

修士論文

KamLAND2-Zen 実験に向けた長寿命核破砕背景事象
の除去のためのイメージングディテクター開発

Development of an imaging detector to reduce the long-lived spallation
background in the KamLAND2-Zen experiment

東北大学理学研究科
物理学専攻

森田 大暉

令和五年

概要

現代の素粒子物理学において、ニュートリノのマヨラナ性は大きな問題となっている。まず、ニュートリノとは弱い相互作用しか起こさない素粒子のことで、電荷を持たない。そのため、通常、素粒子は自身と電荷のみ反対な粒子である「反粒子」を持つが、ニュートリノには電荷がないため、粒子と反粒子の区別がない可能性がある。この性質を「マヨラナ性」と呼ぶ。そして、ニュートリノがマヨラナ性を持っていた場合、ニュートリノの質量が極端に軽いことや、物質優勢宇宙に対し説明を与えることができるため、ニュートリノのマヨラナ性を実験的に確認することが求められている。

そこで、ニュートリノのマヨラナ性を確認する実験として、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の観測実験がある。二重ベータ崩壊は原子核内で2つの β 崩壊が同時に起こる事象で、通常2つの電子と2つのニュートリノが放出される。しかし、ニュートリノがマヨラナ性を持つ場合、ニュートリノ同士が打ち消しあい、電子のみ放出されることがある。これが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊である。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測はニュートリノのマヨラナ性の確認の他に、ニュートリノ質量の階層性に制限を与えることもできる。そのため、物理的に非常に意義があり、世界中で観測を目指して様々な実験が行われている。

KamLAND-Zen 実験はそのうちのひとつであり、 ^{136}Xe と大型タンクに満たした液体シンチレーター、及び多数の PMT を用いて観測を行っている実験である。現在、まだ $0\nu\beta\beta$ の観測には至っていないが、世界最高感度での観測を実現しており、 $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して最も強い制限を与えている。また、今後更なる感度上昇を目指して検出器全体を更新する計画である KamLAND2-Zen 実験も進められている。

一方、感度上昇のために克服する課題のひとつに、長寿命核破碎 (LLBG) 背景事象の除去がある。LLBG とは、 ^{136}Xe が宇宙線ミューオンによって碎かれることで生じる放射性原子核のことで、数分~数時間と比較的長い半減期を持つことが特徴である。この背景事象は現在の KamLAND の除去手法では除去が難しく、今後の KamLAND2-Zen 実験においても、 $0\nu\beta\beta$ の観測に対し大きな背景事象となることが予想されている。そこで、新たな除去手法を開発することが求められている。

そこで、イメージングを用いた粒子識別手法が現在開拓されている。これは、液体シンチレーターの発光が、 β 線のみ発する $0\nu\beta\beta$ 崩壊よりも γ 線を発する LLBG の方が数 cm 程度広い範囲で発光することを利用し、その広がり差を識別することで粒子識別を行う手法である。

本研究では、この手法を用いて KamLAND2-Zen 実験で 90%LLBG を識別することを目指し、実際にイメージングを行う検出器である「イメージングディテクター」の設計および識別アルゴリズムの開発を包括的に行なった。加えて、開発した手法をシミュレーションを用いて評価し、90%LLBG を識別できることを示した。

また、有効マヨラナ質量に対する感度評価も行った。KamLAND2 での検出器刷新に加え本研究で開発した手法を加えることで、5年間の観測で $\langle m_{\beta\beta} \rangle < [13, 42] \text{ meV}$ (計算に使用する原子核のモデルによる不定性の上下限) と、検出器の刷新のみであった時の上限値 $\langle m_{\beta\beta} \rangle < [18, 58] \text{ meV}$ と比べ大きく感度が向上できることを示した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	マヨラナニュートリノと $0\nu\beta\beta$ 崩壊	3
2.1	ニュートリノとは	3
2.1.1	素粒子標準模型	3
2.1.2	ニュートリノの概要と歴史	3
2.2	マヨラナニュートリノ	5
2.2.1	ディラック・フェルミオンとマヨラナ・フェルミオン	5
2.2.2	マヨラナニュートリノ	7
2.3	ニュートリノの質量	7
2.3.1	ニュートリノ振動	8
2.3.2	ニュートリノの質量階層性問題	10
2.3.3	フェルミオンの質量項	10
2.3.4	ニュートリノの質量機構	12
2.3.5	ニュートリノ質量測定 of 現状	14
2.4	物質優勢宇宙とレプトジェネシス	16
2.4.1	物質優勢宇宙とは	16
2.4.2	サハロフの 3 条件	16
2.4.3	レプトジェネシスとマヨラナニュートリノ	17
2.5	$0\nu\beta\beta$ 崩壊	17
2.5.1	二重ベータ崩壊	17
2.5.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測方法	18
2.5.3	$0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測によるニュートリノ質量の測定	19
2.5.4	$0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験における要求事項	20
2.5.5	現在までの $0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験	22
第 3 章	KamLAND-Zen 実験と将来計画 KamLAND2-Zen 実験	25
3.1	KamLAND 検出器	25
3.1.1	KamLAND 検出器の概要	25

3.1.2	検出器の構造	26
3.1.3	データ収集システム	30
3.1.4	イベント再構成方法	30
3.1.5	遅延同時計測による事象識別	32
3.2	KamLAND-Zen 実験	33
3.2.1	概要	33
3.2.2	現在の結果	33
3.2.3	主要な背景事象	34
3.3	将来計画 KamLAND2-Zen 実験	37
3.3.1	主要な更新点	39
第 4 章	イメージングディテクター的设计	41
4.1	イメージングディテクターとは	41
4.1.1	概要	41
4.1.2	識別原理	41
4.1.3	開発目標	42
4.1.4	イメージングディテクター設計の流れ	42
4.2	光学の用語について	43
4.2.1	光学系に関する用語	43
4.2.2	光学性能に関する用語	44
4.3	光学設計における想定と要求性能	45
4.3.1	想定	45
4.3.2	要求性能	47
4.4	Zemax による光学設計と形状最適化	49
4.4.1	光学系の作成	49
4.4.2	最適化	50
4.4.3	性能評価方法	52
4.5	製作した設計	54
4.5.1	基本設計	54
4.5.2	最適化するパラメーターと境界条件	57
4.5.3	最適化した後のジオメトリ	58
4.5.4	収差	58
4.5.5	点光源像	60
4.5.6	獲得光量の等方性	60
第 5 章	シミュレーションによる粒子識別性能の見積もり	65
5.1	イメージングディテクターによるイベント識別手法	65
5.1.1	光子発生点の再構成	65

5.1.2	Cluster Charge Ratio (CCR) によるイベント識別	67
5.2	識別性能評価シミュレーション	69
5.2.1	シミュレーションの流れ	69
5.2.2	シミュレーションでの仮定	70
5.3	Geant4 による KamLAND 内の光子輸送シミュレーション	71
5.3.1	Geant4 とは	71
5.3.2	Geant4 によるシミュレーションの流れ	71
5.3.3	Geant4 での各種仮定	72
5.4	ROBAST によるイメージングディテクター内での光線追跡シミュレーション	79
5.4.1	ROBAST とは	79
5.4.2	ROBAST でのシミュレーションの流れ	81
5.4.3	ROBAST での各種仮定	82
5.5	光子発生点再構成と CCR の計算	83
5.5.1	用いた仮定	83
5.5.2	最適化方法	83
5.6	シミュレーション結果と識別性能評価	83
5.6.1	ROBAST で作成したジオメトリ	83
5.6.2	ROBAST の点光源像	84
5.6.3	光子発生点再構成	84
5.6.4	CCR パラメーターの最適化	87
5.6.5	識別性能	89
第 6 章	KamLAND2-Zen 実験におけるイメージングディテクターを使用した際の感度評価	93
6.1	評価の流れ	93
6.1.1	Figure of Merit (FoM) による CCR 基準値の最適化	93
6.1.2	バックグラウンド数の計算	94
6.1.3	有効マヨラナ質量に対する $0\nu\beta\beta$ 信号数の計算	95
6.1.4	質量上限値の計算	95
6.2	結果	96
6.2.1	FoM による最適化	96
6.2.2	質量上限値	96
第 7 章	結論	101
7.1	本研究のまとめ	101
7.2	今後の展望	101
付録 A	採用しなかった設計案	103
A.1	光学系	103
A.1.1	レンズのみの光学系	103

A.1.2	Schwartzschild-Couder 光学系 (先行研究)	103
A.1.3	Baker-Nunn+ 箱の光学系	104
付録 B	機械学習による粒子識別との比較	109
B.1	機械学習による識別	109
B.2	イメージングディテクターと比較した際の利点と欠点	109
付録 C	LAPPD	111
C.1	LAPPD の概要	111
C.2	基本性能の測定	112
C.2.1	測定系	113
C.2.2	波形解析	116
C.2.3	TQ 解析	118
C.3	測定結果	121
C.4	incom 社の測定結果との比較および考察	122
C.5	まとめと今後の展望	124
謝辞		125

目次

2.1	素粒子標準模型における素粒子の分類	4
2.2	標準模型の素粒子の質量	5
2.3	ニュートリノの質量階層性	11
2.4	二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム	18
2.5	二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル	19
2.6	モデルごとの核行列要素の計算結果	20
2.7	有効マヨラナ質量と最も軽い質量固有値の関係	21
3.1	PMT の一般的な構造	26
3.2	KamLAND 検出器本体と周辺の概観	27
3.3	KamLAND 検出器の構造	27
3.4	インナーバルーンの構成 (左: インナーバルーンの全体図 右: 各部品の形状)	29
3.5	Zen-800 期間でのエネルギースペクトル	34
3.6	KamLAND-Zen 実験による有効マヨラナ質量への制限	35
3.7	集光ミラーをつけた PMT のイメージ図	40
4.1	イメージングディテクターによる長寿命核の識別原理	42
4.2	光学系の一例	44
4.3	KamLAND2-Zen 実験でのイメージングディテクターの設置イメージ	46
4.4	Gen-II LAPPD の概観	47
4.5	ピント位置、画角、被写界深度、画角方向の収差を考慮する範囲	48
4.6	結像に関わる光線の例	49
4.7	迷光の例	49
4.8	Zemax のレンズデータエディター	50
4.9	KamLAND2 用 LAB-LS のスペクトル	51
4.10	最適化に使う光の波長と重み	51
4.11	レンズ 1 枚 + ミラー + 曲面の光学系のイメージ図	55
4.12	Ashra 実験で作成された、Baker-Nunn 光学系を用いた検出器	55
4.13	アクリルとバッファオイルの屈折率	56
4.14	最適化したパラメーター	57

4.15	イメージングディテクターの光学系 (俯瞰図)	59
4.16	イメージングディテクターの光学系 (断面図)	59
4.17	画角方向での収差	60
4.18	光軸方向での収差	61
4.19	ピント位置 (0 m,-8 m) の点光源像 (Zemax)	61
4.20	ノンシーケンシャルモードで作成した光学系	62
4.21	画角方向での獲得光量	63
4.22	光軸方向での獲得光量	63
5.1	光子発生点の再構成手順	66
5.2	CCR 計算に用いる距離の定義	68
5.3	距離による発光点の分類	68
5.4	シミュレーションの担当範囲	69
5.5	イメージングディテクターの配置	70
5.6	Geant4 での物質中の光学プロセスに対する決定フロー	74
5.7	Geant4 に入力した Bufferoil と LAB-LS の屈折率	75
5.8	Geant4 に入力した減衰長と散乱長	76
5.9	Geant4 に入力した吸収・再発光確率	78
5.10	Geant4 に入力したバルーンとミニバルーンの屈折率	78
5.11	Geant4 に入力したバルーンとミニバルーンの減衰長	79
5.12	Geant4 に入力したバッファオイルの屈折率	80
5.13	Geant4 に入力したバッファオイルの減衰長	80
5.14	Geant4 に入力したバッファオイルの散乱確率	80
5.15	LAPPD の量子効率	82
5.16	ROBAST で作成したイメージングディテクターのジオメトリ (俯瞰図)	84
5.17	ROBAST で作成したイメージングディテクターのジオメトリ (側面図)	84
5.18	ROBAST で作成した点光源像	85
5.19	再構成された光子発生数	85
5.20	電子 (2.5MeV)、100 イベント分の再構成した光子発生点	86
5.21	LLBG、100 イベント分の再構成した光子発生点	87
5.22	電子 (2.5 MeV)、1 イベント分の再構成した光子発生点	88
5.23	LLBG、1 イベント分の再構成した光子発生点	89
5.24	電子 (2.5 MeV) の光子の像面到達時間の分布 (線形スケール)	90
5.25	LLBG の光子の像面到達時間の分布 (線形スケール)	90
5.26	電子 (2.5 MeV) の光子の像面到達時間の分布 (対数スケール)	90
5.27	LLBG の光子の像面到達時間の分布 (対数スケール)	90
5.28	イベント発生点 ~ 光子発生点の距離の分布	90
5.29	光子発生点の CCR に用いる距離 CCR の距離分布	91

5.30	CCR 閾値を用いた場合の LLBG の低減率と検出効率	91
5.31	LLBG 判定基準に対する、LLBG 削減率と $0\nu\beta\beta$ 検出効率	92
6.1	CCR 基準値に対する FoM 曲線	97
6.2	有効マヨラナ質量に対する N_{Total} と N_{left}	98
6.3	5 年間の観測での質量上限値	98
A.1	KamLAND 用に開発された Schwartzschild-Couder 光学系の模式図 (概観) . . .	104
A.2	KamLAND 用に開発された Schwartzschild-Couder 光学系の模式図 (断面図) . .	104
A.3	点光源を光軸に垂直な方向に動かしたときの像の RMS	105
A.4	点光源を光軸方向に動かしたときの像の RMS	105
A.5	Baker-Nunn+ 箱の光学系	106
A.6	点光源を光軸に垂直な方向に動かしたときの像の RMS	107
A.7	点光源を光軸方向に動かしたときの像の RMS	107
A.8	Baker-Nunn+ 箱の光学系での獲得光量	108
A.9	PMMA と空気の境界面でのフレネル反射率	108
C.1	LAPPD の構造	112
C.2	LAPPD の読み出し基盤	112
C.3	LAPPD の測定系の概観	114
C.4	LAPPD 測定系の配線	114
C.5	LED パルスジェネレーターのスペクトル	114
C.6	シンチレーション球の発光スペクトル	114
C.7	使用した電極とチャンネル番号	115
C.8	LAPPD への高電圧印加	115
C.9	ピンホール	116
C.10	ヒットした波形	117
C.11	ヒットしなかった波形	117
C.12	ベースラインの変動	118
C.13	T 分布の例	120
C.14	TQ 分布	121
C.15	位置の再構成結果 (x)	123
C.16	位置の再構成結果 (y)	123
C.17	位置の再構成結果 (線形)	123
C.18	位置の再構成結果 (対数)	123

表目次

2.1	ニュートリノ振動パラメーターの測定値	10
3.1	KamLAND で使われる液体シンチレーターの組成	28
3.2	バッファオイルの組成	29
3.3	Zen-800 期間での背景事象の一覧 (best-fit)	35
3.4	短寿命核破碎生成物	36
3.5	シミュレーションによって求められた XeLS 中の LLBG と発生量	38
4.1	設計した光学系の各種パラメーター	58
5.1	LAB-LS の組成	71
5.2	Geant4 に入力した発光量	76
5.3	散乱長の計算に用いたパラメーター	77
6.1	XeLS 体積に対するバックグラウンド事象レート	94
6.2	$0\nu\beta\beta$ の信号数計算に用いた定数	95
6.3	5 年間の観測でのバックグラウンド事象数	97
C.1	Dark rate の測定結果	122

第 1 章

序論

素粒子物理学は物質の究極的に微細な構造を探求する学問であり、現代の素粒子物理学において、ニュートリノのマヨラナ性は大きな問題となっている。マヨラナ性とは、粒子と反粒子の区別がない性質のことで、電荷を持つ素粒子はマヨラナ性は持ち得ない。しかし、ニュートリノは電荷を持たないためマヨラナ性を持つ可能性がある。また、もしニュートリノがマヨラナ性を持っていた場合、ニュートリノの質量が極端に軽いことや宇宙創世のシナリオが理論的に解明できるため、ニュートリノのマヨラナ性を実験的に確認することは物理的に非常に意義がある。

確認方法には、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の観測がある。二重ベータ崩壊とは、原子核内で 2 つの β 崩壊が同時に起こる事象で、通常 2 つの電子と 2 つのニュートリノが放出される。しかし、ニュートリノがマヨラナ性を持つ場合は放出されるニュートリノ同士が打ち消しあい、2 つの電子のみ放出される $0\nu\beta\beta$ 崩壊がおこる。裏を返せば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測できれば、マヨラナ性を直接証明できる。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測ではニュートリノ質量の階層性に制限を与えられる。これらのことから $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測は物理的な意義が大きく、世界中で観測実験が行われている。

KamLAND-Zen 実験は、そんな $0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験のひとつである。この実験は、神岡鉱山内地下 1000 m に 1 kt の液体シンチレーター (LS) を有し、中心部に二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を溶かした XeLS を設置して $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測しており、現在世界最高感度である。更なる感度向上の為、LS の発光量向上や集光ミラー付き光電子増倍管の使用などの検出器刷新を行う KamLAND2-Zen 実験計画も進行中である。

一方、克服が必要な課題のひとつに、LLBG の除去がある。LLBG は宇宙線ミュオンによって ^{136}Xe が破碎されることで生じる放射性原子核のことで、多核種存在し、数分～数時間と比較的長い半減期を持つことが特徴である。このことから、現在 KamLAND 実験で用いられている遅延同時計測による除去が難しく、また、検出器運転中に自然発生するため実験開始前に純化などで除去することも難しい。そのため、今後の KamLAND2-Zen 実験においても、 $0\nu\beta\beta$ の観測に対し大きな背景事象となることが予想されており、新たな除去手法を開発することが求められている。

そこで、LLBG を除去する手法として、現在イメージングを用いた粒子識別手法が注目されている。これは、液体シンチレーターの発光点分布の違いから粒子識別を行う手法である。液体シ

ンチレーターの発光の様子は粒子によって異なると考えられており、 β 線ではほぼ 1 点で、 γ 線ではコンプトン散乱を起こす分空間的に広がった複数の点で起こる。すると、発光点の広がりには粒子種によって変化する。ここで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は β 線のみ発し、LLBG はほとんどの核種で γ 線を発する事象だから、イベントごとに発光点の広がりを観測すれば両者は識別できると考えられる。

本研究はこの手法を確立することを目的として、撮像を行う検出器である「イメージングディテクター」の開発を行なった。開発は KamLAND2-Zen 実験で LLBG を 90% 識別することを目指し、装置の装置構造から識別のアルゴリズムまで包括的に行い、最終的にシミュレーションによる評価で十分目標を達成できる設計が得られた。また、KamLAND2-Zen 実験に導入した際の感度向上についても議論し、大きく感度を向上できることを示した。

最後に、本論文の構成を示す。2 章で物理的背景としてニュートリノのマヨラナ性と $0\nu\beta\beta$ 崩壊について述べる。次に、3 章で KamLAND-Zen 実験と将来計画である KamLAND2-Zen 実験について述べる。4 章で開発したイメージングディテクターの設計方法と結果を示し、5 章で設計したイメージングディテクターでの識別性能を議論する。また、6 章では、KamLAND2-Zen 実験で開発したイメージングディテクターを導入した際、どれほど感度が向上するかを議論する。最後に、7 章で本研究での結論を述べる。

第 2 章

マヨラナニュートリノと $0\nu\beta\beta$ 崩壊

この章では、本研究および KamLAND-Zen 実験、KamLAND2-Zen 実験が検証を目指しているニュートリノのマヨラナ性と、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊について述べる。

2.1 ニュートリノとは

2.1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型は、自然界の物質を構成する最小単位である素粒子とその相互作用を記述する理論であり、現在多くの成功を収めている理論体系である。

この理論では、各素粒子はスピンの値によって、物質を構成するフェルミオン (スピン 1/2)、相互作用の媒介となるボソン (スピン 1)、クォークやレプトンの質量起源となるヒッグス粒子 (スピン 0) の 3 種類に分類される。

また、自然界には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 種類の相互作用が存在する。素粒子標準模型では、ゲージ理論を用いて重力相互作用を除く 3 種類の相互作用を記述しており、フェルミオンは相互作用を受ける種類によって以下のように分類される。

- 強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用：クォーク
- 電磁相互作用、弱い相互作用：レプトン

さらに、クォークとレプトンは各素粒子の質量スケールから 3 世代に分類される。これらの素粒子を図 2.1 に示す。

2.1.2 ニュートリノの概要と歴史

ニュートリノは、レプトンのうち弱い相互作用しか起こさない素粒子である。世代数と同じく 3 種類存在し、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 がある。これらはすべて実験でその存在が確認されている。主な特徴として、以下の 3 点がある。

- 電荷を持たないため、物質への透過力が非常に高い

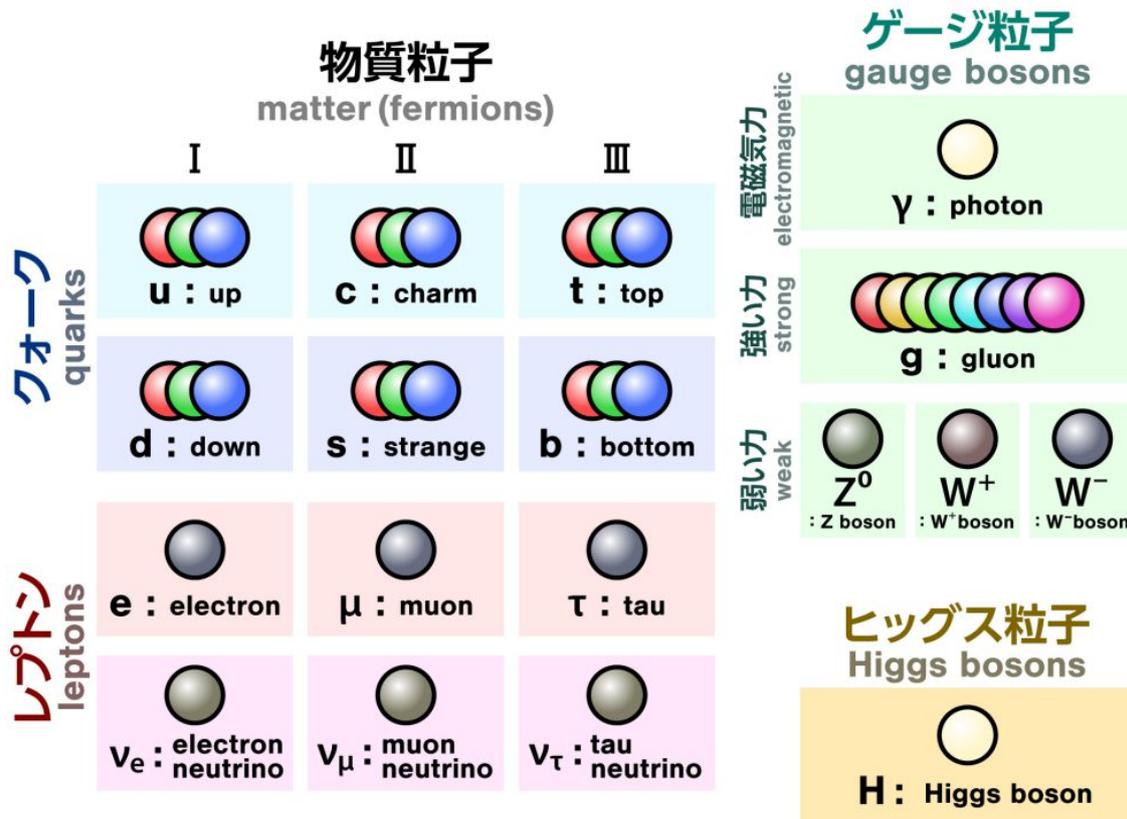


図 2.1 素粒子標準模型における素粒子の分類 [1]

- 他の素粒子と比べ、質量が非常に軽い (図 2.2)
- 宇宙空間に豊富に存在する。

次に、ニュートリノの歴史について述べる。1930年代の物理学では、 β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルに大きな問題があった。当時、 β 崩壊は崩壊後の原子核と電子の2体崩壊だと考えられており、放出される電子のエネルギーは原子核の始状態と終状態の差に一致する離散的な値だと考えられていた。しかし、実験では連続的なスペクトルが観測されており、大きな矛盾があった。これに対し、Wolfgang Ernst Pauli はニュートリノの存在を提案した [2]。ニュートリノを導入することで β 崩壊は3体崩壊となるため、放出される電子のエネルギーを連続的にすることができる。また、ニュートリノは電荷を持たないため、 β 崩壊の観測では見つけれないということからも、実験と矛盾しないことを説明した。

そして、パウリによる提唱から約20年後の1956年、Frederick Reines と Clyde Lorrain Cowan らは原子炉から来る反電子ニュートリノを、逆ベータ崩壊 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) を使って検出することに成功した [3]。これにより、ニュートリノの存在が実験的にも確認された。

さらに、1962年に、Leon max Lederman, Melvin Schwartz, Jack Stenberger らによるミューニュートリノ ν_μ の発見 [4]、DONUT 実験によるタウニュートリノ ν_τ の発見 [5] により、ニュー

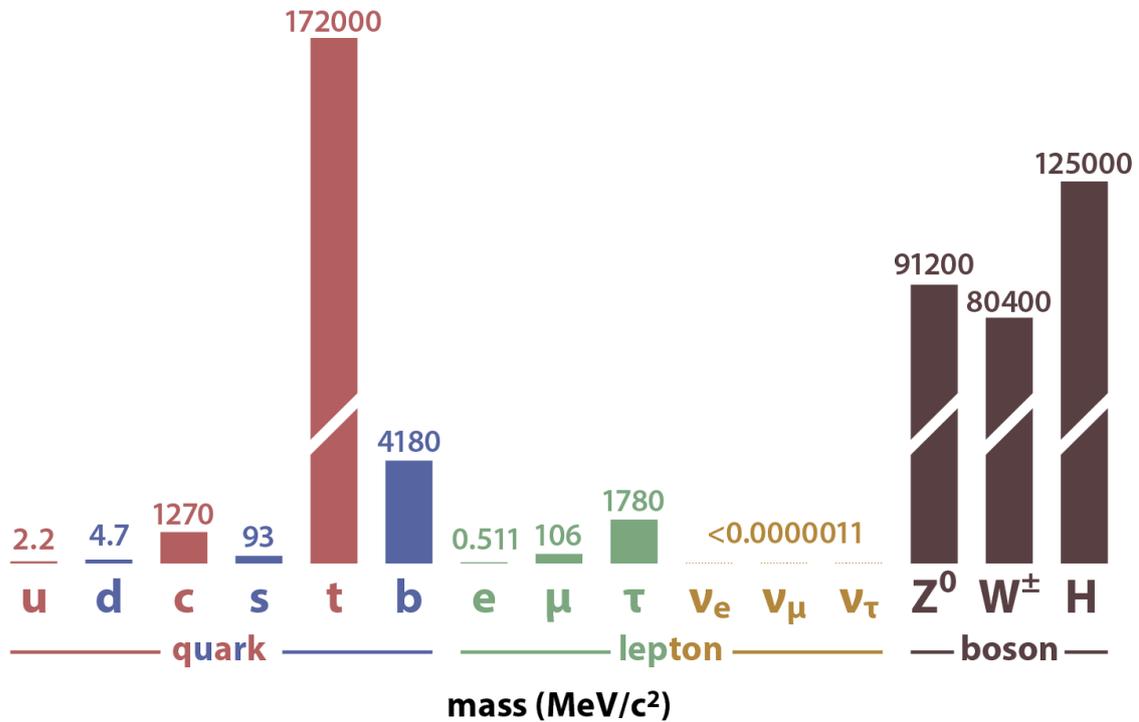


図 2.2 標準模型の素粒子の質量 [1]

トリノの3世代全ての存在が今日までに確認されている。

2.2 マヨラナニュートリノ

すべてのフェルミオン(クォーク、レプトン)は電荷の正負が逆の粒子である「反粒子」を持つ。たとえば、電子であればその反粒子として+1の電荷を持つ陽電子が存在する。ニュートリノにも同様に各世代1つずつ反粒子が存在している。しかし、ニュートリノは電子などとは異なり、電荷を持たない。そのため、ニュートリノは粒子・反粒子の区別がない「マヨラナニュートリノ」である可能性が示唆されている。

2.2.1 ディラック・フェルミオンとマヨラナ・フェルミオン

まず、素粒子標準模型におけるフェルミオンの扱いを示す [6]。

素粒子標準模型において、スピン 1/2 のフェルミオンは4成分の複素ベクトル(ディラック・スピノール)で記述される。各成分はスピンの方向(アップ・ダウン)と粒子・反粒子の区別に対応し、このような4成分複素ベクトルで表されるフェルミオンのことをディラック・フェルミオンと呼ぶ。加えて、フェルミオンはスピンの方向と粒子の運動方向から式(2.1)のように定義される

「ヘリシティ」という値を持つ。

$$h = \frac{\vec{p} \cdot \vec{S}}{p} \quad (2.1)$$

\vec{p} は粒子の運動量、 \vec{S} はスピンの値を示す。フェルミオンは、ヘリシティが $+1/2$ のとき右巻き、 $-1/2$ のとき左巻きと呼ばれる。

とくに、素粒子標準模型では右巻きと左巻きのフェルミオンは理論的に別々に導入され、*1それぞれ独立な成分が2個のスピノール(ワイル・スピノール)として表記される。ディラック・スピノールはこれら右巻き・左巻きのワイル・スピノールが混合して構成されている。

数式でこれらの関係を表現する。まず、右巻き・左巻きのワイル・スピノールをそれぞれ ψ_R 、 ψ_L とする。フェルミオンのカイラリティは右巻きであれば1、左巻きであれば -1 になるため、カイラル演算子 γ_5 に対して

$$\gamma_5 \psi_R = \psi_R, \quad \gamma_5 \psi_L = -\psi_L \quad (2.2)$$

という関係が成り立つ。加えて、ディラック・スピノール ψ_D は右巻き・左巻きのワイル・スピノールを用いて

$$\psi_D = \psi_L + \psi_R \quad (2.3)$$

と表現できる。ここで、射影演算子 L, R を以下のように定義する。

$$L \equiv \frac{1 - \gamma_5}{2}, \quad R \equiv \frac{1 + \gamma_5}{2} \quad (\text{ここでは } 1 \text{ は単位行列を表す}) \quad (2.4)$$

射影演算子を用いると、ディラック・スピノールとワイル・スピノールの関係は

$$\psi_L = L\psi_D, \quad \psi_R = R\psi_D \quad (2.5)$$

と表現できる。

また、次のように γ_5 が対角化されるような基底を考える。*2

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} -I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}, \quad \sigma^\mu = (I, \sigma^i), \quad \bar{\sigma}^\mu = (I, -\sigma^i) \quad (2.6)$$

式(2.6)において、 $\mu = 1, 2, 3, 4$ 、 I は 2×2 の単位行列、 $\sigma^i (i = 1, 2, 3)$ はパウリ行列である。このとき、射影演算子は

$$L = \frac{1 - \gamma_5}{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad R = \frac{1 + \gamma_5}{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

と対角化されるので、 ψ_L は上2成分のみ、 ψ_R は下2成分のみを持つスピノールになる。これを2成分複素ベクトル η, ξ を用いて表すと

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \eta_\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\xi}_{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \quad (\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2) \quad (2.8)$$

*1 弱い相互作用においてパリティ対称性が大きく破れるため、相互作用のかかり方が異なる。

*2 このような γ 行列による表現をカイラル表現という。

となる。この式では $\bar{\eta}_{\dot{\alpha}} \equiv (\eta_{\alpha})^*$ であり、ドットとバーは複素共役を表す。また、上付き、下付きの違いは粒子・反粒子を入れ替える操作である荷電共役 (C) 変換のもとで、互いに入れ替わることに対応する。実際 C 変換を行うと、 $C = i\gamma^0\gamma^2$ だから、

$$(\psi_L)^C = C\bar{\psi}_L^t = -i\gamma^2(\psi_L)^* = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

となる。最終的に、ディラック・スピノールは

$$\psi_D = \psi_L + \psi_R = \begin{pmatrix} \eta_{\alpha} \\ \xi^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

と表される。

ここで式 (2.10) で $\eta = \xi$ の場合を考える。この時、式 (2.8)、(2.9) から $(\psi_L)^C = \psi_R$ となり、式 (2.10) からワイル・スピノールとその反粒子のスピノールを足した

$$\psi_{M1} = \psi_L + (\psi_L)^C = \begin{pmatrix} \eta_{\alpha} \\ \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad \psi_{M2} = \psi_R + (\psi_R)^C = \begin{pmatrix} \bar{\xi}^{\dot{\alpha}} \\ \xi_{\alpha} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

というスピノールを理論的に構成できる。特に、このスピノールは、

$$(\psi_{M1(2)})^C = (\psi_{L(R)} + (\psi_{L(R)})^C)^C = (\psi_{L(R)})^C + \psi_{L(R)} = \psi_{M1(2)} \quad (2.12)$$

という関係が成り立つ。これは、 $\psi_{M1, M2}$ の反粒子は自分自身であり、粒子・反粒子の区別がないことを示す。このようなスピノールをマヨラナ・スピノールと呼ぶ。また、マヨラナ・スピノールで表せるフェルミオンをマヨラナ・フェルミオンと呼ぶ。加えて、 $\psi_{M1(2)}$ と $(\psi_{M1(2)})^C$ は、電荷の符号を逆にした方程式を満たす必要がある。もし電荷が 0 でないと、式 (2.12) に矛盾する。そのため、マヨラナ・フェルミオンは電荷が 0 のフェルミオンしかなり得ない。

2.2.2 マヨラナニュートリノ

ニュートリノは節 2.1.2 で述べたように電荷を持たない粒子である。そのため、ニュートリノはマヨラナ・フェルミオンの可能性があり、そのようなニュートリノをマヨラナニュートリノという。特に、ニュートリノがマヨラナニュートリノであった場合、以下の物理学における問題を自然に解決できる可能性がある。

- ニュートリノの質量起源
- レプトジェネシスによる物質宇宙優勢

これらについては後の節で詳しく述べる。

2.3 ニュートリノの質量

素粒子標準模型において、ニュートリノは質量が 0 の粒子とされている。しかし、近年の実験によって、「ニュートリノ振動」という現象が観測された。これはニュートリノの質量が 0 でない場合に起こる現象で、説明するために素粒子標準模型を拡張することが求められている。

2.3.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動の概要

ニュートリノ振動とは、ニュートリノの世代^{*3}がニュートリノの時間発展によって変化する現象である。これはニュートリノが0でない質量固有状態を持つ場合に、各世代が質量固有状態の重ね合わせで表されることで起こる。

歴史的経緯を簡単に述べる。1960年代、物理学には「太陽ニュートリノ問題」という未解決問題があった。これは、Homestakes 実験 [7] の太陽ニュートリノフラックス測定結果が、標準太陽モデル^{*4}からの予測フラックスと一致しないという問題である。Homestakes 実験では $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ という反応から電子ニュートリノを捉え、生成される ${}^{37}\text{Ar}$ の量から太陽からの ν_e の量を見積もっていた。しかし、実際に測定された電子ニュートリノの量は予想値の1/3程度しかなかった。

これに対し、牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって、[8] ニュートリノ振動の理論が提唱された。この理論では、太陽からくる電子ニュートリノが地球に到達するまでの間に他の世代のニュートリノに変化したため観測される電子ニュートリノの量が減ったとして、太陽ニュートリノ問題を説明した。その後、1988年にスーパーカミオカンデ実験によってニュートリノ振動の存在が実験で確認され、ニュートリノ振動の存在が明らかになった [9]。この実験では、大気ニュートリノフラックスの天頂角分布を測定し、ニュートリノ振動を仮定しないモデルからの予測値よりも ν_μ が減少していることを確認し、ニュートリノ振動の存在を示している。

ニュートリノ振動の理論

ここでは、真空中でのニュートリノ振動の理論について説明する。

まず、ニュートリノの世代 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) が以下のような関係を持つと仮定する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.13)$$

この式 (2.13) で $U_{\alpha i}$ は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列と呼ばれ、以下のようなユニタリ行列で表される。

$$\begin{aligned} U_{\alpha i} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.14) \end{aligned}$$

c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos \theta_{ij}, \sin \theta_{ij}$ を表す。 θ_{ij} は混合角と呼ばれ、質量固有値 m_i および m_j をもつ質量固有状態の混合の程度に対応する。また、 δ_{CP} は複素位相で、レプトンの CP 対称性を決

^{*3} フレーバー固有状態ともいう。

^{*4} 太陽の組成・構造・起こる反応を説明する理論モデル

定するパラメーターであり、CP 位相角と呼ばれる。^{*5}

以降、簡単のため 2 世代間のニュートリノ振動について考える。式 (2.13)、(2.14) は 2 世代のニュートリノ $|\nu_\alpha\rangle$ 、 $|\nu_\beta\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ を用いて表すと、式 (2.15) のように表される。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

ここで、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ は、ニュートリノがエネルギー E_i 、運動量 p_i 、位置 $x = 0$ の初期状態で生成されたとすると、シュレディンガー方程式を解くことで、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.16)$$

の時間依存性を示す。このとき、 m_i をニュートリノの質量、 L をニュートリノの飛行距離とすると、ニュートリノが相対論的な粒子であることから、

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (2.17)$$

$$t \approx L \quad (2.18)$$

と近似できる。よって、式 (2.15) は式 (2.16)、式 (2.17)、式 (2.18) を用いて

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-im_1^2 L/2E_i} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-im_2^2 L/2E_i} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

となる。

これより、ニュートリノが距離 L だけ飛行した後に世代が $\alpha \rightarrow \beta$ に変化して観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t)$ (出現確率) は、混合角 θ と質量差 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ を用いて

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}\right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

と表せる。

以上の議論を 3 世代の場合にも適用すると、式 (2.21) のように表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

式 (2.21) にあるように、ニュートリノの世代が時間発展に従って周期的に変化することから、ニュートリノ「振動」と呼ばれている。また、振動の周期はニュートリノの質量固有値の二乗差に依存しており、ニュートリノに質量が存在しないと振動が起きえないことがわかる。

^{*5} CP 位相角の測定は T2K 実験などの長距離基線加速器実験によって主に進められており、同実験で CP 位相角が 0 でないことが 3σ で確認されている [10]。これはレプトンの CP 対称性が破れていることを強く示唆している。

表 2.1 ニュートリノ振動パラメーターの測定値 [11]

パラメーター	best-fit $\pm 1\sigma$	
	NO	IO
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.320^{+0.020}_{-0.016}$	NO に同じ
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.547^{+0.020}_{-0.030}$	$0.551^{+0.018}_{-0.030}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02160^{+0.00083}_{-0.00069}$	$0.02220^{+0.00074}_{-0.00076}$
Δm_{21}^2 [10^{-5} eV ²]	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	NO に同じ
$ \Delta m_{31}^2 $ [10^{-3} eV ²]	2.50 ± 0.03	$2.42^{+0.03}_{-0.04}$
δ_{CP}/π	$1.32^{+0.21}_{-0.15}$	$1.56^{+0.13}_{-0.15}$

現在のニュートリノ振動パラメーターの測定結果

現在までのニュートリノ振動の各パラメーター (混合角、質量二乗差、CP 位相角) の測定結果を表 2.1 に示す。なお、NO(順階層)、IO(逆階層) については、次の節 2.3.2 で説明する。これらのパラメーターについて簡単に説明する。 θ_{12} , Δm_{21}^2 は、太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノの振動によって測定された。 θ_{23} , Δm_{31}^2 は、大気ニュートリノや加速器からのニュートリノなど、比較的高エネルギーのニュートリノの振動を観測することで決定された。 θ_{13} は、原子炉ニュートリノの振動によって測定された。 δ_{CP} は、加速器ニュートリノによる電子ニュートリノ出現事象によって測定が行われているが、まだ不定性が大きい。

2.3.2 ニュートリノの質量階層性問題

2.3.1 節にあるように、ニュートリノ振動の周期はニュートリノの質量固有値の二乗差に依存している。そのため、ニュートリノ振動の精密測定で質量固有値の差を測定できる。

しかし、あくまで二乗差の測定であるため符号までは測定できず、ニュートリノの質量固有値がどのような順番に並ぶかは未知である。現在の実験結果では図 2.3 のように順階層 $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ と逆階層 $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$ の 2 つの可能性がある。このようにニュートリノの質量固有値の順番が未知であることをニュートリノの質量階層性問題と呼び、ニュートリノ物理学において大きな問題になっている。

2.3.3 フェルミオンの質量項

ここからは、ニュートリノの質量を説明する理論について述べる。まず、フェルミオンがどのように質量を持つか、一般的な理論を見る。

フェルミオンは式 (2.22) にあるディラック方程式を満たす。

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (2.22)$$

Neutrino Mass Hierarchy

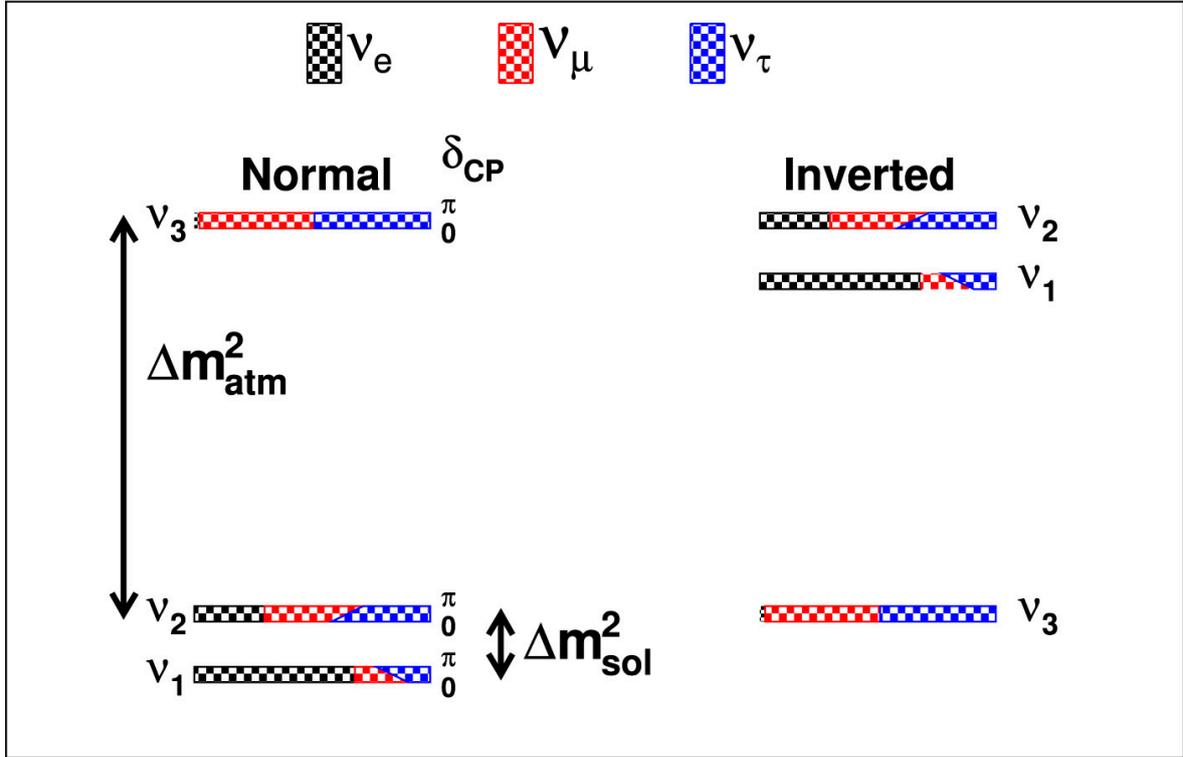


図 2.3 ニュートリノの質量階層性 [12]。左が順階層 (Normal Ordering : NO)、右が逆階層 (Inverted Ordering : IO) を示す。帯の色は、各世代のニュートリノがどの程度混合するかを示す。

また、ディラック方程式を満たすラグランジアン密度は、

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.23)$$

となる。式 (2.23) において、 m はフェルミオンの質量であり、対応する項は質量項と呼ばれる。

式 (2.23) から、ディラック・フェルミオンの質量項 (ディラック質量項) は、

$$-m_D \bar{\psi}_D \psi_D = -m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + h.c. \text{ *6}) = m_D (\xi^\alpha \eta_\alpha + h.c.) \quad (2.24)$$

となる。一方、マヨラナ・フェルミオンの質量項 (マヨラナ質量項) は、左巻き、右巻きのワイル・スピノールに対し、

$$-m_L \bar{\psi}_{M1} \psi_{M1} = -m_L (\overline{(\psi_L)^C} \psi_L + h.c.) = m_L (\eta^\alpha \eta_\alpha + h.c.) \quad (2.25)$$

$$-m_R \bar{\psi}_{M2} \psi_{M2} = -m_R (\overline{(\psi_R)^C} \psi_R + h.c.) = m_R (\xi^\alpha \xi_\alpha + h.c.) \quad (2.26)$$

となる。これらの式で、 m_D はディラック質量、 m_L, m_R はマヨラナ質量と呼ぶ。

*6 h.c. = エルミート共役

2.3.4 ニュートリノの質量機構

一般化されたニュートリノの質量項

素粒子標準模型では、ニュートリノは左巻きの状態でしか存在せず、質量は0とされている*7。ここで、ニュートリノの質量を説明するために、右巻きニュートリノを新しく標準模型に導入する。この右巻きニュートリノは重力相互作用以外の全ての相互作用を受けない。

右巻きのニュートリノを導入したことで、ニュートリノはディラック質量項を持つことができる。加えて、ニュートリノは、マヨラナ・フェルミオンとも考えられるため、ニュートリノはマヨラナ質量項も持ちうる。以上のことより、ニュートリノの質量項は式(2.27)のように表せる。

$$\mathcal{L}_m = -m_D \bar{\nu}_R \nu_L - \frac{1}{2} m_L \overline{(\nu_L)^C} \nu_L - \frac{1}{2} m_R \overline{(\nu_R)^C} \nu_R + h.c. \quad (2.27)$$

ν_L, ν_R はそれぞれ左巻き、右巻きのニュートリノに対するワイル・スピノールである。また、 m_D はディラック質量、 m_L, m_R は左巻き、右巻きニュートリノのマヨラナ質量である。さらに、式(2.27)は 2×2 行列形式で表すことができる。

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_L)^C} \quad \bar{\nu}_R \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^C \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.28)$$

一般に、中央の 2×2 行列は複素対称行列で、質量行列と呼ばれる。この後の議論では簡単のため、質量行列の各成分は全て実数であると仮定する。このとき、直行行列を用いて質量行列の対角化可能になる。対角化した結果を質量固有値 m_s, m_a とそれに対応する固有状態 ν_s, ν_a を用いて表すと、

$$m_s = \frac{1}{2} \{ (m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \} \quad (2.29)$$

$$m_a = \frac{1}{2} \{ -(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \} \quad (2.30)$$

$$\nu_s = \cos \theta_\nu \nu_L + \sin \theta_\nu \nu_R \quad (2.31)$$

$$\nu_a = -\sin \theta_\nu \nu_L + \cos \theta_\nu \nu_R \quad (2.32)$$

となる。なお、混合角 θ_ν は、

$$\tan 2\theta_\nu = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (2.33)$$

である。これらを用いると式(2.27)は、

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} m_s \overline{(\nu_s)^C} \nu_s - \frac{1}{2} m_a \overline{(\nu_a)^C} \nu_a + h.c. \quad (2.34)$$

としてあらわすことができる。さらに、 ν_s, ν_a とそれぞれの反粒子より、2つのマヨラナ・ニュートリノを次のように形成する。

$$N_s = \nu_s + (\nu_s)^C, \quad N_a = \nu_a + (\nu_a)^C \quad (2.35)$$

*7 ニュートリノの反粒子である反ニュートリノは右巻きのみ

すると、式 (2.34) にある 2 つの質量項は式 (2.35) の質量項とも考えられる。

以上が一般化されたニュートリノ質量項である。ここから、式 (2.28) の行列における各成分の大小で、ニュートリノ質量に対する 3 つのシナリオが導かれる。

ディラック型

ニュートリノが純粋なディラック・フェルミオンであった場合、マヨラナ質量項は $0(m_L = m_R = 0)$ となりニュートリノ質量はディラック質量項でのみ決まる。 $(m_s = m_a = m_D)$ の場合、他の荷電レプトンやクォークと同じ質量獲得機構によって質量が決まる。しかし、2.1.2 節にもあるように、ニュートリノは他の素粒子と比べ 5 桁以上小さい質量を持っており、明らかな差がある。ニュートリノがディラック型であった場合、この質量の差を自然な論理で説明することができないという問題点がある。

