

修士論文

KamLAND2-Zen に向けた ^{10}C 除去効率の研究

Study on ^{10}C Tagging Efficiency for KamLAND2-Zen

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

竹内敦人

平成 30 年

概要

ニュートリノの軽い質量や物質優勢宇宙を説明できる可能性があるため、ニュートリノのマヨラナ性の検証は素粒子・原子核物理学における重要課題の一つになっている。その検証の現状唯一の手段が、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の観測であり、我々が行っている KamLAND-Zen 実験は、液体シンチレータ検出器 KamLAND を用いた $0\nu\beta\beta$ の探索を行っている。KamLAND-Zen では、ナイロン製のミニバルーンに、二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を溶かし込んだ液体シンチレータを入れ、KamLAND 検出器に導入することで、 ^{136}Xe 含有液体シンチレータの発光を 1879 本の光電子増倍管で検出する。現在までに、世界最高感度を達成し、マヨラナ有効質量に対して最も厳しい制限を与えているが、未だ $0\nu\beta\beta$ の発見には至っていない。そこで、エネルギー分解能の改善によりさらなる高感度化を行う KamLAND2-Zen 実験が計画されている。

KamLAND2-Zen のためのエネルギー分解能の改善は、高量子効率 PMT(HQE-PMT) および集光ミラーの導入や大発光液体シンチレータへの入れ替えといった検出器の改良により、集光量を増加させることで行う。一方で、集光量の増加は PMT のアフターパルスを増加させ、主なバックグラウンドの一つである ^{10}C をタグするために必要な中性子事象の検出精度悪くし、 ^{10}C のタグ効率を下げってしまう。このことを踏まえ、KamLAND2-Zen では新しいデータ収集回路 MoGURA2 とボードヒット判定と呼ばれるデータ取得スキームを導入する。先行研究では、MoGURA2 とボードヒット判定によって ^{10}C のタグ効率を改善できることが確認された。ところが、この評価は KamLAND2 における大発光を考慮していない点や、MoGURA2 について実際の仕様とは異った評価法であるといった点で不完全であった。また、アフターパルスの少ない PMT を合わせて使用することが ^{10}C のタグ効率の改善につながる可能性がある。そこで、KamLAND の外部検出器の刷新にあたり導入された R3600 HQE に注目した。現在 KamLAND2 の PMT として候補になっている R12860 HQE が Box and Line 型であるのに対し、R3600 HQE は Venetian Blind 型の PMT である。

本研究では大光量下における PMT の性能評価を行うことで、アフターパルスレートや信号の非線型性の観点から、R3600 HQE を用いることが ^{10}C タグ効率の改善に有効である可能性を示した。さらに、それぞれの HQE-PMT に LED で KamLAND2 におけるミュオンを模した大光量を、ピコ秒レーザーで擬似中性子信号を照射する実験を行うことでボードヒット判定による中性子の検出効率の評価を行い、R12860 HQE のみを用いた場合には $94.8\pm 2.6\%$ の効率で、R3600 HQE を合わせて用いた場合には $96.9\pm 3.1\%$ の効率で中性子を検出できることがわかった。中性子の検出効率のみを考えると、Venetian Blind 型 PMT の導入で改善されるものの、バックグラウンドの総数を考慮すると、Box and Line 型のみを用いれば良いことが確認された。この場合にも ^{10}C のタグ効率は 98.87% になることが期待される。

目次

第 1 章	序章	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	素粒子ニュートリノ	3
2.2	ニュートリノ振動	4
2.2.1	太陽ニュートリノ問題	4
2.2.2	大気ニュートリノ異常	5
2.2.3	ニュートリノ振動	5
2.3	ニュートリノ質量と階層構造	7
2.4	ニュートリノのマヨラナ性	8
2.4.1	マヨラナ粒子	8
2.4.2	シーソー機構	9
2.5	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	10
2.6	$0\nu\beta\beta$ 探索の意義	10
2.7	$0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状	12
第 3 章	KamLAND 実験	15
3.1	KamLAND	15
3.2	内部検出器	16
3.2.1	光電子増倍管	16
3.2.2	液体シンチレータ	18
3.3	外部検出器	19
3.4	地磁気補償コイル	19
3.5	KamLAND データ収集システム	21
3.5.1	KamFEE(FBE)	21
3.5.2	MoGURA	23
3.6	KamLAND におけるニュートリノの検出原理	24
3.6.1	反ニュートリノ検出	24
3.6.2	ニュートリノ検出	25

3.7	KamLAND-Zen 実験	26
3.7.1	ミニバルーン	26
3.7.2	キセノン含有シンチレータ	27
3.7.3	KamLAND-Zen 400	27
3.7.4	KamLAND-Zen 800	28
3.7.5	Zen 実験におけるバックグラウンド	29
3.8	将来計画 KamLAND2-Zen	31
3.8.1	KamLAND2-Zen に向けた検出器アップグレード	31
3.8.2	その他の改良	32
第 4 章	大光量下における ^{10}C のタグ効率	38
4.1	光量増加による ^{10}C バックグラウンド除去への影響	38
4.2	^{10}C 除去効率低下への対策	40
4.2.1	KamLAND2-Zen のための新しいヒット判定スキーム	40
	ボードヒット判定	40
4.2.2	Venetian Blind 型 PMT の使用	42
4.3	本研究の目的	43
4.4	測定条件	44
4.5	大光量下での応答性能評価	47
4.6	アフターパルス性能	50
第 5 章	KamLAND2-Zen における中性子検出効率の評価	52
5.1	KamLAND2 でミューオン事象で PMT へ入射する光量	52
5.2	中性子検出効率の評価のための測定	54
5.2.1	レーザー信号識別のためのヒットタイミングの測定	56
5.2.2	本データ取得	57
5.3	中性子事象に対するトリガー発行率の評価	57
5.4	中性子検出効率の評価	61
5.4.1	ミューオン事象後のアフターパルスレート	62
5.4.2	事象再構成の評価	64
5.5	^{10}C のタグ効率	68
5.6	KamLAND2-Zen における ^{10}C と $2\nu\beta\beta$ のバックグラウンド数	69
第 6 章	まとめ	71
	参考文献	73

表目次

3.1	ID-PMT の性能表	18
3.2	KamLAND-LS の組成	19
3.3	図 3.5 中のマーク一覧	20
3.4	KamFEE のゲイン	22
3.5	MoGURA のゲイン	24
3.6	Xe-LS の組成	27
3.7	MoGURA2 の性能表	35
4.1	HQE-PMT の性能表	42
4.2	設定した微分ヒット判定の閾値	45
4.3	アフターパルスの要因となるイオン種	51
5.1	イベントのグループ分類の条件	53
5.2	R12600 のアフターパルスレート	64
5.3	中性子検出効率 (Box and Line のみ)	66
5.4	中性子検出効率 (Box and Line + Venetian Blind)	67

目次

2.1	標準理論における素粒子の分類	3
2.2	KamLAND 実験で検出されたニュートリノ振動	7
2.3	二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム	11
3.1	KamLAND サイト	15
3.2	KamLAND 検出器	16
3.3	一般的な PMT における光電子の増幅過程	17
3.4	ID で使用されている PMT	18
3.5	17 インチ PMT のゲインの磁場依存性の例	20
3.6	KamLAND のデータ収集システム 概略図	21
3.7	PMT のオーバーシュートおよびアフターパルス	23
3.8	遅延同時計測による反ニュートリノ検出のイメージ	25
3.9	KamLAND-Zen 実験の模式図	26
3.10	KamLAND-Zen 400 の結果	28
3.11	バルーン作成の様子	29
3.12	二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルイメージ	30
3.13	^{10}C のタギング	31
3.14	KamLAND2-Zen での到達感度目標	33
3.15	微分ヒット判定	34
3.16	改良前の HQE-PMT 用ブリーダー回路	36
3.17	改良後の HQE-PMT 用ブリーダー回路	37
4.1	^{10}C とタグ付けされたミュオン事象後の中性子イベントの数	39
4.2	^{10}C とタグ付けされたミュオン事象における PMT の信号の大きさ	39
4.3	ボードヒット判定の概念図	41
4.4	磁場補償コイル	45
4.5	2 種類の HQE-PMT の 1 p.e. 信号	46
4.6	PMT の波高と微分値の関係	46
4.7	BLR を用いた場合の波高と微分値の関係	47

4.8	HQE-PMT の大光量応答測定の設定アップ	48
4.9	モニター PMT と HQE-PMT の信号の大きさの関係	48
4.10	大光量下における HQE-PMT の信号応答性	49
4.11	大光量下における HQE-PMT のアフターパルスレート	50
5.1	17 インチ PMT の非線型性	53
5.2	KamLAND2 で ^{10}C 誘起ミューオン事象の際に PMT1 本あたりに入射する光電子数	54
5.3	KamLAND2 におけるミューオン事象で PMT へ入射する光量の例	55
5.4	中性子検出効率評価のためのセットアップ	56
5.5	ミューオン事象での PMT 信号波形の再現図	57
5.6	レーザー発光タイミングと PMT 波形	58
5.7	矩形波と信号との時間差	59
5.8	LASER ON/OFF time	60
5.9	KamLAND 検出器内のヒットタイミングの広がり	60
5.10	中性子事象に対するボードヒットの確率	61
5.11	アフターパルスに対するボードヒットの確率	62
5.12	ミューオン事象後の PMT のアフターパルスレート	63
5.13	中性子捕獲事象の再構成率 (Box and Line 型 PMT のみの場合)	65
5.14	中性子の検出数の期待値 (Low Energy 事象の場合)	66
5.15	中性子捕獲事象の再構成率 (Box and Line + Venetian Blind 型 PMT の場合)	67
5.16	^{10}C の崩壊地点から 1.6 m 以内で捕獲される中性子の数	68

第1章

序章

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。

我々が行っている KamLAND-Zen 実験は、ニュートリノのマヨラナ性検証の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 ($0\nu\beta\beta$) 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 によって、世界最高感度での探索を遂行し、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。間もなく、キセノン量を増加させた新フェーズ KamLAND-Zen 800 を開始し、制限の更新を行う予定である。

KamLAND-Zen 400 の結果からは、通常の二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$)、宇宙線ミューオンによる原子核破碎生成物である ^{10}C の β^+ 崩壊、 ^{214}Bi の β^- 崩壊などが対策が必要となるバックグラウンドになるとわかった。中でも、 $2\nu\beta\beta$ によるバックグラウンドは、根本的には検出器のエネルギー分解能が有限であるために生じるバックグラウンドで、これを減らすためには、検出器のエネルギー分解能を向上させる必要がある。そこで、次期実験である KamLAND2-Zen 実験では、エネルギー分解能の向上を目的として、大発光量液体シンチレータ、集光ミラーと合わせて高量子効率 PMT を用いた収集光量の増加を計画している。

収集光量の増加はエネルギー分解能を向上させ、 $2\nu\beta\beta$ によるバックグラウンド数を減らすのが、一方で、 ^{10}C のタグ効率を下げる悪くする可能性がある。何故ならば、光量の増加は光検出器である光電子増倍管 (PMT) のアフターパルスを増加させ、 ^{10}C をタグするために使っている中性子捕獲の事象検出を難しくするからである。

これを踏まえ、KamLAND2 では新しい DAQ 回路 MoGURA2 を導入する。加えて、ミューオン事象後に実施される新しいトリガスキームが実装することが提案された。このトリガスキームはヒット判定のための時間幅を狭くすることでアフターパルスの影響を減らすというもので、先行研究で、適当な入射光量を仮定した場合に ^{10}C のタグ効率を改善できることが確かめられている。しかし、仮定した光量は、KamLAND2 でミューオン事象が起きた際に PMT へ入射する光量を再現するには不十分であることがわかっており、より実際に近い条件下での性能評価が必要で

ある。

また、アフターパルスの少ない PMT を使用することも ^{10}C のタグ効率の改善につながると考えられる。現在、KamLAND2 で使用する PMT として候補に挙がっているのは浜松ホトニクス製の R12600 HQE である。この PMT は Box and Line 型と呼ばれる構造のダイノードを有しており、時間性能に優れているのが特徴である。一方で、Venetian Blind 型というダイノード構造の PMT は Box and Line 型 PMT に比べてアフターパルスが少ないということが知られている。よって、Box and Line 型 PMT と Venetian Blind 型 PMT を合わせて用いることで、検出器全体の時間分解能や集光量を保ちつつ、 ^{10}C のタグ効率を改善できることが期待される。この時に注意しなくてはならないのは、Venetian Blind 型の PMT は時間性能や集光効率が Box and Line 型 PMT に比べて悪いことである。Venetian Blind 型 PMT を多く使えば使うほどエネルギー分解能は悪化してしまい、もう一つのバックグラウンドである $2\nu\beta\beta$ の数が多くなってしまう可能性がある。よって、 ^{10}C と $2\nu\beta\beta$ のバックグラウンド数の総和が最小になるような割合を決めた上で使用しなくてはならない。

そこで、本研究では次の2つを目標として定めた。

1. KamLAND2 における ^{10}C を誘起するような高エネルギーミューオン事象での PMT の入射光量を仮定し、その下でボードヒット判定の有効性と KamLAND2 における ^{10}C のタグ効率を評価する。
2. Venetian Blind 型 PMT を混ぜることで、アフターパルスの影響を減らすことができるかを検証し、有効である場合、その最適な使用数を決める。

以上を踏まえ、まず第2章でニュートリノ物理学を概観し、なぜニュートリノがマヨラナ粒子であると考えられるに至ったか、その物理的意義などを述べる。次に第3章で我々が KamLAND-Zen 実験を行うに当たって用いている、液体シンチレータ反ニュートリノ検出器 KamLAND について言及し、KamLAND-Zen 実験について解説する。本研究は KamLAND2-Zen のための研究であるから、KamLAND2 における改良についてもこの章で説明する。その上で、第4章で PMT の大光量下での性能について、第5章で実際に KamLAND2 を想定したシミュレーションから検証した ^{10}C のタグ効率について述べる。

第2章

ニュートリノ物理

2.1 素粒子ニュートリノ

現在までのところ、自然界には4つの基本的相互作用が存在することがわかっている。これらのうち、重力相互作用を除く、電磁相互作用・弱い相互作用・強い相互作用の3種類に基づいて、素粒子の性質や反応を記述する理論が標準理論 (Standard model; SM) として採用されている。標準理論によれば、我々の宇宙はフェルミオンまたはボゾンに分類される17種類の素粒子から構成される。ボゾンとは、整数スピンを持ち力を媒介する素粒子であるのに対し、フェルミオンは半整数スピンを持ち、物質を構成する素粒子である。フェルミオンは相互作用の種類に応じて、さらにクォークとレプトンに分けることができる (図 2.1)。強い相互作用を受けないレプトンの中で、電

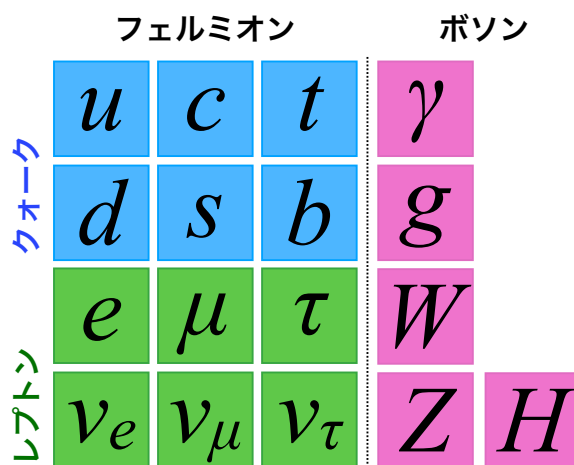


図 2.1: 標準理論における素粒子の分類

氣的に中性な素粒子がニュートリノで、世代の若い順に、電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ と名付けられている。なお、 e, μ, τ という種類の違いはフレーバーと

呼ばれることがある。

1914年、チャドウィックによって β 崩壊の連続スペクトルが発見された際に、電子と同時に別のスピン $1/2$ を持つ粒子が放出されていることをパウリが予言した。これが、ニュートリノである。ニュートリノが弱い相互作用しか受けないことから伺えるように、その観測は容易でない。初めてニュートリノの測定に成功したのは、ライネスとコーワンである。彼らは、塩化カドミウム CdCl_2 を溶解させた水と液体シンチレータを用いることで、逆ベータ崩壊を検出した。原子炉という大強度のニュートリノ源を使用し、遅延同時計測によるバックグラウンドの大幅削減を行うことでニュートリノの予言から20年を経て達成された。その後の測定から、弱い相互作用ではパリティが最大に破れていることや、ニュートリノ・反ニュートリノのヘリシティは全て、それぞれ左巻き・右巻きであることがわかった。特に、後者の結果を受けて、標準理論ではニュートリノの質量を厳密に0であると仮定し、光速で運動するとしている。

2.2 ニュートリノ振動

ニュートリノが発見されてからも、その性質を調べるための測定が続けられた。その過程においてニュートリノが質量を持つことを示唆する観測結果が見出された。いわゆる太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ異常である。

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

太陽内部では2種類の核融合の連鎖が起こっている。そのうちの 하나가、4個の陽子が核融合することで最終的に ${}^4\text{He}$ を作り出す反応(ppチェーン)、もう一方はC, N, Oなどの元素が触媒として働き、次々に4つの陽子と核融合することで ${}^4\text{He}$ を作り出す過程(CNOサイクル)である。どちらも



で表すことができるが、ppチェーンが支配的な反応であり、CNOサイクルは1.6%に過ぎない。ppチェーンでは核融合が進むと ${}^7\text{Be}$ や ${}^8\text{B}$ なども合成され、これらが反応する際にもニュートリノを放出する。

Homestake実験ではテトラクロロエチレン C_2Cl_4 を用いて ${}^{37}\text{C} + \nu_e \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ の反応を見ることで、太陽ニュートリノの測定を行った[1]。この実験の閾値では、主に ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e (E_\nu = 0.862 \text{ MeV})$ および ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}^* + e^+ + \nu_e (E_\nu \sim 15 \text{ MeV})$ に由来するニュートリノが測定され、太陽の標準模型として受け入れられているモデルによれば6~9 SNU(the Solar Neutrino Unit; $\times 10^{-36}$ captures/target atom/second)程度のレートでニュートリノが捕獲されると予測された。しかし、この実験での実際のニュートリノの捕獲レートは $2.56 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{sys.})$ SNUと予測よりも3倍程度小さく、太陽ニュートリノ問題と呼ばれるニュートリノにおける謎の一つとなった。当初はこの実験そのものの不備も含め、様々な可能性が議論されたが、後にKamiokande実験でも同様に太陽ニュートリノが標準太陽模型よりも少

ないことが確認された。Kamiokande 検出器は大型水チェレンコフ検出器で、ニュートリノと電子の弾性散乱

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (2.2)$$

において反跳する電子のエネルギーと方向を測定する。そのため、ニュートリノの方向感度を有しており、太陽方向から飛来したニュートリノを測定しているにも関わらず、そのフラックスが予測値よりも少ないことが確かめられたのである。

2.2.2 大気ニュートリノ異常

大気ニュートリノは、主に宇宙線の2次粒子の崩壊に由来するニュートリノである。最も大きく寄与するのはパイオンからの連続崩壊

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

である。そのため、 ν_μ と ν_e のフラックスの比はおよそ2になることが期待される。しかし、Kamiokande の大気ニュートリノの測定実験において、 ν_μ と ν_e の事象数の比について、実際の測定値とシミュレーションから期待される値の比で定義される R が1よりも小さいことが確認された [2]。

$$R \equiv \frac{[\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu / \nu_e + \bar{\nu}_e]_{\text{observed}}}{[\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu / \nu_e + \bar{\nu}_e]_{\text{expected}}} = 0.60_{-0.06}^{+0.07}(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.}) \quad (2.5)$$

このことは、 ν_μ の事象が減少しているか、 ν_e の事象が増加していることを示している。同様の結果が、その他の実験でも出されたために、このこと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および大気ニュートリノ異常を説明できる現象がニュートリノ振動である。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが質量を持つ場合にのみ生じる、時間発展に伴うフレーバーの振動的变化である。以下に、その概要を述べる。

ニュートリノが質量を持つ場合、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ とが

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.6)$$

と関係づけられる。ここで、 U はポンテコルボ・牧・中川・坂田行列と呼ばれ、両状態がそれぞれ規格直交であるために、ユニタリーである。シュレーディンガー方程式より、質量固有状態は

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.7)$$

に従って時間発展するため、時刻 $t = 0$ にフレーバー状態 $|\nu_\alpha\rangle$ として放出されたニュートリノの時間発展は

$$\begin{aligned} |\nu(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

により表される。故に、時刻 t において、フレーバー状態 $|\nu_\gamma\rangle$ が観測される確率は

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \gamma) &= |\langle \nu_\gamma | \nu(t) \rangle|^2 \\ &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j}^* e^{-iE_i t} e^{iE_j t} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\gamma i}|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j}^* e^{-i(E_i - E_j)t}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

いま、ニュートリノの質量が小さいことから、相対論的近似

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.10)$$

を施し、光速で移動するとすれば

$$P(\alpha \rightarrow \gamma) = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\gamma i}^*|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (2.11)$$

である。ここで、 Δm_{ij}^2 は質量二乗差で $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ 、 L は時間 t の間にニュートリノが移動する距離で $L = ct$ である (式中では自然単位系を用いている)。簡単のために、 e, μ の2成分のみを考えることにすると、

$$U_{e1} = \cos \theta, U_{e2} = \sin \theta, U_{\mu 1} = -\sin \theta, U_{\mu 2} = \cos \theta \quad (2.12)$$

とおけるから、例えば $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ と変化する確率は

$$\begin{aligned} P(e \rightarrow \mu) &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2\text{Re} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cdot \exp\left(-i \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}]\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

となる。

1998年に Super-Kamiokande 実験が大気ニュートリノ中のミューニュートリノの損失を [3]、また、2002年に SNO 実験が太陽ニュートリノの総量と其中的電子ニュートリノ成分の総量を確認しニュートリノのフレーバー変化が証明された [4]。初めて完全なフレーバー振動を示したのは KamLAND 実験で、原子炉由来のニュートリノを用いてニュートリノ振動を確認した (図 2.2)。

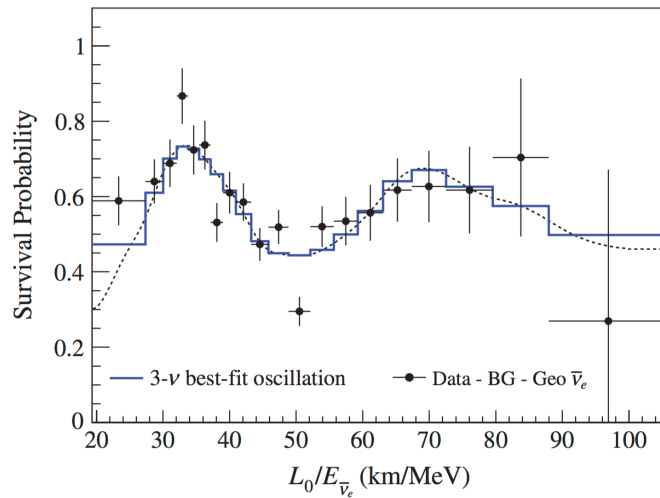


図 2.2: KamLAND 実験で検出されたニュートリノ振動 [5]。縦軸が 3 種類のフレーバーを考慮した際の $\bar{\nu}_e$ の生存確率。横軸の距離/エネルギーに対して振動していることがわかる。

2.3 ニュートリノ質量と階層構造

太陽ニュートリノの観測やニュートリノ振動の実験からニュートリノが有限質量を持つことが確かとなった。しかし、式 (2.11) からわかるように、ニュートリノ振動で測定できるのは質量二乗差であり、質量の絶対値ではない。ただし、質量固有状態の大きさの順、すなわち質量階層構造に対して制限を与えることができる。ニュートリノ振動の結果から許される階層構造は以下の通りである。

- 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 : $m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$

ここで、 m_1 と m_2 の大小関係が決まっているのは、電子ニュートリノが物質中を通過する際に、周囲の大量の電子の存在によりポテンシャルを感じるという MSW 効果による。ニュートリノの質量階層構造を決めることは、現代のニュートリノ物理における課題のひとつであり、MSW 効果を使った Δm_{23} の測定などが進められている。

一方で、ニュートリノの質量そのものに制限を与えるための試みもなされている。そのうちのひとつがベータ崩壊のエネルギースペクトルを精密に測定するというものである。ニュートリノが質量を持つ場合、ベータ崩壊で放出される電子の最大運動エネルギーが変わるため、ベータ崩壊のエネ

ルギースペクトルのエンドポイントを調べれば、電子ニュートリノの質量

$$m_{\nu_e} = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m^2(\nu_i)}$$

を測定することができる。現在、Troitsk 実験におけるトリチウムのベータ崩壊の測定から

$$m_{\nu_e} < 2.05 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

という制限が与えられている [6]。ニュートリノの質量に対して制限を与えるもう一つの方法は、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) などの宇宙構造を精密に解析することである。宇宙初期には大量のニュートリノが作られたため、ニュートリノが質量を持てば、その重力が宇宙の構造に影響を与えたと考えられる。現在のところ、有限質量を測定可能な感度には達していないが、Planck 衛星の測定結果から、ニュートリノの質量和に対して

$$\sum m_\nu \leq 0.26 \text{ eV} \quad (2.14)$$

という制限が与えられている [7]。

2.4 ニュートリノのマヨラナ性

ニュートリノ振動によって、ニュートリノが極めて小さい質量を有することが確かとなると、このことを自然に説明できる解釈が求められた。その最も有力な説明が、ニュートリノがマヨラナ粒子であるとするものである。マヨラナ粒子とは (1) Dirac 方程式に従い、(2) 粒子と反粒子が等価であるという性質 (マヨラナ性) を持つ粒子のことである。以下にマヨラナ粒子の定式化を行い、ニュートリノの軽い質量との関連性を述べる。

2.4.1 マヨラナ粒子

Dirac の理論 $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_D)\psi$ において、質量項は

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{Dirac}} = m_D \bar{\psi}\psi \quad (2.15)$$

