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

ZICOSのための*βγ*崩壊事象 から放射されるチェレンコフ光 を用いた背景事象の研究

工藤滉大

2023年3月24日

要旨

ニュートリノ振動の発見によってニュートリノが質量を有することが明らかと なったが、その質量が極めて小さい理由や絶対質量は分かっていない。質量が極 めて小さいことを自然と説明することができるシーソー機構ではニュートリノ がマヨラナ粒子であることが前提とされている。ニュートリノのマヨラナ性や絶 対質量を知るための有力な手段として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)の観測が考えられる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は非常に稀な現象で未だに見 つかっておらず、その半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の下限値(90%信頼度)が与えられているの みで、 $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ 年である。このような現象を観測するためには背景事象を極 限まで減らす必要がある。

本研究室で計画している ZICOS (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta dacay) 実験では、Q 値が 3351 keV である ⁹⁶Zr を用い た $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測を目指している。その実験において大きな背景事象とな る ²⁰⁸Tl の崩壊事象は、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によって発生するチェレンコフ光と区別する ことで 93%を除去する方法をシミュレーションによって確立した。

本研究ではチェレンコフ光の位相幾何学情報である平均角が通常のベータ線に よる事象と²⁰⁸Tlの崩壊事象で異なることを確認するために,ZICOS検出器の プロトタイプであるUNI-ZICOS検出器を使用してベータ線とガンマ線を同時に 観測する²⁰⁸Tlの疑似背景事象を⁶⁰Coベータ線源によって再現し観測を行った。 観測の結果それらの平均角は異なっていた。このことから,平均角は⁹⁶Zrを用 いた 0νββ崩壊事象の観測の背景事象である²⁰⁸Tlの崩壊事象を除去する手法と して使用できると考えられる。

目 次

第1章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
	1.1.1 ニュートリノの発見	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
	1.2.1 ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊	5
	1.2.2 主な二重ベータ崩壊探索実験	7
箆2音	ZICOS 実驗	Q
77 2 - 9 1	ALUEN 关系	9 0
2.1	(火山田(城女)	9
	2.1.1 <i>シップレーク</i>	10
<u> </u>	2.1.2 2.1.2 7.1.1 7.1.1 1.1.1	11
2.2	991 シンチレーション光	11
	2.2.1 ジェ シュース $1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.1.$	11
	223 平均角	12
	2.2.0 1.3/3	12
第3章	UNI-ZICOS 実験	14
3.1	検出器概要	14
	3.1.1 FADC	15
	3.1.2 モジュール	15
	3.1.3 波形選択	16
	3.1.4 事象発生地点再構成	17
3.2	ゲイン調整	18
3.3	⁶⁰ Co による平均角の確認	18
	3.3.1 データの選択	19
	3.3.2 <i>βγ</i> 崩壊事象の平均角分布	21
3.4	⁹⁰ Sr による平均角の確認	22
第4章	結論	24

図目次

1.1	ニュートリノの状態に対する解釈	3
1.2	二重ベータ崩壊の遷移	4
1.3	二重ベータ崩壊の2つのモード	5
1.4	二重ベータ崩壊のエネルギー分布	5
1.5	ニュートリノ有効質量の許容範囲	6
2.1	ZICOS 検出器のイメージ	9
2.2	光電子増倍管(PMT)の構造図.............	10
2.3	KamLAND-Zen によるバックグラウンドを含むエネルギースペク	
	トル	11
2.4	チェレンコフ光	12
2.5	平均方向と平均角............................	13
2.6	背景事象のイメージ	13
3.1	UNI-ZICOS 検出器のイメージ	14
3.2	UNI-ZICOS 実験のセットアップ	14
3.3	変換のイメージ	15
3.4	入力信号の概略図............................	16
3.5	典型的な波形	17
3.6	ゲイン調整のセットアップ.......................	18
3.7	ホルダー	19
3.8	光量分布	20
3.9	z 方向の事象発生地点分布	20
3.10	水平方向の事象発生半径分布................	21
3.11	$\beta\gamma$ 崩壊事象の平均角	21

表目次

1.1	標準理論における素粒子	(標準模型)	•								1
1.2	二重ベータ崩壊核種		•	•	• •	•	 •	•	•	•	4
2.1	アニソールの性質										10

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

すべての物質は素粒子という最小単位から構成されている。素粒子物理学に おいては実験と理論の整合から標準理論と呼ばれる理論が広く支持されている。 素粒子は性質によって分類されており,スピン角運動量がプランク定数の半整数 倍になっているものをフェルミオン,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相互作用によってクォーク,レプト ンに分類され,ニュートリノはレプトンに分類される素粒子である。

表 1.1: 標準理論における素粒子(標準模型)

フェルミオン						ボン	ソン
ク	ォー	ク	L	·プト	ン	γ	g
u	c	t	ν_e	$ u_{\mu}$	ν_{τ}	W	Z
d	s	b	e	μ	au	H	

ニュートリノには3つの質量固有値 (m_1, m_2, m_3) があり,それらの混合の割 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 のいずれかのフレーバーが形成される。これらのフレーバーは同じくレプトン に分類される電子 e,ミューオン μ ,タウオン τ の3つの世代に対応している。 ニュートリノは電荷を持たず、1/2のスピンを持ち、弱い相互作用しか起こらな いなどの性質が分かっているが、多くの未解決問題がある粒子である。

