

2025年度 卒業論文

原子核乾板検出器を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験
におけるシミュレーションによる性能評価

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報系学科 物理工学 EP

南野 Bronner 研究室

学籍番号 2264124

佐藤 樹

2026年2月15日

概要

ニュートリノの質量起源や宇宙の物質優勢の謎を解明する鍵として、ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかの検証は現代物理学の重要課題の一つである。その有力な手法がニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) の観測である。しかし $0\nu 2\beta$ 極めて稀な現象であるため、背景事象の低減とエネルギー分解能の向上が不可欠である。本研究では、高い位置分解能を持つ原子核乾板を検出器として用いた新たな探索手法を提案し、Geant4を用いたシミュレーションによる性能評価を行った。先行研究では、崩壊核種をシート状にし原子核乾板で挟む構成を用いた。しかし、先行研究の構成ではシート内の飛跡を記録することが不可能である。そのため本研究では、乳剤に崩壊核種を混ぜることで再構成精度の向上を目指す。

まず、単一電子の飛跡長から運動エネルギーを再構成するための検量線を作成し、先行研究との比較によりシミュレーション体系の妥当性を確認した。この検量線を用いて $0\nu 2\beta$ 事象のエネルギー再構成を行った結果、1.58% (standard deviation/mean) のエネルギー分解能を得た。先行研究では、 ^{82}Se シートの厚さ $10\ \mu\text{m}$ において 1.81%、 $100\ \mu\text{m}$ において 3.75% に対して本研究では 1.58% と改善することができた。このことより乳剤に崩壊核種を混ぜる構成の原子核乾板を用いた飛跡長測定によるエネルギー再構成が、 $0\nu 2\beta$ 探索において有効な手法であることを実証した。

また、1 mm 厚の薄型原子核乾板における検出効率を解析した。その結果、 $2\nu 2\beta$ では 58.94% の検出効率を得た一方、 $0\nu 2\beta$ では $2\nu 2\beta$ に比べて電子が高エネルギーとなりやすいため、崩壊後の2つの電子が 1mm 厚内に停止することができず 8.03% まで低下することを明らかにした。本研究により、飛跡情報を用いたエネルギー再構成の原理的な優位性が示されるとともに、積層構造の導入による検出効率の改善を検討することが必要となった。

目次

第1章	ニュートリノ物理学	3
1.1	ニュートリノと標準模型	3
1.2	ニュートリノの発見	3
1.3	ニュートリノ振動の理論	4
1.3.1	定式化の導出	4
1.4	ニュートリノの質量階層構造	5
1.5	ニュートリノのマヨラナ性と質量起源	6
1.5.1	ディラック質量とマヨラナ質量	6
1.5.2	シーソー機構	6
1.6	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	7
第2章	原子核乾板を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊の探索実験	9
2.1	原子核乾板の原理	9
2.1.1	潜像形成のメカニズム	9
2.1.2	現像による可視化	9
2.2	原子核乾板で測定可能な物理量	9
2.2.1	運動量	9
2.2.2	電離損失	10
2.3	探索実験の概要	10
第3章	Geant4におけるシミュレーション	12
3.1	Geant4によるシミュレーション	12
3.1.1	Geant4の概要	12
3.1.2	シミュレーションの仕組み	12
3.2	シミュレーション構成とクラス設計	13
3.2.1	検出器構成 (DetectorConstruction)	13
3.2.2	物理プロセスの選択 (PhysicsList)	14
3.2.3	粒子の発生と情報取得	14
3.3	$0\nu 2\beta$ と $2\nu 2\beta$ を比較するシミュレーション	14
3.3.1	共通のシミュレーション設定	14
3.3.2	比較対象となる2つのモード	15
3.3.3	飛跡情報の抽出アルゴリズム	15
3.3.4	終端座標の記録	15
3.4	シミュレーション結果	16
3.4.1	検量線	16
3.4.2	先行研究との比較による妥当性の検証	18
3.4.3	$0\nu 2\beta$ と $2\nu 2\beta$ 崩壊シミュレーション	19

3.4.4	検出効率	20
第 4 章	考察	22
4.1	エネルギー分解能の達成要因と精度向上の展望	22
4.2	検出器の厚みと事象選別の課題	22
第 5 章	結論	24
5.1	まとめ	24
5.2	今後の展望	24
5.2.1	多層積層型検出器による検出効率の向上	24
5.2.2	現実的なバックグラウンドの考慮	24
5.2.3	実機データとの比較検証	25
	謝辞	26
	参考文献	26
付 録 A	主要なシミュレーションコード	28
A.1	検出器設定 (DetectorConstruction.cc)	28

第1章 ニュートリノ物理学

1.1 ニュートリノと標準模型

宇宙を構成する物質は、素粒子と呼ばれる最小単位から形成されている。これらの素粒子間に働く相互作用には、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、および重力相互作用の4種が存在する。このうち、重力相互作用を除く3種の相互作用を統一的に記述し、ほぼ全ての素粒子の性質や反応を説明する理論体系として「標準模型 (Standard Model)」が構築されている。

標準模型において、素粒子は物質を構成するフェルミ粒子 (フェルミオン) と、力を媒介するゲージ粒子 (ボソン) に分類される。物質粒子であるフェルミ粒子は、関与する相互作用の違いによってクォークとレプトンの2群に分類され、それぞれ6種類ずつ存在している。これらは質量等の性質に基づき、3つの「世代 (フレーバー)」に整理される。

特にレプトンは、電荷の有無によってさらに2つのグループに分けられる。負の電荷を持つ電子 (e^-)、ミューオン (μ)、タウ粒子 (τ) は「荷電レプトン」と呼ばれ、電荷を持たない中性の粒子である電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) は「ニュートリノ」と総称される。

1.2 ニュートリノの発見

1930年頃、原子核の β 崩壊は $n \rightarrow p + e^-$ という2体崩壊であると考えられていた。この場合、放出される電子のエネルギーは、反応前後の質量差によって一意に定まるはずである。しかし、実際の観測結果は連続的なエネルギースペクトルを示した。この「失われたエネルギー」の問題を解決するため、Wolfgang Pauli は、電荷を持たない極めて軽い未知の粒子がエネルギーの一部を担っていると仮定し、 β 崩壊を以下の3体崩壊として予言した。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

パウリの予言から20年以上を経た1956年、Cowan と Reines によって、原子炉から放出される強力なニュートリノ (反ニュートリノ) 束を用いた実験が行われた。彼らは、以下の「逆 β 崩壊反応 (Inverse Beta Decay; IBD)」を利用してニュートリノを直接検出することに成功した。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

この実験では、陽電子の対消滅によって発生する即発の2つの光子と、その数 μs 後に中性子が核に捕獲される際に放出されるガンマ線を捉える「遅延同時計測法」が用いられた。この特異な信号パターンの観測により、ニュートリノの存在が決定付けられた。

その後の研究により、ニュートリノのヘリシティは常に左巻きであり、反ニュートリノのヘリシティは常に右巻きであることが判明した。この性質に基づき、標準模型においてニュートリノは光速で運動する質量ゼロの粒子として導入されてきた。しかし、後に発見される「ニュートリノ振動」は、この仮定を覆し、ニュートリノが有限の質量を持つことを証明することとなる。

1.3 ニュートリノ振動の理論

前節で述べたように、ニュートリノ振動の観測はニュートリノが有限の質量を持つことの直接的な証拠となった。ニュートリノ振動の概念は、1957年に Pontecorvo によって初めて提唱され、その後1962年に牧、中川、坂田によって、フレーバー固有状態と質量固有状態の混合（MNS 行列、または PMNS 行列）として定式化された。

1.3.1 定式化の導出

n 個のフレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、 n 個の質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ とすると、両者はユニタリ混合行列 U を用いて次のように関係付けられる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.3)$$

ここで、 U は $U^\dagger U = 1$ を満たすユニタリ行列であり、各要素は $\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}$ などのユニタリ条件を満たす。

質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ はハミルトニアン固有状態であり、時間発展は平面波解として次のように記述される。

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

相対論的極限において、ニュートリノのエネルギー E が質量 m_i に比して十分に大きい ($E \approx p$) と仮定すると、エネルギー E_i は次のように近似できる。

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.5)$$

時刻 $t=0$ でフレーバー α として生成されたニュートリノが、飛行距離 $L \approx t$ の地点でフレーバー β として観測される遷移振幅 $A(\alpha \rightarrow \beta)(L)$ は次式で与えられる。

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(L) = \langle \nu_\beta | \nu(L) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \exp\left(-i \frac{m_i^2 L}{2E}\right) \quad (1.6)$$