で表される。ラグランジアンがローレンツ不変でエルミートであるために、質量項もローレンツスカラーかつエルミートでなくてはならないから、 ψ によって作られる質量項は上記の形に制限される。しかし、 ψ^C も合わせて考える場合はこの限りでない (ψ^C は ψ の荷電共役で、 $\psi^C = C\psi = i\gamma^2 \bar{\psi}^*$)。実際、 $\bar{\psi}^C \psi^C$, $\bar{\psi}\psi^C$, $\bar{\psi}\psi^C$ はローレンツスカラーだから、質量項を作ることができる。そこで、マヨラナ質量項を

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{Majorana}} = \frac{1}{2} (m_M \bar{\psi}\psi^C + m_M^* \bar{\psi}^C \psi) = \frac{1}{2} m_M \bar{\psi}\psi^C + h.c. \quad (2.16)$$

と定義する。 $\bar{\psi}^C \psi^C$ は Dirac の質量項の荷電共役であるからここでは無視した。表記 $\psi_{L,R}^C = (\psi^C)_{L,R} = (\psi_{R,L})^C$ を導入すれば、マヨラナ質量項は2つのエルミートな質量項

$$\mathcal{L}^L = \frac{1}{2}(m_M + m_M^*)(\bar{\psi}_L \psi_R^C + \bar{\psi}_R^C \psi_L) \quad (2.17)$$

$$\mathcal{L}^R = \frac{1}{2}(m_M + m_M^*)(\bar{\psi}_R \psi_L^C + \bar{\psi}_L^C \psi_R) \quad (2.18)$$

の和で書くこともできる。

ここで、特に粒子がマヨラナ粒子の場合を考えると、条件(2)を意味する関係式 $\psi_R^C = \psi_L$, $\psi_L^C = \psi_R$ によって、片方のカイラリティのみで書かれた2つの質量項として書くことができる。

$$\mathcal{L}^L = \frac{1}{2}m_L(\bar{\psi}_L \psi_L + h.c.) \quad (2.19)$$

$$\mathcal{L}^R = \frac{1}{2}m_R(\bar{\psi}_R \psi_R + h.c.) \quad (2.20)$$

(2.19) と (2.20) は互いに独立な質量項になっているから、マヨラナ粒子では右巻きの粒子と左巻きの粒子とで別の質量を持たせることができる。

実は、マヨラナ質量項(2.16)は一般のフェルミオンでは許されない。何故ならば、この質量項は大域的なゲージ変換 $\psi \rightarrow e^{-i\alpha}\psi$ において不変でなく、レプトン数を保存しないからである(即ち、 $l \rightarrow \bar{l}$ のような遷移を許容する)。荷電粒子の場合、これは電荷の保存を破ってしまう。しかし、ニュートリノは中性粒子であるため、レプトン数を破っても電荷を破ることはない。故に、ニュートリノはマヨラナ粒子であることを許される。

2.4.2 シーソー機構

ニュートリノがマヨラナ粒子であるとする、もっとも一般的な質量項は

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_M = \frac{1}{2}(\bar{\psi}_L + \psi_R + \bar{\psi}_L^C \psi_R^C) + \frac{1}{2}m_L \bar{\psi}_L \psi_L + \frac{1}{2}m_R \bar{\psi}_R \psi_R + h.c. \quad (2.21)$$

である。いま、左巻きニュートリノの質量 m_L を0であると、ディラック質量 m_D に比べ右巻きニュートリノの質量 m_R が大きいとすると、質量行列

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

を対角化して得られる固有値は

$$m_\nu = \frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_N = m_R \left(1 + \frac{m_D^2}{m_R}\right) \quad (2.23)$$

の2つになる。ここで、 m_R が非常に大きければ $m_N \simeq m_R$ であり、一方で m_ν は非常に小さい値となる。即ち、ニュートリノがマヨラナ粒子であるならば、右巻きのニュートリノを非常に重い粒子であると仮定することで(これは、右巻きニュートリノがみつからないことを考慮すると、極めて自然な仮定である)、現在見つかっている左巻きニュートリノが非常に軽いことを説明でき

る。このような機構をシーソー機構 [8] と呼ぶ。

以上のように、ニュートリノをマヨラナ粒子であるとする事で、ニュートリノの質量が他のフェルミオンに比べて非常に小さいことを説明することができる。そのため、ニュートリノのマヨラナ性の検証は素粒子・原子核物理における重要な課題の一つになっている。

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否かを確かめることのできる、現実的な唯一の手段がニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索である。

原子核中で中性子が陽子に崩壊する反応

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

をベータ崩壊と呼ぶが、ある特定の偶偶核においては、ベータ崩壊がほぼ同時に2回生じることが確認されている。この反応は

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

と表され、二重ベータ崩壊 (double beta decay; $\beta\beta$ 崩壊) と呼ばれる。後述する別のモードと区別するためにこの反応を $2\nu\beta\beta$ などと記述する。 $2\nu\beta\beta$ はエネルギー的にベータ崩壊が禁止されていたり、ベータ崩壊の終状態のスピンの始状態と大きく異なるものの、 Z が2つ変われば安定化するという場合にしか起こりえないため、崩壊核は36種類に限られる。これまでのところ、そのうちの10種類の原子核で直接 $2\nu\beta\beta$ が測定されている。

一方で、理論的に存在が予測されているものの、未だ発見に至っていないのがニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

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

である。 $0\nu\beta\beta$ はレプトン数を破る標準理論を超えた反応で、図 2.3b に示すように、ニュートリノと反ニュートリノの打ち消しあいが生じたとみなすことができる。

ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみ生じる反応であるから $0\nu\beta\beta$ を見つければニュートリノのマヨラナ性の証明となる。

2.6 $0\nu\beta\beta$ 探索の意義

$0\nu\beta\beta$ を発見すれば、レプトン数の破れなど標準理論を超えた物理の存在を示すことになり、それ自体に意味がある。また、小さいニュートリノ質量についても説明できる。加えて、ニュートリノのマヨラナ有効質量について情報を得ることができる。マヨラナ有効質量は、質量固有状態の混

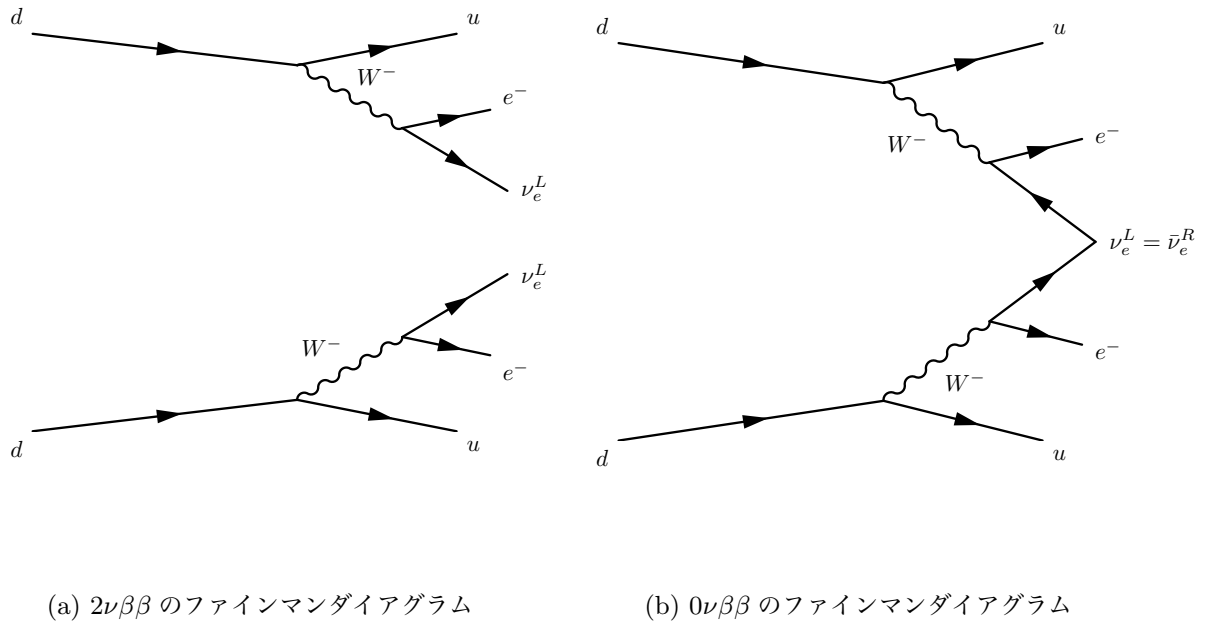


図 2.3: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

合として、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.27)$$

と表される。マヨラナ有効質量は $0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ と

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.28)$$

という関係にあるから、 $0\nu\beta\beta$ が発見され半減期を測定できればニュートリノのマヨラナ有効質量がわかる。さらに、質量階層構造の各構造は、ある決まったマヨラナ有効質量の許容範囲を持っているため、マヨラナ有効質量がわかれば、質量階層構造を決めることができる可能性がある。ただし、ここで $G_{0\nu}$, $M_{0\nu}$ はそれぞれ位相因子、原子核行列要素と呼ばれ、測定することのできない量であるため数値計算によって求める必要がある。位相因子については計算手法が確立しているものの、原子核行列要素は、様々な中間状態を考慮する必要があるため計算が複雑で、計算手法によって値が異なるというのが現状である。よって、原子核行列要素の精密な計算も重要な研究対象となっている。

もう一つの $0\nu\beta\beta$ 探索の大きなモチベーションは、ニュートリノのマヨラナ性を示し、宇宙物質優勢について説明することである。

宇宙物質優勢とレプトジェネシス [9]

Dirac 方程式を考えると、宇宙には物質と反物質が同程度存在するのが自然である。それにも関わらず、我々の宇宙には物質 (バリオン) ばかりが存在する。このことを宇宙物質優勢などと言う。もし、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、「レプトジェネシス」と呼ばれる理論によってこのことを説明できる可能性がある。

バリオン過剰な宇宙が作られるためには宇宙初期に物質が反物質よりも 100 億分の 1 多く生成された上で、次の条件が成り立つ必要があることがサハロフによって示されている。

1. バリオン数の破れ
2. C および CP 対称性の破れ
3. 熱平衡からの脱離

レプトジェネシスでは、スファレロン過程と呼ばれる真空間の熱的遷移によって、宇宙初期に作られたレプトン数をバリオン数に変換することでバリオン数を破る。レプトン数を生成するのは右巻きの重いニュートリノ N のレプトン l とヒッグス粒子 ϕ_h への崩壊

$$N \rightarrow l(\bar{l}) + \phi_h \quad \Delta L = +1(-1)$$

である。この崩壊は CP を破ることが可能な上、崩壊率が宇宙の膨張率よりも小さければ非熱平衡過程となるため、サハロフの 3 つの条件を全て満たすことができる。よって、 $0\nu\beta\beta$ を発見し、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明できれば宇宙物質優勢の謎を解明できるかもしれない。

2.7 $0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状

二重ベータ崩壊は非常に稀有な事象であることがわかっているから、探索に用いる二重ベータ崩壊核には以下のような条件が要求される。

1. 自然存在比が高い核種であること。あるいは同位体濃縮の手法が確立していること。
 $0\nu\beta\beta$ 発見のためにはできるだけ多くの二重ベータ崩壊核を用いるのが良い。二重ベータ崩壊とは関係のない同位体の割合が多くなれば、それだけ検出器を大きくする必要が生じるうえ、有効体積も増えるのでバックグラウンドの混入の可能性が高くなる。故に、もともと二重ベータ崩壊核の自然存在比が高いか、同位体濃縮で必要な同位体のみを集めることができる元素を使用するのが望ましい。 ^{130}Te (自然存在比が 30% を超える) や $^{136}\text{Xe}, ^{76}\text{Ge}$ (同位体濃縮の手法が確立している) が該当する。
2. 二重ベータ崩壊の Q 値が高いこと。
 自然放射線よりも高い Q 値を持つ崩壊核を用いれば、バックグラウンドになりうる事象が大幅に制限される。 ^{48}Ca (Q 値が 4.27 MeV) が該当する。
3. $2\nu\beta\beta$ の寿命が長いこと。

$0\nu\beta\beta$ 探索において大きなバックグラウンドになりうるものの一つとして、 $2\nu\beta\beta$ があげられる。 $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドは検出器のエネルギー分解能が有限であることにより生じるもので、ある種の検出器では避けることのできないバックグラウンドである。故に、 $2\nu\beta\beta$ の寿命が長く、その影響の少ない崩壊核を使うことが望ましい。 ^{136}Xe などが該当する ($2\nu\beta\beta$ の半減期が $T_{1/2}^{2\nu} = 2.31 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}) \times 10^{21}$ yr [19])。

しかしながら、これらの条件全てに該当する二重ベータ崩壊核はみつかっていない。そのため、使用する崩壊核にあった検出器を用いることが重要である。ここで、現存する $0\nu\beta\beta$ 探索実験について、いくつかの例を紹介する。

- KamLAND-Zen

KamLAND-Zen は液体シンチレータ反ニュートリノ検出器 KamLAND を用いた $0\nu\beta\beta$ の探索実験である。現在までのところ、ニュートリノのマヨラナ有効質量に対して最も厳しい制限を与えている実験である。使用している二重ベータ崩壊核は ^{136}Xe で、液体シンチレータを用いることで極低放射能環境を実現し、一方で、 $2\nu\beta\beta$ の寿命が長い ^{136}Xe を用いることで、エネルギー分解能の点で不利になる液体シンチレータ検出器でも優位に測定を進めている。詳細は 3.7 章で述べる。

- CUORE[10]

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events (CUORE) 実験は、二重ベータ崩壊核として ^{130}Te を用いている。CUORE では極低温ボロメータを用いることで、FWHM で (7.7 ± 0.5) keV という高エネルギー分解能を実現している。 $5 \times 5 \times 5\text{cm}^3$ の TeO_2 結晶 (750 g) を 988 個 (合計でおよそ 250 kg の ^{130}Te) 用いた測定によって半減期を

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)}$$

としている。さらに、前身である CUORE-0 での結果と合わせることで、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)}$$

という、 ^{130}Te を用いた探索では最も厳しい制限を与えている。この結果はニュートリノのマヨラナ質量に対して

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (110 - 520) \text{ meV}$$

という上限を与えるものである。

- GERDA[11]

GERmanium Detector Array (GERDA) 実験では ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 探索を行なっている。GERDA 実験では 87% まで濃縮した ^{76}Ge 自身が高純度ゲルマニウム半導体検出器として使用されているのが特徴である。半導体検出器はエネルギー分解能が高いというメリットを

持っており、2018年に半減期とマヨラナ有効質量を

$$T_{1/2}^{0\nu} > 8.0 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)}$$
$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (120 - 260) \text{ meV}$$

とした結果を発表している。

- EXO-200[12]

EXO 実験も KamLAND-Zen 同様、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索を行う実験である。ただし、EXO では気体キセノンではなく液体キセノンを使用し、タイムプロジェクションチェンバー (Time Projection Chamber; TPC) と呼ばれる検出器による飛跡検出とキセノン自身によるシンチレーション発光の検出を組み合わせた測定を行っている。2つの組み合わせによりエネルギー分解能が良くなり、反応点の特定も可能となる。2018年に、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)}$$
$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (147 - 398) \text{ meV}$$

とする結果を発表した。

その他にも、 ^{48}Ca の Q 値の高さを生かした CANDLES 実験や、CUORE のアップグレード版である CUPID など、国内・外で数多くの $0\nu\beta\beta$ 探索実験が計画・実施されている。

第3章

KamLAND 実験

3.1 KamLAND

KamLAND(Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector) は、Kamiokande 検出器跡地に建設された反ニュートリノ検出器である。宇宙線由来のバックグラウンドを減らすため、岐阜県神岡鉱山の地下 1000m に設置されている。図 3.2 に KamLAND 検出器の概要を示す。

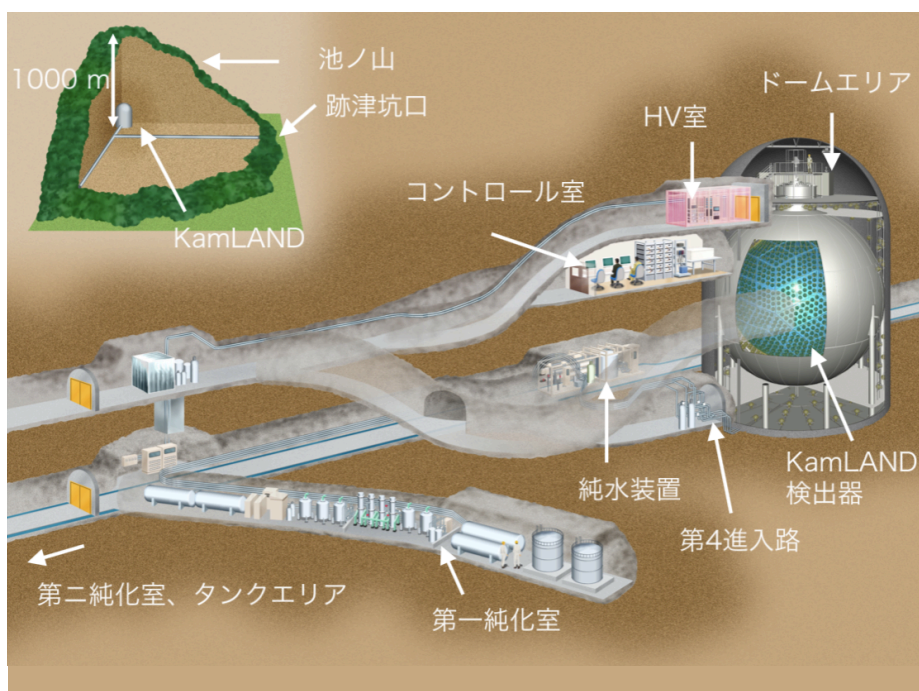


図 3.1: KamLAND サイト

KamLAND 検出器は、大きく内部検出器と外部検出器に分類することができる。

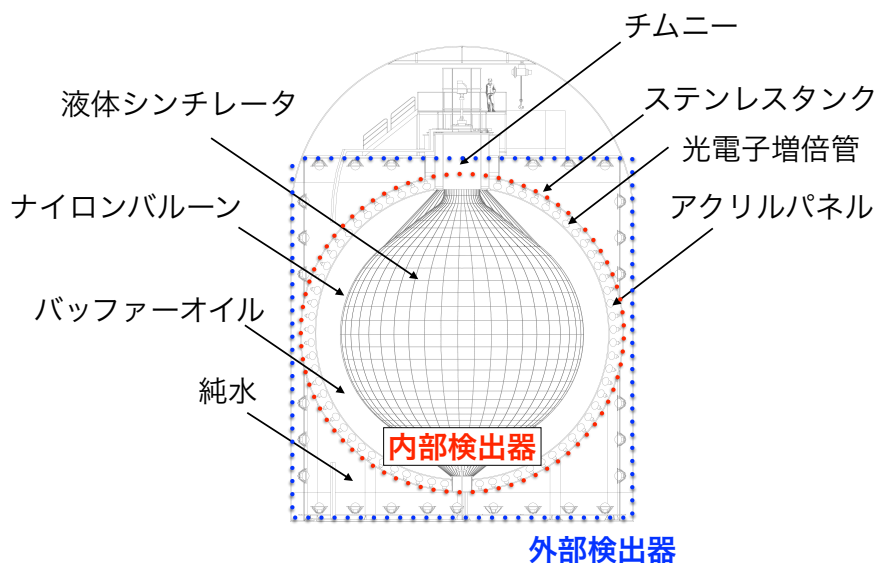


図 3.2: KamLAND 検出器

3.2 内部検出器

内部検出器 (Inner Detector; ID) は KamLAND の中心部に位置し、直径 18m のステンレスタンクで覆われた部分のことを指す。ステンレスタンクの内側は多重構造になっており、外から順に合計 1879 本の光電子増倍管 (PMT)、アクリルパネル、バッファーオイル、ナイロンバルーン、液体シンチレータ (LS) という構成になっている。主な役割は、物理事象が生じた際の液体シンチレータのシンチレーション光を PMT で検出するというものであるが、PMT のガラスから染み出すラドンなどの放射性不純物の拡散を防ぐためにアクリルパネルを、また PMT 由来のガンマ線により液体シンチレータの発光を防ぐために無発光性のバッファーオイルを導入している。

3.2.1 光電子増倍管

光電子増倍管 (photomultiplier tube; PMT) とは、1 光子から検出可能な高時間分解能光センサーの一種で、主に、光電面・収束電極・ダイノード (電子増倍部)・陽極より構成される。PMT による光検出は以下の過程を経てなされる。

1. 入射した光子を光電面で光電子に変換する (光電効果)。
2. 放出された光電子を収束電極で加速・収束し、第一ダイノードへ衝突させることで二次電子を放出させる。
3. 二次電子が次段以降のダイノードで二次電子の放出を起こし、二次電子の増倍を繰り返す。
4. 最終ダイノードで放出された二次電子群が陽極から取り出され、カップリングコンデンサー

で電圧信号に変換される。

光電面から放出された電子は、最終的におよそ 10^7 倍まで増幅される。増幅率(ゲイン)は印加電圧に応じて決まるため、入射光量がある程度の範囲までであれば、印加電圧と信号波形の面積から入射光子の数を調べることも可能である。

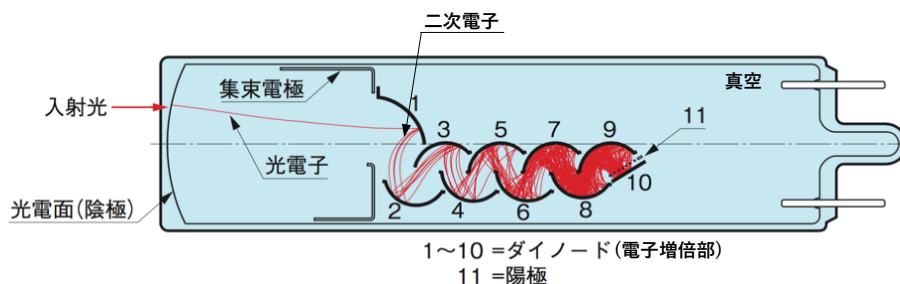


図 3.3: 一般的な PMT における光電子の増幅過程。[13] を元に作成

PMT の性能を決める要素の一つとしてダイノード構造が挙げられる。ダイノードの構造は時間応答性や信号の線形性に影響する部分であるため、必要となる性能を有したダイノード構造の PMT を用いることが重要である。KamLAND の PMT には Box and Line 型のダイノードのものと Venetian Blind 型のダイノードのものが用いられている。Box and Line 型のダイノードは T.T.S.(time transition spread) などの時間分解能や線形性に優れた構造あるのに対し、Venetian Blind 型は光電子の電場による収集が容易な構造になっており、大口径の PMT によく用いられる。

ID には、KamLAND 実験開始に当たって新しく開発された入射光面の口径が 17 インチの PMT(Box and Line 型、浜松ホトニクス製 R7250)1325 本と、Kamiokande 実験で実際に使用されていた口径 20 インチの PMT(Venetian Blind 型、浜松ホトニクス製 R3250)554 本の 2 種類 1879 本が用いられている。両 PMT とも光電面の口径は 20 インチであるが、R7250 は端の部分が時間分解能に劣るため、マスクすることで入射面を口径 17 インチにしている。便宜上、それぞれを 17 インチ PMT・20 インチ PMT と呼ぶ。

KamLAND では PMT 信号の大きさを、信号波形の面積から計算した電荷 (Charge) によって評価する。この時、1 光電子 (photoelectron;p.e.) 信号の大きさを単位として表す。PMT のゲインは様々な要因で時間変動しているため、ランごとかつ PMT ごとに、1 p.e. 信号の大きさを校正する必要がある。17 インチ PMT では 1 p.e. 事象における PMT の Charge をガウシアンでフィットした際の mean を用いて、20 インチ PMT は近接する 17 インチ PMT との信号の大きさの比較によって校正を行っている。なお、KamLAND 検出器の集光量は 17 インチ PMT のみで約 300 p.e./MeV、20 インチ PMT も含めると約 500 p.e./MeV となっている。

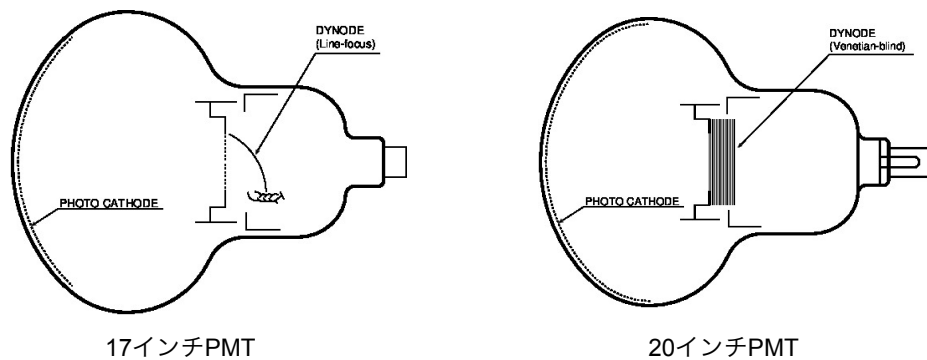


図 3.4: ID で使用されている PMT

表 3.1: ID-PMT の性能表

	17 インチ PMT	20 インチ PMT
有効光電面 (ϕ [mm])	430	460
ダイノード	Box and Line (10 段)	ベネチアンブラインド (13 段)
量子効率	21%($\lambda = 380\text{nm}$)	23%($\lambda = 390 \text{ nm}$)
電子走行時間	110 ns	90 ns
T.T.S	4.4 ns[15]	7.7 ns
PV 比	5.7[15]	-
ダークレート	22 kHz	40 kHz
アフターパルス	3%	-

3.2.2 液体シンチレータ

液体シンチレータ (Liquid scintillator;LS) は放射線物理事象によって発光する液体で、ナイロン製のバルーンに封入されている。その発光機構は以下の通りである。

1. 放射線のエネルギーを吸収し、溶媒分子が励起する。
2. 溶媒分子の間でエネルギーが伝搬する。
3. 溶媒分子から溶質分子にエネルギーが移行する。
4. 溶質分子が励起および脱励起し、発光する。

KamLAND の場合、発光量・発光波長・透過率などの観点から、体積比にして 80% のドデカン ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$) および 20% のプソイドクメン (C_9H_{12}) を溶媒とし、溶質として 2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO, $\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$) が濃度 1.36 g/L となるように溶かされている (KamLAND-LS と