1.1.1 ニュートリノの発見

ニュートリノはベータ崩壊で放出されるベータ線のエネルギーが連続分布で あることを説明するためにパウリ(Wolfgang Ernst Pauli)が提唱した粒子であ る。アルファ崩壊で放出されるアルファ線はヘリウムの原子核であり、ガンマ崩 壊で放出されるガンマ線は原子核が励起状態から基底状態に転移するときの差分 のエネルギーであるため、これらのエネルギーはその核種に固有な一定な値をと る。よって、かつてはベータ崩壊も同様に一定のエネルギー値をとるベータ線が 放出されると考えられていた。

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

しかし,電子のエネルギーが一定でないことが発見され,式(1.1)ではエネル ギー保存則や角運動量保存則が破れることが判明した。そこで,パウリはベータ 崩壊において電荷をもたないことが原因で観測にかからない未知の粒子 ν が放 出されていると考えた。

$$n \to p + e^- + \nu \tag{1.2}$$

この考え方であればベータ崩壊は3体崩壊となり,電子のエネルギーが一定 でないことが自然に説明でき,エネルギー保存則が破れない。また,レのスピン を1/2とすれば両辺でスピンが半整数倍となり,角運動保存則も破れない。パ ウリはこの仮想粒子をニュートロンと呼んだが,この名称は先に発見された中 性子に名付けられた。その後,フェルミ(Enrico Fermi)によって中性を意味す るニュートラルと小さいを意味するイノの造語として,ニュートリノと名付けら れた。

実際に放出されているニュートリノはレプトンを+1,反レプトンを-1として レプトン保存則を成り立たせるため反レプトンであり,電子とともに放出される ため同一世代の電子ニュートリノである。よって,式 (1.2) は次のように記述さ れる。反電子ニュートリノは *v_e* と表す。

$$n \to p + e^- + \bar{\nu_e} \tag{1.3}$$

ニュートリノの質量

太陽ニュートリノ,原子炉ニュートリノ,大気ニュートリノや加速器ニュート リノなどの観測によって,ニュートリノ振動が発見された。ニュートリノ振動と は,ニュートリノが飛行している間にそのフレーバーが変化するという現象であ る。これは、フレーバーが異なる質量固有状態の重ね合わせであることを意味 し,飛行しているうちに質量固有状態の相対位相がずれることに起因する。した がって,標準理論ではニュートリノの質量は0とされていたが,実際は0ではな いことが分かった。現在,実験から得られるパラメータはそれぞれの質量固有状 態の質量二乗差と重ね合わせの度合いである混合角のみであるため,質量自体の 測定はされておらず,絶対質量は分かっていない。

一方で,ニュートリノの質量が荷電レプトンやクォークに比べて極端に小さい 理由も未だに判明していない。絶対質量についても上限値しか与えられていない。 クォークの中で最も重い t クォーク(175 GeV)と最も軽い u クォーク(1 MeV) の質量比が 10⁵,荷電レプトンではタウオン(1.7 GeV)と電子(0.5 MeV)の質 量比が 3 × 10³ であるのに対して,ニュートリノは質量の上限値を 1 eV として もタウオンに対して 9 桁, t クォークに対して 11 桁も小さい。

また、スピンが 1/2 のフェルミオンはスピンの自由度と粒子反粒子に対応す る自由度の計 4 つの成分をもつはずであるが、ニュートリノについては左巻き ニュートリノ ν_L と右巻き反ニュートリノ $\bar{\nu}_R$ の 2 つの成分しか観測されておら ず、右巻きニュートリノ ν_R と左巻き反ニュートリノ $\bar{\nu}_L$ は未発見である。ニュー トリノの質量を 0 とすれば 2 つの成分のみであることが許されるが、前述のとお りニュートリノは質量をもつため残り2つの自由度をどう解釈するか考えなけれ ばならない。その解釈の1つに,ニュートリノがマヨラナ性をもつという考えが ある。

1.1.2 マヨラナ性とシーソー機構

マヨラナ性とは、ある素粒子に対して粒子と反粒子の区別ができない、すな わち同じであることをいう。反粒子というのは粒子に対して質量とスピンが等し く、電荷などの正負の属性が反対のものである。ニュートリノは電荷を持たない ことから、ニュートリノがマヨラナ性をもつマヨラナ粒子である可能性がある。 しかし、ニュートリノがその反対である、粒子と反粒子の区別がつくディラック 粒子ではないという確証はない。よって、残りの自由度について2通りの解釈が 現れる(図 1.1)。



図 1.1: ニュートリノの状態に対する解釈

○ は現実に占める 2 つの状態で,× は観測されていない 2 つの状態を示す。 ニュートリノが他の荷電レプトンと同様にディラック粒子であるのならば、右巻 きニュートリノ ν_R と左巻き反ニュートリノ ν_L は何らかの理由で観測にかから ない粒子 (ステライルニュートリノ) であると解釈される。一方,ニュートリノ がマヨラナ粒子であると、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と解釈される。軽い方を ν,重い方を N とする と、N は質量が非常に大きく人工的に作り出すことができないため観測するこ とができないと考える。これらの質量固有値を m_ν, m_N とすると,次の関係式 が得られる。

$$m_{\nu} = m_D^2/m_N \tag{1.4}$$

*m_D*はディラック質量といい、そのスケールはディラック粒子である荷電レプトンやクォークと同等に小さい。この機構は、*m_N*を大きく考えるほど*m_ν*が小さくなる様子からシーソー機構と呼ばれる。シーソー機構であれば、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。そのため、ニュートリノはマヨラナ粒子であると有力視され、その検証のために世界中で実験が試みられている。そのマヨラナ性を確認できる手法として、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索が挙げられる。

