

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と
厚型乾板の開発

横浜国立大学大学院 理工学府
数物・電子情報系理工学専攻 物理工学ユニット
南野研究室

24NC227 高野 真綸

2026年1月28日

概要

ニュートリノの質量が極端に軽い理由や、現在の宇宙が物質優勢である理由を理解するためには、ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを検証することが重要であり、これは素粒子物理学における重要な課題の一つである。ニュートリノのマヨラナ性を実験的に検証する唯一の現実的手段は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の観測であると考えられている。これまでに、さまざまな検出器を用いた探索実験が行われてきたが、現時点では未だ発見には至っていない。

そこで本研究では、これまで $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において検出器として用いられたことのない原子核乾板に着目し、その高い位置分解能と飛跡記録能力を活かした新たな探索実験の可能性を検討した。

本研究では、乳剤層に記録された電子の飛跡の長さから運動エネルギーを再構成する手法を提案し、その再構成精度が $0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊を識別可能な水準に達するかどうかを、Geant4 シミュレーションを用いて評価した。また、本実験で想定している検出器構造では、二重ベータ崩壊核を含むシート内部での電子の飛跡を記録することができないため、乳剤層に侵入した後の飛跡のみが観測対象となる。このため、崩壊核を含むシート内部で飛跡情報を失うことがエネルギー再構成に与える影響を見積もることが重要となる。さらに、崩壊核を含むシートの厚さは厚くするほど $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生数は増加するが、バックグラウンド事象である $2\nu\beta\beta$ 崩壊の発生数も増加する。また、飛跡密度が増加することで、同一事象の飛跡の判別が困難になることも懸念されるため、探索実験に適したシート厚を検討した。

本手法に基づく $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験では、放出された電子の飛跡を端末まで記録することが、エネルギー再構成を行う上で重要となる。しかし、前述のシミュレーションにより、従来用いられてきた原子核乾板では乳剤層の厚さが不十分であり、より厚い乳剤層を有する原子核乾板が必要であることが明らかとなった。そこで本研究では、従来よりも厚い乳剤層を有する厚型原子核乾板の開発に取り組んだ。

目次

第1章	ニュートリノ物理学	1
1.1	ニュートリノと標準模型	1
1.2	ニュートリノの発見	2
1.3	ニュートリノ振動	2
1.3.1	太陽ニュートリノ問題	3
1.3.2	大気ニュートリノ異常	3
1.3.3	ニュートリノ振動	3
1.4	ニュートリノの質量と階層構造	6
1.5	ニュートリノのマヨラナ性	7
1.5.1	ディラック質量	7
1.5.2	マヨラナ質量	8
1.5.3	シーソー機構	9
1.6	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	10
第2章	原子核乾板を用いた探索実験	13
2.1	原子核乾板とは	13
2.2	探索実験の概要	14
2.3	原子核乾板を用いるメリットとデメリット	15
第3章	Geant4でのシミュレーション	17
3.1	Geant4とは	17
3.2	飛跡長を用いたエネルギー再構成方法	17
3.2.1	二次粒子発生による再構成への影響	18
3.2.2	飛跡の長さとの Deposited Energy の関係	20
3.2.3	二重ベータ崩壊のシミュレーション	21
3.2.4	エネルギー再構成精度の評価	23
3.3	Seシートによるエネルギー再構成への影響	25
3.3.1	Seシート内部の飛跡の長さの推定方法	25

3.3.2	Seシートを構築したシミュレーション	27
3.3.3	Seシート内部の飛跡推定とエネルギー再構成	29
3.4	二重ベータ崩壊事象の判別と検出数の比較	33
3.4.1	電子が二個ともSeシートから出てくる確率	33
3.4.2	二重ベータ崩壊事象の判別確率	34
3.4.3	検出数の比較	36
3.5	電子が二個とも乳剤層内に収まる確率	41
第4章	厚型乾板の開発	43
4.1	乾燥試験	43
4.2	厚さごとの乾燥時間	46
4.3	乾燥時間の短縮	47
4.4	乾燥時間以外の課題	49
第5章	結論	57
5.1	まとめと今後の展望 (MC Simulation)	57
5.2	まとめと今後の展望 (厚型乾板)	57
	謝辞	58
	参考文献	59

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

この宇宙に存在する物質は、素粒子と呼ばれる最小単位から構成されている。素粒子の相互作用には、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用があり、このうち重力相互作用を除いた3種の相互作用により、ほぼ全ての素粒子の性質や反応を記述する標準模型が構築されている。図1に、標準模型による素粒子の分類を示す。標準模型によると、素粒子は物質を構成する粒子であるフェルミオンと力を媒介する粒子であるボソンに分類され、さらに相互作用の種類によってクォークとレプトンの2種類に分類される。クォークとレプトンは各6種あり、世代あるいはフレーバーで分けられている。

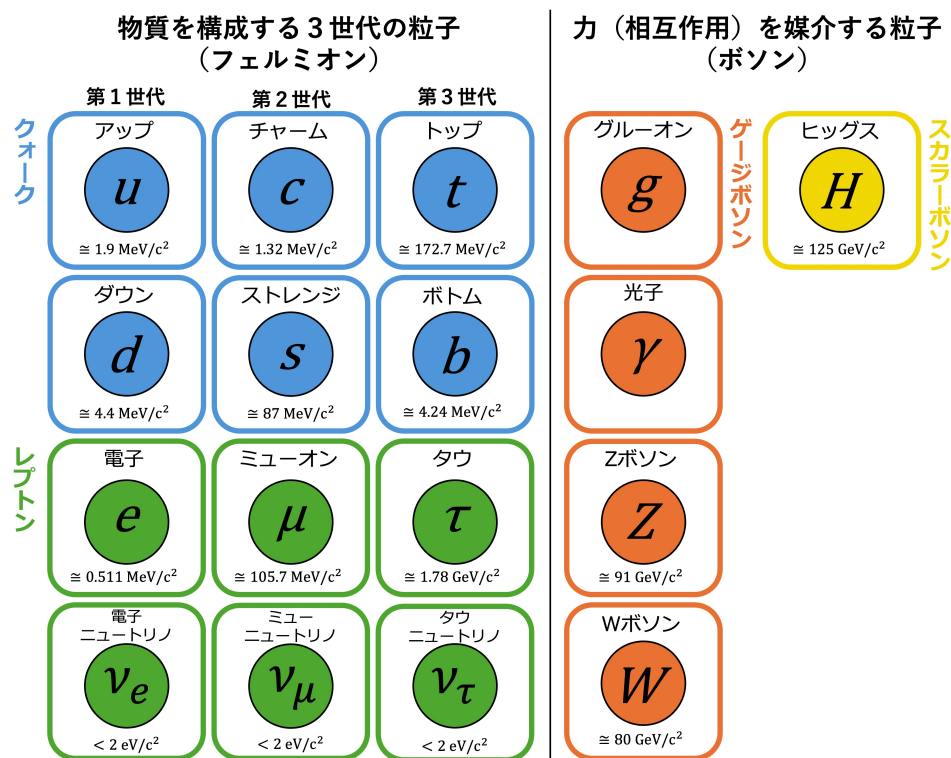


図1: 標準模型による素粒子の分類とその質量

レプトンは電荷の有無によってさらに分類され、電荷を持つ粒子(電子 e 、ミューオン μ 、タウ τ)は荷電レプトンと呼ばれ、電荷が0の粒子(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)はニュートリノと呼ばれている。

1.2 ニュートリノの発見

1930年頃、当時考えられていた原子核の β 崩壊の反応式

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1)$$

では、放出される電子のエネルギーは核種によって決まった値を取るはずであるが、連続値が観測されていた。そこで、Pauliは電荷を持たない未知の粒子が存在すると予言し、 β 崩壊は

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

という反応式になると考えた。

実験によるニュートリノの直接検出はPauliのこの予言から20年以上後であり、1956年にCowanとReinesによって最も強いニュートリノ源であった原子炉で発見された。この時にニュートリノの検出に用いた反応は逆 β 崩壊反応

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n \quad (3)$$

であり、陽電子の対消滅で発生する2つの光子と、数 μs 後に起きる中性子捕獲反応の遅延同時計測によってニュートリノは検出された。

ニュートリノが観測されて以降、さまざまな実験でニュートリノのヘリシティは左巻きのみで、反ニュートリノのヘリシティは右巻きのみであることが観測された。この結果から、ニュートリノは光速で運動する質量0の粒子であると仮定されてきた。しかし、ニュートリノ振動の発見によってニュートリノの質量が0でないことが証明された。

1.3 ニュートリノ振動

先の節で述べたように、ニュートリノの質量は0ではないことがニュートリノ振動によって証明されている。まずは、ニュートリノ振動の発見の契機となった太陽ニュートリノと大気ニュートリノについて説明する。

1.3.1 太陽ニュートリノ問題

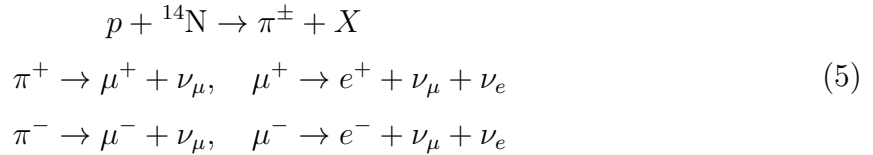
太陽内部の核反応から放出される電子ニュートリノを観測するため、Raymond Davis Jr たちは地下深くの鉱山で電子ニュートリノの観測実験を行った。この実験では、以下の電子ニュートリノの反応を探した。



この反応によって生成された Ar は He を使って液体 CCl_4 から回収されたが、その量は予測値の約 1/3 に留まることが判明した。この理論値と観測値のずれは太陽ニュートリノ問題と呼ばれる。

1.3.2 大気ニュートリノ異常

KamiokaNDE 実験では、高エネルギーの宇宙線である陽子が地球の大気中の原子核と反応することによって生成されるニュートリノを観測した。以下はその反応式である。



この反応において、 ν_μ と ν_e は 2:1 で生成されるはずであるが、実際にはほぼ同数の ν_μ と ν_e が観測された。この理論値と観測値のずれは大気ニュートリノ異常と呼ばれる。

1.3.3 ニュートリノ振動

太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ異常を説明する理論として、1958年にニュートリノ振動が Pontecorvo に提唱された。その後、1962年に Pontecorvo・坂田昌一・牧二郎・中川昌美によって定式化された。以下はその式の導出である。

任意の数 n の正規直交固有状態があると仮定する。 n 個のフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\langle\nu_\beta|\nu_\alpha\rangle = \delta_{\alpha\beta}$) と n 個の質量固有状態は $|\nu_i\rangle$ ($\langle\nu_i|\nu_j\rangle = \delta_{ij}$) はユニタリ混合行列 U^{*3} で次のようにつながっている。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (6)$$

ここで、

$$U^\dagger U = 1, \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* = \delta_{ij} \quad (7)$$

である。反ニュートリノの場合は $U_{\alpha i}$ を $U_{\alpha i}^*$ に置き換える必要がある。

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle \quad (8)$$

質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ は定常状態であり、以下による時間依存性を示す。

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle \quad (9)$$

ニュートリノが位置 $x = 0$ ($t = 0$) で運動量 p で生成されたとすると、

$$|\nu_i(x, 0)\rangle = e^{ipx} |\nu_i(x, t)\rangle \quad (10)$$

さらに、相対論的には、 $p \gg m_i$ かつニュートリノのエネルギー $E \sim p$ のとき

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \\ &\sim p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \\ &\sim E + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。ここで、ニュートリノの2つの質量固有状態の質量差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ が0でないと仮定する。すると、ニュートリノのフレーバー固有状態は、有限の質量を持つ質量固有状態のコヒーレントな重ね合わせとなる。ニュートリノはフレーバー固有状態として生成され、検出される。なので、フレーバー $|\nu_\alpha\rangle$ として $t = 0$ に生成されたニュートリノは、以下のとおり時間とともに状態を発展させる。

$$\begin{aligned} |\nu(x, t)\rangle &= e^{-iE_\alpha t} |\nu_\alpha(x, 0)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \sum_\gamma U_{\gamma i}^* |\nu_\gamma(x, 0)\rangle \\ &= \sum_{i, \gamma} U_{\alpha i} U_{\gamma i}^* e^{ipx} e^{-iE_i t} |\nu_\gamma(x, t)\rangle \end{aligned} \quad (12)$$

ニュートリノの質量が異なるということは、式(12)の位相因子が異なることを意味する。つまり、終状態のフレーバー混合が、始状態とは異なることを意味する。巨視的な距離では、ニュートリノの質量の違いはわずかであるにも関わらず、この効果は大きくなる可能性がある。フレーバー変換の時間に依存した遷移振幅は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} A(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle \\ &= \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{ipx} e^{-iE_i t} \end{aligned} \quad (13)$$

式(11)を使うと、式(13)は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}
A(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} \exp\left(i(px - Et - \frac{m_i^2}{2E}t)\right) \\
&= \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}\right) \\
&= A(\alpha \rightarrow \beta)(L)
\end{aligned} \tag{14}$$

ここで、 $L = x = ct$ はニュートリノ発生源と検出器の間の距離である。同様の方法で、反ニュートリノの遷移振幅が得られる。

$$A(\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta})(t) = \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{ipx} e^{-iE_i t} \tag{15}$$

遷移確率は以下のように遷移振幅 A から得られる。

$$\begin{aligned}
P(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= |A(\alpha \rightarrow \beta)|^2 \\
&= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp\left(-i\frac{\Delta m^2}{2} \frac{L}{E}\right)
\end{aligned} \tag{16}$$

ここで、

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 \tag{17}$$

である。式(16)の第二項は時間(空間)に依存するニュートリノ振動を記述する。一方、第一項は平均遷移確率で、以下のようにも書ける。

$$\langle P_{\alpha \rightarrow \beta} \rangle = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}|^2 = \sum_i |U_{\alpha i}^* U_{\beta i}|^2 = \langle P_{\beta \rightarrow \alpha} \rangle \tag{18}$$

式(16)からわかるように、少なくとも1つのニュートリノの質量固有状態が0と異なり、フレーバー間に混合(U に非対角項)がある場合、ニュートリノ振動がおきる。そして、ニュートリノ振動の観測では絶対質量は測定できず、 Δm^2 にのみ感度がある。現在、太陽ニュートリノの観測により $\Delta m_{21}^2 > 0$ のみ正負の符号が判明している。

1.4 ニュートリノの質量と階層構造

先の章で述べたように、ニュートリノ振動によってニュートリノに質量があることは証明されたが、ニュートリノ振動の観測では絶対質量は測定できない。現在、太陽ニュートリノの観測結果から $(m_1 < m_2)$ であることはわかっているが、その他の大小関係はまだ判明していない。そのため、以下の式で表すように順階層構造と逆階層構造、準縮退構造の3つの階層構造が挙げられている。

$$\begin{aligned}
 \text{順階層構造 (Normal Hierarchy, NH)} &: m_1 < m_2 \ll m_3 \\
 \text{逆階層構造 (Inverted Hierarchy, IH)} &: m_3 \ll m_1 < m_2 \\
 \text{準縮退構造 (Degenerate Pattern)} &: m_1 \approx m_2 \approx m_3
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

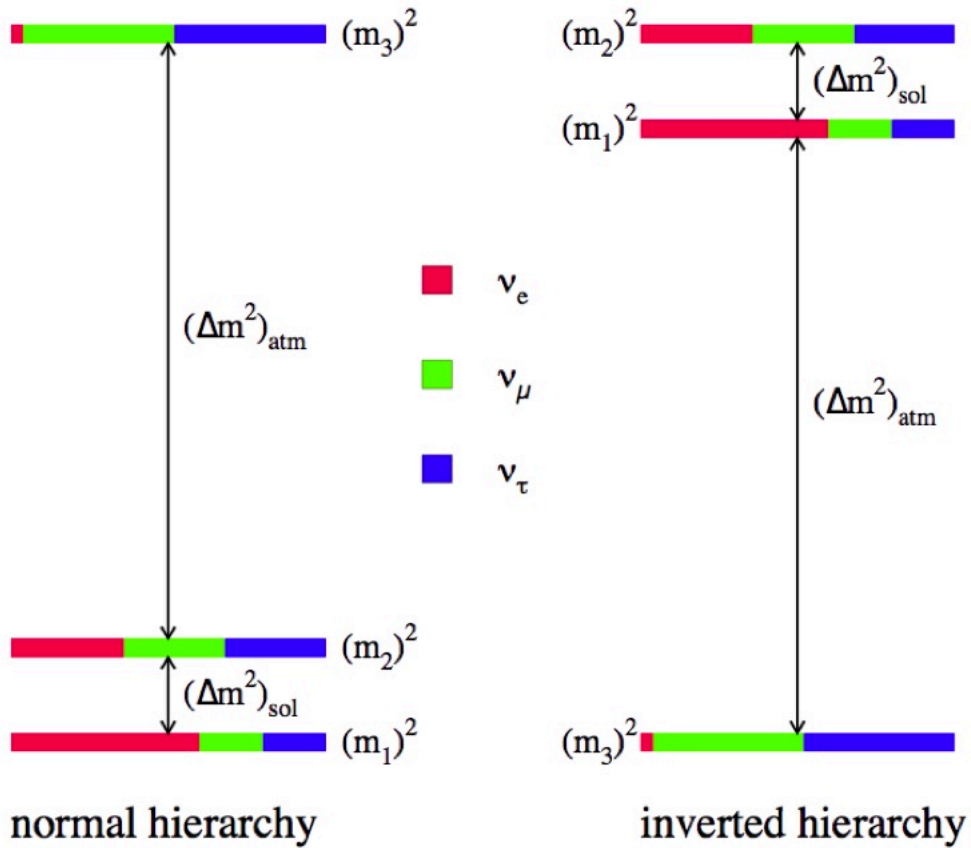


図 2: ニュートリノの質量階層構造 [1]

1.5 ニュートリノのマヨラナ性

ニュートリノ振動の発見により、ニュートリノには数 meV～数百 meV の質量があることが明らかとなった。これは他のフェルミオンの中で最も軽い電子と比べても 7～9 桁も小さい。この極端に小さい質量を説明する理論として、シーソー機構と呼ばれる理論がある。これは粒子と反粒子が同一粒子であるというマヨラナ性をニュートリノが持っていることを前提としている理論である。

1.5.1 ディラック質量

ある粒子がマヨラナ粒子であるためにはディラック方程式を満たし、かつ粒子と反粒子の区別がつかないことが条件である。ここで、ディラック方程式は m_D をディラック質量として

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_D)\psi = 0 \quad (20)$$

であり、対応するラグランジアン密度 \mathcal{L} は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(\gamma^\mu i\partial_\mu - m_D)\psi \quad (21)$$

と書ける。この第一項は運動エネルギーに、第二項はディラック質量項に対応する。ディラック質量項を取り出すと

$$\mathcal{L} = m_D\bar{\psi}\psi \quad (22)$$

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

$$\psi = P_R\psi + P_L\psi \quad (R, L \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)) \quad (23)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= m_D(\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_R + \psi_L) \\ &= m_D(\bar{\psi}_R\psi_R + \bar{\psi}_L\psi_L + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \\ &= m_D(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \end{aligned} \quad (24)$$

が導かれる。ここで、

$$P_L P_R = 0, \quad \bar{\psi}_R\psi_R = \bar{\psi}P_L P_R\psi = 0, \quad \bar{\psi}_L\psi_L = 0 \quad (25)$$

の関係を用いた。式 (24) から右巻きと左巻きの粒子が結びつくことによりディラック質量が得られる。そのため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。

