

修士論文

第一期 KamLAND-Zen 実験における
 ^{136}Xe のニュートリノを伴わない二重 β 崩壊
に対する制限

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
松田さゆり

平成 24 年

概要

ニュートリノは他の素粒子に比べて非常に軽い質量をもつ。 $\nu \neq \bar{\nu}$ のディラック粒子を仮定する標準理論に対して、 $\nu = \bar{\nu}$ のマヨラナニュートリノを用いた質量獲得機構は重い右巻きニュートリノと共に非常に軽い質量をもつニュートリノを自然に作る事ができるとして有力視されている。

二重ベータ崩壊とはエネルギー準位や大きなスピンの相違によって通常の β 崩壊が厳しく制限されて起こる、最も稀な原子核反応で、ニュートリノの放出を伴わない $0\nu\beta\beta$ 崩壊 $[(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-]$ を発見すれば $\nu = \bar{\nu}$ のマヨラナニュートリノであると証明出来ることがわかっている。また $0\nu\beta\beta$ にはニュートリノ質量が重いほど崩壊が頻繁に起こるという性質があり崩壊レートから有効質量を求めることが出来る。

KamLAND-Zenは大型ニュートリノ検出器「KamLAND」で、世界最大量である300kgの ^{136}Xe を用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。また二重ベータ崩壊核である ^{76}Ge の実験で $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測したという唯一の主張(KK-claim)の検証が直近の目標である。KamLAND-Zenは2011年10月にデータ取得を開始したが $0\nu\beta\beta$ 崩壊があるとされるエネルギー領域に想定外のバックグラウンドが見つかり、その特定が課題となっていた。

本研究では豊富なデータを活かしてこのバックグラウンドの特定を行なった他、有効体積の最適化を行いKK-claimの検証を目指した。

目次

第1章	二重ベータ崩壊	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	二重ベータ崩壊の研究目的	2
1.2.1	ニュートリノはマヨラナ粒子か	2
1.2.2	ニュートリノの質量測定	5
1.2.3	物質優勢宇宙の形成過程解明	8
1.3	二重ベータ崩壊とは	10
1.3.1	ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$)	11
1.3.2	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)	12
1.4	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験の現状	12
1.4.1	二重ベータ崩壊核と実験手法の特徴	12
1.4.2	KK-claim	14
第2章	KamLAND-Zen 実験	15
2.1	KamLAND-Zen の概要	15
2.2	二重ベータ崩壊の検出	16
2.3	KamLAND 検出器	16
2.3.1	内部検出器	17
2.3.2	外部検出器	21
2.4	検出器の改良	21
2.4.1	Xe-LS	21
2.4.2	Inner-Balloon	23
2.4.3	ストラップと紐	23
2.5	データ収集システム	24
2.6	KamLAND の周辺装置	27
2.6.1	キセノン管理システム	28
2.7	Xe-LS の濾過	30
第3章	イベント再構成	32
3.1	波形解析	32
3.2	バッドチャンネルの除去	33
3.3	1p.e. の補正	35
3.4	伝達時間の補正	36
3.5	反応位置再構成	38

3.5.1	反応位置再構成のアルゴリズム	38
3.5.2	位置バイアス	39
3.5.3	位置分解能とバルーンの位置	43
3.6	エネルギー再構成	43
3.6.1	エネルギー再構成のアルゴリズム	43
3.6.2	エネルギー再構成の概要	45
3.6.3	エネルギーの非線形的な効果	46
3.6.4	エネルギー分解能	48
3.6.5	相対発光量 (Outer-LS/Xe-LS)	49
3.6.6	エネルギースケールの不定性	50
第4章	バックグラウンド評価	52
4.1	イベントの条件	52
4.1.1	データセットの分割	52
4.1.2	イベント選別	52
4.1.3	Bi-Po イベントの除去	53
4.2	バックグラウンドの概要	53
4.3	宇宙線ミュオンイベント	53
4.3.1	中性子捕獲	54
4.3.2	^{12}C の破砕生成物	56
4.3.3	^{136}Xe の破砕生成物	57
4.4	Xe-LS の放射性不純物	58
4.4.1	^{238}U 、 ^{232}Th	58
4.4.2	2.6MeV ピークのイベント	62
4.4.3	^{110m}Ag 混入源の考察	65
4.5	Inner-Balloon の放射性不純物	68
4.5.1	^{238}U 、 ^{232}Th	68
4.5.2	^{134}Cs 、 ^{137}Cs	70
4.5.3	^{134}Cs 、 ^{214}Bi 、 ^{208}Tl の非一様分布	71
4.5.4	^{110m}Ag	73
4.5.5	不純物量の評価	74
第5章	有効体積の最適化	76
5.1	有効半径の最適化	76
5.2	テフロン管に対する円柱カット	77
5.3	ステンレスノズルに対する球カット	80
5.4	有効体積の不定性	81
5.4.1	体積比	81
5.4.2	イベント数の比	82

第 6 章 解析	84
6.1 ライブタイム	84
6.2 ^{136}Xe ターゲット数	85
6.3 系統誤差	85
6.4 スペクトルフィット	86
6.4.1 χ^2 の計算	87
6.4.2 ^{136}Xe $2\nu\beta\beta$ の崩壊レート	92
6.4.3 ^{136}Xe $0\nu\beta\beta$ への制限	93
第 7 章 結論	94
7.1 ニュートリノ有効質量への制限	94
7.1.1 DS-1・DS-1 の統合	94
7.1.2 核行列要素	94
7.2 KK claim の検証	95
7.2.1 EXO-200	95
7.2.2 KamLAND-Zen と EXO-200 の結果の統合	96
7.2.3 KK-claim との比較	96
7.3 将来の展望	98
付 録 A ^{238}U、^{232}Th 崩壊系列	99
付 録 B 2.6MeV ピークバックグラウンド候補の崩壊図	101

目次

1.1	ディラックニュートリノ (左) とマヨラナニュートリノ (右)	5
1.2	KamLAND における原子炉反電子ニュートリノの精密振動測定 [11]	7
1.3	ニュートリノ有効質量 $m_{\beta\beta}$, 3種のニュートリノでの最小質量 m_{min} と質量階層構造の関係	8
1.4	二重ベータ崩壊の2つのモード $2\nu\beta\beta$ (左) と $0\nu\beta\beta$ (右)	10
1.5	偶-偶核で起こる二重ベータ崩壊	11
1.6	KK-claim で得られたエネルギースペクトル [22]. 赤線でフィットしたイベントが ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊だと主張されている	14
2.1	KamLAND-Zen 検出器概要図	15
2.2	$2\nu\beta\beta, 0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトル [19]	16
2.3	KamLAND 検出器の構造	17
2.4	Outer-LS, バッファオイル, アクリル板の屈折率	19
2.5	17inch, 20inch 光電子増倍管 (PMT) の構造図	20
2.6	PMT の量子効率	20
2.7	キセノンガスの同位体の内訳 濃縮前(左) と濃縮後(右)	21
2.8	検出器に新たに投入した Inner-Balloon	22
2.9	スーパークリーンルームでの Inner-Balloon 製作の様子 (左) ナイロンフィルムの超音波洗浄 (右) フィルムの溶着	23
2.10	KamLAND Front-End Electronics(FEE)	25
2.11	KamFEE 基板でのデータ収集概要	25
2.12	トリガー回路 (左) と KamFEE との接続	26
2.13	DAQ システム概略図	27
2.14	KamLAND 検出器の周辺装置	28
2.15	キセノン管理システムの概要図	29
2.16	キセノンガス貯蔵ボトル (左) と Main tank(右)	29
2.17	テフロン管洗浄の配管図	30
2.18	Xe-LS 送液管の注ぎ口部分の写真	31
3.1	1p.e. 信号・クロックパルスの波形	33
3.2	1p.e. 分布	36
3.3	時間応答の電荷依存性	37
3.4	信号伝達時間の補正	37
3.5	KamLAND-Zen 開始後の内部検出器の様子	40

3.6	41
3.7	LED ライトの相対強度分布	41
3.8	レイトレース解析による内部検出器画像の再現	42
3.9	シミュレーションによる位置バイアスの評価	42
3.10	$2\nu\beta\beta$ エネルギー領域の R^3 分布	43
3.11	混入した ^{222}Rn の崩壊によって生成した ^{214}Bi のエネルギー分布	47
3.12	Birks 定数とチェレンコフ光/シンチレーション光比の相関	47
3.13	VisibleToReal	48
3.14	ThO_2W 線源のエネルギー分布	49
3.15	Xe-LS と Outer-LS の相対発光量 (左) と相対発光量を 5% とした場合の $R < 2.0\text{m}$ のエネルギー分布のフィット (右)	50
3.16	エネルギースケールの位置依存性 (中性子捕獲イベント)	50
3.17	エネルギースケールの時間安定性 (中性子捕獲イベント)	51
4.1	中性子イベントのエネルギー分布	54
4.2	中性子イベントの時間相関	55
4.3	^{12}C 破砕生成核 $^{11}\text{C}, ^{10}\text{C}$ の Outer-LS における $\Delta T, E$ 分布	56
4.4	Bi-Po イベントの時間分布	59
4.5	Bi-Po, ^{208}Tl の R 分布	60
4.6	2.6MeV ピークのバックグラウンド候補のエネルギー分布	63
4.7	$0\nu\beta\beta$ 領域のエネルギー分布	64
4.8	$0\nu\beta\beta$ 領域イベント数の時間分布と 2.6MeV ピーク候補核によるフィット結果	65
4.9	原子核破砕生成物の時間推移	67
4.10	Inner-Balloon に付着したバックグラウンド	68
4.11	データ (左上) と発生点ごとの ^{214}Po エネルギースペクトル	69
4.12	Inner-Balloon に付着・含有する ^{214}Po のエネルギースペクトル	71
4.13	^{134}Cs の R^3 分布 (フィルトレーション前)	72
4.14	$^{134}\text{Cs}, ^{214}\text{Bi}, ^{208}\text{Tl}$ の $\cos\theta$ 分布	72
4.15	シミュレーションで作成した ^{214}Bi の vertex 分布	73
4.16	Inner-Balloon 由来の $^{110\text{m}}\text{Ag}$ のイベントレート	73
4.17	<i>Radius-Energy</i> 二次元フィット (DS-1)	74
4.18	<i>Radius-Energy</i> 二次元フィット (DS-2)	75
5.1	有効体積と期待される $0\nu\beta\beta$ 感度	77
5.2	$2.2 < E < 3.0\text{MeV}$ のイベント分布	78
5.3	^{214}Bi エネルギー領域 (左) と ^{208}Tl エネルギー領域 (右) の ρ 分布	78
5.4	円柱カットと, その外側でのイベント上限値の関係	79
5.5	テフロン管由来の ^{214}Bi と ^{208}Tl の上限スペクトルとデータの重ね書き	79
5.6	ノズルの座標と R 分布	80
5.7	スペクトルフィット結果と R ノズル分布の重ね合わせ	81
5.8	DS-2 に加えたテフロン管カットとノズルカット	82

6.1	エネルギー分布のフィット結果	91
6.2	^{136}Xe $2\nu\beta\beta$ 崩壊半減期の DAMA [4], EXO-200 [10] [9], KamLAND-Zen [14] [13] による測定結果	93
7.1	EXO-200 のエネルギー分布. MS(上) と SS(下)	96
7.2	EXO-200 と KamLAND-Zen の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期	97
7.3	^{136}Xe と ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期の比較	98
A.1	^{238}U 崩壊系列	99
A.2	^{232}Th 崩壊系列	100
B.1	^{110m}Ag のエネルギー準位図	101
B.2	^{208}Bi のエネルギー準位図	102
B.3	^{88}Y のエネルギー準位図	102
B.4	^{60}Co のエネルギー準位図	102

表 目 次

1.1	素粒子 (レプトン・クォーク) の分類	1
1.2	二重ベータ崩壊核の比較. 有効質量 50meV での $0\nu\beta\beta$ 半減期と $2\nu\beta\beta$ 半減期測定 値 (誤差は省略)	13
2.1	液体シンチレータの放射性不純物含有量	18
2.2	バルーンとロープの性質	18
2.3	Xe-LS の組成	22
4.1	中性子捕獲イベントの割合	54
4.2	^{12}C 破碎で生成する $^{11}\text{C}, ^{10}\text{C}$ の崩壊	56
4.3	^{136}Xe 破碎反応で生じる原子核の 2.6MeV バックグラウンド候補 ($100\text{sec} < T_{1/2} <$ 30days)	57
4.4	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}$ の評価に使ったデータ日数	58
4.5	Bi-Po, ^{208}Tl のイベントレート	59
4.6	Xe-LS 中の ^{232}Th 量評価のための $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ イベント選別	61
4.7	Xe-LS 中の $^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}$ 量	62
4.8	2.6MeV ピークのバックグラウンド候補	63
4.9	2.6MeV ピークの候補核種と時間分布のフィット結果	65
4.10	Inner-Balloon 周辺の ^{214}Po 崩壊反応のイベント条件	70
4.11	Inner-Balloon 周辺で起こる ^{214}Po 崩壊反応のタグ効率	70
4.12	Inner-Balloon に含まれる不純物量	75
5.1	二重ベータ崩壊半減期測定における, 有効体積の系統誤差	83
6.1	DS-1, DS-2 における ^{136}Xe 含有量	85
6.2	系統誤差の内訳	86
6.3	フィッティングのパラメータ	87
6.4	ベストフィットの結果	92
7.1	QRPA・RQRPA の ^{136}Xe 核行列要素の値	95
7.2	GCM, NSM, IBM-2 モデルの ^{136}Xe 核行列要素の値	95

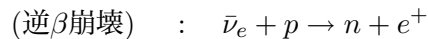
第1章 二重ベータ崩壊

1.1 ニュートリノ

ニュートリノの発見

ニュートリノの存在は、 β 線が連続的なエネルギー分布をもつ問題を解決する新しい粒子として、1930年にパウリによって提唱された。そしてフェルミがこの仮説を取り入れて連続分布を再現する β 崩壊の理論を構築した。ニュートリノは突出した透過能力をもつため検出が非常に困難で、フェルミの β 線理論から初検出まで20年以上もの歳月を要した。

ライネスとコーワンらは原子炉から放出される大量の反電子ニュートリノが起こす逆 β 崩壊の検出を試みた。さらに遅延同時計測という画期的な手法でバックグラウンドを大幅に削減し、ニュートリノ検出の確たる証拠を得ることに成功した。その後1962年にはミューニュートリノ、2000年にはタウニュートリノが検出され、標準理論で予測されていた3世代の全ニュートリノの存在が確かめられた。



ニュートリノの現状

ニュートリノは弱い力のみで反応して相互作用を起こす。標準理論ではニュートリノは電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの3種類とその反粒子が存在し、それぞれ電子、ミューオン、タウ粒子と弱い相互作用で転換し合う。これらの素粒子はレプトンと呼ばれ、クォークと共に世代で分類される。

表 1.1: 素粒子(レプトン・クォーク)の分類

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

世代間に存在する同一の性質や対称性を見出し、標準理論は成功を取めた。しかし「ニュートリノ振動」現象の発見によってニュートリノ質量が有限であることが判明し、これを自然に説明で

きるような解釈が求められた。現在ニュートリノは反ニュートリノと同一の粒子、マヨラナニュートリノであるとの見方が強く、ニュートリノにおける最重要課題の1つとして、検証が急がれている。

1.2 二重ベータ崩壊の研究目的

二重ベータ崩壊のモードの1つである $0\nu\beta\beta$ 崩壊は標準理論の枠組みを越える現象であり、以下の条件を満たす場合にのみ崩壊が起こる。

- ニュートリノがマヨラナ粒子である
- ニュートリノが質量を持つ
- レプトン数を破る

この特徴から得られる物理の中で最も重要なのはマヨラナ性の検証だが、それ以外にもニュートリノの質量測定や物質優勢宇宙の形成過程の解明といった多くの知見をもたらすと期待している。本節では二重ベータ崩壊の物理背景について触れる。

1.2.1 ニュートリノはマヨラナ粒子か

標準理論との矛盾

相対論的 ($E, p \gg m$) な粒子の議論に便利なワイル表示では、ディラック場 ψ が $\psi_{L/R}$ の2成分に分離して表される。

$$\psi = \begin{bmatrix} \chi \\ \phi \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi = \begin{bmatrix} \chi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi = \begin{bmatrix} 0 \\ \phi \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

$\psi_{L/R}$ はカイラリティ演算子 γ^5 の固有状態で、 ψ_L はカイラリティ負の状態、 ψ_R はカイラリティ正の状態を表す。この表式を用いるとディラック方程式は、

$$(E - \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla})\phi = m\chi \quad (1.3)$$

$$(E + \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla})\chi = m\phi \quad (1.4)$$

と書ける。 $m = 0$ では二式が独立に解けてカイラリティとヘリシティが1対1対応する。

χ : 粒子 ($E > 0$) は左巻き ($h < 0$)、反粒子 ($E < 0$) は右巻き ($h > 0$)

ϕ : 粒子 ($E > 0$) は右巻き ($h > 0$)、反粒子 ($E < 0$) は左巻き ($h < 0$)

これをワイル解という。またワイル解ではパリティ変換でスピン $\boldsymbol{\sigma}$ と運動量 \boldsymbol{p} が $\boldsymbol{\sigma} \rightarrow \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{p} \rightarrow -\boldsymbol{p}$ と変換されるため、パリティが保存しないという特徴を持つ。1957年に弱い相互作用でのパリティ

の破れが発見されてからニュートリノが質量を持つことが明らかになるまではニュートリノがワイル解である可能性が考えられていた。

$m \neq 0$ のときは χ, ϕ が右巻きと左巻きの固有状態 χ_+, χ_- が混ざり合う。

$$\chi = a\chi_+ + b\chi_-, \quad \phi = c\chi_+ + d\chi_- \quad (1.5)$$

$$\begin{pmatrix} \chi_+ : h = 1 \text{ の固有状態} \\ \chi_- : h = -1 \text{ の固有状態} \end{pmatrix}$$

これを解くと N を規格化因子として、

$$\chi = \pm N \sqrt{\frac{E+p}{2E}} \left[\chi_- \pm \frac{m}{E+p} \chi_+ \right] \quad (1.6)$$

$$\phi = N \sqrt{\frac{E+p}{2E}} \left[\chi_+ \pm \frac{m}{E+p} \chi_- \right] \quad (1.7)$$

となり $m \neq 0$ では逆ヘリシティ成分が $O(m/E)$ だけわずかに生じることになる。標準理論ではこの右巻き成分の検出が難しい上に、理論上なくても困らないという理由からニュートリノの質量をゼロとしてきた。しかしニュートリノ振動による有限質量の発見以来ニュートリノの質量獲得機構が模索され、1937年にエトーレ・マヨラナが発案した「マヨラナ粒子」の概念が注目を浴びるようになった。

マヨラナ場の導入

マヨラナ粒子とは、

1. ディラック方程式を満たす $(\gamma^\mu i\partial_\mu - m)N(x) = 0$

2. 粒子と反粒子が同一である $N^c = N$

という条件を満たす粒子である。荷電粒子は自動的に粒子と反粒子が異なる「ディラック粒子」になるが、ニュートリノは中性粒子なのでマヨラナ粒子の可能性はある。

粒子の質量はラグランジアン密度に現れる質量項によって決定する。ニュートリノの質量項にマヨラナ性を取り入れると、

$$\mathcal{L}_{mass} = -m_D(\bar{\phi}_L\phi_R + h.c.) - \frac{m_L}{2}(\bar{\phi}_R^c\phi_L + h.c.) - \frac{m_R}{2}(\bar{\phi}_L^c\phi_R + h.c.) \quad (1.8)$$

と表される。第1項をディラック質量項という。 m_D はヒッグス機構によって獲得される質量である。ディラック質量項のみでニュートリノの質量を説明しようとする、ヒッグスとの結合を特

別に小さくしなければならず不自然である。一方第 2,3 項をマヨラナ質量項という。ディラック質量項と違ってマヨラナ質量項はレプトン数保存則を破るため他の粒子では普通使われない。

ディラック場は式 1.5 のように独立な左巻きと右巻きの場を結合させているのに対し、マヨラナ場では荷電共役な場を結合させる。

$$\psi_R = \begin{bmatrix} \xi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \psi_R^c = i\gamma^2\psi_R^* = \begin{bmatrix} 0 \\ -i\sigma_2\xi^* \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

$$N_1 = \psi_R + \psi_R^c = \begin{bmatrix} \xi \\ -i\sigma_2\xi^* \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

$$\text{同様に、} \quad N_2 = \psi_L + \psi_L^c = \begin{bmatrix} \eta \\ -i\sigma_2\eta^* \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

こう置くことでマヨラナ粒子の条件が両方満たされる。このときのディラック方程式を (1.3),(1.4) 式と同様にワイル表示で表すと、

$$(\partial_0 + \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla)\xi = +m\sigma_2\xi^* \quad (1.12)$$

$$(\partial_0 - \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla)\eta = -m\sigma_2\eta^* \quad (1.13)$$

となる。質量ゼロの極限ではワイル解 ϕ, χ に一致するが、 $m \neq 0$ でも $E, p \gg m$ ならばワイル解からのずれが小さいので、 ξ は左巻きのマヨラナ粒子、 η は右巻きのマヨラナ粒子と呼ばれる。この二式は独立なのでディラック場と違って ξ の持つ質量 m_R と η の持つ質量 m_L を別々に設定することができる。これが軽いニュートリノを得る鍵となる。

このマヨラナ場を用いて質量項 (1.8) を書き換えると、

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{mass} &= \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 \\ &\quad + m_D(\bar{N}_1 N_2 + \bar{N}_2 N_1) + m_L \bar{N}_1 N_1 + m_R \bar{N}_2 N_2 \\ &= \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 + (\bar{N}_1, \bar{N}_2) \begin{bmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.14)$$

となる。

$$M = \begin{bmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

M はニュートリノ質量行列と呼ばれ、これを対角化するとニュートリノの質量が求まる。

シーソー機構

m_L, m_R, m_D を全て有限とした場合左巻きニュートリノの質量 m_L は以下のように与えられる。

$$m_L \sim \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.16)$$

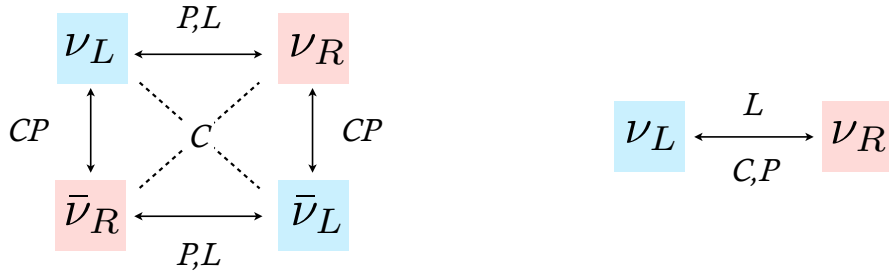


図 1.1: デイラックニュートリノ (左) とマヨラナニュートリノ (右)

m_D はレプトンやクォークレベルの質量で、右巻きニュートリノの質量 m_R を 10^8 GeV 以上と相当に大きくすることで、 m_L を軽くすることが出来る。これがシーソー機構と呼ばれる所以である。

この軽いマヨラナニュートリノを仮定した質量機構のほか、右巻き荷電カレントを介した重い右巻きニュートリノの交換や超対称性粒子の交換によるモデルも提唱されている。

1.2.2 ニュートリノの質量測定

ニュートリノ質量の測定は素粒子物理における重要な目標である。質量への制限は様々な観測から与えることができる。

- 二重ベータ崩壊
- ニュートリノ振動
- ベータ崩壊
- 宇宙観測

二重ベータ崩壊では絶対質量が測定可能な上に、ベータ崩壊より感度が高いためその重要性が高まっている。

ニュートリノ振動

ニュートリノには3種類のフレーバー固有状態 $|\nu_f\rangle$ ($f = e, \mu, \tau$) が存在する。これらは質量 m_i とある運動量を持つニュートリノの、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) の混合によって表される。

$$|\nu_f\rangle = \sum_i^3 U_{fi}^* |\nu_i\rangle \quad (1.17)$$

ニュートリノが伝播すると、各質量固有状態が時間発展してフレーバー固有状態が変化する。これがニュートリノ振動現象である。 U_{fi}^* はクォークセクターにおける小林-益川行列に対応する混合行列であり、以下のパラメータで表される。

- 混合角： $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$
- デイラック CP 位相： δ
- マヨラナ CP 位相： α_1, α_2

$$U_{fi}^* = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} D(\alpha_1, \alpha_2) \quad (1.18)$$

ただし、 $c_{ab} \equiv \cos \theta_{ab}$ 、 $s_{ab} \equiv \sin \theta_{ab}$ 、 $D(\alpha_1, \alpha_2) = \text{diag}(1, e^{i\alpha_1}, e^{i\alpha_2})$ である。対角行列 $D(\alpha_1, \alpha_2)$ はニュートリノ振動の測定には依存しない。ニュートリノ振動の測定では混合角、デイラック CP 位相について制限を与えることが出来る。また質量二乗差への制限が可能で、様々な起源のニュートリノを観測することによって精密に測定されている。ニュートリノ質量 m_1, m_2, m_3 の階層は以下の3通りのいずれかをとる。

- 標準階層型 ($m_1 < m_2 \ll m_3$)
- 逆階層型 ($m_3 \ll m_1 < m_2$)
- 縮退型 ($m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$)

太陽ニュートリノの物質効果や KamLAND での原子炉反ニュートリノの観測 [11] から m_1 と m_2 の質量二乗差は $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ と、 m_2 が m_1 より大きい質量をとることが判明した。 m_2 と m_3 の大小関係は判明していないが、 Δm_{21}^2 の 30 倍程度の差があることがわかっていてる。

ベータ崩壊観測による制限

フェルミのベータ理論によるとニュートリノが質量をもつ場合ベータ崩壊のスペクトルのエンドポイントに小さな歪みが生じる。エンドポイントのエネルギーが低い核種の崩壊を高エネルギー分解能の検出器で測定することで小さな歪みを捉え、ベータ線スペクトルを再現するような「ニュートリノ平均質量」

$$m_{\nu_e} = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_{\nu_i}^2} \quad (1.19)$$

を決定するという手法である。この質量は CP 位相のモデルに依存しないことが大きな特徴である。エンドポイントが 18.6keV のトリチウムのベータ崩壊、



を利用した Troitsk 実験からは、 $m_{\nu_e} < 2.1 \text{eV}$ (95% C.L.) という制限が得られている。[8]

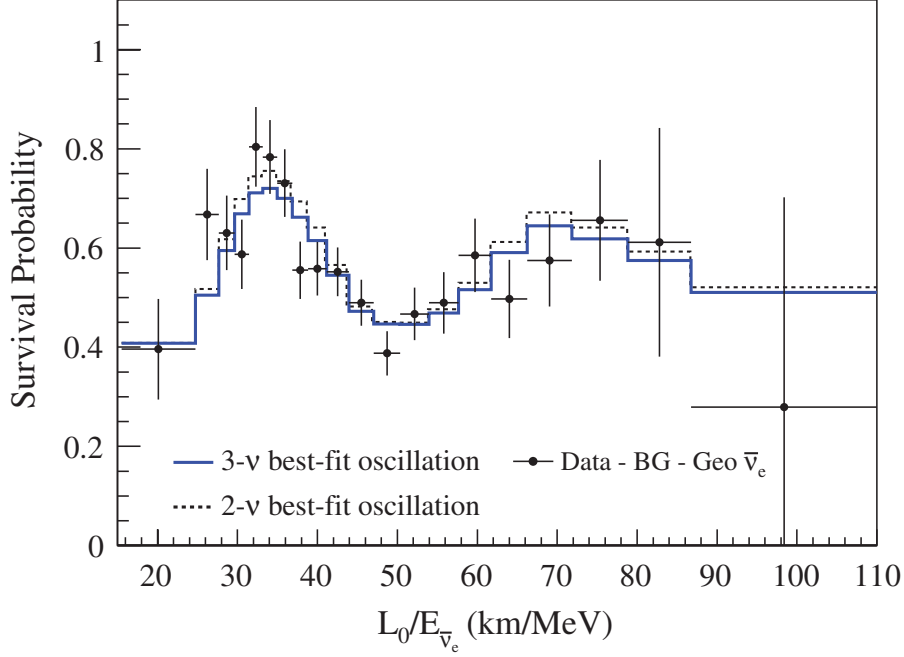


図 1.2: KamLAND における原子炉反電子ニュートリノの精密振動測定 [11]

宇宙観測による制限

ニュートリノ質量は宇宙背景放射の温度ゆらぎのスペクトルにも影響を及ぼす。ニュートリノの質量が宇宙の温度に比べて高いかどうかで振る舞いが変わり、温度揺らぎに影響を与えるためである。2012年12月に発表された、南極宇宙望遠鏡における宇宙マイクロ波背景放射(CMB)、ハッブル定数、バリオン音響振動等の測定データとWMAPのCMB観測結果を統合した結果では質量の有限値が得られている。[20]

$$M = \sum_{\nu} m_{\nu} = (0.32 \pm 0.11)\text{eV} \quad (1.21)$$

二重ベータ崩壊による制限

二重ベータ崩壊では以下のように定義される「有効質量」を測定する。

$$\begin{aligned} \langle m_{\beta\beta} \rangle &= \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \varepsilon_i \right| \\ &= \left| c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 e^{i\alpha_1} + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 e^{i\alpha_2} + s_{13}^2 m_3 e^{-2i\delta} \right| \end{aligned} \quad (1.22)$$

ε_i はマヨラナ CP 位相 α_1, α_2 で表される。有効質量は電子ニュートリノの質量と解釈され、 m_i の単純和を得ることができる。図 1.3 で示すように逆階層構造なら $10 < \langle m_{\beta\beta} \rangle < 50\text{meV}$ 、標準階

層なら $0.6 < \langle m_{\beta\beta} \rangle < 5\text{meV}$ の範囲で有効質量が測定できるといわれている。2012年にEXO-200実験で得られた最高感度の結果では、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (140 - 380)\text{meV} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (1.23)$$

という上限値が得られている。

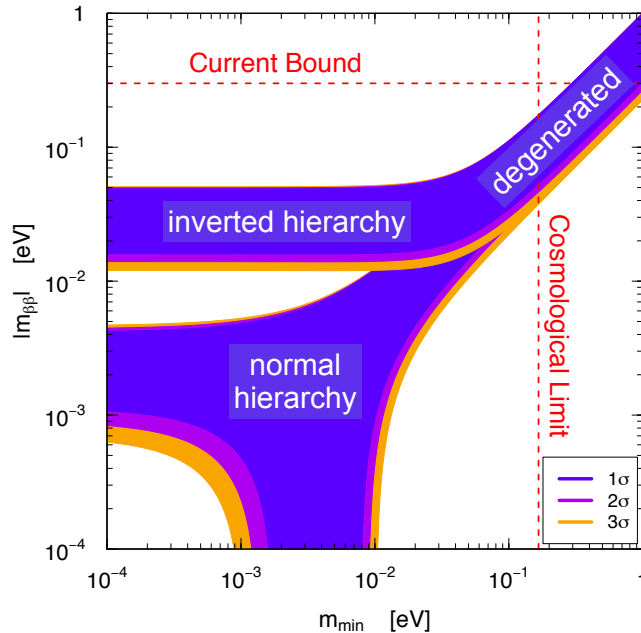


図 1.3: ニュートリノ有効質量 $m_{\beta\beta}$, 3種のニュートリノでの最小質量 m_{min} と質量階層構造の関係 [5] $m_{\beta\beta}$ は二重ベータ崩壊から、 m_{min} は宇宙観測から制限される

1.2.3 物質優勢宇宙の形成過程解明

バリオン数生成

宇宙初期には物質バリオン（陽子、中性子）と電子」に加えて反物質がほぼ同数存在していた。しかし進化の過程で反物質は姿を消し、星や銀河は物質で形成された。このバリオン数生成問題は宇宙論における大きな謎の一つで、様々なモデルが提唱されている。その中でマヨラナニュートリノを取り入れた「レプトジェネシス」が有力視されている。

サハロフの条件

我々の宇宙は誕生直後にインフレーションという急激な宇宙膨張を起こしたと言われる。バリオン数 (バリオン +1, 反バリオン -1) はインフレーション終了後から元素合成の開始までに生成されたと考えられている。またバリオン過剰宇宙が作られるためには、宇宙初期に物質が反物質

にくらべて 100 億分の 1 多く生成されなければならないことを 1967 年に A.Sakharov が示した。さらに以下の条件を満たす必要がある。

1. バリオン数を破る反応の存在
2. C と CP の対称性の破れ
3. 熱平衡からの離脱

これらをサハロフの条件とよぶ。

1. バリオン数の生成に必要である。
2. バリオン数を +1 変える反応 $A + B \rightarrow C + D$ が C (荷電共役) 対称な場合、バリオン数を -1 変える反応 $A^C + B^C \rightarrow C^C + D^C$ が元の反応と同じ確率で起きて正味のバリオン数変化が 0 になるため、C 対称性は破れている必要がある。CP (P:パリティ) も同様である。
3. 熱平衡状態における粒子分布は温度と質量で決まる。粒子・反粒子は質量が等しく熱平衡だと同数存在するため、熱平衡が破れている必要がある。

レプトジェネシスでは下記のようにしてサハロフの条件を満たしている。

スファレロン過程

電弱理論ではエネルギーゼロの真空が複数存在するため、高温では熱的励起によって別の真空配位への遷移が頻繁に起こる。この真空遷移をスファレロンといい、最も近傍の真空に遷移する時にはバリオン数が $\Delta B = 3$ 変化する。

スファレロン過程ではバリオン数とレプトン数の差 $B - L$ が保存するため B と同時にレプトン数 L も変化する。これを利用したのがレプトジェネシスで、宇宙初期に L を作りスファレロン過程によってその一部を B に変えるという仕組みである。 L がスファレロン過程によって B に転化される割合はニュートリノの世代数 $n_f = 3$ の場合、

$$B = \frac{8n_f + 4}{22n_f + 13}(B - L) \simeq 0.3(B - L) \quad (1.24)$$

となり、約 30%が B に変えられる。

レプトジェネシス

レプトジェネシスではレプトン数の生成過程にマヨラナニュートリノが登場する。シーソー機構によって非常に軽い左巻きニュートリノと一緒に作られる重い右巻きのマヨラナニュートリノ N はヒッグス粒子 ϕ_h と (反)レプトン $\ell(\bar{\ell})$ に崩壊する。

$$N \rightarrow \begin{cases} \ell + \phi_h & (\Delta L = +1) \\ \bar{\ell} + \phi_h & (\Delta L = -1) \end{cases} \quad (1.25)$$

Nを基準にするとLが±1変化する。この崩壊ではCP対称性を破ることが可能である。(サハロフの条件2.) ℓ 崩壊と $\bar{\ell}$ 崩壊の非対称性が大きいほどLは多く作られる。さらにNが非相対論的になったときの崩壊率が宇宙膨張率に比べて小さければ、非熱平衡下で崩壊が起こる。(サハロフの条件3.)

