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

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

清水智仁

令和4年2月8日

要旨

ニュートリノ振動によってニュートリノ が質量を持つことが明らかになったが、 その質量は有限で極めて小さく、またその絶対値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ことを自然と説明することが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ことが前提とされており、ニュートリノのマ ヨラナ性を示すことができるニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊現象探 索実験は世界中で行われている。本研究室ではニュートリノを放出しない二重 ベータ崩壊現象の発見を目的とした ZICOS 実験を計画している。これまでには ZICOS 実験での低バックグラウンド環境を実現するために、ニュートリノを放 出しない二重ベータ崩壊事象発見のための大きなバックグランドとなる²⁰⁸Tlに よる崩壊事象と、二重ベータ崩壊現象によるチェレンコフ光の区別することに よって²⁰⁸Tl 崩壊事象の 93% を除去するバックグランドの除去法をシミュレー ションによって確立した。実際にはチェレンコフ光だけでなく、検出器内にはシ ンチレーション光がチェレンコフ光より大きい光量で存在しているため、シンチ レーション光とチェレンコフ光の区別が求められる。本研究では UNI-ZICOS 検 出器の前段階である HUNI-ZICOS 検出器を用い、⁸⁸Y によってシンチレーショ ン光及びチェレンコフ光を主なイベントとして検出器内で発生させ、シンチレー ション光とチェレンコフ光の発光機構の違いによって考えられる平均角の差によ る情報などを用いることによって2つの光を区別することが可能と考え、チェレ ンコフ光のテンプレートを作成し、それを用いてチェレンコフ光による平均角を 求めることができた。

目 次

| 第1章 | 序論 | 1 |
|-----|---------------------------------------|----|
| 1.1 | ニュートリノ | 1 |
| 1.2 | 二重ベータ崩壊 | 2 |
| 1.3 | ニュートリノのマヨラナ性 | 4 |
| 1.4 | 主な二重ベータ崩壊探索実験........................ | 5 |
| | 1.4.1 KamLAND-Zen | 5 |
| | 1.4.2 EXO-200 | 6 |
| | 1.4.3 GERDA | 6 |
| | 1.4.4 SNO+ | 6 |
| | | |
| 第2章 | 研究の背景 | 7 |
| 2.1 | ZICOS 実験 | 7 |
| | 2.1.1 バックグラウンドの除去 | 8 |
| | 2.1.2 シンチレーション光 | 8 |
| | 2.1.3 チェレンコフ光 | 9 |
| | 2.1.4 平均角 | 10 |
| 2.2 | 検出器 | 11 |
| | 2.2.1 光電子増倍管 (PMT) | 11 |
| | 2.2.2 FADC | 12 |
| 2.3 | HUNI-ZICOS | 13 |
| | 2.3.1 テンプレートの作成 | 14 |
| | 2.3.2 チェレンコフ光による平均角 | 17 |
| | 2.3.3 シンチレーション光とチェレンコフ光の区別 | 18 |
| | | |

第3章 結論

 $\mathbf{22}$

図目次

| 1.1 | 二重ベータ崩壊モード 2 |
|------|-------------------------------------|
| 1.2 | 二重ベータ崩壊の二つのモード 3 |
| 1.3 | 二重ベータ崩壊のエネルギー分布5 |
| | |
| 2.1 | ZICOS 実験における検出器のイメージ 7 |
| 2.2 | アニソールの構造式 9 |
| 2.3 | チェレンコフ光 10 |
| 2.4 | 平均角 11 |
| 2.5 | 光電子増倍管の概略図 11 |
| 2.6 | ADC |
| 2.7 | HUNI-ZICOS |
| 2.8 | 波形例 14 |
| 2.9 | cherenkov template before selection |
| 2.10 | χ^2 分布 17 |
| 2.11 | チェレンコフ光における平均角 18 |
| 2.12 | ヒット数の分布 18 |
| 2.13 | total charge 分布 18 |
| 2.14 | シンチレーション光の charge ratio 50-55 |
| 2.15 | シンチレーション光の charge ratio56-60 20 |
| 2.16 | χ 2 乗分布 21 |

表目次

| 1.1 | 標準模型における素粒子 | 1 |
|-----|-----------------------------|----|
| 1.2 | 二重ベータ崩壊核種 | 4 |
| 2.1 | アニソールの物理的及び科学的性質........... | 9 |
| 2.2 | チェレンコフ光のテンプレート | 15 |

