

修士論文

ニュートリノレス二重 β 崩壊探索のための
 ^{10}C タギングによるバックグラウンド低減

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

大野 洋平

平成 23 年度

概要

標準理論の枠内において、ニュートリノの質量は0とされてきた。しかし、スーパーカミオカンデ実験によって、ニュートリノ振動現象が観測され、それはニュートリノに質量があることの証拠でもあった。ニュートリノに質量があることがはっきりすると、その質量がディラック型であるのか、マヨラナ型であるのかという疑問が生じる。その答えを得るための実験の1つがニュートリノレス二重 β 崩壊観測実験である。通常、二重 β 崩壊は2つのニュートリノを伴って生じるが、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合、粒子と反粒子が同一であることからニュートリノが放出されない崩壊が起こりうる。観測に成功すれば、ニュートリノの質量の起源がわかると共に、有効質量を知る手がかりとなる。しかし、ニュートリノレス二重 β 崩壊は非常に稀な現象であると考えられており、世界各地で観測を目指しているものの、はっきりとした観測例は未だない。

KamLAND 研究グループでは、2011年よりニュートリノレス二重 β 崩壊観測実験を開始した。これは既存の KamLAND 検出器に半径 1.58[m] のミニバルーンと呼ばれる容器を挿入し、その中に二重 β 崩壊核子の1つである ^{136}Xe を溶かし込んだ液体シンチレータを満たすというものである。二重 β 崩壊は単発信号であるので、そのエネルギーを跨いで分布するイベントは全てバックグラウンドとなる。よって、バックグラウンドの除去が非常に重要となる。そのなかでも、宇宙線ミュオン起源の長寿命放射性不安定核 ^{10}C の崩壊が最も深刻なバックグラウンドとなる。

^{10}C 崩壊イベントの除去には、タギングと呼ばれる方法を用いる。宇宙線ミュオンイベント直後の ^{10}C 生成に付随する中性子捕獲イベントの γ 線を検出し、その空間時間的相関によって ^{10}C 崩壊イベントを 90%、タグして除去することを目指している。しかし、既存のデータ収集回路には、信号のデジタル化に費やす時間によるデッドタイムの存在と、宇宙線ミュオンイベント直後のベースラインの上昇によって、全ての中性子を捕らえることはできない。これらの問題の解決のため、新型デッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA が開発され、今年始めから稼働を始めた。

本研究では、MoGURA のデータを用いた ^{10}C タギングの結果を報告する。

目次

第1章 序論	4
1.1 ニュートリノの性質	4
1.2 ニュートリノの発見	4
1.2.1 ニュートリノの存在仮説	4
1.2.2 ニュートリノの発見	4
1.2.3 3種類のニュートリノ	5
1.3 ニュートリノの質量	5
1.3.1 太陽ニュートリノ問題	6
1.3.2 大気ニュートリノ問題	6
1.3.3 ニュートリノ振動現象	7
1.3.4 質量階層構造	7
1.4 マヨラナ粒子	8
1.4.1 マヨラナ型の質量	8
1.4.2 シーソー機構	10
1.4.3 レプトジェネシス	10
1.5 ニュートリノレス二重 β 崩壊	10
1.5.1 二重 β 崩壊	10
1.5.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊	10
第2章 KamLAND-Zen 実験	13
2.1 KamLAND 検出器	13
2.1.1 全体像	13
2.1.2 液体シンチレータ	13
2.1.3 パルーン	16
2.1.4 光電子増倍管	16
2.2 検出方法	17
2.2.1 逆ベータ崩壊による反電子ニュートリノ検出	17
2.2.2 電子散乱によるニュートリノ検出	19
2.2.3 ニュートリノレス二重 β 崩壊の検出	20
2.3 データ収集システム	20
2.3.1 既存回路 KamFEE	20
2.3.2 新回路 MoGURA	22
2.4 キャリブレーション	26

第 3 章	ニュートリノレス二重 β 崩壊測定のパックグラウンド	28
3.1	^{136}Xe の 2ν 二重 β 崩壊	29
3.2	^8B 太陽ニュートリノ	29
3.3	ミニバルーンが含む放射性不純物	30
3.4	宇宙線ミュオンにより生成される不安定核の崩壊	30
第 4 章	^{10}C タギング	31
4.1	^{10}C の生成・崩壊過程	31
4.2	宇宙ミュオンイベント	34
4.3	中性子捕獲イベント	34
4.4	^{10}C 崩壊イベント	35
第 5 章	イベントセレクション	36
5.1	宇宙線ミュオンイベントセレクション	36
5.1.1	セレクション条件	36
5.1.2	セレクション結果	36
5.2	中性子捕獲イベントセレクション	36
5.2.1	中性子捕獲イベント候補のセレクション	39
5.2.2	中性子捕獲イベント候補からの厳選	40
5.2.3	セレクション条件の設定と影響	41
5.2.4	セレクション結果	45
5.3	^{10}C 崩壊イベントセレクション	47
5.3.1	セレクション条件	47
5.3.2	セレクション結果	48
第 6 章	^{10}C 崩壊バックグラウンド低減効果の見積もり	49
6.1	^{10}C 崩壊バックグラウンド低減効果の見積もり	49
6.2	^{10}C 崩壊に付随する中性子捕獲イベントが 2 つであるとき	53
6.3	NHit を用いた中性子崩壊イベントセレクション	53
第 7 章	結論	56
7.1	結論及び今後の課題	56
	参考文献	57

目次

1.1	pp チェイン核融合連鎖	6
1.2	CNO サイクル核融合連鎖	7
1.3	ニュートリノの質量構造	8
1.4	ニュートリノの質量構造の制限	9
1.5	二重 β 崩壊を起こす原子核のエネルギー準位例 (^{136}Xe)	11
1.6	二重 β 崩壊のイメージ	11
1.7	二重 β 崩壊の電子エネルギースペクトル	12
2.1	岐阜県飛騨市高山町 池の山	14
2.2	KamLAND 検出器	14
2.3	ミニバルーンの製作・インストールの様子	14
2.4	KamLAND の液体シンチレータ成分	15
2.5	KamLAND の液体シンチレータの発光スペクトル	15
2.6	PMT の構造	17
2.7	KamLAND の 2 種類の PMT	18
2.8	反電子ニュートリノイベント	19
2.9	ニュートリノの電子散乱	20
2.10	KamFEE 写真と概略図	21
2.11	KamFEE の回路図	21
2.12	宇宙線ミュオンのオーバーシュート	22
2.13	宇宙線ミュオンのアフターパルス	23
2.14	MoGURA 写真と概略図	23
2.15	オーバーシュート低減のイメージ	24
2.16	オーバーシュート低減の様子	24
2.17	MoGURA トリガー基板のトリガー生成例	25
2.18	ゼロサプレッション例	25
2.19	FEF から SDRAM までのデータの流れ	26
3.1	ニュートリノレス二重 β 崩壊とバックグラウンドの予想スペクトル	29
3.2	^{214}Bi の崩壊とタギング	30
4.1	^{10}C の生成・崩壊過程	32
4.2	^{10}C の崩壊のエネルギー準位	32
4.3	中性子捕獲イベントのエネルギースペクトル	33
4.4	^{10}C 崩壊イベントのエネルギースペクトル	33
4.5	^{10}C タギングのイメージ図	34

5.1	全イベントのエネルギー分布	37
5.2	液体シンチレータ (LS)、パラフィン混合油 (BO) 中の通過距離と Q_{17}	37
5.3	宇宙線ミュオン ΔQ ヒストグラム	38
5.4	波形和の作成イメージ	38
5.5	単純移動平均の例	39
5.6	波形和の例	39
5.7	イベント位置 \vec{r}_{event} 再構成前後における PMT 毎の波形イメージ	40
5.8	$T0_{cable(n)}$ ヒストグラム	41
5.9	W_{dif} のピークの高さ H_{peak} ヒストグラム	42
5.10	$H_{peak}-H'_{peak}$ ヒストグラム	42
5.11	$H'_{peak}-\Delta T'_{peak}$ ヒストグラム	43
5.12	H'_{peak} ヒストグラム	44
5.13	r_{event} の z 成分ヒストグラム	44
5.14	$(\Delta L)^2$ ヒストグラム	45
5.15	$\Delta T'_{peak}$ ヒストグラムと崩壊曲線	46
5.16	Empty フレームの生成量ヒストグラム	46
5.17	^{10}C 探索のパラメータ	47
5.18	^{10}C 崩壊イベントの宇宙線ミュオンイベントからの時間ヒストグラムと崩壊曲線	48
6.1	宇宙線ミュオン 1 つあたりの中性子数	50
6.2	3 種類の Veto 方法	50
6.3	ΔQ ごとの中性子捕獲イベント Efficiency	51
6.4	タギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率	52
6.5	中性子捕獲信号が 2 つであるときのタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率	54
6.6	NHit を用いた中性子探索	54
6.7	NHit を用いた探索におけるタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率	55

表 目 次

1.1	レプトンの種類	4
1.2	二重 β 崩壊をする核子例	11
2.1	KamLAND 液体チンチレータの放射性物質	15
2.2	ミニバルーン用ナイロンフィルム	17
2.3	バルーン・ケプラー紐・ミニバルーンの放射性不純物量	17
2.4	17inch, 及び 20inch-PMT の性能	18
2.5	MoGURA の各 ADC gain-ch の性能	24
3.1	ニュートリノレス二重 β 崩壊とバックグラウンドの予想イベント数	28
4.1	^{10}C の中性子捕獲イベントの付随率	31
4.2	KamLAND における宇宙線ミュオンの原子核破碎により生成される不安定核	35
6.1	3 種類の Veto 方法のパラメータ	49
6.2	タギングによる中性子捕獲イベントの Efficiency	50
6.3	タギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率	51
6.4	Veto 方法と ΔQ の対応	52
6.5	中性子捕獲信号が 2 つであるときのタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率	53
6.6	NHit を用いた探索におけるタギング・トラックカット・全カットによる中性子捕獲イベントの Efficiency と Veto 率	55

第1章 序論

1.1 ニュートリノの性質

ニュートリノとは電荷 0、スピン $\frac{1}{2}$ のレプトンである (表 1.1)。強い相互作用、及び、電磁相互作用をせず、質量が非常に小さいため、弱い相互作用しかはたらかない。そのため、物質透過力が非常に大きく、観測が難しい。

ニュートリノは自然界において、超新星爆発や、太陽内部、地球内部から多く発生し続けており、例えば太陽からは 6×10^{10} [cm²/s] ものニュートリノが地球上に降り注いでいる。

1.2 ニュートリノの発見

1.2.1 ニュートリノの存在仮説

1930年、ニュートリノは Wolfgang Ernst Pauli によって存在が予想された [1]。当時、ベータ崩壊は (1.1) のような反応であると考えられていた。しかし、放出される粒子は e^- しか観測できないにもかかわらず、そのエネルギーには幅が見られ、反応前後でエネルギー保存則が成立しないという問題があった。

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

そこで Pauli は、中性の未知の粒子がエネルギーを持ち去っていると仮説を立てた。

1.2.2 ニュートリノの発見

ニュートリノの存在が確認されたのは、1956年に Clyde Cowan と Frederick Reines が行った実験においてであった。彼らは原子炉から生成されるニュートリノを、塩化カドミウムにさらすことによって起こる以下のような一連の反応を利用した [2]。

名称	e	μ	τ
電荷	-1	-1	-1
質量	511keV	106MeV	1.8GeV
名称	ν_e	ν_μ	ν_τ
電荷	0	0	0

表 1.1: レプトンの種類

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

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (1.3)$$

$$n + \text{Cd} \rightarrow \text{Cd}' + 3\gamma \text{ or } 4\gamma \quad (1.4)$$

まず、逆 β 反応 (1.2) によって陽電子と中性子が生成される。陽電子はすぐに (1.3) のように電子と結合して γ 線を 2 本出し、中性子は $\sim 100[\mu\text{s}]$ 後に (1.4) のように Cd と結合して γ 線を 3 \sim 4 本出す。この 2 反応 (1.3)、(1.4) の遅延同時計測を行い、ニュートリノを発見した。

1.2.3 3 種類のニュートリノ

ニュートリノが 1 種類ではないことを発見したのは、1962 年に Melvin Schwartz, Jack Steinberger, Leon Max Lederman が行った実験においてであった [3]。彼らは (1.5) の反応によって生成されるニュートリノを標的に打ち込んだ。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (1.5)$$

もし、このニュートリノと β 崩壊で生成されるニュートリノが同じ粒子であれば、(1.6), (1.7) によって、電子とミューオンが生成される。しかし、実験の結果、電子は生成されないことがわかり、2 種類のニュートリノが存在することが確認された。それらは現在、電子ニュートリノ、ミューニュートリノと呼ばれている。

$$\nu + p \rightarrow n + e \text{ or } \mu \quad (1.6)$$

$$\nu + n \rightarrow p + e \text{ or } \mu \quad (1.7)$$

最後のニュートリノであるタウニュートリノは 2000 年に、フェルミ研究所が行った DONUT (Direct Observation of NU Tau) 実験において発見された [4]。この実験では加速器を用いてタウニュートリノを生成し、そのタウニュートリノが反応して作られるタウ粒子の崩壊を見るというものであった。

1.3 ニュートリノの質量

標準理論において、ニュートリノの質量は 0 であるとされてきたが、ニュートリノ振動現象が確認されたことで質量が存在することが分かった。

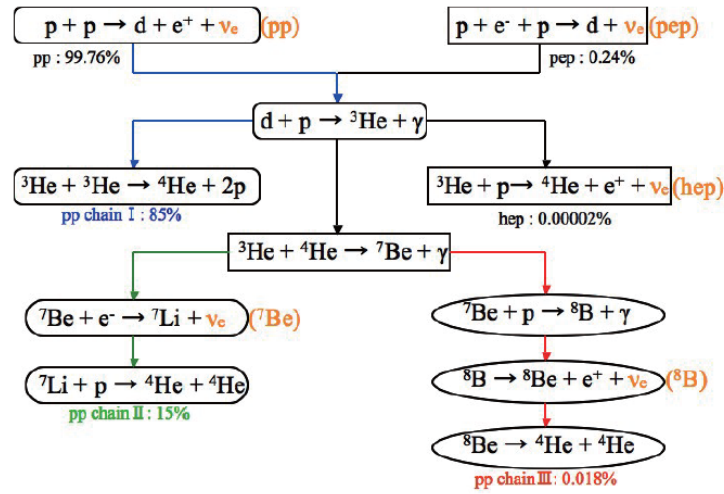


図 1.1: pp チェイン核融合連鎖

1.3.1 太陽ニュートリノ問題

1964 年に Raymond Davis Jr が太陽内部で核融合反応が起きているかどうかを調べる実験がニュートリノ振動発見の流れの発端であった [5]。太陽内で起きている核融合には陽子同士の反応から He を作り出す pp チェイン (図 1.1) と、C、N、O が陽子と次々と反応して He を作り出す CNO サイクル (図 1.2) という二種類があると考えられている。

これらをまとめると核融合反応は (1.8) として表せられ、これによって生じるニュートリノを観測することができた。しかし、観測されたニュートリノが予想の $\frac{1}{3}$ ほどしかなかったことが問題となった。これは太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、長くにわたって未解決となる。

$$4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e + 26.73\text{MeV} \quad (1.8)$$

1.3.2 大気ニュートリノ問題

1986 年にはカミオカンデ実験が低エネルギー大気ニュートリノの観測を行った。1 次宇宙線のうち、主に p が大気中の原子と反応することによって、 π 中間子や K 中間子が生じる。これらはすぐに崩壊し、ミューオンとニュートリノを生成する (1.9)。低エネルギー帯の場合、ここで生じたミューオンもすぐ (1.10) のように崩壊する。

$$\pi^\pm \text{ or } K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.9)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu \quad (1.10)$$

(1.9)、(1.10) の崩壊によって、結局電子ニュートリノとミューニュートリノは 1:2 の割合で生成されることになる。ところが、観測結果はほぼ 1:1 であった。また、上空から来る下向きのミューニュートリノと、地球の裏側から来る上向きのミューニュートリノの数を比べてみると、上向きのミューニュートリノは予想の半分ほどしかなかった。これを大気ニュートリノ問題という。

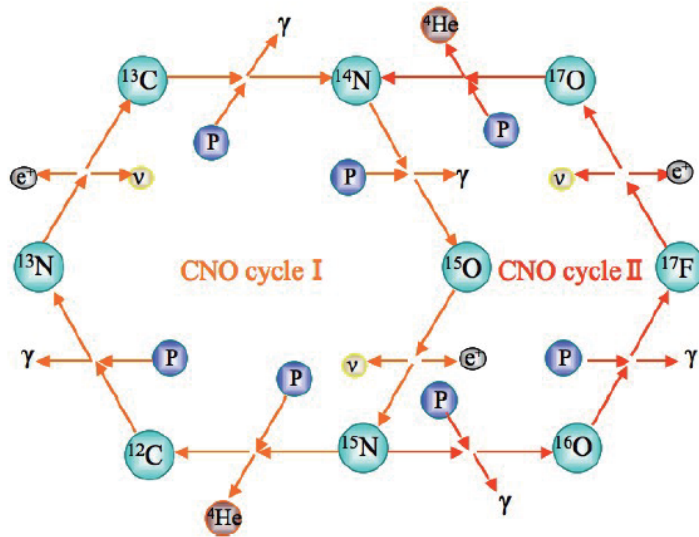


図 1.2: CNO サイクル核融合連鎖

1.3.3 ニュートリノ振動現象

大気ニュートリノ問題は 1998 年にスーパーカミオカンデ実験により、ニュートリノ振動現象が発見されることで解決された [6]。

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが飛んでいる間に他の種類のニュートリノに変化する現象である。電子ニュートリノがミューニュートリノに変化する確率は 1.11 で表される。

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2] L [m]}{E [MeV]} \quad (1.11)$$

θ は電子ニュートリノとミューニュートリノの混合角、 Δm^2 は電子ニュートリノとミューニュートリノの質量の 2 乗差、 L はニュートリノの飛距離、 E はニュートリノのエネルギーである。(1.11) を見て分かるように、もしニュートリノの質量が 0 であれば、 Δm^2 は 0 となるのでニュートリノ振動は起こりえない。ニュートリノ振動現象が確認されたことで、ニュートリノには質量が存在することが明らかになった。

1.3.4 質量階層構造

ニュートリノ振動現象が観測されたことで、ニュートリノに質量が存在することははっきりしたが、わかったのは質量の 2 乗差のみである。したがって、ニュートリノの質量の絶対値を求めることはできない。現在、3 つの質量固有状態をそれぞれ m_1 、 m_2 、 m_3 とした場合、その相対関係は (1.12)、(1.13)、(1.14) のいずれかであると考えられている (図 1.3)、(図 1.4)。

$$m_1 \sim m_2 \ll m_3 \quad (1.12)$$

$$m_3 \ll m_1 \sim m_2 \quad (1.13)$$

$$m_1 \sim m_2 \sim m_3 \quad (1.14)$$

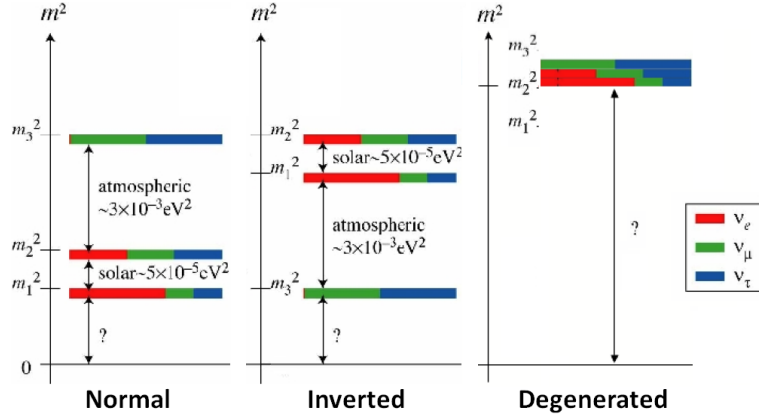


図 1.3: ニュートリノの質量構造

(1.15)