1.5.2 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

$$\psi = \psi^C \quad (26)$$

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。ここで、 ψ^C は ψ の荷電共役であり、この条件ではディラック質量で用いたスカラー $\bar{\psi}\psi$ だけでなく $\bar{\psi}^C\psi$ 、 $\bar{\psi}\psi^C$ も考えることができる。これらを用いた質量項を式 (22)、(24) にならって計算すると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= m_M \bar{\psi}^C \psi + m'_M \bar{\psi} \psi^C \\ &= m_M (\bar{\psi}_R^C \psi_L + \bar{\psi}_L^C \psi_R) + m'_M (\bar{\psi}_R \psi_L^C + \bar{\psi}_L \psi_R^C) \end{aligned} \quad (27)$$

と表される。ここで、 m_M はマヨラナ質量である。スピノルの荷電共役は

$$\begin{aligned} \psi_R^C &= (\psi_L)^C \\ \psi_L^C &= (\psi_R)^C \end{aligned} \quad (28)$$

であることから、左巻きの粒子の質量 m_L と右巻きの粒子の質量 m_R を用いて、式 (27) は左巻きのカイラリティのみを持つ項と右巻きのみを持つ項にまとめることができる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= \mathcal{L}_R + \mathcal{L}_L \\ \mathcal{L}_R &= m_R (\bar{\psi}_R \psi_L^C + \bar{\psi}_L^C \psi_R) \\ \mathcal{L}_L &= m_L (\bar{\psi}_L \psi_R^C + \bar{\psi}_R^C \psi_L) \end{aligned} \quad (29)$$

ここでマヨラナ条件を用いると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= \mathcal{L}_R + \mathcal{L}_L \\ \mathcal{L}_R &= m_R \bar{\psi}_R \psi_R \\ \mathcal{L}_L &= m_L \bar{\psi}_L \psi_L \end{aligned} \quad (30)$$

となり、右巻きの粒子と左巻きの粒子で独立に質量を持たせることができる。

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、電子などの電荷を持つ粒子ではマヨラナ条件を課すと波動関数が方程式を満たすことができなくなる。ニュートリノは電荷を持たないためマヨラナ粒子であることが許容される。

1.5.3 シーソー機構

ディラック質量項とマヨラナ質量項をまとめると、ニュートリノのラグランジアン
の質量項は以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{mass}} &= \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_R + \mathcal{L}_L \\
 &= m_D \bar{\psi}_L \psi_R + m_D \bar{\psi}_L^C \psi_R^C + m_L \bar{\psi}_L \psi_R^C + m_R \bar{\psi}_L^C \psi_R + \text{h.c.} \\
 &= \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \bar{\psi}_L^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.}
 \end{aligned} \tag{31}$$

で表される。質量行列 M

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \tag{32}$$

を対角化すると、

$$\begin{aligned}
 M &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(m_R + m_L) - \frac{1}{2}\sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(m_R + m_L) + \frac{1}{2}\sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} -m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{33}$$

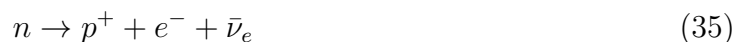
で表される。右巻きニュートリノが観測されていないことから右巻きニュートリノの質量が非常に重く、($m_D \ll m_R$)、左巻きニュートリノのマヨラナ質量が非常に軽い ($m_L \approx 0$) と仮定すると、マヨラナ質量は

$$\begin{aligned}
 m_1 &\approx -\frac{1}{2}m_R + \frac{1}{2}m_R \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \approx \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \\
 m_2 &\approx \frac{1}{2}m_R + \frac{1}{2}m_R \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \approx m_R \gg m_D
 \end{aligned} \tag{34}$$

と書くことができる。これは m_R を大きくすればするほど m_2 が大きく、 m_1 が小さくなることからシーソー機構と呼ばれている。よって、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、シーソー機構からニュートリノの極端に小さい質量を説明することができる。そのため、ニュートリノがマヨラナ粒子であるという見方が有力であり、ニュートリノのマヨラナ性を実証するための実験が世界中で行われている。ニュートリノのマヨラナ性を実証するには、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊を観測することが唯一の方法である。

1.6 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

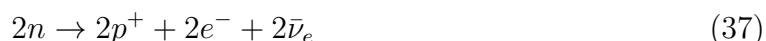
β 崩壊は放射性崩壊の一種であり、以下のように β 線（電子）と反電子ニュートリノを放出する反応である。



親核と娘核のエネルギー差を Q 値と呼び、

$$Q \text{ 値} = M(A, Z) - M(A, Z + 1) \quad (36)$$

が正となる原子核でのみ β 崩壊は生じる。この β 崩壊がまれに二回同時に起きる現象が確認されており、その現象を二重 β 崩壊と呼ぶ。後述するニュートリノを伴わない二重 β 崩壊と区別して $2\nu\beta\beta$ とも呼ばれ、以下の式で表される。



二重ベータ崩壊はベータ崩壊よりも半減期が長く非常に稀な事象であるが、標準理論の枠組みの範囲内で起こる。二重 β 崩壊も同様に Q 値が正である必要がある。さらに、原子核のエネルギーが $M(A, Z + 1) > M(A, Z) > M(A, Z + 2)$ であり β 崩壊が禁止されている場合や、スピン遷移則によって β 崩壊が抑制されている場合に限定される。そのため、36 種しか存在せず、二重 β 崩壊が直接確認されているのはそのうちの 10 種のみである。

現在、二重ベータ崩壊が直接観測されている 10 種の崩壊核を表 1 に示す。

	^{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
$2\nu\beta\beta$ 半減期 [年]	4.2×10^{19}	1.5×10^{21}	0.9×10^{20}	2.0×10^{19}	7.1×10^{18}

	^{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
$2\nu\beta\beta$ 半減期 [年]	3.0×10^{19}	2.5×10^{24}	0.9×10^{21}	2.3×10^{21}	7.8×10^{18}

表 1: 現在直接観測されている二重ベータ崩壊核 [2] [3]

一方、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、放出されるはずの反ニュートリノがニュートリノとして同一原子核内の中性子に吸収され、ニュートリノが放出されずに二個の電子のみが放出されるニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$) も起こり得る。(図3)

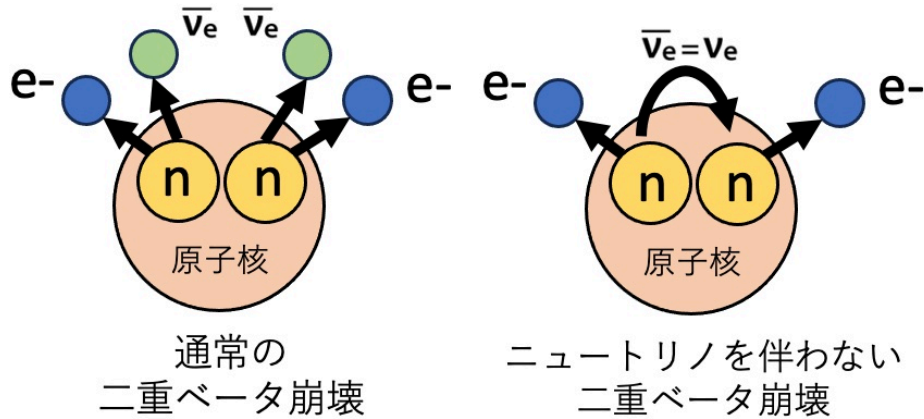


図3: 二重ベータ崩壊の種類

この2つのモードの二重 β 崩壊はどちらも同じ原子核へと崩壊していくため、二重 β 崩壊によってできた微量元素を測定するといった間接的な方法では区別することができない。しかし、二重 β 崩壊で放出される2つの電子のエネルギーの和は、図4のようなスペクトルが期待される。 $2\nu\beta\beta$ モードでは崩壊時の運動エネルギーの一部がニュートリノによって持ち出されるためQ値を上端とする連続スペクトルが検出され、 $0\nu\beta\beta$ モードではほぼ全てのエネルギーが二つの電子に分配されるためQ値での線スペクトルが検出される。よって、2つの電子のエネルギー和から $0\nu\beta\beta$ モードを直接観測する方法が、ニュートリノのマヨラナ性を実証する唯一の方法とされている。

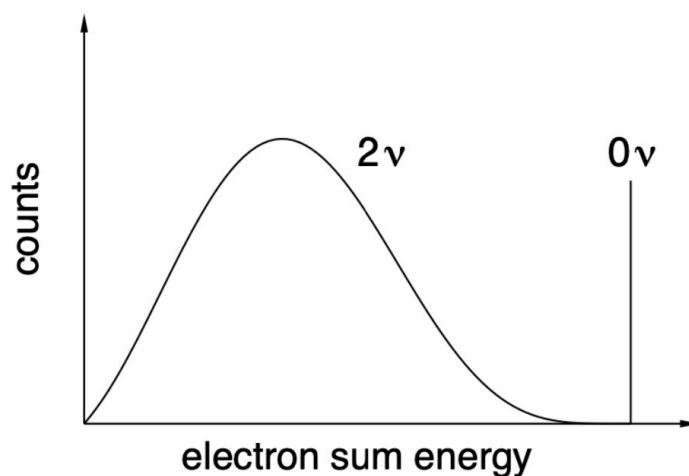


図4: 二重ベータ崩壊時に放出される2つの電子のエネルギー和 [4]

$0\nu\beta\beta$ モード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り、ニュートリノの質量情報を得ることもできる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ とニュートリノの有効マヨラナ質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ には以下の関係がある。

$$(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (39)$$

$$|\langle m_{\beta\beta} \rangle| \equiv ||U_{e1}^L|^2 m_1 + |U_{e2}^L|^2 m_2 e^{i\phi_2} + |U_{e3}^L|^2 m_3 e^{i\phi_3}|$$

ここで、 $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素、 $e^{i\phi_2}$ と $e^{i\phi_3}$ はマヨラナ位相、 U_{ei}^L は混合行列要素である。これにより、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索によって $T_{\beta\beta}^{0\nu}$ を測定、あるいは制限を与えることにより、有効マヨラナ質量の情報から図5に示すようにニュートリノ質量階層構造情報を得ることができる。

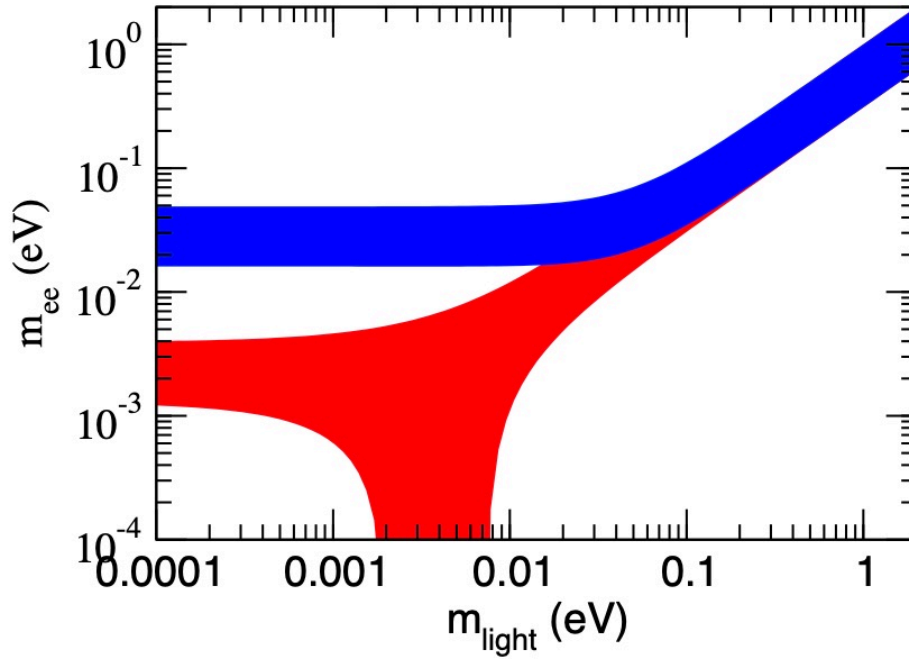


図 5: 有効マヨラナ質量と最も軽いニュートリノの質量の関係 [5]
 (横軸: 最も軽いニュートリノの質量、縦軸: 有効マヨラナ質量
 赤: 順階層構造、青: 逆階層構造)

第2章

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

2.1 原子核乾板とは

原子核乾板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の非常に優れた位置分解能で記録することが可能な検出器として長く素粒子実験に用いられてきた。原子核乾板は、支持体であるプラスチックベースの両面に乳剤が塗布された構造を持つ(図6)。この乳剤中に分散されているAgBr結晶が荷電粒子の飛跡を記録する。



図 6: 原子核乾板の構造

以降では、原子核乾板が荷電粒子の飛跡を記録する原理について述べる。飛跡を記録するのは乳剤層である。乳剤中の臭化銀結晶 (AgBr) の近くに荷電粒子が通過すると、結晶内部に電子 e^- と正孔 Ag^+ が生じる。



そのうち電子は格子間銀イオン Ag^+ と結合して銀原子を生成する。



銀原子周辺ではさらに電子トラップが起りやすい状態になり、潜像核という非常に小さな銀の塊が発生する。このフィルムを現像 (Development) すると、潜像核が化学的に

成長することで顕微鏡等の読み取り装置で観測することができるようになる。図7は、原子核乾板で捉えたβ線の顕微鏡画像の一例である。

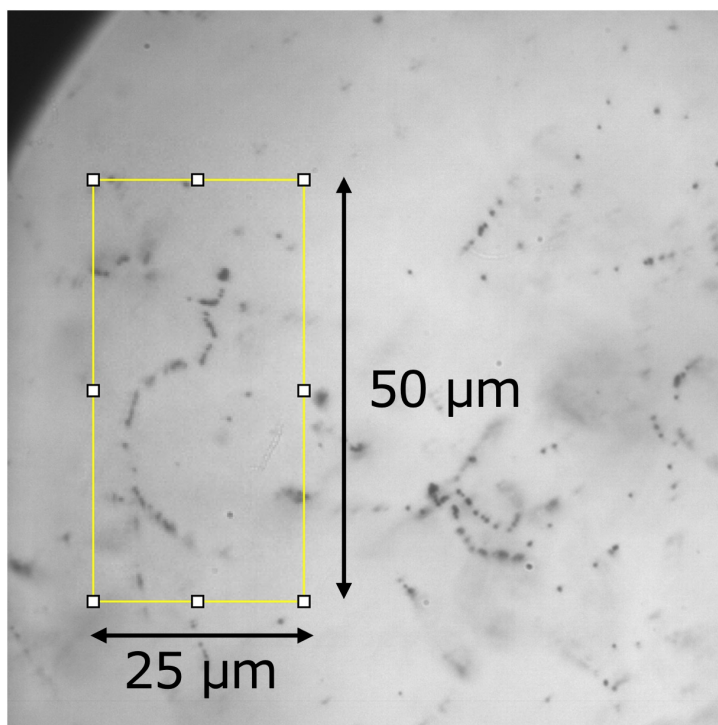


図 7: 原子核乾板で捉えたβ線の顕微鏡画像

2.2 探索実験の概要

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では、図8に示すように、二重ベータ崩壊核を含む薄いシートの両面を原子核乾板で挟み込む構造を採用する。この構造により、崩壊時に放出される二個の電子の飛跡を、乳剤層に記録する。この構造を1セットとし、試料数に応じて複数のセットを積層した検出器構成を想定している。

参考として、二重ベータ崩壊核の一つである ^{82}Se を10 kg用い、40 cm四方・厚さ10 μm のシートに加工した場合、必要となるシートの総数は約1300枚となる。

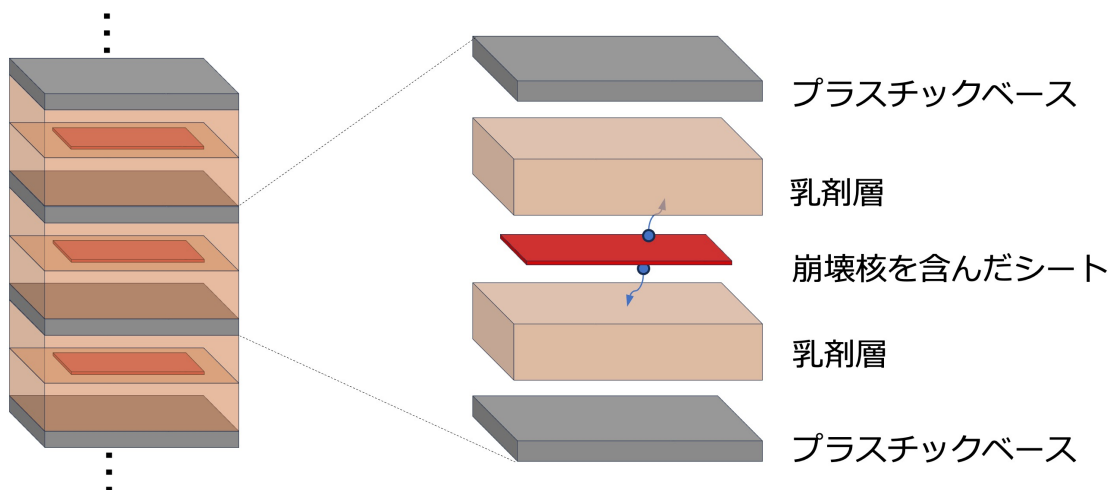


図 8: 原子核乾板を用いた検出器の構造
(左：検出器の構造、右：1セットを垂直方向に分解した図)

本実験では、記録された飛跡の長さから運動エネルギーをそれぞれ再構成する。このようにして、再構成された二個の電子の運動エネルギーの和が $0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値に一致するイベントを探索する。

2.3 原子核乾板を用いるメリットとデメリット

原子核乾板を用いる主なメリット・デメリットとして、以下の点が挙げられる。

メリット

- ・ 飛跡情報を用いたバックグラウンド事象の識別が可能である

原子核乾板を用いることで、二重ベータ崩壊により放出された二個の電子の飛跡を記録できる。そのため、ある一点から二本の電子飛跡が発生しているかどうかという幾何学的な情報を用いることで、ほぼすべてのバックグラウンド事象を判別できると期待される。

特に、U・Th 系列の放射性核種では、同一点から α 線と β 線の飛跡が発生するため、二重ベータ崩壊事象との識別が容易である。

また、原子核乾板では電離損失が大きいほど銀粒子密度が高くなり、飛跡が濃く記録される。そのため、電子飛跡の終端ではふらついた濃い飛跡が観測され、始点と終端を識別することが可能である。これにより、乳剤層で発生し、崩壊核を含むシート内で停止するバックグラウンド事象についても判別が可能となる。

- ・ 核種の実験が容易

本手法で使用可能な核種は、薄いシート状に加工可能な固体であることが条件となる。したがって、常温・常圧で気体である ^{136}Xe を除き、多くの二重ベータ崩壊核種について観測が可能であると期待される。

- ・ 検出器のスケラビリティ

一般にエレクトロニクスを用いる検出器では、大型化に伴い検出性能の劣化やコストの増大が課題となる。一方、原子核乾板を用いる本手法では、崩壊核を含むシートを薄く保つことで飛跡記録性能を確保している。そのため、小スケールで性能が実証された乾板を多数並列・積層することにより、個々の検出性能を維持したまま有効質量を増加させることができる。

デメリット

- ・ 時間情報を用いたバックグラウンド識別ができない

原子核乾板は時間情報を持たないため、バックグラウンド事象が二重ベータ崩壊事象の近傍で偶然発生した場合、それらを空間的に分離できず、識別が困難となる可能性がある。また、二つのバックグラウンド事象が偶然近接して発生した場合、二重ベータ崩壊事象として誤認識される可能性がある。