1.3 二重ベータ崩壊とは

二重ベータ崩壊とは原子核中の2つの中性子がほぼ同時に陽子に転換する、特殊なベータ崩壊である。質量数Aと原子番号Zが共に偶数である”偶-偶”核はエネルギー的に非常に安定で、エネルギー順位の関係や大きなスピン差によって通常のベータ崩壊が強く抑制されることがあり、その場合に二重ベータ崩壊が起こる(図1.5)。これは弱い相互作用の二次過程であるため、半減期が少なくとも 10^{18} 年を超える非常に稀な崩壊である。

二重ベータ崩壊には2つのモードがあるとされている。1つは通常のベータ崩壊が2回同時に起こるような過程で、Zが2大きい原子核のほか電子と反電子ニュートリノが2つずつ放出される($2\nu\beta\beta$)。他方の $0\nu\beta\beta$ モードではニュートリノが放出されない(図1.4)。

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

$$(0\nu\beta\beta): (Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^-$$

$2\nu\beta\beta$ はニュートリノがディラック粒子かマヨラナ粒子かに関わらず起こる。一方 $0\nu\beta\beta$ はマヨラナニュートリノの場合のみ許される反応で、標準理論では禁止されているレプトン数非保存の過程である。

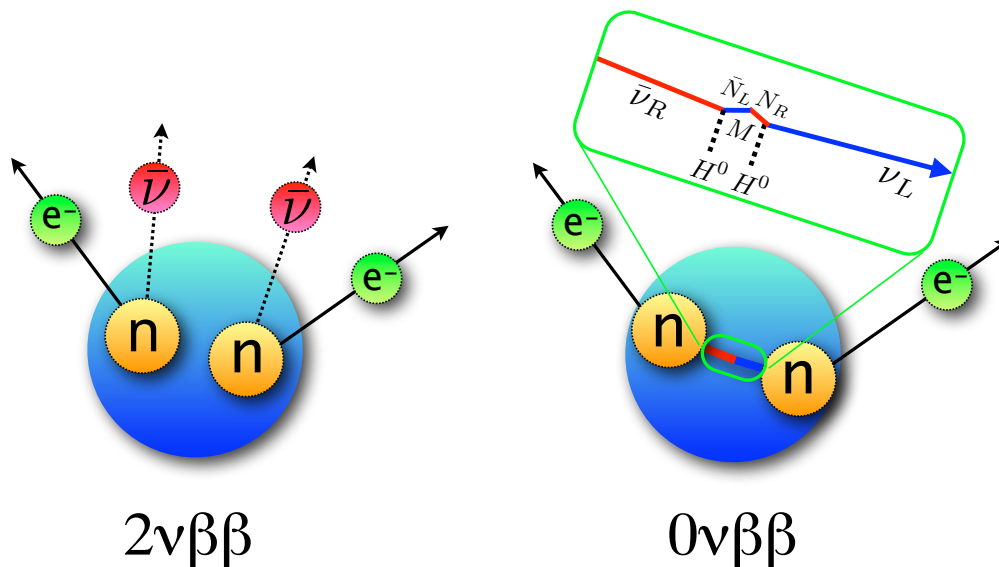


図 1.4: 二重ベータ崩壊の2つのモード $2\nu\beta\beta$ (左) と $0\nu\beta\beta$ (右)

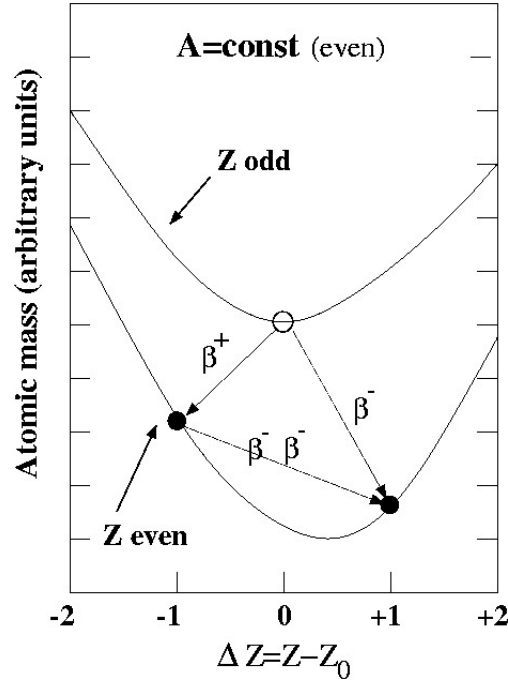


図 1.5: 偶-偶核で起こる二重ベータ崩壊

1.3.1 ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$)

$2\nu\beta\beta$ は既に 10 核種で測定されており、最も長い核種では 10^{24} 年の半減期をもつ。崩壊の Q 値が $Q_{\beta\beta}$ の二重ベータ崩壊核種の $2\nu\beta\beta$ 半減期は以下のように定義される。

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{2\nu}|^2 \quad (1.26)$$

位相空間因子 $G^{2\nu}$ は $Q_{\beta\beta}$ と Z の関数である。 $M^{2\nu}$ は核行列要素と呼ばれる、崩壊の起こりやすさを表す量で直接測定することは出来ず理論計算が必要である。

$2\nu\beta\beta$ はベータ崩壊に寄与するフェルミ遷移 (F) とガモフ-テラー (GT) 遷移のうち GT 遷移のみで記述される。中間状態が virtual である以外はベータ崩壊が 2 度続いて起こると同じで、遷移振幅は始状態 (0^+) から m 番目の中間状態 ($1^+; m$) への GT 遷移と中間状態から終状態 (0^+) への GT 遷移振幅の積を各中間状態について和をとることで求められる。

$$M^{2\nu} = \sum_m \frac{\langle 0_f^+ || \mathbf{O}_{GT^-} || 1_m^+ \rangle \langle 1_m^+ || \mathbf{O}_{GT^-} || 0_i^+ \rangle}{E_m - Q_{\beta\beta}/2} \quad (1.27)$$

\mathbf{O}_{GT^-} は β^- 型の GT 演算子、 E_m は中間状態のエネルギーである。

1.3.2 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

$0\nu\beta\beta$ は未だかつて観測されたことがない。virtual なニュートリノの運動量積分で表されるポテンシャルが原子核の波動関数に作用するため、半減期には 1.22 で定義されるニュートリノ有効質量が寄与する。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.28)$$

$0\nu\beta\beta$ では GT 遷移とフェルミ遷移両方の寄与がある。 $2\nu\beta\beta$ と違ってあらゆる中間状態に遷移するため核行列要素が非常に複雑であり、複数の計算モデルが存在する。使用する核行列要素によって $m_{\beta\beta}$ の値が変わるため $M^{0\nu}$ の理論計算の研究が盛んに行なわれている。

1.4 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験の現状

ニュートリノのマヨラナ性検証の為に $0\nu\beta\beta$ 崩壊実験では様々なタイプの検出器が計画・進行中であり、非常に稀な崩壊を発見する為にあらゆる工夫がこらされている。

1.4.1 二重ベータ崩壊核と実験手法の特徴

$0\nu\beta\beta$ の直接測定には以下の条件を満たすような二重ベータ崩壊核が適している。

- Q 値が高い
 ^{48}Ca や ^{150}Nd 、 ^{96}Zr などが該当する。
- 天然存在比が高い、または濃縮法が確立されている
 ^{128}Te と ^{130}Te は 30% を超える天然存在比をもつ。 ^{136}Xe ガスは遠心分離によって 90% 近くまで濃縮が可能である。また ^{76}Ge も 80% 以上濃縮ができ、有効体積を縮小出来る分バックグラウンドを減らせる。
- $2\nu\beta\beta$ の寿命が長い
 $0\nu\beta\beta$ に比べて崩壊が遅いほど $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ とのエネルギースペクトルの重複が小さくなる

これらを全て満たす様な理想的な二重ベータ崩壊は存在しないため各性質に適した検出器のデザインが重要である。現存の実験は以下のような特徴で分類される。

- 高エネルギー分解能 (CUORE, GERDA)
エネルギー分解能が高いとスペクトルからバックグラウンドとの区別が可能である。さらに天然存在比の高い ^{130}Te や高濃縮度をもつ ^{76}Ge を選択することで他の物質質量を減らし、バックグラウンドを低減することができる。
- 低不純物 (KamLAND, SNO+)
低エネルギーイベント観測を目的とした検出器では U、Th 量が非常に少なく二重ベータ崩壊の観測に適している。比較的高エネルギー分解能が低いので $2\nu\beta\beta$ 崩壊が遅い ^{136}Xe 等が最適である。

- トラッキング (SuperNEMO)
 トラッキングや磁場をかけることで電子・陽電子、ガンマ線やアルファ線を識別してバックグラウンドを除去することが出来るほか、あらゆる核種を使用することができる。
- タギング (EXO-1000)
 二重ベータ崩壊自体をタグすることでバックグラウンドを除去する。EXO-200 の次期計画 EXO-1000 では ^{136}Xe の二重ベータ崩壊によって生成する $^{136}\text{Ba}^+$ のタギングの研究が行なわれている。
- 高い Q 値 (CANDLES)
 ^{48}Ca は 5MeV まで分布する ^{208}Tl 等の主要な自然放射線よりも高い Q 値を持つためそもそもエネルギー領域にバックグラウンドが少ない。ただし、エネルギーの高いアルファ線の除去が課題である。

このように様々な手法で感度を上げることができるが、どの種類の検出器でも共通する重要な要件は、「大量の二重ベータ崩壊核を使うこと」、「低不純物環境であること」の2点である。とすると元々大型で極低不純物環境を達成しているニュートリノ検出器は二重ベータ崩壊の測定に非常に有利である。

現在行なわれている実験では ^{136}Xe を用いた KamLAND-Zen や EXO-200 で $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 250\text{meV}$ の世界最高感度が得られている。また $\langle m_{\beta\beta} \rangle \sim 40 - 90\text{meV}$ の感度を目標とする Super-NEMO や CUORE、100meV を目指す SNO+ などが近々データ取得を開始する予定で、増々競争が激化することが予想される。

表 1.2: 二重ベータ崩壊核の比較. 有効質量 50meV での $0\nu\beta\beta$ 半減期と $2\nu\beta\beta$ 半減期測定値 (誤差は省略)

崩壊核	$T_{1/2}^{0\nu}(50\text{meV})$	$T_{1/2}^{2\nu}$ (測定値)	Nat. Ab.(%)	Q 値 (keV)	特徴
^{48}Ca	-	4.4×10^{19}	0.19	4271	最大の Q 値, 天然存在比が低い 半導体検出器
^{76}Ge	0.86×10^{27}	1.55×10^{21}	7.8	2039	
^{82}Se	2.44×10^{26}	1.33×10^{20}	9.2	2995	
^{96}Zr	0.98×10^{27}	2.35×10^{19}	2.8	3351	$2\nu\beta\beta$ が早い
^{100}Mo	2.37×10^{26}	7.11×10^{18}	9.6	3034	
^{116}Cd	2.86×10^{26}	2.8×10^{19}	7.5	2805	
^{128}Te	4.53×10^{27}	$(2.2-7.7) \times 10^{24}$	31.7	867	天然存在比が高い $2\nu\beta\beta$ が遅い, 濃縮法が確立
^{130}Te	2.16×10^{26}	7.0×10^{20}	34.5	2529	
^{136}Xe	4.55×10^{26}	2.30×10^{21}	8.9	2476	
^{150}Nd	2.23×10^{25}	9.11×10^{18}	5.6	3367	$0\nu\beta\beta$ が早い

1.4.2 KK-claim

1990年から2003年までイタリアのグランサッソ地下研究所において、 ^{76}Ge の二重ベータ崩壊を測定するHeidelberg-Moscowという実験が行われていた。 ^{76}Ge を86%濃縮したGe結晶を線源かつ半導体検出器として使用することで高分解能・低バックグラウンド(0.11counts/[kg keV yr])環境を実現しており、Geを用いた実験の中で最も良い制限を得ている。[23]

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 1.9 \times 10^{25}\text{yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle \lesssim (0.22 - 0.64)\text{eV}. \quad (1.29)$$

しかし、2004年に同実験の一部の研究者によって「 $0\nu\beta\beta$ イベントを観測した」という結果が発表された。この主張はKK-claimと呼ばれ、2006年に更新した論文では 6σ という高い信頼度での観測を主張している[22]。得られるニュートリノ有効質量は逆階層構造の範囲 $0.01\text{eV} < \langle m_{\beta\beta} \rangle < 0.05\text{eV}$ の約10倍もの重さをもつ。

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{24}\text{yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.32 \pm 0.03\text{eV}. \quad (1.30)$$

この結果は統計的優位性は高いもののバックグラウンドの見積もりに疑問が多く、懐疑的に捉える傾向が強い。このKK-claimの検証は二重ベータ崩壊実験における課題の1つとなっている。

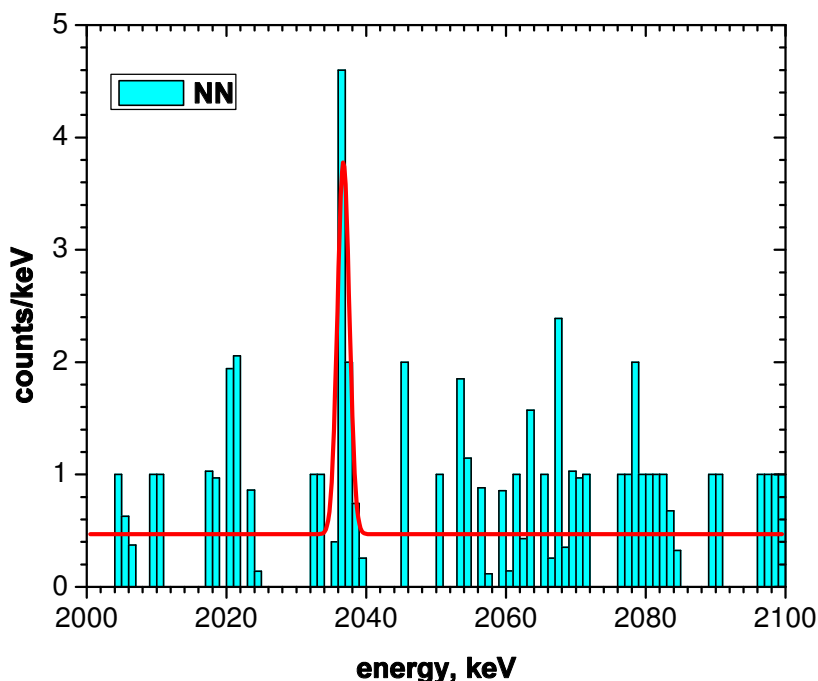


図 1.6: KK-claim で得られたエネルギースペクトル [22]. 赤線でフィットしたイベントが ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊だと主張されている

第2章 KamLAND-Zen 実験

2.1 KamLAND-Zen の概要

KamLAND-Zen 実験とはニュートリノ検出器 KamLAND を改良して行なう $^{136}\text{Xe}0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。KamLAND は世界最大の液体シンチレータ検出器で、かつ極低放射能環境が既に実現されているため $0\nu\beta\beta$ のような非常に稀な現象の研究に最も適している。また使用する ^{136}Xe は、あらゆる点で KamLAND に適した二重ベータ崩壊核である。

- 液体シンチレータによく溶ける
- 濃縮法が確立している
キセノンはガスであるため遠心分離による濃縮利用が広く行なわれている。また ^{136}Xe はキセノンの同位体の中で最も重く、分離が容易である。
- $2\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期が長い
一般的にエネルギー分解能が低い液体シンチレータ検出器でも $0\nu\beta\beta$ との区別が可能である。
- 安定な希ガスで取り扱いが容易かつ安全である

そのほか $0\nu\beta\beta$ 崩壊付近に存在するバックグラウンドが少ない、等多くの利点を持つ。KamLAND 検出器は既に稼働していたため、2011 年 10 月、計画から 2 年という異例の早さで KamLAND-Zen はデータ取得を開始した。本章では、KamLAND 検出器とその改良、バックグラウンド低減の為に行なったフィルトレーション作業について触れる。

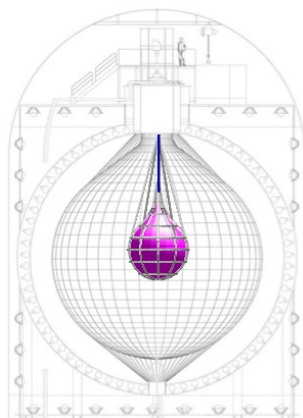
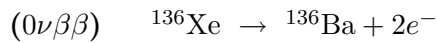
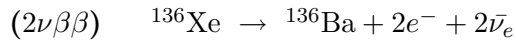


図 2.1: KamLAND-Zen 検出器概要図

2.2 二重ベータ崩壊の検出

二重ベータ崩壊は以下の様に2つの電子の放出を伴う。



2電子が液体シンチレータ中で散乱等でエネルギーを落とし、代わりに液体シンチレータが励起・発光する。KamLANDではこの2電子の合計エネルギーを観測して二重ベータ崩壊をとらえる。 $2\nu\beta\beta$ モードの場合反電子ニュートリノが持ち去るエネルギーが多いため、電子は低エネルギー側に偏る。一方 $0\nu\beta\beta$ モードは2電子のエネルギーは一意的に決まり、 $Q_{\beta\beta}$ 値付近に鋭いピークを持つ。解析では、[19]で計算された2電子の反応断面積を基にして2つのモードのエネルギースペクトルを作成して用いている(図2.2)。

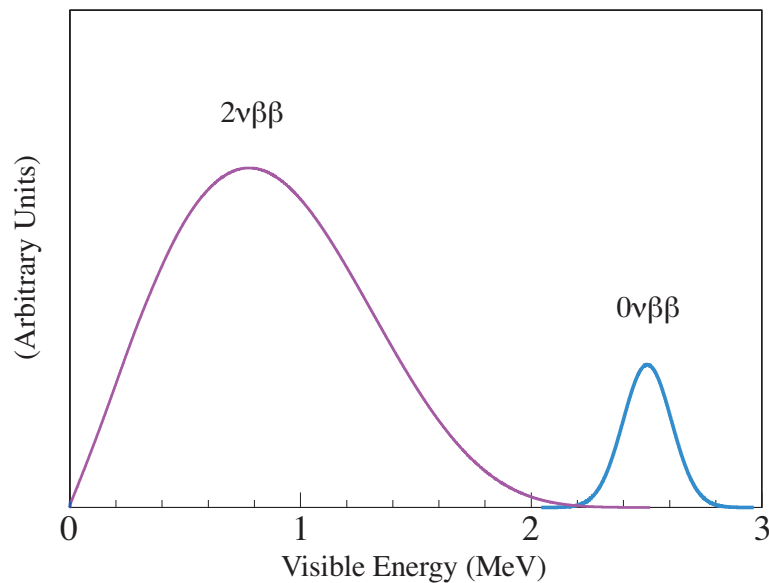


図 2.2: $2\nu\beta\beta, 0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトル [19]

2.3 KamLAND 検出器

KamLAND(**K**amioka **L**iquid scintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector) は原子炉での核分裂反応で大量に発生する反電子ニュートリノを捉えて精密なニュートリノ振動を測定することを目的として建設された大型ニュートリノ検出器である。低エネルギーかつ低バックグラウンド環境を利用して、素粒子物理学をはじめニュートリノ地球物理学、ニュートリノ太陽物理学、宇宙物理学など多方面の物理課題に取り組んでいる。

検出器は信号観測の為に内部検出器と宇宙線バックグラウンドタギングのための外部検出器で構成される。

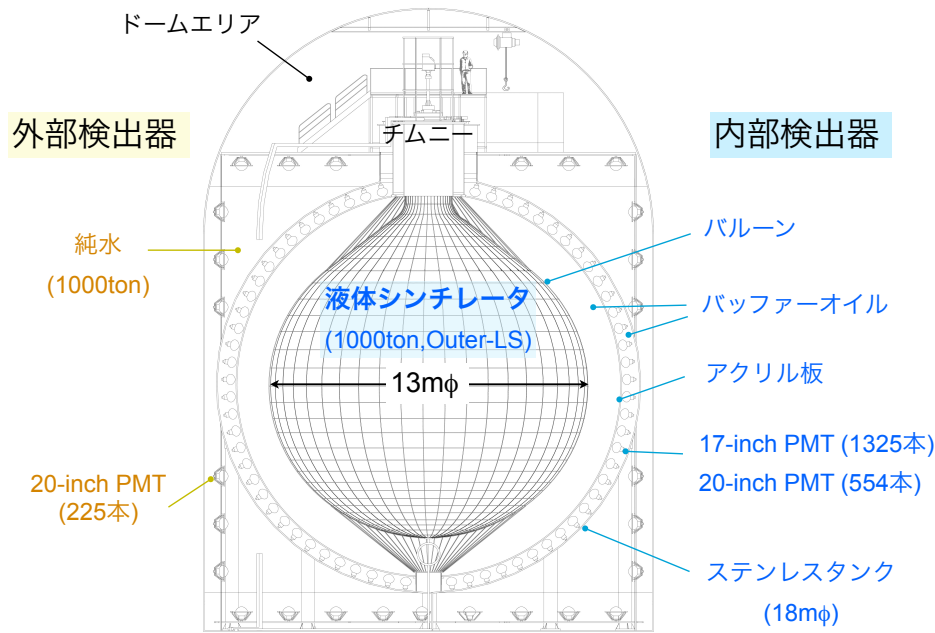


図 2.3: KamLAND 検出器の構造

2.3.1 内部検出器

・液体シンチレータ (Outer-LS)

KamLAND は 1000ton の液体シンチレータをニュートリノターゲットとして使用している。液体シンチレータの成分であるドデカン、プソイドクメン (PC)、2,4-ジオフェニルオキサゾール (PPO) の配合は集光量や純化の容易さ、経年劣化等を考慮して決められている。

- ドデカン ($C_{12}H_{26}$) 80% : 希釈剤
- プソイドクメン (1,2,4-トリメチルベンゼン) 20%
- PPO (2,4-ジオフェニルオキサゾール) 1.36 g/l : 発光剤

この液体シンチレータは 8300 photons/MeV の発光量をもつ。これを光電子増倍管 (PMT) での集光量に変換すると、17-inch PMT のみでは 300p.e./MeV (p.e. : photo electron)、20-inch PMT も合わせた場合では 500p.e./MeV となる。また減衰長は色素レーザーキャリブレーションの結果から、最も多く発光する波長付近では $\sim 10m$ となっており、液体シンチレータを収めるバルーンの直径 13m に対して妥当な値になっている。KamLAND-Zen 開始以降は、内側の Xe 含有液体シンチレータ (Xe-LS) に対して、Outer-LS と呼んでいる。

表 2.1: 液体シンチレータの放射性不純物含有量

^{238}U	3.5×10^{-18} g/g
^{232}Th	5.2×10^{-18} g/g
^{40}K	2.7×10^{-16} g/g

・バルーン (Outer-Balloon)

バルーンは44枚のゴアシートを溶着して球状を形作っている。バルーンは3層のナイロンフィルムに加えて両端をEVOH(エバル: エチレン-ビニルアルコール共重合体) 挟む構造をしている。ナイロン、エバルは共に光透過度、強度、耐有機溶媒性、軽量性に優れている。特に、エバルは酸素など極性の弱い気体の遮蔽率が非常に高いため、フィルムの両端に配置して外側からの放射性希ガスの侵入を防いでいる。

一方ロープは強度が非常に高いことで知られるケブラー製である。経度方向、緯度方向にそれぞれ44本、30本ずつ等間隔に配置している。縦ロープはフィルムの接合部で透過度が低い溶着線に重ねて配置してある。ロープは両極で固定してあり、その中にバルーンが収められている。また、経度方向のロープはKamLAND北極部でロードセルに接続していて、重量を常に監視している。

表 2.2: バルーンとロープの性質

Outer-Balloon	
直径	13 m
厚さ	135 μm (EVOH/Ny/Ny/Ny/EVOH)
構造	44枚のゴアシートを溶着
放射性不純物	
^{238}U	0.018 ppb (0.02 Bq)
^{232}Th	0.014 ppb (0.006 Bq)
^{40}K	0.27 ppb (7.2 Bq)
Kevlar ropes	
組成	ケブラー (スーパー繊維)
ロープの本数	経度方向: 44本 緯度方向: 30本
厚さ	135 μm (EVOH/Ny/Ny/Ny/EVOH)
放射性不純物	
^{238}U	0.08 ppb (0.1 Bq)
^{232}Th	0.8 ppb (0.33 Bq)
^{40}K	1.2 ppb (31 Bq)

・バッファーオイル

バルーンの外側にあるバッファーオイルはバルーンの容器としての役割と、外側からの γ 線が液体シンチレータへ侵入するのを防ぐ役割を担う。配合は、液体シンチレータより比重が0.04%小さくなるように設定している。またバッファーオイルはアクリル板によって二つの層に分かれている。

- ミネラルオイル ($C_{12}H_{26}$) : 52%
- イソパラフィン (C_nH_{2n+2} , $n \sim 14$) : 47%

・アクリル板

アクリル板は厚さ 3mm のダイヤ形状で、これを組み合わせることで直径 16.5m の球を作っている。このアクリル板は光電子増倍管やステンレスタンクから溶け出す放射性不純物の侵入を防ぐ役割をもつ。バルーン同様光透過性が高いため、集光量への影響は小さい。

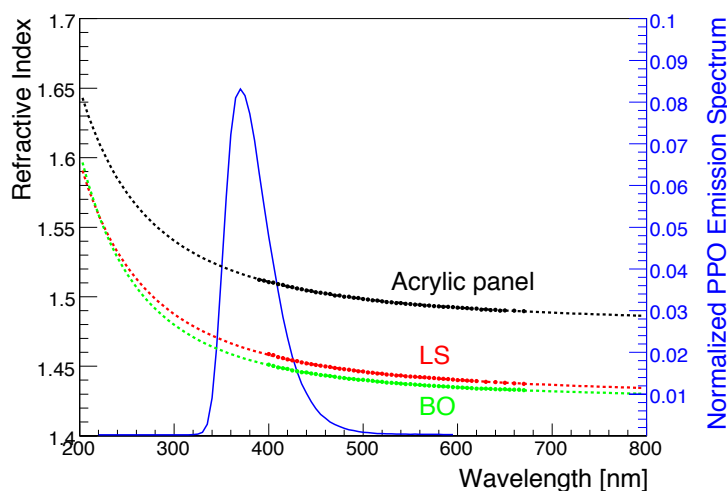


図 2.4: Outer-LS, バッファーオイル, アクリル板の屈折率

・光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) はステンレスタンク壁面に取り付けられていて、17-inch と 20-inch の 2 種類がある。どちらもサイズはほぼ同じだが、17-inch は時間分解能低下の要因になる光電面の端を物理的にマスクしているため 20-inch と区別している。また、20-inch PMT では大口径に適したベネチアンブラインド型のダイノードを使用しているのに対し、20-inch ではより良いエネルギー分解能をもつラインフォーカス型を用いている (図 2.5)。1325 本の 17-inch の PMT と 554 本の 20-inch PMT が取り付けられていて、光電面カバー率は 17-inch で 22%、20-inch で 12%、計 34%である。また検出効率は 350~400nm で最大になる (図 2.6)。

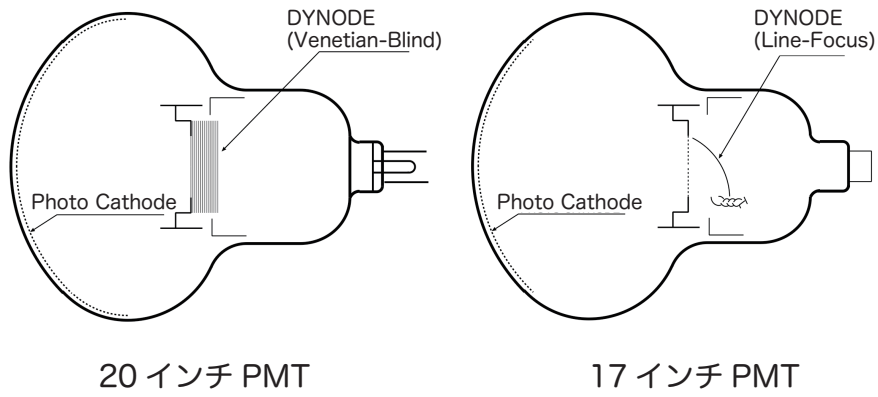


図 2.5: 17inch, 20inch 光電子増倍管 (PMT) の構造図

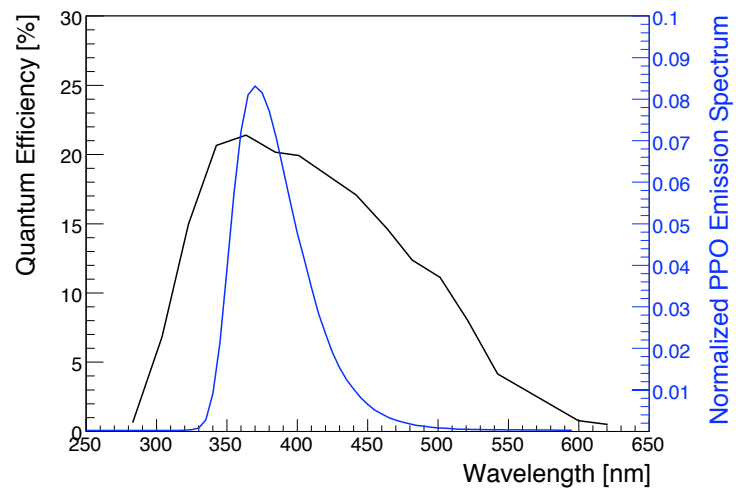


図 2.6: PMT の量子効率

・ステンレスタンク

内部検出器全てを収めているのが直径 18m の球状ステンレスタンクである。

2.3.2 外部検出器

ステンレスタンクはさらに直径 19m・高さ 20m の円柱タンクに覆われている。この円柱タンクの壁面には白色反射剤と 247 本の PMT が取り付けられている (20-inch: 225 本、8-inch: 16 本、5-inch: 6 本)。外部検出器は水チェレンコフ検出器で、宇宙線ミュオンの veto カウンターとなっている。また、外部からの γ 線や岩盤から生じる中性子を吸収する役割も持つ。3.2kton の水は、坑内を流れる水を純水装置で純化してタンク底部から上部の方向へ常に循環することで純度を保っている。

2.4 検出器の改良

KamLAND-Zen 実験に伴い、2011 年 8 月から KamLAND 検出器の改良を行なった。二重ベータ崩壊核の ^{136}Xe を溶かした液体シンチレータ (Xe-LS) は、バックグラウンドを抑えるために Outer-Balloon より小さいバルーン (Inner-Balloon) の中に入れる構造となっている。

2.4.1 Xe-LS

Xe-LS に溶かすキセノンガスは遠心分離による濃縮によって ^{136}Xe の濃度を高めている。図 2.7 は濃縮前後のガス成分を RGA で測定した結果で、濃縮後では ^{136}Xe の濃度が $(90.93 \pm 0.05)\%$ 、 ^{134}Xe が $(8.89 \pm 0.01)\%$ となっている。濃縮キセノンガスは液体シンチレータに約 2.5% 溶解する。液体シンチレータはデカン、プソイドクメン、PPO でできており、Outer-LS との密度差が 0.1% となるよう配合が決まっている (表 2.3)。

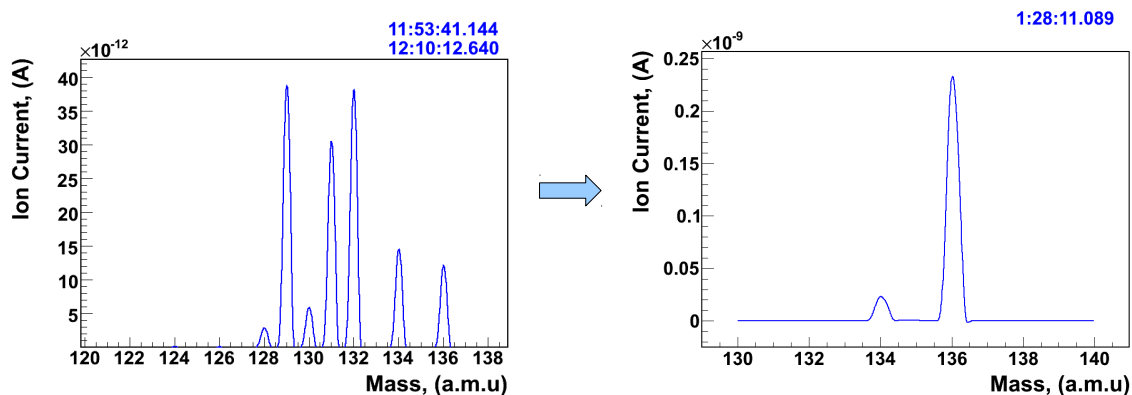


図 2.7: キセノンガスの同位体の内訳 濃縮前 (左) と濃縮後 (右)

表 2.3: Xe-LS の組成

成分	配合
デカン	82%
ブソイドクメン	18%
PPO	2.7g/l
濃縮キセノンガス (フィルトレーション前/後)	2.44 / 2.48%

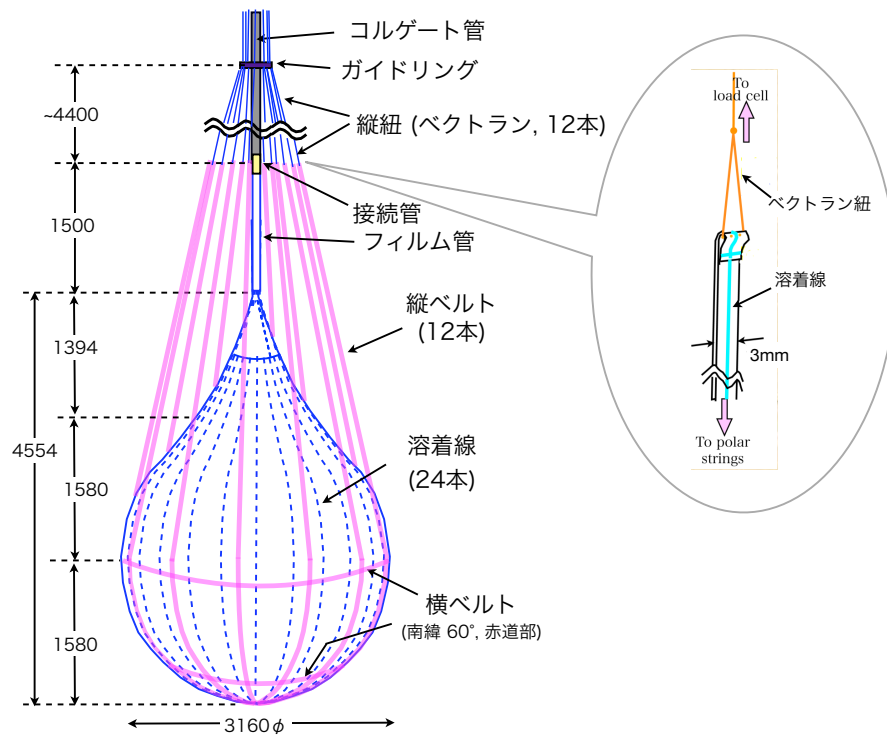


図 2.8: 検出器に新たに投入した Inner-Balloon

2.4.2 Inner-Balloon

Xe-LS は Inner-Balloon と呼ばれる容器に入れられている。Inner-Balloon は強度の高いナイロン6製で、厚さは目標の放射性物質量を達成する為にわずか $25\mu\text{m}$ となっている。半径 158cm の球上に作られているが、上部はコーン状である。球部分は 24 枚のゴアフィルムをインパルス式溶着で張り合わせている。ガスバリアー性を高めるために、溶着部には 2 枚のナイロンフィルムを補強帯として合わせて溶着している。さらに Inner-Balloon 全体にわたってヘリウムガスでリークテストを行い、微弱なガス漏れを検知した箇所にナイロンフィルムを接着剤で張り付けて補強している。

Inner-Balloon の上部は同じナイロン製で直径 11.6cm・高さ 1.5m の細い管に溶着接続している。さらにその先はより強度の強いコルゲート管につながっていて、これがチムニーまで伸びている。

2.4.3 ストラップと紐

Inner-Balloon はコルゲート管で吊るされている以外に太さ 3mm の 12 本の縦ベルトで支えられている。これも Inner-Balloon と同じナイロン6製で、各ベルトはフィルムを 2 枚重ね合わせ、中央を溶着して強度を高めている。縦ベルトは Inner-Balloon の溶着部を傷つけないように、ゴア溶着線の上に位置している。また、Inner-Balloon の底部と赤道部に 2 本、横方向のベルトが設置されていて、縦ベルトが一部分に偏るのを防いでいる。これらのベルトは全て Inner-Balloon に固定せず、余計な負荷がかからないようにしている。

縦ベルトは接続管の辺りでベクトランと呼ばれる紐に結びついている。使用しているベクトランは直径 0.331mm と非常に細いが釣り紐に用いられるほど強度が強いほか、ねじれに強く寸法安定性が高い。しかし不純物量の面ではナイロンフィルムに劣るため、Inner-Balloon から離れた場所で使用している。ベクトラン紐はコルゲート管に取り付けられたガイドピースを通して上に伸びている。チムニーでは Outer-Balloon 同様ロードセルにつながっていて、重量の監視を行っている。



図 2.9: スーパークリーンルームでの Inner-Balloon 製作の様子 (左) ナイロンフィルムの超音波洗浄 (右) フィルムの溶着

Inner-Balloon やベルトの製作、その他必要な部品の洗浄は全て、最も空気清浄度が高いレベル 1 のスーパークリーンルームにて行った。今回の製作では仙台市のクリーンルームを使用しており、Inner-Balloon は密封してカムランドのある神岡に搬送した。