(1.12) は正常階層構造 (Normal Hierarchy)、(1.13) は逆階層構造 (Inverted Hierarchy)、(1.14) は準縮退構造 (Quasi Degenerate) と呼ばれている。ニュートリノ振動現象の研究からこれ以上の制限を加えることは難しいため、他のアプローチが必要になる。その1つとして、ニュートリノレス二重 β 崩壊 (後述) があげられる。

1.4 マヨラナ粒子

1.4.1 マヨラナ型の質量

電荷を持つ素粒子の質量の起源はすべからくディラック型であるが、電荷を持たないニュートリノはマヨラナ型の質量をもつ粒子である可能性がある。弱い相互作用による反応から、ニュートリノは左巻きのスピンだけを持つことがわかっている (反ニュートリノは右巻き)。ニュートリノがマヨラナ型の質量を持つ場合、粒子と反粒子は同一であり、そのような粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。通常のフェルミ粒子の場合、スカラー場のラグランジアンにおける質量項 L は (1.16) のように左巻きの粒子の場 Φ_L と右巻きの粒子の場 Φ_R の積によって与えられる。しかし、マヨラナ粒子の場合は、粒子と反粒子が変換可能であることから、(1.17) のようにニュートリノの質量項を Φ_L だけの式で作ることができる。

$$L = m_D \overline{\Phi_R} \Phi_L \quad (1.16)$$

$$L = m_L \overline{(\Phi_L)^C} \Phi_L \quad (1.17)$$

同様に、未だ存在を確認されていないが、右巻きのニュートリノの質量項も Φ_R だけの式で作ることができる (1.18)。(1.17)、(1.18) から、ニュートリノがマヨラナ粒子であるならば、右巻きと左巻きで独立に質量を与えることができる。

$$L = m_R \overline{(\Phi_R)^C} \Phi_R \quad (1.18)$$

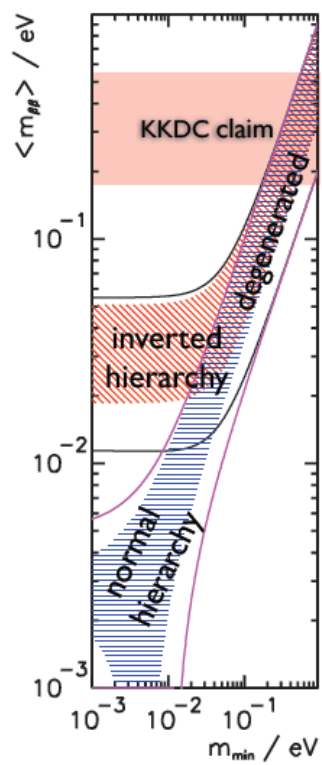


図 1.4: ニュートリノの質量構造の制限

1.4.2 シーソー機構

(1.17)、(1.18) により、右巻き、左巻きの粒子がそれぞれ独自に質量を持つとき、柳田勉、Murray Gell-Mann によって提唱されたシーソー機構により、右巻きと左巻きニュートリノの質量間で (1.19) が成り立つ。

$$m_L = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.19)$$

一般に知られている、左巻きのニュートリノ質量 m_L が非常に小さいことがわかっているため、この理論が正しければ逆に m_R は大統一論のスケール ($\sim 10^{16} \text{GeV}$) となってしまう。そのため、右巻きのニュートリノは通常存在できないこととなり、その観測がなされていないことを自然に説明できる。

1.4.3 レプトジェネシス

右巻きニュートリノは物質の起源に関与している可能性がある。通常存在しない右巻きのニュートリノであるが、宇宙創成初期には大量に存在していた。その崩壊はレプトン、反レプトンのどちらにも生成しうるために、非平衡反応であればレプトン数の非保存が生じる。これをレプトジェネシスという。一方で、初期の宇宙では、バリオンと反レプトンの相互変化により、バリオン数とレプトン数が保存しないが、その差が保存され、これをスファレロン過程という。レプトジェネシスで生じたレプトン数非対称性の一部がスファレロン過程によってバリオン数非対称性に転換される。その結果、正バリオン優勢である現在の宇宙が実現したという理論が最も有力な理論の 1 つである。

1.5 ニュートリノレス二重 β 崩壊

1.5.1 二重 β 崩壊

二重 β 崩壊とは、(1.20) に表わせられるような原子核から 2 つの電子が同時に飛び出し、原子番号が 2 大きくなる現象である。これは、原子番号が 1 大きい原子核のエネルギーが大きく、通常の β 崩壊が起きないからである (図 1.5)。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.20)$$

二重 β 崩壊を起こす核子は 66 種類存在するが、この現象は弱い相互作用の 2 次摂動過程であるため、寿命が非常に長い。寿命や崩壊核の存在比、崩壊エネルギーの関係から、実験に使われるのは一部のみである (表 1.2)。

1.5.2 ニュートリノレス二重 β 崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子である場合、ニュートリノと反ニュートリノは同一であるため、(1.21) のような崩壊が起こりうる (図 1.6)。これをニュートリノレス二重 β 崩壊と呼ぶ。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.21)$$

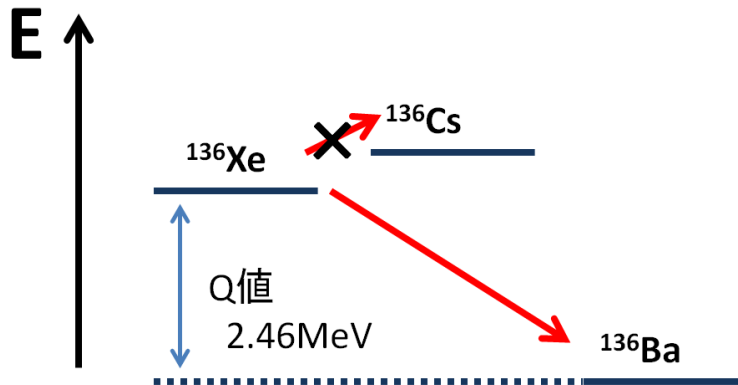


図 1.5: 二重 β 崩壊を起こす原子核のエネルギー準位例 (^{136}Xe)

核子	$Q_{\beta\beta}[\text{MeV}]$	半減期 [year]
^{48}Ca	4.27	4.4×10^{19}
^{76}Ge	2.04	1.8×10^{21}
^{82}Se	3.0	9.6×10^{19}
^{96}Zr	3.35	2.3×10^{19}
^{100}Mo	3.03	7.1×10^{18}
^{116}Cd	2.8	2.8×10^{19}
^{130}Te	2.53	2.7×10^{21}
^{136}Xe	2.48	2.1×10^{22}
^{150}Nd	3.37	9.2×10^{18}

表 1.2: 二重 β 崩壊をする核子例 [7]

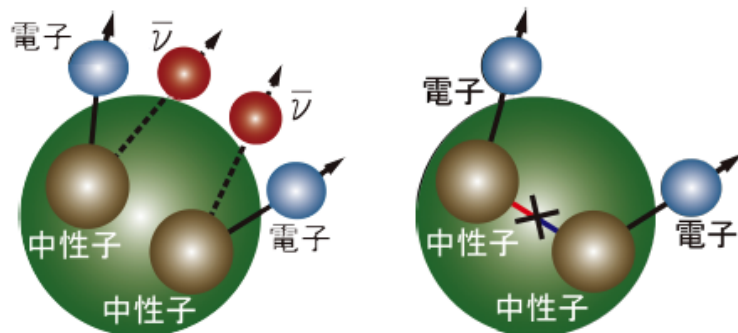


図 1.6: 二重 β 崩壊のイメージ

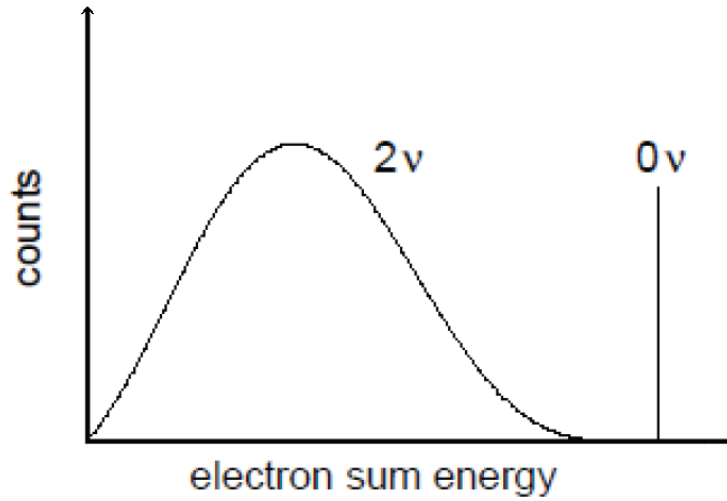


図 1.7: 二重 β 崩壊の電子エネルギースペクトル

通常の二重 β 崩壊では生成される 2 つの電子の合計のエネルギーは広がりを持つが、ニュートリノレス二重 β 崩壊は放出される 2 つの電子の合計のエネルギーが一定であるため、観測するエネルギースペクトルに鋭いピークを持つ。この値を Q 値と呼ぶ。

ニュートリノレス二重 β 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は (1.22) のように表される。

$$\begin{aligned} \left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} &= G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \\ \langle m_{\beta\beta} \rangle &= \left| \sum_i U_{ei}^2 m_{\nu i} \right| \end{aligned} \quad (1.22)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの有効質量、 U_{ei}^2 は MNS 行列、 $m_{\nu i}$ はニュートリノの絶対質量である。

ニュートリノレス二重 β 崩壊を観測することが出来ればニュートリノがマヨラナ型の質量を持つことの証拠となり、有効質量の値から絶対質量に迫ることができる。しかし、現在のところはっきりとした観測例がなく、各研究施設でその発見目指して実験が行われている。

第2章 KamLAND-Zen 実験

2.1 KamLAND 検出器

2.1.1 全体像

KamLand とは Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector の略であり、神岡液体シンチレータ反ニュートリノ検出器と訳される。

KamLAND は、岐阜県飛騨市高山町にある池の山の神岡鉱山内 (図 2.1)、カミオカンデ跡地に 1997 年から建設が開始され、2002 年より稼動した。山頂から検出器までに存在する 1000[m] の岩盤によって、宇宙線バックグラウンドは 10 万分の 1 以下にまで低減され、徹底した装置の洗浄、液体シンチレータの純化により、世界最高峰の低バックグラウンド環境を実現している。また、液体シンチレータを用いた検出器の大きさとしても世界最大級であり、1000 トンの液体シンチレータを有する。KamLAND グループは、過去に原子炉反ニュートリノを測定することによるニュートリノ振動観測 [9]、ニュートリノ地球物理学の開拓 [10] といった実績を残している。

検出器の概略図は (図 2.2) のようになっている。階層構造につくられており、外側から防水加工した岩盤に取り付けられて高電子増倍管を固定している円筒型ベルト、ステンレス製球、125[μm] ナイロン製バルーン、25[μm] ナイロン製ミニバルーンによって仕切られている。最も内側の 25[μm] ナイロン製ミニバルーンはニュートリノレス二重 β 崩壊の観測のため、2011 年 8 月にインストールされた (図 2.3)。円筒型ベルトとステンレス製球の間には超純水、さらに外側から順にパラフィン混合油、液体シンチレータ、 ^{136}Xe 入り液体シンチレータが内容物である。この階層構造は球型ステンレス容器の内外で、外部検出器、内部検出器と呼ばれる 2 つの部分に大きく分けられる。外部検出器は主に宇宙線ミューオンの識別を行ない、その他通常の物理イベントの検出は内部検出器で行う。円筒型ベルトとステンレス製球には高電子増倍管が取り付けられており、それぞれ外部、内部検出器の測定に使われる。

2.1.2 液体シンチレータ

液体シンチレータとは、放射線によって多数の光子を放出する性質のある物質である。チェレンコフ光に比べて、液体シンチレータの発するシンチレーション光は 100 倍の強度を持つため、より低エネルギーの事象を観測することができる。KamLAND に用いられている液体シンチレータはドデカン ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$)80%、プソイドクメン (C_9H_{12})20%、PPO($\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$)1.36[g/l] で作られている (図 2.4)。これらは液液抽出、窒素パージ、蒸留等の純化作業によって極めて不純物が少なくなっており (表 2.1)、低バックグラウンド環境を実現している。発光物質は PPO であり、エネルギーを受け取る事で励起状態となって、元に戻るときに波長 400nm 前後のシンチレーション光を出す (図 2.5)。

バルーンを隔てて液体シンチレータの外側にあるパラフィン混合油はバルーンの位置と形状を保ち、負荷をかけないために液体シンチレータとの密度差が小さいことが必要である。そのため、

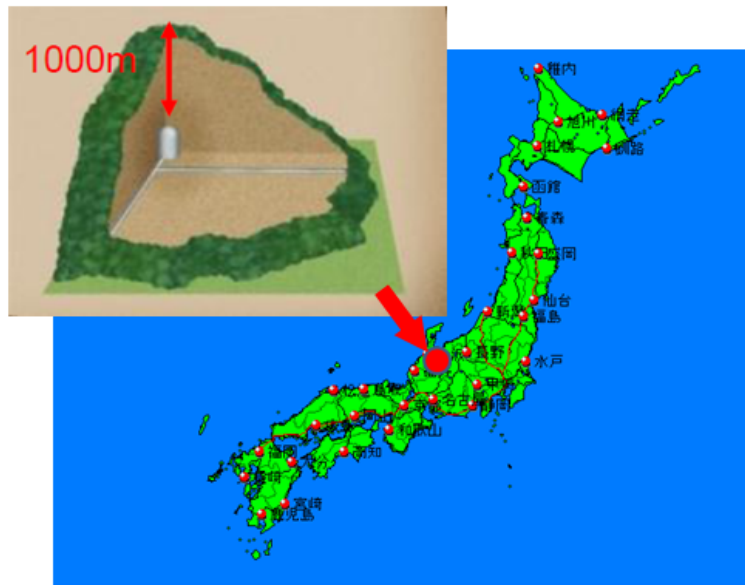


図 2.1: 岐阜県飛騨市高山町 池の山 [8]

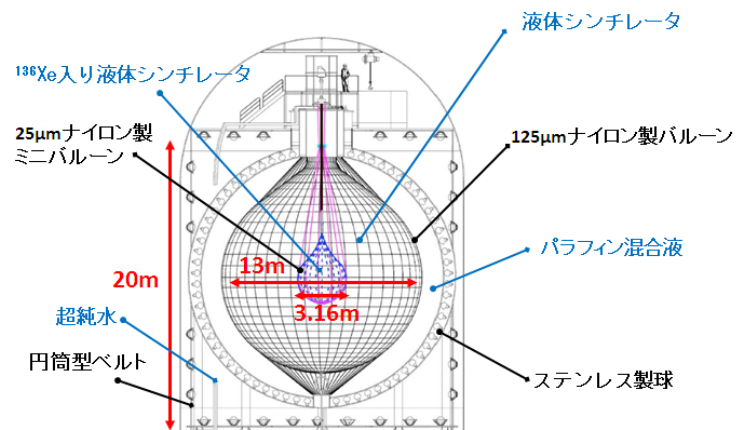


図 2.2: KamLAND 検出器



図 2.3: ミニバルーンの製作・インストールの様子

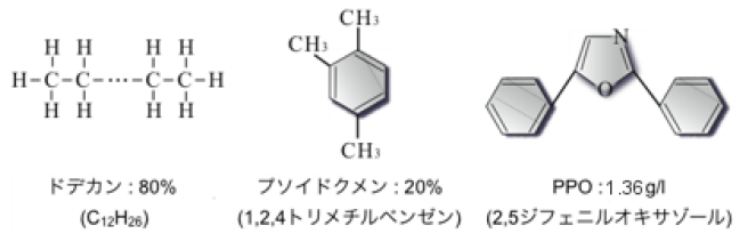


図 2.4: KamLAND の液体シンチレータ成分

核子	含有量
²³⁸ U	3.5×10^{-18} [g/g]
²³² Th	5.2×10^{-17} [g/g]
⁴⁰ K	2.7×10^{-16} [g/g]
⁸⁵ Kr	< 0.1 [mBq/m ³]
²¹⁰ Pb	< 0.1 [mBq/m ³]

表 2.1: KamLAND 液体シンチレータの放射性物質

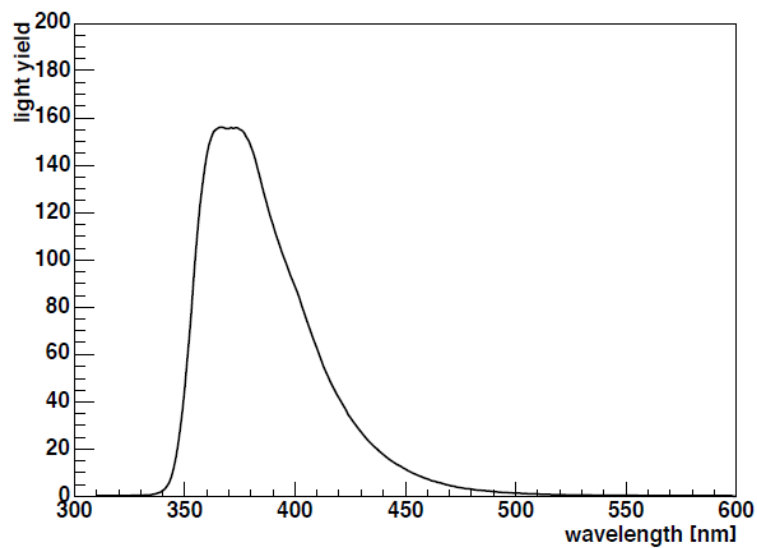


図 2.5: KamLAND の液体シンチレータの発光スペクトル

ドデカン (C₁₂H₂₆) とイソパラフィン (C_nH_{2n+2} n ~ 14) を混合して密度差が 0.4% 以下となるように調整されている。また、ステンレス容器や周囲の岩盤から生じる放射線を遮る役目も果たしている。

ミニバルーン内には、二重 β 崩壊を起こす ¹³⁶Xe を含んだ液体シンチレータが入っていて、Xe 液体シンチレータと呼ばれる。これはドデカン 82%、ブソイドクメン 18%、PPO2.7[g/l] で作られた液体シンチレータに、¹³⁶Xe を 330[kg] 溶かしたものであり、液体シンチレータとの密度差はパラフィン混合油と同様に 0.4% 以下に抑えられている。二重 β 崩壊核として以下のような理由から ¹³⁶Xe が選ばれた。

- Q 値が大きく、観測がしやすい
- 2ν 二重 β 崩壊寿命に対する、ニュートリノレス二重 β 崩壊寿命の割合が大きい
- 放射性同位体の自然存在比が大きく、また、濃縮方法が確立されている
- 安定で反応性に乏しいため、扱いやすい
- 液体シンチレータによく溶け、回収しやすい