第3章

Geant4でのシミュレーション

本章では、Geant4 を用いて二重ベータ崩壊電子の飛跡シミュレーションを行い、飛跡長を用いたエネルギー再構成手法の精度を評価した。さらに Se シートの厚さ変化が再構成に与える影響を調べ、二重ベータ崩壊事象の判別効率および検出数を探索半径や S/N 比 を用いて比較した。最後に、二個の電子が乳剤層内に収まる確率を評価し、厚型乳剤の必要性を示した。

3.1 Geant4 とは

Geant4 は、高エネルギー物理学や放射線物理学のさまざまな分野で使用される、モンテカルロ法に基づき物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするためのツールキットである。これは、CERN (欧州原子核研究機構) によって開発された GEANT シリーズの後継ソフトウェアであり、プログラム言語 C++ が用いられている。本研究では、Geant4 バージョン 11.1.2 を用いた。

モンテカルロ法では、粒子の挙動を確率的な事象（散乱、吸収、放射など）として扱い、乱数により事象を選択しながら粒子の軌跡を追跡する。

ユーザーは物理モデルや幾何学モデルをカスタマイズすることで、特定の実験条件に合わせたシミュレーションを行うことができる。そのため、Geant4 は実験設計や背景評価などの事前評価に有用なツールである。

3.2 飛跡長を用いたエネルギー再構成方法

本研究では、二重ベータ崩壊によって放出される二個の電子の飛跡およびそれらに伴って生成されるデルタ線の飛跡長から、それぞれの粒子が物質中に付与したエネルギー (Deposited Energy) を再構成し、これらを総和することで二個の電子が放出された際の運動エネルギーを求めるという手法を用いた。本手法を ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーションデータに適用し、この手法の再構成精度を評価した。

3.2.1 二次粒子発生による再構成への影響

電子は物質中を進行する過程で、主に電離および励起相互作用によってエネルギーを失う。電離相互作用においては、原子電子が物質から弾き出され、十分なエネルギーを持つ場合には二次電子（デルタ線）として飛跡を形成する。また、電子は原子核のクーロン場中で加減速されることにより、制動放射を起こしてガンマ線を発生させてエネルギーを失う場合もある。

図 9 は、 ^{82}Se の二重ベータ崩壊において放出される二個の電子の運動エネルギーを再現して入射するシミュレーションを 10 万イベント行い、Q 値が主電子および二次粒子の間でどのように分配されるかを調べた結果を示している。シミュレーションの方法については、3.2.3 節で後述する。

図 9 から見て取れるように、エネルギーの一部は二次粒子へと分配される。このため、二重ベータ崩壊における電子の運動エネルギーを再構成する際には、主電子の飛跡のみに着目するのではなく、二次粒子へのエネルギー移行も考慮する必要がある。

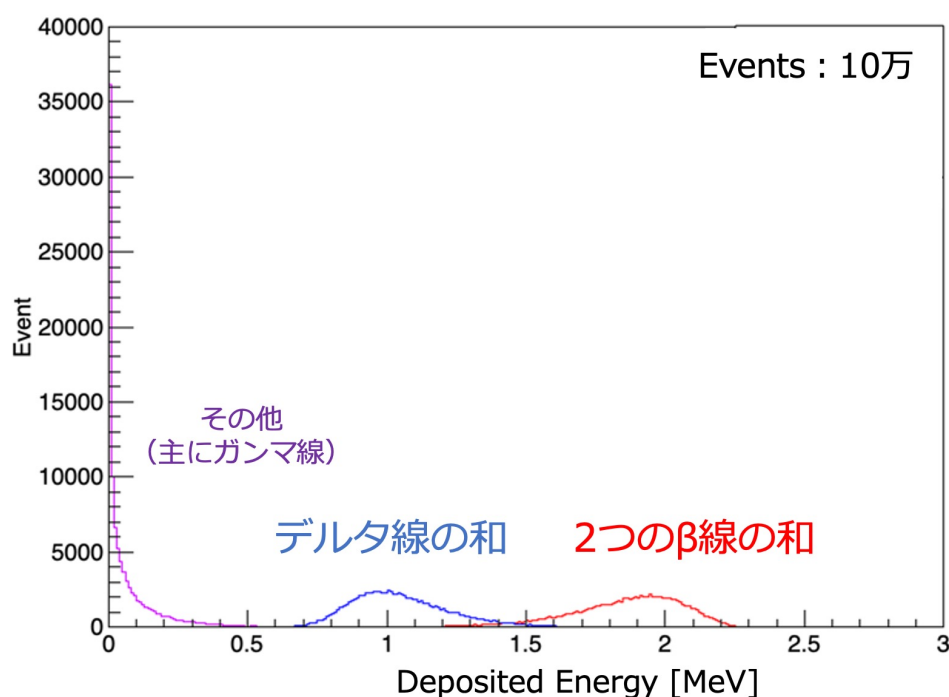


図 9: ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊における Q 値 (2.99 MeV) のエネルギー分配のシミュレーション結果

デルタ線の発生

二重ベータ崩壊で放出された電子は原子核乾板内で電離を起こして、二次電子を発生させることがある。この二次電子をデルタ線と呼ぶ。

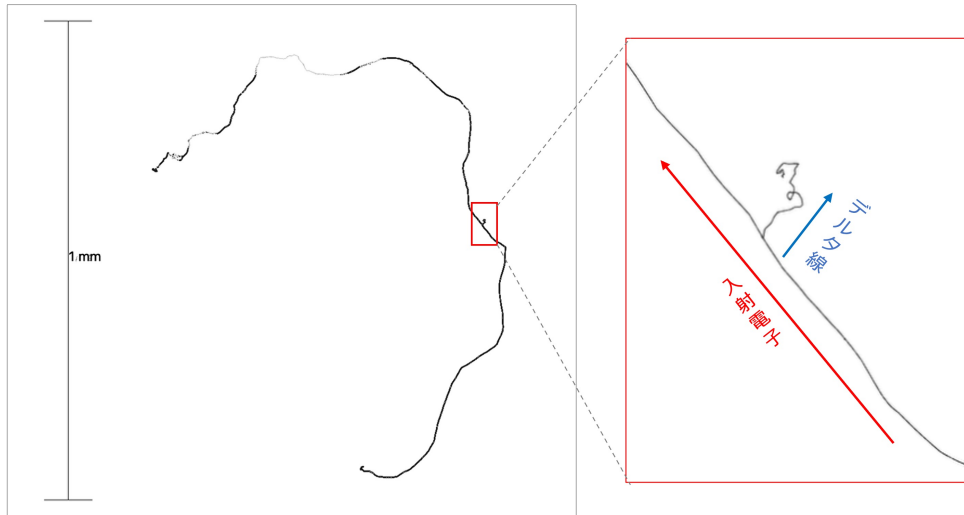


図 10: 1.5 MeV で入射した電子の飛跡とそれに伴って発生したデルタ線の飛跡

複数のデルタ線が発生することにより、合計して Q 値の約 1/3 に相当するエネルギーがデルタ線へと分配されることがシミュレーションから分かった (図 9)。したがって、デルタ線の発生によって主電子が失ったエネルギーを正確に評価するためには、デルタ線の Deposited Energy についても飛跡長から再構成する必要がある。そのため、本研究では、シミュレーションで得られたデルタ線の飛跡もエネルギー再構成の対象とした。

ガンマ線の発生

二重ベータ崩壊で放出された電子は、原子核乾板内で制動放射を起こし、ガンマ線を発生させることがある。しかし、ガンマ線は電荷を持たないため、原子核乾板で飛跡として記録されない。そのため、ガンマ線の飛跡はエネルギー再構成の対象から除外した。また、これらのガンマ線がさらに相互作用を起こして生成された二次粒子の飛跡は、荷電粒子であっても、二重ベータ崩壊によって放出された電子の飛跡と分離して記録される。そのため、ガンマ線の発生を経由して生成された二次粒子は、電荷の有無にかかわらずエネルギー再構成の対象から除外した。よって、制動放射を起こしたイベントでは、放出されたガンマ線に対応するエネルギーが再構成に含まれないため、再構成されるエネルギーは真の値よりも低く評価される。

以上より、Deposited Energy を再構成する対象は、二重ベータ崩壊で放出された二個の電子とデルタ線である (図 11)。

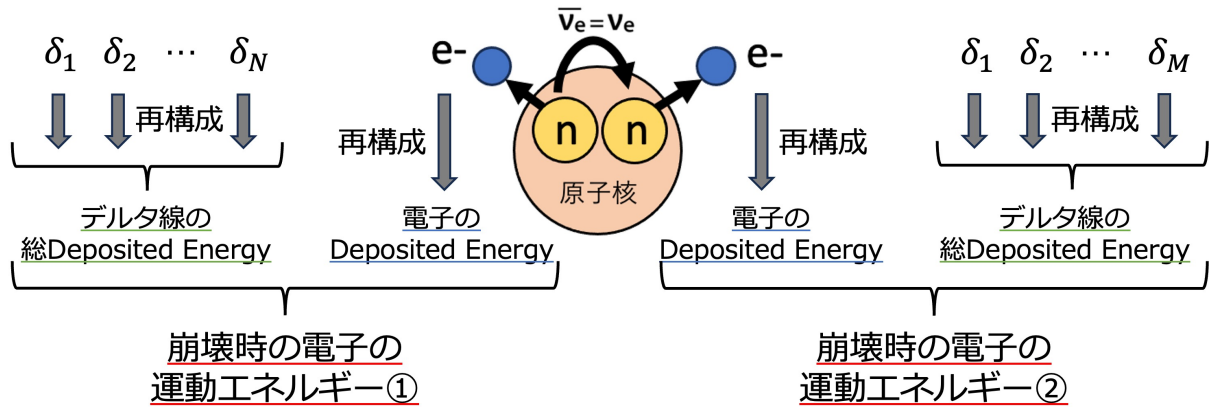


図 11: エネルギー再構成手法の概略図

3.2.2 飛跡の長さ と Deposited Energy の関係

二重ベータ崩壊により放出された電子およびデルタ線（二次電子）の飛跡から、それぞれの Deposited Energy を再構成するためには、原子核乾板中で失われたエネルギーに対応する電子の飛跡長を把握する必要がある。そこで Geant4 を用いて、0~5 MeV のランダムな初期エネルギーを持つ電子を原子核乾板中で発生させ、電子の Deposited Energy と飛跡長のデータを、1 keV ごとに各 1 万イベント以上取得した。そして、電子の飛跡長の平均値を 1 keV ごとに 3 MeV まで求め、この関係 (図 12) を用いて、電子の飛跡長から Deposited Energy を線形補間で再構成できるようにした。

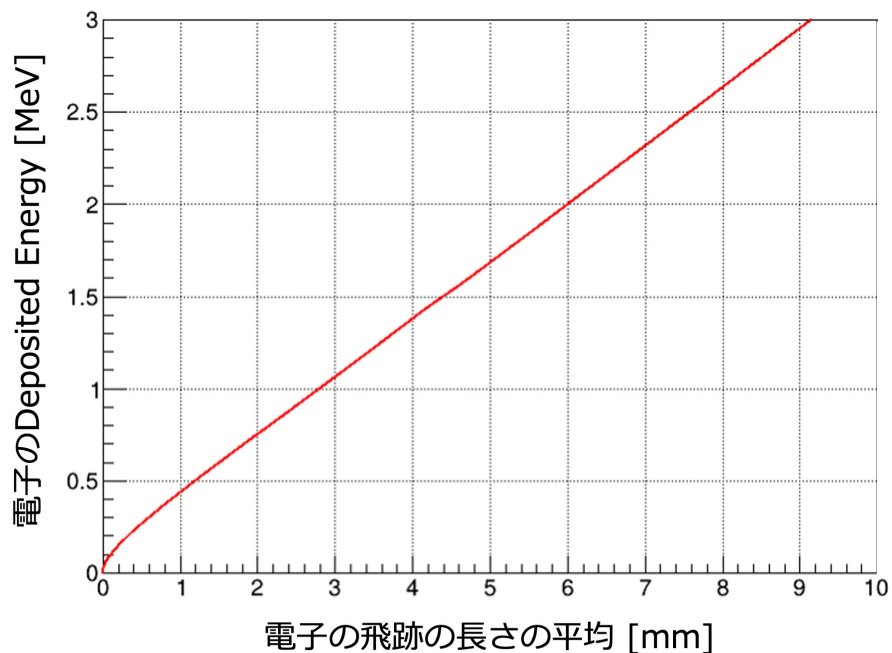


図 12: 原子核乾板中における電子の飛跡の長さ と Deposited Energy の関係

図 12 を用いて、二重ベータ崩壊により放出された電子およびデルタ線の飛跡からそれぞれの Deposited Energy を再構成し、それらを足し合わせることで、二重ベータ崩壊で放出された際の二個の電子の運動エネルギーの和を再構成する。

3.2.3 二重ベータ崩壊のシミュレーション

二重ベータ崩壊のシミュレーションでは、Geant4 の基本構成として以下のクラスを実装した。

- DetectorConstruction : 検出器の構造を定義
- PrimaryGeneratorAction : 一次粒子を生成
- SteppingAction : 各ステップでの処理を実装
- EventAction : 各イベントでの処理を実装
- PhysicsList : 使用する物理モデルを定義

DetectorConstruction

DetectorConstruction クラスでは、検出器の構造を定義する。飛跡長さを用いた再構成精度を評価するため、崩壊核を含むシート構造は構築せず、乳剤で構成された一辺 10 cm の立方体を Geant4 でモデル化した。

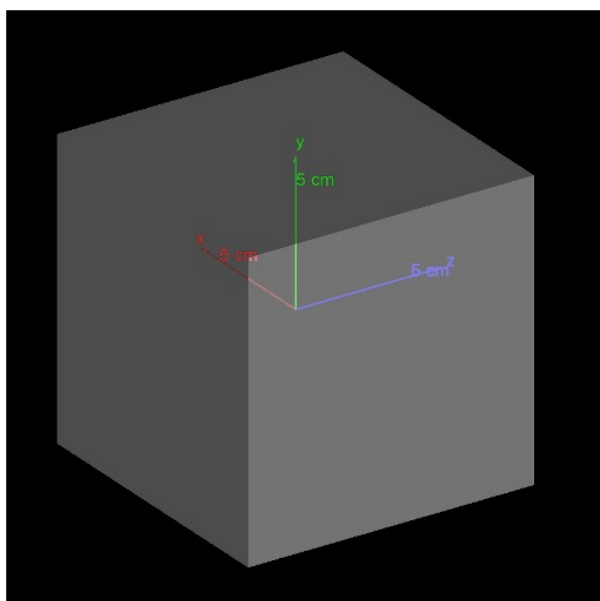


図 13: 原子核乾板でできた検出器のモデル

なお、乳剤の組成は表 2 に示したように、実際の原子核乾板 Photographic Emulsion の組成を用いた。なお、密度は密度 3.815 g/cm^3 である。[7]

	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

表 2: 乳剤の組成比

PrimaryGeneratorAction

PrimaryGeneratorAction クラスでは、一次粒子を生成する。再構成の精度検証シミュレーションでは、DetectorConstruction クラスで定義した乳剤でできた立方体の中心から、二個の電子を x 軸方向入射させた。このときの二個の電子の運動エネルギーは、二重ベータ崩壊で放出される二個の電子の運動量を再現するモンテカルロコード「BxDecay0」[8]を用いて決定した。なお、核種は探索実験で使用する候補としている ^{82}Se (Q 値 = 2.99 MeV) を指定した。

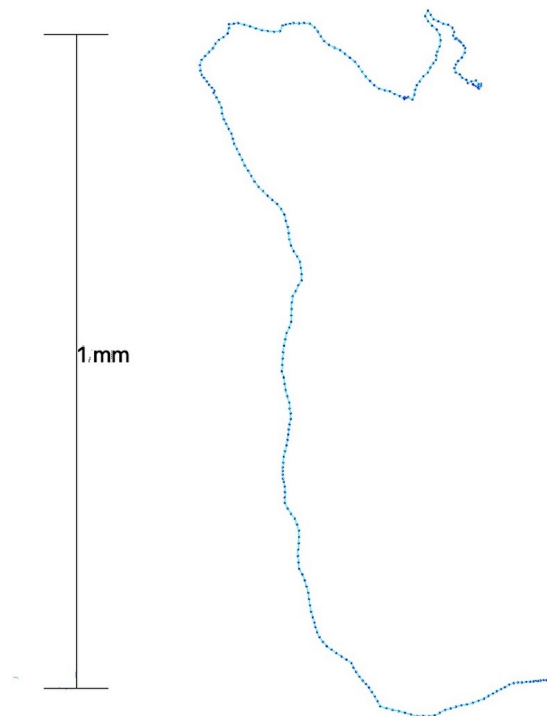


図 14: 1.5 MeV で入射した電子の飛跡例
(原子核乾板中)

水色の線が電子の飛跡であり、点は電子が相互作用した座標を表している。

SteppingAction

SteppingAction クラスでは、ステップごとに行う処理を定義する。Geant4では、粒子が発生もしくは相互作用してから次の相互作用が起きるまでをステップと呼ぶ。本研究では、PrimaryGeneratorAction クラスで入射させた電子が移動した距離を各ステップごとに足し合わせるようにプログラムした。

EventAction

Geant4では、粒子が生成または相互作用してから次の相互作用が起きるまでの区間をステップと呼ぶ。本研究では、PrimaryGeneratorAction で入射させた電子が移動した距離を各ステップごとに加算し、飛跡長を算出するよう実装した。

PhysicsList

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値は数 MeV 程度であるため、低エネルギー領域に適した物理モデルである G4EmLivermorePhysics を用いてシミュレーションを行った。

3.2.4 エネルギー再構成精度の評価

まず、 ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊 (Q 値 = 2.99 MeV) について、10 万イベントのシミュレーションを行った。そして、得られた飛跡のデータからエネルギーを再構成した結果を図 15 に示す。

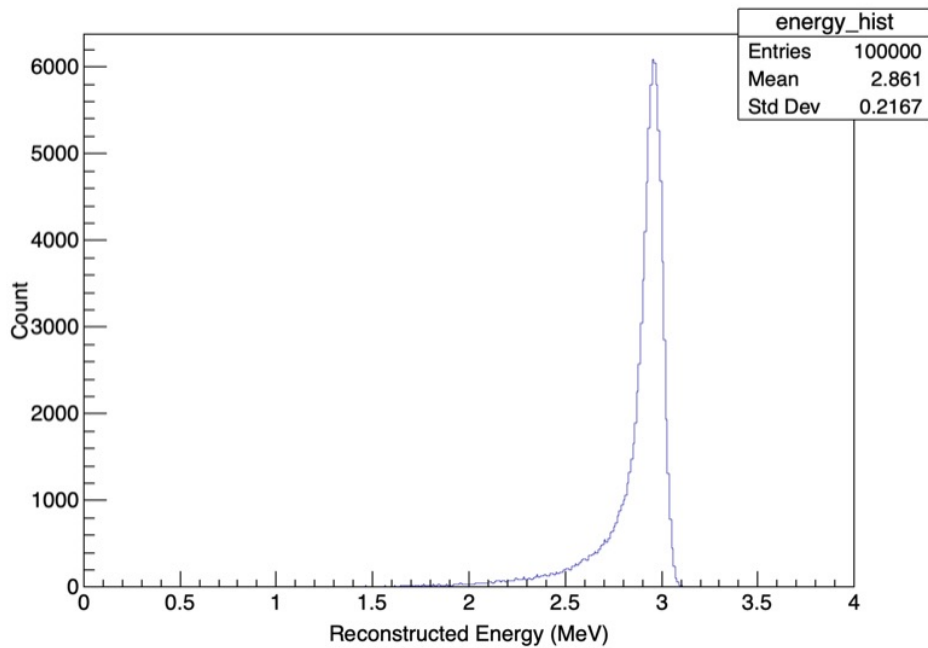


図 15: 再構成した二個の電子の運動エネルギーの和 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

Q 値は 2.99 MeV であるのに対し、再構成エネルギースペクトルのピーク位置は 2.96 MeV に現れた。また、スペクトルがピークに対して対称ではなく低エネルギー側に裾を引く形状を示した。これは、制動放射によりガンマ線が発生したイベントにおいて、ガンマ線が持ち去ったエネルギーを再構成できていないためである。この影響を避けるため、ピークより高エネルギー側の分布を対称化して標準偏差を求め、エネルギー分解能を算出した。その結果、エネルギー分解能は 1.49 % であった。

