

修士論文

KamLAND2-Zen 実験における宇宙線ミューオンに
対応したデータ転送システム開発

Development of Data Transfer System for Cosmic Ray Muon in
KamLAND2-Zen

東北大学理学研究科
物理学専攻

遠藤蓮

2025 年

概要

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) を探索する実験である KamLAND-Zen 実験では、宇宙線ミュオンによる Xe の核破砕が大きな背景事象になっている。これの除去には核破砕によって生じる中性子イベントの情報が使用されているため、中性子検出効率を向上させることが重要である。しかし、宇宙線ミュオンが KamLAND に侵入すると大光量の光により、オーバーシュートとアフターパルスが発生するため、これらに対応した中性子検出手法が必要になる。

次世代実験である KamLAND2-Zen 実験で使用予定のオーバーシュート対策ブリーダー回路を使用した PMT に大光量の光を照射すると、PMT 信号が負方向へのベースラインシフトを生じることが発見された。これにより、KamLAND-Zen 実験で使用していた中性子検出手法が使用できないことが判明した。

そこで本研究では宇宙線ミュオン後の全波形を取得し、それをオフラインで解析することを考える。これを実現するためには、新型フロントエンド回路である MoGURA2 が破綻無くミュオン後の全波形を転送可能であることを確かめる必要があるため、これを研究の目的とした。

オーバーシュート対策ブリーダー回路を使用した PMT に LED を照射することにより、入射した光量とベースラインシフトが続く時間の関係を調べた。その結果、宇宙線ミュオン後の全波形取得するためには $35 \mu\text{s}$ のデータを取得する必要があると分かった。

そこで、MoGURA2 が $35 \mu\text{s}$ の波形をミュオンレート 0.3 Hz で転送可能かを調べるためにデータ転送実験を行った。その結果、 $0.3, 0.5, 1.0, 2.0 \text{ Hz}$ において、破綻無くデータ転送が可能であると確認できた。従って、MoGURA2 が 2.0 Hz の間隔でにおいて、宇宙線ミュオン後の全波形を取得が狩野であることを確認できた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ	4
2.2	ニュートリノ振動	5
2.2.1	真空中での振動	6
2.2.2	物質効果 (MSW 効果)	8
2.3	ニュートリノ振動観測実験	10
2.3.1	太陽ニュートリノ実験	10
2.3.2	大気ニュートリノ実験	11
2.3.3	加速器ニュートリノ実験	13
2.3.4	原子炉ニュートリノ実験	13
2.3.5	振動パラメータの測定結果のまとめ	14
2.4	マヨラナ質量とシーソー機構	16
2.5	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験	17
第 3 章	KamLAND 実験	21
3.1	KamLAND 検出器	21
3.2	検出器の構成	22
3.2.1	内部検出機 (Inner Detector, ID)	22
3.2.2	外部検出機 (Outer Detector, OD)	24
3.2.3	光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)	24
3.3	データ収集システム	25
3.3.1	KamDAQ	26
3.3.2	宇宙線ミューオンと KamDAQ のデッドタイム	28
3.3.3	MogDAQ	29
3.4	KamLAND-Zen 実験	31
3.4.1	KamLAND-Zen 実験における検出器の構造	31
3.4.2	KamLAND-Zen400	33

3.4.3	KamLAND-Zen800	33
3.4.4	KamLAND-Zen 実験における主の背景事象	33
3.4.5	KamLAND2	35
第 4 章	KamLAND2-Zen 実験における中性子検出	37
4.1	オーバーシュート対策ブリーダー回路	37
4.2	改良後ブリーダー回路におけるアフターパルス	38
4.3	KamLAND2-Zen 実験における中性子検出	39
4.4	本研究の目的	39
第 5 章	宇宙線ミュオン後のベースラインシフトの調査	41
5.1	LED 照射実験	41
5.1.1	実験のセットアップ	41
5.1.2	ベースラインシフトが続く時間の定義	41
5.1.3	実験結果	42
5.2	KamLAND2-Zen 実験におけるミュオンの光電子量	42
5.3	宇宙線ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さ	44
第 6 章	MoGURA2 におけるデータ転送実験	47
6.1	MoGURA2 におけるデータ転送	47
6.1.1	新型フロントエンド電子回路 MoGURA2	47
6.2	データ転送実験	48
6.2.1	実験のセットアップ	48
6.2.2	データ転送の破綻	48
6.2.3	実験結果	49
6.2.4	考察	51
第 7 章	結論	53
	謝辞	55

目次

2.1	ニュートリノの質量階層構造	4
2.2	標準模型を構成する素粒子	5
2.3	CC 反応と NC 反応のファインマンダイアグラム	8
2.4	SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス	11
2.5	Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布	12
2.6	T2K が観測した電子ニュートリノの出現	14
2.7	KamLAND が観測した原子炉ニュートリノの振動	15
2.8	$2\nu 2\beta$ と $0\nu 2\beta$ のダイアグラム	18
2.9	KamLAND-Zen800 で得られたマヨラナ有効質量への制限	19
3.1	KamLAND 検出器とその周辺の様子	21
3.2	KamLAND 検出器の概略図	22
3.3	17-inch PMT と 20-inch PMT の概略図	24
3.4	R3600-06MOD の概略図	26
3.5	KamLAND の DAQ の概要	27
3.6	KamFEE の略図	28
3.7	宇宙線ミューオン直後に見られるオーバーシュート及びアフターパルス	29
3.8	宇宙線ミューオン直後に見られるオーバーシュート及びアフターパルス	30
3.9	MoGURA ボードの写真 (左) と概略図 (右)	31
3.10	ミューオン信号後の NHit 分布	32
3.11	KamLAND-Zen 実験で使用された検出器の構造	32
3.12	KamLAND-Zen800 によって得られたエネルギースペクトル	34
4.1	改良前の HQE-PMT 用ブリーダー回路	38
4.2	改良後の HQE-PMT 用ブリーダー回路	38
4.3	改良後ブリーダー回路を取り付けた PMT におけるアフターパルス	39
5.1	LED 照射実験のセットアップ	42
5.2	4,563 p.e. の光が入射したときのベースライン	43
5.3	9,416 p.e. の光が入射したときのベースライン	43

5.4	13,701 p.e. の光が入射したときのベースライン	43
5.5	16,073 p.e. の光が入射したときのベースライン	44
5.6	光量とベースラインシフトが続く時間の関係	44
5.7	ミューオンの電荷量分布	45
5.8	ミューオンの電荷量分布	45
6.1	データ転送実験のセットアップ	48
6.2	0.3 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差	49
6.3	0.5 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差	50
6.4	1.0 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差	50
6.5	2.0 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差	51

表目次

2.1	測定から得られたニュートリノ振動パラメータ	15
3.1	KamLS の構成要素	23
3.2	バッファオイルの構成要素	23
3.3	ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能	25
3.4	OD 20-inch PMT の性能	26
3.5	XeLS の成分表	33
6.1	外部トリガーの周波数とイベント数	49

第 1 章

序論

素粒子・原子核物理学における課題の一つとして、ニュートリノのマヨラナ性の検証を挙げる
ことができる。ニュートリノがマヨラナ性を持つならば、レプトン数の破れなど、標準理論を超
えた物理学の発見となるだけでなく、現代物理学の謎の一つとなっている宇宙物質優勢につい
て説明できる可能性も指摘されている。KamLAND-Zen 実験は、ニュートリノのマヨラナ性を検
証できる唯一現実的な手段であるニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索を行う実験である。
これまでに濃縮キセノン約 400 kg を用いた KamLAND-Zen 400、及びに濃縮キセノン約 745 kg
を用いた KamLAND-Zen 800 によって、世界最高感度での探索を行い、マヨラナ有効質量に対
して最も厳しい制限をあたえてきた。KamLAND-Zen 実験は 2024 年で終了し、現在では次世代
実験では KamLAND2-Zen 実験にむけたアップデートを行っている。

KamLAND-Zen 実験の大きな背景事象として、ミューオン核破砕によって生成される不安定核
の崩壊が挙げられる。これは、宇宙から飛来する高エネルギーのミューオンが Xe を破砕するこ
とで生じる不安定核である。この不安定核は長寿命であるため、遅延同時計測による背景事象の
除去が難しい。そのため、核破砕によって生じる中性子イベントの情報などを用いた見積りによ
って背景事象の除去を行っている。従って、この背景事象除去の精度向上のためには、中性子
検出効率の向上が必要である。ただし、宇宙線ミューオンが KamLAND に侵入すると大光量の
光が発生し、それが PMT に入射することで、大量のノイズであるアフターパルスと、PMT 信号
のベースラインが正方向にシフトするオーバーシュートが発生する。従って、これらに対応した
中性子検出システムが必要になる。

KamLAND2-Zen 実験ではオーバーシュート対策ブリーダー回路を取り付けた PMT が使用予
定である。この PMT に大光量の光を照射すると、PMT 信号が負方向へのベースラインシフトを
生じることが発見された。これにより、KamLAND-Zen 実験で使用していた中性子検出手法が使
用できないことが判明した。

そこで本研究では宇宙線ミューオン後の全波形を取得し、オフラインで中性子を検出するこ
とを考える。これを実現するためには、新型フロントエンド回路である MoGURA2 が破綻無く
ミューオン後の全波形を転送可能であることを確かめる必要がある。これを本研究の目的とする。

この目標を達成するために、本研究では以下の 2 つの実験を行った。

1. 宇宙線ミュオン後のベースラインシフトの調査

PMT に入射した光量とベースラインシフトが続く時間の関係を調べ、ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さを求める。

2. MoGURA2 におけるデータ転送実験

1. で求めたデータの長さにおいてデータ転送実験を行い、データ転送が破綻しないかを検証する。

本論文では 2 章で前提知識としてニュートリノ物理と観測実験について述べ、3 章で KamLAND 実験について説明する。その後、4 章で KamLAND2-Zen 実験における中性子検出について述べ、本研究の目的を明示する。5 章で宇宙線ミュオン後のベースラインシフトの調査、6 章で MoGURA2 におけるデータ転送実験について述べることで、MoGURA2 が宇宙線ミュオン後の全波形取得が可能かどうかを議論する。最後に、7 章で結論と今後の展望を述べる。

第 2 章

ニュートリノ物理

1930 年に Pauli [1] によって当時は未知の粒子であったニュートリノの存在が導入されるまで、2 体崩壊と考えられていたベータ崩壊のスペクトルが連続的であることは物理学者にとって大きな問題であった。Pauli はエネルギー保存則を成り立たせるために、ベータ崩壊は中性子が陽子、電子、そして Pauli が予言する粒子の 3 体に崩壊すると考え、電子の連続的なエネルギースペクトルを説明した。その後この未知の粒子は Fermi によってニュートリノと名付けられ、彼のベータ崩壊理論 [2] に取り入れられた。ここでベータ崩壊のエンドポイントがニュートリノを放出しない場合とほとんど変わらなかったため、ニュートリノの質量は 0 と仮定された。この理論では式 (2.1) のように崩壊に関わる 4 つのフェルミオンが 1 点で相互作用するとされ、近似として実際の現象を再現していた。

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

ニュートリノはおよそ 20 年ののちに、Reines と Cowan [3] の原子炉を使った実験によって初めて観測された。検出機は塩化カドミウムを溶かした水と液体シンチレータで作られ、観測に使われた遅延同時計測という手法は現在でも用いられる優れた検出方法である。

初のニュートリノ観測から半世紀以上経った今でも、ニュートリノに関する謎は残っている。ニュートリノは宇宙の中で光子の次に数が多く宇宙の進化において重要な役割を果たしていると考えられていた。そしてその質量についての情報を得ることは重要な課題であり、1998 年にニュートリノ振動が観測 [4] されたことでニュートリノが有限の質量を持つことが明らかとなった。このニュートリノ振動を深く理解することで、宇宙を記述する標準模型を超えた新たな理論の構築に繋がるとされている。一方でニュートリノの固有質量の絶対値やその階層構造 (図 2.1) については未だ明らかにはなっていない。また、電荷を持たないニュートリノに質量があることが明らかとなったことで、ニュートリノが粒子と反粒子が同じマヨラナ粒子である可能性が考慮されるようになった。このニュートリノのマヨラナ性は、宇宙物質優勢の謎を解決するレプトジェネシスというシナリオを説明できるとされているが、未だ実証されてはいない。

本章では、上述したように重要な性質を持つニュートリノについての物理と観測の現状について述べる。まず 2.1 節で素粒子標準模型におけるニュートリノの性質について述べる。次に、2.2 節でこの標準模型を超えたニュートリノの有限の質量の裏付けとなるニュートリノ振動について説明し、2.3 節ではニュートリノ振動の観測実験について述べる。2.4 節ではニュートリノのマヨ

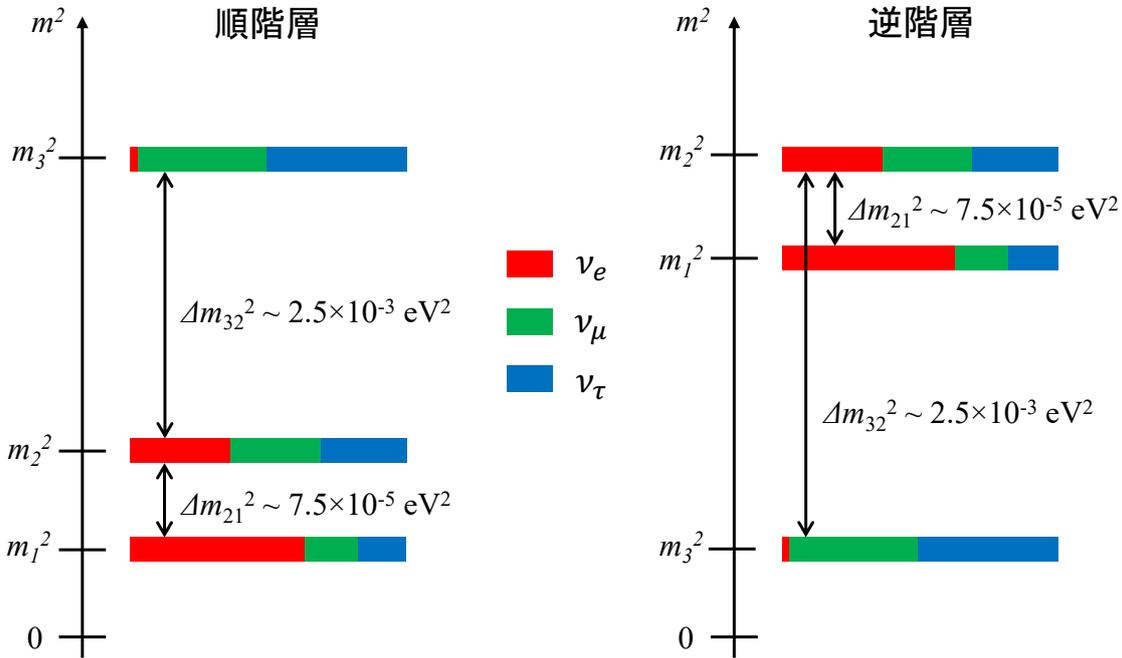


図 2.1: ニュートリノの質量階層構造。質量の 2 乗差は後述するニュートリノ振動観測実験で測定されているが、その絶対値や階層構造は決定されていない。

ラナ性について述べ、2.5 節でその性質の唯一の検証方法と考えられているニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊探索実験について説明する。

2.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

自然界を形成する物質の最小構成要素である素粒子の性質を明らかにする素粒子物理学は、実験技術の進歩により近年急激に発展を遂げている。この素粒子物理学において現在確立している理論体系が素粒子標準模型である。

初めて実験的に観測されたニュートリノは 1956 年に Reines と Cowan [3] の原子炉実験によって観測された反電子ニュートリノである。その後 1962 年に Lederman, Schwartz, Steinberger[5] らの加速器実験によってミューニュートリノの存在が示され、2001 年には DONUT 実験 [6] によってタウニュートリノが観測された。これによりニュートリノは電子、ミュー、タウニュートリノという三種類の粒子（以下、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ ）とそれらの反粒子（同様に以下、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ ）からなるとして、標準理論に組み込まれることとなった。

素粒子標準模型における基本粒子を図 2.2 に示す。素粒子には半整数スピンをもち 6 種類のクォークと 6 種類のレプトンからなるフェルミオンと、整数スピンを持つ 4 種類のゲージボソン及び 1 種類のヒッグスボソンがある。クォークとレプトンはさらにその世代によって第一世代から第三世代まで分類され、その質量スケールも世代によって異なる。自然界に存在する相互作用は電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 種類であるが、ボソンのうち