2.5 データ収集システム

データ収集は KamFEE、Trigger 回路、DAQ の間で情報を行き来することで処理される。概要を以下に示す。

KamFEE

波形取得命令

KamLAND では、独自に開発した電子回路 KamFEE(KamLAND Front-End Electronics) を用いて信号の波形取得・デジタル化を行っている (図 2.10)。PMT で 5×10^6 倍に増幅された信号が KamFEE に送られる。1 基板あたり 12 個の PMT と接続している。入力信号は 2 つに分岐し、1 つはトリガー発行の判定に、もう 1 つは信号のデジタル化に用いられる (図 2.11)。トリガー判定に用いられる信号はヒット数の情報 (hit-sum) として、ディスクリミネータと FPGA(Field Programmable Gate Array) を通じて外部トリガー回路に送られる。トリガー回路では全 PMT からのヒット信号の数 (NSUM) などの閾値を越えると、トリガーが発行される ("acquire")。この命令を受けた FPGA は ATWD(Analog Transiend Waveform Digitizer) に信号の取得 ("capture") とデジタル化 ("digitize") を促す。

信号の増幅

ATWD には分岐した入力信号のもう片方が送られ、FPGA からの命令と同期するように遅延がかけられる ("delay")。その後電圧に応じた増幅がなされる ($\times 20$, $\times 4$, $\times 0.5$)。各 PMT で 1 光電子 (1p.e.) を観測するような小さな信号は精度よく測定するためにハイゲイン ($\times 20$) で増幅する。ハイゲインで飽和した場合にはミドルゲイン ($\times 4$) で増幅し、ハイゲインで増幅した信号は捨てられる。また、1PMT あたり 1000photon を越えるような高エネルギー宇宙線信号に対してはローゲイン ($\times 0.5$) を適用する。このように、KamFEE は 25000 という大きなダイナミックレンジを持ち、幅広いエネルギーの信号処理を可能にしている。

信号のデジタル化

各ゲインで増幅された信号は ATWD に入ると、128 個のキャパシタ (コンデンサ) アレイに順番に蓄積される。1 つのキャパシタは約 1.5nsec 間解放されて、その間に入力されるアナログ信号の電圧を蓄積する (時間のデジタル化)。1.5nsec ごとに次のキャパシタへと信号を詰めていき、128 個すべてのキャパシタが満たされると、また 1 番目のキャパシタに戻って元の電圧情報を上書きしていく。電圧は 1p.e. 信号だと波形全体で 2[mV] 程度、高エネルギー宇宙線信号だと数 V に及ぶ。

FPGA から波形取得命令を受けると、キャパシタへの書き込みを停止する ("hold")。さらにデジタル化の命令 ("digitize") を受けると電圧のデジタル化を行う。デジタル化には約 $25\mu\text{sec}$ を要し、この間信号を受け入れることが出来ない。このデッドタイムを減らすために、各チャンネルごとに2つの ATWD(A, B) が備わっている。

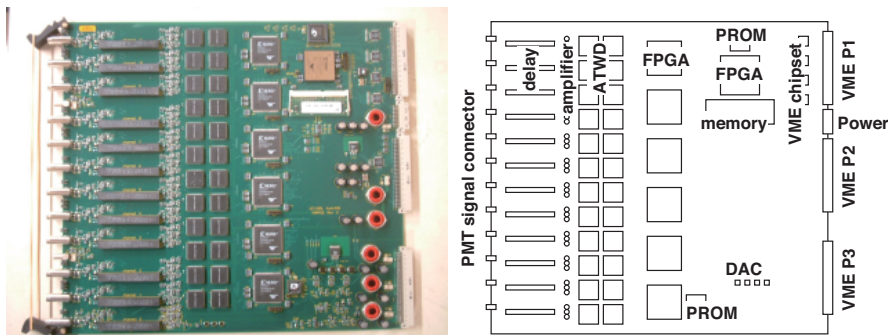


図 2.10: KamLAND Front-End Electronics(FEE)

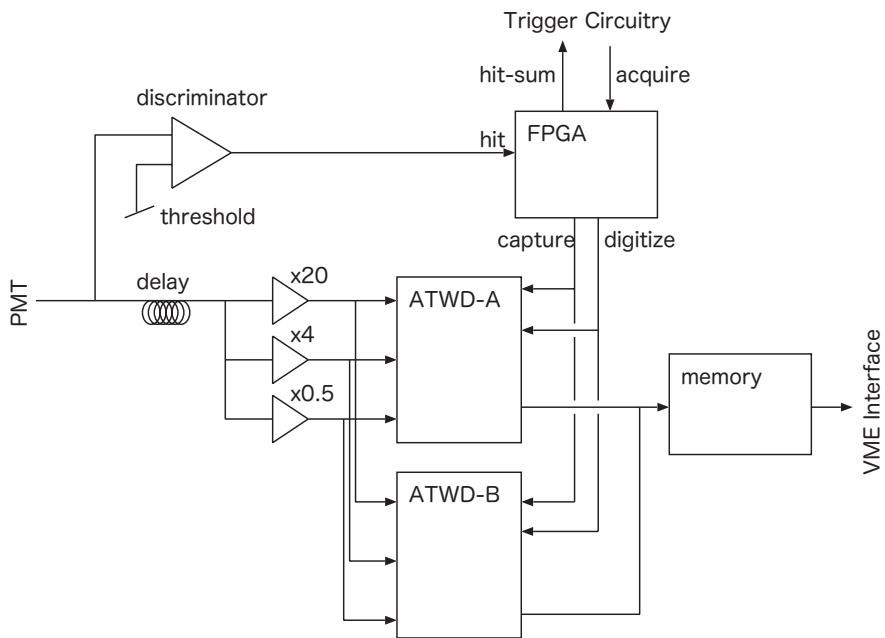


図 2.11: KamFEE 基板でのデータ収集概要

Trigger 回路

トリガー回路では200枚のFEEから伝達された hit-sum 情報を $125nsec$ 幅で積分した、全 PMT のヒット数の値 (Nsum) を元に様々なトリガーを発行する。FPGA に下す波形取得コマンド ("acquire") には、ヒットしたチャンネルに対して波形を取得する "global acquisition" と、ヒットの有無に関係なく全チャンネルで波形を取得する "force acquisition" の2種類がある。内部検出器に関するトリガー (ID trigger) では "global acquisition" が発行される。ID trigger には信号の種類に応じて、以下の主要なトリガーが存在する。閾値は全て Nsum の値で設定されている。

- ID Prompt ・ ID Delayed
ニュートリノや ^{214}Bi - ^{214}Po 、 ^{212}Bi - ^{212}Bi - ^{212}Po の連続崩壊を取得する為に先発・後発信号それぞれに適応したトリガー。これらは二重ベータ崩壊にとってバックグラウンドとなるため、この遅延同時計測でタグされたイベントは解析するイベントから取り除く。
- ID Singles
単一の信号を取得するためのトリガー。二重ベータ崩壊イベントはこのトリガーで捉える。

チェレンコフ光を観測する外部検出器では (OD trigger) ヒットした PMT の位置に応じて top、upper、lower、bottom の4種類のトリガーがある。その他、タイミングキャリブレーションに使用するトリガーや、放射線源を用いたキャリブレーションのためのトリガー等があり、全部で20種類以上のトリガーが存在する。

また、トリガー回路は坑口に設置された GPS (Global Positioning System) 受信機と接続して時刻情報を取得している。この 40MHz のクロックが KamFEE にも送られ、これを元にタイムスタンプを作成している。

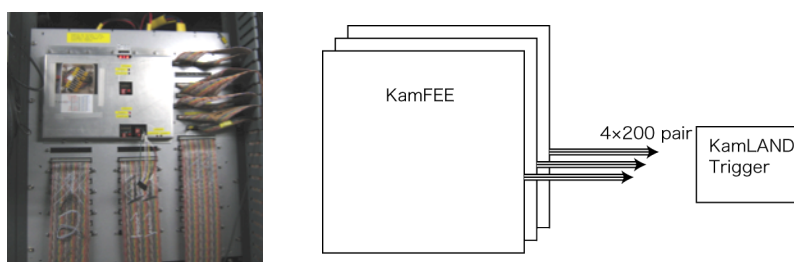


図 2.12: トリガー回路 (左) と KamFEE との接続

DAQ システム

このように、信号は図 2.13 のように PMT、KamFEE、DAQ、Trigger の間で情報をやり取りされ、データを蓄積していく。全体の流れをまとめると以下のように表される。

1. PMT : 内部・外部検出器で信号を観測、FEE に伝達

2. KamFEE : ヒット情報をトリガー回路に伝達
3. Trigger : 各トリガー条件に応じてトリガーを発行
4. KamFEE : PMT のアナログ信号をデジタル化
5. DAQ: デジタル信号・トリガー情報を読み出し・ディスクに蓄積

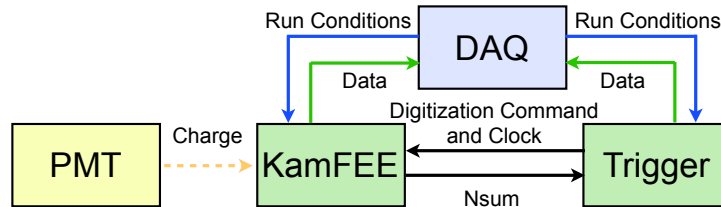


図 2.13: DAQ システム概略図

2.6 KamLAND の周辺装置

KamLAND には様々な周辺装置があり、液体シンチレータの純化や純粋・窒素の製造が出来る装置が整っている。また KamLAND-Zen のためにキセノンガスを取り扱う設備が新たに設置された。

- 高純度窒素製造装置
液体シンチレータのパージやシールガス等、様々な場面で用いられる窒素または液体窒素を製造・貯蔵している。
- コントロールルーム
データ転送のためのシステムやシフト業務を行う。
- 第一・第二純化装置
液液抽出と蒸留によって液体シンチレータを純化する設備が整っている。
- 純水装置
鉱山に流れる豊富な水を RO 殺菌し、外部検出器用の純水を製造している。
- ドームエリア
KamLAND 上部に位置し、検出器内部へのアクセス口がある。線源によるキャリブレーションや Inner-Balloon のインストール作業等はここで行われた。
- エレクトロニクスハット (E-hut)
データ収集システムが設置されている。

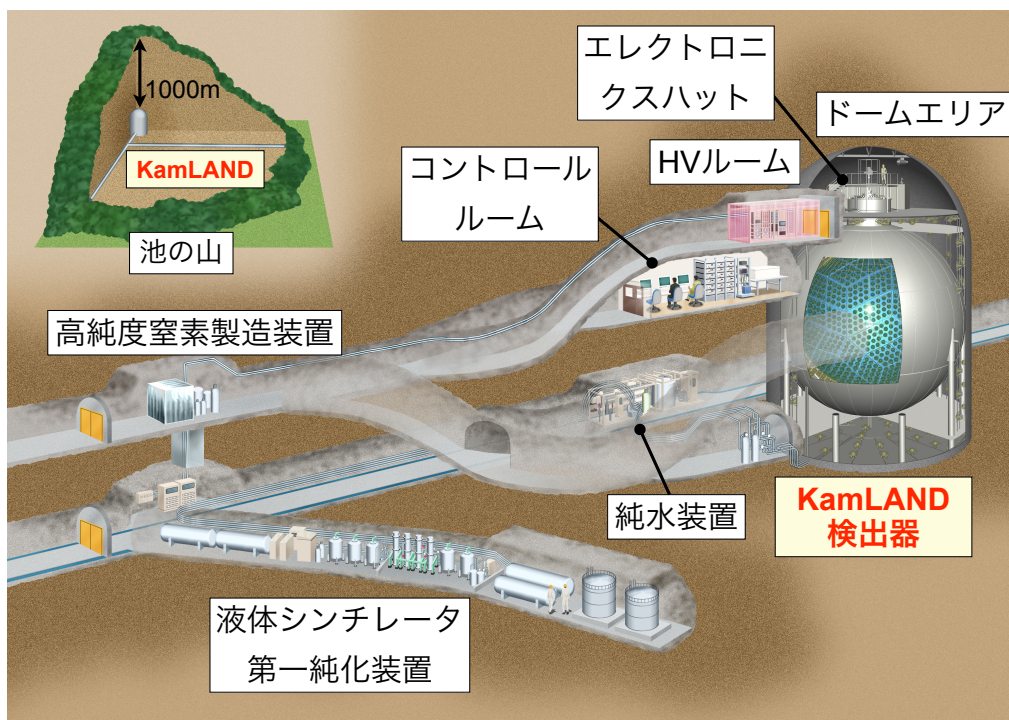


図 2.14: KamLAND 検出器の周辺装置

2.6.1 キセノン管理システム

新たに設置されたキセノン管理システムでは Xe-LS の作成、キセノンガスの回収・貯蔵、カムランドへの送液などキセノンに関するあらゆる作業を行う。

液体シンチレータの送液・受け入れ

このシステムには 1m^3 の 2 つのタンク (Main tank, Sub tank) が設置されていて、カムランドへの送液と液体シンチレータの回収が同時に行える。カムランドに送る液は、密度の低い液体シンチレータに Control tank から PC 等の重い液を足すことで密度を調整する。

キセノンガスの回収・貯蔵

液体シンチレータに溶けているキセノン回収する際には真空ポンプ (VP-1) でタンクの気相部を真空引きし、液体シンチレータを固化して除いた後 (LS trap) さらに $-100\text{ }^\circ\text{C}$ 以下に冷やしてキセノン液化・回収する。集められたキセノンは室温に戻して気化させ、貯蔵用ボトルに回収する (Xe Storage A,B)。この保管装置に設置されている重量計で回収したキセノンの量を把握する。

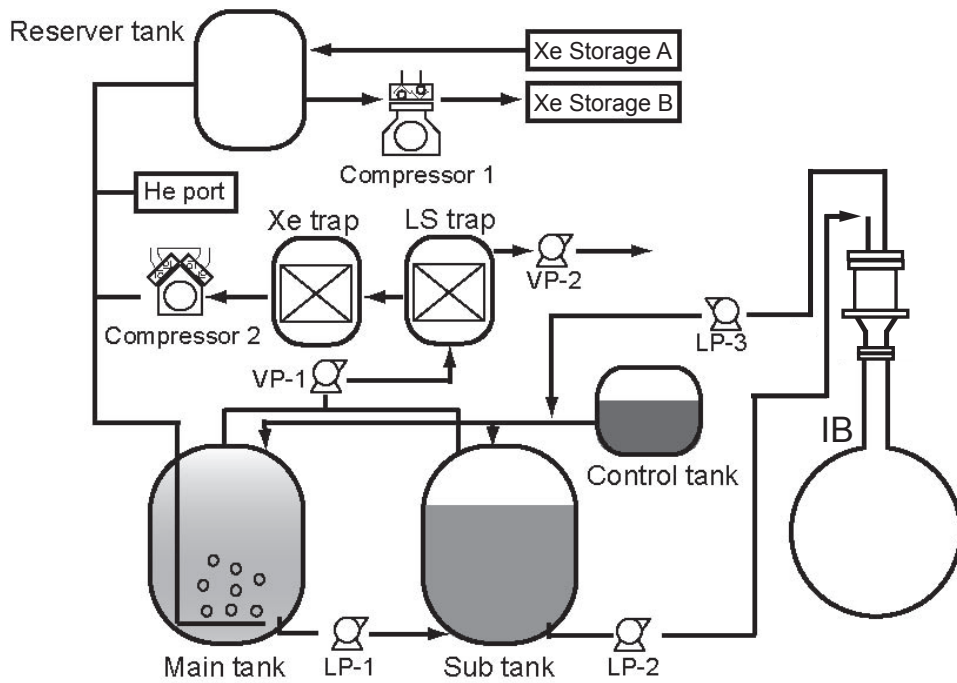


図 2.15: キセノン管理システムの概要図



図 2.16: キセノンガス貯蔵ボトル (左) と Main tank(右)

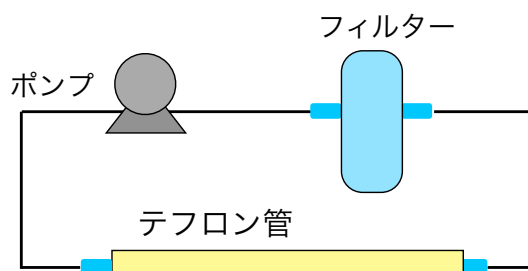
2.7 Xe-LS の濾過

KamLAND-Zen は 2012 年 10 月にデータ取得を開始したが、その後の解析で $0\nu\beta\beta$ エネルギー領域にまたがるバックグラウンドが見つかった。そこで、このバックグラウンドの低減に効果があるとされる、Xe-LS のフィルトレーション作業を行なった。

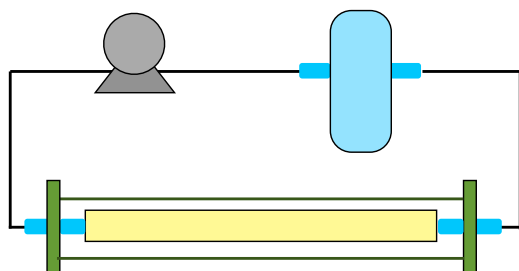
1. テフロン管の洗浄

送液用のテフロン管は図 2.17 の 2 通りの配管図で管の内側と外側の洗浄を行なった。この際濾過に用いるものと同じタイプのフィルターを用いてエタノールで洗浄した。洗浄後は窒素ガスで管を乾燥させた。

テフロン管内部の洗浄



テフロン管外部の洗浄



フィルター容器



図 2.17: テフロン管洗浄の配管図 (左) と使用したテフロンフィルターを内蔵した容器 (右)

2. 監視カメラ・テフロン管の投入

Inner-Balloon 上部では直径 5.8cm の非常に細い円柱フィルム管が 1.5m 続く。Inner-Balloon 中心から 4.5m 上部にある、この最も繊細な場所に視野可動式のカメラを投入した。その後フィルムに触れていないかカメラで確認しながらテフロン管を投入した。テフロン管の下端は Inner-Balloon の底から約 25cm の中心軸上に設置した。一方液を抜くための管は Inner-Balloon の上部にあるコルゲート管の内部に設置した。

3. フィルトレーション

フィルトレーションは Inner-Balloon とキセノン管理システムのサブタンクの間で液体シンチレータを循環させることで行った。Xe-LS から液を抜き取りサブタンクに入れて温度を調整した後、フィルターを通過して Inner-Balloon へと送られる。フィルターは厚さ 50nm のテフロン製である。濾過を伴う液体シンチレータの循環は 2012 年 2 月 10 日に始まり、約 1 週間に渡って続いた。循環速度は 200l/hr で全 Xe-LS の 2.3 倍に相当する量を循環させた。

4. 監視カメラの撤去

監視カメラはフィルトレーション開始後に検出器から引き上げた。

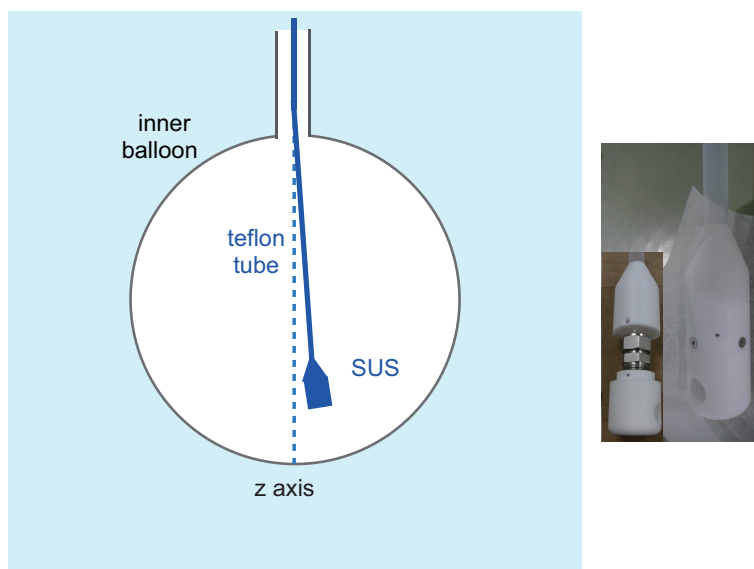


図 2.18: Xe-LS 送液管の注ぎ口部分の写真 テフロンで覆われた注入口 (大), 中にはステンレス鋼が接続されている (小). 下に空いている穴から液が水平に出て対流を最小限に抑えている。

フィルトレーションによるバックグラウンド除去の効果については第四章で述べる。

第3章 イベント再構成

KamLANDでは1897本のPMTがシンチレーション光を捉えて増幅・デジタル化し、トリガー情報や波形を生データとして得る。これらを校正したヒット時間分布と電荷が各イベントの事象位置・エネルギーの再構成に用いられる。主なイベントは事象位置ですぐにエネルギーを失い「点状」のイベントになる。一方、液体シンチレータ中の原子核を破碎して様々なバックグラウンドを作る宇宙線起源のミュオンは液体シンチレータを突き抜けるほどのエネルギーを持っていて、事象位置が「軌跡状」に分布する。また、エネルギーの高さゆえにチェレンコフ光も観測できる。この違いを利用してミュオンイベントを除去し、残った物理イベントについて位置・エネルギーを再構成する。イベント再構成は以下のような順序で行われる。

1. 波形解析
2. バッドチャンネルの除去
3. 信号伝達時間・1p.e.のキャリブレーション
4. イベントの大別
5. 宇宙線ミュオンの再構成
6. 位置の再構成
7. エネルギーの再構成

3.1 波形解析

時間・電荷への転換

各PMTについて約1.5sのサンプルを128回取得し、200sのヒット情報がサンプルされる。(図3.1) このデジタル波形を操作して時間・電荷情報に転換する。

1. ベースラインの設定
波形は「ペDESTAL」と呼ばれるオフセットを持つ。ランの始めにサンプルする波形の平均からペDESTALを見積もる。このペDESTALの差し引きと信号の平均化を行い、ベースラインを設定する。

2. 波形のスモーディング

高周波ノイズを除くために波形全体を滑らかにする。また、前のパルスの影響で動くベースラインを再定義する。

3. 立ち上がり時刻・電荷の定義

200s の時間幅を持ったサンプルのうち最初の立ち上がりをパルスの開始時刻として定義する。パルスのピークは波形の導関数を用いて決定する。電荷はパルスの積分値として定義され、1 光電子 (1p.e. photo electron) 単位で表す。

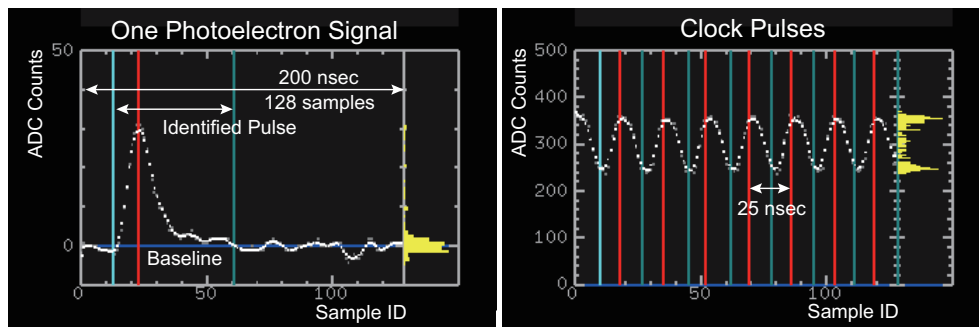


図 3.1: 1p.e. 信号の波形 (左) とクロックパルス (右). 赤色が信号のピーク, 水色が識別した信号の立ち上がりと終わり, 青色がベースラインを指す.

時間スケールのキャリブレーション

電荷は 1.5s のサンプルごとの電圧を足し合わせて求めるため、時間スケールの精度が重要である。これを保証するために、クロックパルステストと呼ばれるキャリブレーションを一日一回切り替えるランの始めに行っている。クロックパルスは図 3.1 のように 25ns の幅を持っており、これを約 17 周期サンプルして校正する。このテストは各 PMT の時間スケールのキャリブレーションにもなっている。

3.2 バッドチャンネルの除去

PMT にかける高電圧や電気回路での信号の増幅・伝達が正常に動作しないことがある。その結果 (a) ~ (g) のいずれかの応答の異常が見られる。これらはバッドチャンネルとして、その run のイベント再構成から除去する。

- 低エネルギーでの動作

イベント再構成には全エネルギー範囲で正常に動作しているチャンネルだけを使用する。こ

これは、run の最初の 10000 イベントの中でヒットの有無やミュオンイベントの占有率が予測範囲内かどうかで判断する。

(a) 信号増幅が正常でない

1p.e. イベント図 3.1 での電荷 (ADC カウント) が予想される値の 40%以下、または 4 倍以上のときは、信号の増幅が正常でないとして除外する。

(b) データ送受信が正常でない

本来同程度になる ATWD の A チャンネルと B チャンネルのヒット数の差が 22%より大きい場合、FBE でのデータ伝達に異常があるとして除外する。

(c) ヒットが少ない

10000 イベントに対して各 PMT でのヒットは通常 600 回以上になる。これを越えないチャンネルは回路の応答が鈍くなっているとして除外する。

(d) ヒットがないイベントが多い

ヒットなしのイベントが 1000 以上あるチャンネルは、PMT にかかる高電圧に問題があるとして除外する。

(e) ミュオンイベントが少ない

800 イベント以上はミュオンイベントが占める。これを満たさないチャンネルは除外する。

● 高エネルギーでの動作確認

run の最初の 100 イベントを使用して、ミュオンの中でも高いエネルギーを持つイベントで判定を行なう。

(f) ヒットが少ない

高エネルギーでの増幅率が低すぎて 100 イベントに対して 80 ヒットを下回ってしまうチャンネルは除外する。

(g) 電荷が大きすぎる

エネルギーが高いと、近接する PMT で同程度の電荷が観測される。これを利用して、 i 番目の PMT の電荷 Q_i と、隣接する PMT の各電荷 $Q_j (1 \leq j \leq N_i)$ の差が大きすぎ

るチャンネルは取り除く。

$$\frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \frac{(Q_i - Q_j)^2}{Q_j} > 400 \text{ p.e.} \quad (3.1)$$

以上は内部検出器のバッドチャンネル判定条件である。外部検出器の場合 (a) に該当するチャンネルのみがバッドチャンネルになる。これらを取り除くことで、以降に行う各キャリブレーションやイベント再構成への影響を最小限に抑えている。

3.3 1p.e. の補正

電荷は光電子数 (p.e. photo electron) で表される。p.e. は 1p.e. イベントの波形の面積で定義され、信号増幅率を run ごとに補正している。

1p.e. イベントの条件

- 宇宙線ミューオン, ノイズイベントは除く
- ミューオン事象後 2ms 以降のイベントである
- $120 \leq$ 17-inch PMT の hit 数の合計 ≤ 230
- PMT と事象位置の距離 $> 6\text{m}$
- 200ns 幅の波形にピークが 1 つである

図 3.1 の 1p.e. 分布からわかるように、17-inch PMT では鋭いピークが見えるのでガウスフィットで求めることが出来る。一方 20-inch PMT では電荷分解能が悪いため、相対電荷で補正を行なう。

$$\text{相対電荷} = \frac{\text{校正する 20-inch PMT の電荷}}{\text{隣接した 8 個の 17-inch PMT の電荷平均}} \quad (3.2)$$

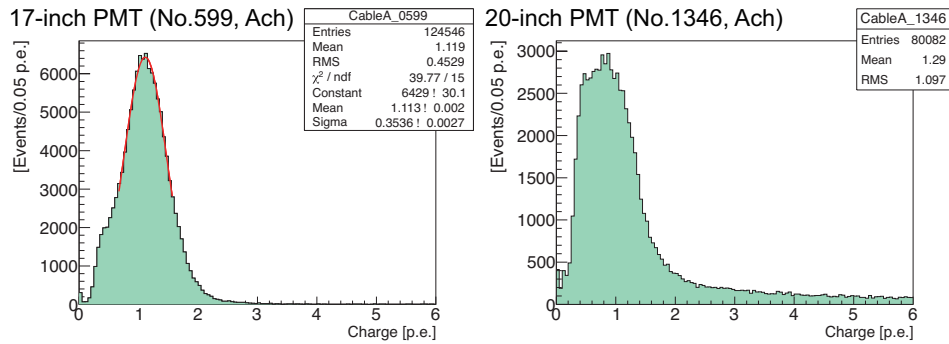


図 3.2: 1p.e. 分布 17-inch(左) と 20-inch(右). 17-inch PMT では 1p.e. のピークをガウス関数で特定できるが、20-inch PMT では電荷分解能が悪く、1p.e. 分布からは求めることができない

3.4 伝達時間の補正

各チャンネルでのイベント観測時刻は以下の要因によってずれが生じる。

- 事象点と PMT の距離
事象点との距離の違いによって PMT ごとに微妙な時差が生じる。
- アナログ処理の速度
PMT 内部での増幅速度は、高電圧、光電面の角度等によって変化する。また光電面の配置は 17-inch と 20-inchPMT とで異なり、17-inch で使われているラインフォーカス型の方が時間応答が速い (図 2.5)。
- 信号伝達ケーブル
PMT と電子回路とをつなぐケーブルの長さは PMT ごとに異なり、1m あたり約 5ns の遅延が起こる。
- パルスの立ち上がり時間
観測する光電子数が少ない時はパルスの立ち上がりが遅い。

これらの時差はレーザー光を用いて調べられている。1.2ns 幅の短いパルスを用いて等方的に発光する発光球で、光の強度を変えることで信号と時間応答の関係が調べられた (図 3.3)。

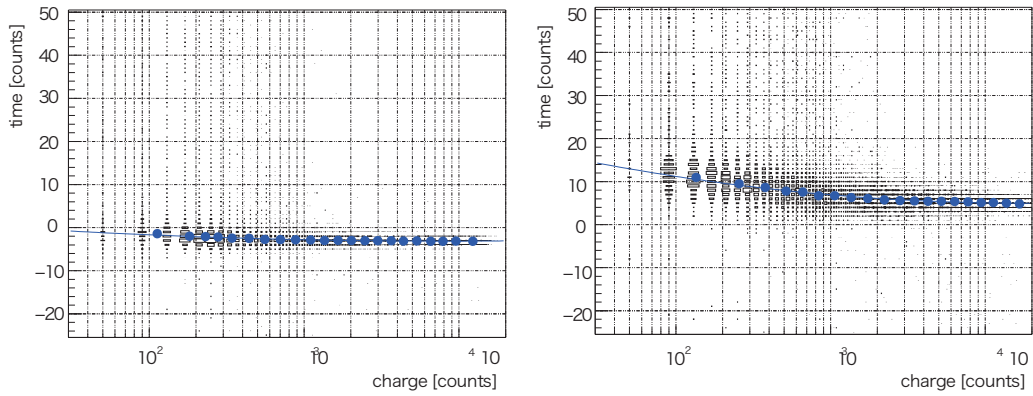


図 3.3: 時間応答の電荷依存性 17-inch PMT(左) と 20-inch PMT(右) 電荷が比較的少ない所で応答の遅れが見られる. 20-inch PMT は時間分解能が悪く遅延が大きい.

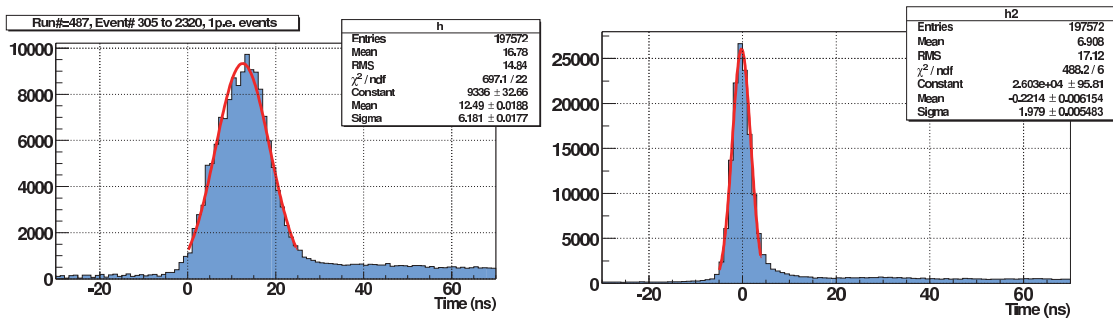


図 3.4: 信号伝達時間の補正前 (左) と補正後 (右).

