

修士論文

新トリガーによる KamLAND-Zen 実験での
 ^{10}C バックグラウンド除去

東北大学大学院 理学研究科
物理学専攻

大木 歩

平成24年

概要

素粒子物理学の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、ニュートリノ振動の観測によって、極めて軽いニュートリノには質量があるということが示された。しかし、ニュートリノがディラック粒子であるのか、あるいはマヨラナ粒子であるのかはまだ明らかになっていない。KamLAND-Zen 実験では、 ^{136}Xe のニュートリノレス二重ベータ崩壊と呼ばれる現象を観測することで、ニュートリノがマヨラナ粒子であるか否かの解明を目指している。 ^{136}Xe は、一回ベータ崩壊した先の ^{136}Cs は元の原子よりエネルギー準位が高くこの崩壊は許されないが、二回同時にベータ崩壊した先の ^{136}Ba への崩壊は許される。この現象は二重ベータ崩壊と呼ばれ、通常は2つの電子と2つの電子型反ニュートリノが放出される。しかし、もしニュートリノがマヨラナ粒子で、ニュートリノと反ニュートリノが同一の粒子であるとすると、ニュートリノが放出されない二重ベータ崩壊が観測される可能性がある。このニュートリノレス二重ベータ崩壊の寿命はニュートリノのマヨラナ質量と相関があり、この崩壊の寿命を測定することで、ニュートリノの質量に制限をかけることができる。

KamLAND-Zen 実験は、KamLAND に低バックグラウンドのミニバルーンと 320kg の Xe をインストールし、2011 年 9 月にデータ取得を開始した。この ^{136}Xe は液体シンチレータに溶かされ、液体シンチレータで発光した光を光電子増倍管で取得し検出している。ニュートリノレス二重ベータ崩壊は他の事象と相関がないため単発信号であるため、同一エネルギー帯の物理イベントはすべてバックグラウンドとなる。その中でも最も深刻なものが ^{10}C の β^+ 崩壊である。 ^{10}C は液体シンチレータを構成する ^{12}C の原子核が宇宙線ミュオンにより破碎され生成する。そのため炭素を主成分とした液体シンチレータを用いた KamLAND において ^{10}C の生成は不可避なものであり、このバックグラウンドは解析的に取り除かなければならない。この ^{10}C の崩壊寿命は 27.8sec と宇宙線ミュオンの飛来頻度 0.2Hz に比べ長く、単純なミュオン直後の Veto では排除できない。従って ^{10}C の崩壊を解析的に識別する必要があるが、 ^{10}C 生成には宇宙線ミュオンの飛来、原子核破碎の際に放出された中性子が陽子に捕獲される際の γ 線というイベントを伴うため、3つのイベントの空間的・時間的相関をとることでタグできる。そのためには、宇宙線ミュオン後の熱中性子捕獲の際の γ 線をすべて検出しなければならないが、既存の電子学では光電子増倍管起因のオーバーシュートとアフターパルスと呼ばれる現象のためデッドタイム存在し、十分に中性子を検出できない。この問題を解決するためデッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA が開発され、2009 年に導入された。

しかし、この MoGURA により取得したデータの解析を行った所、宇宙線ミュオン後 20 μsec を過ぎたあたりから一部波形データのロスが見られた。この原因を調査した所、アフターパルス中では数十から長いものでは数百 μsec に渡りトリガーが連続的に発行され続けるため、電子学内部でのデータ転送が間に合わずメモリバッファがフルになってしまい、そのために波形データのロスが生じてしまっていることが判明した。波形取得を行っているアフターパルスの中で、中性子の信号は極一部であるため、既存のトリガーシステムではノイズによりバッファがフルになり重要な中性子の波形の一部が失われていることになる。

波形データのロスによるミュオン後の中性子の検出効率低下を防ぐためには、アフターパルスノイズに対する連続的なトリガー発行を防ぐ必要がある。MoGURAのトリガーは、PMTからのHit情報をトリガーボード内のトリガーロジックFPGAで処理することで発行されているため、本研究ではHitに対して処理を行うFPGA内のソフトウェアを開発を行った。その結果、宇宙線ミュオン直後から $200\mu\text{sec}$ 以内のトリガー発行数は従来の1.5%にまで抑制することが可能になり、波形データのロスの問題は解決した。また、1日の取得するデータのサイズも従来の $2/3$ にまで軽減することが可能になった。取得した波形データを元に中性子の検出効率を求めた所、これまでの $66.1\pm 1.3\%$ から $96.2\pm 3.3\%$ にまで向上した。また、この中性子を用いてタグ付けを行った ^{10}C のタギング効率は $64.1\pm 18.5\%$ から $84.4\pm 11.2\%$ へ向上した。

目次

第1章 序論	4
第2章 ニュートリノ物理学	6
2.1 ニュートリノの発見	6
2.1.1 ニュートリノの存在予測	6
2.1.2 ニュートリノの発見	6
2.1.3 3世代のニュートリノ	7
2.2 ニュートリノ振動	8
2.2.1 太陽ニュートリノ問題	8
2.2.2 大気ニュートリノ問題	10
2.2.3 ニュートリノ振動	10
2.2.4 質量階層構造	12
2.3 マヨラナ性	13
2.3.1 シーソー機構	14
2.3.2 レプトジェネシス	14
2.4 ニュートリノレス二重ベータ崩壊	14
2.4.1 二重ベータ崩壊 (2ν モード)	14
2.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊 (0ν モード)	15
2.4.3 ニュートリノの有効質量	15
2.4.4 様々なニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験	17
第3章 KamLAND 実験	22
3.1 ニュートリノの検出原理	22
3.1.1 液体シンチレータ	22
3.1.2 反電子型ニュートリノの検出	23
3.1.3 電子散乱によるニュートリノの検出	25
3.2 検出装置概要	25
3.2.1 検出器内部構造	26
3.2.2 光電子増倍管	28
3.2.3 データ収集システム	30
3.2.4 DAQ システム	34
3.3 イベントリコンストラクション	35
3.3.1 波形解析	36
3.3.2 PMT の時間校正	36
3.3.3 ゲインキャリブレーション	37

3.3.4	Bad Channel	37
3.3.5	Vertex reconstruction	39
第4章	KamLAND-Zen 実験	41
4.1	実験概要	41
4.1.1	概要	41
4.1.2	^{136}Xe	41
4.1.3	ニュートリノ有効質量への感度	43
4.2	KamLAND からのアップグレード	45
4.2.1	^{136}Xe 含有液体シンチレータ	45
4.2.2	ミニバルーン開発	46
4.2.3	ミニバルーンインストール	52
4.3	0ν モード崩壊スペクトルのバックグラウンド	52
4.3.1	2ν モード崩壊スペクトル	54
4.3.2	^8B 太陽ニュートリノイベント	55
4.3.3	^{10}C β^+ 崩壊	55
4.3.4	^{214}Bi β^- 崩壊	55
4.3.5	^{110m}Ag	55
4.4	液体シンチレータのフィルトレーション	56
4.5	KamLAND-Zen、及び KamLAND 将来計画	56
4.5.1	KamLAND2-Zen	56
4.5.2	Super-KamLAND-Zen	57
4.5.3	Ce-LAND	57
4.5.4	IsoDAR	58
4.5.5	PICO-LON	58
第5章	^{10}C 崩壊イベント	60
5.1	^{10}C の生成・崩壊過程	60
5.2	宇宙線ミューオンによる原子核破碎	60
5.3	熱中性子捕獲イベント	61
5.4	^{10}C 崩壊イベント	64
第6章	デッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA	66
6.1	データ収集システム概要	66
6.1.1	ベースライン安定化回路 BLR	67
6.1.2	データ収集回路 MoGURA	69
6.1.3	トリガー回路 MoGURA Trigger	73
6.1.4	トリガー発行プロセス	74
6.2	MoGURA DAQ	78
6.2.1	現在の Channel 状況	78
6.2.2	Bad channel	78
6.2.3	Gain キャリブレーション	79

第7章	新トリガーロジック	82
7.1	宇宙線ミュオン後の NHit 分布	82
7.2	Empty Frame 生成機構	83
7.3	基本設計	84
7.3.1	基本コンセプト	85
7.3.2	History Trigger	85
7.3.3	パラメータ最適化	86
7.3.4	Trigger Logic FPGA 内での処理	89
7.3.5	最終仕様	90
7.4	テストベンチでのテスト	90
7.5	パフォーマンス	91
第8章	イベントセレクション	93
8.1	データセット	93
8.2	宇宙線ミュオンの選定	93
8.2.1	選定条件	93
8.2.2	ミュオントラックの再構成	94
8.2.3	ミュオントラックの再構成のパフォーマンス	96
8.3	熱中性子捕獲イベント候補の選定	99
8.3.1	マルチフォトンにおける位置再構成	99
8.3.2	熱中性子捕獲イベントのピーク検出	99
8.3.3	中性子捕獲効率	106
8.4	これまでのトリガーとの比較	110
8.5	^{10}C 崩壊イベントの選定	113
8.5.1	選定条件	113
8.5.2	^{10}C 以外の原子核破碎生成核の寄与	115
8.5.3	選定結果	116
第9章	結論	120
9.1	結論	120
9.2	今後の課題	122

目 次

2.1	pp チェイン	9
2.2	CNO サイクル	9
2.3	ニュートリノ質量階層構造	13
2.4	二重ベータ崩壊のエネルギー準位	15
2.5	二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム	16
2.6	二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル	16
2.7	主張されている二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル [17]	19
3.1	液体シンチレータ構成物の構造式	23
3.2	逆ベータ崩壊過程	25
3.3	ニュートリノによる電子散乱	26
3.4	KamLAND	27
3.5	検出器内部	28
3.6	KamLAND で使用されている 2 種類の光電子増倍管	29
3.7	光電子増倍管の内部構造	29
3.8	KamLAND Front-End-Electronics(KamFEE)	31
3.9	KamFEE 回路構成概略図	32
3.10	トリガーシステム	32
3.11	gain	38
3.12	Bad Channel 数の遷移	39
4.1	KamLAND-Zen 実験装置概略図	42
4.2	二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル	43
4.3	^{136}Xe の半減期の下限値と各格行列要素のモデル [24]	44
4.4	25 μm ナイロンフィルム	47
4.5	溶着線	47
4.6	ミニバルーン形状概略図	48
4.7	実寸大のテストミニバルーン	49
4.8	スーパークリーンルーム	49
4.9	フィルムの洗浄、破損確認行程、ゴアの切り出し行程	50
4.10	フィルムの溶着過程	50
4.11	PEEK 材、コルゲート管の接続	51
4.12	He リークチェック	51
4.13	補修作業	51
4.14	ミニバルーンインストール	52

4.15	Xe システム概要図	53
4.16	二重ベータ崩壊付近のバックグラウンド	54
4.17	^{214}Bi の崩壊	56
4.18	KamLAND2-Zen	57
4.19	Super-KamLAND-Zen	58
4.20	Ce-LAND	59
4.21	タングステンシールドの概要図	59
4.22	IsoDAR 概要図	59
5.1	^{10}C の生成・崩壊過程	61
5.2	ミュオン後のアフターパルス	62
5.3	中性子のエネルギースペクトル	63
5.4	KamFEE による熱中性子捕獲の寿命測定	63
5.5	^{10}C 崩壊のエネルギー準位	64
5.6	^{10}C 崩壊の寿命、及びエネルギースペクトル	65
6.1	現在の KamLAND の DAQ 概要	67
6.2	オーバーシュート後の波形	67
6.3	17inch PMT 内のブリーダ回路概略図	68
6.4	BLR 概略図	68
6.5	BLR によるオーバーシュートの回復性能	69
6.6	MoGURA 基盤の写真と概略図	69
6.7	MoGURA 内の各部での処理の概要図	70
6.8	Front-End FPGA 内のデータフロー	71
6.9	FIFO、FPGA 間のデータフロー	73
6.10	ゼロサプレッション	75
6.11	MoGURA Trigger Board の写真	75
6.12	概念図	75
6.13	MoGURA Trigger Board interface	76
6.14	NHit	77
6.15	Bad channel セレクションパラメータ	80
6.16	Bad channel 数の遷移	80
6.17	典型的な 1p.e. の電荷分布	81
7.1	宇宙線ミュオン後の NHit 分布	83
7.2	MoGURA ボード内の 2nd FIFO の Buffer 状態	84
7.3	宇宙線ミュオン飛来時刻からの Empty Frame の生成比	84
7.4	ΔNHit 算出の概念図	85
7.5	宇宙線ミュオンの電荷ごとの波形記録イベント比	86
7.6	アフターパルス中の中性子イベントの HitSum ピーク	87
7.7	アフターパルス中の NHit の分布	87
7.8	ΔNHit の分布	88

7.9	ΔN_{Hit} が 100 以上のミュオンからの時間分布	89
7.10	Trigger Logic FPGA 内部での処理	90
7.11	テストベンチでのテスト	91
7.12	新トリガー導入前後での Empty Frame 生成率の変化	92
7.13	宇宙線ミュオンからの Adaptive Trigger の時間分布	92
8.1	宇宙線ミュオンの電荷分布	94
8.2	宇宙線ミュオン間の時間差	95
8.3	ミュオンの発光軌跡の概念図	96
8.4	ミュオントラックの距離と 17inch PMT の合計電荷の相関	97
8.5	トラックの長さとの発光量の関係	98
8.6	トラックの長さで規格化した発光量の分布	98
8.7	各 Vertex Fitter の分解能	99
8.8	TOF 減算後の各 PMT の Hit の Timing 分布	100
8.9	波形中の中性子ピーク探索の概念図	100
8.10	中性子候補イベントの N_s の宇宙線ミュオンからの時間分布	101
8.11	中性子候補イベントの位置分布	102
8.12	KamLAND 中心から 550cm 内外での N_s の時間分布	102
8.13	中性子候補イベントの位置分布	103
8.14	ΔQ 別の N_s の時間分布	104
8.15	中性子捕獲イベント候補のエネルギー分布	105
8.16	100 μ sec 間の N_s 分布	106
8.17	ノンハイシャワーリングミュオン起因の各時間領域での N_s の分布	107
8.18	フィッティング領域における中性子捕獲の寿命変化	108
8.19	ノンハイシャワーリングミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	109
8.20	全ミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	109
8.21	Single トリガーによる中性子捕獲曲線	110
8.22	$\Delta Q < 10^6$ p.e. のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	111
8.23	10^6 p.e. $< \Delta Q$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	111
8.24	10^6 p.e. $< \Delta Q < 10^7$ p.e. のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	112
8.25	ハイシャワーリングミュオンに対する熱中性子捕獲曲線	112
8.26	^{10}C 崩壊探索の手法	114
8.27	^{10}C 崩壊候補イベントの位置分布	114
8.28	原子核破砕により生成される低エネルギー崩壊核のエネルギースペクトル	115
8.29	^{10}C の崩壊曲線	116
8.30	^{10}C 崩壊のエネルギースペクトル	117
8.31	^{10}C 崩壊と宇宙線ミュオンの距離	117
8.32	^{10}C と最近接中性子イベントの距離	117
8.33	^{10}C 生成時の ΔQ 分布	118
8.34	^{10}C から 150cm 以内の中性子数の ΔQ 分布	118
8.35	^{10}C 崩壊に伴う中性子生成数	119

9.1	$0\nu\beta\beta$ モード崩壊近辺のエネルギースペクトル	121
9.2	^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ モード崩壊半減期に対する感度	121
9.3	ニュートリノの有効質量に対する感度曲線	122

表 目 次

2.1	レプトンとクォーク	8
2.2	二重ベータ崩壊原子核	18
4.1	二重ベータ崩壊原子核	45
4.2	KamLAND 液体シンチレータの組成	45
4.3	^{136}Xe 含有液体シンチレータの組成	45
4.4	予測イベント数	54
5.1	宇宙線により生成される不安定核 [1]	62
6.1	各 Gain channel の設計値	70
6.2	波形データの記録法	74
8.1	^{10}C に対するバックグラウンドとなる原子核破碎生成核	115
9.1	予測バックグラウンド数 [events/yr]	120

第1章 序論

我々KamLAND-Zen 実験グループは、 ^{136}Xe のニュートリノレス二重ベータ崩壊事象探索のため、これまで使用してきた KamLAND にミニバルーンと ^{136}Xe をインストールし、極めて低バックグラウンドな環境で 2011 年 9 月に実験を開始した。本実験の目的である $0\nu\beta\beta$ モード崩壊の観測は、ニュートリノの有効質量の直接測定だけでなく、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを示すことが期待される極めて重要な実験である。ニュートリノは他の素粒子と比べ圧倒的に質量が軽い。もしニュートリノがマヨラナ粒子であることが証明できれば、シーソー機構と呼ばれるモデルによりニュートリノの質量が極めて軽いことを無理なく説明でき、さらには現在の物質優勢の宇宙を解明するためのレプトジェネシスへの手がかりになり標準理論を超える物理学構築への大きな貢献になる。

$0\nu\beta\beta$ モード崩壊の寿命は 10^{25} 年以上と極めて長く、Xe を 320kg インストールしたとしても 1 年間に崩壊する事象数は数イベント程度であると予測される。そのため、 $0\nu\beta\beta$ モード崩壊のスペクトルを観測するためには、そのスペクトル周辺のエネルギーを持つバックグラウンドイベントを十分取り除かなければならない。これらのバックグラウンドになりうる主な物理イベントとしては、有効体積を KamLAND 中心部から 1.2m としたとき、 $2\nu\beta\beta$ モード崩壊事象 (3.42events/year)、 ^8B 太陽ニュートリノ (0.48events/year)、 ^{238}U 系列の崩壊核である ^{214}Bi の崩壊 (1.01event/year)、 $^{110\text{m}}\text{Ag}$ 、そして ^{10}C の崩壊 (10.38event/year) が挙げられる。この中で $2\nu\beta\beta$ モード崩壊と ^8B 太陽ニュートリノは避けられないバックグラウンドだが、 ^{214}Bi は崩壊先の ^{214}Po とのタギングにより除去可能である。KamLAND-Zen の 1st phase ではミニバルーンの中は $^{110\text{m}}\text{Ag}$ が非常に多い状態であったため液体シンチレータのフィルトレーションを行った。フィルトレーション後 $^{110\text{m}}\text{Ag}$ のバックグラウンドがなくなった時には、 ^{10}C が最も $0\nu\beta\beta$ モード崩壊に支配的なバックグラウンドとなる。従って、 ^{10}C のバックグラウンドを除去することは KamLAND-Zen 実験において非常に重要な要素である。このバックグラウンドは $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ の連続崩壊と同様に宇宙線ミュオン、 ^{12}C の原子核破碎の際に放出される中性子の陽子への捕獲事象との遅延同時計測を行うことにより 9 割がタギング可能 [1] だが、そのためにはミュオン後の熱中性子の捕獲事象をすべて検出しなければならない。既存のエレクトロニクスでは宇宙線ミュオン後のノイズの多い期間に対して AD 変換の間に合わないデッドタイムが生じてしまっており、それを解決するために新エレクトロニクスの MoGURA が開発・導入され、2009 年から稼働を開始した。MoGURA では Flash-ADC を採用したことにより AD 変換のデッドタイムの問題は解決され既存のエレクトロニクスと比べ中性子検出効率が向上した。しかし、宇宙線ミュオン直後や極めて高エネルギーのミュオンに対しては回路内部の Buffer の容量問題や FPGA のデータ転送速度の問題のため一部取得できない中性子がある。

この問題を解決するために、本研究では中性子の候補となるイベントに対してだけに発

行されるトリガの開発を行い宇宙線ミュオン後の中性子の検出効率を向上させた。またそこから、 $0\nu\beta\beta$ モード崩壊スペクトルのバックグラウンドとなる ^{10}C 崩壊イベントのタグgingを行い、KamLAND-Zenにおける ^{10}C のバックグラウンドの除去を行った。

本論文では第2章でまずニュートリノ物理学の素粒子物理学における重要性について論じ、第3章、第4章ではKamLAND実験及びKamLAND-Zen実験の概要に関して述べる。第5章では ^{10}C の生成過程について述べ、第6章ではデッドタイムフリーデータ収集回路MoGURAの概要、第7章では今回新たに開発した宇宙線ミュオン後の中性子検出用の新トリガーに関して述べる。第8章では ^{10}C 崩壊イベントをタグするための各イベントのセレクションに関して述べ、 ^{10}C 崩壊バックグラウンドの除去効率を求める。第9章では本研究により求められた ^{10}C バックグラウンド除去効率から、今後 ^{136}Xe を再度インストールしKamLAND-Zen実験が再開したとき、 ^{10}C バックグラウンドを除去した際に期待されるエネルギースペクトル、及びニュートリノ有効質量に対しての感度に関して述べる。

第2章 ニュートリノ物理学

ニュートリノは電荷0、スピン1/2の素粒子であり、強い相互作用も電磁相互作用もしない。また、質量も極めて軽いため他の粒子との相互作用は弱い相互作用のみである。従って他の粒子と極めて反応しづらく、検出が非常に難しい。そのため、他の素粒子に比べて性質が明らかになっていない。本章ではニュートリノの存在予測、及び発見から入り、現在ニュートリノ実験に期待されているニュートリノのマヨラナ性検証に関して述べる。

2.1 ニュートリノの発見

2.1.1 ニュートリノの存在予測

ニュートリノの存在は1930年に Wolfgang Ernst Pauli によって予測された。ニュートリノの存在が予測される以前は、 β 崩壊は以下の式2.1のような崩壊であると考えられていた。



この崩壊は二体崩壊であり、ここから予測される電子のエネルギースペクトルは線スペクトルとなるはずである。しかし、1914年に James Chadwick が観測した電子のエネルギースペクトルは連続スペクトルであり、また予測されていたエネルギーよりも小さく二体崩壊の結果と矛盾するものとなってしまった。このエネルギー非保存は多くの物理学者にとって長い間難問として立ちはだかり、原子レベルではエネルギーは保存しない、と提唱するものさえ現れた程であった。この問題を解決するために、Pauli は β 崩壊の際には陽子と電子の他に極めて質量の小さい電荷を持たない未発見の中性粒子が放出され、これがエネルギー、運動量、角運動量を持ち去っていると仮定すればよいと提案した。この粒子は中性の小さい粒子という意味を込め、1934年に Enrico Fermi によってニュートリノと名付けられた。



2.1.2 ニュートリノの発見

1956年に Clyde Cowan と Frederick Reines が行った原子炉を用いた実験により、ニュートリノが初めて観測された。この実験では塩化 Cd を含んだ水と液体シンチレータを使い行われた [2]。水に含まれる水素の原子核をターゲットとし、原子炉から放出される反電子ニュートリノと逆 β 崩壊を起こさせる。その際に陽電子と熱中性子が放出されるが、陽電

子はすぐに周囲にある電子と対消滅し2本の γ 線を出す。同時に出る熱中性子は水中をしばらく走った後、Cdの原子核に捕獲され3-4本の γ 線を放出する。

$$\nu + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.3)$$

$$\begin{cases} e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \\ n + \text{Cd} \rightarrow \text{Cd}^* \rightarrow \text{Cd} + (3\sim 4) \times \gamma \end{cases} \quad (2.4)$$

これら2つの事象を液体シンチレータを用いて検出し、遅延同時係数をとることでニュートリノを検出した。この液体シンチレータを用いたニュートリノの検出手法は現在の最先端のニュートリノ実験でも広く用いられている。

2.1.3 3世代のニュートリノ

1962年に Leon Max Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger が行った実験により、ニュートリノが1種類ではないことが確認された [3]。この実験では15GeVの高エネルギービームを用い π^+ を作り、その崩壊によってできるミューニュートリノをターゲットに当てた。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (2.5)$$

この崩壊によって生じたミューニュートリノが β 崩壊で生成されるニュートリノと同じ粒子であれば、ターゲットに当てた時以下の式2.6より電子とミューオンが生成される。しかし実際に観測されたのはミューオンだけであり、このことからこのニュートリノは β 崩壊の際に放出されるニュートリノとは別のものであると確認された。

$$\begin{cases} \nu + p \rightarrow n + e \text{ or } \mu \\ \nu + n \rightarrow p + e \text{ or } \mu \end{cases} \quad (2.6)$$

3つ目のタウニュートリノは2000年にフェルミ研究所の加速器TEVATRONを用いたDONUT実験で発見された [4]。この実験では、800GeVの陽子ビームをタングステンのターゲットに衝突させ大量のチャーム粒子を生成し、その崩壊から約5%のタウニュートリノを含んでいるはずのビームを生成している。このビームを高い位置分解能を持つ原子核乾板に照射し、タウ粒子の崩壊を検出することでタウニュートリノを観測した。

これらの実験から、3世代のニュートリノが実験で検出された。軽いニュートリノの種類が3種類であることは1989年にSLCとLEPの2つの電子・陽電子衝突加速器を使ったZボソンの精密測定により示された [5]。従って物質を構成する素粒子は表2.1のようになる。

	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	+2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
レプトン	+1	e	μ	τ
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ

表 2.1: レプトンとクォーク

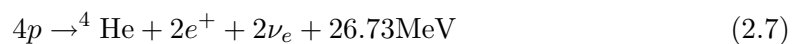
2.2 ニュートリノ振動

ニュートリノが発見された当初はその質量は標準理論では0であると考えられていた。しかし、ニュートリノに質量がなければ起こらないはずのニュートリノ振動現象の発見により、ニュートリノが有限の質量を持っていることが示された。

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

ニュートリノ振動発見の発端となったのが太陽ニュートリノ問題である。標準太陽模型においては、太陽内部では水素核融合反応が起こりそれが太陽の主な熱源であると考えられている。その主な反応はppチェーンと呼ばれる連鎖反応と、CNOサイクルと呼ばれる反応である。

これらの反応をまとめると式2.7のように表すことができる。太陽の中心部で発生した熱が表面に到達するためにはおよそ100万年の時間を要し、またその間に内部の物質と複雑な反応を起こしてしまい、太陽表面からの光の情報だけでは内部構造を知ることができない。しかし、式2.7をみてわかるように核融合の際にはニュートリノも同時に放出される。ニュートリノは太陽内部の物質とほとんど相互作用をせずに地球に飛来するので、ニュートリノを観測することで太陽内部の情報を直接ほぼリアルタイムに知ることができる。



Raymond Davis Jr. らは太陽ニュートリノ観測のため、615トンの四塩化炭素を使ったHomestake実験を1964年に開始した[6]。この実験では、 ${}^{37}\text{Cl}$ と ν_e の逆 β 崩壊によって生じる ${}^{37}\text{Ar}$ の数を計測することで太陽からのニュートリノのフラックスを計測している。この計測結果は標準太陽モデルから予測されるニュートリノと比べて3分の1程度の数しか検出できなかった。1980年台後半からは、Kamiokande、SAGE、GALLEXの各太陽ニュートリノ実験が観測を始めたが、やはり観測されたニュートリノの数は理論から計算される数よりも有意に小さかった。これが太陽ニュートリノ問題と呼ばれるものであり、約30年もの間素粒子物理学と天体物理学との間で難問とされてきた。標準太陽模型の見直しについても様々な議論が交わされたが、ニュートリノ以外の観測量はよく再現しており、ニュートリノ強度のみを減らすことは非常に難しかった。そういった中、素粒子物理学からもこの問題に対する様々な解が提案され、ニュートリノ振動もその一つであった。

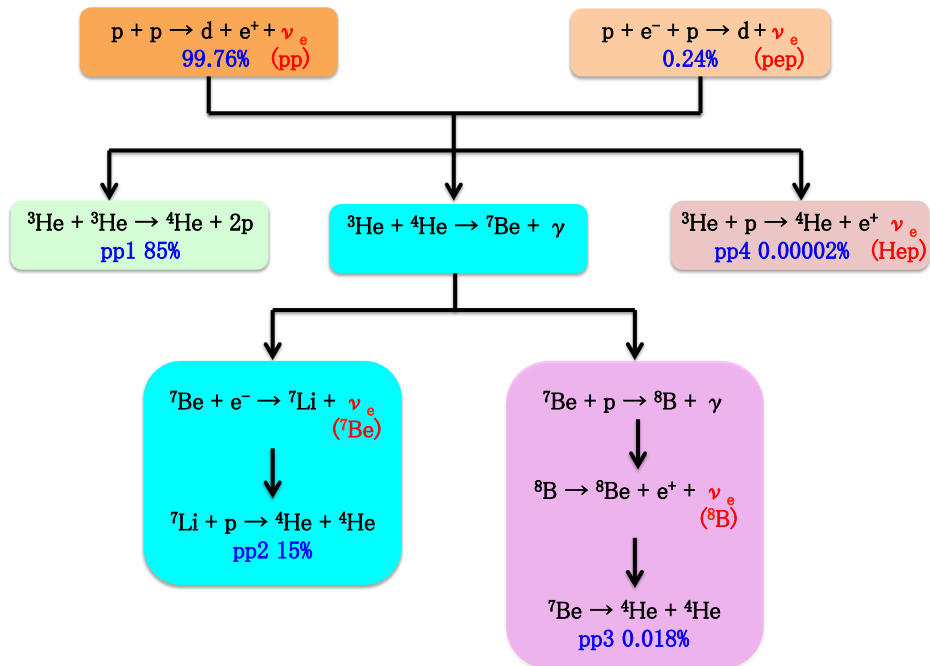


図 2.1: pp チェイン

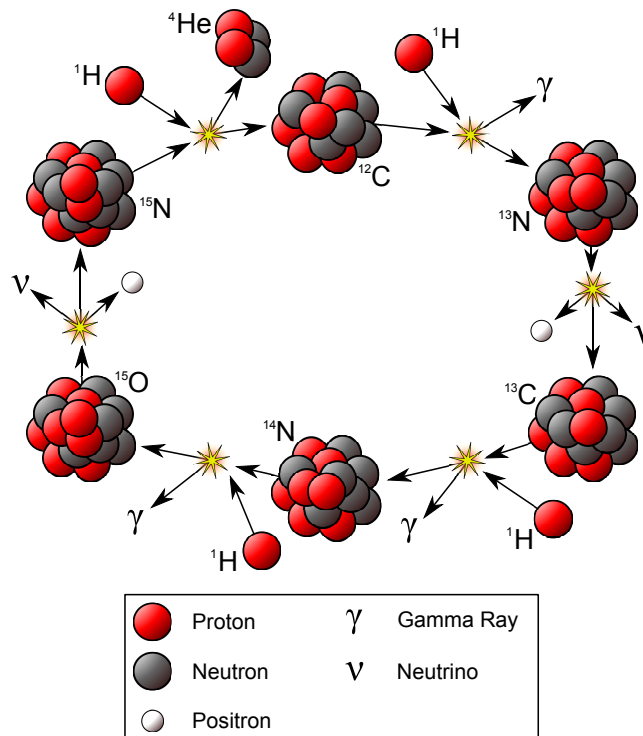


図 2.2: CNO サイクル

2.2.2 大気ニュートリノ問題

宇宙から飛来した一次宇宙線が大気中の原子核と相互作用する際、 π 粒子や K 粒子などの二次宇宙線を生成する。これらの粒子が崩壊する際、 μ 粒子と μ 型ニュートリノが生成される (式 2.8)。この μ 粒子は更に、電子と電子型ニュートリノ、 μ 型ニュートリノに崩壊する (式 2.9)。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.8)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.9)$$

これらの式より、生成される電子型ニュートリノと μ 型ニュートリノの比率は 1:2 になるはずである。しかし、実際に Kamiokande 実験で計測された比率はこの比率とは異なっており、以下の式 2.10 のようになっていた。

$$\frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{measured}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{expected}} < 1 \quad (2.10)$$

これが大気ニュートリノ問題と呼ばれるものである。

2.2.3 ニュートリノ振動

これらの問題の解となったのがニュートリノ振動である。ニュートリノ振動とはあるニュートリノが飛行中に別の種類のニュートリノに変化する現象のことであり、これはニュートリノが有限の質量を持っていなければ起こらない現象である。従ってこの現象を確認することができれば、ニュートリノが有限の質量を持った粒子であることが間接的に示せる。これはニュートリノがこれまでの標準理論の枠組みを超える粒子であることを意味し、次世代の理論構築につながる。

3世代のニュートリノ間のフレーバー固有状態と質量固有状態は MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれる行列 (式 2.12) によって以下式 2.11 のように結ばれる。ここで $|\nu_\alpha(t)\rangle$ はニュートリノのフレーバー固有状態、 $|\nu_j(t)\rangle$ は質量固有状態を表す。また、行列内では $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) と定義し、 θ はそれぞれの質量固有状態の混合角、 δ は CP 位相角を表している。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j(t)\rangle \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned}
U_{MNS} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.12)
\end{aligned}$$

式 2.11 に関して、ニュートリノが伝搬する際には各質量固有状態は別々に時間発展するので、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (2.13)$$

またニュートリノが極めて高速に近い速度で運動すると仮定するとエネルギーは、

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \simeq p + \frac{m_j^2}{2E_j} \quad (2.14)$$

と近似できる。以上より、時刻 $t=0$ に $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが時刻 t に $|\nu_\beta\rangle$ に変化している確率は、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right|^2 \\
&= \sum_j \sum_k U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i(E_j - E_k)t} \\
&= \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i(E_j - E_k)t} \\
&= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} (e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) \\
&= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j,k}^{cyclic} (-4) \operatorname{Re}\{U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}\} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} L\right) \\
&\quad + \sum_{j,k}^{cyclic} 2 \operatorname{Im}\{U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}\} \sin\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} L\right) \quad (2.15)
\end{aligned}$$

3行目から4行目の変換の際には以下のユニタリー条件 2.16 を用いた。

$$\delta_{\alpha\beta} = \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right|^2 = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \quad (2.16)$$

また、4行目から5行目の変換の際には、以下の式2.17、及び式2.18を用いた。

$$\operatorname{Re}(e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) = -2 \sin^2 \frac{(E_j - E_k)t}{2} \simeq -2 \sin^2 \frac{\Delta m_{j,k}^2 L}{4E} \quad (2.17)$$

$$\operatorname{Im}(e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) \simeq -\sin \frac{\Delta m_{j,k}^2 L}{2E} \quad (2.18)$$

$$\Delta m_{j,k}^2 = m_j^2 - m_k^2, L = ct \quad (2.19)$$

ここで、時刻 $t=0$ において発生した ν_e が、距離 L だけ走った後観測される場合を考える。発生した ν_e のうち検出器に到達する粒子の生存確率は、式2.15の α, β に e を代入すればよく、その確率は以下ようになる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sum_{j,k}^{\text{cyclic}} 4 |U_{e,j}|^2 |U_{e,k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \quad (2.20)$$

簡単のため、2世代間の振動を考える。振動角を θ とすると、レプトンの混合行列は以下のように書ける。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

式2.21を式2.20に代入すると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{1,2}^2 L}{4E} \right) \quad (2.22)$$

従って、振動後のニュートリノの生存確率は、振動角 θ 、質量の二乗差 $\Delta m_{1,2}^2$ 、飛行距離 L 、ニュートリノのエネルギー E に依存する。

2.2.4 質量階層構造

ニュートリノ振動の観測によって得られるパラメータは各ニュートリノ間の質量の二乗差、及び振動角であり、ニュートリノの質量そのものを直接求めることはできない。これまでに行われてきた実験では、太陽ニュートリノの振動の観測により $|\Delta m_{12}^2|$ 、大気ニュートリノにより $|\Delta m_{23}^2|$ がそれぞれ求められた。これらの質量の二乗差からニュートリノ同士の質量の相対関係は3つの階層構造のモデルが考えられている。1つ目は常階層構造 (Normal Hierarchy) と呼ばれるものであり、それぞれの質量の大小関係は $m_1 \sim m_2 \ll m_3$ のようになる。2つ目は逆階層構造 (Inverted Hierarchy) と呼ばれるもので、 m_2 が一番重い $m_3 \ll m_1 \sim m_2$ という構造になっている。3つ目は準縮退構造 (Quasi Degenerate) と呼ばれるもので、これは3つのニュートリノの質量がほぼ同程度になっている構造である。

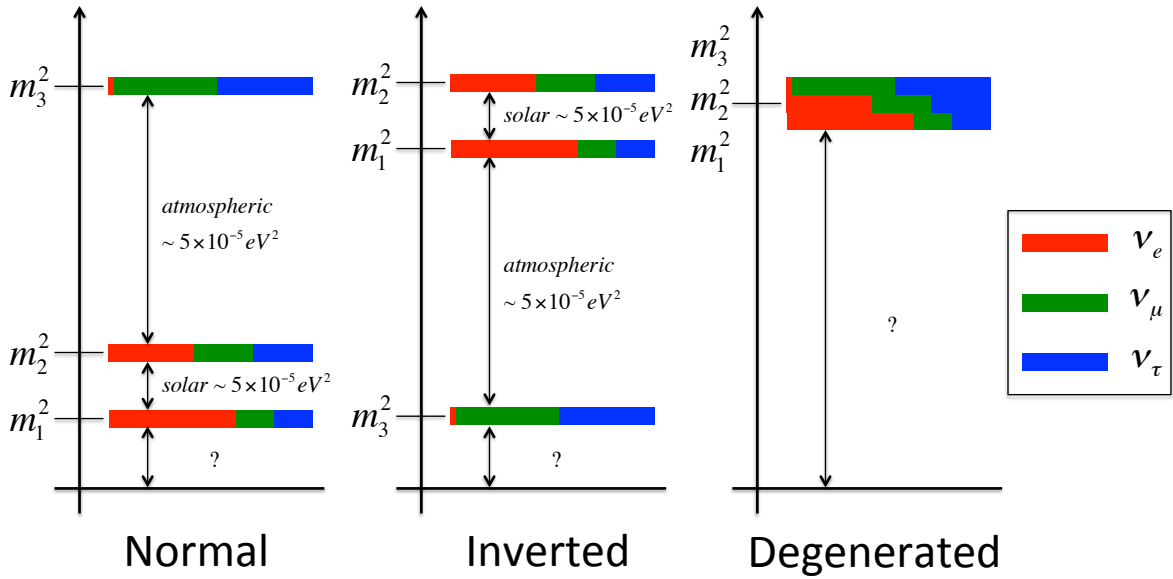


図 2.3: ニュートリノ質量階層構造

2.3 マヨラナ性

標準理論におけるクォークと荷電レプトンはすべてディラック型と呼ばれる粒子である。ディラック粒子とは質量が左巻き粒子と右巻き粒子の結合によって得られる粒子で、それらの粒子に対して電荷の正負が逆の反粒子が存在する。また、これらの粒子は実験で左巻き、右巻きのいずれの粒子も存在する。それに対しマヨラナ型の粒子とは、質量が左巻きの粒子と右巻きの反粒子の結合によって表される粒子のことである。この場合、存在する粒子は左巻きの粒子と右巻きの反粒子のみであり、また粒子と反粒子は同一の粒子となる。

これまでのニュートリノ振動の実験から、ニュートリノには有限の質量があることはわかっている。そのため、ニュートリノは光速で運動することはできず、ある左巻きのニュートリノをニュートリノより速く動く慣性系から観測すると、右巻きに見えるはずである。ニュートリノがディラック粒子であるなら、状態は左巻き、右巻きの粒子とそのCPT変換をとった反粒子の4つの状態の結合で記述できる。しかしニュートリノがマヨラナ粒子なら、左巻きニュートリノのローレンツ変換によって得られた右巻きニュートリノは左巻きニュートリノのCPT鏡像である右巻き反ニュートリノと同じということになり、ニュートリノの状態はこの2つの状態の結合によって記述できる。

従って、ニュートリノがディラック粒子の場合、ラグランジアンは式 2.23、マヨラナ粒子の場合は式 2.24 のように表すことができる。

$$L = m_D \bar{\Phi}_R \Phi_L + h.c \tag{2.23}$$

$$L = m_L \bar{\Phi}_L \Phi_L + h.c \tag{2.24}$$

ディラック粒子の場合は左巻き、右巻きいずれのニュートリノも同じ質量を持つが、マ

ヨラナ粒子の場合はそれぞれのニュートリノに対して異なる質量を与えることができる。

2.3.1 シーソー機構

ニュートリノは他の素粒子に比べて圧倒的に質量が軽い。また、実験で観測されるニュートリノは常に左巻きのニュートリノか右巻きの反ニュートリノのいずれかである。この問題を解決するためにシーソー機構と呼ばれる理論が柳田勉、Murray Gell-Mann によって提唱された。この理論ではニュートリノがマヨラナ粒子で、左巻きと右巻きで異なる質量を持つことを前提としている。左巻きニュートリノの質量 m_L は極めて軽いことはわかっているので右巻きのニュートリノの質量を極めて重くすることを考える。そのように考えると、右巻きニュートリノは通常の状態では存在できないことになり、左巻きのニュートリノのみが観測されることを自然に説明できる。左巻き、右巻きニュートリノの質量とディラック質量は式 2.25 のように結ばれる。

$$m_L \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \quad (2.25)$$

2.3.2 レプトジェネシス

シーソー機構によると、右巻きのニュートリノは極めて重く、通常の状態では存在できない。しかし、宇宙創世初期には大量に存在していたと考えている。それらの崩壊の際、レプトン二重項を生成しレプトン数が破れる。この現象がレプトジェネシスである。また、宇宙初期の電弱相転移温度より熱かった時代にはスファレロン過程と呼ばれるバリオン数とレプトン数の和は保存しないが、その差は保存するという現象が起こっていたと考えられている。これにより、レプトジェネシスで破れたレプトン数の一部がバリオンに転化し、現在のバリオン非対称な宇宙に発展したという理論が有力な候補の一つである。

2.4 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

ニュートリノ振動の観測によりニュートリノに質量があり、その質量間の二乗差を求めることができた。しかし、ニュートリノ質量の直接観測は未だ実現しておらず、それぞれのニュートリノ質量の決定には至っていない。現在ニュートリノ質量の直接観測の最も有力な候補となっている実験がニュートリノレス二重ベータ崩壊と呼ばれる現象の探索で、世界中で様々な実験が行われている。本節ではこのニュートリノレス二重ベータ崩壊及び、そこからのニュートリノ質量の決定、現在行われている実験の一部について述べる。

2.4.1 二重ベータ崩壊 (2ν モード)

ベータ崩壊は式 2.26 のように原子核中の中性子が崩壊し陽子、電子、反電子ニュートリノを放出する現象である。通常ベータ崩壊が起こる条件は、崩壊後の原子核のエネルギー準位が崩壊前よりも低くなければならない。従って崩壊後にエネルギー準位が高い原子核

が起こることはないが、2回ベータ崩壊した後に生成される核の準位が低いときには、図2.4の様な2回同時にベータ崩壊が起こる現象が稀に起こる。この現象が二重ベータ崩壊と呼ばれる現象である。

通常の二重ベータ崩壊では、式2.27崩壊後に2個の電子と2個の反電子ニュートリノが放出される。この時電子のエネルギーを観測すると、ニュートリノがエネルギーを持ち出すため通常のベータ崩壊と同様連続スペクトルとなる。

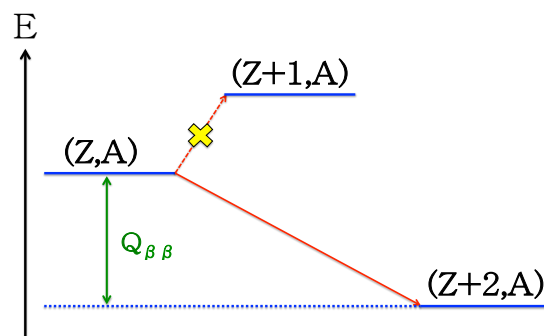
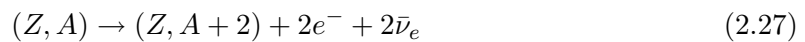
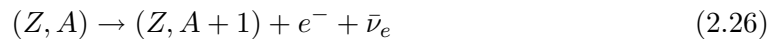


図 2.4: 二重ベータ崩壊のエネルギー準位

2.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊 (0ν モード)

原子核は我々が実験的に取り扱うものの中では最も密度が高いものであり、二重ベータ崩壊はこの極めて高密度な原子核中で起こる。従ってニュートリノがもしマヨラナ粒子で粒子と反粒子が同じであれば、同時に発生したニュートリノの片方がもう一方に吸収されるようなことが起こり、ニュートリノが原子核外に放出されない現象が起こりうる。これがニュートリノレス二重ベータ崩壊と呼ばれる現象であり、式2.28のようにかける。



このときに我々が観測できる電子のエネルギースペクトルは、ニュートリノがエネルギーを持ち出さないため $Q_{\beta\beta}$ 値における線スペクトルになる。図2.6はそれぞれの二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルを表している。

2.4.3 ニュートリノの有効質量

2ν モードの崩壊の半減期は式2.29のように表される。

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \tag{2.29}$$

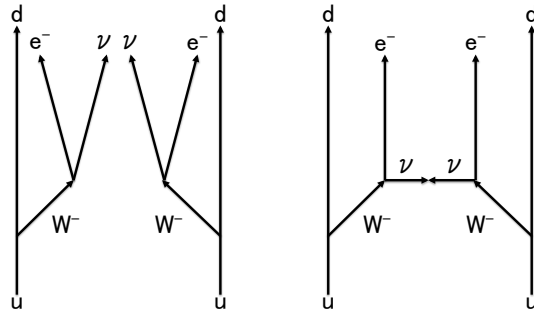


図 2.5: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

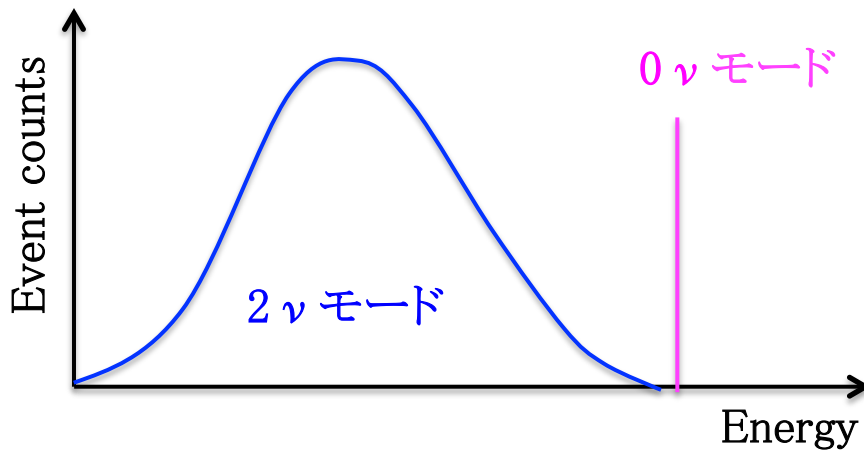


図 2.6: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル

ここで、 $G^{2\nu}$ は位相角要素、 $M^{2\nu}$ は核行列要素を表す。それに対して 0ν モードの崩壊の半減期は式 2.30 のように表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (2.30)$$

