

修士論文

KamLAND-Zen 実験における Xe 核破砕バックグラウンド除去効率の改善

Improvement of Background Rejection for Xe Spallation in KamLAND-Zen

東北大学理学研究科

物理学専攻

後藤 駿

令和 5 年

概要

ニュートリノは電荷を持たないためマヨラナ粒子となり得る。もしそうであれば、ニュートリノの質量が軽い理由や物質優勢宇宙の説明もできる可能性がある。ニュートリノのマヨラナ性を検証するための実験として、現在ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 探索実験が世界中で行われている。

KamLAND-Zen 実験は、二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。本実験では液体シンチレータ検出器である KamLAND の中心にナイロン製のミニバルーンに入れた ^{136}Xe 含有液体シンチレータを導入し、その発光を 1879 本の光電子増倍管で検出している。現在までに ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期に対し $T_{1/2}^{0\nu} > 2.29 \times 10^{26}$ year (90% C.L.) と、世界で最も厳しい制限を与えているが、未だ $0\nu\beta\beta$ の発見には至っていない。

KamLAND-Zen 実験では現在、主なバックグラウンドの一つとして宇宙線ミュオンの Xe 原子核破砕による長寿命不安定原子核の崩壊が問題になっている。これまでの解析では破砕による中性子の距離と崩壊時間を用いた最尤推定法によって Xe 核破砕バックグラウンドを見分けているが、原子核の寿命が長いことと中性子検出効率の悪さから長寿命原子核の除去率は約 40% にとどまっている。

本研究ではこの除去効率を上げるためにニューラルネットワークを導入した。ニューラルネットワークモデルとして PointNet を選択し、使える情報を精査して中性子の 3 次元分布とミュオンから Xe 核破砕原子核崩壊までの時間を入力データとして決定した。この入力データと PointNet で Xe 核破砕バックグラウンド除去効率と不定性の計算をした結果、 $47.6 \pm 6.1\%$ で、信号損失は 10.7% であった。さらに従来の最尤法と比べて $0\nu\beta\beta$ の半減期に対する感度が約 5% 向上することが確認できた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	素粒子物理学	3
2.2	ニュートリノ振動	4
2.2.1	太陽ニュートリノ問題	4
2.2.2	大気ニュートリノ異常	5
2.2.3	ニュートリノ振動の理論	5
2.3	ニュートリノの質量階層構造	7
2.4	ニュートリノのマヨラナ性	7
2.4.1	マヨラナ粒子	8
2.4.2	シーソー機構	8
2.4.3	レプトジェネシス	10
2.5	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	11
2.5.1	二重ベータ崩壊	11
2.5.2	$0\nu 2\beta$ 探索実験の現状	12
第 3 章	KamLAND-Zen 実験	17
3.1	KamLAND	17
3.2	検出器	17
3.2.1	光電子増倍管	17
3.2.2	液体シンチレータ	19
3.2.3	外部検出器	20
3.3	KamLAND のニュートリノ検出原理	20
3.3.1	反ニュートリノ検出	20
3.3.2	ニュートリノ検出	21
3.4	データ収集システム	21
3.4.1	KamDAQ	22
3.4.2	MogDAQ	23

3.5	KamLAND-Zen 実験	23
3.5.1	インナーバルーン	23
3.5.2	Xe 含有液体シンチレータ	24
3.5.3	KamLAND-Zen 400	25
3.5.4	KamLAND-Zen 800	28
3.5.5	将来計画	32
第 4 章	データ解析	33
4.1	事象再構成	33
4.1.1	波形解析	33
4.1.2	事象位置再構成	34
4.1.3	エネルギー再構成	34
4.2	宇宙線ミュオン検出	36
4.3	中性子検出	37
第 5 章	Xe 核破碎のシミュレーション	41
5.1	FLUKA による原子核破碎のシミュレーション	41
5.1.1	FLUKA	42
5.1.2	XeLS の原子核破碎	42
5.2	Geant4 による原子核崩壊のシミュレーション	45
5.3	Xe 核破碎バックグラウンド	46
5.3.1	Xe 核破碎バックグラウンドの種類と性質	46
5.3.2	最尤法	47
5.4	MC/シミュレーションデータの生成と較正	49
5.4.1	FLUKA の中性子の較正	50
5.4.2	ミュオントラックの較正	51
第 6 章	ニューラルネットワークモデル	55
6.1	機械学習	55
6.1.1	ニューラルネットワーク	55
6.2	PointNet	57
6.3	トレーニング	58
6.3.1	学習データ	59
6.3.2	トレーニング結果	60
第 7 章	Xe 核破碎バックグラウンドの解析	63
7.1	Xe 核破碎バックグラウンド除去効率と不定性	63
7.1.1	較正の際の不定性	63
7.1.2	FLUKA の不定性	64

7.1.3	ニューラルネットワークの不定性	64
7.1.4	除去効率の計算	64
7.2	PointNet の解釈	66
7.2.1	中性子クラスターとの相関	66
7.2.2	核種による違い	69
7.3	$0\nu\beta\beta$ 解析への影響の見積もり	70
7.3.1	スペクトルフィット	71
7.3.2	感度の見積もり	72
7.3.3	レート解析	72
第 8 章	ニューラルネットワークの拡張可能性と将来計画	75
8.1	ニューラルネットワークの拡張可能性	75
8.1.1	PID	75
8.1.2	KamNet	76
8.1.3	PointNet と PID	76
8.2	PointNet と将来計画	79
第 9 章	結論と今後の展望	83
9.1	結論	83
9.2	今後の展望	83
謝辞		85

目次

2.1	KamLAND-Zen 800 で得られたマヨラナ有効質量への制限	13
3.1	KamLAND サイト	18
3.2	KamLAND 検出器	18
3.3	PMT の構造	19
3.4	KamFEE レイアウト	22
3.5	KamFEE ダイアグラム	22
3.6	KamLAND-Zen 検出器	24
3.7	インナーバルーン	25
3.8	KamLAND-Zen 400 Phase-I のエネルギースペクトル	26
3.9	KamLAND-Zen 400 Phase-II のエネルギースペクトル	27
3.10	Zen 400 の ^{214}Bi 分布	28
3.11	Zen 800 の ^{214}Bi 分布	29
3.12	KamLAND-Zen 800 のエネルギースペクトル	29
3.13	ダブルパルスフィットの例	32
4.1	ゲインの低い PMT のヒットしない確率のフィット結果	36
4.2	ミューオン再構成の手順	38
4.3	N_s の計算	39
4.4	dT と N_s の関係	40
4.5	中性子の dT 分布	40
5.1	Xe 核破砕を考える上でのシミュレーションツール	41
5.2	XeLS 核破砕生成物の FLUKA によるシミュレーション	43
5.3	ミューオンのエネルギー分布	44
5.4	実験値と FLUKA の反応断面積の比	45
5.5	実験値と FLUKA のエネルギースペクトルの差	45
5.6	XeLS 核破砕生成物のエネルギースペクトル	46
5.7	160 cm 以内の中性子数	47
5.8	ミューオンから崩壊までの時間の PDF	49

5.9	dR の PDF	50
5.10	ENN の分布と ENN、 dR_{nearest} の PDF	50
5.11	FLUKA の中性子の較正の結果	52
5.12	ミューオン再構成のずれ	53
5.13	FLUKA のミューオントラックの較正の結果	54
6.1	PointNet の用途	58
6.2	PointNet の構造	59
6.3	各モデルの情報の取り入れ方	60
6.4	各モデルの ROC 曲線	61
6.5	ミューオントラックの較正と除去効率	62
7.1	ニューラルネットワークの不定性	65
7.2	PointNet の推論結果	65
7.3	ENN、最近接中性子との距離との相関	67
7.4	中性子の中心との距離、各中性子間の距離の平均との相関	68
7.5	核種による除去効率向上の違い	69
7.6	ミューオンから信号までの時間との相関	70
7.7	中性子数による除去効率向上の違い	70
7.8	MC のスペクトルフィットによる感度見積もり	72
8.1	エネルギー損失の分布	76
8.2	KamNet の構造	77
8.3	KamNet のスコア	78
8.4	ViViT の構造	79
8.5	ViViT のトレーニング結果	80
8.6	中性子検出効率と Xe 核破碎バックグラウンド除去効率	81
8.7	中性子の位置分解能と Xe 核破碎バックグラウンド除去効率	81

表目次

2.1	標準模型の素粒子	3
2.2	ニュートリノの振動パラメータ	7
3.1	PMT の基本性能	19
3.2	液体シンチレータの成分の性質	20
3.3	KamLAND-Zen800 の XeLS の組成比	24
3.4	KamLAND-Zen 400 Phase-I のデータセット	26
3.5	KamLAND-Zen 400 Phase-II のデータセット	27
3.6	KamLAND-Zen 800 のデータセット	29
3.7	KamLAND-Zen 800 のバックグラウンドの頻度論とベイズ論のベストフィット結果	30
5.1	FLUKA の物理プロセス	42
5.2	^{12}C 核破碎の生成レートにおける FLUKA と実際のデータの比較	43
5.3	Xe 核破碎を起こす粒子とその割合	44
5.4	Xe 核破碎バックグラウンドの XeLS 中のレート	48
5.5	中性子の較正結果	52
6.1	ニューラルネットワークモデルの比較	58
6.2	各モデルのトレーニング結果	61
7.1	除去効率の較正の不定性	64
7.2	PointNet と最尤法の比較	73
7.3	除去効率、exposure と感度	73
8.1	KamNet の結果	77

第 1 章

序論

ニュートリノは素粒子の一種であるが、質量が他の素粒子に比べてかなり小さい ($m_\nu < 0.9 \text{ eV}$ (90% C.L.)) [1] という性質がある。現在までその質量が他の粒子と比べても 6 桁以上小さい理由は解明できていない。しかし、もしニュートリノがマヨラナ性を持てば重い右巻きニュートリノを導入することでこのことを自然に説明できる可能性がある。さらにニュートリノがマヨラナ性を持てばニュートリノの質量が軽い理由を説明できるだけでなく、物質優勢宇宙の説明もできる可能性がある。ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかは解明されておらず、現在ニュートリノのマヨラナ性検証実験が世界中で行われている。

KamLAND-Zen 実験は、 ^{136}Xe を用いたニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の観測によるニュートリノのマヨラナ性立証を目指した実験である。本実験では液体シンチレータ検出器である KamLAND の中心に約 750 kg の同位体濃縮 Xe を含有させた液体シンチレータをナイロン製のミニバルーンに入れ、放射線と液体シンチレータの反応による発光を 1879 本の光電子増倍管で検出している。現在までに ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期に対し $T_{1/2}^{0\nu} > 2.29 \times 10^{26} \text{ year}$ (90% C.L.) と、世界で最も厳しい制限を与えている [2] が、未だ $0\nu\beta\beta$ の発見には至っていない。今後は更なる測定感度上昇を目指し、KamLAND の大幅な改造や含有 Xe 量の増加も計画されている (KamLAND2-Zen 実験)。

一方、実験では現在、バックグラウンドの一つとして宇宙線ミュオンの Xe 原子核破碎による長寿命不安定原子核の崩壊が問題になっている。これは、宇宙線ミュオンが Xe 原子核を破碎して自然に発生する放射性原子核のうち、寿命が数分から数日ある核種の事である。本研究以前では中性子と時間の情報のみ使用した最尤推定法によって Xe 核破碎バックグラウンドを見分けていた。中性子の情報としてはミュオンが原子核を破碎した際に放出される中性子のうち最も信号に近いものとの距離、信号との距離で重みをかけた中性子の数が使われていた。時間情報はミュオンと信号の時間差を使用していた。しかし原子核の寿命の長さから、原子核破碎が起きたのが数分～数日前の可能性がある。その結果、解析しなければいけないミュオンの数が多くなる。更に現在中性子の検出効率があまり高くない (^{10}C 生成時で 64% [3]) ことから Xe 核破碎バックグラウンド除去率は約 $42.0 \pm 8.7\%$ にとどまっている。本研究ではこの除去効率を上げるためにニューラルネットワークを導入した。点群データを扱うニューラルネットワークである PointNet [4] を使用し、すべての中性子の三次元座標やその中性子を放出させたミュオンの情報

を入力として与えることで、除去効率の向上を達成した。

まず第 2 章ではニュートリノの物理について概要を説明し、ニュートリノのマヨラナ性の物理的意義について述べる。第 3 章では KamLAND-Zen 実験の検出器やデータ収集システム、その過程について解説する。第 4 章では実際の KamLAND-Zen 実験で用いられているデータ解析手法を紹介し、イベント、中性子、ミューオン検出について説明する。第 5 章では Xe 核破碎のデータ解析のために用いたシミュレーションや、長寿命不安定原子核の特徴について述べる。第 6 章では使用したニューラルネットワークや、そのトレーニング方法について説明する。第 7 章では実際にニューラルネットワークによる Xe 原子核破碎バックグラウンド除去効率や、その不定性、 $0\nu\beta\beta$ 解析への影響について述べる。第 8 章では更なる精度向上のためにニューラルネットワークの拡張可能性や、将来計画である KamLAND2-Zen 実験での Xe 原子核破碎バックグラウンド除去効率の見積りについて説明する。

第 2 章

ニュートリノ物理

2.1 素粒子物理学

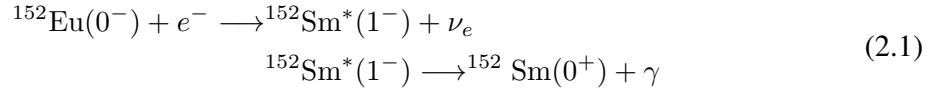
現在までに、自然界には電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用という 4 つの基本的相互作用が存在することがわかっている。このうち、重力相互作用を除いた 3 つの相互作用から素粒子の性質や反応を記述した理論が標準模型である。これによれば、自然界は表 2.1 のように 12 種類のフェルミオンと 5 種類のボゾンの計 17 種類の素粒子によって構成されている。これらにはそれぞれ反粒子が存在するが、電荷を持たないボゾンのように自分自身が反粒子になっている粒子もある。また、素粒子はスピンの運動量方向成分であるヘリシティが正であるか、負であるかによって右巻き、左巻きに分類される。右向きの粒子は標準模型の SU(2) ゲージ場と相互作用をしない。素粒子はフェルミオンとボゾンの 2 つに大別され、フェルミオンは半整数のスピンをもち物質を構成する素粒子であり、ボゾンは整数のスピンをもち力を媒介する素粒子である。さらにフェルミオンは強い相互作用が働くクォークと、強い相互作用が働かないレプトンに分類される。

表 2.1: 標準模型の素粒子

フェルミオン			
世代	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	u	c	t
	d	s	b
レプトン	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ
ボゾン			
	強い相互作用	電磁相互作用	弱い相互作用
スピン 1	グルーオン	光子	W ボゾン Z ボゾン
スピン 0	ヒッグス粒子		

レプトンに分類される素粒子のうち、電荷を持たない粒子がニュートリノである。ニュートリノは反応するレプトンのフレーバーの違いによって電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノ (ν_e , ν_μ , ν_τ) という名前が付けられていて、それぞれ反粒子 ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$) があるとされる。

ニュートリノの存在は β 崩壊の連続スペクトルが観測されたことから 1930 年にパウリ [5] が予言した。これは電氣的に中性である未知の粒子が崩壊のエネルギーを持ち出すことで電子のスペクトルが連続的になることを説明したものだ。1956 年にライネス、コーワン [6] が原子炉から発生した反電子ニュートリノを観測したことでニュートリノが初めて発見された。その後 1957 年にゴールドハーバーら [7] によってニュートリノのヘリシティの測定がなされた。彼らは ^{152}Eu の以下の連続崩壊からのガンマ線の円偏光の向きを測定することでニュートリノのヘリシティを測定した。



運動量、角運動量が保存することからガンマ線の運動量、角運動量とニュートリノの運動量、角運動量はそれぞれ逆向きとなりガンマ線のヘリシティを測定することでニュートリノのヘリシティが決定できる。この実験からニュートリノはヘリシティが左巻きのみであることが分かった。そのため標準模型ではニュートリノの質量を 0 であると仮定している。

2.2 ニュートリノ振動

標準模型ではニュートリノの質量が厳密に 0 としているが、ニュートリノの性質を調べる実験の中でニュートリノが質量を持つことを示す観測が得られた。ここではその例である太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ異常、そしてニュートリノ振動について説明する。

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

太陽内部では核融合反応として 4 つの陽子が核融合反応を起こすことで ^4He を作る pp 連鎖反応や CNO サイクルという反応が起こっていて、このうち pp 連鎖反応が支配的な反応になっている。pp 連鎖反応は次式で書け、 ν_e が放出される。



この過程では核融合が進むことによって ^7Be 、 ^8B が生成され、これらの反応の際にもニュートリノが放出される。

Homestake 実験では 1968 年にテトラクロロエチレン C_2Cl_4 を用いて ^{37}C の逆ベータ崩壊を観測することで主に ^7Be 、 ^8B 由来の太陽ニュートリノの測定を行った [8]。その測定結果は太陽の標準模型から予測される値よりも 3 倍ほど小さく、太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。その後同様に kamiokande 実験でも太陽ニュートリノが予測値よりも少ないことが確認された [9]。

kamiokande 実験は大型水チェレンコフ光検出器でニュートリノと電子の弾性散乱による電子のエネルギーと方向を測定するため、ニュートリノの方向感度がある。そのため太陽方向からのニュートリノのみを測定できるのにも関わらず、そのフラックスは予測値よりも小さいものだった。

2.2.2 大気ニュートリノ異常

大気ニュートリノは、宇宙線の2次粒子の崩壊に由来するニュートリノで、主にパイオンからの連続崩壊

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \\ \mu^\pm &\longrightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu\end{aligned}\quad (2.3)$$

によって生まれる。よって ν_μ と ν_e の比はおよそ2になることが期待される。しかし kamiokande 実験では ν_μ と ν_e のイベント数の観測値とシミュレーションの比である R が1よりも小さい事が確認された [10]。

$$R \equiv \frac{[\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu/\nu_e + \bar{\nu}_e]_{\text{observed}}}{[\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu/\nu_e + \bar{\nu}_e]_{\text{expected}}} = 0.60^{+0.07}_{-0.06}(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.}) \quad (2.4)$$

予想が正しければ $R = 1$ となるべきであるが、 ν_μ の減少、または ν_e の増加により R は1から優位にずれている。この現象は大気ニュートリノ異常と呼ばれる。

2.2.3 ニュートリノ振動の理論

太陽ニュートリノ問題や大気ニュートリノ異常を説明できる現象としてニュートリノ振動が考えられた。ニュートリノ振動とは、ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態が異なることでニュートリノのフレーバーが周期的に変化する事である。ニュートリノ振動は1998年に大気ニュートリノ中のミューニュートリノの減少の測定によって Super-Kamiokande 実験で観測された [11]。また、2002年に太陽ニュートリノの総量とそのうちの電子ニュートリノ数を測定することによって SNO 実験でも観測された [12]。以下でニュートリノ振動の理論を述べる。

ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態をそれぞれ $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) とするとそれぞれの関係は

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

となる。ここで U は牧-中川-坂田 (MNS) 混合行列と呼ばれ、

$$\begin{aligned}U_{\alpha i} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)\end{aligned}$$

と書ける。 δ は CP 位相、 α_1 と α_2 は 2 つのマヨラナ位相、 c_{ij} 、 s_{ij} は i 番目と j 番目の世代の混合角を θ_{ij} として、 $\cos \theta_{ij}$ 、 $\sin \theta_{ij}$ である。マヨラナ位相は後の議論のためにここで定義したが、 UU^\dagger でキャンセルするため以下の式変形に影響はない。質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.7)$$

に従うので

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.8)$$

となる。よって時刻 $t = 0$ に $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノの時間発展は

$$\begin{aligned} |\nu(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

と書け、時刻 t で $|\nu_\beta\rangle$ が観測される確率は

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}|^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \\ &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* (e^{-i(E_i - E_j)t} - 1) \end{aligned} \quad (2.10)$$

第2項を $i > j$ 、 $i < j$ に分けて考えると虚部は i と j の入れ替えに対して反対称になっておりキャンセルされるので実部のみ考えて

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* (\cos(E_i - E_j)t - 1) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \sin^2 \left(\frac{(E_i - E_j)t}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

ニュートリノは質量が非常に軽いので相対論的近似を用いて

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.12)$$

となる。よって i 番目と j 番目の質量二乗差を Δm_{ij}^2 として

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E} \right) \quad (2.13)$$

となりニュートリノのフレーバーが時間変化する事がわかる。

さらにこの関係式からある世代のニュートリノが一定の距離飛行した後の世代を観測することで質量二乗差が求められる。

2.3 ニュートリノの質量階層構造

ニュートリノ振動の実験によりニュートリノにはフレーバー固有状態とは異なる質量固有状態が存在することが分かり、質量二乗差が求められた。しかし各ニュートリノの質量は分かっておらず、世代間の大小関係も解明されていない。ただし MSW 効果^{*1}のうち電子ニュートリノのみが物質中の大量な電子の荷電カレントによる異なったポテンシャルを感じることから $m_1 < m_2$ であることが分かっている。また、現在得られている振動パラメータを表 2.2 に示す。よって $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{32}^2$ であることも分かっている。このことから現在考えられているニュートリノの質量階層構造には以下の3つのモデルがある。

- 標準質量階層構造 (Normal Ordering, NO) $m_1 < m_2 \ll m_3$
- 逆質量階層構造 (Inverted Ordering, IO) $m_3 \ll m_1 < m_2$
- 縮退構造 $m_1 \approx m_2 \approx m_3$

表 2.2: ニュートリノの振動パラメータ (値は [13] から)

パラメータ	NO	IO	主な実験方法
$\frac{\sin^2 \theta_{12}}{10^{-1}}$	$3.10^{+0.13}_{-0.12}$	$3.10^{+0.13}_{-0.12}$	太陽ニュートリノ解析
θ_{12} [°]	$33.82^{+0.78}_{-0.76}$	$33.82^{+0.78}_{-0.76}$	太陽ニュートリノ解析
$\frac{\sin^2 \theta_{23}}{10^{-1}}$	$5.58^{+0.20}_{-0.33}$	$5.63^{+0.19}_{-0.26}$	加速器実験での $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ 減少測定
θ_{23} [°]	$48.3^{+1.2}_{-1.9}$	$48.6^{+1.1}_{-1.5}$	加速器実験での $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ 減少測定
$\frac{\sin^2 \theta_{13}}{10^{-2}}$	$2.241^{+0.066}_{-0.065}$	$2.261^{+0.067}_{-0.064}$	原子炉ニュートリノ実験
θ_{13} [°]	$8.61^{+0.13}_{-0.13}$	$8.65^{+0.13}_{-0.12}$	原子炉ニュートリノ実験
δ_{CP} [°]	222^{+38}_{-28}	285^{+24}_{-26}	加速器実験での $\nu_e \bar{\nu}_e$ 増加測定
Δm_{21}^2 [10^{-5}eV^2]	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	KamLAND の原子炉ニュートリノ実験
Δm_{32}^2 [10^{-3}eV^2]	$2.449^{+0.032}_{-0.030}$	$-2.509^{+0.032}_{-0.032}$	加速器実験での $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ 減少測定

2.4 ニュートリノのマヨラナ性

ニュートリノ振動によりニュートリノが極めて小さい質量を持つことが分かると、そのことを説明する理論が求められる。その有力な説としてニュートリノがマヨラナ粒子であるというものがある。以下ではマヨラナ粒子についてとニュートリノの質量が軽くなる説明を行う。

^{*1} 物質効果ともいう。ニュートリノが物質中の電子、陽子、中性子などの粒子と相互作用をし、共鳴的なニュートリノ振動を起こすこと。

2.4.1 マヨラナ粒子

マヨラナ粒子とは、1937年にマヨラナ [14] によって提唱された粒子と反粒子が同一の素粒子の事である。つまり荷電共役変換 C において

$$\psi = \psi^C \quad (2.14)$$

という性質を持つ。これは荷電粒子の場合電荷の保存を破ってしまうが、ニュートリノは電荷を持たないためこれを仮定できる。いま、ディラック場の場合の質量項は右巻き、左巻きのカイラリティ成分を ψ_R 、 ψ_L として

$$\begin{aligned} m_D \bar{\psi} \psi &= m_D (\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L) (\psi_R + \psi_L) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \end{aligned} \quad (2.15)$$

となり質量が右巻き、左巻きの両成分からなっている。これは反粒子 ψ^C の場合も同様である。

しかしマヨラナ粒子の場合 $\bar{\psi} \psi^C$ 、 $\bar{\psi}^C \psi$ もローレンツ変換に対して不変になるのでマヨラナ質量項として $\frac{1}{2} m_M \bar{\psi} \psi^C + h.c.$ を考えると

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \psi^C &= (\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L) ((\psi_R)^C + (\psi_L)^C) \\ &= \bar{\psi}_R (\psi_R)^C + \bar{\psi}_L (\psi_L)^C \end{aligned} \quad (2.16)$$

を使って (複素共役も同様の変形)、マヨラナ質量項は

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^L &= \frac{1}{2} m_L (\bar{\psi}_L (\psi_L)^C + h.c.) \\ \mathcal{L}^R &= \frac{1}{2} m_R (\bar{\psi}_R (\psi_R)^C + h.c.) \end{aligned} \quad (2.17)$$

のように右巻き、左巻きで分けられた質量項を作ることができる。

2.4.2 シーソー機構

ニュートリノがマヨラナ粒子であるとする質量項は

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} m_R \overline{(\nu_R)^C} \nu_R - \frac{1}{2} m_L \overline{(\nu_L)^C} \nu_L - m_D \bar{\nu}_R \nu_L + h.c. \quad (2.18)$$

$$= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(\nu_L)^C} & \bar{\nu}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^C \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.19)$$

と書ける。ここで m_R 、 m_L は右巻き、左巻きニュートリノのマヨラナ質量であり、 m_D はディラック質量である。この式を対角化した質量固有値と質量固有状態は

$$m_s = \frac{1}{2} \{ (m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \} \quad (2.20)$$

$$m_a = \frac{1}{2} \{ -(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \} \quad (2.21)$$

$$\nu_s = \sin \theta_\nu \nu_L + \cos \theta_\nu (\nu_R)^C \quad (2.22)$$

$$\nu_a = i\{\cos\theta_\nu\nu_L - \sin\theta_\nu(\nu_R)^C\} \quad (2.23)$$

となる。ここで、 ν_L 、 $(\nu_R)^C$ の間の混合角 θ_ν は

$$\tan 2\theta_\nu = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (2.24)$$

で決まる。 ν_s と ν_a とその反粒子を使って2つのマヨラナニュートリノ

$$N_s = \nu_s + (\nu_s)^C \quad (2.25)$$

$$N_a = \nu_a + (\nu_a)^C \quad (2.26)$$

が作れる。ここで、右巻きニュートリノが観測されないことから、右巻きニュートリノの質量がディラック質量よりも非常に大きいとする。つまり

$$m_R \gg m_D \quad (2.27)$$

とする。ただし m_L を大きくは取れない。その理由は m_L が $SU(2)_L$ 3重項として振る舞うためである。もし $SU(2)_L$ 3重項のヒッグス場を導入すると、この真空期待値による弱ゲージボゾンが得る質量が以下で定義される ρ パラメータの実際の観測から外れてしまう。

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \quad (2.28)$$

ここで M_W 、 M_Z はそれぞれ W、Z ボゾンの質量、 θ_W はワインバーグ角である。この値は標準模型で導入されている $SU(2)_L$ 2重項のヒッグス場の場合 1 となり、実際の観測でもそれに近い値になっている。よって3重項のヒッグス場が導入される場合でもその真空期待値は弱スケール M_W よりずっと小さくなくてははいけない。そのためここでは簡単に $m_L = 0$ とする。このとき質量行列は

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

となる。この固有値は 2.27 の仮定のもとで

$$\begin{aligned} m_s &\sim m_R \\ m_a &\sim \frac{m_D^2}{m_R} \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる。よってニュートリノがマヨラナ粒子であれば右巻きニュートリノの質量 m_R が非常に大きいことを仮定することによって、左巻きニュートリノの質量が他の素粒子と比べて極めて小さいことが説明できる。この機構をシーソー機構という [15][16][17]。

ここで、この場合の式 2.24 で定義される混合角は非常に小さくなる。

$$\theta_\nu \sim \frac{m_D}{m_R} \ll 1 \quad (2.31)$$

よって式 2.22、2.23、2.25、2.26 から、質量固有状態 N_s 、 N_a はほとんど ν_R 、 ν_L のみからなるマヨラナフェルミオンになる。

$$\begin{aligned} N_s &\sim \nu_R + (\nu_R)^C \\ N_a &\sim i\{\nu_L - (\nu_L)^C\} \end{aligned} \quad (2.32)$$

そのため N_s はほとんど相互作用をしないステイラルニュートリノとなる。また、この時 $m_s > 10^9$ GeV [18] となり、現在の実験的に到達可能なエネルギーでは現れない。

以上の議論で述べたシーソー機構をタイプ I という。また、この過程でない場合もシーソー機構が構築できる。三重項のヒッグス粒子を導入する場合をタイプ II、マヨラナ三重項を導入する場合をタイプ III という。

2.4.3 レプトジェネシス

宇宙初期、インフレーションで粒子数と反粒子数が同程度生成されたと考えられているが、その場合現在の宇宙にも物質と反物質が同程度存在すると考えるのが自然である。しかし現在の宇宙には物質(バリオン)ばかりが存在している。このことを物質優勢宇宙と呼び、物理の謎の1つとなっている。もしニュートリノがマヨラナ粒子であるならばこの謎を説明できる理論があり、レプトン数の破れから説明する理論のことをレプトジェネシスと呼ぶ。

バリオンの非対称性が生まれるための条件として、以下の3つがサハロフ [19] によって挙げられている。

- バリオン数の破れ
- C、CP 対称性の破れ
- 熱平衡からの脱離

CP 対称性は小林-益川理論でも破れているが、その量はバリオン対称性を破るには少ない [20]。以下にサハロフの3条件を満たし、物質優勢宇宙を説明する理論を挙げる。

- GUT バリオジェネシス [21]

GUT バリオジェネシスは大統一理論 (GUT) に基づいている。大統一理論では、ゲージ粒子が異なるバリオン数の粒子間の相互作用を媒介する。よってある粒子 X の崩壊がバリオン数を破れる。しかしこの理論では熱平衡から脱離するために粒子 X の質量は 10^{15} GeV ほどと考えられ、宇宙の温度はこれ以上でなくてはならないが、一般的なインフレーション理論ではインフレーション後の宇宙の温度はこれほど高くはない。

- 電弱バリオジェネシス [22]