3.5 反応位置再構成

3.5.1 反応位置再構成のアルゴリズム

反応位置は PMT のヒットの時間分布を用いて決定する。時間波形は反応からサンプルまでの間に起こる様々な要因によって決まる。

- 反応点の座標
- 反応点から PMT までの距離
- 屈折率や再発光などの液体シンチレータの特性
- PMT 内の通過時間 (17-inch と 20-inch で異なる)
- 信号の強度
- ダークヒットレート
- 多重ヒットの確率
- 反応粒子 (γ, β, e^+, ν)

反応位置・時刻の決定には最尤法を用いる。尤度関数 L は線源を用いた位置キャリブレーションで得られた波形から作成しており、信号のタイミングの期待値からの遅延時間 τ_i で表される。

$$\log(L) = \sum_i^{N_{hits}} \log(\psi\{\tau_i(x, y, z, t)\}) \quad (3.3)$$

キャリブレーションを利用することで、 L には吸収再発光や多重ヒットなど、直接測定出来ないパラメータの影響が含まれている。 i 番目の PMT において、 τ_i は以下のように定義される。

$$\tau_i = t_i - t - TOF_i(x, y, z) \quad (3.4)$$

$$\left(t_i : i \text{ 番目の PMT での観測時刻} \quad TOF_i = \frac{\text{反応点 } (x, y, z) \text{ から PMT までの距離}}{\text{LS 中での光速}} \right)$$

さらに τ_i は反応位置 (x, y, z) と反応時刻 t の関数になっていて、 $\log(L)$ の最大値を求めることで最も確からしい反応位置・時刻が決定する。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\log(L))}{\partial x} &= \sum_i^{N_{hits}} \frac{d(\log(L))}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial x} = 0 \\
\frac{\partial(\log(L))}{\partial y} &= \sum_i^{N_{hits}} \frac{d(\log(L))}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial y} = 0 \\
\frac{\partial(\log(L))}{\partial z} &= \sum_i^{N_{hits}} \frac{d(\log(L))}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial z} = 0 \\
\frac{\partial(\log(L))}{\partial t} &= \sum_i^{N_{hits}} \frac{d(\log(L))}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial t} = 0
\end{aligned} \tag{3.5}$$

3.5.2 位置バイアス

KamLAN-Zen では Xe-LS と Inner-Balloon を投入し、2つの光境界面が加わった。これによってどの程度の位置バイアスが生じるか、シミュレーションを用いて評価した。

Inner-Balloon と Xe-LS のインストール時期には監視のためのカメラと LED ライトを内部検出器に投入していた。図 3.5 はその時に撮影した写真である。円状に薄らと見える Inner-Balloon 境界で、アクリル板のフレームが歪んでいるのがわかる。この歪みを再現するように、シミュレーションにおける各屈折率のキャリブレーションを行なった。

歪みは、LED から発せられた光がアクリル板のフレームで反射、Inner-Balloon の境界を通過してカメラに認識される。この進路を逆に辿るレイトレース解析を行ない、歪みを評価した。

1. シミュレーションでの屈折率の設定

アッペ屈折計で測定した屈折率のフィット結果 (図 3.6) を、各媒質ごとにシミュレーションに設定した。

2. カメラの位置から光を飛ばす

使用していた LED ライトは青色 (435 ~ 480 nm) と黄色 (580 ~ 595 nm) の波長成分が強い (図 3.7)。そのため液体シンチレータは青く、アクリル板のフレームやロープなどは黄色がかって見えている。そこで、発生させる光は黄色の波長領域の 580nm に設定した。これは波長とエネルギーの関係式 $\lambda = 2\pi\hbar c/E = 2\pi \cdot 197[\text{eV} \cdot \text{nm}]/E[\text{eV}]$ から、2.76eV に相当する。シミュレーションではこのエネルギーをもつ計 10^8 個の光子を全方向にランダムに飛ばし、アクリル板のフレームに当たるイベントを記録した。この中に Inner-Balloon を通って屈折したイベントが含まれている。

3. スクリーン上で光が通過する位置を特定

チムニーから吊るされたカメラは、Inner-Balloon と接続する黒いコルゲート管から 50cm ほど離れた所に位置する。コルゲート管と Inner-Balloon の接続部が写真の中央に見えるので、カメラは検出器の中心軸上を向いているとわかる。この目線方向の単位ベクトルを \vec{e} と

する。スクリーン平面は \vec{e} と垂直に設定した。シミュレーションで発生させた光の運動量を \vec{p} と表すと、光が通過したスクリーン上の点 \vec{r}_{screen} は比例定数 k を用いて

$$\vec{r}_{screen} = \vec{r}_{camera} + k\vec{p} \quad (3.6)$$

と書ける。 \vec{r}_{camera} はカメラの座標である。 $(\vec{r}_{screen0} - \vec{r}_{camera}) \cdot \vec{e} = 0$ を満たすような中心軸とスクリーンの交点を、Inner-Balloon 全体が見えるように $\vec{r}_{screen0} = (0, 0, 5\text{m})$ と設定すると、以下の関係式が得られる。

$$k\vec{p} \cdot \vec{e} = |\vec{r}_{screen0} - \vec{r}_{camera}| \quad (3.7)$$

これから k が決まって \vec{r}_{screen} がわかる。これをプロットすると、図 3.5 と同様カメラから見た画像が得られる。

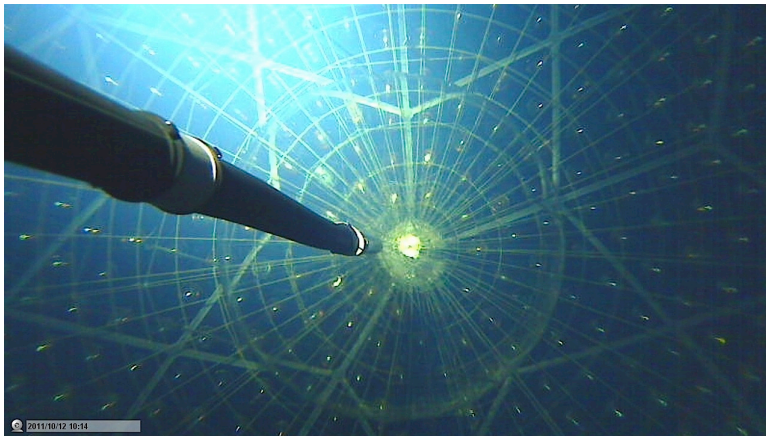


図 3.5: KamLAND-Zen 開始後の内部検出器の様子 Inner-Balloon の境界が円状に薄らと見える。PMT を保護しているダイヤモンド格子状のアクリル板のフレームが、各媒質の屈折率の違いによって歪んで見えているのがわかる。画面左から伸びている黒い管はミニバルーンと接続しているコルゲート管。画面全体に点状に分布しているのは LED ライトに照らされた PMT。画面中央から放射状に伸びているのはアウトervalーンを吊るすケブラーロープ

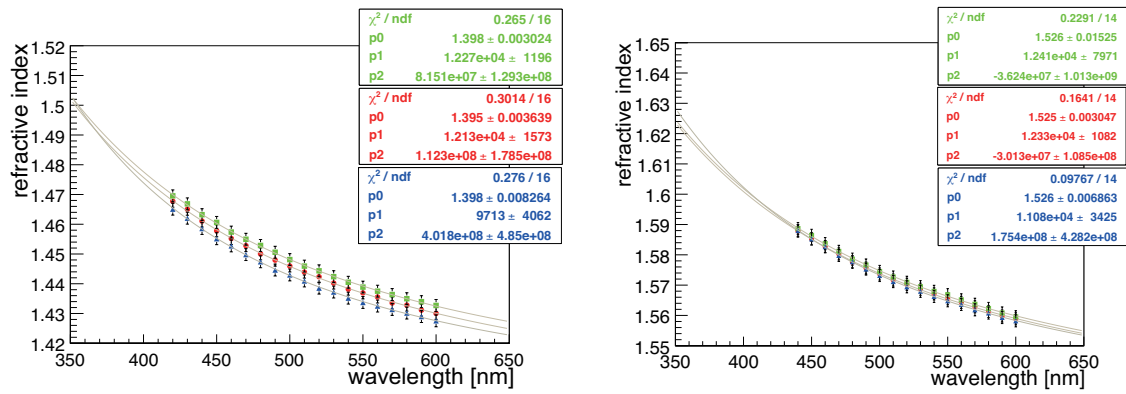


図 3.6: アッペ屈折計による Xe-LS(左) とナイロンフィルム (右) の屈折率測定 アッペ屈折計では目で光を見て測定するため可視光領域に限られる. 測定値を二次関数でフィットして、各波長での屈折率を求める。緑 (10 °C), 赤 (15 °C), 青 (20 °C)

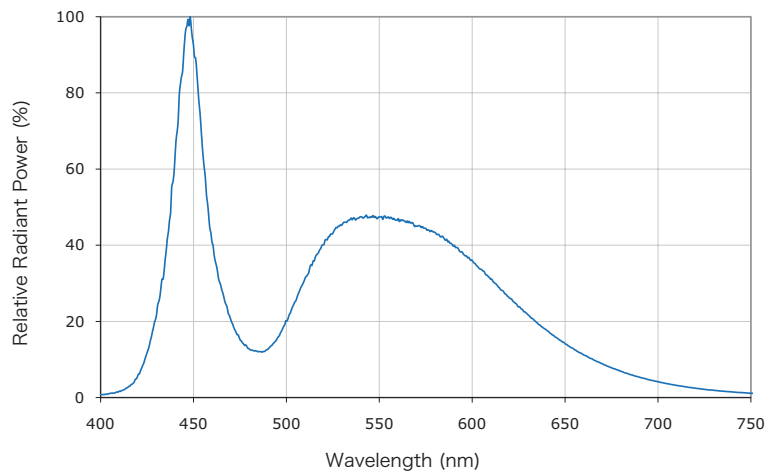


図 3.7: LED ライトの相対強度分布 [21]

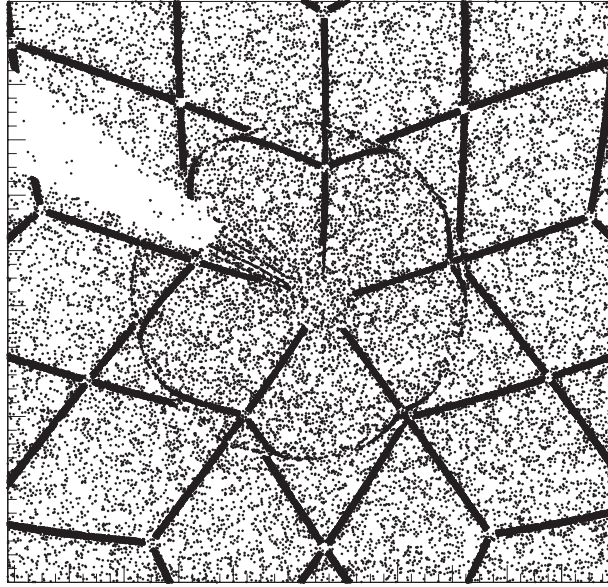


図 3.8: レイトレース解析による内部検出器写真の再現

この手順で画像を作成し、図 3.5 を最も良く再現するように屈折率を調整した。その結果図 3.8 の画像が得られ、位置バイアス評価を行うための環境が整った。

シミュレーションでは 1.5MeV の電子を用いた。Inner-Balloon の中心から外側までのあらゆる場所で電子を発生させ、発生点と観測点との差を調べた。その結果、光学面が集中する Inner-Balloon 付近のイベントでもバイアスが 2cm 以下と十分小さいことが判明した。

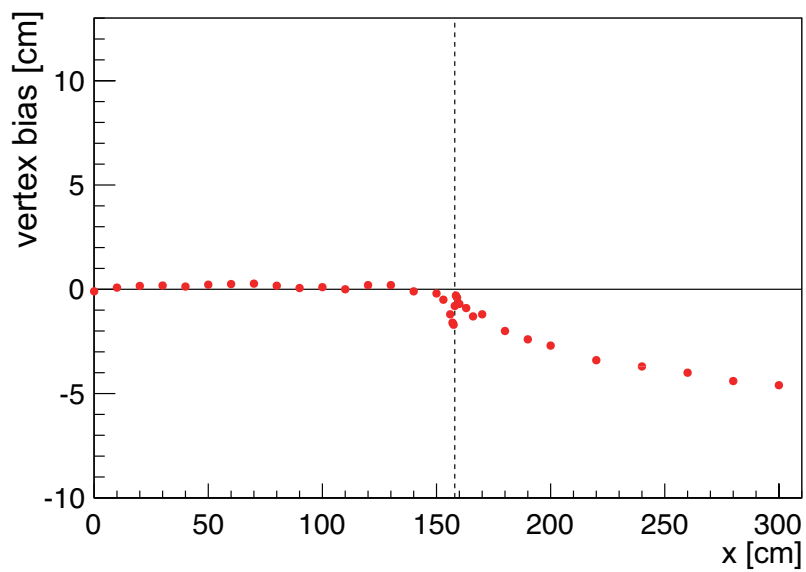


図 3.9: シミュレーションによる位置バイアスの評価

3.5.3 位置分解能とバルーンの位置

Inner-Balloon には ^{134}Cs ($\beta + \gamma$) が全体に付着していることがわかっている。1.2~2.0 MeV のエネルギー範囲では ^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$ とこの ^{134}Cs のイベントが大半を占めるため、二つのスペクトルで位置分解能ごとに R^3 分布のフィットを行った。結果、データを最もよく再現する位置分解能は $15\text{cm}/\sqrt{E}$ となった。

また Inner-Balloon の半径は 158cm に設計されているが、このフィットによってデータでは 154cm が最も合うことがわかった。そのため、バルーンの半径を 154cm として解析を行なっている。

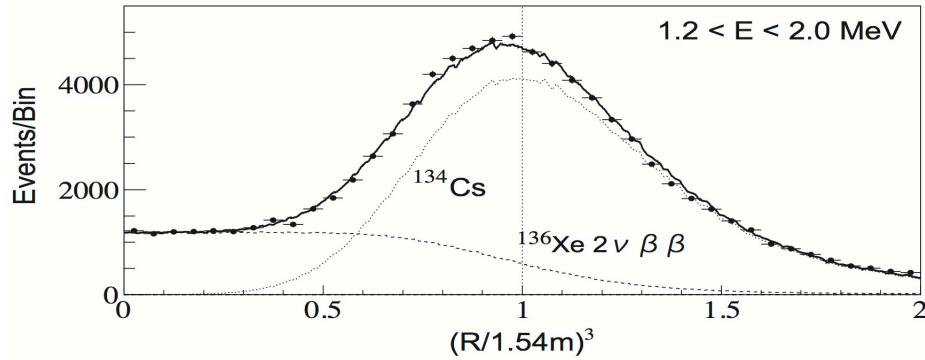


図 3.10: $2\nu\beta\beta$ エネルギー領域の R^3 分布

3.6 エネルギー再構成

3.6.1 エネルギー再構成のアルゴリズム

エネルギー再構成は低エネルギーから高エネルギーまで良い分解能が得られるように、電荷情報だけでなくヒット時間情報も用いている。これらを含んだ尤度関数 (L) は以下のように表される。

$$L = \prod_{i \in \text{no-hit}} \kappa_{i,0}(\vec{r}_{pmt_i}, \vec{r}_{impact}, E_{vis}) \left[\prod_{i \in \text{hit}} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} \kappa_{i,j}(\vec{r}_{pmt_i}, \vec{r}_{impact}, E_{vis}) f_{i,j}(q_i) \right\} \eta_i(t_i | \mu_i) \right] \quad (3.8)$$

$\kappa_{i,j}$: i 番目の PMT に j 個の光子がヒットする確率 (ポアソン分布)

μ_i : i 番目の PMT でヒットする光子の期待値

$f_{i,j}(q_i)$: i 番目の PMT に j 個の光子がヒットした時の電荷-確率分布関数 (ガウス分布)

$\eta(t_i | \mu_i)$: μ_i が与えられたときの、 i 番目の PMT におけるヒット時間-確率分布関数

また、これらの変数は以下のように定義される。

$$\begin{aligned}
\kappa_{i,0} &= e^{-\mu_i} + (1 - \epsilon)e^{-\mu_i} \equiv \nu_i e^{-\mu_i} \\
\kappa_{i,j} &= \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^j}{j!} \\
\mu_i &= c \Omega_{eff_i}(\vec{r}_{pmt_i}, \vec{r}_{impact}) E_{vis} + d_i \equiv b_i(\vec{r}_{pmt_i}, \vec{r}_{impact}) E_{vis} + d_i \\
f_{i,j}(q_i) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi j \sigma^2}} \exp\left(-\frac{(q_i - j)^2}{2j \sigma^2}\right) \\
\eta(t_i | \mu_i) &= \frac{b_i \psi_i(t_i) E_{vis} + d_i}{b_i E_{vis} + \int_{-175sec}^{192nsec} (\Delta d_i)(dt)_i} = \frac{b_i \psi_i(t_i) E_{vis} + d_i}{\mu_i} \equiv \frac{s_i}{\mu_i}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

- ϵ : 閾値は 0.3p.e. での 1p.e. 検出効率 (=0.964)
- c : MeV 単位のエネルギースケールと無次元占有因子の間の比例係数
- Ω_{eff} : 有効立体角 (PMT の量子効率, 吸収長, 影の効果を考慮)
- b_i : 1MeV あたりの光子数の期待値
- d_i : 時間幅内で, i 番目の PMT でダークヒットが発生する光子数の期待値
- σ : 1p.e. 分布
- $\psi(t_i)$: 反応位置とビジブルエネルギーが与えられたときの波形関数
- s_i : 実際の波形関数
- Δd_i : $\int_{-175sec}^{192nsec} (\Delta d_i)(dt)_i = d_i$

L を書き下すと、

$$\begin{aligned}
L &= \prod_{i \in no-hit} \nu_i e^{-\mu_i} \prod_{i \in hit} (1 - \nu_i e^{-\mu_i}) \left(\sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{1 - \nu_i e^{-\mu_i}} \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^j}{j!} \frac{1}{\sqrt{2\pi j \sigma^2}} e^{-\frac{(q_i - j)^2}{2j \sigma^2}} \right) \frac{s_i}{\mu_i} \\
\log(L) &= \sum_{i \in no-hit} \log(\nu_i e^{-\mu_i}) + \sum_{i \in hit} \log(1 - \nu_i e^{-\mu_i}) \\
&\quad + \sum_{i \in hit} \log \left(\sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{1 - \nu_i e^{-\mu_i}} \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^j}{j!} \frac{1}{\sqrt{2\pi j \sigma^2}} e^{-\frac{(q_i - j)^2}{2j \sigma^2}} \right) + \sum_{i \in hit} \log \left(\frac{s_i}{\mu_i} \right) \\
\log(L) &= \sum_{i \in no-hit} \log(\nu_i e^{-\mu_i}) + \sum_{i \in hit} \log(1 - \nu_i e^{-\mu_i}) + \sum_{i \in hit} \log(c_i) + \sum_{i \in hit} \log \left(\frac{s_i}{\mu_i} \right)
\end{aligned}$$

となる。この L が最大値をとるときが最適のエネルギーである。

$$\frac{\partial \log(L)}{\partial E} = 0 \tag{3.10}$$

この解は Newton-Rapson 法で解くことができる。

$$\Delta E_{vis} = - \frac{\frac{\partial \log(L)}{\partial E}}{\frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E^2}} \quad (3.11)$$

集光量から計算されるビジブルエネルギー E_{vis} は、この ΔE_{vis} を反復して足し合わせることで決定する。なお、 L の第一次、第二次導関数は以下のように書き下される。

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \log(L)}{\partial E} \right|_{no-hit} &= - \frac{b_i}{\nu_i} (\nu_i - (1 - \epsilon)) \\ \left. \frac{\partial \log(L)}{\partial E} \right|_{hit} &= \frac{b_i}{e^{\mu_i} - \nu_i} (\nu_i - (1 - \epsilon)) \\ \left. \frac{\partial \log(L)}{\partial E} \right|_{charge} &= b_i \frac{\partial \log(c_i)}{\partial \mu_i} \\ \left. \frac{\partial \log(L)}{\partial E} \right|_{time} &= \frac{b_i d_i}{s_i \mu_i} (\psi_i(t_i) - 1) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E^2} \right|_{no-hit} &= - \frac{b_i^2}{\nu_i^2} (1 - \epsilon)^2 \\ \left. \frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E^2} \right|_{hit} &= - \frac{b_i^2}{(e^{\mu_i} - \nu_i)^2} \{ \nu_i e^{\mu_i} - 2(1 - \epsilon)e \} \\ \left. \frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E^2} \right|_{charge} &= b_i \frac{\partial^2 \log(c_i)}{\partial \mu_i^2} \\ \left. \frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E^2} \right|_{time} &= \frac{b_i d_i}{s_i \mu_i} (\psi_i(t_i) - 1) \end{aligned} \quad (3.13)$$

3.6.2 エネルギー再構成の概要

- エネルギーキャリブレーション (3.6.4、3.6.3 節)
 - エネルギー分解能 : $^{208}\text{Tl}(\gamma)$
 - エネルギーの非線形的な効果 : $^{214}\text{Bi}(\beta + \gamma)$ 、 $^{208}\text{Tl}(\gamma)$
 - 相対発光量 (Outer-LS/Xe-LS) の評価
- エネルギースケールの不定性 (3.6.6 節)

中性子捕獲イベントで評価

 - エネルギーの位置依存性
 - エネルギーの時間変動

3.6.3 エネルギーの非線形的な効果

20-inch PMT との結合

観測エネルギー (visible energy) は 17-inch PMT のエネルギーと 20-inch PMT のエネルギーを統合して求めている。しかし、20-inch は 17-inch PMT に比べて時間分解能が悪いため、重み α をつけて両者を足し合わせている。

$$E_{visible} = (1 - \alpha) \cdot E_{17inch} + \alpha \cdot E_{20inch} \quad (3.14)$$

α は最適値 0.3 に固定している。

チェレンコフ光の寄与

電子や陽電子によって発せられるチェレンコフ光はシンチレーション光に比べると発光量が少ないため直接的な寄与は小さい。しかしチェレンコフ光の吸収による再発光の寄与は考慮する必要がある。この効果はチェレンコフ光とシンチレーション光の比で定義されるパラメータ r で表される。 r は後述する ^{214}Bi と ^{208}Tl のキャリブレーションによって期待値を求めている。

クエンチング効果

液体シンチレータ中では発生した粒子がクエンチング効果を受けてエネルギーを失う。この効果の影響は各粒子のイオン化密度によって決まり、エネルギー損失が最も大きい粒子から、 α 、 γ 、 e^- となる。 α 粒子が失うエネルギーは特に大きく、発生時は数 MeV でもその 10 分の 1 程度のエネルギーで観測される。単位長さ当たり放出される光の強度 dL/dx とエネルギー損失 dE/dx は以下の Birks の公式 [6] で表される。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{L_0 dE/dx}{1 + k_B(dE/dx)} \quad (3.15)$$

低イオン化エネルギー密度での発光強度 L_0 、Birks 定数 k_B は液体シンチレータ固有のパラメータである。 dE/dx が小さい場合には $dL/dx = L_0 dE/dx$ 、 dE/dx が大きい場合は $dL/dx = L_0/k_B$ と表される。

非線形パラメータのチューニング

エネルギーの非線形パラメータである Birks 定数 k_B (クエンチング効果) と r (チェレンコフ光/シンチレーション光比) は主に ^{214}Bi でチューニングした。 ^{214}Bi は Xe-LS の導入時に混入した ^{222}Rn が崩壊したものである。このイベントは Xe-LS 中に一様にかつ豊富に分布していた。また、高エネルギー側では β 線の効果が、低エネルギー側では γ 線の効果が主に現れ、両方の粒子のチューニングができる。 ^{214}Bi のエネルギー分布をシミュレーションで作成したスペクトルでフィットしてエネルギーキャリブレーションを行なった結果、図 3.11 のように高い精度で一致した。

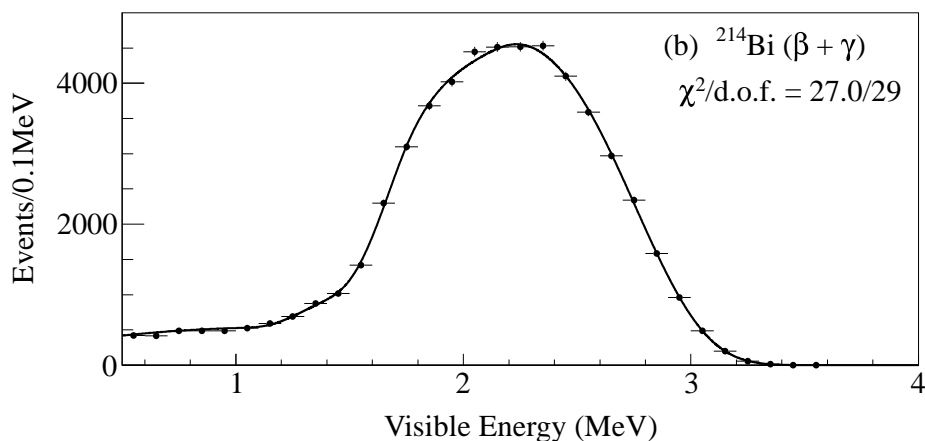


図 3.11: 混入 ^{222}Rn の崩壊によって生成した ^{214}Bi のエネルギー分布

また、 ^{214}Bi で k_B と r のチューニングも行なった。 k_B が大きくなるとクエンチング効果が小さくなってエネルギーが上がる。また r が大きくなった場合もエネルギーが上がる方向にシフトする。よってこの2つのパラメータは強い逆相関を持つ。あらゆる値の k_B と r を設定して作った ^{214}Bi のスペクトルで、エネルギーキャリブレーションと同様にデータのエネルギー分布をフィットして χ^2 を求めた。その結果各 k_B と r の組み合わせと χ^2 の相関は 3.12 のようになり、 $k_B = 0.23$ 、 $r = 0.020$ の値が最も好まれることが判明した。この値は期待値として設定し、最終的なスペクトルフィットに取り入れている (6.4 節)。さらに、ビジブルエネルギー (エネルギーの実測値) から

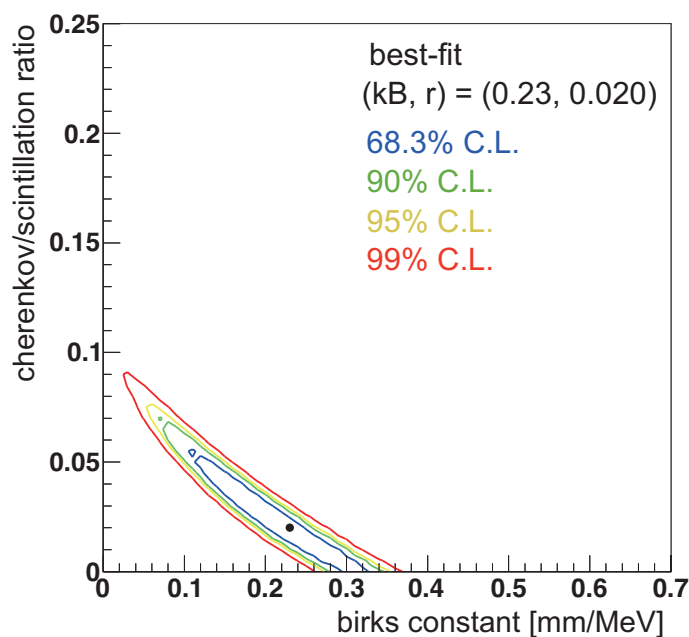


図 3.12: Birks 定数とチェレンコフ光/シンチレーション光比の相関

リアルエネルギー（発生する粒子のエネルギー）への変換テーブルは ^{214}Bi と ^{208}Tl のエネルギー分布を再現するように作成した。 e^- も γ も主に ^{214}Bi のチューニングによって決まっているが、 γ イベントでは ^{208}Tl の 2.61MeV γ 線も考慮している。

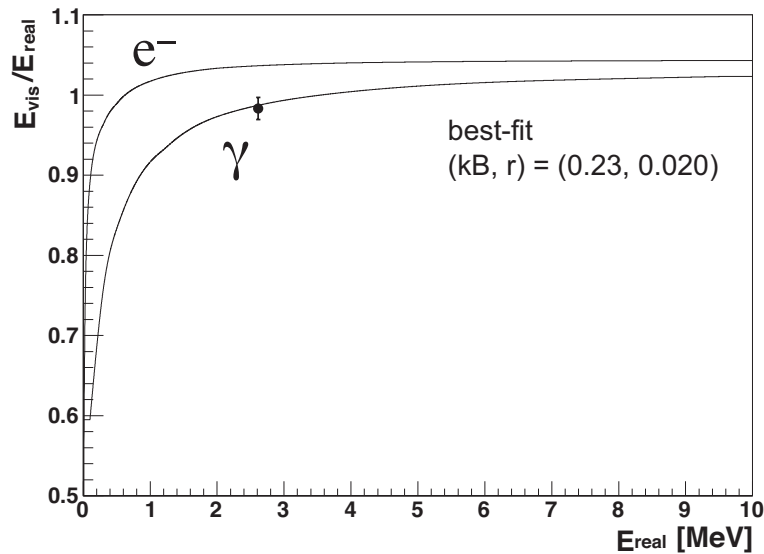


図 3.13: リアルエネルギーとビジブルエネルギーの対応

3.6.4 エネルギー分解能

エネルギー分解能は ThO_2W 線源を用いてキャリブレーションした。 ThO_2W に含まれる ^{208}Tl は主に 2.61MeV と 0.5MeV の γ 線を放出し、2.61MeV と 3.1MeV のピークを作る。このうち $0\nu\beta\beta$ 崩壊のピークに近い 2.61MeV のピークを、バックグラウンドの寄与を考慮した以下の関数で求めている。

$$f(E) = c_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E - c_1}{c_2} \right)^2 \right] + c_3 + c_4 E + c_5 E^2 + c_6 E^3 \quad (3.16)$$

その結果、エネルギー分解能を $6.6\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ と導出した。また 2.61MeV のキャリブレーションにおける不定性は以下のように評価し、影響は十分小さいことを確認した。

- 3.1MeV のテールによる影響 : 0.1%
- 線源を囲む鉛でのエネルギー損失 : 0.04%
- 位置カット : 0.6%

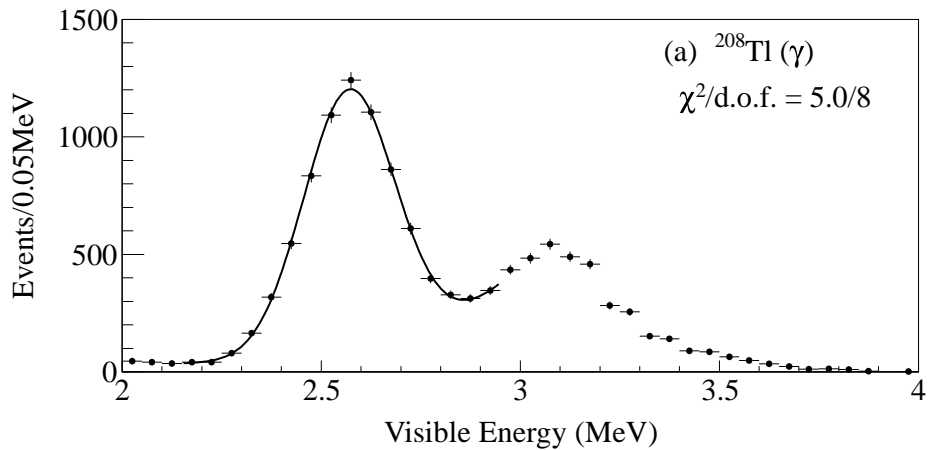


図 3.14: ThO₂W 線源のエネルギー分布

3.6.5 相対発光量 (Outer-LS/Xe-LS)

Inner-Balloon に近いイベントになると、Xe-LS 中だけでなく Outer-LS で発光する分の寄与が増えるため、エネルギーを計算する際に Xe-LS と Outer-LS の発光量がどれだけ違うか知っておく必要がある。この評価には地上から降り注ぐ宇宙線ミュオンによって発生する中性子の捕獲イベントを利用した。中性子は液体シンチレータ中で散乱を繰り返して熱化した後主に陽子によって捕獲され、2.2MeV の γ 線を放出する。このイベントは検出器全体で一様に発生するため、二つの液体シンチレータで発生した γ 線のエネルギーを比較することで、発光量の差を求めることが出来る。

図 3.15(左) は、各 R^3 領域で観測される 2.2MeV γ 線のエネルギー中心値 (ガウス分布でのフィットから決定) を、 $R = 0$ 付近でのエネルギーを基準としてプロットしたものである。これから、Outer-LS での発光量の方が 4% 程度高いことがわかる。また、同じ Outer-LS 内でもエネルギーにばらつきがあることが判明した。この位置依存性を考慮した相対発光量を求める為に、Xe-LS 中や Inner-Balloon に含まれるバックグラウンドのスペクトルに各相対発光量を設定してフィットした。その結果、相対発光量が 5% の時 χ^2 が最も小さくなった。

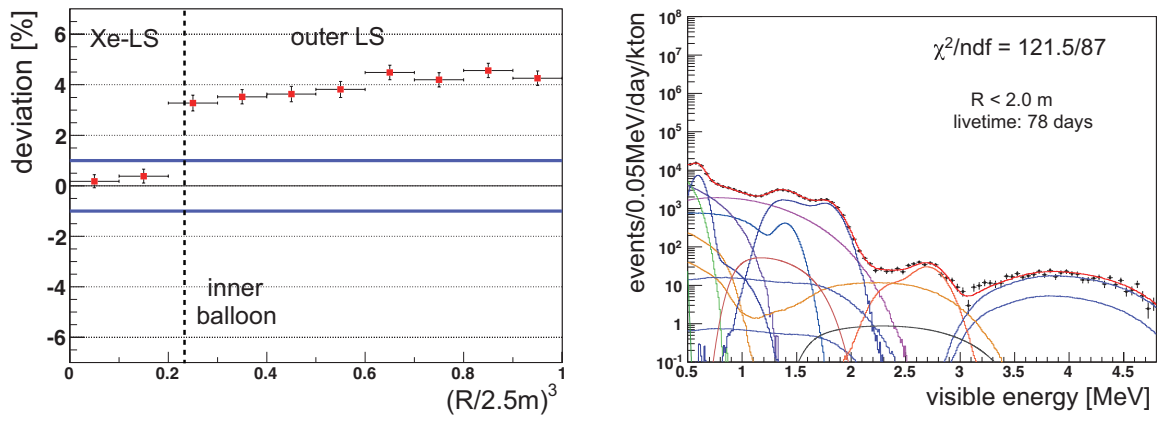


図 3.15: Xe-LS と Outer-LS の相対発光量 (左) と相対発光量を 5%とした場合の $R < 2.0\text{m}$ のエネルギー分布のフィット (右)

3.6.6 エネルギースケールの不定性

エネルギーの位置依存性

ビジブルエネルギーの反応位置による依存性の確認には中性子捕獲で生じる $2.2\text{MeV}\gamma$ 線を用いた。本解析の有効体積となる半径 1.35m 球を 4 つの球殻に区切り、各領域の $2.2\text{MeV}\gamma$ 線の中心値をエネルギー分布のガウスフィットから求めた。図 3.16 は半径 1.35m の全領域でのエネルギー中心値を基準としたときの、各領域のエネルギーとの差をプロットしたものである。フィルトレーション前後共に青線の示す $\pm 1\%$ 以内に収まっており、エネルギーの位置依存性によるエネルギースケールへの影響は十分小さいことが確認できた。

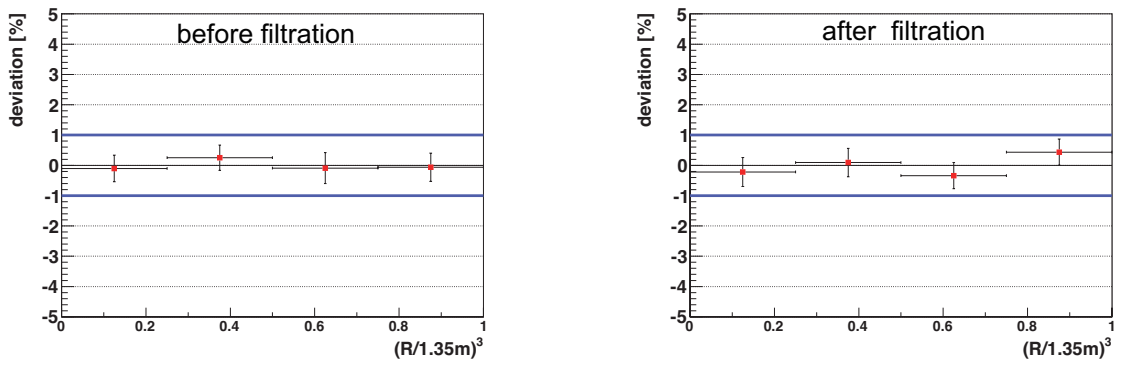


図 3.16: エネルギースケールの位置依存性 (中性子捕獲イベント)

エネルギーの時間変化

位置依存性と同様、中性子捕獲イベントを用いて観測エネルギーの時間変化を調べた。フィルトレーション前と後の全期間 (213 日) でのエネルギー中心値を基準として 30 ~ 40 日ごとのエネルギーと比較したところ、これも $\pm 1\%$ 以内に収まることを確認した。

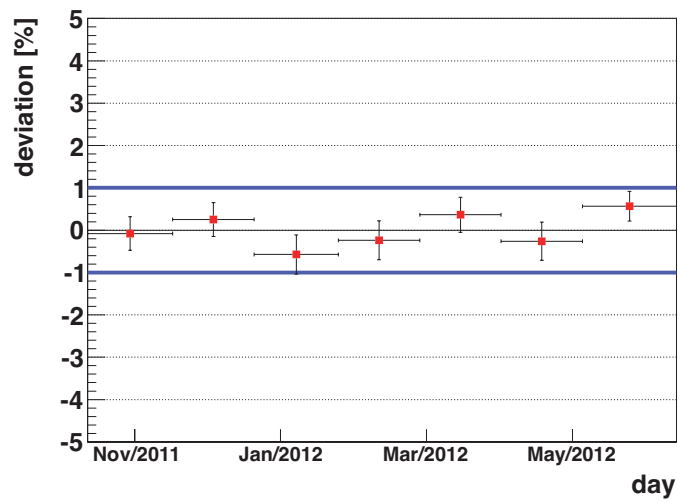


図 3.17: エネルギースケールの時間安定性 (中性子捕獲イベント)

第4章 バックグラウンド評価

4.1 イベントの条件

4.1.1 データセットの分割

第2章で述べたようにXe-LSのフィルトレーションを行なったため、この作業の前後でデータセットを分割した。

(DS-1) : 2011年10月12日～2012年2月8日

フィルトレーション前のデータで、Inner-Balloon内部には何もない。

(DS-2) : 2012年3月1日～2012年6月14日

フィルトレーション後、Xe-LSに混入した ^{222}Rn が崩壊した後のデータである。Inner-Balloon内部にテフロン管があるため、対応する体積カットを加えた。これについては第五章で述べる。

4.1.2 イベント選別

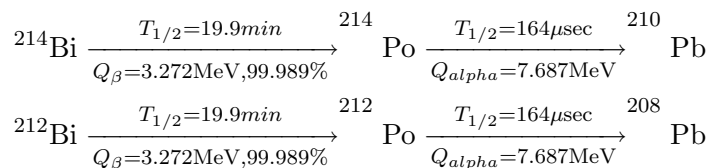
二重ベータ崩壊の解析に用いるイベントには以下の条件を課している。括弧内は各カットによって生じるデッドタイムを表す。

1. 再構成した事象位置が有効体積内である
2. 宇宙線ミュオンのイベントとその後2msのイベントを除く ($\sim 0.06\%$)
3. 3ms以内に連続して起こるイベントを除く (0.1%以下)
 $^{214/212}\text{Bi}$ - $^{214/212}\text{Po}$ の連続崩壊をさける目的で適用している。
4. 原子炉由来の反ニュートリノイベントを除く
5. 再構成が失敗したイベントはVTQパラメータで判断

これらのカットによって、 $E > 0.5\text{MeV}$ のエネルギー解析領域での検出効率は $2\nu\beta\beta$ が97.9%、 $0\nu\beta\beta$ が99.8%と求まっている。