式 2.29 と同様に $G^{0\nu}$ は位相角要素、 $M^{0\nu}$ は核行列要素を表し、 $\langle m_\nu \rangle$ はニュートリノの有効質量と呼ばれるもので、以下のように定義されている。

$$\begin{aligned} \langle m_\nu \rangle &\equiv \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \\ &= \left| |U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 e^{i\phi_2} m_2 + |U_{e3}|^2 e^{i\phi_3} m_3 \right| \end{aligned} \quad (2.31)$$

ここで、 U_{ei} はニュートリノ混合行列、 m_i はニュートリノ質量、 ϕ_i はマヨラナ位相と呼ばれるパラメータである。

位相角要素と核行列要素には理論的不定性があるが、式 2.29 より、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期を実験的に求めることができれば、ニュートリノの有効質量が求められることになる。しかし、 0ν モードの崩壊は、非常に稀な 2ν モードの崩壊よりも更に稀な現象のため、非常に半減期が長くこの現象を探索するには非常に多くの二重ベータ崩壊原子核を用意しなければならない。そのため現在の所（1つの実験を除いて）ニュートリノレス二重ベータ崩壊を検出したと主張する実験はない。

2.4.4 様々なニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験

二重ベータ崩壊探索実験は大きく分けて以下の3種類がある。

- 直接測定
- 地球科学測定
- 放射化学測定

直接測定は二重ベータ崩壊の際に放出される2つの電子を直接測定する方法であり、エネルギースペクトルにより2つの崩壊モードを識別可能である。 0ν モード崩壊を探索する際の原子核の選定には、以下のような項目が重要になってくる。

- 検出器のエネルギー分解能
- 二重ベータ崩壊核種の量
- 二重ベータ崩壊の Q 値

検出器のエネルギー分解能は 2ν モード崩壊と 0ν モード崩壊を分離するのに必要であるため、高い分解能が求められる。また、二重ベータ崩壊は極めて稀な反応なため、大量の崩壊核を用意する必要がある。そして、環境放射線などのバックグラウンドを減らすためにより高い Q 値を持った崩壊核の方が有利である。

地球科学測定は地球に存在する放射性原子核を含む鉱石を化学的に処理し、含まれる原子核の量の分析によって調べ、親核・娘核の質量比などから崩壊率・半減期を計算する方法である。ただし崩壊モードの区別はできず、様々な不確定要素があるため誤差の見積もりが非常に難しい。

放射化学測定は放射性原子核の二重ベータ崩壊によって生成される娘核の質量を測り、半減期の測定を行うものであるが、測定を行う核種や測定時間を選べる。

これらの手法による実験の中からいくつかの結果を表 2.2 にまとめた。 $m_{\beta\beta}$ はニュートリノ有効質量の上限値を表し、不定性は核行列要素のモデルによるものである。この中からこれまでに行われてきた実験についていくつか紹介する。

原子核	$Q_{\beta\beta}$ [keV]	$T_{1/2}^{0\nu}$ [yr]	$m_{\beta\beta}$ [eV]	実験
^{48}Ca	4273.6	$> 5.8 \times 10^{22}$	3.5-22	ELEGANT IV(2008)[7]
^{76}Ge	2039.0	1.9×10^{25}	0.35	Heidelberg Moscow(2001)[8]
		$> 1.57 \times 10^{25}$	0.33-1.35	IGEX(2002)[9]
^{82}Se	2995.5	$> 3.6 \times 10^{23}$	0.89-2.43	NEMO-3(2011)[10]
^{96}Zr	3351	$> 9.2 \times 10^{21}$	7.2-19.5	NEMO-3(2010)[11]
^{100}Mo	3034.68	$> 1.1 \times 10^{24}$	0.45-0.93	NEMO-3(2011)[10]
^{116}Cd	2808.7	$> 1.7 \times 10^{23}$	1.7	Solotvina(2003)[12]
^{130}Te	2530.3	$> 2.8 \times 10^{24}$	0.30-0.71	CUORICINO(2011)[13]
^{136}Xe	2470	$> 1.6 \times 10^{25}$	0.14-0.38	EXO-200(2012)[14]
		$> 1.2 \times 10^{24}$	1.1-2.9	DAMA(2007)[15]
^{150}Nd	2692.3	$> 5.8 \times 10^{22}$	4.0-6.3	NEMO-3(2009)[16]

表 2.2: 二重ベータ崩壊原子核

Heidelberg-Moscow(KKDC claim)

イタリアの LNGS(Gran Sasso underground laboratory) にて行われた ^{76}Ge を用いた二重ベータ崩壊探索実験である。86%に濃縮された ^{76}Ge をターゲット兼検出器に用い、高いエネルギー分解能を実現した実験である。2001年に ^{76}Ge の 0ν モード崩壊に対して以下のニュートリノ有効質量質量の上限値を得た。

$$\langle m_\nu \rangle < 0.35\text{eV}(90\%C.L.) \quad (2.32)$$

また、グループの一部のメンバーにより 0ν モード崩壊の二重ベータ崩壊スペクトル(図

2.7) が観測されたと主張 (KKDC-Claim) されている。測定結果は以下のようになっているが [17]、実際には疑問の声も多い。

$$T_{1/2} = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{25} [\text{yr}] \quad (2.33)$$

$$\langle m_\nu \rangle = 320 \pm 30 [\text{meV}] \quad (2.34)$$

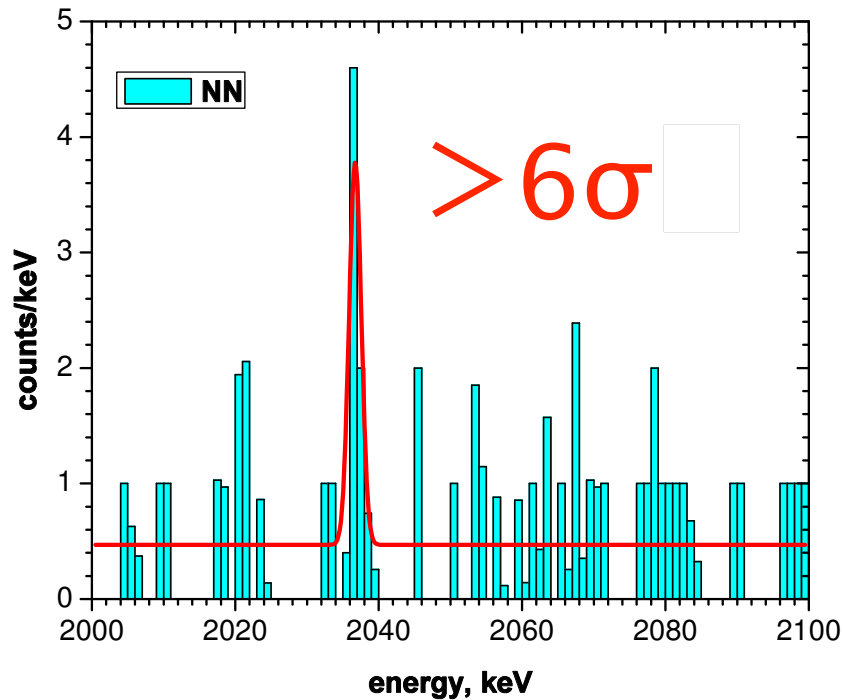


図 2.7: 主張されている二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル [17]

CANDLES

大阪大学が中心となって進めている実験で、 CaF_2 の結晶を検出器として用い、その中に含まれる ^{48}Ca の二重ベータ崩壊核の探索を目指している実験である。 ^{48}Ca は全二重ベータ崩壊核の中で最も高い Q 値を持っているため、環境放射線などのバックグラウンドの影響をほとんど受けないメリットがある。

この実験に先立ち、ELEGANT IV では CaF_2 結晶 6.7kg を用いてニュートリノ有効質量に対して 3.5[eV][7] の上限値を与えている。CANDLES では装置の大型化やエネルギー分解能の向上を目指しており、更に CANDLES V では 100t 級の検出器の建設により 30[meV] の質量領域の探索を目指している [18]。

NEMO-3

フランスの Frejus underground laboratory で行われている実験で、 ^{100}Mo や ^{82}Se を中心とする7種類もの核種の二重ベータ崩壊の観測を目的としている。この実験で用いている検出器は、プラスチックシンチレータとドリフトチェンバーに 25Gaus の磁場をかけてニュートリノレス二重ベータ崩壊の観測を目指している。

DAMA

LNGS にて行われた実験で、 ^{134}Xe 17.1%、及び ^{136}Xe 68.8%の濃縮 Xeを用いた実験である。この実験による半減期、有効質量の上限値は以下の通りである [15]。

$$T_{1/2}(^{134}\text{Xe}) > 5.5 \times 10^{22}[\text{yr}] \quad (2.35)$$

$$T_{1/2}(^{136}\text{Xe}) > 1.2 \times 10^{24}[\text{yr}] \quad (2.36)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 1.1 - 2.9[\text{eV}] \quad (2.37)$$

CUORICINO

同じく LNGS で行われた実験で、 ^{130}Te の二重ベータ崩壊探索実験である。40.7kg の TeO_2 結晶を 10mK 程度の極低温まで冷却し、二重ベータ崩壊の際の温度上昇を利用し検出する実験である。 ^{130}Te の $Q_{\beta\beta}$ は 2530.3keV であり、この検出器はそのエネルギー領域において 7keV 程度の高エネルギー分解能を持っている。

CUORE

CUORICINO をアップグレードした実験で、様々な検出器の改良の他に二重ベータ崩壊核の ^{130}Te を 206kg にまで増やしている。またバックグラウンドも従来の 10分の1にまで減らし、エネルギー分解能も 7[keV] から 5[keV] にまで改善している。ニュートリノ有効質量に対する目標感度は5年間の測定で 40-90[meV] を目指している。

GERDA

GERDA は LNGS で行われている ^{76}Ge 検出器を用いて行われている実験であり、Heidelberg Moscow 実験で用いられた5つの検出器 (11.3kg) と IGEX 実験で用いられた検出器 (6.3kg) の計 17.6kg を高純度の液体 Ar に沈めてニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索を行っている実験である。今後は次のフェイズとして約 20kg の濃縮 Ge 検出器を追加して実験を行うことが計画されている。

EXO-200

ニューメキシコ州のWIPP 80.6%に濃縮した液体 ^{136}Xe (-106°C)を175kg用いたTPC(Time Projection Chamber)方式の検出器が建設し、2011年5月よりデータ取得を開始した。希ガスである ^{136}Xe を用いているため、濃縮が容易であったり、実験中の再精製が容易であるなどのメリットがある。また、液体Xeを用いているため検出器の体積が小さく、宇宙線の影響を抑えることができるとともに、TPCを用いることにより高いエネルギー分解能を実現している。

第3章 KamLAND 実験

KamLAND とは **Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector** の略で、KamLAND 実験はこの検出器を用いた反電子ニュートリノの検出実験である。

KamLAND は岐阜県飛騨市高山町にある池の山の神岡鉱山内に位置し、旧カミオカンデ跡地に 1997 年から建設が開始され 2002 年から稼働している。山頂から 1,000m の位置に設置することで、低エネルギー実験において深刻なバックグラウンドとなる宇宙線ミュオンを岩盤によって遮蔽している。この宇宙線ミュオンの強度は岩盤によって地表の 10 万分の 1 にまで低減されている。また、低バックグラウンドのナイロン製バルーンの利用、液体シンチレータの蒸留などを行うことで、世界最高レベルの低バックグラウンドな環境を実現するとともに、1,000t の液体シンチレータを用いた世界最大級のニュートリノ検出器となっている。極めて低バックグラウンド、大規模な検出器のため、反ニュートリノの検出以外にも様々拡張性が期待できる検出器である。

本章では、KamLAND における反ニュートリノの検出原理、検出器概要、データ収集システム及びこれまで KamLAND が挙げてきた成果に関して述べる。

3.1 ニュートリノの検出原理

KamLAND では、液体シンチレータという放射線によって多数の光子を放出する液体を用いてニュートリノを検出している。本節では KamLAND 内におけるニュートリノの反応過程及び検出方法について述べる。

3.1.1 液体シンチレータ

我々が検出器で捕らえている主な物理信号は、検出器内部で起こった放射線反応によって液体シンチレータから放出されるシンチレーション光である。シンチレーション光はチェレンコフ光の 100 倍の強度があるため、低エネルギーの物理イベントを観測するのに適している。液体シンチレータは溶媒と溶質 (発光剤) から構成され、以下のような過程で発光する。

1. 溶媒分子が放射線のエネルギーを吸収して励起
2. 溶媒 - 溶媒間のエネルギー伝達
3. 溶媒 - 溶質間のエネルギーの伝達
4. 励起した溶質分子が遷移し、発光

溶媒中の分子が放射線のエネルギーを吸収して励起し、そのエネルギーが溶質分子に伝達される。溶媒自体も発光は起こるが、一般に溶質よりも発光効率が悪いのでこのような過程をとる。そのため、溶媒には以下のような条件を満たしたものが適している。

- 発光剤へのエネルギー伝達効率が良い
- 溶媒の吸収スペクトル領域に溶質の発光ピークがない
- 溶質を溶かしやすい

これらのような条件を満たす物質としては一般に芳香族化合物が用いられ、また発光剤となる溶質としては有機溶媒に対する溶解性の高いPPO(2,5ジフェニルオキサゾール)が用いられる。また検出器に光電子増倍管を用いる場合は、光電面での量子効率が高い波長帯へ変換するため、波長変換剤として別の成分を加える場合もある。

現在 KamLAND で使用している液体シンチレータは KamLAND グループが開発したもので、組成は以下のようになっている。

- ドデカン ($C_{12}H_{26}$) 80.2% ($0.7526g/cm^3$ at 15 degree)
- プソイドクメン (C_9H_{12}) 19.8% ($0.8796g/cm^3$ at 15 degree)
- PPO($C_{15}H_{11}NO$) 1.36(g/l)

それぞれの構成物の構造式は図 3.1 のようになっている。

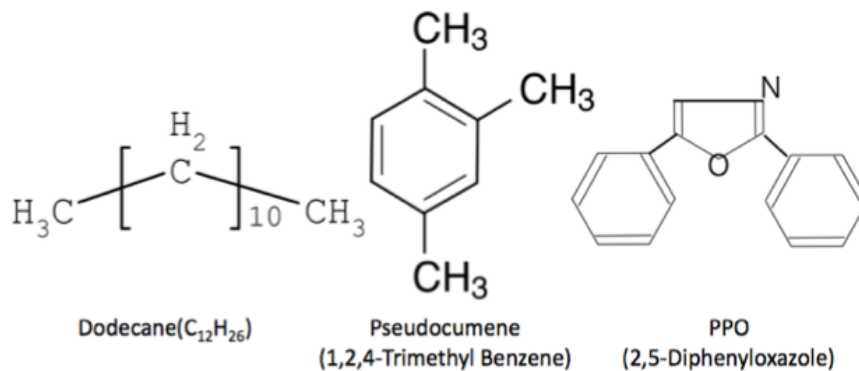


図 3.1: 液体シンチレータ構成物の構造式

3.1.2 反電子型ニュートリノの検出

反電子ニュートリノの検出には逆ベータ崩壊という現象を利用している。通常のベータ崩壊では中性子が崩壊して陽子、電子、反電子ニュートリノが放出されるが、逆ベータ崩

壊では飛来した反電子ニュートリノが陽子と相互作用して中性子と陽電子を放出する現象である (式 3.1)。

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (3.1)$$

液体シンチレータの主成分は炭化水素であり、その中には大量の水素原子が含まれている。従って水素原子の原子核である陽子が反電子ニュートリノのターゲットとなる。このときに放出される陽電子は周囲にある電子と直ちに対消滅し、511keV の γ 線を 2 本放出する。

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (3.2)$$

一方で中性子は、周囲にある原子核と弾性散乱を繰り返しながらエネルギーを落としながら熱中性子となり、207.5[μ sec] の寿命で陽子に捕獲される。

$$p + n \rightarrow d + \gamma \quad (3.3)$$

これらの2つの信号の時間的空間的相関から同時遅延計測を行うことでバックグラウンドと反電子ニュートリノのイベントをよく識別できる。中性子の質量は陽子よりも大きいいため、逆ベータ崩壊を起こすための反電子ニュートリノのエネルギーのしきい値がある。相対論的效果を考えるとそのしきい値 $E_\nu^{threshold}$ は以下の 3.4 ように表すことができる。

$$E_\nu^{threshold} = \frac{(M_n + M_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806[MeV] \quad (3.4)$$

次に、我々が観測できる先発信号、後発信号のエネルギーについて考える。逆ベータ崩壊のエネルギー保存則は、ターゲットの陽子が静止していると考え、

$$E_\nu + M_p \rightarrow (K_n + M_n) + (K_{e^+} + M_{e^+}) \quad (3.5)$$

ここで、 E_ν は反電子ニュートリノのエネルギー、 M_{p,n,e^+} はそれぞれ陽子質量、中性子質量、陽電子質量、 K_{n,e^+} はそれぞれ中性子の運動エネルギー、陽電子の運動エネルギーを表す。先発信号のエネルギーを E_{prompt} とすると、 $M_{e^-} = M_{e^+}$ より、

$$\begin{aligned} E_{prompt} &= K_{e^+} + 2M_e \\ &= E_\nu + (M_p - M_n) - K_n + M_e \\ &= E_\nu - K_n - 0.782[MeV] \end{aligned} \quad (3.6)$$

後発信号が発せられる際中性子は熱中性子状態になっている。この熱中性子の運動エネルギーは 25meV 程度なので 0 と近似してよく、従って後発信号のエネルギーを $E_{delayed}$ とすると、エネルギー保存則より、

$$M_n + M_H = M_d + E_{delayed} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} E_{delayed} &= M_n + M_H - M_d \\ &= 2.22[MeV] \end{aligned} \quad (3.8)$$

ここで、 M_H は水素原子質量、 M_d は重水素原子質量。

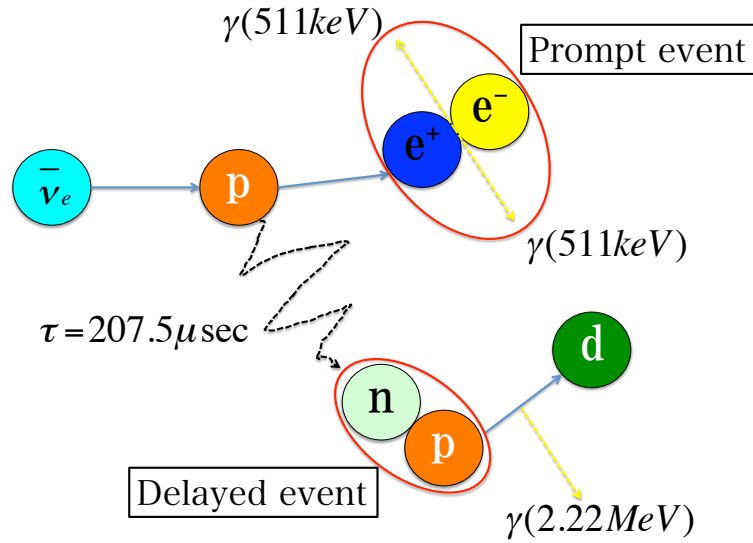


図 3.2: 逆ベータ崩壊過程

3.1.3 電子散乱によるニュートリノの検出

反電子ニュートリノ以外のニュートリノに関しては、電子散乱 (図 3.3) の反応を見ることで検出可能である。

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (3.9)$$

この弾性散乱では粒子の変化は生じず、散乱後の運動エネルギーを得た電子が液体シンチレータ中を走る際に出るシンチレーション光を観測することによって検出できる。ここで反電子ニュートリノ検出の際と大きく異なる点は、この弾性散乱事象には時間的空間的相関を持つ事象がないため、遅延同時計測ができない点である。

散乱後の電子が得る運動エネルギー K_{e^-} は散乱角 θ に依存し、エネルギー保存則と運動量保存則から以下のように表すことができる。

$$K_{e^-} = \frac{(1 - \cos \theta) E_\nu / m_e}{1 + (1 - \cos \theta) E_\nu / m_e} E_\nu \quad (3.10)$$

従って、散乱後の電子の運動エネルギーの最大値は、 $\theta = \pi$ の時、

$$K_{e^-}^{max} = \frac{E_\nu}{1 + m_e / 2E_\nu} \quad (3.11)$$

を得る。

3.2 検出装置概要

KamLAND での大まかな検出手順としては、中心部に満たされた液体シンチレータで起こった反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊を、内部に敷き詰められた光電子増倍管 (Photo

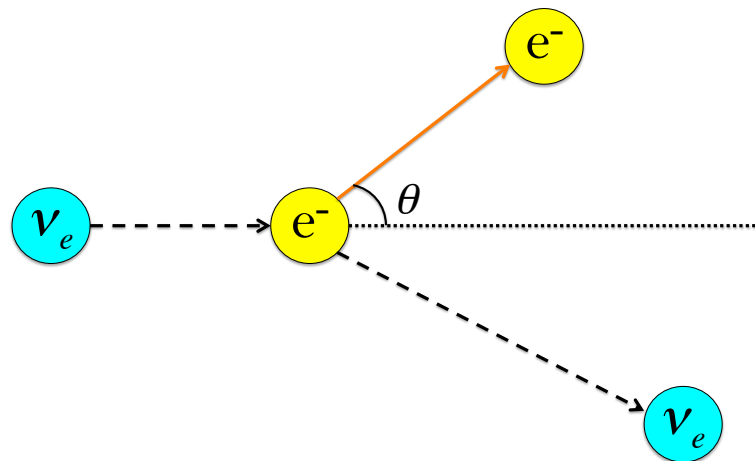


図 3.3: ニュートリノによる電子散乱

Multiplier Tube = PMT) と呼ばれる光センサーで捕らえるというものである。しかし、実際には検出器の規模が非常に大きいため、中心部を極めてバックグラウンドが少ない状態に保っておくための工夫が多々され、多数の要素からなっている。例えば神岡鉱山坑内には、低バックグラウンド液体シンチレータ製造のための蒸留設備、高純度窒素製造装置、水チェレンコフ光を利用した宇宙線 VETO 用の外部検出器、及びそのための純水製造装置がある。また、坑道の空気にはバックグラウンドとなるラドンが含まれているため、ラドンフリーエア製造装置も設置されている。検出器上部のドームエリア前にはクリーンルーム、ドーム内にはキャリブレーション用の線源のためのクリーンテント、データ収集回路が収められている Electronics-Hut(E-Hut) が設置されている。

本節では、KamLAND を構成する各部に関して述べる。

3.2.1 検出器内部構造

内部検出器

KamLAND の内部構造の概略は、図 3.5 のようになっている。中心部にバルーン ($\phi=13\text{m}$) がインストールされており、その中に液体シンチレータが満たされている。この液体シンチレータの組成は前節で述べたと通り、デカン 80.2[%]、プソイドクメン 19.8[%]、PPO 1.36[g/l] となっている。この液体シンチレータが満たされているバルーンは厚さ $135\mu\text{m}$ の 5 層構造ナイロンフィルム (EVOH/Ny/Ny/Ny/EVOH) でできており、Rn ガス遮蔽性が高い EVOH と、光透過度がよく強度の高いナイロンで構成されている。このバルーンは検出器上部から 44 本のケブラーと呼ばれる素材でできたロープでつり下げられている。バルーン外部はバッファーオイルと呼ばれるミネラルオイルで満たされている。このオイルは密度差を調整することでバルーンにかかる負荷を軽減する役割を担っており、0.01% の密度差まで制御可能である。このオイルはドデカンとイソパラフィン を 1:1 で混合したものであり、放射性物質の崩壊が起こっても内側の液体シンチレータほどは発光しない。ケブラー

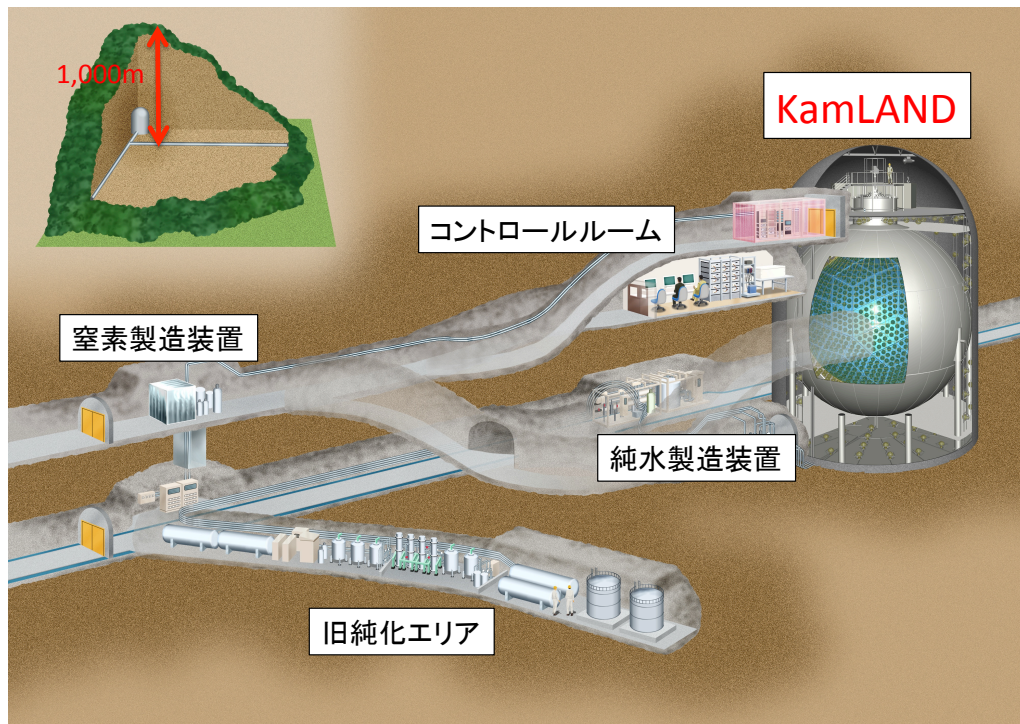


図 3.4: KamLAND

ロープとこの密度差の調整によって、実際にバルーンにかかる負荷は 430kg 程度となっている。バッファオイルと光電子増倍管の間には厚さ 3mm のアクリル板が取り付けられており、光電子増倍管やステンレスタンクに含まれる微量のウランの崩壊によって放出されるラドンを遮蔽している。また、1つ1つの光電子増倍管はアクリル板によって分けられており、万が一1つの光電子増倍管が割れてしまったとしても、その際の衝撃波で周囲の光電子増倍管が破壊されることは防げる構造となっている。

アクリル板の外側には検出器内部の光を捕らえるための光電子増倍管が設置されている。現在 KamLAND では、17inch 光電子増倍管 1325 本、Kamiokande で使用していた 20inch 光電子増倍管に耐油加工したものの 554 本をステンレスタンクの内側に取り付け、光電面カバー率 (photocoverage) は 17inch で 22%、20inch で 12% の合計 34% になっている。

外部検出器

ステンレスタンクの外側は 3,200t の超純水を満たしたコンクリート壁で覆われている。この超純水は、地下水を坑内に設置された超純水製造装置によってフィルタリングし、有機物、イオン、各種放射線不純物を除去することで製造されている。この超純水製造装置により、10℃程度の温度の超純水を 8t/hour の流量で供給することで、光電子増倍管の発熱による検出器全体の温度上昇を防ぎ、一定温度に保つ役割も果たしている。

この超純水の層で、周囲の岩盤からくるガンマ線や高速中性子などの環境放射線を遮断している。また、コンクリート壁には Kamiokande に使われていた 20inch 光電子増倍管 225

本、8inch 光電子増倍管 8 本、6inch 光電子増倍管 5 本が取り付けられている。KamLAND 内には 0.34Hz 程度の頻度で宇宙線ミュオンが飛来し、バックグラウンドとなっている。この宇宙線ミュオンを VETO するために、これらの光電子増倍管と超純水を水チェレンコフ光外部検出器として用いている。

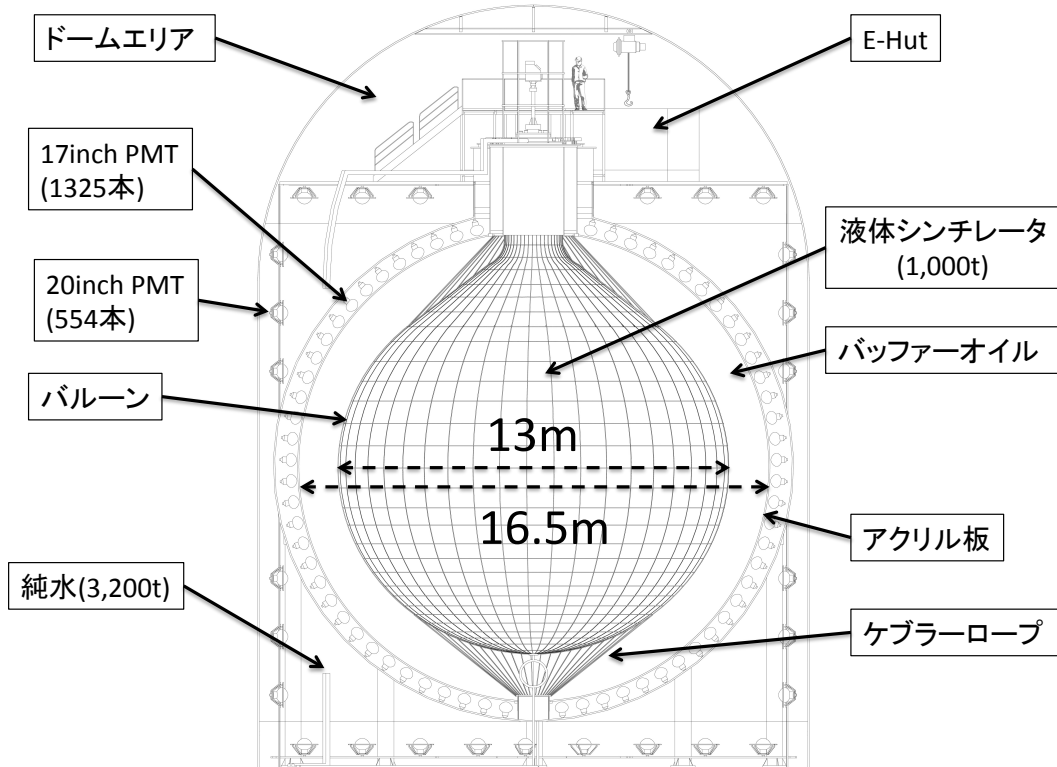


図 3.5: 検出器内部

3.2.2 光電子増倍管

KamLAND 実験で観測対象としている物理事象は数 MeV、あるいは数百 keV といった極めて低エネルギーの領域を対象としている。従って、そういった物理事象が起こった際の液体シンチレータ内での発光量も非常に小さい。実際には我々が観測できる発光量は、液体シンチレータの透過度、バルーンフィルム上での反射率、PMT の光電面での量子効率などに依存する。このような効果を計算に入れると、KamLAND での単位エネルギー [MeV] あたりの発光量は 500[p.e./MeV] 程度になる。内部検出器に設置されている PMT の数が 1879 本であることを考慮すると、こうした低エネルギーの物理イベントに対して、PMT1 本あたりに入射する光子の数は高々1個程度である。従って PMT には光電子 1 個を識別できるだけの高いエネルギー分解能が要求される。また、PMT の時間分解能は事象位置の再構成をする際の精度に直結するため高い時間分解能も求められる。

KamLAND の内部検出器で用いられている PMT のうち、554 本の 20inchPMT はかつて Kamiokande で使われていたものに耐油加工を施したものである。一方 17inchPMT の方は分解能を向上させるため新たに開発を行ったものである。2 種類の PMT の構造に関しては図 3.6 に示す。大きな改良点としては、ダイノード部分をベネチアン・ブラインド型からボックス型 1 段とラインフォーカス型 9 段による構成にした点である。また、光電面の縁の部分では中央部に比べて分解能が悪化するため中心部 17inch 以外を物理的にマスキングしている。このため、PMT のサイズ自体は 20inch と同様であるが 17inchPMT と読んでいる。

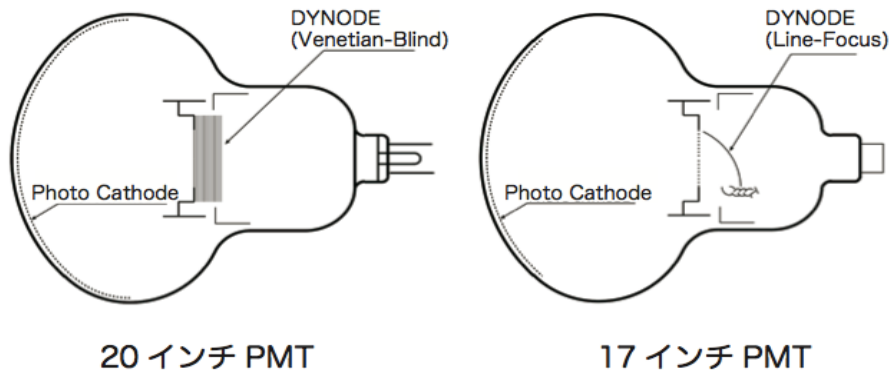


図 3.6: KamLAND で使用されている 2 種類の光電子増倍管

PMT の内部構造は以下の図 3.7 のようになっている。大まかな検出原理としては光電面に光子が入射すると、光電効果によって光電子が放出される。この光電面と第 1 ダイノードの間には高電圧がかかっており、加速された電子が第一ダイノード当たるとダイノードが励起され、2 次電子が放出される。このような手順を複数回繰り返すことにより 1 つの光子を多数の電子に変換している。このようにダイノードで増幅された電子は陽極（アノード）で収集され外部へ電流として送り出される。

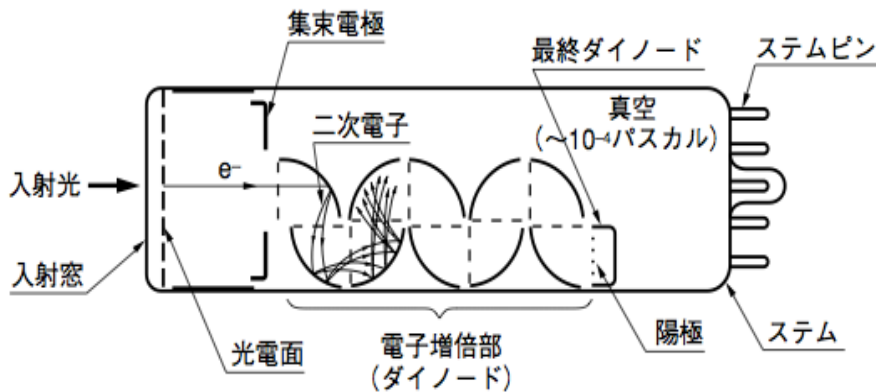


図 3.7: 光電子増倍管の内部構造

1879本の内部検出器内のPMTの他に、225本の20inchPMTが外部検出器に、16本の8inchPMTと6本の5inchPMTが検出器上部のチムニー部に取り付けられている。

3.2.3 データ収集システム

PMTから送られてくる信号は、ドームエリア内のElectronics-Hut(E-Hut)に設置されているKamLAND Front-End-Electronics(KamFEE)と呼ばれるKamLANDグループが開発したデータ収集回路に送られ、そこで有意な波形のみが記録される。このデータ収集回路の波形記録はトリガー回路及びコントロールルーム内にあるDAQコンピュータによって制御されており、記録された波形は内部のATWD(Analog Transient Waveform Digitizer)でデジタル化された後、VME経由で読み出され外部コンピュータに転送される。

Front-End Electronics

前述のPMTのゲインは 5×10^6 に設定されており、光電面で放出された光電子1個は0.8pCまで増幅される。50 Ω のターミネーションを用いたときは、信号幅は30nsec、振幅は2mV程度となる。一方で、高エネルギー宇宙線ミューオンが検出器に入射した際には各PMTで発生する光電子は1,000個以上にも上り、信号幅は100nsec、振幅は数Vになる。従って、このような高エネルギーの物理イベントに対応しつつ、最小波形を精度よく測定するためには10,000以上のダイナミックレンジが求められる。

また、エネルギー閾値を1MeVに設定した場合、イベントレートは数十Hz程度である。加速器を用いた実験とは異なり、ビームのバンチなどのように検出器内で物理イベントが発生する時間を制御することはできない。従ってエレクトロニクスのデッドタイムがそのまま実験のデッドタイムに直結してしまう。そのため、常に波形記録ができなければならない。

これらの要求を満たすため、KamFEEは、図3.9のような回路設計となっている。PMTからKamFEEに送られてきた信号はまず2つに分岐する。1つは波形記録のコマンドを発行するトリガーボードに送られ、もう一方は回路内のメモリに送られる。トリガーボードに送られる方の信号は、まずディスクリミネータに送られる。このディスクリミネータの閾値は0.33mV(1/6p.e)に設定されており、その閾値を超えた場合125nsecの矩形波が出力され、その先にあるFPGA(Field Programmable Gate Array)内でHitと判定される。このHit判定が各KamFEEボードごとに集計され、すべてのボードの合計Hit数(NSUM)がトリガーボードに送られる。このNSUMがトリガーボード内の各トリガーロジックごとに設定されている閾値を超えた時、トリガーボードからFPGAを経由してそのトリガーロジックに応じた波形取得コマンド”capture”がATWDに送られる。この時記録される波形は、最初に分岐し回路内メモリに保持されていたものが記録される。

PMTから分岐し回路内メモリに保持される信号は、トリガーコマンド返答までの時間差を補正するためまずディレイ回路で遅延される。次に3つの増幅率の異なる信号増幅器($\times 20$, $\times 4$, $\times 0.5$)に分岐し、それぞれ増幅される。このように3つの増幅器を用いることで、25,000倍の大きなダイナミックレンジを実現している。ATWDはキャパシタアレイとウィルキンソン型ランプADCが組み合わされている。このキャパシタアレイには128個

のキャパシタがついており、40MHzのサンプリングレートで電荷が蓄えられている。最後のキャパシタに電荷が蓄えられた後は最初のキャパシタに戻り、上書きされる。トリガーボードから”capture”コマンドが送られてくるとキャパシタアレイの上書きが停止され、次に”digitalize”コマンドが送られてきたときに各キャパシタに蓄えられている電荷がデジタル化される。このデジタル化には約 $25\mu\text{sec}$ の時間を要するが、図3.9を見てわかるように、各チャンネルには2つのATWDが用意されており、一方のATWDがデジタル化を行っているときにはもう一方のATWDが使われる。このように2つのATWDを用いることで、連続的な信号に対するデッドタイムを軽減している。このようにしてデジタル化された波形はメモリに記録された後、VMEインターフェースを経由して外部コンピュータに転送される。

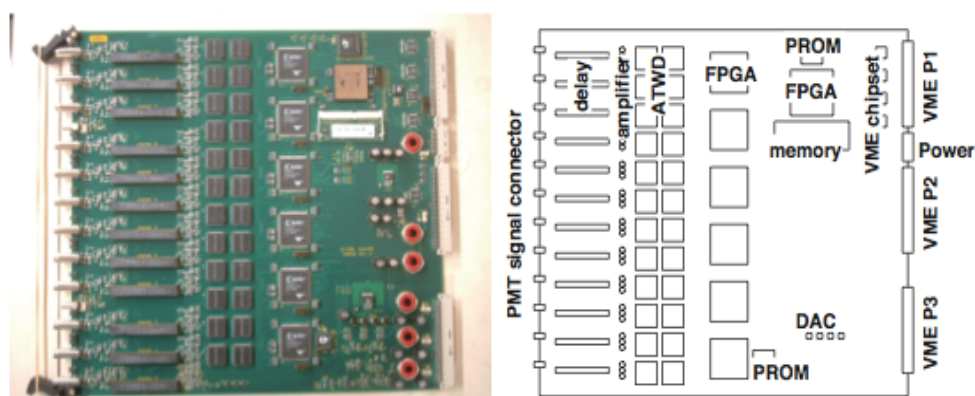


図 3.8: KamLAND Front-End-Electronics(KamFEE)

トリガーシステム

KamFEEで集計されたPMTのHitの合計(NSUM)はトリガーボードに送られる。このトリガーボードでは、送られてきたNSUMに応じたHitベースのトリガーや、NSUMに依らないTimeベースの強制トリガーが発行される。また、ID、ODごとのPMTのHitに応じたトリガー、波形記録のためでなくNSUMの推移を見るためのHistoryトリガー、キャリブレーション用のトリガーなど20種類以上のトリガーが用意されている。この発行されたトリガーがKamFEEに送られることで、前述のように波形記録が行われる。

このトリガーボードは神岡鉱山の坑口に設置されたGPS(Global Positioning System)と同期している(図3.10)。GPSから受け取った時間情報をもとに40MHzのクロックをKamFEEに送り、TimeStampを生成している。KamFEEにトリガーコマンドを発行する際に時間情報としてTimeStampを送っている。

現在KamLANDのトリガーボード内に実装されている各種トリガーには以下のようなものがある。

- ID Hit Base Trigger

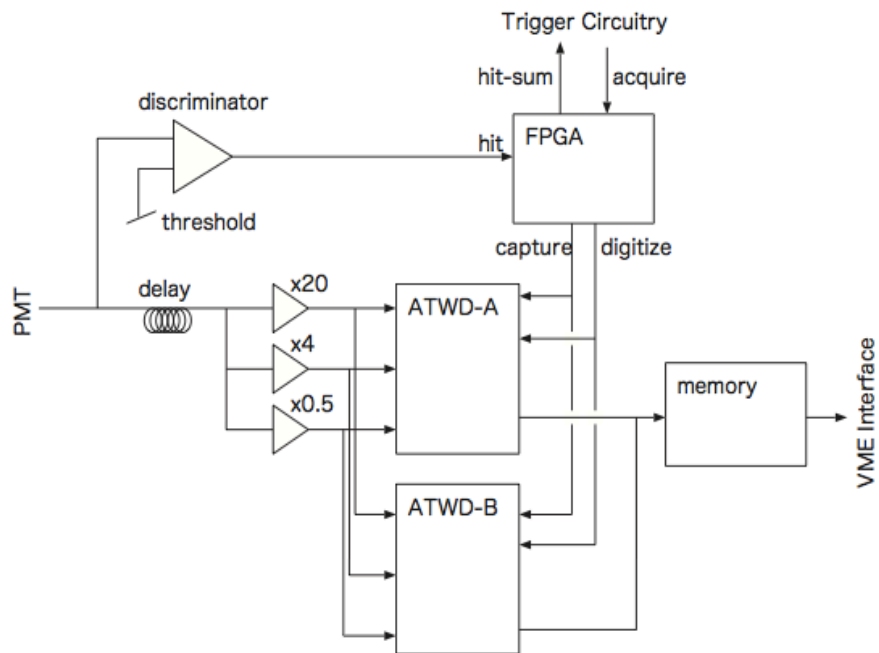


図 3.9: KamFEE 回路構成概略図

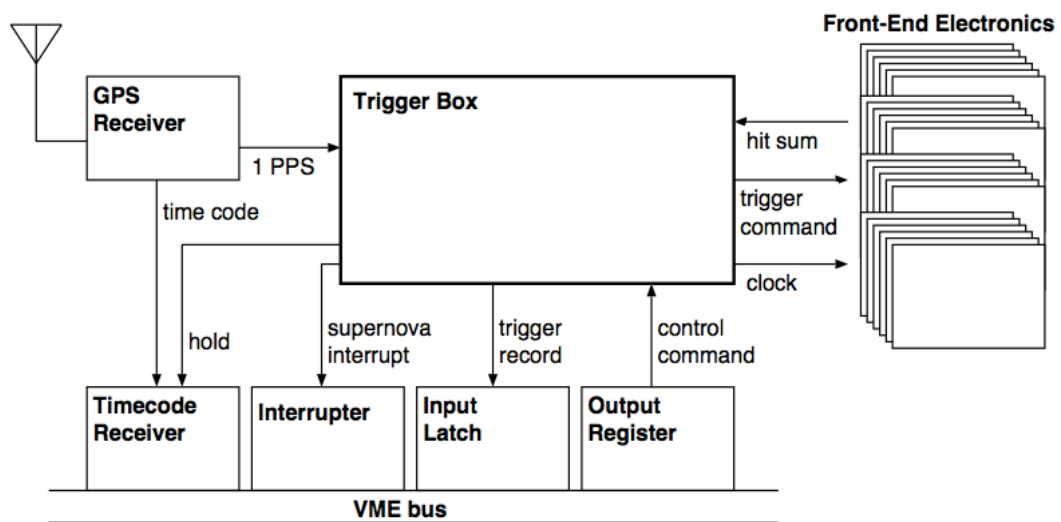


図 3.10: トリガーシステム

- **ID Singles** : ID NSum が ID-Singles-Trigger threshold(200 Hits) を超えたときに ID FEE に発行されるグローバルトリガー
- **ID Prompt** : ID NSum が ID-Prompt- Trigger threshold(200 Hits) を超えたときに ID FEE に発行されるグローバルトリガー
- **ID Delayed** : ID NSum が ID-Delayed- Trigger threshold(120 Hits) を超えたときに ID FEE に発行されるグローバルトリガー
- **ID Prescale** : ID NSum が prescale 時間内に ID-Prescale- Trigger threshold を超えたときに ID FEE に発行されるグローバルトリガー
- **ID 5-inch** : チムニー内の 5-inch PMT の NSum が ID-5inch-Trigger threshold(7 Hits) を超えたときに ID FEE に発行されるグローバルトリガー
- **OD-to-ID** : OD NSum triggers が発行された際に ID FEE に発行されるグローバルトリガー

- **OD Hit Base Trigger**

- **OD Top Singles** : OD Top 部分の NSum が OD-Top-Singles-Trigger threshold(6 Hits) を超えたときに OD FEE に発行されるグローバルトリガー
- **OD Upper Singles** : OD Upper 部分の NSum が OD-Upper-Singles-Trigger threshold(5 Hits) を超えたときに OD FEE に発行されるグローバルトリガー
- **OD Lower Singles** : OD Lower 部分の NSum が OD-Lower-Singles-Trigger threshold(6 Hits) を超えたときに OD FEE に発行されるグローバルトリガー
- **OD Bottom Singles** : OD Bottom 部分の NSum が OD-Bottom-Singles-Trigger threshold(7 Hits) を超えたときに OD FEE に発行されるグローバルトリガー
- **ID-to-OD** : ID NSum triggers が発行された際に OD FEE に発行されるグローバルトリガー

- **History Triggers**

- **ID History** : ID NSum が ID-History- Trigger threshold を超えたときに波形保存をする代わりに 25nsec(1 TimeStamp) ごとの NSum を最大 200nsec の間記録する
- **OD Top History** : OD Top 部分の NSum が OD-Top-History- Trigger threshold を超えたときに波形保存をする代わりに 25nsec(1 TimeStamp) ごとの NSum を最大 200nsec の間記録する
- **OD Upper History** : OD Upper 部分の NSum が OD-Upper-History- Trigger threshold を超えたときに波形保存をする代わりに 25nsec(1 TimeStamp) ごとの NSum を最大 200nsec の間記録する
- **OD Lower History** : OD Lower 部分の NSum が OD-Lower-History- Trigger threshold を超えたときに波形保存をする代わりに 25nsec(1 TimeStamp) ごとの NSum を最大 200nsec の間記録する