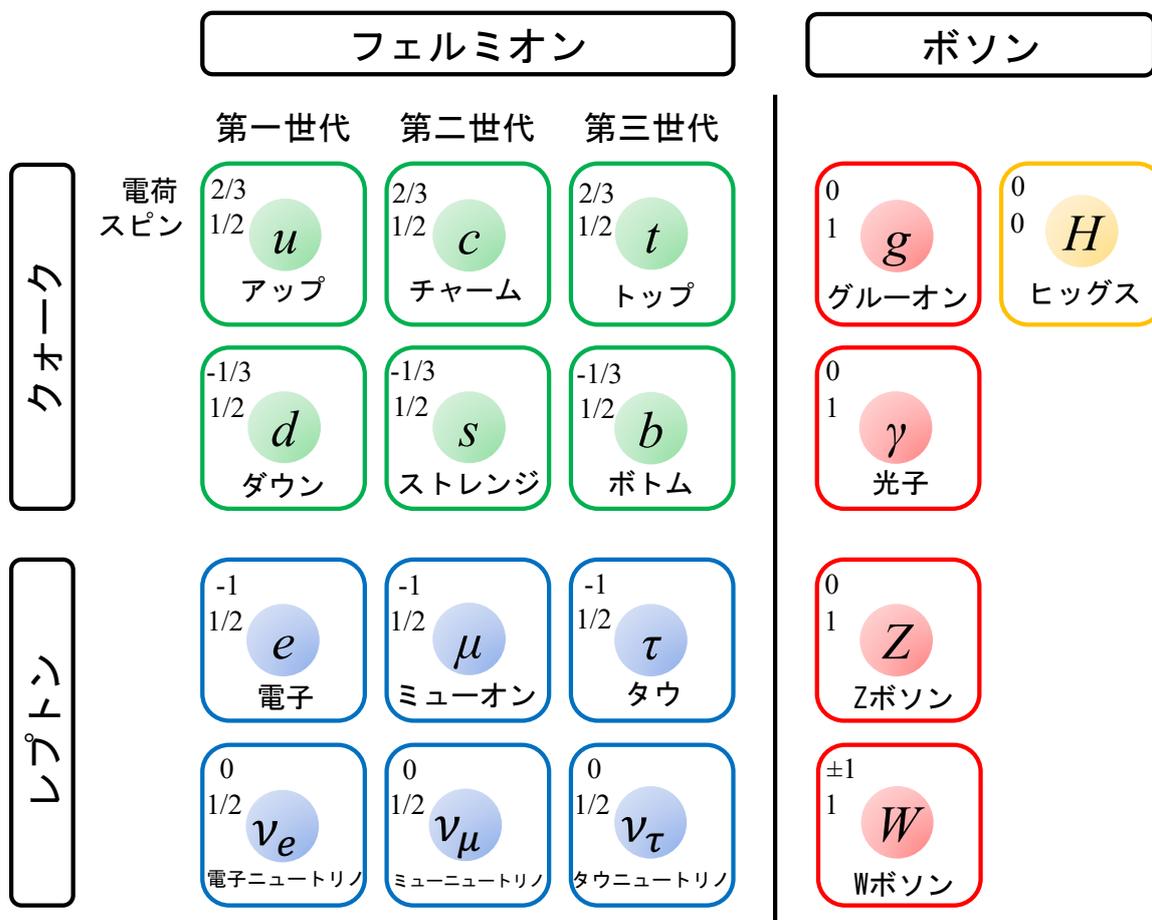


図 2.2: 標準模型を構成する素粒子

光子 γ が電磁相互作用を、ウィークボソン W^\pm 、 Z^0 が弱い相互作用を、グルーオン g が強い相互作用を、ヒッグスボソン H^0 が重力相互作用を媒介している。クォークは強い相互作用をして核子を構成するがレプトンは強い相互作用をしない。さらにレプトンの中で $-e$ の電荷を持つものが荷電レプトン（電子 e 、ミューオン μ 、タウ τ ）、電荷を持たないものがニュートリノであり、ニュートリノは電磁相互作用をしない。これが長年ニュートリノの実験的観測が困難であった理由である。

2.2 ニュートリノ振動

1960年代、観測された太陽ニュートリノのフラックスが理論予想に比べて3分の1程度しかないという結果が得られ、これは太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。この太陽ニュートリノ問題を解決するために牧二郎、中川昌美、坂田昌一によってニュートリノ振動は提唱された [7]。ニュートリノ振動はニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態が異なることで、ある質量固有状態の重ね合わせであるフレーバーが時間経過とともに別のフレーバーに変化する現象である。実際にフレーバーの周期的な変化と太陽ニュートリノのフラックスの総量に変化しないことが実

験的に確認されたことで、現在ではニュートリノの質量を0とする標準模型を拡張する必要性が生じている。ここでは真空中でのニュートリノ振動の公式を導出したのち、物質内でのニュートリノ振動について説明する。

2.2.1 真空中での振動

ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) の重ね合わせとして表現され、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.2)$$

と表される。式 (2.2) で $U_{\alpha i}^*$ は牧-中川-坂田 (MNS) 混合行列と呼ばれ、以下のようなユニタリ行列に書き下せる。

$$\begin{aligned} U_{\alpha i} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで質量固有値 m_i および m_j をもつ状態の混合角を θ_{ij} として、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ である。また δ は CP 位相と呼ばれ、CP 対象性の破れを表す。質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.4)$$

を解くことで以下のように得られる。

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.5)$$

ここで τ_i は静止系での ν_i の時間を表す。実験室系では式 (2.5) において

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it - p_iL)} \quad (2.6)$$

と表せる。 t 、 L は実験室系での時間、位置を、 E_i 、 p_i は ν_i のエネルギー、運動量をそれぞれ表す。ニュートリノの質量は十分小さく、相対論的に運動するため $p_i \gg m_i$ 、 $E \simeq p_i$ として、

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.7)$$

となる。自然単位系では $t \simeq L$ であるため

$$\begin{aligned} e^{-i(E_it - p_iL)} &\simeq e^{-i(E_i - p_i)L} \\ &\simeq e^{-i(m_i^2/2E)L} \end{aligned} \quad (2.8)$$

と表され、フレーバー固有状態の時間発展は以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(L)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

よって、フレーバー α が距離 L を伝播したのち β に変化する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ は質量の二乗差である。式 (2.10) の位相要素を

$$\begin{aligned} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) &= \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \\ &= 1 - 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

と書き直すと、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[1 - 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \quad (2.12)$$

となる。式 (2.12) で $i = j$ のときは $\Delta m_{ij}^2 = 0$ となり、また $i \neq j$ のときは i, j の対称性から

$$\sum_{i,j \neq i} = 2 \sum_{i > j} \quad (2.13)$$

とすることができるので、ユニタリ行列の性質も用いると

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i,j \neq i} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \\ &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。振動確率を実数にするため第二項を実部と虚部に分けると、振動確率は以下のようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i > j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i > j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

位相を無次元にするために $\hbar c \simeq 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]$ を用いて

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{4E [\text{MeV}]} L [\text{m}] = \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{MeV}] \hbar c [\text{MeV} \cdot \text{fm}]} = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{MeV}]} L [\text{m}] \quad (2.16)$$

と表すと、3フレーバーのニュートリノ振動の公式が以下のように導かれる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \right) \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(2.54 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \right) \quad (2.17)$$

ここで第三項の符号は+がニュートリノを、-が反ニュートリノを表す。

ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いは

$$\Delta P = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = -16 J_{\alpha\beta} \sin \Delta_{12} \sin \Delta_{23} \sin \Delta_{31} \quad (2.18)$$

である。ここで、

$$\Delta_{ij} \equiv 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \quad (2.19)$$

$$J_{\alpha\beta} \equiv \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = \pm J_{\text{CP}} \quad (2.20)$$

$$J_{\text{CP}} \equiv s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \sin \delta \quad (2.21)$$

であり、式 (2.20) の複号は+が e, μ, τ の循環、-が逆循環を表す。このニュートリノ振動確率の違いを利用することで、CP 対称性の破れを測定することができる。

2.2.2 物質効果 (MSW 効果)

ニュートリノが物質中を伝播すると、物質中との相互作用によりニュートリノ振動の振る舞いが真空中に比べて変化し、共鳴的な振動を起こす。この効果を提唱者の頭文字をとり MSW 効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) と呼ぶ [8, 9]。この効果はすべてのフレーバーのニュートリノは弱い相互作用のポテンシャルによって中性カレント (Neutral Current, NC) 反応を起こすに加え、電子型のニュートリノだけが物質中の電子と荷電カレント (Charged Current, CC) 反応を起こすことが要因となっている (図 2.3)。

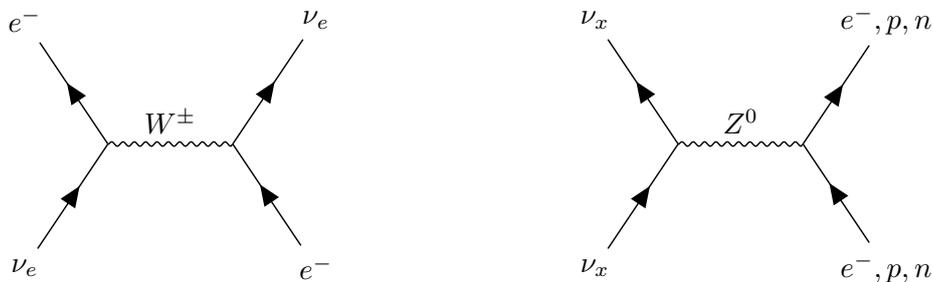


図 2.3: CC 反応 (左図) と NC 反応 (右図) のファインマンダイアグラム。添字 x はニュートリノのフレーバー (e, μ, τ) を表す。

CC 反応のポテンシャル V_{CC} と NC 反応のポテンシャル V_{NC} は、フェルミ結合定数 G_{F} 、物質

中での電子密度 N_e と中性子密度 N_n を用いて

$$V_{\text{CC}} = \sqrt{2}G_{\text{F}}N_e, \quad V_{\text{NC}} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_{\text{F}}N_n \quad (2.22)$$

と表せる。簡単のため以下では2フレーバー間での振動を考える。フレーバー固有状態の時間発展は有効ハミルトニアン H_{eff} を用いて次のように記述できる。

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} &= H_{\text{eff}} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \\ &= \left[U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_{\text{CC}} + V_{\text{NC}} & 0 \\ 0 & V_{\text{NC}} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.23)$$

ここで

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.24)$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

を用いると、有効ハミルトニアンは

$$H_{\text{eff}} = \left(E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} + V_{\text{NC}} \right) I + \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

と書ける。ここで $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ である。式 (2.26) の第一項がフレーバーの混合に関与しないことから、中性カレント反応が物質効果に無関係であることがわかる。また、物質中での混合角 θ_M は

$$\tan 2\theta_M = \frac{\frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12}}{\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2}} = \frac{\sin 2\theta_{12}}{\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}} \quad (2.27)$$

で表すことができる。この混合角を用いて表現されるユニタリ行列

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

で式 (2.26) の第二項を対角化すると、

$$U_M^\dagger H_{\text{eff}} U_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

となり、以下のように物質中での質量二乗差 Δm_M^2 が得られる。

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \quad (2.30)$$

物質内でのニュートリノ混合が最大となるのは式 (2.27) の分母が0となるとき、すなわち

$$N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_{\text{F}}E} \quad (2.31)$$

のときである。反ニュートリノの場合は N_e の符号が逆になる。そのため、ニュートリノと反ニュートリノで物質効果による振動確率が異なり、「偽の」CP 非対称性の効果が現れる。したがって、CP 非対称性の測定を行う場合はニュートリノ振動における物質効果の影響をよく理解することが不可欠である。

2.3 ニュートリノ振動観測実験

2.2 節で述べたニュートリノ振動パラメータは、世界中で様々な発生源からのニュートリノを多角的に検出することで測定されている。この節では、ニュートリノ振動観測実験の概要についてその結果とともに述べる。

2.3.1 太陽ニュートリノ実験

太陽からは pp 連鎖反応と CNO サイクルという 2 種類の水素燃焼過程によって ν_e が生成される。2.2 説でも述べたように、このニュートリノの振動がフラックスの欠損を引き起こしていたことが分かっている。現在では ν_e と、その振動の先である ν_μ 、 ν_τ のフラックスの和や ν_e の振動パラメータが正確に測定されている。ここでは太陽ニュートリノ観測実験のうちの 1 つを挙げ、その成果について説明する。なお、太陽ニュートリノについては??でも詳細に述べる。

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) 実験 [10, 11] はカナダで行われていたニュートリノ観測実験で、 ^8B が元となって生成する ν_e をターゲットとした太陽ニュートリノ観測で成果を挙げている。検出器としては球形のアクリルタンクに封入された 1 kt の重水を用いており、ニュートリノ検出反応としては以下に示す ν_e と重水との CC 反応、 ν_x と重水との NC 反応、 ν_x と電子との弾性散乱の 3 つを用いている。

$$\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^- - 1.442 \text{ MeV} \quad (2.32)$$

$$\nu_x + d \longrightarrow p + n + \nu_x - 2.224 \text{ MeV} \quad (2.33)$$

$$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^- \quad (2.34)$$

ここで CC 反応と弾性散乱については電子が出すチェレンコフ光によって観測される。また、NC 反応については中性子捕獲事象によって観測され、1999 年 11 月から 2001 年 3 月までの Phase I では重水による捕獲で放出される 6.25 MeV の γ 線が、2001 年 1 月から 2003 年 8 月までの Phase II では溶解した NaCl の Cl 原子核による捕獲で放出される 8.6 MeV の γ 線が観測の対象となる。CC 反応は ν_e のみに感度がある反面、NC 反応は ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ に等しく感度がある。弾性散乱も NC 反応と同様に 3 フレーバーに感度があるが、 ν_μ 、 ν_τ を合わせたフラックスの寄与は ν_e の 0.15 倍程度である。SNO 実験ではこれらの反応から、太陽ニュートリノの ν_e 要素のフラックス ϕ_e と ν_μ 、 ν_τ 要素のフラックス $\phi_{\mu\tau}$ をそれぞれ測定し、それらの和が標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) の予測と矛盾がないことを示した (図 2.4)。

さらに 2004 年 11 月から 2006 年 11 月までの Phase III では ^3He を用いた比例計数管によって NC 反応の測定感度を向上させて ^8B 太陽ニュートリノのフラックスを正確に測定し、 $(5.25 \pm 0.16_{-0.13}^{+0.11}) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という結果を得た。この三期間の太陽ニュートリノの観測結果は

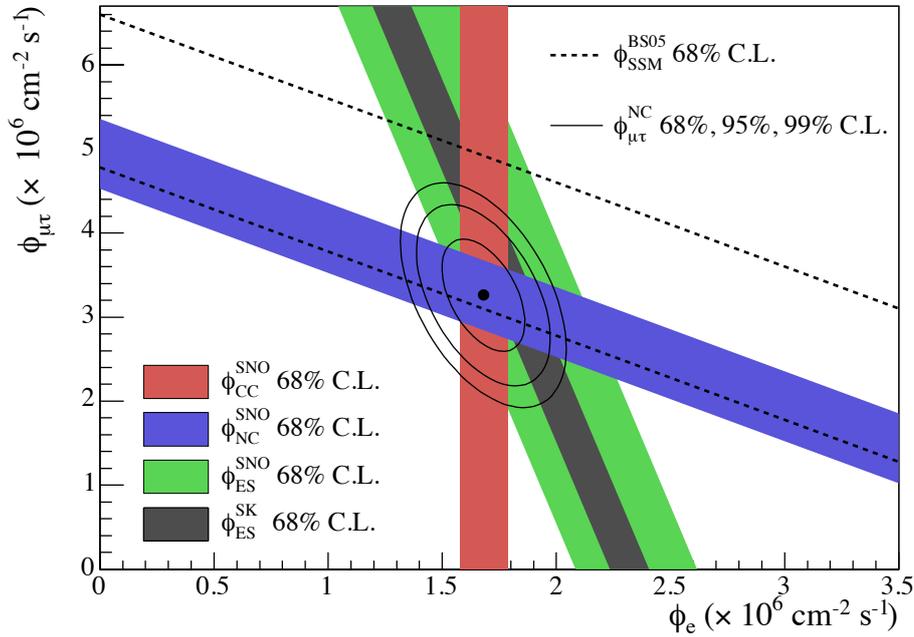


図 2.4: SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス [10]。黒点線は SSM [12] の理論予測を表す。また、黒い帯は Super-Kamiokande の弾性散乱の結果 [13] を表し、SNO の弾性散乱の結果とよく一致していることが確認できる。黒線で囲まれた領域及び黒点は SNO の CC 反応、NC 反応、弾性散乱の結果から求められた NC 反応の $\phi_{\mu\tau}$ のフィット結果を表す。このフィット結果が SSM の予測を再現していることがわかる。また、 $\phi_{\mu\tau}$ がゼロではないことからニュートリノ振動によってフレーバーが変化した証拠をとらえている。

2.3.4 で述べる KamLAND の原子炉ニュートリノの観測結果と統合され、ニュートリノ振動パラメータを $\Delta m_{21}^2 = 7.46_{-0.19}^{+0.20} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $\tan^2 \theta_{12} = 0.443_{-0.026}^{+0.033}$ と良い精度で決定することに成功している。

2.3.2 大気ニュートリノ実験

大気ニュートリノは宇宙線と原子核の相互作用によって生成される。原子核反応によって生成した荷電パイ中間子は以下のような反応で崩壊して ν_μ が生成し、さらにそれに付帯するミューオンの崩壊によって ν_e 、 $\bar{\nu}_\mu$ が生成する。

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.35)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.36)$$

この反応は同様に π^- でも起こる。この反応式から、理論的には ν_μ 、 $\bar{\nu}_\mu$ と ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ の比 $\nu_\mu/\nu_e \equiv (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ が 2 になるはずだが、実際に観測された比はこれよりも小さくなっていた。この現象は大気ニュートリノ異常と呼ばれ、1998 年に Super-Kamiokande で大気ニュートリノ