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

物質は素粒子と呼ばれる最小単位から構成されている。素粒子はスピンと呼ば れる角運動量を持ち,スピンがディラック定数 *h* = *h*/2π の整数倍であるか,半 整数倍であるかでフェルミオンとボソンとで区別されている。フェルミオンはさ らに粒子の持つ電荷やスピン,どの力による相互作用を受けるかどうかによって 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。ニュー

| フェルミオン | | | | | ボン | ソン | |
|--------|---|---|---------|------------|--------------|----------|---|
| クォーク | | | レ | ゙゚プト | ン | γ | g |
| u | c | t | ν_e | $ u_{\mu}$ | ν_{τ} | W | Z |
| d | s | b | e | μ | au | H | |

表 1.1: 標準模型における素粒子

トリノは質量によってニュートリノ1,ニュートリノ2,ニュートリノ3に分類 され、また、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノにフレー バーによる分類がなされる。ニュートリノは粒子の性質をもつと同時に、波と しての性質も持つ。質量によって分類されるニュートリノ1,2,3 はそれぞれ異な る振動数を持ち、それらが重ね合わさる(混合する)ことで波の位相が変化し、 ニュートリノのフレーバーの種類が変わっている。この現象をニュートリノ振動 といい、これはニュートリノが質量を持つ時に起こる現象である。ところで、素 粒子間にはたら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。それらの力はそれぞれ別の粒子によって媒介されている。ニュートリノは 色荷を持たないため、強い力を受けない。強い相互作用もそれによって起こさな い。さらにニュートリノは電荷も持たないため、ニュートリノの発見は非常に困 難であった。ニュートリノの発見は、ベータ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に始まった。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。

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

ベータ崩壊によって放出されるベータ線即ち電子は上記 (1.1) 式に示すような 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より,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はずであるが, 実際には電子のエネルギーは連続したスペクトルとして観測される。また,これ までの物理学では保存されると考えられてきた角運動量も反応の前後で保存され ないことが分かっていた。ここでヴォルフガング・パウリはベータ崩壊が2体崩 壊ではなく、未知の粒子が存在し、介在する三体崩壊だと考え、その未知の粒子 がエネルギーを持っていると考えることで電子のエネルギーが連続したスペクト ルとして現れるのではないかと考えた。この未知の粒子を当時ニュートロンと呼 んだが、ニュートロンという名は後に発見された中性子に与えられ、未知の粒子 はニュートリノと呼ばれることとなった。ニュートリノは非常に高い透過性を持 つため、観測が非常に困難であったが、ライネスとコーワンが原子炉内で発生す る反電子ニュートリノを塩化ガドミウムを用いたシンチレータ検出器でそれを捉 えた。この発見により、ベータ崩壊は以下の式で表されるようになった。

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

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お起こり,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のみ許され, 二重ベータ崩壊は同質量数の原子核のなかで二番目に質量が小さく,かつベータ 崩壊で生成される娘核のほう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。



図 1.1: 二重ベータ崩壊モード

その二重ベータ崩壊には2つのモードが考えられる (図1.2)。1つは通常のベー タ崩壊が同一の原子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 組みの中でも許される。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2νββ と呼ばれる。Zを原子番号,A を質量数として その過程を以下に示す。

$$2n \to 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \tag{1.3}$$

$$(Z, A) \to (Z+2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$
 (1.4)

一方,もう一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 リノを放出しない二重ベータ崩壊,又は0νββと呼ぶ。同様にして以下に示す。

$$n \to p + e^- + \quad \bar{\nu}_e \tag{1.5}$$

$$\nu_e \quad +n \to p + e^- \tag{1.6}$$

$$(Z, A) \to (Z+2, A) + 2e^{-}$$
 (1.7)

(1.6) 式は逆ベータ崩壊と呼ばれる。2v モードの二重ベータ崩壊はレプトン数は 保存されるが、0v 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、ニュートリノがマヨラナ粒子であれ ば、すなわちニュートリノが反ニュートリノとして扱われれば、この現象は起こ りうる。現在はこのようにかなり小さいスケールの反応においてはレプトン数 保存則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を与えたとき、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。



図 1.2: 二重ベータ崩壊の二つのモード

 $2\nu\beta\beta$ 崩壊は弱い相互作用の2次の過程であり,非常にまれな現象である。先にも述べ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く、半減期は $10^{18} \sim 10^{21}$ 程度である。このような原理から二重ベータ崩壊が起こる核種は限られており、現在までには以下の核種で確認されている。[1]

