

宮城教育大学 教育学部
中等教育教員養成課程 理科教育専攻

卒業論文

^{96}Zr を用いたニュートリノを
放出する二重ベータ崩壊事象の
観測における背景事象の評価

佐藤龍之介

令和7年3月26日

要旨

ニュートリノ振動の研究によって、ニュートリノが質量を有することが判明したものの、その絶対質量は非常に小さく、未だその値の決定には至っていない。ニュートリノの質量生成機構については現在も研究が進められており、有力な説としてマヨラナ質量があげられている。ニュートリノをマヨラナ粒子と考えることで、軽いニュートリノの質量について自然に説明することが可能となり、この理論はシーソー機構と呼ばれている。ニュートリノのマヨラナ性を探る実験手法としては、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索が代表的なものとされており、その探索にあたっては大量の二重ベータ崩壊核を用いることや、検出器のエネルギー分解能を向上させること、背景事象を可能な限り除去することが重要となる。

当研究室では $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索のため、 ^{96}Zr を含む錯体を溶解させた有機液体シンチレータを使用した ZICOS (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay experiment) 実験を計画しており、将来の実施を予定している。その実証実験として、 ^{96}Zr による 2つのニュートリノを放出する二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) を観測し、その半減期を求めることを目的とした 2ν -ZICOS 実験を計画し、2025 年度の観測開始に向けて準備を進めてきた。 ^{96}Zr の Q 値は 3.35 MeV で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊では崩壊に伴って放出される 2つの電子のエネルギー和が Q 値にピークとなって現れる一方で、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の場合には連続分布となる。 $0\nu\beta\beta$ 、 $2\nu\beta\beta$ のいずれの場合でも、探索を行ううえで最も危惧すべき背景事象として、トリウム系列 ^{208}Tl の崩壊事象があげられる。これを除去するためには、シンチレーション光の波形テンプレートをを用いて信号に対するチェレンコフ光の有無を判別し、チェレンコフ光の位相幾何学情報を用いて平均角を算出することが求められる。

本研究では、 2ν -ZICOS 実験で用いる光電子増倍管と液体シンチレータにより実験装置を製作し、シンチレーション光とチェレンコフ光の同時観測を行い、シンチレーション光の波形テンプレートを作成した。また、鉛遮蔽体の有無による背景事象数の変化や、検出器に由来する背景事象の詳細について調査するため、高純度石英ガラス製のバイアルに液体シンチレータを封入し、環境中および鉛遮蔽体の内部でのデータ観測を実施した。さらに、この測定データを解析したのちに、EGS5 によるシミュレーションデータや、KamLAND-Zen による実験結果と比較しながら背景事象の推定やその評価を行った。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 ニュートリノ	1
1.1.1 ニュートリノ仮説とベータ崩壊	1
1.1.2 ニュートリノの発見	2
1.1.3 ニュートリノ質量とマヨラナ性	2
1.2 二重ベータ崩壊	3
1.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索	5
1.3.1 探索の手法	6
1.3.2 $0\nu\beta\beta$ 探索実験の例	7
第 2 章 ZICOS 実験	9
2.1 検出器概要	9
2.1.1 光電子増倍管 (PMT)	10
2.1.2 シンチレータ	10
2.2 ^{208}Tl の崩壊による背景事象の除去	12
2.2.1 チェレンコフ光	12
2.2.2 シンチレーション光とチェレンコフ光の波形分別	13
2.2.3 平均角	14
第 3 章 2ν-ZICOS 実験	16
3.1 検出器概要	16
3.2 波形テンプレートの作成	18
3.2.1 シンチレーション光とチェレンコフ光の同時観測	18
3.2.2 測定データの解析	20
3.3 背景事象の測定とその評価	24
3.3.1 測定原理とセットアップ	25
3.3.2 測定データの解析	26
3.3.3 背景事象の推定と評価	32
第 4 章 結論	38
参考文献	41
謝辞	42

目次

1.1	二重ベータ崩壊の2つのモード	4
1.2	二重ベータ崩壊で観測される2つの電子のエネルギー和	4
2.1	ZICOS 検出器 (中心部) のイメージ [1, p.132]	9
2.2	光電子増倍管の構造図	10
2.3	ZICOS 実験における液体シンチレータに含まれる物質	11
2.4	チェレンコフ光の発生過程	12
2.5	チェレンコフ光と放射角	15
2.6	^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象と ^{208}Tl の崩壊事象における平均角分布のシミュレーション [4]	15
3.1	2ν -ZICOS 検出器の概要	16
3.2	波形テンプレート作成のための測定セットアップ	19
3.3	^{60}Co , ^{133}Ba による信号の測定結果 (Q_{total} 分布)	20
3.4	^{60}Co と ^{133}Ba による信号の立ち上がりの比較	22
3.5	測定データにより作成した波形テンプレート	23
3.6	背景事象測定のためのセットアップ	25
3.7	プラスチックシンチレータの配置図	25
3.8	背景事象観測のための実験装置	26
3.9	データ解析におけるフィッティングの例	27
3.10	ADC カウント数とエネルギーの対応関係の例	27
3.11	宇宙線ミュオンによる背景事象	28
3.12	銅を通過するミュオンの質量阻止能 [6, p.577]	29
3.13	鉛による遮蔽を行わずに観測した事象のエネルギー分布	30
3.14	鉛遮蔽体の内部で観測した事象のエネルギー分布	31
3.15	ミュオン事象を除去した分布の比較	32
3.16	シミュレーションによる ^{40}K の β 線スペクトル	33
3.17	シミュレーションによる γ 線スペクトルの指数関数フィッティング	34
3.18	鉛遮蔽体内部での観測データにおける ^{40}K , ^{208}Tl が放出する β 線による事象数	34

3.19 2ν -ZICOS 検出器における核破砕による ^{11}C の生成事象数	36
i トリウム系列の壊変系列図	39
ii ウラン系列の壊変系列図	40

表目次

1.1	標準模型における素粒子	1
1.2	$Q_{\beta\beta} > 2$ MeV の二重ベータ崩壊核の一覧	5
2.1	アニソールの物理的・化学的性質	11
3.1	高純度石英ガラス (GE214) の ICP 質量分析結果	17
3.2	Zr(iPrac) ₄ の ICP 質量分析結果	17
3.3	⁴⁰ K, ²³² Th, ²³⁸ U の天然存在比, 半減期, モル質量 [5]	18
3.4	⁴⁰ K, ²³² Th, ²³⁸ U の放射能 R と予想される事象数	18
3.5	⁶⁰ Co, ¹³³ Ba が放出する γ 線のエネルギーと散乱電子がもつ最大のエネルギー	19
3.6	⁶⁰ Co, ¹³³ Ba の信号の事象選択条件	21
3.7	チェレンコフ光を含む波形テンプレートの Mean と RMS の値	24
3.8	シンチレーション光のみを含む波形テンプレートの Mean と RMS の値	24
3.9	4 種類の γ 線源が放出する γ 線のエネルギーとコンプトン端に相当するエネルギー	27
3.10	プラスチックシンチレータのカットポイント	30
3.11	⁴⁰ K, ²⁰⁸ Tl, ²¹⁴ Bi が放出する主な β 線の最大エネルギーと半減期	33

第 1 章 序論

1.1 ニュートリノ

すべての物質を構成する最小単位は素粒子であり，素粒子物理学は標準模型と呼ばれる理論をもとに成り立っている。素粒子はそれ自体がもつスピンの値により，表 1.1 のように分類される。スピンの値がディラック定数 $\hbar = h/2\pi$ の半整数倍により表されるものはフェルミオン，整数倍により表されるものはボソンと呼ばれている。

フェルミオン			ボソン	
クォーク	レプトン		γ	g
u c t	ν_e ν_μ ν_τ		W	Z
d s b	e μ τ		H	

表 1.1: 標準模型における素粒子

フェルミオンは受ける相互作用やその電荷によってクォーク，レプトンに分類される。クォークの電荷は， u ， c ， t クォークが $\frac{2}{3}e$ であり， d ， s ， b クォークが $-\frac{1}{3}e$ である。陽子は uud クォークで構成されているため，電荷は $\frac{2}{3}e + \frac{2}{3}e - \frac{1}{3}e = +1e$ となる。レプトンには電子と同様に電荷 $-e$ をもつ荷電レプトン (e ， μ ， τ) と，それぞれに対応する電荷 0 の中性レプトンであるニュートリノ (ν_e ， ν_μ ， ν_τ) が存在する。ニュートリノには 3 つの質量固有値 (m_1 ， m_2 ， m_3) が存在しており，これらの混合割合によりニュートリノのフレーバーが決定する。クォークやレプトンには電荷や量子数などの性質が正反対である反粒子が存在するが，ニュートリノは電荷をもたないため，粒子と反粒子が同一であるかどうかという性質は未だ解明されていない。また，ニュートリノ振動の研究によりニュートリノが質量をもつことはわかったものの，質量の固有値についてはまだ決まっておらず，ニュートリノは謎の多い素粒子といえる。

1.1.1 ニュートリノ仮説とベータ崩壊

放射線の発見時，放射線は α 線， β 線， γ 線の 3 種類あることがわかり，このうち β 線は次のような過程により放出されると考えられた。

$$n \rightarrow p + e^- \tag{1.1}$$

これによればベータ崩壊は 2 体崩壊で、 β 線のエネルギーは一定値をとることが予想されるが、実際に測定された β 線のエネルギーは連続値をとっていた。そのため、スイスの物理学者パウリ (Wolfgang Ernst Pauli) はベータ崩壊の過程で、電荷をもたず観測にかからない未知の粒子が放出されると考え、式 1.1 は次のように置き換えられた (ニュートリノ仮説)。

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

この考え方によればベータ崩壊は 3 体崩壊となり、観測された β 線のエネルギーが連続値であったことが説明できる。

1.1.2 ニュートリノの発見

ニュートリノは、式 1.2 の逆反応を用いることにより発見が可能である。

$$p + e^- + \bar{\nu} \rightarrow n \quad (1.3)$$

陽子 p は物質中に数多く存在するため、反ニュートリノ $\bar{\nu}$ を照射することで、式 1.3 の類似反応を観測することができる。

$$p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+ \quad (1.4)$$

アメリカの物理学者ライネス (Frederick Reines) は、反ニュートリノ $\bar{\nu}$ を大量に生成する原子炉の傍に検出器を設置し、反ニュートリノ起源の中性子 n と陽電子 e^+ が同時に発生する事象を観測することに成功し、ニュートリノの存在を実証した。これはパウリによるニュートリノの存在の予言から 20 年以上が経った 1955 年のことであった。そして現在では、相互作用の前後でレプトン数が保存することと、ベータ崩壊の過程ではニュートリノが電子とともに放出されることから、式 1.2 は次のように置き換えられている。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.5)$$

1.1.3 ニュートリノ質量とマヨラナ性

ニュートリノ質量の生成機構については現在も研究が進められているが、有力な説の 1 つとしてマヨラナ質量があげられている。先述のとおり、ニュートリノは中性粒子であるため、ニュートリノと反ニュートリノが同じ粒子である可能性がある。粒子の反粒子状態が、その粒子そのものである粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。ニュートリノを除くクォークやレプトンは、電荷をもつため反粒子の状態が粒子と同じなることはなく、このような粒子はディラック粒子と呼ばれる。ニュートリノがマヨラナ粒子の場合は、反ニュートリノの場を ν^C と表すと、素粒子の標準模型により次の質量項をつくることができ、この型の質量をマヨラナ質量と呼ぶ。

$$L_{mass} = m_L \bar{\nu}_L^C \nu_L + m_R \bar{\nu}_R^C \nu_R \quad (1.6)$$

ニュートリノのスピンの向きは、その進行方向に対して決定され、進行方向の向きが右巻き、その反対向きが左巻きとされている。弱い相互作用は左巻きの粒子か、右巻きの反粒子にしか

作用しないことが知られており、この帰結として、弱い相互作用はパリティ対称性を破ることが判明している。弱い相互作用するニュートリノは左巻きであり、パリティ変換した世界では弱い相互作用をする右巻きニュートリノが現れる。しかし、右巻きニュートリノは弱い相互作用をしないため、現実世界とは現象が一致せず、パリティ対称性が破れている。弱い相互作用ではこの破れが様々な反応で観測されている。なお、ニュートリノが左巻きであることは1957年にゴールドハーバー (Maurice Goldhaber) らによって実験で確かめられている。

ν_L , ν_R により構成される質量行列は、次のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_L & \nu_R \\ m_L & m_\nu \\ m_\nu & m_R \end{pmatrix} \begin{matrix} \nu_L \\ \nu_R \end{matrix} \quad (1.7)$$

右巻きニュートリノが観測されないことから、右巻きニュートリノのマヨラナ質量は非常に重く $m_\nu \ll m_R \equiv M$, また左巻きニュートリノのマヨラナ質量は非常に軽く $m_\nu \gg m_L \simeq 0$ と仮定すると、ニュートリノの質量行列は次のように書き直すことができる。

$$\begin{pmatrix} 0 & m_\nu \\ m_\nu & M \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

この質量行列を対角化することで、左巻きニュートリノの質量 $m_{\nu L}$ は次のように表される。

$$m_{\nu L} \simeq \frac{m_\nu^2}{M} \quad (1.9)$$

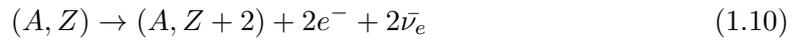
ここで m_ν はディラック質量で、その値が他のレプトンやクォークと同じ程度であっても、右巻きマヨラナニュートリノの質量 M が非常に重ければ、観測される左巻きニュートリノの質量は軽くなる。この理論はシーソー機構と呼ばれ、これにより自然に軽いニュートリノの質量について説明が可能である。ニュートリノをディラック粒子とした場合には小さい質量を自然に導入することは難しいため、現在ではニュートリノをマヨラナ粒子だとする考え方が有力であり、ニュートリノのマヨラナ性を解明するための研究が進められている。

1.2 二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ性をもつならば、ニュートリノはそれ自体が反粒子であるため、レプトンに与えられてきたレプトン数が、ニュートリノには適用できないことになる。ニュートリノと反ニュートリノにはそれぞれ1, -1のレプトン数が与えられており、これらは反応前後で保存されることが確認されている。しかし、ニュートリノがマヨラナ粒子であるならば、レプトン数の破れを伴う反応が起こることになる。これにより、実験ではレプトン数の保存を破るような反応が用いられる。その代表的な例が、原子核の二重ベータ崩壊で起こると考えられている、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) である。

二重ベータ崩壊とは、原子核が2つの電子を放出して原子番号が2増える現象であり、図1.1に示すように2つのモードが存在する。1つは図1.1aのように、2つの中性子の崩壊に

伴って2つの反電子ニュートリノが放出される過程である ($2\nu\beta\beta$ 崩壊)。



もう1つは、図 1.1b のようにニュートリノを放出しない過程である ($0\nu\beta\beta$)。



ここで A は質量数, Z は原子番号をそれぞれ表している。

図 1.2 にはそれぞれのモードの二重ベータ崩壊に伴って観測される2つの電子のエネルギー和のスペクトルを示している。図 1.2 において, $Q_{\beta\beta}$ は崩壊で放出される全エネルギーを表しており, $2\nu\beta\beta$ 崩壊 (式 1.10) では電子のエネルギー和が連続分布であるのに対して, ニュートリノがマヨラナ粒子である場合に起こる $0\nu\beta\beta$ 崩壊 (式 1.11) では $Q_{\beta\beta}$ にピークとなって現れる。