2.1.3 バルーン

半径 13[m] のバルーンの素材は、25[μm] のナイロン 3 層を、15[μm] の EVOH(エチレン・ビニールアルコール共重合体) で挟み込んだ 5 層構造であり、厚さは計 135[μm] となっている。この 5 層膜フィルムを葉形 44 枚にカットし、熱溶着によって球型に作られた。ナイロンは破断強度が高く、バルーンの破壊を防ぎ、EVOH は Rn ガスバリアー性が高く、液体シンチレータ中へのバックグラウンド源となる Rn の侵入を防ぐ役割を担っている。さらにこれらで作られた 5 層膜は液体シンチレータ、パラフィン混合油といった有機溶媒に対して耐性を持ち、シンチレータ光の 400[nm] 前後の波長域に対する光透過度が 94% と十分である。

バルーンを球型に保ち、位置を中央に維持するために、バルーンはケブラー紐と呼ばれる非常に強靱な繊維で作られたロープによって、吊るされている。この紐は経線方向に 44 本、緯線方向に 30 本存在する。経線方向 44 本は、加わっている重量が常に監視されており、バルーンに異常があった場合にすばやく察知できるようになっている。

2011 年に製作、インストールをしたばかりである半径 1.58[m] のミニバルーンの素材は、不純物の少ない特注の 25[μm] のナイロンフィルムである。さきほどのバルーン素材と同じく強い破断強度、有機溶媒耐性、高い光透過度を持ち、ミニバルーンの内容物は ¹³⁶Xe 入りシンチレータであるため、¹³⁶Xe バリアー性も高い(表 2.2)。

上記の素材全てにおいて、低バックグラウンド環境のために、放射性不純物量が小さいことが求められる。素材の選定や、徹底した洗浄、製作・インストール環境のクリーン化により、主な放射性不純物量は(表 2.3)のようになっている。

2.1.4 光電子増倍管

光電子増倍管(以下 PMT:PhotoMultiplier Tube)とは、光エネルギーを電気エネルギーに変換・増幅させる装置である。(図 2.6) は検出原理を模式的に表した図で、光はまず光電面に入射して光電効果を起こし、真空である内部に光電子を生成する。光電子は収束電極によって 1 次の電子増幅

透過度 [% , @波長 400nm]	99.1
LS への溶け出し [%/year/9cm]	< 0.0057
破断強度 [N/cm]	20
Xe 漏れ量 [g/year]	< 0.08

表 2.2: ミニバルーン用ナイロンフィルム

	^{238}U	^{232}Th	^{40}K
バルーン	0.018	0.014	0.27
ケプラー紐	0.08	0.8	1.2
ミニバルーン	0.019	0.049	0.056

表 2.3: バルーン・ケプラー紐・ミニバルーンの放射性不純物量 [ppb]

部に衝突し、複数の 2 次電子を生み出す。これが繰り返されることにより、増幅された電子が信号として送り出される。

KamLAND ではカミオカンデ実験に使われていた PMT に耐有機溶媒処理をほどこした 20inch-PMT と呼ばれるものと、スーパーカミオカンデ実験に使われている PMT の型を KamLAND 実験用に改良した 17inch-PMT と呼ばれるものの 2 種類がある (図 2.7)。それぞれの性能は (表 2.4) の通りであり、20inch-PMT に比べて 17inch-PMT は全体的に性能が向上している。

それらは外部検出器用に 20inch-PMT225 本が円筒型ベルトに、内部検出器用に 20inch-PMT554 本と 17inch-PMT1325 本がステンレス製球に設置されている。

2.2 検出方法

2.2.1 逆ベータ崩壊による反電子ニュートリノ検出

KamLAND は、反電子ニュートリノが検出器内を通過するニュートリノが陽子と反応して起こる逆 β 崩壊 (2.1) を利用して、検出を行なっている。

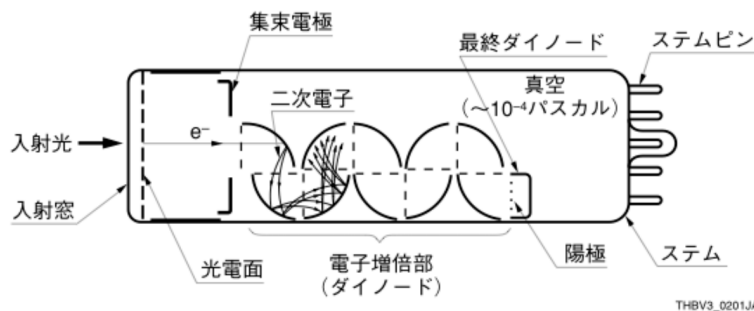


図 2.6: PMT の構造 [11]

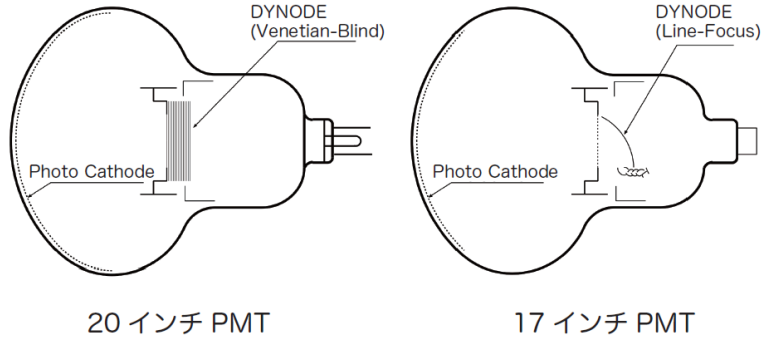


図 2.7: KamLAND の 2 種類の PMT

	時間分解能 [ns]	ピーク/バレー比
20inch-PMT(Hamamatsu R3600)	6	1.5
17inch-PMT(Hamamatsu RS7250)	3	3.9

表 2.4: 17inch, 及び 20inch-PMT の性能

この反応が生じると、陽電子と中性子が生成され、陽電子はすぐさま電子と衝突して 2 本の線が放出される (2.2)。この反応から観測される信号を先発信号と呼ぶ。一方で中性子は陽子との衝突を繰り返しながらエネルギーを落として熱中性子化し、寿命 $207.5[\mu\text{s}]$ で陽子に捕獲されて $[12]\gamma$ 線が放出される (2.3)。これを後発信号と呼ぶ。

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.2)$$

$$n + p \rightarrow d + \gamma \quad (2.3)$$

この 2 つの信号の時間・空間相関から遅延同時計測を行うことで、バックグラウンドイベントと反電子ニュートリノイベントを精度よく識別することができる。一連の反応の流れを (図 2.8) に示す。

先発信号のエネルギー E_{prompt} 、後発信号のエネルギー $E_{delayed}$ 、逆ベータ崩壊を起こすために必要なニュートリノのエネルギー $E_{threshold}$ について考える。まず (2.1)、(2.2) からエネルギー保存則を適用して、(2.4)、(2.5) を得る。ただし、陽子と電子 (e^-) は静止していて運動エネルギーを持っていないとする。

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = K_{e^+} + m_e + K_n + M_n \quad (2.4)$$

$$K_{e^+} + m_e + m_e = E_{prompt} \quad (2.5)$$

ここで、 $E_{\bar{\nu}_e}$ は反電子ニュートリノのエネルギー、 M_p は陽子の静止質量、 M_n は中性子の静止質量、 m_e は電子の静止質量、 K_{e^+} は陽電子の運動エネルギー、 K_n は中性子の運動エネルギーである。(2.4)、(2.5) から K_{e^+} を消去して整理することで (2.6) を得る。

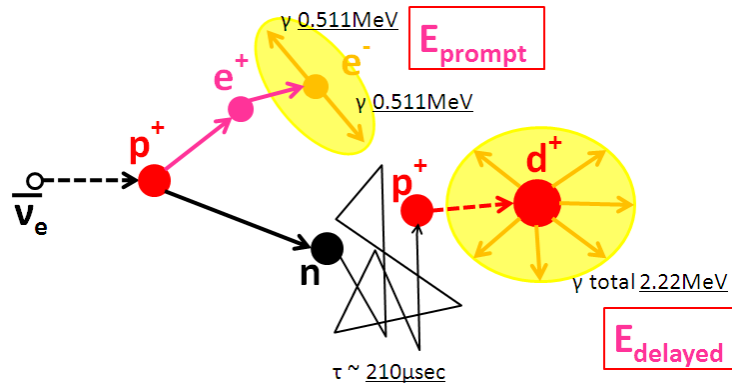


図 2.8: 反電子ニュートリノイベント

$$\begin{aligned}
 E_{prompt} &= E_{\bar{\nu}_e} - K_n + M_p - M_n + m_e \\
 &= E_{\bar{\nu}_e} - K_n - 0.782[\text{MeV}]
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

(2.3) からエネルギー保存則を適用して (2.7) を得る。ただし、中性子は (2.1) で得た運動エネルギーを陽子との衝突により失っているとす。

$$\begin{aligned}
 M_n + M_p + m_e &= M_d + E_{delayed} \\
 E_{delayed} &= (M_n + M_p + m_e) - M_d \\
 &= 2.22[\text{MeV}]
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

ここで M_d は重水素原子の静止質量である。
(2.1) 反応前後の質量差から、

$$\begin{aligned}
 E_{threshold} &= \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} \\
 &= 1.803[\text{MeV}]
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

以上より、 E_{prompt} 、 $E_{delayed}$ 、 $E_{threshold}$ が求まった。

2.2.2 電子散乱によるニュートリノ検出

反電子ニュートリノ以外のニュートリノについては、電子散乱 (図 2.9) を利用することで検出が可能である。散乱によって運動エネルギーを得た電子が液体シンチレータ中を移動することでシンチレーション光が発生し、その光を観測する。

(図 2.9) のように電子の散乱角 θ を取った時、エネルギー保存則及び運動量保存則から、散乱電子の運動量 K_{e^-} が得られ (2.9)、 $\theta = \pi$ のとき最大値を取る。

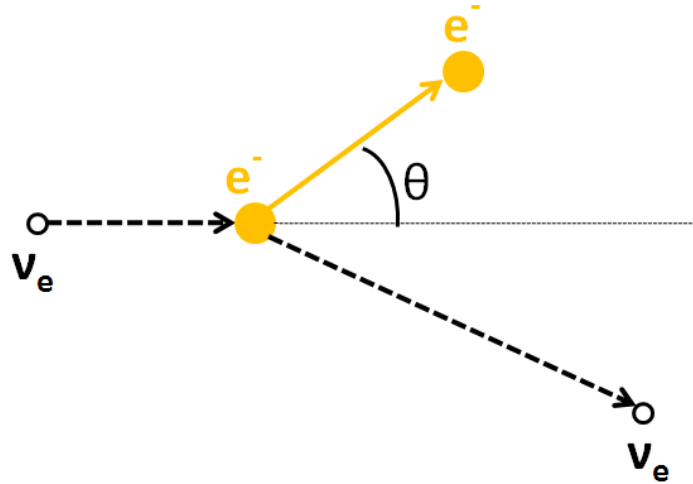


図 2.9: ニュートリノの電子散乱

$$K_{e^-} = \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_\nu}{m_e}}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\nu}{m_e}} E_\nu \quad (2.9)$$

$$\leq \frac{E_\nu}{1 + \frac{m_e}{2E_\nu}} \quad (\theta = \pi) \quad (2.10)$$

2.2.3 ニュートリノレス二重 β 崩壊の検出

^{136}Xe が二重 β 崩壊を起こすと ^{136}Ba となり、2つの電子を生成する (2.11)、(2.12)。その Q 値は $2.46[\text{MeV}]$ である。



(図 1.7) で示した通り、 2ν 二重 β 崩壊とニュートリノレス二重 β 崩壊では電子の持つエネルギーが異なる。そのため、電子のエネルギースペクトルを直接測定することでニュートリノレス二重 β 崩壊の検出することができる。しかし、これは単発信号であるため、遅延同時計測で関連付けを行うことができない。よって、バックグラウンドの除去が非常に重要となる。

2.3 データ収集システム

2.3.1 既存回路 KamFEE

KamLAND 建設時にインストールされた KamFEE(KamLAND Front-End Electronics) と呼ばれる電子回路 (図 2.10) を用いてデータのデジタイズ、データの選別・転送を行なっている。PMT

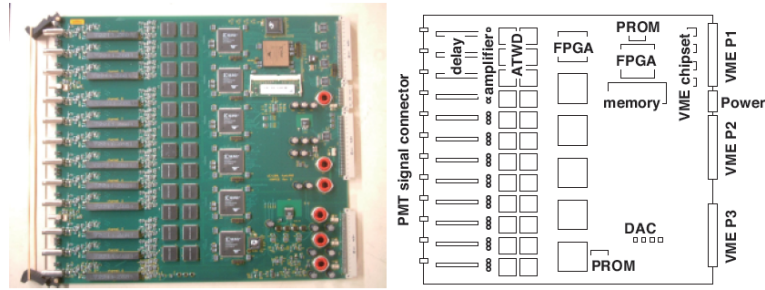


図 2.10: KamFEE 写真と概略図

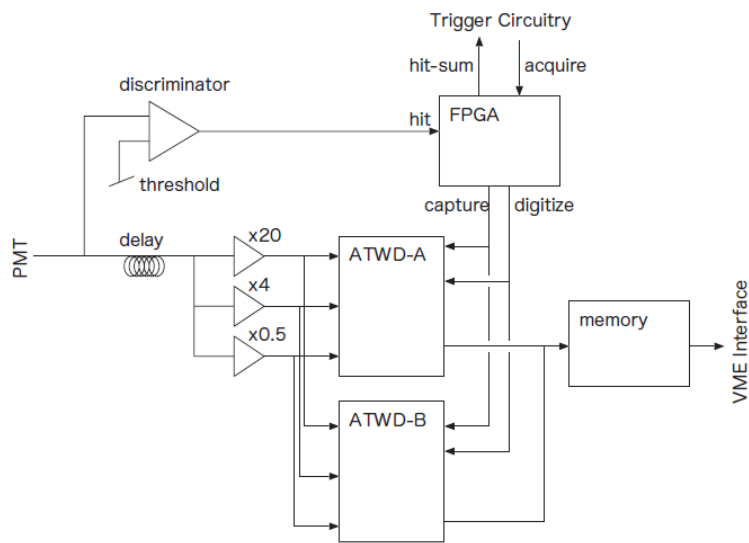


図 2.11: KamFEE の回路図

に 1 つの光子が入射した 2[mV] 程度の波形 (*1p.e.* 信号) から、宇宙線ミュオンが検出器を通った際に生じる数 V 程度の波形までを記録するために、ダイナミックレンジは 10^4 以上が必要となる。また、1 つのイベントを記録した PMT 毎の波形の時間差を ns 単位で測定できる時間分解能も要求される。

KamFEE が 1 枚につき、12ch の PMT からのデータ処理を行うことができ、1ch あたりの回路は (図 2.11) のようになっている。PMT からの入力信号は、始めに BLR と呼ばれる回路 (後述) によって既存回路と新回路へ信号を分けて送る。既存回路側に送られた信号はさらに 2 つに分けられて片方はディスキリミネータに送られ、*1p.e.* 信号波高の $\frac{1}{6}$ である 0.33[mV] の閾値で Hit 信号を生成する。12ch 分の Hit 信号数 (0 ~ 12Hit) は 25[ns] 毎にトリガー基板へと送られ、全 KamFEE 回路からの Hit 信号数を基として様々なトリガーコマンドを発行する。通常用いられるトリガーコマンドは Hit 信号数の合計値 (NSum と呼ばれる) が 70Hit 以上で発行される Prompt トリガー、及び Delayed トリガーである。

始めに 2 つに分けられた信号のうち、もう片方は、まずディレイ回路を通り、トリガー回路が Hit 信号を処理している間、信号を保持する。ディレイ回路を抜けると信号はアンプ回路によって $\times 0.5$ 、 $\times 4$ 、 $\times 20$ に増幅され、それぞれ Low Gain、Middle Gain、High Gain と呼ばれる。この 3 つの

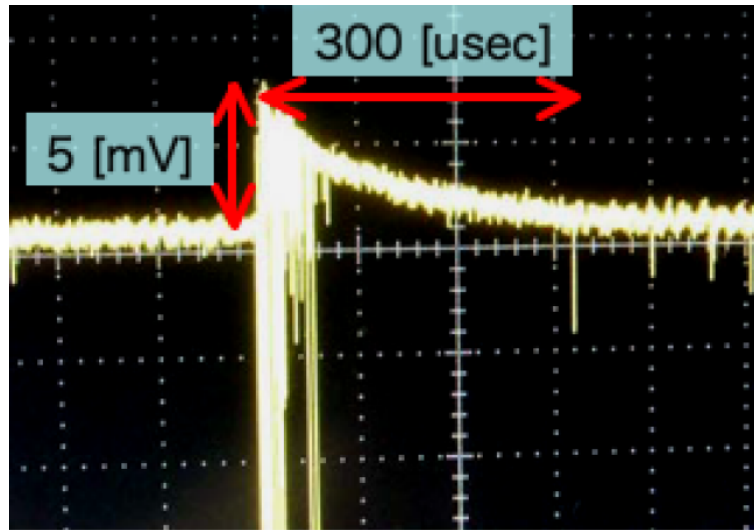


図 2.12: 宇宙線ミュオンのオーバーシュート

Gain を用いることにより、25,000 以上という高いダイナミックレンジが実現されている。3 つに分けられた信号は、ATWD(Analog Transient Waveform Degitizer) と呼ばれるデジタル化回路に入力される。それぞれの信号は一定間隔で 128 個のコンデンサへ蓄積され、128 個目まで達したら再び 1 個目から上書きしていく。時間のデジタル化はこの時点で行われており、分解能は 1.5[ns] となっている。よって 1 回に記録できる波形の長さはおおよそ 200[ns] である。トリガー回路からコマンドが発行されると、そのときに保持していた 128 個のコンデンサ内の電荷が、コンデンサ 1 つ 1 つに用意されているウィルキンソン型ランプ ADC(Analog Degital Comverter) によって 10bit にデジタル化される。デジタル化には最大で 30[μ s] の時間がかかる。ATWD は 2 つ存在し、片方が動作中の時はもう一方を使うことで、デッドタイムを低減が図られている。デジタル化されたデータは 12ch まとめてメモリー上に保存され、VME(VERSAmodule Eurocard) を通して、PC へ転送される。

2.3.2 新回路 MoGURA

宇宙線ミュオンの原子核破碎によって作られる放射性同位元素の崩壊イベントはバックグラウンドとなり、 ^8B 太陽ニュートリノや、ニュートリノレス二重 β 崩壊といった低頻度イベントの観測の妨げとなる。このバックグラウンドは、宇宙線ミュオン直後の原子核破碎に由来する中性子捕獲イベント(寿命 207.5[μ s]) を捉え、遅延同時計測法を用いて除去することができると考えられるが、既存回路 KamFEE では宇宙線ミュオンイベント後、最大 2[ms] の間オーバーシュート(図 2.12) によってベースラインが上昇し、1p.e. 信号を見つけることが難しい。

また、ATWD のデジタイズ時間から生じるデッドタイムにより、宇宙線ミュオンイベント後に PMT 由来で発生するアフターパルス(図 2.13) の中から全ての中性子捕獲イベントを記録することができない。そこで、これらの問題を解決するため、新回路 MoGURA(Module for General-Use Rapid Application)(図 2.14) が開発された。

