

修士論文

KamLAND2 へ向けた
光電子増倍管の耐久性の研究

Study of Photomultiplier Tube Endurance
for KamLAND2

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

白石 健祐

令和三年

概要

素粒子研究においてニュートリノのマヨラナ性の検証は重要な課題の一つである。ニュートリノがマヨラナ粒子であれば現在発見されているニュートリノが非常に軽いことに対して自然な説明をすることができ、また質量階層構造などの問題にも言及することができる。ニュートリノのマヨラナ性を検証する唯一の現実的手段がニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索実験であり、KamLAND-Zen 実験では ^{136}Xe をもちいて検証を行っている。さらに現在は検出器の感度向上を目指した KamLAND2 が計画されている。

建造から 20 年経った KamLAND では検出器自体にいくつか問題が発生しているが、その中でも最大のものが光電子増倍管 (PMT) の低出力化である。PMT は光子を光電効果によって電子に変換し、それを増幅して電圧信号として取り出す装置であるが、現在 KamLAND では出力が通常の 0.4 倍未満となり解析から外される PMT の数が増えている。KamLAND2 でも同様の問題が発生し長期間の実験を妨げる恐れがあるので、PMT の低出力化の原因を探ることは重要な課題である。

本研究は PMT 内のコンデンサに着目した低出力化の原因探求を目的としている。そのためにコンデンサに破壊試験を行い、低出力化 PMT 内のコンデンサと同様の導通が発生するかを調べた。結果としてはいずれの試験においても、KamLAND における PMT の使用状況を鑑みた現実的な範囲においてはコンデンサの導通には至らないという結論であったが、耐久試験のうちの一つである大光量入射を想定した充放電実験において静電容量の低下というコンデンサの消耗を示す結果や、電圧印加の停止によるコンデンサの一時的な回復という HV サイクルにおける事象に似た結果が見られ、充放電によるコンデンサの消耗が低インピーダンス化に繋がっている可能性が高いことを示した。

目次

第1章 序論	1
第2章 ニュートリノ	3
2.1 素粒子とニュートリノ	3
2.2 ニュートリノ振動	3
2.2.1 太陽ニュートリノ問題	3
2.2.2 大気ニュートリノ異常	4
2.2.3 ニュートリノ振動	4
2.3 ニュートリノの質量と階層構造	5
2.4 ニュートリノのマヨラナ性	6
2.4.1 マヨラナ粒子	7
2.4.2 シーソー機構	8
2.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	8
第3章 KamLAND 実験	10
3.1 KamLAND 検出器	10
3.1.1 内部検出器	10
3.1.2 外部検出器	14
3.2 KamLAND でのニュートリノの検出原理	14
3.2.1 反電子ニュートリノの検出	14
3.2.2 ニュートリノの検出	14
3.3 KamLAND-Zen 実験	15
3.4 KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド	16
3.5 KamLAND-Zen 実験の成果	17
3.5.1 KamLAND-Zen 400	17
3.5.2 KamLAND-Zen 800	18
3.6 KamLAND2 計画	18
第4章 PMT の低出力化	20
4.1 PMT のインピーダンス低下と低出力化	20
4.2 インピーダンス低下の原因	21

第 5 章	コンデンサの耐久試験	23
5.1	PMT への大光量入射を想定した充放電実験	23
5.1.1	実験方法	23
5.1.2	実験とミューオンによる充放電の対応	24
5.1.3	実験結果	27
5.1.4	実験考察	29
5.2	高電圧試験	30
5.2.1	実験方法	30
5.2.2	実験結果	30
5.2.3	実験考察	31
5.3	オイルへの耐久試験	31
5.3.1	実験方法	32
5.3.2	実験結果	33
5.3.3	実験評価	33
5.4	物理的破損試験	33
5.4.1	実験方法	33
5.4.2	実験結果	33
5.4.3	実験評価	34
第 6 章	本研究全体の考察と今後の展望	36
第 7 章	まとめ	38
	参考文献	40

目次

2.1	図 2.2: KamLAND 実験で観測された原子炉ニュートリノの振動 [5]	6
3.1	図 3.1: KamLAND 検出器	10
3.2	図 3.2: 17inch PMT の構造 [17]	11
3.3	図 3.3: 20inch PMT の構造 [17]	12
3.4	図 3.4: PMT における光電子の増幅過程 [17]	12
3.5	図 3.5: 17inch PMT のプリーダー回路図と各抵抗・コンデンサの抵抗値・静電容量 [17]	13
3.6	図 3.6: 中性カレント反応（左）と荷電カレント反応（右）の Feynman diagram	15
3.7	図 3.7: KamLAND-Zen 実験	15
3.8	図 3.8: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル。左が理想的な場合、右が実際の図である。[12]	16
3.9	図 3.9: 高エネルギーミューオンの原子核破碎による ^{10}C の生成	17
3.10	図 3.10: KamLAND2 検出器	18
4.1	図 4.1: PMT のインピーダンスの低下。赤線がインピーダンス低下の発生した時間、青線が HV サイクルによって復活した時間を表している。	20
4.2	図 4.2: 低インピーダンス化の発生頻度 [21]。赤破線が HV reduction の行われた時期である。	21
4.3	図 4.3: 一回以上低インピーダンス状態となった PMT の数 [21]。赤破線が HV reduction の行われた時期である。	21
4.4	図 4.4: 出力が通常の 0.4 倍未満の PMT の数の推移 [22]	22
4.5	図 4.5: 17inch PMT の回路。赤字の抵抗 R10、R11、R12 およびコンデンサ C1、C2、C3 がインピーダンス低下に関与していると考えられる。	22

5.1	図 5.1: 充放電実験回路図 (a,b) と実際に用いた回路の写真 (c,d)。黒矢印は静電容量の測定位置、青矢印と赤矢印は絶縁抵抗を計算するための電圧測定位置をそれぞれ表している。C1,C2,C5,C6 はオリジナル品を、C3,C4,C7,C8 は後継品である。	24
5.2	表 5.1: オリジナル品と後継品のコンデンサの性能	25
5.3	図 5.2: ミューオンの光量と軌跡の相関 [13]	25
5.4	図 5.3: non-showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均	26
5.5	図 5.4: non-showering muon のシミュレーション図	27
5.6	図 5.5: non-showering muon によるコンデンサの電圧変化	27
5.7	図 5.6: showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均	27
5.8	図 5.7: showering muon のシミュレーション図	28
5.9	図 5.8: showering muon によるコンデンサの電圧変化	28
5.10	図 5.9: 4つのコンデンサの合成静電容量の変化	29
5.11	表 5.2: 実験前後の各コンデンサの静電容量変化	29
5.12	図 5.10: 4つのコンデンサの合成絶縁抵抗の変化	30
5.13	図 5.11: 高電圧試験の回路図と回路写真。設定した最大電圧である 3600 V の際に各抵抗にかかる電圧が耐電圧 350 V を超えないように設計した。	31
5.14	表 5.3: 高電圧試験による電流値と静電容量。表の 2 列目がコンデンサ非導通時に予測される電流値であり、これが 3 列目の実際に測定された電流値とほぼ一致していればコンデンサが導通していないことを示している。	32
5.15	図 5.12: 物理的破損試験における力の方向	34
5.16	図 5.13: 1、2 の方向から力をかけた際のコンデンサの破損	34
5.17	図 5.14: 3 の方向から力をかけた際のコンデンサの破損	35

第1章 序論

ニュートリノは物質を構成する最小単位である素粒子の一種である。素粒子の標準模型においてニュートリノの質量は0とされているが、実際にはニュートリノ振動の観測によって微小な質量を持つことが知られている。ニュートリノが質量を持つ場合は粒子と反粒子が同一であるマヨラナ性を持つ可能性がある。

我々は現在、KamLAND-Zen 実験と呼ばれる、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索を行っている。 $0\nu\beta\beta$ 探索は、ニュートリノのマヨラナ性を検証する唯一の現実的手段であり、もしマヨラナ性が証明されれば、シーソー機構によってニュートリノが他の素粒子と比べて質量が極めて小さい理由を自然に説明できる。また、 $0\nu\beta\beta$ の崩壊率はニュートリノの有効質量と関係があるため、崩壊率の制限によってニュートリノの有効質量に制限をつけることができ、ニュートリノの絶対質量や質量階層構造といった問題にも迫ることができる。

KamLAND-Zen 実験は、世界最大の液体シンチレータ型反電子ニュートリノ検出器である KamLAND を用いて行われている。KamLAND では液体シンチレータの発光を光電子増倍管 (PMT) によってとらえることで放射線を観測している。KamLAND は運用開始より約 20 年経過しているため、検出器自体にいくつかの問題が発生している。その中でも最大のものが PMT の低出力化である。この問題の発端は PMT が低インピーダンス状態と呼ばれる現象を起こすことであり、このとき PMT は本来の信号を出力できなくなる。この低インピーダンス状態は PMT の印加電圧を一度切り、再度入れ直すことによって一時的には回復するが (HV サイクルと呼ばれる)、その後もこの故障を繰り返し、またその頻度が上昇していくため、最終的には使用不可能となる。この低インピーダンス化を抑制するために現在は、低インピーダンス化した PMT の印加電圧を下げる処理が行われている。しかし、印加電圧を下げると出力される信号も小さくなるため、1 光電子相当光の検出ができなくなる。これによって統計的な効果で KamLAND のエネルギー分解能が低下してしまう。これは $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索においては染みこみによるバックグラウンドの増加に繋がる。

この PMT の低出力化は KamLAND の後継機として計画されている KamLAND2 においても発生する可能性が指摘されている。KamLAND2 とは、液体シンチレータの改良や PMT への集光ミラーの取り付け、量子効率を高め

た新型 PMT の導入などによってエネルギー分解能を現在の KamLAND よりも向上させることを目的とした検出器である。この改良によって、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値付近ではエネルギー分解能が 4.2 % から 2 % 程度に向上することが期待されている。この KamLAND2 においても PMT の低インピーダンス化が発生する可能性があり、長期間の実験を妨げる要因となる。

本研究の目的は PMT 内のコンデンサに着目して低インピーダンス化の原因を探ることである。コンデンサへの着目は、インピーダンスの低下量から考えると低インピーダンス化が PMT に付属されている回路に含まれている 3 本のコンデンサが同時に導通したことによるものであると考えられることが理由である。そのため本研究では 4 つのコンデンサ破壊試験を行い、コンデンサの導通が発生するかをテストした。

