

ハイパーカミオカンデにおける新型光検出器の開発

岡山大学大学院
自然科学研究科 素粒子物理学研究室
福田 大輔
学籍番号 41426216

平成 28 年 2 月 28 日

概要

現在の素粒子研究ではニュートリノ研究が大きな課題であり、ハイパーカミオカンデはニュートリノ研究を大きな研究テーマの1つとして2025年の測定開始を目指し研究開発が行われている。ハイパーカミオカンデの目的はニュートリノ振動パラメータ測定による質量階層性問題の解決やレプトンセクターでのCP対称性の研究、超新星(背景)ニュートリノの観測、それに加え陽子崩壊探索による大統一理論の検証などが主に挙げられる。

本論文ではまず、ハイパーカミオカンデを用いて長基線ニュートリノ実験を行った場合のレプトンセクターでのCP破れの値である δ_{cp} の感度を見積もった。そのために、ニュートリノビームを生成しているJ-PARCからのビーム強度を現在の2倍、ハイパーカミオカンデの有効質量をスーパーカミオカンデの25倍とし、合計の統計数が50倍になると仮定して行った。また、T2K実験から得られたデータをベースに、今後の様々なアップグレードを加味した現実的な系統誤差を見積もった。その結果、10年間の実験で δ_{cp} の角度は、 3σ で決定される領域が76%、 5σ で決定される領域が58%であると評価した。これは δ_{cp} の角度が $\pm 10^\circ$ 程度の角度で決定されることに相当している。

また、ハイパーカミオカンデは大型であるためコストの問題が大きく、10万本以上使われる予定である光検出器がこのコストの大きな部分を占める。また、光検出器の性能が、特に、陽子崩壊や比較的低エネルギー(数十MeV以下)の事象などに対しての感度を制限し、現在、他の実験で使われている光検出器では費用を含め要求性能を満たせない。そのため、ハイパーカミオカンデに向けて新たな光検出器である50 cm Box & Line PMT(Photomultiplier Tube:PMT) (Hamamatsu:R12860)と50 cm HPD(Hybrid Photo-Detector) (Hamamatsu:R12850)の開発を行っている。本論文の後半では、すでに実用段階まで開発が進んでいる50 cm Box & Line PMTの詳細な性能評価を行った。

ここで行った性能評価は、測定効率、波形、分解能、レート耐性、入射光量による線形性、位置依存性と磁場耐性、ノイズ、温度特性や耐水圧であり、ハイパーカミオカンデで必要とされるほぼ全ての性能評価である。その結果、ハイパーカミオカンデで耐水圧を除き、すべてで使用可能な性能を持っていることを確認した。また、耐水圧に関しても耐水圧向上がなされており、要求耐水圧を満たしつつあることが確認されている。

目次

目次

1 序章	5
1.1 ニュートリノ	5
1.1.1 ニュートリノ振動	5
1.1.2 CP 対称性	7
1.1.3 質量階層性	7
1.2 ニュートリノ実験	9
1.2.1 スーパーカミオカンデ	9
1.2.2 T2K 実験	9
2 ハイパーカミオカンデ	12
2.1 ハイパーカミオカンデの概要	12
2.2 検出原理	12
2.2.1 ニュートリノ反応	13
2.2.2 チェレンコフ光	13
2.2.3 チェレンコフ光による粒子識別	14
2.3 ハイパーカミオカンデのレプトンセクターにおける CP 非対称性の測定感度	15
2.3.1 系統誤差	15
2.3.2 統計誤差	16
2.3.3 パラメーター	16
2.3.4 検出されるニュートリノ数の予測	17
2.3.5 測定感度の結果	17
3 光検出器	20
3.1 開発目的	20
3.2 光電子増倍管 (PMT)	20
3.2.1 光電子増倍管 (PMT) の構造	20
3.2.2 50cm ベネチアンプラインド型 PMT	22
3.2.3 50 cm Box & Line PMT	22
3.3 50 cm ハイブリッド型光検出器 (HPD)	23
3.3.1 HPD の周辺機器	24
4 50cm Box & Line PMT の性能評価	27
4.1 光電面の量子効率 (浜松ホトニクス社による測定)	27
4.2 検出効率と収集効率	27
4.2.1 相対検出効率と相対収集効率の測定	28
4.2.2 相対検出効率と相対収集効率の測定結果	30
4.3 ゲイン	30
4.4 波形	32

4.5	1 光電子分解能	32
4.5.1	1 光電子電荷分解能	33
4.5.2	1 光電子時間分解能	33
4.6	入射光量に対する出力電荷の線形性	35
4.7	レート耐性	35
4.8	位置依存性	36
4.8.1	0 mG,2000 V での位置依存性の測定	37
4.8.2	HV の違いによる位置依存性の変化	39
4.8.3	磁場の変化による位置による性能の変化	41
4.9	ノイズの評価と低減	43
4.9.1	ダークノイズ	45
4.9.2	プリパルス	47
4.9.3	レイトパルス	49
4.9.4	アフターパルス	49
4.10	光検出器の耐水圧	51
4.10.1	スーパーカミオカンデでの PMT 破損事故	52
4.10.2	Hyper-K で求められる耐水圧	52
4.10.3	耐水圧試験	52
4.10.4	防爆カバーの試験	53
4.11	性能評価のまとめ	53
5	まとめ	54
A	Hyper-K シミュレーション	56
A.1	WCSim の概要	56
A.2	新型光検出器の導入	56
A.3	位置依存性の導入	56
A.4	今後	58

表 1.1: 標準模型における物質粒子

	フェルミオン		
	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	u	c	t
	d	s	b
レプトン	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ

1 序章

現在の素粒子物理学の研究は、ニュートリノ研究が大きな課題となっている。本論文で言及するハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande : Hyper-K) もニュートリノ研究が大きな研究テーマの1つである。ニュートリノ研究を行う目的の1つが物質優勢宇宙の解明である。ビッグバンによって開闢した宇宙の初期状態では物質と反物質が同数生成されたと考えられているが、現在の宇宙では物質が優勢であり、反物質はほとんど存在しない。この問題はいまだ未解決であり、ニュートリノ研究によって1つの答えを出す事が期待されている。

1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは電荷を持たないレプトンであり、内部構造を持たない標準模型における素粒子の1つとされている。ニュートリノは弱い相互作用しか働かないため¹、既知のその他の物質と比較して反応確率が非常に低いことが特徴的である。表 1.1 に標準模型における物質粒子を示す。

ニュートリノは、1930年に W.Pauli によって β 崩壊のエネルギーの連続性を説明するために存在が提唱され、1954年に Reines と Cowan らにより実験的に反電子ニュートリノの観測がなされたことで、ニュートリノの存在が証明された [1]。その後も 1962年に μ ニュートリノ [2]、1997年に τ ニュートリノ [3]が発見され、現在では表 1.1 に示されるように、三世代ニュートリノ (電子ニュートリノ、 μ ニュートリノ、 τ ニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ)) と、その反物質 (反電子ニュートリノ、反 μ ニュートリノ、反 τ ニュートリノ ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$)) があると考えられており、同族であるレプトン (電子、ミュー粒子、タウ粒子 (e, μ, τ)) に対応している。

1.1.1 ニュートリノ振動

標準模型ではニュートリノの質量がゼロとして扱われていた。しかし、1998年にスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande : Super-K) によってニュートリノ振動が発見され [4]、各世代のニュートリノ間に質量差があることが証明された。これはニュートリノが質量を持つ事の証明であり、標準模型においてニュートリノの説明は正確ではないことを示すものである。このニュートリノ振動とはニュートリノが飛行している間に、本来なら保存するはずであるレプトン数が破れ、 ν_e, ν_μ, ν_τ の3種のフレーバーが互いに変化しあう現象のことである。この振動は同じレプトンである電子、 μ 粒子、 τ 粒子間では発見されておらず、ニュートリノの各フレーバーが質量固有状態の重ね合わせである事に起因している。

¹ニュートリノにも質量があることから重力相互作用が働くと考えられるが、重力相互作用は非常に小さいので素粒子反応では無視される

ここで、ニュートリノ混合角を θ とした場合、2種類のフレーバー (α, β) と質量固有状態がある場合の混合行列は式 (1.1) のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

したがって、各ニュートリノのフレーバーの時間発展は式 (1.2) と表す事ができる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle e^{-i(E_1 t - p_1 x)} + \sin \theta |\nu_2\rangle e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \\ |\nu_\beta(t)\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle e^{-i(E_1 t - p_1 x)} + \cos \theta |\nu_2\rangle e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで E はニュートリノのエネルギー、 t は時間、 p はニュートリノの運動量、 x は距離である。

式 (1.2) から α から β への時間に応じた振動確率は、生成点からの距離を L とおくと、式 (1.3) のように導出される。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = |\sin \theta \cos \theta (-e^{-i(E_1 t - p_1 L)} + e^{-i(E_2 t - p_2 L)})|^2 \\ &= \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{(E_2 - E_1)t - (p_2 - p_1)L}{2} \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

ここで、ニュートリノの質量を m とおき、質量が非常に小さく $p \gg m$ であることから、エネルギー E と運動量 p の関係式は式 (1.4) のように近似することができる。

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \simeq p + \frac{m^2}{2p} \simeq p + \frac{m^2}{2m} \quad (1.4)$$

また、各ニュートリノの質量差 $m_\alpha - m_\beta = \Delta m_{\alpha\beta}$ とおき、式 (1.4) とそれぞれのパラメータを式 (1.3) に代入することで式 (1.5) と表すことができる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin 2\theta \sin^2 1.27 \left(\frac{\Delta m_{\alpha\beta}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (1.5)$$

式 (1.5) から、質量固有状態に差があり混合角 θ が 0 ではない場合にニュートリノ振動が起こり、その振動確率はニュートリノの飛行距離とエネルギーによって決まることが分かる。

これらを ν_e, ν_μ, ν_τ の 3 フレーバーに拡張したとき、式 (1.6) と表され MNS(牧-中川-坂田) 行列と呼ばれる [5]。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13} e^{-i\delta_{cp}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13} e^{i\delta_{cp}} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

ここで、 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ は各々の質量固有状態の混合角であり、 δ_{cp} はレプトン位相での CP 破れの値である。また、 $S_{ij} = \sin \theta_{ij}, C_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。

現在では、 θ_{23} は大気ニュートリノの測定 [6] など、 θ_{12} は太陽ニュートリノの測定 [7] など、 θ_{13} は原子炉実験 [8] や加速器実験 [9] などによって、それぞれ有限の値が測定されている。特に近年、 θ_{13} が 0 ではない有意な値であることが確認されたことで、1.1.2 節で説明するように δ_{cp} が測定可能であることが示された。

1.1.2 CP 対称性

CP 対称性とは、物質と反物質を反転させる C(Charge) 対称と鏡写し状態にする P(Parity) 対称を同時に行った時の対称性である。この CP 対称性が保たれている場合、元の状態と CP 対称状態での物理現象の確率は同じになる。現在の物質優勢宇宙を説明する条件の 1 つが、CP 対称性が破れていることである。この CP 対称性の破れは、バリオンにおいては K^0 粒子や B 中間子の崩壊現象において実験的に観測されている [10][11]。しかし、この破れは非常に小さいため、これだけでは物質と反物質の非対称性を説明することができない。そのため、レプトンセクターであるニュートリノの CP 対称性が破れており、バリオンでの CP 対称性の破れの起源もレプトンセクターの CP 対称性の破れであるという理論が現在の有力な仮説の 1 つである。

式 (1.6) で表される通り、 δ_{cp} の値は MNS 行列に含まれており、ニュートリノと反ニュートリノでは δ_{cp} の正負が反転することから振動確率が変化する。例えば、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は式 (1.7) のようにかかれ、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ を比較した場合はこの式の 3 項目にあたる CP 非保存の項の正負が逆転するため振動確率に差が出る²。この項にある S_{13} が比較的大きな値であったことから³、正負が反転した際の振動確率の差が大きく観測によって測定可能な差異をもたらすと計算され、 δ_{cp} の測定が可能であることが示された。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \cdot \sin^2 \Delta_{31} \\
&\quad + 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta_{cp} - S_{12} S_{13} S_{23}) \cdot \cos \Delta_{32} \cdot \sin \Delta_{31} \cdot \sin \Delta_{21} \\
\text{CP 非保存} \leftarrow &- 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta_{cp} \cdot \sin \Delta_{32} \cdot \sin \Delta_{31} \cdot \sin \Delta_{21} \\
&\quad + 4S_{12}^2 C_{13}^2 (C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 - 2C_{12} C_{23} S_{12} S_{23} S_{13} \cos \delta_{cp}) \cdot \sin^2(\Delta_{21}) \\
\text{物質効果} \leftarrow &- 8C_{13}^2 S_{12}^2 S_{23}^2 \cdot \frac{aL}{4E_\nu} (1 - 2S_{13}^2) \cdot \cos \Delta_{32} \cdot \sin \Delta_{31} \\
\text{物質効果} \leftarrow &+ 8C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \cdot \frac{a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2S_{13}^2) \cdot \sin^2 \Delta_{31}
\end{aligned} \tag{1.7}$$

1.1.3 質量階層性

ニュートリノの絶対質量はトリチウムの β 崩壊 (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) のエネルギースペクトラムを測定する実験 [12] や π 粒子の崩壊 ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) のエネルギースペクトラムを測定する実験 [13]、 τ 粒子の崩壊 ($\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau + (\pi^0)$) のエネルギーと質量を測定する実験 [14] などがなされているが、質量の上限値を出すまでに留まっており正確な決定には至っていない。ニュートリノ振動実験においても、基本的には質量の二乗差の絶対値 (Δm_{32}^2 , Δm_{21}^2) しか求める事が出来ないため、質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の順序も不明である。これは質量階層性問題とよばれ、図 1.1 のように質量が $\nu_3 > \nu_2 > \nu_1$ である順階層と $\nu_2 > \nu_1 > \nu_3$ である逆階層の 2 パターンが考えられる。質量階層性を決定する有意な実験結果はまだ無いが、これに対する実験は複数なされており、Super-K での大気ニュートリノの物質効果を受けたニュートリノ振動の観測などがあげられる。2014 年の Super-K 実験の結果では、 1.3σ での順階層を示唆している [15]。

²式 (1.7) の a は物質効果による振動確率の変化の値であり、これもニュートリノと反ニュートリノで正負が反転する。そのため、CP が破れていなかった場合でも物質中を透過した場合は振動確率に差が出る。

³現在の最尤値はおおよそ $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$

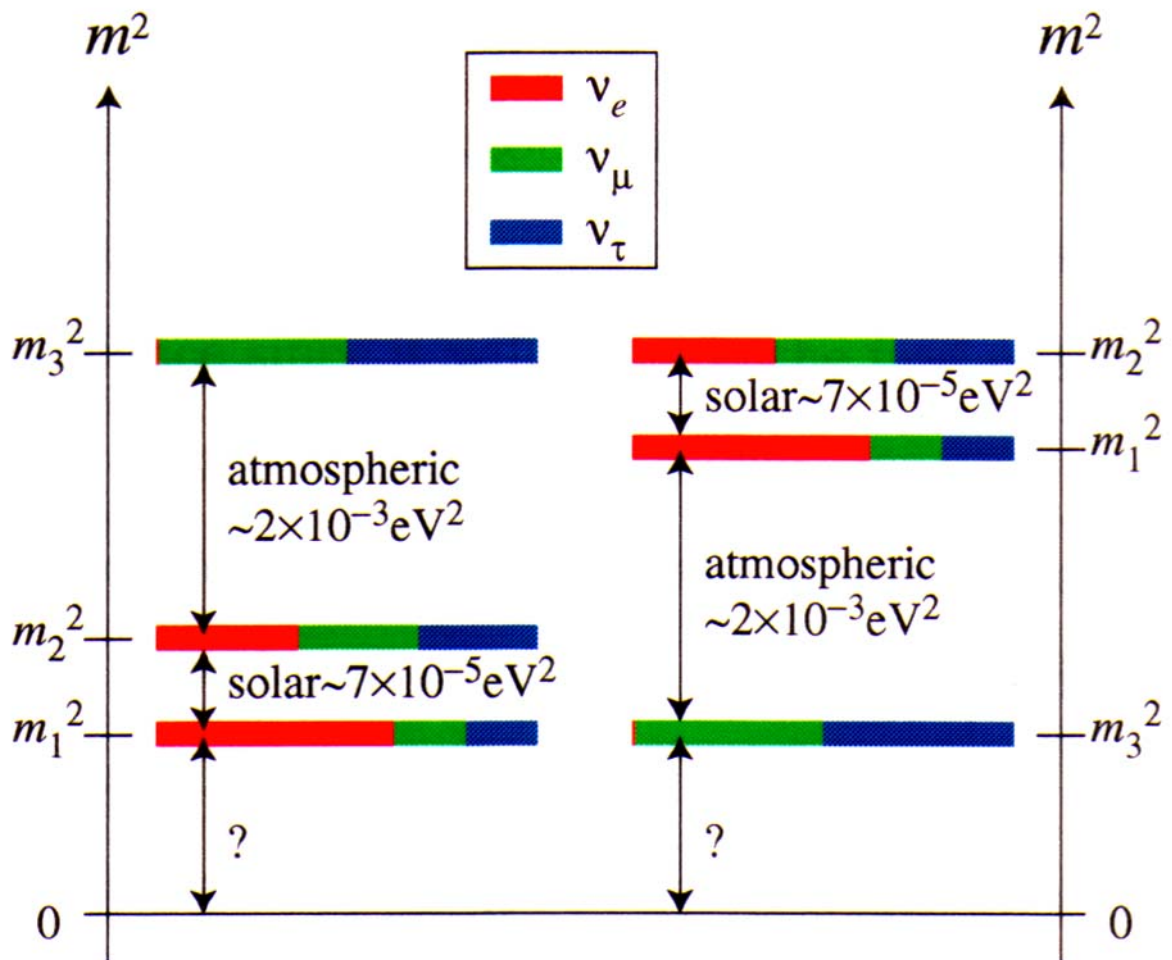


図 1.1: 質量階層制、左が $\nu_3 > \nu_2 > \nu_1$ である順階層、右が $\nu_2 > \nu_1 > \nu_3$ である逆階層を示している。

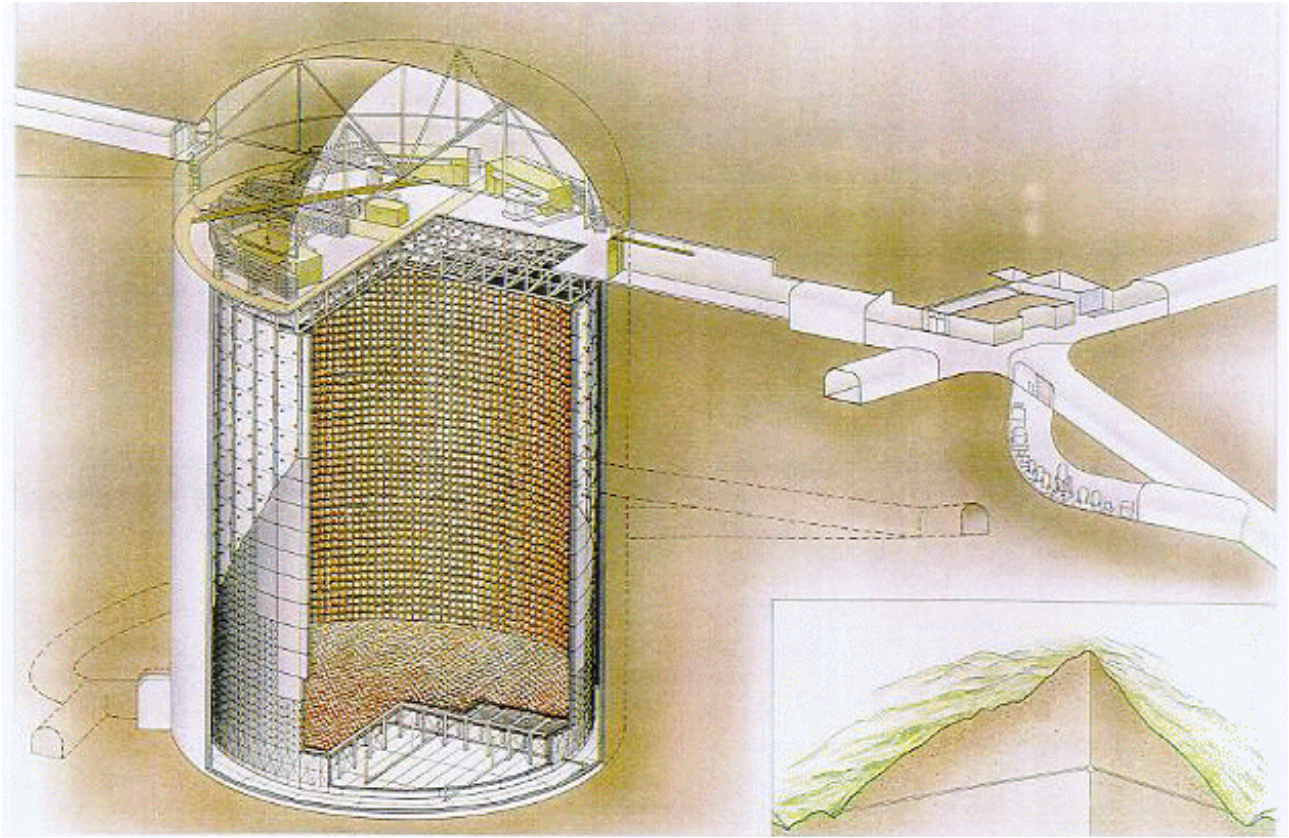


図 1.2: スーパーカミオカンデの全体像。

1.2 ニュートリノ実験

1.2.1 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande : Super-K) は岐阜県飛騨市神岡町にある 50 kt の超純水を用いた 2 層構造の大型水チェレンコフ検出器で、内水槽には 1 万本以上の 50 cm 光検出器と外水槽には 2 千本近くの 20 cm 光検出器が設置されている。図 1.2 が Super-K の全体像であり、宇宙線等のバックグラウンド信号を岩盤によって低減させるため、地下千メートルに建設されている。Super-K の特徴は高エネルギーである TeV 領域から比較的低エネルギーである数 MeV 程度までの幅広いエネルギー帯に感度をもっていることである。これを用いて、複数の種類のニュートリノや陽子崩壊の観測を同時に行うマルチディテクターとして多くの結果を出している。特にニュートリノ振動によるニュートリノ質量の発見や、その後の大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測によるニュートリノ振動パラメータ ($\Delta m_{32}^2, \Delta m_{21}^2, \theta_{23}, \theta_{12}$) の測定などが大きな成果としてあげられる。Super-K を用いた実験は 1996 年に開始され、光検出器の破損事故 (4.10.1 節参照) など乗り越えて改良が施されながら、現在も実験が続いている。

1.2.2 T2K 実験

図 1.3 が T2K 実験 (Tokai to Kamioka) の断面図を示しており、この実験は茨城県東海村にある J-PARC で μ ニュートリノを生成し、295 km 離れた Super-K でそのニュートリノを観測する長基線ニュー

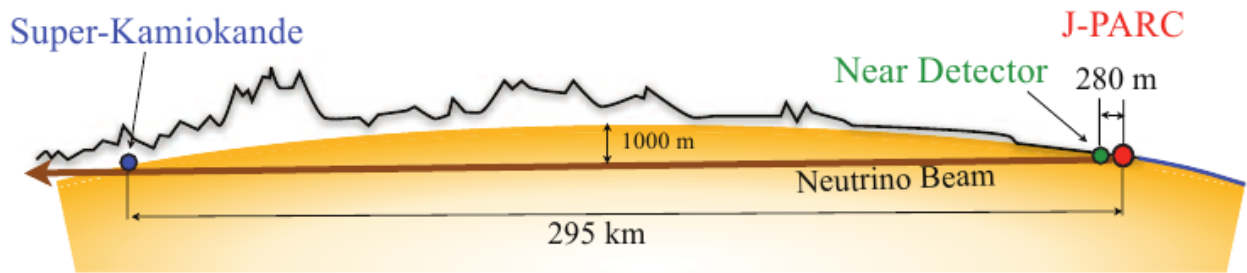


図 1.3: T2K 実験

トリノ実験である [16]。T2K 実験では θ_{13}, θ_{23} 等の精密な測定や δ_{cp} の測定を目標としており、2009 年に開始された。

T2K 実験は世界最高レベルの強度を誇るニュートリノビームと世界最大の水チェレンコフ検出器である Super-K を後置検出器として用い、さらに前置検出器や世界で初めて 2.5° のオフ軸角を用いたことで非常に高精度で大統計の測定を行っている。

オフ軸角とはニュートリノビーム中心からの角度のことであり、T2K 実験でのニュートリノビームは図 1.4 の上図に示されるようにオフ軸角によってニュートリノエネルギーのフラックスが変化する。T2K 実験では 2.5° のオフ軸角を採用しており、後置検出器である Super-K に対しビーム中心がこの角度の位置にくるように調整されている。これは、図 1.4 の下図のように J-PARC から Super-K との距離が 295 km であることと既に測定された振動パラメーターを用いることで、 μ ニュートリノの消失と電子ニュートリノの出現確率を予測した結果、600 MeV 付近で高い振動確率を持つためである。図 1.4 から、極大の振動確率となる 4500 MeV から 700 MeV のエネルギー領域と 2.5° でのニュートリノエネルギーピーク領域 (600 MeV) が一致していることがわかる。T2K 実験では δ_{cp} に対する感度も有していることから、すでに反ニュートリノビームによる実験も開始している。1.1.3 で述べたように反ニュートリノの振動確率は式の δ_{cp} の項の正負が反転するため、振動確率が変動する。図 1.5 がニュートリノと反ニュートリノの振動確率を表しており、この差が δ_{cp} の効果である。T2K 実験では今後、統計数を増やす事で δ_{cp} に対しての制限が期待されている。

⁴100 MeV 付近でも高い振動確率が見られるが、大気ニュートリノとエネルギー領域が被ること、ビームの流量が極端に落ちるなどの理由でこのエネルギー領域は選択されていない。

