

修士論文

KamLAND2-Zen における
発光性バルーンでの波形弁別による
 ^{212}Bi - ^{212}Po 背景事象除去に向けた開発研究

Research and development for ^{212}Bi - ^{212}Po background rejection
by the pulse shape discrimination of scintillation balloon
in KamLAND2-Zen

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

中村陸生

令和二年

概要

素粒子物理学の分野において、ニュートリノの性質を明らかにすることは非常に重要な意味を持つ。特にニュートリノがマヨラナ性を持つ粒子であれば、その質量が極端に小さい理由や、現在の宇宙が物質優勢であることの説明を与える手がかりとなる。マヨラナ性を実験的に検証する現実的ではほぼ唯一の方法はニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) 事象の観測である。KamLAND-Zen 実験は、 ^{136}Xe を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊の検出を目指す、 ^{136}Xe を多量に溶解させた液体シンチレータ (LS) を封入したミニバルーンを KamLAND 検出器に導入した実験である。現在は ^{136}Xe を約 745 kg 用いた KamLAND-Zen 800 実験が遂行中であり、世界最高感度での $0\nu 2\beta$ 探索が行われている。しかし、未だ $0\nu 2\beta$ 崩壊事象の発見には至っておらず、更なる感度向上を目指した将来実験 KamLAND2-Zen が計画されている。

KamLAND2-Zen 実験では、検出器に全面的な改良を施すことでバックグラウンドを低減させ、 ^{136}Xe の増量と合わせて感度向上を目指す。特に新型液体シンチレータや高量子効率の光電子増倍管、集光ミラーや発光性ミニバルーンなどの研究開発が現在行われている。先行研究により、発光性ミニバルーンの素材はポリエチレンナフタレート (PEN) が候補にあがっている。また、PEN の透過率は KamLAND で使用されている LS の発光波長領域で悪いため、波長変換剤 bis-MSB を添加した LS を使用することが必要であることが分かっている。

本研究では、発光性ミニバルーンの候補素材である PEN について、実際にミニバルーンを作成するにあたって把握しなければならない水や日光、PEN フィルムロールの不均一性などの要因が発光量に与える影響を評価した。また、先行研究ではなされていなかった、内部に Xe 溶解 LS を封入するために要求される Xe ガスパリア性の検証も行った。そして、発光性ミニバルーンを導入すると新たに問題となるバックグラウンドについて、LS と PEN の発光波形の違いを利用した波形弁別法により解析的な除去を行う手法の開発と検証を行った。

本研究によって、PEN フィルムの発光量は各要因に対してほとんど変化しないことを明らかにした。また、PEN フィルムは十分な Xe ガスパリア性を有していることを確認した。そして、LS と PEN の発光波形は大きく異なっていることを確認し、このことを用いて新たな波形弁別法を開発した。これを適用することで、問題となる ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップが $dt < 9 \text{ ns}$ の範囲において、86.2% 低減できることを KamLAND2 を模した光学シミュレーションを通して示した。そして、これにより KamLAND2-Zen での 5 年間の測定によりマヨラナ有効質量 22.5 meV までの探索が可能となり、ニュートリノ質量階層構造のうち逆階層構造を検証できる見通しを得た。

目次

第 1 章	ニュートリノ物理学	5
1.1	ニュートリノ	5
1.2	ニュートリノ振動	6
1.2.1	太陽ニュートリノ問題	6
1.2.2	大気ニュートリノ異常	7
1.2.3	ニュートリノ振動	7
1.3	ニュートリノ質量と階層構造	9
1.4	ニュートリノのマヨラナ性	10
1.4.1	ディラック質量	10
1.4.2	マヨラナ質量	11
1.4.3	シーソー機構	12
1.5	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$)	12
1.6	$0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験	15
第 2 章	KamLAND-Zen 実験	17
2.1	KamLAND 検出器	17
2.1.1	外部検出器	18
2.1.2	内部検出器	18
2.2	KamLAND-Zen 実験	19
2.2.1	KamLAND-Zen 400 実験	20
2.2.2	KamLAND-Zen 800 実験	21
2.3	KamLAND-Zen 実験の背景事象	21
2.3.1	$2\nu 2\beta$	22
2.3.2	^{10}C 崩壊事象	22
2.3.3	太陽ニュートリノ事象： ^8B solar ν	23
2.3.4	放射性不純物	23
2.4	将来計画 KamLAND2-Zen 実験	25
2.4.1	光収量の増加	25

2.4.2	低バックグラウンド化	26
2.5	本研究の位置付け	28
第 3 章	発光性バルーン	29
3.1	発光性バルーン素材への要求項目	29
3.2	先行研究	32
3.3	PEN フィルムの性能評価	32
3.3.1	耐水性	32
3.3.2	耐日光性	35
3.3.3	PEN フィルムロールの発光性能の均一性評価	35
3.3.4	Xe ガスバリア性の評価	36
3.3.5	発光波形	39
3.4	発光性ミニバルーンにおける背景事象	41
第 4 章	波形弁別法	42
4.1	実験室測定での波形弁手法の開発	42
4.1.1	LS・PEN の基準波形の作成	42
4.1.2	LS・PEN 波形の PSD による識別	45
4.1.3	^{212}Bi - ^{212}Po 事象の識別	47
4.1.4	^{212}Bi - ^{212}Po 波形の生成	47
4.1.5	^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対するフィッティング	47
4.1.6	^{212}Bi - ^{212}Po に対する PSD	48
4.1.7	考察	51
4.2	Geant4 シミュレーションによる波形弁別	52
4.2.1	シミュレーション条件	52
4.2.2	光学シミュレーションによる波形の作成方法	55
4.2.3	シミュレーションにおける基準波形の作成	58
4.2.4	^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ 波形に対するフィッティング	58
4.2.5	^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ 波形に対する PSD	59
4.3	まとめ	60
第 5 章	実験感度予測	63
5.1	シミュレーションによるバックグラウンド数評価	63
5.1.1	シミュレーション条件	63
5.1.2	$0\nu 2\beta$ 事象のエネルギー領域	65
5.1.3	FV の最適化	65
5.1.4	シミュレーションで予測されたバックグラウンド数と $0\nu 2\beta$ 事象数	66
5.2	到達可能な質量上限値	67

目次	4
5.2.1 90%C.L. 領域の決定	68
5.2.2 実験感度予測	69
5.3 まとめ	69
第 6 章 結論と今後の課題	71
参考文献	74

第 1 章

ニュートリノ物理学

1.1 ニュートリノ

この世界には多種多様な物質が存在しているが、それらは全て素粒子と呼ばれる最小単位から構成されていることが知られている。現在の素粒子理論では、素粒子間に働く 4 つの基本相互作用のうち重力相互作用を除いた、強い相互作用・弱い相互作用・電磁相互作用の 3 種の相互作用により素粒子の性質や反応を記述する標準模型が構築されており、ほとんど全ての素粒子実験結果を説明することに成功している。この標準模型によれば、素粒子は物質を構成する粒子であるフェルミオンと相互作用を媒介する粒子であるボゾンに分類され、さらに相互作用の種類によってクォークとレプトンに分けられる (図 1.1)。レプトンに分類される素粒子の中にニュートリノがあり、電子

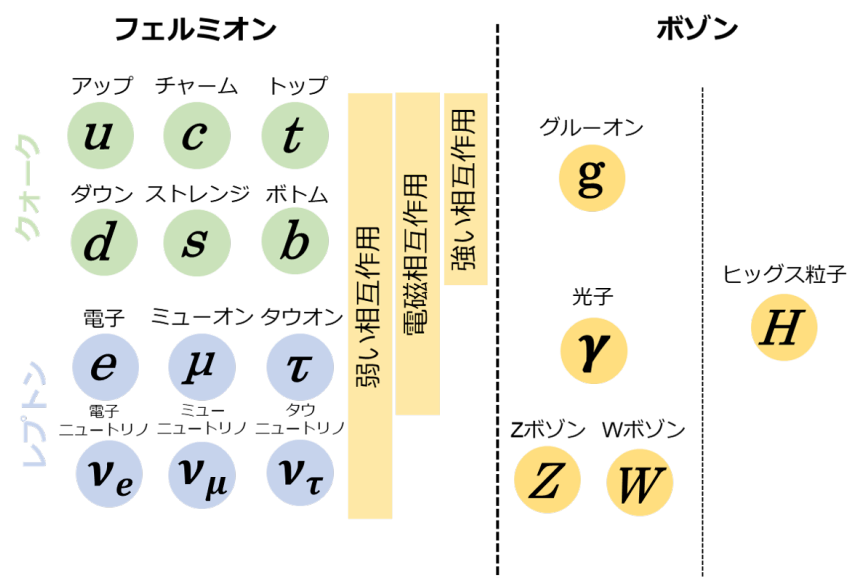


図 1.1 標準模型における素粒子の分類

ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の 3 種が存在している。この種

類の違いは世代あるいはフレーバーと呼ばれ、同じレプトンである電子 e 、ミューオン μ 、タウオン τ と対応している。

ニュートリノはスピン $1/2$ を持ち、電荷 0 の粒子であり、強い相互作用や電磁相互作用を受けず、弱い相互作用しか受けない粒子であることが分かっている。弱い相互作用はその名前が示すように小さな力であるため、ニュートリノは他の物質とほとんど相互作用をせず、それを観測することは容易ではない。実際、ニュートリノは1930年にパウリにより β 崩壊の連続スペクトルに関する考察をもとに存在が予言された粒子だが、ライネス・コーワンらにより初めて観測されるまで実に20年以上の間未発見のままであった。ニュートリノの初観測以降種々の実験が行われ、ニュートリノのヘリシティは左巻きのみ、反ニュートリノのヘリシティは右巻きのみが観測されることが判明した。この実験事実よりニュートリノは光速で運動する、つまりその質量は厳密に 0 であると仮定され標準模型に組み込まれた。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノのフレーバーが時間発展と共に周期的に変化する現象である。この現象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ために両者がそれぞれ別個の時間発展をすることに起因し、ニュートリノの質量が有限の値を持たなければ起こり得ない。標準模型によるとニュートリノの質量は 0 であるためニュートリノ振動は起こり得ないが、それに反して太陽ニュートリノや大気ニュートリノの観測からはニュートリノ振動の存在を示唆する結果が見出された。

1.2.1 太陽ニュートリノ問題

太陽内部の反応を記述する標準太陽模型によると、p-p チェインや CNO サイクルといった核融合反応により太陽の膨大なエネルギーがまかなわれている。それらの反応はどちらも式 (1.1) のようにまとめることができ、太陽の放出エネルギーおよそ 13 MeV あたりに1つの電子ニュートリノが発生することが分かっている。



そのため、地球に到達するニュートリノの量は太陽から地球に降り注いでいるエネルギーの観測値より予想することができる。

初めて太陽ニュートリノの観測が行われたのは Raymond Davis らによる Homestake 実験であり、テトラクロロエチレン C_2Cl_4 を用いて式 (1.2) で示される反応によって生成される ${}^{37}\text{Ar}$ の量を計数することで測定が行われた [1]。

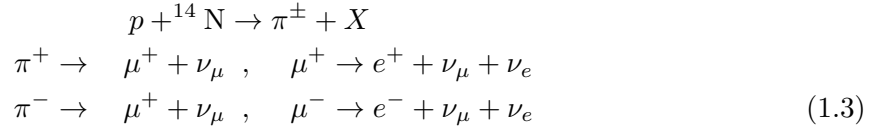


その結果、予想の30%程度しかニュートリノが検出されなかった。予想と実験結果の不一致に関して、当初は標準太陽模型の反応モデルに誤りがある可能性も指摘されたが、反応モデル依存性を

排除するため ^{37}Cl の代わりに ^{71}Ga を用いた Gallex, GNO, SAGE などの実験や、水チェレンコフ検出器を用いた KamiokaNDE 実験においても予想の 50% 程度しか検出されなかった。特に、KamiokaNDE 実験はニュートリノ到来方向に対して感度を持っており、太陽方向からのニュートリノが観測できていることが確認されていた。このように全ての実験が予想より少ないニュートリノしか検出されず、このことは太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。

1.2.2 大気ニュートリノ異常

大気ニュートリノは、高エネルギーの宇宙線が地球大気原子核との反応によって生じるニュートリノである。特に、主な宇宙線である陽子が式 (1.3) のような反応を連鎖的に起こし、ニュートリノが生成される。



この一連の過程では 2 つの ν_μ と 1 つの ν_e が発生するため、検出される両者の比率は 2:1 となることが期待される。しかし、KamiokaNDE で観測された ν_μ と ν_e はほぼ同数であり [2]、この予想と実験の不一致は大気ニュートリノ異常と呼ばれた。

1.2.3 ニュートリノ振動

長い間、物理学者たちを悩ませていた太陽ニュートリノ問題および大気ニュートリノ異常の二つの未解決問題は、ニュートリノ振動の導入により終止符が打たれることとなる。前述のように、ニュートリノ振動とはそのフレーバーが時間発展と共に周期的に変化する現象である。太陽ニュートリノ問題は ν_e が他のフレーバーに変化することで、大気ニュートリノ異常は ν_μ が ν_τ に変化することで、それぞれ検出されうるニュートリノ量が減少したと説明される。以下では、ニュートリノ振動の概要について述べる。

ニュートリノに質量が導入されると、そのフレーバー固有状態 $|\nu_{\alpha=e,\mu,\tau}\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_{i=1,2,3}\rangle$ は混合行列 U を用いて式 (1.4) で表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U)_{i\alpha}^\dagger |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (1.4)$$

この時の混合行列は牧-中川-坂田-Pontecorvo 行列 (U_{MNSP}) と呼ばれ、その表式は、

$$\begin{aligned} U_{\text{MNSP}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.5)$$

である。ここで、混合角 θ_{ij} を用いて $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ であり、質量固有状態 i と j の混合の程度を表すパラメータとなっている。また、 δ は CP 位相である。質量固有状態はシュレディンガー方程式に従うため、その時間発展は

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.6)$$

であるから、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

により表される。ゆえに、時刻 $t = 0$ において $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが時刻 t で $|\nu_\gamma\rangle$ として観測される確率 $P_{\alpha \rightarrow \gamma}(t)$ は、

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \gamma}(t) &= |\langle \nu_\gamma | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i \sum_j U_{\gamma j}^* U_{\alpha i} \delta_{ij} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= \sum_i \sum_j U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j} U_{\alpha i} e^{-i(E_i - E_j)t} \\ &= \sum_i |U_{\gamma i}^* U_{\alpha i}|^2 + \text{Re} \sum_{i \neq j} U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j} U_{\alpha i} e^{-i(E_i - E_j)t} \end{aligned} \quad (1.8)$$

である。ニュートリノの質量は極めて小さいことから、相対論的近似

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu} \quad (1.9)$$

を式 (1.8) に適用すれば、

$$P_{\alpha \rightarrow \gamma}(t) = \sum_i |U_{\gamma i}^* U_{\alpha i}|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\gamma i}^* U_{\alpha j} U_{\gamma j} U_{\alpha i} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E_\nu}\right) \quad (1.10)$$

となる。ここで、 $L = ct$, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ とした。

簡単のため、 ν_e と ν_μ の2つの成分のみでのニュートリノ振動を考える。この時、式 1.4 の関係は混合角 θ を用いて、

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

と書けるから、式 1.10 より $|\nu_e\rangle$ が $|\nu_\mu\rangle$ に変化する確率 $P_{e \rightarrow \mu}(t)$ は、

$$\begin{aligned} P_{e \rightarrow \mu}(t) &= 2\cos^2\theta \sin^2\theta - 2\text{Re} \left(\cos^2\theta \sin^2\theta \exp\left(-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E_\nu}\right) \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4} \frac{L}{E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

となる。

ニュートリノ振動によるフレーバー変化が初めて観測されたのは、1998年に Super-KamiokaNDE 実験であり大気ニュートリノ中の ν_μ の減少を確認した。続いて、2002年には SNO 実験において太陽ニュートリノ中の全フレーバーの総量と ν_e の量が測定され、総量が標準太陽模型の予想と一致する一方 ν_e の量が減少していたため、 ν_e が他のフレーバーに変化していることを確認した。また、原子炉ニュートリノの観測により KamLAND 実験が初めてニュートリノ振動の明確な振動パターンを確認した (図 1.2)。

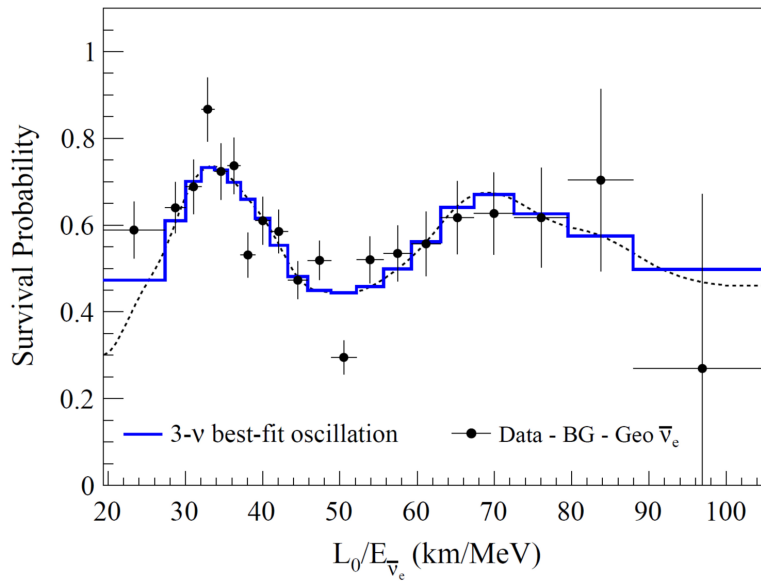


図 1.2 KamLAND による原子炉ニュートリノ振動観測データ [3]。縦軸が3種のフレーバーの混合を考慮した際の生存確率で、横軸 L_ν/E_ν に対して振動していることがわかる。

1.3 ニュートリノ質量と階層構造

種々のニュートリノ振動実験により、標準模型の予想と反してニュートリノが微小だが有限の質量を持つことが明らかとなった。しかし、これらの実験から分かるのはニュートリノ質量の存在とその二乗差のみであり、質量の絶対値については知ることができない。加えて、測定されるのが質量の二乗差であることから、各質量固有値の大小関係に制限を与えることはできるが特定には至らない。この大小関係は質量階層構造と呼ばれ、ニュートリノ振動の測定結果から許容される構造には以下の3つが挙げられる

順階層構造 (Normal Hierarchy, NH) : $m_1 < m_2 \ll m_3$

逆階層構造 (Inverted Hierarchy, IH) : $m_3 \ll m_1 < m_2$

準縮退構造 (Degenerate Pattern) : $m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$

(1.13)

この質量階層構造を決定することはニュートリノ物理の未解決問題の1つとなっており、後述する二重ベータ崩壊実験や大気ニュートリノの精密測定、加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験などが進められている。

ニュートリノ質量の絶対値の直接測定を試みる実験としては KATRIN 実験がある。この実験は、トリチウムのベータ崩壊のエネルギースペクトルを精密に測定するものであり、エネルギースペクトルの Q 値付近の形状がニュートリノ質量の絶対値によって変化することをを用いて測定を行っている。現在、ニュートリノ質量の上限値に対して

$$m_{\nu_e} < 1.1 \text{ eV} \quad (1.14)$$

という制限を与えている [4]。

1.4 ニュートリノのマヨラナ性

マヨラナ性とは、粒子とその反粒子が同一であるという性質である。マヨラナ性を持つ粒子はディラック方程式においてマヨラナ質量項を導入することができ、これによりニュートリノの極端に小さな質量が与えられる理由が自然に説明できるようになる。

1.4.1 ディラック質量

ディラック方程式は、 m_D をディラック質量項として

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_D) \psi = 0 \quad (1.15)$$

であり、そのラグランジアン密度 \mathcal{L} は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_D) \psi \quad (1.16)$$

と書ける。このうち、ディラック質量項を取り出すと、

$$\mathcal{L}_D = m_D \bar{\psi} \psi \quad (1.17)$$

である。ここで、カイラリティの射影演算子 P_R, P_L を用いると、波動関数 ψ は

$$\psi = P_R \psi + P_L \psi = \psi_R + \psi_L, \quad \left(P_R \equiv \frac{1}{2}(\mathbb{1} + \gamma^5), \quad P_L \equiv \frac{1}{2}(\mathbb{1} - \gamma^5) \right) \quad (1.18)$$

とスピノルにより表すことができる。これを用いてディラック質量項を書き直すと、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= m_D (\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L) (\psi_R + \psi_L) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R \psi_R + \bar{\psi}_L \psi_L + \bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \end{aligned} \quad (1.19)$$

が導かれる。ただし、

$$P_R P_L = P_L P_R = 0, \quad \bar{\psi}_R \psi_R = \bar{\psi} P_L P_R \psi = 0, \quad \bar{\psi}_L \psi_L = 0 \quad (1.20)$$

の関係を用いた。式 1.19 の表式より、右巻きと左巻きの粒子が結びつくことでディラック質量が獲得されることがわかる。すなわち、どちらか一方のカイラリティ状態しか存在しなければディラック質量は 0 となる。

1.4.2 マヨラナ質量

どちらか一方のカイラリティしか持たない場合でも、波動関数に対して以下のマヨラナ条件を課すことで新たな質量項を導入することができる。

$$\psi = \psi^C \quad (1.21)$$

ディラック質量ではスカラー $\bar{\psi}\psi$ を用いて導入されたが、 ψ の荷電共役である ψ^C を用いたスカラー

$$\bar{\psi}^C\psi, \bar{\psi}\psi^C \quad (1.22)$$

も考えることができる。これを用いた質量項を、式 (1.17),(1.19) にならって計算すると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= m_M \bar{\psi}^C\psi + m'_M \bar{\psi}\psi^C \\ &= m_M (\bar{\psi}_R^C\psi_L + \bar{\psi}_L^C\psi_R) + m'_M (\bar{\psi}_R\psi_L^C + \bar{\psi}_L\psi_R^C) \end{aligned} \quad (1.23)$$

と表される。ここで、スピノルの荷電共役は

$$\begin{aligned} \psi_R^C &= (\psi_L)^C \\ \psi_L^C &= (\psi_R)^C \end{aligned} \quad (1.24)$$

であることから、式 (1.23) は左巻きのカイラリティのみを持つ項と、右巻きのカイラリティのみを持つ項にまとめることができる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= \mathcal{L}_R + \mathcal{L}_L \\ \mathcal{L}_R &= m_R (\bar{\psi}_R\psi_L^C + \bar{\psi}_L^C\psi_R) \\ \mathcal{L}_L &= m_L (\bar{\psi}_L\psi_R^C + \bar{\psi}_R^C\psi_L) \end{aligned} \quad (1.25)$$

ここでマヨラナ条件 (1.21) を用いると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_R &= m_R \bar{\psi}_R\psi_R \\ \mathcal{L}_L &= m_L \bar{\psi}_L\psi_L \end{aligned} \quad (1.26)$$

となり、右巻きの粒子と左巻きの粒子とで互いに独立な質量を持たせることができる。

ところで、マヨラナ条件は電子などの荷電粒子では満たすことができない。波動関数 ψ とその荷電共役 ψ^C は電荷の符号を逆にした方程式にそれぞれ従うため、マヨラナ条件を課すと波動関数は方程式を満たすことができなくなるからである。そのため、電荷を持たないニュートリノのみがマヨラナ粒子であることが許容される。

1.4.3 シーソー機構

ニュートリノのラグランジアン¹の質量項は、ディラック質量項 (式 1.19) とその荷電共役およびマヨラナ質量項 (式 1.25) をまとめると、

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{mass} &= \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_R + \mathcal{L}_L \\ &= m_D \overline{\psi}_L \psi_R + m_D \overline{\psi}_L^C \psi_R^C + m_R \overline{\psi}_L^C \psi_R + m_L \overline{\psi}_L \psi_R^C + h.c.\end{aligned}\quad (1.27)$$

とあらわされる。これを、質量行列 M

$$M \equiv \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}\quad (1.28)$$

を用いて書き直すと、

$$\mathcal{L}_{mass} = \begin{pmatrix} \overline{\psi}_L & \overline{\psi}_L^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix}\quad (1.29)$$

とできる。質量行列 M を対角化すると

$$\begin{aligned}M_{diag} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_R + m_L - \sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} & 0 \\ 0 & m_R + m_L + \sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.30)$$

