

宮城教育大学 教育学部
初等教育教員養成課程 理科コース

卒業論文

CsIを用いた環境中の放射性物質による
放射線に対する鉛遮蔽の評価

菅原一喜

令和7年3月12日

要旨

1998年に梶田隆章氏のニュートリノ振動の提唱により、ニュートリノに質量があることが証明された。しかし、ニュートリノの絶対質量は未だ分かっていない。ニュートリノの質量が極めて小さいということを自然と説明できるシーソー機構はニュートリノがマヨラナ性を持つという事が前提となる。そのマヨラナ性の証明には、ニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊である ($0\nu\beta\beta$) 事象を観測することが必要となる。

二重ベータ崩壊事象の半減期はおよそ 10^{25} 年と非常に長く、極めて稀な現象と言える。そのため、対象のターゲットとなる原子核を用いて、 $0.01\text{events kg}^{-1}\text{y}^{-1}$ の極低バックグラウンドの環境下での観測が望まれる。一方、自然放射線は様々なエネルギー帯に多く見られ。特に ^{208}Tl 、 ^{214}Bi 、 ^{40}K は二重ベータ崩壊事象が見られるエネルギー帯に多くみられる。したがって、地上での観測の際は大量のノイズが存在すると容易に想像できる。そのため、観測時のノイズを極力抑える働きかけが必要となる。 2ν -ZICOS 実験では、検出器の周りに 15cm 厚の鉛を配置することで、検出時のノイズを除去しようと計画している。その際、15cm 厚の鉛でどれほどの自然放射線が遮蔽されるのか、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測における妥当な鉛の厚みは何cmかを評価する必要がある。

本研究では、鉛によって遮蔽される自然放射線の量を CsI 検出器を用いることで測定する。その際、本研究で用いることができるのは鉛の数及び、大きさを考慮して 10cm 厚の鉛である。バックグラウンド事象として、CsI 検出器由来・鉛由来・自然放射線由来の 3つの事象が考えられる。自然放射線由来以外は鉛内部での計測において現れるため、一方が極端に少ないという仮説を立てることで、鉛の厚みが少なくとも何 cm 必要かを評価した。

$2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測において、PMT を用いた場合、年間 70events しか見られない。したがって、鉛透過後のバックグラウンド事象が年間 70events 未満にする必要がある。

結果、鉛の厚みを 24cm にすることで ^{208}Tl は $50.439 \pm 0.66873\text{events}$ 未満、 ^{214}Bi は $1.1204 \pm 4.3820 \times 10^{-2}\text{events}$ 未満、 ^{40}K は $7.8898 \pm 3.0536 \times 10^{-2}\text{events}$ 未満となり、バックグラウンド事象が年間 70events 未満になることが分かった。

以上より、年間バックグラウンド事象を 70events 未満に抑えるためには、鉛の厚みを 24cm 以上であればよいと結論づけられる。

目次

第1章 序論	1
1.1 ニュートリノ	1
1.1.1 素粒子標準理論とニュートリノ	1
1.1.2 マヨラナ性とシーソー機構	3
1.2 二重ベータ崩壊	4
1.3 主な二重ベータ崩壊探索実験	8
第2章 2ν -ZICOS 実験	10
2.1 実験概要	10
2.1.1 実験装置	10
2.1.2 液体シンチレータ	10
2.1.3 シンチレーション光	11
2.1.4 チェレンコフ光	11
2.1.5 平均角	12
第3章 バックグラウンドの除去	13
3.1 ノイズの種類と特徴	13
3.2 検出器	16
3.2.1 PMT(光電子増倍管)	16
3.2.2 CsI 検出器	17
3.3 自然放射線の背景事象による鉛遮蔽評価	24
3.3.1 γ 線、X線と物質の総合作用	25
3.3.2 減衰率とイベント数	26
3.3.3 ^{208}Tl のデータ処理①	27
3.3.4 ^{208}Tl のデータ処理②	37
3.3.5 ^{214}Bi のデータ処理	49

3.3.6 ^{40}K のデータ処理	52
第 4 章 結論	56

目次

1.1	各二重ベータ崩壊のエネルギー分布	2
1.2	二重ベータ崩壊の崩壊図	5
1.3	各二重ベータ崩壊のモード	6
3.1	トリウム系列の壊変系列	14
3.2	ウラン系列の壊変系列	14
3.3	PMT(光電子増倍管)の構造	17
3.4	CsI(Tl) 前面	18
3.5	CsI(Tl) 上面	19
3.6	^{137}Cs の fitting したグラフ	20
3.7	^{88}Y の 1836keV に fitting したグラフ	21
3.8	^{88}Y の 898keV に fitting したグラフ	21
3.9	^{60}Co の 1173keV に fitting したグラフ	22
3.10	^{60}Co の 1332keV に fitting したグラフ	22
3.11	^{22}Na の 511keV に fitting したグラフ	23
3.12	^{22}Na の 1275keV に fitting したグラフ	23
3.13	ADCch とエネルギーの関係式	24
3.14	遮蔽体無しのデータ	27
3.15	10cm 厚鉛内のデータ	28
3.16	遮蔽体内外のデータの差	29
3.17	subtractdata のミューオンの 1 次 fit	30
3.18	subtractdata の ^{208}Tl の 2.6145MeV の fitting	31
3.19	subtractdata の ^{208}Tl のコンプトン端	32
3.20	indata の ^{208}Tl のコンプトン端	34
3.21	indata の ^{208}Tl の 2.6145MeV の fitting	35
3.22	indata のミューオンの一次 fit	36
3.23	outdata の fitting 及び最下点の位置	38

3.24	indata の fitting 及び最下点の位置	38
3.25	subtractdata の fitting 及び最下点の位置	39
3.26	indata2 の ^{208}Tl の範囲	41
3.27	indata3 の ^{208}Tl の範囲	42
3.28	indata2 の ^{213}Bi の範囲	43
3.29	indata3 の ^{214}Bi の範囲	43
3.30	outdata の ^{214}Bi の範囲	49
3.31	indata の ^{214}Bi の範囲	50
3.32	subtractdata の ^{214}Bi の範囲	50
3.33	outdata の ^{40}K の範囲	53
3.34	indata の ^{40}K の範囲	53
3.35	subtractdata の ^{40}K の範囲	54

表目次

1.1	標準模型における素粒子の分類	1
1.2	二重ベータ崩壊の核種	7
3.1	よく見られる自然放射線の種類	15
3.2	シンチレータの分類	17
3.3	CsI(Tl) のステータス	18
3.4	キャリブレーションに用いた線源及び、エネルギー	20
3.5	厚み毎の減衰率	27
3.6	ミューオンの 1 次 fit のステータス	30
3.7	subtractdata ²⁰⁸ Tl の 2.615MeV 付近のガウシアン fit のステータス	31
3.8	subtractdata の ²⁰⁸ Tl のコンプトン端のステータス	32
3.9	subtractdata の各イベント数	33
3.10	²⁰⁸ Tl のイベント数	33
3.11	indata の ²⁰⁸ Tl のコンプトン端のステータス	34
3.12	indata ²⁰⁸ Tl の 2.6145MeV 付近のガウシアン fit のステータス	35
3.13	ミューオンの一次 fit のステータス	36
3.14	indata の各イベント数	36
3.15	各 data の ²⁰⁸ Tl の 2.6145MeV のイベント数	37
3.16	各 data の ²⁰⁸ Tl の 2.6145MeV のイベント数	39
3.17	²⁰⁸ Tl の鉛内部のイベント数	42
3.18	²¹⁴ Bi の鉛内部のイベント数	44
3.19	Tldata とその 10cm 厚透過後のイベント数	45
3.20	検出効率及び、Truedata-208Tl のイベント数	46
3.21	15cm 厚の際の ²⁰⁸ Tl のイベント数 (仮説①)	46
3.22	20cm 厚の際の ²⁰⁸ Tl のイベント数 (仮説①)	46
3.23	鉛が 15,20cm 厚における、2 ν -ZICOS 実験で用いる PMT で検出できる 1 年間あたりのイベント数 (仮説①)	47

3.24	24cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説①)	47
3.25	15cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)	48
3.26	20cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)	48
3.27	24cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)	48
3.28	各データの ^{214}Bi の 1.764MeV のイベント数	51
3.29	15cm 厚の際の ^{214}Bi のイベント数	51
3.30	24cm 厚の際の ^{214}Bi のイベント数 (仮説①)	52
3.31	各データの ^{40}K の 1.461MeV のイベント数	54
3.32	15cm 厚の際の 40K のイベント数	55
3.33	24cm 厚から算出できる 40K のイベント数	55

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

1.1.1 素粒子標準理論とニュートリノ

我々が知りうる範囲の物質は素粒子というこれ以上分解できない最小の単位から構成されている。素粒子は性質によって分類されており、スピン角運動量がディラック定数の整数倍になっているものをフェルミオン、半整数倍になっているものをボソンとしている。フェルミオンはその粒子の電荷や受ける総合作用によって、クォーク、レプトンに分解される。ニュートリノはレプトンに分類されている。

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	

Table 1.1: 標準模型における素粒子の分類

素粒子間に働く相互作用は「強い力」「弱い力」「電磁気力」「重力」の4つに分けられる。ニュートリノは、電荷を持たない素粒子であり、弱い相互作用によってのみ相互作用することが知られている。ニュートリノには、質量固有値 (m_1, m_2, m_3) が存在し、それぞれの混合の割合によって、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 と3種類のフレーバーが存在する。この3つのフレーバーは、ニュートリノと同じレプトンに分類される電子 e 、ミュー粒子 μ 、タウ粒子 τ と対応している。

ニュートリノは「粒子」であるのと同時に「波」としての性質を持つ。したがって、各質量固有値 (m_1, m_2, m_3) は異なる振動数を持つ「波」として空間を伝播する。ニュートリノのフレーバーは質量の決まった波の組み合わせにより、波の位相が変化するこ

とで、フレーバーの種類が移り変わるのである。この現象をニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノ振動は先述した通り、ニュートリノが質量をもち、0で無いニュートリノ混合がある時に生じる現象である。このニュートリノ振動により、「素粒子標準理論」でニュートリノの質量は0であるという考えの見直しを迫られることとなった。

ニュートリノの発見は β 崩壊によって生じるベータ線のエネルギースペクトルの問題点から始まった。本来、ベータ崩壊は次式のように反応が起こっていると考えられていた。



β 崩壊によって放出される β 線（電子）は式1.1のような2体崩壊であれば、放出される電子のエネルギーはエネルギー保存則に従って、始状態と終状態のエネルギー差（Q値）によって単一の値に定まると考えられる。しかし、実際の β 線のエネルギースペクトルは連続的なスペクトルとして観測される。以下に、 $2\nu\beta\beta$ 及び、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の際にみられるエネルギー分布のグラフを記す。

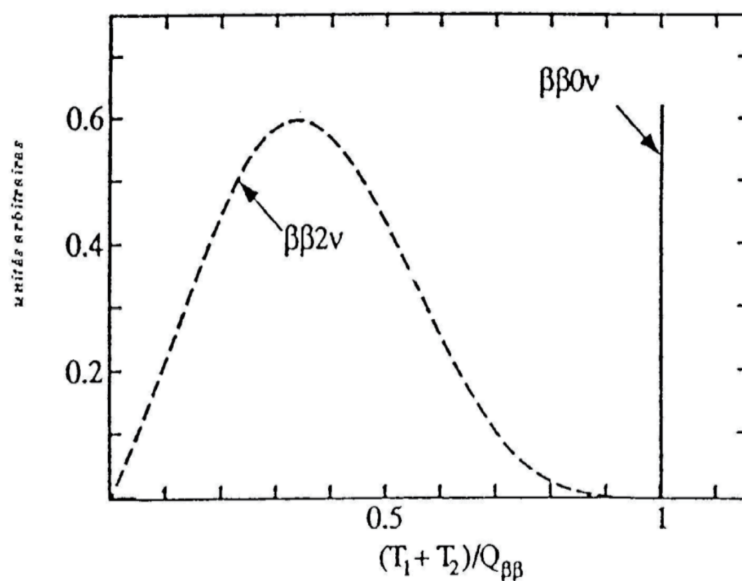


Figure 1.1: 各二重ベータ崩壊のエネルギー分布

この問題を解決するために、ヴォルフガング・パウリ (Wolfgang Ernst Pauli) は2体崩壊ではなく、未知の粒子を加えて3体崩壊だと考えた。その未知の粒子がエネルギーを持つと考えることで、連続的なエネルギースペクトルを説明することができる。この未知の粒子がニュートリノである。(1.1)式にこのニュートリノを加え、修正した β 崩壊は以下の式で表される。

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

$\bar{\nu}_e$ は反電子ニュートリノである。本来、ニュートリノは ν と表されるが、実際に放出されるニュートリノはレプトン保存則を成り立たせるため反レプトンとなり、電子と共に放出される反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ と記述した。

ニュートリノは未だ謎が多い粒子であるが、中でもニュートリノの質量がクォーク、レプトンに比べ、非常に質量が小さい事や、マヨラナ性を持つかどうかが挙げられる。

1.1.2 マヨラナ性とシーソー機構

マヨラナ性というのはある素粒子に対して粒子と反粒子の区別ができない、つまり同様である事を言う。反粒子というのは、ある素粒子に対して質量とスピンの等しく、電荷が反対の粒子の事である。ニュートリノは電荷を持たないため、ニュートリノがマヨラナ性を持つマヨラナ粒子である可能性がある。一方、ディラック粒子という粒子と反粒子の区別がつかないものも存在する。したがって、ニュートリノはマヨラナ粒子とディラック粒子である可能性を秘めている。

ディラック粒子である場合、右巻きニュートリノと左巻き反ニュートリノは何らかの理由で観測できない粒子と解釈される。一方、マヨラナ粒子と仮定すると、粒子と反粒子の区別がない代わりに、2つの異なる質量状態のニュートリノが存在する。この2つの異なる質量状態があると仮定し、それぞれの関係を式で表したものがシーソー機構である。シーソー機構は標準模型の2つの問題が解決する。1つ目は有限のニュートリノ質量の存在。2つ目は宇宙バリオン数生成の問題である。

標準模型ではニュートリノの質量が0になるように構築されている。しかし、ニュートリノ振動によって、ニュートリノには質量が存在することが示唆され、質量が0であるという考えは否定された。具体的には、宇宙の大規模構造におけるゆらぎの観測から、3種のニュートリノの質量の和は 0.23eV 以下と考えられている。 $(1\text{eV}=1.78 \times 10^{-36}\text{kg})$ この質量は電子の100万分の1以下に相当することからも、他の素粒子に比べ非常に軽い。もしマヨラナ性を持つならば、右巻きニュートリノは極めて重いマヨラナ質量を持つことができ、質量固有値の反比例関係を通してニュートリノの質量を特異的に小さいという事を説明できるのである。

ニュートリノは左巻きのスピンを持っているとされている。一方、それとは対照的な右巻きのスピンを持ち、質量についてもニュートリノとは対照的に重い質量を持つとされている。右巻きニュートリノと左巻きニュートリノは以下のような2行2列の質量行列を構成する。

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ 0 & M \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで、 m は右巻きニュートリノの質量、 M は左巻きニュートリノの質量である。この質量行列を対角化すると、室慮の固有値が2つに求まる。観測される左巻きニュートリノの質量が非常に小さいと考え、2つの固有値も求められ、2つの固有値(M_ν, M_N)には以下のような関係式が成り立つ。

$$M_\nu = \frac{M_D^2}{M_N} \quad (1.4)$$

ここで、 M_D はディラック粒子である家電レプトンとクォークの質量のスケールと考えられる。この式の関係性をシーソー機構という。この機構は M_ν を大きく考えるほど、 M_N が小さくなることが分かる。これにより、あるべき2つの状態が未発見であることやニュートリノの質量が極端に小さいことを説明することができるのである。

1.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは、原子核内で2回のベータ崩壊が同時に起こり、原子核中の中性子2つが陽子2つに変わる過程である。特別な安定同位体にもみ許されている。二重ベータ崩壊は同質量数の原子核の中で2番目に質量が小さく、且つベータ崩壊で生成される娘核の方が親核よりも高いことより、通常のベータ崩壊はエネルギー的に許されない核種に起こる。

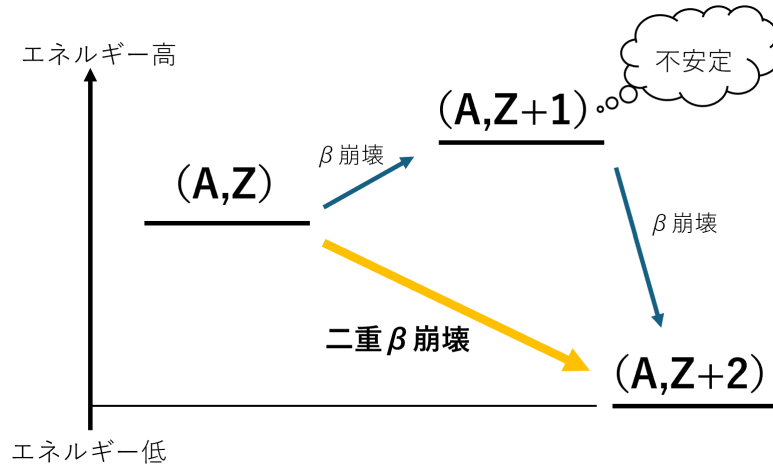


Figure 1.2: 二重ベータ崩壊の崩壊図

その二重ベータ崩壊には2つのモードが考えられる。1つ目は通常のベータ崩壊が同一の原子核内で同時に起こる現象であり、この現象は標準理論の中の枠組みでも許される。この現象の場合は2つの電子と、2つの反電子ニュートリノが放出される。この過程は $2\nu\beta\beta$ と呼ばれる。Zを原子番号、Aを質量数とすると、以下のような過程となる。