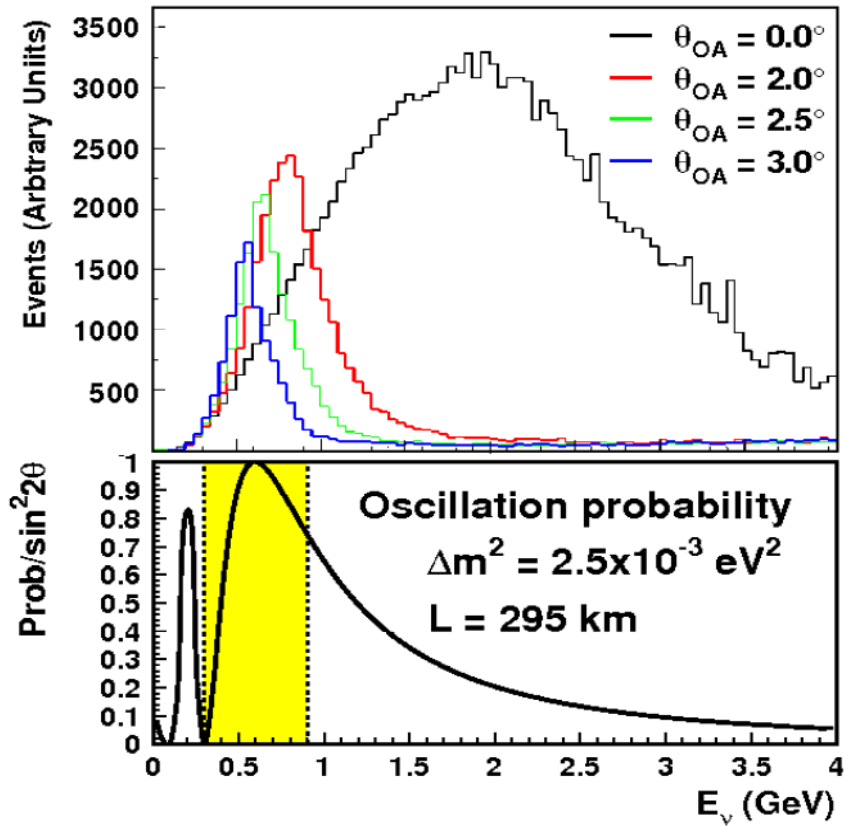


図 1.4: T2K ビームのビーム角度によるニュートリノのエネルギー分布 (上) と、それに対応する $L = 295$ km、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]$ の場合のニュートリノの振動確率

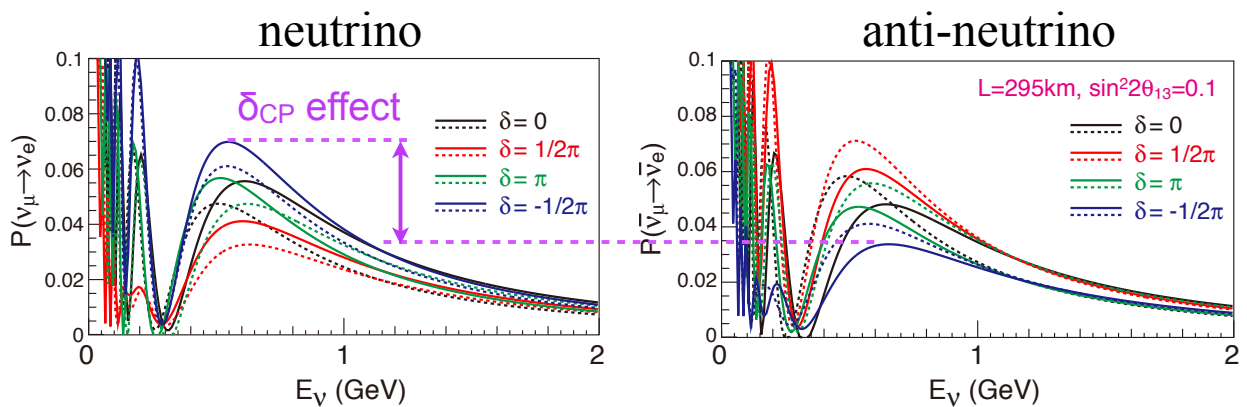


図 1.5: $L = 295$ km、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ における $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率のエネルギー分布 (左) と、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率のエネルギー分布 (右)。黒が $\delta_{cp} = 0$ 、赤が $\delta_{cp} = \frac{1}{2}\pi$ 、緑が $\delta_{cp} = \pi$ 、青が $\delta_{cp} = -\frac{1}{2}\pi$ 。 δ_{cp} の効果によつての μ と $\bar{\mu}$ の振動確率が変化する

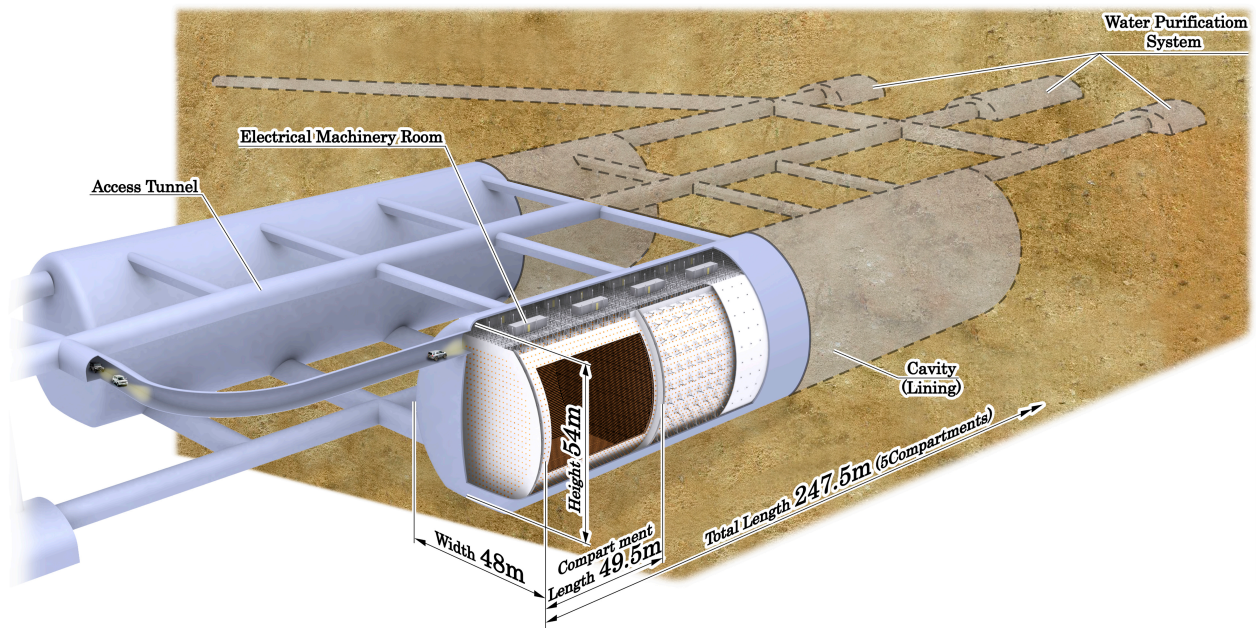


図 2.1: ハイパーカミオカンデのベースラインデザインの全体像。

2 ハイパーカミオカンデ

Hyper-Kamiokande(Hyper-K) は、Super-K の後継器となるメガトン規模の水チェレンコフ検出器であり、宇宙ニュートリノや超新星ニュートリノ、陽子崩壊の観測による様々な物理的課題を解決のために、2025 年の測定開始を目指して計画が進んでいる。(図 2.1)[17]

2.1 ハイパーカミオカンデの概要

図 2.1 が Hyper-K のベースラインデザインの全体像で、卵形の断面を持ち外水槽と内水槽に分れた 2 本の円柱を横倒ししたような形が計画されている。図 2.2 がこれの断面図である。内水槽に 50 cm 光検出器を 99,000 本設置し、ニュートリノや陽子崩壊によって放出されるチェレンコフ光を捉える。また、外水槽に 20 cm 光検出器を 25,000 本設置し、宇宙線等のバックグラウンドを差し引くために用いられる。Hyper-K ではその費用対効果を最大限にするために複数のデザインが考えられており、最終的なデザイン決定は数年後になる見込みである。

また、Hyper-K の建築予定地は、十分な水が確保できる事や地盤の問題、T2K 実験のオフ軸スビームを受ける必要がある事から制限があり、Super-K の比較的近い場所と J-PARC からのニュートリノビーム中心を挟んで逆の 2.5° の位置に当たる場所が候補としてあげられている。Hyper-K も Super-K と同様に宇宙線等のバックグラウンドを大幅に低下させるために千メートル程度の地下に作られる。

2.2 検出原理

Hyper-K は水チェレンコフ検出器であり、水チェレンコフ反応により生じたチェレンコフ光の観測によって事象のエネルギーや粒子の種類を同定する。

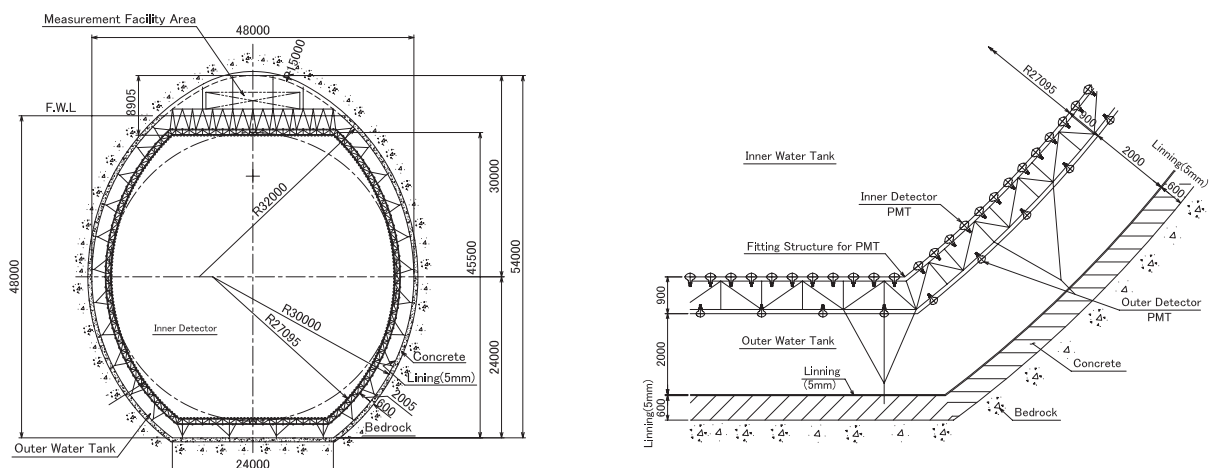


図 2.2: ハイパーカミオカンデのベースラインデザインの断面図。卵形の断面をもつ。

2.2.1 ニュートリノ反応

ニュートリノの素粒子反応は一般に W ボソンを介し反応する荷電カレント反応 (CC 反応) と Z ボソンを介し反応する中性カレント反応 (NC 反応) の 2 パターンがある。CC 反応は、W ボソンの受け渡しによってニュートリノが同世代の荷電レプトンに転換される反応で、 $\nu_e + e \rightarrow e + \nu_e$ や $\nu_e + N \rightarrow e + N'$ などが例としてあげられる。この反応は、電子や μ 粒子などの荷電レプトンを生成するためのエネルギーが必要となるため、一定以上のエネルギーを持つニュートリノのみでこの反応が起こる。NC 反応は、Z ボソンの受け渡しによってニュートリノから電子などの粒子にエネルギーや運動量を受け渡す反応で、 $\nu + e \rightarrow \nu + e$ や $\nu + N \rightarrow \nu + N'$ などが例として挙げられる。この反応は、エネルギーや運動量の受け渡しを行うだけなので、ニュートリノの種類に関係なく反応がおこる。

Hyper-K では CC 反応の一種である荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE 反応) がニュートリノ反応の中で最も多い信号となる。CCQE 反応はニュートリノと原子核による反応であり $\nu_e + N \rightarrow e + N'$ が例として挙げられ、T2K 実験で用いられている 600 MeV 付近のニュートリノ反応の中で最も水との反応断面積が高い。また、CCQE 反応は二体反応であることから荷電レプトンの情報のみでニュートリノのエネルギーを再構成できる。

これらの反応で生成された粒子が放出する 2.2.2 節で記述するチェレンコフ光を光検出器で捉えることでニュートリノを間接的に検出することができる。

2.2.2 チェレンコフ光

真空中での光速は $c = 3.0 \times 10^8$ km/s で一定であるが、屈折率 n の物質を通過するときの光の速度は c/n となる。一方、高いエネルギーをもつ粒子は、真空中の光速に近い速度をもつ。このため、この粒子が物質中を通過した時、見かけ上は光の速度を超える。さらに、この粒子が荷電粒子である場合は、荷電粒子の作り出す電場の影響で通過する物質に分極を起し、これが元に戻る際に電磁波を放出することで、図 2.3 のように円錐状の光を放出しチェレンコフリングを作り出す。この現象はチェレンコフ放射と呼ばれ、放出される光はチェレンコフ光と呼ばれる。粒子の進行方向に対する光の放出角度は、粒子の速度と屈折率によって一意に決まり、式 (2.1) のように表され、図 2.3 に示されるチェレンコフ光のなす角度 θ をチェレンコフ角という。

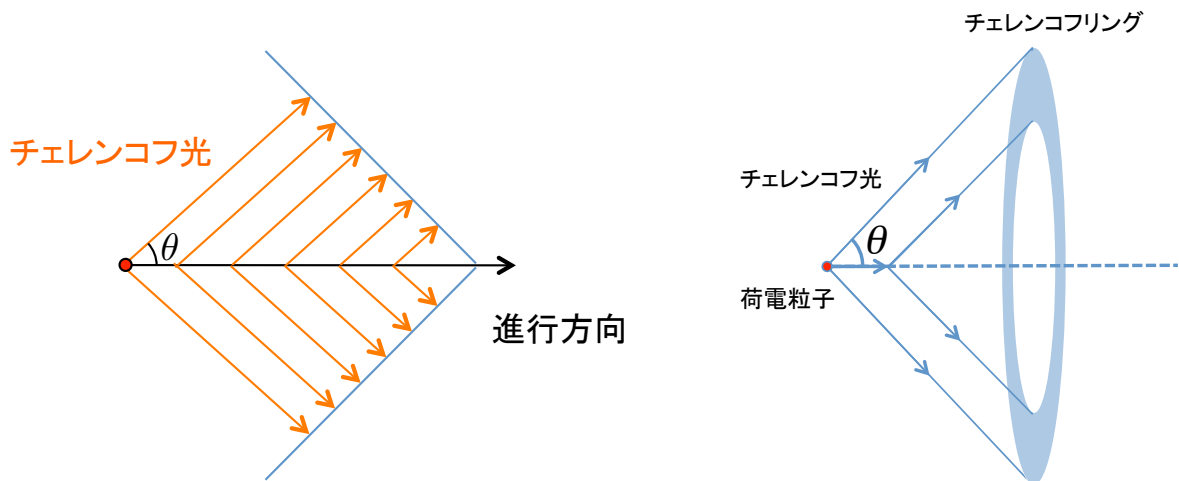


図 2.3: チェレンコフ光と (左図) とそれによって作り出されるチェレンコフリング (右図)

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

Hyper-K ではチェレンコフ光が通過する媒質が超純水であるので、水における光の波長 $\lambda=400$ nm の屈折率は $n = 1.34$ であり電子がほぼ光速 (c) であるので、電子によるチェレンコフ角は $\cos \theta = 42^\circ$ となる。

また、チェレンコフ光の強度は微小距離 dx 進む間に放出される光子数を N と置くと式 (2.2) のように表される。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (2.2)$$

ここで λ はチェレンコフ波長、 Z は荷電粒子の電荷、 α は微細構造定数である。このように、チェレンコフ光の強度は荷電粒子の数と電荷、飛行距離に比例して放出量が決定される。また、反応前の粒子のエネルギーによって荷電粒子の数と電荷、飛行距離が決定されるため、チェレンコフ光の光量から反応前の粒子のエネルギーを決定することができる。

2.2.3 チェレンコフ光による粒子識別

検出器内で発生したチェレンコフ光は壁面につけられた光検出器で検出され、このパターンによって反応前の粒子の再構成を行う。宇宙線 μ 粒子等のバックグラウンド信号は上部の岩盤によって多くが遮断されるが、例えば宇宙線 μ 粒子では地上の 10 万分の 1 程度が地下千メートルである Hyper-K にも到達する。これらの反応をニュートリノ反応と区別するために外水槽側の光検出器が用いられる。バックグラウンド信号のほとんどが荷電粒子もしくはガンマ線であるため、内水槽まで到達した荷電粒子は必ず外水槽側でもチェレンコフ放射を起こし、このチェレンコフ光は外水槽側に設置した光検出器で検出される。一方、ニュートリノは電荷を帯びていないため、内水槽で反応した場合でも、外水槽ではチェレンコフ光を出さない。このように、基本的には外水槽の反応の有無によってニュートリノイベントとバックグラウンドイベントを区別することができる。

また、ニュートリノの反応も様々なパターンがあり、図 2.4 がニュートリノ反応の種類によるチェレンコフリングの形の違いの例である。左図が μ ニュートリノの CCQE 反応によってできた μ 粒子のチェレ

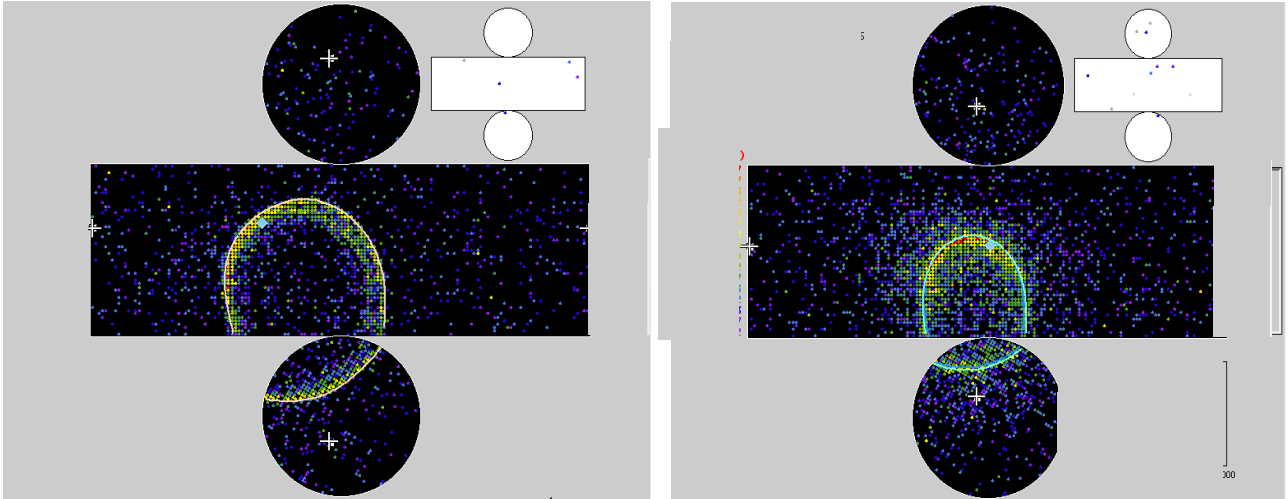


図 2.4: Super-K でのニュートリノ反応によるチェレンコフリングの違い。左： μ ニュートリノの準弾性散乱反応によるチェレンコフリング。リングは綺麗である。右：電子ニュートリノの準弾性散乱反応によるチェレンコフリング。電子の多重散乱によりリングがぼやけている

ンコフリングであり、 μ 粒子は散乱を起こしにくいいため、綺麗なリングが生成される。それに対して右図が電子ニュートリノの CCQE 反応によってできた電子のチェレンコフリングであり、電子が多重散乱を起こすことで広い角度にチェレンコフリングができ、ぼやけたリングが生成される。また、 μ ニュートリノの場合ではチェレンコフ角の違いなど様々なリングパターンがあり、Hyper-K でもこのリングパターンによってニュートリノや反応の種類を見分ける。

2.3 ハイパーカミオカンデのレプトンセクターにおける CP 非対称性の測定感度

Hyper-K では様々な測定が期待されており、その中の 1 つに前述した δ_{cp} の測定がある。 δ_{cp} は現在も T2K 実験により測定が行われているが、統計数が不足しており、 δ_{cp} の十分な決定には J-PARC のニュートリノビームの増強と後置検出器を Hyper-K にすることによる統計数の確保が必要である。そこで、Hyper-K と J-PARC を用いる事で現実的な年数での δ_{cp} の測定感度の評価を、T2K 実験での測定感度データ (Future sensitivity study) をベースにした現実的な系統誤差を用いて行った。[18]

2.3.1 系統誤差

現在の T2K 実験による δ_{cp} の誤差は統計誤差が最も大きい。しかし、Hyper-K を用いた実験では統計数が増えることから系統誤差の影響が相対的に多くなると考えられる。そのため、系統誤差の見積もりも重要となる。Hyper-K を用いた長基線ニュートリノ振動実験では、現在の T2K 実験の系統誤差からの改善可能な部分が存在する。この系統誤差は大まかに 3 つにわけられ、それぞれにおいて改善が見込まれている。

1 つ目が、前置検出器 (ND280) の反応断面積の不定性に起因するビームフラックスの不定性である。これは今後、前置検出器の理解が深まる事で低減が期待できるが、現在の系統誤差と大きな変動はないと考えられる。

表 2.1: 系統誤差

	ν ビーム		$\bar{\nu}$ ビーム		T2K(2014 年)	
	ν_e	ν_μ	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	ν_μ
ビームフラックス	3.0%	2.8%	5.6%	4.2%	3.1%	2.7%
反応断面積モデル	1.2%	1.5%	2.0%	1.4%	4.7%	5.0%
後置検出器	0.7%	1.0%	1.7%	1.1%	3.7%	5.0%
合計	3.3%	3.3%	6.2%	4.5%	6.8%	7.6%

2つ目が、現在の前置検出器 [19] が炭素標的であり、Hyper-K(水標的) と異なる原子核標的で出来ていることに起因する反応断面積の不定性である。今後、水標的の前置検出器を追加する事によって標的の違いによる反応断面積の不定性の削減が期待されている。

3つ目が、後置検出器のエネルギー較正の不定性に起因するエネルギー再構成の不定性である。現在の後置検出器 (Super-K) では大気ニュートリノによって生成される π^0 の崩壊エネルギー ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$: 合計約 150 MeV) を用いることでエネルギー較正を行っている。Hyper-K では有効質量が多くなることで、大気ニュートリノによる π^0 粒子の統計量が増加する。これによってこのエネルギー較正の精度が高まることでこの不定性が削減できる事が期待されている。

表 2.1 がこれらを考慮することで見積もられた、Hyper-K を用いた長基線ニュートリノ実験での各ニュートリノの系統誤差である。

2.3.2 統計誤差

Hyper-K では有効体積が Super-K の 25 倍となるので、1 年間での統計量も Super-K の 25 倍となる。それに加え、J-PARC のビーム強度が増強されることで、現在の約 2 倍に当たる 750kW での運転が見込まれている。これにより、合計の統計量は T2K 実験の 50 倍程度になると見込まれており、Hyper-K を用いた実験では 10 年間で現在の T2K 実験の 500 年分の統計量に匹敵する。

本論文での感度評価では、後置検出器での統計量を Super-K の 25 倍とし、J-PARC からのビームを 750kW で 1 年あたり 10^7 秒で 10 年間、ニュートリノと反ニュートリノの量を 1:3 で生成すると仮定した。ニュートリノと反ニュートリノの量が違う理由は Hyper-K でのニュートリノと反ニュートリノのイベントの統計数をほぼ同数にするためであり、ニュートリノと反ニュートリノの反応断面積の差に起因する。また、ビーム強度は陽子ビームの数によって評価され、Proton on target(POT) と呼ばれる。この仮定での POT は 1.56×10^{22} POT である。

2.3.3 パラメーター

1.1.3 で述べたように、 δ_{cp} の値は振動パラメーターの値によって差が生じる。すでに測定されている振動パラメーターの一部は、本論文での δ_{cp} の感度評価において、十分な制限幅をもっているわけではない。そのため、比較的正確に求まっている $\sin^2 2\theta_{12}$ や Δm^2_{12} は固定した値を用い、値に不定性が大きい $\sin^2 2\theta_{13}$ 、 $\sin^2 \theta_{23}$ 、 Δm^2_{13} はそれぞれの制限幅で変動させた。また、質量階層制に関しては順階層と逆階層の両パターンでの見積もりを行った。表 2.2 が用いたパラメーターである。これを用いて各 δ_{cp} の値での測定感度の評価を行った。

パラメーター	$\sin^2 2\theta_{13}$	δ_{cp}	$\sin^2 \theta_{23}$	Δm^2_{13}	$\sin^2 2\theta_{12}$	Δm^2_{12}
Nominal 値	0.10	0	0.5	2.4×10^{-3}	0.8794	7.6×10^{-5}
値の定義	変動	変動	変動	変動	固定	固定

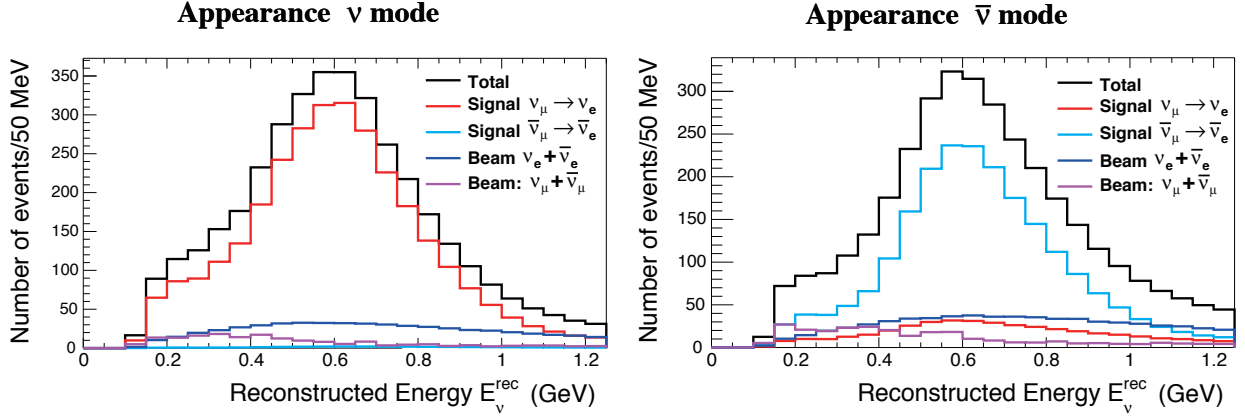


図 2.5: $\delta_{cp}=0$ の時に、Hyper-K で再構成される ν_e (左) と $\bar{\nu}_e$ (右) イベントとして検出される各信号のエネルギー分布

