

修士論文

液体シンチレータでの粒子識別による  
 $\alpha$ 線バックグラウンド除去の研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

吉田 学立

平成 22 年

## 概要

低エネルギー (数十 MeV 程度) の素粒子検出において、液体シンチレータと光電子増倍管を用いた検出方法は非常に一般的であり、また、大型化に適しているため、KamLAND を始めとして、様々な検出器で利用されている。液体シンチレータのシンチレーション光は、粒子の種類によって時間特性が異なり、一般に、重粒子 ( $\alpha$  線, 中性子など) は、軽粒子 ( $\gamma$  線,  $\beta$  線) よりも長い時定数で発光するため、信号の波形の違いを利用して、検出粒子を識別することが可能である。

KamLAND 検出器では、ドデカン (80%) とブソイドクメン (20%) の 2 種類の有機溶媒と発光物質として PPO(1.36g/l) を混合した有機液体シンチレータが用いられている。この液体シンチレータにおいても、過去に粒子識別の研究が行われたが、KamLAND 検出器の巨大さ故に、発光点での波形を再構成する必要があった。また、実際にシンチレーション光が光電子増倍管まで到達する時間に加えて、液体シンチレータの吸収・再発光の効果を考慮すると、既存のデータ収集電子回路システムでは全ての信号を取得できず、粒子識別は困難であった。

しかしながら、太陽ニュートリノ観測や  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測実験に向けて、新型デッドタイムフリーデータ収集電子回路システムが開発・導入されたことにより、トリガーシステムも改良され、これまでよりも長い時間窓での DAQ が可能となった。また、データ収集電子回路自体も不感時間がないだけでなく、時間分解能・ダイナミックレンジ共に向上し、KamLAND での粒子識別の可能性が見えてきた。

本研究においては、新型のデータ収集電子回路と KamLAND で用いられている液体シンチレータを用いて、波形による粒子識別、とくに  $\alpha/\gamma \cdot \beta$  識別の基礎研究を行った。また、KamLAND での粒子識別応用に向けて、波形再構成の基礎研究を行った。

# 目次

第1章	序論	1
第2章	ニュートリノ物理学	3
2.1	ニュートリノ	3
2.1.1	ニュートリノの存在予測	3
2.1.2	ニュートリノの発見	4
2.2	ニュートリノ振動	5
2.2.1	太陽ニュートリノ問題	5
2.2.2	大気ニュートリノ問題	6
2.2.3	ニュートリノ振動観測	6
2.2.4	ニュートリノの質量階層構造	8
2.3	マヨラナ性	8
2.3.1	シーソー機構	9
2.4	二重ベータ崩壊	9
2.4.1	二重ベータ崩壊 ( $2\nu$ モード)	9
2.4.2	ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ( $0\nu$ モード)	10
2.4.3	主な二重ベータ崩壊観測実験	11
第3章	KamLAND 検出器	15
3.1	ニュートリノ検出原理	16
3.1.1	反電子ニュートリノ検出	16
3.1.2	電子散乱によるニュートリノ検出	17
3.2	KamLAND 検出器 装置概要	18
3.2.1	検出器 内部構造	18
3.2.2	光電子増倍管	19
3.2.3	データ収集電子回路システム	20
第4章	KamLAND-Zen 実験	26
4.1	実験計画概要	26
4.1.1	概要	26
4.1.2	$^{136}\text{Xe}$	27
4.1.3	ニュートリノ有効質量への感度	27
4.2	ミニバルーン開発	28
4.2.1	ミニバルーン形状	28
4.2.2	ミニバルーン材質	28
4.2.3	ミニバルーンインストール	29

4.3	$^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ	29
4.3.1	$^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ組成	30
4.4	$0\nu$ モード崩壊スペクトルのバックグラウンド	31
4.4.1	$2\nu$ モード崩壊スペクトル	32
4.4.2	$^{10}\text{C}$ $\beta^+$ 崩壊	32
4.4.3	$^{214}\text{Bi}$ $\beta^-$ 崩壊	33
4.4.4	$^8\text{B}$ 太陽ニュートリノイベント	37
4.4.5	その他	37
4.5	KamLAND-Zen 将来計画	37
<b>第 5 章</b>	<b>新型データ収集システム</b>	<b>40</b>
5.1	新型データ収集システム概要	40
5.1.1	データ記録部 MoGURA	41
5.1.2	トリガー回路 MoGURA Trigger	45
5.1.3	Rb 標準時計・GPS 受信機	49
5.1.4	コマンド分配基板 MoGURA Piggy-back	50
5.1.5	ベースライン安定化回路 BLR	50
5.1.6	DAQ コンピュータ	51
5.2	MoGURA DAQ システム	52
<b>第 6 章</b>	<b>液体シンチレータによる素粒子検出</b>	<b>55</b>
6.1	液体シンチレータ	55
6.1.1	KamLAND 液体シンチレータ	55
6.1.2	発光原理	56
6.1.3	クエンチング現象	57
6.2	光電子増倍管	58
6.2.1	2 インチ径 PMT(浜松ホトニクス H7195)	58
6.2.2	5 インチ径 PMT(浜松ホトニクス H6527)	59
6.3	実験セットアップ	59
6.3.1	実験 A) 2 インチ径 PMT $\times$ 1	59
6.3.2	実験 B) 5 インチ径 PMT $\times$ 4	60
6.4	MoGURA DAQ セットアップ	60
6.4.1	DAQ	62
6.4.2	実験 A) 2 インチ径 PMT $\times$ 1	62
6.4.3	実験 B) 5 インチ径 PMT $\times$ 4	62
6.5	エネルギー較正	62
6.5.1	実験 A) 2 インチ径 PMT $\times$ 1	64
6.5.2	実験 B) 5 インチ径 PMT $\times$ 4	67
6.6	基準波形作成	72
6.6.1	実験 A) 2 インチ径 PMT $\times$ 1	73
6.6.2	実験 B) 5 インチ径 PMT $\times$ 4	73

第7章	粒子識別	75
7.1	波形弁別による粒子識別	75
7.1.1	Double Gate 法	76
7.1.2	Kolmogorov-Smilnov 検定 (K-S Test)	76
7.1.3	カイ二乗検定 (Pearson's $\chi^2$ Test)	76
7.1.4	最尤法 (Maximum Likelihood)	77
7.2	KamLAND 液体シンチレータにおける粒子識別	77
7.2.1	実験 A) 2 インチ径 PMT $\times$ 1 解析結果	78
7.2.2	実験 B) 5 インチ径 PMT $\times$ 4 解析結果	79
第8章	結論	81
8.1	結論	81
8.2	将来計画	82
8.2.1	PSD 基礎研究	82
8.2.2	KamLAND での粒子識別応用	82
付録 A	KamFEE DAQ システム トリガーコマンド一覧	84
付録 B	$^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、 $^{235}\text{U}$ 崩壊系列	87
付録 C	原子核破碎によって生成される不安定核	90
付録 D	MoGURA 基板 0x6b000000 性能評価	91
D.1	Noise Level	91
D.2	Frequency Response	95
D.3	Gain Linearity	96
付録 E	光電子増倍管 仕様	98

## 目 次

2.1	pp チェーン	5
2.2	ニュートリノの質量階層構造	8
2.3	二重ベータ崩壊エネルギー準位図 ( $^{136}\text{Xe}$ の例)	10
2.4	二重ベータ崩壊エネルギースペクトル	11
2.5	二重ベータ崩壊の Feynman Diagram	12
2.6	KKDC-Claim $0\nu$ モード崩壊スペクトル	13
3.1	KamLAND 検出器 設置環境	15
3.2	反電子ニュートリノ検出原理	16
3.3	ニュートリノによる電子散乱	18
3.4	KamLAND 検出器 内部構造概略図	19
3.5	17inch PMT(左) と 20inch PMT(右)	20
3.6	17 インチ PMT 1 p.e. 分布 (左) と 時間分布	20
3.7	KamFEE 基板 写真 (左) 概略図 (右)	21
3.8	KamLAND の DAQ システム概略図	21
3.9	KamFEE ATWD 回路構成概略図	22
3.10	Trigger 回路 写真 (左) 接続 (右)	23
3.11	Trigger 回路 GPS 同期システム	23
3.12	KamLAND DAQ KiNOKO コントロールパネル	24
3.13	坑内 (KamLAND)-茂住-仙台 (RCNS) データ転送概略図 (~ 2010 年 11 月)	24
4.1	KamLAND-Zen 実験 概略図	26
4.2	KamLAND-Zen 実験 断面図	26
4.3	二重ベータ崩壊実験の有効質量への感度 (Neutrino2010)	27
4.4	実寸大バルーン写真 構造図	28
4.5	実寸大ミニバルーンインストールテスト@ ATOX	29
4.6	$^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ ハンドリングシステム	30
4.7	$0\nu$ モード二重ベータ崩壊のバックグラウンド	31
4.8	二重ベータ崩壊 エネルギースペクトル	32
4.9	$^{10}\text{C}$ タギング 概念図	33
4.10	$^{214}\text{Bi}$ 連続崩壊	34
4.11	$^{214}\text{Bi}$ / $^{214}\text{Po}$ 遅延同時計測 (Tag1) イベントセレクション	34
4.12	$^{214}\text{Pb}$ / $^{214}\text{Bi}$ 遅延同時計測 (Tag2) イベントセレクション	35
4.13	有効体積と 3 年到達感度の $^{238}\text{U}$ 含有量依存性	36
4.14	$^{218}\text{Po}$ / $^{214}\text{Bi}$ 遅延同時計測 (Tag3) イベントセレクション	36
4.15	年間バックグラウンド予測数	37

4.16	KamLAND2-Zen 実験	38
4.17	KamLAND2-CANDLES, $^{116}\text{CdWO}_4$ , -NaI 実験	39
4.18	Super-KamLAND-Zen 実験	39
5.1	KamLAND データ収集電子回路 概略図	40
5.2	MoGURA 基板 概略図	41
5.3	ゼロサプレッション 概念図	43
5.4	MoGURA 波形取得 概略図	44
5.5	MoGURA 波形取得モード一覧	45
5.6	MoGURA Trigger インターフェイス	46
5.7	HitSum, トリガーコマンド, クロック関係図	46
5.8	ヒットベーストリガーコマンド発行概念図	47
5.9	Prescaled Trigger コマンド発行概念図	48
5.10	Launch Trigger, Successive Trigger コマンド発行概念図	48
5.11	Rollback Trigger, Retrieve Trigger コマンド発行概念図	48
5.12	タイムベーストリガーコマンド発行概念図	49
5.13	MoGURA Trigger トリガーコマンド一覧	49
5.14	Rb 標準時計 (上) GPS 受信機 (下)	50
5.15	Rb 標準時計 周波数分散	50
5.16	BLR 基板写真 概略図	51
5.17	BLR オーバーシュート回復性能	51
5.18	MoGURA DAQ コントロールパネル	52
5.19	MoGURA DAQ ヒットレートマップ	52
5.20	MoGURA データフロー	53
5.21	MoGURA DAQ データフロー	54
5.22	MoGURA DAQ トリガーステータス	54
6.1	KamLAND 液体シンチレータ 組成	55
6.2	KamLAND 液体シンチレータ 発光スペクトル	56
6.3	KamLAND 液体シンチレータ・バッファオイル・アクリル板の屈折率の波長依存性	56
6.4	分子のエネルギー準位と電子遷移 [14]	57
6.5	典型的 光電子増倍管 構造図 [11]	58
6.6	実験 A) セットアップ概略図	60
6.7	実験 A) セットアップ写真	60
6.8	$^{222}\text{Rn}$ バブリング装置概略図	60
6.9	実験 B) セットアップ概略図	61
6.10	実験 B) セットアップ写真	61
6.11	MoGURA DAQ 概略図	61
6.12	MoGURA DAQ 写真	61
6.13	実験 B) トリガー設定	62
6.14	エネルギー較正曲線	63
6.15	$^{137}\text{Cs}$ エネルギー準位図	63

6.16	$^{60}\text{Co}$ エネルギー準位図 . . . . .	63
6.17	実験 A) $^{137}\text{Cs}$ チャージヒストグラム . . . . .	65
6.18	実験 A) $^{60}\text{Co}$ チャージヒストグラム . . . . .	65
6.19	実験 A) $^{60}\text{Co}$ チャージヒストグラム (H ゲインチャンネルのみ) . . . . .	65
6.20	実験 A) エネルギー較正曲線 . . . . .	66
6.21	実験 A) $^{222}\text{Rn}$ エネルギースペクトル . . . . .	66
6.22	実験 A) イベント間隔 ヒストグラム . . . . .	66
6.23	実験 A) $^{214}\text{Po}$ イベント選定 . . . . .	67
6.24	実験 A) $^{214}\text{Po}$ エネルギースペクトル . . . . .	67
6.25	P ゲインチャンネル デジタルフィルタ効果 . . . . .	68
6.26	5 インチ径 PMT HV ゲイン-チャージ . . . . .	68
6.27	5 インチ径 PMT HV ゲイン特性 . . . . .	69
6.28	5 インチ径 PMT HV ゲイン較正 . . . . .	69
6.29	実験 B) 合成波形 . . . . .	70
6.30	実験 B) $^{137}\text{Cs}$ チャージヒストグラム . . . . .	71
6.31	実験 B) $^{60}\text{Co}$ チャージヒストグラム . . . . .	71
6.32	実験 B) $^{222}\text{Rn}$ エネルギースペクトル . . . . .	71
6.33	実験 B) イベント間隔 ヒストグラム . . . . .	71
6.34	実験 B) $^{214}\text{Po}$ イベント選定 . . . . .	72
6.35	実験 B) $^{214}\text{Po}$ エネルギースペクトル . . . . .	72
6.36	実験 B) エネルギー較正曲線 . . . . .	72
6.37	実験 A) 2 インチ径 PMT 基準波形・積分値波形 . . . . .	73
6.38	実験 B) 5 インチ径 PMT 合成基準波形・積分値波形 . . . . .	74
7.1	$\alpha$ 線 $\beta$ 線 シンチレーション光の違い [12] . . . . .	75
7.2	ゲート長 定義 . . . . .	77
7.3	実験 A) Double Gate PSD . . . . .	78
7.4	実験 A) K-S 検定 PSD . . . . .	78
7.5	実験 A) $\chi^2$ 検定 PSD . . . . .	78
7.6	実験 A) Likelihood 検定 PSD . . . . .	78
7.7	実験 A) $\alpha$ 線効率 - $\beta$ 線効率曲線 . . . . .	79
7.8	実験 B) Double Gate PSD . . . . .	79
7.9	実験 B) K-S 検定 PSD . . . . .	79
7.10	実験 B) $\chi^2$ 検定 PSD . . . . .	80
7.11	実験 B) Likelihood 検定 PSD . . . . .	80
7.12	実験 B) $\alpha$ 線効率 - $\beta$ 線効率曲線 . . . . .	80
B.1	ウラン系列の崩壊系列 . . . . .	87
B.2	トリウム系列の崩壊系列 . . . . .	88
B.3	アクチニウム系列の崩壊系列 . . . . .	89
D.1	Noise Level: Channel 0, Gain P . . . . .	91
D.2	Noise Level: Channel 0, Gain H . . . . .	91
D.3	Noise Level: Channel 0, Gain M . . . . .	91

D.4	Noise Level: Channel 0, Gain L . . . . .	91
D.5	Noise Level: Channel 1, Gain P . . . . .	92
D.6	Noise Level: Channel 1, Gain H . . . . .	92
D.7	Noise Level: Channel 1, Gain M . . . . .	92
D.8	Noise Level: Channel 1, Gain L . . . . .	92
D.9	Noise Level: Channel 2, Gain P . . . . .	93
D.10	Noise Level: Channel 2, Gain H . . . . .	93
D.11	Noise Level: Channel 2, Gain M . . . . .	93
D.12	Noise Level: Channel 2, Gain L . . . . .	93
D.13	Noise Level: Channel 3, Gain P . . . . .	94
D.14	Noise Level: Channel 3, Gain H . . . . .	94
D.15	Noise Level: Channel 3, Gain M . . . . .	94
D.16	Noise Level: Channel 3, Gain L . . . . .	94
D.17	Frequency Response: Channel 0 . . . . .	95
D.18	Frequency Response: Channel 1 . . . . .	95
D.19	Frequency Response: Channel 1 . . . . .	95
D.20	Frequency Response: Channel 1 . . . . .	95
D.21	Gain Linearity: Channel 0 . . . . .	96
D.22	Gain Linearity: Channel 1 . . . . .	96
D.23	Gain Linearity: Channel 2 . . . . .	97
D.24	Gain Linearity: Channel 3 . . . . .	97
E.1	H7195 外形・特性図 . . . . .	99
E.2	H6527 外形・特性図 . . . . .	100

## 表 目 次

2.1	物質を構成する素粒子 . . . . .	4
2.2	半減期が測定された二重ベータ崩壊核 . . . . .	11
4.1	$^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ組成 . . . . .	30
4.2	Tag1 タグ効率のミニバルーン膜厚依存性 . . . . .	35
5.1	MoGURA 各ゲインチャンネル 設計値 . . . . .	42
6.1	H7195 (RD5811) カタログ値 . . . . .	59
6.2	実験 A) トリガーレート . . . . .	64
6.3	実験 B) トリガーレート . . . . .	70
C.1	KamLAND における宇宙線ミュオンの原子核破碎により生成される不安 定核 . . . . .	90
E.1	2 インチ径 PMT(H7195) と 5 インチ径 PMT(H6527) 仕様 . . . . .	98

## 第1章 序論

我々の研究グループでは、低エネルギー領域の反ニュートリノ検出器 KamLAND を利用して、 $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測実験を 2011 年度より開始する。世界最大の液体シンチレータ検出器 KamLAND は、既に世界最高水準の低バックグラウンド環境を実現しており、 $^{136}\text{Xe}$  を溶かした新組成の液体シンチレータをミニバルーンに充填し、検出器内部へインストールするだけで、世界最高感度まで迅速に到達可能である。二重ベータ崩壊の崩壊モードのうち、 $0\nu$  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となるだけでなく、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを示す重要な証拠となる。ニュートリノのマヨラナ性を証明することができれば、物質を構成する素粒子のうち、ニュートリノだけが極端に軽いことを無理なく説明するシーソー機構や、物質優勢の我々の現宇宙の様相を解明するレプトジェネシスへと繋がる大きな一歩となる。

$^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊は、未だ実験的測定が行われていないが、 $Q_{\beta\beta}$  値は、 $2.47[\text{MeV}]$  であると理論的に計算されている。KamLAND では、このエネルギー領域において、 $0\nu$  モード崩壊のバックグラウンドとなる事象がいくつか存在する。 $2\nu$  モード崩壊によるものや、 $^8\text{B}$  太陽ニュートリノなどの避けられないものがある一方で、高エネルギー宇宙線の原子核破碎によって生成される  $^{10}\text{C}$  の  $\beta^+$  崩壊と、ミニバルーン中に僅かに含まれる  $^{238}\text{U}$  系列の崩壊核である  $^{214}\text{Bi}$  の  $\beta^-$  崩壊によるものは、イベントのタグ付け (タギング) によって除去可能である。 $0\nu$  モード崩壊は、この 2 つのバックグラウンドを効率的に除去することによって、高精度測定が可能である。

既存のデータ収集電子回路では、ADC の変換時間によるデータを記録できないデッドタイムによって、宇宙線通過後の中性子イベントを全て記録できないため、 $^{10}\text{C}$  の除去が困難である。そのため、MoGURA と呼ばれる新型のデッドタイムフリーデータ収集電子回路とそれらを運用するためのトリガー回路等を含む DAQ システムの開発を行った。

一方、 $^{214}\text{Bi}$  の崩壊は、娘核である  $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊と遅延同時計測 (Tag1) を行うことで可能である。加えて、親核の  $^{214}\text{Pb}$  の  $\beta^-$  崩壊とその親核である  $^{218}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊を遅延同時計測 (Tag2) することで、 $\alpha$  線がミニバルーン中で崩壊し、液体シンチレータが発光しない場合もタギング効率を向上させることができる。しかしながら、ミニバルーン中の放射性不純物の量や他の物理的要請によるミニバルーンの膜厚によっては、偶発イベントの増大や  $\alpha$  線の発光確率が下がることでタギング効率が著しく低下することが考えられる。

これを回避するため、本研究において、波形による粒子弁別 (PSD=Pulse Shape Discrimination) を KamLAND の液体シンチレータの発光に適用し、 $\gamma / \alpha$  の識別によって偶発イベントを減らすことでタギング効率を向上させる。前述の新型電子回路は、Pre ゲインチャンネルにおいて、 $1\text{GHz}$  の高いサンプリングレートと  $0.1\text{mV}$  の高い分解能をもって、汎用の電子回路等を用いるよりも高い識別能が期待される。また、KamLAND での PSD 適用には、波形の再構成や液体シンチレータの吸収・再発光効果見積もりなど、通常の小型検出器とは異なる研究が必要となる。KamLAND での PSD による粒子識別を

目標に，新型電子回路を用いて，液体シンチレータでの粒子識別による  $\alpha$  線バックグラウンド除去の基礎研究を行った．

本論文において，第 2 章で，ニュートリノ物理学とニュートリノ実験の素粒子物理学における重要性について説く．第 3 章では，KamLAND 検出器について，第 4 章では，KamLAND 検出器を用いた  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測実験である KamLAND-Zen 実験について述べる．KamLAND-Zen 実験と本研究で用いられている新型デッドタイムフリー電子回路システムについては第 5 章で，液体シンチレータでの素粒子検出及び本研究における実験の測定方法については第 6 章で解説する．第 7 章においては，本研究の粒子識別について結果を報告する．第 8 章では，本研究の結論と研究の将来計画について述べる．

## 第2章 ニュートリノ物理学

この世界は、内部構造をもたない最小の粒子である素粒子によって構成されている。素粒子には、原子核の内部に存在する核子(陽子・中性子)やハドロンを構成するクォーク、原子核の周りに存在する電子などの荷電レプトン、また種々の力を媒介するゲージ粒子などが存在し、これまで様々な実験によってその性質が調べられてきた。我々の研究対象であるニュートリノもこの素粒子の一種であるが、電氣的に中性で質量も非常に小さいため検出が困難であり、他の素粒子に比べて、性質が明らかになっていない。同様に、理論的にも不確定な部分が数多く残っており、これまでの標準理論では説明できないふるまいをするため、様々なニュートリノ実験によってその性質の検証が実施・計画されている。

この章では、ニュートリノに焦点をあて、素粒子物理学におけるニュートリノ物理学・実験の重要性を説く。

### 2.1 ニュートリノ

この節では、近代素粒子物理学において、非常に重要な役割を担ってきたニュートリノ物理学の歴史的成り立ちを追う。

#### 2.1.1 ニュートリノの存在予測

$\beta^-$ 崩壊を中性子が陽子と電子の2つに崩壊する2体崩壊と考えると、観測される電子の連続エネルギースペクトルは、エネルギー保存則を満たさないため理論と実験に矛盾が生じる。この $\beta^-$ 崩壊の連続スペクトル問題を説明するために、1930年にW. Pauliによって、素粒子ニュートリノの存在が予測された[1]。 $\beta^-$ 崩壊は、ニュートリノによって3体崩壊となり、ニュートリノがエネルギーを持ち出すことで、エネルギー保存則と運動量保存則を満たすことができる。W. Pauliの予測によると、ニュートリノは電氣的に中性であり、陽子に比べ質量が非常に小さく、磁気モーメントも非常に小さいが有限値をもっており、また、Pauli原理に従ってスピン $\frac{1}{2}$ 、 $\gamma$ 線の10倍以上の透過力をもった粒子である。

W. Pauliのニュートリノ提唱から3年後、ニュートリノと物質との相互作用を表す方程式がE. Fermiによって作られた[2]。その相互作用は、4つのスピノル場の積で表され、現在は、Fermi相互作用と呼ばれている。Fermiによって、 $\beta$ 崩壊の理論式が構築され、崩壊反応は以下の式 2.1 で表される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

このとき、Fermiは、電子の $\beta^-$ 崩壊の連続エネルギースペクトルから、ニュートリノの質量を0と仮定していた。

表 2.1: 物質を構成する素粒子

	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	-1	e	$\mu$	$\tau$
	0	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

### 2.1.2 ニュートリノの発見

1956年, F. Reines と C. L. Cowan Jr の実験によって, ニュートリノの存在が証明された [3]. 塩化カドミウムと蛍光物質を含んだ水とシンチレータの検出器を用いて,  $\beta$  崩壊反応 (式 2.2) で生じる中性子と陽電子の遅延同時計測によって, 原子炉からの反電子ニュートリノを検出した.



続いて, 1962年, Brookhaven 国立研究所において Schwarz らによって,  $\mu$  型ニュートリノの存在が明らかになった [4]. 陽子加速器からの 15GeV の陽子を Be 原子核標的に衝突によって生成される荷電  $\pi$  中間子の崩壊において,  $\mu$  粒子とともに生成されるニュートリノが, 電子ニュートリノと異なる種類の粒子であることを示した. 実際には, 下記の4つの反応式のうち式 2.3 と式 2.4 は起こらず, 式 2.5 と式 2.6 のみが検出されたため,  $\mu$  型ニュートリノは, 電子ニュートリノとは異なる種類のニュートリノであると証明された.



その後, 1975年に  $\tau$  レプトンが発見されてから, 標準理論によりその存在が予期されていた  $\tau$  型ニュートリノは, 2001年になってようやく, DONUT 実験によって初めて実験的に観測された. [5] 陽子加速器 Tevatron によって加速された陽子ビームを標的と衝突させ,  $D_s$  メソンなど, チャーム粒子を含むメソンが生成され, その崩壊により,  $\nu_\tau$  を5%含むニュートリノビームが作られる. このニュートリノビームを高い位置分解能をもつ原子核乾板に照射し,  $\nu_\tau$  の崩壊を直接観測した

翌年 2002年には, 電子・陽電子衝突装置 LEP によって, Z ボゾン粒子の崩壊分岐比が精密に測定された. その崩壊分岐比により, ニュートリノがこれまでに見つかった  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の3世代であることが示された [6].

これらの素粒子の実験的観測によって, 物質を構成する素粒子が全て発見された. (表 2.1) これらは, 全てスピン  $\frac{1}{2}$  のフェルミ粒子である.

## 2.2 ニュートリノ振動

質量が0ではないという証拠が見つからなかったため、ニュートリノの存在が実験観測的によって明らかになってからも、長い間、ニュートリノの質量は0であるとされてきた。しかし、後述する太陽ニュートリノに端を発するニュートリノ振動現象の解明によって、ニュートリノは、0ではない有限の質量をもつことがわかってきた。

### 2.2.1 太陽ニュートリノ問題

我々にとって一番身近な恒星は太陽であるが、実は、太陽の内部活動を実際に観測することは非常に困難である。太陽光は、その表面から地球までの1億5千万kmを8分かけてやって来るが、この太陽光エネルギーは、太陽の内部活動によるものである。太陽表面から70万kmの太陽中心部でエネルギーが生成され、約100万年かけて、表面に到達することになる。更に、このエネルギー伝播の間に、高温のガス状内部物質と多数の反応を起こし、吸収・再放出によって、エネルギーは太陽内部活動とは無縁のものとなる。太陽光だけでは、太陽の中心部を観測することは不可能に思えた。

しかし、太陽の主なエネルギー源と考えられている水素核融合反応(式2.7)において、ニュートリノが放出されているため、太陽ニュートリノを実時間観測することで、太陽の内部活動を調べることができると考えられた。



太陽内部での実際の反応は、太陽エネルギーの98.5%を占めるppチェーンと呼ばれる陽子の連続核融合反応(図2.1)と、CNOサイクルと呼ばれる炭素-窒素-酸素のサイクルの2つの過程によって行われている。

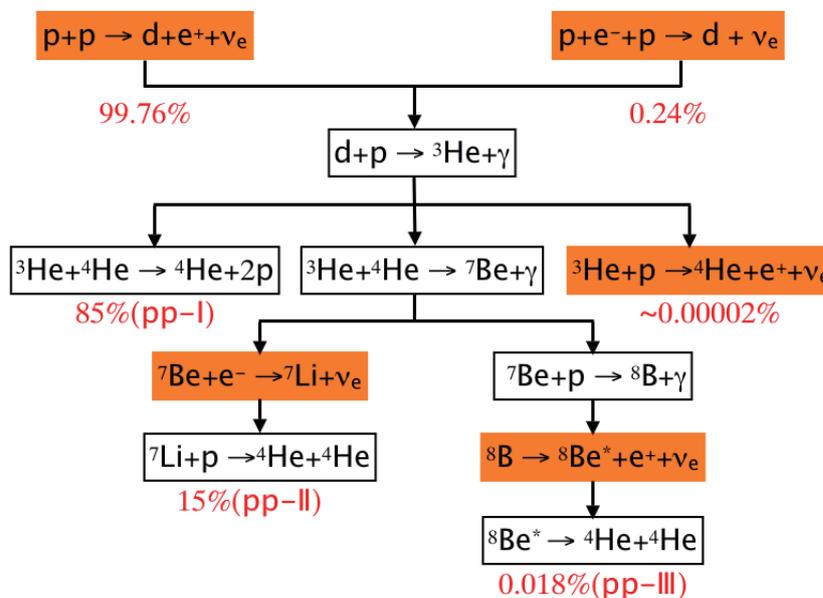


図 2.1: pp チェーン

実際に、太陽ニュートリノの観測は、1960年代後半から、R. Davisらによる Homestake 実験によって始まった。 $^{37}\text{Cl}$  が  $\nu_e$  によって逆  $\beta$  崩壊反応を起こし、 $^{37}\text{Ar}$  が生成されるレートを測定することによって、太陽から飛来する  $\nu_e$  を観測した。[7] この実験結果は、1988年まで太陽ニュートリノを観測したと言い切れる唯一の実験であったが、天文物理学、ニュートリノ物理学に多くの議論と疑惑を引き起こした。観測された太陽ニュートリノの数は、標準太陽模型で予測される反応数に比べ有意に少なかったためである。

これが太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、後述のニュートリノ振動現象の解明まで、ニュートリノ物理学・天文物理学における大きな謎であった。標準太陽模型に問題があるのか、検出器や実験に問題があるのか、または、ニュートリノ自体に対する理解が不足しているのか、多くの実験や新たな理論が作られ、検証が繰り返されたが、20世紀中に解決することはできなかった。

標準太陽模型や実験に問題が見られなかったため、太陽ニュートリノ問題の解として、電子ニュートリノが別な粒子に転換され、検出数が減少するという理論が自然であると考えられた。当時、有力だったものとして、MSW効果やニュートリノ振動、また、WIMPs(Weak Interacting Massive Particles) という全く新しい未知の粒子の存在などが挙げられる。

### 2.2.2 大気ニュートリノ問題

太陽ニュートリノ問題と同様に、地球の大気中で生成されるニュートリノの観測においても、理論と測定値に食い違いが生じた。地球にやってくる一次宇宙線は、大気中の原子核と相互作用し、その過程で生成される  $\pi$  粒子や K 粒子が崩壊する際、 $\mu$  粒子と  $\mu$  型ニュートリノが生成される(式 2.8)。また、生成された  $\mu$  粒子は、電子と電子ニュートリノ、 $\mu$  型ニュートリノに崩壊する(式 2.9)。

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

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

したがって、大気ニュートリノの生成割合は、 $\nu_e : \nu_\mu = 1 : 2$  になるはずである。しかし、Kamiokande 実験などによって観測された値は、この理論比と異なっており、期待値と観測値の比は、

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

である。これは、大気ニュートリノ問題と呼ばれている。

### 2.2.3 ニュートリノ振動観測

結果として、太陽ニュートリノ問題や大気ニュートリノ問題の解となったのは、ニュートリノ振動現象であった。ニュートリノ振動は、Super-Kamiokande 実験による大気ニュートリノ観測実験や、KamLAND 実験による原子炉を用いたニュートリノ観測実験によって証明され、現在は、振動パラメータの精密測定が行われている。

ニュートリノ振動は、ニュートリノが有限の質量をもち、また、質量の固有状態と相互作用の固有状態の間に混合状態が存在する必要がある。そのため、ニュートリノ振動現象の証明は、ニュートリノが有限の質量をもつことの証明となり、ニュートリノが現在の標準理論の枠組みを超えた素粒子であることがわかった。

## 真空中でのニュートリノ振動

行列  $U_{\text{MNS}}$  はレプトン混合行列, または MNS 行列 (Maki-Nakagawa-Sakata) と呼ばれ, 生成されるニュートリノ ( $|\nu_\alpha\rangle$ ) とニュートリノ質量固有状態 ( $|\nu_i\rangle$ ) には以下の関係が成り立つ.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.11)$$

混合行列  $U_{\text{MNS}}$  は, 混合角  $\theta$  と CP 位相角  $\delta$  を用いて

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

と表される. ここで  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) である. シュレディンガー方程式より  $\tau_i$  を  $\nu_i$  の静止系での時間,  $m_i$  を  $\nu_i$  の質量とすると, 静止系での  $\nu_i$  の状態  $|\nu_i\rangle$  の時間発展は,

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-im_i\tau_i} \quad (2.13)$$

と書ける. 実験室系での時間を  $t$ , 距離を  $L$  として式 2.13 の右辺の exponential を書き換えると,

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_i t - p_i L)} = e^{-i(E_i - p_i)L} \quad (2.14)$$

となる. ここで,  $E_i$ ,  $p_i$  はそれぞれ実験室系での  $\nu_i$  のエネルギー, 運動量を表し, 最右辺ではニュートリノの速度を光速  $c(=1)$  と近似し,  $t = L/c$  を用いた. ニュートリノの運動量  $p$  が十分に大きく  $i \ll p$  であるとすれば,

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.15)$$

と近似することが出来, 式 2.14 は,

$$e^{-i(E_i - p_i)L} = e^{-i(\frac{m_i^2}{2E})L} \quad (2.16)$$

となる. 式 2.14 を用いて, 式 2.13 を式 2.11 に代入すると, 距離  $L$  での時間発展は,

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(\frac{m_i^2}{2E})L} |\nu_i(0)\rangle = \sum_\beta \left[ \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(\frac{m_i^2}{2E})L} U_{\beta i} \right] |\nu_\beta(0)\rangle \quad (2.17)$$

となる. 初め  $\nu_\alpha$  だったものが, 距離  $L$  を飛んだ後に  $\nu_\beta$  になっている確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  は,  $|\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(L) \rangle|^2$  と表される. ここでは簡単のため, フレーバーを  $\nu_e$  と  $\nu_\tau$  の 2 世代のみとしてニュートリノ振動を考えると, レプトン混合行列は式 2.18 となる

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

$\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$  として, 式 2.18 を用いて電子ニュートリノの存在確率を求めると,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e(0) | \nu_e(L) \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2]}{E [MeV]} L [m]\right) \quad (2.19)$$

となる. ここで  $\hbar c \approx 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]$  を用いた. ニュートリノ振動はエネルギー  $E$  と飛距離  $L$ , そして振動後のニュートリノとの質量差  $\Delta m$  と混合角  $\theta$  に依存することが分かる.

### 2.2.4 ニュートリノの質量階層構造

ニュートリノ振動実験で測定できるのは、それぞれのニュートリノとの質量差  $\Delta m$  と混合角のみであるため、実際のニュートリノの質量を求めることはできない。そのため、現在、各ニュートリノ質量の相対関係は、3種類の階層構造モデルによって表されている。電子ニュートリノが一番軽い正常階層構造と、逆に一番重い逆階層構造、3つのニュートリノ質量が近い値をとる縮退構造の3つが考えられている(図2.2)。ニュートリノ振動実験からは、ニュートリノの階層構造にこれ以上の制限を与えることは難しいため、別な角度からのアプローチが必要となっている。

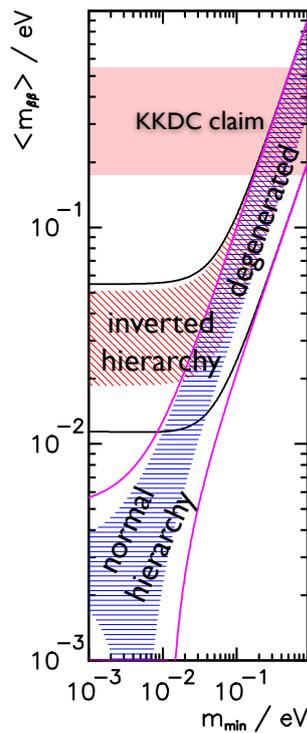


図 2.2: ニュートリノの質量階層構造

## 2.3 マヨラナ性

標準理論において、全ての素粒子は、ディラック粒子として取り扱われている。ディラック粒子には、質量などの諸性質が等しく、電荷の正負のみ異なる反粒子が存在する。しかし、電荷をもたないニュートリノの場合、反粒子である反ニュートリノをどのように区別できるのだろうか。

実験観測的には、ニュートリノ・反ニュートリノは、それぞれ左巻きスピン・右巻きのスピンしかもたないことがわかっている。前節で述べたニュートリノ振動の解明により、ニュートリノが有限の質量をもっていることがわかったため、相対論的制限によりニュートリノは光速で運動できない。そのため、ある左巻きニュートリノ  $\langle \nu_L \rangle$  をそのニュートリノよりも速い座標系から見ると、運動量の向きは反対になるが、角運動量(スピン)は不変

のため、右巻きニュートリノ ( $\nu_R$ ) に見える。つまり、ニュートリノは、左巻きと右巻き両方の成分をもっているはずである。もし、ニュートリノ・反ニュートリノの違いがスピンの向きのみであるとすれば、ニュートリノは、反ニュートリノがニュートリノ自身であるマヨラナ粒子と言える (マヨラナ性)。このとき、ラグランジアンに現れる質量項は、

$$L = -\frac{m_L}{2}\bar{\Phi}_L^c\Phi_L + h.c. \quad (2.20)$$

と書ける。同様に、右巻きニュートリノの質量項も独立に表せるため、左巻きニュートリノと右巻きニュートリノで異なる質量をもたせることができる。

### 2.3.1 シーソー機構

ニュートリノ振動の観測実験や宇宙論などからの制限によって、ニュートリノの絶対質量は、他の素粒子に比べて極端に小さいことがわかっている。これは、非常に不自然なアンバランスではあるが、それを説明する理論として、柳田, Gell-mann などによって提案されたのが、シーソー機構である。ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合、左巻き成分と右巻き成分で異なる質量を独立にもつことが可能であるため、重い右巻きニュートリノ  $M_R$  を導入することで、ディラック粒子 ( $m_D$ ) よりも非常に軽い左巻きニュートリノ  $m_L$  を説明できる (式 2.21)。

$$m_L \sim \frac{m_D^2}{M_R} \quad (2.21)$$

## 2.4 二重ベータ崩壊

1935年, M. Mayer は、原子核中の2つの中性子がほぼ同時に陽子に転換する「二重ベータ崩壊」が起こる可能性について言及した。陽子と中性子がともに偶数である偶-偶核においては、ベータ崩壊後の原子核が崩壊前の原子核よりも重い (エネルギーが高い) ため、通常のベータ崩壊は禁止されるが、二重ベータ崩壊は許容される (図 2.3)。しかし、二重ベータ崩壊は、弱い相互作用の二次の過程による崩壊のため、非常に稀な崩壊であり、半減期はベータ崩壊に比べ極端に長い。

そのため、天然に存在する二重ベータ崩壊を起こす原子核は 60 種類以上あるが、実際に崩壊が観測されたものは、10 種類のみである (表 2.2)。[8]

### 2.4.1 二重ベータ崩壊 ( $2\nu$ モード)

通常の二重ベータ崩壊は、2つの中性子が陽子に転換され、2つの電子と2つの反電子ニュートリノを放出する崩壊である (式 2.22)。

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.22)$$

ベータ崩壊と同様に、ニュートリノがエネルギーを持ち出すため、電子のエネルギーは、連続スペクトルとなる。表 2.2 で示されているように、どの原子核においてもその半減期は非常に長く、崩壊率は、

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (2.23)$$

で表される。  $G^{2\nu}$  は位相空間要素、  $M^{2\nu}$  は核行列要素である。

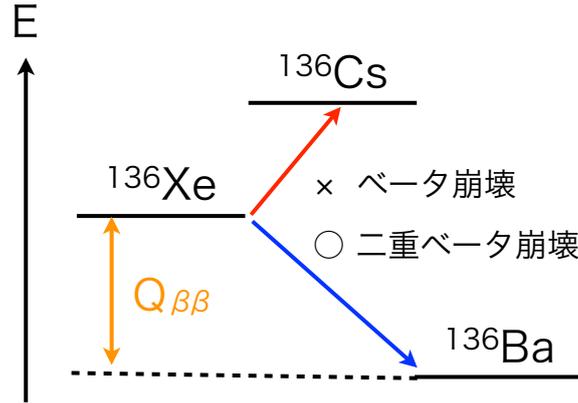


図 2.3: 二重ベータ崩壊エネルギー準位図 ( $^{136}\text{Xe}$  の例)

#### 2.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ( $0\nu$ モード)

ニュートリノがマヨラナ粒子である場合，二重ベータ崩壊において通常放出される 2 つのニュートリノが仮想的に対消滅し，ニュートリノが放出されない崩壊 ( $0\nu$  モード) が起こりうる (式 2.24) .