電弱バリオジェネシスは標準模型の範疇でバリオン数の破れの説明する。標準模型では真空間の遷移によってバリオン数とレプトン数が破れているがこのプロセスのレートは非常に低い ($\sim 10^{-170}$)。しかし温度が ~ 100 GeV になるとこのレートはスファレロン過

程 [23]^{*2}によって大きくなり、バリオン対称性を破れる。しかし前述の通り小林-益川理論の CP 対称性の破れが十分でないことが問題である。また、熱平衡脱離のためにヒッグス粒子の質量が $< 80\text{GeV}$ であることを要請する [24] がこれは観測結果の $125.25 \pm 0.17\text{GeV}$ [13] にそぐわない。

- レプトジェネシス [25]

レプトジェネシスではスファレロン過程によってレプトン数がバリオン数に変換され、バリオン数を破る。レプトン数は重い右巻きのニュートリノがレプトンとヒッグス粒子に崩壊することで生まれる。さらに CP 対称性は重い右巻きニュートリノの質量項の複素位相によって破られ、非相対論的になったときの崩壊率が宇宙の膨張率より小さくなることで熱平衡からも脱離できる。よってニュートリノがマヨラナ粒子であればサハロフの 3 条件を全て満たし、物質優勢宇宙を説明できる可能性がある。他にも右巻きニュートリノの振動によってレプトン数の破れを生み出す理論 [26] や、シーソー機構のタイプ II で導入した三重項のヒッグス粒子がレプトンに崩壊することでレプトン数を破る理論 [27]、インフレーションで生まれたヒッグス粒子がマヨラナニュートリノの質量項がある標準模型のラグランジアンを反応を通して高エネルギーのレプトンに崩壊する理論 [28] など、様々なレプトジェネシスの理論がある。

バリオン対称性の破れの生成量は CP 位相とマヨラナ位相から決まる [29]。よって加速器実験で CP 位相を決定することもバリオン対称性の破れを考える上で重要になる。しかし、重い右巻きニュートリノを仮定する場合のレプトジェネシスの検証を行う場合、その質量の重さから加速器実験で右巻きニュートリノを生成することは難しい。そのため現状可能な検証手段としてニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊観測が挙げられる。

2.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であるときの右巻きニュートリノのエネルギースケールは非常に大きいものになる。そのためニュートリノのマヨラナ性を検証する現実的な方法としてニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) の観測が挙げられる。以下では $0\nu 2\beta$ の概要と観測実験、その意義について説明する。

2.5.1 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊 ($2\nu 2\beta$) とは 1 つの原子核内でベータ崩壊が 2 回同時に起こるような反応である。この反応式は以下の様子に書け、2 つの反電子ニュートリノが放出される。

$$(Z, A) \longrightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.33)$$

^{*2} 標準模型の範疇でバリオン数、レプトン数を破る過程。この過程では (バリオン数-レプトン数:B-L) を保存する。

この反応は通常のベータ崩壊先の原子核 $(Z+1, A)$ のエネルギー準位が元の原子核よりも大きく、 $(Z+2, A)$ の原子核のエネルギー準位が元の原子核より小さい場合などに起こる。

一方、二重ベータ崩壊のうち原子核外にニュートリノを放出しないものをニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu2\beta$) という。この反応式は以下の様に見える。

$$(Z, A) \longrightarrow (Z+2, A) + 2e^- \quad (2.34)$$

この反応はニュートリノに質量があることで僅かに反ニュートリノが左巻き成分を持ち、またマヨラナ性からそれが正ニュートリノの左巻き成分として中性子に吸収される [30]。ただしこのニュートリノの交換がない場合でも $0\nu2\beta$ 崩壊は起こる可能性がある。そのような場合であっても、 $0\nu2\beta$ 崩壊の観測はマヨラナ質量の証拠になる [31]。

$2\nu2\beta$ ではニュートリノがエネルギーを持ち出すため観測される電子のエネルギーは一定の分布を持つ。しかし $0\nu2\beta$ の場合には崩壊のエネルギー差を全て電子が持つため観測される電子のエネルギーは $2\nu2\beta$ のエネルギースペクトルの端に単一スペクトルを持つはずである。このピークを観測しようと試みているのが $0\nu2\beta$ 探索実験で、世界中でその実験が行われているが現在まで $0\nu2\beta$ の発見には至っていない。

しかし $0\nu2\beta$ 探索実験では発見できなくても $0\nu2\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ に制限をかけることでニュートリノがマヨラナ粒子だった場合の有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ に上限値を与えることができる。半減期と有効質量の関係式は以下である。

$$T_{1/2}^{0\nu} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.35)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| = \left| m_1 |U_{e1}|^2 + m_2 |U_{e2}|^2 e^{i(\alpha_2 - \alpha_1)} + m_3 |U_{e3}|^2 e^{i(-\alpha_1 - 2\delta)} \right| \quad (2.36)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素である。位相因子はディラック方程式を数値計算で解いて求められた電子の波動関数から計算でき、この不定性は小さいものになっている。一方、核行列要素は始状態から終状態への遷移行列要素であり、計算手法のモデルの違いによって大きな不定性を持つ。よってマヨラナ有効質量は式 2.35 から計算する際にこの不定性を持つ。

後述する KamLAND-Zen 実験では図 2.1 に示すように $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (36-156) \text{ meV}$ という現状最も厳しい制限を与えている [2]。

2.5.2 $0\nu2\beta$ 探索実験の現状

$0\nu2\beta$ 探索実験は崩壊のエネルギーを観測することで行われている。しかし半減期が非常に長いことから $0\nu2\beta$ 探索では極低バックグラウンドであり、二重ベータ崩壊核が大量に存在する等の条件が必要である。 $0\nu2\beta$ の半減期の感度は以下の様に見える。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \begin{cases} \epsilon \sqrt{\frac{M \times t}{B \times \Delta E}} & (\text{バックグラウンドあり}) \\ \epsilon M t & (\text{バックグラウンドなし}) \end{cases} \quad (2.37)$$

ここで ϵ は検出効率、 M は崩壊核の質量、 t は測定時間、 B はバックグラウンドレート、 ΔE はエネルギー分解能である。バックグラウンドには本来分かれているはずの $2\nu2\beta$ のエネルギー

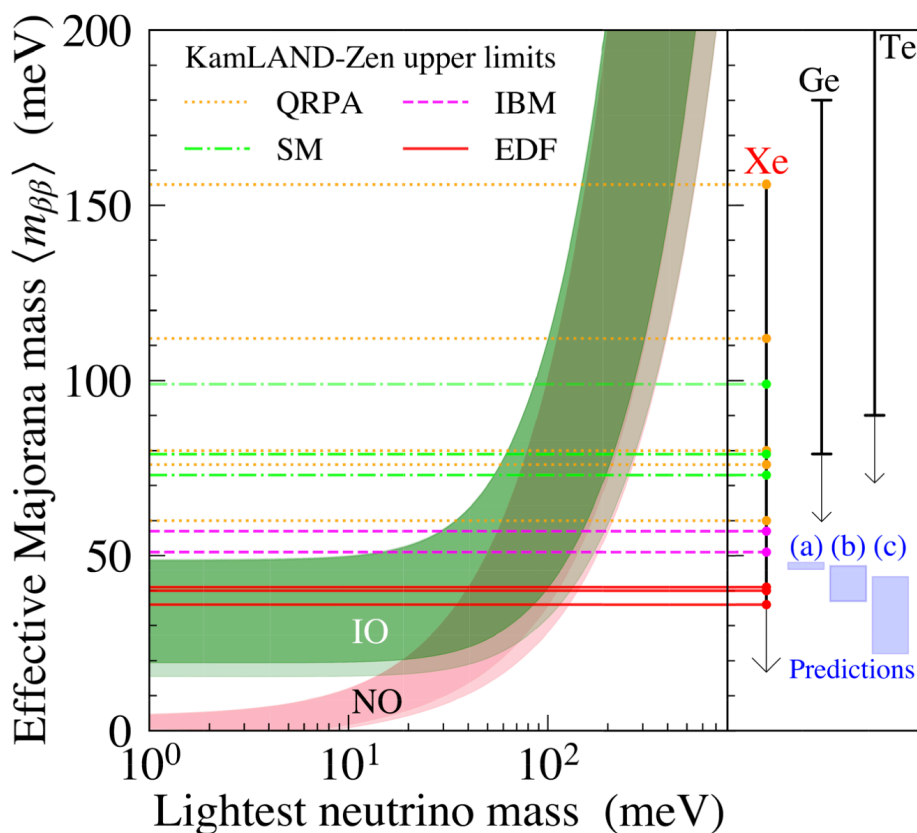


図 2.1: KamLAND-Zen 800 で得られたマヨラナ有効質量への制限 [2]。縦軸がマヨラナ有効質量、横軸が最も軽いニュートリノの質量になっている。グラフの濃い色の部分が NO、IO それぞれのニュートリノ振動パラメータのフィットから推定される値の範囲で、薄い部分が振動パラメータの不定性から計算される 3σ の範囲である。横軸方向の直線は核行列要素の計算モデルとして QRPA、IBM、SM、EDF を用いた場合のマヨラナ有効質量の上限である。右側には現在与えられている Xe、Ge [32]、Te [33] の制限と、IO における理論モデルの予測値として (a) [34]、(b) [35]、(c) [36] を示してある。

スペクトルがエネルギー分解能によって $0\nu 2\beta$ のエネルギースペクトルと被ってしまう事、検出器の放射能汚染、宇宙線ミューオンによる核破碎で生成される不安定核が挙げられる。また、これらの条件から二重ベータ崩壊核にもいくつかの望ましい条件が課せられる。その例として以下が挙げられる。

- 崩壊核の自然存在比が高い、または濃縮が容易

二重ベータ崩壊は非常に稀な現象なので、それを観測するためには大量の崩壊核が必要になる。もし同位体が大量に存在してしまうと、検出器が大きくなる上にバックグラウンド汚染の可能性も高くなる。よって同位体の混在をできるだけ減らすため、崩壊核の自然存在比が高いか、同位体濃縮が容易に行えることが必要となる。例えば ^{136}Xe はガスのため同位体濃縮の方法が確立している。

- Q 値が高いこと

放射線のエネルギーよりも高いエネルギー帯を見ることで放射線のバックグラウンドを避けることができる。さらに、エネルギー分解能はエネルギーが高いほど良くなるのでこの点でも利点がある。例えば ^{214}Bi ($Q = 3.270 \text{ MeV}$) よりも高い Q 値を持つものとして、 ^{96}Zr 、 ^{150}Nd 、 ^{48}Ca が挙げられる。

- $2\nu 2\beta$ の半減期が長い

前述の通り、 $2\nu 2\beta$ のエネルギーの染み出しは $0\nu 2\beta$ 探索のバックグラウンドになる。よってバックグラウンドを減らすため $2\nu 2\beta$ の寿命が長いことが必要になる。例えば ^{136}Xe ($T_{1/2}^{2\nu} = 2.21 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}) \times 10^{21} \text{ year}$ [37]) がある。

以下では後述する KamLAND-Zen 実験以外の代表的な $0\nu 2\beta$ 探索実験について述べる。

- CUORE 実験 [33]

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events(CUORE) 実験は ^{130}Te を標的にした実験である。TeO₂ の結晶 988 個を用いて崩壊のエネルギーを温度変化によって測定している。CUORE 実験では極低温ボロメータを用いることで高エネルギー分解能 (19 keV at 2615 keV (FWHM)) を実現している。1ton · year のデータから

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.2 \times 10^{25} \text{ year (90\% C.L.)}$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (90 - 305) \text{ meV}$$

の制限を与えている。

- LEGEND 実験 [32] [38]

Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double beta decay(LEGEND) 実験は ^{76}Ge を標的にした実験である。87% に濃縮した高純度の ^{76}Ge 半導体検出器を用いて、半導体検出器の特徴である高エネルギー分解能 (0.12% at 2039 keV (FWHM)) を活かした実験を行なっている。前身である GERDA 実験では 127.2kg · year のデータから

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

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (79 - 180) \text{ meV}$$

の制限を与えた。LEGEND-200 実験では 5 年の観測で $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27} \text{ year (90\% C.L.)}$ を目指している。

- EXO 実験 [39]

Enriched Xenon Observatory(EXO) 実験は KamLAND-Zen 実験と同様に ^{136}Xe を標的にした実験である。液体 ^{136}Xe と Time Projection Chamber(TPC) を用いて飛跡検出とシンチレーション光検出を組み合わせることで高エネルギー分解能 ($\sigma/(2457.83 \pm 0.37 \text{ MeV}) = 1.35 \pm 0.09, 1.15 \pm 0.02 \%$ (PhaseI、PhaseII)) を実現している。234.1 kg · year のデータ

から

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.5 \times 10^{25} \text{ year (90\% C.L.)}$$
$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (93 - 286) \text{ meV}$$

の制限を与えている。

- SNO+ 実験 [40]

SNO+ 実験は元々太陽ニュートリノ観測に使われていた SNO 検出器を用いて ^{130}Te を標的にした実験である。実験では 1.3 t の ^{130}Te に対応する 3.9 t の Te を導入した液体シンチレータを使っている。この実験の強みは地下約 2 km に検出器があることでミュオンレートの $0.286 \pm 0.009 \text{ (m}^2 \text{ day)}^{-1}$ と非常に低く、ミュオン由来のバックグラウンドが少ないことである。SNO+ 実験では 5 年の観測で $0\nu\beta\beta$ の半減期の感度 $3.5 \times 10^{25} \text{ year}$ が得られると予測されている。

現在 KamLAND-Zen 実験は世界最高感度を達成していて、有効マヨラナ質量に対する上限値として初めて逆質量階層構造に到達した。今後は更なる感度を達成するために、世界中で様々な実験が予定されている。例えば大型検出器である KamLAND は KamLAND2 でバックグラウンドを減らすことを目指している。逆にバックグラウンドが少ない LEGEND 実験では大型化を目指している。これらの次世代の実験では逆質量階層構造をカバーする感度が見積もられている。さらに、NEXT [41] など標準質量階層構造の探索に向けた開発も進んでいる。

第 3 章

KamLAND-Zen 実験

3.1 KamLAND

KamLAND(Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector) は kamiokande 実験跡地に作られた反ニュートリノを検出する大型液体シンチレータ検出器である。図 3.1 のように宇宙線によるバックグラウンドを減らすため、岐阜県飛騨市神岡町の池ノ山山頂から地下約 1,000 m に設置されている。これにより、飛来する宇宙線のレートは地上の約 10 万分の 1 程度に抑えられている。

3.2 検出器

KamLAND 検出器は図 3.2 の様に内部検出器と外部検出器からなっている。内部検出器は直径 18 m のステンレスタンクに覆われている。その内側には、外側から順に 1879 本の光電子増倍管 (PMT)、アクリルパネル、バッファオイル、アウターバルーン、液体シンチレータが設置されている。

3.2.1 光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) は高時間分解能で 1 つの光子を検出できる光学センサーである。PMT に入ってきた光子は光電面で光電効果によって光電子になり、収束電極で加速、収束され、ダイノードで約 10^7 倍に増倍され、カップリングコンデンサで電圧に変換されて信号となる。内部検出器には 1325 本の 17 インチ PMT (R7250) と 554 本の 20 インチ PMT (R1449 または R3600) が設置されている。17 インチ PMT と 20 インチ PMT の構造は図 3.3 の様になっている。17 インチ PMT は KamLAND 検出器用に開発されたもので、ダイノード構造がボックス&ラインフォーカス型となっている。20 インチ PMT は kamiokande 実験からの再利用で、ダイノード構造はベネシアンブラインド型になっている。どちらもガラスの口径は 20 インチになっているが、17 インチ PMT の方は時間分解能の悪い外側の領域をマスクして 17 インチにしている。これらの PMT の基本性能を表 3.1 に挙げる。PMT は収束電極の電場によって電子を収束させているため、磁場があるとローレンツ力が働き上手く電子を集められなくなる。KamLAND では地磁気の

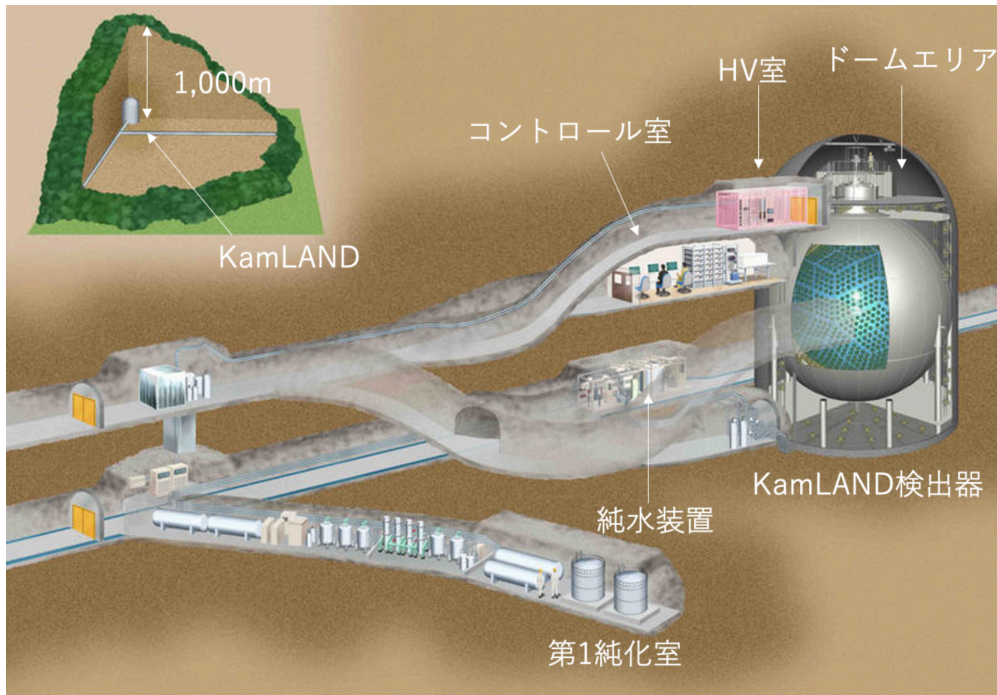


図 3.1: KamLAND サイト。コントロール室はデータ取得の運転、監視を行う。第1純化室には液体シンチレータの純水による液液抽出や窒素パージの設備がある。純水装置では外部検出器用の純水を生成している。HV室では PMT 用の高圧電源が設置してある。ドームエリアにはデータ収集のためのエレキハットが置いてある。

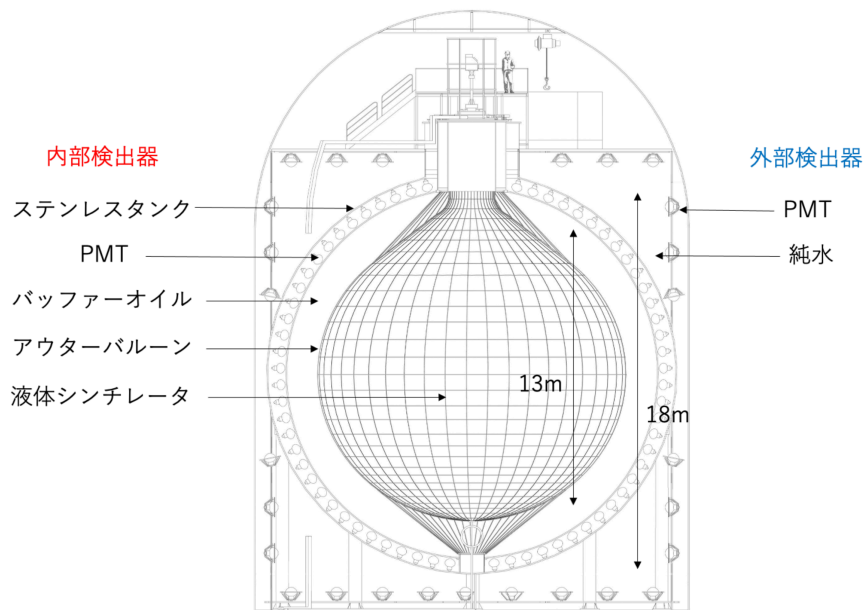


図 3.2: KamLAND 検出器の概要。内部検出器は PMT、アクリルパネル、バッファーオイル、アウトervalーン、液体シンチレータからなっており、外部検出器は PMT と純水からなっている。

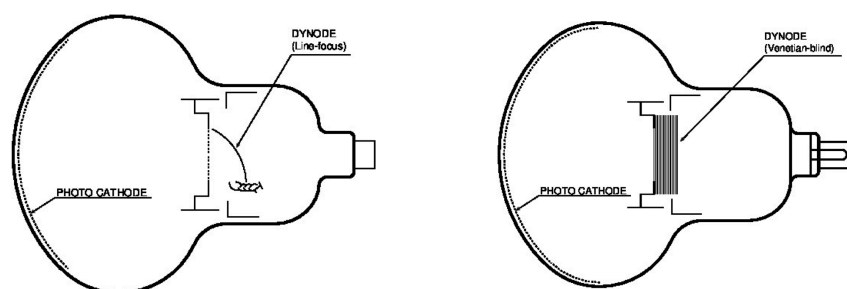


図 3.3: PMT の構造。左が 17 インチ PMT で、右が 20 インチ PMT。それぞれダイノードの構造が異なっている。

表 3.1: PMT の基本性能

	17 インチ	20 インチ
有効光電面の直径	430 mm	460 mm min.
ダイノードの構造	ボックス&ラインフォーカス型 (10 段)	ベネシアンブラインド型 (13 段)
量子効率 (390 nm)	23%	23%
電子走行時間	110 ns	90 ns
電子走行の時間広がり (FWHM)	3.5 ns	7.7 ns
PV 比	2.5	-
ダークレート	22 kHz	40 kHz
アフターパルス	~3%	~1%

影響を抑えるために検出器全体を地磁気補償コイルで覆っている。これにより、約 460 mG の地磁気は 50 mG 以下に抑えられる。

3.2.2 液体シンチレータ

KamLAND では、アウターバルーンと呼ばれるナイロン製のバルーンの中に 1,200 m³ の液体シンチレータが入っている。この液体シンチレータは後述する Xe 含有液体シンチレータと区別する際には KamLS と呼ばれる。KamLS はドデカン (C₁₂H₂₆) 80.2%、PC (1,2,4-トリメチルベンゼン、C₉H₁₂) 19.8%、PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール、C₁₅H₁₁NO) 1.36 ± 0.03 g/L から成っている。発光波長のピークは PMT の感度約 400 nm に合わせて約 380 nm に調整されている。液体シンチレータの各成分の性質を表 3.2 に示す。表の通り各成分は数百度で蒸発し、それぞれの沸点に合わせて蒸留によって純化されている。2007 年から 2009 年の純化では U 系列の ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po、Th 系列の ²¹²Bi - ²¹²Po の遅延同時測定から放射平衡を仮定して求めた液体シン

表 3.2: 液体シンチレータの成分の性質

	ドデカン	PC	PPO
分子式	C ₁₂ H ₂₆	C ₉ H ₁₂	C ₁₅ H ₁₁ NO
密度 [g/cm ³]	0.7526	0.8796	-
沸点 [°C]	216	169	360
融点 [°C]	-10	-44	72
引火点 [°C]	83	54	-

チレータ中の ²³⁸U の濃度は $5.0 \pm 0.2 \times 10^{-18}$ g/g 以下、²³⁸Th の濃度は $1.3 \pm 0.1 \times 10^{-17}$ g/g 以下になっている [42]。

KamLAND のバッファオイルはパラフィン (C₁₂H₂₆) 53%、イソパラフィン (C_nH_{n+2}、 $n \sim 14$) 47% から成っている。バッファオイルは発光しないが、外部からの粒子やガンマ線を遮蔽している。

3.2.3 外部検出器

KamLAND の内部検出器は円筒型の水チェレンコフ光検出器で覆われている。これを外部検出器という。外部検出器は約 3,200 m³ の純水で満たされている。外部検出器の外側には 140 本の 20 インチ PMT (R3600) が設置されている。外部検出器の壁面と内部検出器の外側は、外部検出器の光をより多く PMT に集めるために水中で反射率が高いとされるタイベックシート (タイベック 1073B、1082D) で覆われている。外部検出器の目的は宇宙線ミューオンをタグしてミューオン起源のバックグラウンドを減らすこと、岩盤からの放射線や高速中性子の遮蔽、内部検出器の温度を安定させることである。

3.3 KamLAND のニュートリノ検出原理

KamLAND ではニュートリノか反ニュートリノかによって検出の原理が異なる。これらの原理について以下で説明する。

3.3.1 反ニュートリノ検出

KamLAND では、次式で表される逆ベータ崩壊を遅延同時計測することによって反電子ニュートリノを検出している。



先発信号は数 ns で周囲との電子と対消滅を起こす陽電子の信号である。対消滅のエネルギーである 1.02 MeV と陽電子の運動エネルギーが先発信号として得られる。陽子の運動エネルギー

T_{e^+} は

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = T_{e^+} + m_e + M_n + T_n \quad (3.2)$$

で決まる。よって先発信号のエネルギーは

$$\begin{aligned} E_{prompt} &= T_{e^+} + 2m_e = E_{\bar{\nu}_e} + M_p + m_e - M_n - T_n \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - T_n - 0.783 \text{ MeV} \\ &\sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。ここで陽電子の質量に比べて中性子の質量が十分に大きいことから $T_n \sim 0$ を用いた。また、この反応の実験室系での反ニュートリノのエネルギー閾値は

$$E_{lab}^{threshold} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (3.4)$$

となる。

後発信号は放出された中性子の熱捕獲事象で放出されるエネルギーである。液体シンチレータ中で放出された中性子は熱中性子となって陽子または炭素原子核に捕獲される。この事象の寿命は $207.5 \pm 2.8 \mu\text{s}$ [43] である。この遅延同時計測によって大幅なバックグラウンド削減ができる。KamLAND ではこの検出原理から原子炉ニュートリノや地球ニュートリノ観測が行われている。

3.3.2 ニュートリノ検出

KamLAND では中性カレントや荷電カレントによる電子散乱を用いてニュートリノを検出することも可能である。この反応式は以下で書ける。

$$\nu_\alpha + e^- \longrightarrow \nu_\alpha + e^- \quad (3.5)$$

この反応で散乱された電子の運動エネルギーがシンチレーション光によって観測される。電子ニュートリノは荷電カレントでも電子散乱を起こすが、ミューニュートリノ、タウニュートリノは中性カレントのみの反応になるので電子ニュートリノの反応断面積はその他のフレーバーに比べて大きい。また、この反応はエネルギー閾値が存在しないため低エネルギーの事象も検出可能である。一方、遅延同時計測のようなバックグラウンドとの識別はできないため、3.5.4 のようにバックグラウンドを取り除くことでニュートリノ検出が行われている。KamLAND ではこの検出原理から太陽ニュートリノ観測が行われている。二重ベータ崩壊も同様に電子のシンチレーション光を観測している。

3.4 データ収集システム

KamLAND では2つのデータ収集システム (DAQ, Data Acquisition) が動いている。1つ目は KamDAQ と呼ばれ、KamFEE (KamLAND Front-End Electronics) を用いて KamLAND 実験開始時 (2001年1月) から使用されている。2つ目は MogDAQ と呼ばれ、MoGURA (Module for General-Use Rapid Application) を用いた DAQ システムである。MoGURA は宇宙線ミュー

オンによって生じるオーバーシュート、アフターパルスに対応するために作られたフロントエンド回路である。MoGURA は 2010 年 8 月から導入されている。以下ではこれらのデータ収集システムについて説明する。

3.4.1 KamDAQ

KamDAQ は KamFEE 約 200 枚、トリガ回路、DAQ コンピュータで構成されている。KamFEE のレイアウト、ダイアグラムを図 3.4、3.5 に示す。KamFEE は VME 9U サイズの 40 MHz クロックで動くボードである。各 KamFEE には最大 12 本の PMT を接続することができる。KamFEE に入ってきた PMT の波形信号は 2 つの ATWD (Analog Transient Waveform Digitizer) によって 10 bit の分解能でデジタル化される。サンプル間隔は約 1.5 ns でサンプル数は 1 波形当たり 128 である。また、ATWD には 3 つの異なる増幅率を持つ回路があり、これらはそれぞれ 20 倍、4 倍、0.5 倍の増幅率を持つ。これは KamLAND の PMT 信号には 1 p.e. の約 3 mV の低電圧信号から、宇宙線ミュオン信号のような 10 V にも達する高電圧信号が存在するためである。

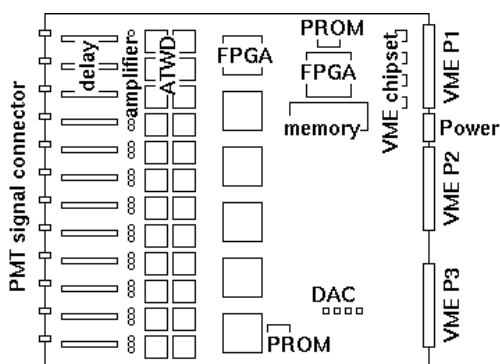


図 3.4: KamFEE のレイアウト。12 本のスクリミネータ、3 つの増幅回路、2 つの PMT と接続できる。

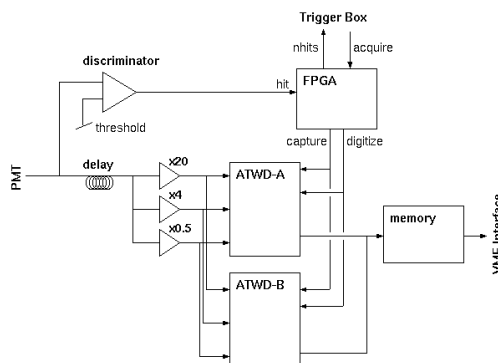


図 3.5: KamFEE のダイアグラム。ディ
ATWD が存在している。

PMT から KamFEE に入ってきた信号はまずディスクリミネータ側と ATWD 側に分けられる。ATWD にはコンデンサアレイがあり、波形がアナログ信号のまま蓄積される。ディスクリミネータでは波形の高さからアナログ閾値のヒット判別が行われる。ヒット判別が行われるとコンデンサアレイへの書き込みは停止される。ヒット判別が行われた後、125 ns 間の各 PMT のヒット数の合計がトリガ回路に送られる。トリガには 20 以上の種類があるが、一般的にはトリガ回路は各 KamFEE から送られてきたヒット情報から物理事象を判別してトリガを発行する。トリガが発行されるとコンデンサアレイの波形がデジタル化される。波形のデジタル化には約 25 μ s かかり、この間はコンデンサアレイに波形を蓄積できない。この不感時間を減らすために、2 つの ATWD を交互に使用している。このようにしてデジタル化された波形データは DAQ コンピュータに送られる。主な解析には KamDAQ が用いられている。