2.3.4 検出されるニュートリノ数の予測

まず始めに、J-PARC で生成されたニュートリノが Hyper-K で検出されるイベント数をバックグラウンドを含め見積もりを行った。図 2.5 は $\delta_{cp} = 0$ 、 $\sin^2 \theta_{13} = 0.1$ 、順階層の場合に Hyper-K で検出されるニュートリノと反応の種類による ν_e と $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布を計算した結果である。表 2.3 がこの結果の反応ごとイベント数である。その結果、最も大きいバックグラウンドはビーム中に含まれる別のニュートリノによる反応であることが示された。これらを様々な δ_{cp} の値でニュートリノイベント数の計算とを行い、同時に図 2.6 の上図のようにエネルギー分布も求めた。また、図 2.6 の下図が $\delta_{cp} = 0^\circ$ に対する -90° 、 90° 、 180° のエネルギー分布の違いを示している。このように、合計のイベント数だけでなく、観測されるエネルギー分布を比較する事によって、 δ_{cp} の感度が高くなる。

2.3.5 測定感度の結果

図 2.7 がこれらを元に計算された Hyper-K での δ_{cp} の感度である。これは $\delta_{cp} = 0$ である場合 (CP が保存している場合) に対しての各 δ_{cp} ごとの標準偏差を表しており、左図が順階層での感度、右図が逆階層での感度である。これはレプトンセクターでの CP 非保存 ($\delta_{cp} \neq 0$) が 3σ で決定される領域が 76%、

	signal		ビームによるバックグラウンド					total
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	ν_μ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	NC	
ν mode	3,016	28	11	0	503	20	172	3,750
$\bar{\nu}$ mode	396	2,110	4	5	222	396	265	3,397

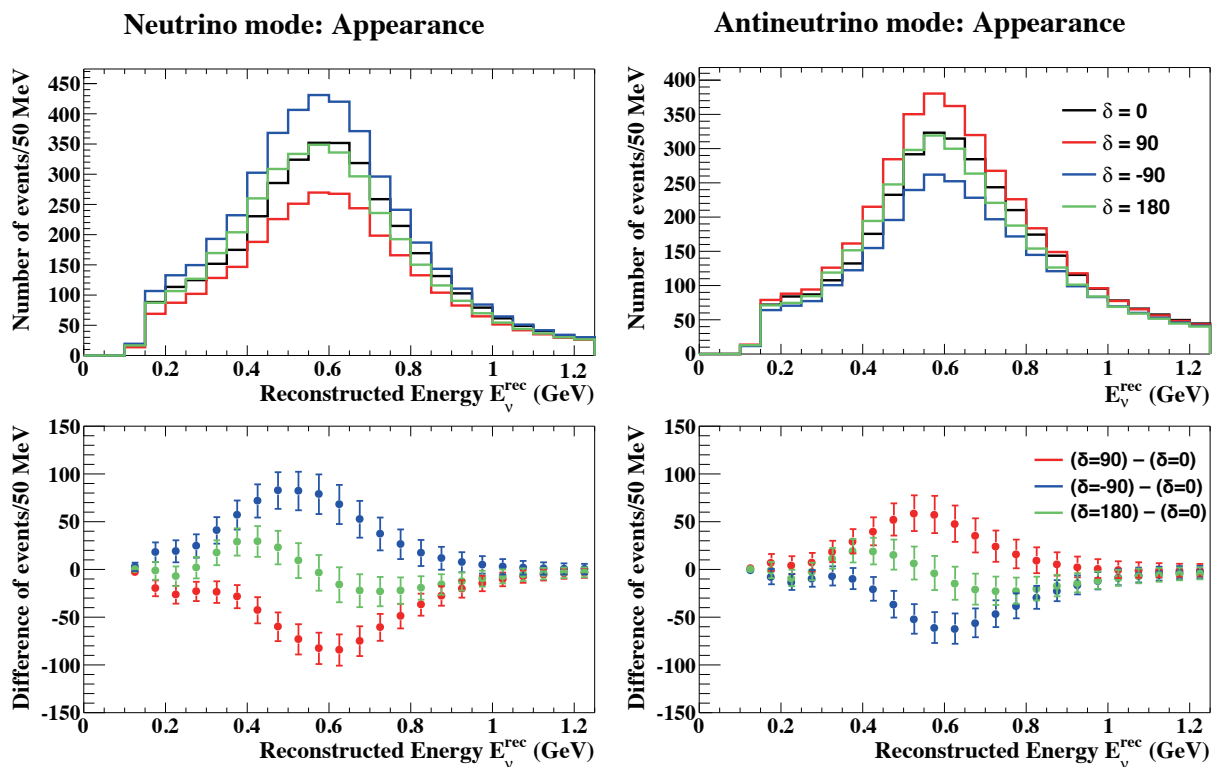


図 2.6: $\delta_{cp} = 0^\circ, -90^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ の時に Hyper-K で再構成される ν_e (左上) と $\bar{\nu}_e$ (右上) のエネルギースペクトラムと、 $\delta_{cp} = 0^\circ$ に対するエネルギースペクトラムの差。エラーバーは統計誤差を示している。

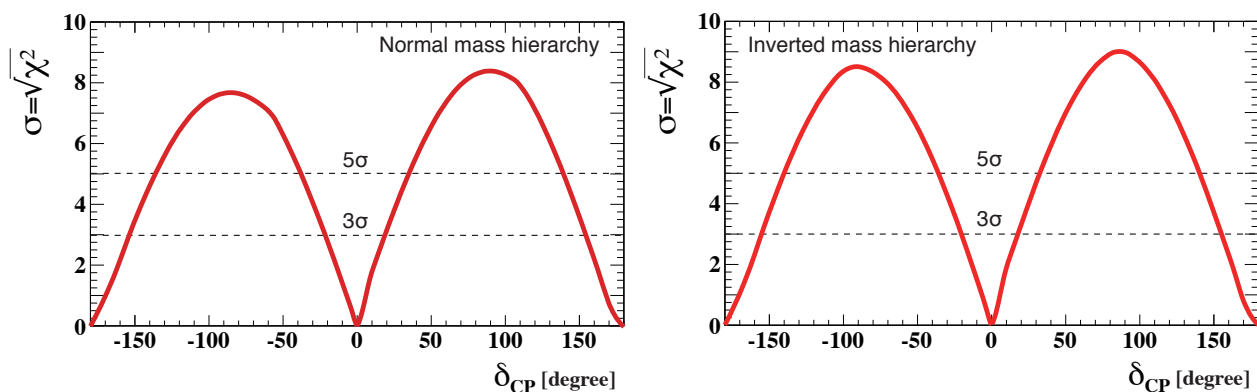


図 2.7: Hyper-K によって期待される各 δ_{cp} の値における制限。左が順階層、右が逆階層。

5σ で決定される領域が 58% である事を示しており、 δ_{cp} の値が $\pm 9 \sim 20^\circ$ 程度の角度で決定されることに相当する [20]。

3 光検出器

3.1 開発目的

水チェレンコフ検出器において重要な要素の1つが光検出器である。Hyper-Kでは、内水槽に約10万本、外水槽に約2万5000本の光検出器を用いる計画である。これらの光検出器によって得られた電荷と時間の情報を用いて、粒子の種類やエネルギー、反応位置などを再構成する。これらの再構成には、検出される光量と時間に対してそれぞれ1光子単位そして数ns単位の情報が必要であるため、光検出器には様々な要求がなされている。表3.1にHyper-Kでの光検出器への要求性能をまとめた。

現在、Super-Kでは光検出器として50cmベネチアンブラインドダイノード光電子増倍管(R3600:浜松ホトニクス社)を約1万本用いて、ニュートリノや陽子崩壊等の探索を行っている[21]。ここで使用している光電子増倍管(PMT:Photomultiplier Tube)はSuper-Kにおいて十分な性能を発揮している。一方、Hyper-Kでは水の体積が増加するため、水中を走るチェレンコフ光の距離が増え、光の減衰量が増加する。さらに、光検出器の被覆面積が20%とSuper-Kの半分に低下するため、Super-Kで使用しているPMTでは要求性能が満たせない。また、Hyper-Kのベースラインデザインでは光検出器の使用本数が10万本以上となるため、コストの問題も大きい。そのため、浜松ホトニクス社と共同で、量子効率の向上や増幅機構の改善や刷新をはかり、性能向上と低コスト化に向けた研究開発を行っている。現在の案では、ダイノード構造の改良を施した50cm Box-and-Lineダイノード光検出器(R12860HQE:浜松ホトニクス社)(Box & Line PMT)と、ダイノードの代わりに半導体を用いた50cmハイブリッド型光検出器(R12870HQE:浜松ホトニクス社)(Hybrid Photo Detector、HPD)の開発が進められており、Super-Kで使われているR3600を含め3種類が候補としてあがっている。図3.1は候補に挙がっている3種類の光検出器の写真である。



図 3.1: スーパーカミオカンデで使われている R3600 (左) と新規開発されている 50 cm Hybrid Photo Detector(中央) 及び 50 cm Box & Line PMT(右)。外形は似ているがダイノード構造 (HPD ではアパランシェダイオード) や光電面の曲率がそれぞれ違っている。

3.2 光電子増倍管 (PMT)

3.2.1 光電子増倍管 (PMT) の構造

図3.2はPMTの構造を表しており、光電面とダイノードを用いて光検出を行う、広く一般的に用いられている光検出器である[22]。PMTの多くは、ガラス面の光検出部位を持ち、このガラス面内部に光電

表 3.1: Hyper-K で光検出器に要求される性能一覧

要求内容	要求性能	条件や補足
1 光電子 P/V 比	1.9	
1 光電子分解能	50%	1 光電子の σ
時間分解能	2.2 ns	1 光電子の σ
立ち上がり時間	10 ns	波高の 10% から 90% までの時間
信号幅	200 ns 以下	
量子効率	30%	400 nm 程度の波長において
収集効率	80% 以上	光電子の 1st ダイノード衝突確率
ゲイン	10^7	PMT では 2000 V 前後で、HPD では AMP 込み
ゲインの変動	10% 以内	10 年間での変動
温度による性能差	1%	光検出器の発熱による温度変化での影響
安定化時間	1 時間以内	HV を印可してからゲインの変動が 1% 以内に収まるまでの時間
磁場耐性	10% 以内	200 mG の磁場
ダイナミックレンジ	1 から 1000 光電子	10^7 ゲインにおいて (2 光子/cm ² 程度)
出力耐性	10% 以内	0.1 A の出力があった場合でのゲインの低下率
1 光電子の検出効率	80% 以上	閾値 1/4 光電子とした場合の検出確率
ダークレート	10 kHz 以下	おおよその値であり、更に低い方が好ましい
フラッシャー	0 Hz	100 光電子以上のフラッシャー
アフターパルス	15% 以下	閾値 1/4 光電子とした場合のメインパルスとの比率
壊れるまでの寿命	20 年以上	20 年で 10% 以下の故障率
最初の故障確率	5% 以下	最初の 1 年で壊れる本数
1 年での故障	1% 以下	フラッシャーやダークレートの上昇等
縦の長さ	70 cm 以下	長いと Hyper-K の実効容量が低下する為
対水圧	0.9 MPa	

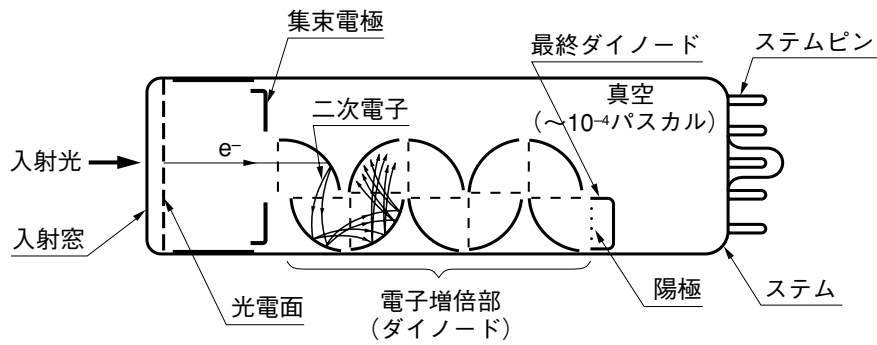


図 3.2: PMT の構造

効果を起こすバイアルカリが塗布されている。ガラス面を透過した光はバイアルカリと反応し光電子を放出する。その光電子が、ダイノードと光電面との間に生じている電場により加速、収束され最初のダイノード (1st ダイノード) に衝突する。その際、光電子のダイノード到達を阻害しないために、PMT 内部は 10^{-4} Pa から 10^{-6} Pa 程度の高真空状態になっている。その加速された光電子がダイノードに衝突することで大量の電子が生成される。この大量に生成された電子が再び電場により二段目のダイノード (2nd ダイノード) に加速、収束され衝突し、さらなる数の電子を生成する。この行程を複数回繰り返す事によりねずみ算式に電子が増幅され、1つの光電子であっても測定可能な電流量に増幅される。PMT はこのような仕組みで光子を検出する。

PMT の光電面の素材や大きさ、ダイノードの構造などは、使用用途や使用環境等により様々な形が用いられる。Super-K では 50 cm 径の光電面とベネチアンブラインド型のダイノード構造を持った PMT が用いられており、Hyper-K にむけては 50 cm 径で 30% の量子効率を持つ光電面と、Box & Line 型のダイノード構造を持った PMT が新たに開発されている。

3.2.2 50cm ベネチアンブラインド型 PMT

前述通り、Super-K では 50 cm ベネチアンブラインド型ダイノード PMT を用いている。これは、Kamiokande 実験で使われた 50 cm ベネチアンブラインド型ダイノード PMT (R1449: 浜松ホトニクス社) の改良型である。[23] ベネチアンブラインド型のダイノードは図 3.3 のような構造をしており、各段のダイノードをすだれ状に配置したもので大型化が比較的容易であり、世界最大径である 50 cm という大型化を達成するために、この形のダイノードが用いられた。この形の PMT は Kamiokande と Super-K 実験の二つが成功をおさめた立役者となった。しかし、すだれ状のダイノードを用いているため、図 3.3 の右図に示されるように増幅される電子軌道が複数になることや 1st ダイノードに光電子が当たらない確率が比較的高いなどの問題があり、時間性能や電荷の分解能、収集効率等に改善の余地が残されていた。

3.2.3 50 cm Box & Line PMT

Box & Line PMT は 1 段目に大きな Box 型のダイノードと二段目以降に Line 型のダイノードを用いた PMT である。図 3.4 の右図に示されるように Box & Line PMT は電子が増幅される軌道が一通りになる事で、ベネチアンブラインドのような増幅時の経路による変動が少なく、時間と電荷分解能が良くなる特徴を持つ。本来、PMT は Box & Line 型が多数を占めているが、Box & Line PMT を大型化し

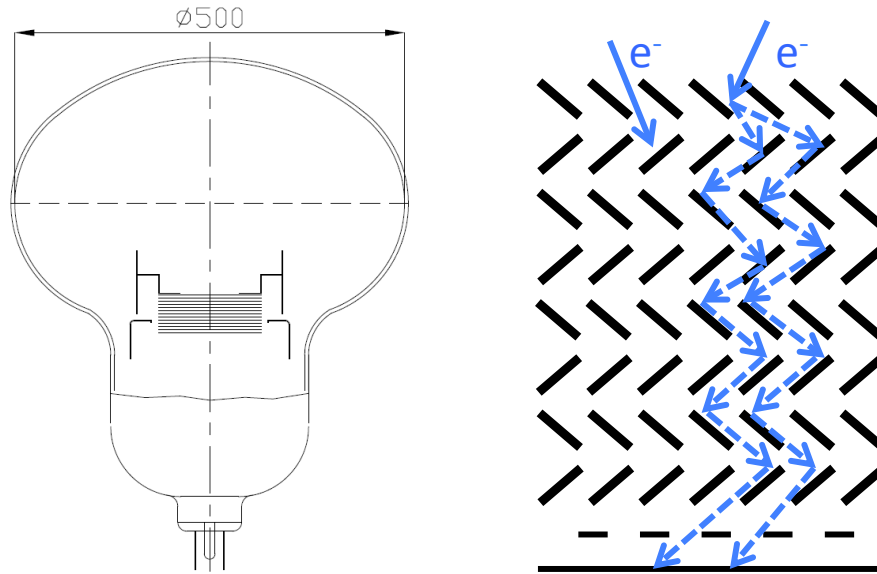


図 3.3: R3600 の断面図。50 cm 径の光電面とベネチアンブラインド型のダイノードを持つ (左)。ベネチアンブラインド型ダイノードの模式図 (右)。問題点として、光電子が 1st ダイノードに衝突しない場合があることや、増幅電子が複数経路により増幅されることがあげられる。

た場合、Box 型の 1st ダイノードに全ての電子を収束させる事が困難であるため、大型での Box & Line 型は KamLAND 実験で用いられている有効径 42 cm Box & Line PMT (R7250: 浜松ホトニクス社) の大きさが最大であった [リファ]。R7250 では PMT の構造的な直径は 50 cm であるが、1st ダイノードに光電子を収束できる大きさは直径 42 cm 径の部分のみであり、全光電面を使用できていなかった。しかし、Hyper-K で更なる高性能な 50 cm 径 PMT が求められた事から、有効径が 50 cm である 50 cm Box & Line PMT (R12860: 浜松ホトニクス社) の開発を行っている。図 3.4 の左図に断面図が示されるように、R7250 をベースに光電面形状を最適化させたこと、1st ダイノード上部に輪っか状の加速、収集電極を取り付けたこと、1st ダイノードの形状変更と大型化等により、ほぼ全光電面からの光電子を 1st ダイノードに収束する事が可能となった。50cm Box & Line PMT は前述通りの理由から R3600 と比較して時間と電荷分解能も向上していると考えられ、光電面の量子効率の上昇も含め、多くの性能において R3600 を凌駕すると見込まれている。これらの評価を行ったのが本論文の主な内容であり、4 章で詳細に言及する。さらに、ダイノード構造が単純であるため、わずかではあるが低コスト化も実現している。以後この論文内で Box & Line PMT と表記されたものはすべて 50 cm Box & Line PMT (R12860) を指す。

3.3 50 cm ハイブリッド型光検出器 (HPD)

ハイブリッド型光検出器 (HPD) は、図 3.5 のように光電面と、光電子を増幅するためのアバランシェダイオード (AD) から構成されている [25]。この AD が PMT でのダイノードの部分に相当する。HPD は PMT と比較して光電子を加速、収束する為の打ち込み電圧が高く、50 cm HPD では 8000 V から 10000 V 程度の打ち込み電圧を用いると想定されている。これによって PMT と比較してこの部分では大きな利得を得ることが出来る。また、AD 部分にはバイアス電圧が印加されており、高い打ち込み電圧により加速された電子が AD に打ち込まれるとアバランシェブレイクダウンという電子の雪崩現象を

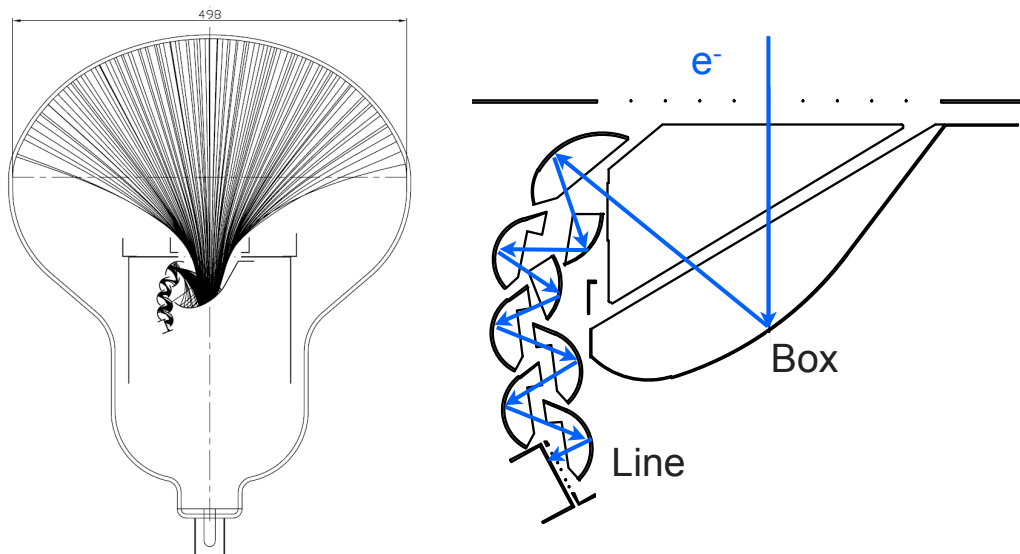


図 3.4: Box & Line PMT(R12860) の断面図。Box 型の大型第一ダイノードと、輪っか状の収集電極を持つ(左)。Box & Line PMT のダイノード断面図(右)。Box 型ダイノードと Line 型ダイノードを持ち、ほぼ全ての光電子が Box 部に収束され、二段目以降の増幅も単一経路で増幅される。

おこし、数百倍の利得を得ることができる。

50 cm HPD では光電面と AD までの電界が高くなっていることで、増幅するときの時間やエネルギーの揺らぎが小さくなる。そのため、Box & Line PMT と比較しても、更に時間や電荷分解能がよくなると見込まれている。また、HPD は内部に安価な半導体である AD を入れるだけで良く、PMT のダイノードのような複雑な構造体が不要であることから、コストが大幅に低減できると考えられており、開発に期待がもたれている。

しかし、ダイノードが無いためトータルゲインが少なく 3.3.1 節で述べるプリアンプの開発が必要であることや、AD が浮遊容量を持つことから AD の小型化、分割化などが必要であり、50 cm HPD はまだ完成に至っていない。加えて、半導体を使用するため 10 年単位での長期安定性や、性能の温度依存が大きい事等の不確定要素が複数あるため、Hyper-K で使用する際にはより細心の性能評価が必要であると考えられる。

3.3.1 HPD の周辺機器

実際に HPD を使用する場合は、図 3.6 のような高電圧モジュールとプリアンプ、コントロールモジュールという周辺機器が必要となる。

高電圧電源モジュール 50 cm HPD は 10000 V に近い電圧を印加するため、外部から水中を通して供給するのは安全上好ましくない。また、ケーブルが太くなることによる、重さや値段といった様々な問題も生じる。そのため、外部から低電圧で電源供給を行い、個々の HPD 内部に高電圧を作り出す高電圧電源モジュールを設置する。そのため、これらを外部コントロールする為のコントロールモジュールも必要となる。

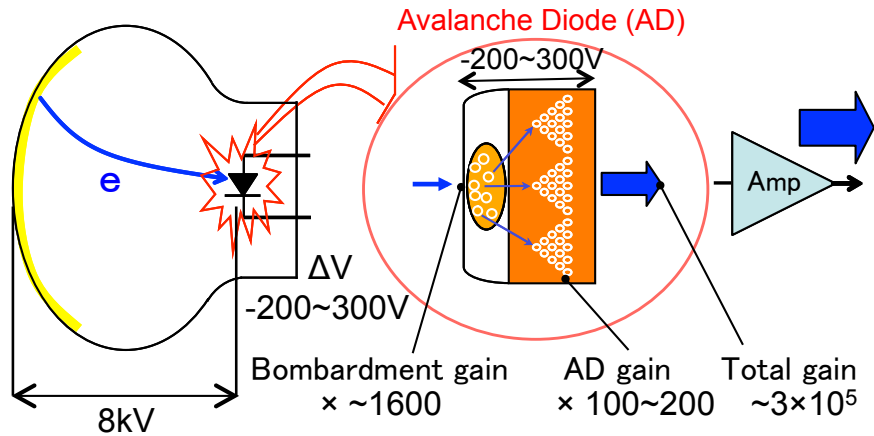


図 3.5: HPD の仕組み。8000 V の印加による光電子の加速収集と、数百 V を印加したアバランチェダイオードを用いた増幅を行う

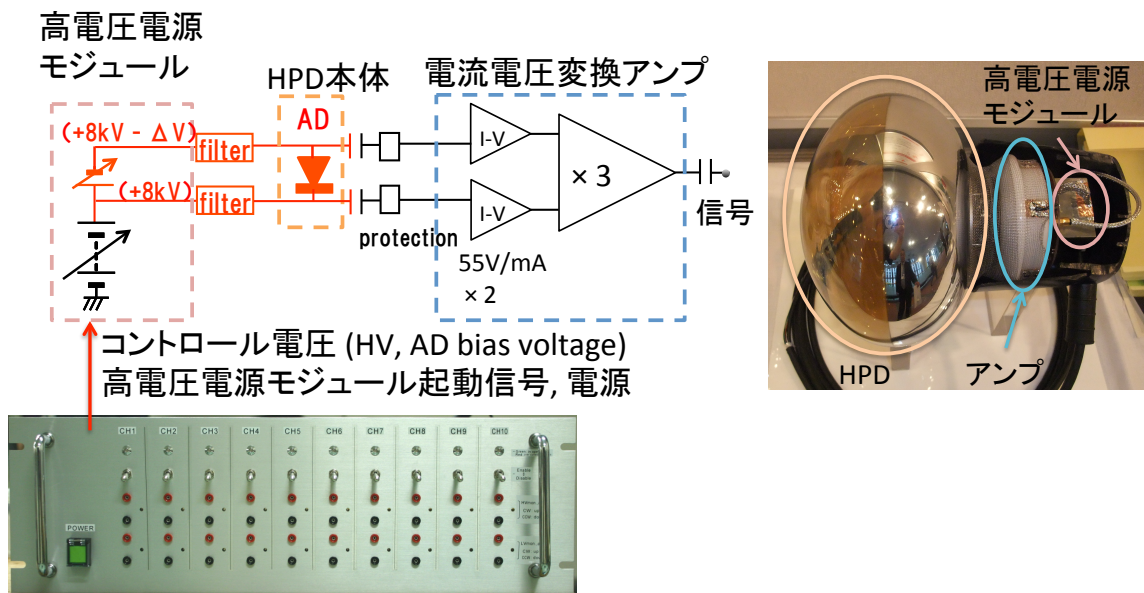


図 3.6: 高電圧とアバランチェダイオードに印可する電圧を作り出すモジュール (左上回路図の左) とそれをコントロールするモジュール (左下)、高電圧信号を増幅するアンプ (左上回路図右)。試作品である 20 cm HPD(右図)。