(共通の位相因子 $\exp(i(pL - Et))$ は、全確率に影響しないため省略した。)

したがって、遷移確率 $P(\alpha \rightarrow \beta)$ は振幅の2乗として以下のように得られる。

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \exp\left(-i \frac{m_i^2 L}{2E}\right) \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ は質量二乗差である。式 (1.5) の第2項は干渉項（振動項）であり、少なくとも1つの Δm^2 が非零であり、かつ混合行列 U が非対角成分を持つとき、ニュートリノのフレーバーが飛行距離に応じて変化することを示している。

ニュートリノ振動実験は Δm^2 にのみ感度を持ち、絶対質量の測定は困難である。現在、太陽ニュートリノ実験の観測結果等から $\Delta m_{21}^2 > 0$ であることが判明しているが、 Δm_{31}^2 の符号については依然として「標準階層」と「逆階層」の二つの可能性が議論されている。

1.4 ニュートリノの質量階層構造

前節で述べたように、ニュートリノ振動実験はニュートリノが有限の質量を持つことを証明したが、得られる情報は質量二乗差 Δm_{ij}^2 に限られるため、質量の絶対値（絶対質量）を決定することはできない。

現在、太陽ニュートリノ観測および原子炉ニュートリノ振動実験の結果から、 $\Delta m_{21}^2 > 0$ （すなわち $m_1 < m_2$ ）であることは確定している。しかし、 m_3 と m_1, m_2 の間の大小関係、すなわち Δm_{31}^2 の符号については未だ結論が出ていない。このため、ニュートリノの質量分布には以下の3つの可能性が想定されている。

- **標準階層構造 (Normal Hierarchy; NH):** $m_1 < m_2 \ll m_3$
第3世代の質量が最も重く、クォークや荷電レプトンの質量分布と類似したパターン。
- **逆階層構造 (Inverted Hierarchy; IH):** $m_3 \ll m_1 < m_2$
第3世代が最も軽く、第1・第2世代が重い質量を持つパターン。
- **準縮退構造 (Quasi-Degenerate):** $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \gg \sqrt{|\Delta m_{ij}^2|}$
3つの質量固有状態がほぼ等しい質量を持ち、その絶対値が質量差に比べて十分に大きいパターン。

これらの質量階層構造の決定は、現在の素粒子物理学における最重要課題の一つであり、長基線ニュートリノ振動実験や大気ニュートリノ観測を通じて活発に研究が進められている。

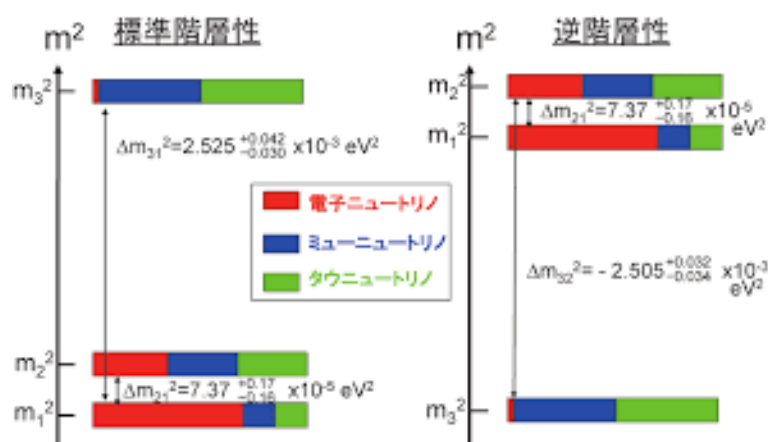


図 1.1: ニュートリノの質量階層構造（左：標準階層、右：逆階層）（文献 [7] より引用）

1.5 ニュートリノのマヨラナ性と質量起源

ニュートリノ振動の発見により、ニュートリノが $10^{-3} \sim 10^{-1}$ eV という極めて微小な質量を持つことが明らかとなった。これは、既知のフェルミオン中で最も軽い電子と比較しても7~9桁も小さい。この極端な質量の小ささを自然に説明する理論として「シーソー機構 (Seesaw Mechanism)」が提案されている。この理論は、ニュートリノが粒子と反粒子が同一である「マヨラナ粒子」であることを前提としている。

1.5.1 ディラック質量とマヨラナ質量

通常のフェルミオン（電子やクォークなど）は、右巻きと左巻きのカイラリティ状態が結合することで質量を得る。これをディラック質量と呼び、その質量項はラグランジアン密度中で次のように記述される。

$$\mathcal{L}_D = -m_D(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.8)$$

ここで、標準模型においてニュートリノは左巻き状態 (ν_L) しか存在しないため、ディラック質量項のみでは質量を持つことができない。

一方、電荷を持たないニュートリノには、自身の荷電共役状態 (ψ^C) との結合による「マヨラナ質量項」の導入が可能である。

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}m_L\bar{\psi}_L^C\psi_L - \frac{1}{2}m_R\bar{\psi}_R^C\psi_R + \text{h.c.} \quad (1.9)$$

ここで、 m_L および m_R はそれぞれ左巻き、右巻きのマヨラナ質量である。マヨラナ条件 $\psi = \psi^C$ は粒子と反粒子の区別がないことを意味し、これは電荷中性の粒子でのみ許容される。

1.5.2 シーソー機構

ディラック質量項とマヨラナ質量項を合わせた最も一般的な質量項は、左巻きニュートリノ ν_L と、未知の重い右巻きニュートリノ ν_R を用いて、以下の行列形式で表現できる。

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L^C & \bar{\nu}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.10)$$

ここで、標準模型の枠組みを考慮し、左巻きマヨラナ質量を $m_L \approx 0$ 、ディラック質量 m_D を他のフェルミオンと同程度（電弱対称性の破れのスケール）と仮定する。さらに、右巻きニュートリノは標準模型のゲージ相互作用を受けないため、その質量 m_R は大統一理論 (GUT) スケールのような非常に高いエネルギー領域にあると想定する ($m_R \gg m_D$)。

この質量行列を対角化して得られる固有値は、近似的に以下ようになる。

$$m_1 \approx \frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_2 \approx m_R \quad (1.11)$$

この結果は、右巻きニュートリノの質量 m_R が重ければ重いほど、観測されるニュートリノの質量 m_1 が反比例して軽くなることを示している。これを「シーソー機構」と呼ぶ。

ニュートリノがこの性質を持つか検証する唯一の手法は、「ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$)」の観測である。この崩壊現象の観測は、レプトン数保存則の破れとニュートリノのマヨラナ性の決定的な証拠となる。

1.6 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

β 崩壊は放射性崩壊の一種であり、以下の通り電子 (β 線) と反電子ニュートリノを放出する反応である。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.12)$$

この崩壊は、親核と娘核の質量差から得られるエネルギー (Q 値) が正、すなわち $Q = M(A, Z) - M(A, Z + 1) > 0$ となる原子核において発生する。

さらに、特定の原子核においては、この β 崩壊が同時に 2 回起きる「二重ベータ崩壊」という現象が観測される。標準理論で予言される、2つのニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ($2\nu 2\beta$) は次式で表される。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.13)$$

$2\nu 2\beta$ 崩壊は非常に稀な現象であるが、標準理論の枠組み内で許容されており、Q 値が正かつ、中間状態 ($(A, Z + 1)$) への単一の β 崩壊がエネルギー的に禁止、あるいはスピン遷移則によって強く抑制されている場合に観測される。このような条件を満たす核種は自然界に 36 種存在し、そのうち表 1.1 に示す 10 種で直接観測されている。

表 1.1: 直接観測されている二重ベータ崩壊核種)

核種	^{48}Ca	^{76}Ge	^{82}Se	^{96}Zr	^{100}Mo
自然存在比 [%]	0.19	7.8	9.2	2.8	9.6
Q 値 [MeV]	4.726	2.039	2.992	3.351	3.304
$2\nu 2\beta$ 半減期 [年]	4.2×10^{19}	1.5×10^{21}	0.9×10^{20}	2.0×10^{19}	7.1×10^{18}
核種	^{116}Cd	^{128}Te	^{130}Te	^{136}Xe	^{150}Nd
自然存在比 [%]	7.5	31.7	34.5	8.9	5.6
Q 値 [MeV]	2.804	0.867	2.529	2.467	3.368
$2\nu 2\beta$ 半減期 [年]	3.0×10^{19}	2.5×10^{24}	0.9×10^{21}	2.3×10^{21}	7.8×10^{18}

一方、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合、放出された反ニュートリノが同一核内の中性子にニュートリノとして吸収され、2つの電子のみが放出される「ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$)」が起こり得る。