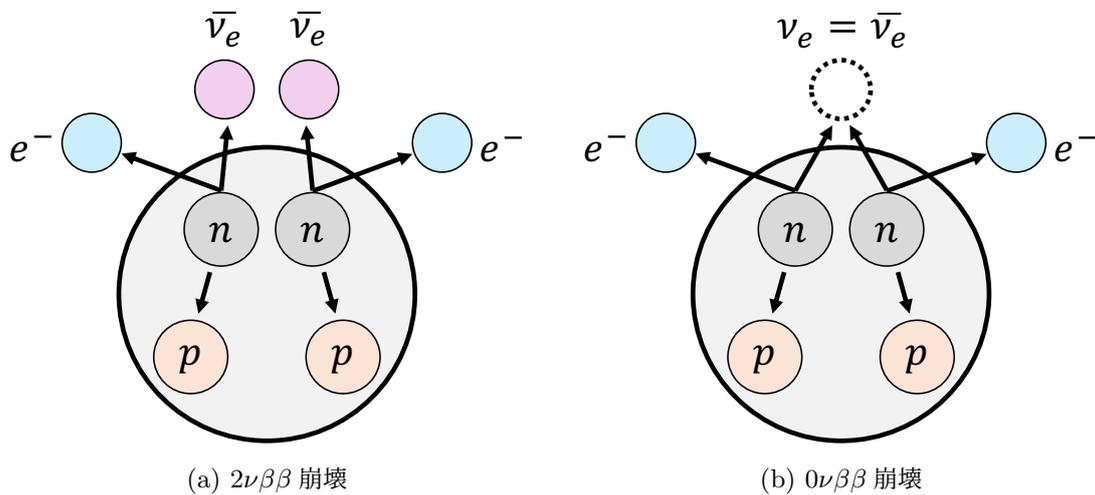


図 1.1: 二重ベータ崩壊の2つのモード

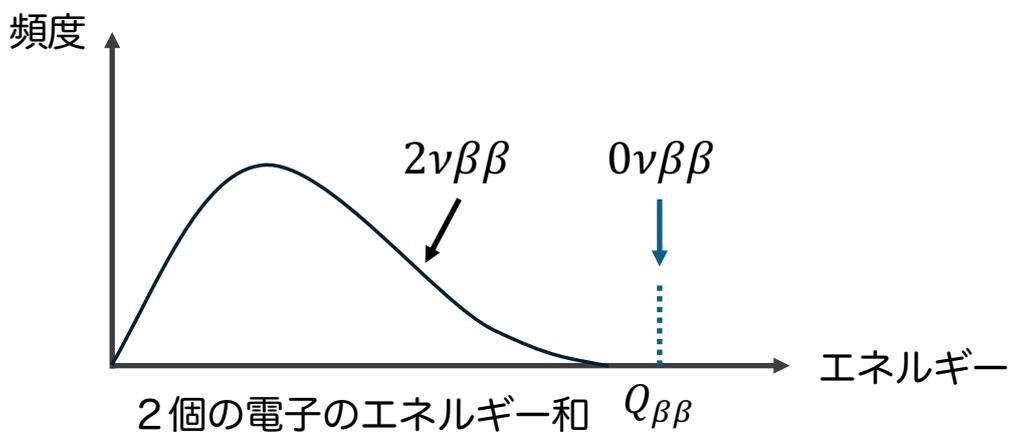


図 1.2: 二重ベータ崩壊で観測される2つの電子のエネルギー和

$2\nu\beta\beta$ 崩壊は標準模型で許される反応で、その前後でレプトン数は保存される。この反応は隣接する原子核 ($A, Z + 1$) がエネルギー的に高いか、スピン状態が異なり遷移が禁止される場合に起こるものであり、これまでに 12 種類の原子核で観測されている。図 1.2 に示されるように、崩壊に伴って放出される全エネルギー $Q_{\beta\beta}$ が 2 MeV よりも大きい値をとる二重ベータ崩壊核の一覧を以下の表 1.2 に示す。

原子核	$Q_{\beta\beta}$ (MeV)	天然存在比 (%)	$T_{1/2}^{2\nu}$ ($\times 10^{19}$ yr)
$^{48}_{20}\text{Ca}$	4.271	0.187	6.4 ± 1.4
$^{76}_{32}\text{Ge}$	2.04	7.8	192.6 ± 9.4
$^{82}_{34}\text{Se}$	2.995	9.2	9.39 ± 0.60
$^{96}_{40}\text{Zr}$	3.35	2.8	2.35 ± 0.21
$^{100}_{42}\text{Mo}$	3.304	9.6	0.69 ± 0.04
$^{116}_{48}\text{Cd}$	2.802	7.5	$2.63^{+0.11}_{-0.12}$
$^{130}_{52}\text{Te}$	2.533	34.5	82 ± 6.3
$^{136}_{54}\text{Xe}$	2.458	8.9	216.5 ± 6.1
$^{150}_{60}\text{Nd}$	3.367	5.6	0.934 ± 0.066

表 1.2: $Q_{\beta\beta} > 2$ MeV の二重ベータ崩壊核の一覧

$2\nu\beta\beta$ 崩壊に対して $0\nu\beta\beta$ 崩壊は、終状態において存在するレプトンが 2 つの電子のみであるため、レプトン数の保存則が成り立たず、標準模型では許されない反応である。この反応はニュートリノが有限な質量をもつマヨラナ粒子であれば起こるものと考えられているため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測することができれば、ニュートリノのマヨラナ性を実証できることとなる。

1.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索

現在では、ニュートリノのマヨラナ性を探る実験手法として、原子核の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索が代表的なものとされている。二重ベータ崩壊核 (A, Z) の $0\nu\beta\beta$ 崩壊が軽いマヨラナニュートリノの交換により起こるとすれば、その半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は以下の式 1.12 により与えられる。

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.12)$$

ここで $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ は位相空間因子と呼ばれ、崩壊に伴う放出エネルギー $Q_{\beta\beta}$ と原子番号 Z の関数で理論計算により高い信頼度で求められる値である。 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれ、崩壊前後の核の波動関数の重なり具合を表すもので、モデルによる不定性があるものの、理論計

算により求められる値である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はマヨラナ有効質量と呼ばれ、ニュートリノの質量や混合角など、原子核によらずニュートリノのすべての情報を含む重要な量であり、以下の式 1.13 によって表される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.13)$$

ここで U_{ei} はニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態の混合を表す 3 行 3 列の行列の成分を、 m_i は 3 種類のニュートリノの質量をそれぞれ表している。 U_{ei} には 3 つの混合角 (θ_{12} , θ_{23} , θ_{13}) とディラック CP 位相 (δ) が含まれるが、ニュートリノがマヨラナ粒子の場合にはマヨラナ CP 位相 (α_{21} , α_{31}) が加わる。これらを用いることで、マヨラナ有効質量は次の式 1.14 のように表される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_{21}} m_2 + s_{13}^2 e^{i(\alpha_{31} - 2\delta)} m_3 \right| \quad (1.14)$$

ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索実験から崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ (あるいは下限値) が与えられれば、式 1.12 から $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の値 (あるいは上限値) が求められる。

1.3.1 探索の手法

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索は、図 1.2 に示したように、崩壊で生じる 2 つの電子のエネルギー和が $Q_{\beta\beta}$ の値に出現するピークをとらえることである。そのためには、 Q 値がなるべく高いことと、バックグラウンドとなる $2\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ が長い核を用いることが望ましい。加えて、探索にあたっては大量の二重ベータ崩壊核を用いることや、背景事象を排除すること、エネルギー分解能を向上させることが重要になる。

主な背景事象としては宇宙線ミュオンによる反応や、ミュオンにより生成される不安定核の崩壊事象などがあげられる。これらを減らすためには、地下深くに検出器を建設する必要がある。また、二重ベータ崩壊のエネルギーは通常的环境放射能と同じ数 MeV 以下のエネルギー領域に重なっているため、環境放射能を遮蔽するための遮蔽体や大量の部材が必要となる。そのうえ、検出器本体についても、ウランやトリウム、カリウムなどの放射性不純物を極力含まない超高純度な物質により製作を行うことが求められる。さらに、背景事象を効率的かつ確実に除去するためには、エネルギーだけでなく崩壊事象の起こった位置や空間的な広がり、信号の波形情報、情報を引き出すための高速な読み出し装置など、数多くの技術や工夫が必要不可欠である。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の感度の指標としては、次式がしばしば用いられる。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto (\ln 2) \eta \varepsilon \frac{N_A}{A} \sqrt{\frac{MT}{b\Delta E}} \quad (1.15)$$

ここで η は標的物質に占める二重ベータ崩壊核の割合、 ε は検出効率、 N_A はアボガドロ数、 A は標的物質の原子量である。 M (kg) は標的物質の質量、 T (yr) は観測期間、 ΔE (keV) はエネルギー分解能あるいは信号領域に対応するエネルギー範囲を指している。 b は背景事象の指標と呼ばれ、単位質量あたりの標的物質で、単位時間にスペクトルの単位エネルギー幅あた

りに起こる背景事象の数を表しており、通常 $\text{kg}^{-1} \text{keV}^{-1} \text{yr}^{-1}$ の単位が用いられる。式 1.15 から、エネルギー分解能 (ΔE) をよくすることと、背景事象 (b) を排除することが検出器の感度を向上させることが理解できる。また、背景事象がなければ、式 1.15 は次式のように表すことができ、感度は核の質量 M と観測時間 T に直接比例することが知られている。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto (\ln 2) \eta \varepsilon \frac{N_A}{A} MT \quad (1.16)$$

1.3.2 $0\nu\beta\beta$ 探索実験の例

ニュートリノのマヨラナ性を実証するために、世界各地では様々な二重ベータ崩壊核種を用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験が行われている。

KamLAND-Zen

KamLAND-Zen (**K**amioka **L**iquid-scintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector **Z**ero neutrino double beta decay search) は ^{136}Xe を使った $0\nu\beta\beta$ 探索実験であり、岐阜県神岡鉱山の地下 1,000 m に建設されたニュートリノ検出器である。直径およそ 20 m の球型タンクの中心部に透明なバルーンが設置されており、その内部は ^{136}Xe で濃縮したキセノンガスを重量比で約 3.2 % 溶かした液体シンチレータによって満たされている。 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊により放出される電子によるシンチレーション光を、総計 1,879 本の光電子増倍管でとらえる。2011 年秋からキセノンガス 320 kg で探索を始め、2019 年にはバルーンの体積を倍増させ、その内部を 745 kg のキセノンガスで満たして探索を継続し、2024 年 8 月にデータ取得を終了した。現在はエネルギー分解能の大幅な向上を柱とする検出器改良のための準備が進められており、その開発が進行中である (KamLAND2-Zen)。

NEMO

NEMO (**N**eutrino **E**ttore **M**ajorana **O**bservatory) 実験は薄い膜を線源として、線源から飛び出す 2 つの電子の飛跡を測定する。フランスの地下実験室で行われ、これまでに ^{48}Ca , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd と数多くの核種における二重ベータ崩壊事象が観測されている。

GERDA

GERDA (**G**ermanium **D**etector **A**rray) は ^{76}Ge で濃縮した多数のゲルマニウム半導体検出機を用いた探索実験であり、イタリアのグランサッソー地下実験施設で行われている。結晶全体は液体アルゴンを満たした断熱低温容器内に設置され、さらにこの容器は純水を満たした外水槽中に保持されており、環境放射能の遮蔽と水槽内の光電子増倍管による宇宙線ミュオンの識別を行っている。

EXO-200

EXO-200 (**E**nriched **X**enon **O**bservatory) は米国ニューメキシコ州の WIPP (核廃棄物隔離試験施設) の地下 700 m で行われた, キセノンガスを液化し, TPC (Time Projection Chamber) として用いた実験である。TPC は反応による荷電粒子の飛跡を 3 次元イメージにより再構成する装置であり, 円筒状の容器を液体やガスで満たしたのち, 円筒中央部に負の高電圧をかけ円筒の軸に沿って平行で一様な電場を発生させる。円筒内で素粒子反応により荷電粒子が発生すると, キセノンのシンチレーション光が発生し, 飛跡に沿って電離したイオンは電場に沿って端部に移動する。電子の移動時間の情報と, 端部の 2 次元位置情報をもとに, 荷電粒子の 3 次元的な飛跡が再構成される。2011 年から 2018 年にかけて 200 kg の濃縮 ^{136}Xe による液体キセノンが用いられ, 観測が行われた。

第 2 章 ZICOS 実験

当研究室では $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索のため、 ^{96}Zr を含む錯体を溶解させた有機液体シンチレータを用いた ZICOS (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay experiment) 実験を計画している。表 1.2 に示したように、 ^{96}Zr は二重ベータ崩壊核種の中で 3 番目に大きな Q 値 (3.35 MeV) をもっている。

2.1 検出器概要

ZICOS 実験における検出器は、内部を 180 トンの液体シンチレータで満たした半径 3.5 m の球型バルーンと、周囲に 20 インチの光電子増倍管を 650 個取り付けられた半径 4.0 m の球型フレームにより構成される。さらにこの中心部全体 (図 2.1) は、外部からの中性子線や γ 線を遮蔽するために、内部を純水で満たした高さ 10 m、半径 5 m の円筒型水槽の内部に設置される。

Conceptual design of ZICOS detector

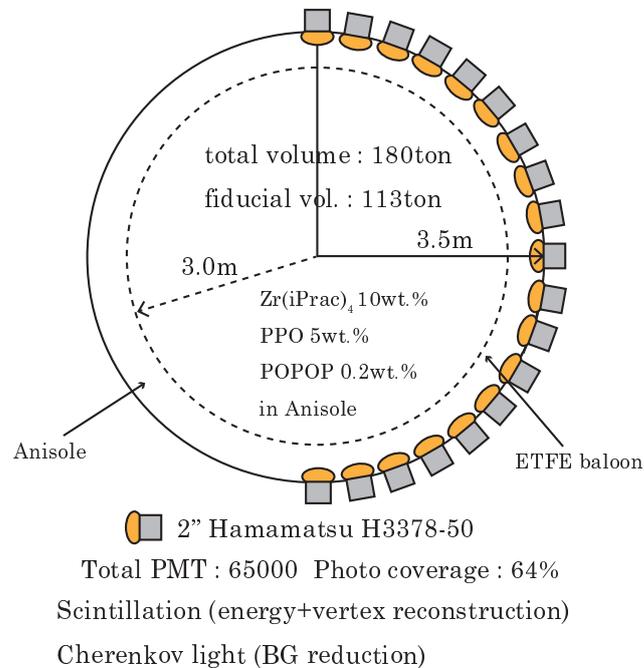


図 2.1: ZICOS 検出器 (中心部) のイメージ [1, p.132]

2.1.1 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT: **Photomultiplier Tube**) とは、光を電子に変換し、これを増幅して電気信号を出力する装置であり、その内部構造は以下の図 2.2 のようになっている。入射光が光電子に変換される過程は、光電子増倍管の光電面における外部光電効果による。この光電子は集束電極により加速・集束され、複数のダイノードと衝突を繰り返し、その度に二次電子を放出していくため、最終ダイノードから放出される電子の数は $10^6 \sim 10^7$ 倍となる。これらの電子群が陽極に衝突することで、電気信号が出力される。

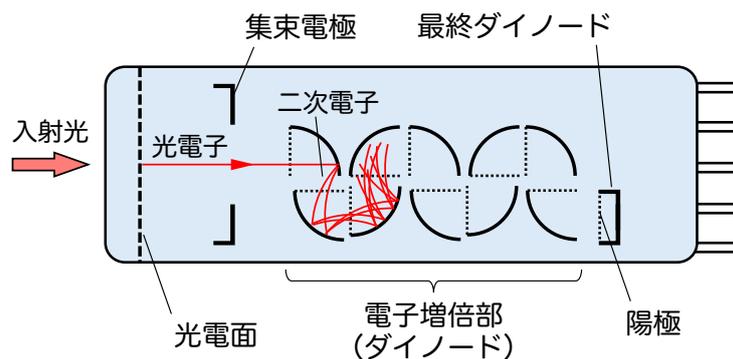


図 2.2: 光電子増倍管の構造図

2.1.2 シンチレータ

荷電粒子や電離性放射線が物質中を通過するとき、その物質中の電子が励起され、これが基底状態に戻る際に光を放つことがある (シンチレーション)。このような現象を起こす蛍光物質はシンチレータ、この現象に伴って放出される光はシンチレーション光と呼ばれている。シンチレーション光は等方的に発せられ、その発光時間はシンチレータにより異なる。荷電粒子の場合は電磁相互作用によりシンチレータの電子が直接励起されるが、 γ 線の場合には光電効果やコンプトン散乱によって生じた自由電子がシンチレータの電子を間接的に励起する。

放射線計測においては、その目的に応じて様々なシンチレータが用いられており、化学組成によって無機/有機のように大別される。代表的な無機シンチレータには NaI, ZnS, BaF₂ などがあり、これらは密度が大きいため γ 線による光電効果の割合が大きく、発光効率が高くなる (明るい光が放たれる)。一方、有機シンチレータの主成分には芳香族化合物が用いられることが多く、無機シンチレータに比べて速い応答を示すため、高計数率の測定に適しているが、光電効果の割合は小さく、低エネルギー領域の分析には不適である。

ZICOS 実験では芳香族化合物であるアニソールを溶媒とし、二重ベータ崩壊核である ⁹⁶Zr を含む錯体として、テトラキス (アセト酢酸イソプロピル) ジルコニウム (Zr(iPrac)₄, FW = 663.87) を 10 wt% 溶解させた有機液体シンチレータを用いる。アニソールの発光波長は 300 nm 付近にあるが、これを光電子増倍管の吸収効率のよい波長へと変換させるために、

波長変換剤として PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール) 5 wt% と POPOP (1,4-ビス [2-(5-フェニルオキサゾリル)]-ベンゼン) 0.1 wt% もあわせて溶解させる。図 2.3 に液体シンチレータに用いる各物質の構造式を、表 2.1 に溶媒であるアニソールの物理的・化学的性質を示す。

