

修士論文

超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いた
アラーム手法の開発

Development of alarm method incorporating time evolution of pre-supernova
neutrinos

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

齊藤 恵汰

2024 年

概要

$8M_{\odot}$ を超える重い恒星は内部で核融合を起こしながら成長し、最終的に超新星爆発を起こす。この成長の最終段階では、星内部の熱対生成反応や原子核反応によって $\mathcal{O}(1)$ MeV のニュートリノが放出される。このニュートリノは超新星前兆ニュートリノとよばれ、星の進化過程や質量階層性を理解できると期待されている。超新星前兆ニュートリノは地球から $\mathcal{O}(100)$ pc 離れた星に対して、超新星爆発の数日前より観測可能である。そのためこのニュートリノの検出を通じて、超新星爆発に対しアラームを発令することができる。

KamLAND や Super-Kamiokande などの大型ニュートリノ検出器は逆ベータ崩壊反応を通じて反電子型の超新星前兆ニュートリノを検出可能である。これらの検出器では超新星前兆ニュートリノを用いたアラームシステムが運用されており、超新星前兆ニュートリノの背景事象レートに対する観測事象レートの統計的超過に基づきアラームを発令している。本研究では超新星前兆ニュートリノのルミノシティとエネルギーの経時変化に基づく、検出器で観測される期待事象レートの変動を取り入れた新たなアラーム手法を開発した。

本研究で開発したアラーム手法の性能を確認するために、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索のためのミニバルーンをインストールしていない KamLAND を想定し、アラーム Significance 評価を行った。また若狭湾と韓国の原子力発電所が常に稼働している状況を想定して、主要な背景事象である原子炉由来のニュートリノ事象レートを見積もった。モンテカルロ法を用いて超新星前兆ニュートリノが到来する仮説を 3σ で棄却できる時刻 (アラーム時刻) を計算することで、本研究で開発した手法が従来のアラーム手法よりも早期に発令可能であることを確かめた。さらに、150 pc 離れた質量が $15 M_{\odot}$ の星の様々な超新星前兆ニュートリノモデルを用いてアラーム Significance を評価し、本研究で開発した手法においてアラーム時刻におけるモデル選択の大きなバイアスがないことを確認した。最後に近い将来超新星爆発が起こる可能性のある天体としてベテルギウス (質量: $18-21 M_{\odot}$ 、地球までの距離: $168.1_{-14.9}^{+27.5}$ pc) に対するアラーム時刻を計算した。その結果、本研究で開発したアラーム手法は、従来のアラーム手法が発令できなかった質量逆階層モデルの超新星前兆ニュートリノに感度をもつことがわかった。さらに、本研究で開発した手法はベテルギウスに対して少なくとも 1.1 時間前にアラーム発令可能であるという結果が得られた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	ニュートリノとは	3
2.2	ニュートリノ振動	5
2.2.1	太陽ニュートリノ問題	5
2.2.2	真空中でのニュートリノ振動	5
2.2.3	物質中でのニュートリノ振動	8
2.2.4	ニュートリノ振動パラメータ	12
2.3	ニュートリノの未解決問題	12
2.3.1	ニュートリノの質量	12
2.3.2	右巻きニュートリノ	13
2.3.3	ニュートリノのマヨラナ性	14
2.4	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	15
第 3 章	超新星前兆ニュートリノ	19
3.1	恒星の進化	19
3.1.1	水素燃焼	20
3.1.2	ヘリウム燃焼	21
3.1.3	炭素燃焼	21
3.1.4	ネオン燃焼	21
3.1.5	酸素燃焼	22
3.1.6	ケイ素燃焼	22
3.1.7	各進化過程のまとめ	22
3.2	超新星前兆ニュートリノ	22
3.2.1	熱対生成	23
3.2.2	原子核反応生成	25
3.3	超新星前兆ニュートリノモデル	25
3.4	超新星爆発の観測	26

3.4.1	超新星爆発のメカニズム	27
3.4.2	ニュートリノ検出器	28
3.4.3	重力波検出器	29
3.4.4	超新星前兆ニュートリノアラームの必要性	29
第4章	KamLAND	33
4.1	KamLAND の構造	33
4.1.1	内部検出器	34
4.1.2	外部検出器	37
4.1.3	ミニバルーン	38
4.1.4	光電子増倍管	38
4.2	データ収集システム	41
4.2.1	KamDAQ	41
4.2.2	MogDAQ	43
4.3	事象再構成	44
4.3.1	波形解析	45
4.3.2	時間電荷較正	45
4.3.3	バッドチャンネル選定	47
4.3.4	ダークチャージの見積もり	49
4.3.5	宇宙線ミュオン軌跡再構成	49
4.3.6	点事象位置再構成	51
4.3.7	点事象エネルギー再構成	52
4.4	KamLAND2 検出器	55
4.4.1	シンチレーションバルーン	55
4.4.2	光電子量の増加	56
4.4.3	MoGURA2	56
第5章	逆ベータ崩壊の事象選定条件	57
5.1	逆ベータ崩壊反応	57
5.2	非物理事象の除去	59
5.2.1	ノイズ事象	59
5.2.2	フラッシャー事象	59
5.2.3	リングング事象	60
5.3	ミュオン核破碎事象の除去	61
5.4	遅延同時計測選定条件	62
5.4.1	エネルギー選定	62
5.4.2	有効体積選定	63
5.4.3	空間相関	63

5.4.4	時間相関	64
5.4.5	複数先発事象あるいは複数後発事象の除去	65
5.5	Likelihood selection	65
5.5.1	確率密度関数	65
5.5.2	Likelihood ratio	66
5.6	Likelihood selection 後の検出効率	67
第 6 章	KamLAND の従来の超新星前兆ニュートリノアラーム	71
6.1	KamLAND における超新星前兆ニュートリノ期待事象レート	71
6.2	超新星前兆ニュートリノアラームの手法	72
6.3	Online 超新星前兆ニュートリノアラームシステム	73
6.3.1	Livetime の見積もり	74
6.3.2	超新星前兆ニュートリノアラームのエネルギー範囲と時間幅の最適化	75
6.4	従来の超新星前兆ニュートリノアラームの課題	75
第 7 章	超新星前兆ニュートリノに対する背景事象	77
7.1	地球ニュートリノ	77
7.2	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応	79
7.3	偶発遅延同時計測事象	82
7.4	原子炉ニュートリノ	82
7.5	背景事象のまとめ	85
第 8 章	超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラーム手法とその感度評価	87
8.1	アラーム手法	87
8.1.1	統計量の定義	89
8.1.2	アラーム Significance の導出方法	91
8.1.3	アラームシステム的设计	91
8.2	アラーム Significance の評価	92
8.2.1	Toy MC 事象生成	93
8.2.2	特定の超新星前兆ニュートリノモデルにおける Significance 評価	93
8.2.3	アラーム Significance のモデル依存性	94
8.3	ベテルギウスに対するアラーム Significance 評価	98
第 9 章	結論	101
付録 A	Super Kamiokande と Combined 超新星前兆ニュートリノアラーム	103
A.1	Super-Kamiokande	103
A.1.1	検出器	103
A.1.2	超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象選定と背景事象	105

A.2	Combined 超新星前兆ニュートリノアラーム	107
	A.2.1 アラーム手法	107
	A.2.2 アラーム感度評価	108
A.3	Online Combined アラームシステム	111
	謝辞	113

目次

2.1	荷電カレント反応と中性カレント反応	8
2.2	物質中の電子数密度とニュートリノエネルギー固有値の関係	11
2.3	質量階層性の説明	13
2.4	KamLAND-Zen 実験でのエネルギースペクトル	16
2.5	KamLAND-Zen 実験でのマヨラナ質量に対する制限	17
3.1	星の進化構造	20
3.2	星の進化過程のまとめ	23
3.3	9, 12, 15 M_{\odot} の星の温度と密度変化	24
3.4	各モデルにおける超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の光度と平均エネルギーの経時変化	26
3.5	各モデルにおける星から放出される単位秒、単位エネルギーあたりの超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 数	27
3.6	のルミノシティと平均エネルギーの経時変化	28
3.7	超新星由来のニュートリノ、重力波、電磁波のルミノシティ	30
3.8	超新星前兆ニュートリノを放出する候補天体	31
3.9	超新星爆発が初めて光学観測されるコア崩壊からの時刻	31
4.1	KamLAND の年表	34
4.2	KamLAND 検出器周辺の施設	35
4.3	KamLAND 検出器の構成	35
4.4	第一純化装置	36
4.5	第二純化装置	37
4.6	OD 改修工事の刷新デザイン	39
4.7	ミニバルーンの構造	40
4.8	KamDAQ と MogDAQ のフロー	42
4.9	KamFEE の概要	43
4.10	オーバーシュートの様子	44
4.11	波形解析の概念図	45
4.12	色素レーザーによるキャリブレーション	46
4.13	17inch PMT と 20inch PMT の 1 p.e. 相当の電荷分布	48

4.14	典型的な事象のヒットタイミング分布	49
4.15	宇宙線ミュオン飛跡再構成の概略図	51
4.16	影効果の補正前後での電荷量	53
4.17	減衰長の推定の概略図	54
5.1	逆ベータ崩壊の反応断面積	58
5.2	KamLAND での逆ベータ崩壊反応の概略図	58
5.3	ノイズ事象	60
5.4	フラッシャー事象	61
5.5	リングング事象の選定条件とミュオン事象との時間差分布	62
5.6	後発事象のミニバルーン領域カットの概略図	64
5.7	Likelihood selection の過程	68
5.8	Likelihood selection 後の検出効率	69
6.1	KamLAND における期待超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ レート	72
6.2	KamLAND における累積超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象数	73
6.3	24 時間あたりの Livetime の期間変動	74
7.1	1 崩壊あたりの地球 $\bar{\nu}_e$ エネルギースペクトル	79
7.2	KamLAND での α - n 反応の反応断面積	80
7.3	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応のエネルギー準位図	81
7.4	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の過程	81
7.5	主な放射性同位体から生成される 1 崩壊あたりの原子炉 $\bar{\nu}_e$ スペクトル	84
7.6	原子炉ニュートリノのフラックストレンド	84
7.7	実データと期待背景事象の事象レートの 3 ヶ月平均の比較	86
7.8	期待背景事象のエネルギースペクトル	86
8.1	超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の期待事象レートと期待事象数の経時変化	88
8.2	BG Only 想定 ($\mu = 0$) と BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) の $L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu)$	89
8.3	BG Only 想定 ($\mu = 0$) と BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) の $\text{Prob}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu)$	90
8.4	$l_{\text{SA}}^{\text{obs}}$ と $B(l_{\text{SA}})$ 、 p 値の関係の概念図	92
8.5	アラームシステム設計の概念図	92
8.6	コア崩壊 10 時間前の事象の ToyMC 生成の例	93
8.7	l_{SA} の分布	94
8.8	p 値と $B(l_{\text{SA}})$ 、 $S(l_{\text{SA}})$ の関係の概念図	95
8.9	Significance の時間発展	95
8.10	Significance のモデル依存性	97
8.11	ベテルギウスの事象レート	99

A.1	SK-Gd の遅延同時計測の概念図	104
A.2	BDT _{Online} のスコア分布	105
A.3	BDT _{Offline} のスコア分布	106
A.4	SK の逆ベータ崩壊事象における検出効率	106
A.5	Low、Medium、High シナリオにおける神岡鉱山に到来する原子炉 $\bar{\nu}_e$ フラックス と地球 $\bar{\nu}_e$ のフラックス	108
A.6	KamLAND と SK の Significance の時間発展	109
A.7	KamLAND と SK の $15 M_{\odot}$ の星に対するアラーム時刻と距離の関係	109
A.8	Combined アラームにおける地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星に対する Sig- nificance の時間発展	110
A.9	Combined アラームにおける $15 M_{\odot}$ の星に対するアラーム時刻と距離の関係	110
A.10	Combined アラームのシステムフロー	112
A.11	Combined アラームシステムのワークフロー	112

表目次

2.1	素粒子標準理論におけるフェルミオン (スピン 1/2)	4
2.2	素粒子標準理論におけるボソン	4
2.3	ニュートリノ振動パラメータのベストフィット値と 3σ の範囲	12
3.1	$20 M_{\odot}$ の星について炭素燃焼からシリコン燃焼までのタイムスケール	23
4.1	液体シンチレータ (KamLS) の化学組成	36
4.2	バッファオイルの化学組成	36
4.3	ID 17inch PMT と 20inch PMT の比較	40
4.4	OD 改修工事後の PMT の性能	41
4.5	KamLAND2 で使用候補の LS の化学組成	56
5.1	後発事象のエネルギー選定条件における検出効率	63
6.1	最適化 (2023 年 7 月) によるパラメータの変更点	75
7.1	本解析で用いる主要な原子炉	85
7.2	原子炉 $\bar{\nu}_e$ を除く期待背景事象レートのまとめ	86
8.1	KamLAND での Reference モデルと Toy MC モデルの組み合わせごとのアラーム時刻	96
8.2	KamLAND でのベテルギウスに対する Reference モデルと Toy MC モデルの組み合わせごとのアラーム時刻	99
A.1	Gd と H の熱中性子捕獲の断面積と γ 線エネルギー	104
A.2	KamLAND と SK、Combined アラームの各モデルにおけるアラーム時刻 [hour]	111

第 1 章

序論

初期質量が 8 太陽質量 (M_{\odot}) より重い恒星はその内部で核融合反応を繰り返しながら軽元素を重元素へと合成し、最終的に安定な鉄コアを形成する。この星の最終進化段階では平均エネルギーが $\mathcal{O}(1)$ MeV の全フレーバーのニュートリノが生成される [1]。このニュートリノは超新星前兆ニュートリノと呼ばれ、鉄コア形成の数日前より観測可能である。超新星前兆ニュートリノは星内部の熱対生成や原子核反応により生成されるため、恒星進化過程の理解に役立つと考えられている。また星内部のニュートリノ振動を観測することで、ニュートリノ質量階層性を理解できる可能性が示唆されている [2]。さらに、 $8 M_{\odot}$ の恒星は鉄コア形成から約 0.1 秒後に自己重力によるコア崩壊を経て超新星爆発を起こすため、超新星前兆ニュートリノの検出によって爆発観測のためのアラームを発令することが可能である。特にベテルギウス (質量: $18-21 M_{\odot}$ 、地球までの距離: $168.1^{+27.5}_{-14.9}$ pc [3]) は近い将来超新星爆発が起こるとされており、その数日前より超新星前兆ニュートリノが検出できると期待されている。

KamLAND などの大型ニュートリノ検出器は、 $\mathcal{O}(100)$ pc の星から到来する反電子型の超新星前兆ニュートリノを検出可能である。そのため KamLAND ではすでに超新星前兆ニュートリノアラームシステムが運用されており [4]、背景事象レートに対する観測事象レートの統計的超過に基づいてアラームを発令している。しかし質量逆階層におけるベテルギウス由来の超新星前兆ニュートリノについて KamLAND の観測事象レートが低くこの従来の手法ではアラームを発令することができない。そこで本解析ではより早期に発令するために超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラーム手法を開発する。ここで超新星前兆ニュートリノの経時変化は、超新星前兆ニュートリノのルミノシティとエネルギーの経時変化による検出器で観測される期待事象レートの変動である。特に近年の星進化の数値シミュレーションの精度向上により、超新星前兆ニュートリノの期待事象レートについて詳細に理解することが可能となった。

本研究では超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラーム手法で用いる検定統計量を考案し、モンテカルロ法より作成した事象を基にアラーム Significance 評価を行う。本論文では 2 章でニュートリノ物理について述べ、3 章で超新星前兆ニュートリノの説明をする。その後 4 章で本研究で用いる KamLAND 検出器について説明し、5 章で逆ベータ崩壊反応によるニュートリノ検出の選定条件について述べる。6 章では従来の超新星前兆ニュートリノアラームについて述べ、7 章では超新星前兆ニュートリノに対する背景事象を説明する。8 章では超新星前兆ニュート