擬ディラック型

ニュートリノがマヨラナ質量項を持ち、かつマヨラナ質量がディラック質量よりもずっと小さい場合 $(m_R, m_L \ll m_D)$ を考える。この場合マヨラナ質量は小さいため無視でき、ニュートリノは擬似的なディラック・フェルミオン (擬ディラックニュートリノ) だと考えられる。ただし、ディラック型と同様、ニュートリノの質量が非常に軽いことを自然に説明できない。

しかし、擬ディラック・ニュートリノは別のタイプのニュートリノ振動を起こすことができる。擬ディラック・ニュートリノでは、小さなマヨラナ質量によって質量固有値 m_s, m_a にわずかながら差が生じる。

$$m_s^2 - m_a^2 \approx 2m_D(m_R + m_L) \quad (2.36)$$

すると、世代間でのニュートリノ振動と同様の機構で、左巻き・右巻き反ニュートリノの間 $(\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_R)$ でもニュートリノ振動が可能になる。加えて、 $\nu_R(\bar{\nu}_R)$ は重力相互作用以外起こさないため我々には観測ができない。そのため、上記の振動でも Homestakes 実験で観測されたように太陽からのニュートリノが減って見えるということが起こりうる。この内容は本論文の範疇を大きく超えるため、これ以上は取り扱わない。

シーソー型

ニュートリノのマヨラナ質量がディラック質量よりもずっと大きかった場合を考える。ここで、 $m_L = 0$ であり、 $m_R \gg m_D$ という仮定を導入する。^{*8}すると、式 (2.28) にある質量行列は、

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R^* \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

となる。また、質量固有値は、

$$m_s \approx m_R \quad (2.38)$$

$$m_a \approx -\frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.39)$$

^{*8} m_L は左巻きニュートリノのマヨラナ質量項がゲージ不変でないことから、制限なく大きくすることはできない。右巻きニュートリノにはそういった制限はかからないため、大きくすることが可能である。

と近似される。よって、

$$m_s \cdot m_a \approx m_D^2 \quad (2.40)$$

の近似式が導かれる。さらに、式 (2.35) にある 2 つのマヨラナニュートリノは

$$N_a \approx i\{\nu_L - (\nu_L)^C\} \quad (2.41)$$

$$N_s \approx \nu_R + (\nu_R)^C \quad (2.42)$$

として、それぞれほぼ ν_L 、 ν_R のみで成立するようになる。

ここで、 m_D は電子などの荷電レプトンの質量と同程度と考えるのが自然である。また、式 (2.40) は 2 つの質量固有値の幾何平均が m_D ということを示す。すると、もし大きい方の質量固有値 $m_s \approx m_R$ が m_D よりもずっと大きくなると、もう一方の質量固有値 m_a は m_D よりもずっと小さくなる。これにより、ニュートリノの質量が他のフェルミオンの質量よりもずっと小さいことを自然に説明できる。また、重い方の質量固有値に対応する N_s は、右巻きのニュートリノで構成されるから我々には観測できない。その上、質量が大きいのが故に我々の世界では実験的に到達できず、理論的には質量の軽い N_a のみ現れることになる。^{*9}このように「一方のニュートリノ質量が大きくなることでもう一方が軽くなること」でニュートリノの質量を説明するモデルを「シーソー型」[13][14]と呼ぶ。

シーソー型には 3 つタイプが存在し、ここまで述べてきたのは Type-I である。他には、

- Type-II: $SU(2)_L$ 3 重項のスカラー場 H_T の交換
- Type-III: $SU(2)_L$ の随伴表現に属する 3 重項のマヨラナ・フェルミオン T の交換

によるシーソー機構も理論的に考えられている。

2.3.5 ニュートリノ質量測定の実況

ここでは、現在のニュートリノ質量の測定状況について簡単にまとめる。ニュートリノの質量を測定する実験はいくつか存在する。

絶対質量の直接測定

β 崩壊 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) ではニュートリノが放出される。そのため、放出される電子のエネルギースペクトルを観測することで、ニュートリノの絶対質量が測定できる。

まず、 β 崩壊における電子のエネルギースペクトルは、

$$R_\beta(E) \propto \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2} \quad (2.43)$$

と表される。ここで、 E_0 は end point energy、 E は電子のエネルギーであり、 m_ν は有効電子ニュートリノ質量 (effective electron mass) で、

$$m_\nu = \sum_{i=1,2,3} |U_{ei}|^2 m_i \quad (2.44)$$

^{*9} N_s は重力以外に相互作用をしないことからステライル (sterile) ニュートリノ、対して N_a は弱い相互作用をすることからアクティブ (active) ニュートリノと呼ばれる。

と定義される。式 (2.43) を見ると、電子のエネルギースペクトルはニュートリノの質量に依存しており、質量の値に応じてスペクトルが (特に最もエネルギーが高い部分が) 内側に歪むことがわかる。すなわち、実験で β 崩壊の電子のエネルギースペクトルを測定し、エネルギー最大値付近のスペクトル形状を精密に調べることで、ニュートリノの質量を測定できる。

現在は、KATRIN 実験がこの原理でニュートリノの絶対質量を測定している。この実験ではトリチウムの β 崩壊 ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ を用いている。検出器は MAC-E フィルター (Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic filter) と呼ばれる装置を用いて、あるエネルギー閾値以上の電子のみを検出するようにして、背景事象を大幅に低減するという工夫がこらされている。

KATRIN 実験の最新の結果による m_ν への制限は [15] に示されており、

$$m_{\nu_e} < 0.8 \text{ eV (90\%C.L.)} \quad (2.45)$$

である。今後の測定で、この制限がより厳しくなることが期待されている。

また、現在 Resarch& Development 段階の実験には以下のような実験がある。

- Project8[16] トリチウムの β 崩壊を用いた実験。共振空洞で電子をトラップした後サイクロトロン放射を観測することで、高エネルギー分解能、低背景事象での観測が期待されている。
- ECHO[17] ホロミウム (${}^{163}\text{Ho}$) の β 崩壊を用いた実験。カロリメーターを用いた実験で、sub-eV スケールで高い統計数での測定が期待されている。

宇宙論的観測

現在の宇宙論では、初期宇宙が $\sim\text{MeV}$ 程度の温度に下がるまでニュートリノは他の物質と相互作用しており (熱平衡状態)、温度低下後は相互作用の反応率が下がり宇宙空間を自由に飛ぶようになったと考えられている (脱結合)。また、ニュートリノは宇宙背景放射 (CMB) の形成にも関わっており、ニュートリノの質量に応じて CMB のパワースペクトルが変化すると考えられている。そのため、CMB の観測によって、ニュートリノ質量に上限値を与えられる。

最新の観測結果では、Planck 衛星と JWST (James Webb Space Telescope) の観測結果が組み合わせられ、[18]

$$\sum m_\nu < 0.114 \text{ eV (95\%C.L.)} \quad (2.46)$$

という制限を与えられている。宇宙論のモデルへの依存性が大きくあることは注意する必要があるが、これは質量階層が逆階層だった時のニュートリノ質量の下限値 ($\sum m_\nu \geq 0.1 \text{ eV}$) にかなり近い値である。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊による測定

$0\nu\beta\beta$ 崩壊という現象の測定からもニュートリノ質量に制限をかけられる。これについては節 2.5 で詳しく述べる。

2.4 物質優勢宇宙とレプトジェネシス

この節では、我々が現在存在する宇宙「物質優勢宇宙」とその形成におけるシナリオのひとつ「レプトジェネシス」について紹介する。特に、レプトジェネシスはマヨラナニュートリノが深く関わる可能性がある。

2.4.1 物質優勢宇宙とは

現在の宇宙は物質によって構成されており、反物質^{*10}はほとんど存在しない。このような我々の宇宙を「物質優勢宇宙」と呼ぶ。

ところで、宇宙が誕生した直後は物質と反物質(粒子と反粒子)が同じ量だけ存在していたと考えられている。また、物質と反物質は衝突すると光に変わる(対消滅)ため、物質と反物質が同量ある場合は全て消滅するはずである。しかし、我々は確かに実在しており、宇宙が発展する段階のどこかで物質・反物質の数量比は変わってしまったはずである。この原因は明らかになっておらず、物理学の大きな謎の一つとなっている。

2.4.2 サハロフの3条件

Andrei Sakharov は、物質優勢宇宙を説明するには以下の3つの条件が必要であると提唱した。

1. バリオン数 B ^{*11}の保存則の破れ

この条件がない場合、宇宙のバリオン数が数が常に0のまま維持され、物質優勢宇宙にならない。

2. C と CP 対称性の破れ

物質と反物質の反応が異なることに対応する。これによりバリオン数が増加する反応と減少する反応が異なる速度で起こるため、宇宙のバリオン数が0でなくなり、物質と反物質の非対称が生じる。

3. 熱的非平衡

素粒子反応が平衡状態だと、宇宙のバリオン数を増加させる反応と減少させる反応が同じ速度で起こるため、バリオン数は0のまま維持される。平衡状態が崩れ、宇宙のバリオン数が0でない値で反応が止まれば、物質優勢宇宙ができる。

宇宙創世時のシナリオでは、これらの条件を全て満たす必要がある。

^{*10} 反粒子によって構成される物質

^{*11} バリオンに対する量子数。クォークが +1/3、反クォークが -1/3 を持つ。陽子や中性子の個数ともいえる。

2.4.3 レプトジェネシスとマヨラナニュートリノ

レプトジェネシスは、サハロフの 3 条件を満たすシナリオのひとつである。宇宙初期でのエネルギースケールを説明する大統一理論によれば、バリオン数は保存しないが、 $(B - L)$ は保存される。ここで、 L はレプトン数であり、バリオン数と同様、レプトンを 1、その反粒子を -1 とした量子数である。このことから、レプトンの粒子・反粒子の数に非対称性が生じれば、それがバリオンにも伝播し、物質優勢宇宙ができる。このように、レプトジェネシスではレプトン数の破れを原因とした理論になっている。

また、レプトジェネシスでは重い質量固有値を持つマヨラナニュートリノ N_s が重要な役割を果たす。節 2.3.4 では、マヨラナニュートリノは質量が大きすぎるが故に我々では実験的に作り出せないことを述べた。しかし、宇宙初期は膨大なエネルギーがあったために、重いマヨラナニュートリノも存在できる。さらに、重いマヨラナニュートリノはレプトンや反レプトンに崩壊するが、その反応率は異なっている。そのため、宇宙初期に存在した重いマヨラナニュートリノが崩壊することで、レプトン数を破ることができる。

2.5 $0\nu\beta\beta$ 崩壊

節 2.3 では、ニュートリノの質量が極めて小さいことがニュートリノのマヨラナ質量を考慮することで自然に説明でき、そのモデルでは重さの異なる 2 つのマヨラナニュートリノが存在することを述べた。また、節 2.4 では、レプトジェネシスという宇宙初期のシナリオにおいて、重いマヨラナニュートリノがレプトン数の破れを引き起こし、今の物質優勢宇宙を形成する鍵となる可能性を述べた。これらは、どちらもニュートリノがマヨラナニュートリノであることが鍵となっている。この節では、ニュートリノがマヨラナニュートリノかどうかを確認できる $0\nu\beta\beta$ 崩壊という現象について述べる。

2.5.1 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは、弱い相互作用による現象のひとつで、原子核が 2 つの電子を放出し原子番号が 2 つ増える崩壊である。 β 崩壊が同じ原子核で 2 つ同時に起こる現象とも捉えられる。この崩壊は、 β 崩壊では娘核のエネルギー準位が崩壊前より高いことやスピン・パリティが崩壊前後で大きく異なることから β 崩壊が制約され、 β 崩壊を 2 回起こした先の娘核の方がエネルギー的に得する原子で起こる。そのため、限られた原子核でしか起こらない。加えて、弱い相互作用の 2 次の過程によって起こるため、寿命も非常に長い ($> 10^{18}$ 年)。

また、そのときニュートリノが放出されるかどうかで $2\nu\beta\beta$ 、 $0\nu\beta\beta$ の 2 つのモードがある。両者のファインマンダイアグラムを図 2.4 に示す。

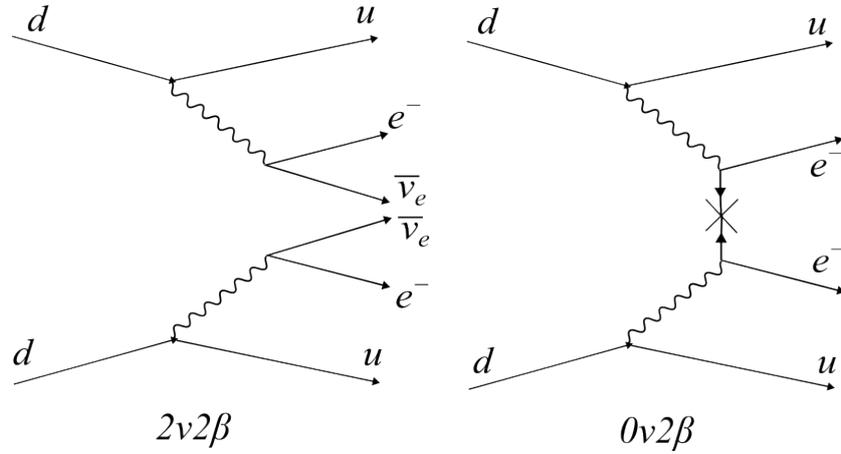


図 2.4 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム 左: $2\nu\beta\beta$ 崩壊 右: $0\nu\beta\beta$ 崩壊

$2\nu\beta\beta$ 崩壊

$2\nu\beta\beta$ 崩壊は、電子と同時にニュートリノも放出されるモードである [19]。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.47)$$

これは現在の素粒子標準模型で説明できる過程であり、いくつかの実験でも観測されている。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊

$0\nu\beta\beta$ 崩壊は、電子のみが放出されるモードである。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 (neutrinoless double beta decay) とも呼ばれる [20]。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (2.48)$$

この崩壊はレプトン数を保存しない反応であり、現在の素粒子標準模型では禁止される。しかし、ニュートリノがマヨラナニュートリノであれば、マヨラナニュートリノが2つの β 崩壊で交換される反応として許される (図 2.4 右)。逆にいえば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測することで、ニュートリノがマヨラナニュートリノであることを証明できる。そのため、本研究の KamLAND-Zen 実験を含み、観測を目指して様々な実験が行われている。

2.5.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測方法

$0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測するには、ある原子核の二重ベータ崩壊から放出される電子のエネルギースペクトルを観測すればよい。二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルの模式図を図 2.5 に示す。

$2\nu\beta\beta$ 崩壊は通常の β 崩壊と同様、ニュートリノが放出される分連続的なスペクトルになる。しかし、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊はニュートリノが放出されないため、崩壊時のエネルギーはすべて電子に与えられる。すると、エネルギースペクトルには崩壊の Q 値に等しい位置に単一のスペクトルが現れる。そのため、エネルギースペクトルにこのような単一エネルギーのスペクトルを観測できれば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測できたとと言える。

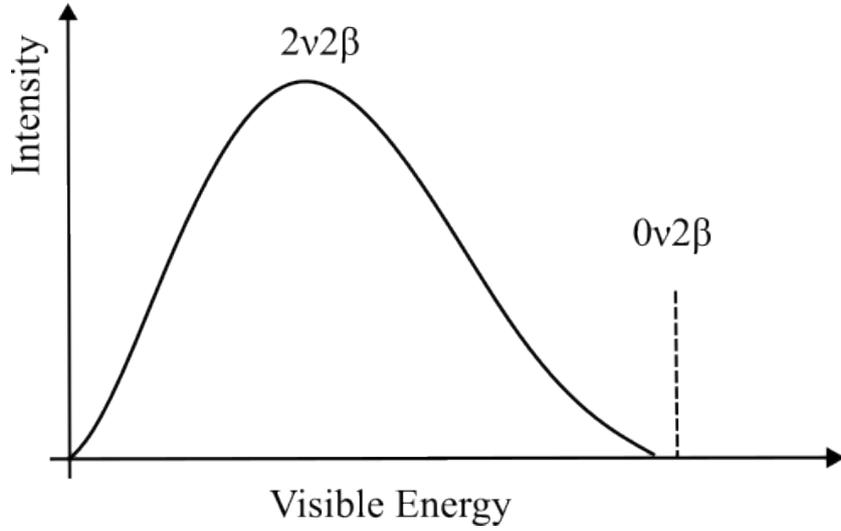


図 2.5 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル

2.5.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測によるニュートリノ質量の測定

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測では、ニュートリノの質量も測定できる。

まず、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命は、式 (2.49) のように表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.49)$$

$G_{0\nu}$ は Phase space factor、 $M_{0\nu}$ は Nuclear matrix element(核行列要素) である。Phase space factor はエネルギー及びスピンなどの力学的な因子であり、核行列要素は原子核構造によって決まる崩壊のしやすさを意味する。なお、核行列要素は原子核の理論モデルに対し依存性がある。図 2.6 に、現在のモデルごとの計算結果を示す [21]。

また、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は有効マヨラナ質量と呼ばれ、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1,2,3} U_{ei}^2 m_i \right| = \left| m_1 |U_{e1}|^2 + m_2 |U_{e2}|^2 e^{i(\alpha_2 - \alpha_1)} + m_3 |U_{e3}|^2 e^{i(-\alpha_1 - 2\delta_{CP})} \right| \quad (2.50)$$

と定義される。式 (2.50) で、 α_1, α_2 はマヨラナ位相と呼ばれるパラメーターであり、有効マヨラナ質量はマヨラナ位相の不定性の影響で値に幅を持つ。上限と下限を式 (2.51, 2.52) に示す [22]。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle^{\text{MAX}} = \sum_{i=1,2,3} m_i |U_{ei}|^2 \quad (2.51)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle^{\text{min}} = \max\{2m_i |U_{ei}|^2 - \langle m_{\beta\beta} \rangle^{\text{MAX}}, 0\}, i = 1, 2, 3 \quad (2.52)$$

さて、式 (2.50, 2.51, 2.52) で明らかのように、有効マヨラナ質量はニュートリノ質量固有値の和である。そのため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命を測定することで、ニュートリノの質量が測定できる。

ここで、有効マヨラナ質量と最も軽い質量固有値(順階層では m_1 、逆階層では m_3) の関係を図 2.7 に示す。この図では [23] のニュートリノ振動実験の global analysis 結果を用いており、ピ

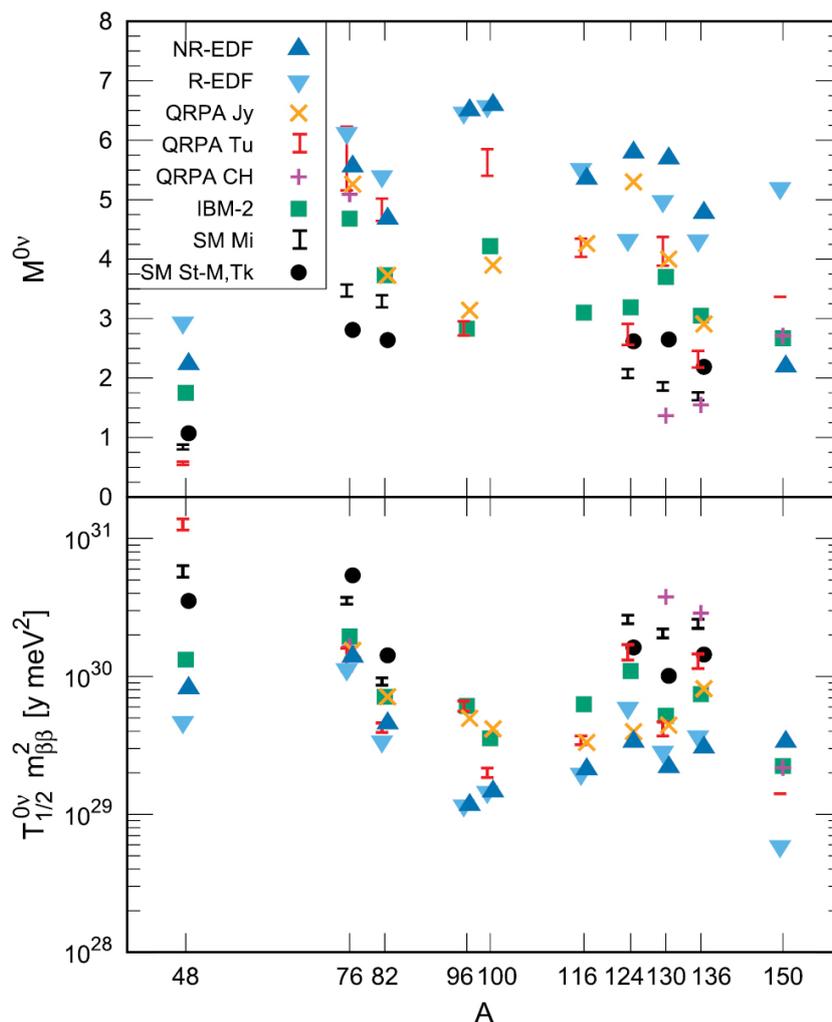


図 2.6 モデルごとの核行列要素の計算結果 (上: 核行列要素のみ、下: 半減期/有効マヨラナ質量 (Phase space factor と核行列要素の積))[21]

ンクが順階層、緑が逆階層での結果を示している。また、色の濃い領域は global analysis 結果の best-fit、薄い部分は 3σ の範囲に対応する。

2.5.4 $0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験における要求事項

ここまで $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測方法を述べてきたが、実験においては以下の事項を考慮しながら検出器や手法をデザインする必要がある。

- 二重ベータ崩壊核を大量に用意すること
- エネルギー分解能が良いこと
- 背景事象が少ないこと

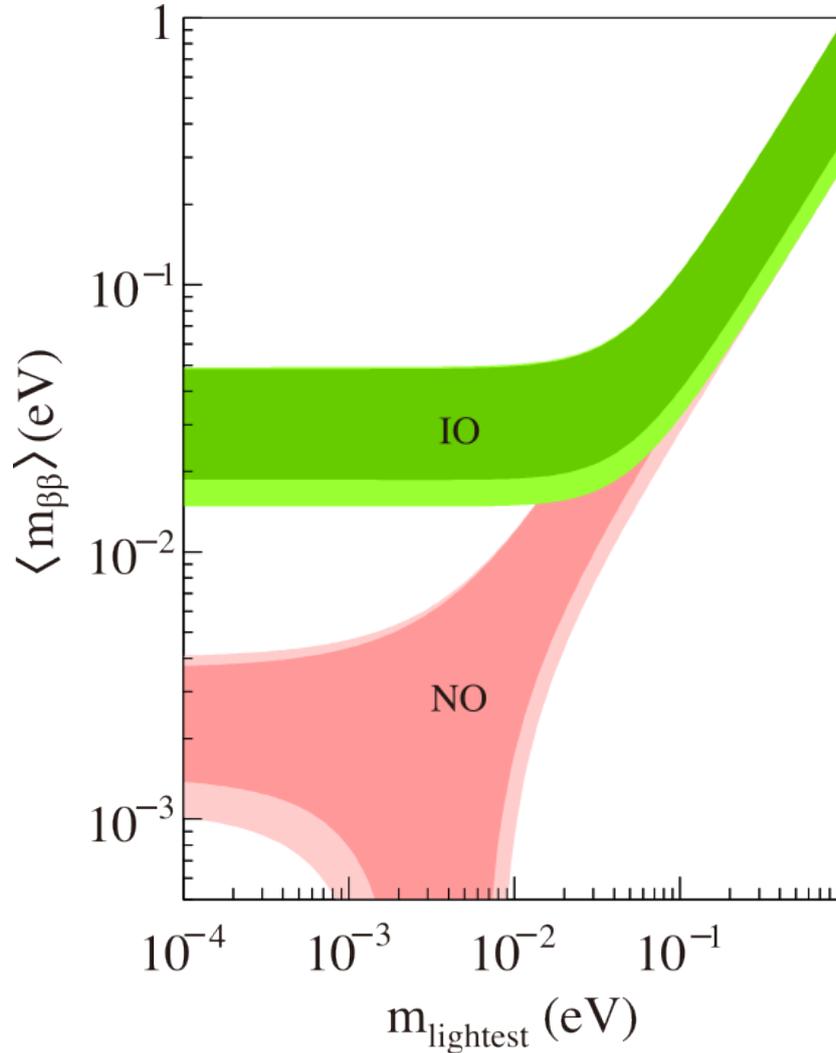


図 2.7 有効マヨラナ質量と最も軽い質量固有値の関係

これらは、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命への感度が式 (2.53) のように比例することからきている。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \begin{cases} \epsilon \sqrt{\frac{M \times t}{B \times \Delta E}} & (\text{with background}) \\ \epsilon M t & (\text{without background}) \end{cases} \quad (2.53)$$

式 (2.53) で、 ϵ は検出効率、 M は二重ベータ崩壊核の総量、 t は測定時間、 B は背景事象レート、 ΔE は検出器のエネルギー分解能である。この式のうち、 ϵ 、 M 、 t 、 ΔE が検出器のデザインによって決められるパラメーターであり、特に本研究では背景事象 B をいかに抑えるかを課題としている。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測では、一般的に以下が背景事象となる。

- $2\nu\beta\beta$

実際にエネルギースペクトルの観測を行うと、検出器のエネルギー分解能 (ΔE) が有限な値をもつことから、 $0\nu\beta\beta$ の単一スペクトルは広がり、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊のスペクトルは分解能だ

け Q 値に被さるように歪む。そのため、 $2\nu\beta\beta$ が $0\nu\beta\beta$ 崩壊の背景事象となる。

- 検出器への放射性物質の混入
検出器部材に含まれるウランやトリウム、検出器外部からの γ 線などは背景事象となる。これらは、建設時に放射性物質を混入させないようにすることや、検出器全体を水などで覆うことで抑えられる。
- 宇宙線による核破碎事象
宇宙線ミューオンによって検出器内部の原子核が破碎され、その崩壊によって生じる放射性原子核は背景事象となる。宇宙線を低減することや、検出器の事象を識別して低減する必要がある。

より具体的には、以下の事項を考慮しながら実験をデザインする必要がある。

二重ベータ崩壊核種について

- 放射性同位体の自然存在比が高い or 濃縮が容易
これらの性質があれば、大量の二重ベータ崩壊核が比較的容易に用意できる。
- 高い Q 値を持つこと
低エネルギー領域だと、自然放射線による背景事象 (^{40}K 、 ^{238}U の娘核、 ^{232}Th の娘核による事象) が問題になる。 Q 値が高ければ、これらの背景事象の寄与を抑えることができる。
- 長い $2\nu\beta\beta$ 崩壊寿命を持つこと
もし、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命が長い場合、スペクトルの歪みは比較的小さくなり、検出器へのエネルギー分解能の要求も緩くできる。

検出器について

- 高いエネルギー分解能を持つこと
- 拡張性が高く、大型化が容易なこと
実験では、必要な二重ベータ崩壊核は $\mathcal{O}(100 - 1000 \text{ kg})$ になる上、感度を上げるためにはそれ以上の量が必要になる。現実的には、資金や場所の問題からそのような大型装置を何台も並列に運用するのは難しい。そのため、同一の検出器で感度を上げていくことが望ましく、検出器の拡張性が重要になる。
- 検出器への放射性物質の混入が少ない & 背景事象と信号事象の識別効率が良い

2.5.5 現在までの $0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験

ここでは、現在までにおこなわれてきた $0\nu\beta\beta$ 崩壊観測実験についていくつか紹介する。

KamLAND-Zen

KamLAND-Zen 実験は液体シンチレーター型の大型検出器である KamLAND を用いて、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測する実験である。詳細は章 3 で述べる。

GERDA

GERDA(GERmanium Detector Array) 実験は、イタリアの Gran Sasso 国立研究所で行われていた ^{76}Ge ($Q = 2,039$ keV) の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測する実験である。~87% まで濃縮された Ge 半導体を検出器及び二重ベータ崩壊核として用いており、高いエネルギー分解能 ($\sigma(E)/E < 0.1\%$) を持つ強みがある。

2019 年に実験は完了し、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測には至らなかったが、以下の制限値を与えた [24]。

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 1.8 \times 10^{26} \text{ yr (90\%C.L.)} \quad (2.54)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [79, 180] \text{ meV} \quad (2.55)$$

また、後継実験として LEGEND(Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay) 実験も開始されている。この実験では、現在は LEGEND-200 phase であり、最終的 (LEGEND-1000 phase) には有効マヨラナ質量に対する感度が

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [9, 21] \text{ meV (3}\sigma\text{discovery)} \quad (2.56)$$

と、逆階層領域を完全にカバーした領域の探索が目指されている [25]。今後の観測に期待がされている。

CUORE

CUORE(Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) 実験は、イタリアの Gran Sasso 国立研究所で行われていた ^{130}Te ($Q = 2,527$ keV) の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測する実験である。実験では TeO_2 の結晶 988 個を冷凍機の中に配置し 10 mK まで冷却している。この結晶中で崩壊が起き粒子が放出されると結晶の温度が上昇するため、この温度上昇を検出することで崩壊を観測する。この実験では、高いエネルギー分解能 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊の region of interest で、FWHM < 10 keV) を持つ強みがある。2020 年に測定結果が公表され、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{130}\text{Te}) > 3.2 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)} \quad (2.57)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [75, 350] \text{ meV} \quad (2.58)$$

という制限値を与えた [26]。こちらでも、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測には至っていない。

また、後継実験として CUPID(CUORE Upgrade with Particle IDentification) 実験が開始されている。この実験では、最終的な有効マヨラナ質量に対する感度が $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 20$ meV を目指されている [27]。

EXO-200/nEXO

EXO-200(Enriched Xenon Observatory) 実験は、アメリカの WIPP(Waste Isolation Pilot Plant) で行われていた ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測する実験である。実験では、80.6% まで濃縮された液体キセノンを用いた TPC(Time Projection Chamber) を検出器として用いており、飛跡検出とシンチレーション光検出の両方を用いて高いエネルギー分解能を達成している。

2019 年に測定結果が公表され、

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 3.5 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)} \quad (2.59)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [93, 286] \text{ meV} \quad (2.60)$$

という制限値を与えた [28]。こちらでも、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測には至っていない。

また、現在は次の段階である nEXO phase であり、半減期に対する感度が約 10^{28} 年となることが目指されている [29]。

第 3 章

KamLAND-Zen 実験と将来計画 KamLAND2-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は、KamLAND 検出器を用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測実験である。二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いており、液体シンチレーター型の検出器である KamLAND を用いて行われている。実験は 2011 年から行われており、現在世界最高感度で観測を行っている。また、将来計画として KamLAND2-Zen 実験も計画されている。

この節ではまず、検出器本体である KamLAND 検出器について述べる。KamLAND 検出器は完成から 20 年程経過しており、長い運転の中で大規模な改修が何度か行われてきた。本論文では、2023 年現在の状況を述べる。その後、KamLAND-Zen 実験の概要と現在の結果および問題点、そして将来計画である KamLAND2-Zen 実験について述べる。

3.1 KamLAND 検出器

3.1.1 KamLAND 検出器の概要

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) 検出器は、岐阜県飛騨市神岡鉱山の内部にある液体シンチレーター型検出器である。

まず、シンチレーターとは、荷電粒子や放射線が内部を通過するとその電離損失に応じて光を放出する物質の総称で、固体・液体・気体や有機・無機を問わず様々な物質がある。KamLAND では、有機液体シンチレーターを大型のタンクに満たしており、その周りを光電子増倍管 (PMT) で取り囲んでいる。PMT は、1 光子程度の光を検出できるセンサーで、一般的な構造を図 3.1 に示す。PMT による光子の検出原理は次のようになる。まず、光子が光電面に入射し、光電面の金属から光電子が放出される。次に、光電子は PMT 内部の電子増倍部で $10^6\sim 10^7$ 倍に増幅される。最後に、増幅された電子は陽極に集められ、電流として出力される。このとき、光電子の数と出力される電流 (電荷) は比例しており、出力電荷から入射した光子の数が求められる。また、光電子の出力時間は光電面に入射した光子の入射時間と一致するため、光子の入射時間も求められる。

この KamLAND では、荷電粒子や放射線は次のように検出される。

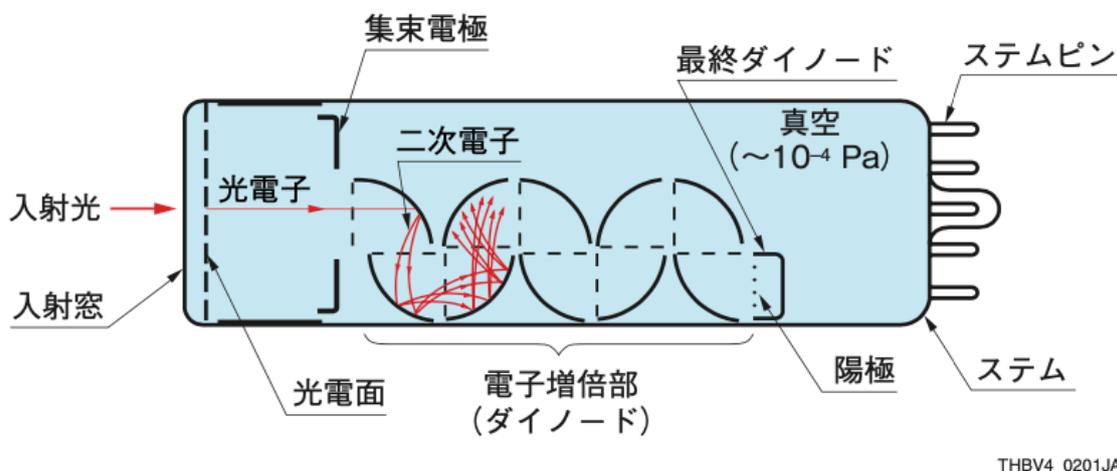


図 3.1 PMT の一般的な構造 [30]

1. 液体シンチレーターに荷電粒子や放射線が入射する。
2. 液体シンチレーター中の分子が粒子からエネルギーを受け、光 (光子) を放出する。この光をシンチレーション光と呼び、粒子のエネルギーに応じて光子の数が増加する。
3. シンチレーション光は PMT によって検出され、PMT から出力された電流から光子の検出時間・検出光子数が求められる。
4. PMT から得られた情報から、光子の発生位置や時間、粒子のエネルギーや種類が再構成される。

また、KamLAND は山頂から地下 1000 m に配置されている。これは、大きな背景事象となる宇宙線ミュオンを低減させるためで、そのフラックスは地上の 10^{-5} まで抑えられている。さらに、液体シンチレーターを始め KamLAND の各要素は放射性の不純物を取り除く取り組みがされており、他の実験と比較しても検出器由来の背景事象は大きく抑えられている。このように、KamLAND は極めて低放射能・低背景事象の環境で運用されていることが特徴である。

図 3.2 に、KamLAND 検出器の概観を示す。検出器の周辺には観測や KamLAND 本体の維持、メンテナンスに必要な装置群も取り揃えられている。

3.1.2 検出器の構造

KamLAND の構造を図 3.3 に示す。KamLAND 検出器は内部検出器 (Inner detector : ID) と外水槽 (Outer Detector : OD) に大きく分けられ、二重タンク構造になっている。タンク上部のドームエリアは人が入れる空間になっており、KamLAND 内部へのメンテナンスハッチであるチムニーや、データ取得のための電子回路基盤が設置されたエレキハットなどがある。

■内部検出器 (Inner Detector : ID) ID は直径 18 m の球形ステンレスタンクの内側領域を指す。タンクはバッファオイルと呼ばれる無発光性の鉱物油で満たされており、直径 13 m のバルーンが吊り下げられている。このバルーンは液体シンチレーター (KamLS) で満たされている。さら

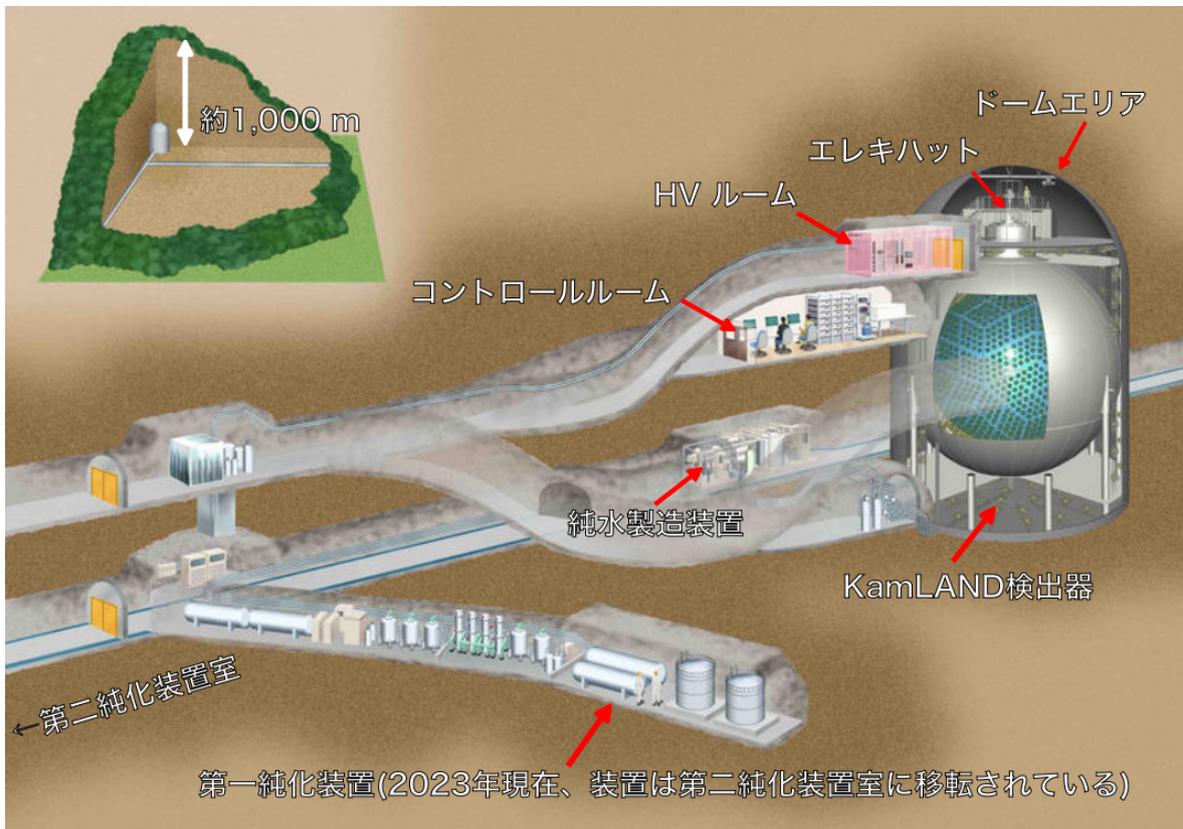


図 3.2 KamLAND 検出器本体と周辺の概観

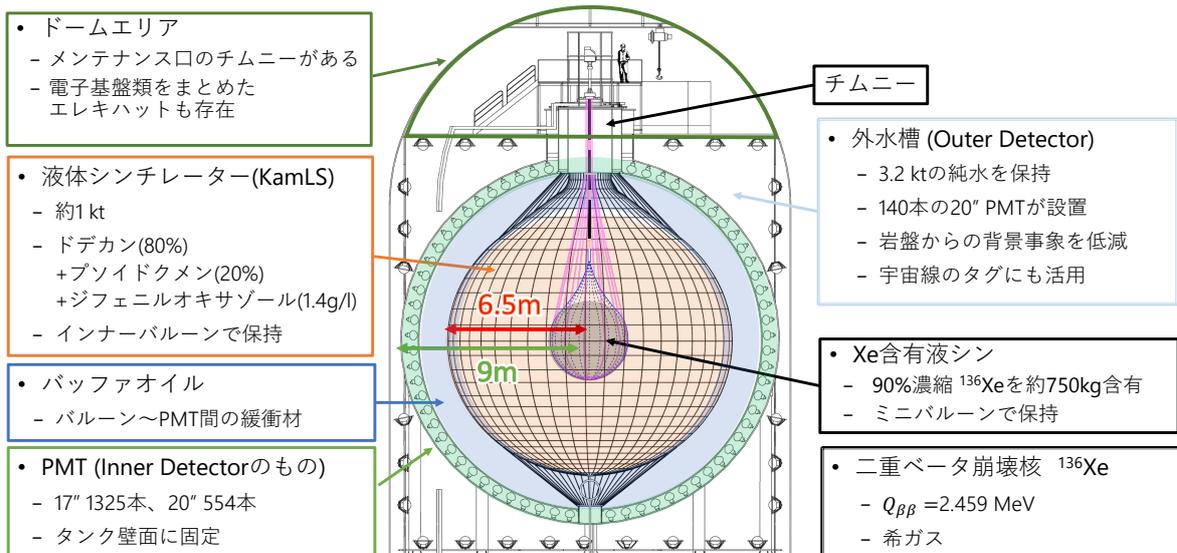


図 3.3 KamLAND 検出器の構造

表 3.1 KamLAND で使われる液体シンチレーターの組成

化学式	デカン C ₁₀ H ₂₂	ドデカン C ₁₂ H ₂₆	PC C ₉ H ₁₂	PPO C ₁₅ H ₁₁ NO	Xe
KamLS 組成	-	80.2%	19.8%	1.36±0.03 g/L	-
XeLS 組成	82.4%	-	17.6%	2.38±0.02 g/L	3.13 wt%

に、バルーンの内部にはインナーバルーンという別のバルーンが吊り下げられている。インナーバルーンは直径が 3.8 m で、¹³⁶Xe を含有させた液体シンチレーター (XeLS) で満たされている。

また、タンク壁面は 17inch の PMT1325 本、20inch の PMT554 本がバルーンを取り囲むように配置されている。以下、それぞれの構造について詳しく述べる。

液体シンチレーター (KamLS)

KamLAND では、約 1kt の有機液体シンチレーターが使用されており、そのすべてがバルーンに満たされている。溶媒にプソイドクメン (PC)、発光剤にジフェニルオキサドール (PPO) が用いられており、ほかにドデカンも密度調整や透過率防止のため配合されている。

Xe 含有液体シンチレーター (XeLS)

XeLS は、¹³⁶Xe を含有させた液体シンチレーターである。組成は KamLS とほぼ同じだが、ドデカンの代わりにデカンが用いられており、KamLS と密度が同程度になるように調整されている。また、Xe にはシンチレーターの発光量を減らす効果 (クエンチング) があり、これを抑えるため PPO が KamLS より多く含有された。しかし、実際には XeLS のほうが KamLS よりも数 % 程度光量が低くなっている。含有された Xe は ¹³⁶Xe で、遠心分離で 90.77±0.08 % まで濃縮された後添加されている。KamLS、XeLS の組成を表 3.1 に示す [31]。

バルーン

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を材質に 5 層のフィルムで作られており、厚さが合計 135 μm ある。このバルーンは、44 本のケブラーロープでタンク上面からつられており、玉ねぎのような形状をしている。

インナーバルーン [32]

インナーバルーンはナイロンを材質に作られたフィルムを 24 枚貼り合わせて作られており、厚さが 25 μm ある。インナーバルーンは 12 本のナイロン製ベルトでつられており、涙型の形状をしている。インナーバルーンの構成を図 3.4 に示す。

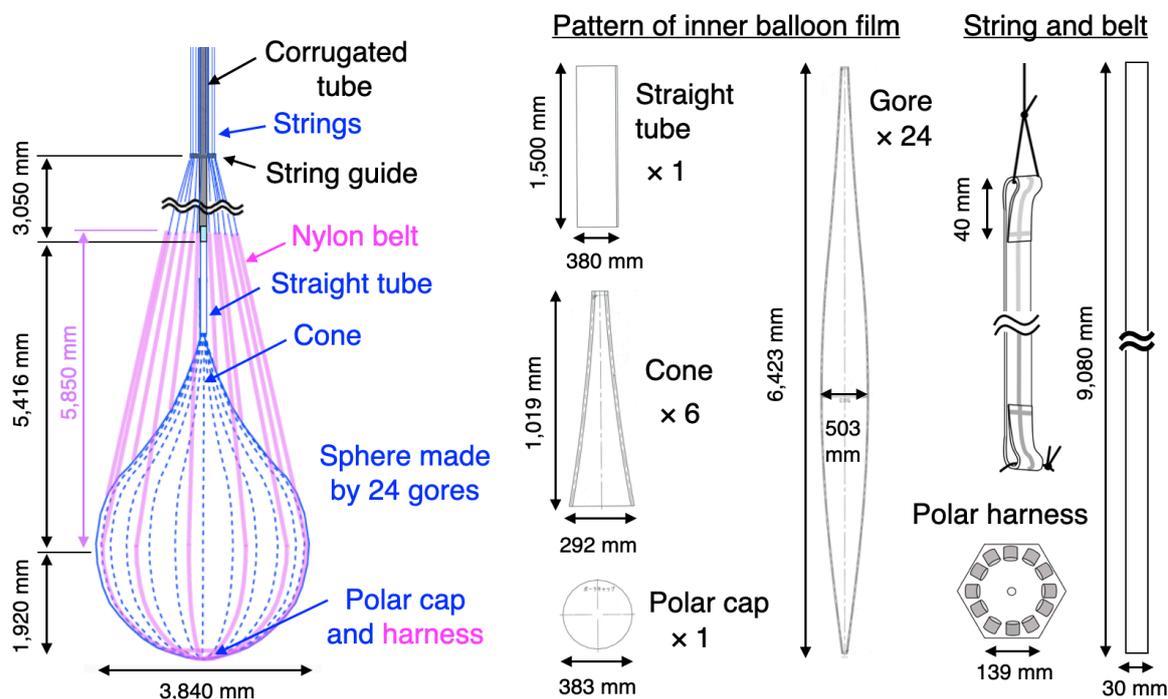


図 3.4 インナーバルーンの構成 (左: インナーバルーンの全体図 右: 各部品の形状)

表 3.2 バッファオイルの組成

	ドデカン	イソパラフィン
化学式	$C_{12}H_{26}$	$C_{10}H_{22}$
Buffer Oil 組成	53%	47%

バッファオイル

バッファオイルはドデカンとイソパラフィンを KamLS に近い密度になるよう混合させて作られており、バルーンにかかる荷重を調整する役割を持つ。また、検出器外部から侵入する γ 線の吸収にも役立っている。組成を表 3.2 に示す。

ID の光電子増倍管 (PMT)

ID では 17inch の PMT(Hamamatsu R7250) が 1325 本、20inch の PMT(Hamamatsu R3600 or R1449) が 554 本使用されており、タンク壁面の 34% を覆っている。これらの PMT は 300 nm~650 nm の波長域の光を検出できる。

■外水槽 (Outer Detector : OD) OD は高さ約 20m、半径約 10 m の円筒形空洞で、約 3.2 kt の純水で満たされている。純水は KamLAND 本体近くにある純水製造装置によって常に供給されており、水位が一定に保たれている。OD には、岩盤からの高速中性子や β 線、 γ 線を遮蔽する

役割がある。また、OD には 140 本の PMT が設置されており、宇宙線ミュオンが入射した時に発されるチェレンコフ光が検出できる。これにより、ID に入射したミュオンによる事象やそれ由来の背景事象を削減することができる。さらに、OD の岩盤面と ID のステンレスタンク面はタイベックシートという水中での反射率が高いシートで覆われており、OD で発生した光子を少しでも多く PMT に集める工夫がされている。他にも、OD は KamLAND 全体の温度を一定に保つ役割も持っている。

OD の光電子増倍管 (PMT)

OD には建設後に改修工事が加えられており、現在は 140 本の 20inchPMT(Hamamatsu R3600-06MOD) が取り付けられている。また、検出器の赤道部分や底部の一部の 20inch-PMT では、検出感度が低いため光電面が高い量子効率^{*1}を持つ PMT(HQE-PMT) が取り付けられている。

他にも、上部のチムニー付近には 16 本の 8inchPMT、6 本の 5inchPMT が取り付けられており、20inchPMT だけでは捉えきれない検出器上部を通過するミュオンの検出に利用されている。