である。ここで、現在の観測事実より左巻きのニュートリノは非常に小さく ($m_L \sim 0$)、また未発見である右巻きニュートリノの質量を非常に大きい ($m_R \gg m_D$) と仮定するとこの質量行列の固有値、つまりマヨラナ質量は

$$m_1 \sim \frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_2 \sim m_R\quad (1.31)$$

となる。つまり、右巻きのニュートリノは質量が非常に大きいため未発見であり、そのことを用いて左巻きのニュートリノの質量が非常に小さいことを質量固有値 $m_1 = \frac{m_D^2}{m_R}$ として自然に導出することができる。この機構をシーソー機構と呼ぶ。

1.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$)

前節で述べたように、ニュートリノがマヨラナ粒子であることが分かればその小さな質量の謎を解明することができるが、マヨラナ性の検証は容易ではない。粒子と反粒子が同一であることは、加速器実験で行われるようにそれらの粒子を衝突させてやれば確認することができるが、反応断面積が極めて小さいニュートリノにおいては到底実現できない。マヨラナ性を検証する現実的ではほぼ唯一の方法として考えられているのは、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊である。

ベータ崩壊は原子核の内部で以下の反応が起こり崩壊する現象である。



この時、原子核はベータ崩壊により原子番号が1つ大きなものに変化するが、始状態より終状態のほうがより安定な時にのみ崩壊を起こす。そのため、ベータ崩壊を起こすことができない原子核も数多く存在する。しかし、そのようなベータ崩壊が禁止されている原子核の中には、2回のベータ崩壊を同時に起こすことでより安定な原子核へと変化するものが少数ながら存在している(式1.33)。この反応を、二重ベータ崩壊 (2β) と呼ぶ。



後述の反応と対比し二つのニュートリノが放出されるため $2\nu 2\beta$ とも呼ばれる。

2β 崩壊では原子核内という極めて小さな領域で2つのニュートリノが発生するため、ニュートリノがマヨラナ性を持つ場合に限りニュートリノが放出されない以下の $0\nu 2\beta$ 崩壊を考えることができる。



つまり、二重ベータ崩壊で発生する2つの反電子ニュートリノが原子核内部で対消滅し、外部にニュートリノが放出されない現象が起こりうる(図1.3)。この反応をニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) と呼ぶ。この崩壊ではベータ崩壊による反応エネルギーを全て電子が受け取るため、放出される電子のエネルギースペクトルは理想的にはそのQ値にモノクロピークを持つことになる。すなわち、 $2\nu 2\beta$ のエネルギースペクトルを精密に測定してそのQ値付近にピークの存在が確認されれば、原理的には $0\nu 2\beta$ の発見が達成される。

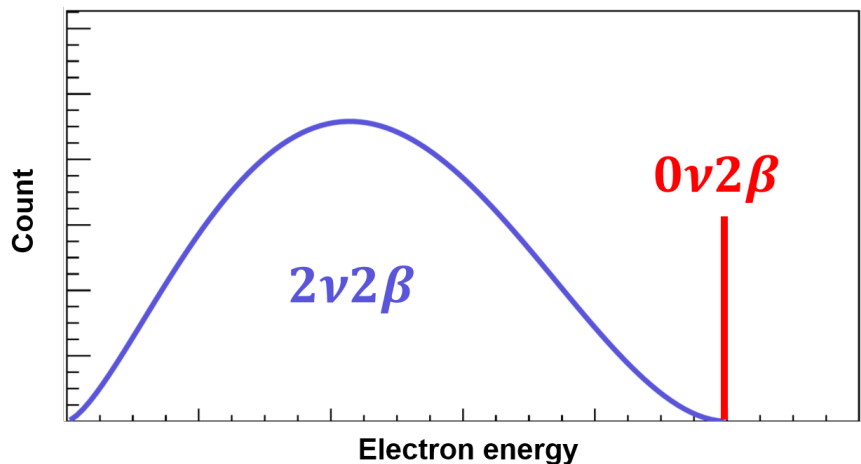


図1.3 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルのイメージ図。 $0\nu 2\beta$ の崩壊レートは大きく誇張している。

前述のように $0\nu 2\beta$ が発見されればニュートリノがマヨラナ性を持つことの証拠となるが、加えてその質量の情報も得ることができる。 $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の逆数とニュートリノの有効マ

ヨラナ質量 $\langle m_\nu \rangle$ には以下の関係があることが知られている。

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.35)$$

ここで、 $G^{0\nu}$ 位相空間因子、 $|M^{0\nu}|$ は核行列要素であり、有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ はニュートリノ質量 m_i と混合行列 U の ν_e に関する成分を用いて、

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.36)$$

と定義される。すなわち、 $0\nu 2\beta$ 崩壊探索によって $T_{1/2}^{0\nu}$ を測定あるいは制限を与えることで、ニュートリノ質量の情報を得ることができる。また、質量階層構造の各構造は図 1.4 に示すようにマヨラナ有効質量に対する許容範囲を持っているため、マヨラナ有効質量の測定により質量階層構造が解決される可能性がある。 $0\nu 2\beta$ 崩壊は式 (1.34) から分かるように崩壊前後でレプトン数が

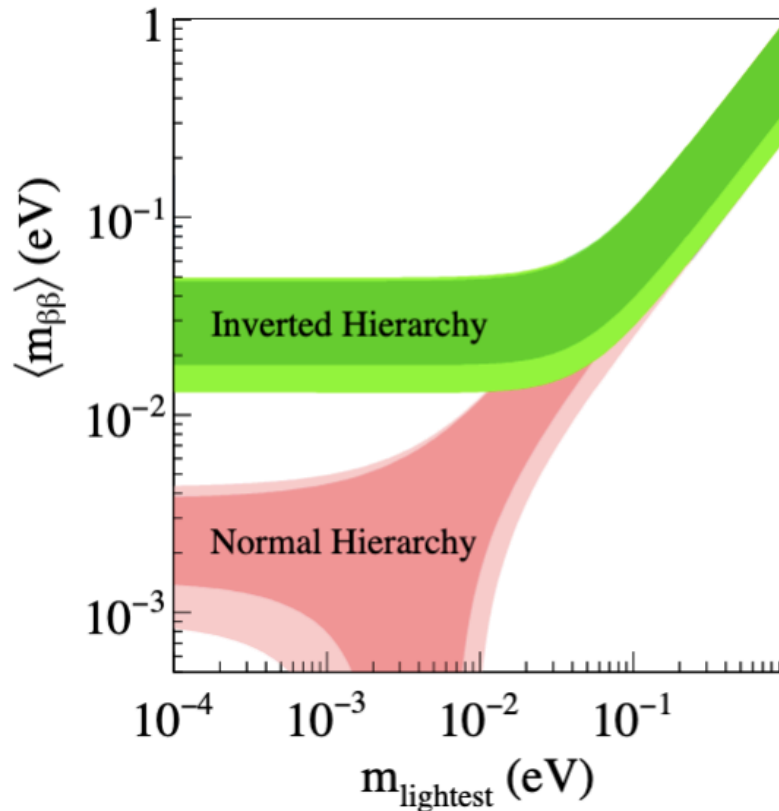


図 1.4 ニュートリノ有効質量と許容される階層構造。横軸は最も軽いニュートリノの質量。

保存されない。そのため、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の発見は標準模型を超えるレプトン数非保存過程の発見となる。宇宙の初期にはビッグバンにより粒子と反粒子が同じ数だけ生成されたと考えられているが、現在はほとんど粒子のみしか観測されていない。このことは宇宙物質優勢の謎として未解決問題と

なっている。この問題は、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が存在でき、それが崩壊する過程によるレプトン数非保存の物理を用いたレプトジェネシスという理論で説明される可能性がある。

以上のように、 $0\nu 2\beta$ 発見されれば物理の未解決問題に関して解答を与えることができ、標準模型を超えた新たな物理への第一歩となることが期待される。

1.6 $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験

$0\nu 2\beta$ 崩壊は前述のように新しい物理に向けた手がかりとなりうるため、多くの実験グループが探索を行っている。次章で述べる KamLAND-Zen 実験以外の、主要な $0\nu 2\beta$ 崩壊探実験グループの概要を述べる。

CUORE

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events(CUORE) 実験は、酸化テルル TeO_2 を用いて ^{130}Te の $0\nu 2\beta$ 崩壊を探索している。 TeO_2 を極低温ボロメータとして使用し、崩壊により放出されるエネルギーによる温度変化を測定することで高いエネルギー分解能を実現している。これまでの測定で、

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 3.2 \times 10^{25} \text{ year (90\% C.L.)} \quad (1.37)$$

$$\langle m_{2\beta} \rangle < 75 - 350 \text{ meV} \quad (1.38)$$

の制限を与えている [5]。

GERDA

GERmanium Detector Array (GERDA) 実験は、高純度のゲルマニウム半導体を用いて ^{76}Ge の $0\nu 2\beta$ 崩壊を探索している。 ^{76}Ge 自身が検出器となっており、また半導体検出器はエネルギー分解能が高いという特徴がある。これまでの測定で、

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 1.8 \times 10^{26} \text{ year (90\% C.L.)} \quad (1.39)$$

$$\langle m_{2\beta} \rangle < 79 - 180 \text{ meV} \quad (1.40)$$

という制限を与えている [6]。

EXO-200

Enriched Xenon Observatory(EXO) 実験は、KamLAND-Zen 実験と同様に ^{136}Xe を用いているが、その検出原理は大きく異なっている。EXO では液体キセノンと Time Projection Chamber(TPC) と呼ばれる検出器を用いている。TPC による飛跡検出と液体キセノンのシンチ

レーシオン光も組み合わせることで、エネルギー分解能の向上がなされている。これまでの測定で、

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 3.5 \times 10^{25} \text{ year (90\% C.L.)} \quad (1.41)$$

$$\langle m_{2\beta} \rangle < 93 - 286 \text{ meV} \quad (1.42)$$

という制限を与えている [7]。

第 2 章

KamLAND-Zen 実験

2.1 KamLAND 検出器

KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、岐阜県飛騨市神岡鉱山内の KamiokaNDE 検出器跡地に建設された大型液体シンチレータ反ニュートリノ検出器である。池ノ山山頂直下 1000 m に位置しており、その鉱山の厚い岩盤により宇宙線由来のバックグラウンドを大幅に低減させている。KamLAND 検出器の概要を図 2.1 に示す。KamLAND 検出器は、

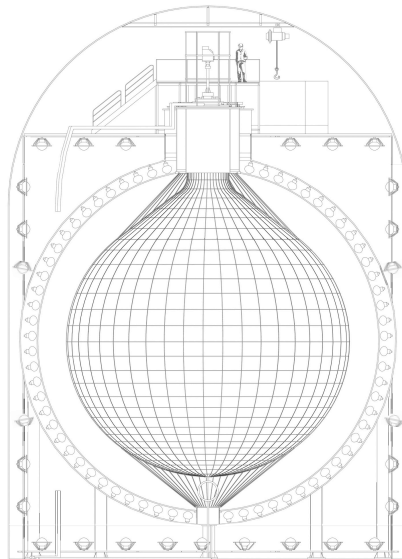


図 2.1 KamLAND 検出器

高さ・直径約 20 m の円筒型タンクとその内部にある直径約 18 m の球形タンクから構成されており、大別して外部検出器と内部検出器とがある。

2.1.1 外部検出器

円筒型タンクと球形タンクの間領域が外部検出器 (Outer Detector, OD) で、内部は 3000 t の純水で満たされており円筒型タンク内壁には 140 本の光電子増倍管が取り付けられている。OD はその大量の水によって、岩盤から来る中性子や γ 線を遮蔽する役割や、宇宙線ミュオンによる信号を検出して veto する水チェレンコフ検出器としての役割を担っている。

2.1.2 内部検出器

球形タンク内部が内部検出器 (Inner detector, ID) となっており、KamLAND が物理イベントを捉えるための中枢である。その内部は、ニュートリノや種々の放射線により発光する素材である液体シンチレータとそれを保持するバルーン、光を検出する光電子増倍管、そしてバルーンと光電子増倍管の間を埋めるバッファオイルから構成されている。

光電子増倍管

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube, PMT) は、光子が光電面に入射することで光電効果によって放出された電子を高電圧を印加したダイノードにより増幅させ、単一の光子でさえも検出可能としている高感度光検出器である。ID の球形タンクの内壁には 554 本の 20 inch PMT および 1325 本の 17 inch PMT の計 1879 本の PMT が設置されており、ID の被覆率は約 34% となっている。

バッファオイル

PMT とバルーンの間は、ドデカン ($C_{12}H_{26}$)53% とイソパラフィン (C_nH_{2n+2})47% から構成される粘度の高い液体で満たされており、これをバッファオイル (Buffer Oil, BO) と呼ぶ。BO にはバルーンの位置を安定させる役割や外部からの放射線、特に球形タンクや PMT に含まれる放射線不純物由来の放射線を遮蔽する役割を担っている。また BO はアクリル板で仕切られた二層の領域に分かれており、アクリル板と球形タンクの間を満たし PMT と接している BOO と、アクリル板とバルーンの間を満たす BOI とがある。

液体シンチレータ

液体シンチレータ (Liquid Scintillator, LS) は、 α, β, γ 線等の放射線が入射するとシンチレーション光を発する液体である。シンチレーション光を発生させるものとしては他にも、有機結晶シンチレータや無機結晶シンチレータ、プラスチックシンチレータ等がある。大規模化が容易であること、超純水で”洗う”液液抽出や蒸留といった方法により高度な純化が可能であることから、高統計・極低放射能が要求される KamLAND では液体シンチレータが採用されている。KamLAND で用いられている液体シンチレータの組成を表 2.1 に示す。PC を溶媒とし、発光剤として PPO

表 2.1 KamLS の組成

要素	組成式	密度	体積比
N12(ドデカン)	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm^3	80%
PC(1,2,4 トリメチルベンゼン)	C_9H_{12}	0.875 g/cm^3	20%
PPO(2,5 ジフェニルオキサゾール)	$C_{15}H_{11}NO$	-	1.36 g/L

が添加されている。N12 は発光過程には関わらないが、LS の密度調整および透過率調整のため使用されている。また、後述する KamLAND-Zen インナーバルーン内部で用いられる LS と対比して KamLS と呼ばれる。

アウターバルーン

前述の LS は直径 13 m の大きなバルーン内に導入されておりアウターバルーン (Outer Balloon, OB) と呼ばれる。強度と透過率を考慮して、3 層のナイロンと 2 層の EVOH が交互に重ねられた計 5 層、厚さ $135 \mu\text{m}$ のフィルムにより作成されている。

2.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen(KamLAND Zero-neutrino double beta decay search) 実験は、KamLAND 検出器を使用した $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験である。二重ベータ崩壊核種である ^{136}Xe を溶解させた LS をミニバルーン内に封入し、KamLAND 検出器中心部に導入することで実験が遂行されている (図 2.2)。これまでには KamLAND-Zen 400 実験が行われており、現在は ^{136}Xe を増量した KamLAND-Zen 800 フェーズにより世界最高感度での観測が遂行中である。

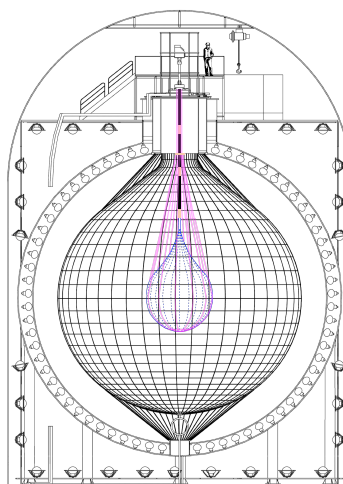


図 2.2 KamLAND-Zen 実験

表 2.2 Xe-LS の組成

要素	組成式	密度	体積比
N10(デカン)	C ₁₀ H ₂₂	0.735 g/cm ³	82.3%
PC	C ₉ H ₁₂	0.875 g/cm ³	17.7 %
PPO	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	2.7 g/L
Xe	-	-	3.13 wt%

Xe 含有液体シンチレータ

遠心分離により同位体比が約 91% まで濃縮された ¹³⁶Xe を溶解させた LS(Xe-LS) が使用されている。Xe-LS の組成を表 2.2 に示す。Xe を溶解させることにより生じる LS の密度増加や発光量の低下を調整するため、KamLS とは組成が変更されている。

インナーバルーン

インナーバルーン (Inner Balloon, IB)、あるいはミニバルーンは Xe-LS の格納容器であり、KamLAND 中心部に保持させている。0ν2β 崩壊の探索領域を KamLAND 検出器中心部の狭い範囲に制限することで、太陽ニュートリノや宇宙線による核破砕などの体積に比例するバックグラウンドを低減させている。ミニバルーンの素材としては強度や透過率などの観点から 25 μm のナイロン製フィルムが採用されており、複数のフィルムを熱溶着によってつなぎ合わせることでバルーン状へと成形されている。KamLAND-Zen 800 フェーズでは直径 3.8 m のミニバルーンが用いられており、放射性不純物の混入を防ぐためにクラス 1 以下のスーパークリーンルーム内にて細心の注意を払って製作された。

2.2.1 KamLAND-Zen 400 実験

2011 年 10 月から、約 400 kg の ¹³⁶Xe を用いた KamLAND-Zen 400 実験の第一フェーズが開始された。このフェーズでは、0ν2β の ROI 付近に ^{110m}Ag 由来の予期せぬバックグラウンドが確認された。^{110m}Ag は自然界に存在しない核種であるため、福島第一原発事故により生成されミニバルーン作成時に表面に付着し混入したと考えられている。そこで、^{110m}Ag を除去するために LS の純化作業が行われ、2013 年 11 月から第二フェーズが始動した。これらの 2 つのフェーズを合わせて、KamLAND-Zen 400 実験は式 2.1 で示す世界で最も厳しい制限を与えた [8]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{yr} (90\% \text{ C.L.}), \quad \langle m_{2\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad (2.1)$$

2.2.2 KamLAND-Zen 800 実験

2019年1月から、 ^{136}Xe 量を約745 kgに増量したKamLAND-Zen 800実験が始動した。KamLAND-Zen 400実験では2.3節で述べるが、自然放射線核種 ^{238}U の娘核である ^{214}Bi 事象のうちミニバルーン由来のものが主要バックグラウンドの一つとなっていた。そのため、ミニバルーン作成時には徹底した汚染対策を施して作成され(図2.3)、 ^{238}U の混入量を1/10程度に抑えることに成功した。しかしながら、未だにミニバルーン直近領域のバックグラウンドは無視できる量ではなく高感度探索に制限がかけられている。

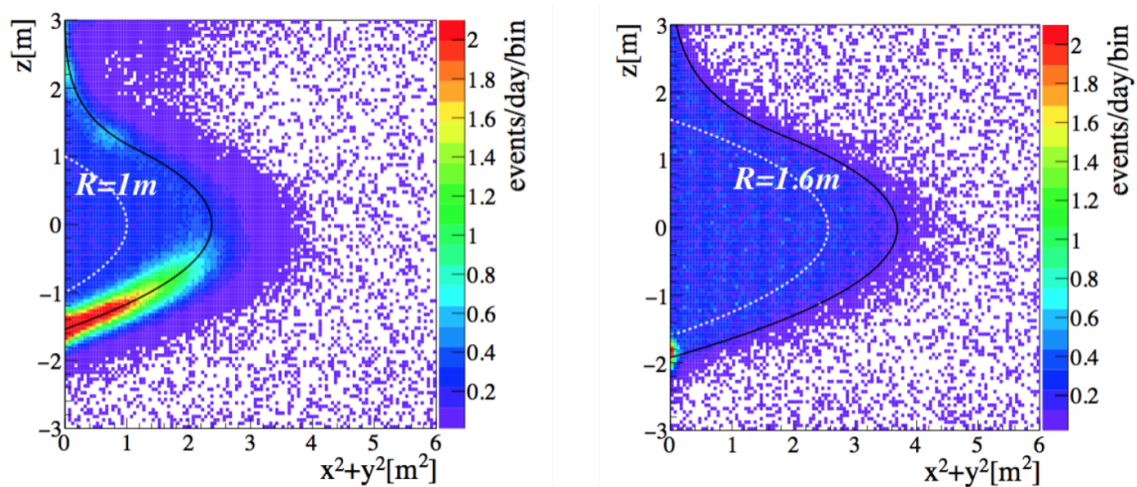


図 2.3 KamLAND-Zen で観測された $1.0 < E < 2.3$ MeV 領域のイベントの発生場所分布 [9]。左図が KamLAND-Zen 400 で、右図が KamLAND-Zen 800 の分布。黒線がミニバルーンを示しており、その領域のイベント数が KamLAND-Zen 800 では大きく低減していることがわかる。

2.3 KamLAND-Zen 実験の背景事象

$0\nu 2\beta$ 事象は合計 2.458 MeV の 2 つの電子による発光であるため、理想的にはその ROI (Region Of Interest) でのイベントが確認されれば $0\nu 2\beta$ が発見されたといえる。しかし現実はその簡単ではなく、図 2.4 に示すように $0\nu 2\beta$ の ROI にエネルギー・スペクトルを持つ物理事象は数多くありバックグラウンドとなっているため、 $0\nu 2\beta$ 探索の感度が制限されている。現状、KamLAND-Zen 実験でも $0\nu 2\beta$ の発見には未だ至っていないため、更なるバックグラウンドの低減が必要だといえる。本節では、KamLAND-Zen 実験における主要バックグラウンドについて述べる。

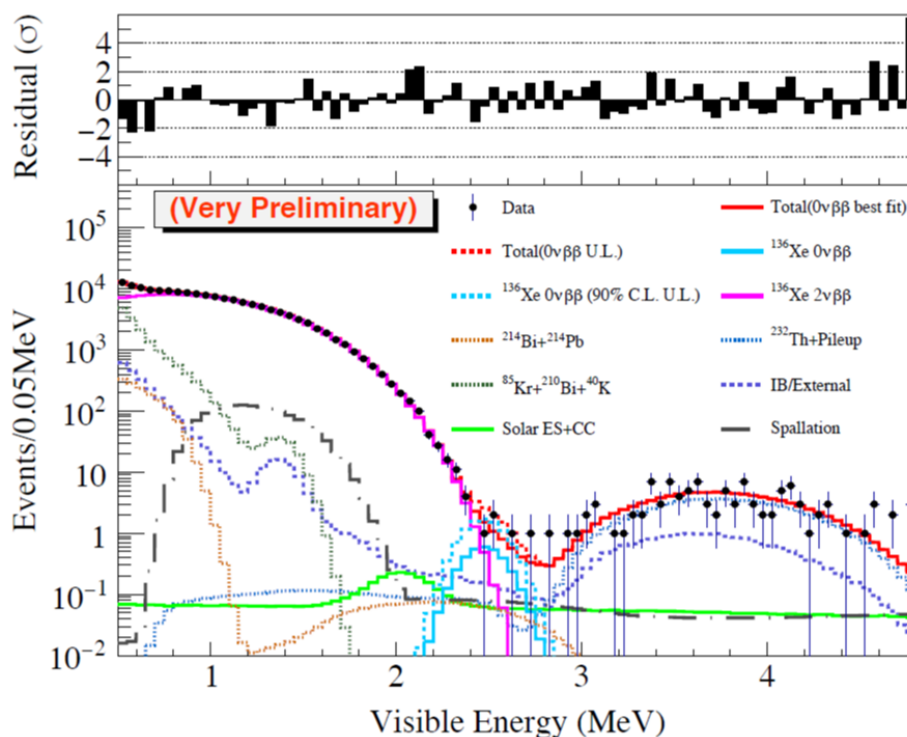


図 2.4 KamLAND-Zen 800 First Result[9]。 $0\nu 2\beta$ の ROI は 2.35 MeV-2.7 MeV の領域である。

2.3.1 $2\nu 2\beta$

^{136}Xe はニュートリノを放出する $2\nu 2\beta$ 崩壊を起こし、その Q 値は $0\nu 2\beta$ のエネルギーと同じ 2.458 MeV である。これらのエネルギースペクトルは、理想的には図 1.3 のように $2\nu 2\beta$ の終端に $0\nu 2\beta$ のモノクロピークが出現する形状となるが、実際に観測されるスペクトルは検出器のエネルギー分解能により図 2.5 のように両者が重なる部分が存在する。 $0\nu 2\beta$ 崩壊はそのままに $2\nu 2\beta$ 崩壊を起こさないようにすることは原理的に不可能であるため、それを低減させるにはエネルギー分解能を向上させる以外に方法はない。