1.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは、原子核内の中性子2つが陽子2つに変わり、2つの電子 と2つの反電子ニュートリノを放出する過程である。この現象ではニュートリノ を2つ放出するので、2*ν*ββ崩壊と呼ばれる。

$$2n \to 2p + 2e^- + 2\bar{\nu_e} \tag{1.5}$$

$$(Z, A) \to (Z+2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu_e}$$
 (1.6)

Z は原子番号, A は質量数である。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊は標準理論で許される反応であ り、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。これは、そ の核種では通常のベータ崩壊が起きないことを意味する (図 1.2)。



図 1.2: 二重ベータ崩壊の遷移

また、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊は上記の条件に加え、 $10^{18} \sim 10^{21}$ 年の半減期をもつ稀な現象であるため、それを起こす核種は限られている。現在までに表 1.2 に示すような核種が確認されている。

表 1.	2: =	「重べー	タ	崩壞核種
------	------	------	---	------

核種	Q值(keV)	天然存在比(%)
$^{48}_{20}\mathrm{Ca}$	4271	0.187
$^{150}_{60}{ m Nd}$	3367	5.6
$^{96}_{40}\mathrm{Zr}$	3351	2.8
$^{100}_{42}{ m Mo}$	3304	9.6
$^{82}_{34}{ m Se}$	2995	9.2
$^{116}_{48}{ m Cd}$	2802	7.5
$^{130}_{52}{ m Te}$	2533	34.5
$^{136}_{54}$ Xe	2458	8.9
$^{76}_{32}\mathrm{Ge}$	2039	7.8

1.2.1 ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊

ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊とは,ニュートリノがマヨラナ粒子 であることによって観測が期待されている現象である。原子核内で起きたベータ 崩壊 (1.7) によって生じる反電子ニュートリノは,マヨラナ性があれば電子ニュー トリノとして原子核内の中性子と反応して吸収される (1.8)。それによってニュー トリノが放出されず,2つの電子のみが放出される (1.9)。この現象ではニュート リノが放出されないので,0*ν*ββ 崩壊と呼ばれる。

$$n \to p + e^- + \bar{\nu_e} \tag{1.7}$$

$$\nu_e + n \to p + e^- \tag{1.8}$$

$$2n \to 2p + 2e^- \tag{1.9}$$

$$(Z, A) \to (Z+2, A) + 2e^{-}$$
 (1.10)

0νββ 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 が、ニュートリノのようにスケールが非常に小さい場合においてはレプトン数は 保存しないと現在では考えられている。したがって、0νββ 崩壊を観測すること ができればニュートリノがマヨラナ粒子であることが証明される。



図 1.3: 二重ベータ崩壊の 2 つのモード

 $0\nu\beta\beta$ 崩壊では電子のみ放出されるため、電子のエネルギーは反応前後の原子 核の質量差(Q値)として1つの値に定まる。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊ではニュートリノも放 出されるため、電子のエネルギーは連続スペクトルとなる(図 1.4)。



図 1.4: 二重ベータ崩壊のエネルギー分布

 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は、連続スペクトルとして観測される $2\nu\beta\beta$ 崩壊とは容易に区別す ることができるが、その発生確率の低さから未だ観測に成功していない。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は実験的な予想がされており、標的物質に占める $2\nu\beta\beta$ 崩壊 の割合 η 、検出効率 ε 、アボガドロ数 N_A 、標的物質の原子量 A、標的原子核の 質 M、観測時間 t、エネルギー分解能 ΔE 、バックグラウンド事象率 B を用い て (1.11) のように表される。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto (\ln 2)\eta \varepsilon \frac{N_A}{A} \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}}$$
 (1.11)

半減期の測定を正確なものに近づけるには、存在率の高い核種を大量に用い、 バックグラウンドをできるだけ小さくし、検出器のエネルギー分解能を高める (分解能が高いほど ΔE の値は小さくなる) ことが求められる。さらに、ニュー トリノの有効質量 m_{ν} を用いて $0\nu\beta\beta$ 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 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ を用いて (1.12) の ように表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2$$
(1.12)

したがって, 0*ν*ββ 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。

また,ニュートリノ振動実験から $|m_3^2 - m_2^2| > |m_2^2 - m_1^2|$ であることと,太陽 ニュートリノ観測での物質効果から $m_2 > m_1$ が決まっているが, $m_3 \ge m_2$ の 大小関係は決まっていない。これを質量階層構造といい, $m_3 > m_2 > m_1$ の順 階層構造 (NO) $\geq m_2 > m_1 > m_3$ の逆階層構造 (IO) の2つの可能性がある。 最も軽いニュートリノを $m_{lightest}$ として横軸にとると,質量階層構造に応じて $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の許容範囲が与えられるが,理論的に不定性があるため幅をもつ。



図 1.5: ニュートリノ有効質量の許容範囲

1.2.2 主な二重ベータ崩壊探索実験

KamLAND-Zen 実験

Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector Zero neutrino double beta decay Serch