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.5)$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.6)$$

一方、もう1つのモードではニュートリノがマヨラナ粒子であることによって観測される現象で、原子核内で起きたベータ崩壊によって生じた反電子ニュートリノがニュートリノとして同一の原子核の中性子によって吸収される事で、ニュートリノが放出されず2つの電子のみが放出される現象のことを言う。これをニュートリノを放出しないベータ崩壊(0ν モード)として、 $0\nu\beta\beta$ と呼ばれる。以下に、Zを原子番号、Aを質量数として、崩壊過程を示す。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.7)$$

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^- \quad (1.8)$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.9)$$

以上 0ν モードの二重ベータ崩壊はレプトン数が保存しないため、標準理論では許されない過程である。しかし、ニュートリノが反ニュートリノと考えた際、つまり、ニュートリノがマヨラナ性を持つ時、この現象は起こりうる。現在、かなり小さいスケール

の反応においては、レプトン数は破れていると考えられている。レプトン数保存則とはレプトンには+1, 反レプトンには-1, 非レプトンには0を与えた時、反応の前後でそのレプトン数の和が保存される事である。以上のことからニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊を観測することによってニュートリノがマヨラナ粒子であることの証明になる。

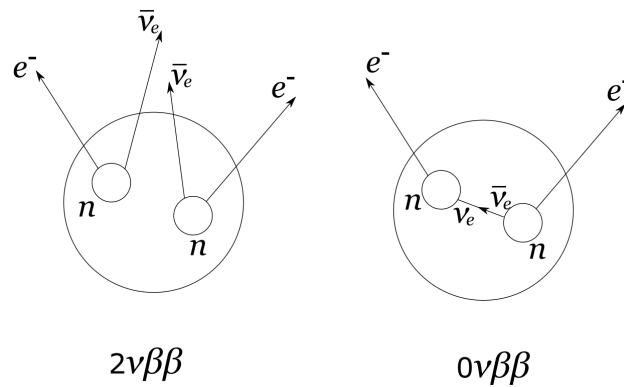


Figure 1.3: 各二重ベータ崩壊のモード

$2\nu\beta\beta$ 崩壊は弱い相互作用の2次過程であり、非常に稀な現象である。先述したように隣接する原子核 ($Z+1, A$) が現在の状態よりもエネルギーが高いか、もしくはスピン状態が異なり、遷移が禁止される場合に起こる。その崩壊寿命は非常に長い。このような原理の二重ベータ崩壊が起こる核種は現在では以下の核種で確認されている。

核種	自然存在比 (%)	Q 値
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	0.19	4271
$^{150}\text{Na} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	5.6	3367
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	2.8	3351
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	9.6	3034
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	79.2	2995
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	7.5	2805
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	34.5	2529
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	8.9	2476
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	7.8	2039
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	31.7	867

Table 1.2: 二重ベータ崩壊の核種

半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は原子核の存在率 a 、標的原子核の質量を M 、観測時間 t 、エネルギー分解能 ΔE 、バックグラウンドの事象率 B を用いて、以下のように表される。

$$T_{1/2}^{0\nu} \sim a \sqrt{\frac{M * t}{(\delta E * B)}} \quad (1.10)$$

この式より、 $0\nu\beta\beta$ の観測には3つの課題が存在する。1つ目は「存在率の高い核種を大量に用いる事」、2つ目は「極低バックグラウンド環境を作る事」、3つ目は「検出器のエネルギー分解能を高めること」である。ここでニュートリノの有効質量 M_ν をもちいて $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ を表すことができる。位相空間因子 $G^{0\nu}$ 、核行列要素 $M^{0\nu}$ 、マヨラナ有効質量 $m_{\beta\beta}$ をもちいて、

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}| m_{\beta\beta} \quad (1.11)$$

と表される。したがって、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期を測定することができればニュートリノの絶対質量を求めることができるのである。ニュートリノ振動実験や、太陽ニュートリノ観測などで各質量固有値の関係について分かってきているが、 m_3 と m_2 の大小関係は決まっていない。現在は $m_3 > m_2 > m_1$ の順階層構造 (NO) と $m_2 > m_1 > m_3$ の逆階層構造 (IO) の2つの可能性があるとしてされている。

1.3 主な二重ベータ崩壊探索実験

KamLAND-Zen 実験 **K**amioka **L**iquid scintillator **A**nti-Neutrino **D**etector **Z**ero neutrino double beta decay Search

KamLAND-Zen 実験は ^{136}Xe を用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験であり、岐阜県神岡鉱山の地下に検出器があり、宇宙線ミューオンなどによるバックグラウンド事象を低減しつつ、空気中のラドンを低減する空調も備わっている。検出器のミニバルーンはキセノンガスを含んだ液体シンチレーターで満たされており、 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊によって放出される電子をシンチレーション光を観測を試みている。2019年より行われている KamLAND-Zen800 では半減期は 90% の信頼度で 2.6×10^{26} 年が得られた。

EXO 実験

Enriched **X**enon **O**bservatory

EXO 実験はアメリカで行われている。この実験は KamLAND-Zen 実験同様、 ^{136}Xe を用いた実験である。TPC (Time Projection Chamber) と呼ばれる荷電粒子の飛跡を再構築する装置を用いて、エネルギー分解能の向上のため、液化キセノンとシンチレーション光を組み合わせている。半減期は 3.5×10^{25} 年である。

NEXT 実験

Neutrino **E**xperiment with a **X**enon **T**PC

スペインで行われる NEXT 実験は高圧のキセノンガスを用いた実験である。EL (electroluminescence) 光は増幅によるばらつきが無いいため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊による電子の飛跡を高いエネルギー分解能として検出できる。半減期の下限値は 2.34×10^{21} 年である。

GERDA 実験

Germanium **D**etector **A**rray

イタリアで行われる GERDA 実験は高純度の ^{76}Ge 半導体を用いて ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ を高エネルギー分解能で観測する実験である。半減期は 90% の信頼度で 1.8×10^{26} 年と

なっている。

SNO+

Sudbury Neutrino Observatioty

カナダのサドベリーの鉱山地下地下で行われる SNO+ 実験は天然存在比が高い ^{230}Te を用いて、 $0\nu\beta\beta$ の観測を試みている。

第2章 2ν -ZICOS 実験

2.1 実験概要

本研究室ではニュートリノを放出する二重ベータ崩壊の探索実験として、 2ν -ZICOS 実験 (2neutrino Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay experiment) を計画している。この実験では、二重ベータ崩壊を観測する上で、液体シンチレータを用いる。この液体シンチレータには表 1.2 に記載している中の ^{96}Zr を用いる。この液体シンチレータは検出器内中央にある直径 16cm のバルーン内に充填し、それを囲むように PMT (光電子増倍管) を設置する。二重ベータ崩壊によって放出される電子によるシンチレーション光を PMT で捕捉するのである。

実験を行うのは岐阜県の神岡鉱山施設内を予定している。ここは先述したように、岩盤等により宇宙線やミュオンなどのバックグラウンドが低減されている。また、空調設備として、ラドンを低減する仕組み等もあるため、実験施設として最適である。

2.1.1 実験装置

実験装置は縦 × 横 × 高さがそれぞれ 1000 mm × 1000 mm × 1080 mm のスケールである。鉛 15cm 厚内に、アルミ製の検出器を設置する。その検出器に PMT を 20 本設置する。検出器中央には、直径 16cm のバルーンを設置し、そのバルーン内に液体シンチレータを充填する。

2.1.2 液体シンチレータ

本実験では、二重ベータ崩壊の観測のため、液体シンチレータを用いる。表 1.2 にある通り、 ^{96}Zr は自然存在比は少ないものの、Q 値が 3 番目と高く、その値は 3.351MeV である。テトラキス (アセト酢酸イソプロピル) ジルコニウム $\text{Zr}(\text{iprac})_4$ 化学式では

($\text{Zr}(\text{CH}_3\text{CCOCHCHCOOCH}(\text{CH}_3)_2)_4$) と表される物をアニソールに 10wt.%溶解させ、更に波長変換剤として PPO(2,5-Diphenyloxazole)10wt.%と、POPOP(1,4-Bis(5-phenyloxazolyl)benzene)1Wt.%溶解させている。この液体シンチレータは、汎用の液体シンチレーターである BC505 に対して 49%の集光量且つ、 ^{96}Zr の Q 値である 3.351MeV におけるエネルギー分解能を 3,5%とすることに成功している。

2.1.3 シンチレーション光

光学的に透明なある種の結晶に、荷電粒子が入射すると励起状態となる。励起状態となった粒子が、定常状態にエネルギー準位を落とすとき、その差分が適当な波長の光を放出する時がある。この適当な波長の光をシンチレーション光という。強度はエネルギーの差分に比例し、等方向に放出される。シンチレーション光を放つ物質をシンチレータという。シンチレータは固体と液体とがあり、どちらも光電効果の確率が原子番号の 5 乗に比例し増加するという性質から、光電ピークの観測において、高原子番号の物が望まれる。本実験では液体シンチレータを用いる。

2.1.4 チェレンコフ光

荷電粒子が通過する際の媒質の屈折率を n としたとき、媒質中を $\frac{c}{n}$ の速度を超えて運動を行う際に発する青い光の事をチェレンコフ光という。荷電粒子が媒質中を通過すると、媒質中が分極を起こす。その後、分極が元に戻る際に発する。この現象は、飛跡上で電磁波を発するのと同時に、それが各地点で発生するため電磁波の波面が重なり円錐状に電磁波的衝撃波となる。荷電粒子の動径方向に対しての角度 θ の事をチェレンコフ角といい、以下の式で表される。

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

ここで β は v/c である。アニソールは屈折率が $n=1.52$ であることから、チェレンコフ角はおおよそ 48 度である。また、チェレンコフ光のエネルギーはチェレンコフ光の発生する条件である $v > c/n$ という条件から、チェレンコフ光のエネルギーの下限値を算出することができる。このエネルギーをチェレンコフ閾値 (E_{th}) といい、ローレンツ因子の閾値から以下のように表される。

$$E_{th} = \frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}} mc^2 \quad (2.2)$$

2.1.5 平均角

平均角とはチェレンコフ光の位相情報である。これはチェレンコフ光を検知したPMTと観測によって構成された発光点の方向ベクトルの和によって、荷電粒子の動径方向を求めることができる。各PMTと動径方向との角度の和をPMTの数で除すると、平均的な角度を求めることができる。これを平均角という。

第3章 バックグラウンドの除去

$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験ではバックグラウンド（背景事象）を限りなく小さくすることが求められる。先述したように、神岡施設内を使用するには、極低バックグラウンドの実現に非常に有用である。しかし、「そもそも神岡施設内である必要があるのか」、「鉛の厚さは15cm厚である必要があるか」などを定量的に説明する必要がある。そこで、本研究ではバックグラウンドにどのようなノイズが存在するのか、鉛の適切な厚みは何cmかなど、特に自然放射線の除去について研究した。

3.1 ノイズの種類と特徴

本研究で考えられるノイズは複数存在する。最も影響を与えるのは自然放射線のウラン（U）系列、トリウム（Th）系列等だろう。それ以外に、今回用いる検出器の土台はアルミ製となるが、純度が比較的悪いため、検出器自身から発せられる放射線が存在する可能性がある。以下にウラン系列及び、トリウム系列の放射性壊変系列を記す。

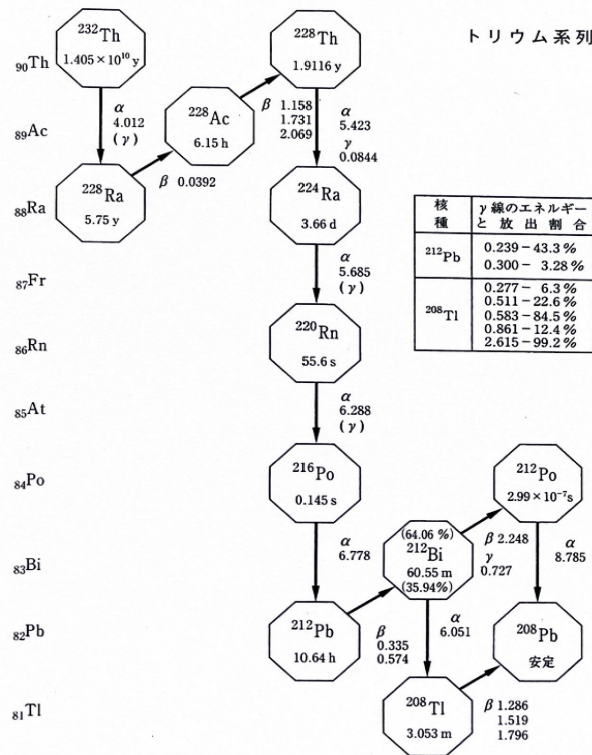


Figure 3.1: トリウム系列の壊変系列

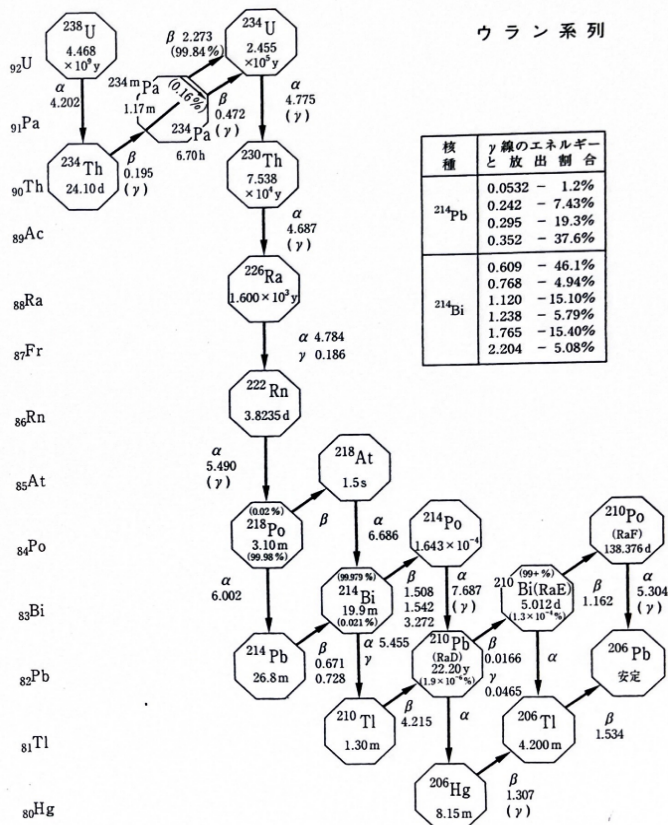


Figure 3.2: ウラン系列の壊変系列

本研究で見られる線源とその種類及び、エネルギー、放出割合を以下の表に記す。

線源	放射線の種類	エネルギー (MeV)	放出割合%
^{208}Tl	γ	2.615	99.2
		0.861	12.4
		0.583	84.5
		0.511	22.6
		0.277	6.3
	β	1.796	49.0
		1.519	21.9
		1.286	24.7
1.033		3.1	
^{214}Bi	γ	3.272	18.2
		2.204	5.1
		1.764	15.4
		1.378	4.0
		1.238	5.8
		1.120	15.1
		0.768	4.9
		0.609	46.1
	β	3.272	18.2
		1.894	7.4
		1.542	17.8
		1.508	17.0
		1.425	8.2
		1.153	4.3
		1.068	5.7
α	5.455	0.011	
^{40}K	γ	1.461	10.7
	β	1.311	89.1

Table 3.1: よく見られる自然放射線の種類

本実験では β 線や α 線は鉛及び、CsI 検出器の外壁によって遮蔽されるため、CsI 自身にウラン (U) 系列、トリウム (Th) 系列等が存在しなければ無視できる。

一方、 γ 線は鉛の厚みによって減衰率が異なるため透過しうる。したがって、それぞれのガンマ線がどれだけ遮蔽できるかが、極低バックグラウンドの実現に大きく関わる事となる。

特に ^{208}Tl は $2\nu\beta\beta$ が見られるエネルギー帯のほとんどで見られる。したがって、最も除去すべきバックグラウンド事象として考えられる。 $2\nu\beta\beta$ が見られるエネルギー帯に見られるのは ^{214}Bi 、 ^{40}K も同様だが、 ^{208}Tl ほどの影響はない。しかし、 ^{214}Bi も ^{40}K 無視できる物ではなく、除去すべき対象となる。

