きくなる傾向にあることがわかる。この原因は、座標系の中心を multi-PMT 底面の中心としていたことにあると考えられる。実際 Fig 4.9 をみると、 χ^2 値の等高線は $z = 0$ よりもわずかに負の方向にずれた位置から放射状に広がっていることがわかる。

しかし、 ϕ についての再構成精度は θ に比べて悪くない。 $r = 60 \text{ cm}$ の場合と比べ $r = 100 \text{ cm}$ の場合でも、 ϕ の標準偏差は 2.15 倍程度になっている。

4.4 考察

ヒット時刻を用いた位置再構成では、 r, θ 成分を再構成することができず、 ϕ 成分についてのみ再構成が可能であった。またその精度は、最小二乗法による方法と fitQun による方法でほぼ同じで、光源が $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ にある場合について r を固定した場合でもそれぞれ標準偏差が 1.007 rad、1.19 rad と大差ない。一方、ヒット光量を用いた手法では θ も再構成できるうえ、 ϕ の標準偏差が r を固定しない場合でも 0.4148 rad、固定すると 0.3866 rad と、ヒット時刻を用いた手法よりも精度が高いことがわかった。したがって multi-PMT 1 つによる位置の再構成では、ヒット光量を用いる方法が有効であることがわかった。

ヒット光量を用いた位置の再構成では、 r 成分を再構成することができなかった。これは、光源と各 PMT のなす角 α_i は r が変化してもシグモイド関数 f の概形は変わらずパラメータの変化で対応できてしまったためであると考えられる。対して、 θ, ϕ 成分については、 $r = 60 \text{ cm}$ と固定することによって再構成が可能であることがわかった。

r を固定し再構成を行ったときの精度について、実際の光源が $r = 60 \text{ cm}$ 上にあるときは θ による位置のずれは $\sigma_{r\perp}(\theta) \sim 10 \text{ cm}$ 、 ϕ による位置のずれは $\sigma_{r\perp}(\phi) 12 \text{ cm}$ 程度であった。ただし $\theta = 1.25 \text{ rad}$ のときは ϕ による位置のずれが 18.6 cm と大きくなっている。

また、 θ の再構成において、 $\theta = 0.5 \text{ rad}$ のときは、誤って $\theta_{\text{recon}} = \pi/2 \text{ rad}$ と再構成されるのは 20 回に 1 度程度であるのに対し $\theta = 0.75 \text{ rad}$ のときは 8 回に 1 度、 $\theta \geq 1 \text{ rad}$ のときは 4 回に 1 度は再構成ができていない。これは光源が壁際にあることによって multi-PMT 自体が光をさえぎってしまい、光子がヒットする PMT が限られてしまうためであると考えられる。しかし $\theta \leq 1$ のときは、再構成に失敗し $\theta_{\text{recon}} = \pi/2 \text{ rad}$ になってしまったとしても真の光源方向からのずれは、再構成結果の平均と光源とのずれの 2 倍程度であり、

再構成が適切に行われたときの精度と比べても大きなずれはなく、再構成ができていないケースが多いとしても、その影響は小さいと考えられる。

実際の光源が $r = 60\text{ cm}$ 上にはないときは、光源が遠いほどヒットする光子の数が減少し、再構成の精度が落ちると同時に再構成した θ の平均が大きくなる傾向にあった。一方、 ϕ については r が 100 cm まで大きくなっても標準偏差が 1.64 倍 程度になる程度であり、再構成は可能であることがわかった。