KamLAND-Zen 実験は¹³⁶Xe を用いた 0νββ 崩壊探索実験であり、岐阜県神 岡鉱山の地下 1000 m に検出器があるため、宇宙線ミューオンなどによるバック グラウンドを低減している。検出器のミニバルーンはキセノンガスを含んだ液体 シンチレータで満たされており、¹³⁶Xe の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の観測を目指している。2019 年より行われている KamLAND-Zen800 実験では、半減期の下限値 2.3 × 10²⁶ 年が得られている [7]。

EXO 実験

Enriched Xenon Observatory

アメリカで行われている EXO 実験は KamLAND-Zen 実験と同様に¹³⁶Xe 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,液化させたキセノンによるシンチレーション光と 組み合わせることでエネルギー分解能を向上している。半減期の下限値 3.5×10²⁵ 年が得られている [8]。

NEXT 実験

Neutrino Experiment with a Xenon TPC

スペインで行われている NEXT 実験は高圧のキセノンガス TPC を用いた 実験である。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊による電子の飛跡は、増幅によるばらつきがない EL (electroluminescence) 光として高いエネルギー分解能で検出される。半減期の 下限値 2.34 × 10²¹ 年が得られている [9]。

GERDA 実験

Germanium Detector Array

イタリアで行われている GERDA 実験は高純度の ⁷⁶Ge 半導体を用いて ⁷⁶Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を高エネルギー分解能で観測する実験である。半減期の下限値 1.8×10^{26} 年が得られている [10]。

CUORE 実験

Cryogenic Underground Observatory for Rate Events

GERDA 実験と同じくイタリアで行われている CUROE 実験は酸化テルル TeO₂ 結晶を用いて ¹³⁰Te の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索する実験である。超低温に冷やし た結晶を熱量計として用い, $0\nu\beta\beta$ 崩壊による電子のエネルギーを温度変化とし て検出する。半減期の下限値 2.2 × 10²⁵ 年が得られている [11]。

第2章 ZICOS実験

本研究室では、⁹⁶Zr 錯体を溶解させた有機液体シンチレータを用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊 探索実験である ZICOS 実験(Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double bata decay experiment)を計画している。⁹⁶Zr は表 1.2 にあるよう に二重ベータ崩壊核種のうち 3 番目に大きな Q 値を持っている。

2.1 検出器概要

ZICOS 検出器は 20 インチの光電子増倍管(PMT)を 650 個取り付けた半径 4.0 m の球状フレームと液体シンチレータを充填した半径 3.5 m のバルーンから 構成されている。PMT によって,後述するシンチレーション光やチェレンコフ 光を観測することで 0νββ 崩壊事象を探索する。検出器は外部からのガンマ線や 中性子線を除去するために高さ 10 m,半径 5 m の円筒型の純水で満たされた水 槽に設置する。



図 2.1: ZICOS 検出器のイメージ

2.1.1 シンチレータ

シンチレータとは、後述するシンチレーション光を放つ物質である。使用する 液体シンチレータは、テトラキス(アセト酢酸イソプロピル)ジルコニウム(略 式:Zr(iprac)4、化学式:Zr(CH₃CCOCHCOOCH(CH₃)₂)₄、分子量:63.87)を アニソールに 10 wt%溶解させ、第1蛍光溶質として PPO(2,5 ジフェニルオキサ ゾール)(化学式:C₁₅H₁₁NO,分子量 108.14)を10 wt%,第2蛍光溶質として POPOP(1,4-ビス[5-フェニル-2-オキサゾリル]ベンゼン)(化学式:C₂₄H₁₆N₂O₂) を1wt%溶解させたものを用いる。この液体シンチレータは汎用の液体シンチ レータである BC505 に対して 49%の集光量かつ ⁹⁶Zr のQ値である 3350 keV 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。

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	$C_6H_5OCH_3$
分子量	108.14
形状	液体
色	無色透明
におい	エーテル臭
融点/沸点	$156^{\circ}\mathrm{C}/\text{-}37^{\circ}\mathrm{C}$
引火点	$43^{\circ}\mathrm{C}$
発火点	$475^{\circ}\mathrm{C}$
密度	$0.99 \mathrm{g/cm^3} (20^{\circ}\mathrm{C})$
屈折率	1.52

表 2.1: アニソールの性質

2.1.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube) はシンチレータからの微弱な光を電子 に変換し、増幅する真空管である。真空管は一般的にガラス管に封じられており、 入射窓、光電面(陰極)、集束電極、電子増倍部(ダイノード)、陽極より構成 されている(図 2.2)。



図 2.2: 光電子増倍管 (PMT)の構造図

PMT に入射した光は、窓を透過して光電面内の電子を励起し、光電効果によっ て真空中に光電子が放出される。光電子は集束電極で加速しながら集束し、1つ 目のダイノードに衝突して二次電子を放出することで電子は増倍する。その過程 を最終ダイノードまで繰り返すことで、二次電子は最終的に 10⁶ ~ 10⁷ 倍にな り、陽極から電気信号として出力される。したがって、電気信号の強さは光量に 比例する。

2.2 バックグラウンド除去

0νββ 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。内側のバルーンにはトリウム系列の放射性物質が付着して おり,その系列にある²⁰⁸Tlが放出するベータ線やガンマ線のエネルギー総量が 3~4MeVであるため,⁹⁶ZrのQ値と重なっている。また,放出されるベータ 線とガンマ線は離れた箇所で反応するため,バルーンから離れた事象を選択して も光量重心を求めるとそれらの中点で1つの事象が起きているように計算されて しまう。よって,ZICOS実験においては²⁰⁸Tlによるバックグラウンドを除去 しなければならない。