プリアンプ HPD のゲインは PMT と比較すると 2 桁程度低い。そのため、信号を増幅し検出可能にするためのプリアンプが必要である。このプリアンプも HPD に内蔵されるため、小型でノイズが少なく、かつハイレートイベントでも対応できる高速動作が可能なアンプの開発が必要であり、現在開発を行っている。

4 50cm Box & Line PMT の性能評価

50 cm HPD はまだ実用段階に至っていないため、Box & Line PMT のみの性能評価を行った。前述通り 50 cm Box & Line PMT は R12860 と呼ばれ、初期型である ZB**** と呼ばれるタイプと改良型である EA**** の 2 タイプが存在する。ZB**** と EA**** は基本構造は同じであるが、主に 4.8, 4.9 で述べる磁場耐性とノイズに対して改良が加えられている。本論文では ZB**** を ZB シリーズ、EA**** を EA シリーズと呼ぶ。

4.1 光電面の量子効率 (浜松ホトニクス社による測定)

PMT や HPD 等では光を光電面での光電効果によって光電子にする事で、光を捉えている。しかし、入射した光すべてが光電子に変換される訳ではない。この変換効率は量子効率とよばれ、光検出器の性能に大きな影響を与える。この Box & Line PMT の量子効率は図 4.1 に示されるように光の波長によって変化し、おおよそ 400 nm のときに最大の量子効率となる。

Hyper-K などの水チェレンコフ検出器において、光量の強さと時間により事象再構成を行うため、観測される光量が強い程、統計的に事象再構成の測定精度が向上する。さらに、この量子効率が高いと低光量のイベントに対しても事象再構成が可能となる為、より低いエネルギーの反応も捉える事ができ物理の探索範囲が広がる事が期待できる。そのため、従来の R3600 に使われてた光電面と比べ、量子効率の向上した光電面素材の開発が進んでいる。(High Quantum Efficiency : HQE) 図 4.1 は HQE と従来の QE の波長ごとの量子効率の比較である。従来の R3600 の光電面は約 22% の量子効率 (400 nm) であったものから、HQE では約 30% (400 nm) の量子効率を達成し、実質的な光量が 1.4 倍程度に向上した。HPD や Box & Line PMT ではすべて HQE が用いられており、R3600 においても一部が試験用として HQE 光電面を使用して生産されている⁵。

4.2 検出効率と収集効率

光検出器の性能を決定する 1 つに検出効率と収集効率 (Collection Efficiency : CE) があげられる。検出効率とは光子が信号に変更され検出される効率である。また、収集効率とは光電面からでた光電子が 1st ダイノードに収集される割合である。そのため、検出効率は収集効率と量子効率の積と考えることができ、式 (4.1) のように表される。

$$\text{検出効率} = \text{量子効率} \times \text{収集効率} \quad (4.1)$$

正確には収集効率の定義は複数有り、1st ダイノードに到達したにもかかわらず十分な増幅がなされず検出できない場合もあるため、ここでの収集効率とは増幅されない確率も考慮に入れた値を収集効率として定義している。特に直径の大きい 50 cm 径 PMT は小型の PMT と比較して収集効率が低くなる傾向があるため、収集効率が重要な要素になる。

実際に、正確な検出効率や収集効率の絶対値を求めるのは非常に難しいため、今回は複数の PMT を比較することで、相対的な検出効率と収集効率を求め Box & Line PMT の性能について評価を行った。

⁵HQE R3600 は Super-K では用いられていない。

Quantum Efficiency vs. Wavelength

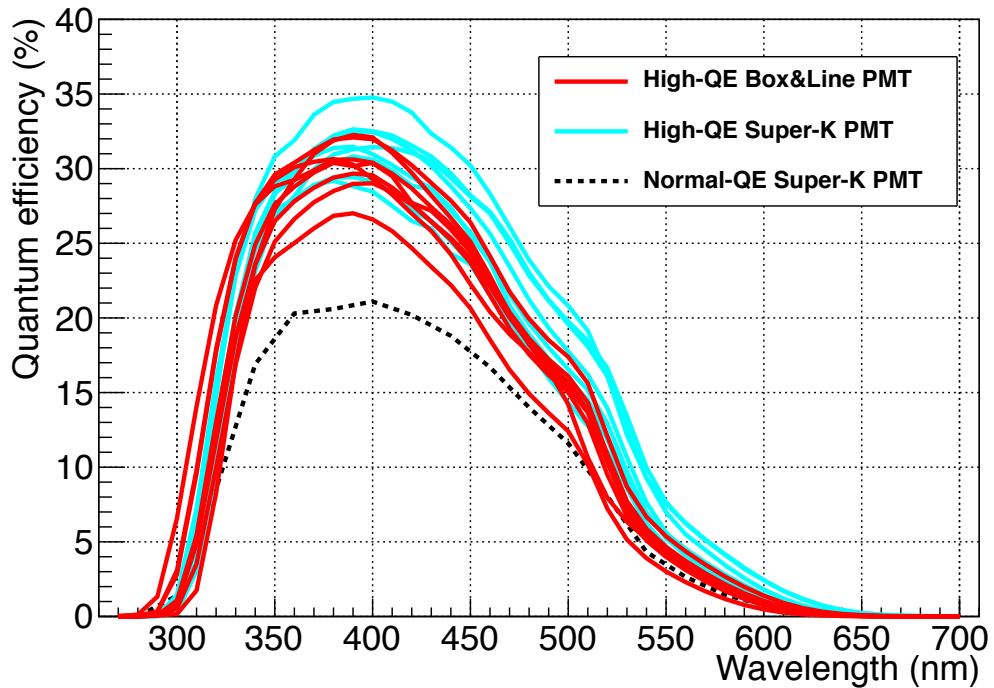


図 4.1: 波長と量子効率の相関：HQE ではおおよそ 30%程度の量子効率を持つ。

4.2.1 相対検出効率と相対収集効率の測定

この測定では、相対検出効率は式 (4.2) のように増幅された信号が 1 mV 閾値を超えた信号のカウンタ数から導き、相対収集効率は式 (4.3) のように検出効率から QE の影響を補正することで導いた。

$$\text{相対検出効率} = \frac{\text{測定する PMT のカウンタ数}}{\text{基準となる PMT のカウンタ数}} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \text{相対収集効率} &= \frac{\text{測定する PMT のカウンタ数}}{\text{基準となる PMT のカウンタ数}} \times \frac{\text{基準となる PMT の QE}}{\text{測定する PMT の QE}} \\ &= \text{相対検出効率} \times \frac{\text{基準となる PMT の QE}}{\text{測定する PMT の QE}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

QE 値に関しては浜松ホトニクス社により、個々に測定がなされている。また、1 mV 閾値とは Super-K で用いられている代表的な閾値であり、0.25 光電子 (Photoelectron : p.e.) 程度の閾値である。今回用いた PMT は R3600、HQE-R3600、Box & Line PMT(ZB8270)、Box & Line PMT(EA0053) の 4 種類である。

測定は図 4.2 のような回路図を用いて行った。測定は図 4.3 のように光源には波長 411 nm のレーザーダイオード (LD) を用い、光ファイバーにより暗箱内にレーザー光を導く。また、暗箱内側の先端にデフューザーボールを用いる事で、全方向へ均等に放射を行った。さらに、デフューザーボールから PMT 先端までの距離を全て 103 cm とする事で、全ての PMT でほぼ同一条件かつ全面照射に近い環境を作った。また、この暗箱はミューメタルで覆われており、地磁気の影響を削減する効果も持つ。

閾値は 1mV で固定とし、100 kHz で LD を光らせ 5 分間の測定を行なった。また、光量は Box & Line PMT(EA0053) において 1p.e. が 1%程度の確率で観測される程度の強度にすることで 2 p.e. 以上の観測

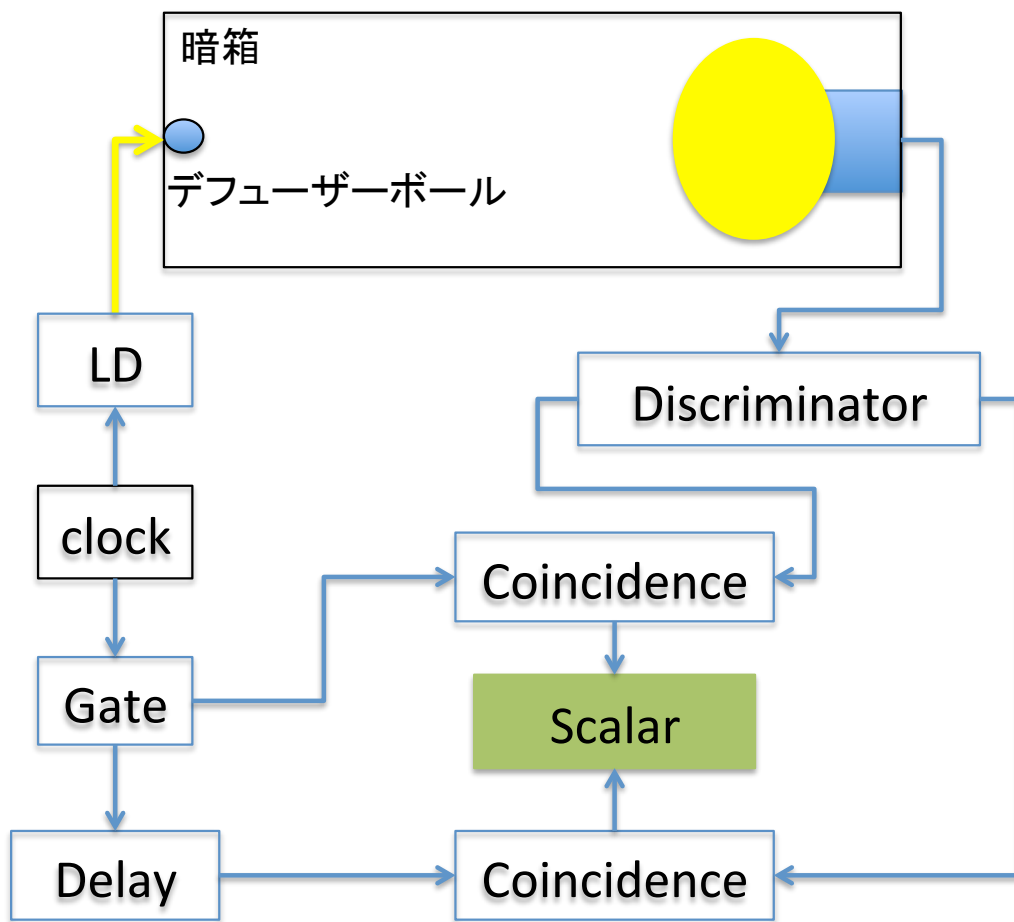


図 4.2: 相対収集効率測定回路図



図 4.3: 相対収集効率測定の写真。円柱状の箱がミュメタルで覆われている暗箱。左に見える白い球がデフューザーボール、PMT までの距離を 103 cm とした。

による誤差を無視できるような条件で行った。各 PMT の HV は 1 p.e. が 2.2 pC となるようなゲインになるように調整を行った (4.3 参照)。さらに、ダークレートを考慮する為に Delay を用いて Coincidence タイミングをずらしたカウント数も取得し、信号の値から差し引いた。

4.2.2 相対検出効率と相対収集効率の測定結果

この測定の結果が表 4.1 であり、誤差は統計誤差のみである。まず、通常の R3600 の量子効率は未測定であるため正確な値は不明であるが、R3600 の収集効率が型番によらず同じと仮定した場合、測定結果から量子効率は 21%(34.8%/1.66) 程度となる。これは R3600 の標準量子効率 22% とほぼ一致し、測定に大きな問題が無いことを確認できる。次に R3600 の検出効率を 1 とした場合、Box & Line PMT の検出効率は 1.8 と 2.0 倍となり、Box & Line PMT は R3600 の 2 倍に近い光量が確保できていることを確認した。また、量子効率の分かっている HQE-R3600 の収集効率を 1 とした場合、測定を行った Box & Line PMT の収集効率は 1.3 と 1.36 倍となり、収集効率の大幅な改善がなされていることを確認した。加えて、この収集効率の差は主にダイノード構造によって左右されるため、おおきな個体差が無いと考えられ、Box & Line PMT 自体が収集効率の改善がなされていると結論づけることができる。

4.3 ゲイン

一般的な PMT がもつ特性がゲインカーブである。ゲインとは光電面から出た 1 p.e. を何倍に増幅するかという量であり、ゲインは PMT に印加する電圧に依存する関数に従い、理論的には式 (4.4) で表

表 4.1: 相対検出効率と相対収集効率

PMT	HV	QE	相対検出効率 (SKPMT=1)	相対収集効率 (HQESKPMT=1)
R3600	1,980	(21%)	1	QE 値なし
HQE-R3600	2,090	34.8%	1.66 ±0.01	1 ±0.01
B&L (ZB8270)	1,654	30.7%	1.99 ±0.01	1.36 ±0.01
B&L (EA0053)	1,725	29.2%	1.80 ±0.01	1.30 ±0.01

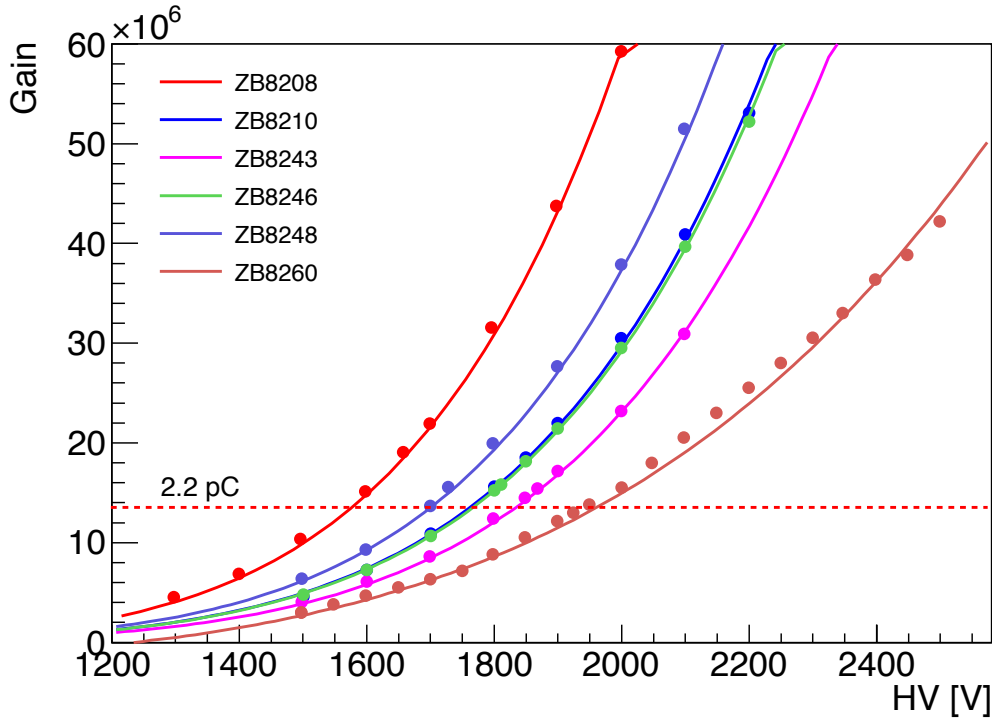


図 4.4: ゲインカーブ。点線が Super-K で用いられているゲイン

される。

$$\delta = a \times E^k \quad (4.4)$$

ここでは δ がゲインであり、 a は定数、 E は印加電圧、 k はダイノードの構造や素材によって変化する値である。PMT は式 (4.4) に従ったゲインを取得できた場合、問題なく動作しているといえる。図 4.4 が 1 p.e. の増幅数を印加電圧を変化させて複数の Box & Line PMT で計測した結果である。これは Analog-to-digital converter(ADC) を用いて測定され、全ての Box & Line PMT でゲインカーブが式 (4.4) でフィッティングできる事が確認された。図 4.4 のゲインが 1.38×10^7 (2.2 pC) の線は Super-K で用いられているゲインであり、この電圧が性能評価の基準 HV となる。Box & Line PMT はこの基準 HV が 1,500 V から 2,400 V 程度の範囲内に収まるように設計されており、本論文の性能評価は原則としてこの基準 HV で行われている。

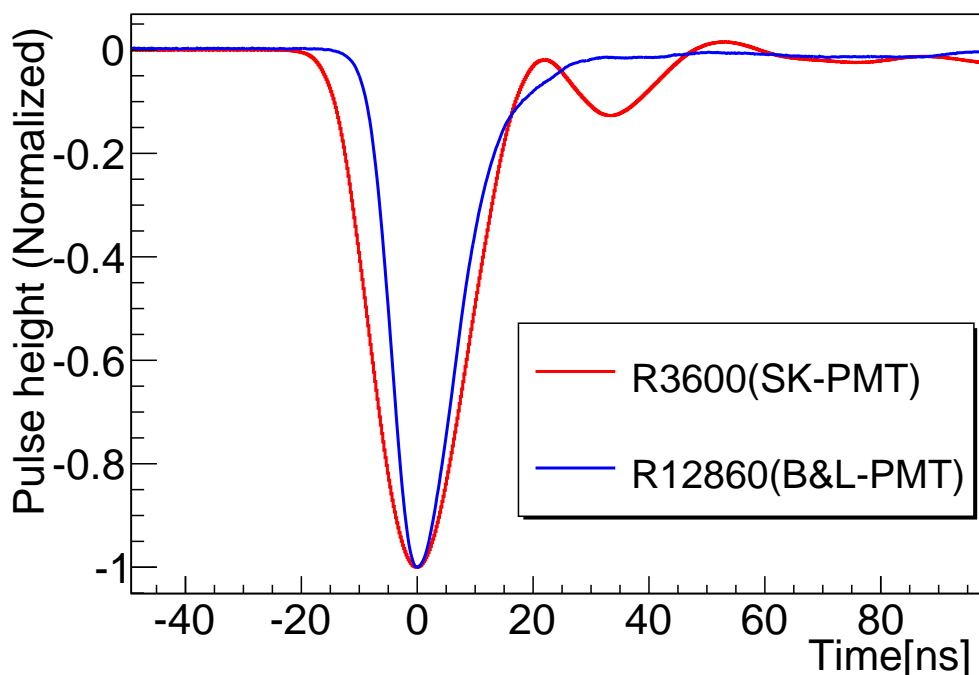


図 4.5: 波形

表 4.2: 数十光電子での波形測定結果

	立ち上がり時間	立ち下がり時間	FWHM
R3600	10.6 ns	13.2 ns	18.8 ns
50 cm Box and Line PMT	6.8 ns	15.2 ns	13.2 ns

4.4 波形

光検出器の性能は主に波形に現れやすい。Hyper-Kにおいて、波形の記録は行わない予定であるが、波高の立ち上がり、立ち下がり、高さにより、エレクトロニクスの部分に求められる性能や観測結果に影響を与える。図 4.5 が Box & LinePMT と R3600 の波形を比較した結果である。これは波形取得装置を用いて双方とも同じ条件で複数取得した数十 p.e. の波形を平均化し、波高の高さによって規格化した。その結果、R3600 と比較して Box & Line PMT は、立ち上がりが早く、立ち下がり後に波形が乱れるリングングも少ないことがわかる。表 4.2 は波形について結果をまとめたものであり、Hyper-K で求められている要求性能を満たしていることを確認した。ここでの立ち上がりは最大波高の 10% から 90% までにかかる時間、立ち下がり時間は最大波高の 90% から 10% までかかる時間である。

4.5 1 光電子分解能

PMT の性能評価で、最も比較しやすく定量的に意味のある評価値は 1 p.e. の出力結果である。PMT は QE や収集効率、測定系の違いなどによって同一光量や同一条件で測定を行い比較すること非常に難しい。そこで、非常に弱い光を用いて 1 p.e. の出力結果を見ることで、QE や収集効率、測定系などの影

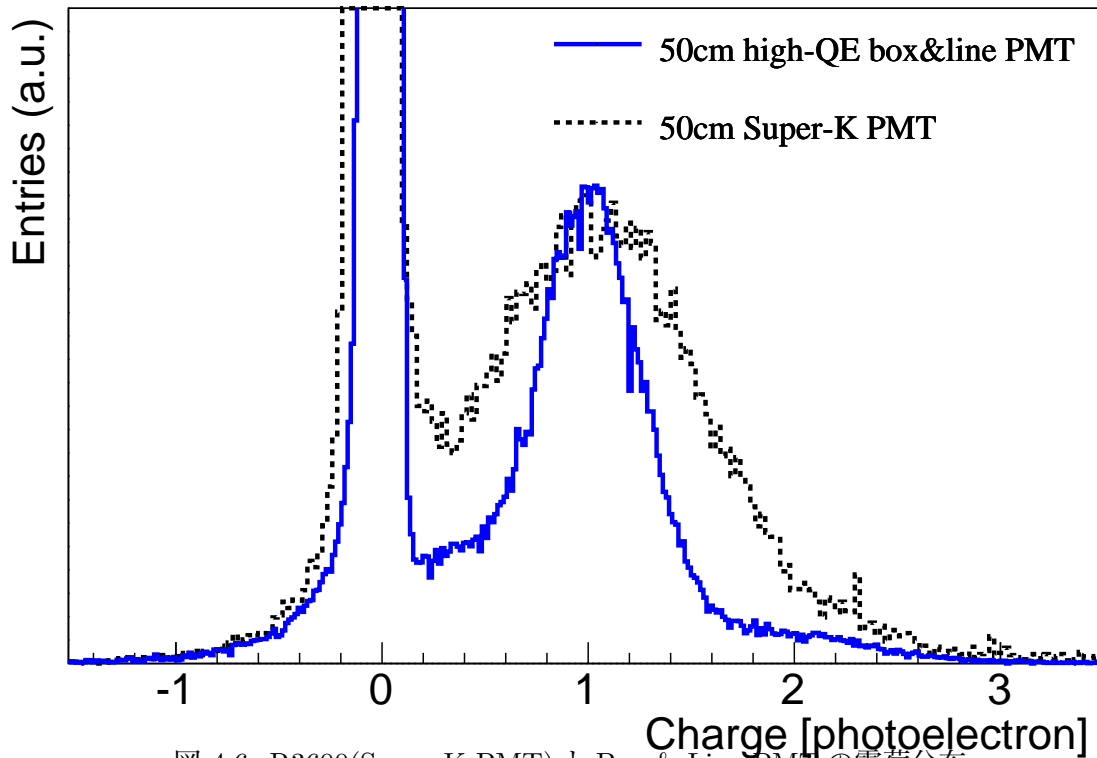


図 4.6: R3600(Super-K PMT) と Box & Line PMT の電荷分布

響を受けにくい再現性の高い性能評価を行うことができる。そこでLD と光学減衰器を使い、1 p.e. のみが観測される非常に弱い光量を作り出し、1 p.e. の電荷分解能および時間分解能について評価を行った。

4.5.1 1 光電子電荷分解能

電荷分解能は ADC を用いて測定を行い、図 4.6 が 1p.e. の光を入射したときの電荷分布の測定結果である。これを P/V 比と電荷分解能により評価を行った。光検出器の評価においての P/V 比とは図 4.7 に示すように、1 光電子の頂点 (Peak) と 1 光電子とペDESTAL との谷 (Valley) のイベント数の比率である。高い P/V 比は 1 p.e. レベルの低光量でも信号を高い確率で検出できることを意味し、Box & Line PMT は R3600 より電荷分解能、P/V 比ともに向上していることがわかる。

4.5.2 1 光電子時間分解能

時間分解能は、閾値 1/4 p.e. 程度の電圧を超えた時間を Time-to-digital converters(TDC) を用いて測定を行った。図 4.8 が 1p.e. の光を入射したときの時間分布の測定結果であり、時間分解能も向上していることがわかる。