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

表 1.2: 二重ベータ崩壊核種

また半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は原子核の自然存在率 a, 標的原子核の質量 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,

$$T_{1/2}^{0\nu} \sim a \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}} \tag{1.8}$$

と表される。[6] この式を参照すると、0νββの観測には存在率の高い核種を大量 に用いること、極低バックグラウンド環境を作ること、検出器のエネルギー分解 能を高めることが必要であることが分かる。通常の二重ベータ崩壊はニュートリ ノを放出するため、放出される2つの電子のエネルギーの和は連続スペクトル になる。一方、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊はニュートリノが放出 されないため、反応前後の原子核のQ値(質量差)によって1つの値に定まる。 (図 1.3) これによって電子のエネルギースペクトルを観測する事で用意に区別が つくが、非常にまれな現象であるため、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩 壊は未だ確認されていない。

1.3 ニュートリノのマヨラナ性

ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、シーソー機構によって、質量が有限だ が、極めて小さな質量を持つことを説明することができる。また、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が、一方でそれとは対照的な右



図 1.3: 二重ベータ崩壊のエネルギー分布

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な極めて重い質量を持つとされるステライルニュートリノの存在も予言されており,その質量は10¹⁶GeV 程度と考えられている。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。

$$\left(\begin{array}{cc} 0 & m \\ 0 & M \end{array}\right) \tag{1.9}$$

この質量行列を対角化すると、質量の固有値が2つ求まる。観測される左巻き ニュートリノの質量が非常に小さいことを考えると2つの固有値がも求められ、 2つの固有値, (*M*_ν, *M*_N)の間には以下のような関係式が成り立つ。

$$M_{\nu} = M_D^2 / M_N \tag{1.10}$$

ここで *M_D* はディラック粒子である荷電レプトンとクォークの質量のスケール と考えることができる。この式をシーソー関係式と呼ぶ。

1.4 主な二重ベータ崩壊探索実験

1.4.1 KamLAND-Zen

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

 ^{136}Xe を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験で、岐阜県神岡鉱山の地下にあるため超低バッ クグラウンドを実現している。検出器中央部のミニバルーンにはキセノンガスを 重量比で 3.2%含んだ液体シンチレータで満たしており、 136^{Xe} の 2 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することによってとらえ る。半減期について $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$ 年の世界で最も厳しい制限を与えている。

1.4.2 EXO-200

Enriched Xenon Observatory

アメリカで行われている EXO-200 はキセノンガスを液化し,TPC(Time Projection Chamber) として用いる実験である。円筒状の容器に液体やガスを入れ, 電圧を容器にかける。 $0\nu\beta\beta$ が発生した際に生じる電子はシンチレーション光を APDs(Avalanche Photodiodes) 二より捉える。半減期について $T_{1/2}^{0\nu} > 3.5 \times 10^{25}$ の制限を与えている。これはKamLAND-Zen 実験の結果と誤差の範囲で一致し ている。

1.4.3 GERDA

Germanium Detector Array

イタリアのグランサッソー地下施設でゲルマニウム半導体検出器を用いた探 索実験で、二重ベータ崩壊核として ⁷⁶Ge を用いている。 $T_{1/2}^{0\nu} > 9.0 \times 10^{2.5}$ 年 (90%信頼度)が得られており、将来計画の LEGEND では、1000kg の結晶を用 いて $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{28}$ 年の探索を目指している。

1.4.4 SNO+

Sudbury Neutrino Observatory

カナダのサドベリーにある鉱山で行われる実験で,同所で行われたニュートリ ノ振動の兆候を捉えた SNO 実験の施設を使用している。¹³⁰Te を用いて 0νββ 崩壊探索実験を行っている。期待される感度は半減期で 1.9 × 10²⁶ 年(90%信 頼度)である。

第2章 研究の背景

2.1 ZICOS 実験

本研究室ではニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索実験として ZI-COS 実験(Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double bata decay experiment)を計画している。表 1.2 にあるように ⁹⁶Zr は 3351keV の二 重ベータ崩壊核種の中で3番目に大きなQ値である3.35MeVを持っている。 検出装置としては, 高さ 10m, 半径 5m の円筒形の水槽の中に, 半径 3.5m の内部検 出装置を用いる。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10wt.%溶解させ、更に波長変換剤として PPO (2,5-Diphenyloxazole) を 10wt. %, POPOP (1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene) を 1wt. %溶解させた液体シンチレータで,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, かつ ⁹⁶Zr の Q 値である 3350KeV 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。[6] 円筒の外層中を外部 からのガンマ線や中性子除去のため純水で満たし、半径 3.5m のバルーンに ⁹⁶Zr を溶解した液体シンチレータを入れる。その中で発生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円筒の側面にある光電子増倍管で 検出する計画である。