3.4.2 MogDAQ

KamFEE では 2 つの ATWD を交互に使用することで不感時間を減らしていたが、宇宙線ミュオン信号後には約 1 ms の不感時間が生じてしまう。この原因は PMT のオーバーシュートとアフターパルスである。オーバーシュートとは、PMT 内の回路のキャパシタが信号により充電された後、放電することでベースラインが正にシフトしてしまうことである。このシフトは宇宙線ミュオン信号のような大光量イベントでは無視できなくなり、信号が閾値を下回ってヒット判定できなくなってしまう。またアフターパルスとは大光量イベント後に PMT で生じる疑似信号である。PMT 内の残留ガスが電子との衝突でイオン化され、それが光電面に戻り光電子を発生させる数百 ns から数十 μ s 後に発生する。これらによる不感時間はミュオン後約 200 μ s の中性子検出効率を悪くする。この改善のために作られたのが MogDAQ である。

MogDAQ には MoGURA という KamFEE のデジタル化の不感時間を解消するために作られたフロントエンド回路が使用されている。MoGURA は高速なデジタル化のために Flash ADC を使用している。さらに MogDAQ にはオーバーシュートの回復のために Base Line Restorer (BLR) が使われている。BLR では信号を 2 分化し、片方ではダイオードによる負のパルスの除去とローパスフィルタによる平坦化によって信号のオーバーシュート部分を取り出し、もう片方からそれを引くことでベースラインを元に戻している。また、宇宙線ミュオンの核破砕による中性子を検出するため、ミュオン後 1 ms 間 Adaptive トリガを有効にしている。Adaptive トリガとは、ベースラインのヒット数 (NHit) から増加した NHit を計算し、それが閾値を超えたときに発行されるトリガである。これにより物理事象とアフターパルスを判別している。MoGURA には 17 インチ PMT のみが接続されており、主に宇宙線ミュオン後の中性子検出に用いられている。

3.5 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は KamLAND 検出器を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。KamLAND-Zen 実験検出器の構造を図 3.6 に示す。KamLAND 内部に Xe 含有液体シンチレータを入れたインナーバルーンを設置し、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測を試みている。以下では KamLAND-Zen 実験のために新たに導入されたインナーバルーン、液体シンチレータと KamLAND-Zen 実験の歴史について説明する。

3.5.1 インナーバルーン

インナーバルーン、またはミニバルーンは Xe 含有液体シンチレータを入れるために導入されたバルーンである。インナーバルーンの詳細な構造を図 3.7 に示す。インナーバルーンは放射性不純物によるバックグラウンドを減らすため、25 μ m の厚さのナイロンフィルムで作られている。バルーンの直径のデザイン値は KamLAND-Zen 400 で 3.08 m、KamLAND-Zen 800 で 3.84 m である。Zen 800 での実際の値は、入れた LS 量から 3.80 m と推測されている。インナーバルーンは船形に切り分けられたナイロンフィルムを熱溶着して涙型にしている。KamLAND-Zen 400 で

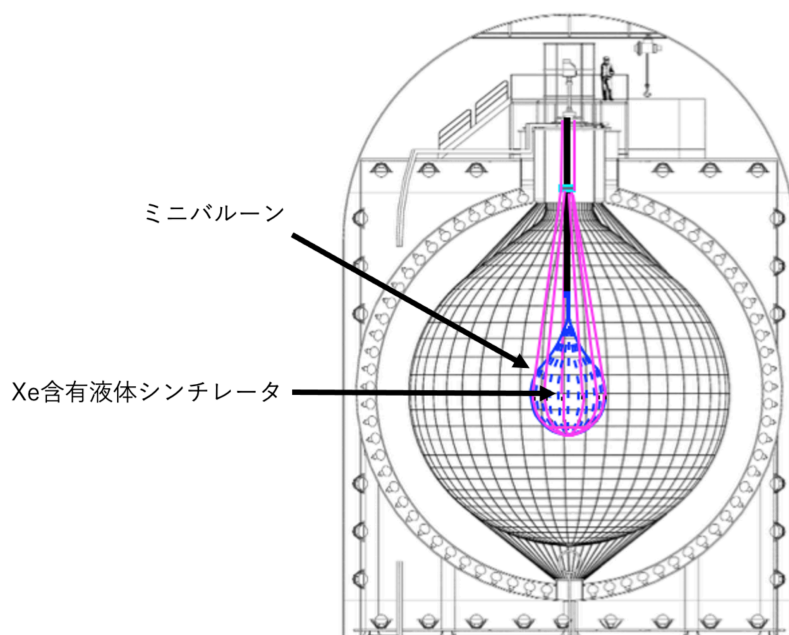


図 3.6: KamLAND-Zen 検出器。ナイロン製のミニバルーンの中に Xe 含有液体シンチレータが入っている。

表 3.3: KamLAND-Zen 800 の XeLS の組成比。KamLS と比較してある。

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

は ^{238}U の娘核である ^{214}Bi が大きなバックグラウンドになっていた。そのため KamLAND-Zen 800 ではインナーバルーン作成時により徹底した汚染対策が必要とされた。インナーバルーンは 12 本のベルトとコルゲートチューブで支えられている。これらのベルトはドームエリアのロードセルに繋がっていて、その張力がモニターされている。

3.5.2 Xe 含有液体シンチレータ

KamLAND-Zen 800 時の Xe 含有液体シンチレータ (XeLS) の組成比を表 3.3 に示した。Xe は遠心分離によって同位体濃縮されており、約 91% の ^{136}Xe から成っている。Xe が含まれることで液体シンチレータの密度が上がるので、KamLS で使われていたドデカンよりも密度の小さいデカンが使われている。また、Xe によって発光量が下がることから KamLS よりも PPO の濃度を上げている。光量は KamLS と同程度に設定しているが、実際は KamLAND-Zen 800 の場合で約 10% 低下している。

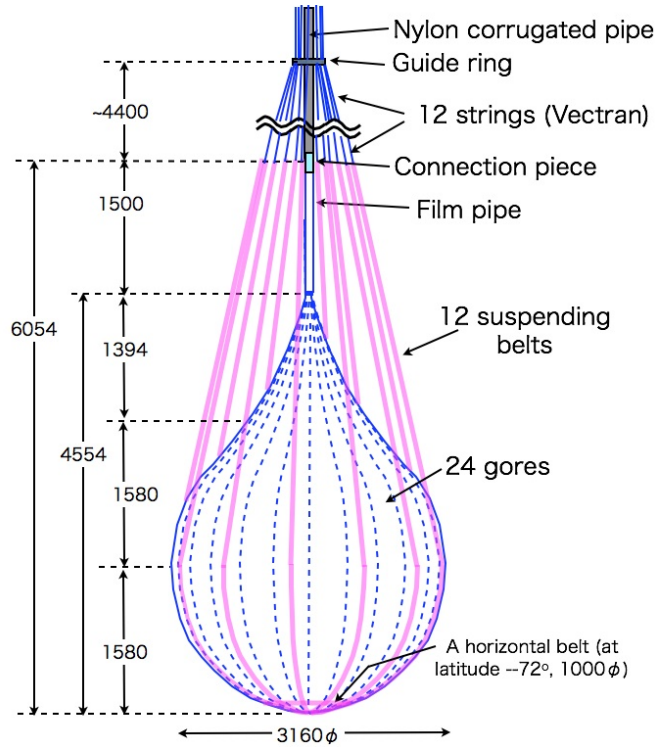


図 3.7: インナーバルーンの構造。涙型に熱溶着されたナイロンフィルムが 12 本のベルトとコルゲートチューブで支えられている。

3.5.3 KamLAND-Zen 400

KamLAND-Zen 400 実験は 2011 年 10 月から 2012 年 6 月までの期間である Phase-I と 2013 年 12 月から 2015 年 10 月までの期間である Phase-II に分けられる。KamLAND-Zen 400 Phase-I は KamLAND-Zen 実験の始まりで、LS の濾過や Xe の増量から更に 2 つの DS1、DS2 の期間に分けられる。これらの期間のデータセットを表 3.4 に挙げる。lifetime とは検出器が正常に動いている時間のうち、バックグラウンド除去で削減されてしまう時間を引いた時間である。KamLAND-Zen 400 Phase-I では $0\nu\beta\beta$ の信号領域である ROI (Region Of Interest) に予期せぬバックグラウンドが観測された。これはエネルギースペクトルや崩壊レートから ^{110m}Ag と同定された。これは福島第一原子力発電所の事故によるフォールアウトで生成され、付着した可能性があると考えられている。KamLAND-Zen 400 Phase-I での結果を図に示す。KamLAND-Zen 400 Phase-I で得られた結果は $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して

$$T_{0\nu\beta\beta}^{1/2} > 1.9 \times 10^{25} \text{ year (90\%C.L.)} \quad (3.6)$$

であった。また、マヨラナ有効質量は EXO200 と合わせた結果で

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (120 - 250) \text{ meV} \quad (3.7)$$

という上限が得られた [44]。

表 3.4: KamLAND-Zen 400 Phase-I のデータセット

	DS1	DS2
期間	2011年10月から2012年2月	2012年3月から2012年6月
livetime [days]	112.3	101.1
Xe の濃度 [wt%]	2.44	2.48
データ [kg·year]	54.9	34.6

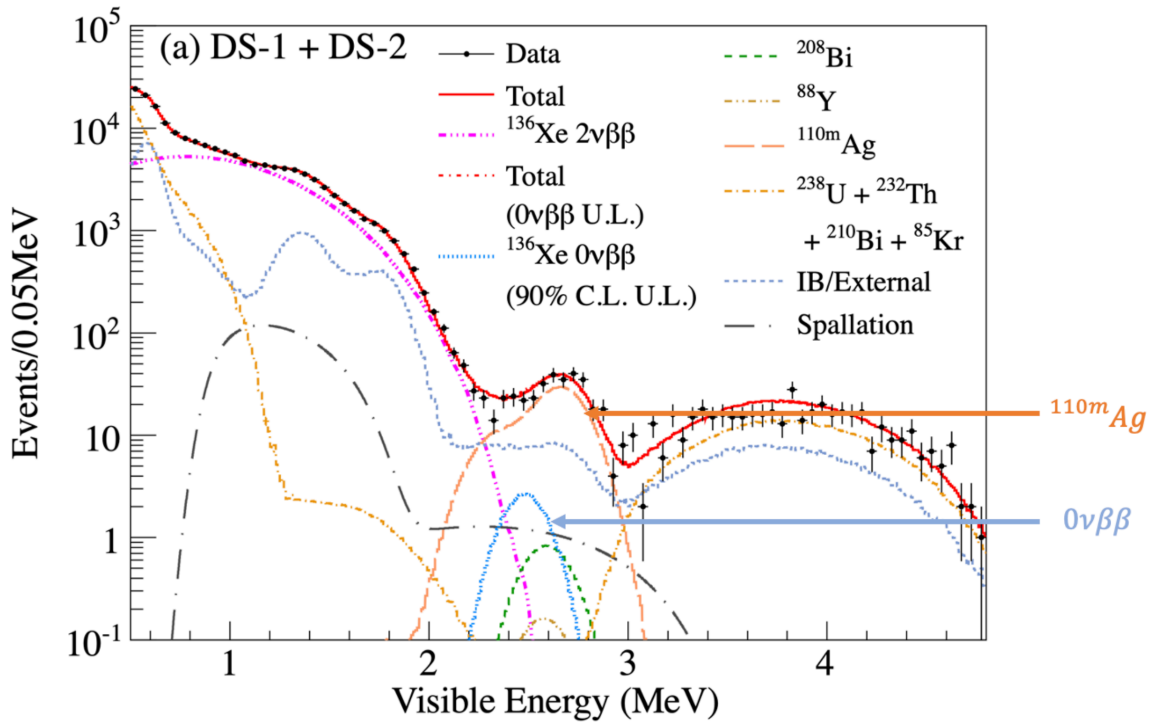


図 3.8: KamLAND-Zen 400 Phase-I のエネルギースペクトル [44]。オレンジの線で書かれているのが ^{110m}Ag で、 $0\nu\beta\beta$ の予想されるスペクトル帯に被さっていることが分かる。

KamLAND-Zen 400 Phase-I 後には ^{110m}Ag を取り除くために LS や Xe の蒸留が行われた。蒸留後の実験のことを KamLAND-Zen 400 Phase-II という。KamLAND-Zen 400 Phase-II も Period1、Period2 に分けられる。Period1 では ^{110m}Ag はまだ $15.6 (\text{kton day})^{-1}$ のレートで残っていたが、Period2 では観測されなくなった。これはミニバルーンからのバックグラウンドは $17.4 (\text{kton day})^{-1}$ と高くなっていることから ^{110m}Ag がバルーンの下に沈澱してバルーンからのバックグラウンドに加算されたためだと考えられている [45]。KamLAND-Zen 400 Phase-II のデータセットを表 3.5 に示す。KamLAND-Zen 400 Phase-II も Period1、Period2 に分けられる。KamLAND-Zen 400 Phase-II の結果を表 3.5 に示す。この解析結果は $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して Phase-I と合わせて

$$T_{0\nu\beta\beta}^{1/2} > 1.07 \times 10^{26} \text{ year (90\%C.L.)} \quad (3.8)$$

表 3.5: KamLAND-Zen 400 Phase-II のデータセット

	Period1	Period2
期間	2013 年 12 月から 2014 年 11 月	2014 年 11 月から 2015 年 12 月
livetime [days]	270.7	263.8
Xe の濃度 [wt%]	2.91	2.91
データ [kg-year]	255.0	248.5

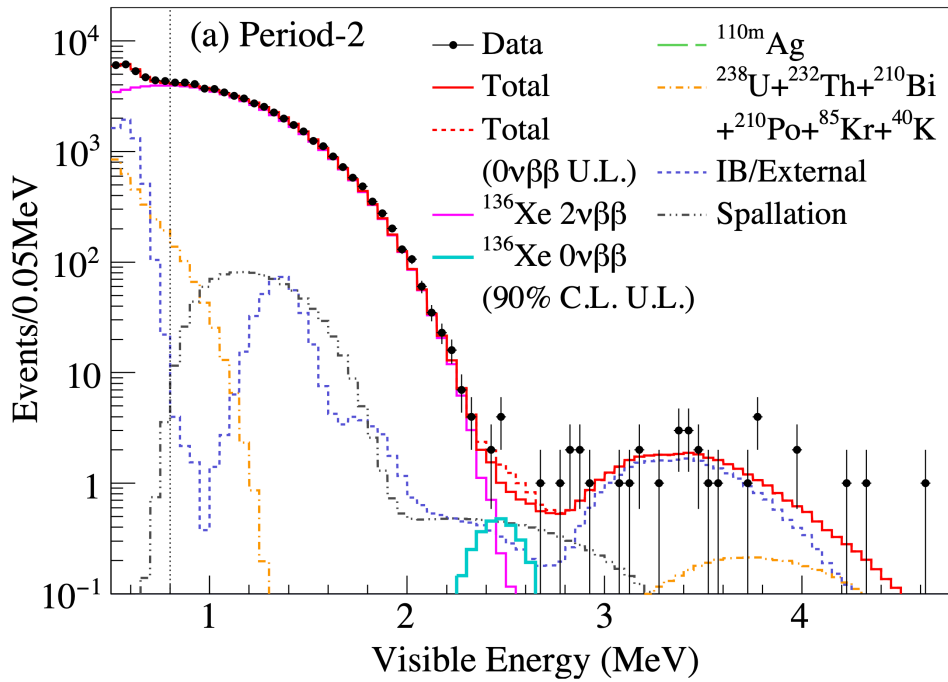


図 3.9: KamLAND-Zen 400 Phase-II のエネルギースペクトル [37]。 ^{110m}Ag のバックグラウンドが劇的に減っている。

であった。また、マヨラナ有効質量には

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (61 - 165) \text{ meV} \quad (3.9)$$

という上限が得られた [37]。

Period2 ではミニバルーンの ^{214}Bi が主なバックグラウンドになっていて、感度の高い領域が実際のミニバルーンよりも小さい半径に限られてしまった。そのため、より汚染されていないバルーンの作成が必要になり、これが次の実験である KamLAND-Zen 800 に移行する動機の一つとなった。

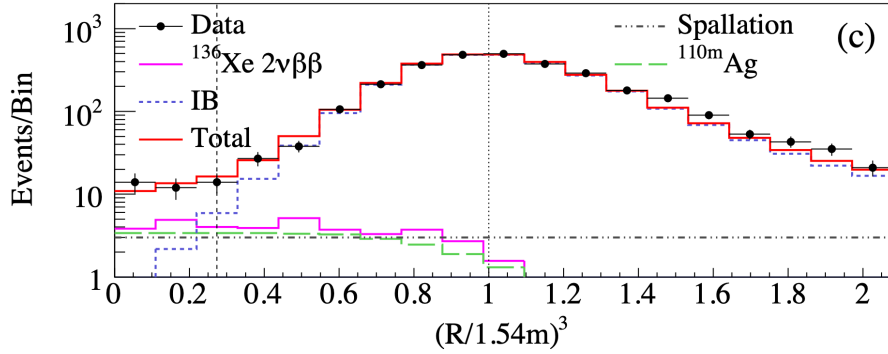


図 3.10: Zen 400 の ^{214}Bi 分布 [37]。エネルギー帯は 2.30~2.70 MeV。

3.5.4 KamLAND-Zen 800

KamLAND-Zen 800 は約 750kg の Xe を用いて 2019 年 1 月から開始された。KamLAND-Zen 800 では KamLAND-Zen 400 の課題であったミニバルーンの汚染の対策が徹底された。クリーンルームで洗浄した道具を使って新しいバルーンが組み立てられた。Zen 400 と Zen 800 の ^{214}Bi の分布を図 3.10、3.11 に示す。これから Zen800 ではその量が約 1/10 に抑えられていることが分かる。KamLAND-Zen 800 での最初の結果を図 3.12 に示す。使用しているデータは 2019 年 2 月 5 日から 2021 年 5 月 8 日、lifetime は 523.4 days でデータは 970 kg-year である。Zen 800 ではデータを 3 つの time bin に分けている。1 つ目の区切りを設けている理由は高圧電源 (HV) が停止した際の復旧のオペレーションがこのタイミングで変わり、エネルギー分解能が変化したためである。2 つ目の区切りを設けている理由は MoGURA の信号増幅器 (AMP) がインストールされたためである。この解析結果は $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して

$$T_{0\nu\beta\beta}^{1/2} > 1.98 \times 10^{26} \text{ year (90\%C.L.)} \quad (3.10)$$

であった。更に Zen 400 の結果と組み合わせることで

$$T_{0\nu\beta\beta}^{1/2} > 2.3 \times 10^{26} \text{ year (90\%C.L.)} \quad (3.11)$$

という制限が与えられた。また、マヨラナ有効質量には

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (36 - 156) \text{ meV} \quad (3.12)$$

という上限が得られた [37]。

KamLAND-Zen 800 の ROI には、いくつかのバックグラウンドが存在する。これらについて説明する。バックグラウンド除去後のバックグラウンドのベストフィットの結果を表 3.7 に示す。これから $2\nu\beta\beta$ とミニバルーンの放射性不純物、Xe 核破砕で生成された不安定原子核が現在の主なバックグラウンドになっている事が分かる。

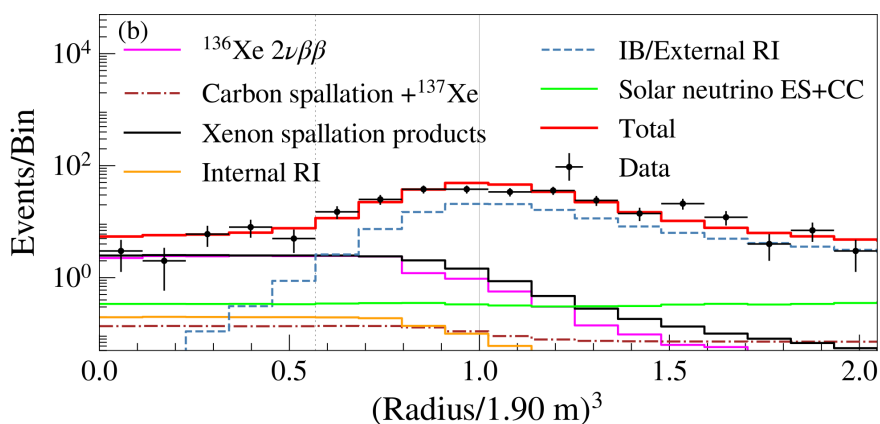


図 3.11: Zen 800 の ^{214}Bi 分布 [2]。エネルギー帯は 2.35~2.70 MeV。

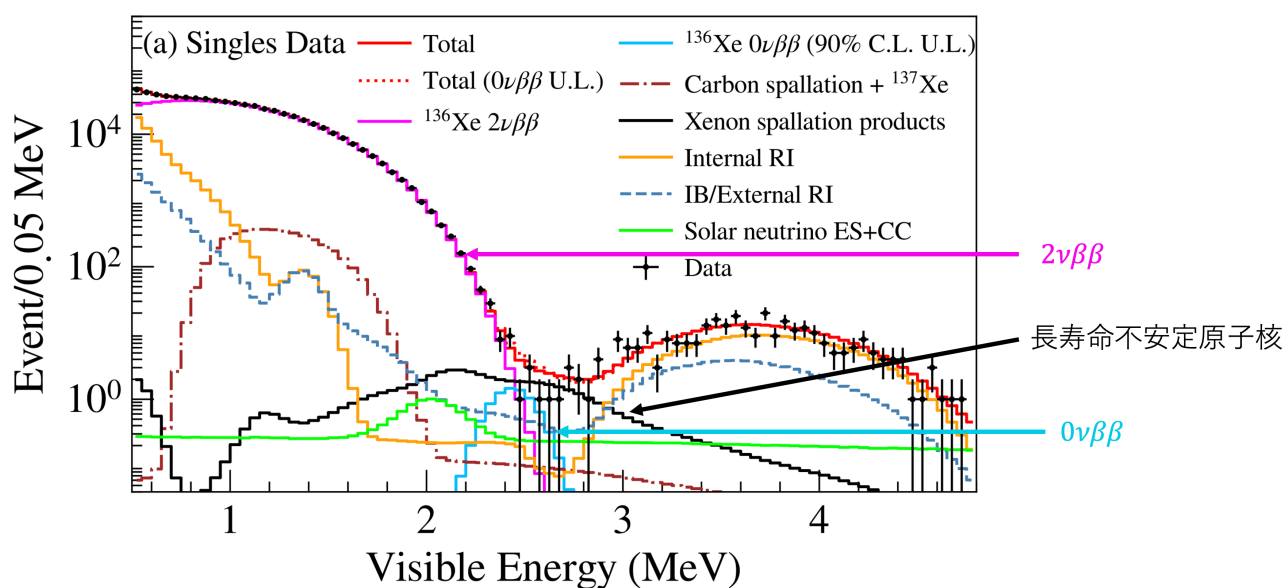


図 3.12: KamLAND-Zen 800 エネルギースペクトル [2]。主なバックグラウンドとして $2\nu\beta\beta$ と Xe 核破砕による長寿命不安定原子核が残っている。

表 3.6: KamLAND-Zen 800 のデータセット

Time bin	1	2	3
期間	2019/02/05~2019/09/29	~2020/10/19	~2021/05/08
livetime [days]	167.0	221.2	135.1

表 3.7: KamLAND-Zen 800 のバックグラウンドの頻度論とベイズ論のベストフィット結果 [2]。エネルギー範囲は $2.35 < E < 2.70$ MeV で半径は 1.57 m 以内。イベントは 24 イベント観測された。

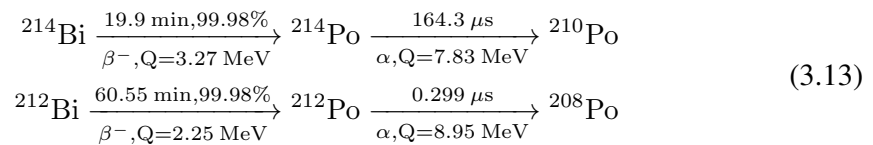
バックグラウンド	推定量	頻度論によるフィット	ベイズ論によるフィット
$^{136}\text{Xe } 2\nu\beta\beta$	-	11.98	11.95
XeLS 中の放射性不純物			
^{238}U 系列	0.14 ± 0.04	0.14	0.09
^{232}Th 系列	-	0.85	0.87
ミニバルーン中の放射性不純物			
^{238}U 系列	-	3.05	3.46
^{232}Th 系列	-	0.01	0.01
ニュートリノ反応			
^8Be 太陽 ν の電子散乱	1.65 ± 0.04	1.65	1.65
核破砕による不安定核			
長寿命原子核	7.75 ± 0.57	12.52	11.80
^{10}C	0.00 ± 0.05	0.00	0.00
^6He	0.20 ± 0.13	0.22	0.21
^{137}Xe	0.33 ± 0.28	0.34	0.34

- $2\nu\beta\beta$

理想的には $0\nu\beta\beta$ は単一スペクトルになり、 $2\nu\beta\beta$ のスペクトルと分離される。しかし実際は検出器のエネルギー分解能が有限 ($6.7\%/\sqrt{E}$ (MeV) [2]) なことからそれぞれのエネルギーがより幅を持ってしまい、 $2\nu\beta\beta$ の連続スペクトルが図 3.12 のように被さってバックグラウンドとなってしまふ。

- 放射性不純物

ミニバルーンの汚染対策や XeLS の純化でも取り除けなかった放射性不純物はバックグラウンドになってしまう。放射性不純物には主に ^{238}U 系列と ^{232}Th 系列がある。ROI に入ってくるのはこれらの娘核である ^{214}Bi と ^{212}Bi である。これらは以下のように崩壊する。



よってこれらは Bi と Po の遅延同時計測で取り除くことができる。 ^{212}Bi はエネルギーが低い、 ^{212}Bi -Po 間の崩壊時間が短いことからこれらの信号が DAQ で 1 イベントとして扱われてしまう時があり、この時に ROI に入る。これを pile-up イベントと呼ぶ。pile-up

イベントは図 3.13 のように PMT のヒットタイミングに 2 つのピークが現れることからダブルパルスフィットによって取り除くことができる。この除去後まで残ってしまう $^{212}\text{Bi-Po}$ の比率は $2.3 \pm 0.5\%$ である [45]。 ^{214}Bi が遅延同時計測による除去でもバックグラウンドとして残ってしまう理由は、Po が α 崩壊でありこの崩壊がミニバルーン付近で起きた場合 α 線がミニバルーン中だと発光しないためである。この場合は遅延同時計測が使えないため取り除くことができない。XeLS 中の遅延同時計測による ^{214}Bi の除去効率は $99.89 \pm 0.03\%$ であるが、ミニバルーン中では $48.9 \pm 9\%$ になってしまっている [46]。

- 宇宙線ミューオンによる核破砕で生成される不安定核

宇宙線ミューオンによって生成される二次粒子が液体シンチレータ中の ^{12}C や Xe の原子核を破砕することで様々な不安定原子核が生成される。これらのうちのいくつかは ROI に入ってくる。まずは ^{12}C 核破砕のバックグラウンドについて解説する。 ^{12}C 核破砕による生成物は寿命が短いものが多い。よってミューオン後の 150 ms 間のイベントをカットしている。このカットでは主に ^{12}B ($Q = 13.4 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 20.2 \text{ ms}$) が取り除ける。 ^{12}C 核破砕生成物の中には寿命が数十秒のものもあり、この時間カットしてしまうと不感時間 (dead time) が長くなりすぎる。そのため、これらには中性子による除去が行われている。もし核破砕が起きた場合には、その原子核から中性子が出てくる場合が多い。この中性子はほとんど ^1H に捕獲され、2.2 MeV のエネルギーを出す。このカットではイベントから 160 cm 以内に中性子があり、ミューオンからイベントまでの時間が 180 秒以内のイベントをカットしている。このカットでは主に ^{10}C ($Q = 3.65 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 19.3 \text{ s}$)、 ^6He ($Q = 3.51 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 807 \text{ ms}$)、 ^8Li ($Q = 16.0 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 840 \text{ ms}$) が取り除かれる。核破砕時には中性子が多く存在するが、これが ^{136}Xe に捕獲され、 ^{137}Xe ($Q = 4.16 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 229 \text{ s}$) となることもある。これはミューオン、中性子捕獲、 ^{137}Xe の崩壊の遅延同時計測によって取り除かれる。この場合は中性子は前述の ^1H による捕獲ではなく ^{136}Xe による捕獲であり、この時に放出されるガンマ線のエネルギーは 4.0 MeV である。

更にシャワータグという手法が用いられている。シャワーとはミューオンのトラックにおいてエネルギー損失 (energy deposit) が他の場所より多い点のことである。エネルギー損失とはミューオンがその点で落としたエネルギーのことである。ここは核破砕が起きた目安になる。シャワータグはミューオントラックに沿ったエネルギー損失である dE/dx 、トラックと信号の距離、ミューオンから信号までの時間で確率密度関数 (PDF) を作り、その値に基づいて除去している。

Xe 核破砕で生成された不安定原子核は寿命が長いために除去が困難である。この現在の除去手法や性質については 5 章で説明する。

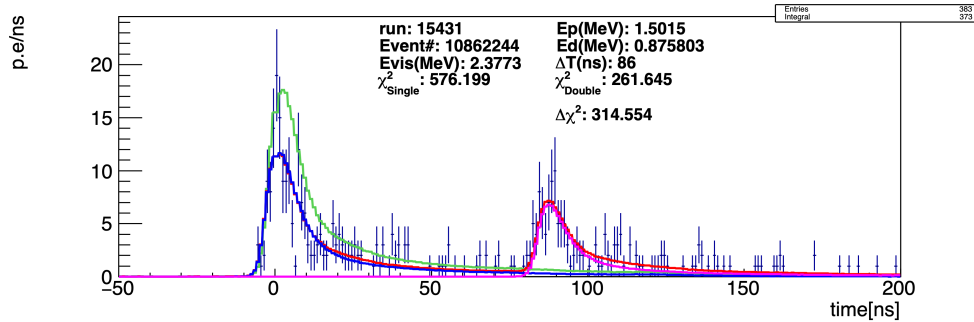


図 3.13: ダブルパルスフィットの例 [45]。エラーバーのついた値がデータを表している。青とピンクの線がダブルパルスフィットによってフィットされた波形である。緑の線はシングルパルスとしてフィットされた場合の波形である。