本研究において CsI 検出器のハウジングや窓材に ^{40}K 及び、U/Th 系列の核種が存在する可能性がある。また、本研究の実験において鉛内部での計測があるが、鉛内部に侵入した Rn による崩壊生成物が存在する可能性や、鉛自身から発せられる U/Th 系列が存在する可能性がある。この対処についてはデータ処理について詳しく記す。

3.2 検出器

本実験では二重ベータ崩壊の観測のために PMT (光電子増倍管) が用いられる。またそれだけでなく、自然放射線の観測のため無機シンチレータである CsI 検出器も使用した。以下に、それぞれの特徴を記述する。

3.2.1 PMT(光電子増倍管)

PMT (光電子増倍管) とは、微弱な光をセシウム-アンチモンのような光電面で電子に変換し、ダイノードで複数回増倍し、電気的な信号を得る管球のことである。ダイノードの形状は様々で、ボックス型、ペネシャンブラインド型が良く見られる。1つの PMT にダイノードは通常 10 段程見られる。全体の増幅度は印加する電圧によって大幅に異なるが、おおよそ $10^5 \sim 10^7$ 倍に達する。

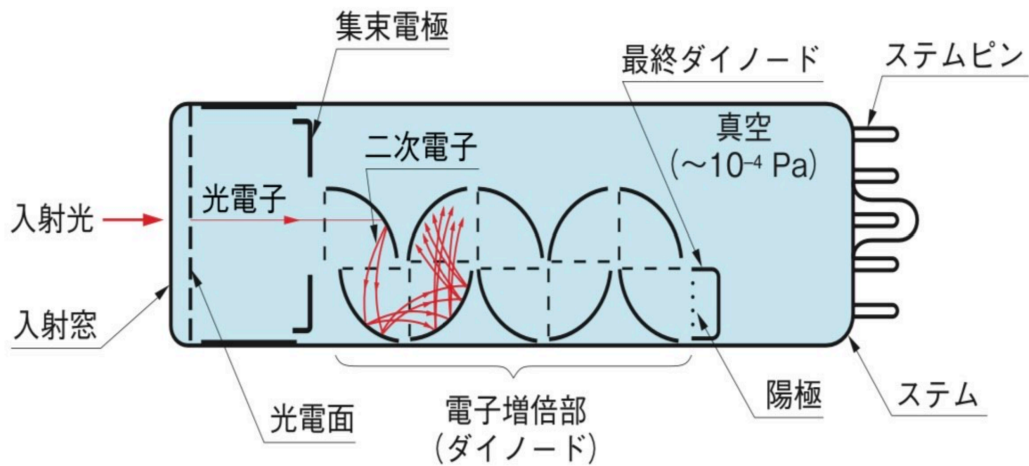


Figure 3.3: PMT(光電子増倍管)の構造

3.2.2 CsI検出器

シンチレータは無機と有機に、また、固体と液体分かれている。以下にその特徴をまとめる。

無機	固体	応答速度が遅い。一方、密度が高く、原子番号が高い。
	液体	応答速度が早い。高価で、扱いづらい。
有機	固体	安価で加工しやすい。
	液体	安価で軽い。大規模の実験がしやすく、純化できる。しかし、危険物である。

Table 3.2: シンチレータの分類

CsI 検出器は無機且つ、固体である。CsI 検出器内で電子の取る得るエネルギー状態は、構成原子に強く束縛された価電子帯と、自由に動き回れる伝導帯に分かれている。その価電子帯と伝導帯の間を禁制帯 (band gap) という。ガンマ線がシンチレータ内に入射することで、価電子帯にある電子と光電効果または、コンプトン散乱、電子対生成を起こす。この時、電子は励起状態となり、伝導帯に押し上げられる。電子が、励起状態から定常状態になった際のエネルギーが光として放出される。この際の光は光電子増倍管に適した波長である事が望まれる。したがって、禁制帯内部に、新たなエネルギー順位を作るべく、少量の不純物 (活性化剤) を混ぜる。これにより、適した波長を生み出すと同時に、電子を励起しやすくなる。使用した CsI 検出器は TI

が混ざっており、CsI(Tl) と略される。CsI(Tl) は以下のようなステータスとなる。

物質	発光波長 [nm]	蛍光減衰時間 [μ s]	屈折率	密度 [g/cm^3]
CsI(Tl)	550	0,6/3.4	1.79	4.51

Table 3.3: CsI(Tl) のステータス

ここで蛍光とは励起された電子が基底状態に戻る時の光の事である。また、蛍光減衰時間とは蛍光寿命のことであり、励起状態から基底状態になるまでの時間のことを指す。

今回用いた CsI 検出器はシンチレータの部分が縦 \times 横 \times 高さ = 50mm \times 50mm \times 20mm となっている。

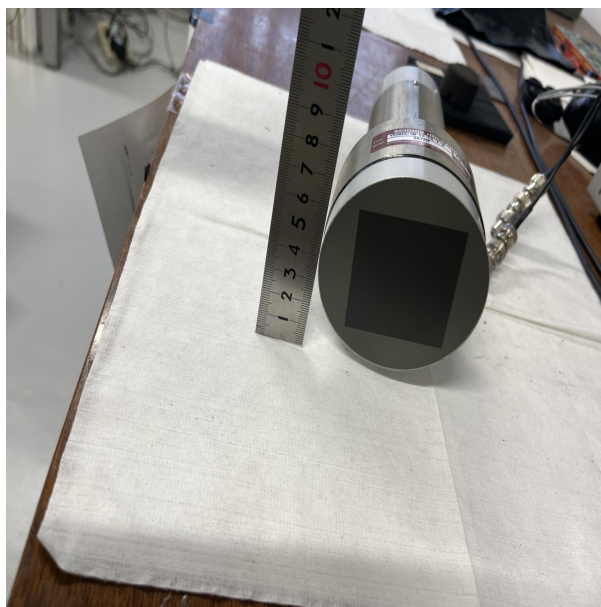


Figure 3.4: CsI(Tl) 前面

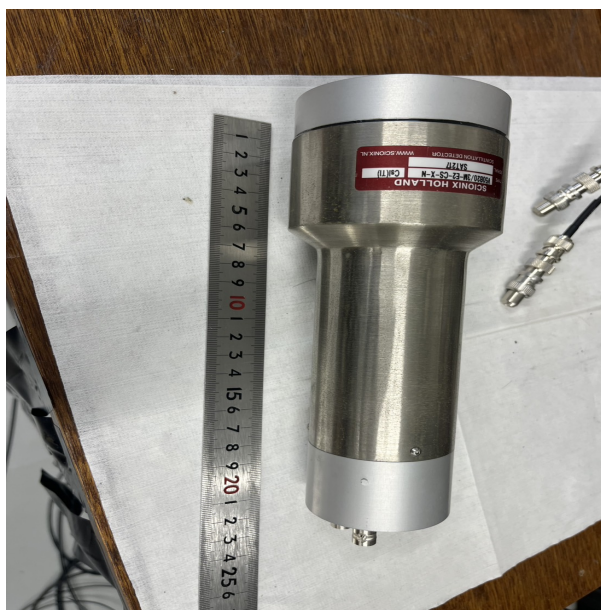


Figure 3.5: CsI(Tl) 上面

このCsI検出器はアルミニウムで覆われている。公式ホームページ[10]によると、「Sources of background from within the detector are the photomultiplier tube or other light detector, the detector housing and the scintillator. The main contributing nuclides are ^{40}K (mainly from the PMT glass) and U and Th which are present in small quantities in the housing and window materials. Special PMTs can be selected with a ultra-low K content and all other materials can be pretested prior to assembling. Plastics should be avoided because they often contain K. Aluminum has a larger U and Th content than steel so for low background applications, steel housings are the best choice.」したがって、CsI検出器によるノイズは少なからず存在するという事が分かる。

このCsI検出器を用いてキャリブレーションを行った。キャリブレーションに用いた線源は4種類である。以下にその線源とエネルギーを記す。

線源	エネルギー (KeV)
^{137}Cs	662
^{60}Co	1332
	1173
^{88}Y	1836
	898
^{22}Na	1275
	511