- **OD Bottom History** : OD Bottom 部分の NSum が OD-Bottom-History-Trigger threshold を超えたときに波形保存をする代わりに 25nsec(1 TimeStamp) ごとの NSum を最大 200nsec の間記録する
- **Time Base Triggers**
 - **1PPS Trigger** : GPS と同期してすべての FEE に発行されるグローバルトリガー
 - **GPS Trigger** : Run スタート直後、32 秒ごとに OD FEE に発行されるグローバルトリガー
- **Calibration Triggers**
 - **ID Calibration Forced** : レーザー・LED 用の較正装置からの外部トリガー入力し、ID FEE に発行される強制トリガー
 - **ID Calibration Global** : 外部トリガーを入力し、ID FEE に発行されるグローバルトリガー
 - **OD Calibration Forced** : 外部トリガーを入力し、OD FEE に発行される強制トリガー
 - **OD Calibration Global** : 外部トリガーを入力し、OD FEE に発行されるグローバルトリガー
 - **Acquire Trigger** : FEE の自己校正を行うためのデータ取得 (ベースライン測定、40MHz のクロック波形、テスト波形など) に用いられるトリガー。通常はオンラインソフトウェアでのコントロールのもとに発行される。
- **Other Triggers**
 - **Supernova Trigger** : トリガーロジックが超新星爆発の候補となる事象を検知したとき、オンラインソフトウェアに超新星検出の通知をし、超新星トリガーモードへ移行 (1 分間強制的に DAQ を継続)
 - **Disable Trigger** : データバッファがフルに近い状態になった時、トリガーを無効状態にする
 - **Enable Trigger** : データバッファがフルの状態から回復したとき、トリガーを有効状態にする

3.2.4 DAQ システム

KamLAND の DAQ システムは KiNOKO (Kinoko is Network-distributed Object-oriented KamLAND Online-system) と呼ばれる分散オブジェクト技術を基にしたネットワーク型のオンラインシステムを用いて制御している。KamLAND のエレクトロニクスは、これまでに述べたように 200 枚の KamFEE 基盤を収めた計 10 台の VME クレートとトリガー回路などの VME インターフェイスと、それに対応した PCI-VME カードが搭載された PC

が光ファイバーにより接続されている。KiNOKO は高い拡張性と GUI による視認性の高いインターフェイス、安定したデータ収集、及びオンライン解析、データ転送を可能にしている [22]。

データ転送

KamLAND で取得されたデータは仙台、及び US の Collaborator に転送され、オフライン解析が行われる。VME 経由で取得したデータはまず kdf(kinoko data format) というフォーマットで保存された後、TimeStamp 情報から時系列順にソート、Event Building という過程を経て sf(serial format) という形式に変換される。その後 sfz に圧縮され、光ファイバーケーブルで接続されている東京大学宇宙線研究所、名古屋大学、高エネルギー加速器研究機構を経て東北大学ニュートリノ科学研究センターに転送される。

3.3 イベントリコンストラクション

KamLAND では液体シンチレータ内での荷電粒子や宇宙線ミュオンが飛来した際に放出するシンチレーション光、及びチェレンコフ光を 1879 本の PMT を用いて検出している。検出器内部で起こった反応のエネルギー、及び位置・軌跡を再構成する際には、これらの PMT で検出した波形を元に再構成する。検出器内部で粒子の崩壊が起こる場合、この崩壊は軌跡を作らず崩壊した位置の周囲のみでの発光となる。低エネルギーの事象の場合はほとんどがこのような発光となる。一方で高エネルギーの荷電粒子である宇宙線ミュオンが検出器内部に入射した場合には、その軌跡の周囲にある原子をイオン化させるため、発光が点状ではなくミュオンの軌跡の周囲で発光する。また、このような物理事象による信号の他にエレクトロニクスの熱的なノイズに起因する信号もあるため、信号から事象を再構成する際にはその信号がどのような由来によるものなのかを区分しなければならない。イベントリコンストラクションする際の手順は以下の通りである。

1. 波形解析

波形を信号の時間情報、及び電荷に変換する。ペDESTALの減算、波形の smoothing、ベースライン補正、ピーク検出という手順により解析を行う (3.3.1)。

2. PMT の時間・電荷校正

波形解析後の時間・電荷情報には各 PMT の Gain、内部の遅延などが含まれているため、PMT 間の時間・電荷校正を行う必要がある。PMT の時間校正にはレーザー線源を用いた校正を行っている。また、低エネルギーのイベントは各 PMT に高々光子 1 個程度しか入射しないため、これらのイベントを用いて 1p.e. の電荷分布から電荷校正を行っている (3.3.3)。一部の PMT は破損している、あるいは使用不能になっているため、これらは解析から除外している (3.3.4)。

3. イベントの識別

再校正されたイベントは”Track like”なイベントか、”Point like”なイベントかの 2 つのタイプに分類される。バルーン内の液体シンチレータ層を通過するミュオン

は大量のシンチレーション光を放出するため高エネルギーイベントとして選定される。一方で純水層やバッファ層を通過するミュオンはチェレンコフ光を放出し、外部検出器の 20inch PMT により検出される。宇宙線ミュオンの選定は第 8 章のイベントセレクションで行う。

4. 宇宙線ミュオンの軌跡再構成

ミュオンの軌跡は PMT からの時間情報、及び電荷情報に基づき行われる。これに関しても詳細は第 8 章で述べる。

5. 位置再構成

ミュオンのように、軌跡を残さないイベントは”Point like”なイベントは、PMT からの時間情報、電荷情報に基づきイベント位置の再構成が行われる (3.3.5)。

6. エネルギー再構成

イベントのエネルギーは PMT からの電荷情報に基づき再構成される (??)。PMT の電荷情報はイベントの位置に依存するため、エネルギーの再構成にはイベント位置情報も必要になる。

3.3.1 波形解析

PMT で取得した波形には、PMT に Hit が来た時の時間情報、及び電荷の情報が含まれている。各 PMT には内部のエレクトロニクスに起因する信号記録までの時間的オフセットがあり、run の最初にデータ取得を行う前に各 PMT 固有のペDESTAL の計算が行われる。波形解析の際にはまずこのペDESTAL の修正が行われ、次にノイズによる高周波成分の除去のために波形のスムージングが施される。また、各波形のベースラインはイベントごと、Channel ごとに違う値になるため、ベースラインを 0 にあわせる調整が行われる。またシングルフォトンの波形のピークの位置は波形の各点における微分係数から求められ、波形の立ち上がりの位置は各波形の開始地点で定義される。電荷の値は波形の面積の値で決まり、この面積は 1p.e. の波形の面積で規格化される。この 1p.e. の面積は run ごとに各 Channel で異なる値をとるため、各 run でキャリブレーションを行っている (ゲインキャリブレーション)。

3.3.2 PMT の時間校正

各 PMT 及びエレクトロニクスのチャンネルは光電面での量子効率、E-hut までのケーブルの長さ、ゲイン、アナログ回路でのノイズなどがチャンネルごとに異なっている。これらの違いの校正を行うために、KamLAND 中心からレーザーを各 PMT に入射しキャリブレーションを行った。レーザーは検出器外部で生成され光学ファイバーを通して KamLAND の中心部に送られる。レーザーの発光タイミングは PC によりコントロールされ、レーザーのノイズがのる期間は外部トリガーにより Veto される。このようなキャリブレーションを行うことで、上記のような各チャンネルごとに異なる値をとるパラメータの校正を行っている。

3.3.3 ゲインキャリブレーション

PMT の光電面から 1 個の光電子 (p.e.) が放出された時の電荷は、1p.e. の波形の面積で定義される。1p.e. の波形の面積は同じチャンネルでも run ごとに異なる値をとるため各 run でキャリブレーションが必要である。このキャリブレーションには run の中で 1p.e. に対応するイベントを取り出し、チャンネルごとの校正を行っている。校正に用いる信号のセレクションには以下のようなものを用いている。

- 宇宙線ミュオン、及びノイズの除去¹
- 宇宙線ミュオンから 2msec 除去
- 波形が失われているイベントから 100 μ sec 除去
- Nsum(17inch PMT の Hit の合計数) が以下の範囲
120 < Nsum < 230
- PMT と再構成されたイベントの位置が 6.0m 以上
- 波形中のピークの数 が 1 つ

以上の条件を元にセレクションしたイベントの電荷分布は以下の図 3.11 のようになっている。左の分布は 17inch PMT の分布を表し右が 20inch PMT を表している。17inch PMT がはっきりとしたピークを持つのにに対して 20inch PMT にはない、これは PMT 内で光電子を増幅するダイノードの違いによるものである。従ってゲインキャリブレーションを行う際には 17inch PMT のピークをガウシアンでフィッティングし、その中心値を 1p.e. の面積としている。それに対して 20inch PMT は、はっきりとしたピークを持たないため、20inch PMT の周囲の 8 本の 17inch PMT の平均電荷との相対電荷により以下の式のように定義する。

$$\text{相対電荷} = \frac{\text{20inchPMT の電荷}}{\text{隣接する 8 本の 17inchPMT の平均電荷}} \quad (3.12)$$

3.3.4 Bad Channel

現在 KamLAND で使用されている PMT は内部検出器に 1325 本の 17inch PMT と 554 本の 20inch PMT、外部検出器用に 225 本の 20inch PMT が設置されている。しかし実際には、これらの PMT の内いくつかは Hit rate が高くノイジーなものであったり、逆にほとんど Hit がこないもの、HV の供給が不安定なもの、電荷の値が異常なもの、あるいはエレクトロニクスに問題があるものなどの要因で正常な波形が取得できていないチャンネルがある。これらのチャンネルは run ごとに変動するため、解析を行う前に”Bad Channel”として run ごとに定義し、解析を行う際にはこれらのチャンネルからの波形は除いている。この内部検出器の PMT の Bad Channel のセレクションには以下のような条件を適用している。

¹宇宙線ミュオンのセレクションは 8.4.2 で行う。

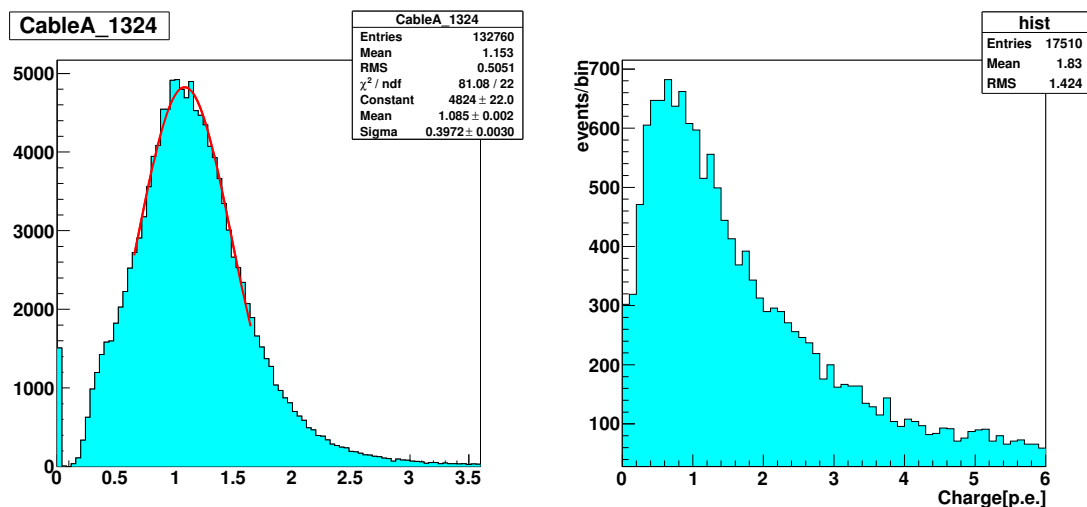


図 3.11: gain

1. Hit rate < 600/10,000events
エレクトロニクス欠陥があるチャンネルを判定
2. No Hit rate > 1,000/10,000events
PMTに供給されるHVが適切でないチャンネルを判定
3. ミューオンイベントに対する Hit < 80/100 muon events
ゲインが極端に低いチャンネルを判定
4. ATWDのAチャンネルとBチャンネルのHitの差が22%以上
FEEが破損しているチャンネルを判定
5. 以下で定義するミューオンイベントの電荷の差が400p.e.以上

$$\frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \frac{(Q_i - Q_j)^2}{Q_j} > 400p.e. \quad (3.13)$$

隣接するPMTとの電荷の値が極端に異なるチャンネルを判定

6. 1p.e. イベントのADCの値が低すぎる ($< \bar{Q}_{adc} \times 1/4$)、あるいは高すぎる ($> \bar{Q}_{adc} \times 4$)
ゲインが低すぎる、あるいは高すぎるチャンネルを判定。 \bar{Q}_{adc} は全17inch PMTの1p.e.の値の平均

外部検出器の20inch PMTのBad Channelのセレクションには以下の条件を適用している。

1. Hit rate < 5/10,000events

KamLAND-Zen 開始からの Bad Channel 数の遷移は次の図 3.12 のようになっている。外部検出器の Bad channel 数が多いのは、PMT 内に純水が漏れてきており、PMT 自体が破損してしまっているためである。

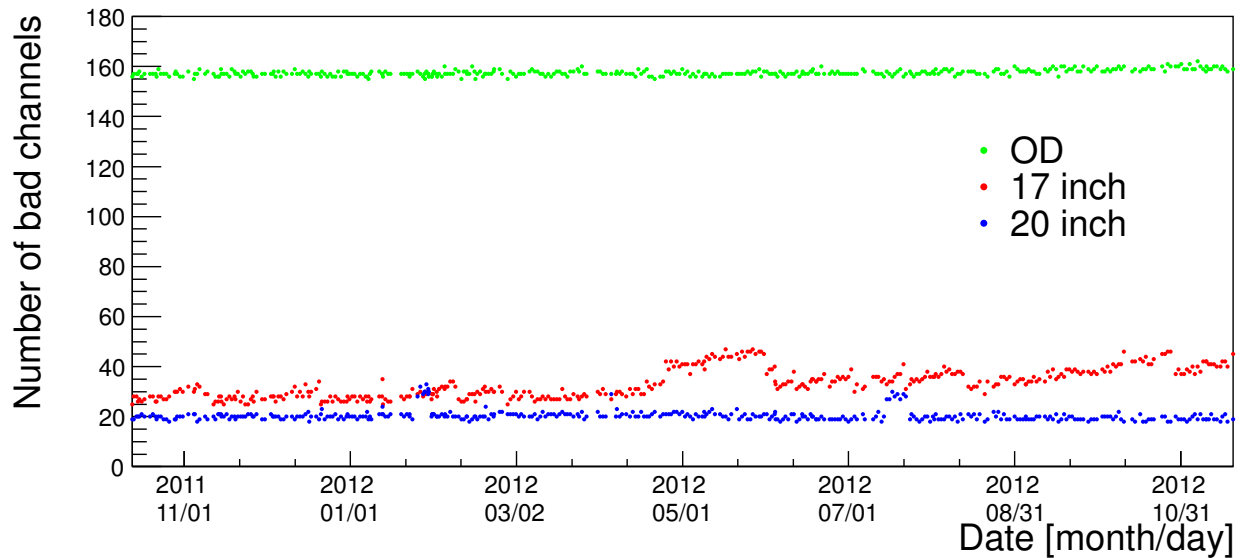


図 3.12: Bad Channel 数の遷移

3.3.5 Vertex reconstruction

Vertex reconstruction のアルゴリズム

PMT の信号からの事象位置再構成は、信号の形に基づいて行う。波形の形は一般に、PMT の種類、発光点からの距離、信号の起源 (γ 線、 α 線、 β 線、中性子線) などに依存する。位置の再構成を行う際には、KamLAND 内にキャリブレーションソースを入れて実際に取得した典型的な波形データから各線源、発光点における波形の Likelihood 関数を作り、maximum likelihood を用いて位置を再構成する。

PMT で観測された Hit の時間情報を用いて波形の likelihood 関数を記述するには、パラメータとしてイベントの位置と Hit の時間を取ればよい。イベントの位置を (x, y, z) 、時刻を t 、PMT での観測時刻を t_i とすると、 i 番目の PMT で観測が期待される時間のずれ τ_i は以下の式 3.14 のように記述できる。

$$\tau_i = t_i - t - TOF_i \quad (i: \text{PMT の番号}) \quad (3.14)$$

ここで TOF_i (time-of-flight) は、イベントの位置から PMT までを光が液体シンチレータ中の光速で伝搬するのに要する時間を表す。Hit の時間だけを考慮すると、Likelihood 関数は、

$$L = \prod_i^{N_{hits}} \psi\{\tau_i(x, y, z, t)\} \quad (3.15)$$

計算を容易にするためにこの likelihood 関数の対数をとると、

$$\log(L) = \sum_i^{N_{hits}} \log(\psi\{\tau_i(x, y, z, t)\}) \quad (3.16)$$

この $\log(L)$ が最大となる (x, y, z, t) がそれぞれのイベントの最尤推定値であるので、各パラメータでの一階微分が0になればよい。従って以下の方程式の解が各パラメータの最尤推定値になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\log(L))}{\partial x} &= \sum_i^{N_{hit}} \frac{\partial(\log(L))}{\partial \tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial(\log(L))}{\partial y} &= \sum_i^{N_{hit}} \frac{\partial(\log(L))}{\partial \tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial(\log(L))}{\partial z} &= \sum_i^{N_{hit}} \frac{\partial(\log(L))}{\partial \tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial(\log(L))}{\partial t} &= \sum_i^{N_{hit}} \frac{\partial(\log(L))}{\partial \tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial t} = 0 \end{aligned}$$

第4章 KamLAND-Zen実験

KamLAND 実験装置は大規模な実験装置でなおかつ極めて低バックグラウンドな環境を実現しているため、反ニュートリノ検出器以外の用途として様々な利用用途が期待される。その拡張性を利用して2011年の10月に実験が開始されたのがKamLAND-Zen(Zero neutrino double beta decay) 実験である。本章では、KamLAND 実験装置からアップグレードした検出器概要、ニュートリノレス二重ベータ崩壊のバックグラウンド、及びKamLAND-Zenの将来計画に関して述べる。

4.1 実験概要

KamLAND-Zen 実験は二重ベータ崩壊原子核として ^{136}Xe を用いている。本節ではこの ^{136}Xe を用いたニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験の概要について述べる。

4.1.1 概要

KamLAND 実験装置上部のチムニー部から直径3.16mのナイロン製 mini-balloon をインストールし、その中に320kgのXeガスを溶かした新型液体シンチレータを満たす(図4.1)。このように mini-balloon を用いることで、有効体積を検出器中心部のクリーンな部分に限定し、高密度な ^{136}Xe を実現している。 ^{136}Xe が二重ベータ崩壊する際に放出する電子のシンチレーション光を観測し、そのエネルギースペクトルを見ることでニュートリノレス二重ベータ崩壊を探索する。

このように、既存のKamLAND 実験装置が超低バックグラウンドな環境を実現していたため、mini-balloon と ^{136}Xe 溶解液体シンチレータをインストールするだけで迅速に高感度なニュートリノレス二重ベータ崩壊探索の実験を行うことができる。現在KamLAND-Zen 実験は1st phase と呼ばれる段階であり、2011年10月から2012年6月まで ^{136}Xe をインストールした状態でデータ取得を行った。しかし、取得したデータの解析を行った所0νモード崩壊のエネルギースペクトル領域に ^{110m}Ag のイベントが検出されてしまったため、一旦 ^{136}Xe を回収し、液体シンチレータのフィルトレーションを行った。今後は2nd phase としてフィルトレーション、蒸留を終えた ^{136}Xe 含有液体シンチレータを再度 mini-balloon にインストールし、 ^{110m}Ag を除去した状態でデータ取得を行う予定である。

4.1.2 ^{136}Xe

二重ベータ崩壊をする原子核は様々なものがあるが、実際に実験に用いる原子核を選定する際には以下の点が重要になってくる。

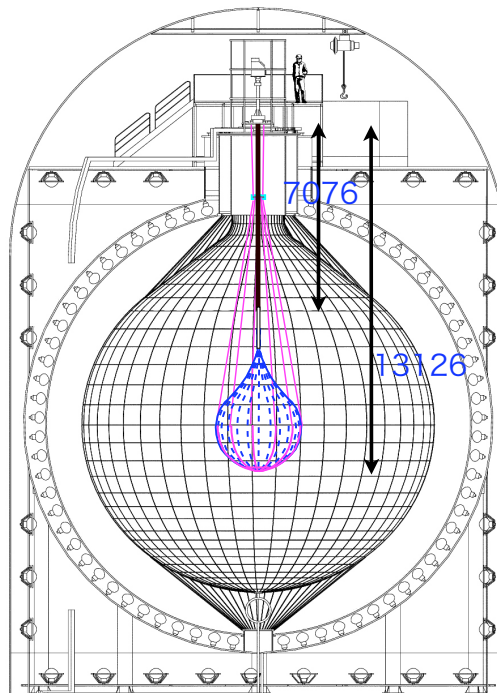


図 4.1: KamLAND-Zen 実験装置概略図

1. 天然存在比が大きい。
2. 濃縮が容易である。
3. 0ν モードの崩壊のQ値が高い。
4. 2ν モードの崩壊の半減期が長い。
5. 0ν モードの崩壊の半減期が短い。
6. 核行列要素の理論的不定性が小さい。
7. 常温での取り扱いやすさ

ニュートリノレス二重ベータ崩壊の寿命は 10^{25} 年以上と極めて長い。そのためこの反応を観測するためには大量の崩壊核を用意しなければならない。そのためには上記の条件の”1:天然存在比が大きい”ことと、”2:濃縮が容易”であることが要求される。また、環境放射線のエネルギーは主に2MeV以下の低エネルギー側に多くあるため、”3: 0ν モードの崩壊のQ値が高い”ことも求められる。 2ν モードの崩壊は、 0ν モード崩壊を観測する上で不可避なバックグラウンドとなってくる。特に、エネルギー分解能が高くない検出器においては 2ν モード崩壊の寿命が短く、崩壊レートが高い場合には 0ν モード崩壊のスペクトルが 2ν に埋もれてしまう(図4.2)。従って 2ν モード崩壊の寿命が長く、 0ν モード崩壊の寿命が短い核種に優位性がある。ニュートリノレス二重ベータ崩壊

の半減期とニュートリノの有効質量を結ぶ式 (2.30) の核行列要素 $M^{0\nu}$ にはいくつかのモデルがあり、各核種ごとに理論的不定性がある。この不定性は半減期から有効質量を求める際の誤差に直結するので、“6：核行列要素の不定性が小さい”核種を用いた方がよい。KamLAND-Zen では二重ベータ崩壊核を KamLAND の中心部にインストールする。この中心部の温度は 10°C 程度であるので、“7：常温での取り扱いやすさ”も重要な要素となってくる。

以上の条件を各核種ごとにまとめると表 4.1 のようになる。KamLAND-Zen で採用されている ^{136}Xe について見てみると、天然存在比はそれほど高くないが遠心分離による濃縮法が確立されており、実際に 90% 以上の高濃度 ^{136}Xe ガスの製造が可能である。また価格についても比較的安価で手に入りやすいため、大量に用意することが可能である。ハンドリングに関しては常温で気体の希ガス元素であるため、他の物質と化学的な反応を起こしづらく液体シンチレータやミニバルーン、金属などを劣化させる恐れが少なく、回収・再利用も容易にでき、また貯蔵もしやすい。インストールの際には液体シンチレータに溶解させることになるが、溶解性も高く基礎研究の段階では常温・1 気圧のもとで 3.0 [wt%] 程度溶けることが判明している [23]。各モードの崩壊の寿命を比べてみても、 0ν モード崩壊に対する 2ν モード崩壊の寿命の比率は他の二重ベータ崩壊核に比べて比較的長く、KamLAND のエネルギー分解能でも 2 つのスペクトルを十分分離できる。

これらのような理由から KamLAND-Zen での二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe が採用された。

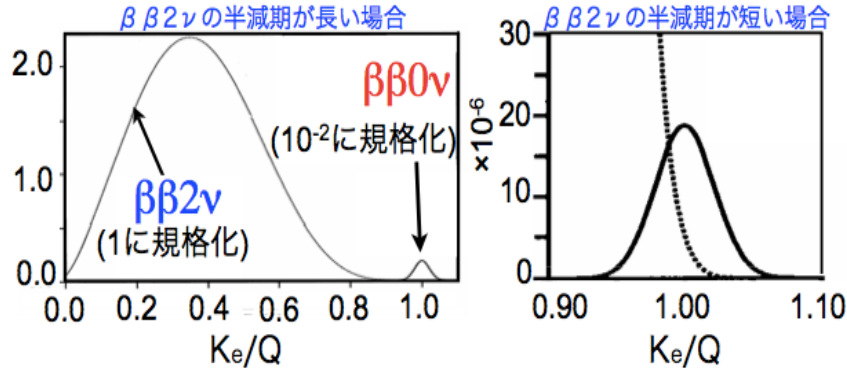


図 4.2: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル

4.1.3 ニュートリノ有効質量への感度

現在の KamLAND-Zen の結果としては 330kg の ^{136}Xe をインストールした状態での livetime 213.4day のデータを用いて 90% CL で ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ モード崩壊の半減期が 90% の信頼度で 1.9×10^{25} 年以上であるということを示している (図 4.3)。

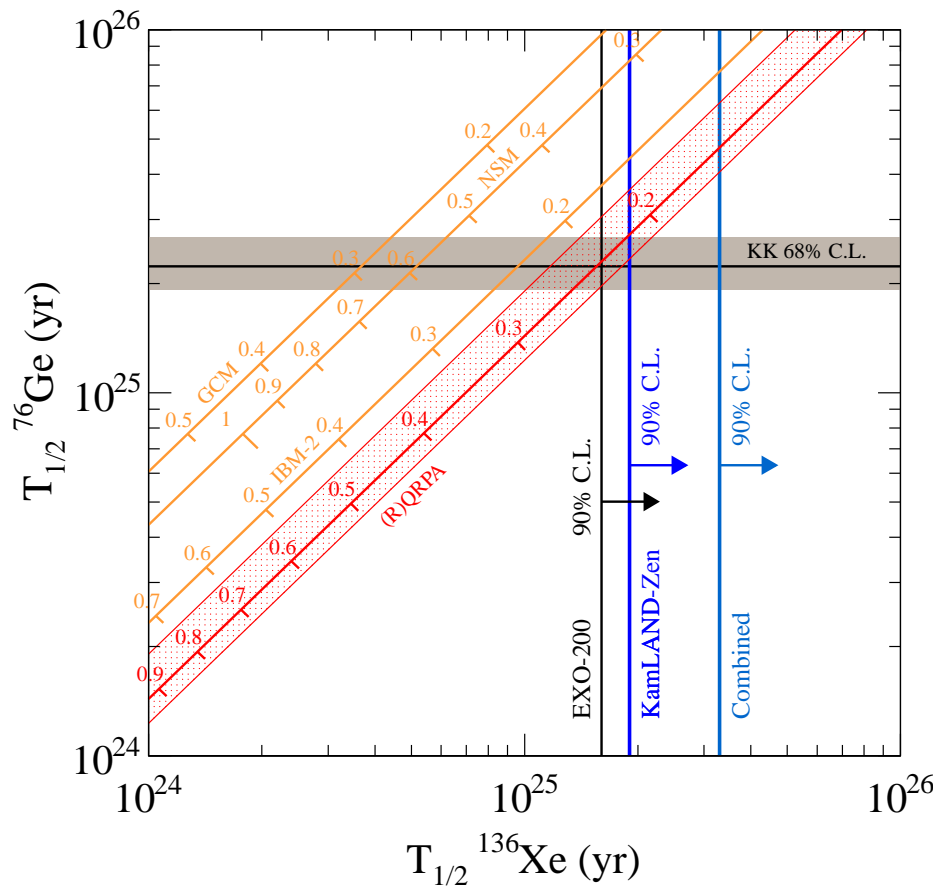


図 4.3: ^{136}Xe の半減期の下限値と各格行列要素のモデル [24]

原子核	$Q_{0\nu\beta\beta}$ [keV]	天然存在比 [%]	$T_{1/2}^{2\nu}$ [yr]	$T_{1/2}^{0\nu}$ [yr]
^{48}Ca	4273.6	0.19	4.4×10^{19} [10]	5.8×10^{22}
^{76}Ge	2039.0	7.6	1.55×10^{21} [8]	1.9×10^{25}
^{82}Se	2995.5	8.7	9.6×10^{19} [19]	3.6×10^{23}
^{96}Zr	3351	2.8	2.35×10^{19} [11]	9.2×10^{21}
^{100}Mo	3034.68	9.4	7.11×10^{18} [19]	1.1×10^{24}
^{116}Cd	2808.7	7.5	2.8×10^{19} [10]	1.7×10^{23}
^{130}Te	2530.3	34.1	7.0×10^{20} [20]	2.8×10^{24}
^{136}Xe	2470	8.9	2.3×10^{21} [24]	6.2×10^{24}
^{150}Nd	2692.3	5.7	9.11×10^{18} [16]	1.8×10^{22}

表 4.1: 二重ベータ崩壊原子核: $T_{1/2}^{0\nu}/2$ は 0ν モード崩壊半減期の下限值で 90% C.L. での値を示す。

4.2 KamLAND からのアップグレード

KamLAND 実験から KamLAND-Zen 実験への実験装置のアップグレードとして、既存のバルーン内に直径 3.16m のミニバルーンをインストールし、その中に ^{136}Xe 含有液体シンチレータを満たした。本節では検出器のアップグレードに関して述べる。

4.2.1 ^{136}Xe 含有液体シンチレータ

効率よく二重ベータ崩壊の観測を行うためには ^{136}Xe 高溶解度な液体シンチレータが求められる。KamLAND 液体シンチレータとの密度差によるミニバルーン破損防止のために、密度調整も行わなければならない。これらのような要求から ^{136}Xe の溶解度、温度依存性、圧力依存性などが測定され、下記のような組成の液体シンチレータが開発された。溶媒をドデカンから炭素数の少ないデカンに変更することにより、溶媒の密度を下げ、発光量を決めるプソイドクメンの比率の維持と PPO の濃度上昇、及び ^{136}Xe の溶解を可能にした。

ドデカン	80.2%
プソイドクメン	19.8%
PPO	1.36g/l
密度	0.77721g/cm ³

表 4.2: KamLAND 液体シンチレータの組成

デカン	82.3%
プソイドクメン	17.7%
PPO	2.7g/l
^{136}Xe	3.0wt%
密度	0.77752g/cm ³

表 4.3: ^{136}Xe 含有液体シンチレータの組成

4.2.2 ミニバルーン開発

我々は 1st phase に用いる ^{136}Xe として 400kg を購入した。現在 KamLAND のバルーン ($\phi=13\text{m}$) には放射線不純物が含まれてしまっているため、実際の解析の際にはバルーンの淵の部分の有効体積から除いて解析を行っている。この有効体積を半径 5.5m の球とした時、全体積に対する割合は $5.5^3/6.5^3$ となり、60% 程度になってしまう。また液体シンチレータ中にも放射線不純物は含まれており、 ^{136}Xe の濃度が低いとバックグラウンドの中に 0ν モード崩壊のスペクトルが埋もれてしまう。

これらの問題を解決し、 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊を効率よく検出するために、バルーンの中により低バックグラウンドなミニバルーンをインストールし、そこに飽和溶解度まで ^{136}Xe を溶かした液体シンチレータを満たすことにした。

^{136}Xe 含有液体シンチレータの開発、素材となるナイロンフィルムの選定、製作手法の確立などの基礎研究 [25] を終え、2011 年 5 月から 8 月にかけて製作を行った。

素材の選定

ミニバルーンの素材となるフィルムには以下のようなものが要求される。

- 光透過度 [95% (400nm)]
- 破断強度 [10N/cm]
- ^{136}Xe バリアー性 [1% leak/5yr]
- 放射線不純物の含有量
- 液体シンチレータに対する耐性

光透過度が低いとミニバルーン内での崩壊事象の際の発光量が低くなってしまう。そのため透過度がよいフィルムが望ましく、特に液体シンチレータの発光特性から 370nm から 450nm の波長領域での高い透過度が求められる。この透過度はフィルムの種類、厚さに依存するところが大きい。

ミニバルーンには内部の ^{136}Xe 液体シンチレータと外部の KamLAND 液体シンチレータの密度差による圧力がかかる。密度差は $\Delta\rho = 0.04\%$ になるため、この圧力によってミニバルーンが破損しないための強度が求められる。フィルム選定の際には安全値として密度差 $\Delta\rho = 0.10\%$ に相当する 10N/cm 以上のものを選んだ。

内部の ^{136}Xe 含有液体シンチレータから外部に ^{136}Xe が漏れてしまうと、二重ベータ崩壊観測の感度の低下につながる上、 ^{136}Xe の回収が難しくなる。従ってミニバルーンの ^{136}Xe 遮蔽性は極めて重要な要素となる。この ^{136}Xe の漏洩性はフィルム自体からのリークより、フィルムとフィルムの溶着部分からの漏れの影響が大きい。そのため、ミニバルーンを満たす ^{136}Xe の遮蔽度として 5 年間で 1% 未満という目標値を設定し、フィルムの選定、及び溶着手法の確立を行った。

有効体積を大きくするためには、ミニバルーンの近傍での体積カットをできるだけ小さくする必要がある。そのためにはフィルム内に含まれる放射線不純物ができるだけ小さく

いものを選ばなければならない。この放射線不純物の含有量はフィルムを製造する前のペレットに含まれる放射性不純物、及びフィルムの厚さに依存する。特に重要になってくる放射性核種は ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K であり、シミュレーションから要求されるそれぞれの放射線不純物のリミットは $3.0 \times 10^{-12}\text{g/g}$ 、 $3.0 \times 10^{-12}\text{g/g}$ 、 $2.4 \times 10^{-11}\text{g/g}$ となっており、この要求を実現するフィルムの選定を行った。

液体シンチレータ中での長期間の化学的安定性も重要な要素であり、フィルムの強度試験、 ^{136}Xe 遮蔽性試験はこの長期安定性という観点も入れた上で行われた。

最終的に選定されたフィルムは $25\mu\text{m}$ の単層膜ナイロンフィルム (図 4.4) が選ばれ、溶着方法としては、2枚のフィルムの溶着部上に同じ $25\mu\text{m}$ ナイロンフィルムのベルトを2枚補強材として重ね、計4枚 ($100\mu\text{m}$) のフィルムの上から熱溶着する方法 (図 4.5) が採用された。



図 4.4: $25\mu\text{m}$ ナイロンフィルム

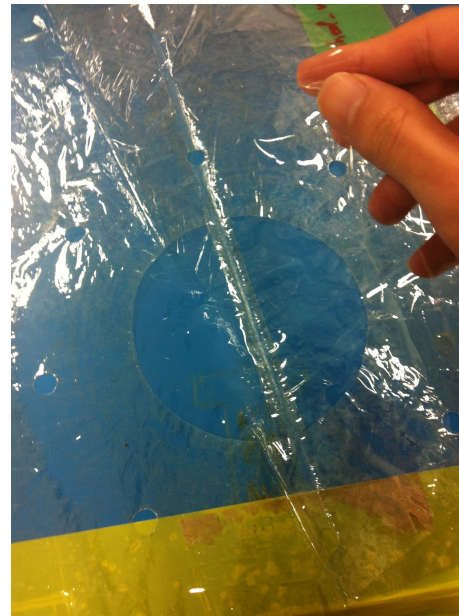


図 4.5: 溶着線

バルーンの形状

400kg の ^{136}Xe を 3.0[wt%] の濃度で溶解させるために、溶解度・密度・体積変化量などを考慮し、形状は図 4.6 のような $\phi = 3.16\text{m}$ の涙型 (体積 17.17m^3) に決定した。ミニバルーン本体は計 24 枚のゴアと呼ばれるパーツで構成されており、各ゴア間は前述の溶着方法で接合されている。また本体の南極部はポーラキャップという 24 角形と同素材のフィルムで閉じられている。北極側のラッパ型のコーン部分もゴアと同様に 24 枚のパーツから構成され、その先ある長さ 1.5m のフィルムパイプとの接続の役割を果たしている。フィルムパイプの先は長さ 7m のナイロン製コルゲート管につながっており、それらの間は PEEK (PolyEther-Ether-Ketone) 製接続管で接続されている。また、このミニバルーン

は12本のミニバルーンと同じ材質のベルトで支えられており、ベルトの先端はベクトランと呼ばれるスーパー繊維で吊るされている。このベクトランの先端はロードセルにつながっており、ミニバルーンにかかる負荷を常に監視できる体制になっている。

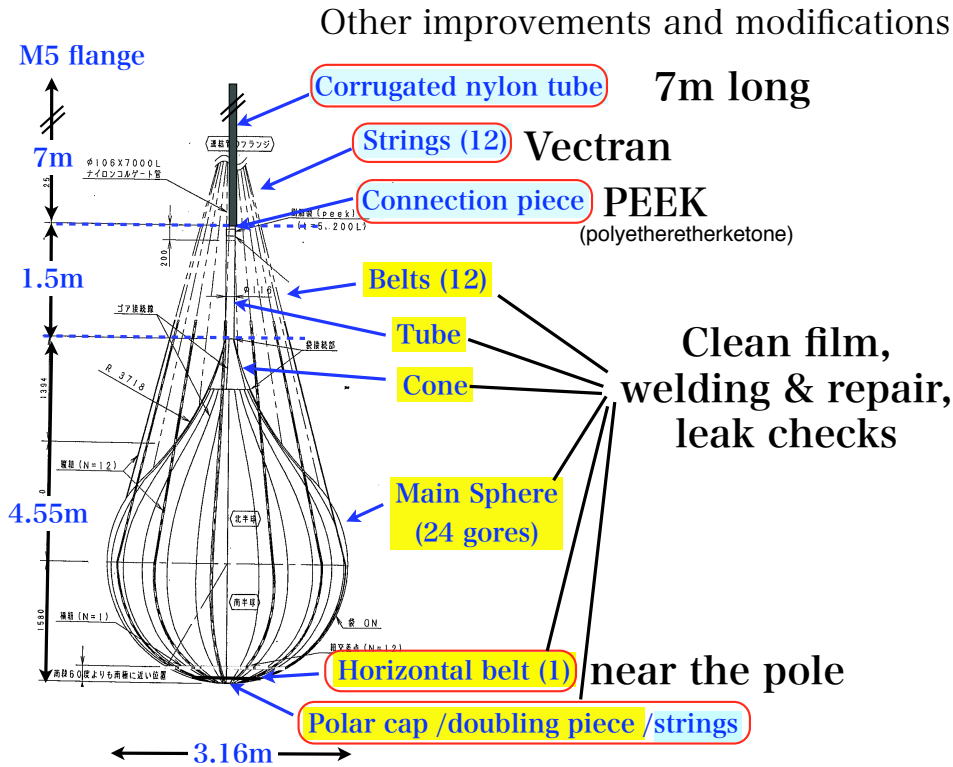


図 4.6: ミニバルーン形状概略図

製作環境

ミニバルーンの製作はスーパークリーンルーム (図 4.8) で3ヶ月弱に渡って行われた。このスーパークリーンルームの環境はクラス1と呼ばれる環境で、直径 $0.5\mu\text{m}$ 以上の大きさの埃やちりが、1立方フィートの中に1つ以下という極めて清浄な環境である。湿度は外界の影響を若干受けるが、気温は 21°C から 22°C で安定している。極めて清浄な環境で作業を行うため、中に持ち込むミニバルーンの部品や道具などの洗浄、及び入室する際のクリーンスーツや手袋はクリーンパックされたものを使用し、ミニバルーンに触れる前の手の洗浄手順や作業手順の確認は徹底し、細心の注意を払って作業を行った。

ミニバルーンの製作

我々は以下のような行程でミニバルーンの製作を行った。



図 4.7: 実寸大のテストミニバルーン

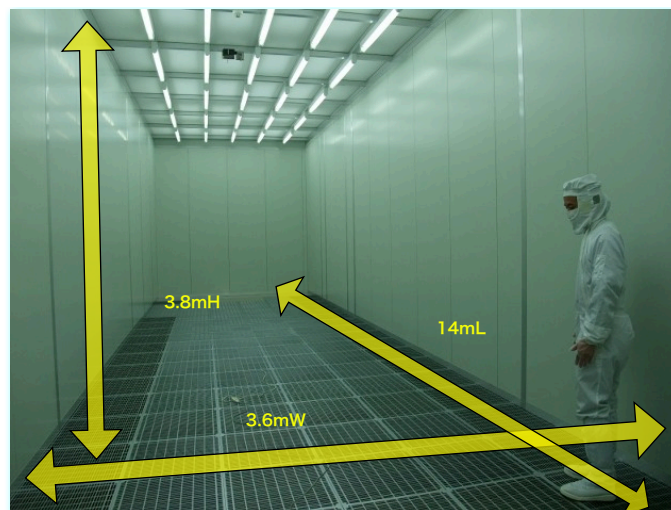


図 4.8: スーパークリーンルーム

1. フィルムの切り出し及び洗浄
2. フィルムの溶着
3. He リークチェック
4. 補修作業

最初の行程は図 4.9 のように、ロールからナイロンフィルムを切り出し超純水で超音波洗浄を行った後、フィルム表面に損傷がないかの確認を行った。これらの行程を経たフィルムからゴアなどのミニバルーンのパーツを作成した。



図 4.9: フィルムの洗浄、破損確認行程、ゴアの切り出し行程

次の行程では、切り出したフィルムの溶着を行った。この作業は株式会社ダイゾーの協力で、図 4.10(左) ような加熱式溶着機を用いて図 4.10(中) のように行った。この溶着作業の際には、溶着機のミニバルーン接触部のニトロフロンテープの劣化による溶着の失敗を防ぐため、図 4.10(右) のようなシールチェッカーを用いたリークチェックテストが適宜行われた。



図 4.10: フィルムの溶着過程

以下の図 4.11 はミニバルーン上部のフィルムパイプと PEEK 製接続管、コルゲート管の接続時の作業過程。

溶着がすべて完了した後、ミニバルーン内に He ガスを流し図 4.12 のようなリークチェックを行った。

この He リークチェックでリークが見られた箇所には図 4.13 のような補修作業を行った。これらの作業がすべて完了した後、インストール作業のためにミニバルーンと同素材の”さや”でつつみ、梱包し神岡へ輸送した。



図 4.11: PEEK 材、コルゲート管の接続

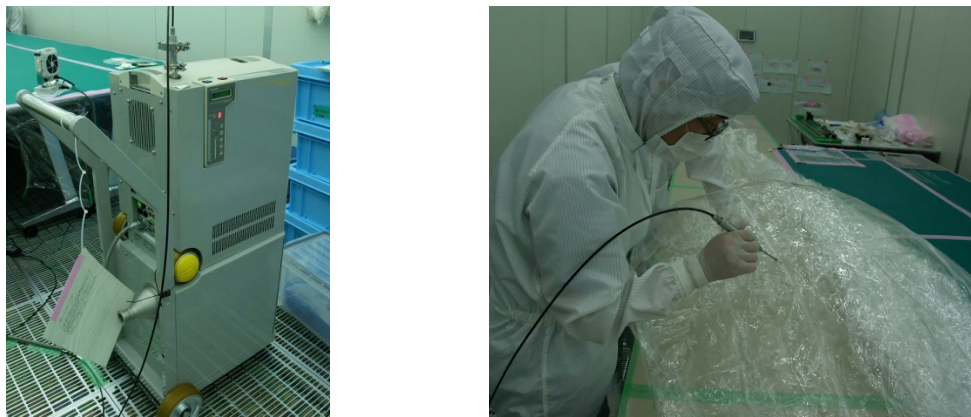


図 4.12: He リークチェック

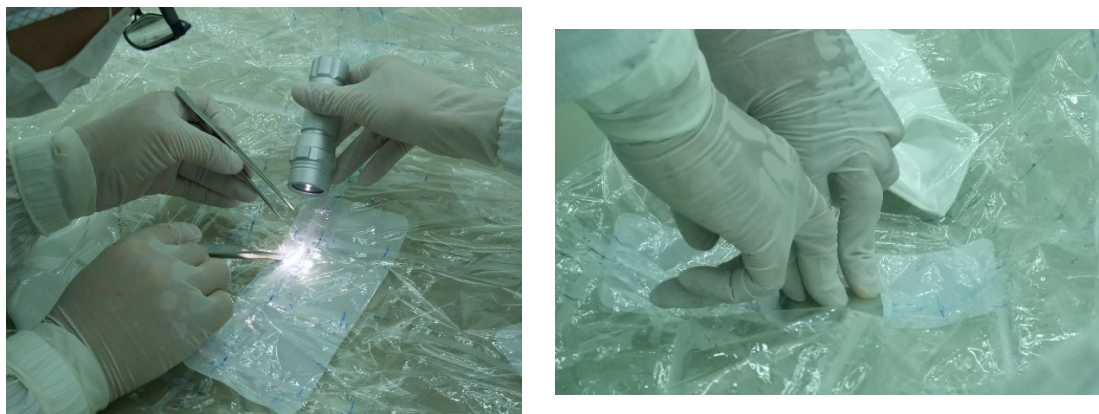
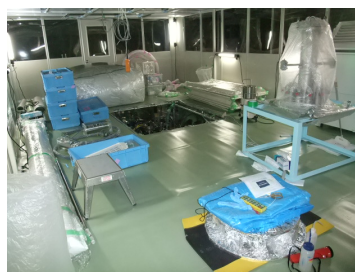


図 4.13: 補修作業

4.2.3 ミニバルーンインストール

以上のような過程を経て作成したミニバルーン、及び ^{136}Xe 含有液体シンチレータを2011年8月にKamLANDにインストールした。図4.14はインストール時の様子で、KamLANDのチムニー部に[1]のようなクリーンルームを設置した。ミニバルーンのコルゲート管と液体シンチレータの送液配管を接続した。また、インストール時にKamLAND内を監視するために[3]のようなカメラを用意しインストールした。ミニバルーンインストール時([5]、[6])にはミニバルーンを沈めるために、内部にKamLAND-LSよりも密度が0.4%重いダミーLSを送液し、沈めた後にさやを外しフランジを設置した。その後ミニバルーンを膨らますためにダミーLSを満たし、密度差のある ^{136}Xe 含有液体シンチレータへの入れ替えを行った。



[1]clean room



[2]pipe connection



[3]camera



[4]Camera picture



[5]MIB install1



[6]MIB install2

図 4.14: ミニバルーンインストール

^{136}Xe 含有液体シンチレータをインストール、及び ^{136}Xe 回収のためのシステムは図4.15のようにになっている。このシステムによりLSへの ^{136}Xe の溶解、LSの密度調整などを行える。