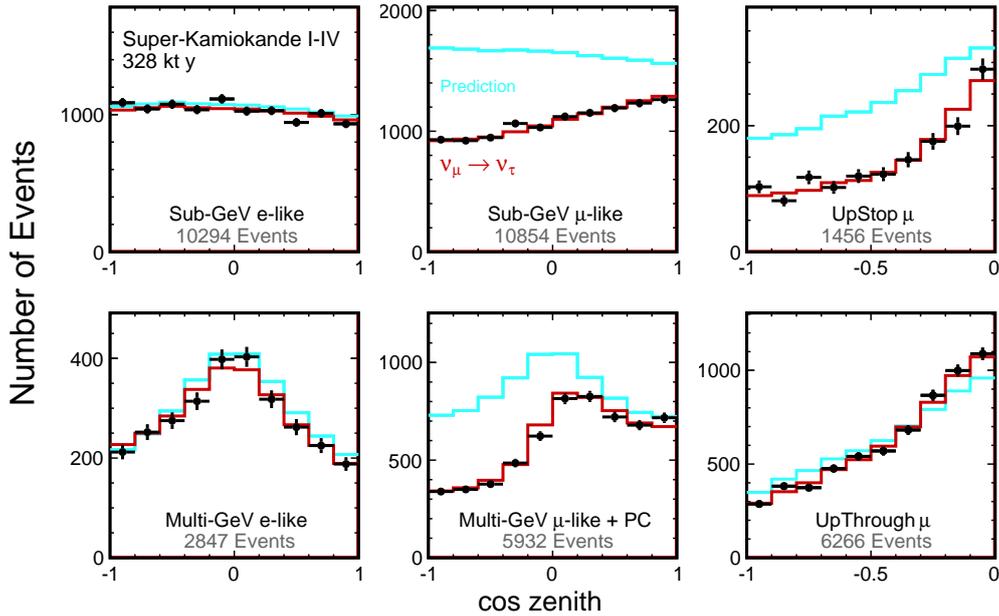


図 2.5: Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布 [15]。イベントが電子、ミューオンに由来すると判別されたものでそれぞれ分けて描かれている。Sub-GeV は観測されたイベントのエネルギーが 1.33 GeV より小さいものを、Multi-GeV は 1.33 GeV より大きいものを表す。PC はチェレンコフリングが検出器に一部含まれていたイベント (Partially Contained) を表す。また、右の 2 つの図はミューオンが上方向に通過し、検出器内で止まったもの (UpStop) と検出器を通り過ぎたもの (UpThrough) を示している。

の振動が観測されたことで解決に至った [4]。

ここでは代表的な大気ニュートリノ観測実験として、Super-Kamiokande の結果 [14] を述べる。なお、大気ニュートリノについては??、??でも触れる。Super-Kamiokande は 22.5 kton の有効体積を持つ水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器ではニュートリノと原子核との散乱で生じる荷電レプトンによるチェレンコフ光を観測するため、ニュートリノの到来方向について情報を得ることができる。また、この反応で生成した電子は電磁シャワーを起こすのに対しミューオンは起こさないため、これらの起源となったニュートリノのフレーバーの推定も可能である。図 2.5 に Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布を示す。 ν_e 由来のイベントの観測結果は理論予想に比べてほとんど欠損がないのに対し、 ν_μ 由来のイベントは明らかな欠損が確認されている。Super-Kamiokande 実験グループは、この ν_μ の消失から $\Delta m_{32}^2 = 2.50^{+0.13}_{-0.31} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と $\sin^2 \theta_{23} = 0.587^{+0.036}_{-0.069}$ という振動パラメータの測定結果を得た。

2.3.3 加速器ニュートリノ実験

加速器ニュートリノ実験は、加速された高エネルギーの陽子と標的との衝突で生成した荷電パイ中間子の崩壊で生じるニュートリノを観測するものである。ここで荷電パイ中間子は

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.37)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.38)$$

のように崩壊するため、ニュートリノビームが得られる。ニュートリノビームを前置検出機と後置検出器で観測することで ν_μ の消失及び ν_e の出現をとらえ、振動パラメータの測定が可能である。また、ビームの元となる荷電パイ中間子の電荷を選択することができるため、CP 位相 δ についての情報も得られる。

Tokai to Kamioka (T2K) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC からのニュートリノビームを岐阜県神岡鉱山内の Super-Kamiokande で観測し、ニュートリノ振動を測定する実験である。J-PARC では 30 GeV まで加速された陽子をグラファイト標的に衝突させ、主に荷電パイ中間子が生成される。この荷電パイ中間子の崩壊で生じたニュートリノは、ビーム軸を検出器からずらすことで狭いニュートリノのエネルギー分布を得る、off-axis 法を用いて 295 km 離れた Super-Kamiokande に向け照射される。この T2K 実験では、ビーム由来の ν_μ の消失からの ν_e の出現を 7.3σ の確度で捉え、 θ_{13} に対して $\sin^2 2\theta_{13} = 0.140_{-0.032}^{+0.038}$ (質量順階層、図 2.6)、 $0.170_{-0.037}^{+0.045}$ (質量逆階層) という結果を得た [16]。また、ニュートリノ、反ニュートリノの結果の比較から CP 位相に制限を与え、CP 対称性が 2σ の確度で破れている兆候を捉えた [17]。

2.3.4 原子炉ニュートリノ実験

原子炉内では主に ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の核分裂によって、大量の $\bar{\nu}_e$ が放出されている。この $\bar{\nu}_e$ の放出される数とエネルギースペクトルは精度良く求まっており、ニュートリノ振動パラメータの精密測定において威力を発揮する。

KamLAND は Super-Kamiokande と同様に神岡鉱山内に位置する、大型の液体シンチレータ検出器である。KamLAND と日本国内の原子炉との典型的な距離は 180 km であり、 $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n \quad (2.39)$$

を遅延同時計測で検出することで、背景事象の大幅な低減が可能である。図 2.7 に KamLAND のニュートリノ振動の観測結果を示す [18]。2 周期にわたるニュートリノ振動が観測されたため特に質量二乗差に対して高い感度を持ち、KamLAND 単体で $\Delta m_{21}^2 = 7.54_{-0.18}^{+0.092}$ 、 $\tan^2 \theta_{12} = 0.481_{-0.080}^{+0.092}$ という結果を得ている。

なお、KamLAND 検出器については 3 章、原子炉ニュートリノについては??で詳細に述べる。

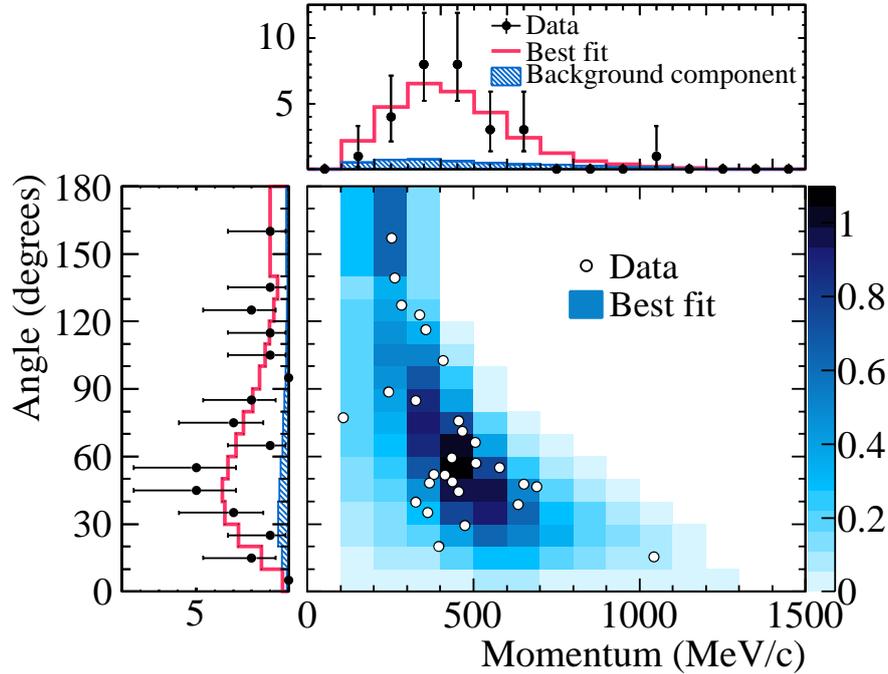


図 2.6: T2K が観測した電子ニュートリノの出現 [16]。横軸が ν_e と原子核との相互作用で生じた e^- の運動量を、縦軸が e^- の天頂角分布を表す。観測された ν_e 事象数は 28 であった。

2.3.5 振動パラメータの測定結果のまとめ

上記の実験に加えて複数の実験での測定結果を統合した、3フレーバーのニュートリノ振動パラメータの測定値を表 2.1 に示す。 θ_{12} 、 θ_{13} 、 Δm_{21}^2 、 $|\Delta m_{32}^2|$ は精度良く決定されていることがわかる。ここでは、質量階層構造の逆階層が 3σ 以上の信頼度で好まれないという結果になっている [19]。 θ_{23} に関してはほぼ最大に混合している兆候が確認されているが、未だ不定性は大きい。また、CP 位相 δ も同様に不定性が大きく 3σ の範囲では CP 対称性が保存する $\delta = 180^\circ$ が含まれており、これらのパラメータはより精度の良い測定が必要である。

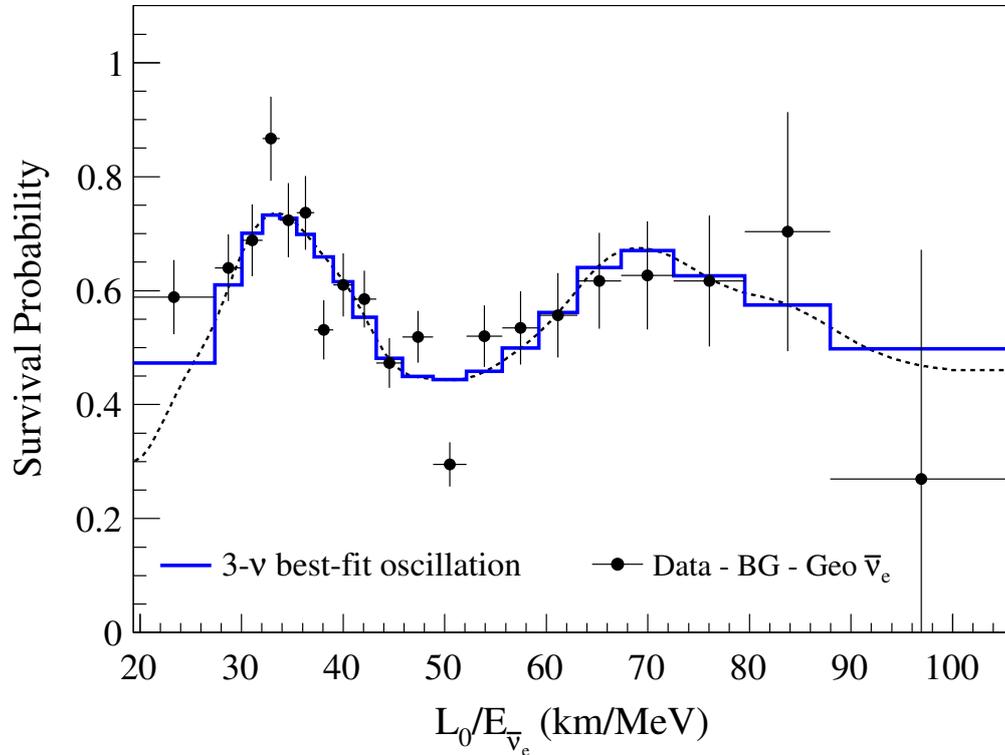


図 2.7: KamLAND が観測した原子炉ニュートリノの振動 [18]。 $\bar{\nu}_e$ の振動が 2 周期にわたって確認できる。ここで $L_0 = 180$ km は、原子炉からの $\bar{\nu}_e$ のフラックスで荷重平均をとった基線の長さである。

表 2.1: 測定から得られたニュートリノ振動パラメータ [19]。NO は質量順階層 (Normal Ordering) を、IO は逆階層 (Inverted Ordering) をそれぞれ表す。

parameter	NO		IO	
	best-fit $\pm 1\sigma$	3σ range	best-fit $\pm 1\sigma$	3σ range
$(\sin^2 \theta_{12})/10^{-1}$	$3.20^{+0.20}_{-0.16}$	$2.73 \rightarrow 3.79$	$3.20^{+0.20}_{-0.16}$	$2.73 \rightarrow 3.79$
$(\sin^2 \theta_{23})/10^{-1}$	$5.47^{+0.20}_{-0.30}$	$4.45 \rightarrow 5.99$	$5.51^{+0.18}_{-0.30}$	$4.53 \rightarrow 5.98$
$(\sin^2 \theta_{13})/10^{-2}$	$2.160^{+0.083}_{-0.069}$	$1.96 \rightarrow 2.41$	$2.220^{+0.074}_{-0.076}$	$1.99 \rightarrow 2.44$
$\delta/^\circ$	218^{+38}_{-27}	$157 \rightarrow 349$	281^{+23}_{-27}	$202 \rightarrow 349$
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	$7.05 \rightarrow 8.24$	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	$7.05 \rightarrow 8.24$
$\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$	2.424 ± 0.03	$2.334 \rightarrow 2.524$	$-2.50^{+0.04}_{-0.03}$	$-2.59 \rightarrow -2.39$

2.4 マヨラナ質量とシーソー機構

マヨラナ粒子とは1937年にMajorana [20]によって提唱された、粒子と反粒子が同一であるフェルミオンである。このことから、ニュートリノの波動関数 ψ はディラック方程式

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0 \quad (2.40)$$

に従い、荷電共役変換 C を

$$C : \psi \rightarrow \psi^C = i\gamma^2 \psi^* \quad (2.41)$$

と定義すると

$$\psi = \psi^C \quad (2.42)$$

が成り立つ。カイラリティ射影行列を γ_L 、 γ_R とすると、ニュートリノの左巻き及び右巻きカイラリティ成分は

$$\psi_L = \gamma_L \psi \quad (2.43)$$

$$\psi_R = \gamma_R \psi \quad (2.44)$$

で表され、 $\psi = \psi_L + \psi_R$ を満たす。荷電共役変換では以下のようにカイラリティが逆転する。

$$C : \psi_L \rightarrow (\psi_L)^C = i\gamma^2 (\gamma_L \psi)^* = \gamma_R (i\gamma^2 \psi^*) = (\psi^C)_R \quad (2.45)$$

同様に

$$C : \psi_R \rightarrow (\psi_R)^C = (\psi^C)_L \quad (2.46)$$

である。

ディラック方程式を満たすラグランジアン密度は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.47)$$

であり、質量項を抜き出すと、

$$\mathcal{L}_{mass} = m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) \quad (2.48)$$

となる。ここで、荷電共役変換におけるマヨラナ粒子の対称性とカイラリティの変化を用いて変形すると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= \frac{m}{4} [(\bar{\psi}_L + \overline{(\psi_L)^C}) + (\bar{\psi}_R + \overline{(\psi_R)^C})][(\psi_L + (\psi_L)^C) + (\psi_R + (\psi_R)^C)] \\ &= \frac{m_D}{2} \overline{(\psi_L)^C} (\psi_R)^C + \frac{m_L}{4} \bar{\psi}_L (\psi_R)^C + \frac{m_R}{4} \overline{(\psi_L)^C} \psi_R + h.c. \\ &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \overline{(\psi_L)^C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_R)^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (2.49)$$

のように 2×2 の質量行列を用いて表される。 m_D 、 m_L 、 m_R はそれぞれディラック質量、左巻きマヨラナ質量、右巻きマヨラナ質量である。左巻きのニュートリノが非常に軽く ($m_D \gg m_L \simeq 0$)、

右巻きのニュートリノが非常に重い ($m_D \ll m_R$) とすると、質量行列の固有値 m_ν 、 m_N ($m_\nu < m_N$) は、

$$m_\nu = \frac{m_L + m_R}{2} - \frac{m_R}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \simeq m_L - \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.50)$$

$$m_N = \frac{m_L + m_R}{2} + \frac{m_R}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \simeq m_R \quad (2.51)$$

と近似できる。このように、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば重い右巻きのニュートリノを仮定することで、左巻きのニュートリノの非常に軽い質量を説明することができる。また、右巻きのニュートリノが発見されていない理由も、その質量が非常に大きく検証不可な超高エネルギーの物理が関わっていると考えると説明がつく。以上のような質量生成機構をシーソー機構という。

現在の物質優勢の宇宙を作り出すための必要な条件は Sakharov [21] によって以下のように提示された。

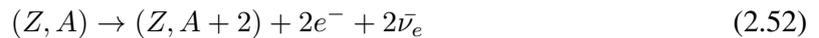
- バリオン数 (B) を破る過程
- C 及び CP 対称性を破る過程
- 上二つの過程において熱的非平衡であること

これをニュートリノのマヨラナ性によって説明するという考えをレプトジェネシスという。レプトジェネシスにおいては非常に重い右巻きのニュートリノは宇宙初期の高温高密度状態では存在していたと考えられ、その崩壊により CP 対称性を破ってレプトン数 (L) を生成することが可能である。その後 B-L が保存するスファレロン過程により L が B に置き換わり、残った粒子と反粒子が対消滅することで現在の物質優勢の宇宙が誕生したと考えることができる。したがって、ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを検証することは宇宙物質優勢の謎を解く手がかりにつながるため、重要な課題である。

2.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノのマヨラナ性を検証するための現状唯一の方法は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$ 崩壊) の検出である。

素粒子標準模型で許される反応として、二重ベータ崩壊 ($2\nu 2\beta$ 崩壊、図 2.8 左) がある。



この反応は弱い相互作用の 2 次のプロセスでレプトン数が保存する。通常のベータ崩壊を 2 回同時に起こすことによってより低いエネルギー準位に遷移できるような原子核で起こり、その崩壊寿命は長く、半減期は 10^{19} 年程度である。一方 $0\nu 2\beta$ 崩壊 (図 2.8 右) ではレプトン数が反応の前後で保存しないため標準模型では許されず、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみ起こりうる。