また、誤って $\theta_{\text{recon}} = \pi/2\text{ rad}$ と壁際に再構成されるケースは、 $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合でも 20 回に 1 回 程度であるのに対し、 $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合は 12 回に 1 回 程度、 $(r, \theta, \phi) = (100, 0.5, 0)$ の場合は 5.5 回に 1 回 程度となっている。今回は $r = 60\text{ cm}$ 上のときとは異なり、再構成結果が $\theta_{\text{recon}} = \pi/2\text{ rad}$ となると真の光源座標とのずれが大きく、精度への影響が大きい。そのため、甘く見積もっても $r < 80\text{ cm}$ の範囲が実際に再構成できる範囲であるといえる。ここで Fig 4.8 を見ると、 $(r, \theta, \phi) = (60, 0.5, 0)$ の場合、8 cm PMT 1 つに入射する光量の平均は最大で 5.6 p.e. 程度であるのに対し、 $(r, \theta, \phi) = (80, 0.5, 0)$ の場合は 3.8 p.e. 程度、 $(r, \theta, \phi) = (100, 0.5, 0)$ の場合は 3.0 p.e. 程度である。したがって、光量で言えば 4 ~ 5 p.e. 程度が限界であるといえる。

以上の結果から、multi-PMT 1 つ による位置の再構成では、ヒット光量を用いる方法が有効であることがわかった。しかし、光源が multi-PMT から離れるほどヒットする光量が減少し再構成の精度が落ち、また、 θ が大きいほどヒットする PMT の本数が減少し再構成ができないケースが増えることが確かめられ、その程度について評価することができた。ただし、これは光源の光量が異なれば変わる可能性があるため、今後の研究でさらに評価する必要がある。また、今回は角度と光量の関係としてシグモイド関数を仮定したが、今後はより多くの位置でシミュレーションを行い、より適切な関数を見つけることにより、再構成の精度を向上させたい。

第 5 章 結論と今後の展望

ハイパーカミオカンデや IWCD では、8 cm PMT を 19 本束ねた multi-PMT を用いる予定である。本研究では、multi-PMT の熱電子ノイズ特性の評価と、multi-PMT1 つによる事象再構成の評価を行った。

熱電子ノイズ特性の評価では、multi-PMT に用いられる予定の浜松ホトニクス社製 8 cm PMT R14374 の dark count rate の温度依存性や電場依存性を調査し、Schottky 効果に基づく Richardson-Dushman の式でのモデル化を検証した。

結果として、PMT 印加電圧が -850 V および -1150 V のときは、Richardson-Dushman の式でのモデル化が適切であることが確認された。 -950 V のときは、モデルからすこしずれてはいるものの、外部環境と光電面との電位差が一定より大きくなると、熱電子ノイズが指数関数的に増加する傾向は見られ、モデルとしては十分に妥当であるといえる。このモデル化により、アルミ箔と光電面との電位差によって生じる電場のかかる長さは $\sim 10\text{ }\mu\text{m}$ 程度であることがわかり、これは PMT の光電面の厚さと同程度であることから電場は光電面内部に集中していると考えられる。仕事関数は $1.04\text{ eV} \sim 1.68\text{ eV}$ となり、誤差の範囲内で一致した。またこれはバイアルカリの仕事関数とオーダーとも一致している。このことから、 ϕ の測定値は妥当といえる。また、モデルと良く一致した PMT 電圧が -1150 V のときの結果では、熱電子放出の起こる面積 S が $\log(S/1\text{ m}^2) = -3.52 \pm 1.56$ と、PMT の光電面の面積に近い値となった。

結論として、熱電子ノイズのモデル化は Schottky 効果に基づく Richardson-Dushman の式でのモデル化が適切であると考えられる。しかし、PMT の印加電圧が -950 V のときは、モデルから少しずれ、 -1150 V では誤差が大きかったため、今後は測定器の改善や測定方法の見直すことでより正確な測定を行い、モデル化の精度を向上させたい。

事象再構成の評価では、multi-PMT1 つによる再構成手法を提案し、その有効性を検証した。光源位置の再構成の方法として、各 PMT でのヒット時刻を用いる方法と、ヒット光量を用いる方法の 2 つを試みた。

ヒット時刻を用いる方法では、最小二乗法による方法と fitQun と同じ方法の 2 通りを試した。結果として、ヒット時刻を用いる方法では、multi-PMT から光源までの距離 r と θ 方向の角度を再構成することが出来なかったが、 ϕ 方向の再構成は、光源が $r = 60\text{ cm}$, $\theta = 0.5\text{ rad}$, $\phi = 0\text{ rad}$ にある場合の再構成を 1000 イベント行った結果、標準偏差 1.2 rad 程度で再構成ができることが確認された。