図 2.3: KamLAND-Zen によるバックグラウンドを含むエネルギースペクトル

ベータ線やガンマ線によって散乱される電子はシンチレータ内での相互作用に よって、シンチレーション光やチェレンコフ光を発する。²⁰⁸Tl 崩壊事象はガン マ線を放出する点で通常のベータ線による事象や 0νββ 崩壊事象と異なる。解析 ではシンチレーション光とチェレンコフ光の情報から平均角を求め、背景事象の 平均角が他の事象と異なるかどうかを確認する。

2.2.1 シンチレーション光

電子のような荷電粒子が物質を通過する際に物質中の電子が励起されることが ある。その励起状態が定常状態に戻るとき,それらの差分のエネルギーに比例し た強度の光が等方向に放出される。この光をシンチレーション光と呼び,シンチ レーション光を放つ物質をシンチレータと呼ぶ。

2.2.2 チェレンコフ光

光の速さは真空での光速 c を通過する物質の絶対屈折率 n で除したもの (c/n) として与えられるが,高速の荷電粒子がこの速度を超えると飛跡の各点から発生 した電磁波の波面がそろい,円錐状に広がる電磁気的衝撃波を放つ。このように 生じる光をチェレンコフ光と呼ぶ。荷電粒子の運動方向に対する角度 θ のことを チェレンコフ角と呼び、以下の式で表される。ただし、 $\beta = v/c$ とする。

 $cos\theta = \frac{1}{n\beta}$

図 2.4: チェレンコフ光

アニソールの場合は屈折率 n = 1.52 であるから、チェレンコフ角は約 48 度である。

また,荷電粒子がチェレンコフ光を出すのに最小なエネルギーをチェレンコフ 閾値と呼ぶ。チェレンコフ閾値 *E*_{th} は以下の式で求めることができる。

$$E_{th} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}mc^2 \tag{2.2}$$

(2.1)

2.2.3 平均角

平均角(averaged angle)とはチェレンコフ光の位相情報である。まず,チェ レンコフ光を検知した PMT と観測によって再構成された発光点の方向ベクトル の和をとることで電子の運動方向(average direction)を求めることができる。 この方向に対する各 PMT のずれの角度を足し合わせ,検知した PMT の数で除 することで平均のずれの角度を求めることができる。この値を平均角と定義す る。1つの電子による平均角を正確に算出することができればそれはチェレンコ フ角と等しくなる。

平均方向 =
$$\sum_{i}^{n} d_{i}$$
 (2.3)

平均角 =
$$\frac{\sum\limits_{i=1}^{n} \theta_i}{n}$$
 (2.4)





図 2.6: 背景事象のイメージ

第3章 UNI-ZICOS 実験

3.1 検出器概要

本研究では ZICOS 検出器のプロトタイプである UNI-ZICOS 検出器を用いて 観測を行い,平均角を求める。UNI-ZICOS 検出器は切頂二十面体の型に液体シ ンチレータで満たした球形のフラスコを設置したものである。切頂二十面体の型 は PMT を差し込む位置に穴があけられている。PMT は全部で 51 本用い,底の 部分には径の大きい PMT を用いている。PMT の位置は底部の大きい PMT を 除いて切頂二十面体の頂点の位置にある。トリガーとして PMT を 2 本使用し, 昨年の地震で PMT が 5 本壊れてしまったので,データ取得に用いた PMT は 44 本である。



図 3.1: UNI-ZICOS 検出器のイメージ

ここでは, x 軸と y 軸は水平面上にあり, z 軸が平面に垂直な方向にあると定 義する。線源の位置は z の正方向である。



図 3.2: UNI-ZICOS 実験のセットアップ

ベータ線やガンマ線によって散乱された電子は液体シンチレータ内でシンチ レーション光やチェレンコフ光を放つ。シンチレーション光を検出器最底部の PMT と最上部の列に設置されている PMT の1つによって同時に検知したとき に全 PMT に対してトリガーをかけ、その間だけデータを取得する。

3.1.1 FADC

FADC(Flach ADC)とは ADC(Analog to Digital Converter)の一種であ る。ADC はアナログデジタル変換回路ともいい,連続的なアナログ信号を離散 的なデジタル信号に変換する。計測器からの出力信号の多くはアナログ信号で あるがコンピュータで処理できるのはデジタル信号であるため変換する必要があ る。通常は1つのコンパレータ(比較機)が1bitの変換を行う。





FADC では *n* bit の変換に対して $2^n - 1$ 個のコンパレータによって処理をする ため他種の ADC よりも高速に処理することができ,時間分解能が高いという特 徴がある。

3.1.2 モジュール

モジュールとは計測システム構成要素のことであり,目的に応じて様々なモ ジュールを用いて計測を行う。

アンプ (amp)

入力される信号を増幅させる装置である。信号が小さくて波形が不明瞭なとき に用いる。

アッテネータ (attenuator)

減衰機とも呼ばれ,信号のオーバーフローを防ぐために適切なレベルまで減衰 させる装置である。db単位で信号をどの程度減衰させるかを選択することがで きる。

ディスクリミネータ (discriminator)