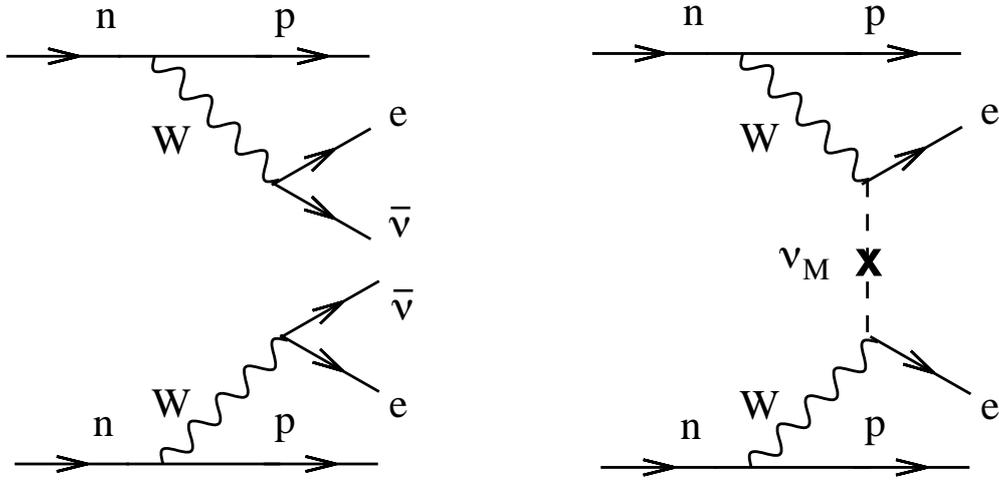


図 2.8: $2\nu 2\beta$ (左) と $0\nu 2\beta$ (右) のダイアグラム [22]。 ν_M はマヨラナニュートリノを表す。

この反応は一方の中性子から放出された右巻きの反ニュートリノが、有限の質量を持つことにより左巻きのニュートリノとしてもう一方の中性子に吸収されることで起こる反応である。通常の $2\nu 2\beta$ 崩壊ではニュートリノがエネルギーを持ち出すため電子のエネルギー分布は連続的になる。一方 $0\nu 2\beta$ 崩壊では2つの電子が Q 値を全て担うため $2\nu 2\beta$ 崩壊のスペクトルのエンドポイント付近にピークが見られるはずであるが、未だ発見には至っていない。

$0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験では、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ を測定することで以下の式からマヨラナ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ に制限を与えることができる。

$$T_{1/2}^{0\nu} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.54)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (2.55)$$

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、それぞれ理論計算により求められる。また U_{ei} はニュートリノのフレーバー固有状態、質量固有状態の混合行列である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの質量の絶対値の情報を含む重要な物理量であり、質量階層構造により予想される値の範囲が異なる。代表的な $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験としては KamLAND-Zen800 実験 [23] が挙げられる。KamLAND-Zen800 実験では ^{136}Xe を使用することで、図 2.9 に示すように $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (36-156) \text{ meV}$ という現状最も厳しい制限を与えている。

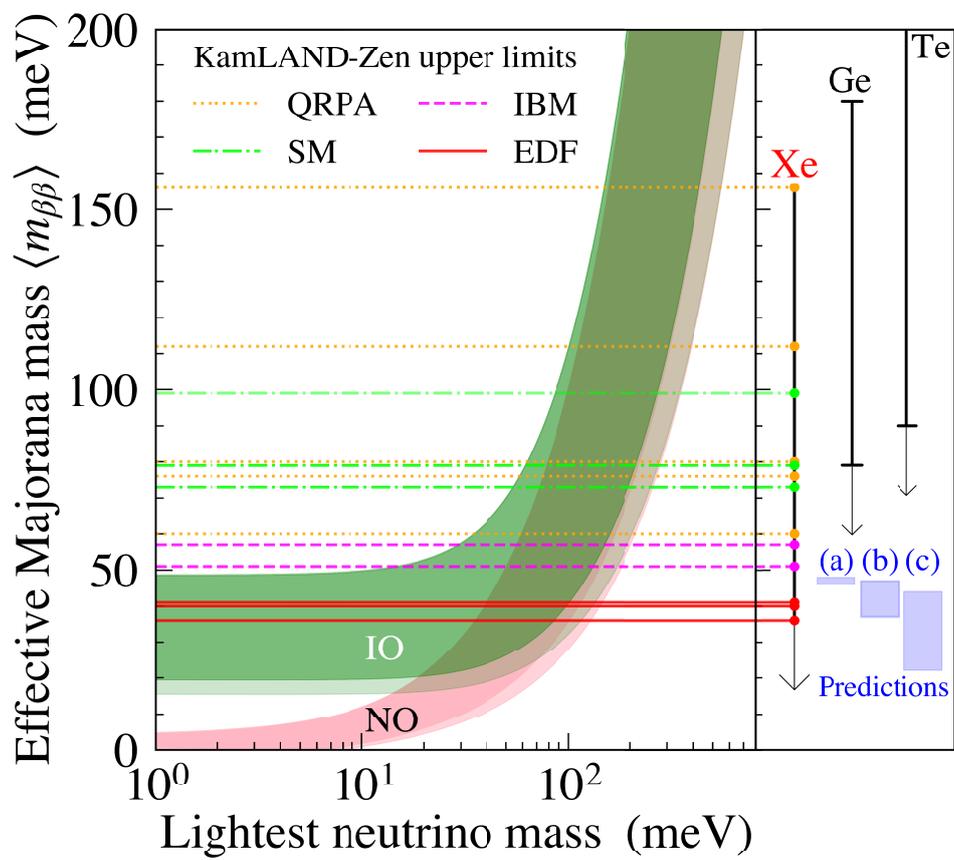


図 2.9: KamLAND-Zen800 で得られたマヨラナ有効質量への制限 [23]。

第3章

KamLAND 実験

KamLAND は **Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector** の略で、神岡鉱山内に位置する大型液体シンチレータ検出器である。この章では、KamLAND 検出器の概要及び KamLAND-Zen 実験の概要を説明し、今後建設予定である次世代検出器 KamLAND2 について説明する。

3.1 KamLAND 検出器

図 3.1 に示すように、KamLAND は神岡鉱山内池ノ山山頂直下約 1000 m に位置しており旧 KamiokaNDE 検出器を改修して建設された。岩盤の厚さは 2700 m の水相当で、宇宙線ミュオ

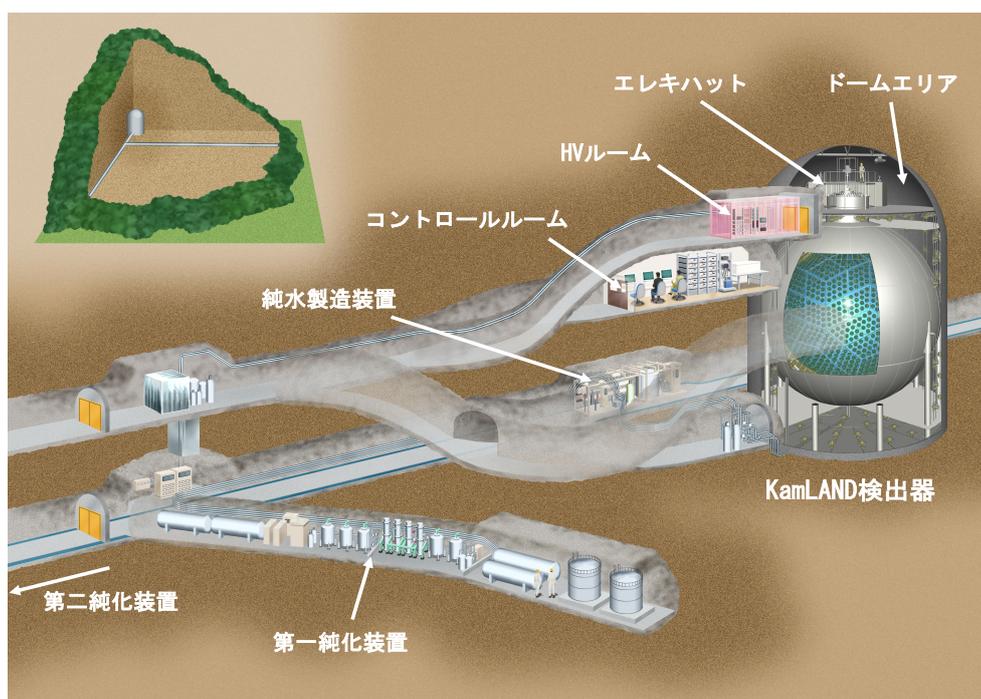


図 3.1: KamLAND 検出器とその周辺の様子

ンのフラックスが地上のおよそ 10^{-5} にまで抑えられており、宇宙線ミューオン由来の背景事象を大幅に低減することができる。同じトンネルの中には KamLAND 検出器本体だけでなく、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) の HV ルーム、コントロールルームやエレキハット、純水製造装置や液体シンチレータの第一、第二純化装置なども併設されている。

3.2 検出器の構成

KamLAND 検出器は図 3.2 に示すように内部検出器 (Inner Detector, ID) と外部検出器 (Outer Detector, OD) に大別され、それぞれに PMT が設置されている。ID は直径 18m のステンレスタンクに囲まれた領域でシンチレーション光を検出して物理観測に利用され、その外側の OD はチェレンコフ光を観測することで宇宙線ミューオンの veto に使用されている。

3.2.1 内部検出機 (Inner Detector, ID)

ID は直径 18m の球形のステンレスタンクの内側の領域を指し、直径 13m のバルーンが吊り下げられている。このバルーンの内側は 1kt の液体シンチレータ (KamLS) で満たされており、外側は無発光性のバッファオイルで満たされている。液体シンチレータ中を荷電粒子が通過すると等方的にシンチレーション光が放出され、タンクの内側に設置された PMT で観測される。さ

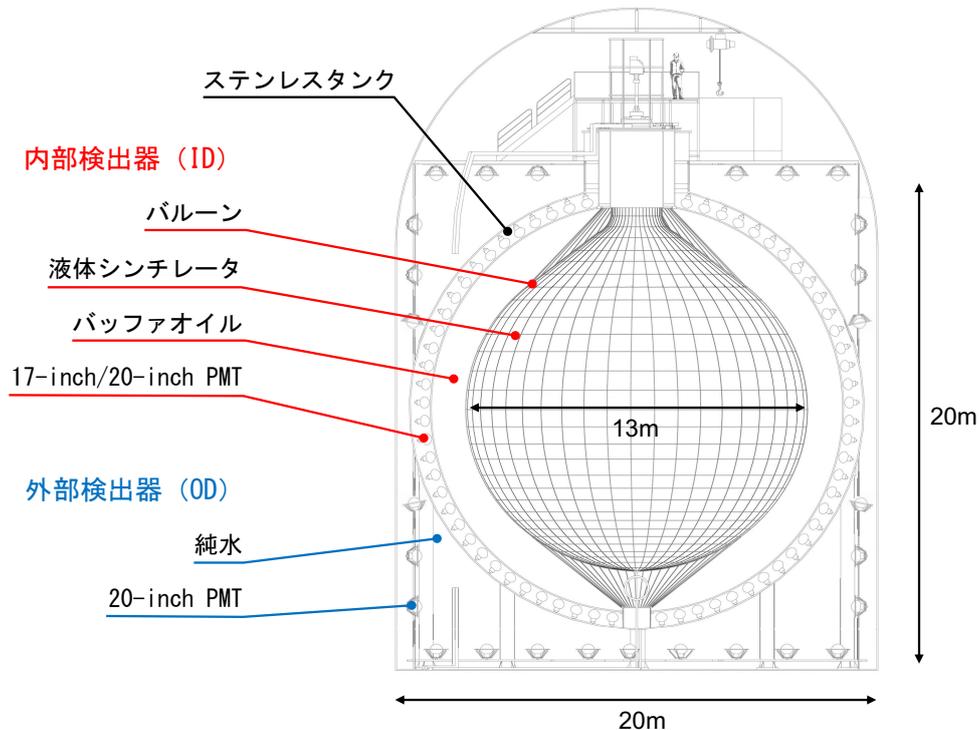


図 3.2: KamLAND 検出器の概略図

らに ID の中心部には $0\nu2\beta$ 崩壊探索実験が行われている期間はインナーバルーン（外側のバルーンと区別してこのように呼ぶ）が吊り下げられているが、詳しくは 3.4 節で説明する。

KamLAND 液体シンチレータ (KamLS)

荷電粒子がシンチレータ中にエネルギーを落とすとシンチレータ中の物質が励起され、その後脱励起によってシンチレーション光が等方的に放出される。KamLAND 実験ではシンチレータの純化の簡単さや実験の大規模化を想定し、有機化合物の液体シンチレータが採用されている。約 1 kt もの液体シンチレータがバルーン内に満たされており、その構成要素は溶媒としてプソイドクメンが、発光剤としてジフェニルオキサゾールが用いられている。また、密度調整や透過率低下の防止のためにドデカンも使用されている。表 3.1 に KamLS の構成要素をまとめる。

表 3.1: KamLS の構成要素

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	80%
プソイドクメン	C_9H_{12}	0.875 g/cm ³	20%
ジフェニルオキサゾール	$C_{15}H_{11}NO$	-	1.36 g/l
KamLS	-	0.77721 g/cm ³	-

バルーンとバッファオイル

バルーンはナイロンとエチレン-ビニルアルコール共重合体からなる厚さ 135 μ m の 5 層のフィルムから構成されており、44 本のケブラーロープで支えられている。バルーンの周囲を満たす無発光性のバッファオイルは KamLS と同程度の密度になるように作られており、バルーンを支える役割を果たす。また、バッファオイルは ID を構成するステンレスタンクや PMT からの γ 線を遮蔽する働きも持つ。さらに、バッファオイルは厚さ 3 mm のアクリル板によって内側と外側に分けられており、このアクリル板は ID の PMT が破砕した場合にその破片が飛び散るのを防いでいる。表 3.2 にバッファオイルの構成要素をまとめる。

表 3.2: バッファオイルの構成要素。比率は体積比を表す。

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	53%
イソパラフィン	C_nH_{2n+2}	0.795 g/cm ³	47%
バッファオイル	-	0.77690 g/cm ³	-

3.2.2 外部検出機 (Outer Detector, OD)

OD は高さ約 20 m、半径約 10 m の円筒形の空洞で、その中は約 3.2 kt の純水で満たされている。この純水は検出器周辺の岩盤からの高エネルギー中性子や β 、 γ 線を遮蔽する働きを持つ。また、水中でのチェレンコフ光を PMT で観測することで、背景事象となるミューオン及びそれに由来する事象の veto に使用されている。2016 年以前は 225 本の PMT が外壁に内向きに設置されていたが、PMT の老朽化に伴い正常に動作する本数が減少したため、2016 年 1 月から 4 月にかけて OD の改修工事が行われた。その後は配置や向きを調整した 140 本の PMT が外壁に設置されている。

3.2.3 光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)

PMT は高い時間分解能を持ち、1 光子程度の微弱な光信号を検出できる光センサーである。PMT の光電面に光子が入射すると、光電効果によって光電子が放出される。この光電子は収束電極で加速され、ダイノードへ導かれる。光電子のダイノードへの衝突によって二次電子が放出され、この過程の繰り返しによって最終的には 10^7 倍程度まで増幅される。ダイノードから放出された二次電子群は陽極から取り出され、電気信号へと変換される。図 3.3 に KamLAND 検出器で用いられている PMT を示す。KamLAND では、複数の型の PMT によってシンチレーション光とチェレンコフ光を観測している。

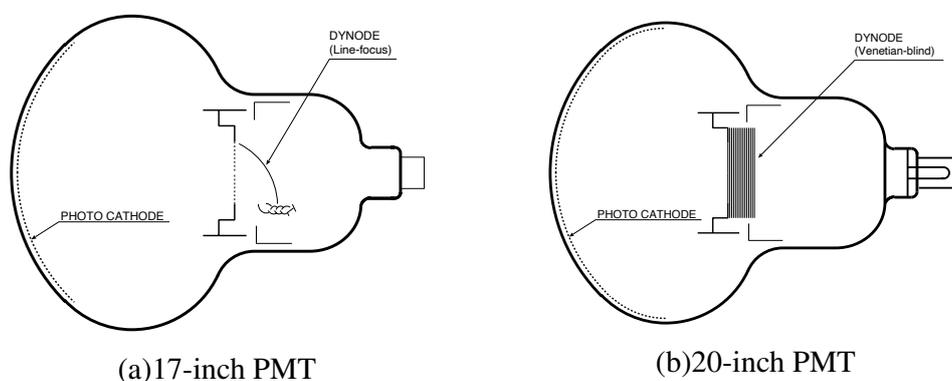


図 3.3: (a)17-inch PMT と (b)20-inch PMT の概略図

ID PMT

ID では 1325 本の 17-inch PMT (R7250) と 554 本の 20-inch PMT (R3600) がステンレスタンクの内壁に取り付けられており、その被覆率はおよそ 34% である。20-inch PMT は旧 KamiokaNDE 検出器で使用されていたものを耐油加工を施して使用しており、そのダイノードはベネシアンブラインド型が採用されている。17-inch PMT は 20-inch PMT を改良して作られた

もので、光電面の端は時間分解能を向上させるためマスクされている。また、ダイノードは時間分解能に優れるボックス型及びラインフォーカス型が採用されている。さらに、PV比^{*1}も 17-inch PMTの方が大きく、1光電子（PhotoElectron, p.e.）相当の信号の識別性能が高いことを表している。表 3.3 に ID で使用されている 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能をまとめる。

表 3.3: ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能。λ は入射光の波長を表す。

パラメータ	17-inch PMT	20-inch PMT
有効光電面 (φ [mm])	430	460
ダイノード	ボックス・ライン (10 段)	ベネシアンブラインド (13 段)
量子効率 (λ = 390 nm)	22%	23%
電子走行時間	110 ns	90 ns
電子走行時間の広がり	3.5 ns	7.7 ns
PV 比	3	1.5
ダークレート	22 kHz	40 kHz