一方ヒット光量を用いる方法では、各 PMT の向きと光の進行方向のなす角度 α に対して光量がシグモイド関数で変化すると仮定してフィッティングを行った。結果として、光源までの距離 r を再構成することは出来なかったが、光源までの距離を $r = 60\text{ cm}$ と仮定したうえで再構成を行うことにより、光源の方向 θ, ϕ を再構成することができた。例として光源が $r = 60\text{ cm}$, $\theta = 0.5\text{ rad}$, $\phi = 0\text{ rad}$ にある場合、 θ 方向の結果は平均値 0.551 rad 、標準偏差 0.189 rad であり、 ϕ 方向の結果は平均値 0.009 rad 、標準偏差 0.447 rad となった。このことから、 ϕ の再構成の結果はヒット時刻を用いる方法よりも標準偏差が小さく、再構成がより正確であることが確認された。したがって multi-PMT1 つによる位置の再構成では、ヒット光量を用いる方法が有効であることがわかった。

ϕ の再構成精度は光源の角度によらず一定であり、距離に近いほど再構成が正確であることがわかった。一方 θ の再構成では、 θ が大きいほど、あるいは距離が遠いほど再構成が難しくなり、再構成結果が壁際と誤っ

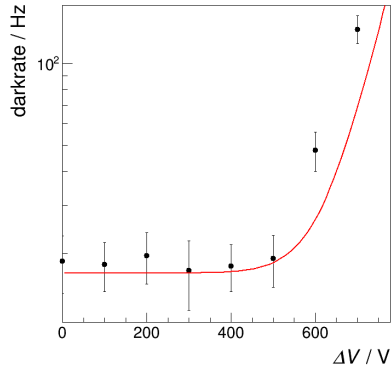
て再構成されてしまうようになった。また再構成した θ の平均も、再構成精度の悪化に伴い大きくなる方へずれていった。

結論として、multi-PMT1 つによる再構成手法はヒット光量を用いる方法が有効であることが確認された。今回のシミュレーション環境においては、8 cm PMT 1 つに入射する光量が 4 ~ 5 p.e. を越えていれば光源の方向を再構成することが可能であるといえることがわかった。複数の multi-PMT においてこの結果を組み合わせることで、光源の位置をより正確に再構成することが期待される。また、角度と光量の関係としてシグモイド関数を仮定したが、今後はより多くの位置でシミュレーションを行い、より適切な関数を見つけることにより、再構成の精度を向上させたい。

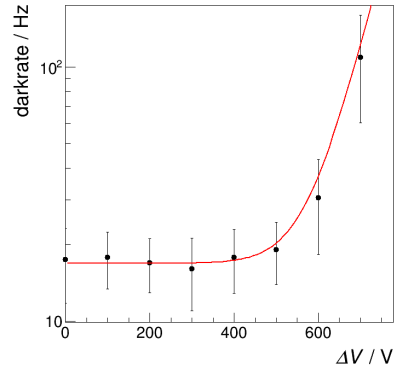
総じて、電位差と温度から PMT のノイズを予測することが可能になり、また、multi-PMT 単体による壁際でのノイズ除去への展望が開けた。このことは IWCD の事象再構成性能の向上につながる。今後はより詳細な dark count rate の測定や、再構成手法の改善を行い、また実際の multi-PMT を用いた実験を行うことで、multi-PMT の性能評価を行いたい。

第 A 章 8 cmPMT における dark rate の測定の フィッティング結果

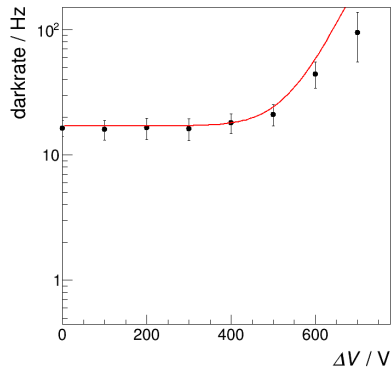
chapter 3 にて得られた PMT 電圧ごとにおこなったフィッティング結果について、次頁以降に図示する。ただし視認性のため、温度ごとに図を分けている。