次に、 ^{82}Se の $2\nu\beta\beta$ 崩壊も同様に 10 万イベントのシミュレーションを行い、エネルギーを再構成した結果を、先程の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の再構成結果に重ねて描画したものを図 16 に示す。ただし、 ^{82}Se を用いた二重ベータ崩壊探索実験の先行研究である NEMO-3 実験において、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期のオーダーが 10^{20} year、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限值が 10^{23} year と算出されているため [9]、Count の積分値を $2\nu\beta\beta$ 崩壊は 1000 に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は 1 に規格化した。

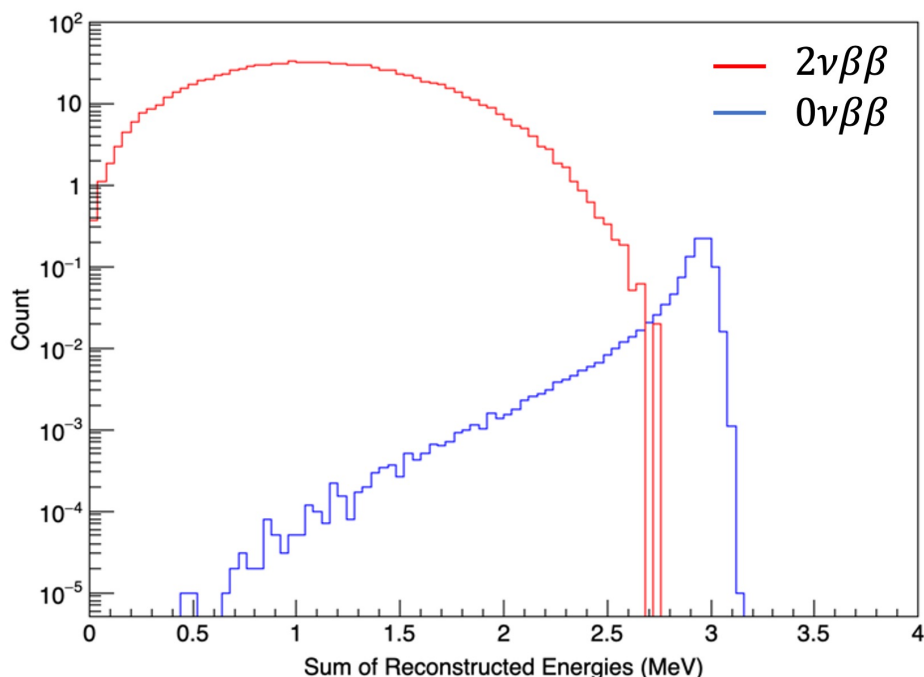


図 16: 再構成した二個の電子の運動エネルギーの和 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊, $2\nu\beta\beta$ 崩壊)

10 万イベントの統計に基づく限り、2.74 MeV 以上では $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の寄与は確認されなかった。したがって、この範囲を ROI (Region of Interest) とすると、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号は 85.3 % の効率で検出可能であることが分かった。

3.3 Se シートによるエネルギー再構成への影響

3.2 節では、原子核乾板のみを構築した条件下で二重ベータ崩壊のシミュレーションを行い、エネルギー再構成手法の精度を評価した。しかし実際の検出器構成では、二枚の原子核乾板の間に二重ベータ崩壊核を含む薄いシートが挿入されている。この崩壊核を含むシート内部で形成された飛跡は記録されないため、電子の飛跡全長を直接測定することはできない。そこで 3.3 節では、 ^{82}Se を含むシートも構築して飛跡の長さをシミュレーションすることで、Se シートが与えるエネルギー再構成への影響を見積もる。また、崩壊核を含むシート内部における飛跡を推定する手法を導入する。そして、推定した飛跡の長さからエネルギーを再構成し、本手法によるエネルギー再構成の精度を評価した。

3.3.1 Se シート内部の飛跡の長さの推定方法

電子が Se シート内部を通過する過程は、二つに分類される。

1. Se シート内部で発生した (入射させた) 電子が乳剤層へ侵入する

2. 乳剤層に侵入した電子がSeシートを再通過する

以下では、それぞれの場合について、Seシート内部における飛跡の長さの推定方法を説明する。

1. Seシート内部で発生した電子が乳剤層へ侵入する際の飛跡

本研究では、Seシート内部で崩壊した電子が乳剤層へ侵入する際の飛跡の長さを推定する方法として、2通りの手法を検討した。

一つ目の方法は、二重ベータ崩壊で放出された二個の電子それぞれについて、乳剤に侵入した座標から飛跡の進行方向に延長線を引き、この延長線の最接近点の midpoint を崩壊点として推定するものである。そして、推定した崩壊点と乳剤に侵入した座標間距離を、飛跡の長さとして推定する方法である(図17左)。しかし、この方法は崩壊点の推定精度が著しく低いイベントが発生した。これは、電子の飛跡が直線的ではなく、多重散乱によりくねくねと曲がるために、二個の電子が平行に近い状態で乳剤に侵入し、延長線の最接近点がSeシート外に出る場合があるためである。Seシートの厚さが $10\ \mu\text{m}$ の場合でも、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 10万イベントの Geant4シミュレーションにおいて、23%のイベントで崩壊点がSeシート外に推定されることが確認された。そこで、もう一つの推定方法では、崩壊点の x,y 座標を乳剤に侵入した座標の midpoint とし、崩壊点の z 座標を0と固定した(図17右)。以降の解析では、推定方法②を採用した結果を示す。

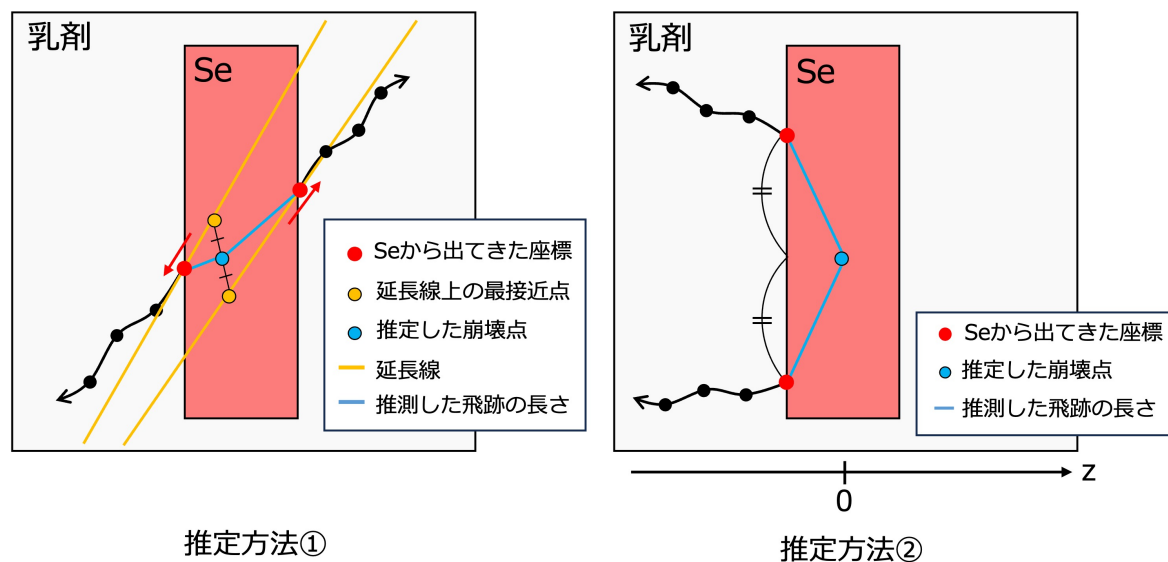


図 17: Seシート内部で崩壊した電子が乳剤層へ侵入する際の飛跡の長さの推定方法

2. 乳剤層に侵入した電子がSeシートを再通過する際の飛跡

電子がSeシート内に戻る際の座標と再び乳剤層へ侵入する際の座標間距離を、乳剤層に侵入した電子がSeシートを再通過する際の飛跡の長さとして推定する。また、Seシー

トを再通過するのは一回とは限らず、複数回再通過する場合もあるが、その場合も同様にして各通過区間の飛跡の長さを推定する。

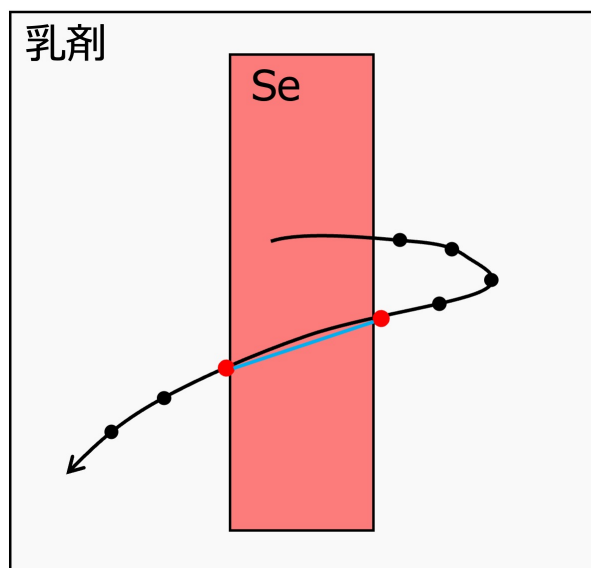


図 18: 乳剤層に侵入した電子が Se シートを再通過する際の飛跡の長さの推定方法

3.3.2 Se シートを構築したシミュレーション

実際の検出器構成に合わせて、原子核乾板の間に ^{82}Se 製の薄いシートを挿入したモデルで二重ベータ崩壊のシミュレーションを行った。以下では、3.2.3 節で示した PhysicsList 以外のクラスについて、変更点を述べる。

DetectorConstruction

乳剤層の間に ^{82}Se 製の 40 cm 四方の薄いシートを挿入した (図 19)。密度は 4.8 g/cm^3 とした。Se シートの厚さは 10, 50, 100, 150, 200 μm の 5 種類を試した。

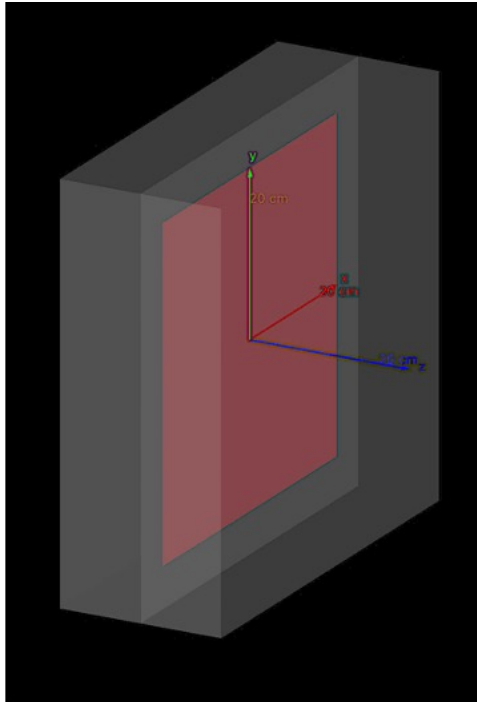


図 19: 原子核乾板の間に ^{82}Se シートを挟んだ検出器のモデル

PrimaryGeneratorAction

二重ベータ崩壊で放出される二個の電子の運動エネルギーは、3.2 節と同様にモンテカルロコード「BxDecay0」[8]により決定した。ただし、入射位置（崩壊点）は原点ではなく、イベントごとに Se シート内部のランダムな位置から入射するように変更した。

SteppingAction

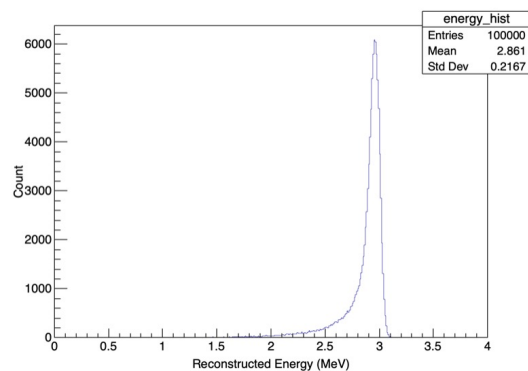
3.2 節では、ステップごとに移動距離を足し合わせていたが、Se シート内部のステップの飛跡は実際には記録できないため、ステップ間の飛跡が完全に乳剤層内に入っているときだけ飛跡の長さを足し合わせるように変更した。また、Se シート内部の飛跡を推定するために、Se シートから乳剤層に侵入するときの座標および乳剤層から Se シートに侵入するときの座標を取得するようにプログラムした。

EventAction

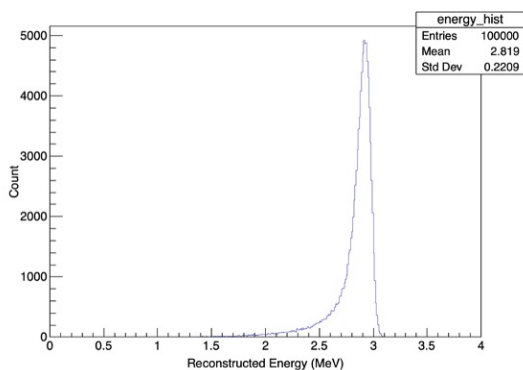
3.3 節では、電子の移動距離に加えて、Se シートから乳剤層に侵入するときの座標および乳剤層から Se シートに侵入するときの座標もテキストファイルに出力するようにプログラムした。

3.3.3 Se シート内部の飛跡推定とエネルギー再構成

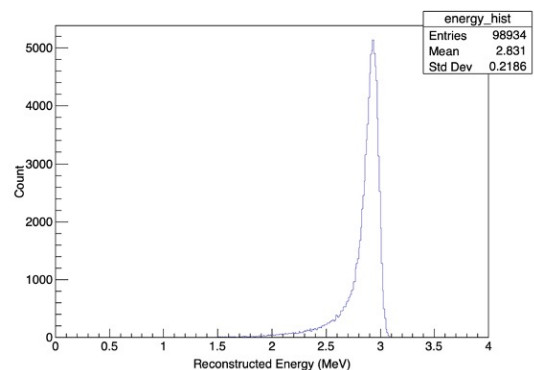
まず、 ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊 (Q 値 = 2.99 MeV) について、Se シート厚さを 10、50、100、150、200 μm の 5 通りに設定し、各々 10 万イベントのシミュレーションを行った。Se シート内部の推定した飛跡の長さを合算しない場合と、合算した場合のそれぞれについてエネルギーを再構成した結果を図 20 に示す。また、ピーク位置およびピークより高エネルギー側の分布のみを用いて算出したエネルギー分解能を表 3 と 4 に示す。なお、二重ベータ崩壊で放出された二個の電子のうち、いずれか一方でも Se シートから乳剤層へ侵入しない場合は、二重ベータ崩壊事象として識別できないため、再構成の対象から除外した。



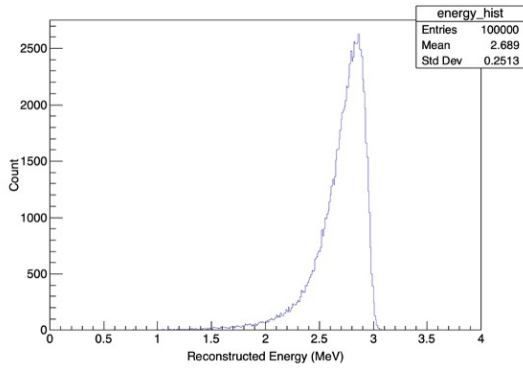
(a) Se シートなし



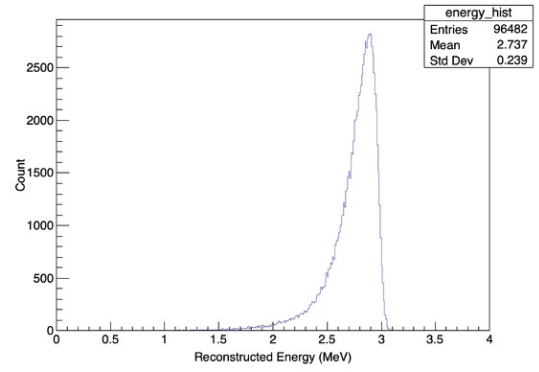
(b) Se シート厚 10 μm (合算なし)



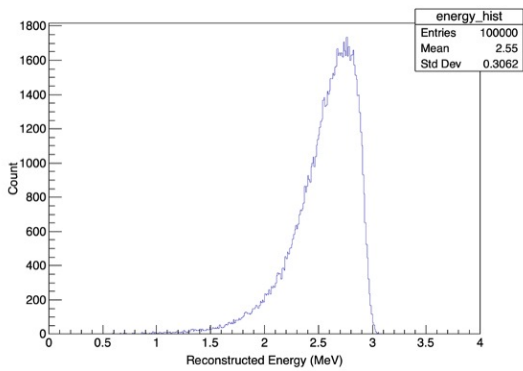
(c) Se シート厚 10 μm (合算あり)



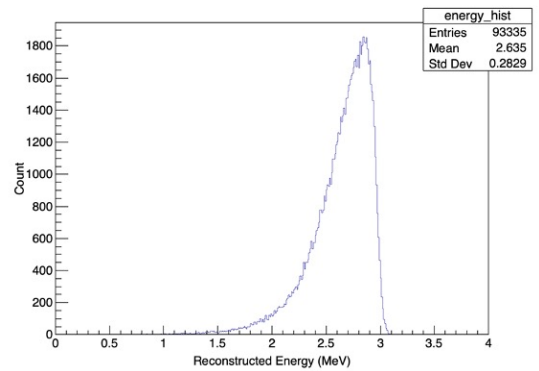
(d) Se シート厚 50 μm (合算なし)



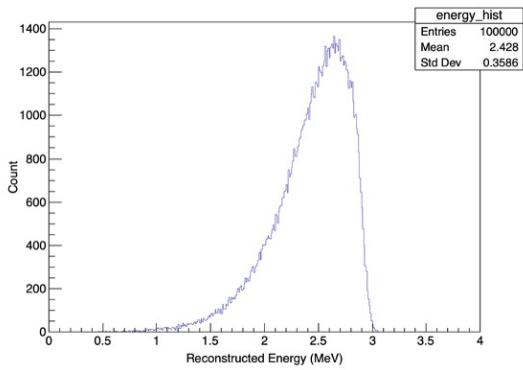
(e) Se シート厚 50 μm (合算あり)



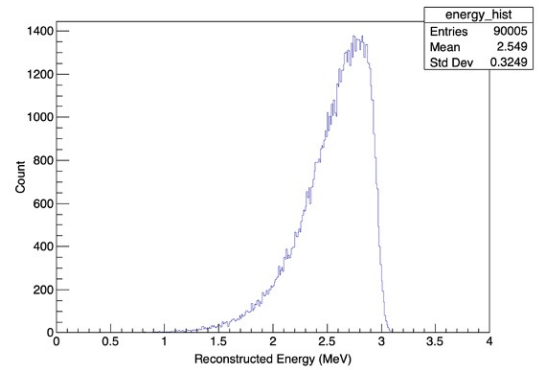
(f) Se シート厚 100 μm (合算なし)