3.5.5 将来計画

この検出器のままで実験を続けていても $0\nu\beta\beta$ 探索の大幅な進展は見込めない。そのため KamLAND 検出器を刷新する KamLAND2 が計画されている。前述の通り $2\nu\beta\beta$ が検出器のエネルギー分解能からバックグラウンドになっている。この改善のために KamLAND2 では集光量の増加を図っている。集光量増加のためにリニアアルキルベンゼン (LAB) をベースにした液体シンチレータ (変更の可能性がある) [47]、量子効率が約 30% に改善された PMT [48]、PMT の周りに集光ミラー [49] を導入する予定である。これらから見込まれる集光の増加は合計で約 5 倍で、それによりエネルギー分解能は Q 値付近で約 4.2% から約 2% まで向上すると考えられている。これにより ROI 中の $2\nu\beta\beta$ のレートは 1 オーダー小さくなると見積もられる。

また、Po 崩壊の α 線がミニバルーンに吸収されてしまう問題に対して、放射線で発光するシンチレーションバルーンの導入が計画されている [50]。この素材として、ポリエチレンナフタレートが選定されている。また、中性子検出効率を上げるためにデータ収集システムの改良も研究されている [51]。

これらの改良により、5 年間の測定で逆階層を網羅する有効マヨラナ質量 20 meV の感度を目指している。この改善の多くは $2\nu\beta\beta$ が大きく減少することによる。表 3.7 から現在の主要なバックグラウンドは $2\nu\beta\beta$ と Xe 核破碎バックグラウンドであるが、 $2\nu\beta\beta$ の減少により Xe 核破碎バックグラウンドの除去効率向上はより重要になる。

第 4 章

データ解析

4.1 事象再構成

PMT から得られた波形は KamFEE や MoGURA によってデジタル化される。この情報と発行されたトリガの情報や run (データの単位。~1 日のデータ。) のコンディションの情報を合わせたファイルが SF (Serial Format) ファイルとして保存される。その後、波形解析によって SF ファイルから PMT の時間と電荷の情報を持った RTQ (Raw Time and Charge) ファイルが作成される。RTQ ファイルの情報に事象位置再構成やエネルギー再構成をかけることで事象の座標やエネルギーなどの物理パラメータを取り出す。これらの物理パラメータは GVF (General Vector File) として保存される。また、MoGURA の情報から中性子を検出してミュオンの情報とセットにしたものが MNVF (Muon-Neutron Vector File) として保存される。ここでは波形解析、事象位置再構成、エネルギー再構成について説明し、次章以降でミュオン検出、中性子検出について説明する。

4.1.1 波形解析

波形解析では SF ファイルに保存されているデジタル化された波形を電荷とヒット時間の情報に変換する。デジタル化された波形は時間幅が約 1.5 ns の 128 サンプルからなる。波形解析ではまずペDESTALと呼ばれるオフセットを波形から引く。このペDESTALは各 run の最初の波形の内、信号の入っていない 50 の波形から求められる。これを引くことによりノイズが取り除かれる。その後波形の微分を用いて波形のスミージングがなされる。また、波形には直前のイベントの影響で 0 でないオフセットが残っていることがあるので、再度ベースラインを 0 に調整する。その後波形の微分から立ち上がり、ピーク、終わりの位置を求める。こうして求められた立ち上がりの時間はヒット時間となる。また、電荷は波形の面積を立ち上がりから終わりまで足し上げることで得られる。

4.1.2 事象位置再構成

ある座標上で起きたイベントの位置は PMT のヒット時間を用いて再構成される。KamLAND では光子の Time Of Flight (TOF) を使った大まかな位置の見積りの後、その見積もり位置を使って最尤推定法でより正確に位置を求めている。

まずは TOF による見積もりについて説明する。 i 番目の PMT の座標を $R_i(x_i, y_i, z_i)$ とし、ヒット時間を T_i とする。再構成される座標を $r(x, y, z)$ とし、液体シンチレータ中の光速を c_{eff} とすれば i 番目の PMT から求められるシンチレーション光の発光時間 t_i は

$$t_i = T_i - \frac{|R_i - r|}{c_{\text{eff}}} \quad (4.1)$$

と書ける。もし $r(x, y, z)$ が正しければ、 t_i の偏差を最小にする。しかし、光子放出の時間分布や吸収、再放出によってこれは 0 に収束しない。よって $r(x, y, z)$ は t_i とその微分が相関を持たない、つまり共分散が 0 になるように決められている。

$$\sigma = \frac{1}{\sum_i w_i} \sum_i w_i (t_i - \langle t_i \rangle) \left(\frac{dt_i}{dx} - \langle \frac{dt_i}{dx} \rangle \right) \quad (4.2)$$

ここで $\langle \rangle$ はその平均を表し、 w_i は TOF と t_i に依存した重みである。 w_i は $r(x, y, z)$ に近い PMT で大きくなる。 $r(x, y, z)$ はイタレーションによって決められている。

その後最尤推定法によってより正確な位置を求める。尤度関数 L は線源によるキャリブレーションで得られた 17、20 インチの PMT のヒット時間の確率尤度関数 $f(t)$ を使って以下のように求められる。

$$L = \prod_i \phi_i \quad (4.3)$$

ここで

$$\begin{aligned} \phi_i &= \psi_i / N \\ \psi_i &= \mu \times f(t) + D \end{aligned} \quad (4.4)$$

である。 N は規格化因子で D はダークノイズの寄与である。ダークノイズとは、PMT の熱電子等によって光が当たっていないのに検出されてしまうノイズである。 μ は確率尤度関数を実際のデータに合うように調整する値になっている。イベントの位置はこの \log を最大にするように決められる。TOF による推定はこの時の初期値として使われる。

4.1.3 エネルギー再構成

KamLAND ではエネルギー再構成も最尤推定法を用いて再構成されている。 i 番目の PMT にヒットした光子の数の期待値 μ_i は visible energy E_{vis} とダークチャージ (ダークノイズのチャージ) d_i を用いて

$$\mu_i = a_i(x, y, z) \times E_{\text{vis}} + d_i \quad (4.5)$$

と書ける。ここで $a_i(x, y, z)$ は中性子捕獲事象によってキャリブレーションされたエネルギーを光子数に変換する係数である。これは PMT の位置とイベントの位置の距離と角度に依存する。PMT の光子のヒット数の期待値が μ_i の時、実際に j の光子が観測される確率 κ_{ij} はポアソン分布で

$$\kappa_{ij} = \frac{(\mu_i)^j}{j!} e^{-\mu_i} \quad (4.6)$$

と書ける。しかし、1 p.e. の検出効率 ϵ はダークノイズを減らすために設けられた 0.3 p.e. の閾値のために 1 より小さくなる。これにより、ヒットしない確率 $P_{\text{no-hit},i}$ は上がり

$$\begin{aligned} P_{\text{no-hit},i} &= \kappa_{i0} + (1 - \epsilon)\kappa_{i1} \\ &= e^{-\mu_i} + (1 - \epsilon)\mu_i e^{-\mu_i} \\ &\equiv \nu_i e^{-\mu_i} \end{aligned} \quad (4.7)$$

よって i 番目の PMT のヒット確率 $P_{\text{hit},i}$ は

$$\begin{aligned} P_{\text{hit},i} &= 1 - P_{\text{no-hit},i} \\ &= 1 - \nu_i e^{-\mu_i} \end{aligned} \quad (4.8)$$

となる。また、 i 番目の PMT の電荷の確率密度関数はガウス分布を用いて

$$f_{ij} = f_{ij}(q_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi j\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(q_i - j)^2}{2j\sigma^2}\right) \quad (4.9)$$

と書ける。ここで q_i は観測された電荷 (p.e.) で、 σ は 1 p.e. の電荷分解能、 j は光子数である。また、ヒット時間の確率密度関数は線源のキャリブレーションから求められたヒット時間の分布 $\psi_i(t_i)$ を使って

$$P_{\text{time},i} = \frac{\psi_i(t_i) a_i E_{\text{vis}} + d_i}{\mu_i} \quad (4.10)$$

と書ける。これらを用いて尤度関数は

$$L = \prod_{\text{Not hit PMTs}} P_{\text{no-hit},i} \prod_{\text{Hit PMTs}} \left[P_{\text{hit},i} \left(\sum_{j=1}^{100} f_{i,j} \right) P_{\text{time},i} \right] \quad (4.11)$$

とする。この尤度関数の \log をエネルギーで微分したものが 0 になるようなエネルギーを求める。

$$\frac{d\log(L)}{dE} = 0 \quad (4.12)$$

この式を Newton-Raphson 法を用いて解いている。このプロセスは 17 インチ PMT と 20 インチ PMT で独立に行われ、それぞれのエネルギー $E_{17\text{inch}}$ 、 $E_{20\text{inch}}$ が求められる。その後

$$E_{\text{vis}} = (1 - \alpha)E_{17\text{inch}} + \alpha E_{20\text{inch}} \quad (4.13)$$

としてエネルギーが求められる。 α はキャリブレーションから最もエネルギー分解能が良くなるように決定されており、その値は $\alpha = 0.3$ である。

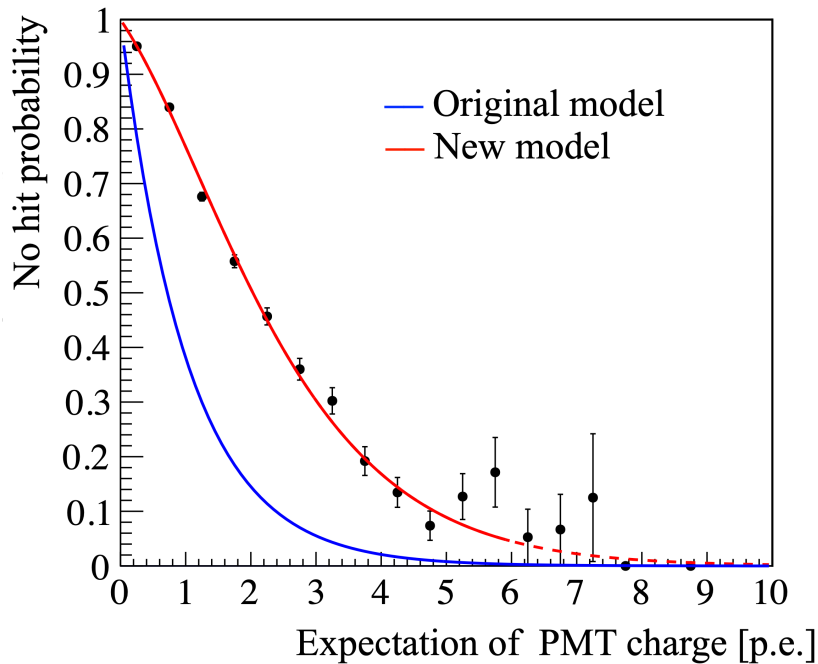


図 4.1: ゲインの低い PMT のヒットしない確率のフィット結果 [45]。縦軸がヒットしない確率で、横軸が期待される電荷である。赤い線が新しい手法で、青線の元的手法よりも黒点の実際のデータに合っていることが分かる。

ただし実験では現在、PMT の老化などによりゲインの低い PMT が増えている。これらの PMT は上記のエネルギー再構成では使用されず、この影響によりエネルギー分解能が悪くなる。これは $2\nu\beta\beta$ のバックグラウンドを増やすことから大きな問題となる。よってゲインの低い PMT も使用したエネルギー再構成の手法が開発された [52]。ゲインの低い PMT では式 4.7 は ϵ が固定されているため使えない。この手法ではゲインの低い PMT において式 4.7 を新たに

$$P_{\text{no-hit},i} = \left(1 + \epsilon_1 \mu_i + \epsilon_2 \frac{\mu_i^2}{2!} + \epsilon_3 \frac{\mu_i^3}{3!} \right) e^{-\lambda \mu_i} \quad (4.14)$$

で置き換えている。ここでパラメータ ϵ_1 、 ϵ_2 、 ϵ_3 、 λ の値は実際のデータを再現するように決められている。実際のデータと式 4.14 のフィット結果を図 4.1 に示す。これらのパラメータは run とケーブルごとにフィッティングによって決められている。

この手法によって約 3% エネルギー分解能が向上している [52]。現在の KamLAND-Zen 実験ではこの手法を用いてゲインの低い PMT もエネルギー再構成に使用されている。

4.2 宇宙線ミュオン検出

宇宙線ミュオンであるかどうかの判別は PMT で検出される電荷量とヒット数によって行われる。この判別条件は 2 つあり、

- 17 インチ PMT の総電荷量 ≥ 10000 p.e.
- 17 インチ PMT の総電荷量 ≥ 500 p.e. かつ OD の PMT のヒット数 ≥ 9

である。1 つ目はミューオンが液体シンチレータ中を通った場合の条件である。10000 p.e. は約 30 MeV のエネルギーに相当する。2 つ目はバッファオイル中のみを通った場合の条件である。この場合はチェレンコフ光が放出されている。チェレンコフ光が放射される比率はシンチレーション光に比べて 1、2 桁小さいので電荷量は 500 p.e. になっている。これは約 40 MeV のエネルギーに相当する。

こうして選定されたミューオン事象は以下の手順で再構成される。

1. 最初に光子を検出した PMT が選ばれる。ただしダークヒットの可能性があるので、電荷の小さいものや他のヒットと時間的に孤立しているものは除かれる。こうして選ばれた PMT と検出器の中心を結んだ線と、アウターバルーンの交点を仮の入口とする。
2. 次に最初のヒット時間よりも後にヒットした PMT のうち、最も検出された電荷が多かった PMT が選ばれる。この PMT と検出器の中心を結んだ線と、アウターバルーンの交点を仮の出口とする。
3. このようにして決定された仮の入口と出口から、仮のミューオントラックを引く。その後トラックの長さや総電荷量との関係や他の PMT のヒット時間と電荷量から入口と出口を調整する。
4. このようにして再構成されたミューオントラックは以下の項目からその精度がチェックされる。
 - 最も早いヒットの PMT と最も光量が多い PMT が存在する。
 - 入口周辺の PMT のヒット時間の平均が出口周辺の PMT よりも早い。

こうして再構成の精度がチェックされたミューオンの中には、約 15% ほどうまく再構成できていないものがある。この原因としてミューオンが検出器内で止まってしまうたり、複数のミューオンが同時に入ってきてしまった場合が考えられる。この場合でもミューオンは単独で検出器内を突き抜けると仮定しているため、精度が悪くなってしまう。

4.3 中性子検出

中性子の検出にはアフターパルスやオーバーシュートの影響を小さくした MoGURA のデータが使われている。中性子検出のためには、アフターパルスの擬信号があるため N_s というヒット数が用いられている。中性子は以下の手順で再構成される。

1. 200 ns の time window を開く。この window のヒット情報から TOF を用いた位置再構成がなされる。
2. 再構成されたイベントの位置を使って TOF を計算し、PMT のヒット時間の分布を作る。

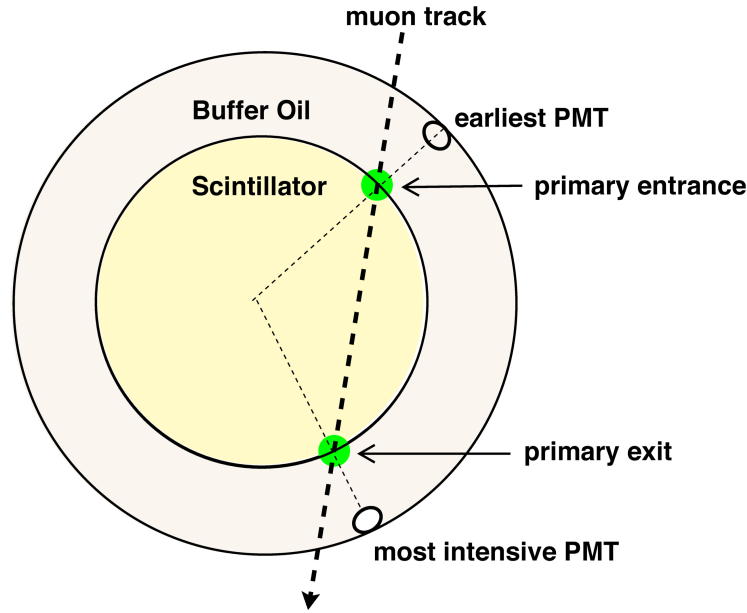


図 4.2: ミューオン再構成の手順 [46]。ヒットが最も早い PMT から仮の入口が求められ、光量が一番大きい PMT から仮の出口が求められている。

3. 以下のようにして N_s を計算する。

$$N_s = N_{in} - N_{out} \times \frac{30ns}{170ns} \quad (4.15)$$

ここで N_{in} は on-time window のヒット数、 N_{out} は off-time window のヒット数である。on-time window は 30 ns 間の window、off-time window はそれ以外の 170 ns 間の window である。

4. on-time window を 20 ns ずつ動かして 3. を繰り返す。
5. time window を 200 ns ずつ動かして 1.~4. を繰り返す。こうして N_s が最大になるような time window と on-time window を決定する。この時の事象再構成位置が中性子の位置とされる。

こうして再構成された中性子の候補はミューオンとタグ付けされることで偶発事象は排除される。ミューオンからの時間差 $dT > 2500 \mu s$ や $N_{in} + N_{out} < 100$ のイベントは取り除かれる。ただし、これだけでは純粋な中性子だけを集められない。図 4.4 を見ると dT が短い範囲はレートが高くなっている。これは PMT のアフターパルスやオーバーシュートが原因である。そのためさらに以下の条件を課して中性子を選んでいる。

- $N_{in} + N_{out} > 150$
- $N_s > 50 \wedge 10 < dT < 1200 \mu s$
- $!((N_s < dT(\mu s) + 70 \wedge 10 < dT < 20 \mu s) \parallel (N_s < -0.8 \times dT(\mu s) + 106 \wedge 20 < dT < 70 \mu s))$

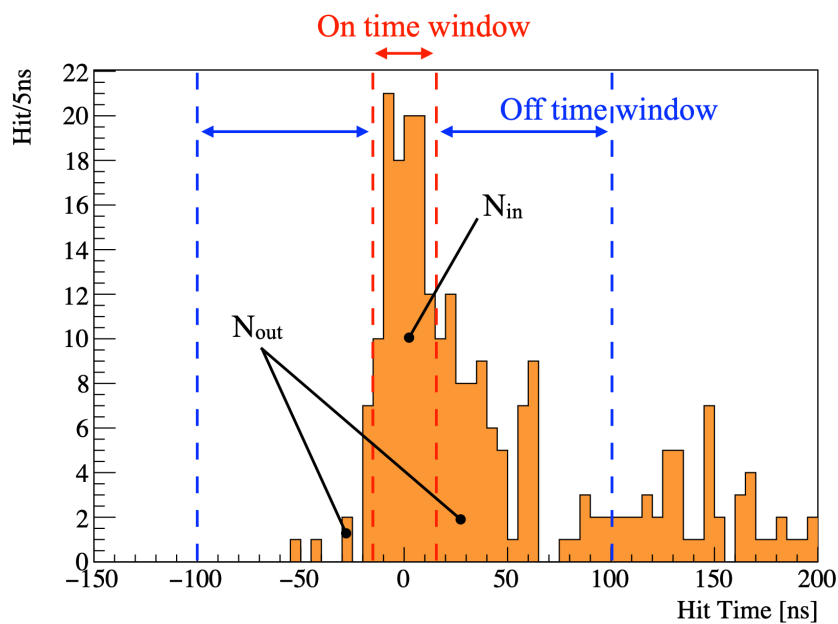


図 4.3: N_s の計算 [45]。on-time window (-15~15 ns) 中のヒット数が N_{in} で、off-time window (-100~100 ns で on-time でないもの) 中のヒット数が N_{off} である。 N_{off} は擬信号と想定され、 N_{in} から引かれている。

図 4.5 にこの条件で検出された中性子の dT 分布を挙げる。これから dT の短い範囲で中性子が検出できていないことが分かる。

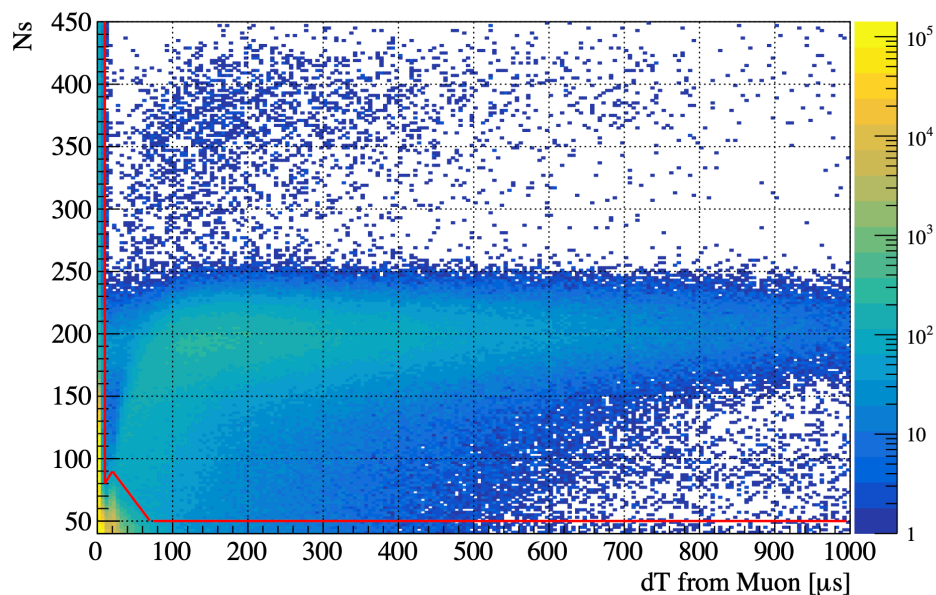


図 4.4: dT と N_s の関係 [45]。赤い線の上かつ右側が中性子として検出される。 N_s の 200 付近のピークが ^1H による中性子捕獲事象の 2.2 MeV のエネルギーに対応する。

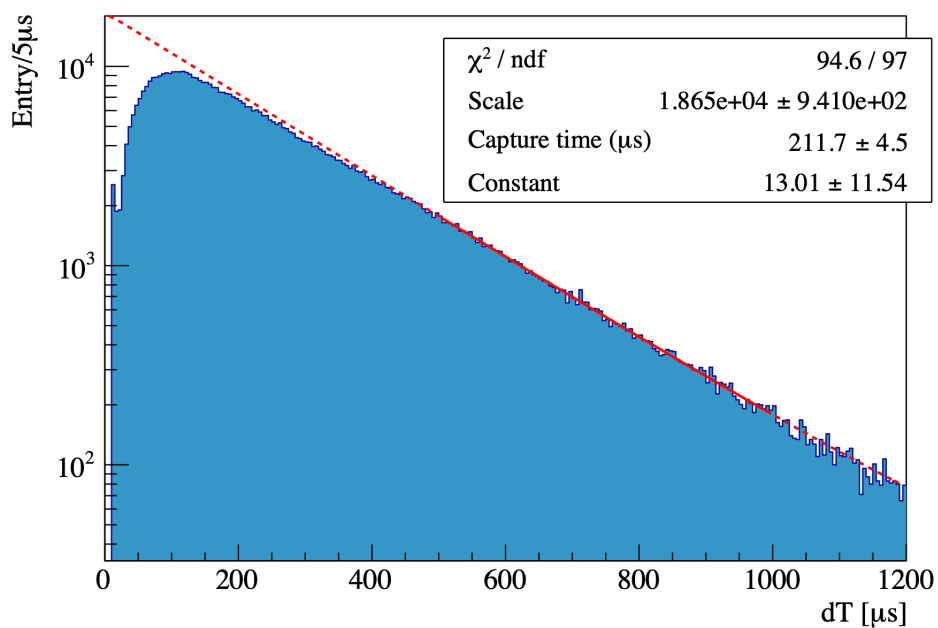


図 4.5: 中性子の dT 分布 [45]。赤い線は $500 < dT < 1000 \mu\text{s}$ の範囲でヒストグラムを指数関数でフィットしたものである。 dT が短い範囲では中性子の検出効率が落ちているのが分かる。

第 5 章

Xe 核破碎のシミュレーション

Xe 原子核バックグラウンドを考える際に KamLAND で使われているシミュレーションを図 5.1 に示す。MUSIC、FLUKA によってミュオンと原子核破碎がシミュレーションされる。これについて 5.1 で説明する。その後 Geant4、KLG4 を用いて原子核崩壊がシミュレーションされる。これについて 5.2 で説明する。



図 5.1: Xe 核破碎を考える上で、KamLAND で使われているシミュレーションツール。ミュオンによる核破碎や原子核崩壊ではそれぞれ異なるツールを使用している。

5.1 FLUKA による原子核破碎のシミュレーション

KamLAND では宇宙線ミュオンによる核破碎のシミュレーションとして、FLUKA を用いている。ここでは FLUKA と FLUKA による XeLS の原子核破碎について説明する。

表 5.1: FLUKA の物理プロセス

カード	物理	スターテス
DEFAULTS	物理モデルのセット	PRECISIO(n)
PHOTONUC(lear)	原子核と γ の相互作用	Activated
MUPHOTON	ミューオンと光子の相互作用	Activated
PHYSICS	軽い粒子の放出	Activated by COALESCE(nse)
PHYSICS	重い粒子の放出	Activated by EVAPOLAT(ion)
PHYSICS	イオンの電磁分離	Activated by EM-DISSO(ciation)
PHYSICS	崩壊と同位体の生成	Deactivated by RADDECAY

5.1.1 FLUKA

FLUktuierende KAskade (FLUKA) はハドロン相互作用のモンテカルロシミュレーションツールである。KamLAND では核破碎による原子核の生成量や核破碎による中性子の生成のシミュレーションとして FLUKA を使用している。FLUKA の物理モデルとして、表 5.1 に挙げるようなモデルを使用している。ここで、不安定原子核の崩壊は使用していない。その理由は KamLAND では原子核の崩壊のシミュレーションにデータベースを変更できる Geant4 を使用しているためである。Geant4 については 5.2 で説明する。また、重いイオンの相互作用モデルである rQMD-2.4 と DPMJET-3 を FLUKA のライブラリとリンクさせることで使っている。FLUKA では半径 10 m、高さ 40 m の円柱に上から宇宙線ミューオンを打ち込んでいる。ここで、打ち込まれるミューオンのエネルギー分布は MUSIC というシミュレーションによって得られたものを使用している。MUSIC では KamLAND のある池ノ山の詳細な地理をインプットし、岩盤中のミューオンの伝搬を計算している。この際の岩盤の組成も池ノ山のいくつかの岩を仮定している。このようにして得られた KamLAND に入ってくるエネルギーの平均値は 260 ± 1 GeV である [53]。FLUKA の核破碎原子核生成レートは ^{12}C 核破碎において KamLS のシミュレーションと実際のデータと比較がなされている。この値を表に示す。これからほとんどが factor 2 の範囲で FLUKA と実際のデータが一致していることが分かる。

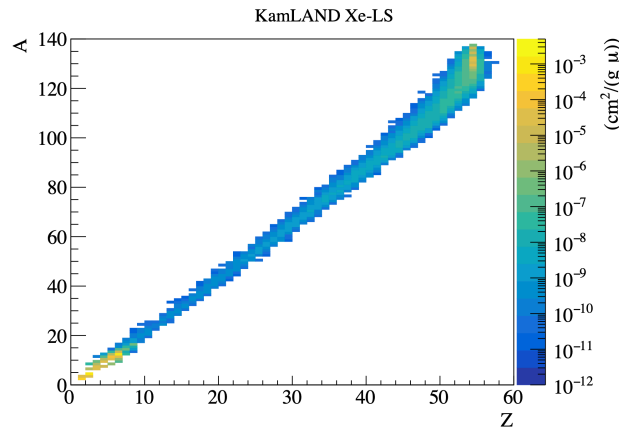
5.1.2 XeLS の原子核破碎

FLUKA の XeLS でのシミュレーションについて説明する。FLUKA の XeLS のセットアップは実際の KamLAND の XeLS の成分 (表 3.3) に合わせてある。FLUKA による XeLS の核破碎生成物の量を図 5.2 に示す。多様な原子核が生成されているが、主に原子番号 1 桁台の生成物が ^{12}C 核破碎によるもの、それ以上が Xe 核破碎で生成されたものである。

Xe 核破碎を起こす粒子について、表 5.3 にまとめた。中性子やパイオンはミューオンによる二次粒子で、実際の核破碎の多くはミューオンではなくその二次粒子によって起こされていること

表 5.2: ^{12}C 核破碎の生成レートにおける FLUKA と実際のデータの比較 [53]

原子核	半減期	Q 値 [MeV]	データのレート (kton day) $^{-1}$	FLUKA のレート (kton day) $^{-1}$
^8He	119.1 ms	10.7 (β^-)	$0.8^{+1.2}_{-0.5}$	0.55 ± 0.04
^9Li	178.3 ms	13.6 (β^-)	$2.7^{+0.3}_{-0.4}$	4.9 ± 0.4
^{12}B	20.2 ms	13.4 (β^-)	58^{+3}_{-2}	42 ± 3
^{12}N	11.0 ms	17.3 (β^+)	$0.9^{+0.9}_{-0.7}$	0.74 ± 0.06
^8Li	839.9 ms	16.0 (β^-)	22^{+4}_{-4}	47 ± 3
^9C	126.5 ms	16.5 (β^+)	2^{+2}_{-1}	1.5 ± 0.1
^{11}Be	13.8 s	11.5 (β^-)	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	1.09 ± 0.08
^{10}C	19.29 s	3.65 (β^+)	19^{+2}_{-2}	23 ± 2
^6He	806.7 ms	3.51 (β^-)	11^{+2}_{-1}	28 ± 2
^{11}C	1221.8 s	1.98 (β^+)	973 ± 10	679 ± 49
n	207.5 μs	2.223 (cap. γ)	3781 ± 296	4046 ± 292

図 5.2: XeLS 核破碎生成物の FLUKA によるシミュレーション [53]。ミューオンの構成は $\mu^+/\mu^- = 1.3$ になっている。

が分かる。また、ミューオンのエネルギー分布を図 5.3 に示した。Xe 核破碎を起こすミューオンのエネルギーの平均値は約 620 GeV だった。これは KamLAND に入ってくるミューオンの平均値約 260 GeV の 2 倍以上になっており、エネルギーの大きいミューオンが核破碎を起こしやすいことが分かる。

^{12}C 核破碎生成物に関しては KamLAND で検出されたものと比べることができるが、Xe 核破碎生成物は検出が難しく数も少ないため実際のデータと比べることができない。そこで FLUKA の核破碎生成レートの不定性を見積もりとして、ビーム実験のデータが使われている。これらの実験では 1 cm^3 の液体水素に ^{136}Xe のビームを打ち込むことで反応断面積を測定している。この実験のデータを使用している理由は、KamLAND と同様なミューオンによる Xe 核破碎を測定し