2.3.2 ^{10}C 崩壊事象

鉱山の地下 1000 m の環境においても完全に宇宙線ミュオンを遮蔽することはできず、KamLAND では約 0.3 Hz の頻度で宇宙線ミュオンが検出されている。このミュオンによって LS 中の ^{12}C の原子核破砕を起こし、半減期 19.3 秒で Q 値 3.6 MeV の β^+ 崩壊をする ^{10}C が生成される。MoGURA を用いた ^{10}C が生成時の中性子とのタギングにより 90% 以上の除去が可能である [10]。なお、検出器外部から飛来する粒子による事象のため、LS の体積に比例してこのバックグラウンドは増加する。

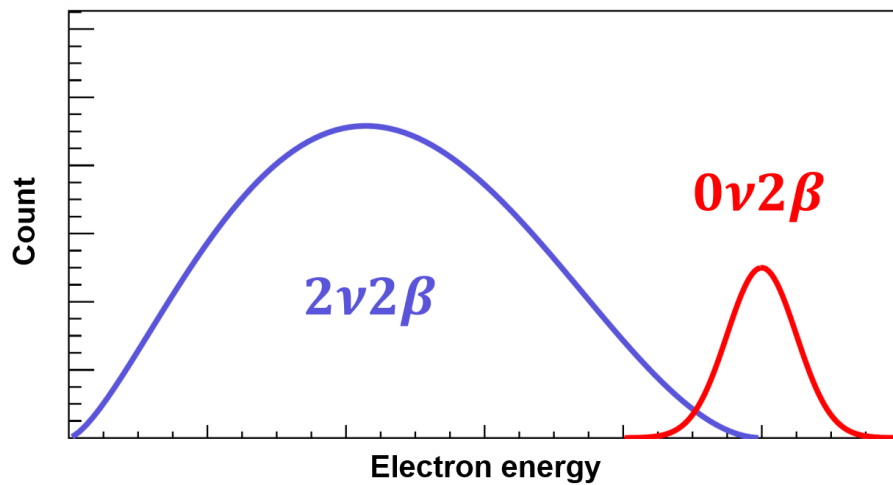


図 2.5 エネルギー分解能を考慮した二重ベータ崩壊スペクトルのイメージ図。 $0\nu 2\beta$ 崩壊レートと分解能は誇張している。

2.3.3 太陽ニュートリノ事象： ${}^8\text{B}$ solar ν

太陽内部での核融合反応の過程で生じる ${}^8\text{B}$ は、逆崩壊により電子ニュートリノが放出される。他のバックグラウンドと比べると影響は小さいが、タギング等による除去は困難であり不可避なバックグラウンドとなっている。 ${}^{10}\text{C}$ と同様に、LS の体積に比例してこのバックグラウンドは増加する。

2.3.4 放射性不純物

自然界には ${}^{238}\text{U}$ 系列や ${}^{232}\text{Th}$ 系列といった自然放射性核種が存在している。そして、それらの娘核のうち以下に示す核種は $0\nu 2\beta$ 事象のバックグラウンドになりうる。

ミニバルーン中の ${}^{214}\text{Bi}$

ミニバルーンは超純水での洗浄やスーパークリーンルーム内での作業など徹底した清浄さ管理のもとで作成が行われたが、無視できない量の自然放射性核種が残存している。これらの残存核種は主に工場でのナイロンフィルム製造時に付着・混入しているものである。そのため、ナイロンフィルムの全製造工程をスーパークリーンルーム内で行うことができればその大幅な低減が見込まれるが、主に資金の問題から現実的な解決策とは言えない。残存核種のうち、特に ${}^{238}\text{U}$ 系列の核種である ${}^{214}\text{Bi}$ は Q 値約 3.27 MeV で崩壊し ROI にエネルギーを持つためバックグラウンドとなり、ミニバルーン直近領域の $0\nu 2\beta$ 探索感度が大幅に低下している。そのため、現在の KamLAND-Zen の解析では $0\nu 2\beta$ 探索を行う領域に制限をかけることでこのバックグラウンドに

対応している。特にミニバルーン直近領域ではこの制限を強く受け、高感度な $0\nu 2\beta$ 探索が可能で有効的に用いることのできる領域はミニバルーン全体の半分程度に制限されている。これは、導入されている ^{136}Xe の半分程度が有効に使用することができなくなっていることを示している。

XeLS 中の ^{214}Bi

^{214}Bi はミニバルーン中ではバックグラウンドとなるが、XeLS 中であれば問題とはならない。詳細は 2.4.2 項で述べるが、その娘核である ^{214}Po を用いた遅延同時計測という手法により、XeLS 中においてはほとんど全てを解析的に除去することができる。

Xe-LS 中の ^{212}Bi - ^{212}Po

自然放射性核種である ^{238}U 系列や ^{232}Th 系列などの核種は、高度な純化が施された後でもなお液体シンチレータ中にわずかに残存している。そのうち ^{232}Th 系列の核種である ^{212}Bi は Q 値 2.3 MeV で崩壊するため、それ単体では ROI には入り込むことはない。しかし、 ^{212}Bi の娘核である ^{212}Po は α 崩壊を起こし 8.78 MeV の α 線を放出する。LS はこの α 線により発光するが、消光作用のために実際に観測される光量は約 0.8 MeV 相当にまで減少する。加えて、 ^{212}Po の半減期は 299 ns と極端に短い。つまり、 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象間の時間差がその半減期程度となるため、KamLAND の DAQ ではその多くが同一のイベントウィンドウ内で観測される (パイルアップ)。そうすると ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の観測光量は両者の合算となるため、ROI に入り込んでしまう (図 2.6)。このバックグラウンドは、ダブルパルスフィッタと呼ばれる手法 [11] により解析

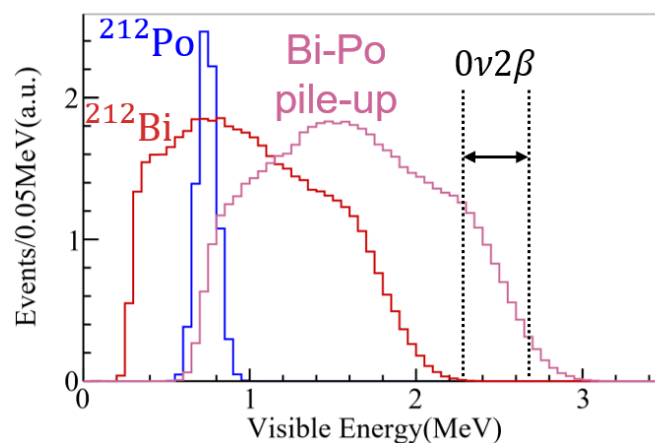


図 2.6 ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の観測光量

的な低減が行われている。

2.4 将来計画 KamLAND2-Zen 実験

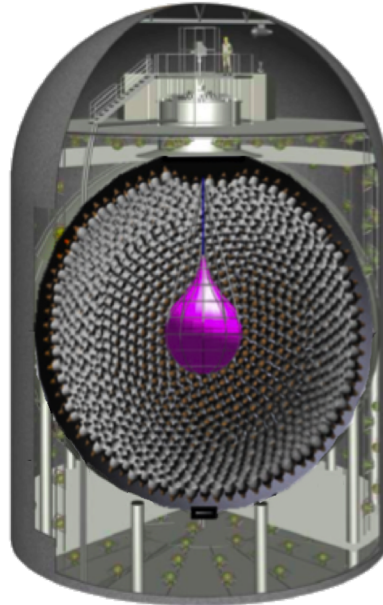


図 2.7 KamLAND2 検出器の概要

KamLAND-Zen 実験では、世界最高感度での $0\nu 2\beta$ 探索が行われているが未だ発見には至っていない。そこで、KamLAND 検出器の全面的な改良により $0\nu 2\beta$ 探索の感度向上を目指す KamLAND2-Zen 実験が計画されており、現在研究開発が行われている。この検出器改良の目標としては、大別して光収量の増加とさらなる低バックグラウンド化とがある。

2.4.1 光収量の増加

光収量の増加が達成されると、エネルギー分解能の向上が見込まれる。そうすることで、主要背景事象である $2\nu 2\beta$ の ROI へのしみこみが低減される。

高量子効率 PMT

PMT は単一の光子をも捉えられる感度を有しているが、量子効率 (Quantum Efficiency, QE) と呼ばれるファクターにより PMT に入射した光子すべてが検出できるわけではない。光電面に光子が入射して光電子を放出する確率が QE であり光子の波長により異なるが、現在の PMT では KamLS の発光波長領域において約 20% となっている。KamLAND2-Zen では QE を 30% 以上に向上させた高量子効率 PMT の研究が進められている [12]。

集光ミラー

前述のように現在の ID の被覆率は約 34% となっている。つまり、およそ 60% の光子を捨てているといっても過言ではない。そこで PMT に多角形状の集光ミラーを装着することで PMT 間のデッドスペースを埋め、被覆率を大幅に向上させることが計画されている。最終的な光収量を 2 倍程度に向上させることを目指し、ミラー形状の最適化や素材評価等の研究が進められている [13]。

新液体シンチレータ

現在使用している PC ベースの KamLS に替えて、より大発光量・高透過率な LS を用いることで光収量を増加させる。現在有力な候補はリニアアルキルベンゼン (Linear Alkyl-Benzene, LAB) ベースの LS であり、KamLS と比較して約 1.4 倍の光収量増加を見込んでいる。また、後述の発光性バルーンとの兼ね合いにより、波長変換剤 bis-MSB の導入も予定されている [14][15]。

2.4.2 低バックグラウンド化

発光性バルーン

2.3 節で述べたように、ミニバルーン中の ^{214}Bi 事象が現状の KamLAND-Zen 実験における主要バックグラウンドのひとつとなっている。その解決策として、バルーン素材を現在のナイロンに替えてシンチレーションフィルムであるポリエチレンナフタレート (PolyEthylene Naphthalate, PEN, 図 2.8) を用いてミニバルーンを作成する発光性バルーンが計画されている (図 2.9)。 ^{214}Bi

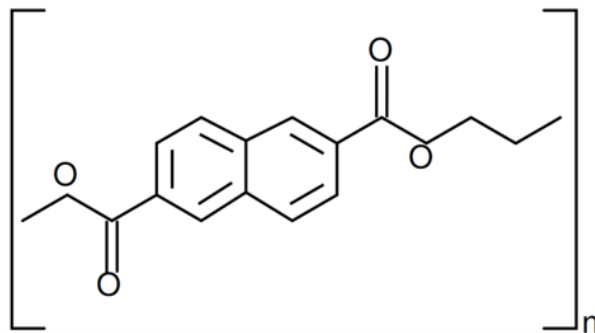


図 2.8 PEN の構造式

事象の除去はその娘核である ^{214}Po 事象との遅延同時計測により除去することが可能である。 ^{214}Po は α 崩壊により約 7.6 MeV の α 線を放出するが、その半減期は $164\ \mu\text{s}$ と非常に短いため ^{214}Bi 事象と ^{214}Po 事象の間に別の事象が発生することは少ない。つまり、短時間で 2 つの事象が観測された場合 ^{214}Bi を先発信号、 ^{214}Po を後発信号として関連付け (タギング) することで、その一連の事象が ^{214}Bi - ^{214}Po であると同定することができる。LS 中ではそのタギング効率は 99.97% を誇るが、ミニバルーン事象においては α 線がナイロン膜により吸収されその多くが発光を伴わないため、そのタギング効率は 50% 程度と著しく悪化する (図 2.10)。そこで、ミニバルーンにシ

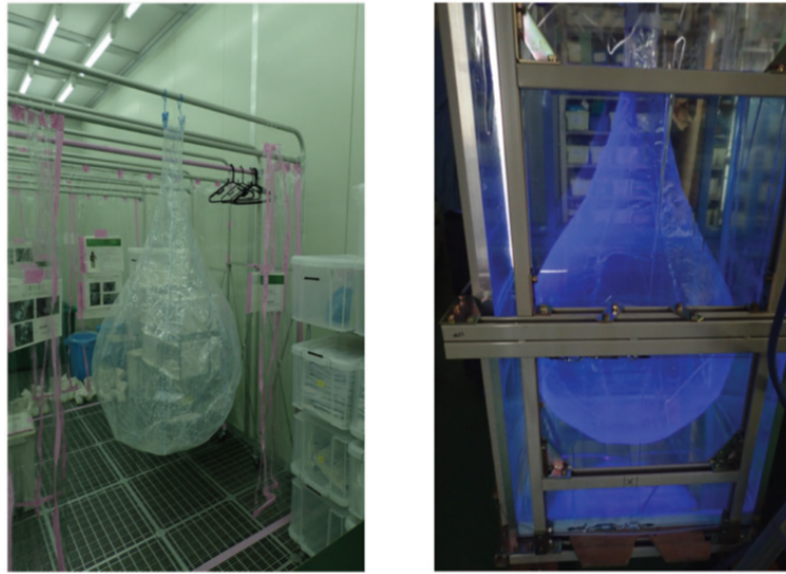


図 2.9 試験的に作成された発光性バルーン [16]。左図はクリーンルーム内での写真。右図は水タンク内で紫外線を照射されており、発光していることが確認できる。

ンチレータ性能を持たせると、ミニバルーン事象でも α 線の検出ができるようになり、タギング効率の大幅な改善が可能となる。先行研究 [14] によると、発光性バルーンの導入により 99.7% の効率でミニバルーン ^{214}Bi 事象のタギングが可能となり FV を 100% とすることができる。それにより、 $0\nu 2\beta$ の高感度で探索できる領域が倍増し ^{136}Xe の全量使用が実現する。

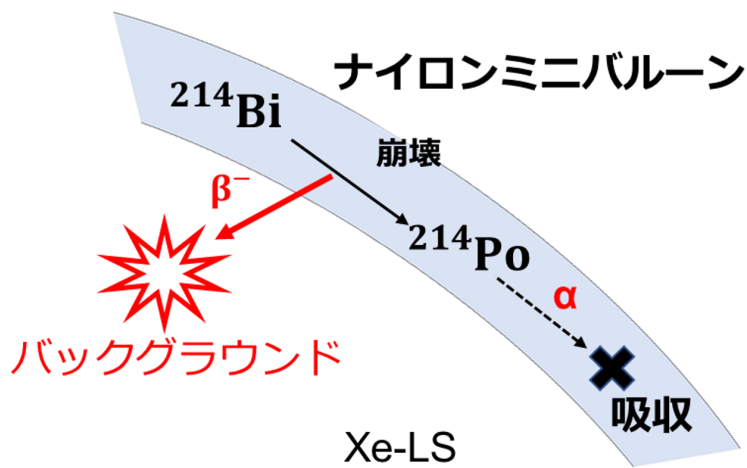


図 2.10 ミニバルーンで ^{214}Bi がバックグラウンドとなるイメージ図。

2.5 本研究の位置付け

本研究の最終的な目標は、KamLAND2-Zen 実験においてバックグラウンド低減を目的とした発光性ミニバルーン導入を実現させ、 $0\nu 2\beta$ 探索の感度を向上させることである。上述のように、発光性ミニバルーン導入により主要バックグラウンドの1つである ^{214}Bi の除去が可能であるが、導入するためにはその素材に対する要求項目を満たしていることを確認しなければならない。そのため、まず発光性ミニバルーン導入のための要求項目の検証を行った。また、詳細は 3.4 節で述べるが発光性ミニバルーンを用いることで ^{212}Bi - ^{212}Po 事象が新たに問題となることが分かっている。そこで、LS や発光性ミニバルーンの発光波形の違いに着目した波形弁別法によりこのバックグラウンドを低減させる手法に関する研究開発を行った。

第3章

発光性バルーン

前章で述べたように、KamLAND2-Zen では現状のナイロン製ミニバルーンにかえて、シンチレータである PEN を用いたミニバルーンにする計画がある。しかし、KamLAND に導入するためには、大量の液体シンチレータに長期間浸されるという環境のため、その素材の性能や発光性能をよく理解していなければならない。本章では、PEN フィルムがミニバルーン素材として使用するために必要な項目についての評価やシンチレータとしての性能、および発光性ミニバルーン導入時に生じる問題点について述べる。

3.1 発光性バルーン素材への要求項目

発光性能

発光量

発光性ミニバルーンの導入目的は、 ^{214}Po の 7.6 MeV の γ 線を捉えて ^{214}Bi のタギングを行うことである。そのため、その γ 線に対する発光が KamLAND で検出できるように十分な発光量であることが要求される。KamLAND ではノイズと物理事象を区別するために観測光量に対して一定の閾値を設けていることから、PEN の発光量がその閾値を上回ることが要求される。現在の KamLAND では、観測光量 300 keV を閾値として設定している。また、水や日光にさらされた時の発光性能の変化や PEN フィルム製造時に生じうる厚みの不均一さの影響などについても理解する必要がある。

発光波長

LS 内部に導入するため、その発光波長が LS の吸収波長や透過率の悪い領域であってはならない。さもなくば、PEN の発光が LS で吸収されることで PMT まで届かず発光性ミニバルーンとしての役割を全うできない。また、PMT の量子効率が良い波長領域であることも要求される。図 3.1 に KamLS の 9 cm 透過率と発光波長、KamLAND で使用されている 17-inchPMT の量子効率を示す。

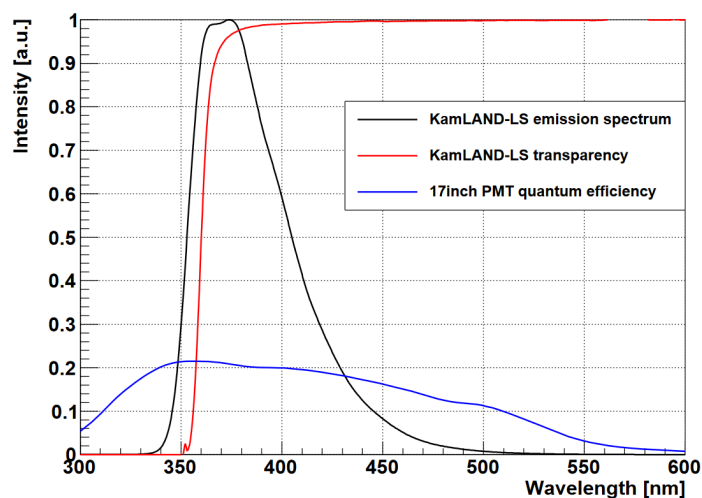


図 3.1 KamLS の 9cm 透過率・発光波長と 17-inchPMT の量子効率 [15]。発光スペクトルは最大値、透過率と量子効率は 100% で規格化されている。

発光波形

詳細は 3.4 節で述べるが、PEN の発光波形と LS との発光波形との間に明確な差があれば、波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination, PSD) により観測したイベントが PEN で発光したのか LS で発光したのか、あるいはその両方なのかの識別が可能となることが期待できる。

ミニバルーン素材としての性能

LS 耐性

KamLAND で用いられている LS の溶媒である PC は強い腐食性を持つ (図 3.2)。また、このように明らかな腐食が発生していなくとも KamLAND では長ければ 10 年程度 LS に浸されることになるため、腐食性が強い PC ベースの LS ではもちろんその他の腐食性が顕著ではない LS に対しても腐食の評価を行うことが必須である。

透過率

PEN フィルムの透過率が LS の発光波長領域で良好でなければ、LS での発光が PEN に吸収・再発光され発光位置に関する情報が失われてしまい、データ解析に多大な影響を与える。

強度

ミニバルーンは風船状に形成されて KamLAND 内に導入されるが、内部の LS の重みや内外の密度差に応じて圧力が加わる。特に、フィルムには十分な引張破断強度を有することが要求される。この要求強度はミニバルーンを球形だと仮定して計算するが、実際には栗形でありさらに溶着

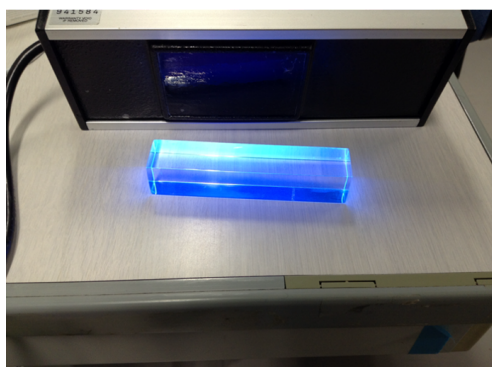


図 3.2 プラスチックシンチレータの発光と PC による腐食の様子。左図は紫外線により発光しているプラスチックシンチレータ。右図はそれを PC に 30 日間浸したものの、発光はしているものの、ゲル状に溶けており使用に耐えない。

表 3.1 ミニバルーン素材における放射性不純物の要求値

放射性不純物	要求値
^{238}U	$< 3.0 \times 10^{-12} \text{ g/g}$
^{232}Th	$< 3.0 \times 10^{-12} \text{ g/g}$
^{40}K	$< 2.4 \times 10^{-11} \text{ g/g}$

部や歪みの存在等から予期せぬ力加わりの可能性がある。そのため、安全ファクターとして計算値の 10 倍の目標にする必要がある。その時の要求値は 10 N/cm である [14]。

放射性不純物の含有量

自然放射線核種である ^{238}U 系列や ^{232}Th 系列は $0\nu 2\beta$ 探索のバックグラウンドとなる。また、 ^{40}K は ^{214}Po のバックグラウンドとなるため遅延同時計測による ^{214}Bi 除去の効率を悪化させる。ミニバルーン素材においてもそれらの混入は不可避であるが、その混入量はできるだけ少なくする必要がある。表 (3.1) にナイロンミニバルーンにおける放射性不純物の要求値を示す。ナイロンミニバルーンにおいてはこの要求値を満たすことで、不可避なバックグラウンドである ^8B solar ν 事象と同程度まで低減される。

Xe ガスバリア性

ミニバルーンは、Xe-LS を検出器中心部に保持し KamLS との混合を防ぐ役割がある。Xe-LS 中の Xe がミニバルーン膜を透過して KamLS に流出すれば、 $0\nu 2\beta$ 崩壊探索の感度低下を招く。また、ミニバルーン外部では地球ニュートリノや原子炉ニュートリノなどの観測も並行して行われており、Xe の流出は KamLAND 全体に大きな影響を与える。そのため、バルーン膜素材の Xe ガスバリア性の測定を行い十分な性能を有していることの確認が必要となる。なお要求値として 5 年

表 3.2 先行研究による PEN フィルムの実験結果

評価項目	結果	コメント
線の発光量	○	Po の 7687 keV の 線に対して KamLAND-LS 比 72.1 % の光量
発光波長	○	430 nm
発光波形	○	LS との明確な波形の違いあり
L S 耐性	○	KamLAND-LS, LAB-LS に対する溶け出しなし
透過率		KamLAND-LS 発光波長ピーク 380 nm で悪く 400 nm 以上では良好
溶着	○	溶着でのリークなし、強度も要求を満たす
放射性不純物		U が要求値よりも多い ($^{238}\text{U} \sim 30 \times 10^{-12} \text{ g/g}$)

間の実験で全体の Xe の 1 % 以下、KamLAND-Zen800 においてはおよそ 7.5 kg 以下、つまり 1 年間で 1.5 kg を目標値として定めた。

3.2 先行研究

先行研究 [14],[15] による PEN フィルムの要求項目に対する実験結果を表 3.2 に示す。PEN フィルムの透過率が現在 KamLAND 使用している LS の発光波長領域では悪いという結果になっているが、同じく先行研究 [14] により LS に波長変換剤 bis-MSB を添加することで、PEN の発光波長が良好な領域に LS の発光波長をシフトさせることで解決することが分かっている。また、放射性不純物に関しても発光性ミニバルーンを用いた ^{214}Bi 除去により問題とはならない。

3.3 PEN フィルムの性能評価

PEN フィルムの素材としての性能評価は先行研究により進められており、それに引き続き本研究では以下の性能評価を行った。

- 発光量の評価
 - 耐水性
 - 耐日光性
 - PEN フィルムロールの不均一性
- Xe ガスバリア性
- 発光波形

3.3.1 耐水性

ミニバルーンは作成時に超純水を用いた洗浄を行うことでフィルムの表面汚染を低減させる。その際、フィルム表面の傷等から水が内部に入りこむなどして PEN の発光性能の低下を招く恐れが