本論文では、第 2 章にてニュートリノ物理学の概要を、第 3 章にて KamLAND-Zen 実験の詳細を述べる。第 4 章では現在 KamLAND が直面している光電子増倍管の低出力化の過程と本研究の目的を説明し、第 5 章にて実際に行ったコンデンサ耐久試験の方法を述べ、その結果からコンデンサの導通に繋がるかを考察する。最後に第 6 章にて本研究をまとめ、今後必要となることについて述べる。

第2章 ニュートリノ

2.1 素粒子とニュートリノ

素粒子とは物質を構成する最小単位の粒子である。現代の素粒子論は4つの基本相互作用のうち重力相互作用を除いた電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用に基づいて素粒子の性質や反応を記述した標準模型を基軸としている。標準模型においては、素粒子は物質を構成するフェルミオンと相互作用を媒介するボゾンに分けられ、フェルミオンはさらに働く相互作用の種類によってクォークとレプトンに分けられる。ニュートリノはレプトンのなかでも電氣的に中性で弱い相互作用のみを受ける素粒子であり、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノという三種類のフレーバーが存在している。

ニュートリノは前述のとおり弱い相互作用しか受けないため、他の物質とほとんど相互作用せず観測は非常に困難であった。その存在自体は1930年にパウリによって β 崩壊によって生じる β 線のエネルギーが連続スペクトルであったことから予言されていたが、1956年にフレデリック・ライネスとクライド・コーワンによって初めて観測されるまで20年以上未発見であった。その後の実験によってニュートリノは左巻きの、反ニュートリノは右巻きのヘリシティしか存在しないことが明らかとなり、これによって標準模型ではニュートリノは質量が0であり光速で移動すると仮定された。

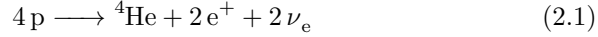
2.2 ニュートリノ振動

その後の観測で、太陽ニュートリノ問題や大気ニュートリノ異常といった標準模型では説明できない問題が発生した。これらはニュートリノ振動と呼ばれる、ニュートリノのフレーバーが時間とともに周期的に変化する現象が確認されたことによって解決され、同時にニュートリノが質量を持つことが証明された。

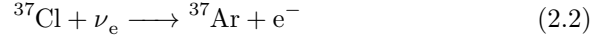
2.2.1 太陽ニュートリノ問題

太陽では式(2.1)に示すようなp-pチェインと呼ばれる核融合反応が起こっており、これによって発生する電子ニュートリノの量は太陽からのエネルギー

フラックスの観測によって推定することができる。



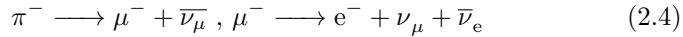
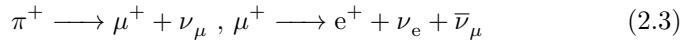
1960年代に行われた Homestake 実験ではテトラクロロエチレンを用いて、



の反応を観測することで太陽ニュートリノの測定を行った。[1]しかし測定された太陽ニュートリノは太陽標準模型で予想された値の 1/3 程度であった。この不一致に対して太陽標準模型の見直しを含めた再検討が行われたが解決には至らず、太陽ニュートリノ問題と呼ばれるようになった。

2.2.2 大気ニュートリノ異常

高エネルギーの宇宙線が大気と衝突した際に式 (2.3)、(2.4) のような反応によって生成されるニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。



この式より、観測される ν_μ と ν_e のフラックス比は 2 となることが予測されるが、Kamiokande で測定された値はそれよりも小さいものであった。[2] そのほかの実験でも同様の結果が観測されたため、この不一致は大気ニュートリノ異常と呼ばれるようになった。

2.2.3 ニュートリノ振動

太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ異常という 2 つの問題はニュートリノ振動の発見によって解決された。以下にその概要を記述する。

ニュートリノが質量を持つとき、フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ とおくと、それぞれ式 (2.5) のように表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.5)$$

ここでユニタリー行列 U は牧・中川・坂田行列と呼ばれるものである。質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式によって、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.6)$$

と表されるため、フレーバー固有状態の時間発展は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \quad (2.7)$$

と表される。従って、時刻 t においてフレーバーが α から γ に遷移する確率は、

$$\begin{aligned}
P(\alpha \rightarrow \gamma) &= |\langle \nu_\gamma | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\
&= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\gamma j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\gamma i}^*|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\gamma j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t}
\end{aligned} \tag{2.8}$$

となる。ニュートリノの質量は小さいため、相対論的近似

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \tag{2.9}$$

を適用し、さらに光速で移動しているとすれば式 (2.8) は、

$$P(\alpha \rightarrow \gamma) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\gamma i}^*|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\gamma j} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \tag{2.10}$$

となる。ここで、 Δm_{ij}^2 は質量二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ 、 L は光速での移動距離 $L = ct$ である。

ここで簡単のために ν_e と ν_{μ} のみのニュートリノ振動を考えると、行列 U は、

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

と表されるので、式 (2.10) より、 ν_e から ν_{μ} への遷移確率は、

$$\begin{aligned}
P(e \rightarrow \mu) &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2\text{Re} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \exp\left(-i \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E}\right) \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

となる。

1998年に大気中のミューニュートリノの減少が Super-Kamiokande 実験によって確認され [3]、続けて 2002 年に太陽ニュートリノ総量とその中の電子ニュートリノ量が SNO 実験によって確認された [4] ことでニュートリノ振動が証明された。KamLAND 実験では原子炉ニュートリノの観測によって初めてニュートリノの明確なフレーバー振動を確認した。

2.3 ニュートリノの質量と階層構造

ニュートリノ振動が確認されたことでニュートリノに質量があることは分かったが、式 (2.12) で明らかのように、ニュートリノ振動から導けるのは質

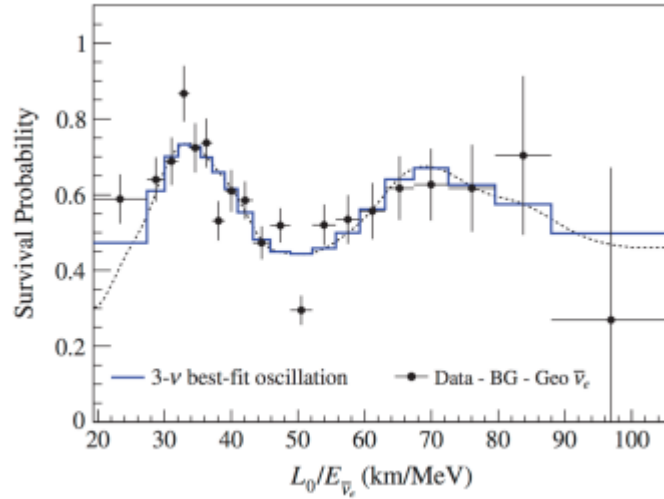


図 2.2: KamLAND 実験で観測された原子炉ニュートリノの振動 [5]

量二乗差であり、質量の絶対値を知ることはできない。しかし、質量階層構造と呼ばれる各質量固有状態の大小関係に制限を与えることはできる。ニュートリノ振動の観測から質量階層構造は以下の3つに絞られている。

- 順階層構造： $m_1 < m_2 \ll m_3$
- 逆階層構造： $m_3 \ll m_1 < m_2$
- 縮退構造： $m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$

ニュートリノの質量階層構造は未解決問題の一つであり、後述の二重ベータ崩壊を含めて様々な実験で検証が行われている。一方でニュートリノの質量自体に制限をかける実験も行われている。一例としてベータ崩壊のエネルギースペクトルの精密測定が挙げられる。ニュートリノが質量を持つとき、崩壊 Q 値付近のエネルギースペクトルがその質量絶対値によって変化することを利用したものであり、KATRIN 実験ではニュートリノ質量に対して、

$$m_{\nu_e} < 1.1 \text{ eV} \quad (2.13)$$

という制限を与えている。[6]

2.4 ニュートリノのマヨラナ性

マヨラナ性とは、粒子と反粒子が同等という性質である。もしニュートリノがマヨラナ性を持っていた場合、ニュートリノの質量が極端に小さい理由やニュートリノが左巻きのみである理由を自然に説明することができる。

2.4.1 マヨラナ粒子

ディラック質量

Dirac 方程式は、

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_D)\psi = 0 \quad (2.14)$$

であり、ラグランジアン密度は、

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_D)\psi \quad (2.15)$$

と書ける。上式の第二項がディラック質量項 \mathcal{L}_D である。

ここで射影演算子 $P_{R,L} \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ を導入するとディラック質量項は、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= m_D \bar{\psi}\psi \\ &= m_D (\overline{P_R\psi + P_L\psi})(P_R\psi + P_L\psi) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_R + \psi_L) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \end{aligned} \quad (2.16)$$

と表される。この式より右巻きと左巻きの粒子が結合することでディラック質量を獲得することが分かる。

マヨラナ質量

さらに波動関数 ψ の荷電共役である ψ^C を考えた質量項について式 (2.16) のように計算すると、

$$\mathcal{L}_M = m(\bar{\psi}_R^C\psi_L + \bar{\psi}_L^C\psi_R) + m'(\bar{\psi}_R\psi_L^C + \bar{\psi}_L\psi_R^C) \quad (2.17)$$

と表される。これはマヨラナ質量項と呼ばれる。

ここで $\psi_{L,R}^C = (\psi^C)_{L,R} = (\psi_{R,L})^C$ を用いるとマヨラナ質量項は以下の2つの質量項の和で表される。

$$\mathcal{L}_R = m_R(\bar{\psi}_R\psi_L^C + \bar{\psi}_L^C\psi_R) \quad (2.18)$$

$$\mathcal{L}_L = m_L(\bar{\psi}_L\psi_R^C + \bar{\psi}_R^C\psi_L) \quad (2.19)$$

さらに粒子がマヨラナ粒子である場合、 $\psi_R^C = \psi_L$, $\psi_L^C = \psi_R$ が成り立つため式 (2.18)、(2.19) はそれぞれ

$$\mathcal{L}_R = m_R\bar{\psi}_R\psi_R \quad (2.20)$$

$$\mathcal{L}_L = m_L\bar{\psi}_L\psi_L \quad (2.21)$$

となり、右巻きと左巻きでそれぞれ独立な質量を持つことができる。

ただし、マヨラナ質量項は $\psi \rightarrow e^{-i\alpha}\psi$ の変換において不変ではなく粒子数を保存しない。そのため荷電粒子では電荷保存則を破ることとなり、マヨラナ質量項をもつことが許されない。ニュートリノの場合は電氣的に中性であり、粒子数が保存されなくとも電荷保存則を破らないためマヨラナ性を持つことを許される。