4.3 0 ν モード崩壊スペクトルのバックグラウンド

^{136}Xe の0 ν モード崩壊のエネルギー領域(2.47MeV)には以下のようなバックグラウンドとなる物理事象がある。

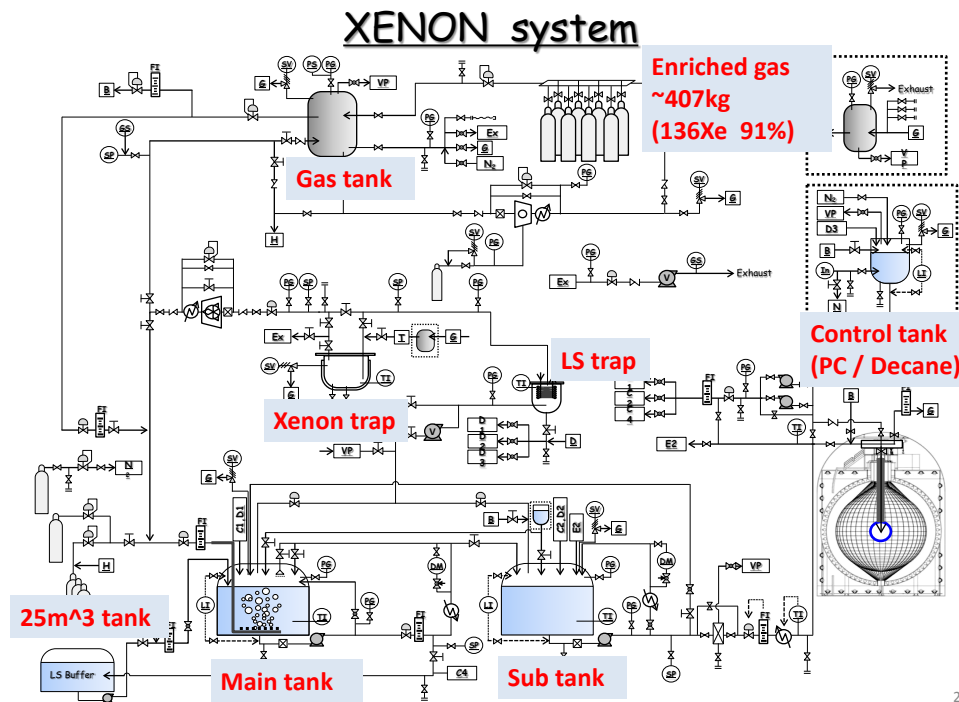


図 4.15: Xe システム概要図

- 2ν モード崩壊
- 宇宙線によるスポレーション起因の ^{10}C 、 ^{11}Be の崩壊
- ミニバルーン内の ^{214}Bi 、 ^{208}Tl 、 ^{40}K の崩壊
- ^8B 太陽ニュートリノイベント
- $^{110\text{m}}\text{Ag}$ の崩壊

シミュレーションにおける各核種のエネルギースペクトル、及び各予測イベント数は以下の図 4.16、表 4.4 のようになる。これらの崩壊事象の中で 2ν モード崩壊、 ^{10}C 、 ^{214}Bi は特に 0ν モードのスペクトルに影響を及ぼす。なお、このシミュレーションには以下のような条件を用いた。

- ニュートリノ有効質量：150meV
- 核行列要素モデル：QRPA
- ミニバルーンフィルム内の放射性不純物量
 - $^{238}\text{U}=3.2 \times 10^{-12}\text{g/g}$
 - $^{232}\text{Th}=3.2 \times 10^{-12}\text{g/g}$
 - $^{40}\text{K}=2.4 \times 10^{-11}\text{g/g}$

- 有効体積：中心部から 1.2m
- エネルギー領域：2.54MeV の -1σ から 2σ (2.43MeV から 2.77MeV)

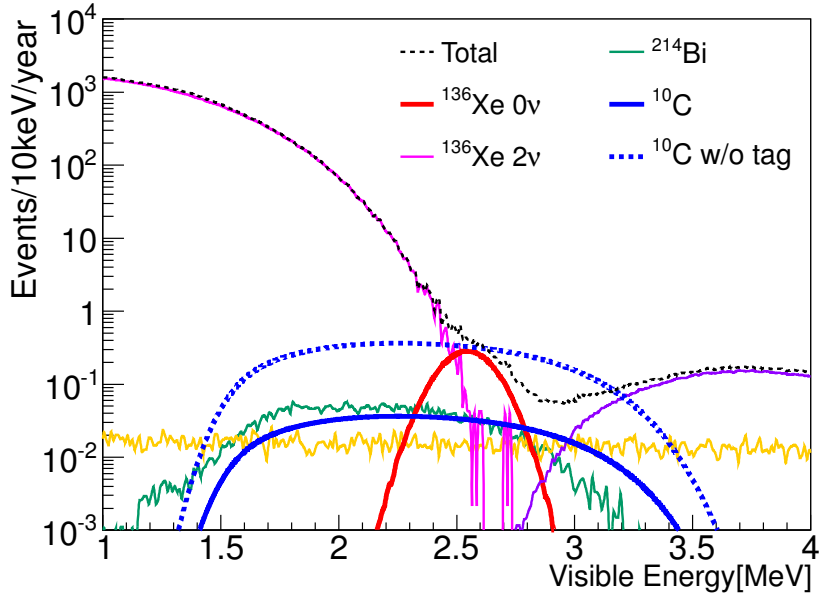


図 4.16: 二重ベータ崩壊付近のバックグラウンド

$^{136}\text{Xe}_{2\nu}$	^{208}Tl	^{214}Bi	^{10}C	^{11}Be	^8B	Total	$^{136}\text{Xe}_{0\nu}$
3.42	3.32×10^{-3}	1.01	10.38	0.10	0.48	15.39	6.60
± 0.38	$\pm 0.65 \times 10^{-3}$	± 0.02	± 0.01	± 0.01	± 0.02	± 0.39	± 0.01

表 4.4: 予測イベント数

本節では、これらの 0ν モード崩壊を観測する上で重要になってくるバックグラウンドに関して述べる。

4.3.1 2ν モード崩壊スペクトル

本章の 4.1.2 で述べたように、二重ベータ崩壊の際の 2ν モード崩壊と 0ν モード崩壊のエネルギースペクトルは図 4.2 のようになり、これは不可避のバックグラウンドになる。この 2ν モード崩壊スペクトルの 0ν モード崩壊スペクトルへの影響は、それぞれのモードの寿命、及び検出器のエネルギー分解能に依存する。 2ν モード崩壊の寿命が長い場合には、 0ν モードへしみ出すイベントが増えるため 0ν のピークを検出することが難しくなるが、 ^{136}Xe の 2ν モードの寿命は表 4.1 を見てもわかるように他の二重ベータ崩壊核と比較して長いので、KamLAND のエネルギー分解能でも十分検出できる。

4.3.2 ^8B 太陽ニュートリノイベント

太陽内部での核融合連鎖反応の際に生成される ^8B が以下の式 4.1 のような β^+ 崩壊をする際に放出するのが ^8B 太陽ニュートリノである。



この事象をバックグラウンドとして選択的に除去することは困難であるが、スペクトルの形を見てもわかるように 0ν モード崩壊のスペクトルの近傍では平坦であるため、スペクトルの形自体に深刻な影響は与えにくい。また、これまでの KamLAND の観測結果からイベント数自体もよく知られている。

4.3.3 ^{10}C β^+ 崩壊

ニュートリノレス二重ベータ崩壊事象を観測する上で最も深刻なバックグラウンドの一つが ^{10}C の崩壊事象である。 ^{10}C は、飛来した宇宙線ミュオンが液体シンチレータの主要構成元素である ^{12}C の原子核を破碎することで生成される。KamLAND は地下 1,000m に設置することで大部分の宇宙線を岩盤で遮蔽しているが、それでもなお 0.2Hz 程度の頻度で検出器に入射してしまう。この ^{10}C 崩壊のエネルギースペクトルは図 4.16 を見てもわかるように、 0ν モード崩壊のピークを覆い隠すような形をしている。従ってこのバックグラウンドを取り除くことは KamLAND-Zen において非常に重要な課題であり本論文のテーマでもある。 ^{10}C の寿命は 27.8sec と宇宙線ミュオンのレートに対して非常に長いため宇宙線 VETO による除去はできない。そのため ^{10}C タギングと呼ばれるバックグラウンド除去の手法(詳細は第 5 章)が考案され、またこの ^{10}C タギングでの除去効率の向上のため新型データ収集回路 MoGURA(詳細は第 6 章)の開発がされ、2009 年に導入された。さらに除去効率を向上させるために新トリガーロジック(詳細は第 7 章)の開発を行い、2012 年 8 月にインストールをしデータ取得を開始した。

4.3.4 ^{214}Bi β^- 崩壊

ミニバルーン内に含まれる ^{238}U 系列崩壊核 ^{214}Bi の β^- 崩壊 ($Q_\beta=3.27[\text{MeV}]$) も 0ν モード崩壊のバックグラウンドとなる。この ^{238}U 系列での ^{214}Bi の崩壊は、図 4.17 のように $^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Pb} \rightarrow ^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ というような崩壊過程を辿る。 ^{214}Bi の娘核 ^{214}Po の寿命は $164.3\mu\text{sec}$ と短いため、親核の崩壊との遅延同時計測をとることによってタグすることが可能である。 ^{214}Po 崩壊の際に放出される α 線は、飛程が短いためフィルムの膜厚によっては液体シンチレータまで達しない可能性がある。従って ^{214}Po のタグ効率はフィルムの膜厚と α 線のエネルギーが KamLAND のエネルギー閾値を超える確率に依存し、現在の $25\mu\text{m}$ フィルムでは 52.5%となっている。

4.3.5 ^{110m}Ag

KamLAND-Zen の 1st phase では、当初予測していなかった ^{110m}Ag のバックグラウンドが存在した。このバックグラウンドの混入原因は宇宙線による ^{136}Xe の原子核破碎など

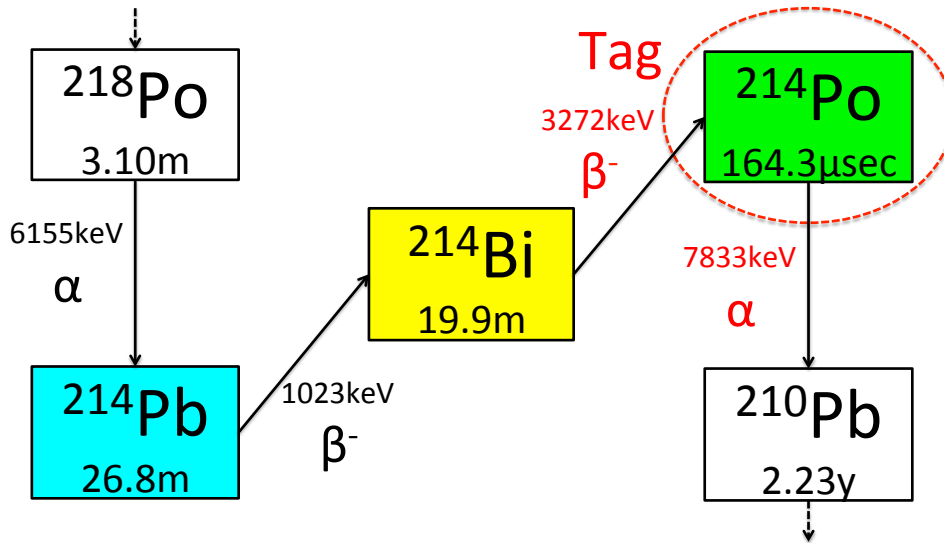


図 4.17: ^{214}Bi の崩壊

が考えられているが、現在の所解明できてはいない。このバックグラウンドを除去するために、次節で述べるような液体シンチレータのフィルトレーションを行った。

4.4 液体シンチレータのフィルトレーション

液体シンチレータ中の ^{110m}Ag を取り除くために、インストールした ^{136}Xe を一旦回収し、 ^{136}Xe ガスのフィルトレーション、及び液体シンチレータの蒸留を行った。

4.5 KamLAND-Zen、及びKamLAND 将来計画

現在 KamLAND-Zen 実験の今後の計画としては、 ^{110m}Ag のバックグラウンドを除去した 400kg の ^{136}Xe 含有液体シンチレータの再インストールを予定している。その後は次の phase として ^{136}Xe の溶解量の増量や、検出器のアップグレードが計画されている。また、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索以外の実験としては、ステライルニュートリノへの振動現象の探索やダークマターの観測なども計画されている。

4.5.1 KamLAND2-Zen

400kg の ^{136}Xe を再インストールしてデータを数年間取得した後、ニュートリノ質量を縮退構造を超え逆階層構造まで探索するために ^{136}Xe を 700kg に増やし 0ν モード崩壊の感度を向上させることが計画されている。この際に大幅な検出器のアップグレードが考案されている。

現在 OD に使用されている PMT は Kamiokande 時代のものを使用しており、554 本の 20inch PMT の中で故障しているものもある。これらの故障した PMT を交換することで宇宙線ミュオン VETO 効率の向上を図ることができる。また PMT の光電面に Winston cone と呼ばれる図 4.18 のような集光ミラーを取り付けることも考えられている。このミラーの取り付けにより、photo coverage を従来の 2 倍にまで向上させ、集光率を 1.5~1.7 倍にできる。KamLAND2-Zen 用の液体シンチレータとして、LAB (Linear Alkyl Benzene) を用いた高発光量液体シンチレータの開発も現在基礎研究が行われている。

700kg の ^{136}Xe をインストールするためには新たなミニバルーンの開発が必要である。 ^{136}Xe の溶解量は 1 気圧のもとでは 3.0wt.% であるが、加圧することで高濃度の液体シンチレータの製造が可能である。KamLAND2-Zen ではミニバルーンにインストールする際に加圧することで高濃度 ^{136}Xe 含有液体シンチレータを作成し、ミニバルーンの形を小さく保ったままバックグラウンドの割合を低減することが検討されている。またミニバルーンの素材についても、PPO 含有のプラスチック素材を用いた発光フィルムを用いることで発光量の向上ができる。

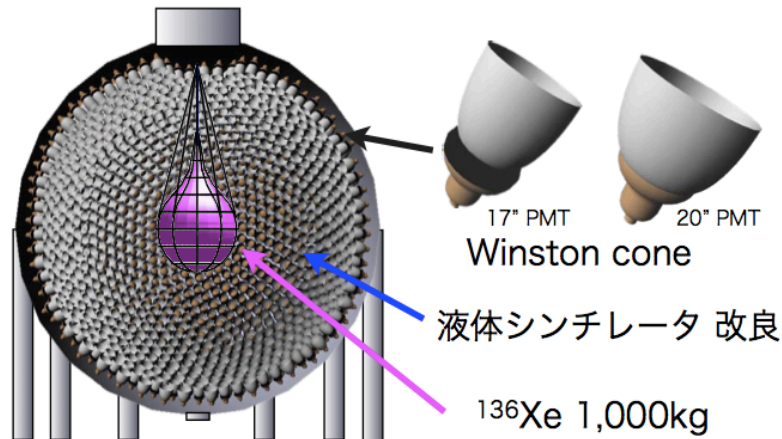


図 4.18: KamLAND2-Zen

4.5.2 Super-KamLAND-Zen

現在建設が計画されている Hyper-Kamiokande が稼働し、Super-Kamiokande を我々が利用可能になると、Kamiokande を KamLAND に改造した時のような液体シンチレータ検出器への改造が考えられる。検出器の構造を図 4.19 のようにすると、水圧により高濃度 ^{136}Xe 含有液体シンチレータでの実験が可能であり、高感度な 0ν モード崩壊の観測が期待できる。

4.5.3 Ce-LAND

MiniBooNE 実験により従来の 3 世代ニュートリノモデルでは説明できない結果が出た。弱い相互作用をしない第 4 のニュートリノを仮定するとこの実験結果がうまく説明できる

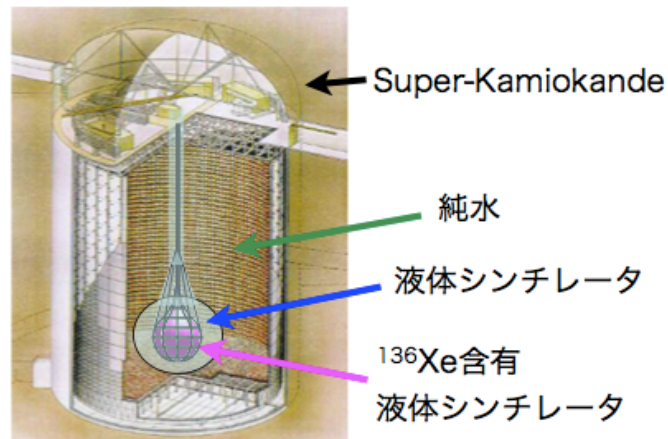


図 4.19: Super-KamLAND-Zen

ことから、この第4のニュートリノ(ステライルニュートリノ)の存在を検証するための実験が行われている。このステライルニュートリノの存在を検証するためには線源から超近傍でのニュートリノ振動を観測する必要がある。そのため KamLAND の将来計画として提案されている Ce-LAND(Cerium Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector)では、数 PBq の強力な β 崩壊線源である ^{144}Ce を KamLAND の中心部にインストールし、超低バックグラウンドの環境で超近傍ニュートリノ振動を観測しようとしている。この実験において大きな課題となってくるのが、 ^{144}Ce の娘核である ^{144}Pr が励起状態を經由して ^{144}Nd に崩壊する際に放出される γ 線バックグラウンドである。この γ 線を遮蔽し、ニュートリノのみを通すために ^{144}Ce の線源をタングステンのシールドでカバーする構造となっている。

4.5.4 IsoDAR

KamLAND でのステライルニュートリノ探索のための実験はもう一つ提案されており、それが IsoDAR(An Isotope Decay-At-Rest Sterile Neutrino Search)である。(IsoDAR + KamLAND: PRL 109, 141802 (2012)) この実験は KamLAND の近くに陽子ビームを発生させるサイクロトロン、及びターゲットを設置する(図 4.22)。陽子ビームはこのターゲットの中心部の D_2O で囲まれた ^9Be に衝突し、高エネルギー中性子を放出する。放出された熱中性子が ^7Li に捕獲され ^8Li になり、これがベータ崩壊することによりニュートリノビームを生成する。このニュートリノビームを用いて短距離でのニュートリノ振動を観測する。

4.5.5 PICO-LON

PICO-LON(Planar Inorganic Crystal Observatory for LOw-background Neutr(al)ino)とは、 $\text{NaI}(\text{Tl})$ 結晶を KamLAND にインストールしてダークマターの探索を行う実験である

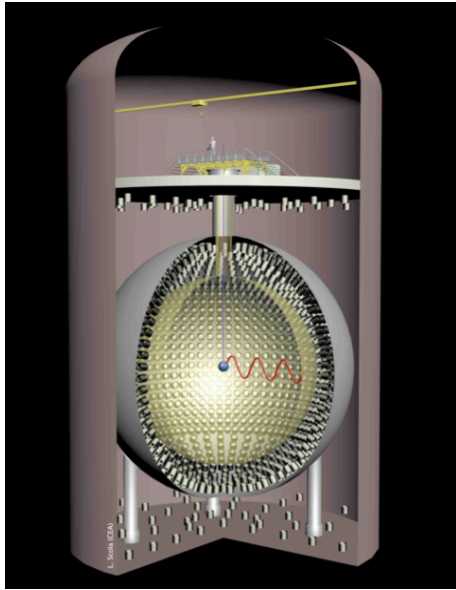


図 4.20: Ce-LAND

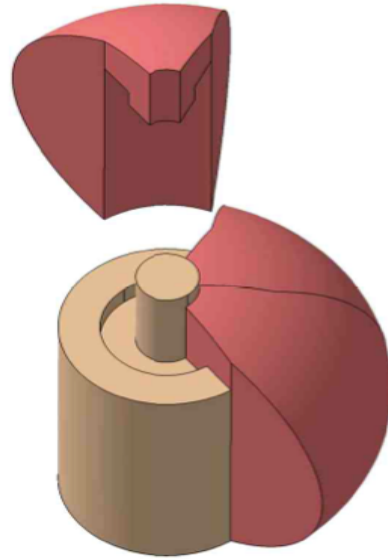


図 4.21: タングステンシールドの概要図

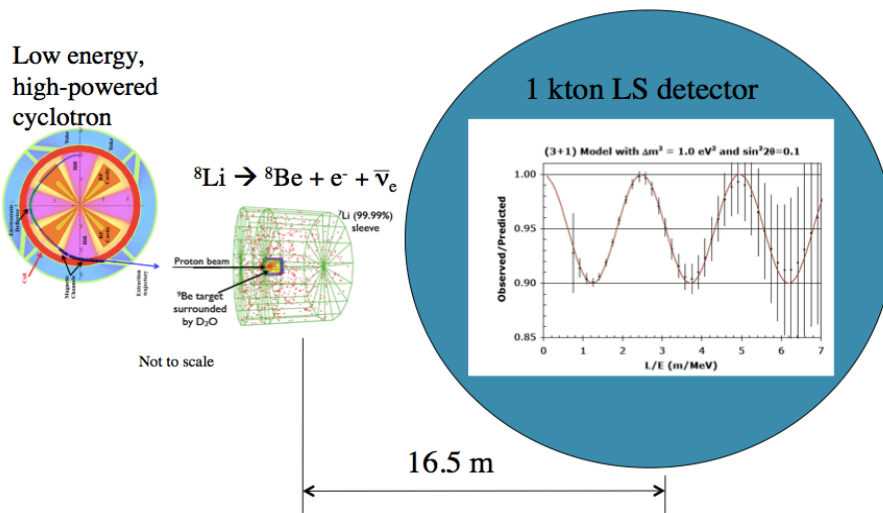


図 4.22: IsoDAR 概要図

第5章 ^{10}C 崩壊イベント

前章の図 4.16 を見てもわかるように、 0ν モード崩壊を観測する上で ^{10}C の崩壊は極めて致命的なバックグラウンドとなる。 ^{10}C は宇宙線ミュオンに起因する原子核破砕によって発生するため、関連する事象の遅延同時計測を行うことで除去可能である。本章では ^{10}C の生成過程、及び遅延同時計測をするための関連事象に関して述べる。

5.1 ^{10}C の生成・崩壊過程

本節では、 ^{10}C の生成、及び崩壊に関連する事象に関して述べる。 ^{10}C の生成・崩壊は、以下のような過程で生じる。

1. 宇宙線ミュオンによる ^{12}C 原子核破砕による ^{10}C の生成
2. 原子核破砕の際に放出された中性子の捕獲
3. ^{10}C の崩壊

この過程を表したのが図 5.1 である。飛来した宇宙線ミュオンによって液体シンチレータの主要構成元素である ^{12}C の原子核が破砕され、 ^{11}C 、 ^{10}C が生成される。このときに中性子がたたき出され、周囲の原子核と弾性散乱を繰り返すことで熱中性子化し、水素の原子核である陽子に捕獲される。捕獲されるまでの寿命は $207.5\mu\text{sec}$ で、捕獲の際には 2.22MeV の γ 線が放出される。一方で ^{10}C は 27.8sec の寿命で ^{10}B へ β^+ 崩壊をし、合計で $1.74\sim 3.65\text{MeV}$ の γ 線を放出する。これら 3 つの事象の空間的・時間的相関から遅延同時計測を行うことで、 ^{10}C のタグgingを行うことができる。

5.2 宇宙線ミュオンによる原子核破砕

KamLAND 内には 0.34Hz のレートで宇宙線が入射してくる (イベントセレクションは第 8 章を参照)。このうち、バルーン内の液体シンチレータ層を通過し、シンチレーション光を出す宇宙線は 0.20Hz である。エネルギーが非常に高い宇宙線ミュオンは液体シンチレータ内でシャワーを起こし、大量の電荷を落としていく。シャワーを起こす宇宙線をシャワーリングミュオン、そうでないものをノンシャワーリングミュオンと区別しており、非常に高エネルギーのシャワーリングミュオンは 100 個以上の原子核破砕中性子を生成する。この中性子のマルチプリシティは宇宙線のエネルギーに依存し、エネルギーの高い宇宙線程多くの中性子を生成する傾向にある。また、 ^{10}C 以外にも宇宙線によって表 5.1 のような放射性同位元素が生成される。

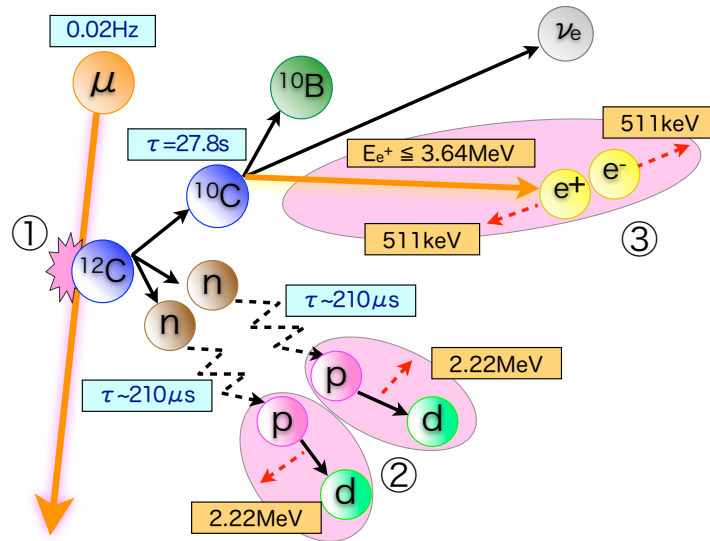


図 5.1: ^{10}C の生成・崩壊過程

5.3 熱中性子捕獲イベント

^{10}C の生成に伴って生じた中性子は、大部分が $207.5\mu\text{sec}$ の寿命で陽子に捕獲され式 3.1 のような反応で 2.22MeV の γ 線を放出する。しかし、中性子の一部は他の ^{12}C や ^{136}Xe などの原子核に捕獲されるものもある。KamLAND-LS における陽子、 ^{12}C へのそれぞれの捕獲反応比は $0.995 : 0.005$ であり ^{12}C に捕獲される際には 4.9MeV の γ 線を放出する。また ^{136}Xe 含有 LS の場合には ^{136}Xe による捕獲も考えられるが、これによる捕獲率はまだわかっていない。

$$n + p \rightarrow d + \gamma \tag{5.1}$$

^{10}C の高いタギング効率を目指すためには、この熱中性子捕獲イベントをすべて記録しなければならない。宇宙線ミュオン飛来直後には図 5.2 のようなアフターパルスと呼ばれる数百 μsec にわたる大量のノイズが発生する。また、熱中性子捕獲の寿命は $207.5\mu\text{sec}$ と非常に短いため、熱中性子捕獲イベントの大部分はこのアフターパルス中で発生する。従って激しいノイズの中でもデッドタイムなくこれらのすべての中性子捕獲信号を記録できるエレクトロニクスが要求される。第3章で述べたように、現在 KamLAND で用いられている KamFEE の AD 変換部分にはウィルキンソン型キャパシタアレイランプ ADC が用いられており、PMT 1 チャンネルにつき 2 つの ADC が搭載されている。この ADC はキャパシタに蓄えた電荷の AD 変換を行った後、溜めた電荷を放電しきらないと次の AD 変換が行えない。そのため一度 AD 変換を行った後、約 $30\mu\text{sec}$ の間は AD 変換を行うことができず、 $15\mu\text{sec}$ に 1 回以上のレートで波形取得のコマンドが来た場合には波形記録ができないデッドタイムが生じてしまう。そのため宇宙線ミュオン直後のような激しいノイズの中では中性子捕獲信号を十分に捕獲できない。

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

表 5.1: 宇宙線により生成される不安定核 [1]

図 5.4 は KamFEE での宇宙線ミュオン後のエネルギースペクトルを表す。エラーバー付きのプロットは $150\mu\text{sec} \leq \Delta T \leq 1,000\mu\text{sec}$ の領域であるのに対して点線のヒストグラムバックグラウンドの比較のため、中性子捕獲事象がほぼすべて終わった $4, 150\mu\text{sec} \leq \Delta T \leq 5,000\mu\text{sec}$ の領域を使っている。 $n^1\text{H}$ のピークは陽子での捕獲のピークを表し、 $n^{12}\text{C}$ のピークは ^{12}C での捕獲のピークを表している。図 5.4 は熱中性子捕獲の寿命測定グラフであり、 $1.8\text{MeV} \leq E_{\text{vis}} \leq 2.6\text{MeV}$ でエネルギーカットを行い、 $1,300\mu\text{sec}$ 以降の領域を用いてフィッティングしている。実際に $1,000\mu\text{sec}$ 以内の領域では検出できていないイベントが多くあるのがわかる。フィッティングから予測される中性子捕獲事象数は 3275 ± 276 [events/day/kton] である。

このような問題を解決するためにデッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA(詳細は第 6 章) の開発が行われ、現在は KamFEE と MoGURA の 2 つの電子学が同時にデータ収集を行っている。

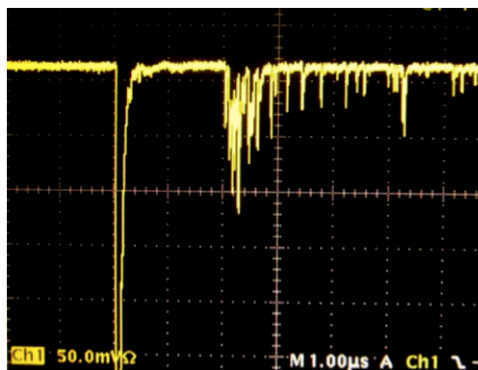


図 5.2: ミュオン後のアフターパルス

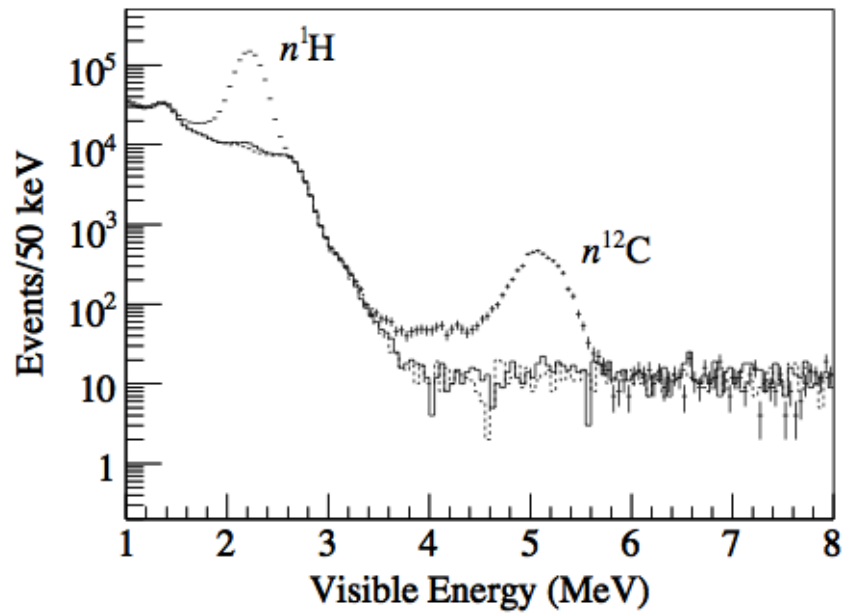


図 5.3: 中性子のエネルギースペクトル

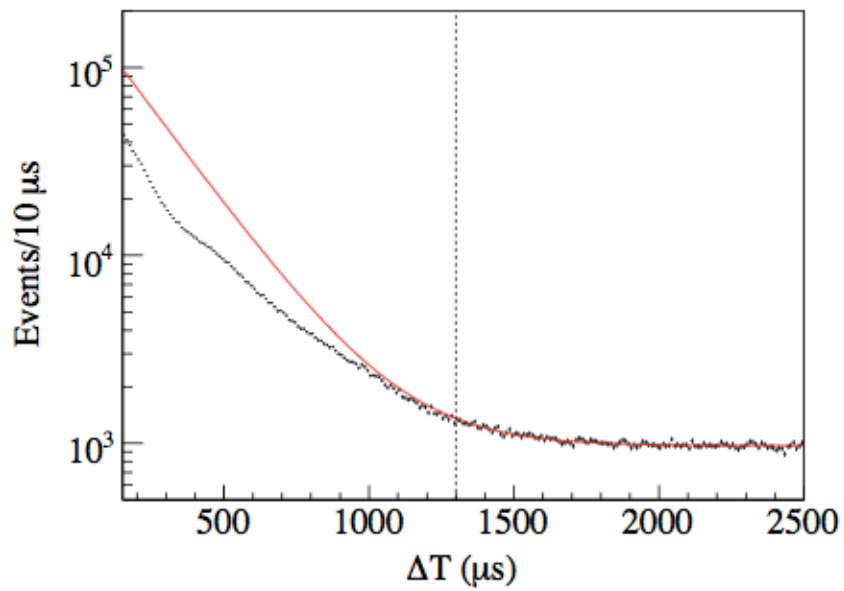


図 5.4: KamFEE による熱中性子捕獲の寿命測定

5.4 ^{10}C 崩壊イベント

^{10}C は式 3.2 のように ^{10}B に β^+ 崩壊する。



$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma > 1022[\text{keV}] \tag{5.3}$$

^{10}C の崩壊は 3 体崩壊であり、ニュートリノがエネルギーを持ち出すため、Q 値は 3.65[MeV](図 5.5) であるが最低エネルギーは 1.75[MeV] と広く分布し 0ν モード崩壊のスペクトルと重なる。

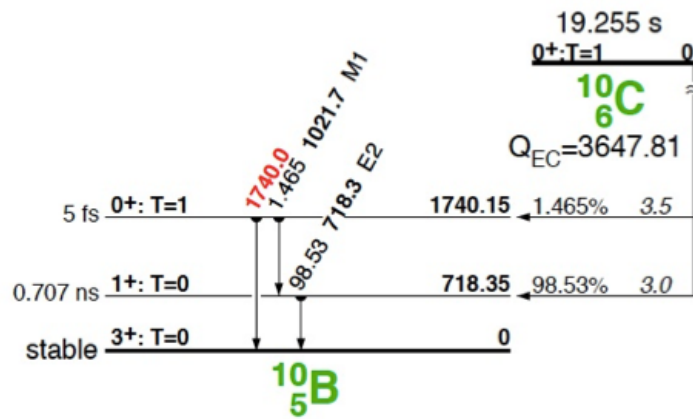


図 5.5: ^{10}C 崩壊のエネルギー準位

^{10}C の生成には、中性子放出が伴わない反応や、生成した中性子が陽子以外の原子核に捕獲される場合もあるため、仮に熱中性子をすべて捕獲できたとしてもタギング不可能な ^{10}C が存在する。

図 5.6 は ^{10}C の寿命測定とエネルギースペクトルを表したもので、 $10\text{s} \leq \Delta T \leq 90\text{s}$ をシグナルとし、 $190\text{s} \leq \Delta T \leq 270\text{s}$ をバックグラウンドとして扱うと、 ^{10}C の崩壊レートは $21.1 \pm 1.8[\text{kton}^{-1}\text{day}^{-1}]$ [1] となる。このレートと宇宙線スポレーションによる中性子の生成数から予測される ^{10}C の生成数を比較すると、我々がタギング可能な ^{10}C の割合は $90.7 \pm 5.5\%$ となる。

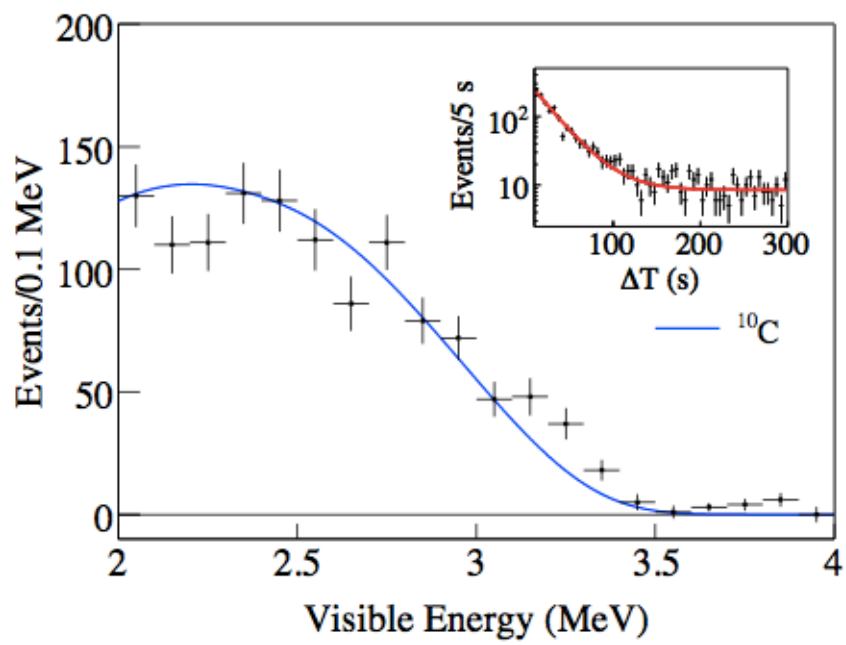


図 5.6: ^{10}C 崩壊の寿命、及びエネルギースペクトル

第6章 デッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA

KamLAND 実験に使用されていたエレクトロニクス KamFEE には、前章までに述べたように信号の AD 変換によるデッドタイム、及び PMT のオーバーシュートという問題があり、宇宙線ミュオン後の信号を十分に記録できなかった。この問題の解決のためにデッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA (Module for General Use Rapid Application) が開発され、2009 年にインストールが完了しデバッグを終えた後、2010 年 8 月から継続的にデータ取得を行っている。本章ではこのデッドタイムフリーデータ収集回路 MoGURA を含めた DAQ システムの概要、及び現在の MoGURA のパフォーマンスに関して述べる。

6.1 データ収集システム概要

現在 KamLAND では KamFEE と MoGURA、2 つのエレクトロニクスを平行して稼働させデータ取得を行っている。データ取得システム全体の概要図は図 6.1 のようになっている。PMT から送られてきた信号はまず Divider により 2 つに分割され KamFEE と MoGURA の両方に送られる。KamFEE では第 3 章で述べたような処理を行いデータを取得する。MoGURA 側に送られた信号は以下のような処理が行われた後、波形が取得される。

1. BLR(Base Line Restorer) によるベースラインの安定化
2. MoGURA board による信号のデジタル化、及び Hit 判定
3. デイジーチェーンによる HitSum の生成、及び MoGURA Trigger board への送信
4. MoGURA Trigger board でのトリガー判定、及び発行
5. Piggy back での全 MoGURA board へのトリガーコマンドの分配
6. MoGURA board での波形記録
7. VME 経由での波形読み出し

本節ではこれらの MoGURA によるデータ収集システムを構成する各要素について述べる。

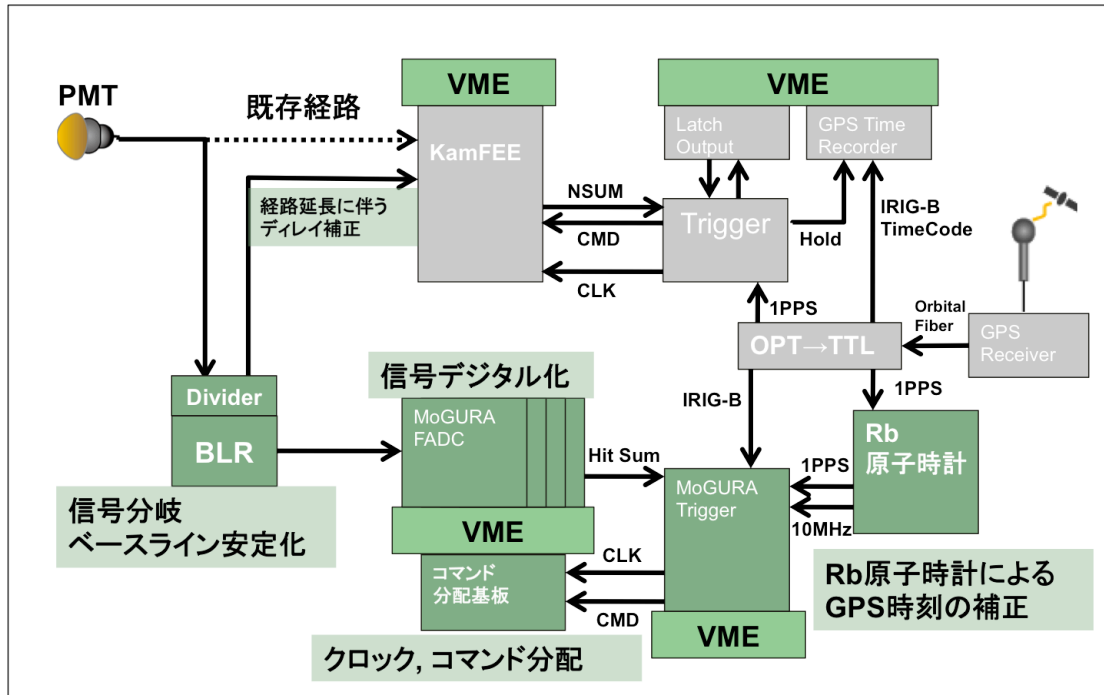


図 6.1: 現在の KamLAND の DAQ 概要

6.1.1 ベースライン安定化回路 BLR

ベースライン安定化回路 BLR では、宇宙線ミュオン直後などに発生する PMT のオーバーシュートと呼ばれるベースラインの変動現象の補正を行う。オーバーシュートとは図 6.2 のように、宇宙線ミュオン後に一時的に信号のベースラインが数 mV 引き上げられてしまう現象のことである。1p.e のイベントの信号の高さは 1mV 程度であり、またこのオーバーシュート回復の時定数は $470\mu\text{sec}$ 程度あるためオーバーシュート回復までの 1msec 程度の時間の間に 1p.e の信号が来てもディスクリミネータの閾値を超えることができず、信号が検出できないデッドタイムとなってしまう。オーバーシュートの原因は PMT 内のブリーダ回路 (図 6.3) が、AC 結合部分で信号通過後に信号分の電荷が逆方向に通過するために発生する問題である

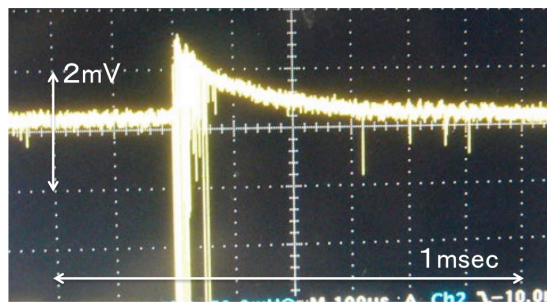


図 6.2: オーバーシュート後の波形

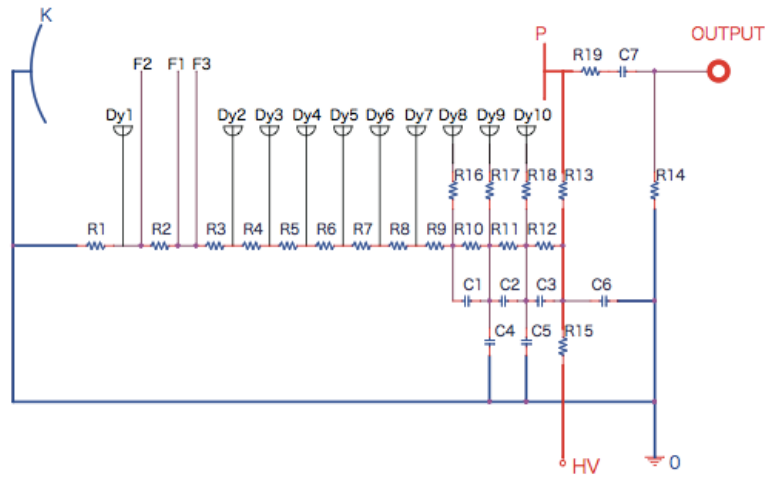


図 6.3: 17inch PMT 内のブリーダ回路概略図

この問題を解決するために BLR では、PMT から送られてきた信号を Divider で Kam-FEE と MoGURA に分割した後、以下のような処理を施し迅速なベースラインの回復を図っている。

1. 信号を2つに分割
2. 片方の信号の負電圧 (信号部分) 側を除去
3. 正電圧部分の低周波成分の取り出し
4. 最初に分割した信号からの減算

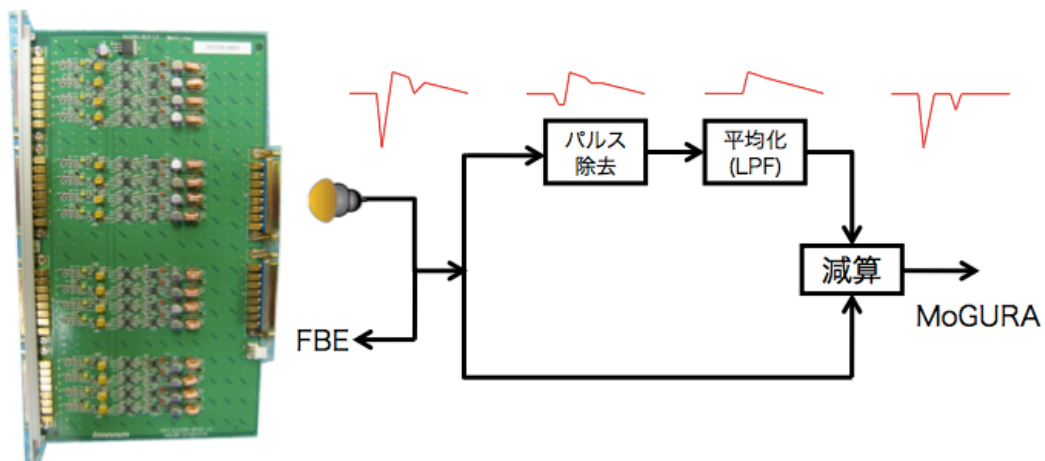


図 6.4: BLR 概略図

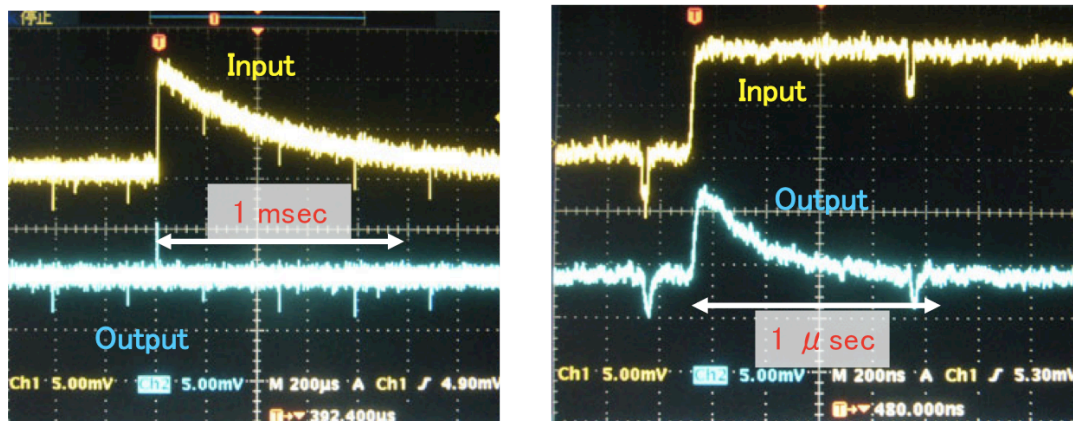


図 6.5: BLR によるオーバーシュートの回復性能

図 6.5 はオーバーシュート信号の入力に対する BLR の出力信号である。BLR 入力前の信号はベースラインの上昇が 1msec 程度継続していたのに対して BLR を通した後の信号は $1\mu\text{sec}$ 程度でベースラインが回復しているのがわかる。熱中性子捕獲の寿命は $207.5\mu\text{sec}$ なので、BLR によりオーバーシュートでの中性子捕獲信号のロスが 1%以下に抑えられると推定される。