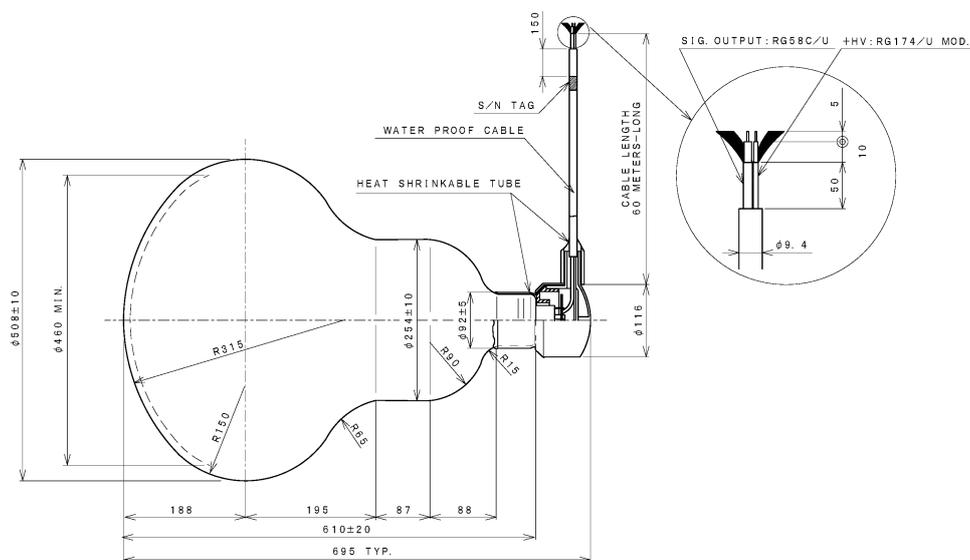
OD PMT

2016 年の OD 改修工事前までは 225 本の 20-inch PMT (R3600) が旧 KamiokaNDE 実験から OD PMT として流用されていた。しかし OD 改修工事後は、140 本の新しい 20-inch PMT (R3600-06MOD) に取り替えられ現在まで使用されている。R3600-06MOD の概略図を図 3.4 に示す。この新しい PMT は Super-Kamiokande でも使用されていた型であるが、KamLAND ではより量子効率が高い PMT を使用している。この PMT のうち、さらに光電面を高量子効率 (HQE、High Quantum Efficiency) にした PMT は HQE PMT と呼ばれ、OD において特に検出感度の低い赤道部分と検出器底部の一部で導入されている。また、20-inch PMT だけでは捉えきれない検出器上部を通過するミュオンを検出するため、16 本の 8-inch PMT と 6 本の 5-inch PMT も取り付けられている。表 3.4 に OD で使用されている PMT の性能をまとめる。

3.3 データ収集システム

KamLAND では、2つのデータ収集システム (Data Acquisition、DAQ) が並行に動いている。この一方は KamDAQ という KamLAND Front-End Electronics (KamFEE) または Front-end Berkeley Electronics (FBE) による DAQ で、KamLAND で観測が開始された当初から使用されていた。もう一方は Module for General-Use Rapid Application (MoGURA) による DAQ で MogDAQ と呼び、KamLAND-Zen 実験開始時に宇宙線ミュオン直後のデッドタイムを低減するために導入された。図 3.5 に示すように、PMT で取得されたアナログ信号は KamLAND 検

^{*1} PMT の電荷分布において 1 光電子相当光のピークとペDESTAL の間にできる谷の比



UNIT : mm

図 3.4: R3600-06MOD の概略図

表 3.4: OD 20-inch PMT の性能。λ は入射光の波長を表す。

パラメータ	OD PMT	OD HQE PMT
有効光電面 (φ [mm])		460
ダイノード	ベネシアンブラインド (11 段)	
量子効率 (λ = 390 nm)	20–21%	32%
電子走行時間		95 ns
電子走行時間の広がり		5.9 ns
PV 比		1.6
ダークレート	17 kHz	25 kHz

出器上部のエレキハットでデジタル化され、その信号は分岐されてそれぞれの DAQ へと送信される。

3.3.1 KamDAQ

KamDAQ は KamFEE とトリガー回路、及び GPS レシーバーなどその他の構成要素からなるデータ収集システムである。KamDAQ におけるデータ収集の流れは以下のようになっている。まず、KamFEE からトリガー回路に PMT のヒット情報が送られ、トリガー回路から KamFEE にデータ取得のトリガーが発行される。これにより取得された信号のデジタル化が行われ、このデータが DAQ コンピュータへと転送される。ここでは KamDAQ の主要な構成要素について述

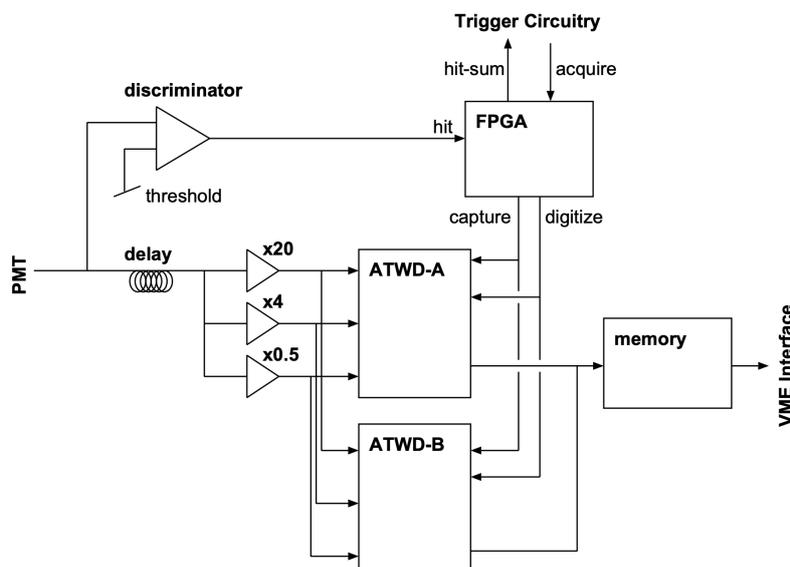


図 3.6: KamFEE の略図 [24]

トリガー回路

200 枚の KamFEE ボードのヒット情報はトリガー回路に集約され、そのヒット数の合計値 N_{sum} が算出される。トリガー回路からは ID のチャンネルや OD のチャンネルごとの N_{sum} が、設定された閾値を超えるかを判別することでトリガーが発行され KamFEE に送られる。そのほかにも、 N_{sum} によらないトリガーや外部コマンドの要求によるトリガーも発行される。またトリガー回路からは、神岡鉱山坑口に設置されている GPS レシーバーと同期された 40 MHz のシステムクロックが KamFEE ボードに分配されており、KamFEE に記録されたデータに時間情報を付与している。

3.3.2 宇宙線ミュオンと KamDAQ のデッドタイム

宇宙線ミュオンによる PMT 信号が KamDAQ によって観測される時、およそ 1 msec の間 1 p.e. 程度の信号に対する検出感度が低下する。原因としては、宇宙線ミュオンが KamLAND に侵入すると大光量の光が生じ、それが PMT に入射することでオーバーシュート及びアフターパルスが発生するためである。典型的な宇宙線ミュオン直後の PMT 信号を図に 3.7 示す。

オーバーシュート

オーバーシュートとはのブリーダー回路中のキャパシタが充電されたのち、放電されることで起こるベースラインのシフトで、実質的にヒット判定の閾値を高くするという影響を持つ。ベースラインの回復には約 1msec を要するため、1p.e. 程度の PMT 波形はベースライン変動を受け

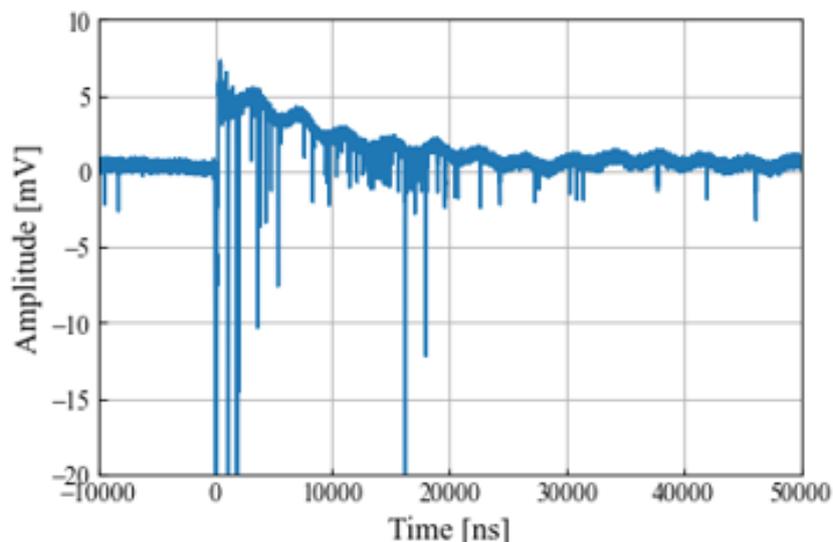


図 3.7: 宇宙線ミュオン直後に見られるオーバーシュート及びアフターパルス

た結果 KamFEE の Hit 閾値を超える事ができなくなる。このようにして KamFEE にオーバーシュートによるデッドタイムが生じる。

アフターパルス

ミュオン入射時には二つの過程によってアフターパルスが生じる。一つ目は、ダイノードの電子の弾性散乱である。この成分は信号直後に大きな負電圧が見える事が特徴である。二つ目は、PMT 内部の残留ガスの電離作用である。この成分は数 μs にも渡り高レートな信号をもたらす、KamFEE のデジタイズ速度を超えることでデッドタイムをもたらす。

3.3.3 MogDAQ

宇宙線ミュオン後の不感時間削減のために、新たに MoGDAQ が導入された。MogDAQ は主に BaseLine Restorer (BLR)、MoGURA、MoGURA トリガーからなるデータ収集システムである。BLR によりオーバーシュートによるベースラインシフトを低減し、MoGURA トリガーによりアフターパルスの中から中性子捕獲事象を抽出することを可能にしている。

BLR

BLR(Baseline Restorer) はアナログ回路を用いて、ミュオン信号による PMT 波形のオーバーシュートの除去を行う機能を持つ。BLR によって KamFEE の課題であったオーバーシュートによるデッドタイムの解消を達成している。

図 3.8 に BLR の信号処理概略を示す。BLR では、負電圧の信号除去及びローパスフィルタによってオーバーシュートによるベースライン変動分の波形を取り出す。その後、元信号からベー

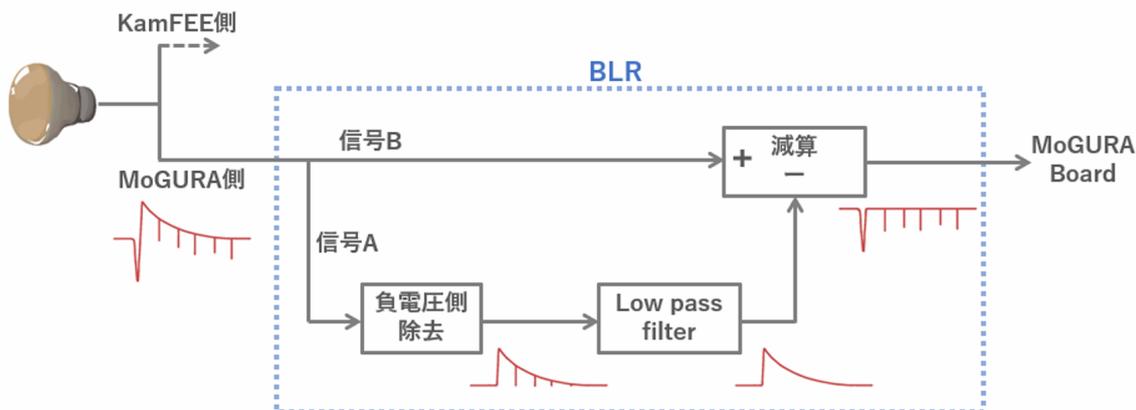


図 3.8: 宇宙線ミュオン直後に見られるオーバーシュート及びアフターパルス

スライン変動波形を差し引くことで、ベースラインを回復することができる。

MoGURA

MoGURA は宇宙線ミュオン後のデッドタイム削減のために開発されたフロントエンド回路である。KamFEE と同様に 1 つのボードに 12 本の PMT が接続されているが、MoGURA トリガーから供給されるシステムクロックは 50 MHz である。また、MoGURA 単体での使用を可能にするために基板状には水晶クロックも実装されており、これらは切替可能である。図 3.9 に MoGURA ボードの写真と概略図を示す。MoGURA ボードでは拡張性を重視し、回路構成の変更が可能な Field Programmable Gate Array (FPGA) が用いられている。

MoGURA におけるデータフローは以下のようにになっている。MoGURA に入力された信号は L:0.24 倍、M:2.4 倍、M:24 倍、P:20 倍の 4 種類のゲインを持つアンプを通して Flash Analog-to-Digital Converter (FADC) に送られる。FADC は KamFEE における ATWD で問題となっていた信号デジタル化のデッドタイムを解消するために導入され、信号の高速のデジタル化が可能である。その後 Front End FPGA (FEF) ではデジタル信号が記録され、この波形は矩形波に変換されてヒット情報が生成される。そして、System FPGA (sFPGA) によって計算されたボード上のヒット数の合計値 HitSum は MoGURA トリガーに送信される。発行されたトリガーは MoGURA ボードに返され、sFPGA から VME へデータが転送される。

P ゲインは 1 光電子相当の信号を高い電圧・時間分解能で取得することができ、1 GHz でサンプリングが行われる。また、その他のゲインでは 200 MHz でサンプリングが行われ、広い電圧幅の信号に対応できるようになっている。MoGURA では上述のようにダイナミックレンジが広いこととデッドタイムが少ないことから、記録されるデータ量が膨大になる。そのため、不要な波形データを削減するゼロサプレッションという機能が用いられている。

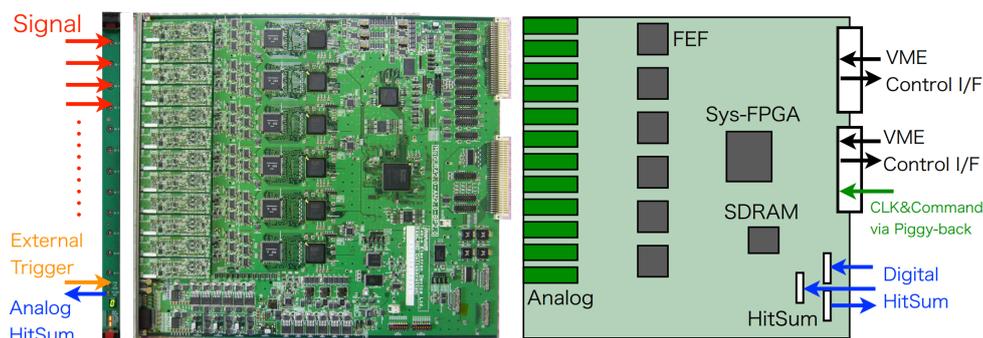


図 3.9: MoGURA ボードの写真 (左) と概略図 (右) [25]

MoGURA トリガー

アフターパルスの影響を除くために、MoGURA では Adaptive Trigger というトリガーが使用されている。

MoGURA ボードから送られてきた HitSum 情報は、MoGURA トリガー回路であらかじめ決められていた Hit Window の時間中で加算される。この和は NHit と定義され、NHit が閾値を超えることで様々なトリガーが発行される。特に宇宙線ミュオンのような大光量の事象に対しては高い NHit の閾値を超えた時に Launch Trigger が発行され、その後 1 ms の間 Adaptive Trigger が有効になる。Adaptive Trigger では PMT のヒット分布の微分をとることで、アフターパルスから中性子捕獲事象を抽出することが可能である。図 3.10 にミュオン信号後の Nhit 分布を示す。

3.4 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen は Zero neutrino double beta decay search の略で、二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験である。本実験は 2011 年に開始され、2024 年に終了している。使用したキセノンの量によって KamLAND-Zen400 及び KamLAND-Zen800 の二つの期間に分けられている。

3.4.1 KamLAND-Zen 実験における検出器の構造

KamLAND-Zen 実験における検出器の構造を 3.11 に示す。KamLAND 検出器の中央に Xe 含有液体シンチレータ (XeLS) が満たされたミニバルーンが導入されている。ミニバルーン内で $0\nu 2\beta$ 崩壊が生じた際に、内部検出器にてイベントの検出を行うためのセットアップになっている。Xe-LS の成分を表 3.5 に示す。