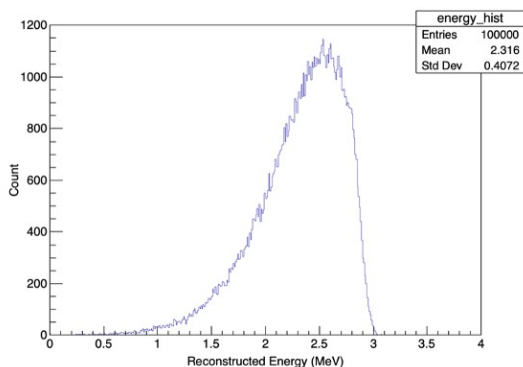
(g) Se シート厚 100 μm (合算あり)



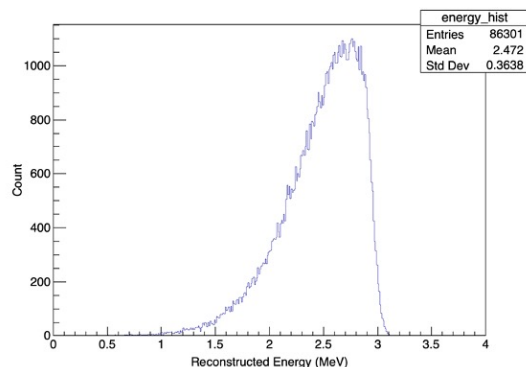
(h) Se シート厚 150 μm (合算なし)



(i) Se シート厚 150 μm (合算あり)



(j) Se シート厚 200 μm (合算なし)



(k) Se シート厚 200 μm (合算あり)

図 20: Se シート厚さごとの再構成した二電子の運動エネルギー和 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

Se シートの厚さ [μm]	10	50	100	150	200
ピーク位置 [MeV]	2.92	2.87	2.77	2.65	2.53
エネルギー分解能	1.81 %	2.24 %	3.75 %	5.88 %	8.06 %

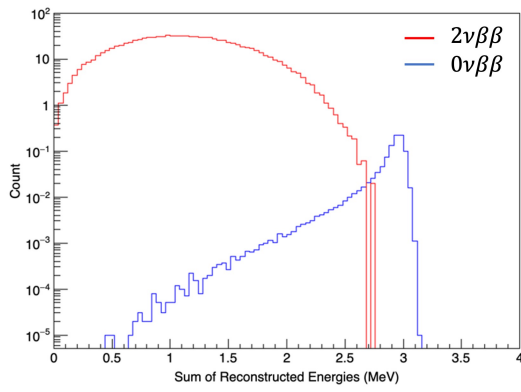
表 3: Se シートの厚さごとのエネルギー分解能 (合算なし)

Se シートの厚さ [μm]	10	50	100	150	200
ピーク位置 [MeV]	2.94	2.90	2.85	2.77	2.77
エネルギー分解能	1.59 %	2.08 %	2.90 %	4.44 %	4.48 %

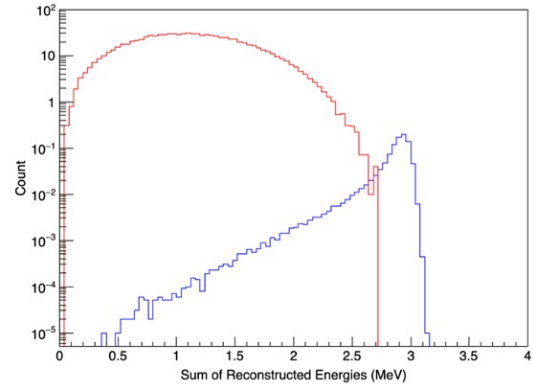
表 4: Se シートの厚さごとのエネルギー分解能 (合算あり)

3.2.4 節より、Se シートを構築しない場合の分解能は 1.49 % であったが、Se シート厚さ 10 μm では、Se シート内部の推定した飛跡の長さを合算しない場合の分解能が 1.81 % と悪化した。一方、Se シート内部の飛跡を推定してエネルギーを合算することで分解能は 1.59 % まで改善し、Se シート内部の飛跡推定により悪化幅を約 70 % 低減できた。Se シート厚さ 100 μm では、Se シート内部の推定した飛跡の長さを合算しない場合の分解能が 3.75 % と大きく悪化し、Se シート内部の飛跡を推定して合算しても分解能は 2.90 % にとどまり、悪化幅の低減効果は約 37 % にとどまった。これは、Se シート内部の飛跡長を直線距離として推定している一方で、電子は多重散乱により屈曲しながら進行するため、厚い Se シートを通過するほど実際の飛程に対して推定できない飛跡長が累積的に増加することに起因する。

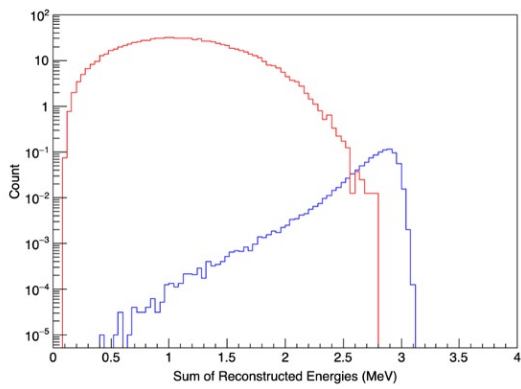
次に、 ^{82}Se の $2\nu\beta\beta$ 崩壊も同様に 10 万イベントのシミュレーションを行い、Se シート内部の飛跡を推定して足し合わせ、エネルギーを再構成した結果を、先程の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の再構成結果に重ねて描画したものを図 21 に示す。ただし、3.2 節と同様に、Count の積分値を $2\nu\beta\beta$ 崩壊は 1000 に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は 1 に規格化した。



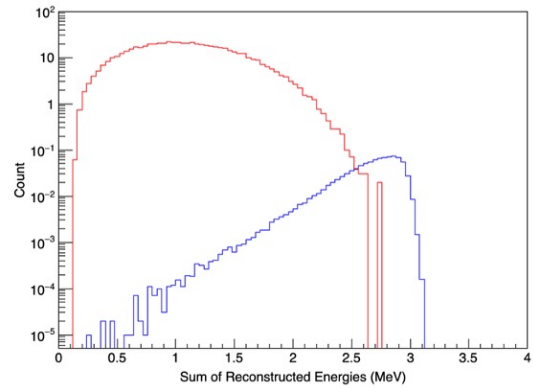
(a) Se シートなし (3.2 節 図 16)



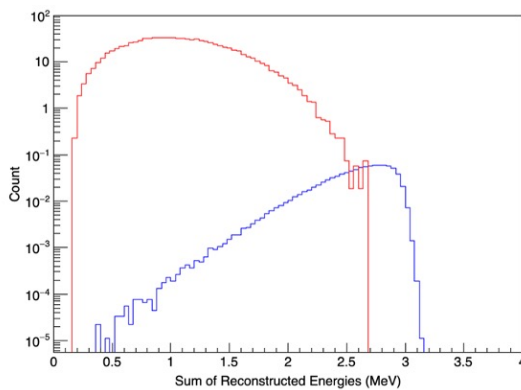
(b) Se シートの厚さ 10 μm



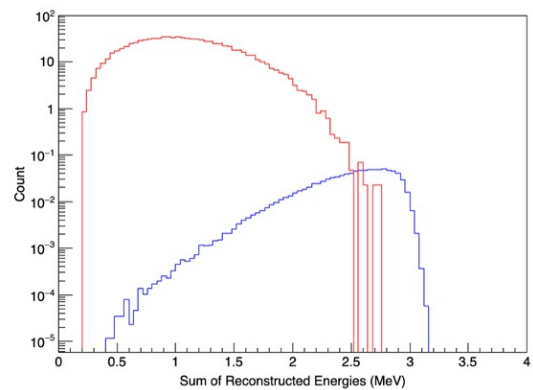
(c) Se シートの厚さ 50 μm



(d) Se シートの厚さ 100 μm



(e) Se シートの厚さ 150 μm



(f) Se シートの厚さ 200 μm

図 21: Se シートの厚さごとの再構成した二個の電子の運動エネルギーの和 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊, $2\nu\beta\beta$ 崩壊)

Seシートの挿入によりエネルギー分解能の低下は生じるものの、Seシートの厚さ 10～200 μm の範囲においては、いずれの厚さでも約 2.7 MeV 以上の範囲を $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の寄与が確認されないエネルギー領域を ROI として設定可能であることが分かった。そこで、2.7 MeV 以上を ROI としたときの $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号の検出効率 (ROI 内のイベント数 / 全イベント数) を求めた (表 5)。

Seシートの厚さ [μm]	なし	10	50	100	150	200
検出効率	87.3 %	84.6 %	66.5 %	46.7 %	34.8 %	26.9 %

表 5: 2.7 MeV 以上を ROI としたときの $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号の検出効率

Seシート厚さの増加に伴い検出効率は低下するが、Seシート厚さに比例して $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生数は増加するため、検出数はSeシートが厚いほど多くなる。しかし、Seシートを厚くするほど、二重ベータ崩壊事象の判別が難しくなるという問題がある。3.4節では、この判別方法とSeシート厚さごとの $0\nu\beta\beta$ 崩壊検出数について議論する。

3.4 二重ベータ崩壊事象の判別と検出数の比較

Seシート内部の飛跡は記録されないため、崩壊点を直接確認することはできない。また、原子核乾板は時間情報を持たないため、同一の二重ベータ崩壊で放出された二個の電子かどうかを時間情報で判別することもできない。

そこで本研究では、Seシートから乳剤層へ侵入した二個の電子の侵入点の距離が探索半径以内である場合にペアとして選択する手法により、二重ベータ崩壊事象の判別を試みた。

この手法ではまず、二個の電子がともにSeシートから出る確率を求めた後、探索半径条件を満たすペアについてエネルギー再構成を行い、S/N比が5以上となるROIに含まれるイベントの割合を算出した。さらに、観測期間1年における $0\nu\beta\beta$ 崩壊の検出数が最大となるSeシート厚と探索半径を探索した。

3.4.1 電子が二個ともSeシートから出てくる確率

飛跡から二重ベータ崩壊事象を判別するには、まずSeシート内で放出された二個の電子がともにSeシートから出て乳剤層に侵入している必要がある。3.3節で行った、 ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊および、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊についての10万イベントのシミュレーションデータを用い、Seシート厚さ 10, 50, 100, 150, 200 μm の5通りの場合に対して、放出された電子が二個ともSeシートから出てくる確率を求めた。さらに、二個の電子のうち一方でもSe

シートから出てこなかったイベントについては、一方のみが出てこなかった場合と、二個とも出てこなかった場合に分けて割合を求めた(表6, 表7)。

Se シートの厚さ [μm]	10	50	100	150	200
二個とも出てくる確率	98.9 %	96.5 %	93.3 %	90.0 %	86.3 %
一方の出てこなかった確率	1.1 %	3.5 %	6.7 %	10.0 %	13.7 %
二個とも出てこなかった確率	0.0 %	0.0 %	0.0 %	0.0 %	0.0 %

表 6: $0\nu\beta\beta$ 崩壊で放出された電子の乳剤層侵入確率と非侵入事象の内訳

Se シートの厚さ [μm]	10	50	100	150	200
二個とも出てくる確率	90.9 %	74.4 %	59.9 %	48.5 %	39.5 %
一方のみが出てこなかった確率	9.0 %	24.3 %	36.4 %	44.6 %	49.7 %
二個とも出てこなかった確率	0.1 %	1.3 %	3.7 %	6.9 %	10.8 %

表 7: $2\nu\beta\beta$ 崩壊で放出された電子の乳剤層侵入確率と非侵入事象の内訳

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の電子は、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と比べてエネルギー分布が高エネルギー側に偏るため、電子が二個とも出てくる確率は高い。また、Se シート厚さが増すにつれて止まる確率は $0\nu\beta\beta$ 崩壊も $2\nu\beta\beta$ 崩壊でも増加するが、Se シート厚さが 10~200 μm の範囲では、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の電子における停止確率の増加の方がより顕著である。

3.4.2 二重ベータ崩壊事象の判別確率

二個の電子が Se シートから原子核乾板に侵入してきた座標の距離が任意の探索半径以内である場合に、ペアとして選択する手法により、二重ベータ崩壊事象を判別できる確率について調べた。

まず、40 cm 四方で厚さ 10 μm の Se シートを 1 年間観測した場合に起きる二重ベータ崩壊事象を以下のように概算した。

放射能は、崩壊数の時間変化として

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) = \frac{\ln 2}{T} N(t) \quad (42)$$

で与えられる。

よって、Se シート 1 枚あたり、1 年間に期待される崩壊数は以下のとおりである。

- $0\nu\beta\beta$ 崩壊 :

$$\frac{\ln 2}{T_{1/2}^{0\nu}} N_0 = \frac{0.693}{10^{23}} \times 5.6 \times 10^{22} \simeq 0.388 \text{ events/year} \quad (43)$$

- $2\nu\beta\beta$ 崩壊 :

$$\frac{\ln 2}{T_{1/2}^{2\nu}} N_0 = \frac{0.693}{10^{20}} \times 5.6 \times 10^{22} \simeq 3.88 \times 10^2 \text{ events/year} \quad (44)$$

以上より、Seシートの厚さを $10 \mu\text{m}$ とした場合、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊については平均値 0.3888、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊については平均値 3888 を持つポアソン分布からイベント数を決定した。得られたイベント数に基づき、3.2 節で行ったシミュレーションデータからイベントをサンプリングすることで、1 枚の Se シートで観測される二重ベータ崩壊の飛跡を再現した。このデータサンプリングを 1300 回実施し、40 cm 四方・厚さ $10 \mu\text{m}$ の Se シート 1300 枚分 (10 kg 相当) の観測データを再現した。

また、Seシートの厚さ 50, 100, 150, 200 μm については、データサイズを抑えるため、イベント数は厚さ $10 \mu\text{m}$ と同様の平均値でサンプリングを行った。一方で、用いるシミュレーションデータについては、入射する位置の範囲を制限することで、各厚さに対応した飛跡密度を再現した。例えば、Seシートの厚さが 100 μm の飛跡密度は、Seシートの厚さ $10 \mu\text{m}$ と比較して 10 倍となるため、入射位置の範囲を 1600 cm^2 (40 cm 四方) から 160 cm^2 に限定して飛跡密度を再現した。

次に、1 枚の Se シートごとにサンプリングしたデータに対して、二個の電子が Se シートから原子核乾板に侵入した座標間の距離が、あらかじめ設定した探索半径以内である場合に、それらを一つのペアとして選択する処理を行った。具体的には、SciPy (Python における科学技術計算用の外部ライブラリ) の `scipy.spatial` モジュールに含まれる `cKDTree` を使い、空間中において指定した半径以内に存在する飛跡の組を探索した。これにより組まれる可能性のあるペアは、以下の 5 通りに分類される。

- 0ν & 0ν (same) : 同一の $0\nu\beta\beta$ 崩壊由来の二個の電子
- 0ν & 0ν (diff) : 異なる $0\nu\beta\beta$ 崩壊由来の二個の電子
- 2ν & 2ν (same) : 同一の $2\nu\beta\beta$ 崩壊由来の二個の電子
- 2ν & 2ν (diff) : 異なる $2\nu\beta\beta$ 崩壊由来の二個の電子
- 0ν & 2ν : $0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊由来の二個の電子

なお、指定した半径以内に複数の飛跡が存在する場合には、複数のペアを選択することを許した。また、探索半径として 10, 50, 100, 200, 300, 400, 500 μm の 7 通りを試し、同一の $0\nu\beta\beta$ 崩壊によって発生した電子が二個とも乳剤層に侵入したイベントのうち、ペアとして選択された確率を表 8 に示した。

探索半径 [μm]	Se シートの厚さ [μm]				
	10	50	100	150	200
10	28.4%	3.3%	0.6%	0.4%	0.6%
50	84.1%	30.6%	13.6%	8.2%	6.0%
100	96.4%	58.0%	33.8%	19.1%	15.2%
200	99.4%	86.2%	62.3%	43.1%	34.5%
300	100%	93.2%	79.4%	63.8%	52.7%
400	100%	97.4%	91.5%	80.4%	69.6%
500	100%	98.9%	95.7%	87.3%	79.2%

表 8: 探索半径および Se シート厚さに対するペア選択効率

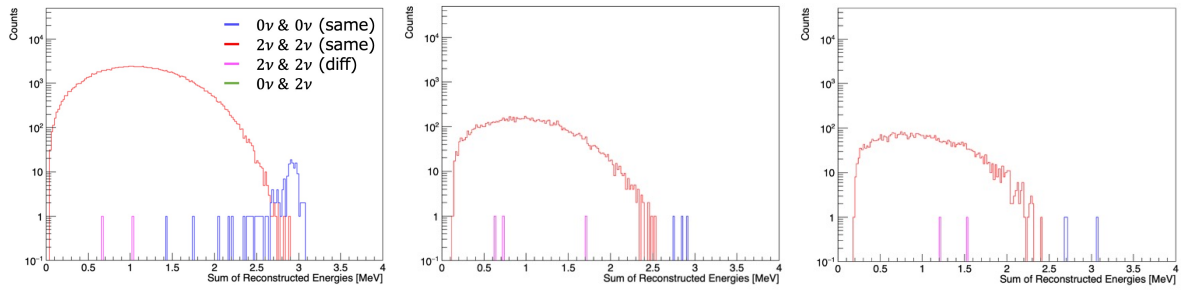
シートの厚さの約 3 倍の半径で探索することで、約 80 % の確率でペアが選択されることが分かった。

一方で、探索半径を大きくするほど $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を取りこぼすことなく 0ν & 0ν ペアとして選択できるようになるが、偶然近傍で発生した $2\nu\beta\beta$ 崩壊の飛跡を誤ってペアとして選択し、 0ν & 2ν ペアとしても選択されてしまう可能性が高まる。さらに、探索半径を大きくするほど、 2ν & 2ν (same) および 2ν & 2ν (diff) ペアの選択数も増えるため、これらがノイズとなり、結果として $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の信号がノイズに埋もれる可能性がある。

そこで 3.4.3 節では、選択したペアを再構成し、S/N 比により $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の検出の妥当性を評価する。

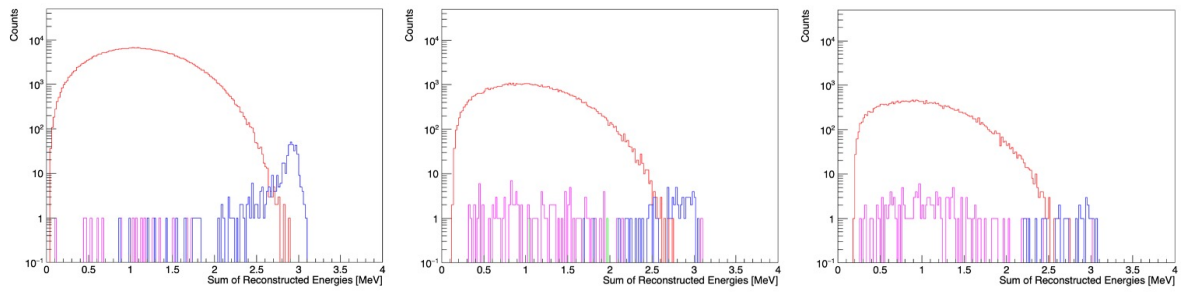
3.4.3 検出数の比較

3.4.2 節で選択したペアについて、3.2 節で示した再構成法を用いてそれぞれのエネルギーを再構成した結果を示す。ここでは、Se シート厚さ 10, 100, 200 μm を代表例として示す。なお、Se シート厚さ 100 および 200 μm の場合には、入射位置の範囲を制限することで各厚さに対応した飛跡密度を再現しているため、実際に観測されるイベント数 (Count) は、それぞれ本結果の 10 倍および 20 倍となる点に注意されたい。