3.1.3 データ収集システム

一般的に PMT から発された電流は、フロントエンド回路に入力され ADC(Analog Digital Converter) によってデジタル信号に変換される。その後、外部のコンピューターに転送・記録され、イベント再構成などのデータ解析が行われる。このようなシステムを DAQ(Data Acquisition) と呼ぶ。

KamLAND では現在、KamDAQ と MogDAQ という 2 種類のデータ収集システムが存在している。KamDAQ は KamFEE(KamLAND Front End Electronics) を主体とした DAQ で、KamLAND のすべての PMT から送られたデータはこのシステムで処理される。KamFEE は KamLAND 実験のために独自開発された電子基盤であり、KamLAND の運用開始時から使用されている。また、MogDAQ は MoGURA(MODule for General-Use Rapid Application) を主体とした DAQ で、ID の 17inchPMT のデータのみ受け取っている。これは、KamFEE のデッドタイムを低減するために導入された。また現在では、KamDAQ と比べて中性子事象の検出効率がよいことから、KamLAND-Zen 実験での背景事象除去にも役立っている。

3.1.4 イベント再構成方法

KamLAND において一度の液体シンチレーター発光事象のことをイベントと呼ぶ。イベント再構成とは、KamDAQ や KamFEE によって取得された PMT 波形データから、コンピューターによる解析によって、そのイベントのエネルギー、発生位置、時刻、粒子種などを求めることである。KamLAND では、PMT からは出力電荷量と光子入射時刻の情報を 1 次情報として得ており、すべての PMT の時刻・電荷量情報を組み合わせることで多様なイベント情報を再構成している。

^{*1} 光電面に光子が入射した際、光電子として放出される割合

ここでは特に、KamDAQ においてイベントの位置とエネルギーの再構成方法を述べる。

イベント位置再構成

イベント発生位置は、イベントが KamLAND 中の 1 点で発生したと仮定し、最尤推定によって決定される。推定には、17inchPMT に光子が到達した時間を用いている。

以下、再構成手順について述べる。まず、イベントの発生位置を (x, y, z) 、発生時刻を t とし、PMT i に光子が到達した時間を t_i とする。また、PMT i の位置を (x_i, y_i, z_i) とし、イベント発生位置から PMT i に到達するまでの光子の飛行時間 (Time Of Flight, TOF) を $TOF_i(t, x, y, z)$ とする。このとき、 i 番目の PMT で実際にイベントが観測された時刻と、イベント発生位置を仮定したときに PMT i で光子が観測される時刻の期待時刻の差を τ_i とすると、

$$\tau_i(t, x, y, z) = t_i - t - TOF_i(t, x, y, z) \quad (3.1)$$

と表せる。また、PMT への光子到達時間の分布 ϕ は、事前に線源を用いたキャリブレーションによって見積もられている。この ϕ は τ_i に依存しており、以下の尤度関数が定義される。

$$L(t, x, y, z) = \prod_{i=1}^{N_{hit}} \phi(\tau_i(t, x, y, z)) \quad (3.2)$$

ここで、 N_{hit} はイベントにおける光子がヒットした PMT の数である。この尤度関数を最大にするような (t, x, y, z) がそのイベントの発生位置と時刻となる。実際には、計算を簡単にするため式 (3.2) の対数を偏微分し、以下の式を満たす (t, x, y, z) を算出することで位置再構成を行っている。

$$\left. \frac{\partial \log L(t, x, y, z)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=t, x, y, z} = 0 \quad (3.3)$$

この再構成方法による位置再構成の精度は 1 イベントから集められる光量に依存しており、光量が x 倍になれば位置分解能は $1/\sqrt{x}$ になる。現在の KamLAND-Zen 800 期間では、 $\sigma = 13.1/\sqrt{E(\text{MeV})}$ cm である。

エネルギー再構成

KamLAND では、液体シンチレーター中でのエネルギー損失をそのイベントのエネルギーと定義しており、求めたイベント位置や PMT の位置、電荷量からエネルギーを再構成している。

エネルギー再構成も位置と同様、PMT の電荷量と光子入射時刻の情報から最尤推定されており、尤度関数は式 (3.4) のようになる。

$$L = \prod_{i \in \text{no-hit}} \kappa_{i,0}(\vec{\mathbf{r}}_i, \vec{\mathbf{r}}_{\text{event}}, E_{vis}) \left[\prod_{i \in \text{hit}} \left(\sum_j \kappa_{i,j}(\vec{\mathbf{r}}_i, \vec{\mathbf{r}}_{\text{event}}, E_{vis}) f_{i,j}(q_i) \right) \eta(t_i | \mu_i) \right] \quad (3.4)$$

ここで、 $\kappa_{i,j}$ は i 番目の PMT に j 個の光子がヒットする確率 (ポアソン分布)、 $\vec{\mathbf{r}}_i$ は i 番目の PMT の位置、 $\vec{\mathbf{r}}_{\text{event}}$ はイベント発生位置、 E_{vis} は推定する観測エネルギー、 q_i は i 番目の PMT の電荷、 $f_{i,j}$ は i 番目の PMT に j 個の光子がヒットしたときの電荷確率分布 (ガウス分布)、 μ_i は

i 番目の PMT が観測するヒット数の期待値、 η_i は i 番目の PMT が時刻 t_i に μ_i 個の光子を取得する確率である。 E_{vis} は、式 (3.4) から、

$$\Delta E_{vis} = -\frac{\partial \log L / \partial E_{vis}}{\partial^2 \log(L) / \partial E_{vis}^2} \quad (3.5)$$

を計算し、この ΔE_{vis} を足し合わせることで求められる。

加えて、このような推定は 17inchPMT を用いたデータ、20inchPMT を用いたデータそれぞれ (E_{17}, E_{20}) から行われ、式 (3.4) のように両者を足し合わせて最終的なエネルギーが求められる。

$$E_{vis} = (1 - \alpha)E_{17} + \alpha E_{20} \quad (3.6)$$

ここで、 α はキャリブレーションの結果から最もエネルギー分解能が良くなるように調整されたパラメーターであり、 $\alpha = 0.3$ である。

また、エネルギー分解能も 1 イベントから集められる光量に依存しており、光量が x 倍になれば分解能は $1/\sqrt{x}$ になる。現在の KamLAND-Zen 800 期間では、 $\sigma = 7.3/\sqrt{E(\text{MeV})}$ % である。

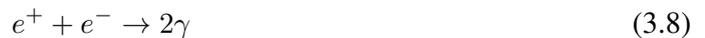
3.1.5 遅延同時計測による事象識別

KamLAND で用いられている重要な粒子検出技術のひとつに、遅延同時計測がある。これは、ある粒子が時間差を持って連鎖的に反応を起こすような場合、観測した発光の時間的・空間的相関を取ることで粒子種を識別する手法である。

例として、KamLAND での反電子ニュートリノの観測がある。KamLAND では、反電子ニュートリノは逆ベータ崩壊反応を用いることで観測できる。



この逆ベータ崩壊が液体シンチレーター中で起こると、陽電子のエネルギー損失と式 (3.8) にあるような対消滅によって、ただちに発光を起こす。



その後、発生した中性子も陽子によって捕獲され、2.2 MeV の γ 線を出し、液体シンチレーターの発光を促す。この反応は時定数が約 210 μs であり、第一の発光とは別のイベントとして観測される。そのため、第一の発光があった場所の近くで 2.2 MeV 程度の発光が起きれば、その 2 つの発光は反電子ニュートリノ由来のイベントであると判定できる。

また、KamLAND では反電子ニュートリノに限らず様々な核種においてこの手法が用いられ、後述の KamLAND-Zen 実験においても背景事象の除去に役立てられている。

3.2 KamLAND-Zen 実験

3.2.1 概要

KamLAND-Zen 実験は、KamLAND での $0\nu\beta\beta$ 観測実験である。崩壊核には ^{136}Xe (Q 値 2.458 MeV) を用いており、節 3.1.2 で述べたようにインナーバルーン内の液体シンチレーターに同位体濃縮 Xe を溶かして、その ^{136}Xe の崩壊を観測している。

実験は 2011 年から行われており、使用される Xe 量は次第に増加してきた。また、Xe 量から実験期間が区別されており、Zen-400 期間と Zen-800 期間に分けられている。

KamLAND-Zen 400

2011 年 10 月から 2015 年 10 月までの実験期間は、Zen-400 期間と呼ばれている。さらに、2011 年 10 月から 2012 年 6 月までを Phase-1、2013 年 12 月から 2015 年 10 月までを Phase-2 と分けられている。Xe 量は Phase-1 で 320 kg、Phase-2 で 380 kg 使われた。各 Phase 間では、液体シンチレーターの不純物を取り除く作業が行われており、自然界からくる放射性物質による背景事象が大きく低減された。

KamLAND-Zen 800

2019 年 5 月から 2023 年現在までの期間を Zen-800 期間と呼ぶ。この期間では、Xe が 745 kg 使用されている。Zen-400 の終了から 3 年ほど期間が空いているが、これはインナーバルーンを再作成したためである。当初、Zen-800 用のインナーバルーンの作成は 2015 年春から行われ、2016 年には 1 度 KamLAND に導入された。しかし、液体シンチレーターの漏れが疑われたため、 ^{136}Xe を溶解する前にインナーバルーンを取り出し、再作成することになった。

3.2.2 現在の結果 [33]

現在までの観測で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象は確認されていない。しかし、その半減期に対し世界で最も厳しい制限値を与えることに成功している。図 3.5 に、Zen-800 期間で得られたイベントのエネルギースペクトルを示す。

また、KamLAND-Zen 実験全期間を通して与えた $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限値および有効マヨラナ質量の上限値は、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.29 \times 10^{26} \text{ yr} \quad (3.9)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (36 - 156) \text{ meV} \quad (3.10)$$

である。さらに、図 3.6 に有効マヨラナ質量と最も軽いニュートリノ質量固有値の関係を示す。ここで示されているように、一部の核行列要素の計算モデルでは、IO の領域まで制限をかけることができている。今後の観測でさらなる制限がかけられることも期待されている。

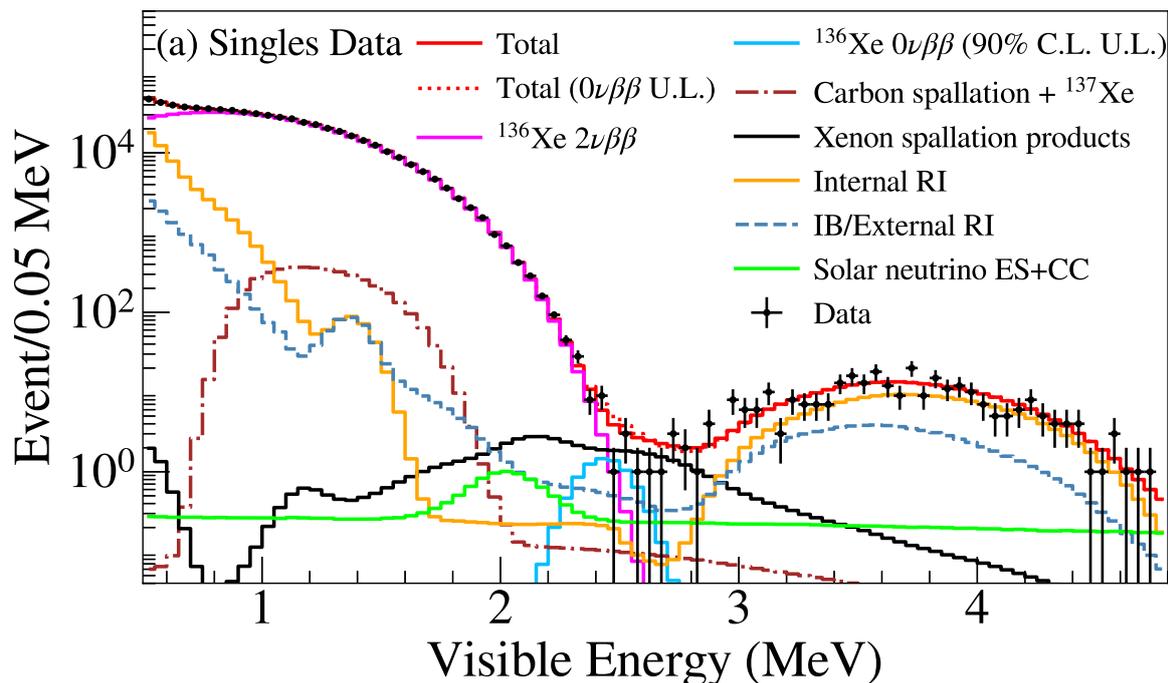


図 3.5 Zen-800 期間でのエネルギースペクトル [33]。黒線が実測値で各色付きの線が best-fit での背景事象見積もり結果である。

3.2.3 主要な背景事象

節 2.5.4 でも述べたように、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測には $2\nu\beta\beta$ 崩壊や検出器に混入した放射性物質、宇宙線による核破碎事象が主要な背景事象となる。KamLAND-Zen 実験においても、これらはすべて背景事象として考慮されている。特に、核破碎事象については生成される原子核の寿命の長さから、短寿命核破碎生成物と長寿命核破碎生成物に分類される。他にも、KamLAND-Zen 実験では太陽ニュートリノとそれに伴う事象 (^8B 太陽ニュートリノ + ^{136}Cs) も背景事象となる。以下、これらの背景事象、特に $0\nu\beta\beta$ の観測エネルギー領域 (Region of interest, ROI) である $2.35 \leq E \leq 2.7 \text{ MeV}$ に含まれる事象について述べる。表 3.3 に XeLS での背景事象の一覧を示す。

$2\nu\beta\beta$ 崩壊

KamLAND-Zen 実験では ^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$ 崩壊が背景事象となっており、Zen-800 期間では 2 番目に大きい背景事象になっている。

自然放射線

自然界から混入する放射性物質は、検出器の内外問わず様々な場所に存在し、 $0\nu\beta\beta$ の観測実験ほぼすべてで問題になる。これに対し、KamLAND-Zen 実験では、液体シンチレーターの度重なる純化やクリーンルームでのミニバルーン製作などで、世界最高水準で背景事象を取り除いてき

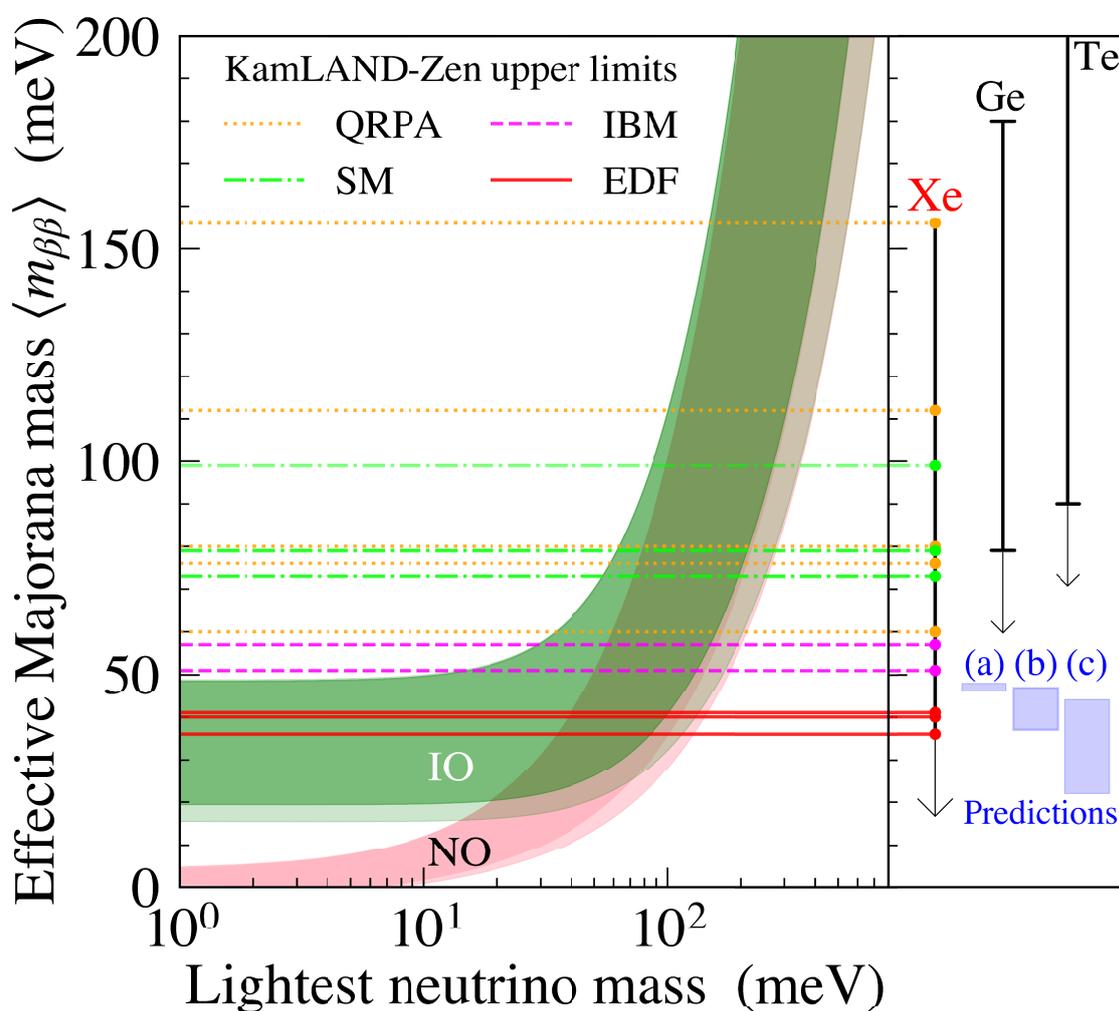


図 3.6 KamLAND-Zen 実験による有効マヨラナ質量への制限 [33]。Xe の範囲が KamLAND-Zen 実験によってかけられた制限であり、核行列要素の不定性による幅が存在する (各色付き線)。

表 3.3 Zen-800 期間での背景事象の一覧 (best-fit)[33]。検出器中心から半径 157 cm の領域を有効体積とし、523.4 日の観測で得られた事象数を示している。

背景事象	事象数
$2\nu\beta\beta$	11.98
自然放射線	0.99
短寿命核破砕	0.56
LLBG	12.52
Solar ν	1.65

た。現在残存する背景事象は、 ^{238}U の崩壊系列、 ^{232}Th の崩壊系列、他数種類の核種がある。

- ^{238}U 崩壊系列

^{238}U (半減期 4.468×10^9 年) は地球上に自然に存在する放射性原子核の一つであり、この原子核の崩壊によって生じる ^{234}Pa 、 ^{214}Pb & ^{214}Bi 、 ^{210}Bi が背景事象となる。特に、インナーバルーンに含まれる ^{214}Bi (Q 値 3.27 MeV) は大きな問題である。通常、 ^{214}Bi は β 崩壊 (半減期 19.9 分) 後の娘核である ^{214}Po の α 崩壊 (半減期 0.16 ミリ秒) との遅延同時計測によって除去することができる。しかし、インナーバルーンに含まれる ^{214}Bi については、娘核の α 粒子がフィルムから脱出できずシンチレーション光を発しないため、遅延同時計測による除去ができない場合がある。そのため、現在は背景事象の多いバルーン付近から解析から除外し、 $0\nu\beta\beta$ の解析につかう範囲である有効体積をバルーン全体小さくすることで対処している。

- ^{232}Th 崩壊系列

^{232}Th (半減期 1.41×10^{10} 年) も地球上に自然に存在する放射性原子核の一つであり、この原子核の崩壊によって生じる ^{228}Ac 、 ^{212}Bi & ^{208}Tl が背景事象になる。また、 ^{212}Bi と ^{212}Po の連続崩壊も大きな背景事象となっている。

- その他

その他の核種には、 ^{40}K 、 ^{85}Kr 、がある。

^{40}K も地球上に自然に存在する放射性原子核の一つで、 β 崩壊 (Q 値 1.3 MeV) または電子捕獲 (Q 値 1.5 MeV) によって崩壊する。また、 ^{85}Kr は核燃料の使用によって大気中に放出される核種で、 β 崩壊 (Q 値 0.687 MeV) によって崩壊する。これらの核種は、直接 $0\nu\beta\beta$ の背景事象とはならず、エネルギースペクトルの最尤推定を行う際に考慮されている。

短寿命核破砕生成物

短寿命核破砕生成物は、核破砕生成物のうち寿命が数秒~数分のもを指し、炭素の核破砕生成物と ^{137}Xe が含まれる。ここで、炭素の核破砕生成物は、宇宙線ミュオンが KamLAND に入射した際、 ^{12}C がミュオンの 2 次粒子と相互作用し、核破砕することで生じる核種のことを指す。KamLAND-Zen 実験では ^6He 、 ^8B 、 ^8Li 、 ^{10}C 、 ^{12}B 、 ^{11}C がこれにあたる。また、 ^{137}Xe は、 ^{136}Xe が中性子捕獲することによって生じる原子核で、Q 値 4.16 MeV、半減期 229 秒の β^- 崩壊を起こす。これらの背景事象は遅延同時計測によって大きく削減することができる。表 3.4 に、短寿命核破砕生成物の一覧を示す。

表 3.4 短寿命核破砕生成物

	^6He	^8B	^8Li	^{10}C	^{12}B	^{136}Xe
Q 値 [MeV] (崩壊)	3.51 (β^-)	18.0 (β^+)	16.0 (β^-)	3.65 (β^+)	13.4 (β^-)	4.16 (β^-)
半減期	1.16 s	1.11 s	1.21 s	27.8 s	29.1 ms	229 s

長寿命核破砕生成物 (Long lived background, LLBG)

長寿命核破砕生成物は、ミューオンによって ^{136}Xe が核破砕することで生成した原子核で、数分~数日の寿命を持つ。多種の原子核が寄与しており量を個別に測定できないため、KamLAND-Zen 800 ではシミュレーションにより合計の発生量を見積もっている [34]。表 3.5 に KamLAND-Zen 800 期間で見積られた LLBG(32 核種)を示す。この表は LLBG の全核種ではないが、 $0\nu\beta\beta$ の ROI において、総量のうち 90% 以上を占めている。

特に、LLBG はその寿命の長さゆえに、ミューオンとの遅延同時計測によって除去することが原理的に難しい。また、核破砕生成物であるため検出器の運転中に自然発生する背景事象である。そのため、実験開始前に液体シンチレーターの純化によって除去するという事もできない。このような特性から、LLBG は KamLAND-Zen 800 において最大の背景事象となっている。さらに、節 3.3 で詳しく述べる KamLAND2-Zen 実験においても、現在と同様有効に除去することが難しいと考えられている。そこで、新たな除去手法を確立することが課題となっている。

^8B 太陽ニュートリノ + ^{136}Cs (Solar ν)

ニュートリノは宇宙空間や地球内部、原子炉など様々な場所から発生し KamLAND に飛来するが、 $0\nu\beta\beta$ 実験の ROI ではそのうち太陽から来るニュートリノが背景事象となる。

太陽ニュートリノのうち、直接 $0\nu\beta\beta$ の背景事象となるのは ^8B 太陽ニュートリノによる電子散乱である。太陽ニュートリノは起源となる原子核の反応サイクルによって種類が分けられるが、 ^8B 太陽ニュートリノはそのうち



のサイクルで発生するニュートリノで、標準太陽モデル [35] にニュートリノ振動を考慮した計算から $4.87 \text{ event}(\text{day kton})^{-1}$ と見積もられている。

また、太陽ニュートリノが式 (3.13) のように ^{136}Xe と荷電カレント反応することで生じる ^{136}Cs も背景事象となる。



この ^{136}Cs の β 崩壊の Q 値が 2.55 MeV(半減期 13.16 日)で式 (3.14)、ピークが $0\nu\beta\beta$ の ROI に近くなる。そのため、わずかながら背景事象となる。



XeLS におけるイベントレートはその反応断面積 [36] から計算されており、 $0.8 \text{ event}(\text{day kton})^{-1}$ と見積もられている。

3.3 将来計画 KamLAND2-Zen 実験

実験のさらなる感度向上を目指して、KamLAND に大規模な改修を加え KamLAND2 を建設する計画が 2023 年現在進行中である。KamLAND2 では節 3.3.1 で述べるような装置更新を行

表 3.5 シミュレーションによって求められた XeLS 中の LLBG と発生量。ROI は $0\nu\beta\beta$ の観測に使うイベント領域で、 $2.35 \leq E \leq 2.7$ MeV[34]

			(kton day) ⁻¹	
	半減期 (s)	Q (MeV)	ROI	Total
⁸⁸ Y	9.212×10^6	3.62 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.110	0.136
^{90m1} Zr	8.092×10^{-1}	2.31 (IT)	0.012	0.093
⁹⁰ Nb	5.256×10^4	6.11 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.024	0.095
⁹⁶ Tc	3.698×10^5	2.97 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.012	0.059
⁹⁸ Rh	5.232×10^2	5.06 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.011	0.076
¹⁰⁰ Rh	7.488×10^4	3.63 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.088	0.234
¹⁰⁴ Ag	4.152×10^3	4.28 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.012	0.160
^{104m1} Ag	2.010×10^3	4.28 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.018	0.111
¹⁰⁷ In	1.944×10^3	3.43 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.019	0.135
¹⁰⁸ In	3.480×10^3	5.16 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.089	0.194
¹¹⁰ In	1.771×10^4	3.89 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.053	0.236
^{110m1} In	4.146×10^3	3.89 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.066	0.351
¹⁰⁹ Sn	1.080×10^3	3.85 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.027	0.122
¹¹³ Sb	4.002×10^2	3.92 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.036	0.231
¹¹⁴ Sb	2.094×10^2	5.88 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.020	0.297
¹¹⁵ Sb	1.926×10^3	3.03 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.031	0.839
¹¹⁶ Sb	9.480×10^2	4.71 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.071	0.939
¹¹⁸ Sb	2.160×10^2	3.66 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.165	1.288
¹²⁴ Sb	5.201×10^6	2.90 (EC/ $\beta^-\gamma$)	0.016	0.054
¹¹⁵ Te	3.480×10^2	4.64 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.012	0.124
¹¹⁷ Te	3.720×10^3	3.54 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.052	0.594
¹¹⁹ I	1.146×10^3	3.51 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.053	0.533
¹²⁰ I	4.896×10^3	5.62 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.091	0.953
¹²² I	2.178×10^2	4.23 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.289	1.965
¹²⁴ I	3.608×10^5	3.16 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.190	1.654
¹³⁰ I	4.450×10^4	2.95 ($\beta^-\gamma$)	0.195	1.188
¹³² I	8.262×10^3	3.58 ($\beta^-\gamma$)	0.148	0.427
¹³⁴ I	3.150×10^3	4.18 ($\beta^-\gamma$)	0.043	0.183
¹²¹ Xe	2.406×10^3	3.75 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.100	0.540
¹²⁵ Cs	2.802×10^3	3.09 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.012	0.266
¹²⁶ Cs	9.840×10^1	4.82 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.011	0.080
¹²⁸ Cs	2.196×10^2	3.93 (EC/ $\beta^+\gamma$)	0.031	0.229

い、エネルギー分解能の向上、背景事象識別率の向上を目指している。そして、KamLAND2 で $0\nu\beta\beta$ の観測を 5 年間行うことで、有効マヨラナ質量に対する感度を $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 20 \text{ meV}$ まで向上させることを目指している。これは、逆階層領域における有効マヨラナ質量の予測値を完全にカバーする値である。

3.3.1 主要な更新点

KamLAND2 では、主に以下のような装置更新を行うことで、感度の向上を目指している。特に、集光量の大きな増加を目指しており、後述の「液体シンチレーターの更新」「集光ミラーの導入」「HQE-PMT の導入」の 3 つの更新によって、集光量を 5 倍にすることが目標となっている。

液体シンチレーターの更新

KamLAND2 では液体シンチレーターの光量増加のために、リニアアルキルベンゼン (LAB) と プソイドクメン (PC) を溶媒、2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) を主成分とするシンチレーターを使用する予定である。また、波長変換剤の 1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (Bis-MSB) も添加する予定である。これは、発光波長を変化させることで、後述のシンチレーションバルーンによるシンチレーション光の吸収を避けるため追加する予定である。

シンチレーションバルーンの導入

先に述べたように、インナーバルーンに含まれる ^{214}Bi は大きな背景事象であり、解析の有効体積を小さくした分 KamLAND に搭載された Xe 全てを活用しきれないでいる。これを解決するアイデアとして、シンチレーションバルーンの導入が目指されている。シンチレーションバルーンは、発光性を持つフィルムで作成したバルーンを指す。これを用いることで、 ^{214}Po からの α 線でバルーン自体が発光し遅延同時計測が可能になり、今までは除去できなかった ^{214}Bi の背景事象が除去できる。現在の有力な候補はポリエチレンナフタレート (PEN) のフィルムであり、先行研究 [37] では PEN フィルムによるバルーンで 99.7% ^{214}Bi が除去できると見積もられている。

集光ミラーの導入

KamLAND2 では、タンクの被覆率を向上させるために、PMT に集光ミラーを設置することが検討されている。この集光ミラーはウィンストンコーンのように光を PMT に誘導する形状をしている。また、入射面を多角形にすることでタンクを隙間なく多い、被覆率を大幅に向上させることに成功している。先行研究 [38] ではシミュレーションによるミラー形状最適化が行われ、集光ミラーをつけない場合と比べて 2.22 倍集光量が増加すると見込まれている。図 3.7 にミラーがついた状態の PMT のイメージ図を示す。

HQE-PMT の導入

ID に使う PMT として、今より量子効率の良い PMT を導入する予定である。現在の PMT は量子効率が最大でも 20% 程度だが、新しい PMT は最大 30% まで増加できる見込みである。

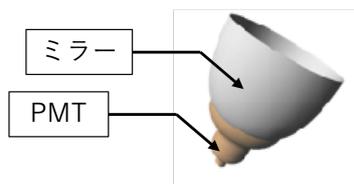


図 3.7 集光ミラーをつけた PMT のイメージ図

新データ収集システムの導入

KamLAND2 では現行の KamFEE, MoGURA の 2 系統ある DAQ システムを統一する予定である。加えて、このシステムでは新型の電子基盤である MoGURA2 を導入する予定である。MoGURA2 では、

- ソフトウェアトリガー対応
- デッドタイムフリー性能の向上
- 低ノイズ化

といった性能の向上が見込まれており、先行研究 [39] では、投入可能な段階まで開発が進んでいると結論づけられている。

第 4 章

イメージングディテクター的设计

4.1 イメージングディテクターとは

4.1.1 概要

イメージングディテクターとは、KamLAND2-Zen 実験で LLBG を低減するために開発している、結像光学系と撮像素子を組み合わせた新型検出器である。

まず、章 3 で述べたように、現在 KamLAND-Zen 実験では LLBG が大きな問題となっている。この背景事象は、寿命の長さゆえに遅延同時計測による除去が難しい上、検出器の運転中に自然発生する背景事象であるため、物理的に取り除くことも難しい。これは KamLAND2-Zen においても同様であり、LLBG は背景事象になる見込みである。特に、KamLAND2 ではエネルギー分解能が向上するため $2\nu\beta\beta$ 事象は大きく低減される。そのため、LLBG が支配的な背景事象になると考えられており、低減する手段が模索されている。そのような状況下で、本研究ではイメージングによる長寿命核を識別する技術に着目した。

4.1.2 識別原理

イメージングによる LLBG と $0\nu\beta\beta$ の識別原理について述べる。まず、液体シンチレーターは粒子によって発光点の分布が異なると考えられている。例えば、 β 線は電離損失が大きく発生点に近いところで止まるため、発光は β 線の発生点付近に集中して起こる。一方、 γ 線は液体シンチレーター内を比較的長い距離走り、コンプトン散乱を起こして発光させる。そのため、液体シンチレーターの発光は γ 線の発生点からやや離れた場所でも複数発生し、発光点の分布は同じエネルギーの β 線よりも広くなる。ところで、 $0\nu\beta\beta$ は β 線しか出さない反応であるのに対し、LLBG は表 3.5 にもある通り、ほとんどの核種で γ 線を放出する。そのため、 $0\nu\beta\beta$ と LLBG の発光点の分布は異なると考えられる。識別のイメージ図を図 4.1 に示す。

イメージングディテクターは、このような液体シンチレーターの発光点分布をカメラのように「撮像」することで検出し、分布の広がりから粒子種を識別することで、長寿命核を低減することを目指している。特に、KamLAND の現状の位置再構成手順では、ある 1 点でイベントが発生したことを前提として再構成するため、光子発生点分布の識別をすることは不可能である。そ

のため、新しい手法を確立する必要がある。

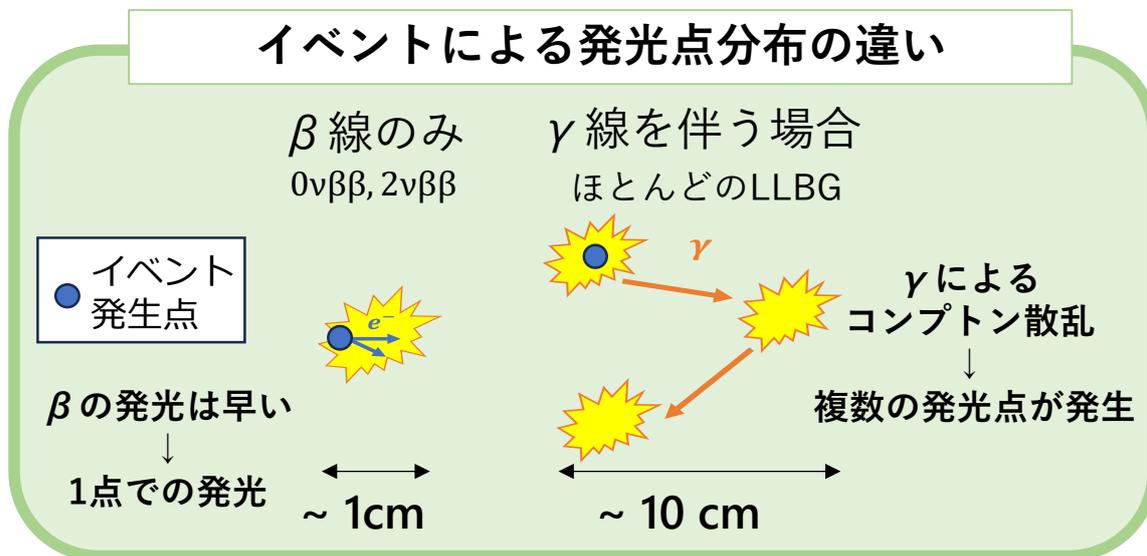


図 4.1 イメージングディテクターによる長寿命核の識別原理

4.1.3 開発目標

イメージングディテクターでは上記の原理に基づき、 $0\nu\beta\beta$ と LLBG を識別し、LLBG を 90% 低減することを目標としている。これは、表 3.3 にある LLBG と Solar ν の事象数から決めている。イメージングディテクターでは前述の通り β 線と γ 線の発光点の分布の違いを利用する。この時、Solar ν は電子散乱による背景事象だから β 線のみ発するため、イメージングディテクターでは $0\nu\beta\beta$ と区別ができない。また、 $2\nu\beta\beta$ はエネルギー分解能の向上でほとんど無視できる背景事象になる見込みで、イメージングディテクターの設計で考慮する必要はない。そのため、LLBG は Solar ν の事象数程度まで低減できれば十分だと考え、90% 低減を目標とした。

装置は、発光点分布を結像させる光学系と結像を検出する撮像素子から構成される。また、 $0\nu\beta\beta$ と LLBG の識別には、検出した発光点分布から粒子種を識別するアルゴリズムも重要である。本研究では、それらを包括的に考慮し開発を進めた。

4.1.4 イメージングディテクター設計の流れ

イメージングディテクターの設計は以下のような流れで行った。

1. 要件定義

設計を行うにあたり、使用方法の想定、撮像素子として使用できる装置の検討、光学系に要求される性能を確認した。これは節 4.3.1 で詳しく述べる。

2. 光学設計

Zemax という光学設計ソフトウェアを用いて、イメージングディテクターの光学系を設計

した。

3. アルゴリズムの検討

イメージングディテクターで撮像した結果から、イベントを識別する方法を検討した。これは章 5 で採用した手法について詳しく述べる。

4. 性能評価

前段で製作した光学系について、Geant4 と ROBAST という 2 つのシミュレーターを用いて $0\nu\beta\beta$ と LLBG の識別性能の確認を行った。これは章 5 で詳しく述べる。

従来であれば、上記の手順をループさせて最良の設計を探索をする。しかし、その場合ひとつの設計を作成し評価するまで時間がかかる問題があった。そのため、本研究では識別性能を達成するために必要な光学性能を推定し、光学設計の段階で要求性能を満たす最も良い設計例を探す方法をとった。以下に光学設計の手順を示す。この手順を繰り返すことで最も良いと考えられる設計例を探索した。

1. 構成の考案

光学系の部品構成と配置を考案する。

2. 光学性能の最適化

Zemax を用いて、考案した構成の各部品形状、配置を調整させ、最も良い光学性能が得られる設計に調整した。

3. 収差の評価

光学性能が要求性能を満たしているかを確認した。

加えて、Zemax を用いた装置設計では以下の 2 点も確認した。

1. 点光源像

Zemax と ROBAST の整合性を確認するため、両者で得られる点光源像を比較した。

2. 獲得光量の等方性の評価

作成した設計で、取得できる光量が視野に対して一様かを確認した。

光学設計の詳細については、節 4.4 で述べる。

4.2 光学の用語について

光学設計に関しては、光学関連の用語が多数出てくる。この節で、本研究で使用する光学関連の用語についてまとめる。

4.2.1 光学系に関する用語

光学系

光学系とは、光の反射や屈折などの性質を利用して物体の像を作ったり、集光したりする装置や器具の総称のことである。また、構成する要素のことを光学素子と呼ぶ。一般に光学系はレン

ズや反射鏡、プリズムなど多様な光学素子を組み合わせて作成される。本研究では、イメージングディテクターにおいて像面に結像させるまでのシステムを光学系とする。

光軸と座標系

一般的に、光学系はある軸について回転対称に作られることが多い。この軸を「光軸」と呼ぶ。また、光学系の座標系はこの光軸を基準に決められる。決め方は、光線が光学系に入射し、像面に進んでいく方向を z 軸正の向きとして、右手系で決められている。なお、本論文では光軸を z 軸とした円筒座標系を用い、動径方向を r 軸、入射面と光軸が交わる点を原点とした。(図 4.2)

入射面

光学系に光線が入射する面(光学系における最前面)のことを「入射面」と呼ぶ。例えば、図 4.2 の光学系では、最も左側のレンズの面が入射面にあたる。

絞りと開口径

光学系で、像面まで誘導される光線の量を制限する素子のことを「絞り」と呼び、その絞りがついた面のことを「絞り面」と呼ぶ。また、絞りによって定められた光線が通過できる面の径を「開口径」と呼ぶ。光学系は必ず何らかの形式で絞りを持つが、一般的に絞りの位置には自由度がある。例えば、図 4.2 であれば左と中央のレンズの間に絞りがある。また、光学系で得られる明るさと後述する収差はこの開口径と密接に関係しており、設計で考慮する必要がある。

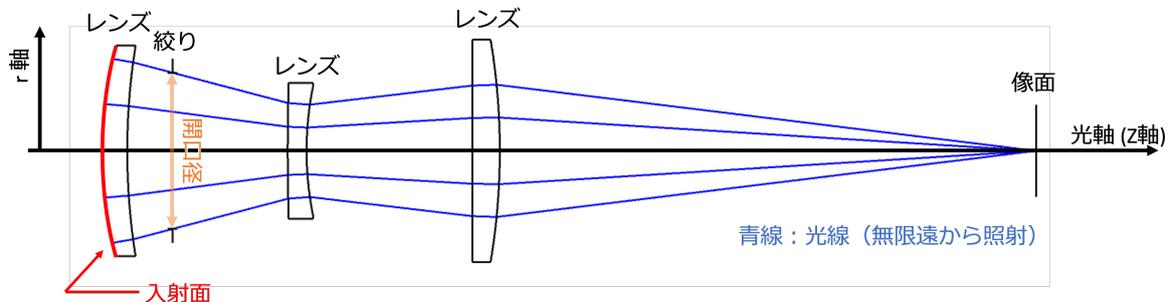


図 4.2 光学系の一例。この系で光は無限遠から放射され、3 枚のレンズを通り、像面に到達する。

4.2.2 光学性能に関する用語

画角

画角とは、光学系によって観測(結像)できる範囲を角度で表したものである。人間の目が 360 度を一度に見渡せないように、すべての光学系は一度に結像できる範囲が決まっており、その範囲は光学系の構造によって決まっている。

倍率

倍率は、結像された像の大きさと実際の物体の大きさの比であり、観測したい領域と像面のサイズによって決まる。光学系の設計では一般的に撮像素子の形状が決まっていることが多く、事前に光学系で達成すべき倍率を決めて開発を進めることが多い。

収差

現実の光学系では、どんな像においても必ずボケが生じる。これは収差と呼ばれ、光学系での光線の屈折が理想からずれることで生じる。特に収差は光学系の位置分解能に直結し、小さいほど位置分解能は高いといえる。

ピントと被写界深度

ピントとは、光学系を通した像が最も鮮明に結像される位置のことである。ピントが合う位置は光学系の構造によって決まっており、ピントの位置を変えるには光学素子を動かす必要がある。

ここで、収差はピントが合う位置で最小になり離れるほど大きくなる。しかし、現実には撮像素子は有限の位置分解能を持つため、ある程度収差が生じていたとしても無視することができる。^{*1}そのため、最もピントが合う位置から前後左右にある程度離れていても、収差が一定以下であればピントが合っているとみなせる。このとき、光学系に対して前後にずらせる範囲を被写界深度^{*2}と呼ぶ。

4.3 光学設計における想定と要求性能

この節では、イメージングディテクターの設計について必要な想定・要求条件について述べる。光学系はどういった性能を要求するかで、大きく設計要件が変わる。そこでまず、KamLAND2においてどういった想定でイメージングディテクターを製作・使用するかについて述べ、その想定からの装置に対する要求性能について説明する。

4.3.1 想定

KamLAND2-Zen 実験での使い方

イメージングディテクターでは、検出器中心から半径 2 m の領域を観測することを想定した。これはインナーバルーンの球状領域全体を観測することに相当する。また、発光点の広がりや 3 次元的になるため、全方位から観測領域を見る必要がある。そこで、イメージングディテクターを一部の PMT の代わりに設置し、タンク壁面全体に散らばるように配置すると仮定した。このことから、イメージングディテクターは 8 m 離れた距離から半径 2 m の範囲を見渡せる必要

^{*1} 例えば、ピクセル型の撮像素子では、ピクセルサイズ程度のボケが生じていても識別できないため、ピントが合っているとできる。

^{*2} ピンボケを許容できる範囲とも言える。

がある。また、台数は $O(100)$ 台程度を仮定した。さらに、イメージングディテクターのサイズは PMT+ ミラーと同程度のサイズを想定し、タンク壁面に設置する部分を底面として高さ 1 m 程度、横は直径 70 cm 程度を最大とした。これは、PMT+ ミラーに対しサイズの差で光を遮ってしまったり、反対に遮られることを防ぐためこのサイズを想定した。加えて、タンク壁面に設置する関係上イメージングディテクターは全体がバッファオイルに沈むものとした。図 4.3 に設置イメージを示す。

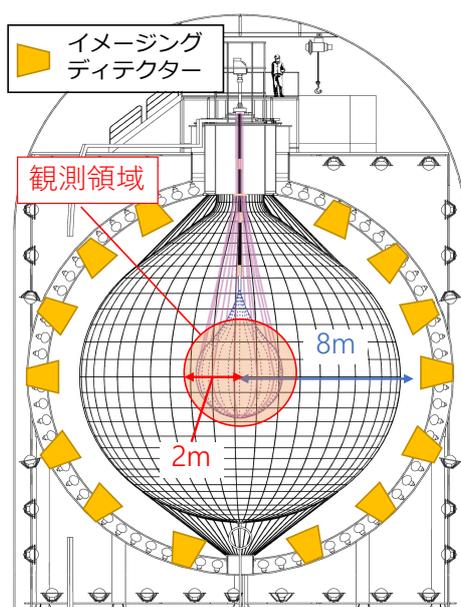


図 4.3 KamLAND2-Zen 実験でのイメージングディテクターの設置イメージ

撮像素子 (光学センサー)

結像光学系を通した像を観測するには、像面にあるセンサーが位置分解能を持ち、正しく像を検出できる必要がある。また、液体シンチレーターの光は微弱なため、光子計数ができなくてはならない。そこで、本研究ではそのような要件を満たす撮像素子として、Gen-II LAPPD (Large Area Picosecond Photo Detector) を用いると仮定した。図 4.3.1 に Gen-II LAPPD の概観を示す。

LAPPD は、アメリカの Incom 社によって開発されている光電子増倍管である。大きさは $8'' \times 8''$ (約 20 cm 四方) であり、MCP (Multi Channel Plate) を使うことで高い位置分解能を持つことが大きな特徴である。光学系に関わる性能は参考文献 [40] によると、

- 像面サイズ: $8'' \times 8''$ (約 20 cm 四方)
- 位置分解能: $\sigma = 1.3 \text{ mm}$

LAPPD ではガウス関数型の位置分解能を持ち、この値は標準偏差 σ を表す。

- 量子効率: 最大 30% 程度

である。装置の原理やより詳しい性能については、付録 C で述べる。

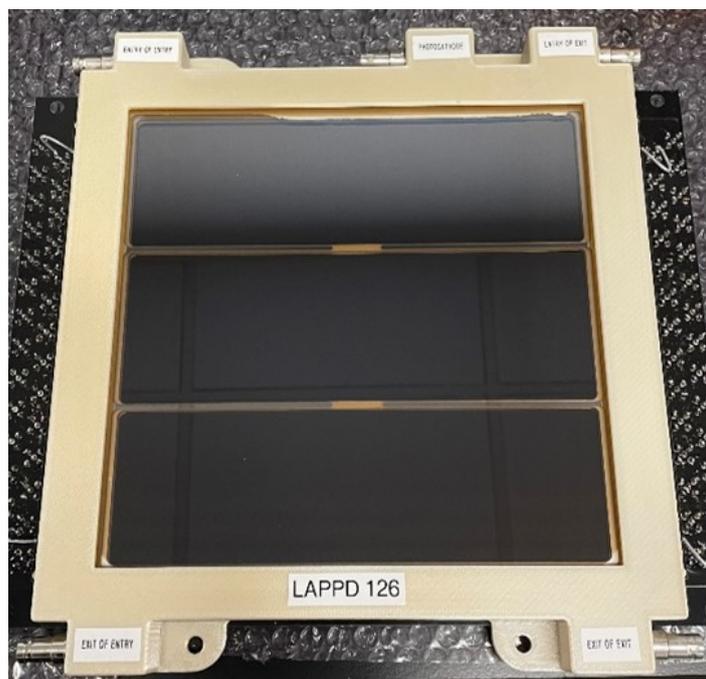


図 4.4 Gen-II LAPPD の概観 [40]

4.3.2 要求性能

節 4.3.1 で述べた想定に基づき、イメージングディテクターに対する要求性能をまとめる。

光学性能

今回、光学設計をする上で考慮した点は、画角 (Field of View, FoV)、ピント、倍率、画角方向の収差&被写界深度 (Depth of Field, DoF)、獲得光量である。

- 画角

本研究においては、8 m 離れた位置から半径 2 m の範囲を観測する必要があるため、画角は、

$$\text{FoV} = 2 \times \tan^{-1} \left(\frac{2 \text{ m}}{8 \text{ m}} \right) = 28.8 \text{ deg} \quad (4.1)$$

が要求される。

- 倍率

今回、観測領域は直径 4 m、像面のサイズは LAPPD のサイズより 20 cm となるから、光学系の倍率は

$$\text{Magnification} = \frac{4 \text{ m}}{20 \text{ cm}} = 20 \times \quad (4.2)$$

である。

- ピント

イメージングディテクターでは光学系も観測範囲も固定されているため、ピントも固定することにした。本研究では、検出器中心で最もピントがあうように、ピントの位置が光学系の前面から 8 m の距離になることを要求した。

- 画角方向の収差、被写界深度 (奥行方向の収差)