2.4.2 シーソー機構

ニュートリノの質量項はディラック質量項とその荷電共役、マヨラナ質量項を合わせて、

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_L^C\psi_R^C) + m_R\bar{\psi}_L^C\psi_R + m_L\bar{\psi}_L\psi_R^C \\ &= \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \bar{\psi}_L^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.22)$$

と表される。質量行列 $M \equiv \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$ の固有値を左巻きニュートリノの質量が非常に小さく ($m_L \sim 0$)、右巻きニュートリノは未発見であることから質量が非常に大きい ($m_R \gg m_D$) として求めると、

$$m_1 \sim \frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_2 \sim m_R \quad (2.23)$$

となる。従ってニュートリノがマヨラナ粒子であれば、未発見の右巻きニュートリノを質量が非常に大きいと考えることで左巻きニュートリノの質量が非常に小さいことを説明することができる。この機構をシーソー機構と呼ぶ。

2.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であるかの検証は現代の素粒子学の重要な課題であるが、反応断面積の小さいニュートリノの場合、ニュートリノと反ニュートリノを加速器で衝突させて確認するといった手段をとることは非現実的である。そこで唯一の現実的な検証手段として行われているのがニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索実験である。

ベータ崩壊は以下の式で表される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.24)$$

ベータ崩壊は崩壊後の原子核のエネルギー準位が崩壊前より低くなければ起こらないが、これが禁止されている原子核の中で二重ベータ崩壊を起こすこ

とでより低いエネルギー準位の原子核に遷移するものが存在する。このような崩壊を二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) と呼び、以下の式で表される。

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.25)$$

一方でニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) とは、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に原子核内でニュートリノと反ニュートリノが対消滅して起こる反応である。

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (2.26)$$

従って、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が発見されればニュートリノのマヨラナ性の証明となる。

また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索によって質量に関する情報を得ることもできる。ニュートリノのマヨラナ有効質量は質量固有状態の混合として、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.27)$$

と表され、マヨラナ有効質量と $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期は以下のような関係を持っていることが知られている。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.28)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれるものである。すなわち $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期に制限を与えることでニュートリノ質量に関する情報を得ることができる。さらに質量階層構造の各構造はマヨラナ有効質量の許容範囲を持っているため、マヨラナ有効質量の測定によって質量階層構造が決定される可能性がある。

第3章 KamLAND実験

3.1 KamLAND 検出器

KamLAND(Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector)は、岐阜県飛騨市にある神岡鉱山の地下 1000 m に設置された反電子ニュートリノ検出器である。地下に設置されているのは、バックグラウンドとなる宇宙線由来のミューオンの影響を軽減するためである。KamLAND は内部検出器と外部検出器によって構成されている。

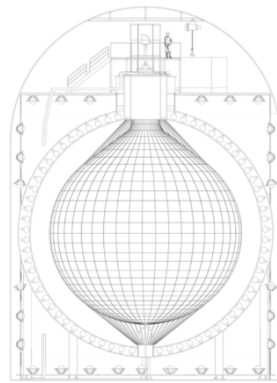


図 3.1: KamLAND 検出器

3.1.1 内部検出器

KamLAND 中心の直径 18m の球形ステンレスタンク内部を内部検出器と呼ぶ。タンク内部にはナイロンバルーンと呼ばれる容器があり、その内部に液体シンチレータが、外部にはバッファオイルが入っている。液体シンチレータの発光は、タンクの内部壁面に設置された 1879 本の光電子増倍管によってとらえられる。

光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) とは、1 光電子から検出することのできる高時間分解能光センサーである。増幅過程としては図 3.4 のように、まず光電面に光子が入射すると光電効果によって電子が放出される。放出された光電子は収束電

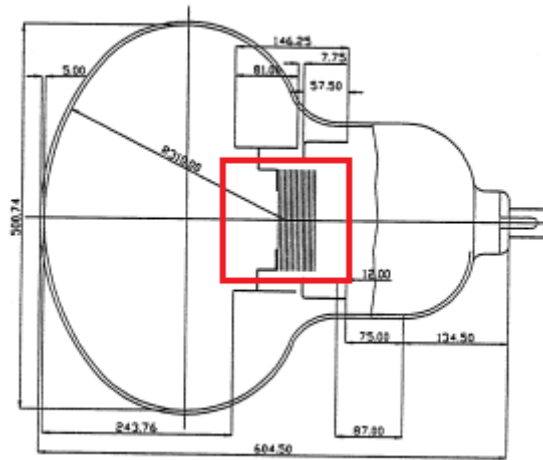


図 3.3: 20inch PMT の構造 [17]

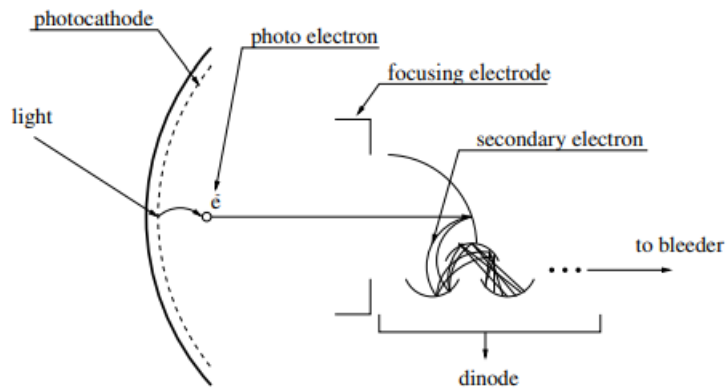
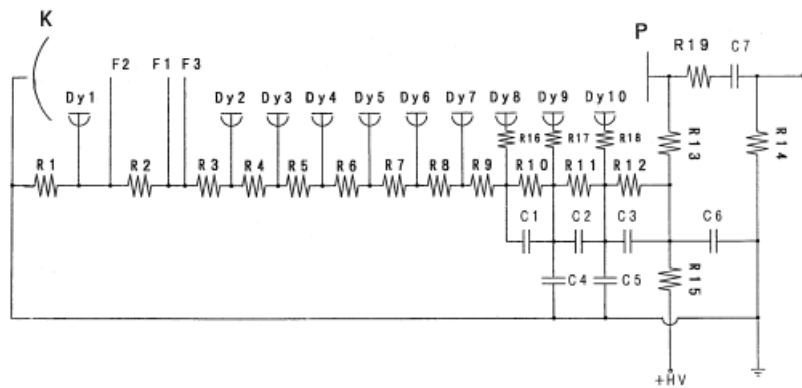


図 3.4: PMT における光電子の増幅過程 [17]

液体シンチレータ

液体シンチレータとは、放射線が入射するとそのエネルギーを受け取って励起し、脱励起する際にシンチレーション光と呼ばれる等方的な光を発する液体である。同じニュートリノ検出器である Super-Kamiokande などはチェレンコフ光によって観測を行っているが、シンチレーション光はチェレンコフ光と比べて明るいいため、低エネルギーであっても観測できるという利点を持つ。同様にシンチレーション光を発するものとして個体のシンチレータも存在するが、それに比べて液体シンチレータは大容量化や液液抽出や蒸留によって高度な純化が可能であり、これによって KamLAND は極低放射能環境を実現している。

KamLAND の液体シンチレータは溶媒として 1,2,4-トリメチルベンゼン



PRT No.	REQ'D	Description	PRT No.	REQ'D	Description
R1	1	2.22 MΩ	R12	1	480 kΩ
R2	1	72 kΩ	R13	1	100 kΩ
R3	1	408 kΩ	R15	1	10 kΩ
R4	1	600 kΩ	R14, R16~R18	4	50 Ω
R5	1	396 kΩ	R19	1	75 Ω
R6	1	204 kΩ	C1~C3	3	10 nF
R7~R9	3	120 kΩ	C4, C5	2	1000 pF
R10	1	240 kΩ	C6, C7	2	4700 pF
R11	1	360 kΩ			

図 3.5: 17inch PMT のプリーダー回路図と各抵抗・コンデンサの抵抗値・静電容量 [17]

(PC) を、発光剤として 2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) が使用されている。N12 は液体シンチレータの密度や透過率を調整するために使用されている。

バッファオイル

PMT とナイロンバルーンの間はバッファオイルと呼ばれる液体で満たされている。これはドデカン ($C_{12}H_{26}$) 53 % とイソパラフィン (C_nH_{2n+2}) 47 % で構成されており、厚さ 3mm のアクリル板によって外部領域と内部領域に分けられている。バッファオイルはナイロンバルーンの位置を安定させる役割や、ステンレスタンクや PMT の入射窓に含まれる不純物由来の放射線などを遮る役割を担っている。

ナイロンバルーン

内部検出器の中央には直径 13 m、厚さ約 135 μm のナイロンバルーンが設置されており、この内部に液体シンチレータが導入されている。

3.1.2 外部検出器

内部検出器は約 3.2 kton の純水で満たされた直径 20 m、高さ 20 m の円筒形ステンレスタンクの中央に設置されており、この内部検出器以外の領域を外部検出器と呼ぶ。外部検出器は鉱山岩盤から放射される中性子や γ 線を遮蔽するほか、鉱山を通過してきた宇宙線ミューオンの検出が主な役割となっている。ミューオン検出のために、外部検出器には 140 本の 20inch PMT が設置されている。[7]

また、外部検出器では常に純水が循環しており、PMT から発生する熱による温度上昇を抑え安定的に稼働させる役割も担っている。

3.2 KamLAND でのニュートリノの検出原理

3.2.1 反電子ニュートリノの検出

反電子ニュートリノは液体シンチレータ中の陽子との逆ベータ崩壊によって検出される。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.1)$$

生成された陽電子は直ちに電子と対消滅を起こし、511 keV の γ 線を 2 本放出する。一方で中性子は 210 μ s の寿命で陽子に捕獲され、2.2 MeV の γ 線を放出する。よって、対消滅による先発信号と中性子捕獲による後発信号の遅延同時計測により、反電子ニュートリノはバックグラウンドの極めて少ない状態で観測される。KamLAND では主に原子炉ニュートリノや地球ニュートリノの検出に用いられる。[5][8]

3.2.2 ニュートリノの検出

ニュートリノは液体シンチレータ内での電子散乱によって検出される。電子散乱は図 3.6 の Feynman diagram に表されるような中性カレント反応と荷電カレント反応に分けられる。中性カレント反応は全てのニュートリノで起こるが、荷電カレント反応は電子ニュートリノのみで起こるため、反応断面積は電子ニュートリノが最も大きくなる。

電子散乱においては信号は単発であり反電子ニュートリノのような遅延同時計測が行えないため、バックグラウンドを取り除くことが必要となっている。一方で反応閾値が存在せず低エネルギー事象も観測可能なため、KamLAND では太陽ニュートリノの観測に用いられている。[9]