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (2.24)$$

この崩壊は，それぞれ中性子の陽子・電子への 2 体崩壊のため，電子のエネルギーは，連続スペクトルではなく， $Q$  値におけるピークとなり (図 2.4)， $2\nu$  モードとの区別は容易である．しかしながら， $0\nu$  モードの崩壊率 (式 2.25) は， $2\nu$  モードと比べても更に低いため，実際には， $0\nu$  モードの二重ベータ崩壊は，これまで観測されていない． $0\nu$  モードの崩壊率は，

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (2.25)$$

と表せる． $2\nu$  モードと同様に， $G^{0\nu}$  は位相空間要素， $M^{0\nu}$  は核行列要素であるが，ニュートリノの有効質量  $\langle m_\nu \rangle$  の二乗のファクターがかかっている．また， $\langle m_\nu \rangle$  は，次の式で表される．

$$|\langle m_\nu \rangle| \equiv ||U_{e1}^L|^2 m_1 + |U_{e2}^L|^2 m_2 e^{i\phi_2} + |U_{e3}^L|^2 m_3 e^{i\phi_3} | \quad (2.26)$$

ここで， $e^{i\phi_2}$ ， $e^{i\phi_3}$  は，マヨラナ CP 位相である．ただし，核行列要素  $M^{0\nu}$  には，様々な計算モデルが存在し，原子核によっては複雑な計算が必要となり，その不定性は非常に大きい．

$0\nu$  モードの二重ベータ崩壊観測には，2 つの大きな意義があり，1 つ目は，ニュートリノのマヨラナ性の証明となることである．前述の節 2.3.1 で述べたように，ニュートリノがマヨラナ粒子であれば，ニュートリノの質量が極端に軽いことを説明するシーソー機構が有力となり，また，レプトン数非保存から現在の物質優勢な宇宙を紐解くレプトジェネシスへの大きな一歩となる．

2 つ目は，ニュートリノ質量階層構造の解明である．式 2.25 からわかるように， $0\nu$  モード崩壊の半減期を測定することで，理論的な不定性は残るが，ニュートリノの有効質量を直接測定することが可能である．ニュートリノの有効質量がわかることで，ニュートリノの質量階層構造に大きな制限を与えることが可能となる．

表 2.2: 半減期が測定された二重ベータ崩壊核

原子核種	$Q_{\beta\beta}$ [keV]	Process(Transition)	$T_{1/2}^{2\nu}$ [yr]	$T_{1/2}^{0\nu+2\nu}$ [yr]
$^{48}\text{Ca}$	4273.6	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(4.3 \pm 2.3) \times 10^{19}$	
$^{76}\text{Ge}$	2039.0	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{21}$	
$^{82}\text{Se}$	2995.5	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(9.2 \pm 0.8) \times 10^{19}$	
$^{96}\text{Zr}$	3347.7	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(2.0 \pm 0.4) \times 10^{19}$	
$^{100}\text{Mo}$	3034.68	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(7.0 \pm 0.4) \times 10^{18}$	
$^{100}\text{Mo}$	2339.6	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0_1^+)$	$(5.7 \pm 1.4) \times 10^{20}$	
$^{100}\text{Mo}$	2339.6	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0_1^+)$		$(6.1 \pm 0.2) \times 10^{20}$
$^{116}\text{Cd}$	2808.7	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(3.0 \pm 0.3) \times 10^{19}$	
$^{128}\text{Te}$	867.95	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$		$(3.5 \pm 2.0) \times 10^{24}$
$^{130}\text{Te}$	2530.3	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(6.1 \pm 4.8) \times 10^{20}$	
$^{130}\text{Ba}$	2620.1	$2\epsilon(0^+ \rightarrow 0^+)$		$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{21}$
$^{150}\text{Nd}$	3367.68	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$	$(7.9 \pm 0.7) \times 10^{18}$	
$^{150}\text{Nd}$	2692.3	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0_1^+)$		$(1.4 \pm 0.5) \times 10^{20}$
$^{238}\text{U}$	1144.2	$2\beta^-(0^+ \rightarrow 0^+)$		$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$

## 2.4.3 主な二重ベータ崩壊観測実験

二重ベータ崩壊観測実験は、主に以下の3つの手法に分類される。

- 直接測定
- 地球科学測定
- 放射化学測定

直接測定は、その名の通り二重ベータ崩壊によって放出される2つの電子を直接測定する方法である。前節で説明したように、エネルギースペクトルによって  $2\nu$  モード崩壊と  $0\nu$  モード崩壊を区別することが可能である。

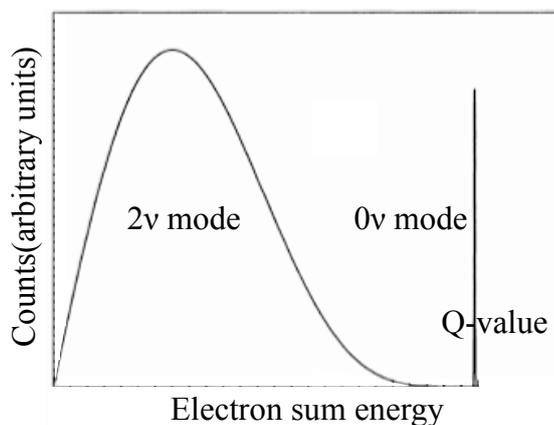


図 2.4: 二重ベータ崩壊エネルギースペクトル

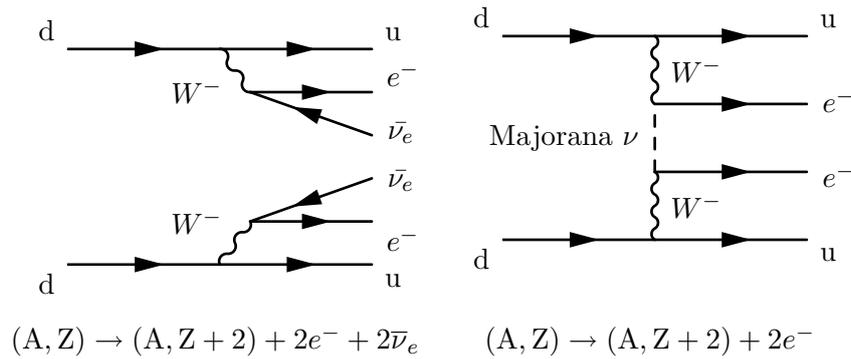


図 2.5: 二重ベータ崩壊の Feynman Diagram

地球科学測定は、地球に存在する放射性原子核を多く含む鉱石を化学的に処理し、その中に含まれる原子核の量を質量分析によって調べ、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。～数十億年にわたって蓄積された娘核の量を測るため、崩壊モードの区別はできない上、鉱石の年代推定や、娘核の生成過程が二重ベータ崩壊のみではないため、誤差の見積もりが困難である。

放射化学測定は、地球科学測定と同様に、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。地球科学測定と異なり、測定を行う原子核種や測定時間が選べるが、測定時間が短くなり、娘核が自然界にあまり存在しない必要がある。ただし、娘核の崩壊を測定することで精度良く娘核の質量を測ることもできる。

以上の3種類の測定法のうち、 $0\nu$  モード崩壊は直接測定でのみ測ることができるため、以後、これまでに行われた・現在稼働中の・計画されている二重ベータ崩壊の直接測定実験についていくつか紹介する。

### Heidelberg-Moscow 実験 (KKDC-Claim)

イタリアの Gran Sasso 地下研究所にて行われた、 $^{76}\text{Ge}$  を用いた二重ベータ崩壊観測実験である。86%に濃縮された  $^{76}\text{Ge}$  10.96kg をターゲット兼ゲルマニウム検出器としているため、高いエネルギー分解能 (3 ~ 3.7keV@2614keV) をもった検出器である。また、これまでで最も良い感度でニュートリノの有効質量の上限を得ている (式 2.27)。

$$\langle m_\nu \rangle < 0.35\text{eV}(90\% \text{C.L.}) \quad (2.27)$$

また、世界で唯一、実験グループの一部メンバーによって、 $0\nu$  モードの二重ベータ崩壊スペクトル (図 2.6) を観測したと主張 (KKDC-Claim) されている実験である。測定値としては、

$$T_1^{0\nu}/2 = (0.69 - 4.18) \times 10^{25}[\text{yr}](\sim 4.2\sigma), \text{ bestvalue} : 1.19 \times 10^{25}\text{yr}$$

$$\langle m_\nu \rangle = (0.24 - 0.58)[\text{eV}](3\sigma), \text{ bestvalue} : 0.44\text{eV}$$

となっている [9]。

しかし、その測定結果には、疑問の声も多く、

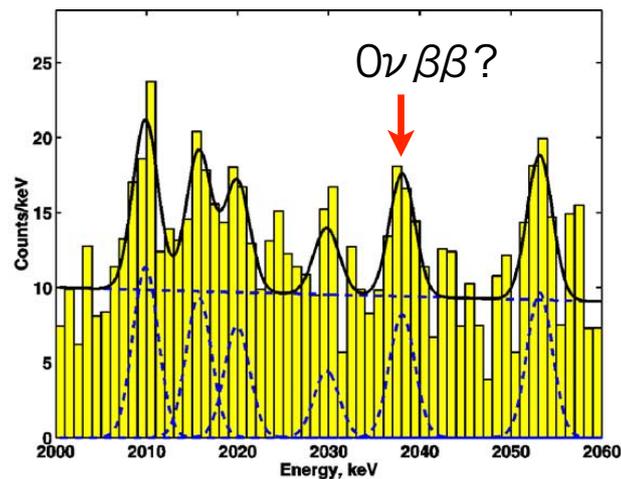


図 2.6: KKDC-Claim  $0\nu$  モード崩壊スペクトル

- 追証実験が行われていないこと
- $\sim 4\sigma$  程度の C.L. であること
- Heidelberg-Moscow の 2001 年や IGREX の測定結果と矛盾すること
- 同実験グループ内においても全面的に認められた結果ではないこと
- 高速中性子による  $^{206}\text{Pb}$  のシングルサイト (2041keV) が考慮されていないこと
- 全スペクトルと解析されたスペクトルが同じものではないこと

など、未だに議論は尽きず、二重ベータ崩壊の community は慎重な対応をしている。いずれにしても、追証実験による検証が求められている。

### KamLAND-Zen

液体シンチレータ 1000 t を用いた反ニュートリノ検出器 KamLAND(第 3 章) を用いた  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測実験である。2011 年度からの観測開始を計画しており、世界最速で KKDC-Claim 検証感度に到達可能である。

詳細は、第 4 章を参照。

### その他

その他、これまでに行われた・現在稼働中の実験は、

- IGREX
- NEMO3
- CUORICINO
- COBRA
- Gotthard

- GERDA

などがあり、これまで  $0\nu$  モード二重ベータ崩壊、ニュートリノの有効質量へ制限を与えてきた。特に、IGREX は、Heidelberg-Moscow 実験と同じく、一番良い制限を与えた実験である。しかしながら、 $0\nu$  モード二重ベータ崩壊の観測は未だに為されておらず、現状、どの実験も KKDC クレームの検証感度への到達を目指している。

また、今後稼働が予定されている実験としては、

- SNO+
- EXO
- CUORE
- CANDLES
- Majorana
- DCBA
- MOON

などがあり、いずれも KKDC クレーム検証感度、縮退構造検証感度への到達を目指している。

### 第3章 KamLAND 検出器

KamLAND 実験とは、**Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector** の略称である KamLAND 検出器を用いた低エネルギー反ニュートリノ観測実験である。

KamLAND 検出器は、岐阜県飛騨市神岡町にある池の山山頂より地下約 1,000m の神岡鉱山内に設置 (図 3.1) されている。検出器から地表までには、平均  $2.7\text{g}/\text{cm}^3$  の岩盤が 1,000m 以上の厚さで存在しており、2,700m の厚さの水による遮蔽と同等である。したがって、宇宙線  $\mu$  粒子が検出器に到達するためには、約 1.3 TeV 以上のエネルギーが必要となり、その宇宙線強度は地上の約 10 万分の 1 ( $1.5 \times 10^{-7} [\text{events}/\text{cm}^2/\text{sec}]$ ) である。そのため、宇宙線起源のイベントを抑制することができ、また、液体シンチレータに含まれる放射性不純物も少ないため、世界最高水準の低バックグラウンド環境を実現している。また、KamLAND 検出器は、液体シンチレータを用いた検出器としても世界最大であり、超高感度ニュートリノ検出器として、原子炉反ニュートリノや太陽ニュートリノ、地球ニュートリノなど、様々なニュートリノ観測実験を行なっている。

この章では、KamLAND 実験の概要や装置の概要、また、これまでの観測結果について述べる。

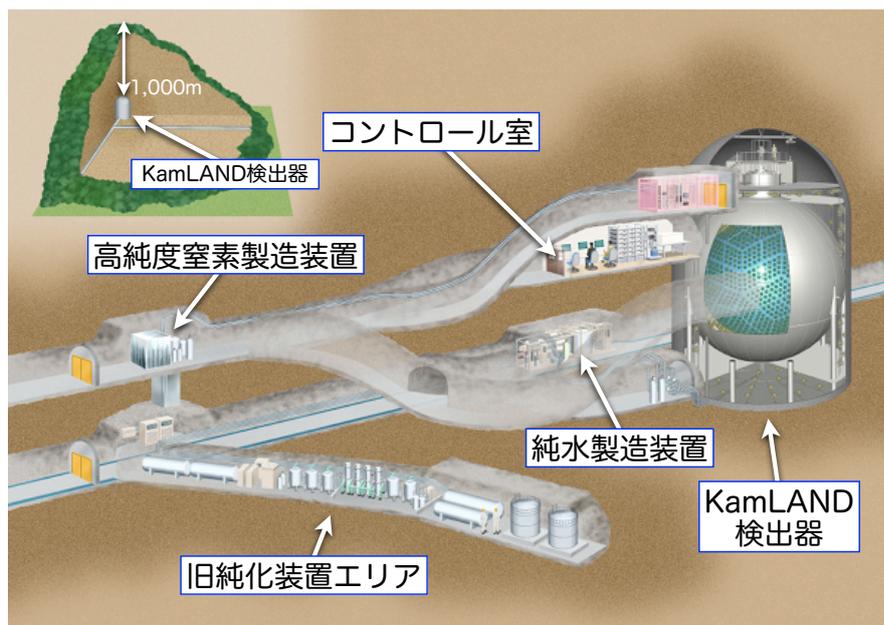


図 3.1: KamLAND 検出器 設置環境

### 3.1 ニュートリノ検出原理

KamLAND 検出器は、その名の通り液体シンチレータを用いた素粒子検出器である。液体シンチレータの発光メカニズムの詳細は後述(節 6.1 参照)するが、荷電粒子が液体シンチレータ注を通過することによる電離損失のエネルギーが発光物質分子を励起することによって、シンチレーション光が放出される。シンチレーション光の強度は、粒子のエネルギーに比例し、光電子増倍管を用いてその発光量を測定することで、荷電粒子を検出できる。

KamLAND 検出器では、独自に開発した液体シンチレータを用いており、その組成は、ドデカン ( $C_{12}H_{26}$ ) が 80% と、ブソイドクメン (1,2,4-トリメチルベンゼン,  $C_9H_{12}$ ) が 20%、発光物質として PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール,  $C_{15}H_{11}NO$ ) が 1.36 [g/l] である。前述の通り、液体シンチレータでは基本的に荷電粒子や  $\gamma$  線の検出しかできないが、ニュートリノは液体シンチレータ中で反応や散乱を引き起こすことがあり、その反応を検出することで、中性粒子であるニュートリノを観測可能となる。

#### 3.1.1 反電子ニュートリノ検出

反電子ニュートリノは、検出器内の陽子と逆  $\beta$  崩壊反応(式 3.1, 図 3.2)を起こす。

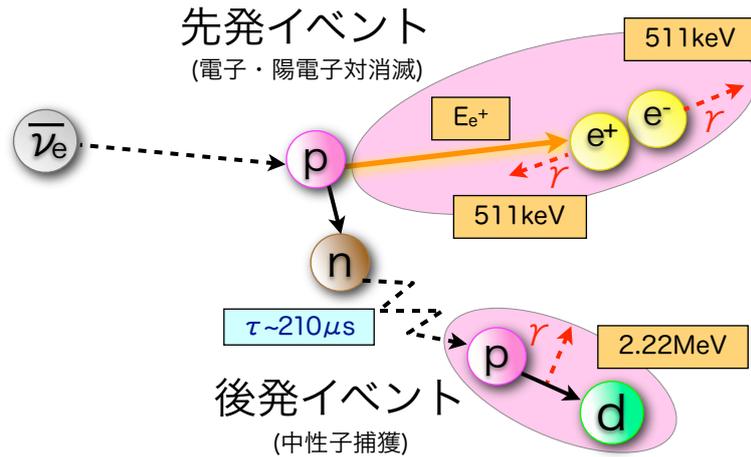


図 3.2: 反電子ニュートリノ検出原理

実験室系での、この反応のエネルギー保存則は、以下の式 3.2 で表される。

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = (T_n + m_n) + (T_{e^+} + m_e) \quad (3.2)$$

放出される陽電子は、瞬時に周囲に存在する電子と対消滅し、少なくとも 2 つの 511keV の  $\gamma$  線を放出して先発信号となる。このときの先発信号のエネルギーを  $E_{prompt}$  とすると、

式 3.2 を使って、

$$\begin{aligned}
 E_{prompt} &= T_{e^+} + 2m_e \\
 &= E_{\bar{\nu}_e} + m_p - T_n - m_n - m_e \\
 &= E_{\bar{\nu}_e} + T_n - 0.782[\text{MeV}]
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

と書ける。ただし、 $m_p, m_n, m_e$  は、それぞれ陽子・中性子・電子の質量、 $T_n$  は中性子の運動エネルギーである。よって、実際に検出される反電子ニュートリノのエネルギーは、中性子の平均運動エネルギー  $\overline{T_n}$  を用いて、以下の式 3.4 で表される。

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{prompt} - \overline{T_n} + 0.782[\text{MeV}] \tag{3.4}$$

後発信号としては、熱中性子と呼ばれる運動エネルギーをほとんどもたない状態の中性子が時定数 210  $[\mu\text{s}]$  で陽子と結合する中性子捕獲反応を起こし、2.22  $[\text{MeV}]$  の  $\gamma$  線を放出する。

これらの連続した 2 つの信号は、互いに時間と位置に相関をもっており、遅延同時計測を行うことで、バックグラウンドの中から反電子ニュートリノイベントを検出することができる。

また、逆  $\beta$  崩壊反応において、 $m_p$  よりも  $(m_n + m_e)$  の方が質量が大きいため、反電子ニュートリノのエネルギーに閾値が存在する。相対論的效果を考慮すると、エネルギー閾値は以下の式 3.5 で表される。

$$E_{\bar{\nu}_e}^{threshold} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806[\text{MeV}] \tag{3.5}$$

### 3.1.2 電子散乱によるニュートリノ検出

反電子ニュートリノ以外のニュートリノも、液体シンチレータ中の電子との弾性散乱 (図 3.3) によって検出することが可能である。

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{3.6}$$

式 3.6 のように、反応の前後で粒子の種類は変わらないが、反跳電子に与えられたエネルギーを液体シンチレータの発光によって観測することができる。

図 3.3 のように電子の反跳角を  $\theta$  とすると、反跳電子のエネルギー  $T_e$  は、エネルギー保存則と運動量保存則によって、以下 (式 3.7) のように表せる。

$$T_e = \frac{\frac{2E_\nu^2}{m_e} \cos^2 \theta}{\left(1 + \frac{E_\nu}{m_e}\right)^2 - \left(\frac{E_\nu}{m_e}\right)^2 \cos^2 \theta} \tag{3.7}$$

また、反跳角は、 $\cos \theta = \frac{1 + \frac{m_e}{E_\nu}}{\sqrt{1 + \frac{2m_e}{2T_e}}}$  である。

$T_e$  が最大となるのは、 $\theta = 0$  のときなので、その最大値  $T_{max}$  は、以下の式 3.8 で与えられる。

$$T_{max} = \frac{E_\nu}{1 + \frac{m_e}{2E_\nu}} \tag{3.8}$$

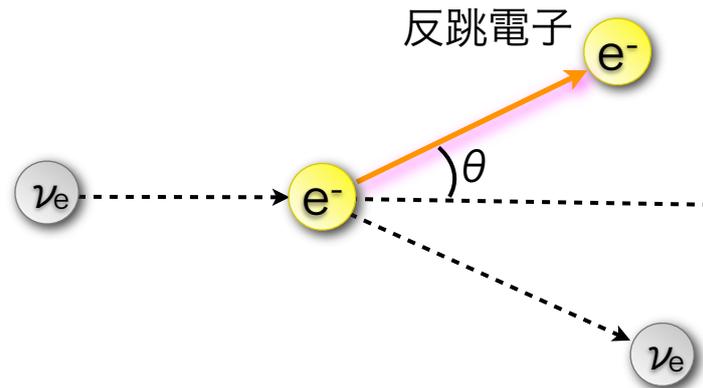


図 3.3: ニュートリノによる電子散乱

## 3.2 KamLAND 検出器 装置概要

KamLAND 検出器は、構造としては非常にシンプルであるが、巨大検出器であるが故に、検出器各部において、大型または多数の要素から成り立っている。まず、ニュートリノを検出するための内部検出器 (Inner Detector = ID) と宇宙線 VETO のための水チェレンコフ外部検出器 (Outer Detector = OD) があり、それぞれの周りに光検出用の大口径光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube = PMT) が設置されている。検出器上部のドームエリアには、較正用の線源を用意するクリーンテントや線源を導入するチムニー部、PMT からの信号を記録するデータ収集電子回路を収めた Electronics-Hut (E-Hut) が設置されている。また、外部検出器の純水を製造する純水製造装置や液体シンチレータの純化に使用される純化装置や蒸留装置、DAQ をコントロールする PC-Farm・コントロール室などがある。

この節では、KamLAND 検出器各部の概要を述べる。

### 3.2.1 検出器 内部構造

KamLAND 検出器の検出部としては、純水で満たされた円筒状の OD(図 3.4 青色部) とその中に設置された球状のステンレスタンク内の ID(図 3.4 黄色部) に大きく分けられる。

OD は、主に純水中を通過する宇宙線  $\mu$  粒子が発するチェレンコフ光を 225 本の PMT で検出することで、宇宙線イベントのタグ付けを行うほか、KamLAND 検出器の周囲の岩盤からの環境放射線の緩衝材としても利用されている。

ステンレスタンク内部の ID は、更に 3 層に分離されており、中心部には、液体シンチレータを充填した透明のバルーンが設置されている。バルーンは、厚さ  $135\mu\text{m}$  の 5 層ナイロンフィルムでできており、ケブラーロープで上部から吊るされている。バルーンの外側は、バッファオイルとして、ドデカンとイソパラフィンの混合ミネラルオイルが用いられており、PMT やステンレスタンク由来の放射性不純物や周囲の岩盤から発生する高速中性子などの緩衝材として、ステンレスタンク内表面に設置されている PMT の蛍光面まで充填されている。バッファ層は、PMT 蛍光面近くの球面アクリル板によって、バッファ

オイル内側 (Buffer Oil Inner = BOI) とバッファオイル外側 (Buffer Oil Outer) の2層に分離されている。これは、PMT 由来の放射性不純物の影響を最小限に留めるためである。

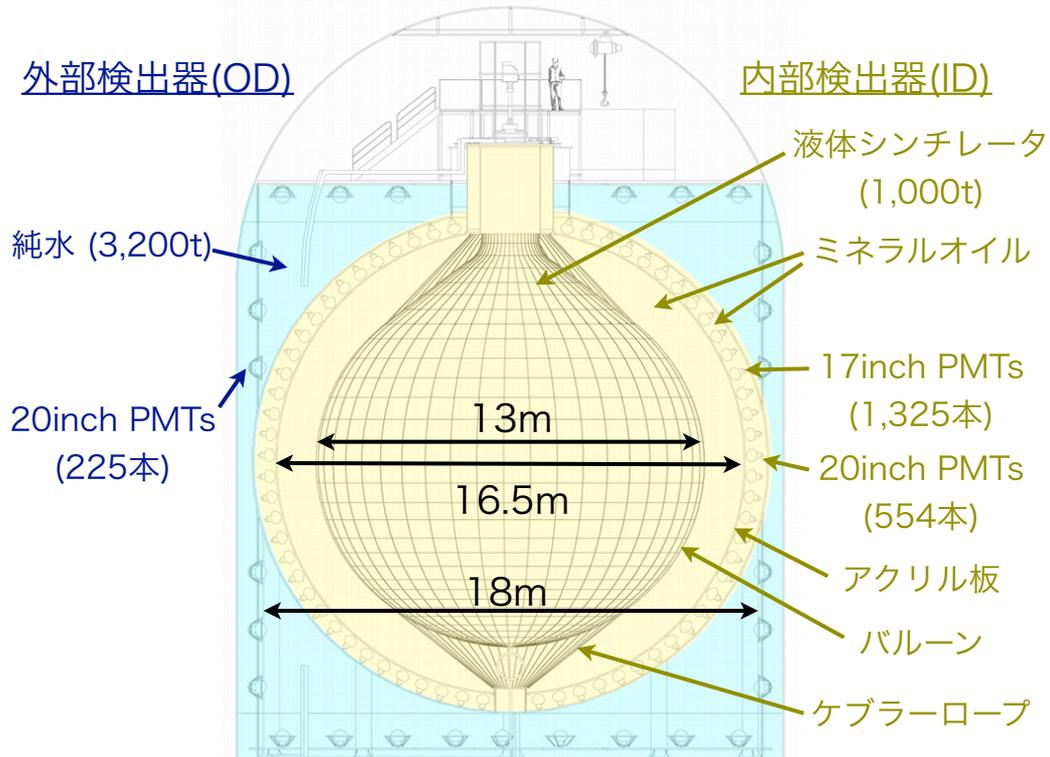


図 3.4: KamLAND 検出器 内部構造概略図

### 3.2.2 光電子増倍管

KamLAND 検出器の光電子増倍管(以下, PMT)は, KamLAND の前身となる Kamiokande 検出器に用いられていた 20 インチ径 PMT と, KamLAND 検出器用に, 新たに開発された 17 インチ径 PMT の 2 種類である。例えば, KamLAND 検出器ではエネルギーが 1MeV のシンチレーション光は, 400p.e. 程度の光量であるので, 1 つの PMT は, 1p.e./events のみ受け取ることになる。よって, PMT には, 1p.e. レベルの高いエネルギー分解能と複数のヒットを分離するための高い時間分解能が要求される。そのため, Super-Kamiokande 検出器に使われている 20 インチ径 PMT を基に, エネルギーと時間分解能の向上が図られた。ダイノード構造部を初段にボックス型, 後続の 9 段をライン・フォーカス型のダイノードの多段構造(図 3.5 左)にすることで, 時間分解能を表す電子走行時間広がりから従来の  $\sim 5\text{ns}$  から  $\sim 3.5\text{ns}$  に向上した。しかし, PMT の端側において時間応答と光電子収集効率の悪化が見られたため, 光電面の外側をマスクし, 17 インチ径に制限している。そのため, PMT 自体の大きさは 20 インチ径 PMT と同等であるが, 17 インチ径 PMT と呼ばれている。17 インチ径 PMT の 1p.e. 分布と時間応答分布は, 図 3.6 参照。

実際には, OD に 255 本の 20 インチ径 PMT, ID に 1325 本の 17 インチ径 PMT と 554 本の 20 インチ径 PMT が設置されている。加えて, ID 上部のチムニー部の下に 8 インチ径 PMT が 16 本, 5 インチ径 PMT が 6 本取り付けられている。

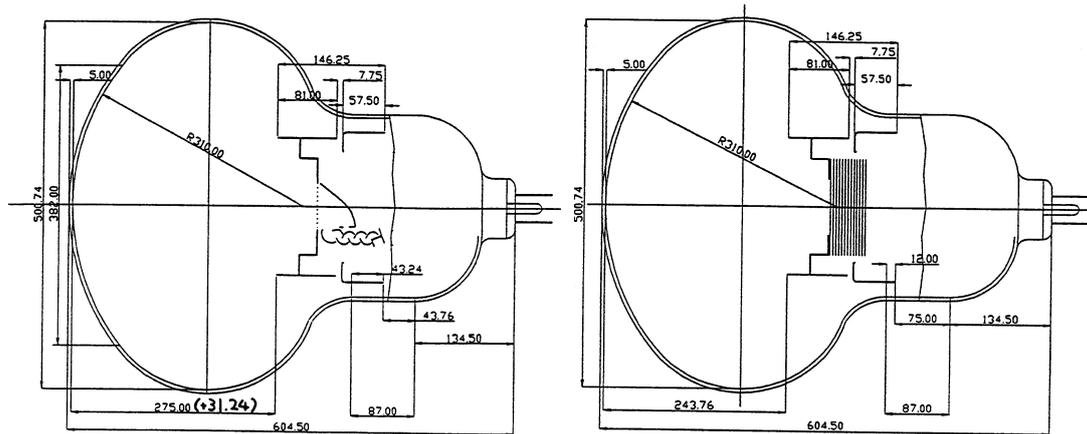


図 3.5: 17inch PMT(左) と 20inch PMT(右)

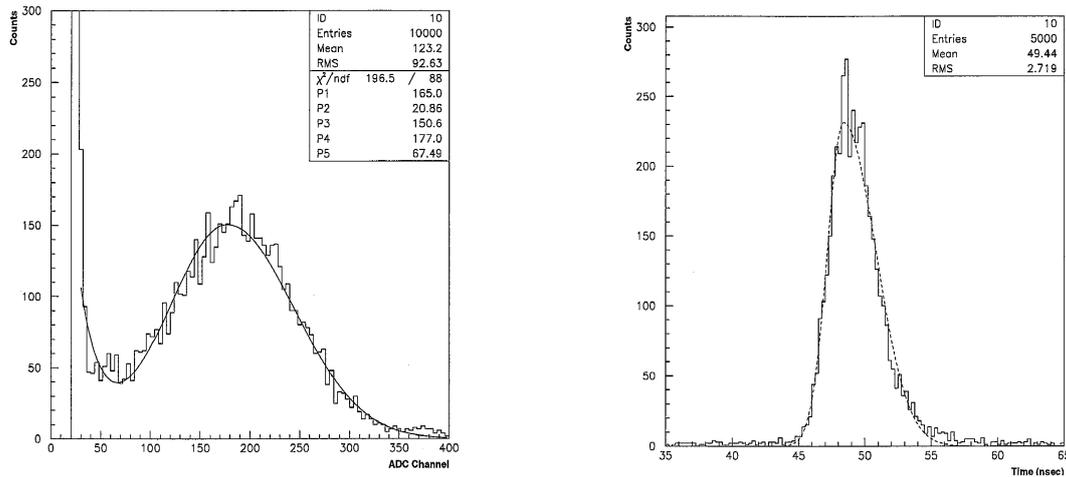


図 3.6: 17 インチ PMT 1 p.e. 分布 (左) と 時間分布

これらの PMT は、ドームエリアに隣接した HVroom の 10 機の HV クレートに接続されており、ゲインがコントロールされている。信号ケーブルは、ドームエリア内部の E-Hut へと伸びており、データ収集電子回路に入力されている。

また、大型の PMT 故に受ける地磁気の影響を磁気補償コイルによって打ち消し、ゲインを保持している。

### 3.2.3 データ収集電子回路システム

KamLAND のデータ収集電子、グループ内で独自に開発された信号波形記録電子回路 (KamFEE=KamLAND Front-End Electronics) によって行われている。VME9U1Slot 規格 12 チェンネル入力の基板 (図 3.7) によって、波形の取得・デジタル化をし、ファイバケーブルによって E-Hut から PC-Farm の計算機に接続され、Trigger 回路と DAQ コンピュータによる制御によってデータ収集 (DAQ) を行っている。

各チャンネルに入力された PMT 信号は、ディスク閾値を超えるとヒット信号としてカウントされ、各 KamFEE 基盤毎の合計 Hit 数 ( $NSUM$ ) が Trigger 回路に出力される。Trigger 回路では、その値と各トリガーロジックに応じて、デジタル化コマンドが KamFEE

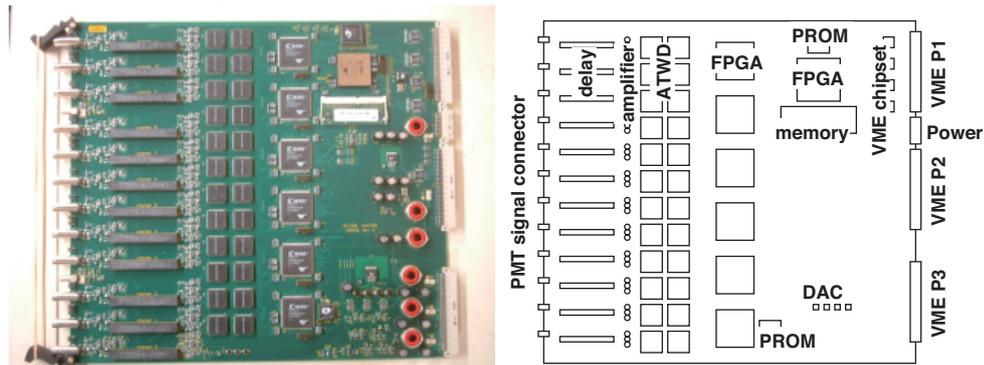


図 3.7: KamFEE 基板 写真 (左) 概略図 (右)

に送られ、波形データが記録される。DAQ コンピュータは、各 KamFEE 基板と Trigger 回路を PCI-VME インターフェイスを通じてコントロールする。このように、KamFEE、Trigger 回路、DAQ コンピュータによって KamLAND のデータ収集は行われている (図 3.8)。

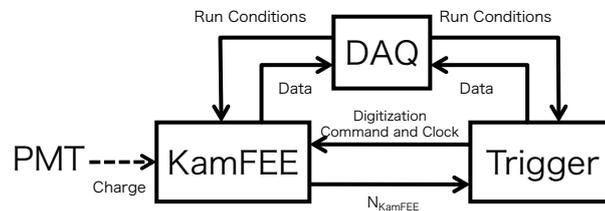


図 3.8: KamLAND の DAQ システム概略図

## KamFEE

KamLAND 検出器の PMT 信号は、大きく 2 つに分けられる。通常のシンチレーション光は、各 PMT において 1 光電子相当となる。各 PMT のゲインは、 $5 \times 10^6$  に設定されており、1 光電子は、 $0.8[\text{pC}]$ 、 $50\Omega$  ターミネーションでは、幅  $30\text{ns}$ ・ピーク電圧  $2\text{mV}$  程度の信号となる。一方、高エネルギー宇宙線の信号は、1PMT 当たりで最大で 10,000 光電子を超える。信号は、数  $100\text{ns}$  幅・ピーク電圧は数  $\text{V}$  に相当する。よって、KamLAND で精度良く信号を検出するためには、 $10^4$  以上のダイナミックレンジが要求される。KamLAND において、 $1\text{MeV}$  程度の閾値では、数十  $\text{Hz}$  程度のイベントレートとなり、また、非常に短い間隔で連続したイベントも発生しうる。そのため、信号の記録レートについても考慮する必要がある。

KamFEE は、上記の要求を満たすように、入力信号を分岐させ、それぞれ異なる増幅率 ( $\times 20$ ,  $\times 4$ ,  $\times 0.5$ ) で信号を増幅することで、大きなダイナミックレンジ (25,000) を達成している。入力された信号は、まず 2 つに分けられ、ディスクリミネータによって信号のヒット判定が行われる。各 PMT 毎のヒット判定結果は、FPGA(Field Programable Gate Array) を通じて、各 KamFEE 毎のヒット数 (hit-sum) が Trigger 回路に送られる。一方で、ディレイを加えられた信号は、先に述べた 3 ゲインにそれぞれ分岐・増幅され、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) と呼ばれるデジタル化回路に入力される。ATWD は、128 個のキャパシタアレイとウィルキンソン型ランプ ADC で構成されており、

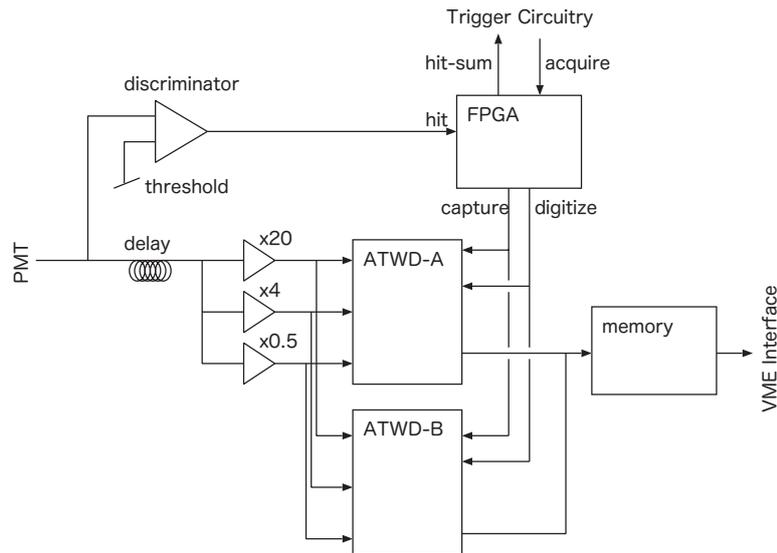


図 3.9: KamFEE ATWD 回路構成概略図

サンプリングレート (40MHz) 毎に電荷を 128 個のキャパシタ (コンデンサ) アレイに順番に蓄積し続けている。ただし、128 個目に達したときは、再び 1 個目のキャパシタから電荷の上書きを行っていく。この時点で、時間方向のデジタル化が行われており、サンプリング間隔は、約 1.5ns である。各チャンネルにおいて、ヒットが判定されると、FPGA から "capture" コマンドが ATWD に送られ、キャパシタアレイの上書きは停止 ("hold" 状態) される。増幅前のディレイは、この "capture" コマンドが ATWD に送られるまでの時間を補正するためのものである。その後、Trigger 回路から "acquire" コマンドが各 KamFEE に送られた場合 (トリガー発行) は、FPGA から ATWD に "digitize" コマンドが送られ、"hold" されている各キャパシタの電荷がデジタル化される。このデジタル化には、約 25 $\mu$ s かかるが、図 3.9 のように ATWD-A と ATWD-B の 2 チャンネルがあるため、一方がデジタル化中は、もう一方の ATWD を利用することで、デジタル化中のデッドタイムを軽減している。"hold" 後、一定期間 "acquire" コマンドが発行されなかった場合は、自動的に FPGA が "clear" コマンドを送り、"hold" を解除する。また、図 3.9 には描かれていないが、ATWD の入力信号は 4 つあり、3 つのゲインチャンネルに加え、40MHz クロック信号が入力されており、サンプリング間隔の較正に使われている。

