

修士論文

KamLAND-Zen 次期計画へ向けた新型 PMT の性能研究  
Study of new PMT for KamLAND-Zen upgrade

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

朝倉康太

平成 26 年



## 概要

ニュートリノにおけるマヨラナ性（ニュートリノはそれ自体が反粒子でもあるということ）はそれを元にしたシーソー機構から重い右巻きニュートリノが導出されることにより、ニュートリノの質量絶対値が他のクォークやレプトンと比較して極めて小さい理由を説明する。更に、宇宙のバリオン非対称性を説明するレプトジェネシス理論も前提条件としてニュートリノのマヨラナ性を必要とする。このようにニュートリノがマヨラナかディラック（粒子と反粒子は別物）かといった議論は大変重要であり、物理学における大きな課題となっている。ニュートリノのマヨラナ性の直接検証は現在のところ二重ベータ崩壊核を利用した  $0\nu\beta\beta$  崩壊（ニュートリノを出さない二重ベータ崩壊）でしか検証することはできず、世界中で様々な工夫を凝らした実験が展開されている。

KamLAND-Zen 実験はシンチレーション光型の検出装置であり、岐阜県神岡鉱山の地下 1000m に設置された KamLAND 検出器の中心に  $^{136}\text{Xe}$  を溶かした液体シンチレータをミニバルーン内におさめ、それを外部のステンレスタンク内面に設置された約 1900 本の光電子増倍管 (PMT) によって  $0\nu\beta\beta$  の観測を行っており、それにより極低バックグラウンドな環境での探索実験として、世界から注目を集めている。

現在、主要なバックグラウンドとなっているもののうち  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  は純化によって、宇宙線ミューオンによってできる  $^{10}\text{C}$  はタギングによって低減することができるが、将来の主要なバックグラウンド源となるであろう  $2\nu$  モードの崩壊（ニュートリノを 2 つ生じる二重ベータ崩壊）はエネルギー分解能の向上によってしか除去することができない。そのため、全体の収集光量を向上させエネルギー分解能を向上させることが必要不可欠となっている。

近年の光電面材料の開発や蒸着法の改良などを背景に、量子効率が向上し、かつ現在の KamLAND-Zen 実験でも使用されている 17inch PMT と同様の時間特性に優れたボックス&ラインフォーカス型ダイノードを有する新型 20inch PMT (浜松ホトニクス社製 R12860HQE) が開発された。この PMT は約 1.5 倍の量子効率 (30%) をもち、これにより全体の集光量が向上しエネルギー分解能は 0.82 倍になる。また、20inch 光電面の時間分解能が一樣で、全面使用が可能となれば更にエネルギー分解能は 0.69 倍となり  $0\nu$  モードに対して 2.9% 以下の感度へと大幅な向上が見込まれる。それによって、ニュートリノ有効質量で逆階層構造に迫る感度が期待される。

本研究では  $5 \times 10^6$ 、 $1 \times 10^7$  の増幅率において新型 PMT の磁場特性と時間特性の位置依存性（無磁場）の評価を行った。その結果、量子効率の向上により期待される暗電流率は 38kHz と 40kHz 以下に抑えられ、P/V 比は 3.8 となっており、17inch PMT の平均値よりも高い値が得られた。また、磁場依存性は増幅率においては 2%、計数率に置いては最大 8% 程度の落ち込みとなり、ともに 17inch PMT よりわずかだが向上がみられた。電子走行時間は 2 つのダイノードにはさまれた空間にそって平行に入射する場合に最もそのばらつき (TTS) が大きくなることが分かり (FWHM で 8.1ns)、それ以外の部分では 3.5 ~ 5.8ns の範囲内に収まっており全体の一様性は高いことが分かった。

以上より、現時点では KamLAND-Zen での使用に関して問題となる部分はなく次期計画における光電子増倍管の候補として考えて良い。今後、暗電流率の長期測定、入射光の光電面への入射位置依存性、プリアンプ回路の改良などを経て更なる性能評価が進められ、次期計画での仕様を決定していく。

# 目次

第 1 章	Introduction	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノ振動	1
1.3	ニュートリノ質量	2
1.4	ニュートリノレス二重 $\beta$ 崩壊	3
1.4.1	二重ベータ崩壊	3
1.4.2	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	4
1.4.3	シーソー機構	4
1.5	様々なニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験	5
1.5.1	Heidelberg-Moscow[5]	5
1.5.2	EXO-200[6]	6
1.5.3	GERDA[7]	6
第 2 章	Kam-LAND Zen 実験	8
2.1	実験概要	8
2.2	KamLAND-Zen 検出器	9
2.3	内部検出器	10
2.3.1	ミニバルーン外部	10
2.3.2	ミニバルーン内部	12
2.4	外部検出器	14
2.5	光電子増倍管	14
2.6	KamLAND-Zen 実験の現状	15
2.7	将来展望と本研究の研究動機	17
第 3 章	新型 High QE PMT	20
3.1	検出原理	20
3.2	構造	21
3.3	PMT の諸特性	23
3.3.1	優れた量子効率	23
3.3.2	カソードの一様性とアノードの一様性	23
3.3.3	その他の電気的特性	26
第 4 章	新型 High QE PMT の性能評価方法	27



---

4.1	セットアップ . . . . .	27
4.1.1	光学系 . . . . .	27
4.1.2	暗箱系 . . . . .	28
4.1.3	エレクトロニクス . . . . .	32
4.2	信号計数率 . . . . .	33
<b>第 5 章</b>	<b>性能評価 1</b>	<b>35</b>
5.1	ADC のキャリブレーション . . . . .	35
5.2	電流増幅率の決定 . . . . .	35
5.3	暗電流率 (Dark rates) . . . . .	36
5.4	P/V 比 (Peak to Valley ratio) . . . . .	37
5.5	磁場依存性 (Magnetic field dependence) . . . . .	38
<b>第 6 章</b>	<b>性能評価 2 (PMT の時間特性)</b>	<b>43</b>
6.1	セットアップの安定性 . . . . .	43
6.2	Transit Time Spread(TTS) と位置依存性 . . . . .	45
6.3	解析方法 . . . . .	46
6.4	TTS の結果 . . . . .	50
6.4.1	位置依存性 . . . . .	50
6.4.2	再現性 . . . . .	51
6.4.3	全面照射での TTS . . . . .	51
6.4.4	TQ-map による補正の可能性 . . . . .	52
6.5	計数率の位置依存性 . . . . .	53
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>54</b>
	<b>参考文献</b>	<b>56</b>

# 目次

1.1	ニュートリノの質量階層構造	3
1.2	$^{136}\text{Xe}$ 二重ベータ崩壊	3
1.3	二重ベータ崩壊の2つのモード	4
1.4	ディラックニュートリノ (左) とマヨラナニュートリノ (右) のイメージ L はローレンツ変換	5
1.5	KK-claim において用いられるエネルギースペクトル 赤線が $^{76}\text{Ge}$ の $0\nu\beta\beta$ だと主張する [5]	6
2.1	2つの崩壊モードにおけるエネルギースペクトルのイメージ図	8
2.2	カムランド検出器とその周辺環境	9
2.3	KamLAND-Zen 実験装置の断面図	10
2.4	Outer-LS, バッファ-オイル, アクリル板の屈折率	12
2.5	ミニバルーンの概形	13
2.6	KamLAND-Zen 第1フェーズでの結果 [14]	15
2.7	KamLAND-Zen 第1フェーズでの結果 拡大図 [14]	16
2.8	$^{136}\text{Xe}$ と $^{76}\text{Ge}$ の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の相関 [14]	16
2.9	KamLAND-Zen 第2フェーズでの現状結果 [19]	17
2.10	$0\nu\beta\beta$ のニュートリノ有効質量と質量階層構造	18
2.11	KamLAND2-Zen (左) と開発中のウィンストンコーンと 17inch PMT 用マスク	18
2.12	エネルギー分解能の向上による $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ との識別イメージ:青が向上前、赤が 0.69 倍に向上した場合	19
3.1	光電子増倍管の検出原理 [17]	20
3.2	現 17inch PMT(R7250) [17]	21
3.3	OD 用 20inch PMT(R3250)[17]	21
3.4	新型 high QE PMT と電圧分割比	21
3.5	現 17inch PMT のブリーダ回路図 [17]	22
3.6	新型 high QE PMT のブリーダ回路図	22
3.7	現 17inch PMT の量子効率 [8]	23
3.8	新型 high QE PMT の量子効率 浜松ホトニクス測定	23
3.9	現 17inch PMT のカソード一様性 [17]	24
3.10	新型 PMT のカソード一様性 浜松ホトニクス測定	24
3.11	現 17inch PMT のアノード一様性 [17]	25

3.12	新型 PMT のアノード一様性 (PHD) 浜松ホトニクス測定 . . . . .	25
3.13	新型 PMT のアノード一様性 (RTC) 浜松ホトニクス測定 . . . . .	26
4.1	光学系 測定モード 1 . . . . .	28
4.2	光学系 測定モード 2 . . . . .	28
4.3	暗箱系全体像 . . . . .	29
4.4	磁気補償コイルコイルの設置イメージ . . . . .	30
4.5	磁気補償コイルによる $B_x$ の分布 ( $z = 0[cm]$ ) . . . . .	30
4.6	磁気補償コイルによる $B_x$ の分布 ( $z = 20[cm]$ ) . . . . .	30
4.7	磁気補償コイルによる $B_z$ の分布 ( $z = 0[cm]$ ) . . . . .	30
4.8	磁気補償コイルによる $B_z$ の分布 ( $z = 20[cm]$ ) . . . . .	30
4.9	磁気補償コイルの寸法 (単位は cm) . . . . .	31
4.10	ガウスメーター (ホール素子により 3 軸の磁場を測定できる) . . . . .	31
4.11	入射位置固定具の設置図 . . . . .	32
4.12	光ファイバーの入射位置の拡大図とイメージ . . . . .	32
4.13	データ取得のブロックダイアグラム 測定モード 1 . . . . .	33
4.14	データ取得のブロックダイアグラム 測定モード 2 . . . . .	33
4.15	各計数率に対して光電子数が $x$ である割合 [16] . . . . .	34
5.1	ADC の線形性 . . . . .	35
5.2	印加電圧に対する増幅率 . . . . .	36
5.3	$1 \times 10^7$ gain での darkrate . . . . .	37
5.4	$5 \times 10^6$ gain での darkrate . . . . .	37
5.5	1 光電子相当光における電荷分布 (現 17inch PMT) 右が 1 光電子相当光のピーク [16] . . . . .	38
5.6	1 光電子相当光における電荷分布 (新型 20inchPMT) 左のピークがペDESTAL、右が 1 光電子相当光のピーク (赤紫が全体のフィッティング結果) . . . . .	38
5.7	計数率 78% の場合の電荷分布 (現 17inch PMT) [16] . . . . .	38
5.8	計数率 81% の場合の電荷分布 (新型 20inch PMT) . . . . .	38
5.9	ダイノードに対する座標定義 . . . . .	39
5.10	計数率の磁場依存性 ( $\phi = 0$ ) . . . . .	39
5.11	計数率の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = 0$ ) . . . . .	39
5.12	計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi/4$ ) . . . . .	40
5.13	計数率の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/4$ ) . . . . .	40
5.14	計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi/2$ ) . . . . .	40
5.15	計数率の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/2$ ) . . . . .	40
5.16	計数率の磁場依存性 ( $\phi = 3 \pi/4$ ) . . . . .	40
5.17	計数率の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = 3 \pi/4$ ) . . . . .	40
5.18	計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi$ ) . . . . .	41
5.19	計数率の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi$ ) . . . . .	41
5.20	gain の磁場依存性 ( $\phi = 0$ ) . . . . .	41
5.21	gain の磁場依存性 $\pm 50mG$ の範囲での拡大図 ( $\phi = 0$ ) . . . . .	41

5.22	gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi / 4$ ) . . . . .	41
5.23	gain の磁場依存性 $\pm 50\text{mG}$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi / 4$ ) . . . . .	41
5.24	gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi / 2$ ) . . . . .	42
5.25	gain の磁場依存性 $\pm 50\text{mG}$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi / 2$ ) . . . . .	42
5.26	gain の磁場依存性 ( $\phi = 3 \pi / 4$ ) . . . . .	42
5.27	gain の磁場依存性 $\pm 50\text{mG}$ の範囲での拡大図 ( $\phi = 3 \pi / 4$ ) . . . . .	42
5.28	gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi$ ) . . . . .	42
5.29	gain の磁場依存性 $\pm 50\text{mG}$ の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi$ ) . . . . .	42
6.1	モニター PMT での電荷分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置, $1\text{ADC\_ch}=0.1[\text{pC}]$ ) . . . . .	44
6.2	モニター PMT と clock 信号との時間差 . . . . .	44
6.3	ch 間の時間差 . . . . .	44
6.4	入射位置の概形図 . . . . .	45
6.5	実際に MoGURA で得られた新型 20inchPMT の波形 . . . . .	46
6.6	イベントごとの分散の分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置) . . . . .	47
6.7	ベースラインにノイズがのった波形 . . . . .	47
6.8	ベースラインに暗電流がのった波形 . . . . .	47
6.9	分散によるカット後の電荷分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置, $1\text{ADC\_ch}=0.02[\text{pC}]$ ) . . . . .	48
6.10	セレクション後の PMT の波形分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置) . . . . .	48
6.11	セレクション後の clock の波形分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置) . . . . .	49
6.12	相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{1}$ の位置) . . . . .	49
6.13	オフタイムでの相対電子走行時間の分布 . . . . .	50
6.14	TTS の位置依存性 . . . . .	50
6.15	相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置) . . . . .	51
6.16	相対電子走行時間の分布 (全面照射) . . . . .	52
6.17	TQmap . . . . .	52
6.18	TQ による補正後の相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi / 2, \textcircled{5}$ の位置) . . . . .	53
6.19	相対計数率の位置依存性 ( $\textcircled{1}$ の位置での値を 100% とした時の相対値) . . . . .	53

# 表目次

1.1	二重ベータ崩壊 核種一覧 . . . . .	5
2.1	カムランド液体シンチレータの配合 . . . . .	10
2.2	液中の放射性不純物含有量 . . . . .	11
2.3	バルーンとロープの性質 . . . . .	11
2.4	キセノン含有液体シンチレータの配合 . . . . .	13
2.5	光電子増倍管の検出器別の配分 . . . . .	14
2.6	KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンド . . . . .	17
3.1	時間特性 (2inch 径光電子増倍管) [18] . . . . .	22
3.2	現 17inchPMT と新型 20inchPMT の電気的特性 (25 °C) . . . . .	26
4.1	使用したレーザーの規格 . . . . .	28
4.2	コイルの仕様 . . . . .	31
4.3	MoGURA チャンネルごとの設計値 [11] . . . . .	33
6.1	各ポジションの関係 . . . . .	45
6.2	$\phi = \pi / 2$ 、⑤の位置での再現性 . . . . .	51

# 第 1 章

## Introduction

### 1.1 ニュートリノ

ニュートリノは電氣的に中性でスピン 1/2 を持つ素粒子である。1930年 W.Pauli が予言したのがその始まりである。当時は中性子は発見されておらず原子核は陽子と電子の結合体とされていた。そこで Pauli は  $\beta$  線のエネルギーが連続であることを説明するため、電荷がなく質量が極めて小さい粒子が原子核内に閉じ込められており、 $\beta$  崩壊で電子と共に放出されるのだと考えニュートリノを提唱した。その後、チャドウィックが中性子を発見し、原子核は陽子と中性子からできており、 $\beta$  崩壊は 3 体崩壊であることが明らかとなった。また、角運動量も保存することを考慮すると、質量が極めて小さくスピン 1/2 の粒子が存在することになり、それこそがニュートリノである。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

1956年に F.Reines, C.Cowan とは原子炉からのニュートリノを塩化カドミウム水溶液を用いて世界で初めて観測することに成功した [1]。この実験では、同時遅延計測法といった方法を用いることでバックグラウンドを大幅に低減することに成功しており、この手法は現在でも多くの実験にとりいれられている。パウリの予言から検出までに 20 年以上と長い歳月がかかっているが、この理由はニュートリノは弱い相互作用しか行わないためである。現在では当時観測された電子ニュートリノより重いミューニュートリノ、タウニュートリノが発見されクォークとともに 3 つの世代をなすことが知られている。

### 1.2 ニュートリノ振動

前述の通りニュートリノには電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの 3 種類が存在することが知られている。標準理論ではニュートリノに質量はないとされるが、以下に説明するニュートリノ振動という現象によりニュートリノに質量があることが間接的に示される。この現象は 1998 年にスーパーカミオカンデ (SK) が世界で初めて実験的に示した [2]。彼らは、大気ニュートリノの観測において  $\nu_\mu$  と  $\nu_\tau$  間との振動を発見した。

ニュートリノの種類 (フレーバー) は以下のように 3 種類のフレーバーの固有状態 ( $\nu_\alpha$ ) と 3 種類の質量固有状態 ( $\nu_j$ ) によって書き下される。

$$|\nu_\alpha \rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} |\nu_j \rangle \quad (1.2)$$

ここで  $U_{\alpha j}$  は MNS(牧-中川-坂田) 行列と呼ばれ質量混合の度合いを意味し、以下のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ニュートリノの質量固有状態は各々独立に時間発展するものとする、すると更に以下のように書くことができる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} |\nu_j(t)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.4)$$

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \sim p + \frac{m_j^2}{2p} \quad (1.5)$$

ここで、簡単のため 2 世代の混合 ( $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ) のみを考える。各々のフレーバーの固有状態は以下のようにかける。

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (1.6)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (1.7)$$

時刻  $t=0$  に発生した電子ニュートリノが時刻  $t$  にミューニュートリノである確率  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  は次のように計算される。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_e(0) | \nu_\mu(t) \rangle|^2 \quad (1.8)$$

$$= |\sin\theta \cos\theta (1 - e^{-i(E_1 - E_2)t})|^2 \quad (1.9)$$

$$\sim \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} L\right) \quad (1.10)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2]}{E [GeV]} L [km]\right) \quad (1.11)$$

$$(\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2, L: \text{飛行距離})$$

上式において、前の項は定数となるため、 $L/E$  を設定することでニュートリノの混合割合に關与する質量二乗差  $\Delta m^2$  や混合角  $\theta$  を実験的に算出することが可能であり世界各国で精度の高い実験が行われている。

### 1.3 ニュートリノ質量

前節のニュートリノ振動の式において、質量二乗差  $\Delta m^2$  が存在することからニュートリノが質量をもつことが分かったが、これはあくまで質量の 2 乗差でしかないため、質量固有値を求めることはできない。しかしながら、高精度の多くの実験から質量の上限値やその階層性を求めることが可能である。現在では、質量階層構造の候補として図 1.1 のような 3 種類が予想されている。それぞれ、3 つの質量固有値のうち 1 種類のみ大きい正常階層構造 (Normal Hierarchy)、2 種類が大きい逆階層構造 (Inverted Hierarchy)、3 種類すべてが大きくほぼ同程度の質量となる縮退構造 (Degenerated) となっている。

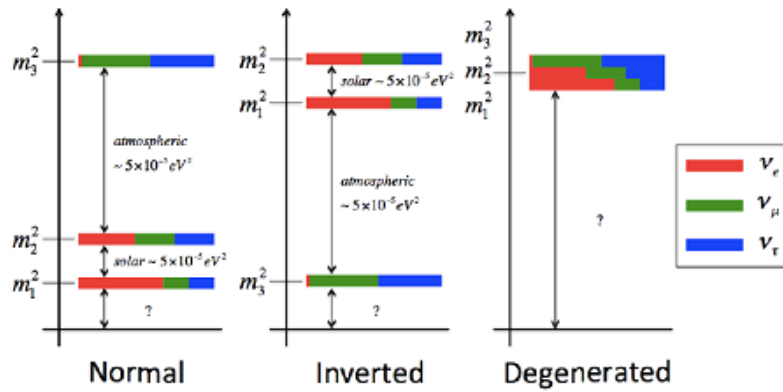


図 1.1 ニュートリノの質量階層構造

## 1.4 ニュートリノレス二重 $\beta$ 崩壊

標準理論において、全ての素粒子はディラック粒子であり、マヨラナ粒子は存在しない。ディラック粒子とは粒子と反粒子を別物と考え、マヨラナ粒子では粒子それ自身が反粒子と考える。しかしながら、ニュートリノは他粒子とは異なり電氣的に中性なためマヨラナ粒子である可能性がある（ニュートリノは左巻き成分しか見つかっていない。現状ではディラック粒子であっても良く、右巻きニュートリノが見つからないのは弱い相互作用をしないからだとして説明されている）。そのための有効な判定方法としてニュートリノレス二重  $\beta$  崩壊が挙げられる。

### 1.4.1 二重ベータ崩壊

ベータ崩壊を起こす核種の中には極まれに、ベータ崩壊を 2 つ同時に行う核種が存在する。二重ベータ崩壊を起こす原因はエネルギーの制約によるものである。図のように特定の核種ではベータ崩壊後の娘核のエネルギー準位が親核よりも高いために通常のベータ崩壊が許されず、2 つのベータ崩壊を同時に行うことでエネルギー準位が自分より低い核種へと崩壊する。このとき、崩壊前後の粒子の質量エネルギーの和の違いを Q 値と呼ぶ（KamLAND-Zen 実験では  $^{136}\text{Xe}$  をソースとして用いているため Q 値は 2.46MeV である）。

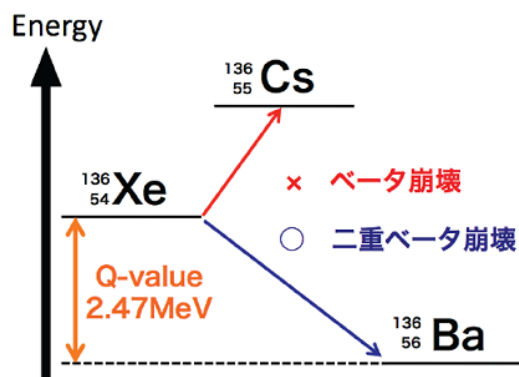


図 1.2  $^{136}\text{Xe}$  二重ベータ崩壊



### 1.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

前述のように二重ベータ崩壊では2つの電子と2つのニュートリノが生じるが、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合。非常に小さい確率ではあるが、ニュートリノを放出しないベータ崩壊を起こす可能性がある（ニュートリノレス二重 $\beta$ 崩壊）。これは、標準理論では禁止されているレプトン数非保存の過程となる。