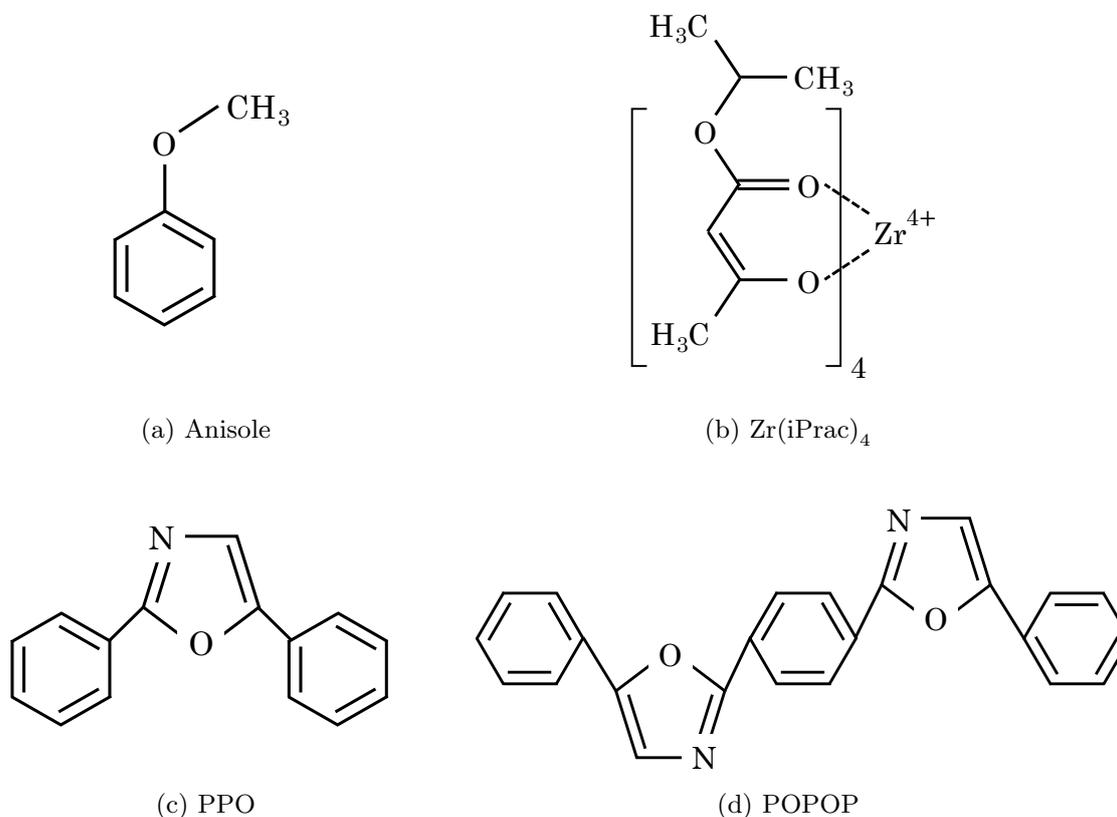


図 2.3: ZICOS 実験における液体シンチレータに含まれる物質

化学名	アニソール
別名	メトキシベンゼン, メチルフェニルエーテル
示性式	C ₆ H ₅ OCH ₃
分子量	108.14
密度	0.99 g cm ⁻³ (20 °C)
色	無色透明
沸点/融点	156 °C / -37 °C
引火点/発火点	43 °C / 475 °C
屈折率	1.52

表 2.1: アニソールの物理的・化学的性質

2.2 ^{208}Tl の崩壊による背景事象の除去

第 1.3 節で述べたように、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索にあたっては可能な限り背景事象を排除した低バックグラウンド環境が求められる。ZICOS 実験においては、検出器中心部 (図 2.1) のバルーンや液体シンチレータなどに含まれるトリウム系列やウラン系列の放射性元素の崩壊が代表的な背景事象として想定される。これらの系列の放射性壊変の過程については図 i および図 ii に示している。中でも、トリウム系列の放射性元素である ^{208}Tl は 2.615 MeV の γ 線 (99.2 %) を放出するほか、娘核 ^{208}Pb へのベータ崩壊に伴い最大エネルギー 1.796 MeV の β 線 (49 %) を放出する。この $\beta + \gamma$ 崩壊事象のエネルギー和は ^{96}Zr の Q 値である 3.35 MeV 付近のエネルギー領域に分布するため、 ^{96}Zr の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索においては ^{208}Tl によるバックグラウンドを限りなく低減させることが求められる。この背景事象を除去するための手法としては、 ^{208}Tl の崩壊に伴い観測されるシンチレーション光とチェレンコフ光の波形を分別したうえで [2], チェレンコフ光の位相幾何学情報により計算できる平均角 (averaged angle) を使用できることが実証済みである [3]。

2.2.1 チェレンコフ光

真空中の光速 c と、屈折率 n の媒質中での光速 c' との間には $c' = c/n$ の関係が成り立っている。荷電粒子が媒質中を通過するとき、媒質の原子中の電子は荷電粒子の電磁相互作用によって偏極する。この偏極が元の状態に戻ろうとする際に光子が放出されるが、荷電粒子の速度 v が媒質中の光速 c' を超えた場合には、図に示すように光の波面が特定の方向に揃って重なり合うため、強められた青白い光が観測される。この光は荷電粒子の進行方向に対して θ_c の角度をなして円錐状に放出される光で、チェレンコフ光と呼ばれている (図 2.4)。荷電粒子が屈折率 n の媒質中を速度 $v = \beta c$ ($\beta < 1$, $v > c' = c/n$) で進行するとき、チェレンコフ光の放射角度 θ_c は以下の式 2.1 を満たす。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

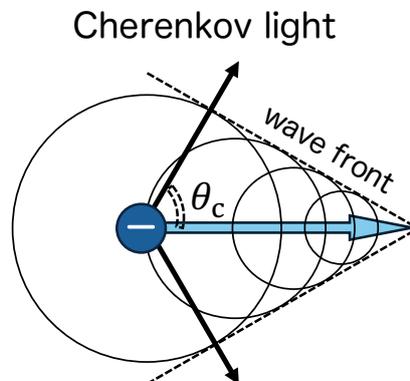


図 2.4: チェレンコフ光の発生過程

ZICOS 実験における液体シンチレータの溶媒であるアニソールの屈折率 n は、表 2.1 より $n = 1.52$ である。 $\cos \theta_c = 1$ となるとき、式 2.1 により $n\beta = 1$ であり、 β は最小値 $\beta_{\min} = 1/n \approx 0.658$ をとる。このとき、アニソール中を進行する電子の運動エネルギー K も最小となり、その値 K_{\min} は次のようにして計算できる。

$$K_{\min} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\min}^2}} - 1 \right) \frac{m_e c^2}{e_k} \approx 168 \text{ (keV)} \quad (2.2)$$

ここで $e_k = 1.60 \times 10^{-16} \text{ J keV}^{-1}$ であり、 $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ は電子の静止質量を、 $c = 3.00 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ は真空中での光速をそれぞれ表している。液体シンチレータ中を進む電子の運動エネルギーがこの値よりも小さい場合には、チェレンコフ光は放出されない（チェレンコフ閾値）。

2.2.2 シンチレーション光とチェレンコフ光の波形分別

光電子増倍管により得られた電気信号は、シンチレーション光のみを含むものと、シンチレーション光とチェレンコフ光の両方を含むものに分けられる。 ^{208}Tl の崩壊に伴う背景事象を除去するためには、チェレンコフ光を含む信号のみを抽出したうえで、チェレンコフ光の情報を使用して平均角（第 2.2.3 項参照）を算出する必要がある。ここで信号にチェレンコフ光が含まれているかどうかを判別するために用いられる手法が波形分別法（PSD：**P**ulse **S**hape **D**iscrimination）である [2]。波形分別は、あらかじめ作成しておいた波形テンプレートと、実際の観測で得られたデータを比較して χ^2 分布を作成することで行われる。ここではシンチレーション光のみを含む波形テンプレートを、 γ 線源を用いた測定データにより、以下のような流れで作成する。

γ 線源から放たれた光子が液体シンチレータに入射すると、コンプトン散乱によって、液体シンチレータ中の電子にエネルギーが与えられる。この散乱電子により新たに液体シンチレータ中の電子が励起され、シンチレーション光が発生して光電子増倍管に入射すればシンチレーション光の信号が得られる。コンプトン散乱の過程で電子に大きなエネルギー（速度）が与えられた場合には、第 2.2.1 項で述べたプロセスによりチェレンコフ光が放出され、これが光電子増倍管に入射すればチェレンコフ光の信号も同様に得られる。 E_γ のエネルギーをもつ光子が、コンプトン散乱により E_γ' のエネルギーとなり、入射方向に対して ϕ の角度に散乱した場合、この過程でエネルギー保存則と運動量保存則が成り立つことから、式 2.3 が導かれる。

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos \phi) \frac{e_M E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (2.3)$$

ここで $e_M = 1.60 \times 10^{-13} \text{ J MeV}^{-1}$ である。電子に最大のエネルギー E_{\max} が与えられるコンプトン端では、散乱後の光子のエネルギー E_γ' が最小となるから、式 2.3 で $\phi = \pi$ とすれば、

$$E_{\max} = E_\gamma - E_\gamma' = \frac{2 e_M E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2 e_M E_\gamma} \quad (2.4)$$

が得られる。これが散乱電子がもちうる最大のエネルギーであり、この値は使用する線源が放つ γ 線のエネルギーに依存して変化する。 E_{\max} の値がチェレンコフ閾値（式 2.2, 168 keV）よりも小さい γ 線源を用いて測定を行った場合には、チェレンコフ光が発生しないため、シンチレーション光のみの信号が得られ、シンチレーション光のみを含む波形テンプレートを作成することができる。一方で、 E_{\max} がチェレンコフ閾値以上である γ 線源による測定を行った場合には、チェレンコフ光とシンチレーションの同時観測が可能となり、チェレンコフ光とシンチレーション光の両方を含む波形テンプレートを作成することができる。

測定により得られた信号について、時間を横軸、FADC*1のカウント数を縦軸にとってグラフを作成すると、信号の波形が得られる。また、それぞれの時間に対応する FADC のカウント数を Q_{time} 、時間に沿って FADC のカウント数を足し合わせたもの（信号の波形を時間積分した値）を Q_{total} とし、測定時間ごとに Q_{total} に対する Q_{time} の比（ $Q_{\text{ratio}} = Q_{\text{time}} / Q_{\text{total}}$ ）を計算し、その分布図を作成することで、波形の立ち上がりの様子が明確になる。シンチレーション光に比べ、チェレンコフ光は波形が素早く立ち上がることが知られているため、シンチレーション光とチェレンコフ光が同時観測された場合には、シンチレーション光のみが観測された場合に比べて、より早い段階（測定時間）で波形の立ち上がりが観察できるはずである。

2.2.3 平均角

前項で述べた波形分別法を用いることにより、任意の波形にチェレンコフ光が含まれるかどうかを判別することが可能である。つまり、検出器がある事象をとらえたとき、すべての光電子増倍管に対してこの判別を行えば、チェレンコフ光が入射した光電子増倍管を特定することができる。全体のうち n 本の光電子増倍管によってチェレンコフ光が検出されたとき、それらを取得したシンチレーション光の信号をもとに事象の発生点を特定（再構成）することができる。これにより求めた事象発生点と、 i 番目の光電子増倍管の点を結ぶベクトルを d_i としたとき、チェレンコフ光を発生させる電子の運動方向 \bar{d} (averaged direction) は、 n 個のベクトル d_i を足し合わせたベクトルに平行となる。よって、次の式 2.5 が成り立つ。

$$\text{(averaged direction)} : \bar{d} = \sum_{i=1}^n d_i \quad (2.5)$$

このベクトル \bar{d} と、 i 番目の光電子増倍管に対応するベクトル d_i がなす角を θ_i とし、チェレンコフ光を検出した n 本の光電子増倍管に対して θ_i を足し合わせ、その平均値をとることで、式 2.6 のように平均角 $\bar{\theta}$ (averaged angle) を求めることができる。

$$\text{(averaged angle)} : \bar{\theta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_i \quad (2.6)$$

*1 **F**lash **A**nalog to **D**igital **C**onvertor（並列比較型 ADC）

アナログ信号をデジタル信号へと変換する装置（ADC）の一種で、ADC に比べて高速処理が可能である。

図 2.5 にはチェレンコフ光と平均角の関係を、図 2.6 にはシミュレーションによる ^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象と ^{208}Tl の崩壊事象における平均角の分布図をそれぞれ示している。図 2.6 より、 ^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の平均角分布では 70° 、 ^{208}Tl の崩壊事象の平均角分布では 60° 付近にそれぞれピークがみられることが理解できる。この分布をもとに適切なカットポイントを定めることで、 ^{208}Tl による背景事象を低減させることができる。

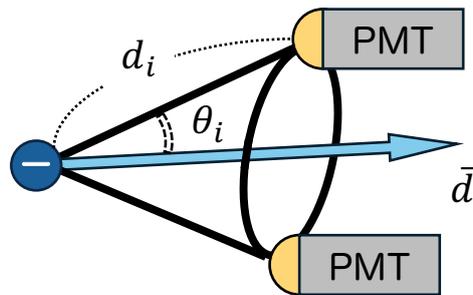


図 2.5: チェレンコフ光と放射角

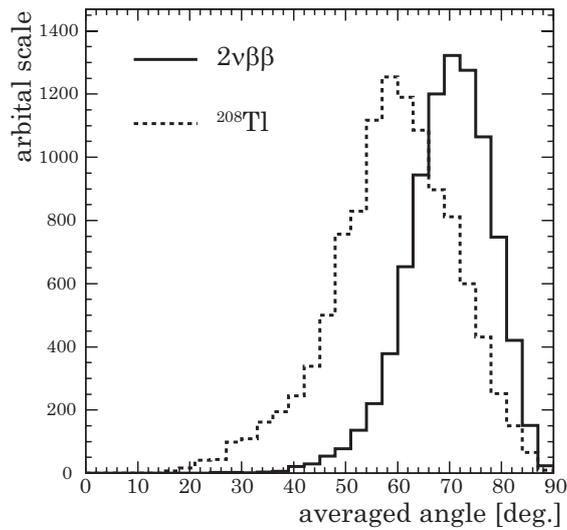


図 2.6: ^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象と ^{208}Tl の崩壊事象における平均角分布のシミュレーション [4]

第3章 2ν -ZICOS 実験

当研究室では第2章で述べた ZICOS 実験を見据え、その実証実験として ^{96}Zr による2つのニュートリノを放出する二重ベータ崩壊事象 ($2\nu\beta\beta$) の観測を目的とした 2ν -ZICOS 実験を計画し、2025年度の観測開始に向けて準備を進めてきた。

3.1 検出器概要

2ν -ZICOS 実験における検出器は、1辺の長さが9 cmである立方体型のバッグが、高純度石英ガラス (GE214) 製直径16 cmの丸底フラスコの中心部に設置された形となっている。バッグの内部は ZICOS 実験のための液体シンチレータ (第2.1.2項参照) 730 mLで満たされ、そのバッグを取り囲むようにフラスコ内部にはアニソールが充填される (図3.1a)。730 mLの液体シンチレータ中には0.73 gの $\text{Zr}(\text{iPrac})_4$ が溶解しており、およそ0.3 gの ^{96}Zr 原子核が存在することから、1年間で観測される $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象数は70程度であると予想される。この検出器の周囲には正二十面体型の治具により、計20本の光電子増倍管 (H3378-50 \times 17本, H2431-50 \times 3本) が固定される。図3.1bには光電子増倍管の配置と座標設定を表す図を示している。正二十面体の各面は正三角形であり、その中心を示す青色の点に重なるように光電子増倍管が取り付けられる。立体座標は正二十面体の中心を原点とし、フラスコの円筒部を z 軸の正の方向に重ねたうえで、治具の接合面が yz 平面に重なるように設定されている。

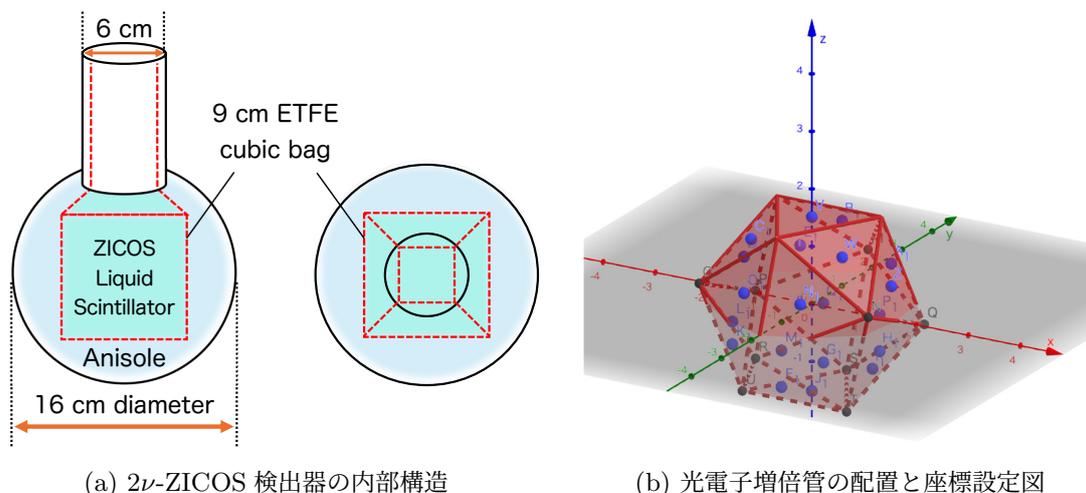


図 3.1: 2ν -ZICOS 検出器の概要

2 ν -ZICOS 検出器の製作にあたっては、第 2.2 節で述べた背景事象を可能な限り低減させるため、極低放射能材料が用いられている。表 3.1 および 3.2 には、丸底フラスコに用いられている高純度石英ガラス (GE214) と、液体シンチレータに溶解している Zr(iPrac)₄ の ICP 質量分析法による K, U/Th 量の測定結果を示している。