### Trigger 回路

Trigger 回路は、VME20U の大型回路であり、200 枚の KamFEE からの 4bit (ただし、値は 0 ~ 12 のみ) の hit-sum 信号がそれぞれパラレルケーブルで接続されている (図 3.10)。この 200 本の hit-sum 信号は、125ns のゲート毎に計算され、その和 (NSum) に応じて、様々なトリガーコマンドが発行される。NSum 以外にも外部入力によるトリガーや、"history" と呼ばれる波形記録ではなく NSum の推移を記録するトリガ、キャリアレーション用のトリガーなど 20 種類以上ものトリガーが発行可能である (付録 A)。NSum には、ID NSum、OD NSum など PMT の種類によって別々に計算・処理もされており、それぞれ ID トリガーや OD トリガーなどの発行に使われている。また、波形を取得する "acquire" コマンドには 2 タイプあり、信号がヒットしたチャンネルの波形を取得する "global acquisition"

と、ヒットの有無に関係なく全チャンネルで強制的に波形を取得する “force-acquisition” がある。

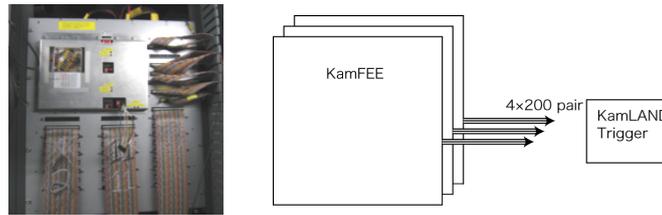


図 3.10: Trigger 回路 写真 (左) 接続 (右)

Trigger 回路は、坑口に設置された GPS(Global Positioning System) 受信機とも接続されており、GPSの時刻情報と同期している(図 3.11)。また、この GPS 時刻と同期した 40MHz のシステムクロックを KamFEE に供給しており、このクロックを基に Timestamp が作られている。

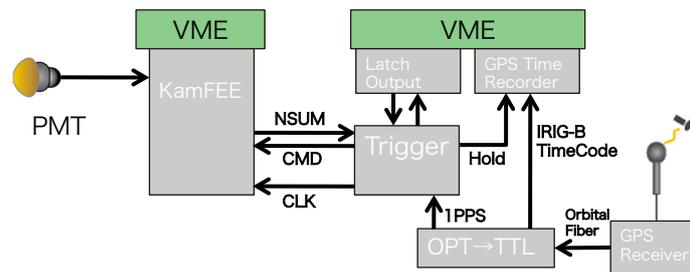


図 3.11: Trigger 回路 GPS 同期システム

Trigger 回路は、トリガー情報を記録することも可能である。KamFEE と同様に、VME インターフェイスを通じて、ファイバーケーブルでコンピュータに接続され、ソフトウェアによる制御が行われている。トリガー情報には、トリガータイプ、発行時間 (Timestamp)、NSum など、多くの有益な情報が含まれている。トリガーによっては、波形取得を行わずに NSum だけを記録するものもあるが、PMT の占有状態などを見るためには非常に役立つ情報である。また、超新星ニュートリノなど高イベントレートによって波形取得ができない場合なども、NSum の情報は有益である。

## 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によって制御されている。前述の通り、KamLAND のデータ収集は、200 枚の KamFEE 基板が収められた 10 機の VME クレートと、Trigger 回路など、計 15 個の VME インターフェイスとそれぞれに対応した同数の PCI-VME カード搭載の PC がファイバーケーブルによって接続されている。KiNOKO は、榎本氏の手によって開発が行われ、高い拡張性と GUI (図 3.12) による視認性の高い操作性、また、安定したデータ収集・オンライン解析・転送を実現している [16]。

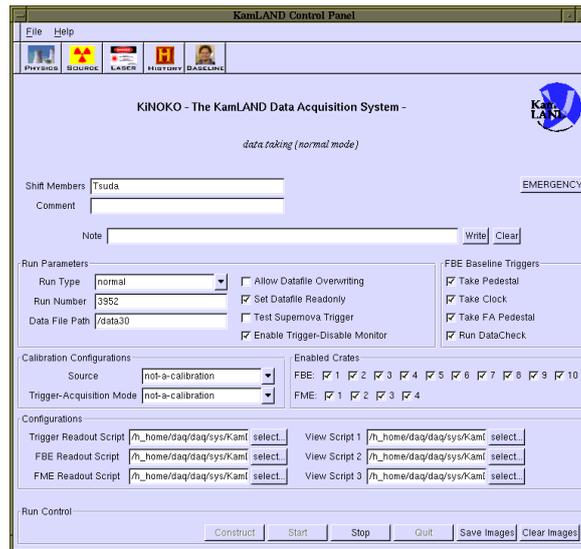


図 3.12: KamLAND DAQ KiNOKO コントロールパネル

### データ転送

KamLAND で収集されたデータは、いくつかのプロセスを経由し、最終的に東北大学にてオフライン解析が行われる。図 3.13 は、実際のデータ転送の流れの概略図である。ただし、2010 年 11 月から 2011 年初旬にかけて、コンピュータの入替が行われるため、実際のホスト名や転送プロセスに変更が生じる。

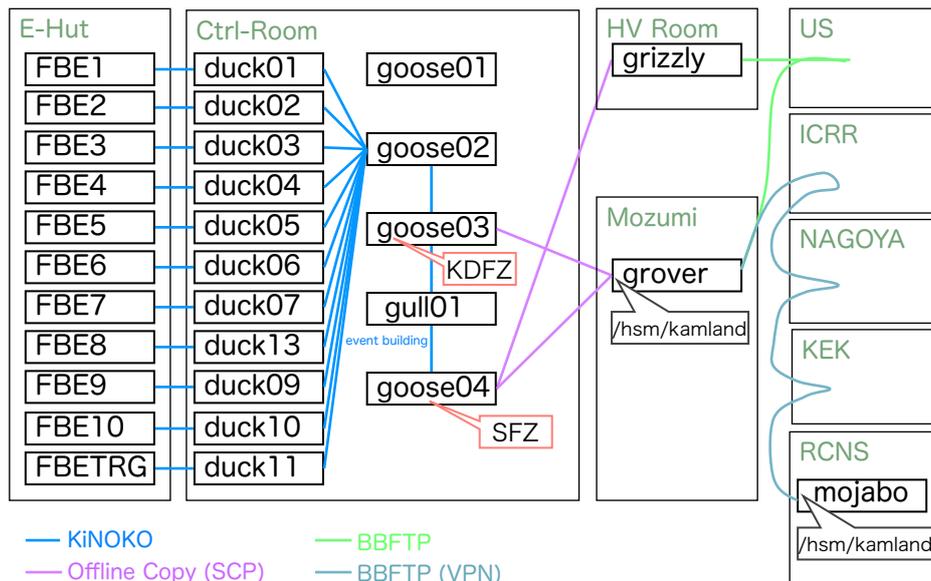


図 3.13: 坑内 (KamLAND)-茂住-仙台 (RCNS) データ転送概略図 (~ 2010 年 11 月)

まず、各 VME クレートから収集されたデータは、kdf(kinoko data format) というフォーマットで記録され、kdfz に圧縮されて、茂住事務室のコンピュータにオフラインコピーされる。その後、event building という作業を経て、イベント毎にソートされた sf(serial format) と呼ばれる解析に使いやすい形に変換され、sfz に圧縮・転送される。また、sfz は、US グ

ループの末端を経由し，US に転送されている．その後，茂住事務室からは，光ファイバーケーブルで接続されている宇宙線研究所，名古屋大学，高エネルギー加速器研究機構を経て，ニュートリノ科学研究センターに転送される．

## 第4章 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は、KamLAND 検出器を用いた  $^{136}\text{Xe}$  のニュートリノレス (Zero-neutrino) 二重ベータ崩壊探索実験である。

### 4.1 実験計画概要

KamLAND-Zen 実験は、2011 年度からの観測開始が予定されている。現在、実験開始に向けて、様々な基礎研究や稼働準備が行われている。

#### 4.1.1 概要

KamLAND 検出器上部のチムニー部から直径 3m のミニバルーンをインストールし、その中に  $^{136}\text{Xe}$  400kg を溶かした液体シンチレータを充填する (図 4.1, 図 4.2)。 $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊による電子による液体シンチレータの発光を観測し、二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルを作成することで  $0\nu$  モード崩壊のピーク探索を行う。

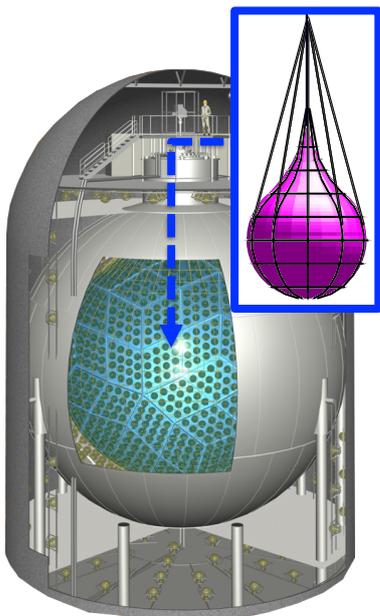


図 4.1: KamLAND-Zen 実験 概略図

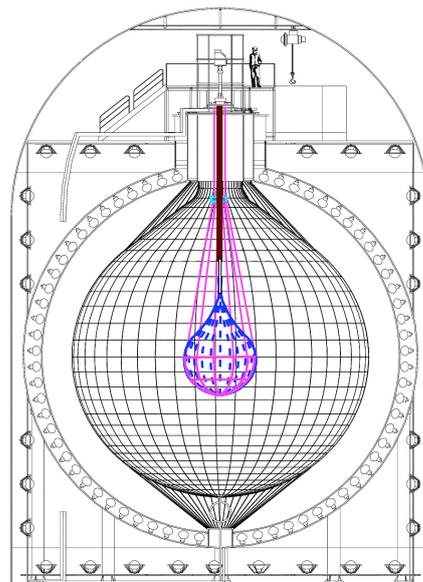


図 4.2: KamLAND-Zen 実験 断面図

新規開発が必要なミニバルーン等は、KamLAND 建設時にバルーン開発の経験があり、また、バックグラウンドの寄与から放射性不純物への要請もよくわかっているため、最小限の改造で実験開始が可能である。更に、 $^{136}\text{Xe}$  含有の液体シンチレータ開発に関しても、

液体シンチレータ開発経験があることに加えて、二度の純化によって液体シンチレータのハンドリングも既知の技術である。

#### 4.1.2 $^{136}\text{Xe}$

KamLAND-Zen 実験では、二重ベータ崩壊のターゲット核種として、 $^{136}\text{Xe}$  が選定された。 $^{136}\text{Xe}$  選定の理由として、多くのアドバンテージが挙げられる。

- 希ガスのため化学的に安定 (回収が容易)
- 液体シンチレータによく溶ける (3wt%)
- 同位体の天然存在比が比較的高い (8.87%)
- 濃縮法が確立されている (遠心分離)
- 比較的安価
- 核行列要素の理論的不定性が小さい
- $2\nu$  モード崩壊の半減期が長い ( $10^{22}$  year)
- $Q_{\beta\beta}$  値付近のバックグラウンドが比較的少ない (2.47MeV)

以上のように、KamLAND 検出器を用いた二重ベータ崩壊実験としては、ターゲット核種として  $^{136}\text{Xe}$  が最適である。

#### 4.1.3 ニュートリノ有効質量への感度

KamLAND-Zen 実験では、 $^{136}\text{Xe}$  ターゲットが 400kg という大質量なため、他の先行実験や現在計画中の二重ベータ崩壊実験に比べて、迅速に世界最高感度に到達が可能である (図 4.3)。具体的には、観測開始から 1 年以内に KKDC-Claim ( $\langle m_\nu \rangle \sim 200$ [meV]) の検証が可能であり、2 年間の連続観測では、 $\langle m_\nu \rangle \sim 50$ [meV] まで到達する。また、前節で述べたように、 $^{136}\text{Xe}$  の核子数は陽子・中性子ともにマジックナンバーであり、核行列要素の不定性が小さく、半減期測定への理論的不定性も小さくすることができる。

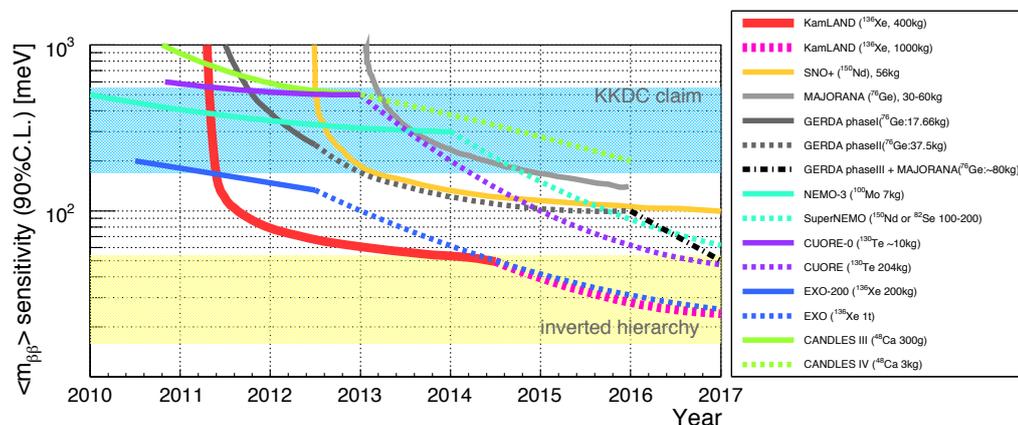


図 4.3: 二重ベータ崩壊実験の有効質量への感度 (Neutrino2010)

## 4.2 ミニバルーン開発

$^{136}\text{Xe}$  の質量は、400kg と限られているため、KamLAND の液体シンチレータに直接  $^{136}\text{Xe}$  を溶かしてしまった場合、ナイロンバルーンの有放射不純物により、有効体積が極端に小さくなってしまふ。例えば、有効体積を半径 5m の球であるとした場合、実際に  $^{136}\text{Xe}$  を含む領域は、半径 6.5m のバルーン球であるため、 $V_{\text{fiducial}}/V_{\text{actual}} = 5^3/6.5^3$  となり、400kg の  $^{136}\text{Xe}$  のうち、45%程度しか利用できない。

そのため、 $^{136}\text{Xe}$  を効率よく測定するために、KamLAND 中心部にミニバルーンを設置し、その中に  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータを充填する。

また、ミニバルーンによって、二重ベータ崩壊実験の領域を制限することで、地球ニュートリノ観測を KamLAND-Zen 実験と継続して行うことができると考えられている。

### 4.2.1 ミニバルーン形状

$^{136}\text{Xe}$  の質量は、400kg と決まっているため、ミニバルーンの大きさは、 $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータへの溶解度・溶解による体積変化量などによって決定される。また、KamLAND 中心部へ設置するため、チムニー部からある程度の長さが必要となる (図 4.2)。

実際には、半径 1.56m の涙型 (体積  $17.17\text{m}^3$ ) のバルーン (図 4.4) に、円筒管を上部に継ぎ足し、チムニー部から吊るす形となる。ミニバルーンは、24 枚のゴアと呼ばれるパーツで構成され、また、12 本の形状を保つための補助紐で支えられる。

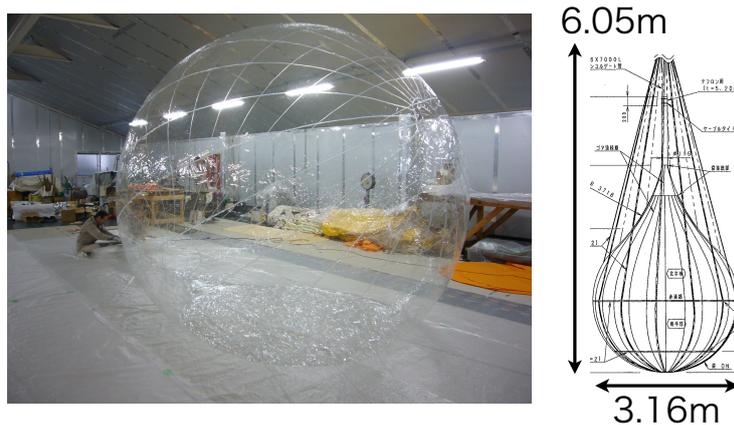


図 4.4: 実寸大バルーン写真 構造図

### 4.2.2 ミニバルーン材質

ミニバルーンの素材となるフィルムには、以下のことが要求される。

- 強度
- 液体シンチレータへの化学的安定性 (長期間測定への耐久性)
- ガス ( $^{136}\text{Xe}$ ) バリア性

- 光透過性 ( $\geq 95\%$  @400nm)
- 放射的清浄性 ( $\text{U/Th} \leq 10^{-12}[\text{g/g}]$ ,  $\text{K} \leq 10^{-11}[\text{g/g}]$ )

以上のように、二重ベータ崩壊のバックグラウンドを少なくするために、できるだけ放射性不純物を含まず、また丈夫なフィルムである必要がある。これらの要求を満たすフィルムを選定、または開発するために、様々な試験が行われている。

#### 4.2.3 ミニバルーンインストール

KamLAND へのミニバルーンのインストールは、チムニー部を改造し、ミニバルーンと  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータを同時に入れながら行う。先に重い液体シンチレータを充填しながらミニバルーンを膨らませ、形状が安定してから  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータと交換する手法が計画されている。ミニバルーンのインストールへ向けて、ATOX の水深 8m のプールでの実寸大ミニバルーンのインストールテストが行われた (図 4.5)。

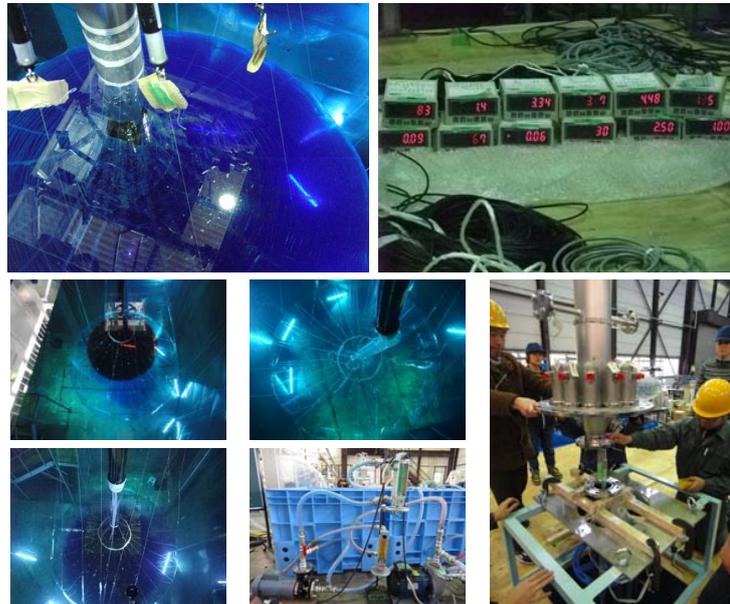


図 4.5: 実寸大ミニバルーンインストールテスト@ ATOX

### 4.3 $^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ

Xe は、液体シンチレータによく溶け、化学的に安定なため、取り扱いには他の二重ベータ崩壊核種に比べ容易である。しかしながら、 $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータは、KamLAND の液体シンチレータとの重量・密度バランスをよく考えて作成しなければ、ミニバルーンの破壊に繋がるため、その特性はよく調べる必要がある。重要な性質として、

- Xe 溶解度 ( $\geq 2.0$  wt.%)
- 発光量 ( $\geq 85\%$  with KamLAND 液体シンチレータ)
- 透過長 ( $\geq 3\text{m}$ )

- 密度 (KamLAND LS との密度差  $\Delta\rho/\rho \leq 0.1\%$ )

などが挙げられる。

これまでの研究により,  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータの組成は, デカンとプソイドクメン, PPO と決定した [23]. その後の種々の研究により, 実際に KamLAND-Zen で使用する  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータの組成が上記の要求を満たすよう, 精密に決定された。

#### 4.3.1 $^{136}\text{Xe}$ 含有液体シンチレータ組成

$^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータの組成を決めるにあたり, まず, Xe の溶解度と組成との依存性, 温度依存性, 圧力依存性が測定された. 測定結果より, 3.0 wt.%での溶解が十分可能であるとして, ミニバルーンを小さくすることができた. 続いて, デカンとプソイドクメンの混合による密度の変化, PPO の溶解度と密度変化, Xe 溶解度と体積依存性が調べられ, 最終的に,  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータの組成は, 表 4.1 のように決定した。

表 4.1:  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータ組成

デカン	82.3%
プソイドクメン	17.7%
PPO	2.7%
$^{136}\text{Xe}$	3.0 wt.%
密度 $\rho$	0.77721 g/cm <sup>3</sup>

実際に  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータを作成する際は, 図 4.6 のようなハンドリングシステムを用いて, 密度・溶解度などのコントロールを行いながら, ミニバルーンに充填する. また, 緊急時や実験終了時に備えて,  $^{136}\text{Xe}$  の回収システムも備えている。

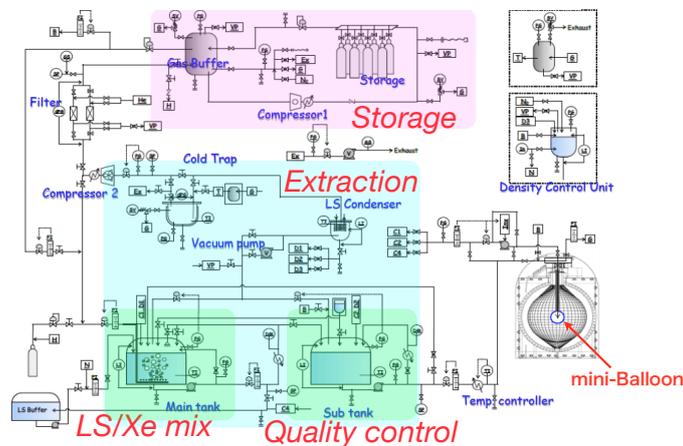


図 4.6:  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータ ハンドリングシステム

## 4.4 $0\nu$ モード崩壊スペクトルのバックグラウンド

$^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu$  モード崩壊スペクトルのエネルギー領域 ( $Q_{\beta\beta} = 2.47[\text{MeV}]$ ) には、以下のように、いくつかのバックグラウンドが存在する。

- $2\nu$  モード二重ベータ崩壊
- 宇宙線ミュオンの原子核破碎によって生成される  $^{10}\text{C}$ ,  $^{11}\text{Be}$  の崩壊
- ミニバルーン中の放射性不純物  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{40}\text{K}$  の崩壊
- $^8\text{B}$  太陽ニュートリノイベント
- 液体シンチレータ中の放射性不純物  $^{208}\text{Tl}$  の崩壊

これらのバックグラウンドの中では、図 4.7 のシミュレーション結果が示すように、 $2\nu$  モード崩壊、 $^{10}\text{C}$ 、 $^{214}\text{Bi}$  などの影響が大きい。

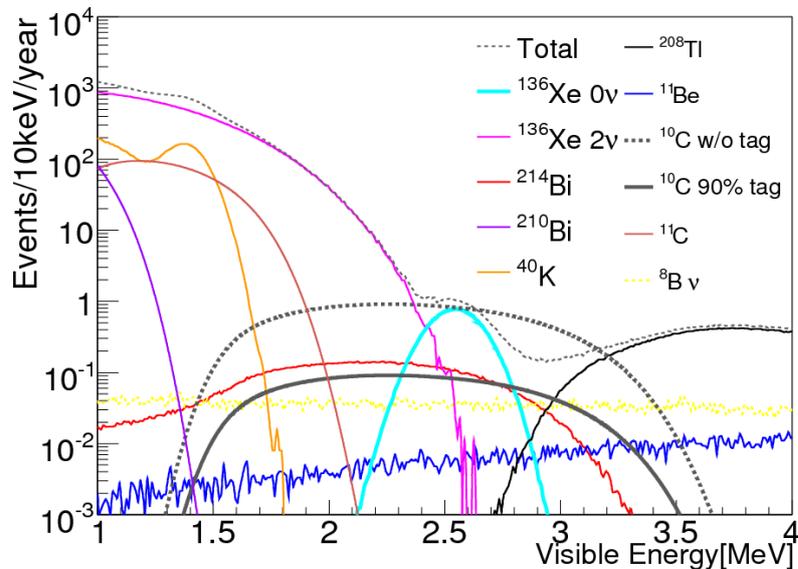


図 4.7:  $0\nu$  モード二重ベータ崩壊のバックグラウンド

ただし、シミュレーション条件は、以下の通り。

- ミニバルーン膜厚  $25\mu\text{m}$
- ミニバルーンコンタミネーション ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ) =  $(10^{-12}, 10^{-12}, 10^{-11})[\text{g/g}]$
- ニュートリノの有効質量  $\langle m_\nu \rangle = 150[\text{meV}]$  (KKDC クレームの最小値)
- $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} > 10^{22}$  year
- $^{10}\text{C}$  のタグ効率 90%
- $^{214}\text{Bi}$  のタグ効率 85%

以下、重要なバックグラウンドについて説明する。

#### 4.4.1 $2\nu$ モード崩壊スペクトル

$0\nu$  モード二重ベータ崩壊探索実験において、 $2\nu$  モード崩壊のスペクトルは避けることはできない。よって、 $2\nu$  モード崩壊と  $0\nu$  モード崩壊を区別するためには、高いエネルギー分解能が必要となる。また、 $2\nu$  モード崩壊の半減期が短い場合、イベント数が極端に増え、 $0\nu$  モード崩壊のピークが見えにくい(図 4.8 右)。

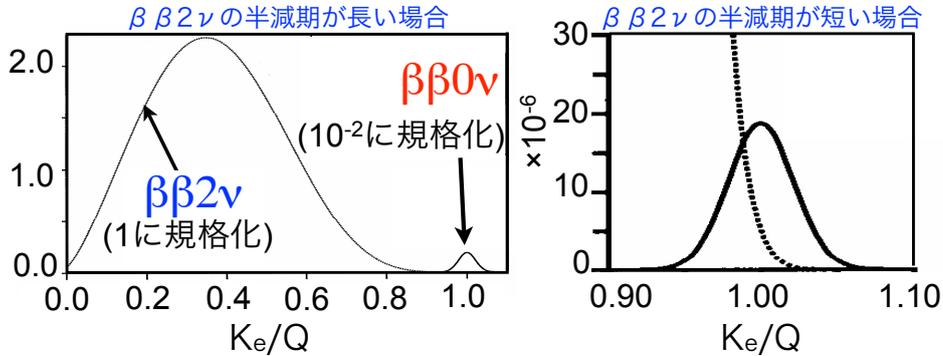


図 4.8: 二重ベータ崩壊 エネルギースペクトル

KamLAND-Zen 実験では、前節で述べた  $^{136}\text{Xe}$  の利点である長い  $2\nu$  モード崩壊半減期によって、現在のエネルギー分解能でピークの検出が可能である。

また、 $^{136}\text{Xe}$  の  $2\nu$  モードの二重ベータ崩壊半減期自体もまだ測定されていないため(下限値のみ)、原子核物理学においても、重要な測定である。

#### 4.4.2 $^{10}\text{C}$ $\beta^+$ 崩壊

KamLAND においても、宇宙線ミュオンイベントは避けることのできない事象である。加速器実験などにおいて、原子核とミュオンビームとの崩壊反応は測定されており、KamLAND 実験における測定と合わせて、高エネルギー宇宙線ミュオンの原子核破砕による不安定核の生成レートが計算されている。(付録 C [17])。  $^{10}\text{C}$  の Q 値は 3.65MeV であり、 $\beta^+$  崩壊(式 4.1)であるために、エネルギースペクトルの下端が電子・陽電子対消滅(式 4.2)の最低エネルギーである 1.022MeV まで引き上げられ、結果的に  $0\nu$  モード崩壊への大きなバックグラウンドとなっている。加えて、寿命が 27.8sec と比較的に長いために、ミュオン後の VETO では、バックグラウンドを抑制できない。

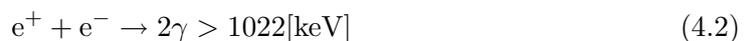
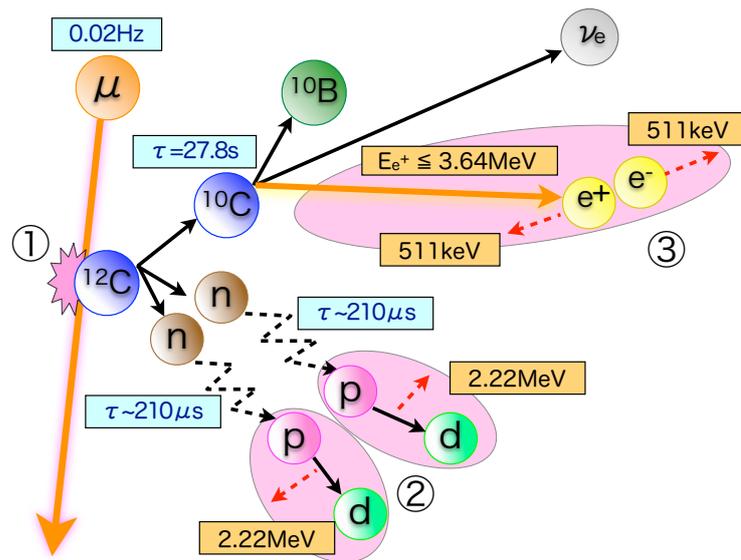


図 4.7 において、 $^{10}\text{C}$  スペクトルは、 $0\nu$  モード崩壊のピーク上に重なっており、一番深刻なバックグラウンドであると言える。

この問題を解決するために、 $^{10}\text{C}$  タギングという手法が考えられた。

$^{10}\text{C}$  の生成から崩壊までの一連の反応(図 4.9)が

図 4.9:  $^{10}\text{C}$  タギング 概念図

- ① 宇宙線ミュオン
- ② 中性子捕獲反応  $\times 2$
- ③  $^{10}\text{C}$   $\beta^+$  崩壊

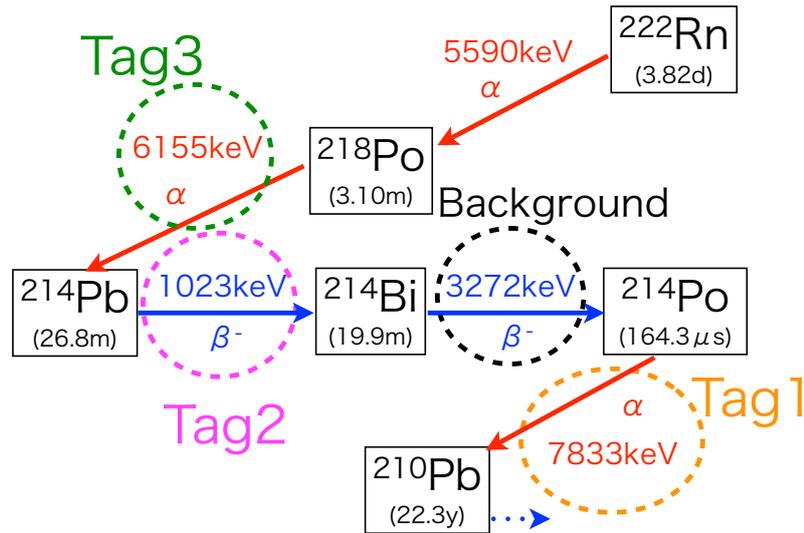
のように、3事象の連続的なイベントであることを利用して、それぞれのエネルギー・時間相関・位置相関を用いた遅延同時計測によって、 $^{10}\text{C}$  事象をタグ付けすることである。 $^{10}\text{C}$  が宇宙線ミュオンによって生成される際、90%程度の確率で上記②中性子捕獲反応に必要な中性子を伴うことがわかっているため、宇宙線ミュオン通過後のイベントを全て記録することができたならば、 $^{10}\text{C}$  は、タグングによって90%除去することが可能である (図 4.7  $^{10}\text{C}$  90% tag)

しかしながら、既存のデータ収集電子回路 KamFEE では、信号波形のデジタル化の変換時間によって、宇宙線ミュオン通過後の高レートな信号を全て取得することはできない。そのため、高速デジタル化が可能な FlashADC を利用した不感時間のない新型回路の開発が要求された。この新型データ収集電子回路は、MoGURA と呼ばれ、既に関係・導入が完了し、現在稼働中である。詳細は、第5章を参照。

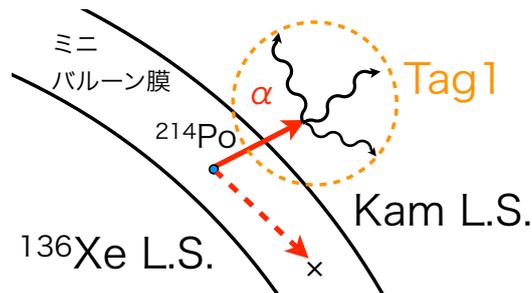
#### 4.4.3 $^{214}\text{Bi}$ $\beta^-$ 崩壊

ミニバルーンに含まれるであろう放射性不純物のうち、 $^{238}\text{U}$  系列の崩壊核である  $^{214}\text{Bi}$  の  $\beta^-$  崩壊 ( $Q_\beta = 3.27[\text{MeV}]$ ) が、 $0\nu$  モード崩壊スペクトルピークのバックグラウンドとなる。

図 4.10 のように、 $^{214}\text{Bi}$  は、 $^{238}\text{U}$  系列の連続崩壊核であるため、親核・娘核の崩壊との遅延同時計測によって、タグすることが可能である (Tag1, Tag2)。

図 4.10:  $^{214}\text{Bi}$  連続崩壊Tag1)  $^{214}\text{Bi}$  /  $^{214}\text{Po}$  遅延同時計測

$^{214}\text{Bi}$  の娘核である  $^{214}\text{Po}$  は、半減期が非常に短い ( $0.164\mu\text{sec}$ ) ため、 $^{214}\text{Bi}$  と  $^{214}\text{Po}$  の遅延同時計測は非常に一般的であり、偶発イベントの混入も少なくすることができる。しかしながら、ミニバルーン中に  $^{214}\text{Po}$  が存在する場合、 $\alpha$  線の放射角やミニバルーンの膜厚によっては、液体シンチレータまで到達できずに、シンチレーション光を発しない場合も考えられる。また、エネルギー損失により、エネルギーが閾値を超えられず、信号が取得されないことも考えられる。

図 4.11:  $^{214}\text{Bi}$  /  $^{214}\text{Po}$  遅延同時計測 (Tag1) イベントセレクション

$^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊イベントを検出できる確率  $\varepsilon$  は、図 4.11 のように、 $\varepsilon_a$  ( $\alpha$  線がミニバルーンを通過する確率) と  $\varepsilon_b$  ( $\alpha$  線エネルギーが KamLAND のエネルギー閾値 ( $0.3\text{MeV}$ ) を超える確率) との積で表せる。シミュレーションによる、Tag1 のタグ効率のミニバルーンの膜厚依存性を表 4.2 にまとめた。

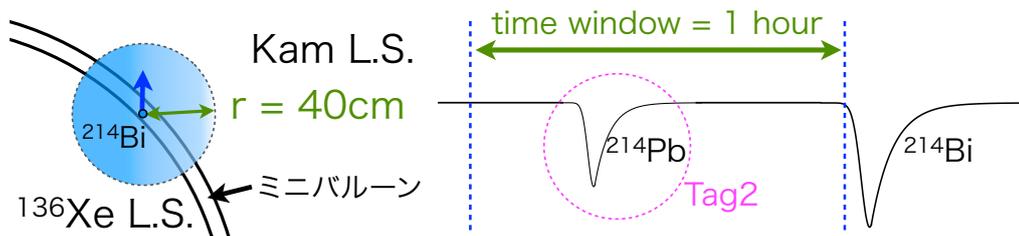
よって、Tag1 のタグ効率は、ミニバルーンの膜厚の影響を受けやすく、できるだけ薄いミニバルーン膜の利用が要求される。現在、使用が計画されている  $25\mu\text{m}$  のナイロン膜では、Tag1 のタグ効率は、52.5%となる。

表 4.2: Tag1 タグ効率のミニバルーン膜厚依存性

膜厚 (ミニバルーン質量)	$\varepsilon_a$	$\varepsilon_b$	Tag1 効率 $\varepsilon$
50 $\mu\text{m}$ (~2kg)	0.586	0.498	0.292
25 $\mu\text{m}$ (~1kg)	0.801	0.655	0.525
15 $\mu\text{m}$ (~0.7kg)	0.888	0.723	0.642

Tag2)  $^{214}\text{Pb}$  /  $^{214}\text{Bi}$  遅延同時計測

$^{214}$  の半減期は 19.9m と長いため、 $^{214}\text{Pb}$  との遅延同時計測を行うためには、長いタイムウィンドウと偶発イベントを減らすために Vertex セレクションが必要となる。シミュレーションによって、タイムウィンドウと Vertex セレクションは、図 4.12 のように、1 時間と半径 40cm に決まった。

図 4.12:  $^{214}\text{Pb}$  /  $^{214}\text{Bi}$  遅延同時計測 (Tag2) イベントセレクション

偶発イベントの混入を 10%以下にするために、式 4.3 から、ミニバルーン中の放射性不純物  $^{40}\text{K}$  の許容量は、 $< 10^{-11}[\text{g/g}]$  となった。

$$X[\text{Bq/m}^3] \times \frac{3}{4}\pi(40\text{cm})^3 \times 1\text{hour} < 0.1\text{event} \quad (4.3)$$

ここで、 $X$  は、バックグラウンドレートである。

以上より、Tag2 のタグ効率  $\varepsilon$  は、 $\varepsilon_a$  (1 時間のタイムウィンドウで  $^{214}\text{Bi}$  を捕獲できる確率) と、 $\varepsilon_b$  ( $^{214}\text{Pb}$  の  $\beta^-$  崩壊が KamLAND のエネルギー閾値 (0.3MeV) を超える確率) との積で表せる。それぞれ、 $\varepsilon_a = 0.876$ 、 $\varepsilon_b = 0.774$  となり、最終的な Tag2 のタグ効率は、 $\varepsilon = 0.678$  である。

 $^{214}\text{Bi}$  タグ効率

以上の Tag1, Tag2 による遅延同時計測により、 $^{214}\text{Bi}$  のタグ効率は、式 4.4 で表される。

$$E_{^{214}\text{Bi}} = 1 - (1 - \varepsilon_{\text{Tag1}})(1 - \varepsilon_{\text{Tag2}}) = 0.847 \quad (4.4)$$

ただし、このタグ効率値は、ミニバルーンが膜厚 25 $\mu\text{m}$  以下、かつ、含有放射性不純物が要求以下であるときのタグ効率である。

図 4.13 は、ミニバルーンに含まれる  $^{238}\text{U}$  の含有量が  $^{136}\text{Xe}$  の有効体積と 3 年間の測定での到達感度へ与える影響を表している。有効体積を増やし、到達感度を良くするためには、 $^{238}\text{U}$  の含有量を可能な限り減らす必要がある。また、有効体積を 100% 使うためには、

$^{238}\text{U}$  の上限値は、 $< 2.0 \times 10^{-12} [\text{g/g}]$  である。Tag2(赤)を行うためには、上で述べたように、 $^{40}\text{K} < 10^{-11} [\text{g/g}]$  を満たす必要がある。