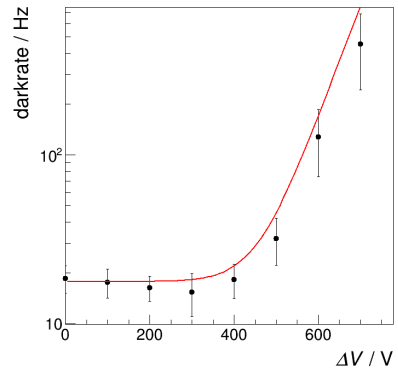
(a) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 284.75 \text{ K}$ のみ表示している。



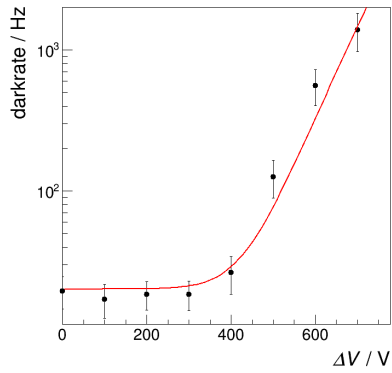
(b) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 289.45 \text{ K}$ のみ表示している。



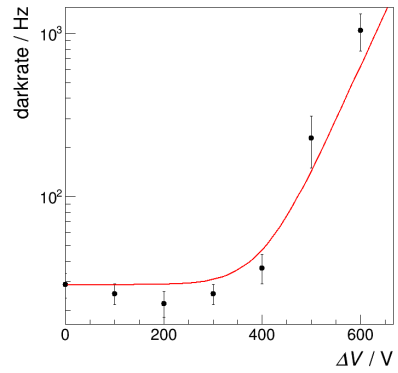
(c) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 294.15 \text{ K}$ のみ表示している。



(d) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 303.15 \text{ K}$ のみ表示している。

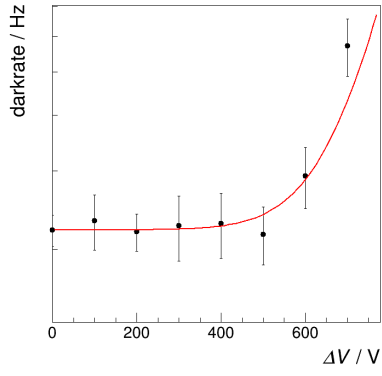


(e) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 308.15 \text{ K}$ のみ表示している。

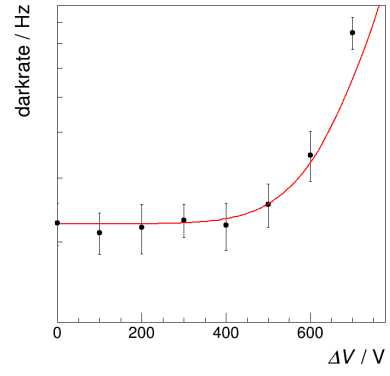


(f) $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 313.15 \text{ K}$ のみ表示している。

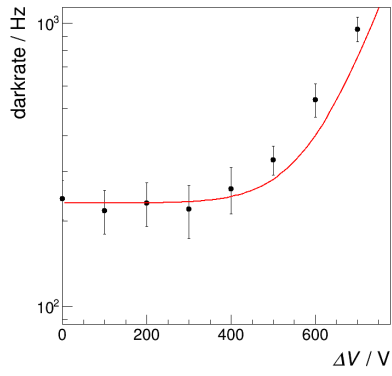
Fig. A.1: $V_{\text{PMT}} = -850 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。