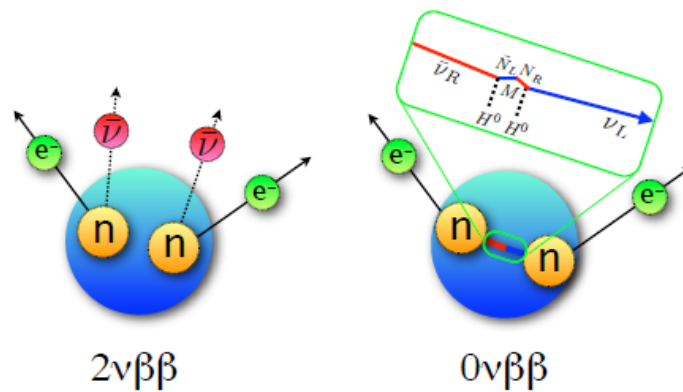


図 1.3 ニュートリノレス二重ベータ崩壊の2つのモード

### 1.4.3 シーソー機構

ニュートリノレス二重ベータ崩壊が見つかり、ニュートリノがマヨラナ粒子であることが実証された場合、シーソー機構による右巻きニュートリノの示唆、レプトジェネシスによる宇宙のバリオン非対称性などニュートリノの質量の謎や超高エネルギーの物理の解明などの重要な物理に対する貢献が考えられるが、ここではニュートリノの質量が極めて小さいことを説明するシーソー機構について紹介する。 $m_L$  を左巻きニュートリノの質量、 $m_R$  を右巻きニュートリノの質量、 $m_D$  をレプトンやクォークレベルの質量とするとシーソー機構によると  $m_L$  は以下の式で与えられる。

$$m_L \sim \frac{m_D^2}{m_R} \tag{1.12}$$

$m_R$  を  $10^8$ [Gev] 以上と相当に大きくすることで  $m_L$  を軽くすることができ、観測されるニュートリノの質量が極めて小さいことが説明される。この機構がシーソーに似ているためこのように呼ばれる。この理論では根底にニュートリノがマヨラナ粒子（図 1.4 を参照）であることを必要とするため。ニュートリノのマヨラナ性の検証が急がれる。

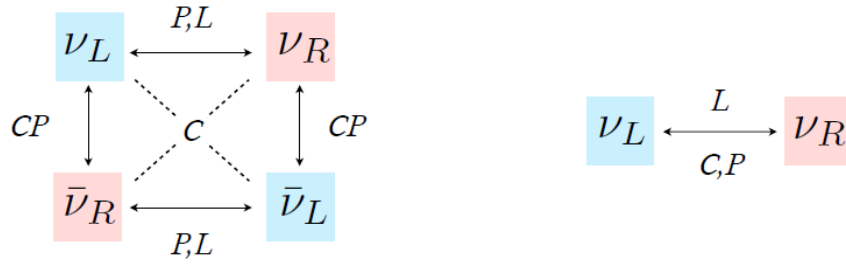


図 1.4 ディラックニュートリノ (左) とマヨラナニュートリノ (右) のイメージ L はローレンツ変換

### 1.5 様々なニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験

表 1.1 に 2014 年現在で二重ベータ崩壊が確認されている核種を示す。ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索はこれらの核種を用いて実験が行われており、各プロジェクトごとに非常に工夫がなされている。ここにいくつかの実験プロジェクトについて説明する。

表 1.1 二重ベータ崩壊 核種一覧

原子核	$Q_{\beta\beta}[\text{keV}]$	$T_{1/2}^{0\nu}[\text{yr}]$	$m_{\beta\beta}[\text{eV}]$	実験
$^{48}\text{Ca}$	4273.6	$> 5.8 \times 10^{22}$	3.5-22	ELEGANT IV(2008)[7]
$^{76}\text{Ge}$	2039.0	$1.9 \times 10^{25}$	0.35	Heidelberg Moscow(2001)[8]
		$> 1.57 \times 10^{25}$	0.33-1.35	IGEX(2002)[9]
$^{82}\text{Se}$	2995.5	$> 3.6 \times 10^{23}$	0.89-2.43	NEMO-3(2011)[10]
$^{96}\text{Zr}$	3351	$> 9.2 \times 10^{21}$	7.2-19.5	NEMO-3(2010)[11]
$^{100}\text{Mo}$	3034.68	$> 1.1 \times 10^{24}$	0.45-0.93	NEMO-3(2011)[10]
$^{116}\text{Cd}$	2808.7	$> 1.7 \times 10^{23}$	1.7	Solotvina(2003)[12]
$^{130}\text{Te}$	2530.3	$> 2.8 \times 10^{24}$	0.30-0.71	CUORICINO(2011)[13]
$^{136}\text{Xe}$	2470	$> 1.6 \times 10^{25}$	0.14-0.38	EXO-200(2012)[14]
		$> 1.2 \times 10^{24}$	1.1-2.9	DAMA(2007)[15]
$^{150}\text{Nd}$	2692.3	$> 5.8 \times 10^{22}$	4.0-6.3	NEMO-3(2009)[16]

#### 1.5.1 Heidelberg-Moscow[5]

1990 年から 2003 年までイタリアの LNGS (Gran Sasso underground laboratory) という地下施設において行われた実験である。線源としては 86% まで濃縮した  $^{76}\text{Ge}$  結晶を用いている。Ge はそれ自体を半導体検出器として用いることが可能なため、高分解能・低バックグラウンド (0.11counts/[kg keV yr]) 環境を可能としており、他と比較した場合の Q 値の低さを補うことを可能としている。Ge を用いた実験の中では最も良い制限を導いている。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25}[\text{yr}] \tag{1.13}$$

また、2004 年に一部の研究者から、「 $0 \nu \beta \beta$  イベントを発見した」という結果が発表されている

(KK-claim)。2006 年に更新された論文では図 1.5 のように  $6\sigma$  という高信頼度で観測を主張している。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{24} [\text{yr}] < m_{\beta\beta} > = 0.32 \pm 0.03 [\text{eV}] \quad (68\% \text{C.L.}) \quad (1.14)$$

しかしながら、この結果はバックグラウンドの見積もりに関する疑問点も多く、懐疑的な結果としてとらえられている。そのため、この主張の検証が二重ベータ崩壊探索実験における一つの焦点となってきた。

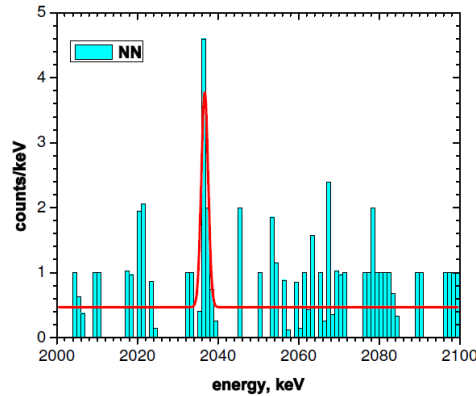


図 1.5 KK-claim において用いられるエネルギースペクトル 赤線が  $^{76}\text{Ge}$  の  $0\nu\beta\beta$  だと主張する [5]

### 1.5.2 EXO-200[6]

米国ニューメキシコ州の WIPP laboratory で行われている実験である。80.6% まで濃縮した液体  $^{136}\text{Xe} 175\text{kg}$  を線源として用いたシンチレーション光型の検出器である。この実験のメリットとしては希ガス元素を用いているため濃縮が容易、実験中の再精製が可能であると同時に、検出器全体の体積が小さいため宇宙線の影響を受けにくいといった点が挙げられる。また、TPC(Time Projection Chamber), APD(Avalanche PhotoDiodes) を用いているため荷電粒子の位置とシンチレーション光による反応エネルギーをどちらも捕らえることで高いエネルギー分解能を実現している。2012 年 7 月に得られた  $0\nu\beta\beta$  の下限値は次のようになっている。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.6 \times 10^{25} [\text{yr}] \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 140 \sim 380 [\text{meV}] \quad (1.15)$$

ここで、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  は  $0\nu\beta\beta$  におけるニュートリノの有効質量である。

今後 Rn バックグラウンドの低減やデータ取得機器のアップデートを行っていく事で 4 年の測定で  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 75 \sim 200 [\text{meV}]$  の感度到達を目指す。

### 1.5.3 GERDA[7]

Heidelberg-Moscow 実験と同じ LNGS で行われている実験である。線源は Heidelberg-Moscow 実験と同じ  $^{76}\text{Ge}$  を、検出器は今まで使用されていた 5 つの検出器 (11.3kg) に加え IGEX 実験で使用されていた検出器 (6.3kg) の合計 17.6kg を高純度の液体 Ar 中に沈めることでニュートリノレス二重  $\beta$  崩壊探索を行う。検出器やその設置場所における類似性から KKclaim の直接検証が期待される実験である。Phase1 のデータを取得しているが Q 値付近でのピークは依然示されておらず、現在のところ  $0\nu\beta\beta$  発見

の主張は支持されていない。現時点で得られている半減期の下限值は次のようになっている。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25} [yr] \quad (1.16)$$

今後の Phase2 では崩壊核を増やすとともに、バックグラウンドを低減させることで 1 年で  $\langle m_{\beta\beta} \rangle \sim 100 [\text{meV}]$  を期待されている。

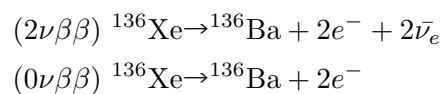
## 第 2 章

# Kam-LAND Zen 実験

KamLAND-Zen 実験とはニュートリノを実験対象としていた KamLAND 検出器の内部に線源として  $^{136}\text{Xe}$  を溶かした直径 3.16m のミニバルーンを設置することによって、二重ベータ崩壊を観測する  $0\nu\beta\beta$  探索実験である。本章では実験の全体像について概説する。

### 2.1 実験概要

本実験では線源として  $^{136}\text{Xe}$  を用いているが、前章でも説明したとおり二重ベータ崩壊核には以下の 2 つの崩壊モードが考えられる。



よって、放出される  $\beta$  線のエネルギースペクトルを描くと図 2.1 のようになる。このとき、 $2\nu\beta\beta$  モードでは 2 個の反電子ニュートリノがエネルギーを持ち出すため  $\beta$  線のエネルギーは低くなる。対して、 $0\nu\beta\beta$  モードはニュートリノを放出しないため  $Q$  値 (=2.47MeV) 付近に鋭いピークを持った分布となる。

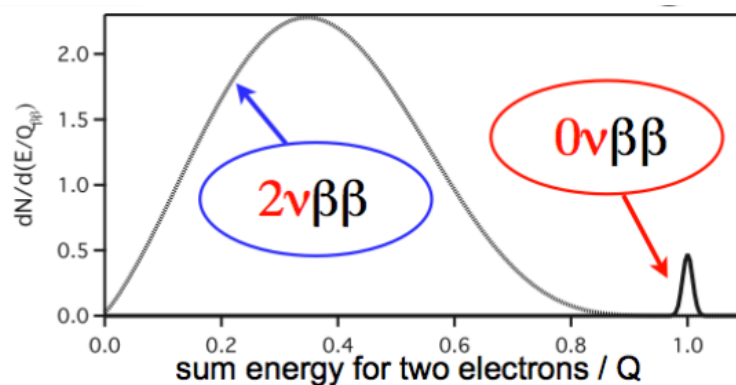


図 2.1 2 つの崩壊モードにおけるエネルギースペクトルのイメージ図

## 2.2 KamLAND-Zen 検出器

KamLAND とは Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector の略称であり、その所在地は岐阜県飛騨市高山町の池の山山頂から地下 1000m の神岡鉱山内に位置する。1997 年に建設が開始され 2002 年から稼働している。図 2.2 に KamLAND 検出器とその周辺機器の位置関係を示す。地下に設置することで宇宙線由来のバックグラウンドを岩盤によって遮蔽することができる。それにより、宇宙線ミュオンであれば 10 万分の 1 にまで低減することが可能となる。また、低バックグラウンドのナイロン製バルーン、液体シンチレータの蒸留なども行うことで、世界最高レベルの低バックグラウンド環境を実現している。

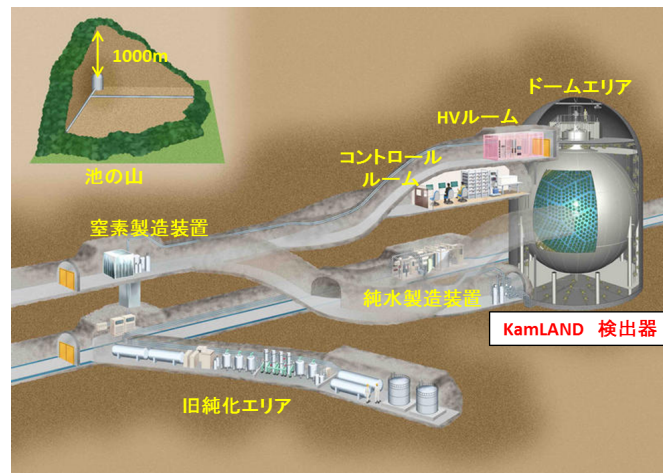


図 2.2 カムランド検出器とその周辺環境

このように本来はシンチレーション光型の反電子ニュートリノ検出器であるが低バックグラウンドの環境の利点を用いて多方面での活用が期待される。現在ではこの検出器の内部に更に小さなミニバルーンをインストールすることでミニバルーン内部の液体シンチレータ（キセノン含有液体シンチレータ）からの  $\beta$  線の発光を観測して  $0\nu\beta\beta$  モードの探索を行っている。図 2.3 に KamLAND 検出器からアップグレードした KamLAND-Zen 検出器の断面図を示す。検出器全体は大きく分けてシンチレーション光を実際に検出する内部検出器とそのさらに外側のチェレンコフ光を検出することでバックグラウンドの除去に活用される外部検出器とに分けられる。以下では 2 つの検出器に分けて説明を行う。

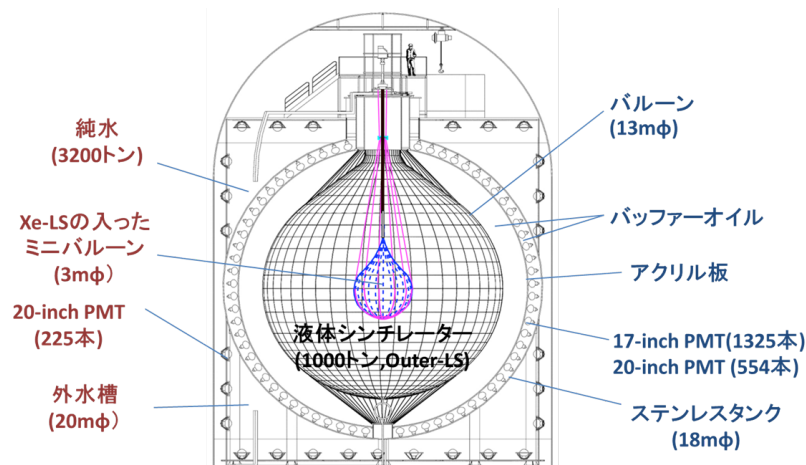


図 2.3 KamLAND-Zen 実験装置の断面図

## 2.3 内部検出器

液体シンチレータ（ミニバルーン内部の Xe 含有液体シンチレータとそのさらに外側のカムランド液体シンチレータの2つがある）とその外側にあるバッファーオイル層を介して球形に設置してある 1879本の光電子増倍管で検出する。球形タンクの赤道面の直径は 18m となっており非常に大きなものとなっている。

### 2.3.1 ミニバルーン外部

#### カムランド液体シンチレータ (Outer-LS)

ミニバルーンと外側のバルーンとの間にはカムランド液体シンチレータがニュートリノターゲットと使用されており、その全体量は 1000ton となっている。組成は表 2.1 のようになっている。配合は集光量の純化や経年劣化を考慮して決定されている。

表 2.1 カムランド液体シンチレータの配合

ドデカン :希釈剤	80.2%
プソイドクメン	19.8%
PPO :発光剤	1.36[g/l]
密度	0.77721[g/cm <sup>3</sup> ]

カムランド液体シンチレータは 8300 photons/MeV の発光量をもつ。ここから、光電子増倍管 (PMT) での集光量は後述する 17inch PMT のみで 300p.e./MeV (p.e. :photo electron)、20inch PMT も合わせた場合では 500p.e./MeV となっており、平均して 1 本の PMT における光は高々 1 光電子相当の出力となっている。KamLAND-Zen 実験以後ではカムランド液体シンチレータのことをミニバルーン内の Xe 含有液体シンチレータと比較して Outer-LS とも呼ばれている。また、表 2.2 に液中に含まれる放射性不純物の含有量を示す。

表 2.2 液中の放射性不純物含有量

$^{238}\text{U}$	$3.5 \times 10^{-18} [\text{g/g}]$
$^{232}\text{Th}$	$5.2 \times 10^{-18} [\text{g/g}]$
$^{40}\text{K}$	$2.7 \times 10^{-16} [\text{g/g}]$
$^{210}\text{Pb}, ^{85}\text{Kr}$	$< 0.1 [\text{mBq/m}^3]$

### バルーン (Outer-Balloon)

次にバッファオイルとカムランド液体シンチレータとを隔てるバルーンとそれを支持するロープについて説明する。表 2.3 にバルーンとロープの性質をまとめる。バルーンはラドンの漏れを抑えるため、ラドンの遮蔽能力の高いナイロンフィルムの 3 層の両端を EVOH (エバル: エチレン-ビニルアルコール共重合体) で挟んだ構造となっている。全体の厚みは  $135\mu\text{m}$  となっており、フィルムの透過率は 400nm の光に対して 96% ほどと、強度と光透過度を両立している。一方、それを支えるロープはケブラーと呼ばれるスーパー繊維が用いられている。この繊維を縦糸と横糸で編み込んだものを 44 本用意し、それらによってバルーンにかかる重量を支えている。

表 2.3 バルーンとロープの性質

<b>Outer-Balloon</b>	
直径	13 m
厚さ	$135\mu\text{m}$ (EVOH/Ny/Ny/Ny/EVOH)
構造	44 枚のゴアシートを溶着
放射性不純物	
$^{238}\text{U}$	0.018 ppb (0.02 Bq)
$^{232}\text{Th}$	0.014 ppb (0.006 Bq)
$^{40}\text{K}$	0.27 ppb (7.2 Bq)
<b>Kevlar ropes</b>	
組成	ケブラー (スーパー繊維)
ロープの本数	経度方向: 44 本 緯度方向: 30 本
厚さ	$135\mu\text{m}$ (EVOH/Ny/Ny/Ny/EVOH)
放射性不純物	
$^{238}\text{U}$	0.08 ppb (0.1 Bq)
$^{232}\text{Th}$	0.8 ppb (0.33 Bq)
$^{40}\text{K}$	1.2 ppb (31 Bq)

### バッファオイル

バルーン外部にあるバッファオイルはノルマルパラフィン (枝分かれのしないアルカン) 52% とイソパラフィン (枝分かれのあるアルカン) 47% となっており、発光剤が入っていないためシンチレーション光は出さない。主な役割としてはバルーンの比重を支えること、バルーンからのシンチレーション光を通すこと、検出器外部からの  $\gamma$  線が液体シンチレータへ侵入するのを防ぐことなどがあげられる。配合は、液体シンチレータより 0.04% 密度が小さくなるようになっており、後述するアクリル板により更に 2 層に分離されている。



### アクリル板

前述のようにバッファオイルはアクリル板により、分離されている。このアクリル板の役割は光電子増倍管のガラスやステンレスタンクの表面からしみ出すラドンの内部への侵入を防ぐことである。アクリル板 1 つの形状はダイヤ型で厚さが 3mm となっている。図 2.4 から、バルーン同様に光透過性が高く、集光量への影響は小さく抑えられている。

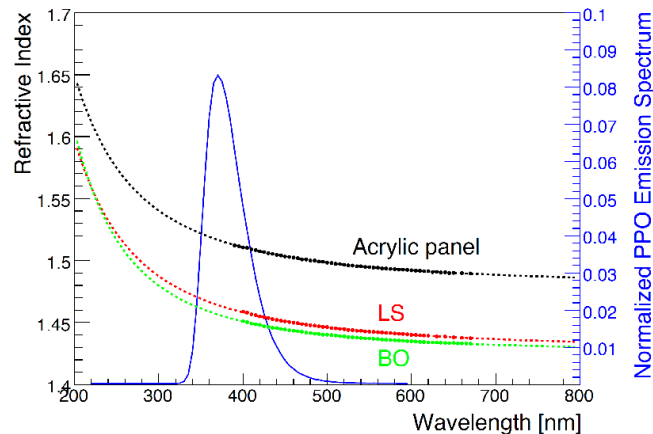


図 2.4 Outer-LS, バッファオイル, アクリル板の屈折率

### 2.3.2 ミニバルーン内部

#### 線源

$0\nu\beta\beta$  モードの探索にあたって、2重ベータ崩壊を行う線源については表 1.1 で示したようにいくつかの候補が挙げられるが、その中でも KamLAND-Zen 検出器の性能に即したものを選ぶことは必須である。選定に際して、特に重要な点は以下の通りである。

1.  $0\nu\beta\beta$  モードの Q 値が高い
2.  $2\nu\beta\beta$  モードの半減期が長い
3. 液体シンチレータに良く溶ける
4. 同位体濃縮が容易
5. 化学的に安定で取り扱いが容易かつ安全
6. 天然存在比が大きい

$0\nu\beta\beta$  は未発見でありその寿命は  $10^{25}[\text{yr}]$  以上と非常に長いことが予想される。そのため、反応を観測するために大量の崩壊核を用意しなくてはならないため、「天然存在比が大きい」ことが重要である。また、環境放射線のエネルギーは  $2[\text{MeV}]$  以下に多く存在するためそれと分離するためには「 $0\nu\beta\beta$  モードの Q 値が高い」ことが大切である。シンチレーション光型の検出器であるため「液体シンチレータに良く溶ける」、「同位体濃縮が容易」の 2 点が反応数の良しあしを決める上で支配的になる。