Table 3.4: キャリブレーションに用いた線源及び、エネルギー

以上それぞれのキャリブレーションの fitting したグラフは以下のようになる。

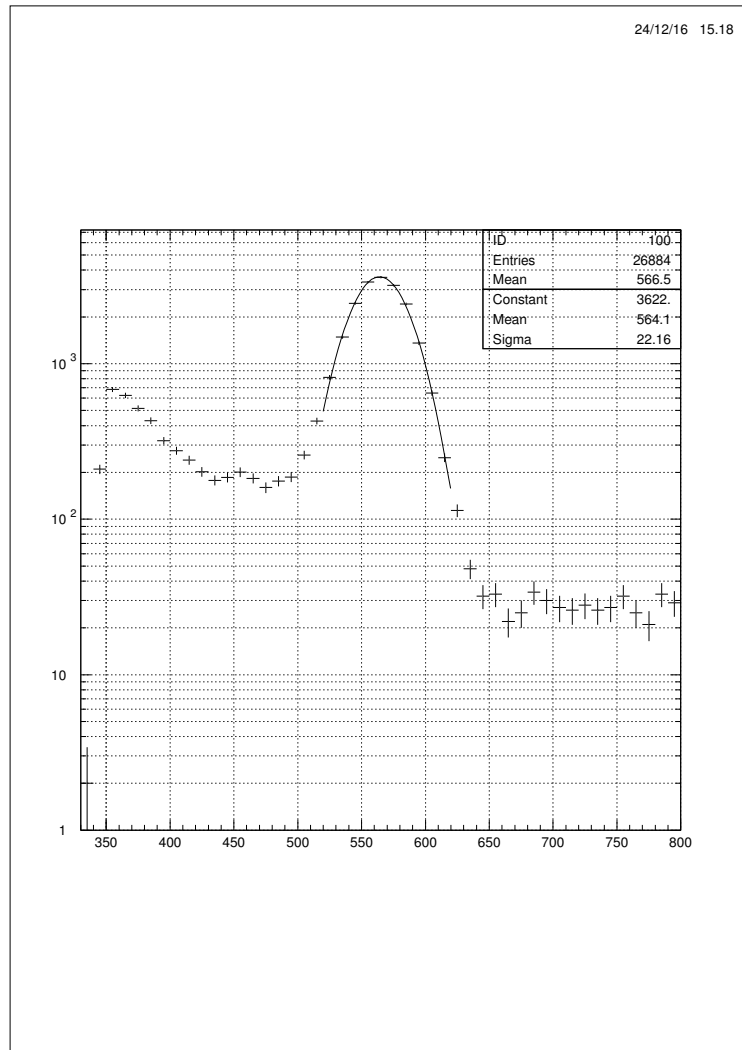


Figure 3.6: ^{137}Cs の fitting したグラフ

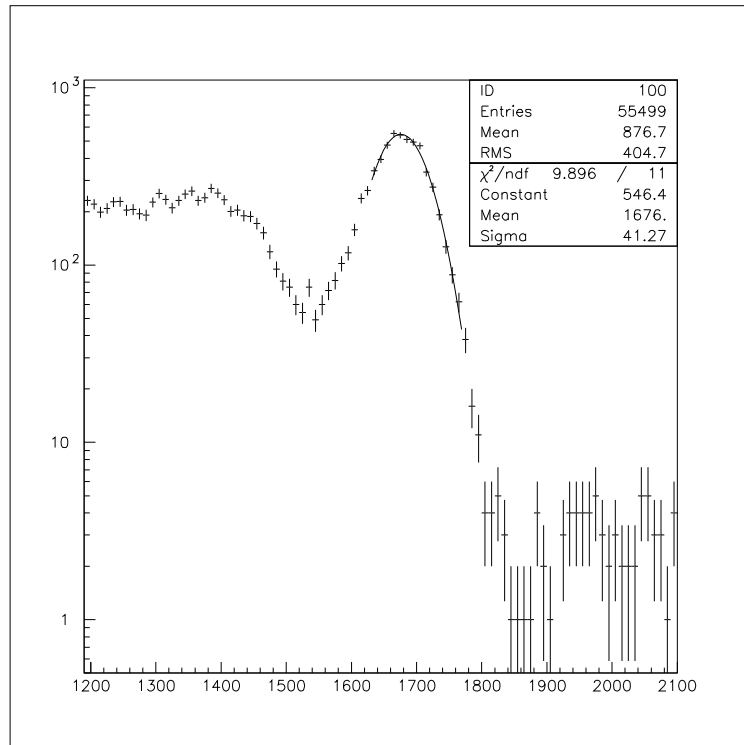


Figure 3.7: ^{88}Y の 1836keV に fitting したグラフ

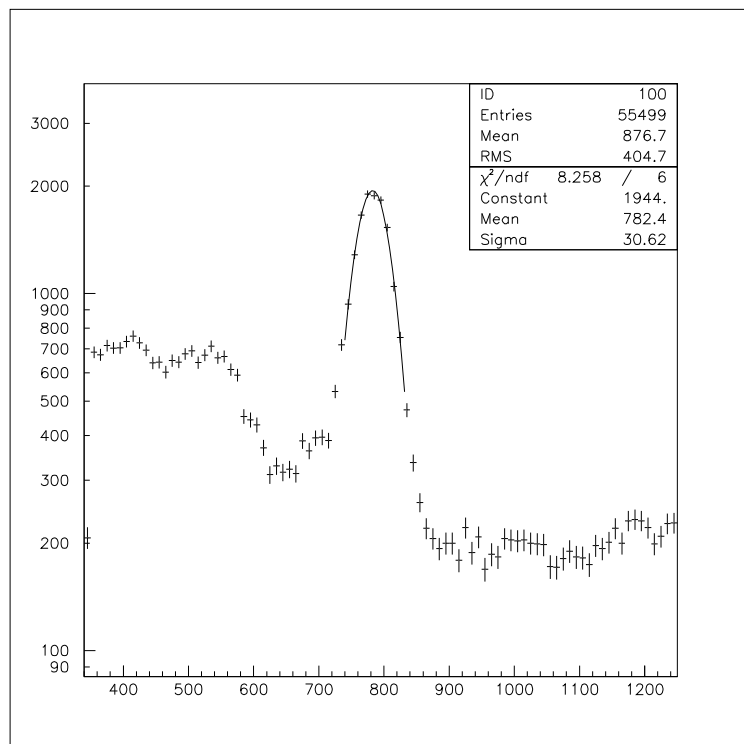


Figure 3.8: ^{88}Y の 898keV に fitting したグラフ

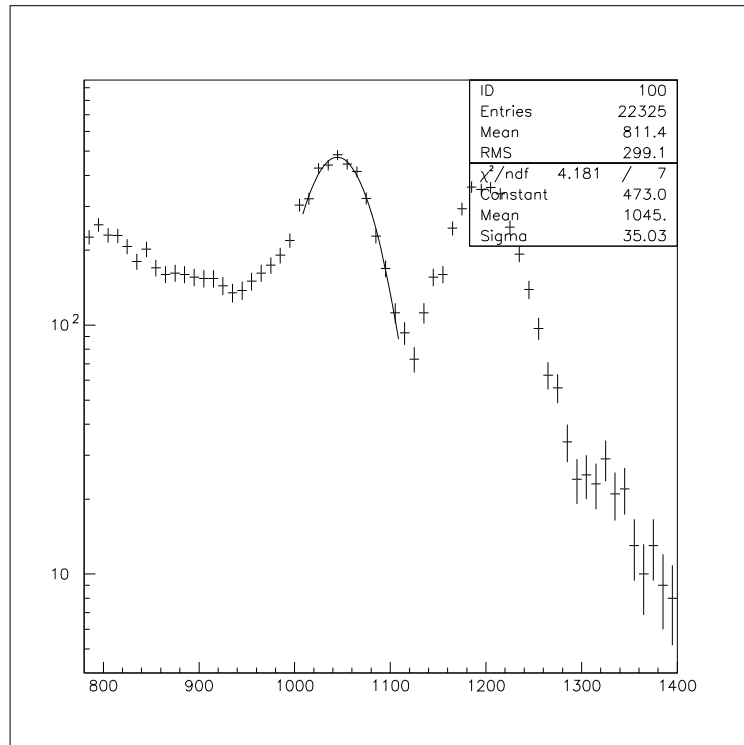


Figure 3.9: ^{60}Co の 1173keV に fitting したグラフ

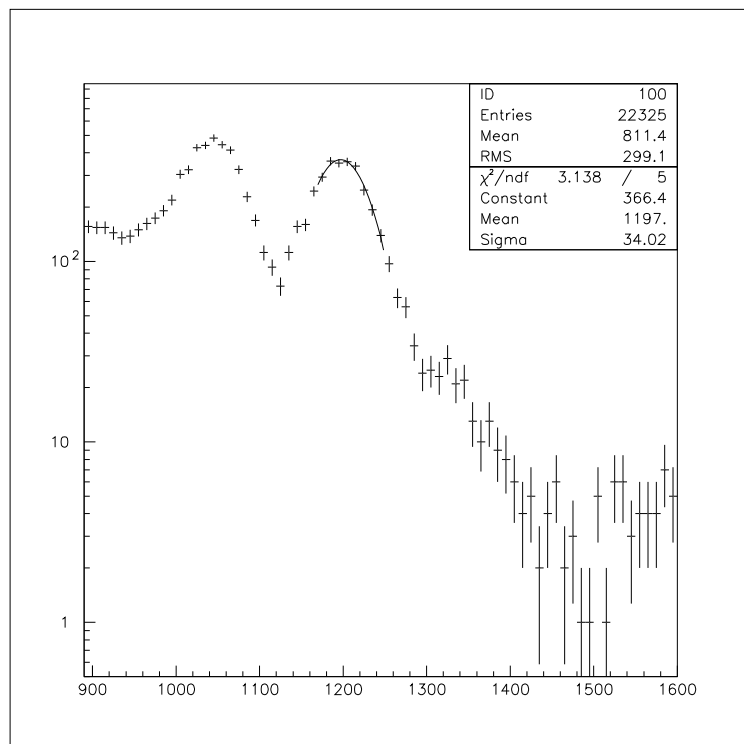


Figure 3.10: ^{60}Co の 1332keV に fitting したグラフ

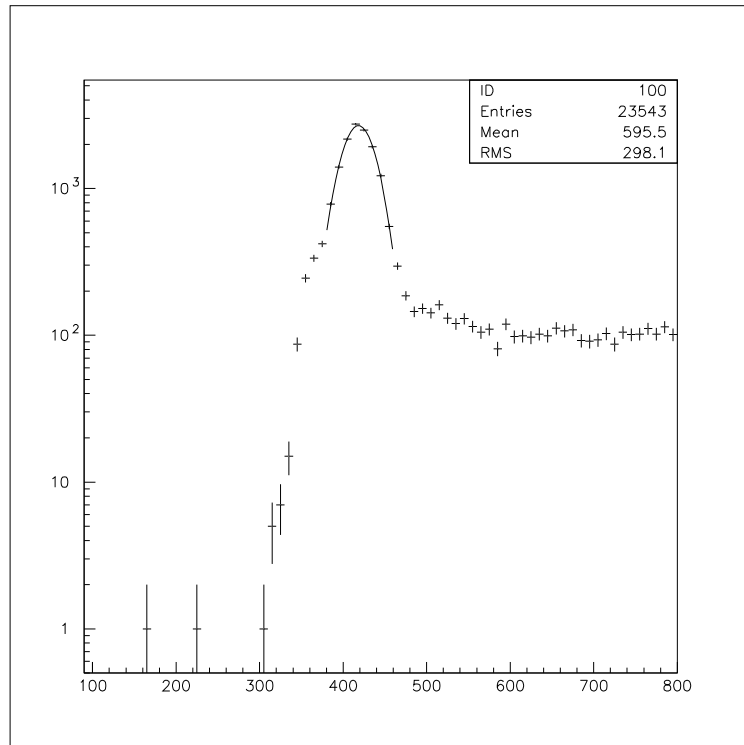


Figure 3.11: ^{22}Na の 511keV に fitting したグラフ

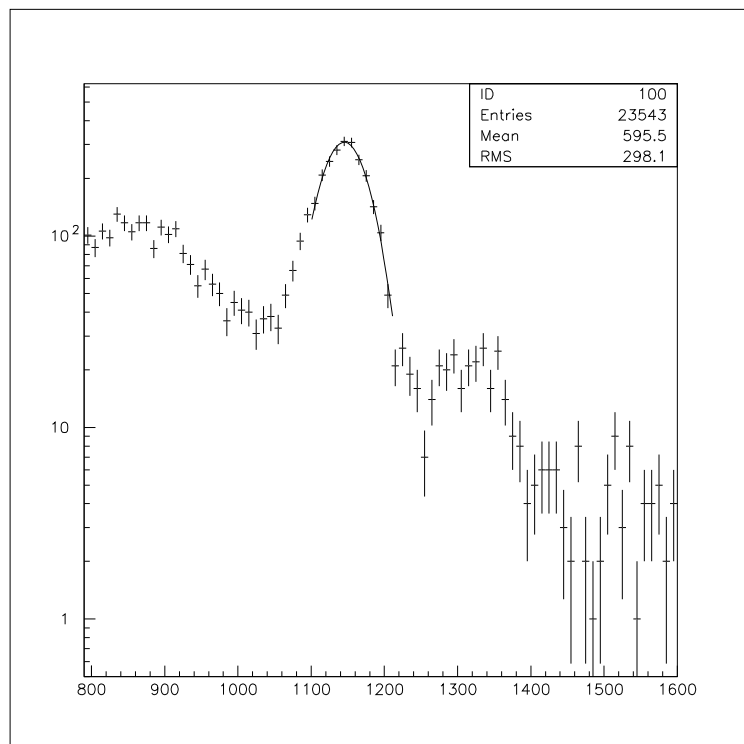


Figure 3.12: ^{22}Na の 1275keV に fitting したグラフ

これらのキャリブレーションの結果、ADCch とエネルギーの関係式は以下のよう

になった。また、縦軸に ADCch、横軸にエネルギーを取った図も以下に添付するため参照されたい。

$$E_n = \frac{ch + 65.345}{0.94828} \quad (3.1)$$

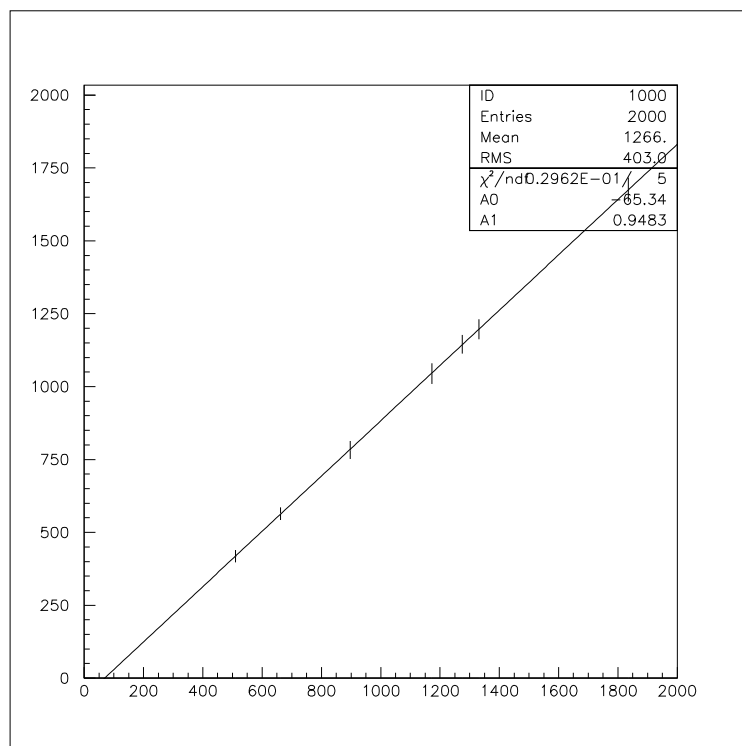


Figure 3.13: ADCch とエネルギーの関係式

3.3 自然放射線の背景事象による鉛遮蔽評価

先述した CsI 検出器を用いて、自然放射線として確認できたのは ^{40}K 、 ^{214}Bi 、 ^{208}Tl の 3 つであった。それぞれのエネルギーの種類については表 3.1 を参照されたい。エネルギーが高くなるにつれて、コンプトン散乱や電子対生成の影響を受けるため、 ^{208}Tl のイベント数を基にどれだけ自然放射線が外にどれだけ存在するのか、鉛によってどれだけ減衰するのかを評価した。さらに、鉛 15cm 及び、必要な鉛の厚みで見られる ^{214}Bi と ^{40}K のイベント数も算出した。

3.3.1 γ 線、X線と物質の総合作用

γ 線やX線は物質と接する時に様々な総合作用を引き起こす。物質の原子番号やエネルギーによって各総合作用の割合は変化する。ここではよく見られる**光電効果**、**コンプトン効果**、**電子対生成**についてまとめる。

光電効果

光電効果は電磁波の電界成分により、全エネルギーを束縛電子に与える現象である。これは自由電子には生じず、原子核との束縛が強いほど光電効果の確率が大きくなる。光電効果の確率は吸収体の原子番号の5乗(Z^5)に比例し、低エネルギー領域では入射 γ 線エネルギーの3.5乗($E_{\text{photon}}^{3.5}$)に反比例する。これは最外殻が原子核から遠ければ遠いほど、束縛エネルギーが小さくなることに起因する。

コンプトン効果

コンプトン効果は電磁放射線が原子中の外核電子と作用し、エネルギーの一部をその電子に与えてはじき出し、自らは与えた分のエネルギーを減少させると共に、散乱される現象である。はじき出された電子をコンプトン電子という。コンプトン電子のエネルギーは0から最大値にわたって分布し、連続スペクトルとなる。コンプトン電子の最大エネルギー(E_{emax})は電磁放射線の入射エネルギーを E_γ 、電子の静止エネルギーを m_0c^2 として以下のように表される。

$$E_{\text{emax}} = \frac{E_\gamma}{1 + m_0c^2/2E_\gamma} \quad (3.2)$$

電子の静止エネルギーは0.51MeVに等しい。ここで、さらに散乱角 θ を導入することで、散乱エネルギー E'_γ は以下のように表される。

$$E'_\gamma = \frac{E_r}{1 + (1 - \cos\theta)E_\gamma/m_0c^2} \quad (3.3)$$

これより、散乱後の電磁放射線は散乱角が0で最小、180で最大となる。グラフでは、散乱後のエネルギーが最大となる時、急激に減少する。これをコンプトン端という。また、その際のコンプトン電子のエネルギーが検出されることで見られるピークを後方散乱ピークという。コンプトン効果の起こる確率は吸収体の原子番号に比例し、エネルギーの増加と共に減少する。

電子対生成

電子対生成とは、原子核の作るクーロン場の中で高エネルギー電磁放射線が陽電子と電子のペアを作り、自らは消滅する現象の事である。この現象が起こるのは電子の静止エネルギーの2倍である1.02MeV以上のエネルギーの時のみ見られる。陽電子と電子は入射エネルギー E_γ とすると、 $E_\gamma - 1.02MeV$ である。これ故、単色 γ 線を入射した時、それらの運動エネルギーの分布は連続スペクトルとなる。生成した陽電子と電子は停止する寸前に結合して消滅し、それぞれ反対 (180°) の方向に0.511MeVの γ 線を放出する。これより、陽電子と電子の消滅後のエネルギーがどちらか一方が検出される時をシングルエスケープ、どちらも検出されなされなかった場合はダブルエスケープという。生成の起こる確率は原子番号の2乗 (Z^2) に比例し、エネルギーはおおよそ $E_\gamma - 1.02MeV$ に比例する。

3.3.2 減衰率とイベント数

減衰率 P_A は全減衰係数 (μ)、密度 (ρ)、遮蔽体の厚み (d) によって定義される。

$$P_A = e^{-\mu\rho d} \quad (3.4)$$

ここで、全減衰係数は $1cm^2$ 当たり1個の放射線束が到来したとき、原子1個が反応する確率に相当する断面積 (σ) という概念を用いて、表すことができる。各相互作用の断面積を σ_{photon} 、 $\sigma_{compton}$ 、 σ_{pair} とすると、全減衰係数は以下のように表される。

$$\mu = \frac{N_A}{A} (\sigma_{photon} + \sigma_{compton} + \sigma_{pair}) \quad (3.5)$$

ここで N_A はアボガドロ定数、 A は原子量である。これを用いて、事象前のイベント数 (N_0)、事象後のイベント数 (N) とすると、以下のような関係が存在する。

$$N = N_0 e^{-\mu\rho d} \quad (3.6)$$

これより、鉛の減衰率を算出することや、自然放射線の量を示すことが可能となる。以下に10,15,20cmの厚みに対する減衰率を示す。

鉛の厚み	減衰率
10cm	7.350×10^{-3}
15cm	6.301×10^{-4}
20cm	5.401×10^{-5}

Table 3.5: 厚み毎の減衰率

3.3.3 ^{208}Tl のデータ処理①

CsI 検出器を用いて取得したデータは2つである。1つはCsI 検出器を遮蔽体を置かずに3日間取ったデータ。2つ目は遮蔽体として10cm厚の鉛を配置して取ったデータである。

以下にそれぞれのグラフを記す。

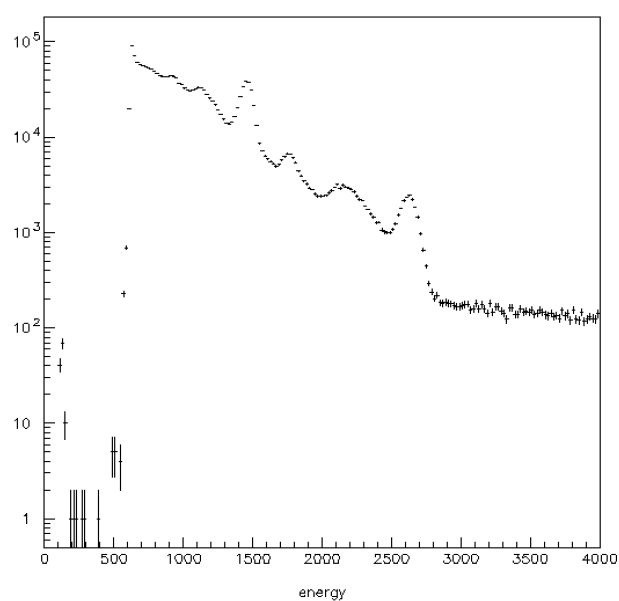


Figure 3.14: 遮蔽体無しのデータ

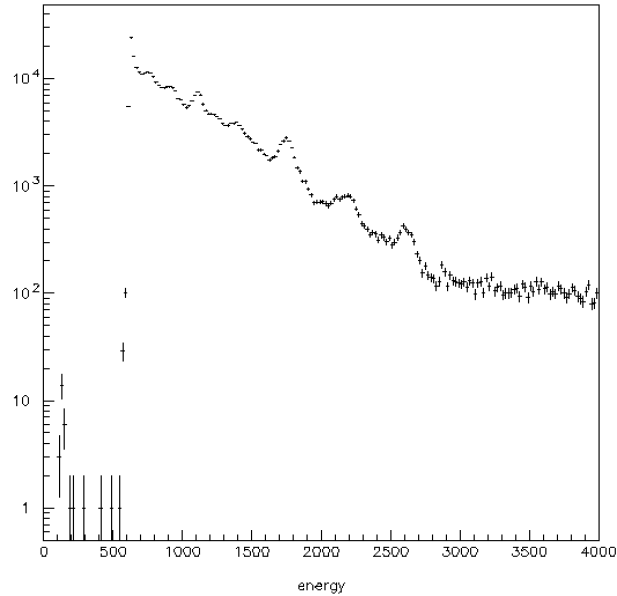


Figure 3.15: 10cm 厚鉛内のデータ

縦軸にイベント数、横軸をエネルギーとしている。どちらもおよそ3.0MeVあたりにほぼ横ばいになっているイベントが見える。これは宇宙線ミュオンであり、全てのエネルギーに見られる。他複数のピークが見られるが、それらのほとんどが表3.1のガンマ線となるため、参照されたい。補足として、2.615MeVの ^{208}Tl のコンプトン端は2.38MeV付近に見られる。また、 ^{208}Tl の電子対生成によるシングルエスケープも2.104MeVとエネルギー分布が近いため、2.0MeV付近は様々なピークが重なり合っている。また、 ^{40}K の γ 線によるエネルギーは1.461MeVだが、そのコンプトン端は1.243MeV付近に見られる。

ここで留意しなければならないのは、どちらのデータもCsI検出器内に含まれる放射線等、外部要因による寄与が考えられることである。したがって、この2つのデータの差を見ることで、同様な外部要因による寄与を除去した。その差のグラフを以下に記す。