呼ばれる)。この時、11.5 °Cにおける密度は 0.780 g/cm³ である。また、PMT の感度波長である 400 nm に合わせて、液体シンチレータの発光波長のピークはおよそ 380 nm となっている。

表 3.2: KamLAND-LS の組成

成分	化学式	構成比 (体積比)
ドデカン (N12)	C ₁₂ H ₂₆	80%
プソイドクメン	C ₉ H ₁₂	20%
PPO	C ₁₅ H ₁₁ NO	1.36 g/L

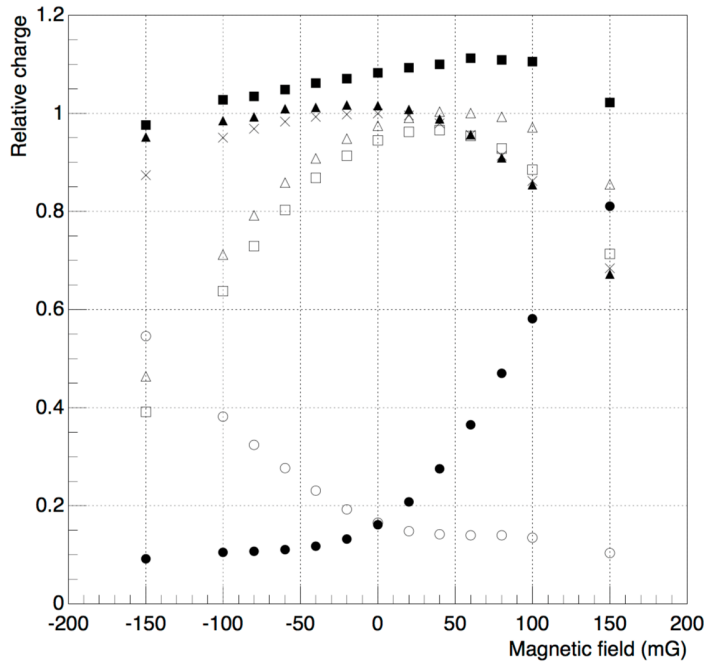
液体シンチレータは水に不溶であり、数百度で気化するため、液液抽出や蒸留による不純物除去が可能である。そのため、極低放射能環境の実現が可能となっている。U 系列の ²¹⁴Bi-²¹⁴Po および Th 系列の ²¹²Bi-²¹²Po の遅延同時計測から放射平衡を仮定して求めた KamLAND-LS 中の ²³⁸U および ²³²Th の量はそれぞれ、²³⁸U : $(5.0 \pm 0.2) \times 10^{-18}$ g/g, ²³²Th : $(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-17}$ g/g である [14]。

3.3 外部検出器

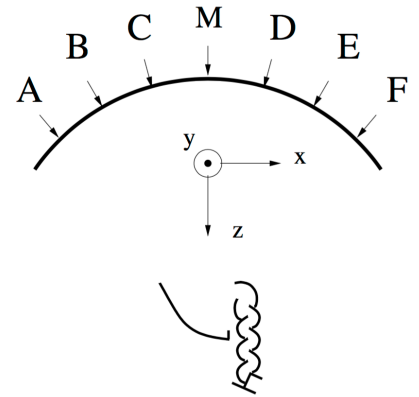
内部検出器が設置されたステンレスタンクの外側は、約 3.2kton の純水で満たされた直径 20 m、高さ 20 m 円筒形タンクになっている。これを外部検出器 (Outer Detector; OD) と呼ぶ。外部検出器は大量の水により、岩盤からやってくる中性子や γ 線を遮蔽する役割や、宇宙線ミュオンを検出し veto する役割を持つ。また、10 °C 程度の純水を毎時 8 ton という流量で供給・排出しているため、PMT の発熱による温度上昇を防ぐ働きも担っている。宇宙線ミュオンの検出はチェレンコフ光を用いるため、外部検出器にも PMT が設置されている。元々 225 本の 20 インチ PMT が用いられていたが、内部検出器でミュオン判定された事象に対する外部検出器の不感率が増加したため、2016 年の 1 月より外部検出器の刷新を行った。20 インチ PMT から SuperKamiokande 実験における水中長期使用実績のある R3600-06MOD 140 本に置き換えられたと同時に、新しく高量子効率 (HQE) タイプの PMT も 47 本導入された。

3.4 地磁気補償コイル

PMT 内での光電子の増幅過程は電場を用いた電子の加速によって行われる。その際、磁場が存在するとローレンツ力により加速電子の運動に影響を与えるため、電子がうまくダイノードへ収集されず増幅率が低下することがある。特に KamLAND で用いている PMT は大口径なため、450mG 程度の地磁気にも影響される。図 3.5 に 17 インチ PMT に磁場を印加した時のゲイン変化を示す [15]。図中のマークは光の入射位置に対応している。詳細は表 3.3 を参照。図 (b) の y 軸上で磁場をかけており、データ点は、磁場ゼロ、照射位置 M とした場合のゲインで規格化さ



(a) ゲインの磁場依存性



(b) 光の照射位置

図 3.5: 17 インチ PMT のゲインの磁場依存性 [15]。磁場を 50mG 程度まで抑えれば、影響を大きくても 8% 以内に抑えられる。

れている。150 mG 程度の磁場でも、最大で 30% 近くゲインが変化していることがわかる。これを 50 mG 程度まで抑えれば 10 % 以下の影響に抑えることができる。なお、磁場の影響の大きいデータ点 ● および ○ は 17 インチ PMT のマスクされている領域に光を入射した場合であるため KamLAND では問題にならない。そこで、KamLAND では検出器全体をコイルで覆うことで地

表 3.3: 図 3.5 中のマーク一覧

Mark	入射位置	Distance (inch)
○	A	-9.7
□	B	-6.7V
△	C	-3.5
×	M	0
▲	D	+3.5
■	E	+6.7
●	F	+9.7

磁気を打ち消している。これにより、内部検出器にかかる磁場は 50mG 以下に抑えられている。

ただし、外部検出器の PMT に対しては 100mG 以下に抑えられない場所があるため、PMT を μ -メタルで覆うことで磁場を遮断している。

3.5 KamLAND データ収集システム

PMT の波形信号として得られたデータは、デジタルデータへと変換してから PC に転送する必要がある。KamLAND では独自に開発した KamFEE(FBE) および MoGURA の 2 種類の電子回路がこれらの役割を担っている。KamFEE が KamLAND 運用開始当初から使用されているデータ収集回路であるのに対し、MoGURA はミューオン事象後のデッドタイムを減らすために新たに導入された回路である。

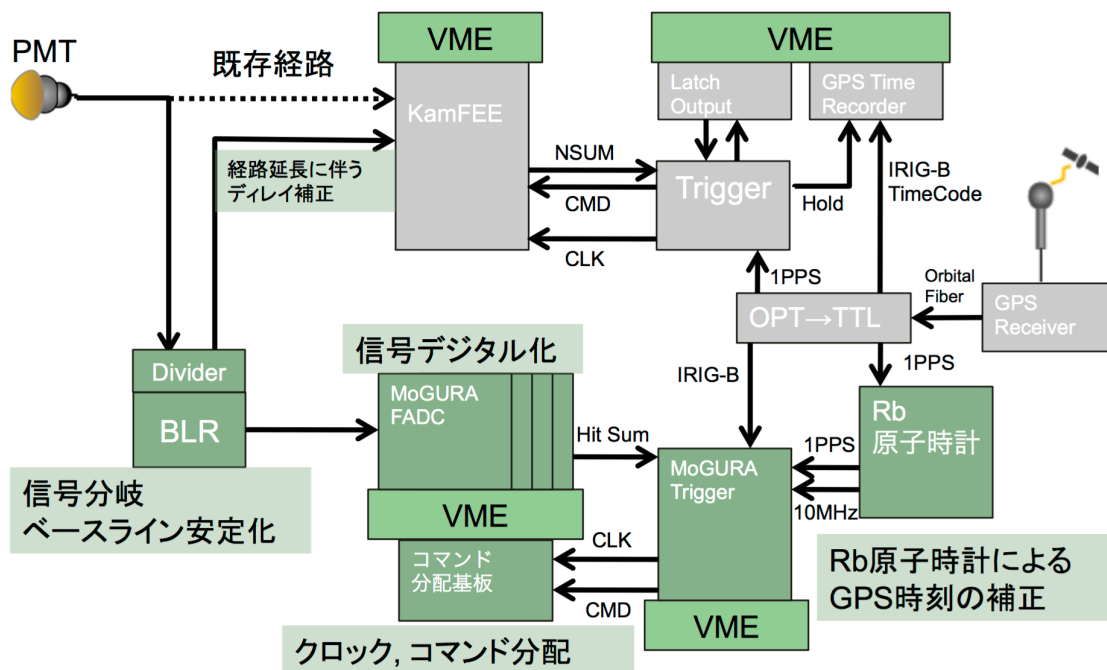


図 3.6: KamLAND のデータ収集システム 概略図 [23]

3.5.1 KamFEE(FBE)

KamFEE(FBE) は 40MHz のクロックで稼働する VME ボードである。一枚のボードにつき 12 チャンネルの入力があり、約 200 枚のボードを用いて ID,OD 全ての PMT のデータ収集に使用されている。PMT の信号は Delay や AMP を経由して、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) と呼ばれる ASIC でデジタル化される。ATWD のデジタル化には $25\mu s$ 程度の時間を必要とするため、不感時間の削減のために一つのチャンネルにつき 2 つの ATWD が設置されてお

り、それらが交互に使用される仕組みになっている。

データ収集回路を KamLAND で用いる上では、1 光子イベントからミューオン事象まで幅広く測定可能なダイナミックレンジを有することが重要である。そのため、KamFEE には表 3.4 に示す 3 種類のゲインチャンネルが備えられており、高いゲインから順にデジタル化が行われ、信号が飽和していた場合にのみ、より低いゲインチャンネルのデジタル化が行われる。この時、全ての

表 3.4: KamFEE のゲイン

ゲインチャンネル	H ゲイン	M ゲイン	L ゲイン
分解能	0.112 mV	0.60 mV	4.8 mV
入力換算電圧範囲	122 mV	614 mV	4.9 V
増幅率	20 倍	4 倍	0.5 倍

チャンネルにディスクリミネーターが備えられており、閾値によるヒット判定が行われるが、各ヒットに対してデジタル化が行われるわけではない。何故ならば、PMT にはダーク信号 (光電面の熱励起などに起因する光子の入射とは関係ない信号) などのノイズが数十 kHz のレートで生じるため、全てのヒットにデジタル化を行うとデジタル化が間に合わず不感時間が生じてしまうためである。そこで、トリガーボードを用いた事象判定を行った上でデジタル化が行われる。

トリガーボード

各チャンネルのヒット情報は、ボードごとのヒット数の総和 (Nsum) としてトリガーボードに送られる。トリガーボードは全ての KamFEE ボードの Nsum を集積することでヒットが物理事象か否かを判断して必要に応じてヒットしたチャンネルの波形のデジタル化を指示する。また、ヒットした PMT の数・ヒットのタイミング・トリガーの種類などを記録したり、40MHz のクロックを KamFEE に供給するのもトリガーボードの役割である。

以上をまとめると、KamLAND における信号のデジタル化は次のように行われている。

1. ボード上の各チャンネルでのヒット判定
2. Nsum がトリガーボードに送られ、物理事象かを判定
3. 物理事象に対して波形のデジタル化を指示
4. ヒットしたチャンネルのデジタル化

しかし、このような方法をとったとしてもミューオン事象直後でハイレートなトリガーによる不感時間が生じてしまう。これは、ミューオンのような高エネルギー事象で大光量が PMT に入射した際に生じる、アフターパルスが原因である。アフターパルスは PMT などの光検出器で生じる擬似信号の一種で、加速された光電子がダイノード中の残留ガスを電離し、光電面に戻った電離イオンが新たに光電子を放出させることで生じる。原因となる残留ガスの種類によって数十 μs から最長

で数百 μs 程度までアフターパルスの放出が起こる。

一方で、ミュオン事象後にはオーバーシュートも問題となる。オーバーシュートとは PMT 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。オーバーシュートは最大で 2ms 程度継続する。

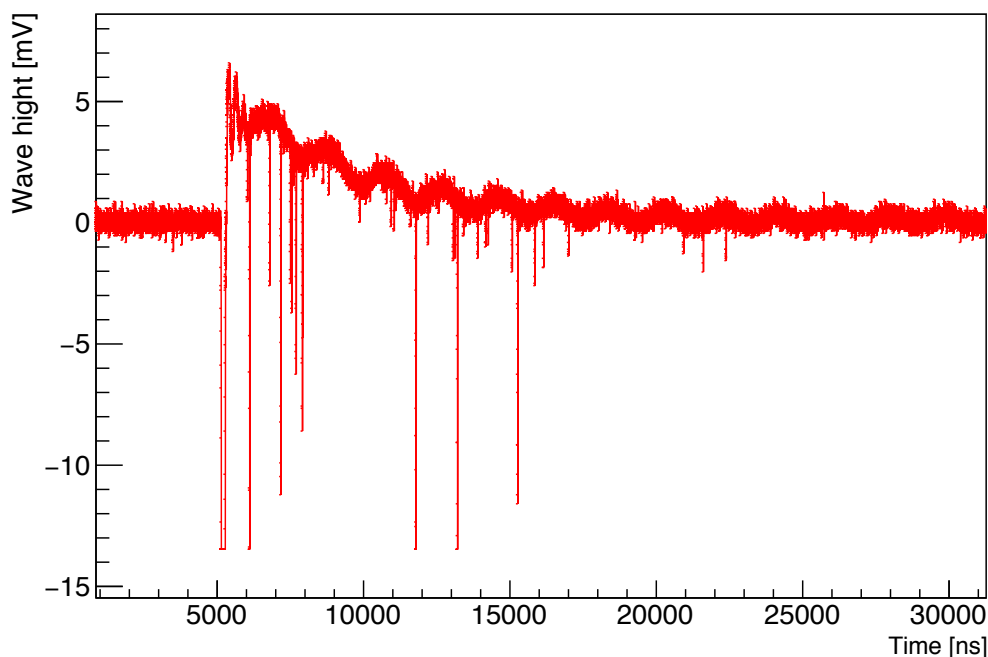


図 3.7: PMT のオーバーシュートおよびアフターパルス

アフターパルスによる擬似信号の多発、およびオーバーシュートという二つの現象により、KamFEE ではミュオン侵入直後の正確な物理事象の観測が難しくなっている。KamLAND は地下 1000m に位置するため、検出器内への宇宙線ミュオンの侵入レートは 0.3Hz 程度に抑えられているものの、後述する理由により、ミュオン直後に生じる中性子捕獲事象の測定が不可欠となったため、この不感時間を減らすことが課題となった。

3.5.2 MoGURA

ミュオン事象後の不感時間の削減のために新しく導入された電子回路が MOGURA (Module for General-Use Rapid Application) である。MoGURA は Flash-Analog to Digital Converter (FADC) を用いることで高速のデジタル化を可能としている。さらにアフターパルスやオーバーシュートの存在下でも安定したデータ収集を可能とするために以下のような特徴を有している。

● BLR(ベースライン安定化回路)

BLR はダイオードを用いることで、アナログ的にベースラインに対する正電圧を差し引く回路である。KamLAND では、KamFEE 及び MoGURA への信号分岐後、MoGURA へ送られる前に BLR を経由する。これによりオーバーシュートが軽減される。

● Addaptive トリガー

Addaptive トリガーは中性子捕獲事象に特化したトリガーで、ミューオン事象から $1000\mu\text{s}$ の間発行される。通常の物理事象に対するトリガーは、KamFEE と同様にヒットした PMT の総和 (MoGURA では N_{hit} と呼ぶ) に対して閾値をかけるのに対し、Addaptive トリガーでは PMT の総ヒット数のベースラインからの差に対して閾値をかける。これにより、物理事象とアフターパルスを判別する。

MoGURA にも幅広いダイナミックレンジを持たせるため、FBE と同様に複数のゲインを有している (表 3.5)。ただし、MoGURA は ADC を用いてデジタル化がなされる。P ゲインでは

表 3.5: MoGURA のゲイン

ゲインチャンネル	P ゲイン	H ゲイン	M ゲイン	L ゲイン
分解能	0.1 mV	0.5 mV	5 mV	50 mV
入力換算電圧範囲	+5 mV ~ -20 mV	+25 mV ~ -100 mV	+250 mV ~ -1 V	+2.5 V ~ -10 V
増幅率	20 倍	24 倍	2.4 倍	0.24 倍

FADC を、H,M,L ゲインでは ADC を用いたデジタル化を行う。

MoGURA は、デジタル化に使用する FADC の生産が終了した関係で十分な数を用意することができず、17 インチ PMT のみに使われている。そのため、KamLAND の解析は KamFEE で取得されたデータを用い、中性子捕獲事象についてのみ MoGURA で取得されたデータを使用する形で行われている。

3.6 KamLAND におけるニュートリノの検出原理

KamLAND におけるニュートリノ検出の主なメカニズムは、PMT によるシンチレーション光の検出であるが、ニュートリノと反ニュートリノとで異なる手法が取られる。

3.6.1 反ニュートリノ検出

反ニュートリノの検出は逆ベータ崩壊 $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ を用いた遅延同時計測に基づいて行われる。ターゲットは液体シンチレータ中のプロトンで、陽電子と中性子を放出する。陽電子は数

ns で周囲の電子と対消滅を起こすのに対し、中性子は $210 \mu\text{s}$ の寿命でプロトンに捕獲され、 2.2 MeV の γ 線を放出する。よって、陽電子の対消滅による 1.02 MeV と陽電子の運動エネルギーと

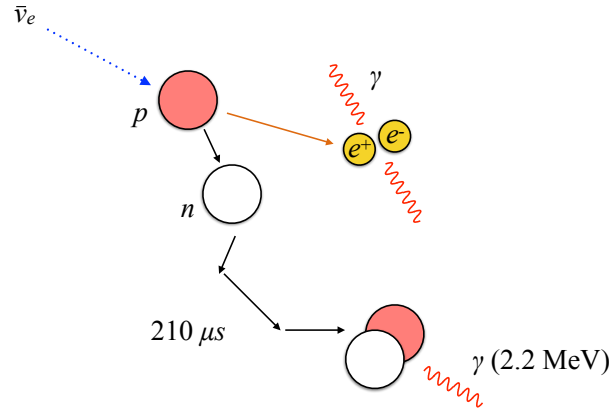


図 3.8: 遅延同時計測による反ニュートリノ検出のイメージ

の和が先発信号に、中性子捕獲による 2.2 MeV の γ 線が後発信号になる。陽電子の運動エネルギー T_{e^+} は

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = T_{e^+} + m_e + M_n + T_n \quad (3.1)$$

によって決まるから、先発信号のエネルギーは

$$\begin{aligned} E_{\text{prompt}} &= 2m_e + T_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} + M_p + m_e - T_{e^+} - M_n - T_n \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - T_n - 0.783 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。反ニュートリノの検出は遅延同時計測を用いて行うため、大幅なバックグラウンドの削減を行うことができる。KamLAND では原子炉ニュートリノの検出や地球ニュートリノの検出が主な対象である。

3.6.2 ニュートリノ検出

ニュートリノの検出は次式で表される電子散乱の計測によって行う。

$$\nu_l + e^- \rightarrow \nu_l + e^- \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (3.3)$$

この反応はニュートリノの中性カレントおよび荷電カレントによって生じる反応である。中性カレントの反応は電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの全てが起こすが、荷電カレントは電子ニュートリノのみが起こすため反応断面積は電子ニュートリノが最も大きい。ニュートリノの検出は反応閾値が存在しないため低エネルギーの事象も検出できるが、一方で遅延同時計測によるバックグラウンドとの識別はできない。よって、ニュートリノの検出は得られたエ

エネルギースペクトルから背景事象を取り除くことで行われる。KamLAND では太陽ニュートリノの検出が主な対象である。

3.7 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen(KamLAND Zero-neutrino double beta decay search) とは、KamLAND 検出器を用いた ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。東北大学ニュートリノ科学研究センターが中心となり、これまでに KamLAND-Zen 400 で世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を行った。さらに、間もなく ^{136}Xe を増量した KamLAND-Zen 800 が開始される予定である。

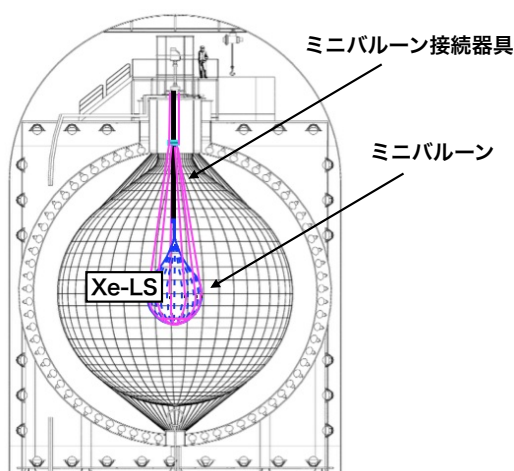


図 3.9: KamLAND-Zen 実験の模式図

3.7.1 ミニバルーン

KamLAND-Zen 実験を行うにあたって、キセノンを溶かし込んだ液体シンチレータをナイロン製のバルーン (ミニバルーン) を入れ、KamLAND 内にインストールする (図 3.9)。ミニバルーンは光透過率、液体シンチレータへの溶け出し、放射性不純物の含有量等の特徴を考慮し選ばれた、厚さ $25\mu\text{m}$ のナイロンフィルムを熱溶着することで作成される。作成は、KamLAND の極低バックグラウンドを維持するために、クリーンルーム内で行われる。インストールに当たっては、ミニバルーンが KamLAND 検出器の中央に位置するように涙型の本体とは別に接続部分が必要になる。放射性不純物含有量を考慮すると、ミニバルーンと同じナイロンフィルムで接続部分を作ることが理想的であるが、制作や運搬の困難さの回避や強度の観点から商業用のナイロンフレキシブルチューブを用いている。

3.7.2 キセノン含有シンチレータ

キセノンは遠心分離法により、 ^{136}Xe を $90.77 \pm 0.08\%$ まで濃縮し、液体シンチレータに溶かし込まれる (キセノン液シン; Xe-LS)。Xe-LS ではキセノンによる消光作用により発光量が落ちてしまうため KamLAND-LS よりも PPO を多く用いている。また PPO 濃度の違いやキセノンによって密度が大きくなり、ミニバルーンへ負担がかかることを防ぐため、ドデカンよりも軽いデカンを用いている。 $0\nu\beta\beta$ 探索に当たってキセノンを使うことにはいくつかのメリットがある。一つ

表 3.6: Xe-LS の組成

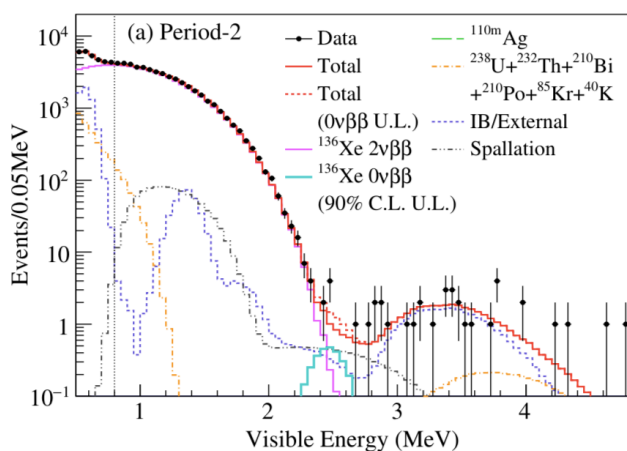
成分	化学式	構成比 (体積比)
デカン (N10)	$\text{C}_{10}\text{H}_{22}$	82.3%
プソイドクメン	C_9H_{12}	17.7%
PPO	$\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$	2.7 g/L
Xe	-	-

は、二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe の天然存在比が高く濃縮手法が確立していることである。これにより、比較的安価に大量の二重ベータ崩壊核を入手することができる。KamLAND 検出器を考慮すると、キセノンが液体シンチレータに容易に溶解し、着色などの支障をきたさないことも重要である。さらに、 $2\nu\beta\beta$ の寿命が長いこと、固体検出器に比べエネルギー分解能が低いというデメリットを持つ液体シンチレータ検出器には最適である。

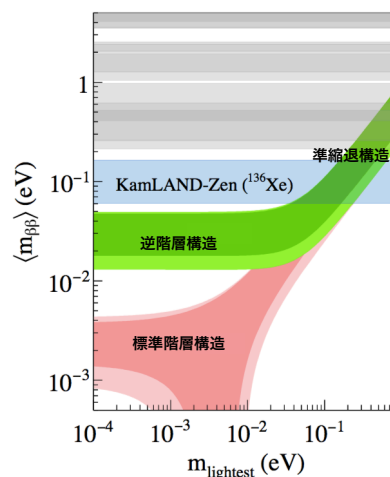
3.7.3 KamLAND-Zen 400

2011 年 10 月より濃縮キセノンを約 400kg 使った KamLAND-Zen 400 第一フェーズのデータ取得を開始した。第一フェーズでは ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の Q 値 (2.458 MeV) 付近にピークが確認されたものの、 ^{110m}Ag の β^- 崩壊 ($\tau = 360$ 日, $Q = 3.01$ MeV) によるバックグラウンドであることが判明したため、液体シンチレータの入れ換え、および蒸留と液液抽出による純化が行われた。 ^{110m}Ag は自然界に存在しない。 ^{110m}Ag の混入源としては、空搬された濃縮キセノンガスが上空で宇宙線により原子核破碎を起こし生成された可能性や、ミニバルーン接続用のフレキシブルチューブが、福島第一原発事故で拡散した降灰により、表面汚染された可能性が指摘されている。そこでキセノンの蒸留純化も行い、2013 年の 11 月から第二フェーズが開始された。KamLAND-Zen 400 で得られた結果を図 3.10 に示す。

第一フェーズ (ライブタイム 213.4 日) および第二フェーズ (ライブタイム 534.5 日) を組み合わせることにより、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して、 $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$ yr (90% C.L.) という世界で最も厳しい制限を与えた [19]。これはマヨラナ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165$ meV に対応し (値が幅を持つのは核行列要素の理論計算のモデル依存性による)、ニュートリノがマヨラナ粒子で