以上の観点から、線源として  $^{136}\text{Xe}$  を選定した。 $^{136}\text{Xe}$  は天然存在比は高くな ( $1.1$  を参照) が、遠心分離による濃縮法が確立しており、90% 以上の高濃度ガスの製造も可能であり、液体シンチレータにも良く溶ける。Q 値についても  $2.47[\text{MeV}]$  と  $2[\text{MeV}]$  以上の値をとっており環境放射線との分離も可能となっている。

キセノン含有液体シンチレータ (Inner-LS)

表 2.4 にキセノンガス含有液体シンチレータの組成と比重を示す。カムランド液体シンチレータ 2.1 に対して、溶媒がドデカンからデカンに変更されており、密度差が 0.1% となるように調整されている。前述したキセノンガスをこの液体シンチレータに溶かして、後述のミニバルーンに入れて検出器内にインストールした。

表 2.4 キセノン含有液体シンチレータの配合

デカン :希釈剤	82.3%
プソイドクメン	17.7%
PPO :発光剤	2.7[g/l]
<sup>136</sup> Xe	3.0[wt%]
密度	0.77752[g/cm <sup>3</sup> ]

ミニバルーン

図 2.5 にキセノン含有液体シンチレータを注入したミニバルーンの構造を示す。材料はナイロンでできた 24 枚のゴアフィルムを熱溶着により貼り合わせている。フィルムの厚さは放射性物質の関係からわずかに 25 μm と非常に薄くなっている。赤道面は直径 3.16m の球状になるが、上部の支持の関係で全体像は涙型の形状となっている。必要な強度とガスバリアー性、そして放射性不純物の混入を防ぐため、ミニバルーンの組み立てはフィルムの熱溶着によって行われた。そして組み立て後にヘリウムガスでリークチェックを行った。最上部には液を挿入するためのコルゲート管と接続してある。

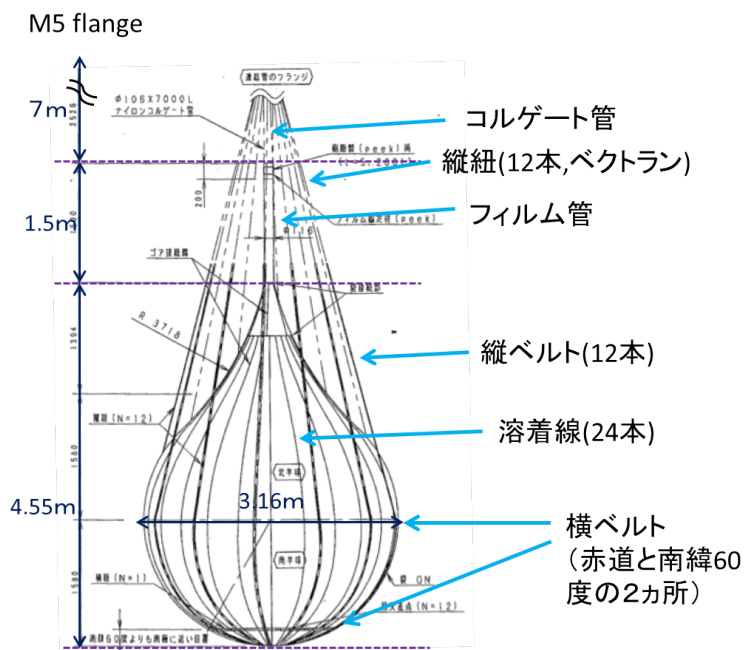


図 2.5 ミニバルーンの概形

## 2.4 外部検出器

内部検出器のステンレスタンクはその外側に直径 20m・高さ 20m の岩盤空洞で囲われている、この岩盤空洞の壁面（耐水性の樹脂でおおわれている）とステンレスタンクとの間は常時 3.2kton の純水（外部の純水装置で純化された水をタンク底部から上部へ循環させることで品質を保持している）で満たされた外部検出器を構成する。外部検出器の内面ははタイベック（白色の反射材）シートで覆われ、後述する 20inch 光電子増倍管が 225 本設置されている。満たされた純水は外部からの宇宙ミューオンのイベントに反応しチェレンコフ光を出す、それを光電子増倍管で検知し veto することが目的であるが、外部からの  $\gamma$  線や岩盤から生じる中性子を吸収する役割も担っている。

## 2.5 光電子増倍管

内部検出器も外部検出器もその外側に設置されている合計約 2000 本の光電子増倍管（PMT）によりシンチレーション光ないしチェレンコフ光を検知している。表に検出器別の光電子増倍管の内訳を示す。

表 2.5 光電子増倍管の検出器別の配分

内部検出器	
17inch PMT	1325 本
20inch PMT	554 本
外部検出器	
20inch PMT	225 本
8inch PMT	16 本
5inch PMT	6 本

内部検出器では 2 種類の光電子増倍管が使用されている。3 分の 2 が 17inch であり、カムランド実験用に開発された時間分解能に優れた PMT である。この PMT は全体の寸法が 20inchPMT と同じであるが、時間特性に劣る光電面の端の部分を物理的にマスクしているためこのように呼んでいる。内部構造についての詳細は後述するが 20inch の方が大口径に適したベネチアンブラインド構造、17inch はボックス&ライン構造である。時間分解能は 17inch 光電子増倍管の方が 20inch と比較して高性能であるが、これは内部構造による影響が大きい。20inchPMT は KamLAND 以前の Kamiokande で使用されていたものに耐油加工を施したものであり、17inch が開発される以前から使用されていたものである。光電面による検出器全体のカバー率は 17inch で 22%、20inch で 12% のトータル 34% となっている。検出器全体として 1MeV で 500P.E. の光電子数を得ることができる。

外部検出器では内部検出器にも使用されている Kamiokande 実験で使用されていた 20inch とその他 8inch,5inch を利用して宇宙線  $\mu$  オンの veto を行っている。

## 2.6 KamLAND-Zen 実験の現状

### 第1フェーズでの結果 [14]

図 2.6、2.7 に 2011 年 9 月から稼働した KamLAND-Zen 実験の第 1 フェーズでの実験結果と 2.5MeV 付近での拡大図を示す。ここで  $0\nu\beta\beta$  モードの半減期は以下のような式で表される。

$$(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu})^{-1} = G|M|^2 < m_{\beta\beta}^2 > \quad (2.1)$$

ここで、G は位相空間要素で M は核行列要素である。また  $m_{\beta\beta}$  はニュートリノの有効質量で、二重ベータ崩壊で観測できる。よって、第 1 フェーズの結果から半減期とニュートリノの有効質量を計算すると以下のようにになる。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} [yr] \quad (2.2)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 160 \sim 300 [meV] \quad (2.3)$$

さらに、KamLAND-Zen と同様に  $^{136}\text{Xe}$  を用いた  $0\nu\beta\beta$  探索実験の EXO-200 の統計結果も組み合わせると半減期は更に厳しく見積もることができ以下のようにになる。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 3.4 \times 10^{25} [yr] \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.4)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 120 \sim 250 [meV] \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.5)$$

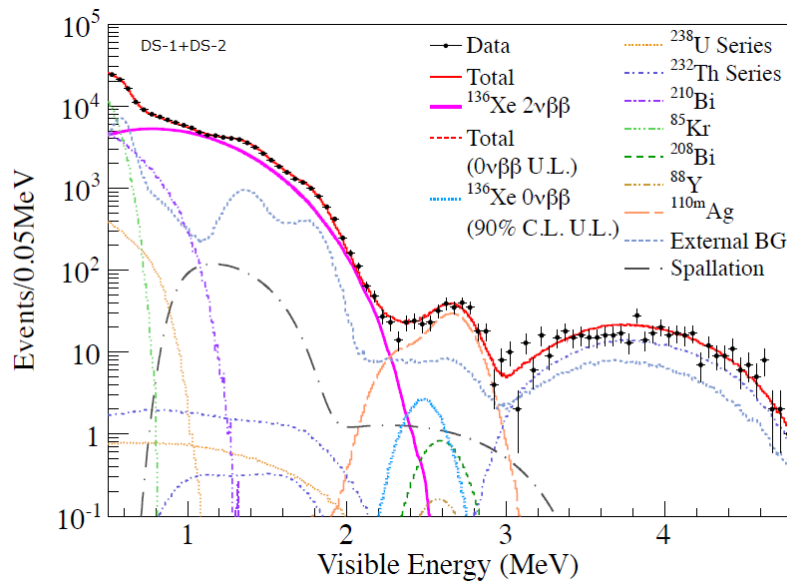


図 2.6 KamLAND-Zen 第 1 フェーズでの結果 [14]

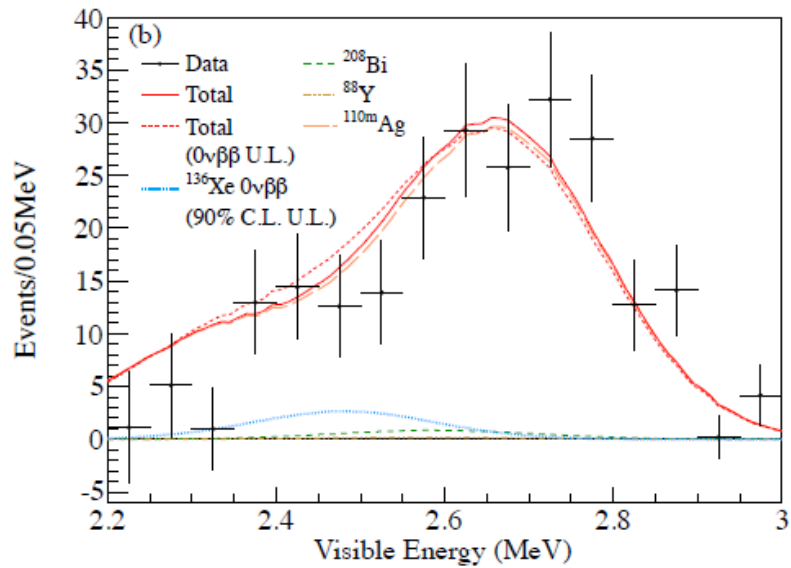


図 2.7 KamLAND-Zen 第1フェーズでの結果 拡大図 [14]

これにより、前節の KK-claim の検証が十分可能となった。図 2.8 に Heidelberg-Moscow で使用している  $^{76}\text{Ge}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊での半減期と KamLAND-Zen、EXO-200 で使用している  $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊での半減期との比較を示す。KK-claim と、KamLAND-Zen+EXO-200 のコンバインデータとの  $\chi^2$  を求めると、 $\chi^2$  最小で KK-claim と、KamLAND-Zen+EXO-200 のコンバインデータとの結果が最も近くなる場合でも  $0\nu\beta\beta$  が観測される確率は 2.5% と非常に小さい。つまり、マヨラナニュートリノの交換を仮定した場合、KK-claim は 97.5% 以上の信頼度で排除されることが分かった。

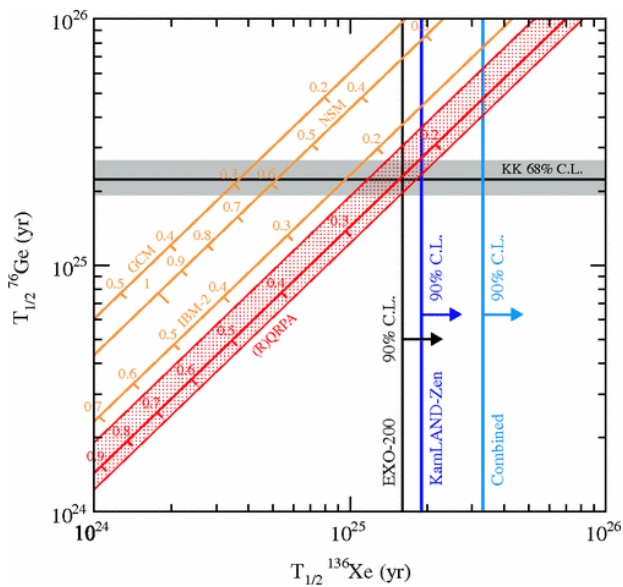


図 2.8  $^{136}\text{Xe}$  と  $^{76}\text{Ge}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊の半減期の相関 [14]

第 2 フェーズの現状結果

2013 年 12 月より第 2 フェーズのデータ取得を行っている。第 1 フェーズからの主な改良点は以下のとおりである。

1.  $^{110m}\text{Ag}$  の純化除去
2.  $^{136}\text{Xe}$  を 320kg  $\rightarrow$  383kg
3. 宇宙線ミュオンの原子核破碎により生成される  $^{10}\text{C}$  のタギング

これらの改良点を踏まえて得られた結果を図 2.9 に示す。図 2.6 と比較すると、現状では  $^{110m}\text{Ag}$  によるイベントが低減されていることが確認できる。

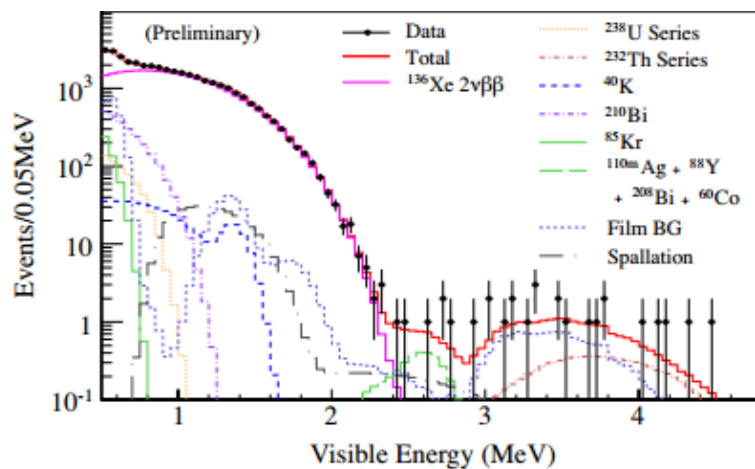


図 2.9 KamLAND-Zen 第 2 フェーズでの現状結果 [19]

バックグラウンド

第 1 フェーズでは当初されていなかった  $^{110}\text{Ag}$  がミニバルーンのインストール時に混入してきたため、キセノン含有液体シンチレータを純化し銀を除去して、現在測定中である。また、想定されるバックグラウンドとしての主なものを以下の表 2.6 に示す。これらのバックグラウンドをどのように除去していくかが今後の課題となってくる。

表 2.6 KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンド

$^{136}\text{Xe}_{2\nu}$	$^{208}\text{Tl}$	$^{214}\text{Bi}$	$^{10}\text{C}$	$^{11}\text{Be}$	$^8\text{B}$	Total	$^{136}\text{Xe}_{0\nu}$
3.42	$3.32 \times 10^{-3}$	1.01	1.62	0.10	0.48	6.64	6.60
$\pm 0.38$	$\pm 0.65 \times 10^{-3}$	$\pm 0.02$	$\pm 0.01$	$\pm 0.01$	$\pm 0.02$	$\pm 0.39$	$\pm 0.01$

2.7 将来展望と本研究の研究動機

ニュートリノ質量階層構造が逆階層構造や正常階層構造の場合、期待されるニュートリノの有効質量は図 2.10 のように更に小さくなる。それに応じて  $0\nu\beta\beta$  で期待されるイベント数は更に小さくなるため、

検出の難易度は今以上に困難となる。今後、そのような場合に対しても対応できるように検出器をアップグレードすることが必要である。また、バックグラウンドの中でも特に  $2\nu$  と  $0\nu$  イベントとの識別は検出器のエネルギー分解能に大きく依存するためその向上は今後必須となる。ここでは、その将来計画として KamLAND2-Zen を紹介する。図 2.11 にその概形を示す。

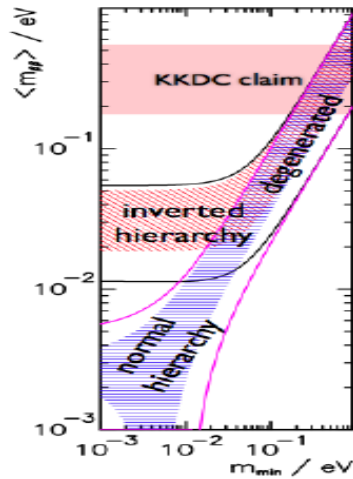


図 2.10  $0\nu\beta\beta$  のニュートリノ有効質量と質量階層構造

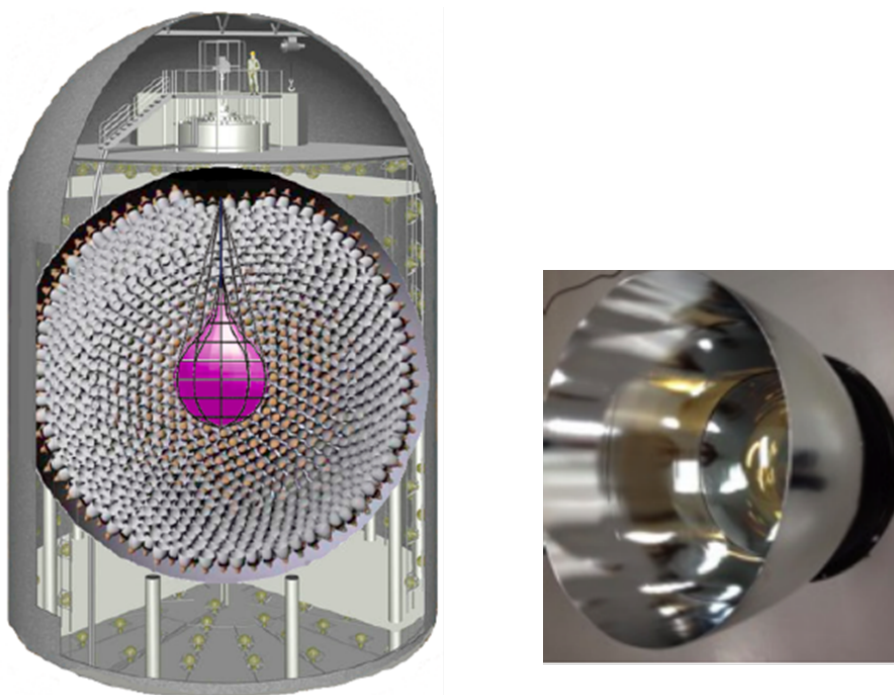


図 2.11 KamLAND2-Zen (左) と開発中のウィンストンコーンと 17inch PMT 用マスク

主なアップグレード項目は以下の通りである。

1.  $^{136}\text{Xe}$  を 383kg  $\rightarrow$  1000kg
2. 大光量液体シンチレータの開発
3. 光電子増倍管の改良



## 4. ウィンストンコーン（集光ミラー）の開発

ウィンストンコーンとは光電子増倍管に取り付けることで集光率をあげることを目的としている（図 2.11）。光電子増倍管の改良については、近年開発された光電子増倍管は量子効率を劇的に向上させることに成功しており（現在の 17inch 光電子増倍管の約 1.5 倍）、それにより検出器全体を新型光電子増倍管（20inch）にアップデートすることで大幅なエネルギー分解能の向上が期待される（量子効率のみを考えた場合エネルギー分解能は 0.82 倍となる）。20inch 全面を使用できた場合、エネルギー分解能は更に向上し 0.69 倍となる。これにより、検出器のエネルギー分解能によってしか識別できない  $2\nu\beta\beta$  と  $0\nu\beta\beta$  の識別精度が飛躍的に向上する。図 2.12 はエネルギー分解能が向上された時の  $2\nu\beta\beta$  と  $0\nu\beta\beta$  のスペクトルの重なりの変化を示したもので、それまで  $2\nu\beta\beta$  のテールに隠れていた  $0\nu\beta\beta$  のスペクトルがエネルギー分解能の向上によりあらわになり、2つのイベントを識別することが可能となることを示している。本研究では、光電子増倍管のアップグレードの候補として新型 20inch 光電子増倍管（浜松ホトニクス社製 R12860 HQE）の性能特性を調べ、他の候補（液体シンチレータやウィンストンコーン）との基礎データを得ることを研究の目的とした。

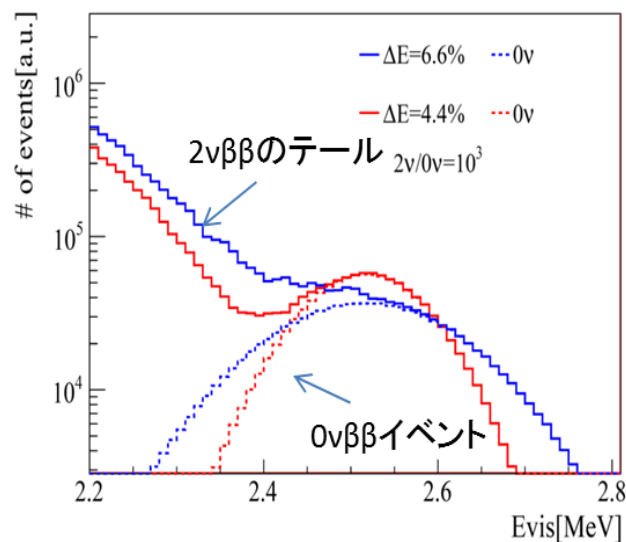


図 2.12 エネルギー分解能の向上による  $2\nu\beta\beta$  と  $0\nu\beta\beta$  との識別イメージ:青が向上前、赤が 0.69 倍に向上した場合



## 第 3 章

# 新型 High QE PMT

前述のようにカムランド検出器では外部・内部両検出器共に光電子増倍管を光検出器として用いている。特に内部検出器の大半を占める 17 インチ光電子増倍管は  $0.2\beta\beta$  の検出においてエネルギー分解能、位置分解能に直接影響するため、検出器全体の特性を決める重要な要素である。近年、開発された新型 High-QE PMT(20inch) は現有の PMT と比較して量子効率が約 1.5 倍に向上しカムランド次期計画において、大変有効な解決策となっている。ここでは、PMT 全体のアウトラインに関して説明する。

### 3.1 検出原理

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube : PMT) は光検出器のうちの 1 つである。他の検出器と比較して高感度かつ高速応答が可能となっているため、大口径のものでも時間応答特性が良く、1 光電子相当光の微弱な光でも検出可能といったことが期待できる。