試料名	K (ng/g)	Th (ng/g)	U (ng/g)
GE214	180	15	29
定量下限	5	1	1

表 3.1: 高純度石英ガラス (GE214) の ICP 質量分析結果

試料名	K (ng/g)	Th (ng/g)	U (ng/g)
Zr(iPrac) ₄	–	–	–
定量下限	400	50	50

表 3.2: Zr(iPrac)₄ の ICP 質量分析結果

なお、表 3.2 において、「–」表記は定量下限以下であることを示している。ICP 質量分析の結果により、次の式 3.1 を用いることで、⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U の放射能 R (Bq/g) の値を求めることができる。

$$R = \frac{r}{100} \frac{mN_A}{M} \left(1 - 2^{-\frac{1}{T_{1/2}}} \right) \quad (3.1)$$

r , $T_{1/2}$, M はそれぞれの放射性核種の天然存在比, 半減期, モル質量を表しており, その値は以下の表 3.3 に示している。また, m は ICP 質量分析による結果の値であり, 表 3.1 の数値の単位を g/g に変換して用いる。 N_A はアボガドロ数で, $N_A = 6.02214 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ を用いる。式 3.1 により高純度石英ガラス (GE214) に含まれる ⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U の放射能 R が計算でき, その計算結果は表 3.4 に示している。トリウム系列やウラン系列の放射性壊変の過程では放射平衡が成り立っているとすれば, ²⁰⁸Tl (トリウム系列, 図 i) や ²¹⁴Bi (ウラン系列, 図 ii) もそれぞれ ²³²Th, ²³⁸U と同じ放射能をもつと考えられる。したがって, 表 3.3 に示した放射能 R の値に丸底フラスコの質量と, データ観測時間を乗じることで, ⁴⁰K, ²⁰⁸Tl, ²¹⁴Bi による背景事象数を推定することができる。2 ν -ZICOS 検出器の丸底フラスコの質量は 530 g であるため, 1 年間 (31,536,000 s) の測定を行った場合には, ⁴⁰K による事象がおおよそ 100,000 events 観測され, ²⁰⁸Tl, ²¹⁴Bi による事象はいずれも 1,000,000 events 以上観測されることが予想される (表 3.4)。

放射性核種	天然存在比 r (%)	半減期 $T_{1/2}$ ($\times 10^9$ yr)	モル質量 M (g mol $^{-1}$)	放射能 R ($\times 10^{-5}$ Bq/g)
^{40}K	0.0117	1.251	39.964	0.558
^{232}Th	99.98	14.05	232.04	6.09
^{238}U	99.27	4.468	238.05	35.8

表 3.3: ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U の天然存在比, 半減期, モル質量 [5]

放射性核種	放射能 R ($\times 10^{-5}$ Bq/g)	予想される事象数 (events per year)
^{40}K	0.558	93,265
^{232}Th	6.09	1,017,887 (^{208}Tl)
^{238}U	35.8	5,983,641 (^{214}Bi)

表 3.4: ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U の放射能 R と予想される事象数

3.2 波形テンプレートの作成

第 2.2 節で述べたように, ^{96}Zr の二重ベータ崩壊事象の観測においては, ^{208}Tl の崩壊事象が主な背景事象としてあげられる。こうした背景事象は, チェレンコフ光を検出した光電子増倍管の測定データのみを抽出し, チェレンコフ光の位相幾何学情報により平均角を算出することで取り除かれる。この過程では得られた波形に対するチェレンコフ光の有無を判別するための波形テンプレートが必要となるため, 2 μ -ZICOS 実験における液体シンチレータと光電子増倍管, FADC に対する波形テンプレートを以下の要領で作成した。

3.2.1 シンチレーション光とチェレンコフ光の同時観測

シンチレーション光とチェレンコフ光の同時観測のため, 2 μ -ZICOS 実験で使用する液体シンチレータ 17.5 mL と光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製, H2431-50 \times 2 本) により図 3.2 のような実験装置を製作した。20 mL バイアルには 17.5 mL の液体シンチレータが入っており, バイアルに対して ^{60}Co , ^{133}Ba による γ 線を照射して得られる信号を記録した。FADC は CAEN 社製の V1742 (5 Gs/s, 32 channels + 2 fast trigger) を使用し, その測定ロジックは図 3.2 のとおりである。

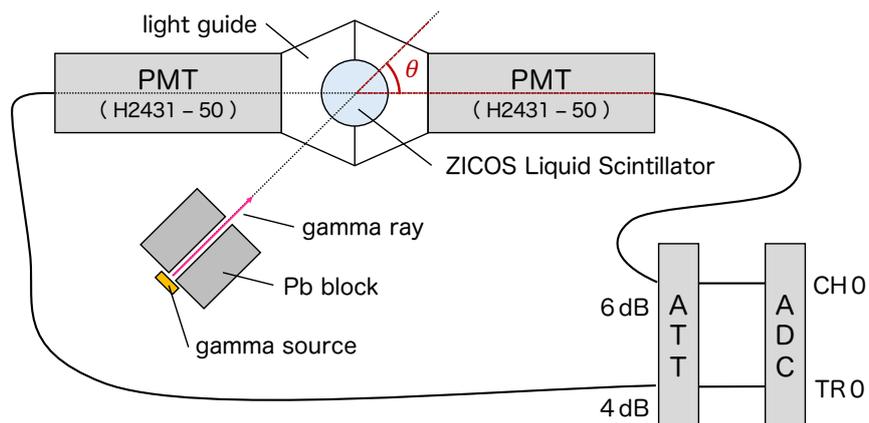


図 3.2: 波形テンプレート作成のための測定セットアップ

γ 線源	γ 線のエネルギー E_γ (keV)	散乱電子の最大エネルギー E_{\max} (keV)
^{60}Co	1,173 (100 %)	1,040
	1,333 (100 %)	
^{133}Ba	81 (34 %)	(below cherenkov threshold)
	356 (62 %)	207

表 3.5: ^{60}Co , ^{133}Ba が放出する γ 線のエネルギーと散乱電子がもつ最大のエネルギー

^{60}Co と ^{133}Ba が放出する γ 線のエネルギー E_γ は表 3.5 のとおりで、この値を式 2.4 に代入することで、コンプトン散乱により電子に与えられる最大のエネルギー E_{\max} が計算できる。 ^{60}Co については 2 種類の γ 線のエネルギーを平均した値 (1,253 keV) に対応する E_{\max} の値を示している。 ^{133}Ba については、356 keV の γ 線による散乱電子の E_{\max} の値がチェレンコフ閾値 (式 2.2, 168 keV) 付近であることから、 ^{60}Co と比較してチェレンコフ光が発生する事象数は少なくなることが予想される。

図 3.2 において、 θ は ^{60}Co のチェレンコフ光の放射角度 θ_c の値を参考にして $\theta = 50^\circ$ とした。最大エネルギー E_{\max} をもつ散乱電子は以下の式 3.2 を満たすことから、これと式 2.1 により、 ^{60}Co のチェレンコフ放射角 θ_c は式 3.3 のように計算できる。チェレンコフ光が発生点から θ_c の方向に円錐状に広がることを踏まえると、FADC の TR0 に接続した光電子増倍管 (図 3.2 左) よりも、CH0 に接続した光電子増倍管 (図 3.2 右) のほうが波形にチェレンコフ光が含まれる割合は高くなると考えられる。

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{m_e c^2}{e_k E_{\max} + m_e c^2} \approx 0.330 \quad (e_k = 1.60 \times 10^{-16} \text{ J keV}^{-1}) \quad (3.2)$$

$$\theta_c = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{1}{1.52 \times \sqrt{1 - 0.330^2}} \right) \approx 45.8^\circ \quad (3.3)$$

以上のセットアップのもとで、 ^{60}Co と ^{133}Ba の 2 種類の γ 線源を使用してそれぞれ 600 秒間のデータ測定を行った。

3.2.2 測定データの解析

波形テンプレートの作成のため、第 2.2.2 項で述べたように、FADC の各時間幅におけるカウント数 Q_{time} と、その信号を時間積分した Q_{total} を解析プログラムにより計算した。ここで Q_{total} は、波形のピークを $t = 60$ (FADC timing) に合わせ、 $t = 50$ から $t = 80$ の範囲で FADC のカウント数を足し合わせることで計算した。以下の図 3.3 に、 ^{60}Co と ^{133}Ba による測定で得られた CH0 と TR0 の Q_{total} 分布を示す。

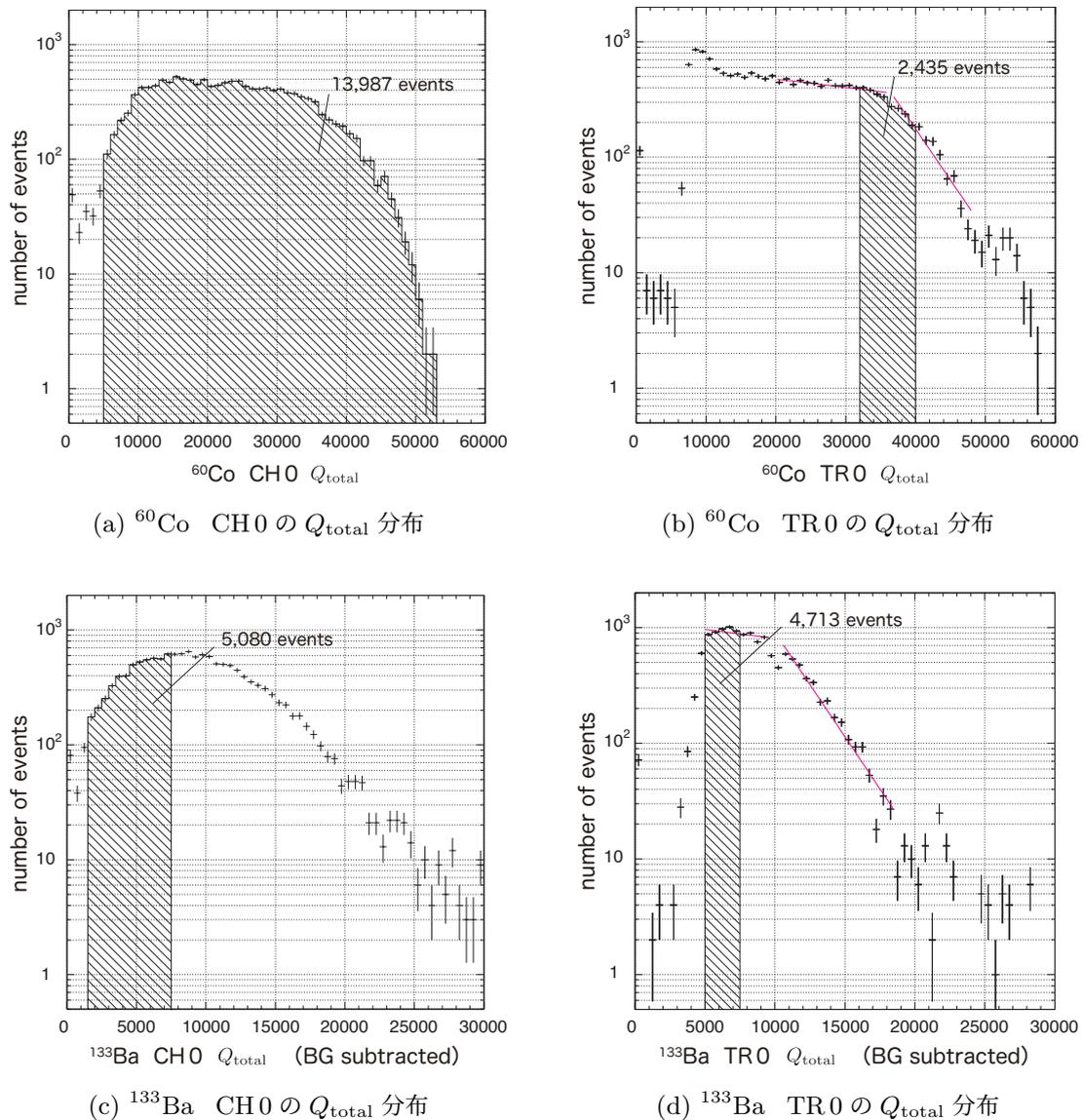


図 3.3: ^{60}Co , ^{133}Ba による信号の測定結果 (Q_{total} 分布)

Q_{time} と Q_{total} の値の比 Q_{ratio} を計算する際には、 ^{60}Co は波形にチェレンコフ光が含まれるよう、コンプトン端付近の事象を選択し、 ^{133}Ba についてはチェレンコフ光が含まれないように、チェレンコフ閾値以下の事象を選択する必要がある。図 3.3b と 3.3d において、指数関数 $y = e^{a+bx}$ によるフィッティングにより ^{60}Co , ^{133}Ba のコンプトン端に相当する Q_{total} の値を求めると、 ^{60}Co は 36,500, ^{133}Ba は 10,300 となった。表 3.5 により、 ^{133}Ba が放出する 356 keV の γ 線のコンプトン端のエネルギーは 207 keV である。これが Q_{total} では 10,300 に相当し、エネルギーと Q_{total} が比例関係にあると仮定すれば、チェレンコフ閾値 (式 2.2, 168 keV) に相当する Q_{total} は簡単な比例式を解くことで求められ、その値は 8,350 となる。以上の結果を踏まえ、 ^{60}Co と ^{133}Ba の事象選択の条件を表 3.6 のように定め、各時間幅で $Q_{\text{ratio}} = Q_{\text{time}} / Q_{\text{total}}$ をプログラムにより計算し、 Q_{ratio} の分布を作成して波形の立ち上がりについて比較を行った。図 3.4 には、 $t = 43, 49, 54, 60$ における Q_{ratio} 分布と、FADC の時間幅に対する Q_{ratio} の 2 次元プロットを示している。

γ 線源	CH0 の条件	TR0 の条件
^{60}Co	$Q_{\text{total}} \geq 5,000$	$32,000 \leq Q_{\text{total}} \leq 40,000$ (near compton edge)
^{133}Ba	$1,500 \leq Q_{\text{total}} \leq 7,500$	$5,000 \leq Q_{\text{total}} \leq 7,500$ (below cherenkov threshold)

表 3.6: ^{60}Co , ^{133}Ba の信号の事象選択条件

測定・解析により得られた Q_{ratio} 分布をもとに、 $t = 41$ から $t = 140$ までの範囲の波形を作成した (図 3.5)。 ^{60}Co の測定データからはチェレンコフ光を含む波形テンプレートが、 ^{133}Ba の測定データからはシンチレーション光のみを含む波形テンプレートが得られる。図 3.4, 3.5 により、チェレンコフ光が含まれる ^{60}Co の波形は、 ^{133}Ba の波形に比べて素早く立ち上がることが確かめられる。一方で、ピーク以降の波形の立ち下がりについては、いずれの場合も指数関数により近似することができる。波高が波形の立ち上がり部分、すなわち $t = 41$ から $t = 60$ の範囲における Q_{ratio} の平均値 (Mean) と二乗平均平方根 (RMS) の値は表 3.7, 3.8 のとおりである。波形テンプレートの Mean, RMS の値を以下の式 3.4 に代入し、事象ごとに χ^2 の値を計算することで、チェレンコフ光の有無を判断することができる。

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{\text{Mean}(t) - Q_{\text{ratio}}(t)}{\text{RMS}(t)} \right)^2 \quad (3.4)$$