(a) 第二フェーズで得られたエネルギースペクトル



(b) マヨラナ有効質量への制限

図 3.10: KamLAND-Zen 400 の結果

あった場合、質量縮退構造を大きく制限するものである。

3.7.4 KamLAND-Zen 800

2015 年の春より、濃縮キセノンガス 800kg を使用する KamLAND-Zen 800 のためのミニバルーン作成が開始された。KamLAND-Zen 400 において、ミニバルーン表面に付着した埃中の ^{238}U に由来する ^{214}Bi がバックグラウンドになっていたため、東北大学西澤潤一記念センターのクリーンルーム (クラス 1 以下) で、埃などによる汚染を極力減らすよう作成が行われた。一度、2016 年に新しいミニバルーンが KamLAND 内に導入されたが、液体シンチレータのリークが疑われたためキセノンを導入することなく取り出し作業が行われた。取り出したミニバルーンからは実際にホールの存在が確認されたため、熱溶着時のパラメータの最適化などによる強度の向上を取り入れ、再度新たなミニバルーンが作成された。加えて、ミニバルーン接続管の表面汚染によるバックグラウンド増加を予防するため、有機溶媒を用いた新しい洗浄法も導入された。2018 年 5 月に 2 つ目の新ミニバルーンが KamLAND 内に導入され、ミニバルーンおよびバルーン接続管の放射性不純物はおおよそ 1/3 倍まで減少したことが確かめられた。さらに、カメラを用いた視覚的観察や ^{210}Po の α 崩壊に基づいたバルーン半径の再構成から、ミニバルーンからのリークの有無の調査も行い、現在のところ有意なリークはみつかっていない。



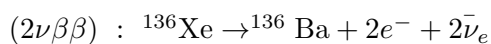
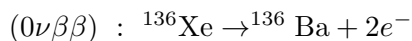
図 3.11: バルーン作成の様子。左図のように、熱溶着によりナイロンフィルムどうしを接着し、ミニバルーン作成を行った。溶着したラインからリークがないかを確認するため、ヘリウムを用いたリークチェックも行った。

3.7.5 Zen 実験におけるバックグラウンド

図 3.10a を見ると、 $0\nu\beta\beta$ 周辺にエネルギー分布を有するバックグラウンドとして $2\nu\beta\beta$, 宇宙線ミューオンによる原子核破碎の生成物 (Spallation), バルーン上の原子核崩壊や主に PMT に由来しバルーン外から侵入する γ 線 (IB/External) が存在していることがわかる。これらの中でも特に $0\nu\beta\beta$ とスペクトルが重なっているバックグラウンド事象には次のものがある。

● ^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$

二重ベータ崩壊は以下のように二つの電子放出を伴う。



KamLAND で二重ベータ崩壊をとらえる場合、これらの電子が液体シンチレータに放出するエネルギーが測定される。二重ベータ崩壊がニュートリノの放出を伴う場合、反電子ニュートリノがエネルギーを持ち去るため、電子のエネルギーは低エネルギー側に偏る。一方で、ニュートリノを伴わない場合には電子のエネルギーは二重ベータ崩壊の Q 値に一意に定まる。故に、理想的には $0\nu\beta\beta$ のスペクトルは $2\nu\beta\beta$ のスペクトルの裾に立つ線スペクトルとして現れる。しかし、現実の検出器ではエネルギー分解能が有限であることから、スペクトルが広がりを持つため、図 3.12 に示すように、 $2\nu\beta\beta$ のスペクトルと $0\nu\beta\beta$ のスペクトルに重なりが生じ、 $2\nu\beta\beta$ が $0\nu\beta\beta$ 測定のバックグラウンドになってしまう。このバックグラウンドを低減するためには検出器のエネルギー

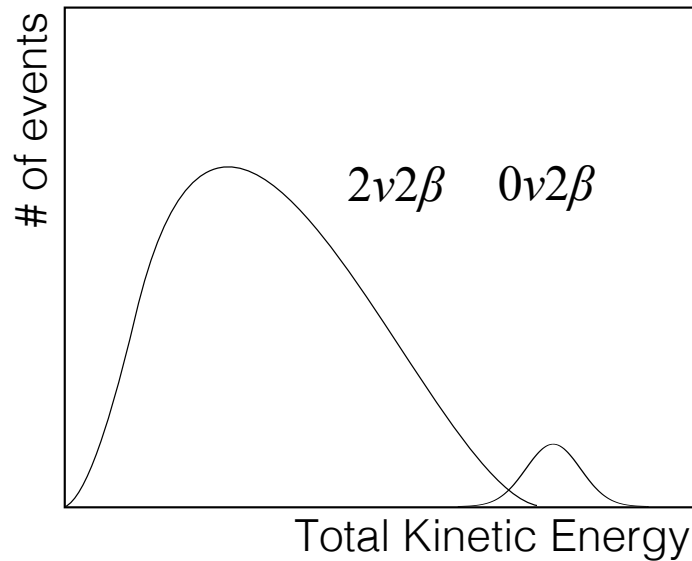


図 3.12: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルイメージ

分解能を改善する必要があり、後述する KamLAND2-Zen が計画されている。

● Xe-LS 用ミニバルーンの表面で起きる ^{214}Bi の β^- 崩壊

^{214}Bi は ^{238}U 系列の崩壊娘核で、 ^{214}Po に β^- 崩壊 ($\tau = 19.9$ 分, $Q = 3.27$ MeV) する。この時のエネルギースペクトルが $0\nu\beta\beta$ のスペクトル領域と重なるためバックグラウンドになり得る。KamLAND では $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ の連続崩壊事象 (^{214}Po : α 崩壊, $\tau = 164 \mu\text{s}$, $Q = 7.83$ MeV) を遅延同時計測することで ^{214}Bi 事象を識別している。このタギング法は、液体シンチレータ中の ^{214}Bi を $(99.95 \pm 0.01)\%$ タギングできるが [19]、一方で、バルーン付近で生じた崩壊では、 ^{214}Po から出る α 粒子のエネルギーが、バルーン通過時に吸収されてしまうため検出が難しく、遅延同時計測の効率が低くなる。そのため、バルーン付近に存在する ^{214}Bi はタギングの効率が落ちてしまい、KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンドとして残ってしまう。なお、KamLAND-Zen 400 では ^{214}Bi の存在を考慮して、解析の有効体積をミニバルーン半径 1.5m のうち半径 1.35m 以内に制限していた。そのため ^{214}Bi の低減は有効体積の増加にもつながる。

●宇宙線ミュオンの原子核破碎で生じる ^{10}C

高エネルギーの宇宙線ミュオンが液体シンチレータを通過する際、液体シンチレータの主構成要素である ^{12}C の原子核を破碎し、 ^{10}C を生成することがある。KamLAND の液体シンチレータではこの現象が、 21.1 ± 1.8 events/day/kton のレートで生じている。 ^{10}C は β^+ 崩壊 ($\tau = 27.8$ 秒, $Q = 3.65$ MeV) し、これが $0\nu\beta\beta$ のバックグラウンドになる。ほとんどの ^{10}C は図 3.13a のように、中性子の放出を伴って生成されるため、飛来したミュオン、液体シンチレータ中のプロトンによる中性子捕獲、 ^{10}C の崩壊の遅延同時計測でタグすることができる。この手法によるタグ

効率は $64 \pm 4\%$ で、前もって見積もられた値より少ない。これは、中性子の検出効率が低いことによると考えられている。なお、 ^{10}C の新しいタグ方法として、シャワータグと呼ばれる方法が

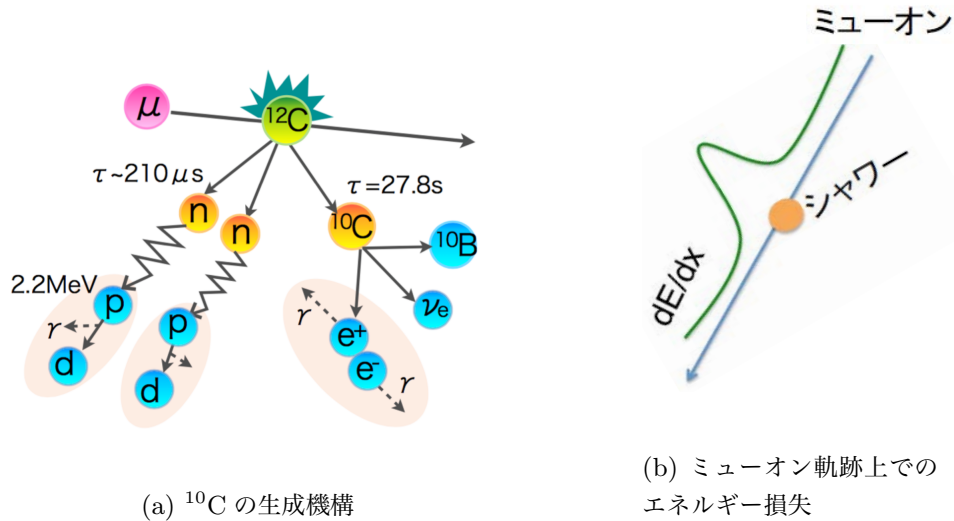


図 3.13: ^{10}C のタグging

提案されている [16]。シャワータグでは、図 3.13b に示すようなミューオンの軌跡上でのエネルギー損失 dE/dX を評価する。原子核破砕が起きた地点では、より多くのエネルギーが損失するため、 dE/dX が大きくなる点を探すことで原子核破砕の起きた位置を特定できる。ただし、この方法ではデッドタイムが長くなってしまふ。現在のパラメータでこの手法を用いるとデッドタイムが 14.3% になると予想されている。一方で、中性子の検出なくタグが行えることがメリットである。

3.8 将来計画 KamLAND2-Zen

3.8.1 KamLAND2-Zen に向けた検出器アップグレード

KamLAND-Zen 実験により、世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を行い、 ^{136}Xe における $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して最も厳しい制限を与えることができた。しかし、逆階層構造の探索を達成するためには更なる感度向上が要求される。これを ^{136}Xe の増量や実験期間の長期化のみで実現するのは難しく、 $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドの低減が必須である。 $2\nu\beta\beta$ によるバックグラウンドを減らすためには、検出器のエネルギー分解能の向上が必要であった。そこで計画されているのが KamLAND2-Zen である。この実験では KamLAND 検出器の改良を行い (KamLAND2)、集光量を KamLAND の 5 倍まで増やすことで、エネルギー分解能の向上および $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドの低減を図る。以下に、KamLAND2-Zen に向けたアップグレードをまとめる。

●高量子効率 PMT(HQE-PMT) の使用

PMT の光電面に入射した光子は必ず信号に変換されるわけではない。光電面に入射した光子の、光電子への変換率を表す量が量子効率 η で、 $\eta = (\text{出力光電子数}) / (\text{入力光子数})$ によって定義される。量子効率が高い PMT を用いれば、同じ入射光量に対して信号の大きさや検出率が高くなるためエネルギー分解能に有利になる。そこで、KamLAND2 では量子効率を大幅に改善した高量子効率 PMT(High Quantum efficiency-PMT;HQE-PMT) を使用することを計画している。現在の最も有力な候補が浜松ホトニクス製の R12860 HQE である。量子効率が 1.5 倍改善されることに加え、光電面のうち、使用可能な部分の面積も増加する。トータルでの集光量は 1.9 倍になると見込まれている。

●大発光量液体シンチレータ

同じエネルギー事象における LS 自身の発光量を増やすため、溶媒としてリニアアルキルベンゼン (Linear Alkyl Benzene;LAB) を用いる。発光量の増加に加え、透過率もよくなり、全体として 1.4 倍程度の集光量改善が見込まれる。

●集光ミラーの使用

KamLAND 検出器における PMT の光電面被覆率は約 34% である。そこで、PMT に集光用のミラーを取り付けることで、実質的な光電面被覆率を向上させる。ウィンストーンコーン型のミラーを採用することで、集光量を 1.8 倍に増やすことを目標としている。

以上のアップグレードによって、二重ベータ崩壊の Q 値付近でのエネルギー分解能を 4.2%(RMS) から約 2%(RMS) まで改善し、 $2\nu\beta\beta$ のバックグラウンドをおよそ 10 分の 1 以下にまで減らすことを目指す。その結果、KamLAND2-Zen ではキセノン 1000 kg を用いた 5 年間の測定で、マヨラナ有効質量 16.7 – 45.1meV の到達感度が見込まれる [24]。

3.8.2 その他の改良

●シンチレーションバルーン

KamLAND-Zen ではバルーン表面付近での α 崩壊で放出された α 粒子が、バルーンでエネルギーを失い、検出が難しくなるため ^{214}Bi のタギングが難しくなっていた。そこで、バルーン自体をシンチレーション発光する素材で作成することで、バルーン表面で起きる α 崩壊を検出することが計画されている。素材としてポリエチレンナフタレート (Polyethylene Naphtalate;PEN) を用いることで、発光量が要求値を満たすシンチレーションバルーンを作成可能であるとわかっている。シンチレーションバルーンによって ^{214}Bi バックグラウンドを 99.7% 除去できると見込まれている [26]。

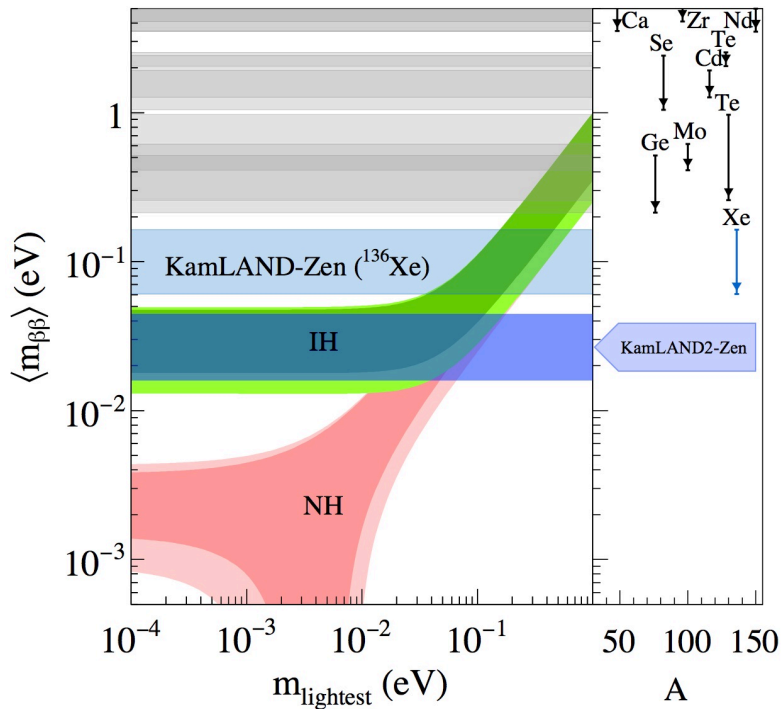


図 3.14: KamLAND2-Zen での到達感度目標 [24]

●新規データ収集回路 MoGURA2 の導入

KamLAND2-Zen では、後述する理由により、 ^{10}C のタギング効率が悪化する可能性が指摘されている。そこで、新しいデータ収集回路を導入することでタギング効率を改善することが計画されている。このデータ収集回路は MoGURA2 と呼ばれる MoGURA の改良版である。主な改良点は以下の通りである。

● BLR の撤廃と微分ヒット判定

MoGURA ではオーバーシュートの低減のために BLR を導入したが、同時に BLR がノイズの原因になってしまった。ノイズが大きいとヒット判定閾値を高くする必要があるため、可能な限りノイズを減らす必要がある。そこで、MoGURA2 では BLR は撤廃する。代わりに微分ヒット判定を導入することでオーバーシュート中のヒット判定を可能にする。微分ヒット判定は、ヒット判定の閾値を波高ではなく、波形の微分値 (厳密には差分値) に対してかける。これにより、ベースラインがシフトしていてもヒット判定が可能になる。微分ヒットのイメージ図を図 3.15 に示す。

● 回路のシンプル化

MoGURA ではゲインが 4 種類あることで、ADC のチップ数が多くなってしまった。MoGURA2 ではゲインを P ゲインおよび L ゲインの 2 種類に減らし、L ゲインに 16bit 2

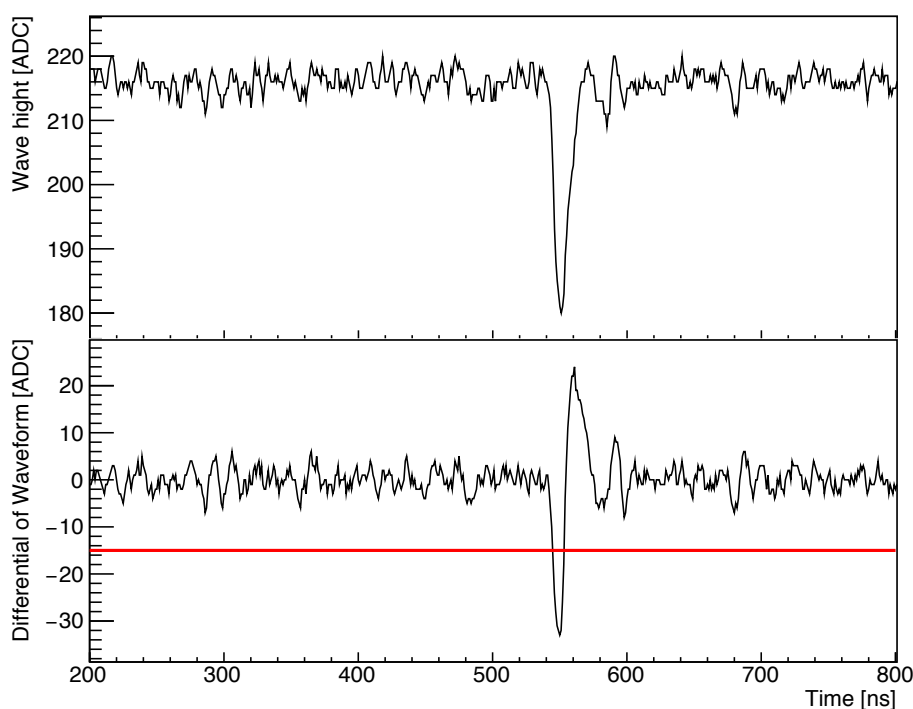


図 3.15: 微分ヒット判定。上がもともとの PMT 波形、下がその微分値。赤線で示すように、微分値に対して閾値をかけてヒット判定を行うことで、ベースラインがシフトしていてもヒット判定が可能となる。

チャンネルの ADC を用いることで、2 チャンネルにつき 2 枚の ADC チップで 1 p.e. レベルからミュオンレベルまでデータ取得を行う。これにより、量産が可能になる他、回路からの発熱で実験室温度が上昇することを抑える効果も見込まれる。

- メモリの拡張

データ取得のトリガーが発行されると各チャンネルのデータは FPGA 内部のメモリ (First In, First Out メモリ; FIFO メモリ) に保存される。MoGURA ではこのメモリに保存することのできる波形が $10 \mu\text{s}$ であったが、MoGURA2 では $320 \mu\text{s}$ の波形を保存することのできるメモリに拡張する。メモリの拡張と後述する新しいトリガースキームによって、ミュオン後のハイレートトリガーの問題は大きく改善される予定である。

MoGURA2 の性能値を表 3.7 に示す [20]。

表 3.7: MoGURA2 の性能表

ゲイン	P ゲイン	L ゲイン
サンプリングレート	1GSPS	250MSPS
FADC	ADC08D1020	ADS42LB69
増幅率	40 倍	0.2 倍
分解能	0.1 mV	0.2 mV
取得可能範囲	+5 mV - -20 mV	+0.5 V - -12 V

●オーバーシュート対策ブリーダー回路

MoGURA2 での微分ヒット判定導入によりベースラインシフト中でもヒット判定は可能になるが、 10^4 p.e. を超えるような大光量イベントでは、ベースラインが 10 mV 以上シフトし、MoGURA2 の P ゲインでデータ取得可能な範囲に収まらない可能性がある。そこで、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 3.16 に現在 R12860 HQE に取り付け予定のブリーダー回路の回路図を、図 3.17 に新しく開発された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えていない。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 [20]。

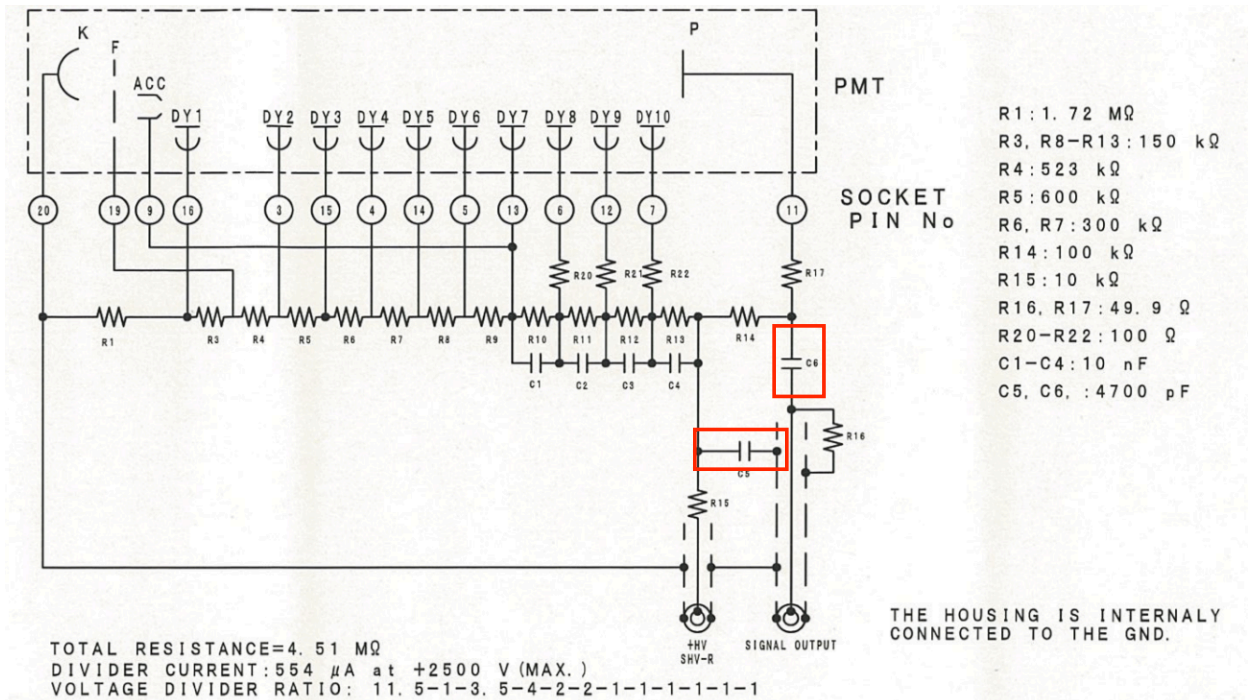


図 3.16: 改良前の HQE-PMT 用ブリーダー回路

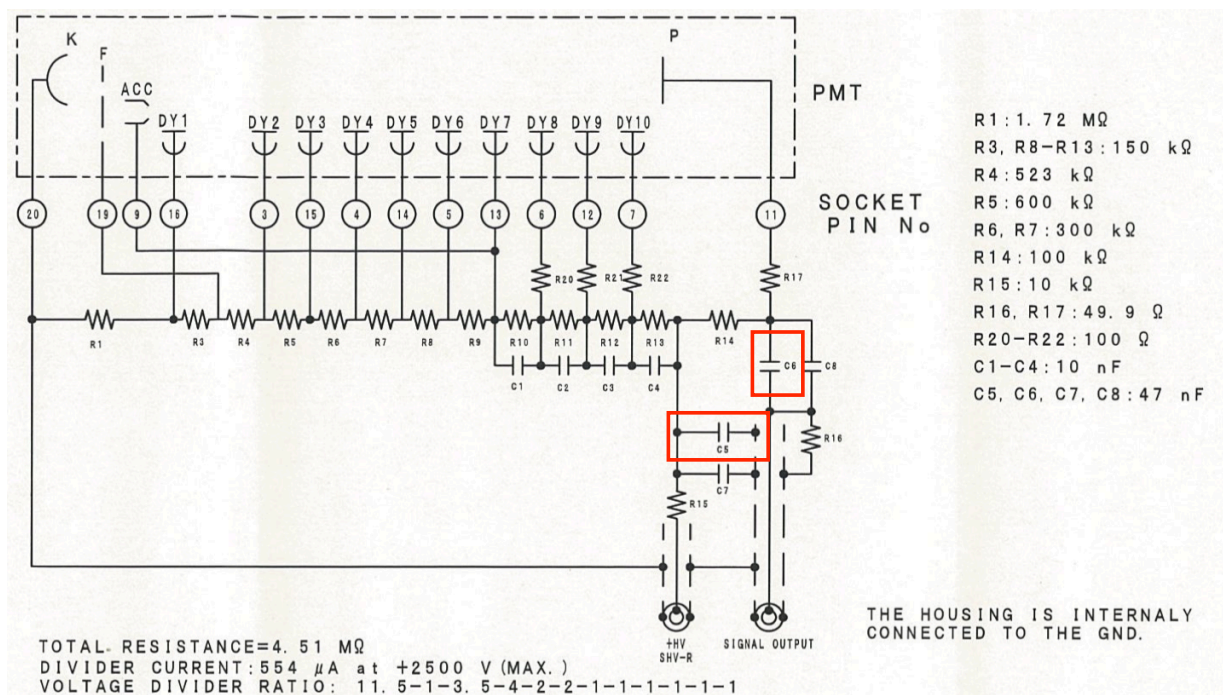


図 3.17: 改良後の HQE-PMT 用ブリーダー回路。C₅, C₆ の静電容量が 4700 pF から 47 nF に変更されている。これにより、電荷放出の時定数が実質的に大きくなるためオーバーシュートによるベースラインのシフトを小さくすることができる。

第 4 章

大光量下における ^{10}C のタグ効率

KamLAND2-Zen ではエネルギー分解能の改善のために、検出器改良を行うことで集光量を増加させる。しかし、集光量の増加は KamLAND-Zen で主たるバックグラウンドの一つであった ^{10}C のタグ効率を下げってしまう可能性がある。そこで、ハードウェアの改良によりアフターパルスの影響を減らすことを計画している。