6.1.2 データ収集回路 MoGURA

データ収集回路 MoGURA は、KamFEE ではできなかったデッドタイムフリーデータ収集を実現し、さらに KamLAND 実験だけではなく様々な実験に用いることができる高い汎用性・拡張性をもった電子回路である。実物の写真は図 6.6 のようになっており、基盤の規格は VME9U で、基盤の前面には 12ch の信号入力端子と外部トリガー入力端子、アナログ HitSum 出力端子が搭載されている。また背面には、VME クレイトとの通信を行うインターフェイス、及びデジタル HitSum 入出力端子が搭載されている。

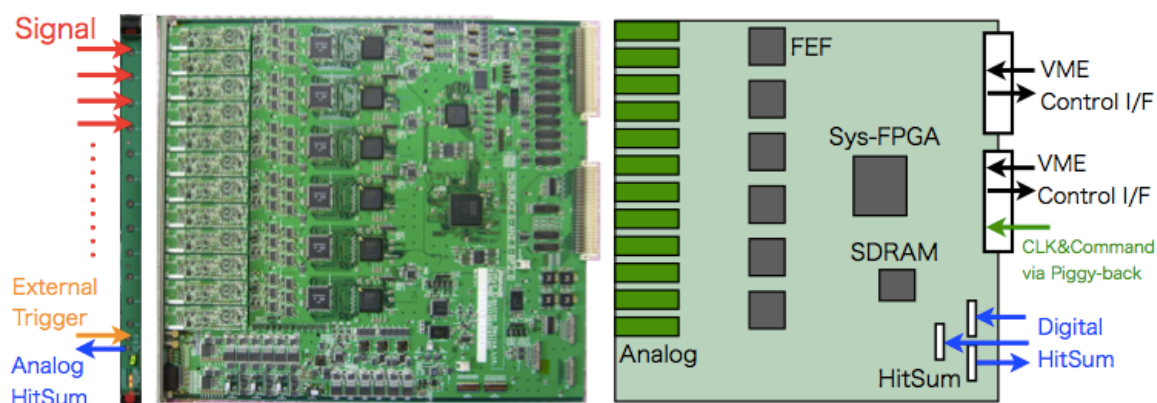


図 6.6: MoGURA 基盤の写真と概略図

BLR でベースライン安定化の処理が施され、MoGURA に送られてきた信号に対して内部で行われる処理の概要図を図 6.7 に示す。

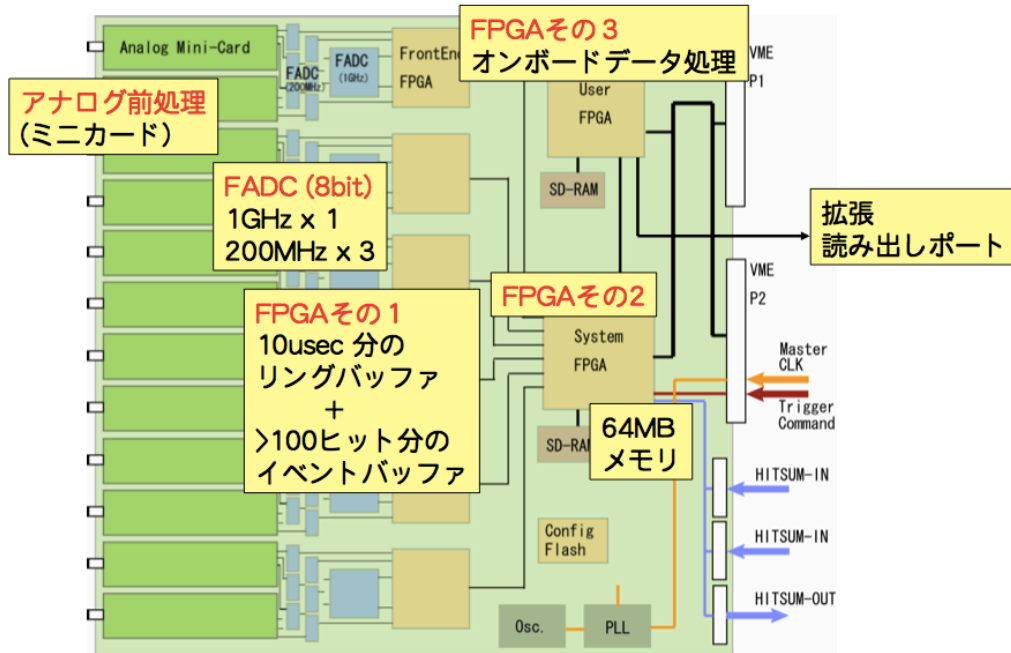


図 6.7: MoGURA 内の各部分での処理の概要図

MoGURA では 1p.e 程度の波高の低い信号や、宇宙線ミュオンのように波高が数 V にのぼる大きな信号のそれぞれに対して高い分解能を得るために、1ch につき 4 つの Gain が用意されている。MoGURA に入力された信号は、まず Analog Mini-Card の部分で各 Gain 用に増幅され、その後 AD 変換が施される。MoGURA では AD 変換を行うコンバータとして 8bit FADC (Flash-ADC) を採用している。この FADC は AD 変換に 1ns 程度の時間しか要しないため、KamFEE でデッドタイムのボトルネックとなっていた AD 変換によるデッドタイムが解消できる。各 Gain は P、H、M、L と呼ばれ、採用されている FADC の仕様、及び各 Gain の増幅率は表 6.1 のようになっている。

Gain ch	P	H	M	L
サンプリングレート	1GHz	200MHz		
電圧幅	+5mV~-20mV	+25mV~-100mV	+250mV~-1V	+2.5V~-10V
分解能	0.1mV	0.5mV	5mV	50mV
増幅率	×120	×24	×2.4	×0.24

表 6.1: 各 Gain channel の設計値

AD 変換に関して KamFEE と大きく異なる所は、KamFEE はトリガーが発行されてから AD 変換を行っているのに対して MoGURA は先に AD 変換をすませてしまう点である。FADC により常時 AD 変換が可能になったためであるが、変換されたデータのほとん

どは物理的に意味のある信号を含んでいないため、データを一時的に記録し、そこから保存するデータの選択処理を行わなければならない。このような一時的なデータの保存や保存したデータに対して処理を行うために、FPGA(Field Programmable Gate Array) という集積回路が用いられている。

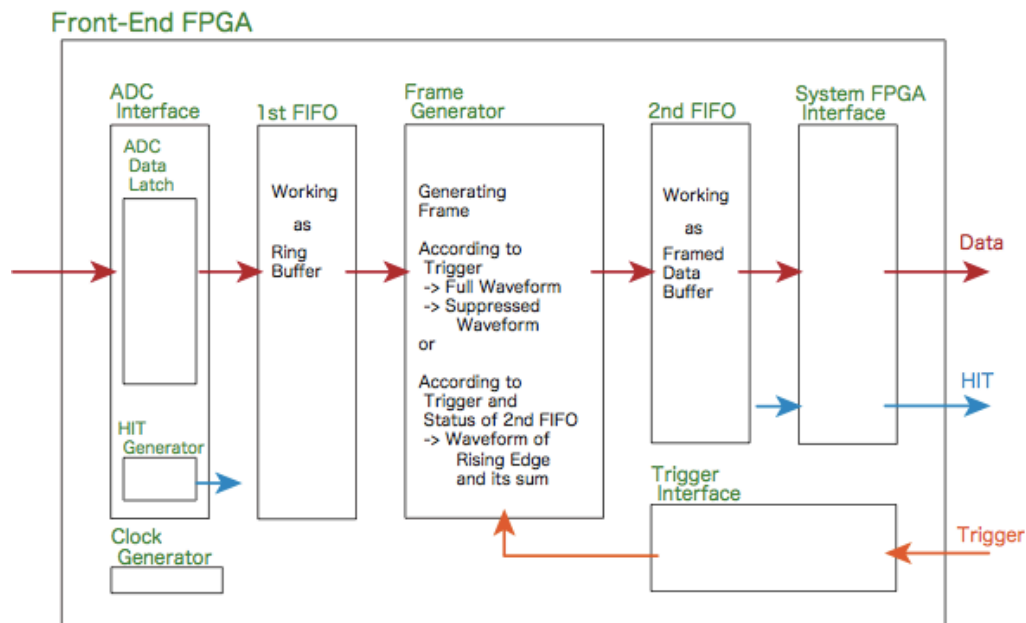


図 6.8: Front-End FPGA 内のデータフロー

ADC Interface

FADCでデジタル化されたデータは2chにつき1つあるFEF(Front-End FPGA)に送られる。このFEFの構成は図6.8のようになっており、各チャンネル、各Gainごとに設定された閾値を超えた場合は20nsecごとにHIT GeneratorによってHit判定が出される。各チャンネルのHit判定の結果はSystem-FPGAと呼ばれる基盤全体を統括しているFPGAに送られボードのHitSum信号として出力端子から出力される。このHitSum信号は隣接するMoGURAボード(ボードがVMEクレートの端の場合には隣接するVMEクレートのボード)に送られ、そのボードにおけるHitSumと足し合わされる。このとき、HitSumのボード間のケーブルなどでの遅延を加味するため、HitSum Latencyと呼ばれる遅延時間を予め測定・設定し、異なるボード間で同時刻に出力されたHitSumの足し合わせを行っている。このようにして同時刻における全MoGURAボードでのHitSumを生成し、MoGURA Triggerボードに20nsecごとのHitSum情報を送られ、MoGURA TriggerボードでHitSumの値に応じたトリガーコマンドが発行される。

1st FIFO

FADCからの出力データはリングバッファとして働く1st FIFO(First In, First Out)内に連続的に保存される。この1st FIFOのバッファサイズは250kbyteで、Hit判定が出されたかどうかに関わらず10 μ secのデジタルデータが保存される。MoGURA Triggerボードから波形取得コマンド(Acquire Command)が発行されると、コマンド分配基盤Piggy-backにより各MoGURAボードに遅延補正したトリガーコマンドが送られる。このトリガーコマンドを各MoGURAボードのSystemFPGAが受け取り、遅延時間分だけ遡ったFEFの1st FIFO内の波形を次のFrame Generatorで読み出し、波形記録のためのフレーム化という処理を行う。リングバッファには10 μ sec分の波形の一次記録が可能であるが、トリガーコマンドの発行・受け取りに要する時間を考慮すると、実際に遡ることができるのは8 μ sec程度である。

Frame Generator → 2nd FIFO → SDRAM(データパケットの生成)

SystemFPGAがPiggy-backからAcquire Commandを受け取ると、Frame Generatorによりリングバッファ内のトリガー発行時間に対応する波形が読み出される。Frame Generatorでは読み出した波形を元にFrameと呼ばれるデータ形式を作り、次段の2nd FIFO内に記録する。2nd FIFOには256 Frameが保存可能であり、32bit 50MHzのデータ転送速度でSystemFPGAへ転送される。SystemFPGAでは各FEFから送られてきたFrameをFEF Interface FIFOで取りまとめ、トリガーコマンドからのトリガータイプ・トリガー発行時間情報などを含んだFrame Train Headerを付加し1イベントの波形記録のフォーマットであるFrame Trainを生成する。各FEF Interface FIFOのバッファには2 μ sec分の波形が保存可能であり、このようにして生成されたFrame Trainは64MByte SD-RAMに保存され、SystemFPGA経由でVME busから外部PCへ読み出される。これらのFIFO間、及びFPGA間でのデータフローとデータ転送速度は図6.9のようにになっている。

Frame GeneratorでFrameを生成し波形記録する際、我々は現在”Acquire Range”と”Acquire Hit”の2つのモードを使い分けて波形記録を行っている。また、高頻度でトリガーが発行し続けられる状況下で、2nd FIFOのバッファがFull状態近くになりSystemFPGAへのデータ転送が間に合わないような場合においてもできる限りの情報を得るための波形記録モードとして積分値モード・緊急圧縮モードが用意されている(表6.2)。

Acquire Rangeは波形の形に関わらず、予め決めておいたEvent Window幅内の波形をすべて記録するモードである。この記録モードは、1PPSトリガーなどのHitによらないTimeベースの強制トリガーによる波形記録や、Hitのない状態でのベースラインの揺らぎなどを見るために使われる。

Acquire HitはEvent Window内に発生したイベントの時間及び電荷情報を正確に記録するのに十分な波形のみを記録するモードで、通常の物理イベント記録の際にはこのモードを用いている。MoGURAではデッドタイムフリーエレクトロニクスという特性上必然的にKamFEEよりもデータ量が増えてしまう。そのためFrame Generatorにおいて、Acquire Hitモードでの波形記録の際には”ゼロサプレッション”という処理が施されデータ量の削減がされている。

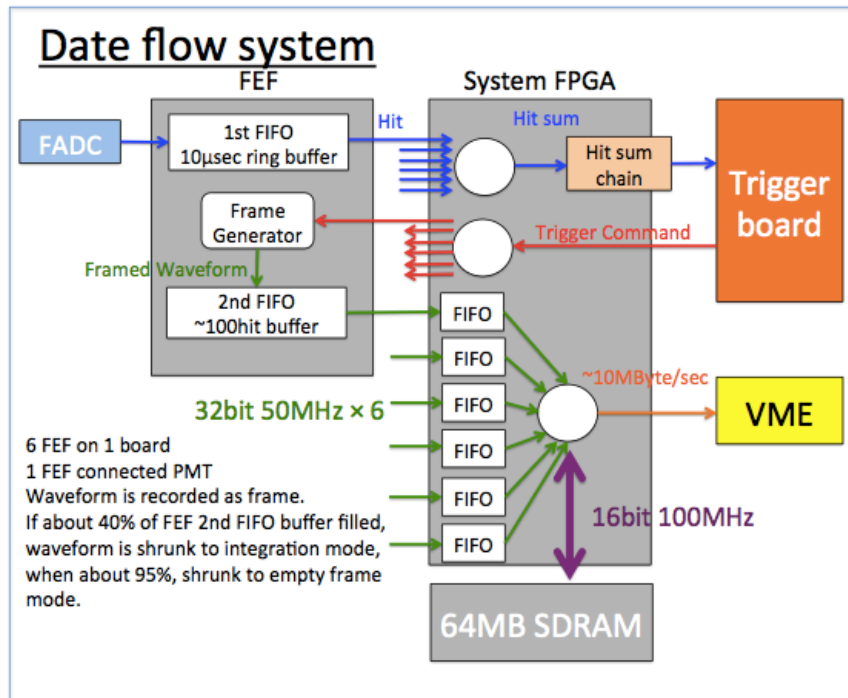


図 6.9: FIFO、FPGA 間のデータフロー

ゼロサプレッション

ゼロサプレッションとは Event Window 中の Hit に関わらない不要な情報を削ることで、記録するデータ量を減らす手法である。波形記録の概念図は図 6.10 のようになっており、波形取得の開始位置、及び終了位置を決める Start Threshold・Stop Threshold、波形の立ち上がり位置やテールの部分を記録するための Preceding Context Length・Proceeding Context Length などのパラメータによって波形の有効部分が検出される。波形取得の手順は、Start Threshold を超えた地点から Preceding Context Length 分の長さだけ遡った所から波形記録を開始する。次に、立ち上がった波形が各 Gain ごとの飽和値に達する、若しくは Stop Threshold を下回った地点から Proceeding Context Length 分だけ進んだ所で波形記録を終了する。これにより、分解能以下の Gain のデータを破棄したり、またオーバーレンジしてしまっている Gain は飽和している部分を破棄することができ、データ量の削減を行いながら任意の波高の波形において最適な Gain を用いてデータ取得を行うことができる。

6.1.3 トリガー回路 MoGURA Trigger

MoGURA ボードから送られてきた HitSum の情報を元にトリガーを発行する MoGURA Trigger Board は図 6.11 のような VME9U2slot 規格のものを用いている。フロントパネルの入出力インターフェースには、MoGURA ボードからの HitSum 入力、及びトリガーコマンド転送のための LVDS 規格の入出力端子、及び GPS 受信機からの Timecode と 1PPS

2nd FIFO の状態	生成フレーム	波形記録	記録情報
通常 buffer < 80%	Normal	Acquire Range	Event Window 内の全ての波形 Timestamp と LaunchOffset
	Normal	Acquire Hit	Event Window 内で発生したイベントの 時間電荷情報を記録できる最小限の波形 Timestamp と LaunchOffset
FIFO-Almost-Full 80 < buffer < 90%	Almost-Full 16Byte	any	Event Window 幅での立ち上がり波形と 全波形の積分値 Timestamp と LaunchOffset
FIFO-Full buffer > 90%	Empty 12Byte	any	Timestamp

表 6.2: 波形データの記録法

の TTL データ入力用端子、Rb クロックからの 10MHz Reference 信号入力端子が備わっている。この他に複数の NIM 入出力用の LEMO 端子が備わっており、これらを用いての HitSum の入力、トリガーコマンドの出力も可能である。

GPS 受信機からの Timecode と Rb クロックの参照信号を用いて Trigger Logic FPGA 内では 50MHz の TimeStamp が生成している。トリガーコマンド発行時には Trigger header にこの TimeStamp 情報が付加される。

MoGURA トリガーボードの基盤概念図は図 6.12 のようになっており、入力された HitSum は Trigger Logic FPGA に送られる。HitSum の値が Trigger Logic FPGA 内に書き込まれた各種トリガーの発行条件を満たしたとき、トリガーコマンドが発行されフロントパネルの LVDS 端子から出力される。この出力端子は 1 つであるのに対してトリガーコマンドを受け取る MoGURA ボードは 113 枚あり、各ボードへのコマンドの分配はトリガーコマンド分配基盤 Piggy-Back によって行われる。Piggy-Back は各 VME クレーットの背面に接続されており、MoGURA ボード間の HitSum 集計時と同様に各クレート間でデジチェーン接続されている。Piggy-Back により各 MoGURA ボードではデジチェーンによるトリガーコマンドの遅延時間が補正され、また MoGURA ボード内部で予め設定された分の Trigger-Latency だけ遡って 1st FIFO のリングバッファ内の波形取得を行う。

6.1.4 トリガー発行プロセス

次に Trigger Logic FPGA 内で HitSum 情報を元に生成されるトリガーコマンドの発行プロセスに関して述べる。トリガーコマンドは大きく分けて始動コマンドと波形取得コマンド、History コマンドの 3 種類がある。始動コマンドは DAQ 開始時に発行されるコマンドで、TimeStamp の初期化や各種パラメータの設定を行う”Initialize”、Baseline の測定、及び設定を行う”Scan Baseline”、HitSum 集計時・トリガーコマンド分配時の遅延を測定、設定する”Scan / Set Latency”がある。波形取得コマンドは先に述べたゼロサプレッションを行い波形の有効部のみを取得する”Acquire Hit”、予め設定された Window length 内の波形をすべて取得する”Acquire Range”、またこれらのコマンドを強制終了す

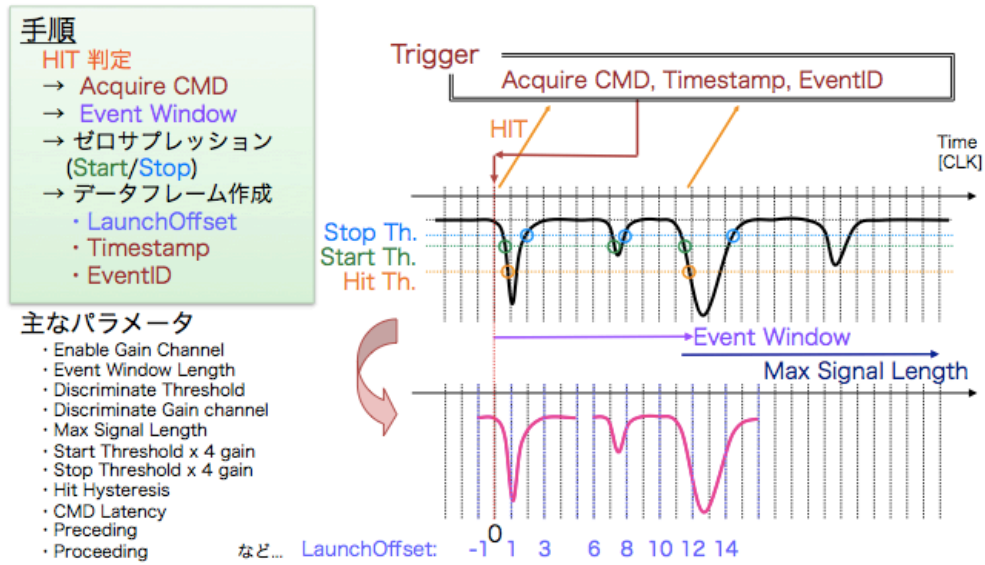


図 6.10: ゼロサプレッション

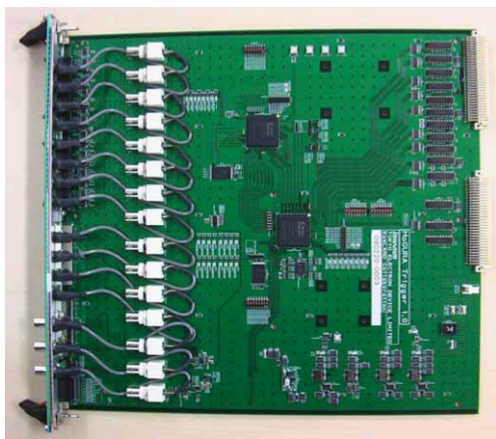


図 6.11: MoGURA Trigger Board の写真

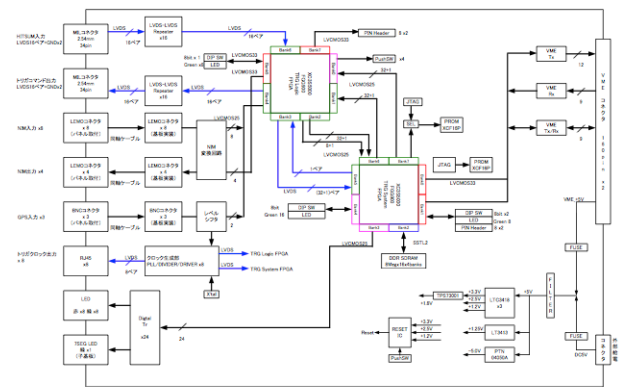


図 6.12: 概念図

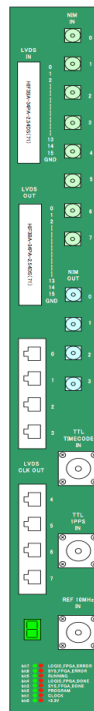


図 6.13: MoGURA Trigger Board interface

るための”Reject”が用意されている。History コマンドは波形取得を行う代わりに各 Clock の HitSum を記録するためのコマンドであり、任意のトリガーに対して発行可能である。

Acquire Hit / Range コマンドは Trigger Logic FPGA に実装されている各種コマンドフラグに応じて発行される。コマンドフラグには MoGURA ボードから送られてくる HitSum を元に発行される Hit ベースのものと、HitSum とは無関係に発行される Time ベースのものがある。Hit ベースのトリガーコマンドが発行される際には、HitSum から NHit という一定の長さの Window(Hit Window) 間の HitSum の積分値を計算し、その値に対して NHit Threshold というスレッシュホールドをかける。NHit がその値を超えたときに閾値に対応したトリガーコマンドが発行される。一旦トリガーコマンドが発行された後は Trigger Window という Window を開き、その間は NHit が閾値を超えてもトリガーコマンドが再発行されることはない。現在の Hit Window Length はすべての Hit ベーストリガーで $6\text{CLK}[=120\text{nsec}]$ に設定されている。この値は KamLAND の大きさを考慮し、1つのイベントの発生地点から最も近い PMT と最も遠い PMT の両方の Hit が十分得られるだけの長さになっている。

現在実装されているコマンドフラグには以下のようにになっている。

Hit ベーストリガー

- Single Trigger
通常の物理イベントに対して発行される最も基本的な Acquire Hit トリガー。Single

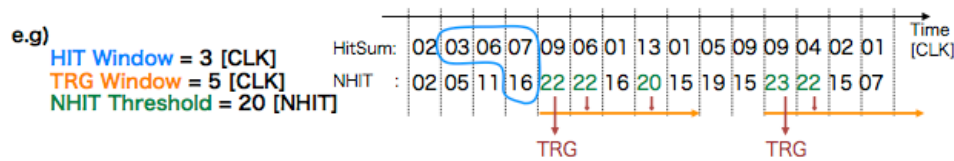


図 6.14: NHit

Trigger Threshold(NHit=70) を超えたときに発行される。

- Prescaled Trigger
 ウィンドウを任意の間隔で開き、その間に Prescaled Trigger Threshold[NHIT] を超えるとトリガーコマンドが発行される。ウィンドウ間隔は、分子・分母として設定可能であり、線源測定時などトリガーレート自体を下げたり低い NHIT 閾値でデータ取得を行うことができる。
- Rollback, Retrive Trigger
 Rollback Trigger は、Launch Trigger と同様に通常の Single トリガーと同じ挙動をするが、Rollback Trigger の発行は Retrieve Trigger の発行条件となる。Rollback Trigger イベントを後発信号として過去に遡り、より低い閾値でしか検出されない先発信号を探し、Retrieve Trigger が発行される。通常の Single Trigger では取得できない低エネルギーイベントを取得することができる。
- Launch Trigger
 宇宙線ミュオンを対象としたトリガーであり、Launch Trigger Threshold(NHit=950) が高く設定されていること以外の基本的な働きは Single Trigger と変わらない。しかし、宇宙線ミュオン後のアフターパルスを記録するための強制トリガーや第7章で述べる中性子捕獲信号のためのトリガーを発行するためのトリガーとしての役割も担っている。

Time ベーストリガー

- Successive Trigger
 Launch Trigger 発行直後から発行される強制トリガー。オーバーシュートから回復するまでの数 μsec の間の波形を Acquire Range で記録するために用いられる。
- Background Trigger
 任意の間隔でトリガーを発行する。
- Baseline Trigger
 任意の間隔でトリガーを発行する。ただし波形取得コマンドは Acquire Range のみである。

- 1PPS Trigger
GPS受信機からの1PPS信号と同期して1秒に1回波形を強制記録する Acquire Range トリガー。

History トリガー

- History Trigger
波形取得を行う代わりに各 Clock の HitSum の値を記録する。任意のトリガーに対して発行可能であり、HitSum を記録する期間、及び記録する HitSum の閾値もユーザー側が任意に設定できる。また、トリガー発行地点から遡った時点からの HitSum 記録も可能である。

6.2 MoGURA DAQ

MoGURA DAQ では前節で述べたようなデータ収集回路、及びトリガー回路を用いてデータ収集を行っている。本節では既存の DAQ との比較、及び現在の MoGURA DAQ 稼働状況について述べる。

6.2.1 現在の Channel 状況

MoGURA は 1325 本の 17inchPMT 用に 121 枚 (内 8 枚は予備) のボードが製造されたが、一部破損しているものがあるため、すべての channel に PMT が接続されている訳ではない。インストール時には 113 枚のボードが挿入され 1325ch すべてが PMT に接続されていたが、初期不良や冷却水のトラブルのため現在は 103 枚が挿入され、10 枚分に相当する 107 channel が接続されていない状況である。また PMT に接続されている channel の内 44 Channel は極めてノイズレートが高い Channel であるため、これらは off にし波形取得を行っていない。

これらの Channel に対する対策として、抜けている 10 枚のボードは株式会社 東京エレクトロニクスとの協力のもと修復を行う予定である。また、現在は Hit 生成するための閾値をすべての Channel で同一の値 (1/6 p.e に相当する 0.33mV) に設定しているため、各 Channel でスレッショルドスキャンを行い適切な閾値を設定することで波形取得をしていく予定である。

6.2.2 Bad channel

MoGURA に接続されている PMT の内いくつかの Channel には Hit 数が極めて多かったり電荷の値が正常でなく、正常な波形が取得できないものがある。この原因としては PMT の破損、PMT への過剰な高電圧の供給、あるいはエレクトロニクス内部の回路の問題が考えられる。これらの Channel に対しては、あらかじめ各 Run ごとに "Bad Channel" としてセレクションを行い、解析の際にはこれらの Channel は除いている。MoGURA における Bad Channel の選定基準は以下のようになっている。

- Hit rate (hit / 10,000event)
10,000 イベント中の Hit 数が 1,000Hit 以下、あるいは 5,000Hit 以上の Channel
- Charge (p.e / 10,000event)
10,000 イベント中の total Charge が 2,000p.e 以下、あるいは 20,000p.e 以上の Channel
- Muon Hit (hit / 100 muon event)
宇宙線ミュオン 100 イベントに対して Hit が 80 以下の Channel
- 隣接 PMT との Hit 比
以下で定義する隣接 PMT との Hit rate の比が 0.5 以下、あるいは 3 以上のもの

$$0.5 < \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(NHit)_i}{NHit} < 3 \quad (6.1)$$

ここで N は 1 つの PMT に対する上記の 3 つのセレクションで Bad と判定された PMT を除いた隣接 PMT の数、 i は隣接 PMT。

なお、これらのセレクションに用いるイベントは以下のような条件を満たすイベントをセレクションしている。

- Run の最初の 5min Veto
- Muon 後 1msec Veto
- 1PPS Trigger Veto
- $NHit > 200$
- Muon イベントは $NHit > 1,000$ で $Q_{total} > 100,000p.e$ のイベント

Channel ごとの各セレクションパラメータの分布は図 6.15 のようになっている。Hit Rate の分布に見られる周期構造は PMT の配置のジオメトリーによるもので、Hit Rate が高い部分は KamLAND 上部のチムニーに近く、気層部の Rn の崩壊の影響を受けるため Hit Rate が高くなっている。

上記のセレクションによる Bad Channel 数の遷移は図 6.16 のようになっている。

6.2.3 Gain キャリブレーション

1p.e の電荷はその波形の面積によって決まる。この面積は各 Channel の Gain によって決まるため、Channel ごとに異なる値になる。また、各 Channel の Gain も Run ごとに変動するため、物理イベントの正確なエネルギー再構成を行うために各 Run、及び各 Channel ごとの 1p.e の面積の校正を行わなければならない。

正常な Channel における典型的な 1p.e. の電荷分布は図 6.17 の左のような分布になる。この分布の構造は PMT 内部のダイノードによる光電子増幅構造に起因するものと指数関

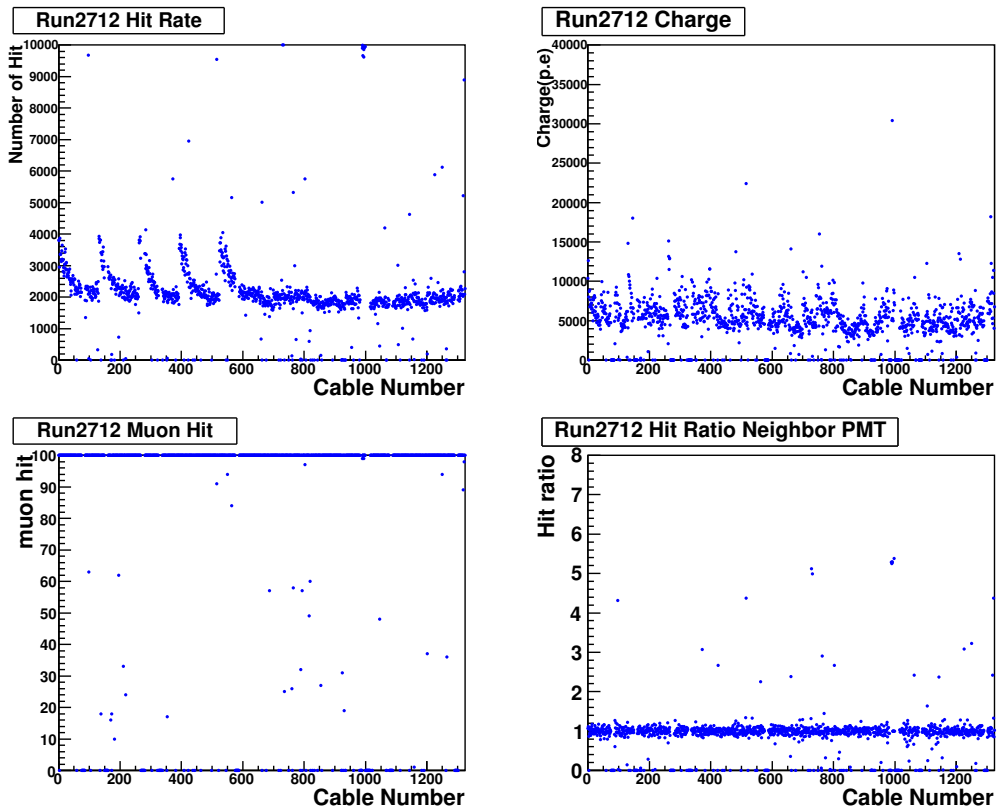


図 6.15: Bad channel セレクションパラメータ

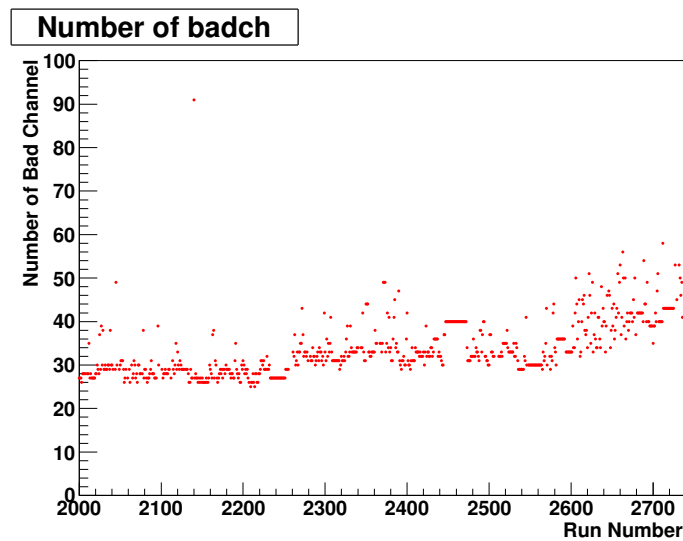


図 6.16: Bad channel 数の遷移：ボードが抜けている Channel とノイズが多いため Off にしている Channel は除いている。

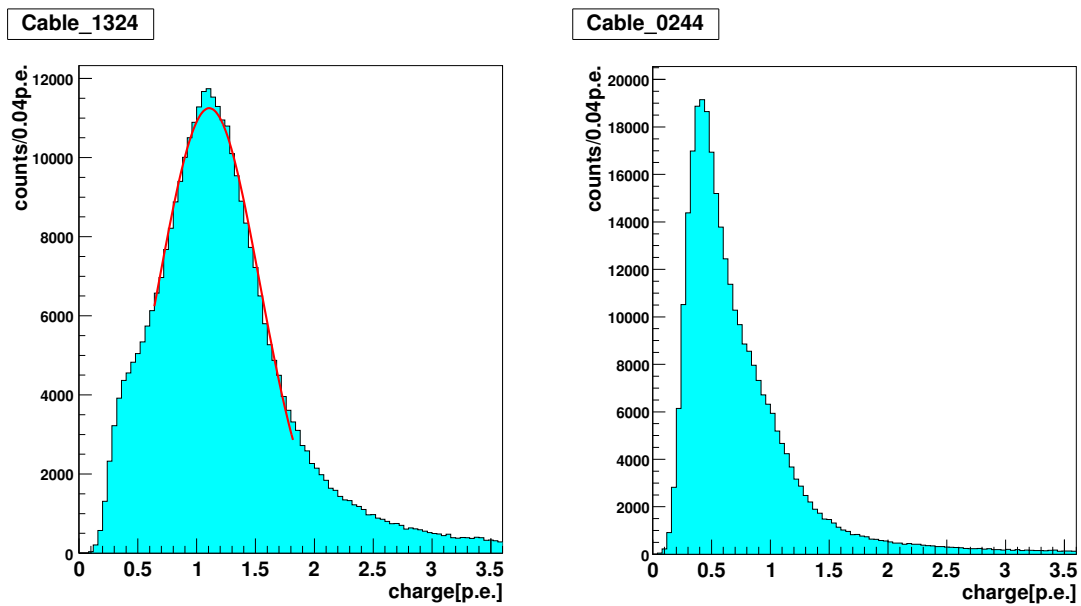


図 6.17: 典型的な 1p.e. の電荷分布 : 左が正常な Channel の電荷分布で、右が Gain が正常でない Channel の電荷分布。120 < NHit < 230、宇宙線ミュオン後 1msec を除去したイベントをセレクションしている。

数で減衰するノイズの重ね合わせになっている。この分布に対してはピークの部分をガウシアンでフィットし、その中心値で規格化をすることで Channel ごとの Gain のバイアスを補正することができる。

第7章 新トリガーロジック

デッドタイムフリーデータ集積回路として開発された MoGURA だが、これまで取得したデータから既存のトリガーシステムでは宇宙線ミュオン後数十 μsec 、あるいはエネルギーの高いミュオンの直後には $100\mu\text{sec}$ 以上に渡ってトリガーが発行され続け、その間連続的に波形取得のコマンドが発行され続けていることが判明した。この連続的な波形取得の際のデータ転送量は、MoGURA 設計時に行われた FEF でのデータの一時記憶、及びデータ転送性能シミュレーションで設定した値を大きく上回っていたため波形取得が一部行えていない部分が存在してしまっている。

KamLAND-Zen 実験において極めて重要な ^{10}C 崩壊バックグラウンドの除去を行うためには、第5章で述べたように宇宙線ミュオンによる ^{10}C 生成と相関を持つ熱中性子捕獲イベントをすべて検出し、遅延同時計測によって ^{10}C 崩壊のタギングを行わなければならない。既存のシステムでは不要なアフターパルスの波形もすべて記録し、その中からオフラインでの解析で熱中性子捕獲イベントを探すという方針でデータを取っているため上記のような問題が発生した。この問題を解決するために、波形取得の段階で熱中性子捕獲イベントを含まない不要なアフターパルスの波形を破棄し、現在の MoGURA のスペックで検出効率を向上させるためのトリガーロジックの開発を行った。本章ではこの新たに開発したトリガーロジックの詳細に関して述べる。

7.1 宇宙線ミュオン後の NHit 分布

既存のトリガーロジックでは、宇宙線ミュオン検出用の Launch Trigger が発行された後、 $4\mu\text{sec}$ の間は Successive Trigger により NHit に関係なく波形が強制記録される。図 7.1 は宇宙線ミュオン後の典型的な NHit (120nsec あたりの PMT の Hit 数の合計値) の時間分布であり、アフターパルス中での熱中性子捕獲イベントは赤丸で囲まれたピークのようなになる。現在 Single Trigger の閾値は NHit=70 に設定されているため、Successive Trigger による強制波形記録終了後、NHit が青点線を超えている期間は常に Single Trigger (ただし、NHit が Launch Trigger Threshold を超えた場合は Launch Trigger) が発行され続ける。従って約 $80\mu\text{sec}$ もの間、波形記録のコマンドが発行され続ける。この場合のデータ量はおよそ 20kByte であるのに対して、FEF の 2nd FIFO に一時保存できるデータ量は $2\mu\text{sec}$ 程度、また FEF から System-FPGA へのデータ転送速度は 32bit 50MHz であるので $200\text{Byte}/\mu\text{sec}$ 程度である。従ってこれらの波形をすべて取得することはできず、一部は電荷情報のみを記録した Almost Full Frame、あるいは Trigger の時間情報のみを記録した Empty Frame として記録される。図 7.1 を見てわかるように、トリガーボードから波形記録を要請している領域に対して我々が検出したい中性子イベントは極々一部で大部分は不要なアフターパルスの波形である。この不要な部分のデータ量が膨大であるために、

重要な中性子信号の波形記録ができていないイベントがある。

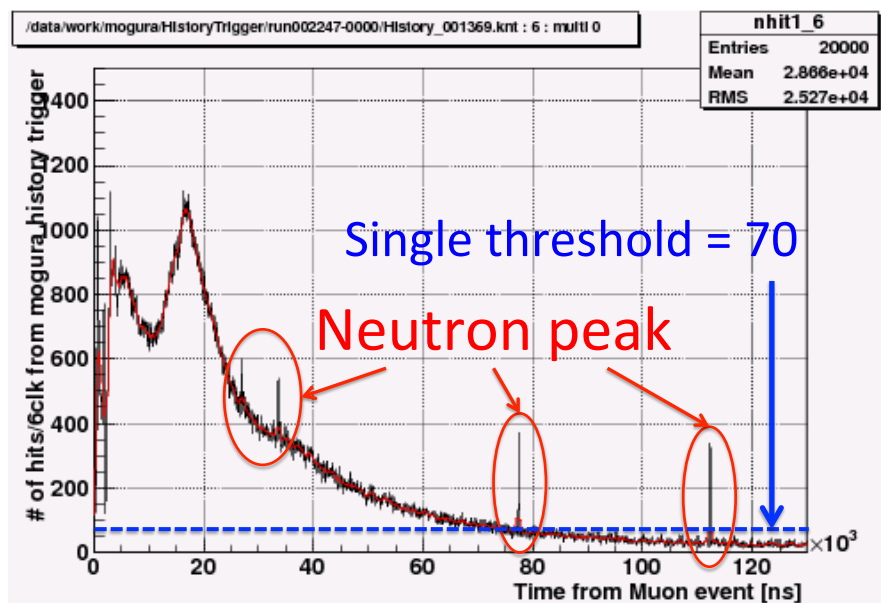


図 7.1: 宇宙線ミュオン後の NHit 分布

7.2 Empty Frame 生成機構

前章で述べた通り、トリガーコマンドが発行されると MoGURA ボードの FEF 内にある Frame Generator によって Frame が生成され、2nd FIFO のバッファに一時保存される。ここには 100Frame 分のデータが保存可能で、32bit 50MHz の転送速度で System-FPGA に転送され、そこから 64MByte SDRAM に保存される。SDRAM に蓄えられたデータは System-FPGA を経由し VME bus を通して DAQ コンピュータに送られる。図 7.2 の左図は正常な状態で波形取得が行われている時のデータフローの概念図である。宇宙線ミュオン後のアフターパルス領域など、極めてトリガーレートが高い状態になった時のデータフローを表したのが図 7.2 の右図であり、Frame Generator から連続的に Frame が 2nd FIFO のバッファに送られてくるため System-FPGA へのデータ転送が間に合わず、2nd FIFO のバッファにデータが蓄積されていく。バッファの 90% が満たされると Frame Generator は波形の積分値のみを記録する積分値モードに移行し、さらに 95% を超えると Frame Generator はトリガーコマンドを受け付けられない状態になり、波形記録が行われる代わりに System-FPGA 内でトリガーの時間情報のみを記録した Empty Frame が生成される。

宇宙線ミュオン後の Normal Frame に対する Empty Frame の比率の時間分布は図 7.3 のようになっている。飛来直後の $20\mu\text{sec}$ は 2nd FIFO のバッファがまだフルになっていないため Empty Frame は生成されないが、 $20\mu\text{sec}$ を超えバッファがフルになると急激に生成量が増大する。それ以降はアフターパルスの収束によるトリガー発行量の減少に

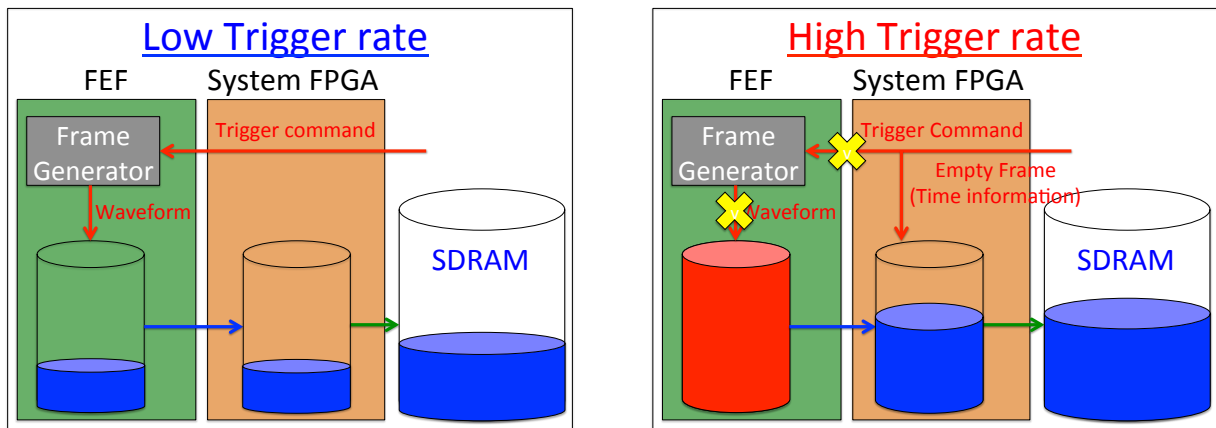


図 7.2: MoGURA ボード内の 2nd FIFO の Buffer 状態

よる効果と、2nd FIFO から System-FPGA へのデータ転送が追いつく効果のため Empty Frame の生成比は徐々に減少していく。

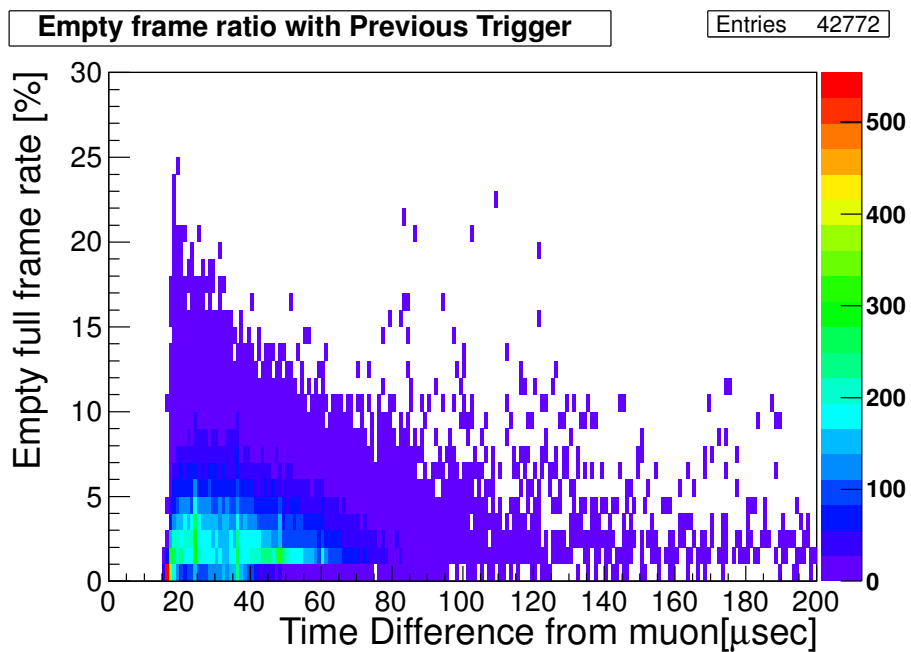


図 7.3: 宇宙線ミューオン飛来時刻からの Empty Frame の生成比

7.3 基本設計

バッファの容量とデータ転送速度というエレクトロニクス上の制限の中で KamLAND-Zen 実験から要請される ^{10}C 除去効率を達成するためには、新たなトリガーロジックの開発を行う必要があった。本節では新たなトリガーの基本概念、仕様、及びシミュレーショ