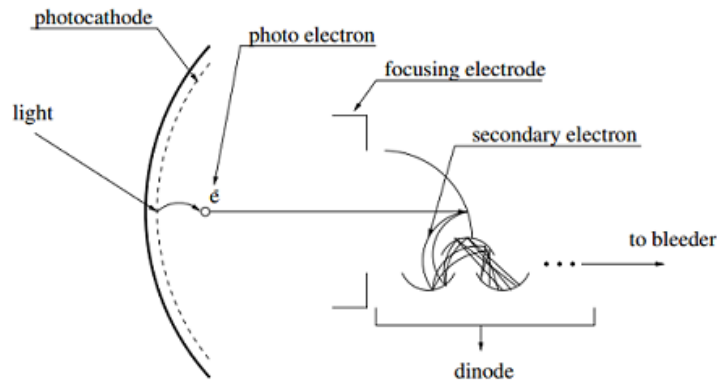


図 3.1 光電子増倍管の検出原理 [17]

図 3.1, に検出原理の模式図を示す。外部からやってきた光が光電面に衝突すると、光電面で (外部) 光電効果が起こり、光電子が放出される。放出された光電子は電場によって軌道を変えながら、電子増倍部 (ダイノード : 全部で 11 段) に導かれそこで二次電子放出を行う。下段のダイノードでも同様に電子が増倍されながら、ダイノード段の最終到達点である陽極に集められる。その後、電流分割回路 (ブリーダ回路) を経て出力信号として取り出される。ここでの素電荷の個数は PMT の印加電圧によって調整される (現カムランド検出器では  $1 \times 10^7$  個にまで増幅される)。1 光電子相当の光が入射したとしてもこのような増幅機構をたどることで電気信号として検出を可能にする。

### 3.2 構造

図 3.2, 3.3 に現在のカムランド検出器で主に使用されている 2 種類の PMT の構造を示す。図 3.2 が主に内部検出器に, 図 3.3 が主に外部検出器に使用されている。また, 図 3.4 に新型 PMT の全体構造とブリーダー回路の分岐比を示す。17inch PMT と新型 PMT のダイノード構造はボックス&ラインフォーカス型を、20inch PMT ではベネシアンブラインド型を採用している。内部検出器としてボックス&ラインフォーカス型を採用している理由としては、その他の構造と比較して時間応答特性に優れているためである (表 3.1)。

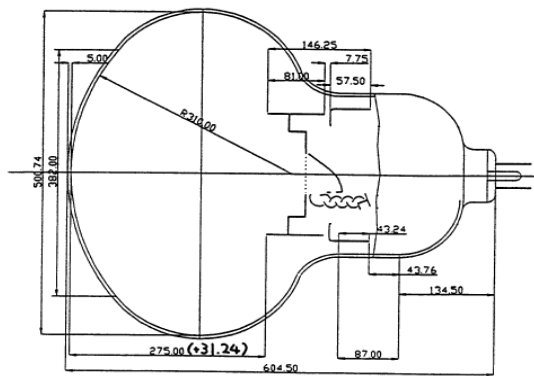


図 3.2 現 17inch PMT(R7250) [17]

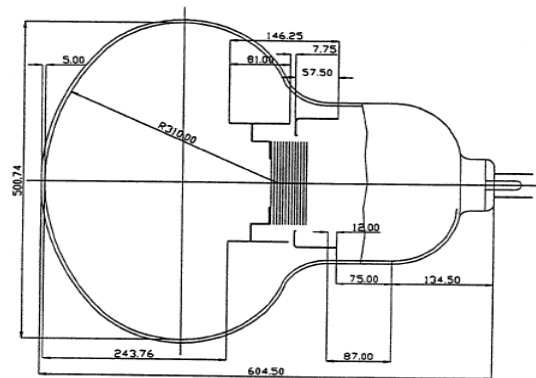


図 3.3 OD 用 20inch PMT(R3250)[17]

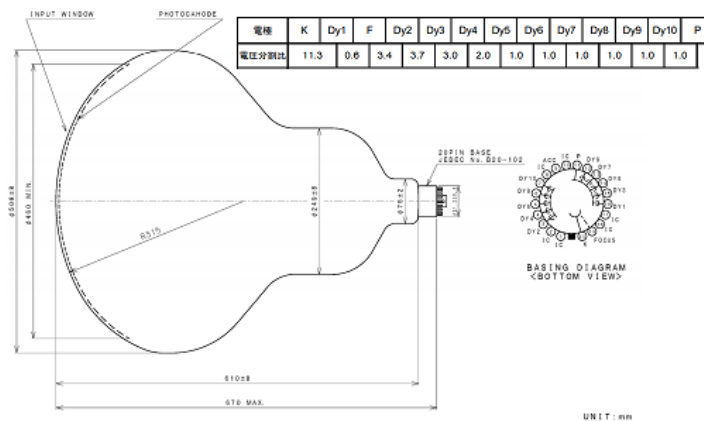


図 3.4 新型 high QE PMT と電圧分割比

表 3.1 時間特性 (2inch 径光電子増倍管) [18]

単位：ナノ秒

ダイノード	上昇時間	下降時間	パルス幅 (FWHM)	電子走行時間	T.T.S.
ラインフォーカス	0.7~3	1~10	1.3~5	16~50	0.37~1.1
サーキュラケージ	3.4	10	7	31	3.6
ボックス	~7	25	13~20	57~70	~10
ベネシアンブラインド	~7	25	25	60	~10
ファインメッシュ	2.5~2.7	4~6	5	15	~0.45
メタルチャンネル	0.65~1.5	1~3	1.5~3	4.7~8.8	0.4

また、図 3.5, 3.6 に現在の 17inch PMT と新型 PMT のプリーダ回路図を示す。双方ともダイノードの段数は 10 段と同じであるが、電圧分割比は現在のものでは初段の占める割合が大きくなっているのに対し、新型 PMT では全体としてなだらかな構造となっている。更に、バックターミネーションについて、現 17inch PMT では  $50[\Omega]$  (図 3.5 の R14) となっているが、新型 20inch PMT では  $10[k\Omega]$  (図 3.6 の R16) となっているため。同じ増幅率を与える印加電圧をかけた場合、新型 20inch PMT では波高値が現 17inch PMT の波高値の 2 倍となる。

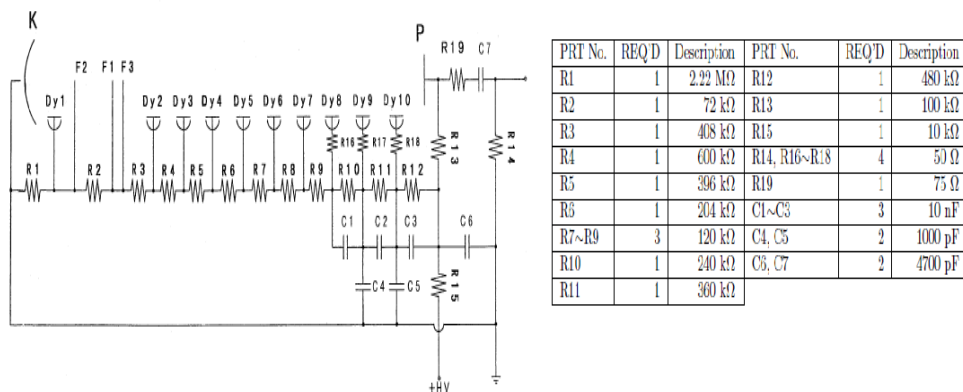


図 3.5 現 17inch PMT のプリーダ回路図 [17]

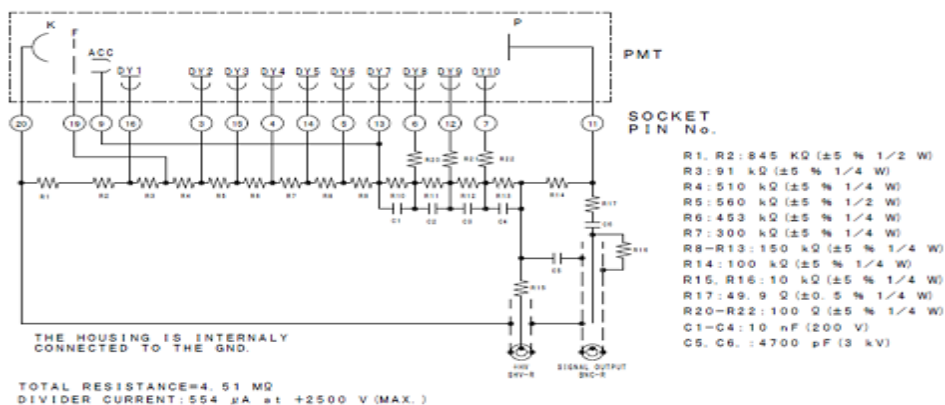


図 3.6 新型 high QE PMT のプリーダ回路図

### 3.3 PMT の諸特性

#### 3.3.1 優れた量子効率

通常、光電面に入射した全ての光子に対して光電子が放出されるわけではない。これは光電面そのものが光子から得られるエネルギーを吸収するために生じる。光電面に入射した光子に対する光電子の割合を量子効率 (QE) と呼ぶ。量子効率は光電面材料やその蒸着方法に大きく影響を受ける。光電面材料に関しては現 PMT も新型 PMT も共にバイアルカリと呼ばれる、2種類のアルカリ金属 (K,Cs) とアンチモン (Sb) を用いたものを採用してる。紫外光から 700nm 程度の長波長側まで感度を有する。

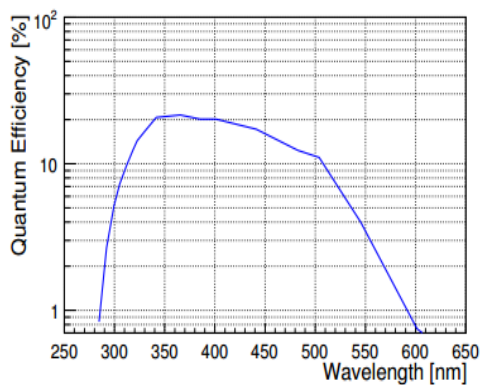


図 3.7 現 17inch PMT の量子効率 [8]

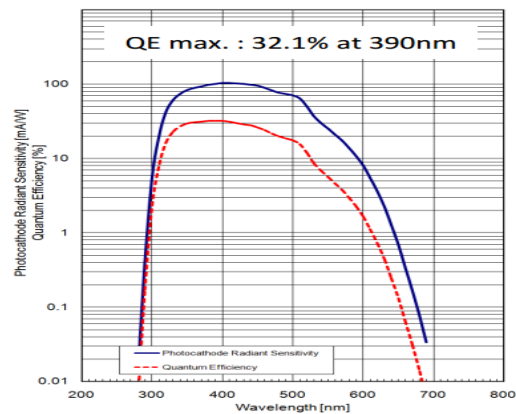


図 3.8 新型 high QE PMT の量子効率 浜松ホトニクス測定

図 3.7, 3.8 に現在カムランドで使用されている PMT と新型 PMT (R12860HQE) との量子効率のデータを示す。新型 PMT では量子効率は波長 400nm 付近 (カムランド検出器で使用されている液体シンチレーターの発光領域) で 20% から 30% へと大幅な向上が確認される。そのため、現 KamLAND 検出器において内部 PMT をすべて新型 PMT に変更した場合エネルギー分解能は 0.82 倍 ( $0\nu\beta\beta$  の Q 値付近では 4.2% → 3.4%) と飛躍的に向上する。

#### 3.3.2 カソードの一様性とアノードの一様性

カソード一様性とは、光電面の入射光の位置によるカソードに流れる電流の一様性のことである。これは、光電面物質の蒸着均一性によるものである。現在の 17inch PMT のカソード一様性を図 3.9 に、新型 20inch PMT のカソード一様性を 3.10 図に示す。どちらも、点光源として半導体レーザー (波長 410nm) を用いて X 軸、Y 軸上からそれぞれ角度を変えて測定している。現在の 17inch PMT と比較して新型 20inch PMT ではどちらの方向でも 10% 以下の不均一性に抑えられており、カソードの一様性は向上している。

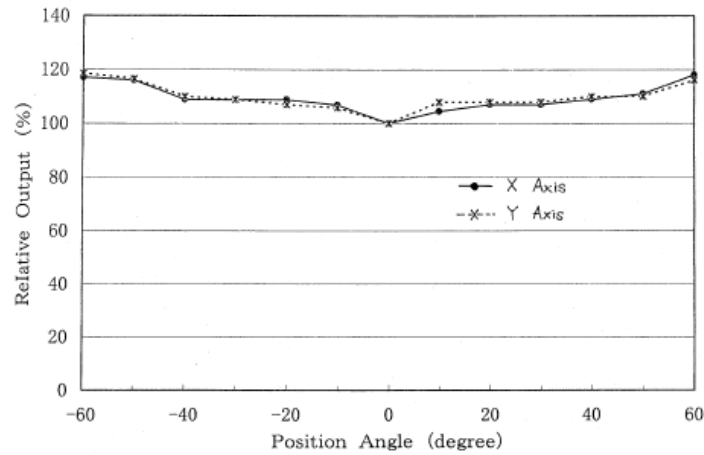


図 3.9 現 17inch PMT のカソード一様性 [17]

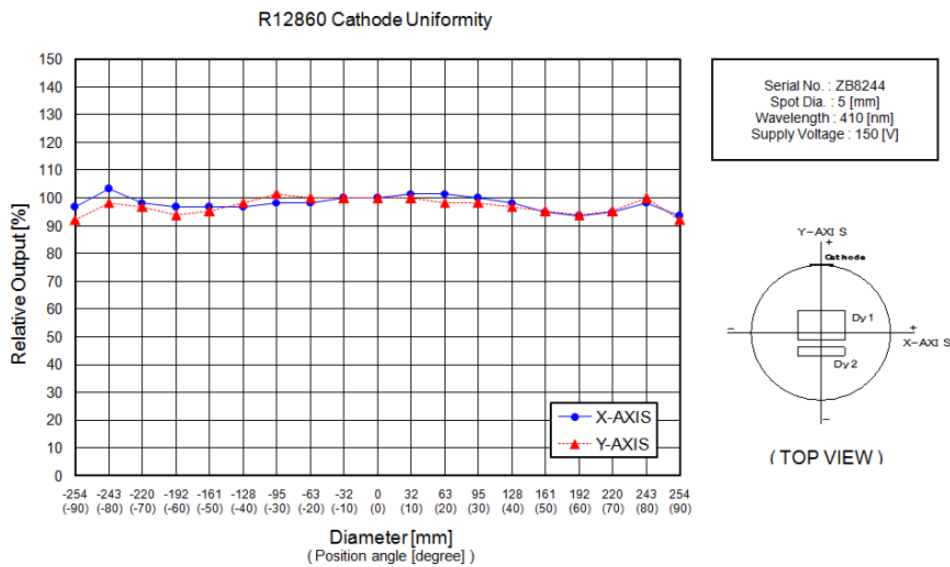


図 3.10 新型 PMT のカソード一様性 浜松ホトニクス測定

アノードとは PMT でカソードから出力された光電子がダイノード段 (11 段) を経て最後に電気信号として集極されている部分であり。アノード一様性とはアノードでの出力の一様性のことである。光電面の収束過程や、二次電子の増幅過程での電子の損失によって決まってくるものであり、結果として入射位置による感度の出力不均一性が表れる。現 17inchPMT のアノード一様性を図 3.11 に、新型 20inchPMT の増幅率の一様性を図 3.12 に、計数率の一様性を図 3.13 にそれぞれ示す。

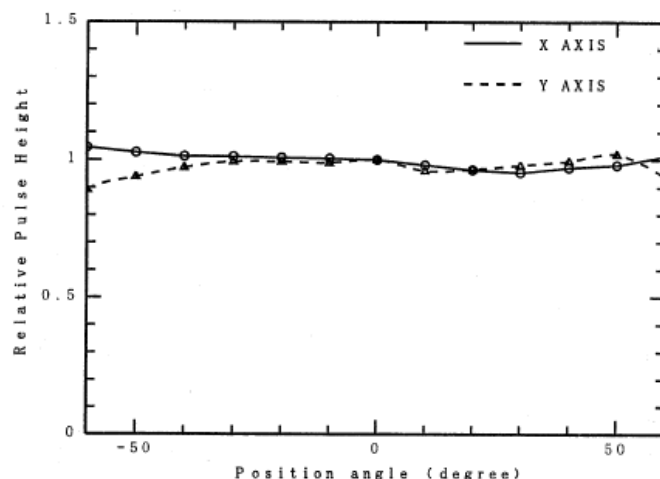


図 3.11 現 17inch PMT のアノード一様性 [17]

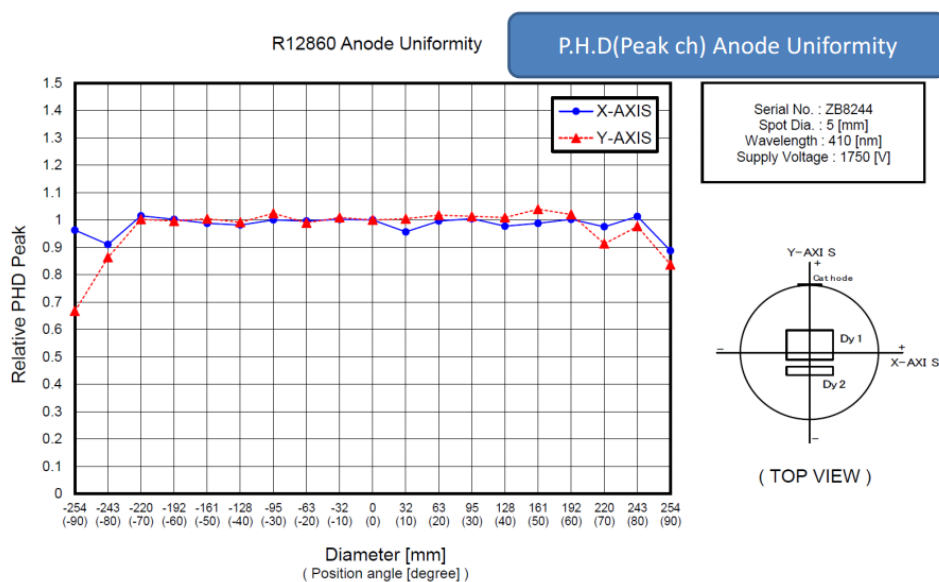


図 3.12 新型 PMT のアノード一様性 (PHD) 浜松ホトニクス測定

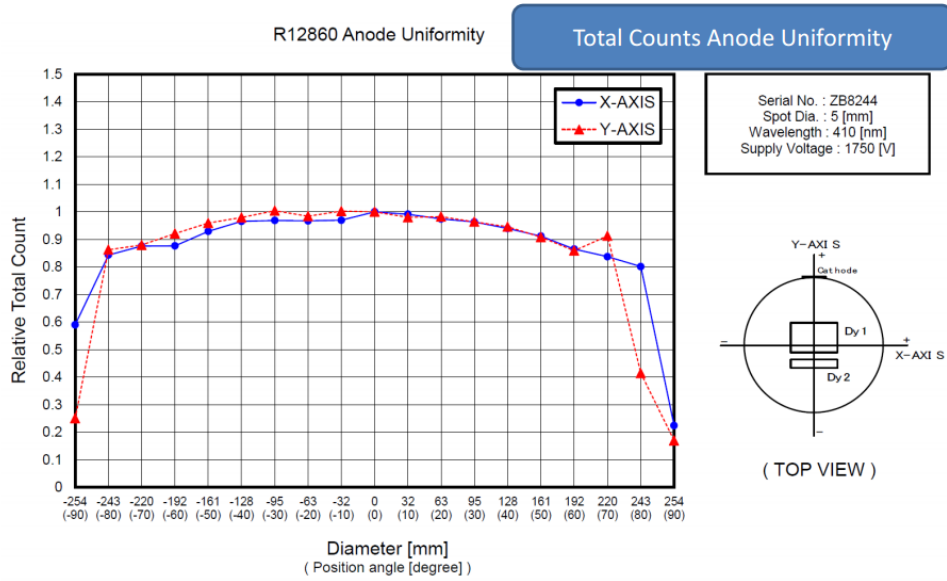


図 3.13 新型 PMT のアノード一様性 (RTC) 浜松ホトニクス測定

### 3.3.3 その他の電気的特性

その他の PMT の電気的特性を表 3.2 にまとめた。新型 20inchPMT は現 17inchPMT と比較して有効光電面が増加しているにもかかわらず、現 17inchPMT と比較した際にも、遜色ない値が期待されることが確認できる。

表 3.2 現 17inchPMT と新型 20inchPMT の電気的特性 (25 °C)

項目	現 17inchPMT	新型 20inchPMT	単位
光電面ルーメン感度	35 以上	80	$\mu$ A/lm
光電面青感度	6.5 以上	12	$\mu$ A/Blm
動作電圧 ( $1 \times 10^7$ gain)	1500~2500	2000	V
陽極暗電流 ( $1 \times 10^7$ gain)	1000 以下	500	nA
暗電流率 ( $1 \times 10^7$ gain)	80 以下	30	kHz
P/V 比 (1 光電子、 $1 \times 10^7$ gain)	2.5	2.5	kHz
パルス立ち上がり時間 ( $1 \times 10^7$ gain)	7	4.6	ns
時間分解能 ( $1 \times 10^7$ gain、FWHM、1 光電子)	3.5	2.7	ns

## 第4章

# 新型 High QE PMT の性能評価方法

今回の性能評価においては以下の項目について測定した（各種測定項目の説明については次章以下で述べる）。

1. 印加電圧に対する電荷増幅率
2. 暗電流率
3. 磁場依存性（計数率、電流増幅率）
4. 走行時間の揺らぎ（Transit Time Spread :TTS）
5. TTS の位置依存性

本章では測定項目に関する具体的なセットアップや周辺環境について述べる。

### 4.1 セットアップ

全体のセットアップは光学系、暗箱系、エレクトロニクスに3つに分けられる。光学系で調整した光を暗箱系まで光ファイバーケーブルを用いて伝達し、暗箱内の光電子増倍管へ照射する。暗箱内のPMTからの信号を送信ケーブルを用いてエレクトロニクスへ渡して、種々のデータ取得を行う。以下では各項目の詳細を述べていく。尚、測定方法は大きく分けて2種類（モード1、モード2）を用いて行った。前節1～3の測定項目をモード1で、その他をモード2で測定した。