4.1 光量増加による ^{10}C バックグラウンド除去への影響

KamLAND-Zen での中性子タグによる ^{10}C の除去効率は 64% に留まっており [18]、当初見積もられていた値 (90%) よりも低い [17]。これは、ミューオン事象での大光量入射により、中性子捕獲事象の精密な測定が難しくなっていることによる。図 4.1 は ^{10}C とタグ付けられた KamLAND 液体シンチレータ中の中性子について、ミューオンとの時間差 ΔT をヒストグラムにしたものである。理想的には、検出される中性子数は、赤線で示した中性子捕獲の寿命 $\tau = 210 \mu\text{s}$ に依る指数関数に従うのに対し、実際には、ミューオン事象後 $400 \mu\text{s}$ 程度までの検出数が理想よりも少なくなっていることがわかる。

最も寄与の大きい理由が、ミューオン事象での大光量入射直後から現れるハイレートのアフターパルスである。図 4.2 に、KamLAND で ^{10}C とタグ付けされたミューオン事象において、PMT 一つあたりが出す信号の大きさのヒストグラムを示す。この図から、PMT の信号の大きさが典型的には数千 p.e. であること、さらに、大きいものでは 10000 p.e. を超えることが確認できる。しかも、この入射光量の領域では PMT の信号は線型性を保っていないため実際の入射光量はさらに多い。アフターパルスの原因は加速電子によって電離されたイオンであるから、入射光量が増えるほど高いレートでアフターパルスが生じる。遅延同時計測による ^{10}C の識別のためには、ミューオン後に生じた中性子捕獲事象を検出する必要があるが、このような大光量入射後はハイレートのアフターパルスが、数十 μs 程度継続し、トリガーが連続的に発行され続けてしまう。すると、データ収集回路から PC へのデータ転送が間に合わず、データ収集回路のバッファがフルになってしまい、それ以上データを記録することができなくなる。そのため、中性子捕獲事象由来の PMT 信号が得られず、 ^{10}C のタギングに用いることもできない。

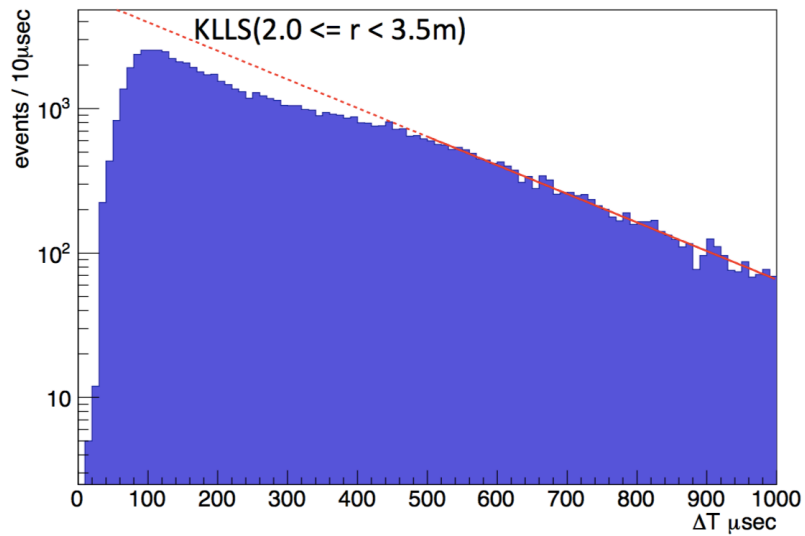


図 4.1: ^{10}C とタグ付けされたミュオン事象後の中性子イベントの数 [16]。縦軸が検出された中性子事象の数、横軸がミュオン事象からの時間差である。理想的には赤線で示された、中性子捕獲の寿命に従って検出される事象数は減っていくはずだが、約 400 μs まではそれよりも検出数が少ない。

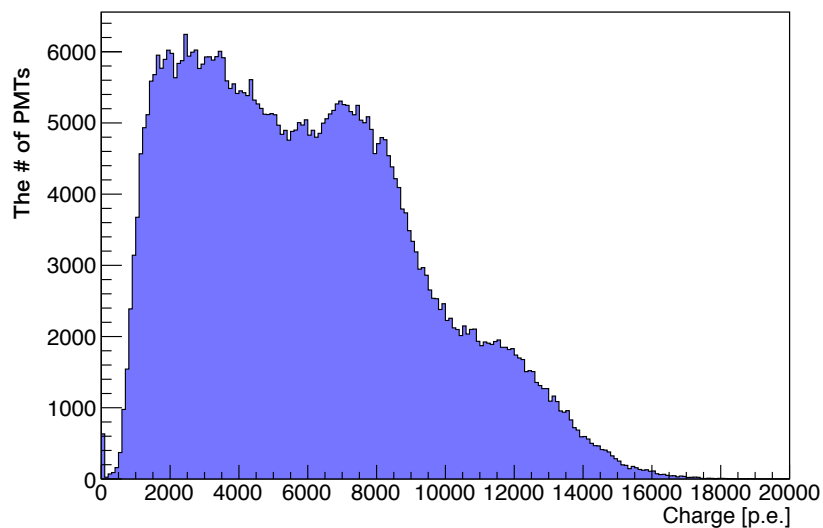


図 4.2: ^{10}C とタグ付けされたミュオン事象における PMT の信号の大きさ

KamLAND2では、収集光量をKamLANDの5倍にする事を目指している。集光量の増加はエネルギー分解能を改善させるため、 $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドを減らす事ができるが、光量の増加によって、ミュオン事象後に生じるPMTのアフターパルスも増加するため、アフターパルスによってかかるトリガーが増え、中性子の検出が難しくなる。さらにアフターパルスが増加すれば、仮に中性子に対してトリガーがかかったとしても取得した波形中の擬似信号が多すぎるためうまく事象の再構成ができない可能性がある。これらの理由によって中性子の検出効率が下がると、遅延同時計測による ^{10}C のタグ効率は今以上に低くなってしまう。

大光量の入射に対して信号が飽和する可能性も考慮する必要がある。光量が5倍になることを考慮するとKamLAND2で高エネルギーミュオン事象が起きた際に、PMTに入射する光電子数は10000 p.e.を上回ると考えられる。この入射光領域において使用を予定しているHQE-PMTの信号が飽和しないことを確認した先行研究は存在しない。もし仮に、信号が飽和してしまった場合、単位距離あたりのエネルギー損失 dE/dX を評価するシャワータグができなくなってしまう。

4.2 ^{10}C 除去効率低下への対策

これらの点を踏まえ、KamLAND2では ^{10}C 除去効率の改善のための改良も行う。中性子との遅延同時計測を用いた ^{10}C のタグ効率低下の問題は、大光量に対するPMTの性能やデータ収集のトリガーに関わるものである。よって、実験開始後の解析の工夫などで改善することは難しく、あらかじめこの問題を見越して、ハードウェア上の改良を取り込む必要がある。

4.2.1 KamLAND2-Zenのための新しいヒット判定スキーム

3.8.2章で述べたKamLAND2で用いるデータ収集回路MoGURA2には、ボードヒット判定という、ミュオン事象後に行われる新しいヒット判定スキームを実装することが提案されている。本節ではボードヒット判定について紹介する。

ボードヒット判定

ボードヒット判定では以下の手順により物理事象をみつけトリガー判定を行う。

1. 各チャンネルでのヒット判定
各PMTのチャンネルについて、微分ヒット判定にもとづきヒットしたかどうかを判定する。
2. 各ボードでのヒット判定
各MoGURA2ボードでヒットしたPMTのチャンネル数が確認される。ヒットしたチャンネル数に対して閾値を設けて、ヒット数が閾値を超えていれば、そのボードについて、“ボードヒット”と判定する。ボードヒットの情報はトリガーボードに転送される。
3. ヒット判定
ボードヒットと判定されたボードの数が確認される。ボードヒットの数に対して閾値を設け

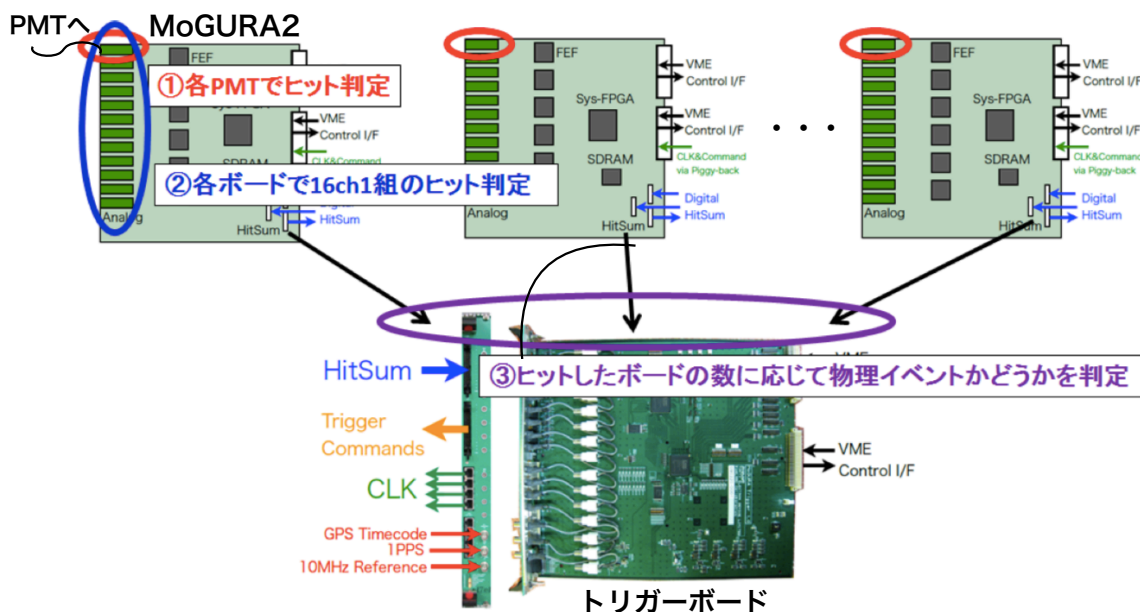


図 4.3: ボードヒット判定の概念図。[20] をもとに作成。初めに各 PMT のチャンネルでヒット判定が行われる。もし、一つのボード上でのヒット数が閾値を超えていればボードヒットと判定され、トリガーボードにボードヒットの情報が送られる。トリガーボードは、ヒットしたボードの情報を取りまとめ、その数が閾値を超えていれば物理事象を検出したとみなし、データ取得のトリガーを各ボードに送る。

て、ボードヒット数が閾値を超えていれば、物理事象が検出されたとみなし、ヒット判定が出される。トリガーボードが波形のデジタル化を指示する。

このスキームにおける重要な点は、各ボードでのヒット判定を行うことで、ローカルヒット判定が可能になる点である。物理事象はある特定の時刻に起きるのに対し、アフターパルスはランダムに発生するため、タイムウインドウを狭めれば狭めるほどアフターパルスがヒット判定に与える影響は小さくなる。現在、MoGURA におけるタイムウインドウは 120 ns である。これは、KamLAND 内での PMT の配置のために、信号の検出が最も早い PMT と最も遅い PMT とではおよそ 120 ns 程度の時間差が存在するためである。Zen 実験に焦点をあて、バルーン内部のイベントのみに注目しても 40 ns 程度の時間差が生じる。したがって、全 PMT のヒット和で事象の判定を行う限り、タイムウインドウを 40 ns より狭めることはできない。

そこで、MoGURA2 では近接 PMT16 本でローカルにヒット判定を行う。近接した PMT ではイベント検出の時間差が 20 ns 程度に収まるため、タイムウインドウをより短い時間幅にすることができる。これを実行するために、各 MOGURA2 のボードに近接した 16 個の PMT を接続し、

FPGA を用いて近接した 16 PMT を一組としたヒット判定を行う計画である。ボードヒット判定を導入することで、アフターパルスにかかるトリガーが減ることと、3.8.2 章で述べた MoGURA2 のメモリの拡張を合わせると、ミューオン直後も完全な波形の取得が可能になると見込まれる。

先行研究で、PMT への適当な入射光量を仮定した上で、2 つあるゲインのうち、L ゲインを用いてボードヒット判定の評価が行われた。この評価でボードヒット判定の有効性が示されたものの、L ゲインを用いて行なった評価であるため、実装される仕様とは異なっていることや、KamLAND2 において ^{10}C を作るような高エネルギーミューオン事象を考慮した評価となっていないため、より精密な条件での評価が必要である。

4.2.2 Venetian Blind 型 PMT の使用

現在、KamLAND2 で使用する HQE-PMT として候補になっているのは R12860 HQE で、Box and Line 型 PMT である。量子効率が改善されただけでなく、KamLAND で使われている 17 インチ PMT よりも優れた時間特性を有している。さらに、Box and Line ダイノードであるから、線型性も優れていることが期待される。

一方で、別のダイノード構造の PMT を使用することが ^{10}C 除去効率を改善することにつながる可能性がある。なぜならば、PMT の特性はダイノード構造に大きく依存するため、アフターパルスのレートやタイミングが Box and Line ダイノードとは異なる可能性があるためである。レートが少ない PMT を使用すればアフターパルスの影響は減る。また、アフターパルスが増えるタイミングが異なる PMT どうしを併用すれば、検出器全体でのアフターパルスレートの最大値を下げるができる。そこで、KamLAND 外部検出器の刷新で導入された R3600 HQE に注目した。この PMT は HQE タイプの Venetian Blind 型 PMT である。表 4.1 に R12860 HQE および R3600 HQE の性能表をまとめる。ここで注意すべきことは、R3600 HQE の T.T.S や収集効

表 4.1: HQE-PMT の性能表

	R12860 HQE	R3600 HQE
ダイノード	Box and Line (10 段)	ベネチアンブラインド (13 段)
量子効率	31%($\lambda = 400\text{nm}$)	32%($\lambda = 400\text{ nm}$)
収集効率	85%	61%
電子走行時間	110 ns	90 ns
T.T.S	2.7 ns	5.8 ns
ダークレート	30 kHz	25 kHz

率 (collection efficiency; C.E.) が R12860 に比べて劣っていることである。T.T.S. が広ければ検出器の時間分解能が悪化し、C.E. が低ければ集光量が減りエネルギー分解能が悪くなるため、仮に R3600 のアフターパルス性能が R12860 に比べて優れていたとしても全ての PMT を R3600 にすれば良いというわけではない。ただし、T.T.S. に関して R12860 は 17 インチ PMT よりも、

R3600 は 20 インチ PMT よりも改善されているため、R3600 の使用割合を KamLAND における 20 インチ程度 (30%) 以下に抑えれば現在の時間分解能より悪くなることはない。従って、R3600 を使用することによる ^{10}C 除去効率の改善とエネルギー分解能の悪化による $2\nu\beta\beta$ の増加とのバランスのみを考慮する必要がある。

4.3 本研究の目的

KamLAND2-Zen における ^{10}C タグ効率の悪化の可能性を踏まえて、本研究の目的を次のように定めた。

- MoGURA2 を用いたボードヒット判定について、現実的な条件のもとで有効性を確認する。その上で KamLAND2 における中性子検出効率と ^{10}C のタグ効率を評価する。
- 現在、KamLAND2 で使用する PMT として候補となっている R12860 HQE (Box and Line 型 PMT) に加え、R3600 HQE (Venetian Blind 型 PMT) を全体の 30% 使用することで、中性子の検出効率および ^{10}C のタグ効率を改善できるか検証する。

そのために必要なことを以下にまとめる。

1. HQE-PMT の大光量下での性能評価

KamLAND2 では、高エネルギーミューオン事象の際に 1 つの PMT に入射する光量は 10000 p.e. を超えると考えられる。新しく Venetian Blind 型 PMT を導入する場合には、このような大光量下における信号の不飽和性とアフターパルスレートの検証は重要である。ミューオン事象で信号が飽和してしまえば、 ^{10}C のシャワータグができず、また、Venetian Blind 型 PMT のアフターパルスレートが Box and Line に比べて低くなければ、そもそも Venetian Blind 型 PMT を導入する必要がないからである。なお、不飽和性の検証はシャワータグに関わるため Box and Line 型 PMT にでも必要である。

2. KamLAND2 で高エネルギーミューオン事象が生じた際に、PMT へ入射する光量の推定。

KamLAND において高エネルギー事象が起きた際に、実際に PMT へ入射した光量を測定することは簡単ではない。何故ならば、大光量が入射すると、PMT の信号は入射光量に対して線型でなくなるからである。この時、測定結果として得られる PMT 信号の電荷量 (以下ではこれを visible charge と呼ぶ) は、実際に PMT に入射した光量に対応する電荷量よりも小さい。しかし、PMT のアフターパルスレートは入射光量に大きく依存するため、ボードヒット判定や ^{10}C のタグ効率の正確な評価のためには KamLAND2 で PMT に入射する光量を把握する必要がある。

3. 中性子検出効率の評価

ボードヒット判定を想定して中性子の検出効率の評価を行う。評価は

- ・先行研究で最適化されたパラメータで中性子事象に対してトリガーがかかるか。
- ・得られた波形データから事象再構成ができるか。

の二つの観点を考慮して行う。

4.4 測定条件

4.3を踏まえて、本章以降では二つのHQE-PMT、R12860 HQE(Box and Line型PMT)およびR3600 HQE(Venetian Blind型PMT)を用いて行った測定に関して述べる。PMTの性能や性質には測定条件に大きく依存する部分があるため、本章で、以降で述べる測定での測定条件をまとめる。

ブリーダー回路

R12860には3.8.2章で言及したオーバーシュート対策型ブリーダー回路を取り付けた。しかし、外部検出器用のPMTとして用意されたR3600は、防水加工としてブリーダー回路がPMTに取り付けられた状態でアセンブリされており、ブリーダーの付け替えが困難である。そこで、必要に応じてBLRを使用することでオーバーシュートを抑えて測定を行った。

磁場補償コイル

3.4章でも述べたように、PMTの性能は磁場依存性を持つ。そこで、本測定を行うにあたってはPMTを入れる暗箱の周囲に磁場補償コイルを設置することで地磁気のキャンセリングを行った(図4.4)。磁場補償コイルにより、PMTにかかる磁場の大きさは10 mG以下に抑えられることが確認されている[22]。

データ測定用エレクトロニクス

本研究のデータ取得ではオシロスコープおよびMoGURA2による波形取得を行った。長時間の波形取得を行うためには、高性能FADCを搭載したMoGURA2テストボード(MoGURA2のプロトタイプ)のPゲインを用いた。また、PMTへ大光量を入射した際の信号の測定には、Lecroy社製のオシロスコープWaveSurfer 44Mxs-Bを1 nsサンプリングで用いた。

印加電圧

PMTに印加する電圧は、現在のKamLANDで使用されているPMTのゲインに合わせ、PMT内部での増幅率が 1×10^7 になるように設定した。ただし、Box and Lineに関してはブリーダー回路の終端が50 Ωになっている関係で、出力される信号の大きさは実際の増幅率の半分になっている。設定した電圧におけるHQE-PMTの1 p.e.信号を図4.5に示す。

微分ヒット判定の閾値

ボードヒット判定で微分ヒット判定を行う際に、数p.e.信号のような小さい信号を逃すことのないよう、適切な閾値を定める必要がある。そこで、ピコ秒レーザー(浜松ホトニクス社製PLP-10

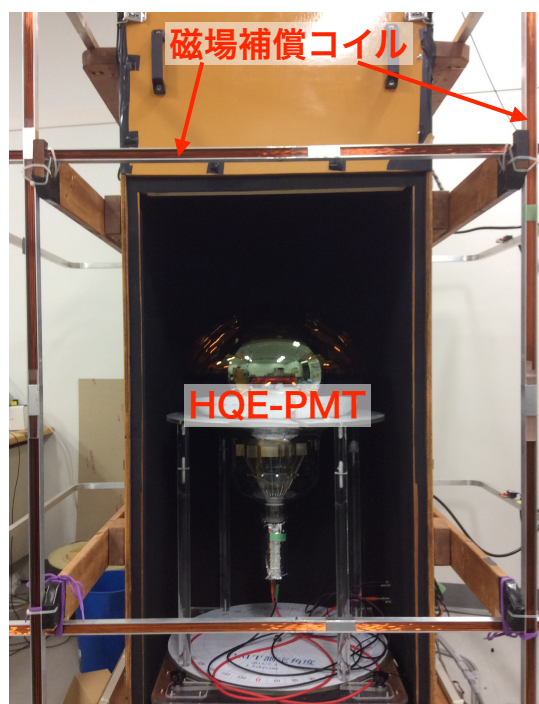


図 4.4: 磁場補償コイル

405 nm) を用いて HQE-PMT に 1 p.e. 相当光を入射して、その際の波高 (ピーク) と微分の最大値の関係を調べた。図 4.6 にその結果を示す。ただし、PMT の時間分解能の違いを考慮して、Box and Line 型 PMT では $dt = 8$ ns, Venetian Blind 型 PMT では $dt = 12$ ns として微分を行った。また、Venetian Blind PMT の場合、後の測定で BLR を使用する必要があるため、BLR を用いた場合についても測定した。その結果が図 4.7 である。その上で、1 p.e. 信号を逃す確率および誤ってヒット判定をしてしまう確率を考慮し、本研究におけるそれぞれの微分ヒット閾値を表 4.2 に示す値とした。BLR を用いる場合、BLR のノイズが大きいため、1 p.e. 信号とノイズを分離するた

表 4.2: 設定した微分ヒット判定の閾値

	閾値	1 p.e. 信号を逃す確率	誤ヒットの確率
Box and Line	12 ADC/8 ns	6.89%	0.128%/1000 ns
Venetian Blind	10 ADC/12 ns	9.55%	1.20%/1000 ns
Venetian Blind w/ BLR	20 ADC/12 ns	18.06%	3.01%/1000 ns

めには閾値を大きくする必要がある。そこで、BLR を用いる場合は微分ヒットの閾値を 20 ADC とすることにした。この時、1 p.e. 信号を 18% 以上取り逃がす可能性がある。KamLAND2 で使用するにあたっては、微分ヒット判定がターゲットとしている中性子事象で PMT に入射する光量は平均で 3 p.e. であることに加え、実際には BLR を用いず、オーバーシュート対策を施したブ

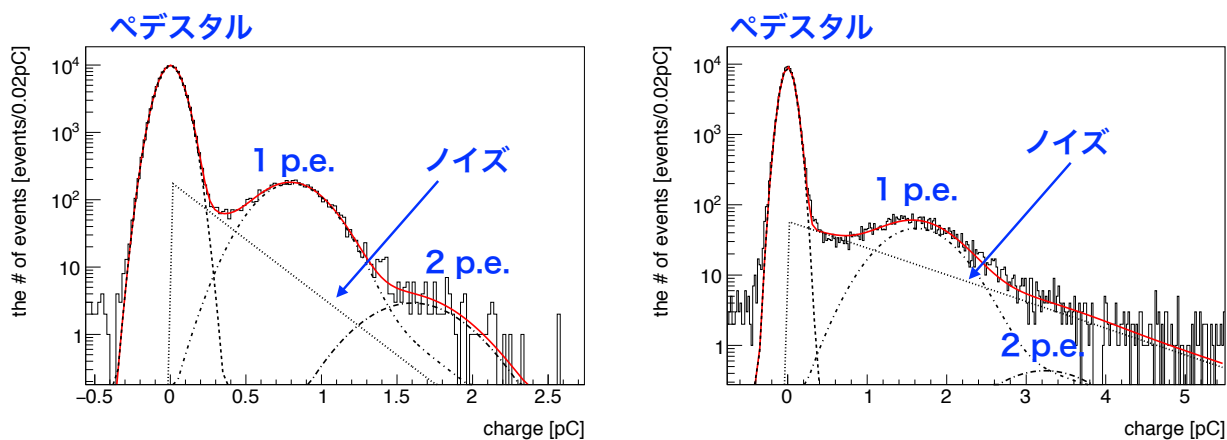
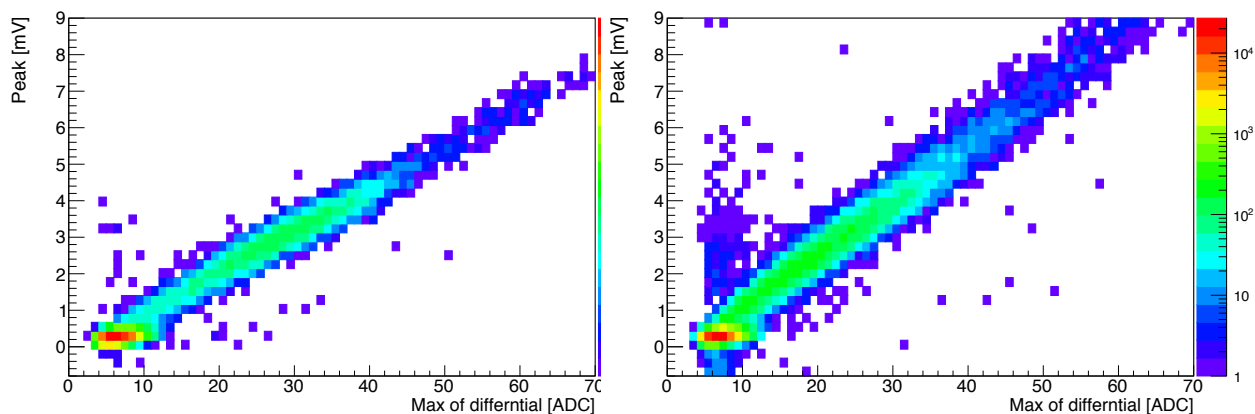


図 4.5: 2 種類の HQE-PMT の 1 p.e. 信号。左図が Box and Line, 右図が Venetian Blind のものである。Fit はペDESTAL、指数関数的なノイズ、1 p.e. , 2.p.e. 信号に対して行った。増幅率を 1×10^7 にしているが、Box and Line は信号の大きさが半分になるため、それぞれピークの大きさが 0.8 pC および 1.6 pC になっている。

リーダー回路を用いることが想定されるため、このことは問題ではない。しかし、本研究の解析を行う際に、微分ヒット判定でアフターパルスを評価するため過小評価になる可能性がある。5.4.1 章ではこのことを考慮して解析を行った。