表 3.3 実験装置の詳細

^{241}Am	Q 値:5.4 MeV
PEN フィルム	25 μm 厚、各辺約 3 cm の正方形
PMT	浜松ホトニクス社製:R9420[17], T.T.S = 0.55 ns, 印加電圧 1300 V
FADC	CAEN 社製:DT5751[18], サンプリングレート:1 GHz

ある。そのため、水が PEN フィルム与える発光性能の影響を確認する必要がある。

測定方法

測定のセットアップを図 3.3, 3.4 に示す。線源である ^{241}Am を PEN フィルムの上に置き、それらを PMT 上に設置することで PEN フィルムの発光を捉えた。そして PMT からの信号を Flash Analog to Digital Converter(FADC) により記録し、その発光波形の積分値 (FADC ch) をもとに発光量の評価を行った。なお、FADC で取得した波形のうち解析に用いたのは、波形の立ち上がり前 30 ns, 後 300 ns の合計 330 ns の範囲である。使用した装置の詳細を表 3.3 にまとめる。なお、本研究を通して用いた PMT, FADC は全て同一のものである。

耐水性を調べるため、以下の順番で PEN フィルムを純水に浸す・乾燥させる工程を行い、そのつど発光量を測定した。

1. 純水に 1 週間浸す
2. 窒素環境で 3 日間乾燥
3. 純水に 1 週間浸す
4. 水分の拭きとり
5. 窒素環境で 3 日間乾燥
6. さらに窒素環境で 3 日間乾燥

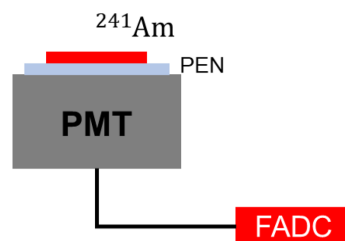


図 3.3 PEN フィルムの発光量測定セットアップ概念図



図 3.4 使用した実験装置。左図は暗箱でありこの内部で測定を行った。右図が暗箱内部の装置であり、中央の PMT に PEN, ^{241}Am を設置した。

測定結果

測定結果を図 3.5 に示す。PEN フィルムを純水に浸した後も窒素環境下における乾燥の後でも発光量の変化は約 3% 程度に収まっており、水によって発光量の低下が起こらないことが確認された。

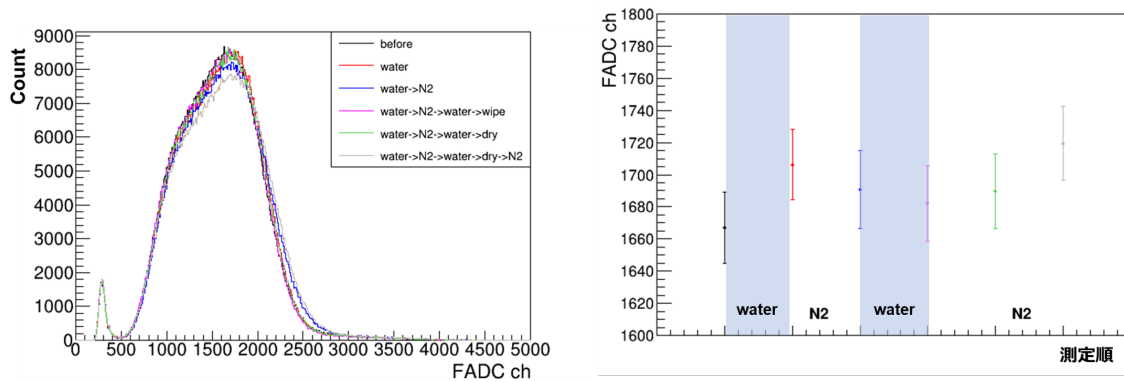


図 3.5 水が PEN フィルムの発光量に与える影響。左図は各測定の FADC ch の分布で測定時間は約 100 秒。第 1 ピークは PMT のノイズであり、第 2 ピークが ^{241}Am のピークである。なおデータ取得時の閾値の影響や PEN フィルムで線が全てのエネルギーを落とすわけではないため、ガウス分布にはなっていない。右図は、各測定のピーク位置を示している。

3.3.2 耐日光性

KamLAND で用いられている LS は日光、特に紫外線によって劣化し発光性能の低下が起こることが知られている。PEN フィルムに関してもそのような発光性能の低下が起こるかどうかは分かっておらず、もし起こるならばミニバルーン作成までの間の保管時やフィルム製造時に配慮が必要となる。

測定方法

PEN フィルムを夏場の南向きで日当たりの良い場所に 2 週間放置し、その前後で PEN フィルムの発光量を測定した。なお、3.3.1 項と同様に、図 3.3 のセットアップで測定を行った。

測定結果

測定結果を図 3.6 に示す。各ピークの値は太陽光にさらされた前後で 1% 以下の変化であったため、太陽光の影響は短時間であれば問題とはならないことが確認された。また、PEN フィルムの実際の保管環境は室内であることから、特別な配慮は必要ないと考えられる。

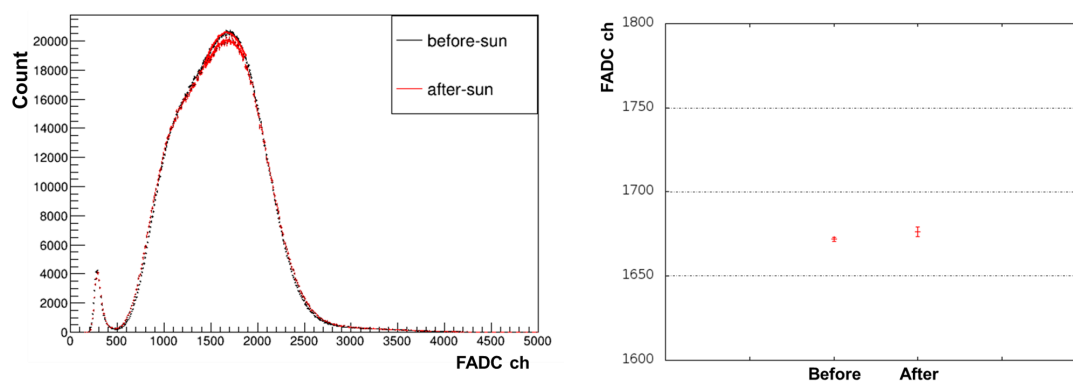


図 3.6 太陽光線が PEN フィルムの発光量に与える影響。左図が太陽光線にさらす前後の FADC ch 分布で、測定時間は約 200 秒。右図がそのピークの値を示す。

3.3.3 PEN フィルムロールの発光性能の均一性評価

使用が予定されている PEN フィルムは、企業よりロール形状 (図 3.7) で納入され二軸延伸法という手法により製造されている。二軸延伸法は、PEN フィルムの成膜時に縦・横の 2 方向から引き伸ばしつつ製造する手法であり、フィルムの強度を高める目的で行われる。フィルムを引き延ばすという手法上、特にロールの端や中心部で均一になっているとは限らない。

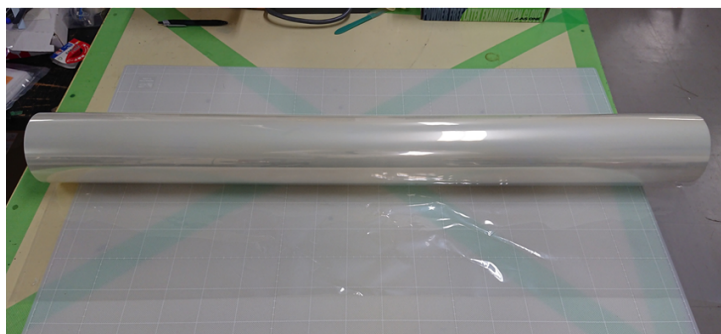


図 3.7 PEN フィルムのロール

測定方法

PEN フィルムをロールの左端・中央・右端・それら中間の場所の計 5 つに切り分け、それぞれに対して 3.3.1 項と同様の方法で発光性能の確認を行った。

測定結果

測定結果を図 3.8 に示す。ロールの場所が中央に近いほどピーク値が小さい傾向がみられたが、その差は 1% 程度に収まっているため十分な均一性を持っていると言える。

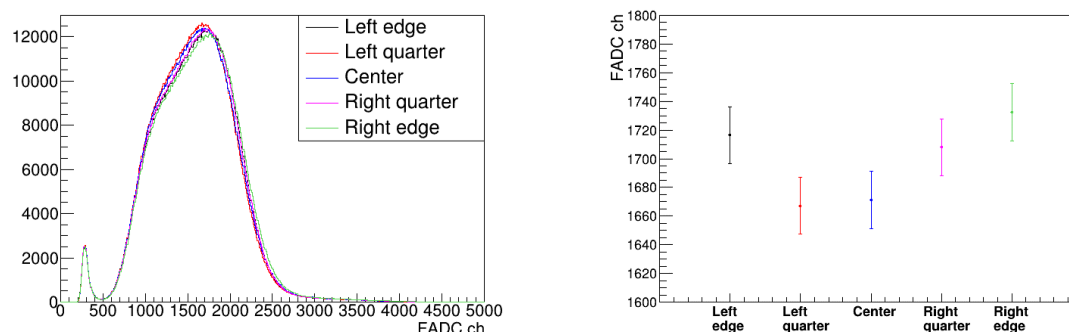


図 3.8 PEN フィルムロールの発光性能の均一性評価。左図がそれぞれのロール場所についての FADC ch 分布、右図がそのピークを示す。

3.3.4 Xe ガスバリア性の評価

現在のミニバルーン素材であるナイロンフィルムの Xe ガスバリア性測定に用いられた装置 [19] に、軽微な改良を加えて独自のフィルム保持装置 (図 3.9) および TCD ガスクロマトグラフィーを用いて測定を行った。この装置では、片側に Xe 含有 LS、もう片方に Xe 非含有 LS を封入することで PEN フィルムを介して各 LS が接する状態になる。もし PEN フィルムの Xe ガスバリア性

が不十分であれば、Xe が PEN フィルムを透過して非含有 LS へと流入し、Xe が検出されることが期待できる。

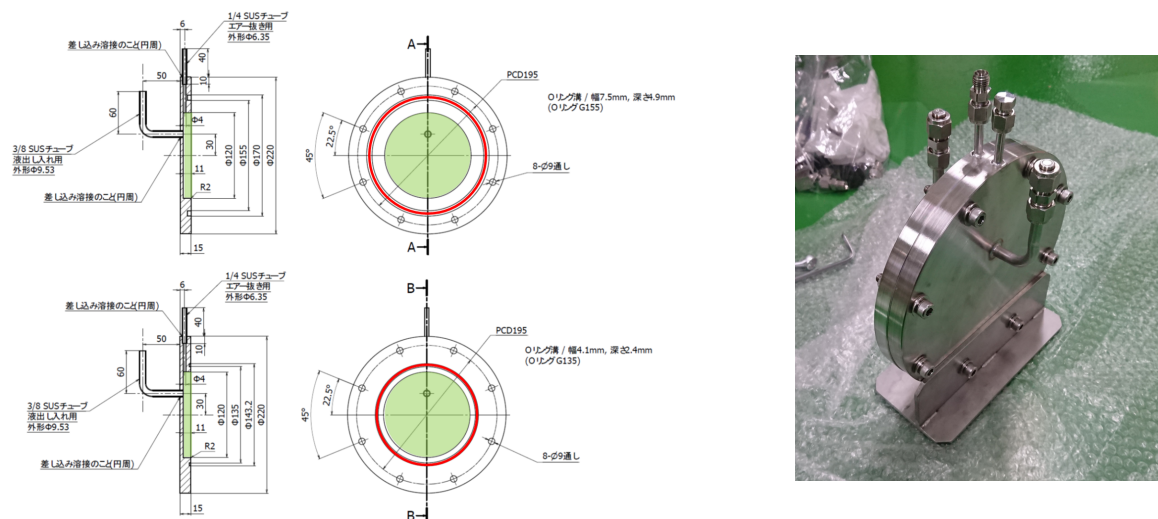


図 3.9 Xe ガスバリア性測定装置：装置の間に PEN フィルムを挟みこみ、それぞれの空洞部に LS を流し込む。2つの O リングにより PEN フィルムと装置間の気密が保たれる。左図の緑色の領域に LS が導入され、赤色の線で示す箇所が O リングである。

測定手順

フィルム保持装置を用いた Xe ガスバリア性測定を以下の手順で行った。

1. Xe 含有 LS を作成した。LS を容器に封入し、真空引きを行うことで LS 内の残存空気を排除した。その後、Xe ガスを適宜流し込み飽和状態になるまで Xe を溶解させた (図 3.10)。今回用いた LS の成分を (表 3.4) に示す。
2. 25 μm 厚の PEN フィルムを挟みこんだ装置の片側に Xe 含有 LS を、もう片側に Xe 非含有 LS を流し込む (図 3.11)。
3. 42 に設定した恒温槽内で長期保存を行う。今回は 233 日間保管した。
4. TCD ガスクロマトグラフィーを用いて各 LS の含有 Xe 量を測定し、PEN フィルムを透過した Xe の量を評価した。

測定原理：TCD クロマトグラフィー

本測定ではジーエルサイエンス社の TCD ガスクロマトグラフィー GC4000 を用いた。このガスクロマトグラフィーの基本的な構造を図 3.12 に示す。

まず、注入口より試料を注入すると高温に熱せられ気化したのち、カラム (column) 内をキャリアガスにより運搬される。この時、試料成分の分子量や大きさなどの特性に応じてカラム内の通過速度はそれぞれ固有の値をとる。カラムを通過すると TCD 検出器に到達し、試料とキャリアー



図 3.10 真空引きによる Xe の溶解

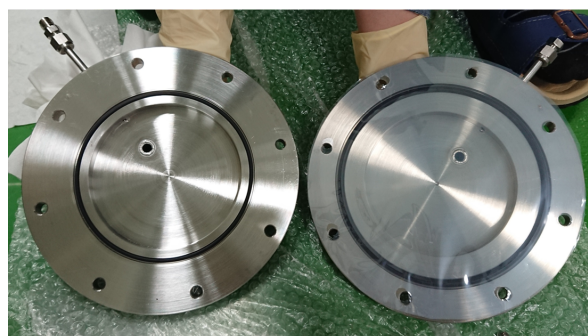


図 3.11 PEN フィルムを装着したフィルム保持装置

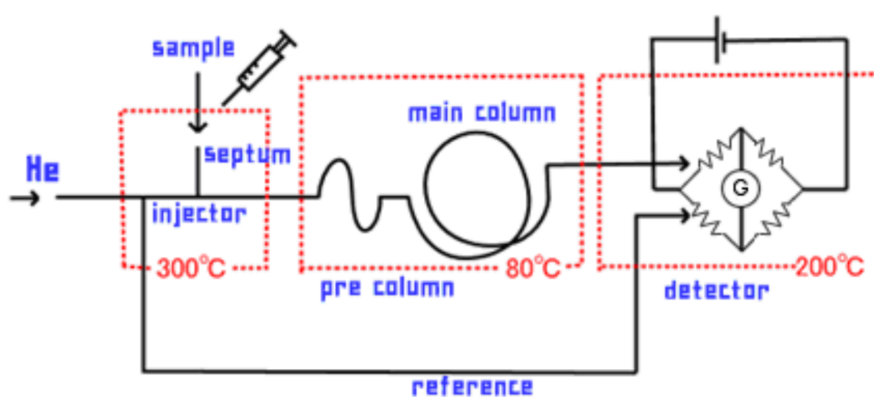


図 3.12 TCD ガスクロマトグラフィーの構造

表 3.4 Xe ガスバリア性測定に用いた LS の組成

LS	溶媒	溶質
Xe-LS	LAB 100%	PPO:2 g/L, bis-MSB:15 mg/L
KamLS	PC 80%, N12 20%	PPO:2 g/L

ガスの熱伝導度の違いによる温度変化を TCD 検出器の抵抗の変化としてその電流値を読み取ることで検出する。つまり、試料中の同じ成分はほぼ同時刻に TCD 検出器に到達するため、電流値のピークが各成分ごとにあらわれる (図 3.13)。このピークの積分値は通過した成分量と比例関係にあるため、濃度が既知の基準ガスによるキャリブレーションを行うことで成分量の絶対値を知ることができる。これらのピークは一般に、指数関数とガウス関数の畳み込み積分である以下の式で表される形状となることが知られている [20]。

$$A \exp\left(\frac{\mu - t}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\mu - t}{\sigma} + \frac{\sigma}{\tau}\right)\right) \quad (3.1)$$

そのため、本測定では Xe ピークを式 (3.1) にベースラインを加えた関数形によりフィッティングを行い、積分計算を行っている。

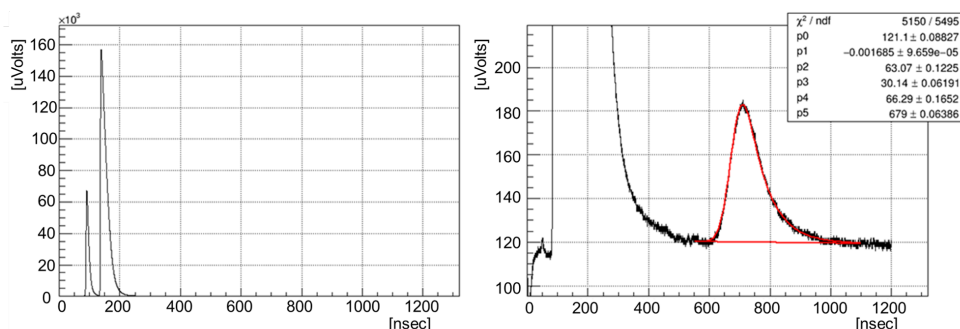


図 3.13 ガスクロマトグラフィーで測定される電流値の時間変化。左図の第 1・第 2 ピークはそれぞれ酸素・窒素に相当する。右図は拡大図であり、この第 3 ピークが Xe ガスによるピークであり式 (3.1) によりフィットされている。

表 3.5 ガスクロマトグラフィーによる Xe 量測定結果

LS	Xe 含有量 (g/L)
Xe-LS	16.105 ± 0.468
KamLS	< 0.280 ± 0.092
Xe 透過量	< 0.307 (kg/year in KamLAND)

測定結果

フィルム保持装置を恒温槽環境に 233 日保管した後、測定した各 LS の Xe 含有量と KamLAND-Zen800 装置に換算した場合の Xe 透過量を表 3.5 に示す。Xe-LS では Xe が検出されたが、KamLS では Xe が検出されず上限値を与える結果となった。目標値は 1 年あたり 1.5 kg であったため、PEN フィルムは十分な Xe ガスバリア性を有していると考えられる。なお、フィルムでのガス透過は温度が高いほど起こりやすくなるが、その正確な評価は困難である。そのため、本測定の結果は温度の影響を考慮していないが KamLAND 内の温度は 15 と恒温槽の温度よりも低いことから、より過酷な条件下での性能評価であると期待できる。

3.3.5 発光波形

詳細は後述するが、PEN の発光波形と LS との発光波形との間に明確な差があれば PSD によるバックグラウンド除去が可能となる可能性がある。そこで、LS と PEN の 線に対する発光を測定しそれぞれの発光波形を確認した。

測定方法

図 3.14 のバイアルを用いて図 3.15 のセットアップで測定を行った。バイアルと PMT の間隙にはオプティカルグリス (応用光研工業社製:OKEN6262A) を塗布しており、バイアル底面にはバ

リアル内壁で反射する光を遮るためにブラックテープ (3M 社製:Scotch Super 88) を貼付している。線源としては ^{214}Po を用いた。この核種は ^{238}U 系列の核種であり、 ^{222}Rn の娘核である。そこで、 ^{222}Rn を多量に含む空気を LS あるいは N12 に溶かし込むことで、 ^{214}Bi との遅延同時計測により ^{214}Po を高精度に選択し線源として用いることができる。LS は Xe を溶解させてない Xe-LS(表 2.2) に bis-MSB を 0.16 g/L 添加したものを使用し、PEN は十分な発光を観測できるようにするため 125 μm と厚めのものを使用した。PMT からの信号は FADC を用いて取得しているため、発光波形を確認することができる。



図 3.14 測定に使用したバイアル。通常のバイアルと比べて底面が平らな特注バイアルである。

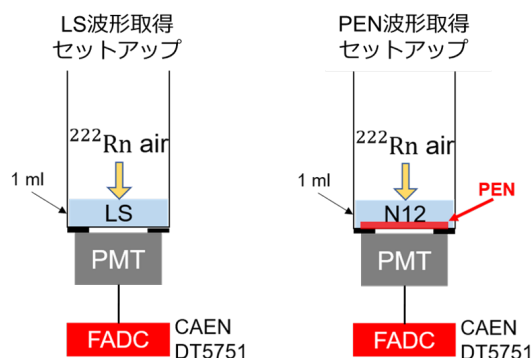


図 3.15 PEN・LS 波形取得セットアップ

測定結果

測定された LS・PEN の発光波形を図 3.16, 3.17 に示す。LS と PEN の発光波形は大きく異なっていることが分かった。特に、LS は鋭いピークとなっている一方、PEN は比較的なだらかに減衰していくことが確認できる。このため、この波形の違いを用いた PSD が実行できる可能性があることが確認できた。

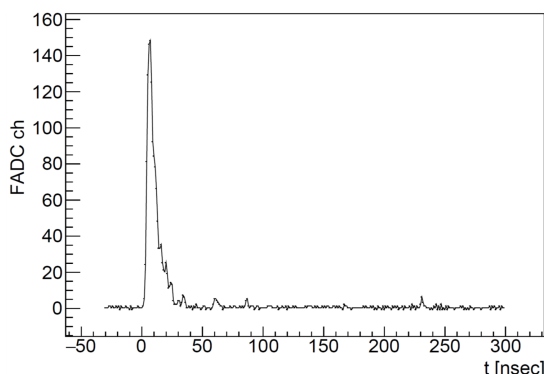


図 3.16 LS の発光波形

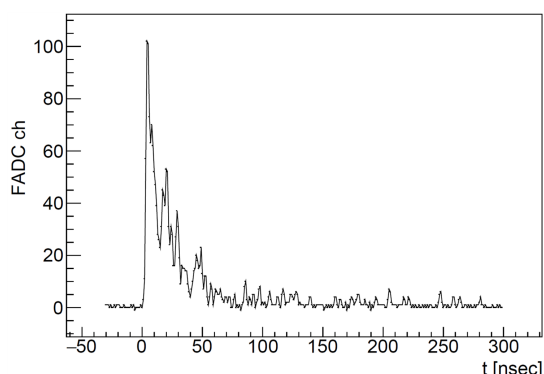


図 3.17 PEN の発光波形

3.4 発光性ミニバルーンにおける背景事象

KamLAND-Zen においてミニバルーン由来の ^{214}Bi 事象は $0\nu 2\beta$ 探索における主要バックグラウンドとなっているが、発光性ミニバルーンを用いることで解析的な除去が可能となり FV を 100% に設定できるようになるということは、前章で述べた通りであり発光性ミニバルーン導入の動機となっている。しかしながら、発光性ミニバルーンを用いるとナイロンミニバルーンでは問題とならなかったミニバルーン中の ^{232}Th 系列の ^{212}Bi - ^{212}Po が新たなバックグラウンドとなりうることが分かった。

現在の KamLAND-Zen 800 実験において ^{212}Bi - ^{212}Po バックグラウンドは、2章で述べたように LS 中でのみバックグラウンドとなっており、ミニバルーンでの事象は問題とはなっていない。その理由は、 ^{212}Bi - ^{212}Po のうち後発信号である ^{212}Po の線の多くがミニバルーン膜に吸収されるため、それらのパイルアップは ROI には入り込まないからである。しかしながら、発光性ミニバルーンでは ^{212}Po の線によって発光してしまいそのパイルアップが ROI に入り込みバックグラウンドとなる。加えて、PEN フィルムは LS で行われる液液抽出や蒸留といった手法により純化を行うことができず、フィルム素材そのものの ^{232}Th の低減が現実的ではない。そのため、LS と同様の解析的除去であるダブルパルスフィッタでは除去が不十分であると考えられる。