ンによるトリガーの性能評価に関して述べる。

7.3.1 基本コンセプト

現在の MoGURA の Hit ベーストリガーは、1つの一定の長さの Window(**Hit Accumulation Window**) 内での NHit の積分値に対してスレッシュホールドをかけている。そのため、図 7.1 のようにアフターパルス中などで NHit のベースラインが上昇してしまっている領域においては常にトリガーが発行され続ける。新たに開発したトリガーでは、この NHit のベースライン上昇に対処するために、これまでの NHit を計算する Hit Window の他に、ベースラインを算出する Window(**Context Window**) を同時に走らせている。この概念図を表したものが図 7.4 で、ベースライン変動の高周波成分を除去することができる。NHit とベースラインの差分 ΔNHit に対してスレッシュホールドをかけることで、不要なアフターパルスの情報でバッファがフルになることを防ぎ、必要な中性子捕獲イベントの波形記録を行うというコンセプトで開発を行った。

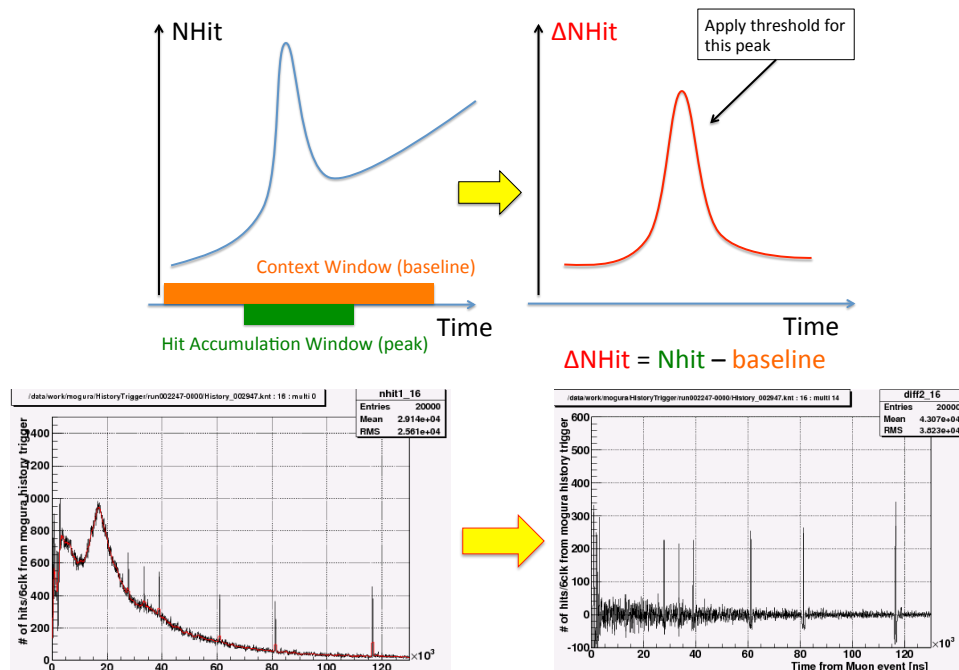


図 7.4: ΔNHit 算出の概念図：これまでの Hit Accumulation Window の他にベースラインを計算する Context Window を同時に走らせることにより、アフターパルス中でも中性子のピークだけを検出できる。

7.3.2 History Trigger

上記のようなトリガーの開発を行うにあたり、MoGURA トリガーボードに送られる各 Clock ごとの HitSum(20nsec 間の全 MoGURA ボードの Hit の合計)を知る必要があった。

そのため基本情報の取得として波形記録を行わない代わりに各 Clock の HitSum の記録を行う History Trigger を用いてサンプルデータの取得を行った。宇宙線ミュオン検出のための Launch Trigger 発行時点から 200nsec 遡って 1msec 間の HitSum のデータ取得を行い、ミュオン後に波形記録が行われたイベント数と、History Trigger から見積もった波形記録されるべきイベント数の比のミュオンの電荷別の時間分布は図 7.5 のようになった。

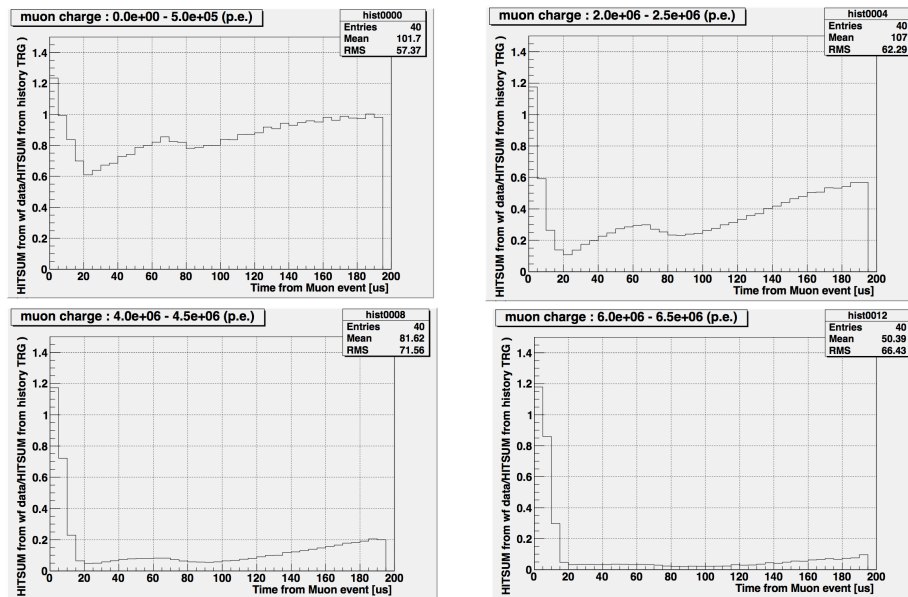


図 7.5: 宇宙線ミュオンの電荷ごとの波形記録イベント比

これにより宇宙線ミュオン後に波形情報が失われている期間があることを確認できたのと同時に、このデータロスの期間は飛来したミュオンのエネルギーが大きい程長くなることも確認できた。

7.3.3 パラメータ最適化

上記で取得した History Trigger データを用いてトリガーの取得できる中性子信号の効率、及び削減できるデータ量のシミュレーションを行った。トリガーの仕様を決めるにあたって重要なパラメータとなるのは以下の3点がある。

1. ピークを検出する Hit Accumulation Window の長さ
2. Context Window の長さ
3. ΔN_{Hit} に対するトリガー発行の閾値の値

1点目の Hit Accumulation Window の長さは通常 KamLAND の体積によって決まっており、発光点から最近接 PMT の Hit と最遠隔 PMT の Hit が同一 Window 内に入るように設定されている。従ってこの Window の長さはアフターパルス中でも通常時と同じ長さ

に設定できると考え他の Hit ベーストリガーと同じ 120nsec に設定した。実際にアフターパルス中の HitSum の分布 (図 7.6) を見ても現在の設定で検出可能である。

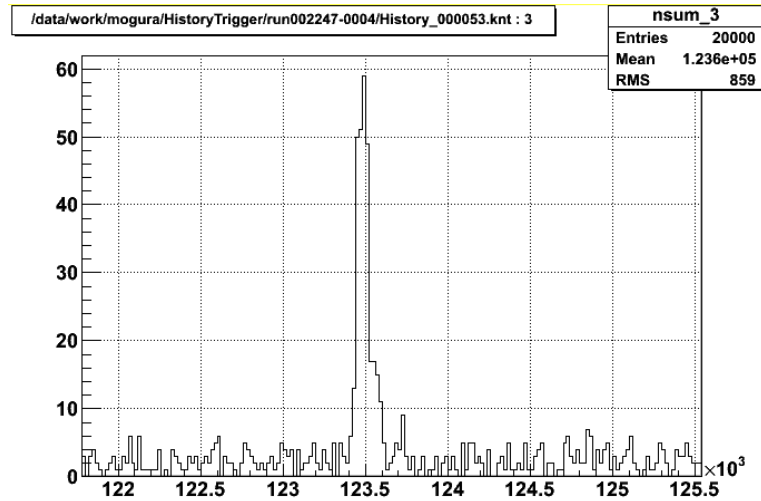


図 7.6: アフターパルス中の中性子イベントの HitSum ピーク

2点目の Context Window の長さはアフターパルスの HitSum 変動の高周波成分を取り除くためのパラメータとなる。典型的なアフターパルスの NHit 分布は図 7.7 のようになっている。

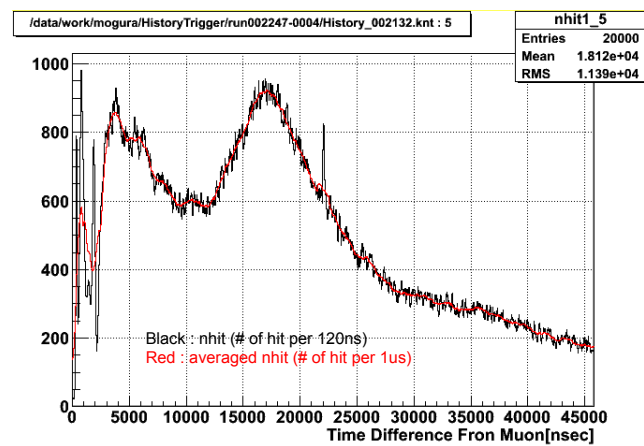


図 7.7: アフターパルス中の NHit の分布

Context Window 内の HitSum からベースラインを算出する際には、Hit Accumulation Window の長さで以下の式 7.1 のように Context Window 内の HitSum の和を規格化し、整数型にキャストしている。

$$\text{baseline} = (\text{int}) \left(\frac{\text{Hit Accumulation Window Length}}{\text{Context Window Length}} \sum_i^{\text{Context}} (\text{HitSum})_i \right) \quad (7.1)$$

Context Window の長さは Trigger Logic FPGA 内部で行う処理を考慮し、Hit Accumulation Window(6Clock) の2のべき乗の長さに設定しシミュレーションを行った。Trigger Logic FPGA 内での ΔNHit 算出は次節 7.3.4 で述べるような処理を行っており、Context Window の長さに応じ、トリガー発行時間が遅延する。波形記録の際にはこの遅延時間分 MoGURA ボードの 1st FIFO のリングバッファを遡っており、最大でも $8\mu\text{sec}$ 程度までしか遡ることはできない。従って Context Window の長さは極端に長くすることはできないため、192Clock まで考慮した。

図 7.8 はそれぞれ 24Clock・48Clock・96Clock・192Clock の長さの Context Window における宇宙線ミュオン後の ΔNHit 分布のシミュレーション結果である。

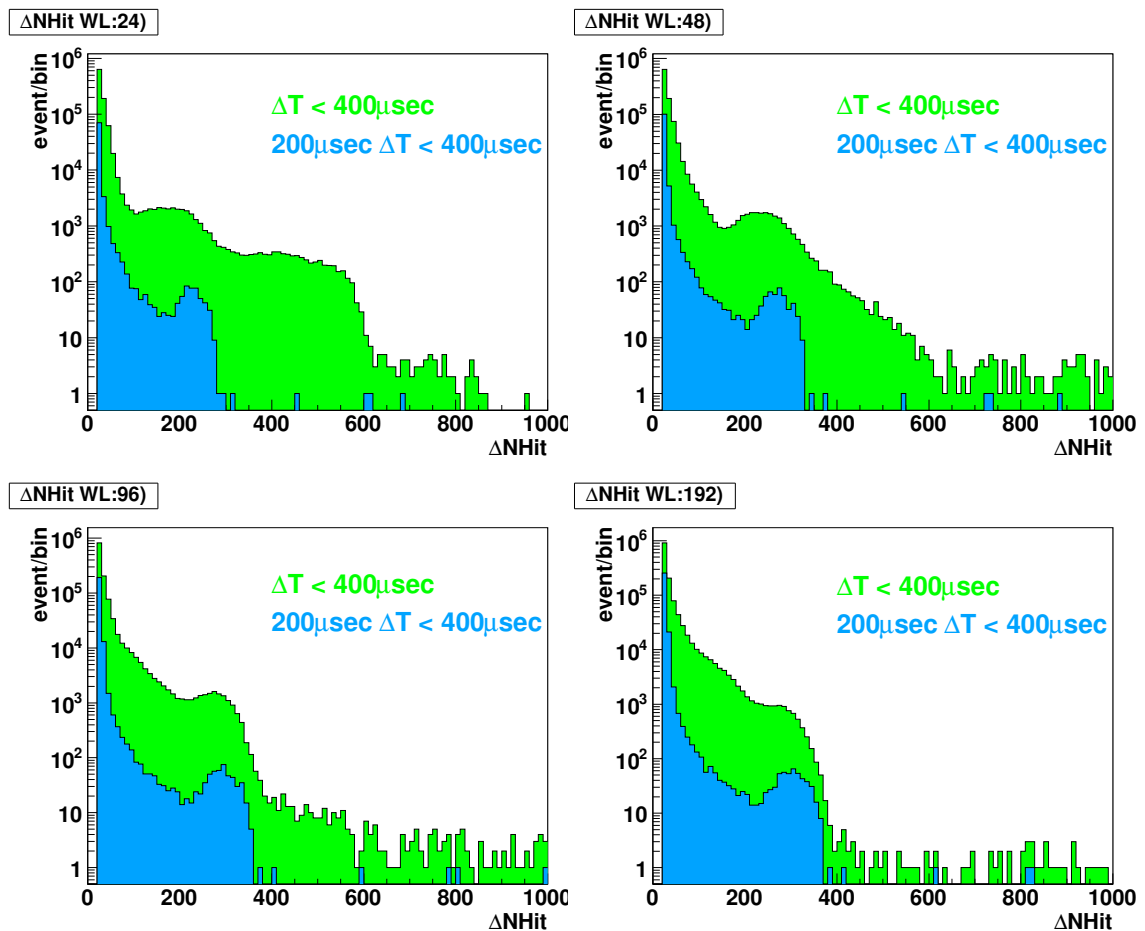


図 7.8: ΔNHit の分布

アフターパルスの影響がほとんどない $200\mu\text{sec}$ 以降の領域では各構造で ΔNHit が 200 から 300 の所にピークがあり、これが陽子への熱中性子捕獲イベントである。Context

Window が長くなるにつれてピークの高くなる傾向がある。新トリガーではこの中性子ピークをアフターパルスと区別する必要があるため、 ΔT が $400\mu\text{sec}$ 以下でセレクションした ΔNHit 分布においてもこのピークを十分分離できる必要がある。また、 ΔNHit が 100 以上のもののミュオンからの時間分布を表したものが次の図 7.9 であり、大部分が $50\mu\text{sec}$ 以下に分布している。バッファフル防止のためにはミュオン直後中性子でない Hit に対してのトリガー発行数を抑制する必要がある。以上のような結果から中性子イベントとアフターパルスが識別でき、ミュオン直後のアフターパルス中での連続発行を防げる Context Window の長さとして 48Clock を採用した。

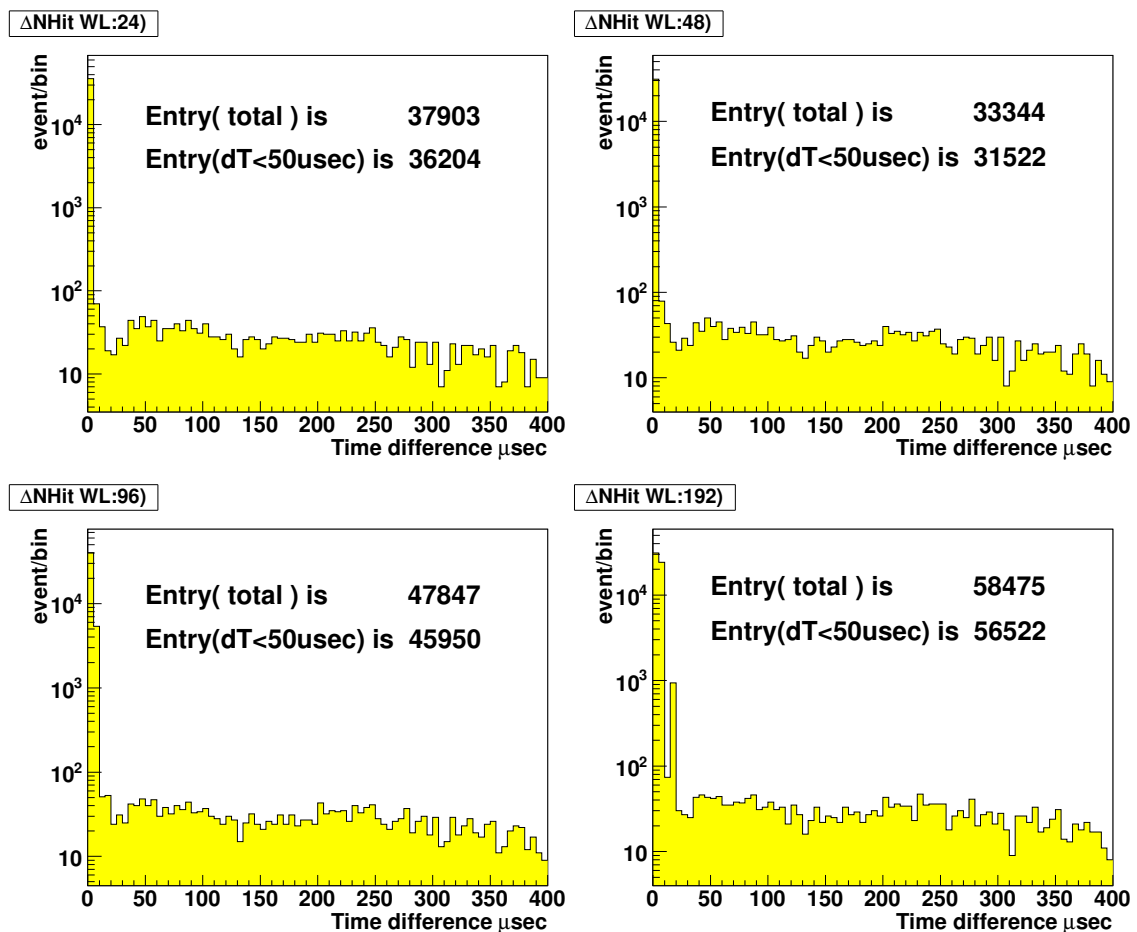


図 7.9: ΔNHit が 100 以上のミュオンからの時間分布

7.3.4 Trigger Logic FPGA 内での処理

これまでの Trigger Logic FPGA には、MoGURA ボードから連続的に送られてくる HitSum を積分する Accumulator が 1 つ用意され、そこから出力される NHit に対してスレッシュドをかけていた。今回新たなトリガーロジックを実装するにあたり、通常の Hit Accumulator の他にベースライン算出用の Context Accumulator を実装した。更

に Hit Accumulation Window が Context Window の中心にくるようにするため、Hit Accumulator から出力された NHit を適切な Clock 分遅延させてから NHit と Context の値を Hit Analyzer に入力し、トリガー発行の判断を行っている。この Trigger Logic FPGA 内部での処理の概念図を図 7.10 に示す。

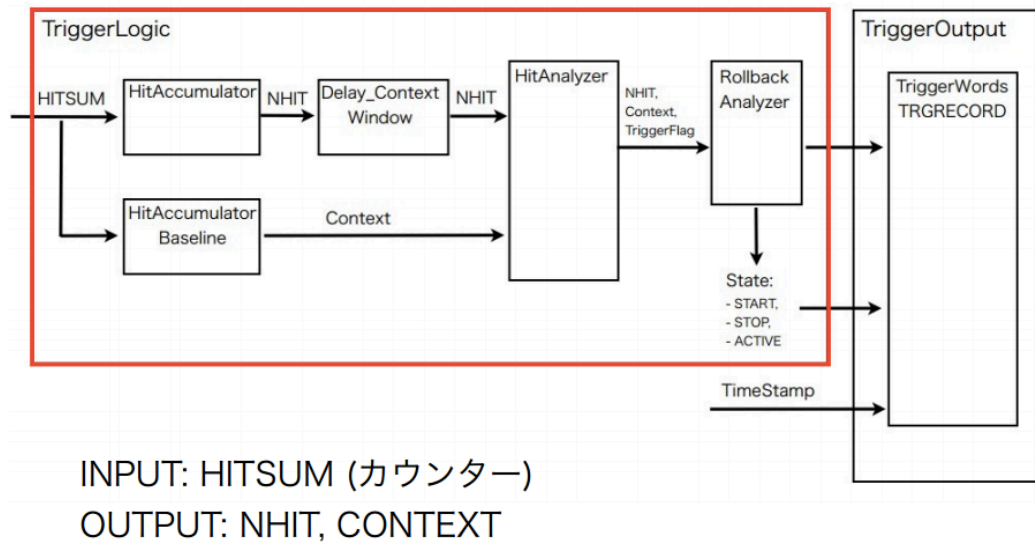


図 7.10: Trigger Logic FPGA 内部での処理

7.3.5 最終仕様

新トリガーの最終仕様として、ユーザーが自由に設定できるパラメータは以下のような項目を用意した。

- Context Window の長さ： 6×2^n Clock
- NHit の Context に対する遅延： n Clock
- 新トリガー発行時の Threshold

これらの可変パラメータに対して Context Window：48Clock、NHit の Context に対する遅延：21Clock、Trigger threshold：100 としたものを最終的な新トリガーの仕様として決定した。

7.4 テストベンチでのテスト

作成した新トリガーのファームウェアのテストは東北大学ニュートリノ科学研究センター内にあるテストベンチを用いて行った。テストには図 7.11 のようなセットアップを用いた。History Trigger により取得した HitSum のサンプルデータを PC に取り込み、Tabor

Electron 社製波形生成機 WW2571A への入力 HitSum を作成する。PC から入力された HitSum を 50MHz の周波数で予め Trigger Logic FPGA にテスト用のファームウェアを焼いておいた MoGURA Trigger Board にフロントパネルの外部トリガー入力用の LVDS 端子から入力し、発行されたトリガーの時間情報、NHit、Context の値をボード内の SDRAM に一時保存する。取得したデータは Ethernet ケーブルを介してデータ取得用の PC で読み込み、入力 HitSum に対する Output のトリガー情報が仕様通りのシミュレーションのものと一致するかどうか確認した。このテストの結果、NHit の遅延時間の設定値 21Clock に対して実機内部での遅延時間は 22Clock になってしまっている問題が発生した。この問題の原因究明のため ISE の FPGA シミュレーターを用いた遅延時間のシミュレーションも行ったが、こちらのシミュレーションでは仕様通りの 21Clock の遅延が再現できた。この原因についてはまだ解明できておらず現在調査中ではあるが、宇宙線ミュオン後の熱中性子捕獲事象の検出効率自体に大きな影響を及ぼすことは考えづらいため、現在は 22Clock の遅延時間でデータ取得を行っている。

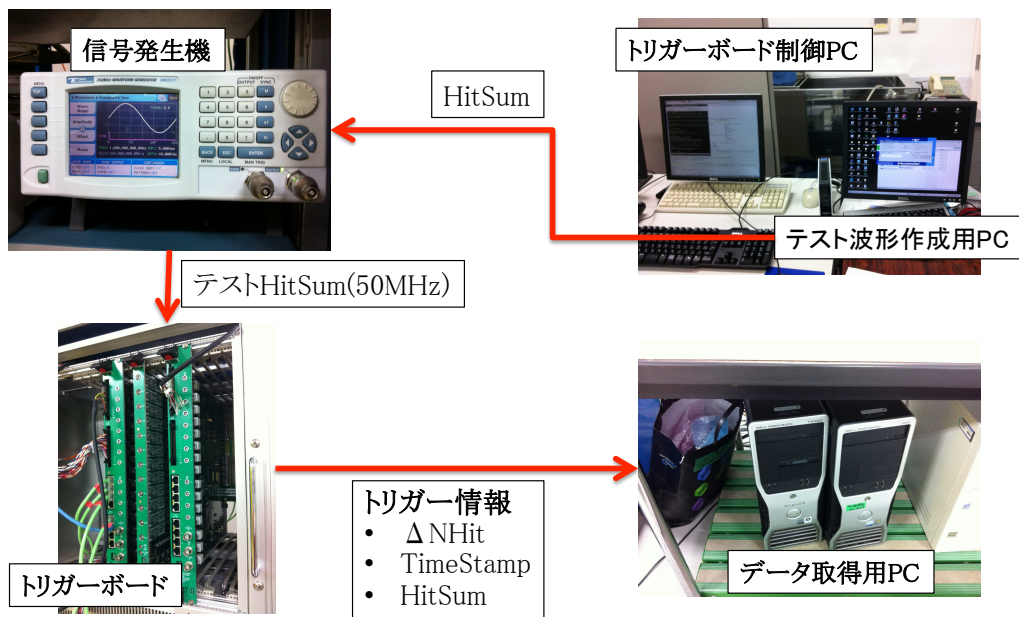


図 7.11: テストベンチでのテスト

7.5 パフォーマンス

新トリガー実装後の Empty Frame の生成量の時間分布は図 7.12 のようになっており、Empty Frame の生成問題が解消されていることがわかる。200 μ sec 以内のトリガーコマンド発行数は従来の約 1.5% にまで抑制することができており、不要なアフターパルスの波形を十分除去しデータ量の削減が実現できている。これに伴い一日あたりのデータ量の合

計は実装前に比べ約2/3にまで削減できており、データ転送やオフラインでの解析を行う上でも実行速度の向上が期待できる。

宇宙線ミュオンを検出する Launch Trigger から新トリガー発行までの時間分布のヒストグラムを表したものが図7.13である。このヒストグラムを $150\mu\text{sec}$ から $400\mu\text{sec}$ までフィットした結果から見積もられる熱中性子捕獲事象の寿命は $212.1\pm 18.7\mu\text{sec}$ で、一日あたりの事象数は 3197 ± 630 (個/day/kton) である。2010年に投稿された KamLAND 実験における宇宙線ミュオンによる原子核破砕についての論文 [1] の値は寿命が $207.5\pm 2.8\mu\text{sec}$ 、一日あたりの個数は 2787 ± 311 (個/day/kton) であり、トリガーの発行数だけを見ても以前の論文の結果とおおよそ一致し、中性子捕獲事象のイベントを記録できていることがわかる。

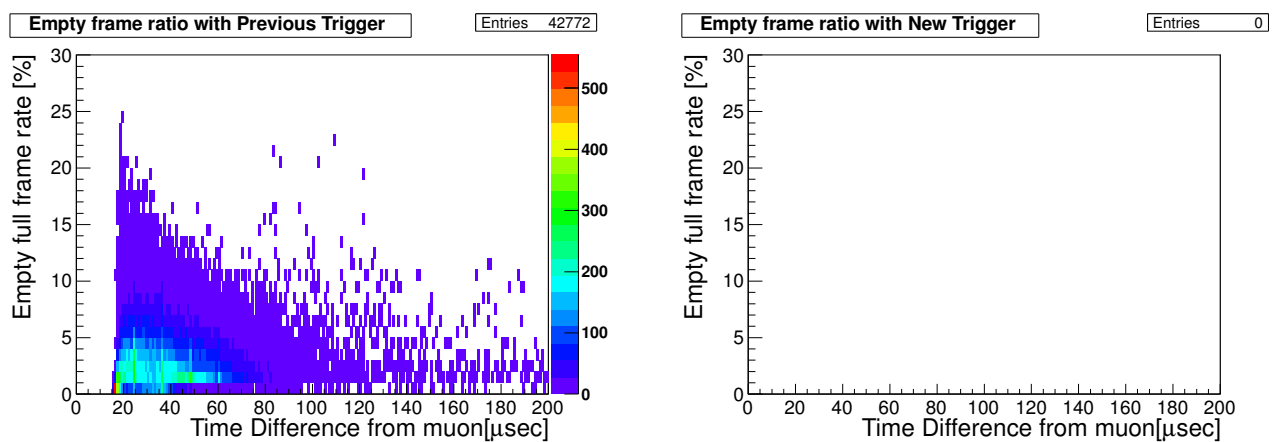


図 7.12: 新トリガー導入前後での Empty Frame 生成率の変化

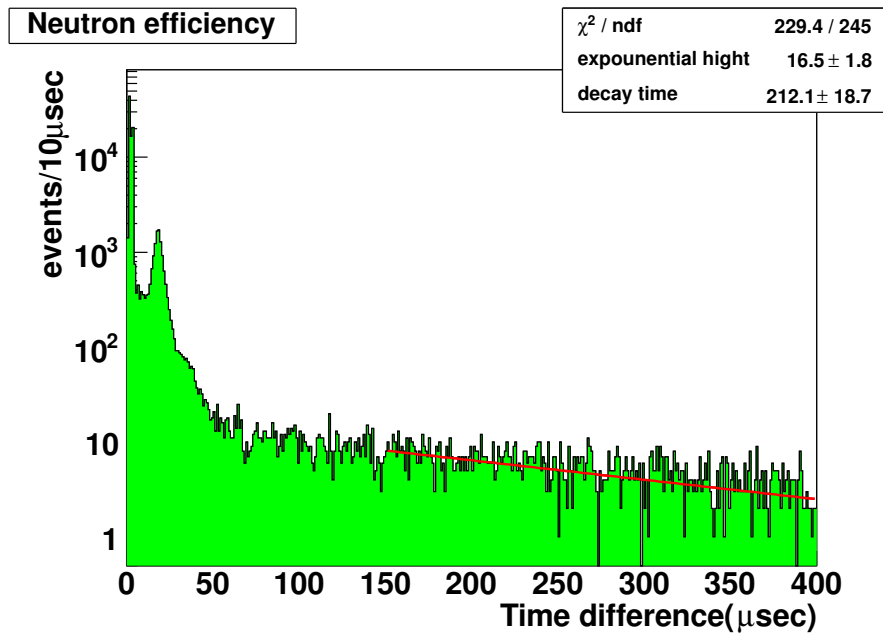


図 7.13: 宇宙線ミューオンからの Adaptive Trigger の時間分布

第8章 イベントセレクション

本章では前章で述べた新トリガーを用いて取得したデータから熱中性子捕獲イベントのセレクションを行い、宇宙線ミュオンとの時間的空間的相関をとることにより ^{10}C 崩壊イベントの選定を行う。また、熱中性子イベントの検出効率から ^{10}C 崩壊事象の除去効率を見積もり、KamLAND-Zen におけるニュートリノ質量への制限に関して述べる。

8.1 データセット

本論文で解析に用いたデータセットは、新トリガーを実装した 2012 年 8 月 10 日から KamLAND での火災事故直前の 11 月 18 日までに取得したデータを使用した。この間の Live time は 90.36 日であり、ミニバルーン内の液体シンチレータはフィルトレーションのため ^{136}Xe 含有液体シンチレータが抜かれ、代わりとなるダミーの液体シンチレータが循環されている期間を含んでいる。

8.2 宇宙線ミュオンの選定

MoGURA は KamLAND 内部検出器の 17inchPMT のみを使用しているのに対して、KamFEE は 20inchPMT、及び内部検出器外側の超純水層の 20inchPMT も使用し、水チェレンコフ光と液体シンチレータのシンチレーション光の両方を使って宇宙線ミュオンの軌跡を再構成している。従って今回の解析では宇宙線ミュオンの選定は KamFEE のデータを用いて行っている。

8.2.1 選定条件

宇宙線ミュオンイベントは、以下のような基準のいずれか一方を満たしたものを選定している。

- 内部検出器の 17inchPMT の電荷の合計値が 10,000p.e. 以上
宇宙線ミュオンがバルーン内を通過し、液体シンチレータ中で大量のシンチレーション光を発行した際にこの条件を満たす。KamLAND ではこの条件を満たす宇宙線ミュオンは 0.34Hz 程度の頻度で飛来してきている。
- 外部検出器 PMT の Hit 数 5 以上かつ内部検出器 17inchPMT での電荷の合計値が 500p.e. 以上
飛来した宇宙線ミュオンがバルーン内を通過せず、外側のバッファオイル層を通

過しチェレンコフ光のみを発光した際にこの条件を満たす。このような宇宙線ミュオンは0.01Hz程度の頻度でKamLANDに飛来する。

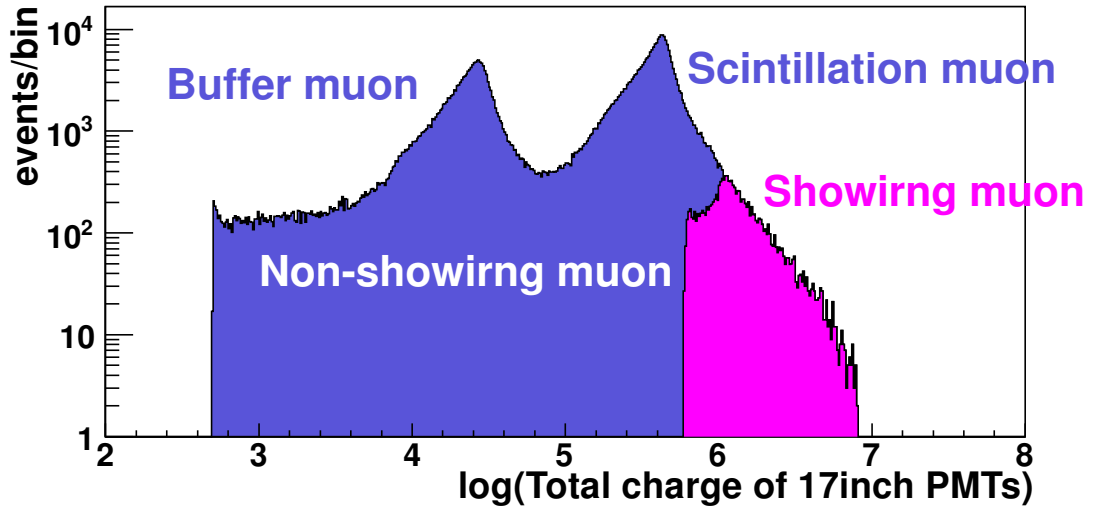


図 8.1: 宇宙線ミュオンの電荷分布

宇宙線ミュオンの電荷分布は図 8.1 のようになる。青のヒストグラムに見られる2つのピークはそれぞれバッファオイル層を通りチェレンコフ光のみを放出するバッファミュオンと、液体シンチレータ中を通過しシンチレーション光とチェレンコフ光の両方を放出するシンチレーションミュオンのピークを表している。これらの2つのピークの違いはミュオンの軌跡が液体シンチレータを通過しているか否かに依存する。さらにシンチレーションミュオンの中でも、後で定義する”残留電荷”と呼ばれる液体シンチレータ内でのシャワーリングを表すパラメータ ΔQ により、紫の領域で示されるミュオンはシャワーリングミュオン ($\Delta Q > 10^6 \text{p.e.}$) とそれ以外のノンシャワーリングミュオン ($\Delta Q < 10^6 \text{p.e.}$) に分けられる。 ΔQ が 10^6p.e. 程度のミュオンは3GeV相当のエネルギーを持っており、極めて高エネルギーの宇宙線と言える。そのためこのミュオンは液体シンチレータ内での原子核破碎や長時間のアフターパルスを引き起こしやすく、宇宙線ミュオン全体の2.5%程度を占めている。

KamLANDに飛来する宇宙線ミュオンの時間差分布は図 8.2 のようになっている。図 8.2 の上図がすべてのミュオンに対するミュオン間の時間差の分布であり、下図がシャワーリングミュオンの時間差を表している。この分布より、KamLANDへのミュオンの飛来頻度は0.34Hz、シャワーリングミュオンに限れば0.01Hz程度である。

8.2.2 ミュオントラックの再構成

宇宙線ミュオンの軌跡の再構成はPMTのHitの時間情報を基に行われる。図 8.3 はミュオンによるチェレンコフ光とシンチレーションの発光過程の概念図である。チェレンコフ光が放出される方向は図 8.3(a) のようにミュオンの入射方向とチェレンコフ角 θ_c

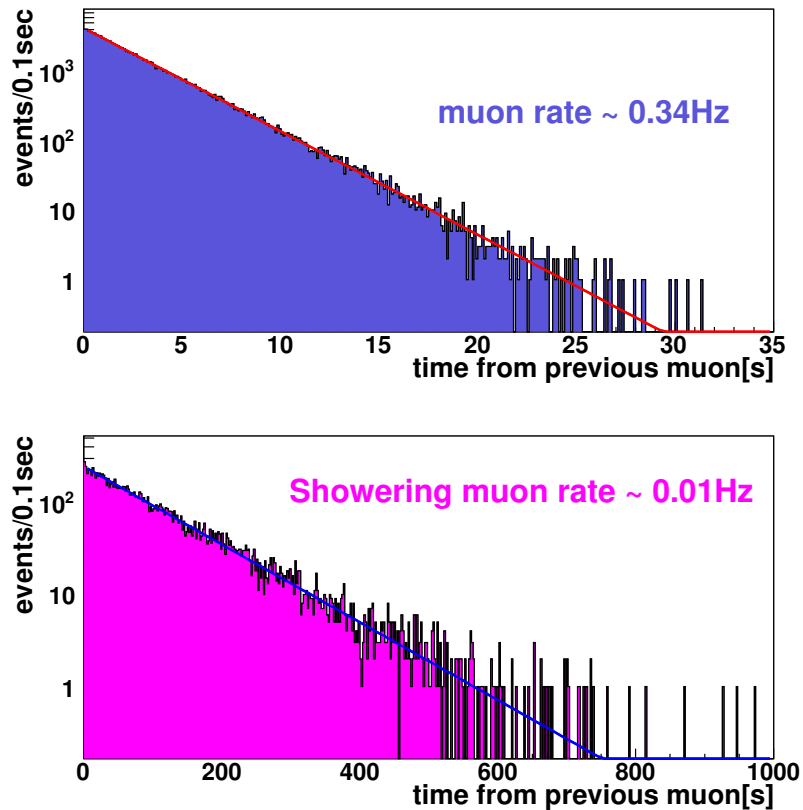


図 8.2: 宇宙線ミュオン間の時間差

に依存し、このチェレンコフ角は液体シンチレータの反射率 n を用いて $\cos \theta_c = 1/n$ と表すことができる。一方でシンチレーション光はミュオントラック上の各発光点から等法的に放出されるが、PMT に最も早く入射する光はミュオントラックと PMT の最近接点よりトラック上を少し遡った点である。これらの位置関係を表したものが図 8.3(b) であり、この図から検出器へのミュオンの入射時刻を t_0 とし、ミュオンの速度を光速と近似すると PMT へのシンチレーション光の入射時刻 t は以下の式 8.1 のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 t &= t_0 + \frac{l}{c} + \frac{z-l}{\cos \theta} \cdot \frac{n}{c} \\
 &= t_0 + \frac{l}{c} + \sqrt{(z-l)^2 + \rho^2} \cdot \frac{n}{c}
 \end{aligned}
 \tag{8.1}$$

ミュオンの速度が光速である時、ミュオントラックと PMT からの最近接発光点の関係を表すパラメータ θ の値はチェレンコフ角 θ_c と一致する。 t の値が最小値を求めるためには、式 8.1 について $dt/dl=0$ を解けばよく、ミュオンの軌跡はこうにして求められた各 PMT における最近接発光点の位置をもっともよく辿るように求められる。液体シンチレータとバッファオイルの反射率 n は実験室での測定から様々な波長光において 1.44 から 1.47 の間程度であることがわかっている。この測定値を用いて、バッファーオ

イル中、及び液体シンチレータ中でのミュオントラックの長さの計算のチューニングを行っている。

飛来したミュオンが低エネルギーであるため液体シンチレータ中で原子核に捕獲され止まってしまった場合、あるいは同時に複数のミュオンが飛来した場合にはこのトラック再構成のアルゴリズムは上手く機能しない。このようなミュオンは”miss-reconstructed-muon”とカテゴライズされ、全ミュオンの内0.7%程度存在する。

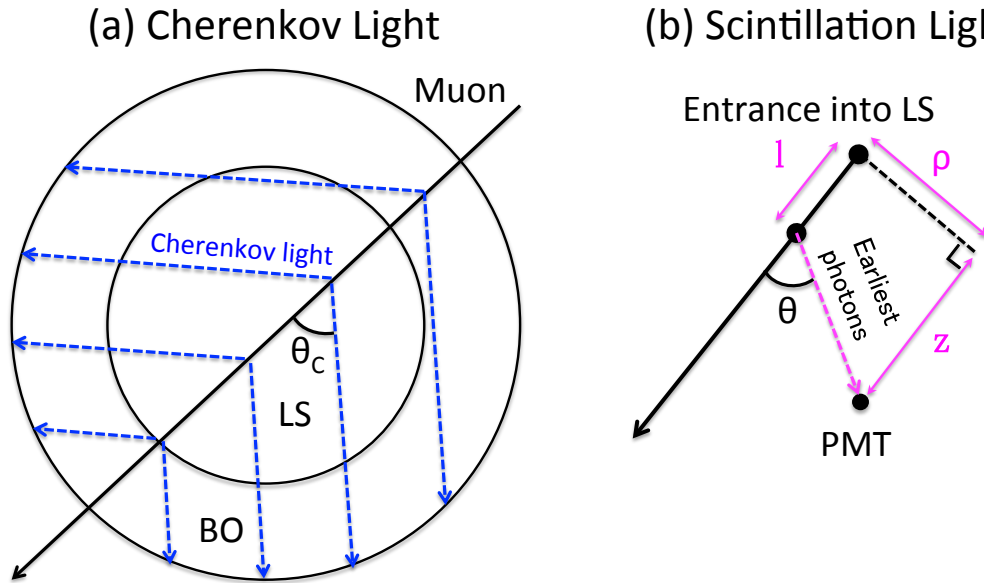


図 8.3: ミュオンの発光軌跡の概念図 : (a) チェレンコフ光 (b) シンチレーション光

8.2.3 ミュオントラックの再構成のパフォーマンス

17inch PMT の電荷の合計値と検出器の中心からのミュオントラックまでの距離 (衝突係数) の関係は図 8.4 のようになる。この際に miss-reconstructed muon は除いている。dL=650cm で電荷の急激な減少が見られるが、これはバルーンによる液体シンチレータとバッファオイルの境界面を表しており、中心から 650cm 以上の衝突係数のミュオンはバッファオイル層のみを通過しシンチレーション光を出せないためである。

シンチレータ中とバッファオイル中のミュオンの軌跡の長さや発光量の関係は図 8.5 のようになる。また、以下の式 8.2、及び式 8.3 で表される、チェレンコフ光による発光量とシンチレーション光による発光量をミュオンのトラックの長さで割った (dQ/dL) の分布は、バッファオイル中、及び液体シンチレータ中において図 8.6 のようになる。

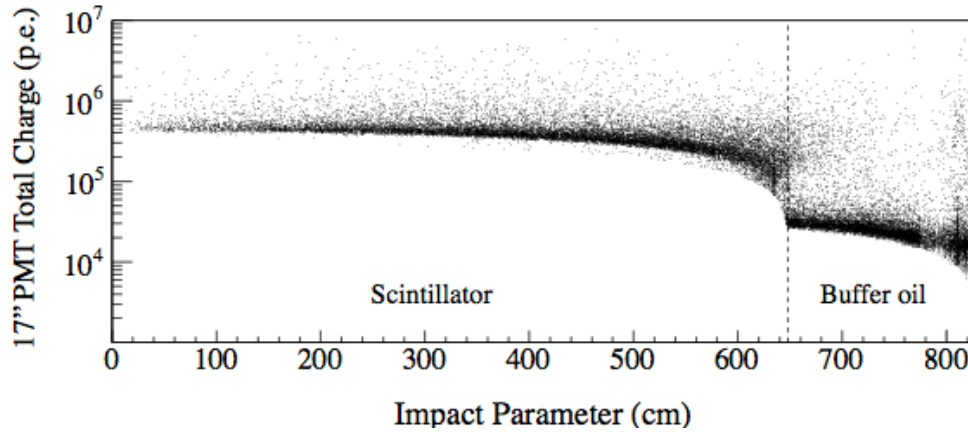


図 8.4: ミューオントラックの距離と 17inch PMT の合計電荷の相関

$$\left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Cherenkov} = \frac{Q_{17}}{L_{ID}} (r > 650cm) \quad (8.2)$$

$$\left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Scintillation} = \frac{Q_{17} - L_{ID}(dQ/dL)_{Cherenkov}}{L_{Scintillation}} \quad (8.3)$$

ここで、 r はミューオンの衝突係数、 L_{ID} 、 L_{LS} はそれぞれ内部検出器、液体シンチレータ中を走った時の軌跡の長さを表す。図 8.6 の分布のピークをガウシアンでフィットした時の中心値はそれぞれ、

$$\left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Cherenkov}^{ideal} = 31.45(p.e/cm) \quad (8.4)$$

$$\left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Scintillation}^{ideal} = 629.4(p.e/cm) \quad (8.5)$$

となり、シンチレーション光の単位長さあたりの発光量はチェレンコフ光の約 20 倍になる。これらの値に対して”残留電荷”(ΔQ) という以下の式 8.6 で表されるようなパラメータを定義する。このパラメータは液体シンチレータ内でミューオンが引き起こすシャワーの効果を表すパラメータであり、 ΔQ が大きいミューオン程核破碎反応による生成物の生成確率が高くなる。 ΔQ が大きいミューオンは直後のアフターパルスが寄与する時間も長くなり、特に $\Delta Q > 10^6 p.e.$ のミューオンはシャワーによる効果が非常に大きいため、シャワーリングミューオンと定義している。

$$\Delta Q = Q_{ID} - L_{ID} \left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Cherenkov}^{ideal} - L_{Scintillation} \left(\frac{dQ}{dL}\right)_{Scintillation}^{ideal} \quad (8.6)$$