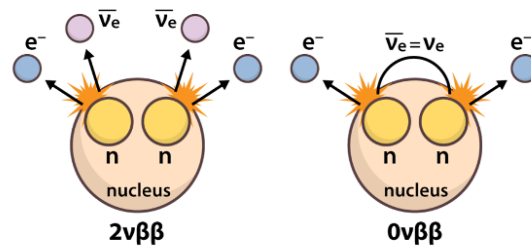


図 1.2: 二重ベータ崩壊の模式図 (左: $2\nu 2\beta$ 、右: $0\nu 2\beta$) (文献 [8] より引用)

これら 2つのモードは、放出される 2つの電子の運動エネルギーの総和を測定することで識別が可能である。 $2\nu 2\beta$ モードでは、エネルギーの一部をニュートリノが持ち出すため連続スペクトルとなる。対して $0\nu 2\beta$ モードでは、全てのエネルギーが電子に分配されるため、Q 値の位置に鋭いピーク (線スペクトル) が現れる (図 3)。したがって、Q 値付近のエネルギー領域を精密に測定することが、 $0\nu 2\beta$ の探索において極めて重要となる。

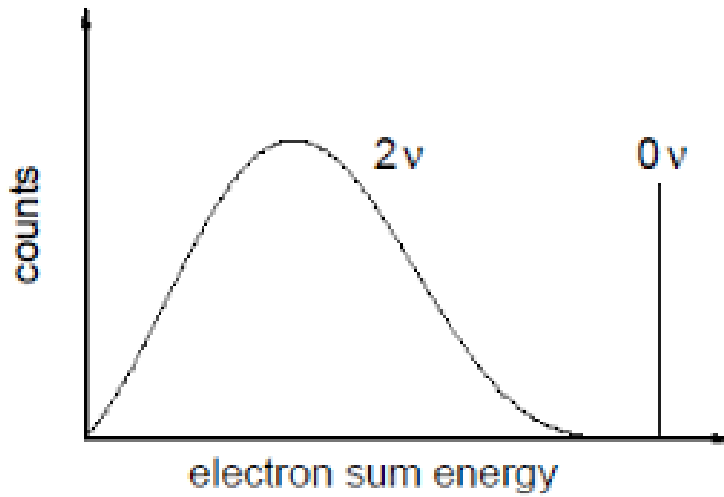


図 1.3: 二重ベータ崩壊で放出される 2 つの電子のエネルギー総和スペクトル (文献 [9] より引用)

$0\nu 2\beta$ 崩壊の発見はニュートリノのマヨラナ性を証明するだけでなく、質量の絶対値に関する情報をもたらす。崩壊半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ と有効マヨラナ質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の間には、以下の関係がある。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle^2}{m_e^2} \quad (1.14)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素、 m_e は電子質量である。有効マヨラナ質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は、混合行列要素 U_{ei} と質量固有値 m_i 、およびマヨラナ位相 α_k を用いて以下のように定義される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| |U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 m_2 e^{i\alpha_{21}} + |U_{e3}|^2 m_3 e^{i\alpha_{31}} \right| \quad (1.15)$$

図 4 に示す通り、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の下限値を測定または制限することで、ニュートリノの質量階層構造（標準階層・逆階層）の判別が可能となる。

第2章 原子核乾板を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊の探索実験

2.1 原子核乾板の原理

原子核乾板 (Nuclear Emulsion) は写真フィルム的一种であり、通過する荷電粒子の飛跡をサブミクロン ($1\ \mu\text{m}$ 以下) という極めて優れた位置分解能で記録する三次元検出器である。その高い位置分解能から、素粒子物理学の歴史において数々の新粒子発見に貢献してきた。

原子核乾板は、透明なプラスチックベース (支持体) の両面に「乳剤 (エマルジョン)」が塗布された構造を持つ。乳剤層には感光成分である臭化銀 (AgBr) の微結晶が均一に分散されており、これが荷電粒子の通過を記録するセンサーとして機能する。以下に、荷電粒子の飛跡が記録・可視化される原理を記述する。

2.1.1 潜像形成のメカニズム

荷電粒子が乳剤層を通過すると、 AgBr 結晶内部の電子が励起され、自由電子 (e^-) と正孔 (Ag^+) が生じる。



生成された自由電子は、結晶内の不純物や欠陥に起因する「感光中心 (Sensitivity Center)」にトラップされる。そこに格子間銀イオン (Ag^+) が引き寄せられて結合し、銀原子の核が形成される。



この過程が繰り返されることで、銀原子が数個から数十個集まった「潜像核 (Latent Image Center)」へと成長する。この段階では潜像核は極めて小さいため、光学顕微鏡等で観測することはできない。

2.1.2 現像による可視化

潜像核を持つフィルムを現像液 (還元剤) に浸すと、潜像核を触媒として、結晶内の銀イオンが金属銀へと還元される「増幅作用」が起こる。この反応により、微小な潜像核は直径約 $0.5\ \mu\text{m}$ 程度の「銀粒子 (Silver Grain)」へと成長し、光学顕微鏡による観測が可能となる。荷電粒子の通り道に沿って並んだこれらの銀粒子を連ねることで、粒子の飛跡 (トラック) として認識されるのである。

2.2 原子核乾板で測定可能な物理量

2.2.1 運動量

原子核乾板は極めて高い位置分解能と角度分解能を有している。乾板間に鉄や鉛などの高 Z 物質を挿入し、粒子が物質通過時に受ける多重電磁散乱 (Multiple Coulomb Scattering; MCS) に

よる飛跡の角度変化を測定することで、粒子の運動量を推定することが可能である。

2.2.2 電離損失

原子核乾板を通過する荷電粒子の電離損失 (dE/dx) は、現像後の飛跡の銀粒子密度 (Grain Density) に反映される。電離損失が大きい粒子は、単位長さあたりに多くの潜像核を形成するため、飛跡は密で黒く観察される。一方、電離損失が小さい粒子 (最小電離粒子など) は、銀粒子が疎な状態で記録されるため、飛跡は薄く観察される。この飛跡の「濃さ」を定量化することで、粒子の識別が可能となる。

2.3 探索実験の概要

先行研究では、 ^{82}Se をシート状にして原子核乾板で挟むことで崩壊の様子を記録する構成を使用していた。しかし、 ^{82}Se シート内の飛跡を記録することができないためエネルギーの再構成時に発生するシート内の飛跡の誤差や同一の二重ベータ崩壊由来の電子か判別ができないことが問題点として挙げられる。そのため本研究が提案する原子核乾板を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験では、二重ベータ崩壊核種である ^{82}Se の粉末を乳剤層に直接混入させる。これにより、崩壊点 (頂点) から放出される 2 つの電子の飛跡を、原子核乾板の優れた位置分解能を活かして直接観測することが可能となる。本研究の構成では崩壊直後の飛跡から記録することが可能であり、同一の二重ベータ崩壊由来の電子かを判別することが可能である。

具体的には、観測された 2 つの電子の全飛跡長をそれぞれ計測し、比例定数を用いて入射時の運動エネルギー E_1, E_2 を再構成する。これらの和 ($K_{tot} = E_1 + E_2$) が ^{82}Se の Q 値 (2.992 MeV) 付近に集中するイベントを探索することで、 $0\nu\beta\beta$ の識別を行う。エネルギー再構成の精度を向上させる上で重要となるのが、二次的なエネルギー損失の考慮である。入射電子が乳剤中を通過する際、その運動エネルギーの約 1/3 は、 δ 線や制動放射によるガンマ線 (制動放射光) へと分配される。エネルギーを正しく再構成するためには、これらの飛跡長も合算する必要がある。

しかし、原子核乾板による測定には以下の制限が存在する。

- **中性粒子の不可視性:** ガンマ線や光子は電荷を持たないため、原子核乾板上に直接飛跡を残さない。したがって、これらのエネルギーを再構成することは原理的に不可能である。
- **二次電子の識別:** ガンマ線との相互作用によって離れた場所に生成された電子は、元の入射電子との接続が空間的に断絶される。そのため、これらを入射電子由来の飛跡として識別し、合算することは極めて困難である。

したがって、ガンマ線のエネルギーは再構成しないためガンマ線として失われたエネルギー、およびそれ以降に発生した二次電子のエネルギー損失が、エネルギー分解能を制限する主要な要因となる。