#### 4.1.1 光学系

モード1、モード2ともに光源としては浜松ホトニクス社の半導体レーザー(4.1)を使用した。発光波長がカムランド検出器のターゲットとしている400nm付近であり、出力幅も100ps以下となっており時間特性の測定にも適したものとなっている。なお、このレーザーではトリガーの外部入力も可能となっている。レーザーは水平方向に16°、垂直方向に34°の広がり角をもって進む。



表 4.1 使用したレーザーの規格

モデル	PLP-10
種類	半導体レーザー
発光波長	408nm
発光時間	70ps(typ), 100ps(max)
出力	100mW(typ.), 130mW(max)
周波数	0.2Hz~100MHz

図 4.1、4.2 にモード 1、2 の光学系の配置図を示す。どちらも暗箱へ向かう光が 1 光電子相当光となるように配置しているがモード 2 ではレーザーの出力をモニター用 PMT で確認することでレーザーの出力の安定性を確認できる利点がある。また、モード 1 ではレーザー光が ND フィルターなどに当てずに直接入射できるというメリットがある。レセプターとレーザーのヘッドとの距離はモード 1 では 15cm, モード 2 では 5cm ほどに調整してある。光学系は全体が遮光されており外部から光が入ってこないようになっている。

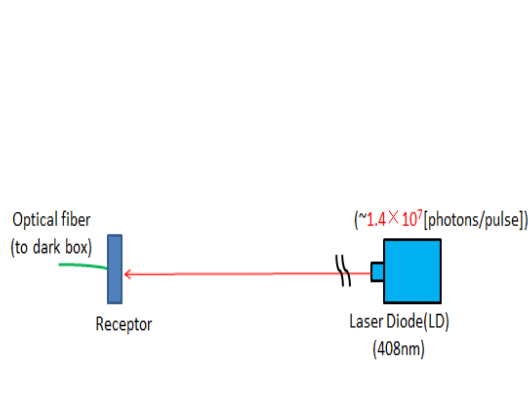


図 4.1 光学系 測定モード 1

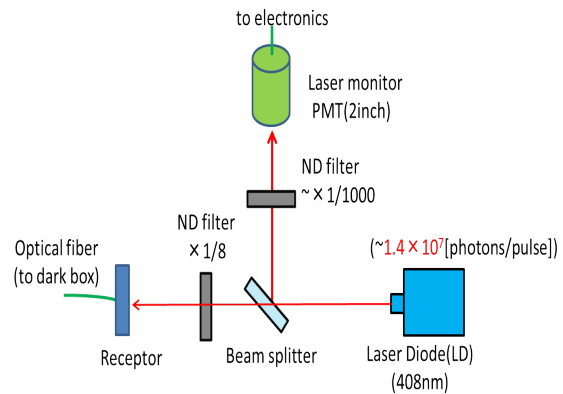


図 4.2 光学系 測定モード 2

### 4.1.2 暗箱系

図 4.3 に暗箱系の全体像を示す。暗箱全体の大きさは外径が (70cm × 70cm × 182cm) となっており、天井から光ファイバーで伝達した光を照射する。このとき、光ファイバーから出た光はファイバー自体の広がり角によって、PMT の前面に散乱光として降り注ぐような距離に設置した。外側にあるアルミフレームには銅線が巻かれておりヘルムホルツコイルを垂直方向と水平方向に 2 対設置してある。PMT の信号と電圧線は外部窓から取り入れている。以下で各部分について説明していく。

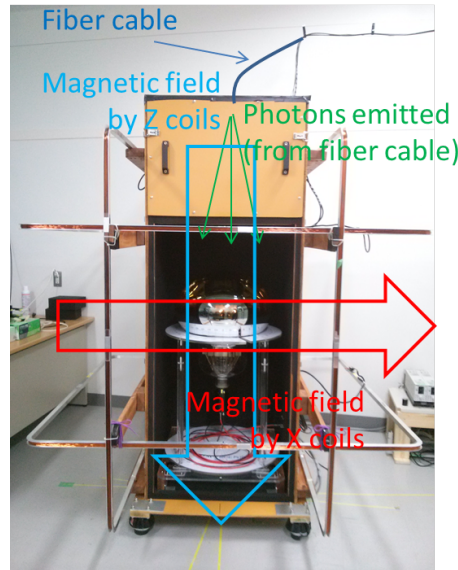


図 4.3 暗箱系全体像

### PMT 設置台

PMT は光電面を上向きになるように固定する。この時、アクリルの固定台と PMT の光電面の反対側が面で接することで安定して設置することが可能となっている。なお、PMT 自体の比重により一度 PMT 下方の一点を後述する回転台の中心に設置することで、設置の再現性は保たれていることは確認されている。

### PMT 回転台

PMT 設置台の下端は  $360^\circ$  に PMT 全体を回転させることができるようになっている、これにより暗箱に抱かれているコイルを変化させなくとも PMT 全体にかかる磁場の方向を自由に変更することが可能となっている。これは、磁場依存性を測定する際に利用する。

### 磁気補償コイル

光電子はローレンツ力に力を受けることにより、進行方向を曲げられてしまうため、光電子増倍管は磁場依存性を持つ。これは地磁気であっても同様であり、性能評価では地磁気による磁場をキャンセルした状態で測る必要がある。そのため、図 4.4 のような磁気補償コイルを作製した。コイルの長さは一辺が 150cm の正方形で磁北方向の磁場を打ち消す X 軸（北から南の方向を正とする）コイル、それに垂直で地表に潜り込む方向の Z 軸（地上から地下への向きを正とする）コイルの 2 つのヘルムホルツコイルを作製し、その間隔は両方とも 80[cm] にした。原点を光電面と第一ダイノードとの間かつ光電面の中心にくるようにとると、 $B_x$ 、 $B_z$  の分布は図 4.5~4.8 のようになる。従って、 $B_x$ 、 $B_z$  の大きさはともに  $\pm 3\text{mG}$  以下となり精度よく磁場の調整を行うことができる。

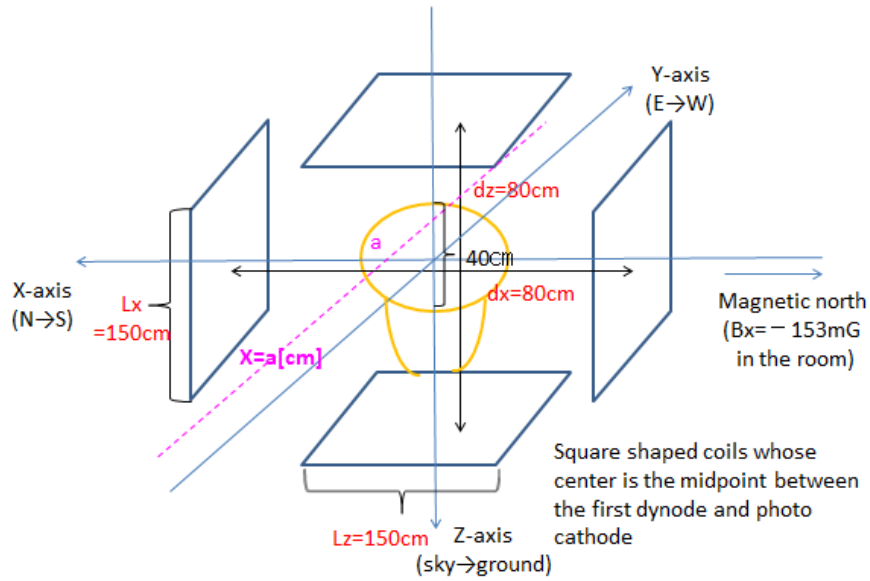


図 4.4 磁気補償コイルコイルの設置イメージ

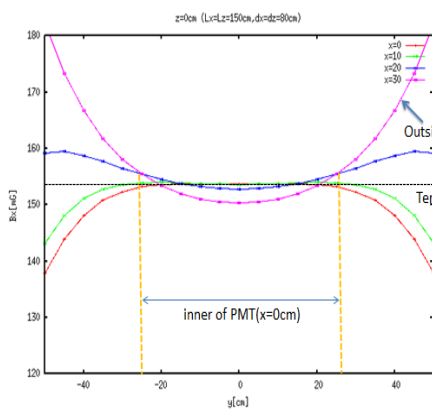


図 4.5 磁気補償コイルによる  $B_x$  の分布 ( $z = 0[cm]$ )

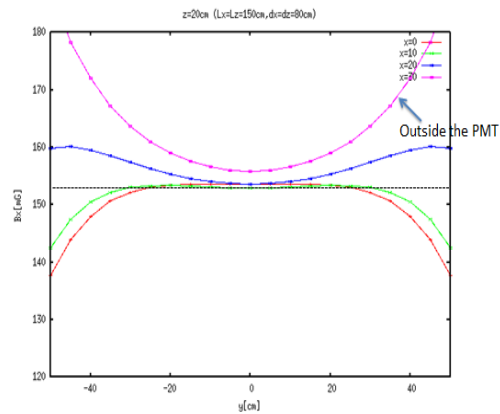


図 4.6 磁気補償コイルによる  $B_x$  の分布 ( $z = 20[cm]$ )

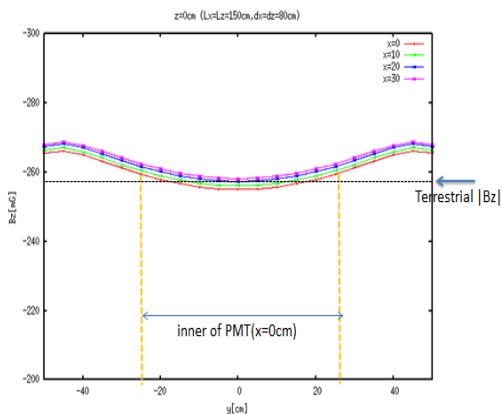


図 4.7 磁気補償コイルによる  $B_z$  の分布 ( $z = 0[cm]$ )

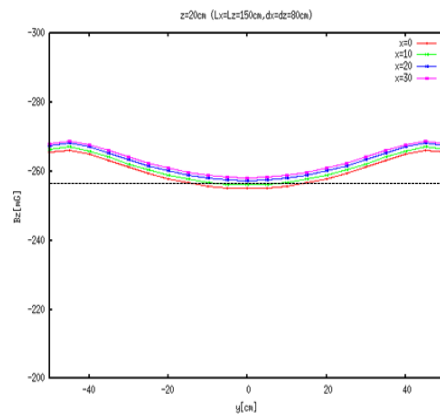


図 4.8 磁気補償コイルによる  $B_z$  の分布 ( $z = 20[cm]$ )

計算をもとに、図 4.9 のように 2 対の磁気コイルで水平方向と垂直方向のコイルを設置した。更に、暗箱の設置角度も 2 対のコイルに垂直な地磁気の方成分をキャンセルするように設定することで地磁気全体をキャンセルした (図 4.3 を参照)。この時、コイルの中心点が PMT の光電面と第一ダイノード段の中間かつ光電面の中心となる位置になるようにとった。地磁気キャンセル時にかけた電流値とコイルの巻き数を表 4.2 に示す。電流を流した時に、PMT の光電面の端の位置でも磁場の大きさが 10mG 以下となっていることをガウスマーター (図 4.10) による測定で確認した。また、このコイルは磁場依存性測定の際にも利用し  $\pm 400[\text{mG}]$  まで磁場をかけられる。

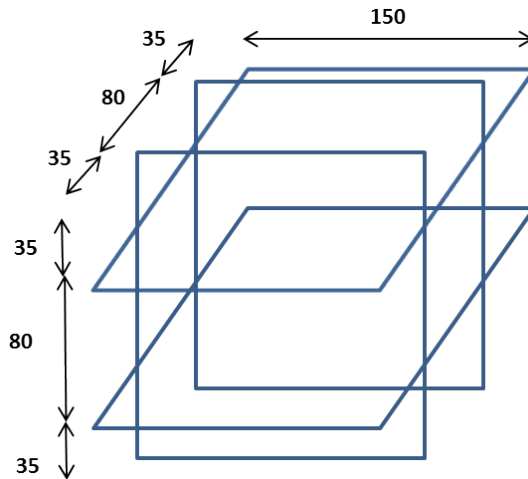


図 4.9 磁気補償コイルの寸法 (単位は cm)

表 4.2 コイルの仕様

名称	巻き数	電流値 [A] (地磁気キャンセル時)
垂直コイル	90	0.28
水平コイル	60	0.25



図 4.10 ガウスマーター (ホール素子により 3 軸の磁場を測定できる)

### 入射位置固定具

PMT に対して散乱光ではなく位置を固定したスポット光を照射して PMT の位置依存性を求める際に図 4.11 に示す光ファイバーの位置固定具を用いた。この固定具にアクリル板に固定した光ファイバーを

取り付けて PMT にスポット光を照射する (図 4.12)。照射位置は球形の光電面中から面に沿って少しずつ端の方へずれている 5 つのスポットで入射可能である。詳細な位置関係については 6 章に譲る。

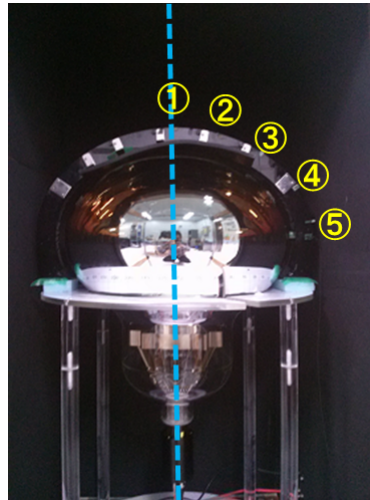


図 4.11 入射位置固定具の設置図

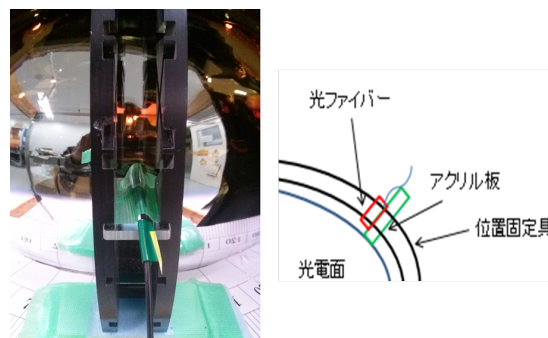


図 4.12 光ファイバーの入射位置の拡大図とイメージ

### 4.1.3 エレクトロニクス

#### ADC と MoGURA

モード 1 では CAMAC 規格の ADC (Analog-to-digital converter) を利用した CCnet を用いた。Ethernet 経由のリモートでデータ取得を行うことができ、転送速度も最大で 3MB/秒となっており高レートでデータ取得も可能となっている。モード 2 ではカムランド検出器でも実際に使用されているエレクトロニクス MoGURA で波形データを取得した。MoGURA は波形取得を  $10 \mu\text{s}$  まで取得できるとともに、1 つの波形を 4 つに分割して 4 レンジ (gain channel) で波形情報を解析するためダイナミックレンジが非常に大きいのが特徴である (表 4.3)。今回は時間分解能が最も高く、エネルギー分解能も最も高い P ゲインを用いてデータ取得を行った。

表 4.3 MoGURA チャンネルごとの設計値 [11]

Gain ch	P	H	M	L
サンプリングレート	1GHz	200MHz		
電圧幅	+5mV~-20mV	+25mV~-100mV	+250mV~-1V	+2.5V~-10V
分解能	0.1mV	0.5mV	5mV	50mV
増幅率	×120	×24	×2.4	×0.24

測定回路

図 4.13、4.14 にモード 1 とモード 2 の測定回路のブロックダイアグラムを示す。測定全体は 22~23 °C の範囲内ですべて行われた。また、モード 1 では PMT のシグナルケーブルが 20m、モード 2 ではシグナルケーブルが MoGURA との設置の関係上 30m と長くなっている。モード 1 とモード 2 の大きな違いは波形情報を必要とするか否かである。波形情報（すなわちここでは時間情報と考えても良い）が必要な測定項目においてはモード 2 を使用しなくてはならないが、電荷の積分値のみを必要とする測定ではモード 1 で測定可能である。モード 2 では clock 信号でレーザーを発光させた。

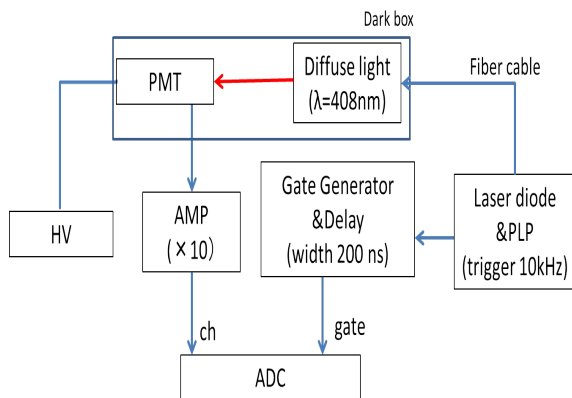


図 4.13 データ取得のブロックダイアグラム  
測定モード 1

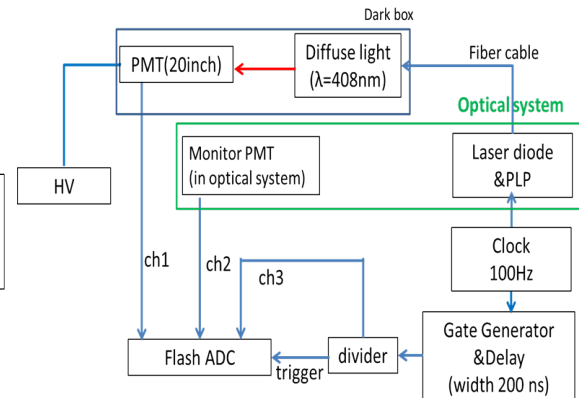


図 4.14 データ取得のブロックダイアグラム  
測定モード 2

また、図 4.14 において、トリガーには clock シグナルを 100Hz で用いた。これは、イベントあたりのデータの取得情報が大きいため（1000 点のサンプリングで 5000 ファイル）に転送時間がかかってしまうことに伴い低いレートを採用したことによる。また、MoGURA のトリガーにおけるサンプリングレートは 50MHz となっているため、clock 信号も半分に分けて ch3 でとって最終的に補正することで、測定のずれを修正した。また、2inch Monitor PMT はレーザーの光量のふらつきや、ジッター（出力時間のふらつき）を確認するためにレーザー光を半分にしたときの片方を Monitor PMT に入れてやることで確認した。

4.2 信号計数率

PMT に入射する光子数とそこから放出される光電子数は何個飛び出してくるのかを直接知ることはできない。しかしながら、その事象がランダムであり、1つのイベントで得られる光電子の期待値が非常に

小さくなるように、微弱な光を照射した場合、飛び出す光電子数はポアソン分布に従うと考えられる。ポアソン分布は  $\mu$  を平均の光電子数、確率変数を  $x$  とすると、

$$P(x) = \frac{\mu^x}{x!} e^{-\mu} \quad (4.1)$$

と表される。ここで、 $x$  は1 イベントにおいて飛び出す光電子数、 $\mu$  は平均の光電子数として考えられる。

ここから、1 光電子以上の信号が観測される割合である信号計数率を  $R$  とすると、前述の式から次のように計算される。

$$\begin{aligned} R &= 1 - P(0) \\ &= 1 - e^{-\mu} \end{aligned} \quad (4.2)$$

となる。逆にある計数率に対する平均の光電子数を求めると、

$$\mu = -\ln(1 - R) \quad (4.3)$$

となり、各計数率に含まれる光電子数の割合は図 4.15 のようになる。計数率が 9% 以下であれば、有効なデータのうち 95% 以上が 1 光電子の信号となる。そのため、本測定では断りのない限り計数率 9% 以下の光を用いており、この光を 1 光電子相当光とみなすこととした (図 4.15)。

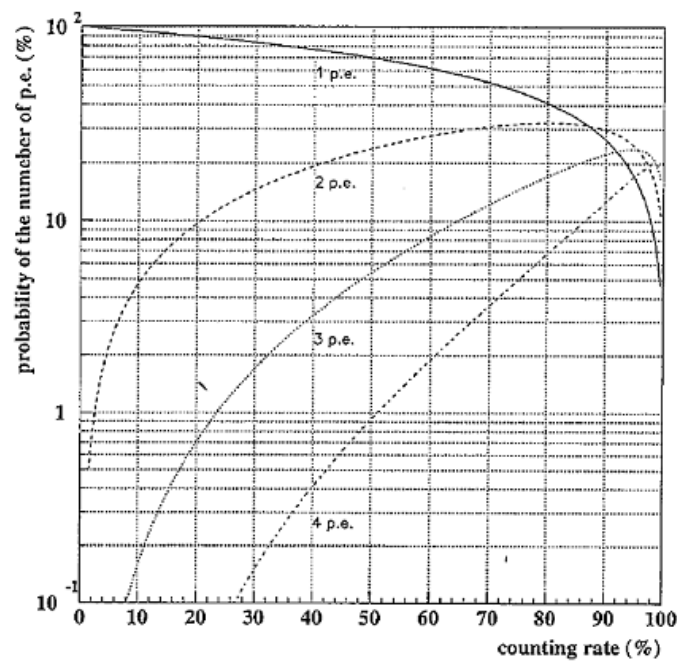


図 4.15 各計数率に対して光電子数が  $x$  である割合 [16]

## 第 5 章

# 性能評価 1

ここでは前章の測定モード 1 を用いて測定を行った結果を項目別に示していく。その際、断りがない場合は地磁気はキャンセルされたデータであり、測定時の室内温度は常に 22~23 °C となるように設定してある。

### 5.1 ADC のキャリブレーション

測定前に ADC のキャリブレーションを行った。具体的には、クロックジェネレータからの信号をアテニュエータで減衰させて ADC の ch に入力することで ADC の線形性を確認すると共に、1ch あたりの電荷量を算出した。結果は図 5.1 のようになっておりここから、1ch あたりの電荷は  $0.273 \pm 0.001$  [pC] となる、以降の電荷分布では全てこの値を使用している。