表 5.3: Xe 核破碎を起こす粒子とその割合

粒子の種類	割合
中性子	27%
π^+	17%
陽子	15%
π^-	14%
光子	13%
μ^-	7%
μ^+	5%

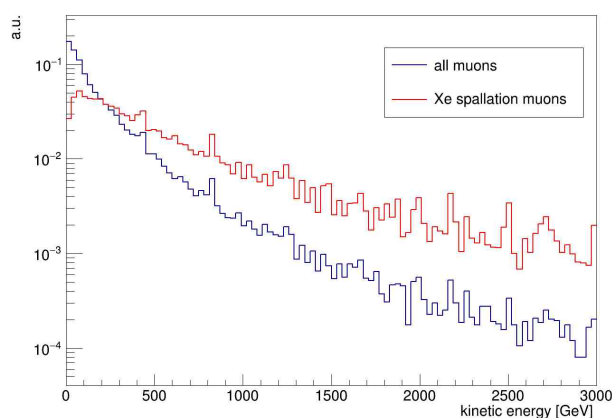


図 5.3: ミューオンのエネルギー分布。青の線は KamLAND に入ってくる全てのミューオンのエネルギー分布で、赤の線は Xe 核破碎を起こすミューオンのエネルギー分布を示している。

た実験は存在せず、また実際に核破碎を起こすのは表 5.3 に示されるように主にミューオンの二次粒子である陽子や中性子等のハドロンであり、水素が全く異なる粒子ではないためである。このビームは 1 粒子あたり 500 MeV [54] と 1 GeV [55] の実験がある。これらの実験と FLUKA から推定される反応断面積の比を図 5.4 に示した。図 5.2 では原子番号 54 付近にピークがあるが、図 5.4 のこの付近の値は 1 に近くなっており FLUKA との整合性が取れている。

また、核破碎生成物の崩壊によるエネルギースペクトルを Geant4 で見積もることができる。この見積もりのビーム実験と FLUKA の差を図 5.5 に示す。この図の ROI の範囲を見ると、500 MeV の実験の方が FLUKA との差が大きくなっている。このことから、7.1.2 で Xe 核破碎生成物除去効率の不定性を見積もる際には 500 MeV の実験との差を FLUKA の不定性として考えている。

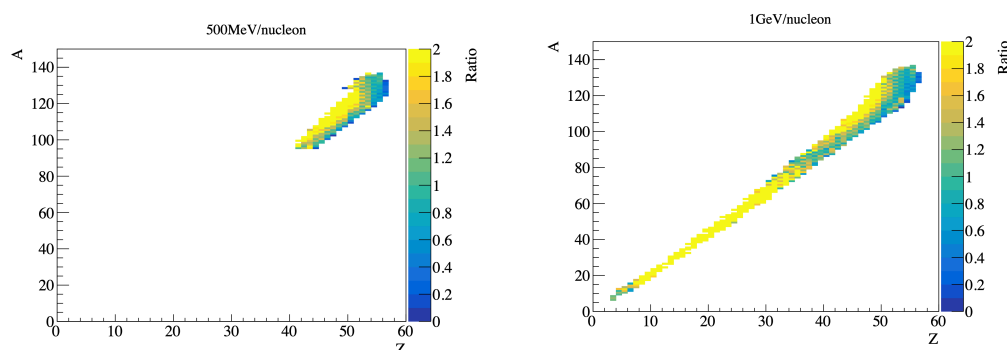


図 5.4: ^{136}Xe ビーム実験と FLUKA の反応断面積の比 [53]。左が 500 MeV で右が 1 GeV。500 MeV の実験では $Z > 40$ の結果が報告されている [54]。FLUKA の核破碎生成レートが高いところで比が 1 に近づいている。

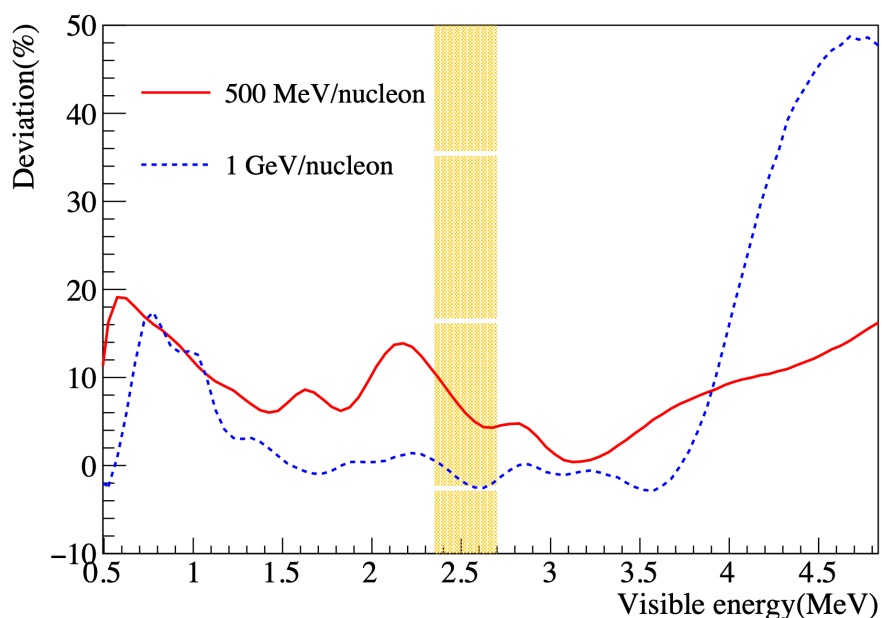


図 5.5: ^{136}Xe ビーム実験と FLUKA のエネルギースペクトルの差 [53]。赤い線が 500 MeV、青い点線が 1 GeV の実験である。ROI の範囲を黄色で示してある。

5.2 Geant4 による原子核崩壊のシミュレーション

KamLAND では不安定核の崩壊のシミュレーションとして Geant4 が使用されている。特に Xe 核破碎では、様々な不安定原子核が生成される。そのため崩壊チェーンも含めて考えられている。Geant4 では不安定核の寿命と崩壊ブランチ比として ENSDF のデータベースが使われている。ENSDF は実際の実験の核崩壊データベースである。実際に Xe 核破碎生成物の Geant4 での崩壊と ENSDF のデータが合うかチェックされている。

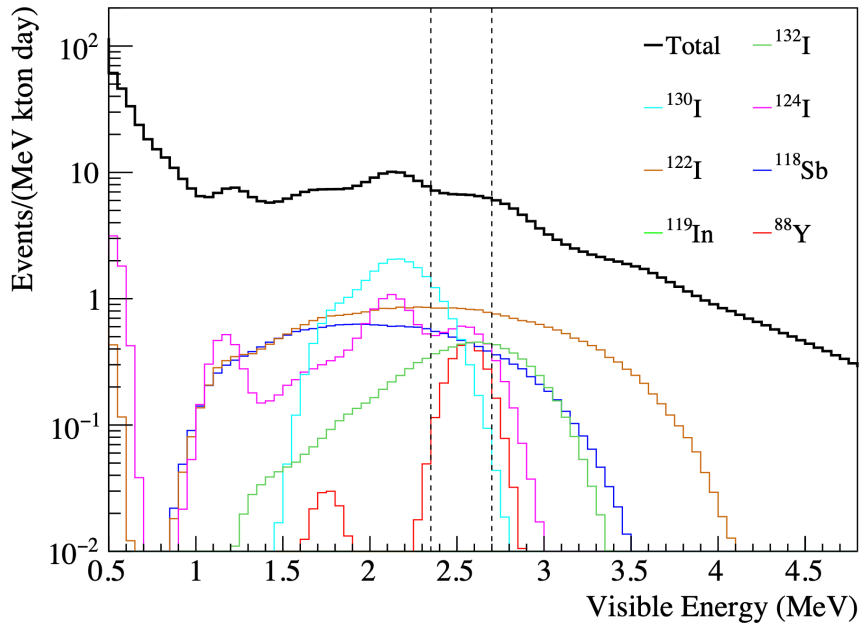


図 5.6: XeLS 核破碎生成物のエネルギースペクトル [53]。点線で ROI の範囲を示してある。色のついたヒストグラムは ROI で影響の大きい原子核である。

さらに KamLAND では、信号の検出器内の振る舞いを調べるために Geant4 を使用した KLG4 (KamLAND Geant4) というシミュレーションが使われている。KLG4 は PMT、ステンレスタンク、バッファオイル、アウトバルーン、KamLS、ミニバルーン、XeLS 等の KamLAND 検出器を詳細に再現したシミュレーションである。これはシンチレーション光の振る舞いを再現することができ、エネルギー再構成や位置再構成をプロセスすることでエネルギー分解能や位置分解能を含めた再構成後の事象が得られる。KamLAND で検出される不安定核の崩壊のエネルギースペクトルはこれによってシミュレーションされる。KLG4 を用いた XeLS の核破碎原子核のエネルギースペクトルを図 5.6 に示す。このようにして $0\nu\beta\beta$ 探索に影響のある Xe 核破碎生成物が選定された。

5.3 Xe 核破碎バックグラウンド

FLUKA によって Xe 核破碎による生成物が得られ、Geant4 によってそのうち ROI で影響の大きい生成物が得られた。この章ではこれらの原子核の種類、その特徴について説明する。

5.3.1 Xe 核破碎バックグラウンドの種類と性質

FLUKA による Xe 核破碎生成物の生成レートと Geant4 によるエネルギースペクトルから $0\nu\beta\beta$ 探索のバックグラウンドになる主な原子核として、本研究では 32 核種を使った。これらは Xe 核破碎バックグラウンドの全てではないが、約 90% を占めている。これら 32 核種の XeLS

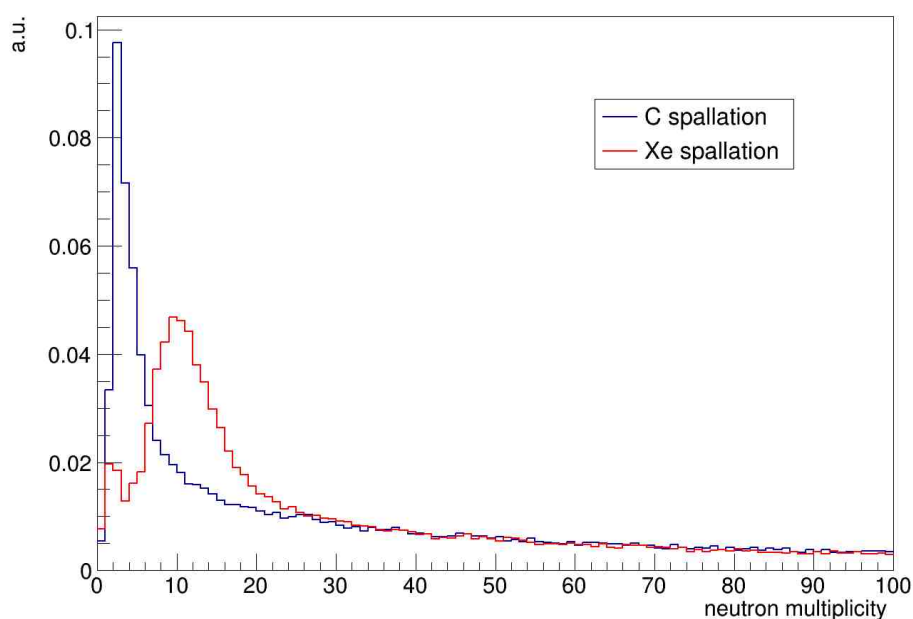


図 5.7: 160 cm 以内の中性子数。青い線が ^{10}C 、赤い線が Xe 核破碎バックグラウンドである。Xe 核破碎バックグラウンドの方が放出される中性子数が多いことが分かる。

中のレートを表 5.4 に示す。これらの多くは数時間～数日の寿命を持っている。そのため ^{12}C 核破碎生成物のように単純なミュオンとの遅延同時計測を使うと livetime がなくなってしまう。本研究以前ではこの除去手法として最尤法が用いられていた。最尤法については 5.3.2 で説明する。また、核破碎で生成された核種がこれらの 32 核種に崩壊することもある。そのため Xe 核破碎バックグラウンドを除去する際にはこれらの親核種も考慮されている。

ほとんどの Xe 核破碎では、Xe が多くの中性子を持っていることから複数の中性子が放出される。比較として、 ^{12}C 核破碎生成物のうち比較的生成量の多い ^{10}C との原子核周り 160 cm 以内の中性子数を図 5.7 に示す。このことから、中性子が Xe 核破碎バックグラウンドを見分ける際に重要な情報になる。

5.3.2 最尤法

本研究以前の Xe 核破碎バックグラウンドの除去手法として、最尤法が使われている。最尤法には時間情報と中性子情報が使用されている。時間情報は、ミュオンから崩壊までの時間 dT の確率密度関数 (PDF) として取り込んでいる。この PDF を図 5.8 に示す。PDF は 32 核種から作られている。 dT の計算には ENSDF データベースが使われている。

中性子情報として Effective Number of Neutron (ENN) と最も近い中性子との距離 (dR_{nearest}) が用いられている。ENN とは距離 (dR) によって重み付けされた中性子数である。単純な中性子数ではなく ENN を用いている理由は、核破碎とは関係ない偶発的な中性子が存在するためである。

表 5.4: Xe 核破碎バックグラウンドの XeLS 中のレート [53]

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

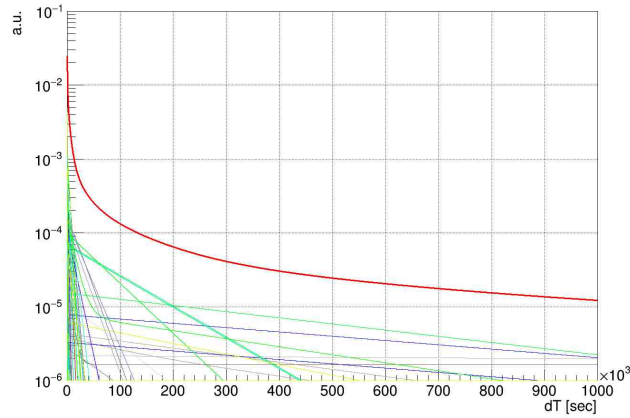


図 5.8: ミューオンから崩壊までの時間の PDF [45]。それぞれの色の線はそれぞれの核種に対応し、赤の線はその合計である。

る。核破碎による中性子と偶発的な中性子では距離依存性に違いがあり、より近い中性子の方が核破碎によって生成された確率が高い。そのため距離によって中性子を重み付けしている。ENN は

$$\text{ENN} = \sum_{\text{neutrons}} \frac{\text{PDF}_{\text{Spallation}}(dR)}{\text{PDF}_{\text{Spallation}}(dR) + \text{PDF}_{\text{Accidental}}(dR)} \quad (5.1)$$

で定義される。ここで $\text{PDF}(dR)$ は図 5.9 に示される PDF である。これにより効率的に核破碎による中性子数が数えられる。Xe 核破碎バックグラウンドと偶発事象の ENN 分布を図 5.10 に示す。また、より核破碎による中性子に注目するため dR_{nearest} も PDF に組み込まれている。この 2 次元 $\text{PDF}(\text{ENN}, dR_{\text{nearest}})$ を図 5.10 に示す。この PDF は 32 核種の FLUKA による見積もりから作成されている。32 核種を合計する際には、FLUKA と KLG4 による ROI 中のレートで重み付けして足し合わせている。

これらの時間情報、中性子情報の PDF は偶発事象でも同様に作成された。偶発事象とは、Xe 核破碎バックグラウンドにとっての偶発事象である。これらはミューオンとは関係のない事象で、時間、位置ともにランダムに選択された事象を使って作成されている。この際の中性子分布は実際のデータのミューオン、中性子のペアを使用している。

最終的に時間情報、中性子情報の PDF を合わせて

$$\sum_{\text{spallation}} \text{PDF}(\text{ENN}, dR_{\text{nearest}}) \text{PDF}(dT) \quad (5.2)$$

で定義される尤度関数が作られる。偶発事象でも同様に尤度関数が作成され、これらの尤度関数の比が作られる。これが Xe 核破碎バックグラウンドの判別に使われている。

5.4 MC/シミュレーションデータの生成と較正

5.3.1 で述べたように Xe 核破碎バックグラウンドの除去には中性子や核破碎を起こしたミューオンの情報が重要になる。本研究でも中性子や、ミューオンの情報を使いたい。しかし FLUKA

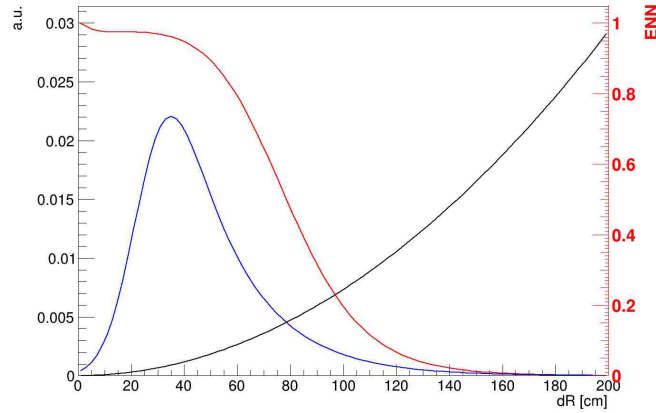
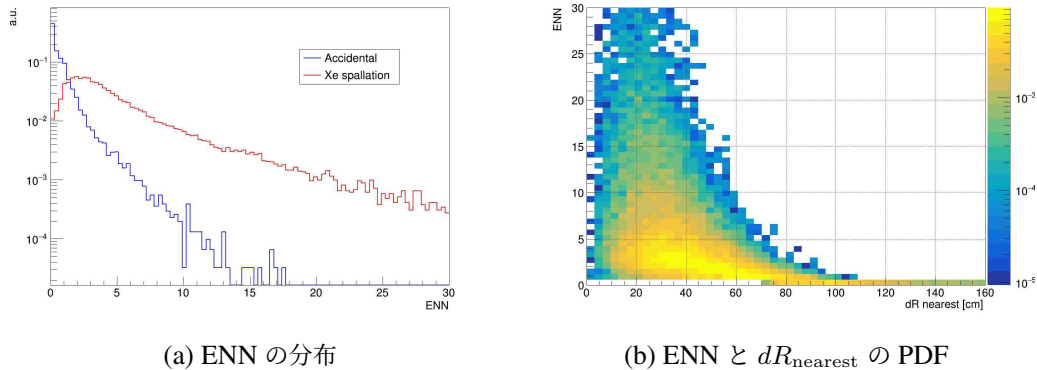


図 5.9: dR の PDF。青の線が核破碎による中性子で、30 cm 付近にピークがある。黒の線が偶発的な中性子の分布で、体積に比例して数が多くなるので距離が長くなるほど数が多くなる。また、赤線で ENN を示している。0 cm 付近では 1 に近い値になっているが、距離が長くなるにつれて偶発的な中性子が多くなるため ENN も小さい値になっている。



(a) ENN の分布

(b) ENN と dR_{nearest} の PDF

図 5.10: 左の図は ENN の分布である。Xe 核破碎バックグラウンドが赤い線で、偶発事象の ENN 分布が青線で示されている。右の図は ENN と dR_{nearest} の PDF である。FLUKA から 32 核種の ENN、 dR_{nearest} の分布が求められ、PDF が作成されている。

で生成される中性子には KamLAND の分解能や検出効率は含まれていない。そのため FLUKA のデータを実際のデータのように較正する必要がある。この章ではその較正について説明する。

5.4.1 FLUKA の中性子の較正

検出器では中性子検出の際に 2.2 MeV のガンマ線を検出するため、液体シンチレータ中のガンマ線のコンプトン散乱による伝搬を考慮する必要がある。この伝搬により本来の中性子の位置と再構成される中性子の位置はずれてしまう。このシミュレーションは Geant4 で行い、その位置事象再構成の分解能を FLUKA のシミュレーションに入れた。また MoGURA は中性子検出のみに

使用されており、Geant4 では MoGURA の分解能が見積もれないため、これは実際のデータから見積もった。

MoGURA の位置再構成の分解能や中性子検出効率を考慮するために、 ^{10}C (19.29 s, 3.65 MeV) の実際のデータを用いて FLUKA の較正を行った。 ^{10}C は主に ^{12}C の核破砕で生成される。 ^{10}C は核破砕生成物の中で生成レートも高く (19^{+2}_{-2} (kton day) $^{-1}$)、on-time から off-time を引くことで中性子の正確な分布を得られる。また、同様に生成レートの高い ^{12}B に比べて核破砕で生成される中性子数も多い。 ^{10}C のセレクションを以下に示す。

- 検出器の中心からの距離 < 400 cm
- $2.0 < E_{\text{vis}} < 3.5$ MeV
- on-time ミューオンからの時間 $10 < T < 100$ s
- off-time ミューオンからの時間 $500 < T < 1000$ s

較正のパラメータとして中性子の位置分解能と検出効率が考えられる。位置分解能では FLUKA の中性子の位置を分解能 σ (cm) をパラメータとしたガウス分布を用いてランダムに動かした。検出効率では検出効率 ϵ (%) に従って中性子をランダムに削った。中性子の検出効率はミューオンの光量に依存するため、FLUKA のミューオンの光量によって削る量を変化させた。この時、 ϵ は以下の式とした。

$$\epsilon = \text{EMax} \times \left[1 - \frac{1}{1 + \exp\{-\text{weight} \times (\log_{10} \text{Etot} - \text{bias})\}} \right] + \text{offset} \quad (5.3)$$

ここで EMax、weight、bias、offset は較正のパラメータである。Etot は FLUKA での XeLS 中のミューオンの全エネルギー損失である。3.4.2 で説明したように中性子の検出はミューオンの大光量のせいで悪くなり、検出効率はミューオンの光量に依存する。そのため検出効率をミューオンの光量の関数として、光量が大きくなるほど検出効率が小さくなるようにしている。

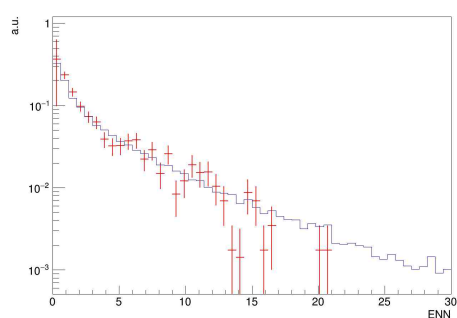
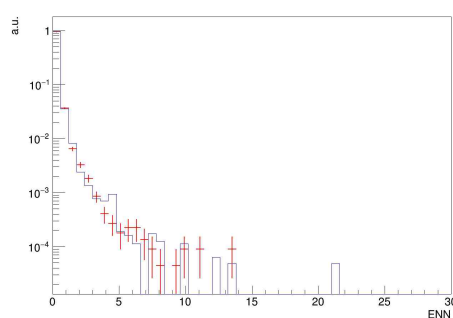
較正の際に注目したのは、ENN、 ^{10}C から 250 cm 以内の中性子数、 ^{10}C と最近接中性子との距離である。また、較正の際には ^{10}C だけでなく偶発事象についても注目した。偶発事象に関しては、FLUKA、実際のデータともにランダムな位置を信号とした。較正は分解能 σ や検出効率 ϵ のパラメータに関してグリッドサーチを行い、最もデータに合うパラメータを決定した。さらに較正は 3.5.4 で説明したように 3 つの time bin に分けて行なっている。これらのパラメータと time bin に対する較正結果を表 5.5 に示す。また、この時の較正結果を図 5.11 に示す。これらから、中性子の分解能、検出効率に関してよく較正できたことが分かる。例えばこの結果でコルモゴロフ-スミルノフ検定の p 値を計算すると 0.49 になる。もし有意水準を 0.05 とすればこれらの分布は一致しているという帰無仮説を棄却できない。

5.4.2 ミューオントラックの較正

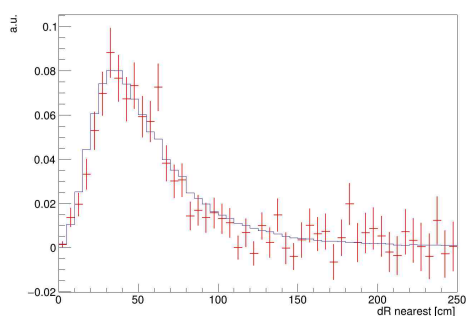
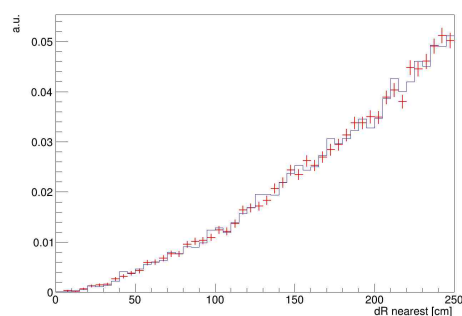
ミューオントラックは 4.2 で記述したような方法で再構成されるが、この再構成にもずれが生じる。このずれを FLUKA のミューオントラックにも導入する。このずれの見積もりとして、KLG4 によるシミュレーションを利用した。KLG4 の PMT の情報から、実際の KamLAND と

表 5.5: 中性子の較正結果

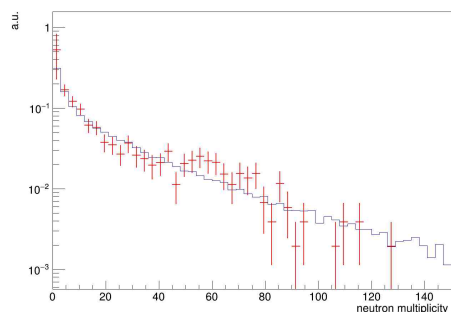
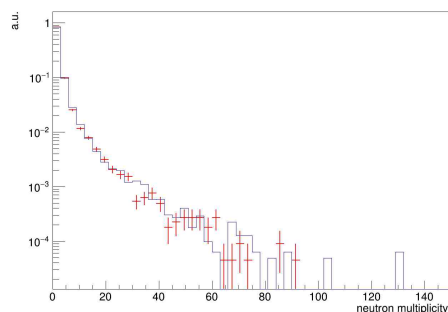
	σ	EMax	weight	bias	offset
time bin 1	33	56	1.0	1.70	9.3
time bin 2	32	56	2.0	1.75	9.6
time bin 3	36	55	3.0	1.90	9.3

(a) ^{10}C の ENN

(b) 偶発事象の ENN

(c) ^{10}C の最近接中性子との距離

(d) 偶発事象の最近接中性子との距離

(e) ^{10}C の 250 cm 以内の中性子数

(f) 偶発事象の 250 cm 以内の中性子数

図 5.11: FLUKA の中性子の較正の結果。全て赤が実際のデータ、青が FLUKA のシミュレーションの分布になっている。これらから、較正が上手く行われたことが分かる。

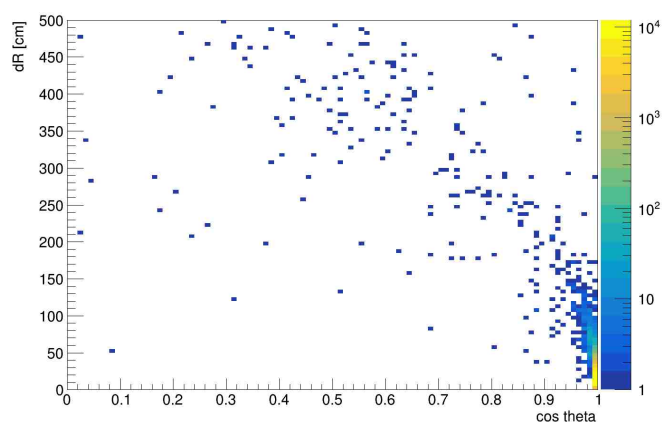


図 5.12: ミューオン再構成のずれ。x 軸は正しいミューオントラックと再構成されたミューオントラックの進行方向の角度の $\cos \theta$ 。y 軸は検出器の中心からトラックへの垂線の足の正しいトラックと再構成トラックの距離である。

同じミューオン再構成のプロセスがかけられる。MUSIC による KamLAND に入ってくるミューオンのシミュレーションデータを KLG4 に入力することで正しいミューオントラックと再構成されたミューオントラックが得られる。この時のずれを図 5.12 に示した。位置のずれは平均約 20 cm、角度のずれは平均約 4 度だった。

このずれに合わせて FLUKA のミューオントラックをずらした。今の場合、正しいトラックと再構成されたトラックの位置と角度のずれのペアがヒストグラムから得られるので、図 5.12 の 2 次元ヒストグラムからそのペアをランダムにサンプリングし FLUKA のトラックをずらした。その時の実際のデータと FLUKA を比べたものを図 5.13 に示す。これらから、よく較正できている事が分かる。しかし、KLG4 によるシミュレーションは単一のミューオンのみを考えている。これは FLUKA では単一のミューオンのみシミュレーションされているためである。そのためミューオン束事象に関しては考慮されていない。

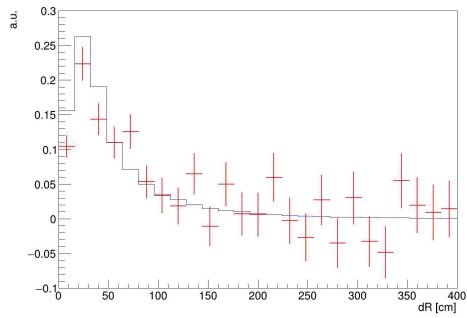
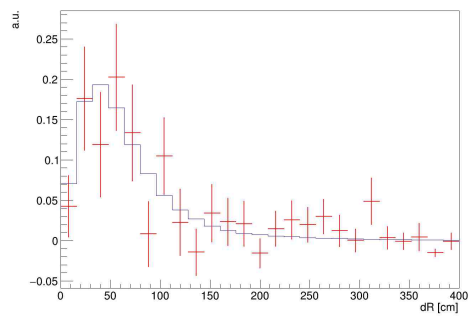
(a) ^{10}C とミュオントラックの距離(b) ^{10}C の最近接中性子とトラックの距離

図 5.13: FLUKA のミュオントラックの較正の結果。全て赤が実際のデータ、青が FLUKA のシミュレーションの分布になっている。これらから、較正が上手く行われたことが分かる。