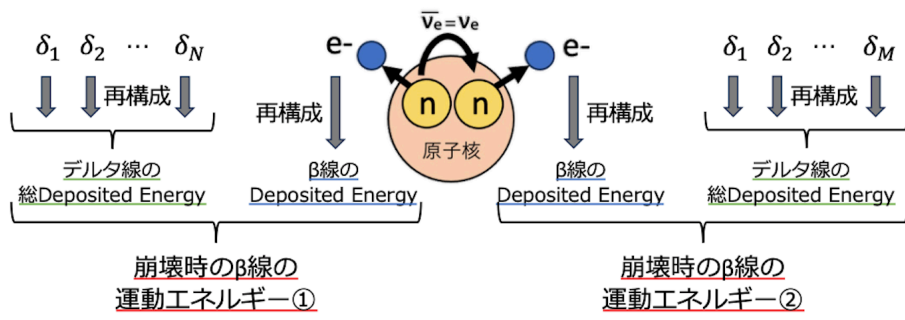


図 2.1: 2本の電子の飛跡長に基づいたエネルギーの再構成

第3章 Geant4におけるシミュレーション

先行研究では乳剤と崩壊核種のシートを分けた構成に対して、本研究では乳剤に崩壊核種を混ぜる構成を用いている。そのため、崩壊核種を混ぜることによるエネルギー分解能を比較する必要がある。

本研究では、崩壊核種を混ぜた原子核乾板を用いた ^{82}Se の $0\nu 2\beta$ 探索におけるエネルギー分解能を定量的に評価、先行研究との比較を目標とし Geant4 を用いたシミュレーションを行った。評価の手順は大きく分けて「エネルギー再構成のための検量線作成」と「二重ベータ崩壊事象の再現と分解能評価」の2段階からなる。

まず、電子の飛跡長と運動エネルギーの相関関係を決定するため、単一の電子を原子核乾板に入射させるシミュレーションを行った。入射エネルギーは、 ^{82}Se の Q 値 (2.992 MeV) を十分にカバーする 0 MeV から 3.1 MeV の範囲で一様にランダムな値とした。このシミュレーションにより、全飛跡長 L と Deposited Energy E の関係を求め、再構成に用いる検量線を算出した。次に、物理事象を模した $0\nu 2\beta$ および $2\nu 2\beta$ 崩壊由来の電子対を入射させ、それぞれの飛跡長からエネルギー再構成を行った。

3.1 Geant4によるシミュレーション

3.1.1 Geant4の概要

Geant4 (GEometry ANd Tracking 4) は、モンテカルロ法に基づき、物質中における粒子の輸送および相互作用をシミュレーションするためのオープンソース・ソフトウェア・ツールキットである。CERN (欧州原子核研究機構) を中心とした国際協力によって開発され、高エネルギー物理学、宇宙物理学、放射線医学など幅広い分野で標準的に利用されている。プログラム言語には C++ が採用されており、本研究ではバージョン 11.1.2 を用いた。

3.1.2 シミュレーションの仕組み

モンテカルロ法を用いたシミュレーションでは、粒子が物質中を進む過程で遭遇する物理事象 (散乱、吸収、崩壊、二次粒子の生成など) を、断面積に基づいた確率的なアプローチによって決定する。

Geant4 では、粒子の軌跡を微小な「ステップ (Step)」単位で計算する。各ステップにおいて、以下の情報が逐次更新・記録される。

- **幾何学的情報:** 粒子が現在どの物質内にあるか、あるいは境界を越えたか。
- **物理的情報:** 電離損失による堆積エネルギー (Energy Deposit)、散乱角、相互作用の種類。

ユーザーは、実験体系に応じた幾何学形状 (Geometry) の定義に加え、考慮すべき物理プロセスをまとめた「物理リスト (Physics List)」を選択・カスタマイズすることで、実際の実験条件を忠実に再現した評価を行うことが可能となる。

3.2 シミュレーション構成とクラス設計

本研究のシミュレーションプログラムは、Geant4のツールキットに基づき、図 3.1 に示すように役割の異なる 4 つの主要なユーザーアクションクラスをメインプログラムに組み込んで構築した。各クラスの具体的な役割は以下の通りである。

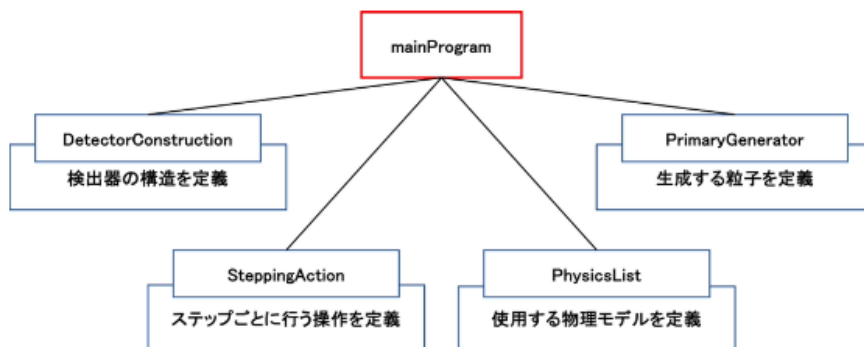


図 3.1: 本研究で構築した Geant4 シミュレーションプログラムの内部構成

3.2.1 検出器構成 (DetectorConstruction)

シミュレーション空間には、 $40 \times 40 \times 20$ cm の直方体ボリュームを配置した。このボリュームの物質として、標準的な原子核乾板 (Photographic Emulsion) の組成に ^{82}Se を混合した「EmulsionSeMixture」を定義した。

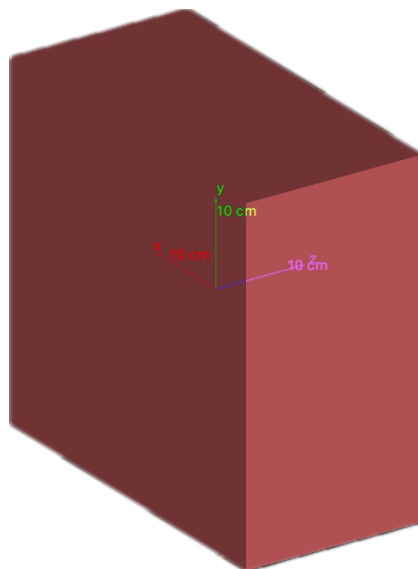


図 3.2: 原子核乾板検出器

- **組成定義:** 密度は 3.815 g/cm^3 とし、原子核乾板とセレンの質量比を 1214 : 7.68 (質量分率にして Emulsion $\approx 99.371\%$, Se $\approx 0.629\%$) として混合した。詳細な元素組成を表 3.1 に示す。
- **ユーザー制限:** 電子の微細な飛跡を正確に追跡するため、ステップ長の上限を 0.0001 mm ($0.1 \mu\text{m}$) に制限した (G4UserLimits)。

表 3.1: 原子核乾板の元素組成比 (質量百分率)

元素	H	C	N	O	S	Ag	Br	I
組成比 [%]	1.4	7.2	1.9	6.6	0.2	47.4	34.9	0.3

3.2.2 物理プロセスの選択 (PhysicsList)

本研究では、低エネルギー領域の電磁相互作用を精密に再現するため、**G4EmLivermorePhysics** を採用した。これにより、低エネルギー電子の散乱、制動放射、光電効果等を高精度に計算した。また、ステップ長制限を有効にするため、**G4StepLimiterPhysics** を併用した。

3.2.3 粒子の発生と情報取得

- **PrimaryGeneratorAction:** Deposited Energy を 1 keV ごとに 3.1 MeV まで各 1 万イベント以上取得するため、電荷を持つ電子 (e^-) をプライマリ粒子として、エネルギー $0.0 \sim 6.0 \text{ MeV}$ の範囲で一様乱数を用いて入射させた。
- **SteppingAction / EventAction:** TrackID が 1 である親電子について、各ステップの飛跡長を累積し、電子が静止 (fStopAndKill) した際の座標と全飛跡長、合計堆積エネルギーを外部ファイルへ出力する処理を実装した。

これらのクラスを連携させることで、原子核乾板内における電子の複雑な挙動を逐次計算し、解析に必要な物理量を取得可能なシミュレーション体系を構築した。

3.3 $0\nu 2\beta$ と $2\nu 2\beta$ を比較するシミュレーション

本研究では、信号事象であるニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) と、背景事象となる標準理論の二重ベータ崩壊 ($2\nu 2\beta$) を比較するため、以下の 2 段階のシミュレーションを実施した。