リノの経時変化を用いたアラームの手法を説明しその感度評価を行う。最後に 9 章で本研究の結論を述べる。

第 2 章

ニュートリノ物理

2.1 ニュートリノとは

ニュートリノは物質の最も基本的な構成要素である素粒子の 1 つである。この素粒子の性質の大部分を説明できる理論が素粒子標準理論である。素粒子標準理論において粒子は相互作用を媒介するボソンと物質を構成するフェルミオンに大別される。この理論では 4 つの基本的な相互作用のうち重力相互作用を除く電磁気相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の 3 つの相互作用を記述しそれぞれを媒介するボソンは光子、グルーオン、W、Z ボソンと定義する。フェルミオンは強い相互作用をするクォークとしないレプトンに分類可能であり、質量の異なる 3 世代に分けられる。ここで素粒子標準理論におけるフェルミオンとボソンについてそれぞれ表 2.1、表 2.2 にまとめる。またニュートリノはレプトンの一種であり弱い相互作用と重力相互作用のみはたらく粒子である。ニュートリノは電荷を持たない中性素粒子であり、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の 3 つが存在する。

ニュートリノが媒介する弱い相互作用は電磁気相互作用に比べて非常に小さく、ニュートリノの検出は非常に困難である。この性質よりニュートリノは当初仮想粒子として導入された。ニュートリノの存在は 1930 年にベータ崩壊の生成物として Pauli により提唱された [5]。当時ベータ崩壊は中性子が陽子と電子に 2 体崩壊を起こし、生成電子が離散的なエネルギースペクトルを持つと考えられていた。しかし Chadwick により生成電子が連続エネルギースペクトルを持つことが判明した。この結果を説明するためにベータ崩壊の 3 番目の生成物として、スピン 1/2 の中性粒子であるニュートリノの存在が必要とされた。

ニュートリノは Reynes と Cowan によって初検出された [6]。彼らは塩化カドミウム (CdCl_2) を溶かした水タンクと液体シンチレータを用いて原子炉由来の反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) との逆ベータ崩壊反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) を検出した。この実験では陽電子の対消滅 γ 線と Gd 原子核の中性子捕獲により生じた γ 線の時間空間相関をとり高感度で $\bar{\nu}_e$ を検出した。この革新的な手法は現在の実験でも取り入れられている (5 章)。また加速器を用いて 1962 年には Lederman、Schwartz、Steinberger らが、2000 年には DONUT (Direct Observation of Neutrino Tau) 実験がそれぞれ ν_μ と ν_τ を生成し検出に初めて成功した [7][8]。

ニュートリノの飛行中にフレーバーは不変ではなく周期的に変動することが太陽や大気中で生

成されたニュートリノの観測により発見された [9][10]。これをニュートリノ振動という (2.2 節)。この現象は素粒子標準理論の説明と異なり、ニュートリノが質量をもつことが条件である。そのためニュートリノ振動は素粒子標準理論を超えた物理として注目されるようになった。

1937 年、Majorana によってニュートリノと反ニュートリノを同一視することでニュートリノ質量の存在を肯定する理論 [11] が提唱された (2.3 節)。この Majorana による理論の検証として最も有力な方法が 2.4 節で説明するニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊である。

表 2.1: 素粒子標準理論におけるフェルミオン (スピン 1/2)

種類	世代	素粒子名	記号	電荷
クォーク	1	アップ	u	2/3
		ダウン	d	-1/3
	2	チャーム	c	2/3
		ストレンジ	s	-1/3
	3	トップ	t	2/3
		ボトム	b	-1/3
レプトン	1	電子	e^-	-1
		電子ニュートリノ	ν_e	0
	2	ミューオン	μ	-1
		ミューニュートリノ	ν_μ	0
	3	タウオン	τ	-1
		タウニュートリノ	ν_τ	0

表 2.2: 素粒子標準理論におけるボソン

素粒子名	記号	電荷	スピン	媒介相互作用
光子	γ	0	1	電磁気相互作用
グルーオン	g	0	1	強い相互作用
W ボソン	$W^{+/-}$	± 1	1	弱い相互作用
Z ボソン	Z	0	1	弱い相互作用
ヒッグス粒子	H	0	0	—

2.2 ニュートリノ振動

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

1920年代以降、太陽は原子核反応によってエネルギーを生成していることが様々な実験によりわかった。その後、太陽内の原子核反応について詳細に見積られ、主に pp-chain と CNO cycle の2つの反応過程によって燃焼していることが理論計算より示された。特に pp-chain 反応過程において ^8B との反応で当時の技術でも検出可能なニュートリノが生成されることがわかった。そこで Homestake 実験 [12] では 615 t の C_2Cl_4 を用意して太陽由来の電子ニュートリノを次の反応で検出した。



ここで比例計数管を用いて生成した ${}^{37}\text{Ar}$ の個数を計算したところ、検出したニュートリノの個数は標準太陽模型による予測の 1/3 であった。この理論と実験の不一致は太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、多くの研究者を悩ませた。

2.2.2 真空中でのニュートリノ振動

太陽ニュートリノ問題は本章で説明するニュートリノ振動理論が正しければ説明可能である。ニュートリノは異なるフレーバー固有状態に周期的な遷移を行いながら飛行する。これをニュートリノ振動という。この現象はニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態が異なることで生じる。ニュートリノ振動理論は牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって提唱され [13]、多くのニュートリノ実験の結果により証明された。

ニュートリノ振動が起こるためには、ニュートリノが質量を持つことと、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合状態であることが条件である。特に前者については素粒子標準理論においてニュートリノは質量を持たないと考えられていたため、大きなインパクトを与えた。以下では真空中のニュートリノ振動について数式を用いて説明する。

ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態は次の行列式で表すことができる。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

ただし行列 U はユニタリー行列である ($U^\dagger U = 1$)。ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) を用いて行列成分の式に直すと

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.3)$$

となる。行列 U がユニタリーであることから

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.4)$$

となる。反ニュートリノについても

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle \quad (2.5)$$

と表すことができる。

ニュートリノの時間発展について考える。 E_i 、 p_i について i 番目の質量固有状態のエネルギーと運動量とすると

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.6)$$

$$-i \frac{\partial}{\partial x} |\nu_i\rangle = p_i |\nu_i\rangle \quad (2.7)$$

が成り立つことから

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0, 0)\rangle \quad (2.8)$$

と表せる。ここで、 t 、 x は実験室系での時間と位置である。

ここで

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(x, t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0, 0)\rangle \\ &= \sum_{i, \beta} U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i x)} U_{\beta i}^* |\nu_\beta(0, 0)\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

となる。したがってフレーバーが α から β に変わる遷移振幅は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle \\ &= \sum_{i, \beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-i(E_i t - p_i x)} \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで相対論的極限 ($p_i \gg m_i$)

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.11)$$

を考えると、フレーバー α が距離 L を伝播したのち β に変化する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 \\ &= \sum_{i, j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる。ただし $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ は質量の二乗差である。

ここで

$$V_{i, j} = U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \quad (2.13)$$

とする。 $i = j$ の時行列 U がユニタリーであるとする

$$V_{i,j} = U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i} = \delta_{\alpha\beta} \quad (2.14)$$

となる。 $i \neq j$ の時 i, j の非対称性より

$$\sum_{i,j \neq i} = 2 \sum_{i>j} \quad (2.15)$$

となる。また

$$\begin{aligned} V_{i,j} &= U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \left[\cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) - i \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) \right] \\ &= -2 \operatorname{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + \operatorname{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

より振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる。

ニュートリノ振動の確率はそれぞれニュートリノ質量固有値の差により決定される。つまりニュートリノの質量が 0 である時ニュートリノ振動は禁止される。素粒子標準理論ではニュートリノが質量を持たない粒子として組み込まれているため、この現象は素粒子標準理論を超えた物理である。またニュートリノ振動は距離とエネルギーの割合 L/E にも依存する。その様々なエネルギーのニュートリノ源を様々な距離から測定することでニュートリノ振動の検証が行われた。

また反ニュートリノについて同様に振動確率を求めると

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

となる。式 (2.17) と比べると第 3 項の符号が異なることがわかる。

ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の差は

$$\begin{aligned} \Delta P &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \\ &= -16 J_{\alpha\beta} \sin \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{23}^2}{2E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

となる。このニュートリノと反ニュートリノの違いは CP 対称性の破れと対応する。ここで

$$J_{\alpha\beta} \equiv \text{Im} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \quad (2.20)$$

となる。

行列 U は以下のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.21)$$

ただし $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ であり、 θ_{ij} は質量固有値 m_i および m_j をもつ状態の混合角である。また δ は CP 位相と呼ばれ、CP 対称性の破れを表す。この時

$$J_{\alpha\beta} \equiv \pm s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta \quad (2.22)$$

であり、式 (2.20) の複号は + が e, μ, τ の循環、- が逆循環を表す。

このニュートリノ振動確率の違いを利用することで、CP 対称性の破れを測定することができる。

2.2.3 物質中でのニュートリノ振動

太陽や地球、超新星等、物質中をニュートリノが飛行する際には真空中と異なるニュートリノ振動をおこす。弱い相互作用は Z ボソンを媒介する中性カレント反応と W ボソンを媒介する荷電カレント反応に大別される。それぞれの反応について図 2.1 に示す。

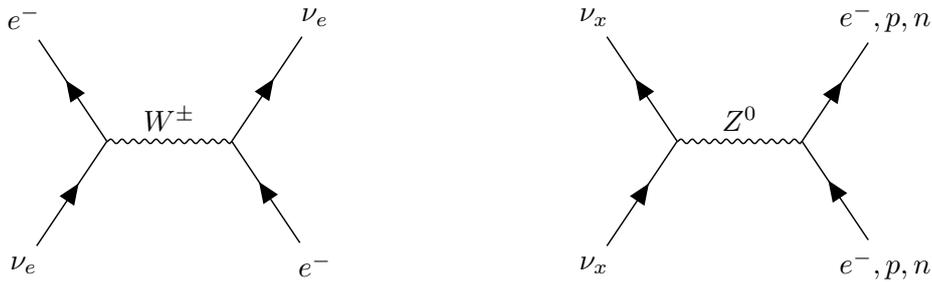


図 2.1: 荷電カレント反応 (左図) と中性カレント反応 (右図) のファインマンダイアグラム。添字 x はニュートリノのフレーバー (e, μ, τ) を表す。

ここで荷電カレント反応の結合の強さは

$$A = 2\sqrt{2}G_{\text{F}}N_e \quad (2.23)$$

と表すことができる。ただし G_{F} はフェルミ結合定数、 N_e は物質中の電子数密度である。

物質中はミューオンやタウオンに比べて電子が多量に含まれている。荷電カレント反応はニュートリノが同世代の荷電レプトンに変化する反応であるため ν_e のみ中性カレント反応に加え荷電カレント反応を起こす。そのため振動パラメータを補正する必要がある。この効果のことを MSW 効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) という [14][15]。

2 世代での MSW 効果

まずは簡単のため 2 世代での MSW 効果について考える。フレーバー固有状態と質量固有状態の真空中でのシュレディンガー方程式は

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} = H^{\text{flavor}} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = H^{\text{mass}} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

となる。ただし

$$H^{\text{mass}} = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

である。ここで式 (2.17) よりユニタリー行列 U を用いると $H^{\text{mass}} = UH^{\text{flavor}}U^\dagger$ となる。

物質中で電子と反応するためハミルトニアンに補正をかける。

$$H^{\text{flavor}} \rightarrow H_{\text{matter}}^{\text{flavor}} = H^{\text{flavor}} + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

ここで、 A は式 (2.23) よりニュートリノの荷電カレント反応の結合の強さを表している。

物質中の質量固有状態のハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H^{\text{mass}} \rightarrow H_{\text{matter}}^{\text{mass}} &= U^\dagger H_{\text{matter}}^{\text{flavor}} U \\ &= U^\dagger H^{\text{flavor}} U + \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}^\dagger \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \\ &= H^{\text{mass}} + \frac{A}{2E} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 + A \cos^2 \theta & A \cos \theta \sin \theta \\ A \cos \theta \sin \theta & m_2^2 + A \sin^2 \theta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.28)$$

となる。

$H_{\text{matter}}^{\text{mass}}$ を対角化するために行列

$$U_{\text{matter}} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\text{matter}} & \sin \theta_{\text{matter}} \\ -\sin \theta_{\text{matter}} & \cos \theta_{\text{matter}} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

を定義する。ただし

$$\tan 2\theta_{\text{matter}} = \frac{\sin^2 \theta}{\cos 2\theta - A/\Delta m_{12}^2} \quad (2.30)$$

である。 $H_{\text{matter}}^{\text{mass}}$ の質量固有値は

$$m_{1,2\text{matter}} = \frac{1}{2} \left[(m_1^2 + m_2^2 + A) \mp \sqrt{(A - \Delta m_{12}^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m_{12}^2)^2 \sin^2 2\theta} \right] \quad (2.31)$$

よって物質中での質量二乗差は

$$\Delta m_{12,\text{matter}}^2 = m_{2\text{matter}}^2 - m_{1\text{matter}}^2 = \Delta m_{12}^2 \sqrt{\left(\frac{A}{\Delta m_{12}^2} - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta} \quad (2.32)$$

となる。したがって、ニュートリノ振動の生存確率は

$$P_{\text{matter}} = 1 - \sin^2 2\theta_{\text{matter}} \sin^2 \frac{\Delta m_{12,\text{matter}} L}{4E} \quad (2.33)$$

となる。

3 世代での MSW 効果

3 世代のニュートリノ振動の MSW 効果を厳密に考えるとより複雑になるため、本節では定性的に理解する。3 世代を考慮する時、2 世代の場合で考えていた電子ニュートリノとの混合だけでなく、ミューニュートリノとの混合によっても共鳴状態がつくられる。ここで前者の混合はニュートリノと結合する力が弱いため太陽のような低密度星でもニュートリノ振動に寄与するが、超新星のような高密度な星では後者の混合状態も考える必要がある。また混合角は質量の 2 乗差 Δm_{12} 、 Δm_{23} に依存するため、ニュートリノの振動パターンは質量階層性 (2.3.1 節) に依存する。

まず高密度状態におけるフレーバー固有状態について考える。電子ニュートリノのみ荷電カレント反応するため、式 (2.23) より荷電カレント反応の結合強さを A とすると、ハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H_{\text{matter}}^{\text{flavor}} &= \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + A & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{\mu e}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{\tau e}^2 & m_{\tau\mu}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} \\ &\rightarrow \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + A & m_{e\mu'}^2 & m_{e\tau'}^2 \\ m_{\mu'e}^2 & m_{\mu'\mu'}^2 & 0 \\ m_{\tau'e}^2 & 0 & m_{\tau'\tau'}^2 \end{pmatrix} \\ &\rightarrow \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & m_{\mu'\mu'}^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_{\tau'\tau'}^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.34)$$

となる。ただし、まず μ と τ のフレーバー固有状態の部分空間で対角化を行い、その後 $|A| \gg m_{\alpha\beta}^2$ の近似をとっている。以上より星内部のような高密度状態において ν_e 、 $\nu_{\mu'}$ 、 $\nu_{\tau'}$ がフレーバー固有状態として独立に存在している。

次に星内部から放出されるニュートリノにはたらく物質効果を考える。高密度状態で ν_e 、 $\nu_{\mu'}$ 、 $\nu_{\tau'}$ がフレーバー固有状態であることから、物質効果の共鳴点の分布について図 2.2 に示すことができる。この図の横軸は物質中の電子数密度であり荷電カレント反応の結合強さ A と比例する。また $\bar{\nu}_e$ について、この結合強さが負となるため便宜上負の電子数密度として示している。