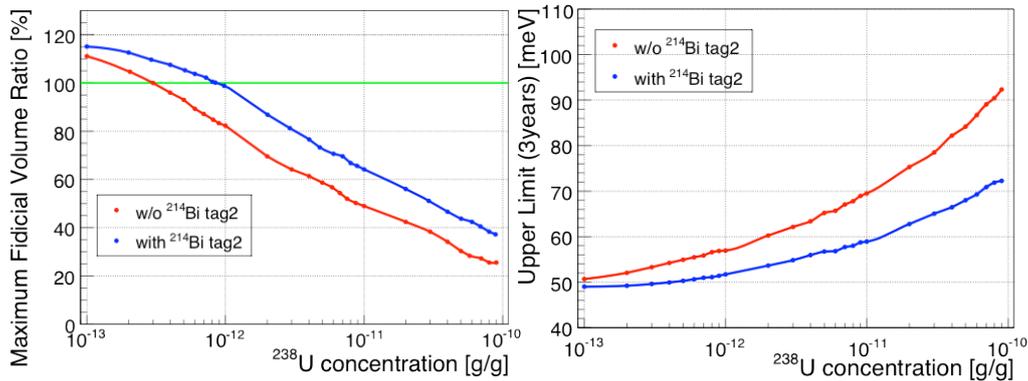


図 4.13: 有効体積と3年到達感度の $^{238}\text{U}$ 含有量依存性

### Tag3 : PSD による $^{214}\text{Bi}$ タグ効率向上

PSD とは、粒子によるシンチレーション光の波形の違いを利用して、粒子を識別する方法である(第7章)。特に重荷電粒子である $\alpha$ 線と、軽い $\beta \cdot \gamma$ 線は、比較的識別が容易であると考えられている。

現在、KamLAND 検出器において、PSD は利用されていないが、新型データ収集電子回路の導入によって、長いイベントウィンドウでの波形取得が可能となったため、KamLAND で PSD を利用出来る可能性がある。

$\alpha$ 線と $\beta \cdot \gamma$ 線が効率よく識別が可能であれば、 $^{214}\text{Bi}$ における Tag1, Tag2 とともに偶発イベントの混入を減らす効果が期待できる。また、Tag1, Tag2 で獲り逃してしまった  $^{214}\text{Bi}$  イベントも、更なる親核である  $^{218}\text{Po}$  の  $\alpha$ 線との遅延同時計測を行うことで、 $^{214}\text{Bi}$  のタグ効率を向上させることができると考えられている。 $^{214}\text{Pb}$  と同様に長い時間ウィンドウ( $\sim 2$ 時間)が必要となるが、PSD によって偶発イベントの除去が可能であれば、Tag3 として高いタグ効率が期待できる。

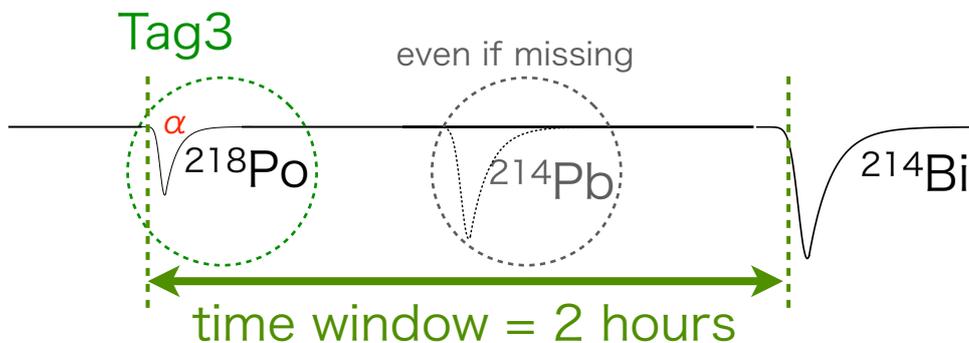


図 4.14:  $^{218}\text{Po}$  /  $^{214}\text{Bi}$  遅延同時計測 (Tag3) イベントセレクション

本研究においては、KamLAND での PSD 利用に向けての PSD 基礎研究を行う。

#### 4.4.4 $^8\text{B}$ 太陽ニュートリノイベント

$^8\text{B}$  太陽ニュートリノは、pp チェーンの核融合連鎖反応中で  $^8\text{B}$  が  $\beta^+$  崩壊するときに生成されるニュートリノであり、バックグラウンドとして除去することは困難である。しかしながら、スペクトルの形としては、非常に広がっているため、 $0\nu$  モード崩壊スペクトルピークの形自体には大きな影響は与えにくい。また、これまでの KamLAND 実験による  $^8\text{B}$  太陽ニュートリノ観測や、他の観測実験結果からの反応数を見積もることが可能である。そのため、深刻なバックグラウンドとはならない。

#### 4.4.5 その他

その他、 $^{214}\text{Bi}$  と同様にミニバルーンの汚染によって混入が予測され、また液体シンチレータの中に含まれている  $^{208}\text{Tl}$  や、 $^{10}\text{C}$  と同じく宇宙線ミュオンによって生成される  $^{11}\text{Be}$  などが  $0\nu$  モード崩壊のバックグラウンドとなり得るが、 $^{10}\text{C}$  や  $^{214}\text{Bi}$  などに比べるとイベント数が少なく、影響は少ない。

実際に予測されている年間イベント発生数を図 4.15 に示す。ただし、 $0\nu$  モードの二重ベータ崩壊イベント数は、ニュートリノの有効質量  $150\text{meV}$  としている。

$^{136}\text{Xe } 2\nu$	$^{208}\text{Tl}$	$^{214}\text{Bi}$	$^{10}\text{C}$	$^{11}\text{Be}$	solar $^8\text{B}$	Total	$^{136}\text{Xe } 0\nu$
1.93 $\pm 0.15$	$1.18 \times 10^{-2}$ $\pm 0.12 \times 10^{-2}$	3.15 $\pm 0.01$	2.44 $\pm 0.01$	0.20 $\pm 0.01$	1.18 $\pm 0.02$	8.93 $\pm 0.21$	17.79 $\pm 0.02$

図 4.15: 年間バックグラウンド予測数

## 4.5 KamLAND-Zen 将来計画

KamLAND-Zen 実験は、消防法の要請による外水槽からのタンク点検のため、2013 年に一度、稼動が停止となる。そのため、 $^{136}\text{Xe}$  400kg を使った 1st phase は、2 年間の観測となるが、点検時に検出器のアップグレードや、 $^{136}\text{Xe}$  の増量が計画されている [10]。

また、更なる将来を見越した実験計画もいくつか存在する。

### KamLAND2-Zen

KamLAND-Zen 実験の 2 年間の測定で、 $0\nu$  モード崩壊が観測されなかった場合、更なる感度向上のために、 $^{136}\text{Xe}$  を 1000kg に増やすことが計画されている。タンク点検時に、液体シンチレータを一時的に排除する必要があるため、KamLAND 検出器を改修・改良できる可能性がある。

故障等で使えなくなった OD 用 PMT を交換し、ミュオン VETO 効率を向上させることができる。新たにミュオントラッカーを設置することで、ミュオントラッキングの精度を向上させ、Spallation Cut の精度向上が期待される。また、ID の温度変化による液体シンチレータの対流を防ぐために、温度管理システムを導入することで有効体積の減

少・変動を避けられる．加えて，PMT に Winston cone と呼ばれる集光ミラー（図 4.16 右上）を追加し，集光率を 1.8 倍，photo coverage を 2 倍にできる．また，可能であれば液体シンチレータに改良を加えてより光量の増やすことも計画されている．

更に， $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータをミニバルーンに充填する際，圧力を掛けることで 3.0wt.% 以上溶解できることがわかっているため，ミニバルーンを小型に保ったまま  $^{136}\text{Xe}$  濃度を上げることで，バックグラウンドの寄与を軽減させることができる．

これらの改修・改良を加えることで，ニュートリノ質量の縮退構造の検証感度を超え，逆階層構造の検証ができる．

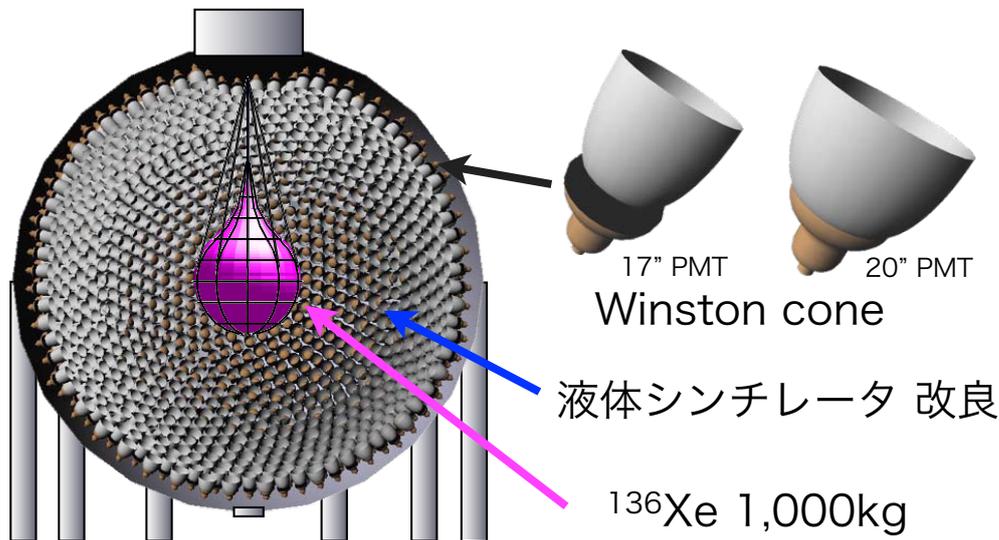


図 4.16: KamLAND2-Zen 実験

### KamLAND2-CANDLES

もし，KKDC が主張している有効質量の領域において， $0\nu$  モード崩壊が観測された場合， $^{136}\text{Xe}$  だけではなく，複数の核種による観測が非常に重要となる．KamLAND2 への改造時に，計画されている  $^{136}\text{Xe}$  以外の二重ベータ崩壊核種のインストールを見越して，チムニー部を拡張することで，別種の核種を導入することも計画されている．CANDLES 実験で用いている  $^{40}\text{Ca}$  結晶や，ロシアが開発している  $^{116}\text{CdWO}_4$  の結晶，NaI と光センサーを導入した実験が考えれる（図 4.17）．

### Super-KamLAND-Zen

Kamiokande 検出器が役目を終えて，KamLAND 検出器の土台となったように，Super-Kamiokande 検出器が今後利用可能になるとすると，KamLAND のように液体シンチレータを用いた検出器への改造が考えられる．Super-Kamiokande 検出器内部に二層のバルーンを導入し，KamLAND-Zen と同様に  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測実験（図 4.18）が考えられている．Super-KamLAND-Zen 実験では，その大きさと水圧によって，更に大容量の  $^{136}\text{Xe}$  を溶かすことができるため，ニュートリノの有効質量へ更なる高感度が期待できる．

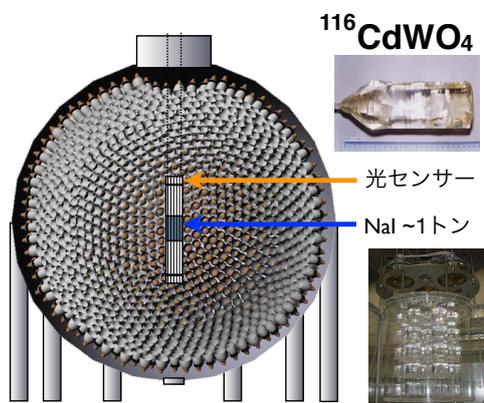


図 4.17: KamLAND2-CANDLES, -  $^{116}\text{CdWO}_4$ , -NaI 実験

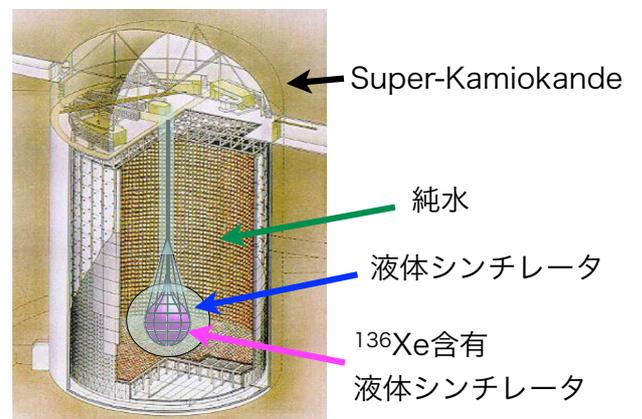


図 4.18: Super-KamLAND-Zen 実験

## 第5章 新型データ収集システム

新型データ収集システムは、既存のデータ収集システムではできなかった、不感時間のないデータ収集を行うために設計・開発が行われた。この章では、新型データ収集システム全体の解説を行う。

### 5.1 新型データ収集システム概要

不感時間のない測定を行うための新型データ収集システムは、MoGURA と呼ばれる波形記録電子回路を中心として、システムが構築されている。実際には、

- MoGURA：波形記録部
- MoGURA Trigger：波形取得命令を出したり、クロックの同期を行うトリガー回路
- MoGURA Piggy-back：トリガーコマンドを全 MoGURA ボードに分配するコマンド分配基板
- BLR：PMT のオーバーシュートによるベースライン上昇を回復するベースライン安定化回路
- MoGURA PC：DAQ の制御を行うコンピュータ

など、多数の要素によって構成されている。

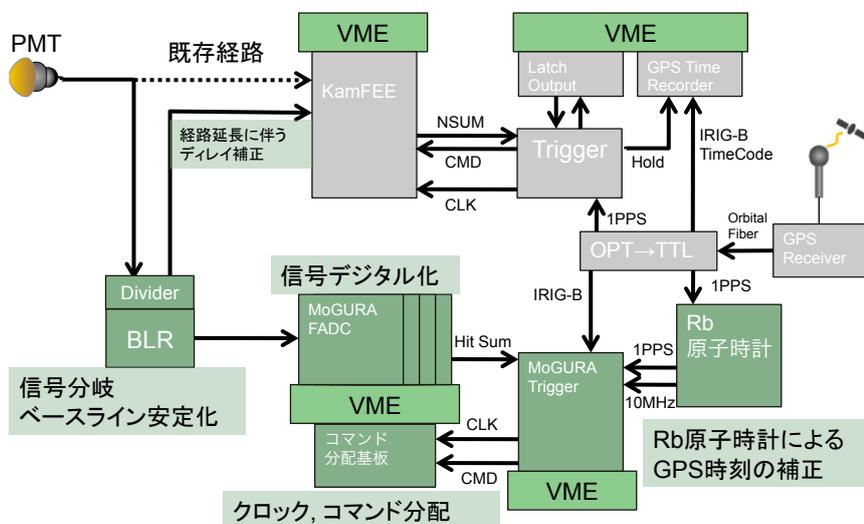


図 5.1: KamLAND データ収集電子回路 概略図

それぞれ，図 5.1 のように，既存のデータ収集システムと並行して DAQ が行えるようにインストールされている．新型回路は，17 インチ径 PMT1325 チャンネル用として開発されており，12 チャンネル × 113 基板，1356 チャンネル分が実装・運用されている．

これまで既存データ収集電子回路 KamFEE に直接接続されていた PMT からの信号は，まず，BLR に入力され，既存回路用と新型回路用の 2 つに分けられる．既存回路側は，延長されたケーブル分の遅延が補正されており，新型回路導入前と変更なく，DAQ が稼動している．新型回路側の信号は，BLR によって，オーバーシュート成分が取り除かれた後，データ記録部の MoGURA 基板に入力されている．

以下，各構成要素について解説を行う．

### 5.1.1 データ記録部 MoGURA

波形記録電子回路 MoGURA は，Module for General-Use Rapid Application の略称であり，一般に広く利用出来るよう汎用的な性能をもちつつ，拡張性に富んだ電子回路である．基板形状は，VME9U・1slot サイズであり，前面パネルには，12 の信号入力端子と外部トリガーコマンド入力端子，アナログ HitSum 出力端子，7 セグメント LED と各種状態表示 LED が搭載されている．背面側には，VME クレートとの通信を行う VME Control I/F に加え，デジタル HitSum 信号の入出力端子を備えている．MoGURA 基板の写真・概略図を図 5.2 に示す．MoGURA 基板は，各 VME クレート背面に設置されている MoGURA Piggy-back と同期して，50MHz クロックで稼動している．ただし，ジャンプスイッチの切り替えによって，基板内に保有している水晶クロックでの単独稼働も可能である．

FPGA(Field Programmable Gate Array) と呼ばれる集積回路が複数搭載されており，基板上でデジタル信号処理が可能になっている．既存回路との大きな違いとしては，複数の一次バッファを搭載しているため，各信号処理段において，より高度な信号処理が可能になっている．最終的には，48MByte の SDRAM に波形情報が蓄積され，VME インターフェイスを通して，MoGURA PC へデータ転送される．また，通常の信号処理に用いられる FPGA ロジックに加えて，UserFPGA と呼ばれる別個の信号処理機構も搭載されており，高い拡張性を備えている．

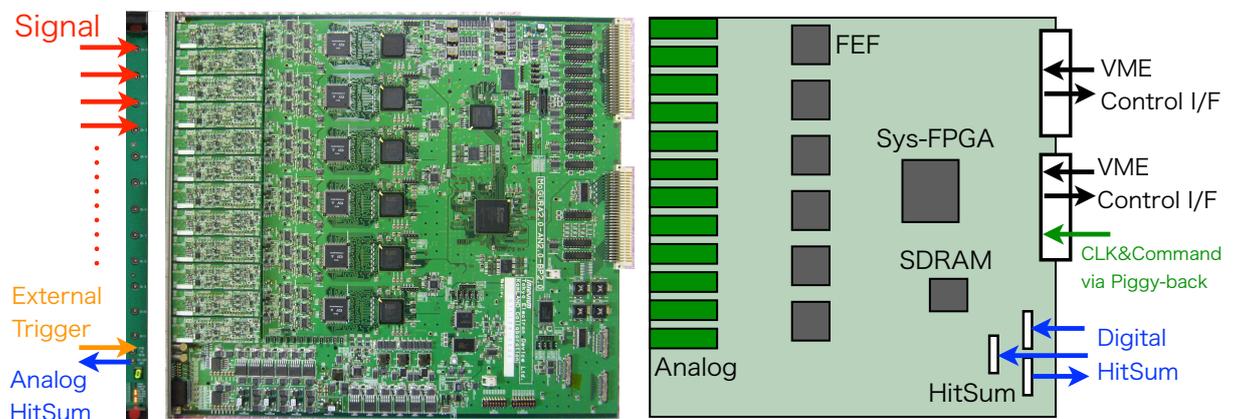


図 5.2: MoGURA 基板 概略図

表 5.1: MoGURA 各ゲインチャンネル 設計値

ゲイン	ADC	電圧レンジ	分解能
P	8bit 1GSPS	- 20 mV ~ +5m V	0.1 mV
H	8bit 200MSPS	- 100 mV ~ +25 mV	0.5 mV
M	8bit 200MSPS	- 1V ~ +250 mV	5 mV
L	8bit 200MSPS	- 10 V ~ +2.5 V	50 mV

入力された信号は、アナログ Front-End 回路によって、ベースラインの安定化と各ゲインチャンネル用に信号の増幅、信号のアナログヒット判定が行われる。その後、各ゲインチャンネルにおいて、FlashADC による信号の高速デジタル化が行われ、デジタルデータは、FIFO と呼ばれる一次リングバッファに蓄積されていく。各ゲインチャンネルにおけるサンプリングレート、電圧のレンジと分解能は、表 5.1 に示す。よって、ダイナミックレンジは、 $10\text{V}/0.1\text{mV} = 100,000$  となり、1 p.e. の小信号からミューオンの大信号まで効率よく記録できる性能をもっている。

デジタル化された信号は、2 チャンネルに 1 つ設置された FEF(Front-End FPGA) によって、ヒット判定・信号処理などが行われる。各チャンネル毎に任意のゲインチャンネルと任意の閾値によって、毎クロック (20nsec) ヒット判定が行われる。ヒット判定結果は、基板全体をコントロールしている SystemFPGA に送られ、全 12 チャンネルのヒットの和が HitSum 信号として、背面のインターフェイスから出力される。また、HitSum 信号は、入力インターフェイスから隣(または、隣接 VME クレート)の MoGURA 基板からの HitSum 情報を受け取ることが可能である。受け取った HitSum 情報は、HitSum Latency という予め測定・設定された遅延時間を計算して、同時刻の HitSum 情報のみ足し合わせて出力される。各 MoGURA 基板は、デジチェーンと呼ばれる方法で、HitSum ケーブルが接続されており、HitSum Latency によって、実時間上で同時に判定されたヒット和の情報 (HitSum) が MoGURA Trigger に入力されている。

これらの HitSum 情報などを基に MoGURA Trigger から波形取得命令 (Acquire Command) が発行され、MoGURA 基板上の SystemFPGA が Acquire Command を受け取ると、各 FEF において、遅延を考慮した分バッファ内で遡り、Event Window 間、波形の記録を行う。FEF と FEF に付随する FIFO(一次バッファ) は、2 チャンネルに 1 つなので、一次バッファメモリや波形情報は、2 チャンネルで共有することになり、また、独立に稼働することはできないため、いくつかの制限もある。例えば、波形を記録する長さである Event Window 長の最大値は、1 チャンネルのみであれば、 $220\text{CLK}(4.4\mu\text{sec})$  であるが、2 チャンネルでは、 $114\text{CLK}(2.28\mu\text{sec})$  となる。ただし、波形情報には共通部分 (Timestamp やデータサイズ情報など) が存在するため、1 チャンネルのみの半分よりは長く記録可能である。また、FIFO には、約  $10\mu\text{sen}$  間の記録が可能ではあるが、トリガー判断にかかる時間や信号の遅延・緊急時のデータバッファ等を考慮すると、実際には利用可能なのは、 $7 \sim 8\mu\text{sec}$  程度である。

FEF で作成された各波形データは、フレームトレインと呼ばれ、SystemFPGA に転送される。SystemFPGA は、6 つの FEF からそれぞれのフレームトレインを受け取り、順番に SDRAM に蓄積していく。蓄積された波形データは、VME(PC) からの命令により、SystemFPGA を通じて SDRAM から読み出される。SystemFPGA は、各 FEF の管理と

VME からのコマンド処理，SDRAM へのストレージ・読み出し等を行っている。

また，これらの設定値 (Event Window 長や各閾値，利用チャンネル等) は，各 MoGURA 基板において，VME インターフェイスを通じて個別に設定が可能である。

上記が波形取得までの基本的な流れであるが，実際に不感時間のない測定を行って波形取得を行うと，データ容量が膨大になってしまう．そのため，MoGURA 基板の FEF には，ゼロサプレッションと呼ばれる波形情報を低減する機構が組み込まれている。

### ゼロサプレッション (Acquire-Hit)

ゼロサプレッションとは，波形情報中の不必要な情報を破棄することで，データ量を低減させる方法である．新型 DAQ システムでは，不感時間のない測定を目指しているため，必然的に既存の KamLAND の DAQ に比べて，データ量が増える．新 DAQ は，既存 DAQ と並行に行われるため，データ転送・データストレージの観点から，データ量の低減は，避けられない。

そのため，MoGURA 基板の FEF には，Acquire-Hit というゼロサプレッションを行いながら波形取得を行うモードが搭載されている．(対して，Event Window 間，波形を取得するモードは Acquire-Range と呼ばれる．) 各チャンネルには，4 つのゲインチャンネルがあるため，信号に対して，飽和してしまったり，分解能によっては信号を検出できないゲインチャンネルが存在する．それらの不要な情報を破棄することで，データを低減できる．また，信号に対して感度のあるゲインチャンネルにおいても，無信号部分の波形情報を破棄することで Event Window 内で信号部分のみを取得することが可能となる。

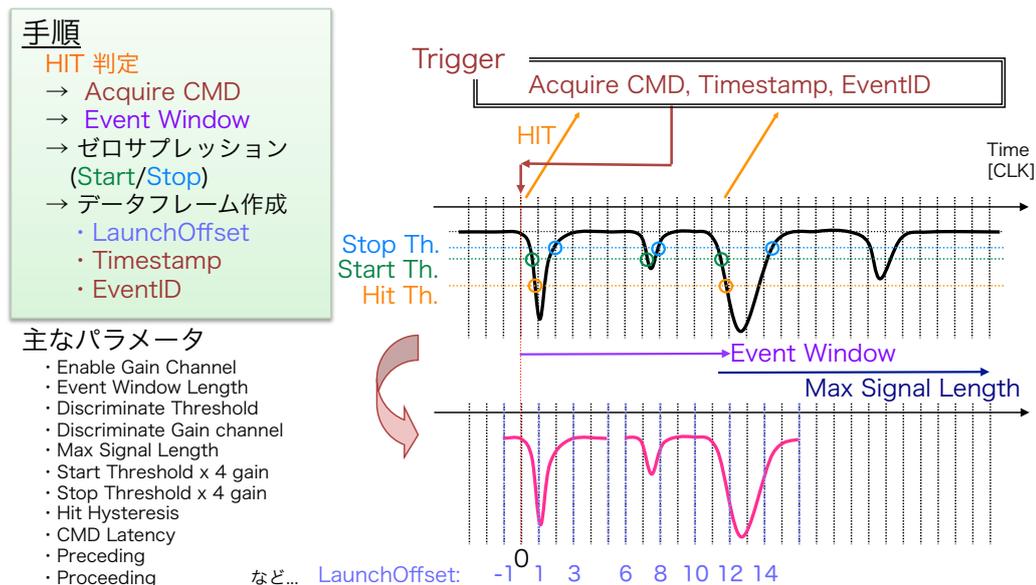


図 5.3: ゼロサプレッション 概念図

ゼロサプレッションの手順としては，ヒット判定からトリガーコマンドが発行されるまでは，Acquire-Range と同様だが，複数の設定された閾値などを基に，信号部分・無信号部分の判定を行い，波形記録開始・終了を行う (図 5.3)．具体的には，信号が Start Threshold を超えた点 (Start Point) から波形記録が開始され，信号が飽和または，Stop

Threshold をベースライン側に向かって超えた点 (Stop Point) で波形記録が終了する．更には, Preceding, Proceeding と呼ばれる各 Start/Stop Point から波形記録区間を伸ばすパラメータも存在し, 波形の立ち上がり・立ち下がり部分を補完することができる．この判定と波形記録開始・終了は, 各ゲインチャンネルで個別に行われ, 信号に対して, 最適のゲインチャンネルで必要な長さのみ波形の取得が可能である．

また, MoGURA Trigger は, Acquire-Hit, Acquire-Range のどちらでトリガーコマンドを発行するか選択することができるため, トリガーの種類によって, 波形記録モードの使い分けが可能である．

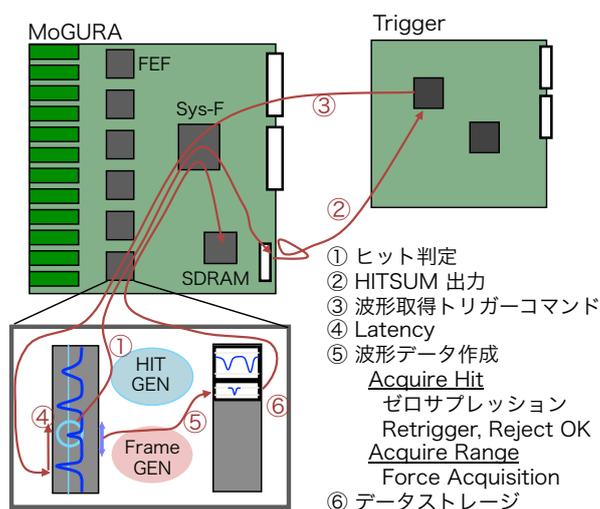


図 5.4: MoGURA 波形取得 概略図

図 5.4 は, 波形取得までの概略図である．

#### 積分値モード・緊急圧縮モード

トリガーが非常に高頻度に発行されたり, ゼロサプレッションを行わない DAQ を行った場合, SystemFPGA から SDRAM へのデータストレージが間に合わず, データを転送できない可能性がある．SDRAM への書き込みが滞った場合, SystemFPGA は, 各 FEF に Busy Flag を送り, SystemFPGA へのデータ転送を一時中断させる．その間, FEF は, 自身の FIFO (リングバッファ) に一時的にデータをストレージする．このバッファには, 最大  $10\mu\text{sec}$  (2 チャンネル利用時は,  $5\mu\text{sec}$  程度) 程度の波形情報をストレージ可能であり, SystemFPGA からの Busy Flag が解除されたら, 順番にデータ転送を再開する．

長時間 Busy Flag が解除されない場合は, FEF の FIFO が飽和してしまう前に, 波形記録モードから積分値モードへと移行する．実際には, 任意に設定可能な FIFO Almost Full Value が閾値となり, 積分値モードへ移行する．

積分値モードでは, その名の通り, 波形情報は破棄し, ADC 値の積分値 (和) と信号の立ち上がり 4 点の ADC 値, その他時間情報等のみ記録する．積分値モードでは, 1 つのフレームトレインサイズは, 16byte となり, FEF の FIFO が飽和するのを防ぐ．

更に, Busy Flag が長時間解除されずに, 積分値モードを経由して, FEF の FIFO が飽和してしまった場合, 緊急圧縮モードへと移行する．緊急圧縮モードでは, FEF では

なく，SystemFPGA 経由で直接 SDRAM にフレームトレインが書き込まれる．このとき，フレームトレインには，ヒット情報と時間情報のみが記録されており，空フレームトレインと呼ばれ，サイズは 12byte のみである．

通常，DAQ においては，緊急圧縮モードは，電荷情報すら取得できないエラーモードであり，移行しないようなパラメータ設定が必要である．データ取得モードの一覧は，図 5.5 にまとめた．Acquire-Range と Acquire-Hit のデータサイズは，波高 700mV 信号に対する例である．実際の DAQ から，実際の信号圧縮率は 50%程度だと推定されている．

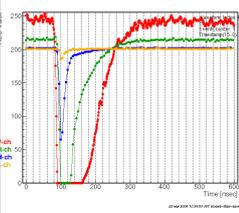
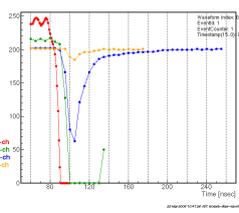
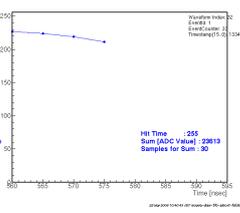
波形取得モード		積分値モード (FIFO Almost Full)	緊急圧縮モード (FIFO Full)
Acquire-Range	Acquire-Hit		
			X
ex) 640byte	ex) 140byte	16byte	12byte

図 5.5: MoGURA 波形取得モード一覧

### 5.1.2 トリガー回路 MoGURA Trigger

MoGURA DAQ のトリガーコマンドを発行するトリガー回路 MoGURA Trigger も，不感時間のない DAQ を行えるよう設計・開発されている．外形は，VME9U2slot 占有サイズで，前面には，多くの入出力端子を備えている (図 5.6)．トリガーコマンドと HitSum は，パネル上部から LVDS 規格で入出力される．パネル右下には，GPS 受信機からの GPS Timecode 入力と，1PPS 信号，Rb 標準時計からの 10MHz 参照信号の入力端子 (BNC) を備えている．また，クロック (50MHz) の出力には，8 つの汎用 LAN 端子を備え，各 MoGURA Piggy-back と同期している．その他，外部トリガーの NIM 入力用の LEMO 端子が 4 つと主にデバッグに使われた NIM 出力 8 端子を備えている．背面は，VME コントロール用のインターフェイスを備えている．FPGA を搭載し，様々なトリガーを発行できる上，トリガー情報を大容量 SDRAM64Mbyte に蓄積可能である．

MoGURA Trigger は，MoGURA 基板と同様に 50MHz クロックで稼動しているが，内部的には，Rb 標準時計の 10MHz 参照信号と 1PPS 信号によって非常に正確な時刻情報を保有している．

#### HitSum，トリガーコマンド，クロック分配

各 MoGURA 基板から出力される HitSum 情報は，デジチェーン接続によって，1 つの 12bit 信号として MoGURA Trigger に入力される．HitSum Latency によって，各 MoGURA 基板，VME クレート間の遅延は補正され，実時間上に同時にヒット判定された数をクロック毎に知ることができる．

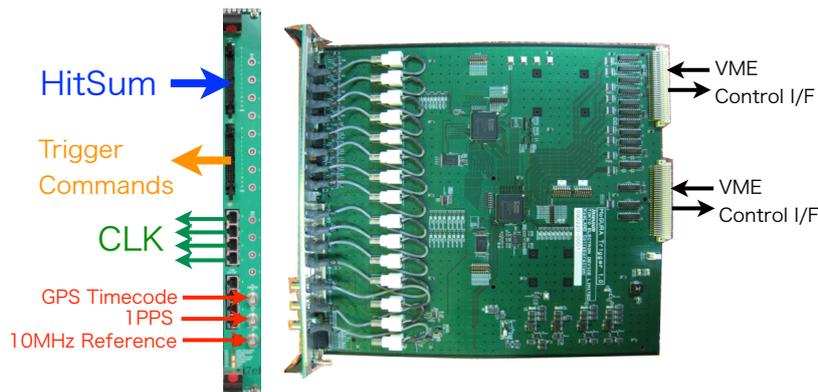


図 5.6: MoGURA Trigger インターフェイス

一方、トリガーコマンドは、MoGURA Trigger から、全 MoGURA 基板に対して、グローバル(同時に)に発行される。しかし、トリガーコマンド信号も HitSum 信号と同様に 1 出力しかないため、各 VME クレイト背面に設置された MoGURA Piggy-back にデジチェーン接続される。MoGURA Piggy-back は、各 MoGURA Piggy-back 間のトリガーコマンド信号の遅延を計算し、各 VME クレイトの全 MoGURA 基板にトリガーコマンドを発行する。MoGURA 基板側は、予め測定・設定されている Trigger Latency 分、FIFO 内を遡り、波形取得ができる。つまり、実際には、Trigger Latency - HitSum Latency が各 MoGURA 基板が内部的にもっている遅延補正項である。図 5.7 に、MoGURA 基板、MoGURA Trigger, MoGURA Piggy-back 間の接続関係を示す。

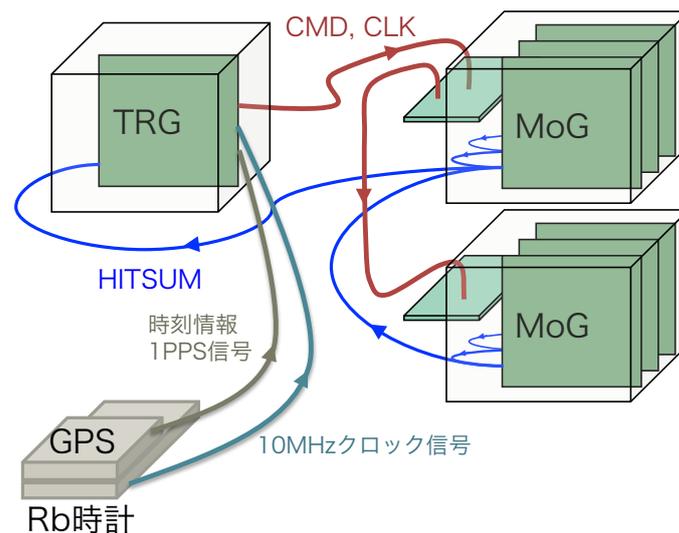


図 5.7: HitSum, トリガーコマンド, クロック関係図

加えて、MoGURA Trigger は、GPS 受信機と Rb 標準時計からの信号によって、MoGURA DAQ の標準時間基準となる Timestamp(50MHz) を作成する。また、50MHz クロックは、MoGURA Piggy-back を通じて、システム全体で同期している。MoGURA Trigger は、このようにして得られた HitSum 情報と時間情報からトリガーコマンドを発行している。

## トリガーロジック

MoGURA Trigger のトリガーコマンドは、以下のように分類される。

- 始動コマンド：DAQ の始動時に使用するトリガーコマンド
  - Initialize：Timestamp の初期化，Error のリセット，パラメータの設定
  - Scan Baseline: Baseline Level の測定 (無信号波形の平均化) と設定 (BaselineLevel: 8bit, BaselineOffset: 4bit)
  - Scan / Set Latency：トリガーコマンド・HitSum の遅延測定と設定
- 波形取得コマンド：波形取得するためのトリガーコマンド
  - Acquire Hit：ゼロサプレッションを行いながら波形取得
  - Acquire Range：一定長 (Event Window Length) の波形取得
  - Reject：上記，Acquire コマンドの強制終了

Acquire Hit / Range コマンドは、いくつかのコマンドフラグに従って発行される。コマンドフラグには、ヒットベースのものとタイムベースのものがある。

ヒットベースのコマンドは、基本的に HitSum の和である NHIT に基づいて発行される。NHIT は、任意の Hit Window 間の HitSum の合計値である。図 5.8 のように、NHIT が NHIT Threshold を超えると、トリガーコマンドが発行される。ただし、トリガーコマンドが発行されてから TRG Window 間は、NHIT が NHIT Threshold を超えてもトリガーコマンドは発行されない。

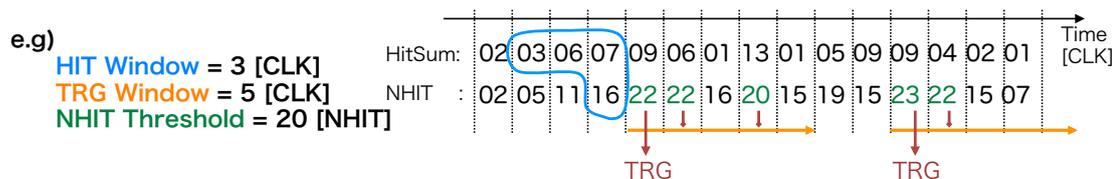


図 5.8: ヒットベーストリガーコマンド発行概念図

以下、それぞれのコマンドフラグについて解説する。

- Single Trigger
 

上記の発行手順に従って、Single Trigger Threshold[NHIT] を超えると、トリガーコマンドを発行する。最も基本的なトリガーコマンドである。
- 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する (図 5.9)。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 DAQ を行うことができる。
- Launch (+ Successive) Trigger
 

Launch Trigger 自体は、Single トリガーと全く同じはたらきをするが、Launch Trigger の発行は、タイムベーストリガーである Successive Trigger の発行条件となる (図

### ・ Prescaled

Threshold [NHIT]  
Denominator [CLK]  
Numerator [CLK]

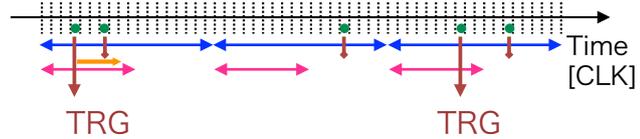


図 5.9: Prescaled Trigger コマンド発行概念図

5.10) . 通常, Launch Trigger Threshold は, 宇宙線ミュオンをターゲットとしているため, 非常に高い閾値を設定し, Successive Trigger によって, ミュオン後の高レートイベントを強制的に記録することを目的としている .

### ・ Launch (+Successive)

Threshold [NHIT]  
Successive Window [CLK]  
Successive Interval [CLK]

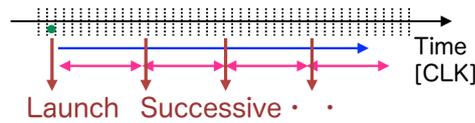


図 5.10: Launch Trigger , Successive Trigger コマンド発行概念図

#### ● Rollback + Retrieve 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 (図 5.11) . 通常, 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 . KamLAND では,  $^8\text{Be}$  太陽ニュートリノ観測のバックグラウンドとなる  $^{85}\text{Kr}$  のタギングをするために開発された .

### ・ Rollback + Retrieve

Roll-back Threshold [NHIT]  
Retrieve Threshold [NHIT]  
Rollback Window [CLK]

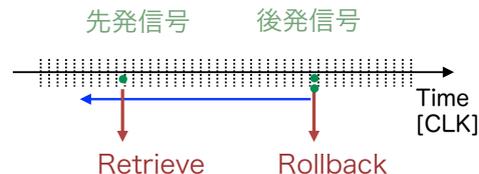


図 5.11: Rollback Trigger , Retrieve Trigger コマンド発行概念図

タイムベーストリガーコマンドは, NHIT とは関係なく, 時間情報を基に発行されるトリガーコマンドである .