PMT からの入力信号は、始めに BLR(BaseLine Restorer) と呼ばれる回路に入力される。既存回路側には、入力回路がそのまま送られるが、新回路側の出力にはパルス除去処理と Low pass

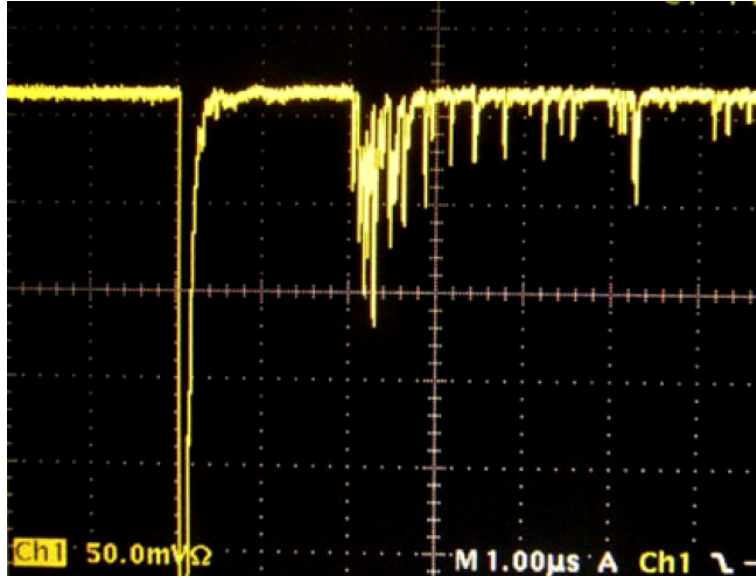


図 2.13: 宇宙線ミュオンのアフターパルス

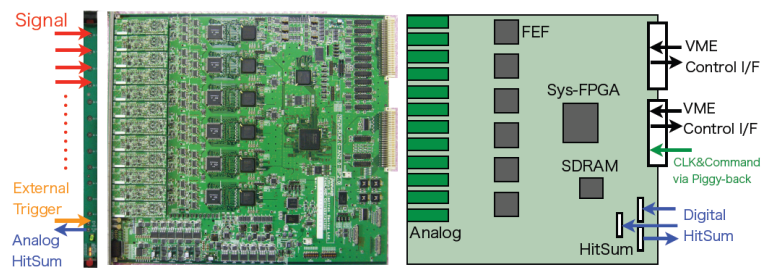


図 2.14: MoGURA 写真と概略図

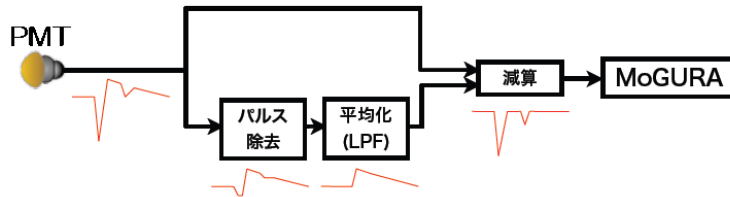


図 2.15: オーバーシュート低減のイメージ

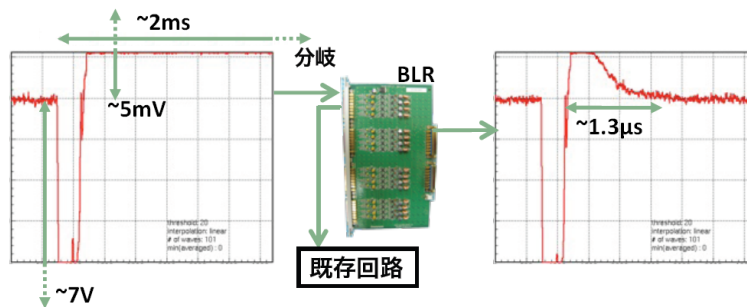


図 2.16: オーバーシュート低減の様子

filter をかけた信号と元信号との差を取ることでオーバーシュートの低減を行う (図 2.15)。これにより、最大で 2[ms] 続いていたオーバーシュートを $\sim 1[\mu\text{s}]$ で回復させることが可能となった (図 2.16)。

BLR から出力された信号は MoGURA に入力され、アナログ回路により 4 つの異なる増幅率を持つ Gain に分けられて FlashADC により瞬時にデジタル化される。4 つの Gain はそれぞれ L(Low) Gain、M(Middle) Gain、H(High) Gain、P(Precise) Gain と呼ばれ、サンプリングレートは Pgain のみ 1GSPS で他は 200MSPS であり、電位は 8bit でデジタル化される (表 2.5)。これにより、KamFEE を超えるダイナミックレンジ 100,000 を実現した。

デジタル化された信号は FEF(Front-End FPGA、FPGA は Field-Programmable Gate Array の略) 回路に過去 10[μs] 分の波形が 1 次バッファメモリに保存され、また、波形から Hit 信号が生成される。Hit 信号は 20[ns](=1CLK) 毎に全 ch がまとめて MoGURA トリガー基板へと送られ、MoGURA トリガー基板はその和 (HitSum) を基にしてトリガーを発行する。主に用いられるのは Single トリガーと呼ばれ、過去数 CLK 分の HitSum の和 (NHit) が一定値を越えたときに発

	P	H	M	L
サンプリングレート	1GSPS	200MSPS	200MSPS	200MSPS
電圧分解能	0.1mV	0.5mV	5mV	50mV
電圧領域	-20 ~ + 5mV	-100 ~ +25mV	-1 ~ +0.25V	-10 ~ +2.5V
増幅率	$\times 120$	$\times 24$	$\times 2.4$	$\times 0.24$

表 2.5: MoGURA の各 ADC gain-ch の性能

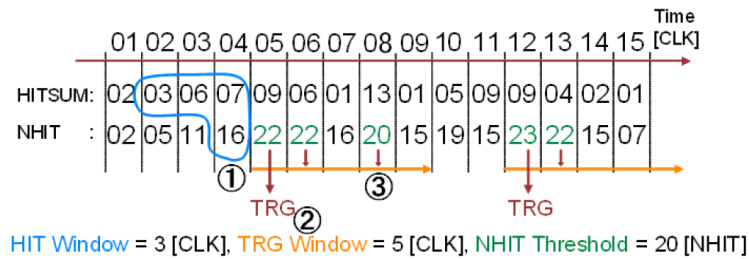


図 2.17: MoGURA トリガー基板のトリガー生成例

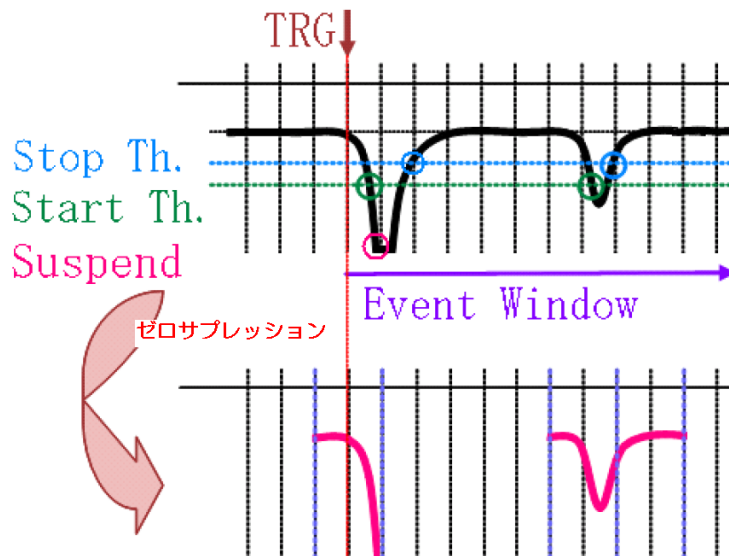


図 2.18: ゼロサプレッション例

行される (図 2.17)。

FEF がトリガーを受け取ると、波形データに対してゼロサプレッションによるデータ低減 (2.18) を行い、フレームと呼ばれる 2CLK(=40[ns]) 毎のデータ packets にまとめられて 2 次バッファメモリに保存される。ゼロサプレッションにより、データ量は平均しておよそ半分に減らすことができている。トリガの種類によっては、ゼロサプレッションを行わずに全データを保存することも可能であり、ゼロサプレッションを行わない波形保存を Acquire Range、行う波形保存を Acquire Hit と呼ぶ。フレームデータ packets は、SystemFPGA の要求により、SDRAM へと転送され、PC から VME によって読み出される。FEF から SDRAM までのデータの流れを (図 2.19) に示す。

高頻度イベントが続くなどで、FEF から SystemFPGA へのデータ転送が間に合わず、FEF の 2 次メモリバッファのデータ量が設定された閾値以上となると、データ量を低減したデータ packets を作成する。この状態を積分値モードと呼び、そのデータ packets は Almost full フレームと言う。Almost full フレームは波形を破棄して、ADC 値の積分値と信号の立ち上がり部分 4 点の ADC 値、その他時間情報等のみを記録したものである。もし、それでもデータ転送が間に合わずに FEF の 2 次メモリバッファが飽和してしまった場合は、緊急圧縮モードと呼ばれる状態へ移行する。このとき作成される Empty フレームというデータ packets は Hit 情報と時間情報だけを含

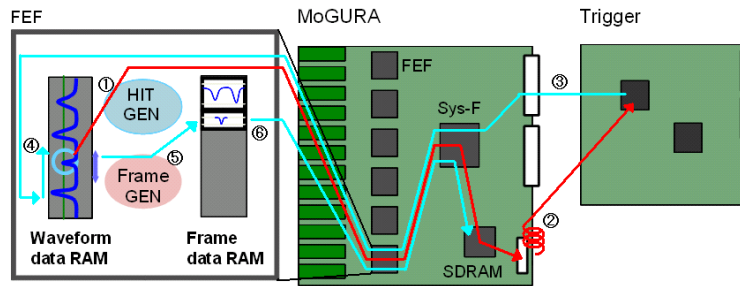


図 2.19: FEF から SDRAM までのデータの流れ

み、FEF の 2 次メモリバッファではなく、SystemFPGA を通じて SDRAM に直接記録される。波形データを含む通常のパケットは 1 フレーム (40[μ s]) 分の 2 つの PMTch データを保存している。最大で 5[μ s](1ch 分のみ保存の場合は 10[μ s]) 程度まで連結して 1 つのイベントとなり、それをフレームトレインという。1 フレームデータパケットは、以下の大きく 3 つの部分に分けることができる。

- フレームヘッダー (16byte)
タイムスタンプ、ch や gain 毎の波形データの有無、Hit の有無など。
- 波形データ (8~128byte)
最大で 2ch それぞれ 4gain の波形データ。波形が存在しない場合は飛ばされる。1ch 分の Pgain データは 40byte、HMLgain はそれぞれ 8byte である。
- フレームトレーラー (8byte)
タイムスタンプ、イベント番号、フレームトレインの末尾であるかどうか。

さらに、フレームトレインの先頭にはフレームトレインヘッダーが存在し、そのフレームトレインがいくつのフレームで構成されているかなどの情報が書かれている。

2.4 キャリブレーション

物理イベントが発生して、データとして記録されるまでに PMT やケーブル、電子回路を経由する。それらは完全に同一のものではなく、ch 毎に処理時間のばらつきが存在する。また、光の減衰のばらつきやエネルギーの大きさ等によって、実際のエネルギーと観測されるエネルギーの大きさが異なる。これらの特性をキャリブレーションによって知ることで、観測の精度を格段に良くすることができる。KamLAND では以下の 4 つのキャリブレーションが行われている。

- タイミングキャリブレーション
バルーンの中で色素レーザーを 1.2[ns] 間だけ光らせることによるイベントを観測し、時間のばらつきを修正する。
- ゲインキャリブレーション
1*p.e.* 信号を観測することで、PMT 毎の増幅率の違いを修正する。

- エネルギーキャリブレーション

放出されるエネルギーが既知である放射線源 ^{68}Ge 、 ^{65}Zn 、 ^{60}Co 、Am/Be からの γ 線及び、陽子と ^{12}C の中性子捕獲による γ 線を観測することで、実際のエネルギーと観測されたエネルギーの違いを修正する。

- ヴァーテックスキャリブレーション

バルーン内部任意の位置でイベントを発生させ、観測されたデータから再構成させたイベント位置との違いを修正する。

これらのキャリブレーションにより、現在の位置分解能は $12[\text{cm}]/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ 、エネルギー分解能は $6.5 [\%]/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ となっている。エネルギー $0.9 < E < 8.5[\text{MeV}]$ 、半径 $5.5[\text{m}]$ 以内という条件下であれば、位置分解能は $3[\text{cm}]$ 未満にまで達する。

第3章 ニュートリノレス二重 β 崩壊測定の バックグラウンド

ニュートリノレス二重 β 崩壊のエネルギースペクトルはQ値である2.48[MeV]付近に分布する。これは単発信号であり、遅延同時計測のような関連付けが行えない。よって、Q値を跨いで分布するイベントは、全てバックグラウンドとなり、主に以下の4種のバックグラウンドが考えられる。

- ^{136}Xe の 2ν 二重 β 崩壊
- ^8B 太陽ニュートリノ
- ミニバルーンが含む放射性不純物
- ミューオンにより生成される不安定核の崩壊

ニュートリノレス二重 β 崩壊、及びバックグラウンドのシミュレーションによる予想エネルギースペクトルは(図3.1)のようになる。ただし、 ^{10}C については、タギング(後述)による低減を行っていない値と、90%低減された値の2つが描かれている。また、予想イベント数は(表3.1)であり、 ^{10}C は90%低減された値である。

なお、シミュレーションの条件は以下の値を用いた。

- ミニバルーン
 - $R = 1.58[\text{m}]$
 - Film Thickness = $25[\mu\text{m}]$
 - contamination (^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K) = $(3.0 \times 10^{-12}, 3.0 \times 10^{-12}, 2.4 \times 10^{-11})[\text{g/g}]$
- 有効質量
 - $\langle m_{\nu_e} \rangle = 150[\text{meV}]$
- 半減期
 - $T_{\frac{1}{2}}^{2\nu\beta\beta} = 2.11 \times 10^{22}[\text{year}]$ [13]
 - $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu\beta\beta} = 1.14 \times 10^{24}[\text{year}]$ [14]

$^{136}\text{Xe } 2\nu$	^{208}Ti	^{214}Bi	^{10}C	^{11}Be	^8B	Total	$^{136}\text{Xe } 0\nu$
8.82	1.51×10^{-2}	7.03	2.27	0.19	1.11	19.43	17.04
± 0.70	$\pm 0.14 \times 10^{-2}$	± 0.03	± 0.01	± 0.01	± 0.02	± 0.70	± 0.02

表 3.1: ニュートリノレス二重 β 崩壊とバックグラウンドの予想イベント数 [events/year]

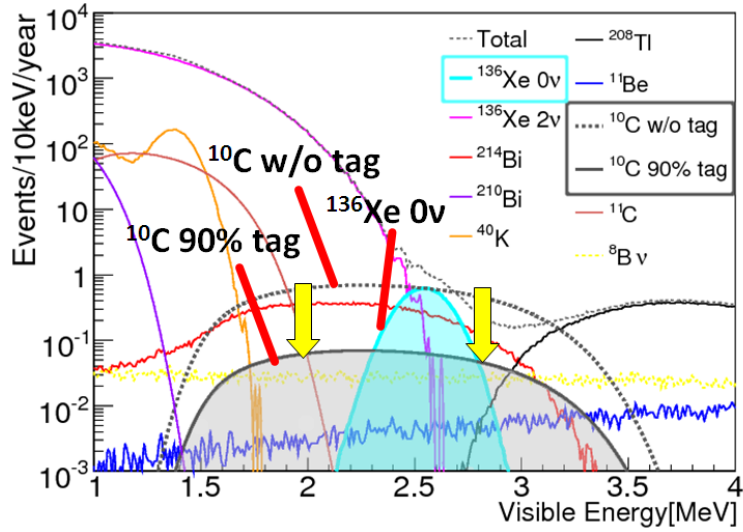


図 3.1: ニュートリノレス二重 β 崩壊とバックグラウンドの予想スペクトル

3.1 ^{136}Xe の 2ν 二重 β 崩壊

(図 1.7) に示したように、 2ν 二重 β 崩壊とニュートリノレス二重 β 崩壊のエネルギーは異なるが、エネルギー分解能の限界により、実際の測定値では 2ν 二重 β 崩壊のスペクトルが、ニュートリノレス二重 β 崩壊のスペクトルに染み出してしまい、バックグラウンドとなる。すでに完成された検出器である KamLAND でエネルギー分解能を大きく上昇させることは難しく、解析的手法で取り除くこともできない。 2ν 二重 β 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ は 2011 年に EXO 実験によって発表された値である、 $2.11 \times 10^{22}[\text{year}]$ を用いている。これは実験計画当初に想定していた値よりも短かったため、バックグラウンドの予想値が大きくなってしまったが、それでもニュートリノレス二重 β 崩壊の測定は可能である。また、 ^{136}Xe の 2ν 二重 β 崩壊の観測そのものも、EXO 実験結果の検証として原子核物理学において大いに意味のある実験である。

3.2 ^8B 太陽ニュートリノ

太陽内部における核融合のうち、pp チェインに含まれる (3.1) によって生成される電子ニュートリノが電子散乱を起こすことで生じるイベントがバックグラウンドとなる。



単発信号である上に広いエネルギー領域に広がっているために除去は難しいが、ニュートリノレス二重 β 崩壊のスペクトルの形に大きな影響は与えず、そのイベント数も過去の実験結果からよく知られている。

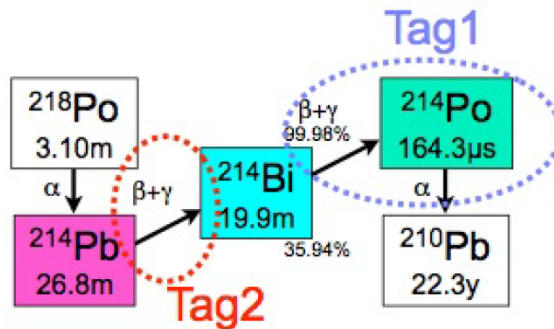
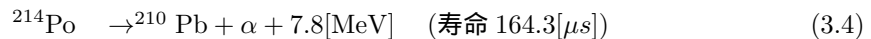
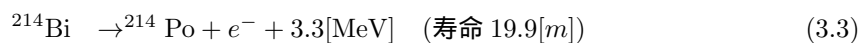
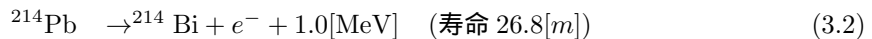


図 3.2: ^{214}Bi の崩壊とタギング

3.3 ミニバルーンが含む放射性不純物

主に問題となるのは ^{238}U 系列の崩壊核のうち、 ^{214}Bi の崩壊である (3.3)。 ^{238}U の崩壊過程で ^{218}Po は ^{214}Pb 、 ^{214}Bi 、 ^{214}Po 、 ^{210}Pb と一連の崩壊を起こす (図 3.2)。このことを利用し、親核 ^{214}Pb 及び娘核 ^{214}Po の崩壊イベント (3.2)(3.4) との位置・時間相関によるタギングにより、 ^{214}Bi の崩壊由来バックグラウンドは 88% 除去できる。(図 3.1)、(表 3.1) は、除去済の値を用いた。