本解析で用いる反ニュートリノの物質効果を考える。反ニュートリノが高密度状態から低密度状態に遷移するため、図 2.2 の $n_e = -\infty$ から $n_e = 0$ への遷移に対応する。この高密度状態のニュートリノ固有状態を $|\bar{\nu}_e^0\rangle$ 、 $|\bar{\nu}_{\mu'}^0\rangle$ 、 $|\bar{\nu}_{\tau'}^0\rangle$ と示す。順階層について図 2.2(a) より負の電子数密

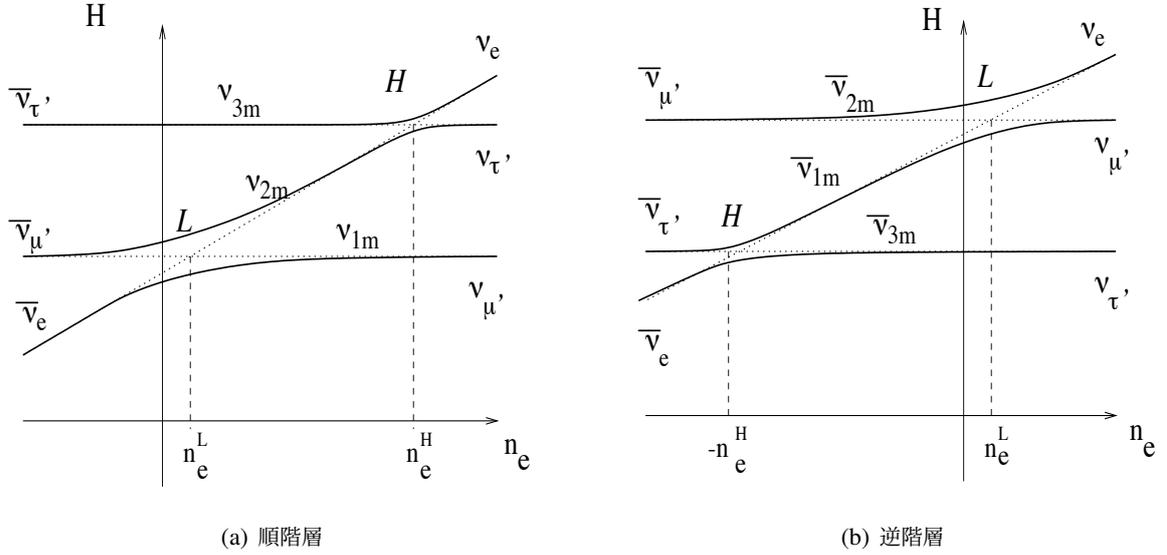


図 2.2: 物質中の電子数密度とニュートリノエネルギー固有値の関係 [16]。左図は質量順階層、右図は質量逆階層を示している (2.3.1 節参照)。また負の電子数密度は反ニュートリノに対応する。

度において共鳴は起こらないため、

$$|\bar{\nu}_1\rangle = |\bar{\nu}_e^0\rangle \quad (2.35)$$

$$|\bar{\nu}_2\rangle = |\bar{\nu}_{\mu'}^0\rangle \quad (2.36)$$

$$|\bar{\nu}_3\rangle = |\bar{\nu}_{\tau'}^0\rangle \quad (2.37)$$

となる。以上より順階層における $\bar{\nu}_e$ の生存確率は

$$p = \langle \bar{\nu}_e^0 | \bar{\nu}_e \rangle = \langle \bar{\nu}_1 | \bar{\nu}_e \rangle = |U_{e1}|^2 = \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \theta_{13} \quad (2.38)$$

一方逆階層の場合、図 2.2(b) より負の電子密度において共鳴状態 (H resonance) が存在する。この共鳴状態において質量固有状態が変化する確率 (flip probability) を P_H とすると、

$$|\bar{\nu}_1\rangle = P_H |\bar{\nu}_e^0\rangle + (1 - P_H) |\bar{\nu}_{\tau'}^0\rangle \quad (2.39)$$

$$|\bar{\nu}_2\rangle = |\bar{\nu}_{\mu'}^0\rangle \quad (2.40)$$

$$|\bar{\nu}_3\rangle = (1 - P_H) |\bar{\nu}_e^0\rangle + P_H |\bar{\nu}_{\tau'}^0\rangle \quad (2.41)$$

よって逆階層における $\bar{\nu}_e$ の生存確率は以下のように表される。

$$p = \langle \bar{\nu}_e^0 | \bar{\nu}_e \rangle = P_H \langle \bar{\nu}_1 | \bar{\nu}_e \rangle + (1 - P_H) \langle \bar{\nu}_3 | \bar{\nu}_e \rangle \quad (2.42)$$

ここで密度変化が小さい場合断熱近似を用いることが可能で $P_H \sim 0$ となる。そのため

$$p \sim \langle \bar{\nu}_3 | \bar{\nu}_e \rangle = |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13} \quad (2.43)$$

となる。

2.2.4 ニュートリノ振動パラメータ

ニュートリノ振動のパラメータは実験で精密測定されている。振動パターンはエネルギーと距離の比によって決まるため、様々なエネルギーのニュートリノを様々な距離で測定することで振動パラメータを探索することができる。

表 2.3 に本解析で用いる振動パラメータのベストフィット値と 3σ の範囲を後述する質量階層性 (2.3.1 節) ごとにまとめる。

表 2.3: ニュートリノ振動パラメータのベストフィット値と 3σ の範囲 [17]

パラメータ	順階層 (best fit)		逆階層 ($\Delta\chi^2 = 9.1$)	
	Best fit $\pm 1\sigma$	3σ range	Best fit $\pm 1\sigma$	3σ range
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	0.275-0.345	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	0.275-0.345
$\theta_{12}/^\circ$	$33.68^{+0.70}_{-0.72}$	31.63-35.95	$33.68^{+0.70}_{-0.72}$	31.63-35.95
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.470^{+0.017}_{-0.013}$	0.435-0.585	$0.550^{+0.017}_{-0.021}$	0.440-0.584
$\theta_{23}/^\circ$	$43.3^{+1.8}_{-1.5}$	40.6-50.8	$47.9^{+1.0}_{-1.3}$	41.5-49.9
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02251^{+0.00056}_{-0.00062}$	0.02030-0.02388	$0.02253^{+0.00055}_{-0.00062}$	0.02060-0.02409
$\theta_{13}/^\circ$	$8.56^{+0.11}_{-0.13}$	8.19-8.89	$8.57^{+0.11}_{-0.13}$	8.20-8.93
$\delta_{CP}/^\circ$	212^{+25}_{-41}	124-364	285^{+24}_{-25}	201-335
$\Delta m_{21}^2 (10^{-5} \text{ eV}^2)$	$7.49^{+0.19}_{-0.17}$	6.92-8.05	$7.49^{+0.19}_{-0.17}$	6.92-8.05
$\Delta m_{3\ell}^2 (10^{-3} \text{ eV}^2)$	$+2.513^{+0.021}_{-0.019}$	+2.451- + 2.578	$-2.484^{+0.020}_{-0.020}$	-2.547- - 2.421

2.3 ニュートリノの未解決問題

2.3.1 ニュートリノの質量

ニュートリノ振動の検出によりニュートリノが質量をもつことがわかった。質量の絶対値は現在まで不明であり多くの実験によって測定されている。ベータ崩壊スペクトル形について最大エネルギー付近でニュートリノ質量に依存する。KATRIN 実験はトリチウムのベータ崩壊を精密測定する実験であり、ニュートリノ質量について 90% の信頼度で

$$\sum_i \sqrt{|U_{ei}|^2 m_i} < 0.45 \text{ eV} \quad (2.44)$$

という制限を与えている [18]。また初期宇宙のエネルギー密度を宇宙背景放射等を用いて観測することでニュートリノ質量を精密測定できる。ここで Planck 衛星の宇宙背景放射観測について、バリオン音響振動と組み合わせた解析により、ニュートリノ質量の総和に対し $\sum m_\nu < 0.12 \text{ eV}$ という制限が与えられている [19]。ニュートリノの質量絶対値は不明であるが、これらの値は他の素粒子と比べると非常に小さいことがわかる。

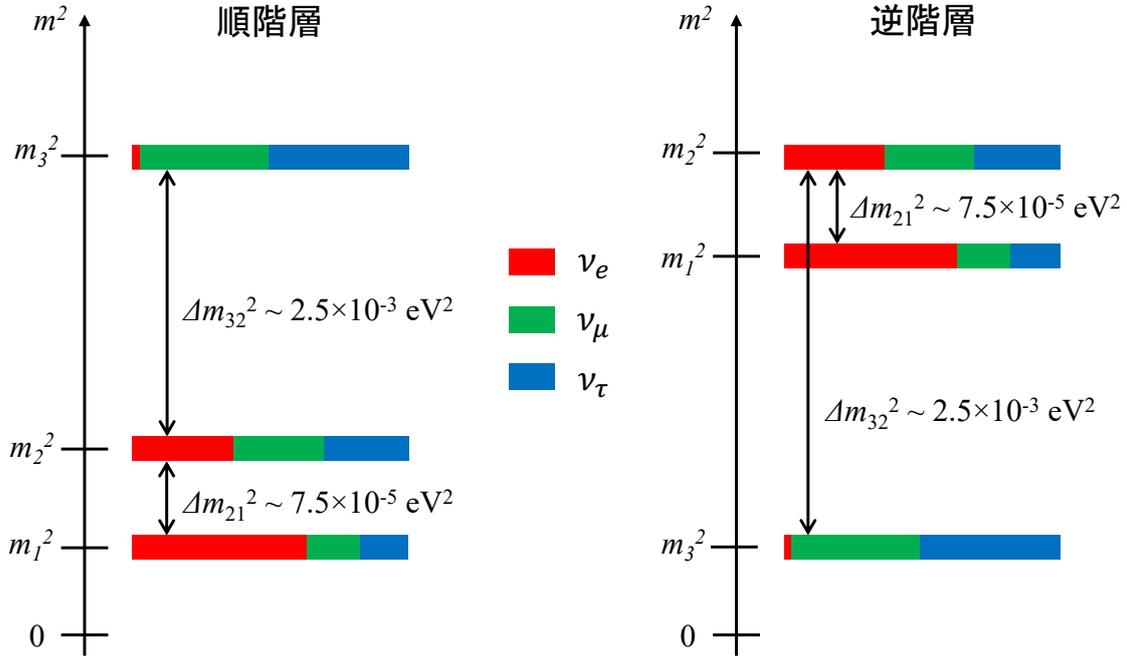


図 2.3: 質量階層性の説明

また質量固有値 m_1, m_2, m_3 の大きさの順序 (質量階層性) も不明である。様々なニュートリノパラメータ測定の結果、以下の2つの階層性の可能性が考えられる (図 2.3)。

- 順階層: $m_1 < m_2 \ll m_3$
- 逆階層: $m_3 \ll m_1 < m_2$

2.3.2 右巻きニュートリノ

スピン 1/2 の素粒子 ψ は γ 行列の積で表される演算子 $\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ (カイラル演算子) に対して

$$\gamma^5\psi_L = -\psi_L \quad (2.45)$$

$$\gamma^5\psi_R = +\psi_R \quad (2.46)$$

と表すことができる。ここで

$$\psi_L = P_L\psi = \frac{1 - \gamma^5}{2}\psi \quad (2.47)$$

$$\psi_R = P_R\psi = \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi \quad (2.48)$$

と表すことができる。 ψ_L, ψ_R はそれぞれ左巻き、右巻き粒子を表す。また反粒子 $\bar{\psi}$ について

$$\bar{\psi}_L = P_R\bar{\psi} \quad (2.49)$$

$$\bar{\psi}_R = P_L\bar{\psi} \quad (2.50)$$

となる。ここでカイラル射影演算子 P_L, P_R について

$$P_R P_L = P_L P_R = 0 \quad (2.51)$$

という性質を持つ。

質量を持った素粒子であれば $\psi_L, \psi_R, \bar{\psi}_L, \bar{\psi}_R$ の4つの自由度をもつはずである。ニュートリノは左巻き粒子と右巻き反粒子の2つのみ見つかったが、残り2つは発見されていない。

2.3.3 ニュートリノのマヨラナ性

2.3.1節と2.3.2節で説明したようにニュートリノが非常に軽い質量を持ち、右巻きニュートリノが発見されていない根拠として有力な理論がMajorana理論である[11]。この理論はニュートリノが電荷を持たないため可能な理論である。

式(2.51)よりスピン1/2の素粒子についてラグランジアン¹の質量項は

$$L = m_D \bar{\psi} \psi = m_D (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) (\psi_L + \psi_R) = m_D \bar{\psi}_L \psi_R + m_D \bar{\psi}_R \psi_L \quad (2.52)$$

となる。左(右)巻き反粒子が右(左)巻き粒子と結合し質量を持つことがわかる。

ニュートリノは電荷を持たないため、左(右)巻きニュートリノが左(右)巻き反ニュートリノと結合することが可能である。よってラグランジアン¹の質量項を次の様に書き換えることができる。

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} (\bar{\psi}_L \quad \bar{\psi}_L^C) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \\ &\equiv \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L M \Psi_R^C + h.c. \end{aligned} \quad (2.53)$$

以下では行列 M の要素の大小ごとに3つの特殊なケースを考える。

ディラック型

$m_L = m_R = 0$ とする。この場合左(右)巻きニュートリノが左(右)巻き反ニュートリノと結合できないため、ラグランジアン¹は式(2.52)の形となる。したがってこの場合、他の素粒子と同様の質量獲得機構となる。

擬ディラック型

$m_D \gg m_L, m_R$ の場合を考える。この場合もディラック型と同様に左(右)巻き同士のニュートリノと反ニュートリノの結合ができないため、他の素粒子と同様の質量獲得機構となる。また M の固有値をそれぞれ m_s, m_a とするとその二乗差は以下のように非ゼロの値をもつ。

$$m_s^2 - m_a^2 \sim 2m_D(m_R + m_L) \quad (2.54)$$

そのため、このケースが真であれば新たなニュートリノ振動が起こる可能性が示唆されている[20]。

シーソー型

$m_R \gg m_D$ であり $m_L = 0$ の場合を考える。この時行列 M の固有値は

$$\begin{aligned} m_\nu &= \frac{m_D^2}{m_R} \sim 0 \\ m_N &= m_R \left(1 + \frac{m_D^2}{m_R^2} \right) \sim m_R \end{aligned} \quad (2.55)$$

となる。 $m_R \gg m_D$ より m_ν は非常に軽いことがわかる。これは 2.3.1 節で説明したニュートリノが非常に軽い質量を持っていることの良い説明となっている。また m_N は非常に質量が重いことがわかる。つまり我々が観測しているエネルギースケールよりも高いエネルギーで相互作用が許容される粒子であり、現状観測できていない右巻きニュートリノに対応する。 m_ν が軽いほど m_N が重くなることから、このニュートリノ質量獲得機構のことをシーソー機構という。

2.4 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

2.3.3 節で説明したニュートリノのマヨラナ性を検証する上で最も有力な方法が、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測である。

中性子が陽子と電子、反電子ニュートリノに崩壊する反応をベータ崩壊という ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$)。ある特定の原子核内では娘核がエネルギー的に不安定であるため 2 つの中性子が同時にベータ崩壊を稀に起こす。これを二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) という。例えば原子番号 Z , 中性子数 A の原子核 (Z, A) は次のように二重ベータ崩壊を起こす。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.56)$$

しかしニュートリノのマヨラナ性を仮定すると、一方の中性子がベータ崩壊により生成した反電子ニュートリノがニュートリノとしてもう一方のベータ崩壊に用いられることがある。これがニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) であり、反応式は

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (2.57)$$

となる。

また $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ は次の式で書き表すことができる。

$$\left(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} \right)^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.58)$$

ここで $G^{0\nu}$ と $M^{0\nu}$ はそれぞれ位相空間因子、核行列要素と呼ばれ理論計算より求めることができる。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はマヨラナ有効質量といいニュートリノ質量を用いて

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1,2,3} U_{ei} m_i \right| \quad (2.59)$$