4.1.3 Bi-Po イベントの除去

ウラン・トリウム系列の下流にある $^{214-212}\text{Bi}$ - $^{214-212}\text{Po}$ は連続崩壊を起こす。



これらは Bi の $\beta+\gamma$ 崩壊を先発信号、Po の α 崩壊を後発信号として遅延同時計測でタグする。 α 粒子は液体シンチレータでクエンチング効果を受けるため、観測されるエネルギーは 1MeV 以下になる。タグには後発 α のエネルギー ($0.35 < E_d < 1.5\text{MeV}$)、2 信号の反応位置の距離 ($\Delta R < 300\text{cm}$) と時間差 ($\Delta T < 3000\mu\text{sec}$) といったパラメータが使われている。またこの他に Bi と Po のヒット波形が同じタイムウィンドウ内に入った場合のパイルアップ除去も行なっており、2 つのタグによって ^{214}Bi の除去効率 ($99.97 \pm 0.01\%$)、 ^{212}Bi は ($89 \pm 2\%$) となっている。

4.2 バックグラウンドの概要

KamLAND では宇宙線ミューオンによる原子核破碎や、Xe-LS または Inner-Balloon に含まれる自然放射性不純物の ^{238}U 、 ^{232}Th を起源としたバックグラウンドが見られる。中でも、 ^{12}C の破碎で生じる ^{10}C やウラン系列の ^{214}Bi は $0\nu\beta\beta$ のエネルギー領域 (0ν 領域) にまたがるエネルギースペクトルをもつため、どの程度の影響があるか評価を行なった。

これらのバックグラウンドの他に 0ν 領域の 2.6MeV にピークをもつ想定外のバックグラウンドが見つかり、全原子核の探索から ^{208}Bi 、 ^{110m}Ag 、 ^{88}Y 、 ^{60}Co の 4 核種が候補となっていた。本解析では長期間のデータを利用して、 $0\nu\beta\beta$ 感度低下の要因となるこのバックグラウンドの特定を試みた。その他の想定外のバックグラウンドには Inner-Balloon に付着した福島第一原発事故の副産物の ^{134}Cs と ^{137}Cs があるが、これらは $0\nu\beta\beta$ より低いエネルギーのイベントであるため影響が少ないことを確認している。

本章ではバックグラウンドを (1) 宇宙線ミューオンイベント、(2)Xe-LS 中の放射性不純物、(3)Inner-Balloon に付着した放射性不純物、の 3 つの生成源で分類して、 $0\nu\beta\beta$ に及ぼす影響について評価を行なった。

4.3 宇宙線ミューオンイベント

~ 0.3Hz で検出される宇宙線ミューオンは中性子を生成するほか、Xe-LS の主要構成原子である ^{12}C や ^{136}Xe 等を破碎し、大部分が中性子の生成を伴って崩壊する。これらのイベントをミューオンとの時間相関や中性子捕獲時間を利用して評価した。

4.3.1 中性子捕獲

ミューオンイベントによって生成する中性子は熱化した後液体シンチレータの構成原子に捕獲される。Outer-LS での平均捕獲時間は過去の実験の中性子捕獲反応断面積のデータから、 $\sim 200\mu s$ と求まっている。この捕獲時間では大半の中性子が ^1H に捕獲され、残りは ^{12}C が捕獲する。

また KamLAND-Zen で新しく導入されたキセノンによる捕獲イベントの評価も行なった。濃縮キセノンの成分である ^{136}Xe と ^{134}Xe は中性子を捕獲して4MeV、6MeVの γ 線をそれぞれ放出する。Xeによる中性子捕獲の割合は反応断面積と原子数の計算から陽子捕獲の $10^{-4} \sim 10^{-3}$ 程度と非常に小さい(表 4.1)。陽子捕獲イベントは全データを通じて約2000イベントあることから、 ^{136}Xe の場合数イベントが観測されてもおかしくはないが、中性子捕獲後に放出される γ 線のエネルギー分布やミューオンとの時間相関を見る限り4MeV付近に有意なイベントは見られなかった。 ^{136}Xe による捕獲で生成する ^{137}Xe は崩壊してQ値4.17MeVの($\beta^- + \gamma$)線を出すため $0\nu\beta\beta$ のバックグラウンドとなりうるが、このデータでは影響が非常に小さいことが確認できた。

表 4.1: 中性子捕獲イベントの割合

捕獲をする粒子	イベントの割合
proton (2.225MeV)	0.994
^{12}C (4.946MeV)	0.006
^{136}Xe (4.026MeV)	9.5×10^{-4}
^{134}Xe (6.364MeV)	9.4×10^{-5}

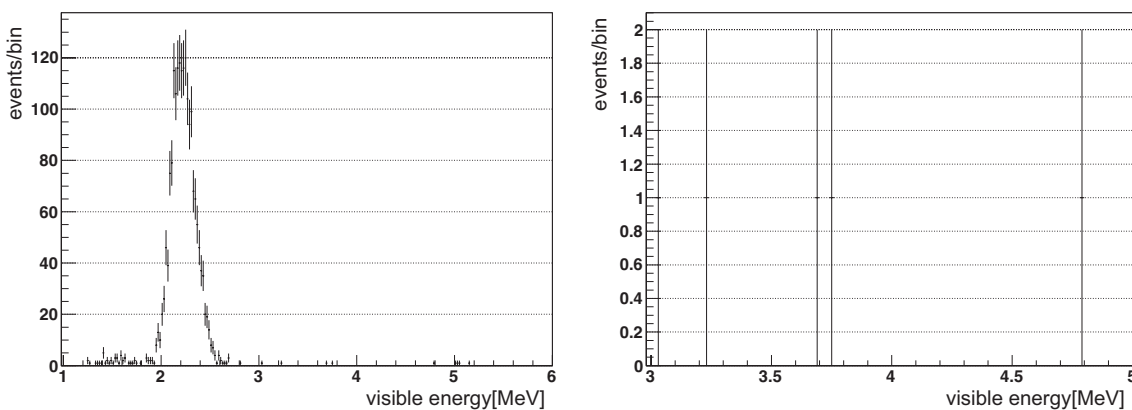


図 4.1: 中性子イベントのエネルギー分布.

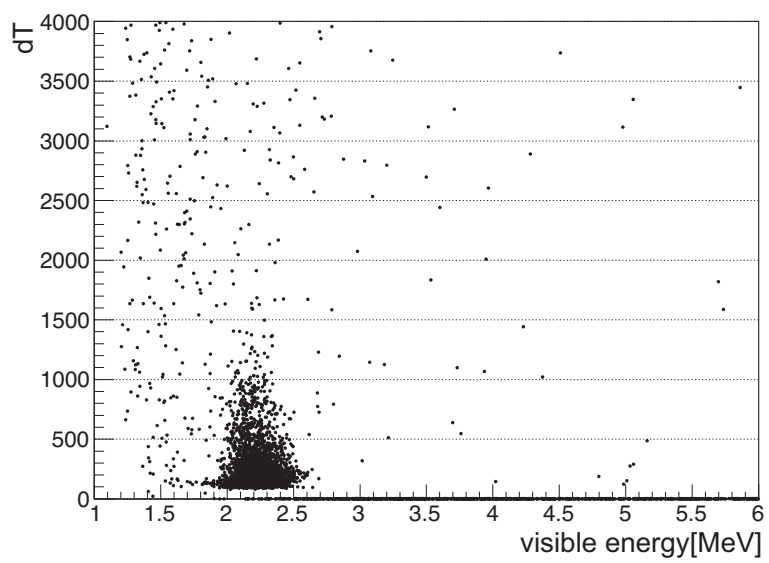


図 4.2: 中性子イベントの時間相関

4.3.2 ^{12}C の破碎生成物

解析するエネルギー範囲において考慮すべき破碎反応は、 ^{11}C と ^{10}C のイベントである (表 4.2)。Outer-LS での ^{11}C と ^{10}C の生成率はミューオンとの時間差 ΔT 分布を最尤法でフィットし、オフタイムでバックグラウンドを見積もった上で評価している (図 4.3)。

$$R(^{11}\text{C}) = 1.11 \pm 0.18 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

$$R(^{10}\text{C}) = (2.11 \pm 0.18) \times 10^{-2} \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

Xe-LS では ^{136}Xe や ^{134}Xe の破碎によって生成する中性子の寄与が加わるため、Outer-LS と比べて中性子の生成レートが $(13 \pm 6)\%$ 高い。Xe-LS での生成率に対する誤差はこの 19% の不定性を上乗せして、

$$^{11}\text{C} : \sqrt{0.18^2 + (1.11 \times 0.19)^2} = 0.28 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

$$^{10}\text{C} : \sqrt{0.18^2 + (2.11 \times 0.19)^2} \times 10^{-2} = 0.44 \times 10^{-2} \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

と求めた。 ^{10}C のスペクトルは $0\nu\beta\beta$ と重なるため将来的にはミューオン、中性子とのトリプルタグによる除去が必要となるが、本解析では 0ν 領域の他のバックグラウンドに比べて小さいことが確認できたため特別な除去は行なっていない。また、求めた ^{11}C 、 ^{10}C のイベントレートはエネルギースペクトルのフィットによるバックグラウンド評価の際に期待値として使用している。

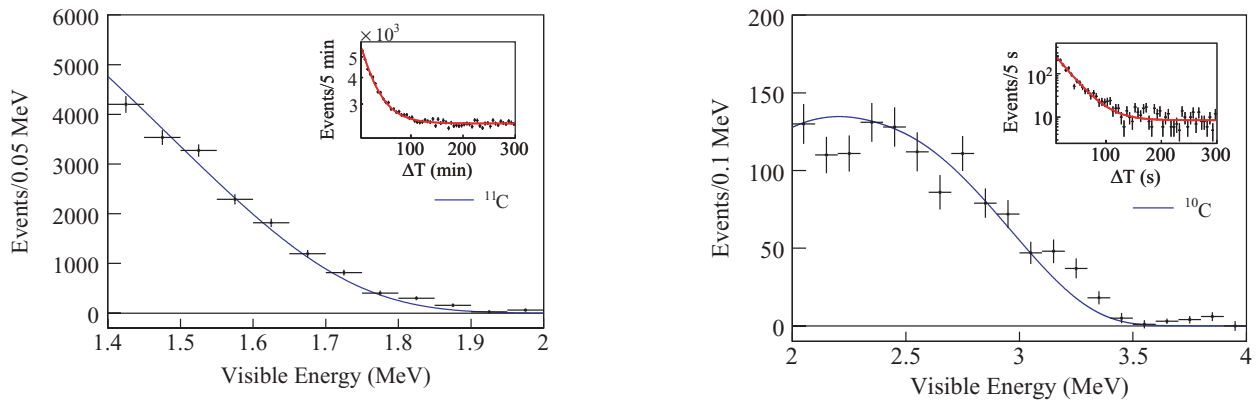


図 4.3: ^{12}C 破碎生成核 ^{11}C , ^{10}C の Outer-LS における $\Delta T, E$ 分布

表 4.2: ^{12}C 破碎で生成する ^{11}C , ^{10}C の崩壊

生成原子核	崩壊	平均寿命 τ	Q 値 (MeV)	レートの期待値 $(\text{ton} \cdot \text{day})^{-1}$
^{11}C	β^+	29.4 min	1.98	1.11 ± 0.28
^{10}C	β^+	27.8 sec	3.65	$(2.11 \pm 0.44) \times 10^{-2}$

4.3.3 ^{136}Xe の破砕生成物

短寿命核 ($T_{1/2} < 100 \text{ sec}$)

100sec 以下の半減期をもつ Xe 破砕生成核については反応断面積の測定値が存在しない。シャワーを起こすような 3GeV の高エネルギーミューオンを用いて評価したところ、 0ν 領域のイベントとの間に有意な寄与の時間相関は見られなかった。Feldman Cousins 法での計算から、ミューオンによる Xe 破砕反応の上限値は $1.2 < E < 2.0\text{MeV}$ では $0.27(\text{ton} \cdot \text{day})^{-1}$ 、 $2.2 < E < 3.0\text{MeV}$ では $7.67 \times 10^{-3}(\text{ton} \cdot \text{day})^{-1}$ (90%C.L.) と求まっている。

長寿命核 ($100\text{sec} < T_{1/2} < 30 \text{ days}$)

地下でミューオンによって生成した ^{136}Xe 破砕核の中で、100sec 以上の半減期を持つ原子核は 2.6MeV ピークのバックグラウンドとしての可能性が疑われていた。この場合反応断面積に応じて、原子番号や質量数が近い原子核も共に生成する。データの 2.6MeV ピークと、 $^{136}\text{Xe}+1\text{GeV}$ の陽子から得られる反応断面積を基にスケールした、候補核 (表 4.3) の 2.6MeV ピークを比較したところ長寿命核の生成量は十分小さく、問題の 2.6MeV バックグラウンドには該当しないことがわかった。

表 4.3: ^{136}Xe 破砕反応で生じる原子核の 2.6MeV バックグラウンド候補 ($100\text{sec} < T_{1/2} < 30\text{days}$)

候補核	崩壊モード	反応断面積 (mb)
^{82m}Br	β^-	0.0583
^{83m}Se	β^-	0.00098
^{116m}Im	β^-	4.79
^{52}Mn	β^+ / EC	0.0384
^{57}Ni	β^+ / EC	検出されていない
^{86}Y	β^+ / EC	1.298
^{82}Rb	β^+ / EC	0.778
^{93}Mo	β^+ / EC	3.16
^{92}Tc	β^+ / EC	0.301
^{93}Tc	β^+ / EC	1.23
^{100}Rh	β^+ / EC	5.63
^{106}Ag	β^+ / EC	8.56
^{108}In	β^+ / EC	5.81
^{110}In	β^+ / EC	9.87
^{115}Te	β^+ / EC	2.97

表 4.4: ^{238}U , ^{232}Th の評価に使ったデータ日数

崩壊核	フィルトレーション前		フィルトレーション後	
	run	livetime(日)	run	livetime(日)
$^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$	11082 ~ 11212	67.7	11302 ~ 11409	67.7
$^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po}$	11036 ~ 11212	90.0	11285 ~ 11409	78.8
^{208}Tl	11036 ~ 11212	90.0	11285 ~ 11409	78.8

4.4 Xe-LS の放射性不純物

4.4.1 ^{238}U , ^{232}Th

遅延同時計測とパイルアップ法によってタグした Bi-Po イベントを基に Xe-LS に含まれる ^{238}U , ^{232}Th 量を評価した。

使用データ

検出器の改良やフィルトレーションの際には Xe-LS にラドン (Rn) が混入する。この寄与を取り除くために、崩壊する期間を見積もった。この評価には Inner-Balloon 由来の Bi の寄与が小さい半径 120cm 以下の Bi-Po イベントを用いた。Rn から Bi までの崩壊において ^{238}U 系列では ^{222}Rn ($\tau = 3.824$ days)、 ^{232}Th 系列では ^{212}Bi の親核の ^{212}Pb ($\tau = 10.64$ hours) の寿命が支配的なので、これらを用いた以下の式でイベント数の時間分布をフィットした。

$$N_{\text{BiPo}}(t) = N_0 + \frac{C}{\tau} \cdot e^{-t/\tau} \quad (4.1)$$

C , N_0 はフィットパラメータである。結果は図 4.4 のようになった。Rn 起源のイベント (細青線) の寄与が全イベント (赤点) の 10 分の 1 を下回った時点で Rn が十分崩壊したとして、それ以降の 67~90 日分のイベントを使用した。(表 4.4) なお、 ^{232}Th の評価には ^{212}Bi の娘核である ^{208}Tl のイベントも用いた。

^{238}U , ^{232}Th 量の評価

次に R 分布のフィットによって Bi-Po と ^{208}Tl のレートを求めた。フィットにはシミュレーションで作成した Xe-LS、Inner-Balloon 由来の Bi のスペクトルを使用し、Inner-Balloon 起源の寄与を取り除くようにした。フィットの結果、各イベントレートは表 4.5 のようになった。

放射平衡を仮定すると崩壊分岐比から ^{238}U のイベントレート X_U [events/sec] が得られ、 ^{238}U 1g 当たりの放射能 B_U と Inner-Balloon 内の Xe-LS の重さ M_{XeLS} を使うと ^{238}U 量が求まる。

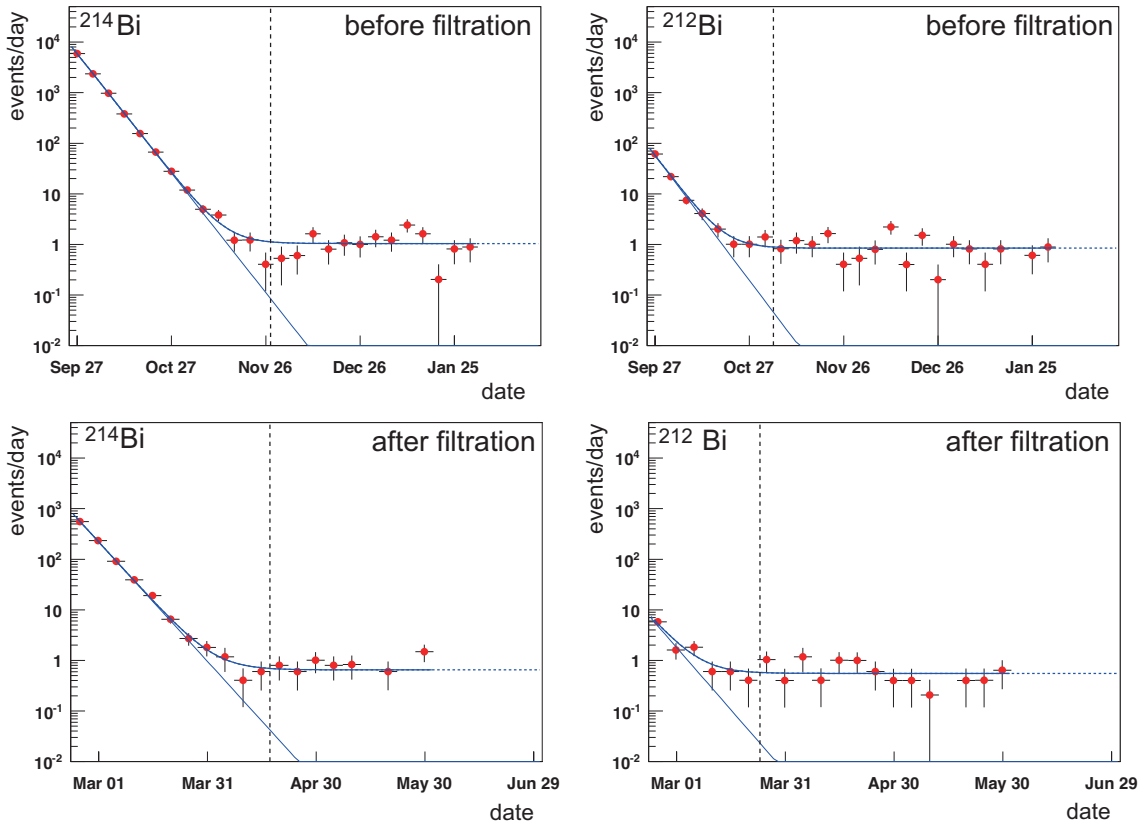


図 4.4: ^{214}Bi - ^{214}Po (左), ^{212}Bi - ^{212}Po (右) イベントの時間分布

表 4.5: Bi-Po, ^{208}Tl のイベントレート

崩壊核	フィルトレーション前 [events/day]	フィルトレーション後 [events/day]
$^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$	1.73 ± 0.24	0.80 ± 0.23
$^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po}$	2.15 ± 0.23	1.15 ± 0.26
^{208}Tl	2.90 ± 0.28	2.16 ± 0.32

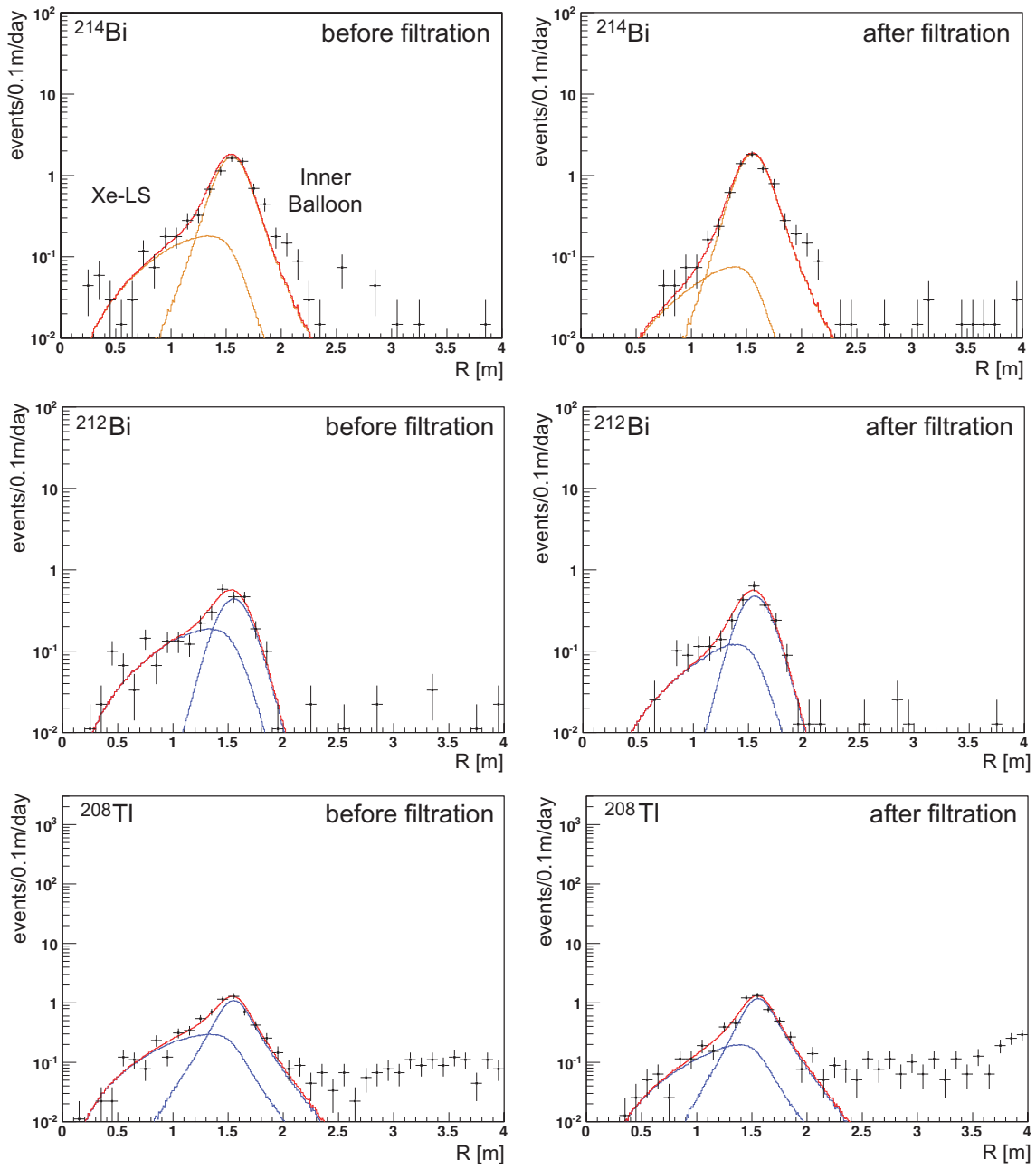


図 4.5: Bi-Po, ^{208}Tl の R 分布

$$\begin{aligned}
^{238}\text{U 含有量 (DS-1)} &= \frac{X_U [\text{Bq}]}{B_U [\text{Bq/g}] \cdot M_{XeLS} [\text{g}]} \\
&= \frac{2.01 \times 10^{-5}}{(1.24 \times 10^4) \cdot (1.29 \times 10^7)} \\
&= 1.3 \times 10^{-16} [\text{g/g}]
\end{aligned} \tag{4.2}$$

一方 ^{212}Bi - ^{212}Po 連続崩壊はイベント条件を厳しく設定しているので 20.4% のタグ効率を考慮してレートを求めた。これと ^{208}Tl に分岐比 35.6% を考慮して得られるレートとの加重平均をとって ^{212}Bi のレートをとった結果、フィルトレーション前では $8.9 \pm 0.7 [\text{events/day}]$ となった。あとは ^{214}Bi と同様の方法で ^{232}Th 量が求まる。表 (4.7)

求まった ^{238}U 、 ^{232}Th 量は十分少なく、 0ν 領域に与える影響は小さいことが確認できた。

表 4.6: ^{212}Bi - ^{212}Po イベント選別. () 内は連続崩壊の分岐比 64.06% を考慮した場合の値

パラメータ	条件	効率
先発信号 (Bi) のエネルギー (E_p)	$E_p > 0.40 \text{ MeV}$	81.4%(52.2%)
後発信号 (Po) のエネルギー (E_d)	$0.40 < E_d < 1.2\text{MeV}$	~100%
先発・後発の空間相関 (ΔR)	$\Delta R < 100\text{cm}$	99.8%
先発・後発の時間相関 (ΔT)	$0.4 < \Delta T < 2.5 \mu\text{sec}$	39.2%
計	-	31.8% (20.4%)

表 4.7: Xe-LS 中の ^{238}U , ^{232}Th 量

自然放射性 核種	フィルトレーション前 [g/g]	フィルトレーション後 [g/g]
^{238}U	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{-16}$	$(5.8 \pm 1.7) \times 10^{-17}$
^{232}Th	$(1.9 \pm 0.2) \times 10^{-15}$	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{-15}$

4.4.2 2.6MeV ピークのイベント

2.6MeV に見られたピークは $0\nu\beta\beta$ とは 3%ものずれがあり、 5σ 以上の信頼度で他のバックグラウンドが存在することがわかっていた。そこで候補となる核種の探索と特定を行なった。

候補核の探索

KamLAND-Zen 開始前から存在するバックグラウンドの中には候補がなかった上に、 β か γ かの識別でも有意な結果が得られなかったため、ENSDF(Evaluated Nuclear Structure Data File) に含まれる全ての原子核を対象として候補の探索を行なった。全核種について以下の情報を抽出した。

- 崩壊の種類 (β^+ , β^- , γ)
- 娘核への崩壊分岐比
- γ 連続崩壊
 - 各 γ 線のエネルギー
 - 各エネルギー準位の寿命
 - 崩壊の順序

この情報を基にして KamLAND で観測された場合のエネルギースペクトルを作成した。その際にはエネルギー分解能 ($7\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$)、クエンチング効果、エネルギーの非線形的な効果を加えた。約 2000 個のスペクトルを目視で確認し、以下の点に注意して候補の選出を行なった。

- $2.4 < E < 2.8$ MeV にピークをもつ
- 半減期が 30 日以上である (親核が条件を満たす場合も含む)
- 高エネルギー側に大きなテールがない
3.0MeV 以上は ^{208}Tl で十分再現できていたため、この領域へのしみ出しが少ないとされる

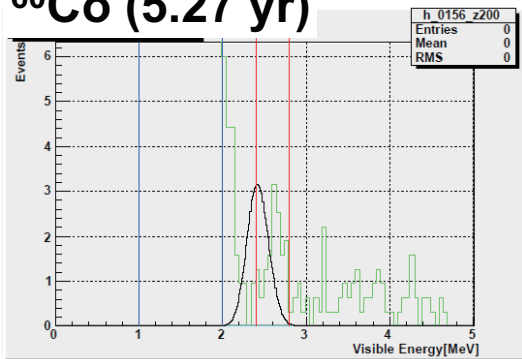
その結果、表 4.8 の 4 核種が候補となった。

また宇宙線ミューオンによる原子核破碎の可能性も探したが、これについては候補がなかった(4.3.3 節参照)。

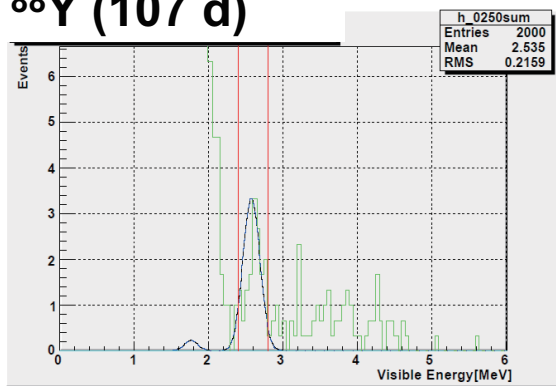
表 4.8: 2.6MeV ピークのバックグラウンド候補

核種	崩壊	平均寿命 (τ)	Q 値
^{110m}Ag	β^-	360 day	3.01 MeV
^{88}Y	EC	154 day	3.62 MeV
^{208}Bi	EC	$5.31 \times 10^5 \text{yr}$	2.88 MeV
^{60}Co	β^-	7.61 yr	2.82 MeV

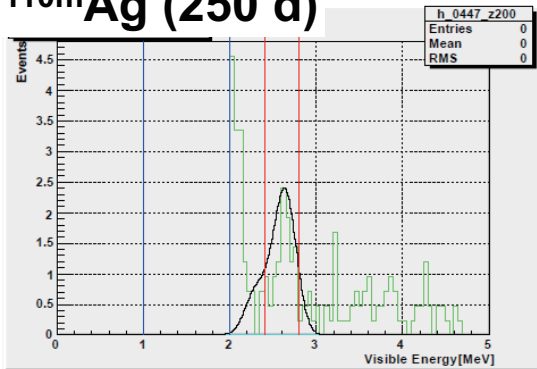
^{60}Co (5.27 yr)



^{88}Y (107 d)



^{110m}Ag (250 d)



^{208}Bi ($3.68 \times 10^5 \text{yr}$)

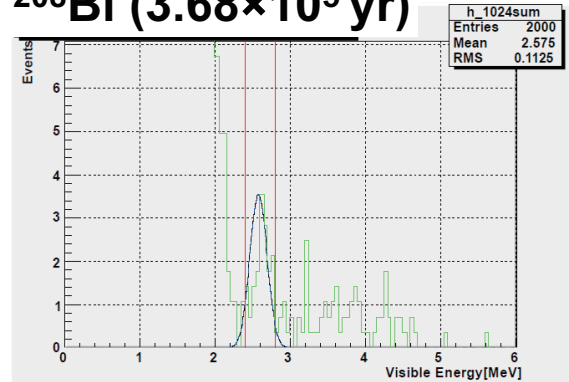


図 4.6: 2.6MeV ピーク候補のエネルギー分布
した場合のスペクトルを作成した

ENSDF のデータに基づいて、KamLAND で観測

スペクトルフィットによる識別

この4核種について 0ν 領域 ($2.2 < E < 3.0$ MeV) で $0\nu\beta\beta$ と共にエネルギー分布をフィットし、候補の特定を試みた。その結果、 ^{60}Co では合わず $0\nu\beta\beta$ でフィットされることから ^{60}Co の可能性は排除することができた。一方 ^{88}Y と ^{110m}Ag 、 ^{208}Bi に関しては ^{110m}Ag が最も好まれるものの、他を排除するには不十分であった。

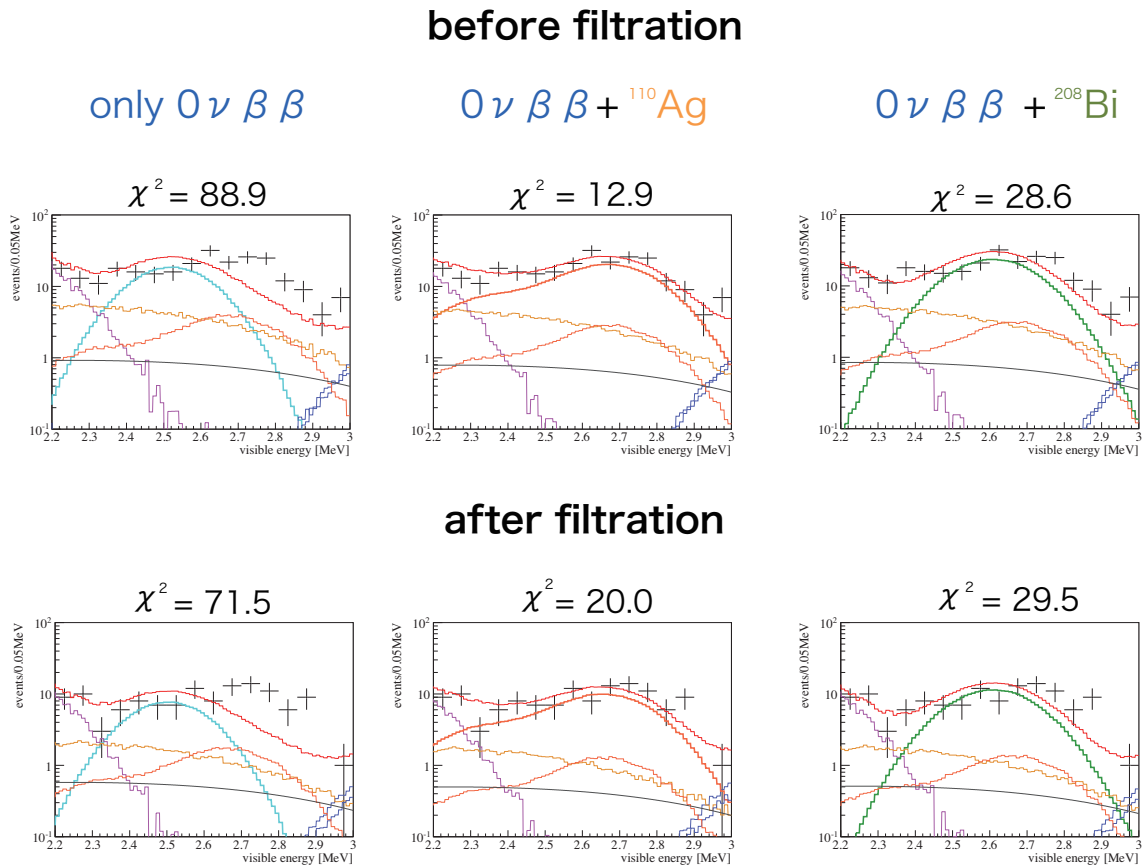


図 4.7: $0\nu\beta\beta$ 領域のエネルギー分布

崩壊レートによる識別

この解析では 200 日という長期間のデータが得られたことで崩壊レートによる識別が可能になった。そこで ^{88}Y 、 ^{110m}Ag 、 ^{208}Bi の各崩壊レートをを用いて 0ν 領域のイベントの時間分布のフィットを行なった。なお、Inner-Balloon 由来の ^{214}Bi 等の他のバックグラウンドの寄与は 6.4 節で述べるスペクトルフィットの結果を基にして、DS-1 では $0.12 (\text{ton} \cdot \text{day})^{-1}$ 、DS-2 では $0.09 (\text{ton} \cdot \text{day})^{-1}$ 分を差し引いている。フィット関数は以下の式で表される。

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (4.3)$$

τ は平均寿命で、フィッティングパラメータは $t = 0$ (DS-1 の開始時刻) でのイベント数 N_0 である。今度は ^{208}Bi 、 ^{88}Y とは明確な差が現れ、2.6MeV ピークを作る原子核は 360 日の寿命をもつ ^{110m}Ag と特定することができた。また N_0 だけでなく平均寿命 τ も同時にフィットした場合でも ^{110m}Ag と矛盾しない寿命 $\tau = 361.2 \pm 154$ days が得られた。

表 4.9: 2.6MeV ピークの候補核種と時間分布のフィット結果

核種	平均寿命 (τ)	χ^2
^{110m}Ag	360 day	2.22
^{88}Y	154 day	8.06
^{208}Bi	5.31×10^5 yr	10.16

また、フィルトレーションによる効果を考慮して DS-1 と DS-2 で別々にフィットした場合も ^{110m}Ag の χ^2 が最小となり、除去した ^{110m}Ag の割合は $(1 \pm 19)\%$ と求まった。 ^{110m}Ag は濾過できる大きな粒子ではないことが判明し、Xe-LS の事前の純化が必要であることがわかってきた。