ミニバルーンフィルムの厚みが増すと ($> 25[\mu\text{m}]$)、(3.4) によって生成される α 線のエネルギーが失われ、観測がしづらくなる。また、不純物である ^{40}K の含有量が大きいと ($> 0.1[\text{ppb}]$)、(3.2) の観測が効率が下がり、タギングが困難になる。しかし、ミニバルーンはその 2 つの条件をクリアした素材を用いて作られている。

3.4 宇宙線ミュオンにより生成される不安定核の崩壊

宇宙線ミュオンによって放射性同位元素が生成され、そのうち ^{10}C の崩壊は全てのバックグラウンドでも、最も深刻である。 ^{10}C の寿命が長いことから、ミュオン後に単純な Veto を用いて除去することはできない。そのため、タギングを用いて低減を行う。詳細は 4 章で述べる。

第4章 ^{10}C タギング

4.1 ^{10}C の生成・崩壊過程

^{10}C の生成・崩壊の過程を (図 4.1) に示す。宇宙線ミュオンは液体シンチレータ中の ^{12}C を破碎し、 ^{10}C と中性子 2 個を生成する。2 つの中性子は $207.5[\mu\text{s}]$ の寿命で陽子に捕獲されて $2.2[\text{MeV}]$ の γ 線を発し、一方で ^{10}C は寿命 $27.8[\text{s}]$ で ^{10}B へ崩壊して合計 $1.74 \sim 3.65[\text{MeV}]$ のエネルギーを持つ γ 線を発する (図 4.1)。エネルギースペクトルは (図 4.1)、(図 4.1) の通りである。中性子捕獲イベントと ^{10}C 崩壊イベントは近い位置で生じ、また、ともに宇宙線ミュオントラック周辺であることがわかっている。

- ① 宇宙線ミュオンイベント
- ② 中性子捕獲イベント
- ③ ^{10}C 崩壊イベント

これら一連の 3 つのイベントを空間・時間的相関によって遅延同時計測し、 ^{10}C 崩壊のイベントをタギングする。実際には、宇宙線ミュオン後、トラック周囲に起こる中性子捕獲イベントを捉え、その周辺を ^{10}C の寿命に対して十分な時間 Veto することになる (図 4.1)。

生成される ^{10}C のうち、中性子の生成を伴って、中性子捕獲により $2.2[\text{MeV}]$ の γ 線を放出する確率 P_{with} は 90.7% であることがわかっているが [15](表 4.1)、その際に付随する中性子捕獲信号が 1 つであるのか 2 つであるのかというマルチプリシティの分布はわかっていない。そこでこれ以後、付随する中性子捕獲信号は必ず 1 つであると仮定して研究を進める (P_{with} で信号を 1 つ出し、 $(1 - P_{with})$ で信号を出さない)。この仮定は ^{10}C の低減率に対して、最低限の見積もりを与える。そのとき、目標である 90% のタグ効率を実現するにはミュオン後の中性子捕獲イベント全てを余すところなく捕らえることが、このタギングにおいて必要となる。既存回路 KamFEE には、信号のデジタル化に費やす時間によるデッドタイムが存在するため、全ての中性子捕獲イベントを捕らえることはできない。しかし、新回路 MoGURA はデジタル化にデッドタイムを生じないため、効率の上昇が期待される。

Neutron-eliminating reactions, e.g., (n, p)	$(96.3 \pm 3.7)\%$
Neutron captures on ^1H	$(99.5 \pm 0.1)\%$
LS-BO boundary	$(93.3 \pm 2.0)\%$

表 4.1: ^{10}C の中性子捕獲イベントの付随率 [15]

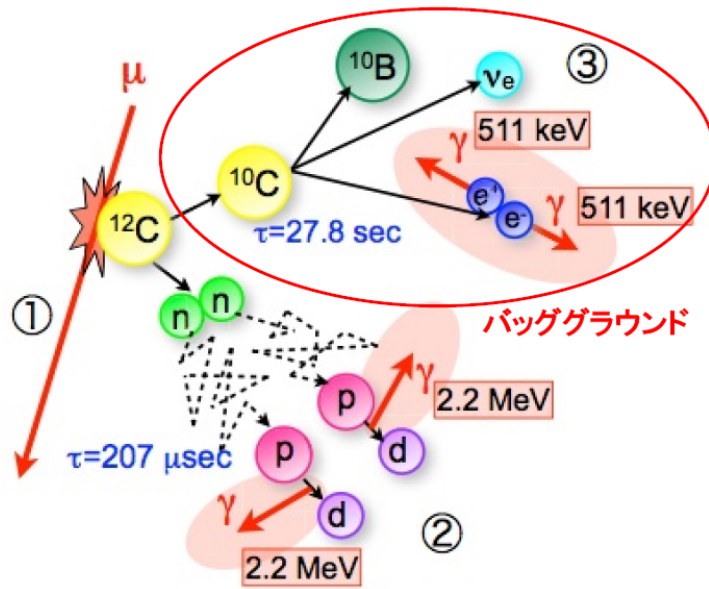


図 4.1: ^{10}C の生成・崩壊過程

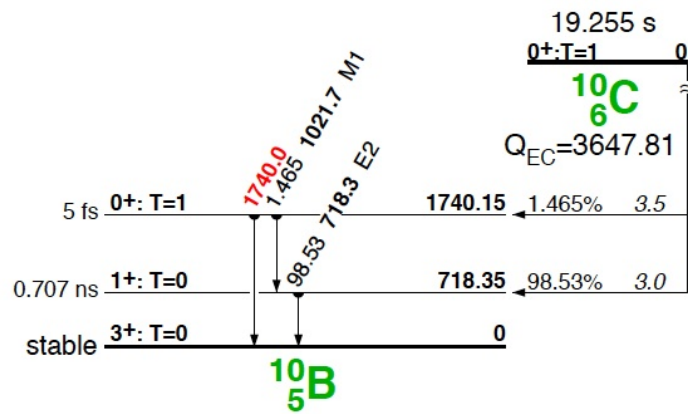


図 4.2: ^{10}C の崩壊のエネルギー準位

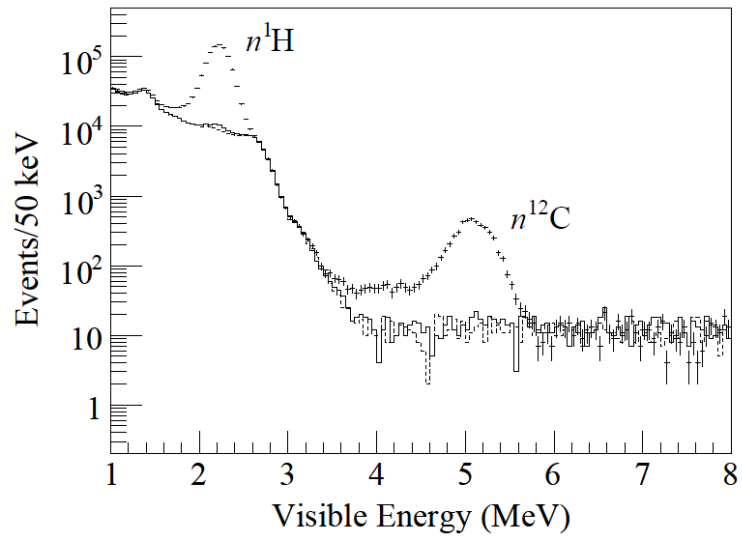


図 4.3: 中性子捕獲イベントのエネルギースペクトル [15]

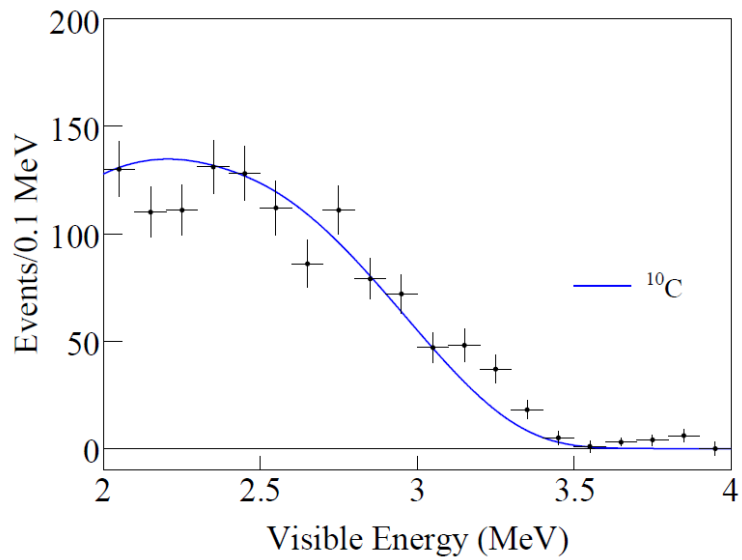


図 4.4: ^{10}C 崩壊イベントのエネルギースペクトル [15]

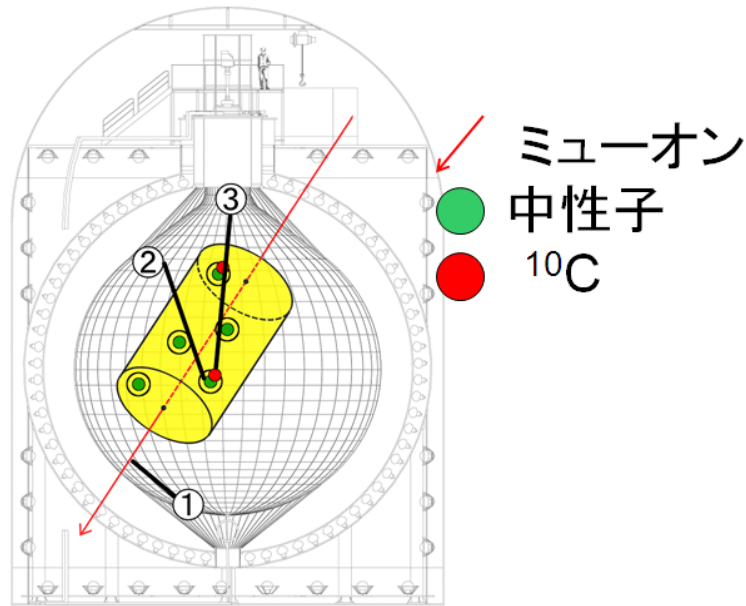


図 4.5: ^{10}C タギングのイメージ図

4.2 宇宙ミュオンイベント

宇宙線ミュオンは、そのほとんどが岩盤で遮られているため地上よりも遥かに少なく、検出器内を通る宇宙線ミュオンイベントは $0.32[\text{Hz}]$ である。このうち、液体シンチレータ中を通過してシンチレーション光を伴うイベントは $0.20[\text{Hz}]$ 、シャワーを起こして大きな電荷量を落としていくイベントは $0.03[\text{Hz}]$ ほどである。シャワーを起こす宇宙線ミュオンは showering ミュオン、そうでない宇宙線ミュオンは non-showering ミュオンと呼ばれる。宇宙線ミュオンは ^{10}C に限らず、様々な放射性同位元素を作りながら (表 4.2)、軌道にそって最大 100 以上もの中性子を生み出す。宇宙線ミュオンのエネルギーが大きいほど、多くの中性子を作る傾向があり、生成される中性子の 64% 程度が showering ミュオンによる。

4.3 中性子捕獲イベント

中性子は、反電子ニュートリノ検出方法の項で述べたのと同様に、陽子と衝突してエネルギーを失った後、 $207.5[\mu\text{s}]$ で陽子に捕獲されて $2.2[\text{MeV}]$ の γ 線を放出する (4.1)。まれに ^{12}C に捕獲され、 $4.9[\text{MeV}]$ の γ 線を放出する可能性があるが、反応比は $0.995 : 0.005$ であるのでイベント数には考慮しない。



過去の研究から、液体シンチレータ中で生じる中性子捕獲イベントレートは $3275 \pm 276[\text{events/day/kton}]$ であることがわかっている [15]。

生成核	寿命	崩壊モード	E[MeV]	生成量 [events/day/kton]
${}^7\text{Be}$	76.9 [day]	EC, γ (10%)	0.478	-
${}^{11}\text{C}$	29.4 [min]	β^+	1.98	1106
${}^{10}\text{C}$	27.8 [sec]	β^+	3.65	21.1
${}^6\text{He}$	1.16 [sec]	β^-	3.51	-
${}^{11}\text{Be}$	19.9 [sec]	β^+	11.5	1.4
${}^{12}\text{B}$	29.1 [min]	β^-	13.4	54.8
${}^8\text{Li}$	1.21 [sec]	β^-	6.0	15.6
${}^9\text{C}$	182.5 [msec]	β^+	16.5	3.8
${}^{12}\text{N}$	15.9 [msec]	β^+	17.3	2.3
${}^8\text{B}$	1.11 [sec]	β^+	18.0	10.7
${}^8\text{He}$	0.1717 [sec]	β^- (84%), $\beta^- + n$ (16%)	10.7	0.9
${}^9\text{Li}$	0.2572 [sec]	β^- (50%), $\beta^- + n$ (50%)	13.6	2.8

表 4.2: KamLAND における宇宙線ミュオンの原子核破砕により生成される不安定核 [15]

4.4 ${}^{10}\text{C}$ 崩壊イベント

${}^{10}\text{C}$ は寿命 27.8[s] で β 崩壊し (4.2)、生じた陽電子の対消滅 (4.3) がバックグラウンドとなる。

$${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^{10}\text{B} + e^+ + \nu_e \quad (4.2)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma > 1022[\text{keV}] \quad (4.3)$$

${}^{10}\text{C}$ の Q 値は 3.65[MeV] であり、 ν_e の持ち去るエネルギーによって、電子の対消滅で生じるエネルギーは 1.78[MeV] を下限として広く分布する。それにより、ニュートリノレス二重 β 崩壊のエネルギースペクトルに大きく重なってしまう。イベントレートは 21.1[events/day/kton] であるとわかっている。

第5章 イベントセレクション

5.1 宇宙線ミュオンイベントセレクション

5.1.1 セレクション条件

宇宙線ミュオンイベントの選定には、KamFEE のデータと MoGURA のデータを併用した。選定条件はイベントのエネルギー分布 (図 5.1) から (5.1), (5.2) の両方が満たされた場合とした。

$$Q_{17KamFEE} \geq 10,000 [p.e] \quad (5.1)$$

$$Q_{17MoGURA} \geq 10,000 [p.e] \quad (5.2)$$

ここで $Q_{17KamFEE}$ 、 $Q_{17MoGURA}$ は、それぞれ KamFEE と MoGURA と用いて内部検出器の 17inch-PMT から得られた電荷量である。のちの解析のため、宇宙線ミュオンイベントの残存光量 ΔQ 、侵入座標 r_E 、進行方向 r_D を記録する。残存光量 ΔQ とは、 $Q_{17KamFEE}$ から宇宙線ミュオンが検出器中の通過距離あたり失われる最小電荷量を引いた値で、シャワーを起こした分の光量を表す。そのエネルギー損失はパラフィン混合油中では、 $\sim 30[p.e./cm]$ 、液体シンチレータ中では、およそ $600 \sim 700[p.e./cm]$ である (図 5.2)。イベント位置の再構成精度について、シミュレーションから予想される宇宙線ミュオンのバルーン内部平均通過距離は $874 \pm 13[cm]$ に対し、実測値は $878[cm]$ となっている。

5.1.2 セレクション結果

32.3 日分のデータを解析した結果、ミュオンイベントレートは $0.328[Hz]$ であった。このうち、 $\Delta Q > 1 \times 10^6[p.e.]$ である showering muon のイベントレートは $0.0089[Hz]$ であった。 ΔQ ヒストグラムは (図 5.3) のようになった。

5.2 中性子捕獲イベントセレクション

宇宙線ミュオン後に生じる中性子捕獲イベントを探しだす。しかし、PMT 由来のアフターパルスが最大で $\sim 100[\mu s]$ ほど続くため、その中からの探索は容易ではない。そこで、MoGURA を用いて 17inch-PMT から得られる宇宙線ミュオン直後 $1[ms]$ の波形データ全てを足しあわせ、その波形和から様々な条件を加味して中性子捕獲イベントを選定した (図 5.4)。