ここで、LS と PEN の発光波形が異なっていることに着目すると、 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象を PSD により除去できる可能性がある。LS 中での ^{212}Bi - ^{212}Po 事象は先発・後発信号ともに LS での発光であり両者の発光波形はほぼ同じであるが、ミニバルーン中においては ^{212}Bi 事象がほぼ LS での発光で ^{212}Po 事象がほぼ PEN での発光となる、つまり LS と PEN との混合発光波形となる (図 3.18)。すなわち、LS のみでの発光である $0\nu 2\beta$ 事象とは波形が異なることが期待されるため、PSD による除去が有効である。本研究では、この PSD による発光性ミニバルーンでの ^{212}Bi - ^{212}Po バックグラウンド除去を最終目標に据えており、次章ではその開発研究の詳細について述べる。

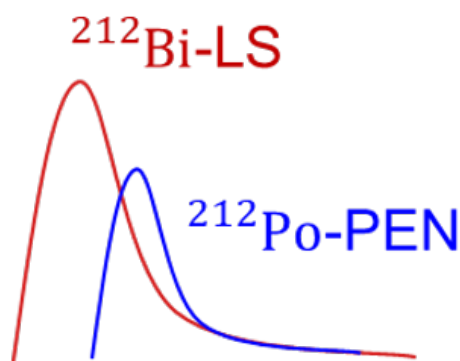


図 3.18 ^{212}Bi - ^{212}Po が混合した波形

第 4 章

波形弁別法

第 3 章で述べたように、発光性ミニバルーンでの ^{212}Bi - ^{212}Po バックグラウンド除去には PSD が有効である。そこで本章では、PSD による $0\nu 2\beta$ 事象と発光性ミニバルーンでの ^{212}Bi - ^{212}Po 事象の識別を目標に定め、その実現に向けた開発を行った。まず、実験室にてバイアルサイズでの測定により PSD の実現可能性についての検証を行った。ここでは PSD を行うために必要な典型的な波形情報の取得と、それによる LS・PEN の波形の違いの確認、そして ^{212}Bi - ^{212}Po 事象と $0\nu 2\beta$ 事象の波形を PEN の波形成分をどの程度含んでいるかという指標に基づく識別を行った。次に、光子の吸収・再発光や散乱等の影響が無視できなくなる KamLAND 規模での PSD の実現可能性を検証した。KamLAND のような大きな規模での測定は困難であるため、モンテカルロ法により物質中の粒子のふるまいをシミュレーションするツールである Geant4 を用いて検証を行った。これらの詳細を以下で述べていく。

4.1 実験室測定での波形弁手法の開発

LS と PEN の発光波形の違いを利用した PSD を行うためには、LS と PEN それぞれが線や線に対して平均的にどのような発光波形となるかの情報 (基準波形) が必要である。そのため、まずそれぞれに対する LS と PEN の基準波形を作成した。そして、それらを用いて PSD による LS と PEN の発光波形の識別を行い、最後に ^{212}Bi - ^{212}Po に対する PSD の性能評価を行った。本節における PSD では、LS と PEN の識別にはそれぞれの基準波形でフィッティングした際の χ^2 の値の差により、 ^{212}Bi - ^{212}Po の識別には 4.1.5 項で述べるような関数系によるフィッティングを行って PEN の波形成分の量を検出することにより、識別を行った。

4.1.1 LS・PEN の基準波形の作成

基準波形の作成は以下の手順により行った。

1. 線源および線源を用いて LS と PEN の発光を測定する。FADC を用いているため波形が記録できる。

2. LS・PEN それぞれでの波形を積分値で規格化したのち、多数の波形を重ね書きする。
3. 重ね書きした波形の各時間ピンでの平均値を計算し平均波形とする。

波形取得

波形取得は 3.3.5 項と同様のセットアップにより行い、 ^{222}Rn の娘核であり遅延同時計測により高精度な選択が可能な ^{214}Bi と ^{214}Po を用いた。以下に、LS・PEN の ^{214}Bi - と ^{214}Po - の FADC ch の分布、および先発・後発信号の時間差の分布を示す。遅延同時計測の条件として、時間差が $800\mu\text{s}$ 以下のものを選択した。図 4.1, 4.2 では ^{214}Po のピークがみえるが、

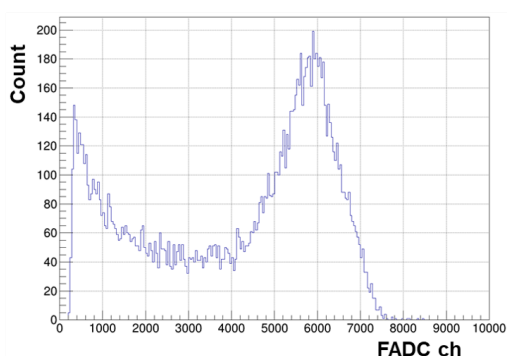


図 4.1 LS の後発信号 FADC ch 分布

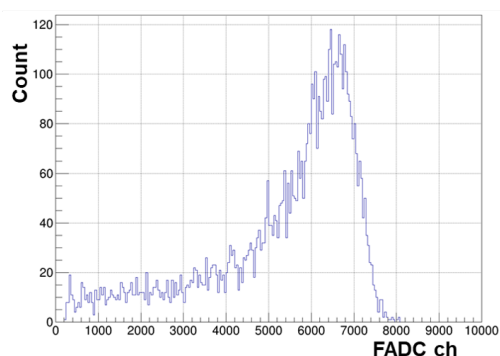


図 4.2 PEN の後発信号 FADC ch 分布

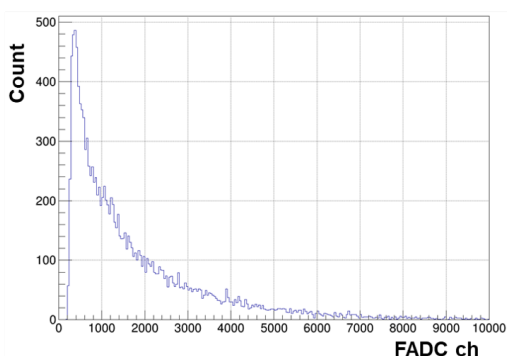


図 4.3 LS の先発信号 FADC ch 分布

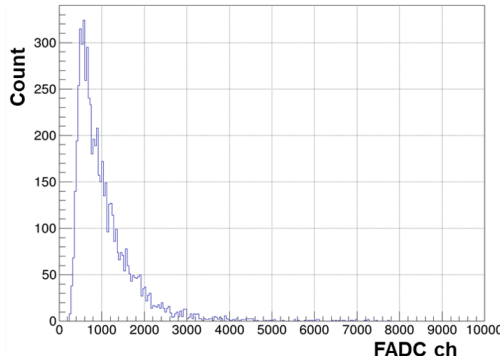


図 4.4 PEN の先発信号 FADC ch 分布

線のエスケープによりエネルギー - の低い方にテールを引いている。また、図 4.1 の低エネルギー側でみられるピークは、壁面の反射光を防ぐために貼付しているブラックテープにより発光の一部が遮られたイベントである。図 4.3, 4.4 は ^{214}Bi のスペクトルであるが、LS・PEN 共に厚みが 1 mm 以下と薄いため低エネルギー側に偏った分布となっている。図 4.5, 4.6 は先発・後発信号間の時間差分布であり、以下の式 4.1 によりフィッティングされている。ここで、 A は規格化定数、 τ は寿命である。 ^{214}Po の寿命が約 $236\mu\text{s}$ であるが、LS の測定では寿命 $\tau \sim 238\mu\text{s}$ で PEN の測定

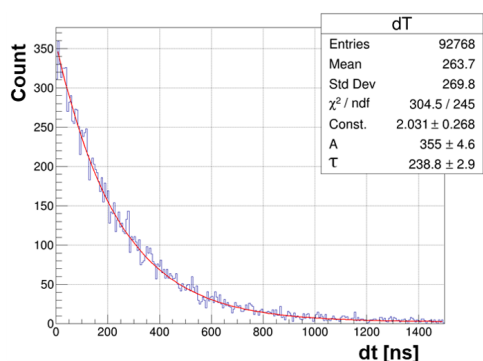


図 4.5 LS の先発・後発信号間の時間差分布

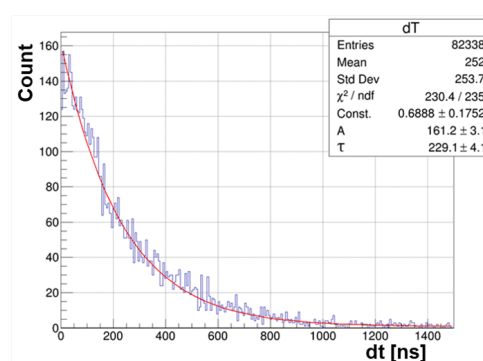


図 4.6 PEN の先発・後発信号間の時間差分布

では寿命 $\tau \sim 229\mu\text{s}$ となっているため、遅延同時計測による ^{214}Bi と ^{214}Po の選択効率は良いことが分かる。

$$A \exp\left(-\frac{x}{\tau}\right) + \text{Const.} \quad (4.1)$$

重ね書き・基準波形の作成

このように、選択された LS・PEN に対してそれぞれ選択された ^{214}Bi - ^{214}Po イベントについて規格化された波形の重ね書きを行った。重ね書きしたものを図 4.7 4.10 に示す。なお、図中の赤線は後述する基準波形である。図 4.7, 4.9 において 30 ns 付近に波形の歪みがみられる。これは、

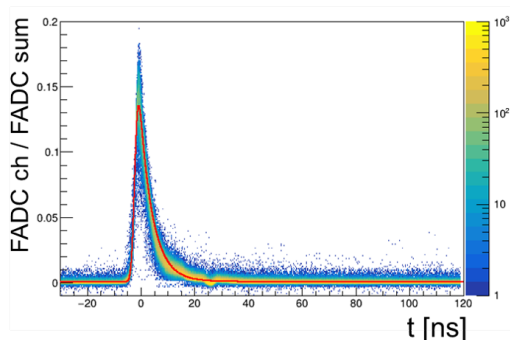


図 4.7 LS の後発信号の波形重ね書き

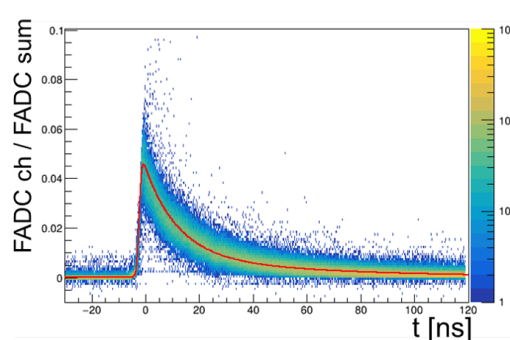


図 4.8 PEN の後発信号の波形重ね書き

測定系の内 PMT 由来のノイズと考慮しており、その他の領域では正常な波形取得ができていたため基準波形の作成を行う際にはこの領域は除外した。

得られた重ね書きの結果の各時間ピンの平均値に対して二つの (式 3.1) の足し合わせの関数形を用いてフィッティングを行い、基準波形の作成を行った。 ^{214}Po 、 ^{214}Bi に対して得られた基準波形の比較を図 4.11 に示す。

と の波形は LS・PEN とともに大差がないが、LS・PEN 間の波形の違いは顕著であることが

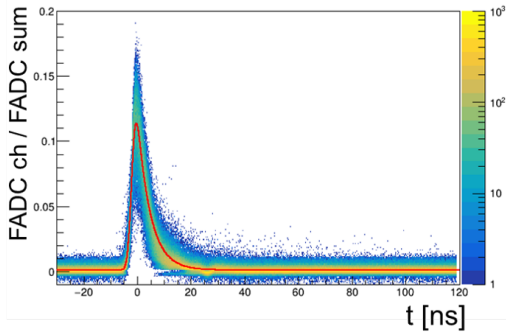


図 4.9 LS の先発信号の波形重ね書き

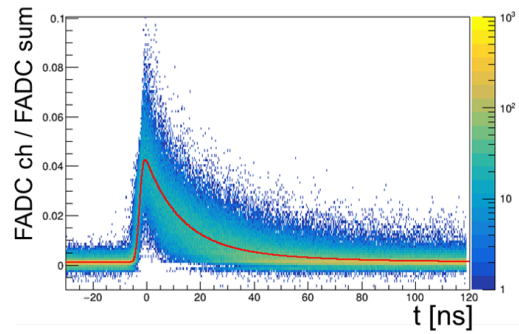


図 4.10 PEN の先発信号の波形重ね書き

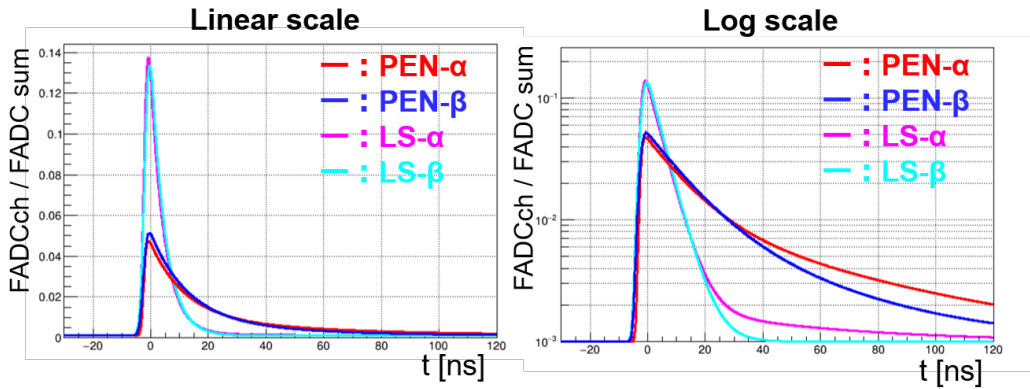


図 4.11 LS・PEN に対する α ・ β の基準波形

確認できた。

4.1.2 LS・PEN 波形の PSD による識別

前節で LS と PEN に対する基準波形を作成したため、それらを用いて PSD を行った。まず初めに、LS の波形や PEN の波形が単独で観測された場合に PSD による識別を行うことで、その波形が LS の波形なのか PEN の波形なのかの識別を行った。PSD の手順は以下の通りである。

1. LS・PEN の基準波形を用意する。
2. 観測された波形に対して、LS・PEN の基準波形でそれぞれフィッティングする。フィッティングは ROOT の MINUIT により実行した。
3. フィッティングパラメータである χ^2 を計算し、その値の差により識別を行う。

波形のフィッティング

図 4.12 に PEN の波形に対して基準波形によるフィッティングを行っている様子を示す。この例では、基準波形と観測された波形が同じ種類であるためフィッティングが良好になされている。

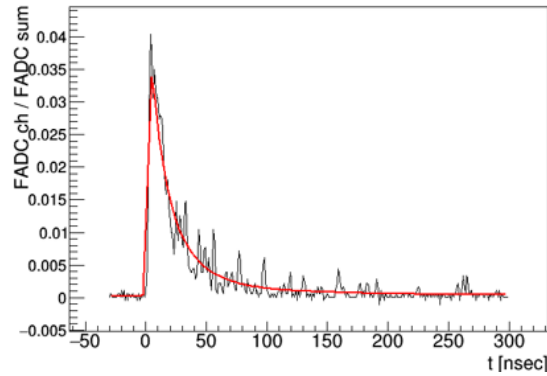


図 4.12 PEN の波形に対する PEN 基準波形によるフィッティングの様子

χ^2 による PSD

図 4.13 に PSD の結果を示す。LS 基準波形でフィッティングした時の χ_{LS}^2 と PEN 基準波形でフィッティングした時の χ_{PEN}^2 の差 $\chi_{LS}^2 - \chi_{PEN}^2$ の分布である。赤線が LS、黒線が PEN における $\chi_{LS}^2 - \chi_{PEN}^2$ 分布である。それぞれの χ^2 は、波形が同種の基準波形によりフィッティング

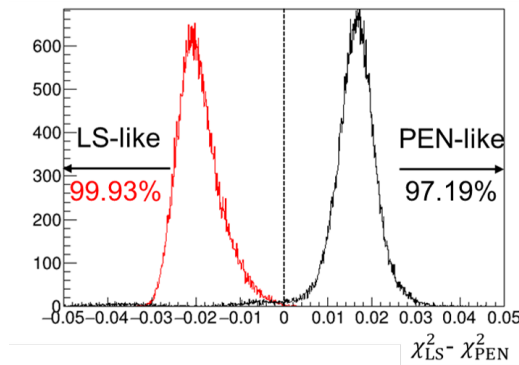


図 4.13 $\chi_{LS}^2 - \chi_{PEN}^2$ の分布

されたときの方が小さくなる。すなわち、 $\chi_{LS}^2 - \chi_{PEN}^2$ の分布は、負であれば LS らしさが、正であれば PEN らしさが大きいことを示す指標となっている。この分布により、観測された波形が LS と PEN の波形のどちらであるかの識別が、LS 波形に対しては 99.93%、PEN 波形に対しては 97.19% の効率で可能であることが明らかとなった。

4.1.3 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象の識別

前節の PSD 効率は LS における ^{214}Bi の線と PEN における ^{214}Po の線の信号に対するものであり、LS と PEN の混合波形に対する結果ではない。つまり、本研究の目標である ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ波形でも PSD が可能かどうかは自明ではない。しかし、PSD 以外の方法でイベントを選別するのが事実上不可能であることから、実際の測定で ^{212}Bi - ^{212}Po の波形を取得することは困難である。そのため、本節では LS と PEN の波形をそれぞれ別々に取得し、適当な補正を加えて足し合わせることで疑似的に ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップの波形を生成し、それに対して PSD による識別を行うという方法により検証を行なった。

4.1.4 ^{212}Bi - ^{212}Po 波形の生成

別々に取得した波形を用いて ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ波形を生成する手順は以下の通りである。

1. LS・PEN の波形をそれぞれ FADC により取得する。
2. PEN フィルム内部で ^{212}Bi - ^{212}Po 事象が発生した場合に、 ^{212}Bi , ^{212}Po が LS・PEN でそれぞれ失うエネルギーをシミュレーションにより計算する。
3. 失ったエネルギー相当になるように、取得した波形をスケールする。
4. 適当な時間差 dt を与えて ^{212}Bi -LS, ^{212}Po -LS, ^{212}Bi -PEN, ^{212}Po -PEN の合計 4 つの波形を足し合わせる。

波形の取得は前節と同様のセットアップである。PEN フィルム内部での ^{212}Bi - ^{212}Po 事象のシミュレーションには、CERN により開発され物質中での粒子の飛跡を計算するためのツールキットである Geant4 を使用し、図 4.14 のジオメトリにて行った。なお、Geant4 のバージョンは 4.10.4 p2 を使用している。このシミュレーションを多数回実行し、 ^{212}Bi , ^{212}Po 事象が LS・PEN でどれだけエネルギーを失うかを求めた。それらをもとに、FADC で取得した波形をスケールし時間差 dt を与えて足し合わせた波形を図 4.15 に示す。これらの手法により、本来なら取得が困難な ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の波形を作成した。

4.1.5 ^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対するフィッティング

^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の波形が作成できたため、この波形に対して PSD を試みる。この波形は LS と PEN の混合波形となっているため、4.1.2 項と同様の方法ではフィッティングできない。そのため、 ^{212}Bi - ^{212}Po に対する PSD は以下の関数形でフィッティングしたパラメータに基づき行った。これは、LS・PEN の基準波形 4 つを足し合わせた関数形になっている。

$$F(t) = A_0 \text{PEN}_\beta(t - t_0) + A_1 \text{LS}_\beta(t - t_0) + A_2 \text{PEN}_\alpha(t - t_0 - \Delta t_{\alpha\beta}) + A_3 \text{LS}_\alpha(t - t_0 - \Delta t_{\alpha\beta}) \quad (4.2)$$

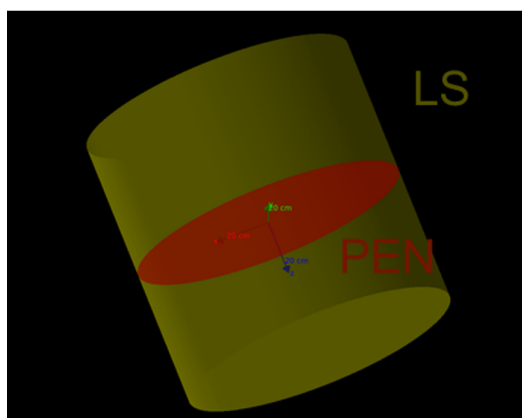


図 4.14 Geant4 シミュレーションのジオメトリ。高さおよび直径が 1 m の円筒形状の LS 内部に 25 μm 厚みの PEN フィルムを設置し、その中心部で ^{212}Bi - ^{212}Po を発生させた。

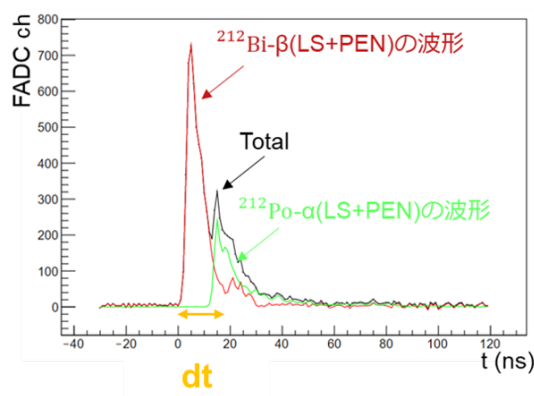


図 4.15 生成された ^{212}Bi - ^{212}Po 事象の波形。赤線が ^{212}Bi 事象の LS・PEN の合計、緑線が ^{212}Po 事象の LS・PEN の合計で全ての合計が黒線で示されている。

ここで、 $\text{PEN}_{\alpha \text{ or } \beta}$, $\text{LS}_{\alpha \text{ or } \beta}$ はそれぞれ LS・PEN の α ・ β 線に対する基準波形、 A_{0-3} は各基準波形にかかるスケーリングファクター、 t_0 は t のオフセット、 $\Delta t_{\alpha\beta}$ は ^{212}Bi - ^{212}Po 間の時間差である。この関数系により ^{212}Bi - ^{212}Po の波形をフィッティングしたものを図 4.16 に示す。 ^{212}Bi - ^{212}Po は先発・後発の時間差が大きいときは波形に 2 つのピークが現れるが、それも含めて良くフィッティングできていることが分かる。

4.1.6 ^{212}Bi - ^{212}Po に対する PSD

前節のフィッティングの結果をもとに PSD による識別を行った。この PSD では、 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象と $0\nu 2\beta$ 事象を識別する必要がある。そこで、フィッティングパラメータである $\Delta t_{\alpha\beta}$ と基準波形 PEN_{α} , PEN_{β} に作用しているスケーリングファクターの和である $A_0 + A_2$ の二次元分布により識別を行った。 $A_0 + A_2$ はその波形が PEN の成分をどれだけ含んでいるかの指標であり、 $\Delta t_{\alpha\beta}$ は 2 つの波形の重なりを検知する指標である。つまり、単一の波形であり PEN の成分を含

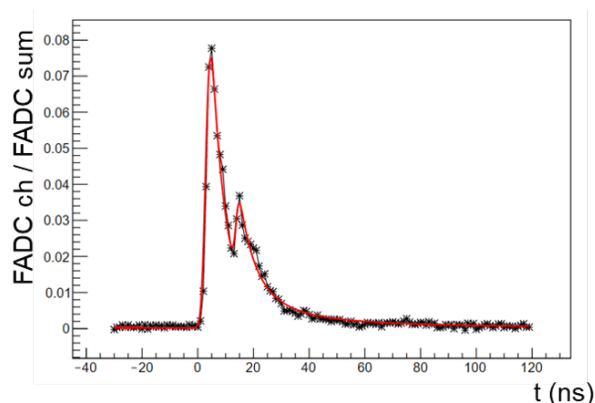


図 4.16 $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ 事象の波形に対するフィッティングの様子。縦軸は積分値 (FADC sum) で規格化している。

まない $0\nu 2\beta$ 事象の波形はそれらの値が 0 となるが、 $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ では有限の値を持つことが期待される。この 2 つのパラメータの二次元分布を、 $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ 波形生成時に与えた時間差ごとに図 4.17, 4.18 に示す。なお、 $0\nu 2\beta$ 事象の波形を想定して LS での 事象の波形と比較している。