電荷分解能および時間分解能の測定結果について表 4.3 にまとめたものである。これらも、Hyper-K での要求性能を満たしている。

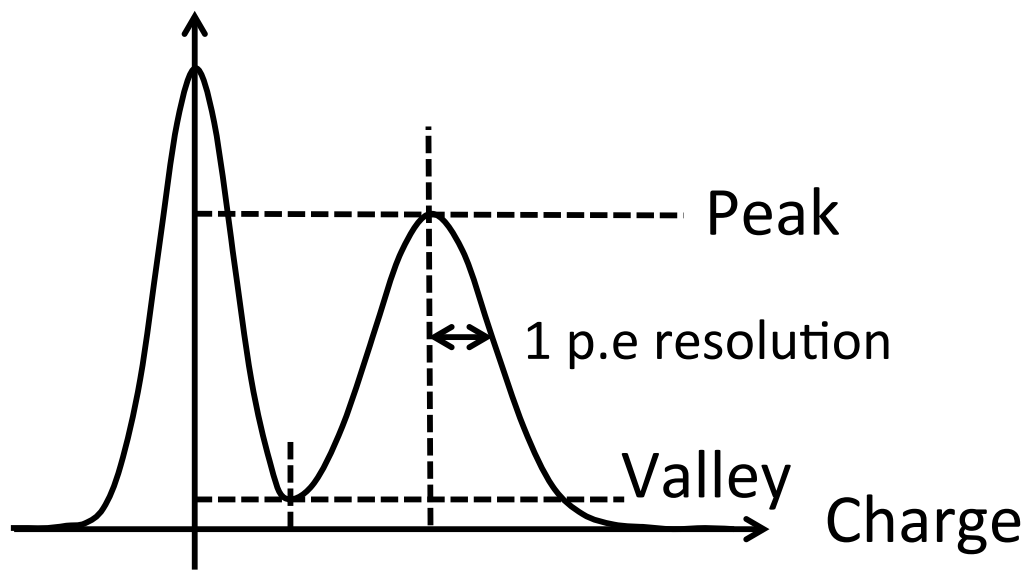


図 4.7: P/V 比。頂点 (Peak) と谷 (Valley) の比率。

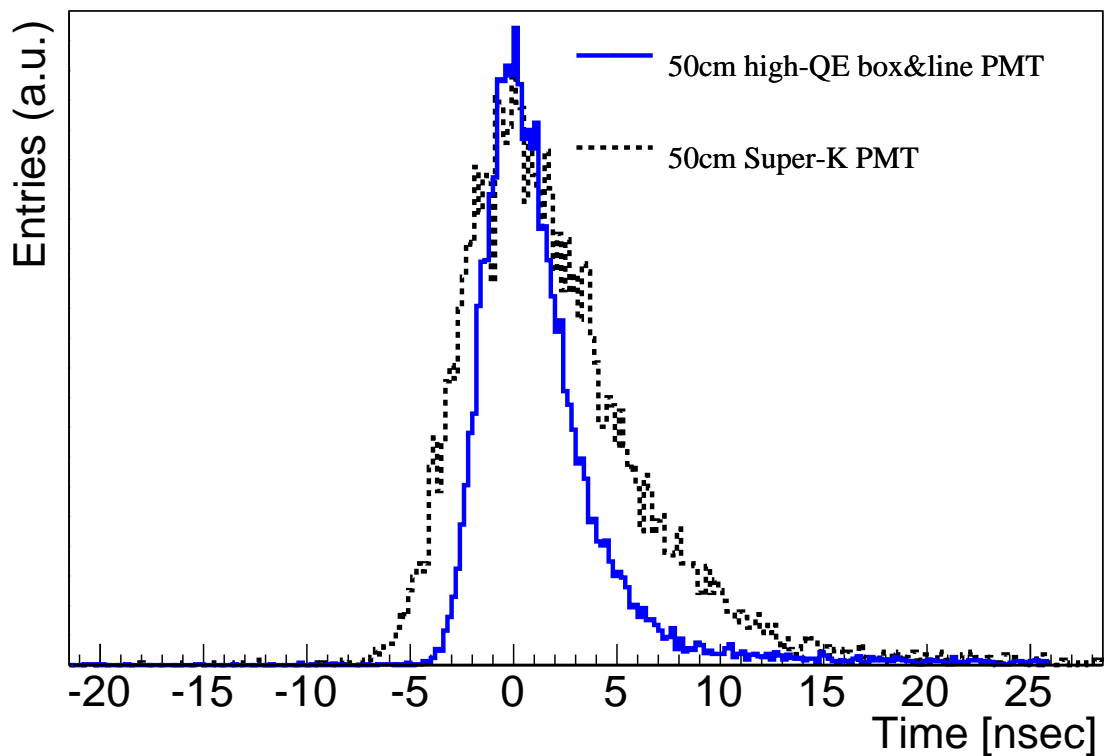


図 4.8: R3600(Super-K PMT) と Box & Line PMT の時間分布

表 4.3: 1 光電子分解能の比較

	電荷分解能 (σ / peak)	P/V 比	時間分解能 (FWHM)
R3600	53%	1.87	7.3 ns
Box & Line PMT	35%	4.77	4.1 ns

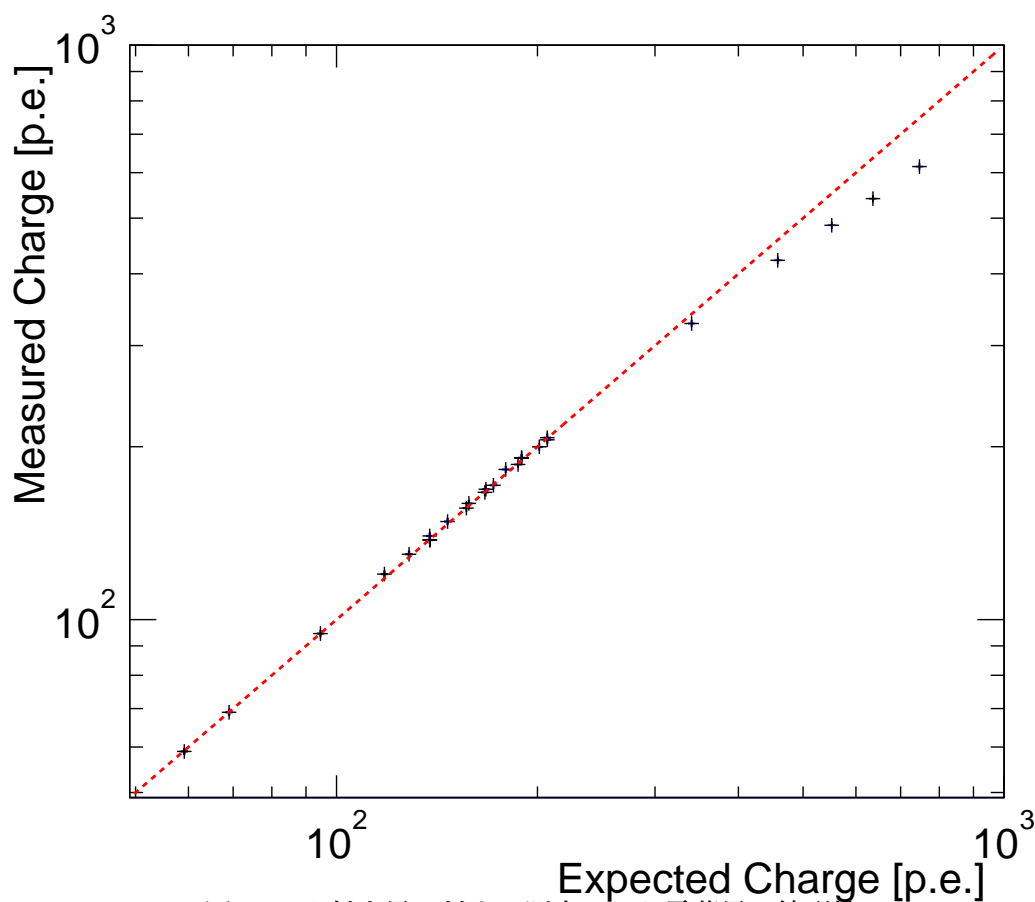


図 4.9: 入射光量に対する測定された電荷量の線形性

4.6 入射光量に対する出力電荷の線形性

Hyper-K では、Super-K と同様に数 MeV 程度の低エネルギーのイベントから TeV オーダーの高エネルギーのイベントの取得を目指す。そのため、最大の光量では 1 cm^2 あたり 2 光子程度の光量になると考えられ、光検出器 1 つあたりの光量に換算して 1 p.e. から 1000 p.e. 程度の広いダイナミックレンジが求められている。基本的に PMT からの出力は光電面で生成された光電子の数に比例する。しかし、ある一定以上の大光量イベントを取得した場合はダイノードで増幅するための電子数が不足、飽和状態になり、ゲインの線形性がなくなる。この光量の強さとゲインの関係性は、正確な事象再構成の為に必要不可欠である。そのため、入射光量に対する出力電荷の線形性についての評価を行った。図 4.9 が入射光量と出力電荷の結果である。この結果から 270 p.e. 辺りの光量までは 5% 以下のずれでゲインの線形性が保たれていることがわかる。また、大光量の場合でも 1000 p.e. 程度まであれば出力が増加し続けているため、測定結果から実際の光量を見積もることができる。

4.7 レート耐性

Hyper-K では近傍での超新星爆発の観測も期待されており、近傍超新星爆発では非常に多量のニュートリノのが数秒間で降り注ぐ事が予測されている。近年、最も近傍超新星爆発が期待されているベテルギウスでは、超新星爆発を起こした際に Hyper-K 検出器内で 1 p.e. レベルの信号が 10 MHz の頻度で検出されると計算されている。このような非常に高頻度の信号が観測された場合、特に後段のダイノー

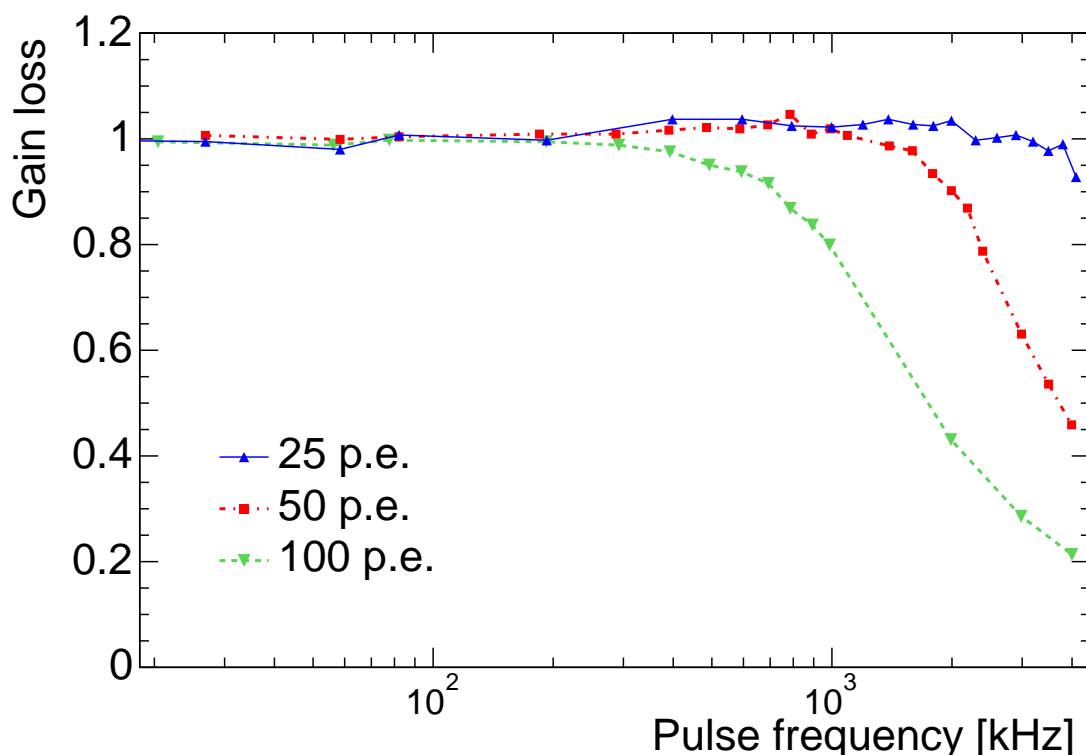


図 4.10: レート耐性 (横軸: 発光周期)

ドにおいて電子の供給が不足しゲインが低下することがある。そのため、発光頻度とゲインの関係を測定した。図 4.10 が各光量での発光周期とゲインの関係性である。光量が大きくなるほど、発光周期に対する耐性の低下が確認された。図 4.11 は同様のデータを単位時間辺りの電荷量、すなわち電流値として見積もった結果である。その結果、どの光量でも、100 nA 程度の出力まで一定のゲインが保たれており、160 nA でも 90% 程度のゲインが維持されることが確認された。100 nA の電流が流れるレートは 1 p.e. 光量に換算して 50 MHz 程度となる。ここで、超新星爆発ニュートリノは数 MeV から数十 MeV のエネルギーの事象であることから各 PMT で検出される光量は 1 p.e. レベルであると考えられるので、10 MHz のレートであるベテルギウスからの超新星爆発ニュートリノは十分に全て捉えられることが確認された。

4.8 位置依存性

50 cm 径の PMT は光電面直径が大きいため、光の入射位置によって光電面からでた光電子のダイノードまでの電子軌道が大きく異なり、性能の位置依存性が発生する。Super-K では R3600 の位置依存性が系統誤差の 1 つとなったため、Box & Line PMT では位置依存性が極力少なくなくなるように光電面形状や収束電極などが設計されている。しかし、位置依存性が全く無くなった訳ではなく、Box & Line PMT ではダイノード構造が非対称であることも位置による性能差を大きくする原因の 1 つである。

この光電面の性能の位置依存性は Hyper-K でも事象再構成を行う時に系統誤差の起源となる。特に、水タンクの端で起こったイベントではチェレンコフ光が PMT の横側に当たりやすいため、性能の位置依存性の影響が大きく現れる。そのため、性能の位置依存性の測定をおこなった。最初に磁場がほとんど無い条件での性能の位置依存性の評価を行なった。これは、性能の位置依存性の測定結果と設計シミュ

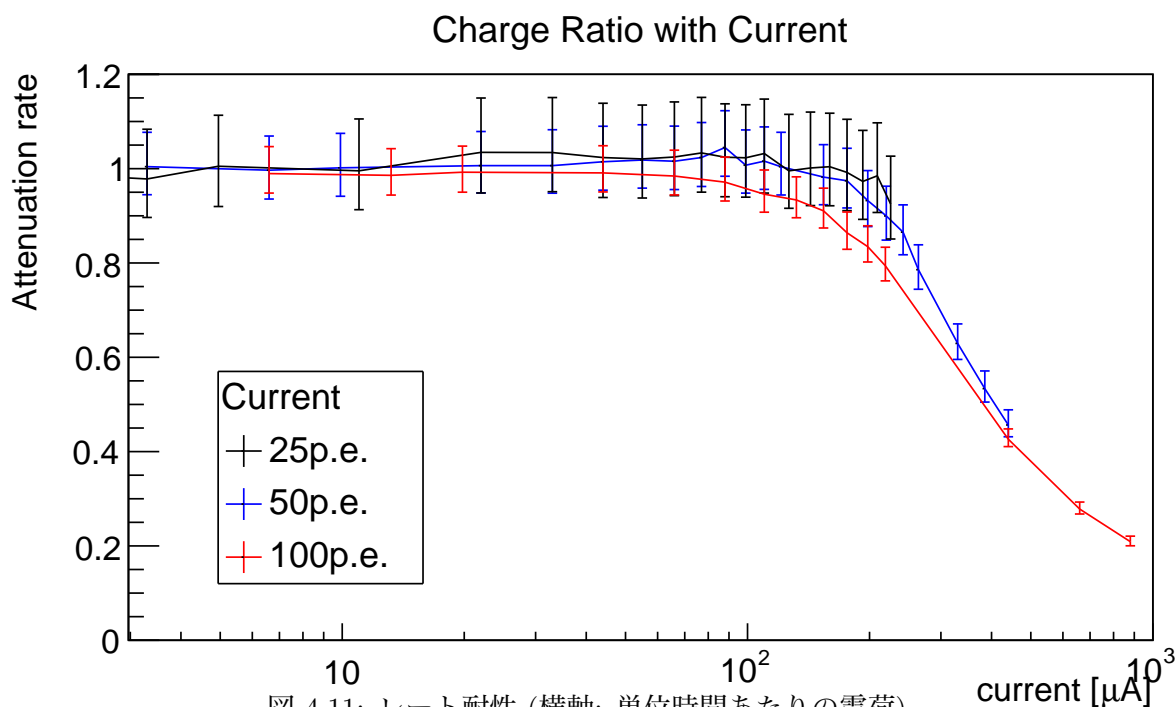


図 4.11: レート耐性 (横軸: 単位時間あたりの電荷)

レーションを比較し、設計及び製作プロセスに大きな問題が無いことを確認することが主な目的である。これに加え、磁場や HV による性能の位置依存性の変化の確認を行った。ここで用いられた Box & Line PMT は磁場耐性の向上した EA シリーズであり、設計値に関しては企業秘密となっているため本論文に掲載することはできない。

測定系 この測定では、図 4.12 のような 3 次元のヘルムホルツコイルを用いることで、地磁気の打ち消しや任意の磁場をかけることを可能にした。これは、図 4.12 の青いケーブルに電流を流すことで、それぞれの軸にヘルムホルツコイル中心で ± 16 mG 以下の精度で任意の磁場を発生させることができ、地磁気を打ち消して測定を行う場合ではおおよそ 400 mG 程度の地磁気の影響を 5% 以下におさえた。このヘルムホルツコイル内部に図 4.12 の右側に Line 側、左側に Box 側、そして光電面が上向きになるように設置し、図 4.12 に書かれている通りの座標軸を定義した。また、内部の Box & Line PMT には図 4.13 に示すように、X 軸と Y 軸に対して $-75^\circ, -50^\circ, -25^\circ, 25^\circ, 50^\circ, 75^\circ$ の 6 点ずつと中心の 1 点を加えた、合計 13 点に光電面と垂直に密着するように同種類の光ファイバーを設置した。この光ファイバーの逆側を光源と繋ぎかえる事により、ほぼ同一の光量と光の伝達速度で測定を行った。また、測定は DRS と呼ばれるスイスの Paul Scherrer Institute 研究所で開発された波形取得装置を用いて行った。

4.8.1 0 mG, 2000 V での位置依存性の測定

本測定では、Box & Line PMT の標準 HV である 2,000 V で磁場が無い場合の、検出時間の差と相対的な収集効率 (Relative CE) の測定を行った。検出時間は波高が 1/4 p.e. に達した時間を Exponential modify gaussian 関数⁶でフィッティングし、その高さのピークを検出時間とした。時間に関するプロッ

⁶Exponential modify gaussian はその名前の通り、Gaussian 分布を指数関数的に補正した関数である。Exponential modify gaussian 関数は Box & Line PMT の時間分布に対し非常に精度の高いフィッティングができる関数であるため、この関数を用いている。

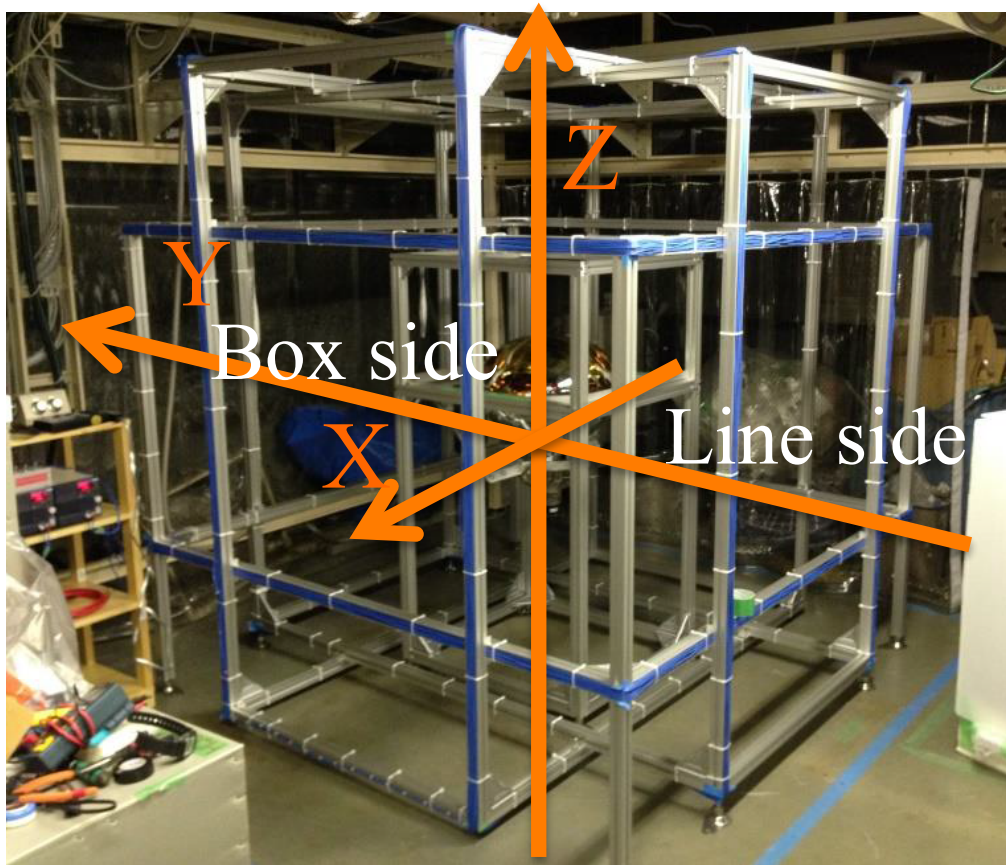


図 4.12: 3次元ヘルムホルツコイル

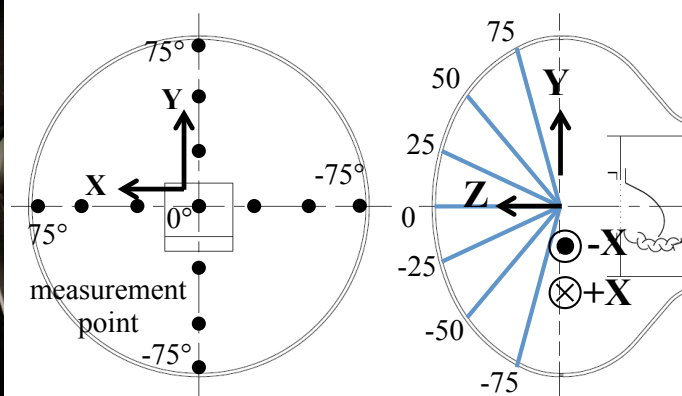
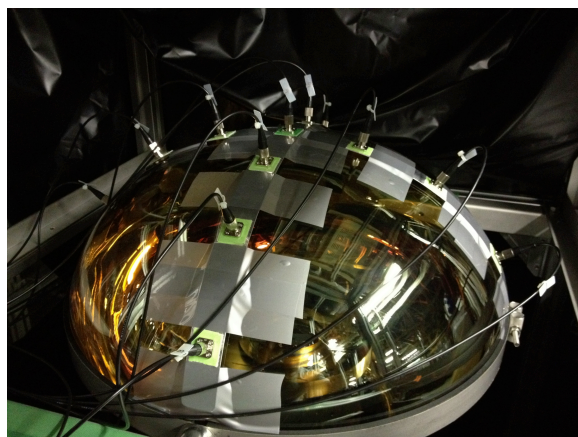


図 4.13: 光の入射位置と座標

トのエラーバーはこれの σ を表している。相対収集効率は、時間によるカットをかけてダークレートの影響を取り除いた、1/4 p.e. 以上の波高を測定することで導いた。また、本解析で用いた 1 p.e. の波高は中心部 (0°) に入射した光の波形の平均値であり、全てのポイントでの閾値はこれを用いた。

検出時間の位置依存性 検出時間差の結果が図 4.14 である。この測定での検出時間は中心部のタイミングを 0 秒と定義し、各ポイントでの検出時間差の比較を行った。例えば、X 軸 50° の時間差の測定結果は

$$\text{X 軸 50° の時間差 (図 4.14 の 50° のプロット点)} = \text{中心点 (0°) の測定時間} - \text{X 軸 50° の測定時間} \quad (4.5)$$

として計算した。測定結果では X 軸方向は最大 1 ns、Y 軸方向では最大 1.7 ns 程度の差がある事が確認された。この測定結果には測定誤差は含まれていない。残留磁場や光ファイバーの性能差が測定誤差として考えられ、誤差は概ね 1 ns 以下であると考えられる。Y 軸の 75° の位置において検出時間が早くなる原因は、図 4.15 に示されるように、この位置から出た光電子は 1st ダイノードと衝突する位置が 2nd ダイノードの近いことで 1st ダイノードから出た電子が相対的に早く 2nd ダイノードに到達することが主な原因である。測定誤差を含めてもこの測定結果は、光の全面照射における Box & Line PMT の FWHM が 4.1 ns であることから比較的小さな差であり、性能の位置依存性は全面照射における時間分解能内に収まっている。また、この測定結果は設計値と近い値であり、設計や製作に大きな問題ではないことが確認された。

収集効率の位置依存性 相対収集効率の結果が図 4.16 である。相対収集効率は中心部のカウント数を基準 (100%) とし、各点でのカウント数の比を比較することで求めた。例えば、X 軸 50° の相対収集効率の測定結果は

$$\text{X 軸 50° の相対収集効率 (図 4.16 の 50° プロット点)} = \frac{\text{X 軸 50° のカウント数}}{\text{中心点 (0°) のカウント数}} \quad (4.6)$$

である。この相対収集効率は光ファイバーの性能差に起因する光量差や位置による量子効率の違い、光電面ガラスに含まれる不純物や汚れなどによって 10% から 20% の測定誤差が考えられる。これらを考慮した場合、この測定結果は位置によって極端な収集効率の低下はなく設計値と大幅な差異は見られなかった。この結果からも設計や製作に大きな問題が無いことが確認された。

これらの測定結果をベースとし、4.8.2 と 4.8.3 で HV と磁場耐性による比較を行う。

4.8.2 HV の違いによる位置依存性の変化

Box & Line PMT は 2,000 V が標準 HV とされており、この HV で電子軌道が最適になるように設計されている。そのため、HV の違いによる内部電場の変化が位置依存性を変化させる可能性がある。Hyper-K ではゲインをあわせる為に 1,500 V から 2,400 V 程度までの使用が計画されており、HV による影響を確認するために、1,600 V から 2,200 V の間での性能の位置依存性の変化の測定を行った。

HV の違いによる検出時間差の変化 図 4.17 が HV による検出時間差の位置依存性の変化の測定結果である。この結果は HV による変化を見るため、各 4.8.1 節の検出時間の位置依存性と同様に、各 HV