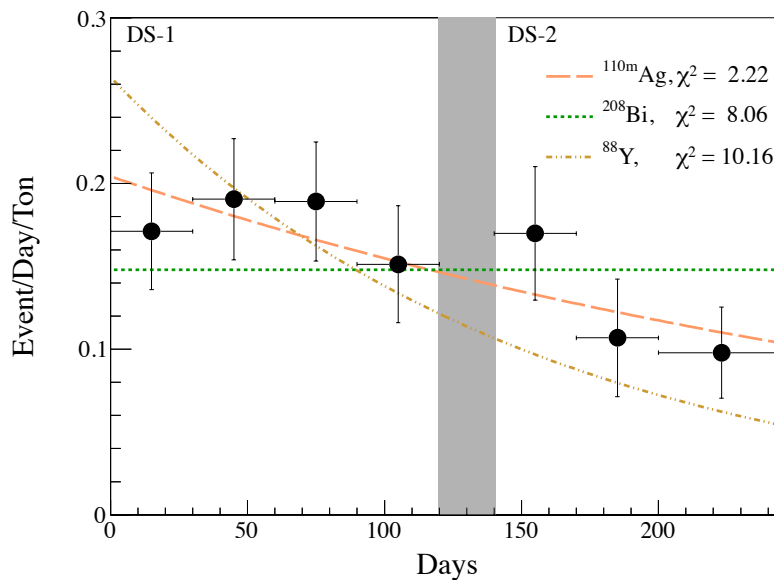


図 4.8: $0\nu\beta\beta$ 領域イベント数の時間分布と 2.6MeV ピーク候補核によるフィット結果

4.4.3 ^{110m}Ag 混入源の考察

2.6MeV ピークのバックグラウンドと確定した ^{110m}Ag は、「地上での宇宙線原子核破碎」もしくは「福島第一原発事故」によって生成し、検出器内部に混入したと考えている。

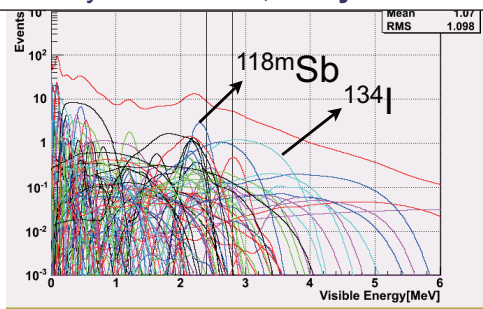
1. 地上での宇宙線原子核破碎

濃縮キセノンガスはロシアで製作した後ボトルに詰めた状態で空輸で日本に運送し、神岡坑内で保管していた。宇宙線の成分である陽子と中性子の上空でのフラックスは海水面と比べて約100倍も高い。この大量の宇宙線によって激しい ^{136}Xe 破碎反応が起こり、ボトルの中で様々な原子核が生成した可能性がある。そこで、 ^{136}Xe が地上で1GeVの宇宙線陽子を100日間浴びた後坑内に保管した場合に生成する原子核のスペクトルの調査を行なった。地上で100日間置いた時点では激しい破碎反応で多くの種類の原子核が生成している。その後宇宙線フラックスが少ない坑内で100日、300日、600日保管した場合は、寿命の短い核種が徐々に減っていき、最終的に2.6MeV付近には ^{110m}Ag と ^{88}Y だけが残ることがわかった(図4.9)。キセノンガスに関しては液体シンチレータに溶かす前に純化を行わなかったため、ボトル中に残留した ^{110m}Ag がキセノンと共に液体シンチレータに混ざった可能性がある。

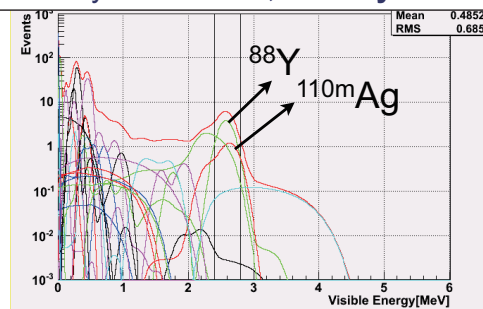
2. 原発事故による拡散

もう一つの可能性は原発事故起源である。KamLAND-Zen 開始前の2011年3月に起こった福島第一原発事故は本来自然には微量にしか存在しないはずの ^{110m}Ag の量を大きく変えた。神岡に飛来した量は微々たるものだが、事故現場から約100km離れた仙台に拡散した ^{110m}Ag を神岡に持ち込んだ可能性がある。実際、ゲルマニウム検出器による測定で本研究室周辺の土壌サンプルから ^{110m}Ag が検出され、仙台にも拡散していることを確認した。 $(^{208}\text{Bi}, ^{88}\text{Y}, ^{60}\text{Co})$ は検出感度以下)。またこのサンプルからは同じく原発事故で発生した ^{134}Cs と ^{137}Cs も検出された。これらは仙台で製作したInner-Balloonに大量に付着したことが解析からわかっている。本解析で ^{110m}Ag もInner-Balloonに付着していることが判明したため、原発事故起源の可能性も排除されてはいない。

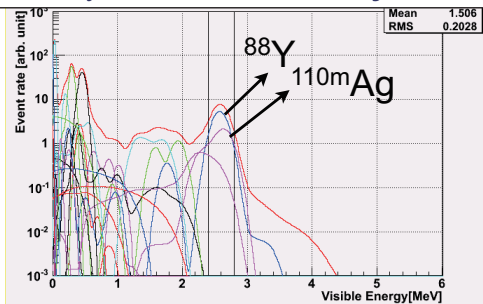
100 days on surface, 0 days in mine



100 days on surface, 100 days in mine



100 days on surface, 300 days in mine



100 days on surface, 600 days in mine

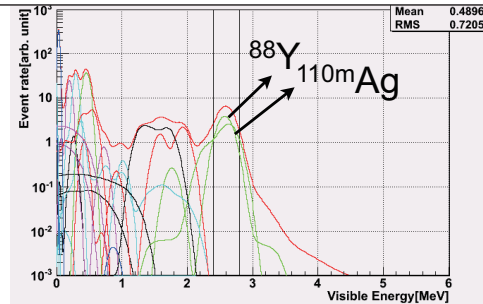


図 4.9: 原子核破碎生成物の時間推移

4.5 Inner-Balloon の放射性不純物

Inner-Balloon には、自然放射線の ^{214}Bi と ^{208}Tl 、 ^{40}K のほか、原発事故起源の ^{134}Cs 、 ^{137}Cs や 2.6MeV ピークを作る $^{110\text{m}}\text{Ag}$ といったバックグラウンドが混入あるいは付着している。

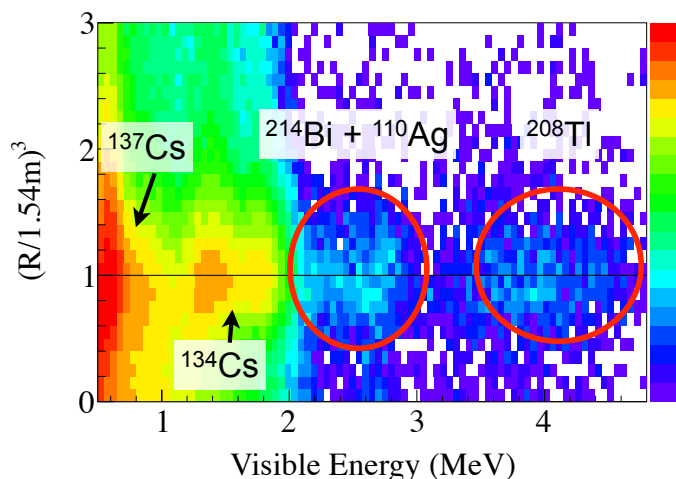


図 4.10: Inner-Balloon に付着したバックグラウンド

4.5.1 ^{238}U 、 ^{232}Th

Inner-Balloon に含まれる ^{238}U 、 ^{232}Th の量は、Inner-Balloon と同じ過程で水洗浄を行ったものを ICP-MS(高周波誘導結合プラズマ質量分析計) で測定した結果によると、

$$^{238}\text{U} \quad : \quad (1.9_{-0.8}^{+1.1}) \times 10^{-12} \text{g/g}$$

$$^{232}\text{Th} \quad : \quad (3.1 \pm 0.6) \times 10^{-12} \text{g/g}$$

と求められており、目標の不純物量に近い値になっている。これに対して、Inner-Balloon の製作後から KamLAND へのインストールまでに行なった作業でどの程度の ^{238}U が付着したかを確認した。評価には Bi-Po 連続崩壊でタグした ^{214}Po の崩壊で放出される 7.687MeV の α 線を用いた。 α 線はクエンチング効果や Inner-Balloon で失うエネルギーが大きいため、イベントの発生場所によってエネルギー分布が異なる。Inner-Balloon 内部で発生した場合、全ての α 粒子が Inner-Balloon の影響を受けるためなだらかな分布になる。一方表面で発生させた場合は、発生点側の液体シンチレータで発光したイベントと、Inner-Balloon を通過してもう一方で発光したイベントとで2つのピークをもつ。例えば Xe-LS 側の表面が発生点の時は、高エネルギー側のピークが Xe-LS での発光、低エネルギー側が Outer-LS で発光したイベントである。Xe-LS のクエンチング効果が Outer-LS に比べて 10%低いという違いの分ピークの位置が微妙に異なる(図 4.11)。この α イベント特有の性質を活かして、Inner-Balloon における発生源の内訳を調べた。

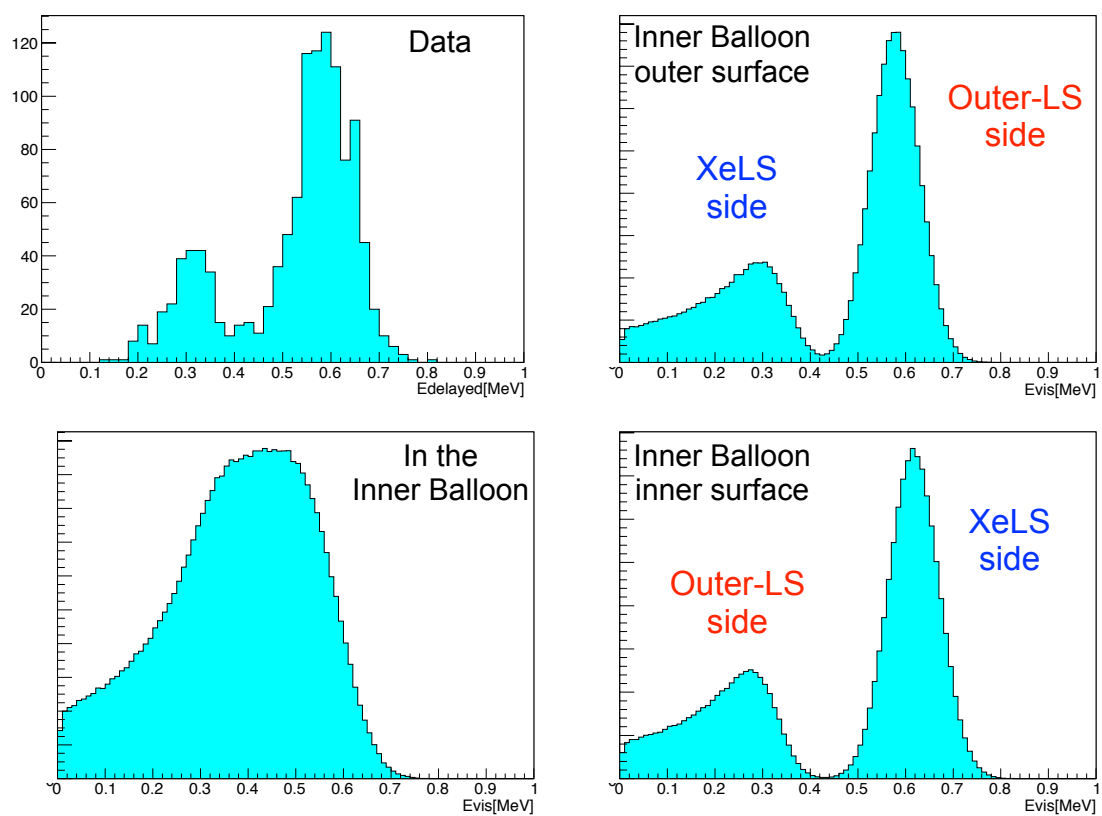


図 4.11: データ (左上) と発生点ごとの ^{214}Po エネルギースペクトル

データの ^{214}Po はバルーン付近の 100 ~ 200cm のイベントを使用した。オフタイム解析によって S/N 比 ~11 とノイズが少ないことを確認している。

表 4.10: Inner-Balloon 周辺の ^{214}Po 崩壊反応のイベント条件

パラメータ	条件
run	11046 ~ 11212
先発信号 (^{214}Bi) のエネルギー (E_p)	$0.4 < E_p < 4.0 \text{ MeV}$
信号の時間差 (ΔT)	$3.0 < \Delta T < 1000 \mu\text{sec}$
先発信号の反応位置 (r_p)	$100 < r_p < 200 \text{ cm}$
後発信号の反応位置 (r_d)	$100 < r_d < 200 \text{ cm}$
反応位置の相対距離 (ΔR)	$\Delta R < 100 \text{ cm}$

表 4.10 の条件でのタグ効率と α イベントが発光する確率を評価すると、各発生点でのタグ効率が求まる。これらの加重平均から、使用した ^{214}Po イベントの α タグ効率は 51.3% となっている。

表 4.11: Inner-Balloon 周辺で起こる ^{214}Po 崩壊反応のタグ効率

発生点	発光確率	イベント条件の効果	タグ効率
Inner-Balloon 外側表面	78.62%	66.56%	52.33%
Inner-Balloon 内側表面	78.69%	64.89%	51.06%
Inner-Balloon 内部	78.67%	59.93%	47.15%
			(加重平均) 51.3 %

表 4.10 の条件で選んだデータとシミュレーションで作成した 3 つのスペクトルを用いて、 $0.3 < E < 0.8 \text{ MeV}$ の領域でフィットを行った結果、図 4.12 のようになった。(データでは 0.3MeV 以下高イベントレートに対応するためのトリガーをかけているため、シミュレーションとずれが見られる)

フィットから、Inner-Balloon 内部が元となるイベントが $2.83(\text{day})^{-1}$ 、外側表面が $13.0(\text{day})^{-1}$ 、内側表面が $6.81(\text{day})^{-1}$ となり、全体の 57% は外側表面に付着していることが判明した。Inner-Balloon 内部の ^{238}U 含有量は $3.1 \times 10^{-12} \text{ g/g}$ となり、ICP-MS の結果と同じオーダーの値が得られた。つまり、Inner-Balloon の製作過程で付着した不純物が大半を占めることがわかった。

4.5.2 ^{134}Cs , ^{137}Cs

Inner-Balloon には ^{134}Cs と ^{137}Cs も付着していることを確認した。2.6MeV ピークの ^{110m}Ag と違って、これらの不純物は福島第一原発事故が起源であると特定している。その理由には以下の点が挙げられる。

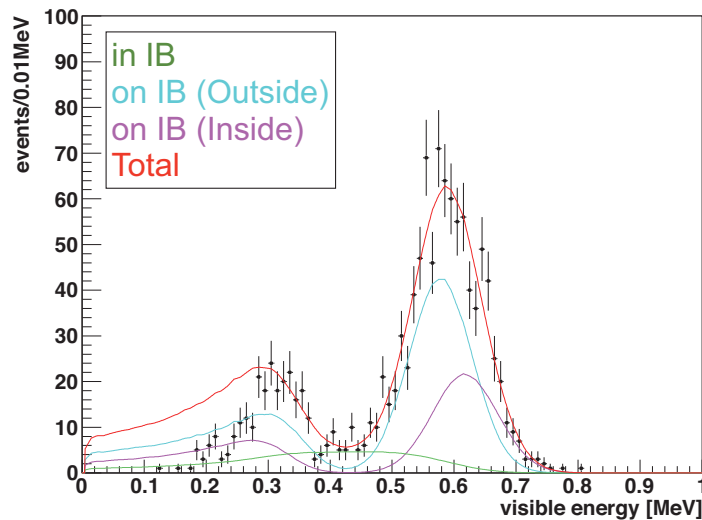


図 4.12: Inner-Balloon に付着・含有する ^{214}Po のエネルギースペクトル

- イベント比 $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ が原発事故のデータとほぼ一致する
2012 年の 10 月以降にとったデータからイベント比 $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs} \sim 0.8$ という値が求まり、同時期に測定された原発事故由来のセシウムの比 [24] とほぼ一致することがわかった。またこの量の ^{134}Cs と ^{137}Cs は ^{136}Xe の破碎反応では作れないことを確認している。
- セシウムは自然放射線ではない
 ^{137}Cs の半減期が 30.07 年であるのに対して ^{134}Cs の半減期は 2.062 年と短いことから、イベント比 ~ 0.8 という値はセシウムが発生してからさほど時間が経過していないことを意味する。
- 仙台の施設で Inner-Balloon を製作した
バルーンは原発事故から 3ヶ月後の 2011 年 6 月から 8 月にかけて、仙台にあるクラス 1 のスーパークリーンルームで製作された。セシウムは福島から約 100km 離れた仙台にも飛散しているため、仙台で付着した可能性が高い。

^{134}Cs と ^{137}Cs は $2\nu\beta\beta$ のレート測定の精度には影響があるが、 0ν 領域より低いエネルギー領域に分布するため $0\nu\beta\beta$ への寄与は小さい。

4.5.3 ^{134}Cs , ^{214}Bi , ^{208}Tl の非一様分布

Inner-Balloon 上に付着するバックグラウンドのうち原発事故起源の ^{134}Cs と自然放射線の ^{214}Bi , ^{208}Tl は、一様には分布していないことがわかってきた。そこで、これらの不純物についてイベント分布の評価を行なった。

非一様分布する核種が支配的なエネルギー範囲は、 ^{134}Cs が $1.2 < E < 2.0\text{MeV}$ 、 ^{214}Bi が $2.2 < E < 3.0\text{MeV}$ 、 ^{208}Tl が $3.0 < E < 5.0\text{MeV}$ となっている。また、Xe-LS 由来のイベントは ^{136}Xe

$2\nu\beta\beta$ 、 ^{110m}Ag 、 ^{208}Tl がそれぞれの領域の主要イベントである。これらのシミュレーションスペクトルを用いて R^3 分布で評価した。120 < R < 200cm の Inner-Balloon 付近のイベントについて $\cos\theta$ で区切った領域ごとにフィットを行なった結果、どの核種も共通して下部と上部にイベントが集中していることが明らかになった (図 4.13)。

図 4.14 のようにどれも似た $\cos\theta$ 分布をもつことから、共通するルートで混入したと考えられる。この分布は Inner-Balloon 上の縦方向に伸びる 24 本の溶着線上に各不純物が集中して付着していると仮定したばあいの $\cos\theta$ 分布と類似していることから、溶着や補修等の作業時に混入した可能性が高い。

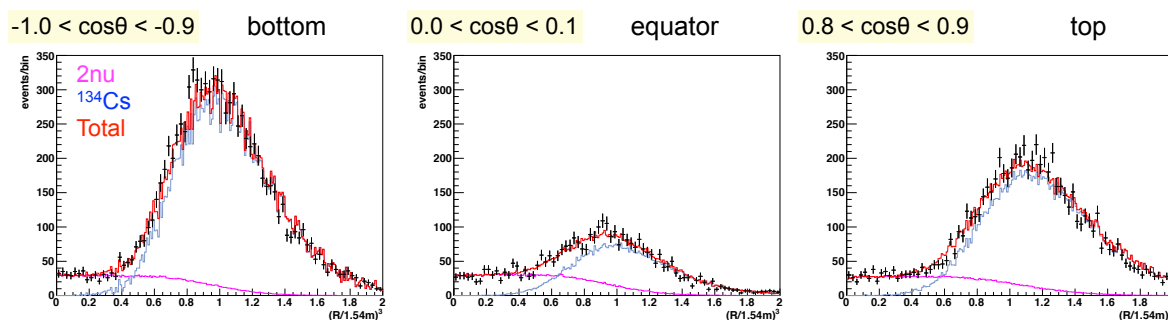


図 4.13: ^{134}Cs の R^3 分布 (フィルトレーション前)

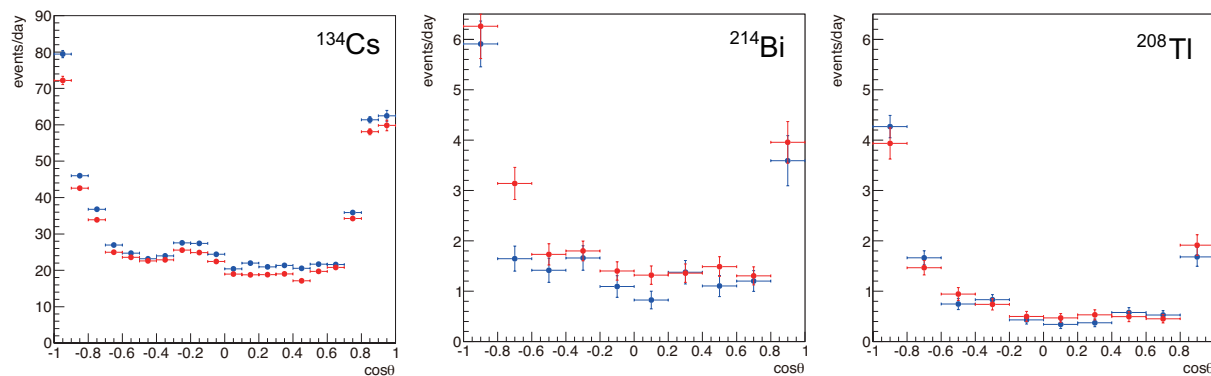


図 4.14: ^{134}Cs , ^{214}Bi , ^{208}Tl の $\cos\theta$ 分布

また、エネルギー分布のフィッティングに使用できるように、これらの $\cos\theta$ 分布を再現するようなシミュレーションスペクトルを作成した (4.15)。一様分布を仮定したスペクトルでエネルギー分布をフィットした場合イベントを Inner-Balloon の全域に均等に割り振るため、赤道付近等の不純物量が少ない領域の寄与が実際より大きくなってしまう。非一様分布するスペクトルを使うことでこの食い違いが解消し、精度の高いフィッティングが行なえるようになった。

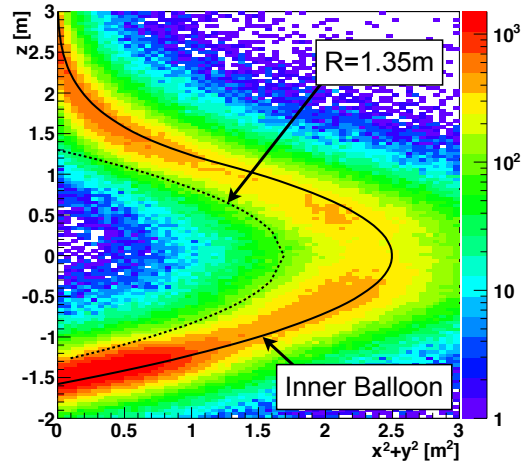


図 4.15: シミュレーションで作成した ^{214}Bi の vertex 分布

4.5.4 ^{110m}Ag

2.6MeV ピークのバックグラウンドである ^{110m}Ag の有効半径 R_{eff} ごとのイベントレートは、Inner-Balloon 表面付近 $R_{eff} = 160\text{cm}$ の時に最も高くなる。また Inner-Balloon より外側の $R_{eff} < 200\text{cm}$ の場合、 ^{110m}Ag が Xe-LS 中のみ分布する場合 (図 4.16 の青点) と比べて 2.5 倍多い量が存在する。このことから、 ^{110m}Ag は Inner-Balloon にも付着していることが明らかになった。

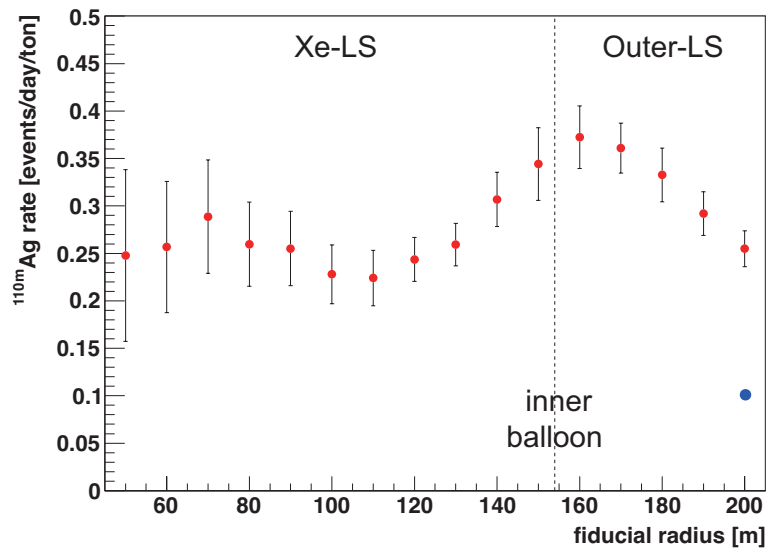


図 4.16: Inner-Balloon 由来の ^{110m}Ag のイベントレート

4.5.5 不純物量の評価

これまで述べてきた核種の他、自然放射線の ^{210}Bi と ^{40}K を含めた Inner-Balloon 由来の全バックグラウンドは2次元フィットで見積もった。これは $R < 154\text{cm}$ 以内を4分割し、各領域のエネルギー分布を同時にフィットするという方法である。等体積で区切るので Xe-LS 由来のレートは全領域で共通なのに対して、Inner-Balloon 由来のバックグラウンドは領域ごとに異なるため、2つの起源を明確に区別することが出来る。フィットの結果、各バックグラウンドの量は表 4.12 のように求まった。

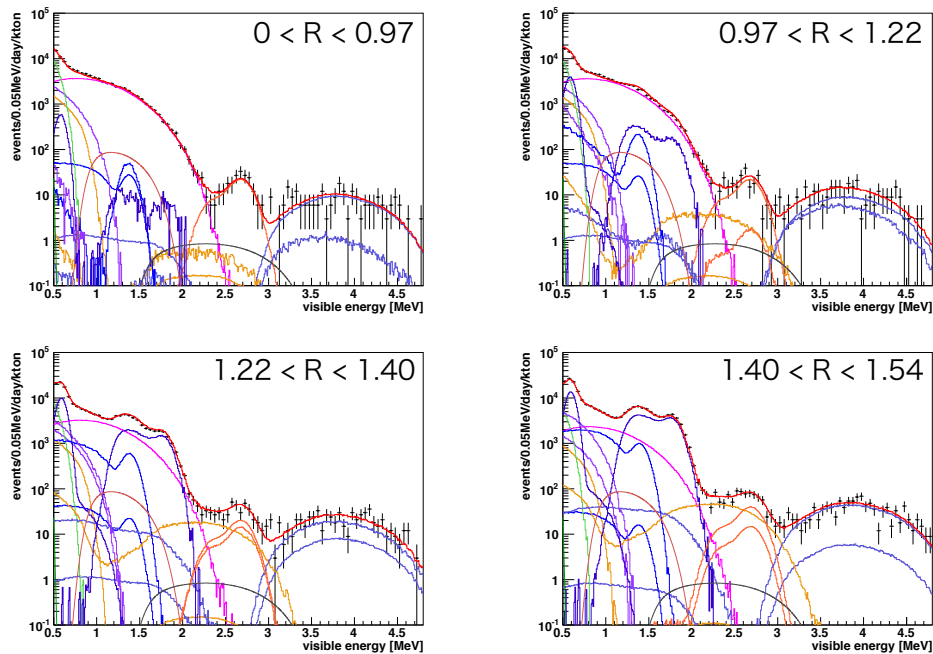


図 4.17: *Radius-Energy* 二次元フィット(DS-1)

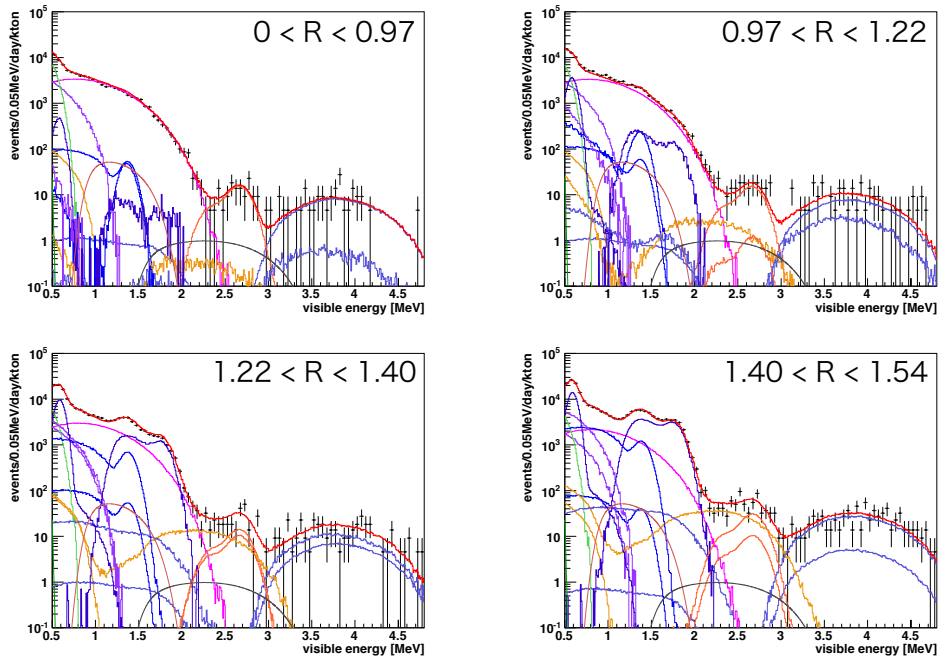


図 4.18: *Radius-Energy* 二次元フィット (DS-2)

表 4.12: Inner-Balloon に含まれる不純物量

核種	DS-1 (events/day)	DS-2 (events/day)	
^{40}K	557.1 ± 14.1	625.9 ± 21.0	自然放射線
^{210}Bi	1666 ± 77.5	1715 ± 95.5	
$^{222}\text{Rn}-^{210}\text{Pb}$	18.45 ± 1.78	18.18 ± 2.49	
$^{228}\text{Th}-^{208}\text{Pb}$	31.54 ± 1.70	31.53 ± 2.68	
^{110m}Ag	3.404 ± 0.38	2.448 ± 0.40	2.6MeV ピーク
^{137}Cs	624.4 ± 8.39	588.6 ± 11.3	原発事故起源
^{134}Cs	571.0 ± 4.48	513.9 ± 5.86	

第5章 有効体積の最適化

非常に稀な崩壊である $0\nu\beta\beta$ への感度を最大限に高めるために、有効半径の最適化を行なった。また、フィルトレーション後 (DS-2) で Xe-LS に入っていたテフロン管に対応する体積カットを決定した。

5.1 有効半径の最適化

$0\nu\beta\beta$ への感度は、有効体積を広げるほど崩壊核の ^{136}Xe 量では有利だが、Inner-Balloon 由来のバックグラウンド量では不利となる。この兼ね合いについてシミュレーションを行い、最も感度が高まる有効半径 R_{eff} を以下の手順で求めた。

1. データに相当するスペクトルを作成
フィルトレーション前のデータ (DS-1) とそのバックグラウンド量評価 (表 4.12) を基にして、各 R_{eff} ごとに 1000 セットのエネルギー分布をシミュレーションで作成した。
2. $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ の下限値を計算
実際の解析では、スペクトルフィットの $\Delta\chi^2$ 分布から半減期 $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ の下限値を求める。これと同じ方法で、作成したエネルギー分布のフィッティングを行い 90% C.L. での下限値を求めた。図 5.1(左) は有効半径が 1.2m の時の $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ 下限値の確率分布である。点線は 50% の確率で得られる下限値を表している。
3. 各 R_{eff} で期待される感度を求める
確率 50% での $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ 期待値を $110 < R_{eff} < 155\text{cm}$ の範囲で求めた。

各有効半径で期待される半減期は図 5.1(右) のようになり、 $R_{eff} = 135\text{cm}$ で最も良い感度が得られることが判明した。そこで、DS-1・DS-2 共に有効半径を 135cm と定めた。この場合 Inner-Balloon のバックグラウンドや Outer-LS での発光の寄与は決して無視できないが、本解析では不純物量と液体シンチレータの相対発光量の評価精度を向上させることに成功したためこの有効体積が実現可能になったと言える。

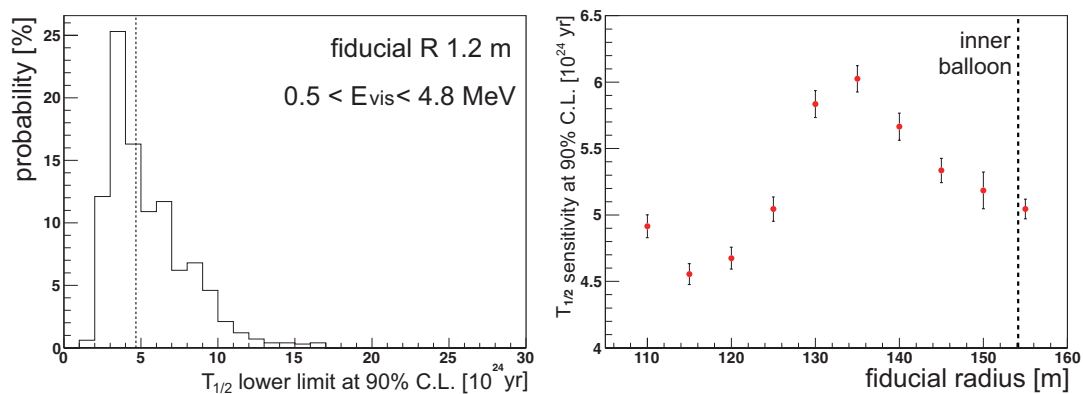


図 5.1: $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ 下限値の確率分布 (左) と, 有効半径と感度の関係 (右) 左図は $R_{eff} = 1.2\text{m}$ とした場合の $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ 下限値 (90% C.L.). 点線は 50% の確率で得られる半減期を示す. この点線の感度をプロットしたのが右図で, $R_{eff} = 1.35\text{m}$ で最も高くなっている.

5.2 テフロン管に対する円柱カット

第 2 章で触れたように 2012 年 2 月に Xe-LS の濾過作業を行ない, 送液用のテフロン管を Xe-LS 内に入れたままデータ取得を行なっていた. そこで, 放出されるバックグラウンド量が $0\nu\beta\beta$ 崩壊の評価に影響しないよう, 必要な体積カットを設定した. テフロン管は中心軸上に微妙に傾いて伸びている. 図 5.2 のイベント分布によるとテフロン管からのイベントは少ないが, その先端に付いているステンレスノズルから放出されるバックグラウンドは多い. そのためテフロン管とノズル各々について体積カットを設けた.

テフロン管周辺には図 5.3 のように有意なバックグラウンドが見られなかったため, 上限値からカットを決めた. バックグラウンドは自然放射線のうち $0\nu\beta\beta$ に影響を与える可能性のある, ^{214}Bi と ^{208}Tl とした. これらのスペクトルのうち主要部分を占めるエネルギー領域を, ^{214}Bi は $2.2 < E < 3.0\text{MeV}$, ^{208}Tl は $3.0 < E < 5.0\text{MeV}$ とし, この範囲での観測イベントを全て ^{214}Bi または ^{208}Tl として上限値を求めた. 計算は Feldman-Cousins 法で行い, 90% C.L. の上限値を求めた. シミュレーションを利用して円柱カットの内側・外側で観測されるイベントの割合を考慮した結果, 各円柱カットとその外側で観測されるバックグラウンドイベントの上限値は, ^{214}Bi では図 5.4 のようになった. 体積カットの外側にしみ出すイベントの目安は Xe-LS 中の $^{110\text{m}}\text{Ag}$ に対して十分寄与が小さくなる, 10 events/day/kton とした. これを下回る, テフロン管から半径 20cm の円柱をカットすることに決定した. また, この体積カットでの ^{214}Bi と ^{208}Tl の上限スペクトルは, データに対して図 5.5 の様になり, 十分寄与が小さいことを確認した.