本研究では観測範囲全体を含むように、イメージングディテクターから 6 m~10 m の範囲を見た時、収差が基準値以下であることを要求した (奥行方向の収差)。また、画角方向 (光軸に対し垂直な方向) についても被写界深度と同様収差が一定以下でないと十分な位置分解能が達成されない。本研究では、イメージングディテクターから 8 m 離れた平面を見た時、中心から 2 m の範囲で基準値以下であることを要求した。図 4.5 にピント位置、画角、被写界深度、画角方向の収差を考慮する範囲について、模式図を示す。

ここで基準値について、本研究では、ある位置に置いた点光源を観測した像の光量分布の RMS が 2.5 mm 以下であることとした。理由を説明する。まず、収差の定量的な指標であるが、これは大きさを持たない点光源像を観測した際に、どれだけ広がったかで定量化できる。広がり大きさの定義も様々あるが、今回は RMS で十分だと判断した。また、本研究では発光点分布の差の広がりを識別できるだけの位置分解能があれば十分であり、KamLAND2 での発光点分布の広がり各粒子の平均自由行程から $0\nu\beta\beta$ の場合~1 cm 程度、LLBG の場合~10 cm 程度と見積もられている。(図 4.1) ここで、光学系の倍率は 20 倍であるから、像面で半径 2.5 mm 以下のボケであれば、実空間では全体で 10 cm 以下の誤差に抑えられる。そのため、今回の目標達成には十分な値だと考え、このような基準値を設けた。

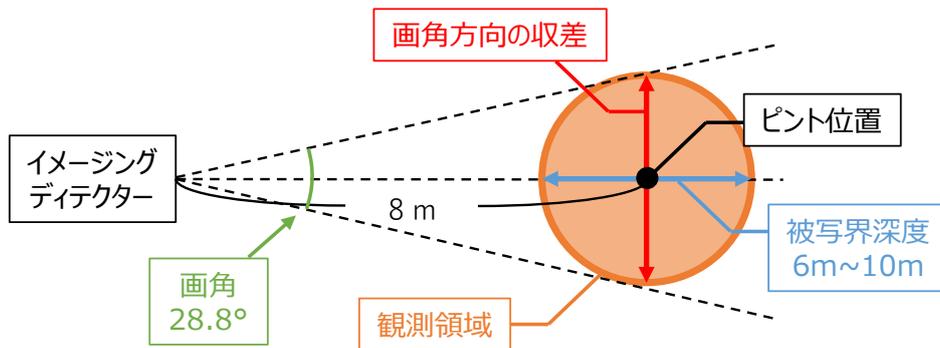


図 4.5 ピント位置、画角、被写界深度、画角方向の収差を考慮する範囲

その他

イメージングディテクターはバッファオイル中で使用するため、耐油性が求められる。また、KamLAND2 で使用するため、温度環境はほぼ 14°C である。これらの条件下で光学系が正常に機能することも要求される。

4.4 Zemax による光学設計と形状最適化

本研究では光学設計を行うにあたり、Zemax OpticStudio[41](以降、Zemax と表記)を使用した。Zemax は、Zemax 社が提供する光学ソフトウェアである。このソフトでは、レンズやミラーに加え多様な光学素子を組み合わせたシステム設計が可能であり、光線追跡シミュレーションから製作した光学系の性能を高速に評価することができる。さらに、Zemax は光学系全体の形状を自動で変化させ、与えられた条件内である光学性能に最も特化させる「形状最適化」という機能を有している。こういった特徴から、カメラなどの結像光学系の開発や宇宙開発、レーザー光学など、様々なシーンで利用されている。

イメージングディテクターの光学系も Zemax を用いて設計、形状最適化、光学性能評価を行った。手順を節 4.4.1 から節 4.4.3 に示す。

4.4.1 光学系の作成

Zemax で光学系の最適化を行うにはまず、「シーケンシャルモード」を用いて大まかな光学系を作成する必要がある。ここで、シーケンシャルモードとは、物体の各面の形状・光学特性を定義し、ユーザーが定義した順番に従って各面を順番に光線追跡するモードである。

このシーケンシャルモードで考慮する光線について述べる。光学シミュレーションではあらゆる経路を通る光線を幾何光学的に追跡することが普通である。しかし、実際に光学性能に関わるものはそのうち光学系に含まれるレンズやミラーの全ての面で透過・屈折・反射して像面にたどり着いた光線のみである。

例えば、図 4.6、4.7 のような光学系を考える。これらの図では、左側にある灰色がかかった 4 つの物体がレンズ、一番右の半月状の物体が球面ミラー、4 つのレンズと球面ミラーの間にある半月状の物体が像面となっており、それらを並べた時の断面図となっている。

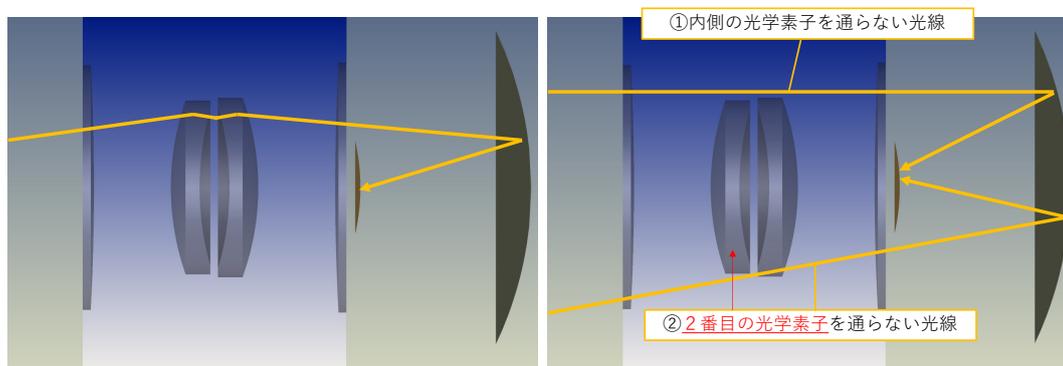


図 4.6 結像に関わる光線の例

図 4.7 迷光の例

この光学系では、光線は 4 枚のレンズを左から順に通過したあと、球面ミラーによって反射され、像面 (右側の曲面) に結像されることを想定している。図 4.6 にある黄色い矢印は、想定した

経路を通る光線の一例である。しかし、実際の光線では図 4.7 のように、一部のレンズを通らないで像面に辿り着くような経路も存在する。これらの光線は「迷光」と呼ばれ、光学性能に関わらないばかりか悪化させる要因となっている。また、迷光の他にも光線が光学系に屈折・反射された結果像面に辿り着かず光学系の部材に吸収されてしまったり出ていくような経路も考えられる。

しかし、シーケンシャルモードでは、図 4.6 にあるような結像性能に関わる光線だけを考慮する。それにより、シミュレーションの高速化や形状最適化、さらには必要な光学性能の評価を可能にしている。

シーケンシャルモードではこのような光線追跡を行うため、光線の進む方向は全て各境界面上での反射・屈折によって決められる。そのため、ユーザーは境界面の形状、吸収特性、各素材の屈折率を与えれば良い。実際には図 4.8 のような設定画面で、各光学面の形状や材質を指定する。

面タイプ	コメント	曲率半径	厚み	材質	コーディング	クリア半径	タップソール	機械的半径	コーニング	TCE x 1E-6	パ91(未使用)	パ92(未使用)	パ93(未使用)	パ94(未使用)	パ95(未使用)	パ96(未使用)	パ97(未使用)	パ98(未使用)	
0 物	標準 - 光源	無限	8000.000	BUFFEROIL		2000.000	0.000	2000.000	0.000	0.000									
1	偶数次非球面	頂点 410.965	0.000	BUFFEROIL P		189.885	0.000	2000.000	0.000	0.000	0.000	-2.6895E-12 V	3.617E-16 V	-2.447E-20 V	8.866E-25 V	-1.645E-29 V	1.229E-34 V		
2 板	偶数次非球面	レンズ表 410.965 V	83.499 V	PMMA		189.885	0.000	2000.000	0.000		0.000	0.000 P	-2.6895E-12 P	3.617E-16 P	-2.447E-20 P	8.866E-25 P	-1.645E-29 P	1.229E-34 P	
3	偶数次非球面	レンズ裏 -410.965 P	0.000	BUFFEROIL P		192.330	0.000	2000.000	0.000	0.000	0.000	0.000 P	2.6895E-12 P	-3.617E-16 P	2.447E-20 P	-8.866E-25 P	1.645E-29 P	-1.229E-34 P	
4	標準	バッファオイル	無限	BUFFEROIL P		201.193	0.000	2000.000	0.000	0.000									
5	標準	ガラス面	無限	BUFFEROIL		0.000 U	0.000	0.000	0.000	0.000									
6 (アパチヤ)	標準	センサー裏	無限	BUFFEROIL P		100.000 U	0.000	2000.000	0.000	0.000									
7	標準	バッファオイル	無限	BUFFEROIL P		275.545	0.000	2000.000	0.000	0.000									
8	標準	ガラス面	807.000	BUFFEROIL		0.000 U	0.000	0.000	0.000	0.000									
9	標準	MIRROR	-807.000	0.000	MIRROR	350.006	0.000	2000.000	0.000	0.000									
10	標準	バッファオイル	-807.000 P	-392.569 P	BUFFEROIL P	350.006	0.000	2000.000	0.000	0.000									
11	標準	ガラス面	-488.084 V	0.000	BUFFEROIL P	101.229	0.000	2000.000	0.000	0.000									
12 像	標準	センサー	-488.084 P		BUFFEROIL P	101.229	0.000	2000.000	0.000	0.000									

図 4.8 Zemax のレンズデータエディター。この写真では各列が物質の境界面の設定に対応しており、光線は 0 から順に各境界面を通るものとしてシミュレーションされる。1 行目の面タイプで境界面形状の種類、4 行目で次の境界面までの距離、5 行目の材質で境界面を超えた先の材質、2, 及び 6 行目以降で各境界面の形状を定めるパラメーターを指定している。

本研究においては、光学系に使う光学素子の材質と境界面の形状、配置順を考案したのち、考案した系を Zemax で再現するという手順で、光学系を作成した。また、Zemax では温度環境の設定も行える。特に、温度によって材質の屈折率は変化するため、最適化の結果に影響を与える。本研究では設計要件通り、現在の KamLAND の ID の平均温度に近い 14°C を設定した。

4.4.2 最適化

作成した光学系について、光学性能を最大化するために最適化を行う。Zemax での最適化は、ある光学性能を最適化指標とし、その指標を最小化するように光学系のパラメーターを変化させることで行われる。その際、最適化指標、光源の位置、波長、形状パラメーターと境界条件を指定する必要がある。

最適化指標

本研究では、光学系の位置分解能をなるべく高くすることを要求する。そのため、収差を最小化する必要がある。対応する Zemax の指標として以下のように計算される指標を用いた。

まず、Zemax ではユーザーが指定した位置の点光源から発せられ光学系の入射面のある位置を通して像面まで到達する光線を追跡する。この時、光線の到達位置が理想的な点からずれた場合、

ズレの大きさをその光線の収差とする。この計算を光線が入射面を通る位置を変えながら複数行い、全てのズレを入射面を通る位置に対応して重み付けしながら足したものを最適化指標として用いた。^{*3}Zemax の最適化では、この値を最小化するように光学素子の形状を自動調整した。

光源の位置

収差に対応する指標の計算には、ユーザーが点光源をどこに置くかを指定する必要がある。特に、Zemax での最適化は配置された点光源に対して最も収差が小さくなるように行われるため、点光源は光学系のピントが合う位置に置かれることが望ましい。また、本研究においては最適化を行う中で、ピント位置を通り光軸に対して垂直な面上に点光源を置いた方が、画角方向の収差が改善されることがわかった。そのため、最適化では光軸からの距離を r 、光軸を z 、光線が光学系に入射する方向を z 軸正の向きとした時、 $(r, z) = (0, -8 \text{ m}), (2 \text{ m}, -8 \text{ m})$ の 2 点に点光源を設定した。これらの光源は最適化時に、等しい重みで計算される。

光源の波長

一般的に、物質の屈折率は波長に依存するため、収差もそれに依って波長に依存する。そのため、最適化をする際にはどの波長の光について最適化するか指定する必要がある。

本研究では、KamLAND2 でのシンチレーション光を観測するため、その発光スペクトルに対応する波長で最適化することが望ましい。現在想定されている KamLAND2 用液体シンチレーターのスペクトルは図 4.9 にある通りで、420 nm 付近をピークとして発光する。Zemax でもこれに応じ、390 nm、420 nm、448 nm の光を最適化時に考慮することにした。また、考慮する波長に対し、最適化関数内での重み付けも 0~1 の範囲で行うことができる。これも図 4.9 のスペクトルに合わせ、390 nm と 448 nm の光に対し 0.5、420 nm の光に対し 1.0 の重みを与えた。表 4.10 に最適化に用いた波長と重みをまとめる。

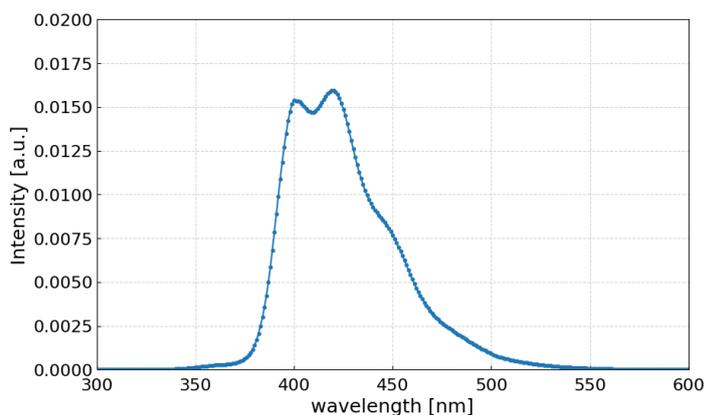


図 4.9 KamLAND2 用 LAB-LS のスペクトル [42]

波長	重み
390 nm	0.5
420 nm	1.0
448 nm	0.5

図 4.10 最適化に使う光の波長と重み

^{*3} この重みの値はガウス求積法というアルゴリズムに従って自動的に設定される。

形状パラメーターと境界条件

Zemax では指定した形状パラメーターを最適化できる。指定できるパラメーターは境界面の形状によって変わるが、本研究では主に、レンズ曲面形状 (曲率半径、偶数次非球面多項式の係数、詳しくは節 4.5 で述べる)、光学素子間の距離を最適化パラメーターとして設定した。

また、Zemax の最適化は最適化指標がより小さい値になり続ける限り行われるため、結果として現実的にあり得ない形状を出力することもある。そのため、最適化するパラメーターに対し現実的にあり得る範囲内に収束解が収まるように制限をかけた。^{*4}加えて、シーケンシャルモードでは像面のサイズは光線追跡した結果から自動的に計算されるため、形状が変化するうちに光学系の倍率が想定したものにならないことがある。そのため、倍率に対して制限をかける必要があるが、Zemax では直接倍率を指定することができない。そこで本研究では代替策として $(r, z) = (2 \text{ m}, -8 \text{ m})$ の点から出射された光線が、像面上で光軸から 10 cm の点に辿りつくよう制限をかけた。これは、画角が最も大きい方向から来た光線が、像面の端に当たることに等しい。

他にも、Zemax の機能の関係で、光学系の開口径も最適化を実行するごとに条件として指定した。設計要件の節でも述べたが、獲得光量を増加するためにために開口径もできる限り大きくとることが望ましい。しかし、Zemax の機能上、開口径は最適化パラメーターには設定できない。そこで本研究では要求性能をみたしていることを確認しながら、設計を作成 → 最適化 → 開口径を大きくして再度最適化を繰り返すことで、手動で最大の開口径を探索した。

最適化の実行

最後に設定した条件に従って最適化を行う。Zemax では最適化を行うアルゴリズムは「最適化」「グローバル最適化」「ハンマー最適化」の3種類が存在するが、本研究では「最適化」アルゴリズムを使用した。^{*5}

4.4.3 性能評価方法

本研究では Zemax を用いた光学性能の評価として、収差の評価、点光源像の確認、獲得光量の等方性の評価を行なった。特に、収差は設計への要求を満たす必要があるため、光学系の最適化を行うたびに評価した。残りの2つについては、最終的に確定した光学系に対し行なった。

収差の評価

最適化した光学系に対し、収差を評価した。収差に対する定量的な指標は、節 4.3.2 でも述べたように点光源像の RMS を用いており、最適化に用いた3波長についてそれぞれ計算した。また、画角方向、奥行方向両者に対し、それぞれ異なるシーケンシャルモードの機能を用いて評価した。

- 画角方向の収差

^{*4} ただし、あくまでこの制限値はこの範囲に解を収めるという目標値のため、最適化の結果指定した制限値を破ることがある。

^{*5} なお、アルゴリズムの詳細は Zemax 社により非公開である。

画角方向の収差は、シーケンシャルモードの「視野に対する RMS」の機能を用いて評価した。この機能での RMS の計算方法は以下の通りである。

1. 入射面を $n \times n$ の方眼に分割する。
2. ある点光源から発せられた光線を、各方眼の中心を通るように光学系に入射させ、像面での光線の到達位置を記録する。なお、入射面が円形などの形状で端の方眼が欠ける場合は、欠けた部分は考慮しない。
3. 全ての方眼について、像面での光線の到達位置を記録した後、それらの位置の重心を計算する。
4. 計算した重心を用いて、全ての光線について重心からの距離の RMS を計算する。

本研究では、方眼の分割数は 128×128 とした。また、点光源は $z = 8 \text{ m}$ として画角が $0 \sim 15$ 度 ($r = 2.143 \text{ m}$) の範囲で動かした。

- 奥行方向の収差

奥行方向の収差は、ユニバーサルプロット 1D でオペランド「RSRE」を使って計算した。ただ、名前は異なるが画角方向の収差と計算方法は同じである。こちらの分割数は 40×40 とした。また、点光源は光軸上を $z = 6 \text{ m} \sim 10 \text{ m}$ の範囲で動かした。

点光源像

節 5.4 で説明するが、性能評価のシミュレーションでは作成した光学系は ROBAST という別のシミュレーターを使って行う。そのため、両者のシミュレーション方法に差異があれば結果に影響を与えてしまう。本研究では、差異がないか確認するため、両シミュレーターでそれぞれ点光源像を出力し、結果を比較した。

Zemax では、点光源像を「幾何光学的像解析」機能を用いて取得した。この機能を用いて、点光源の位置を指定した後、その光源から均一に入射面に入射するよう光線を放出し、像面に到達した地点の分布を作成した。この分布が点光源の像となる。

ROBAST での点光源作成方法も同様である。詳細は後の節で述べる。

獲得光量の等方性の評価

発光点分布の広がり観測には光量 (使用する光子数) は重要なパラメーターになると考えられる。ところで、本研究ではイメージングディテクターで観測する範囲は 3 次元的に広がった範囲であるため、獲得できる光量に偏りがあると、観測される光子数にも偏りが生じ、LLBG と $0\nu\beta\beta$ の識別性能に位置依存性が生じる可能性がある。そのため、獲得光量が画角方向に等方的であるかを評価した。

評価には、Zemax のノンシーケンシャルモードを使った。ノンシーケンシャルモードは、シーケンシャルモードとは異なり、考えられるすべての光線軌跡についてモンテカルロシミュレーションを行うモードである。評価手順は以下の通りである。

1. ノンシーケンシャルモードでのジオメトリの作成

最適化後の光学系の形状パラメーターを用い、ジオメトリをノンシーケンシャルモードで

作成した。

2. 絞り&カバーの追加

迷光を防ぐため、作成したジオメトリに対し必要な位置に絞りやカバーを設置する。これらはノンシーケンシャルモードでピント位置など適当な位置から光線を放射し、想定外の光線軌道がないか確認しながら設置した。

3. 点光源の設定

光量を確認したい位置に点光源を設定した。この時、設定が必要なものは

- 光源の位置
- 光源の波長
- 発射する光線の本数
- 光線を発射する立体角

である。本研究では、点光源の位置は $(0 \text{ m}, -8 \text{ m}) \sim (2 \text{ m}, -8 \text{ m})$ の範囲で変化させ、それぞれの位置から波長 420 nm の光線を 10 万本ずつ、イメージングディテクターに向けて発射した。光線を発射する立体角は頂点の角度を 4 度として、発射方向も点光源の位置に応じてイメージングディテクターの入射面全体が照射範囲に含まれるように調整した。また、参考のため $(0 \text{ m}, -6 \text{ m}) \sim (0 \text{ m}, -10 \text{ m})$ の範囲でも同様の評価を行った。

4. 獲得光量の計算

設定した点光源から光線を放出し、像面に到達した光線数を計測した。

4.5 製作した設計

4.5.1 基本設計

本研究においては設計を繰り返した結果、レンズ 1 枚 + ミラー + 曲面の像面がベストであると判断した。この系では図 4.11 のようにレンズ → ミラー → 曲面の順に光線が進み、結像される。

判断に至った経緯を述べる。まず、開発当初は Baker-Nunn 光学系という 3 枚の補正レンズ + ミラーの光学系 [43] をもとに設計していた。この Baker-Nunn 光学系はミラーを使うことで広い画角を実現しており、また、3 枚の補正レンズと曲面状の像面を用いることで収差を大幅に低減する特徴を持った光学系であった。加えて、Ashra 実験 [44] において 1 m 級の光学系が作成された (図 4.12) 実績もあり、今回のイメージングディテクターに応用できる見込みが十分あった。しかし、設計を進めるにつれ、レンズを 1 枚に減らしても十分に要求性能が達成できることがわかった。特に、部品数の低減は作成コストの節約や組み立ての簡略化、さらには境界面での反射光の減少につながり大きなメリットとなる。そのためこのような光学系を選択した。

以下に、各光学素子の詳細を示す。

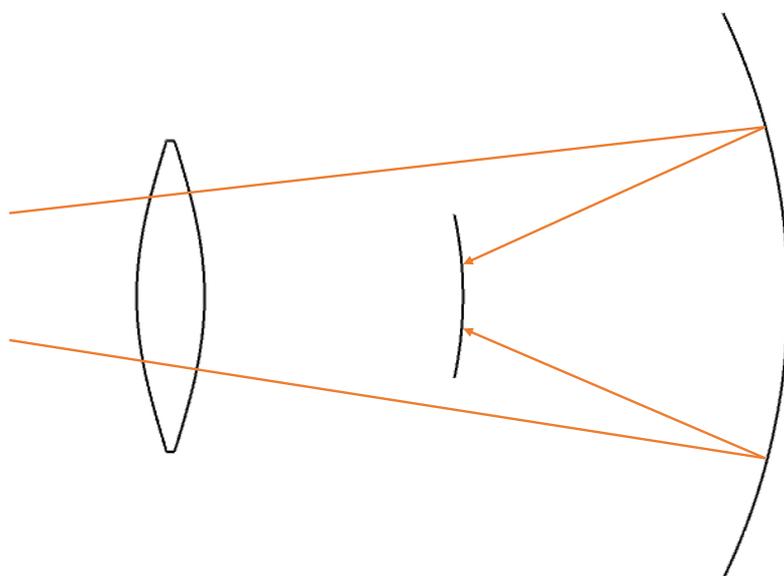


図 4.11 レンズ 1 枚 + ミラー + 曲面の光学系のイメージ図。オレンジ色の矢印は光線の進行イメージ。



図 4.12 Ashra 実験で作成された、Baker-Nunn 光学系を用いた検出器 [45]

レンズ

レンズは両面が対称の凸レンズとした。形状は円形であり、レンズ曲面は式 (4.3) の偶数次非球面多項式で定義される曲面を使用している。

$$Z(r) = \frac{C}{1 + \sqrt{1 - (1+k)C^2r^2}} + \sum_{i=6,8,10,12,14,16}^n A_i r^i \quad (4.3)$$

ここで、 $Z(r)$ は曲面の高さ (サグ)、 r は光軸からの距離を表す。 C は曲率 (曲率半径の逆数)、 k は円錐定数 (コーニック)^{*6}、 A_i は偶数次非球面係数を表す。また、 n は多項式部分の最大次数で、今回は Zemax の制限により $n = 16$ を最大とした。

レンズの材料はアクリルを仮定した。イメージングディテクターのレンズ直径は PMT 直径と同程度になるため、直径数十 cm ほどになる。このような大口径のレンズは、ガラス等でも加工は可能だが、必要数量と価格を考慮すると通常のレンズのように作るのは難しい。しかし、アクリルについては Ashra 実験において 1 m 程度の直径を持つレンズを作られた実績があり加工が可能と判断されるため、このような仮定とした。

また、最適化を行うには屈折率のパラメーターが必要である。図 4.13 に Zemax に入力したアクリル (PMMA) の屈折率を示す。この値は Zemax 内部のライブラリによって定義されている。

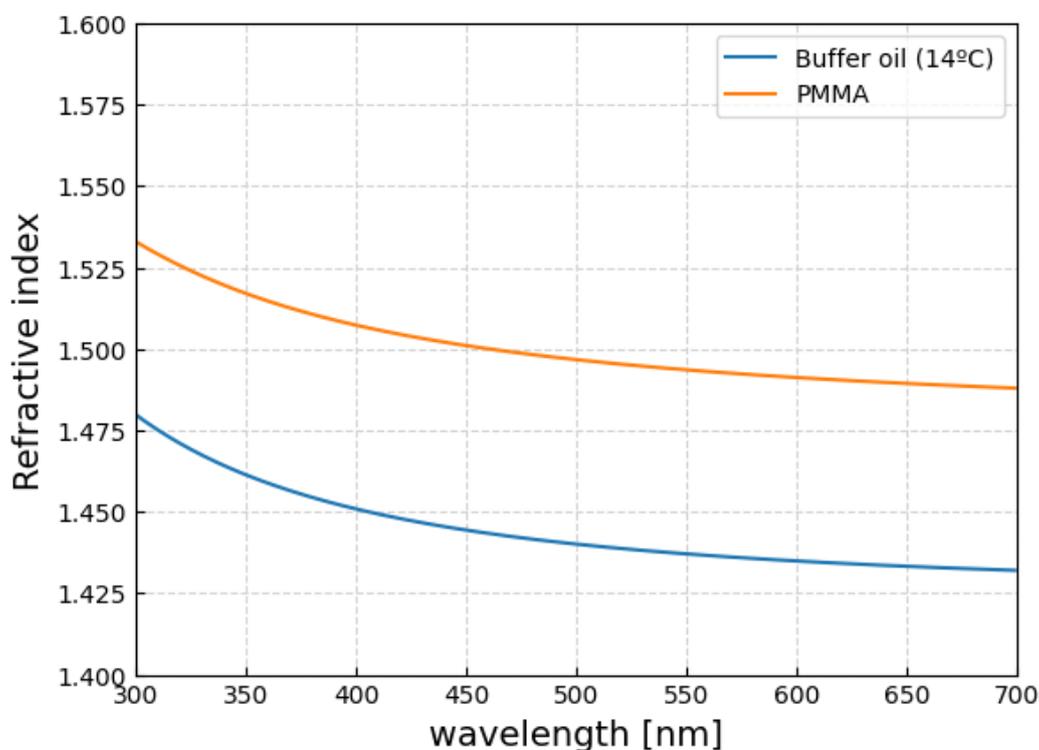


図 4.13 アクリルとバッファオイルの屈折率

ミラー

ミラーも形状は円形であり曲面は式 (4.4) で定義される球面とした。サイズについては、こちらもレンズ同様数十 cm 程度の直径を想定した。

$$Z(r) = \frac{C}{1 + \sqrt{1 - C^2 r^2}} \quad (4.4)$$

^{*6} 曲面の形状が球面、楕円面、放物面、双曲面のどれにあたるかを定める定数。 $k = 0$ で球面、 $k > -1$ で楕円面、 $k = -1$ で放物面、 $k < -1$ で双曲面となる。

曲面の像面

像面においても式 (4.4) で定義される球面とした。形状は LAPPD を使用することを踏まえ、直径 20 cm の円形とした。サイズはなお、LAPPD は曲面の入射面を持たないため、曲面を実際に製作する際は光ファイバーを使う予定である。

周辺環境

イメージングディテクターはバッファオイルに沈む予定である。そのため、レンズ、ミラー、像面の周囲は全てバッファオイルで満たされているものとした。バッファオイルの屈折率は図 4.13 に示す [46]。

4.5.2 最適化するパラメーターと境界条件

以下の形状パラメーターを最適化した (図 4.14)。

- レンズ
 - 曲率半径
 - 偶数次非球面多項式の係数 (6,8,10,12,14,16 次)
- ミラーの曲率半径
- 像面の曲率半径
- 配置
 - レンズ~像面裏面の距離
 - ミラー~像面の距離

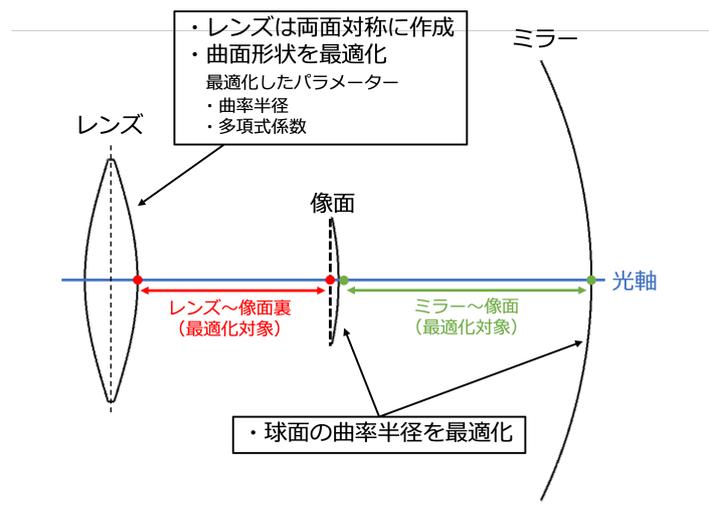


図 4.14 最適化したパラメーター

4.5.3 最適化した後のジオメトリ

図 4.15、4.16 に作成した光学系を示す。最適化後の各パラメーターの値は表 4.5.3 に示す。このジオメトリの全長は 1 m、ミラーの直径は 70 cm であり、サイズの要求条件内に収まっている。

表 4.1 設計した光学系の各種パラメーター

光学素子	パラメーター	値	最適化に対する制限
レンズ	厚み (レンズ中央)	83.499 mm	光軸上 10~100 mm レンズ端 10~30 mm
	半径	190 mm	
	曲率半径 ^a	410.965 mm	
	多項式係数 ^a		
	6次	-2.69×10^{-12}	
	8次	3.62×10^{-16}	
	10次	-2.45×10^{-20}	
	12次	8.87×10^{-25}	
ミラー	半径	350 mm	≤ 350 mm
	曲率半径	-807 mm	
像面	半径	100.5 mm	
	曲率半径	-488.1 mm	
光学素子間距離		距離	最適化に対する制限
レンズ~センサー裏面		312.261 mm	光軸上 10~500 mm 端 10 ~ mm
センサー~ミラー		392.569 mm	光軸上 10~500 mm 端 10 ~ mm

^a レンズ表面 (入射面) の値。裏面の値はこれらの符号を全て反転させたもの。

4.5.4 収差

図 4.17 に画角方向での収差を示す。この図より、画角方向においては要求条件であった RMS が 2.5 mm 以下を満たしていることがわかる。また、図では 14 度以降でグラフが不連続に見える

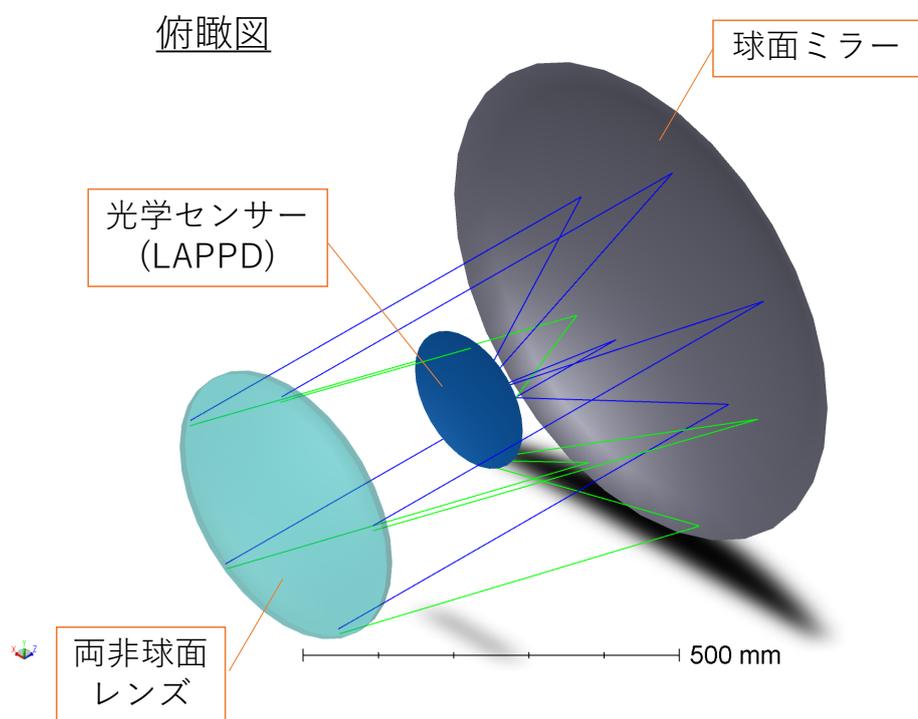


図 4.15 イメージングディテクターの光学系 (俯瞰図) 青、緑の線はレンズから入射した光線が通る経路を表す。

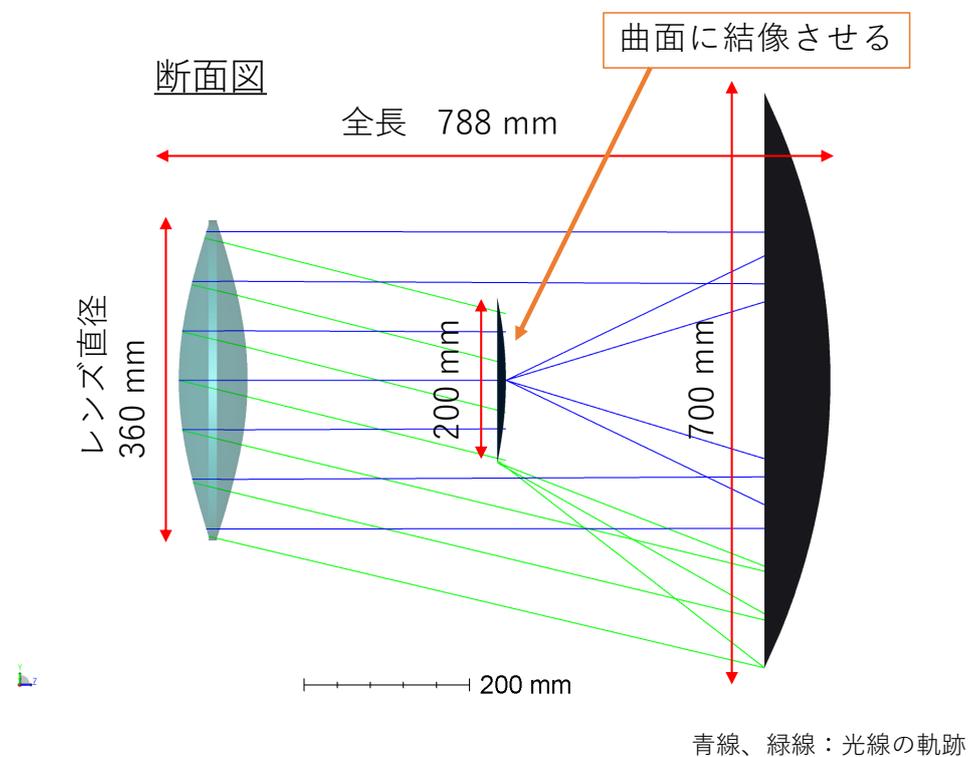


図 4.16 イメージングディテクターの光学系 (断面図)

が、画角 14.4 度 ($z = 8 \text{ m}$ の時、 $r = 2 \text{ m}$ の位置) 付近から発される光線は像面の端にあたるため、収差による広がり的一部分の光線が像面に映らない。そのため、収差の計算に使われる光線数が減り、見かけ状の不連続が生じていると考えられる。

各波長における収差がほぼ同じ理由としては、アクリルとバッファオイルの相対屈折率が KamLAND2 のシンチレーション光の領域であればほぼ一定であったためだと考えられる。これより、波長による収差の違いは無視できるといえる。

また、図 4.18 に、光軸方向での収差を示す。図の横軸は光学系の前面からの距離にあたり、最もピントが合う位置が光学系の前面から 8 m 程度であること、被写界深度 6 m~10 m を達成していると言える。こちらでも先ほどと同様の理由から各波長における収差はほぼ同じであり、KamLAND2 のシンチレーション光のスペクトルであれば波長による収差の違いは無視できると考えられる。

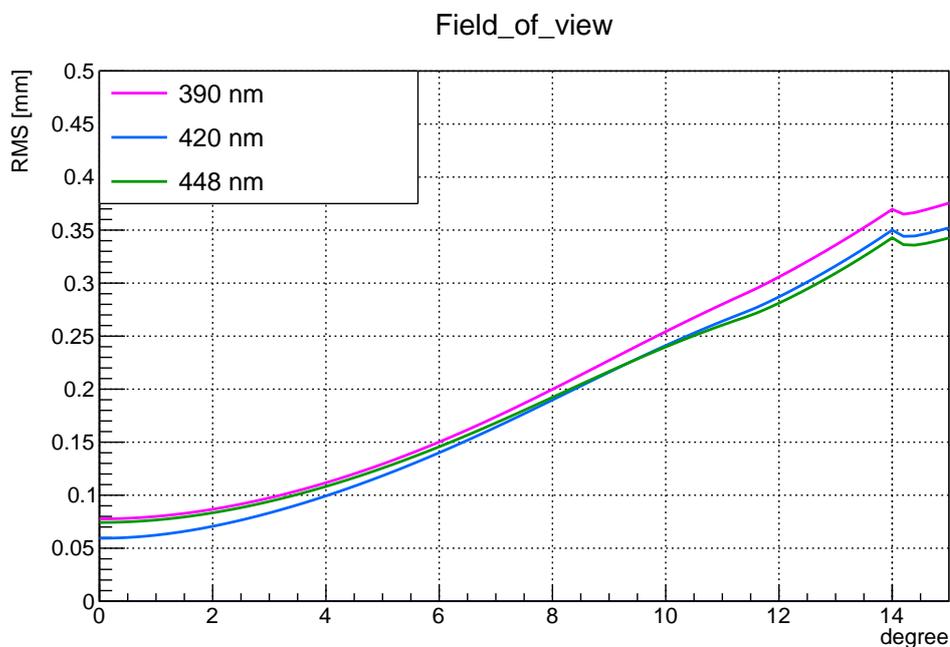


図 4.17 画角方向での収差

4.5.5 点光源像

図 4.19 に、(0 m, -8 m) の位置に点光源を置いた際の点光源像を示す。これは、章 5 で ROBAST で出力した点光源像と比較する。

4.5.6 獲得光量の等方性

まず、ノンシーケンシャルモードで絞りと覆いをつけて作成した光学系を図 4.20 に示す。ノンシーケンシャルモードでは絞りと覆いで、光学系に入る光線をすべてレンズから入るように制限

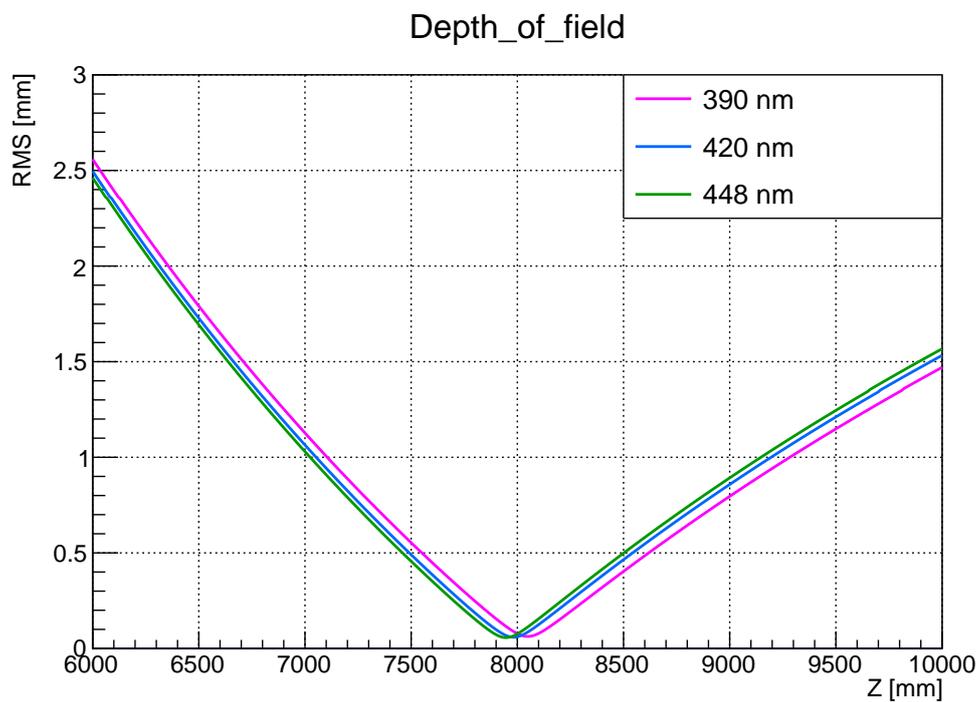


図 4.18 光軸方向での収差

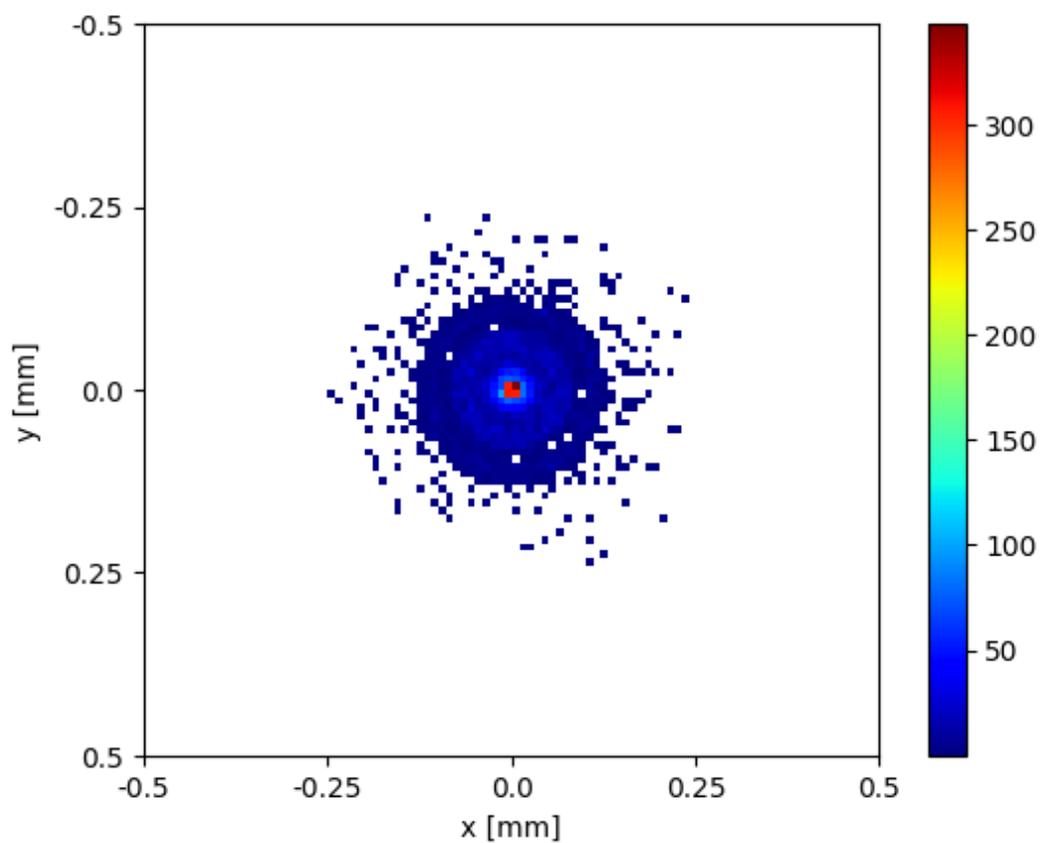


図 4.19 ピント位置 (0 m, -8 m) の点光源像 (Zemax)

した。

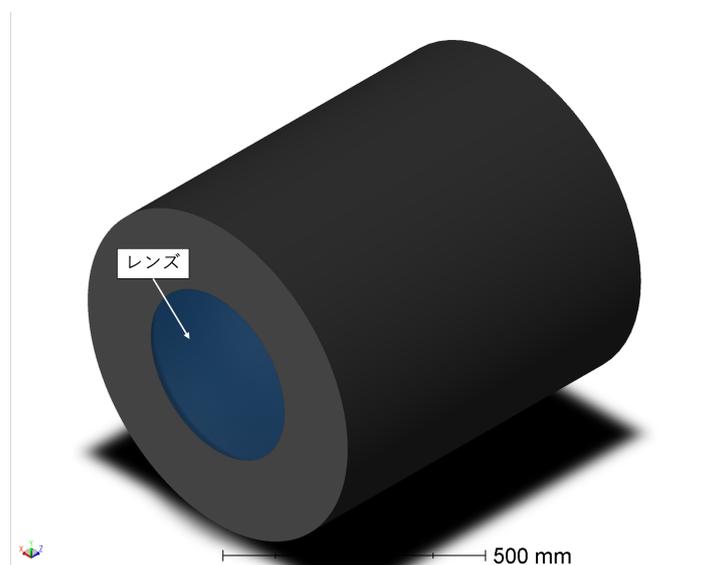


図 4.20 ノンシーケンシャルモードで作成した光学系

次に、作成したジオメトリで獲得光量を評価した結果を図 4.21 に示す。この図で縦軸は、 $r = 0$ で取得された光線数を 100% とし、他の場所で取得された光線数を規格化している。図で明らかなように、光量の低下は 2000 mm の位置を除いて数 % 程度であり、識別性能に影響を与えるほどの偏りはないと考えられる。また、2000 mm の位置において急に光量が低下しているのは、この位置から発せられる光線は像面の端にあたり、像の一部が欠けてしまうためだと考えられる。ただ、章 5 で述べるが、イメージングディテクターは KamLAND の壁面全体に複数台設置するため、ある位置のイメージングディテクターから見れば視界の端にあっても、別の位置から見れば視界の中心で、かつピントよりも手前にあると考えられる。特に、図 4.22 に示すように、光源の位置がイメージングディテクターに近いほど獲得光量は上がる。そのため、像がすべて収まらないことによる光量の低下は、全体の光量に対しては無視できると考えられる。

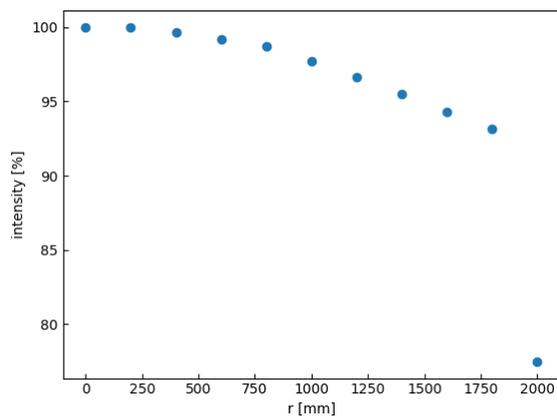
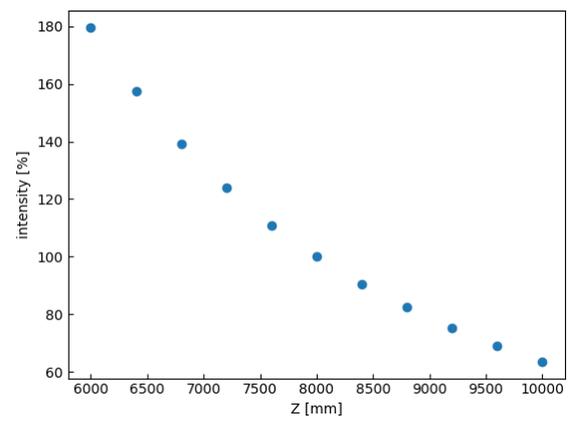