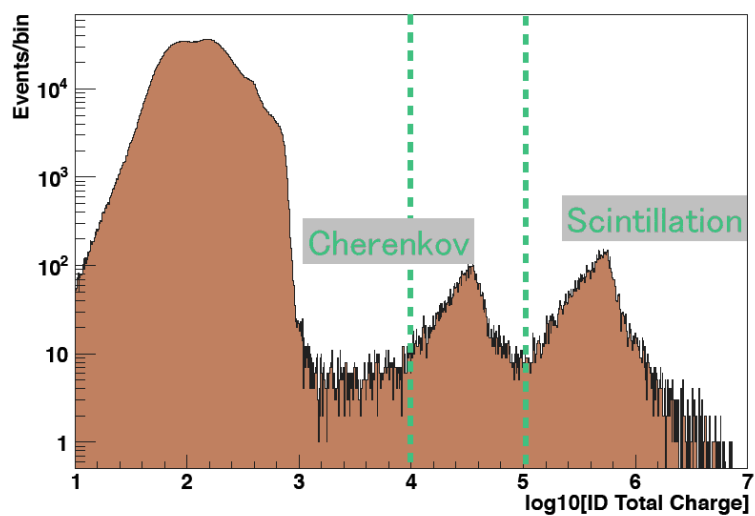


図 5.1: 全イベントのエネルギー分布

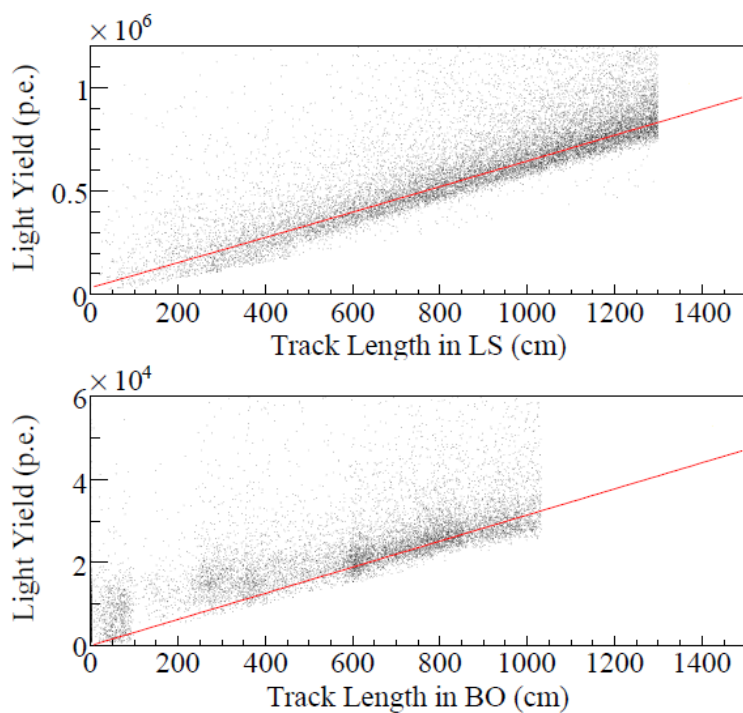


図 5.2: 液体シンチレータ (LS)、パラフィン混合油 (BO) 中の通過距離と Q_{17}

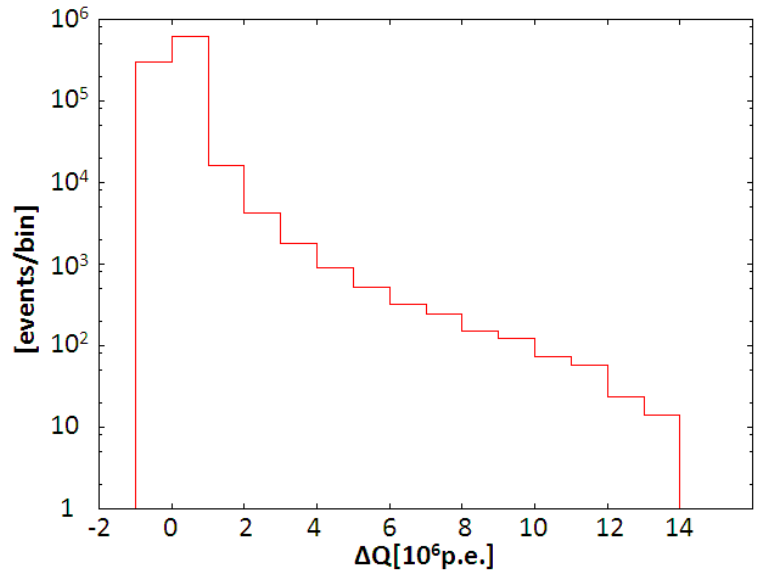


図 5.3: 宇宙線ミュオン¹の ΔQ ヒストグラム

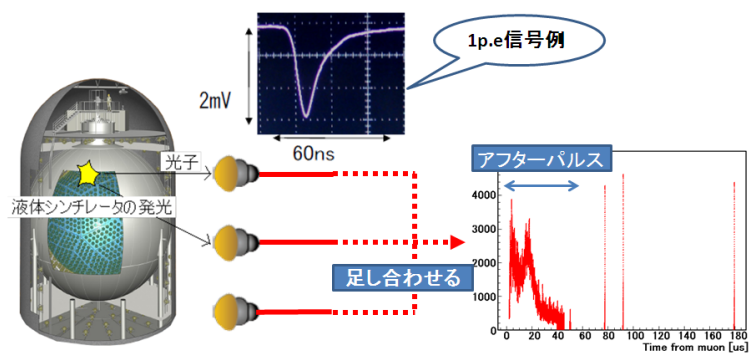


図 5.4: 波形和の作成イメージ

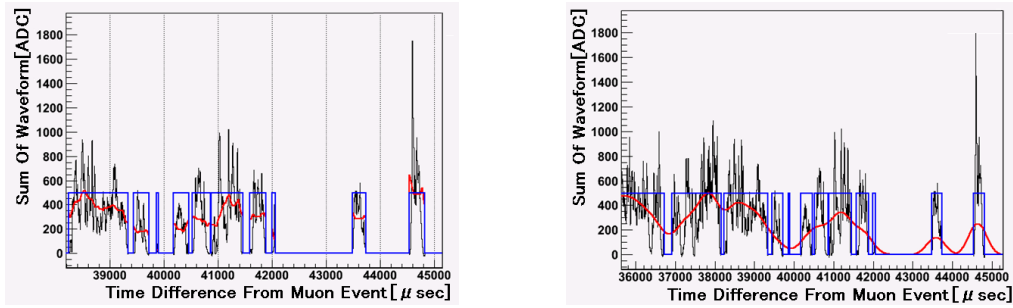


図 5.5: 単純移動平均の例

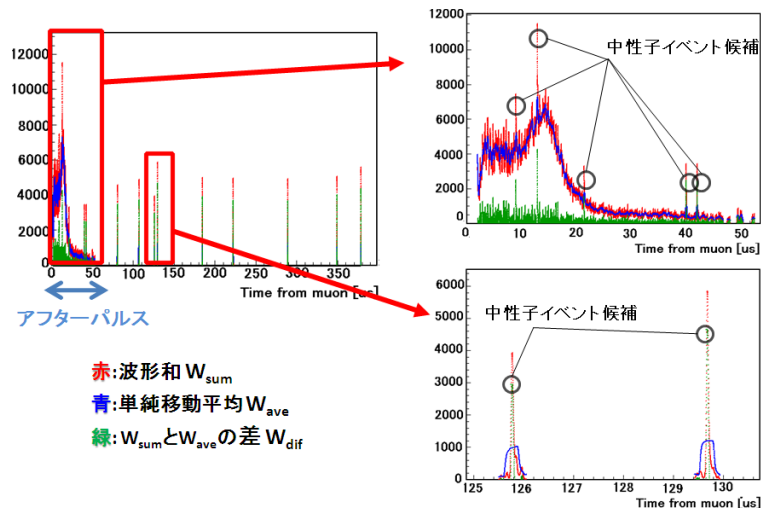


図 5.6: 波形和の例

5.2.1 中性子捕獲イベント候補のセレクション

中性子捕獲イベント候補を大まかに選定した。まず波形和 W_{sum} (図 5.5 青線) の単純移動平均 W_{ave} (同図赤線) を求めた (5.3)。

$$W_{ave}(n) = \frac{1}{N} \sum_{m=n-140}^{m+140-1} W_{sum}(n) \quad (5.3)$$

ただし、波形データの存在しない領域では和を取らず、その分だけ N の値も減ずる (図 5.5 左)。波形データの存在しない領域でも和を取り、 N の値を固定した場合、 W_{ave} は (図 5.5 右) のようになり、これは実態に即していないと考えた。

次に W_{sum} と W_{ave} の差 $W_{dif}(=W_{sum}-W_{ave})$ を取り、 W_{dif} のピークを中性子イベント候補とした (図 5.6)。ピークの閾値は (5.4) とした。ピークの高さは閾値を越えた時間から 100[ns] の間で最も大きな値とした。のちの解析のため、中性子イベント候補となったピークの高さ H_{peak} [ADC] 及び、閾値を越えた時間 $T0_{peak}$ [ns] を記録する。

$$H_{peak} > 400[\text{ADC}] \quad (5.4)$$

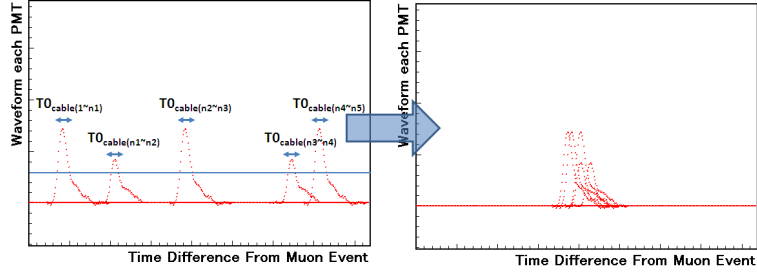


図 5.7: イベント位置 \vec{r}_{event} 再構成前後における PMT 毎の波形イメージ

5.2.2 中性子捕獲イベント候補からの厳選

中性子捕獲イベント候補から中性子捕獲イベントを選定した。まず $T0_{peak} - 200 \sim T0_{peak} + 200[\text{ns}]$ の領域で各 PMT からの波形 $W_{cable(n)}$ を得、PMT 毎に波形が 30[ADC] を超えるプロット点の時間 $T0_{cable(n)}$ を求めた (図 5.7 左)。PMT 毎の $T0_{cable(n)}$ の差異は、主にイベント位置 \vec{r}_{event} から PMT まで光子が飛行時間によると考えられ、この値から \vec{r}_{event} を再構成することができる。それに応じて $W_{cable(n)}$ から TOF(Time Of Flight) 分時間を差っ引き (図 5.7 右)、和を取ることで中性子捕獲イベントのピークを鋭くすることができ、アフターパルスによる偽のピークとの区別が容易になる。ここから再構成された波形和のピークの高さ H'_{peak} 及び、時間 $\Delta T'_{peak}$ を得た。また、 \vec{r}_{event} と宇宙線ミュオンイベントの侵入座標 $r_E^{\vec{}}$ 、進行方向 $r_D^{\vec{}}$ から表されるトラックとの距離を ΔL とした。

光子の飛行時間による $T0_{cable(n)}$ の差異は、内部検出器の直径が 13[m]、液体シンチレータ中の波長 400[nm] 光子の速さが約 16.95[cm/ns] であることを考えると最大 80[ns] である。また、これ以外の PMT やケーブル等が原因と考えられる差異は、光子の飛距離による時間差が小さいと思われる検出器中央から 1[m] 以内で起こったイベントの $T0_{cable(n)}$ ヒストグラムである (図 5.8) から、(5.5) より 20[ns] ほどであった。1p.e. 信号の長さが 60[ns] 程度であることも考慮すると、PMT からの波形を得る領域 ($\Delta T_{peak} - 200 \sim \Delta T_{peak} + 200$)[ns] は十分な大きさであることが分かる。

$$32.4[\text{ns}] - (1[\text{m}] \times 2) \div 16.95[\text{cm/ns}] \sim 20[\text{ns}] \quad (5.5)$$

これらのイベント情報から、(5.6)、(5.7)、(5.8)、(5.9) を満たすイベントを中性子捕獲イベントとした。

$$H'_{peak} > 3000[\text{ADC}] \quad (5.6)$$

$$\Delta T'_{peak} > 20[\mu\text{s}] \quad (5.7)$$

$$|\vec{r}_{event}| < 5.0[\text{m}] \quad (5.8)$$

$$\Delta L < 3.5[\text{m}] \quad (5.9)$$

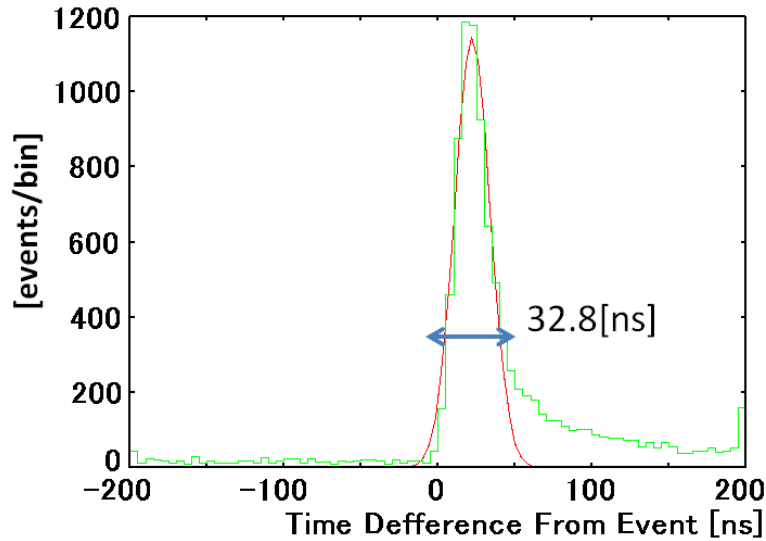


図 5.8: $T0_{cable(n)}$ ヒストグラム

5.2.3 セレクション条件の設定と影響

実際に測定したデータ (Livetime=32.3[day]) を用いて、中性子捕獲イベント選定条件 (5.4)、(5.6)、(5.7)、(5.8)、(5.9) の設定方法と、その条件下において識別できないイベント数を見積もる。

H_{peak} の評価

条件 (5.4) における、中性子捕獲イベント候補選定のための閾値 H_{peak} は、ピークの高さ H_{peak} のヒストグラム (図 5.9) から決定した。

ノイズイベントの少ない $\Delta T_{peak} > 600[\mu s]$ のもとで、 $H_{peak} - H'_{peak}$ ヒストグラムは (図 5.10) のようになった。これはイベント位置を考慮することによって、ピークの高さがどれだけ鋭くなるかを示した図といえる。この図から $H_{peak} < 400[ADC]$ のイベントが条件 (5.6)、すなわち $H'_{peak} > 3000[ADC]$ となることはほぼない。よって、 H'_{peak} に条件 (5.6) を課すのであれば、条件 (5.4) による最終的な中性子捕獲イベントセレクションへの影響は考えなくて良い。

H'_{peak} 、 $\Delta T'_{peak}$ の評価

条件 (5.6)、(5.7) における H'_{peak} 、 $\Delta T'_{peak}$ の閾値は、ノイズの少ない non-showering ミューオンイベントから起こるイベントの H'_{peak} 、 $\Delta T'_{peak}$ ヒストグラム (図 5.11) から決定した。 H'_{peak} 小の領域では中性子捕獲イベントではないと思われるピークの小さいノイズイベントが、 $\Delta T'_{peak}$ 小の領域ではミューオンイベント直後に存在するアフターパルスに起因するノイズイベントがそれぞれ存在するため、それらを拾わないようにした。

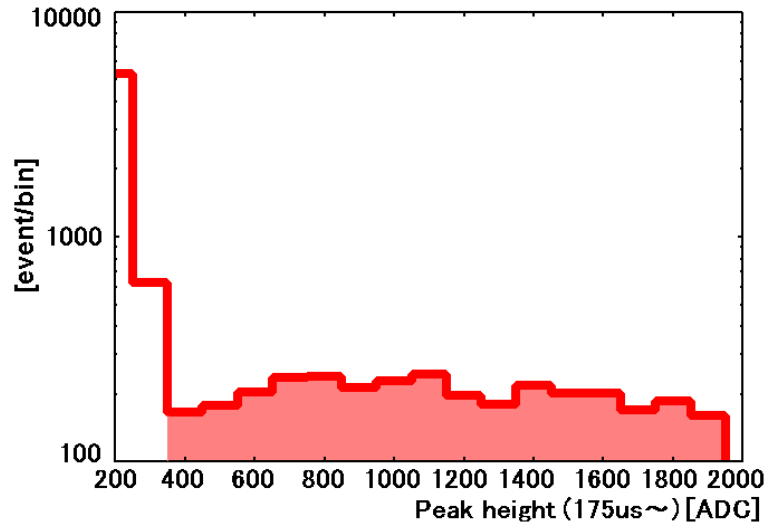


図 5.9: W_{dif} のピークの高さ H_{peak} ヒストグラム

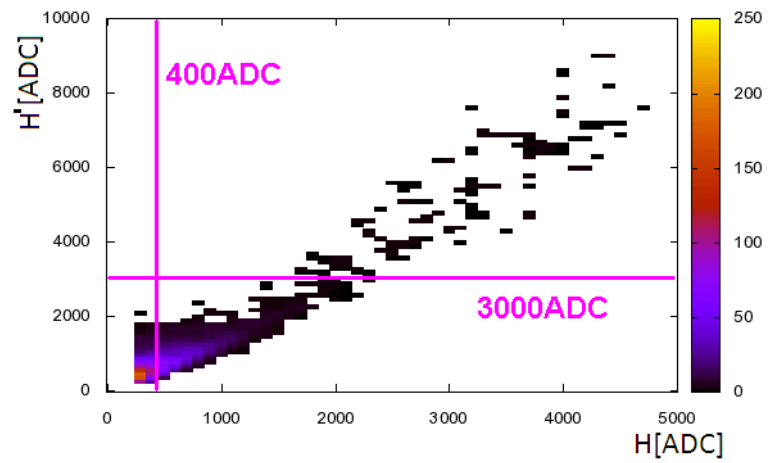


図 5.10: $H_{peak} - H'_{peak}$ ヒストグラム

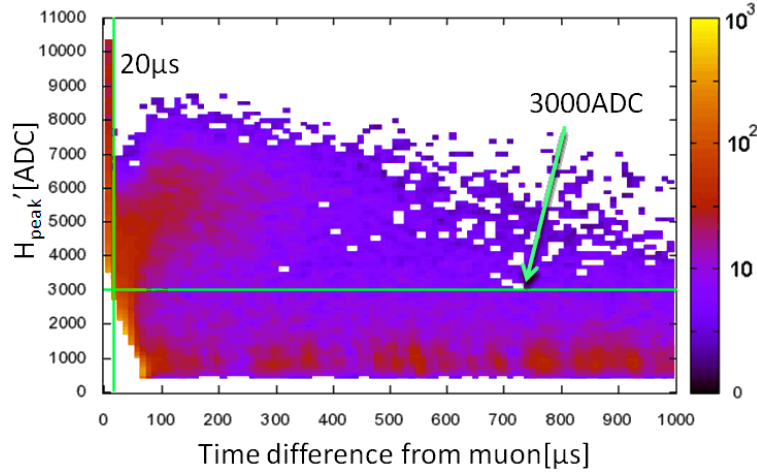


図 5.11: $H'_{peak} - \Delta T'_{peak}$ ヒストグラム

条件 (5.8)、(5.9) を満たしてかつ、ノイズイベントの少ない $\Delta T'_{peak} > 600[\mu s]$ のもとで、 H'_{peak} ヒストグラムは (図 5.12) のようになった。 $t < 3[\mu s]$ の山はノイズイベント、 $t > 3[\mu s]$ の山は中性子捕獲イベントによるものと考えられる。このグラフを (5.10) でフィッティングした。

$$f(x) = A_N \exp\left(-\frac{(x - B_N)^2}{C_N^2}\right) + A_E \exp\left(-\frac{(x - B_E)^2}{C_E^2}\right) \quad (5.10)$$

$A_N \exp\left(-\frac{(x - B_N)^2}{C_N^2}\right)$ がノイズイベント、 $A_E \exp\left(-\frac{(x - B_E)^2}{C_E^2}\right)$ が中性子捕獲イベントの山に相当する。この結果から (5.6) の条件を課した時、その範囲内に含まれる中性子捕獲イベントの割合 $P_{H'}$ は 97.2% であることが分かった。

r_{event} の評価

条件 (5.8) における r_{event} の閾値は、ノイズの少ないミュオンイベントから $600[\mu s]$ 以降の領域で (5.6) を満たすイベントの r_{event} の z 成分ヒストグラム (図 5.13) から決定した。検出器上部に存在するノイズイベントを拾わないようにした。

ΔL の評価

条件 (5.9) における ΔL の閾値は、ノイズの少ないミュオンイベントから $600[\mu s]$ 以降の領域で条件 (5.6)、(5.8) を満たすイベントの $(\Delta L)^2$ ヒストグラム (図 5.14) から決定した。

このグラフを (5.11) でフィッティングした。

$$f(x) = A_1 \exp\left(-\frac{x}{C_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{C_2}\right) + B_2 \quad (5.11)$$

$A_1 \exp\left(-\frac{x}{C_1}\right)$ が $0 < x < 50000[\text{cm}^2]$ 、 $A_2 \exp\left(-\frac{x}{C_2}\right)$ が $50000 < x[\text{cm}^2]$ 付近のグラフの傾きに起因する。この結果から条件 (5.9) を課した時、その範囲内に含まれる中性子捕獲イベントの割