第 6 章

ニューラルネットワークモデル

6.1 機械学習

機械学習とは、コンピュータを用いてモデルのパラメータをチューニングすることでデータ分析を行う手法のことである。機械学習には教師あり学習、教師なし学習、強化学習がある。教師あり学習は学習させるデータとその答えが存在し、出力が答えにあうようにモデルを学習させる手法である。例えば画像認識や自然言語処理に使われる。教師なし学習は学習データに対応する答えが存在せず、データからデータをグループ分けしたり、データ間のつながりを求める手法である。例えば商品のおすすめの紹介に使われる。強化学習は学習データが存在せず、モデルがより良い結果が得られるよう試行錯誤して学んでいく手法である。例えばロボットの歩行や将棋 AI に使われる。本研究では学習データとその答えがある教師あり学習を用いる。教師あり学習にもクラス分けや回帰など様々な用途が存在するが、本研究ではバックグラウンドの判別を行いたい場合クラス分けのモデルを使用する。データからバックグラウンドであるか、ないかの二値分類を行う。また、機械学習の手法として本研究ではニューラルネットワークを採用した。以下では、基本的なニューラルネットワークについて説明する。

6.1.1 ニューラルネットワーク

機械学習のうち、人間のニューロンを模したパラメータ構造になっている機械学習手法をニューラルネットワークという。ニューラルネットワークはウェイトとバイアスという幾つかのパラメータの組みを複数持った層からなっている。この層を深くする事でディープラーニングアルゴリズムが形成される。このパラメータの組みはチャンネルと呼ばれ、1つの層に複数チャンネルが存在する。あるチャンネル j に関する計算は以下の式で表せる。

$$x_j^{l+1} = \varphi \left(\sum_i w_{ij}^l x_i^l + b_j^l \right) \quad (6.1)$$

x_i^l は l 層の入力、 w_{ij}^l と b_j^l は l 層のウェイトとバイアス、 φ は活性化関数と呼ばれる非線形関数である。右上の文字 l は層の番号を表している。ウェイトは前層の出力、つまり前層のチャンネ

ル数と同数あり、出力 x_j^{l+1} は前層の出力の一次結合になっている。活性化関数はモデルに非線形性を取り入れるために導入されているもので、これによりモデルは表現を増している。活性化関数の例としては以下が挙げられる。

- シグモイド関数 $\varphi(x) = \frac{1}{1+e^{-x}}$
- tanh 関数 $\varphi(x) = \tanh(x)$
- ReLU $\varphi(x) = \begin{cases} x & (x \geq 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases}$

この層を複数重ね、最終的なモデルの出力になる。モデルの出力数は任意であるが、本研究のような二値分類では出力は1つの値とする。この出力が正解と比べてどの程度ロスがあるかを計算し、そのロスによってパラメータを更新していく。ロスとはモデルの出力が正解と比べてどの程度ずれているか評価する値であり、評価には様々な方法がある。これがニューラルネットワークの学習過程である。パラメータ更新のためのロスの計算、ロスのパラメータへの伝搬、ロスによるパラメータの更新の計算について以下で詳しく述べる。

ロスの計算

ロス計算の関数には任意の関数を用いる事ができる。例えば

- 平均二乗誤差 $E = \frac{1}{N} \sum_k (y_k - t_k)^2$
- クロスエントロピー誤差 $E = - \sum_k t_k \log y_k$

等がある。ここで y_k がモデルの出力、 t_k が正解である。 N はモデルの出力の数である。二値分類の場合には、正解は0か1で表される。そのためモデルの出力にもシグモイド関数をかける事で出力を0~1の範囲に変換している。本研究ではロス関数として、二値分類でよく用いられるクロスエントロピー誤差を採用した。

ロスの伝搬

ロス関数で求められたロスはバックプロパゲーションという過程を通じて各ウェイトやバイアスの勾配へと変換される。バックプロパゲーションの具体的な数式を以下に示す。簡単のために活性化関数を考えないとすると l 層の出力 x_j^{l+1} は l 層の入力 x_j^l を用いて

$$x_j^{l+1} = \sum_i w_{ij}^l x_i^l + b_j^l \quad (6.2)$$

と書けていた。この時 l 層のウェイト w_{ij}^l とバイアス b_j^l のロス関数 E に関する勾配は

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial w_{ij}^l} &= \frac{\partial E}{\partial x_j^{l+1}} \frac{\partial x_j^{l+1}}{\partial w_{ij}^l} = \delta_j^{l+1} x_j^l \\ \frac{\partial E}{\partial b_j^l} &= \frac{\partial E}{\partial x_j^{l+1}} \frac{\partial x_j^{l+1}}{\partial b_j^l} = \delta_j^{l+1} \end{aligned} \quad (6.3)$$

となる。ここで

$$\delta_j^l = \frac{\partial E}{\partial x_j^l} = \sum_i \frac{\partial E}{\partial x_j^{l+1}} \frac{\partial x_j^{l+1}}{\partial x_j^l} = \sum_j \delta_j^{l+1} w_{ij}^l \quad (6.4)$$

である。つまり l 層のウェイト w_{ij}^l とバイアス b_j^l のロス関数 E に関する勾配は、 l 層の出力 x_j^{l+1} のロス関数 E に関する勾配 δ_j^{l+1} から求められる。また、 δ_j^l も δ_j^{l+1} から求められる。よって $l+1$ 層の出力の勾配が求められれば、 l 層の出力の勾配が求められ、それによって l 層のウェイトやバイアスの勾配が求められる。このように後段の層から前段の層にロスが伝搬していく。そのためこの過程はバックプロパゲーションと呼ばれる。このようにして全てのパラメータの勾配が求められる。

パラメータの更新

各パラメータに関する勾配が求められたので、これを用いてロスを最小にするようにパラメータを更新する。最も単純な場合は

$$w_{ij}^l \rightarrow w_{ij}^l - \alpha \frac{\partial E}{\partial w_{ij}^l} \quad (6.5)$$

である。 α は学習率と呼ばれ、学習前に自分で値を設定するハイパーパラメータである。学習率が大きすぎると収束しなくなり、小さすぎると学習の時間がかかり過ぎてしまう。そうならないような適切な値を学習させてみて定める。この方法では勾配が 0 になると学習が完了するが、この時の値は最小値でなく極小値である場合もある。また、正負の異なる同程度の勾配の間で振動を起こすような場合もある。そのためパラメータの更新方法に関して様々な研究が行われ、数多くの更新手法がある。本研究では Adam [56] という更新手法を採用した。Adam は現在のニューラルネットワークで広く使われ、収束が早く、振動、極小値への陥りを防ぐアルゴリズムになっている。

6.2 PointNet

Xe 核破砕バックグラウンド除去では、5.3.1 で書いたように Xe 核破砕による多くの中性子が重要な情報になる。ニューラルネットワークにも中性子分布を入力とすることを考える。様々なモデルに中性子分布を学習させ、精度と計算スピードを大まかに見積もった。その結果が表 6.2 である。中性子分布を画像やグラフとして扱うよりも点群として扱うモデルの方が精度が良かった。点群を扱う基本的なモデルとして PointNet [4] がある。また、この精度を上げたモデルとして PointNet++ [57] や Point transformer [58] も存在するが、精度は向上せず計算時間が数倍に伸びた。

この結果から本研究では Xe 核破砕バックグラウンド除去手法として PointNet というモデルを採用した。PointNet は図 6.1 に示すようにセンサー等で得られた 3 次元点群に使用されるネットワークである。PointNet の実際の構造は図 6.2 のようになっている。本来の PointNet では点群の回転、平行移動、拡大縮小不変性のための機構が導入されているが、中性子分布はこれらの変換で異なる分布になってしまうので本研究では除いている。また、二値分類のため出力は 1 にし

表 6.1: ニューラルネットワークモデルの比較

モデル	入力データ	使用例	計算スピード	精度
3DCNN [59]	3次元画像	動画	遅い	良い
Spherical CNN [60]	球面上2次元画像	地球上の画像	速い	悪い
GNN [61]	グラフ	分子	速い	悪い
PointNet [4]	点群	センサーで得られた点群	速い	良い
PointNet++ [57]	点群	センサーで得られた点群	遅い	良い
Point transformer [58]	点群	センサーで得られた点群	遅い	良い

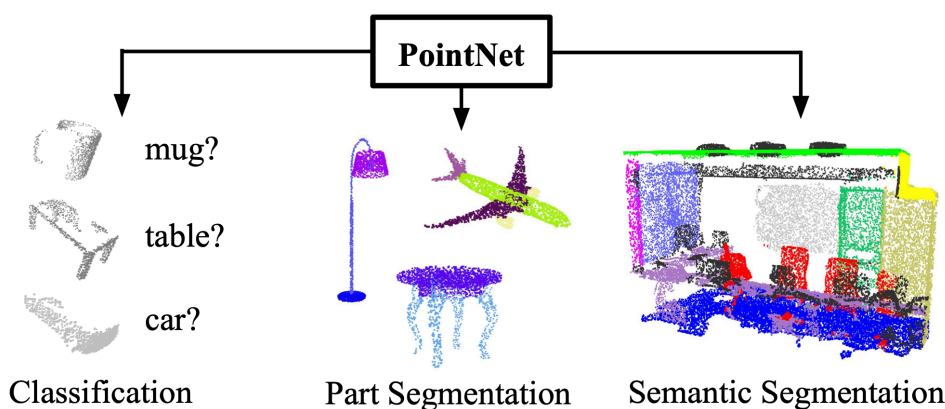


図 6.1: PointNet の用途 [4]。3次元点群の表している物体のクラス分けや、各点がどのグループに分けられるか求めるセグメンテーションに用いられる。

ている。デフォルトでは3次元座標を入力しているが、この次元数も変える事ができる。そのため点の3次元座標にも各点に対応する情報を追加することができる。

さらにデフォルトの PointNet は点の数は固定で、全てのデータで点の数が同じでなければいけない。しかし、中性子はそれぞれの事象で数が異なってしまう。そのため max pooling に工夫を施した。入力データに新たな次元を追加し、存在する点にはその次元の値を1にし、存在しない点では0にする。0の点は max pooling の時に負の無限大にする事で存在する点のみ考慮するようにしている。

6.3 トレーニング

この章ではモデルの実際のトレーニングについて説明する。トレーニングではまず学習データを作成する必要がある。Xe 核破砕バックグラウンド除去には中性子の情報が重要であるが、核破砕バックグラウンド除去では 3.5.4 で述べたようにミュオントラックやミュオントラックに沿ったエネルギー損失である dE/dx も有用な情報として使用されている。これらについて様々なデータを作成しトレーニングを行なった。トレーニングは PointNet で Xe 核破砕バックグラウン

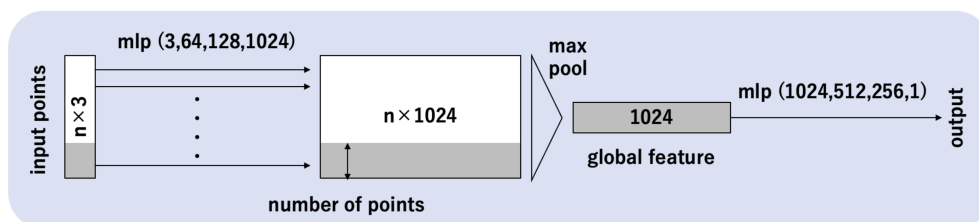


図 6.2: PointNet の構造 ([4] を参考に作成)。入力の n は点の数 (全てのデータで固定) で、各点の 3 次元座標を入力している。3 次元座標は 64、128、1024 とチャンネル数が増える計算をし、その後 max pooling によって各点の情報が集約されている。max pooling では各チャンネルで値が最大の点を抽出している。その際、そのデータでの点の数の中で最大を計算している。その後 1024、512、256 とチャンネル数が減る計算をし、最終的に 1 個の出力を得ている。

ドであるか、偶発事象であるかの二値分類を行った。ここでいう偶発事象とはミューオンに相関がない事象のことで、実際の解析では $0\nu\beta\beta$ 候補事象になる。以下でまずは学習データの作成について述べ、その後トレーニング結果を示す。

6.3.1 学習データ

本研究では学習させるデータの種類から 3 つのモデルを定義する。1 つ目は N モデルで、中性子分布と崩壊時間を学習データとしたものである。2 つ目は NM モデルで、N モデルの情報に加えてミューオントラック情報を追加したものである。3 つ目は NM+dE モデルで、NM モデルの情報に加えて dE/dx の情報を追加したモデルである。学習データの中性子情報、ミューオン情報については Xe 核破碎バックグラウンド、偶発事象ともに FLUKA のデータを用いている。そのうち中性子情報に関しては 5.4.1 で述べた較正が施されている。以下で 3 つのモデルについて詳しく説明する。

N モデル

N モデルでは中性子情報と時間情報を用いている。中性子情報では信号から半径 160 cm 以内の中性子の 3 次元座標を使用している。3 次元座標は評価対象事象を中心とした相対座標になっている。また、時間情報はミューオンから Xe 核破碎バックグラウンドの崩壊までの時間差を使っていて、Xe 核破碎バックグラウンドの時間情報は 5.2 で述べたように Geant4 で計算されたものである。偶発事象はミューオンとの時間相関がないため一様ランダムな時を仮定している。

NM モデル

NM モデルでは中性子情報、時間情報に加えてミューオントラックの情報を取り入れている。これを図 6.3 の (a) に示した。PointNet では情報を追加する時には各点の次元を増やす必要がある。そのため各点に依存した情報を取り入れる事が自然である。NM モデルでは各点に依存させるためにミューオントラック情報を各中性子の座標からミューオント

トラックに垂線を下ろし、その垂線の足の中性子位置から見た3次元相対座標を入れている。また、ミューオントラックを一意にするためにミューオンの3次元進行方向も入れている。

NM+dE モデル

NM+dE モデルでは中性子、時間、ミューオントラックに加えて dE/dx の情報を取り入れている。これを図 6.3 の (b) に示した。 dE/dx はまず各中性子からミューオントラックへの垂線の足を下ろす。そこからミューオントラックに沿って 200 cm の幅で dE/dx を積分している。この値を各中性子に渡している。

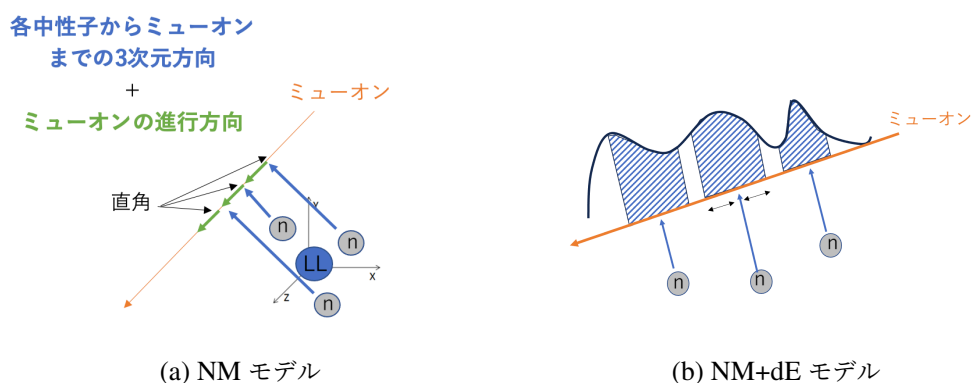


図 6.3: 各モデルの情報の取り入れ方。左は NM モデルで、各中性子からミューオントラックへの 3 次元方向とミューオンの 3 次元進行方向をデータに入れている。右は NM+dE モデルで、各中性子からミューオントラックへの垂線の足を下ろし、そこからミューオントラックに沿って一定の幅 dE/dx を積分している。

6.3.2 トレーニング結果

上記 3 つのモデルについてのトレーニング結果を表 6.2 に示す。タグ効率は偶発事象を 10% タグする閾値で Xe バックグラウンド事象をタグする割合を表している。これらの効率の計算は FLUKA のデータのみで行なっているが、7.1.4 と同様の計算を行なっている。また、比較として同様のデータ、計算方法での最尤法のタグ効率も示した。この結果からいずれのモデルでも最尤法の結果を改善したことがわかる。N モデルでは最尤法に比べて約 5% 精度が向上した。さらにミューオントラックを考慮した NM モデルでは、N モデルと比較して更に約 4% の精度向上を達成した。ただしこのミューオントラックは 5.4.2 で説明したミューオントラックの較正を入れておらず、正しいミューオントラックである。しかし、更に dE/dx を考慮した NM+dE モデルでは精度が 0.3% しか変わらなかった。NM+dE モデルの dE/dx の積分幅を 50 cm、100 cm、200 cm 等変えて行ってみたが、結果は全体で約 0.3% 程しか変わらなかった。よって実際の解析では NM+dE モデルを使わないことに決定した。ここで最尤法、N モデル、NM モデルに関して ROC 曲線を図 6.4 に示す。ROC 曲線はグラフが左上によるほど分類がうまく行われていることを示す。よってこの図からも最尤法よりも N モデルは精度が高く、NM モデルはさらに高いことが分

表 6.2: 各モデルのトレーニング結果

モデル	タグ効率 [%]
最尤法	41.2
N モデル	46.7
NM モデル	50.5
NM + dE モデル	50.8

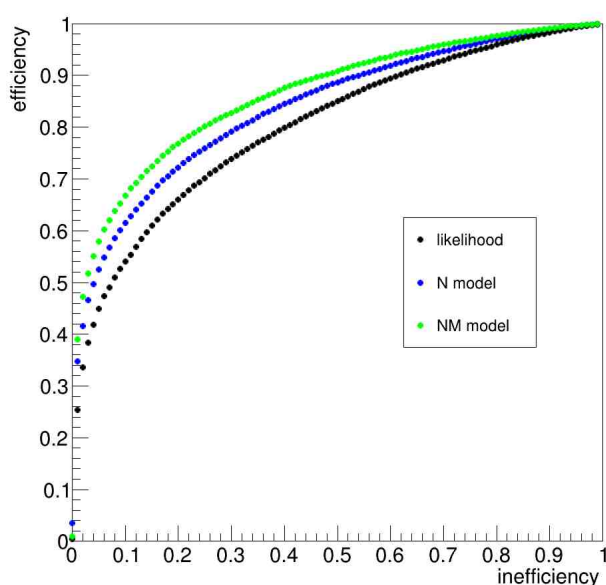


図 6.4: 各モデルの ROC 曲線。横軸の inefficiency は偶発事象のタグ効率、縦軸の efficiency は Xe 核破碎バックグラウンド事象のタグ効率を表す。黒の点は最尤法、青の点は N モデル、緑の点は NM モデルである。

かる。

また、NM モデルに関してミュオントラックの較正を入れた除去効率は 48.5% となり、較正を入れない場合に比べて約 2% 精度が落ちた。これはミュオントラック再構成の精度によるものである。そこでミュオントラック再構成の Xe 核破碎バックグラウンド除去効率への影響を確かめるために、ミュオントラックの較正を加える割合を変えて効率を見積もった。その結果を図 6.5 に示す。この図からミュオントラックが正しいものからずれるにつれて効率も落ちていくことが分かる。

また、上記の議論では全て FLUKA のデータを使用して効率を見積もったが、7.1.4 と同様にトレーニング済みのモデルで偶発事象を実際のデータにした場合の除去効率も計算した。このとき実際のデータのミュオン、中性子のペアを使っていて、偶発事象の位置、ミュオンから信号までの時間は一様ランダムと仮定している。このような偶発事象で計算した NM モデルの除去

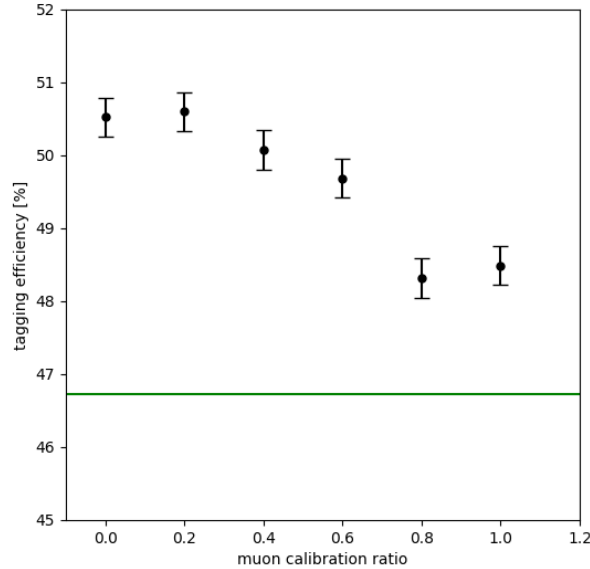


図 6.5: ミューオントラックの較正と除去効率。縦軸は Xe 核破碎バックグラウンド除去効率である。横軸はミューオン再構成によるずれの割合で、1 の時 5.4.2 で説明した較正分ずらして、0 の時完全に正しいトラックになっている。例えばシミュレーションで位置が 20 cm ずれるとき、muon calibration ratio をかけた値の分ずらしているため 1 の時 20 cm、0.6 の時 12 cm、0.2 の時 4 cm というようにずらしている。角度も同様である。また、緑の線で N モデルの除去効率を示している。

効率は 47.3% となった。同様に N モデルで実際の偶発事象から見積もった効率は 47.2% であった。この結果から、NM モデルの除去効率は N モデルと比べて効率がほとんど向上しない結果になった。実際のデータを使用した場合に精度がほとんど向上しなくなる理由は現行のミューオン再構成ツールが検出器の途中で止まるミューオンやミューオン束を考慮していないためだと考えられる。現在 KamLAND ではこれらを考慮して、かつ精度を上げるミューオン再構成ツールが開発中で、その場合には N モデルよりも精度の高くなる NM モデルが活用できる。図 6.5 を見ると muon calibration ratio が約 0.5、つまり現在位置が 20 cm ずれて再構成されているトラックに対して 10 cm のずれで再構成できるような精度を持つ再構成ツールが開発されれば正しいトラックの場合とほとんど変わらない約 50% の除去効率となる。

第 7 章

Xe 核破碎バックグラウンドの解析

7.1 Xe 核破碎バックグラウンド除去効率と不定性

ここではトレーニングしたモデルで、実際に計算したバックグラウンド除去効率と不定性について説明する。モデルのトレーニングとその除去効率計算は 3.5.4 で 3 つの time bin に分けていたのと同様の期間で別々に計算した。除去効率、不定性ともに偶発事象には実際のデータのミュオン、中性子ペアを用いた。Xe 核破碎バックグラウンドには FLUKA のデータを使用した。不定性を見積もる際には、トレーニング済みのモデルと除去効率計算の際に決めた閾値を使っている。

7.1.1 較正の際の不定性

5.4.1 で説明した較正では、中性子をランダムに減らしたり増やしたりしていた。そのため 5.11 の ENN などの分布は毎回少し異なってしまう。これによる較正の不定性を見積もるために決定したパラメータで FLUKA のデータと実際のデータとの差の計算を繰り返した。その結果この差は分布を持ち、この分布の範囲内に入るパラメータで計算した除去効率の変動を較正の誤差とした。また較正の際には ^{10}C を用いたが、統計を増やすために XeLS 中だけでなく KamLS 中の ^{10}C も使用している。しかし XeLS 中と KamLS 中では中性子捕獲事象のレートが異なる。実際のデータのレートは KamLS で $3781 \pm 28(\text{stat.}) \pm 295(\text{syst.}) (\text{kton day})^{-1}$ 、XeLS で $4347 \pm 98(\text{stat.}) \pm 339(\text{syst.}) (\text{kton day})^{-1}$ である [53]。また FLUKA では XeLS のみを考えている。よってこのレートの差分中性子の検出数を変化させたときの効率を求め、不定性を見積もった。さらに実データでは、中性子ではないのに誤って再構成されてしまった事象も存在する。このレートは図 4.5 で指数関数でフィットした際の定数成分から見積もられる。この見積もりでは実際の中性子約 46 個につき 1 個の再構成ミスがあることが分かった。FLUKA では実際に生成された中性子しか存在しないため、このレートで中性子のノイズを入れた際に効率がどの程度変化するかを計算した。最後に、3 つの time bin に分けて効率を計算していて実際のデータでもこれらを用いるが、解析で除去効率を用いる際には 1 つの値を使っている。そのため期間による除去効率の違いを不定性と考えた。これらの結果を表 7.1 に示す。

表 7.1: 除去効率の較正の不定性

ソース	不定性の大きさ [%]
較正の誤差	1.14
中性子捕獲レート	1.65
中性子のノイズ	0.08
期間依存性	2.30

7.1.2 FLUKA の不定性

5.1.2 で説明したように、FLUKA と実際の実験で観測された Xe 核破砕生成物レートを比べる際にはビーム実験が使われている。除去効率の計算の際には FLUKA の生成レートを用いているが、FLUKA の不定性としてビーム実験での生成レートで計算した際の効率を用いた。この時の不定性は 5.31% と見積もれた。

7.1.3 ニューラルネットワークの不定性

ニューラルネットワークモデルを学習させる際、毎回同じ結果にはならない。そのためニューラルネットワークにも不定性が存在する。この不定性を見積もる方法として初期値やデータセットの読む順番を変えて何回もトレーニングをするという方法もあるが、トレーニング 1 回で～1 日ほどかかるため現実的でない。そこで本研究ではモデルの不定性を見積もりとしてベイジアンニューラルネットワーク [62] を使用した。通常のニューラルネットワークではパラメータの値は 1 つに決まり、推論時にもその結果は常に同じになる。ベイジアンニューラルネットワークではパラメータが分布を持つ。つまりパラメータを確率分布に従う確率変数と考える。通常のニューラルネットワークのパラメータはこの確率分布に従った 1 つの値になると考えられる。ベイジアンニューラルネットワークではトレーニングの過程でこの確率分布を求めている。推論時にもパラメータはトレーニングで定まった確率分布から生成されるため、毎回結果が変わる。これはニューラルネットワークを何度もトレーニングすることに対応する。[63] よって 1 度トレーニングしたモデルを使って推論を繰り返すことでニューラルネットワークの不定性を見積もる事ができる。1 回の推論にかかる時間は～30 分程度なので大幅に時間が短縮できる。PointNet をベイジアンニューラルネットワークに書き換え、推論として除去効率の計算を繰り返した例を図 7.1 に挙げる。以上のようにしてニューラルネットワークの不定性を見積もり、その値は 0.27% だった。

7.1.4 除去効率の計算

トレーニング済みのモデルで偶発事象、Xe 核破砕バックグラウンドの推論結果を図 7.2 に示す。トレーニングは Xe 核破砕バックグラウンドの時に PointNet のスコアを大きくするようになっていく。このように偶発事象、Xe 核破砕バックグラウンドの分布が得られたので、次に閾値

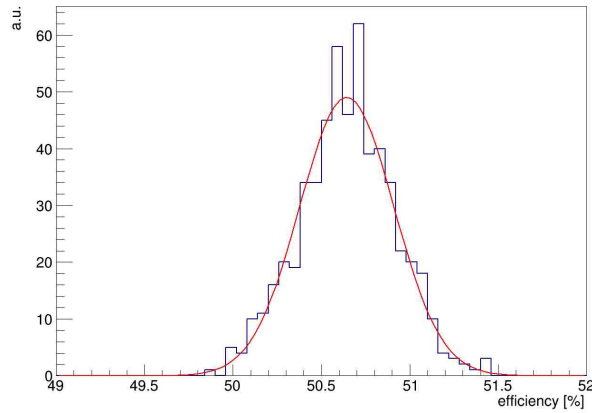


図 7.1: ニューラルネットワークの不定性。ベイジアンニューラルネットワークの推論として除去効率を計算した。この時効率の分布はガウス分布になり、これがニューラルネットワークの不定性と考えられる。

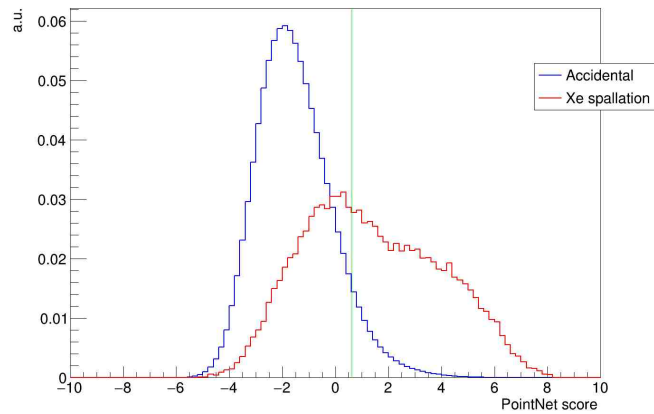


図 7.2: PointNet の推論結果。横軸は PointNet のスコアである。赤のヒストグラムが Xe 核破碎バックグラウンドで、青のヒストグラムが偶発事象の分布になっている。緑の線は FOM で求めた閾値を示している。

を決める必要がある。閾値は性能指数 (Figure Of Merit, FOM) を使って求めた。FOM の式は以下で表せる。

$$\text{FOM} = \frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{signal}} + N_{\text{background}}}} \quad (7.1)$$

ここで N_{signal} 、 $N_{\text{background}}$ は閾値によってバックグラウンドと判断されなかった信号とバックグラウンドの事象数である。今の場合、信号は偶発事象 ($0\nu\beta\beta$ 候補事象) でバックグラウンドは Xe 核破碎バックグラウンドである。 $0\nu\beta\beta$ は 3×10^{26} 年の寿命を仮定し、観測時間は 5 年、体積は検出器の中心より $r < 157.49$ cm、エネルギー範囲は $2.35 < E < 2.7$ MeV に設定している。この FOM を最大にするように閾値を決めている。図 7.2 にはこのようにして決めた閾値も示し

である。この図で閾値よりも大きい PointNet のスコアの事象は Xe 核破碎バックグラウンドと判断される。

この閾値を使って、除去効率の計算を行った。除去効率は図 7.2 で閾値を超える Xe 核破碎バックグラウンドの割合だが、計算にはいくつかの考慮すべき効果がある。1 つ目は考えている崩壊時間で、Xe 核破碎バックグラウンド除去では事象から 40 万秒まで遡った時のミュオンが考えられている。しかし全ての崩壊が 40 万秒以内に起こるわけではないので、40 万秒よりも後に崩壊する原子核は除去できない。この効果を考える必要があり、Xe 核破碎バックグラウンド全体でタグ出来る可能性がある事象が約 82% に減る。2 つ目は 160 cm 以内に中性子が存在しない Xe 核破碎である。数は少ないが核破碎で中性子を 1 個も出さない、または検出されない Xe 核破碎バックグラウンドも存在する。この効果では、Xe 核破碎バックグラウンド全体でタグ出来る可能性がある事象が約 97% に減る。3 つ目は 3.5.4 で説明したダブルパルスフィットで除去される事象である。この効率では他のバックグラウンド除去でタグされなかった事象を考えたいので、ダブルパルスフィットで除去されなかった事象のみで効率を計算する。この効果では、Xe 核破碎バックグラウンド全体でタグ出来る可能性がある事象が約 95% に減る。4 つ目は MoGURA の不感時間である。KamDAQ が動いていても、MoGDAQ が落ちてしまったり run 切り替えのタイミングで動いていない時間がある。この時間は中性子を検出できないので、Xe 核破碎バックグラウンドもタグできなくなる。MoGURA の不感時間ではない割合は約 95% である。これらにより Xe 核破碎バックグラウンドの除去効率の最大値は 72.8% になる。