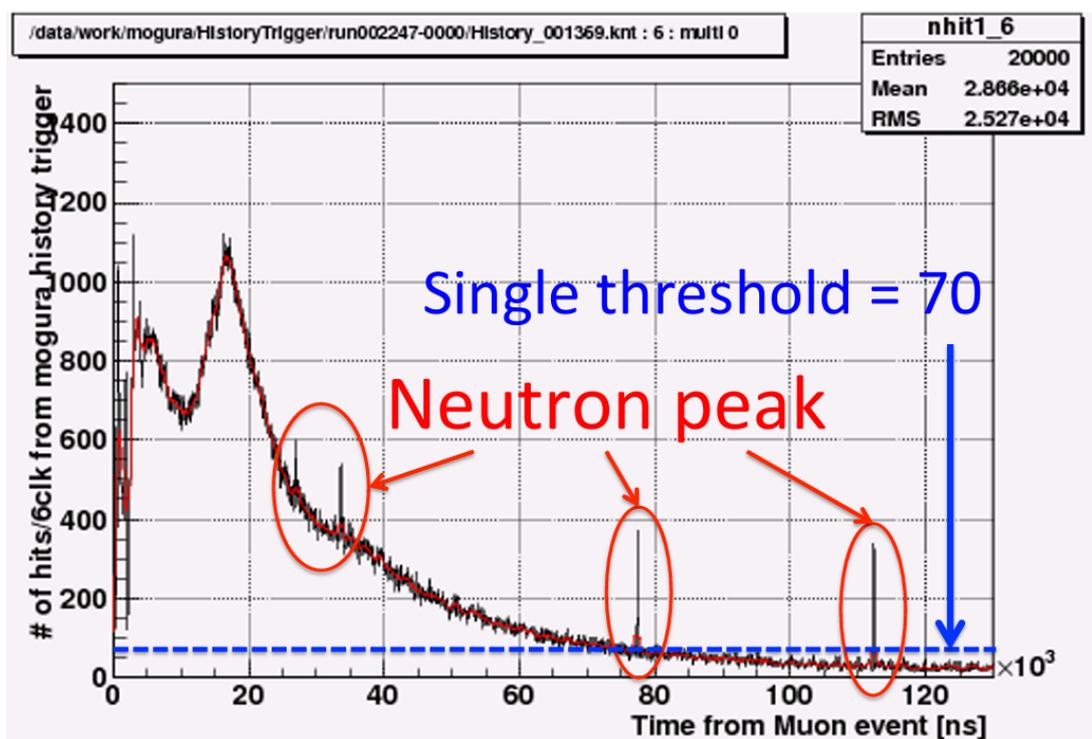


図 3.10: ミューオン信号後の NHit 分布

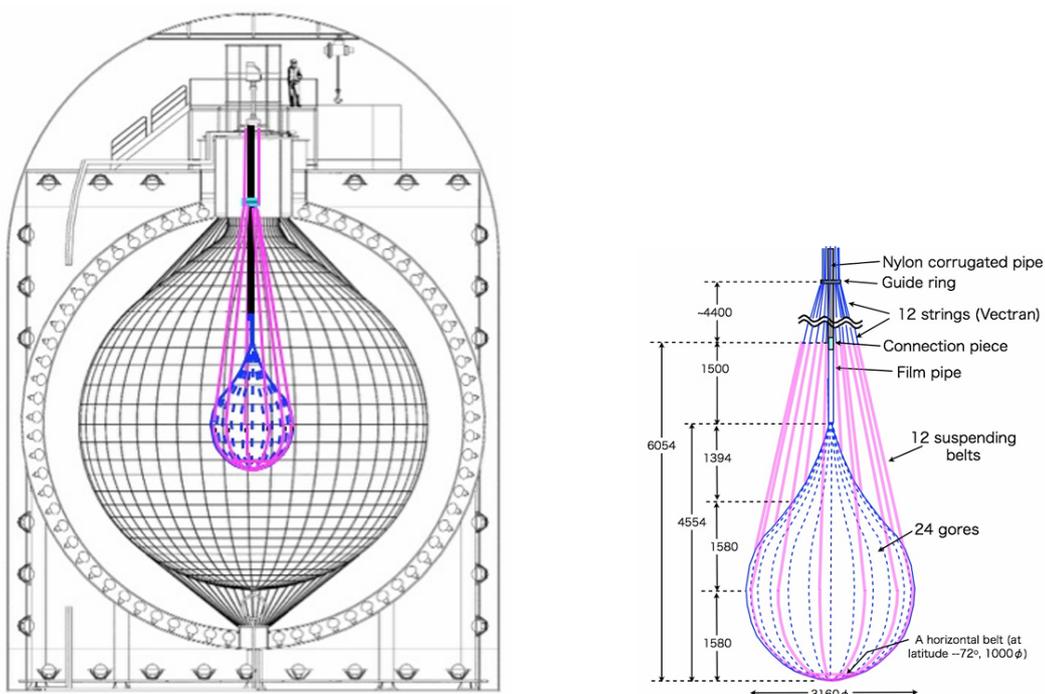


図 3.11: KamLAND-Zen 実験で使用された検出器の構造。左がミニバルーンを導入した KamLAND であり、右がそのミニバルーンの構造である。

表 3.5: XeLS の成分表

物質名	分子式	密度	比率
デカン	C ₁₀ H ₂₂	0.735 g/cm ³	82.4%
プソイドクメン	C ₉ H ₁₂	0.875 g/cm ³	17.6%
キセノン	Xe	—	3.13 wt%

3.4.2 KamLAND-Zen400

KamLAND-Zen 実験として最初に行われたのが、KamLAND-Zen400 である。KamLAND-Zen400 では、約 400 kg の Xe が使用された。本実験は Phase I と Phase II に分けられ、Phase II は Phase I の観測で検出された 110mAg によるバックグラウンドを大幅に減少した。この Phase I 及び Phase II の結果をまとめることで、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の寿命に対し

$$T_{0\nu 2\beta}^{1/2} > 1.07 \times 10^{26} \text{ year (90\% C.L.)} \quad (3.1)$$

という制限を与えた。

3.4.3 KamLAND-Zen800

kamLAND-Zen400 からアップデートを加えた実験が KamLAND-Zen800 である。KamLAND-Zen800 では Xe 量を増加し、約 745 kg の Xe が使用された。本実験は 2024 年に終了し、KamLAND-Zen800 及び KamLAND-Zen400 の結果を合わせることで、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の寿命に対し

$$T_{0\nu 2\beta}^{1/2} > 3.8 \times 10^{26} \text{ year (90\% C.L.)} \quad (3.2)$$

という制限を与えた [26]。KamLAND-Zen800 によって得られたエネルギースペクトルを 3.12 に示す。

3.4.4 KamLAND-Zen 実験における主の背景事象

KamLAND-Zen 実験で観測された主な背景事象として、以下のものが挙げられる。

^{136}Xe の $0\nu 2\beta$ 崩壊

本研究において $0\nu 2\beta$ 崩壊核として使用している ^{136}Xe は $2\nu 2\beta$ の崩壊経路を持つ。 $0\nu 2\beta$ はニュートリノを伴わない反応であることからエネルギーが鋭いピークを持ち、一方 $2\nu 2\beta$ はニュートリノが持ち去るエネルギーによってエネルギースペクトルに広がりを持つ。

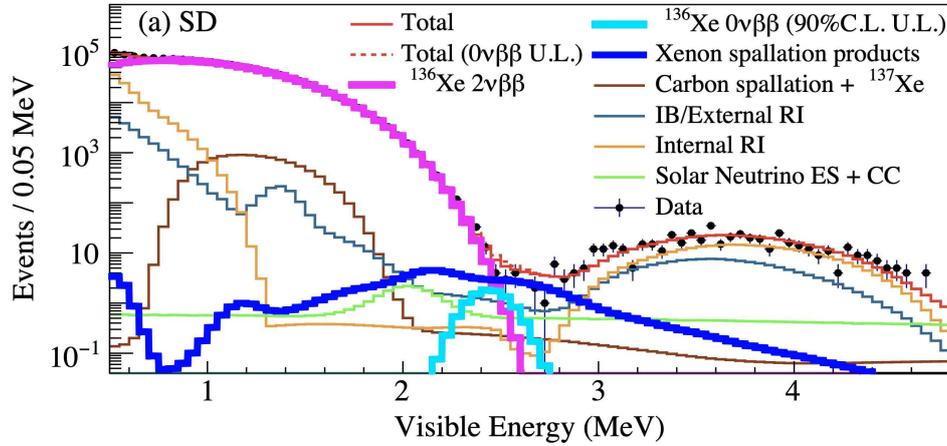


図 3.12: KamLAND-Zen800 によって得られたエネルギースペクトル [26]

実際の検出器においてはエネルギー分解能が有限であるため、 $0\nu 2\beta$ についてもスペクトルに広がりを持つ。これにより、実際の検出では両者のスペクトルが重なるため $2\nu 2\beta$ が背景事象となる。この背景事象を減少させるには、検出器のエネルギー分解能を向上する必要がある。

ミューオン核破碎によって生成される不安定核の崩壊

宇宙線ミューオンは宇宙から飛来する高エネルギーな μ 粒子である。KamLAND は池ノ山地下 1,000 m に建設することで、その地盤の厚さによりこの宇宙線ミューオンによるイベントを 10 万分の 1 にまで減少している。しかし、その影響を完全に無視することができず、およそ 0.3Hz ほどでイベントが観測されている。

宇宙線ミューオンはミューオンが液体シンチレーター中の ^{12}C や ^{136}Xe 原子核を破碎し不安定核を生成する。この不安定核は崩壊時に中性子を放出し、これがバックグラウンドとなる。この過程は C の核破碎によるものと Xe の核破碎によるものに分けられる。

^{12}C 原子核の破碎によっては ^{10}C などの不安定核が生成し、寿命は長いもので数 10 秒程度である。これらの崩壊事象の除去には遅延同時計測が用いられている。

Xe 原子核の破碎では長寿命な不安定核の生成が多く、遅延同時計測による背景事象の除去が難しい。そこで、中性子イベントと宇宙線ミューオン情報などを用いた見積もりによって背景事象の除去を行なっている。この背景事象除去の精度向上のためには、中性子検出効率の向上が必要である。

ただし、宇宙線ミューオンが KamLAND に侵入すると大光量の光が発生し、それが PMT に入射することでアフターパルス及びオーバーシュートが発生するため、これらに対応した中性子検出システムが必要になる。

3.4.5 KamLAND2

KamLAND-Zen800 実験を終えて、KamLAND 検出器に更なるアップデートを加えた KamLAND2 検出器の建設とそれを用いた KamLAND2-Zen 実験が計画されている。KamLAND2 検出器は各部にアップデートを加え、更なるエネルギー分解能の向上を目指している。主な各部のアップデートは以下の通りである。

- **新型データ収集システム MoGURA2**
フロントエンド回路に搭載された大容量バッファによる中性子検出効率の向上
- **シンチレーションバルーン**
 α 線によってバルーンが発光することで、従来では検出できなかったバルーン表面での Po 崩壊イベントを検出
- **集光ミラー**
シンチレーション光を効率よく PMT に集めることで検出効率を向上
- **液体シンチレーターの改良**
発光の波長変換剤 Bis-MSB の導入により、シンチレーションバルーンが発光を区別
- **高量子効率 PMT(HQE-PMT)**
PMT の改良により発光の検出感度が向上
- **オーバーシュート対策ブリーダー回路**
PMT のブリーダー回路の改良により、オーバーシュートのベースラインシフトを 20 分の 1 に抑制

第 4 章

KamLAND2-Zen 実験における中性子検出

前章で述べた通り、KamLAND-Zen 実験では宇宙線ミュオンによる核破砕で生成される不安定核の崩壊が大きな背景事象になっており、その除去には中性子イベント情報が使われている。そのため、背景事象除去のためには中性子検出効率を向上させることが重要である。ただし、宇宙線ミュオン直後の PMT 信号では、オーバーシュートとアフターパルスが発生するため、これらに対応したシステムが必要になる。

KamLAND-Zen 実験においては、BLR 回路と Adaptive トリガーによりオーバーシュート及びアフターパルス中の中性を検出していた。一方、KamLAND2-Zen 実験では、オーバーシュート対策ブリーダー回路を使用した PMT を導入することでオーバーシュートの対策を行う予定である。

本章では、まずオーバーシュート対策ブリーダー回路について説明を行う。その後、これを使用した PMT における中性子検出の問題点を挙げ、それを解決するための手法について考える。

4.1 オーバーシュート対策ブリーダー回路

KamLAND2 において、PMT のブリーダー回路の改良によりオーバーシュートを減らすことを計画している。図 4.1 に改良前の HQE-PMT 用ブリーダー回路の回路図を、図 4.2 に改良後のブリーダー回路の回路図を示す。

ダイノードの電圧分割比などの基本的な性能は変更されていない。ただし、キャパシタ C_5 , C_6 の静電容量を大きいものへと変更することで、実質的に電荷放出の時定数を大きくしている。これにより、オーバーシュート継続時間が長くなる代わりにベースラインシフトの大きさ自体は小さくなる。改良型ブリーダー回路を使用することで、オーバーシュート継続時間が 20 倍になる代わりに、ベースラインシフトが 20 分の 1 に抑えられる。

これを導入することにより BLR 回路を撤廃することができる。BLR 回路はアナログ回路であるためノイズの原因になってしまっていた。そのため、BLR 回路を撤廃することによりノイズの低減を行うことができる。

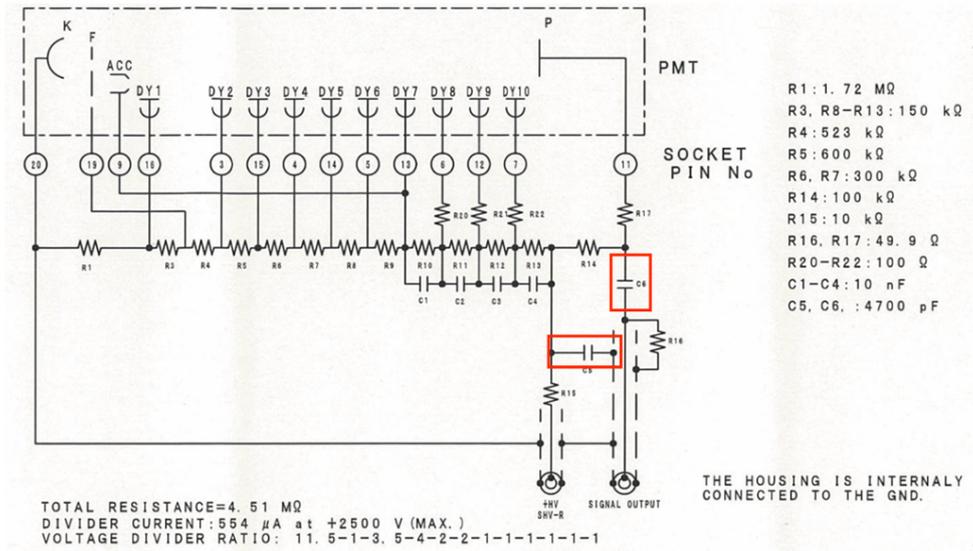


図 4.1: 改良前の HQE-PMT 用ブリーダー回路

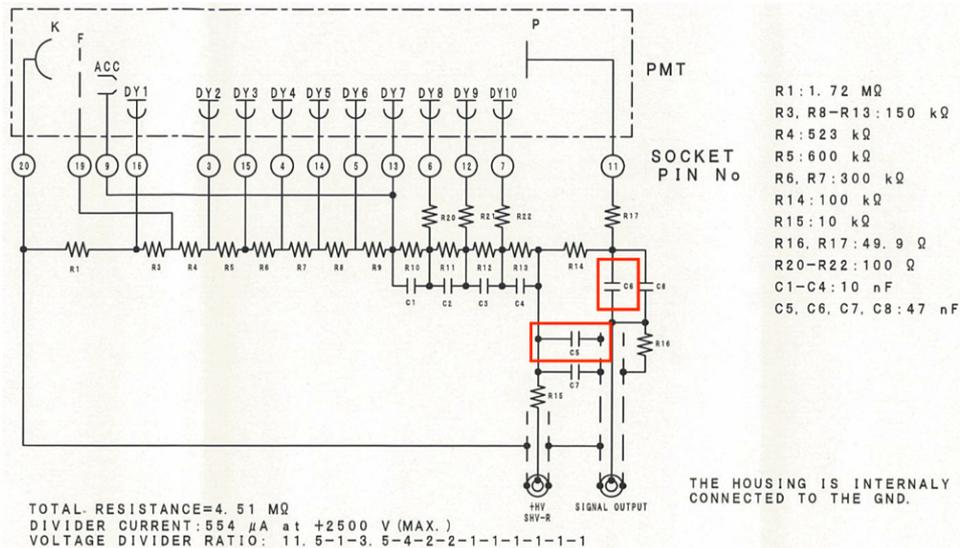


図 4.2: 改良後の HQE-PMT 用ブリーダー回路

4.2 改良後ブリーダー回路におけるアフターパルス

オーバーシュート対策ブリーダー回路を取り付けた HQE-PMT に大光量の光を照射したときの信号を図 4.3 に示す。これを見ると、正方向へのベースラインシフトが発生していない、すなわちオーバーシュートを低減できていることが分かる。

一方で、アフターパルスが数十 μ s の間発生しており、これによってベースラインが負の方向にシフトしている。この負方向へのベースラインシフトにより、数十 μ s 間 Hit flag が立ち続けて

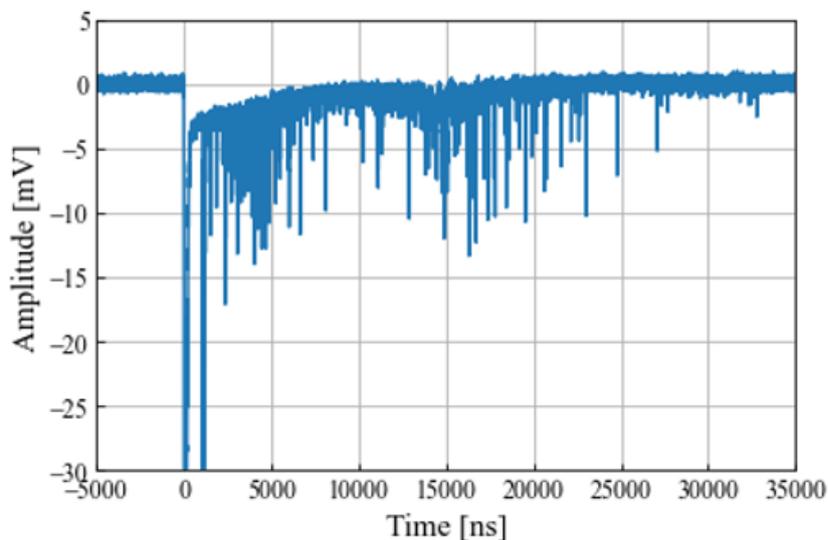


図 4.3: 改良後ブリーダー回路を取り付けた PMT におけるアフターパルス。2,166 p.e. の光を PMT に入射した時の信号である。

しまう。Hit flag が立ち続けてしまうということは、KamLAND-Zen 実験で使用していた中性子検出方法 (Adaptive トリガー) が使用できなくなることを意味する。なぜならば、Adaptive トリガーは各 PMT のヒット判定を元に中性子を検出しているため、中性子信号の有無に関わらずアフターパルスによって Hit flag が立ち続けてしまうと、適切な中性子検出が行えなくなるためである。そのため、KamLAND2-Zen 実験では、負方向へのベースラインシフトを考慮した中性子検出方法を用いる必要がある。