3.3.1 共通のシミュレーション設定

両シミュレーションにおいて、原子核乾板の微細な空間分解能を再現するため、以下の共通設定を用いた。

- **物質構成:** DetectorConstruction.cc においては、前節と同様の設定を用いた。

3.3.2 比較対象となる2つのモード

PrimaryGeneratorAction.ccにおいて、外部ファイルから読み込む電子の運動量分布を切り替えることで、以下の2つのシミュレーションを行った。

1. $0\nu2\beta$ モード: BxDelay0 を用いて $0\nu2\beta$ の運動量 10 万イベント作成し、2つの電子が持つエネルギースペクトル事象をシミュレートした。
2. $2\nu2\beta$ モード: BxDelay0 を用いて $2\nu2\beta$ の運動量 10 万イベント作成し、2つの電子が持つエネルギースペクトル事象をシミュレートした。

3.3.3 飛跡情報の抽出アルゴリズム

原子核乾板におけるエネルギー再構成の有効性を評価するため、各イベントにおいて以下のアルゴリズムで情報を抽出した。

- **物理量の算出:** PrimaryGeneratorAction.cc 内で、ファイルから読み込んだ運動量 p から相対論的な運動エネルギー $K = \sqrt{p^2 + m^2} - m$ を算出し、入射エネルギーとして設定した。
- **飛跡の記録:** SteppingAction.cc にて親電子から発生する二次粒子のそれぞれの飛跡を記録し 0nu2beta.txt と 2nu2beta.txt にそれぞれの事象を出力した。また、ガンマ線を経由した場合その孫粒子には (from Gamma) とフラグをつけた。

3.3.4 終端座標の記録

1 mm 厚での ^{82}Se 粉末を混ぜた原子核乾板の検出効率を評価するために終端座標 z を記録した。1mm 厚の原子核乾板内からランダムにそれぞれの崩壊事象の運動量を持つ電子を入射した。その後1度の崩壊イベント分の親電子二つのそれぞれの最も絶対値の大きい Z 座標を記録した。

これらのシミュレーション結果から得られた「飛跡」および「終端座標の分布」を比較することで、検出器の性能評価を行った。

3.4 シミュレーション結果

3.4.1 検量線

まず、3.2 節におけるシミュレーション設定を用いて 1 keV ごとに 1 万イベント以上の粒子を収集する様にシミュレーションを行った。0 から 3.1 keV において各イベントが 1 万個以上あるか確認するグラフを図 3.3、図 3.4 に示す。また、出力された全ての事象の飛跡の長さを図 3.5 に示す。

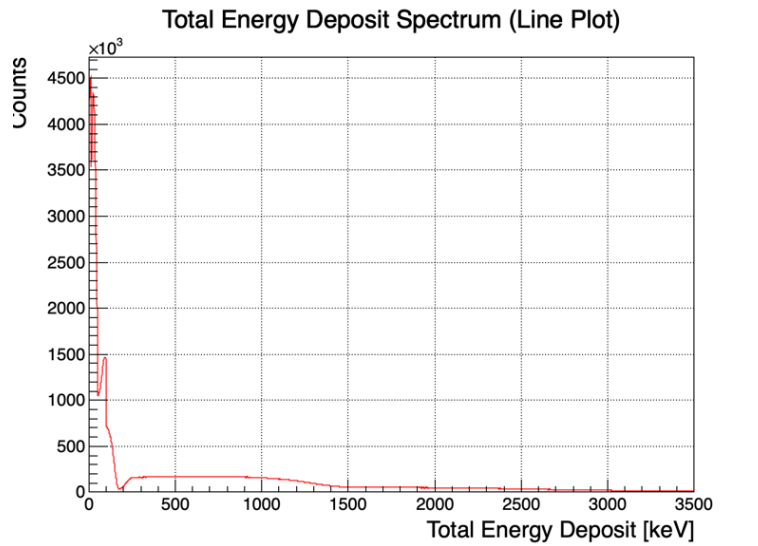


図 3.3: 1 keV ごとのイベント数

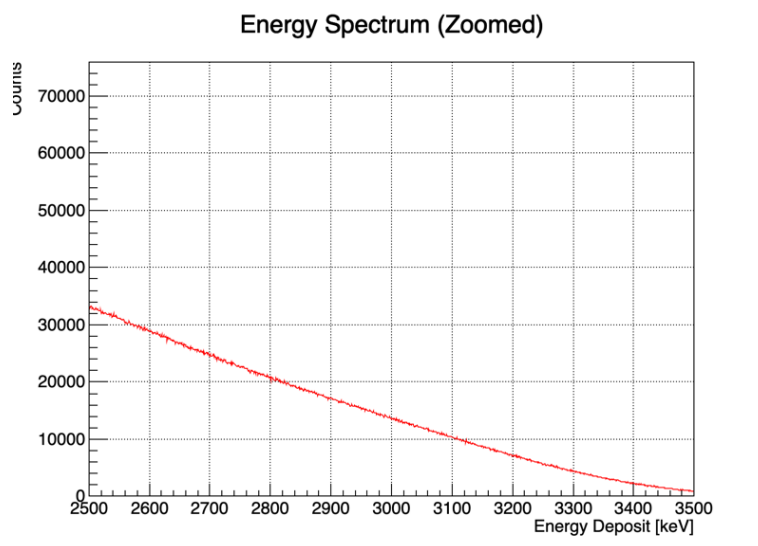


図 3.4: 2500 から 3500 keV における 1 keV ごとのイベント数

図 3.5 より、エネルギーに比例して飛跡も増加しているのが確認できる。このデータから 1 keV ごとの飛跡の平均値を取ったものを図 3.6 に示す。

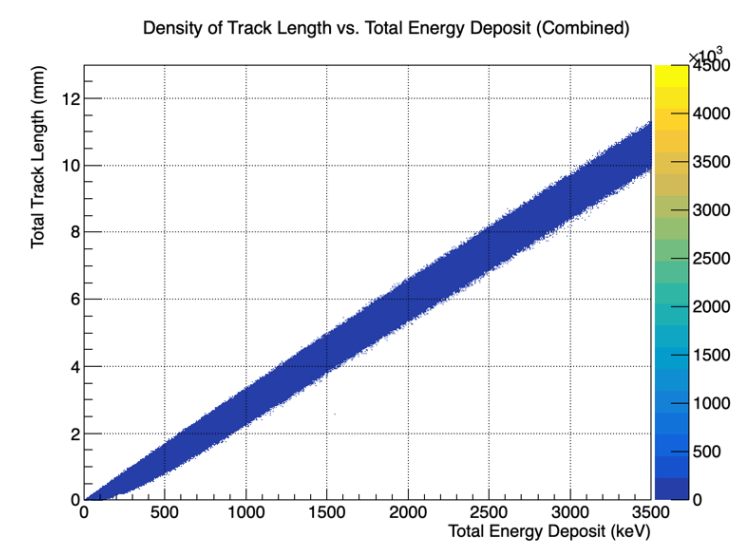


図 3.5: 1 keV ごとの Deposited Energy と飛跡の関係

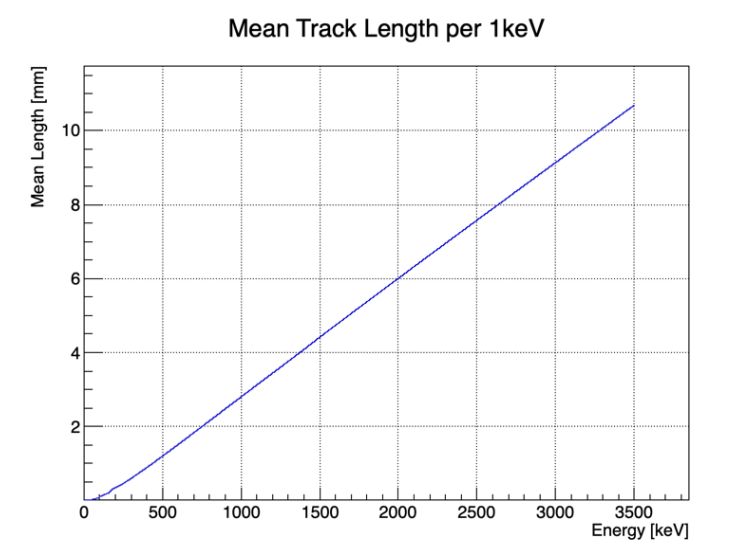


図 3.6: 1 keV ごとの Deposited Energy と飛跡の平均値の関係

図 3.6 より低エネルギー帯では小さな揺らぎはあるものの、200 keV からは比例関係にあることが確認できる。数値データ (mean_track_length_data.txt) を用いて詳細に確認したところ、全領域において比例関係が成立していることが確認された。

3.4.2 先行研究との比較による妥当性の検証

本研究で得られたシミュレーション結果の信頼性を評価するため、先行研究である高野氏の結果との比較を行った。図 3.7 に、電子の運動エネルギーに対する平均飛跡長の関係を、先行研究のデータと本研究の結果で重ね合わせたグラフを示す。