これらの効果と閾値を超える割合を Xe 核破碎バックグラウンドの核種ごとに計算し、最終的に求めた除去効率は $47.6 \pm 6.1\%$ である。不定性は上記の不定性を全て考慮した値を使っている。また、この除去によって犠牲になる信号の割合は 10.7% である。

7.2 PointNet の解釈

ここでは PointNet の解釈について述べる。ニューラルネットワークでうまく Xe 核破碎バックグラウンドが除去できたとしても、その物理的な意味は明白ではない。そのためある物理パラメータと PointNet のスコアの相関を確認することで PointNet が何に着目して判断しているかを確認した。また、本研究での改善点を明らかにするために最尤法との比較も行った。

7.2.1 中性子クラスターとの相関

繰り返しになるが、Xe 核破碎バックグラウンド除去には中性子の情報が非常に重要である。最尤法では最近接中性子との距離と ENN に着目していた。この 2 つのパラメータとの相関を図 7.3 に示した。ENN は大きい値のとき Xe 核破碎バックグラウンドの可能性が高く、最近接中性子との距離は小さい値のとき Xe 核破碎バックグラウンドの可能性が高い。PointNet はこれらの相関に対して、うまく判別できている。

しかしこれらのパラメータは最尤法でも見られている。最尤法では見れずに、PointNet で新しく着目されているパラメータを調べる。このパラメータとして、中性子の中心との距離と、各中

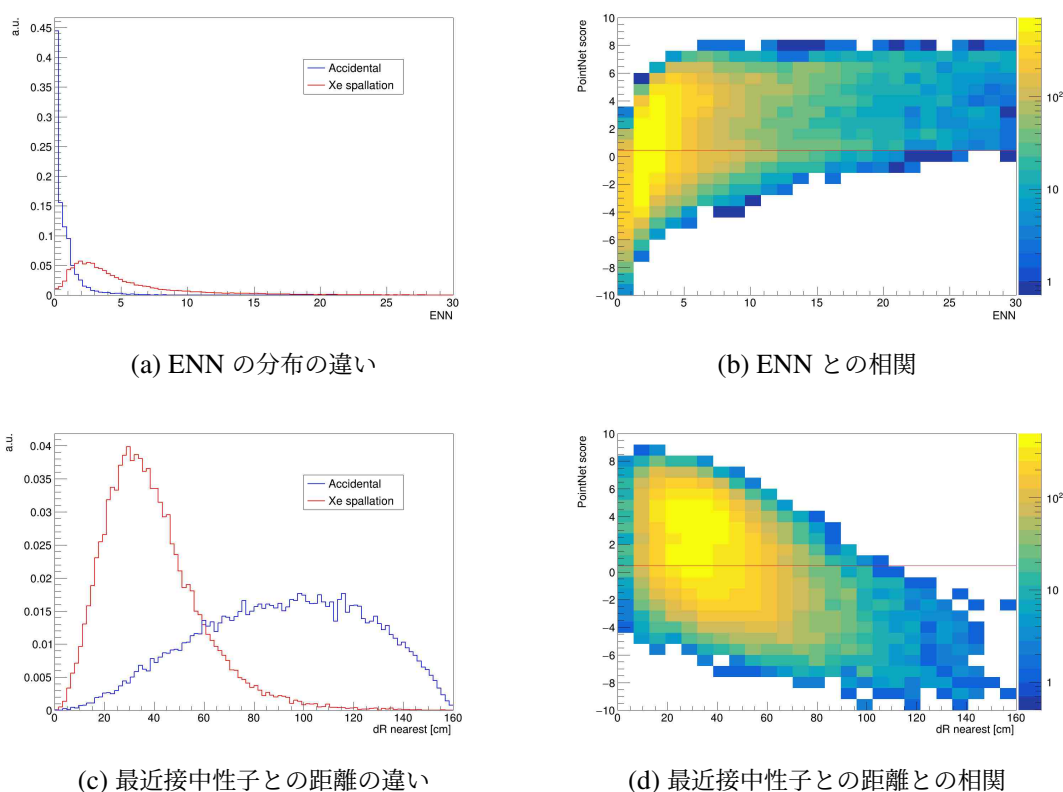
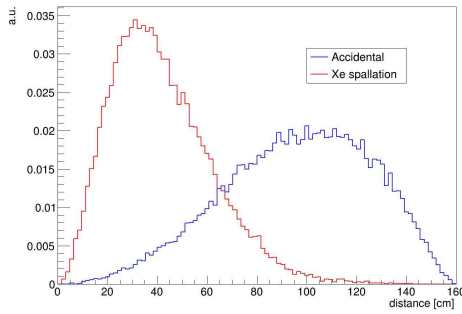


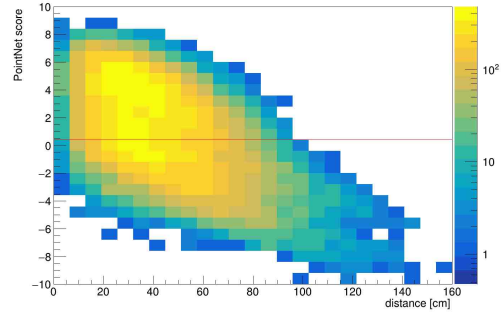
図 7.3: ENN、最近接中性子との距離との相関。(a)、(c) は Xe 核破砕バックグラウンド、青が偶発事象の分布になっている。(b)、(d) は ENN、最近接中性子との距離の PointNet との相関である。赤い線で閾値を示している。

中性子間の距離に注目した。これらのパラメータの相関を図 7.4 に示す。中性子の中心は各中性子の座標の平均を取ることで求めた。図 7.4(a) を見ると Xe 核破砕バックグラウンドの方が中性子の中心との距離が短く、信号周りに中性子が一様に分布しやすいことが分かる。図 7.4 の (b)、(c) を比べると PointNet の方が中性子の中心との距離と相関を持っていて、短い距離に対してスコアが高くなっている。

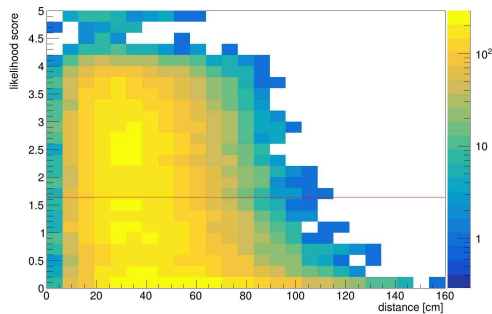
また、各中性子間の距離は図 7.4(d) を見ると Xe 核破砕バックグラウンドの方がピークが鋭く、そのピークが 140 cm 付近に存在している。。図 7.4 の (e)、(f) を比べると PointNet の方が 140 cm 付近のピークをうまくタグして、このパラメータに注目できている事が分かる。このような中性子クラスター全体のパラメータに注目することで PointNet はタグ効率を上げていると考えられる。これらのことから、核破砕では中性子は偶発事象よりも等方的に存在し、その距離もある程度一定であることが分かる。これはどこか一方に中性子が偏っているような場合は他の原子核破砕で生まれた可能性が高く、飛ばされた中性子は同じような速度で散乱されるためだと考えらる。



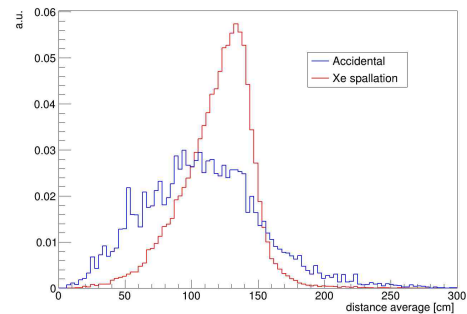
(a) 中性子の中心との距離の分布の違い



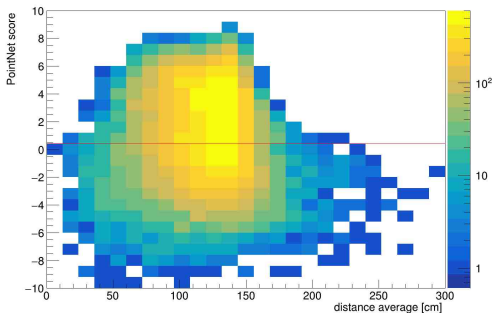
(b) 中性子の中心との距離と PointNet の相関



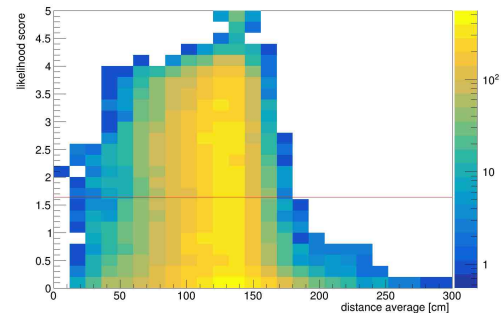
(c) 中性子の中心との距離と最尤法の相関



(d) 各中性子間の距離の平均の分布の違い



(e) 各中性子間の距離の平均と PointNet の相関



(f) 各中性子間の距離の平均と最尤法の相関

図 7.4: 中性子の中心との距離、各中性子間の距離の平均との相関。(a)、(d) は Xe 核破碎バックグラウンド、青が偶発事象の分布になっている。(b)、(e) は ENN、最近接中性子との距離の PointNet との相関、(c)、(f) は ENN、最近接中性子との距離の最尤法との相関である。赤い線で閾値を示している。

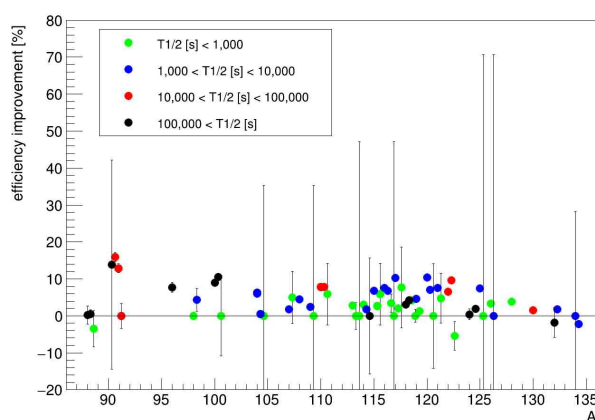
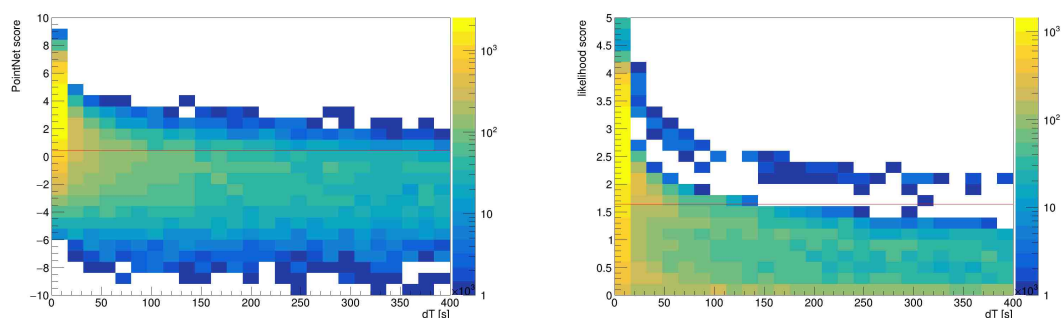


図 7.5: 核種による除去効率向上の違い。横軸は Xe 核破砕原子核の質量数、縦軸が PointNet の除去効率から最尤法の除去効率を引いた値である。また、それぞれの核種を半減期の違いから色分けした。緑が 1,000 秒以内、青が 1,000 秒以上でかつ 1 万秒以内、赤が 1 万秒以上でかつ 10 万秒以内、黒が 10 万秒以上である。

7.2.2 核種による違い

最尤法と PointNet の違いをより詳しく調べるために、核種ごとの除去効率の差を調べた。その結果が図 7.5 である。この結果から、図の赤や黒で表される寿命の長い核種でより改善していることが分かる。つまり最尤法に比べて PointNet の方が長時間タグできていることが分かる。このことを調べるためにミュオンから信号までの時間と最尤法、PointNet のスコアの分布を調べた。その結果が図 7.6 である。この図からも PointNet の方が長時間タグできていることが分かる。長時間タグできている理由として、7.2.1 で述べたような中性子の特徴をうまく使うことで長時間までタグ領域を伸ばしても偶発事象と見分けられているためだと考えられる。また、PointNet の場合には核種ごとに寿命と核破砕の中性子分布をセットにして学習しているため寿命の長い原子核の中性子分布を学ぶことで効率的にタグしていると考えられる。

また、図 7.5 から質量数が小さい原子核でより改善しているように見える。質量数が小さいということは核破砕でより多くの中性子を放出していることを示す。よって中性子数を改善の相関も調べた。その結果が図 7.7 である。この結果から PointNet では 10 個以下と中性子数が少ない時、逆に 50 個以上と中性子数が多い時で除去効率が改善している。これは中性子数が少ない時には ENN が小さくなり、逆に中性子数が多い時には信号源の原子核以外から放出された中性子も多く偶発事象と見分けがつきにくくなり最尤法での除去効率が低いためだと考えられる。PointNet ではこれらの場合でも中性子の 3 次元座標から 7.2.1 で述べたような特徴を掴んでタグしていると考えられる。



(a) ミューオンから信号までの時間と PointNet の相関
 (b) ミューオンから信号までの時間と最尤法の相関

図 7.6: (a) はミューオンから信号までの時間と PointNet の相関、(b) はミューオンから信号までの時間と最尤法の相関である。赤い線で閾値を示している。

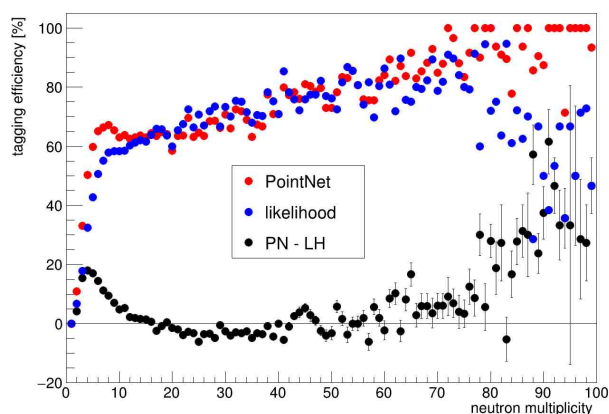


図 7.7: 中性子数による除去効率向上の違い。横軸は Xe 核破碎原子核から半径 160 cm 以内の中性子数、縦軸が除去効率である。赤の点は PointNet の分布、青の点は最尤法の分布で、黒の点は PointNet の除去効率から最尤法の除去効率を引いた値になっている。本来は赤と青の点にも黒の点と同じエラーバーがつくが、見やすさのために消している。

7.3 $0\nu\beta\beta$ 解析への影響の見積もり

この章ではポアソン分布を使った MC のスペクトルフィットを使用して $0\nu\beta\beta$ 解析への影響を見積もる。はじめにスペクトルフィットの手法について説明し、その後本研究でのスペクトルフィットを行う。

7.3.1 スペクトルフィット

KamLAND-Zen 解析では、バックグラウンドや $0\nu\beta\beta$ のレートを得るためにデータのエネルギー・スペクトルフィットを行なっている。このスペクトルフィットは χ^2 の最小値を取るように行われる。 χ^2 は以下のように定義される。

$$\chi^2 = \chi_{\text{Energy}}^2 + \chi_{\text{Penalty}}^2 \quad (7.2)$$

Zen 解析のスペクトルフィットは Xe 核破碎バックグラウンドとしてタグされた事象 (tagged)、されなかった事象 (untagged) の 2 つのデータセットに対して同時に行われる。いずれのデータセットも Xe 核破碎バックグラウンド除去以外のバックグラウンド除去は行われている。スペクトルフィットはエネルギー、空間、時間の 3 次元に対して行われ、 χ_{Energy}^2 は

$$\chi_{\text{Energy}}^2 = \sum_{\text{TB}} \sum_{\text{DS}} \chi_{\text{Energy}}^2(\text{TB}, \text{DS}) \quad (7.3)$$

$$\chi_{\text{Energy}}^2(\text{TB}, \text{DS}) = \begin{cases} 2 \sum_i \sum_j \sum_k (\nu_{ijk} - n_{ijk}) & (n_{ijk} = 0) \\ 2 \sum_i \sum_j \sum_k \{ (\nu_{ijk} - n_{ijk}) + \log n_{ijk} / \nu_{ijk} \} & (n_{ijk} > 0) \end{cases}$$

で表される。これはポアソン χ^2 を使っている。TB は 3.5.4 で説明した 3 つの Time Bin、DS はデータセット (tagged と untagged) である。 n_{ijk} は観測された事象数、 ν_{ijk} は期待される事象数である。また、 i, j, k はそれぞれ半径、 $\cos\theta$ 、エネルギーの bin 番号を表す。半径に関しては 0 ~ 250 cm の半径を均等に 20 bin に分けている。 $\cos\theta$ に関しては $-1 \leq \cos\theta < 0$ 、 $0 \leq \cos\theta < 1$ の 2 つの bin に分けている。エネルギーに関しては 0.5 ~ 4.8 MeV を均等に 86 bin に分けている。

また、 χ_{Penalty}^2 は以下で定義される。

$$\chi_{\text{Penalty}}^2 = \chi_{\text{Rate}}^2 + \chi_{\text{Eff}}^2 + \chi_{\text{Dist}}^2 \quad (7.4)$$

χ_{Rate}^2 はバックグラウンドレートの変動に対する項である。これは

$$\chi_{\text{Rate}}^2 = \sum_n \left(\frac{E_n - O_n}{\sigma_n} \right)^2 \quad (7.5)$$

で定義される。 n はバックグラウンドの種類で O_n はスペクトルフィットでの観測されたレート、 E_n と σ_n は他の解析や測定で得られた期待値とその不定性である。

χ_{Eff}^2 は式 7.5 と同じ式で書け、tagged と untagged のデータセットの比を決定する項である。スペクトルフィットではそれぞれのデータセットで同様のバックグラウンドレートを使うため、Xe 核破碎バックグラウンド除去効率が各データセットに影響を与えることになる。スペクトルフィットでは除去効率をフィッティングパラメータとして再度見積もるため、除去効率の制限が χ_{Penalty}^2 で考えられている。同様に、5.1.2 で説明したような FLUKA の不定性によって Xe 核破碎バックグラウンドのスペクトルのズレが制限され、この項が χ_{Dist}^2 である。

このようにして計算される χ^2 を CERN によって提供されている ROOT の MINUIT を使って最小にしている。

7.3.2 感度の見積もり

上記のスペクトルフィットを用いて、Xe 核破碎バックグラウンド除去効率の $0\nu\beta\beta$ のレートへの影響を見積もった。見積もりにはポアソン分布を使った MC を使用した。バックグラウンドレートとして、実際のデータにスペクトルフィットを行なった際のベストフィットの値を使用している。このベストフィットのレートからポアソン分布に従って事象を生成し、それにスペクトルフィットを行なった。 $0\nu\beta\beta$ のレートを変えてスペクトルフィットを行い、それぞれ χ^2 を計算した。その結果、ポアソン χ^2 の 90% C.L. である $\Delta\chi^2 = 2.71$ から 90% C.L. の感度が求められる。ここで $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{Min}}^2$ である。

以上のような MC の計算を 15000 回行うことで PointNet による感度の見積もりを行なった。その結果が図 7.8 である。図には比較のために同じ方法とデータで閾値決めや除去効率の計算を最尤法で行なった際の見積もりも示してある。この結果と Xe 核破碎バックグラウンド除去効率の PointNet、最尤法で比較したものが表 7.2 である。これらの結果から、PointNet は $0\nu\beta\beta$ 解析において、従来の手法である最尤法よりも $0\nu\beta\beta$ の半減期に対する感度を約 5% 向上させられることが分かった。

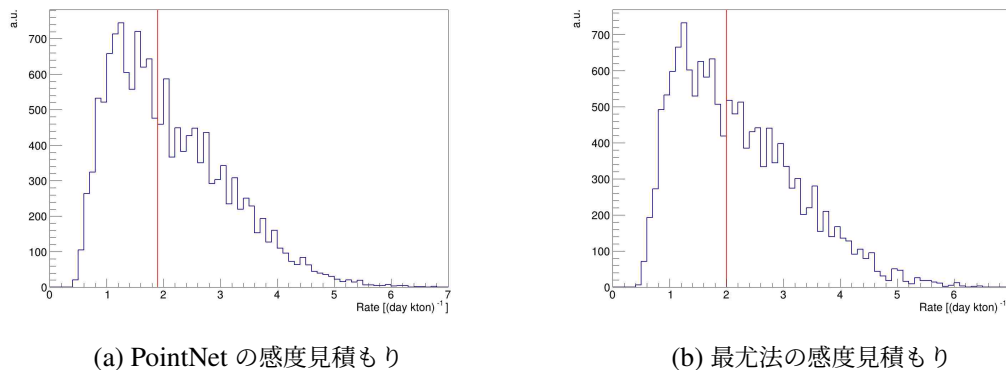


図 7.8: MC のスペクトルフィットによる感度見積もり。1500 回の計算で求められた 90% C.L. の $0\nu\beta\beta$ 事象レートをヒストグラムにしている。また、赤線はその中央値である。右の図が PointNet、左の図が最尤法での感度見積もりである。PointNet の中央値は $1.90 \text{ (day kton)}^{-1}$ 、最尤法の中央値は $2.00 \text{ (day kton)}^{-1}$ となった。

7.3.3 レート解析

また、感度は単にバックグラウンドのレートを考えても簡易的に求められる。レートとして、バックグラウンドの期待値と実際に観測された値を用いる。[45] では tagged、untagged のデータを合わせて期待値が 43.1 events、観測された事象が 39 events だった。この結果から Xe 核破碎バックグラウンド除去効率を変えることで期待値を求め、ポアソン分布で観測された事象を計算することで感度が見積もれる。[64] の手法を用いて PointNet の感度を計算した結果は 1.3×10^{26}

表 7.2: PointNet と最尤法の比較

	PointNet	最尤法
Xe 核破碎バックグラウンド除去効率 [%]	47.6	41.0
不定性 [%]	6.1	6.0
信号の除去率 [%]	10.7	9.9
$0\nu\beta\beta$ レート [(day kton) ⁻¹]	1.90	2.00
$0\nu\beta\beta$ の半減期 [$\times 10^{26}$ year]	1.26	1.20

表 7.3: 除去効率、exposure と感度。表の値は $0\nu\beta\beta$ の半減期 [$\times 10^{26}$ year] になっている。

		exposure [day kton]			
		6.62	13.24	19.86	26.48
Xe 核破碎	40	1.2	1.8	2.2	2.6
バックグラウンド	50	1.2	1.9	2.3	2.7
除去効率 [%]	60	1.4	2.0	2.4	2.7
	70	1.4	2.0	2.4	2.8

year、最尤法で計算した結果は 1.2×10^{26} year で表 7.2 と矛盾しない結果になった。

また、この手法を使って Xe 核破碎バックグラウンド除去効率や exposure が変わった際の感度を見積もることができる。この結果を表 7.3 にまとめた。exposure の 6.62 [day kton] は KamLAND-Zen 800 実験で livetime が 523.3 日、Xe の質量が 745 kg [45] の時の値で、それを 2、3、4 倍した値での感度を表に示している。これにより、仮に Xe バックグラウンド除去効率が 60% を達成した場合、感度は 40% に比べて約 16% 向上することが分かる。また、exposure が 2 倍になると感度は約 50% 向上することが分かる。

第 8 章

ニューラルネットワークの拡張可能性 と将来計画

8.1 ニューラルネットワークの拡張可能性

ニューラルネットワークの利点は、様々な情報を取り入れられることである。Xe 核破碎バックグラウンド除去において、本研究で取り上げた中性子やミューオン以外にも使える情報として PID が挙げられる。この章では PID と PID に関するニューラルネットワーク、本研究への組み込み可能性について説明する。

8.1.1 PID

粒子識別 (The particle identification、PID) とは粒子の種類を識別する方法である。特に KamLAND-Zen 実験では、原子核崩壊が β 崩壊のみであるか、 γ 線を伴うかを判別する。その理由として、観測したい信号である $0\nu\beta\beta$ 崩壊は γ 線を伴わず、バックグラウンド事象は伴うことが多いためである。例えば Xe 核破碎バックグラウンドではほとんどの場合 γ 線を伴う (表 5.4)。これらの γ 線は原子核が崩壊の際に励起状態を経由して崩壊することから放出される。よって γ 線の識別が出来れば、Xe 核破碎バックグラウンド除去が出来ることを意味する。

Xe 核破碎バックグラウンド除去における PID を使用する利点は、崩壊時間と中性子検出効率に左右されないことである。例えば本研究では考慮する時間を 40 万秒としたが、この制限により約 18% がタグ出来なくなる。PID ならこの制限を受けない。また、KamLAND では中性子検出効率の悪さが問題になっていて、これも除去効率に影響しているが PID であればこの影響も受けない。そのため PID による Xe 核破碎バックグラウンド除去も研究されている。

PID は β 線と γ 線の液体シンチレータ中の発光分布の違いによって行われる。 β 線は液体シンチレータのある一点でエネルギーを落とす。対して、 γ 線の場合コンプトン散乱によって散乱されて複数の点でエネルギーを落とす。この例として、 $0\nu\beta\beta$ と Xe 核破碎バックグラウンドのエネルギー損失の分布を図 8.1 に示す。これから、 $0\nu\beta\beta$ 分布は約 1 cm 程であり、Xe 核破碎バックグラウンドのエネルギー損失の方が数十 cm とより広い分布を持つことが分かる。これにより発

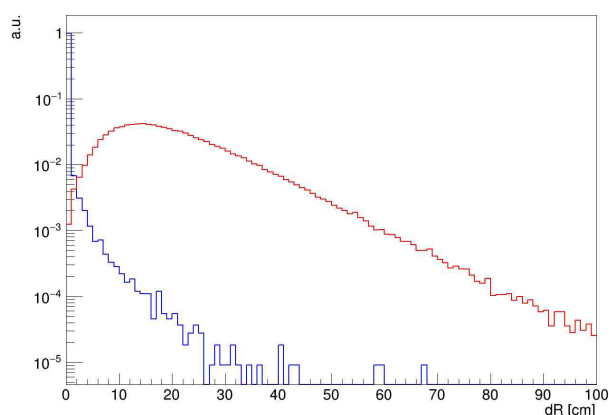


図 8.1: エネルギー損失の分布。青のヒストグラムが $0\nu\beta\beta$ の分布で、赤のヒストグラムが Xe 核破砕バックグラウンドの分布になっている。

光がより広い座標分布を持ち、時間分布も広がる。そのため PMT の hit 時間もより広い分布を持つことになる。よって PMT の hit 時間を調べることで PID が可能になる。

8.1.2 KamNet

β 、 γ の識別として KamNet というニューラルネットワークが開発されている [65]。KamNet は ConvLSTM [66] と Spherical CNN [60] に基づいたモデルである。KamNet の構造を図 8.3 に挙げる。KamNet の入力データは PMT の Hit map である。Hit map は PMT の位置によって θ 、 ϕ の 2 次元画像に変換されている。また、hit 時間によって 1.5 ns 間ずつ区切れ、28 チャンネルの時間次元になっている。KamNet の学習は、 ${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノ (電子散乱、 β 事象) と XeLS ${}^{214}\text{Bi}$ (γ 事象) の判別を行うようにされている。

学習した KamNet での MC(KLG4)、実際のデータの ${}^{136}\text{Xe}$ $2\nu\beta\beta$ 、 ${}^{214}\text{Bi}$ の分布を図に示す。このことから β と γ の分布が異なっていて、判別出来ていることが分かる。また、MC とデータもよく一致している。具体的な KamNet の判別結果を表に示す。LL は Xe 核破砕バックグラウンド事象を表している。よって KamNet は $0\nu\beta\beta$ 探索の主なバックグラウンドであったミニバールン中の ${}^{214}\text{Bi}$ を 58.8% 除去でき、Xe 核破砕バックグラウンドを約 30% 除去できる。

8.1.3 PointNet と PID

この章では本研究で開発した PointNet に PID のネットワークを組み込むことを考える。本来は KamNet と組み合わせるところであるが、KamNet では Python や CUDA^{*1} のバージョンが指定されていてそのままでは PointNet と同一のプログラムに出来ないため、類似のネットワークを使った。

^{*1} NVIDIA 社が開発した GPU 向けのプログラム開発環境。

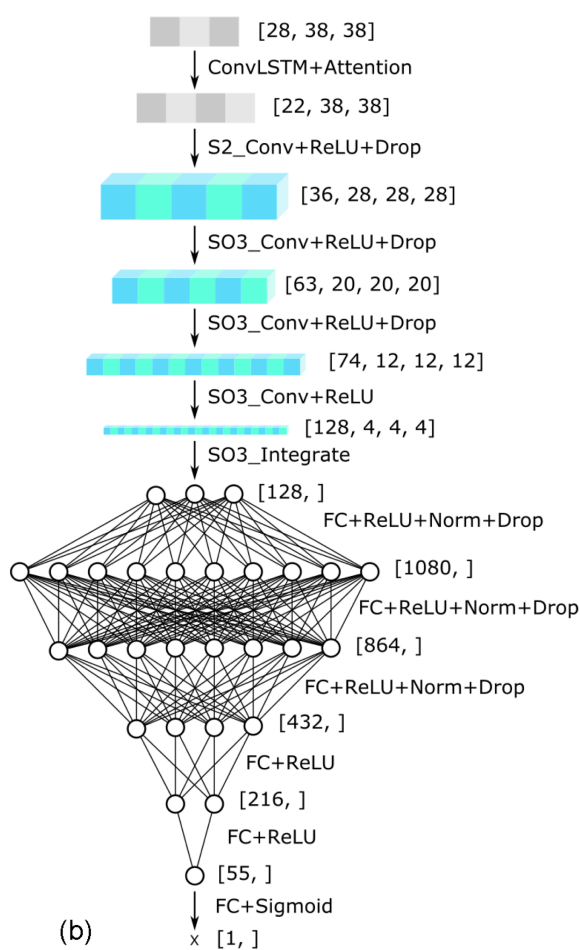


図 8.2: KamNet の構造 [65]。ConvLSTM による最初のレイヤーと、S2_Conv や SO3_Conv の spherical CNN からなっている。

表 8.1: KamNet の結果 [65]