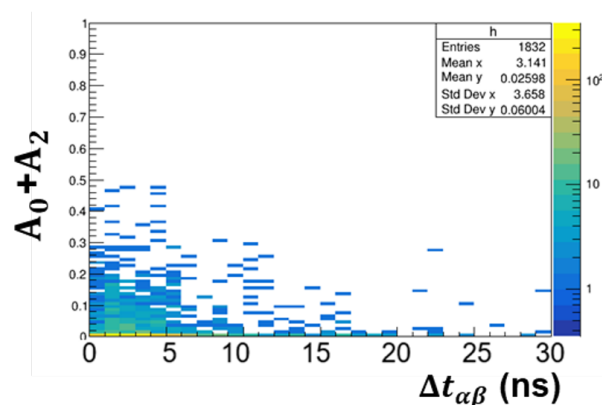


図 4.17 LS- β 事象に対する PSD パラメータ分布

LS での 事象の波形に対しては 2 つのパラメータの分布がどちらも 0 付近に集中しているが、 $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ に対してはそれぞれ与えた dt に応じて異なった分布になっていることが確認できる。そのため、これらの分布により両者を識別することが可能である。

ここで、PSD を行うために変数 A, t を定義して以下の条件により識別を行うことを考える。

$$\begin{aligned}
 A_0 + A_2 < A \text{ かつ } \Delta t_{\alpha\beta} < t : \text{LS- の波形} \\
 A_0 + A_2 > A \text{ かつ } \Delta t_{\alpha\beta} > t : ^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po} \text{ の波形}
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

すなわち、図 4.19 において赤い領域を LS- の波形、その他の領域を $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ の波形として識別することにする。この時、以下の手法で最適な (A, t) の組み合わせを求める。

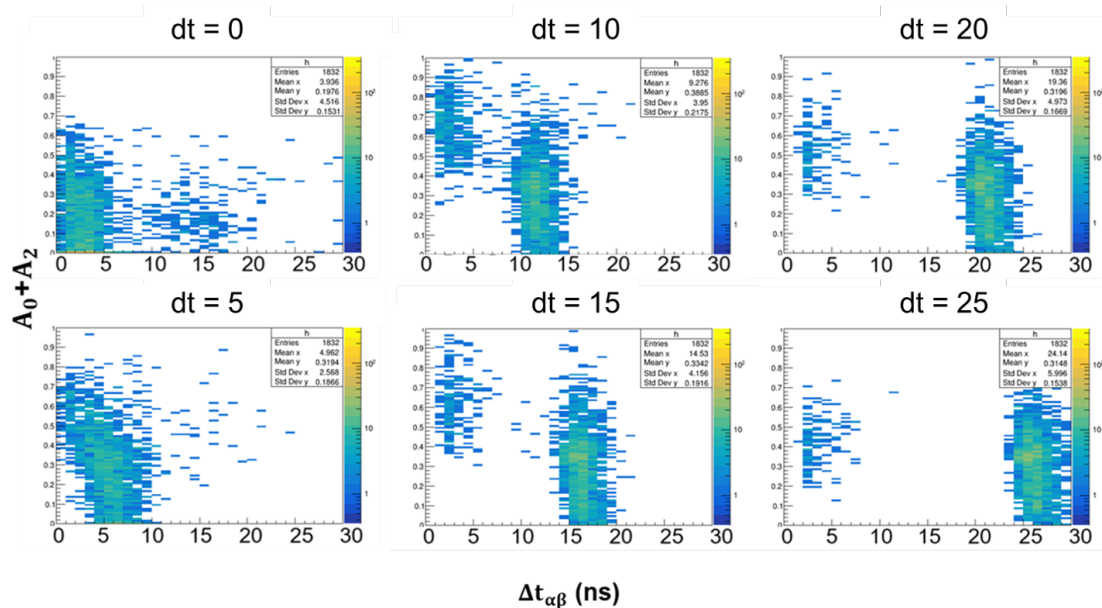


図 4.18 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象に対する PSD パラメータ分布

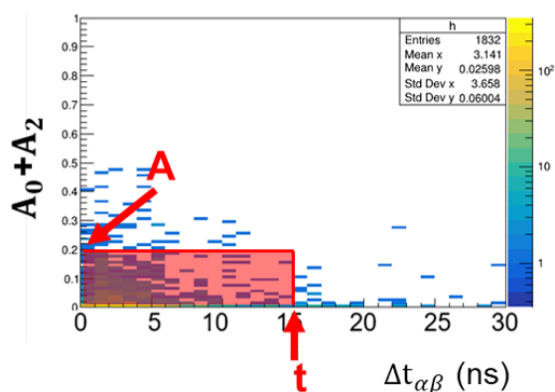


図 4.19 PSD パラメータの識別条件。赤い領域を LS- だと識別する

1. (A,t) の組み合わせに対する LS- 事象の取得率 (Signal) をそれぞれ求める。
2. 同様にして、 ^{212}Bi - ^{212}Po 事象の残存率 (BG) 求める。
3. 式 4.4 で定義される Figure Of Merit(FOM) を最大とする (A, t) を最適な組み合わせとして採用する。

$$\text{FOM} \equiv \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{BG} + \text{Signal}}} \quad (4.4)$$

なお、取得率・残存率は LS- ^{212}Bi - ^{212}Po の全事象のうち図 4.19 で赤い領域内の事象数の割合である。図 4.20 より、FOM を最大とする点は $(A,t)=(0.112, 17)$ であることが分かった。よって、この値と条件 (4.3) をもとに PSD を行った結果を図 4.21 と表 4.4 に示す。

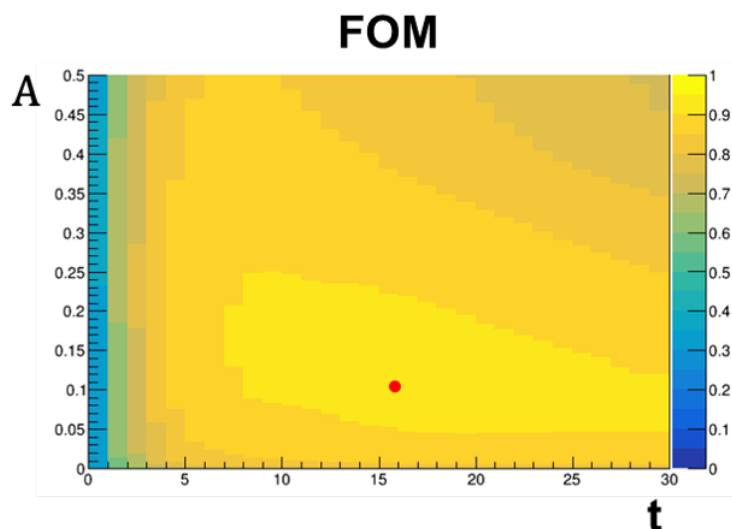


図 4.20 Figure of Merit : 赤点は FOM が最大値をとる (A,t) の組み合わせを示す。

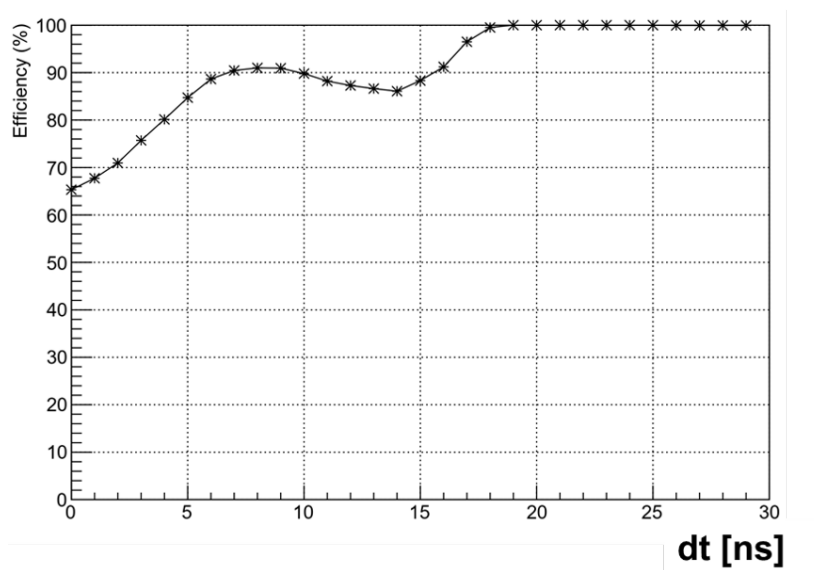


図 4.21 ^{212}Bi - ^{212}Po に対する PSD 効率。与えた dt が 0 から 29 ns の波形について示している。

4.1.7 考察

実験室でのバイアルを用いた LS と PEN の発光測定により、LS と PEN の波形は大きく異なっており PSD によって LS が 99.93%、PEN が 97.19% の効率で識別できることが分かった。また、このことを用いて ^{212}Bi - ^{212}Po を除去するための PSD 手法を開発し、91.57% の効率で除去できることが分かった。このことから、発光性ミニバルーンにおいても PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po 除去が

表 4.1 PSD の ^{212}Bi - ^{212}Po 除去効率と LS- 誤判定率

	除去効率 (%)
^{212}Bi - ^{212}Po	91.57
	誤判定率 (%)
LS-	8.47

可能であると期待でき、さらに検証する必要がある。

4.2 Geant4 シミュレーションによる波形弁別

前節までの測定はバイアルでの測定であった。しかし、発光性ミニバルーンが実際に使用される KamLAND は大規模な検出器であり、シンチレーション光が LS を通過する際に起こる吸収・再発光や散乱などの影響により波形が変化することが予想される。そのため、その波形の変化を考慮して PSD の効率を評価することが必要である。そこで、以下の手順により KamLAND のような大きな実験系においても PSD が有効である事の検証を行った。

1. バイアルでの測定により LS・PEN の基準波形を作成する。
2. その波形情報をインプットパラメータとして、光学シミュレーションを行う。
3. LS・PEN の本シミュレーションにおける基準波形を作成する。
4. 光学シミュレーションにより $0\nu 2\beta$ と ^{212}Bi - ^{212}Po 事象の波形を作成する。
5. 波形のフィッティングを行い、PSD による識別を行う。

4.2.1 シミュレーション条件

まず、Geant4(ver. 4.10.4 p2) によるシミュレーションとして図 4.22 に示すようなジオメトリを作成した。ここでは、簡単のため球対称のジオメトリを採用した。バルーンの大きさなどは表 4.2 に示すように設定した。

表 4.2 シミュレーションのジオメトリ

ミニバルーン半径	1.9 m
ミニバルーン素材	PEN, 25 μm 厚
アウトervalーン半径	6.5 m
アウトervalーン素材	ナイロンフィルム, 135 μm 厚
LS 組成	bis-MSB 添加 LS (3.3.5 項と同一), 密度 0.78 g/L

LS は 3 章で使用した Xe-LS と同様の組成で Xe を溶解させずに bis-MSB を添加したものであり、ミニバルーンの素材としては PEN フィルムを設定した。その他の物質については実際の

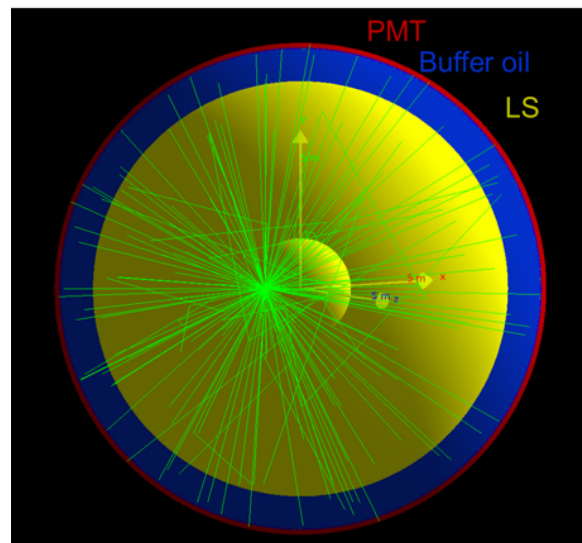


図 4.22 光学シミュレーションのジオメトリ。黄・青・赤が示す領域はそれぞれ LS、バッファオイル、PMT である。緑の線は光子の軌跡である。

KamLAND と同様のものを設定している。PEN フィルムの透過率・発光スペクトルと LS の透過率・発光スペクトル・発光量は先行研究 [14] に基づきパラメータを設定している。PEN フィルムの屈折率は文献 [21] に、birks 定数については文献 [22] のポリスチレンの値に基づき推定し、発光量は図 4.1, 図 4.2 のピークの FADC ch の比率により算出した値を設定した。その他の再発光や散乱に関する光学パラメータは KamLAND-Zen の解析で使用されている値と同じものを設定している。上記で設定したパラメータを図 4.23-4.29 と表 4.3 に示す。

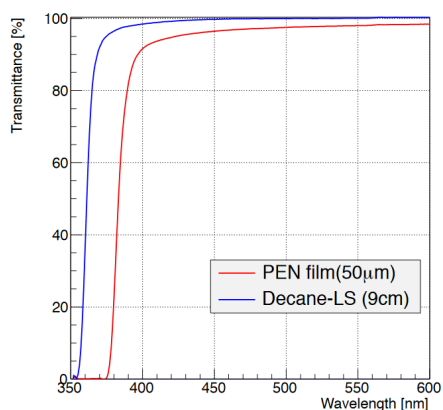


図 4.23 PEN フィルムの透過率 [14]。50 μm 厚の PEN フィルムを PC ベースの LS 中に入れた際の 9 cm 透過率である。

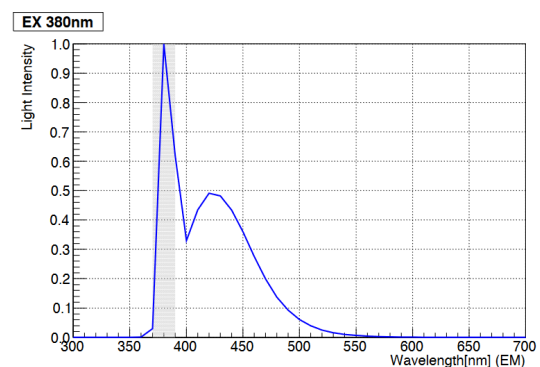


図 4.24 PEN フィルムの発光波長 [14]。380 nm の励起光を入射させた時の測定結果。

ジオメトリでは PMT は検出器を覆う球殻であるが、実際の環境に近づけるために図 4.30 のように有感領域を設定した。各黒色の円は 1 つの PMT を表している。また、PMT の量子効率は

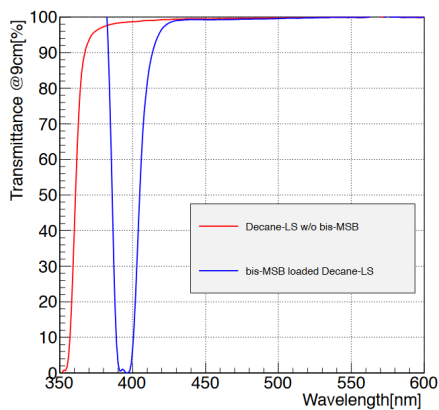


図 4.25 LS の透過率 [14]。赤線が bis-MSb 無し、青線が bis-MSB 添加 LS の結果。

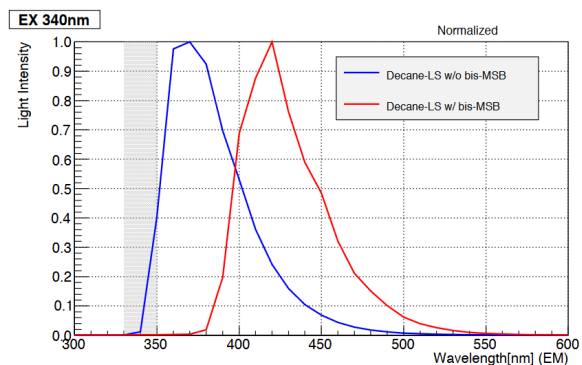


図 4.26 LS の発光波長 [14]。340 nm の励起光を入射させた時の測定結果。

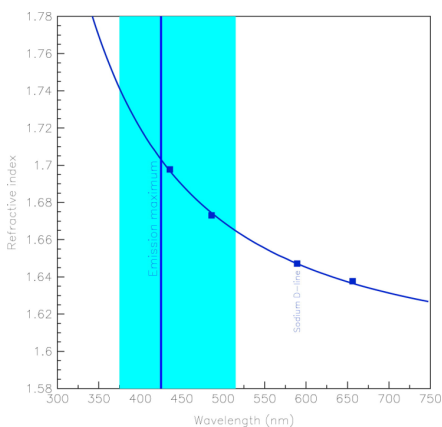


図 4.27 PEN の屈折率 [21]

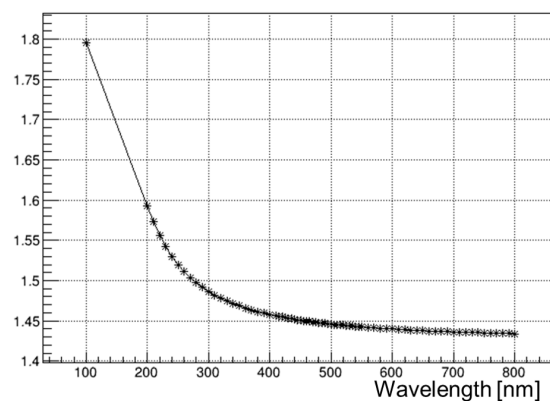


図 4.28 LS の屈折率。KamLS の値を使用した。

表 4.3 シミュレーションで設定したパラメータ

LS 発光量	14141 [photon/MeV]
PEN 発光量	15583 [photon/MeV]
LS birks 定数	0.23 (mm/MeV)
PEN birks 定数	0.126 (mm/MeV) [22]

KamLAND2-Zen で使用が検討されている高量子効率 PMT のものを採用しており、400 nm の光子に対しておよそ 30% となっている (図 4.29)。PMT の TTS も同様に高量子効率 PMT のもので、2.7 ns を設定している。

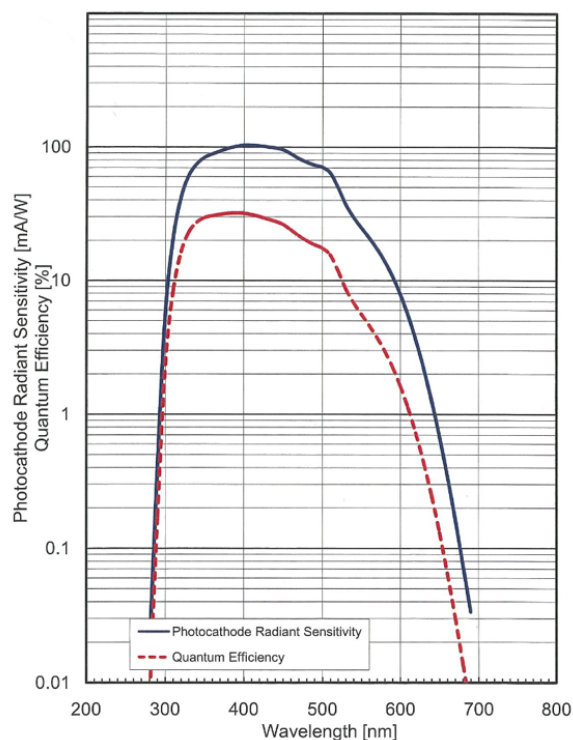


図 4.29 PMT の量子効率

4.2.2 光学シミュレーションによる波形の作成方法

シミュレーションではイベントが発生させた時に放出されるシンチレーション光の光線追跡を行うが、以下ではそれをもとに PMT で観測される波形の作成方法を述べる。

一般に PMT に光子が入射した場合、電圧値の変化として信号を出力する。この時の信号の波形を 1 光電子 (p.e.) 波形と呼ぶ (図 4.31)。この波形は基本的には毎回ほぼ同じ形状の出力となるが、その積分値 (チャージ) は必ずしも一定ではない (図 4.32)。本シミュレーションでは、PMT に光子が入射した場合に図 4.32 のチャージ分布に従うように 1 光電子波形を出力させている。そして、その波形に対して 0.3 p.e. の閾値を設け、それを初めて超えた時刻を PMT に光子が到達した時刻と定義している。

また、PMT のヒットタイミング分布を波形とみなして解析を行う。ヒットタイミングとは、各 PMT に光子が入射した時刻に PMT の TTS や後述する Time of Flight (TOF) による補正を加えた時刻である。ヒットタイミング分布の例を図 4.33 に示す。

TOF とは、イベントが発生してから PMT に光子が到達するまでにかかった時間の事を指す。検出器中心でイベントが発生した場合は (散乱等の影響が無ければ) 光子は一様に放出され、それぞれの光子が PMT に到達するまでにかかる時間は全て同じである。しかし、中心部からずれた場所ではイベント発生点 (Vertex) から近い場所にある PMT と離れた場所にある PMT とでは到

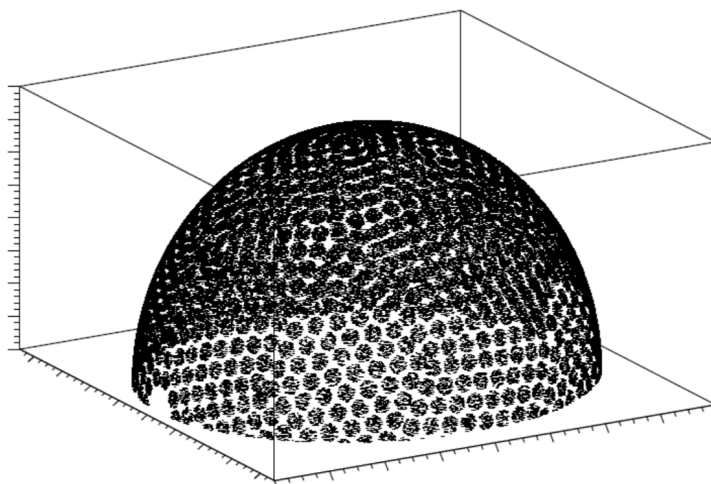


図 4.30 PMT の有感領域。見やすくするため半球のみを表示している。また、KamLAND2-Zen では集光ミラーの採用により検出器被覆率が向上することを見込んで、有感領域が占める割合は 60% に設定している。

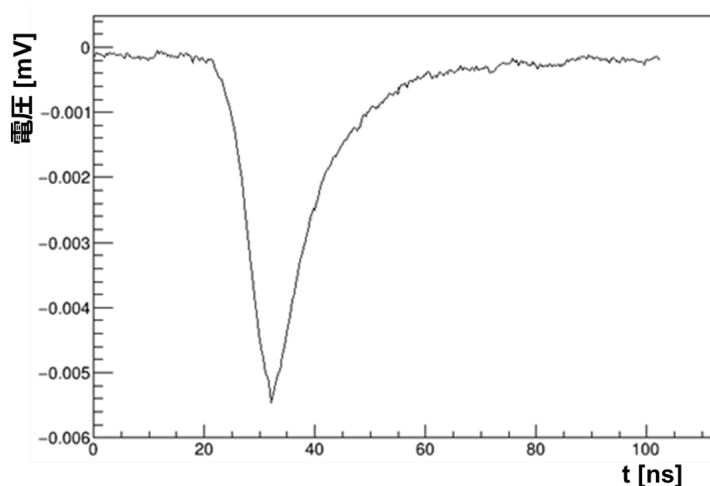


図 4.31 1 光電子波形

達までにかかる時間が異なる。そこで、実際に PMT に到達した時刻から TOF に相当する分を差し引くことで、イベント発生点の違いによるヒットタイミング分布の変動を抑えることができる。そのためにはイベントがどこで発生したのかという情報が必要となり、これを推定する方法が Vertex Reconstruction である。

前述のように、イベント発生点によって光子が PMT に到達するまでの時間には光子の放出方向ごとに偏りが生じる。このことは逆に、PMT が光子を検出した時間分布がイベント発生点に関する情報を有しているともいえる。光子が散乱等をせずに PMT まで到達すると仮定すれば、イベン