設定した値(閾値)より高い信号が入力された際に任意の時間幅をもつ矩形波 を出力する装置である。設定した値よりも低い信号に対しては矩形波を出力しな いので、ノイズなどの不要な部分を除去することができる。

ゲートジェネレータ (gate generator)

入力された信号に対して任意の時間幅,遅延時間で信号を出力する装置であ る。任意の時間幅の信号を入手したいときに用いられる。

ディバイダ (divider)

入力された信号を等分して複数の装置に出力するための装置である。信号を複 製するのではなく等分するため出力先の信号は小さくなる。

コインシデンス (coincidence)

2つの入力された信号が時間的に重なったときに任意の時間幅をもつ矩形波を 出力する装置である。時間的に同様の信号が入力されることが期待される事象を 測定する際に用いることで,ノイズなどの重ならなかった信号を除去することが できる。VETO 端子を用いると任意の時間幅内に複数の事象が重なった時に矩 形波が重なって出力されるのを防ぐことができる。



図 3.4: 入力信号の概略図

3.1.3 波形選択

チェレンコフ光が含まれる事象を選択するにはシンチレーション光と区別しな ければならない。本研究ではシンチレーション光のテンプレートを用いること でチェレンコフ光だと考えられる事象を選択した。テンプレートとは, 典型的な シンチレーション光の波形を時間ごとの光量割合で算出して平均したものであ る。観測されるシンチレーション光は光量によって波形の高さが異なるためその まま平均化することはできないが、波形を任意の時間幅で積分した値を総光量 (Q_{total})とし、総光量に対して時間ごとの光量(Q_{time})が占める割合(Q_{ratio}) を算出することで平均化することができる。

$$Q_{ratio} = \frac{Q_{time}}{Q_{total}} \tag{3.1}$$

チェレンコフ光はシンチレーション光よりも光量が小さいが,立ち上がり時間 がシンチレーション光よりも早いことが知られている。また,チェレンコフ光が 放出されるほどのエネルギーがあればシンチレーション光も必ず放出されるた め,選択する事象はチェレンコフ光とシンチレーション光が重なっているもので ある。したがって,シンチレーション光のテンプレートを用いることでチェレン コフ光が含まれる事象と区別することができる。



図 3.5: 典型的な波形

60 ns にシンチレーション光のピークがくるように設定し,60 ns より早いところに小さめのピークがあれば,その部分をテンプレートを用いて χ^2 を計算することによってチェレンコフ光が含まれていると区別することができる。

$$\chi^{2} = \sum \frac{(Mean - Q_{ratio})^{2}}{(RMS)^{2}}$$
(3.2)

Mean と RMS はテンプレートの値で、 Q_{ratio} は観測データである。

3.1.4 事象発生地点再構成

検出器では光量しか観測できないため,事象発生地点は光量を各 PMT が受け た光量を用いて算出しなければならない。シンチレーション光は等方的に放出さ れるため,仮に1つの事象に対して各 PMT の受けた光量が同じ値であればその 事象はフラスコの中心で発生したことになる。同様に1つの事象に対してある領 域の PMT が受けた光量が高く,その反対側の領域の PMT が受けた光量が少な ければ,受けた光量が高い PMT 側にその事象の発光点があると考えられる。

3.2 ゲイン調整

各 PMT はそれぞれ光量に対してどの程度電気信号を出力するかという電流増 倍率(ゲイン)が異なっているため、すべての PMT に同じ電圧をかけて使用し ても同じ電気信号が出力されるとは限らない。よって、等しい光量に対して等し い電気信号が出力されるようにゲインを調整しなければならない。ゲイン µ は 以下の式で表される。

$$\mu = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} V^{kn}$$
(3.3)

aは定数, nはダイノードの数, kは電極の構造や材質で決まる値で 0.7 ~ 0.8 の値をとる。今回は ¹³³Ba のガンマ線によるシンチレーション光を基準とし, す べての PMT のゲインを調整した。



図 3.6: ゲイン調整のセットアップ

3.3 ⁶⁰Coによる平均角の確認

UNI-ZICOS 実験では²⁰⁸Tlの疑似背景事象を再現するために⁶⁰Coを用いる。 ⁶⁰Coの半減期は5.27年で,99.88%で0.318MeVのベータ線,0.12%で1.49MeV のベータ線を放出する。さらに0.318MeVのベータ線は2段階の崩壊を起こし, 1.17MeV,1.33MeVのガンマ線を放出する。1.49MeVのベータ線は1.33MeVの ガンマ線を放出し,⁶⁰Niとなり安定する。ガンマ線はシンチレータとの相互作用 でコンプトン散乱を起こすが,散乱電子のエネルギーはガンマ線のエネルギー, 散乱角などによって求めることができる。コンプトン散乱した電子のエネルギー はエネルギー保存,運動量保存の式を用いて以下のように求められる。