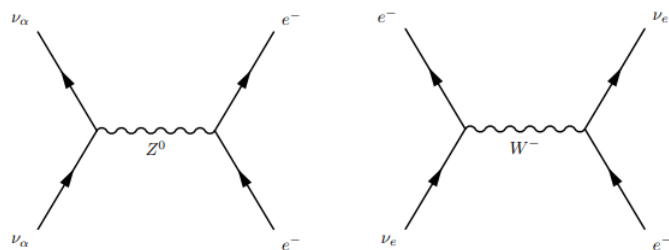


図 3.6: 中性カレント反応 (左) と荷電カレント反応 (右) の Feynman diagram

3.3 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen(KamLAND Zero-neutrino double beta decay search) 実験とは、KamLAND 検出器を用いて行われている $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。二重ベータ崩壊を起こす ^{136}Xe を加えた液体シンチレータをミニバルーン内に導入し、それを KamLAND 中心部に設置して行われている。2011 年に ^{136}Xe を約 400 kg 使用した KamLAND-Zen 400 から始動し、現在では ^{136}Xe 含有量を 745 kg まで増加させた KamLAND-Zen 800 が進行中である。[15][10] この実験において新たに導入されたのは以下の 2 点である。

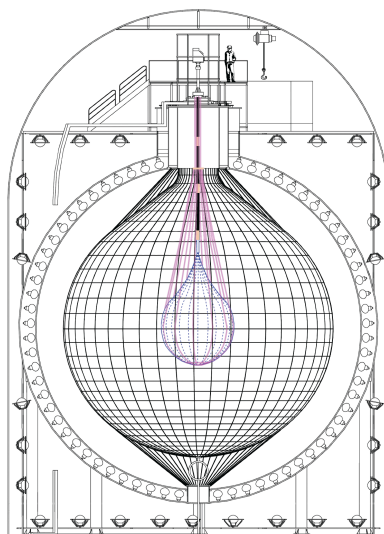


図 3.7: KamLAND-Zen 実験

Xe 含有液体シンチレータ

遠心分離によって同位体比を約 91 % まで濃縮させたのち液体シンチレータに溶解させたものを Xe 含有液体シンチレータ (Xe-LS) と呼ぶ。これに対

して従来の液体シンチレータは区別のために KamLAND 液体シンチレータ (KamLS) と呼ばれている。Xe-LS は ^{136}Xe の溶解により発光量が減少し、密度が増加している。Xe-LS と KamLS での密度差は後述するミニバルーンへの負担となるため、この密度差と発光量の調整のために Xe-LS の組成は KamLS とは異なっている。

ミニバルーン

原子核破砕や太陽ニュートリノなど、液体シンチレータの体積に比例するバックグラウンドを低減させるため、Xe-LS はミニバルーンと呼ばれる、厚さ $25\ \mu\text{m}$ のナイロン製フィルムでできたバルーン内に導入されている。直径は KamLAND-Zen 400 では $3.1\ \text{m}$ 、KamLAND-Zen 800 では $3.8\ \text{m}$ であり、作成は放射性不純物の混入を防ぐため、クラス 1 以下のスーパークリーンルーム内にて行われた。[11]

3.4 KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド

$0\nu\beta\beta$ 崩壊は非常に稀な事象であるため、バックグラウンドの理解が重要となってくる。以下では KamLAND-Zen 実験における背景事象について述べる。

^{136}Xe のニュートリノを伴う二重ベータ崩壊

通常の二重ベータ崩壊は 2つの電子のほかに 2つの反電子ニュートリノを放出する。この崩壊を $2\nu\beta\beta$ と記述する。一方で $0\nu\beta\beta$ 崩壊は 2つの電子のみを放出する崩壊である。崩壊の Q 値は $2.46\ \text{MeV}$ であり、理想的には $2\nu\beta\beta$ 崩壊ではそれより低いエネルギーの連続スペクトルが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊では $2.46\ \text{MeV}$ の単色スペクトルが観測されるはずである。しかし、実際には検出器の分解能は有限であるためスペクトルが広がりを持ち、2つのスペクトルが重なることとなる。この重なった部分が $0\nu\beta\beta$ 崩壊のバックグラウンドとなる。

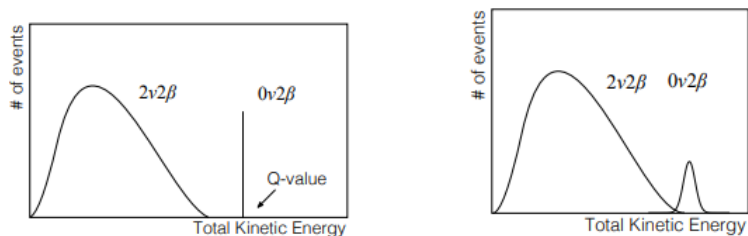


図 3.8: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル。左が理想的な場合、右が実際の図である。[12]

では純化前のフェーズを第一フェーズ、純化後のフェーズを第二フェーズと呼んでいる。この2つのフェーズを合わせた結果により、KamLAND-Zen 400 実験は $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期とニュートリノのマヨラナ有効質量について世界でもっとも厳しい制限を与えた。[15]

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ yr} , \langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad (3.2)$$

3.5.2 KamLAND-Zen 800

KamLAND-Zen 800 実験は更なる感度の向上を目指して ^{136}Xe の含有量を 745kg まで増量し、2019 年 1 月に開始された。KamLAND-Zen 400 実験ではミニバルーン由来の ^{214}Bi がバックグラウンドとなっていたため、KamLAND-Zen 800 実験に向けてミニバルーンを作成する際は汚染への細心の注意が払われた。

KamLAND-Zen 800 実験は現在も進行中であり、145 日分の観測データにより KamLAND-Zen 800 実験単体で $T_{1/2}^{0\nu} > 5.8 \times 10^{25} \text{ yr}$ 、KamLAND-Zen 400 実験と合わせると $T_{1/2}^{0\nu} > 1.27 \times 10^{26} \text{ yr}$ の制限を与えている。[16]

3.6 KamLAND2 計画

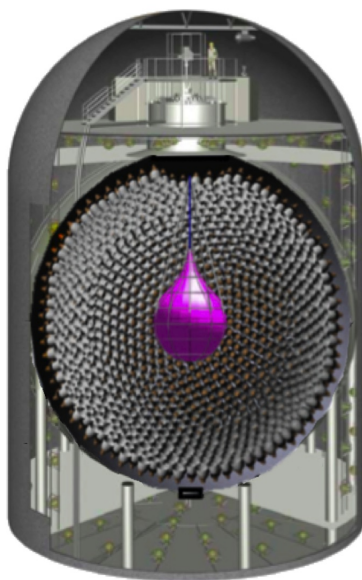


図 3.10: KamLAND2 検出器

現在、KamLAND 検出器自体の全面的な改良によって検出器の更なる感度向上を目指す KamLAND2 が計画されている。主な改良点は以下である。

高量子効率の新型 PMT の導入

PMT は光電効果によって光子を電子に変換しているが、入射した全ての光子が電子に変換されるわけではなく、量子効率とよばれる確率に依存している。KamLS の発光波長における現在の PMT の量子効率は約 20 %程度であるが、KamLAND2 では量子効率を 30 %ほどに引き上げた新型 PMT の導入が予定されている。[18]

集光ミラーの設置

現在の KamLAND における PMT の被覆率は約 36 %であり、液体シンチレータから発生した全ての光子が PMT に入射してはいない。そこで、PMT に集光ミラーを設置して被覆率を増加させ、現在より 2 倍程度多くの光子を PMT に入射させることが計画されている。[19]

液体シンチレータの改良

現在の KamLS から発光量を増やすため、溶媒を PC からリニアアルキルベンゼン (LAB) に変更することが計画されている。これにより、従来の 1.4 倍の発光量が見込まれている。[20]

第4章 PMTの低出力化

KamLANDでは現在、PMTの低出力化が大きな問題となっている。本章ではこのPMTの低出力化の過程について取り上げ、その原因から本研究の目的を述べる。

4.1 PMTのインピーダンス低下と低出力化

PMTの低出力化はインピーダンスの低下から始まる。通常時はPMTのインピーダンスは一定であるが、図4.1のように突然インピーダンスの低下が発生する。この状態においてはPMTは物理事象による信号を出力することができなくなり、ダークヒットのようなノイズしか見られなくなる。

この時、理由は分かっていないが、低インピーダンス化が発生したPMTへの電圧印加を一度中断し、その後再印加するとインピーダンスが元に戻り信号が再び取得できるようになることが知られている。これはHVサイクルと呼ばれている。

しかし、一度復活してもこのインピーダンスの低下は再発し、さらに再発するたびに低下の頻度が上昇する。そのため、HVサイクルを何度も繰り返すと最終的には低インピーダンス状態が頻繁に発生するようになり、そのPMTは使用不可となる。

現在ではこの対策として、低インピーダンス化が見られた以下である。reductionと呼ばれている。これによって図4.2、図4.3のように低インピーダンス化の頻度が抑えられることが確認されている。しかし、PMTへの印加電圧を下げると光電子の増幅率も低下し、結果として信号の出力低下へと繋