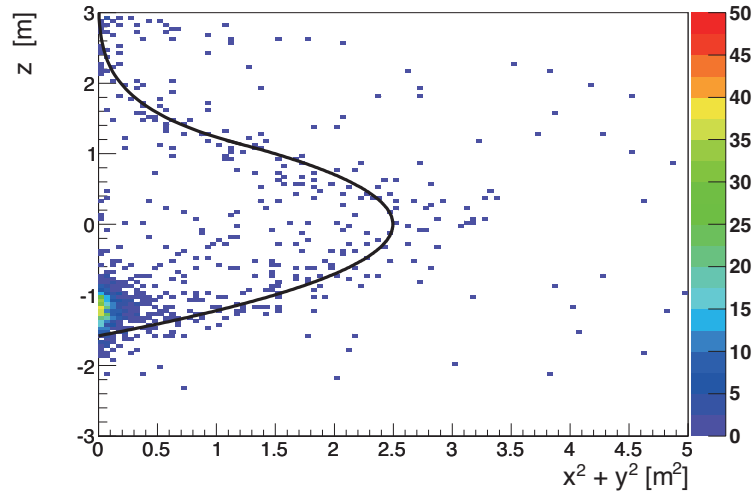


図 5.2: $2.2 < E < 3.0$ MeV ($0\nu\beta\beta$ 領域) のイベント分布 テフロン管がある中心軸上ではイベントは少ないが、 $z \sim -1$ m では管先端のステンレスノズルから放出されるバックグラウンドが多く見られる。

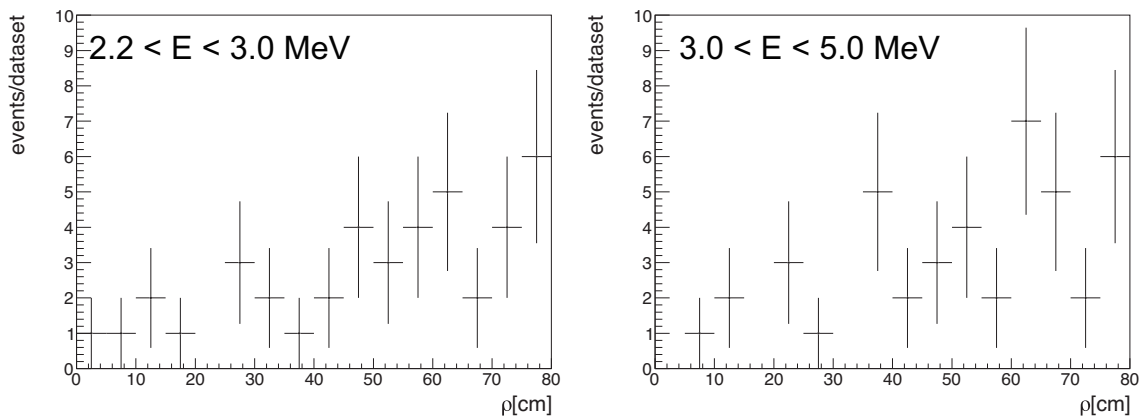


図 5.3: ^{214}Bi エネルギー領域 (左) と ^{208}Tl エネルギー領域 (右) の ρ 分布

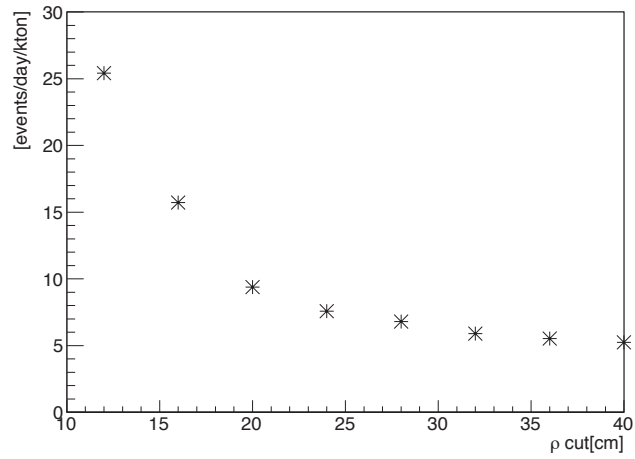


図 5.4: 円柱カットと, その外側でのイベント上限値の関係 半径 20cm の円柱カットでターゲットの $10(\text{day} \cdot \text{kton})^{-1}$ を下回る.

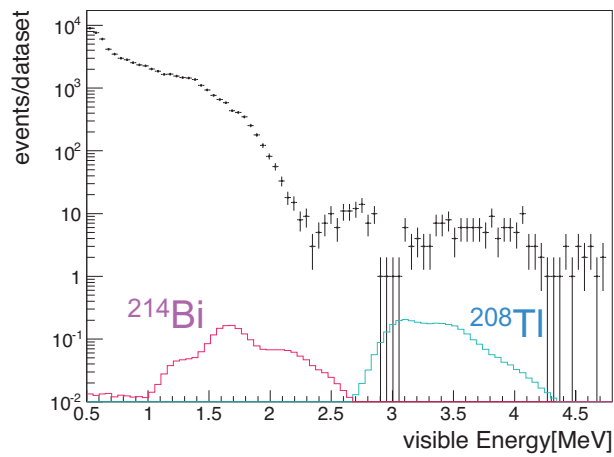


図 5.5: テフロン管由来の ^{214}Bi と ^{208}Tl の上限スペクトルとデータの重ね書き

5.3 ステンレスノズルに対する球カット

ステンレスノズルから放出されるバックグラウンドは非常に多いため、スペクトルフィットでレートを決定し、外側へのイベントしみ出し量を評価した。ノズルの座標は x, y, z 分布のガウスフィットによって、Inner-Balloon の底から約 40cm の $(x, y, z) = (-10, 1, -119)$ [cm] に位置すると求まっている。この点から 1m にわたってイベントが拡散している。ノズルのバックグラウンドは、金属によくみられる ^{60}Co と自然放射線の ^{214}Bi 、 ^{208}Tl とわかっていたので、これらを求めたノズル位置から発生させて、KamLAND で観測されるスペクトルをシミュレーションした。

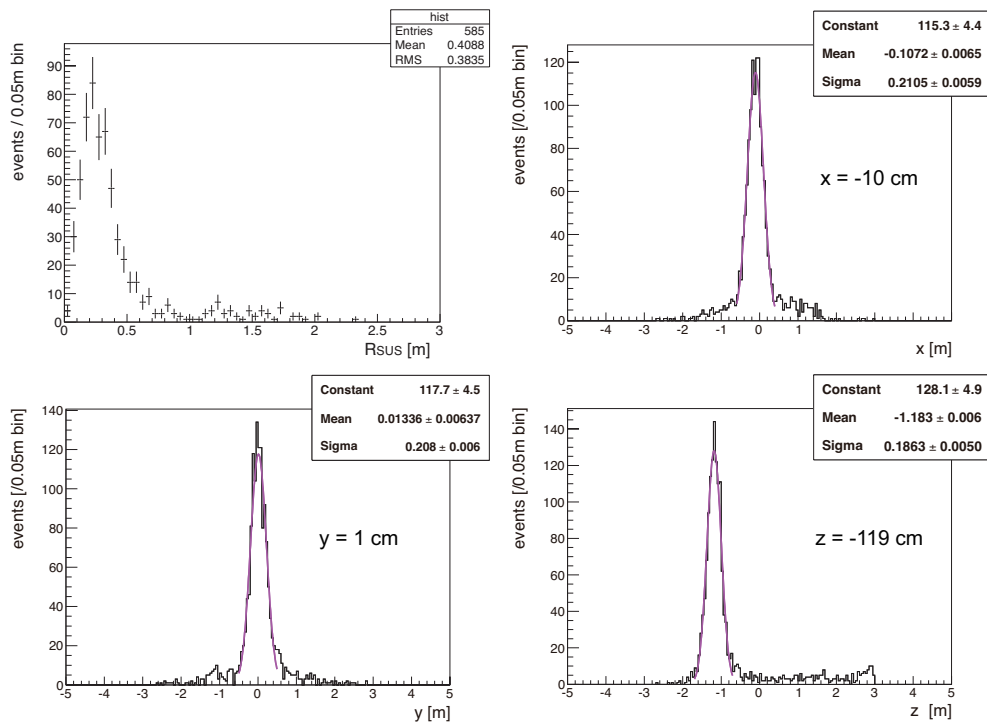


図 5.6: ノズルの座標と R 分布。 R 分布ではノズルの座標を基準としている。

次に、シミュレーションの結果求めたノズルの 3 バックグラウンドスペクトルと $2\nu\beta\beta$ 、Inner-Balloon 由来の ^{134}Cs の計 5 つの核種でエネルギー分布をフィットした。その際ノズルの位置から 70cm 以内のイベントを使用し、フィット範囲は $1.2 < E < 4.0\text{MeV}$ としたところ、結果のレートは以下のように求めた (図 5.7)。

$$^{60}\text{Co} : 30.0 \pm 1.39 (\text{events} \cdot \text{day})^{-1}$$

$$^{214}\text{Bi} : 12.6 \pm 4.59 (\text{events} \cdot \text{day})^{-1}$$

$$^{208}\text{Tl} : 21.6 \pm 0.76 (\text{events} \cdot \text{day})^{-1}$$

得られたレートに相当する ^{60}Co (緑)、 ^{214}Bi (紫)、 ^{208}Tl (水色) のスペクトル ($2.2 < E < 3.0\text{MeV}$) とデータを重ね合わせると、ノズルを基準とした位置 $R_{\text{ノズル}}$ の分布がうまく再現されていた。こ

これで、体積カットの外側にしみ出すノズルバックグラウンドを評価する準備が整った。(図 5.6)。

このレートを基にして、最後にノズルを中心とした球状の体積カットを求めた。0 ν 領域における主要なバックグラウンドの1つに Inner-Balloon 由来の ^{214}Bi がある。この ^{214}Bi が正確に評価できるように、ノズル由来の ^{214}Bi のレートがこれの 10 分の 1 程度になる $R_{\text{ノズル}} < 1.2 \text{ m}$ をカットする領域と決定した。

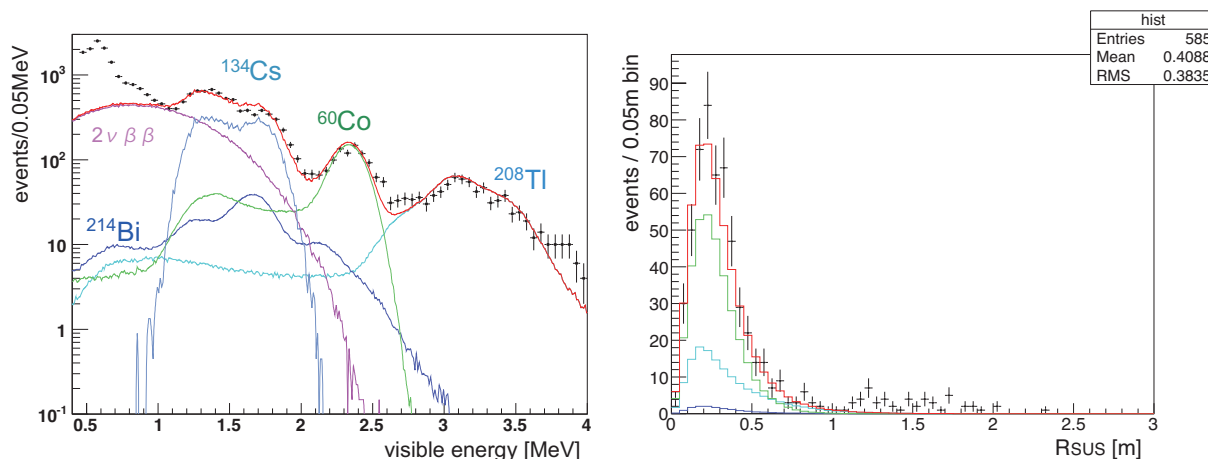


図 5.7: (左) ノズル付近 ($R_{\text{ノズル}} < 70\text{cm}$) のイベントのスペクトルフィット結果 (右) $R_{\text{ノズル}}$ 分布とスペクトルフィット結果の重ね書き

DS-2 ではこの球カットとノズルに対する円柱カットとノズルに対応するを施し、残りの領域を有効体積とした。

5.4 有効体積の不定性

Xe-LS の全体積と有効体積に対して体積比 R_{count} とイベント数の比 R_{volume} を考えると、理想的には両者は一致するはずである。だが実際は、Xe-LS 体積の測定誤差や位置再構成の誤差、位置分解能によるイベントのしみ出し等の原因によって食い違いが生じる。この不一致の度合いから、二重ベータ崩壊の半減期測定に対する有効体積の系統誤差を求めた。

5.4.1 体積比

Xe-LS の全体積と有効体積内の Xe-LS の体積の比 R_{volume} には Inner-Balloon に投入した Xe-LS 量の不定性が反映される。Xe-LS の全体積は Xe-LS の投入時に流量計で測定した値 $(16.51 \pm 0.17)\text{m}^3$ を用いている (ただし、コルゲート管分は差し引いている)。DS-1 の場合有効体積は半径 1.35m 球

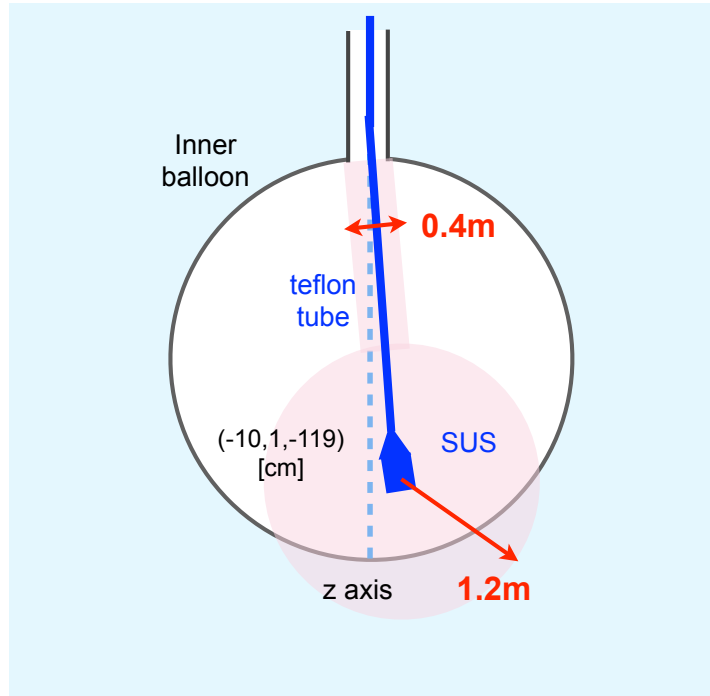


図 5.8: DS-2 に加えたテフロン管カットとノズルカット

なので以下のように求まる。

$$\begin{aligned}
 R_{volume} &\equiv \frac{\text{有効体積}}{\text{Xe-LS の全体積}} \\
 &= \frac{10.3}{16.51 \pm 0.17} \\
 &= 0.624 \pm 0.006(v, syst)
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

5.4.2 イベント数の比

イベント数の比 R_{count} は実験初期の Xe-LS 投入の際に混入した ^{222}Rn で計算した。このイベントは Bi-Po 連続崩壊でタグされ、統計が豊富なことから不定性の評価に適している。全体積中でのイベント数は半径 300cm の領域内で数えた。なお、 ^{214}Bi イベントは Bi-Po タグの他に以下の条件で選んでいる。

- $R_p < 300 \text{ cm}$
- $0.4 < E_d < 1.2 \text{ MeV}$
- $dR < 100 \text{ cm}$
- $5 < dT < 1000 \mu\text{sec}$

シミュレーションから、半径 135cm 球の有効体積内でのイベント数のうち 3.42%が外側で観測されることがわかっている (フィルトレーション後は 3.64%)。この効果分を補正すると有効体積内での ^{214}Bi イベント数が求まる。 R_{count} に関する系統誤差はしみ出し効果の補正によるもの ($syst-edge$) と ^{214}Bi のタグ効率に起因するもの ($syst-tag$) に分けられ、フィルトレーション前の場合は以下の様な内訳になる。

$$\begin{aligned}
R_{count} &\equiv \frac{\text{有効体積内の}^{214}\text{Bi イベント数}}{\text{Xe-LS 全体積の}^{214}\text{Bi イベント数}} \\
&= 0.620 \pm 0.007(stat) \pm 0.006(syst-tag) \pm 0.020(syst-edge) \\
&= 0.620 \pm 0.007(stat) \pm 0.021(c, syst)
\end{aligned} \tag{5.2}$$

体積比・イベント比の相違は $R_{volume} - R_{count}$ とその誤差の二乗和で計算される。これを有効体積の誤差に換算すると、フィルトレーション前の場合 3.9%になる。これは全系統誤差の内訳の中でもっとも大きな要素となっているが、有効体積の最適化によってこの誤差を最小限に抑えることができた。

$$\begin{aligned}
&\text{有効体積の系統誤差} \\
&= \frac{R_{volume} - R_{count}}{R_{volume}} \\
&= \frac{\{(0.624 - 0.620) + 0.007(stat)\} \oplus 0.006(v, syst) \oplus 0.021(c, syst)}{0.624} \\
&= 0.039
\end{aligned} \tag{5.3}$$

表 5.1: 二重ベータ崩壊半減期測定における, 有効体積の系統誤差

データ	体積カット	体積比 (R_{volume})	^{214}Bi イベント数の比 (R_{count})	有効体積の系統誤差
DS-1	$R < 135 \text{ cm}$	0.624 ± 0.006	$0.620 \pm 0.007(stat) \pm 0.021(syst)$	3.9%
DS-2	$R < 135 \text{ cm},$ $dR_{\text{ノズル}} > 120 \text{ cm},$ $L_{\text{tube}} > 20 \text{ cm}$	0.431 ± 0.004	$0.431 \pm 0.007(stat) \pm 0.016(syst)$	4.1%

第6章 解析

6.1 ライブタイム

一日ごとに切り替わるランの中では、解析に使用できないデッドタイムや、意図的にデータを取得しない veto タイムが発生する。これらの期間を各ランタイムから差し引いたデータ時間をライブタイムと呼び、これを解析に使用する。

ランはクオリティによってバッドラン、ハーフバッドラン、グッドランの3つに種別される。バッドランは全てを、ハーフバッドランは影響があった部分のみをデッドタイムとする。ハーフバッドランの一部とグッドランから、細かいデッドタイムや veto タイムを差し引いた時間がライブタイムになる。

デッドタイムは様々な原因で発生する。ランの途中で一部の HV 供給が停止する、高イベントレート時によるトリガーモジュールのひっ迫、宇宙線ミュオンによって発生する高ノイズイベント等が発生すると、デッドタイムとなる。全データにおけるデッドタイムの割合は 0.2%以下となっており、寄与は小さい。

また、以下の事象が起こった場合には意図的に veto をかけている。

- ミューオン
ミュオン後に起こるマルチノイズイベントを避けるために、ミュオン後 2msec は内部検出器全体で veto する。
- 遅延同時計測
Bi-Po や反ニュートリノといった遅延同時計測でタグされるバックグラウンドを取り除くために、時間・位置相関のあるイベントが同じ時間窓の中にあつた場合その期間を veto している。veto タイムは Bi-Po の場合 3msec、反ニュートリノの場合は 1msec。
- 1pps トリガー
1pps トリガーでは 1sec に 1 回全チャンネルの波形をデジタル化している。～ 30 μ sec かかるデジタル化が終わるとノイズがのることがわかっている。このノイズの影響を避けるために、1pps トリガー後 100 μ sec を veto している。

ライブタイムは乱数を用いて計算し、データで生じる各 veto の重複の効果を考慮している。

$$\frac{\text{ライブタイム}}{\text{ランタイム}} = \frac{\text{デッド/veto タイムカット後の有効体積内のイベント数}}{\text{有効体積内のイベント数}} \quad (6.1)$$

結局、2011年10月12日から2012年6月14日までのデータのライブタイムはDS-1で112.3日、DS-2で101.1日、計213.4日となった。

6.2 ^{136}Xe ターゲット数

二重ベータ崩壊の半減期を求めるために、有効体積内における ^{136}Xe 量の評価を行なった。最初に KamLAND に導入した Xe-LS に含まれる Xe の量は二通りの方法で評価し、加重平均をとった。

1. Xe-LS 導入後に残った Xe 量と初期量との差をとる： 315.9 ± 1.09 kg
2. ガスクロマトグラフィーで分析： 325.95 ± 9.65 kg

→ 315.99 ± 1.08 kg (196.41 ± 0.67 kg)

()内は有効体積内での Xe 量である。さらに、フィルトレーションの際に 4.3 ± 0.5 kg の Xe を追加したので、フィルトレーション後の Xe 量は、 320.30 ± 1.19 kg (199.10 ± 0.74 kg) となった。この Xe の中に含まれる ^{136}Xe の濃度は濃縮 Xe ガスの測定により 90.93% と求まっている。よって、フィルトレーション前の場合有効体積内の ^{136}Xe の質量は、 $196.41\text{kg} \times 0.9093 = 178.6\text{kg}$ と求まる。

この ^{136}Xe 量の測定は2つの不定性を伴う。1つは Xe-LS に含まれる Xe 量の不定性で、フィルトレーション前の場合 $1.08/315.99 = 0.34\%$ となる。もう1つは Xe 濃縮ガスにおける ^{136}Xe 濃度の不定性で、これはフィルトレーション前後共に 0.05% と求まっている。

表 6.1: DS-1,DS-2 における ^{136}Xe 含有量

	DS-1	DS-2	計
ライブタイム (days)	112.3	101.1	213.4
有効体積内の Xe-LS 質量 (ton)	8.04	5.55	-
Xe 溶解度 (質量%)	2.44	2.48	-
^{136}Xe 質量 (kg)	179	125	-
^{136}Xe exposure (kg-yr)	54.9	34.6	89.5
Xe に関する系統誤差			
濃縮ガスの ^{136}Xe 濃度不定性 (%)	0.05		-
Xe 溶解度の不定性 (%)	0.34	0.37	-

6.3 系統誤差

二重ベータ崩壊の半減期測定に対する系統誤差の内訳は表 6.2 のようになっている。最も大きいのは有効体積の不定性である (5.4 節)。この不定性は Inner-Balloon 内で線源を用いたキャリブ

レーションを行うことで低減できる。ターゲット数に影響する ^{136}Xe 濃度の不定性については前節で触れた。エネルギースケールの不定性は、スペクトルフィットから求める二重ベータ崩壊半減期に影響する。検出効率は、ランタイムから差し引いたデッドタイムや veto タイムが $0\nu\beta\beta$ の検出に影響する割合をさしている。これらの二乗和をとった結果、全系統誤差はフィルトレーション前で 3.9%、フィルトレーション後では 4.1% となった。

表 6.2: 系統誤差の内訳

	系統誤差
有効体積 (フィルトレーション前/後)	3.9% / 4.1%
^{136}Xe の濃縮度	0.05%
Xe 溶解度 (フィルトレーション前/後)	0.34% / 0.37%
エネルギースケール	0.3%
検出効率	0.2%
計 (フィルトレーション前/後)	(3.9% / 4.1%)

6.4 スペクトルフィット

ここで、データとフィッティングの条件についてまとめる。

使用するデータ

- データセット：
2011 年 10 月 12 日から 2012 年 6 月 4 日のグッドランとハーフバッドランを使用した。
- 有効体積：
DS-1 では Inner-Balloon の中心を原点とした $R < 1.35\text{m}$ の球。DS-2 では、さらに Xe-LS 中のテフロン管とその先端にあるステンレスノズルに対応する体積カットを追加している。
- ライブタイム：(DS-1) 112.3 日、(DS-2) 101.1 日
- ^{136}Xe exposure：(DS-1) 54.9(kg-yr)、(DS-2) 34.6(kg-yr)

フィットの設定

- フィット範囲： $0.5 < E < 4.8 \text{ MeV}$
- フィットパラメータ：
 ^{136}Xe $0\nu\beta\beta/2\nu\beta\beta$ の他、Inner-Balloon と Xe-LS に含まれる放射性不純物と原子核破碎反応によるバックグラウンド、そしてエネルギースケールパラメータの、 α (エネルギースケールの絶対値)、Birks 定数 k_B (液体シンチレータの特性に依存)、 r (シンチレーション光に対するチェレンコフ光の割合) の計 25 個のパラメータを用いる。(表 6.4)

- フィット方法：

フィットはDS-1 と DS-2 で別々に行う。エネルギー分布を $0\nu\beta\beta$ 、 $2\nu\beta\beta$ 含めて同時にフィットし、尤度評価によって各イベントレートを決定する。

パラメータは基本的に制限をかけずに動かしているが、Inner-Balloon のバックグラウンドは動径方向・エネルギーの二次元フィットで見積もった値を期待値としている (4.5.5 節)。また、原子核破碎の ^{10}C 、 ^{11}C 生成レートは時期に依らないので、KamLAND-Zen 開始前に評価した値に Xe 破碎の不定性を加えて制限をかけている (4.3 節)。エネルギースケールのパラメータ k_B 、 r 、 α についても制限をかけている。

表 6.3: フィッティングのパラメータ

信号	制限のない パラメータ	制限のある パラメータ
	$^{136}\text{Xe } 0\nu\beta\beta$ $^{136}\text{Xe } 2\nu\beta\beta$	
バックグラウンド	(Inner-Balloon)	^{40}K , ^{210}Bi ^{222}Rn - ^{210}Pb ^{228}Th - ^{208}Pb ^{110m}Ag , ^{137}Cs , ^{134}Cs
	(Xe-LS)	^{238}U - ^{222}Rn (^{234}Pa) ^{232}Th - ^{228}Th (^{228}Ac) ^{85}Kr , ^{210}Bi , ^{40}K ^{60}Co , ^{88}Y , ^{110m}Ag , ^{208}Bi
	(原子核破碎反応)	^{11}C , ^{10}C
エネルギースケール		α , k_B , r

6.4.1 χ^2 の計算

スペクトルのフィッティングは χ^2 を最小にするような値に決められる。 χ^2 はゼロビンに対応したポアソンカイ二乗 χ_{energy}^2 と制限付きのパラメータに対する $\chi_{penalty}^2$ の和で表される。

$$\begin{aligned}\chi^2 &\equiv \chi_{energy}^2 + \chi_{penalty}^2 \\ &= \chi_{energy}^2 + (\chi_{time-shape}^2 + \chi_{BG}^2 + \chi_{energy-scale}^2)\end{aligned}\tag{6.2}$$

χ_{energy}^2 はフィット範囲 $0.5 < E < 4.8\text{MeV}$ の 86 ビンそれぞれについて、観測イベント数 n_i とフィット結果のイベント数 ν_i との不一致を計算している。

$$\chi_{energy}^2 = \begin{cases} 2 \sum_i [\nu_i - n_i + n_i \log(n_i/\nu_i)] & (n_i \neq 0) \\ 2 \sum_i [\nu_i - n_i] & (n_i = 0) \end{cases}$$

n_i : i 番目の (エネルギー) ビンにおける観測イベント数

ν_i : i 番目の (エネルギー) ビンにおける期待イベント数

一方 $\chi_{penalty}^2$ は $\chi_{time-shape}^2$ 、 $\chi_{external}^2$ 、 $\chi_{internal}^2$ 、 $\chi_{nonlinear}^2$ の和で表される。
 $\chi_{time-shape}^2$ は ^{136}Xe $0\nu\beta\beta$ のエネルギー領域 $2.2 < E < 3.0\text{MeV}$ における、スペクトルと崩壊レートに関する制限である。

$$\chi_{time-shape}^2 = \begin{cases} 2 \sum_j [\beta\mu_j - m_j + m_j \log(m_j/\beta\mu_j)] & (m_j \neq 0) \\ 2 \sum_j [\beta\mu_j - m_j] & (m_j = 0) \end{cases} \quad (6.3)$$

m_j : j 番目の run における観測イベント数 ($2.2 < E < 3.0$ MeV)

μ_j : $0\nu\beta\beta$ とそのバックグラウンド候補の期待イベント数 ($2.2 < E < 3.0$ MeV)

(^{136}Xe $0\nu\beta\beta/2\nu\beta\beta$, ^{110m}Ag , ^{88}Y , ^{208}Bi , ^{60}Co , $^{110m}\text{Ag}(\text{external})$, ^{222}Rn - $^{210}\text{Pb}(\text{external})$)

$\beta = \frac{\sum_j m_j}{\sum_j \mu_j}$: 規格化因子

期待イベント数 μ_j は $0\nu\beta\beta/2\nu\beta\beta$ に加えて、全原子核探索の結果 2.6MeV ピークの候補となっているバックグラウンドと、このエネルギー領域に有意な寄与がある ^{222}Rn - ^{210}Pb (ウラン系列の下流) のイベントから計算している。フィット結果の期待イベント数 $N(2.2 < E < 3.0\text{MeV})$ 、有効体積内での検出効率 ε_{tag} (シミュレーションから計算)、重み w_j を用いて以下のように表される。

$$\mu_j = \left(N \times (\varepsilon_{tag}) \times \frac{w_j}{\sum_j w_j} \right)_{0\nu\beta\beta} + \left(\dots \right)_{2\nu\beta\beta} + \dots \quad (6.4)$$

平均寿命の比較的短い核種 ^{110m}Ag ($\tau=360$ 日)、 ^{88}Y ($\tau=154$ 日)、 ^{60}Co ($\tau=7.61$ 年) に関しては崩壊レートに従って以下の様に重み w_j をつけている。半減期の長い核種 ^{136}Xe 、 ^{208}Bi ($\tau=5.31 \times 10^5$ 年) と ^{222}Rn - ^{210}Pb は、各 run のライブタイムで重みをつけている。 j 番目の run の開始時刻を $t(\text{start})_j$ 、終了時刻を $t(\text{last})_j$ とすると、

$$w_j = \exp\left(-\frac{t(\text{start})_j}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t(\text{last})_j}{\tau}\right) \quad ({}^{110m}\text{Ag}, {}^{88}\text{Y}, {}^{60}\text{Co}) \quad (6.5)$$

$$(6.6)$$

と表される。以上の様にして、崩壊レートによる粒子識別の要素を取り入れている。

χ_{BG}^2 では定量的な評価が可能なバックグラウンドに対して、それぞれの方法で見積もったイベントレートを期待値として設定している。

- Inner-Balloon

(${}^{40}\text{K}$, ${}^{210}\text{Bi}$, ${}^{110m}\text{Ag}$, ${}^{222}\text{Rn}$ - ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{228}\text{Th}$ - ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{137}\text{Cs}$, ${}^{134}\text{Cs}$)

Inner-Balloon 由来のバックグラウンドは *Radius-Energy* の二次元フィットで評価している (4.5.5 節)。このフィット結果のイベントレートを $\ell_k \pm \Delta\ell_k$ としている。Inner-Balloon の場合はこれに加えてバルーンの位置の不定性から生じる誤差も考慮している。Inner-Balloon の位置は $R = 154\text{cm}$ として有効体積内にしこむイベント数 N_k を計算しているが、位置の不定性 1cm によって変化する有効体積内のイベント数を ΔN_k としている。この2つの誤差を足し合わせた値 σ_k がイベントレート期待値の誤差となっている。

- Xe-LS (${}^{222}\text{Rn}$ - ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{228}\text{Th}$ - ${}^{208}\text{Pb}$)

Xe-LS に含まれるウラン系列下流の ${}^{222}\text{Rn}$ - ${}^{210}\text{Pb}$ の量は遅延同時計測でタグした ${}^{214}\text{Bi}$ - ${}^{214}\text{Po}$ と同程度のレートになるとして、5%のエラーをつけて期待値 ℓ_k を設定している。トリウム系列下流の ${}^{228}\text{Th}$ - ${}^{208}\text{Pb}$ は R 分布による評価を元としている (4.4.1 節)。

- 原子核破碎 (${}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$)

${}^{12}\text{C}$ の原子核破碎反応で生成する ${}^{11}\text{C}$ 、 ${}^{10}\text{C}$ の期待値はカムランドでの測定を元に計算している (4.3.2 節)。

$$\chi_{BG}^2 = \sum_{k=1}^7 \left(\frac{\lambda_k - \ell_k}{\sigma_k} \right)^2 \quad (6.7)$$

k : *Inner-Balloon*、Xe-LS、原子核破碎のバックグラウンド

λ_k : 観測値のイベントレート (フィット結果)

$\ell_k \pm \Delta\ell_k$: 各評価によるイベントレートの期待値・誤差

$$\sigma_k = \begin{cases} \sqrt{(\Delta\ell_k)^2 + \left(\ell_k \cdot \frac{\Delta N_k}{N_k}\right)^2} & (\text{Inner-Balloon}) \\ \Delta\ell_k & (\text{Xe-LS, spallation}) \end{cases}$$

: 期待値の全誤差

$N_k \pm \Delta N_k$: 有効体積内にしみ込むイベント数・誤差

最後に、エネルギーに非線形的効果をもたらすエネルギースケールパラメータの制限 $\chi^2_{energy-scale}$ の概要について述べる。液体シンチレータの特性から決まる Birks 定数 k_B と、シンチレーション光に対するチェレンコフ光の割合 r の期待値は、Xe-LS の導入時に混入した ^{222}Rn を利用して決めている。 ^{222}Rn から崩壊して生成する ^{214}Bi のスペクトルフィット (図 3.11) から、 χ^2 の信頼度分布は (図 3.12) のように求まっている。 k_B と r はこの分布に乗っ取って、 $0.0 < k_B < 0.70$ 、 $0.0 < r < 0.25$ の範囲で動けるようになっている。さらに、エネルギースケール全体を動かすファクター α も取り入れている。これはスペクトル全体をエネルギーの上下方向に一様に動かす効果をもつ。この期待値は 1 として、1.4% の不定性をつけている。

以上を考慮して計算した結果、ベストフィットのスペクトルは図 6.1 のようになった。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の 90% C.L. での上限値のスペクトルを上書きしている。

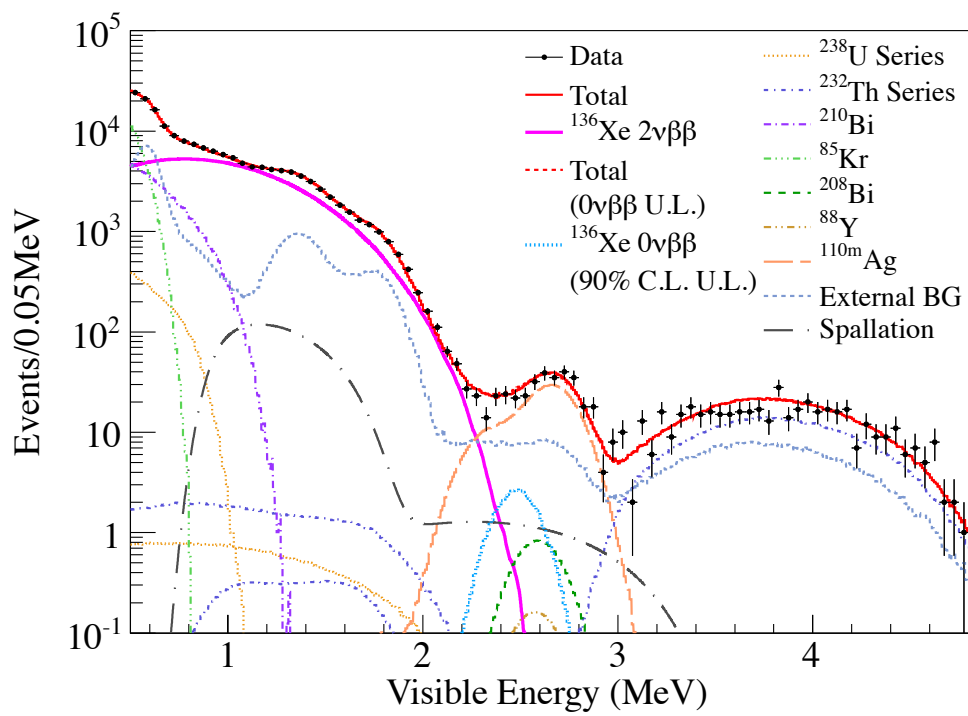


図 6.1: エネルギー分布のフィット結果. DS-1,DS-2 で独立に行なったフィット結果を足している.
 $0\nu\beta\beta$ のスペクトルは 90% C.L. での上限値を表す.