図 2.1: ZICOS 実験における検出器のイメージ

その際に懸念されるのが⁹⁶ZrのQ値付近にエネルギーを持つ²⁰⁸Tlが放出する

β線と γ線による事象である。²⁰⁸Tl は検出器内バルーン表面に付着しているこ とが考えられ,放出された β線と γ線による事象はそれぞれ離れた箇所で反応 することが予想される。シンチレーション光は等方的に発生していることから, 光量重心を求めると,それぞれの中点で1事象が起こったように計算されてしま うため,バルーン表面から離れたイベントを選択しても,²⁰⁸Tl の崩壊事象が影 響し, 0νββ を明確に区別することはエネルギーによる観測では難しい。

2.1.1 バックグラウンドの除去

そこで、²⁰⁸*Tl*の崩壊事象によって発生する電子や、γ線の散乱によって発生 する電子より放射するチェレンコフ光を観測すれば、チェレンコフ光は方向性を 持つことから、0νββ事象とは異なる特徴を持つことが考えられ、それを区別す ることができる。EGS5を用いたシミュレーションによると、²⁰⁸*Tl*の崩壊事象 をチェレンコフ光から求める平均角を使用したバックグランド除去法によって、 約 93%を除去できる事が分かっている。[6] しかし ZICOS 実験ではチェレンコ フ光だけでなく、シンチレーション光が含まれるため、次段階としてシンチレー ション光とチェレンコフ光の区別が求められる。チェレンコフ光は方向性がある ほか、電磁相互作用による現象のため、シンチレーション光よりも短い時間幅で 立ち上がることが知られている。これらの情報を用いて、シンチレーション光と チェレンコフ光とを区別することを目指すのが本研究の目的である。シンチレー ション光、チェレンコフ光については次の節で説明を行う。

2.1.2 シンチレーション光

シンチレータ

荷電粒子がある物質を通過するとき,物質中の電子は励起され,ある時間で定 常状態に戻るとき,そのエネルギーの差分の発光が起こる。その光をシンチレー ション光と呼び,シンチレーションを起こす物質をシンチレータと呼ぶ。シンチ レータには大きく有機シンチレータ,無機シンチレータがあり,有機シンチレー タにはプラスチックシンチレータ,液体シンチレータなどがある。

本研究ではアニソールを用いた液体シンチレータを使用している。アニソール の発光波長は 300nm 付近で,以下にアニソールの構造式,その物理的及び科学 的性質を以下に示す。[1]



図 2.2: アニソールの構造式

| 表 2.1: アニソールの物理的および化学的性質 | | | | |
|--------------------------|---|--|--|--|
| 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 | $C_6H_5OCH_3$ | | | |
| 分子量 | 108.14 | | | |
| 形状 | 液体 | | | |
| 色 | 無色透明 | | | |
| 臭い | エーテル様臭 | | | |
| 沸点/融点 | $156\ ^\circ \mathrm{C}/-37\ ^\circ \mathrm{C}$ | | | |
| 引火点 | 43 °C | | | |
| 発火点 | $475\ ^{\circ}\mathrm{C}$ | | | |
| 密度 | $0.99 { m g/cm^3} (20 { m °C})$ | | | |
| 屈折率 [10] | 1.52 | | | |

表 2.1: アニソールの物理的及び科学的性質

シンチレーション光の原理

放射線や荷電粒子によって引き起こされる蛍光をシンチレーション光と呼び, その発光時間は物質によって異なる。シンチレータには前述の通り無機シンチ レータと有機シンチレータが存在し,有機シンチレータでは発光効率の高い芳香 族化合物を用いた物が多く,それに蛍光溶質を混合したものを言う。これらは通 常紫外領域の発光であるので,別の蛍光物質(波長変換剤)を混入する。有機シ ンチレータは減衰時間が 1nsec (10⁻⁹ 秒)程度で高速計測に適している。