図 5.12 のように, Trigger Interval 毎にトリガーコマンドが発行される . ただし, Trigger Interval は, Trigger Window よりも短くすることはできない . 以下, タイムベーストリガーコマンドについて解説する .

- Background Trigger
- Baseline Trigger
- 1PPS Trigger

上記, 3 種類のヒットベーストリガーコマンドは, ほぼ同様のはたらきをする . Background Trigger, Baseline Trigger は, とともに任意の Trigger Interval において, 定

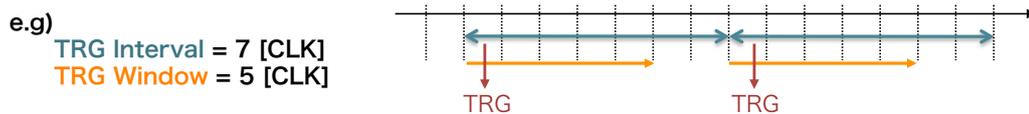


図 5.12: タイムベーストリガーコマンド発行概念図

期的にトリガーコマンドを発行する．ただし，Baseline Trigger は，Acquire Range コマンドしか発行できない．1PPS Trigger は，Trigger Interval は設定できず，GPS の 1PPS 入力と同期して 1 秒間に 1 回発行される．

- Successive Trigger

Launch Trigger と組み合わせて使用する．Successive Window 間，Successive Interval 毎にトリガーコマンドを発行する．

上記のトリガータイプ，トリガーコマンド，トリガーフラグをまとめたものが図 5.13 である．これらのトリガーコマンドを組み合わせると，不感時間のない DAQ を構築する．また，Trigger Window 等のパラメータは，任意に設定できるため，検出器の大きさに寄らず，拡張性のある DAQ に利用出来る．

CMD type	CMD	CMD Flag	
始動 コマンド	Initialize	—	
	Scan Baseline		
	Scan Latency		
	Set Latency		
波形取得 コマンド	Acquire Range	ヒット ベース	Single
			Prescaled
			Launch
			Roll-back
			Retrieve
	Acquire Hit	タイム ベース	Background
			Baseline
Reject		Successive	
		PPS	
			—

図 5.13: MoGURA Trigger トリガーコマンド一覧

### 5.1.3 Rb 標準時計・GPS 受信機

Timestamp の時刻情報補正のために用いられているルビジウム原子時計は，セシウム原子時計などに比べると正確性では劣るが，安価で小型化が容易である．既存回路においては，GPS の時刻情報のみで時刻同期をしていたが，内部クロックの変動や GPS 時刻の不定性が大きく，時刻情報は十分に正確ではなかった．

MoGURA Trigger においては，10MHz の参照信号と GPS 信号と同期した 1PPS 信号を使用しており，50MHz の Timestamp の補正には十分である．

図 5.15 は，Rb 標準時計の 10MHz アナログ信号の波形を MoGURA 基板 4ch を用いて記録し，Sine 関数でフィティングして得られた周波数と 10MHz との差をプロットしたものである．異なる色のプロットは，異なる測定時間を表している．いずれのチャンネルに



図 5.14: Rb 標準時計 (上) GPS 受信機 (下)

おいても, 10MHz 信号の分散は,  $10^{-4}$  以下に収まっており, 十分な安定性をもっていると言える.

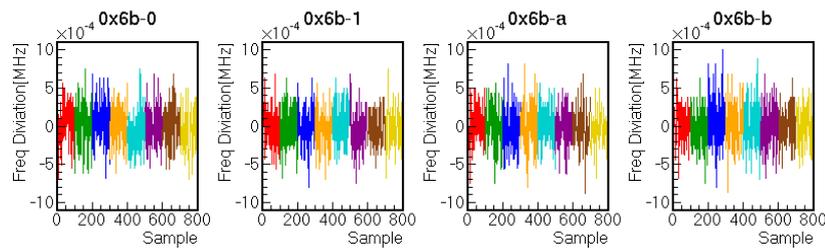


図 5.15: Rb 標準時計 周波数分散

#### 5.1.4 コマンド分配基板 MoGURA Piggy-back

コマンド分配基板 MoGURA Piggy-back は, 各 VME クレーットの背面に設置され, 特殊コネクタにより, 各スロットとコマンド分配ケーブルが接続されている. MoGURA Piggy-back の役割としては, 以下のものが挙げられる.

- MoGURA Trigger と MoGURA 基板の時刻 (Timestamp) 同期
- MoGURA Trigger からのトリガーコマンドを全 MoGURA Piggy-back 間で共有 (デジチェーン接続)
- MoGURA Trigger からのトリガーコマンドを遅延補正して, 各 MoGURA 基板へ分配

MoGURA Piggy-back は, MoGURA Trigger と各 MoGURA 基板とのクロック, トリガーコマンドの橋渡しをしている.

#### 5.1.5 ベースライン安定化回路 BLR

ベースライン安定化回路 BLR は, ミューオンなどの大信号によって, PMT 信号に発生するオーバーシュートを短時間で収縮させ, 1p.e. 信号のような小信号を取得する目的で開発・導入された.

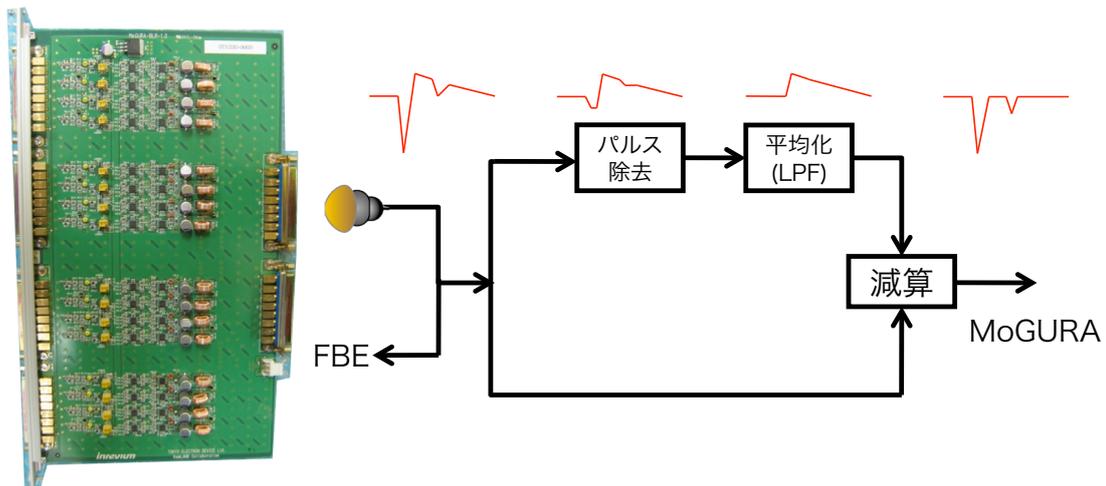


図 5.16: BLR 基板写真 概略図

BLR への入力信号は、まず 2 つに分岐され、片側は既存回路である FBE に入力される。もう片側の MoGURA 用の信号は、図 5.16 のように、元の波形からパルス除去・平均化した波形を減算することで、オーバーシュート成分のみを差し引くことができる。

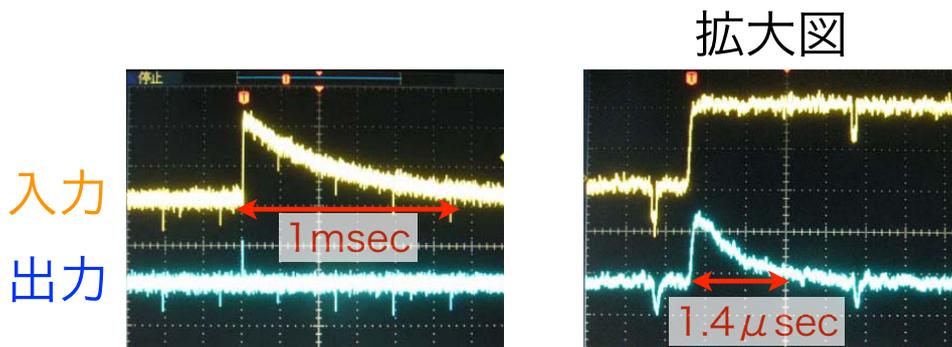


図 5.17: BLR オーバーシュート回復性能

図 5.17 は、+ 5mV が 1msec 間続く擬似オーバーシュートテスト信号入力に対する BLR の出力信号である。図 5.17 左図のオーバーシュート立ち上がり部を拡大すると、BLR の応答特性の影響により、 $1.4\mu\text{sec}$  のオーバーシュートが残っていることがわかる。しかしながら、この程度であれば、宇宙線ミュオン後の中性子捕獲イベントを捕り逃す確率は 1% 以下であることに加え、Successive Trigger を使用することで、全ての中性子捕獲イベントを取得することが可能である。

### 5.1.6 DAQ コンピュータ

MoGURA DAQ 用のコンピュータとして、E-Hut に 9 台のコンピュータが設置されている。1 台は、MoGURA DAQ のコントロールを行うためのコンピュータであり、ラック

マウント型のデータストレージ (mogudisk:10TB) に取得データを一時的に保存している。その他、6 台の MoGURA 用 VME クレートと 1 台の MoGURA Trigger 用 VME クレートとファイバーケーブルで接続された VME コントロール用のコンピュータが 7 台、予備として同等のコンピュータ 2 台用意している。これらのコンピュータを用いて、MoGURA DAQ を運用している。

## 5.2 MoGURA DAQ システム

MoGURA の DAQ システムも、既存回路と同様に KiNOKO を利用している。コントロールパネル (図 5.18) は、GUI で作成されており、制御を視覚的に行うことができる。DAQ は、通常の Physics Run に加え、線源による較正用の Calibration Run が線源別に用意されており、それぞれトリガースクリプトが最適化されている。

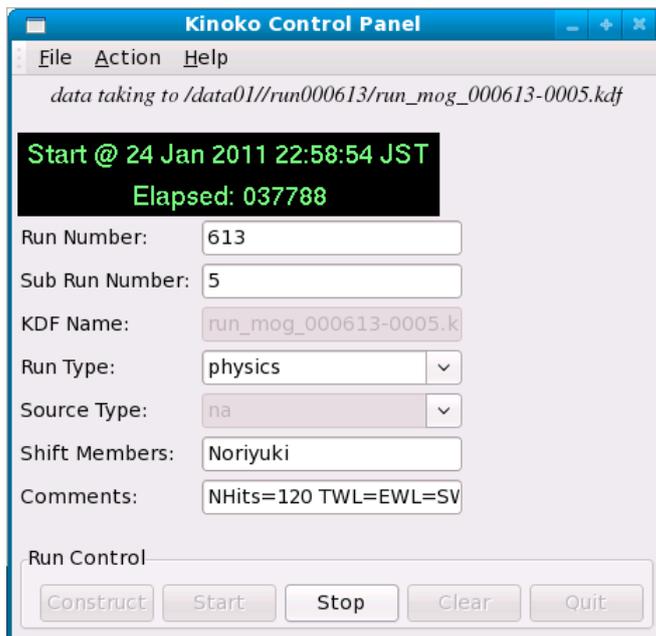


図 5.18: MoGURA DAQ コントロールパネル

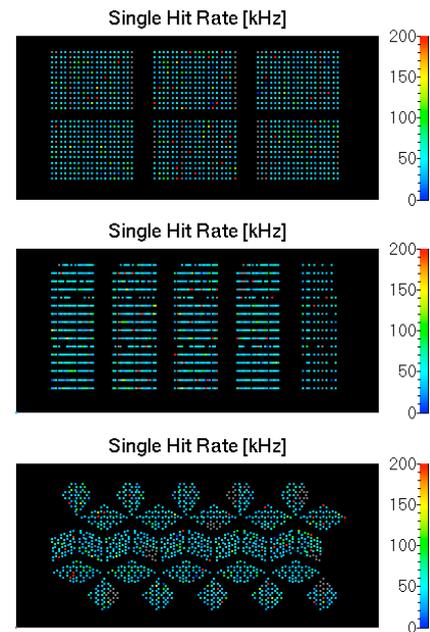


図 5.19: MoGURA DAQ ヒットレートマップ

図 5.20 は、MoGURA DAQ で取得したデータの流を表したものである。各 VME クレートとファイバーケーブルで接続された 7 台のコンピュータをホストコンピュータがコントロールし、データの収集・記録・解析・ビルディングをオンラインで行う。Horizontal Building, Vertical Building は、基板単位で読み出されている MoGURA のデータ packets を Timestamp 情報を基に時間順に並び替えている。Trigger Analyzer は、トリガーデータ packets の転送レートやクロック安定性のモニタリングや、NHIT などのトリガー情報の解析を行っている。Status Analyzer は、DAQ の Run Status をモニタリングし、エラーを検出する。また、Data Flow Analyzer は、MoGURA のデータ packets の転送レートのモニタリングを行い、Data Analyzer は、イベントレートや SDRAM の使用量、ビルディングの状態をチェックしている。これらのデータ転送レートや、ヒットマップ、トリガー情報などのモニタリング情報は、図 5.19, 5.21, 5.22 のように、DAQ 稼働中に、DAQ ス

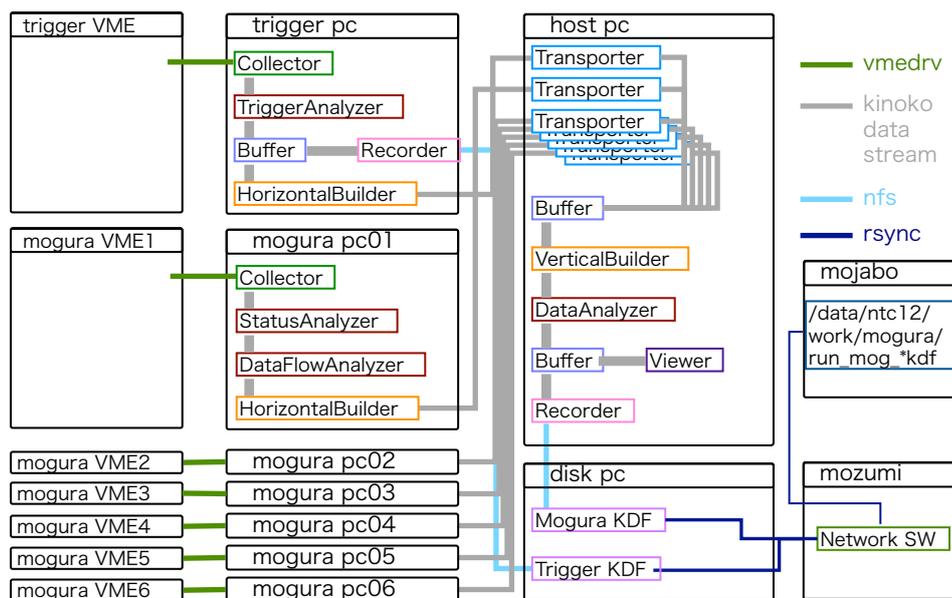


図 5.20: MoGURA データフロー

データを視覚的にチェックすることができる。これらの簡易解析ビルディングを行いながら、データをデータストレージに一時的に記録し、最終的には、既存 DAQ と同様の経路で、仙台まで転送される。

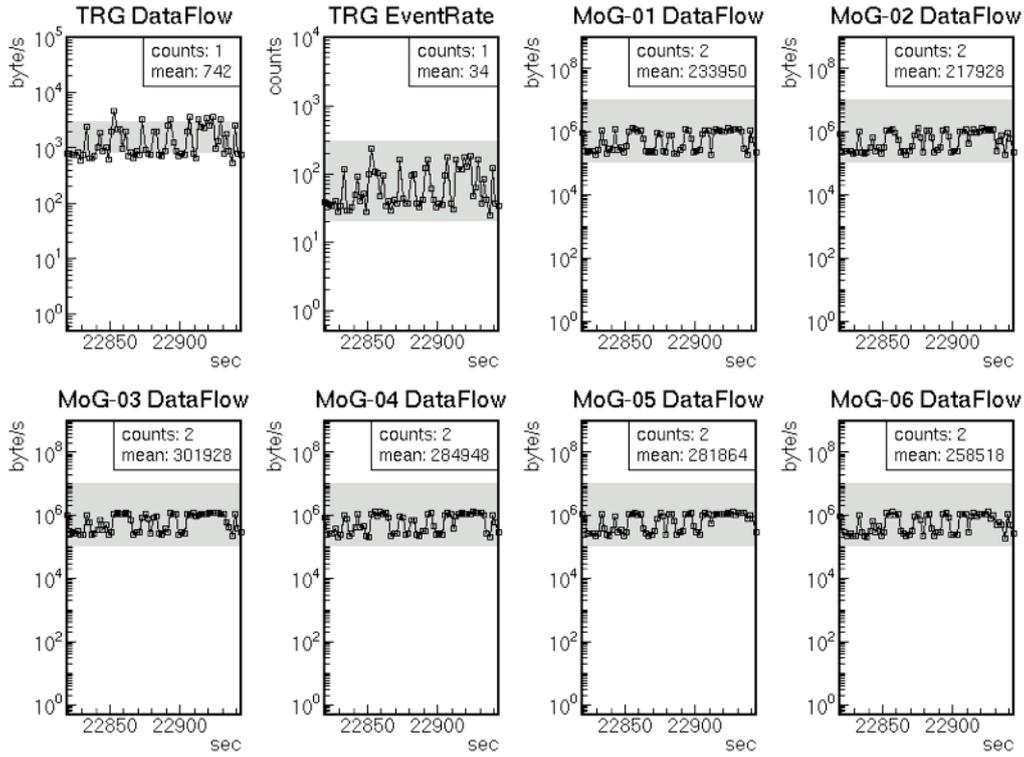


図 5.21: MoGURA DAQ データフロー

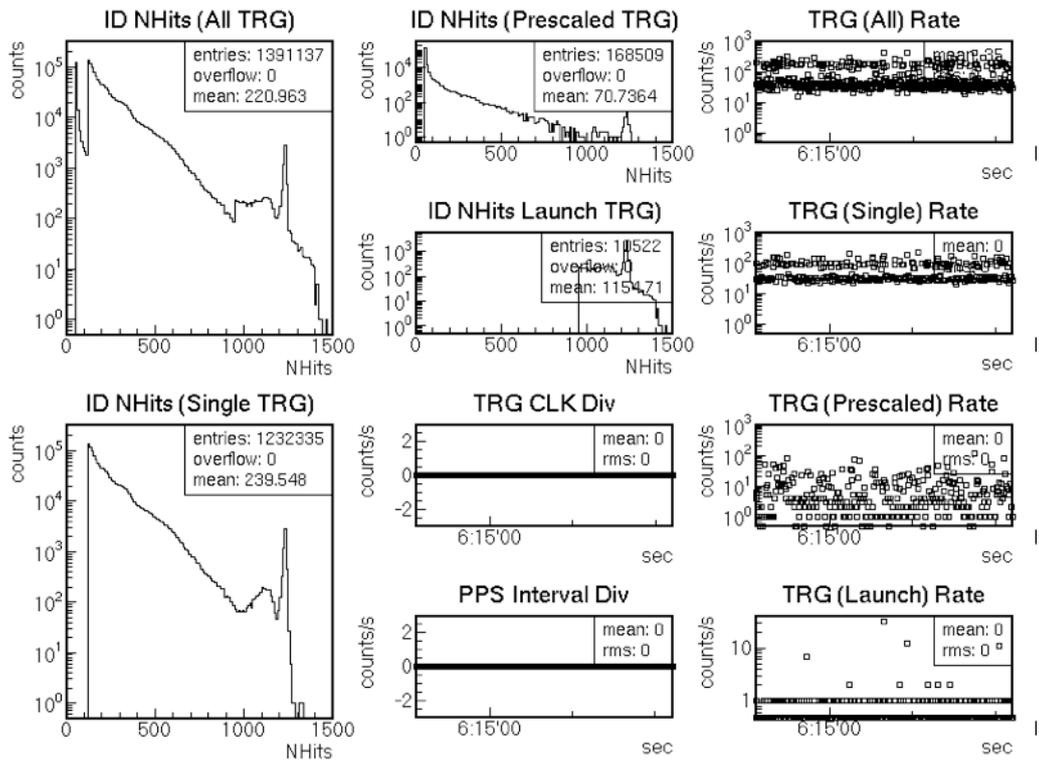


図 5.22: MoGURA DAQ トリガーステータス

## 第6章 液体シンチレータによる素粒子検出

液体シンチレータと光電子増倍管による素粒子検出は、非常に一般的な技術であり、多くの素粒子実験で利用されている。液体シンチレータは、固体シンチレータに比べて安価であり、また、形状や容量を問わず、様々な検出器で利用可能である。液体シンチレータの組成によって、様々な波長のシンチレーション光を発することができ、検出したい素粒子に合わせた組成の開発も容易である。

KamLAND は、1000 トンの大容量有機液体シンチレータに 5・8・17・20 インチ径光電子増倍管を約 2000 チャンネル組み合わせた大型の検出器である。本研究においては、KamLAND と同じ液体シンチレータと小型の光電子増倍管 (2 インチ径・5 インチ径) を用いた実験を行った。本章では、実験の概要・測定方法・エネルギー較正について述べる。

### 6.1 液体シンチレータ

液体シンチレータは、その溶媒 (有機・無機) や発光物質など違いによって、様々な種類のものが存在する。以下、KamLAND で使用されている液体シンチレータの性質と一般的な液体シンチレータの発光原理、クエンチング現象について述べる。

#### 6.1.1 KamLAND 液体シンチレータ

KamLAND の液体シンチレータの組成は、デカン ( $C_{12}H_{26}$ ) が 80% と、プソイドクメン (1,2,4-トリメチルベンゼン,  $C_9H_{12}$ ) が 20%、発光物質として PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール,  $C_{15}H_{11}NO$ ) が 1.36 g/l である (図 6.1)。

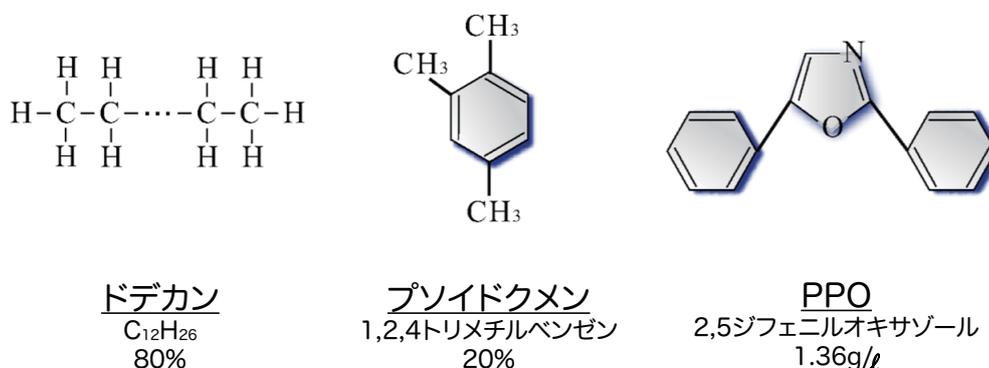


図 6.1: KamLAND 液体シンチレータ 組成

液体シンチレータの発光波長は、350 ~ 500 nm である (図 6.2)。この波長領域における屈折率 (図 6.3) から、液体シンチレータ中での位相速度は、20 ~ 21cm/nsec であるが、分

散がある場合はこれよりも遅くなり、約 19 ~ 20 cm/nsec となる。また、液体シンチレータの減衰長は、10 m @ 400 nm となっている [19]。液体シンチレータを用いた実験を行うときは、これらの特性を十分に理解して実験を行う必要がある。

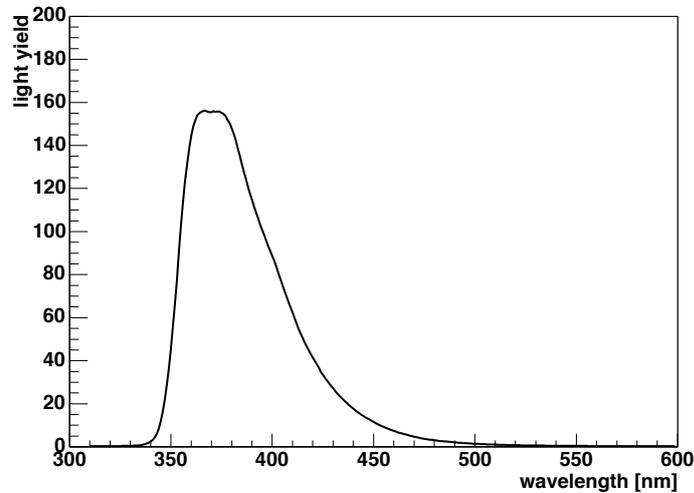


図 6.2: KamLAND 液体シンチレータ 発光スペクトル

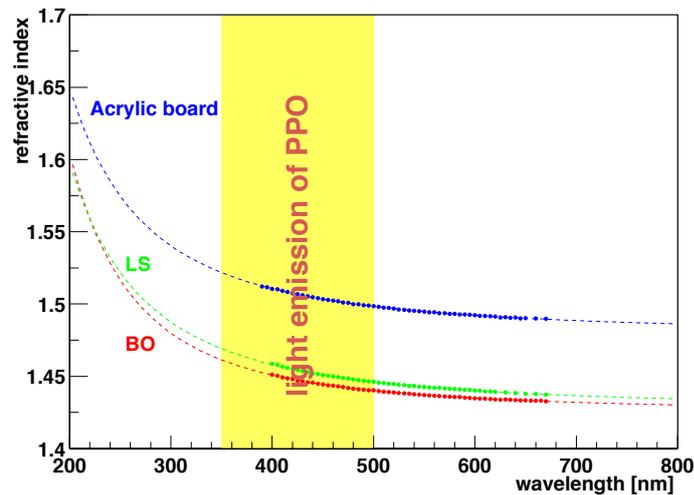


図 6.3: KamLAND 液体シンチレータ・バッファオイル・アクリル板の屈折率の波長依存性

### 6.1.2 発光原理

液体シンチレータの発光は、結晶シンチレータの発光とは異なり、励起エネルギー源(放射性物質)と蛍光体(発光物質)との間に溶媒が介在しているため、発光機構が複雑化している。しかし、液体シンチレータの発光過程は、以下のように理解されている。

1. 放射線のエネルギー吸収による溶媒分子の励起
2. 溶媒分子間のエネルギー移行

3. 励起溶媒分子から溶質分子 (発光物質) へのエネルギー移行
4. 溶質分子からの発光

放射線エネルギーが溶媒分子から溶質分子へと移行し、最終的に溶質分子が受け取ったエネルギーを蛍光として発する。溶質の発光にもいくつかの過程が存在するが、実際に観測しているシンチレーション光は、図 6.4 の一重項間の輻射的遷移によって生じる蛍光であり、 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ sec の励起寿命をもつ。この蛍光は、数 nsec 以内に生じ、シンチレーション光の速い成分となる。

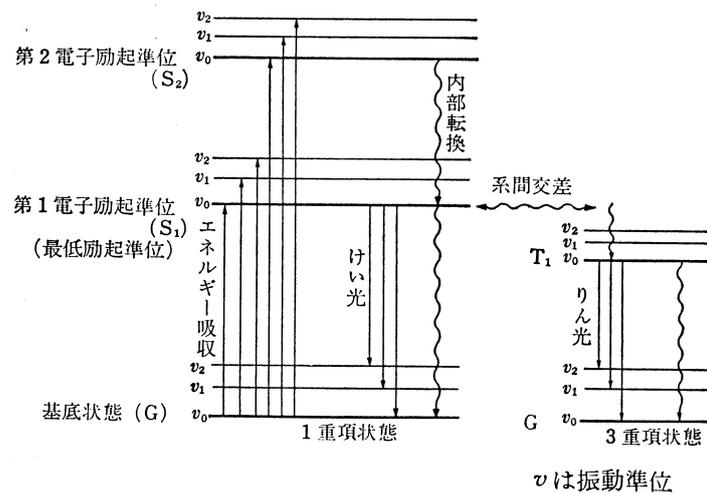


図 6.4: 分子のエネルギー準位と電子遷移 [14]

一方で、三重項は一重項に比べ長寿命であるため、溶媒分子において、三重項-三重項の過程が経てから発光した場合、シンチレーション光の遅い成分を形成する。シンチレーション光の速い成分と遅い成分の相対的強度比は、放射線の電離能によって決まるため、放射線 (入射粒子) の種類を識別する PSD の基礎となっている。

### 6.1.3 クエンチング現象

クエンチングとは、液体シンチレータ中でのエネルギー移行過程において、エネルギーが光エネルギー以外に変換されることで、最終的な観測エネルギーが消失・減少してしまう現象である。クエンチング現象は、そのクエンチ作用の過程・原因によって以下のように分類できる。

- 化学クエンチング

放射線エネルギーが溶質分子を經由して溶媒分子に移行する間に起こるクエンチングである。特に溶媒分子から溶質分子への移行時にクエンチ作用が大きく、クエンチ量は、その物質の化学的性質によって定まる。

- 色クエンチング

溶質の発光スペクトル波長において吸収スペクトルをもつような物質が液体シンチレータ中に存在することで、シンチレーション光の一部が吸収されてしまうクエンチング現象を色クエンチングという。

- 酸素クエンチング  
液体シンチレータ中の残存酸素によって引き起こされる化学クエンチングの一種である。液体シンチレータの窒素ガスバブリングなどによって、避けることができる。
- 濃度クエンチング  
液体シンチレータの発光量は、溶質へのエネルギー移行確率が高まるため、低濃度においては溶質物質の濃度に比例するが、ある濃度で発光量は最大値に達し、それ以降は減少する。理由としては、溶質分子による自己吸収が考えられている。
- 電離クエンチング  
電離能の大きな粒子( $\alpha$ 線など)が液体シンチレータ中を通過するとき、その軌跡に沿って、電離・励起分子の密度が高い領域が作られ、発光効率が低下することを電離クエンチングという。(  $\alpha$ 線に限った場合、 $\alpha$ クエンチングと呼ぶ。)

## 6.2 光電子増倍管

光電子増倍管(PMT)は一般的にガラス管に封じられた真空管であり、入射窓、光電面、集束電極、電子増倍部、陽極より構成されている(図6.5)。

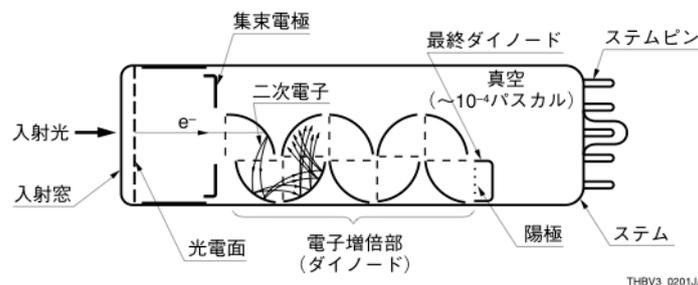


図 6.5: 典型的な光電子増倍管の構造図 [11]

光電面に入射した光は、以下の過程を経て信号として出力される。

1. 光電効果により光電面内の電子を励起し、真空中に光電子を放出
2. 光電子が集束電極で第一ダイノード上に収束
3. 電子増倍部で二次電子放出しながら増幅
4. 最終段のダイノードで放出された電子は、陽極で取り出される

光電面の種類や、電子増倍部の構造、陽極の構造、サイズなどによって、様々な特徴をもった光電子増倍管があり、用途に応じて使い分ける必要がある。一般的な光電子増倍管(PMT)の他に、MCP-PMT(Micro-Channel Plate - PMT)や、半導体素子を用いたHDP(Hybrid-Photo Detector)のような新しい光電子増倍管などが開発されている [11]。

以下、本研究の実験に用いた光電子増倍管について述べる。

### 6.2.1 2インチ径 PMT(浜松ホトニクス H7195)

一般に、2インチ径 PMT とは、光電面と光電子増倍管本体が直径2インチ径のものを指す。本研究では、浜松ホトニクスの H7195(付録図 E.1)を用いた。150ml バイアルとほぼ

同径のため，バイアルでの測定によく用いられる．また，大型のPMTと異なり地磁気の影響も受けにくく，時間分解能も良いため，トリガー検出用にも使われる．H7195の仕様値・外形・特性図は，付録Eに記載しているが，実際に使用したPMT(製造番号RD5811)のカタログ値(浜松ホトニクス測定値)は，以下の通り．

表 6.1: H7195 (RD5811) カタログ値

陽極感度 ( $S_k$ ) [ $\mu\text{A}/1\text{m}$ ]	97.3
陰極感度 ( $S_p$ ) [ $\text{A}/1\text{m}$ ]	1160.0
陽極暗電流 ( $I_{\text{db}}$ ) [ $\mu\text{A}$ ]	6.30
陰極青感度 ( $S_{\text{kb}}$ ) [ $\mu\text{A}$ ]	9.83

### 6.2.2 5インチ径 PMT(浜松ホトニクス H6527)

5インチ径PMTは，光電面が直径5インチのPMTである．本研究では，浜松ホトニクスのH6527(付録図E.2)を4本用いた．仕様値・外形・特性図は，付録Eに記載している．

## 6.3 実験セットアップ

本研究では，以下の2種類の実験を行った．

まず，150mlバイアルと2インチ径PMTを使った1チャンネル読出しの実験で，KamLANDの液体シンチレータのPSD性能を測定した．

続いて，15cm立方の亚克力容器(約3.1l)と5インチ径PMTを4本用いて，photo coverageを約37%まで引き上げ，KamLAND(photo coverage  $\sim 34\%$ )に近い状態で，4チャンネル読出しの測定を行った．

信号読出は，新型データ収集電子回路MoGURAを用いたDAQシステムを利用して，KamLANDで行われているDAQに近い測定を行った．

また，粒子識別に用いる $\beta(\gamma)$ 線源としては， $^{137}\text{Cs}$ と $^{60}\text{Co}$ を用いた． $\alpha$ 線源は，用意できなかったため， $^{222}\text{Rn}$ を液体シンチレータに溶かし，娘核である $^{214}\text{Po}$ の $\alpha$ 線を用いた．

以下に，それぞれのセットアップについて述べる．

### 6.3.1 実験 A) 2インチ径 PMT $\times$ 1

150mlバイアルにKamLANDの液体シンチレータを充填し，2インチ径PMTに載せ，ステンレス容器で囲い，接続部などをブラックテープで塞いで外部光の入射を防いだ．バイアルと光電面の間にはオプティカルグリスを添付することで，シンチレーション光の反射を減らし，また，アルミホイルでバイアルを覆い，光量の低下を軽減した．液体シンチレータは窒素バブリング後， $\alpha$ 線源の元として， $^{226}\text{Ra}$ 鉱石から出る $^{222}\text{Rn}$ を窒素ガスと一緒に溶かし込んだ(図6.8)． $\beta(\gamma)$ 線の測定時は，図6.6のように，線源をバイアル横に貼り付けた．

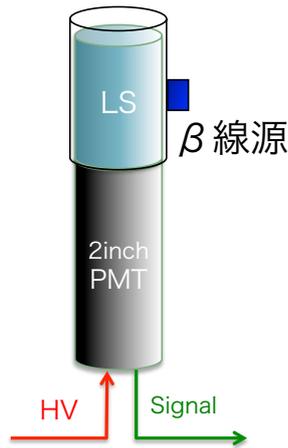
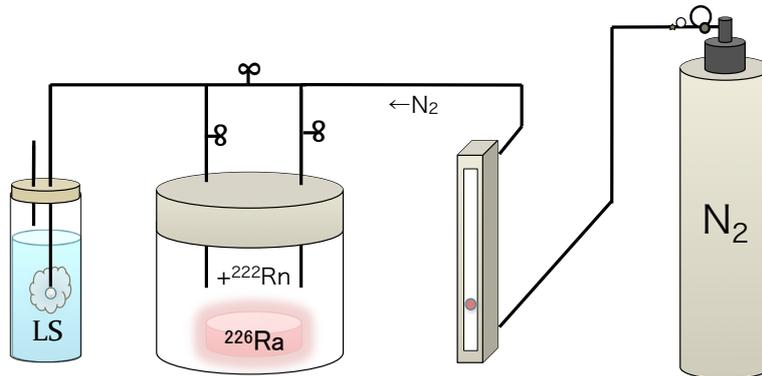


図 6.6: 実験 A) セットアップ概略図



図 6.7: 実験 A) セットアップ写真

図 6.8:  $^{222}\text{Rn}$  バブリング装置概略図

### 6.3.2 実験 B) 5 インチ径 PMT × 4

暗室内に 15cm 立方の亚克力容器の水平 4 方向に 5 インチ径 PMT を設置し (図 6.9, 図 6.10), 測定を行った。亚克力容器と PMT の光電面には, オプティカルグリスを添付した。信号ケーブルは, 暗室と測定室が離れているため, 35m 長 (RG58C) のものを作成し使用した。NIM 信号とオシロスコープを用いて, ケーブル間の遅延はない (1nsec 以下) ことを確認した。 $\beta$  線測定時は, 亚克力容器上部の中央に線源を設置した。

## 6.4 MoGURA DAQ セットアップ

信号読み出しは, 実際に KamLAND で行われている MoGURA DAQ とほぼ同様の構成で行った。ただし, 読み出しチャンネル数は, 最大 4 チャンネルのため, 波形記録部である MoGURA 基板は 1 枚のみ用いた。波形取得チャンネル数やいくつかのセッティングパラメータ以外は, 実験 A), 実験 B) とともに共通である。図 6.11 と図 6.12 は, DAQ システムの概略図である。MoGURA 基板と MoGURA Trigger, MoGURA Piggy-back, それらを稼働させる VME クレートが 2 台, VME コントロール用の PCI-VME カードを搭載したコンピュータ 2 台, その他, ケーブル各種・電源などを使用している。各構成要素の詳細な説明は, 第 5 章に記載している。



図 6.9: 実験 B) セットアップ概略図

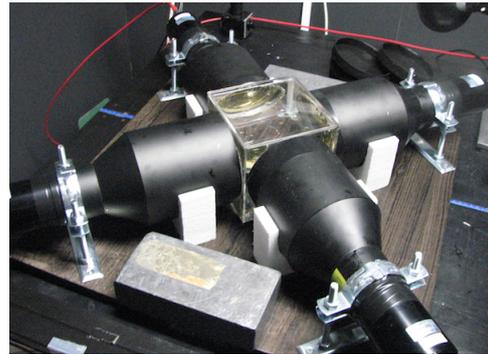


図 6.10: 実験 B) セットアップ写真

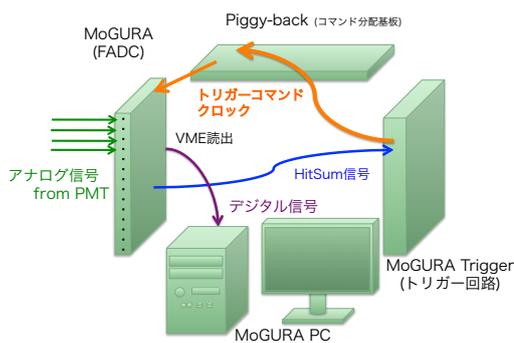


図 6.11: MoGURA DAQ 概略図

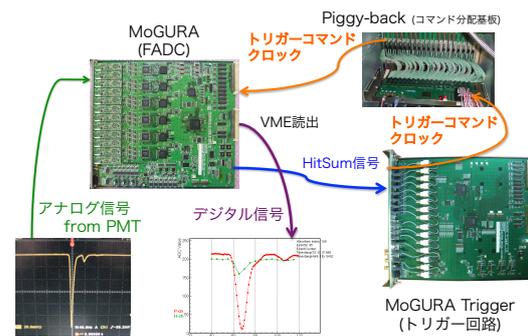


図 6.12: MoGURA DAQ 写真

まず, PMT からのアナログ信号は, MoGURA 基板前面に入力する. 入力された信号は, それぞれ (PHML) のゲインに増倍され, 各サンプリングレート毎に FlashADC によってデジタル化される. 入力信号が, ヒット閾値 (Digital Threshold) を超えると, 1 ヒットとして全チャンネルで加算され, クロック (20nsec) 毎に MoGURA 基板から MoGURA Trigger へ HitSum 信号が送られる. MoGURA Trigger 内では, この HitSum 信号を Trigger Hit Window の間, NHIT として加算される. この NHIT が NHIT Threshold を超えると, 波形取得命令 (Acquire Command) が MoGURA Piggy-back を経由して MoGURA 基板に送られる. 取得した波形データは, MoGURA 基板内の SDRAM に一時的に記録され, 記録容量に応じて, VME インターフェイスを経由してコンピュータから読み出しを行う.