(a) Box and Line PMT

(b) Venetian Blind PMT

図 4.6: PMT の波高と微分値の関係

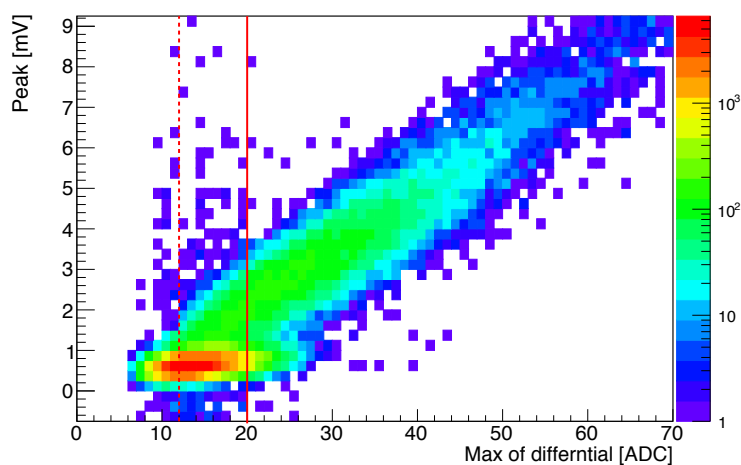


図 4.7: BLR を用いた場合の波高と微分値の関係。点線で BLR なしの場合の閾値を、実践で BLR 用の閾値を示した。BLR が多くのノイズを含むため 1 p.e. 信号とノイズが区別しきれず、点線で示した閾値では多くのノイズを含むことがわかる。

4.5 大光量下での応答性能評価

前述したように、KamLAND2 で高いエネルギーを持つミュオンイベントを測定し、シャワータグに用いるためには 10000 p.e. 以上の入射に対しても信号が飽和することなく測定する必要がある。故に、10000 p.e. 以上の入射光量に対する PMT の信号の不飽和性を保証しなくてはならない。この時、PMT の応答が入射光量に対して線形でなくなり、入射した光の大きさを把握できなくなってしまうことが問題になる。この問題を回避し、大光量を入射した際の HQE-PMT の信号応答を測定するために、図 4.8 に示すセットアップを組んだ。このセットアップで LED を 100 Hz 程度で発光させ、LED 光を光ファイバーを経由して口径 2 インチの PMT (以下、モニター PMT と呼ぶ) と HQE-PMT に入射する。それぞれの PMT の波形をオシロスコープで取得し、積分することで信号の電荷を求めた。この時、モニター PMT の印加電圧は、1 p.e. 信号の電荷が 0.2 pC になるように調節した。また、モニター PMT への入射光は ND フィルターによって 1000 p.e. 以下になるように減衰させた。この程度の入射光量では使用したモニター PMT の応答は入射光量に対して線形である。従って、モニター PMT への入射光量と ND による減衰率から HQE-PMT への入射光量をモニターすることができる。モニター PMT と R12860 の信号の大きさの関係について、p.e. 単位に換算したグラフの一部を図 4.9 に示す。図 4.9 を見ると、モニター PMT と R12860 とで入射光量 (厳密には、光電面で発生し、ダイノードに入射した光電子の数) が一致していないこ

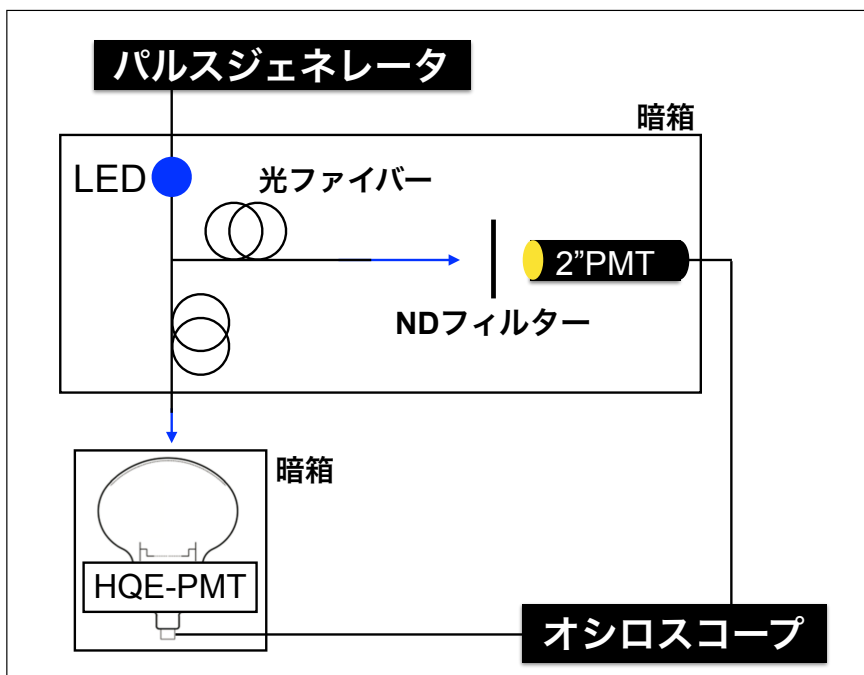


図 4.8: HQE-PMT の大光量応答測定の設定アップ

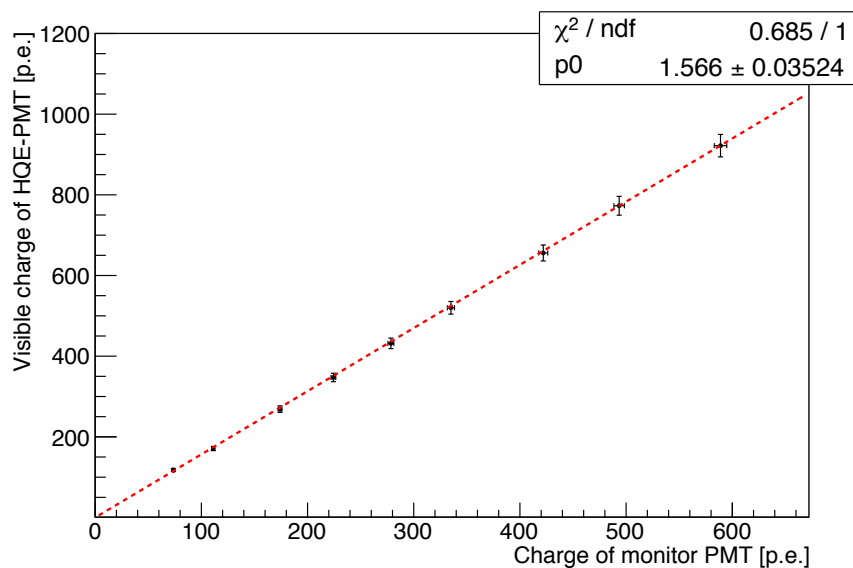


図 4.9: モニター PMT と HQE-PMT(R12860) の信号の大きさの関係。量子効率の違いや光ファイバーの個性によって、R12860 へ入射した光量がモニター PMT の 1.57 倍になっていることがわかる。

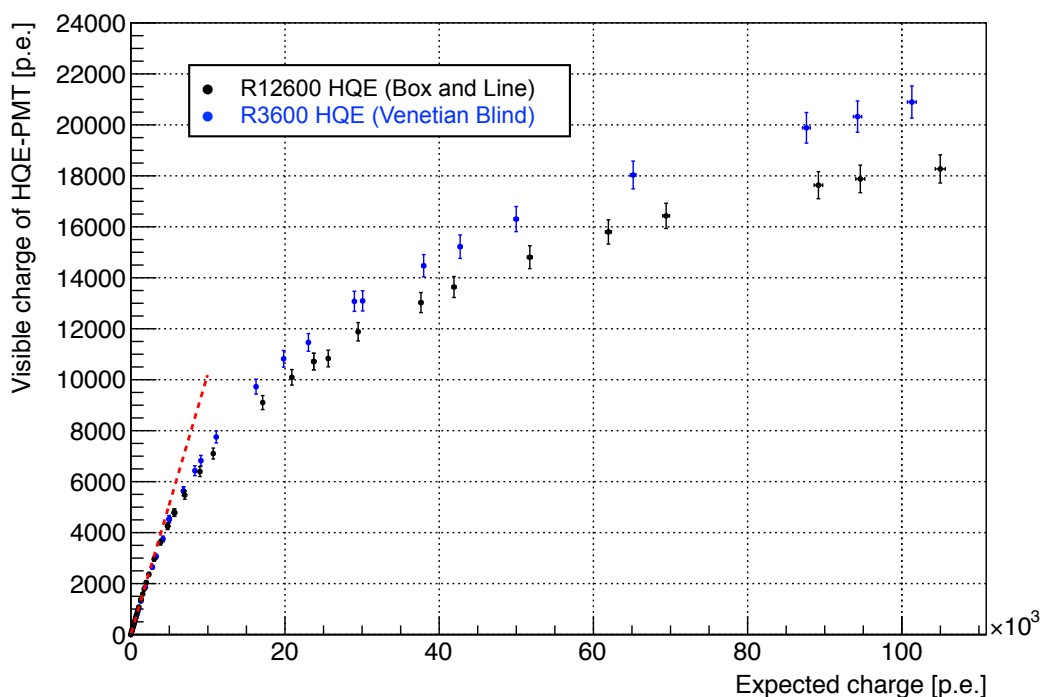


図 4.10: 大光量下における HQE-PMT の信号応答性。横軸はモニター PMT の信号の電荷から期待される HQE-PMT への入射光量、縦軸は実際の HQE-PMT の信号である。また、赤い点線で線形応答を記した。度合いに違いはあるが、どちらの PMT も 10^5 p.e. 以上の入射に対して飽和していないことがわかる。

とがわかる。これは、各 PMT の量子効率やファイバーの特性の違いによるものだと考えられる。そこで、モニター PMT へ入射する光量と R12860 へ入射する光量の比を求めるために、図中に示す赤線のように、関数 $y = p_0x$ でフィッティングを行った。フィットの結果から、R12860 へ入射する光量がモニター PMT の 1.57 倍であることがわかった。以上のようにして、HQE-PMT の応答性が線型でない領域でも、ND の減衰率、HQE-PMT とモニター PMT への入射光量の比、モニター PMT への入射光量から HQE-PMT への入射光量がわかる。同様の測定を R12860 HQE と R3600 HQE の両者に対して行った結果が図 4.10 である。どちらも 10^5 p.e. 以上の入射でも飽和することなく信号を取得できていることが確認できた。また、このグラフによって PMT の信号の見かけの大きさから実際の入射光量を把握することが可能となった。以後の測定では図 4.10 を元に入射光量を把握して測定を行った。

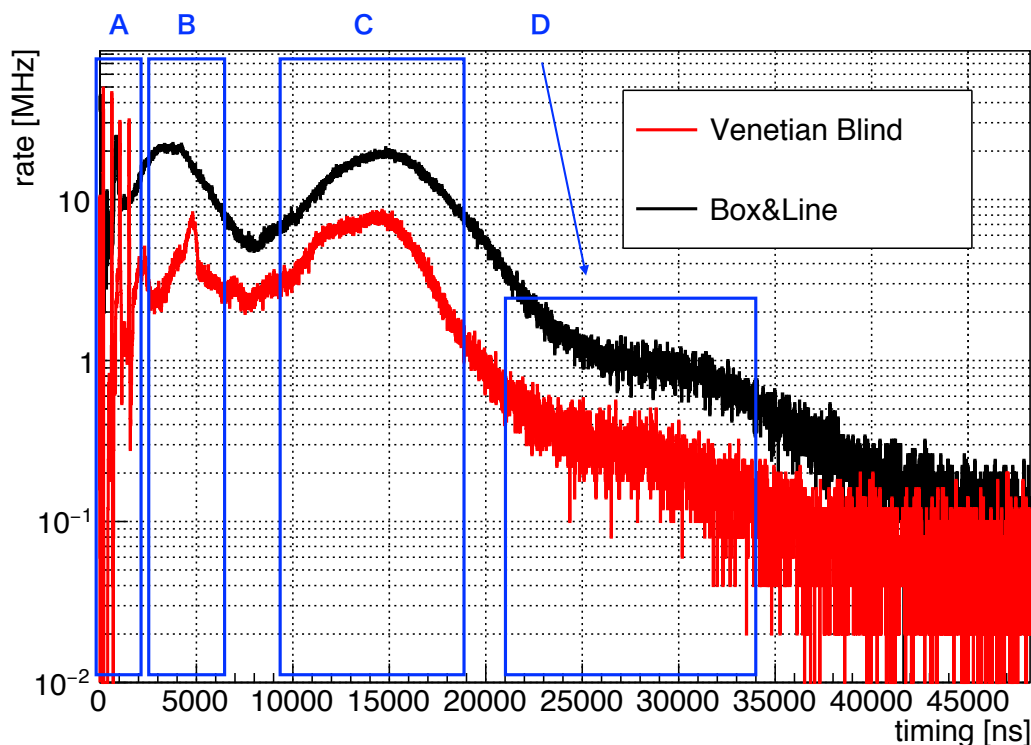


図 4.11: 大光量下における HQE-PMT のアフターパルスレート

4.6 アフターパルス性能

実際に Venetian Blind 型 PMT が¹⁰C のタグ効率の向上に有利であることを確認するために、LED を用いて R12860 HQE 型および R3600 HQE に 10000 p.e. を入射し、その時のアフターパルスレートを調べた。LED 入射後の波形を 50 μ s 分取得し、微分ヒット判定を用いている。その結果を図 4.11 に示す。それぞれの PMT でアフターパルスが現れるタイミングはほぼ同じで、1 μ s から 2 μ s, 4 μ s から 5 μ s 周辺, 15 μ s 周辺, および 25 μ s から 35 μ s にピークが現れることが確認できた。これは、要因となっているイオン種が同じだからだと考えられる。要因となっているイオンは自明ではないが、[25] で与えられた大口径 PMT におけるアフターパルスの到達時間

$$t = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L \quad (4.1)$$

を考慮すると、候補として表 4.3 にまとめたイオン種が考えられる。ここで、 m, q, V_0, L はそれぞれイオンの質量、電荷、第一ダイノードの電圧、光電面とイオン化が起きた位置の距離である。

一方で、レートの最大値に注目すると Box and Line ではおよそ 20 MHz なのに対し、Venetian Blind では 7-8 MHz と 3 倍程度低いことが確認できた。

表 4.3: アフターパルスの要因となるイオン種

記号	到達時間	候補となるイオン種
A	1–2 μs	H^+ , He^{2+}
B	4–5 μs	O^{2+} , He^+
C	15 μs	O^+
D	25–35 μs	CO_2^+

大光量入射下でも飽和することなく、かつアフターパルスのレートが低いことから、KamLAND2 における ^{10}C バックグラウンドの除去のために Venetian Blind 型 PMT を使用することの有効性が示唆された。

第 5 章

KamLAND2-Zen における中性子検出効率の評価

前章では ^{10}C のタグ効率改善のための方法としてボードヒット判定と Venetian Blind 型 PMT の使用について述べた。本研究では、両者を用いた中性子事象の検出効率の評価を行った。そのために、KamLAND2 における高エネルギーミュオン事象での PMT への入射光を再現し、その直後の微弱信号の検出効率についてシミュレーションを行った。

5.1 KamLAND2 でミュオン事象で PMT へ入射する光量

加速電子によって残留ガスがイオン化されることで生じるという発生機構を踏まえると、アフターパルスのレートは光電面で発生する光電子数に大きく依存すると考えられる。したがって、ボードヒット判定および KamLAND2 における中性子検出効率・ ^{10}C タグ効率を正確に評価するためには、 ^{10}C を誘起するようなミュオンの事象で PMT に入射する光量を把握する必要がある。KamLAND2 で、ある事象が起きた際に PMT へ入射する光量を推測するには、その事象で KamLAND の PMT へ入射する光量がわかれば良い。ただし、ここでも大光量入射の際に PMT の信号が線型でなくなることが問題になる。4.1 章にも述べたように、ミュオン事象で PMT が出力する信号の大きさは、ミュオン事象で PMT へ入射する光量が大きいため、実際の入射光量には対応していない。

そこで、PMT 信号の非線型性を考慮し、KamLAND におけるミュオン事象での、PMT への実際の入射光量を推定するために、4.5 章で用いたものと同じセットアップで 17 インチ PMT の大光量下での応答性の測定を行った。得られた結果を図 5.1 に示すように、参考文献 [27] で与えられているモデル

$$G = \frac{G_0}{\sqrt{1 + (q/q_{\text{sat}})^\alpha}} \quad (5.1)$$

で Fit することで、見かけの信号の大きさと実際の入射光量の関係を求めた。この関係を使用して、KamLAND における ^{10}C 誘起ミュオン事象での PMT 信号の見かけの大きさから実際の入

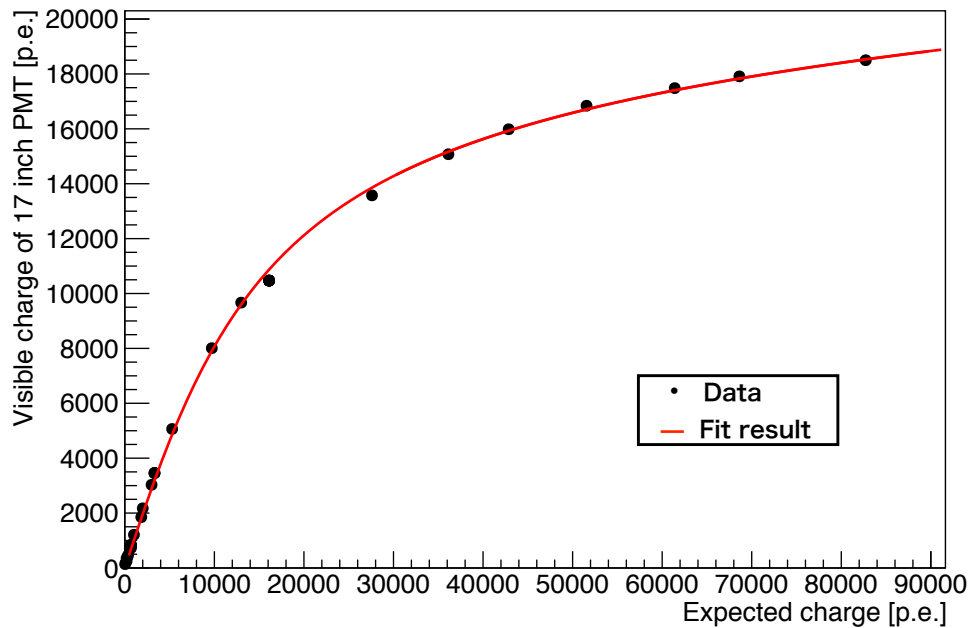


図 5.1: 17 インチ PMT の非線型性。赤線は参考文献 [27] に与えられているモデルで Fit した結果である。

射光量を計算し、さらにそれを KamLAND2 での入射考量に変換した結果が図 5.2 である。本研究における評価は、このような大光量の入射を再現して行う必要がある。

なお、この図において、全データを平均して使用すると、低エネルギーの事象から高エネルギーの事象まで平均化されてしまう。そこで、イベントごとに入射光量のピークを調べ、ピーク位置に応じてそのイベントを3つのグループに分類している。一つのイベントでの PMT への入射光量の例を図 5.3 に示す。表 5.1 に、各グループへの分類条件とイベント数の割合をまとめる。

表 5.1: イベントのグループ分類の条件

	条件	割合
Low Energy	Peak < 30000 p.e.	56.5%
Middle Energy	30000 p.e. < Peak < 50000 p.e.	32.0%
High Energy	50000 p.e. < Peak	11.5%

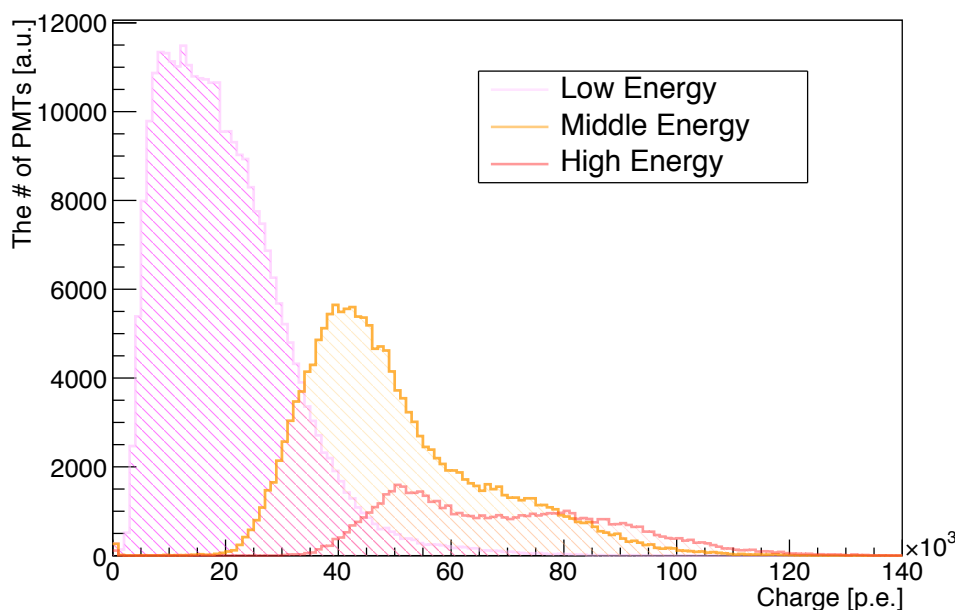


図 5.2: KamLAND2 で ^{10}C 誘起ミューオン事象の際に PMT1 本あたりに入射する光電子数

5.2 中性子検出効率の評価のための測定

KamLAND2 における中性子検出効率を評価するにあたっては、次の 2 点を考慮する必要がある。

- 中性子捕獲事象に対してデータ取得のトリガーがかかるか。
- 取得されたデータから事象の再構成ができるか。

特にアフターパルスが増加し、取得波形中の擬似信号が増える KamLAND2 では後者が問題になる可能性がある。これら进行评估するためには、ミューオン事象およびそれに続く中性子事象のシンチレーション光を HQE-PMT を用いて取得し、その波形から解析的に中性子事象やアフターパルスレートについて情報を得るのが良い。しかし、実際そのような信号を取得することは容易でない。そこで、ミューオン事象でのシンチレーション光を LED、中性子事象でのシンチレーション光をピコ秒レーザーを用いて再現し、PMT 信号の波形を MoGURA2 のテストボードによって取得することにした。実際に組んだセットアップを図 5.4 に示す。なお、KamLAND2 の液体シンチレータの発光波長に近い光を再現するため LED は日亜化学工業株式会社製の NSPB500AS (青色 LED) を、レーザーは浜松ホトニクス社製 PLP-10 405 nm をそれぞれ使用した。また、Venetian Blind 型 PMT は、BLR を使用することでオーバーシュートを防いだ。このセットアップで LED

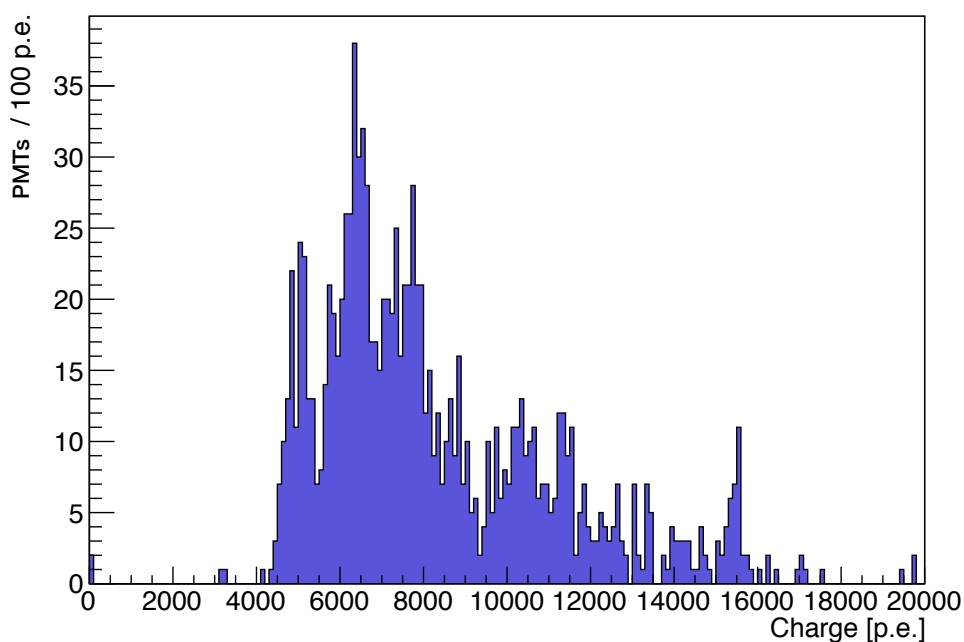


図 5.3: KamLAND2 におけるミュオン事象で一つの PMT へ入射する光量の例。図 5.2 で示した事象から一事象に注目したものである。横軸が PMT への入射光量、縦軸が該当する光量が入射する PMT の本数である。7000 p.e. 程度の入射にピークがあることがわかる。

を 3 Hz で、また、その直後から 1 ms の間、 $2 \mu\text{s}$ 間隔でピコ秒レーザーを発光させる。図 5.5 に示すように、LED が発光するタイミングで MoGURA2 にトリガーをかけ PMT の波形を取得することで、ミュオン事象とその直後に起こるアフターパルスや中性子捕獲イベントでの波形を再現できていることがわかる。

このセットアップを用いて、次の手順で評価を行った。

1. レーザー信号識別のためのヒットタイミング測定
2. 本データ取得
3. 中性子検出効率の評価

この節では Box and Line 型 PMT の場合を例として本データの測定とレーザーのヒットタイミング測定について述べる。実際中性子検出効率の評価方法は次節以降で述べる。なお、Venetian Blind 型 PMT についての詳細は省略しているが、Box and Line 型 PMT と同様の方法で測定を行った。