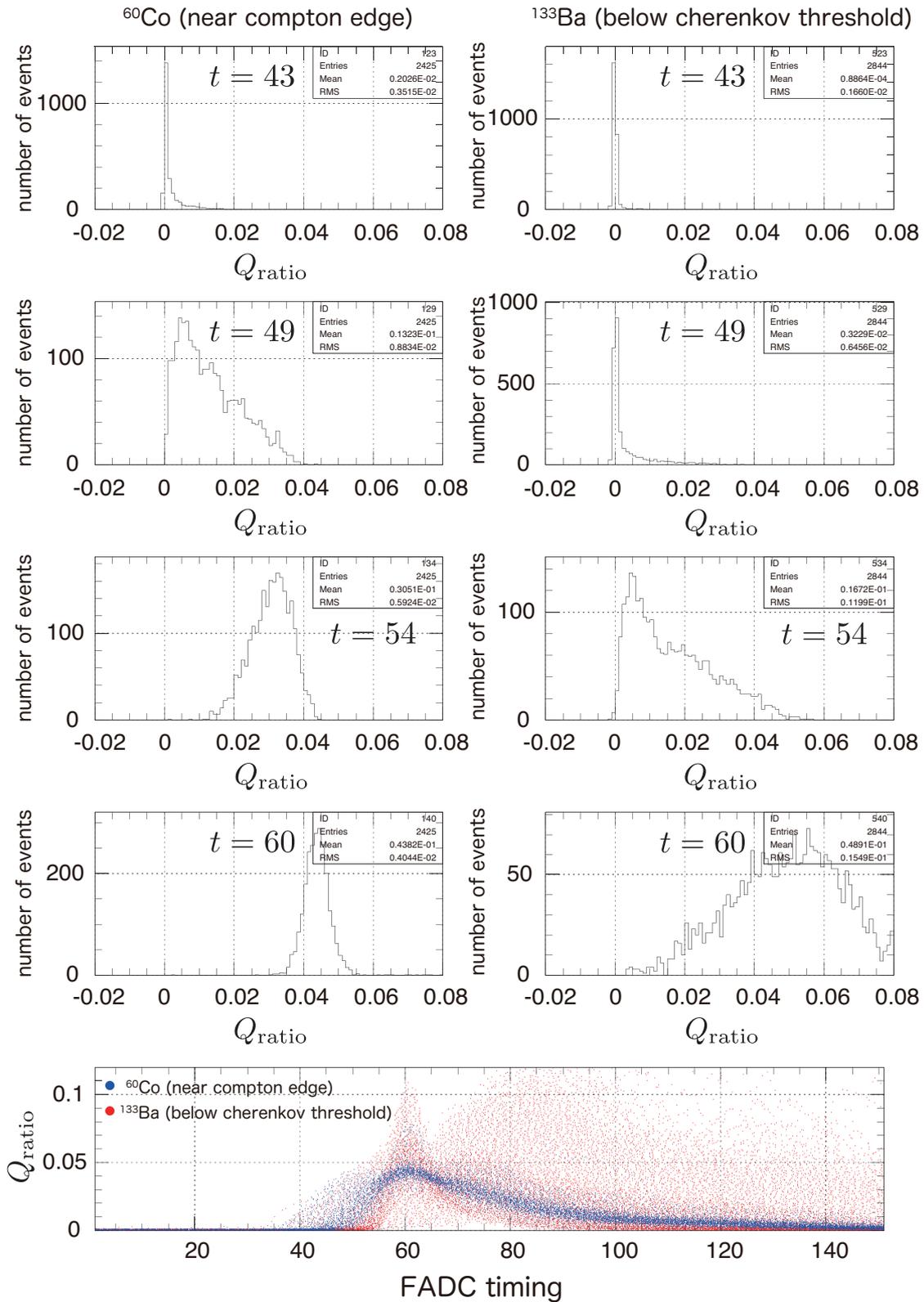
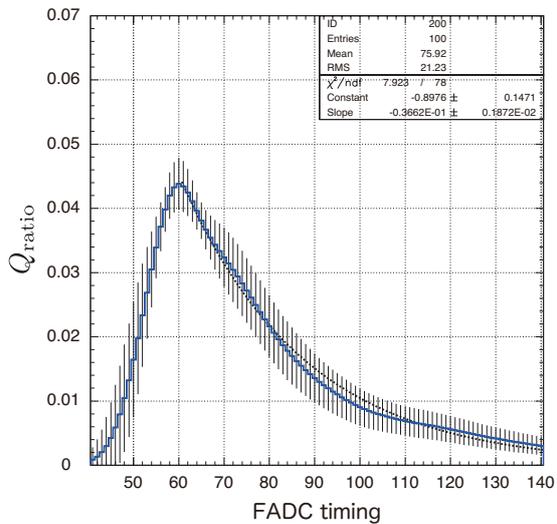
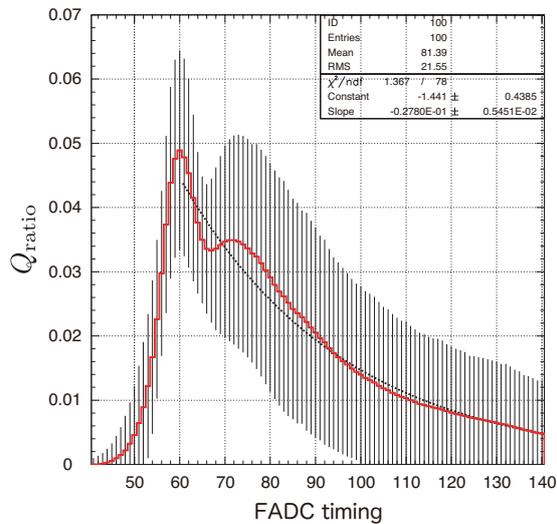


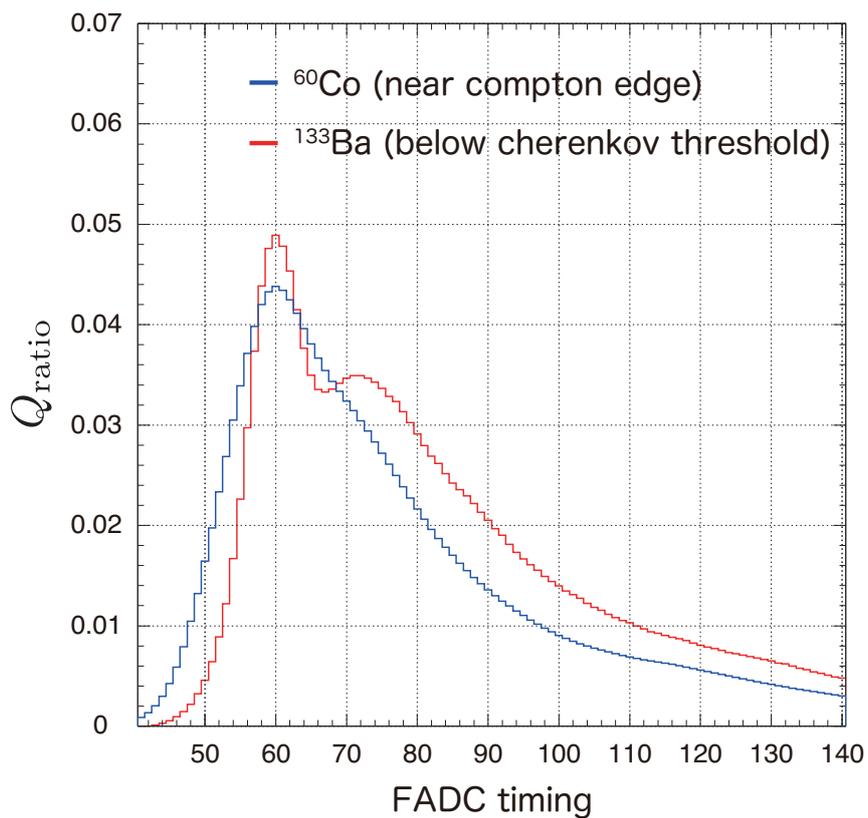
図 3.4: ^{60}Co と ^{133}Ba による信号の立ち上がりの比較



(a) チェレンコフ光を含む波形



(b) シンチレーション光のみを含む波形



(c) チェレンコフ光の有無による波形の比較

図 3.5: 測定データにより作成した波形テンプレート

time	Mean	RMS
41	0.0008513	0.001959
42	0.001345	0.002676
43	0.002026	0.003515
44	0.002978	0.004533
45	0.004230	0.005575
46	0.005890	0.006626
47	0.007929	0.007570
48	0.01044	0.008360
49	0.01323	0.008834
50	0.01644	0.008974
51	0.01976	0.008705
52	0.02336	0.008050
53	0.02686	0.007132
54	0.03051	0.005924
55	0.03391	0.004782
56	0.03715	0.003807
57	0.03982	0.003490
58	0.04199	0.003607
59	0.04328	0.003930
60	0.04382	0.004044

表 3.7: チェレンコフ光を含む波形テンプレート
の Mean と RMS の値

time	Mean	RMS
41	-0.0001028	0.001094
42	-0.000006929	0.001346
43	0.00009737	0.001676
44	0.0002775	0.002141
45	0.0005350	0.002739
46	0.0009314	0.003479
47	0.001462	0.004343
48	0.002189	0.005351
49	0.003217	0.006439
50	0.004581	0.007655
51	0.006409	0.008933
52	0.008875	0.01020
53	0.01220	0.01121
54	0.01670	0.01195
55	0.02260	0.01235
56	0.02974	0.01285
57	0.03736	0.01381
58	0.04386	0.01492
59	0.04760	0.01543
60	0.04890	0.01555

表 3.8: シンチレーション光のみを含む波形
テンプレートの Mean と RMS の値

3.3 背景事象の測定とその評価

2 μ -ZICOS 実験では、環境中の放射能による背景事象を低減させるため、厚さ 15 cm の鉛遮蔽体の内部に検出器を設置して観測を行う予定である。この鉛遮蔽体により環境 γ 線の大部分は遮蔽されるため、検出器内部まで透過する γ 線の割合はごくわずかであると想定される。その一方で、表 3.4 に示したとおり、検出器に用いられる高純度石英ガラスも放射能をもっているため、これに由来する背景事象が観測されることも考えられる。そこで、鉛遮蔽体の有無による背景事象数の変化や、検出器に由来する背景事象の詳細について調査するため、以下の要領でデータ測定・解析を行った。

3.3.1 測定原理とセットアップ

背景事象の観測を行うため、 2ν -ZICOS 実験で使用する液体シンチレータ 17.5 mL と光電子増倍管（浜松ホトニクス社製，H3378-50）により図 3.6 のような実験装置を製作した。液体シンチレータは，高純度石英ガラス（GE214）製の 20 mL バイアルに封入されており，このバイアルを光電子増倍管のガラス面に密着するよう固定している。さらに，バイアルの周囲をマイラーフィルムにより覆い，シンチレーション光が反射して光電面に入射するようにしている。また，宇宙線ミュオンによる事象を排除するために，プラスチックシンチレータにより図 3.7 のようなシールドを製作し，この内部にバイアルと光電子増倍管を設置した。ただし，鉛による遮蔽を行わずに測定をした際には，光電子増倍管の後方のプラスチックシンチレータは設置しなかった（図 3.8）。プラスチックシンチレータによる測定データを用いて，宇宙線ミュオンによる事象を除去する手法については後述する。

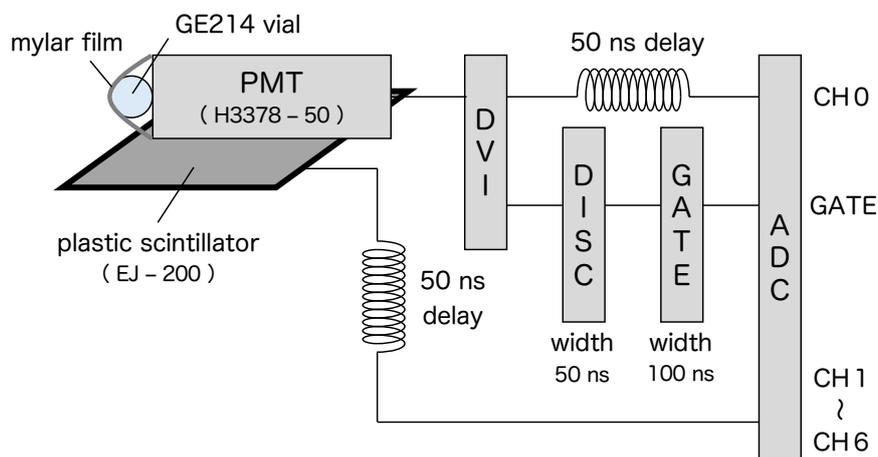


図 3.6: 背景事象測定のためのセットアップ

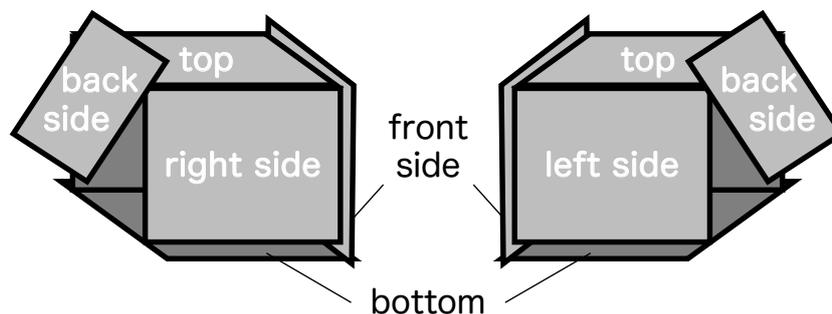
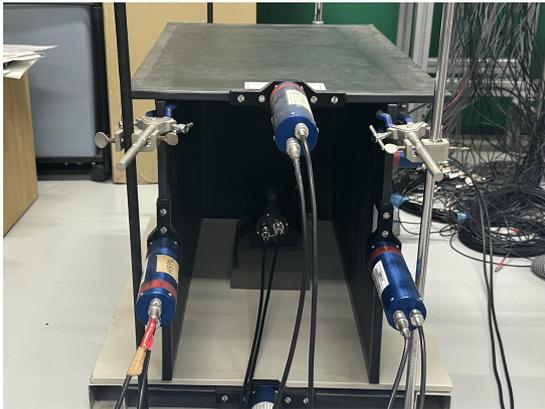
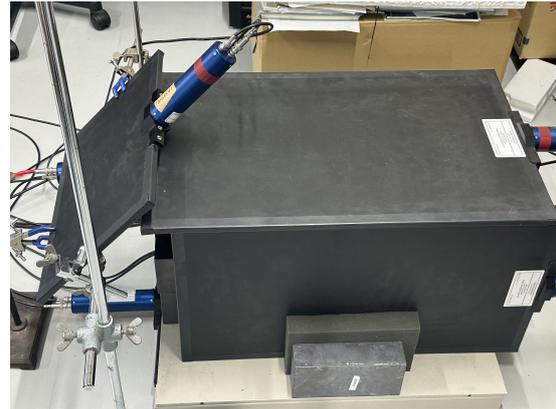


図 3.7: プラスチックシンチレータの配置図

以上のセットアップのもとで，鉛による遮蔽を行わずに 3 日間のデータ測定を実施した。その後，鉛遮蔽体の内部に光電子増倍管とバイアルを移し，3 日間のデータ測定を 2 回実施して，計 6 日間のデータを取得した。



(a) 後方から見た実験装置（鉛遮蔽体なし）



(b) 右側面から見た実験装置（鉛遮蔽体あり）

図 3.8: 背景事象観測のための実験装置

3.3.2 測定データの解析

測定データの解析は、ADC のカウント数をエネルギーに換算する (i) エネルギーキャリブレーション と、宇宙線ミューオンによる事象を除去する (ii) プラスチックシンチレータのデータによる事象選択 の 2 つのプロセスに分けられる。

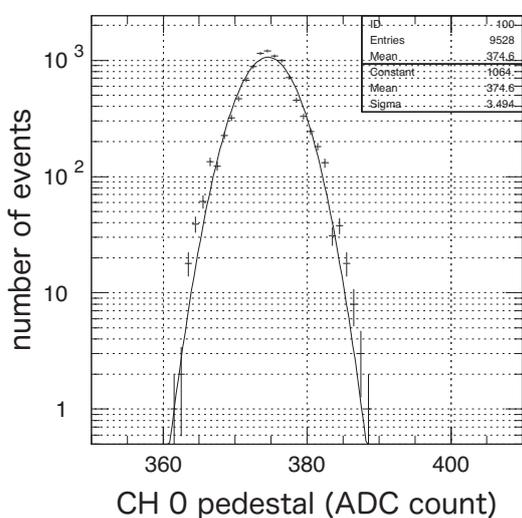
(i) エネルギーキャリブレーション

ADC カウント数とエネルギーを 1 対 1 対応させるために、 γ 線源による信号の測定を行い、ADC カウント数の 1 次元ヒストグラムに現れるコンプトン端を指数関数 $y = e^{a+bx}$ によりフィッティングする。そのパラメータをもとにコンプトン端の ADC カウントを求め、これを γ 線のコンプトン端に相当するエネルギーに対応させる。ADC カウントとエネルギーは比例関係にあり、これらの対応は 1 次関数 $y = a + bx$ により表されるため、複数の線源の信号を用いて上記の解析を行うことで、その対応が明らかになる。今回は ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{88}Y の 4 種類の γ 線源を用いて信号の測定を行った。それぞれの線源が放出する γ 線のエネルギーと、そのコンプトン端に相当するエネルギーを表 3.9 に示す。

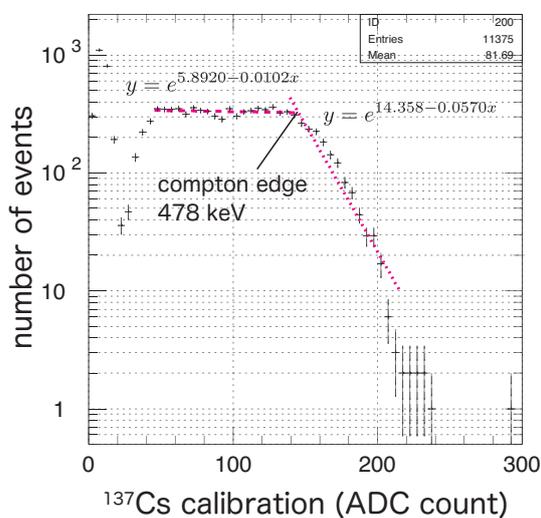
また、光電子増倍管で得られた信号は、零点補正をしなければならない。この補正は、ペDESTAL データを測定することによって行われる。ペDESTAL とは意図的にゲートを開くことによって、イベントが発生していない状態で記録される信号を指す。ここでは、NIM モジュールのクロックジェネレータにより意図的にゲートを開き、ペDESTAL データの測定を実施した。これにより得られた信号のガウシアンフィッティングを行い、その平均値 (Mean) の値を信号から減じることで、零点を補正することができる。ペDESTAL のガウシアンフィッティングと、 γ 線源による信号の指数関数フィッティングの例を図 3.9a, 3.9b に示す。また、図 3.10 は 4 種類の γ 線源による信号のフィッティングにより得られた ADC カウントとエネルギーの対応関係を 1 次元ヒストグラムにプロットして、これを 1 次関数でフィッティングした図の例であり、この 1 次関数の方程式が ADC カウント数をエネルギーに換算する式となる。