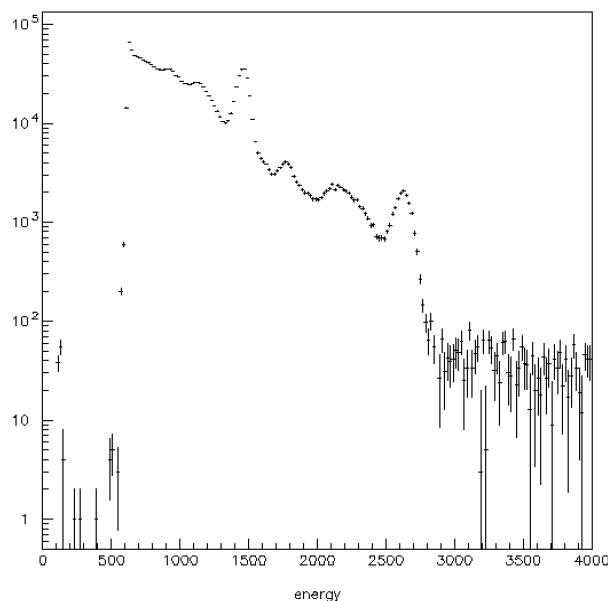


Figure 3.16: 遮蔽体内外のデータの差

以下より、遮蔽体を用いずに計測した場合を「outdata」、10cm厚の鉛を用いて計測した場合を「indata」、2つの差を取ったデータを「subtractdata」と呼称する。

figure3.16は自然放射線が10cm厚の鉛を通過しきれなかった各エネルギーに対するイベント数を表す。したがって、このグラフのデータを用いることで正味の自然放射線の量 (truedata) が分かるのである。

figure3.16をみると、宇宙線ミュオンがおよそ3.0MeV当たりから4.0MeVに掛けて存在する。figure3.14,3.15と比べ、ミュオンがばらついて見えるのは、天候による寄与だと推察する。宇宙線は1次宇宙線と2次宇宙線に分かれている。1次宇宙線は宇宙から降り注ぐ地球大気に入る前の宇宙線であり、地球の大気内にはいり、大気中の原子核との作用によって変化したものを2次宇宙線という。2次宇宙線は、大気中の原子核と反応後、シャワーのように降り注ぐ空気シャワーという現象が知られている。この性質上、大気が密になる場所が、上空か地表付近かによって、検出器内に入るミュオンの数が変化することとなる。この事から、figure3.14とfigure3.15の観測する天候(特に大気圧)による寄与だと考えられる。このミュオンによるイベント数を全体のグラフから引くことで、その他のイベント (^{208}Tl や ^{40}K のピークなど) に対する外部要因やミュオンの寄与を無視することができる。3.0~4.0MeVにおいて、ミュオンはほぼ一定に存在していることから一次関数でfittingし、NPA法を用いることで、それぞれのミュオンの寄与を除いたイベント数を算出する。以下に、ミュオンのfittingしたグラフを以下に示す。

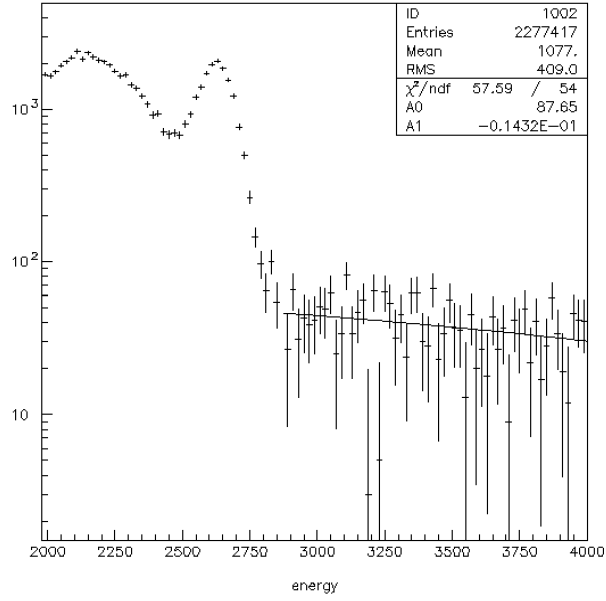


Figure 3.17: subtractdata のミューオンの 1 次 fit

fitting した範囲は極力 ^{208}Tl の 2.615MeV の寄与が大きくなるように、2.9MeV 付近から 4.0MeV までを fitting した。ステータス及び、式は以下の通りである。

PARAMETER	VALUE	ERROR
傾き	-0.01432	0.006680
切片	87.651	23.29

Table 3.6: ミューオンの 1 次 fit のステータス

$$l(x) = 87.651 - 0.01432x \quad (3.7)$$

次に、 ^{208}Tl についての fitting を以下に記す。

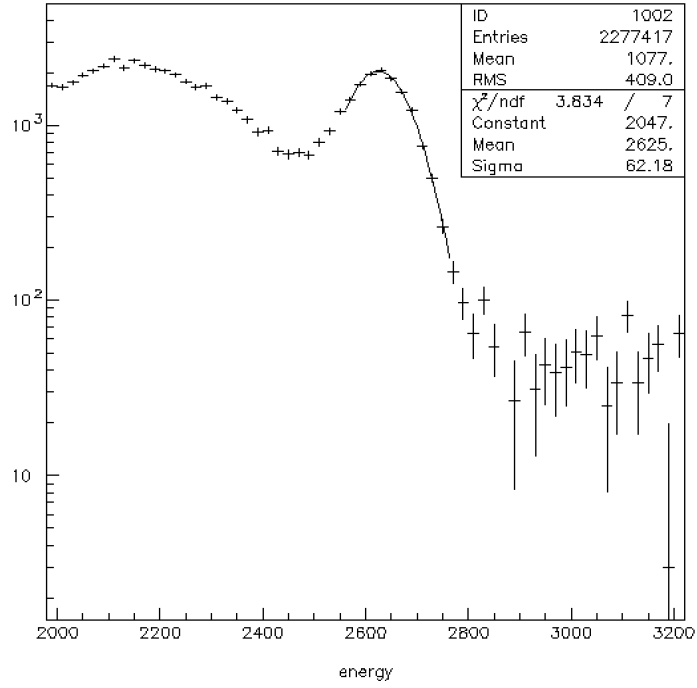


Figure 3.18: subtractdata の ^{208}Tl の 2.6145MeV の fitting

このステータス及び、式は以下の通りである。

PARAMETER	VALUE	ERROR
constant	2047.3	24.619
mean	2624.8	0.51181
sigma	62.184	1.0476

Table 3.7: subtractdata ^{208}Tl の 2.615MeV 付近のガウシアン fit のステータス

$$f(x) = (2043.1) \times \exp\left(\frac{-(x - 2623.9)^2}{2 \times (64.439)^2}\right) \quad (3.8)$$

fitting の際、コンプトン端のガウス関数による fitting の 3σ 以降からミュオンが見られる手前までの範囲とした。これより、ミュオンと ^{208}Tl の交点を求め、NPA法を用いることで、 ^{208}Tl のピークの面積を求める。この面積はイベント数を示している。以下に、NPA 法について記す。

$$NPA = \sum_{i=L}^R a_i - (a_R + a_L) \frac{R - L + 1}{2} \quad (3.9)$$

ここで、 a_i はエネルギーに対するイベント数、L は全エネルギーピークの低いエネル

ギー、Rは全エネルギーピークの高いエネルギーである。

交点を求めるとき、エネルギーが0~4000keVまで表示されているが、これを200個のビンに格納するため、交点をビン数で表す必要がある。すると、交点のエネルギー(L:R)=(123:140)であった。

先ほどの計算だけでは、この ^{208}Tl のピークはコンプトンの影響を考慮していない。したがって、コンプトン端をガウス関数によるfittingを行い、その関数と ^{208}Tl のピークとの交点から、ミュオンの交点までの面積を引くことで、外部要因を極力除去した ^{208}Tl の2.6145MeVのイベント数が算出できる。(以後、これをTldataとする。)以下にコンプトン端のfittingとそのステータスを以下に示す。

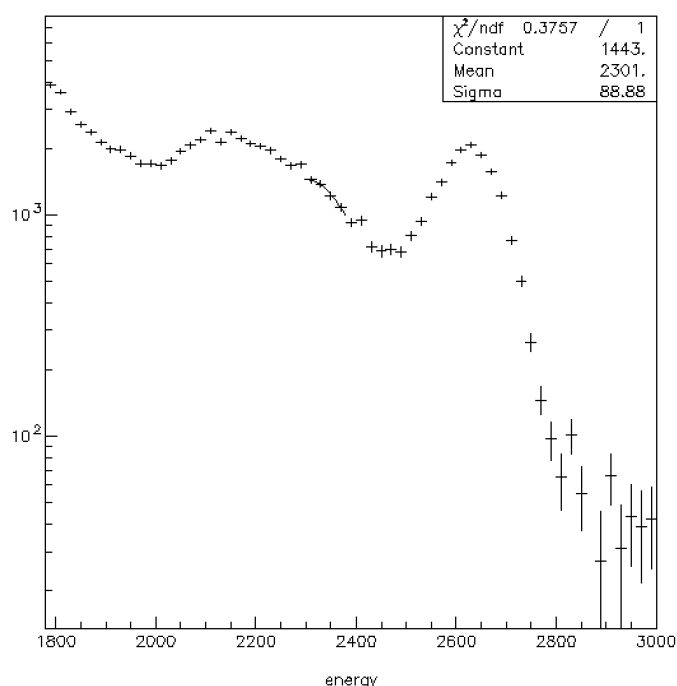


Figure 3.19: subtractdata の ^{208}Tl のコンプトン端

PARAMETER	VALUE	ERROR
constant	1442.9	50.094
mean	2301.5	6.4721
sigma	88.885	8.6800

Table 3.8: subtractdata の ^{208}Tl のコンプトン端のステータス

以下に、「2.6145MeVのピークからミュオンの寄与を除いた際のイベント数」、「コンプトン端のイベント数」「subtractdataにおける正味の ^{208}Tl のイベント数」を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
2.6145MeV のピークからミュオンを除いたイベント数	14914	122.14
コンプトン端	588.66	24.262
subtractdata における正味の ^{208}Tl の 2.6145MeV	14300.339	122.14

Table 3.9: subtractdata の各イベント数

この「subtractdata における正味の ^{208}Tl の 2.6145MeV」のイベント数は鉛を透過していないイベント数であると言える。透過波の確率 P_A に対して、残存率 P_B （透過しきれなかった確率）とすると、 $P_B = 1 - P_A$ より、入射前の自然放射線 (N_0) は、鉛外部に残存したイベント数を N_r として、

$$N_0 = \frac{N_r}{P_B} \quad (3.10)$$

表 3.5 より、鉛の厚さ d を 10cm と 15cm と変えた場合、透過率が大きく変わる。入射する自然放射線のイベント数、各厚みに対する透過後のイベント数を以下の表に示す。

イベントの種類	イベント数	誤差
Tldata	14436	125.45
10cm 厚の透過波	106.10	10.301
15cm 厚の透過波	9.096	3.016

Table 3.10: ^{208}Tl のイベント数

これらの値が実際の値と一致するかを評価する必要がある。ここで、もし CsI 自体にウラン系列、トリウム系列の原子核が含まれていると仮定すると、検出結果には ^{208}Tl の β 線が生じるため 2.6145MeV のピークにはならない。したがって、indata を解析する。

indata のコンプトン端の fitting は非常に困難であった。Figure3.15 ではコンプトン端が見られる 2.383MeV にコンプトン端が見られないのである。したがって、直線で fitting することでコンプトン端によるイベント数を換算した。以下にコンプトン端に fitting した図とそのステータスを記す。

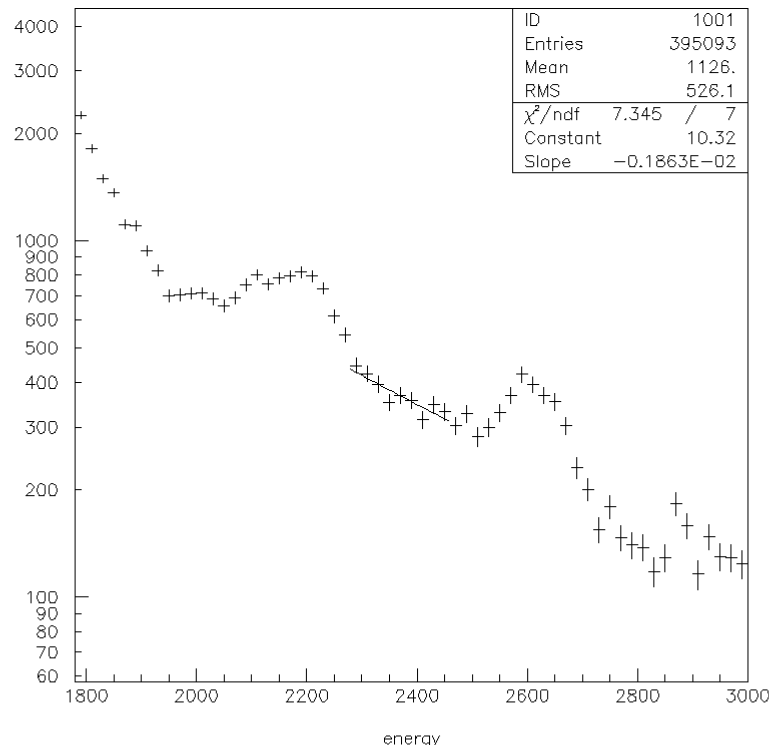


Figure 3.20: indata の ^{208}Tl のコンプトン端

PARAMETER	VALUE	ERROR
constant	10.323	0.16927
slope	-1.8630×10^{-3}	7.1517×10^{-5}

Table 3.11: indata の ^{208}Tl のコンプトン端のステータス

また、indata の ^{208}Tl の 2.615MeV のピーク及び、ミューオンの 1 次関数の fitting した図とステータスを示す。

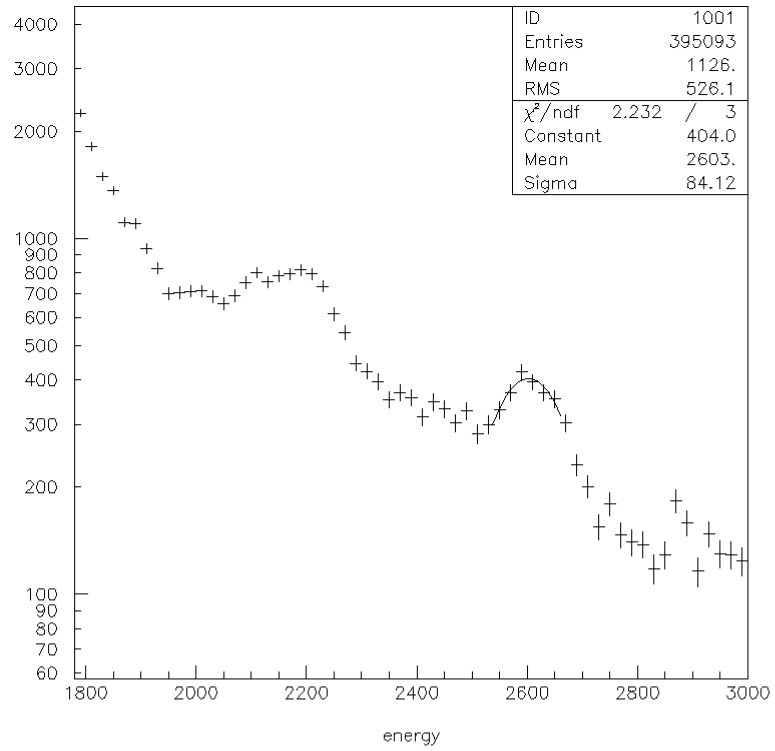


Figure 3.21: indata の ^{208}Tl の 2.6145MeV の fitting

PARAMETER	VALUE	ERROR
constant	403.99	13.842
mean	2602.6	5.5728
sigma	84.119	15.547

Table 3.12: indata ^{208}Tl の 2.6145MeV 付近のガウシアン fit のステータス

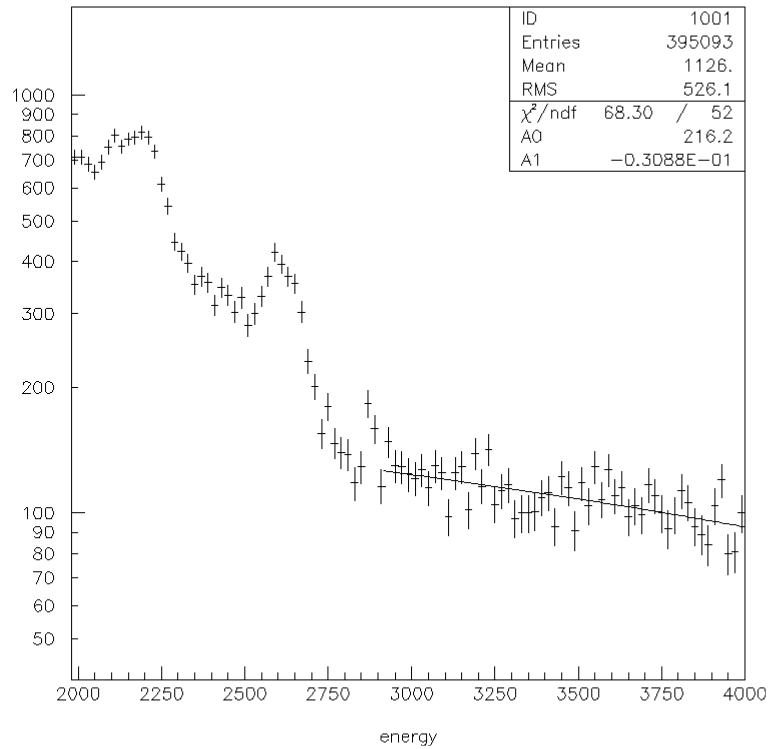


Figure 3.22: indata のミューオンの一次 fit

PARAMETER	VALUE	ERROR
傾き	-0.030882	0.045607
切片	216.24	15.968

Table 3.13: ミューオンの一次 fit のステータス

このコンプトン端とミューオンの一次 fit は 2.6145MeV のガウシアンとの交点を求めると、コンプトン端にミューオンが内奥されるように fitting されていた。したがって、2.6145MeV のイベント数からコンプトン端のイベント数を引くことで indata における正味の ^{208}Tl のイベント数が分かる。以下に、「コンプトン端のイベント数」「indata における正味の ^{208}Tl のイベント数」を示す。