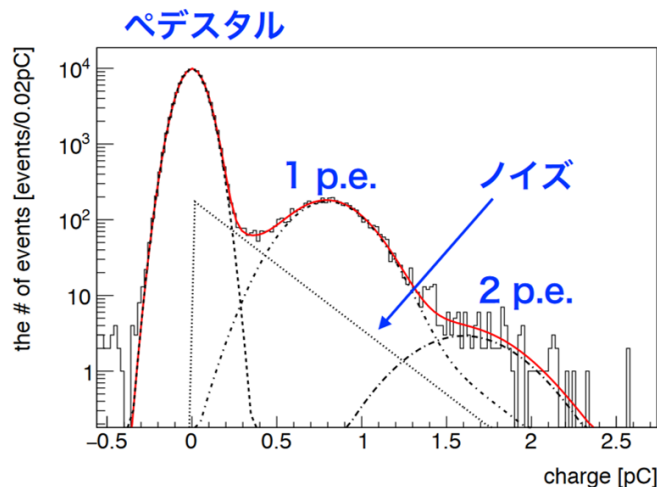


図 4.32 1 光電子波形などのチャージ分布 [23]

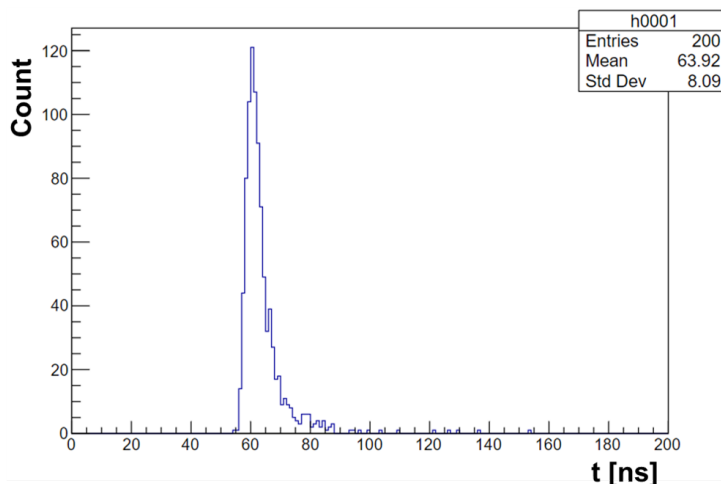


図 4.33 ヒットタイミング分布の一例。ミニバルーン内部で $0\nu 2\beta$ 事象を発生させたもので、横軸 t はイベント発生からの経過時間、縦軸 count は各時間にヒットした光子の数である。

ト発生点の座標 \vec{r}_0 と発生時刻 t_0 は以下の関係式 4.5 を満たすと考えられる。

$$|\mathbb{R}_i - \vec{r}_0| - c_{\text{eff}} (T_i - t_0) = 0 \tag{4.5}$$

ここで \mathbb{R}_i, T_i は PMT の座標および光子検出時刻であり、 c_{eff} はその媒質中での有効光速である。実際には散乱・再発光等の影響により 0 にはならないが、その場合でも以下の関数 (式 4.6) を最小化させることが期待できる。

$$\sum_{i \in \text{PMT}} Q_i (|\mathbb{R}_i - \vec{r}_0| - c_{\text{eff}} (T_i - t_0))^2 \tag{4.6}$$

ここで、 Q_i は PMT のチャージである。本シミュレーションでは、この方法で推定した Vertex を用いて TOF を計算し、ヒットタイミング分布を作成した。

4.2.3 シミュレーションにおける基準波形の作成

大規模な検出器の光学シミュレーションにより PSD を行う場合でも、バイアルの時と同様に基準波形による波形のフィッティングを行う。そのためには LS・PEN の基準波形が必要であるが、前述のように大規模検出器では波形の変化が起こるため、シミュレーションにより新たに作り直す必要がある。その手順を以下に示す。

1. ^{214}Bi , ^{214}Po 事象を発生させる。PEN 基準波形作成時はミニバルーン膜内部で発生させ、LS 基準波形作成時はミニバルーン膜近傍内側の LS で発生させる。また、PEN の作成時は LS で、LS の作成時は PEN でシンチレーション光を発生しないように設定する。こうすることで、純粋な LS・PEN の波形が取得できる。
2. 上述の方法で LS・PEN のヒットタイミング波形をそれぞれについて取得する。
3. 各時間ごとに足し合わせ、それぞれの平均値を計算する。
4. 得られた平均ヒットタイミング波形を積分値で規格化し、基準波形とする。

この方法で作成した基準波形を図 4.34 に示す。

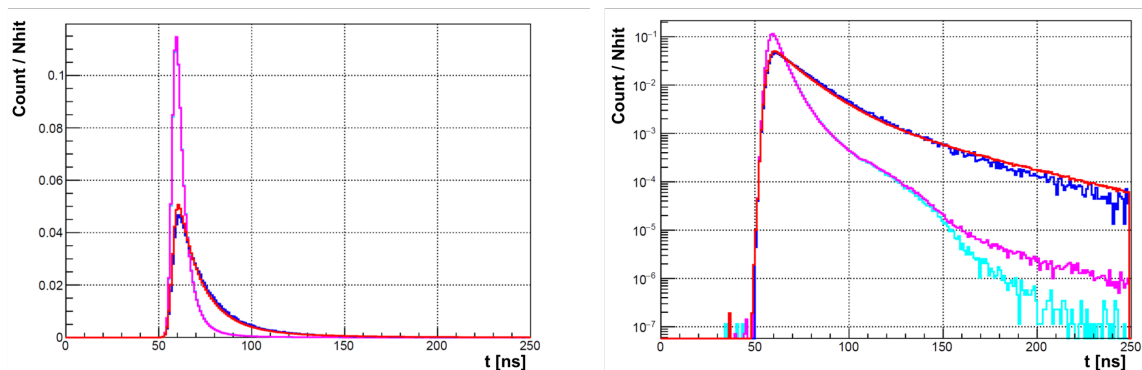


図 4.34 シミュレーションにより作成された発光性ミニバルーン・LS の基準波形。赤・青線が LS の、ピンク・水色が発光性ミニバルーンの に対する基準波形である。全ヒット数 (Nhit) で規格化している。

4.2.4 ^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ 波形に対するフィッティング

前節で作成した基準波形を用いて PSD を以下の手順により行った。

1. ミニバルーン膜内部で ^{212}Bi - ^{212}Po を発生させ、そのヒットタイミング波形を取得する。
2. 同様にミニバルーン内部領域に $0\nu 2\beta$ 事象を発生させ、ヒットタイミング波形を取得する。
3. 基準波形を用いて式 4.2 の関数形でフィッティングを行う。
4. フィッティングパラメータにより識別を行う。

この時、 $0\nu 2\beta$ 事象の ROI に該当するイベントのみを選択し PSD を行った。図 4.35, 4.36 に ^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ のチャージ分布を示す。ROI はこの $0\nu 2\beta$ のチャージ分布のピークにおいて $+2\sigma \sim 1\sigma$ の領域とした。また、 ^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ の波形に対してフィッティングを行って

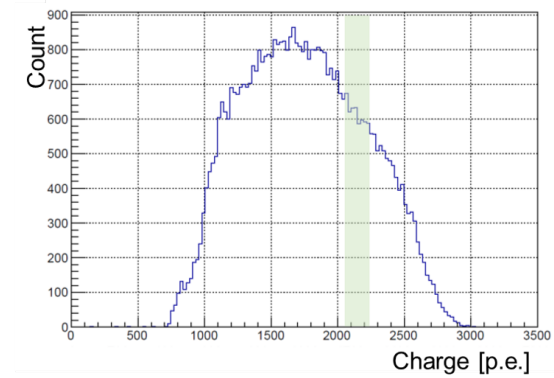


図 4.35 ^{212}Bi - ^{212}Po のチャージ分布。緑の網掛け領域が ROI である。

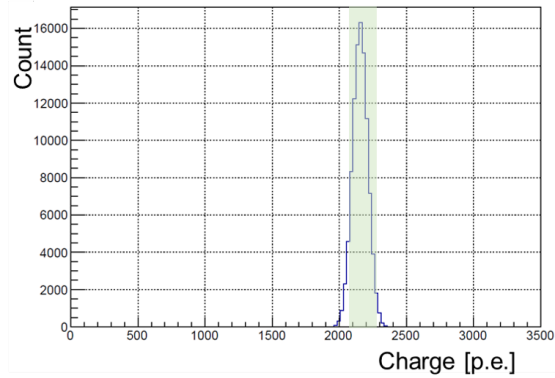


図 4.36 $0\nu 2\beta$ のチャージ分布。緑の網掛け領域が ROI である。

る様子を図 4.39 に示す。

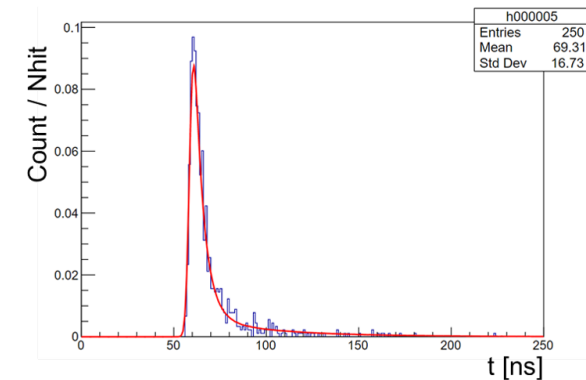


図 4.37 $dT=0$ である ^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対するフィッティング

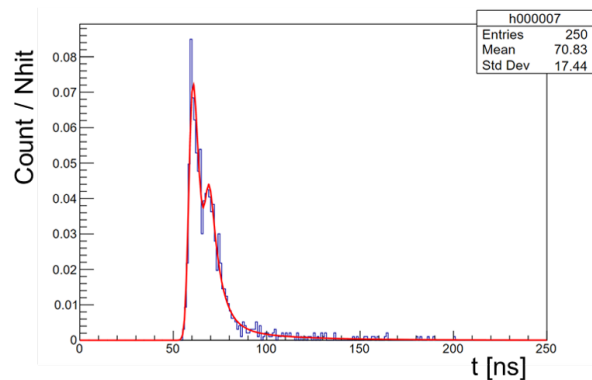


図 4.38 $dT=9$ である ^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対するフィッティング

4.2.5 ^{212}Bi - ^{212}Po と $0\nu 2\beta$ 波形に対する PSD

前節のフィッティングの結果に基づき PSD による識別を行う。この PSD では、フィットパラメータである $A_0 + A_2$ の分布により行った。図 4.40, 4.41, 4.42, 4.43 にフィットパラメータである $\Delta t_{\alpha\beta}$ と $A_0 + A_2$ の二次元分布を示す。それぞれ、 $0\nu 2\beta$ 、および ^{212}Bi - ^{212}Po の時間差 $dT=0, 5, 9$ の時の分布である。このパラメータは、 $\text{PEN}_\alpha, \text{PEN}_\beta$ の基準波形にかかるスケーリングファクターの和であり、その波形の持つ PEN 波形成分の指標となる。

^{212}Bi - ^{212}Po 波形と $0\nu 2\beta$ とでは明確に異なる分布となっていることが分かる。 $0\nu 2\beta$ の分布で

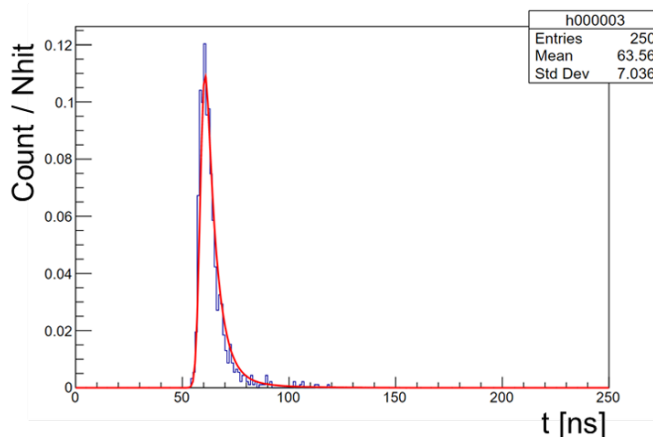


図 4.39 $0\nu 2\beta$ 波形に対するフィッティング

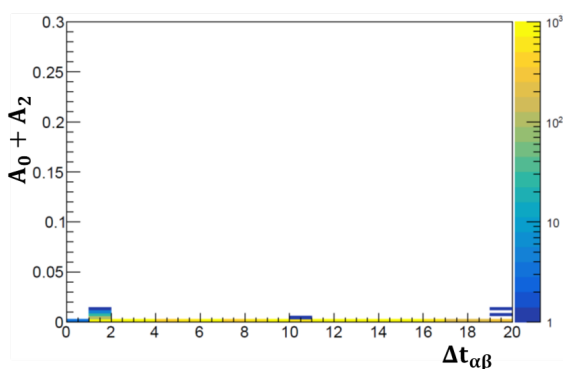


図 4.40 $0\nu 2\beta$ 波形に対する $\Delta t_{\alpha\beta}$ と $A_0 + A_2$ の分布

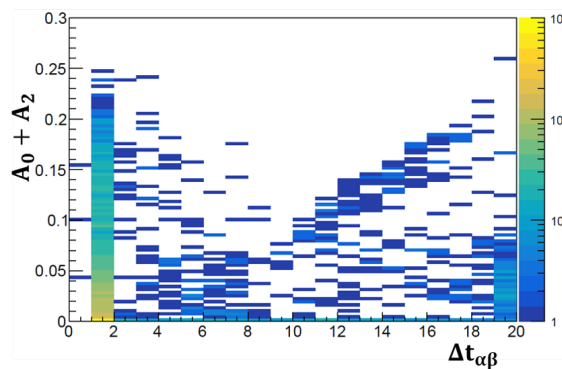


図 4.41 $dT=0$ である $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ 波形に対する $\Delta t_{\alpha\beta}$ と $A_0 + A_2$ の分布

は $\Delta t_{\alpha\beta}$ による違いがみられないことから、以下の条件により識別を行うことを考える。

$$\begin{aligned} A_0 + A_2 < A &: \text{LS- の波形} \\ A_0 + A_2 > A &: ^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po の波形} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここで、最適な A の値を FOM(式 4.4) を考えることにより決定する。図 4.44 にその時の FOM を示す。これにより $A = 1.288 \times 10^{-5}$ と求めた。この A の値を用いて識別を行った結果を図 4.45 と表 4.4 にまとめる。以上により、KamLAND のような大規模な実験系においても LS と PEN の波形の違いを利用した PSD による $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ の除去が有効であることが分かった。

4.3 まとめ

本章では、LS と PEN の波形の違いを用いた PSD 手法の開発について述べた。それにより、 $0\nu 2\beta$ と $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ の識別が 86.2% の効率で可能であることを見出した。次章では、この識別効

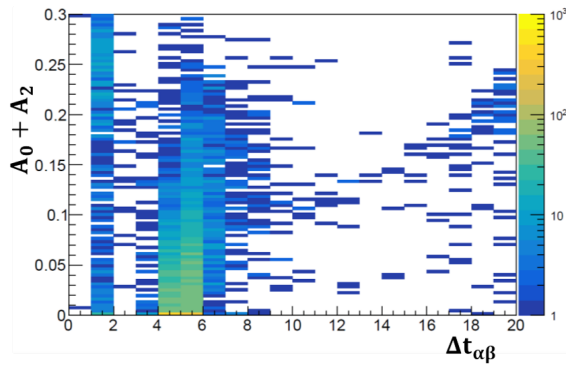


図 4.42 dT=5 である ^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対する $\Delta t_{\alpha\beta}$ と $A_0 + A_2$ の分布

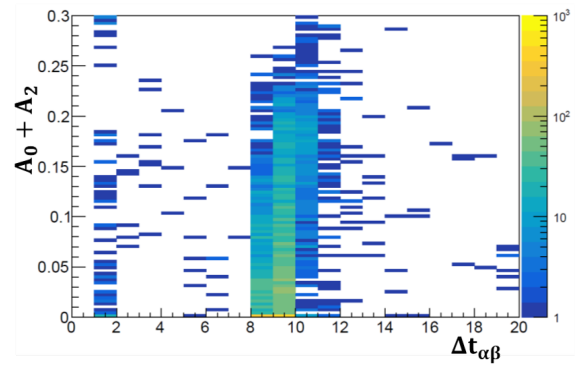


図 4.43 dT=9 である ^{212}Bi - ^{212}Po 波形に対する $\Delta t_{\alpha\beta}$ と $A_0 + A_2$ の分布

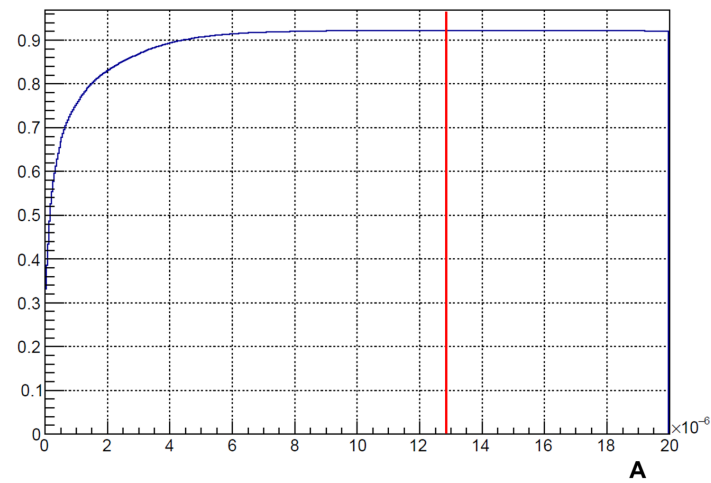


図 4.44 FOM:赤線は FOM を最大とする A の値を示す。

表 4.4 PSD の ^{212}Bi - ^{212}Po 除去効率と $0\nu 2\beta$ 誤判定率

	除去効率 (%)
^{212}Bi - ^{212}Po	86.2
	誤判定率 (%)
$0\nu 2\beta$	2.76

率が十分な値であるかどうかの検証を行う。

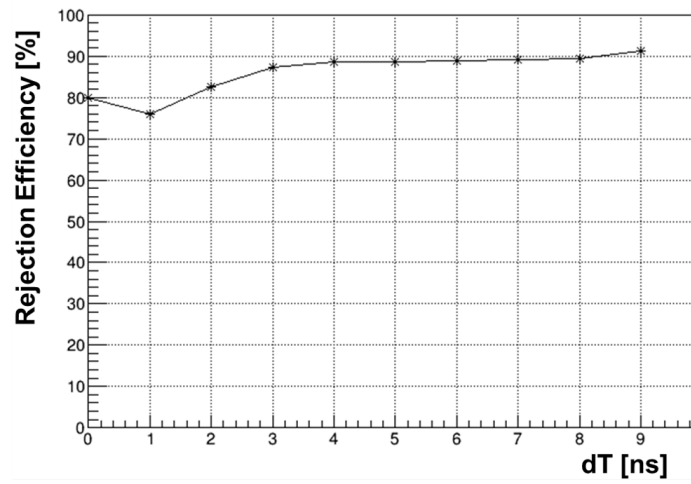


図 4.45 PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po 除去効率。横軸 t は ^{212}Bi - ^{212}Po 間の時間差

第 5 章

実験感度予測

前章で得られた結果によって、KamLAND2-Zen で発光性ミニバルーンの ^{212}Bi - ^{212}Po バックグラウンドが低減された場合の $0\nu 2\beta$ 探索の実験感度を簡単なシミュレーションによって予測し、PSD 手法がもたらす効果について述べる。

5.1 シミュレーションによるバックグラウンド数評価

発光性ミニバルーンを導入した場合に予想される $0\nu 2\beta$ に対するバックグラウンドについてシミュレーションを行い、その評価を行う。以下の手順によりシミュレーションを実行した。

1. Geant4 による 1,000,000 個の各バックグラウンドイベントの作成
2. ^{136}Xe の $0\nu 2\beta$ エネルギー領域の決定
3. ^{136}Xe の $0\nu 2\beta$ エネルギー領域に入り込むバックグラウンド数の計数
4. Fiducial Volume(FV) の最適化
5. FV 内に入るバックグラウンド数および ^{136}Xe の $0\nu 2\beta$ の計数
6. 到達可能な質量上限値に対する感度計算

5.1.1 シミュレーション条件

Geant4 で発光性ミニバルーンを導入した KamLAND を再現した。なお、用いたツールは 4 章 4.2 節で使用したものと同一であるが、簡単のため光学シミュレーションは実行していない。

発光性ミニバルーン

まず、発光性ミニバルーンによる ^{214}Bi の遅延同時計測での除去効率を考慮した。図 4.1, 4.2 から PEN フィルムは LS と比べて十分発光量が大きいため、その除去効率は LS での除去効率と同じ 99.97% を仮定した。次に、 ^{212}Bi - ^{212}Po 除去効率を考慮する。時間差が $dT > 10 \text{ ns}$ であるものに関しては既存の解析手法である HTDP フィット [11] による除去が可能であるとした。そして、表

表 5.1 設定したシミュレーションのパラメータ。KamLAND2-Zen での Xe 量の増加やエネルギー分解能の向上を考慮した値を仮定している。

パラメータ	値
Xe 量	1000 kg
ミニバルーン半径	2.1 m
ミニバルーンフィルム厚	25 μm
エネルギー分解能	4.0% / $\sqrt{E[\text{MeV}]}$
位置分解能	15 cm / $\sqrt{E[\text{MeV}]}$
$^{136}\text{Xe } 2\nu$ 半減期	2.30×10^{21} yr [24]
$^{136}\text{Xe } 0\nu$ 半減期	$4.55^{+0.68}_{-0.56} \times 10^{26}$ yr (QRPA モデルを仮定)[25]
ニュートリノ有効質量	30 meV

4.4 により $dT < 10$ ns の場合の除去効率は 86.2% とした。また、ミニバルーン素材に含まれる放射性不純物の含有量は先行研究 [14] による ICP-MS での測定値を仮定した ($^{238}\text{U} \sim 36 \times 10^{-12}$, $^{232}\text{Th} \sim 5 \times 10^{-12}$)。これらは、それぞれ ^{214}Bi と ^{212}Bi - ^{212}Po の親核であるため、その崩壊レートに寄与する。

bis-MSB 添加液体シンチレータ

発光性ミニバルーンを導入する際は bis-MSB 添加液体シンチレータの使用が必要となる。これにより発光量が増加するが、この効果については以下の式により集光率 n に押し込めることで考慮した。

$$n = \int N_{emit}(\lambda) \times T(\lambda) \times Q(\lambda) d\lambda \quad (5.1)$$

ここで、 N_{emit} は発光量、 T は透過率、 Q は PMT の量子効率、 λ は光子の波長である。

シミュレーションパラメータ

本シミュレーションでは、簡易的に以下表 5.1 のパラメータにより実行した。バックグラウンドイベントのシミュレーションは、LS での事象である ^{208}Tl , ^{10}C , ^{11}Be , ^8B solar ν , $^{136}\text{Xe } 2\nu 2\beta$ 、およびミニバルーンでの事象である ^{214}Bi , ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップを考慮した。なお、 ^{10}C は MoGURA を用いた 90% の除去を仮定しており、ミニバルーンの形状は簡単のため球形としている。シミュレーションにより生成したイベントに対して、そのエネルギースペクトルおよび発生場所の情報を記録した。これは、 $0\nu 2\beta$ 事象のエネルギー領域に入り込む事象の判定と FV 最適化のために使用した。

5.1.2 $0\nu 2\beta$ 事象のエネルギー領域

$0\nu 2\beta$ 事象のエネルギースペクトルを、シミュレーションによって作成されたエネルギースペクトルにより求めた。図 5.1 にそのスペクトルとガウシアンによるフィッティングの様子を示す。こ