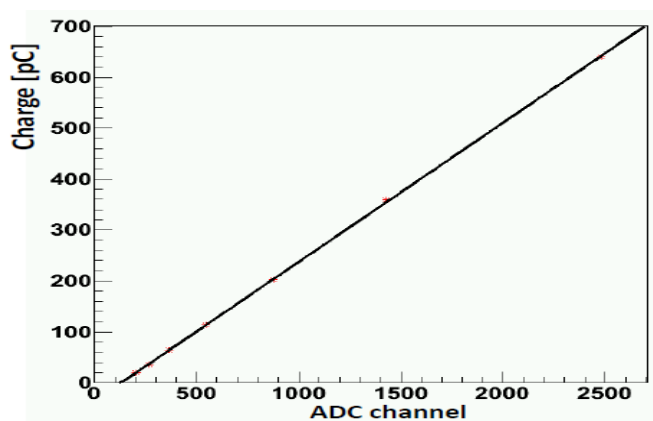


図 5.1 ADC の線形性

### 5.2 電流増幅率の決定

ある印加電圧  $V$  での電流増幅率（ゲイン）を  $G$  とすると、波高分布の積分値を  $Q$  とした場合

$$G = \frac{Q}{Ae} = KV^a \quad (A \text{ は測定系の増幅率}) \quad (5.1)$$

となる。ここで、 $e$  は素電荷を意味している。



逆にこの式から、特定のゲインを与える電圧値  $V$  を求める式に直すと、

$$V = \left( \frac{Q}{KAe} \right)^{\frac{1}{a}} \quad (5.2)$$

となるので、印加電圧を複数として Gain の関数形を決める ( $K, a$  を決める) ことで、 $1 \times 10^7$ 、 $5 \times 10^6$  の増幅率を与える電圧値を決定できる。

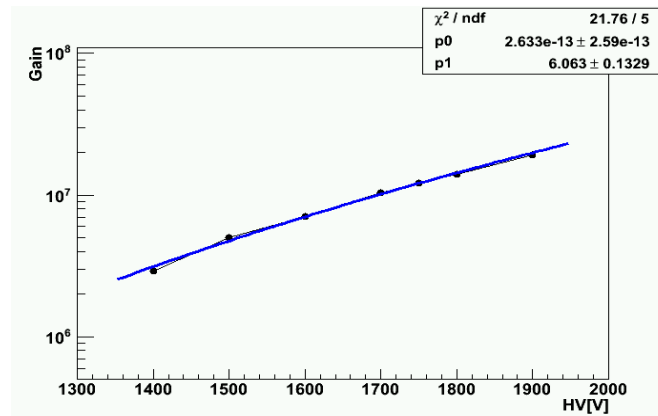


図 5.2 印加電圧に対する増幅率

図 5.2 は印加電圧に対する出力波形の分布である。フィット結果からべきの値が  $a = 6.06$  となっており、現在の ID に使用されている PMT の  $a=6 \sim 7$  と比較して比較的小きな値となっているが、これはダイノードの最後段における電圧の分割比が小さいためであると考えられる。以上の結果から、 $1 \times 10^7$  gain を与える電圧値は 1696V、 $5 \times 10^6$  gain を与える電圧値は 1513V と決まったため、今後はこの 2 つの電圧値を用いて測定を行った。

### 5.3 暗電流率 (Dark rates)

dark rate とは暗電流の比率である。暗電流とは PMT に光が入射していないにもかかわらず、PMT からアウトプットが観測される現象である。主な原因としては、光電面やダイノード段からの熱電子放出があげられる。特に光電面での熱電子放出による波形はそのままでは他の 1 光電子相当光と見分けがつかないため、しばしば実験においてバックグラウンドとなり得る。

前節で得られた gain を与える印加電圧に対してディスクリミネーターのしきい値を変えながらスケラーで信号の数を測ることで dark rate を測定した。図 5.3 は  $1 \times 10^7$  gain における、図 5.4 は  $5 \times 10^6$  gain における dark rate を示す。dark rate はそれぞれ 1 光電子相当光の 1/4 の波高値において 38[kHz], 25[kHz] となっている。現 17inch PMT と比較して 22[kHz]  $\rightarrow$  38[kHz] と約 1.7 倍となる。原因としては光電面の量子効率が向上したため熱電子が放出されやすくなっている可能性が示唆される。

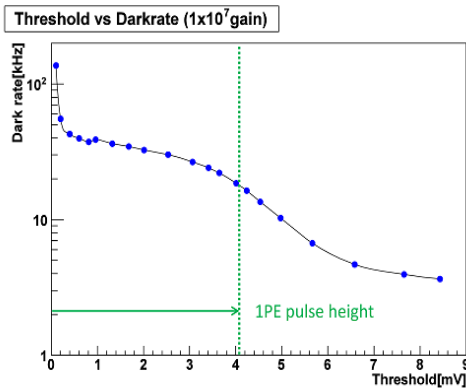


図 5.3  $1 \times 10^7$  gain での darkrate

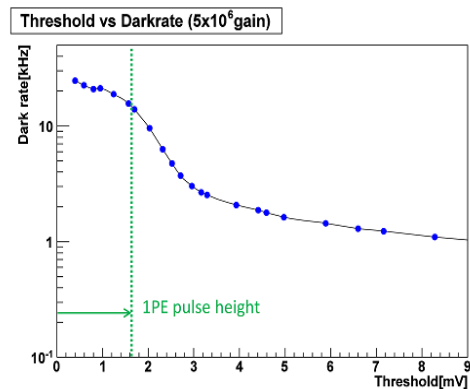


図 5.4  $5 \times 10^6$  gain での darkrate

## 5.4 P/V 比 (Peak to Valley ratio)

カムランド検出器では 1 光電子相当の微弱な光の信号を得るため、1 光電子を識別できる波高スペクトルを有することが必要である。この指標として用いられるのが P/V 比である。ここでは電荷分布を得た時の 1 光電子相当光の Peak、そして Pedestal との 1 光電子相当光の Peak の間にある最もイベントが少ない点 (Valley) とのイベント数の比を P/V 比と定義する。この値が大きいほど 1 光電子相当光の識別性能が高いということになる。PMT では P/V 比はダイノードの構造に大きく依存する。例えばベネシアンブラインド型である OD 用 20inch PMT では 1 光電子相当のピークがなく、P/V 比は観測できない。また、スーパーカミオカンデ用の PMT では P/V 比は約 2.0 程度である。現在の 17inch 光電子増倍管ではそれらと比べて大幅に改善されており 3.4 となっている。図 5.6 に新型 PMT の電荷分布をしめす。通常、ノイズ部分 (pedestal) と 1 光電子相当の 2 つの部分となり、前章で説明したようにポアソン分布に従うと考えられるが、イベント数が増えるとそれはガウス分布に従うと考えて良い。ただし、ここでは、測定環境上ノイズが 1 光電子相当光のピークの左右 (pedestal のピークの左右でも) で同等ではないため 1 光電子相当光のピークを左右で別のガウス分布でフィット (pedestal も同様) させることで、現象論的にフィッティングを行った。結果として、P/V 比は 3.8 となり現 17inch PMT (図 5.5) よりも高い値となった。

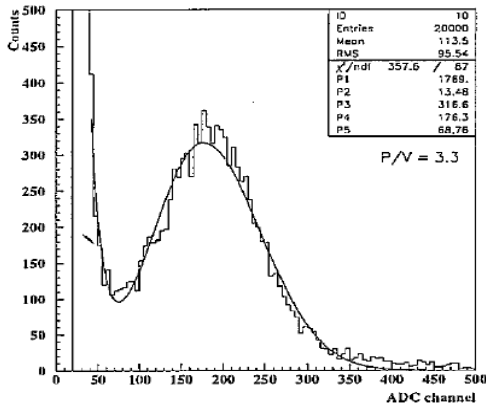


図 5.5 1 光電子相当光における電荷分布 (現 17inch PMT) 右が 1 光電子相当光のピーク [16]

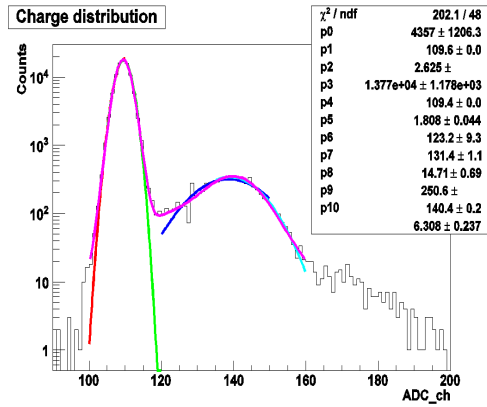


図 5.6 1 光電子相当光における電荷分布 (新型 20inchPMT) 左のピークがペダスタル、右が 1 光電子相当光のピーク (赤紫が全体のフィッティング結果)

また、図 5.8 に計数率を 80% 以上にした場合の電荷分布を示す。新型 PMT では現 17inch PMT と比較して (図 5.7 参照) 1 光電子ピークのみならず 2 光電子ピークの識別も更にはっきりと可能となっており、非常に感度の高い光検出器となっている。

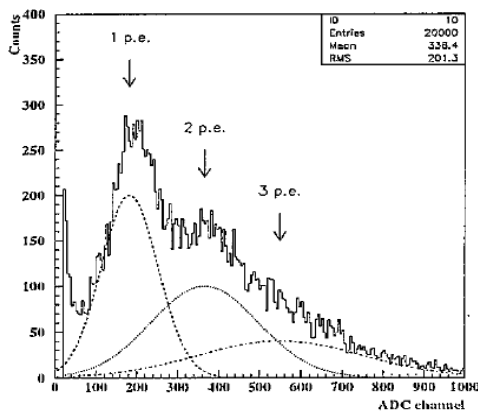


図 5.7 計数率 78% の場合の電荷分布 (現 17inch PMT) [16]

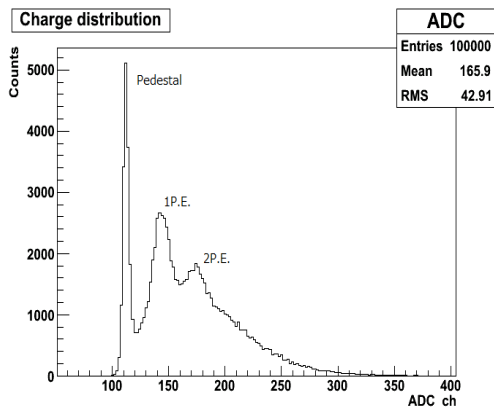


図 5.8 計数率 81% の場合の電荷分布 (新型 20inch PMT)

## 5.5 磁場依存性 (Magnetic field dependence)

ここまでの性能評価は磁気補償コイルを用いて全て無磁場で行ってきたが、ここでは、コイルにかかる電流値を変更することで PMT の出力の磁場依存性を評価した。実際の KamLAND 検出器においても巨大な 2 軸のヘルムホルツコイルにより PMT にかかる磁場は± 50mG 以下に保たれているため、その範囲内での磁場依存性は特に重要である。図 5.9 にダイノード配置の模式図を示す。図 5.9 において X,Z 方向各々 (Z の正方向は紙面に垂直に表から裏の向き) に磁場をかけ、角度  $\phi$  だけ PMT 全体を回転させることで磁場依存性を測定した。この時の印加電圧は  $5 \times 10^6$  gain を与えるものである。

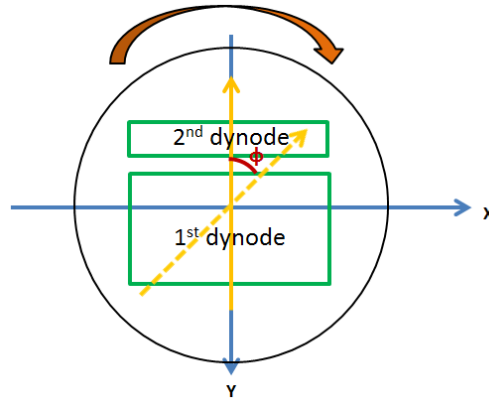


図 5.9 ダイノードに対する座標定義

結果を図 5.10~5.29 に示す。ここでは、無磁場の時を基準にとった相対的な増幅率と計数率の値を示す。相対増幅率に関しては全ての角度・全ての方向において  $\pm 50\text{mG}$  以下で誤差の範囲内で一致している。即ち  $\pm 2.5\%$  以下と依存性が非常に小さい。一方、相対計数率は  $\pm 50\text{mG}$  以下で最大 7% 程度の出力低下が見られる ( $\phi=0$ , X 方向に磁場をかけた場合)。これらの値は、計数率で 5% 以下、電流増幅率 10% 以下の出力低下 [16][17] となっており、わずかながら向上していることが確認できる。) 更に測定範囲を  $\pm 300\text{mG}$  の範囲まで広げた場合は相対増幅率は 75% 程度にまで落ち込み ( $\phi=\pi, \pi/4$ )、計数率に至っては 20% 以下 ( $\phi=0$  のとき) と大きく低下する。また、図 5.20 の分布で左右非対称となっているのはローレンツ力を受けた光電子が 2nd ダイノードに入るか入らないかの違いによるものである。

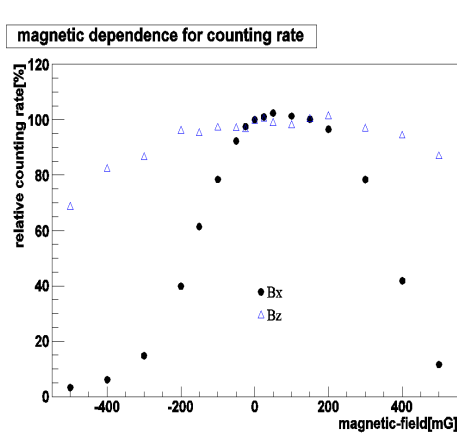


図 5.10 計数率の磁場依存性 ( $\phi = 0$ )

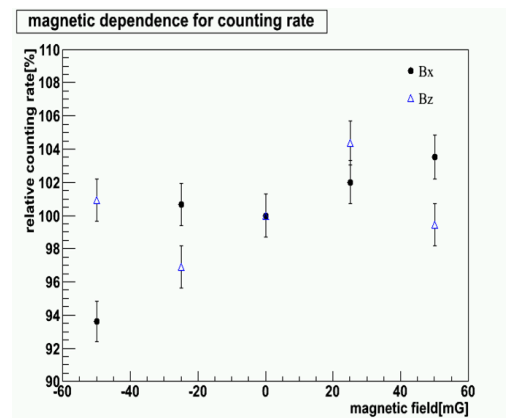


図 5.11 計数率の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = 0$ )

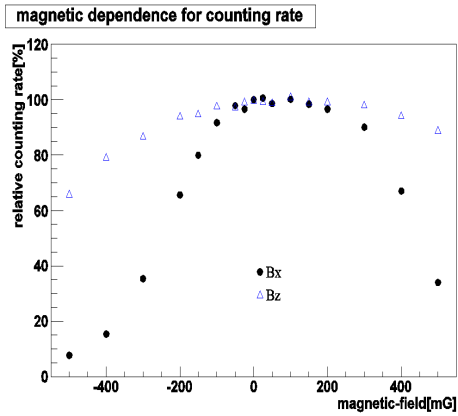


図 5.12 計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi/4$ )

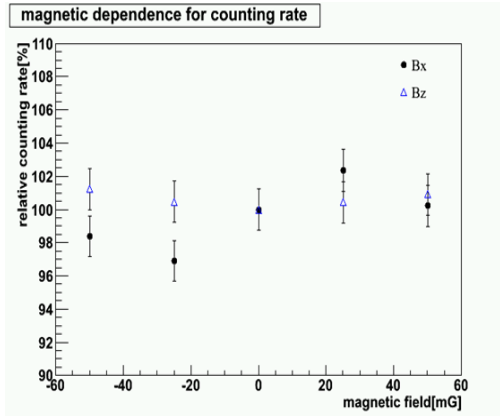


図 5.13 計数率の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/4$ )

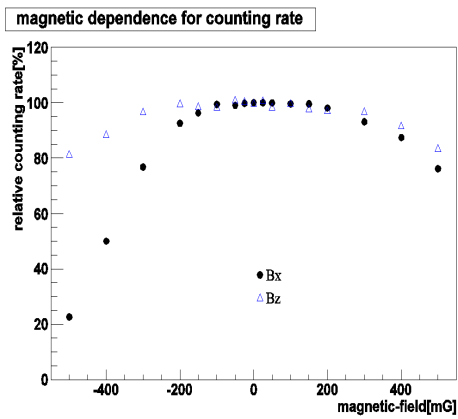


図 5.14 計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi/2$ )

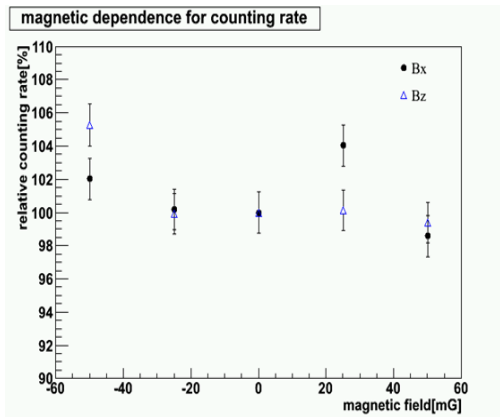


図 5.15 計数率の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/2$ )

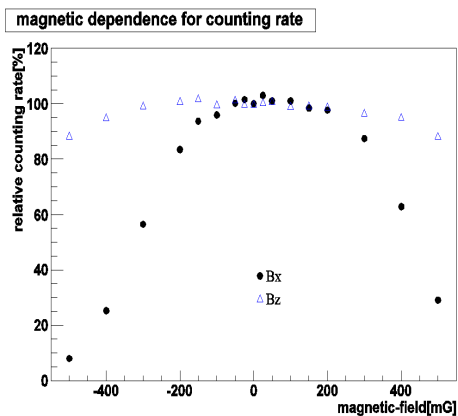


図 5.16 計数率の磁場依存性 ( $\phi = 3\pi/4$ )

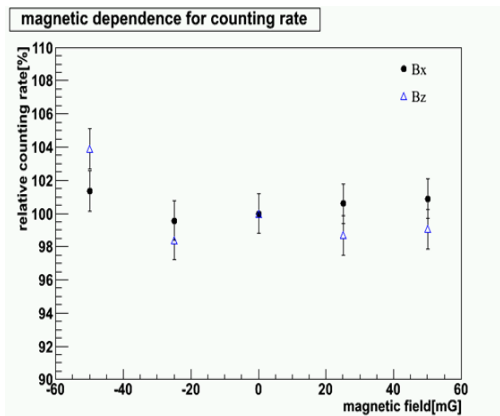


図 5.17 計数率の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = 3\pi/4$ )

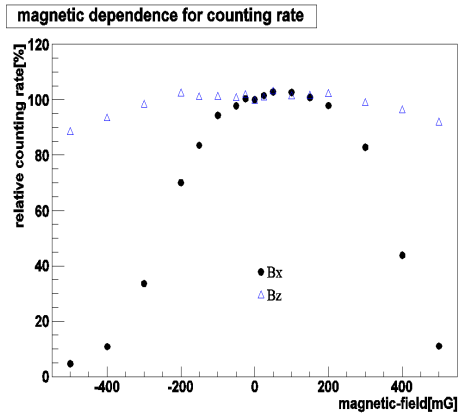


図 5.18 計数率の磁場依存性 ( $\phi = \pi$ )

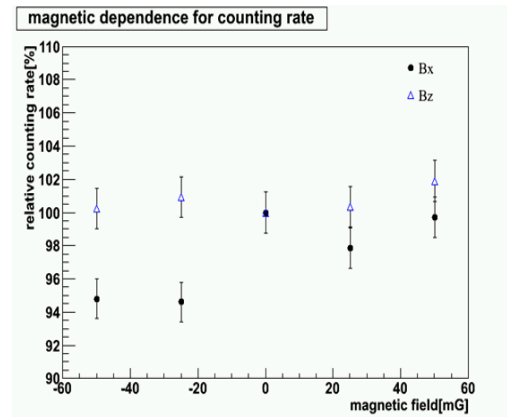


図 5.19 計数率の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi$ )

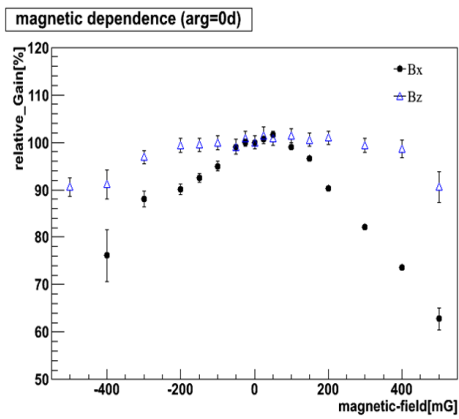


図 5.20 gain の磁場依存性 ( $\phi = 0$ )

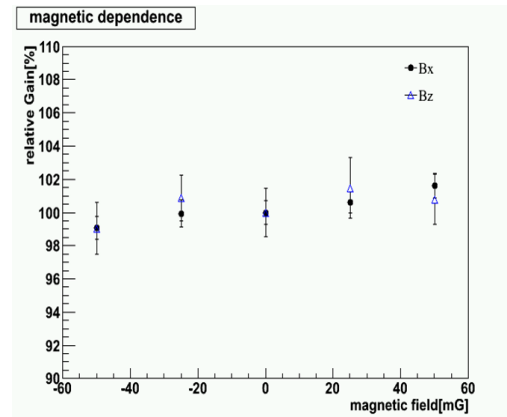


図 5.21 gain の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = 0$ )

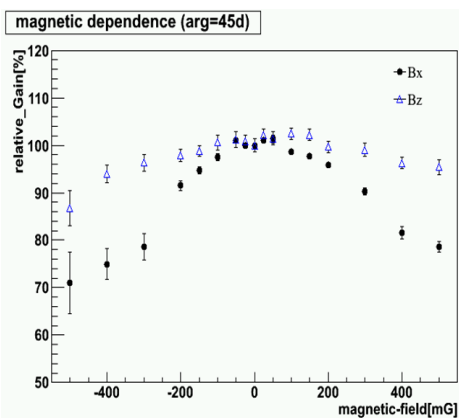


図 5.22 gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi/4$ )