イベントの種類	イベント数	エラー
コンプトン端のイベント数	2308.8	48.050
indata における正味の ^{208}Tl のイベント数	891.18	74.222

Table 3.14: indata の各イベント数

以上より、鉛内外とその差から算出される ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数および、差から算出できる正味の外的数をまとめると以下のようなになる。

イベントの種類	イベント数	誤差
outdata	16095	131.31
indata	891.18	74.222
subtractdata	14330	124.53

Table 3.15: 各 data の ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数

subtractdata は outdata から indata を引いた数になるはずである。一方、表 3.15 より、subtractdata と outdata-indata には 874.09 もの差が見られた。

この差が出た原因として挙げられるのは「fitting が誤っていたこと」「 ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数の換算で data の値を使わず fitting の関数で積分したこと」などが挙げられる。したがって、今後は ^{208}Tl の 2.6145MeV の全吸収ピークに相当するデータの値そのものを積分し、コンプトン及び、ミューオンの寄与を fitting により除去していく。

3.3.4 ^{208}Tl のデータ処理②

先ほど同様のデータを用いるが、解析方法が異なる。データ処理①ではコンプトン端の fitting の位置が一定ではなかったため、2.38MeV 付近から直線で fitting する。その結果、コンプトン端の fitting の延長線が ^{208}Tl の 2.6145MeV の全吸収ピークの最下点を通過するような直線となった。したがって、ピークの最下点の 2 点同士を直線で結び、その直線と最下点間の面積をそれぞれのイベント数として算出する。この fitting はコンプトン端による寄与だけではなく、ミューオンの寄与も含まれる。ミューオンはおおよそどのエネルギー帯にも等しく見られることが予想される。したがって、コンプトン端にもミューオンの寄与が生じているという事からコンプトン端とミューオンのエネルギーを引いているものと判断する。

outdata、indata、subtractdata の ^{208}Tl の 2.6145MeV の全吸収ピークの最下点とそのフィッティングした図を以下に記す。

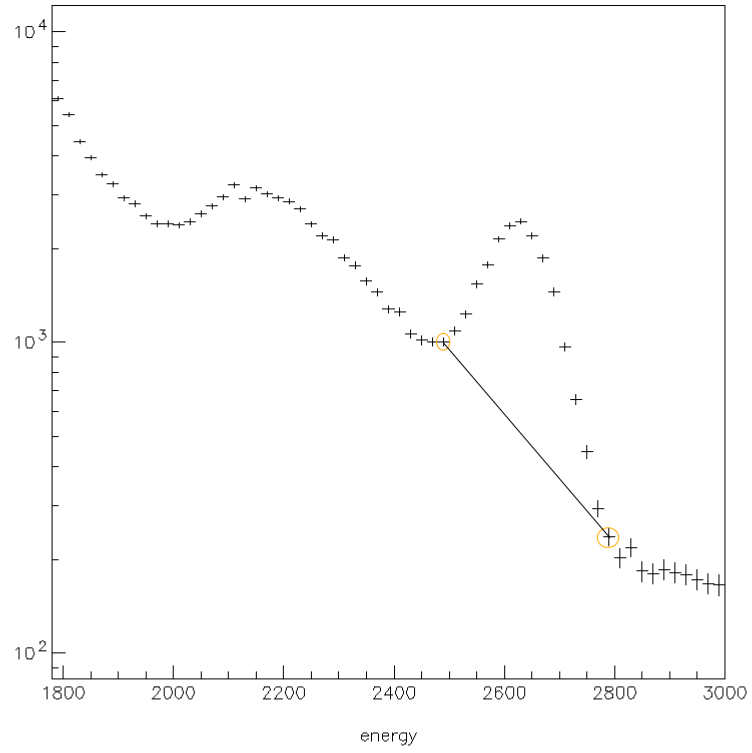


Figure 3.23: outdata の fitting 及び最下点の位置

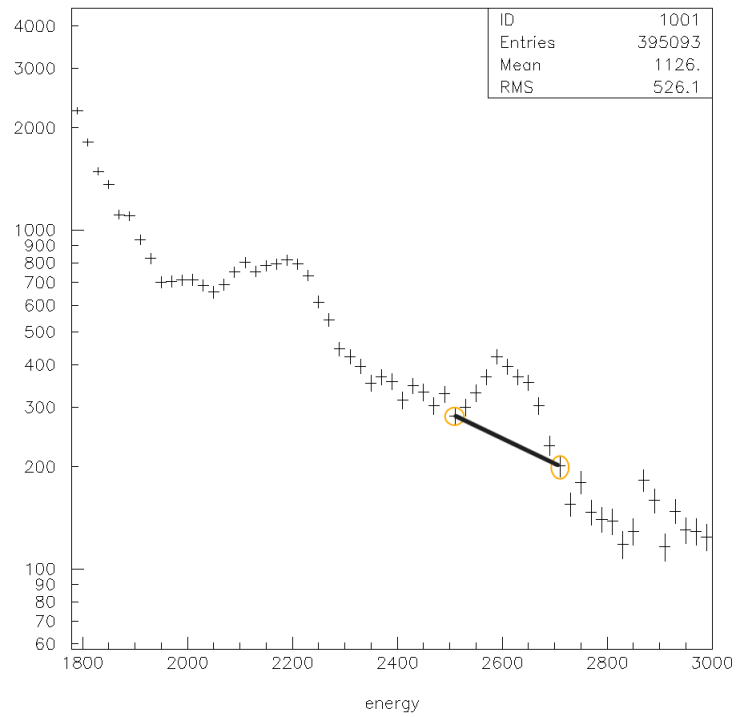


Figure 3.24: indata の fitting 及び最下点の位置

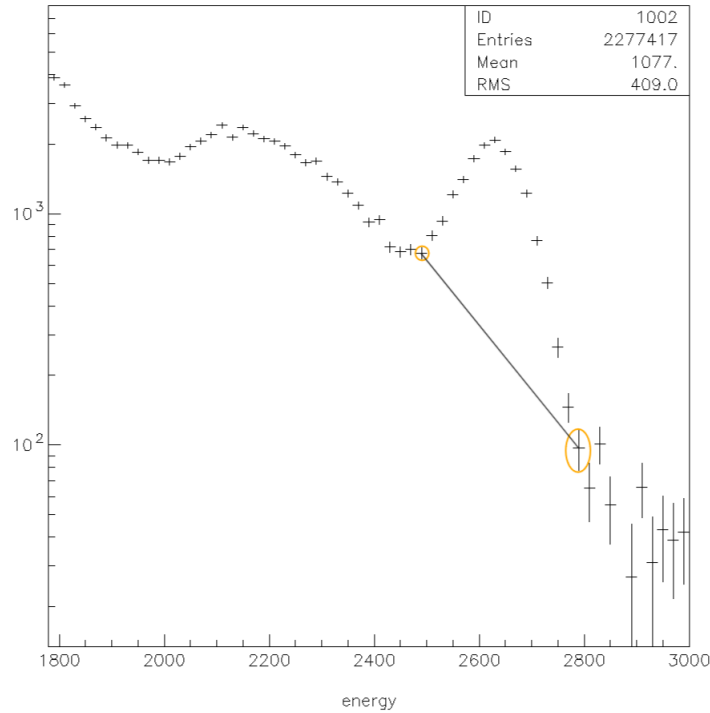


Figure 3.25: subtractdata の fitting 及び最下点の位置

これより求められるそれぞれのデータごとのイベント数を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
outdata	13137	174.18
indata	922.1	78.676
subtractdata	11874	149.66

Table 3.16: 各 data の ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数

これより、outdata から indata を引いた値と subtractdata の値を比較すると、 342 ± 242.75 events となった。したがって、有意性は担保された。

ここで、このデータに含まれるノイズの種類を解析手法を考える。
 今回は CsI 検出器を用いて、鉛外部及び、鉛内部の観測を行った。鉛外部での検出において、「自然放射線由来」「CsI 検出器に含まれる U/Th 系列由来」が観測できると考えられる。ここでノイズとなるのは後者である。一方、鉛内部では、「減衰した自然放射線由来」「CsI 検出器に含まれる U/Th 系列由来」「鉛に付着した Rn 由来」「元々鉛に含まれる U/Th 系列」である。Th 系列の寄与として、鉛内部では、Figure3.1 に示すように ^{222}Rn , ^{218}Po , ^{212}Pb , ^{212}Bi を経由して ^{208}Tl に至る。この ^{218}Po , ^{212}Pb は金属であるた

め、鉛内部に ^{222}Rn 封入及び、 ^{222}Rn が壊変し鉛に金属が付着した可能性が考えられる。一方、U 系列では Figure3.2 の通り、 ^{222}Rn , ^{218}Po , ^{214}Pb を経由して ^{214}Bi へと壊変する。したがって、ラドンの種類によって、 ^{208}Tl 出なく、 ^{214}Bi にも変化が見られる可能性がある。ここで、留意したい点は空気中の Rn が鉛内部に入り込む場合と、鉛に元々含まれる U/Th 系列が Rn に壊変して鉛内部に存在するといった 2 種類の方法で Rn が存在することである。しかし、元々空気中の Rn が鉛内部に入り込んだ場合は、時間経過とともに減少するといった違いが存在する。

したがって、以下では「CsI 検出器由来」「鉛内部に封入された Rn 由来」「鉛由来」の寄与を考慮することで、自然放射線由来のイベント数やその寄与を考える。

鉛外部、鉛内部のそれぞれのイベント数を T1, T2 とすると、それぞれのイベント数は以下のような構成となる。

$$T1 = N_0 + Csi \quad (3.11)$$

$$T2 = P_A \times N_0 + Csi + Rn + Pb \quad (3.12)$$

N_0 は自然放射線由来のイベント数、Csi は CsI 検出器由来のイベント数、Rn は鉛内部に封入された Rn 由来のイベント数、Pb は鉛表面から生じる U/Th 系列由来のイベント数、 P_A は透過率である。

まず、「鉛内部に封入された Rn 由来」のイベント数を調べるため、鉛内部のデータを 2 回計測した。この 2 回とも 3 日間の計測時間であり、側面と上面は 10cm 厚だが、底だけ 15cm 厚にしている。1 回目は鉛を組立ててからすぐに計測したものの。2 回目は鉛を組立てて 1 日半経過したあとに計測したものである。この 2 つの計測により、Rn の半減期から鉛に付着した U/Th 系列由来のイベント数を算出していく。以後、鉛設置後、すぐに計測したデータを indata2、1 日半経過した鉛内部でのデータを indata3、この 2 つの差を insubdata と呼称する。

このそれぞれの計測は以下のような式と表される。

$$indata2 = P_A \times N_0 + Csi + Th + Pb \quad (3.13)$$

$$indata3 = P_A \times N_0 + Csi + Th \times \exp^{-\lambda t} + Pb \quad (3.14)$$

式 (3.13)、式 (3.14) の違いは、「鉛に付着した U/Th 系列由来のイベント数」が半減期により、indata3 の方が減少すると考えられることである。したがって、この差からおおよその「鉛に付着した Rn 由来のイベント数」を算出することができる。

ここでは、Th 系列の Rn 由来のイベント数を換算するために ^{208}Tl のイベント数を考える。また、U 系列の Rn 由来のイベント数を換算するために ^{214}Bi のイベント数を考える。

まず、 ^{208}Tl のイベント数から Th 系列の Rn 由来のイベント数を考える。indata2、indata3 の ^{208}Tl の 2.6145MeV のピークにあたるグラフと、indata2、indata3、insubdata のステータスを以下に記す。

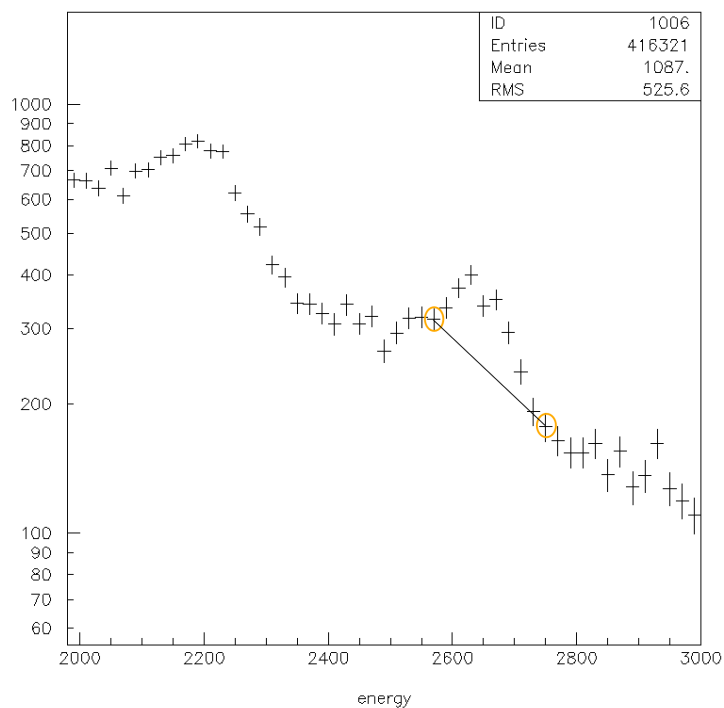


Figure 3.26: indata2 の ^{208}Tl の範囲

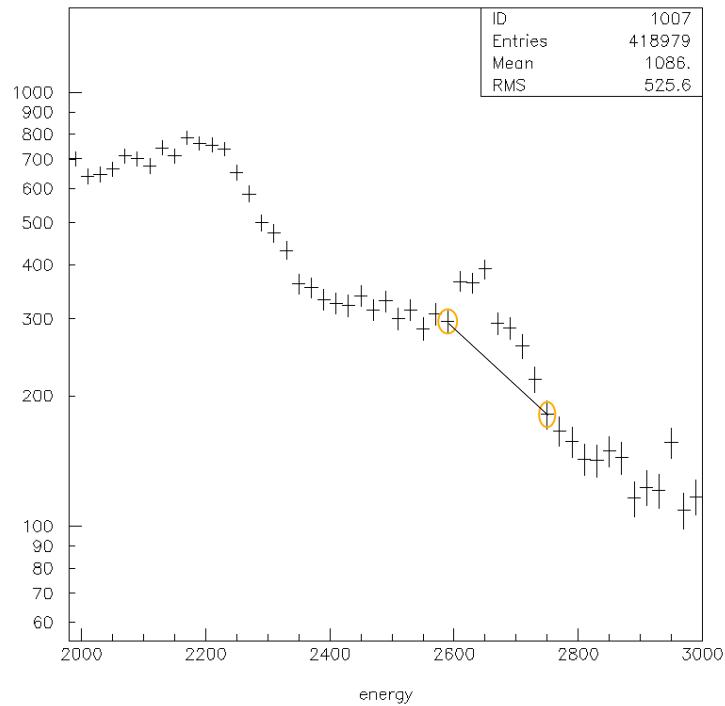


Figure 3.27: indata3 の ^{208}Tl の範囲

イベントの種類	イベント数	誤差
indata2	459.70	70.259
indata3	544.5	69.018
insubdata	84.800	98.488

Table 3.17: ^{208}Tl の鉛内部のイベント数

次に、U系列の Rn 由来のイベント数を考える。ここでは、 ^{214}Bi のイベント数を考える。indata2、indata3 の ^{214}Bi の 1.765MeV のピークにあたるグラフと、indata2、indata3、insubdata のステータスを以下に記す。