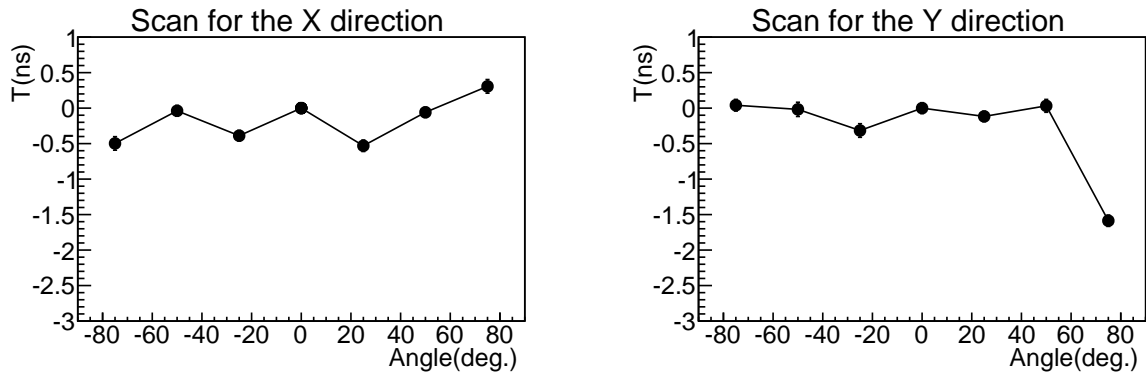


図 4.14: 位置による検出時間差

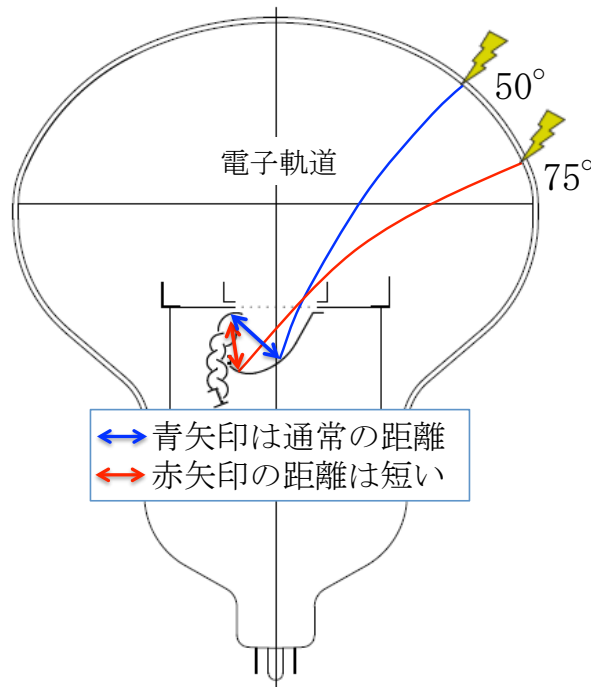


図 4.15: Y 軸の 75° において検出時間が早くなる原因。赤が 75° から出た光電子の軌道、青が 50° から出た光電子の軌道

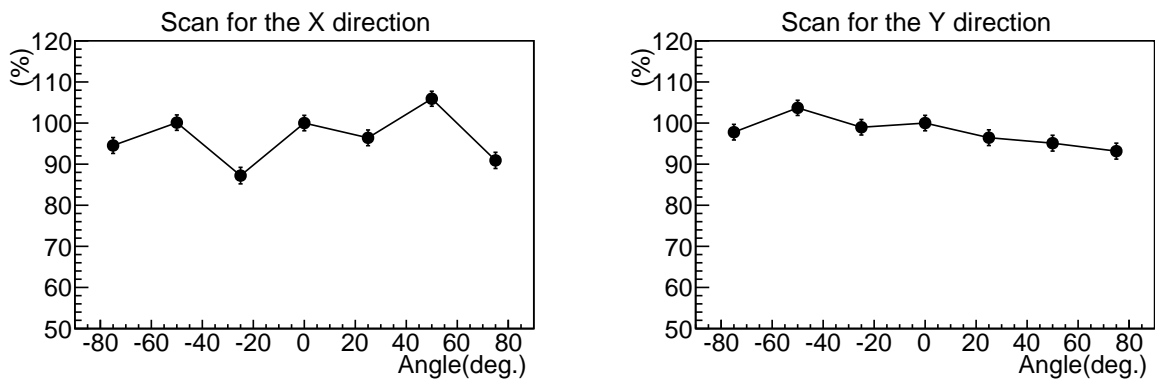


図 4.16: 位置による相対検出効率

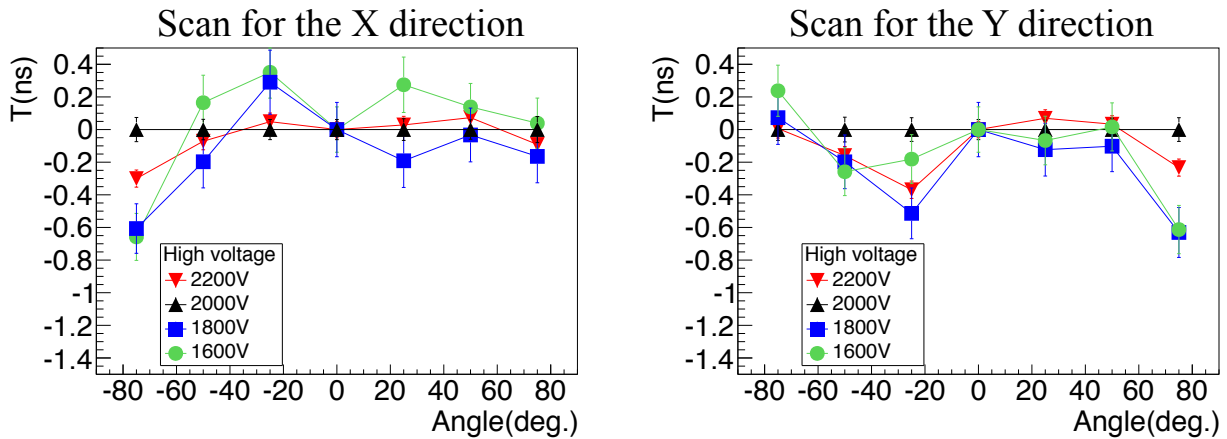


図 4.17: HV の違いによるの検出時間差の位置依存性の変化

で中心を 0 s としたときの結果から、2,000 V の結果である図 4.14 の結果を差し引いた物である。例えば、1,600 V での X 軸 50° の時間差の測定結果は

$$\begin{aligned} \text{図 4.17 の 1600V, X 軸 50° のプロット点} &= (2000\text{V, } 0^\circ \text{ の測定時間} - 2000\text{V, X 軸 } 50^\circ \text{ の測定時間}) \\ &- (1600\text{V, } 0^\circ \text{ の測定時間} - 1600\text{V, X 軸 } 50^\circ \text{ の測定時間}) \end{aligned}$$

として計算した。その結果、1,600V から 2,200 V での検出時間差の位置依存性の変化は各点で 1 ns 未満であり、HV の違いによる検出時間差の位置依存性に大幅な変化が無いことを確認した。

HV の違いによる収集効率の変化 図 4.18 が HV による収集効率の位置依存性の変化の測定結果である。こちらも HV による変化を見るため、4.8.1 節の収集効率の位置依存性と同様に、各 HV で中心のカウント数から各測定点でのカウント数の比を計算した結果から、2,000 V の結果である図 4.16 の結果で割った物である。例えば、1,600 V での X 軸 50° の収集効率の測定結果は

$$\text{図 4.18 の 1600V, X 軸 } 50^\circ \text{ のプロット点} = \frac{\frac{2000\text{V, X 軸 } 50^\circ \text{ のカウント数}}{2000\text{V, } 0^\circ \text{ のカウント数}}}{\frac{1600\text{V, X 軸 } 50^\circ \text{ のカウント数}}{1600\text{V, } 0^\circ \text{ のカウント数}}}$$

として計算した。その結果、HV の違いによる検出効率の位置依存性の変化は 5% 程度であり、検出効率の位置依存性の大幅な変化が無いことを確認した。

4.8.3 磁場の変化による位置による性能の変化

Hyper-K で問題となる磁場の影響は主に地磁気である。小型の PMT では PMT の周りを地磁気を低減する為にミューメタルで覆うなどして影響が抑えられている。Kamiokande でも 50 cm 径の PMT をミューメタルで覆うことで地磁気の影響を減らしていた。Box & Line PMT においてもミューメタルで覆う計画があり、試験も行われた。しかし、Hyper-K では大量の数が必要になることからすべてをミューメタルで覆うのはコストの問題から難しく、光電面前面にもメッシュ状のミューメタルを配置する必要があるため実効面積を減らすことにもなる。そのため、Hyper-K でもっとも有力とされる地磁気対策は水タンク全体にコイルを巻きタンク全体の地磁気を打ち消す方法である。この方法は Super-K[26] や

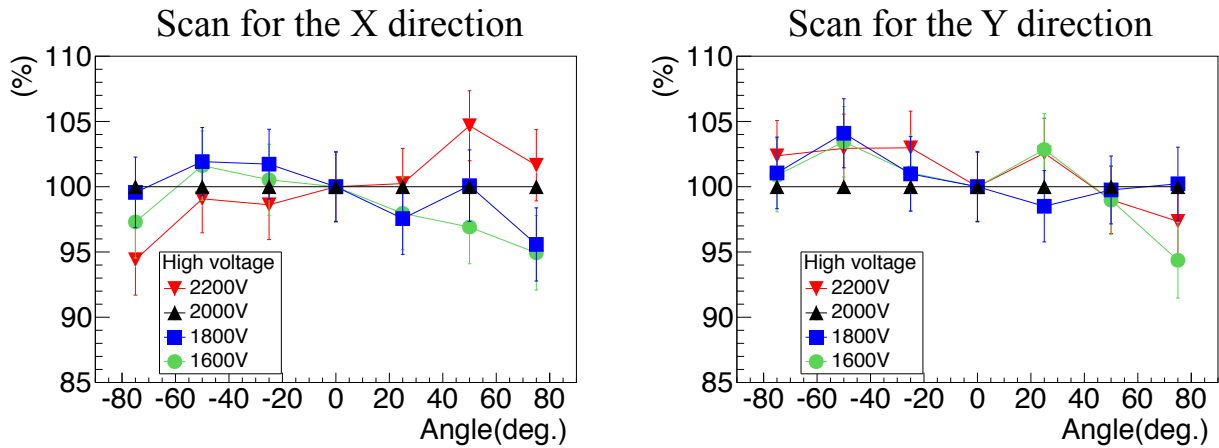


図 4.18: HV の違いによる収集効率の位置依存性の変化率

EGADS[27]などで用いられており、Hyper-K ではほぼ全ての光検出器にかかる磁場を 100 mG 以下に低減することができる。しかし、これは最大 100 mG 程度の残留地磁気が残ることを意味し、Hyper-K で使用する光検出器には 100 mG の磁場を受けても十分に性能を維持できることが求められており、Box & Line PMT も磁場の影響を考慮して設計がなされている。そこで、磁場耐性の確認を行うために、Box & Line PMT の HV を 2,000 V に固定し ± 100 mG の磁場を X 軸 Y 軸方向にかけ、性能の位置依存性の変化の測定を行った。

磁場による検出時間差の変化 図 4.19 が磁場による検出時間差の位置依存性の変化の測定結果である。これは 4.8.2 の検出時間差と同様に、2,000 V で 0 mG での各ポイントの検出時間である図 4.14 の各点からの時間差である。

$$\begin{aligned} \text{図 4.19 の } 100\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ のプロット点} &= (0\text{mG, } 0^\circ \text{ の測定時間} - 0\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ の測定時間}) \\ &- (100\text{mG, } 0^\circ \text{ の測定時間} - 100\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ の測定時間}) \end{aligned}$$

として計算した。その結果、測定する軸と同じ方向に磁場がかかった場合 (図 4.19 の左上と右下) は磁場の影響はほとんどなく、それぞれの軸に対して垂直方向の磁場がかかった場合 (図 4.19 の左下と右上) では、最大 2 ns 程度の差異が生じた。この時間差は X 軸の 75° での例を図 4.20 に示すように、磁場の影響で光電子が曲げられ光電面から 1st ダイノードまで到達する距離が変化することで生じる時間差が主な原因である。

磁場による収集効率の変化 図 4.21 が磁場による収集効率の位置依存性の変化の測定結果である。この結果も 4.8.2 の収集効率の変化と同様の求め方をしており、例えば、1600 V での X 軸 50° の収集効率の測定結果は

$$\text{図 4.21 の } 100\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ のプロット点} = \frac{\frac{0\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ のカウント数}}{0\text{mG, } 0^\circ \text{ のカウント数}}}{\frac{100\text{mG, X 軸 } 50^\circ \text{ のカウント数}}{100\text{mG, } 0^\circ \text{ のカウント数}}}$$

として計算した。その結果、X 軸方向に磁場がかかっている場合、Y 軸方向で収集効率に最大 4 割程度の低下 (図 4.21 の右上) が確認された。この原因は Y 軸方向がダイノード非対称方向であることに起因

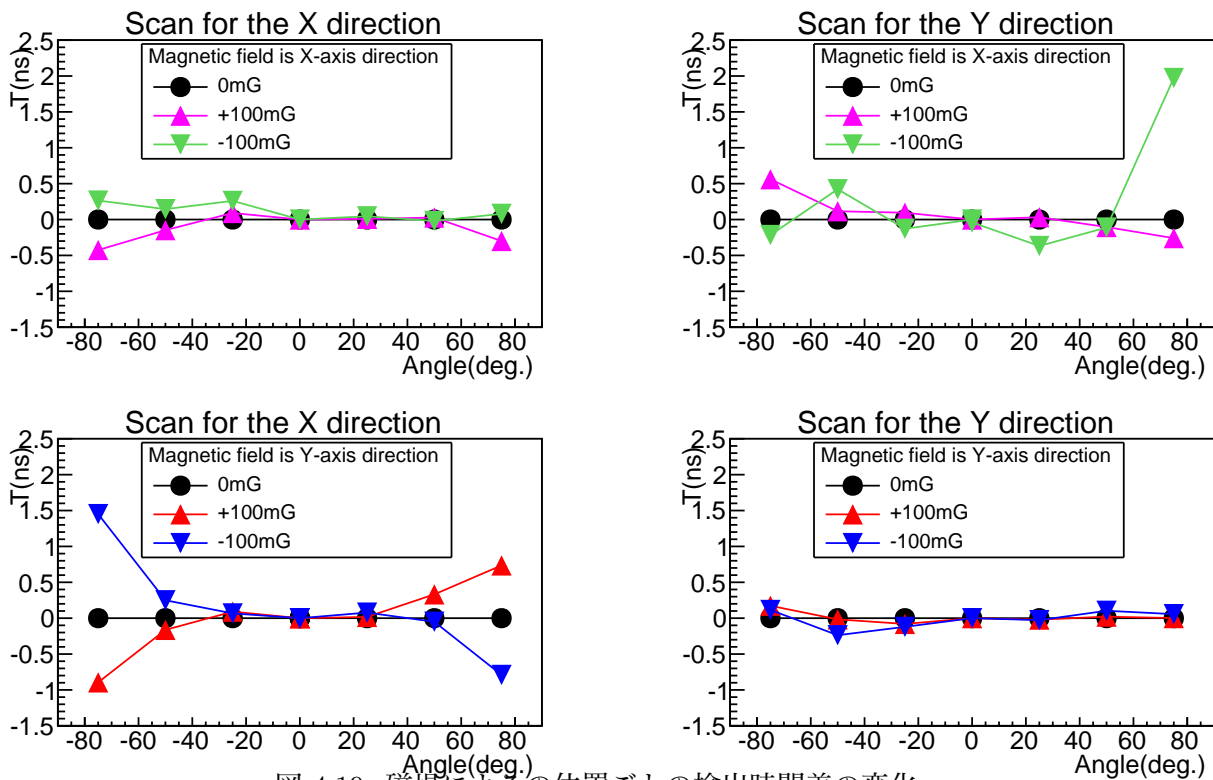


図 4.19: 磁場によるの位置ごとの検出時間差の変化

しており、図 4.22 に示されるように磁場で光電子が曲げられ、-100 mG がかった Y 軸 50° の場合では 1st ダイノードから 2nd ダイノードに増幅電子が収束されないこと、100 mG がかった X 軸 75° の場合では 1st ダイノードに光電子が収束されなくなることが理由である。

磁場による性能差のまとめ 磁場による検出時間差や収集効率の位置依存性の変化を測定した結果、磁場に対して垂直な方向で位置依存性が悪化することが確認された。検出時間に関しては最大でも 2 ns 程度の差であるので大きな影響はないと考えられる。問題となる可能性があるのは収集効率の変化であり、Y 軸の 75° では最大で 4 割程度収集効率の低下があり、Hyper-K でこの性能差が影響を及ぼす可能性がある。しかし、磁場の影響がある面積は限定されており、面積比率は大きくないことからこの影響は限定的であると考えられる。また、磁場の影響が大きい方向はダイノード非対称方向に対して垂直に磁場がかかった場合だけであるため、Hyper-K で Box & Line PMT を取り付ける際に磁場の測定を行い、取り付け方向を考慮することで、この影響を最小限にとどめることも可能である。この位置依存性の影響は付録 A で記述される Hyper-K のシミュレーションである WCSim(Water Cherenkov Simulation) を用いて検証を行う。

4.9 ノイズの評価と低減

光検出器のほとんどはノイズをもっており、ノイズの量や種類は性能評価において非常に重要である。光検出器の種類によってノイズの種類や原因は様々であり、PMT で大きな問題となりうるノイズは、ランダムノイズであるダークノイズと、光信号に付随して現れるプリパルス、レイトパルス、アフターパルスの 3 種類の、合計 4 種類が主にあげられる。特に Box & Line PMT で大きな問題となっていたの

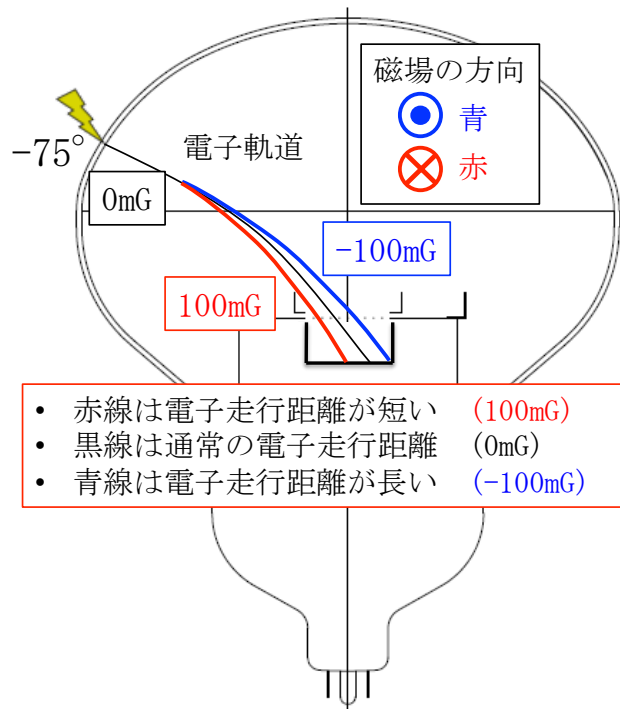


図 4.20: X 軸に対して垂直に磁場がかかったときの電子軌道の変化。赤が手前から奥に向けてかかる磁場、青が奥から手前に向けてかかる磁場による影響での電子軌道差

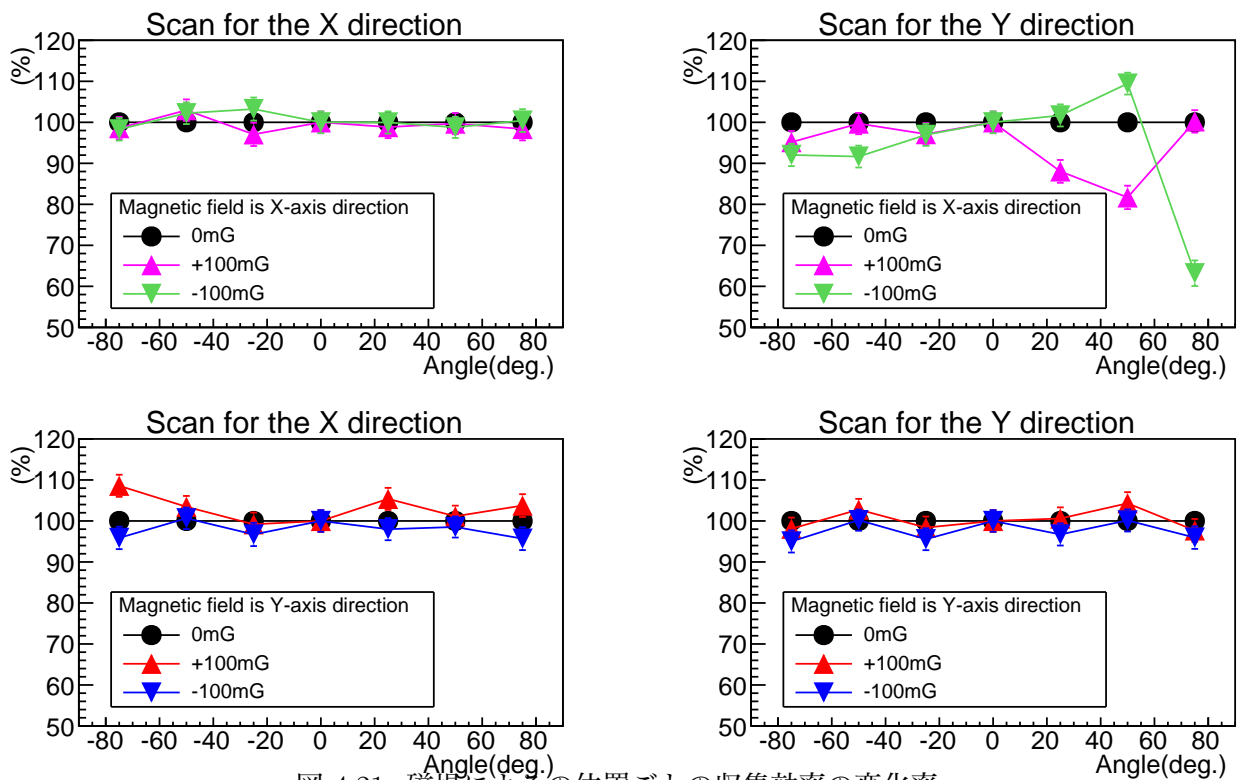


図 4.21: 磁場によるの位置ごとの収集効率の変化率

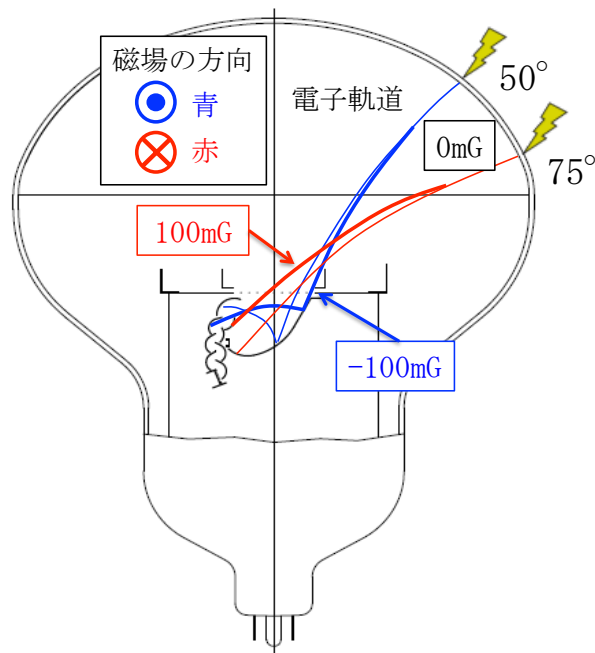


図 4.22: Y 軸に対して垂直に磁場がかかったときの電子軌道の変化。赤が手前から奥に向けてかかる磁場、青が奥から手前に向けてかかる磁場による影響での電子軌道差

はダークレートとアフターパルスである。そのため、様々な工夫によりこれらの問題に大幅な改善がなされた。本章の最初で記載した通り、改良前の従来の Box & Line PMT が ZB シリーズであり、改良後の Box & Line PMT が EA シリーズである。

4.9.1 ダークノイズ

ダークノイズは光検出器において一般的に見られるノイズで、光などの信号が無いにも関わらずランダムに信号電流が流れてしまう現象である。PMT におけるダークノイズの主な原因は光電面から放出される熱電子に由来する。光電面に使われているバイアルカリは非常に電子を放出しやすい素材であるため、光子を受けた際に高い確率で光電子を放出することができる。しかしその反面、常温程度の温度でも熱励起された電子が熱電子として放出される確率も高い。この熱電子がダイノードにより増幅され信号として検出されることでダークノイズとなる。そして、ダークノイズの頻度のことをダークレートと呼び、このダークレートが高い場合、低バックグラウンド実験である Hyper-K での物理探索に悪影響を与える。特に、低エネルギー事象である太陽ニュートリノ観測や超新星ニュートリノの探索、陽子崩壊の探索に対して大きな制約を課す原因の 1 つとなる。

Box & Line PMT では、光電面が量子効率 30% 程度と比較的高い量子効率を持つ事で熱電子の放出が多くなりやすいことや、後述のアフターパルスが多いことなどの原因で、ダークレートが高くなる傾向があり Box & Line PMT の大きな問題点の 1 つであった。

ダークレートの温度特性 ここで、ダークレートの原因である光電面からの熱電子の放出量は Richardson-Dushman の式 (4.7) で表される。

$$I = AT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}} \quad (4.7)$$

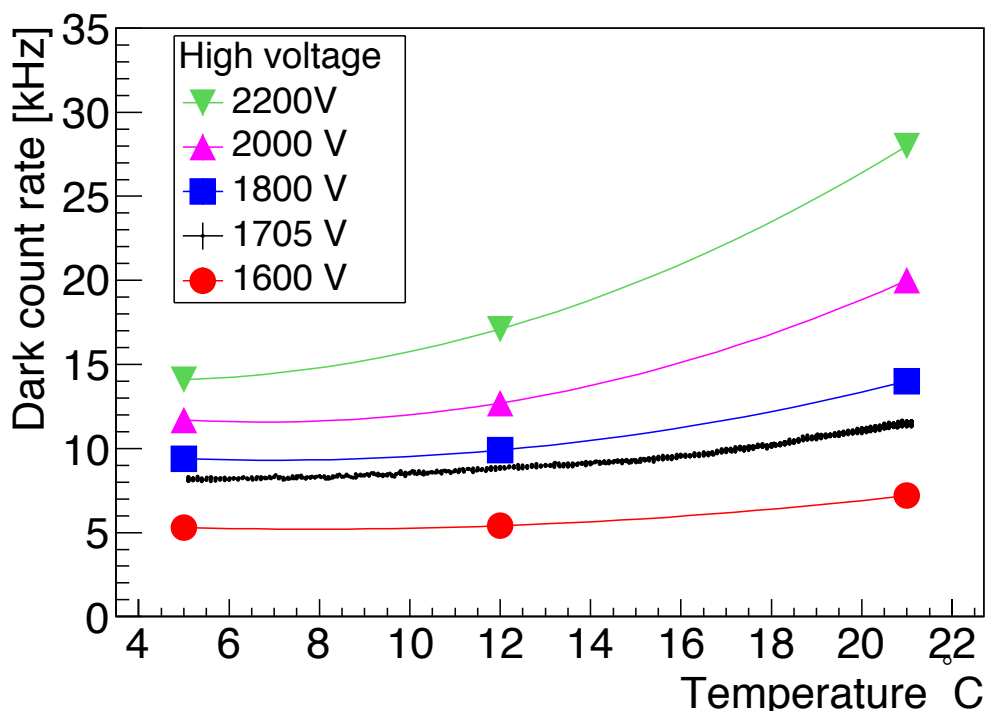


図 4.23: 温度を変化させたときのダークレートの推移

ここで、 T は温度、 Φ は仕事関数、 k はボルツマン定数、 A は定数、そして I が熱電子による電流量であり、熱電子の放出数に比例する。式(4.7)からダークレートは温度の上昇によって増加することが予測されるため、温度によるダークレートの変動の測定を行った。