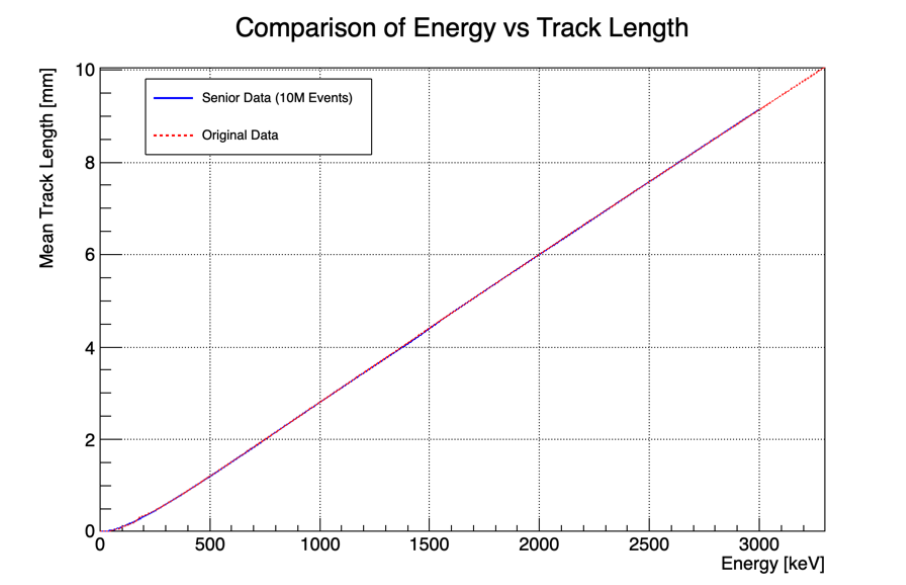


図 3.7: 先行研究（高野氏）と本研究におけるエネルギー対飛跡長の比較

図 3.7 より、本研究における運動エネルギーと飛跡長の相関関係は、先行研究におけるモデルと誤差の範囲内で一致しており、有意な差は見られなかった。

この一致は、エネルギー損失 dE/dx が ^{82}Se と乳剤で大きく差がないからである。また、物質定義、物理リスト (G4EmLivermorePhysics)、およびステップ制限 ($0.1\ \mu\text{m}$) といったシミュレーション設定が妥当であることを示している。以上の通り、先行研究との整合性が確認されたため、本シミュレーション体系を用いて二重ベータ崩壊事象 ($0\nu 2\beta$ および $2\nu 2\beta$) の評価を行うことの正当性が確認された。

3.4.3 $0\nu 2\beta$ と $2\nu 2\beta$ 崩壊シミュレーション

3.3 節における設定に基づき、各崩壊事象を 10 万イベントずつシミュレーションした。図 3.8 および図 3.9 に、再構成されたエネルギー和スペクトルを示す。

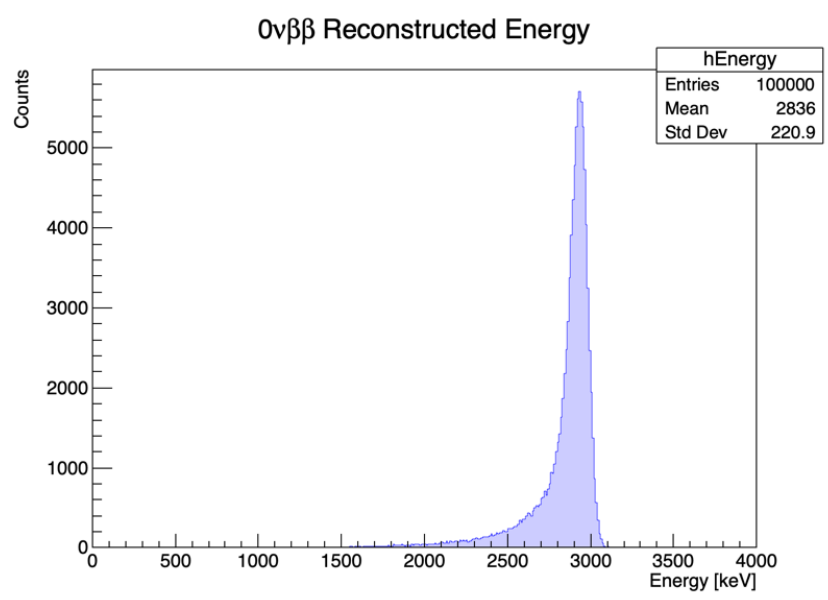


図 3.8: 再構成された $0\nu 2\beta$ スペクトル

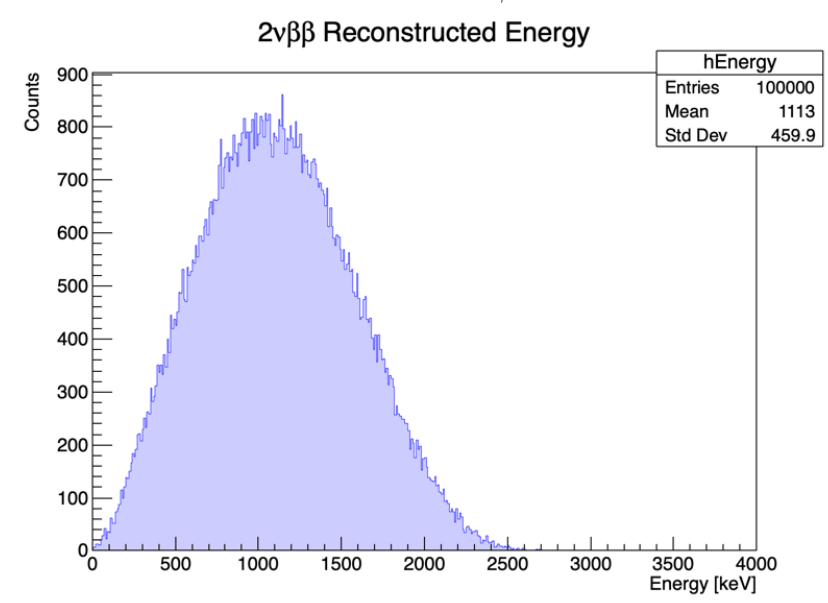


図 3.9: 再構成された $2\nu 2\beta$ スペクトル

図 3.8 より、信号事象である $0\nu 2\beta$ におけるエネルギー分解能 (standard deviation/mean) は、次のように算出された。

$$\begin{aligned}
0\nu 2\beta : \text{エネルギー分解能} &= \frac{\text{Std Dev}}{\text{Mean}} \times 100 \\
&= \frac{46.4}{2935} \times 100 \\
&= 1.58\%
\end{aligned}
\tag{3.1}$$

得られたエネルギー分解能は 1.58% となった。これは、原子核乾板の高い位置分解能により、電子の飛跡が安定して記録され、エネルギー再構成が高い精度で行われたことを示している。先行研究では、10 μm の ^{82}Se シートにおいて 1.81%、100 μm のシートにおいて 3.75% である。したがって ^{82}Se を原子核乾板に混ぜる手法ではエネルギー分解能が改善されたと言える。一方で、図 3.9 に示す $2\nu 2\beta$ スペクトルは期待通りの連続分布を示しており、Q 値付近に鋭いピークを持つ $0\nu 2\beta$ となった。そのため、この二つの崩壊事象が分離可能かを調査することが必要である。しかし本シミュレーションにより、原子核乾板を用いたエネルギー再構成が極めて高い有効性を有することが明らかになった。

3.4.4 検出効率

現在採用されている 1 mm 厚の乾板において、崩壊によって生じた親電子がどの程度検出器内に留まるかを解析した。図 3.10 および図 3.11 に、それぞれの事象における電子の停止位置分布を示す。