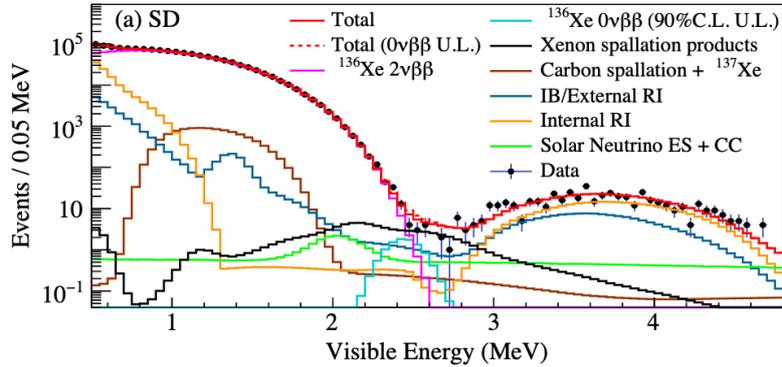


図 2.4: KamLAND-Zen 実験での背景事象スペクトルと $0\nu\beta\beta$ 崩壊の 90% 上限 (水色)[21]

と表すことができる。つまり $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期を測定することでニュートリノの質量について理解を深めることができる。 $0\nu\beta\beta$ の電子スペクトルはニュートリノを放出しない分だけ $2\nu\beta\beta$ に比べて高エネルギーにピークを持つ。このスペクトルを観測することでニュートリノのマヨラナ性を検証することができる。

現在、複数の実験で $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索が行われている。その中でも現状世界最高感度の結果を更新している実験が、本研究で用いる KamLAND 検出器で行っている KamLAND-Zen 実験 [21] である。KamLAND-Zen 実験では ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ を観測しており、そのエネルギースペクトルを図 2.4 に示す。KamLAND-Zen 実験では $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期に対して 90% の信頼度で次のような制限を与えることができる。

$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 3.8 \times 10^{26} \text{ year} \quad (2.60)$$

これにより図 2.5 のようにマヨラナ有効質量に対して

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = 28\text{--}122 \text{ meV} \quad (2.61)$$

と制限を与えることができる。これは世界で最も厳しい制限である。

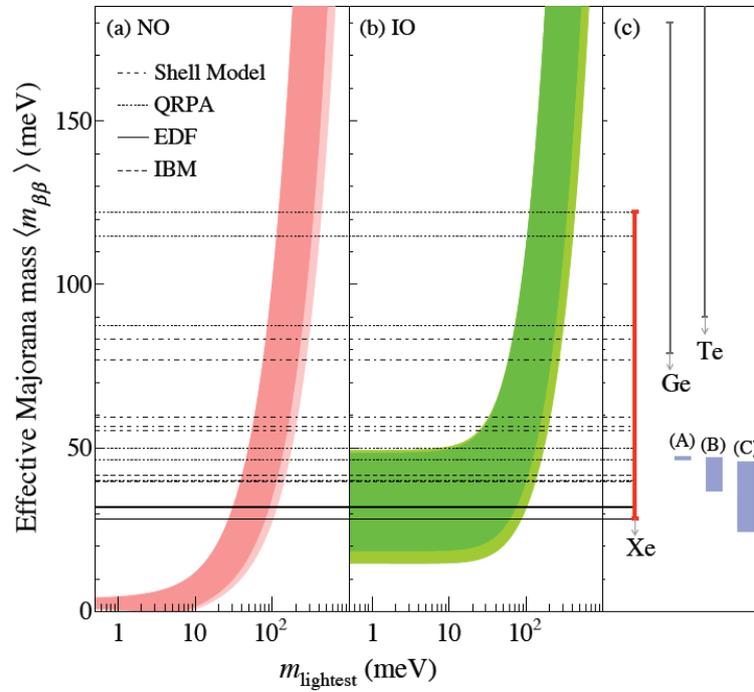


図 2.5: 最も軽いニュートリノ質量固有値 m_{lightest} とマヨラナ有効質量の関係。KamLAND-Zen 実験は有効マヨラナ質量の上限について最も厳しい上限を与えている [21]。

第3章

超新星前兆ニュートリノ

超新星前兆ニュートリノは超新星爆発前の星の進化過程で放出されるニュートリノである。このニュートリノは星内部の反応によって生成されるため、恒星の進化過程を理解できると期待されている。また星内部の物質効果によるニュートリノ振動を通じて質量階層性を決定できる可能性がある。本稿では特に超新星爆発のアラームとして用いることを期待している。KamLANDは数 MeV のニュートリノに感度をもつため超新星爆発から数時間前の超新星前兆ニュートリノを検出可能である。

本章ではまず超新星前兆ニュートリノの生成メカニズムを理解するために 3.1 節で恒星の進化過程を説明する。その後 3.2 節と 3.3 節では超新星前兆ニュートリノの生成反応とその数値計算を行った代表的な超新星前兆ニュートリノモデルについて述べる。最後に 3.4 節で本解析のアラームの対象である超新星爆発観測装置を紹介する。

3.1 恒星の進化

恒星は自己重力によって束縛された巨大なガスの塊であり、重力と星内部の圧力が釣り合った静水圧平衡によって構造を維持している。重力に対抗する恒星内部の圧力を生み出すためには温度勾配が必要であり、表面に比べて中心の温度が高くなければならない。そのため恒星は光として絶えずエネルギーが放出される(冷却)。この時 3.2 節で説明するような反応で生成されるニュートリノはほとんど相互作用せず外部に放出されるためエネルギー損失に寄与する。エネルギー放出により重力エネルギーが減少するため恒星は重力収縮し、星内部の温度が上昇する。重力収縮が続き恒星の構造が維持できなくなる前に核融合条件を満たす星内部温度に到達すると、より重い元素を合成しながら核融合エネルギーを供給すること(燃焼)で重力収縮が止まる。

恒星はこの冷却と燃焼のサイクルを繰り返すことで主系列星として成長し最終的に最も安定な鉄を核融合により生成する(図 3.1)。しかし、安定性は恒星の初期状態の質量や半径等に依存するため、一部の星は成長の途中で別の進化をする。以下では各燃焼期間における詳細をまとめる。

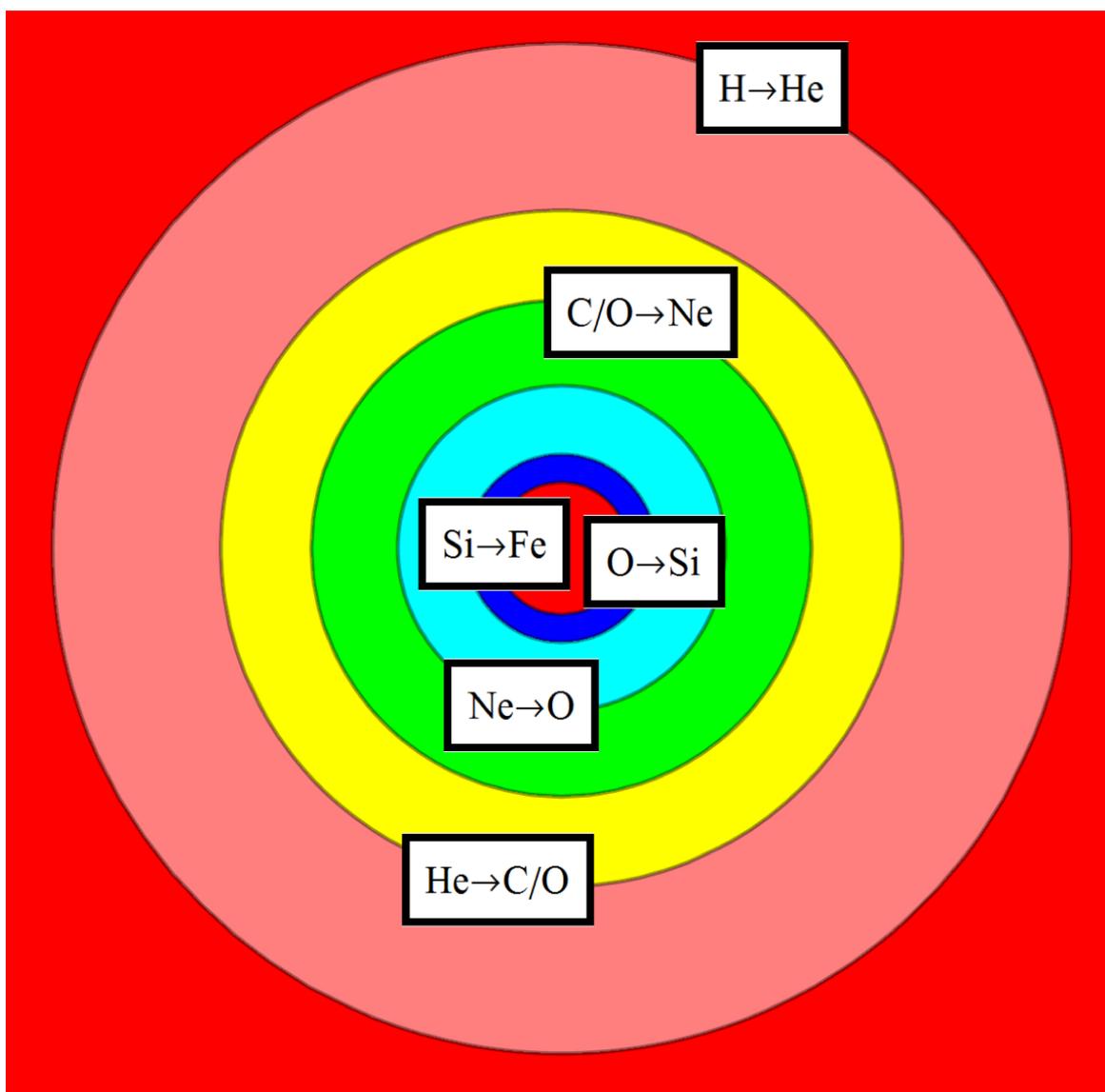


図 3.1: 星の進化構造。燃焼と冷却を繰り返すとコアの周りに元素ごとのシェルが出来上がる。鉄元素まで合成するとこれ以上燃焼は起きない [22]。

3.1.1 水素燃焼

恒星は星間ガスの高密度の部分重力崩壊することによって生まれる。この原子星は周囲のガスやダストが降り積もることで成長する。星中心部では、温度が 10^7 K となると水素原子核からヘリウム原子核を生成する水素燃焼が始まる。以後星の質量はこの水素燃焼開始時の質量とする。水素燃焼時、pp chain 反応と CNO サイクルの 2 つの反応が主に寄与する。燃焼は高温である星中心部で起こりやすいため、ヘリウムコアとその周りを取り囲む水素殻が形成される。

ただし質量が $0.08 M_{\odot}$ 以下の恒星は水素燃焼が起こる温度に到達することができないため以降

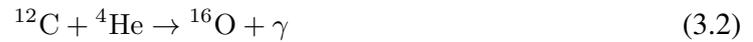
は褐色矮星として進化する。

3.1.2 ヘリウム燃焼

温度が 1×10^9 K に達すると 3 つの He 原子核によるトリプル α 反応が起こる。



生成された ${}^{12}\text{C}$ は ${}^4\text{He}$ と以下のように反応し ${}^{16}\text{O}$ を生成する。



この炭素と酸素原子により C + O コアを形成する。

フェルミ粒子を圧縮すると、パウリの排他原理によって、フェルミ縮退状態以上に高密度にはならず、圧縮に抵抗する力 (縮退圧) がはたらく。質量が $0.46 M_{\odot}$ 以下の星は He 燃焼の温度に達する前に密度が高くなり、重力と電子の縮退圧によって静水圧平衡となる。縮退圧は温度によらないため、重力収縮が止まり白色矮星となる。

また、質量が $0.46 M_{\odot}$ 以上で $2 M_{\odot}$ 以下の星はコアが縮退状態となった後燃焼が始まる。この際、星は暴走したヘリウム核融合反応を起こしながら燃焼する (ヘリウムフラッシュ)。

3.1.3 炭素燃焼

中心温度が 6×10^8 K に達すると炭素燃焼が始まる。炭素燃焼の反応は主に以下の通りである。



この時生成された ${}^4\text{He}$ の一部は中性子過剰核である ${}^{18}\text{O}$ や ${}^{22}\text{Ne}$ に捕獲され、 ${}^{23}\text{Ne}$ や ${}^{25}\text{Mg}$ 、 ${}^{27}\text{Al}$ を生成する。

$8 M_{\odot}$ から $10 M_{\odot}$ の質量範囲の星は中心部で不完全に縮退するため、炭素殻燃焼を起こす。最終的に中心部へ燃焼が伝播して炭素が燃え尽きた後 O + Ne + Mg コアを形成する。O + Ne + Mg コアはやがて縮退し中心部で高密度となるため、以下のように Mg や Na, Ne, F, O 原子が電子捕獲反応を起こす。



この際、縮退に寄与する電子が減少するため、重力収縮が加速し、やがて鉄元素を生成した後超新星爆発 (電子捕獲型超新星爆発) を起こす。

3.1.4 ネオン燃焼

中心温度が 1.3×10^9 K に達するとネオン燃焼が始まる。ネオン燃焼は以下の反応を伴って O + Ne + Mg コアを形成する。





3.1.5 酸素燃焼

中心温度が 3×10^9 K に達すると以下のように酸素燃焼が始まりケイ素や硫黄が合成される。



また ^4He は ^{28}Si によって捕獲され、 ^{32}S や ^{36}Ar , ^{40}Ca が合成される。

3.1.6 ケイ素燃焼

中心温度が 4×10^9 K に到達するとケイ素燃焼が始まる。この燃焼ではケイ素等が α 粒子を捕獲することで鉄元素を合成する。内部温度が 5×10^9 K 以上になるとケイ素はほとんど燃え尽きてしまい ^{56}Ni が支配的に生成される。この元素が β 崩壊することで非常に大きなエネルギーを生み出し、星が明るく光り輝く。

また内部温度が 5×10^9 K 以上であると最も安定である鉄元素がコアをつくるため、これ以上コアは核融合できなくなる。コアの温度が上昇すると以下のような光分解の吸熱反応が起こる。



この際、0.1 秒で大量のエネルギーが吸収され、星を支えていた温度勾配が小さくなる。そのため星は重力崩壊し超新星爆発 (重力崩壊型超新星爆発) を起こす。超新星爆発後、高密度のコアで中性子星やブラックホールが形成される可能性がある。

3.1.7 各進化過程のまとめ

これまで説明してきた進化過程について図 3.2 にまとめた。図 3.3 は星の質量ごとにシミュレーションを用いて内部温度と内部密度の進化過程を示している。このシミュレーションでは $12, 15 M_{\odot}$ と比べて $9 M_{\odot}$ が炭素燃焼時に重力崩壊を起こし電子捕獲型超新星爆発を起こすことがわかる。また表 3.1 に炭素燃焼からシリコン燃焼までのタイムスケールをまとめる。

3.2 超新星前兆ニュートリノ

恒星内部は高温高密度であるため様々な反応によってニュートリノが生成される。このニュートリノは超新星爆発前に放出されることから超新星前兆ニュートリノと呼ぶ。ニュートリノは反応断面積が小さいため、相互作用をほとんどせず星外部に放出される。そのため炭素燃焼過程以降の反応において星のエネルギー収支に大きく寄与する。超新星前兆ニュートリノは以下で説明する熱対生成と原子核反応生成によって作られる。