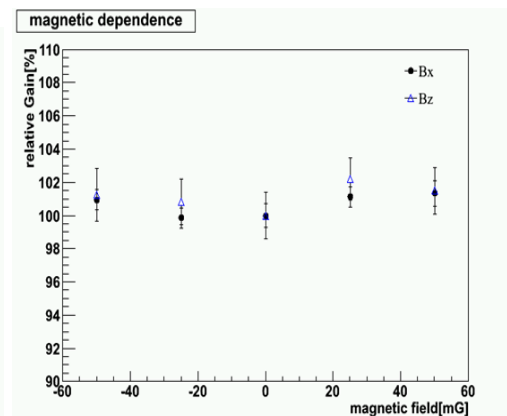


図 5.23 gain の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/4$ )

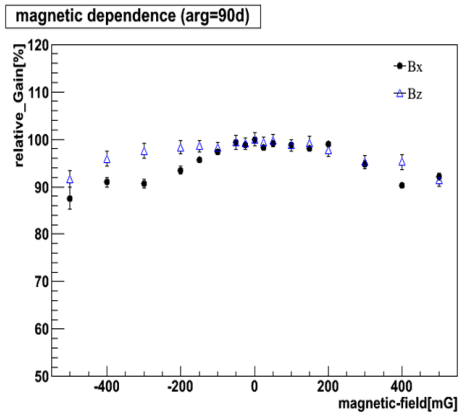


図 5.24 gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi/2$ )

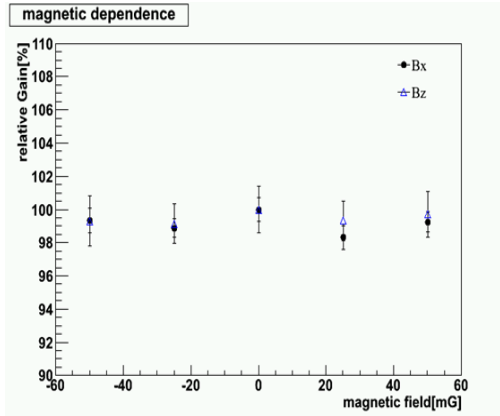


図 5.25 gain の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi/2$ )

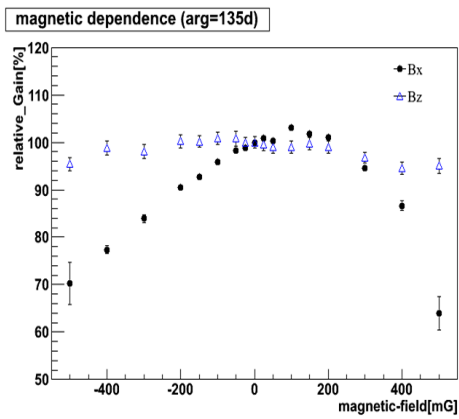


図 5.26 gain の磁場依存性 ( $\phi = 3\pi/4$ )

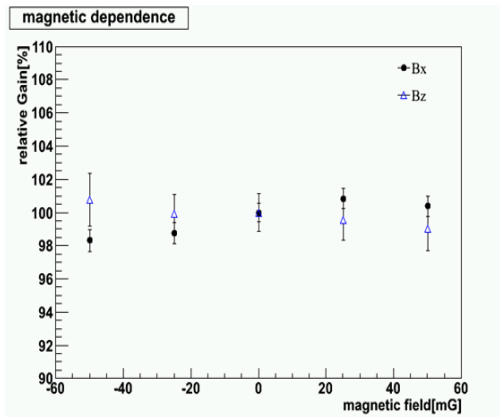


図 5.27 gain の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = 3\pi/4$ )

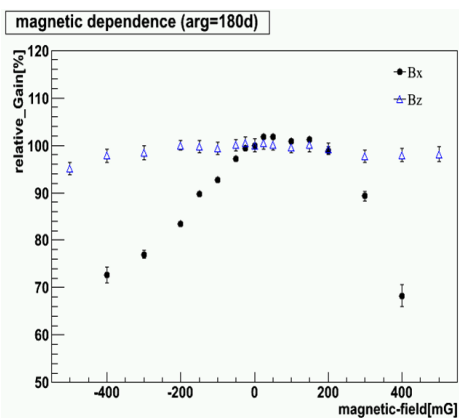


図 5.28 gain の磁場依存性 ( $\phi = \pi$ )

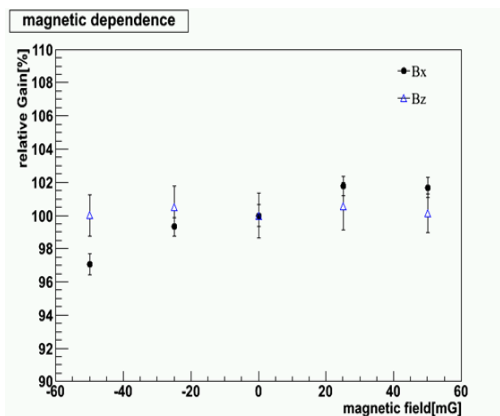


図 5.29 gain の磁場依存性  $\pm 50\text{mG}$  の範囲での拡大図 ( $\phi = \pi$ )

## 第 6 章

# 性能評価 2 (PMT の時間特性)

この章では PMT の時間特性についての性能評価結果を示す。PMT の時間応答特性は KamLAND-Zen 検出器における位置分解能に大きく影響を与え、位置再構成のプロセスにおいて大変重要な役割を担う。そのため、PMT 自体の時間特性の把握は実験をデザインする上でとても大切である。

測定方法は前章では CAMAC の ADC を用いて電荷を測定してきた (測定モード 1 : 図 4.13)。ここでは、時間応答を見るため FlashADC として、カムランドのデータ取得エレクトロニクスである MoGURA (Pgain) を使用して測定を行った (測定モード 2 : 図 4.14)。MoGURA の Pgain を使用した場合のサンプリングレートは 1GHz で 1ns の精度となり、1 カウント 0.1mV の識別能を有した状態で波形取得を行うことができる (表 4.3)。全ての測定で磁場補償コイルによる地磁気のキャンセルを行っているとともに、測定時の温度は 22~23 °C で室温を保った。この時の印加電圧は全て  $1 \times 10^7$  の増幅率となるように設定されている。

### 6.1 セットアップの安定性

#### レーザー

図 6.1 にレーザー出力時のモニター PMT における電荷分布を示す (モニター PMT へはその使用上、大光量を入れているため、ここでの ADC\_ch は Hgain を使用した 1ch あたり 0.1[pC] となっている)。光量の分布に大きなばらつきはなく、clock 信号との時間差 (こちらは Pgain で立ち上がりを使用した) もガウシアンでフィット後で FWHM=0.5[ns] 以下 (図 6.2) となっており、レーザーは安定かつジッターも無視できるほど小さいと考えて良い。以上より、相対電子走行時間は今後 clock 信号と 20inchPMT のシグナル波形との差でとって問題ないことが分かった。



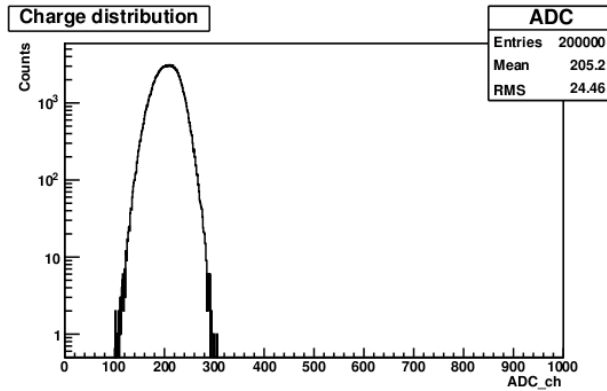


図 6.1 モニター PMT での電荷分布 ( $\phi = \pi/2$ , ⑤の位置, 1ADC.ch=0.1[pC])

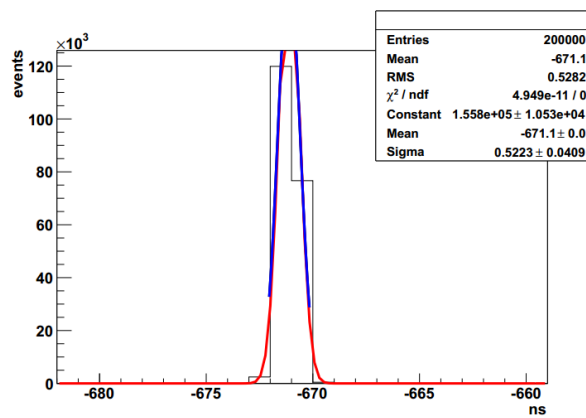


図 6.2 モニター PMT と clock 信号との時間差

### FlashADC(MoGURA)

次に MoGURA のチャンネル間のジッターが存在するかどうかを、clock 信号を分割して ch1 と ch2 に入力することで確認した。MoGURA のサンプリングレートは Pgain で 1GHz であるが、その範囲内では図 6.3 のようにジッターは存在したとしても 1ns 以下となっており、測定に影響を与えないほど小さいことが確認できた。

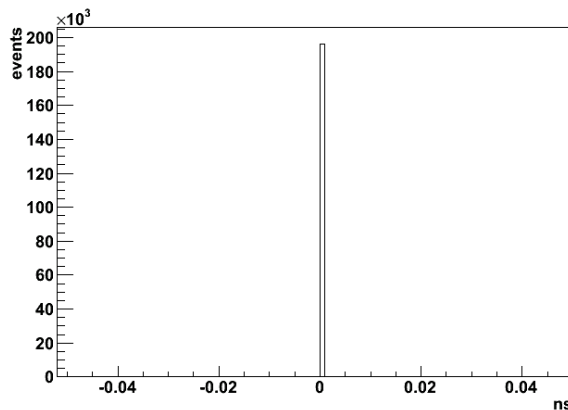


図 6.3 ch 間の時間差

## 6.2 Transit Time Spread(TTS) と位置依存性

光電子増倍管において電子走行時間の広がりをも Transit Time Spread(TTS) と呼んでいる。TTS の広がりも KamLAND-Zen 実験における事象位置決定精度に直接影響する。ここでは 1 光電子相当光の波形において立ち上がりの 1/4 の波高値を検出時間として設定し、クロック信号との時間差の分布 (相対電子走行時間の分布) を作成し、その時間の広がりである TTS を求めた。また、今までの実験は全て散乱光による全面照射であったが、ここでは位置固定具を利用したスポット光も用いて位置依存性を測定する。測定したスポットの模式図を図 6.4 に示す。照射位置としては表 6.1 に示すように、球形の光電面の中心を①として②、③・・・と徐々に光電面の端へ移動していく、④の位置で 17inch (432mmΦ) の外側かつ有効光電面 (460mmΦ) の内側となっており、⑤の位置が 20inch(508mmΦ) の端の部分に対応する。位置固定具を回転させて、 $\phi=0\sim\pi$  の合計 21 点測定した。

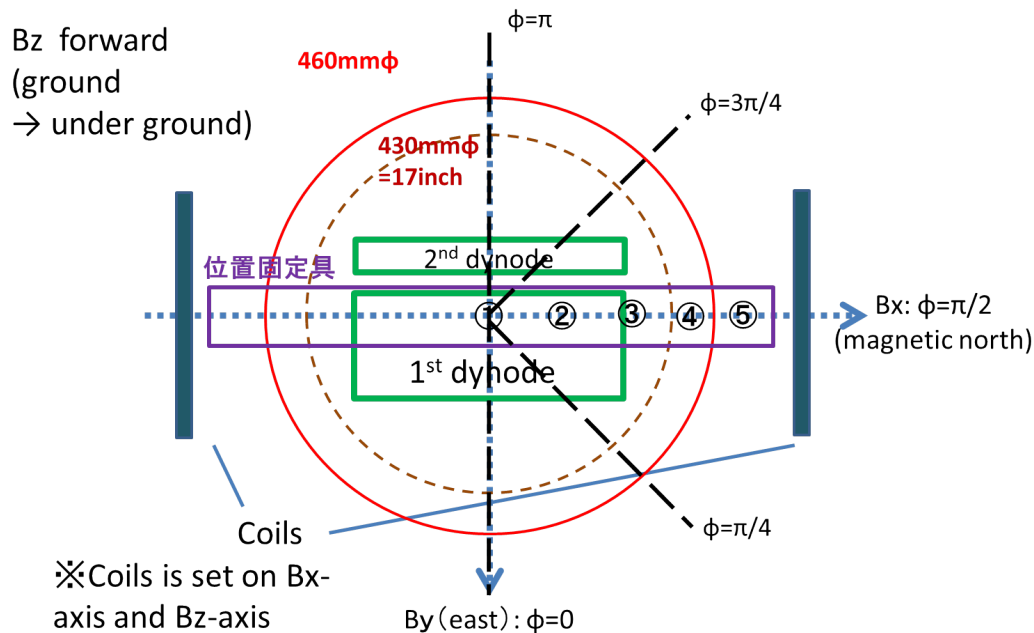


図 6.4 入射位置の概形図

表 6.1 各ポジションの関係

ポジション	直径 [mmΦ]	備考
①	0	光電面の中心
②	156	
③	328	
④	446	17inch 光電面外かつ有効光電面 (460mmΦ) の内側
⑤	506	20inch 光電面の端

### 6.3 解析方法

MoGURA で得られた新型 20inchPMT の波形を図 6.5 に示す。1 つのイベントに対して  $1 \mu s$  サンプルリングを行っており、得られた波形情報において、初めの 500ns を用いてベースラインをイベントごとに決定する。

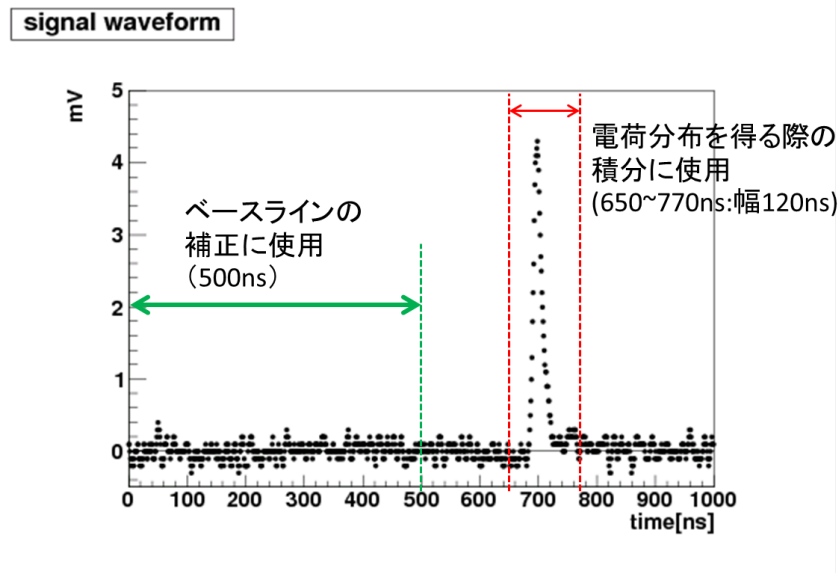


図 6.5 実際に MoGURA で得られた新型 20inchPMT の波形

次に、イベントごとにベースラインを引いた部分の分散を求める (図 6.6 を参照)。図 6.6 において、ベースラインに使用した 500ns 上にミュオンイベントやノイズ、暗電流 (ダークノイズ) によるイベントが入ってきたためにベースラインが極端に上がってしまっているイベントを除去する。カットされたイベントのうち、1 つめの山に属する波形は図 6.7 のようになっており、500ns の範囲にノイズが混入している。また、二つ目のなだらかな山にぞくする波形 (図 6.8) は暗電流がベースラインで使用した部分に乗っているため、ベースがずれてしまっていることが確認できる。前述のようなイベントを除去するため、分散の分布 (図 6.6) において 0.017 より大きな値をとるイベントは全てカットした。

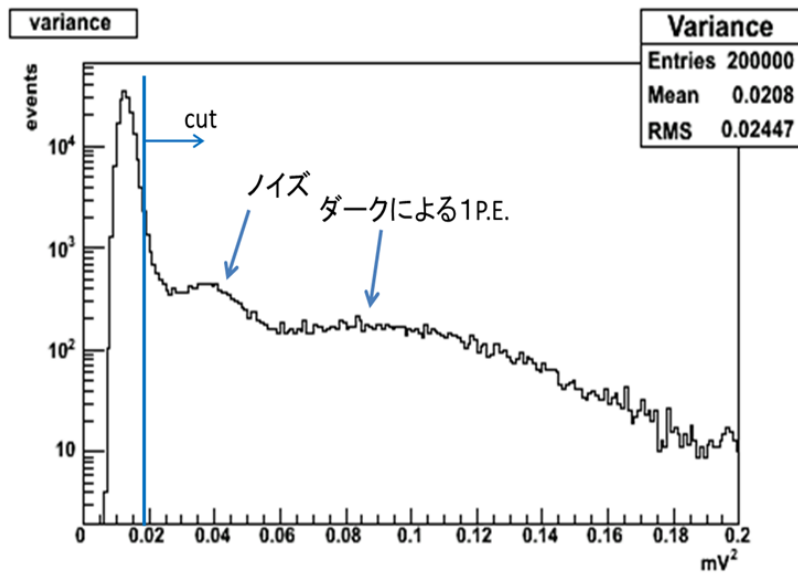


図 6.6 イベントごとの分散の分布 ( $\phi = \pi/2$ , ⑤の位置)

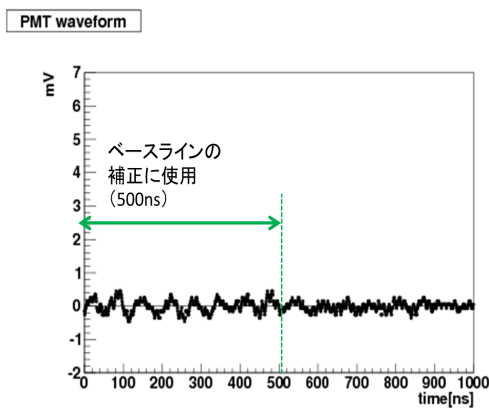


図 6.7 ベースラインにノイズがのった波形

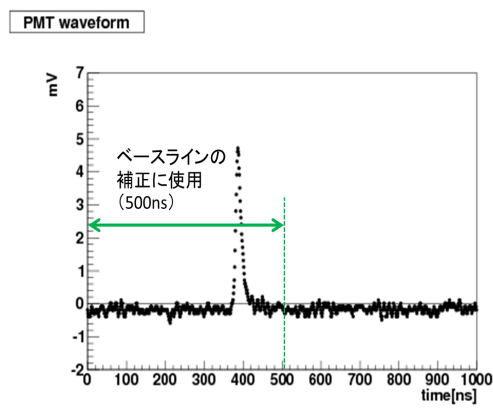


図 6.8 ベースラインに暗電流がのった波形

その後、選別されたイベントに対して電荷分布を作成する (図 6.9 を参照:積分幅 120[ns])。得られた電荷分布において 1 光電子相当光のイベントのみを抽出するが、今回は 1 光電子相当光のガウシアンフィット結果の  $\pm 1 \sigma$  でとることにした。ただし、 $\phi = \pi$ 、⑤の点ではフィット結果から前述の範囲で値を設定するとペDESTAL も含まれてしまうため  $\phi = \pi$ 、④の点でのフィット結果を代用してセレクションを行った。

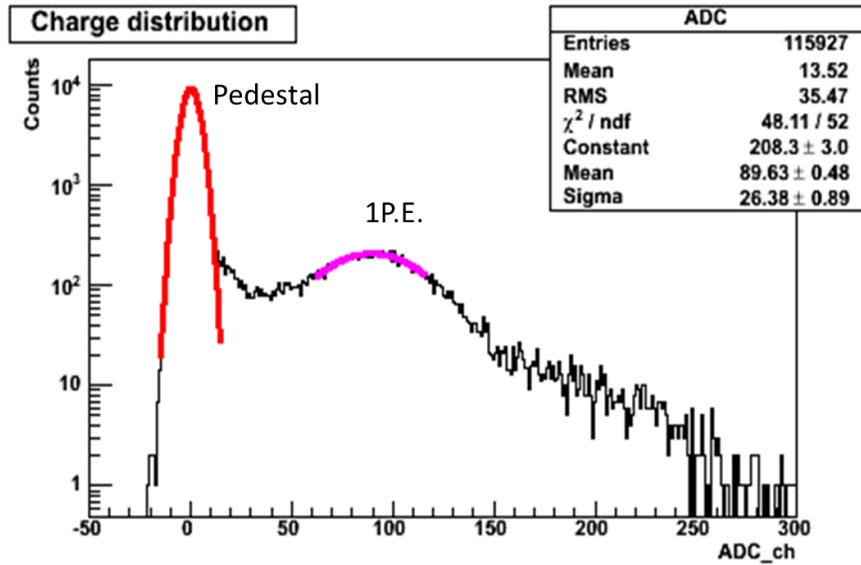


図 6.9 分散によるカット後の電荷分布 ( $\phi = \pi / 2$ , ⑤の位置, 1ADC.ch=0.02[pC])

前述の 2 つでセレクションされたイベントに対して clock 信号の立ち上がり部分、PMT の信号の波形をそれぞれフィットさせる。これは、MoGURA で得られた 1 ns 精度の波形データの精度を更に上げることが狙いである。図 6.10、6.11 に示すように PMT の波形信号は 650ns~770ns 内での最大値から 20ns を片側ガウシアンでフィットして時間精度を上げた。一方、clock 信号については 21mV 以下の 5 点を用いてこちらもガウシアンでフィットした。この結果からそれぞれの検出時間を求める。PMT の信号は波高の 1/4 の値 (1mV) になった時を検出時間と設定した。clock 信号についてはノイズ部分で引っかからない程度の大きな値 (10mV) を検出時間として設定した。