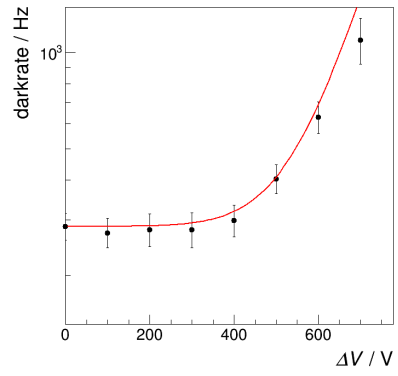
(a) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 284.75 \text{ K}$ のみ表示している。



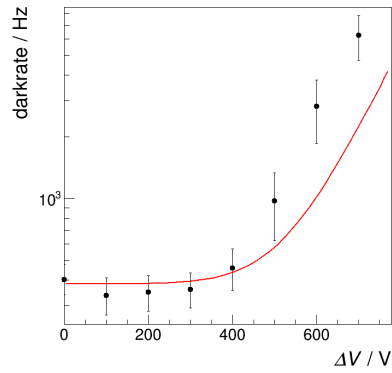
(b) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 289.45 \text{ K}$ のみ表示している。



(c) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 294.15 \text{ K}$ のみ表示している。

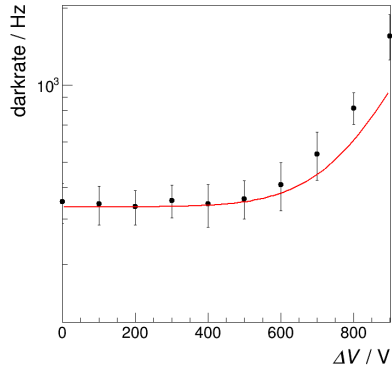


(d) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 303.15 \text{ K}$ のみ表示している。

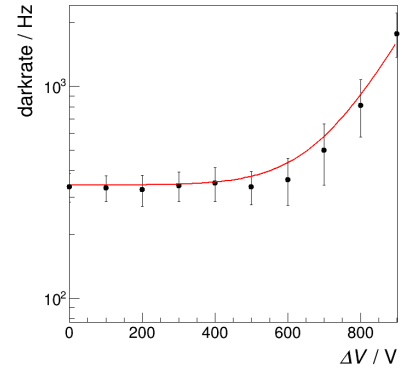


(e) $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 308.15 \text{ K}$ のみ表示している。

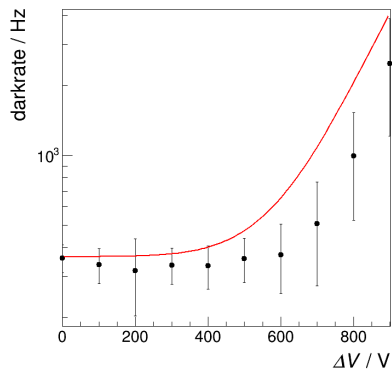
Fig. A.2: $V_{\text{PMT}} = -950 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。



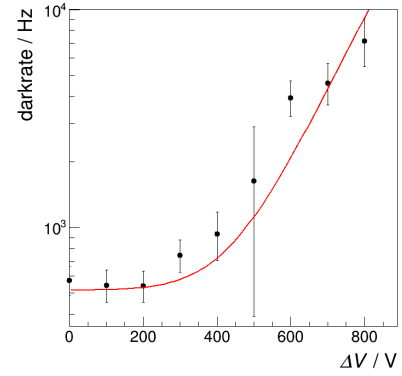
(a) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 284.75 \text{ K}$ のみ表示している。



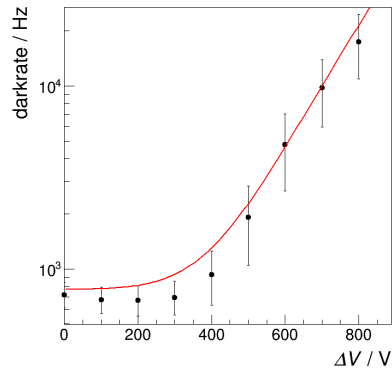
(b) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 288.45 \text{ K}$ のみ表示している。



(c) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 294.15 \text{ K}$ のみ表示している。



(d) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 303.15 \text{ K}$ のみ表示している。