実際の KamLAND での DAQ と大きく異なる点として, データを軽減するゼロサプレッションを行う必要がないため, 全ゲインチャンネルにおいて, トリガーから任意の時間波形を記録し続けるモード (acquire-range) で DAQ を稼働している. 実際には, 400nsec の Event Window で波形取得を行った. また, データ転送量への負荷を考慮し, トリガーレートは, 400Hz 以下になるよう Prescaled トリガーを用いてレートの調整を行った.

また, 2009 年夏に実施した MoGURA 基板全数評価による 107 番基板 (0x6b000000) の測定値は, 付録 D に記載した.

### 6.4.1 DAQ

#### 6.4.2 実験 A) 2 インチ径 PMT × 1

実験 A) は, 1 チャンネル読み出しのため, DAQ の設定は, 非常にシンプルである. Trigger Hit Window = 1 [CLK], Trigger Window = Event Window = 20 [CLK] である. 使用トリガーは, 線源測定用の Prescaled Trigger と Single Trigger のみである. いずれも NHIT Threshold = 1 であり, Single Trigger であれば, ヒット判定された信号は, 全て記録される. また, Trigger Window 長と Event Window 長を同じに設定しているため, 不感時間の無い測定が可能となっている.

#### 6.4.3 実験 B) 5 インチ径 PMT × 4

実験 B) は, 4 チャンネル読み出しのため, Trigger Hit Window = 2 [CLK] に設定した. アクリル容器は, 15cm 立方のため, 基本的には, 各 PMT へのシンチレーション光の入射時間の差は, 1nsec 程度に収まる. しかしながら, クロック境界や各 PMT の時間応答特性の差, 発光点と各 PMT 間の距離を考慮し, 2 CLK(40nsec) 間のヒット判定は, 同一のイベントと見なして DAQ を行った (図 6.13).

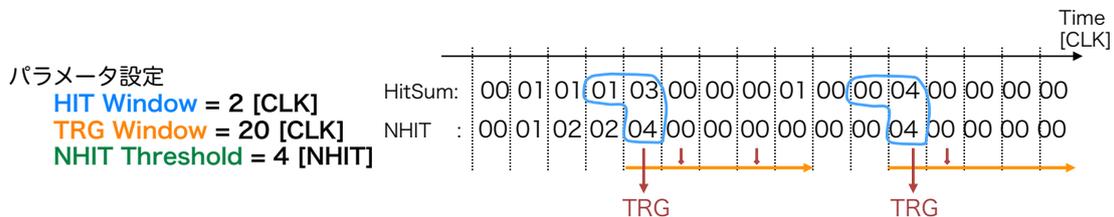


図 6.13: 実験 B) トリガー設定

使用したトリガーは, 実験 A) と同じである.

## 6.5 エネルギー較正

MoGURA で取得した波形情報は, 各ゲイン毎に異なる電圧・時間分解能によって記録されている. 分解能が一番良い P ゲインチャンネルにおいては, 1nsec のサンプリング間隔 (1GHz サンプリング), 1ADC 当たり 0.1mV になるよう増幅され, 8bitADC によってデジタル化されている. 通常, ベースラインを 210ADC になるよう設定し, 約 20mV 程度の信号まで P ゲインチャンネルで取得可能である. それ以上の大きさの信号に関しては, H ゲインチャンネルにおいて, 5nsec のサンプリング間隔 (200MHz サンプリング), 1ADC 当たり 0.5mV になるよう増幅され, 同様に 8bitADC によるデジタル化が行われる. H ゲインチャンネルは, 時間分解能が落ちるものの, 100mV 程度の信号まで取得可能である.

取得した波形の 8bit の ADC 値を増幅率 (ADC/mV) で割ることで, 実際の電圧が得られる. しかしながら, 増幅装置を含めたアナログ回路部の線形性が良くないため, ADC 値から電圧への変換には, MoGURA 基板の各チャンネルにおいて, 実際に測定した電圧・ADC 値のテーブルを利用した. 測定には, 入力した矩形波 (~200nsec) の立ち上がり・立ち下がり部分を除いた区間における中心値を利用し, オシロスコープによる電圧値 ([mV])

とMoGURA 基板による ADC 値をそれぞれ測定した .. Attenuator を用いて, 数 mV ~ 700mV におけるテーブル (図 6.14) を作成した . 縦軸は, 1ADC 値当たりの電圧をそれぞれのゲインチャンネルのデザイン値で割ったものである . デザイン値は, 第 5 章 表 5.1 の分解能の値である ..

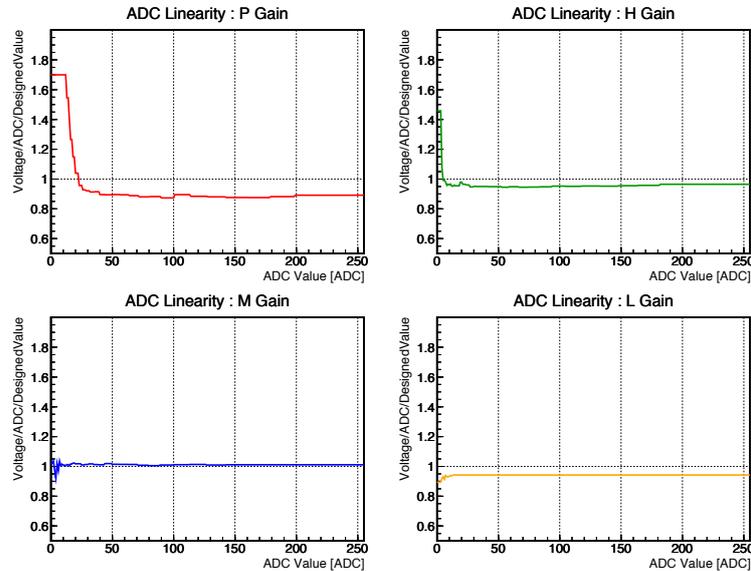


図 6.14: エネルギー較正曲線

このテーブルを用いて, 各 ADC 値からイベント毎の電荷 [mV×nsec] を求めた . ただし, テーブル作成のための測定上, 入力信号のノイズ波高により, ベースライン付近での ADC 値はデザイン値から離れた値になった .

更に,  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  の線源を用いてエネルギー較正曲線を作成し, チャージ [mV×nsec] からエネルギー [keV] への変換を行った .  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  のエネルギー準位図は, 図 6.15, 図 6.16 の通り .  $^{60}\text{Co}$  は, 1173keV と 1332keV の 2 つの  $\gamma$  線を放出するため, 平均して 1253keV の  $\gamma$  線と見なす .

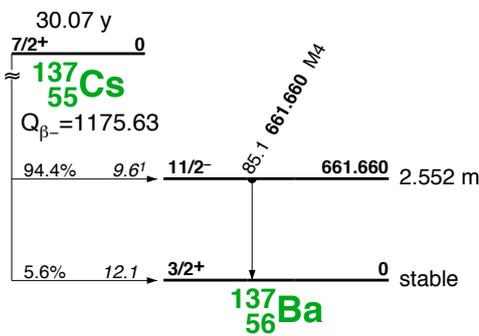


図 6.15:  $^{137}\text{Cs}$  エネルギー準位図

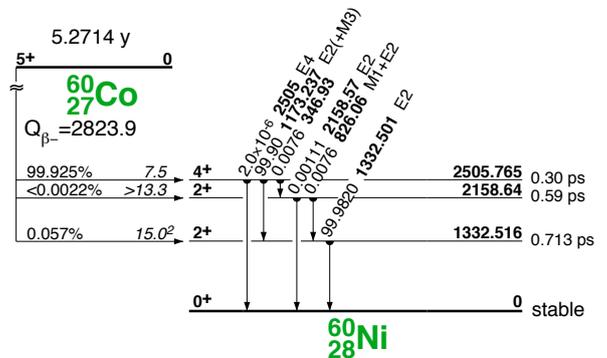


図 6.16:  $^{60}\text{Co}$  エネルギー準位図

## 6.5.1 実験 A) 2 インチ径 PMT × 1

線源は、ステンレス容器の外側から 150ml バイアル横に貼り付け、測定を行った。それぞれの線源ともに、Single トリガーレートが跳ね上がったため、Prescaled トリガーを用いて、イベントを間引いて DAQ を行った。実際には、バックグラウンド (BG) 測定に対して、表 6.2 のようなトリガーレートだったため、各線源測定時において、線源起源以外のバックグラウンドイベントの混入は、ほとんどないと言える。

表 6.2: 実験 A) トリガーレート

	トリガーレート	BG 混入率
BG( <sup>222</sup> Rn 含)	~ 180Hz	-
<sup>137</sup> Cs	~ 100kHz	< 0.2 %
<sup>60</sup> Co	~ 30kHz	< 0.6 %

<sup>137</sup>Cs 線源・<sup>60</sup>Co 線源

それぞれの線源を用いた測定によって得られたチャージのヒストグラムを図 6.17 と図 6.18 に示す。イベント全体のヒストグラム (黒色) の内訳を P ゲインチャンネルによって得られたチャージ (赤色) と H ゲインチャンネルによって得られたチャージ (緑色) で表している。<sup>60</sup>Co 線源のヒストグラム (図 6.18) において、P-H ゲインチャンネル間の接続がうまくいっていないことがわかる。全イベントを H ゲインチャンネルを選定したヒストグラムを図 6.19 に示す。図 6.19 においては、連続したスペクトルになっていることがわかる。

P-H ゲインチャンネル間の接続が不連続である原因は、各ゲインチャンネルの分解能によって理解できる。

- 電圧の分解能 (0.1mV と 0.5mV) の違いによるチャージ分解能差
- サンプリングレート (1GSPS と 200MSPS) の違いによる時間分解能差

P-H ゲインチャンネル間においては、電圧と時間の両方の分解能に違いが生じ、結果として、H ゲインチャンネルのチャージ分解能が P ゲインチャンネルに比べて悪いことによって、接続部に山と谷が生じてしまったと言える。しかしながら、時間分解能に関しては、フィッティング等による波形解析によって、分解能の差を埋めることは可能であると考えられており、今後改善が求められる。

本実験においては、H ゲインチャンネルは PSD 評価に用いず、エネルギー較正のみに利用するため、本質的には問題とならない。

それぞれ傾斜とピークの半値の交点をコンプトンエッジとした。コンプトンエッジのエネルギーは、反跳電子エネルギーの最大値であり、式 6.1 で求められる。

$$E_{\text{compton}} = h\nu \left( \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right) \quad (6.1)$$

ここで、 $\gamma = h\nu/m_e c^2$  である。

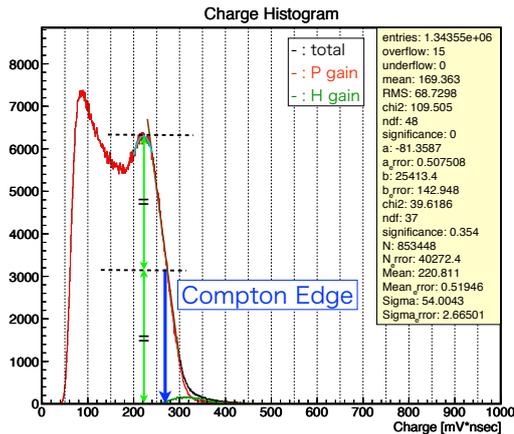


図 6.17: 実験 A)  $^{137}\text{Cs}$  チャージヒストグラム

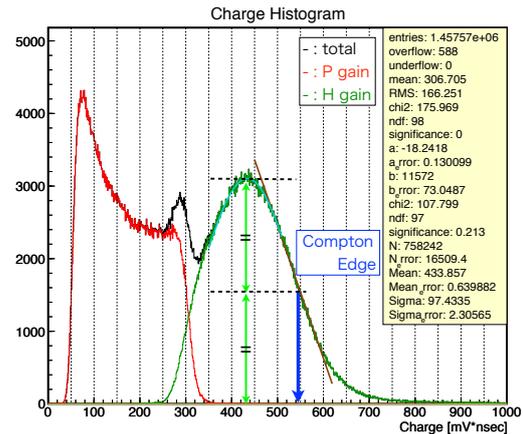


図 6.18: 実験 A)  $^{60}\text{Co}$  チャージヒストグラム

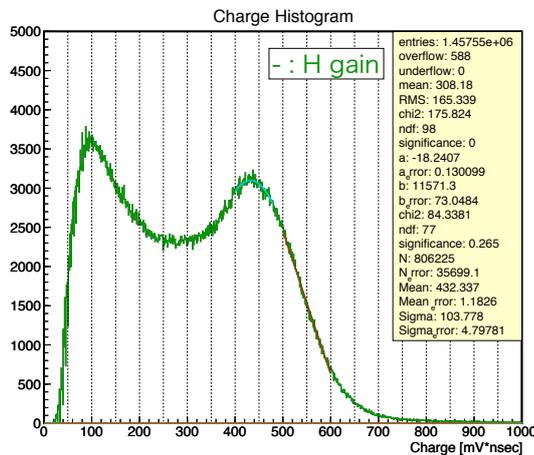


図 6.19: 実験 A)  $^{60}\text{Co}$  チャージヒストグラム (H ゲインチャンネルのみ)

### エネルギー較正曲線

$^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  のチャージとエネルギーからエネルギー較正曲線を作成した (図 6.20) . 以後, このエネルギー較正曲線を用いて, チャージとエネルギーの変換を行う.

### $^{214}\text{Po}$ イベント

液体シンチレータには,  $^{222}\text{Rn}$  を溶解しているため,  $^{238}\text{U}$  系列の連続崩壊イベントが観測可能である. エネルギースペクトルを図 6.21 に示す. このイベント中から,  $^{214}\text{Bi} \cdot ^{214}\text{Po}$  遅延同時計測を用いて,  $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊イベントを選定し, PSD の解析に用いる.  $^{214}\text{Po}$  の半減期は,  $164\mu\text{sec}$  と短いため, 前のイベントとの時間差 (イベント間隔) のヒストグラムを作成した (図 6.22) .  $1\text{msec}$  のタイムウィンドウ内において, 崩壊曲線のフィットを行うと,  $^{214}\text{Po}$  の半減期と一致し,  $^{214}\text{Po}$  の崩壊が確認できた.

しかしながら, 偶発イベントによって,  $^{214}\text{Po}$  イベントの純度は  $66.2\%$  と極端に低いため, イベント選定を行い,  $\alpha$  崩壊イベントの純度を上げた. 先発信号となる  $^{214}\text{Bi}$  の  $\beta^-$  崩壊は, Q 値が  $3272\text{keV}$  と比較的高いため, 先発信号として,  $1000\text{keV}$  の閾値を設けた.

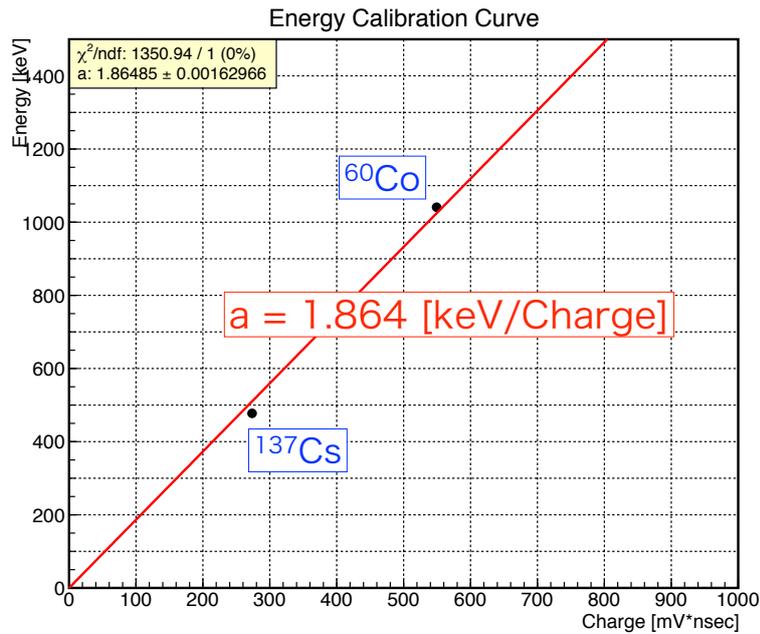


図 6.20: 実験 A) エネルギー較正曲線

また、タイムウィンドウを  $300\mu\text{sec}$  までに限定することで、偶発イベントの混入率を減らし、98%以上の純度で  $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊イベントの選定に成功した (図 6.23)。また、得られた  $^{214}\text{Po}$  のエネルギースペクトルは、図 6.24 のようになり、KamLAND の液体シンチレータ中の  $^{214}\text{Po}$  の可視エネルギーは、 $589\text{keV}$  となった。よって、 $\alpha$  線のクエンチングファクターは、 $E_{\text{visible}}/E_{\text{real}} = 1/13.3$  となり、他の実験とほぼ一致している [20]。また、実際に PSD の解析に用いる  $\alpha$  線イベントのエネルギーは、図 6.24 のように選定した。

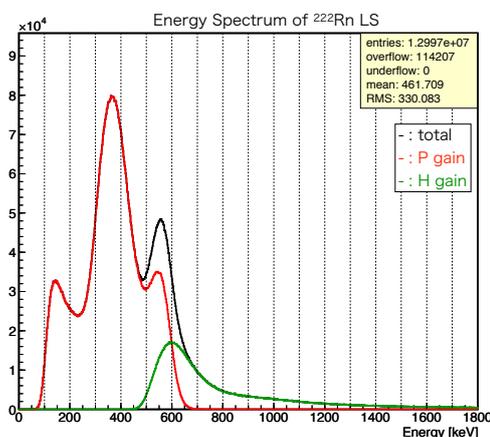
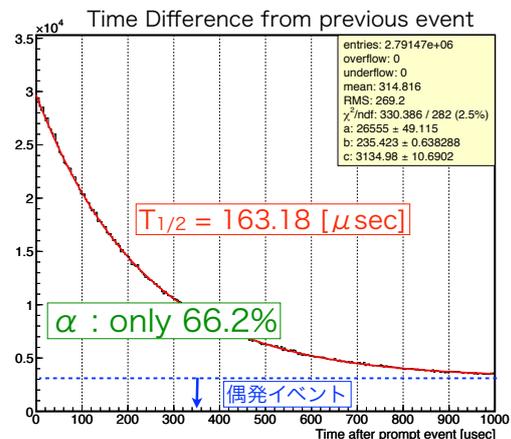
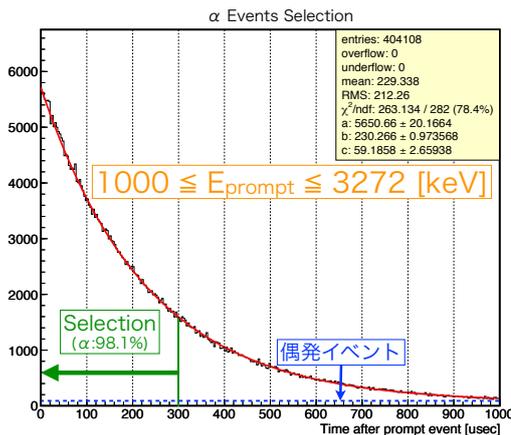
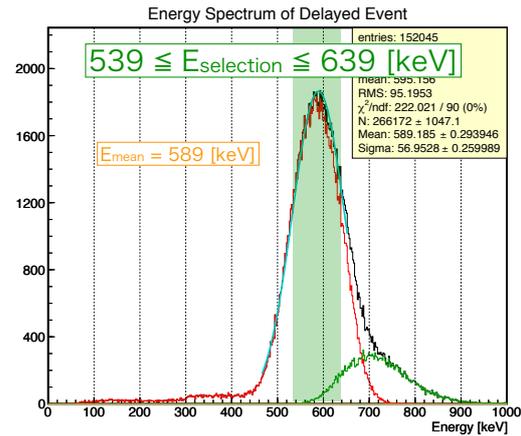
図 6.21: 実験 A)  $^{222}\text{Rn}$  エネルギースペクトル

図 6.22: 実験 A) イベント間隔 ヒストグラム

図 6.23: 実験 A)  $^{214}\text{Po}$  イベント選定図 6.24: 実験 A)  $^{214}\text{Po}$  エネルギースペクトル

### 6.5.2 実験 B) 5 インチ径 PMT × 4

実験 A) と同様に、 $^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  を線源として用いてエネルギー較正を行った。

#### デジタルフィルタ

5 インチ径 PMT は、2 インチ径 PMT に比べ、ノイズの影響が大きかった。特に、高周波のノイズ ( $\sim 40$  MHz,  $\pm \sim 2$  mV) が波形に乗ることがあるため、P ゲインチャンネルにおいてデジタルフィルタを用いて、高周波成分の除去を行った。実際には、波形解析中に波形のフーリエ変換を行い、Single Pole Low Pass Filter を通した後、逆フーリエ変換で元の位相に戻した。Low Pass Filter の除去周波数は 40MHz とした。また、P ゲインチャンネルにおいては 5 サンプル幅 (5nsec)、HML ゲインチャンネルにおいては、3 サンプル幅 (15nsec) の Moving Average Filter も使用した。図 6.25 に、生波形と Low Pass Filter・Moving Average Filter を通した波形を示す。Low Pass Filter 適用後、ノイズの影響が減っているのがわかる。Low Pass Filter 適用後の波形は、ピーク波高が小さくなる傾向があるが、最終的に計算したチャージへの影響は十分に小さい。また、実験 A) と同様に、MoGURA の各チャンネル毎に電圧・ADC 値の線形性を測定し、作成したテーブルを利用して、ADC 値を電圧に変換してチャージを計算した。

HML ゲインチャンネルは、ノイズの影響が少ないため、Moving Average Filter を適応した。

#### HV ゲイン較正

エネルギー較正を行う前に、各 PMT 間のゲイン較正を行った。各 PMT の HV (印加電圧) に対する線形性を調べるために、印加電圧を 1250V から 1500V まで 50V ずつ変化させ、 $^{137}\text{Cs}$  線源の測定を行った。線源は、アクリル容器上部中央に配置した。各 PMT 毎にチャージのヒストグラムを作成し (図 6.26)、ヒストグラムのピークを  $^{137}\text{Cs}$  のコンプトンエッジの右端として、ガウシアンでフィットした。各 PMT の印加電圧とガウシアンによるフィット結果 (Mean) のプロットを図 6.27 に示す。PMT1 と 2 は、比較的近いゲイン

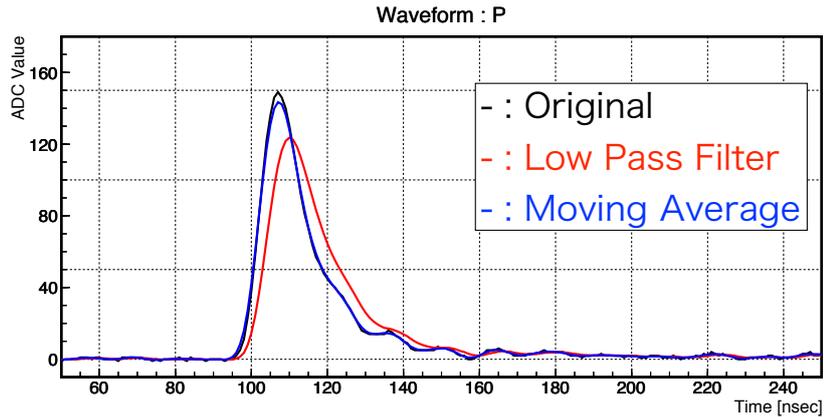


図 6.25: P ゲインチャンネル デジタルフィルタ効果

特性を示している。また、各 PMT は、アクリル容器を中心に時計回りに 1 から順に配置している。

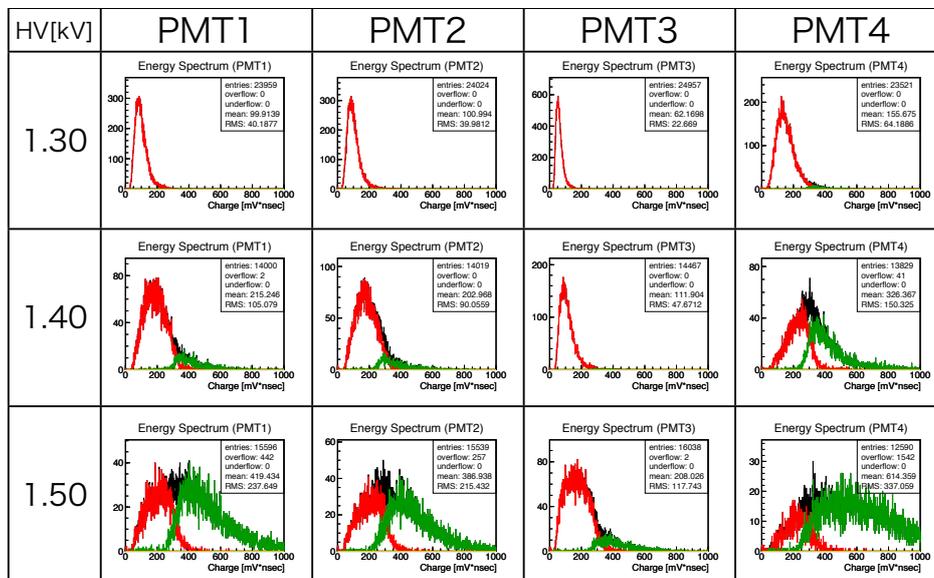


図 6.26: 5 インチ径 PMT HV ゲイン-チャージ

図 6.27 を基に、全 PMT において  $^{214}\text{Po}$  のエネルギー (約 580keV) を P ゲインチャンネルで記録できるよう、 $^{137}\text{Cs}$  コンプトンエッジのチャージが  $150\text{mV}\cdot\text{nsec}$  となるよう各 PMT1~4 の印加電圧を決定した (図 6.28)。以後、図 6.28 の印加電圧を用いて、測定を行う。以後、PMT 毎の特性の違いは考慮せず、PMT を区別しない。

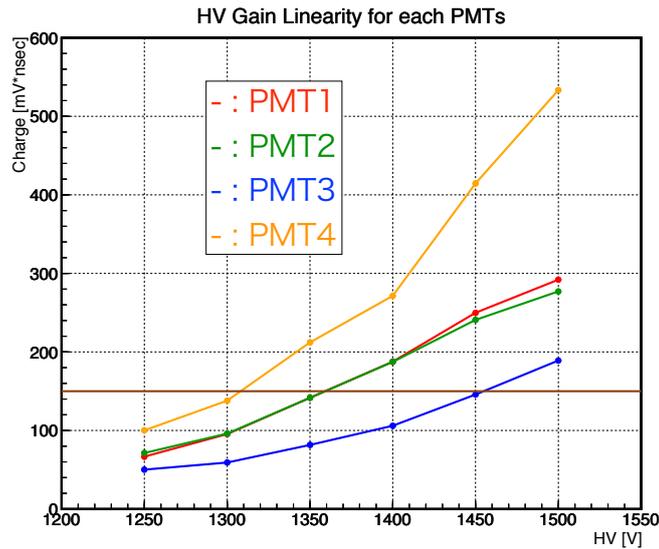


図 6.27: 5 インチ径 PMT HV ゲイン特性

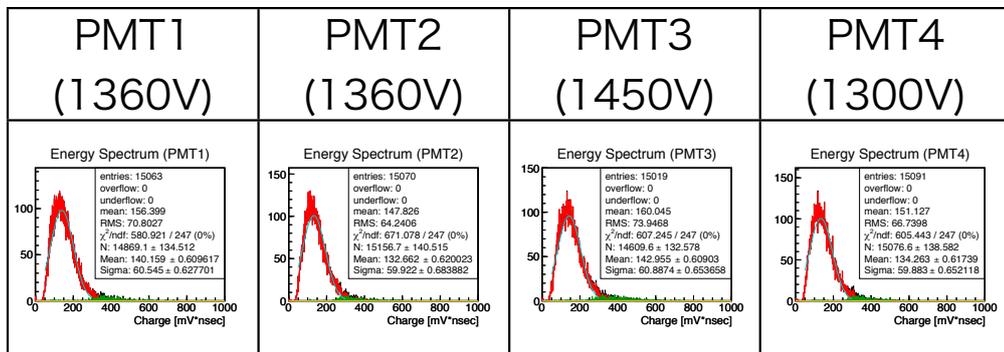


図 6.28: 5 インチ径 PMT HV ゲイン較正

波形合成

実験 B) の PSD を評価するために、4 つの PMT から得られた波形を用いて合成波形を作成した。合成波形は、ピーク位置 (100nsec) を基準に時間方向の補正を行い、PMT 毎に各 BaselineLevel を差し引いた ADC 値を足しあわせて作成した (図 6.29)。ただし、P ゲインチャンネルと H ゲインチャンネルは、サンプリングレートが異なるため、本実験においては、全 PMT 信号が同じゲインチャンネルで記録できた場合のみ、合成波形を作成した。また、各 MoGURA 基板のチャンネル毎に mV/ADC テーブルを作成し、各 PMT 毎にチャージを計算し、その和をイベントのチャージとした。

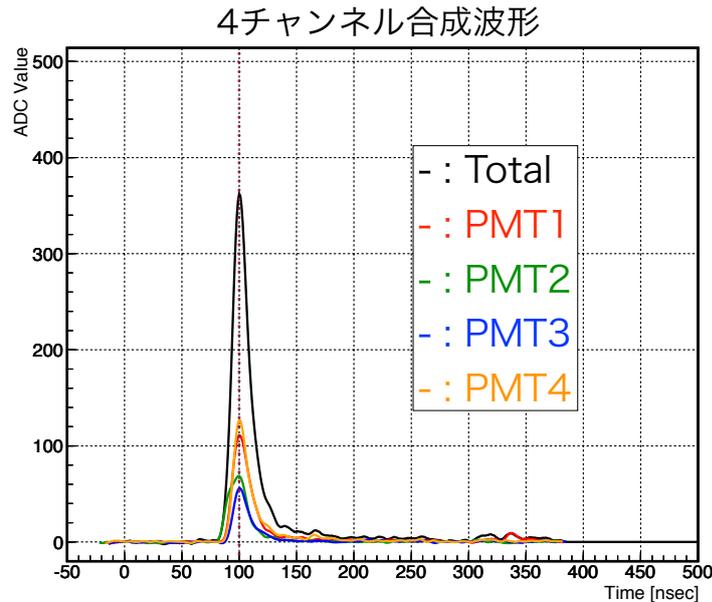


図 6.29: 実験 B) 合成波形

 $^{137}\text{Cs}$  線源・ $^{60}\text{Co}$  線源

$^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源を用いて、エネルギー較正を行った。実験 A と同様に、線源測定時は Prescaled Trigger を用いた。バックグラウンド (BG) の測定は、Single Trigger で行い、それぞれのトリガーレートは、表 6.3 のようになった。実験 A と同様に、線源測定時におけるバックグラウンドの混入は、ほとんどない。

表 6.3: 実験 B) トリガーレート

	トリガーレート	BG 混入率
BG( $^{222}\text{Rn}$ 含)	~ 280Hz	-
$^{137}\text{Cs}$	~ 400kHz	< 0.1 %
$^{60}\text{Co}$	~ 120kHz	< 0.3 %

図 6.30 と図 6.31 は、それぞれのチャージのヒストグラム (黒色) である。ヒストグラムの内訳としては、4 つの PMT において全て P ゲインチャンネルで波形が取得できたイベント (赤色)、全て H ゲインチャンネルで波形が取得できたイベント (緑色)、P ゲインチャンネルと H ゲインチャンネルの複合イベント (紫色) となっている。

実験 A) と同様に、各線源に対してコンプトンエッジを求めた。ただし、 $^{137}\text{Cs}$  に関しては、閾値によって、左肩がカットされているため、エネルギー較正には用いなかった。

 $^{214}\text{Po}$  イベント

$^{214}\text{Po}$  も実験 A) と同様に、遅延同時計測でイベントの選定を行なった。図 6.32 は、 $^{222}\text{Rn}$  を溶かした液体シンチレータのエネルギースペクトルである。この中から、 $^{214}\text{Bi}$  /  $^{214}\text{Po}$

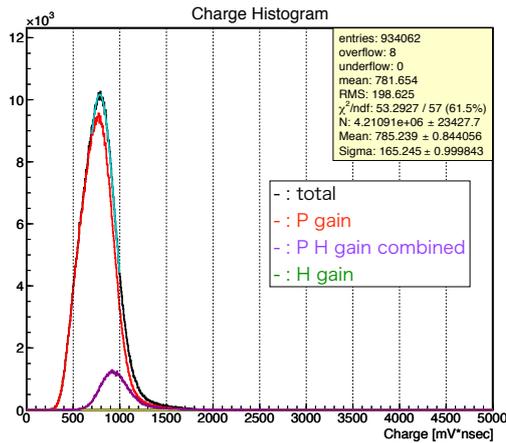


図 6.30: 実験 B)  $^{137}\text{Cs}$  チャージヒストグラム

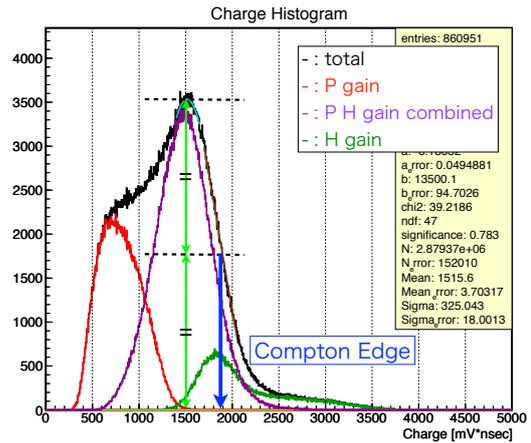


図 6.31: 実験 B)  $^{60}\text{Co}$  チャージヒストグラム

の遅延同時計測で図 6.33 を行なったところ、 $^{214}\text{Po}$  の半減期は、文献値 ( $0.164\mu\text{sec}$ ) とよく一致した。

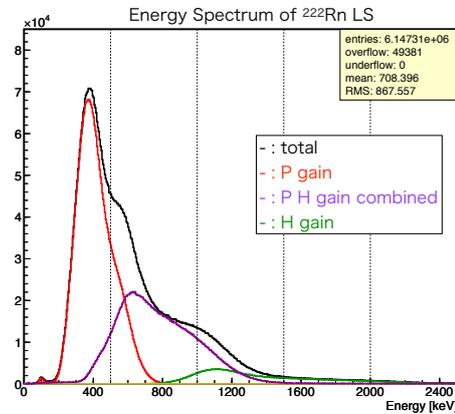


図 6.32: 実験 B)  $^{222}\text{Rn}$  エネルギースペクトル

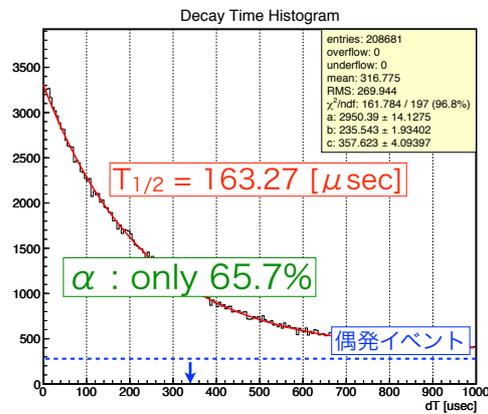


図 6.33: 実験 B) イベント間隔 ヒストグラム

$^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  線イベントの純度を高くするため、先発信号のエネルギーと崩壊時間を図 6.34 のようにイベントの選定を行った。実験 A) に比べ偶発イベントの混入が非常に多かったため、より厳しい選定条件を選んだが、88%の純度しか得られなかった。選定した  $^{214}\text{Po}$  のエネルギースペクトルは、図 6.35 のようになり、スペクトルのピークは、 $579\text{keV}$  であった。実験 B) の  $\alpha$  線イベントとして、中心値から  $\pm 50\text{keV}$  のイベントを PSD の解析に用いる。

エネルギー較正曲線

$^{214}\text{Po}$ 、 $^{60}\text{Co}$  の 2 点に直線をフィッティングし、エネルギー較正曲線を作成した (図 6.36)。以後、実験 B) に関しては、このエネルギー較正曲線を用いて、チャージとエネルギーの変換を行う。

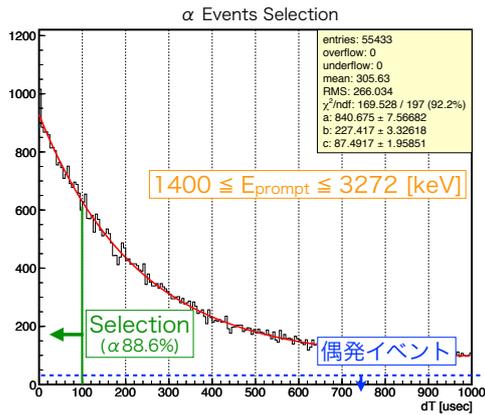
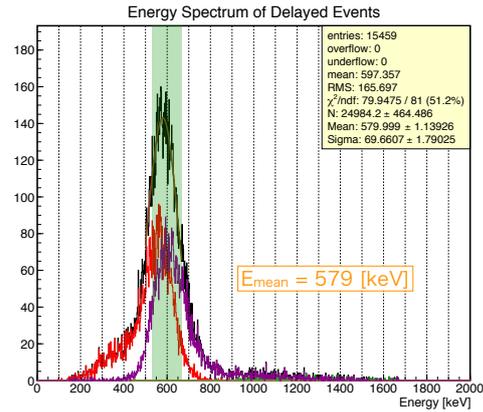
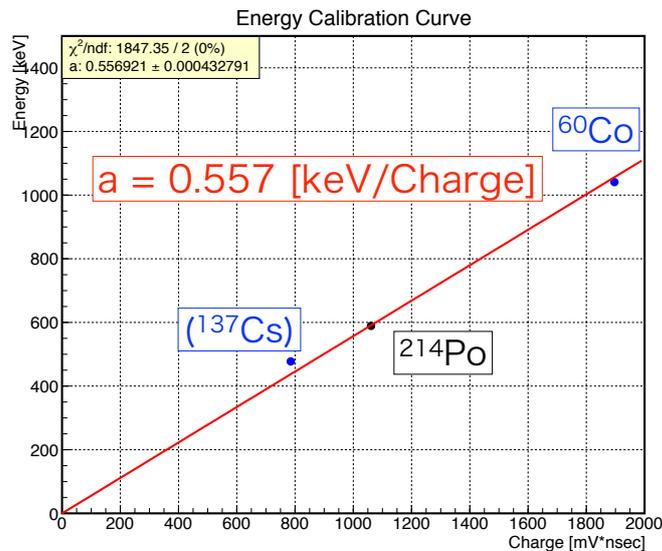
図 6.34: 実験 B)  $^{214}\text{Po}$  イベント選定図 6.35: 実験 B)  $^{214}\text{Po}$  エネルギースペクトル

図 6.36: 実験 B) エネルギー較正曲線

## 6.6 基準波形作成

各粒子に対して基準波形を作成することで、測定波形と基準波形の違いを基に PSD を行うことが可能である。また、実際にシンチレーション光の発光の違いを確認する上でも重要である。