無機シンチレータは NaI が代表的で, Na の結晶に微量のタリウムを混入し, タリウムが光活性中心となり,イオン化によって生じた電子が励起状態から落ち る際に発光する。無機シンチレータの利点は有機シンチレータより光量が大きい 事からエネルギー分解能に優れる事である。減衰時間が遅く(10⁻⁶秒),高価で ある。

2.1.3 チェレンコフ光

ある誘電体の中を通過するときの光の速度は物質の絶対屈折率 n を用いて,光速 c を n で除したものとして与えられるが,高速の荷電粒子がこの速度よりも早

く進むと電磁気的衝撃波を生じる。このとき方向性を持った光が発生する。これ をチェレンコフ光という。1934年に発見した P.Cherenkov の名からとっている。 チェレンコフ光が発生する原理は高速で移動する荷電粒子の電磁波によって通過 物質の原子が励起状態となり,その後安定状態に戻る際のエネルギー差の可視光 線を放出することで発光している。荷電粒子によって発生した波は荷電粒子の速 度に追いつくことができず,出された波の波面は重なりチェレンコフ光を発生さ せる。その波は円錐状に広がっている。このような発生原理からチェレンコフ光 は方向性を持つことが知られている。しかし、シンチレーション光と比べるとの 光量は非常に小さい。その荷電粒子の運動方向に対しての角度θのことをチェレ ンコフ角と呼ぶ。チェレンコフ角は通過する物質の屈折率nと荷電粒子の速度 v と光速の比 (v/c) をβとして以下の式で表される。



図 2.3: チェレンコフ光

2.1.4 平均角

シンチレーション光とチェレンコフ光を区別できる方法として平均角を用いる ことによっての除去が考えられる。シンチレーション光とは異なり、チェレンコ フ光は方向性を持つことを根拠としている。定義としては発光点と、その光を検 知した PMT との方向ベクトル *d_i* の和をとることで、チェレンコフ光を発生さ せた電子の方向を求めることができる。その方向に対して、各 PMT がどれほど の角度ずれているのかを足し合わせ、その角度の和を検知した PMT の数で除す ことで求められる角度を平均角と定義した。

シンチレーション光は等方的に光を放つので,平均角は検出器の PMT の位置 によって定まる。よって方向性をもつチェレンコフ光との平均角の違いを見るこ とで二つの光を区別することができるはずである。



図 2.4: 平均角

2.2 検出器

2.2.1 光電子増倍管 (PMT)

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。光子を電子に変換する過程は外部光電効果に よるもので,光電陰極に光が当たると,電子が放出される。この電子を像倍する 部はダイノードと呼ばれ,入ってきた電子よりも多くの電子を放出する性質のあ る電極に集められる。放出された電子は二次放出電子と呼ばれ,2段目,3段目の ダイノードへ衝突するうちに,その数は等比級数的に増え続ける。その増え方を 電流増倍率(ゲイン)と呼ぶ。ゲインは正確には個々のPMT においてそれぞれ 異なる。10⁷ 程度まで増幅された電子は陽極に衝突し,電気信号として出力され る。よって光電子増倍管から出力される電気信号の強さは光量に比例している。



図 2.5: 光電子増倍管の概略図

PMT のゲイン調整

先の PMT の構造及び,原理について述べた際にもあったように光電子増倍管 には電流増倍率といって入力された信号に対してどの程度電子を増倍するのかが 個体によって異なっている。今回の実験においては,各 PMT からの情報は等し い光量であるなら,それぞれの PMT が同程度の電流を返してほしいことから, ゲインを調整する必要がある。簡単には以下の式で表される。

$$\mu = AV^{kn} \tag{2.2}$$

µはゲイン, Aはn,V,kで構成される定数であり, kは電極の構造・材質によっ て決まる値, nは光電子増倍管のダイノードの数, Vは供給電圧を示す。[9]よっ て光電子増倍管のゲインの値は供給電圧によることから, 個々の PMT に対し, 供給電圧を調整することを行う。

2.2.2 FADC

FADC とは Flash ADC と呼ばれるもので ADC の内の一つである。ADC は Analog to Digital Converter の略称でアナログ情報をデジタル情報に変換する役 割を持つ。