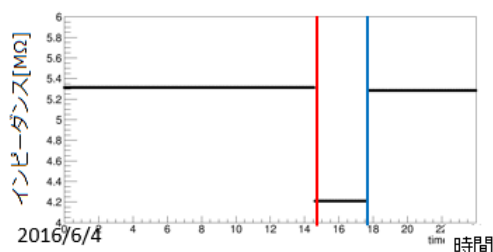


図 4.1: PMT のインピーダンスの低下。赤線がインピーダンス低下の発生した時間、青線が HV サイクルによって復活した時間を表している。

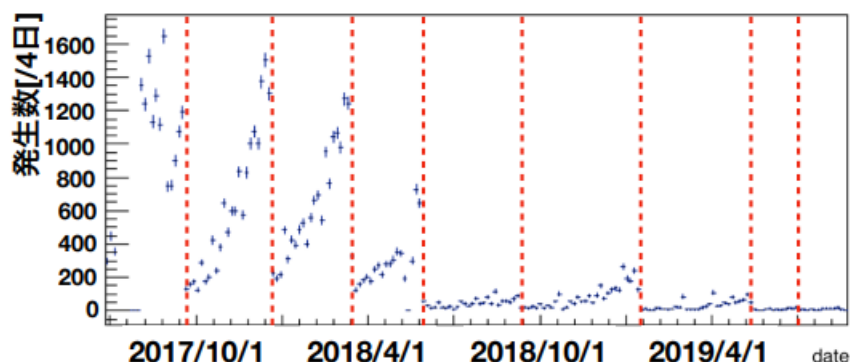


図 4.2: 低インピーダンス化の発生頻度 [21]。赤破線が HV reduction の行われた時期である。

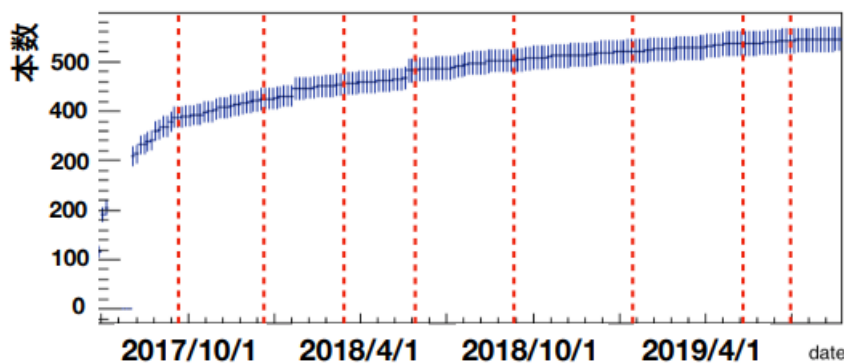


図 4.3: 一回以上低インピーダンス状態となった PMT の数 [21]。赤破線が HV reduction の行われた時期である。

がる。前述の印加電圧を下げる処置は慎重に行われてはいるが、予防策として低インピーダンス状態になっていない PMT に施されることもあり、PMT の出力低下は着実に進んでいる。

KamLAND では現在、出力が通常時の 0.4 倍未満の PMT を解析から外しているため、低出力化が続くと解析に使える PMT の数は減少していき、それに伴って KamLAND のエネルギー分解能は低下していくこととなる。

4.2 インピーダンス低下の原因

図 4.1 のように、低下したインピーダンスは約 $1.1\text{M}\Omega$ である。これは図 4.3 の抵抗 R10、R11、R12 の抵抗値の合計と一致している。しかし、同じ役割を果たす R1 から R9 の抵抗は導通していないため、現在では 3 つの抵抗と並

列に繋がれているコンデンサ C1、C2、C3 が劣化によって導通していると考えられている。

本研究では、コンデンサが導通したと考えて PMT の低出力化の問題を解明することを目的とする。コンデンサ導通の原因としてまず考えられたのが以下の4つである。

1. 大光量時に発生するコンデンサの大きな充放電の繰り返しによる消耗
2. コンデンサに瞬間的な大電圧がかかったことによる絶縁破壊
3. バッファオイルの染み込みによるコンデンサの劣化
4. ポッティング剤の硬化とコンデンサの熱膨張による物理的破損

従って本研究ではこれら4つを再現した破壊試験を行い、コンデンサの特性の変化を調べた。

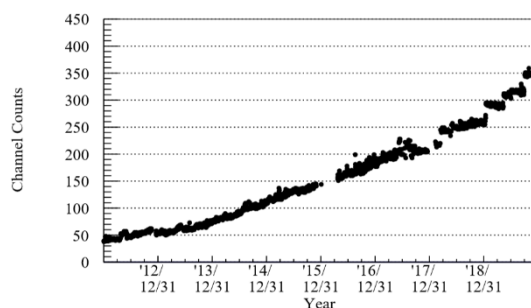


図 4.4: 出力が通常の 0.4 倍未満の PMT の数の推移 [22]

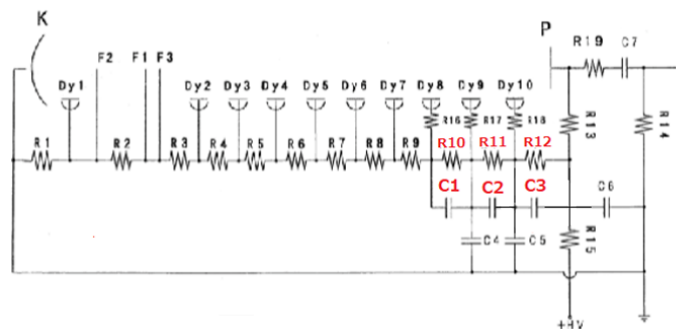


図 4.5: 17inch PMT の回路。赤字の抵抗 R10、R11、R12 およびコンデンサ C1、C2、C3 がインピーダンス低下に関与していると考えられる。

第5章 コンデンサの耐久試験

本章では実際に行った4つのコンデンサ耐久試験の方法、結果を述べ、実際にPMTのゲイン低下の原因となりうるかを考察する。

5.1 PMT への大光量入射を想定した充放電実験

KamLANDのPMTでは常に大小様々な信号を検出しているが、この試験ではミューオンによるコンデンサの大きな充放電に着目した。KamLAND検出器は地下1000mに設置されているため、宇宙線ミューオンは地表と比べて大きくカットされているが、この1000mの岩盤を通過してきた高エネルギーの宇宙線ミューオンがおよそ0.2 Hzというレートで検出器に進入し検出されている。そのため光電子増倍管内のコンデンサは同じレートで大きな充放電を起こしている。この充放電の繰り返しはコンデンサにダメージを与え通電に繋がっている可能性を考えて試験を行った。

5.1.1 実験方法

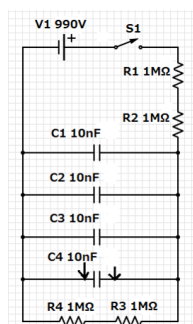
コンデンサの充放電試験は以下の2パターンで行った。

試験1. コンデンサへの印加電圧を0 Vと495 Vの間で1秒ごとにスイッチ

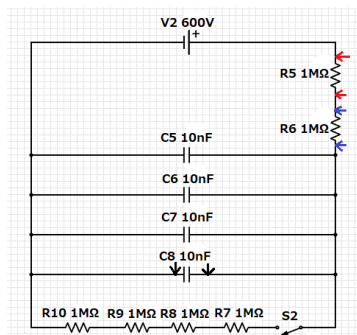
試験2. コンデンサへの印加電圧を400 Vと600 Vの間で1秒ごとにスイッチ

前者は単純に大きな充放電を行ったパターン、後者は高電圧が常にかかっている状況で大きな充放電を行ったパターンである。試験に使用した回路図は図5.1に示す。

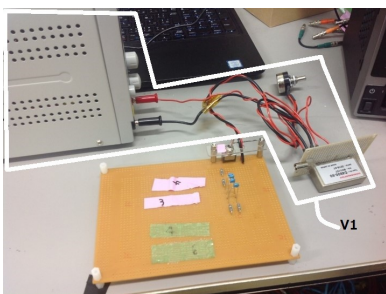
また、実験に使用した2種類のコンデンサの性能は表5.1に示す。一つはKamLANDのPMTに実際に搭載されているオリジナル品、もう一つはその後継品である。これらは積層セラミックコンデンサであり、その特徴として高耐圧、長寿命、小型ながら高容量といったものがあげられる。このコンデンサはPMT内において、ダイノードでの光電子の増幅によって低下する電極間電流を供給し電圧降下を防ぐ役目を担っている。これによって観測される光電子数と実際の光電子数の比であるパルスリニアリティを保っている。KamLANDのPMTでは長期間の使用に耐え、かつパルスリニアリティを保



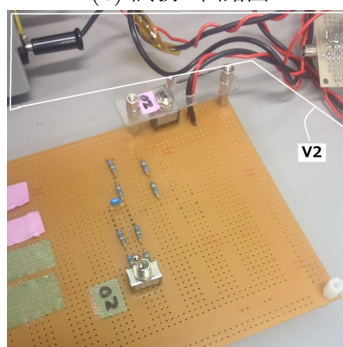
(a) 試験 1 回路図



(b) 試験 2 回路図



(c) 試験 1 回路写真



(d) 試験 2 回路写真

図 5.1: 充放電実験回路図 (a,b) と実際に用いた回路の写真 (c,d)。黒矢印は静電容量の測定位置、青矢印と赤矢印は絶縁抵抗を計算するための電圧測定位置をそれぞれ表している。C1,C2,C5,C6 はオリジナル品を、C3,C4,C7,C8 は後継品である。

てるほどの高容量のコンデンサが必要であったため、積層セラミックコンデンサが採用された。

本来は全てオリジナル品で行うのが理想ではあるが既に生産終了しており、現在研究室に残っている在庫も少ないため、半分を後継品で代用した。試験でコンデンサに印加した電圧は性能を考慮し、測定可能かつ光電子増倍管で実際に印加されている電圧と比べて十分高くなるように設定した。回路は各抵抗にかかる電圧が抵抗の耐電圧 350 V を超えないように、かつ余分な要素が入らないよう単純な構成となるようにした。

5.1.2 実験とミュオンによる充放電の対応

実験を行う前に、実験内での一回の充放電が実際のミュオンにおける充放電と比べてどの程度の大きさになるかを考え、KamLAND 相当時間に換算できるようにする必要がある。

	オリジナル品	後継品
型番	RPER72H103K3K1D01B	RDER72J103K2K1C11B
耐電圧	500V	630V
静電容量	10±1nF	10±1nF
絶縁抵抗	10GΩ以上	10GΩ以上

表 5.1: オリジナル品と後継品のコンデンサの性能

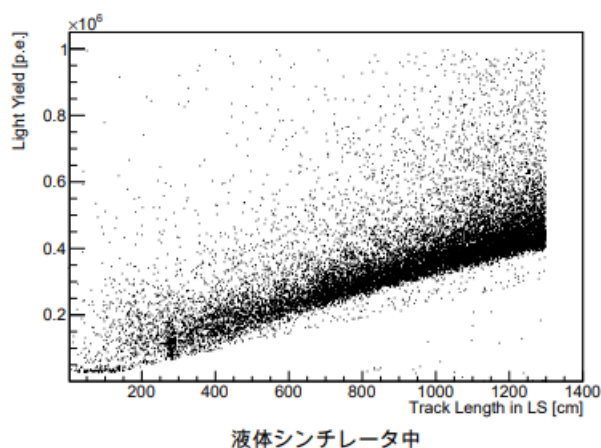


図 5.2: ミューオンの光量と軌跡の相関 [13]

KamLAND では液体シンチレータ内でシャワーを起こし PMT 内で大量の光電子を発生させるほど高エネルギーのミューオンを showering muon、それ以外を non-showering muon を区別しており、今回の換算においてもより正確に行うため同様の区別を行う。ミューオンとしての判定条件は 17inch PMT への入射光量の総計が 10^5 pe 以上になることである。またミューオンの光量は平均的には液体シンチレータ中での軌跡の長さに比例するが、それよりも 10^6 pe 以上大きいミューオンを showering muon と呼び、それ以外を non-showering muon と定義する。

non-showering muon の場合

non-showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均を図 5.3 に示す。これより、1つの PMT での平均光量は約 990 pe であることが分かる。