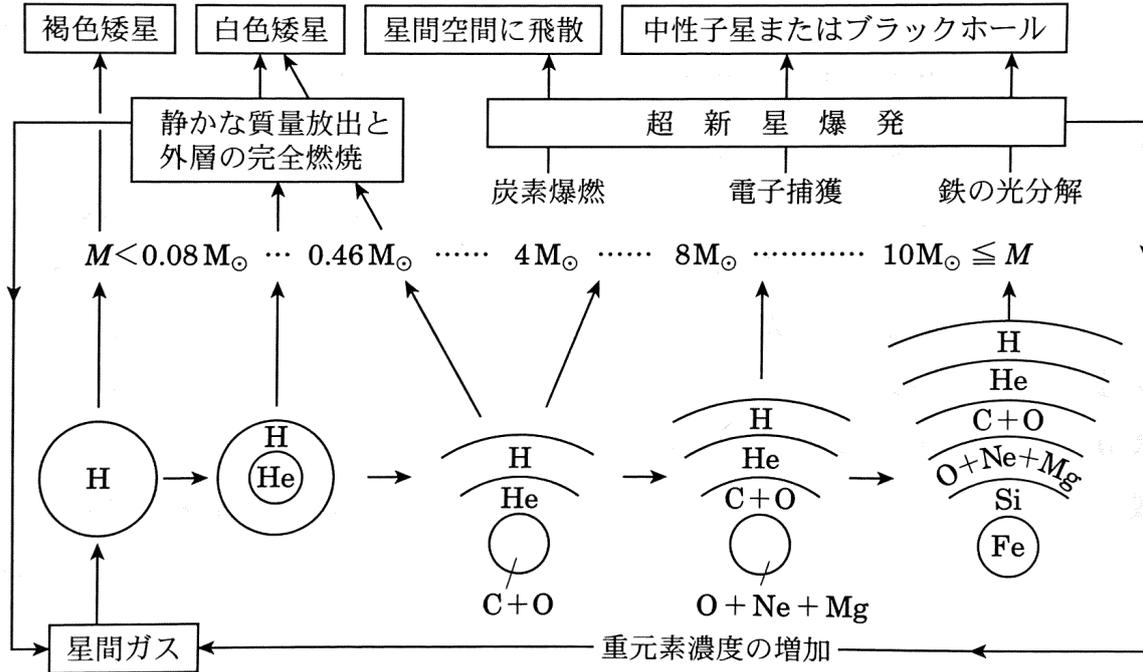


図 3.2: 星の進化過程のまとめ [23]

表 3.1: $20 M_{\odot}$ の星について炭素燃焼からシリコン燃焼までの大まかな燃焼期間 [25]

燃焼元素	燃焼期間
C	300 年
Ne	140 日
O	180 日
Si	2 日

3.2.1 熱対生成

星の成長が進むと高温高密度となり高エネルギーの光子や電子、陽電子、イオンの反応が起こる。これらの反応によってあらゆるフレーバーのニュートリノが生成され外部に放出される。熱対生成過程は主に以下の4つの反応でニュートリノが生成される [26]。

(i) 電子陽電子対消滅反応

星内部では2つの光子による電子陽電子対生成とその逆反応が起こっている。ここで一部の電子陽電子対はニュートリノと反ニュートリノを生成する。この反応は2つの光子を生成する反応の 10^{-19} 倍の確率で起こる。反応式は以下のようになる。

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu} \tag{3.10}$$

(ii) プラズモン崩壊

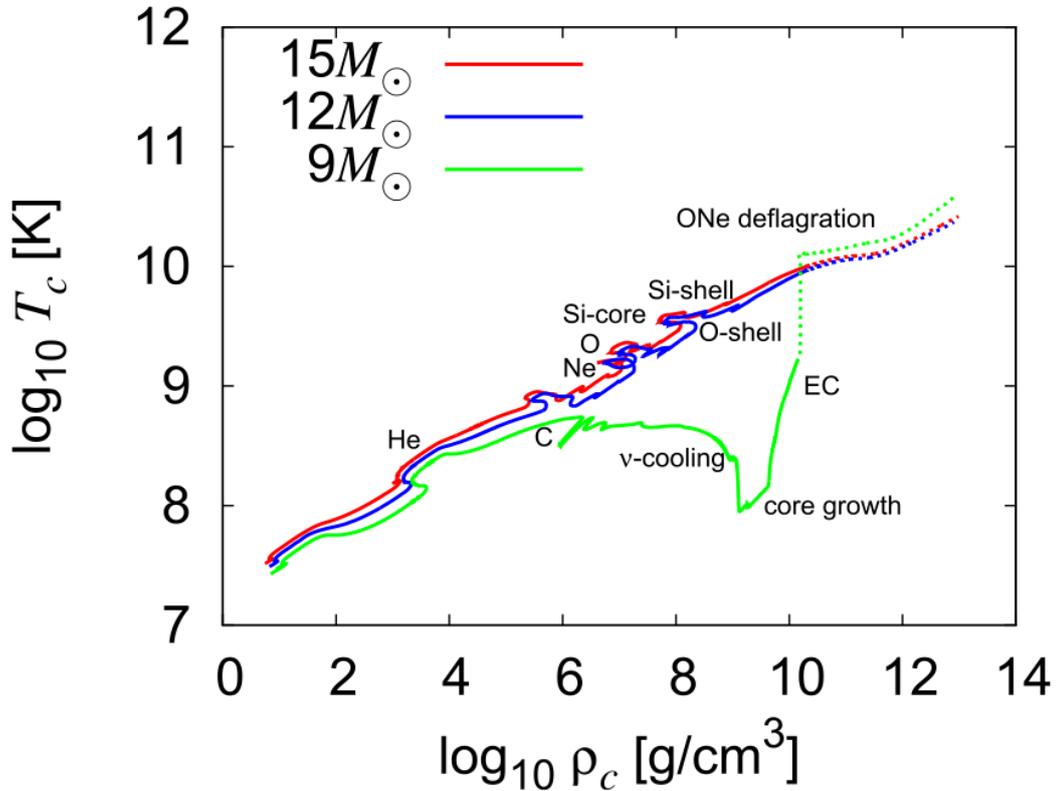


図 3.3: 9, 12, 15 M_{\odot} の星の温度と密度変化。右上の高温高密度に向けて進化していく。点線部分はコア崩壊後の直線である。また 9 M_{\odot} の星のみ炭素燃焼中に重力崩壊を起こし電子捕獲型超新星爆発を起こす [24]。

星内部の高温高密度状態では電離プラズマ状態となっている。電離プラズマ中の光子の伝搬により仮想粒子プラズモンが生成され、その崩壊によりニュートリノが生じる。

$$(\text{プラズモン}) \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (3.11)$$

(iii) 光ニュートリノ

光ニュートリノはコンプトン散乱において光の代わりに放出される電子ニュートリノと反電子ニュートリノである。反応式は

$$e^{-} + \gamma \rightarrow e^{-} + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (3.12)$$

となる。

(iv) 制動放射

星内部の電場によって加速された電子は制動放射時に光子の代わりにニュートリノ反ニュートリノ対を生成する。

$$e^{-} + (Z, A) \rightarrow e^{-} + (Z, A) + \nu + \bar{\nu} \quad (3.13)$$

3.2.2 原子核反応生成

以下のような原子核反応によってもニュートリノが放出される。電子捕獲反応と β^+ 崩壊反応によって ν_e が生成される。ここで ν_e 源として重い原子核の電子捕獲反応が支配的である。また陽電子捕獲反応や β^- 崩壊反応によって $\bar{\nu}_e$ が生成される。

(i) 電子捕獲反応



(ii) β^+ 崩壊



(iii) 陽電子捕獲



(iv) β^- 崩壊



3.3 超新星前兆ニュートリノモデル

超新星前兆ニュートリノは星の準静的進化過程に対する数値シミュレーションによってモデル化されている。本解析では特に広く使われている3つのモデルを用いる。これらのモデルは ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ 、 ν_x (ν_μ と ν_τ の合計)、 $\bar{\nu}_x$ と粒子ごとに分けられて提供されている。

Odrzywolek モデル [22] は超新星前兆ニュートリノが全て熱対生成反応によって放出されると仮定している。ニュートリノフラックスは星の温度と密度、電子数密度に依存している。Odrzywolek モデルでは質量が $15 M_\odot$ と $25 M_\odot$ の星に対して計算結果を公開している。

Patton モデル [27] は熱対生成反応だけでなく星内部の原子核反応による超新星前兆ニュートリノの放出も考慮している。原子核反応による寄与を Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)[28][29][30] と呼ばれるソフトウェアを用いて計算した。MESA は天体物理において広く利用されるオープンソースであり、204 個の原子核の反応レートを基にニュートリノフラックスを計算する。このモデルでは質量が $15 M_\odot$ と $30 M_\odot$ の星について計算結果を公開している。

Kato モデル [24] は Patton モデルと同様に熱対生成反応だけでなく星内部の原子核反応を考慮して超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ のフラックスを計算している。上記2つのモデルに比べて多様な質量の星に対してシミュレーションしている。

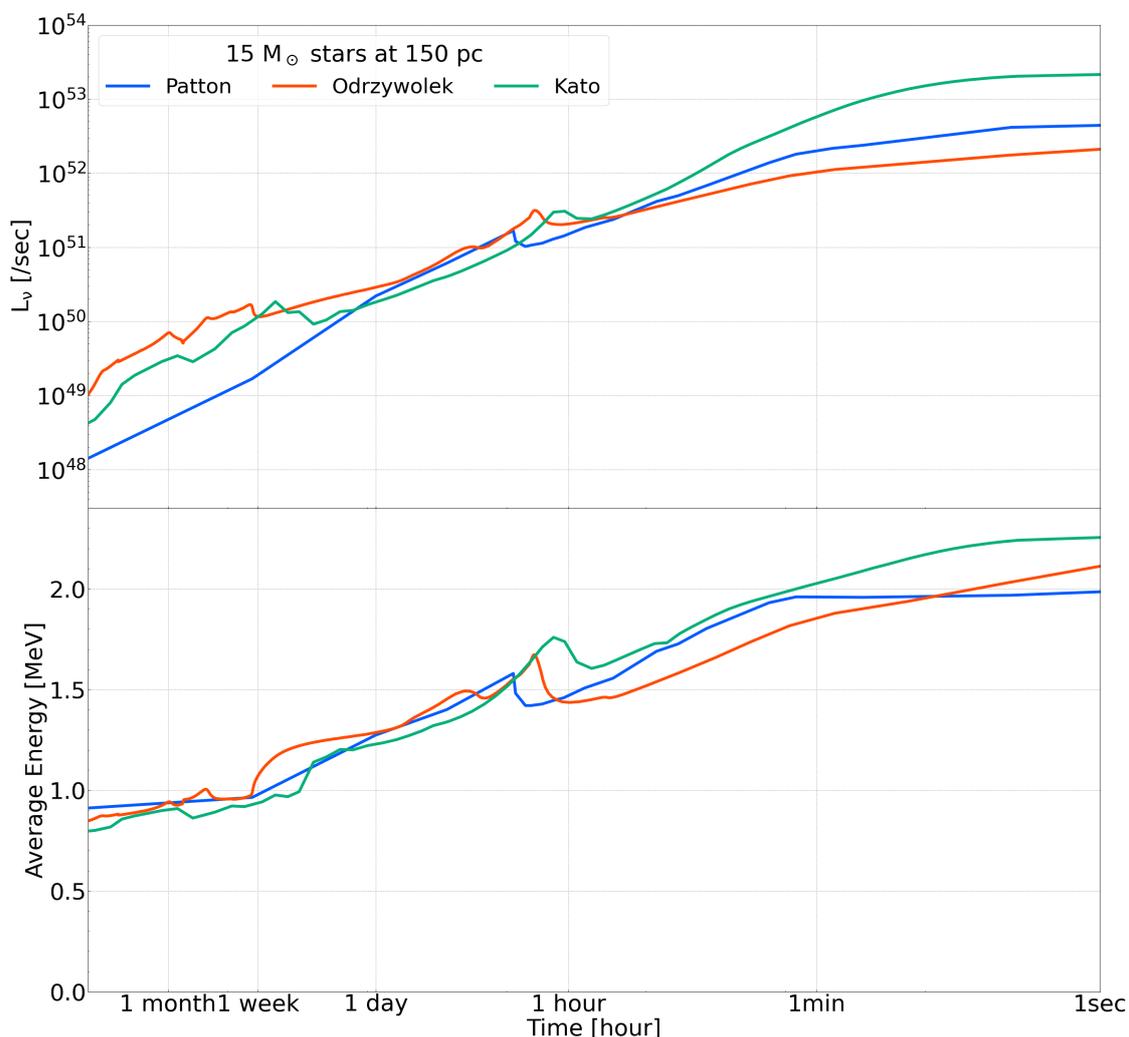


図 3.4: $15M_{\odot}$ の星から放出される超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ レート [$1/\text{sec}$] とその平均エネルギー [MeV] の経時変化。[22][24][27] より計算した。

モデルごとの超新星前兆ニュートリノの光度と平均エネルギーの経時変化を図 3.4 に示す。各モデルにおける単位秒、単位エネルギーあたりの超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 数を図 3.5 に示す。

3.4 超新星爆発の観測

超新星前兆ニュートリノは超新星爆発の直前に放出されるため超新星前兆ニュートリノアラームとして用いられる。超新星爆発はこの章で紹介する様々な検出器にとって有用な情報を提供する。本節では超新星爆発のメカニズムを紹介した後、超新星爆発観測のための検出器について説明する。

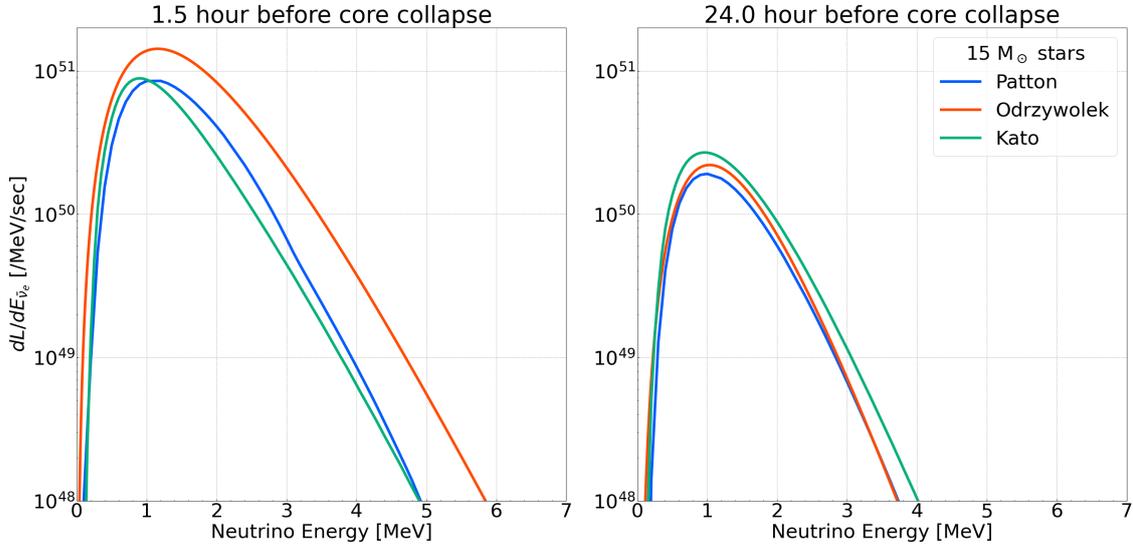


図 3.5: 各モデルにおける $15M_{\odot}$ の星から放出される単位秒、単位エネルギーあたりの超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 数。左図はコア崩壊から 1.5 時間前、右図はコア崩壊から 24.0 時間前の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 数である。[22][24][27] より計算した。

3.4.1 超新星爆発のメカニズム

星が重力崩壊を起こすとコアで電子捕獲反応が加速され、ニュートリノが生成される。ここでコアは非常に高密度でありニュートリノの平均自由行程が 10^7cm となるためニュートリノが星内部で閉じ込められる。この領域をニュートリノ球という。密度がおおよそ 10^{14}g/cm^3 に達すると内部コアは硬化し、超音速で収縮する外部コアと反跳する。これにより内部コアと外部コアの間に衝撃波が生じ、物質の圧力によって星外部に伝播する。