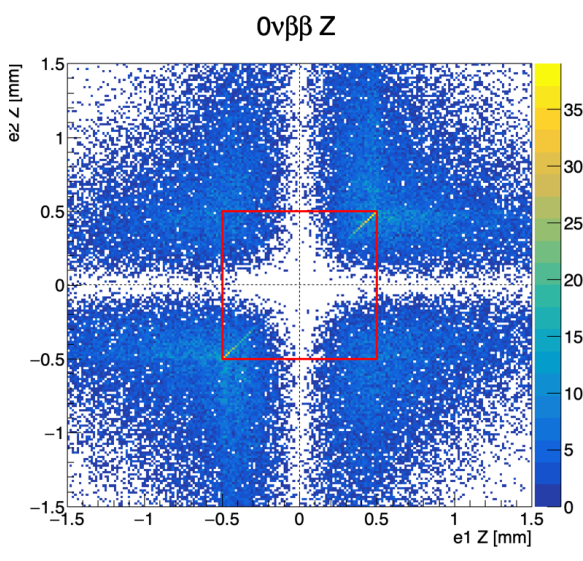


図 3.10: $0\nu 2\beta$ の検出効率 (1 mm 厚)
横軸:1 つ目の親電子の最大 z 変位
縦軸:2 つ目の親電子の最大 z 変位

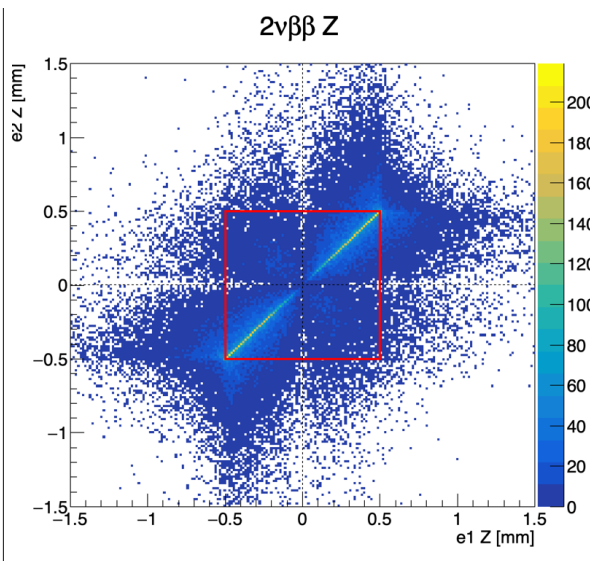


図 3.11: $2\nu 2\beta$ の検出効率 (1 mm 厚)
横軸:1 つ目の親電子の最大 z 変位
縦軸:2 つ目の親電子の最大 z 変位

解析の結果、背景事象である $2\nu 2\beta$ 58.94%という割合で乾板内に留まり、観測が可能であるのに対し、探索対象である $0\nu 2\beta$ は 8.03%しか留まることができていないことが判明した。この顕著な差は、放出される電子のエネルギー分布に起因する。 $0\nu 2\beta$ では Q 値付近の高エネルギー電子が放出されるため、乳剤中での射程が 1 mm を超え、大部分が検出器外へと透過したと考えられる。また、図よりどちらの崩壊事象でも正の相関が観測されている。この理由として先行研究とは異なり 1 mm 厚の原子核乾板内のランダムな位置で崩壊が発生するからである。z 座標の中心

から発生する場合、正負のどちらにも等しく移動距離が最大の変位として記録可能である。しかし本研究の場合、 z 座標が正負のどちらかに偏った位置で崩壊が発生した場合反対方向への移動距離は中心で崩壊する場合に比べてより大きくなる必要があり発生位置が最大変位となる可能性が高いことが原因であると考えられる。この崩壊発生位置の不定性が検出効率に影響を及ぼしていることが考えられる。この結果から、乾板の多層化によるトラッキングが不可欠であるという設計指針が得られた。

第4章 考察

4.1 エネルギー分解能の達成要因と精度向上の展望

本研究のシミュレーションにおいて、信号事象に対するエネルギー分解能は 1.58% という良好な結果となった。これは先行研究の 1.81% を上回り改善ができていていることを示している。したがって原子核乾板を用いた飛跡長測定によるエネルギー再構成が十分であることを示している。

高い分解能を達成した主な要因としては、原子核乾板の高い位置分解能によってエネルギーと飛跡長の相関が非常に強く維持されたと考えられる。今後は検出効率の向上のため積層構造の導入を検討する。

4.2 検出器の厚みと事象選別の課題

検出器サイズを 1 mm 厚に制限した際の解析では、 $0\nu 2\beta$ の事象検出率が 8.03% まで低下するという顕著な結果が得られた。図 3.6 (検量線) に示した通り、 ^{82}Se の Q 値 (約 3 MeV) に相当する電子の平均射程は乳剤中で約 9 mm に達する。この物理的事実に対し、現状の薄型乾板 (1 mm) は厚みが大幅に不足しており、高エネルギー電子の多くが全エネルギーを失う前に乾板を透過 (Escape) していることを裏付けている。

一方で、背景事象である $2\nu 2\beta$ は 58.94% が 1 mm 厚の範囲内で停止している。この検出効率の差は、 $0\nu 2\beta$ 探索において、単層の薄型乾板のみでは信号事象を効率的に検出できないという決定的な課題を提示している。本研究により、1.58% のエネルギー分解能が確認されたため、検出効率の向上が今後の課題である。実際の探索実験においては、以下の点が極めて重要であると考察される。

- **乾板の多層積層化とトラッキング技術:** 1 mm 厚の乾板を複数枚積層し、層をまたいで飛跡を連結することで、透過した比較的高エネルギー電子の全飛跡長を正確に復元する手法の確立。

本研究により、飛跡長によるエネルギー再構成の原理的な優位性が示されたことで、今後の検出器設計における明確な指針を得ることができた。

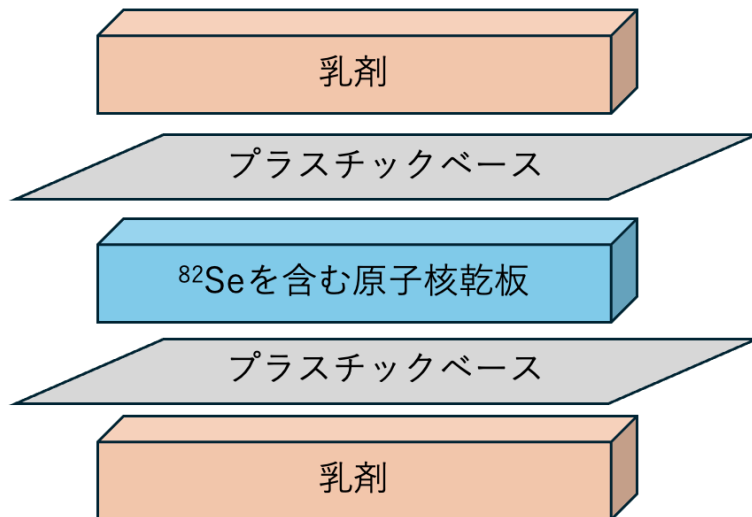


図 4.1: 今後検証予定の検出器モデル

第5章 結論

5.1 まとめ

本研究では、原子核乾板を用いた ^{82}Se のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) 探索において、Geant4を用いたモンテカルロシミュレーション環境を構築し、エネルギー再構成精度の評価および検出器サイズに起因する検出効率の検討を行った。本研究により得られた主な知見は以下の通りである。

- **エネルギー再構成手法の確立と妥当性の検証:** 単一電子のシミュレーションにより、Deposited Energy と飛跡長間の関係を確認し、精密な検量線を算出した。この結果は先行研究(高野氏)と誤差の範囲内で整合しており、本研究で構築したシミュレーション体系の妥当性が確認された。
- **エネルギー分解能の評価:** 信号事象である $0\nu 2\beta$ に対して、エネルギー分解能 1.58% (standard deviation/mean) を得た。これは先行研究の 1.81% を上回る良好な結果であり、崩壊核種の粉末を混ぜた原子核乾板を用いた飛跡長測定が、 $0\nu 2\beta$ 探索において極めて高い精度を持つ手法であることを実証した。
- **薄型乾板における検出効率の定量化:** 実機実験を想定した 1 mm 厚の検出器モデルでは、背景事象である $2\nu 2\beta$ の検出率が 58.94% であるのに対し、信号事象である $0\nu 2\beta$ は 8.03% にまで低下することを定量的に明らかにした。

5.2 今後の展望

本研究により、シミュレーション上での高いエネルギー分解能が確認された一方で、実機実験における幾何学的課題も明確となった。今後は以下の点に重点を置いた研究が必要である。

5.2.1 多層積層型検出器による検出効率の向上

1 mm 厚の乾板単体では高エネルギー電子が透過してしまうため、複数の乾板を積層した「スタック構造」をシミュレーションに導入することが不可欠である。本研究で示された 1.58% という優れた分解能を維持しつつ、層をまたぐ飛跡を繋ぎ合わせるトラッキングアルゴリズムを評価することで、検出効率を劇的に改善できると期待される。

5.2.2 現実的なバックグラウンドの考慮

実際の実験環境では環境放射線や宇宙線、乾板内部の放射性不純物などの背景事象が混入する。今後はこれらを含めたシミュレーションを実施し、提案した高精度なエネルギー再構成手法が、複雑な背景事象下でも $0\nu 2\beta$ 信号を確実に識別可能か検証する必要がある。