(e) $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果
ただし $T = 308.15 \text{ K}$ のみ表示している。

Fig. A.3: $V_{\text{PMT}} = -1150 \text{ V}$ の dark rate の ΔV 依存性およびフィット結果。赤線はフィット結果を示す。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご支援いただきました。この場をお借りして、心より感謝の意を表します。

指導教員である西村康宏先生には、測定方法や解析の方針について多くのご指導をいただきました。また、夜分遅くまで論文の添削を丁寧に行っていただき、本研究の完成に至るまで多大なるご支援をいただきました。深く感謝申し上げます。

また、東京科学大学の松本遼先生には、WCSim や fitQun の使い方について大変丁寧に教えていただき、またシミュレーション解析プログラムの作成のサンプルコードを提供していただきました。心から感謝申し上げます。

西村研究室の先輩方にも、大変お世話になりました。前川雄音さんには、dark count rate の測定において一年を通して多くのご指導をいただきました。また、実験の進行においても多くのご協力をいただき、大変感謝しております。測定結果の解釈についても多くのご指摘をいただき、本研究の進行におおきな影響を与えていただきました。深く感謝申し上げます。

Yu-Ming Liu さんは、とても興味深い研究について共有してくださり、また休憩時には台湾の文化について教えていただき、大変楽しい時間を過ごさせていただきました。深く感謝申し上げます。

堀内昇悟さんは、オシロスコープの波形解析のソフトウェアの使い方など、実験において多くのご指導をいただき、機器の操作において大変お世話になりました。また、私が実験において困っているときには、いつも親身になって相談に乗っていただきました。深く感謝申し上げます。

小林美咲さんは、実験をはじめる際に基本的な操作方法を教えていただき、また実験の進行においても多くのご協力をいただき、大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。

川端篤史さんは夏までの短い期間でしたが、柏への出張に付き添わせていただき、多くのことを学ばせていただきました。光電子増倍管の仕組みについても丁寧に教えていただき、大変感謝しております。

岡明香里さんと館岡佳蓮さんは、ともに卒業論文に取り組む者として、それぞれの研究について多くの情報交換を行うことができ、大変勉強になりました。また、実験の際には度々お世話になり、大変感謝しております。

また、研究室をご卒業された先輩方にも感謝を申し上げます。研究室において様々な測定機器や測定環境を整えてくださった先輩方のおかげで今回の研究を進めることができました。大変感謝しております。

最後に、私の研究生活を支えてくれた家族に感謝を申し上げます。いつも温かい食事を用意してくれ、また研究や学業についてもいつも応援してくれました。この場を借りて、心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Wikipedia. Standard Model. https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model. accessed: 2024-01-08.
- [2] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/about/detector/>. accessed: 2024-12-08.
- [3] T2K Collaboration. About T2K. <https://t2k-experiment.org/t2k/>. accessed: 2024-12-08.
- [4] T2K Collaboration. T2K and beyond. <https://t2k-experiment.org/beyond-t2k/>. accessed: 2024-12-08.
- [5] 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. 浜松ホトニクス株式会社, 2017.
- [6] 浜松ホトニクス株式会社. PHOTOMULTIPLIER TUBE R14374, R14689. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R14374_R14689_TPMH1381E.pdf, MAR 2020. accessed: 2024-01-08.
- [7] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/about/detector/>. accessed: 2024-12-08.
- [8] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 研究内容. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/about/research/>. accessed: 2024-12-08.
- [9] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration. Hyper-Kamiokande Design Report, 2018.
- [10] 今井哲二. トンネル効果とその応用. 応用物理, Vol. 33, No. 7, pp. 433–443, 1964.
- [11] Shimpei Tobayama. *An analysis of the oscillation of atmospheric neutrinos*. PhD thesis, University of British Columbia, 2016.
- [12] Yong - xiang Zhao and Dongming Ouyang and Huamu Xie and Kexin Liu and Senlin Huang. QE evolution of bialkali photocathode at cryogenic temperature. In *Frontiers of Physics*, 2023.