衝撃波が伝播した箇所では核子が圧縮、加熱され原子核の光分解が進行する。この時、ニュートリノと核子の相互作用が弱くなるためニュートリノ球が収縮する。ここで、ニュートリノ球面まで衝撃波が到達すると急激にニュートリノ光度が高くなる。これは中性子化バーストと呼ばれ、ニュートリノが数 10 ms に約 10^{53}erg/s 放出される。また衝撃波によって加熱され電子の縮退が解けると、電子陽電子対生成や核子の制動放射によってニュートリノが生成される。

衝撃波は加熱によりエネルギーを失って停滞する。ここで超新星爆発が起こるためには衝撃波の復活が必要であるが、そのメカニズムは現在まで不明である。最も有力な仮説がニュートリノによる衝撃波の再加熱である。これは以下の光分解によって生成した核子の反応によって説明できる。



この衝撃波の加熱は 100 ms 程度の時間スケールで起こると推測されている。加熱された衝撃波は表面付近の光球まで到達すると光学的に超新星爆発として観測される。

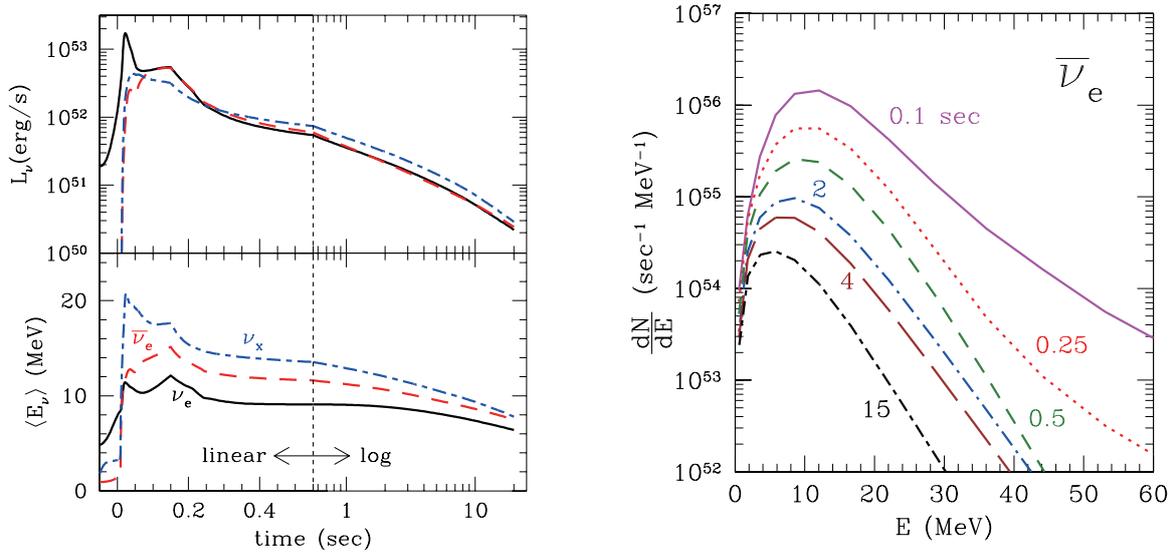


図 3.6: 超新星ニュートリノのルミノシティと平均エネルギーの経時変化 (左図) と放出される超新星 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル (右図)。[31]

またコア中心部では原始中性子が形成されていく。原始中性子星は 10 秒程度でおよそ 10^{53} erg のエネルギーのニュートリノを放出しながら中性子星へと進化する。

3.4.2 ニュートリノ検出器

超新星爆発の際、中性子化バーストや衝撃波による加熱、原始中性子星の冷却により大量のニュートリノが放出される。そのためこの超新星バースト由来のニュートリノを検出することで超新星爆発のメカニズムについて理解が進むと考えられる。図 3.6 に超新星ニュートリノの光度曲線と平均エネルギーを示す。

超新星ニュートリノは 1987 年に KamiokaNDE[32] と IMB[33]、Baksan[34] らによって観測されたのが唯一の観測事例であり、多くのニュートリノ検出器によって探索されている。また探索結果より超新星爆発の頻度に上限値が与えられている。

現状、超新星ニュートリノ観測可能距離が最も長いのが Super-Kamiokande(A.1 節)である [35]。Super-Kamiokande は水チェレンコフ検出器であり、逆ベータ崩壊反応や電子との弾性散乱、 ^{16}O との反応によって超新星ニュートリノを検出できる。Super-Kamiokande は地球から 100 kpc 以内で起こる超新星爆発由来のニュートリノバーストを確実に検出可能である。

本研究で用いる KamLAND(4 章)でも逆ベータ崩壊反応や炭素との中性カレント反応によって検出可能である [36]。KamLAND はエネルギー閾値が 1.8 MeV と低く、良いエネルギー分解能 ($= 6.4\%/\sqrt{E [\text{MeV}]}$) を持つため、Super-Kamiokande など他の検出器に比べて数 MeV のエネルギー領域で超新星ニュートリノの詳細な描像を得ることができる。逆ベータ崩壊反応では最大 59 kpc 離れた超新星爆発に対して 95% 以上の確率で検出可能である [37]。

3.4.3 重力波検出器

重力波とは一般相対性理論で予言された時空の揺らぎの波であり、2015年にLIGO検出器(Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)によって世界初観測された[38]。重力波は電磁波に比べて透過力が高く高密度な天体の内部の情報を獲得できるため、近年重力波天文学は注目を集めている。

超新星爆発では様々なプロセスによって重力波が生成される。例えばコアの重力崩壊後のコア反跳時、星の非対称な変化によって重力波バーストが生成する。この重力波を観測することで超新星内の磁場や角運動量を理解することが可能であり、超新星爆発のメカニズムの解明に近づく。

また衝撃波の減衰の下流では対流が発生し重力波が放出される。特にSASI(Standing Accretion Shock Instability)と呼ばれる衝撃波停滞時の流体力学不安定は、衝撃波の復活の理解において重要であり、このSASIによって重力波のスペクトルに変化が出る可能性がある。また非等方的に放出されるニュートリノによってエントロピー勾配が生じ対流によって重力波が生じる。

Advanced LIGO や Advanced Virgo、KAGRA といった重力波検出器は地球から数 kpc 離れた超新星爆発由来の重力波を観測可能である。また次世代検出器である Einstein Telescope では銀河系外の超新星爆発を観測できると期待されている。[39]

3.4.4 超新星前兆ニュートリノアラームの必要性

図 3.7 のようにコア崩壊の数秒後にニュートリノと重力波、約 1 時間後に電磁波が放出されるため、これらの観測に対して超新星前兆ニュートリノアラームを発令することは有用である。本節では超新星前兆ニュートリノアラームを受け取った時にとるべき対応とその成果をまとめる。

- コア崩壊数日前

超新星前兆ニュートリノが KamLAND や Super-Kamiokande で観測され始める。特に Super-Kamiokande と比べて 1.8 MeV とエネルギー閾値が低く、極低背景事象レートである KamLAND は、最も早期に超新星爆発に対してアラームを出すことができる。アラームは即時に世界中の超新星爆発観測のネットワークに共有される。

検出器はアラームを受け取った時、データ取得停止中であれば速やかにデータ取得を再開する必要がある。また超新星前兆ニュートリノが観測可能な星は地球近傍であり、大量のニュートリノが到来するため、ニュートリノ検出器はデータ取得システムのバッファサイズを増やすなどして観測事象の取り逃がしを防ぐ必要がある。

超新星前兆ニュートリノアラームは方向情報を持たない。しかし、超新星前兆ニュートリノが観測可能な地球近傍の星は図 3.8 のように 40 個程度と限られており、超新星前兆ニュートリノの観測事象レートにより大まかな距離を推定することができるため、コア崩壊前に超新星爆発天体の候補を絞ることが可能である。アラームが発令された時、世界中の光学望遠鏡をこれらの天体に向ける必要がある。超新星から電磁波が放出されるまで時間的に余裕があるため、天候や自転位置などを考慮し全世界の光学望遠鏡で最適なネットワーク

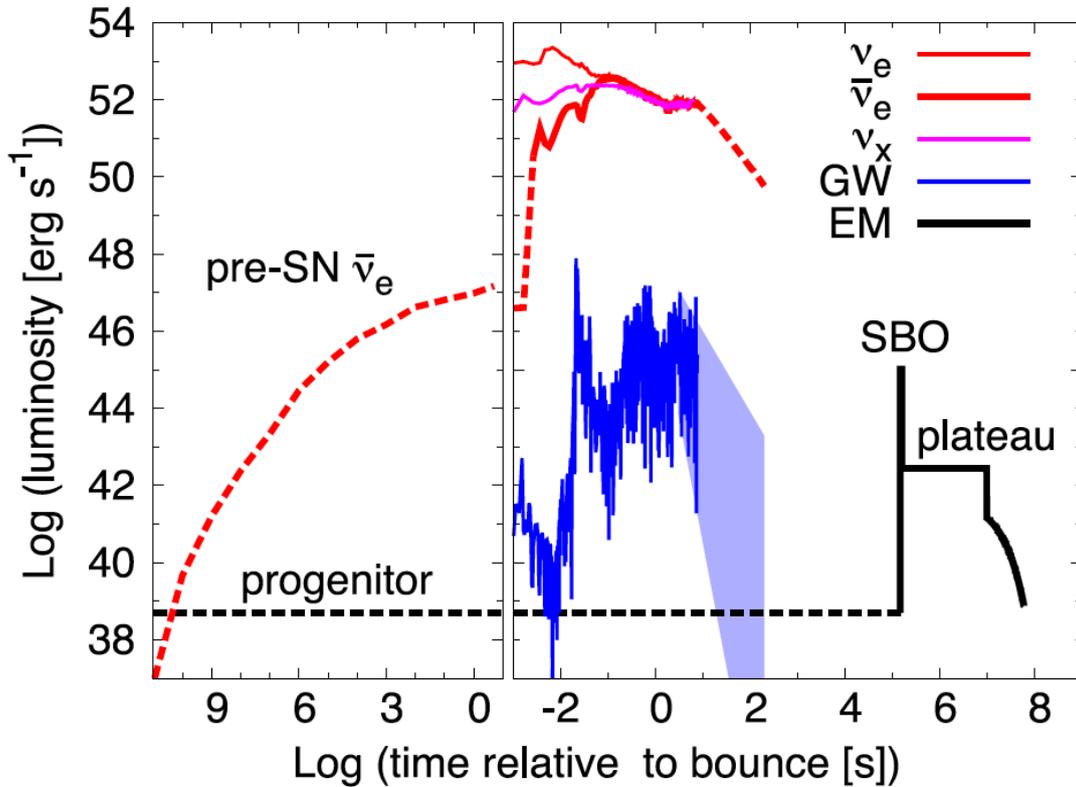


図 3.7: 超新星由来のニュートリノ (赤色)、重力波 (青色)、電磁波 (黒色) のルミノシティ [39]。横軸はコア反跳を基準とした時間を表している。

を築くことができる。

- コア崩壊時

コア崩壊が始まると超新星ニュートリノと重力波が放出される。超新星前兆ニュートリノアラームがあれば、これらの超新星爆発のメカニズムを理解する重要な信号は取りこぼしなく検出される。またアラームによって超新星爆発前の天体を光学観測できる機会を得る。超新星前兆ニュートリノに加えて超新星ニュートリノと重力波が観測された時、個別のアラームよりも信頼度の高いアラームを発令することができる。アラーム情報は SNEWS(SuperNova Early Warning System) や GCN(General Coordinates Network)、ATEL(The Astronomer's Telegram) などのネットワークを通じて全世界に公開される。特に強い恒星風により水素やヘリウムの層が剥ぎ取られた星である Wolf-Riet 星は、図 3.9 のようにコア崩壊から数分後に光学観測される。このような星から放出される電磁波は超新星ニュートリノや重力波よりも先に地球に到達する可能性がある。 γ^2 Velorum は Wolf-Ret 星からなる連星系であり [40]、地球からの距離が 342 ± 35 pc[41] である。このような星を観測する場合は超新星前兆ニュートリノアラームの発令に特に気を付ける必要がある。

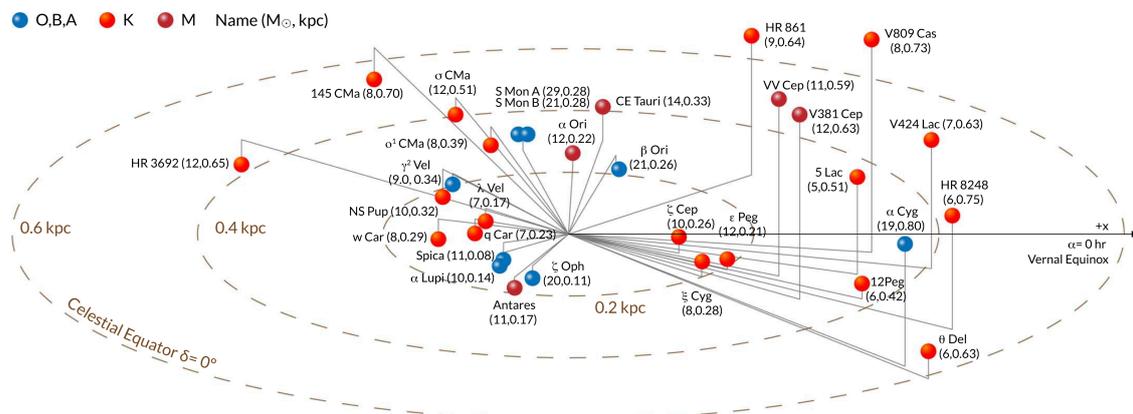


図 3.8: 超新星前兆ニュートリノを放出する候補天体 [42]。

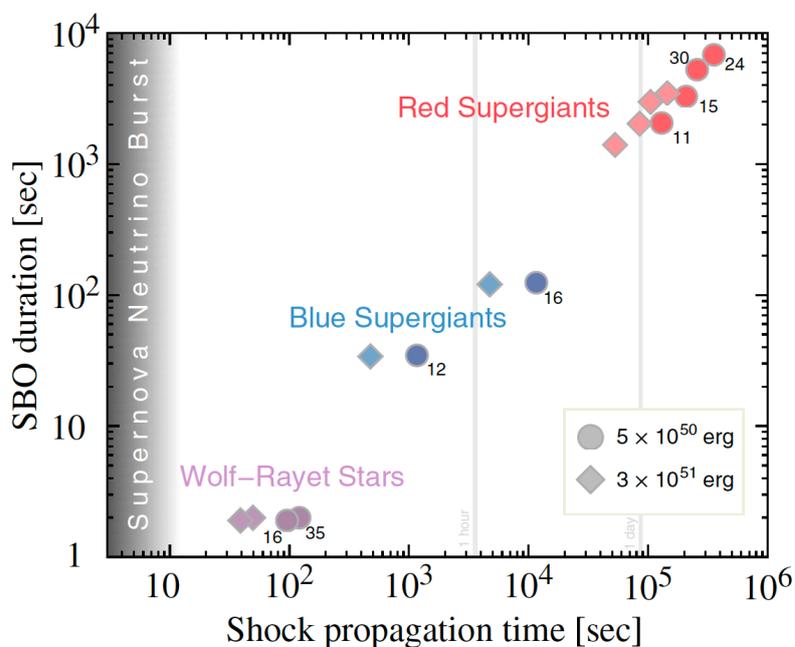


図 3.9: 赤色超巨星 (赤色) と青色超巨星 (青色)、Wolf-Rayet 星 (紫色) の超新星爆発由来の電磁波が放出されるコア崩壊からの時刻 (横軸) とその電磁波バーストの持続時間 (縦軸) [43]。横軸を見ると Wolf-Rayet 星の電磁波バーストはコア崩壊から約 100 秒後に放出されることがわかる。

- コア崩壊後

コア崩壊から $\mathcal{O}(1)$ 時間後に超新星爆発が光学観測される。アラームを受け取った世界中の天体観測によって超新星爆発の一連の流れを観測した多量のデータが蓄積される。