図 4.21 画角方向での獲得光量

図 4.22 光軸方向での獲得光量。ピント位置 ($z = 8 m$) で獲得された光線数を基準に規格化している。

第 5 章

シミュレーションによる粒子識別性能の見積もり

Zemax で作成した光学系を用いて、LLBG と $0\nu\beta\beta$ の識別性能評価を行なった。
本研究では、

1. 光子の発生点を再構成
2. 再構成結果から Cluster Charge Ratio (CCR) というパラメーターをイベントごとに計算
3. ある CCR 基準値を下回ったイベントを、LLBG イベントと判断

という手順で識別を行った。

この節ではまず、光子発生点の再構成手法と、CCR による識別手法について説明する。次に、作成した光学系での CCR による識別性能評価についてのシミュレーションで用いた方法と結果について述べる。

5.1 イメージングディテクターによるイベント識別手法

5.1.1 光子発生点の再構成

イメージングによって光子を検出することで、我々は光子がどの方向からイメージングディテクターに入射したかがわかる。しかし、どれくらい離れた距離から光子が発生したかまではわからない。^{*1}そのため、光子発生点の再構成では、イメージングディテクターだけでなく PMT の情報も用いて再構成を行う。以下に、あるイメージングディテクターに入射した 1 つの光子について、発生位置を再構成するまでの手順を示す。(図 5.1)

^{*1} 例えば、天体写真を考えてみる。天体写真では星が写真上に点として投影されるが、我々は写真がどの方向の空を写しており、写真上のどの位置に星があるかを見れば、地球からみたときの星の方向がわかる。しかし、星がどれだけ地球から離れているかまではわからない。イメージングディテクターも同様に、KamLAND のある位置から発生した光子がイメージングディテクターに入射すれば、その入射方向に対応する像面上の一点に光子が到達する。そのため、光子の到来方向がわかる。しかし、単一のイメージングディテクターだけではどれくらい離れた位置から光子が発生したかまではわからない。

1. 光子の発生方向の推定

まず、イメージングディテクターの光軸に垂直で、検出器中心を通る平面を考える。この平面に対し、光子がイメージングディテクターの像面に当たった位置を倍率に従って投影する。次に、イメージングディテクターが設置された位置と平面に投影された光子の位置を直線で結ぶ。この直線に水平な向きが、観測したイメージングディテクターに対する光子の発生方向を表し、*2光子の発生点は直線上のどこかであると推測される。

2. イベント発生位置の推定

光子がイメージングディテクターからどれだけ離れた位置から生じたかを推定するため、PMTによってイベントの発生位置を再構成する。この再構成は章3で述べた方法を用いる。

3. 光子発生位置の推定

コンプトン散乱由来の光子の発生位置はイベントの発生位置と近いと考えられる。そのため、前手順で推定した直線上の点で、イベントの発生位置と最も近い位置を光子の発生位置として推定する。

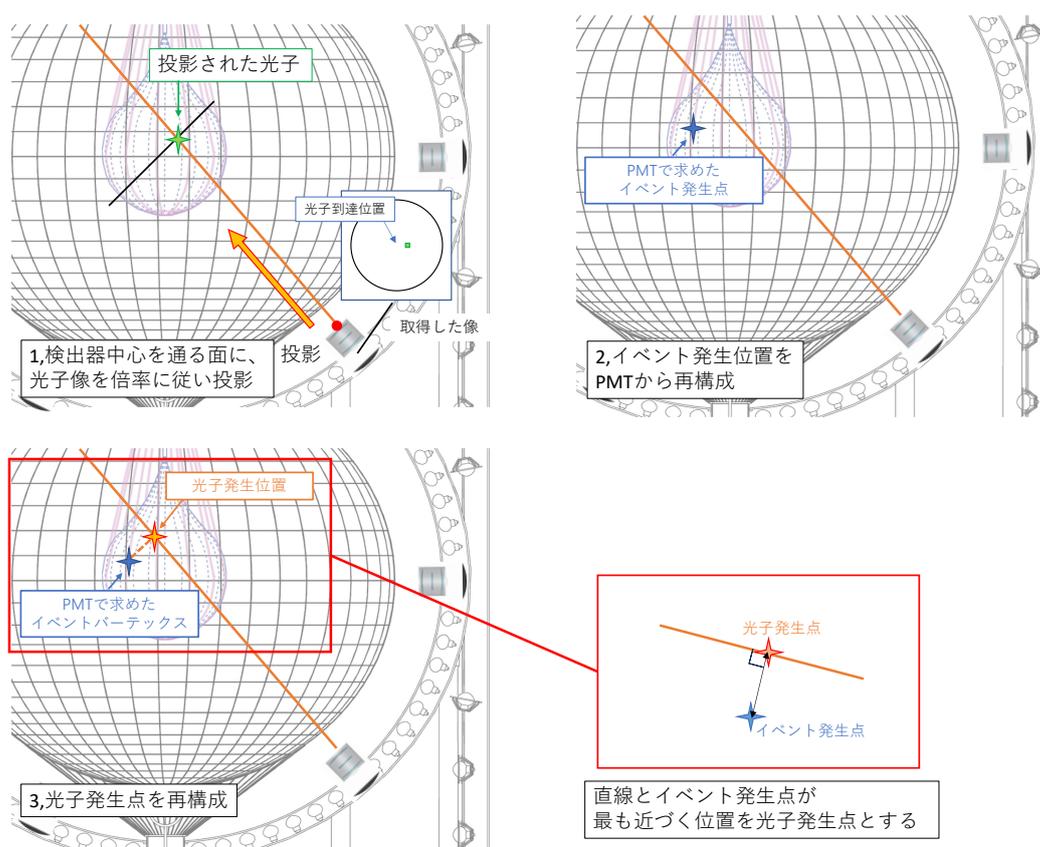


図 5.1 光子発生点の再構成手順。これを全ての検出した光子に行う。

*2 先ほど同様に天体を見た時を例に挙げれば、星を見ている自分たちの位置と、天球上の星の位置を直線で結べば、その天体が位置する方向を決定できることと同じである。

以上の手順を、全イメージングディテクターで検出した全光子について行い、あるイベントにおける光子の発生位置を推定した。このような計算手順を踏むため、検出された光子 1 つにつき 1 つの光子発生点が再構成される。

5.1.2 Cluster Charge Ratio (CCR) によるイベント識別

イベントの種類の識別には、再構成した光子の発生位置を用いて、Cluster Charge Ratio (CCR) というパラメーターを計算する。CCR は、本手法で用いる独自のパラメーターで、光子がどれだけある一点に集合しているかに相当する。以下に、CCR の計算方法を示す。

1. 時間による CCR 計算に使う光子の選定

まず、イベント発生からイメージングディテクターの像面に到達するまでにかかった時間から、CCR の計算に使う光子を選定する。

イベントから発生する光子は、 β 線や γ 線から直接エネルギーを受けて生じる光子の他に、液体シンチレーターの吸収・再発光によって生じる光子もある。これは、液体シンチレーターの分子が光子を吸収することで励起状態になり、その後脱励起して等方的に光子を放出するプロセスで生じる光子である。プロセスの特徴として、KamLAND 中の液体シンチレーターのどの場所でも起こりうる可能性があり、イベントから遠く離れた位置でおこることもある。そのため、コンプトン散乱を原因とした発光点分布の広がりをみるためには、できる限り除外することが望ましい。また、イメージングディテクターに入射する光子には、ID 内で反射してから入射するものも考えられ、これも発光点分布の広がりを見るためにはできる限り除外することが望ましい。ところで、これらの光子はイベント発生点付近から直進しない分、イベント発生時刻とイメージングディテクターに光子が入射した時刻の差が大きくなる。そこで本研究では、イベント発生時刻とイメージングディテクターに光子が入射した時刻の差が一定値以内の光子のみ、CCR の計算に用いることとした。これにより、イベント発生点付近から直進した光子のみを CCR の計算に用いることができる。なお、閾値に関しては、識別性能を最大化するように最適化を行った。最適化の詳細は節 5.6 にて述べる。

2. 発生点分布の中央値の計算

選定した光子を用いて、 x, y, z 座標それぞれについてすべての光子発生点の中央値を算出する。この点を CCR 計算の基準点とする。

3. 光子発生点の分類

まず、前手順で算出した基準点と、再構成した光子発生点の距離を算出する。この時の距離は図 5.2 のように、光子を検出したイメージングディテクターと再構成された光子発生点を直線で結び、その直線と基準点が最も近づく距離を用いる。

次に、求めた距離から、光子発生点を図 5.3 のように距離から Cluster, Total, Others(Total 以上の距離のもの) の 3 種類に分類する。Cluster にはイベントから発生した β 線から直接発生したと考えられる光子を、Total にはコンプトン散乱によって生じた光子を含むことを

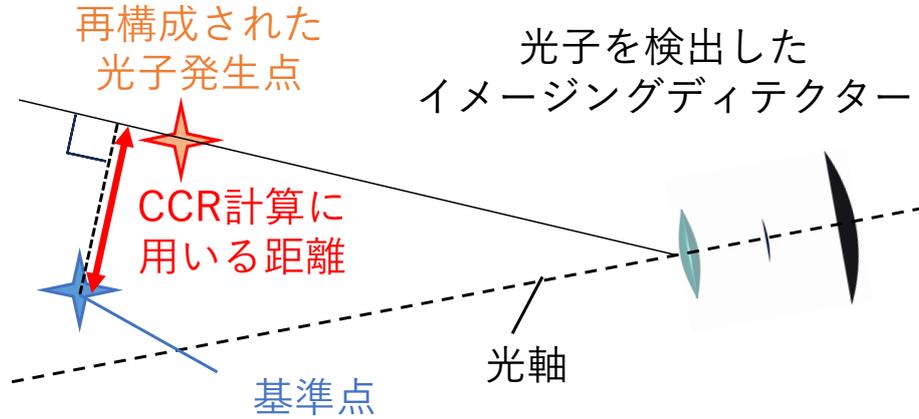


図 5.2 CCR 計算に用いる距離の定義

狙っている。また、Others は時間による選定では取りきれなかった、コンプトン散乱などを起源としない光子を含むことを狙っている。CCR の計算には、Cluster と Total の光子のみを用いる。この時、各グループに分類するための距離の基準値が必要になるが、これは識別効率を最大化するように最適化した。最適化の詳細は節 5.6 にて述べる。

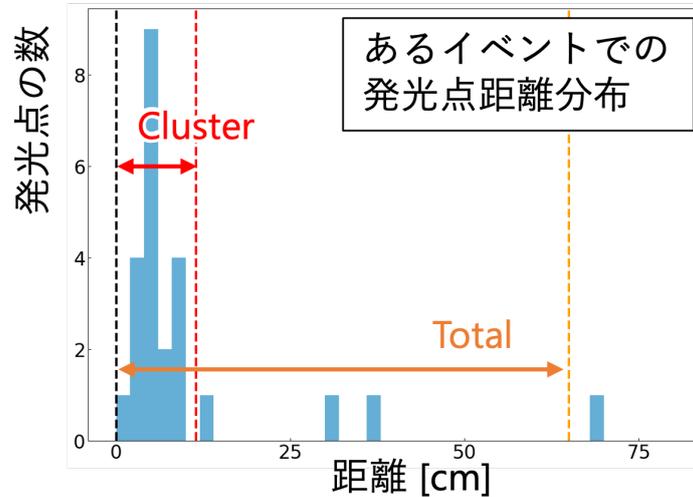


図 5.3 距離による発光点の分類

4. CCR の計算

CCR は Cluster, Total に分類された光子数の数、 $Q_{Cluster}$, Q_{Total} を用いて、以下の式で計算する。

$$CCR = \frac{Q_{Cluster}}{Q_{Total}} \quad (5.1)$$

このように計算することで、 β 線しか出さないようなイベントについては $Q_{Cluster}$ と Q_{Total} がほぼ等しくなり、CCR は 1 に近い値となるはずである。一方、 γ 線を発するイ

ベントでは、 Q_{Total} に含まれる光子の割合が増え、CCR は比較的小さな値として計算される。

5.2 識別性能評価シミュレーション

今回のシミュレーションでは、LLBG と $0\nu\beta\beta$ の識別性能を評価する。そのため、KamLAND の XeLS で原子核崩壊が起こり、発生した光子が KamLAND 内を輸送され、イメージングディテクターで撮像されて CCR が計算されるまでをシミュレーションした。

5.2.1 シミュレーションの流れ

本研究では Geant4 と ROBAST という 2 つのシミュレーターを使い、それぞれが得意とするシミュレーションに合わせて検出器を 2 つの範囲に分けてシミュレーションした。それぞれの担当範囲を図 5.4 に示す。また、流れは以下ようになる。

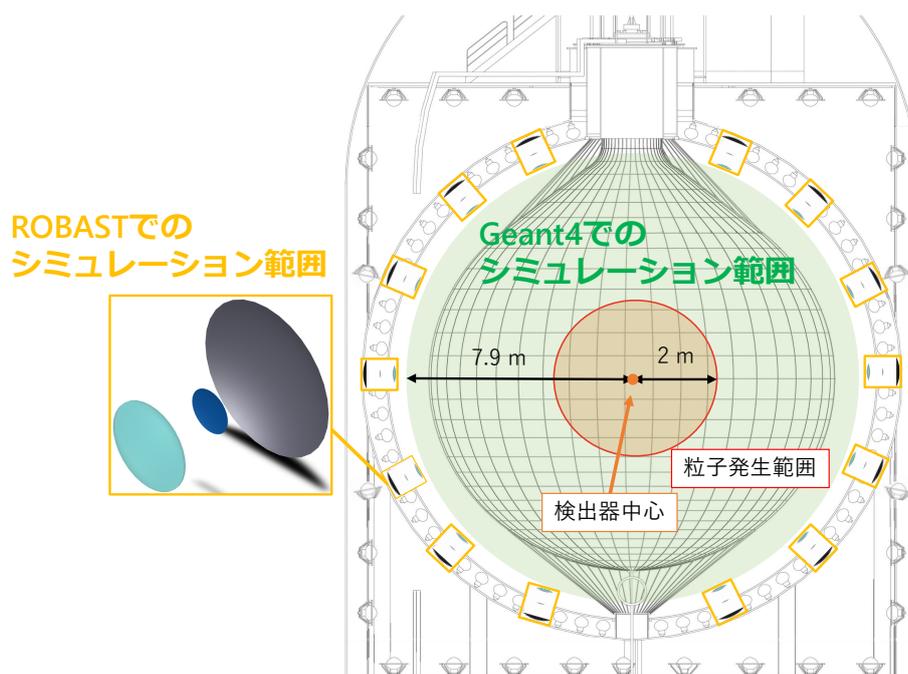


図 5.4 シミュレーションの担当範囲。緑の網掛けが Geant4 で行なった部分で、KamLAND2 の液体シンチレーターとバッファオイルの部分が含まれる。黄色枠で囲んだ部分が ROBAST で、各イメージングディテクター 1 台ごとに行っている。

1. Geant4 による KamLAND 内の光子輸送シミュレーション

Geant4 にて ID 内 (検出器中心から半径 7.9 m 内) の範囲で、原子核が崩壊してから光子が輸送される過程をシミュレーションした。詳しくは節 5.3 にて述べる。

2. ROBAST によるイメージングディテクター内での光線追跡シミュレーション

ROBASTにて、光子がイメージングディテクターに入射した後の光線追跡をシミュレーションした。詳しくは節5.4にて述べる。

3. CCRによる識別

節5.1で述べた手法で光子発生点の再構成・CCRの計算を行い、CCRによる識別性能を評価した。なお、CCRの各閾値も、識別性能を最大にするように最適化した。

以上の手順をLLBGについては表3.5にある32核種すべて、 $0\nu\beta\beta$ については、2.5 MeVの単一のエネルギーを持つ電子が発生したと置き換えてシミュレーションした。

5.2.2 シミュレーションでの仮定

今回のシミュレーションでは、イメージングディテクターは章4で最適化したものを用いるとした。使用する台数は180台とし、配置は図5.5のようになるべくタンク壁面全体に散らばるように設置するものとした。

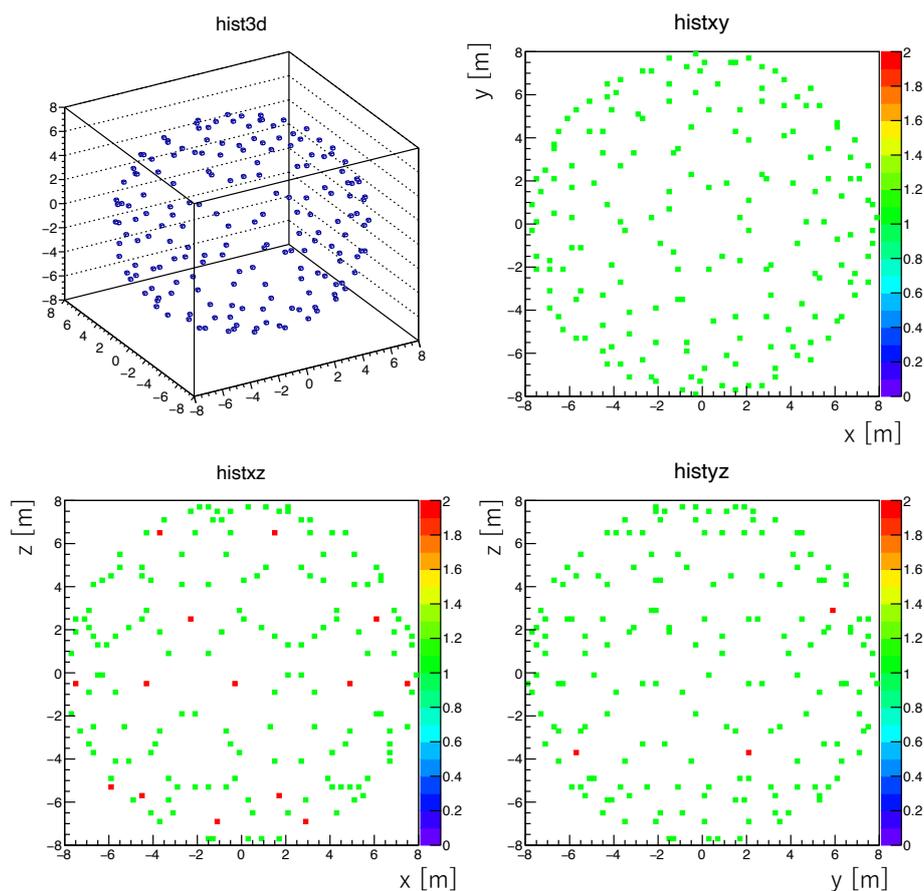


図5.5 イメージングディテクターの配置。左上では青点、他3枚の図では緑点が配置してある場所。赤点はある方向から見たときに前後で2つ重なっていることに相当する(左上:3次元での描画、右上:xy平面への射影、左下:xz平面への射影、右下:yz平面への射影)

表 5.1 LAB-LS の組成

材質	LAB	PC	PPO	Bis-MSB
総量	80%	20%	2 g/L	15 mg/L

次に、KamLAND に関して用いた仮定について述べる。

- KamLS、XeLS

KamLAND2 で使用する LAB-LS を使用するとした。組成を表 5.1 に示す。なお、XeLS については諸特性が本研究時点では測定されていなかったため、発光量を除き KamLS と同じものであると仮定した。

- バッファオイル

こちらは、KamLAND で用いたものがそのまま使用されると仮定した。なお、LAB-LS と KamLAND のバッファオイルはやや密度が異なっており、実際には KamLAND2 では密度が調整されたものが使用される予定である。

- バルーン&ミニバルーン

これは KamLAND と同一の素材が用いられると仮定した。ミニバルーンについては KamLAND2 では PEN フィルムを使用したバルーンを使用する予定だが、光学特性などが正確になかったため、本研究ではやむを得ず KamLAND と同一のバルーンを仮定した。また、形状についても KamLAND2 では現在のミニバルーンサイズよりも大きくなる予定だが、まだ形状が確定していないため、本研究では半径 2 m の球と仮定した。

5.3 Geant4 による KamLAND 内の光子輸送シミュレーション

5.3.1 Geant4[47] とは

Geant4 とは、物質中を通過する素粒子や原子核、イオン、光学光線など様々な粒子の物理相互作用をシミュレーションするためのツールキットである。C++ で記述されており、ソースコードは全て無償公開されている。加えて、ツールの柔軟性や拡張性も非常に高いため、素粒子実験など大規模なシミュレーションから医療、個人的なアプリに至るまで、幅広い分野で使用されている。

本研究では Geant4.9.6.p03 を使用した。

5.3.2 Geant4 によるシミュレーションの流れ

Geant4 では、原子核の崩壊や脱励起に加え、光の反射や屈折、物質中での減衰など様々な物理プロセスをシミュレーションできる。そこで本研究では、Geant4 で以下の手順で LLBG と $0\nu\beta\beta$ についてシミュレーションを行った。

1. 初期粒子の発生

XeLS(検出器中心から半径 2 m) の範囲で、空間的に一様に分布するようにランダムに初期粒子を発生させた。この時、LLBG については、表 3.5 にある 32 核種すべて、 $0\nu\beta\beta$ については、シミュレーションの都合上、2.5 MeV の単一のエネルギーを持つ電子を発生させた。

2. 原子核の崩壊とシンチレーション光の発生

1 で発生させた粒子がエネルギー損失し、液体シンチレーターが光子を放出する過程をシミュレーションした。特に、LLBG については原子核の崩壊や脱励起による粒子の放出を考慮し、本研究では娘核が安定状態になるまでをシミュレーションした。

3. 光子の輸送

発生した光子が、XeLS → ミニバルーン → LAB-LS → バルーン → バッファオイル → イメージングディテクターの入射面と輸送される過程をシミュレーションした。ここで、イメージングディテクターの入射面は

- 検出器中心から 7.9 m 離れた位置
- 対応するイメージングディテクターの光軸に対し垂直な平面

という面を仮定した。

4. シミュレーション結果の記録

追跡したイベントから、

- イベント発生時刻
- イベント発生位置
- 液体シンチレーターに対し損失したエネルギー

を記録した。また、各イメージングディテクターの入射面に到達した光子に対し、

- 入射面に到達した際の位置
- 入射方向

を記録した。

以上のプロセスを全粒子に対して 10,000 イベントずつ行った。また、LLBG についてはこの手順に追加で、

- 核種の混合

32 核種の LLBG に対し表 3.5 にある Total の比に従って、それぞれのシミュレーション結果からイベントをランダムに抜き出し、合計 10,000 イベントの LLBG のシミュレーション結果を作成した。

を行い、すべての LLBG をひとつにまとめたシミュレーションデータを作成した。

5.3.3 Geant4 での各種仮定

Geant4 は物理・光学現象を正しくシミュレーションするため、各原子や素材に対して適切なパラメーターを与えなくてはならない。この節では、イメージングディテクターのシミュレーショ

ンにおいて必要な、原子核の崩壊・脱励起過程、物理モデル、光学プロセスと各検出器素材の光学特性について述べる。

原子核の崩壊・脱励起過程

LLBG のシミュレーションでは、原子核が崩壊し娘核の安定状態に落ちるまでをシミュレーションする必要がある。この時、崩壊の過程や分岐比、放出される粒子のエネルギー、寿命は Geant4 の RadioactiveDecay3.6 のライブラリのデータを参照した。なお、親核から娘核の励起状態に移る際の寿命はシミュレーションの都合上、全ての LLBG で 1 ps としている。また、脱励起によって放出される γ 線や脱励起過程の寿命については、PhotonEvaporation2.3 のライブラリを使用した。

光学プロセス

光学シミュレーションにおいては、

- 物質境界面での反射・透過・屈折
- 物質内部での透過・散乱・吸収

のプロセスをシミュレーションすることが必要になる。また、KamLAND では

- 液体シンチレーターによる発光

の考慮も必要になる。

Geant4 では、光子は単一の粒子のように追跡される。そのため、物質境界面でのプロセスは、フレネル反射に従い反射 or 透過の確率計算がなされ、それによってプロセスが決められる。また、本研究では乱反射など境界面での散乱はないと仮定した。

物質内でのプロセスは図 5.6 のようになっている。手順は以下のようになる。

1. 飛程の計算と透過の判定

Geant4 では粒子の相互作用をシミュレーションする際、その粒子が受けるすべての相互作用に対し、それぞれの平均自由行程に応じて乱数が振られる。そして、振られた乱数が最も小さかった相互作用が、その粒子が乱数に対応する距離だけ進んだ際に受ける相互作用となる。光の減衰についても同様の計算を行っており、光子がある材質を進む時、物質を貫通するために必要な距離よりも減衰に振られた乱数が小さかった場合、その光子は物質かじら相互作用 (散乱・吸収・再発光のうちどれか) を受けるものとして 2 のプロセスに進められる。

この時、光の減衰に対する乱数は、物質中を x m 進んだときに光が透過する割合 (透過率) $A(x)$ に応じて計算される。

$$A(x) = \exp\left(-\frac{x}{L_{Total}}\right) \quad (5.2)$$

特に、式 (5.2) の L_{Total} は減衰長と呼ばれ、ユーザーは Geant4 に対しそれぞれの物質の

減衰長をパラメーターとして与える必要がある。

2. 散乱の判定

光子が相互作用を受けると判定された場合、次に光子が散乱されるかどうかの判定がなされる。特に、Geant4ではレイリー散乱のみ取り扱われる。この散乱の判定も式(5.2)と同様な確率分布で計算され散乱判定される。ただし、 L_{Total} の項はレイリー散乱のみを考慮した散乱長 $L_{Rayleigh}$ に置き換えられる。そのため、ユーザーは各物質の散乱長から散乱確率を求め、パラメーターとして与える必要がある。

そして、この過程で散乱すると判定されなかった場合、物質中で光子が吸収されたとして、その光子に対する追跡は終了する。しかし、シンチレーターに吸収された場合は、3のプロセスにすすむ。

3. 吸収・再発光の判定 (シンチレーターのみ)

シンチレーターに吸収された光子はさらに、再発光されるか判定される。ここで再発光と判定されれば、方向はランダム、波長は液体シンチレーターの発光スペクトルに従うように変更され、吸収された場所から再度追跡が始まる。

この時の判定は、波長に対する再発光確率に従って行われ、ユーザーはこれを定義する必要がある。

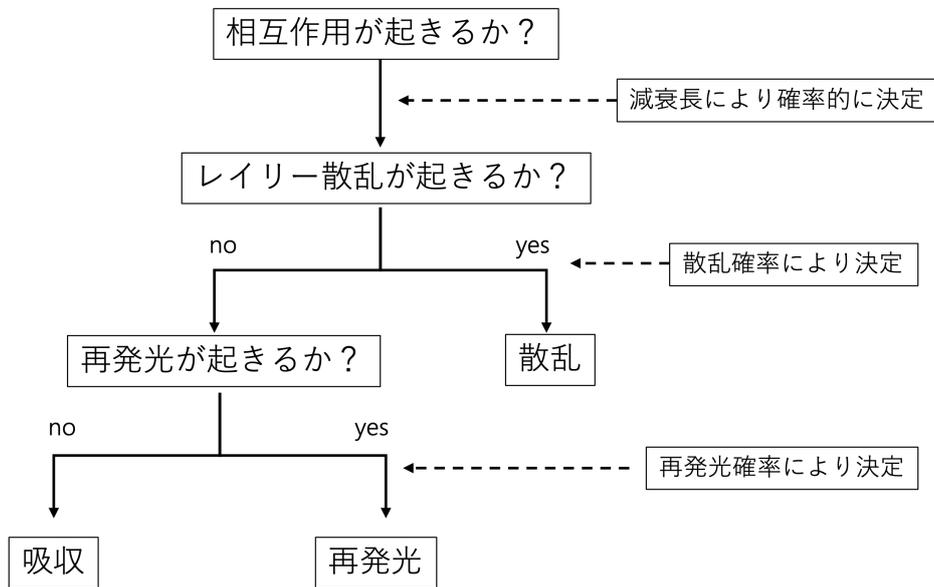


図 5.6 Geant4 での物質中の光学プロセスに対する決定フロー

以上のことから、バッファオイルとミニバルーン、バルーンには減衰長と散乱確率、屈折率を与えた。XeLS と LAB-LS にはさらに発光スペクトルと再発光確率を与えた。

各検出器素材の光学特性

与えたパラメーターは以下の通りである。

■LAB-LS&XeLS 本研究の時点で、LAB-LS についてはいくつかパラメーターが測定されていたが、XeLS については発光量を除き未測定であった。そのため、KamLAND2 では LAB-LS に Xe を溶解させたものを XeLS として使用する予定であることを踏まえ、発光量を除くすべてのパラメーターは LAB-LS と同じものを使用した。以下に、各パラメーターについて述べる。

- 屈折率

屈折率は、実際に LAB-LS の組成で測定されたものを用いた [42]。図 5.7 に、Geant4 に入力した LAB-LS の屈折率を示す。

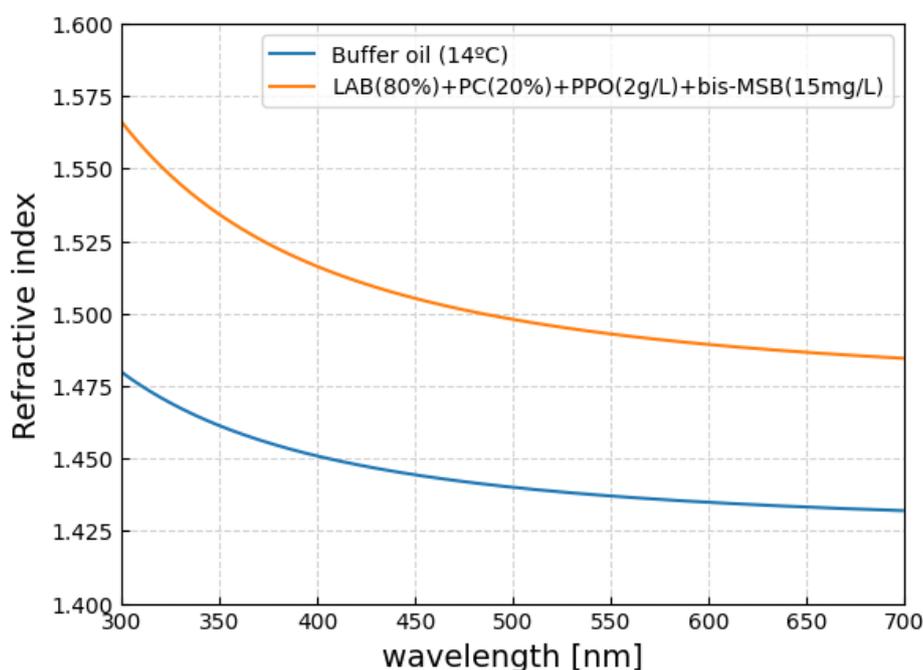


図 5.7 Geant4 に入力した Bufferoil と LAB-LS の屈折率

- 発光スペクトル

発光スペクトルも、実際に測定されたものを用いた。Geant4 に対しては、こちらは図 4.9 と同じ値を入力した。

- 発光量

KamLAND において液体シンチレーターの発光量は、KamLS を 1 としてその相対強度で決められる。こちらも、実際に測定された量 [42] を入力した。発光量は KamLS を基準として、何倍の強度で発光するかで測定されており、LAB-LS は、1.52 倍、XeLS は 1.33 倍であった。Geant4 では発生光子数を絶対値で入力する必要があるため、KamLS を 8,100[48] として、表 5.2 のとおりに入力した。

- 減衰長

減衰長は、LAB-LS の各素材の減衰長と散乱長 ($L_{Rayleigh}$) を式 (5.3) のように足し合わせ

表 5.2 Geant4 に入力した発光量

液体シンチレーター	発光量
KamLS	8,100
LAB-LS	12,312
XeLS	10,773

ることで計算した。

$$\frac{1}{L_{Total}} = \frac{1}{L_{LAB}} + \frac{1}{L_{PC}} + \frac{1}{L_{PPO}} + \frac{1}{L_{Bis}} + \frac{1}{L_{Rayleigh}} \quad (5.3)$$

ここで、 L_{LAB} , L_{PC} , L_{PPO} , L_{Bis} はそれぞれ LAB, PC, PPO, Bis-MSB の減衰長である。これらのうち、LAB、PPO、Bis については参考文献 [49] より LAB-LS の組成に直した値を用いた。PC も同様に参考文献 [50] より引用した。散乱長については次の項で述べる。そして、図 5.8 に、Geant4 に入力した LAB-LS の減衰長を各成分ごとの寄与も含めて示す。この図で、橙の実線が計算によって求めた入力値で、各点線の成分を式 (5.3) に従って足し合わせた結果になっている。また、緑の実線は実験による測定値 [42] で、今回 Geant4 には入力していないが計算による値とよく一致していることがわかる。

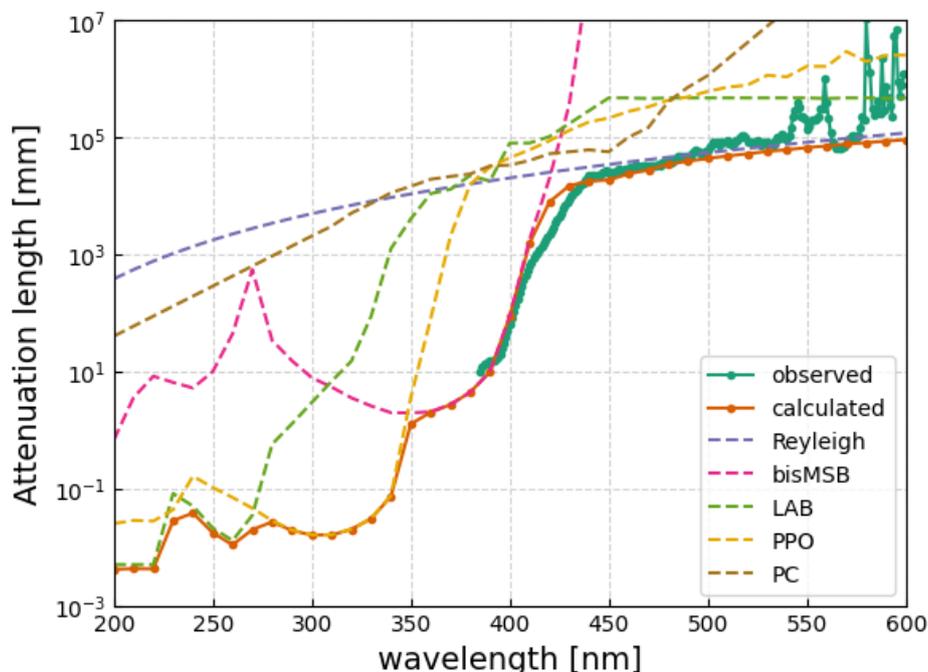


図 5.8 Geant4 に入力した減衰長と散乱長

- 吸収・再発光確率、散乱確率

LAB-LS の散乱長は、本研究時点ではまだ測定されていなかった。そのため、屈折率から式 (5.4) を用いて求め、その後散乱確率に変換したものを入力した。まず式 (5.4) は

表 5.3 散乱長の計算に用いたパラメーター

パラメーター	値
k_B [J/K]	1.381×10^{-23}
T [K]	286
κ_T [Pa][51]	7.743×10^{-10}
δ [52]	0.31

Einstein-Smoluchowski-Cabannes 方程式と呼ばれ、液体中でのレイリー散乱を記述する式として知られている。

$$L_{Rayleigh} = \left[\frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \left\{ \frac{(n^2 - 1)(2n^2 + 0.8n)}{n^2 + 0.8n + 1} \right\}^2 k_B T \kappa_T \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \right]^{-1} \quad (5.4)$$

式中の n は屈折率、 λ は波長、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 κ_T は等温圧縮率、 δ は偏光強度を表す。屈折率と波長以外のパラメーターは定数であり、本研究での想定に合わせて表 5.3 にあるように設定した。計算した値は図 5.8 に紺色の点線 (Rayleigh) として示す。そして、ここで求めた散乱長 $L_{Rayleigh}$ は、減衰長 L_{Total} との比を式 (5.5) のようにとることで、散乱確率として表す。この値を Geant4 に与えた。これは、図 5.9 に緑の点線として示す。

$$P_{Rayleigh}(\lambda) = \frac{L_{Total}}{L_{Rayleigh}} \quad (5.5)$$

同様に、吸収・再発光確率についても測定されていなかった。そのため、参考文献 [49] より、値を以下のように計算した。

LAB-LS で吸収・再発光に関わるのは、PPO と Bis-MSB の 2 種である。そのため、吸収・再発光確率はそれぞれの再発光確率の寄与を考慮して、式 (5.6) のように計算した。

$$P_{Reemission}(\lambda) = \frac{L_{Total}}{L_{PPO}} Q_{PPO} + \frac{L_{Total}}{L_{Bis}} Q_{Bis} \quad (5.6)$$

ここで、 Q_{PPO}, Q_{Bis} はそれぞれ PPO と Bis-MSB の再発光確率である。これらの値はそれぞれの吸収波長を考慮し、

$$Q_{PPO} = \begin{cases} 89.8\% & (370\text{nm} \leq) \\ 0\% & (\leq 380\text{nm}) \end{cases}, Q_{Bis} = \begin{cases} 95\% & (430\text{nm} \leq) \\ 0\% & (\leq 440\text{nm}) \end{cases} \quad (5.7)$$

と設定した [49]。最後に、散乱確率と合わせて Geant4 に入力した値を図 5.9 に示す。

■ミニバルーン&バルーン 各素材の光学特性を以下に示す。これらは先行研究 [48] で調整されたものを用いた。

- 屈折率

図 5.10 に入力した値を示す。

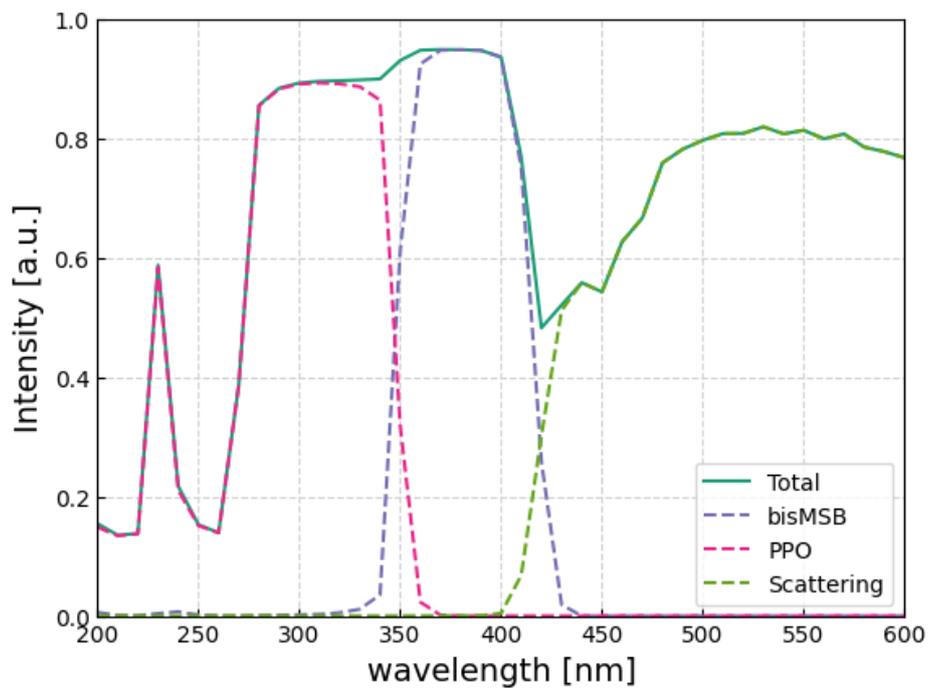


図 5.9 Geant4 に入力した吸収・再発光確率

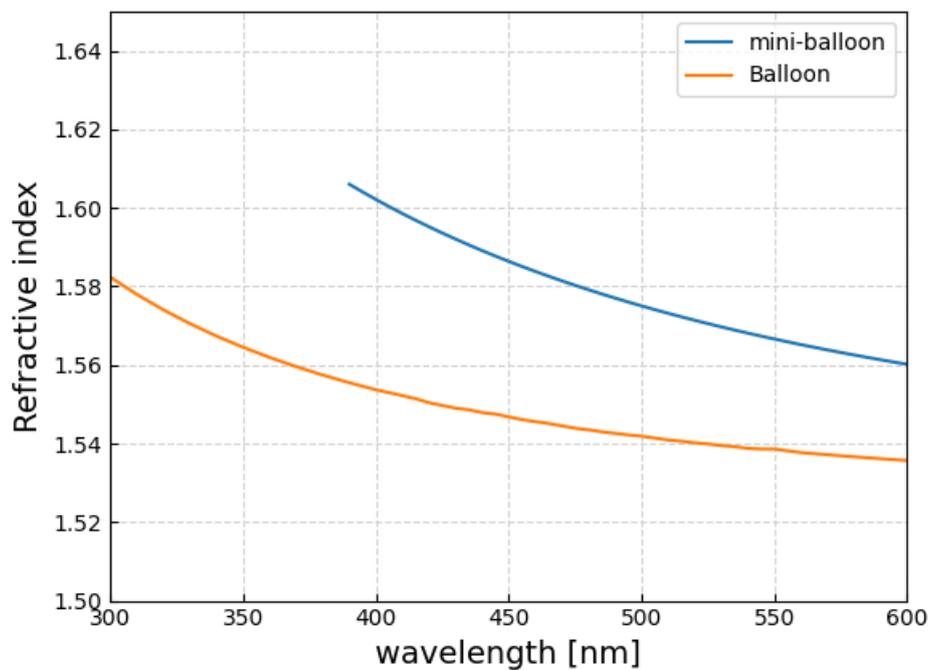


図 5.10 Geant4 に入力したバルーンとミニバルーンの屈折率

- 減衰長&散乱確率

図 5.11 に入力した値を示す。また、散乱確率については、ミニバルーンでは全波長で 50%、

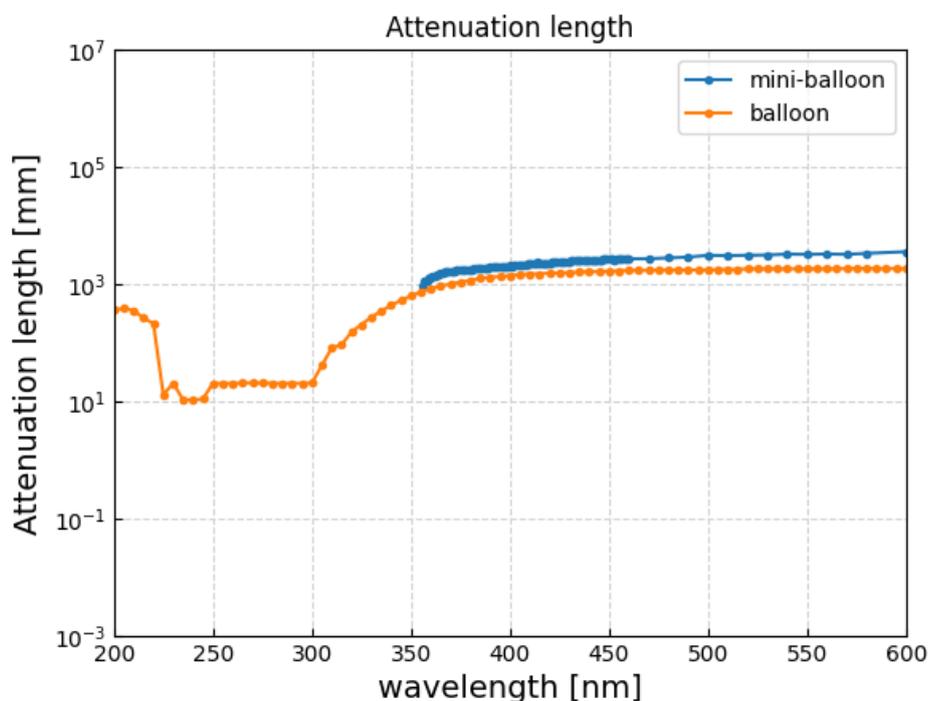


図 5.11 Geant4 に入力したバルーンとミニバルーンの減衰長

バルーンでは全波長で 20% とした。

■バッファオイル 各素材の光学特性を以下に示す。こちらも先行研究 [48] で調整されたものを用いた。

- 屈折率

図 5.12 に入力した値を示す。

- 減衰長&散乱確率

図 5.13 に入力した減衰長を示す。また、散乱確率は図 5.14 のように入力した。

5.4 ROBAST によるイメージングディテクター内での光線追跡シミュレーション

5.4.1 ROBAST[53] とは

ROBAST(ROOT-based simulator for ray tracing) とは、C++ のフレームワークのひとつである ROOT をベースとした光学シミュレーターである。宇宙線やガンマ線望遠鏡をはじめとした実験に幅広く利用されることを目標に開発され、実際に Cherenkov Telescope Array(CTA) 実験で

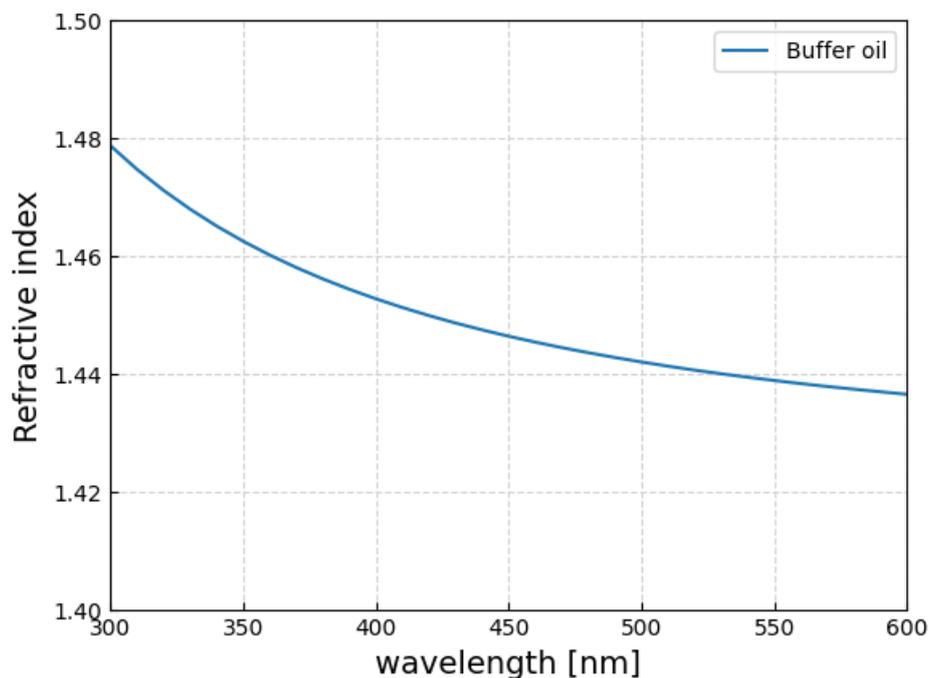


図 5.12 Geant4 に入力したバッファオイルの屈折率

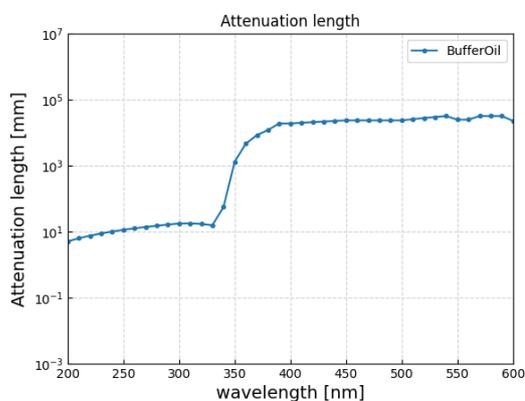


図 5.13 Geant4 に入力したバッファオイルの減衰長

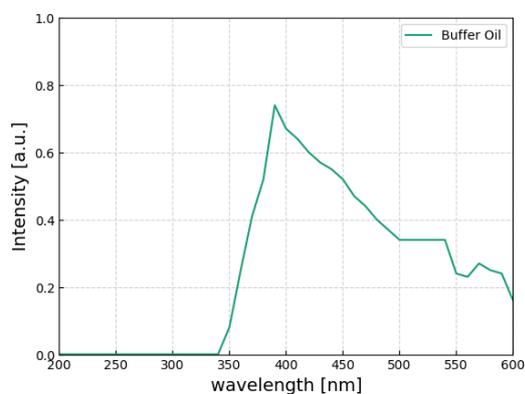


図 5.14 Geant4 に入力したバッファオイルの散乱確率

利用されている。特徴として、C++ で記載されているため動作が非常に早いことがある。また、ROOT の拡張としてソースコードが提供されていることもあり、ユーザーによる拡張性が高いことも特徴のひとつである。