表 6.4: ベストフィットの結果

放射性同位体		イベントレート (DS-1)	イベントレート (DS-2)
Xe-LS 由来 (ton·day) ⁻¹			
²³⁸ U 系列	²³⁸ U- ²²² Rn(²³⁴ Pa)	16.6	16.2
	²²² Rn- ²¹⁰ Pb	3.4×10^3	1.9×10^3
²³² Th 系列	²³² Th- ²²⁸ Th (²²⁸ Ac)	4.62	4.66
	²²⁸ Th- ²⁰⁸ Pb	605	558
	⁸⁵ Kr	2.3×10^5	2.0×10^5
	²¹⁰ Bi	8.3×10^4	8.0×10^4
	⁴⁰ K	0.98	7.4
	^{110m} Ag	189	139
	²⁰⁸ Bi	6.1	0.16
	⁶⁰ Co	0.018	0.0034
	⁸⁸ Y	1.1	0.09
	Inner-Balloon 由来 (day) ⁻¹		
²³⁸ U 系列	²²² Rn- ²¹⁰ Pb	18	17
²³² Th 系列	²²⁸ Th- ²⁰⁸ Pb	30	30
	²¹⁰ Bi	1.7×10^3	1.7×10^3
	⁴⁰ K	546	614
	^{110m} Ag	3.4	2.4
	¹³⁴ Cs	472	402
	¹³⁷ Cs	597	524
原子核破碎反応 (ton·day) ⁻¹			
	¹¹ C	915	962
	¹⁰ C	22	21

6.4.2 ¹³⁶Xe 2νββ の崩壊レート

2νββ のエネルギー範囲はバックグラウンドが最も多い領域だが、それを上回る統計で精度よくフィットができています。ベストフィットから以下のような崩壊レートが得られました。

$$\text{(DS-1)} \quad : \quad 82.9 \pm 1.1(\text{stat}) \pm 3.4(\text{syst}) \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

$$\text{(DS-2)} \quad : \quad 80.2 \pm 1.8(\text{stat}) \pm 3.3(\text{syst}) \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

DS-1 と DS-2 は独立にフィッティングを行っているが、不定性の範囲内で一致する結果になった。これから 2νββ 崩壊の半減期を求めると以下ようになる。

$$T_{1/2}^{2\nu} = 2.26 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst}) \times 10^{21} \text{ yr} \quad (6.8)$$

$$T_{1/2}^{2\nu} = 2.37 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst}) \times 10^{21} \text{ yr} \quad (6.9)$$

KamLAND-Zen のこれまでの解析で得られた値と一致する結果が得られた。 $^{136}\text{Xe}2\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の実験測定値は、2002 年の DAMA 実験の出した下限値が EXO-200 の結果と 10 倍もの差があったため他の実験による検証が求められていた。2012 年に出した KamLAND-Zen 最初の結果から本解析まで、EXO-200 の値と誤差範囲で全て一致している。

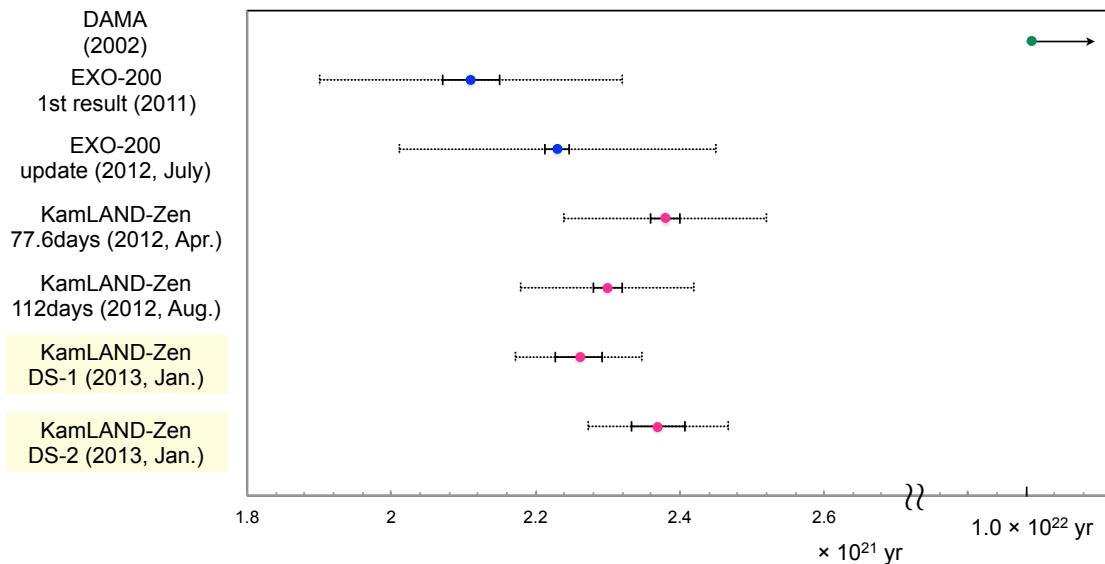


図 6.2: $^{136}\text{Xe} 2\nu\beta\beta$ 崩壊半減期の DAMA [4], EXO-200 [10] [9], KamLAND-Zen [14] [13] による測定結果

6.4.3 $^{136}\text{Xe} 0\nu\beta\beta$ への制限

2.6MeV ピークバックグラウンドである ^{110m}Ag はフィットの結果以下のレートとなり、崩壊レートの推移から期待されるフィルトレーションの除去効果と一致する結果が得られた。

$$\text{(DS-1)} \quad : \quad 0.19 \pm 0.02 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

$$\text{(DS-2)} \quad : \quad 0.14 \pm 0.03 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1}$$

他の候補である ^{208}Bi , ^{88}Y , ^{60}Co はいずれも ^{110m}Ag の 20 分の 1 以下のレートに留まった。

一方、 $0\nu\beta\beta$ の崩壊レートのベストフィットは DS-1, DS-2 とともに 0 となった。そこで、この値での χ^2 を基準とした $\Delta\chi^2$ 分布によって $0\nu\beta\beta$ 崩壊レートの上限値を見積もった。

$$\text{(DS-1)} \quad : \quad < 16 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1} \quad (90\%C.L.)$$

$$\text{(DS-2)} \quad : \quad < 8.7 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1} \quad (90\%C.L.)$$

第7章 結論

7.1 ニュートリノ有効質量への制限

7.1.1 DS-1・DS-1の統合

$0\nu\beta\beta$ 崩壊は観測されなかったが、以下の崩壊レートの制限を得た。

$$\text{(DS-1)} \quad : \quad < 16 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1} \text{ (90\%C.L.)}$$

$$\text{(DS-2)} \quad : \quad < 8.7 \text{ (ton} \cdot \text{day)}^{-1} \text{ (90\%C.L.)}$$

DS-1 と DS-2 の $\Delta\chi^2$ 分布を足し合わせた結果、世界最高感度の下限值を得ることに成功した。

$$T_{1/2}^{0\nu} \text{ (DS-1 + DS-2)} > 1.9 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)} \quad (7.1)$$

この半減期を使って得られるニュートリノ有効質量も、最も厳しい上限となる。なお 2.6MeV ピークの候補から排除された ^{88}Y 、 ^{208}Bi 、 ^{60}Co のレートを 0 に固定してフィットした場合には、 $T_{1/2}^{0\nu} > 2.0 \times 10^{25} \text{ yr (90\%C.L.)}$ と制限がわずかに良くなった。

7.1.2 核行列要素

ニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は位相空間因子 $G^{0\nu}$ と核行列要素 $M^{0\nu}$ によって表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (7.2)$$

このニュートリノ有効質量の計算には、核行列要素の中でも最も良く使用されている QRPA (QuasiRandom Phase Approximation) とその改良版 RQRPA (Renormalized QRPA) の最近のあらゆる計算モデルを用いた [16]。この計算では、 g_A^{eff} (有効軸性ベクトル結合定数) を用いることで核行列要素における g_A^{eff} の不定性を明確にしている。

$$\begin{aligned} M^{0\nu} &= \left(\frac{g_A^{eff}}{g_A} \right)^2 M^{0\nu} \\ &= -\frac{M_F^{0\nu}}{(g_A^{eff})^2} + M_{GT}^{0\nu} - M_T^{0\nu} \end{aligned} \quad (7.3)$$

ここでは、自由核子の場合 ($g_A^{eff} = g_A = 1.254$) と制限がある場合 ($g_A^{eff} = 1.0$) の両方の計算結果を使用した。短距離相関 (SRC) については Coupled Cluster Method (CCM) を取り入れたもの

(Argonne, CD-Bonn) とそれ以外 (Jastrow, FHCh, UCOM) の2つのタイプの結果を考慮している。また核内相関は、実験による測定から得られた $2\nu\beta\beta$ 崩壊の核行列要素を再現するように調整されている。位相空間因子 $G^{0\nu}$ は各計算で用いられている値を使用した。

表 7.1: QRPA・RQRPA の ^{136}Xe 核行列要素の値

g_A^{eff}	モデル	$\langle M^{0\nu} \rangle$				
		SRC			CCM SRC	
		Jastrow	FHCh	UCOM	Argonne	CD-Bonn
1.25	QRPA	2.16(0.13)	2.25(0.12)	2.73(0.13)	2.88(0.14)	3.23(0.14)
	RQRPA	2.02(0.12)	2.11(0.14)	2.54(0.15)	2.68(0.16)	3.00(0.17)
1.00	QRPA	1.70(0.09)	1.77(0.09)	2.12(0.11)	2.21(0.10)	2.47(0.09)
	RQRPA	1.59(0.09)	1.66(0.10)	1.97(0.11)	2.06(0.11)	2.30(0.12)

また、KK-claim の検証での ^{76}Ge から ^{136}Xe への半減期変換に使用する核行列要素は、(R)QRPA だけでなく、GCM [27]、NSM [25]、IBM-2 [3] といった最近のあらゆるモデルを用いている。

表 7.2: GCM, NSM, IBM-2 モデルの ^{136}Xe 核行列要素の値

モデル	$M^{0\nu}$
GCM	4.20
NSM	1.77
IBM-2	3.67

7.2 KK claim の検証

KamLAND-Zen と同じ ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験「EXO-200」の結果を用いて、 ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測したという主張 (KK-claim) について検証を行なった。

7.2.1 EXO-200

Enriched Xenon Observatory (EXO-200) は液体キセノンを用いたタイムプロジェクションチェンバー (TPC) である。200kg の液体濃縮キセノンにかかる 376V/cm のドリフト場で、荷電粒子の3次元構成ができる。イベントはクラスタの数の違いでマルチプルサイト (MS) とシングルサイト (SS) に割り振り、 γ バックグラウンドを除去している。

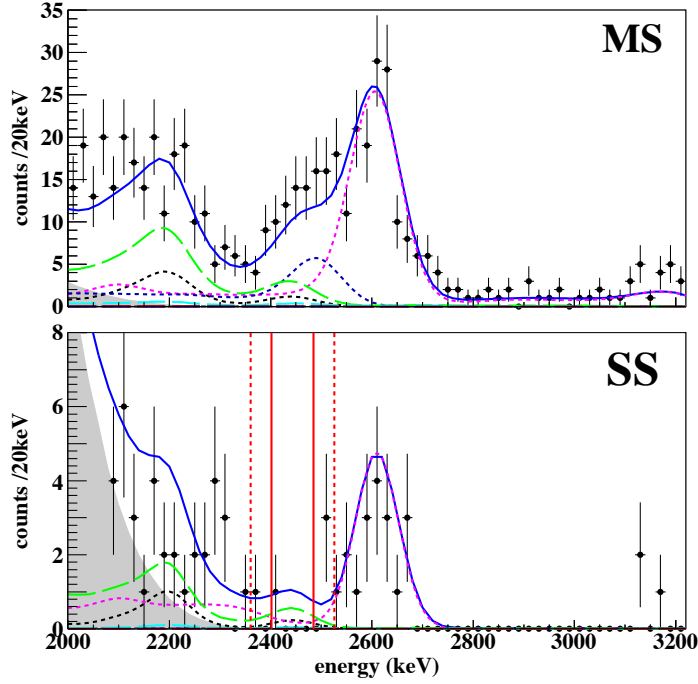


図 7.1: EXO-200 のエネルギー分布. MS(上) と SS(下)

7.2.2 KamLAND-Zen と EXO-200 の結果の統合

EXO-200 は 2012 年、 $32.5\text{kg}\cdot\text{yr}$ のデータで 2.8 counts 以下 (90% C.L.) という $0\nu\beta\beta$ 崩壊上限値が得られたと発表した。これを基に shape 解析を行なって $0\nu\beta\beta$ のレート 0 を基準とした $\Delta\chi^2$ 分布を作成し、この上限値を再現した (図 7.2)。

$$T_{1/2}^{0\nu}(\text{EXO-200}) > 1.6 \times 10^{25} \text{ yr (90\% C.L.)} \quad (7.4)$$

これを基に、KamLAND-Zen(DS-1+DS-2) の χ^2 分布と統合した上限値を求めた。前節に示した全モデルの核行列要素を用いて (表 7.1) ニュートリノ有効質量を計算した結果、以下の制限が得られた。

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe, combined}) > 3.4 \times 10^{25} \text{ yr (90\% C.L.)} \quad (7.5)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (120 - 250)\text{meV (90\% C.L.)} \quad (7.6)$$

KamLAND-Zen 単独の結果でも全核種を通して最高の制限を達成しているが、EXO-200 の結果と統合することで KK-claim の検証が十分可能になった。

7.2.3 KK-claim との比較

KK-claim では ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期を以下のように測定したと主張している。

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{25} \text{ yr (68\% C.L.)} \quad (7.7)$$

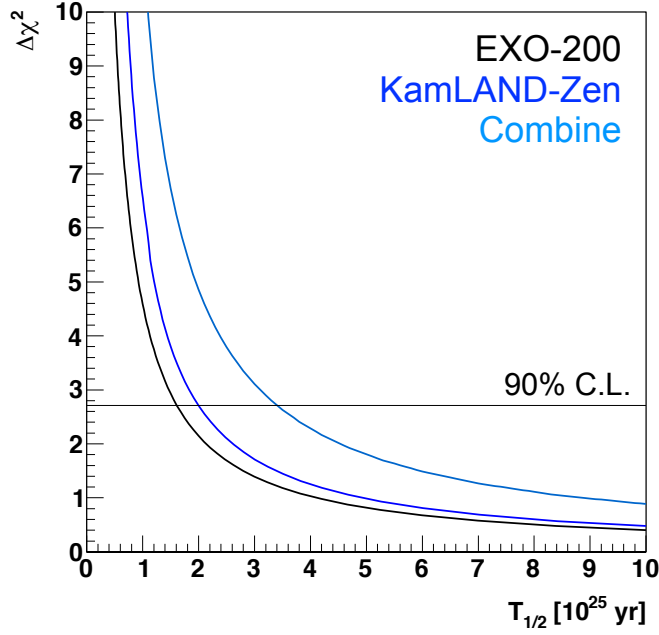


図 7.2: EXO-200 と KamLAND-Zen の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期

(R)QRPA モデルを用いてこれに対応する ^{136}Xe 半減期を求めると、

$$1.56 \times 10^{25} \text{ yr} < T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK-claim}, ^{136}\text{Xe}) < 2.17 \times 10^{25} \text{ yr} \quad (7.8)$$

となる。この中心値、下限値、上限値をそれぞれ $T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{mean}) = 1.82 \times 10^{25} \text{ yr}$ 、 $T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{Llimit})$ 、 $T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{Ulimit})$ とすると式 (7.7) の不定性による誤差 E_{exp} は、

$$E_{exp} = \left| T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{UorL limit}) - T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{mean}) \right| \quad (7.9)$$

と求まる。これに ^{76}Ge から ^{136}Xe への半減期の変換による誤差 E_{nme} を統合すると全体の誤差 E_{tot} が得られる。

$$E_{tot} = \sqrt{(E_{exp})^2 + (E_{nme})^2} \quad (7.10)$$

よって、KK-claim と KamLAND-Zen+EXO-200 で求まる半減期の相違は、

$$\chi_{KK}^2 = \left(\frac{T_{1/2}^{0\nu}(\text{KK}, ^{136}\text{Xe}, \text{mean}) - T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}, \text{combined})}{E_{tot}} \right)^2 \quad (7.11)$$

となる。これに KamLAND-Zen+EXO-200 の結果 $\Delta\chi_{combine}^2$ (図 7.2) を加えると、KK-claim と combined の差を表す χ^2 が求まる。

$$\chi^2 = \chi_{KK}^2 + \Delta\chi_{combine}^2 \quad (7.12)$$

χ^2 が最小で KK-claim と combined の結果が最も近くなる場合でも、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測される確率は 2.5% と極めて低いことがわかった。すなわち軽いマヨラナニュートリノの交換を仮定した場合 KK-claim は 97.5% 以上の信頼度で排除されることが明らかになった。図 7.3 は ^{136}Xe と ^{76}Ge の半減期の対応を示したもので、どのモデルの核行列要素を用いても KK-claim が主張する領域では $0\nu\beta\beta$ 崩壊は測定されないことを示している。

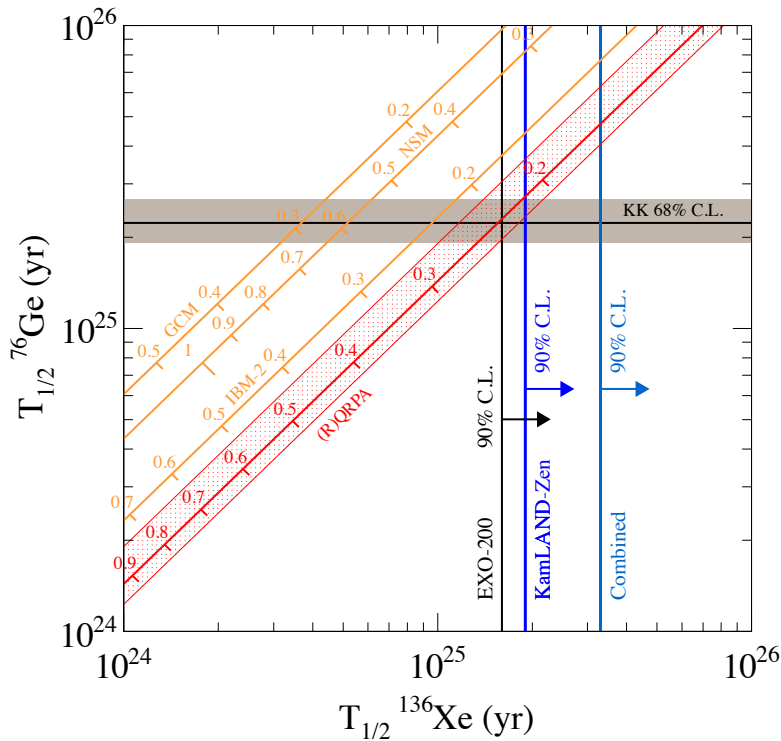


図 7.3: ^{136}Xe と ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期の比較

7.3 将来の展望

本解析ではバックグラウンド評価と有効体積の最適化を行い、 $0\nu\beta\beta$ に対する感度をこれまでの 3.3 倍改善することができた。その結果、世界最高感度の質量上限値を得ただけでなく、 $^{76}\text{Ge}0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測したとする主張を否定することに成功した。今後は 0ν 領域を覆う ^{110m}Ag の低減と ^{10}C の除去効率向上を実現して $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測を目指す。さらに 1ton のキセノンを使用する次期計画で 20 ~ 50meV にあるニュートリノ質量の逆階層構造の検証を目指す。

付録A ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列

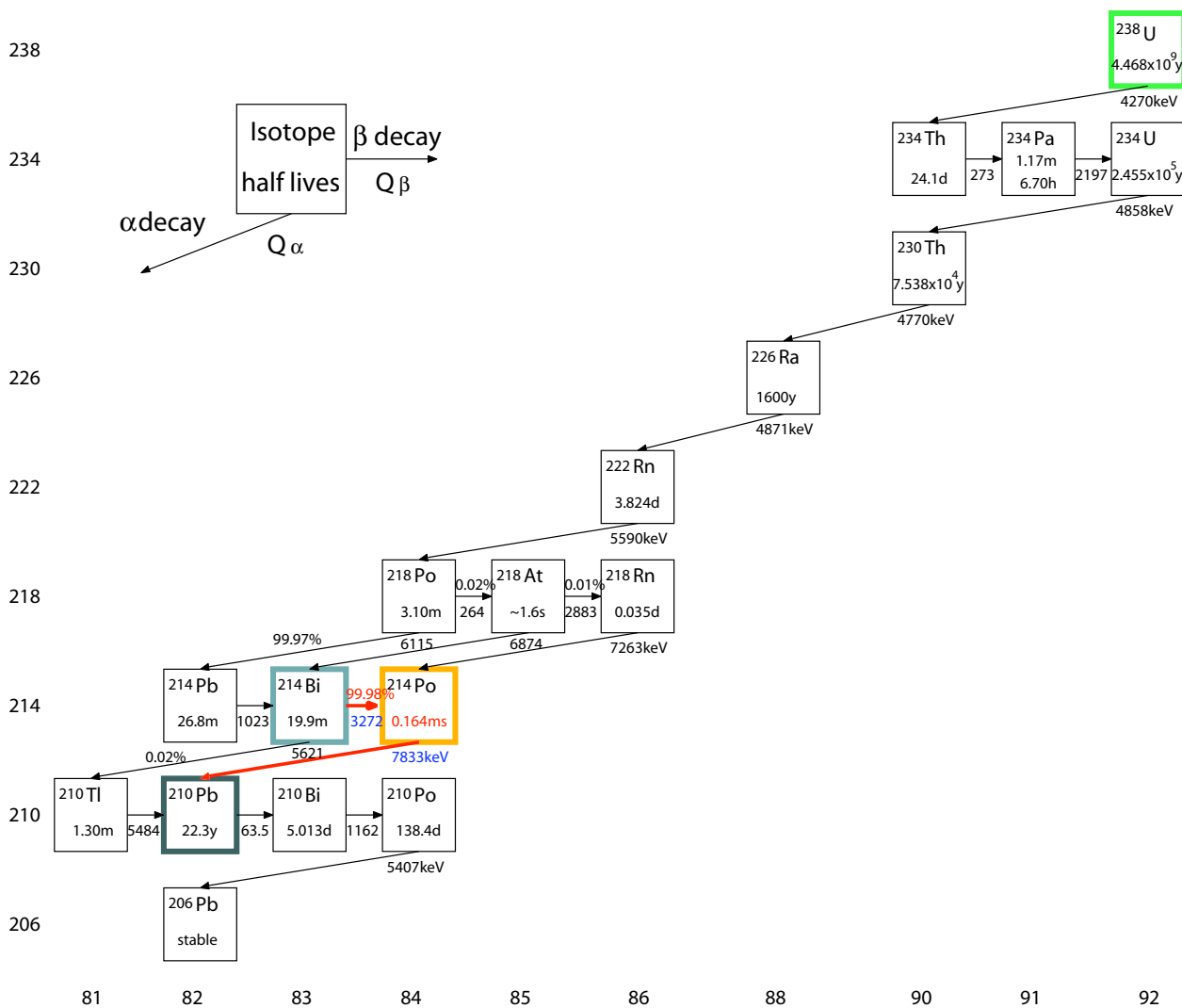


図 A.1: ^{238}U 崩壊系列

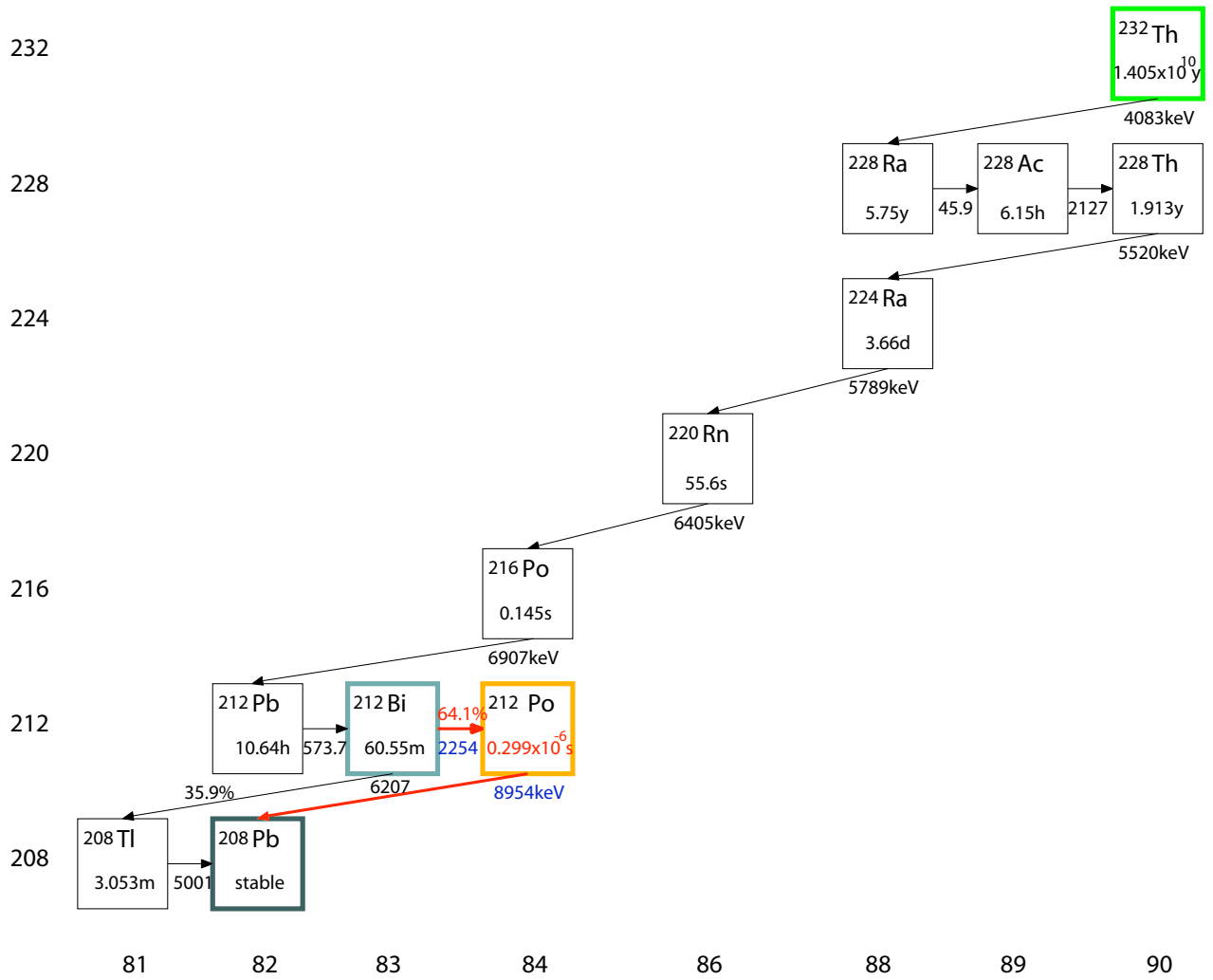


图 A.2: ^{232}Th 崩壊系列

付録B 2.6MeVピークバックグラウンド候補の崩壊図

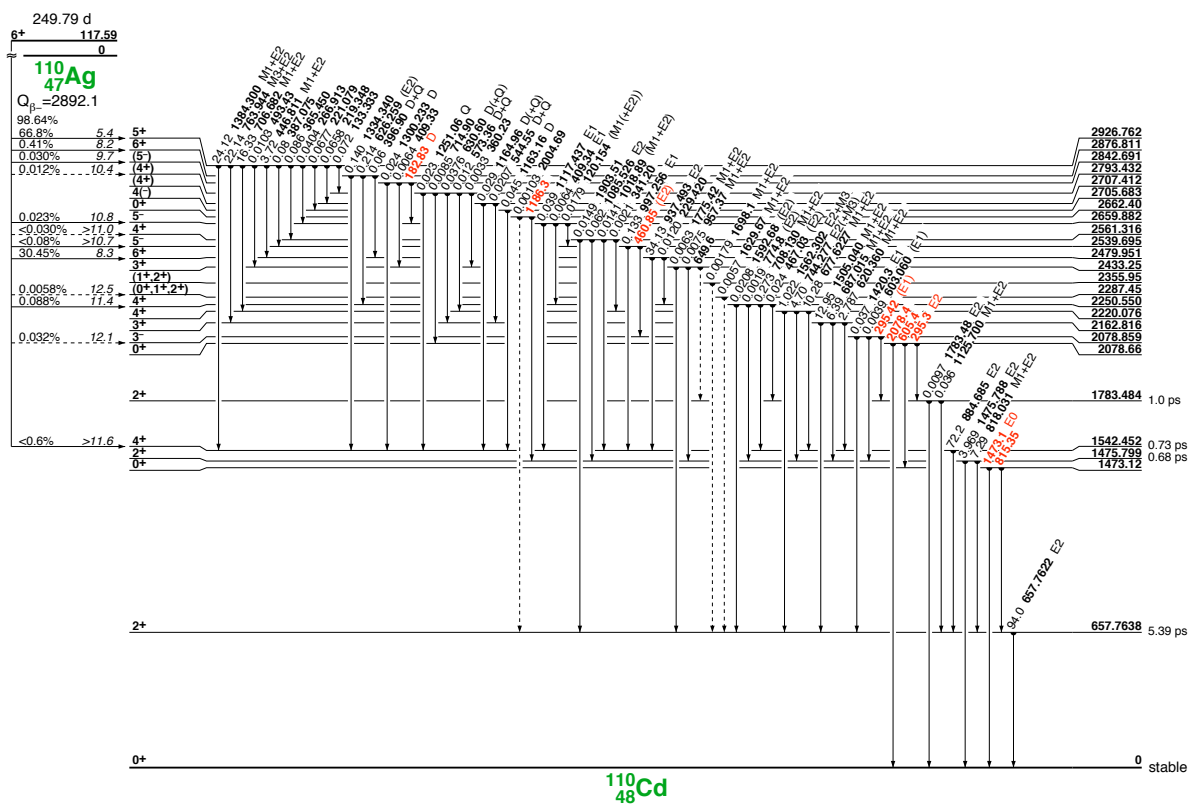


図 B.1: ^{110m}Ag のエネルギー準位図

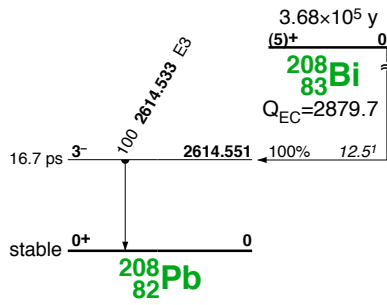


図 B.2: ^{208}Bi のエネルギー準位図

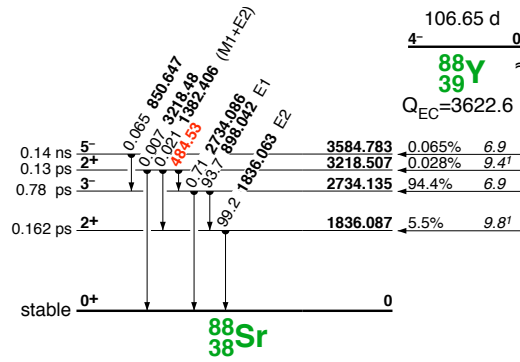


図 B.3: ^{88}Y のエネルギー準位図

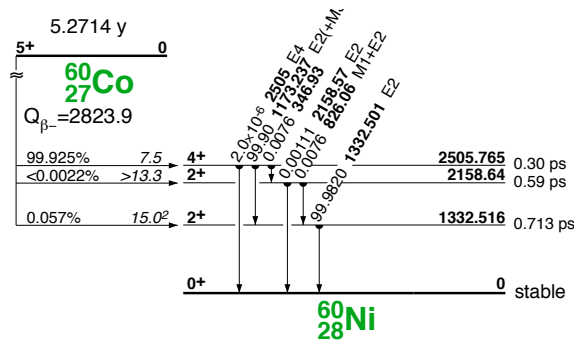


図 B.4: ^{60}Co のエネルギー準位図

参考文献

- [1] 素粒子物理学の基礎. 朝倉物理学大系, 第 1 巻. 朝倉書店, 1998.
- [2] 高エネルギー物理学の発展. 朝倉物理学大系. 朝倉書店, 1999.
- [3] J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello. Limits on neutrino masses from neutrinoless double- β decay. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 109, p. 042501, Jul 2012.
- [4] R Bernabei, P Belli, F Cappella, R Cerulli, F Montecchia, A Incicchitti, D Prosperi, and C.J Dai. Investigation of $\beta\beta$ decay modes in ^{134}Xe and ^{136}Xe . *Physics Letters B*, Vol. 546, No. 1- 2, pp. 23 – 28, 2002.
- [5] S.M. Bilenky and Carlo Giunti. Neutrinoless double-beta decay: A brief review. *Mod.Phys.Lett.*, Vol. A27, p. 1230015, 2012.
- [6] J B Birks. Scintillations from organic crystals: Specific fluorescence and relative response to different radiations. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, Vol. 64, No. 10, p. 874, 1951.
- [7] ENSDF. the evaluated nuclear structure data file, 2006.
- [8] V.N. Aseev *et al.* An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment. *Phys.Rev.*, Vol. D84, p. 112003, 2011.
- [9] M. Auger *et al.* (EXO-Collaboration). Search for neutrinoless double-beta decay in ^{136}Xe with exo-200. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 109, p. 032505, Jul 2012.
- [10] N.Ackerman *et al.* (EXO-Collaboration). Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in ^{136}Xe with the EXO-200 Detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 212501, Nov 2011.
- [11] A. Gando *et al.* (KamLAND Collaboration). Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at kamland. *Phys. Rev. D*, Vol. 83, p. 052002, Mar 2011.
- [12] S. Abe *et al.* (KamLAND Collaboration). Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in kamland. *Phys. Rev. C*, Vol. 81, p. 025807, Feb 2010.
- [13] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration). Limits on Majoron-emitting double- β decays of ^{136}Xe in the KamLAND-Zen experiment. *Phys. Rev. C*, Vol. 86, p. 021601, Aug 2012.

- [14] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration). Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen experiment. *Phys. Rev. C*, Vol. 85, p. 045504, Apr 2012.
- [15] Amand Faessler, G. L. Fogli, E. Lisi, V. Rodin, A. M. Rotunno, and F. Šimkovic. Quasi-particle random phase approximation uncertainties and their correlations in the analysis of $0\nu\beta\beta$ decay. *Phys. Rev. D*, Vol. 79, p. 053001, Mar 2009.
- [16] Amand Faessler, Vadim Rodin, and Fedor Simkovic. Nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay and double-electron capture. *J.Phys.*, Vol. G39, p. 124006, 2012.
- [17] J.J. Gomez-Cadenas, J. Martin-Albo, M. Mezzetto, F. Monrabal, and M. Sorel. The Search for neutrinoless double beta decay. *Riv.Nuovo Cim.*, Vol. 35, pp. 29–98, 2012.
- [18] Steen Hannestad. Neutrino physics from precision cosmology. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 65, No. 2, pp. 185 – 208, 2010.
- [19] W.C. Haxton and G.J. Stephenson Jr. Double beta decay. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 12, No. 0, pp. 409 – 479, 1984.
- [20] Z. Hou, C.L. Reichardt, K.T. Story, B. Follin, and R. *et al.* Keisler. Constraints on Cosmology from the Cosmic Microwave Background Power Spectrum of the 2500-square degree SPT-SZ Survey. 2012.
- [21] <http://www.cree.com/~media/Files/Cree/LED%20Components%20and%20Modules/XLamp/Data%20and%20Binning/XLampXPG.pdf>. (CREE product family data sheet).
- [22] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS and I. V. KRIVOSHEINA. The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra. *Modern Physics Letters A*, Vol. 21, No. 20, pp. 1547–1566, 2006.
- [23] H.V. *et al.* Klapdor-Kleingrothaus. Latest results from the heidelberg-moscow double beta decay experiment. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, Vol. 12, pp. 147–154, 2001.
- [24] Aoyama M., et al. Temporal variation of ^{134}Cs and ^{137}Cs activities in surface water at stations along the coastline near the Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant accident site, Japan. *Geochemical Journal*, Vol. 46, pp. 321 – 325, 2012.
- [25] J. Menéndez, A. Poves, E. Caurier, and F. Nowacki. Disassembling the nuclear matrix elements of the neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Nuclear Physics A*, Vol. 818, pp. 139 – 151, 2009.
- [26] S.F. Mughabghab, D.I. Garber, D.J. Hughes, and National Neutron Cross Section Center. *Neutron Cross Sections: Resonance parameters*. Neutron Cross Sections. National Neutron Cross Section Center, Brookhaven National Laboratory, Associated Universities, inc., 1973.

- [27] Tomás R. Rodríguez and Gabriel Martínez-Pinedo. Energy density functional study of nuclear matrix elements for neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, p. 252503, Dec 2010.
- [28] Bernhard Schwingenheuer. Searches for neutrinoless double beta decay. *J.Phys.Conf.Ser.*, Vol. 375, p. 042007, 2012.