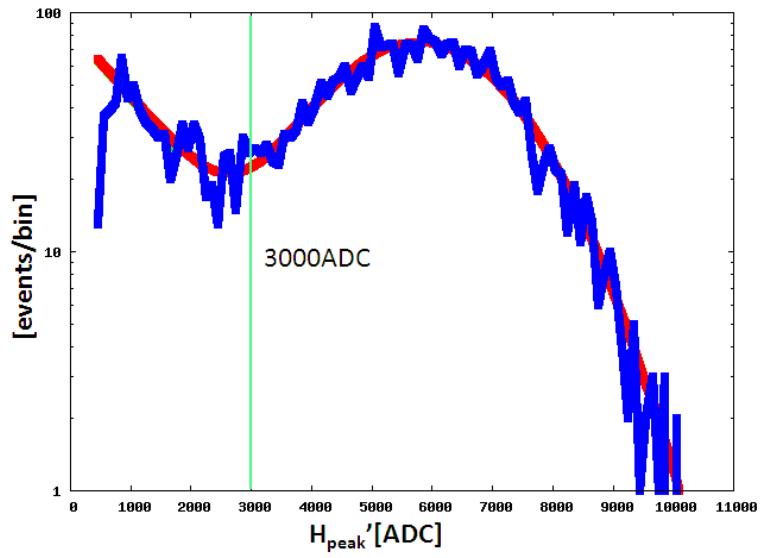


図 5.12: H'_{peak} ヒストグラム

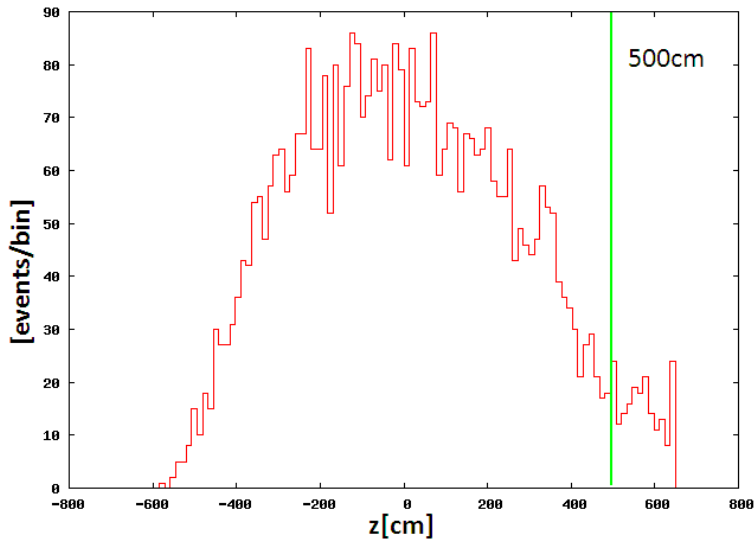


図 5.13: r_{event} の z 成分ヒストグラム

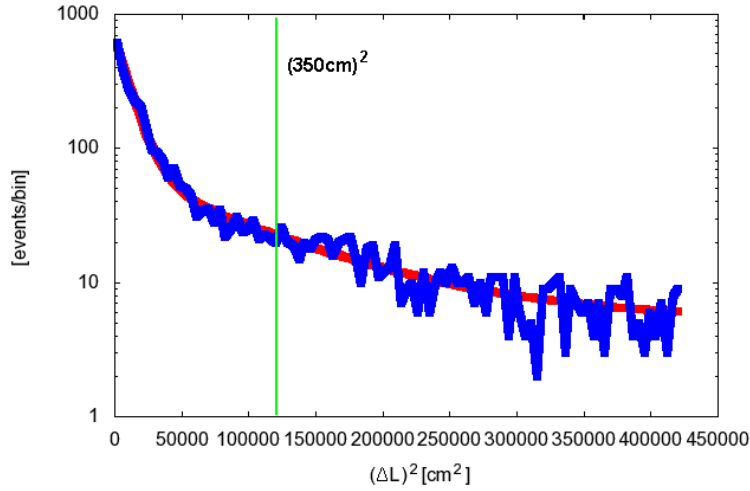


図 5.14: $(\Delta L)^2$ ヒストグラム

合 $P_{\Delta L}$ は 94.8% であることが分かった。

5.2.4 セレクション結果

中性子捕獲イベントの $\Delta T'_{peak}$ ヒストグラムは (図 5.15) のようになった。(図 5.15) の赤線は宇宙線ミュオンイベント後のアフターパルス問題がほぼないと考えられる $600[\mu\text{s}]$ 以降において、(5.12) でフィッティングしたグラフである。

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{t}{207.5[\mu\text{s}]}\right) + B \quad (5.12)$$

フィッティングしたグラフから、中性子イベントレートは $3414 \pm 131[\text{events/day/kton}]$ と求められた。そのうち、non-showering ミュオンに起因する中性子は $1055[\text{events/day/kton}]$ 、showering ミュオンに起因する中性子は $2359[\text{events/day/kton}]$ である。このとき、 $P_{H'}$ と $P_{\Delta L}$ によって切り捨てられない中性子捕獲イベントの識別効率 (=Efficiency) を (5.13) から求めると、59.4% となった。 $P_{H'}$ と $P_{\Delta L}$ の効果を加えた、全体の中性子捕獲イベントの識別率 P_{ntag} は $59.4\% \times P_{H'} \times P_{\Delta L} = 54.7\%$ とわかった。

$$\text{Efficiency} = \frac{20\mu\text{s 以降のヒストグラム面積}}{\text{全領域のフィッティング関数面積}} \quad (5.13)$$

(図 5.15) を見ると、 $100[\mu\text{s}]$ 以下で効率が大きく下がっている。その主な原因は、宇宙線ミュオンイベント直後に PMT 由来で生じるアフターパルスの影響である。アフターパルスが想定よりも激しく、長い間続いているため、新回路 MoGURA 内部のデータ転送が間に合わず、メモリバッファが飽和したことを表す Empty フレームが生成されていた (図 5.16)。そのため、波形データの取得が出来ない時間が宇宙線ミュオン後に存在していることが分かった。これは ΔQ の大きなミュオンほど顕著である。

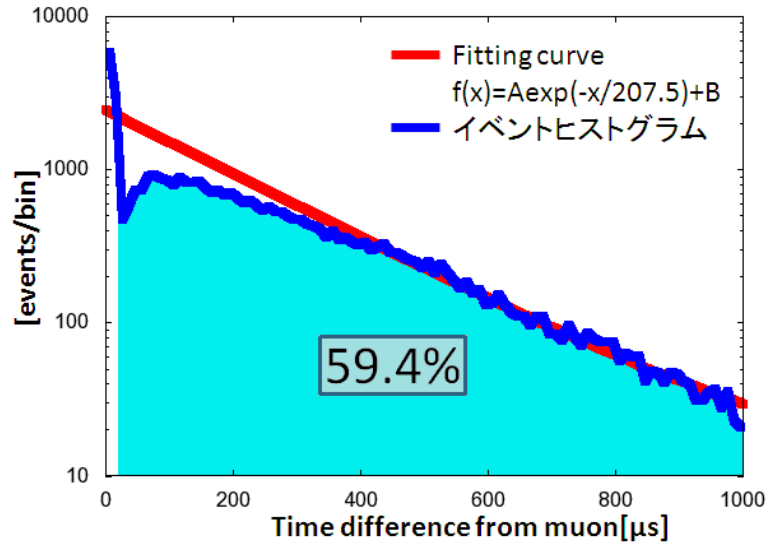


図 5.15: $\Delta T'_{peak}$ ヒストグラムと崩壊曲線

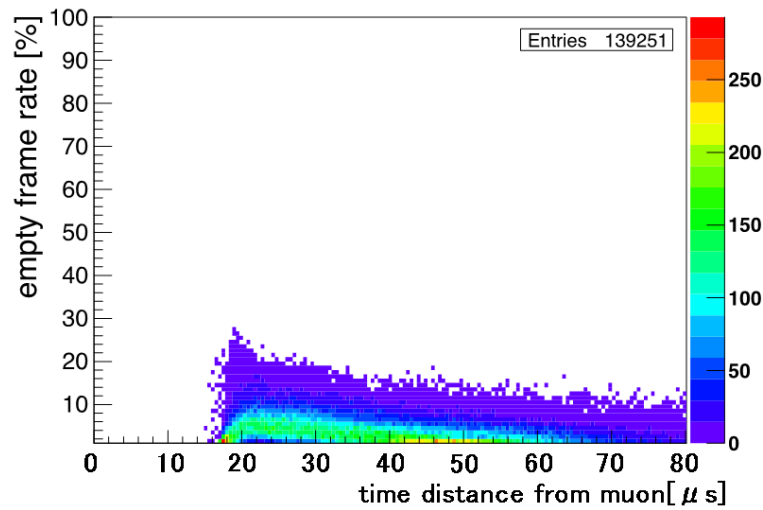


図 5.16: Empty フレームの生成量ヒストグラム

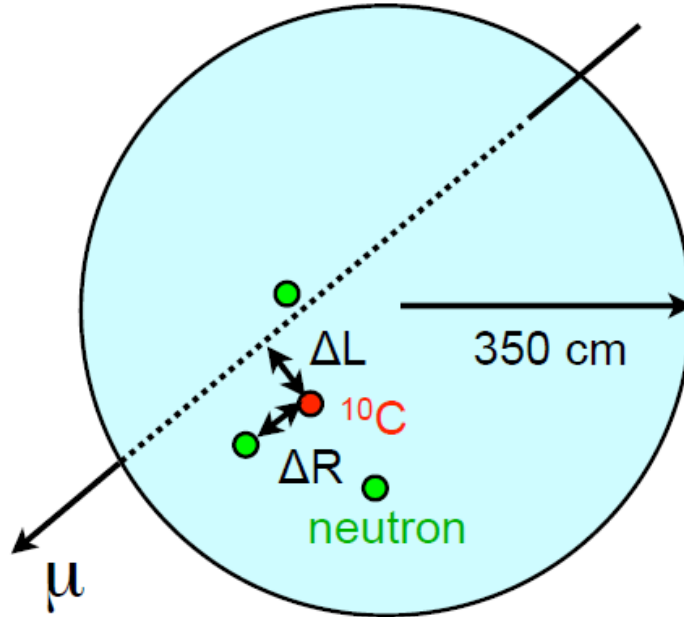


図 5.17: ^{10}C 探索のパラメータ

5.3 ^{10}C 崩壊イベントセレクション

5.3.1 セレクション条件

捉えた中性子捕獲イベントの情報を用いて、 ^{10}C のイベントを以下のような条件で探索した。探索に用いたデータの Livetime は 26.0[day] である。

$$\Delta R_{^{10}\text{C}} < 1.5[\text{m}] \quad (5.14)$$

$$|\vec{r}_{event^{10}\text{C}}| < 3.5[\text{m}] \quad (5.15)$$

$$\Delta L_{^{10}\text{C}} < 3.5[\text{m}] \quad (5.16)$$

ただし、 $\Delta R_{^{10}\text{C}}$ は、中性子捕獲イベントと ^{10}C 崩壊イベントの距離、 $\vec{r}_{event^{10}\text{C}}$ は ^{10}C 崩壊イベントの位置、 $\Delta L_{^{10}\text{C}}$ は宇宙線ミューオントラックから ^{10}C 崩壊イベントまでの距離である (図 5.17)。

過去の研究から ^{10}C 崩壊のイベント数は $21.1 \pm 1.8[\text{events/day/kton}]$ であり [15]、条件 (5.15) からイベント数は単純な体積比により $P_r = 15.6\%$ に減り、その値は $3.29[\text{events/day}]$ である。条件 (5.15) に関して、 ^{11}C 崩壊と中性子捕獲イベントの距離が $1.5[\text{m}]$ 以内である確率 $P_{\Delta R}$ は 90.9% であることがわかっている [15]。さらに、条件 (5.16) の影響は、中性子捕獲イベント数の見積りに用いた (5.11) のフィッティング結果が ^{10}C 崩壊のイベントにも適用できるとすると、 $P_{\Delta L}$ である。また、中性子捕獲イベントを伴わない場合も P_{with} から考慮する。以上から、見つかった中性子捕獲イベント周囲を探索することで観測できる ^{10}C 崩壊のイベント予想数 $N_{conservative}$ は、

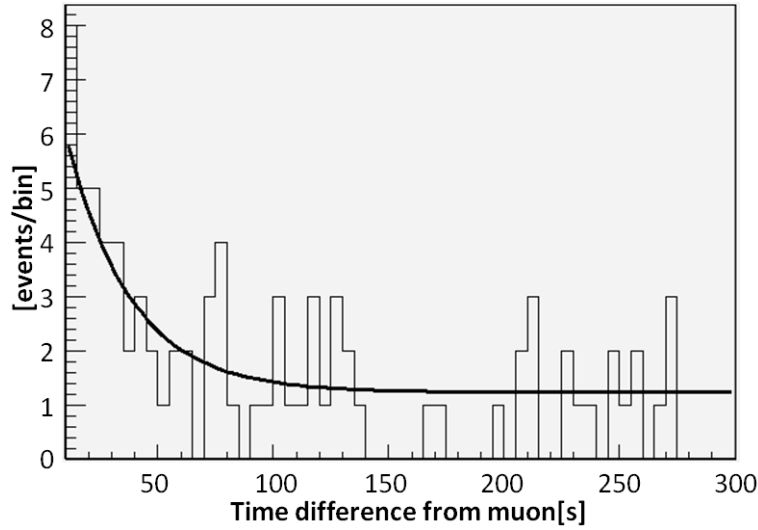


図 5.18: ^{10}C 崩壊イベントの宇宙線ミュオンイベントからの時間ヒストグラムと崩壊曲線

$3.29 \times (P_{\Delta R} P_{with} P_{ntag}) = 1.48[\text{events/day}]$ である。この値は「4.1 ^{10}C の生成・崩壊過程」で設定した、付随する中性子捕獲信号は必ず 1 つであると仮定の下での最低限の予測値である。逆に付随する中性子捕獲信号は必ず 2 つであるとした場合の ^{10}C 崩壊のイベント予想数 $N_{optimistic}$ は $3.29 \times (P_{with})(1 - (1 - P_{\Delta R} P_{ntag})^2) = 2.23[\text{events/day}]$ となり、これは最大限の予測値である。実際の測定結果は、 $N_{conservative}$ 以上 $N_{optimistic}$ 以下の範囲に含まれることが予想される。

5.3.2 セレクション結果

^{10}C の宇宙線ミュオンイベントからの時間ヒストグラムは (図 5.18) のようになった。曲線は 10 ~ 300[s] の領域において、(5.17) でフィッティングしたグラフである。

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{t}{27.8[\text{s}]}\right) + B \quad (5.17)$$

フィッティングしたグラフから、観測できた ^{10}C の崩壊イベント数は $2.11 \pm 0.61[\text{events/day}]$ であり、 $N_{conservative}$ 以上 $N_{optimistic}$ という予想と合っている。以上より、タギング法による ^{10}C 崩壊のバックグラウンド低減率は、条件 (5.15) 下での全体の ^{10}C 崩壊イベント数 $3.29[\text{events/day}]$ と比較して、 $64.1 \pm 18.5\%$ である。

第6章 ^{10}C 崩壊バックグラウンド低減効果の見積もり

6.1 ^{10}C 崩壊バックグラウンド低減効果の見積もり

得られたミュオン後の中性子捕獲イベントを用いて ^{10}C 崩壊バックグラウンドの低減効果と Veto 率を見積もった。Veto 率とは RunTime と有効体積の積に対する、Veto を施した時間と体積の積の割合である (6.1)。

$$\text{Veto 率} = \frac{\text{Veto 時間} \times \text{Veto 体積}}{\text{RunTime} \times \text{有効体積}} \quad (6.1)$$

中性子捕獲イベントの Efficiency は ΔQ の小さなミュオンイベントほど大きく、また ΔQ の大きなミュオンイベントほど 1 つあたりに生成される中性子の数も大きい (図 6.1)。そこで、 ΔQ の大きなミュオンイベントに対しては、タギングではなく全領域の Veto(全カット) ないし、ミュオン軌跡周りの Veto(トラックカット) を行うことによって Veto 率を大きく増やすことなく、全体の Efficiency を大きくする、という手法を用いる (図 6.2)(表 6.1)。

まず、 $\Delta Q > 10 \times 10^6 [p.e.]$ のミュオンイベントレートはたかだか 5.29[/day] であり、 ΔQ が大きいほど ΔL が大きくなることも考慮して全カットとする。Veto 時間は ^{10}C の寿命 27.8[s] から、 $\sim 99\%$ 除去に必要な 125[s] とした。 $\Delta Q < 10 \times 10^6 [p.e.]$ の領域について Efficiency は (表 6.2) のようになった。領域ごと、それぞれの Efficiency は (図 6.3) である。ただしこれは、イベント選定条件 (5.6)、(5.9) による Efficiency の低下 $P_{H'}$ と $P_{\Delta L}$ を計上する前の値である。

$\Delta Q < 10 \times 10^6 [p.e.]$ の領域について、(表 6.2) を参考に、 P_{with} と $P_{H'}$ 、 $P_{\Delta L}$ 、 P_R を考慮に入れた上でタギングを用いる領域とトラックカットを行う領域の境界をどこに定めれば ^{10}C の低減率と Veto 率が最適になるかを求めたものが (表 6.3)(図 6.4) である。タギングの Veto 率は中性子捕獲イベント周り半径 1.5[m] 以内を 150[s]、トラックカットの Veto 率はミュオン軌跡周り 3.5[m] を 125[s] とした。 ^{10}C の低減率は (6.2)、最適値の指標となる FOM(Figure Of Merit) は (6.3) として計算される。Veto 率は、実際のデータを用いたシミュレーションから求めた。

	タギングカット	トラックカット	全カット
対象	中性子捕獲イベント	ミュオンイベント	ミュオンイベント
範囲	中性子周り 1.5m 球	ミュオントラック周り 3.5m 円筒	全範囲
時間 (除去率)	150s ($\sim 99.5\%$)	125s ($\sim 99\%$)	125s ($\sim 99\%$)

表 6.1: 3 種類の Veto 方法のパラメータ

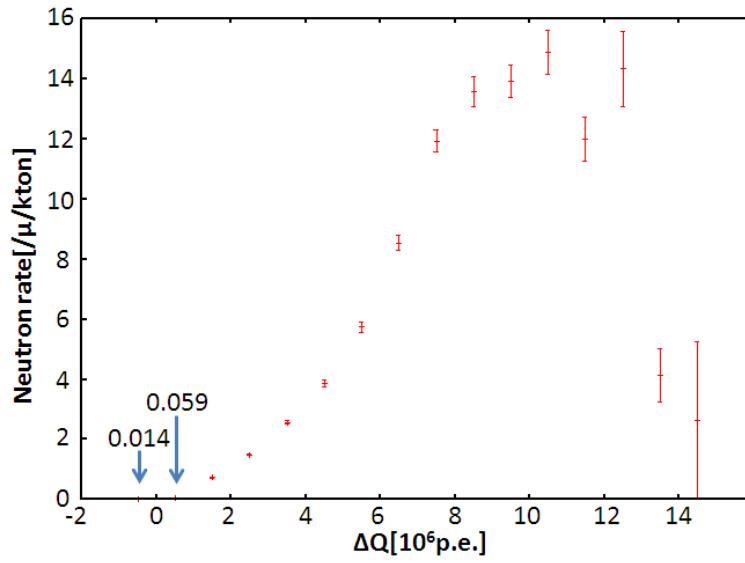


図 6.1: 宇宙線ミュオン 1 つあたりの中性子数

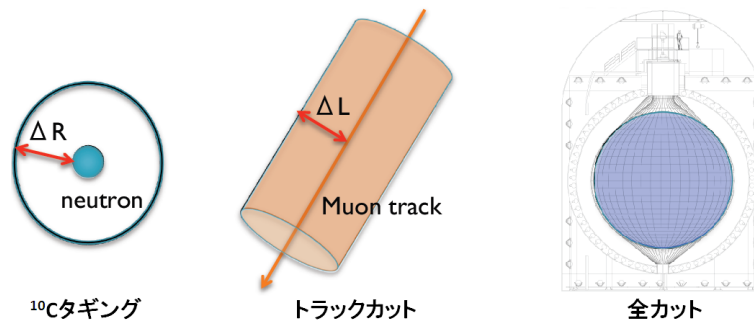


図 6.2: 3種類の Veto 方法

$\Delta Q [p.e.]$	Efficiency
$< 1 \times 10^6$	94.5%
$< 2 \times 10^6$	92.7%
$< 3 \times 10^6$	87.7%
$< 4 \times 10^6$	85.6%
$< 5 \times 10^6$	79.6%
$< 6 \times 10^6$	77.1%
$< 7 \times 10^6$	74.1%
$< 8 \times 10^6$	70.0%
$< 9 \times 10^6$	68.8%
$< 1 \times 10^7$	66.1%