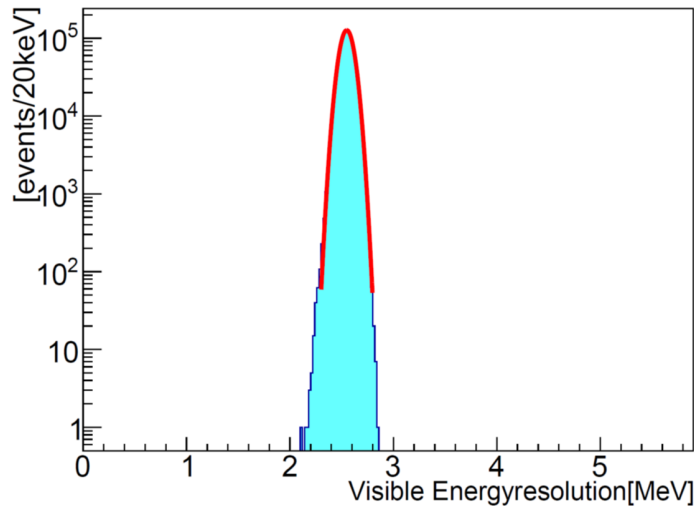


図 5.1 シミュレーションにより作成された $0\nu 2\beta$ のエネルギースペクトル

のフィット結果をもとに、 $0\nu 2\beta$ のエネルギー領域は $-\sigma \sim +2\sigma$ の範囲とした。

5.1.3 FV の最適化

FV の最適化は、式 5.2 で定義される FOM が最大となるときの体積として求める。

$$\text{FOM} \equiv \frac{S}{\sqrt{B+S}} \quad (5.2)$$

ここで、 S は $0\nu 2\beta$ の事象数、 B は全バックグラウンド数である。

以上のシミュレーション条件により、発光性ミニバルーンを導入した KamLAND2-Zen における予想バックグラウンドと FOM の計算結果を図 5.2, 5.3 に示す。また、PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po の除去を行わなかった場合の結果を図 5.4, 5.5 に示す。これにより、発光性ミニバルーンの ^{212}Bi - ^{212}Po の除去が HTDP フィッタのみの場合は FV は約 94% に制限されるが、PSD による除去を実行すれば ^{212}Bi - ^{212}Po の大幅な除去が可能となり FV を 100% に設定できることが分かった。

以上では、発光性ミニバルーンの放射性不純物含有量として ICP-MS 測定値を用いた。しかし KamLAND-Zen800 では、特に ^{232}Th の含有量に関してミニバルーン導入前に行われたナイロンフィルムの ICP-MS 測定値と比べて、導入後のデータ解析から推定される含有量のほうが多いことがわかっている。そこで、そのことを考慮して ^{232}Th 含有量を 3.5×10^{-11} と多く仮定した場合

についても、同様のシミュレーションを行った。それらの結果を図 5.6-5.9 に示す。これにより、PSD による除去を行わなかった場合は FV が約 84% に制限されるが、PSD を行うことで FV を 100% に設定できることがわかった。すなわち、放射性不純物含有量が多い場合でも PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po の除去が有効であることが分かった。

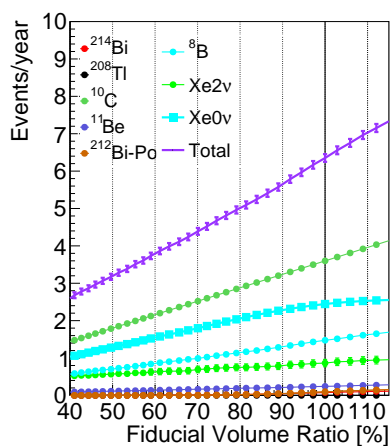


図 5.2 各バックグラウンドレート

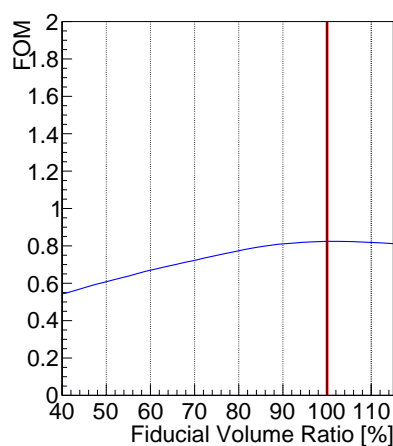


図 5.3 FV と FOM の変化

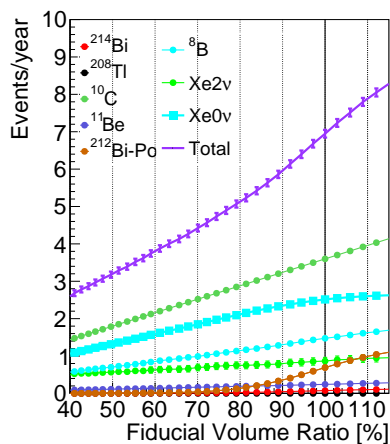


図 5.4 各バックグラウンドレート:PSD 無し

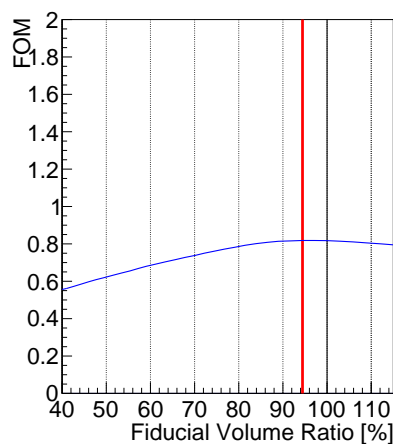


図 5.5 FV と FOM の変化:PSD 無し

5.1.4 シミュレーションで予測されたバックグラウンド数と $0\nu 2\beta$ 事象数

発光性ミニバルーンを用いた PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po 除去を行った場合および行わなかった場合の、シミュレーションによる各バックグラウンド数を表 5.2, 5.3 に示す。PSD により、 ^{212}Bi - ^{212}Po が大幅に除去され、 $0\nu 2\beta$ 事象数が増加していることが分かる。

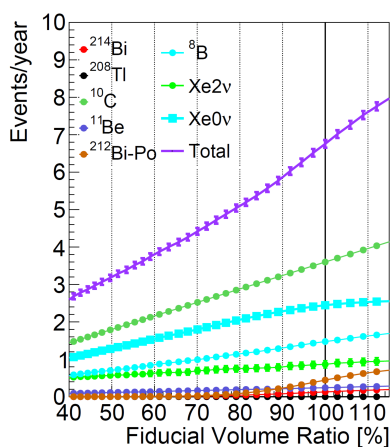


図 5.6 各バックグラウンドレート:PSD 無し、²³²Th 量を多く仮定

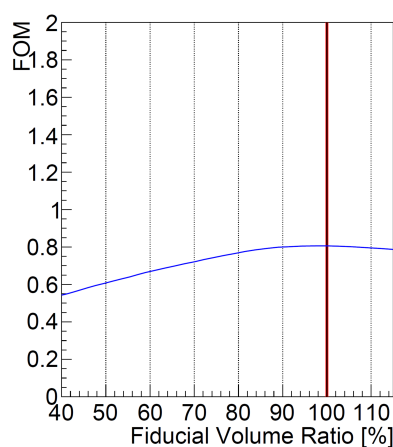


図 5.7 FV と FOM の変化:PSD 無し、²³²Th 量を多く仮定

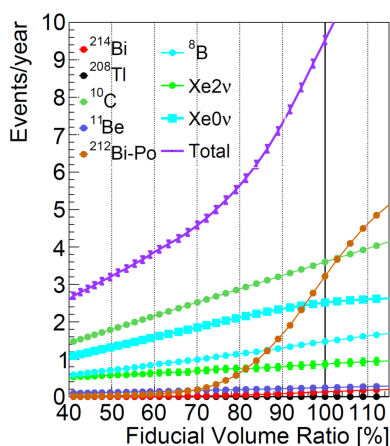


図 5.8 各バックグラウンドレート:PSD 無し、²³²Th 量を多く仮定

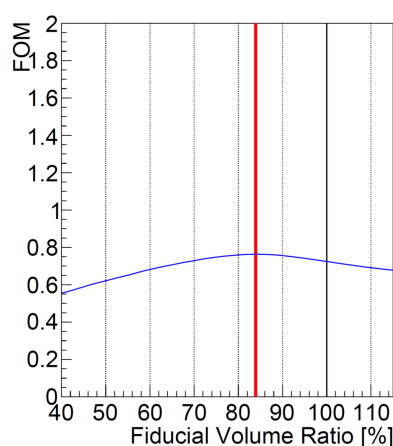


図 5.9 FV と FOM の変化:PSD 無し、²³²Th 量を多く仮定

表 5.2 KamLAND2-Zen で予想される 1 年間のバックグラウンド数

⁰ C	¹¹ Be	⁸ B solar ν	$2\nu 2\beta$	²¹⁴ Bi	²¹² Bi- ²¹² Po	$0\nu 2\beta$
3.60	0.24	1.47	0.865	0.129	9.56×10^{-2}	2.44
$\pm 1.35 \times 10^{-3}$	$\pm 7.61 \times 10^{-3}$	$\pm 2.80 \times 10^{-2}$	$\pm 9.92 \times 10^{-2}$	5.27×10^{-4}	6.64×10^{-4}	$\pm 2.77 \times 10^{-3}$

5.2 到達可能な質量上限値

シミュレーションにより求めたバックグラウンド数と FV により、実験感度の予測を行う。

表 5.3 PSD による ^{212}Bi - ^{212}Po 除去を行わなかった場合のバックグラウンド数

^{10}C	^{11}Be	^8B solar ν	$2\nu 2\beta$	^{214}Bi	^{212}Bi - ^{212}Po	$0\nu 2\beta$
3.40	0.227	1.38	0.831	0.100	4.98×10^{-1}	4.32
$\pm 1.31 \times 10^{-3}$	$\pm 7.37 \times 10^{-3}$	$\pm 2.71 \times 10^{-2}$	$\pm 9.72 \times 10^{-2}$	2.73×10^{-3}	4.08×10^{-3}	$\pm 4.98 \times 10^{-3}$

5.2.1 90% C.L. 領域の決定

前節で計算された 1 年間で期待される $0\nu 2\beta$ 事象数と全バックグラウンド数の和の平均 N_{tot} とする、以下の正規分布関数 $f(N)$ を作成した。

$$f(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(N - N_{tot})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.3)$$

この正規分布関数の左側 10% の領域を図 5.10 に示すように N_{left} によって設定した。ランダムに抽出したサンプルの事象数が N_{left} 以下だった場合、そのサンプルが N_{tot} の作る正規分布に属するという仮定を棄却し、 N_{tot} 以下の作る正規分布に属するものとする片側検定を行った。ここで使用するイベントは、前節と同様に QPRA モデルにて 30 meV のニュートリノ有効質量を仮定して得られたものである。同様に、ニュートリノ有効質量の作る正規分布についてもこの片側検定を行った。そして、この試行を 100000 回行い、その平均値を求めることで 1 年間の観測での質量上限値を計算した (図 5.11)。

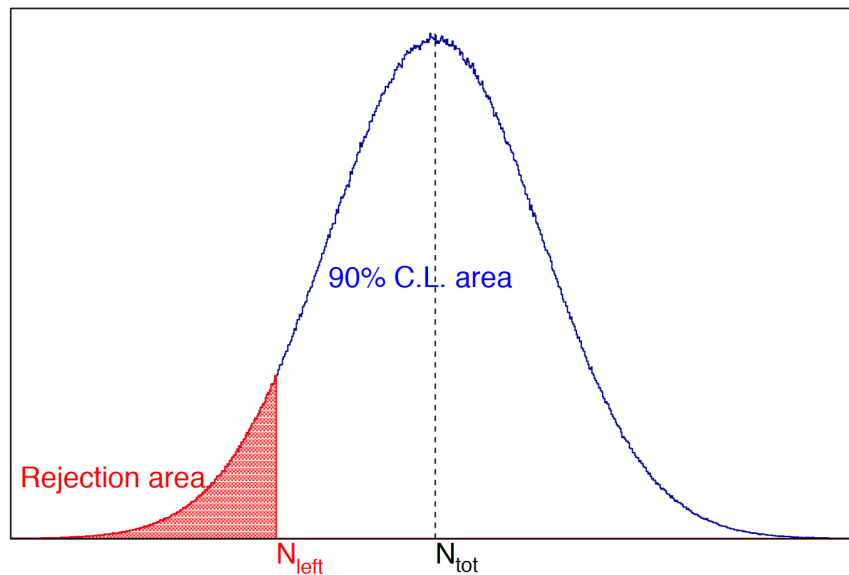


図 5.10 正規分布関数の 90% C.L. 領域

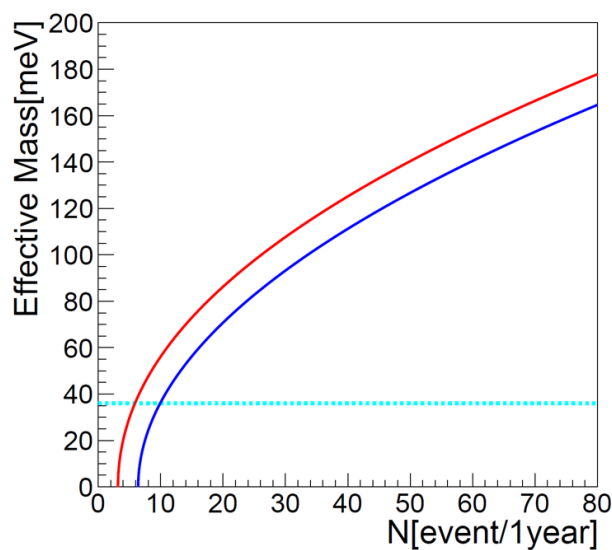


図 5.11 90% C.L. Confidence belt と質量上限値計算方法。赤線が N_{left} 、青線が N_{tot} 。赤線と水色線の交点は (6 event/yr, 36 meV)

5.2.2 実験感度予測

発光性ミニバルーンによる PSD を用いて ^{212}Bi - ^{212}Po 除去が行われる KamLAND2-Zen において予想される質量上限値を図 5.12 に示す。赤色の塗りつぶし領域は QRPA モデルによる核行列要素の理論的不定性によるものである。これにより、5 年間の継続運転により到達可能なニュートリノ有効質量上限値に対する感度は約 22.5 meV であることが分かった。

5.3 まとめ

発光性ミニバルーン導入で ^{214}Bi が除去されることに加え、本研究による PSD での ^{212}Bi - ^{212}Po 除去を行うことで、FV を 100% に設定することが可能となることを明らかにした。そして、発光性ミニバルーンを導入した KamLAND2-Zen において予測される到達感度は約 22.5 meV であることが分かった。

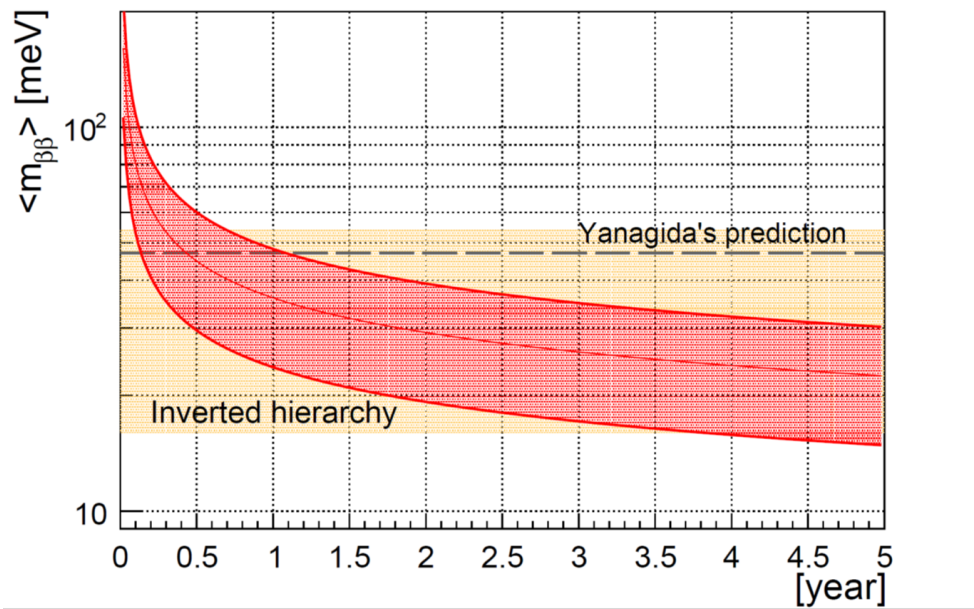


図 5.12 発光性ミニバルーンによる PSD を用いて ^{212}Bi - ^{212}Po 除去が行われる KamLAND2-Zen において予測される質量上限値

第6章

結論と今後の課題

本研究では、PEN フィルムによる発光性ミニバルーン導入のために素材に要求される項目の評価、特に発光量や ^{136}Xe ガスバリア性の検証を行い、十分な性能を有していることを確認した。また、発光性ミニバルーンの素材である PEN フィルムの発光波形を精密に取得することで、LS との発光波形の違いを確認し両者の波形弁別が可能であることを示した。そして、その発光波形にもとづいた KamLAND サイズの光学シミュレーションを行うことで、発光性ミニバルーン導入時にバックグラウンドとなることが懸念されていた ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の波形について評価し、バックグラウンドとなりうること、およびダブルパルスフィットによる除去可能性を示すことができた。特に、LS と PEN の発光波形の違いを利用した波形弁別法により ^{212}Bi - ^{212}Po パイルアップ事象の更なる低減が可能であり、現行のダブルパルスフィッターでは識別できない $dT < 10$ ns の範囲において 86.7% の効率で除去できることを示した。このことにより、現行の解析手法だけでは発光性ミニバルーンを導入してもミニバルーンの有効体積に制限が必要であるが、本研究の結果を適用させることで有効体積の制限が不要となり、ミニバルーン的全領域を有効的に使用できることを明らかにした。また簡易なシミュレーションにより発光性ミニバルーンを導入した KamLAND2-Zen 実験では、ニュートリノ質量階層構造のうち逆階層構造の検証が可能で、5 年間の測定によりニュートリノ有効質量に対する感度が 22.5 meV まで到達できる見通しを得た。

今後の課題として、ミニバルーン作成時に行われる溶着手法の最適化や、作成段階で頻繁に生じるピンホールリークを補修するための接着剤の選定などが挙げられる。溶着に関しては、現在のナイロンミニバルーンでは溶着温度や時間でその強度が変化することが確認されているため、そのことを把握しなければならない。補修については、PEN フィルムが LS 耐性をもつことからもわかるように高い化学耐性をもっているため、市販の接着剤の多くは十分な強度で張り付けを行うことができない。

また、実験室での測定では波形弁別が可能であったとしても、KamLAND のような大きなサイズでは吸収・再発光などの影響によりその効率が悪化することが知られている。本研究ではシミュレーションによる評価を行い、KamLAND サイズにおいても十分な効率で波形弁別が可能であることを示したが、大きな実験装置を用いて実際の環境に近い測定を行いその評価を行うことが望ましい。特に、KamLAND2-Zen のプロトタイプ検出器の建造が現在計画されているため、その装置

を用いて実際に PEN フィルムによる発光性ミニバルーンを作成し導入することで、波形弁別性能の検証を行うことを予定している。

謝辞

本論文の執筆、および研究を遂行するにあたってニュートリノ科学研究センターの多くの方にご指導、ご協力をいただきました。また、本研究は修士2年度から GP-PU に参加して行われたもので、他分野の物理に関する学びの場の提供、および GP-PU からの経済的援助に感謝します。

本論文の主査であり、センター長である井上先生にはミーティングや修士論文の発表練習の際には、多くのご指摘やご指導をいただきました。そのご指摘は私の研究に対する理解が不十分である点を的確に突くものであり、丁寧なご指導により本研究への理解を深めることができました。

池田先生には、4年生研究の頃から実験装置の使い方やセットアップ、解析プログラムやシミュレーションに関する事柄など、多岐にわたる事柄について助言をいただきました。実験について何が困ったことがあったたびに何度も相談に乗っていただき、大変お世話になりました。

丸藤先生には、シンチバルーンミーティングの際などに多くの助言をいただきました。研究の方針についても何度もご指導いただき、そのおかげで私が迷走していた時には軌道修正をすることができました。

石徹白先生、小原先生には私の研究全体を通して多くのご協力をいただきました。実験の結果に関する議論をはじめとして、過去の研究の情報や参考資料の提供、あるいは度々私のデスクまで様子を見に来て相談に乗っていただくなど、とても助けられました。

家城さんには、特に Xe ガスバリア性の測定に関して多大なご協力をいただきました。実験装置の制作から実際に測定するまでの全てにわたってお世話になりました。様々な予想外のトラブルにも見舞われましたが、おかげで無事測定を行うことができました。

同期の皆さんには、研究に関する議論から他愛もない雑談に至るまで仲良くしてもらい、楽しい研究生活を過ごすことができました。私は博士後期課程に進学しますが、みなさん就職先等でも頑張りましょう。

この他、ニュートリノ科学研究センターの皆様には、直接は本研究に関わりがない場面でも多くのサポートをしていただきました。

皆様、ありがとうございました。まだまだ未熟者ではありますが、今後ともよろしく願い致します。

参考文献

- [1] Bruce T. Cleveland, et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, Vol. 496, No. 1, pp. 505–526, mar 1998.
- [2] K.S. Hirata, et al. Observation of a small atmospheric ν_{μ}/ν_e ratio in kamiokande. *Physics Letters B*, Vol. 280, No. 1, pp. 146 – 152, 1992.
- [3] A. Gando, et al. Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at kamland. *Phys. Rev. D*, Vol. 83, p. 052002, Mar 2011.
- [4] Robert Ehrlich. First results of the katrin neutrino mass experiment and their consistency with an exotic $3 + 3$ model, 2020.
- [5] D. Q. Adams, et al. Improved limit on neutrinoless double-beta decay in ^{130}Te with cuore. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 124, p. 122501, Mar 2020.
- [6] M. Agostini, et al. Final results of gerda on the search for neutrinoless double- decay. *Physical Review Letters*, Vol. 125, No. 25, Dec.
- [7] G. Anton, et al. Search for neutrinoless double- β decay with the complete exo-200 dataset. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, p. 161802, Oct 2019.
- [8] A. Gando, , et al. Search for majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with kamland-zen. *Physical Review Letters*, Vol. 117, No. 8, Aug 2016.
- [9] Yoshihito Gando and on behalf of the KamLAND-Zen collaboration. First results of kamland-zen 800. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1468, No. 012142, 2019.
- [10] 大木歩. 新トリガーによる kamland-zen 実験での ^{10}C バックグラウンド除去. 修士論文, 東北大学, 2013.
- [11] 蜂谷尊彦. Kamland-zen 実験における信号波形情報を用いた背景事象除去の研究. 修士論文, 東北大学, 2016.
- [12] 朝倉康太. Kamland-zen 次期計画へ向けた新型 pmt の性能研究. 修士論文, 東北大学, 2015.
- [13] 太田直輝. Kamland2-zen 実験のための集光ミラーを用いた高光収率検出器の開発. 修士論文, 東北大学, 2019.
- [14] 小原脩平. Kamland-zen 実験における ^{214}Bi バックグラウンド除去のための発光性バルーンフィルムの開発研究. 修士論文, 東北大学, 2015.

- [15] 和田佳樹. Kamland2-zen 実験における発光性バルーンのための高発光液体シンチレータの開発. 修士論文, 東北大学, 2020.
- [16] 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*, Vol. 2019, No. 7, 07 2019. 073H01.
- [17] Hamamatsu Photonics K.K. and its affiliates. 光電子増倍管 R9420. <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/R9420/index.html>.
- [18] CAEN S.p.A. DT5751. <https://www.caen.it/products/dt5751/>.
- [19] 中田貴広. カムランド禅用ミニバルーンの開発研究. 修士論文, 東北大学, 2012.
- [20] Yuri Kalambet, Yuri Kozmin, Ksenia Mikhailova, Igor Nagaev, and Pavel Tikhonov. Reconstruction of chromatographic peaks using the exponentially modified gaussian function. *Journal of Chemometrics*, Vol. 25, No. 7, pp. 352–356, 2011.
- [21] Hidehito Nakamura, Yoshiyuki Shirakawa, Hisashi Kitamura, Nobuhiro Sato, and Sentaro Takahashi. Detection of alpha particles with undoped poly (ethylene naphthalate). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 739, pp. 6 – 9, 2014.
- [22] B. D. Leverington, M. Anelli, P. Campana, and R. Rosellini. A 1 mm scintillating fibre tracker readout by a multi-anode photomultiplier, 2011.
- [23] 竹内敦人. Kamland2-zen に向けた ^{10}C 除去効率の研究. 修士論文, 東北大学, 2019.
- [24] A. Gando, et al. Limit on neutrinoless ^{136}Xe decay from the first phase of kamland-zen and comparison with the positive claim in ^{76}Ge . *Physical Review Letters*, Vol. 110, No. 6, Feb 2013.
- [25] V.A. Rodin, Amand Faessler, F. Imkovic, and Petr Vogel. Assessment of uncertainties in ^{130}Te $\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements. *Nuclear Physics A*, Vol. 766, pp. 107 – 131, 2006.