イメージングディテクターの開発では、Ver 2.2 を使用した。

5.4.2 ROBAST でのシミュレーションの流れ

ROBAST では、イメージングディテクターの入射面から光学系を通り、像面に到達するまでの過程をイメージングディテクター 1 台ごとにシミュレーションした。この時の光線追跡は、光学系内で考えられるすべての光線軌跡を考慮して行った。

まず、シミュレーションの前に ROBAST にてイメージングディテクターのジオメトリを作成する必要がある。これは Zemax で最適化後の形状パラメーターを用いて作成した。その後、Zemax と一致を確かめるため、点光源像を比較した。

次に、Geant4 から出力されたデータを用いて、1 台ごとに光線追跡を行った。

1. 観測エネルギー (E_{vis}) の計算

Geant4 からイベントのエネルギー (液体シンチレーター中に損失したエネルギーの総計) を受け取り、エネルギー分解能に従ってランダムに値を変化させる。この変化後のエネルギーを、そのイベントの観測エネルギー (E_{vis}) とする。

2. エネルギーによるイベントの選定

E_{vis} が $0\nu\beta\beta$ の観測領域 (Region of interest, ROI) にあるイベントを選ぶ。今回、ROI は $2.35 \text{ MeV} \leq E_{vis} \leq 2.7 \text{ MeV}$ とした。

3. 光子の追跡

選ばれたイベントについて、Geant4 から出力された入射面での光子の位置と進行方向を受け取り、その先の軌跡を光子が停止するまで追跡する。なお、停止する条件は以下の通りである。

- 光線が像面に到達する
- 光線が光学系の外に出ていき、無限遠の方向に飛ぶ。
- 光線が絞りや像面の裏面に到達する

4. LAPPD の量子効率と位置分解能の考慮

像面に達した光子に対し、与えた量子効率に従う割合だけ選び出し、検出された光子と判定する。ここで検出されたと判定された光子のみ、この後の CCR 計算にもちいる。また、CCR の計算には像面の到達位置を用いるが、LAPPD の位置分解能を考慮して到達位置をランダムにずらす。本研究では、ガウス分布に従う乱数を用い、光子の到達位置を実際のシミュレーション結果で得られた位置に対し 2 次元的に変化させた。

5. 3,4 の過程を 180 台のイメージングディテクターすべてについて同様に行う。

このような過程を LLBG と電子 2.5 MeV イベントに対し、それぞれ 1,000 イベントずつ行った。

5.4.3 ROBAST での各種仮定

KamLAND2 のエネルギー分解能

イベントをエネルギーで選定するにあたって、KamLAND2 でのエネルギー分解能を仮定する必要がある。本研究では、KamLAND で 5 倍の集光量を達成した結果として、KamLAND-Zen 800 よりも $\sqrt{5}$ 倍改善したと考え、 $\sigma = 2.86\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の分解能であると仮定した。

ROBAST での光学プロセス

ROBAST では、光線を幾何光学的に追跡でき、反射・屈折・透過・散乱がシミュレーションでできる。しかし、本研究では反射防止コーティングで十分に反射を抑えられることを想定した。そのため、物質の境界面で光線はすべて反射 or 透過し、フレネル反射は起こらないものとした。また、物体中及び境界面での光の散乱も起こらないとした。

LAPPD の量子効率と位置分解能

LAPPD に結像され検出される光子を考える際、量子効率を考慮する必要がある。本研究では Incom 社に提供していただいたデータをそのままシミュレーションに適用した。波長に対する量子効率のデータを図 5.15 に示す。また、位置分解能については、ガウス分布について $\sigma = 1.3 \text{ mm}$ と仮定した。

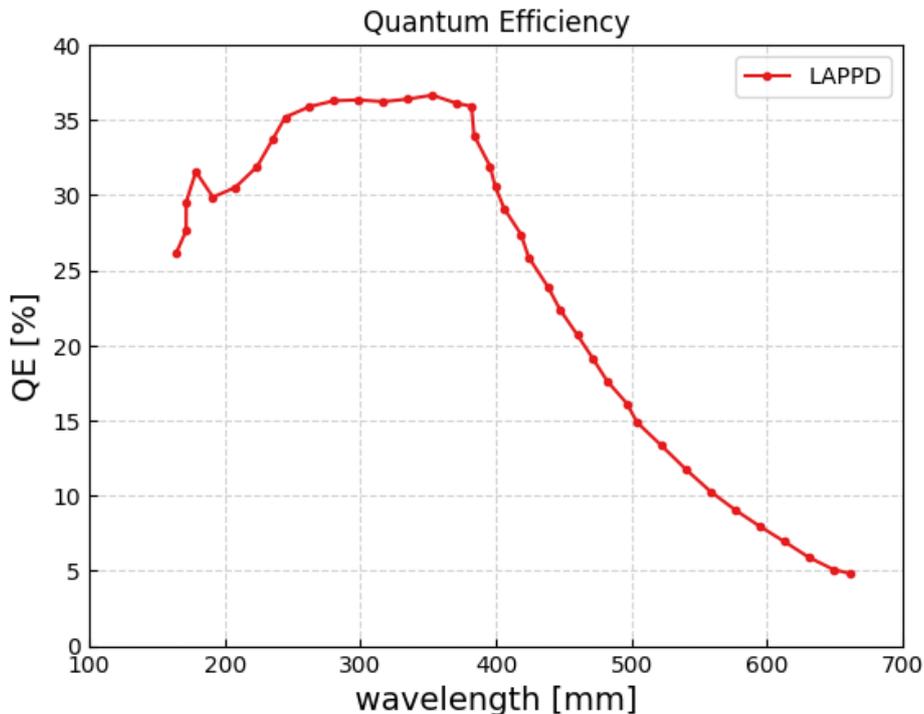


図 5.15 LAPPD の量子効率

5.5 光子発生点再構成と CCR の計算

ROBAST でシミュレーションした各イメージングディテクターの像面データから、節 5.1 で述べた手順で、光子発生点の再構成と CCR の計算を行った。その後、LLBG と電子 2.5 MeV イベントについて、それぞれ CCR の分布を作成し、CCR による識別性能を評価した。

5.5.1 用いた仮定

KamLAND2 の位置分解能

光子発生点を再構成するにあたって、KamLAND2 の位置分解能を考慮する必要がある。本研究では KamLAND で 5 倍の集光量を達成した結果として、KamLAND-Zen 800 よりも $\sqrt{5}$ 倍改善したと考え、 $\sigma = 5.86 \text{ cm}/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の分解能であると仮定した。

5.5.2 最適化方法

先述の通り、CCR で用いる時間によるカット閾値、Cluster 閾値、Other 閾値は、下記の方法で最適化した。

最適化は、

1. ある閾値に対し、LLBG、電子 2.5 MeV イベントの CCR をそれぞれ計算し、CCR の分布を作成する。
2. LLBG を 90% 低減する LLBG 判定基準値を求める。
3. その LLBG 判定基準値に対し、電子 2.5 MeV イベントの検出効率を計算する。
4. 1~3 を閾値を変えながら行い、電子 2.5 MeV イベントの検出効率が最大にする値を探る。

という手順で行った。なお探索範囲と探索ステップは以下のように設定した。

- 時間によるカット閾値： $60 \text{ ns} \leq \text{閾値} \leq 500 \text{ ns}$, 5 ns 刻み
- Cluster 閾値： $50 \text{ mm} \leq \text{閾値} \leq 150 \text{ mm}$, 5 mm 刻み
- Other 閾値： $100 \text{ mm} \leq \text{閾値} \leq 1,500 \text{ mm}$, 50 mm 刻み

5.6 シミュレーション結果と識別性能評価

5.6.1 ROBAST で作成したジオメトリ

図 5.16、5.17 に ROBAST で作成したジオメトリを示す。構造は Zemax と変わらないが、絞りを Zemax でノンシーケンシャルモードで作成した時よりも大きくし、迷光を防いでいる。なおシミュレーションの都合上大きい絞りを用いているだけで、Zemax のノンシーケンシャルモードで作成した絞り&覆いと防げる迷光は同じである。

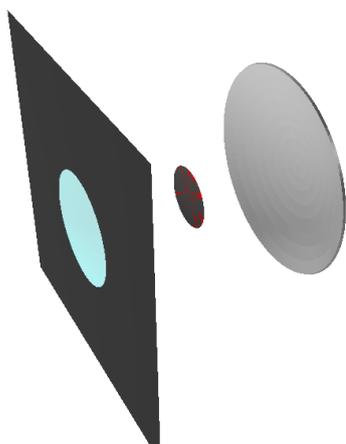


図 5.16 ROBAST で作成したイメージング
ディテクターのジオメトリ (俯瞰図)

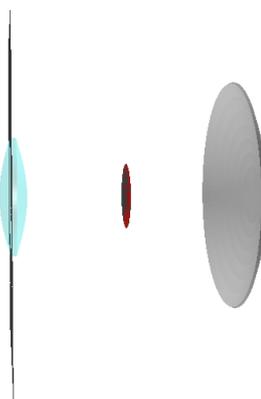


図 5.17 ROBAST で作成したイメージング
ディテクターのジオメトリ (側面図)

5.6.2 ROBAST の点光源像

図 5.18 に ROBAST のシミュレーションで求めた、 $(0 \text{ m}, -8 \text{ m})$ の位置に点光源 (波長 420 nm) を置いた際の点光源像を示す。この図 4.19 と比較した時、概形はほぼ同じであることがわかる。やや Zemax の方が中心から $r > 0.2 \text{ mm}$ 以上の場所にも光線が散らばっているが、ROBAST に入力した形状パラメーターが出力の都合上、Zemax で内部的に処理されている値よりも桁が丸められているためだと考えられる。ただ、これらの光は微小であるため、識別性能評価シミュレーションには影響しないと考えられる。また、この光源の RMS は 0.55 mm であり、図 4.17 の結果と似通っている。

以上のことから、ROBAST で作成したジオメトリは Zemax で作成したジオメトリとほぼ同じであると考えられる。

5.6.3 光子発生点再構成

まず、1 イベントで再構成された光子発生点数の分布を図 5.19 に示す。左図は電子、右図は LLBG のイベントに対し、1 イベントあたりで再構成された光子発生点数を 1,000 イベント分ヒストグラムにしたものである。図から、電子と LLBG のイベントで光子発生点数に違いはなく、ほぼ同一のエネルギー帯のイベントが選定できていることがわかる。

次に、再構成した光子発生点がイベント発生点に対しどのように分布しているかを図 5.20、5.21 に示す。これらの図では原点 (赤点) をイベント発生点として、再構成された光子発生点 (青点) を 100 イベント分重ねて描画している。図から明らかなように、LLBG イベントの方が全体的に光子が広がって再構成されているのがわかり、光子発生点の分布を見ることで識別が可能であることが示唆される。

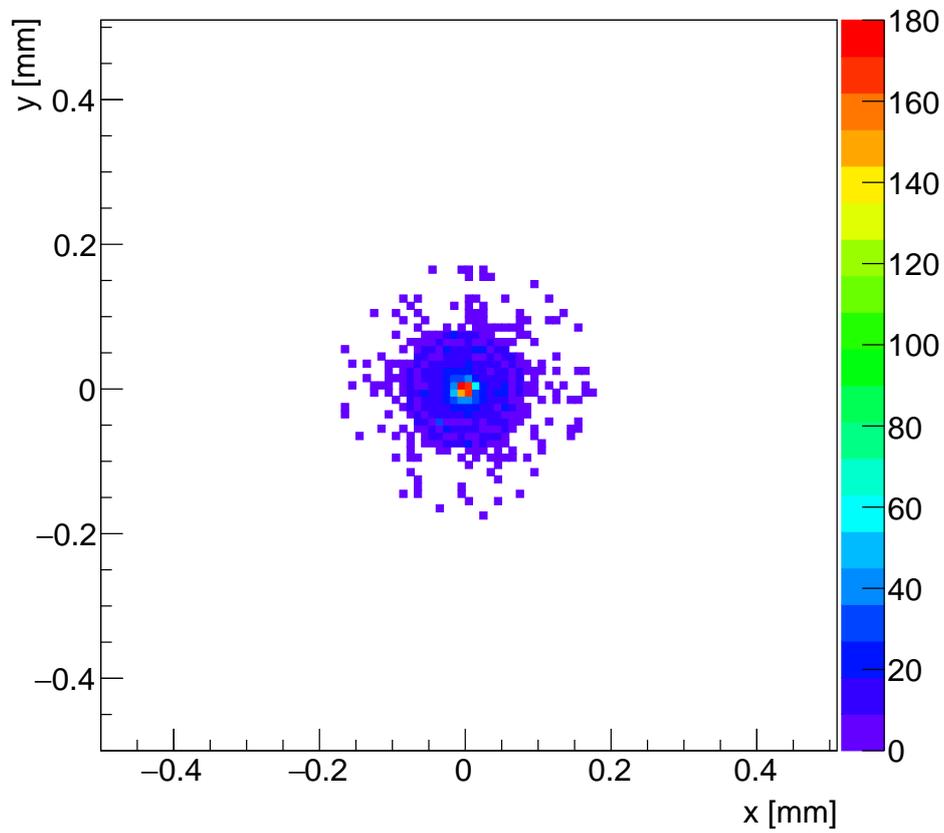


図 5.18 ROBAST で作成した点光源像

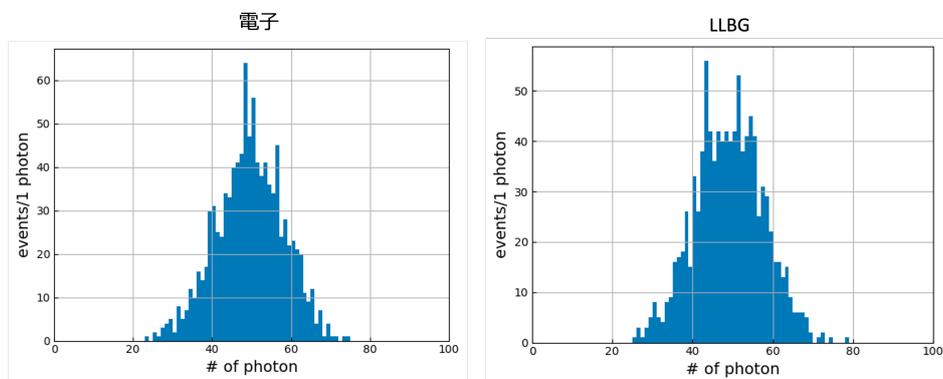


図 5.19 再構成された光子発生数の分布

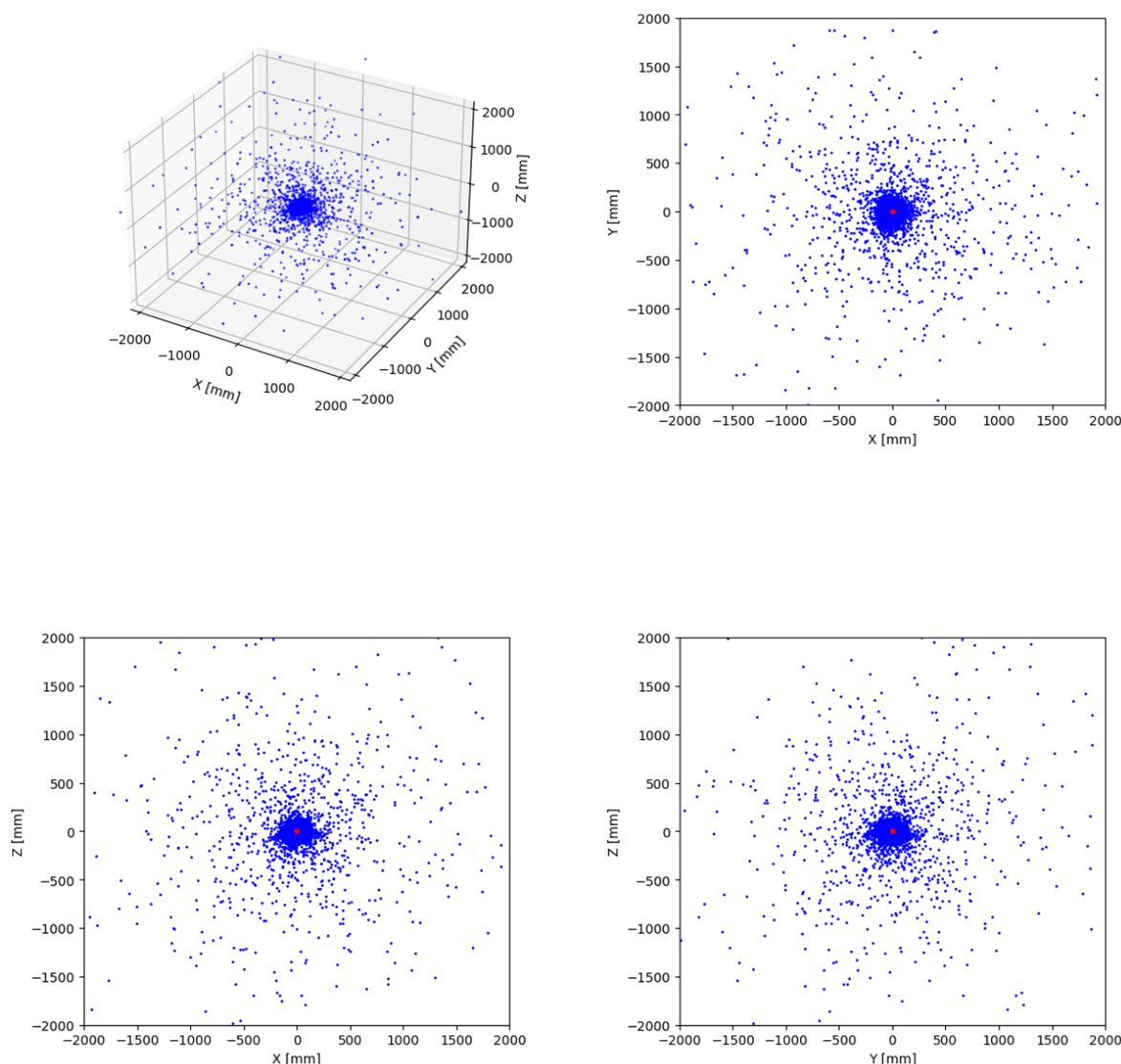


図 5.20 電子 (2.5MeV)、100 イベント分の再構成した光子発生点。全てのイベントについてイベント発生点を原点とした時の座標系で描画している

また、単一のイベントをみたときの図を図 5.22、5.23 に示す。再構成された光子数に差があることは注意が必要だが、これらの図からも、LLBG イベントの方が光子がやや広がって再構成されていることがわかる。加えて、これらの図ではイベント発生点から数十 cm 以上離れたところにも光子発生点が再構成されていることがわかる。これはレイリー散乱や吸収・再発光によって生じた光子だと考えられる。

さらに、イベントが発生してから光子が像面に到達するまでの時間分布も図 5.24、5.25、5.26、5.27 に示す。これらの図は、イメージングディテクターの像面に到達した光子を 1,000 イベント分すべてまとめてヒストグラムにしている。

レイリー散乱や再発光せずに直接像面に到達する光子は、液体シンチレーターやバッファオイルの屈折率と KamLAND のサイズを考えると $\mathcal{O}(10)$ ns 程度で像面に到達するはずである。図は

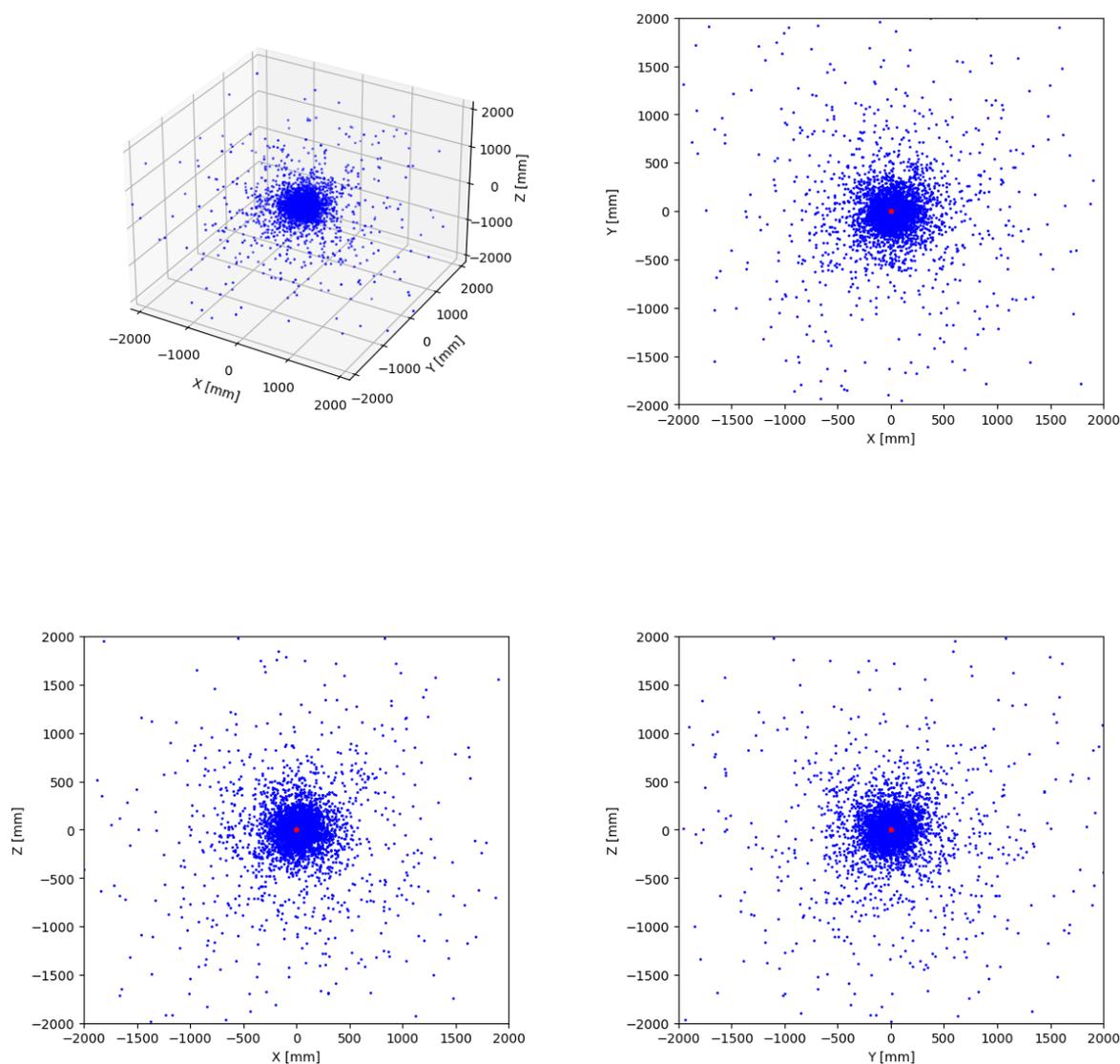


図 5.21 LLBG、100 イベント分の再構成した光子発生点。全てのイベントについてイベント発生点を原点とした時の座標系で描画している

確かにその様子を示しており、60~70 ns 付近にピークを示す分布になっている。また、両イベントとも 100 ns 以降に到達する光子があり、これらはレイリー散乱や再発光によって生じた光子だと考えられる。

5.6.4 CCR パラメーターの最適化

CCR の計算を行うために、節 5.5.2 にある最適化を行った。その結果、

- 時間によるカット閾値：80 ns
- Cluster 閾値：115 mm
- Other 閾値：650 mm

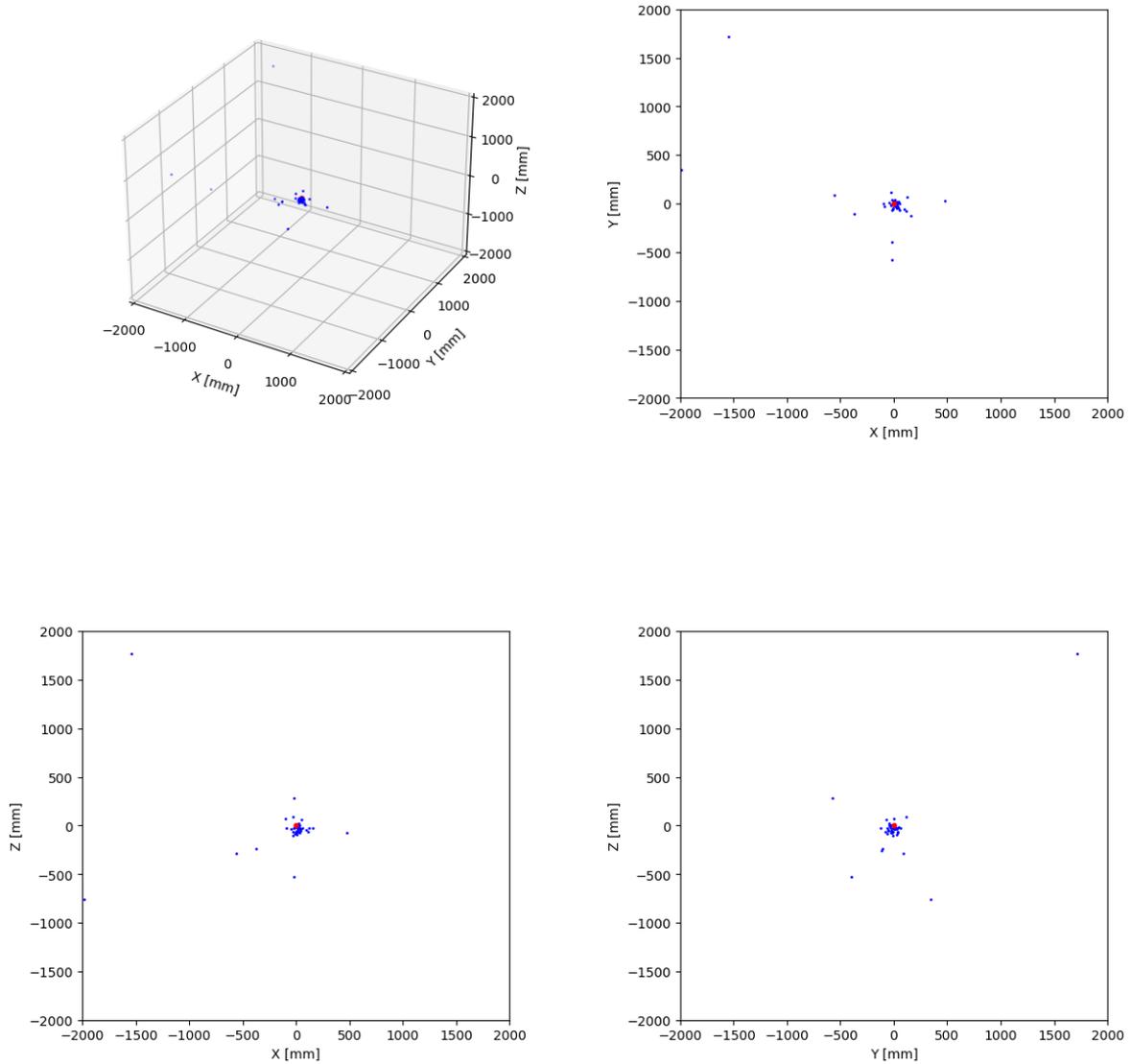


図 5.22 電子 (2.5 MeV)、1 イベント分の再構成した光子発生点。イベント発生点を原点とした時の座標系で描画している。45 個の光子が再構成されている

で最高の性能を示すことが確認された。

これらのカットによる効果を評価する。図 5.28 に、時間よるカットを加える前後でのイベント発生点 ~ 光子発生点の距離の分布を示す。この図から明らかなように、イベント発生点から遠い部分では、時間によるカットによって光子発生点が減少していることがわかる。

また、図 5.29 に CCR 計算に用いる距離分布を示す。この図から明らかなように、Cluster の閾値は、 $0\nu\beta\beta$ と LLBG の光子発生点分布の広がり異なる付近で最適であると判定されている。さらに、Total の閾値は最適化された結果、LLBG と $0\nu\beta\beta$ の光子発生点数が同程度になるあたりになることがわかり、識別のノイズになるコンプトン散乱以外の光子をカットできていると考えられる。

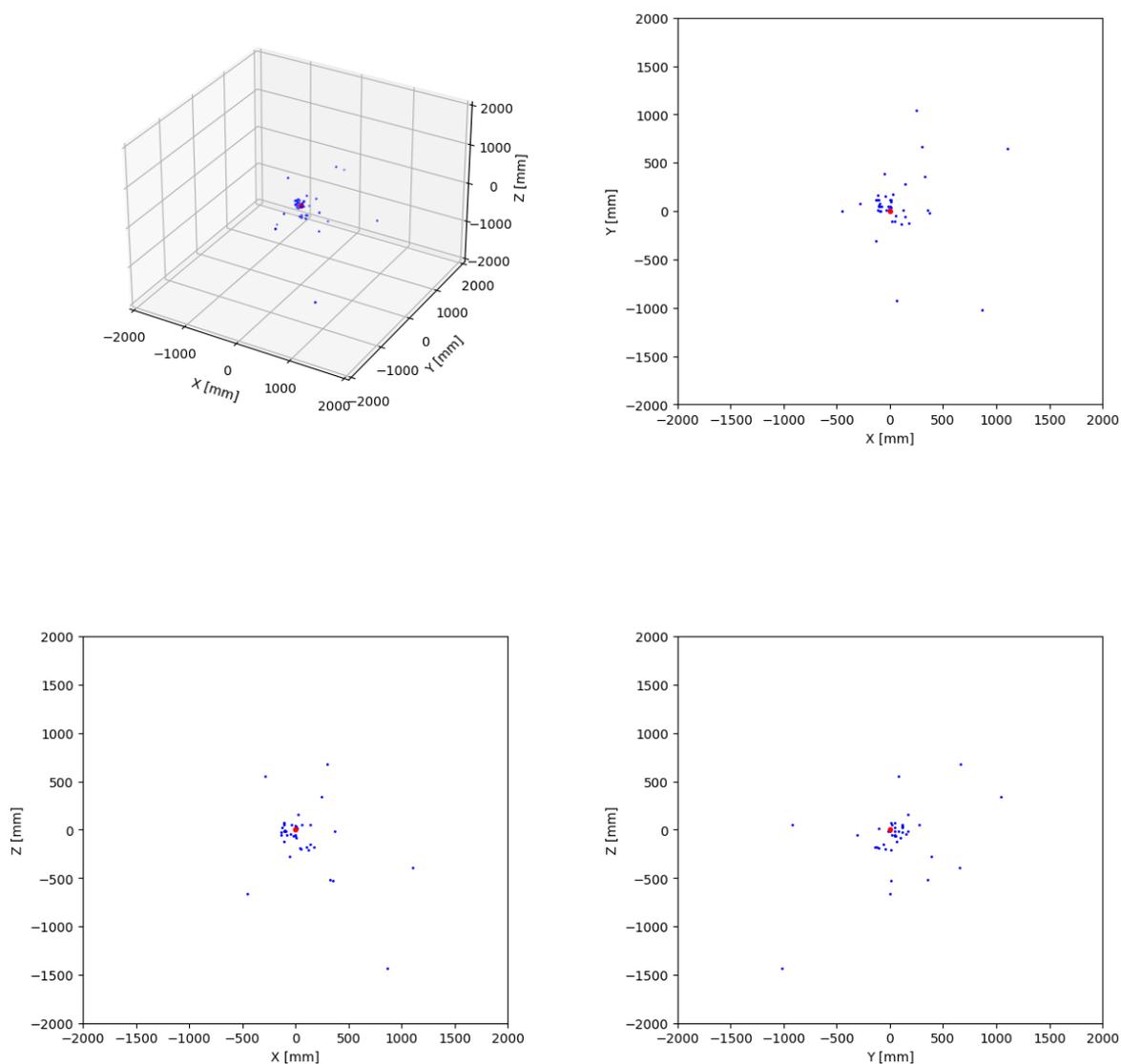


図 5.23 LLBG、1 イベント分の再構成した光子発生点。イベント発生点を原点とした時の座標系で描画している。42 個の光子が再構成されている

5.6.5 識別性能

前節で用いた CCR 閾値を用いた結果を図 5.30 に示す。この図で明らかなように、本研究でのイメージングによるイベント識別手法を用いることで、LLBG を 90.1% 低減しつつも、検出効率が 92.3% 確保できることが分かった。

また、CCR による LLBG 判定基準値を変えたときの、LLBG 削減率と $0\nu\beta\beta$ 検出効率の関係を図 5.31 に示す。

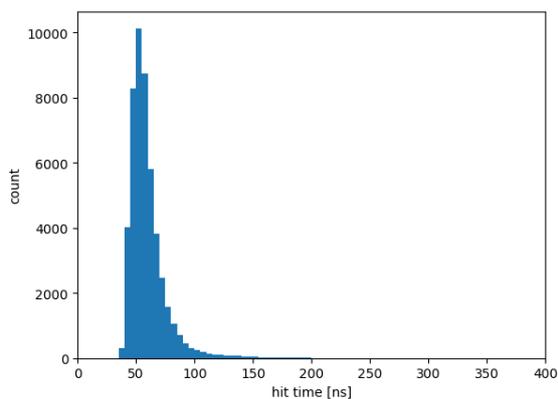


図 5.24 電子 (2.5 MeV) の光子の像面到達時間の分布 (線形スケール)

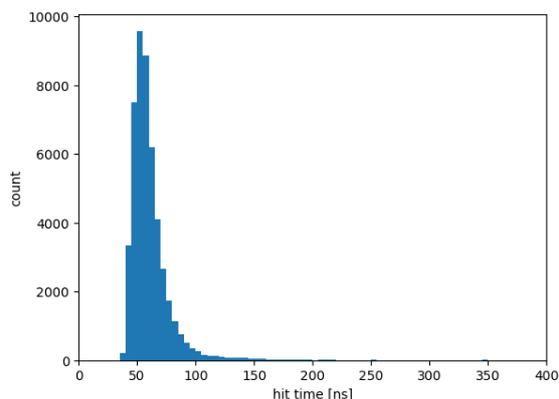


図 5.25 LLBG の光子の像面到達時間の分布 (線形スケール)

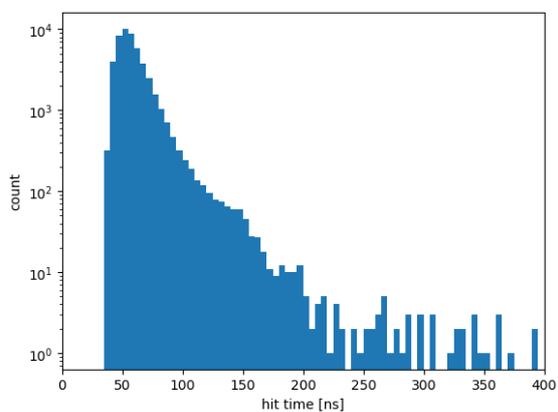


図 5.26 電子 (2.5 MeV) の光子の像面到達時間の分布 (対数スケール)

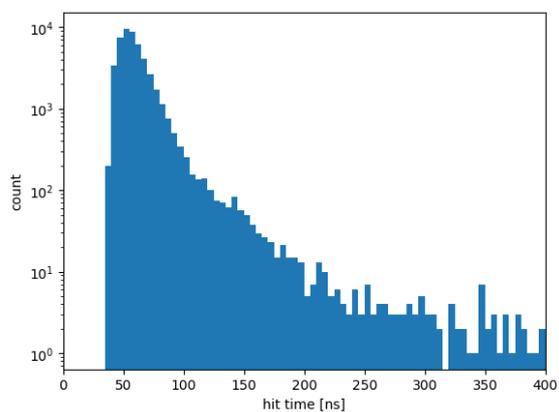


図 5.27 LLBG の光子の像面到達時間の分布 (対数スケール)

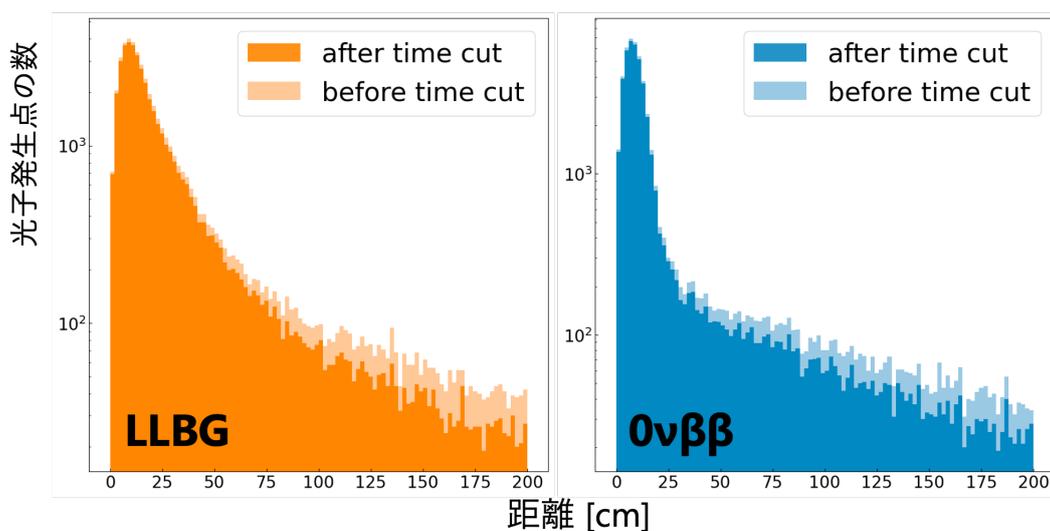


図 5.28 イベント発生点～光子発生点の距離の分布 (左:LLBG、右: $0\nu\beta\beta$)。どちらも、薄い部分が時間によるカット前、濃い部分が時間によるカット後の分布を示す。

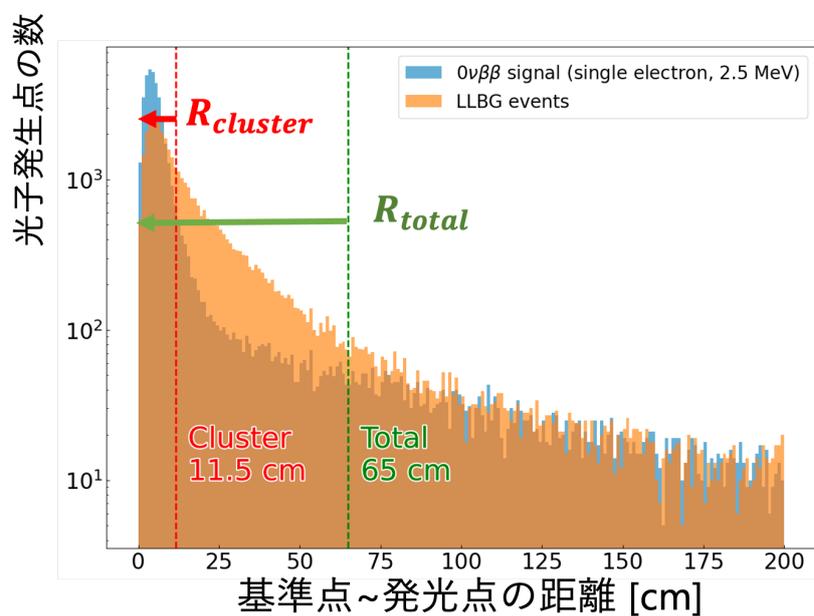


図 5.29 光子発生点の CCR に用いる距離分布 (橙:LLBG、青: $0\nu\beta\beta$)。赤線より左は Cluster と判定する範囲、緑線より左は Total と判定する範囲。

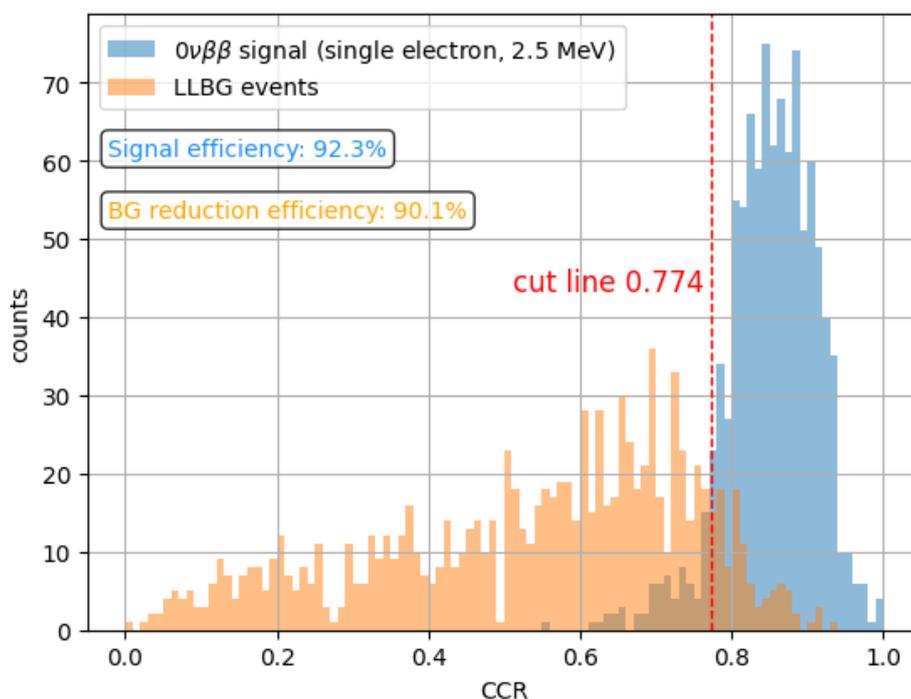


図 5.30 CCR 閾値を用いた場合の LLBG の低減率と検出効率



図 5.31 LLBG 判定基準に対する、LLBG 削減率と $0\nu\beta\beta$ 検出効率 (橙: $0\nu\beta\beta$ 検出効率、青:LLBG 削減率)

第 6 章

KamLAND2-Zen 実験におけるイメージングディテクターを使用した際の感度評価

章 5 において、最適化した光学系を用いたイメージングディテクターを 180 台 KamLAND2 に導入することで、 $0\nu\beta\beta$ の検出効率を十分確保したまま LLBG を低減できることが示せた。この章では、得られた識別効率と検出効率を用いて簡易的なシミュレーションを行い、KamLAND2-Zen 実験で 5 年観測した際、どれほど有効マヨラナ質量に対する感度が向上するかを述べる。

6.1 評価の流れ

今回のシミュレーションでは、KamLAND2 で 5 年間の測定で $0\nu\beta\beta$ の信号が検出されなかったときに、KamLAND2-Zen 実験での装置刷新に加え、イメージングによる LLBG 識別を導入した場合、有効マヨラナ質量に対してかかる上限がどれほど変化するかを評価した。

シミュレーション手順は以下の通りである。

1. Figure of Merit (FoM) による LLBG 判定基準値の最適化
2. バックグラウンド事象数の計算
3. 有効マヨラナ質量に対する $0\nu\beta\beta$ 信号数の計算
4. 質量上限値の計算

6.1.1 Figure of Merit (FoM) による CCR 基準値の最適化

本研究では図 5.31 のように、計算された CCR に対し LLBG と判定する基準値を上げれば、当然 LLBG の識別率は上がる。しかし、LLBG と $0\nu\beta\beta$ の信号は完全には分離できないため、基準値を上げすぎると $0\nu\beta\beta$ の検出効率の下がる。そのため、ある一定の期間測定して $0\nu\beta\beta$ が観測されなかった際に、半減期に最も強く制限がかけられるよう、基準値の最適化を行なった。

表 6.1 XeLS 体積に対するバックグラウンド事象レート

バックグラウンド事象	レート $[(\text{day m}^3)^{-1}]$
LLBG	1.48×10^{-3}
Solar ν	1.99×10^{-4}

最適化は、式 (6.1)[54] で計算される値を最大化する CCR 基準値を探索することで行なった。このように、ある性能を評価する指標のことを、一般的に Figure of Merit (FoM) と呼ぶ。

$$FoM = \frac{\epsilon_{Sig}(t)}{a/2 + \sqrt{B(t)}} \quad (6.1)$$

式 (6.1) において、 t は LLBG 判定基準値、 $\epsilon_{Sig}(t)$ は $0\nu\beta\beta$ の検出効率、 $B(t)$ はバックグラウンド事象数を表す。本研究では、バックグラウンド事象は LLBG と Solar ν の 2 種類を考慮する。このとき、イメージングディテクターで低減できるのは LLBG のみだから、合計のバックグラウンド事象数は、 B_{LLBG} が LLBG のバックグラウンド事象数、 B_{Solar} が Solar ν のバックグラウンド事象数、 $\epsilon_{Reduction}(t)$ が LLBG の除去効率として、式 (6.2) のように計算される。

$$B(t) = B_{LLBG} \times \epsilon_{Reduction}(t) + B_{Solar} \times \epsilon_{Sig}(t) \quad (6.2)$$

また、 a は臨界値を表す。今回は片側検定において 90% 信頼水準に対応するように、 $a = 1.28$ とした。

ここで、それぞれのバックグラウンド事象数は KamLAND-Zen 800 期間での best-fit 結果 [33] から表 6.1 のように XeLS の体積・1 日あたりのレート $(\text{m}^3 \text{ day})^{-1}$ を求め、5 年間の観測期間で積分したものをを用いた。XeLS の体積は半径 2 m の球を仮定している。なお、KamLAND2-Zen ではエネルギー分解能が改善することにより、LLBG、Solar ν は表 6.1 にある値よりも低減される。しかし、これらの効果は未知であるため、本研究では考慮しなかった。

6.1.2 バックグラウンド数の計算

FoM を最大化するように決めた CCR 基準値に対し、LLBG の除去効率は一意に決まる。これを用いて、5 年観測時のバックグラウンド数が計算できる。先述の通り、本研究では考慮する背景事象は LLBG と Solar ν の 2 種類である。よって、これらの事象数はイメージングディテクターを導入した場合としなかった場合で、

- 導入した場合：式 (6.2) と同じ
- 導入しなかった場合：

$$B(t) = B_{LLBG} + B_{Solar} \quad (6.3)$$

と計算できる。なお、仮定した XeLS 体積は先述の仮定と同じである。

表 6.2 $0\nu\beta\beta$ の信号数計算に用いた定数

定数	値
$M_{136\text{Xe}}$	750 kg × 90% = 675 kg
N_A	6.022×10^{23}
$C_{0\nu}[\text{year meV}^2]$ [55],[56]	1.29×10^{30}

6.1.3 有効マヨラナ質量に対する $0\nu\beta\beta$ 信号数の計算

決めた CCR 基準値に対し、 $0\nu\beta\beta$ の検出効率も一意に決まる。これを用いて、ある有効マヨラナ質量であった時の 5 年観測時の $0\nu\beta\beta$ の信号数を計算する。

ここで、 $0\nu\beta\beta$ の信号数 S は、以下の式で求められる。

$$S = \frac{\ln 2}{T_{0\nu}} \frac{M_{136\text{Xe}} \times N_A}{135.91 [\text{mol/g}]} \times 5 [\text{year}] \times \epsilon_{Sig} \quad (6.4)$$

$$T_{0\nu} = \frac{C_{0\nu}}{\langle m_{\beta\beta} \rangle^2} \quad (6.5)$$

上式で $M_{136\text{Xe}}$ は ^{136}Xe の総質量 [g]、 N_A はアボガドロ数、 $C_{0\nu}$ は $0\nu\beta\beta$ の定数項 (General space factor と Nuclear matrix element の積)、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は有効マヨラナ質量を表す。

本研究では、 $M_{136\text{Xe}}$ は Xe の総量を 750 kg、 ^{136}Xe 濃縮率を 90% と仮定して計算した。また、 $C_{0\nu}$ はモデルによる不定性があるが、今回は QRPA Tu モデルの値を用いた。表 6.2 にこれらの定数項をまとめる。

この式 (6.4),(6.5) を有効マヨラナ質量が 0.01 meV から 500 meV までの範囲について計算し、それぞれの $0\nu\beta\beta$ の信号数を求めた。

6.1.4 質量上限値の計算

ここまでの過程で求めたバックグラウンド事象数、 $0\nu\beta\beta$ の信号数を用いて、質量上限値を片側検定を用いて見積もった。

片側検定

片側検定とは統計的な検定手法のひとつである。本研究では有効マヨラナ質量の上限値を算出するために、バックグラウンド事象のみのイベント数分布からランダムに抽出したサンプルのイベント数 N が、ある有効マヨラナ質量を仮定したときにそれから予測されるイベント数分布に属する、という仮説に対して検定を行う。