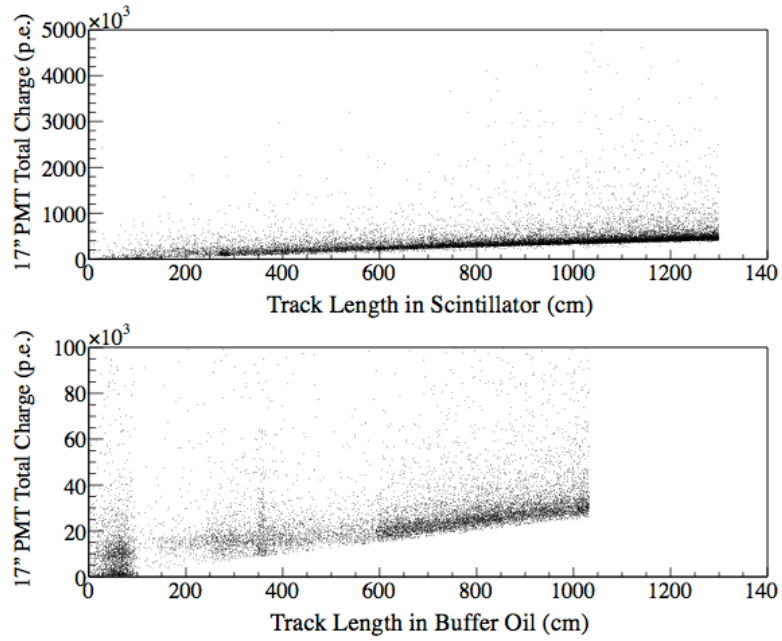


図 8.5: トラックの長さとの発光量の関係

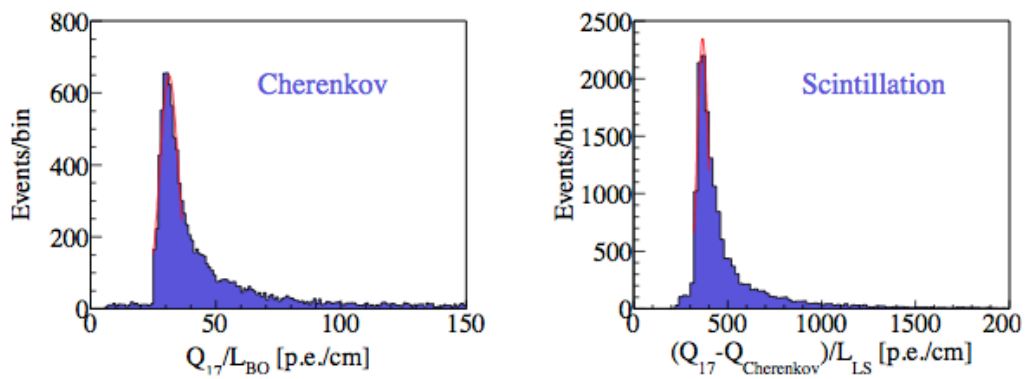


図 8.6: トラックの長さで規格化した発光量の分布

8.3 熱中性子捕獲イベント候補の選定

本節では、第7章で述べた新トリガーを用いて MoGURA で取得した宇宙線ミュオン後の波形の中から熱中性子捕獲事象の選定を行う。

8.3.1 マルチフォトンにおける位置再構成

熱中性子が陽子に捕獲されるまでの寿命は $200\mu\text{sec}$ 程度である。従って、宇宙線ミュオンによるアフターパルスが収まっていない領域の中でも、捕獲の際に放出される γ 線が多数 PMT に入射する。従って1つの PMT からの波形の中に複数の信号が入っている可能性が高いため、熱中性子捕獲事象の位置再構成の際には通常のシングルフォトン想定した位置再構成ではなく、マルチフォトン想定した位置再構成を行っている。

2.47MeV の γ 線を放出する ^{60}Co の放射線源を KamLAND の中心にインストールしてそれぞれのフィッターで位置の再構成を行った所、図 8.7 のような分布になった。この結果からそれぞれの Vertex Fitter における 2.47MeV での分解能はシングルフォトンで 24.8cm、マルチフォトンで 27.6cm 程度になる。

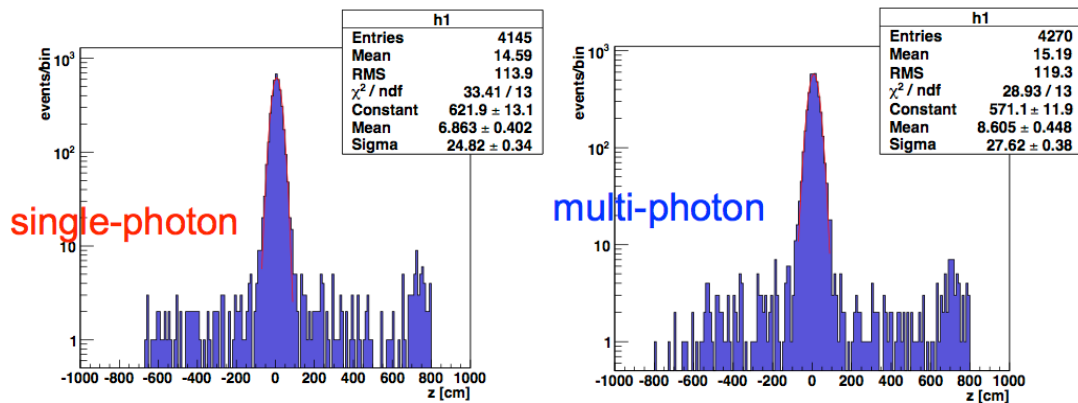


図 8.7: 各 Vertex Fitter の分解能

8.3.2 熱中性子捕獲イベントのピーク検出

Multi Photon Vertex fitter による位置再構成後、Time-Of-Flight を減算した後の各 PMT の時間分布は図 8.7 のようになる。この分布は、Vertex fitter の精度によるずれの他に、アフターパルスによるノイズが入る効果により中心値からのずれが生じる。

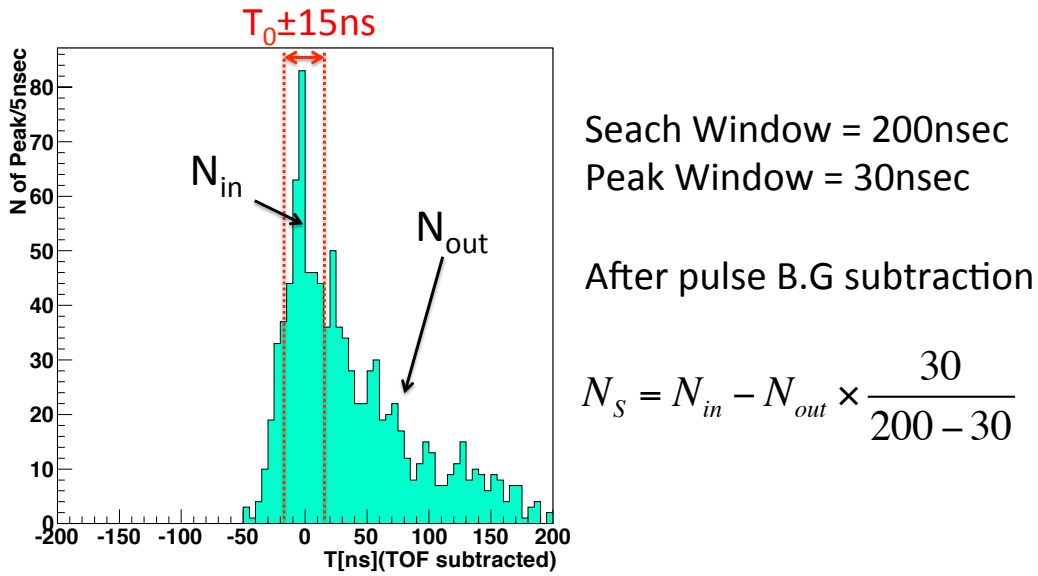


図 8.8: TOF 減算後の各 PMT の Hit の Timing 分布

このような、ノイズによる位置再構成のずれを少なくするために、取得した波形のすべてを用いず、TOF 減算後の PMT Hit の時間分布の中心値からのずれがもっとも小さくなる領域をサーチし Vertex reconstruction をしている。手法としては、図 8.8 の Hit timing 分布に対して、±15nsec 以内にあるピークの数 N_{in} 、それ以外の部分を N_{out} と定義する。 N_{in} から規格化した N_{out} の値を引いたものを N_s と定義し、この値が最大となるような波形領域を Vertex reconstruction に用いる。この中性子ピーク探索の概念図を表したものが図 8.9 である。

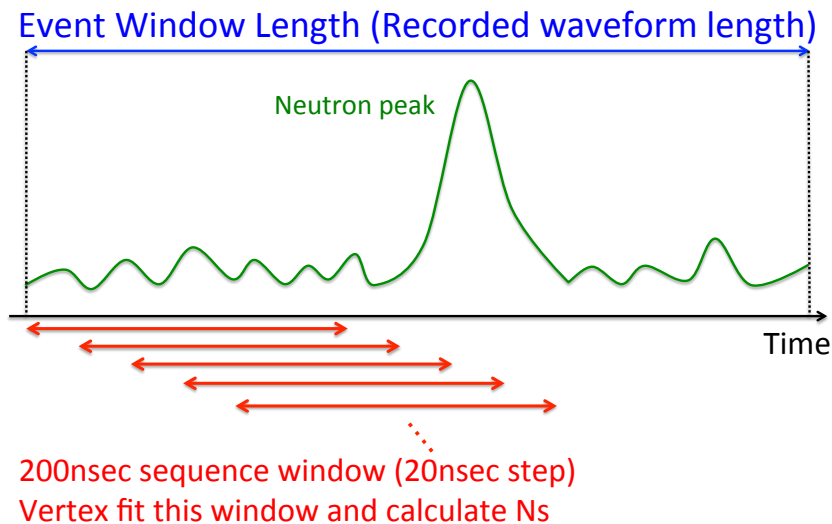


図 8.9: 波形中の中性子ピーク探索の概念図

中性子ピーク検出の手順は、以下の通りである。

1. 波形の開始地点から 200sec の Sequence Window を開き、Vertex fit を行う。
2. Vertex fit の結果から TOF を計算し、PMT の Hit timing 分布を作る。
3. PMT の Hit timing 分布から N_s を算出。
4. 1~3 の手順を 20nsec ステップごとに行い N_s の最大値を求める。
5. N_s が最大となった時の位置を中性子捕獲事象の候補にする。

以上のような手法で算出した N_s の宇宙線ミュオンからの時間分布は図 8.10 のようになっている。

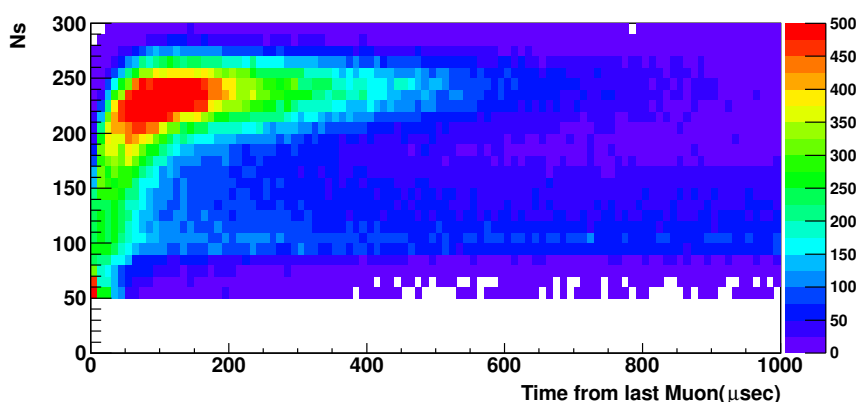


図 8.10: 中性子候補イベントの N_s の宇宙線ミュオンからの時間分布

この分布には大きく 3 つの構造があり、1 つは N_s が 200 から 250 の領域にあるバンドでミュオンとの時間差が小さくなるとともにイベント数が増加し、 N_s のバンドが下がっていく構造である。2 つ目の構造はミュオンとの時間相関をほとんど持たない $N_s=100$ 近辺に分布するバンドである。3 つ目の構造は、ミュオンからの時間が $300\mu\text{sec}$ 以下、 N_s が 100 から 150 の所で顕著に見られる構造で、ミュオンとの時間差が小さくなるにつれて広がりを持つ。

2 つ目の分布はミュオンと時間相関を持たないことから、ミュオンによる原子核破碎生成物以外のアクシデンタルなバックグラウンドであると考えられる。この中性子候補イベントの位置分布を表しているものが図 8.11 である。イベントの分布を見ると、バルーンのフィルム上、及びミニバルーンに接続されているコルゲート管、及びピーク材の部分に集中しているのがわかる。宇宙線ミュオンに起因する中性子捕獲イベントは KamLAND 内で一様に分布するはずなので、図 8.10 の N_s の分布には、これらの物質が多い部分によるバックグラウンドの寄与が含まれている。

バルーン内に含まれる放射性不純物による影響を調べるために、図 8.10 の分布を 550cm の内外について見た所、それぞれ図 8.12 のような分布になった。これらの分布からわかるように、 $N_s=100$ のバンド構造はバルーン内に含まれる放射性不純物に起因する。

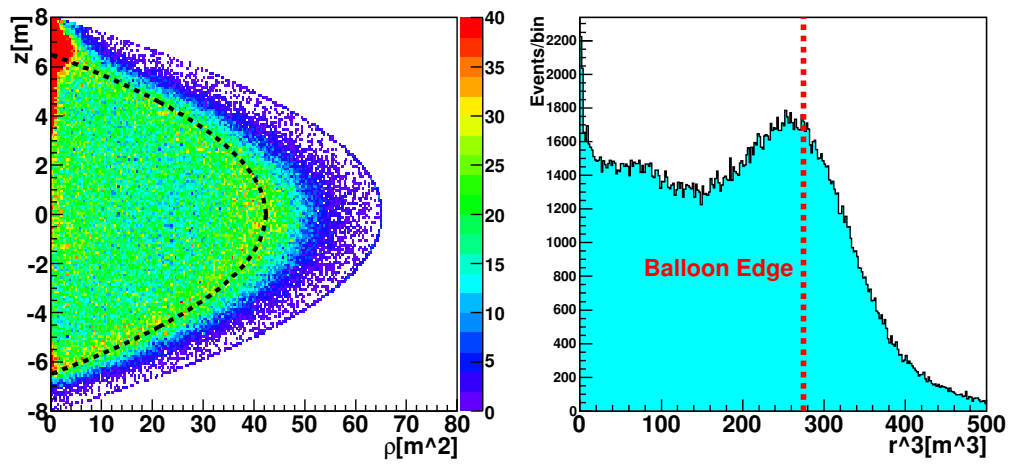


図 8.11: 中性子候補イベントの位置分布

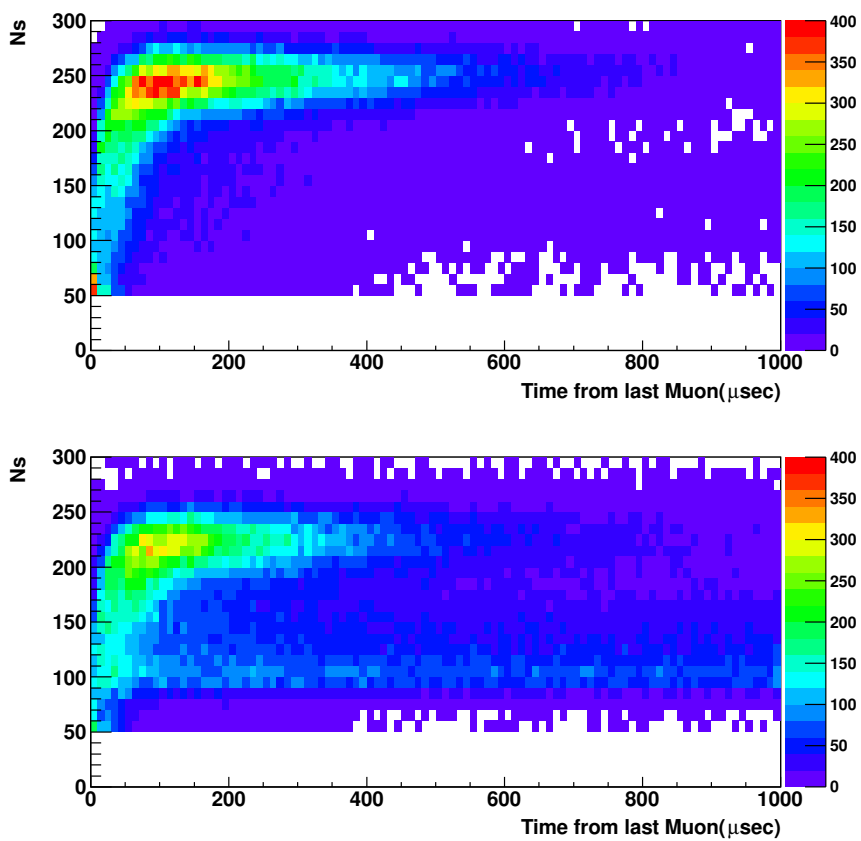


図 8.12: KamLAND 中心から 550cm 内外での N_s の時間分布 : (上図)550cm 内 (下図)550cm 外

バルーンエッジとコルゲート管、ピーク材によるバックグラウンドを取り除くために、 $R < 550\text{cm}$ 、中心軸からの距離 $dr > 150\text{cm}$ で体積カットをした際の $\Delta Q < 10^7$ 以下の宇宙線ミュオンによる中性子候補イベントの位置分布は次の図 8.13 のようになる。

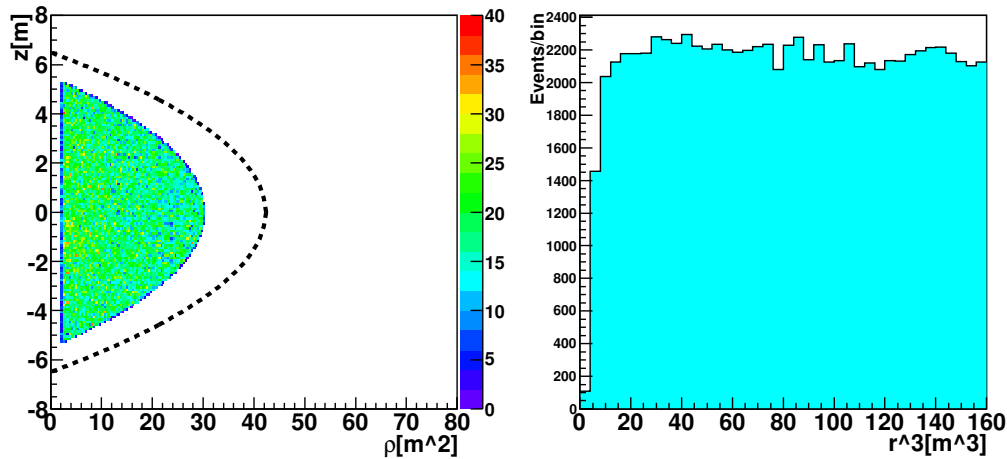


図 8.13: 中性子候補イベントの位置分布

この分布より、中性子の位置分布は物質量が集中している所以外ではほぼ一様に分布していると言える。

次に、 $N_s=250$ 近辺のバンド構造がミュオンから $100\mu\text{sec}$ 以下で急激に N_s の値が減少している理由についてであるが、この原因は $100\mu\text{sec}$ 以下ではアフターパルスの影響が大きく、中性子捕獲イベントのピークがアフターパルスに埋もれてしまうためであると考えられる。典型的なミュオン直後の N_{Hit} の分布は前章の図 7.9 のような分布をしており、 $100\mu\text{sec}$ 以下の領域ではミュオンによるシャワーの効果で N_{Hit} のベースラインが上昇している。そのため、1つの PMT に中性子捕獲イベントの際の光子と、アフターパルスがほぼ同時に入る可能性が高くなり、2つのイベントを 1Hit として扱ってしまう。そのためアフターパルスによる Hit と中性子捕獲イベントの Hit の差分である N_s は相対的に下がる方向に行く。アフターパルスによる N_{Hit} のベースライン上昇の持続時間は入射してきた宇宙線ミュオンの残留電荷 ΔQ の大きさに依存し、 ΔQ が大きくなればなるほどベースラインの上昇量と上昇期間は増える。 $R > 550\text{cm}$ の領域を Veto したシャワーリングミュオン ($\Delta Q > 10^6\text{p.e.}$) とノンシャワーリングミュオン ($\Delta Q < 10^6\text{p.e.}$)、ハイシャワーリングミュオン ($\Delta Q < 10^7\text{p.e.}$) の N_s の時間分布は、それぞれ図 8.14 のようになる。

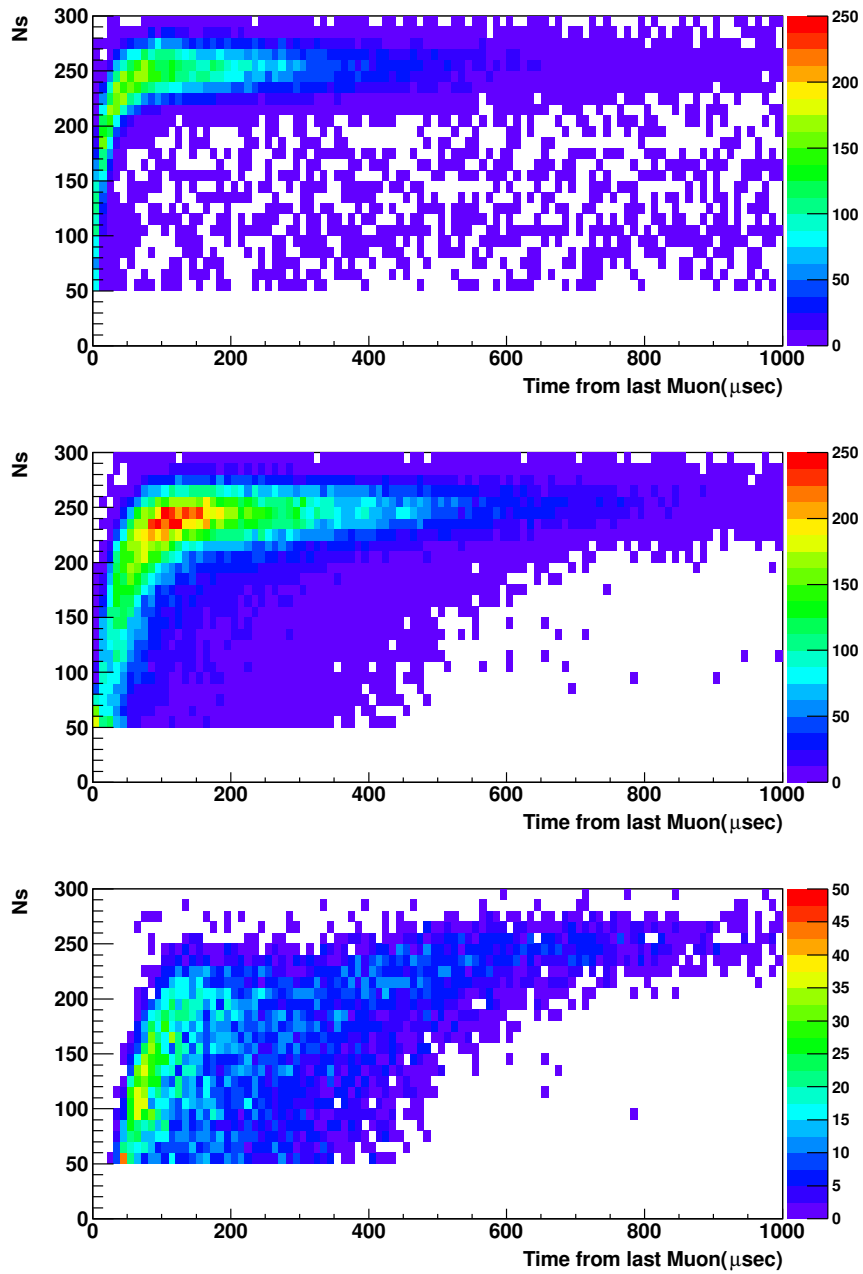


図 8.14: ΔQ 別の N_s の時間分布 : (上図) ノンシャワーリングミュオン ($\Delta Q < 10^6 \text{p.e.}$) (中図) シャワーリングミュオン ($\Delta Q > 10^6 \text{p.e.}$) (下図) ハイシャワーリングミュオン ($\Delta Q > 10^7 \text{p.e.}$)

この分布からもわかるように、 ΔQ の値が高くなればなるほどミュオン直後からはなれた所でも N_s の値が減少する。特にハイシャワーリングミュオンにおいてはその傾向が大きく、 $200\mu\text{sec}$ 付近でも N_s が著しく減少している。図 8.10 で見られた $300\mu\text{sec}$ 以下の N_s が 100 から 150 にかけての広がりはこのハイシャワーリングミュオンによる影響によるものである。

$R < 550\text{cm}$ 、中心軸からの距離 $r < 150\text{cm}$ の体積カットと残留電荷が $\Delta Q < 10^7\text{p.e.}$ 以下のミュオンをセレクションしたエネルギー分布を表したものが図 8.15 のヒストグラムである。左の分布は緑がミュオンからの時間が $300\mu\text{sec}$ から $600\mu\text{sec}$ の分布であり、灰色が $700\mu\text{sec}$ から $1000\mu\text{sec}$ の分布である。右図は左図の2つのヒストグラムの差をとったものである。この時間領域ではミュオンによるアフターパルスはほぼ取まっており、エネルギー再構成への影響はほとんどないと考えてよい。構造としては 2.0MeV 近辺の領域に高いピークがあり、 4.5MeV 近辺に低いピークがある。ミュオンから 1msec 以内に観測されると期待されるイベントとしては第5章の表 5.1 から熱中性子の陽子への捕獲と ^{12}C の原子核への捕獲が主である。陽子に捕獲される際に放出する γ 線のエネルギーは KamFEE で 2.2MeV 、 ^{12}C の原子核の時は 4.9MeV に相当するエネルギーを放出する。現在 MoGURA は 2011 年 2 月に行ったソースキャリブレーション時に比べて Bad Channel 数が全体の 5% 程度増加している。そのためエネルギーを再構成するための PMT からの総電荷の値が小さくなっているため以前と比較して再構成されるエネルギーの値が相対的に小さく見える可能性がある。従って 2.0MeV のピークは熱中性子の陽子への捕獲に対応し、 4.5MeV のピークが ^{12}C の原子核への捕獲に対応している。

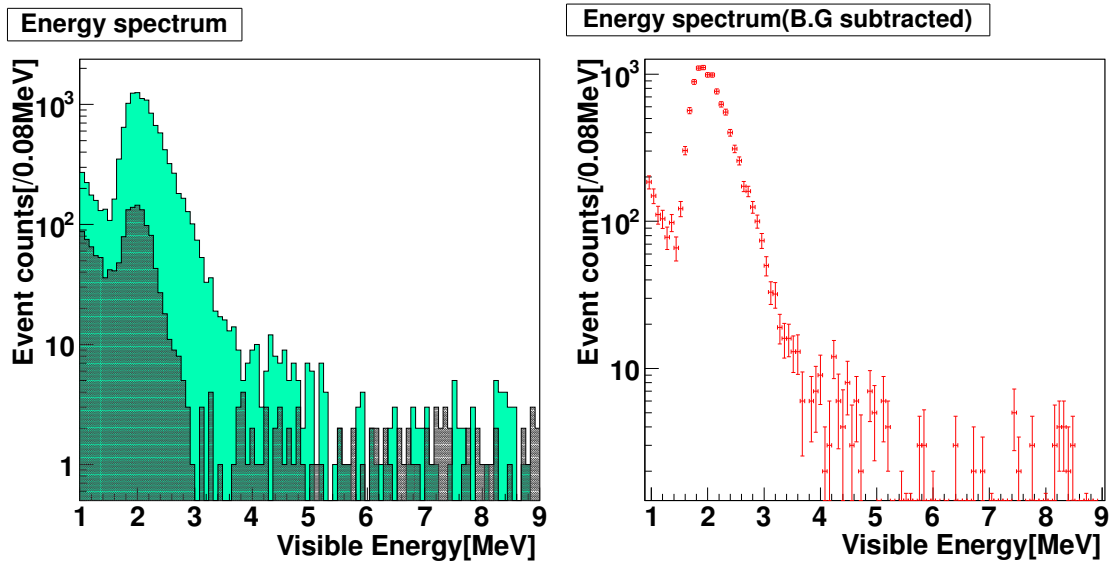


図 8.15: 中性子捕獲イベント候補のエネルギー分布：左図は $300\text{-}600\mu\text{sec}$ の On time 領域 (緑) と $700\text{-}1000\mu\text{sec}$ の Off time 領域 (灰色) のエネルギー分布を表したもので、右図は On time から Off time を差し引いたものを表している。

8.3.3 中性子捕獲効率

以上のことより、 $N_s=250$ のバンド構造が熱中性子捕獲事象に対応するイベントであることがわかる。この $N_s=250$ のバンドはミュオンとの時間差 ΔT が小さくなるにつれてアフターパルスの影響で小さくなるため、 $N_s=50$ の閾値による中性子セレクションの Efficiency は下がっていく。実際にこの解析における中性子検出の Efficiency を評価する際には、熱中性子捕獲の崩壊曲線をフィッティングする必要があるが、その際には N_s のセレクションによる中性子捕獲の Efficiency が十分高い領域をフィッティング領域として用いなければならない。このフィッティング領域を決定するために N_s のミュオンからの時間分布に対して $100\mu\text{sec}$ ごとの N_s によるセレクションの Efficiency を評価した。図 8.16 は ΔT が $300\mu\text{sec}\sim 400\mu\text{sec}$ の間にある N_s のヒストグラム (水色) と $900\mu\text{sec}\sim 1000\mu\text{sec}$ の間のヒストグラム (灰色) である。イベントのセレクションは $\Delta Q < 10^7$ 、 $R < 550\text{cm}$ のイベントを用いた。

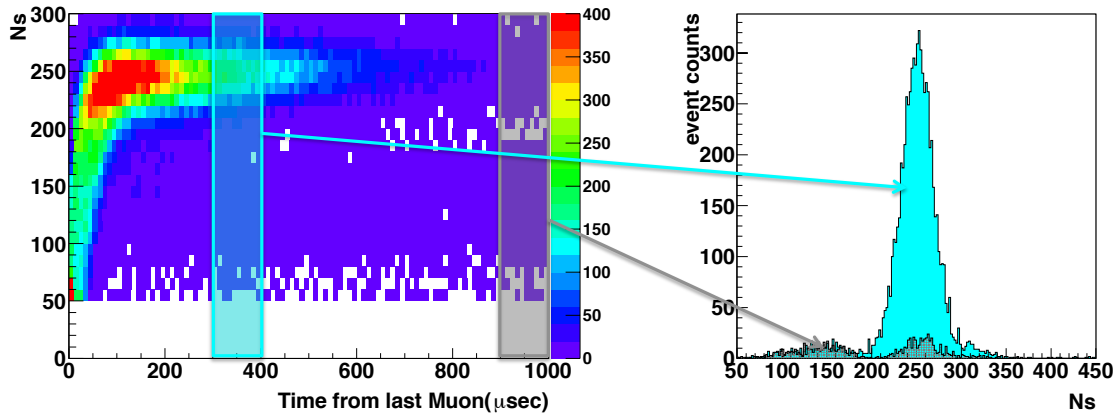


図 8.16: $100\mu\text{sec}$ 間の N_s 分布

ΔT が $0\mu\text{sec}$ から $900\mu\text{sec}$ の領域を $100\mu\text{sec}$ ごとに区切り、 $900\mu\text{sec}\sim 1000\mu\text{sec}$ 間のヒストグラムとの差をとった分布に対してガウシアンでのフィッティングを施したものが図 8.17 である。

この分布より、 $100\mu\text{sec}$ 以下では $N_s=50$ 以下の領域で中性子候補のイベントを切り捨てているが、 $100\mu\text{sec}$ 以降ではほぼ 100% の中性子候補イベントが $N_s=50$ 以上に入っていると見える。また、フィッティングの終端を $1000\mu\text{sec}$ に固定して開始位置を $0\mu\text{sec}$ から $10\mu\text{sec}$ ずつずらした時の中性子の捕獲時間の分布は図 8.18 のようになる。

図 8.18 からわかるように、フィッティング開始地点における中性子捕獲の寿命は $100\mu\text{sec}$ 近辺で安定している。従って中性子の検出効率を求める際のフィッティングには $100\mu\text{sec}$ 以降の領域を使う。このフィット領域を用いた、 $\Delta Q < 10^7$ でシャワーリングカット、 $R < 550\text{cm}$ で体積カットした時の熱中性子捕獲イベントの陽子への曲線は図 8.19 のようになる。このとき、フィッティングには以下の関数 8.7 を用いた。

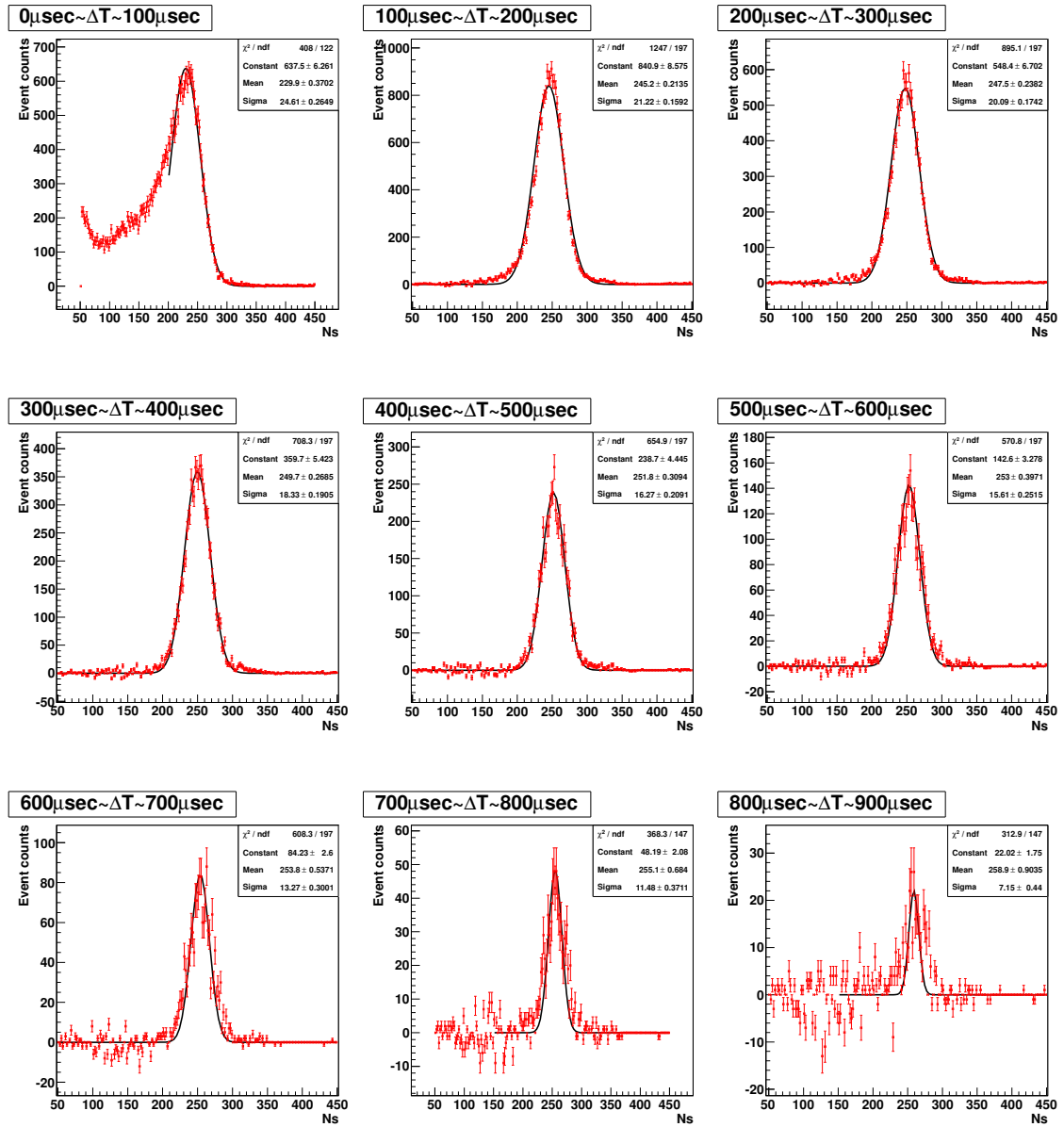


図 8.17: ノンハイシャワーリングミュオン起因の各時間領域での N_s の分布

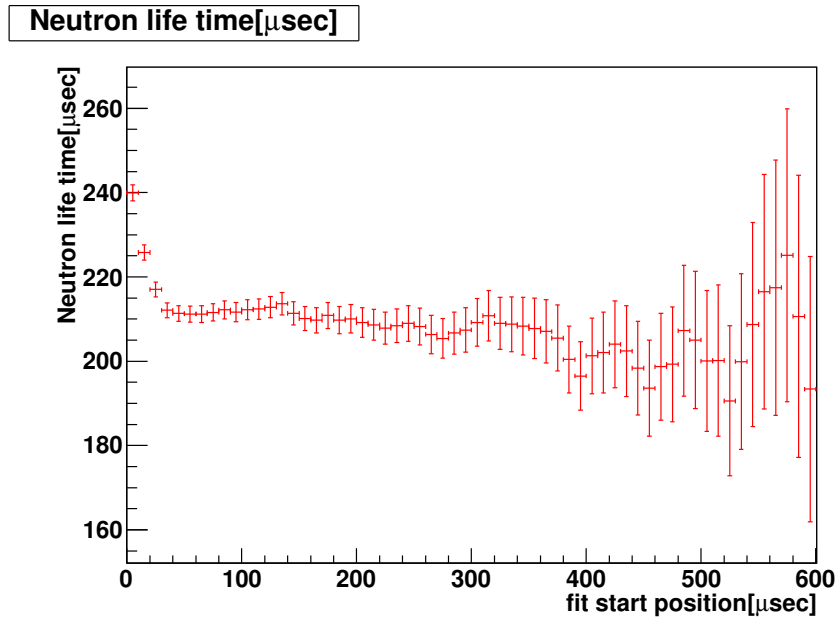


図 8.18: フィッティング領域における中性子捕獲の寿命変化

$$f(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \text{const} \quad (8.7)$$

フィッティングパラメータは N_0 、熱中性子捕獲の寿命 τ 、バックグラウンド const の3つである。

ノンハイシャワーリングミュオンにより生成される1日あたりの熱中性子捕獲イベントの数は 2473 ± 12.3 [events/day/kton] となり、寿命は $209.5 \pm 1.9 \mu\text{sec}$ 、中性子イベント検出の Efficiency は $96.7 \pm 1.0\%$ となる。

Efficiency の評価の際には以下の式を用いて誤差の評価を行っている。

$$\begin{aligned} S &= \int_0^T f(t) dt \\ &= N_0 \tau \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)\right) + CT \\ &= S(N_0, \tau, C) \end{aligned} \quad (8.8)$$

$$\delta S = \sqrt{\left(\frac{\partial S}{\partial N_0} \delta N_0\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial \tau} \delta \tau\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial C} \delta C\right)^2} \quad (8.9)$$

$$\text{Efficiency} = \frac{\sum \text{observed}}{S + \delta S} \quad (8.10)$$

また、全ミュオンに対しての熱中性子捕獲曲線は図 8.20 のようになる。1日あたりの熱中性子捕獲イベントの数は 2858 ± 44.5 [events/day/kton] となり、寿命は $213.9 \pm 4.5 \mu\text{sec}$ 、中性子イベント検出の Efficiency は $96.2 \pm 3.3\%$ となる。

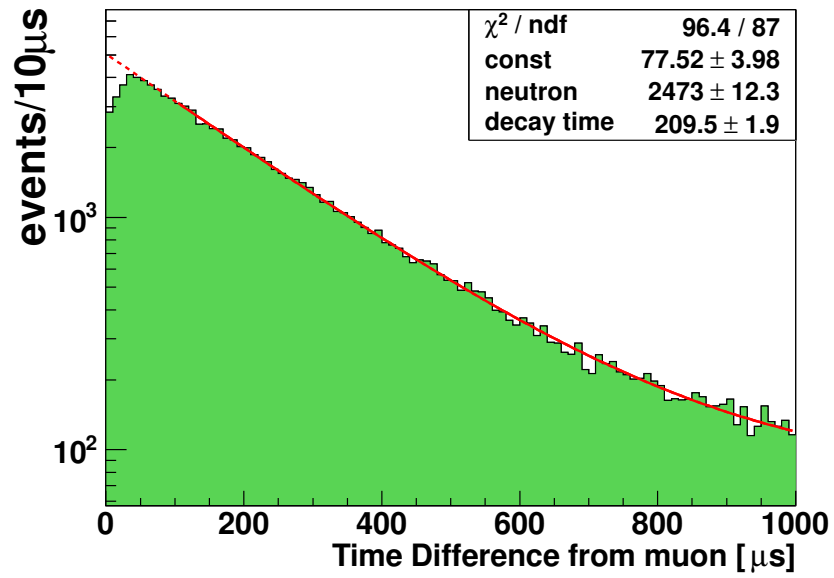


図 8.19: ノンハイシャワーリングミュオンに対する熱中性子捕獲曲線

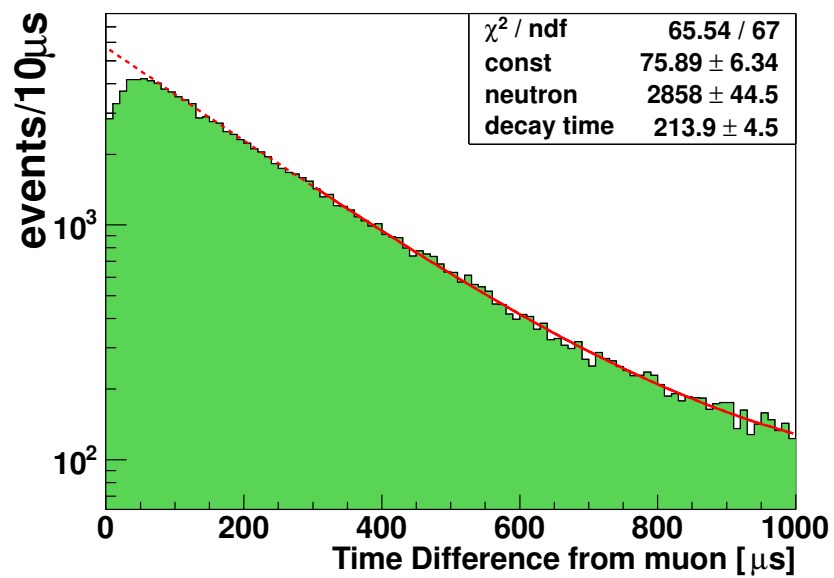


図 8.20: 全ミュオンに対する熱中性子捕獲曲線

8.4 これまでのトリガーとの比較

新トリガーインストール以前の Single トリガーによる熱中性子捕獲イベントの崩壊曲線は図 8.21 のようになっており、このトリガーによる熱中性子捕獲イベントの検出効率はノンハイシャワーリングミュオンにおいて $76.59 \pm 2.78\%$ 、全ミュオンについては $70.41 \pm 6.03\%$ であった。従って新トリガーの導入により、宇宙線ミュオン後の中性子捕獲イベントの検出効率は 20% 程度向上した。また、 ΔQ が 10^7 p.e. 以上の極めて高エネルギーのハイシャワーリングミュオンにより生成された中性子の捕獲曲線は図 8.25 のようになっており、以前のトリガーでは $400 \mu\text{sec}$ 程度までアフターパルスの影響を受けていたのに対して、新トリガーでは大幅な改善が見られた。

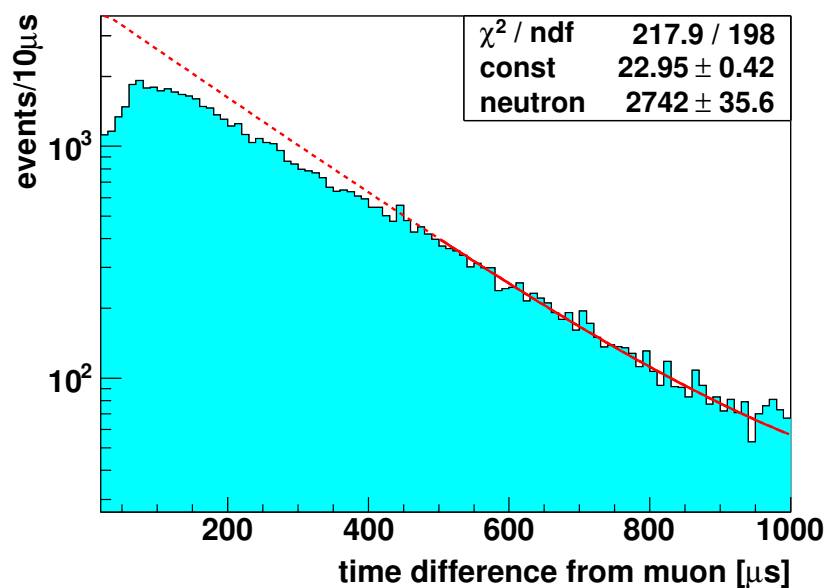


図 8.21: Single トリガーによる中性子捕獲曲線

また、 $\Delta Q < 10^6$ p.e. のミュオンによる熱中性子捕獲曲線は図 8.22、 10^6 p.e. $< \Delta Q$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線は図 8.23、 10^6 p.e. $< \Delta Q < 10^7$ p.e. のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線は図 8.24、 10^7 p.e. $< \Delta Q$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線は図 8.25 のようになっている。