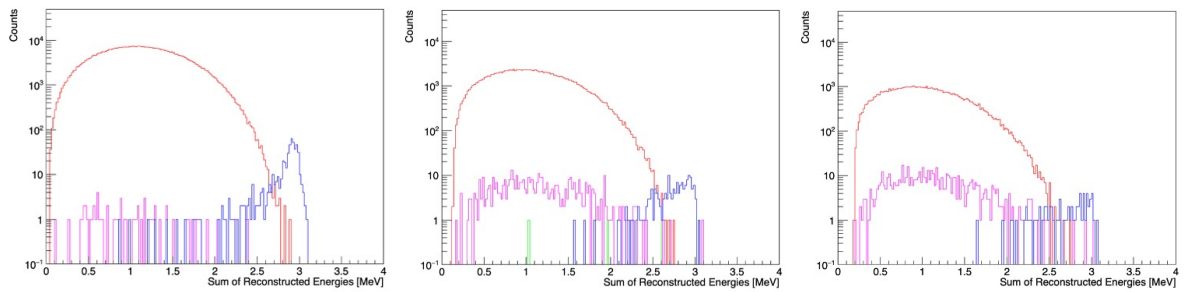
(a) Se シートの厚さ $10 \mu\text{m}$ (b) Se シートの厚さ $100 \mu\text{m}$ (c) Se シートの厚さ $200 \mu\text{m}$

図 22: 探索半径 $10 \mu\text{m}$ で選択したペアのエネルギー再構成結果



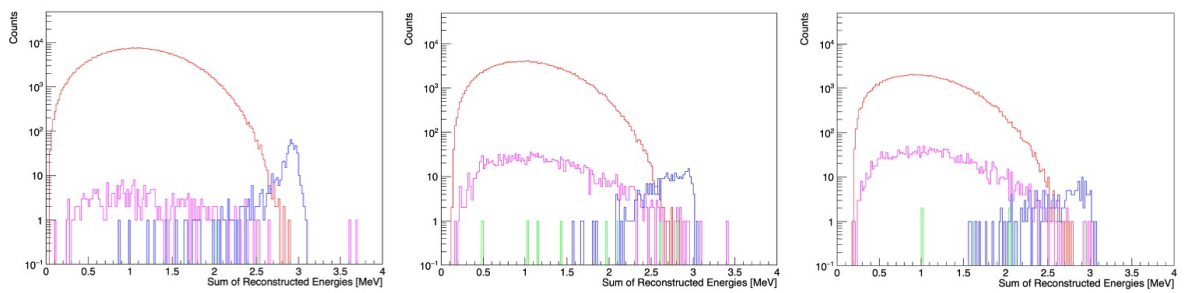
(a) Se シートの厚さ $10 \mu\text{m}$ (b) Se シートの厚さ $100 \mu\text{m}$ (c) Se シートの厚さ $200 \mu\text{m}$

図 23: 探索半径 $50 \mu\text{m}$ で選択したペアのエネルギー再構成結果



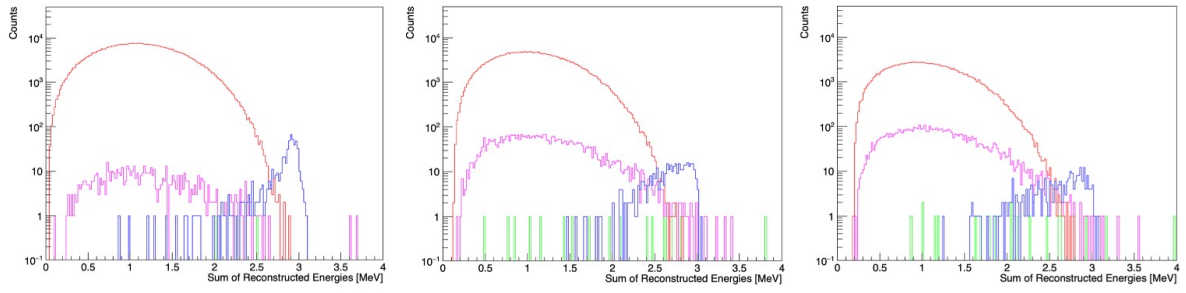
(a) Se シートの厚さ $10 \mu\text{m}$ (b) Se シートの厚さ $100 \mu\text{m}$ (c) Se シートの厚さ $200 \mu\text{m}$

図 24: 探索半径 $100 \mu\text{m}$ で選択したペアのエネルギー再構成結果



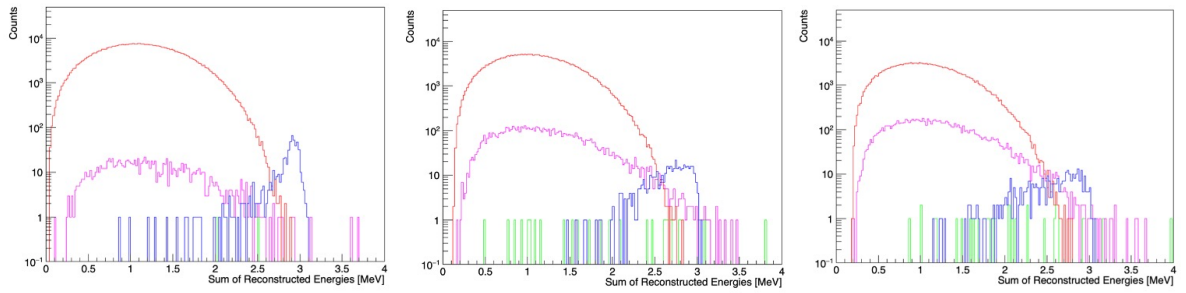
(a) Se シートの厚さ $10 \mu\text{m}$ (b) Se シートの厚さ $100 \mu\text{m}$ (c) Se シートの厚さ $200 \mu\text{m}$

図 25: 探索半径 $200 \mu\text{m}$ で選択したペアのエネルギー再構成結果



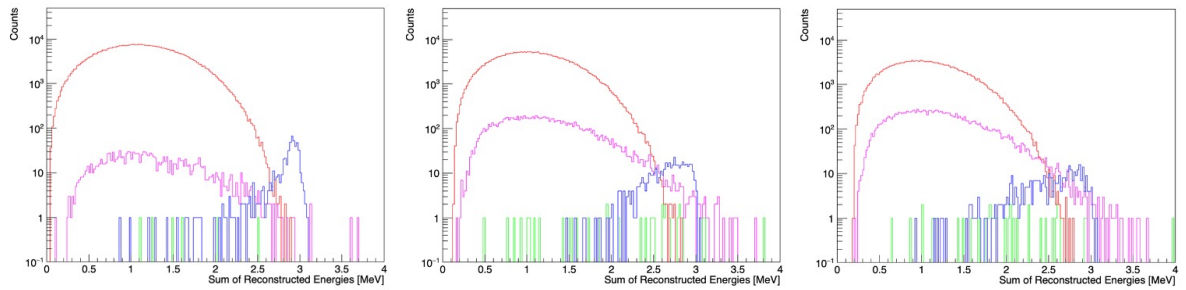
(a) Se シートの厚さ 10 μm (b) Se シートの厚さ 100 μm (c) Se シートの厚さ 200 μm

図 26: 探索半径 300 μm で選択したペアのエネルギー再構成結果



(a) Se シートの厚さ 10 μm (b) Se シートの厚さ 100 μm (c) Se シートの厚さ 200 μm

図 27: 探索半径 400 μm で選択したペアのエネルギー再構成結果



(a) Se シートの厚さ 10 μm (b) Se シートの厚さ 100 μm (c) Se シートの厚さ 200 μm

図 28: 探索半径 500 μm で選択したペアのエネルギー再構成結果

青 : 0ν & 0ν (same)
赤 : 2ν & 2ν (same)
ピンク : 2ν & 2ν (diff)
黄緑 : 0ν & 2ν

探索半径を大きくするほど $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を取りこぼしにくく、 0ν & 0ν (same) ペアの識別数が増えていることがわかる。一方で、 0ν & 2ν ペアや 2ν & 2ν (same)、 2ν & 2ν (diff) ペアの識別数も増えていることがわかる。

また、Se シートが厚いほど、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の事象数は増加するが、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の事象数も増加し、 2ν & 2ν (diff) ペアと 0ν & 2ν ペアによるノイズの染み込みが顕著である。

そこで、 0ν & 0ν (same) ペアを Signal、それ以外のペアを Noise としたとき、 $S/N \geq 5$ を満たす領域を求め、その領域を ROI と設定したときに ROI 内に入るイベントの割合を求めた。これにより、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の検出数は以下の式で評価できる。

$$N_{\text{ROI}} = N_{0\nu} \times P_{\text{out}} \times P_{\text{pair}} \times P_{\text{ROI}} \quad (45)$$

ここで、 $N_{0\nu}$ は $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生数、 P_{out} は「電子が二個ともシートから出る確率」、 P_{pair} は「探索確率」、 P_{ROI} は「探索されたイベントのうち ROI 内に含まれる割合」である。

Se シート厚 $10 \mu\text{m}$ における $0\nu\beta\beta$ 崩壊の事象発生数を 1 としたとき、ROI で検出される Event 数の比を表 9 に示す。

Se シートの厚さ [μm]	10	50	100	150	200
$0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生数の比	1	5	10	15	20
電子が二個ともシートから出る確率	98.9 %	96.5 %	93.3 %	90.0 %	86.3 %

探索確率 (探索半径 10 μm)	28.4 %	3.3 %	0.6 %	0.4 %	0.6 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	89.2 %	100 %	100 %	50.0 %	100 %
ROI で検出される Event 数の比	0.25	0.16	0.06	0.03	0.10

探索確率 (探索半径 50 μm)	84.1 %	30.6 %	13.6 %	8.2 %	6.0 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	87.4 %	85.7 %	71.9 %	78.4 %	71.4 %
ROI で検出される Event 数の比	0.73	1.31	0.98	0.87	0.74

探索確率 (探索半径 100 μm)	96.4 %	58.0 %	33.8 %	19.1 %	15.2 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	88.4 %	86.0 %	77.4 %	76.7 %	62.0 %
ROI で検出される Event 数の比	0.84	2.41	2.44	1.98	1.63

探索確率 (探索半径 200 μm)	99.4 %	86.2 %	62.3 %	43.1 %	34.5 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	88.4 %	84.0 %	72.4 %	67.0 %	54.0 %
ROI で検出される Event 数の比	0.86	3.49	4.21	3.90	3.22

探索確率 (探索半径 300 μm)	100 %	93.2 %	79.4 %	63.8 %	52.7 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	88.5 %	80.3 %	65.1 %	47.0 %	37.4 %
ROI で検出される Event 数の比	0.88	3.61	4.82	4.05	3.40

探索確率 (探索半径 400 μm)	100 %	97.4 %	91.5 %	80.4 %	69.6 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	88.3 %	77.1 %	Noise 多	Noise 多	Noise 多
ROI で検出される Event 数の比	0.87	3.62	-	-	-

探索確率 (探索半径 500 μm)	100 %	98.9 %	95.7 %	87.3 %	79.2 %
探索された Event のうち ROI 内の割合	88.3 %	55.5 %	Noise 多	Noise 多	Noise 多
ROI で検出される Event 数の比	0.87	2.65	-	-	-

表 9: 探索半径および Se シート厚さに対するペア探索効率と ROI 内検出イベント数の総合評価

(Noise 多: Noise が多く、 $S/N \geq 5$ の領域が存在しなかったことを示す)

探索半径を大きくするほど探索効率は一時的に上昇するが、Noise も増加するため、 $S/N \geq 5$ となる ROI が狭まってしまふ。結果として、Se シートの厚さがいずれの場合においても、探索半径を $300 \mu\text{m}$ としたときに検出効率が最大となった。それから、Se シートを厚くした場合も同様に、飛跡密度が上昇し、Noise も増加する。よって、ROI で検出される Event 数が最大となるのは Se シートの厚さが $100 \mu\text{m}$ であった。

また、その ROI で検出される Event 数は、Se シート厚 $10 \mu\text{m}$ における $0\nu\beta\beta$ 崩壊の事象発生数を 1 としたとき、Se シートの厚さが $10 \mu\text{m}$ および $100 \mu\text{m}$ で検出されるイベント数はそれぞれ 0.88 および 4.82 と算出された。したがって、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊以外のバックグラウンド事象を考慮しない場合、Se シート厚 $100 \mu\text{m}$ の方が約 5.5 倍多い $0\nu\beta\beta$ 崩壊のイベント数を得られることが示された。

そして、探索半径と Se シート厚さの全条件を比較した結果、ROI 内検出数が最大となるのは探索半径 $300 \mu\text{m}$ 、Se シート厚 $100 \mu\text{m}$ であることが示された。

3.5 電子が二個とも乳剤層内に収まる確率

これまでに用いてきた再構成手法は、Se シート内部で発生した二個の電子がともに乳剤層へ侵入し、乳剤層を突き抜けることなく停止して飛跡全長が記録されることを前提としている。もし二個の電子のいずれかが乳剤層を突き抜けた場合（図 29 右の飛跡）、正しくエネルギーを再構成できず、そのイベントは解析対象から除外せざるを得ない。したがって、原子核乾板の片側乳剤層の厚さ（図 29 黒矢印）は、できるだけ厚いことが望ましい。

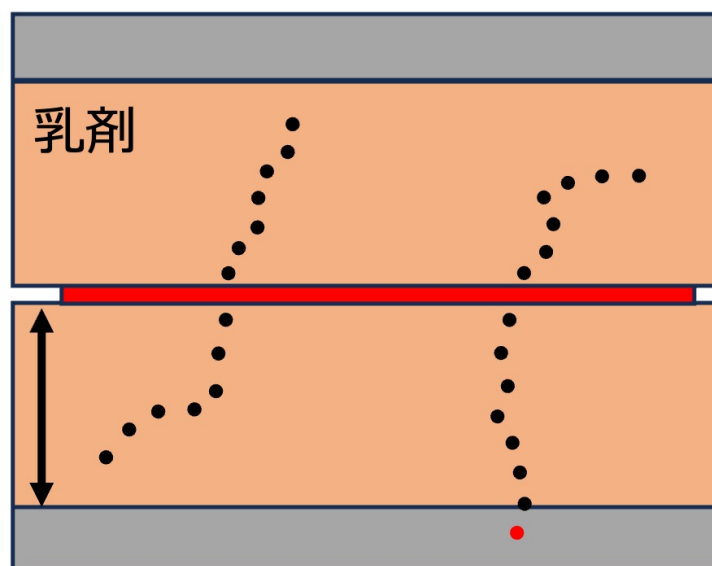


図 29: 検出器の構造と想定される飛跡のモデル図

そこで本節では、3.2 節のシミュレーション結果を用い、電子飛跡の z 座標 (z 軸方向

が乳剤層の厚さ方向)における最大値が乳剤層の厚さを超えていないかを確認することで、二個の電子がともに乳剤層内に収まる確率を評価した(表10)。

乳剤層の厚さ [mm]	電子が二個とも乳剤層内に収まる確率
0.4	4.8 %
0.6	18.5 %
0.8	36.3 %
1.0	53.1 %
1.2	66.9 %
1.4	77.3 %
1.6	84.8 %
1.8	90.1 %
2.0	93.7 %

表 10: 乳剤層の厚さに対する電子が二個とも乳剤層内に収まる確率

以上の結果から、片側の乳剤層の厚さが 1.0 mm 程度で初めて、二個の電子がともに乳剤層内に収まる確率が 50 % を超えることが示された。

しかし、原子核乾板に用いられる乳剤層の厚さは、通常 70~350 μm 程度である。したがって、本実験を実現するためには、従来よりも厚い乳剤層を有する原子核乾板、すなわち厚型乳剤の開発が不可欠である。第 4 章では、厚型乾板の開発状況について報告する。

第4章

厚型乾板の開発

原子核乾板に用いられる乳剤層の厚さは、通常 70～350 μm 程度である。しかし、3.5 節で示したように、 ^{82}Se の $0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーションによると、発生した二個の電子が乳剤内に収まる確率は、乳剤厚が 1.0 mm 程度でようやく 50 % を超える。したがって、本実験を実現するためには、従来よりも厚い乳剤層を有する原子核乾板、すなわち厚型乳剤の開発が不可欠である。

厚型乾板を製作するに当たって直面する課題の一つとして、乾燥時間の長さが挙げられる。将来的な大量生産を見据え、24 時間以内での乾燥を目標としている。そこで、本研究では乳剤の主成分であるゼラチンを用いて 1.0 mm 厚の乳剤を再現し、乾燥機を用いることで乾燥時間の短縮を図り、24 時間以内で完了する乾燥工程の確立を目指した。

4.1 乾燥試験

乾燥試験の手順は以下の通りである。

- ① ホットスターラーを用いて、純水と粉末ゼラチンを 40 $^{\circ}\text{C}$ で約 40 分ほど混ぜ、実際の乳剤と同様に 5 % のゼラチンを作成する。
- ② プラスチックベースを貼ったアクリル板の上に底の空いたアクリル枠 (図 30) を置き、枠内にゼラチンを流し込み、20 $^{\circ}\text{C}$ に設定した恒温槽内に置いてゼラチンが固まるまでの約 1 時間待つ (図 31)。

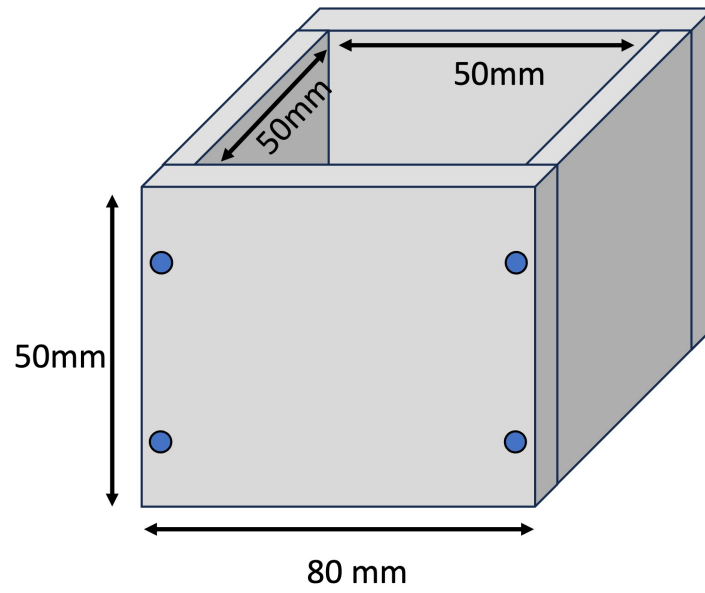


図 30: アクリル枠 (青丸部分：ネジ穴)

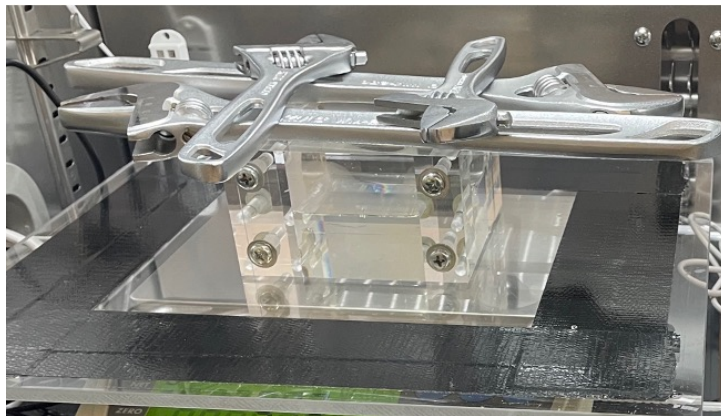


図 31: ゼラチンを流し込んだ様子
(アクリル枠の下からゼラチンが染み出すのを防ぐために
レンチをおもりとして乗せている)