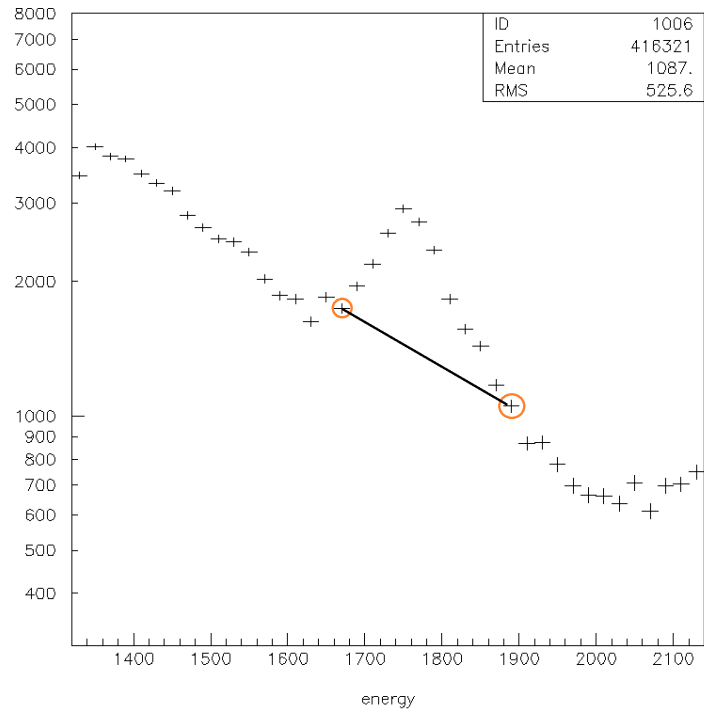


Figure 3.28: indata2 の ^{213}Bi の範囲

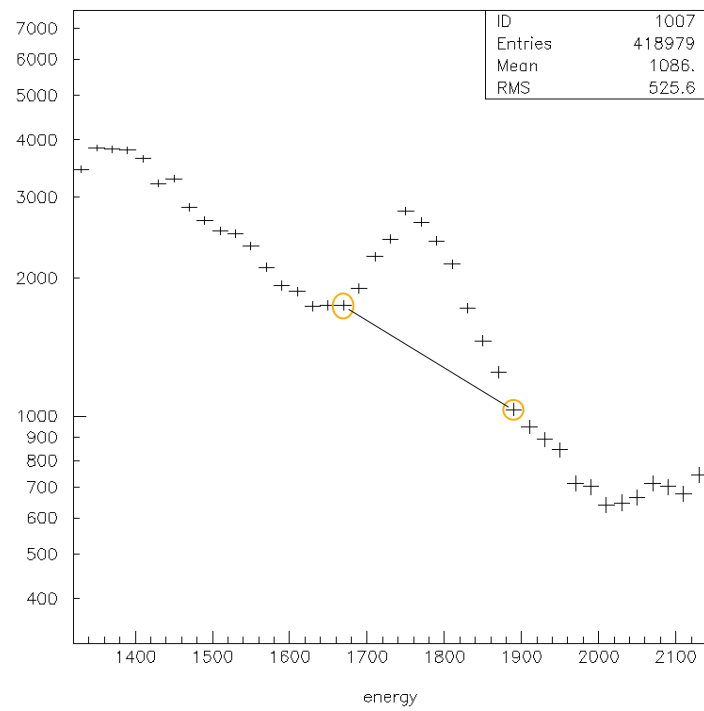


Figure 3.29: indata3 の ^{214}Bi の範囲

イベントの種類	イベント数	誤差
indata2	7026.6	199.93
indata3	7447.1	200.22
insubdata	420.57	282.95

Table 3.18: ^{214}Bi の鉛内部のイベント数

以上の結果から、鉛内部に侵入および、「鉛内部に封入された Rn 由来」のイベント数はほとんど無いに等しいという事がわかる。予想に反して、indata3 のイベント数が indata2 より大きかったのはコンプトン散乱による寄与を考慮するために行った fitting によるものだと考えられる。光電ピークの最下点の 2 点同士を直線で結ぶという手法であるため、最下点の値によって変わってしまうために生じたと考えられる。これより、「鉛に付着した Th 系列由来のイベント数」は無いと判断して、鉛外部 (T1)、鉛内部 (T2) のそれぞれのイベント数は以下のように表される。

$$T1 = N_0 + Csi \quad (3.15)$$

$$T2 = P_A \times N_0 + Csi + Pb \quad (3.16)$$

上の 2 式をみると、独立変数が 3 つ存在する。しかし、用いるデータとして、これを処理できるだけの数が無いため、以下の 2 つの仮説を用いて、考える。

仮説①

鉛由来のイベント数よりも、CsI 由来の U/Th 系列のイベント数が陽に多い場合。(Pb ≪≪ Csi)

$$T1 = N_0 + Csi \quad (3.17)$$

$$T2 = P_A \times N_0 + Csi \quad (3.18)$$

仮説②

CsI 検出器にある CsI 由来の U/Th 系列のイベント数より、鉛由来のイベント数が陽に多い場合。(Csi ≪≪ Pb)

$$T1 = N_0 \quad (3.19)$$

$$T2 = P_A \times N_0 + Pb \quad (3.20)$$

したがって、以下では2つの仮定に基づいて記述する。

仮説①

式 3.17,3.18 より、 $T1$ から $T2$ を引いた値 ($T3$) は以下のように表せられる。

$$T1 - T2 = T3 = (1 - P_A) \times N_0 \quad (3.21)$$

これを N_0 について解けばよい。10cm 厚の透過率 P_A と subtract のイベント数は表 3.5 及び、表 3.16 を参照されたい。

以上により求められる自然放射線由来の ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数 (Tldata) は **11962±150.77events** である。

これより、subtract から算出される Tldata と、Tldata の 10cm 厚透過後のイベント数を以下に記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
Tldata	11962	150.77
10cm 厚透過後	87.912	9.3761

Table 3.19: Tldata とその 10cm 厚透過後のイベント数

このデータより、outdate と Tldata の差は $1175 \pm 230.37\text{events}$ 。indata と 10 cm 厚透過後のイベント数の差は $834.19 \pm 28.882\text{events}$ である。したがって、平均するとおおよそ $1005.2 \pm 116.09\text{events}$ が CsI 検出器由来であると考えられる。

以上より、Tldata のイベント数を算出することができた。

次に、Tldata のイベント数が 15cm、20cm 厚の鉛で 1 年間で何イベント観測されるのかを考える。この時の減衰率は表 3.5 を参照されたい。ここで注意すべきは「検出器効率」についてである。CsI 検出器は全ての事象に対して観測するわけではない。したがって、検出器効率を考慮する必要がある。

「検出器効率」はシミュレーションを用いて $1.0 \times 10^6\text{events}$ 中 CsI 検出器を通過した数と実際に検出した数を割ることで検出率効率を算出した。以下に、検出器効率及び、それを考慮した Tldata のイベント数、つまり存在する正味の ^{208}Tl の 2.6145MeV のイベント数 (Truedata-208Tl) を以下に記す。

	イベント数	誤差
検出効率	0.222	×
truedata-208Tl	84893	1070.0

Table 3.20: 検出効率及び、Truedata-208Tl のイベント数

ここで、検出効率に誤差が無いのはシミュレーションによる値を計算したためである。

イベントの種類	イベント数	誤差
15cm 厚の透過波 (3 日間)	53.488	0.67419
1s あたり入射するイベント数	2.0636×10^{-4}	2.6010×10^{-6}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	8.1554×10^{-5}	1.0279×10^{-6}
1 年間あたりのイベント数	32319	407.37

Table 3.21: 15cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説①)

イベントの種類	イベント数	誤差
20cm 厚の透過波 (3 日間)	4.5855	5.7798×10^{-2}
1s あたり入射するイベント数	1.7691×10^{-5}	2.2298×10^{-7}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	6.9916×10^{-6}	8.8124×10^{-8}
1 年間あたりのイベント数	2770.7	34.923

Table 3.22: 20cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説①)

2ν -ZICOS 実験では、 $2\nu\beta\beta$ の事象数は本番で用いられる PMT 検出器で 1 年間で約 **70events** 観測されると予想されている。この PMT 検出器の検出効率は 0.185 である。したがって、表 3.21 表 3.22 にて算出した値に 0.185 を積することで、PMT 検出器で観測されるイベント数を算出することができる。

以下、15・20cm 厚に 0.185 を積した値である。

イベントの種類	イベント数	誤差
15cm 厚	4198.9	55.670
20cm 厚	359.97	4.7725

Table 3.23: 鉛が 15,20cm 厚における、 2ν -ZICOS 実験で用いる PMT で検出できる 1 年間あたりのイベント数 (仮説①)

したがって、本研究では 20cm 厚の厚みでは約 300events も $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象のイベント数より多く観測されてしまう。したがって、15cm 及び、20cm 厚の鉛では $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象における鉛遮蔽として適していないと言える。

年間 70events のオーダーを下回る遮蔽体を作るには鉛の厚みを 24cm 以上にする必要がある。以下に 24cm 厚の場合の減衰率とそれぞれのイベント数を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
24cm 厚の透過波 (3 日間)	0.45122	5.9824×10^{-3}
1s あたり入射するイベント数	1.7408×10^{-6}	2.3080×10^{-8}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	6.8798×10^{-7}	9.1214×10^{-9}
1 年間あたりのイベント数	272.64	3.6148
PMT の検出効率に直した 1 年間あたりのイベント数	50.439	0.66873
24cm の減衰率	7.5686×10^{-6}	×

Table 3.24: 24cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説①)

これより、24cm 厚にすれば 1 年間あたり 50.439 ± 0.66873 events のイベント数が観測される。したがって、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象のイベント数よりも少ないイベント数であるため、24cm 厚の鉛は 2ν -ZICOS 実験に適していると言える。

仮説②

式 3.19 より、 $T1 = N_0$ が成り立つ。したがって、T1 の値に減衰率を作用させることで、減衰後の事象数を求めることができる。以下に 15cm,20cm 及び、24cm の各イベント数を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
15cm 厚の透過波 (3 日間)	37.287	0.49436
1s あたり入射するイベント数	1.4385×10^{-4}	1.9072×10^{-6}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	5.6851×10^{-5}	7.5375×10^{-7}
1 年間あたりのイベント数	22530	298.71
PMT の検出効率に直した 1 年間あたりのイベント数	4168.0	5.5261

Table 3.25: 15cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)

イベントの種類	イベント数	誤差
20cm 厚の透過波 (3 日間)	3.1966	4.2381×10^{-2}
1s あたり入射するイベント数	1.2332×10^{-5}	1.6351×10^{-7}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	4.8738×10^{-6}	6.4618×10^{-8}
1 年間あたりのイベント数	1931.5	25.608
PMT の検出効率に直した 1 年間あたりのイベント数	357.32	4.7374

Table 3.26: 20cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)

イベントの種類	イベント数	誤差
24cm 厚の透過波 (3 日間)	0.44790	5.9384×10^{-3}
1s あたり入射するイベント数	1.7280×10^{-6}	2.2911×10^{-8}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	6.8292×10^{-7}	9.0544×10^{-9}
1 年間あたりのイベント数	270.64	3.5882
PMT の検出効率に直した 1 年間あたりのイベント数	50.068	0.66381

Table 3.27: 24cm 厚の際の ^{208}Tl のイベント数 (仮説②)

これより、年間の事象数が 70events のオーダーを下回るのは 24cm 厚の鉛である。

以上二つの仮説①、仮説②の 2 つについて算出したが、本来の ^{208}Tl のイベント数より多く見積もっているのは仮説①となる。表 3.22, 表 3.26 を比較すると、仮説①の方が 0.37070 ± 0.94226 events 多く見積もっているという事が分かる。仮説②では CsI 由来の U/Th 系列のイベント数を無視しているため、一見仮説②の方が多く見積もっていると思われるが、仮説①での鉛由来の寄与が $\text{CsI} \lll \text{Pb}$ と表せないくらいに Pb の

事象数が少ないならば、仮説①の方が多く見積もっているといえる。実際、仮説①の方がより条件が厳しく設定されていることから、その説が正しいだろう。どちらの仮説も多く見積もっていると考えられるが、より条件の厳しい仮説①を用いて、評価する。どちらも多く見積もっていると考えているため、今回求められるのは、少なくとも鉛の厚みが24cm以上ということである。

3.3.5 ^{214}Bi のデータ処理

以上では ^{208}Tl のイベント数から1年間で見られる事象数と適切な鉛の厚みを算出した。以下では ^{214}Bi における 1.764MeV の全吸収ピーク事象数を先ほどと同様の手法で算出する。

以下に ^{214}Bi の 1.764MeV の全吸収ピークのグラフ及び、そのイベント数を示す。

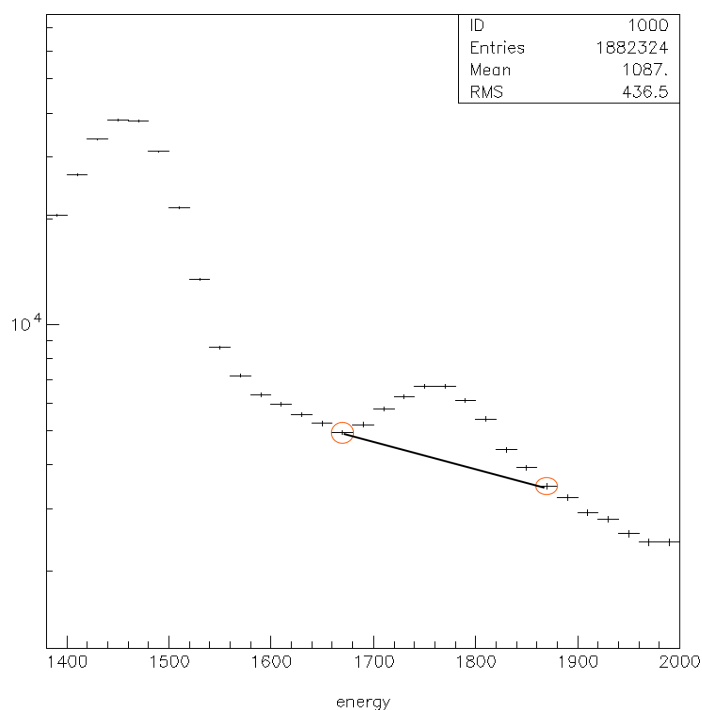


Figure 3.30: outdata の ^{214}Bi の範囲

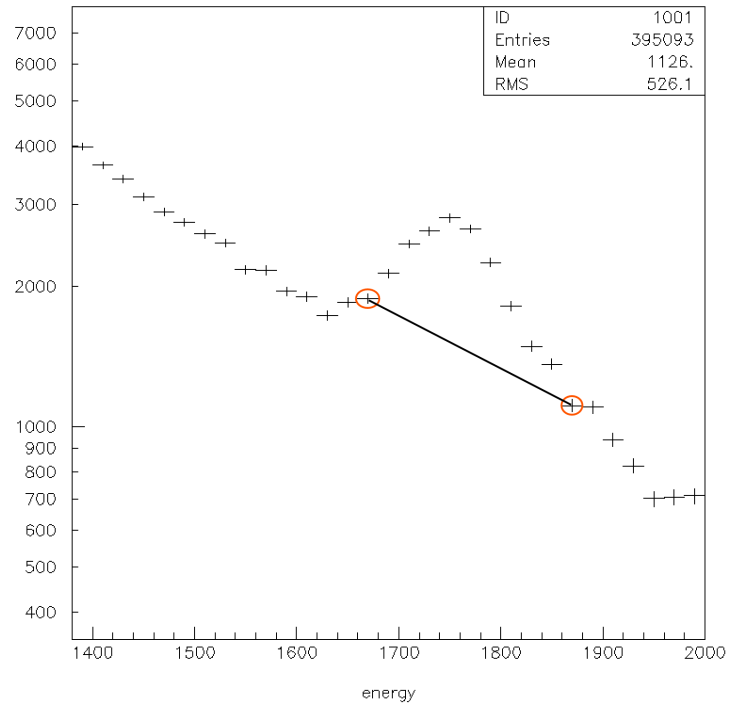


Figure 3.31: indata の ^{214}Bi の範囲

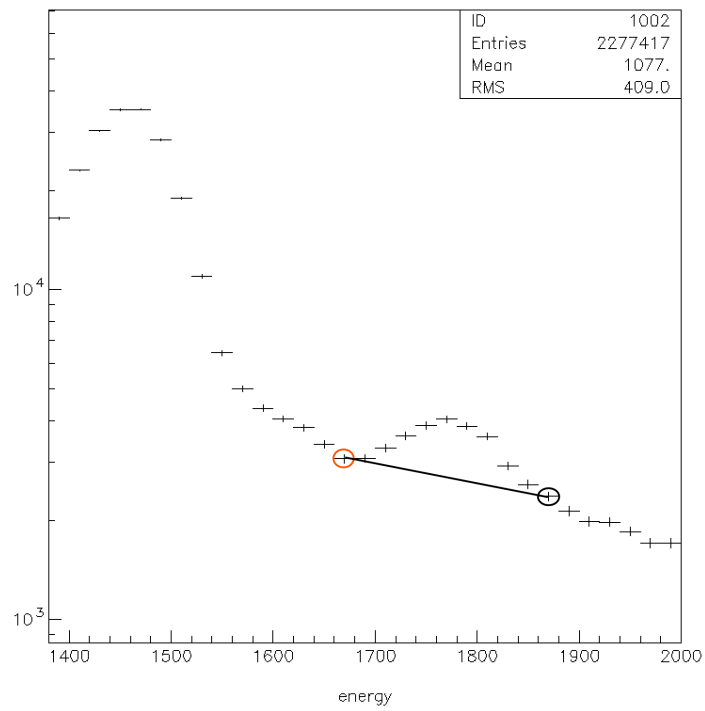


Figure 3.32: subtractdata の ^{214}Bi の範囲

イベントの種類	イベント数	誤差
outdata	7516.2	377.58
indata	6480.4	196.76
subtractdata	6572.8	257.07

Table 3.28: 各データの ^{214}Bi の1.764MeVのイベント数

これより、outdataからindataを引いた値とsubtractdataの値を比較すると、 943.42 ± 456.79 eventsとなった。したがって、有意性は担保された。