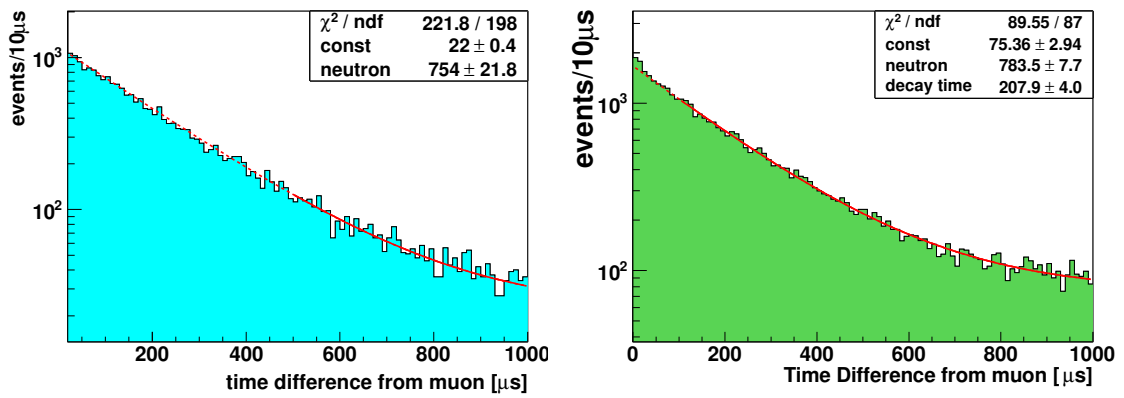


図 8.22: $\Delta Q < 10^6 \text{p.e.}$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線:(左)Single トリガー、(右)新トリガー

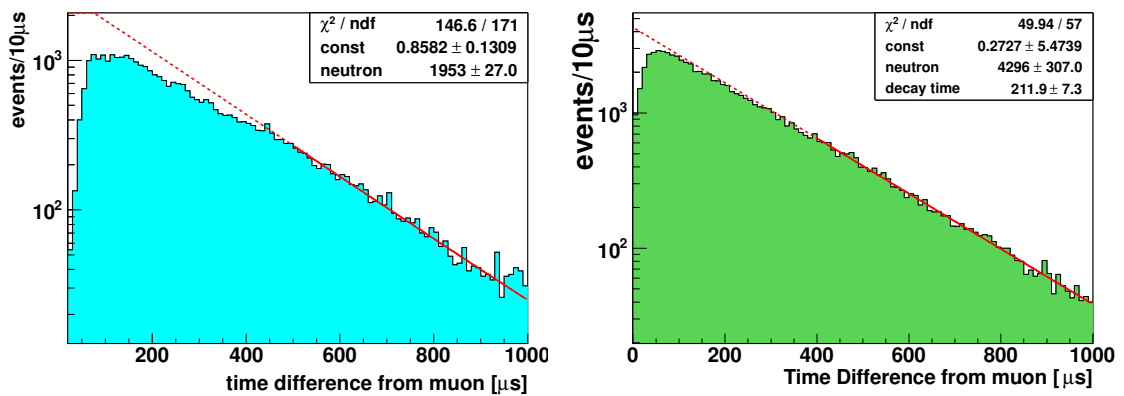


図 8.23: $10^6 \text{p.e.} < \Delta Q$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線:(左)Single トリガー、(右)新トリガー

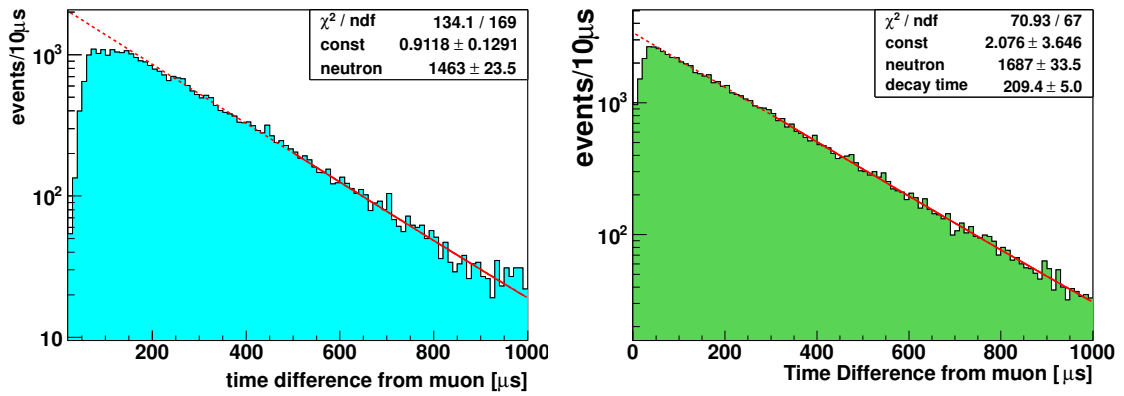


図 8.24: $10^6 \text{p.e.} < \Delta Q < 10^7 \text{p.e.}$ のミュオンに対する熱中性子捕獲曲線：(左)Single トリガー、(右)新トリガー

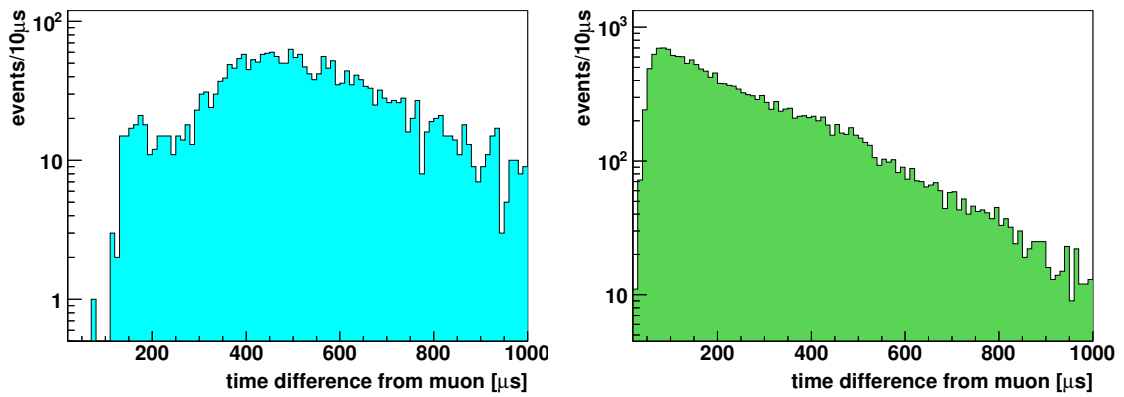


図 8.25: ハイシャワーリングミュオンに対する熱中性子捕獲曲線：(左)Single トリガー、(右)新トリガー

8.5 ^{10}C 崩壊イベントの選定

本節では、宇宙線ミュオンと新トリガーにより検出した中性子とのコインシデンスをとり、 ^{10}C 崩壊のタグ付けを行う。

8.5.1 選定条件

^{10}C 崩壊のイベントの選定には宇宙線ミュオン、熱中性子捕獲イベントとの空間的・時間的相関を見る。具体的な ^{10}C 探索の手順は以下のような順序になっている。

1. ミュオンから 300sec 以内の 2.0-4.0MeV のイベントを探す。
2. 1 で探したイベントの位置から dR ないにある中性子イベントの数を数える。
3. 2 で探した中性子の数が 1 個以上のものを ^{10}C 崩壊の候補にする。

手順 1 で ^{10}C 候補の低エネルギーイベントを探す際には、中性子を ^{10}C の候補に入れないうためにミュオン直後 2msec を除去している。これによる ^{10}C の Inefficiency への寄与は 0.01% 以下である。また、中性子はミュオンから $10\mu\text{sec}\sim 1200\mu\text{sec}$ のものを選定している。このセレクションを模式的に表したものが図 8.26 であり、 ^{10}C と宇宙線ミュオンの距離 dL、中性子との距離 dR、dR 内の中性子の数 NofNeutron というパラメータに対して以下のような条件で選定を行っている。

- $dR < 150\text{cm}$
- $\text{NofNeutron} > 0$
- $R < 400\text{cm}$

ここで $R < 400\text{cm}$ という有効体積の制限をかけたのは、 $R+dR$ が 550cm を超えてしまうとバルーンによる中性子のアクシデンタルバックグラウンドが増加するためである。

以上のような条件でセレクションを行った結果、 ^{10}C 候補イベントの位置分布は図 8.27 の左図のようになった。点線部分はミニバルーンによる境界線を表しておりミニバルーンの底、及び $z=4\text{m}$ 付近にイベントが集中してしまっている。ミニバルーン下部のイベントは、今回解析に用いたデータセットが ^{136}Xe 回収のために液体シンチレータの循環を行った期間のデータを用いているためである。循環の際にはミニバルーンの下部にテフロンチューブをインストールしそこから ^{136}Xe を含まないダミーの液体シンチレータを投入したため主に ^{222}Rn がバックグラウンドとなっている。また、 $z=4\text{m}$ の箇所にはフィルムパイプにコルゲート管が接続されているため、そのコルゲート管に含まれる放射性不純物がバックグラウンドになっている。

今回の ^{10}C タギングの解析では、これらのバックグラウンドが多い領域を除き ^{10}C の崩壊数を正しく評価するため、 $R < 400\text{cm}$ のカットに加え $R > 200\text{cm}$ によるミニバルーンのカットと、中心軸からの距離 $dr > 150\text{cm}(z > 0)$ によるコルゲート管のカットを行っている。このカットを施した後の ^{10}C 候補イベントの位置分布は図 8.27 の右図のようになっている。

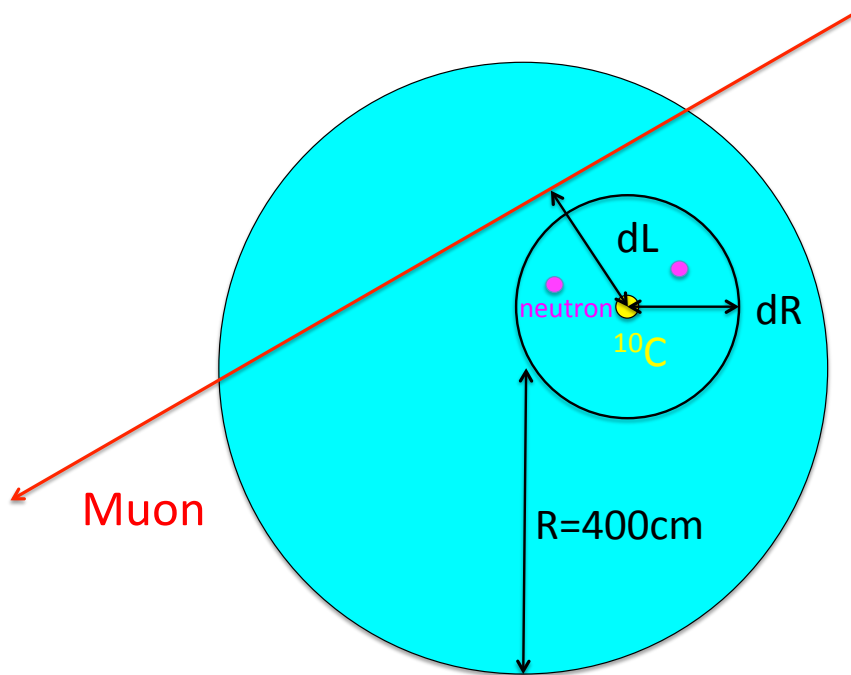


図 8.26: ^{10}C 崩壊探索の手法

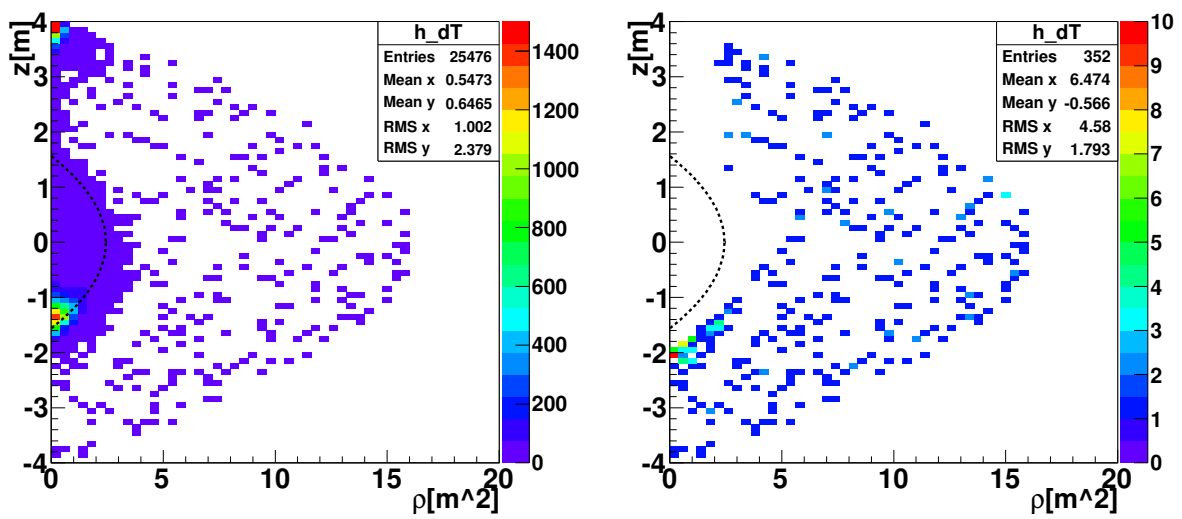


図 8.27: ^{10}C 崩壊候補イベントの位置分布

8.5.2 ^{10}C 以外の原子核破碎生成核の寄与

宇宙線ミュオンにより生成される原子核破碎核は表 5.1 のような核種があり、その中のいくつかは ^{10}C のエネルギースペクトルとエネルギー領域がかぶり、 ^{10}C に対するバックグラウンドとなる。これらの崩壊核の低エネルギー側のエネルギースペクトルを表したものが図 8.28 である。

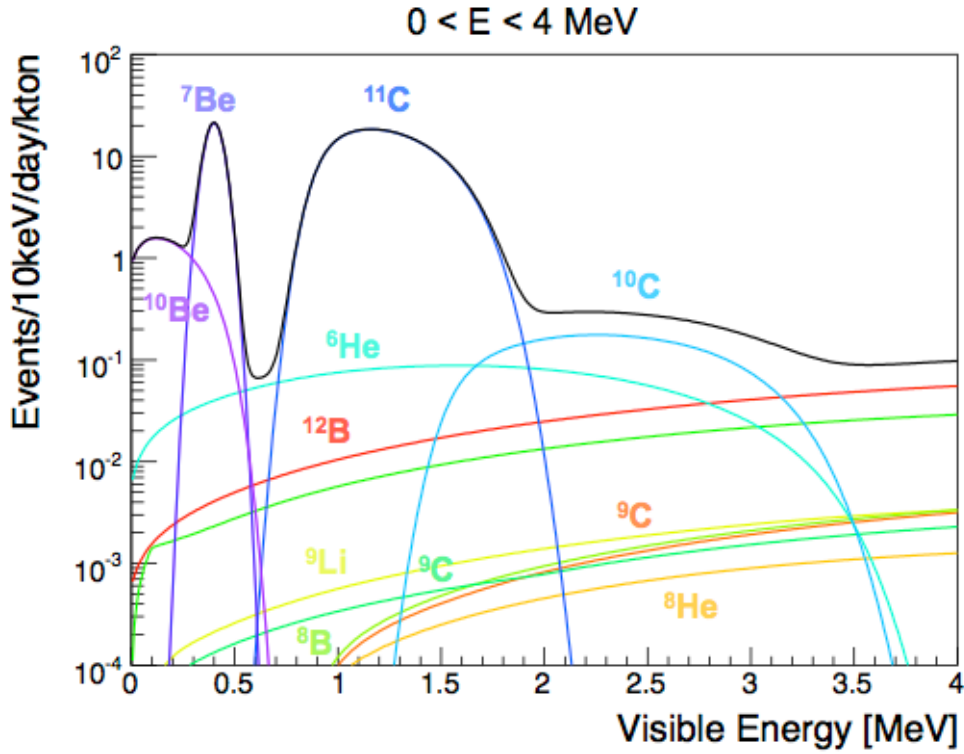


図 8.28: 原子核破碎により生成される低エネルギー崩壊核のエネルギースペクトル

この中で寿命が ^{10}C と同程度、あるいは短く ^{10}C に対して大きく寄与するものは以下のような表 8.1 の核種が考えられる。

生成核	寿命	崩壊モード	E[MeV]	生成量 [events/day/kton]
^6He	1.16 [sec]	β^+	3.51	-
^{12}B	29.1 [msec]	β^+	13.4	54.8
^8Li	1.21 [sec]	β^+	6.0	15.6
^9C	182.5 [msec]	β^+	16.5	3.8
^8B	1.11 [sec]	β^+	18.0	10.7
^8He	171.7 [msec]	$\beta^-(84\%), \beta^- + n(16\%)$	10.7	0.9
^9Li	257.2 [msec]	$\beta^-(50%), \beta^- + n(50\%)$	13.6	2.8

表 8.1: ^{10}C に対するバックグラウンドとなる原子核破碎生成核

これらの核種はいずれも ^{10}C に対して短寿命なため、ミュオンから 5sec Veto するこ

とで 99.84%除去可能である。

8.5.3 選定結果

以上のような選定基準に基づき ^{10}C 崩壊イベントのセレクションを行った結果、ミュオンからの時間分布は次の図 8.29 のようになった。

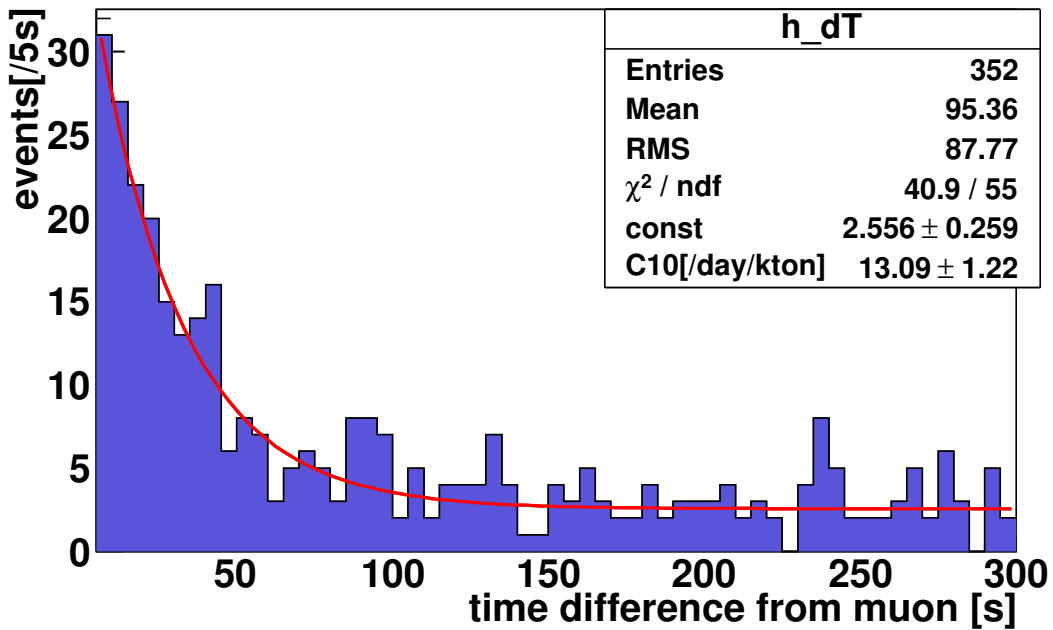


図 8.29: ^{10}C の崩壊曲線

この崩壊曲線のフィッティングには以下の式のような、 ^{10}C の崩壊寿命を 27.8sec にフィックスしたものを用いており、有効体積で規格化した ^{10}C 崩壊のイベント数は 13.09 ± 1.21 [/day/kton] となっている。

$$f(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{27.8[\text{sec}]}\right) + \text{const} \quad (8.11)$$

また、5sec から 150sec のオンタイムから 155sec から 300sec のオフタイムのイベントを引いたエネルギースペクトルは次の図 8.30 のようになっている。2.0MeV 以下の Veto されているイベントの割合は、シミュレーションによるエネルギースペクトルと KamLAND のエネルギーバイアスの効果を考慮すると $26.5 \pm 3.5\%$ となる。また、 ^{10}C の宇宙線ミュオンからの距離の分布と、最も近い中性子からの距離の分布はそれぞれ図 8.31、図 8.32 のようになっている。

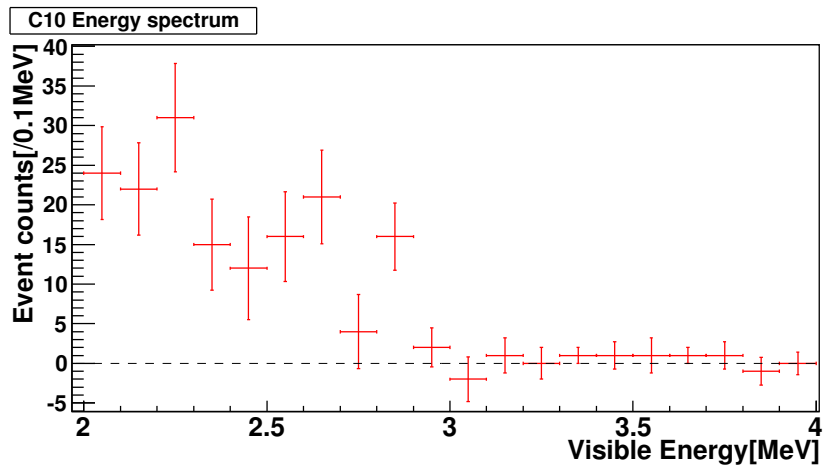


図 8.30: ^{10}C 崩壊のエネルギースペクトル

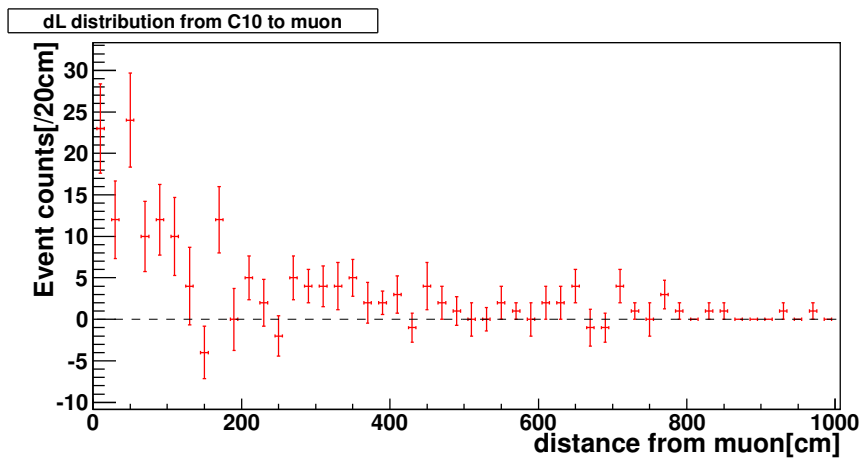


図 8.31: ^{10}C 崩壊と宇宙線ミューオンの距離

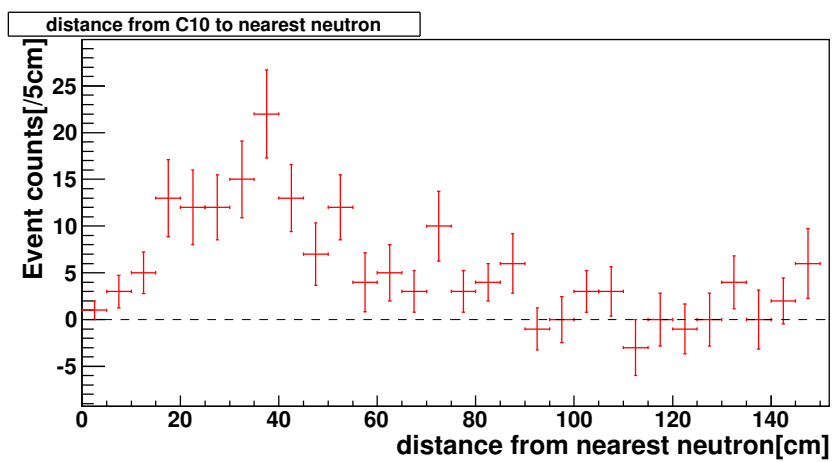


図 8.32: ^{10}C と最近接中性子イベントの距離

従ってこのエネルギースペクトルの 2.0MeV 以下 Veto の効果を加味した上での ^{10}C 崩壊の数は $17.8 \pm 1.8[\text{events/day/kton}]$ となる。過去の研究 [1] から中性子を出さない生成過程を含めた ^{10}C の生成数は $21.1 \pm 1.8[\text{events/day/kton}]$ であり、この解析でタギングできた ^{10}C 崩壊の割合は $84.4 \pm 11.2\%$ である。この値は新トリガーインストール前の ^{10}C タギングの値 $64.1 \pm 18.5\%$ [27] と比較して約 20%程度向上している。

^{10}C の生成確率は ΔQ の値に依存し、 ΔQ が大きい程 ^{10}C の生成確率は大きくなる。 ^{10}C 生成時の宇宙線ミュオン ΔQ の分布を表したものが図 8.33 である。このヒストグラムの ^{10}C セレクションにはミュオンから 90sec 以下のものを用いた。この結果から、生成される ^{10}C は 71.5%がシャワーリングミュオン以上の高エネルギーミュオンによって生成されることがわかる。また、 ^{10}C から 150cm 以内の中性子の個数の ΔQ 分布を表したものが図 8.34 であり、 ΔQ の値が大きくなるにつれて ^{10}C 近傍の中性子の数も増えるということになる。図 8.35 は ^{10}C から 150cm 以内の中性子数の分布を表したものである。

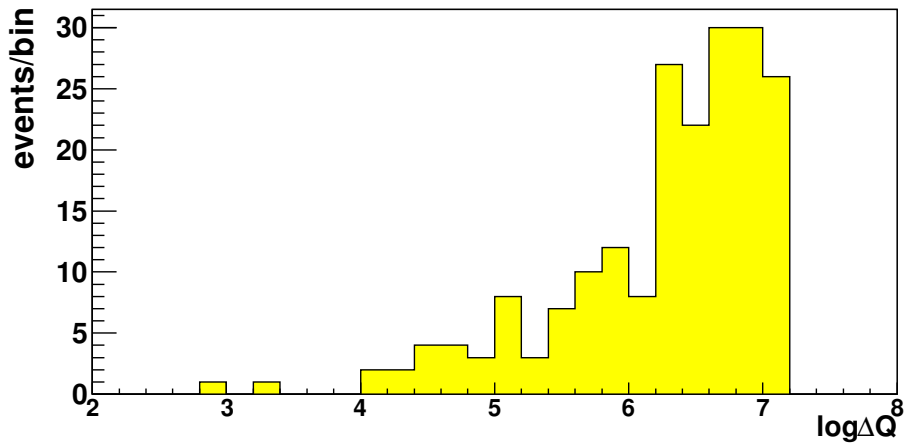


図 8.33: ^{10}C 生成時の ΔQ 分布

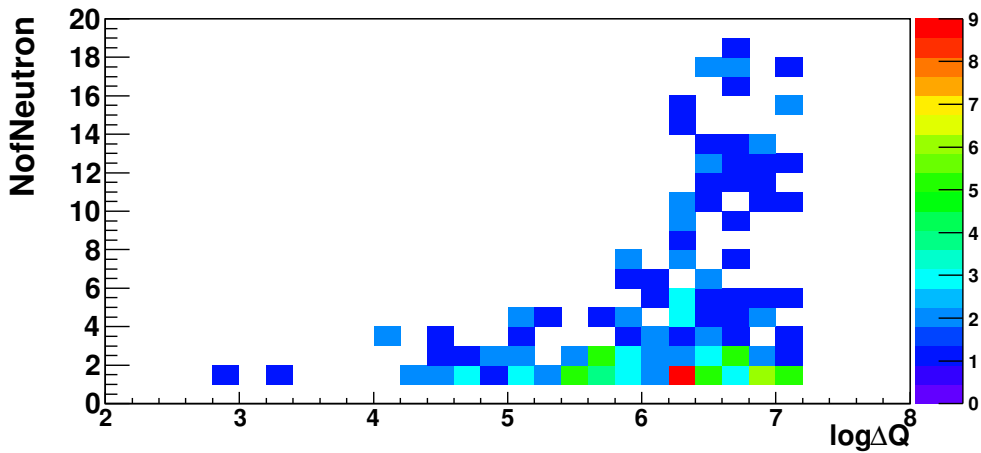
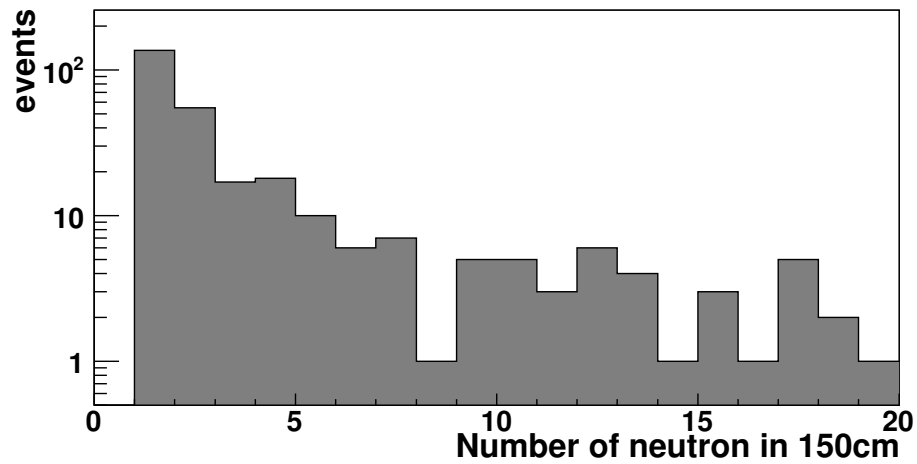


図 8.34: ^{10}C から 150cm 以内の中性子数の ΔQ 分布

図 8.35: ^{10}C 崩壊に伴う中性子生成数

中性子数が2個以上のものについては、 ^{10}C 生成に伴う中性子以外に、宇宙線ミュオンによるハドロンシャワーの効果で生成される中性子を含んでいるためである。新トリガーの導入により ^{10}C タギングの効率が向上した大きな理由としては、図 8.25 で示されているようにシャワーリングミュオン以上の ΔQ を放出する高エネルギーミュオンに対しての中性子検出効率が向上したためである。

第9章 結論

9.1 結論

KamLAND-Zen 実験での ^{136}Xe を用いたニュートリノレス二重ベータ崩壊探索において ^{10}C の崩壊は致命的なバックグラウンドとなる。この事象を関連事象である宇宙線ミュオンと熱中性子捕獲事象の遅延同時計測によってタグ付けすることにより識別した。

関連事象である宇宙線ミュオン後の中性子の検出効率向上のため、第7章で述べた宇宙線ミュオン後のデータ取得用の新トリガーロジックの開発を行った。新トリガーでのデータ取得は2012年8月から開始し、宇宙線ミュオンの原子核破碎により生成される中性子の検出効率は $66.1 \pm 1.3\%$ から $96.2 \pm 3.3\%$ まで向上した。特に ^{10}C 生成に大きく寄与するシャワーリングミュオンと呼ばれる高エネルギーミュオンに対しては $57.1 \pm 1.4\%$ から $88.1 \pm 7.2\%$ に向上した。

この中性子検出効率の向上により、第8章の結果から3事象同時遅延計測による ^{10}C のタグging効率は新トリガー導入前の $64.1 \pm 18.5\%$ から $84.4 \pm 11.2\%$ にまで向上した。現在ミニバルーン内にある ^{110m}Ag のバックグラウンドがすべて除去できたと仮定したとき、ニュートリノ有効質量 150meV 、QRPA 核行列要素モデル、ミニバルーンに含まれる放射線不純物量を [$^{238}\text{U}=3.2 \times 10^{-12}\text{g/g}$ 、 $^{232}\text{Th}=3.2 \times 10^{-12}\text{g/g}$ 、 $^{40}\text{K}=2.4 \times 10^{-11}\text{g/g}$]、有効体積を KamLAND 中心から 1.2m とした時の予測エネルギースペクトルは図 9.1 のようになる。 84.4% の ^{10}C 除去により、青点線のスペクトルを青線部分にまで引き下げることが期待できる。 ^{10}C 除去後の年間予測イベント数は表 9.1 のようになっている。イベントカウントには $0\nu\beta\beta$ モード崩壊のピーク (中心値 2.54MeV) の -1σ から 2σ (2.43MeV から 2.77MeV) のエネルギー領域を用いた。

$^{136}\text{Xe}_{e2\nu}$	^{208}Tl	^{214}Bi	^{10}C	^{11}Be	^8B	Total	$^{136}\text{Xe}_{0\nu}$
3.42	3.32×10^{-3}	1.01	1.62	0.10	0.48	6.64	6.60
± 0.38	$\pm 0.65 \times 10^{-3}$	± 0.02	± 0.01	± 0.01	± 0.02	± 0.39	± 0.01

表 9.1: 予測バックグラウンド数 [events/yr]

84.4% の ^{10}C 除去効率における KamLAND-Zen での ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ モード崩壊半減期に対する感度を表したものが 9.2 である。現在の KamLAND-Zen での到達感度は ^{10}C を除去しない状態で 1.9×10^{25} 年 (90% C.L) であるのに対し、 ^{110m}Ag をすべて除去し、 ^{10}C を 84.4% 除去できた場合には1年で現在の5倍の感度に到達することが期待できる。

ニュートリノの有効質量に対する予測感度を表したものが図 9.3 である。赤のバンドが核行列要素のモデルエラーを含めたニュートリノ有効質量に対する感度であり、赤バン

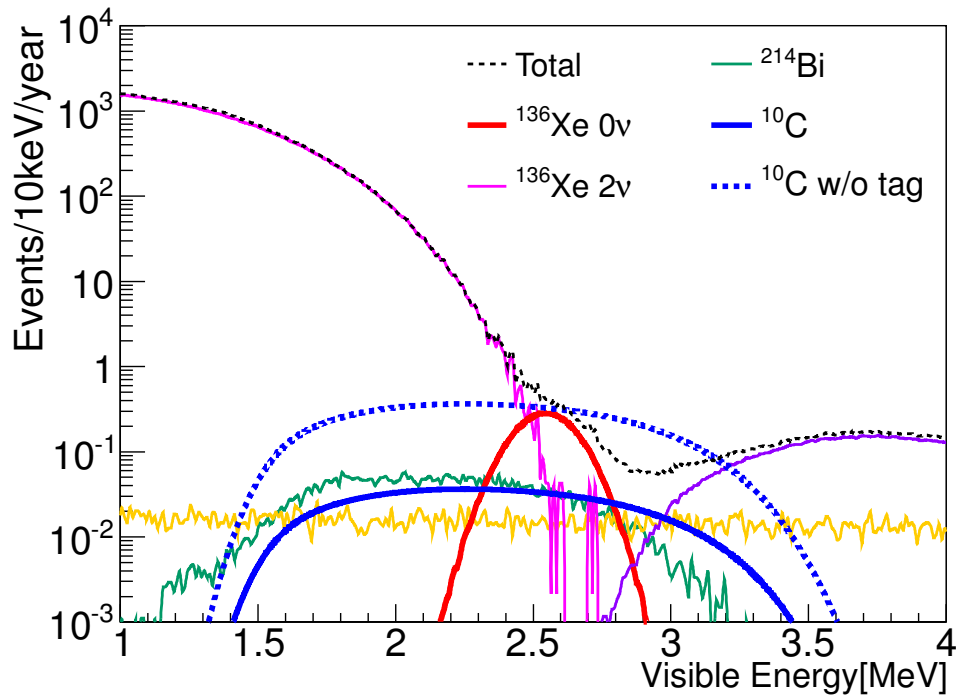


図 9.1: $0\nu\beta\beta$ モード崩壊近辺のエネルギースペクトル

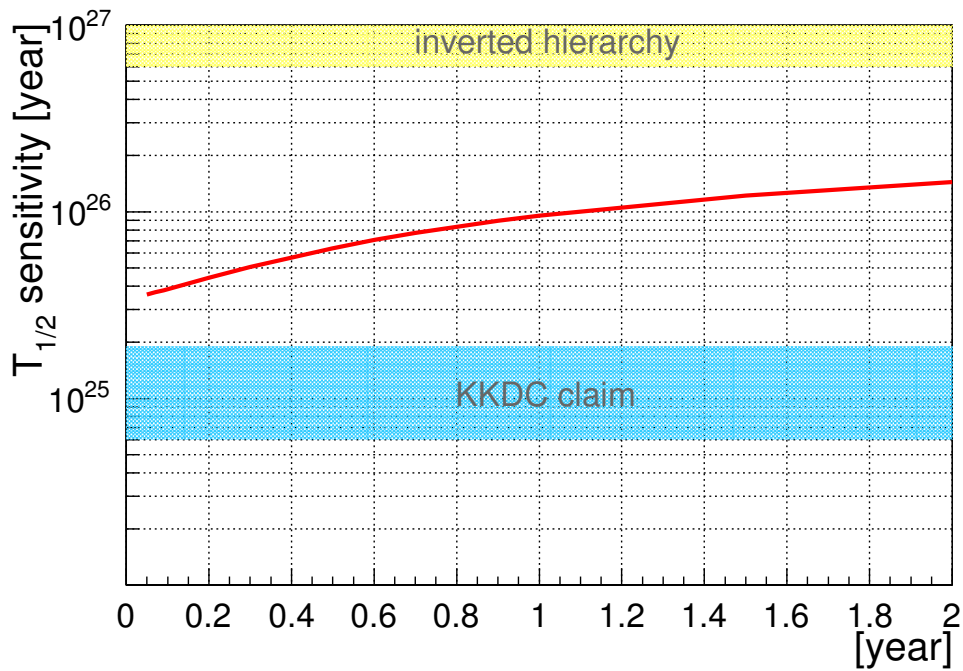


図 9.2: ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ モード崩壊半減期に対する感度

ド内の黒線は QRPA を用いて半減期を有効質量に変換した際の感度曲線である。KKDC Claim のバンドは Heidenberg Moscow で測定されたと主張されているニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期を QRPA を用いてニュートリノ有効質量換算したもので、約 0.1 年間程度の測定で KKDC claim を KamLAND-Zen 単独で排除できることが期待できる。また、近年宇宙論から示唆されている質量領域 (ピンク色バンド)[38] や、理論から予測される質量領域 (柳田予測 [39]) の探索も期待できる。

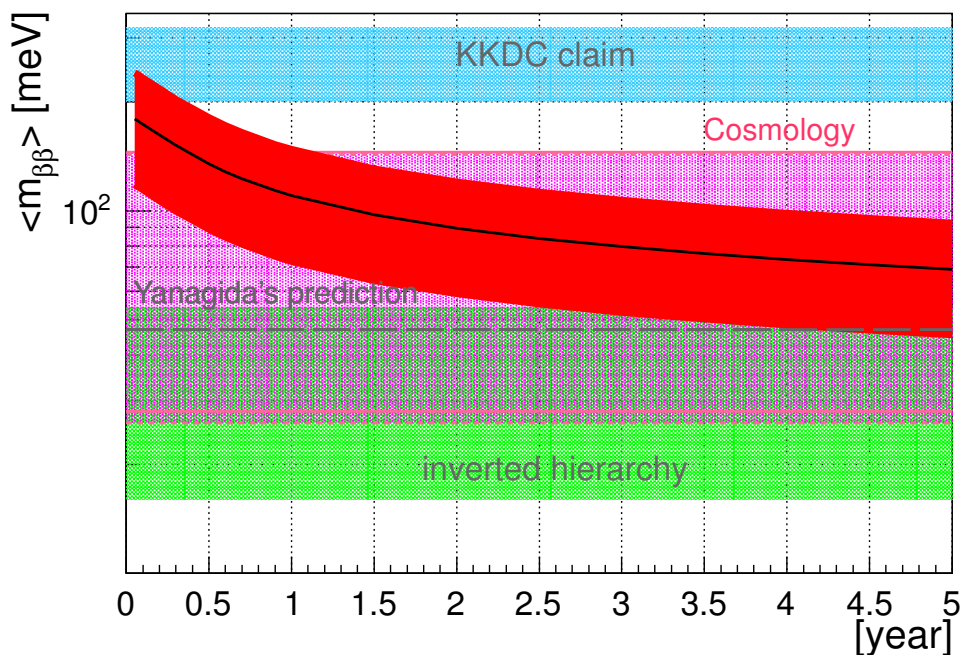


図 9.3: ニュートリノの有効質量に対する感度曲線

9.2 今後の課題

第 8 章での ^{10}C 崩壊のセレクション時のパラメータの最適化は行っていない。このパラメータの最適化のため、 ^{10}C の宇宙線ミュオン、中性子からの距離分布、ミュオンの ΔQ における中性子検出効率、及び中性子のマルチプリシティなどを考慮した上での最尤法による最適化が必要である。

謝辞

本論文の執筆、及び大学院修士課程の2年間の研究活動に当たり、多くの方々からご助言、ご協力を賜りました。この場をお借りして厚く御礼申し上げたいと思います。

指導教官である白井先生には非常に丁寧な論文の添削をして頂くとともに、何度も発表練習を見て頂きました。井上先生にはミーティングの際に何度も的確なアドバイスを頂き、また collaboration meeting をはじめ様々な学会に参加する機会を与えてくださったことは、私にとって非常に大きな糧となりました。

清水先生には学部4年生のころから解析の面で非常にお世話になりました。研究室配属当初、全くプログラミングができないにもかかわらず解析の仕事を希望しました。そのような私の幼稚な質問にも丁寧に答えて頂き、また解析手法のアドバイスの他、実験データの統計的な取り扱いの方法に関しても非常に多くのご助言を頂きました。

本論文のテーマでもあります MoGURA を用いた宇宙線ミュオン後の中性子探索の解析、及び新トリガーの開発を行うにあたり山田先生には特にお世話になりました。就職活動のため研究に従事できなかった期間があり、指導してくださっていた山田先生には多大な心配とご迷惑をおかけしてしまいました。それにも関わらず、研究活動に復帰した際には暖かく迎え入れていただき、本当に感謝の言葉もありません。また、毎週の MoGURA meeting で研究の方針を的確に示して頂いたため、本論文のような結果が出せるに至ったと思っております。

石徹白先生には新トリガー開発の際、トリガーロジックのシミュレーションによるチェックを行って頂いたり、また FPGA 内部での動作などに関して様々なアドバイスも頂きました。

大谷さんには私の席が通り道にあったこともあり、研究に対して頻繁に声やプレッシャーをかけて頂きました。また、MoGURA meeting では、発表の甘い部分に関して正確に指摘して頂いたおかげで修士論文の執筆だけでなく発表会も無事に終えることができました。

竹本さんには私が MoGURA グループに所属した当初から、基本的なエレクトロニクスの仕組みに関してハード、ソフトの両面で非常にお世話になりました。また、初めて私が神岡にシフトトレーニングに行った際にも、KamLAND を構成する様々な設備に関して非常に丁寧に説明して頂いたおかげで、実験に対する理解が深まっただけでなくモチベーションの向上にもつながりました。研究活動以外の面に関しても、頻繁におやつを買ってきて頂いたり、また職場内恋愛に潜む危険性についても様々なことを教えて頂き、今後社会人として生活していく上で重要なことも学ばせて頂きました。

吉田さんにも MoGURA に関してだけでなく KamLAND 全体に関して日頃から質問させて頂いたり、一番星に連れて行って頂いたりとお世話になりました。

最後にはなりましたが、2年間の大学院生生活を送るにあたって絶え間ない支援をして頂き、温かく見守って頂いた両親に感謝の意を表すとともに、KamLAND-Zen 実験のご

成功、Collaborater の皆様のご活躍をお祈り申し上げます。

参考文献

- [1] Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND (PHYS- ICALREVIEW C 81, 025807 (2010)).
- [2] E.Reines and C.L.Cowan, 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. B 504, 218 (2000).
- [5] The LEP Collaborations, A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, hep-ex/0212036 (2002).
- [6] J. N. Bahcall and R. Davis, SCIENCE 191, 264 (1976).
- [7] S.Umehara et al., Phys. Rev. C 78, 058501 (2008).
- [8] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A 12, 147 (2001).
- [9] C. E. Aalseth et al. (IGEX Collaboration), Phys. Rev. D 65, 092007 (2002).
- [10] A. S. Barabash, and V. B. Brudanin (NEMO Collaboration), Phys. At. Nucl. 74, 312 (2011).
- [11] J. Argyriades et al. (NEMO-3 Collaboration), Nucl. Phys. A 847, 168 (2010).
- [12] F. A. Danevich et al., Phys. Rev. C 68, 035501 (2003).
- [13] E. Andreotti et al., Astropart. Phys. 34, 822-831 (2011).
- [14] M. Auger et al. (EXO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 109, 032505 (2012).
- [15] R.Bernabei. Results on Dark Matter and beta decay modes by DAMA at Gran Sasso. arXiv:0704.3543v2 (2007).
- [16] J. Argyriades et al. (NEMO Collaboration), Phys. Rev. C 80, 032501(R) (2009).
- [17] Klapdor et al. Mod.Phys.Lett.A 21, 1547 (2006).
- [18] S. Umehara CANDLES for the study for Double Beta Decay of ^{48}Ca . at DBD11 workshop (2011).

- [19] R. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. 95 182302 (2005).
- [20]
- [21] 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).
- [22] E. Sanshiro, KiNOKO - 高エネルギー実験用データ収集システム
- [23] 藪本洋, ニュートリノレス二重 β 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, (2011).
- [24] Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge , arXiv:1201:4664v2 [hep-ex] 19 Apr 2012
- [25] 中田貴広, カムランド禅用ミニバルーンの開発研究, 修士論文, 東北大学, (2011).
- [26] 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).
- [27] 大野洋平, ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索のための ^{10}C タギングによるバックグラウンドの除去, 修士論文, 東北大学, (2011).
- [28] Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen experiment, arXiv:1211:3863v1 [hep-ex] 16 Nov 2012
- [29] 吉田学立, 液体シンチレータでの粒子識別による α 線バックグラウンド除去の研究, 修士論文, 東北大学, (2010).
- [30] Itaru Shimizu, An Evidence for Spectral Distortion Reactor Anti-Neutrino and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation , Doctor Thesis, Tohoku University, (2004).
- [31] Hiroko Watanabe, Comprehensive Study of Anti-neutrino Signals at KamLAND , Doctor Thesis, Tohoku University, (2012).
- [32] Sanshiro Enomoto, Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND, Doctor Thesis, Tohoku University, (2005).
- [33] John R. Taylor, 計測における誤差解析入門, 東京化学同人, 2000
- [34] 渡邊靖志, 新物理学シリーズ 33 素粒子物理学入門 -基本概念から最先端まで-, 培風館, 2002
- [35] 原康夫, 裳華房テキストシリーズ 素粒子物理学, 裳華房, 2003
- [36] Cosmic ^{11}C production and sensitivity of organic scintillator detectors to pep and CNO neutrino, arXiv:hep-ph/0411002v2 9 Nov 2004

- [37] Muon and Cosmogenic Neutron Detection in Borexino, BOREXino collaboration, arXiv:1101.3101v2[physics.ins-det] 16 Feb 2011
- [38] Constraints on Cosmology from the Cosmic Microwave Background Power Spectrum of the 2500-square degree SPT-SZ Survey , arXiv:1212.6267 [astro-ph.CO] , 2012
- [39] T. Yanagida , Seesaw with Occam ' s Razor , Neutrino2012