表 6.2: タギングによる中性子捕獲イベントの Efficiency

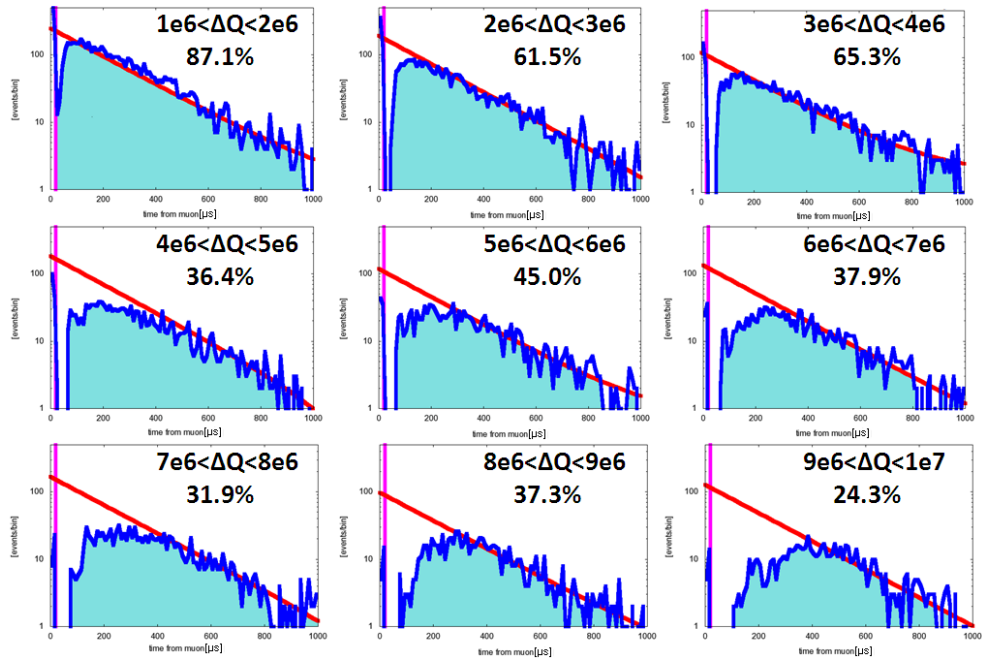


図 6.3: ΔQ ごとの中性子捕獲イベント Efficiency

タギング領域 [p.e.]	トラックカット領域 [p.e.]	^{10}C 低減率 [%]	Veto 率 [%]	FOM
$< 1 \times 10^6$	$1 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	87.5	66.7	0.1138
$< 2 \times 10^6$	$2 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	84.7	32.8	0.1735
$< 3 \times 10^6$	$3 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	80.9	19.1	0.1896
$< 4 \times 10^6$	$4 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	78.8	12.3	0.1968
$< 5 \times 10^6$	$5 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	73.8	9.0	0.1960
$< 6 \times 10^6$	$6 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	70.9	6.9	0.1959
$< 7 \times 10^6$	$7 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	67.3	5.7	0.1941
$< 8 \times 10^6$	$8 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	62.6	4.7	0.1912
$< 9 \times 10^6$	$9 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	59.9	4.0	0.1899

表 6.3: タギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率

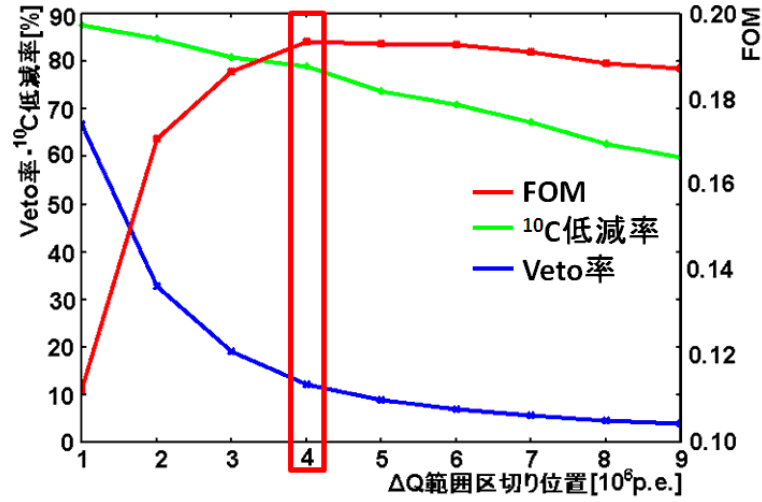


図 6.4: タギング・トラックカット・全カットによる ¹⁰C 低減率と Veto 率

	¹⁰ C タギング	トラックカット	全カット
ΔQ	$< 4 \times 10^6$	$4 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	$1 \times 10^7 <$

表 6.4: Veto 方法と ΔQ の対応 [p.e.]

$$(^{10}\text{C 低減率}) = C_{tag} + C_{track} + C_{all} \quad (6.2)$$

$$C_{tag} = n_{tag} P_{eff} P_{H'} P_{\Delta L} P_R P_{with} \exp\left(-\frac{150}{27.8}\right)$$

$$C_{track} = n_{track} P_{\Delta L} \exp\left(-\frac{125}{27.8}\right)$$

$$C_{all} = n_{all} \exp\left(-\frac{125}{27.8}\right)$$

$$\text{FOM} = \frac{1 - (\text{Veto 率})}{\sqrt{B.G. \times (1 - (\text{Veto 率})) + 22.7 \times (1 - (^{10}\text{C 低減率}))}} \quad (6.3)$$

ただし、 C_{tag} 、 C_{track} 、 C_{all} はタギング、トラックカット、全カットによる低減率、 n_{tag} 、 n_{track} 、 n_{all} はタギング、トラックカット、全カット領域のミュオンによって作られる中性子の割合、 P_{eff} はタギング領域の Efficiency である。さらに、 $B.G.$ は、¹⁰C 以外のバックグラウンドイベント数であり、その値は (表 3.1) から、 $B.G. = 17.16[\text{events/year}]$ である。(表 6.3) より、 $\Delta Q < 4 \times 10^6 [p.e.]$ をタギング、 $4 \times 10^6 \leq \Delta Q \leq 1 \times 10^7 [p.e.]$ をトラックカット、 $1 \times 10^7 \leq \Delta Q [p.e.]$ を全カットすることによって、最も効率よく ¹⁰C を除去することができることが分かった (表 6.4)。このとき低減率は 78.8%、Veto 率は 12.3% で、ミニバルーン全体の ¹⁰C のバックグラウンド量は $4.81[\text{events/year}]$ となった。この値は、「4.1 ¹⁰C の生成・崩壊過程」で設定した、付随する中性子捕獲信号は必ず 1 つであると仮定の下での最低限の見積もりである。

タギング領域 [p.e.]	トラックカット領域 [p.e.]	^{10}C 低減率 [%]	Veto 率 [%]	FOM
$< 1 \times 10^6$	$1 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	92.2	66.7	0.1216
$< 2 \times 10^6$	$2 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	91.2	32.8	0.1828
$< 3 \times 10^6$	$3 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	89.7	19.1	0.2008
$< 4 \times 10^6$	$4 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	88.8	12.3	0.2090
$< 5 \times 10^6$	$5 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	86.2	9.0	0.2102
$< 6 \times 10^6$	$6 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	84.7	6.9	0.2111
$< 7 \times 10^6$	$7 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	82.7	5.7	0.2103
$< 8 \times 10^6$	$8 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	79.8	4.7	0.2083
$< 9 \times 10^6$	$9 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	78.2	4.0	0.2075

表 6.5: 中性子捕獲信号が2つであるときのタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率

6.2 ^{10}C 崩壊に付随する中性子捕獲イベントが2つであるとき

ここまで、 ^{10}C 崩壊に付随する中性子捕獲信号は必ず1つであると仮定して研究を進めてきた(「4.1 ^{10}C の生成・崩壊過程」)。しかし、当然ながら ^{10}C 生成に伴う2つの中性子両方が信号を作ることも考えられる。そこで、付随する中性子捕獲信号は必ず2つであり、どちらか片方を識別できれば ^{10}C 探索を行うことができると仮定した場合 (P_{with} で信号を2つ出し、 $(1 - P_{with})$ で信号を出さない) に、 ^{10}C 低減率がどうなるかを考えてみる。すなわち、それは「6.1 ^{10}C 崩壊バックグラウンド低減効果の見積もり」で求めた値とは逆に最大限の見積もりである。その結果を(表 6.4)(図 6.5) に示す。

(表 6.5) より、 $\Delta Q < 5 \times 10^6$ [p.e.] をタギング、 $5 \times 10^6 \leq \Delta Q < 1 \times 10^7$ [p.e.] をトラックカット、 $1 \times 10^7 \leq \Delta Q$ [p.e.] を全カットすることが最も効率よく、このとき ^{10}C 崩壊の低減量は 84.7%、Veto 率は 6.9% で、イベント量は 3.47 [events/year] となった。

6.3 NHit を用いた中性子崩壊イベントセレクション

波形和からではなく、各 PMT の Hit 数の合計である HitSum の和、NHit の値から中性子崩壊イベントの探索も行った。その探索は、波形和に対して行ったようにピークを検出するというものである(図 6.6)。その結果を(表 6.6)(図 6.7) に示す。

(表 6.3) より、 $\Delta Q < 5 \times 10^6$ [p.e.] をタギング、 $5 \times 10^6 \leq \Delta Q < 1 \times 10^7$ [p.e.] をトラックカット、 $1 \times 10^7 \leq \Delta Q$ [p.e.] を全カットすることが最も効率よく、このとき ^{10}C 崩壊の低減量は 80.6%、Veto 率は 5.1% で、イベント量は 4.40 [events/year] となった。

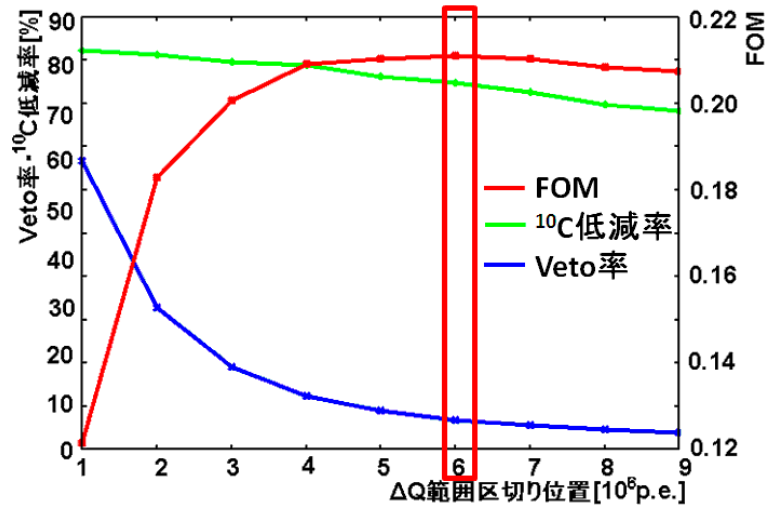


図 6.5: 中性子捕獲信号が2つであるときのタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率

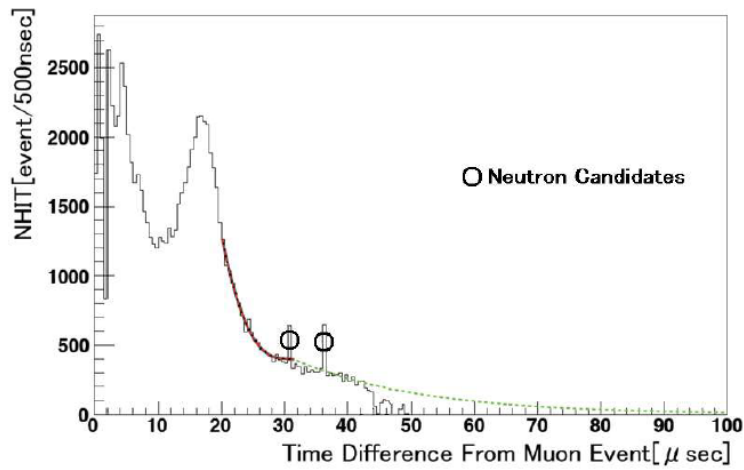


図 6.6: NHit を用いた中性子探索

タギング領域 [p.e.]	トラックカット領域 [p.e.]	^{10}C 低減率 [%]	Veto 率 [%]	FOM
$< 1 \times 10^6$	$1 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	85.7%	34.6%	0.1566
$< 2 \times 10^6$	$2 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	84.4%	13.6%	0.1918
$< 3 \times 10^6$	$3 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	83.2%	8.2%	0.2011
$< 4 \times 10^6$	$4 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	81.9%	6.1%	0.2041
$< 5 \times 10^6$	$5 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	80.6%	5.1%	0.2046
$< 6 \times 10^6$	$6 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	79.5%	4.7%	0.2043
$< 7 \times 10^6$	$7 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	78.4%	4.4%	0.2036
$< 8 \times 10^6$	$8 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	77.2%	4.3%	0.2027
$< 9 \times 10^6$	$9 \times 10^6 - 1 \times 10^7$	76.2%	4.3%	0.2016

表 6.6: NHit を用いた探索におけるタギング・トラックカット・全カットによる中性子捕獲イベントの Efficiency と Veto 率

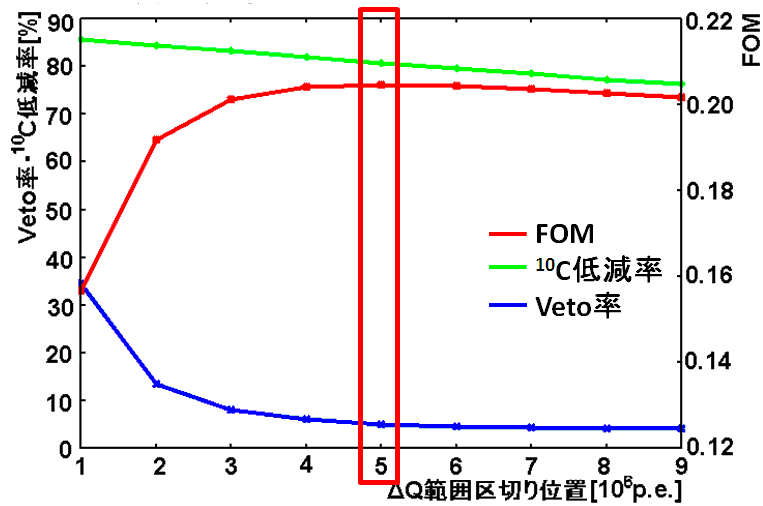


図 6.7: NHit を用いた探索におけるタギング・トラックカット・全カットによる ^{10}C 低減率と Veto 率

第7章 結論

7.1 結論及び今後の課題

KamLAND-Zen 実験において、 ^{136}Xe のニュートリノレス二重 β 崩壊観測の最も深刻なバックグラウンドとなる宇宙線ミューオン起源の ^{10}C 崩壊イベントの識別を行った。そのために、 ^{10}C 生成に付随する中性子捕獲イベントの探索が必要であった。

中性子捕獲イベントの識別率が 54.7% であり、タギング法のみを用いた ^{10}C 崩壊イベント低減率は 64.1% となった。さらなる低減率の上昇のため、トラックカットや全カットを効果的に組み合わせることによって、目標値の 90%には届かないものの、低減率は 78.8 ~ 84.7%にまで改善することがわかった。

さらなる低減率の向上には、まず MoGURA の各種波形取得パラメータの最適化や ch 毎の校正が完全ではないため、その改善によりアフターパルスの影響を抑えることができる。また、解析段階における Vertex フィッターの性能向上や、解析ツールのパラメータ設定の最適化でも同様の効果が予想される。さらにメモリバッファが足りない場合に生じる Almost full フレームと Empty フレームの情報を現在は破棄しているものの、それらのデータから波形データを推定し、波形和に加えることで、中性子捕獲イベント識別率の向上する可能性がある。

他には、ミューオンイベント直後にのみ用いる、特別なトリガーロジックを改良するが現在行われている。改良によりノイズによる偽のイベントに対してトリガーを発行しないようにすることを目指している。別アプローチとして、波形和からではなく、Hit 数を用いて中性子捕獲イベントの探索を行う方法も提案されている。Hit 情報だけであっても、第 6 章で示した方法を用いて中性子捕獲イベントを識別できる。そこで波形データの取得を完全に諦める代わりにデータ量を大幅に低減し、Hit 数のみをデッドタイムなしで必ず保存できるようにするようすれば、Hit 情報の解析結果が良くなる。

参考文献

- [1] W. Pauli. Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)(1930)
- [2] F. Reines and C. L. Cowan, Jr., *Nature* 178, 446, (1956); C. L. Cowan et al., *Science* 124, 103 (1956).
- [3] G. Danby, et al., *Phys. Rev. Lett.* 9 36 (1962).
- [4] K. Kodama et al. *Phys.Lett.* B504, 218(2001)
- [5] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis, Jr. et.al., Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the HOMESTAKE Chlorine Detector. *Astrophys. J.*, 496:505526, 1998 Y.Fukuda et al. *Physical Review Letters*, 89:1562-1567, 1998.
- [6] Y. Ashie et al. (Super Kamiokande collaboration), *Phys. Rev D* 71(2005)112005
- [7] *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 34 667 (2007)
- [8] GpsCycling.net(Yobito Kayanuma). From FLand 日本地図フリー素材
- [9] KamLAND Collaboration. *Phys. Rev. D* 83, 052002 (2011)
- [10] KamLAND Collaboration. Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements
- [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- [第 3a 版],(2007).
- [12] S.F.Mughabghab,M.Divadeenam,and N.E.Holden, *Neutron Cross Section, Volume 1, Neutron Resonance Parameter and Thermal Cross Section,Part A Z=1-60*(Academic Press, New York, 1981)
- [13] EXO 最新結果, N. Ackerman et al., arXiv:1108.4193v1
- [14] QRPA モデル, Rodin et al., *Nucl. Phys.* A793 (2007) 213
- [15] Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND (PHYSICALREVIEW C 81, 025807 (2010))
- [16] Itaru Shimizu, An Evidence for Spectral Distortion Reactor Anti-Neutrino and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation , Doctor Thesis, Tohoku University, (2004).
- [17] 田頭健司, 高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究, 修士論文, 東北大学, (2000).

- [18] 竹本康浩, CNO サイクル太陽ニュートリノ観測のためのデッドタイムフリー電子回路の開発, 修士論文, 東北大学, (2008).
- [19] 永井成亮, $0\nu 2\beta$ 探索のためのデッドタイムフリーデータ収集システムの開発, 修士論文, 東北大学, (2009).
- [20] 高橋範行, デッドタイムフリー電子回路を用いたミュオン起源長寿命バックグラウンドの識別, 修士論文, 東北大学, (2010).
- [21] 吉田学立, 液体シンチレータでの粒子識別による 線バックグラウンド除去の研究, 修士論文, 東北大学, (2010).
- [22] 藪本洋, ニュートリノレス二重 崩壊探索のためのキセノン含有液体シンチレータの特性研究, 修士論文, 東北大学, (2010).