- ③ ゼラチンが固まったら、枠のネジを外して枠をゼラチンからカッターで剥がす (図 32)。

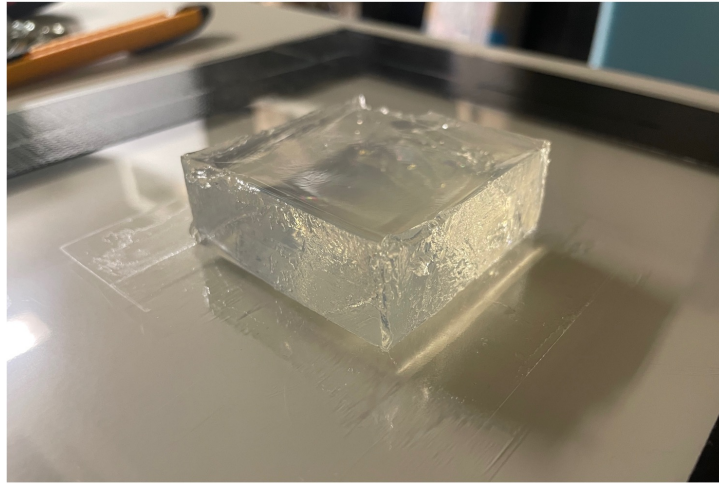


図 32: カッターで枠から外した後のゼラチン

- ④ ゼラチンをアクリル板ごと電子スケールに載せ、恒温槽内で小型乾燥機 (図 33) の風で乾燥させる (図 34)。

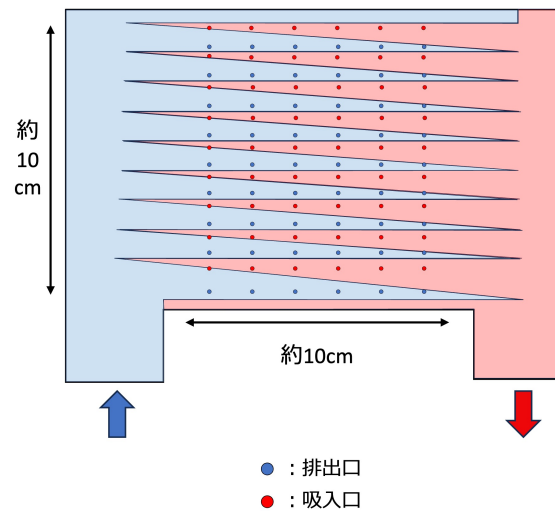
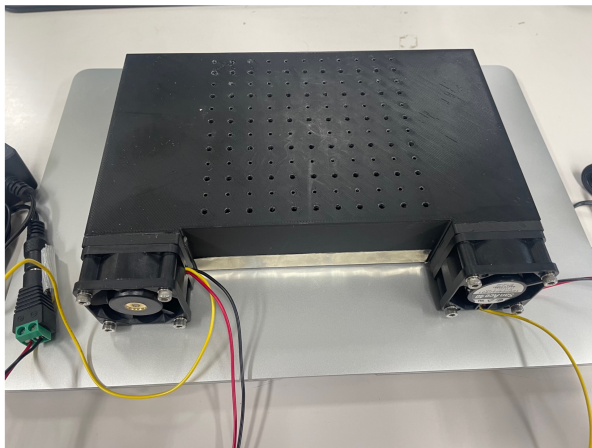


図 33: 小型乾燥機 (ファンの最大風量: $0.22 \text{ m}^3/\text{min}$)

中央部分の穴から吹き出した風が、周囲の穴からの風によって逃げ場を失い滞留すると、風が全面に均等に当たらなくなる。そのため、本装置には排気用ファンだけでなく吸気用ファンも設けられている。また、本装置ではベルヌーイの定理に基づき、断面積の変化によって流速および圧力分布を制御する構造を採用している。内部は奥に行くほど断面積が小さくなるケーキ型の形状とし、流速を増加させることで圧力差を生じさせ、すべての穴における風量が均一となるよう設計されている。

本乾燥機は、名古屋大学全学技術センター装置開発技術支援室の坂井氏に製作していただきました。

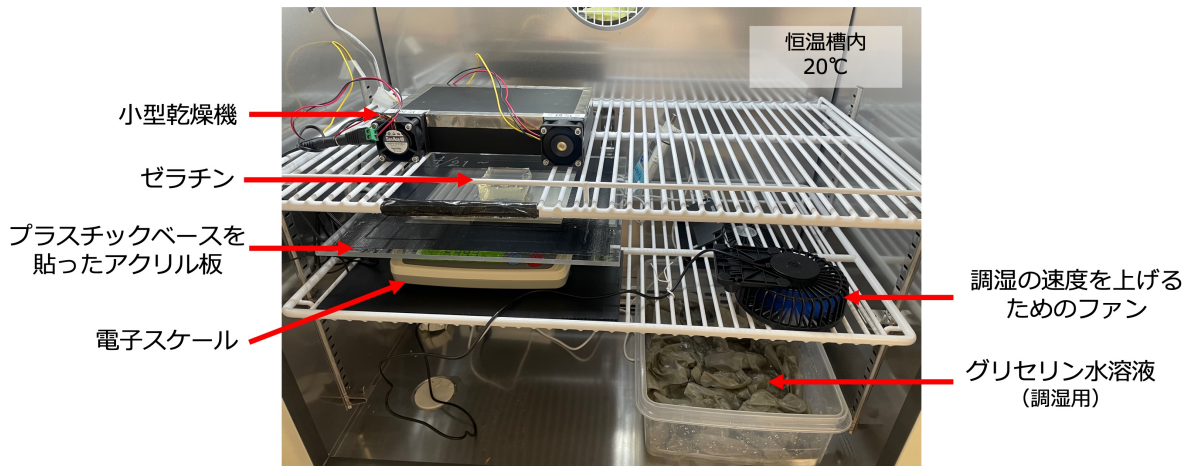


図 34: 乾燥試験を行った環境
(冬の湿度が低い時期は、グリセリン水溶液を用いて湿度を 35～60 % に維持した。)

⑤ 2 分ごとに質量を記録し、質量減少が止まるまでの時間を調べる。

4.2 厚さごとの乾燥時間

まずは、乾燥機をゼラチンから 5 cm の距離に置き、0.3, 0.6, 1.0 mm 厚の乾燥にかかる時間を調べた (図 35)。

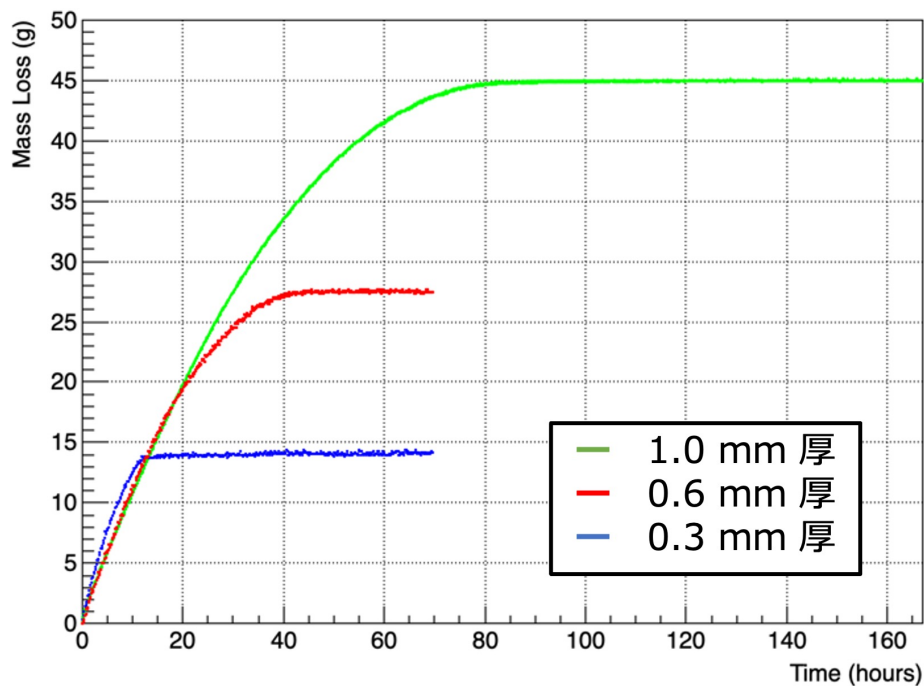


図 35: 厚さごとの質量減少量の時間変化

乾燥にかかった時間はそれぞれ、0.3 mm 厚で約 15 時間、0.6 mm 厚で約 46 時間、1.0 mm 厚で約 90 時間であり、乳剤厚の増加に伴い乾燥時間は非線形に増大することが分かった。

1.0 mm 厚において目標である 24 時間以内の乾燥を実現するため、次節（4.3 節）では乾燥時間短縮のために行った取り組みとその結果について述べる。

4.3 乾燥時間の短縮

乾燥時間の短縮を目的として、1.0 mm 厚のゼラチンに対し、乾燥機の風量、乾燥機との距離、および恒温槽内の温度をそれぞれ調整し、その効果を検証した。

風量と乾燥機との距離の調整

新たに、風量の大きいファンを取り付けた新型の小型乾燥機（図 36）を用いて乾燥試験を行った。ファンの最大風量は従来の $0.22 \text{ m}^3/\text{min}$ から $1.5 \text{ m}^3/\text{min}$ となった。しかし、新型の乾燥機では吸気に対して排気が強い構造であったため、乾燥試験では排気風量を最大風量の半分である $0.755 \text{ m}^3/\text{min}$ に設定した。よって、従来の風量の約 3.4 倍で試験を行った。

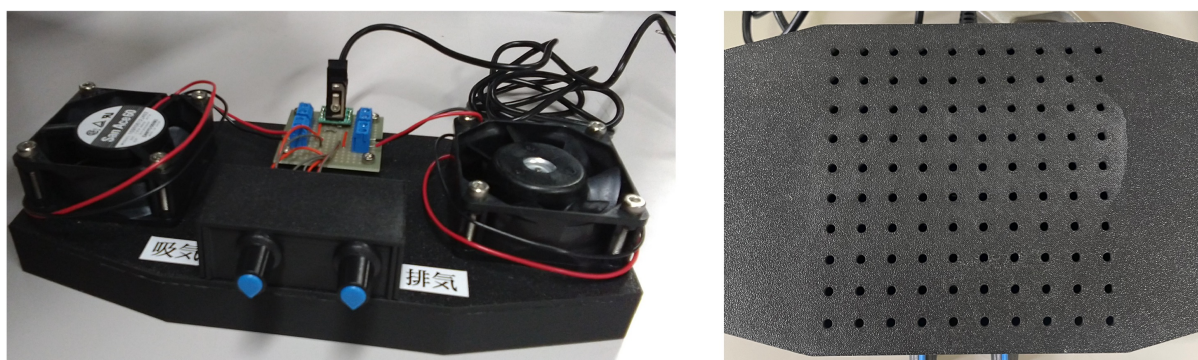


図 36: 小型乾燥機 (ファンの最大風量： $1.5 \text{ m}^3/\text{min}$)

従来の乾燥機と同様に、すべての穴から同等の風量が入り出すよう工夫されている。

また、ゼラチンと乾燥機の距離を 5 cm から 1 cm に縮め、乾燥時間の短縮を図った（図 37）。

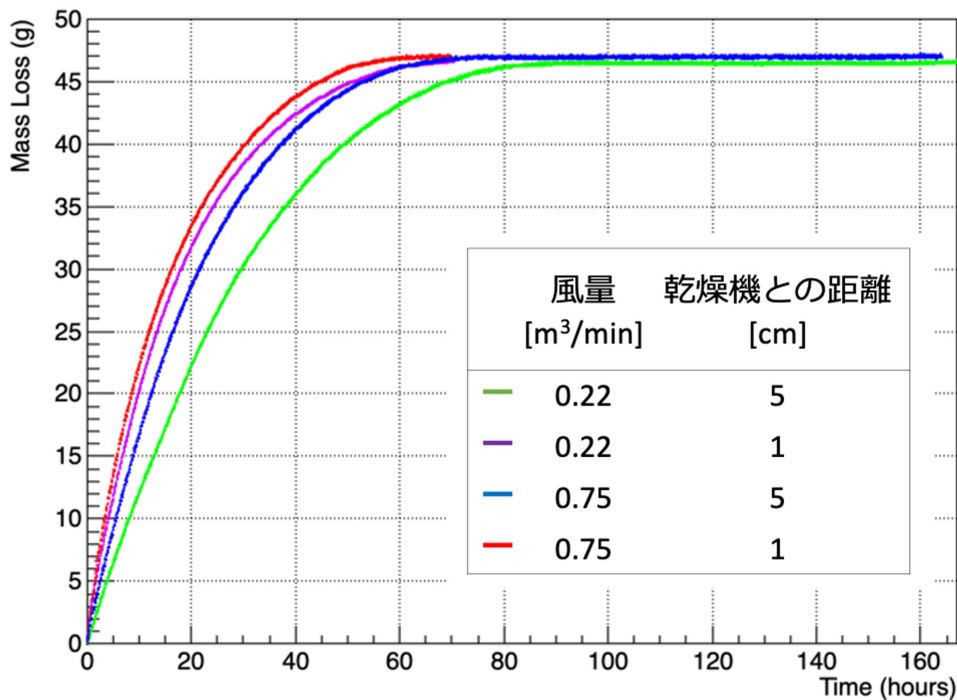


図 37: 1 mm 厚ゼラチンの質量減少量の時間変化

風量を増加させ、乾燥機との距離を短縮することで乾燥時間の短縮が確認された。しかし、風量 $0.75 \text{ m}^3/\text{min}$ 、乾燥機との距離 1 cm という条件においても、乾燥時間は約 70 時間を要し、現状の乾燥機の風量条件では目標である 24 時間以内の乾燥を達成できないことが明らかとなった。

恒温槽内の温度の調整

次に、乾燥試験を行っている恒温槽の設定温度を $20 \text{ }^\circ\text{C}$ から上げることで、乾燥時間の短縮を図った。

まず、ゼラチンを枠に流し入れる前に恒温槽の設定温度を $20 \text{ }^\circ\text{C}$ から上げたが、 $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 以上ではゼラチンが固まらず、枠を外すことができなかった。

そこで、ゼラチンが固まるまでは恒温槽の設定温度を $20 \text{ }^\circ\text{C}$ とし、固まって枠を外した後に温度を上げる方法を試した。しかし、この場合においても、 $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 以上ではゼラチンが緩みだし、形を維持したまま乾燥させることができなかった (図 38)。

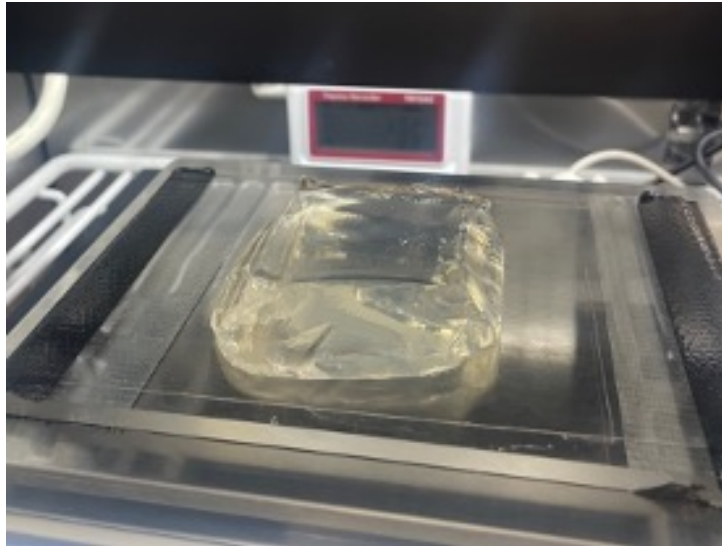


図 38: 枠を外してから 40 °C に上げて約 1 時間半後の様子

枠を外した直後に温度を上げると、ゼラチンの水分率がまだ高いために緩みだしたと考えられる。したがって、乾燥初期は低温で乾燥を進め、水分減少量に応じて段階的に温度を上げることで乾燥時間の短縮を図る手法を検討する必要がある。

4.4 乾燥時間以外の課題

これまでの乾燥試験により、乾燥時間以外にも、ベースの湾曲という課題や、ゼラチンの縁の歪みによって 1 mm 厚で製作したにもかかわらず厚さが 0.15~0.25 mm 程度不足するという課題が明らかになった (図 39)。

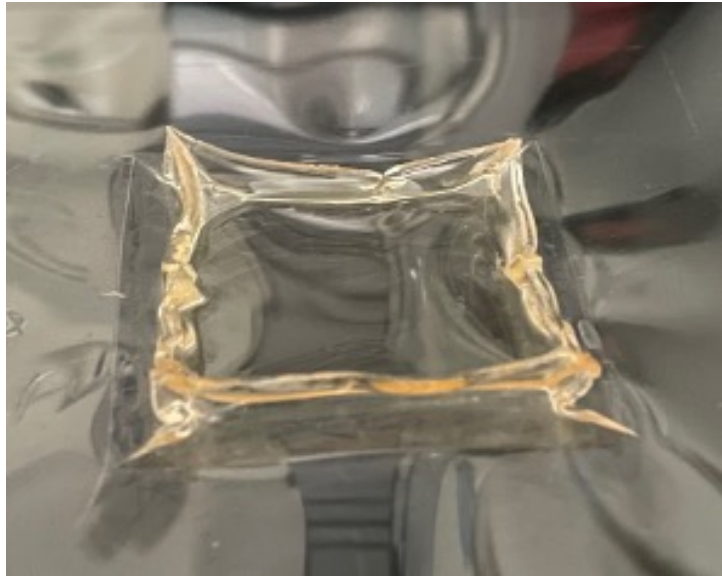


図 39: 1 mm 厚ゼラチンを乾燥させたあとのゼラチンとベースの様子
(歪んだ縁を除いた中央部分の平均の厚さ：0.75 mm)

ベースの湾曲

ゼラチンは乾燥に伴って水分が失われ収縮するため、その収縮によってベースが引っ張られ、湾曲が生じる。そこで、本研究では、実際の原子核乾板の製造方法と同様に、ベースとアクリル板の間を真空引きすることで、ベースの湾曲が抑制されるかを検証した。溝の掘られたアクリル板を用いて、この溝から真空引きを行った (図 40)。

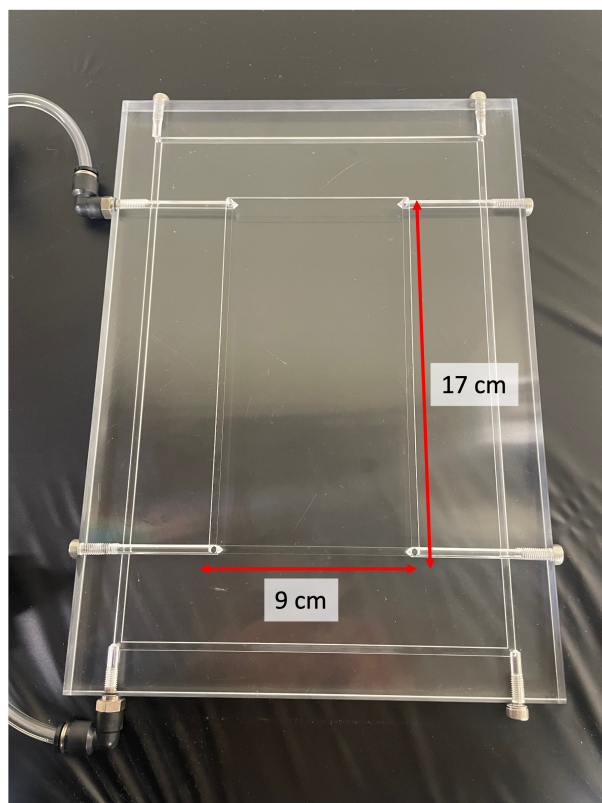


図 40: 真空引き用のアクリル板

内側の溝 (赤矢印部分) がベースとの間の真空を引くための溝である。外側の溝は内側の溝とは反対側の面に掘られており、本来は水平な台との間の真空を引いてアクリル板を水平に固定するための溝であるが、本研究ではこの溝よりも小さい面の電子スケールに載せて乾燥させるため、外側の溝の真空引きを行わなかった。