計測機からの情報は主にアナログ信号で、連続するアナログ信号をコンピュータ で読み取るため非連続の離散的なデジタル信号に変換する必要がある。ここでは PMT から放出される電子流 (アナログ信号)を指定した時間の間に蓄えた電荷量 (積分値)を返している。指定した時間の幅をゲートという。一方 FADC はデー タの取り方において ADC とは違いがあり、一定時間(固定値)の間に蓄えた電 荷量を返すが、トリガーと呼ばれる信号が入力された段階でデータを取得する。 今回は PMT から送られてくる電気信号を特定の PMT が検知した際にその他の PMT の情報を一斉にとるようにゲートを開かせるセルフトリガーという手法を とる。トリガーが入った段階でゲートを開き、ゲートがあいている時間(200ns) の間信号を受け付け、A/D 変換を行う。

2.3 HUNI-ZICOS

本研究室では ZICOS 実験を見据えて,後述する本研究 UNI-ZICOS の前段階 である実験 HUNI-ZICOS 実験を行ってきた。HUNI-ZICOS は以下に示すよう に,切頂二十面体を縦に割った形をしている。



⊠ 2.7: HUNI-ZICOS

HUNI-ZICOS では上図??のように、半球の面を x-z 平面として y 軸に対し 10 度 方向から γ 線を放射し、コンプトン散乱による散乱ガンマ線を入射方向に対し て 80 度方向に設置している La-GPS が検出した信号をトリガーとして, 26 本 の PMT がコンプトン散乱によって運動エネルギーを得た電子によって起こった 現象情報を取得している。HUNI-ZICOS 用に作成したガラスの半球型のフラス コ内にはアニソールまたは、液体シンチレータを入れる。アニソールであれば主 に検出器内で発生するのはチェレンコフ光で、液体シンチレータでは主にシンチ レーション光を見ることができる。またPMTから出力される電気信号が線源か ら放出された放射線によるイベントかどうかを判断する必要性がある。それら は環境放射線や、宇宙線ミューオンなどのバックグラウンドを排除する必要があ る。バックグラウンドの排除の方法の一つとして、散乱γ線によるトリガーをか けている。散乱ガンマ線を La-GPS と呼ばれる単結晶シンチレータで検知した タイミングでゲートを開き、ゲートが開いている一定時間の間、PMT からの情 報を FADC は受け付ける事で、時間的にバックグラウンドを排除することがで きる。シンチレーション光とチェレンコフ光とでは前述のとおり発光機構が異な ることから、光の特徴についても違いがある。シンチレーション光は、荷電粒子 が物質内を通過する際に電子を励起させ、電子が定常状態に戻る際のエネルギー が光として放出される、二次的な発光である一方、チェレンコフ光は物質中の光 速度を超えることで発生する電磁相互作用による発光であることから、光量の時 間増加量に違いがみられることが考えられる。今回は検出器内にアニソールのみ を入れ、チェレンコフ光を観測する。さらにアニソールによるシンチレーション 光の波長領域である 300nm を 99% 遮光できるフィルムを検出器と PMT の間に 入れ,⁸⁸Yを線源に用い,チェレンコフ光のテンプレートを作成し,波形の時間 観測によって 2 つの光を区別することを試みた。

2.3.1 テンプレートの作成

以下では huni-zicos による⁸⁸Y を用いたチェレンコフ光波形のテンプレート 作成について述べる。使用した線源は⁸⁸Y という γ 線源である。93%の割合で 1.836MeV の γ 線を放出する。この実験で得たいイベントのエネルギーは⁸⁸Y の γ線によって発生した散乱電子によるチェレンコフ光であるから、環境放射線な どによる光量よりは大きいエネルギーであることが期待される。よって極端にエ ネルギーの小さい信号は求めている信号ではないとして省くことができる。しか し、前述の通り各 PMT はゲインの個体差があるため、PMT ごとにスレッショ ルドを設定し、スレッショルドを超える量のチャージがある場合にその PMT が ヒットした(信号が観測された)と判断している。また、チェレンコフ光が発生 した場合には、1つの PMT だけでなく、複数の PMT でその信号が観測される と期待される事から、PMT のヒット本数が5本以上のイベントでかつ、26本 の PMT で得られたチャージの総和が図??より 1000fadc カウントを超えるイベ ントで、かつ図??より、1波形のチャージ量は200以上の波形で在れば、チャー ジがほとんどない波形を省くことができる事から、チェレンコフ光が多く含まれ ている波形と考え、それらのテンプレートを作成した。テンプレートは波形の平 均的な形を作成することが求められるが、波形によってピークの高さが異なるた め、単純に平均化はできない。以下にテンプレート作成の考え方を示す。そのた めの波形の例を図 2.8 に示す。