第 4 章

KamLAND

Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector (KamLAND) は岐阜県飛騨市池ノ山山頂地下 1000 m の神岡鉱山内に位置する大型ニュートリノ検出器である。岩盤により宇宙線ミュオンフラックスが地上の 10^{-5} ほどの量に低減されるため、宇宙線ミュオン由来の背景事象を大幅に低減することができる。Kamiokande 検出器跡地に建設され、2002 年 3 月よりデータ取得を開始した。

KamLAND は液体シンチレータを用いた検出器であり、荷電粒子が通過すると、液体シンチレータ中の分子がそのエネルギーを吸収して励起状態となる。その後、分子は脱励起する過程で等方的に光（シンチレーション光）を放出する。そのためニュートリノ反応に参与した荷電粒子によるシンチレーション光を検出することで、KamLAND はニュートリノに感度を持つことができる。このシンチレーション光は Kamiokande で使われていたチェレンコフ光に比べて明るいため、KamLAND は原子炉ニュートリノや地球ニュートリノの観測などの数 MeV のニュートリノ観測においてめざましい成果を上げてきた。

その後 KamLAND では 2011 年 10 月 12 日から 2015 年 12 月 15 日まで KamLAND-Zen400 実験が、2019 年 1 月 22 日から 2024 年 1 月 10 日まで KamLAND-Zen800 実験が行われた。これらの実験では 2.4 節でみたように ^{136}Xe のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索を行っていた。そのため、この期間では KamLAND 中に ^{136}Xe 含有液体シンチレータが含まれたミニバルーンがインストールされた。KamLAND-Zen800 実験後、KamLAND はデータ取得を停止し、新たな検出器である KamLAND2 検出器を建設予定である。図 4.1 に KamLAND の年表を示す。

本章では 4.1 節で KamLAND の構成要素を説明し、4.2 節でデータ収集システムについて述べる。4.3 節では収集したデータから事象再構成する手法を説明する。最後に 4.4 節で次世代検出器である KamLAND2 について紹介する。

4.1 KamLAND の構造

KamLAND 検出器周辺の施設を図 4.2 に示す。KamLAND 検出器周辺には PMT に電圧を供給する HV ルームやコントロールルーム、純水装置、液体シンチレータのための第一、第二純化

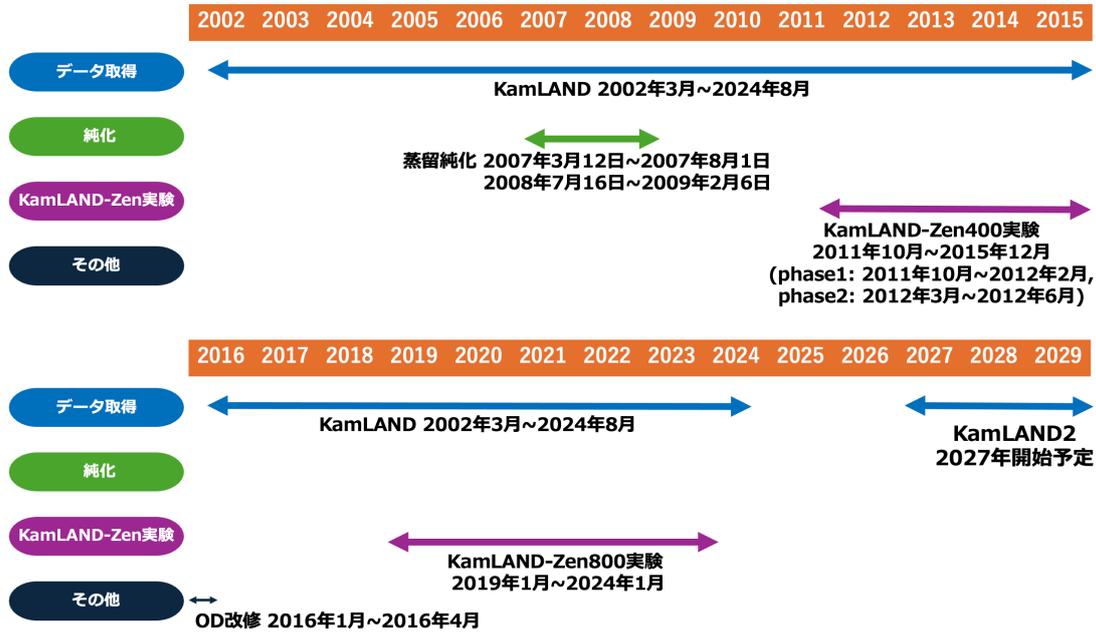


図 4.1: KamLAND の年表

装置が併設されている。KamLAND 検出器本体は半径 9 m のステンレスタンクの内側と外側でそれぞれ内部検出器 (4.1.1 節) と外部検出器 (4.1.2 節) に分けられる。なお KamLAND-Zen 実験期間中は内部検出器中心にミニバルーン (4.1.3 節) がインストールされていた。それぞれの検出器で生じた信号は光電子増倍管 (4.1.4 節) によって検出される。検出器の概略図について図 4.3 に示す。以下それぞれの検出器について詳しく説明する。

4.1.1 内部検出器

内部検出器は半径 9 m のステンレスタンクの内側に位置する検出器である。ステンレスタンクの内側には 1 kt の有機液体シンチレータ (KamLS) で満たされている半径 6.5 m、厚さ 135 μm のナイロン/EVOH バルーン (アウターバルーン) がある。KamLS はニュートリノ等の物理事象観測に用いられており、シンチレーション光はステンレスタンクに対し内向きに設置された 1325 本の 17inch PMT と 554 本の 20inch PMT によって検出される。

KamLS は溶媒のプロソイドクメンと発光剤のジフェニルオキサゾール、密度調整や透過率低下の防止としてドデカンが使用されている。表 4.1 に KamLS の化学組成をまとめる。

アウターバルーンは 44 本のケプラーロープと周囲を満たしているバッファオイルによって支えられている。バッファオイルは発光しないため物理事象の観測に用いられないが、ステンレスタンクや PMT の放射性不純物に由来する背景事象を遮蔽する。バッファオイルの化学組成について表 4.2 にまとめる。

KamLAND では極低背景事象を実現するために KamLS やバッファオイル中の ^{238}U 、 ^{232}Th 系列や ^{40}K 等の放射性不純物を除去する必要があった。そこで第一純化装置が KamLAND 検出

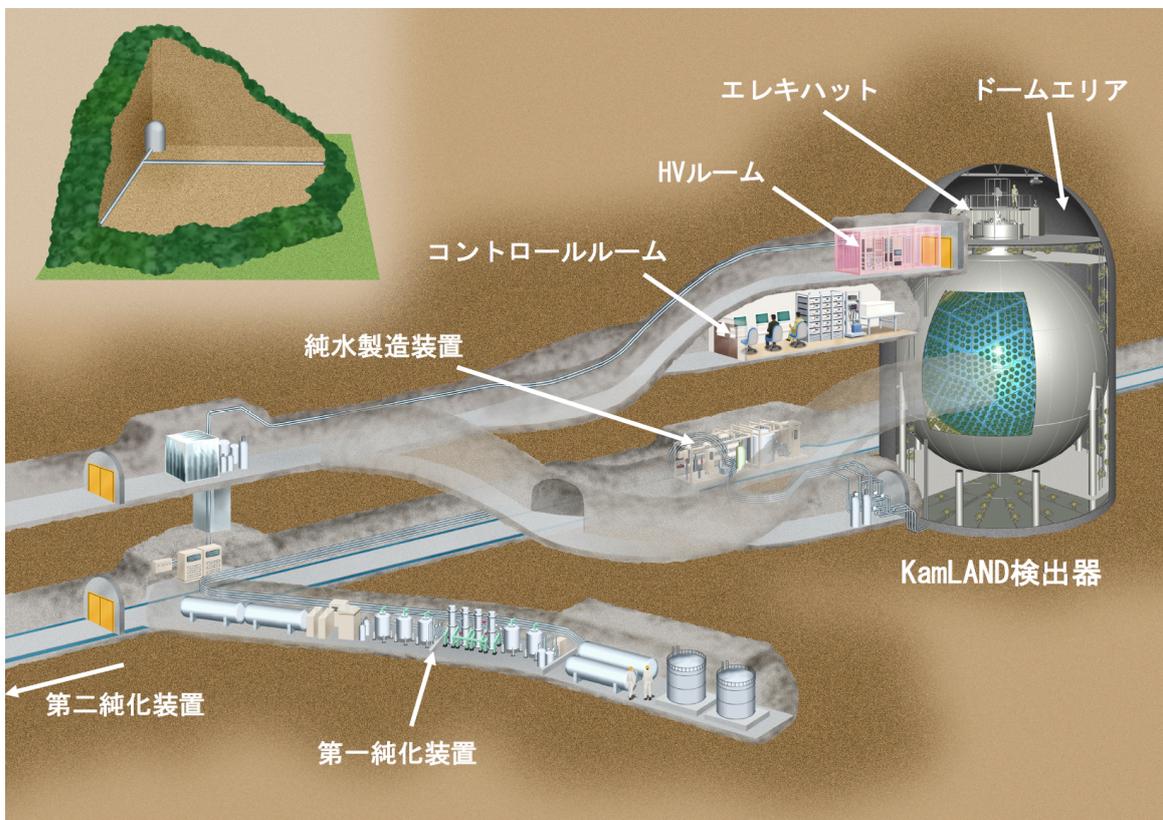


図 4.2: KamLAND 検出器周辺の施設 [36]

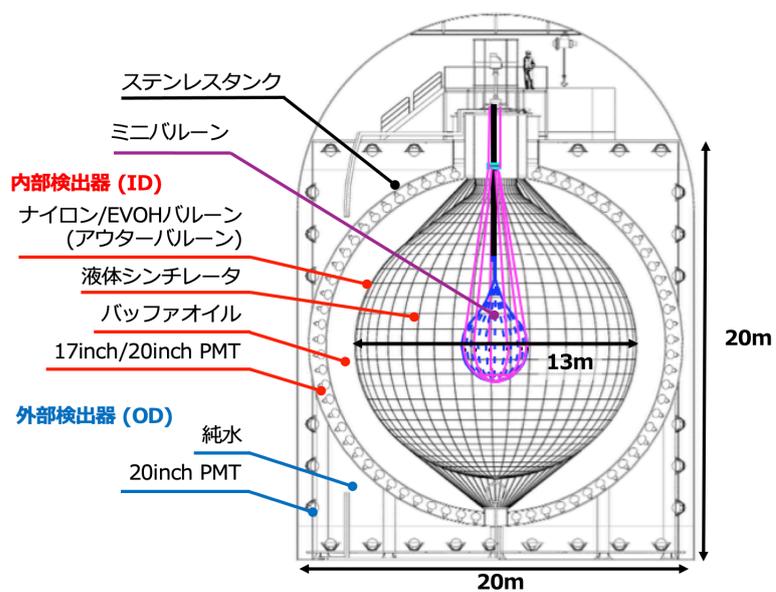


図 4.3: KamLAND 検出器の構成

表 4.1: 液体シンチレータ (KamLS) の化学組成

名称	分子式	密度 [g/cm ³]	体積比
ドデカン	C ₁₂ H ₂₆	0.749	80%
ブソイドクメン	C ₉ H ₁₂	0.875	20%
ジオフェニルオキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	1.36 g/l

表 4.2: バッファオイルの化学組成

名称	分子式	密度 [g/cm ³]	体積比
ドデカン	C ₁₂ H ₂₆	0.749	53%
イソパラフィン	C _n H _{2n+2}	0.795	47%

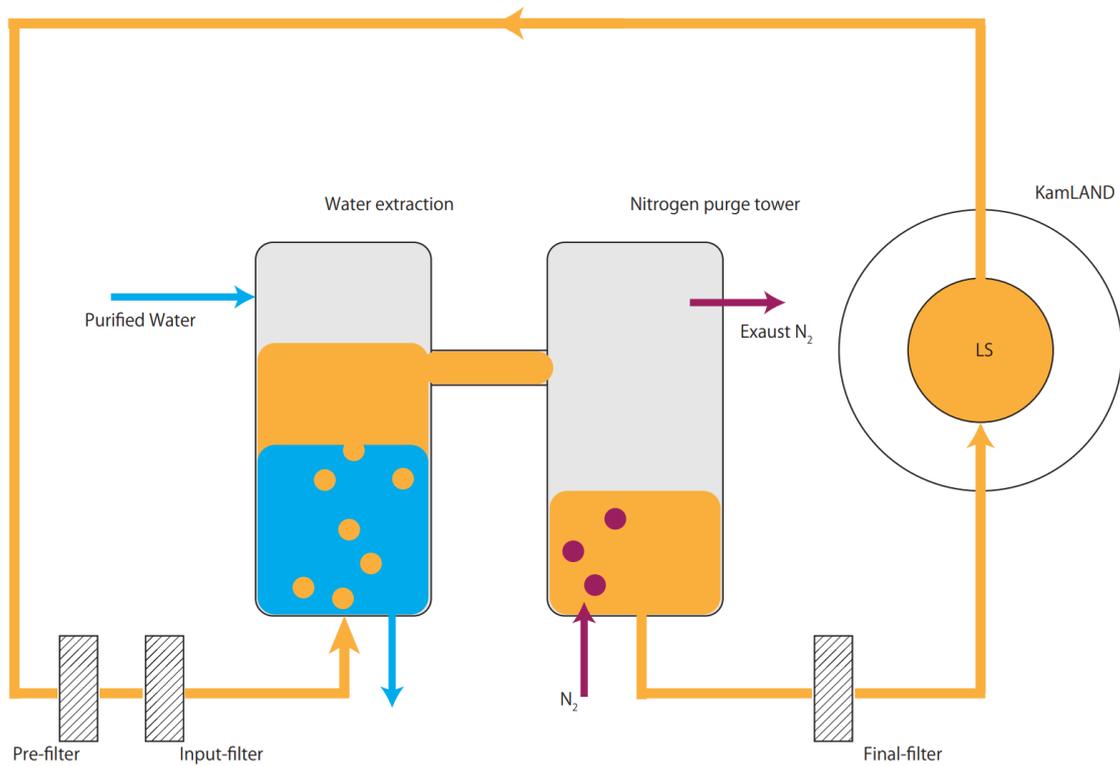


図 4.4: 第一純化装置 [44]

器建設当初に設置された。第一純化装置は図 4.4 のように液液抽出棟と窒素パージ棟等から構成されている。液液抽出棟では無極性溶媒である KamLS 中の U や Th、K を極性を持つ純水に溶解させ取り除いている。その後の窒素パージ棟では KamLS 中に混入した水分や酸素ガス、希ガス元素を除去している。