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \tag{3.4}$$

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' + E_{e^-} \tag{3.5}$$

 E_{γ} は入射ガンマ線, E'_{γ} は散乱ガンマ線のエネルギー, θ は散乱角である。入 射するガンマ線を 1.33 MeV,散乱角 $\theta = 180^{\circ}$ とすると散乱電子の最大のエネル ギーは $E_{e^-} = 1.12$ MeV となる。 フラスコ内の液体シンチレータの上部からホルダーに入れた線源を吊るし,線 源から飛び出す放射線による液体シンチレータの反応を PMT で観測する。線源 を置くホルダーには直径 6mm の穴があり,そこに ⁶⁰Co のベータ崩壊の 99%を 占める 0.31 MeV のベータ線を十分に遮断することのできる 0.3 mm の Al 板を 設置する。これにより 1%の 1.49 MeV のベータ線による現象と 99%のガンマ線 のみによる現象を観測することができる。次に 1.49 MeV のベータ線も遮断する ため厚さ 3 mm の Al 板を設置してガンマ線のみの事象を観測する。これら 2 つ の差をとることで,ベータ線とガンマ線が同時に発生する現象のみのデータと して扱い, ²⁰⁸Tl の疑似背景事象とする。ベータ線の飛程 R (g/cm²) はベータ 線のエネルギーを E (MeV) として以下の式から求められる。ただし, (3.6) は 0.15 < E < 0.8, (3.7) は 0.8 < E である。

$$R = 0.407 E^{1.38} \tag{3.6}$$



$$R = 0.542E - 0.133 \tag{3.7}$$

図 3.7: ホルダー

3.3.1 データの選択

1.49 MeV のベータ線が含まれているデータの大半はガンマ線によるコンプト ン電子であるため、ベータ線とガンマ線が同時に発生した事象の全体に占める 割合が小さい。よって、平均角を求めるためにはガンマ線による事象を除いて、 ベータ線とガンマ線が同時に発生したと考えられる部分のデータを選択しなけれ ばならない。ここでは、ベータ線とガンマ線が同時に発生する事象を βγ 崩壊事 象と呼ぶ。

図 3.8 はすべての PMT が受けた光量を合計したもの(total charge)の分布 である。βγ 崩壊事象が含まれているデータはプロット,ガンマ線のみのデータ はヒストグラムで表している。光量の低いところはノイズなどのバックグラウン



図 3.8: 光量分布

ドが非常に多く存在し,膨大なデータ量になってしまうため光量の下限を 90000 とした。

2つのデータを比較するためにはゲインが同じであることを確認しなければな らない。この観測ではバックグラウンドとして宇宙線ミューオンが存在するはず であり,両者とも光量約 500000 あたりに宇宙線ミューオンだと考えられるピー クがある。一定のエネルギーである宇宙線ミューオンのピークが重なっているた め,ゲインは同じであると判断した。

図 3.8 の (b) は光量の低い領域の分布である。光量が 145000 未満で確認でき る差は $\beta\gamma$ 崩壊事象によるものであるため、光量が 145000 未満という条件を以 降の解析に用いる。



図 3.9: z 方向の事象発生地点分布

図 3.9 は計算によって再構成した事象発生地点の z 方向分布である。光量が 90000 から 145000 のデータのみを使用している。ベータ線が液体シンチレータ で減衰することを考慮すると、線源は z の正にあるため $\beta\gamma$ 崩壊事象は z の正 に集まるはずであり、シミュレーションによっても示されている。しかし、観測 データでは z の負に超過が確認できる。これは事象発生地点を再構成するプログ ラムが正しく機能していないことによって発生したと考え、以降の解析には z が 正の部分を用いる。

図 3.10 は $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ と定義したときの R 分布である。光量が 90000 か



図 3.10: 水平方向の事象発生半径分布

ら 145000 で z が正のデータのみを使用している。線源は z 軸の負の方向にコリ メートされているので、立体角を考慮しても R の小さいところに βγ 崩壊事象 が集まるはずであり、シミュレーションによっても示されている。しかし、観測 データでは全体的に超過が確認できる。これも事象発生地点を再構成するプログ ラムが正しく機能していないことによって発生したと考える。

これらの結果から、 $\beta\gamma$ 崩壊事象の平均角を算出するために光量を Q として 90000 < Q < 145000, z > 0, R < 10 を満たすデータを選択する。

3.3.2 *β*γ崩壊事象の平均角分布

3.3.1 で選択したデータを用いて βγ 崩壊事象の平均角を算出した。(図 3.11)。



図 3.11: βγ 崩壊事象の平均角

(a) には $\beta\gamma$ 崩壊事象が含まれているデータをプロット,ガンマ線のみのデー タをヒストグラムで表している。 $\beta\gamma$ 崩壊事象が含まれているデータからガンマ線 のみのデータを差し引くことで $\beta\gamma$ 崩壊事象のみを抜き出すことができる。3 mm の Al 板にガンマ線が約 5%吸収されることを考慮して差し引いた平均角分布が (b) である。ガンマ線吸収の計算は元の光子束を ϕ_0 ,吸収後の光子束を ϕ ,線 減弱係数を μ ,物質の厚みを x として以下のように計算した。

$$\phi = \phi_0 e^{-\mu x} \tag{3.8}$$

(b) では約 60 度と約 40 度にピークが確認できる。シミュレーションの分布 と比べると約 60 度は再現しているが約 40 度は再現していない。

ベータ線は液体シンチレータで減衰するため事象は検出器の上部に集まるはず である。液体シンチレータの屈折率を考慮すると上部での事象は液面やフラスコ によって全反射をする。シミュレーションでは反射は考慮されていない。そのた め、この分析では光量 90000 未満のシンチレーション光によるベータ線の事象を 使用していないが、反射によってシミュレーションよりも観測データの光量が大 きくなる可能性がある。