γ 線源	γ 線のエネルギー (keV)	コンプトン端に相当するエネルギー (keV)
^{137}Cs	662 (85 %)	456
^{60}Co	1,173 (100 %)	(963)
	1,333 (100 %)	1,119
^{22}Na	1,275 (100 %)	1,062
^{88}Y	898 (94 %)	(699)
	1,836 (99 %)	1,612

表 3.9: 4 種類の γ 線源が放出する γ 線のエネルギーとコンプトン端に相当するエネルギー



(a) ペDESTALのガウシアンフィッティング



(b) γ 線による信号の指数関数フィッティング

図 3.9: データ解析におけるフィッティングの例

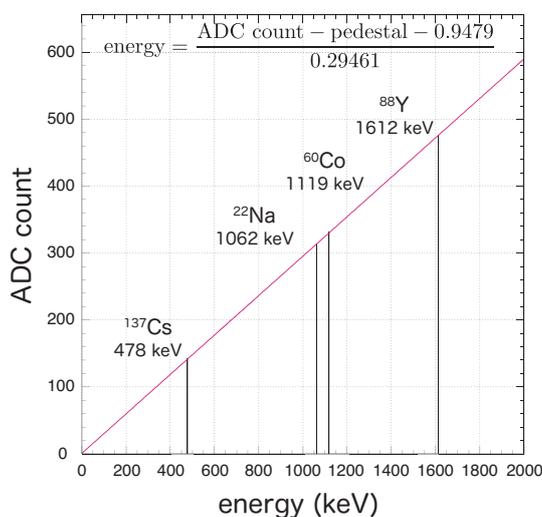


図 3.10: ADC カウント数とエネルギーの対応関係の例

上記の手順によりペDESTALフィッティングとエネルギーキャリブレーションを測定日ごとに行い、信号の ADC カウント X をエネルギー E に換算する式を得た。

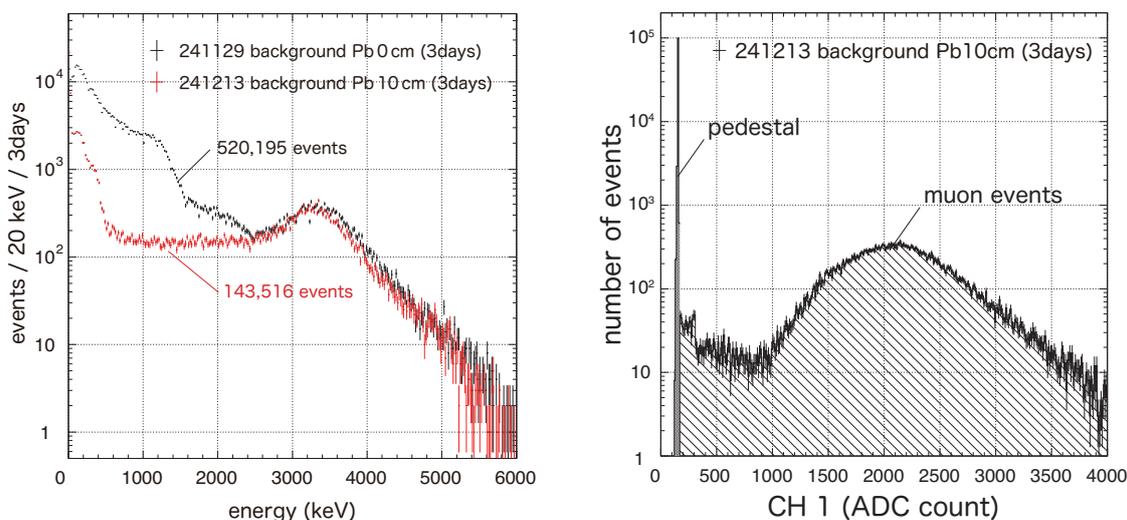
$$(2024.11.29, \text{鉛遮蔽なし}) : \text{pedestal} = 420.47, \quad E = (X - 420.47 - 0.9479) / 0.29461$$

$$(2024.12.13, \text{鉛遮蔽あり}) : \text{pedestal} = 403.35, \quad E = (X - 403.35 - 1.5459) / 0.30512$$

$$(2024.12.20, \text{鉛遮蔽あり}) : \text{pedestal} = 364.82, \quad E = (X - 364.82 - 7.9626) / 0.30679$$

(ii) プラスチックシンチレータのデータによる事象選択

鉛による遮蔽を行わずに測定を行った際に得られた信号 (2024.11.29) と、鉛遮蔽体の内部で測定を行った際に得られた信号 (2024.12.13) について、ADC カウント数をエネルギーに換算して 1 次元ヒストグラムを作成すると、図 3.11a が得られた。これらのエネルギー分布を比較すると、2,500 keV 以下の領域では鉛遮蔽体の内部での事象数が極端に減少している一方で、2,500 keV 以上の領域では事象数に大きな変化は見られず、3,300keV 付近にはピークの構造が現れていることが理解できる。図 3.11b より、このピーク構造はプラスチックシンチレータの信号にも現れていることがわかる。ここでは、この信号が宇宙線ミュオンに由来するものだと考えて次のように事象選択を行った。



(a) 鉛遮蔽体の有無によるエネルギー分布の比較 (b) プラスチックシンチレータで記録された信号

図 3.11: 宇宙線ミュオンによる背景事象

宇宙線ミュオンが物質中を通過すると、そのエネルギーの一部または全部が失われる。ミュオンが密度 ρ の物質中を距離 x だけ通過したとき、ミュオンの単位長さ、単位質量あたりのエネルギー損失割合 dE/dx とすると、物質中でのミュオンのエネルギー損失 ΔE は次の式 3.5 のように表される。

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \rho x \quad (3.5)$$

測定で用いた石英ガラスパイアルの直径は 30 mm、高さは 45 mm であり、この内部に封入された液体シンチレータの高さは 28 mm であったから、ミュオンは最大 40 mm の長さだけ液体シンチレータ中を通過すると考えられる。図 3.12 は銅を通過するミュオンの単位長さ、単位質量あたりのエネルギー損失（質量阻止能）とミュオンの運動量の関係を表しており、最小電離（minimum ionization）を仮定すれば、 $dE/dx \approx 1.2 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ である。液体シンチレータの密度を $\rho \approx 1$ とすれば、ミュオンが液体シンチレータ中を通過したときの単位長さあたりのエネルギー損失は、およそ 1.2 MeV cm^{-1} と表される。ミュオンが液体シンチレータ中を 3 cm だけ通過したとすれば、そのエネルギー損失は $\Delta E \approx 3.6 \text{ MeV}$ と見積もることができる。したがって、図 3.11a において 2,500 keV ~ 6,000 keV の領域でピークを含む連続的なエネルギー分布がみられるのは、ミュオンによるシンチレーション光が発生しているためだと考えられる。

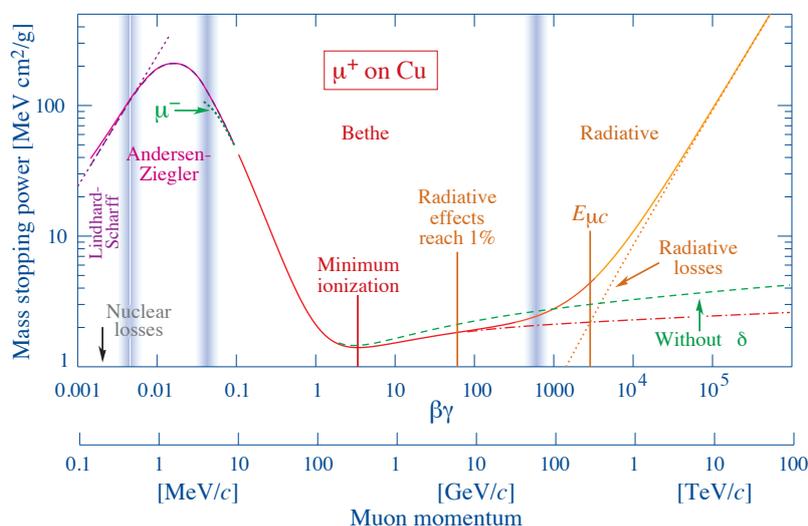


図 3.12: 銅を通過するミュオンの質量阻止能 [6, p.577]

このミュオン事象を除去するため、プラスチックシンチレータのペDESTALデータについてガウシアンフィッティングを行い、平均値 (Mean) + 3σ の点をカットポイントと定め、すべてのプラスチックシンチレータのカウンタ数がこのカットポイントよりも小さい事象のみを選択することとした。フィッティングによって得られたプラスチックシンチレータのペDESTAL (Mean) と標準偏差 (σ)、カットポイントは表 3.10 に示すとおりである。

このカットポイントにより事象選択を行って作成したエネルギー分布を図 3.13, 3.14 に示す。なお、図 3.14c は、図 3.14a と 3.14b の和をとり、計 6 日間の測定データを 1 つの図に表したものである。また、それぞれの図の網掛け部分はプラスチックシンチレータによる事象選択を行った後の分布を示している。図 3.13 と 3.14c の網掛け部分を比較すると、鉛による遮蔽の結果、ほぼすべてのエネルギー領域で事象数の減少がみられ、特に 1,500 keV 以上の領域では、6 日間でみられる事象数が数イベント程度になっていることが読み取れる。

Channel	ペDESTアル (Mean)	標準偏差 (σ)	Mean + 3σ	カットポイント
CH 1	154.55	2.4368	161.86	162
CH 2	178.63	0.95052	181.48	182
CH 3	169.99	1.0887	173.26	174
CH 4	159.95	0.98444	162.90	163
CH 5	164.58	1.4186	168.84	169
CH 6	182.06	1.2143	185.70	186

表 3.10: プラスチックシンチレータのカットポイント

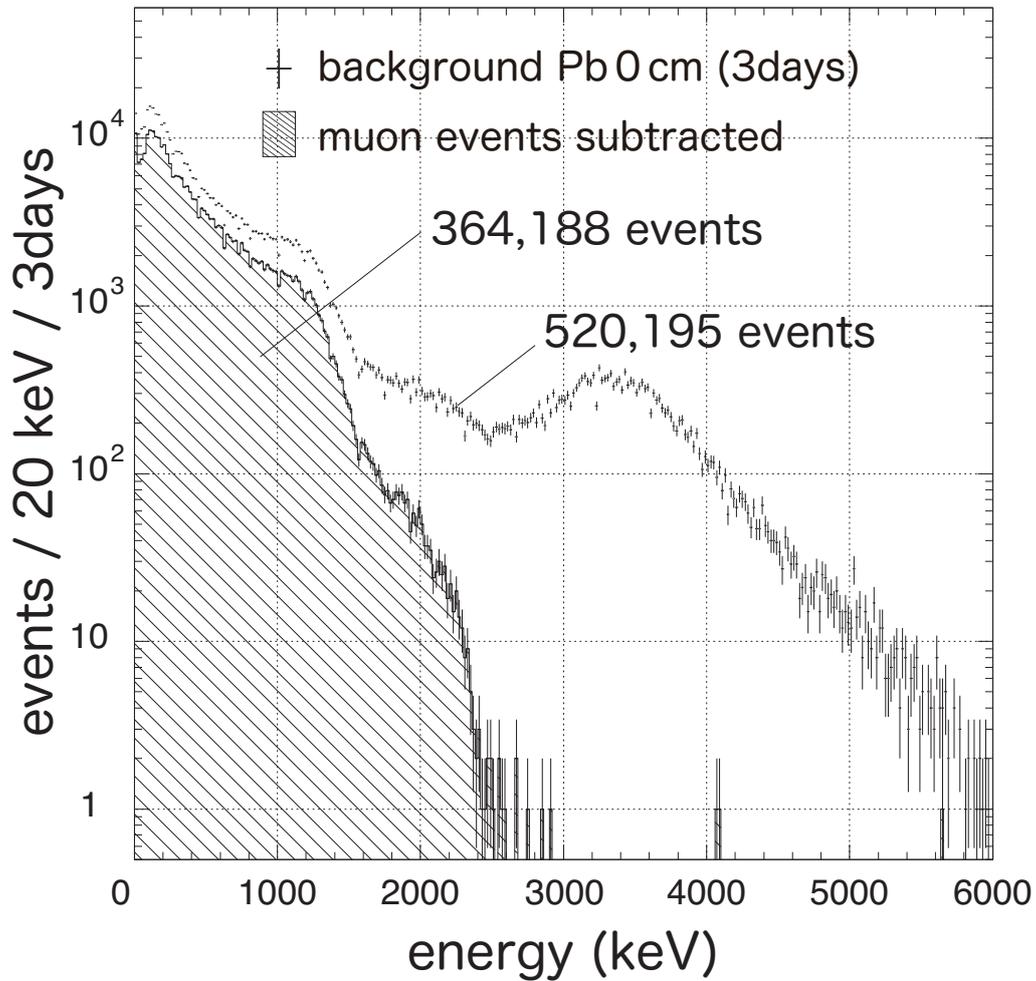
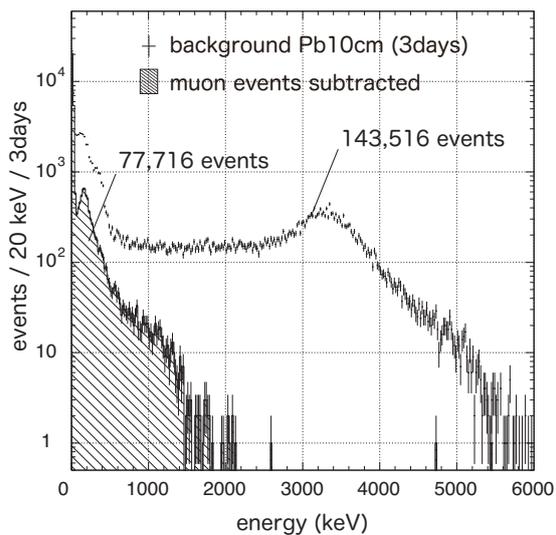
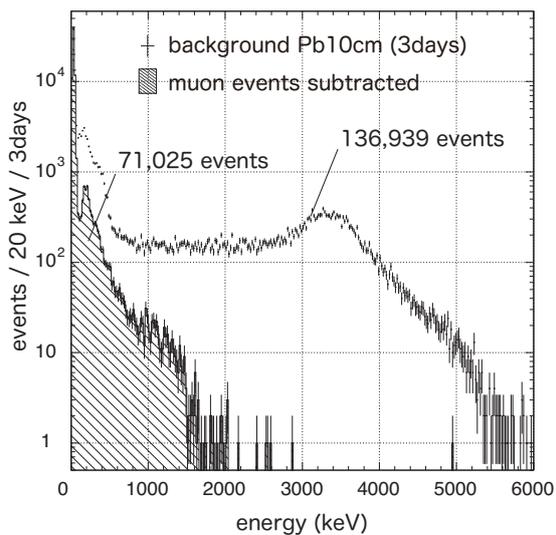