図 2.8: 波形例

図 2.8 を見ると横軸が FADC timing と呼ばれるもので,200ns が 1024 ビン (1 目盛り)としてあらわされているため、1 ビンは約 0.2ns として表現される。 波形のピークを現在 60 に来るように設定している。縦軸は FADC counts と呼 ばれる。この値は PMT からの電気信号に比例している。テンプレートの作成で は、このようにピークを 60 に設定し、1 波形としての光量を 51 ビンから 60 ビ ンまでの FADC counts の積分値として、これを Q total と呼ぶこととした。51 ビンからは波形の十分に含むことができることとかつ,他の波形と重ならないた めで,60ビンまでなのは,後述するシンチレーション光を考える場合において, シンチレーション光では複数のピークが時間的に近く観測されるため,1波形を 純粋に取り出すことが難しいことから,ピークを迎える60までとした。Q total の定義を共通にするため,チェレンコフ光の場合でも60ビンまでとした。横軸 のFADC timing は時間に相当する物であるので,54ビンごろから発光しはじ め,60ビンでピークを迎えるまでに発光量が増加していることが分かる。テンプ レートを作成する際には,これを利用し,Q total に対し,ある時間(ビン)の 発光量(Q time)がどの程度の割合を占めているのか(charge ratio)で波形の形 をあらわした。シンチレーション光とチェレンコフ光のピークを迎えるまでの立 ち上がりの時間で違いが現れることを予想し,テンプレートを作成した。図 2.9 に示す。

FADC timing(nsec) RMS Mean 520.00073870.004348 530.003396 0.004611 540.009532 0.006940550.02910 0.011497560.06612 0.01890 570.12900.01779 580.20580.014780.02297 590.265060 0.28990.03877

表 2.2: チェレンコフ光のテンプレート



 \boxtimes 2.9: cherenkov template before selection

2.3.2 チェレンコフ光による平均角

前節で作成したテンプレートを用いてチェレンコフ光をと思われる波形に対し て χ² を計算した。計算式には以下の式を用いた。

$$\chi^2 = \Sigma \frac{(Mean(t) - FADCcounts(t))^2}{(RMS)^2}$$
(2.3)

全ての波形に対して、 χ^2 を計算した。以下に図 2.11 として示す。 χ^2 が 0 付近



図 2.10: χ^2 分布

の値においてピークを持っていることが分かる。平均角を求める段階において, χ^2 がより低い値を持つイベントを用いたい。イベント数を確保することを考慮 し, χ^2 が4よりも低い値を持っていることを波形選別の条件の一つとした。そ のほかには1つのイベントにおいて何らかの信号を受け取っている PMT が5本 以上,Q total が 200 以上の持っていることを条件とした。また平均角を求める にあたって,発光点は今回検出器の中心で起こっていると仮定した。前述の定義 のように計算し求めたイベントごとの平均角をヒストグラムとして示す。



図 2.11: チェレンコフ光における平均角

2.3.3 シンチレーション光とチェレンコフ光の区別

検出器内の液体を今度は液体シンチレータにし,同様のセットアップで観測を 行った。この場合に観測される主な事象はシンチレーションであることが予想さ れる。よってシンチレーション光を遮断するためのフィルムは用いていない。シ ンチレーションは等方的に,非常に大きな光量で観測されるため,一つの事象に ついて PMT が 26 本中,24 本以上で観測された場合でかつ,全 PMT での光量 の和が 18000 以上のイベントについてシンチレーション光が含まれていると考 えた。セレクションに用いた PMT のヒット数の分布と total charge の分布は以 下図 2.12, 2.14 に示す。



図 2.12: ヒット数の分布

図 2.13: total charge 分布

また、今回はシンチレーションだけが観測されているとは考えづらい。チェレン コフ光がシンチレーションと共に観測されていることが考えられる。その場合, チェレンコフ光はシンチレーション光に対して光量が非常に小さいが、シンチ レーション光よりも時間的に早いタイミングで立ち上がることが考えられる。 またチェレンコフ光を含むような波形は、多数のシンチレーション光のみの波形 が立ち上がるよりも早いタイミングの charge ratio が数値が高いことが考えられ, これまでにも [11] ではシンチレーション光とチェレンコフ光を同時に観測でき る環境の場合に時間的に早いタイミング (57ns から 58ns(FADC time)) ではチェ レンコフ光が優位である事が分かっている。[11] では本実験と用いる fadc が異 なるため、1 ビンの長さが異なる。そのため、改めて本実験で用いる fadc で換 算すると、42nsから52ns(FADC time)までがチェレンコフ光が優位となった。 Q total の取り方はシンチレーション光の場合複数の波形が重なって観察された ことなどから最も高いピークから 30 ビン(約 6ns)分まで遡り、そこから初め てピークを迎えた位置を 60 ビン(ピークと認識)とし、51 から 60 ビンまで 1 波形分と捉え、Q total とした。同様に、Q total に対し、ある時間(ビン)の 発光量(Q time)がどの程度の割合を占めているのか (charge ratio)をとった。 それが以下である。