この平均的な non-showering muon によるコンデンサの充放電を LTspice を用いてシミュレーションを行った。ブリーダー回路の電圧変化のシミュレーション図を図 5.4 に示す。これは図 4.5 に示している 17inch PMT の回路をモデル化している。電圧源 (図 5.4 の V1) は PMT の電圧源であり、電流源 (図 5.4 の I2) は 990 pe の光電子によって最終ダイノードと陽極の間に発生する電流を想定した。本研究のターゲットのコンデンサは C1、C2、C3 であ

る。このうち、電圧の落差が最も大きい最後段のコンデンサ（図中の赤枠で囲んだ C3 コンデンサ）のシミュレーション結果を図 5.5 に示す。電圧差は 65.2 mV となっており、これとコンデンサの静電容量 10 nF、non-showering muon の検出レート 0.191 Hz を合わせると、一日の non-showering muon によるコンデンサの充放電量は 10.8 μC となる。

showering muon の場合

showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均を図 5.6 に示す。これより、1つの PMT での平均光量は約 5900 pe であることが分かる。

同様に平均的な showering muon によるコンデンサの充放電を LTspice でシミュレーションを行い、コンデンサにおける充放電量を算出する。シミュレーション図を図 5.7 に、電圧の落差が最も大きい最後段のコンデンサ（図中の赤枠で囲んだ C3 コンデンサ）のシミュレーション結果を図 5.8 に示す。電流源（図 5.7 の I1）は 5900 pe の光電子によって最終ダイノードと陽極の間に発生する電流を想定した。電圧差は 388.8 mV となっており、これとコンデンサの静電容量 10 nF、showering muon の検出レート 0.0063 Hz を合わせると、一日の showering muon によるコンデンサの充放電量は 2.12 μC となる。

以上の結果から、ミューオンによる一日の平均的な充放電量は 12.9 μC となる。一方で、試験 1 における一回の充放電量はコンデンサの静電容量 10 nF と電圧の変化量 495 V から 4.95 μC 、試験 2 においては電圧の変化量が 200 V となることから充放電量は 2.00 μC となる。

よって、実験でのコンデンサの一回の充放電は KamLAND 相当時間に換算すると、試験 1 では 0.40 日、試験 2 では 0.16 日となる。

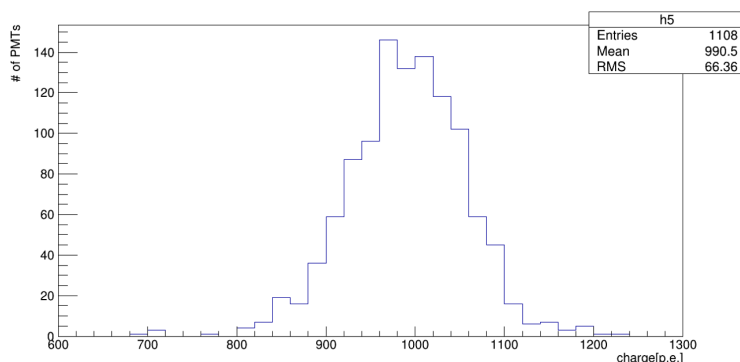


図 5.3: non-showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均

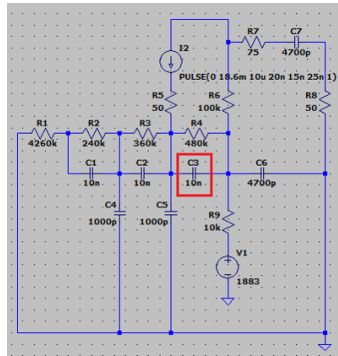


図 5.4: non-showering muon のシミュレーション図

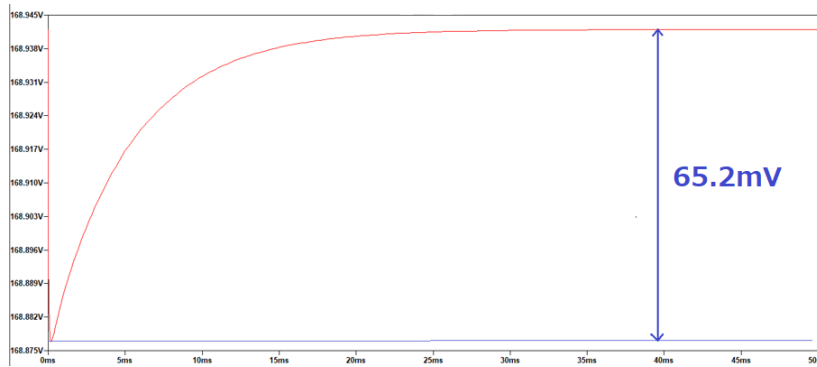


図 5.5: non-showering muon によるコンデンサの電圧変化

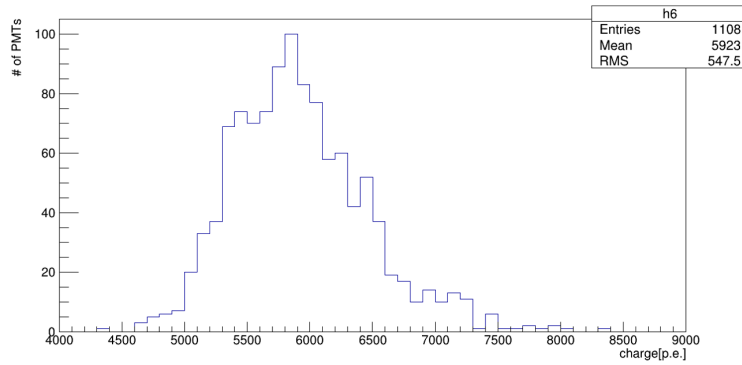


図 5.6: showering muon による各 17inch PMT への入射光量の平均

5.1.3 実験結果

コンデンサの充放電試験による静電容量の変化を図 5.9 に示す。横軸は前項の結果を用いて KamLAND 相当時間に変換している。また、試験 1 の最初のみ毎回の測定時に各コンデンサを回路から取り外して個別に測定してお

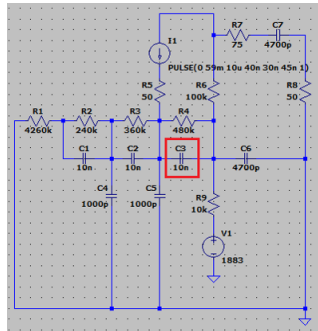


図 5.7: showering muon のシミュレーション図

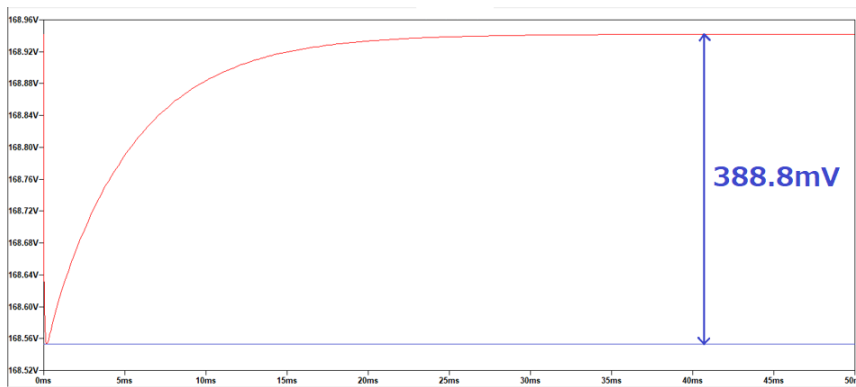


図 5.8: showering muon によるコンデンサの電圧変化

り、それ以外では回路から取り外さずに一括で測定しているため、前者は参考値とする (図中の緑点)。図中で一時的に静電容量が回復している部分があるが、これは実験を数日にわたって行っており、実験を一時停止するとこのような回復が見られた。各コンデンサの実験前と実験終了後の静電容量を表 5.2 に示す。

また、試験 2 において漏れ電流から測定したコンデンサの絶縁抵抗の変化を図 5.10 に示す。図中の青線で引かれた lower limit は、各コンデンサの絶縁抵抗が $10\text{ G}\Omega$ 以上であるため、並列に繋がれた 4 つのコンデンサの合成絶縁抵抗が $2.5\text{ G}\Omega$ を下回れば絶縁抵抗の規格値を下回ったという意味である。

更にこの試験とは別に、静電容量変化が温度変化によるものかを調べるために、 23 度の室温の場合と 100 度の湯に 10 分間浸した場合におけるコンデンサの静電容量を LCR メーターを用いて測定し、前者は 9.94 nF 、後者は 9.65 nF という結果を得た。

以上の結果から、コンデンサの静電容量自体は温度変化の域を超えて低下していると認められ、実験を一時停止すると静電容量が回復するということが分かったが、その変化の大部分は後継品によるものであり、また、約 14 年

相当の実験を行ってもオリジナル品は 0.5 %程度、後継品では 19 %程度の劣化にとどまった。

5.1.4 実験考察

実験結果より、大気中での充放電試験ではコンデンサの故障までは結び付かないと判明した。しかし、静電容量の回復、つまりコンデンサの機能回復は HV サイクルによる一時的な PMT の復活に関連している可能性が考えられる。また、実際の PMT はバッファオイルに沈められており、今回の実験とは使用条件が異なるため、実際の使用状況に近づければ更なる変化が見られる可能性もある。

あるいは今回はミュオンによる大きな充放電のみに着目したが、ダークによるミュオンより小さいながらも高レートな充放電による負荷や、それらを全て含めた単純な充放電総量、あるいは充放電時の熱による消耗などがコンデンサの寿命に関連していることも考えられる。これについては次章で詳しく述べる。