図 41 のようにして、真空ポンプからチューブを恒温槽内のアクリル板に接続し、塗布する段階から乾燥が終わるまで真空を引き続けた。



図 41: 真空引きをしての乾燥試験のセットアップ

1 mm 厚ゼラチンを真空引きしながら乾燥させ、1 週間経過して乾燥が終わったときの様子と、その後真空引きを止めた後に横から撮影した画像を図 42 に示す。

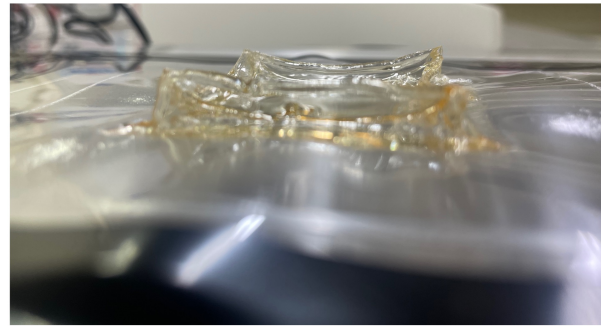
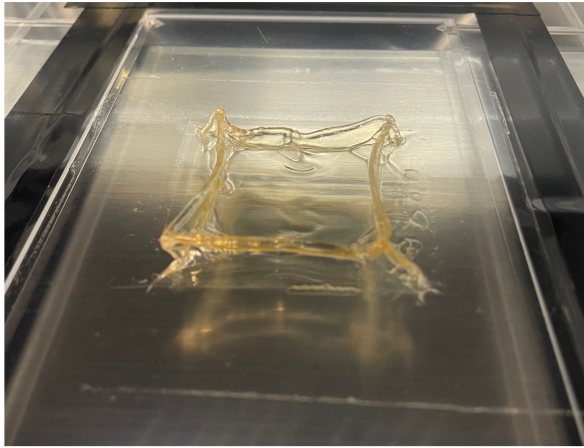


図 42: 真空引きをした状態で乾燥させた 1 mm 厚ゼラチンの 1 週間後の様子
(左: 真空引きを続けているとき 右: 真空引きを止めた後 (横から撮影))

このように、真空引きを継続している間はベースの湾曲は生じなかったが、真空引きを停止した直後にベースの湾曲が確認された。これは、乾燥時の湿度が低すぎたために表面付近の乾燥が内部に比べて著しく進行し、その乾燥速度の差によって大きな応力が生じたことが原因である可能性が高いと考えられる。

したがって、実際の原子核乾板の製造条件と同様の湿度 (80~90 %) に設定して再度乾燥試験を行い、ベースの湾曲が抑制されるかを検証する必要がある。

縁の歪み

ゼラチン (乳剤) の縁の歪みを抑えるために、外側の 1 cm 幅にゼラチンをさらに追加する手法を試した。手順は以下の通りである。

- ① 内枠内にゼラチン 1 (乳剤想定) を流し込む
- ② 1 時間経過後、内枠を外す
- ③ 外枠とゼラチン 1 (乳剤想定) の間に、ゼラチン 2 をゼラチン 1 と同じ高さまで流し込む
- ④ 1 時間経過後、外枠を外す
- ⑤ 乾燥させる

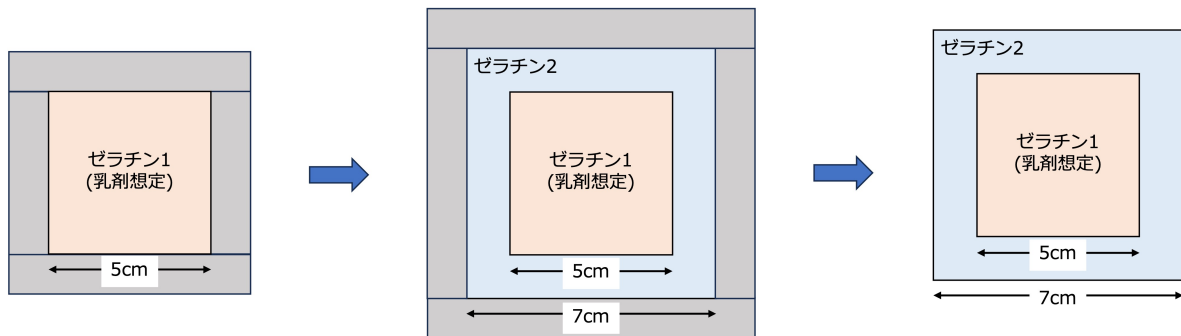


図 43: 外側にゼラチンを塗布する手順

このような手順で外側にゼラチンを塗布した結果、図 44(右)のように、乾燥が進むと内側と外側のゼラチンの判別がつかず、内側のゼラチンが変形したかがわからなかった。

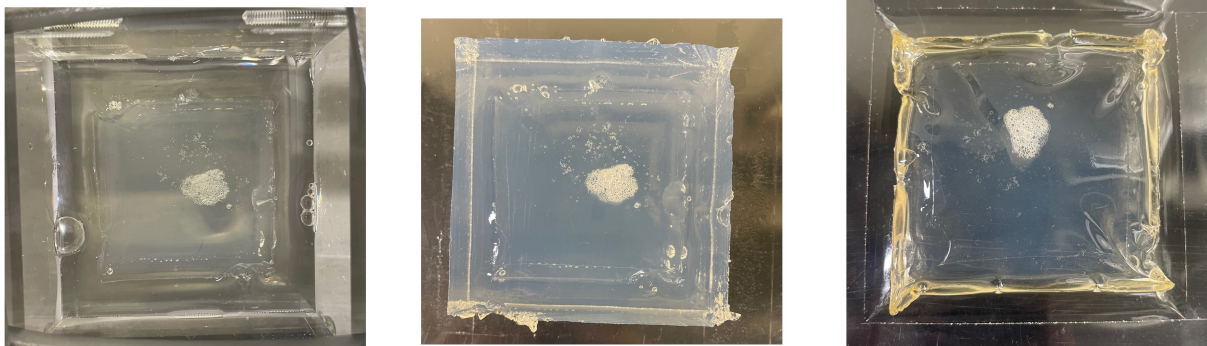


図 44: 外側にゼラチンを塗布した様子
(左：外側のゼラチンを流し込んだ直後 中央：外枠を外した直後 右：約 3 日経過時)

そこで、図 45 のように、内側のゼラチンを赤色の食紅を用いて染色し、変形の有無を確認した。

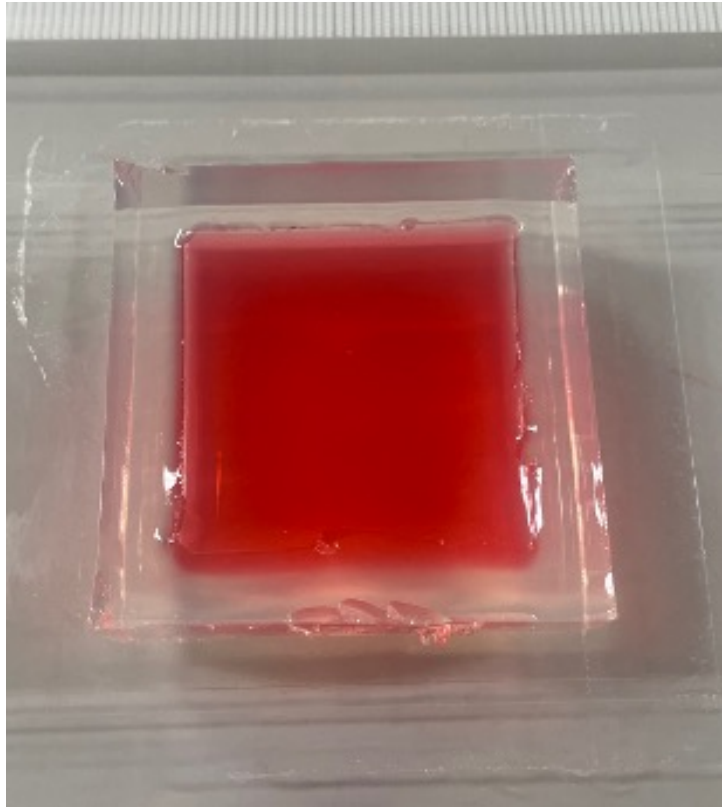


図 45: 外枠を外した直後の様子

このようにして、内側のみ赤色に染色させたゼラチンを乾燥させたあとの様子を図 46 に、またその断面のモデル図を図 47 に示す。

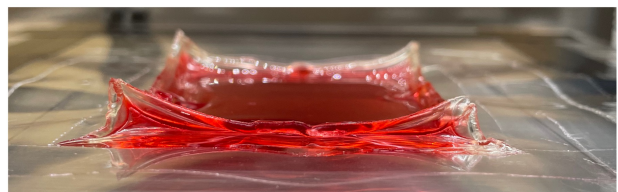
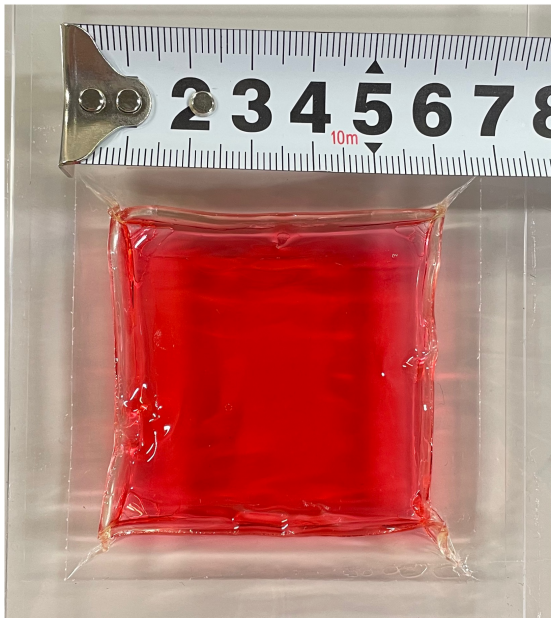


図 46: 内側のゼラチンを染色し乾燥させたようす
(左: 上面 右: 側面)

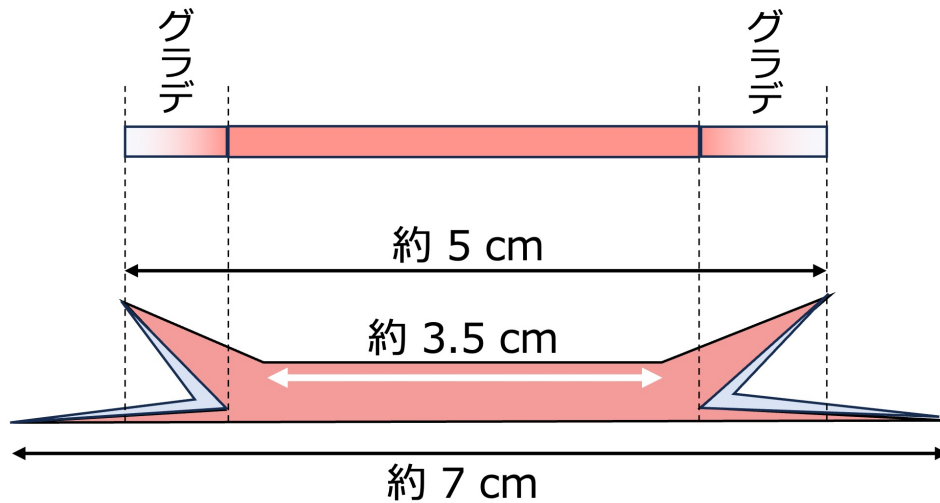


図 47: 乾燥後の断面モデル図
(赤：内側ゼラチン(乳剤想定) 水色：外側ゼラチン)

外側の 1 cm 幅にゼラチンを追加しただけでは、内側のゼラチンの変形を抑えることはできなかった。その結果、乾燥後の厚さが 1 mm となるようにゼラチン量を調整して製作を行ったが、乾燥後に測定した厚さの平均値は 0.91 mm であった (図 48)。

0.810	0.852	0.911	0.992
○	○	○	○
0.896	0.913	0.921	0.974
○	○	○	○
0.962	0.920	0.933	1.029
○	○	○	○
0.825	0.902	0.910	0.875
○	○	○	○

図 48: 乾燥後の厚さ分布
(盛り上がりのない 16 箇所を計測した。)

縁の歪みについても、ベースの湾曲原因と同じく、乾燥時の湿度が低すぎたために表面付近の乾燥が内部に比べて著しく進行し、その乾燥速度の差によって大きな応力が生じたことが原因であると考えられる。

したがって、実際の原子核乾板の製造条件と同様の湿度（80～90 %）に設定して再度乾燥試験を行い、ベースの湾曲だけでなく縁の歪みが抑制されるかを検証する必要がある。

第5章

まとめと展望

5.1 まとめと今後の展望 (MC Simulation)

Geant4 を用いて ^{82}Se の二重ベータ崩壊 (Q 値 = 2.99 MeV) をシミュレーションし、飛跡の長さからエネルギーを再構成する手法を検証した。乳剤のみの場合、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の再構成エネルギー分布はピーク 2.955 MeV、分解能 1.49 % であり、2.74 MeV 以上では $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寄与が確認されなかった。この範囲を ROI とすると、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を 85.3 % の効率で検出可能であることが分かった。

一方、Se シートを導入すると Se 内部の飛跡が観測できないため再構成精度は悪化し、厚さ 10 μm ではピーク 2.928 MeV、分解能 2.10 % に、厚さ 100 μm ではピーク 2.845 MeV、分解能 2.90 % に低下した。しかし、いずれの場合も $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寄与がない ROI の設定は可能であった。

また、Se シート厚が増すほど電子が両方 Se シートから出る確率が低下し、探索効率も悪化する一方で、核種量増加による利点もあり、探索半径 300 μm の条件では厚さ 100 μm が最終的な検出数最大となった。

今後は、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊以外のバックグラウンド事象の評価を行うとともに、Se シート内部飛跡長の推定精度向上のため、崩壊点推定に多重散乱による角度分布を用いる手法を検討している。

5.2 まとめと今後の展望 (厚型乾板)

厚型乾板の開発では、1.0 mm 厚の乳剤を 5 % ゼラチンで再現し、乾燥試験を行った。乾燥機を 5 cm 離して用いた場合、1.0 mm 厚の乾燥には約 90 時間を要し、風量増加や乾燥機の距離短縮により約 70 時間まで短縮できたものの、目標の 24 時間以内には到達しなかった。温度を上げる方法では、25 $^{\circ}\text{C}$ 以上でゼラチンが緩み、形状を維持できなかった。そのため、乾燥時間短縮には水分減少量に応じた段階的温度制御などによる乾燥時間の短縮手法を検討する必要がある。また、実際の乳剤を用いた乾燥試験も今後実施する予定である。

さらに、ベースの湾曲や縁の歪みは、低湿度による表面乾燥の進行差が原因と考えられ、実際の製造条件に近い湿度 (80~90 %) で再試験し、形状変化が抑制されるかを検証する必要がある。

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この場を借りて深く感謝申し上げます。

本研究を通して終始ご指導いただきました指導教員の南野彰宏教授には、研究に行き詰まった際には的確な助言をいただき、また将来の進路についても常に気にかけてくださいました。特に修士課程2年次における学校での非常勤講師としての活動についてご理解とご配慮をいただいたことは、本研究に取り組む上で大きな支えとなりました。

α β ミーティングのメンバーである名古屋大学F研および東京理科大学石塚研究室の皆様にも心より感謝申し上げます。福田努特任講師には、学部生の頃より長きにわたりご指導いただき、研究を自らの手で進めることの重要性についてご教示いただきました。そして、 α β ミーティングを通じて活発な議論の場を設けていただいたことは、本研究を深める上で大きな助けとなりました。また、長原翔伍氏にはミーティングのたびに自身では気づかなかった点について助言をいただき、松尾友和氏にはシミュレーションデータの提供をいただきました。さらに、学生の皆様からも原子核乾板や Geant4 シミュレーションに関する知識を共有していただき、多くの学びを得ることができました。

また、研究室のメンバーで卒業された先輩方からはシミュレーションに関する助言や資料をいただき、研究の基礎を築くことができました。後輩の皆さんとは研究以外の話もできる良い関係に恵まれ、充実した研究生生活を送ることができました。また、同期の存在は常に良い刺激となり、自身も努力を続けなければならないと強く感じさせてくれました。

改めて、本研究に関わってくださったすべての方々に、心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] R. N. Cahn, D. A. Dwyer, S. J. Freedman, W. C. Haxton, R. W. Kadel, Yu. G. Kolomensky, K. B. Luk, P. McDonald, G. D. Orebi Gann, A. W. P. Poon(2023, Lawrence Berkeley National Laboratory, white paper), 「Measuring the Neutrino Mass Hierarchy」
- [2] 那仁格日樂 (平成 27 年、宮崎教育大学、修士論文) 「ジルコニウムを用いた二重ベータ崩壊実験用液体シンチレータの開発」
- [3] 丸藤祐仁 (東北大学)、第 27 回ニュートリノ研究会、「KamLAND-Zen 実験」
(https://indico.icrr.u-tokyo.ac.jp/event/4/contributions/1078/attachments/817/947/KL-Zen_gando.pdf)
- [4] AXEL - 高エネルギー物理学研究室, introduction
(<https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/Neutrino/AXEL/introduction.html>)
- [5] Ben Jones(UNIVERSITY OF TEXAS ARLINGTON), 「SEARCHES FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY」
(https://indico.phy.ornl.gov/event/142/contributions/671/attachments/722/1793/NDBD_NDM.pdf)
- [6] 名古屋大学理学研究科・素粒子宇宙物理系 F 研 基本粒子研究室, ギャラリー
(<https://flab.phys.nagoya-u.ac.jp/2011/ippan/gallery/>)
- [7] National Institute of Standards and Technology, compositional data
(<https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?matno=215>)
- [8] BxDecay0 - C++ port of the legacy Decay0 FORTRAN library
(<https://github.com/BxCppDev/bxdecay0>)
- [9] NEMO-3 Collaboration, 「Final results on ^{82}Se double beta decay to the ground state of ^{82}Kr from the NEMO-3 experiment"」, arXiv:1806.05553 [hep-ex]
(<https://arxiv.org/abs/1806.05553>)
- [10] 倉澤真帆 (令和 4 年、東北大学、修士論文) 「KamLAND2-Zen 実験のための、有機物に含まれる極微量放射性元素の高感度測定方法と純化方法の開発・研究」
- [11] 中村陸生 (令和 2 年、東北大学、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」

- [12] 中畑豪 (令和4年、東北大学、修士論文) 「KamLAND2 へ向けたフロントエンド回路の性能評価と最適化」
- [13] Kai Zuber (2004), NEUTRINO PHYSICS, CRC Press
- [14] 谷原祐史 (令和3年、横浜国立大学、修士論文) 「電子ニュートリノ反応測定に向けた原子核乾板を用いた運動量測定と粒子識別」