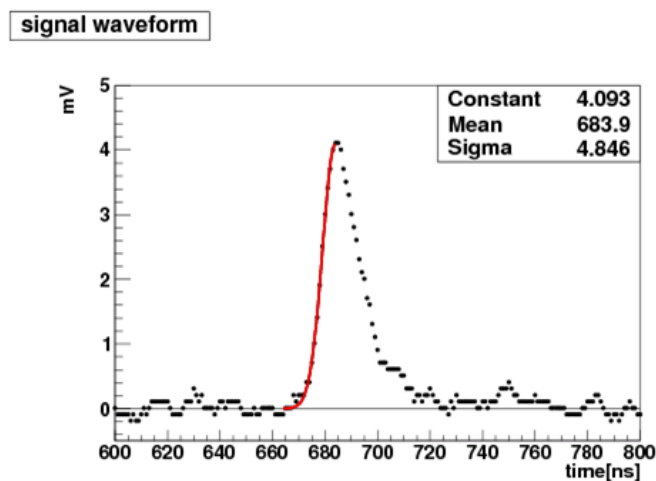


図 6.10 セレクション後の PMT の波形分布 ( $\phi = \pi / 2$ , ⑤の位置)

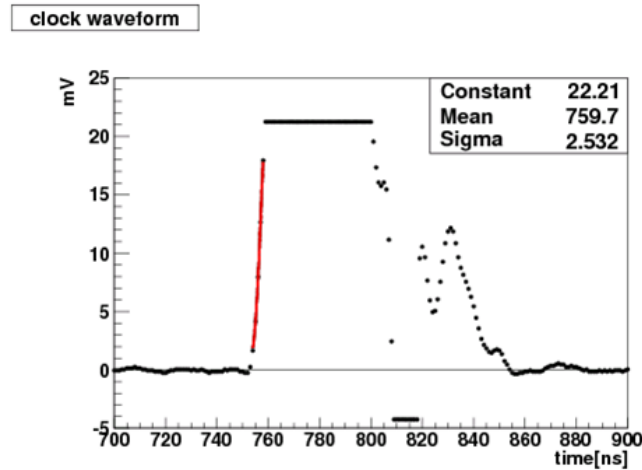


図 6.11 セレクション後の clock の波形分布 ( $\phi = \pi/2$ , ⑤の位置)

以上の 2 つのフィット結果から、

$$\text{相対電子走行時間 (Relative Transit Time)} = \text{PMT 検出時間} - \text{clock 検出時間} + \text{const.} \quad (6.1)$$

として時間差の分布を求める。図 6.12 が相対電子走行時間の分布である、この分布をガウシアンでフィッティングを行い、TTS として FWHM を計算した。

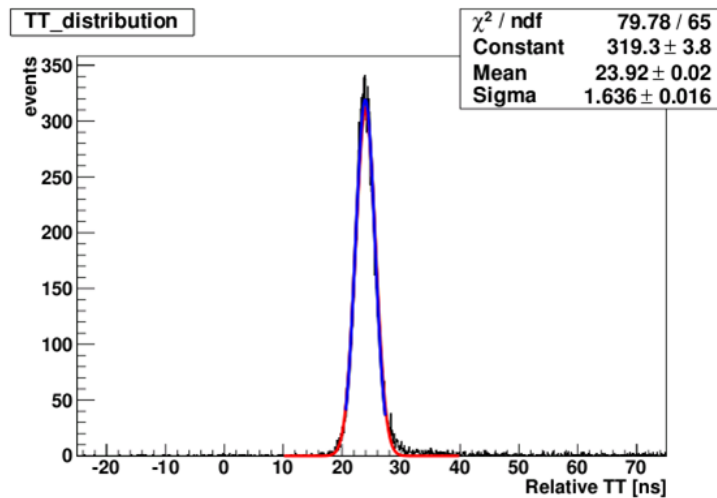


図 6.12 相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi/2$ , ①の位置)

一方で、オフタイムでの測定により今回セレクションした 1 光電子相当光のイベント内に入る暗電流は 4.4% 程度となっており、図 6.13 に示すようにオフタイム時の TT の分布からもその形状に大きな特徴が見られないことも確認できている。

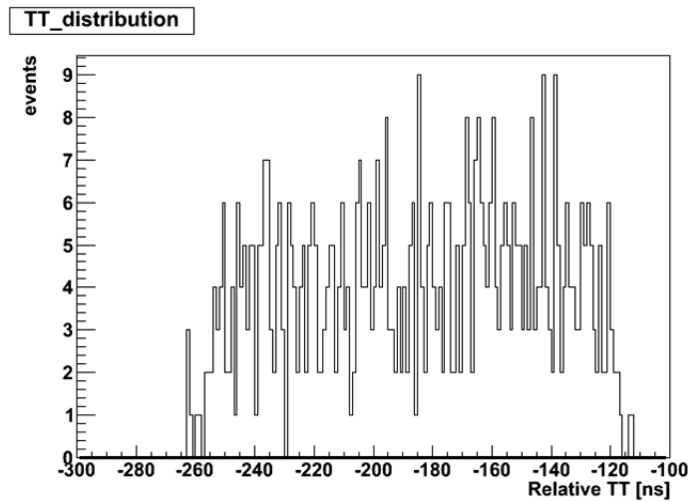


図 6.13 オフタイムでの相対電子走行時間の分布

## 6.4 TTS の結果

### 6.4.1 位置依存性

図 6.14 に各ポジションで TTS の測定結果を示す。TTS の値は 446[mmΦ] の範囲内では FWHM で 4.2ns となっており、一様性が高いことが分かる。全体の分布ではどの角度  $\phi$  でも②の位置での TTS が最も良くなっており、最も良い点で 3.6ns となっている。また、そこから外側に行くと徐々に悪くなり、⑤の位置で最も TTS が大きくなる。 $\phi = \pi/2$ 、⑤の位置で、2つのダイノード段に対して平行に真横から入射した場合が最も電子走行時間にばらつきが生じ、その大きさは FWHM で 8.1ns となっており (図 6.15) 光電面の中心での 3.8ns と比較して非常に悪くなっている。しかしながら、それ以外の部分は 5.8ns の以下の範囲内に収まっている。

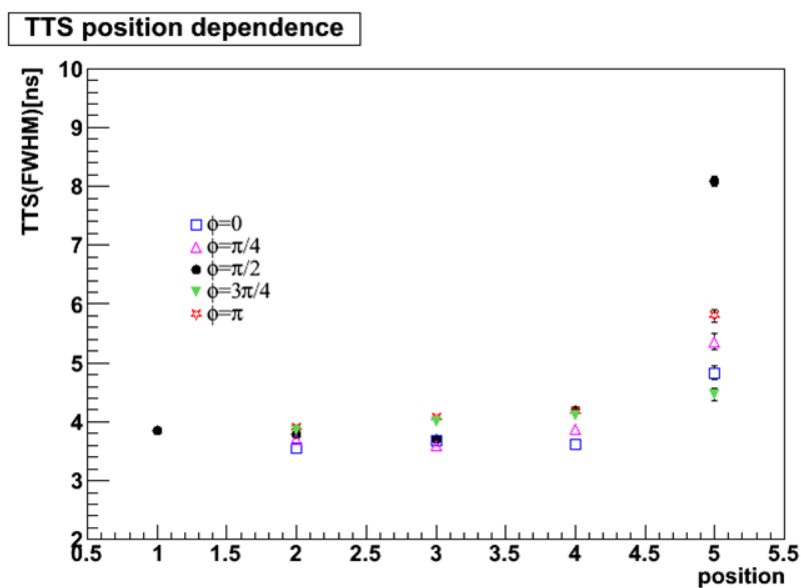


図 6.14 TTS の位置依存性

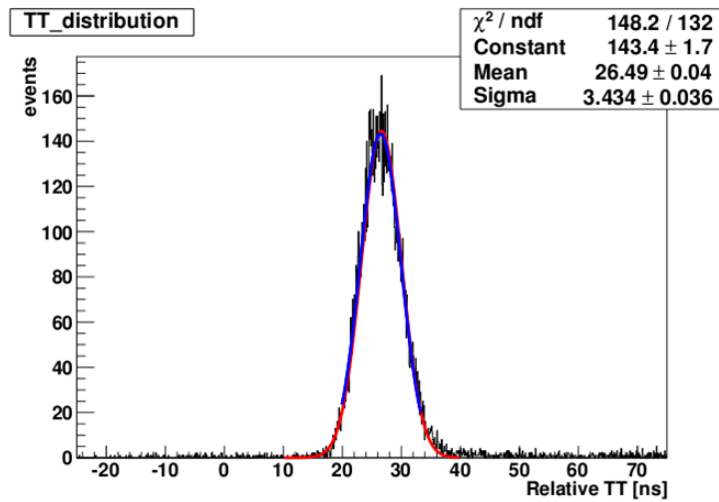


図 6.15 相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi/2$ , ⑤の位置)

### 6.4.2 再現性

測定系の再現性を確認するために  $\phi = \pi/2$ 、⑤の位置で TTS を複数回測定した。結果は表 6.2 のようになった。全ての測定で誤差の範囲で一致しており、再現性は示されていることが確認できている。

表 6.2  $\phi = \pi/2$ 、⑤の位置での再現性

測定	$\sigma$	$\sigma_{error}$
1 回目	3.434	0.036
2 回目	3.477	0.036
3 回目	3.479	0.037
total	3.46	0.02

### 6.4.3 全面照射での TTS

図 6.16 に全面照射の場合の解析に利用したデータと、相対電子走行時間の分布を示す。TTS は FWHM で 4.3ns となっており、現在の光電子増倍管の 4.4ns([17]) と比較しても遜色ない値となっている。



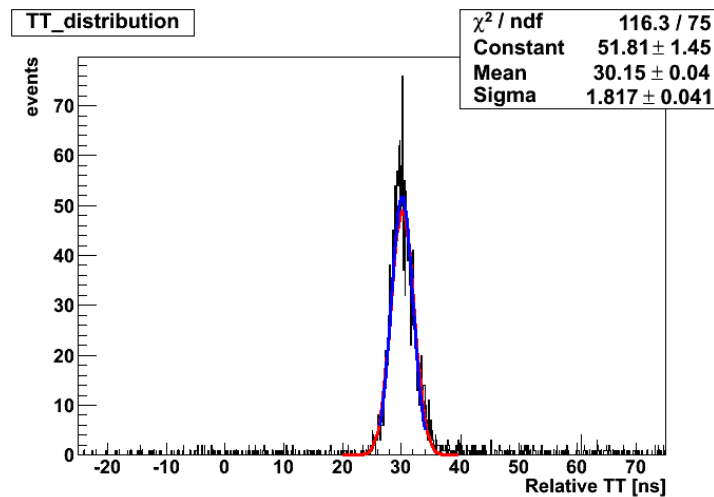


図 6.16 相対電子走行時間の分布 (全面照射)

#### 6.4.4 TQ-map による補正の可能性

1 光電子相当光のイベントをセレクションしても、その波高値にはばらつきがある。それに応じて波高値のごとの立ち上がり時間の違い (time walk) が生じてしまっている。それを補正する方法として図 6.17 のように横軸を光量、縦軸をタイミングとして TQ - map を作製し、それをもとに一次関数の補正関数を作製した。この時の補正方法は次のようにした。横軸の 0.8, 0.9, 1.0... と 0.1p.e. 間隔に点を選び、更に各点の  $\pm 0.02$  の広がりを持って区切った。各区間に対して前述のように相対電子走行時間の分布を作成し、その平均値を各区間でもとめて、それらの点を一次関数で結んだ (図 6.17 の直線)

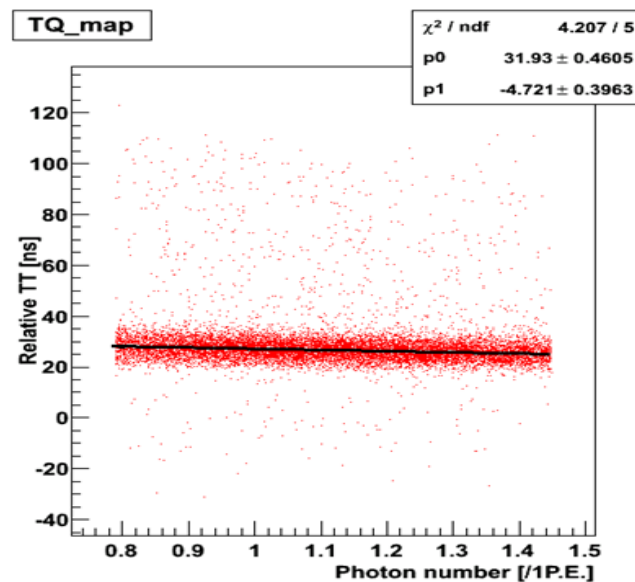


図 6.17 TQmap

補正後の  $\phi = \pi / 2$ 、⑤の位置での相対電子走行時間の分布を示す。TTS は FWHM で 8.1 (図 6.15)  $\rightarrow$  7.9[ns](図 6.18) へと 3% 程度の向上が確認された。

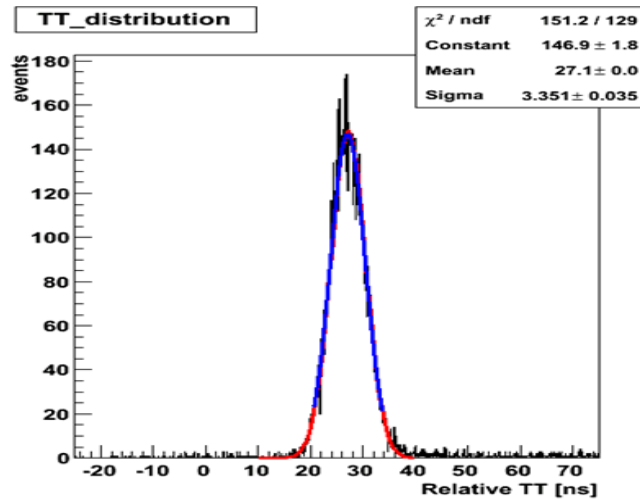


図 6.18 TQ による補正後の相対電子走行時間の分布 ( $\phi = \pi/2$ , ⑤の位置)

### 6.5 計数率の位置依存性

図 6.19 に計数率の位置依存性を示す。ここで、計数率は各点に対して図 6.9 から 1 光電子のフィット結果の平均値-2  $\sigma$  を閾値として設定した。ただし、 $\phi = \pi$ 、⑤の点と  $\phi = 3\pi/4$ 、⑤の点ではフィット結果から前述のしきい値を設定するとペDESTAL も含まれてしまうためそれぞれ、 $\phi = \pi$ 、④の点と  $\phi = 3\pi/4$ 、④の点での値を閾値として代用して計算した。光電面の中心が最も計数率が高くそこから離れるにつれて計数率が落ちていく、 $\phi = \pi/2$  以外の点では⑤の位置で急激に出力の低下が起こることが分かる。しかしながら、17inch 光電面内では光電面の中心との相対比をとっても 80% 以上の出力を保持しており、一様性が高い。

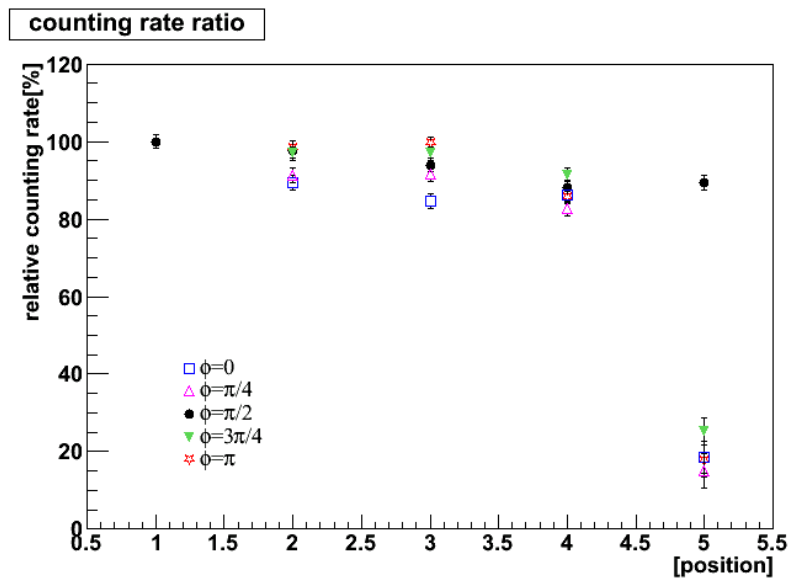


図 6.19 相対計数率の位置依存性 (①の位置での値を 100% とした時の相対値)

## 第7章

### まとめ

本研究では  $5 \times 10^6$ 、 $1 \times 10^7$  の増幅率において KamLAND-Zen 検出器で使用するにあたっての新型 20inch 光電子増倍管の性能評価を行った。暗電流率は量子効率の向上によるデメリットとして熱電子放出量が増え、大きくなると考えられていた。結果、17inchPMT(22kHz) と比較して 38kHz と 1.7 倍程度となっているが、製造初期段階での測定のため暗電流率の長期減少傾向や、KamLAND-Zen 検出器内での温度を考慮すると約 1/4 にまで更に落とすことができるため、問題とならない。P/V 比は現在の 17inchPMT と比較しても僅かに向上し、磁場依存性については現在の PMT より計数率は 2.5% 以下、電流増幅率は 7% 以下の変化に抑えられ、現在のもの (17inchPMT ではそれぞれ、計数率 5% 以下、電流増幅率 10% 以下となっている) を上回る結果が得られた。TTS の位置依存性においては 2 つのダイノード段に対して平行に真横から入射した場合で最も走行時間にばらつきが生じ、その大きさは FWHM で 8.1ns となっているが、その他の点に関しては 3.5~5.8ns の範囲内に抑えられており (446mm $\Phi$  の範囲内では最大でも 4.2ns)、全体の一様性が高いことが分かった。また、全面照射の場合では FWHM で 4.3ns(17inchPMT では 4.4ns) となっており、遜色ない値となっている。以上より、ウィンストンコーン (集光ミラー) や他の候補とのデザイン最適化のための性能評価として十分なデータが得られた。今後、暗電流率の長期測定、入射光の光電面への入射角度依存性、大光量時のオーバーシュートに対するブリーダ回路の最適化などを経て更なる性能評価が進められていく。

# 謝辞

本研究や論文執筆においては、多くの方々のご助言、ご協力を賜りました。この場をお借りして、御礼申し上げます。

指導教官である白井先生からは、毎回の PMT ミーティングでの研究進捗の確認はもとより、論文執筆関連での添削や発表練習におけるご指導をととても熱心にしていただきました。最初から最後まで手厚いご指導を賜り大変感謝しております。井上先生には PMT を研究題材とすることに対する際のご助言をいただくと共に、ミーティングでも多くのアドバイスをしてくださいました。古賀先生は PMT に関してセンター内で最も詳しく、膨大な過去のデータをお教え頂くとともに、PMT ミーティングでも非常に鋭い指摘を沢山していただきました。「何かあったときはいつでも連絡していいぞ」等々大変頼もしく、研究を進めるにあたって大変心強く感じました。石徹白先生には、多くの学生さんを指導している多忙の中でも、実験装置の作成段階で非常に多くのご助言をいただくことができ、ミーティングでの発表資料についても事前にご相談に乗っていただきました。高山さんはじめ技官の方々からは設計や建設において最も多くのご協力を頂きました。建設時間が短い中で非常に質の良い実験装置を作れたのは皆様のご協力のおかげです。

上島先生には建設以外のほぼすべてのプロセスで沢山のご指導、ご助言をいただきました。研究が行き詰まった時も、相談に乗っていただいたり、安全面の要請から夜遅くまでスタッフの方のご協力を得なくてはならない作業でも、快く引き受けてくださいました。時には、私生活に関しても相談に乗っていただきました。

現在は KEK へ転出された大谷さんには入学当時から PMT の性能研究の初歩を抑えるに当たり、一緒に勉強会を開いてくださいました。また、測定の初歩に関しても丁寧にお教えいただきました。

他にも Collaborator の皆様には多くのご助言、ご指導を賜りました。今後、KamLAND-Zen 実験はより一層の改良を経て続いていきますが、皆様のご活躍と実験の成功をお祈り申し上げます。

## 参考文献

- [1] C.L.Cowan, J.F.Reines. et al. Science 124(1956)103
- [2] Y.Hukuda. et al Phys.Rev.Lett. 81(1998)1562-1567
- [3] 原康夫, 裳華房テキストシリーズ 素粒子物理学, 裳華房,2003
- [4] 長島順清, 素粒子物理学の基礎. 朝倉物理学大系, 第 1 巻. 朝倉書店, 1998.
- [5] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and I. V. Krivosheina, Mod. Phys. Lett. A 21, 1547 (2006).
- [6] M. Auger et al. (EXO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 109, 032505 (2012).
- [7] M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), Phys. Rev. Lett. 111, 122503 (2013)
- [8] Hiroko Watanabe, Comprehensive Study of Anti-neutrino Signals at Kam-LAND, Doctor Thesis, Tohoku University,2012
- [9] 松田涼太, 加圧環境下におけるニュートリノレス二重ベータ崩壊探索の高感度化に向けた開発研究, 修士論文, 平成 25 年度
- [10] 小畑旭,Xe を用いた二重ベータ崩壊実験のための集光ミラーと大光量液体シンチレータの開発, 修士論文, 平成 24 年度
- [11] 大木歩, 新トリガーによる KamLAND-Zen 実験での 10C バックグラウンド除去, 修士論文, 平成 24 年度
- [12] 松田さゆり, 第一期 KamLAND-Zen 実験における  $^{136}\text{Xe}$  のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊に対する制限, 修士論文, 平成 24 年度
- [13] 花籠紘,KamLAND 用高位置分解能イメージング検出器の開発, 修士論文, 平成 24 年度
- [14] A.Gando et al. (The KamLAND-Zen Collaboration) Phys.Rev.Lett.110, 062502 (2013)
- [15] 吉沢康和 新しい誤差論 実験データ解析法, 共立出版株式会社, 1989
- [16] 沖和宏, 高精度大口径光電子増倍管の開発研究, 修士論文, 平成 10 年度
- [17] 田頭健司, 高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究, 修士論文, 平成 11 年度
- [18] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 光電子増倍管 -その基礎と応用- [ 第 3a 版 ],2007
- [19] K. Asakura *et al.* (KamLAND-Zen), arXiv:1409.0077 [physics], XXVI Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2014).