4.3 KamLAND2-Zen 実験における中性子検出

負方向へのベースラインシフトを考慮した中性子検出方法として、本研究では以下の方法を考える。

1. 宇宙線ミュオン後の全波形を取得する
2. 取得した波形をオフラインで解析し、中性子を検出する

ただしこれを実現するためには、宇宙線ミュオン後の全波形を MoGURA2 が破綻無く転送可能かを確認する必要がある。

4.4 本研究の目的

オーバーシュート対策ブリーダー回路を取り付けた PMT における負方向へのベースラインシフトに対応するために、宇宙線ミュオン後の全波形取得を行うことを考え、それが可能かどうかの検証を行うことを本研究の目的とした。そのために以下の 2 つのことを行った。

1. 宇宙線ミュオン後のベースラインシフトの調査

PMT に入射した光量とベースラインシフトが続く時間の関係を調べ、ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さを求める。

2. MoGURA2 におけるデータ転送実験

1. で求めたデータの長さにおいてデータ転送実験を行い、データ転送が破綻しないかを検証する。

第 5 章

宇宙線ミュオン後のベースラインシフトの調査

本章では、まず PMT に入射した光量とベースラインシフトが続く時間の関係を調べる実験について説明する。その後、KamLAND2-Zen 実験における宇宙線ミュオンの光電子量を計算し、そこから宇宙線ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さを求める。

5.1 LED 照射実験

本実験では宇宙線ミュオンの代わりに LED を使用し、その光量を変化させたときのベースラインシフトがどの程度続くかを調べた。

5.1.1 実験のセットアップ

本実験のセットアップを図 5.1 に示す。オーバーシュート対策ブリーダー回路を取り付けた PMT を暗箱内に設置し、その上部に LED を取り付けた。暗箱の周囲には磁気補償コイルを設置し、地磁気を打ち消すように電流を流した。PMT の HV はゲインが 1.114×10^7 となるように設定した。PMT の信号は linear fan-in/fan-out 回路を通した後、オシロスコープに接続してデータ収集を行った。オシロスコープのサンプリング速度は 1 GS/s とし、LED 入射後 $80\mu\text{s}$ までの波形を保存した。1 つの光量に対して、20 回の測定を行った。

5.1.2 ベースラインシフトが続く時間の定義

この節では宇宙線ミュオン後の負方向へのベースラインシフトが続く時間を定義する。ベースラインシフトが続く時間とはすなわち、ミュオン信号が入った直後からベースラインが元に戻る時間のことである。ベースラインが -0.91 mV 以下となる時間をベースラインシフトが続く時間と定義する。

また、ベースラインは以下の手順で求めた。

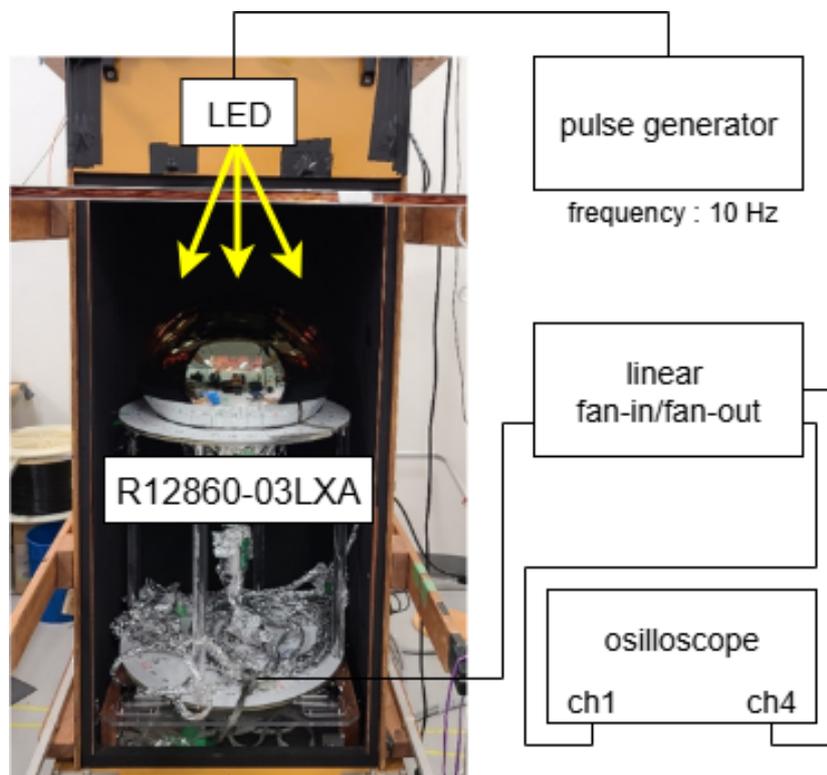


図 5.1: LED 照射実験のセットアップ

1. 測定した 20 event のうち、15 event をランダムに選択する
2. 選択した 15 event の書く時刻における中央値を取る
3. 2 を平滑化する

5.1.3 実験結果

LED を PMT に照射したときの信号を図 5.2~5.5 に示す。各図において左図が LED のメインパルス、右図が LED 入射後 $80\mu\text{s}$ の波形に対して、ベースラインを求めたものである。LED の光量はメインパルスを積分することで求めている。

これらの結果から、図 5.6 のような PMT に入射した光量とベースラインシフトが続く時間の関係が得られた。青線は各点を 2 次関数でフィッティングしたものである。

5.2 KamLAND2-Zen 実験におけるミュオンの光電子量

前節で求めた PMT に入射する光量とベースラインシフトが続く時間の関係から、宇宙線ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さを求める。そのために、KamLAND2-Zen 実験で想定されるミュオンによる光電子量の最大値を求める。

KamLAND-Zen 実験において、宇宙線ミュオンによって生じる光電子量は、全 17-inch PMT

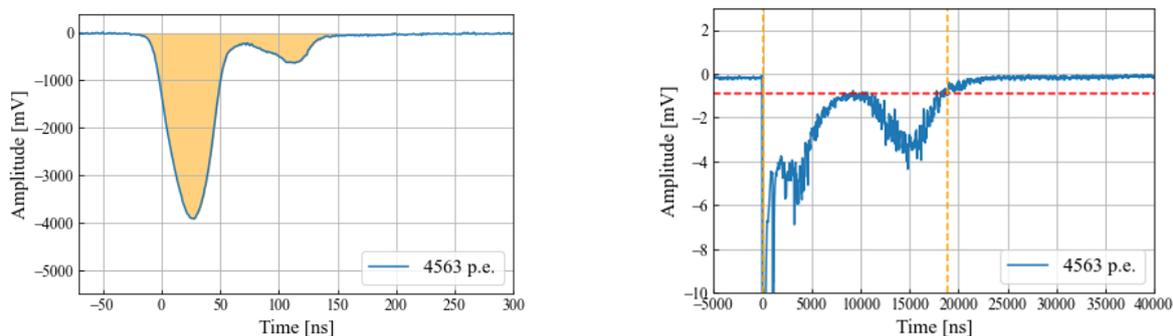


図 5.2: 4,563 p.e. の光が入射したときのベースライン

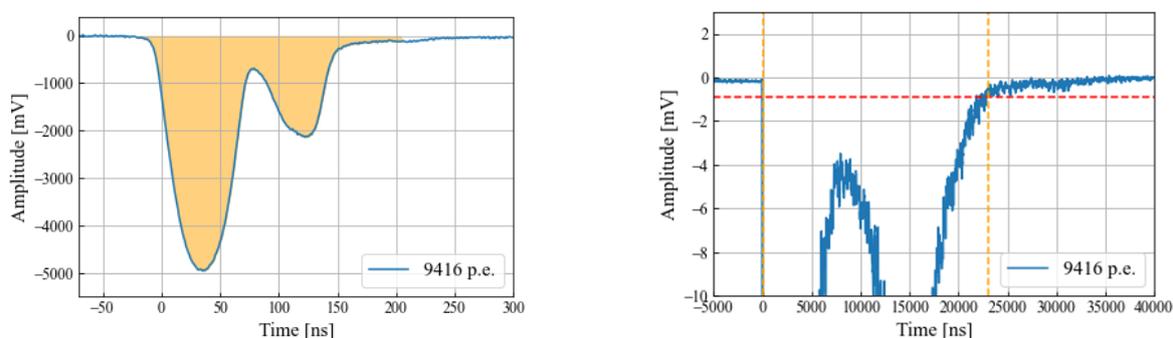


図 5.3: 9,416 p.e. の光が入射したときのベースライン

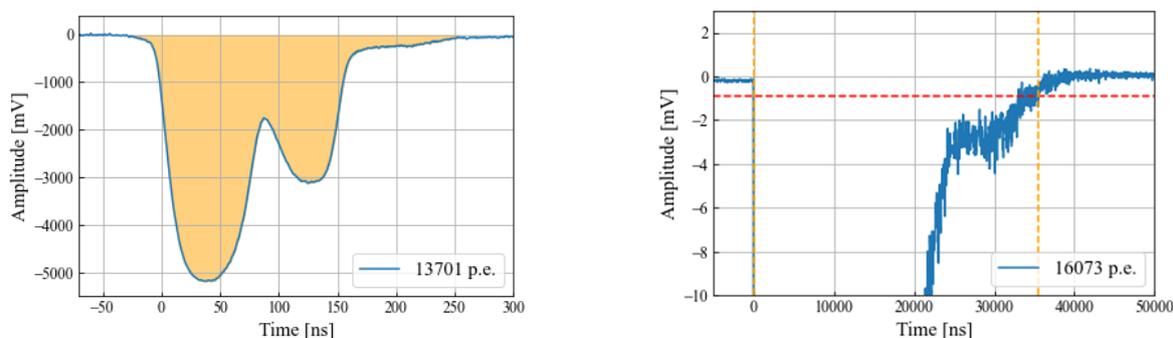


図 5.4: 13,701 p.e. の光が入射したときのベースライン

を合わせて、最大 10^7 p.e. のオーダーである (図 5.7)。よって、PMT1 本当たりに入射する光電子量の最大値は約 7500 p.e. である。ここで、PMT の非線形性から実際に入射した光量は、図 5.8 より 1PMT 当たり 11,000 p.e. である。

KamLAND2-Zen 実験において、集光ミラーの導入により 1.8 倍、HQE-PMT の導入により 1.9 倍の光量の増加が見込まれている。従って、PMT1 本当たりに入射する光電子量の最大値は 38,000 p.e. となる。

ただし、この光量の光が PMT に入射した場合、PMT の応答が非線形になる。実際に PMT で測定されるミュオンの光電子量は、図 5.8 より、13,000 p.e. となる。

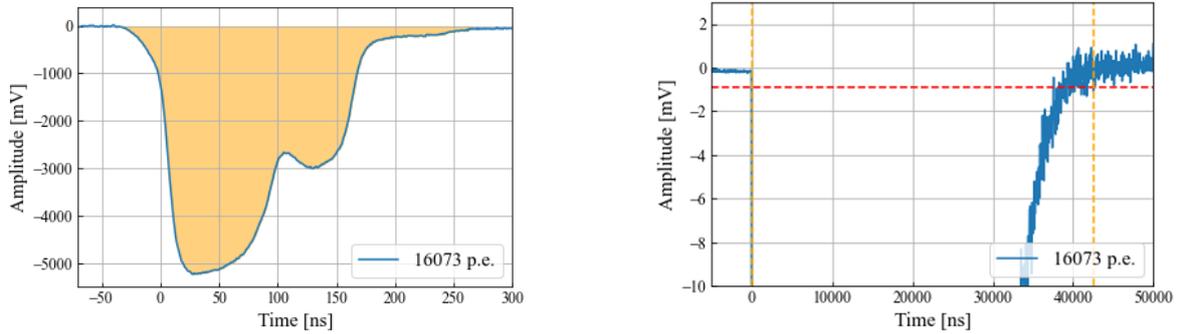


図 5.5: 16,073 p.e. の光が入射したときのベースライン

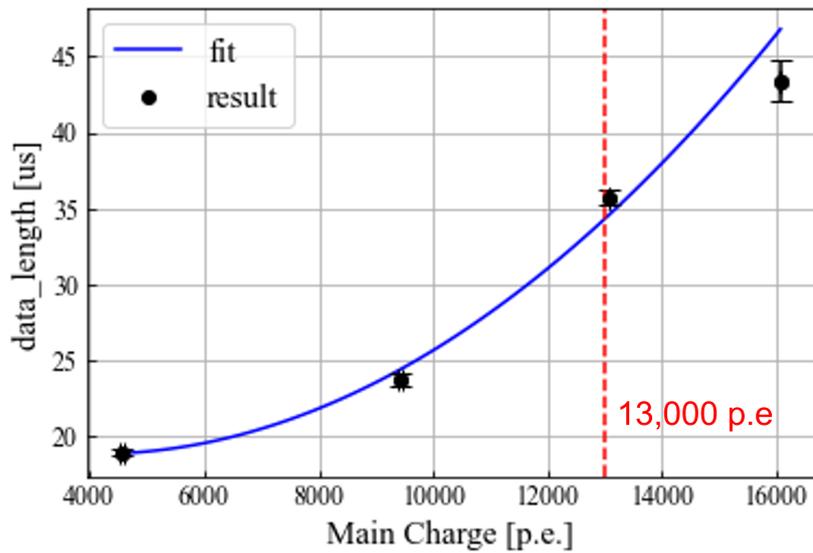


図 5.6: 光量とベースラインシフトが続く時間の関係

5.3 宇宙線ミュオン後の全波形取得に必要なデータの長さ

前節の議論から、KamLAND2-Zen 実験における宇宙線ミュオンにより生じる光電子量は、PMT1 本当たり最大 13,000 p.e. であることが分かった。これと図 5.6 を比較すると、宇宙線ミュオン後の全波形取得するためには 35 μ s のデータを取得する必要があると分かる。

次章は、35 μ s のデータ転送実験を行い、データ転送が破綻しないかを検証する。

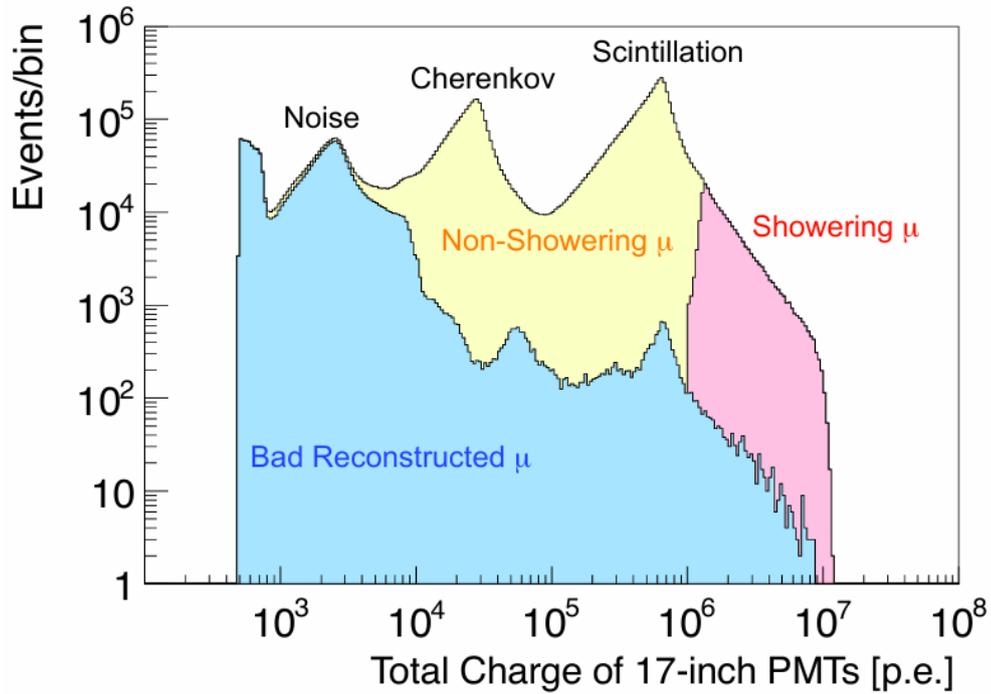


図 5.7: ミューオンの電荷量分布 []

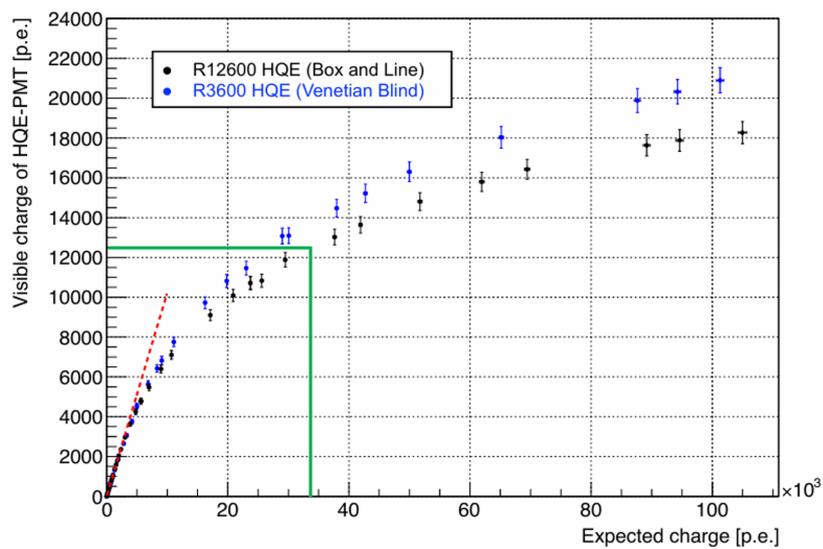


図 5.8: ミューオンの電荷量分布 []

第 6 章

MoGURA2 におけるデータ転送実験

前章の結果から、宇宙線ミュオン後の全波形取得を実現するためには、 $35 \mu\text{s}$ のデータをミュオンが飛来する毎に取得する必要があることが分かった。KamLAND において、宇宙線ミュオンが飛来する頻度は平均 0.3 Hz であることから、本章では MoGURA2 が $35 \mu\text{s}$ の波形を 0.3 Hz で転送したときに、データ転送が破綻しないかどうかを確認する。