本実験において、実験 A)、実験 B) とともに基準波形の作成に、 $\alpha$  線は  $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  崩壊、 $\beta \cdot \gamma$  線は、 $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線を利用した。

まず、選定したエネルギー領域の測定波形をピーク波高で規格化した。その波形をピーク位置で時間位置を調整し、各点毎に平均化した後、再びピーク波高で規格化を行った。

また、作成した基準波形の積分値波形も作成した。積分値波形は、最終値が 1 になるよう規格化した。

## 6.6.1 実験 A) 2 インチ径 PMT × 1

$^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  線のエネルギースペクトルは、589keV のピークとなるため、基準波形作成のエネルギー領域は、 $589\pm 50$  keV を選定し、1 万イベントの波形から基準波形を作成した。 $^{60}\text{Co}$  の  $\beta\cdot\gamma$  線基準波形も、同様に作成した。ピーク位置のずれ (約 40nsec 以内) を考慮して、基準波形長は、測定波形長よりも 100nsec 長くした。

作成した基準波形を図 6.37 に示す。

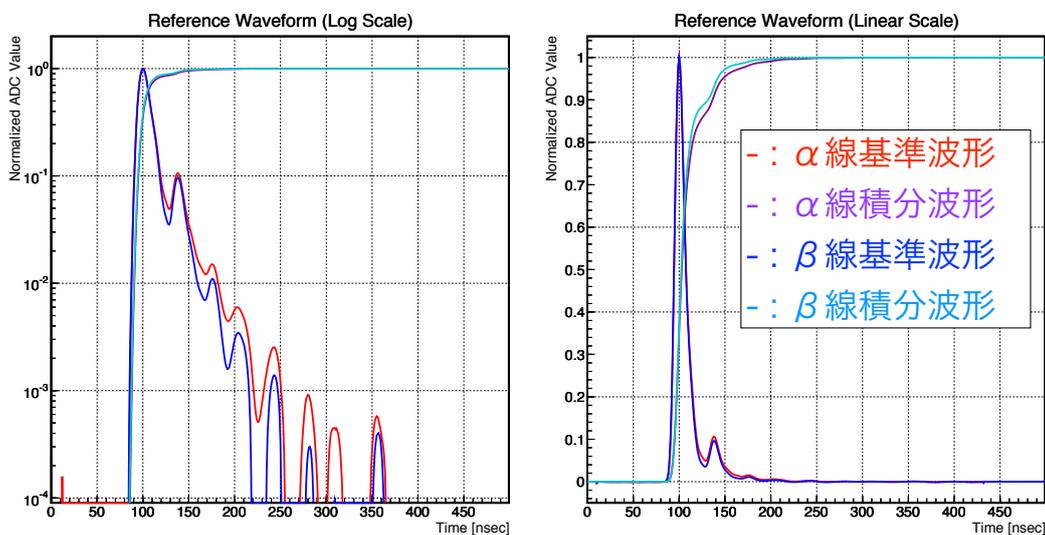


図 6.37: 実験 A) 2 インチ径 PMT 基準波形・積分値波形

## 6.6.2 実験 B) 5 インチ径 PMT × 4

実験 A) と同様に、 $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  線と  $^{60}\text{Co}$  の  $\beta\cdot\gamma$  線を用いて基準波形を作成した。いずれも 4 つの PMT の合成波形の P ゲインチャンネルのみ利用し、ピーク波高で規格化の後、平均化を行った。

作成した基準波形を図 6.38 に示す。

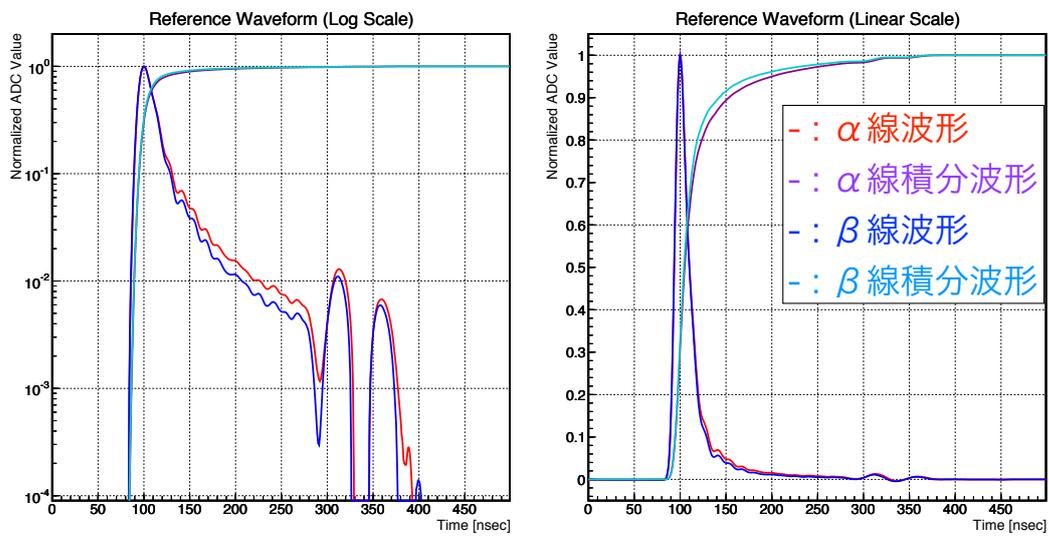


図 6.38: 実験 B) 5 インチ径 PMT 合成基準波形・積分値波形

## 第7章 粒子識別

粒子識別 (Particle Identify) とは、様々な検出法や解析により素粒子の種類・状態などを決定することである。液体シンチレータと光電子増倍管による粒子識別の場合、シンチレーション光の違いにより、粒子を識別することが可能である。

本研究においては、特に  $\alpha$  線と  $\beta \cdot \gamma$  線との粒子識別を行い、バックグラウンドの除去を目指す。本章では、本研究で行った実験の解析法・解析結果を述べる。

### 7.1 波形弁別による粒子識別

液体シンチレータの信号波形は、一般に、検出粒子の種類によって発光減衰の時定数が異なる成分が存在するため (図 7.1), その強度比によって  $\alpha$  線と  $\beta$  線とを識別 (PSD) できる。その強度比は、液体シンチレータの構成成分等によって大きく異なるが、重・荷電粒子の方が、長い発光減衰時定数をもつことが知られている。

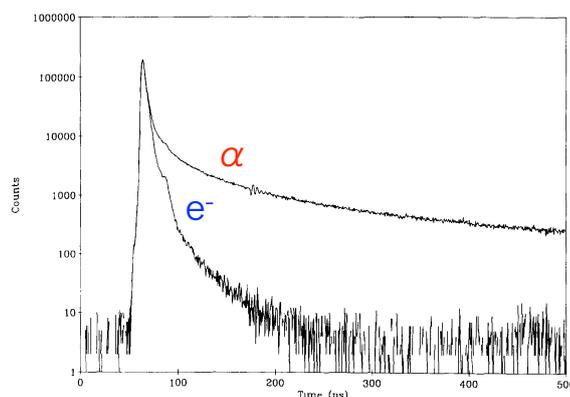


図 7.1:  $\alpha$  線  $\beta$  線 シンチレーション光の違い [12]

このことは、節 6.1.3 の電離クエンチング作用によって理解されている。シンチレータの発光量を  $L$ , 入射粒子のエネルギーを  $E$  とすると、一般に、液体シンチレータの単位エネルギーあたりの発光量は、式 7.1 で表される。

$$\frac{dL}{dE} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (7.1)$$

$S$  はシンチレーション効率,  $kB$  は、Birk's 定数である。単位エネルギーあたりの発光量は、電離損失  $\frac{dE}{dx}$  が大きい粒子ほど小さくなることがわかる。シンチレーション光の速い成分のみ、この式にしたがうと仮定すると、早い成分と遅い成分の相対的な強度比が電離能によって変わるため、発光波形の違いが生じると理解できる。

また、光量が多く、プソイドクメンを多く含む液体シンチレータの方が良い PSD 能力を備えていることもわかっている。

しかしながら、KamLAND の液体シンチレータは、ドデカンを主成分としたものであり、光量も比較的多くはないため、PSD においては不利であると考えられていた。本研究においては、新しい波形記録電子回路 MoGURA の導入によって、良い分解能で PMT 信号波形を記録できるようになったことで KamLAND における PSD の基礎研究、PSD 能力の再評価を目指す。

本研究において、PSD 解析手法として以下の方法を用いた。Double Gate 法以外の方法においては、統計学上、よく用いられる方法を利用し、(本来の統計学上の意味とは異なるが) 解析手法とした。

### 7.1.1 Double Gate 法

重粒子 ( $\alpha$  線) の波形は、ピーク後の減衰が緩やかであることを利用して、2 つの異なる長さのゲートにおける電荷の比をとり、PSD を行う。Short Gate として、波形取得開始時から波形のピーク + 任意の時間 (~ 数十 nsec 程度) までの間、Tail Gate として、Short Gate の後半部分をとった (図 7.2)。Total Gate は、Short Gate + Tail Gate である。

今回の測定では、全イベントにおいて、400nsec 間、波形を記録しているため、ゲート長は、解析的に定義・変更可能であり、最適化も容易である。それぞれの Gate 間におけるチャージを Short Charge, Tail Charge, Total Charge とし、Double Gate Ratio として、 $R_{DG} = \text{TailCharge}/\text{TotalCharge}$  とした。

重粒子である  $\alpha$  線のシンチレーション光の方が、時定数の長い発光減衰をする特徴があるため、Tail Gate におけるチャージの割合が大きくなり、 $R_{DG}^{\alpha} \geq R_{DG}^{\beta}$  となる傾向がある。 $\alpha$  と  $\beta \cdot \gamma$  イベントを識別するための閾値  $R_{Th}$  を変更し、任意の閾値における、 $\alpha$  イベント識別効率 (Efficiency) と純度 (Purity) を見積もる。

### 7.1.2 Kolmogorov-Smilnov 検定 (K-S Test)

$\alpha$  線、 $\beta(\gamma)$  線それぞれの基準波形の積分値波形と実際の測定波形の積分値波形との差が最大になる距離  $D$  (K-S 統計量) を基に、それぞれの基準波形に対する有意確率  $P_{\alpha}$ 、 $P_{\beta}$  を式 7.2 から求める [2]。ここで、 $N$  は、K-S 検定を行うサンプル数である。

$$\text{Probability}(D > \text{observed}) = Q_{KS}(\sqrt{ND}) \quad (7.2)$$

$$Q_{KS}(\lambda) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} e^{-2j^2\lambda^2} \quad (7.3)$$

この  $P_{\beta}$  と  $P_{\alpha}$  の比を利用して、 $\alpha$  線と  $\beta$  線の粒子識別効率を見積もる。

### 7.1.3 カイ二乗検定 (Pearson's $\chi^2$ Test)

実際の測定波形と基準波形がどのくらい異なっているのかを式 7.4 に従って評価する。

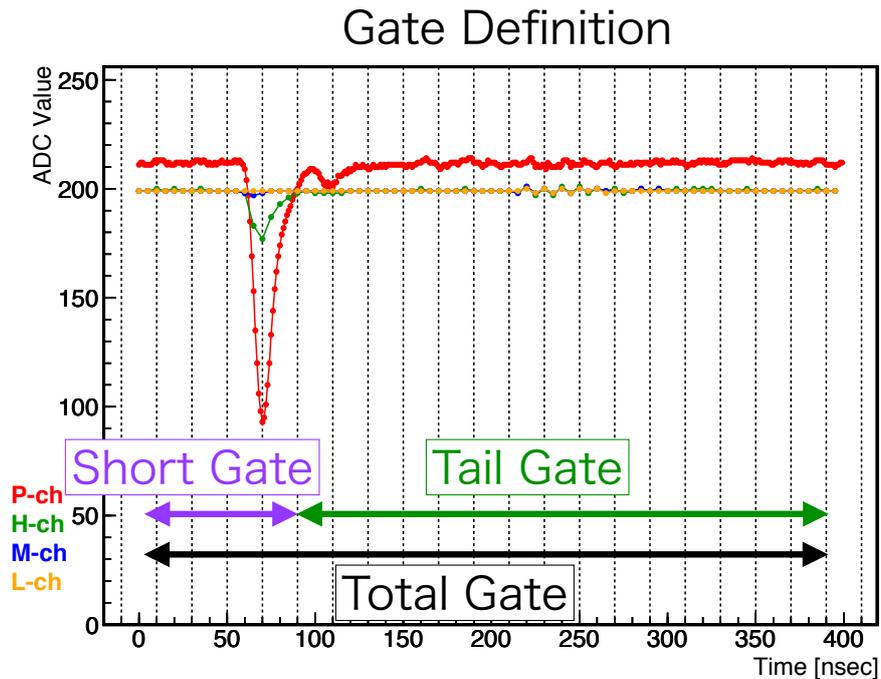


図 7.2: ゲート長 定義

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(n_i - \nu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (7.4)$$

ただし,  $\nu_i$  は, 基準波形の  $i$  番目の ADC 波高,  $n_i$  は, 測定波形の  $i$  番目の ADC 波高である.  $\sigma_i$  は, 基準波形の  $i$  番目の ADC 波高の広がり (標準偏差) とした.  $\alpha$  線基準波形,  $\beta$  基準波形のそれぞれの  $\chi^2$  を計算し, その差を基に PSD を行う.

#### 7.1.4 最尤法 (Maximum Likelihood)

ピアソンのカイ二乗検定と同様に, 測定波形が基準波形に対して, どのくらい異なっているかを式 7.5 に従って評価する.

$$\chi_{likelihood}^2 = 2 \sum_{i=0}^N \left( n \log \left( \frac{n_i}{\nu_i} \right) + \nu_i - n_i \right) \quad (7.5)$$

ただし,  $n_i \leq 0$  のときは,  $\log \left( \frac{n_i}{\nu_i} \right)$  の項を 0 とする.

## 7.2 KamLAND 液体シンチレータにおける粒子識別

前節で解説した PSD 手法を用いて, PSD の解析を行った. 第 6 章において行った各実験に対する解析結果を述べる.

## 7.2.1 実験 A) 2 インチ径 PMT × 1 解析結果

いずれの PSD 手法においても,  $^{214}\text{Po}$  のエネルギースペクトル付近の 539~639 keV の領域において, 評価を行った. それぞれの手法で得られた PSD パラメータを基に, 任意の値で  $\alpha$  線イベントと  $\beta \cdot \gamma$  線イベントとを分け, それぞれの取得効率を計算した. 実際の各 PSD パラメータのヒストグラムを図 7.3, 図 7.4, 図 7.5, 図 7.6 に示す. ヒストグラムのエントリー数は, 1 : 1 に規格化している.

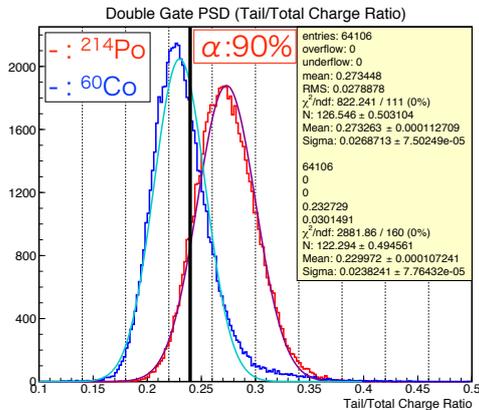


図 7.3: 実験 A) Double Gate PSD

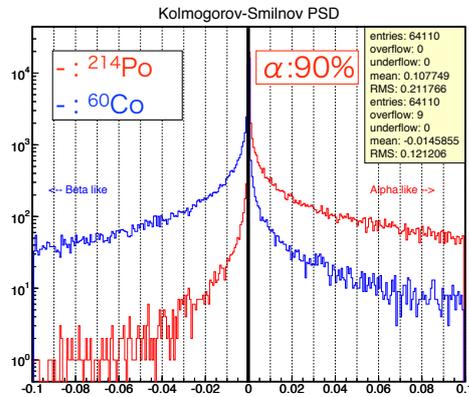


図 7.4: 実験 A) K-S 検定 PSD

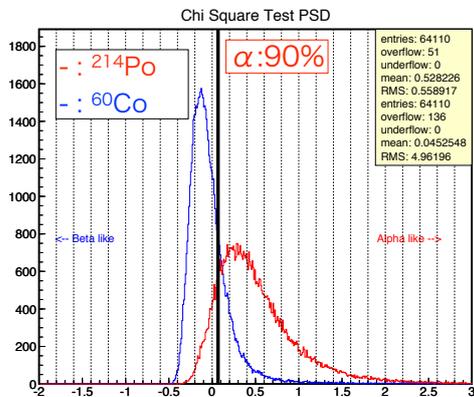
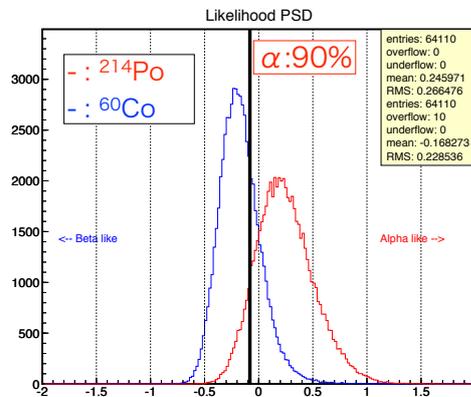
図 7.5: 実験 A)  $\chi^2$  検定 PSD

図 7.6: 実験 A) Likelihood 検定 PSD

PSD 能力の評価としては, イベントの取得効率を 90%としたときのもう一方のイベントの除去効率を用いる. 各 PSD 手法において, 任意のカット閾値におけるイベント取得効率を求め, 効率-効率曲線を作成した.

図 7.7 からわかるように,  $\alpha$  線イベントの取得効率 90%では,

$$\text{Likelihood} > \text{DoubleGate} > \text{KS} > \chi^2$$

という順に,  $\beta \cdot \gamma$  線も除去効率が高い.

同様に,  $\beta \cdot \gamma$  線イベントの取得効率 90%でも,

$$\text{Likelihood} > \text{DoubleGate} > \text{KS} > \chi^2$$

という順に,  $\alpha$  線イベント除去効率が高くなっている. いずれも, Likelihood 法における除去効率は, 約 73%である.

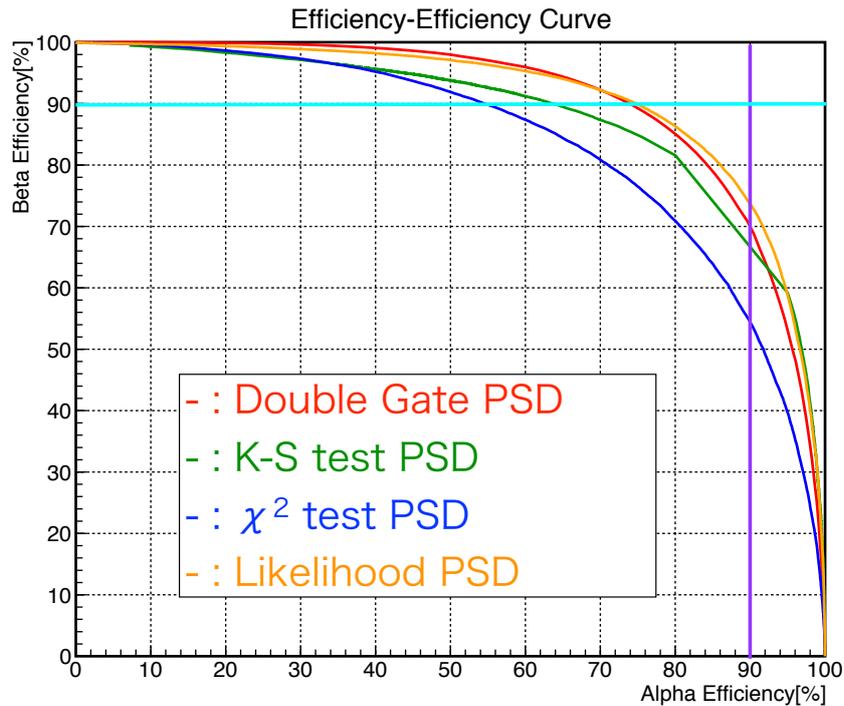


図 7.7: 実験 A)  $\alpha$  線効率 -  $\beta$  線効率曲線

7.2.2 実験 B) 5 インチ径 PMT  $\times$  4 解析結果

実験 B) においても、実験 A) と同様に、4 つの PMT の合成波形に対して、各 PSD 手法による解析を行い、 $^{214}\text{Po}$  の  $\alpha$  線イベントと  $^{60}\text{Co}$  の  $\beta \cdot \gamma$  線イベントの PSD パラメータのヒストグラムを作成した。

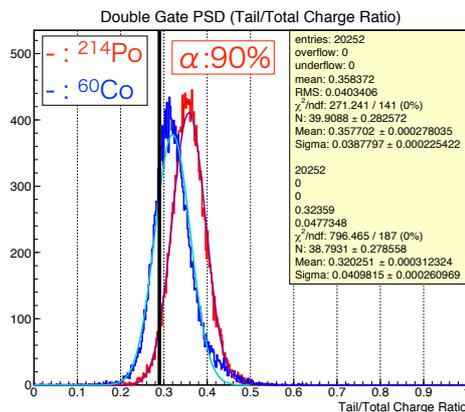


図 7.8: 実験 B) Double Gate PSD

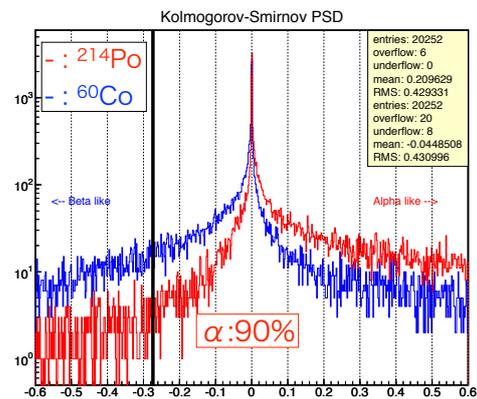


図 7.9: 実験 B) K-S 検定 PSD

図 7.12 からわかるように、 $\alpha$  線イベントの取得効率 90%では、

$$\text{Likelihood} \geq \chi^2 > \text{KS} > \text{DoubleGate}$$

という順に、 $\beta \cdot \gamma$  線も除去効率が高い。

一方、 $\beta \cdot \gamma$  線イベントの取得効率 90%では、

$$\text{Likelihood} > \text{DoubleGate} > \chi^2 > \text{KS}$$

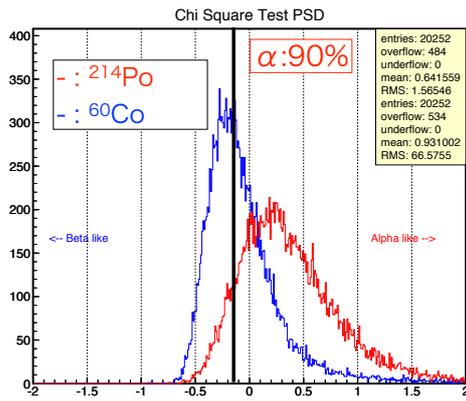
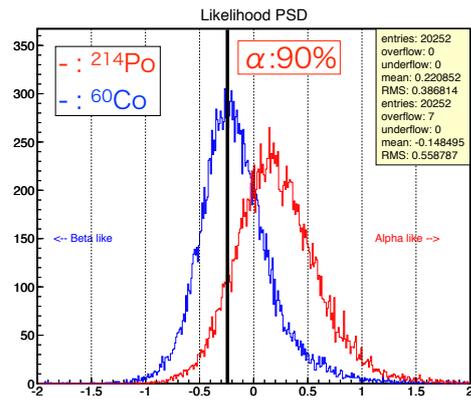
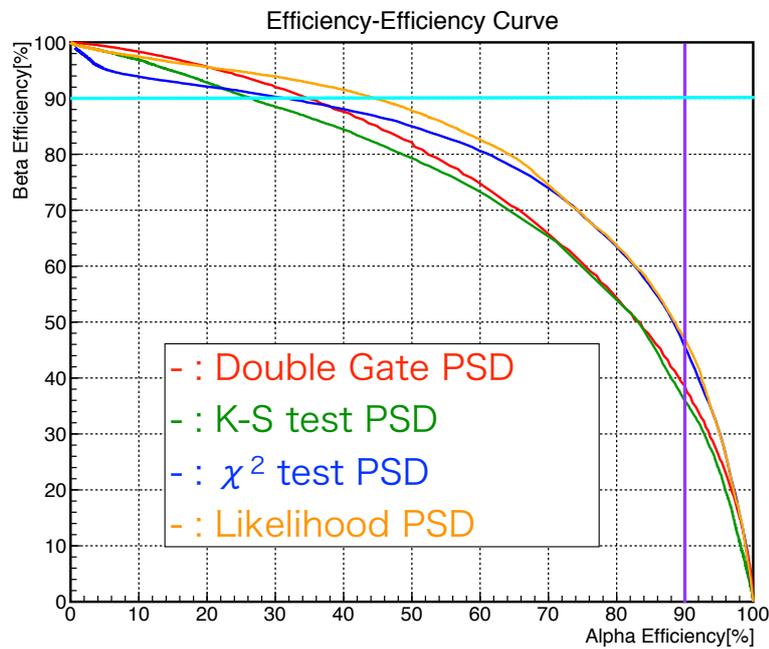
図 7.10: 実験 B)  $\chi^2$  検定 PSD

図 7.11: 実験 B) Likelihood 検定 PSD

という順に， $\alpha$  線イベント除去効率が高い．

しかしながら，実験 B) の PSD 効率は，実験 A) に比べて低く，50%以下となった．

図 7.12: 実験 B)  $\alpha$  線効率 -  $\beta$  線効率曲線

## 第8章 結論

本章では、本研究での結論と粒子識別研究の将来計画を述べる。

### 8.1 結論

第7章で、本研究で行った実験の PSD 効率を見積もった。

実験 A) 2 インチ径 PMT を用いた実験においては、最尤法 (Maximum Likelihood) PSD による粒子識別で  $\alpha$  線イベントを 90% の効率において取得した場合、約 73% の  $\beta \cdot \gamma$  線イベント除去効率が得られた。逆に  $\beta \cdot \gamma$  線イベントを 90% の効率において取得した場合も、最尤法による  $\alpha$  線イベントの除去効率は約 73% である。

しかしながら、この結果は、これまで行われた KamLAND 液体シンチレータを用いた PSD 研究 [13] と比較すると、極端に低い除去効率となり、実用に十分な除去効率であるとは言えない。

実験 B) 5 インチ径 PMT 4 本を用いた測定においても、良い PSD 効率は得られなかった。

本研究において、PSD による粒子識別能が極端に低くなった理由としては、以下のことが考えられる。

- PMT 印加電圧不足によるゲイン低下  
MoGURA の P ゲインチャンネル (1GHz サンプリング, 0.1mV/ADC) を使用するため、取得信号波高が 20mV 以下に制限され、低い HV ゲインによる測定を強いられた。そのため、1p.e. レベルの信号差位の検出ができなかった。
- 線源の不定性  
 $\alpha$  線源として、 $^{222}\text{Rn}$  を溶かして娘核である  $^{214}\text{Po}$  を使用したが、偶発イベントによる  $\alpha$  線イベント以外の混入は避けられなかった。
- 波形再構成法  
4 チャンネルの PMT の合成波形の作成は、ピーク位置の補正のみを行ったが、立ち上がり時間や発光位置による光量の補正など、波形再構成法に改良が必要である。
- PSD 解析法  
本研究では、4 種類の PSD 法を試みたが、ゲート長の最適化や各種パラメータの最適化、評価方法の改良でより良い粒子識別効率が期待できる。また、波形のフィッティングや Decay Constant 法など、別種の PSD 手法の利用も検討する。

以上のような問題を抱えてはいるものの、KamLAND 液体シンチレータと新型データ収集電子回路 MoGURA を用いて、PSD による粒子識別が可能であることは確認できた。MoGURA DAQ システムは、多チャンネル入力に対しても、不感時間のない波形取得が独立に可能であり、様々な測定への利用が考えられる。

## 8.2 将来計画

PSD による粒子識別研究の今後の計画について述べる。

### 8.2.1 PSD 基礎研究

節 8.1 で述べたように、本研究の実験法・解析方法の問題点を改善することで、PSD による粒子識別効率の向上が期待される。

#### 印加電圧

印加電圧を 1800~2000V に上げることで、1p.e. レベルの信号差を検出でき、粒子識別効率が向上するはずである。しかしながら、MoGURA の P ゲインチャンネルの電圧レンジを超えてしまうために、H・M ゲインチャンネルでの波形取得がメインとなる。H・M ゲインチャンネルでは、時間分解能が 1/5 に落ちてしまい、また、電圧の分解能も悪くなるため、それを補完するための工夫が必要となる。P ゲインチャンネルが飽和しても波形記録は可能なため、信号のテイル部分のみ P ゲインチャンネルを利用したり、デジタルフィルタを利用して波形のスミージングを行ったり、フィッティングによる波形情報の補完や、外部に増幅・減衰回路を利用することなどが考えられる。

#### 波形再構成

多チャンネル読み出し時の波形再構成の際、ピーク位置の補正だけでなく、位置情報から光量補正、立ち上がり時間の補正などを行い、より再現性の高い再構成手法を確率する必要がある。シミュレーションを利用し、光量の計算を行ったり、NaI 検出器などを用いて、 $\gamma$  線の後方散乱の測定を行い、光量・エネルギーの分解能の向上が可能である。

#### 応用

今回は、KamLAND の液体シンチレータのみ測定を行ったが、KamLANDN-Zen 実験で使用される  $^{136}\text{Xe}$  含有液体シンチレータや、市販されている液体シンチレータの PSD 効率の評価を行い、最終的には、PSD 効率の高い液体シンチレータの開発を目指す。

加えて、 $\alpha$  線のみでなく、中性子との粒子識別効率の測定を行い、高速中性子などのバックグラウンド除去を目指す。

### 8.2.2 KamLAND での粒子識別応用

KamLAND 検出器での PSD による粒子識別は、MoGURA DAQ のパラメータ設定を PSD 向けに最適化することで、適用可能であると考えられている。約 500nsec 程度のイベントウィンドウで DAQ を行えば、 $\alpha$  線の識別が十分可能である。ただし、トリガー効率やデータ転送・記録容量からの制限や、実際に PSD を行うことで期待されるバックグラウンドへの貢献度を考慮し、慎重に研究を進める必要がある。

いずれにせよ，KamLADN 液体シンチレータの PSD 基礎研究をしっかりと行い，KamLAND 検出器での応用シミュレーションを行うことが重要である．また，小型の検出器では，効果が見えにくい液体シンチレータの吸収・再発光効果の測定・シミュレーションを行う必要がある．

## 付録A KamFEE DAQシステム トリ ガーコマンド一覧

トリガーカテゴリ	トリガー名	説明
ID NSum Triggers	ID Singles	ID NSum が ID-Singles-Trigger 閾値超 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	ID Prompt	ID NSum が ID-Prompt-Trigger 閾値超 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	ID Delayed	ID NSum が ID-Delayed-Trigger 閾値超 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	ID Prescale	ID NSum が prescaling 時間内に ID-Prescale-Trigger 閾値超 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	ID 5-inch	ID NSum が ID-5inch-Trigger 閾値超 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	OD-to-ID	OD NSum Trigger 発行 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
OD NSum Triggers	OD Top Singles	OD Top 部の NSum が OD-Top-Singles-Trigger 閾値超 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行
	OD Upper Singles	OD Upper 部の NSum が OD-Upper-Singles-Trigger 閾値超 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行
	OD Lower Singles	OD Lower 部の NSum が OD-Lower-Singles-Trigger 閾値超 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行
	OD Bottom Singles	OD Bottom 部の NSum が OD-Bottom-Singles-Trigger 閾値超 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行

トリガーカテゴリ	トリガー名	説明
	ID-to-OD	ID NSum Trigger 発行 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行
History Triggers	ID History	ID NSum が ID-History-Trigger 閾値超 トリガー情報記録 (25ns 毎, 最大 200ns 間)
	OD Top History	OD Top 部の NSum が OD-Top-History-Trigger 閾値超 トリガー情報記録 (同上)
	OD Upper History	OD Upper 部の NSum が OD-UpperHistory-Trigger 閾値超 トリガー情報記録 (同上)
	OD Lower History	OD Lower 部の NSum が OD-Lower-History-Trigger 閾値超 トリガー情報記録 (同上)
	OD Bottome History	OD Bottom 部の NSum が OD-Bottom-History-Trigger 閾値超 トリガー情報記録 (同上)
GPS Triggers	1PPS	GPS 時刻と同期して毎秒 全 FEE 基板にグローバルトリガー発行
	GPS	Run スタート後, 32 秒毎 OD FEE 基板にグローバルトリガー発行, GPS 時刻の記録要請
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 ID FEE 基板に強制トリガー発行
	ID Calibration Global	外部トリガー入力 ID FEE 基板にグローバルトリガー発行
	OD Calibration Forced	外部トリガー入力 OD FEE 基板に強制トリガー発行
	OD Calibration Global	外部トリガー入力 OD FEE 基板に強制トリガー発行
	Acquire	FEE 基板に自己較正 (ベースライン測定, 40MHz クロック, テスト波形作成) を行うトリガー (主にオンラインソフトウェアから発行)
Other Triggers	Supernova	トリガーロジックが超新星候補を検知 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)

トリガーカテゴリ	トリガー名	説明
	Disable	トリガーデータのバッファがほぼ飽和 トリガー無効状態へ移行
	Enable	トリガー無効状態解除 トリガー有効 状態へ移行