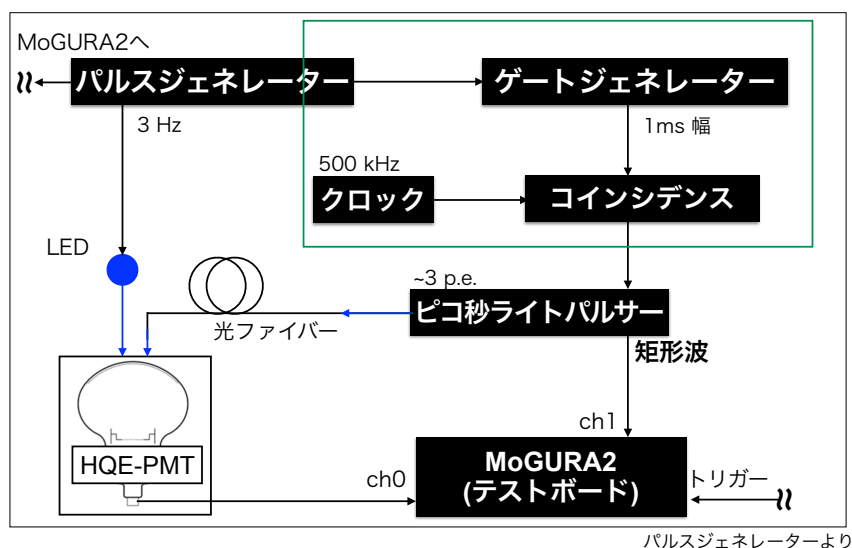


図 5.4: 中性子検出効率評価のためのセットアップ。緑線で囲まれた部分によって LED 発光直後から 1 ms の間、2 μs 間隔のトリガーが発行される。

5.2.1 レーザー信号識別のためのヒットタイミングの測定

中性子検出効率の評価のためのシミュレーションを行うに当たっては、ピコ秒レーザーの信号のタイミングや、アフターパルスのレートおよびタイミングを把握する必要がある。本研究では、PMT の信号を MoGURA2 の Ch0 に、ピコ秒レーザーが発光時に出す矩形波を Ch1 に入力することで、矩形波からの時間差を見てアフターパルスとレーザーによる信号の区別を行った。そのために、図 5.4 のセットアップで LED を OFF にし、レーザーのみを発光させた状態で 300 μs の波長を 2000 イベント取得した。得られた波形の一部を図 5.6 に示す。この図中で黒色の線で表されているのが PMT 信号の波形、赤色の線で表されているのがピコ秒レーザーが発光タイミングで出力する矩形波である。期待されるように、ピコ秒レーザーが出す矩形波の直後にレーザー由来の PMT 信号が現れている。取得した波形を用いて、矩形波のタイミングを基準とした時に、レーザーによる PMT 信号が現れるタイミングを調べた。その結果を図 5.7 に示す。この図から、MoGURA2 に矩形波が入力されてから 130 ns から 150 ns の間にレーザーによる信号の立ち上がりが見ることが確かめられた。そこで、図 5.8 に示すように、矩形波が入力されてから 130 ns–154 ns をピコ秒レーザーの ON time と、矩形波入力直後の 24 ns を OFF time として定義する。時間幅を 24 ns に設定したのは、中性子検出のためのボードヒット判定のウィンドウを

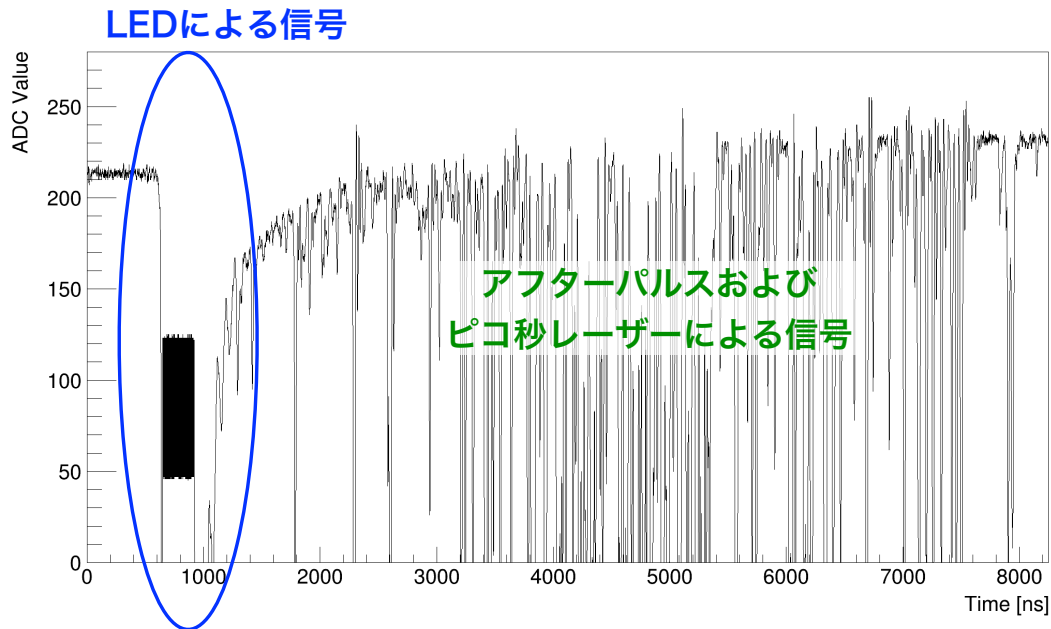


図 5.5: ミューオン事象での PMT 信号波形の再現図

24 ns と想定しているためである。以降では ON time 中に現れた信号をレーザーによる信号とみなす。

5.2.2 本データ取得

本データの取得は図 5.4 のセットアップで LED とピコ秒レーザーの両方を発光させて行った。後のシミュレーションにおいて ^{10}C を誘起するようなミューオンイベントの入射光量を再現するため、4.5 章で測定した応答曲線をもとにして、LED による入射光量が 1×10^4 p.e.、 2×10^4 p.e.、 3×10^4 p.e.、 4×10^4 p.e.、 5×10^4 p.e.、 7×10^4 p.e.、 9×10^4 p.e. の場合において、300 μs の波形をそれぞれ 5000 イベントずつ取得した。また、ピコ秒レーザーの出力は 3 p.e. 程度に設定することで KamLAND2 における中性子捕獲事象を模している。5.3 章以降では、ここで得られた測定データを元に KamLAND2 における中性子の検出効率をシミュレーションした。

5.3 中性子事象に対するトリガー発行率の評価

前述したように、中性子の検出効率を評価するにあたり、中性子事象に対してイベント取得のトリガーがかかるか、また得られた波形から事象の再構成が行えるかの 2 点を考える。

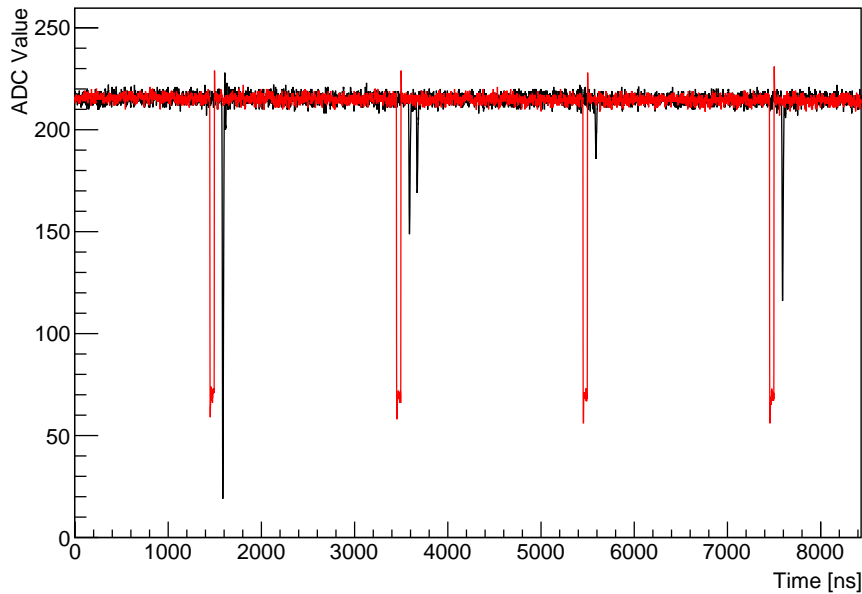


図 5.6: レーザー発光タイミングと PMT 波形の一部。黒線が Ch0 に入力された PMT の波形、赤線が Ch1 に入力されたピコ秒レーザーが発光時に出す矩形波である。矩形波発行直後に PMT 波形が現れているのがわかる。

先行研究でもトリガーの発行に関して確認が行われたが、P ゲインを用いて微分ヒット判定の閾値を設定し直したため、はじめに、データ取得に関して先行研究で定められた閾値が有効であるかを改めて確認した。そのために、以下の方法で中性子確率に対するボードヒット確率をシミュレートして、トリガーの発行率を求めた。

1. 図 5.9 に示す KamLAND 内の PMT のヒット時間のばらつきに基づいて得られた PMT 波形をランダムにシフトさせた。
2. それぞれの波形の ON time で、微分ヒット判定によって信号が検出されるかを解析的に評価した。
3. 各時刻におけるヒットの有無の情報を 16 波形分集めることで、MoGURA2 のボード一枚分での情報とみなし、ヒットチャンネル数がボードヒット判定の閾値を超えた時に、その時刻においてボードヒットであるとした。この時、ミュオンイベント時の入射光量を再現するため、図 5.2 に示した分布に従って、入射光量の異なるデータをランダムに振り分けた。また、Venetian Blind 型 PMT を混在させた状況を再現するために、データのうち 30% を Venetian Blind 型 PMT で取得したデータにした場合についてもシミュレーションを行った。

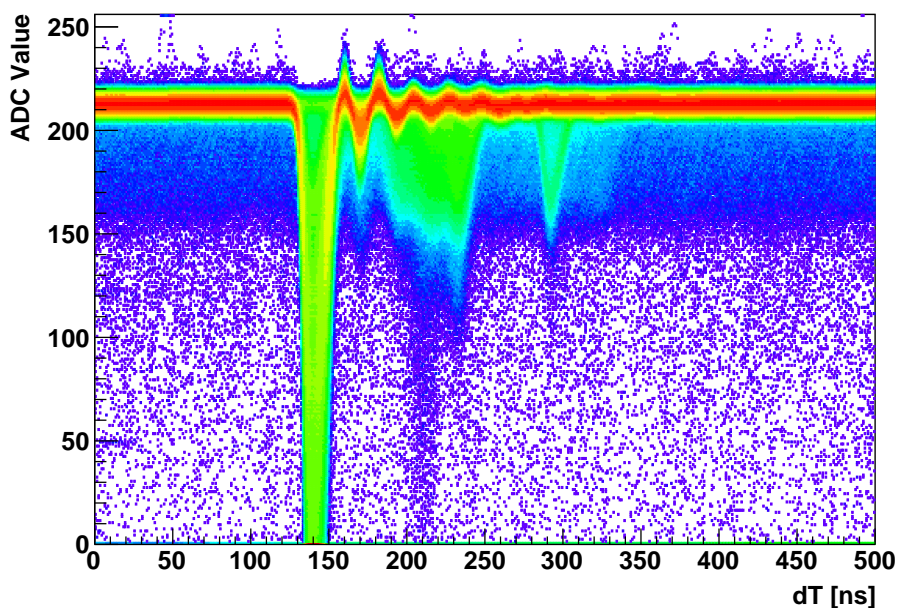


図 5.7: 矩形波と信号との時間差。Box and Line 型 PMT の場合。横軸が矩形波が確認されてからの時間差。広い範囲でダーク信号やレイトパルスなどが見えるが、ピコ秒レーザーによるシグナルは 130 ns から 150 ns の間に現れていることがわかる。

4. これにより、ミュオンイベントからの $2 \mu\text{s}$ ごとの時間差の関数、 $p(2n [\mu\text{s}])$ としてボードヒットの確率を導出した。

5.2.2 章で取得したデータを、図 5.2 に示した PMT への入射光量の分布を再現するようにランダムに振り分けた 16000 データに対して以上の操作を行った。なお、ボードヒット判定およびトリガー発行の閾値は先行研究 [20] に基づいて、

- ボードヒット判定閾値：14 ch/16 ch
- データ取得のトリガー閾値：65 Boards/118 Boards

とすることを想定した。微分ヒット判定の閾値は 4.4 章で設定した値を用いた。

Low Energy 事象でのボードヒット確率を、Box and Line 型 PMT のみを用いた場合と Venetian Blind 型 PMT を 30% 混ぜた場合について、図 5.10 に示す。Venetian Blind 型 PMT を混ぜた場合、集光率が下がることに加え、閾値の設定の関係でボードヒットの確率が下がっている。それにも関わらず、どちらの場合もデータ取得のトリガー閾値に対応する緑線よりも高いヒット確率となっていることがわかる。このことから、先行研究で設定したパラメータで十分に中性子事象に対してトリガーがかかることがわかった。

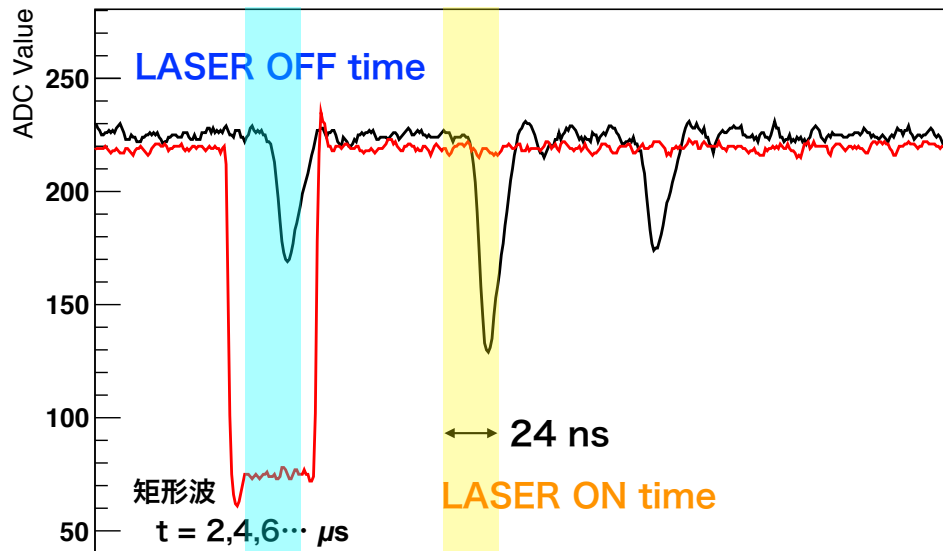


図 5.8: LASER ON/OFF time。赤線はピコ秒レーザーから出される矩形波、黒線が PMT 信号である。黄色枠内に入った信号はレーザーによる信号だと見なす。

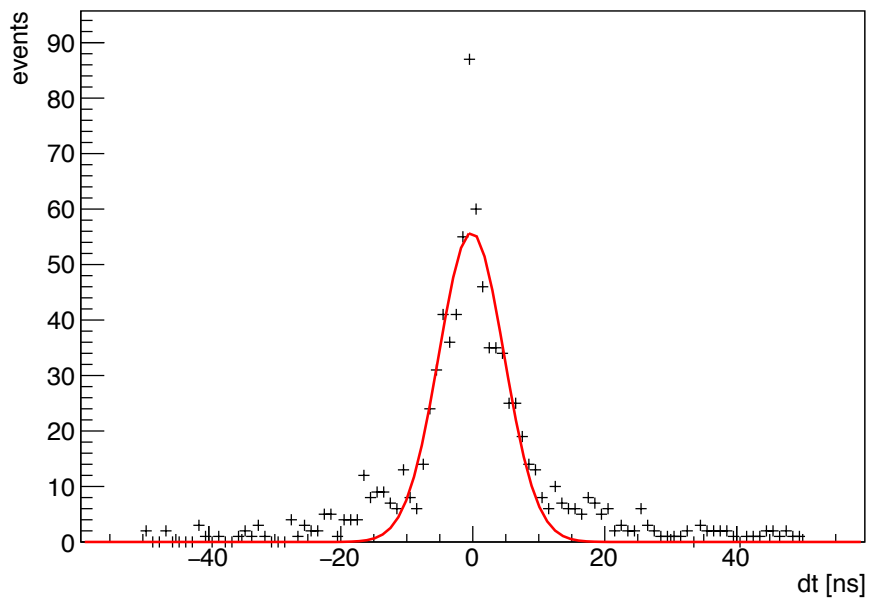


図 5.9: KamLAND 検出器内のヒットタイミングの広がり [20]。

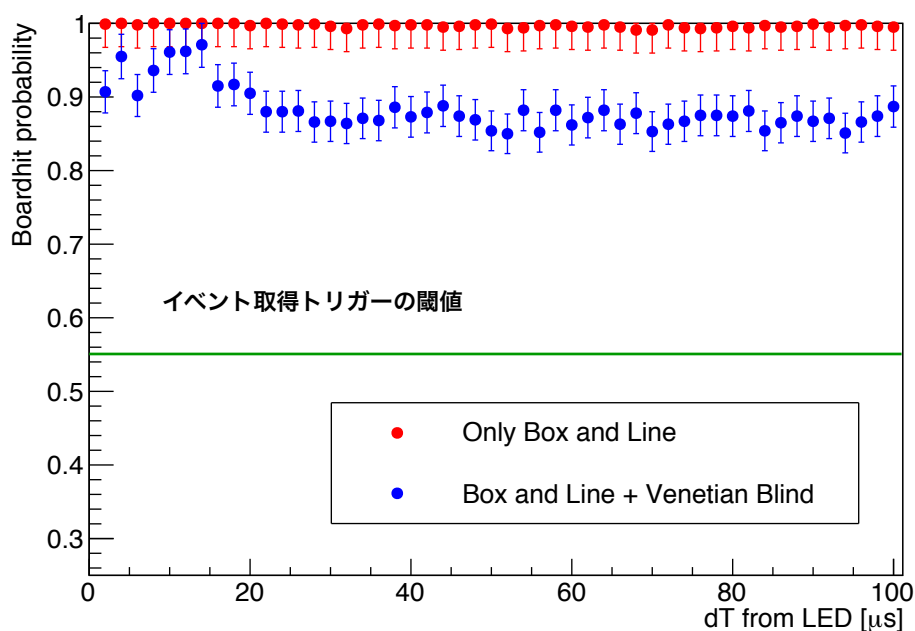


図 5.10: 中性子事象に対するボードヒットの確率 (Low Energy 事象の場合)。緑線でデータ取得の閾値に対応するボードヒット確率を示した。

一方で、アフターパルスにより過度なトリガーがかからないことも確認する必要がある。アフターパルスにトリガーがかかり続けると FIFO メモリがフルになり、データ取得がスタックする可能性があるからである。そこで、OFF time についても同様の解析を行うことで、アフターパルスが原因となるボードヒット確率の時間変化も求めた。アフターパルスの影響が大きいと考えられる High Energy 事象での結果を図 5.11 に示す。図 5.11 を見ると、ボードヒット判定を導入したとしても、ミュオン後 20 μs 程度はアフターパルスによってデータ取得のトリガーがかかり続けることがわかる。しかし、MoGURA2 では 320 μs 分の波形が記録できるため、ミュオン後も問題なくデータ取得ができることが確認できた。

5.4 中性子検出効率の評価

5.3 章で先行研究で与えられたパラメータを用いれば中性子事象に対してトリガーがかかることが確認できた。よって、中性子が検出できるか否かは、得られた波形情報から擬似信号の影響を受けずに、解析的に事象の再構成ができるかどうかで決まる。そこで、KamLAND2 で得られるようなハイレートのアフターパルスが混じった波形から事象の再構成が行えるかどうかシミュレーショ

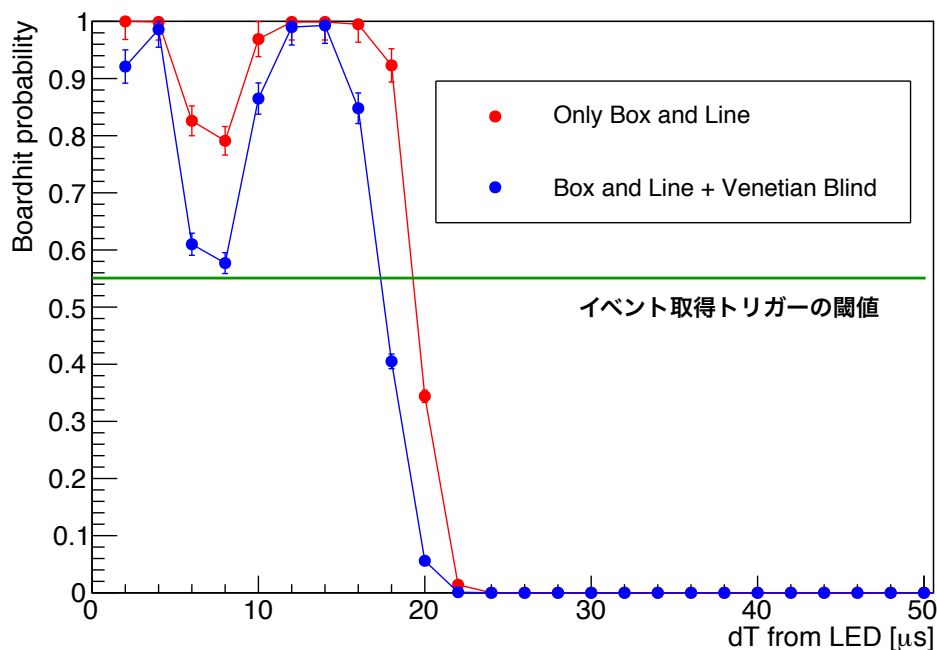
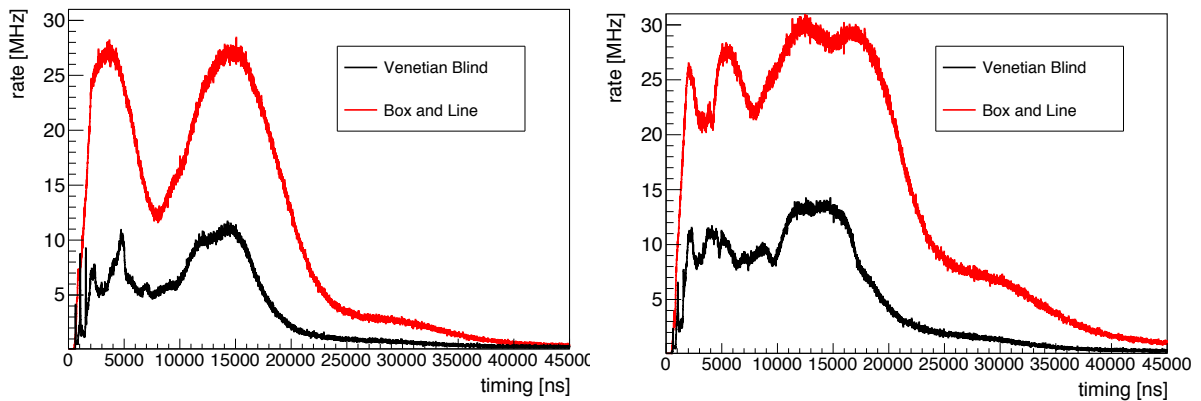


図 5.11: アフターパルスに対するボードヒットの確率 (High Energy 事象の場合)。ミュオン後 20 μs 間はデータ取得のトリガーがかかり続けることがわかる。

ンを行った。

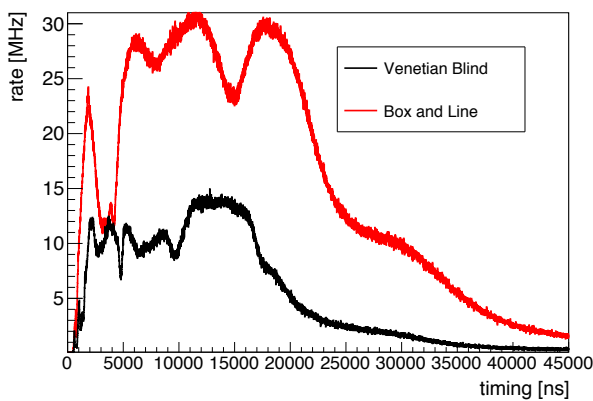
5.4.1 ミューオン事象後のアフターパルスレート

シミュレーションを行うにあたって、ミュオン事象の後にどの程度のレートでアフターパルスが生じるのかをインプットする必要がある。そこで、ミュオン事象直後に想定される Box and Line 型およびベネチアンブラインド型 PMT1 本あたりのアフターパルスレートを調べた。この時、5.2.2 章で取得した波形のうち、レーザーが出力する矩形波から 500 ns の間を除く全波形に対して微分ヒット判定を行うことで信号の有無を調べた。ミュオン事象のエネルギーごとの結果を図 5.12 に示す。実際のミュオンを模したような大光量でも、Venetian Blind 型 PMT のアフターパルスレートが Box and Line 型 PMT に比べて低いことが確認できた。従って、中性子事象をとらえた PMT 信号の波形に混ざる擬似信号の数も 2-3 倍程度少なくなる。このことが事象再構成の成功率を高めることが期待される。なお、この結果において PMT の個体差によるアフターパルスレートの差は考量していない。ところが、表 5.2 に示すように、浜松ホトニクスが複数の R12600 についてアフターパルスレートを調べた結果では、少なくとも倍以上のアフターパルスレートの差が確認できる。本研究の測定で用いたのはアフターパルスレートが一番低いシリアル番



(a) 低エネルギーミュオン事象の場合

(b) 中程度のエネルギーミュオン事象の場合



(c) 高エネルギーミュオン事象の場合

図 5.12: ミューオン事象後の PMT のアフターパルスレート

号 EA4727 の個体である。この個体差を無視すると、アフターパルスの影響を過小評価することになり、 ^{10}C のタグ効率を実際よりも良く見積もってしまう可能性がある。そこで、KamLAND2 での状況をより良く再現するために、測定データの 1/3 はそのまま、他の 1/3 を最大値である EA0208 と同程度のアフターパルスレート、残りの 1/3 を平均である 3.8% のアフターパルスレートになるようにアフターパルスレートをスケールしてシミュレーションを行った。Venetian Blind 型の PMT についてはアフターパルスレートの個体差に関するデータがないため、Box and Line 型 PMT と同じ割合でアフターパルスをスケールした。