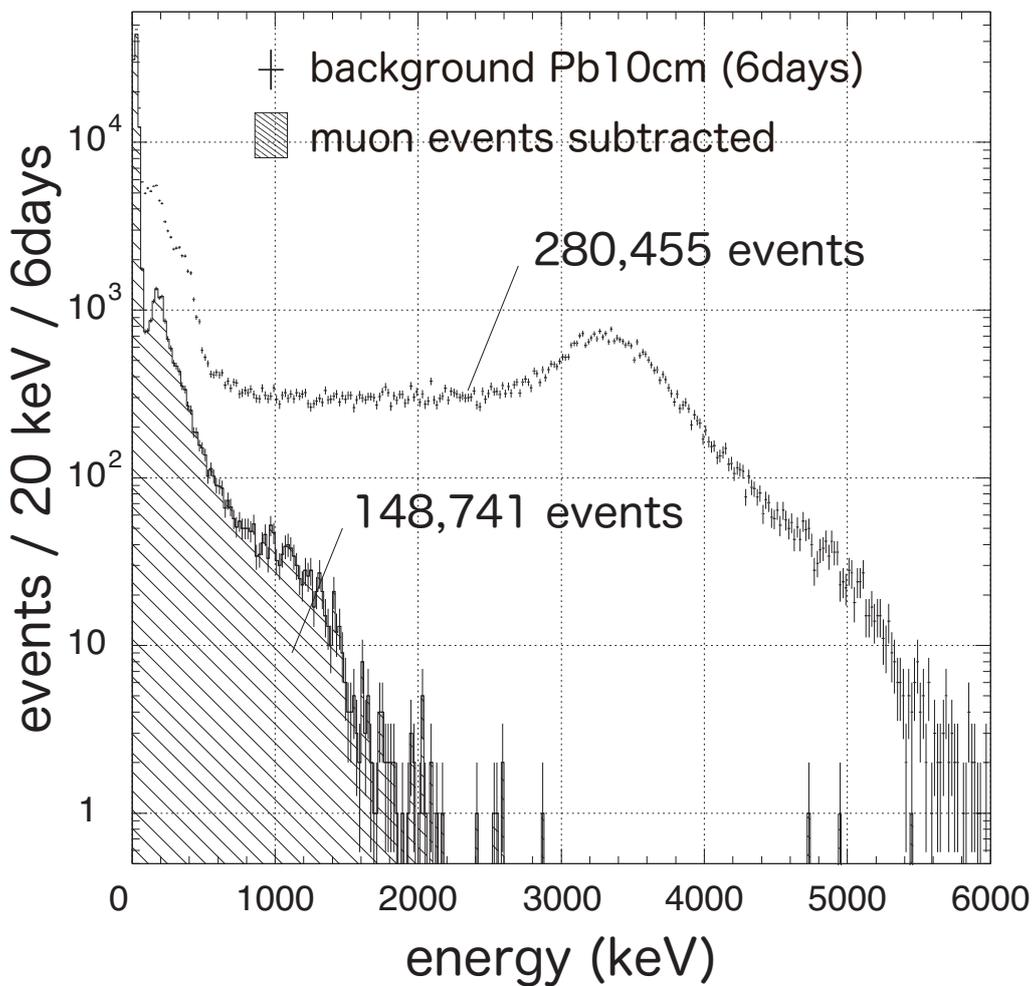
図 3.13: 鉛による遮蔽を行わずに観測した事象のエネルギー分布



(a) 2024.12.13 測定データ



(b) 2024.12.20 測定データ



(c) 3日間 + 3日間 = 計6日間の測定データ

図 3.14: 鉛遮蔽体の内部で観測した事象のエネルギー分布

3.3.3 背景事象の推定と評価

^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギーピークはおよそ 1 MeV~1.5 MeV の領域に現れるため [7], 図 3.14c のエネルギー分布 (網掛け部分) で 1 MeV 以上の領域に残っている事象について, その要因を特定し, 事象数をさらに低減させる必要がある。ここでは, (i) 石英ガラスや液体シンチレータに含まれる U/Th 系列の放射性物質が放出する β 線, (ii) ミューオンによる核破砕で生じた不安定核種の崩壊に伴う放射線のいずれかに由来する事象が観測されたと考え, 背景事象の推定と評価を行う。なお, 鉛遮蔽体の内部で計 6 日間の測定を行った際には, 1 MeV 以上のエネルギー領域で 676 事象が観測された (図 3.15)。

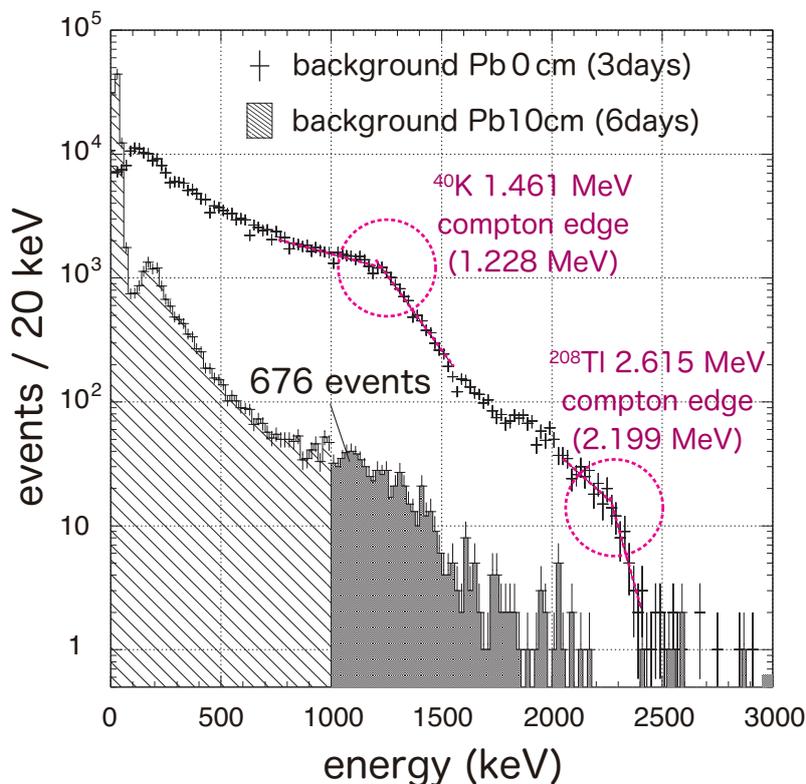


図 3.15: ミューオン事象を除去した分布の比較

(i) 石英ガラスや液体シンチレータ中の U/Th 系列の放射性核種による β 線

石英ガラスや液体シンチレータに含まれる放射性物質で, エネルギーが 1 MeV 以上の β 線を放出するものとしては, ^{40}K , ^{208}Tl , ^{214}Bi の 3 種類が考えられる (第 3.1 節参照)。これらの核種の半減期と, 放出する主な β 線のエネルギーの最大値は表 3.11 のとおりである。 ^{214}Bi は最大エネルギーが 3.272 MeV の β 線を放出するが, 図 3.14c では 2 MeV 以上の事象数が極端に少なくなっていることから, ^{214}Bi による β 線は検出されていないと考えられる。以下では図 3.14c における 1 MeV 以上の事象は ^{40}K や ^{208}Tl による β 線によるものだと仮定し, 実測データを EGS5 シミュレーションの結果と比較しながら考察を進めていく。

核種	半減期	主な β 線の最大エネルギー (MeV)
^{40}K	$1.251 \times 10^9 \text{ yr}$	1.311 (89.1 %)
		1.286 (24.7 %)
^{208}Tl	3.053 min	1.519 (21.9 %)
		1.796 (49.0 %)
^{214}Bi	19.9 min	1.508 (17.0 %)
		1.542 (17.8 %)
		3.272 (18.2 %)

表 3.11: ^{40}K , ^{208}Tl , ^{214}Bi が放出する主な β 線の最大エネルギーと半減期

EGS5 シミュレーションにより、石英ガラスに含まれる ^{40}K による β 線の信号は図 3.16 のようになる。ここで横軸は光子数を表しており、これをエネルギーに換算して比較を行うためには、 ^{40}K , ^{208}Tl の γ 線の信号のシミュレーション図において、コンプトン端のフィッティングを行い、実測データのエネルギーと対応させる必要がある。シミュレーションによる ^{40}K , ^{208}Tl の γ 線のスペクトルは図 3.17 のようになり、指数関数によりフィッティングの結果、それぞれのコンプトン端に相当する光子数が求められる。

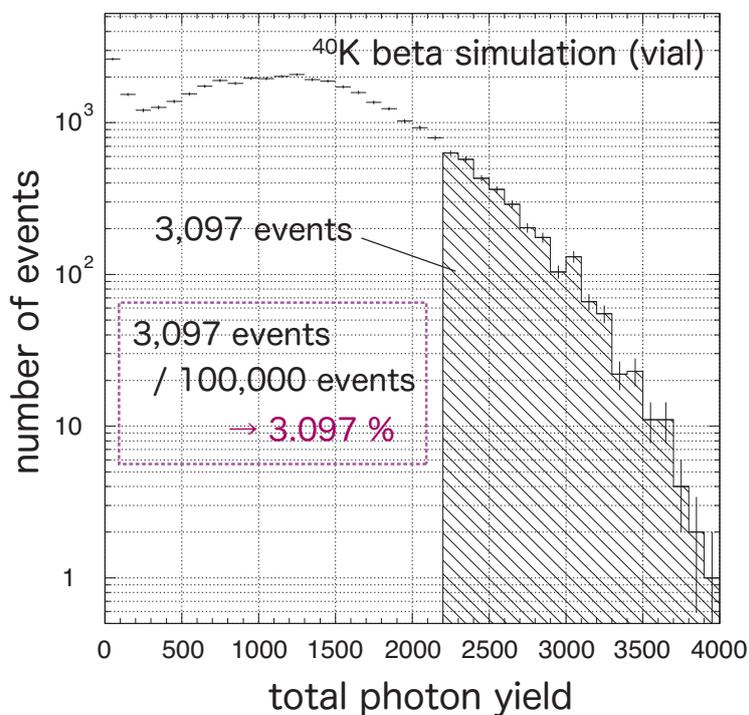
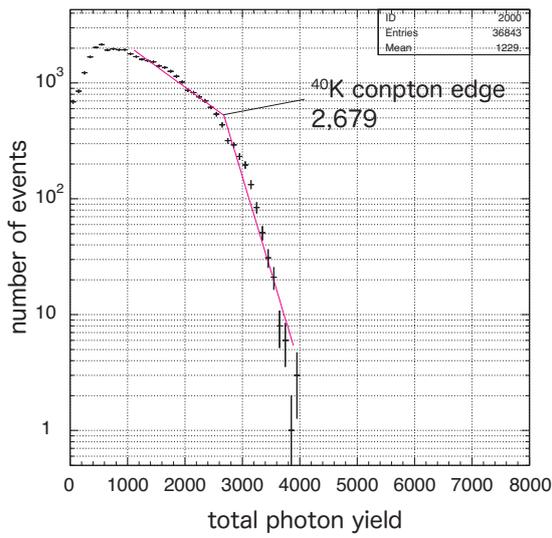
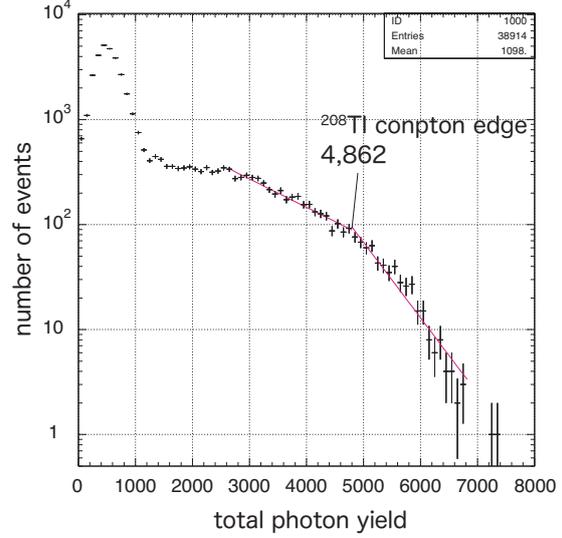


図 3.16: シミュレーションによる ^{40}K の β 線スペクトル



(a) シミュレーションによる ^{40}K の γ 線



(b) シミュレーションによる ^{208}Tl の γ 線

図 3.17: シミュレーションによる γ 線スペクトルの指数関数フィッティング

光子数とエネルギーは比例関係にあることから、鉛による遮蔽を行わずに測定したデータでも同様のフィッティングを行うことで、光子数とエネルギーの対応が明らかになり、エネルギー E と光子数 N の間に $E/N \approx 0.455$ の関係が成り立つことが導かれる。この対応関係から、図 3.16 において 1 MeV 以上のエネルギーに相当する事象数を計算することができ、その結果は 3,097 となる。ここでは 100,000 事象のシミュレーションを行っていることから、 ^{40}K の β 線が検出される割合は 3.097 % であることがわかる。

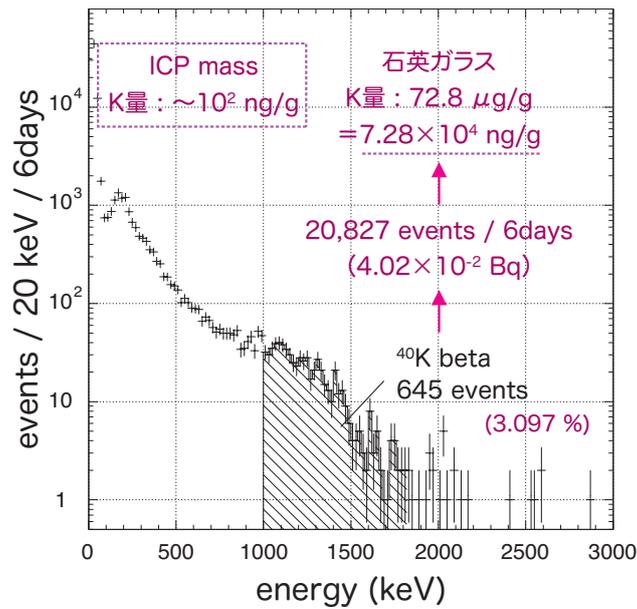


図 3.18: 鉛遮蔽体内部での観測データにおける ^{40}K , ^{208}Tl が放出する β 線による事象数

一方で、図 3.16 から、シミュレーションによる分布の終点が光子収量にしておよそ 4,000 の位置にあることがわかり、これはエネルギーにすれば 1.82 MeV に相当する。図 3.18 のとおり、鉛遮蔽体内部での測定データで 1 MeV~1.82 MeV の領域には 645 事象が存在する。シミュレーションにより求めた検出割合は 3.097 % であったから、6 日間で起こった ^{40}K のベータ崩壊事象数は 20,827 と計算できる。6 日間は 518,400 秒であるから、 ^{40}K の放射能 R は次の式 3.6 のように計算できる。

$$R = \frac{20,927 \text{ events}}{518,400 \text{ s}} \approx 4.02 \times 10^{-2} \text{ Bq} \quad (3.6)$$

時刻 t において放射性核種の原子が N 個だけ存在するとき、その崩壊定数を λ とすれば、単位時間あたりに崩壊して減少する放射性核種の原子の数 dN/dt は次の関係式 3.7 を満たす。

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (3.7)$$

また、崩壊定数 λ と半減期 $T_{1/2}$ との間には、次の関係式 3.8 が成り立っている。

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (3.8)$$

式 3.7 の左辺 dN/dt は放射能 R に等しく、 ^{40}K の半減期 $T_{1/2}$ は既知であるから (表 3.11)、石英ガラス中に存在する ^{40}K の原子数 N は次のように計算できる。

$$N = \frac{((1.251 \times 10^9) \times 365 \times 24 \times 60 \times 60) \text{ s}}{\ln 2} \times 4.02 \times 10^{-2} \text{ Bq} \approx 2.29 \times 10^{15} \text{ atom} \quad (3.9)$$

^{40}K のモル質量は $39.964 \text{ g mol}^{-1}$ であるから、原子数 N を ^{40}K の質量 m_{40} に換算すると、

$$m_{40} = \frac{2.29 \times 10^{15} \text{ atom} \times 39.964 \text{ g mol}^{-1}}{6.02214 \times 10^{23} \text{ atom mol}^{-1}} \approx 1.52 \times 10^{-7} \text{ g} \quad (3.10)$$

となる。 ^{40}K の天然存在比 (表 3.3) から、これを K の質量 m に換算すると次のようになる。

$$m = \frac{m_{40}}{0.000117} = \frac{1.52 \times 10^{-7} \text{ g}}{0.000117} \approx 1.30 \times 10^{-3} \text{ g} \quad (3.11)$$

使用した石英ガラスバイアルの質量は 17.85 g であったから、石英ガラス 1 g あたりに含まれる K の量は以下のように計算できる。

$$\frac{1.30 \times 10^{-3} \text{ g}}{17.85 \text{ g}} \approx 7.28 \times 10^{-5} \text{ g/g} = 72.8 \mu\text{g/g} = 7.28 \times 10^4 \text{ ng/g} \quad (3.12)$$

一般的な高純度石英ガラスに含まれる K 量のオーダーが 10^2 ng/g であることを踏まえると、実測データによる K 量の推定値は 2 桁離れた数値となっているため、1 MeV 以上の背景事象を ^{40}K の β 線だけで説明することは難しいと考えられる。

(ii) ミューオンによる核破碎で生じた不安定核種の崩壊に伴う放射線

エネルギーの高い宇宙線ミューオンが液体シンチレータを通過したとき、液体シンチレータ中の原子核が複数の破砕片に崩壊することがある。こうして生じた不安定な核種による放射線は、KamLAND-Zen 実験においても主要なバックグラウンドとなっている [8]。KamLAND-Zen 検出器が設置されている地下 2,700 m では、ミューオン事象が 1 秒あたり 0.34 回観測され、検出器内部のバルーンには 1 kton の液体シンチレータが充填されていることから、以下のように 1 日あたりのミューオン事象のイベントレート R_{muon} を算出することができる。

$$R_{\text{muon}} = 0.34 \text{ Hz kton}^{-1} \times 86,400 \text{ s day}^{-1} \approx 2.9 \times 10^4 \text{ events kton}^{-1} \text{ day}^{-1} \quad (3.13)$$