この観点から, *β*γ 崩壊事象に含まれるベータ崩壊のみの事象が約 40 度のピー クを形成している可能性があるため,ベータ線源を用いてそれを確認する。

3.4 ⁹⁰Sr による平均角の確認

ベータ線源として ⁹⁰Sr を用いる。⁹⁰Sr は半減期 28.79 年で 0.55 Mev のベータ 線を放出して ⁹⁰Y に崩壊し, ⁹⁰Y は半減期 64 時間で 2.28 MeV のベータ線を放 出して ⁹⁰Zr に崩壊する。純粋な ⁹⁰Sr には ⁹⁰Y が含まれないが,一か月ほどで量 的比率が一定となる放射平衡に達し,⁹⁰Y を定常的に含むようになる。ここでは ベータ線による平均角の情報を確認するだけなのでエネルギーを ⁶⁰Co と完全に 合わせる必要はない。



図 3.12: ⁹⁰Sr による光量分布

図 3.12 に ⁹⁰Sr による光量分布を示す。⁶⁰Co の分析で選択した範囲(90000 < *Q* < 145000)にデータがないため、約 40 度に形成されたピークはベータ崩壊のみの事象によるものではないと考えられる。

本研究では新たにゲイン調整を行ったが,それを行う前に実施された同じ解析 プログラムを用いた先行実験による予測でも同様に2つのピーク確認できたた め,本研究は再現性があるといえる。 約40度に形成されたピークは波形選択プログラムおよび事象発生地点再構成 プログラムの一部が正常に動作していないことが原因の一つとして考えられる。 波形選択プログラムでは χ^2 を用いているが,非常に光量の大きいシンチレーショ ン光に対して χ^2 の値が大きくなっている場合や,チェレンコフ光が含まれるシ ンチレーション光とチェレンコフ光ほどの光量のシンチレーション光と通常のシ ンチレーション光が連続で観測された事象の区別ができていない可能性がある。 また,事象発生地点再構成プログラムでは全反射によって PMT が光量を多く受 け取っている場合を考慮していないため,フラスコの壁面近くで起こっている事 象に対して正確に機能していない可能性がある。よって,これらのプログラムの 改良が今後の展望である。

第4章 結論

UNI-ZICOS 検出器を用いた観測では,新たにゲイン調整を行った後でも同じ 解析プログラムを使用したシミュレーションや先行実験からの予測を再現するこ とができた。

 208 Tl の疑似背景事象として用いた 60 Co の $\beta\gamma$ 崩壊事象から得られたデータ の平均角は約 60 度であり,通常の電子のチェレンコフ角 48 度とは異なるため, ZICOS 実験において平均角は 208 Tl の背景事象除去に使用できると考えられる。

参考文献

- [1] 白井淳平, 末包文彦. ニュートリノ物理学. 朝倉書店, 2021.
- [2] 浜松ホトニクス. 光電子増倍管ーその基礎と応用ー. 第4版, 浜松ホトニクス, 2017.
- [3] C. Sutton 著. 鈴木厚人訳. ニュートリノでめぐる素粒子 · 宇宙の旅. 丸善出版, 2012.
- [4] 原康夫, 稲見武夫, 青木健一郎. 素粒子物理学. 朝倉書店, 2000.
- [5] 長島順清.素粒子標準理論と実験的基礎.朝倉書店, 1999.
- [6] 中村誠太郎編. 大学院素粒子物理 1. 講談社, 1997.
- [7] S.Abe et al. Search for the majorana nature of neutrinos in the inverted mass ordering region with kamland-zen, Phys. Rev. Lett. 130, 051801, 2023.
- [8] G.Anton et al. Search for Neutrinoless Double-β Decay with Complete EXO-200 Dataset, Phys. Rev. Lett. 123, 161802, 2019.
- [9] P.Novella et al. Measurement of the ¹³⁶Xe two-neutrino double-β-decay half-life direct background subtraction in NEXT, Phys. Rev. C 105, 055501, 2022.
- [10] M.Agostini et al. Final Results Gerda on the Search for Neutrinoless Double-β Decay, Phys. Rev. Lett. 125, 252502, 2020.
- [11] D.Q.Adams et al. Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUROE, Nature 604, 7904, 2022.
- [12] 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.
- [13] 亀井雄斗.メタルスカベンジャーによる KamLAND 検出器の極低放射能化.
 修士論文,東北大学, 2019.
- [14] 安齊太亮. 宇宙線ミュー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.
- [15] 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.

[16] 那仁格日楽. 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.

謝辞

本研究を進めるにあたって指導教官である福田善之先生には放射線に関する毎 週の勉強会を始め実験の進め方や結果の解釈など多くのことをご指導いただきま した。私自身の準備や考察が足りない時に鋭いご指摘をいただきながら研究を進 めることができたのは非常に有意義な経験でした。この経験を今後の勉強や研究 に活かして理科教員としての素養を高めようと考えております。お忙しい中最後 までご指導頂いたことにこの場を借りて心より御礼申し上げます。

また,研究を進める上での心の支えとして家族や友人など多くの人にお世話に なりました。特に,大学生活の苦楽を共に過ごしてきた理科教育専攻,理科コー スの皆様は,分野は異なりますが共に卒業研究を進めていたという点で私にとっ ての刺激となり活力となっていました。改めて心より感謝申し上げます。