表 5.2: R12600 のアフターパルスレート

シリアル番号	アフターパルスレート
EA4705	2.3%
EA4727	2.3%
EA4722	3.8%
EA0189	5.2%
EA0208	5.4%

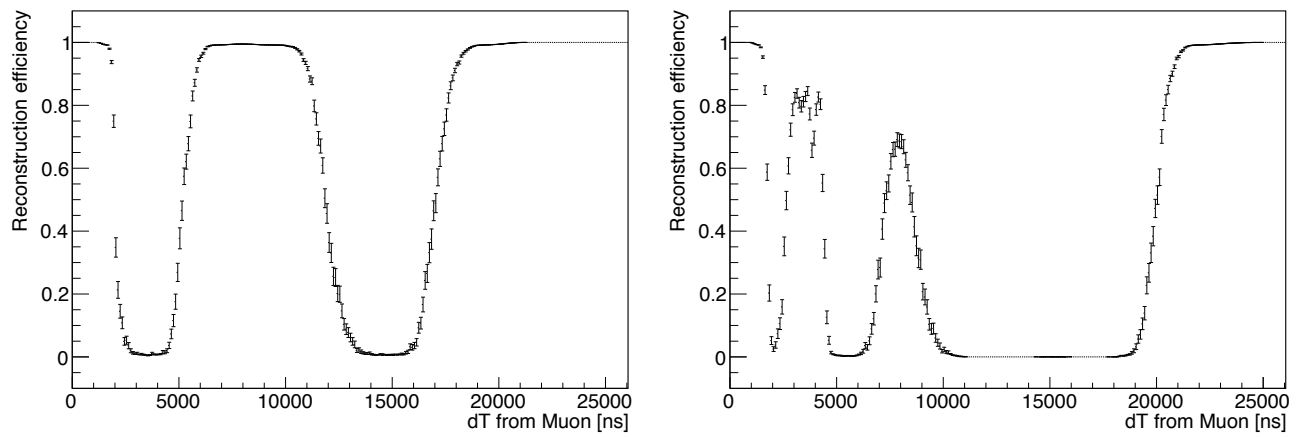
5.4.2 事象再構成の評価

事象再構成の評価は、KamLAND で取得された実データを用いて行った。KamLAND でミュオン後の中性子捕獲事象を再構成する際には、各 PMT で取得した波形データを時間差をつけて複数の光子が入射したと仮定し、最もそれらしい位置を再構成できるピークを使う。具体的には、event window の開始地点から決まった時間幅の sequence window を開き、その中にあるピークの時刻を用いて事象位置再構成を行う。再構成した結果から TOF を計算し、TOF を差し引いた PMT のヒットタイミング分布を作る。この分布において、 ± 15 ns 以内のヒットチャンネル数を N_{in} 、それ以外のヒットチャンネル数を N_{out} として、 N_{out} を N_{in} の時間幅にスケールして N_{in} から差し引いた量

$$N_S = N_{\text{in}} - N_{\text{in}} \cdot \frac{30}{T_{\text{sequence}} - 30} \quad (5.2)$$

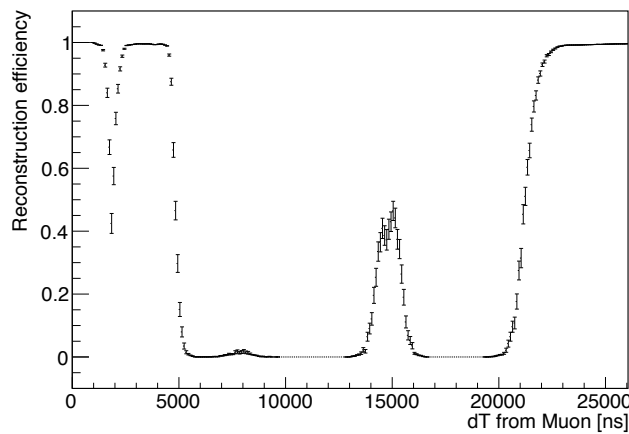
を N_S と定義する。sequence window を 20 ns ずつずらしていき N_S が最大になる場所を探すことでノイズを排除して物理事象を再構成する。エネルギーキャリブレーションを行うために KamLAND 内部に ^{60}Co 線源を導入した Run のデータに対して、人為的にアフターパルスの信号を付け足し、上記の手順で事象再構成を行った。 ^{60}Co は ^{60}Ni の励起状態にベータ崩壊 (0.32 MeV) した後、数ピコ秒の間に 1.1 MeV と 1.3 MeV のガンマ線を放出する。それに対し、KamLAND2 では発光量が 5 倍になるため、中性子捕獲が起きた際の発光量は KamLAND における 11 MeV のエネルギーを放出する事象での発光量と等しい。そこで、エネルギーが 11MeV 程度に相当するように複数イベントの PMT ヒット情報を用いることで KamLAND2 における中性子事象 1 イベントとみなした。

アフターパルスレートは時間依存性を持つから、中性子事象の再構成率は、ミュオン事象から中性子が捕獲されるまでの時間に依存する。そこで、Box and Line 型 PMT を用いた場合について、各時間のアフターパルスレートをインプットしてシミュレーションした事象の再構成率を、ミュオン事象から中性子捕獲が起きるまでの時間の関数として図 5.13 に示す。事象のエネルギーが高くなるにつれてアフターパルスのレートが高くなることから、再構成率が低い時間が長くなるのがわかる。このような時間に中性子が捕獲された場合、中性子事象が検出されないこと



(a) 低エネルギーミュオン事象の場合

(b) 中程度のエネルギーミュオン事象の場合



(c) 高エネルギーミュオン事象の場合

図 5.13: 中性子捕獲事象の再構成率 (Box and Line 型 PMT のみの場合)

になる。

この確率関数に対して各時間で捕獲される中性子数の期待値をかけることで、各時間において検出される中性子数の期待値を得ることができる。KamLAND における中性子の寿命は $210 \mu\text{s}$ であるから、中性子が一つ作られた時、ミュオン後 $T \text{ ns}$ 後に捕獲される中性子数の期待値は、

$$P_{\text{capture}}(t) = \frac{1}{210000} \exp\left(-\frac{T [\text{ns}]}{210000 [\text{ns}]}\right) \tag{5.3}$$

である。例として、図 5.14 に Low Energy 事象における中性子の検出数の期待値の時間変化を示す。この図のようなグラフを全時間で積分することで、中性子の検出効率を得られる。表 5.3 に、

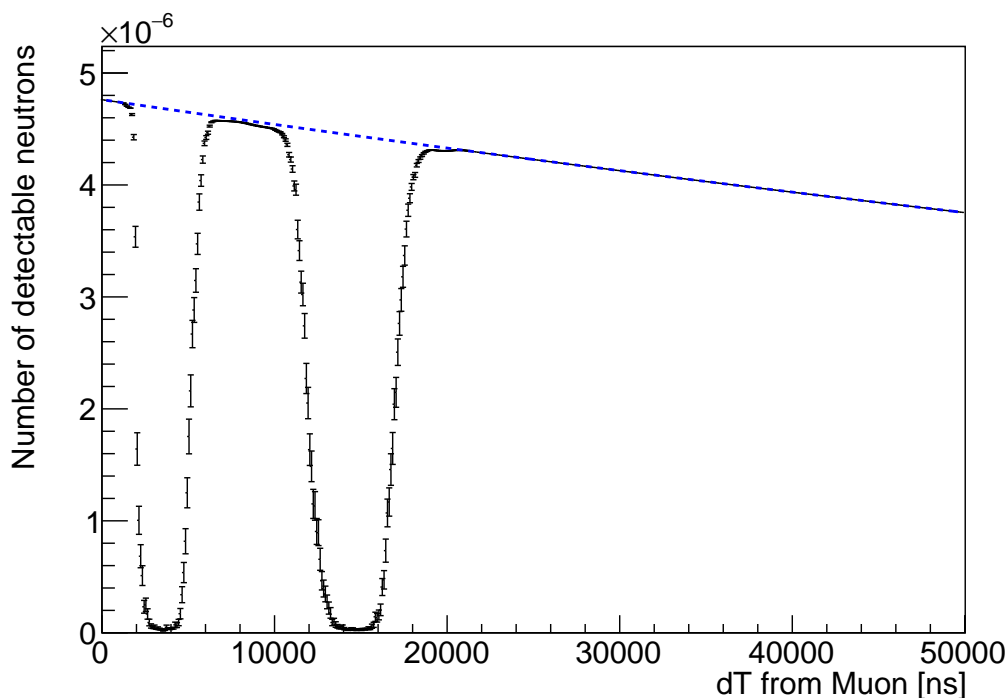


図 5.14: 中性子の検出数の期待値 (Low Energy 事象の場合)。青線で書かれた式 (5.3) に図 5.13 で示された、再構成率をかけることで求めた。

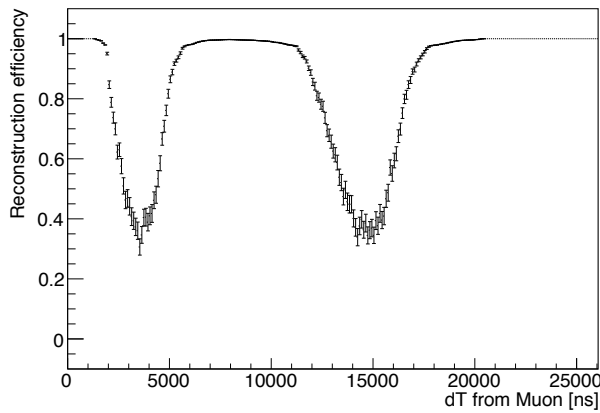
各エネルギーのミュオン事象に対して、中性子の検出効率をまとめる。全体での中性子の検出効

表 5.3: 中性子検出効率 (Box and Line のみ)

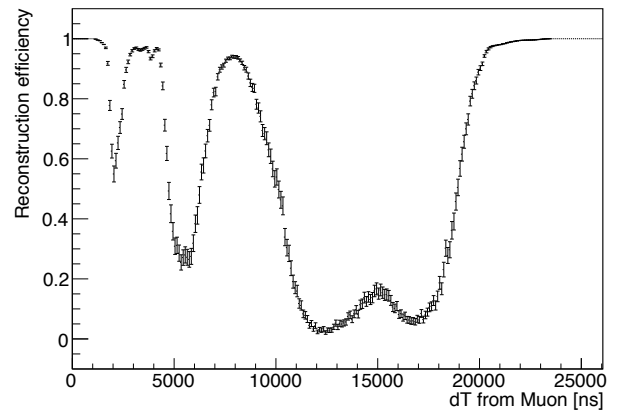
事象のエネルギー	検出効率
Low Energy	96.22±3.82%
Middle Energy	93.01±4.39%
High Energy	92.81±3.64%

率は、これらの検出効率を表 5.1 に示されたミュオン事象のエネルギー分布の重み付けをして足しあわせることで得られる。Box and Line 型 PMT のみを使った場合について、中性子検出効率が 94.80%±2.61% であると求められた。

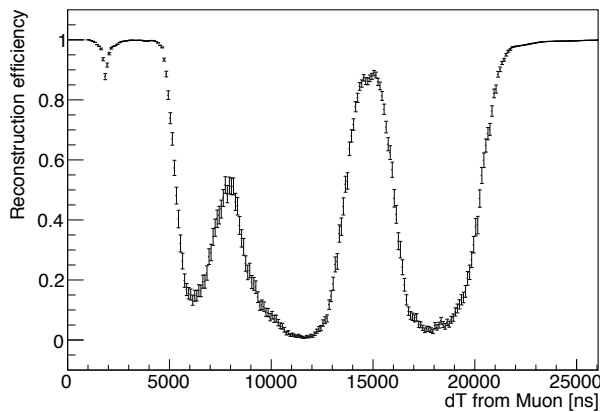
Venetian Blind PMT を 30% 混ぜた場合についても同様のシミュレーションを行った。Venetian Blind 型 PMT の集光効率が低い影響は ^{60}Co 事象によるヒットを減らすことで考慮した。また、表 3.1 に示したデータに基づき、ヒットタイミングを乱数を用いてシフトさせることで T.T.S. の違いも考慮している。ミュオン事象後の経過時間とその時に事象再構成できた割合の関係を図 5.15 に示す。Venetian Blind 型 PMT のアフターパルスが少ない分、再構成に失敗している確率



(a) 低エネルギーミュオン事象の場合



(b) 中程度のエネルギーミュオン事象の場合



(c) 高エネルギーミュオン事象の場合

図 5.15: 中性子捕獲事象の再構成率 (Box and Line + Venetian Blind 型 PMT の場合)

が下がっていることがわかる。中性子の検出効率も改善され、表 5.4 のようになった。全体での中

表 5.4: 中性子検出効率 (Box and Line + Venetian Blind)

事象のエネルギー	検出効率
Low Energy	$98.29 \pm 4.76\%$
Middle Energy	$95.40 \pm 5.04\%$
High Energy	$94.88 \pm 5.21\%$

性子の検出効率は $96.97 \pm 3.20\%$ となり、Venetian Blind 型の PMT の導入によって、中性子をよりよく検出できることが確認できた。

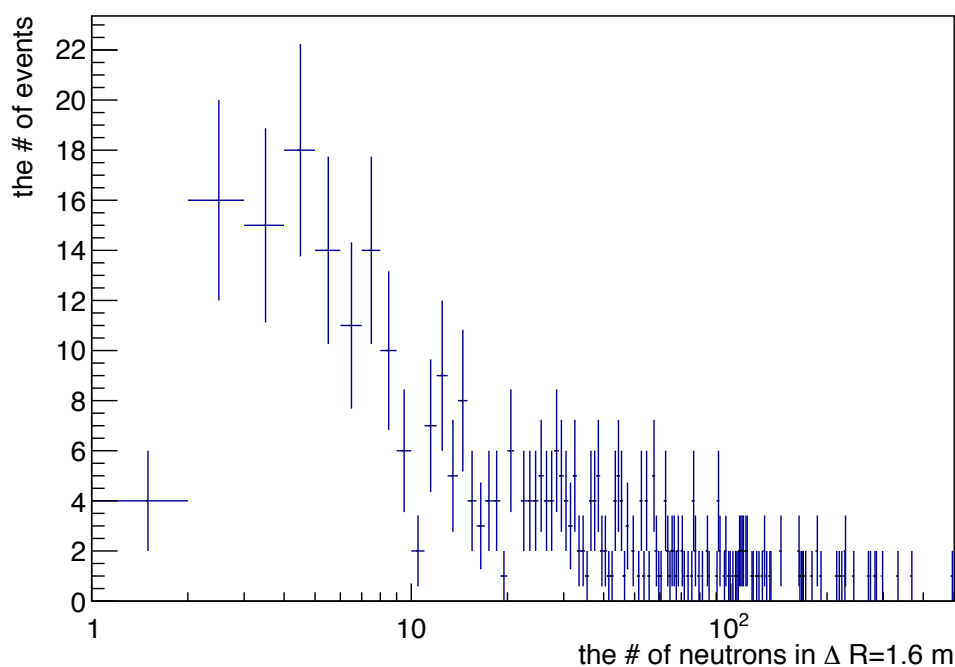


図 5.16: ^{10}C の崩壊地点から 1.6 m 以内で捕獲される中性子の数

5.5 ^{10}C のタグ効率

KamLAND2 の PMT が全て Box and Line 型 PMT の場合について、導かれた中性子の検出効率から KamLAND2 における ^{10}C の除去効率を見積もる。KamLAND-Zen では、 ^{10}C の候補事象として、その直前の 5 分以内のミューオンに作られた中性子のうち、最も空間的に近いものとの距離 ΔR が 1.6 m 以内の事象を選んでいる。ここでも同様の条件を課して ^{10}C をタグすることを仮定する。

図 5.16 に、ミューオンによって作られた ^{10}C が崩壊した地点から 1.6 m 以内で捕獲される中性子の数を示す。このデータは、モンテカルロシミュレーションパッケージの一種である FLUKA を用いてシミュレーションした結果である。シミュレーションではミューオン 1 万個を入射した時に KamLAND の液体シンチレータ中に 373 個の ^{10}C が生成された。ミューオンが原子核破碎を起こすと、 ^{10}C の元となった ^{12}C だけでなく、様々な要因で中性子が作られるため、複数の中性子が $\Delta R=1.6$ m の領域に入っていることがわかる。 ^{10}C タグの遅延同時計測では中性子の由来を区別することなく用いるため、これらのうち一つでも中性子を検出できれば良い。

図 5.13 を見ると、ミューオン後 25 μs を過ぎると全ての中性子捕獲事象が検出できるようになる。発生する中性子数が増えれば増えるほど、25 μs 以降に捕獲されていない中性子が残る確率が

高くなるため、 ^{10}C のタグ効率も高くなる。実際、中性子が6個以上発生した場合、ミューオン発生後 $25 \mu\text{s}$ の時点で全ての中性子が捕獲されている確率は、

$$p = \left[1 - \exp\left(-\frac{25 [\mu\text{s}]}{210 [\mu\text{s}]}\right) \right]^6 \simeq 0.00020\% \quad (5.4)$$

とほぼ無視できる。そこで、中性子が5個以下しか発生しなかった場合を考える。5個以下の中性子しか伴わなかった ^{10}C の事象は 373 事象中 71 事象である。

いま、各エネルギーの事象における中性子1個当たりの検出効率を p_E とするとき、 N 個の中性子が生成されたとして、一つ以上の中性子が検出される確率 P_N は、

$$P_E^N = 1 - (1 - p_E)^N \quad E = \text{Low, Middle, High} \quad (5.5)$$

である。373 事象の中で、 N 個の中性子が放出される事象数を m_N 個、各エネルギーの事象が占める割合を C_E とすれば、 ^{10}C のタグ効率 P を

$$P = \sum_E C_E \sum_{N=0}^5 \frac{m_N}{373} \times P_E^N \quad (5.6)$$

で求めることができる。

本測定から見積もった遅延同時計測による ^{10}C のタグ効率は $98.87\% \pm 0.03\%$ であるとわかった。Venetian Blind 型 PMT を混ぜた場合にも同様の計算を行うと、 ^{10}C のタグ効率は $98.90\% \pm 0.04\%$ とわずかに改善が見られた。

5.6 KamLAND2-Zen における ^{10}C と $2\nu\beta\beta$ のバックグラウンド数

次のことを仮定して KamLAND2-Zen における $2\nu\beta\beta$ および ^{10}C のバックグラウンド数を計算する。

- KamLAND2-Zen ではキセノンを 1000 kg 用いて 5 年間の測定を行うこと。
- ミニバルーンフィルムの清浄化およびシンチレーションフィルム化により、有効体積をバルーン半径 2 m までとれること。
- 集光量が 5 倍に増え、二重ベータ崩壊の Q 値付近のエネルギー分解能が約 2% まで改善されること。

KamLAND-Zen 400 での 534.5 日間の測定では有効体積である $R < 1 \text{ m}$ に 10.77 事象の $2\nu\beta\beta$ 事象が測定された。KamLAND2-Zen では有効体積が 8 倍に増加し、一方で、エネルギー分解能 ΔE の改善により、 $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドは $(\sqrt{\Delta E})^{5.8}$ に比例して減少する [28]。KamLAND 検出器のエネルギー分解能は \sqrt{E} に反比例するから、KamLAND2-Zen における $2\nu\beta\beta$ バックグラウンド数は、

$$10.77 [\text{events}] \times \frac{365 \times 5 [\text{day}]}{534.5 [\text{day}]} \times 8 \times \frac{1}{(\sqrt{5})^{5.8}} = 2.8 [\text{events}] \quad (5.7)$$

と計算できる。また、半径 2 m のミニバルーン中に含まれる液体シンチレータはおよそ 2.60×10^{-2} kton であるから、KamLAND-Zen 実験における ^{10}C の生成レート 21.1 events/day/kton を採用すると、5年間で

$$21.1 [\text{events/day/kton}] \times 2.60 \times 10^{-2} \times 365 [\text{day}] \times 5 = 1.00 \times 10^3 [\text{events}] \quad (5.8)$$

と、1000 事象の ^{10}C バックグラウンドが生じる。KamLAND-Zen ではエネルギー分解能に対して 2σ の領域を見たため、バックグラウンド信号は 28.7% に減らすことができていた。KamLAND2-Zen でも同様に 2σ 以内の領域を選ぶことにすると、 ^{10}C バックグラウンドはおよそ 14.4% に削減可能でタグ前の事象数は 144 事象となる。今、 ^{10}C のタグ効率が 98.87% とすれば、最終的な ^{10}C バックグラウンドの数は 1.63 事象となる。

一方で、Venetian Blind 型 PMT を全体の 30% 導入する場合、Venetian Blind PMT の集光効率が低いことから、エネルギー分解能が 2%→2.1% となる。この場合、同様の計算を行うことで、 $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドの数は 3.10 事象、 ^{10}C のバックグラウンドは 1.66 事象となる。従って、 ^{10}C 単独のタグ効率は Venetian Blind PMT の導入により改善されたものの、バックグラウンド数の合計を考えると Venetian Blind 型 PMT の導入は不要であることがわかった。

第6章

まとめ

我々は、ニュートリノのマヨラナ性の検証を目的とし、KamLAND-Zen 実験によって $0\nu\beta\beta$ の発見を目指している。KamLAND-Zen 400 の結果からはミューオンによる原子核破碎生成物の一種である ^{10}C の β^+ 崩壊が主なバックグラウンドの一つであった。 ^{10}C はミューオン、同時に生成された中性子、 ^{10}C の崩壊の三点遅延同時計測によりタグする。しかし、ミューオン事象の直後は、アフターパルスによるハイレートトリガーでデータ取得が不完全になり、中性子事象の PMT 信号が取れなくなることがあるため、タグ効率が 64% にとどまっている。エネルギー分解能の向上を目的とした将来計画 KamLAND2-Zen では、新しいデータ収集回路 MoGUR2 およびデータ取得スキームを導入することで中性子信号の損失を防ぎ ^{10}C のタグ効率の改善を図る。しかし、KamLAND2 では集光率の増加の影響で、PMT のアフターパルスが増えるため、中性子事象の波形が取得できたとしても正しく事象を再構成できない可能性がある。

そこで、本研究では KamLAND2-Zen における中性子検出効率と ^{10}C のタグ効率の評価を行った。はじめに、大光量下での HQE-PMT の性能測定を行うことで、Venetian Blind 型 PMTR3600 HQE が、候補となっている R12600 HQE に比べて、実際にアフターパルスの少ない PMT であり、KamLAND2-Zen における中性子効率の改善に有効である可能性を示した。同様の測定を現行の 17 インチ PMT に対しても行い、KamLAND2 におけるミューオン事象で、PMT に入射する光量を推定した。さらに、LED を用いることで、求めた光量が入射した際の PMT のアフターパルスのタイミングやレートを測定し、その結果をもとに KamLAND2 で中性子捕獲イベントの事象再構成ができるかをシミュレーションした結果、Box and Line 型の PMT の場合 94.80%、Venetian Blind 型 PMT も含めた場合、96.97% の検出効率になることがわかった。これにより、中性子の検出効率の改善に Venetian Blind 型の PMT が有効であることを確認できたが、バックグラウンドの総数という観点からは導入の必要がないことがわかった。

謝辭

参考文献

- [1] BRUCE T. CLEVELAND *et al.* , “MEASUREMENT OF THE SOLAR ELECTRON NEUTRINO FLUX WITH THE HOMESTAKE CHLORINE DETECTOR”, *Astrophys. J*, Vol. 496, p.505 (1998)
- [2] K.S. Hirata *et al.* , “Ovservation 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] V. N. Aseev *et al.* , “Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment”, *Phys.Rev.D* **84**, 112003 (2011)
- [7] P. A. R. Ade *et al.*(Planck Collaboration) , “Planck intermediate results XVI. Profile likelihoods for cosmological parameters”, *Astron. Astrophys* **A54**, 566 (2014)
- [8] T.Yanagida , “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos”, *Prog.Thor.Phys* **28**, 870 (1980)
- [9] M.Fukugida and T.Yanagida , “BARYOGENESIS WITHOUT GRAND UNIFICATION”, *Phys.Lett.B* **174**, 47 (1986)
- [10] C. Alduino *et al.*, “First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te ’, *Phys.Rev.C* **92**, 055808(2015)
- [11] M. Agostini *et al.*, “Improved Limit on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from GERDA Phase II”, *Phys.Rev.lett* **120**, 132503(2018)
- [12] J.B.Albert *et al.*, “Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector”, *Phys.Rev.Lett* **120**, 072701(2018)
- [13] HAMAMATSU, “光電子増倍管 その基礎と応用” 第4版 p.17
- [14] A.Gando *et al.*, “ ^7Be solar neutrino measurement with KamLAND”, *Phys.Rev.lett* **120**,

- 132501(2018)
- [15] 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)
 - [16] 狩野 祐喜, “KamLAND-Zen 実験における宇宙線ミュー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)
 - [17] 米澤 栄斉, “太陽ニュートリノ観測のための電子デバイス及びトリガ回路の開発”, 修士論文, 東北大学, (2009)
 - [18] S.Abe *et al.* (The KamLAND Collaboration), “Production of radioactive iso-topes through cosmic muon spallation in KamLAND”, *Phys.Rev.C*, Vol. 81, p.025807 (2010)
 - [19] A.Gando *et al.*, “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, *Phys.Rev.Lett* **117**, 082503(2016)
 - [20] 本田 佳己, “KamLAND2-Zen に向けた 10C バックグラウンド低減のための新手法の研究開発”, 修士論文, 東北大学, (2018).
 - [21] 尾崎 秀吉, “KamLAND 外水槽チェレンコフ検出器の刷新と性能向上”, 修士論文, 東北大学, (2017)
 - [22] 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)
 - [23] 吉田 学立, “液体シンチレータでの粒子識別による α 線バックグラウンド除去の研究”, 修士論文, 東北大学, (2011)
 - [24] 林 歩美, “KamLAND2-Zen に向けた集光ミラーの最適化”, 修士論文, 東北大学, (2017)
 - [25] K.J. Ma *et al.*, “Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **629**, (2011)
 - [26] 小原 脩平, “KamLAND-Zen 実験における ^{214}Bi バックグラウンド除去のための発光性バルーンフィルムの開発研究”, 修士論文, 東北大学, (2015)
 - [27] Karim Zbiri, “Simplified PMT Model”, arXiv:0809.4210 (2008)
 - [28] A. Piepke, “Double Beta Decay Experiments”, *Nucl.Phys.A* 752 (2005)