計算手順

1. 90% 信頼区間の決定

ここまですら求めたある有効マヨラナ質量に対する $0\nu\beta\beta$ の信号数 $N_{0\nu}$ と、バックグラウン

ド事象数 N_{BG} を合計した、イベント数 N_{Total} に関する正規分布を作成する。

$$f(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(N - N_{Total})^2}{2\sigma^2}\right), \sigma = \sqrt{N_{Total}} \quad (6.6)$$

次に、片側検定を行うために、正規分布を左側極限から積分したときに面積が全体の10%となる範囲の閾値 N_{left} を設定する。この N_{left} がある有効マヨラナ質量を仮定したときに予測されるイベント数分布に属するか判定するための閾値となる。

2. 検定のためのサンプル作成

片側検定にかけるサンプルデータを作成する。このときのサンプルは、実際に KamLAND2-Zen で取得されるデータに $0\nu\beta\beta$ 信号が含まれていなかった時を考慮し、バックグラウンド数 (N_{BG}) を平均とする正規分布からランダムにイベント数のサンプルを抽出する。このバックグラウンドのみのサンプルに対して検定を行うことで、 $0\nu\beta\beta$ が観測されなかった時にかけられる有効マヨラナ質量の上限が評価できる。この時の抽出は10,000回行った。

3. 質量上限値の計算

片側検定では、抽出されたサンプル N_i について、 $N_{left} > N_i$ であれば、「 N_i のイベント数のサンプルは、 N_{left} に対応する有効マヨラナ質量が作る正規分布に属する」という仮説を棄却する。そのため、上記の仮説を採択するには、 $N_{left} \leq N_i$ である必要があり、これを満たす最小の有効マヨラナ質量 (N_{left}) を探索する。この試行を抽出したサンプルすべてに対して行い、求めた有効マヨラナ質量の平均値を求めることで5年間の観測での上限値が計算される。^{*1}

6.2 結果

6.2.1 FoM による最適化

図 5.31 にある値を用いて FoM を計算した結果を図 6.1 に示す。この結果から、CCR 基準値は 0.788 が最適であり、得られる $0\nu\beta\beta$ 検出効率は 88.0%、LLBG 除去効率は 92.3% と求められた。

6.2.2 質量上限値

まず、5年観測でのバックグラウンド事象数は、装置刷新をした上でイメージングによる粒子識別の導入の有無で、表 6.3 のようになる。

次に、イメージングディテクターを導入した場合としなかった場合で、有効マヨラナ質量に対する N_{left} を図 6.2 に示す。質量上限値の計算はこの図をもとに行った。

^{*1} なお、 N_i が有効マヨラナ質量が 0.01 meV の時の N_{left} を下回った場合、そのサンプルが属する有効マヨラナ質量の分布は 0 meV とした。同様に、500 meV に対する N_{left} を上回った場合は、500 meV とした。

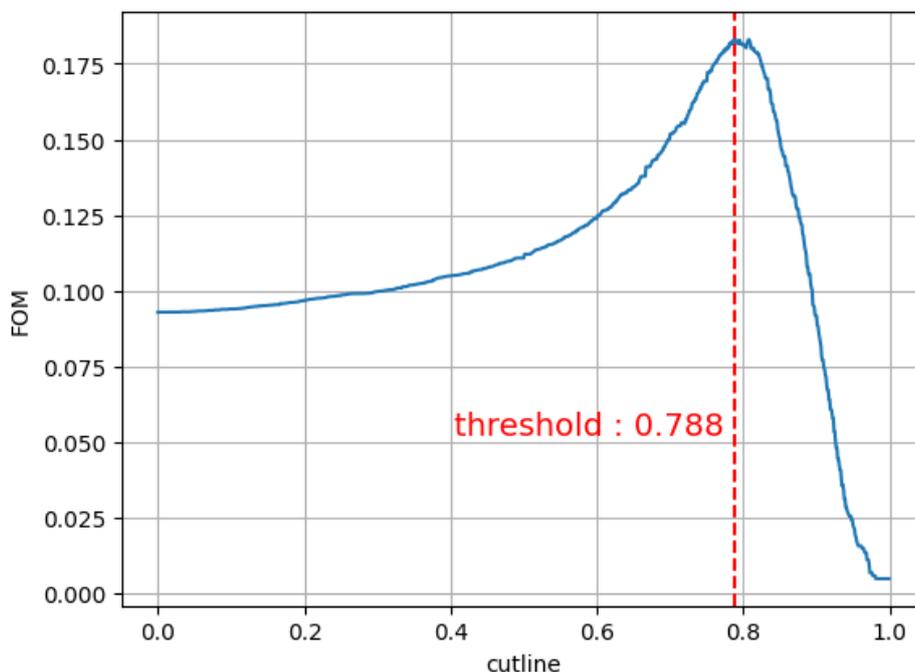


図 6.1 CCR 基準値に対する FoM 曲線

表 6.3 5年間の観測でのバックグラウンド事象数

イメージングディテクター バックグラウンド	w/o		w/	
	LLBG	Solar ν	LLBG	Solar ν
イベント数	90.47	12.16	7.78	11.00
合計	102.6		18.78	

最後に観測期間に対する質量上限値を図 6.3 に示す。この図において、橙は KamLAND2 での装置刷新 + イメージングによる LLBG 識別の場合、青は KamLAND2 での装置刷新のみの場合である。また、各バンドは核行列要素の不定性に対応しており、実線は QRPA Tu model の値に対応する。

この図より、KamLAND2-Zen にイメージングディテクターを導入することで、感度を大きく向上できることがわかる。簡易的な見積もりではあるが、KamLAND2-Zen での目標である $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 20$ meV に対して、イメージングディテクターを導入した場合には必要な観測期間が数年以上短縮できることがわかる。

また、5年間の観測期間でかけられる有効マヨラナ質量への上限は、

- KamLAND2 での装置刷新のみ

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [18, 58] \text{ meV}$$

- KamLAND2 での装置刷新 + イメージングによる LLBG 識別

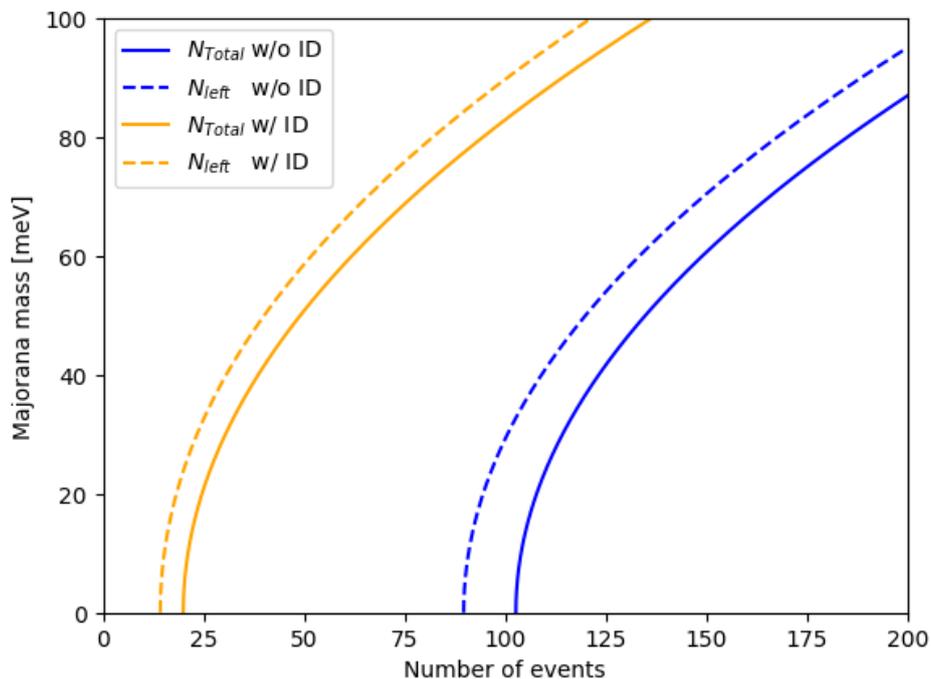


図 6.2 有効マヨラナ質量に対する N_{Total} と N_{left} (橙: イメージングディテクター導入時、青: イメージングディテクター導入なし)

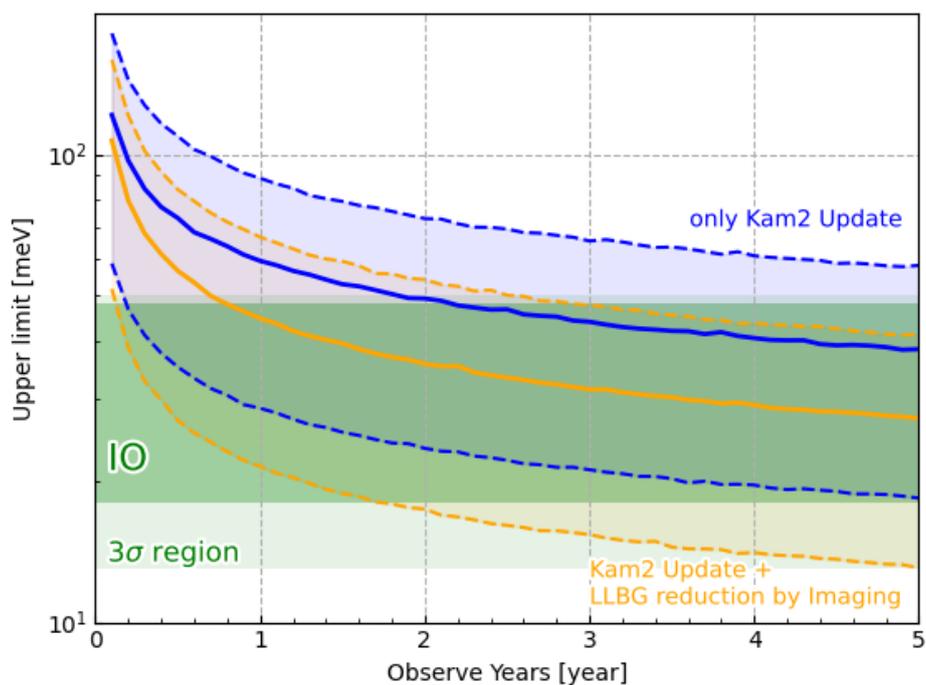


図 6.3 5 年間の観測での質量上限値 (橙: KamLAND2 での装置刷新 + イメージングによる LLBG 識別、青: KamLAND2 での装置刷新のみ)。緑のバンドは逆階層構造モデルにおいて予測される有効マヨラナ質量の値。3 σ region はニュートリノ振動パラメーターの不定性による予測値の不定性。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < [13, 41] \text{ meV}$$

となる。これは、イメージングディテクターの導入時、5年間の観測で有効マヨラナ質量の予測値に対し 3σ の不定性までカバーできることを示す。

第7章

結論

7.1 本研究のまとめ

本研究では KamLAND2-Zen 実験で主要な背景事象になる LLBG を新たな検出手法により克服することを目指した。

新しい手法では、粒子種による液体シンチレーターの発光点分布の違いを利用する。シグナルである $0\nu\beta\beta$ 事象は β 線のみ発して発光分布は一点に集中するのに対し、LLBG はほとんどの核種で γ 線を伴い、LS 中で γ 線がコンプトン散乱を起こすことから複数の発光点が空間的に広がって分布する。LLBG がこのような特徴的な発光点分布を持つことに着目し、これまで点として捉えていた発光点を 2 次元的なイメージで捉える新たな検出手法の開発に着手した。

研究では、KamLAND2-Zen 実験で LLBG を 90% 識別することを目指し、撮像を行う「イメージングディテクター」の装置構造の決定や、KamLAND2-Zen 実験に導入時の粒子識別アルゴリズムの開発までを包括的に行った。装置構造は、レンズ + 球面ミラー + 球面の像面という独自の光学設計によりイメージングディテクターの設計を行い、目標性能を達成した上でサイズやコストといった面でも現実的に制作可能である設計を実現した。更に、粒子識別アルゴリズムに CCR という発光点分布の特徴を有効に抽出できる新たなパラメーターを導入した。

そして、これらの開発したイメージングディテクターおよび識別手法を用いて KamLAND2-Zen 実験を想定したシミュレーションを行い、90.1% の LLBG 除去効率を達成しつつも $0\nu\beta\beta$ の検出効率を 92.3% 確保できることを示した。

また、有効マヨラナ質量に対する感度評価も行った。KamLAND2 での検出器刷新に加え本研究で開発した手法を加えることで、5 年間の観測で $\langle m_{\beta\beta} \rangle < [13, 41]$ meV (計算に使用する原子核のモデルによる不定性の上下限) と、検出器の刷新のみであった時の上限値 $\langle m_{\beta\beta} \rangle < [18, 58]$ meV と比べ大きく感度が向上できることを示した。

7.2 今後の展望

本研究では、目標を達成するイメージングディテクターの設計例を提案できたが、製作の実用性については改善の余地がある。例えば、現在の光学系では中央に像面があるような設計になっ

ているが、それをどのように組み立てるかという点や、LAPPD をバッファオイル内部でどのように使用するかといった点が挙げられる。

光学系の設計自体にも改善の余地がある。例えば、現状ではイメージングディテクターの前面に絞りを設置しており、その影響で光子を一部ロスしてしまっている。KamLAND において検出器全体で獲得できる光子数の量は非常に重要であるため、このロスをできるだけ減らすことが望ましい。改善例としては、絞りを反射面にして絞りに当たった光子が別の PMT に入射できるようにすることが挙げられる。他にも、そもそも開口径を許される最大の大きさにできる光学系を設計することも考えられる。ただし、一般的に開口径を大きくするほど光学系の収差は大きくなるため、その辺りのトレードオフを考慮して開発を進める必要がある。

また、イメージングディテクターを LLBG の除去に限らず、多目的に使用することも考えられる。例えば、機械学習との併用が挙げられる。KamLAND2 では機械学習によりイベントの識別などを行うことが検討されているが、イメージングディテクターを用いれば発光点の広がりなど PMT だけでは取得できない情報が得られる。加えて、LAPPD は PMT よりも時間分解能がよく、PMT 以上の精度の情報を与えることもできる。そのためイメージングディテクターと機械学習と組み合わせることで、より効率的な解析方法が構築できる可能性がある。他にも、イメージングディテクターによる観測をミニバルーン以外の領域に適用することも例に挙げられる。全てのイメージングディテクターでカバーできる領域はミニバルーンのみだが、単体のイメージングディテクターでは、ミニバルーンの前後の領域も撮像している。これにより、現状の KamLAND ではできなかった解析にも挑戦できる可能性がある。例えば、KamLAND では近接に 2 つ入射したミューオン事象 (ミューオン束) は識別できないという問題があるが、イメージングディテクターで実際にミューオンの軌跡を撮像することで、この問題を解決できるかもしれない。

今後は、実現可能性についての検討を進めるとともに、試作および実機での性能試験を行い、どのように応用できるかを検討していくことが望ましい。

付録 A

採用しなかった設計案

本研究では最終的にレンズ + 球面ミラー + 球面の像面の光学系、および LAPPD を撮像素子とする設計案を採用したが、それ以外にもいくつかの設計案を検討した。ここではそれらの設計案について述べる。

A.1 光学系

A.1.1 レンズだけの光学系

光学系は一般的なカメラのように、多数のレンズを組み合わせて作ることもできる。しかし、イメージングディテクターの作成には難しいとして検討を断念した。

4章でも少し触れたが、本研究ではレンズのサイズが数十 cm 程度のものを想定している。このようなレンズは必要数量と価格を考慮した際、用意することが難しい。一般にレンズのみで光学系を作る際は少なくとも 2 枚以上のレンズを組み合わせる必要があるため、この問題はより深刻になる。加えて、今回はバッファオイルの中での使用を想定している。ここで、レンズサイズからレンズの材質にはアクリル以外に採用が難しいが、レンズとアクリルの屈折率は 4.13 にあるように比較的近い。そのため、空気中での使用に比べて同じように光線を屈折させようとしても、レンズを厚くし曲率も大きくとる必要がある。これも、レンズの加工を難しくする要因となる。他にも、レンズを多数使用すると光学系の全長が伸びるため、サイズの要求を満たさない可能性が高くなる。このような理由から、レンズのみでの光学系は本研究において採用が難しいと判断した。

A.1.2 Schwartzschild-Couder 光学系 (先行研究)

KamLAND では以前より、ニュートリノの方向検出を目指し本研究のようなイメージングを用いた検出器が開発されていた。先行研究 [57] では、2 つのミラーを向かい合わせにした光学系が検討された (図 A.1,A.2)。このような 2 枚の曲面鏡を合わせ鏡にし、中央に突出した像面に集める光学系のことを Schwartzschild-Couder 光学系と呼ぶ。

先行研究では、この光学系を用い、像面の大きさが 10 cm 四方、ピント位置が光学系から 9 m 先、倍率は 30 倍、観測領域はピント位置から 1.5 m の範囲で、その中で位置分解能が 100 mm を

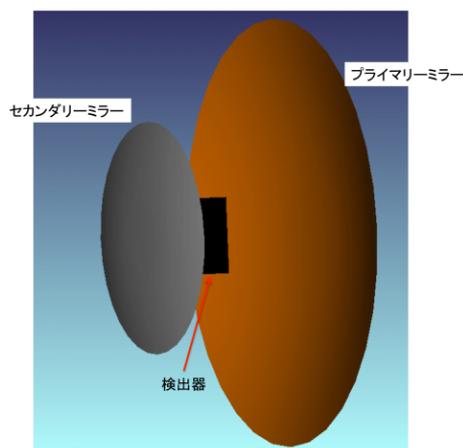


図 A.1 KamLAND 用に開発された Schwartzschild-Couder 光学系の模式図 (概観)[57]

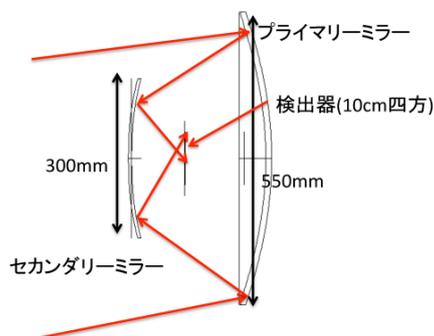


図 A.2 KamLAND 用に開発された Schwartzschild-Couder 光学系の模式図 (断面図)[57]

達成できるように設計された。図 A.3 に $z = 9 \text{ m}$ 、 $0 \leq r \leq 2 \text{ m}$ の範囲で点光源を動かしたときの像の RMS、図 A.4 に $r = 0 \text{ m}$ 、 $7 \leq z \leq 11 \text{ m}$ の範囲で点光源を動かしたときの像の RMS を示す。これらの図から明らかなように、Schwartzschild-Couder 光学系では光軸上では良好な光学性能を示すが、離れたとたんに非常に収差が悪化する。そのため、本研究では要求条件を満たすことが難しいと判断し、この光学系を採用しなかった。なお、先行研究は本研究よりも高い倍率で作成していることには留意が必要である。一般的に倍率が高いほど収差は悪化する傾向にあるため、像面のサイズが本研究のように大きくなることで改善する可能性がある。

A.1.3 Baker-Nunn+ 箱の光学系

本研究では、1 枚レンズの光学系を作成する前に Baker-Nunn 光学系のように 3 枚のレンズを用いた光学系を設計していた。特に本研究ではバッファオイル中の使用でもレンズで十分に屈折させるため、3 枚のレンズ部分をアクリルの箱に入れバッファオイルから隔絶する設計を考案した。設計を図 A.5 に示す。この設計で絞り面は中央の凸レンズの前面であり、絞りもその面に取り付けられている。また、他の 2 枚のレンズにも、迷光の影響をなくすために絞り取り付けられている。

この光学系の収差を図 A.6、?? に示す。図 A.6 は $z = 7.973 \text{ m}$ の位置で $0^\circ \leq r \leq 13^\circ$ まで点光源を動かしたときの RMS、図 A.7 は光軸上で $6 \leq z \leq 10 \text{ m}$ の範囲で点光源を動かしたときの RMS を示す。これらより、この光学系は本研究で採用したレンズ 1 枚 + 球面ミラー + 球面の像面の光学系よりも収差が小さく、特に光軸に垂直な方向に対して良好な性能を示すことがわかる。

また、この光学系では獲得光量の評価も行った。評価は $z = 7.973 \text{ m}$ の位置で光子発生位置を $0 \leq r \leq 2 \text{ m}$ の範囲で変化させ、それぞれの位置から光子を 4π 方向に 25,000 photon ずつ照射し、イメージングディテクターの像面に到達した光子数を記録した。結果は、図 A.8 にある通りで、視野全体でほとんど一定の光量を確保している。

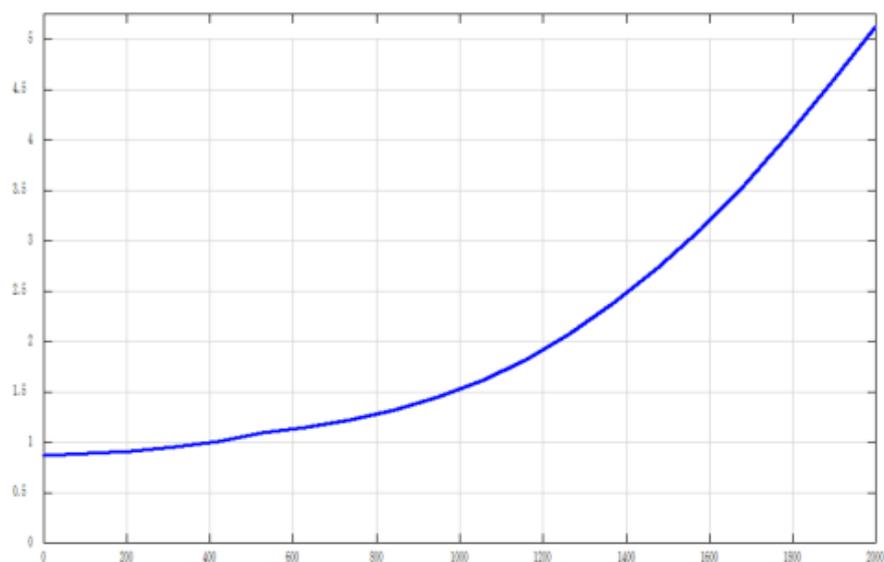


図 A.3 点光源を光軸に垂直な方向に動かしたときの像の RMS(縦軸:RMS[mm]、横軸: 光源の位置 [mm])[57]

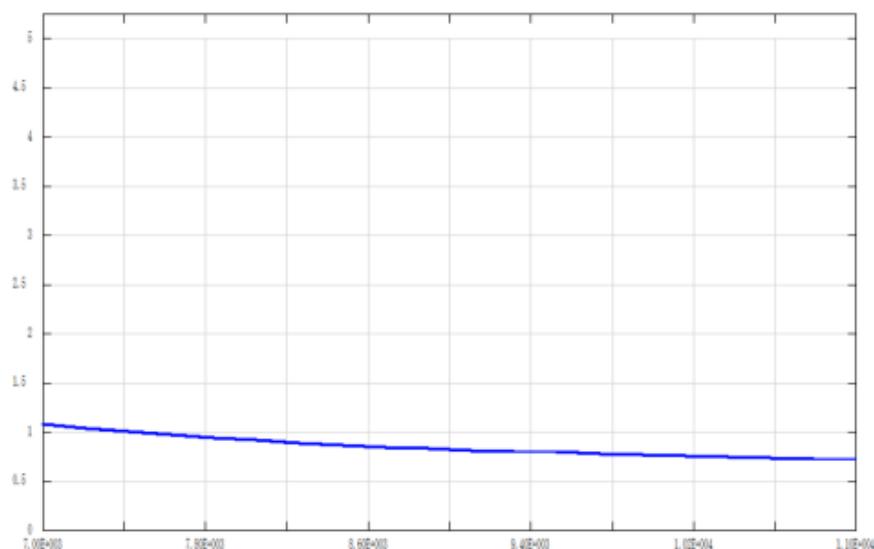


図 A.4 点光源を光軸方向に動かしたときの像の RMS(縦軸:RMS[mm]、横軸: 光源の位置 [mm])[57]

ただ、この光学系はバッファオイル内で空気の箱を作るという点で、受ける浮力や圧力など製作に難点があった。また、部品数が増えることから、コストの増加という問題点もあった。加えて、内部での反射による光量のロスが大きい問題もあった。図 A.9 に、フレネル反射の理論から求められた、光線の入射角に対する反射率を示す。これより、空気と接している面が 1 面につき 4% 反射が生じるため、レンズ 3 枚とアクリル面を通過すると全体では 30% 近く光を損失することになる。

これらの点を本研究で採用した光学系と比較すると、まず、採用した光学系は部品数が少ない点で作成やコストに関して有利である。また、光の反射も、採用した光学系はバッファオイルと

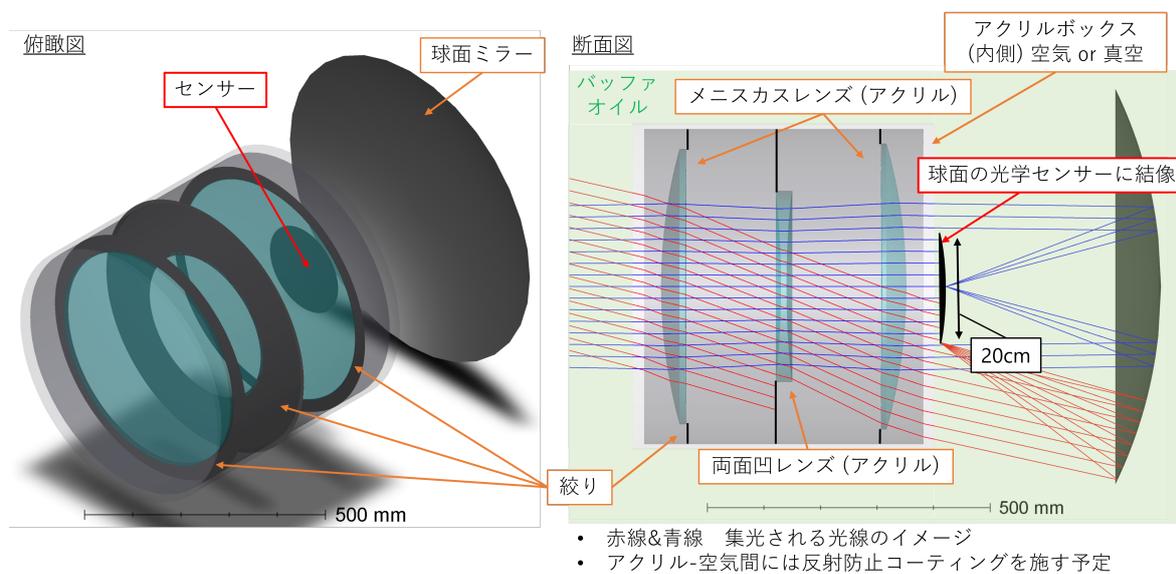


図 A.5 Baker-Nunn+ 箱の光学系 (左: 俯瞰図、右: 断面図)

直接接触するため、相対屈折率が近い分反射光は抑えられる。以上のことから、Baker-Nunn+ 箱の光学系は採用しなかった。

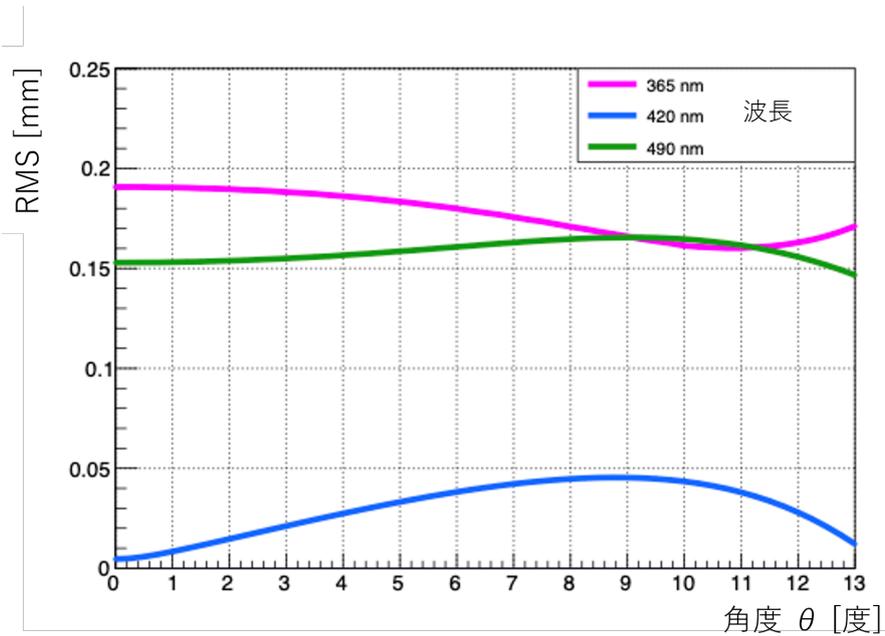


図 A.6 点光源を光軸に垂直な方向に動かしたときの像の RMS(縦軸:RMS[mm]、横軸:光源の位置 [mm])

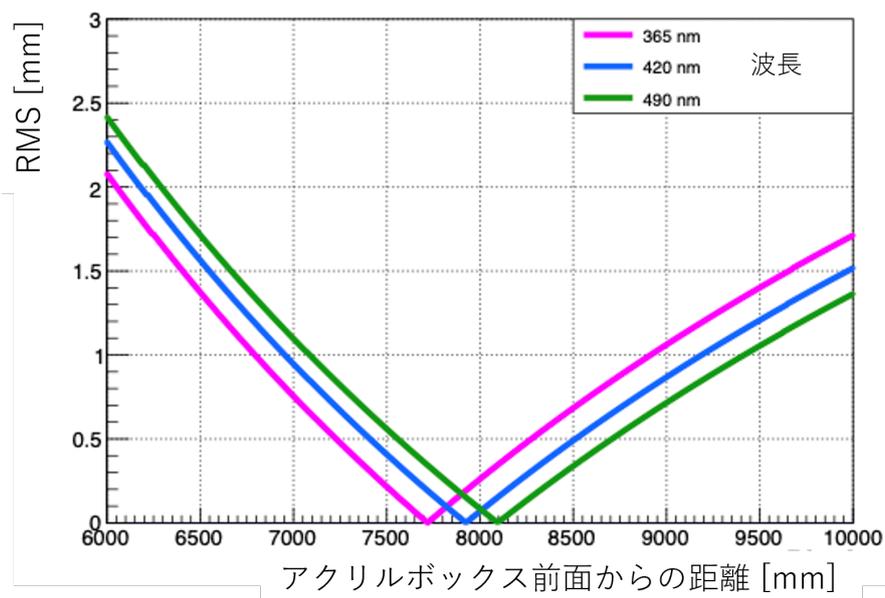


図 A.7 点光源を光軸方向に動かしたときの像の RMS(縦軸:RMS[mm]、横軸:光源の位置 [mm])

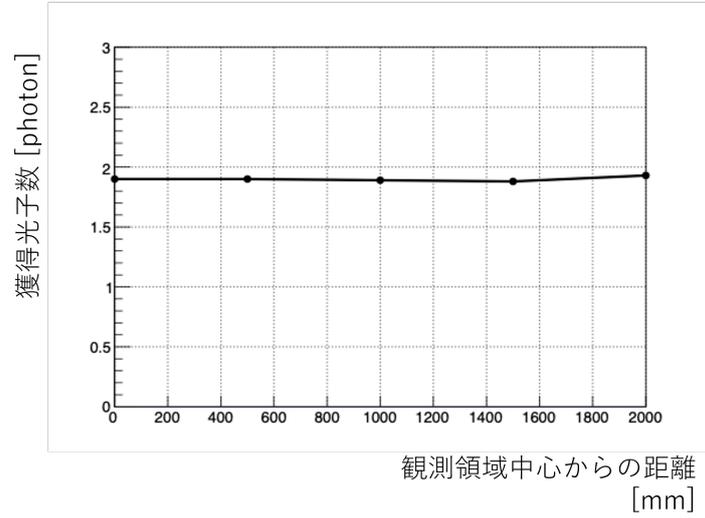


図 A.8 Baker-Nunn+ 箱の光学系での獲得光量 (縦軸: 光子数、横軸: 光子発生位置 [mm])

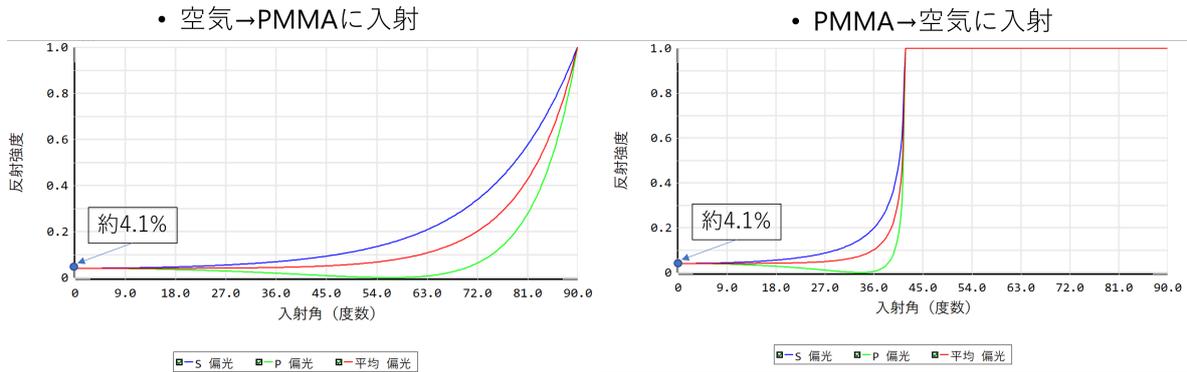


図 A.9 PMMA と空気の境界面でのフレネル反射率 (縦軸: 反射率、横軸: 入射角)。左図は空気から PMMA への入射、右図は PMMA から空気への入射に対応する。

付録 B

機械学習による粒子識別との比較

機械学習とは、計算機が大量のデータからその特徴や規則性を見つけ出し、問題を解決する技術の総称である。近年のコンピューターの高速化により、様々な分野で応用が進められており、KamLAND でも機械学習の利用が研究されている。

特に、LLBG の除去にも応用が検討されており、様々な機械学習モデルでの開発が進められている。本章では、機械学習による識別手法と本研究で開発したイメージングディテクターと双方の利点を比較する。

B.1 機械学習による識別

現在、KamLAND-Zen の LLBG の除去に対して開発されているものには、KamNet[58]、PointNet[59][60] がある。

KamNet は ConvLSTM[61] と Spherical CNN[62] を用いたニューラルネットワークである。イメージングディテクターと同様、近い距離で発生する複数の発光点の検出を目標として開発されており、PMT のヒット時間分布の特徴からその検出を目指している。LLBG の除去効率は核種によって差が出るが、 $0\nu\beta\beta$ の検出効率を 90% 要請した際に最大 35% ほどになる。

また、PointNet は点群データを入力とするニューラルネットワークであり、ミューオンや核破砕時に生じる中性子の検出効率をあげることで、LLBG の除去を目指している。現在は、 $0\nu\beta\beta$ の検出効率を 90% 要請した際、除去効率は約 70% 程度と見積もられている

B.2 イメージングディテクターと比較した際の利点と欠点

現状の結果では、機械学習とイメージングディテクターを比較した際、識別性能ではイメージングディテクターが優れている。また、イメージングディテクターは正確性においても優位である。一般的に、機械学習による処理はブラックボックスになるため、計算結果の不定性や見積もりや信頼性についての議論が難しい。しかし、イメージングのように直接物理量を観測する手段であれば、解析プロセスは明快になるため、これらの問題点は解決される。さらに、新しい物理量を観測する手段であるため、測定したパラメーターを別の物理現象の解析にも応用できる可能

性がある。

一方、機械学習には検出器を改造せずに適用できる利点がある。通常、KamLAND 級のサイズの検出器を改造するためには金銭的にも時間的にも相当なコストがかかる。イメージングディテクターも現状多額の費用を要するため、安易に導入はできない。この点、機械学習は測定データさえあれば適用できるため、コスト的に非常に有利である。また、過去のデータにも適用ができるため、機械学習を用いた再解析によって過去の実験結果の改善が可能な点でも有利である。

付録 C

LAPPD

C.1 LAPPD の概要

LAPPD (Large Area Picosecond Photodetector) とは、アメリカの Incom 社が開発している光電子増倍管のひとつである。大きな特徴として、Micro Channel Plate (MCP) という多数の微細な穴が並んだ増幅機構を持っており、これにより位置分解能を実現していることが挙げられる。

LAPPD では図 C.1 のように、入射面から順に光電面 → MCP 2 段 → 抵抗アノード → 読み出し基盤という構造になっている。また、読み出し基盤にはピクセル状に電極が並べられている。(図 C.2)

LAPPD が位置分解能を持つ原理について説明する。まず、光子が LAPPD に入射した際、PMT と同様に光電面に衝突して光電子が放出される。次に、この光電子は MCP に誘導され、MCP のいずれかの穴に侵入し、壁面に衝突する。すると、アバランシェ電子が壁面から放出される。これが何度も繰り返されることで電子は MCP 内を増幅されながら進み、最終的に抵抗アノードに到達する。ここで、MCP からアノードに進む時、電子は互いに衝突し進行方向に対し垂直に広がってアノードに到達する。そして、抵抗アノードに到達した電子は読み出し基盤によって読み出される。この基盤をすすむ中でも電子は拡散し、最終的に複数の電極で電子が読み出される。この時、電荷は光子があたった点を中心に広がって分布するため、ピクセルごとに電荷を重みとして位置の加重平均を取ることで、光子の衝突位置が復元できる。このようにして、LAPPD では位置分解能を実現している。また、得られる位置分解能はピクセルのサイズよりも遥かに小さく、LAPPD の大きな強みとなっている。

以下に、位置分解能を含め、LAPPD の基礎的な性能をまとめる。

- 入射面サイズ：20 × 20 cm
- 増幅率 (Gain)： $\sim 10^7$
- 位置分解能： $\mathcal{O}(\text{mm})$
電極のピクセルサイズに依存する。
- 時間分解能： ~ 50 ps (単一光子検出時)
- 量子効率： $\sim 30\%$

- 磁場への耐性 : $\sim 1.4 \text{ T}$
- 暗電流 (Dark rate): $\sim 1 \text{ kHz/cm}^2$ (MCP 印加電圧 875 V、光電面印加電圧 100V)

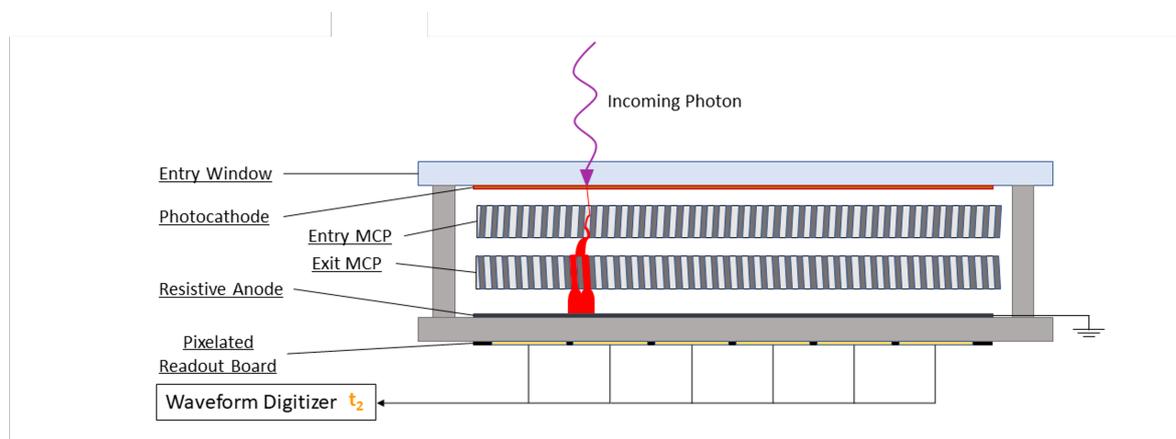


図 C.1 LAPPD の構造 [40]。光子は入射面 (Entry window) から光電面 (Photocathode)、MCP、抵抗アノード (Resistive Anode)、読み出し基盤 (Pixelated Readout Board) と進む。図の赤い部分は電子を表しており、MCP~アノード間で増幅・拡散されながら進む。

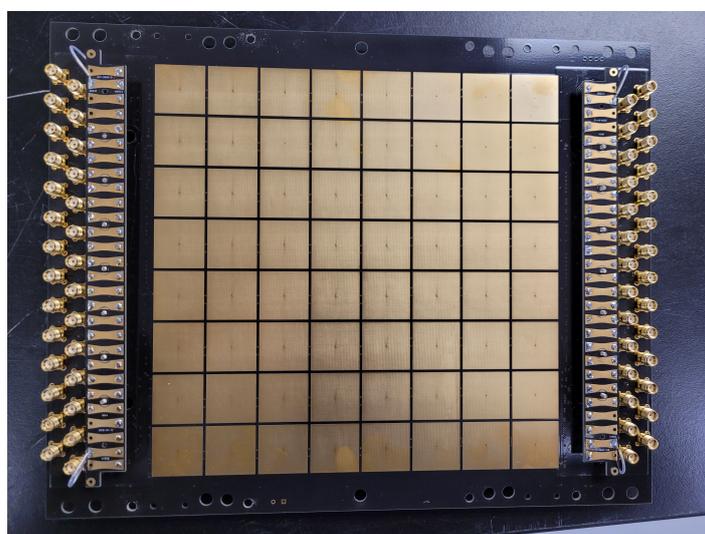


図 C.2 LAPPD の読み出し基盤 [40]。ピクセル状に電極が並べられている。

C.2 基本性能の測定

今後イメージングディテクターを実制作することに向けて、LAPPD の基本性能の測定を行った。測定した内容は、LAPPD の Gain、Dark rate、位置分解能の 3 種である。

C.2.1 測定系

本研究では、東北大学ニュートリノ科学研究センターにある暗室内で、LAPPD に対し単一の光子が入射する測定系を構築した。測定対象は LAPPD 167 で、基盤は 1 ピクセルあたり $25 \times 25 \text{ mm}$ で 8×8 ピクセル^{*1}並べたものを使用している。

測定系の全体とデータ取得の流れ

測定系の概観を図 C.3 に示す。加えて、装置同士の配線を図 C.4 に示す。図のように、LAPPD は暗室内に設置してあり、LED パルスジェネレーター (CAEN SP5605) とシンチレーター球を使って LAPPD に対し光子を照射している。LED パルスジェネレーターは紫外光 (図 C.5) のパルスを一時間隔で発生させる装置で、光ファイバーを経由してシンチレーター球にパルス光を照射している。本研究では照射間隔は 330 Hz とした。また、パルス光と同期して一定の矩形波パルスも発しており、レベルアダプターにより $-700 \sim 0 \text{ mV}$ の矩形波パルスに変換された後デジタルタイザー (CAEN V1742) に入力される。

シンチレーション球は直径約 1.5 cm の発光性素材で作られたボールで、パルス光を受け取り図 C.6 のようなスペクトルを全方位に等方的に発する。LAPPD はこのシンチレーション球から発された光子を受け取り電荷を各電極ごとに出力する。

出力された信号は隣接する部屋にあるデジタルタイザーに送られ、デジタルデータに変換される。デジタルタイザーは LED パルスジェネレーターから発された信号をトリガーとしてデータの取得開始タイミングを決めており、1 回の取得で 204.8 ns ^{*2}間 LAPPD の出力電圧の時間変化を記録する。以降、このようにして記録された電圧の時間変化を波形と呼び、1 回の記録のことをイベントと呼ぶ。なお、LAPPD は 64 ch の電極を持つがデジタルタイザーは 32 ch までしか入力できないため、LAPPD の中央付近の一部の電極のみ接続した。図 C.7 に使用した電極とチャンネル番号を示す。

記録された波形はデジタルタイザーによって ADC count という量子化された値に変換され、PC に送られ記録される。V1742 では 1 V_{pp} の範囲を記録し 12 bit で量子化するため、1 ADC count あたりの電圧は $2/2^{12} = 0.24 \text{ mV}$ である。なお、V1742 についてはハードウェアの特性を考慮した補正が自動で行われるため、ADC count は浮動小数点数で記録される。

LAPPD への高電圧印加

LAPPD に対しては、Photo cathode と MCP1 段あたり 2 ch ずつ、合計 5 ch 高電圧を印加する必要がある。本研究では Incom 社の推奨値通りに設定した。図 C.8 に接続したチャンネルと設定電圧、追加した抵抗の値を示す。なお、高電圧を印加する高電圧装置には、ch A,B に対し Repic RPH-030、ch C,D,E に対し CAEN NDT1470 を使用した。

^{*1} 電極部分が $24 \times 24 \text{ mm}$ 、ピクセル間の幅が 1 mm。

^{*2} V1742 は 1024 個の電圧記録素子 (以降、サンプルと表記) を持っており、それぞれのサンプルはユーザーが指定した時間間隔で電圧を記録する。本研究では 5 GHz でデータ取得を行ったため、1 イベントあたり $0.2 \text{ ns} \times 1024$ サンプル = 204.8 ns データ取得を行う。

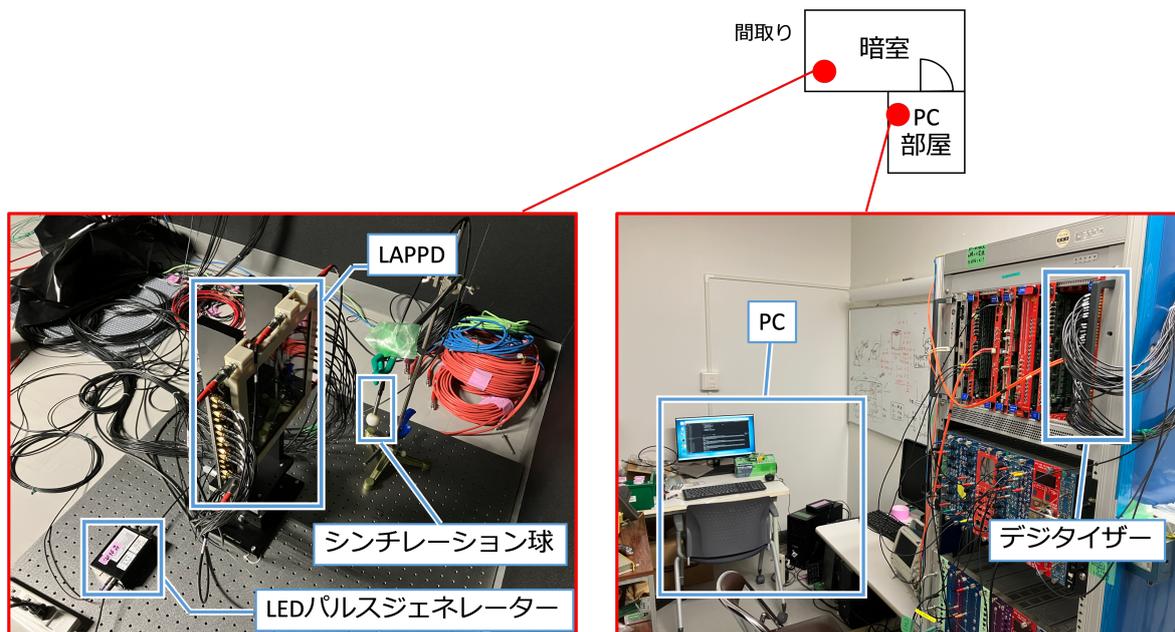


図 C.3 LAPPD の測定系の概観

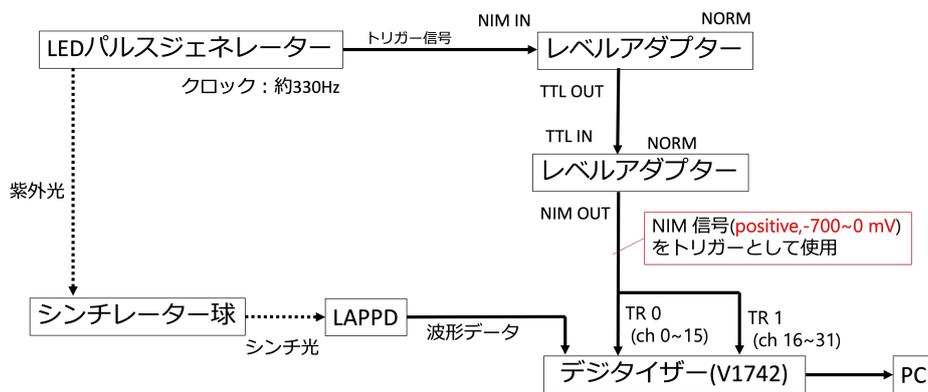


図 C.4 LAPPD 測定系の配線

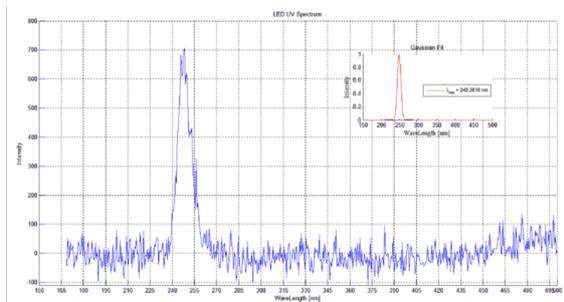


Figure 1: Emitted light spectrum wavelength. The peak is at 248 nm

図 C.5 LED のスペクトル。248 nm にピークを持つ光を放射する。[63]