## 付録B $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、 $^{235}\text{U}$ 崩壊系列

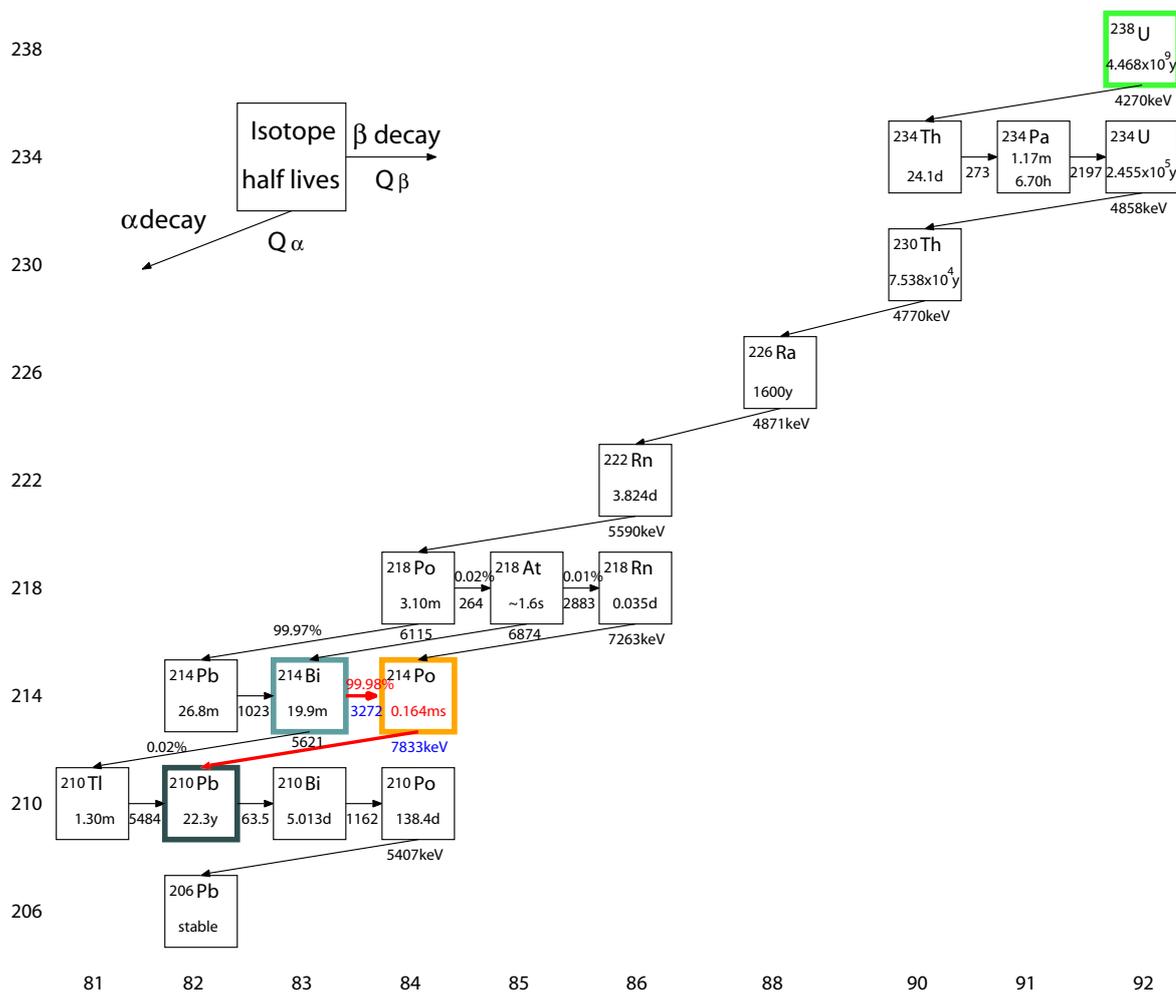


図 B.1: ウラン系列の崩壊系列

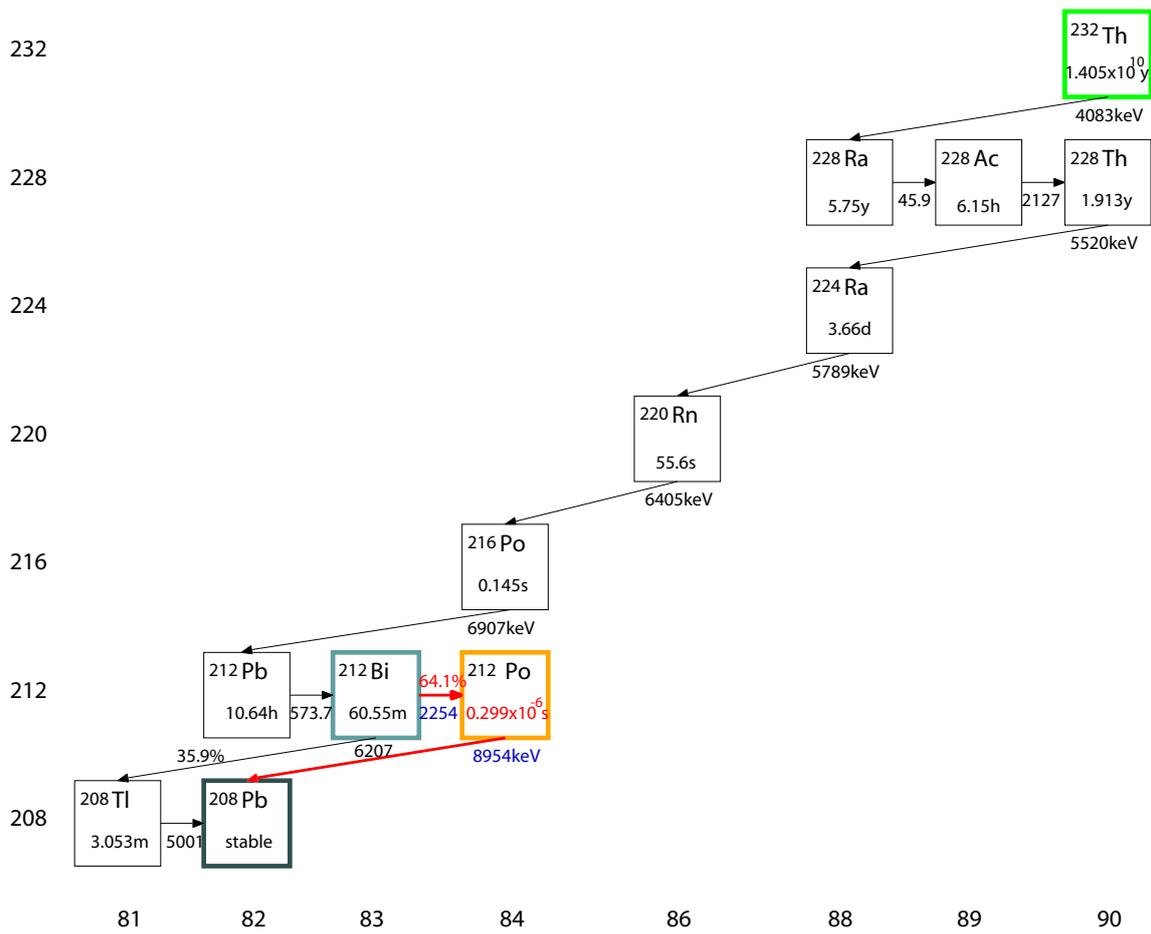


図 B.2: トリウム系列の崩壊系列

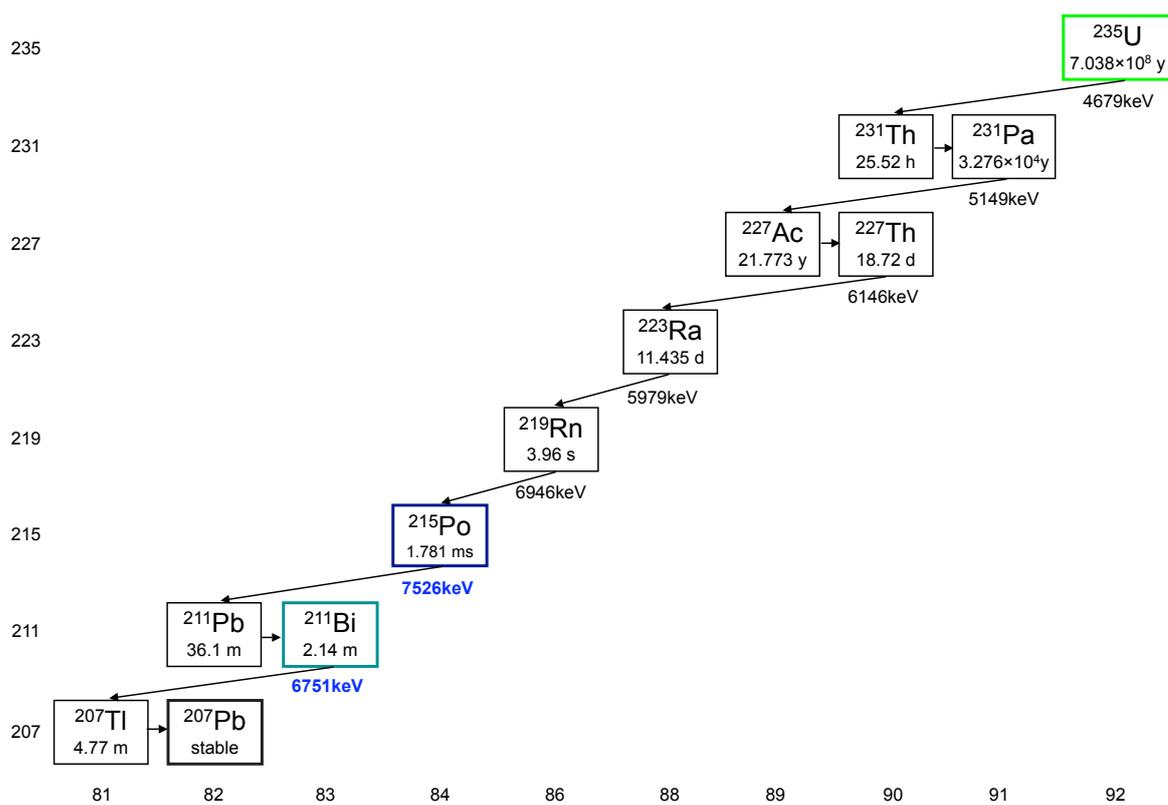


図 B.3: アクチニウム系列の崩壊系列

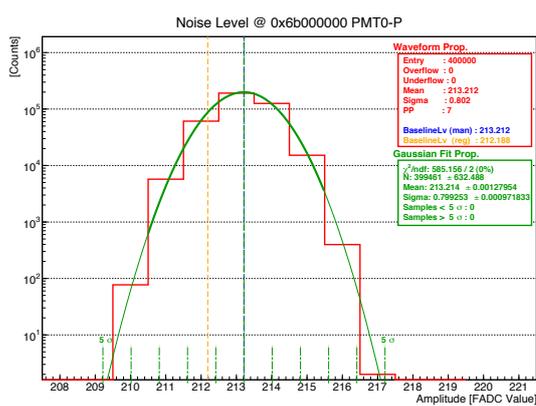
## 付 録 C 原子核破碎によって生成される不安定核

表 C.1: KamLAND における宇宙線ミュオンの原子核破碎により生成される不安定核

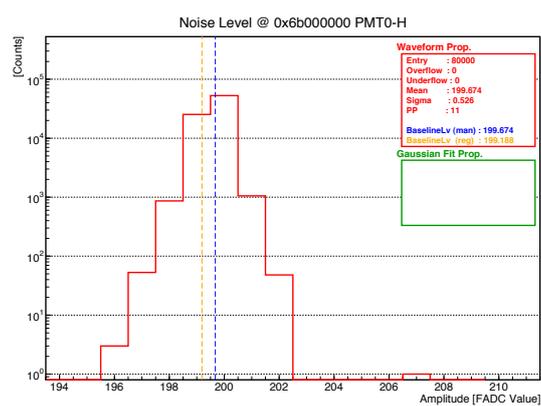
生成核	寿命	崩壊モード	エネルギー [MeV]	生成量 [events/day/kton]
${}^7\text{Be}$	76.9 [day]	EC, $\gamma$ (10%)	0.478	231
${}^{11}\text{C}$	29.4 [min]	$\beta^+$	1.98	1039
${}^{10}\text{C}$	27.8 [sec]	$\beta^+$	3.65	139
${}^6\text{He}$	1.16 [sec]	$\beta^-$	3.51	19
${}^{11}\text{Be}$	19.9 [sec]	$\beta^+$	11.5	2.4
${}^{12}\text{B}$	29.1 [min]	$\beta^-$	13.4	
${}^8\text{Li}$	1.21 [sec]	$\beta^-$	16.0	5
${}^9\text{C}$	182.5 [msec]	$\beta^+$	16.5	5.5
${}^{12}\text{N}$	15.9 [msec]	$\beta^+$	17.3	
${}^8\text{B}$	1.11 [sec]	$\beta^+$	18.0	8
${}^8\text{He}$	0.1717 [sec]	$\beta^-$ (84%), $\beta^- + n$ (16%)	10.7	2.4
${}^9\text{Li}$	0.2572 [sec]	$\beta^-$ (50%), $\beta^- + n$ (50%)	13.6	2.4

# 付録D MoGURA基板 0x6b000000 性能評価

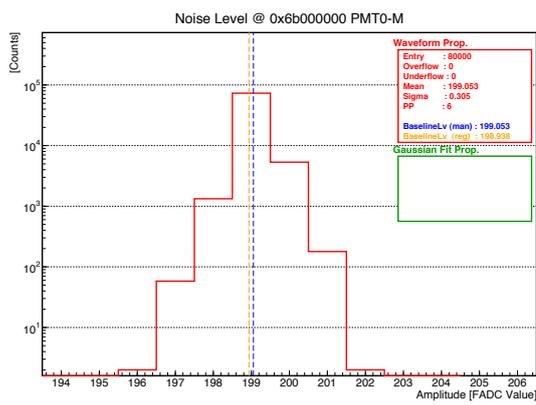
## D.1 Noise Level



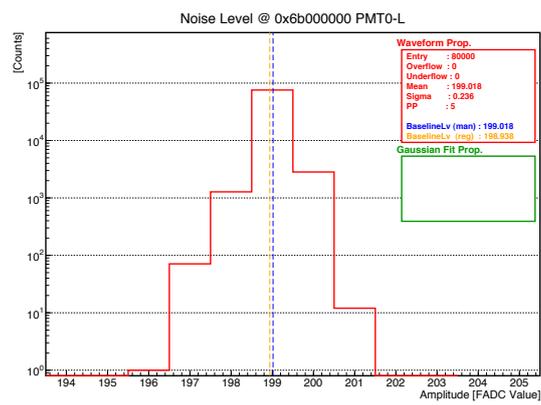
☒ D.1: Noise Level: Channel 0, Gain P



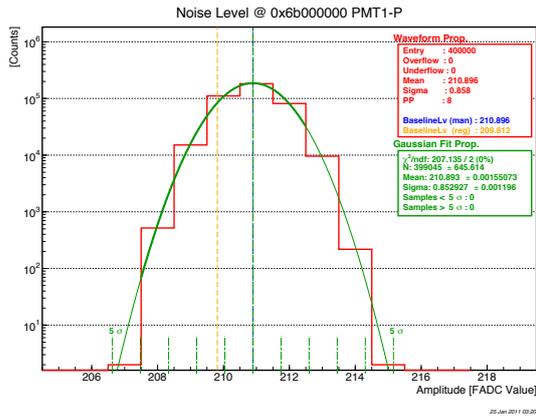
☒ D.2: Noise Level: Channel 0, Gain H



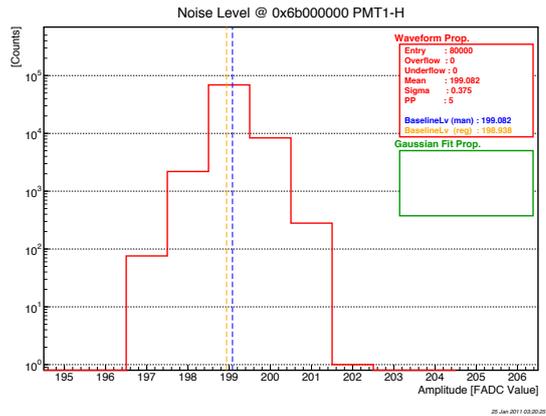
☒ D.3: Noise Level: Channel 0, Gain M



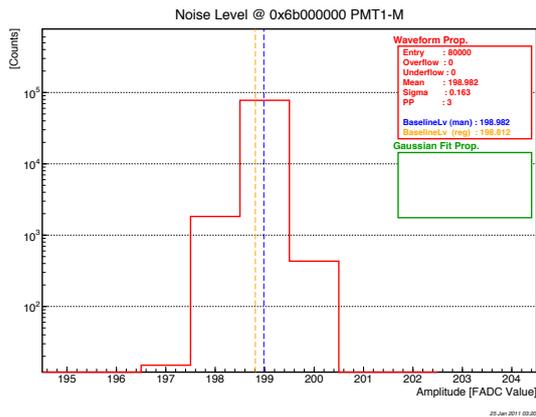
☒ D.4: Noise Level: Channel 0, Gain L



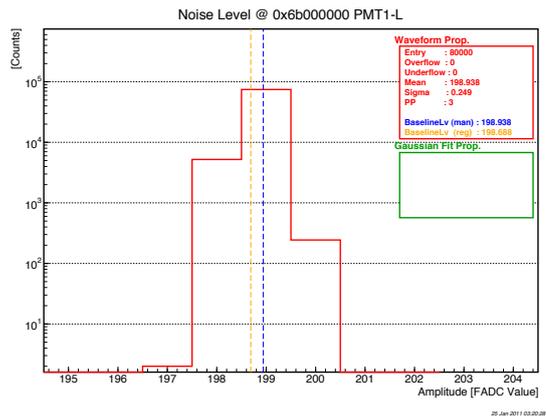
☒ D.5: Noise Level: Channel 1, Gain P



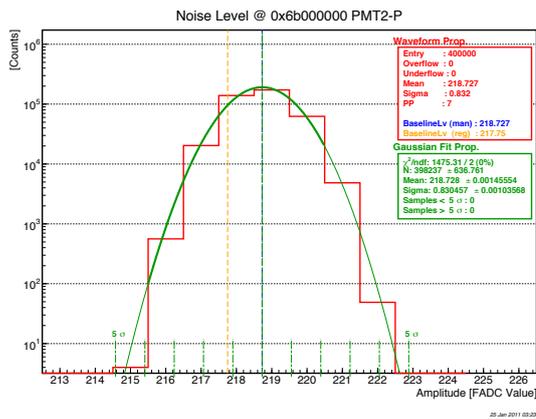
☒ D.6: Noise Level: Channel 1, Gain H



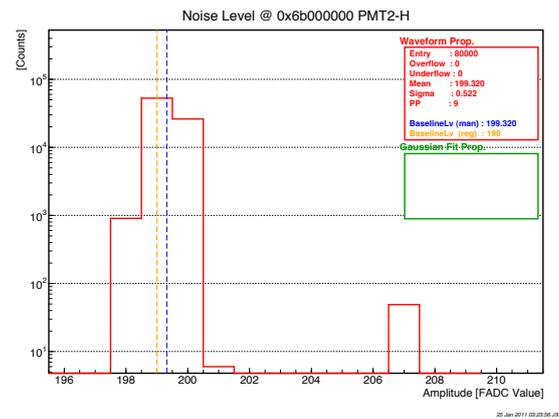
☒ D.7: Noise Level: Channel 1, Gain M



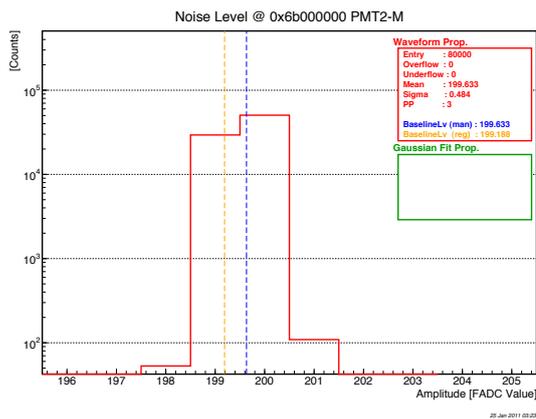
☒ D.8: Noise Level: Channel 1, Gain L



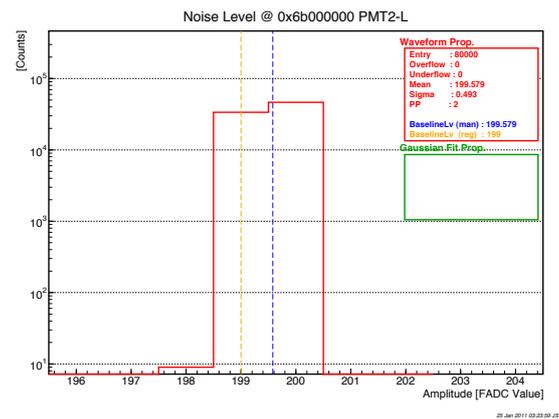
☒ D.9: Noise Level: Channel 2, Gain P



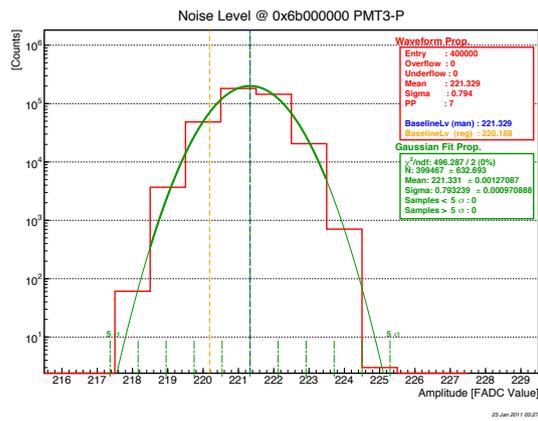
☒ D.10: Noise Level: Channel 2, Gain H



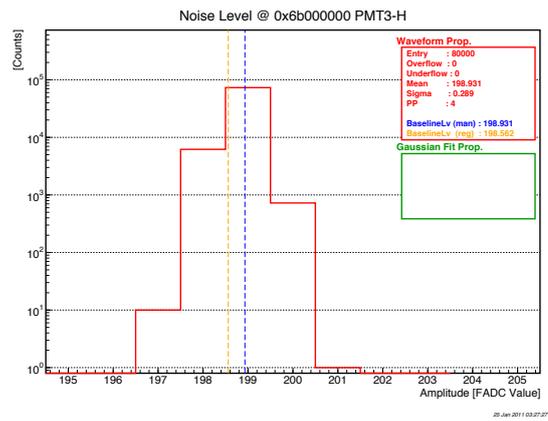
☒ D.11: Noise Level: Channel 2, Gain M



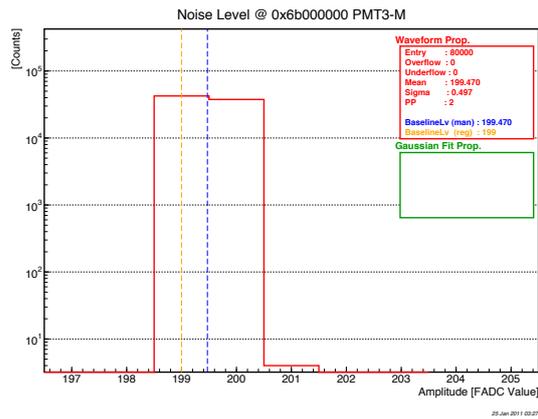
☒ D.12: Noise Level: Channel 2, Gain L



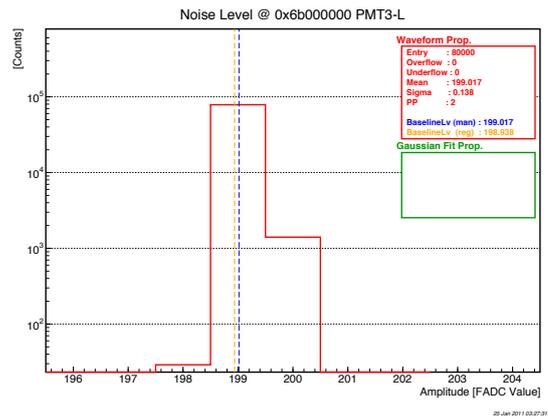
☒ D.13: Noise Level: Channel 3, Gain P



☒ D.14: Noise Level: Channel 3, Gain H

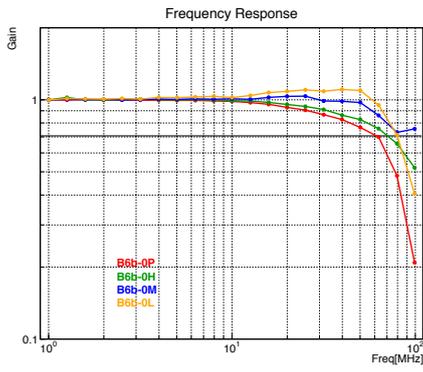


☒ D.15: Noise Level: Channel 3, Gain M

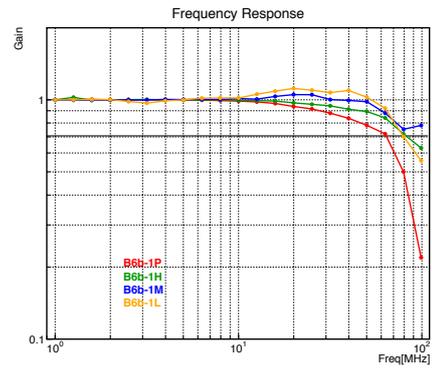


☒ D.16: Noise Level: Channel 3, Gain L

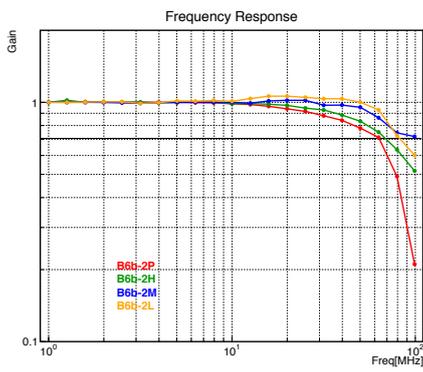
## D.2 Frequency Response



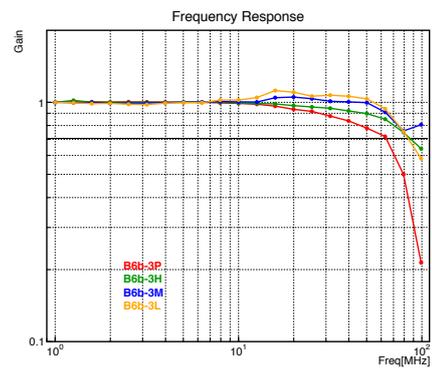
☒ D.17: Frequency Response: Channel 0



☒ D.18: Frequency Response: Channel 1



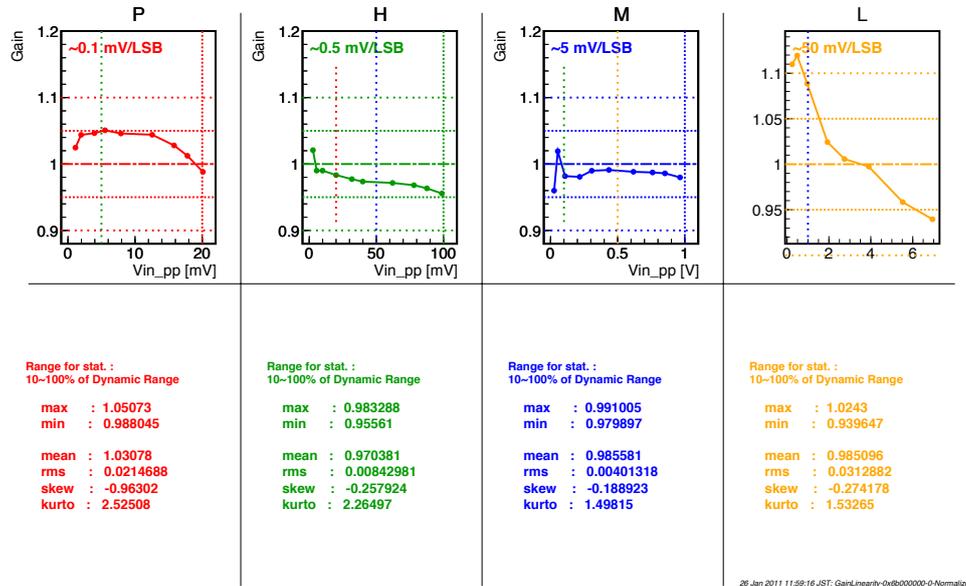
☒ D.19: Frequency Response: Channel 1



☒ D.20: Frequency Response: Channel 1

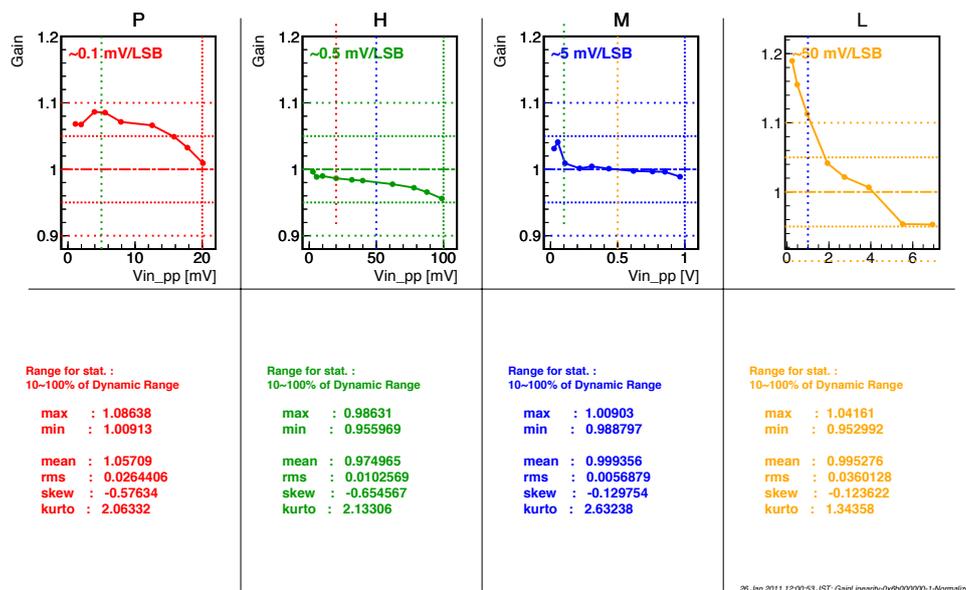
### D.3 Gain Linearity

Gain Linearity @ 0x6b000000-0 | normalized by designed ADC value



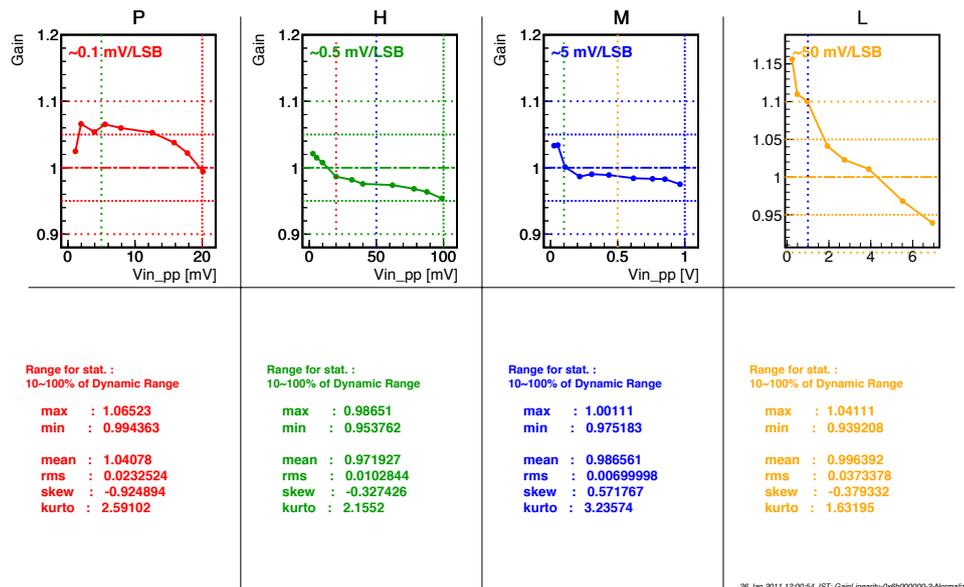
☒ D.21: Gain Linearity: Channel 0

Gain Linearity @ 0x6b000000-1 | normalized by designed ADC value



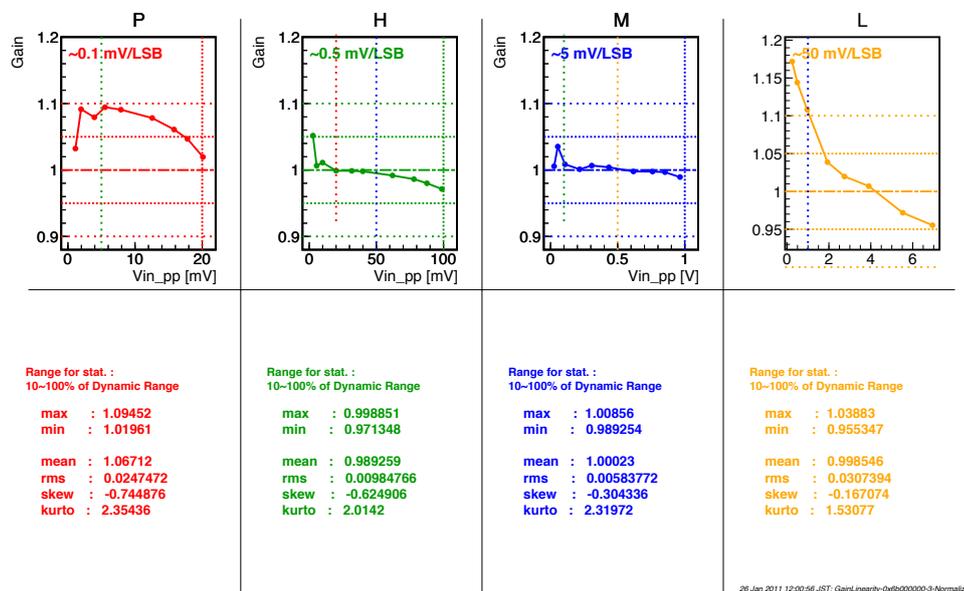
☒ D.22: Gain Linearity: Channel 1

Gain Linearity @ 0x6b000000-2 | normalized by designed ADC value



☒ D.23: Gain Linearity: Channel 2

Gain Linearity @ 0x6b000000-3 | normalized by designed ADC value

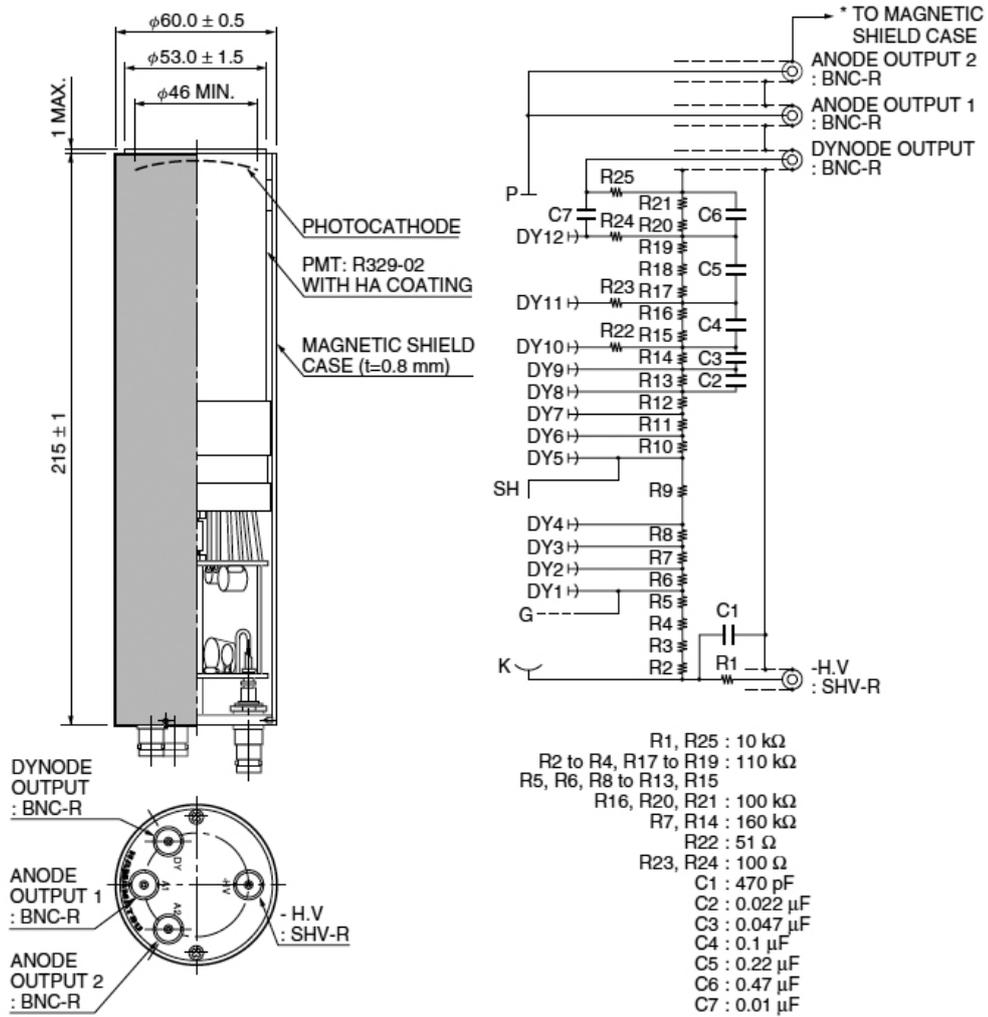


☒ D.24: Gain Linearity: Channel 3

## 付 録 E 光電子増倍管 仕様

表 E.1: 2 インチ径 PMT(H7195) と 5 インチ径 PMT(H6527) 仕様

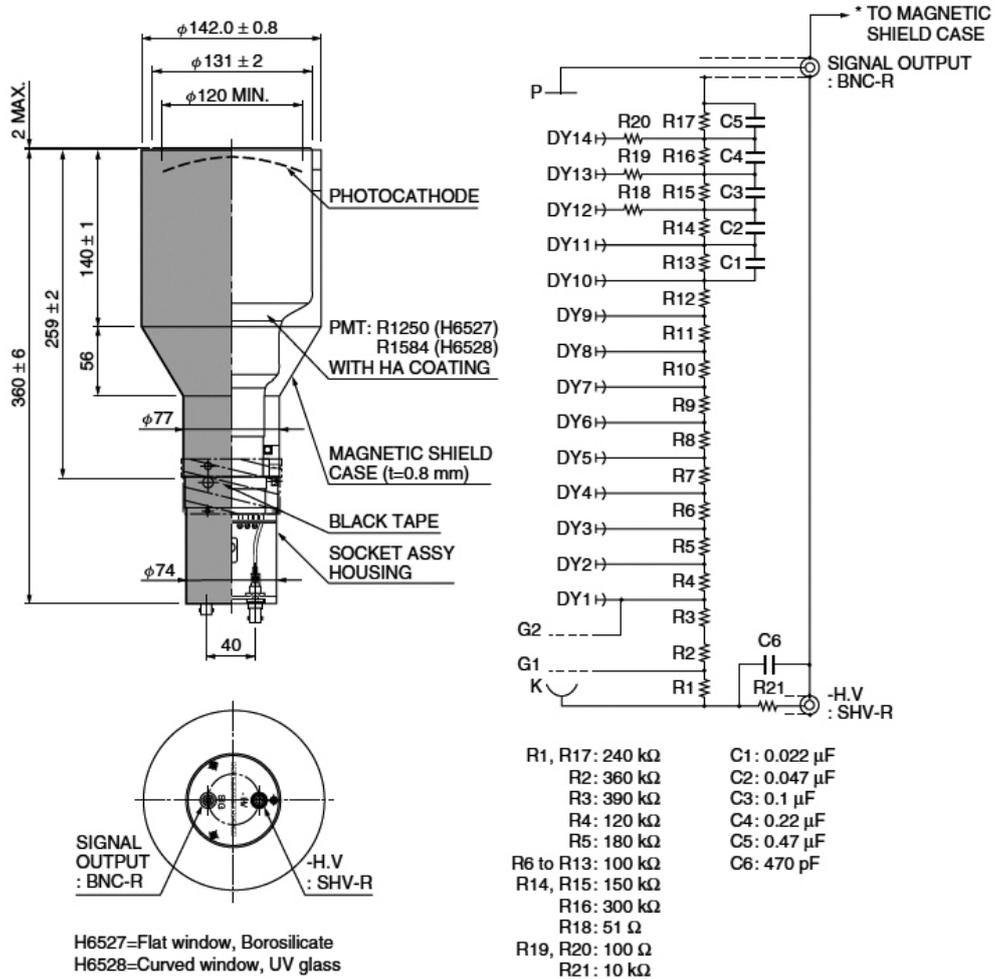
	H7195	H6527
管径	φ60.0mm	φ 142.0mm
受光面サイズ	φ46mm	φ120 mm
感度波長 (Short)	300nm	300nm
感度波長 (Long)	650nm	650nm
感度波長 (Peak)	420nm	420nm
分光感度特性 カーブ No.	400K	400K
光電面 種類	バイアルカリ	バイアルカリ
窓材質	硼硅酸ガラス	硼硅酸ガラス
ダイノード構造	ラインフォーカス	ラインフォーカス
ダイノード段数	12	14
絶対最大定格 (陽極-陰極間電圧)	-2700V	-3000V
陽極-陰極間 印加電圧	-2000V	-2000V
陰極特性 ルーメン感度 Typ.	90μA/lm	70μA/lm
陰極特性 青感度指数 (CS 5-58)Typ.	10.5	9
陽極特性 ルーメン感度) Typ.	270A/lm	1000A/lm
陽極特性 ゲイン Typ.	3.00×10 <sup>6</sup>	1.40 ×10 <sup>7</sup>
陽極特性 暗電流 (30 分後) Typ.	10nA	50nA
陽極特性 暗電流 (30 分後) Max.	100nA	300nA
時間特性 上昇時間 (Tr) Typ.	2.7ns	2.5ns
時間特性 走行時間 (T.T.) Typ.	40ns	54ns
時間特性 走行時間拡がり (T.T.S) Typ.	1.1ns	1.2ns
陽極特性 パルスリニアリティ (2%変動)	80mA	100mA
陽極特性 パルスリニアリティ (5%変動)	110mA	150mA



\* MAGNETIC SHIELD IS CONNECTED TO GND INSIDE OF THIS PRODUCT.

TPMHA0323EC

図 E.1: H7195 外形・特性図



\* MAGNETIC SHIELD IS CONNECTED TO GND INSIDE OF THIS PRODUCT. TPMHA0332ED

図 E.2: H6527 外形・特性図

## 参考文献

- [1] W.Pauri, Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open the participants of the conference in Tübingen)(1930), recorded in W. Pauli, Wissenschaftlicher Briefwechsel, Band II (Springer, Berlin, 1985) S.39; the first publication was given in W. Pauli, Septieme Conseil de Physique Solvay 1933: "Noyaux Atomiques", Paris 1934, p.324f.
- [2] E. Fermi, Ricercha Scient. 2, No 12 (1933); Z. Phys. **8**, 161 (1934).
- [3] F. Reines and C. L. Cowan, Jr., Nature 178, 446, (1956); C. L. Cowan et al., Science **124**, 103 (1956).
- [4] G. Danby, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9** 36 (1962).
- [5] K. Kodama, *et al.*, Phys. Lett. B **504**, 218 (1962).
- [6] The LEP Collaborations, A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, hep-ex/0212036 (2002).
- [7] J. N. Bahcall and R. Davis, SCIENCE **191**, 264 (1976).
- [8] B. Pritychenko, BNL-91299-2010 (2010).
- [9] Klapdor-Kleingrothaus H V, Krivosheina I V, Dietz A and Chkvorets O, *Phys. Lett. B* **586** 198 (2004).
- [10] 井上邦雄, KamLAND-Zen の将来計画, 二重ベータ崩壊研究懇談会, (2010).
- [11] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 光電子増倍管 - その基礎と応用 - [第 3a 版], (2007).
- [12] Gioacchino Rannuci, *textitet al.*, Nucl.Inst.Meth.A**350** 338(1994).
- [13] 岩本敏幸, Kam-LAND 実験における液体シンチレータの発光特性と粒子識別能力の評価, 修士論文, 東北大学, (1999).
- [14] 石河寛昭, 液体シンチレーション測定法 (南山堂)
- [15] Sanshiro Enomoto, Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND, Doctor Thesis, Tohoku University, (2005).
- [16] Sanshiro Enomoto, KiNOKO - 高エネルギー実験用データ収集システム,  
<http://www.awa.tohoku.ac.jp/~sanshiro/kinoko/>

- [17] Itaru Shimizu, An Evidence for Spectral Distortion Reactor Anti-Neutrino and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation , Doctor Thesis, Tohoku University, (2004).
- [18] Kyohei Nakajima, First Results from  $^7\text{Be}$  Solar Neutrino Observation with KamLAND, Doctor Thesis, Tohoku University, (2009).
- [19] Osamu Tajima, Development of Liquid Scintillator for A Large Size Neutrino Detector, Master Thesis, Tohoku University, (2000).
- [20] 今野百合, 液体シンチレータ用ラドン検出器の開発, 修士論文, 東北大学, (2007).
- [21] 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).
- [22] 米澤栄斉, 太陽ニュートリノ観測のためのトリガシステム及びデータ収集回路の開発, 修士論文, 東北大学, (2008).
- [23] 寺島亜寿紗, KamLAND を用いた二重ベータ崩壊実験における液体シンチレータの開発, 修士論文, 東北大学, (2008).
- [24] 永井成亮,  $0\nu 2\beta$  探索のためのデッドタイムフリーデータ収集システムの開発, 修士論文, 東北大学, (2009).
- [25] 高橋永, KamLAND における宇宙起源電子型反ニュートリノの研究, 修士論文, 東北大学, (2009).