また、KamLAND-Zen 実験では、核破碎により生じた ^{11}C の崩壊が主要なバックグラウンドであり、 ^{11}C が生成する事象は 1 日あたり 973 事象観測されたことから、ミューオン事象のうち、 ^{11}C を生成する事象の割合は次のように計算できる。

$$\frac{973 \text{ events kton}^{-1} \text{ day}^{-1}}{2.9 \times 10^4 \text{ events kton}^{-1} \text{ day}^{-1}} \approx 3.4\% \quad (3.14)$$

この KamLAND-Zen 実験による結果をもとに、 2ν -ZICOS 実験における核破碎による ^{11}C の生成事象数について考える。先に述べたように、核破碎を起こすミューオンはエネルギーが大きく、エネルギー分布においてはピーク構造よりもエネルギーの大きい領域に分布していると考えられる。図 3.19 はより広いエネルギー領域での事象分布を表しており、これによりおおむね 6 MeV まで連続的な分布が続いていることが読み取れる。

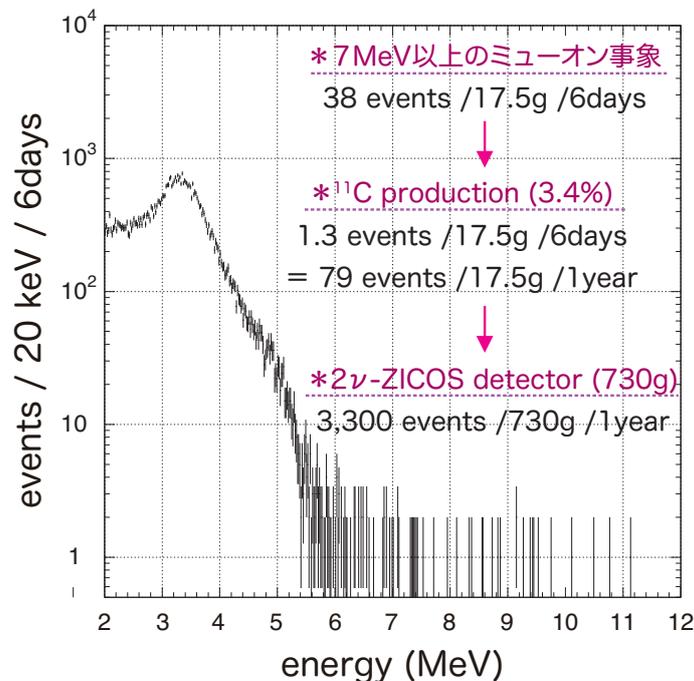


図 3.19: 2ν -ZICOS 検出器における核破碎による ^{11}C の生成事象数

ここでは連続分布から外れた 7 MeV 以上のエネルギー領域で観測された事象が核破砕を起こし、 ^{11}C を生成するものとする。鉛遮蔽体の内部で 6 日間の測定を行った際に、7 MeV 以上のエネルギー領域では 38 事象が観測された。ミューオン事象のうち ^{11}C を生成する事象の割合はおよそ 3.4 % であったから、6 日間の観測では ^{11}C の生成事象が $38 \times 0.034 \approx 1.3$ 回起こっていたと見積もることができる。このことから、核破砕による不安定核種の生成はごく稀な現象であり、今回のデータ測定で 1 MeV 以上のエネルギー領域に観測された 767 事象をこれにより説明することは難しいと考えられる。

しかし、先に述べたように、 2ν -ZICOS 実験で観測を目指す ^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象はさらに稀な現象であり、1 年間でおよそ 70 事象の観測が予想されている。今回の測定データから計算した ^{11}C の生成事象数を、 2ν -ZICOS 検出器を地上に設置して 1 年間の観測を行った場合の事象数に換算すると、以下のようになる。

$$1.3 \text{ (events / 17.5 g / 6 days)} \times \frac{730 \text{ g}}{17.5 \text{ g}} \times \frac{365 \text{ days}}{6 \text{ days}} \approx 3.3 \times 10^3 \text{ (events / 730 g / 1 yr)} \quad (3.15)$$

このことから、核破砕による ^{11}C の生成事象は ^{96}Zr の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象に比べて頻度の高い現象であり可能な限り除去する必要がある。このためには、よりエネルギーの高いミューオンのみが到達可能な地下深くに検出器を設置しなければならず、当研究室では神岡鉱山内の LAB-A に検出器を移送して 2025 年度の観測開始を目指して準備を進めている。

以上の議論より、1 MeV 以上の領域にみられる事象の要因について、今回の測定データのみを用いて説明することは難しく、さらなるデータ収集と分析が必要であるといえる。なお、今後は XMASS 実験で用いられた光電子増倍管を使用して再度データ収集を行い、背景事象の詳細について分析していく予定である。

第4章 結論

2 ν -ZICOS 実験で用いられる光電子増倍管と FADC によってチェレンコフ光とシンチレーション光の同時観測を行ったところ、波形の立ち上がりにかかる時間に差がみられ、チェレンコフ光はシンチレーション光に比べて素早く立ち上がることが確認できた。すなわち、任意の波形の立ち上がり部分を、 ^{60}Co , ^{133}Ba の γ 線の信号により作成した波形テンプレートと比較することで、波形に対するチェレンコフ光の有無を判別することができ、平均角を算出することによって背景事象の除去が可能となる。

また、2 ν -ZICOS 実験のための液体シンチレータと光電子増倍管を使用して背景事象の観測を行ったところ、鉛遮蔽体の有無に関わらず 2.5 MeV 以上の領域に宇宙線ミュオンに由来する事象が観測された。宇宙線ミュオンによるシンチレーション事象を取り除くため、実験装置の周囲にプラスチックシンチレータのシールドを設置し、プラスチックシンチレータのデータにより事象選択を行ったところ、ミュオンによる事象は3日間で数イベントにまで低減させることができた。鉛による遮蔽を行わずに観測を行った場合には、エネルギー分布において ^{40}K や ^{208}Tl の γ 線によるコンプトン端が観察されたが、鉛遮蔽体内部での測定時にはこの構造はみられなかった。さらに、10 cm の鉛遮蔽体により、環境放射線の大部分は遮蔽されて検出されなくなったものの、1 MeV 以上の領域に一定数の事象が残る結果となった。これらが (i) 石英ガラスや液体シンチレータに含まれる U/Th 系列の放射性物質が放出する β 線、(ii) ミュオンによる核破砕で生じた不安定核種の崩壊に伴う放射線のいずれかに由来する事象と仮定してデータ解析を行ったが、背景事象を説明することはできず、さらなるデータ収集および解析が必要であることが判明した。

付録

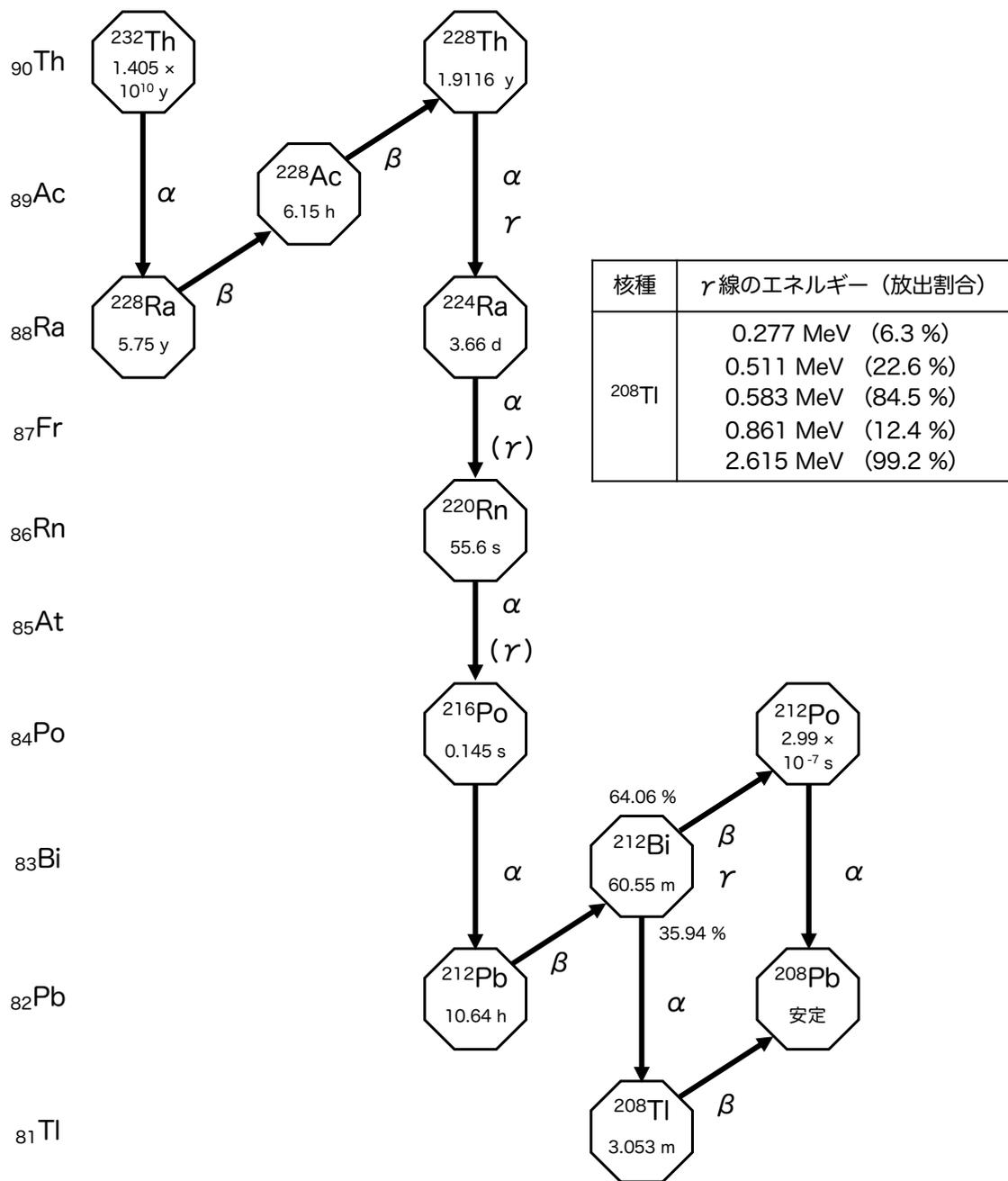


図 i: トリウム系列の壊変系列図

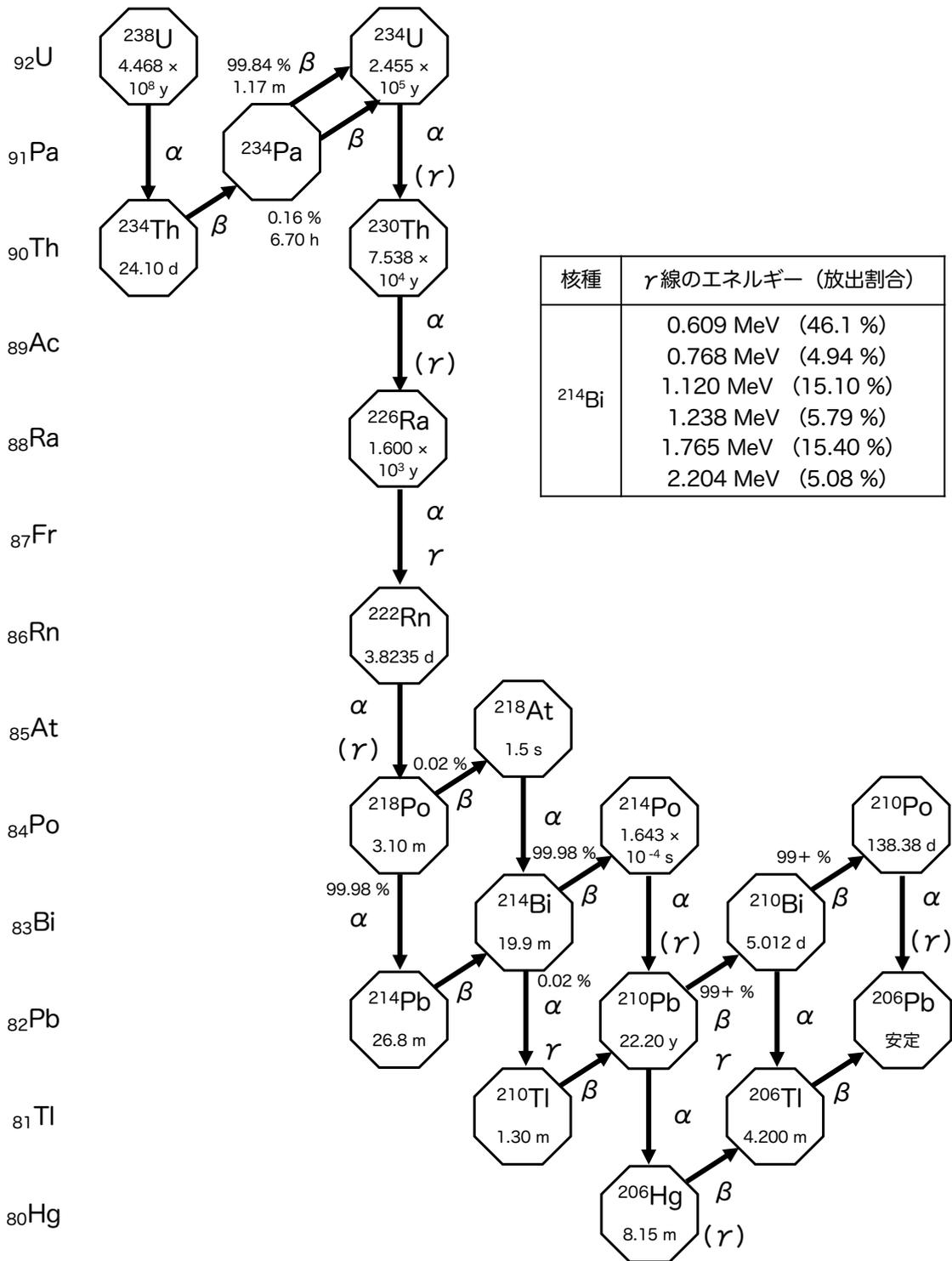


図 ii: ウラン系列の壊変系列図

参考文献

- [1] Y.Fukuda *et al.*, 2ν -ZICOS experiment for an observation of two neutrino emission double beta decay using ^{96}Zr nuclei, Bulletin of Miyagi University of Education **58** (2024) 131.
- [2] Y.Fukuda *et al.*, Development of pulse shape discrimination for Cherenkov lights in liquid scintillator, Bulletin of Miyagi University of Education **55** (2021) 141.
- [3] Y.Fukuda *et al.*, Demonstration of Tl-208 background reduction using a topological information of Cherenkov light for Zr-96 Neutrinoless Double Beta Decay experiment, Bulletin of Miyagi University of Education **57** (2023) 87.
- [4] Y.Fukuda *et al.*, Present status of experiment for Zirconium-96 two neutrino emission double beta decay, Zenodo (2024). <https://doi.org/10.5281/zenodo.13165553>
- [5] 日本化学会 原子量専門委員会. 原子量表 (2024). <https://www.chemistry.or.jp/know/atom.2024.nc.pdf>
- [6] S.Navas *et al.* (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024). <https://pdg.lbl.gov/2024/>
- [7] J.Argyriades *et al.* (NEMO-3 Collaboration), Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector, Nuclear Physics A **847** (2010) 168. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.07.009>
- [8] S.Abe *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), Measurement of cosmic-ray muon spallation products in a xenon-loaded liquid scintillator with KamLAND, Phys. Rev. C **107**, 054612 (2023). <https://journals.aps.org/prc/pdf/10.1103/PhysRevC.107.054612>
- [9] 白井淳平, 末包文彦. ニュートリノ物理学. 朝倉書店 (2021).
- [10] 中家剛. ニュートリノ物理 ニュートリノで探る素粒子と宇宙. 共立出版 (2016).
- [11] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会. 光電子増倍管 その基礎と応用. 浜松ホトニクス株式会社 (2016).
- [12] 那仁格日樂. 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. 修士論文, 宮城教育大学 (2015).
- [13] 亀井雄斗. FADC を用いた低エネルギー電子により放射されるチェレンコフ光の波形観測. 卒業論文, 宮城教育大学 (2017).
- [14] 安齊太亮. 宇宙線ミュオンの時間波形を用いたチェレンコフ光の角度依存性の研究. 卒業論文, 宮城教育大学 (2018).

謝辞

本研究を遂行するにあたり、指導教官である福田善之先生には、終始熱心なご指導をいただきました。高校生の頃からの憧れであったニュートリノ物理学の実験に携わることができたことや、スーパーカミオカンデをはじめとする実験施設を見学させていただけたことは大変貴重な経験でした。理科教員としての素養をさらに高めていくために、今後もこの経験を活かしながら自己の修養に励んでまいります。お忙しい中でも、私の疑問に対しては丁寧にご回答いただき、考察に対しては様々な視点を踏まえたご意見を頂戴しましたことに、心より御礼申し上げます。

また、同研究室の菅原一喜さん、竹村和真さん、遠山和希さんには、研究を進めるにあたって多くのご助言と激励をいただきました。共に研究を行う仲間の存在は、私の大きな心の支えとなっております。また、本論文の執筆にあたって、皆様には多大なるご協力をいただきました。この場をお借りして、心より感謝申し上げます。