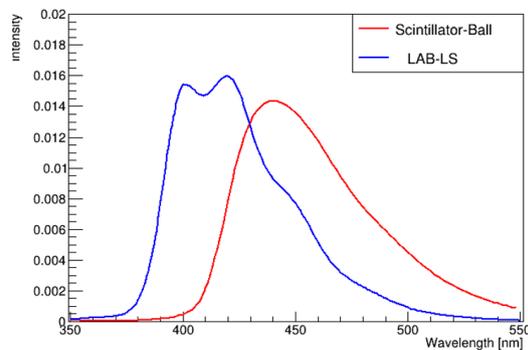


図 C.6 シンチレーション球の発光スペクトル。(赤線、中根淳君より提供)

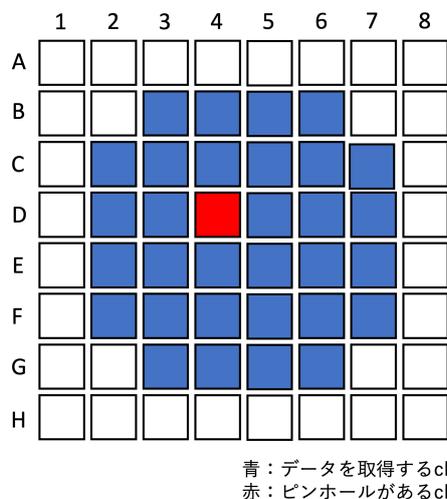


図 C.7 使用した電極とチャンネル番号。赤はピンホールを空けたチャンネル、青はデジタルに接続されたチャンネルである。

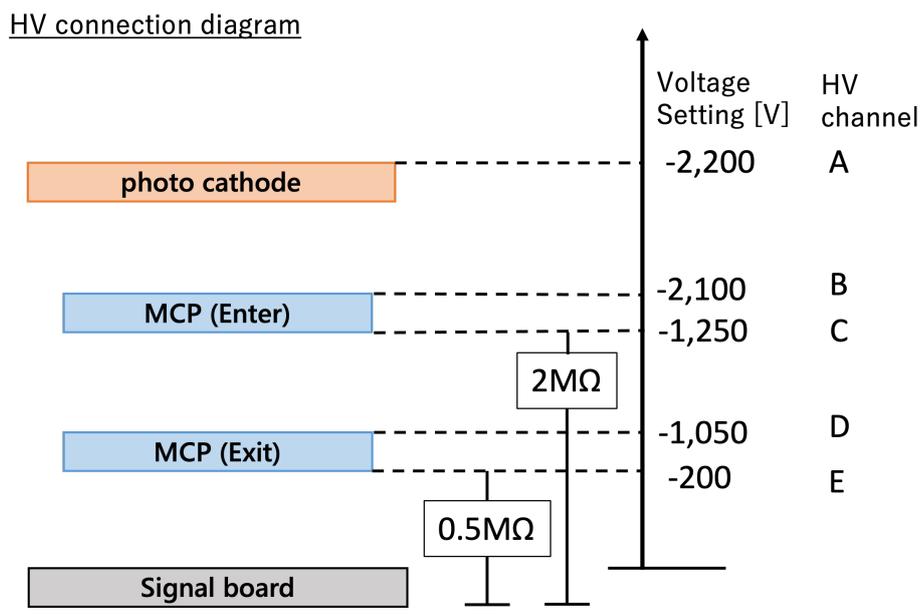


図 C.8 LAPPD への高電圧印加

単一光子の照射方法

本研究の測定では、ある電極における基礎特性を測定するため、特定の電極にだけ 1 イベントあたり 1 光子入射させる必要がある。そのため、本研究では、LAPPD にピンホールを取り付けることで測定対象の電極以外に光子が入射しないようにした。ピンホールは図 C.9 のようにブラックシートに直径 1 mm の穴を開けて作成した。本研究では、ch D4(図 C.7) を各特性を調べるための電極とし、ピンホールを D4 の中心に来るように取り付け、他の電極に光子が入射しないよう

にした。

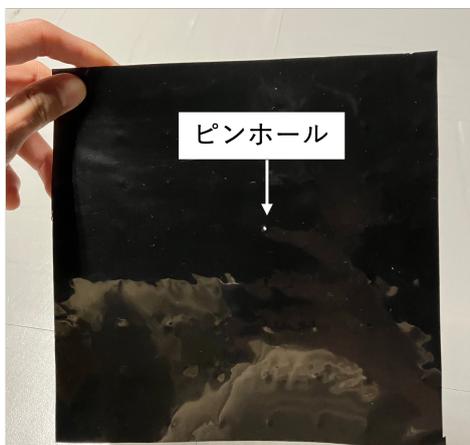


図 C.9 ピンホール

また、LED パルスジェネレーターの出力強度と LAPPD～シンチレーション球の距離も調整することで、LAPPD に入射する光子数を調整した。一般に、光子を観測した際に n 個光子が計測される確率 $P(n)$ は式 C.1 で表すようなポアソン分布に従う。

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad (\text{C.1})$$

ここで、 λ はポアソン分布の平均であり、1 イベントあたりに計測される光子数の期待値である。この式より、光子が n 個計測される確率は、 λ の n 乗に比例するため、 $\lambda \simeq 0.01$ とすることで 1 度の計測で 2 光子以上取得される確率が十分低くなり、無視できる。

ところで、1 イベントで光子が計測される確率は、 $n \geq 1$ の確率を積分した値だから、

$$P(n \geq 1) = 1 - P(n = 0) = 1 - e^{-\lambda} \quad (\text{C.2})$$

となる。また、1 イベントで光子が計測される確率はパルスを放った回数 (N_{total}) とシンチレーション球由来のイベント数 (N_{signal}) の比にも等しいから、

$$1 - e^{-\lambda} = \frac{N_{signal}}{N_{total}} \quad (\text{C.3})$$

$$\therefore \lambda = -\ln \left(1 - \frac{N_{signal}}{N_{total}} \right) \quad (\text{C.4})$$

となり、 N_{signal}/N_{total} を発光強度より調整することで、1 イベントあたりの光子数を調整できる。本研究では、 $\lambda \simeq 0.01$ となるように調整した。

C.2.2 波形解析

出力された波形は PC の解析によって光子の検出があったかどうか判定される。その後、検出があった場合は波形のヒット時間と出力電荷を計算する。

ヒット判定

まず、波形のヒット判定を行うために、ベースラインの算出を行う。ベースラインは出力電荷がない際の ADC count 平均であり、判定の基準となる。本研究では、ベースラインの算出にイベント開始の 200 サンプルの平均 ADC count をとった。

次に、光子のヒット判定を行う。ここでは、波形の最初から 1,000 サンプル以内にベースラインからの超過が一定以上ある波形に対し、光子ヒットがあるイベントだと判定した。例えば、図 C.10 は光子のヒットがあったイベントの波形、図 C.11 はヒットがなかった波形である。本論文ではこのようにヒット判定されたイベントを「hit event」と呼ぶ。なお、1,024 サンプル全て使わなかった理由は、1,000 サンプル目以降の波形に対しハードウェア由来の大きなノイズがあったためである。これは図 C.10 の 200 ns 以降にも映っており、ベースラインからの大きな変動が見られる。

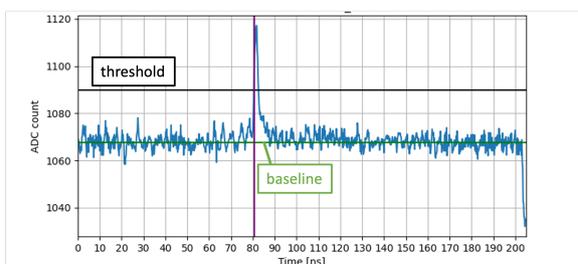


図 C.10 ヒットした波形。閾値を超過する電圧変動が見られ、光子のヒットがあったことがわかる。

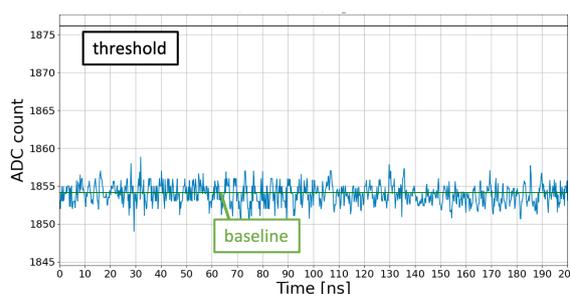


図 C.11 ヒットしなかった波形

また、ヒット判定の閾値は電気的なノイズをヒットと判定しないように、ヒットがなかった際のベースラインの変動から決めた。図 C.12 に ch D4 とその周辺について、ヒットがないイベント 100 イベント分の最初から 1,000 サンプルのベースラインとの差を示す。これらのヒストグラムは全てガウシアンでフィッティングし、Dark rate, Gain の計算の閾値はそのフィッティング結果で最も大きかったものの 5σ とし、22 ADC count (5.3 mV) 超過した波形をヒットと判定した。位置分解能の測定ではその値だと高すぎたため、閾値を 8.2 ADC count (2 mV) に下げて行った。

イベント時刻 (T) 検出

ヒット判定された波形に対して、イベント時刻の計算を行う。手順は以下の通りである。

1. 閾値を超える前後のサンプルを線形補完する。
2. 補完した直線と閾値の交点を求める。
3. 交点のサンプル番号から時間を計算する。これをそのイベントにおけるヒット時刻とする。
4. ヒット時刻とそのイベントのトリガーがかかった時刻との差を取り、イベント時刻とする。

なお、トリガーがかかった時刻との差を取る都合上、イベント時刻は負の値も取る。

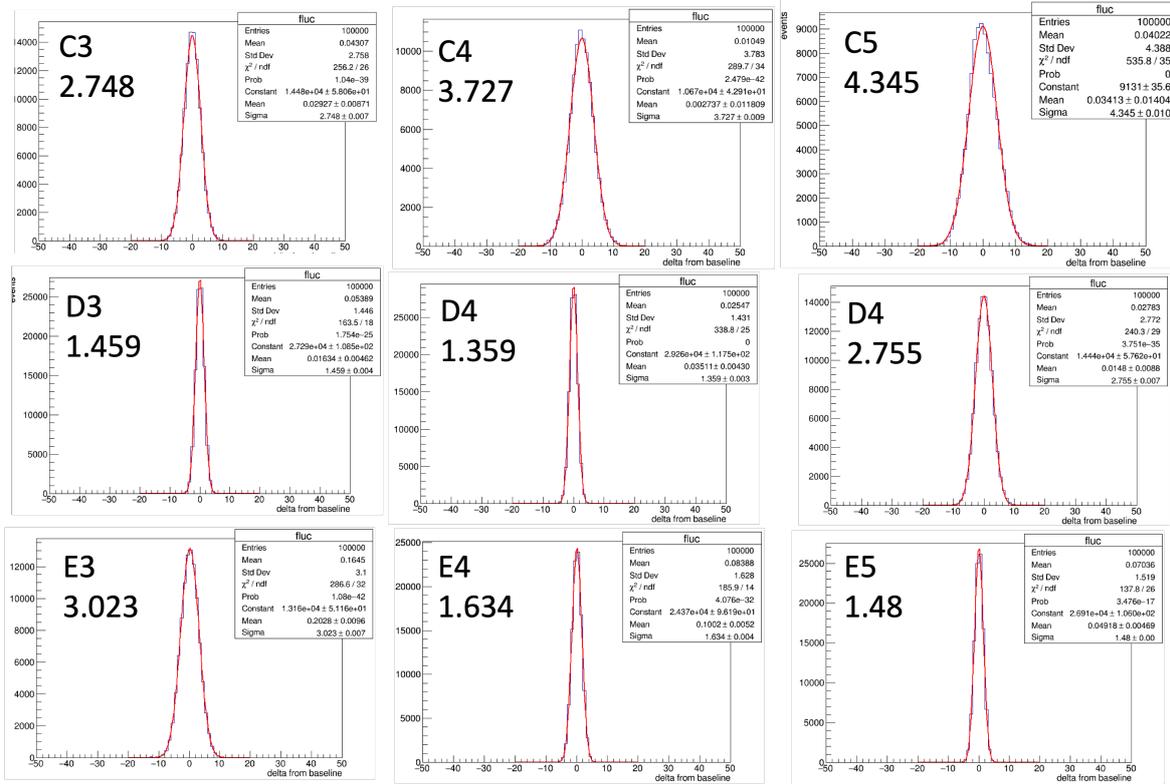


図 C.12 ベースラインの変動。ヒットがないイベント 100 イベント分の、最初から 1,000 サンプルのベースラインとの差を示す。赤線はヒストグラムをガウス関数でフィットした結果。各図の左上にある数字は ch 番号と、フィットしたガウシアン の 1σ を示す。

出力電荷 (Q) の計算

ヒット判定された波形には時間に加えて出力電荷も計算する。これは、ヒット時間を基準にある一定範囲の出力電圧を積分することで計算した。積分は式 (C.5) のように行った。

$$Q = \frac{V_{adc} \times \Delta t}{\Omega_{impedance}} \sum_{t_{start}}^{t_{end}} ADCcount - baseline \quad (C.5)$$

ここで、 V_{adc} は 1 ADC count あたりの電圧で 0.24 mV、 Δt はサンプリング間隔で 0.2 ns、 $\Omega_{impedance}$ は入力インピーダンスで 50 Ω である。また、 t_{start} と t_{end} はそれぞれ積分の始点と終点の時刻 (サンプル番号) である。本研究では、 t_{start} はヒット時間から -2 ns (10 サンプル)、 t_{end} はヒット時間から +6 ns (30 サンプル) とした。これは、LAPPD の出力波形がその程度の時間幅を持つことから決めた。

C.2.3 TQ 解析

解析で得た TQ 情報から、LAPPD の基本性能である Gain、Dark rate を求める。このように、時間と電荷の情報から性能を求める解析は光電子増倍管の性能評価では一般的な手法であり、TQ 解析と呼ぶ。本研究では Signal イベントを選別した後、各性能を計算した。以下に、TQ 解析の

手順をまとめる。

Signal イベントの選別

LAPPD でヒット判定されたイベントは、シンチレーション球からの光子を由来とする信号と、それ以外のノイズ由来の信号が混在している。このため、まずはシンチレーション球からの光子を由来とする信号を選別する。本研究では、ヒット時間からイベントを選定することで、シンチレーション光由来のイベント (Signal イベント) を選別した。手順は以下の通りである。

1. T 分布の作成

まず、hit event のイベント時刻のヒストグラムを作成する。この時、シンチレーション光は LED パルスに合わせて放たれているため、分布のある時刻にシンチレーション球の発光時定数の効果が加わったピークが現れる。このピーク内のイベントはほとんどがシンチレーション光由来のイベントであると考えられるため、イベント時刻に条件を設けて選別する。

2. ex-gaussian によるフィッティング

ピークに入ったイベントを選別するために、ピークを ex-gaussian (exponentially modified gaussian) でフィッティングした。ex-gaussian はガウス分布と指数分布を畳み込んだ関数で、式 (C.6) で表される。

$$f(x; A, \mu, \sigma, \tau) = a + \frac{A}{\tau} \exp \left[\frac{1}{2\tau} \left(2\mu + \frac{\sigma^2}{\tau} - 2x \right) \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left\{ \left(\mu + \frac{\sigma^2}{\tau} - x \right) / \sqrt{2}\sigma \right\} \right] \quad (\text{C.6})$$

ここで、 μ はガウス分布の平均、 σ はガウス分布の標準偏差、 τ は指数分布の時定数、 A は関数をスケールするための定数である。また、 a は定数項で、背景事象の影響を考慮するために導入されている。フィッティングはまず a から行い、シンチレーション光由来のイベントがないと考えられる $-80 \sim -30$ ns の区間でヒストグラムを $y = a$ の直線でフィッティングして求める。その後、残りの 4 パラメーターについてフィッティングを行う。

3. 時間による選別

フィッティング結果から抜き出す範囲を定める。本研究では、抜き出す範囲を $\mu - 2\sigma$ から $\mu + 5\tau$ とした。本論文ではこのように抜き出したイベントを selected event と呼ぶ。

例として、図 C.13 に T 分布とフィッティング結果を示す。

Dark rate

LAPPD の信号は光電面からの熱電子やシンチレーション球以外からの光を原因とするものも含んでいる。これらは背景事象になる上、回路の電氣的なノイズと異なり波形によって区別することができない。光電子増倍管におけるこのような背景事象の頻度のことを暗電流 (Dark rate) と呼び、性能評価の重要な指標となっている。特に、LAPPD は検出面が広がりを持つため、単位面積あたりの頻度で求められる。本研究では式 (C.7) のように計算した。

$$\text{Dark rate} [\text{Hz}/\text{cm}^2] = \frac{N_{\text{hit}} - N_{\text{signal}}}{N_{\text{total}} \times T_{\text{window}} S_{\text{pad}}} \quad (\text{C.7})$$

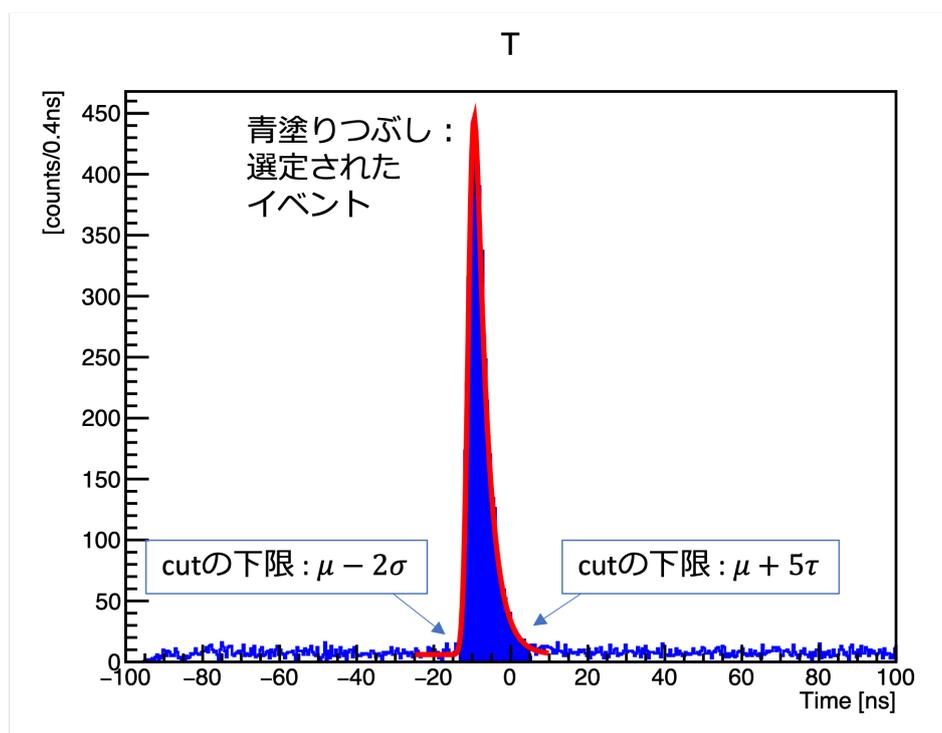


図 C.13 T 分布の例。赤線は ex-gaussian でフィッティングした結果。

この式で、 N_{hit} は hit event の総数、 N_{signal} 、 N_{total} は「単一光子の照射方法」の項と同じく、シンチレーション球由来のイベント数とパルスの発射回数である。特に、 N_{signal} は selected event の数 $N_{selected}$ 、フィッティングした結果 a 、T 分布のビン幅 ΔT を用いて式 (C.8) のように計算した。

$$N_{signal} = N_{selected} - a \times \Delta T \quad (C.8)$$

これは、 $N_{selected}$ のうち背景事象が占める割合を考慮したものである。また、 T_{window} はトリガーのウィンドウ幅で、204.8 ns である。 S_{pad} は電極の面積で、6.25 cm² である。

Gain

Gain は、1 つの光子が LAPPD に入射した際に、LAPPD が出力する電子の数である。光子は光電面でひとつの光電子に変換されるため、Gain は光電面から抵抗アノードまでの電子数の増幅率とも等しい。本研究では、以下の手順で Gain を求めた。

1. selected event の Q のヒストグラムを作成する。
2. ヒストグラムをガウス関数でフィッティングする。
3. フィッティング結果から、式 (C.9) で Gain を求める。

$$Gain = \frac{\mu}{e} \quad (C.9)$$

ここで、 e は電気素量、 μ はフィッティング結果のガウス分布の平均である。

位置分解能

先に述べた通り、LAPPD では電荷が拡散するため、複数の電極で電荷と位置について加重平均を取ることで光子のヒット位置が再構成できる。本研究では、以下の手順で位置分解能を求めた。

1. ch D4 のある selected event と同じタイミングのイベントを、周囲の 8 ch についても取得する。
2. 9 ch すべての電荷から、重みを式 (C.10) のように計算する。ここで、 Q_i は i 番目の電極の電荷である。

$$w_i = \frac{Q_i}{\sum_{i=1}^9 Q_i} \quad (\text{C.10})$$

3. 各電極の位置 \mathbf{r}_i と重みを用いて、式 (C.11) で位置を再構成する。

$$\mathbf{r} = \sum_{i=1}^9 w_i \mathbf{r}_i \quad (\text{C.11})$$

4. すべての selected event について、位置を再構成する。
5. 再構成した位置の分布を 2 次元ヒストグラムにし、x,y 分布をガウス関数でフィッティングする。フィットした結果から、x,y の標準偏差 (位置分解能) を求める。

C.3 測定結果

測定では、LAPPD に対し 30 分間光子を照射した。測定を行った結果の TQ 分布を図 C.14 に示す。

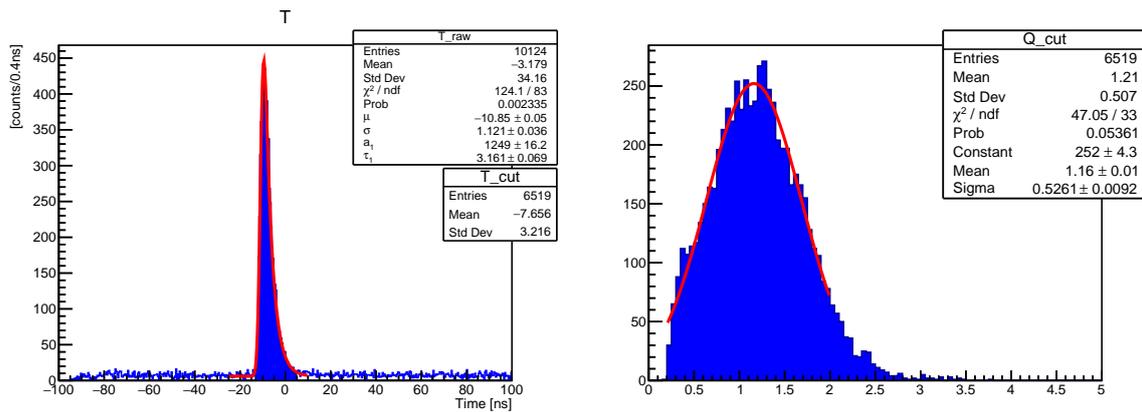


図 C.14 左:hit event の T 分布。赤線がフィット結果、青で塗りつぶされた部分が selected event。右:selected event の Q 分布。赤線がガウス関数でのフィット結果。

Dark rate

この測定において、各イベント数は表 C.1 のようになった。これより、Dark rate は

$$Dark\ rate = \frac{N_{hit} - N_{signal}}{N_{total} \times T_{window}} \frac{1}{S_{pad}} = \frac{6,403 - 3,605}{536,489 \times 204.8 \times 10^{-9}} \frac{1}{6.25} = 4.07 \text{ [kHz/cm}^2\text{]} \quad (C.12)$$

と求められた。

表 C.1 Dark rate の測定結果

	結果
N_{hit}	6,403
N_{signal}	3,605
N_{total}	536,489

Gain

Q 分布のフィッティング結果から、Gain は

$$Gain = \frac{\mu}{e} = \frac{1.16}{1.602} = 7.23 \times 10^6 \quad (C.13)$$

と求められた。

位置分解能

x,y 方向それぞれの分布を図 C.15、図 C.16 に示す。2 つの図で、0 は D4 の中心位置であり、横軸の値は 1 ずれるごとに隣のチャンネルの中心になることを示す。そのため、mm に換算するには、横軸の値に 25 mm をかければ良い。このことから、x 軸、y 軸それぞれの位置分解能は、

$$\sigma_x = 0.11 \text{ ch} \times 25 \text{ mm/ch} = 2.75 \text{ mm} \quad (C.14)$$

$$\sigma_y = 0.13 \text{ ch} \times 25 \text{ mm/ch} = 3.25 \text{ mm} \quad (C.15)$$

と求められた。また、再構成された位置の 2 次元分布を図 C.17 と図 C.18 に示す。

C.4 incom 社の測定結果との比較および考察

LAPPD 167 は、Gain と Dark rate について、Incom 社で RCNS に輸送される前に同様の条件で測定が行われた。結果 [64] は、Gain が 3.63×10^6 、Dark rate が 1.33 kHz/cm^2 (トリガー判定の閾値が 4 mV) であり、RCNS での測定のほうが Gain は約 2 倍、Dark rate は約 3 倍高い結果となった。理由は 2 つ考えられる。1 つは、RCNS の測定が高電圧をかけてから 30 分以内で行ったためである。参考文献 [40] によると、LAPPD は高電圧をかけた直後は Dark rate が大きく増える。本研究ではこれを考慮せずに測定を行ったため、Incom 社での測定よりも Dark

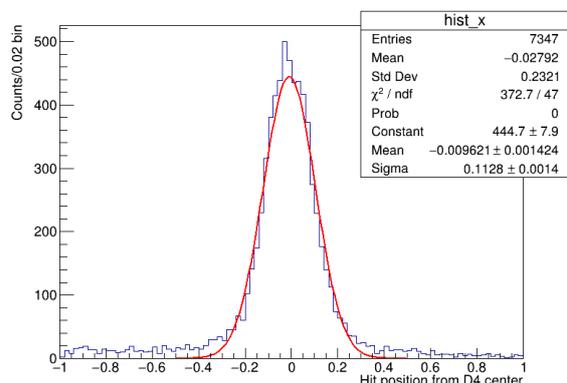


図 C.15 位置の再構成結果 (x)

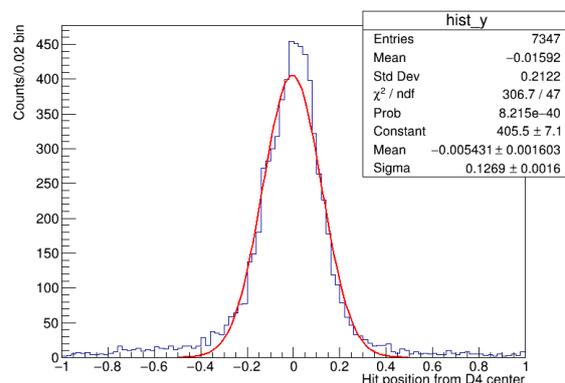


図 C.16 位置の再構成結果 (y)

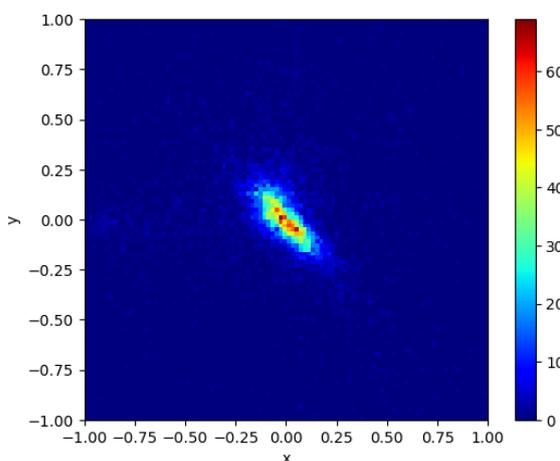


図 C.17 位置の再構成結果 (線形)

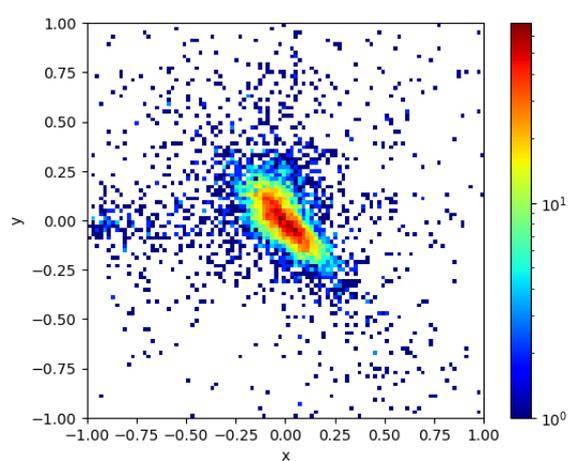


図 C.18 位置の再構成結果 (対数)

rateが高くなったと考えられる。もう1つは、かけた電圧がIncom社のセットアップと異なっていた可能性がある。本研究ではDark rateと同時にGainも高くなっているが、Gain、Dark rateは通常LAPPDに印加した電圧が高いほど増加するから、本研究で電圧は想定していたよりも高く印加されたと考えるのが自然である。特に、本研究では高電圧を2つの高電圧装置から印加している。印加した電圧値は、それぞれのディスプレイから読み取ったが、ここで2つの高電圧装置で何らかの食い違いが生じており、想定以上の電圧が一部に、特にMCP(Enter)またはPhoto cathode~MCP(Enter)間にかかっていた可能性がある。以上の2点から、本研究でのGain、Dark rateはIncom社での測定よりも高くなったと考えられる。

また、位置分解能に関してはまだ測定されていなかったが、参考文献[40]で報告された $\sigma \sim 1.3 \text{ mm}$ と比べると2~3倍程度悪い結果となった。これは、加重平均をとる際に、周囲のchの背景事象の影響を十分に低減できていないためだと考えられる。本研究の位置再構成の解析系では、周囲のチャンネルと中心のチャンネルで同じイベントを選定している。しかし、イベントは204.8 ns間のウィンドウを持つため、周囲のチャンネルのウィンドウ内で背景事象が起きれば

その分イベントの電荷見積もりを誤る。現状の解析系ではこのようなことが起きていると考えられる。改善には、周囲のチャンネルに対しても時間による選別を行うことが挙げられる。MCPで増幅され広がった電荷は複数のチャンネルにほぼ同タイミングで検出されるはずだから、中央のチャンネルに検出された時刻を基準に、周囲のチャンネルで考慮する電荷も基準時刻付近のものに限定することで、背景事象の影響を低減できると考えられる。

C.5 まとめと今後の展望

本研究では、LAPPDの基礎特性として、Gain、Dark rate、位置分解能の3種類を測定した。結果は、Gainが 7.23×10^6 、Dark rateが 4.07 kHz/cm^2 、位置分解能が $\sigma_x = 2.75 \text{ mm}$ 、 $\sigma_y = 3.25 \text{ mm}$ であった。これらはまだIncom社の結果を十分には再現しておらず、実験系・解析系両方に改善の余地があることを示す。今後は、実験系では高電圧関係の問題について確認し、Gain、Dark rateの再現性を高める。また、解析系では、周囲のチャンネルに対する時間の選別を行うことで、位置分解能のより正確な評価を目指す。

最終的には、本研究で設計した光学系を実際に作成し、ここで測定したLAPPDの基礎特性を踏まえて、光学系が設計通りの性能が得られるか、発光点の広がりを実験室レベルで観測できるかを確認する。

謝辞

本研究は、本当に多くの方々のご支援をいただいております。ここに、心より感謝の意を表します。

指導教員の井上邦雄先生には、その鋭い洞察力と豊富なアイデアで、本研究を進めるにあたって多大なるご指導をいただきました。研究者としての能力もお人柄にも、本当に多くのことを学ばせていただきました。今後の人生においても先生を見習ってまいります。私の力不足で本研究が先生の希望に添えるものにできなかったのは誠に申し訳ないです。

また、清水先生は本研究においてすべての段階でご指導いただきました。先生は本当にご多忙の中、たくさんの相談に丁寧に乗っていただきました。解析、特に CCR に関しては着想から実装までのすべて、多様なプログラムの実装、プレゼンテーションのスキル、業者との交渉など、先生のお力添えがないとここまで形にならなかったと思います。何かと締め切りギリギリに書類を出すわ、泣き言を言うわ、不甲斐なさしかない学生でありましたが、最後まで支えていただきありがとうございました。博士課程において研究面で恩返しできるよう、精進してまいります。

渡辺先生も隔週開催のミーティングに参加していただき、さまざまなアドバイスなどいただきました。開発に関するアドバイスに加え、書類の文章の書き方など、非常に多くのことを学ばせていただきました。ありがとうございました。

RCNS のの方々にも感謝申し上げます。石徹白先生は本研究の担当ではないにも関わらず、日々の雑談の中で多くのアドバイスをいただきました。おかげさまで、自分の研究面で欠けていたところに気づくことができました。市村先生には、お忙しい中、Geant4 を中心にコンピューター関連の様々なアドバイスをいただきました。Geant4 は自分にとって本当に魔境で、市村先生のおかげでシミュレーションを進めることができました。技術職員の皆様にもお世話になりました。暗室にケーブルを通す大変な工事に加え、PC のバックアップ方法、温度計に関してなど、数えたらキリがないほど多くのことを支えていただきました。また、後輩の荒木くんにも感謝申し上げます。彼には LAPPD の測定を手伝っていただきました。彼のおかげで LAPPD の測定を何とか間に合わせることができました。

他にも、RCNS の皆様には多方面でお世話になりました。ここに全ての名前を挙げることはできませんが、今一度、感謝申し上げます。私は博士課程に進学いたしますので、またしばらくの間お世話になることとなりますが、今後ともよろしく願いいたします。

また、本研究は東北大学宇宙創成国際共同大学院プログラム (GP-PU) に参加して行われたものであり、GP-PU からの経済的援助に感謝します。最後に、東北に行くのが勝手に言い出してから 2

年間、遠くの地から私を支えてくれた家族に感謝します。

参考文献

- [1] Y. Akimoto (2023) “HiggsTan,” <https://higgstan.com/>.
- [2] W. Pauli (1978) “Dear radioactive ladies and gentlemen,” *Phys. Today*, Vol. 31N9, p. 27.
- [3] F. Reines, C. L. Cowan et al. (1960) “Detection of the Free Antineutrino,” *Phys. Rev.*, Vol. 117, pp. 159–173, January, DOI: 10.1103/PhysRev.117.159.
- [4] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger (1962) “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,” *Physical Review Letters*, Vol. 9, pp. 36–44, 7, DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- [5] K. Kodama, N. Ushida et al. (2001) “Observation of tau neutrino interactions,” *Physics Letters B*, Vol. 504, No. 3, pp. 218–224, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [6] 林青司 (2021) 『ニュートリノの物理学 素粒子像の変革に向けて』, サイエンス社.
- [7] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer and Kenneth C. Hoffman (1968) “Search for neutrinos from the sun,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 20, pp. 1205–1209, DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [8] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata (1962) “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles,” *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 28, No. 5, pp. 870–880, 11, DOI: 10.1143/PTP.28.870.
- [9] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al. (1999) “Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, pp. 2644–2648, March, DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.2644.
- [10] K. Abe, R. Akutsu, A. Ali et al. (2020) “Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations,” *Nature 2020 580:7803*, Vol. 580, pp. 339–344, 4, DOI: 10.1038/s41586-020-2177-0.
- [11] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tórtola and J. W.F. Valle (2018) “Status of neutrino oscillations 2018 : 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity,” *Physics Letters B*, Vol. 782, pp. 633–640, 7, DOI: 10.1016/J.PHYSLETB.2018.06.019.
- [12] X. Qian and P. Vogel (2015) “Neutrino mass hierarchy,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 83, pp. 1–30, 7, DOI: 10.1016/J.PPNP.2015.05.002.

- [13] Peter Minkowski (1977) “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays?” *Physics Letters B*, Vol. 67, pp. 421–428, 4, DOI: 10.1016/0370-2693(77)90435-X.
- [14] Tsutomu Yanagida (1980) “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos,” *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 64, pp. 1103–1105, 9, DOI: 10.1143/PTP.64.1103.
- [15] M. Aker, A. Beglarian, J. Behrens et al. (2022) “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity,” *Nature Physics* 2022 18:2, Vol. 18, pp. 160–166, 2, DOI: 10.1038/s41567-021-01463-1.
- [16] Project 8 Collaboration, A. Ashtari Esfahani, S. Böser et al. (2022) “The Project 8 Neutrino Mass Experiment,” 3, URL: <https://arxiv.org/abs/2203.07349v1>.
- [17] L. Gastaldo, K. Blaum, K. Chrysalidis et al. (2017) “The electron capture in 163Ho experiment – ECHO,” *The European Physical Journal Special Topics* 2017 226:8, Vol. 226, pp. 1623–1694, 6, DOI: 10.1140/EPJST/E2017-70071-Y.
- [18] Jian-Qi Liu, Zhi-Qi Huang and Yan Su (2023) “Cosmological constraints on neutrino masses in light of JWST red and massive candidate galaxies,” *Research in Astron. Astrophys*, Vol. 20, pp. 0–000, 11, URL: <https://arxiv.org/abs/2311.09703v1>.
- [19] M. Goepfert-Mayer (1935) “Double Beta-Disintegration,” *Phys. Rev.*, Vol. 48, pp. 512–516, September, DOI: 10.1103/PhysRev.48.512.
- [20] W. H. Furry (1939) “On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration,” *Phys. Rev.*, Vol. 56, pp. 1184–1193, December, DOI: 10.1103/PhysRev.56.1184.
- [21] Jonathan Engel and Javier Menéndez (2017) “Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: a review,” *Reports on Progress in Physics*, Vol. 80, p. 046301, 4, DOI: 10.1088/1361-6633/aa5bc5.
- [22] Francesco Vissani (1999) “Signal of neutrinoless double beta decay, neutrino spectrum and oscillation scenarios,” *Journal of High Energy Physics*, Vol. 1999, p. 022, 7, DOI: 10.1088/1126-6708/1999/06/022.
- [23] Maria Concepcion Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni and Thomas Schwetz (2021) “NuFIT: Three-Flavour Global Analyses of Neutrino Oscillation Experiments,” *Universe*, Vol. 7, p. 459, 11, DOI: 10.3390/universe7120459.
- [24] M. Agostini, G.R. Araujo, A.M. Bakalyarov et al. (2020) “Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay,” *Physical Review Letters*, Vol. 125, p. 252502, 12, DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.252502.
- [25] LEGEND Collaboration, N. Abgrall, I. Abt et al. (2021) “LEGEND-1000 Preconceptual Design Report,” Vol. 17, p. 33, 7, URL: <https://arxiv.org/abs/2107.11462v1>.
- [26] D.Q. Adams, C. Alduino, K. Alfonso et al. (2020) “Improved Limit on Neutrinoless Double-Beta Decay in Te 130 with CUORE,” *Physical Review Letters*, Vol. 124, p. 122501, 3, DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.122501.
- [27] The CUPID Interest Group (2019) “CUPID pre-CDR.”
- [28] G. Anton, I. Badhrees, P.S. Barbeau et al. (2019) “Search for Neutrinoless Double- β Decay

- with the Complete EXO-200 Dataset,” *Physical Review Letters*, Vol. 123, p. 161802, 10, DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.161802.
- [29] J. B. Albert, G. Anton, I. J. Arnuist et al. (2018) “Sensitivity and discovery potential of the proposed nEXO experiment to neutrinoless double- β decay,” *Physical Review C*, Vol. 97, p. 065503, 6, DOI: 10.1103/PhysRevC.97.065503.
- [30] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会 (2017) 「光電子増倍管-その基礎と応用-」, 浜松ホトニクス株式会社.
- [31] 竹内敦人 (2022) 「KamLAND-Zen による初めての逆質量階層構造でのマヨラナニュートリノの探索」, 博士論文, 東北大学.
- [32] Y. Gando, A. Gando, T. Hachiya et al. (2021) “The nylon balloon for xenon loaded liquid scintillator in KamLAND-Zen 800 neutrinoless double-beta decay search experiment,” *Journal of Instrumentation*, Vol. 16, p. P08023, 8, DOI: 10.1088/1748-0221/16/08/P08023.
- [33] KamLAND-Zen Collaboration, :, S. Abe et al. (2022) “Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen,” *Physical Review Letters*, Vol. 130, 3, DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.051801.
- [34] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al. (2023) “Measurement of cosmic-ray muon spallation products in a xenon-loaded liquid scintillator with KamLAND,” *Physical Review C*, Vol. 107, p. 054612, 5, DOI: 10.1103/PhysRevC.107.054612.
- [35] Aldo M. Serenelli, W. C. Haxton and Carlos Peña-Garay (2011) “SOLAR MODELS WITH ACCRETION. I. APPLICATION TO THE SOLAR ABUNDANCE PROBLEM,” *The Astrophysical Journal*, Vol. 743, p. 24, 12, DOI: 10.1088/0004-637X/743/1/24.
- [36] R. A. Zureikat and M. I. Jaghoub (2013) “Surface and volume term nonlocalities in the proton–nucleus elastic scattering process,” *Nuclear Physics A*, Vol. 916, pp. 183–209, 10, DOI: 10.1016/J.NUCLPHYSA.2013.08.007.
- [37] 小原脩平 (2015) 「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.
- [38] 三本杉洸人 (2020) 「KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの形状最適化」, 修士論文, 東北大学.
- [39] 中畑豪 (2022) 「KamLAND2 へ向けたフロントエンド回路の性能評価と最適化」, 修士論文, 東北大学.
- [40] Shawn Shin, Melvin Aviles, Stephen Clarke et al. (2022) “Advances in the Large Area Picosecond Photo-Detector (LAPPD): 8" x 8" MCP-PMT with Capacitively Coupled Read-out,” 12, URL: <https://arxiv.org/abs/2212.03208v2>.
- [41] Zemax (2023) “Zemax OpticStudio,” <https://www.zemax.jp/>.
- [42] 渡部一歩 (2023) 「KamLAND2-Zen 実験で使用するキセノン含有液体シンチレータの特性研究および組成決定」, 修士論文, 東北大学.
- [43] Octavi Fors, Jorge Núñez, José Luis Muiños et al. (2013) “Telescope Fabra ROA Montsec:

- A New Robotic Wide Field Baker–Nunn Facility,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 125, pp. 522–538, 5, DOI: 10.1086/670941.
- [44] Sasaki on behalf of the Ashra collaboration Makoto (2013) “All-Sky Survey High Resolution Air-Shower Detector (Ashra),” <http://dx.doi.org/10.1143/JPSJS.77SB.83>, Vol. 77, pp. 83–87, 11, DOI: 10.1143/JPSJS.77SB.83.
- [45] Ashra Collaborators (2023) “Ashra,” <https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~ashra/>.
- [46] 小関陽太郎 (2001) 「KamLAND の液体シンチレーター、バッファオイル、アクリル板の屈折率の測定結果レポート」, 東北大学.
- [47] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. (2003) “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, pp. 250–303, 7, DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [48] 安部清尚 (2023) 「KamLAND における大気ニュートリノの中性カレント準弾性反応を用いたストレンジネス軸性電荷の初めての測定」, 博士論文, 東北大学.
- [49] Y. Zhang, Z. Y. Yu, X. Y. Li, Z. Y. Deng and L. J. Wen (2020) “A complete optical model for liquid-scintillator detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 967, p. 163860, 7, DOI: 10.1016/J.NIMA.2020.163860.
- [50] G. Testera (1999) “Performances of underground detectors based on organic liquid scintillators,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Vol. 78, pp. 120–124, 8, DOI: 10.1016/S0920-5632(99)00533-2.
- [51] Marta Krolikowska and Tadeusz Hofman (2012) “Densities, isobaric expansivities and isothermal compressibilities of the thiocyanate-based ionic liquids at temperatures (298.15–338.15 K) and pressures up to 10 MPa,” *Thermochimica Acta*, Vol. 530, pp. 1–6, 2, DOI: 10.1016/J.TCA.2011.11.009.
- [52] Qian Liu, Xiang Zhou, Wenqian Huang et al. (2015) “Rayleigh scattering and depolarization ratio in linear alkylbenzene,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 795, pp. 284–287, 9, DOI: 10.1016/J.NIMA.2015.05.032.
- [53] Akira Okumura, Koji Noda and Cameron Rulten (2016) “ROBAST: Development of a ROOT-based ray-tracing library for cosmic-ray telescopes and its applications in the Cherenkov Telescope Array,” *Astroparticle Physics*, Vol. 76, pp. 38–47, 3, DOI: 10.1016/J.ASTROPARTPHYS.2015.12.003.
- [54] Giovanni Punzi (2003) “Sensitivity of searches for new signals and its optimization,” 8, URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0308063v2>.
- [55] Fedor Šimkovic, Vadim Rodin, Amand Faessler and Petr Vogel (2013) “ $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements, quasiparticle random-phase approximation, and isospin symmetry restoration,” *Phys. Rev. C*, Vol. 87, p. 045501, April, DOI: 10.1103/PhysRevC.87.045501.

- [56] Dong-Liang Fang, Amand Faessler and Fedor Simkovic (2015) “Partial restoration of isospin symmetry for neutrinoless double β decay in the deformed nuclear system of ^{150}Nd ,” *Phys. Rev. C*, Vol. 92, p. 044301, October, DOI: 10.1103/PhysRevC.92.044301.
- [57] 石尾昌平 (2014) 「KamLAND-Zen 高感度化のための粒子識別用イメージ検出装置の開発」, 修士論文, 東北大学.
- [58] A. Li, Z. Fu, C. Grant, H. Ozaki, I. Shimizu, H. Song, A. Takeuchi and L. A. Winslow (2023) “KamNet: An integrated spatiotemporal deep neural network for rare event searches in KamLAND-Zen,” *Physical Review C*, Vol. 107, p. 014323, 1, DOI: 10.1103/PhysRevC.107.014323.
- [59] 後藤駿 (2023) 「KamLAND-Zen 実験における Xe 核破碎バックグラウンド除去効率の改善」, 修士論文, 東北大学.
- [60] Charles R. Qi, Hao Su, Kaichun Mo and Leonidas J. Guibas (2016) “PointNet: Deep Learning on Point Sets for 3D Classification and Segmentation,” *Proceedings - 30th IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, CVPR 2017*, Vol. 2017-January, pp. 77–85, 12, DOI: 10.1109/CVPR.2017.16.
- [61] Xingjian Shi, Zhourong Chen, Hao Wang, Dit-Yan Yeung, Wai-Kin Wong, Wang-Chun Woo and Hong Kong Observatory (2015) “Convolutional LSTM Network: A Machine Learning Approach for Precipitation Nowcasting,” *Advances in Neural Information Processing Systems*, Vol. 28.
- [62] Taco S. Cohen, Mario Geiger, Jonas Köhler and Max Welling (2018) “Spherical CNNs,” *6th International Conference on Learning Representations, ICLR 2018 - Conference Track Proceedings*, 1, URL: <https://arxiv.org/abs/1801.10130v3>.
- [63] CAEN (2020) “DS5605 SP5605 UV Led Driver - Data Sheet.”
- [64] Incom (2023) “Measurement & Test Report LAPPD 167.”