ダークレートの温度特性の測定結果 図 4.23 が温度を変化させたときのダークレートの変動であり、1,600、1,705、1,800、2,000、2,200 V の HV で測定を行った。1,600、1,800、2,000、2,200 V では 5°C、12°C、21°C の時のダークレートを測定し、この PMT の基準電圧 (4.4 節参照) である 1,705 V では、温度を連続的に変化させながら測定を行った。この結果、ダークレートは温度と相関しながら上昇することが確認された。また図 4.24 は各温度で HV を変化させたときのダークレートの変動を示しており、温度が高いときの方が HV によるダークレートの上昇が顕著であることも確認された。

ここで、我々が普段測定している環境が 25°C 程度であるのに対し、Hyper-K の水温が 13°C 程度と予測されていることを考慮した場合、Hyper-K では現在の測定結果より 1,700 V 程度では 2 割程度のダークレートの低減を期待できることが確認された。しかし、PMT のダークレートは個体差が大きくこの個体だけの情報を全ての PMT に当てはめることはできないため、現在も 13°C 程度の温度で複数本の長期の試験がおこなわれており、今後、温度によるダークレートの低下率の正確な測定を行う予定である。

ダークレートの低減 従来までの Box & Line PMT (ZB シリーズ) のダークレートは低くとも 20 kHz であった。これは R3600 が平均して 4 kHz であることを比べると非常に高いことが分かる。そこで、Box & Line PMT のダークレート低減が求められており、4.9.4 節で述べるアフターパルスの減少や光電面素材の改善などで、EA シリーズでは大幅にダークレートが低減がなされた。図 4.25 が ZB シリー

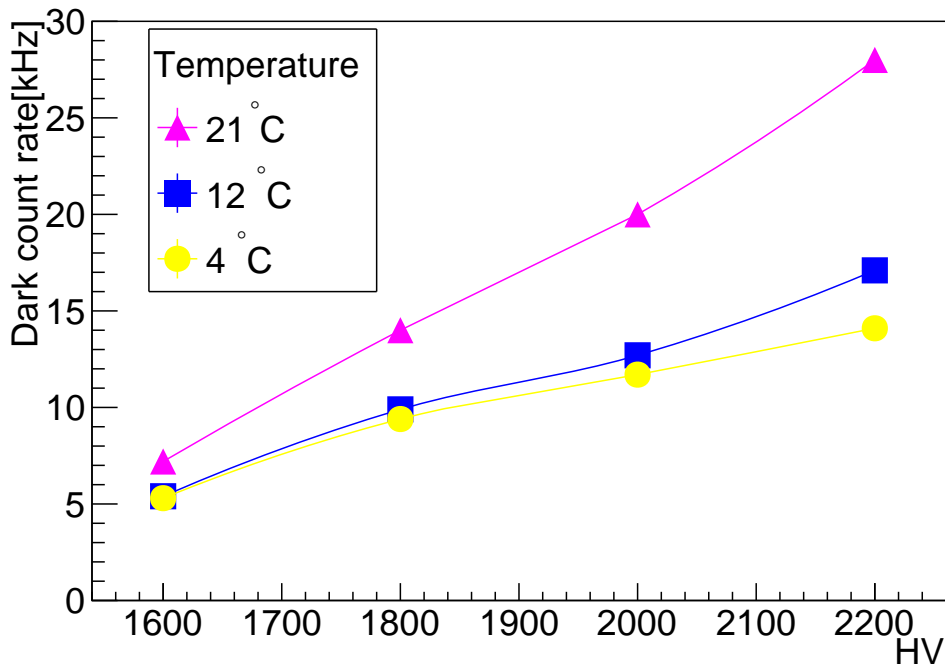


図 4.24: HV によるダークレイト推移の違い

ズと EA シリーズの Box & Line PMT のダークレイトの比較である。従来は低くても 20 kHz 程度であったダークレイトが 10 kHz 程度まで低下していることがわかる。Box & Line PMT のダークレイトは、R3600 の 2 倍程度の光量 (4.2.2 節参照) であることを考慮して、8 kHz が 1 つの目標となっており、現在の Hyper-K シミュレーション (WCSim) では 8.4 kHz のダークレイトが想定されている。ここで、この測定は 27 度程度で行われたため、温度によるダークレイトの低下が見込まれることを考慮した場合、8 kHz に十分近いダークレイトを示していることがわかる。さらに、ダークレイトは長期 (数年単位) でも低下していくことが期待できるため、前述通り長期での試験が行われている。

この結果から Box & Line PMT の 1 つの大きな問題であったダークレイトに関しては概ね解決し、Hyper-K での使用可能な性能まで到達した。しかし、このダークレイトは低ければ低い程物理感度が上昇することが期待できるため、今後も更なる改良が続けられる。

4.9.2 プリパルス

前述通り、PMT などの光検出器は光の検出に付随した信号が観測されることが多々ある。図 4.26 はメインパルスを観測した時間を 0 秒とした時、-100 ns から 200 ns の間の信号を測定した結果である。そのなかでプリパルスはメインパルスの最大 100 ns 程度前に観測される信号である。プリパルスが発生する原因は、光電面を反応せず透過した光が 1st ダイノードで反応を起こし電子を放出する事によるもので、光電面から 1st ダイノードを光電子が走行する時間分早く発生する⁷。しかし、プリパルスは 1st ダイノードでの増幅がなされないため大光量の場合以外はほとんど観測されず、観測された場合でも解析で容易に分離できメインパルスに与える影響も少ないので大きな問題となる事はほとんどない。

⁷正確には、50 cm PMT の場合は光電面から 1st ダイノードに光が到達するまで約 1 ns かかる

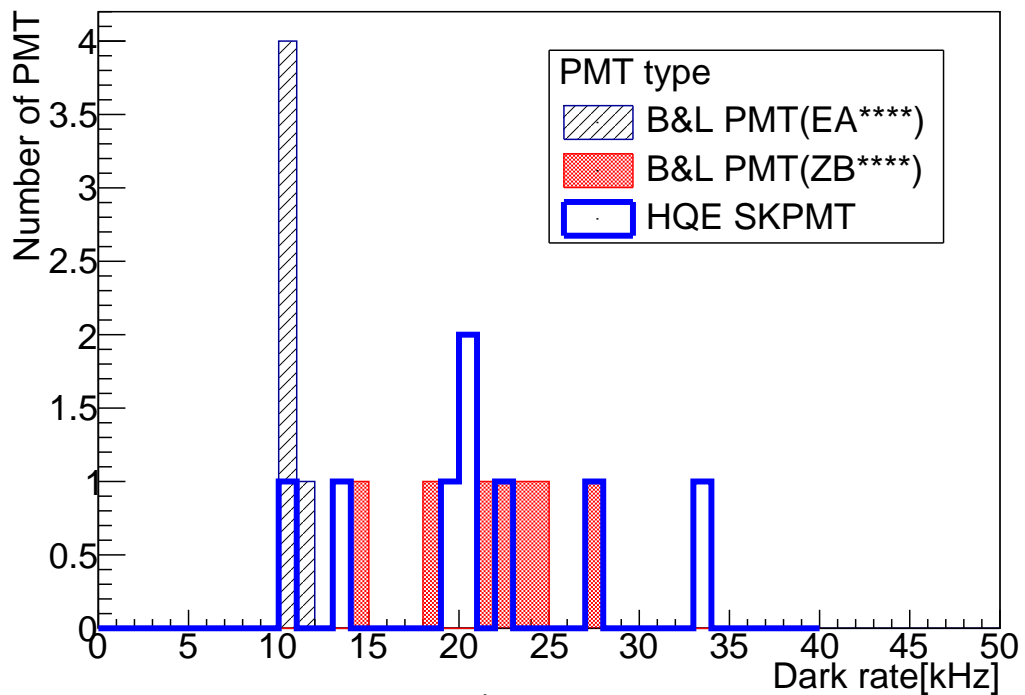


図 4.25: ダークレート

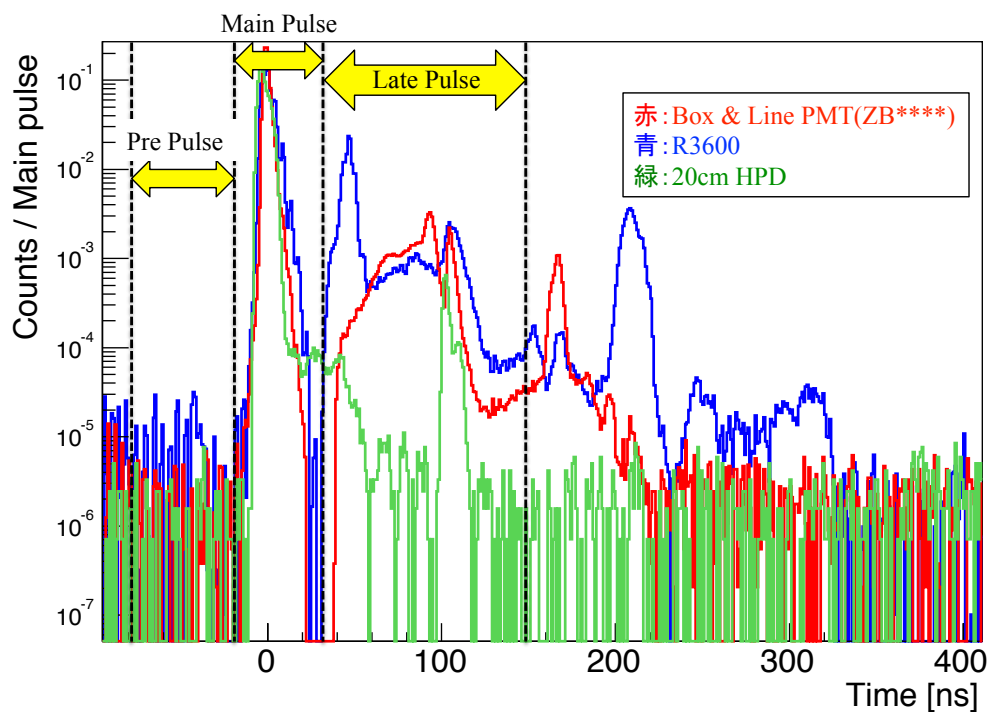


図 4.26: メインパルスが観測される前後に信号が観測される確率。～100 ns 程度前に観測される信号がプリパルス (Pre pulse)、30 ns から 150 ns 後に観測される信号がレイトパルスと呼ばれている。

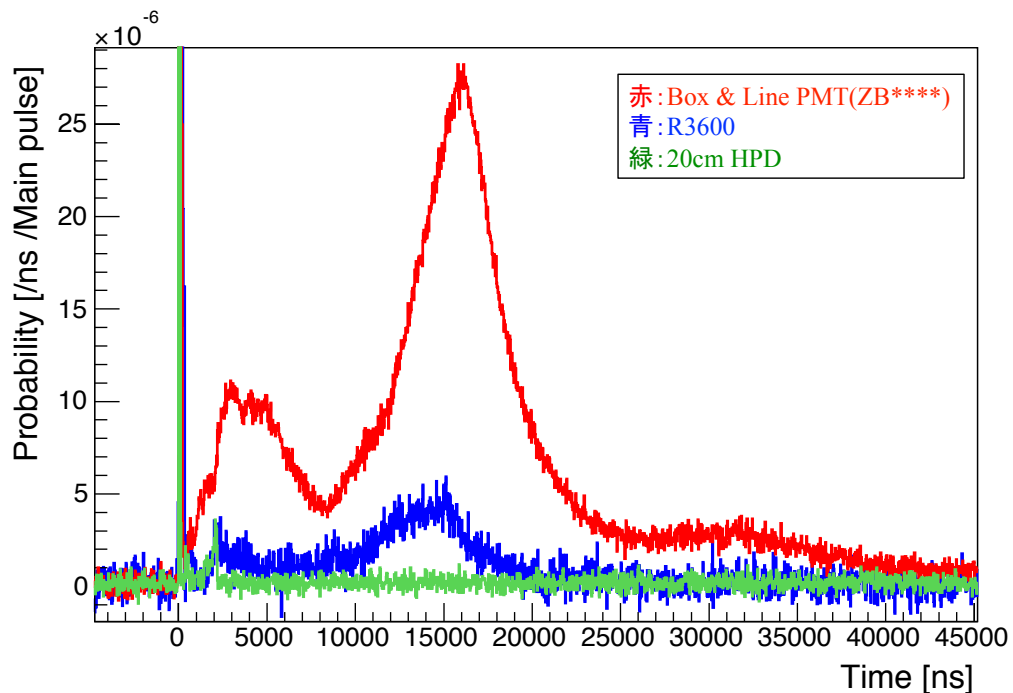


図 4.27: アフターパルス

4.9.3 レイトパルス

PMTにおいてレイトパルスは、図 4.26 で示されるように、メインパルスが到達した 30 ns から 150 ns 程度後に観測される信号である。レイトパルスの原因は、1st ダイノードに当たった光電子が反射し、光電面付近まで戻った後、再度ダイノードに戻ることによって発生する。こちらも、観測される時間がほぼ決まっていることと、割合が少ないことから大きな問題となることはほとんどない。

4.9.4 アフターパルス

PMTにおけるアフターパルスは数 μs から 50 μs 後に観測される信号で、プレパルスやレイトパルスと違い、 μs のオーダーであるため比較的広い時間の範囲で観測される [28]。図 4.27 は図 4.26 と同様にメインパルスを 0 秒とした時、 $-5 \mu\text{s}$ から 45 μs の間の信号を測定した結果であり、Box & Line PMT(ZB シリーズ)では多くのアフターパルスが観測されていることがわかる。アフターパルスは図 4.28 のように、メインパルスが増幅される際に PMT 内の残留ガスと電子が反応し陽イオンが生成され、この陽イオンが光電面と反応することで放出される光電子が観測されることが原因である。これは、どのような PMT でも同様の問題を持っているが、Box & Line PMT はゲインが高いことや、図 4.29 に示されるように Box & Line PMT は開口部分が大きいため、ダイノード間をすり抜けて光電面まで届きやすくアフターパルスが多くなる傾向がある。それに対して R3600 においてはダイノードが複数あり、ダイノードでイオン粒子が遮られやすいためアフターパルスは放出されにくい。実際に、R3600 ではメインパルスの光電子数の数%程度であるのに対し、初期の Box & Line PMT では 30%以上のアフターパルスが観測されていた。

アフターパルスの観測される時間は HV と残留ガスの種類に依存し、大型 PMT の場合おおよそ式

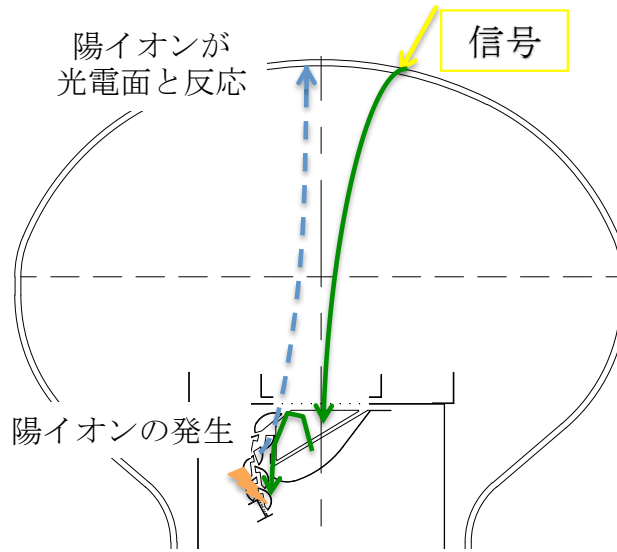


図 4.28: アフターパルスが発生する理由

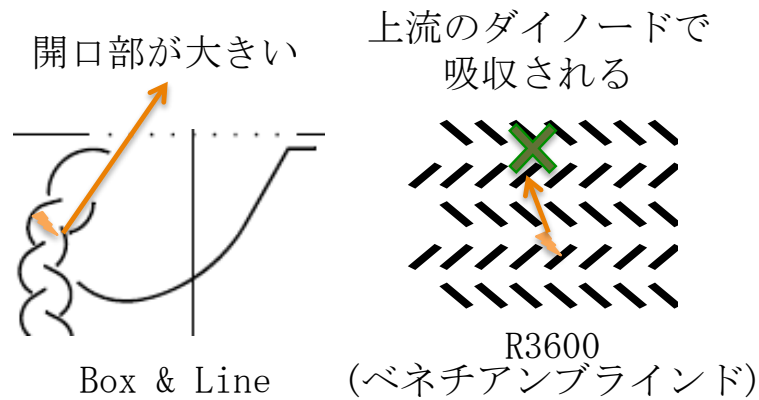


図 4.29: Box & Line PMT でアフターパルスが多い理由

(4.8) のように表される。

$$T = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} \quad (4.8)$$

ここで、 m がイオン粒子の質量、 q がイオン粒子の電荷、 L がイオン化した場所から光電面の距離 (PMT の半径に相当)、 V_0 が電子にかかる電圧 (-800 V 程度) である。式 (4.8) や残留ガスの濃度から Box & Line PMT や R3600 では $10 \mu\text{s}$ 以下は He や CH_3 など、 $10 \mu\text{s}$ 以上は Cs が主な原因であることが判明している。

アフターパルスの低減 アフターパルスは Hyper-K において、 μ 粒子がタンク内で崩壊した際に数 μs 遅れて出てくる電子の時間帯と被っており、これのバックグラウンドとなる。加えて、アフターパルスがダークノイズ信号に対しても生じることからダークレートにも悪影響を及ぼす。特に、表 4.4 に示す通り ZB シリーズ (従来の Box & Line PMT) ではアフターパルスが 1 つの光電子に対して 30% 以上の確率で観測されることから、高いダークレートの原因の 1 つであった。そのため、前述通り EA シリーズの Box & Line PMT はアフターパルスの低減をする工夫がなされた。これは PMT 内部の真空引き行

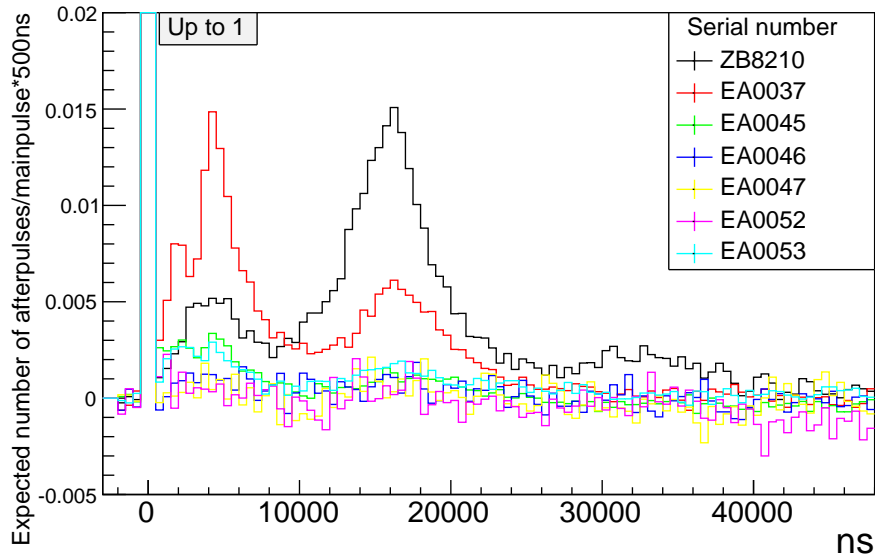


図 4.30: 各 Box & Line PMT で、500 ns ごとにアフターパルスが測定される確率

程の改善により、残留ガスの種類や濃度を減少させる事や、イオンが光電面に戻りにくくなるようなダイノードの構造の改良などが行われた。

これを確認する為にマルチヒット TDC を用いてメインパルス前後の $-5 \mu\text{s}$ から $45 \mu\text{s}$ までに閾値 1 mV を超えたシグナルの記録を行った。図 4.30 が各 EA シリーズと ZB シリーズのアフターパルスの測定結果であり、メインパルス 1 回につき 500 ns 幅ごとに観測されるアフターパルスの割合を示している。また、表 4.4 がそれぞれのアフターパルスの合計量をまとめたもので 1 つの光電子に対してのアフターパルスが起きる確率を表している。0%以下になっている原因はダークレートで観測される確率を差し引く際の統計誤差に起因している。これらから、EA シリーズは特に Cs によるアフターパルスが大きく減少し、全体的なアフターパルスも低減していることがわかる。

EA シリーズの中でもアフターパルスの割合に違いがある理由はこれがまだ試作段階であるためであり、各 PMT ごとに製法やダイノード構造が異なるためである。最終的な構造の決定は、これらの中から最もよい結果の行程を選ぶことになる。特に、EA0047 や EA0052 などの EA シリーズの後番は非常にアフターパルスが少なく、R3600 と同等のレベルである 1%程度に達していることが分かる。この結果から、アフターパルスの問題も概ね解決したと考えられ、Hyper-K で要求される性能に達していることを確認した。

4.10 光検出器の耐水圧

Hyper-K のデザインで大きな制約を課している 1 つが光検出器の耐水圧問題である。光検出器は本質的には数 mm 厚のガラス球であるため圧力に強い訳ではない。Hyper-K ベースラインデザインが Super-K と違い円柱を横倒しにしたような形になっているのは、最大水深を深くせず有効体積を大きくするためである。十分な耐水圧が確保された場合は、Hyper-K のデザインがより効率的な形に変更される可能性もある。

表 4.4: 1つの光電子に対しアフターパルスが観測される確率

	シリアルナンバー	アフターパルス/メインパルス (1光子あたり)
旧型	ZB8210	32 ± 3%
新型	EA0037	23 ± 4%
新型	EA0045	4 ± 2%
新型	EA0046	2 ± 1%
新型	EA0047	0 ± 2%
新型	EA0052	-2 ± 2%
新型	EA0053	7 ± 4%

4.10.1 スーパーカミオカンデでの PMT 破損事故

Super-K では 2001 年 11 月 12 日の光検出器のメンテナンス中に底面に設置していた PMT の 1 つが破裂し、爆縮した衝撃波の連鎖反応で全体の 60% にあたる 8000 本近くの PMT が同時に破裂してしまう事故が起こった。一本目の PMT が破損した原因は現在も正確には特定されておらず、耐水圧不足やメンテナンス作業時の負荷などが考えられている。この事故の後、Super-K で使用する PMT は圧力試験が行われ、かつ連鎖破裂が起こらないように防爆用アクリルカバーが設置される対処が取られた。それ以降、PMT の連鎖破壊は起こっていないが、PMT の耐水圧があがったわけではなく今後も破損が起こる可能性も十分にあり、内部に入らない限り破損を確認する方法も無いため、耐水圧が非常に重要であることが認識された。

4.10.2 Hyper-K で求められる耐水圧

2016 年 2 月現在では Hyper-K のベースラインデザインでは最大水深が 50 m、その他の有力な候補であるデザインでは最大水深が 80 m が計画されている。水圧は 10 m 辺り 0.1 MPa ずつあがるため、底面に設置される PMT では 80 m では 0.8 MPa の水圧がかかることになる。R3600 を Super-K で用いた際は安全係数を 1.5 倍として設計 (水深 40 m に対して水深 60 m でも耐えられる設計) されたが、破損事故が起きてしまった。Hyper-K のベースラインデザインでは 10 万本以上の光検出器が用いられ 1 本でも破損することが許されないため、安全係数は 2 倍から 3 倍程度に引き上げる必要がある。そのため、光検出器内部が真空であることを考慮して、ベースラインデザインである 50 m 水深では安全係数 2 倍 (3 倍) では 1.1 MPa (1.6 MPa)、80 m 水深では 1.7 MPa (2.5 MPa) 必要となる。ただし、この安全係数に関しては 3 倍でも十分であるという保証は無いため、まだ議論の必要性がある。

4.10.3 耐水圧試験

Hyper-K にむけて新規開発されている Box & Line PMT や HPD は高耐水圧をもつようにデザインをされているが、光検出器のガラスが手作りであることなども含め、耐圧性能を設計の段階で正確に予測するのは非常に難しい。そのため、新規開発されている光検出器の耐水圧試験を行うことで、耐圧性能の確認や耐圧の見積もり、そして耐圧向上の方法の確立を目指す。

今回行った試験は、図 4.31 のような Super-K 再建時 (爆縮事故による PMT の交換時) に用いられた最大 1.5 MPa まで加圧できるタンクを用いて、20 cm 径と 50 cm 径のあわせて 20 本程度の新型光検出器の耐圧テストを行った。その結果、50 cm 径 10 本のうち 8 本の光検出器が最大水圧に到達する前に破損してしまい、現在は耐水圧が不足していることが確認された。そのため、設計の改善を行うことで