5.2.3 実機データとの比較検証

今後行われる実機実験から得られるデータと本シミュレーション結果を比較し、モデルの微調整を行うことが重要である。これにより、 ^{82}Se を用いた $0\nu 2\beta$ 探索の早期実現に向けた検出器設計へとつなげることが期待される。

以上の通り、本研究は原子核乾板を用いた $0\nu 2\beta$ 探索の実現に向けた基礎的知見を提供し、次段階の検出器設計における明確な指針を示した。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大なるご指導とご支援を賜りました皆様に、厚く御礼申し上げます。指導教員である南野彰宏教授には、研究の方針からシミュレーション結果に対する物理的考察に至るまで、多岐にわたるご指導を賜りました。特に、開発が難航した際に解決の糸口となる貴重なご助言を頂いたことで、本研究を完遂することができました。深く感謝申し上げます。

名古屋大学 F 研の皆様には、研究会等を通じて物理的な知見や今後の方針について有益なご教示を賜りました。この場を借りて感謝の意を表します。

また、同じ研究室の高野さんには、Geant4 の導入からプログラムの構築方法まで、親身になって技術的なサポートを頂きました。高野さんの先行研究と助けがなければ、本研究の達成は困難でした。

最後に、支えてくださった研究室の皆様、ならびに家族に心より感謝申し上げます。皆様のご支援のもとで得た知識と経験を糧に、今後も一層精進してまいります所存です。

参考文献

- [1] R. N. Cahn, et al. (2023), “Measuring the Neutrino Mass Hierarchy,” LBNL White Paper.
- [2] 高野真綸 (2024) 「原子核乾板を用いたニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験のシミュレーションによる評価」 横浜国立大学 修士論文.
- [3] 名古屋大学 F 研 基本粒子研究室、ギャラリー (<https://flab.phys.nagoya-u.ac.jp/2011/ippan/gallery/>)
- [4] Kai Zuber (2004), “NEUTRINO PHYSICS,” CRC Press.
- [5] 岸本忠史 (平成 17 年) 「二重ベータ崩壊：ニュートリノはマヨラナ粒子か？」 大阪大学 理学部物理学科 (<https://wwwkm.phys.sci.osaka-u.ac.jp/info/syoukai/05Ckishimoto3.pdf>)
- [6] 伊藤隆晃 (平成 29 年) 「二重ベータ崩壊実験 DCBA のための 3 次元飛跡検出器の開発」 首都大学東京 修士論文.
- [7] 伏見賢一 (2019) 「特集 ニュートリノ研究の現在と未来:II. 二重ベータ崩壊の探索」 日本物理学会誌 第 74 巻 第 6 号 pp. 354-362 (https://www.jps.or.jp/books/gakkaishi/2019/06/74-06-354_SpecialFeature2-2.pdf)
- [8] ひぎすたん 「二重ベータ崩壊について」 (<https://higgstan.com/double-beta-decay/>) (2026 年 1 月最終アクセス)
- [9] 渡辺寛子 (2016) 「KamLAND-Zen による二重ベータ崩壊探索」 第 16 回 ICEPP シンポジウム発表資料 (<http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/info/sympo/16/slides/10-watanabe.pdf>)

付録A 主要なシミュレーションコード

A.1 検出器設定 (DetectorConstruction.cc)

```
1
2 #include "DetectorConstruction.hh"
3 #include "G4NistManager.hh"
4 #include "G4Box.hh"
5 #include "G4LogicalVolume.hh"
6 #include "G4PVPlacement.hh"
7 #include "G4SystemOfUnits.hh"
8 #include "G4VisAttributes.hh"
9 #include "G4UserLimits.hh"
10 #include "G4Material.hh"
11
12 namespace B1 {
13
14 G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct() {
15     // 材料マネージャーの取得 NIST
16     G4NistManager* nist = G4NistManager::Instance();
17
18     // -----
19     // 1. 原子核乾板(Emulsion) の組成を定義
20     // -----
21     G4Element* elH = new G4Element("Hydrogen", "H", 1, 1.0079 * g / mole);
22     G4Element* elC = new G4Element("Carbon", "C", 6, 12.011 * g / mole);
23     G4Element* elN = new G4Element("Nitrogen", "N", 7, 14.007 * g / mole);
24     G4Element* elO = new G4Element("Oxygen", "O", 8, 16.00 * g / mole);
25     G4Element* elS = new G4Element("Sulfur", "S", 16, 32.06 * g / mole);
26     G4Element* elAg = new G4Element("Silver", "Ag", 47, 107.87 * g / mole);
27     G4Element* elBr = new G4Element("Bromine", "Br", 35, 79.904 * g / mole);
28     G4Element* elI = new G4Element("Iodine", "I", 53, 126.90 * g / mole);
29
30     // Emulsion
31     G4double densityEmulsion = 3.815 * g / cm3;
32     G4Material* materialEmulsion = new G4Material("Emulsion", densityEmulsion,
33         8);
34     materialEmulsion->AddElement(elAg, 47.4105 * perCent);
35     materialEmulsion->AddElement(elBr, 34.9103 * perCent);
36     materialEmulsion->AddElement(elC, 7.2261 * perCent);
37     materialEmulsion->AddElement(elO, 6.6101 * perCent);
38     materialEmulsion->AddElement(elN, 1.932 * perCent);
39     materialEmulsion->AddElement(elH, 1.41 * perCent);
40     materialEmulsion->AddElement(elS, 0.189 * perCent);
41 }
```

```

40 materialEmulsion->AddElement(elI, 0.312 * perCent);
41
42 // -----
43 // 2. 新しい混合物質 (Emulsion + Se) の定義
44 // -----
45 G4Element* elSe = new G4Element("Selenium", "Se", 34, 78.96 * g / mole);
    // セレンを追
    加
46
47 // 質量比: Emulsion : Se = 1214 : 7.68
48 // 質量分率: Emulsion  $\approx 99.371\%$ , Se  $\approx 0.629\%$ 
49
50 G4Material* materialNewMixture = new G4Material("EmulsionSeMixture",
    densityEmulsion, 2);
51 materialNewMixture->AddMaterial(materialEmulsion, 99.371 * perCent);
52 materialNewMixture->AddElement(elSe, 0.629 * perCent);
53
54 // -----
55 // 3. 幾何学的サイズの定義と配置
56 // -----
57
58 // 新しい核乾板のサイズ: 40cm * 40cm * 20cm
59 G4double emulsionThickness = 20 * cm; // 方向の大きさ Z
60 G4double sizeXY = 40 * cm; // 平面での大きさ XY
61
62 // 世界のボリュームを定義
63 G4Material* worldMaterial = nist->FindOrBuildMaterial("G4_AIR");
64 G4double worldSizeXY = 1.2 * sizeXY;
65 G4double worldSizeZ = 1.2 * emulsionThickness;
66 G4Box* solidWorld = new G4Box("World", 0.5 * worldSizeXY, 0.5 *
    worldSizeXY, 0.5 * worldSizeZ);
67 G4LogicalVolume* logicWorld = new G4LogicalVolume(solidWorld, worldMaterial
    , "World");
68 G4VPVPlacement* physWorld = new G4VPVPlacement(nullptr, G4ThreeVector(),
    logicWorld, "World", nullptr, false, 0, true);
69
70 // 新しい混合物質のボリュームを定義
71 G4Box* solidNewMixture = new G4Box("NewMixture", 0.5 * sizeXY, 0.5 *
    sizeXY, 0.5 * emulsionThickness);
72 G4LogicalVolume* logicNewMixture = new G4LogicalVolume(solidNewMixture,
    materialNewMixture, "NewMixture");
73 new G4VPVPlacement(nullptr, G4ThreeVector(0, 0, 0), logicNewMixture, "
    NewMixture", logicWorld, false, 0, true);
74
75 // 可視化属性
76 G4VisAttributes* emulsionVisAtt = new G4VisAttributes(G4Colour(0.8, 0.4,
    0.4, 0.5));
77 emulsionVisAtt->SetVisibility(true);
78 logicNewMixture->SetVisAttributes(emulsionVisAtt);
79
80 // ステップ長のユーザー制限 (0.0001 mm)

```

```
81     G4UserLimits* userLimits = new G4UserLimits(0.0001*mm);
82     logicNewMixture->SetUserLimits(userLimits);
83
84     // スコアリングボリュームの設定
85     fScoringVolume = logicNewMixture;
86
87     return physWorld;
88 }
89
90 } // namespace B1
91 \begin{figure}
92     \centering
93     \includegraphics[width=1\linewidth]{Detector.png}
94     \caption{Enter Caption}
95     \label{fig:placeholder}
96 \end{figure}
```