図 2.15: シンチレーション光の charge ratio56-60

図 2.14,2.15 にしめすチャージレシオを参照すると、46 ビンから mean 値が増 加をし続けていることが確認できる。チェレンコフ光のテンプレート作成の際に 5,6 ビン分の時間をかけてピークを迎えていたことから、46 から 51 ビン付近で チェレンコフ光が確認できると考えた。そこで、作成したチェレンコフ光のテン プレートを用いて、この付近の時間帯において χ^2 を求める事で、チェレンコフ 光を選択することとした。その結果が以下である。 χ^2 を計算するにあたって使 用した式は以下のようである。

$$\chi^2 = \Sigma \frac{(aMean(t) - FADCcounts(t))^2}{(aRMS)^2}$$
(2.4)

ここで a はテンプレートと FADC カウントの大きさをそろえる定数である。 χ^2 の計算に用いるビンの mean 値の和の比を取っている。今回はテンプレート の 55 ビンから 60 ビンで χ^2 を求めた。



図 2.16: x 2 乗分布

上の χ^2 の分布を見ると,非常に大きな値でピークを持つことが分かった。こ のピークは大多数のシンチレーション光の波形がここに見られると考えられる。 一方その中でチェレンコフ光であれば小さな値を持ち,ピークを持ってくれるの ではないかと予想されたが,そのようなピークは見られなかった。よって今回の 条件において,波形の違いによるチェレンコフ光とシンチレーション光の区別を 行うことはできなかった。

第3章 結論

HUNI-ZICOS 検出器を用いて,観測したチェレンコフ光によりチェレンコフ 光のテンプレートの作成を行った。それにより求められる平均角は平均値として 44 度を示しており、シンチレーション光で発光した場合に考えられる平均角約 50 度と異なる角度である。また、シンチレーション光における charge ratio に おいて 46 ビンの段階で mean 値の増加が見られた。よって 46 ビンからチェレン コフ光が立ち上がることを予想し、作成したテンプレートで χ² を取り、区別で きると予想したが、今回の方法ではシンチレーション光とチェレンコフ光を区別 することはできなかった。

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出されるチェレ ンコフ光の波形観測』 宮城教育大学 2016
- [2] 那仁格 日楽 『ジルコニウムを用いた二重ベータ崩壊用液体シンチレー タの開発』 宮城教育大学大学院 教育学研究科 教科教育専攻
- [3] 柴田 徳思 『放射線概論』 第7版 2011 年
- [4] 長嶋 順清 『放射線物理学の基礎』 初版 1998 年
- [5] 白井淳平・末包文彦 『ニュートリノ物理学』 初版 2021年3月
- [6] 福田 善之, 森山 茂栄 『EGS5 シミュレーションコードを用いた ²⁰⁸Tl 崩壊事象を除去する手法の開発』
- [7] ジルコニウム 96 を用いたニュートリノを放出しない二重ベータ崩 壊事象の探索 XVII~HUNI-ZICOS を用いたチェレンコフ光の位相幾何 学情報の測定~日本物理学会 第 76 回年次大会 発表用スライド資料 http://masamune.miyakyo-u.ac.jp/gakkai/jps2021-spring.pdf
- [8] 福田 善之 『Direct measurement of topological information for Cherenkov lights using HUNI-ZICOS detector』
- [9] 光電子増倍管 その基礎と応用第4版
- [10] 東京化成工業株式会社 https://www.tcichemicals.com/JP/ja/p/A0492
- [11] 福田 善之 『Development of pulse shape discrimination for Cherenkov lights in liquid scintillator』

謝辞

本論文の作成にあたり,お忙しいなかでも熱心にご指導,ご助言を頂きました指 導教官の福田善之教授にこの場を借りて深く感謝致します。