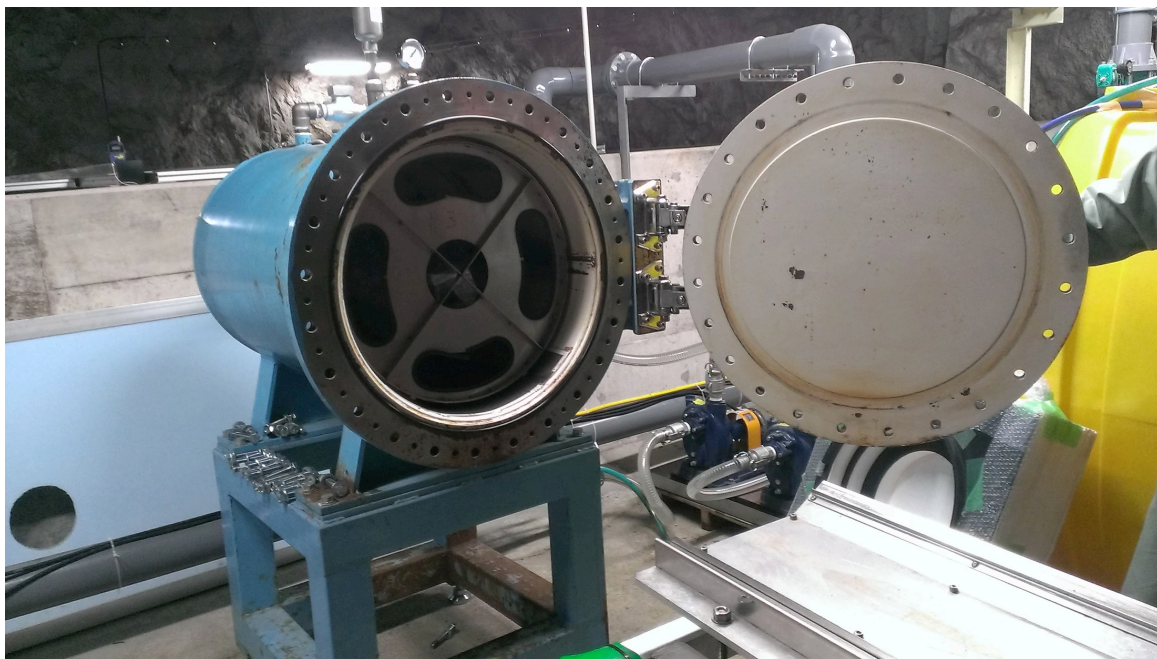


図 4.31: 試験に用いた圧力タンク

耐水圧の向上がなされ、100 本単位での耐圧試験を行っている。現在の所、この結果は順調であり耐水圧の向上、克服が確認されている。

これらの水圧試験の結果から最終的にはガラスの厚みなどの様々な情報から個々の光検出器の耐圧を例外無く予測することが目標であり、現在の結果からは割れる限界水圧とガラスの厚みとに相関関係が示唆されているが、本数が少ないことやその他にも複数の要因が考えられるため定量的な評価には至っていない。今後も耐水圧試験からこれらの結果が導けると考えられている。

4.10.4 防爆カバーの試験

Hyper-K では Super-K と同様に万が一の破損に備えて、光検出器に防爆カバーを設置する。Super-K で用いられている防爆カバーは放射性物質を含み大きなバックグラウンドを出す原因となっている。また、Hyper-K では Super-K より高い水圧になり Super-K と同じの防爆カバーでは高い水圧での試験がなされていないため、今後、北海道にある立坑跡で新たな防爆カバーの爆縮試験が行われる予定である。この新しい防爆カバーはアクリルのほかステンレスによる試作品が試される。

4.11 性能評価のまとめ

Box & Line PMT の検出器としての性能は Hyper-K で要求されているレベルをほぼすべてで十分に満たしていることが確認された。改善の余地が残されているダークレートなどに関しては今後も可能な限りの低減を目指し、研究開発が行われる。また、耐水圧に関しても、試験と改良が進んでおり耐水圧上昇が確認されており、要求耐水圧を満たしつつあることが確認されている。

5 まとめ

ニュートリノが発見されて以降、ニュートリノの種類が変化するニュートリノ振動の発見などニュートリノ物理学では近年めざましい進展がみられた。現在では、ニュートリノの振動の混合パラメータと質量差が有限の値を持つことが示されており、特に混合角 θ_{13} パラメータが大きい値であったことは、今後レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの測定につながる事となった。

現在の T2K 実験では Super-K を用いた長基線ニュートリノ実験が行われており、混合角 θ_{13} の精密測定やレプトンセクターでの CP 対称性の破れの値である δ_{cp} への制限が行われている。しかし、Super-K を用いた現在の実験結果からは、統計数の問題で CP 非対称性を決定的に発見することは困難である。そのため、Super-K を更に大型化した Hyper-K が将来実験として計画されており、Hyper-K は Super-Kamiokande の 25 倍の有効質量をもつ計画である。Hyper-K は δ_{cp} の測定やニュートリノの質量階層性問題の解決などの振動パラメータの精密測定に加え、陽子崩壊、超新星 (背景) ニュートリノの探索を目的として 2025 年の測定開始を目指し様々な方向からの研究開発や計画のために必要な準備がなされている。

本論文ではまず始めに、Hyper-K を用いた長基線ニュートリノ実験による δ_{cp} の感度評価を行った。この Hyper-K を用いた長基線ニュートリノ実験では J-PARC からのビーム強度の増強と Hyper-K による有効質量の増加から、現在の T2K 実験の 50 倍の統計数が期待できる。そのため、統計誤差だけでなく系統誤差を含めた δ_{cp} の測定感度を評価する必要があるため、T2K 実験の測定感度データ (Future sensitivity study) をベースに現実的な統計誤差を用いて δ_{cp} の測定感度の評価を行った。その結果、10 年間の実験で δ_{cp} の角度にして、 3σ で決定される領域が 76%、 5σ で決定される領域が 58% であると評価した。これは $\pm 10^\circ$ 程度の角度で決定されることに相当している。

ここで、実際の Hyper-K 計画において重要な要素の 1 つが内部に設置される光検出器である。水チェレンコフ検出器では、光検出器によって検出された光の情報から、タンク内の水とニュートリノなどの反応の情報を再較正する。そのため、光検出器の十分な性能と理解が重要となる。また、Hyper-K は大型であり、光検出器が 10 万本以上必要であることからコストも大きな問題となる。そのため、Hyper-K に向けて既存の光検出器より高性能かつ低コストである光検出器の開発が求められている。

Hyper-K に向けて開発されている光検出器は、Box & Line PMT と 50cm HPD の二種類である。これらは共に、Super-K で使われた光検出器 (R3600) よりも、量子効率及びダイノード部分の改良、刷新によって高性能かつ安価に製作できると見込まれている。

特に 50 cm Box & Line PMT の基本的な構造は完成の域に達しており、本論文の後半でこれについての詳細な性能評価を行った。その結果、1 光電子分布や波形、検出効率などの基本性能の多くは R3600 を上回っていることの確認がなされた。それに加え、比較的低いエネルギーから高いエネルギーのイベントを取得するために必要とされる低光量から大光量 (1 p.e. から 1000 p.e.) でも、光検出器として問題なく機能することや、超新星爆発ニュートリノによる高頻度イベント (10 MHz) でもデータ取得が可能であることの確認を行った。

また、50 cm Box & Line PMT が大型のために生じる光電面との反応位置による性能の位置依存性についての測定を行った。これは、性能の設計値と測定値を比較することで、設計や製作行程に問題ないかを確認することが主な目的であった。また、磁場や HV による性能差の位置依存性を測定することで、磁場耐性や HV 耐性の確認を行った。この結果、設計などに問題は無く、Hyper-K での使用に際してほとんど問題がないことが確認された。

それに加え、ノイズの評価も行った。初期の Box & Line PMT はダークノイズやアフターパルスなどの複数のノイズの問題があったがこれらの改良が図られた。この改良された Box & Line PMT の測定を

行った結果、大きな改善が見られ Hyper-K で使用可能なレベルにまで到達していることが確認された。

以上のように、本論文では Hyper-K が δ_{cp} に高い感度があること、そして Hyper-K において重要な要素である光検出器の 1 つ (Box & Line PMT) は、全ての性能において Hyper-K で実用可能なレベルに到達しているということを示した。

A Hyper-K シミュレーション

現在、Hyper-K グループでは WCSim(Water Cherenkov Simulation) と呼ばれる Hyper-K の検出器シミュレーションの開発を行っている。この WCSim は、水タンクの大きさや水の透過率そして光検出器の形や性能を導入することで Hyper-K が捉えることができる事象をシミュレーションし評価するために用いられる。これによって得られた情報を光検出器へフィードバックすることで要求性能を導くことも行われている。また、実際に Hyper-K がデータ取得を開始した後も Hyper-K の物理現象を WCSim で再現することがデータ解析において非常に重要である。

A.1 WCSim の概要

Super-K では SKDetSim と呼ばれる FORTRAN 言語で書かれた GEANT3 をベースのシミュレーションツールが存在し、Super-K 内部での物理現象を高い精度で再現している。Hyper-K でこれを用いる選択肢もあったが、これは FORTRAN 言語で書かれており将来的にメンテナンスが困難であることや、GEANT3 自体も既に情報が古く一部の物理現象を正しく再現せず、すでにメンテナンスも行われていない。そのため、WCSim は、C++ 言語で記述された GEANT4 をベースに、C++ 言語を用いて開発が行われている。この WCSim は、T2K 実験や 2.3 節で評価を行った Hyper-K を用いて行われる長基線ニュートリノ実験で用いられる新たな前置検出器 (2.3.1 節参照) のデザイン評価用モンテカルロシミュレーションをベースに Duke 大学が開発したソフトウェアである。

現在の WCSim は検出器デザインの評価のために用いられており、SKDetSim と比較することで妥当性を検証しながら改良が行われている [29]。図 A.1 が WCSim で作成されたタンクの例である。また、図 A.2 は WCSim で導入している光検出器の形状であり、球面の一部を切り取った形としている。これは、光検出器の形状がまだ決まっていないことからこの形を用いている。

A.2 新型光検出器の導入

WCSim の妥当性の検証は、SKDetSim と同様の R3600 の性能を導入することで行われてきた。そこで、導入する光検出器の性能を Box & Line PMT の性能に置き換えることで、Box & Line PMT を用いたときの Hyper-K の性能を評価することができる。新型光検出器の性能は水タンク内ではなく個々に特定の条件下でしか測定されておらず、水タンク内で測定したデータもないため⁸、真に正確な性能を導入することは難しい。しかし、おおよその性能に関しては本論文で述べた通り、様々に見積もられているため、これらの値を用いて導入を行っている。

A.3 位置依存性の導入

SKDetSim では R3600 の性能の位置依存性がシミュレーションには導入されておらず、性能の位置依存性も大きかったことから、系統誤差を生み出す原因となっていた。また、WCSim でも現在まで性能の位置依存性が導入されておらず、検出器のデータとモンテカルロシミュレーションを比較することもできないため、正確な新型光検出器の性能を導入できていなかった。今回、より現実的なシミュレーションを行うために性能の位置依存性を導入した。

位置依存性は、A.3 に示すように、光検出器の光電面中心を $\theta = 0$ とおき $\theta = 10^\circ$ から $\theta = 90^\circ$ まで 9° ずつ合計 10 点、光電面の円周方向を ϕ とおき 90° ずつ 4 方向、これに中心をあわせた 37 点 (9 点 \times 4 方

⁸現在、複数本の Box & Line PMT や 20 cm HPD が EGADS 検出器内で複数本長期試験されている

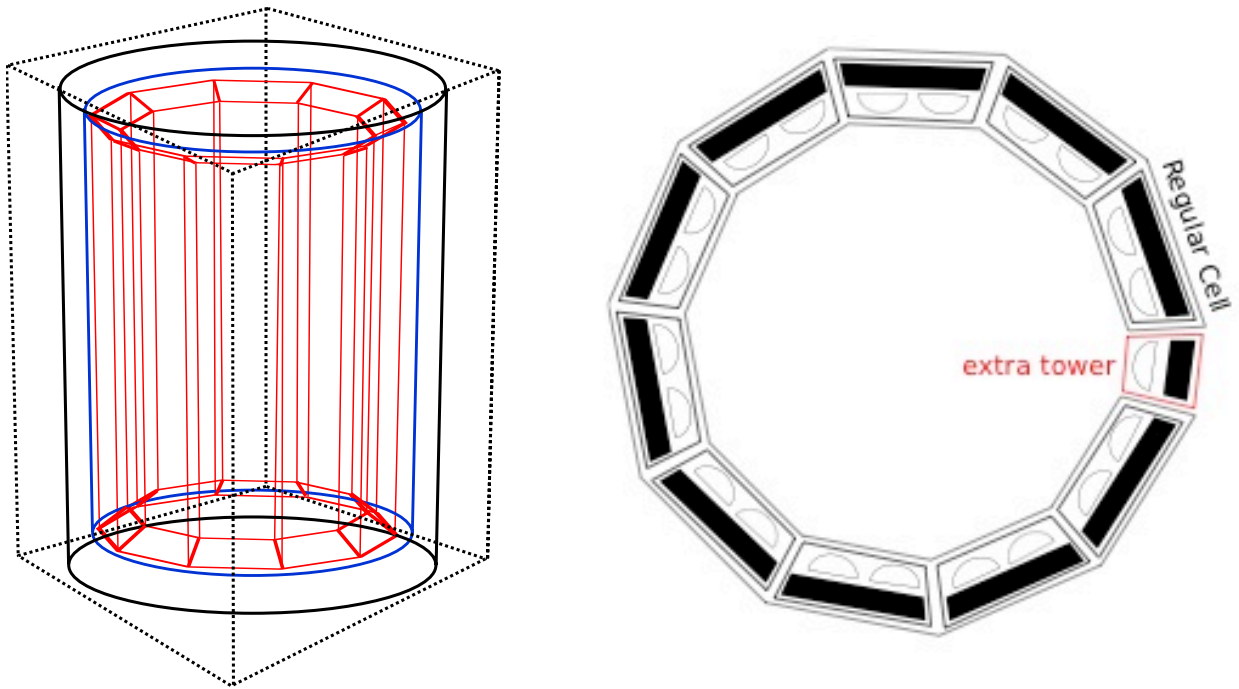


図 A.1: 左：WCSim で作成されたタンクの例。黒が外水槽、青が内水槽、赤が光検出器を設置するためのセルである。右：タンクを上部から見た図、光検出器はセルごとにおいて設置される。

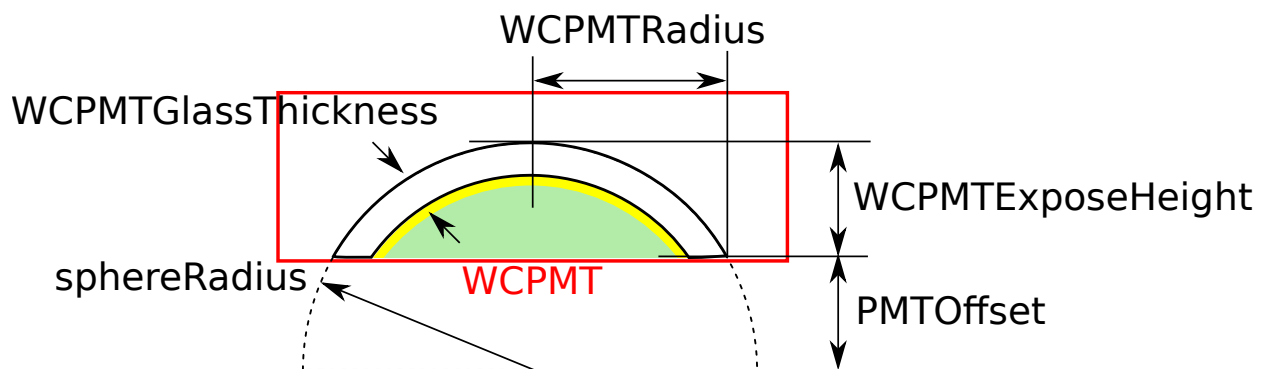


図 A.2: WCSim で用いられている光検出器の形。球の一部を切り取った形 (赤枠内) を用いている。

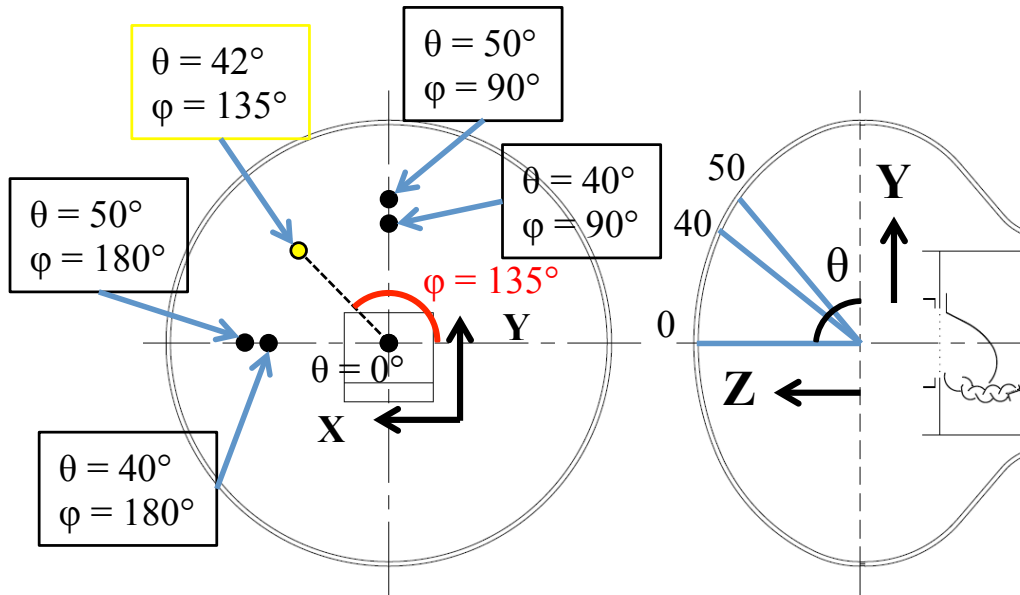


図 A.3: WCSim で用いられている光検出器の形。球の一部を切り取った形 (赤枠内) を用いている。

向 +1(中央) = 37) の収集効率及び検出時間差を導入した。またこれらの間の位置性能は、周囲の性能の値を加重平均することで、より正確な導入を行った。例えば、図 A.3 に示すように $\theta = 42^\circ$ 、 $\phi = 135^\circ$ の部分 (黄色点) に光が入射した場合、 $\theta 42^\circ$ 、 $\phi 135^\circ$ での光検出器の性能を $(\theta 42^\circ, \phi 135^\circ)$ とおくと、次式のように表される。

$$\begin{aligned}
 (\theta 42^\circ, \phi 135^\circ) &= \frac{(\theta 50^\circ, \phi 90^\circ) \times (42^\circ - 40^\circ) + (\theta 40^\circ, \phi 90^\circ) \times (50^\circ - 42^\circ)}{10^\circ} \times \frac{(180^\circ - 135^\circ)}{90} \\
 &+ \frac{(\theta 50^\circ, \phi 180^\circ) \times (42^\circ - 40^\circ) + (\theta 40^\circ, \phi 180^\circ) \times (50^\circ - 42^\circ)}{10} \times \frac{(135^\circ - 90^\circ)}{90^\circ}
 \end{aligned}$$

現在、導入されている値は性能の位置依存性の設計時のシミュレーションと測定データが正しいことが確認された Box & Line PMT のみである。

A.4 今後

現在は、光検出器の向きは全てで同じ向きで取り付けてシミュレーションされている。そのため、光検出器の向きを様々に変化させることで (交互に配置する、ランダムな方向で配置する、磁場を考慮して配置する等)、位置依存性の影響を系統的に比較し、その結果から最も良い取り付け方を導く。また、R360° の性能の位置依存性なども導入し SKDetSim の結果と行うことでより現実的なシミュレーションを行い、50 cm HPD の性能の導入なども行う。

参考文献

- [1] F. Reines, C.L. Cowan, “ On the Detection of the Free Neutrino ” Phys. Rev.,92 (1953) 830.
- [2] G. Danby et al., “ Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos ” Phys.Rev.Lett. 9 (1962) 36-44.
- [3] K. Kodama et al., “ Observation of tau neutrino interactions ” Phys.Rev.Lett. B504 (2001) 218-224.
- [4] Y.Fukuda et al., “ Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos ” Phys.Rev.Lett. (1998) 1562-1567.
- [5] Z. MAKI, M. NAKAGAWA, S. SAKATA, “Remarks on the Unified Model-of Elementary Particles ” Progress of Theoretical Physics 28 (1962) 870-880.
- [6] Super-Kamiokande Collaboration., “ Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I ” arXiv:hep-ex/0501064.
- [7] S.Fukuda et al., “ Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data ” Phys.Lett. B539 (2002) 179-187.
- [8] K. Eguchi et al., “ First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance ” Phys.Rev.Lett. 90 (2003) 021802.
- [9] M. H. Ahn et al., “ Indications of Neutrino Oscillation in a 250 km Long-Baseline Experiment ” Phys.Rev.Lett. 90 (2003) 041801.
- [10] Q. R. Ahmad et al., “ Evidence for the 2π Decay of the K_0^2 Meson ” Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 138-140.
- [11] A. J. Bevan et al., “ The Physics of the B Factories ” arXiv:1406.6311.
- [12] C. Kraus et al., “ Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay ” Eur.Phys.J. C40 (2005) 447-468.
- [13] K. Assamagan et al., “ Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam ” Phys.Rev. D53 (1996) 6065-6077.
- [14] R. Barate et al., “ An Upper limit on the tau-neutrino mass from three-prong and ve-prong tau decays ” Eur.Phys.J. C2 (1998) 395-406.
- [15] RefR. Wendell, “ Atmospheric Results from Super-Kamiokande ” Neutrino 2014 talk.
- [16] J-PARC 大強度陽子加速施設 HP <http://j-parc.jp>
- [17] K. Abe et al., (The Hyper-Kamiokande working group) : Letter of Intent : “ The Hyper-Kamiokande Experiment Detector Design and Physics Potential ” arXiv:1109.3262v1.
- [18] K. Abe et al., “ Neutrino Oscillation Physics Potential of the T2K Experiment ” arXiv:1409.7469.

- [19] K. Abe et al., “Measurement of the muon neutrino inclusive charged-current cross section in the energy range of 1-3 GeV with the T2K INGRID detector” arXiv:1509.06940.
- [20] K. Abe et al., (The Hyper-Kamiokande working group) “A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using J-PARC Neutrino Beam and Hyper-Kamiokande” arXiv:1412.4673v2 [hep-ex] 18 Jan 2015.
- [21] S.Yamada et al., “The Super-Kamiokande detector” Nuclear Instruments and Methods in Physics A458 (2001) 638-649.
- [22] 浜松ホトニクス編集委員会 著 「光電子増倍管ーその基礎と応用ー」 浜松ホトニクス 発行
- [23] A. Suzuki, et al., “Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes” Nucl. Instrum. Meth. A329 (1993) 299-313.
- [24] 田頭健司 “高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究” 東北大学 修士論文 (1999)
- [25] Miao. Jiang. “Research and Development of Large-Aperture Hybrid Photo-Detector for Hyper-Kamiokande”
- [26] K. Abe et al., (The Super-Kamiokande Collaboration) “Calibration of the Super-Kamiokande Detector”
- [27] C. Xu. “Study of a 200 ton Gadolinium-loaded Water Cherenkov Detector for Super-Kamiokande Gadolinium project” 岡山大学 修士論文 (2016)
- [28] K.J. Ma et al., “Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube” arXiv:0911.5336.
- [29] 岡島 裕治 “ハイパーカミオカンデにむけた新型光センサ及び検出器シミュレーションの開発” 東京工業大学 修士論文 (2015)

謝辞

本論文の作成にあたり、多くの世話になった方々にこの場をお借りしてお礼を述べたいと思います。

指導教官である小汐由介先生にはこのような研究の機会を与えていただき、また、研究をすすめるなかで研究の基礎や歴史的背景まで丁寧に指導していただき、多くの実験や研究に参加できるよう取りはからっていただきました。特に、こちらの心情や性格まで配慮し、多くの時間を割いて頂いたことに心から感謝致します。ありがとうございました。

また、ICRRの西村康宏先生には、光検出器に関する研究において、基礎知識から実験手法や実験環境、論文や発表の推敲に至るまで多くのサポートと教育をしていただき、実験手法がわからなかったり上手く行かなかった場合には的確なアドバイスをしていただき研究を進めて行くことが出来ました。また、私の実験のために神岡鉱山内に一緒に入っていたり、推薦書を書いていただく等多くの時間を割いて頂いたことに心から感謝致します。ありがとうございました。

Hyper-Kamiokande 光検出器グループの先生方にはお手数やご迷惑をおかけしたにもかかわらず、様々な助言や補助をしていただきました。ありがとうございました。また、神岡施設のスタッフの方々にも、多くに指導と手助けをしていただきました。ありがとうございました。加えて、Hyper-Kamiokande 光検出器グループの学生として、一つ上の先輩である岡島裕治さんと Miao Jiang さんには、多くの質問をさせていただいたり、手助けをして頂きました。また、廣田誠子さん、須田祐介さん、吉田朋世さん、園田祐太朗さん、伊藤好孝さん、武藤史真さん、婁天濛さんにも様々な手助けをしていただきました。ありがとうございました。

岡山大学では作田誠先生や石野宏和先生を始め、指導してくださった樹林敦子さん、矢野孝臣さん、Rohit dhir さん、岐部佳朗さん、そして同じ研究室の学生である、王岩さん、山田要介さん、Pretam Kumar Das さん、徐宸原さん、白髭哲也さん、喜田洋介さん、永田寛貴さん、萩原開人さん、舟木巧さん、弥益紗希さん、佐々木毅さん、小松国幹さん、須藤高志さん、そして卒業された森俊彰さん、山田芳幸さん、岡本晃範さん、茅野翼さん、有松友美さん、横田和弘さん、岡菜穂さんには研究面や生活面でお世話になりました。また秘書である久保田雅子さん、山本里恵さん、筒井倫子さんにはさまざまな書類の処理や申請等を手助け頂きました。ありがとうございました。

また、Hyper-Kamiokande グループの方々、Super-Kamiokade グループの方々、T2K グループの方々、神岡におられました学生や技官の方々、様々な書類の処理をしていただきました事務の方々にも多くのお世話になりました。ありがとうございました。

そして、同期である阿久津良介くんには、研究だけでなく研究に対するの意欲や人との交流などまで力を貸していただき、私が神岡施設にとけ込むきっかけを作ってもらい、精神面でも大きな助けを頂きました。彼がいなければ、ここまで頑張ることが出来なかったかもしれません。ありがとうございました。

最後に、今までの生活面において支えてくださった家族、特に両親に感謝を致します。本当にありがとうございました。