^{208}Tl のデータ解析では仮説を2つとして考えた。今回はより多くを見積もっている仮説①を採用することで、少なくとも鉛の厚みが24cm以上でよいかを判断する。

仮説①では、U/Th系列のRn由来のノイズはほぼ存在せず、CsI検出器由来のイベント数を考慮するため、subtractdataの値を用いて、 ^{214}Bi の1.764MeVのイベント数(Truedata-214Bi)を計算する。勿論、Truedata-214Biは検出器効率を考慮した値である。また、この時 ^{214}Bi の1.764MeVの全吸収ピークには ^{208}Tl のコンプトン散乱によるイベントや自身のコンプトン端、ミューオン、 ^{40}K の1.461MeVの全吸収ピークなどが存在するため、全てを除去しきれているか定かではないが、先述した通り、 3σ 以内に収まっているため、自然放射線の量を計算するのに問題はないと考えられる。以下に、15cm,24cm厚での各イベント数を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
Truedata-214Bi(3日間)	29735	1163.0
15cm厚の透過波(3日間)	8.3537	0.32672
1sあたり入射するイベント数	3.2229×10^{-5}	1.2605×10^{-6}
1s且つ単位立体角あたりのイベント数	1.2737×10^{-5}	4.9816×10^{-7}
1年間あたりのイベント数	5047.6	197.42
PMTの検出効率に直した1年間あたりのイベント数	151.43	5.9225

Table 3.29: 15cm厚の際の ^{214}Bi のイベント数

イベントの種類	イベント数	誤差
24cm 厚の透過波 (3 日間)	6.1808×10^{-2}	2.4174×10^{-3}
1s あたり入射するイベント数	2.3846×10^{-8}	9.3264×10^{-9}
1s 且つ単位立体角あたりのイベント数	9.4240×10^{-8}	3.6858×10^{-9}
1 年間あたりのイベント数	37.347	1.4607
PMT の検出効率に直した 1 年間あたりのイベント数	1.1204	4.3820×10^{-2}

Table 3.30: 24cm 厚の際の ^{214}Bi のイベント数 (仮説①)

以上より、 ^{214}Bi の 1.764MeV の全吸収ピークのイベント数を算出することができた。 ^{208}Tl に準じて、鉛の厚みを 24cm にすると 1 年間でほとんどの自然放射線を遮蔽することができる事が分かる。

^{208}Tl より大幅に事象数が少ないのは、1.764MeV にあたる全減衰係数が 4.8031×10^{-2} と 2.6145MeV の全減衰係数より大きいことから減衰率が高くなる。ことが起因する。エネルギーが低いほど鉛を透過できなくなるというのは γ 線と物質の相互作用からもそれぞれの断面積が小さくなるという点からも自明だと言える。

3.3.6 ^{40}K のデータ処理

次に、 ^{40}K の 1.461MeV の全吸収ピークのイベント数を算出する。以下に ^{40}K の 1.461MeV の全吸収ピークのグラフ及び、そのイベント数を示す。

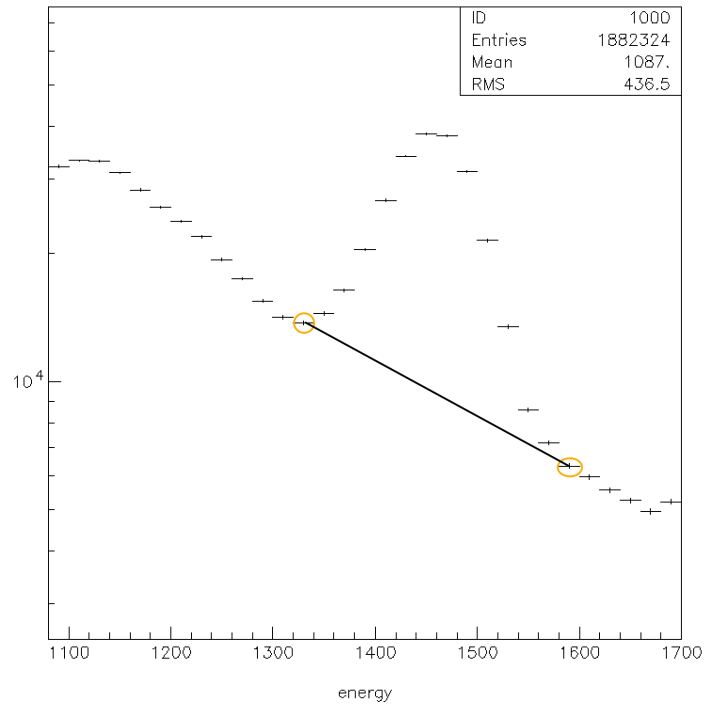


Figure 3.33: outdata の ^{40}K の範囲

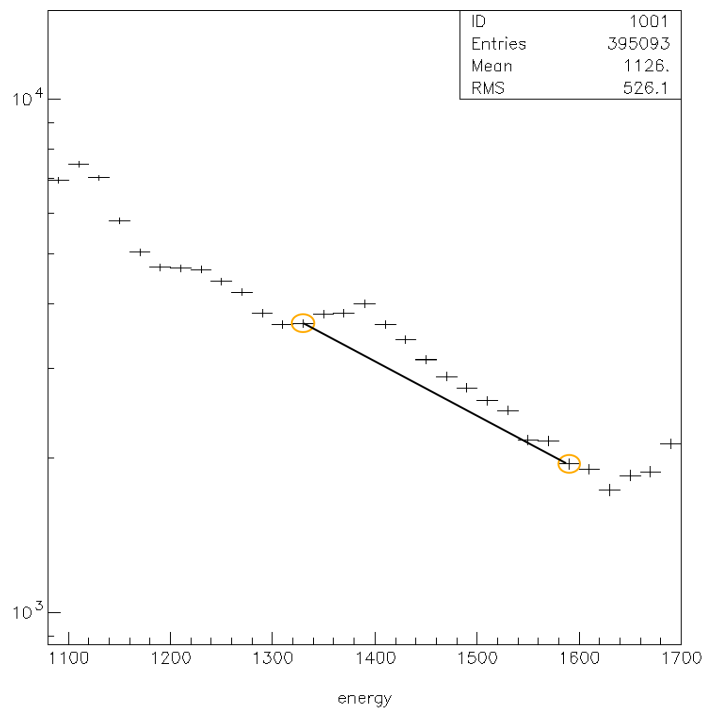


Figure 3.34: indata の ^{40}K の範囲

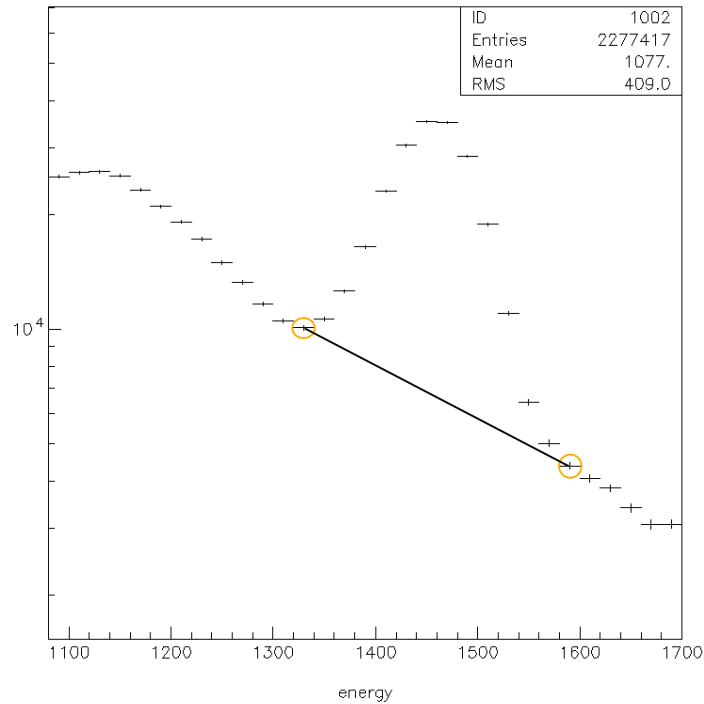


Figure 3.35: subtractdata の ^{40}K の範囲

イベントの種類	イベント数	誤差
outdata	1.5575×10^5	651.55
indata	4321.9	283.82
subtractdata	1.5152×10^5	586.1

Table 3.31: 各データの ^{40}K の 1.461MeV のイベント数

これより、outdata から indata を引いた値と subtractdata の値を比較すると、 88.007 ± 921.38 events となった。したがって、有意性は担保された。

^{208}Tl 、 ^{214}Bi のデータ解析同様に仮説①に乗っ取って値を算出する。subtractdata の値を用いて、 ^{40}K の 1.461MeV のイベント数 (Truedata-40K) を計算する。またこの時、 ^{40}K の全吸収ピークには ^{214}Bi の全吸収ピークとコンプトン効果や、 ^{208}Tl のコンプトン散乱、ミューオン、などのイベント数が存在する。しかし、outdata から indata を引いた値と subtractdata の値の差は著しく小さく、自然放射線の量を計算するのに問題はないと考えられる。

以下に、15cm,24cm 厚での各イベント数を記す。

イベントの種類	イベント数	誤差
Truedata-40K(3日間)	6.8429×10^5	2648.4
15cm厚の透過波(3日間)	91.713	0.35495
1sあたり入射するイベント数	3.5383×10^{-4}	1.3694×10^{-6}
1s且つ単位立体角あたりのイベント数	1.3983×10^{-4}	5.4120×10^{-7}
1年間あたりのイベント数	55416	214.47
PMTの検出効率に直した1年間あたりのイベント数	123.73	6.4342

Table 3.32: 15cm厚の際の40Kのイベント数

イベントの種類	イベント数	誤差
24cm厚の透過波(3日間)	0.43525	1.6846×10^{-4}
1sあたり入射するイベント数	1.6792×10^{-7}	6.4990×10^{-9}
1s且つ単位立体角あたりのイベント数	6.6363×10^{-7}	2.5685×10^{-9}
1年間あたりのイベント数	26.299	1.0179
PMTの検出効率に直した1年間あたりのイベント数	7.8898	3.0536×10^{-2}

Table 3.33: 24cm厚から算出できる40Kのイベント数

以上より、 ^{40}K の1.641MeVの全吸収ピークのイベント数を算出することができた。 ^{214}Bi よりも減衰率は高いのにも関わらず、1年間あたりに観測できるイベント数が多いのは、自然放射線としての ^{40}K のイベント数が非常に多いためである。 ^{208}Tl に準じて、鉛の厚みを24cmにすると1年間でほとんどの自然放射線を遮蔽することができる事が分かる。

ここまで、 ^{208}Tl 、 ^{214}Bi 、 ^{40}K の3つのイベント数を算出した。 ^{208}Tl 、 ^{214}Bi はRnの壊変の後に生じる。したがって、空気中に含まれるRnを極力減らすことでより事象数を減らせる可能性がある。また、鉛内部に内在するU/Th系列については取り除くことが不可能であるため、より不純物を除去した鉛を内側に配置することで、ノイズを減らすことができると考えられる。さらに、本研究においての観測においてCsI検出器を用いたが、より不純物の少ないPMTであればよりノイズを除去することができるだろう。

第4章 結論

地上での $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測において、自然放射線の影響は非常に大きい。したがって、実験にあたり鉛が 15cm 厚では二重ベータ崩壊事象を観測するのは困難であると言える。

バックグラウンド事象を取り除くために対処すべきは以下の3点である。

① 気体である Rn の壊変によって生じる ^{208}Tl 、 ^{214}Bi を減少させるため、Rn 濃度の少ない空調且つ、検出器内 (鉛内部) を窒素ガス等で充填させる事 ② 鉛から発せられる影響を最小限にするために、鉛に内在する U/Th 系列が極力除去された鉛を内側に配置すること ③ CsI 検出器よりも不純物の少ない PMT を用いること

以上を踏まえ、 2ν -ZICOS 実験において、 ^{208}Tl 、 ^{214}Bi 、 ^{40}K の全てが1年間あたりの事象数を70未満とするためには、鉛の厚みを24cmにすることが望ましい。また、PMTを用いた場合、24cmにすることでバックグラウンド事象は年間あたり ^{208}Tl で $50.439 \pm 0.66873 \text{ events}$ 未満、 ^{214}Bi で $1.1204 \pm 4.3820 \times 10^{-2} \text{ events}$ 未満、 ^{40}K で $7.8898 \pm 3.0536 \times 10^{-2} \text{ events}$ 未満まで遮蔽することができる。

参考文献

- [1] 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察, 修士論文, 宮城教育大学 (2017)
- [2] 工藤滉大, *ZICOS*のための $\beta\gamma$ 崩壊事象から放出されるチェレンコフ光を用いた背景事象の研究, 卒業論文, 宮城教育大学 (2023)
- [3] 清水智仁, *Zr-96*によるニュートリノレス二重ベータ崩壊実験のための背景事象除去の研究, 卒業論文, 宮城教育大学 (2022)
- [4] KamiokaObservatory,ICRR,TheUniv.ofTokyo , ニュートリノ振動 , スーパーカミオカンデ 公式ホームページ
<https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/neutralino/kajita/vibration/>
(2025/01/30 閲覧)
- [5] Fukuda Yoshiyuki ,XXXI International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2024),*Present status of experiment for Zirconium-96 two neutrino emission double beta decay* , 2024/8/2
- [6] FUKUDA Yoshiyuki, *Performance of 2ν -ZICOS detector for two neutrino emission double beta decay of using ^{96}Zr nuclei*
- [7] 薬品科学研究室 , 周期表・元素一覧 ,2010/02/20 ,
http://www2.huhs.ac.jp/~h070012h/atom.html#83_Bi
(2024/10/15 閲覧)
- [8] 小田切丈 , RADIOISOTOPES,66,417-424(2017) 最新放射線化学 (基礎編) 放射線と原子分子の相互作用
https://www.jstage.jst.go.jp/article/radioisotopes/66/10/66_661005/

_pdf

(2024/12/16 閲覧)

- [9] International Center for Hadron Astrophysics , 千葉大学ハドロン宇宙国際研究センター 素粒子・ニュートリノとは？

<http://www.icehap.chiba-u.jp/neutrinos/index.html>

(2025/01/30 閲覧)

- [10] SCIONEX Dedicated Scintillation Detectors, <https://scionix.nl/configurations-general/#tab-id-8>

(2024/12/24 閲覧)

- [11] KamLAND , 2024/06/18 , *Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset*

<https://arxiv.org/pdf/2406.11438>

(2025/01/30 閲覧)

- [12] 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻, 川畑研究室, 修士二年, 吉岡篤志, *CAMDLES*実験での ^{208}Tl 起源バックグラウンドの低減

https://nucl.phys.sci.osaka-u.ac.jp/pdfs/FY2022/Yoshioka_M.pdf

(2024/11/27 閲覧)

- [13] 鈴木元, 健康安全・危機管理対策総合研究事業元, H19-健危-一般-016 、屋内ラドンによる健康影響評価および対策に関する研究

<https://mhlw-grants.niph.go.jp/system/files/2009/094061/200942012B/200942012B0001.pdf>

(2025/01/20 閲覧)

- [14] 日本物理学会, 2016, ニュートリノはなぜこんなに軽いのか？

https://www.jps.or.jp/books/gakkaishi/2016/12/71-12_70fushigi47.pdf

(2025/01/30 閲覧)

- [15] journal of Science EGGS , Volume 4, 2110004(2021) , 秋田県における地上での μ 粒子検出頻度と天気ごとの地上気温、湿度、気圧との偏相関

https://www3.e-kenkyu.com/j-sci-eggs/uploads/manuscript/file/21/Vol.4-2110004_2021.pdf

(2025/01/20 閲覧)

[16] チェレンコフ放射 , チェレンコフ放射 (*Cherenkov radiation*)
[https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~ohishi/UsefulFigures/
BasicProcesses_SS2024_20240216.pdf](https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~ohishi/UsefulFigures/BasicProcesses_SS2024_20240216.pdf)
(2025/01/30 閲覧)

[17] 保健物理, 41(1),18 26(2006) , ラドン・トロン散逸率と空間ガンマ線線量率および
天然放射性核種濃度との関係
https://www.jstage.jst.go.jp/article/jhps1966/41/1/41_1_18/_pdf
(2025/01/20 閲覧)

謝辞

指導教官の福田善之先生にはお忙しい中、約2年間ご指導、ご助言いただきました。カミオカンデを見学させていただいたことや、未熟な私に体当たりで研究とは何かを教えていただいたことは貴重な思い出です。卒業研究を行うにあたり、プログラミングの知識及び、物理学の知識など、全てが不足していた私を最後までご指導いただき、誠に感謝申し上げます。今後、この経験を生かして研究の道へと歩んでいきたいと思えます。福田善之先生の益々ご発展を心よりお祈り申し上げます。

また、同研究室の竹村和真氏、佐藤龍之介氏、遠山和希氏には様々な助言や励ましの言葉を頂き、何度も助けられました。心より感謝申し上げます。皆様の今後の教員人生がより良いものになることをお祈り申し上げます。