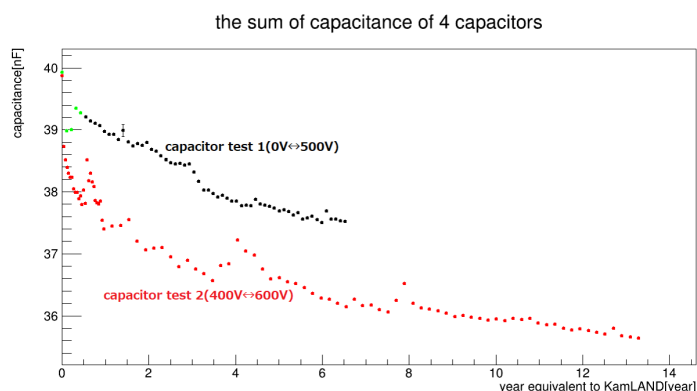


図 5.9: 4つのコンデンサの合成静電容量の変化

	実験前	実験後
オリジナル品	9.90nF	9.86nF
	9.79nF	9.74nF
後継品	10.22nF	8.18nF
	9.96nF	8.06nF

表 5.2: 実験前後の各コンデンサの静電容量変化

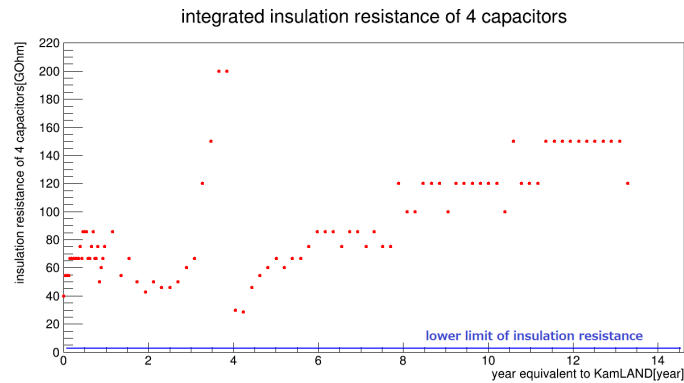


図 5.10: 4 つのコンデンサの合成絶縁抵抗の変化

5.2 高電圧試験

KamLAND で使用している光電子増倍管には約 2000 V の電圧が印加されている。そのため、偶発的な要因でコンデンサに想定以上の高電圧がかかる可能性を考慮し、コンデンサの高電圧試験を行った。

5.2.1 実験方法

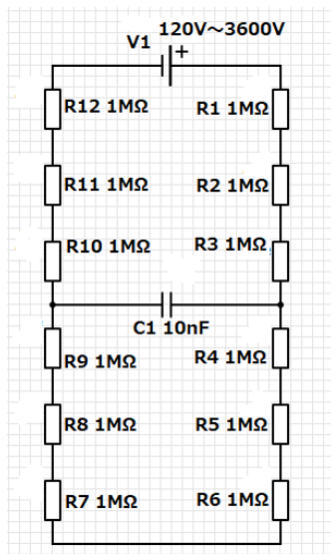
コンデンサに 600 V~1200 V の電圧を 60V ごと、その後 1500 V と 1800 V をそれぞれ 3 分間印加し、電流値は電流源のモニターに表示された数値を記録し、静電容量は LCR メーターによって測定した。実験の回路図は図 5.11 に示す。この実験においては前述の理由で新品のオリジナル品が壊れるリスクを避けるため、後継品を使用した。また、コンデンサを充放電試験で使用したオリジナル品に変え、1800 V の電圧を 4 日間印加した。さらに、使用済みのオリジナル品に抵抗等を挟まずに直接 2000 V、3000 V の電圧をそれぞれ 3 分間印加した。ここで 3 分間は制御しやすく十分に短い時間として、4 日間は電圧加速試験の表式

$$\frac{L_N}{L_A} = \left(\frac{V_A}{V_N}\right)^n \quad (5.1)$$

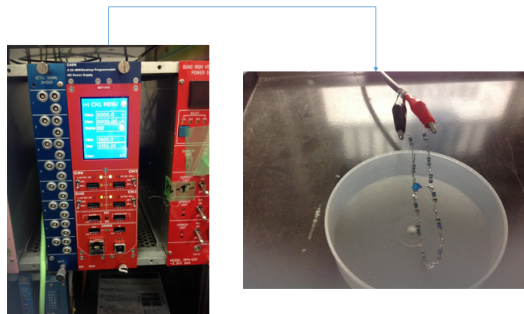
から計算してコンデンサに KamLAND 相当時間に変換して 11 年分の負荷がかかるように設定した。(L_N : 通常時の寿命、 L_A : 加速時の寿命、 V_N : 通常時の電圧、 V_A : 加速時の電圧、 n : 電圧加速定数で一般的には 3)

5.2.2 実験結果

後継品への高電圧試験結果を表 5.3 に示す。使用済みのオリジナル品に 4 日間 1800 V を印加した結果は、静電容量は 10.02 nF から 9.80 nF と大きな



(a) 回路図



(b) 回路写真

図 5.11: 高電圧試験の回路図と回路写真。設定した最大電圧である 3600 V の際に各抵抗にかかる電圧が耐電圧 350 V を超えないように設計した。

変化はなく、測定された電流値も $299.20 \mu\text{A}$ で導通は起こらなかった。また 2000 V を 3 分間直接印加した際は電流値は非常に小さかったため導通は起こらなかったと考えられるが、3000 V の時は静電容量は 10.02 nF から 9.80 nF と大きな変化はなかったものの、絶縁抵抗は $65.23 \text{ M}\Omega$ と大きな低下が見られた。ただし、この絶縁抵抗の低下は不可逆的なものであった。

5.2.3 実験考察

以上の結果より、短時間の高電圧によりコンデンサが導通することが確かめられたが、不可逆的であった。またその際の電圧値は 3000 V であり、光電子増倍管の印加電圧は約 2000 V であることから、コンデンサが導通するほどの電圧が一時的でもかかるとは考えにくく、非現実的である。

5.3 オイルへの耐久試験

KamLAND の PMT の周辺にはバッファオイルが存在しており、これが PMT の経年劣化によって内部に侵入し、コンデンサにダメージを与えていることも考えられる。そのため、コンデンサをバッファオイルに浸し、コンデンサの静電容量や絶縁抵抗の変化を測定した。

Set V (V at capacitor)	Expected current at normal state	Monitored current	capacitance
1200V (600V)	100uA	99.25uA	9.42nF
1320V (660V)	110uA	109.20uA	9.39nF
1440V (720V)	120uA	119.20uA	9.36nF
1560V (780V)	130uA	129.20uA	9.30nF
1680V (840V)	140uA	139.15uA	9.22nF
1800V (900V)	150uA	149.15uA	9.17nF
1920V (960V)	160uA	159.15uA	9.17nF
2040V (1020V)	170uA	169.10uA	8.90nF
2160V (1080V)	180uA	179.05uA	8.77nF
2280V (1140V)	190uA	189.05uA	8.37nF
2400V (1200V)	200uA	199.05uA	8.21nF
3000V (1500V)	250uA	249.05uA	8.15nF
3600V (1800V)	300uA	299.20uA	7.61nF

表 5.3: 高電圧試験による電流値と静電容量。表の 2 列目がコンデンサ非導通時に予測される電流値であり、これが 3 列目の実際に測定された電流値とほぼ一致していればコンデンサが導通していないことを示している。

5.3.1 実験方法

測定にはオリジナル品のコンデンサ 2 つ (それぞれコンデンサ 1、コンデンサ 2 と呼ぶ) をバッファオイルに浸し、恒温槽にて 40 度に保った状態で 3 年間経過したものを使用した。KamLAND のバッファオイルは変動もあるがおよそ 10 度程度なので、10 度二倍速より KamLAND 相当年に変換するとおよそ 24 年間の試験を行ったこととなる。このコンデンサの静電容量を LCR メーターで測定し、その後、コンデンサに直接 2000 V の電圧を印加し

て測定された電流値からコンデンサの絶縁抵抗を計算した。

5.3.2 実験結果

コンデンサ 1 では静電容量は 10.39 nF、絶縁抵抗は 200 GΩ であり、コンデンサ 2 では、静電容量は 10.05 nF、絶縁抵抗は 200 GΩ であった。これらはコンデンサの元の性能通りの数値であり、劣化は見られなかった。

5.3.3 実験評価

前述の通り、オイルに浸したコンデンサに劣化は見られず、また、2000 V を印加しても導通は見られなかったことから、オイルによって劣化したコンデンサに瞬間的な大電圧がかかることによって導通が起こるというパターンも否定されたと考えられる。

5.4 物理的破損試験

KamLAND の PMT の回路部にはポッティング剤と呼ばれる保護剤が施されている。このポッティング剤が経年劣化によって硬化し、そのうえでコンデンサ自体が熱膨張することによって大きな圧力がかかり、物理的に破損する状態を想定し、以下の実験を行った。

5.4.1 実験方法

図 5.12 に示したように、コンデンサに 3 方向のいずれかからペンチによって力をかけてコンデンサを破損させた。ここでの破損とは、コンデンサの形状を保てないほどであると回路自体が破損部で切断されてしまうため、形状を保ったまま静電容量がほぼ 0 nF となる状態とした。破損後、コンデンサに直接 2000 V の電圧を印加し、測定された電流値から各コンデンサの絶縁抵抗を計算した。

5.4.2 実験結果

1、2 の方向から各 3 本ずつのコンデンサに力をかけた時、その全てで静電容量の低下が確認される前に図 5.13 のように形を保たずに破損した。一方で、3 の方向から力をかけた際には図 5.14 のように形を保ったまま破損させることに成功したため、この 3 本のコンデンサのみについて見ていくこととした。

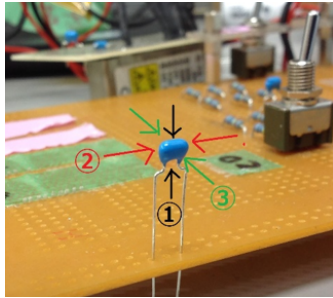


図 5.12: 物理的破損試験における力の方向

各コンデンサの絶縁抵抗はそれぞれ、 $4.50\text{ M}\Omega$ 、 $0.996\text{ G}\Omega$ 、 $1.67\text{ G}\Omega$ であり大きな差異があるが、いずれも光電子増倍管内の各抵抗よりも大きな抵抗値を保っている。

5.4.3 実験評価

以上の結果より、物理的破損によってコンデンサの絶縁抵抗が低下することは確認できたが、PMTの低インピーダンス化を説明できるほどには低下しなかった。さらに、これらのコンデンサの破損後には絶縁抵抗や静電容量が回復しなかったことを考えると、HVサイクルによって一時的にインピーダンスが回復することの説明ができないため、コンデンサの物理的破損の可能性は低いと考えられる。