6.1 MoGURA2 におけるデータ転送

6.1.1 新型フロントエンド電子回路 MoGURA2

MoGURA2 は KamLAND 実験における MoGURA を改良したものであり、PMT 波形の収集及び送信を行う役割を持つ。MoGURA2 は大容量なオンボードメモリを搭載予定であり、 1 GbE イーサネットコネクタによる高速データ通信が可能となっている。

データレート

MoGURA2 は 125 MHz のクロックによって駆動し、1 クロックの長さである 8 ns のデジタルデータを 1 セットとしたデータフレームを構成する。デジタルデータは 8 ns 当たり 16 byte となっており、これにヘッダーとフッターの合わせて 24 byte が付けられる。ここから、 $35 \mu\text{s}$ 分の波形を 16 CH 全てで取得する場合、データレートは

$$(16/8[\text{byte/ns}] \times 35 \times 10^3 + 24[\text{byte}]) \times 16[\text{CH}] \times 0.3 \text{ Hz} = 0.3[\text{Mbyte/s}] = 2.7[\text{Mbps}] \quad (6.1)$$

と求められる。これは 1 Gbps に比べて十分小さな値であるが、瞬間的に $35 \mu\text{s}$ の波形を 16 CH、すなわち

$$(16/8[\text{byte/ns}] \times 35 \times 10^3 + 24[\text{byte}]) \times 16[\text{CH}] = 1.1[\text{Mbyte/s}] = 9.0[\text{Mbps}] \quad (6.2)$$

のデータ転送が可能かどうかは検証されていない。

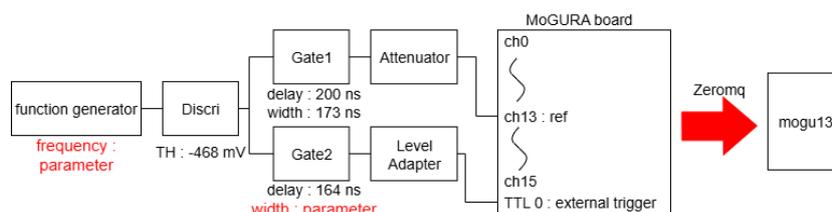


図 6.1: データ転送実験のセットアップ

6.2 データ転送実験

MoGURA2 が $35 \mu\text{s}$ の波形を 0.3 Hz で転送したときにデータ転送が破綻しないかどうかを確認するため、MoGURA2 から外部 PC へのデータ転送実験を行った。

6.2.1 実験のセットアップ

実験のセットアップを図 6.1 に示す。外部トリガーとして function generator を使用し、この周波数は調整することで、MoGURA2 データ取得の頻度を調整した。また、MoGURA2 の取得するデータの長さは、Gate 回路 2 の width により決定した。本実験では、 $35 \mu\text{s}$ とした。外部トリガーが立ち上がったときに、そのトリガー幅分の波形を全 16 CH で取得し、それを外部 PC に転送した際に転送が破綻しないかを調べた。

6.2.2 データ転送の破綻

本実験では、以下の 2 つが満たされたときに、データ転送の破綻がないと解釈する。

1. 全ての CH においてイベントの損失がない
2. 各 CH におけるイベント間の時間差が外部トリガーの周期に一致する

MoGURA2 から転送された波形データはヘッダーとフッターにはさまれており、CH 番号、イベント番号、各イベントのトリガー発生点時刻などの情報が含まれている。イベント番号は、同時にトリガーされた全ての CH において番号が一致し、トリガーが立ち上がるたびに番号が 1 ずつ増えていく。したがって、全ての CH において欠損しているイベント番号を探せば、データ転送の破綻を確かめることができる。また、各イベントにおけるトリガー発生点の時間差は外部トリガーの周期に一致するはずであるため、これについても確認する。

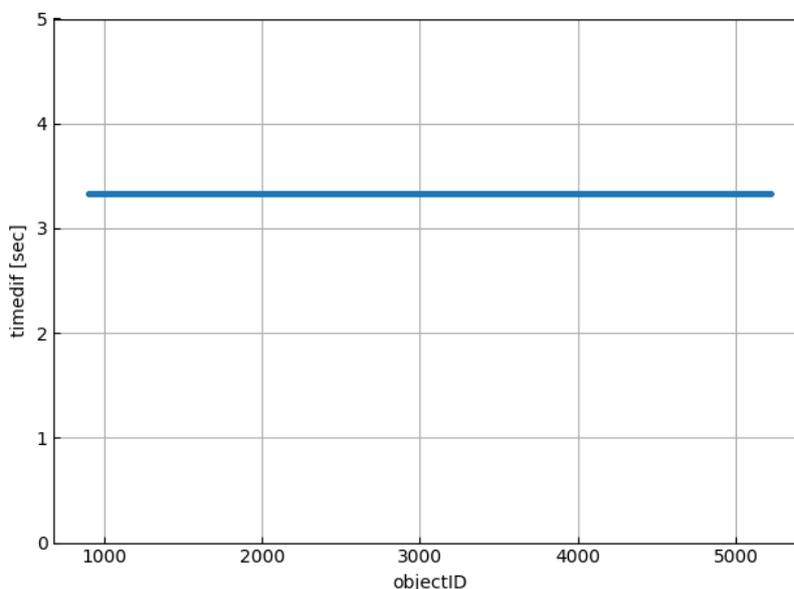


図 6.2: 0.3 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差

6.2.3 実験結果

MoGURA2 から外部 PC へ $35 \mu\text{s}$ の波形を 0.3 Hz で転送した。また、トリガー周波数を 0.5, 1.0, 2.0 Hz と変更した場合でもデータ転送を行った。その結果を表 6.1 に示す。どの周波数においてもイベントの損失は見られなかった。また、CH0 における各イベントのトリガー発生点の時間差を図 6.2~6.5 に示す。1.0, 2.0 Hz において、データ収集開始直後にイベント間の時間差が大きくなっているイベントが 1 つ存在する。これはデータ転送開始前に詰まっていたバッファーによる影響であると考えられるため、長時間データ転送において問題にならない。よって、0.3, 0.5, 1.0, 2.0 Hz で $35 \mu\text{s}$ の波形を転送してもデータ転送は破綻しないことが分かった。

従って、これまでの結果より、MoGURA2 は 2.0 Hz の間隔で飛来する宇宙線ミュオンに対して、ミュオン後の全波形取得を行えることを検証できた。

表 6.1: 外部トリガーの周波数とイベント数

外部トリガーの周波数 [Hz]	測定時間 [hour]	イベント数	イベント損失数
0.3	4	4,320	0
0.5	2	3,600	0
1.0	6	21,604	0
2.0	1	7,204	0

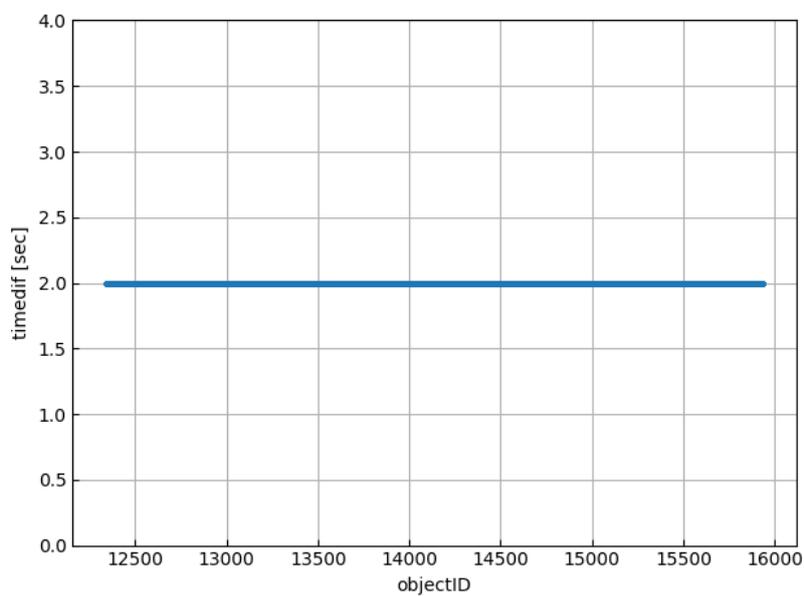


図 6.3: 0.5 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差

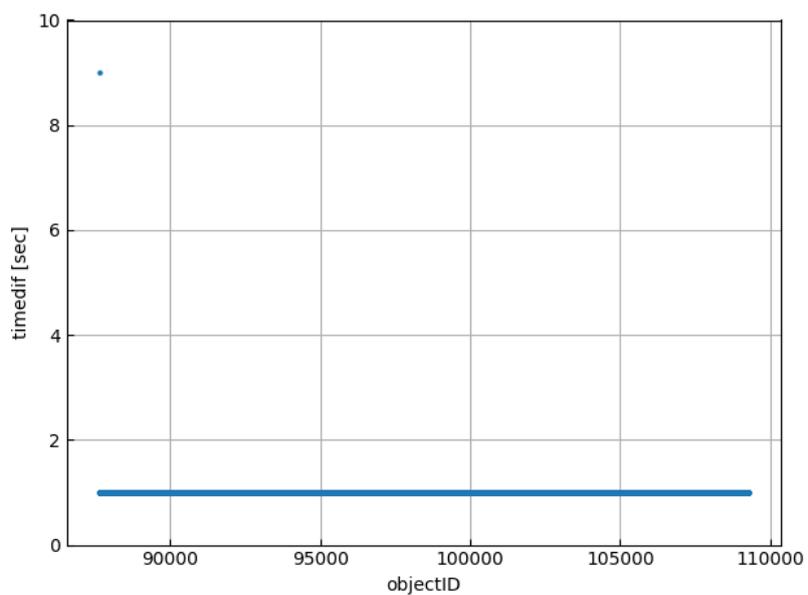


図 6.4: 1.0 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差

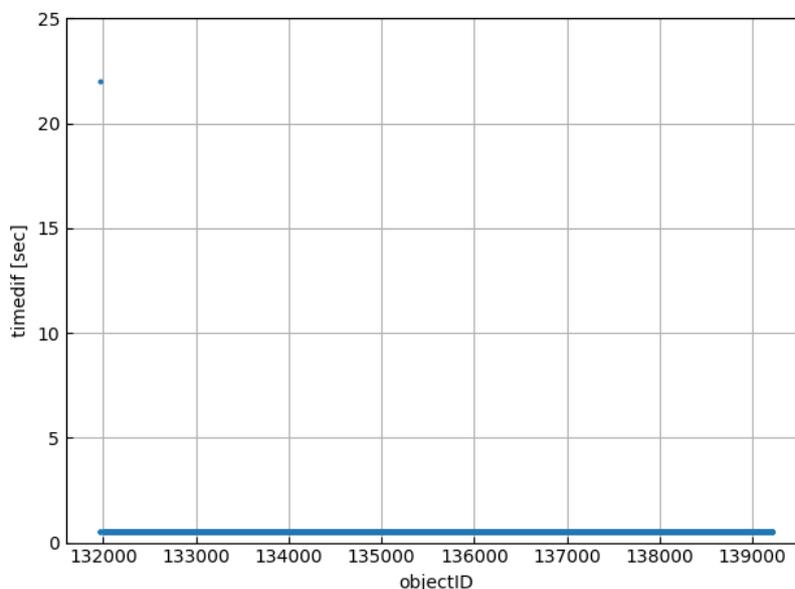


図 6.5: 2.0 Hz 毎にデータ取得を行ったときのイベント間の時間差

6.2.4 考察

実験から、MoGURA2 は 2.0 Hz 間隔で飛来するミュオンに対して全波形取得可能であることが分かった。KamLAND におけるミュオンレートは平均 0.3 Hz であるので、飛来するミュオン間の時間差は以下の確率分布に従う。

$$f(t) = 0.3 \exp(-0.3t)$$

時間差が 0.5 秒以上であるのは、

$$\int_{0.5}^{\infty} f(t) dt \approx 0.861$$

従って、MoGURA2 は 86.1 % のミュオンに対して全波形取得が可能であることが確認できた。ミュオン後 $35\mu\text{s}$ 中に捕獲される中性子に対し、KamLAND-Zen では検出効率が 30 % 未満であった。もし、MoGURA2 において取得した波形から全ての中性を検出できる場合、中性子検出効率を大幅に向上できることが分かった。

第7章

結論

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) を探索する実験である KamLAND-Zen 実験では、宇宙線ミュオンによる Xe の核破砕が大きな背景事象になっている。この除去には核破砕によって生じる中性子イベントの情報が使用されているため、中性子検出効率を向上させることが重要である。しかし、宇宙線ミュオンが KamLAND に侵入すると大光量の光により、オーバーシュートとアフターパルスが発生するため、これらに対応した中性子検出手法が必要になる。

次世代実験である KamLAND2-Zen 実験ではオーバーシュート対策ブリーダー回路を取り付けた PMT が使用予定である。この PMT に大光量の光を照射すると、PMT 信号が負方向へのベースラインシフトを生じることが発見された。これにより、KamLAND-Zen 実験で使用していた中性子検出手法が使用できないことが判明した。

そこで本研究では宇宙線ミュオン後の全波形を取得し、オフラインで中性子を検出することを考えた。そして、これが実現可能かを検証するために、新型フロントエンド回路である MoGURA2 が破綻無くミュオン後の全波形を転送可能であることを確かめた。その結果、MoGURA2 は 2.0 Hz の間隔で飛来する宇宙線ミュオンに対して、ミュオン後の全波形取得を行えることを検証できた。

今後の展望として、宇宙線ミュオン後の全波形を取得し、オフラインで中性子を検出する方法を開発する為に、以下のことが必要である。

- より短い間隔でミュオンが飛来し時の MoGURA2 の挙動の調査
- 取得した宇宙線ミュオン後の信号をオフライン解析し、中性子を検出する方法の開発
- 全波形取得モードへの切り替え方法の開発

謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々よりご支援いただきました。ここでお礼申し上げます。指導教員である石徹白先生には、多くの指導を頂き、研究の相談に乗っていただきました。深く感謝申し上げます。

井上先生をはじめとするニュートリノ研究センターの先生方にも感謝申し上げます。研究報告の度にたくさんのアドバイスをいただき、自分自身が見えていなかった多くのことに気付くことができました。

その他にも技術職員の皆様や神岡で研究に関わる皆様のおかげで本研究を行うことができました。最後に、経済面や精神面で支えてくださった家族にお礼申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] W. Pauli, *Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)* (1930) .
- [2] E. Fermi, “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I”, *Zeitschrift für Physik* **88**, 161–177 (1934) , DOI: [10.1007/BF01351864](https://doi.org/10.1007/BF01351864).
- [3] F. Reines and C. L. Cowan, “The neutrino”, *Nature* **178**, 446–449 (1956) , DOI: [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0).
- [4] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al., “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567 (1998) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [5] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36–44 (1962) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36).
- [6] K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos et al., “Observation of tau neutrino interactions”, *Physics Letters B* **504**, 218–224 (2001) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [7] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”, *Progress of Theoretical Physics* **28**, 870–880 (1962) , DOI: [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [8] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter”, *Phys. Rev. D* **17**, 2369–2374 (1978) , DOI: [10.1103/PhysRevD.17.2369](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.2369).
- [9] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, “Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy”, *Nuovo Cim. C* **9**, 17–26 (1986) , DOI: [10.1007/BF02508049](https://doi.org/10.1007/BF02508049).
- [10] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **72**, 055502 (2005) , DOI: [10.1103/PhysRevC.72.055502](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.055502).
- [11] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **88**, 025501 (2013) , DOI: [10.1103/PhysRevC.88.025501](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.025501).
- [12] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, “New Solar Opacities, Abundances, Helioseis-

- mology, and Neutrino Fluxes”, *The Astrophysical Journal* **621**, L85–L88 (2005) , DOI: [10.1086/428929](https://doi.org/10.1086/428929).
- [13] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka et al., “Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data”, *Physics Letters B* **539**, 179-187 (2002) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)02090-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02090-7).
- [14] K. Abe, C. Bronner, Y. Haga et al., “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”, *Phys. Rev. D* **97**, 072001 (2018) , DOI: [10.1103/PhysRevD.97.072001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.072001).
- [15] Workman, R. L. and Burkert, V. D. and Crede, V. et al.(Particle Data Group), “Review of Particle Physics”, *PTEP* **2022**, 083C01 (2022) , DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [16] K. Abe, J. Adam, H. Aihara et al., “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 061802 (2014) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.061802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.061802).
- [17] K. Abe, N. Akhlaq, R. Akutsu et al., “Improved constraints on neutrino mixing from the T2K experiment with 3.13×10^{21} protons on target”, *Phys. Rev. D* **103**, 112008 (2021) , DOI: [10.1103/PhysRevD.103.112008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112008).
- [18] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. D* **88**, 033001 (2013) , DOI: [10.1103/PhysRevD.88.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.033001).
- [19] P. de Salas, D. Forero, C. Ternes, M. Tórtola, and J. Valle, “Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity”, *Physics Letters B* **782**, 633-640 (2018) , DOI: [10.1016/j.physletb.2018.06.019](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.019).
- [20] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”, *Il Nuovo Cimento (1924-1942)* **14**, 171 (1937) , DOI: [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [21] A. D. Sakharov, “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”, *SOV PHYS USPEKHI* **34**, 392-393 (1991) , DOI: [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497).
- [22] F. T. Avignone, S. R. Elliott, and J. Engel, “Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass”, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 481–516 (2008), DOI: [10.1103/RevModPhys.80.481](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.481).
- [23] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen”, (2022) , DOI: [10.48550/arXiv.2203.02139](https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.02139).
- [24] 榎本三四郎, “[Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2005) .
- [25] 吉田学立, “[液体シンチレータでの粒子識別による \$\alpha\$ 線バックグラウンド除去の研究](#)”, 修士論文, 東北大学 (2011) .
- [26] S. Abe, T. Araki, K. Chiba et al., “Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset”, (2024) , URL: <https://arxiv.org/abs/2406.11438>.