原子核	事象	除去率 [%]
$0\nu\beta\beta$	Signal	10
Solar ν	e^-	9.5
^{10}C	$\beta^+ + \gamma$	40.0
^{214}Bi XeLS	$\beta^- + \gamma$	27.0
^{214}Bi film	$\beta^- + \gamma$	58.8
^{118}Sb	$\beta^+ + \gamma$, LL	18.3
^{122}I	$\beta^+ + \gamma$, LL	22.2
^{124}I	$\beta^+ + \gamma$, LL	30.6
^{130}I	$\beta^- + \gamma$, LL	27.2
^{132}I	$\beta^- + \gamma$, LL	28.5

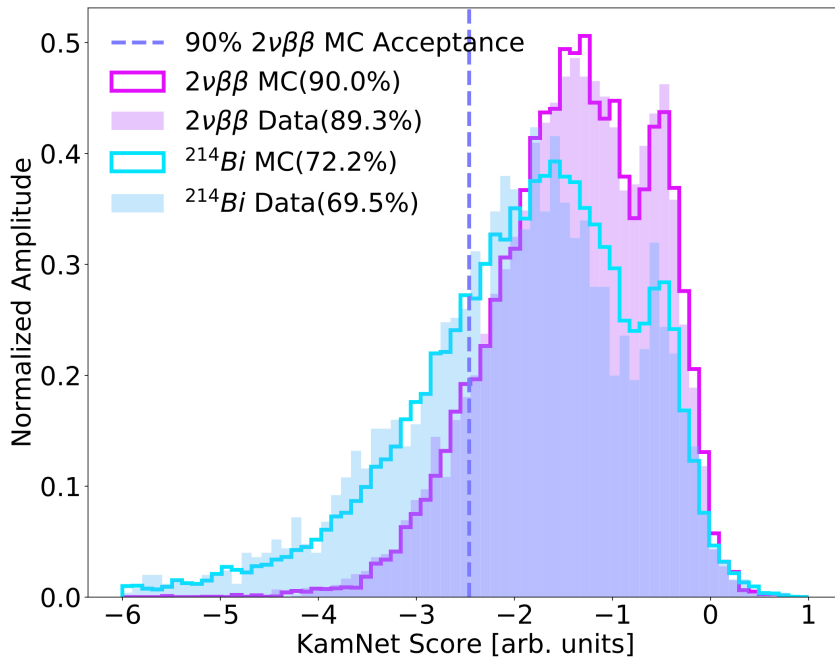


図 8.3: KamNet のスコア [65]。信号である ^{136}Xe $2\nu\beta\beta$ とバックグラウンド事象である ^{214}Bi の MC、実際のデータ分布を示してある。点線で $2\nu\beta\beta$ の 90% の閾値も示している。

代替のモデルとして ViViT (Video Vision Transformer) [67] を使用した。ViViT は transformer [68] を動画分野に応用したモデルである。ViViT の構造を図 8.4 に示す。動画を計算の過程で時間 1 次元やと空間 1 次元に変換することで transformer を使用している。時間次元、空間次元がある動画に使用されるモデルなので、PMT の Hit map にも使うことができる。データの時間次元は KamNet で時間を 28 チャンネルに分けていたのと同様にした。空間次元は PMT が 1879 本のため、1 次元で長さ 1879 のベクトルにした。これにより KamNet と同様の Hit map を入力データとして使える。

実際に ViViT のトレーニングを行なった。学習データは Xe 核破砕バックグラウンドと $0\nu\beta\beta$ の Hit map を使った。学習の際の正解として、図 8.1 のようなエネルギー損失の分布を使った。この時のトレーニング結果を図 8.5 に示す。この結果 $0\nu\beta\beta$ を 10% をタグする閾値で Xe 核破砕バックグラウンドを 32.5% タグ出来た。そのため KamNet と ViViT の精度は同程度と考えられる。

PID を PointNet に入力するために、トレーニング済みの ViViT の 1 つの出力を PointNet の入力データの中性子の新しい次元とすることで組み合わせた。入力データは PointNet の Xe 核破砕バックグラウンドの中性子分布と、Xe 核破砕バックグラウンドの PID 情報を核種を合わせてセットにした。また、偶発事象の中性子分布と $0\nu\beta\beta$ の PID 情報を合わせた。このトレーニングの結果、Xe 核破砕バックグラウンドの除去効率は 54.7% だった。これは N モデルから 8% 精度が向上している。PID 単体での除去効率は約 30% であったが、7.1.4 で述べたように除去効率の最大値は 72.8% であるためこの向上率は整合性が取れている。

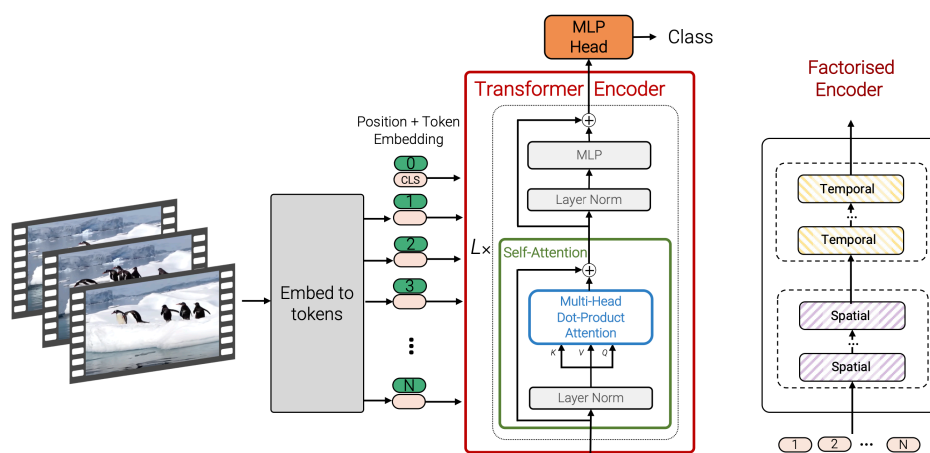


図 8.4: ViViT の構造 [67]。空間次元と時間次元で transformer を 2 つ使っている。動画の場合画像や時間のサイズが大きいののでサイズを下げる計算をしているが、Hit map の場合 28×1879 なのでそのまま入力している。

現在 KamNet の研究でモデルの不定性や MC と実際のデータの整合性について研究がされていて、この研究結果を受けてこのモデルでも不定性や除去効率を計算することで実際の解析でもこのモデルが使えることが期待できる。

8.2 PointNet と将来計画

3.5.5 で説明したように将来計画である KamLAND2-Zen 実験では、光量を 5 倍にすることで位置分解能を向上させる予定である。さらにデータ収集システムの改良によって中性子の検出効率も上がり、全ての中性子を検出することを目標としている。これらが PointNet を用いた Xe 核破碎バックグラウンド除去にどの程度影響するのかを見積もった。

現在の位置分解能で、中性子の検出効率を変化させて Xe 核破碎バックグラウンド除去効率を計算した結果が図 8.6 である。この図から中性子の検出効率上がるに連れて除去効率も向上していくことが分かる。目標である中性子検出効率 100% が達成された場合、除去率は約 7% 向上する。また、現在の検出効率で中性子の位置分解能を変化させて Xe 核破碎バックグラウンド除去効率を計算した結果が図 8.7 である。同様に中性子の位置分解能も良くなるに連れて除去率が向上している。現在の KamDAQ の位置分解能は $13.7 \text{ cm}/\sqrt{E} \text{ (MeV)}$ [2] であり、さらに光量が 5 倍になると中性子の位置分解能は $13.7 \text{ cm}/\sqrt{5 \times 2.2} \text{ (MeV)} \sim$ 約 4 cm となる。この位置分解能から現在の位置分解能まで連続的に変化させた。この位置分解能が最大に良くなる点で除去率は約 12% 向上する。

さらにこれら両方の影響を考え、中性子検出効率 100%、位置分解能約 4 cm が達成された場合、Xe 核破碎バックグラウンド除去率は約 65% となった。これは現在の除去率から約 18% 向上している。2-Zen では $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドが減少するため、より Xe 核破碎バックグラ

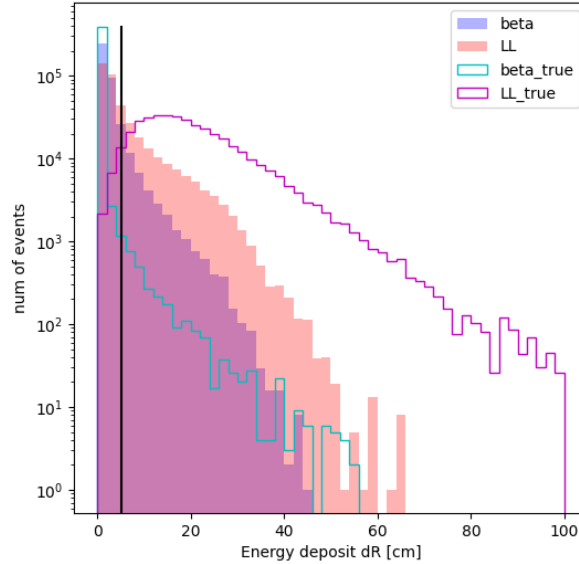


図 8.5: ViViT のトレーニング結果。緑の枠線が $0\nu\beta\beta$ のエネルギー損失の広がり正しい分布で、紫の枠線が Xe 核破碎バックグラウンドのエネルギー損失の広がり正しい分布である。青とオレンジのヒストグラムがそれぞれ $0\nu\beta\beta$ と Xe 核破碎バックグラウンドの ViViT のアウトプットの分布になっている。黒線で $0\nu\beta\beta$ を 10% タグする閾値を表している。

ウンドの除去効率向上はより重要になる。現在は $2\nu\beta\beta$ も主要なバックグラウンドになっているため除去効率が向上しても表 7.3 に示されるように $0\nu\beta\beta$ 解析にそれほど大きな影響は与えなかったが、将来計画では Xe 核破碎バックグラウンドが大きなバックグラウンドになる。そのため PointNet はバックグラウンド削減に大きな影響を与えられられる。

この除去効率で、2-Zen での $0\nu\beta\beta$ 解析への影響を 7.3.3 と同様の手法で見積もった。バックグラウンドは Zen 800 のベストフィット結果である 3.7 に基づいて計算した。光量 5 倍によるエネルギー分解能向上で $0\nu\beta\beta$ はより鋭いピークになるため、ROI を狭めた。ROI として、Q 値から $-\sigma \sim +2\sigma$ に対応する 2.4~2.56 MeV を採用した。この ROI 中に入る $0\nu\beta\beta$ 崩壊の割合は 89.3% であった。インナーバルーン中の放射性不純物に関しては発光バルーンによりほとんど取り除かれることが期待できるので 0 と仮定した。太陽ニュートリノと $0\nu\beta\beta$ 、Xe 核破碎バックグラウンドは正しいエネルギースペクトルにエネルギー分解能を入れることで、Zen 800 に比べてどの程度 ROI に存在するかを計算した。また、lifetime は Xe 核破碎バックグラウンド除去を行う前で 5 年を仮定し、有効体積は半径 2 m を仮定した。この仮定のもとで最尤法の除去効率 40% で計算した $0\nu\beta\beta$ の半減期は 8.2×10^{26} 年、PointNet の除去効率 65% で計算した半減期は 1.0×10^{27} 年であった。よって将来計画である 2-Zen 実験では PointNet を使用することで $0\nu\beta\beta$ の半減期に対する感度が約 24% 向上することが確認できた。

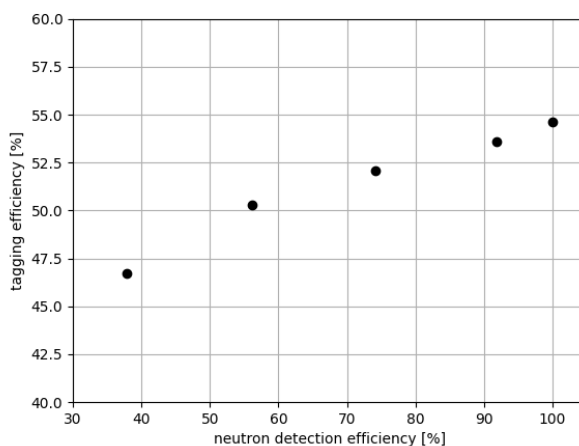


図 8.6: 中性子検出効率と Xe 核破碎バックグラウンド除去効率。横軸が中性子検出効率で、縦軸が Xe 核破碎バックグラウンド除去効率である。一番左の点が現在の中性子検出効率を表していて、この時除去効率は 48% である。目標である中性子検出効率 100% が達成された場合の点が一番右で、除去効率は約 55% になる。

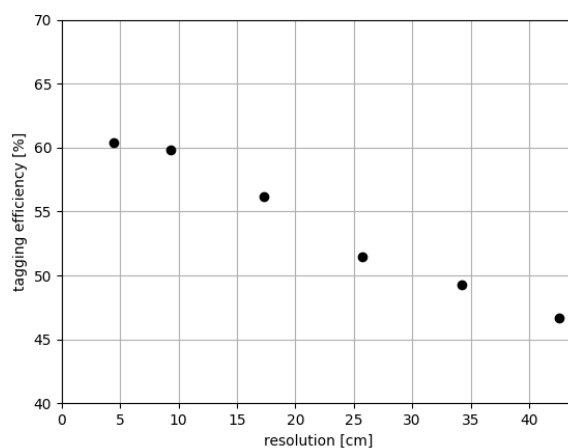


図 8.7: 中性子の位置分解能と Xe 核破碎バックグラウンド除去効率。横軸が中性子の位置分解能で、縦軸が Xe 核破碎バックグラウンド除去効率である。一番右の点が現在の中性子の位置分解能を表していて、この時除去効率は 48% である。目標である光量 5 倍が達成された場合の点が一番左で、除去効率は約 60% になる。

第 9 章

結論と今後の展望

9.1 結論

ニュートリノのマヨラナ性を検証するために $0\nu\beta\beta$ 探索を行なっている KamLAND-Zen 実験では、宇宙線ミュオンによる Xe 核破砕で生じる長寿命不安定原子核が主なバックグラウンドになっている。これまでの解析ではミュオンによる Xe 原子核破砕で放出される中性子の距離と崩壊時間を用いた最尤推定法によって Xe 核破砕バックグラウンドを見分けていたが、原子核の寿命が長いことと中性子検出効率の悪さから除去効率は約 40% にとどまっていた。本研究ではこの除去効率を上げるために、ニューラルネットワークの導入を検討した。

そこで、まずはニューラルネットワークモデルの選定を行なった。モデルのトレーニング結果から、精度と計算時間の観点で PointNet を選択した。その後 Xe 核破砕バックグラウンド除去に使える情報を確かめるために、複数の PointNet への入力データを作成し除去効率を計算した。その結果、中性子の 3 次元分布とミュオンから Xe 核破砕原子核崩壊までの時間を入力データとして使うことに決めた。この入力データと PointNet で Xe 核破砕バックグラウンド除去効率と不定性の計算をした結果、 $47.6 \pm 6.1\%$ であった。また、この除去によって犠牲になる信号の割合は 10.7% であった。さらにスペクトルフィットを用いて $0\nu\beta\beta$ 解析への影響を計算した結果、従来の最尤法と比べて $0\nu\beta\beta$ の半減期に対する感度が約 5% 向上することが確認できた。

9.2 今後の展望

今後の展望として、ニューラルネットワークに更なる情報を追加し精度を向上させることが考えられる。この追加情報の有力候補として PID がある。PID のニューラルネットワークは現在別の研究で開発途中で、これを PointNet と加えた時の精度を見積もった。その結果除去効率は 54.7% となった。現在行われている PID の不定性や MC の不定性の研究結果から、PointNet と同様の不定性や効率の計算を行うことで実際の解析でもこのモデルが使えることが期待できる。

また、将来計画である KamLAND2-Zen 実験では中性子の検出効率と位置分解能が改善される予定である。この影響を考慮して Xe 核破砕バックグラウンド除去効率を計算した。その結果最大で約 65% となり、現在の検出器での除去効率よりも精度が約 18% 向上することが確認できた。

2-Zen では $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドが大きく削減されるので、この Xe 核破碎バックグラウンド除去効率向上が $0\nu\beta\beta$ 解析により大きな影響を与えられと考えられる。この除去効率と最尤法の除去効率 40% で 2-Zen での $0\nu\beta\beta$ の半減期を比較した。その結果 PointNet での半減期は 1.0×10^{27} 年となり、最尤法に比べて $0\nu\beta\beta$ の半減期に対する感度が約 24% 向上することが確認できた。

謝辞

本論文の執筆や本研究を行うに当たって多くの方々からご指導、ご協力を賜りました。この場をお借りして深く御礼申し上げます。

本研究の紹介から解析の仕方、発表資料や論文の添削など様々なところで尾崎さんのお世話になりました。ご自分の研究で忙しいところ、知識も経験も不足している私に多くのことを教えていただきありがとうございました。ご迷惑をかけることも多かったと思いますが、いつでも優しく対応してくださったおかげでここまで研究を進めていくことができました。心から感謝申し上げます。

また、井上先生、清水先生にはミーティングや発表練習で有益な質問やご指摘を沢山いただきました。いつもお忙しい中ミーティングに参加していただきありがとうございました。様々なご質問のおかげで今まで理解が不十分であったところを正確に知ることができ、より一層自分の研究の理解を深めることができました。本当にありがとうございました。

家城さんと三宅さんにはシミュレーションや KamLAND-Zen の解析ツールでお世話になりました。お二人のツールと丁寧な使い方の説明のおかげで本研究をスムーズに行うことができました。プログラミングの経験もなく研究室に入ってきた自分にとって、お二人のプログラムは目を通すだけで多くの勉強になりました。ありがとうございました。

技術職員の方々にはコンピュータや印刷機器で質問があった時にいつでも優しく対応していただきました。また、茂住オフィスの方々には出張の際にお世話になりました。この他ニュートリノ科学研究センターの皆様には様々なことでお世話になりました。沢山ご迷惑をかけることもあったと思いますが、皆様のおかげで本研究を行うことができました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity”, *Nature Physics* **18**, 160–166 (2022), DOI: <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1>.
- [2] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen”, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 051801 (2023a), DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.051801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.051801).
- [3] 竹内敦人, “KamLAND2-Zen に向けた 10C 除去効率の研究”, 博士論文, 東北大学 (2019) .
- [4] C. R. Qi, H. Su, K. Mo, and L. J. Guibas, “PointNet: Deep Learning on Point Sets for 3D Classification and Segmentation”, in *Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)* (2017) .
- [5] W. Pauli, *Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)* (1930) .
- [6] F. Reines and C. L. Cowan, “The neutrino”, *Nature* **178**, 446–449 (1956) .
- [7] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, “Helicity of neutrinos”, *Phys. Rev.* **109**, 1015 (1958), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015>.
- [8] R. Davis Jr, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, “Search for neutrinos from the sun”, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1205>.
- [9] K. S. Hirata, T. Kajita, T. Kifune et al., “Observation of ^8B solar neutrinos in the kamiokande-II detector”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 16 (1989), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.16>.
- [10] K. S. Hirata, K. Inoue, T. Ishida et al., “Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande”, *Phys. Lett. B* **280**, 146–152 (1992), DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)90788-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)90788-6).
- [11] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al., “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567 (1998), DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [12] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **72**, 055502 (2005), DOI: [10.1103/PhysRevC.72.055502](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.055502).
- [13] P. D. Group, R. L. Workman, V. D. Burkert et al., “Review of Particle Physics”, *Progress of*

- Theoretical and Experimental Physics* **2022**, 083C01 (2022), DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [14] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”, *Il Nuovo Cimento (1924-1942)* **14**, 171 (1937), DOI: [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [15] T. Yanagida, “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos”, *Progress of Theoretical Physics* **64**, 1103-1105 (1980), DOI: [10.1143/PTP.64.1103](https://doi.org/10.1143/PTP.64.1103).
- [16] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, “Complex Spinors and Unified Theories”, *Conf. Proc. C* **790927**, 315–321 (1979).
- [17] P. Minkowski, “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays?”, *Physics Letters B* **67**, 421-428 (1977), DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90435-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90435-X).
- [18] S. Davidson and A. Ibarra, “A lower bound on the right-handed neutrino mass from leptogenesis”, *Physics Letters B* **535**, 25-32 (2002), DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)01735-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01735-5).
- [19] A. D. Sakharov, “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”, *SOV PHYS USPEKHI* **34**, 392-393 (1991), DOI: [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497).
- [20] P. Huet and E. Sather, “Electroweak baryogenesis and standard model CP violation”, *Phys. Rev. D* **51**, 379–394 (1995), DOI: [10.1103/PhysRevD.51.379](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.379).
- [21] S. Weinberg, “Cosmological Production of Baryons”, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850–853 (1979), DOI: [10.1103/PhysRevLett.42.850](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.850).
- [22] M. Shaposhnikov, “Baryon asymmetry of the universe in standard electroweak theory”, *Nuclear Physics B* **287**, 757-775 (1987), DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90127-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90127-1).
- [23] V. Kuzmin, V. Rubakov, and M. Shaposhnikov, “On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe”, *Physics Letters B* **155**, 36-42 (1985), DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91028-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91028-7).
- [24] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, and M. Shaposhnikov, “Is There a Hot Electroweak Phase Transition at $m_H \gtrsim m_W$?”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2887–2890 (1996), DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.2887](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.2887).
- [25] M. Fukugita and T. Yanagida, “Baryogenesis without grand unification”, *Physics Letters B* **174**, 45-47 (1986), DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91126-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91126-3).
- [26] E. K. Akhmedov, V. A. Rubakov, and A. Y. Smirnov, “Baryogenesis via Neutrino Oscillations”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1359–1362 (1998), DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1359](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1359).
- [27] N. D. Barrie, C. Han, and H. Murayama, “Affleck-Dine Leptogenesis from Higgs Inflation”, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 141801 (2022), DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.141801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.141801).
- [28] Y. Hamada, R. Kitano, and W. Yin, “Leptogenesis via Neutrino Oscillation Magic”, *JHEP* **10**, 178 (2018), DOI: [10.1007/JHEP10\(2018\)178](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2018)178).
- [29] S. Pascoli, S. Petcov, and A. Riotto, “Leptogenesis and low energy CP-violation in neutrino physics”, *Nuclear Physics B* **774**, 1-52 (2007), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb>.

- 2007.02.019.
- [30] W. H. Furry, “On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration”, *Phys. Rev.* **56**, 1184–1193 (1939), DOI: [10.1103/PhysRev.56.1184](https://doi.org/10.1103/PhysRev.56.1184).
- [31] J. Schechter and J. W. F. Valle, “Neutrinoless double- β decay in SU(2) \times U(1) theories”, *Phys. Rev. D* **25**, 2951–2954 (1982), DOI: [10.1103/PhysRevD.25.2951](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.2951).
- [32] M. Agostini, G. R. Araujo, A. M. Bakalyarov et al., “Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay”, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 252502 (2020), DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.252502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252502).
- [33] “Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE”, *Nature* **604**, 53–58 (2022), DOI: <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04497-4>.
- [34] K. Harigaya, M. Ibe, and T. T. Yanagida, “Seesaw mechanism with Occam’s razor”, *Phys. Rev. D* **86**, 013002 (2012), DOI: [10.1103/PhysRevD.86.013002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.013002).
- [35] T. Asaka, Y. Heo, and T. Yoshida, “Lepton flavor model with modular A4 symmetry in large volume limit”, *Physics Letters B* **811**, 135956 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135956>.
- [36] K. Asai, “Predictions for the neutrino parameters in the minimal model extended by linear combination of U(1)_{L e-L μ} , U(1)_{L μ -L τ} and U(1)_{B-L} gauge symmetries”, *Eur. Phys. J. C* **80**, 76 (2020).
- [37] A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya et al., “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 082503 (2016), DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.082503](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.082503).
- [38] L. Collaboration, N. Abgrall, I. Abt et al., “LEGEND-1000 Preconceptual Design Report”, (2021).
- [39] G. Anton, I. Badhrees, P. S. Barbeau et al., “Search for Neutrinoless Double- β Decay with the Complete EXO-200 Dataset”, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 161802 (2019), DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.161802).
- [40] T. S. collaboration, V. Albanese, R. Alves et al., “The SNO+ experiment”, *Journal of Instrumentation* **16**, P08059 (2021), DOI: [10.1088/1748-0221/16/08/P08059](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/08/P08059).
- [41] C. Adams, V. Álvarez, L. Arazi et al., “Sensitivity of a tonne-scale NEXT detector for neutrinoless double-beta decay searches”, *Journal of High Energy Physics* **2021**, 1–24 (2021).
- [42] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “ ^7Be solar neutrino measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. C* **92**, 055808 (2015), DOI: [10.1103/PhysRevC.92.055808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055808).
- [43] S. Abe, S. Enomoto, K. Furuno et al., “Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND”, *Phys. Rev. C* **81**, 025807 (2010), DOI: [10.1103/PhysRevC.81.025807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.025807).
- [44] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge ”,

- Phys. Rev. Lett.* **110**, 062502 (2013), DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.062502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.062502).
- [45] 竹内敦人, “First Search for Majorana Neutrinos in the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, 博士論文, 東北大学 (2022) .
- [46] 尾崎秀義, “High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of ^{136}Xe ”, 博士論文, 東北大学 (2020) .
- [47] 後藤杏奈, “KamLAND2-Zen 実験の液体シンチレータに導入する最適な波長変換剤の選定と濃度決定”, 博士論文, 東北大学 (2022) .
- [48] 吉田雄貴, “KamLAND2 プロトタイプ検出器におけるシミュレーションの構築と極低放射能分析感度の評価”, 博士論文, 東北大学 (2022) .
- [49] 三本木洗斗, “KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの形状最適化”, 博士論文, 東北大学 (2021) .
- [50] S. Obara, Y. Gando, and K. Ishidoshiro, “Scintillation balloon for neutrinoless double-beta decay search with liquid scintillator detectors”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2019**, 073H01 (2019), DOI: [10.1093/ptep/ptz064](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz064).
- [51] 中畑豪, “KamLAND2 へ向けたフロントエンド回路の性能評価と最適化”, 博士論文, 東北大学 (2023) .
- [52] 三宅春彦, “KamLAND-Zen 実験における低ゲイン PMT の光量応答性を考慮したエネルギー再構成による背景事象低減”, 博士論文, 東北大学 (2020) .
- [53] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “Measurement of cosmic-ray muon spallation products in a xenon-loaded liquid scintillator with KamLAND”, *Phys. Rev. C* **107**, 054612 (2023b), DOI: [10.1103/PhysRevC.107.054612](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.054612).
- [54] L. Giot, J. Alcántara-Núñez, J. Benlliure et al., “Isotopic production cross sections of the residual nuclei in spallation reactions induced by ^{136}Xe projectiles on proton at 500 A MeV”, *Nuclear Physics A* **899**, 116-132 (2013), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.12.119>.
- [55] P. Napolitani, K.-H. Schmidt, L. Tassan-Got et al., “Measurement of the complete nuclide production and kinetic energies of the system ^{136}Xe +hydrogen at 1 GeV per nucleon”, *Phys. Rev. C* **76**, 064609 (2007), DOI: [10.1103/PhysRevC.76.064609](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.064609).
- [56] D. P. Kingma and J. Ba, “Adam: A method for stochastic optimization”, *arXiv preprint arXiv:1412.6980* (2014) .
- [57] C. R. Qi, L. Yi, H. Su, and L. J. Guibas, “Pointnet++: Deep hierarchical feature learning on point sets in a metric space”, *Advances in neural information processing systems* **30** (2017) .
- [58] H. Zhao, L. Jiang, J. Jia, P. H. Torr, and V. Koltun, “Point transformer”, in *Proceedings of the IEEE/CVF international conference on computer vision*, 16259–16268 (2021) .
- [59] S. Ji, W. Xu, M. Yang, and K. Yu, “3D convolutional neural networks for human action recognition”, *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence* **35**, 221–231 (2012) .

- [60] T. S. Cohen, M. Geiger, J. Köhler, and M. Welling, “Spherical cnns”, *arXiv preprint arXiv:1801.10130* (2018) .
- [61] F. Scarselli, M. Gori, A. C. Tsoi, M. Hagenbuchner, and G. Monfardini, “The graph neural network model”, *IEEE transactions on neural networks* **20**, 61–80 (2008) .
- [62] S. Lee, H. Kim, and J. Lee, “Graddiv: Adversarial robustness of randomized neural networks via gradient diversity regularization”, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* (2022) .
- [63] Y. Gal and Z. Ghahramani, “Dropout as a Bayesian Approximation: Representing Model Uncertainty in Deep Learning”, in M. F. Balcan and K. Q. Weinberger eds. *Proceedings of The 33rd International Conference on Machine Learning* **48** of Proceedings of Machine Learning Research, 1050–1059, New York, New York, USA: PMLR (2016) , URL: <https://proceedings.mlr.press/v48/gal16.html>.
- [64] G. J. Feldman and R. D. Cousins, “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”, *Phys. Rev. D* **57**, 3873–3889 (1998) , DOI: [10.1103/PhysRevD.57.3873](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.3873).
- [65] A. Li, Z. Fu, C. Grant, H. Ozaki, I. Shimizu, H. Song, A. Takeuchi, and L. A. Winslow, “KamNet: An integrated spatiotemporal deep neural network for rare event searches in KamLAND-Zen”, *Phys. Rev. C* **107**, 014323 (2023) , DOI: [10.1103/PhysRevC.107.014323](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.014323).
- [66] X. SHI, Z. Chen, H. Wang, D.-Y. Yeung, W.-k. Wong, and W.-c. WOO, “Convolutional LSTM Network: A Machine Learning Approach for Precipitation Nowcasting”, in C. Cortes, N. Lawrence, D. Lee, M. Sugiyama, and R. Garnett eds. *Advances in Neural Information Processing Systems* **28**: Curran Associates, Inc. (2015) , URL: https://proceedings.neurips.cc/paper_files/paper/2015/file/07563a3fe3bbe7e3ba84431ad9d055af-Paper.pdf.
- [67] A. Arnab, M. Dehghani, G. Heigold, C. Sun, M. Lučić, and C. Schmid, “ViViT: A Video Vision Transformer”, (2021) .
- [68] A. Vaswani, N. Shazeer, N. Parmar, J. Uszkoreit, L. Jones, A. N. Gomez, L. u. Kaiser, and I. Polosukhin, “Attention is All you Need”, in I. Guyon, U. V. Luxburg, S. Bengio, H. Wallach, R. Fergus, S. Vishwanathan, and R. Garnett eds. *Advances in Neural Information Processing Systems* **30**: Curran Associates, Inc. (2017) , URL: https://proceedings.neurips.cc/paper_files/paper/2017/file/3f5ee243547dee91fbd053c1c4a845aa-Paper.pdf.