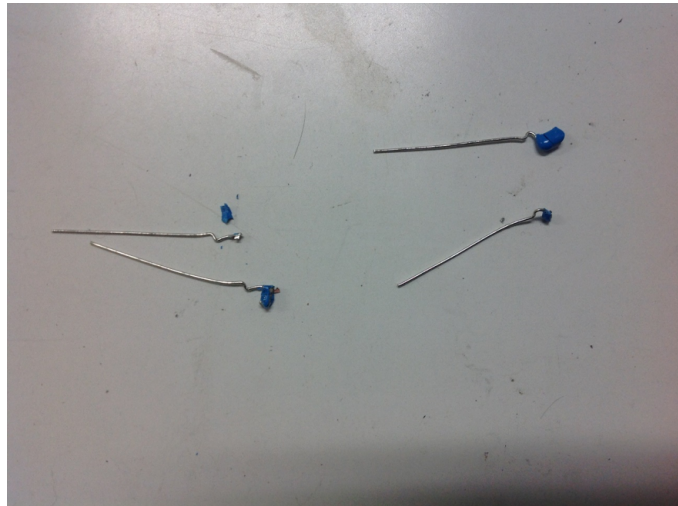


図 5.13: 1、2の方向から力をかけた際のコンデンサの破損

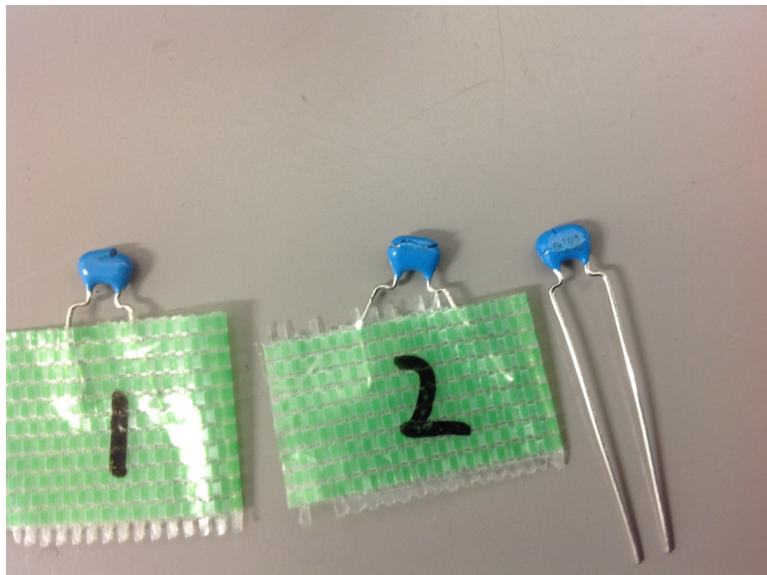


図 5.14: 3 の方向から力をかけた際のコンデンサの破損

第6章 本研究全体の考察と今後の展望

本研究では結果としては大きな充放電の繰り返しによる消耗、瞬間的な大電圧によるコンデンサの破損、バッファオイルによるコンデンサの劣化、ポットング剤の硬化とコンデンサの熱膨張による物理的破損、いずれの場合においても KamLAND における使用状況を考慮した現実的な観点ではコンデンサの導通は発生しないという結論に至った。しかし、充放電試験においては静電容量が減少していくというコンデンサの消耗を示すデータや、一度電圧の印加を停止して再印加すると静電容量が復活するという、HV サイクルに似た現象も確認された。以上のことから、KamLAND での実際のふるまいを説明できるほどのものではないが関連性は否定できず、今後さらなる検証が必要である。

特に本研究では平均的なミュオンを想定した充放電試験を空気中にて行ったが、実際に充放電を発生させているのはミュオンだけでなく、それ以下の小さな信号によるものも大きい。一例としては PMT のダークヒットがあげられる。これは入射窓にわずかに含まれる不純物によるものなど PMT 自体から発生するノイズである。KamLAND の光電子増倍管において、1 光電子相当光による信号電圧の 1/4 を超える信号のレートは 10 kHz から 100 kHz であり、このような高レートな小さな充放電の繰り返しが影響を与えている可能性もある。また、単純な充放電量を考えた場合においても、ミュオンは一度の充放電量は大きいが高レートであるため、その量はダークヒットに対して 1/10 から 1/100 程度とわずかにしか寄与していない。そのため、総充放電量を考える場合は更なる充放電実験が必要となる。あるいは充放電による熱がコンデンサにダメージを与えた可能性も考えられる。本研究では約 3 万回の充放電を行っているが、実際のミュオンレートは約 0.2Hz であり、14 年で約 8800 万回の充放電が行われる。そのため回数の観点では 0.03 % ほどしか再現出来ておらず、熱に注目した実験も必要である。

また、今回はコンデンサ単体に注目した実験を空気中で行ってきたが、実際の低インピーダンス化はバッファオイル中に沈められた PMT で起きていることである。今回はバッファオイルに浸したコンデンサの充放電実験や光電子増倍管の実機を使った実験は行っていないため、今回検証したものの複合要因やより実際の使用環境に近い状態での実験など、更なる検証を行う余地がある。

また、本研究を通して KamLAND2 の PMT に関して、素子レベルから評価できる体制ができた。KamLAND2 の PMT では特にオーバーシュート対策で新しく容量の大きいコンデンサを使う予定であるため、今後は KamLAND2 のブリーダー回路で使用予定の抵抗やコンデンサの耐性を確認する。

第7章 まとめ

KamLAND では現在、ニュートリノのマヨラナ性を検証するために $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験 KamLAND-Zen を遂行している。 $0\nu\beta\beta$ は非常に稀な反応であるためバックグラウンドとの識別が重要である。また高量子効率の新型 PMT や集光ミラー、発光量を高めた新液体シンチレータの導入などによって検出器の更なる感度向上を目指す KamLAND2 計画も進んでいる。

一方で現在の KamLAND では PMT の低出力化によるエネルギー分解能の低下が問題となっている。これは KamLAND2 においても発生する可能性があり、長期間の実験を妨げる要因となりうる。

本研究はコンデンサに着目した PMT の低出力化の原因究明を目的とした。そのためにコンデンサに4つの破壊試験を行い、低出力化 PMT におけるふるまいと同様になるかを調べた。結果としてはいずれの試験においても同様のふるまいは見られなかったが、大光量入射を想定した充放電試験では電圧印加の中断から再開の間で静電容量の回復が見られるという、低出力化 PMT に似たふるまいが見られた。総充放電量の観点では本試験は実際の 1/10 以下と考えられることもあり、このふるまいと低出力化 PMT の関連性は否定できないため、今後さらなる検証が必要である。また、本研究を通して素子レベルでの評価を行う体制ができたため、今後は KamLAND2 のブリーダー回路の素子の耐性も確認していく。

謝辞

本研究を行う上でニュートリノ科学研究センターの多くの方々にご指導、ご協力いただいたことをこの場を借りて御礼申し上げます。

センター長である井上先生には、ミーティング等において研究の方向性をはじめ様々のご指摘をいただき、多くの学びを得ることができました。

石徹白先生は外部からの編入で無知な部分も多かった私を丁寧にご指導くださいました。ご迷惑をおかけした部分も多かったと思いますが、時に暖かく、時に厳しくご指導くださったこと大変感謝しております。

白井先生には PMT のエキスパートとして私の不足を突いた鋭いご指摘をいただくことが多く、本研究をより深く理解する機会を多くいただきました。

尾崎さん、竹内さん、川田さんには機材の扱い方から解析の方法まで、研究面で多くのことを教えていただきました。基礎的と思われることでも丁寧に教えていただき大変お世話になりました。

同期の皆さんは外部生として不安だった私を暖かく迎えてくださり、研究面からプライベートに至るまで様々な場面でお世話になりました。皆さんの今後の活躍を心から願っております。

その他、直接的な関わりがなかった方々にも様々な場面でご指導いただき感謝しております。まだ未熟な私ではございますが、今後ともよろしく願います。

参考文献

- [1] Bruce T. Cleveland et al. , "Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector" The Astrophysical Journal, Vol. 496, p. 505, (1998).
- [2] K.S. Hirata et al. , " Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande " , Phys.Lett.B, Vol. 280, p.146, (1992)
- [3] Y.Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration) , " Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos " , Phys.Rev.Lett 81, 1562, (1998)
- [4] S.N.Ahmed et al. (SNO collaboration), " Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity " , Phys.Rev.Lett 92, 181301, (2004)
- [5] A.Gando et al. , " Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND " , Phys.Rev.D 88, 033001, (2013)
- [6] Robert Ehrlich, "First results of the katrin neutrino mass experiment and their consistency with an exotic $3 + 3$ model", High Energy Phys., 4, 4, (2019)
- [7] H.Ozaki, J.Shirai, "Refurbishment of KamLAND outer detector", PoS, ICHEP2016, 1161, (2017)
- [8] A. Gando et al.(KamLAND Collaboration), "Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements", Nature Geosci. 4, 647, (2011)
- [9] S.Abe et al.(KamLAND Collaboration), "Measurement of the ^8B solar neutrino flux with the KamLAND liquid scintillator detector", Phys.Rev.C 84, 035804, (2011)
- [10] Yoshihito Gando and on behalf of the KamLAND-Zen collaboration, "First results of kamland-zen 800" Journal of Physics: Conference Series, Vol. 1468, No. 012142, (2020).

- [11] The KamLAND-Zen collaboration et al., "The nylon balloon for xenon loaded liquid scintillator in KamLAND-Zen 800 neutrinoless double-beta decay search experiment", *Journal of Instrumentation*, Volume 16, (2021)
- [12] 三本杉 洗斗, "KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの形状最適化", 修士論文, 東北大学, (2021)
- [13] 狩野 祐喜, "KamLAND-Zen 実験における宇宙線ミュオン起源のバックグラウンド除去効率の改善", 修士論文, 東北大学, (2017)
- [14] S. Ieki, "Simulation study of cosmic-ray muon backgrounds for KamLAND-Zen experiment", TAUP2019
- [15] A. Gando, et al., "Search for majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with kamland-zen", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, No. 8, (2016)
- [16] 尾崎秀義, "High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of ^{136}Xe ", 博士論文, 東北大学, (2020)
- [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, 東北大学, (2000)
- [18] 朝倉 康太, "KamLAND-Zen 次期計画へ向けた新型PMTの性能研究", 修士論文, 東北大学, (2015)
- [19] 太田 直輝, "KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーを用いた高光収率検出器の開発", 修士論文, 東北大学, (2019)
- [20] 和田 佳樹, "KamLAND2-Zen 実験における発光性バルーンのための高発光液体シンチレータの開発", 修士論文, 東北大学, (2020)
- [21] 川田 七海, "KamLAND-Zen 実験における低ゲインPMTへの信号増幅器導入によるエネルギー分解能向上", 修士論文, 東北大学, (2020)
- [22] 三宅 春彦, "KamLAND-Zen 実験における低ゲインPMTの光量応答性を考慮したエネルギー再構成による背景事象低減", 修士論文, 東北大学, (2020)