第一純化装置では放射性不純物である ⁸⁵Kr や ²¹⁰Pb を除去しきれなかった。これらの放射性

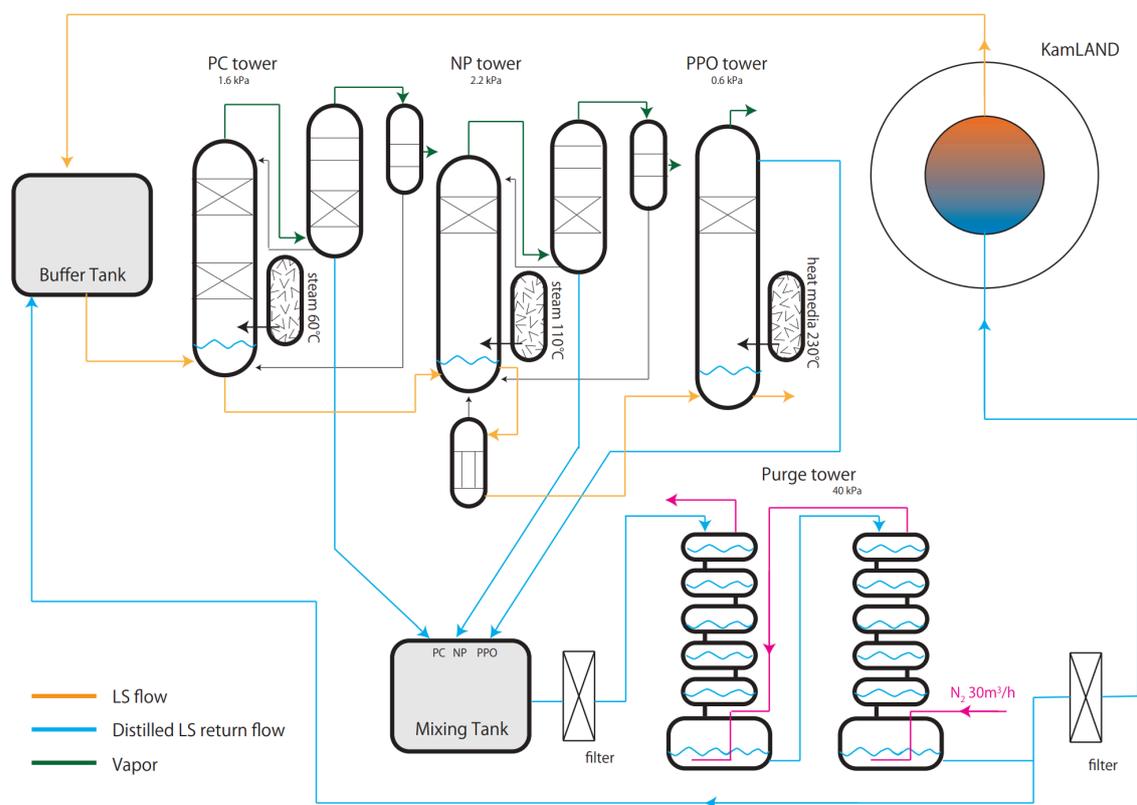


図 4.5: 第二純化装置 [44]

不純物の同位体の娘核の崩壊によって放出される α 線は KamLAND 中の炭素と $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応 (7.2 節) を起こす。この反応は太陽ニュートリノなどの低エネルギーニュートリノ解析において背景事象となる。そこで図 4.5 のように追加で純化装置を建設し、2007 年 3 月 12 日から 2007 年 8 月 1 日と 2008 年 7 月 16 日から 2009 年 2 月 6 日の 2 度にわたって蒸留純化が行われた。この純化では沸点の違いを利用して不純物を分離し除去した。

4.1.2 外部検出器

外部検出器 (Outer Detector, OD) は半径 10 m、高さ 20 m の円筒形の容器中に約 3.2 kt の純水を満たした水チェレンコフ検出器である。OD は物理事象の観測には用いられておらず、備え付けられた PMT でミュオンやそれに由来する背景事象をチェレンコフ光として検出し veto するために用いられる。また OD 中の純水は検出器周辺の岩盤由来の高エネルギー中性子や β 、 γ 線を遮蔽し、循環させることで PMT が生成する熱を逃がしている。

KamLAND 建設当初は 225 本の PMT が外部検出器の外壁に対し内向きに設置されていた。この PMT は KamiokaNDE 実験で使われていたものであり、老朽化によって不良 PMT が増加していた。また赤道部分は水の層が薄く高エネルギー中性子が遮蔽されにくいことに加え、PMT の配置上検出しにくい部分であった。これらの問題を解決するために 2016 年 1 月から 4 月に

かけて OD 改修工事が行われた [45]。この作業では十分な検出効率を得られる本数である 140 本の PMT に入れ替え、配置を調整した。また感度を上げるため、赤道部に高い量子効率 (High Quantum Efficiency, HQE) を持つ PMT(4.1.4 節) と、高い反射率をもつシートを導入した。改修工事の刷新デザインを図 4.6 に示す。この作業によってミューオン検出感度が向上した。

4.1.3 ミニバルーン

ミニバルーンは KamLAND-Zen(KamLAND Zero neutrino double beta decay search) 実験中に検出器の中心にインストールされた厚さ $25\mu\text{m}$ のバルーンである。ミニバルーンの構造について図 4.7 に示す。KamLAND-Zen 実験では二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索するため、ミニバルーン内に $90.77\pm 0.08\%$ まで濃縮された ^{136}Xe 含有液体シンチレータ (XeLS) が入っている。XeLS はキセノンとデカン、プソイドクメン、ジオフェニルオキサゾール (PPO) によって構成される。XeLS ではドデカンの代わりにデカンを用いることで KamLS との密度を調整している。

KamLAND-Zen 実験は KamLAND-Zen400 実験と KamLAND-Zen800 実験の 2 回行われた。KamLAND-Zen400 実験では直径 3.08 m のミニバルーンに Phase1 は 320 kg、Phase2 は 380 kg のキセノンが溶解している XeLS が使われていた。KamLAND-Zen800 実験は KamLAND-Zen400 実験よりも多い 745 kg のキセノンが溶解している XeLS を直径 3.84 m のミニバルーンにインストールしていた。

4.1.4 光電子増倍管

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube, PMT) は 1 光子程度の微弱な光を高い時間分解能で検出可能なセンサーである。光が PMT の光電面に入射すると光電効果により電子 (光電子) が放出される。その後 PMT に印加された電圧によって加速され複数回ダイノードとの衝突を繰り返すことで 10^7 倍程度まで光電子は増幅される。増幅された光電子は陽極に集められ、カップリングコンデンサを通じて低周波ノイズを除去した後、電気信号としてデータ読み出し回路に送られる。KamLAND は ID と OD どちらにも取り付けられており、シンチレーション光とチェレンコフ光を検出している。

IDPMT

ID では 1325 本の 17inch PMT(R7250) と 554 本の 20inch PMT(R3600) がステンレスタンクに配置されている。ここで 20inch PMT は KamiokaNDE で過去に使用されたものであり耐油加工を施して再利用している。また 17inch PMT はエネルギーと時間分解能を向上させるために導入された。17inch PMT のダイノードは、第 1 段が電子収集効率を高めるためのボックス型、第 2 段以降が電子走行広がりを抑えるためのラインフォーカス型とした、ボックス&ライン型である。また 17inch PMT は光電面の端をマスクすることで時間分解能を高めている。ID で使用されている PMT の被覆率は 34% である。ID で使用されている PMT の性能について表 4.3 に示す。

検出器デザイン

PMTの本数と配置の最適化:

225本のPMTから140本へとPMT数を減らしている。しかし、検出効率が低かった赤道付近のPMTは、刷新前と同じ本数のままとした。

境界タイベックの撤廃:

$z = -8.5 \text{ m}$ と $z = 8.5 \text{ m}$ にある境界タイベックを取りのぞくことで、光を検出可能なPMT本数を稼ぐことができるため、ミュオンの検出効率はあがることがシミュレーションから確認された。(検出器全体が見えるようにした方が検出感度が良いため。)

HQE PMTの導入:

Ring3とRing4には、それぞれ刷新前と同じ20本のHQE型PMTを配置した。PMTは赤道部分感度向上のために、光電面を検出器中心軸向きから、赤道を向けて垂直方向から11度外側に傾ける方向へと変更した。

赤道部高反射シートの導入:

赤道部分 ($z = -2.5 \text{ m}$ から $z = 2.5 \text{ m}$) のステンレス球形タンク及び岩盤表面に、高い反射率のシートを貼ることで赤道部分の検出感度向上が可能である。デザイン決定のためのラドンシミュレーションでは、90%の反射率が用いられている。

ボトム部境界タイベック

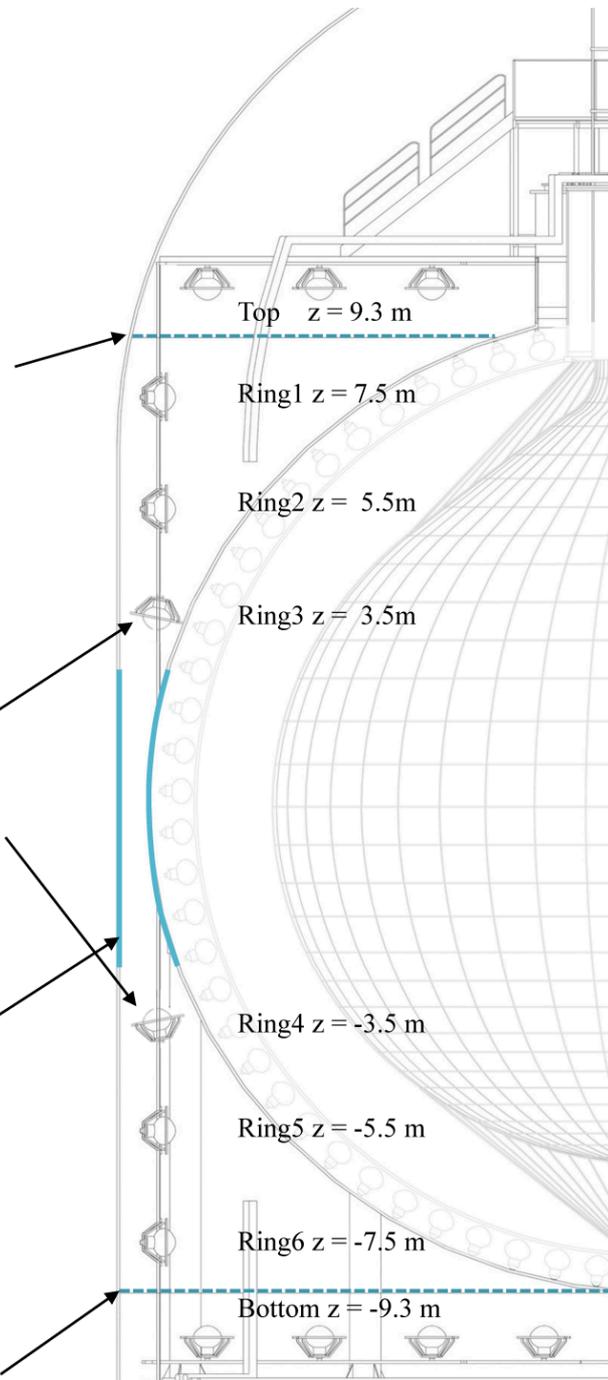


図 4.6: OD 改修工事の刷新デザイン [45]

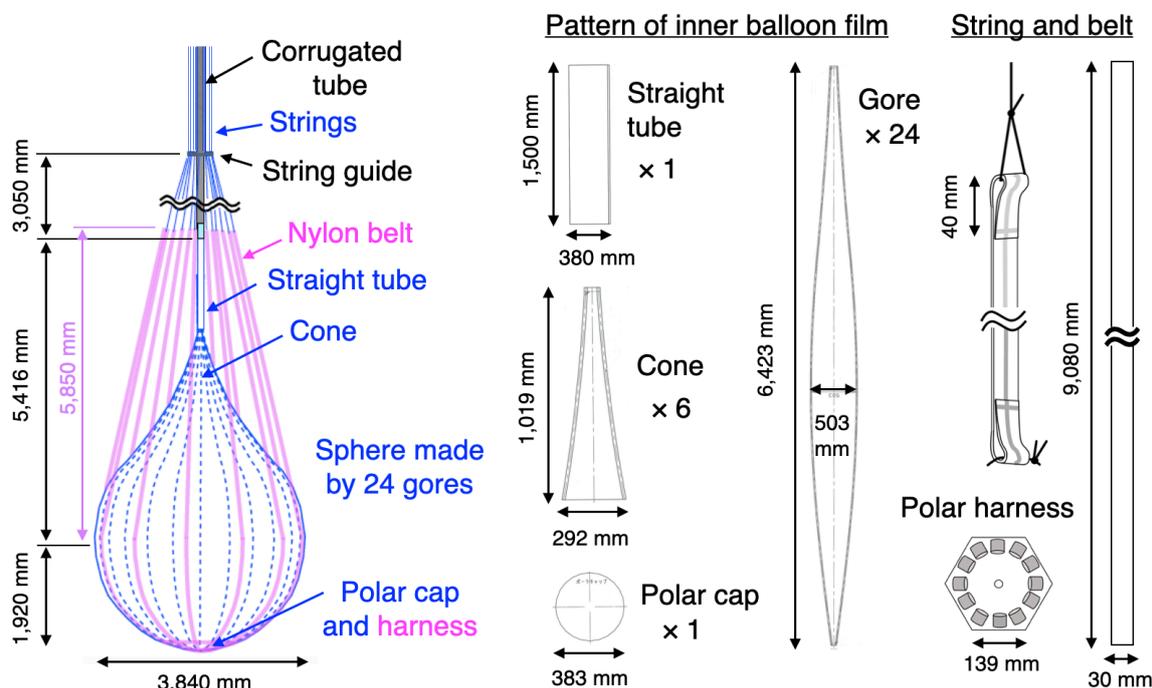


図 4.7: ミニバルーンの構造 [46]

表 4.3: ID 17inch PMT と 20inch PMT の比較

パラメータ	17inch PMT	20inch PMT
有効光電面 (ψ [mm])	430	460
ダイノード	ボックス&ライン型 (10 段)	ベネシアン-ブラインド型 (13 段)
量子効率 (入射光波長=390 nm)	22%	23%
電子走行時間 [ns]	110	90
電子走行時間の広がり [ns]	3.5	7.7
PV 比	3	1.5
ダークレート [kHz]	22	40

ODPMT

4.1.2 節でも述べたように 2016 年の OD 改修工事以前は 225 本の 20inch PMT(R-3600) を使用していた。工事後は 140 本の 20inch PMT(R3600-06MOD) に取り替えられた。この型の PMT は Super-Kamiokande でも使用されており耐水性が保証されている。また検出感度の低い赤道部や検出器底部の一部では、高い量子効率の光電面をもつように改良した HQE PMT を使用している。OD で現在使用されている PMT の性能について表 4.4 に示す。

表 4.4: OD 改修工事後の PMT の性能

パラメータ	OD PMT	OD HQE PMT
有効光電面 (ψ [mm])	460	460
ダイノード	ベネシアン-ブラインド型 (11 段)	ベネシアン-ブラインド型 (11 段)
量子効率 (入射光波長=390 nm)	20-21%	32%
電子走行時間 [ns]	95	95
電子走行時間の広がり [ns]	5.9	5.9
PV 比	1.6	1.6
ダークレート [kHz]	17	25

4.2 データ収集システム

PMT のアナログ信号は検出器の真上に位置するエレキハットに送られデジタル化される。デジタル化された信号は並行して動いている 2 つのデータ収集システム (Data Acquisition, DAQ) に送られる。1 つ目の DAQ は電子回路 KamLAND Front-End Electronics (KamFEE) による KamDAQ であり、KamLAND 検出器建設当初から稼働している。2 つ目の DAQ は Module for General-Use Rapid Application (MoGURA) による MogDAQ である。この DAQ は宇宙線ミューオン直後のデッドタイムの影響を抑えるため KamLAND-Zen 実験開始時より始動した。2 つの DAQ の概要について図 4.8 に示す。

4.2.1 KamDAQ

KamDAQ は KamFEE とトリガー回路によって構成される。デジタル化された PMT 信号は KamFEE に送られて波形を記録された後、ある時間幅のヒット情報がトリガー回路に送られる。がトリガー回路がこのヒット情報をもとにトリガーを発行すると、波形信号はデジタル化され DAQ コンピュータに移送される。KamDAQ を構成する電子回路の詳細について以下で説明する。

KamFEE

KamFEE は KamLAND 独自で開発した約 200 枚の回路基板で構成される。それぞれの回路基板は最大 12 本の PMT と接続可能である。図 4.9 のように PMT のアナログ信号は KamFEE に転送された後 2 つに分けられる。

一方の信号はディレイアンプで増幅された後アナログ信号をデジタル化し記録するキャパシターである Analog Transient Waveform Digitizer (ATWD) に送られる。0.5 倍、4 倍、20 倍のゲインを持つアンプを通過した 3 つの異なる波高の信号の中から ATWD のダイナミックレンジに収まる信号をデジタル化することで、1 mV から 10 V 程の幅広い出力範囲の信号の記録が実現される。ATWD ではこのデジタル化に 25 μ s の時間を要し、その間に新しいデータを記録すること

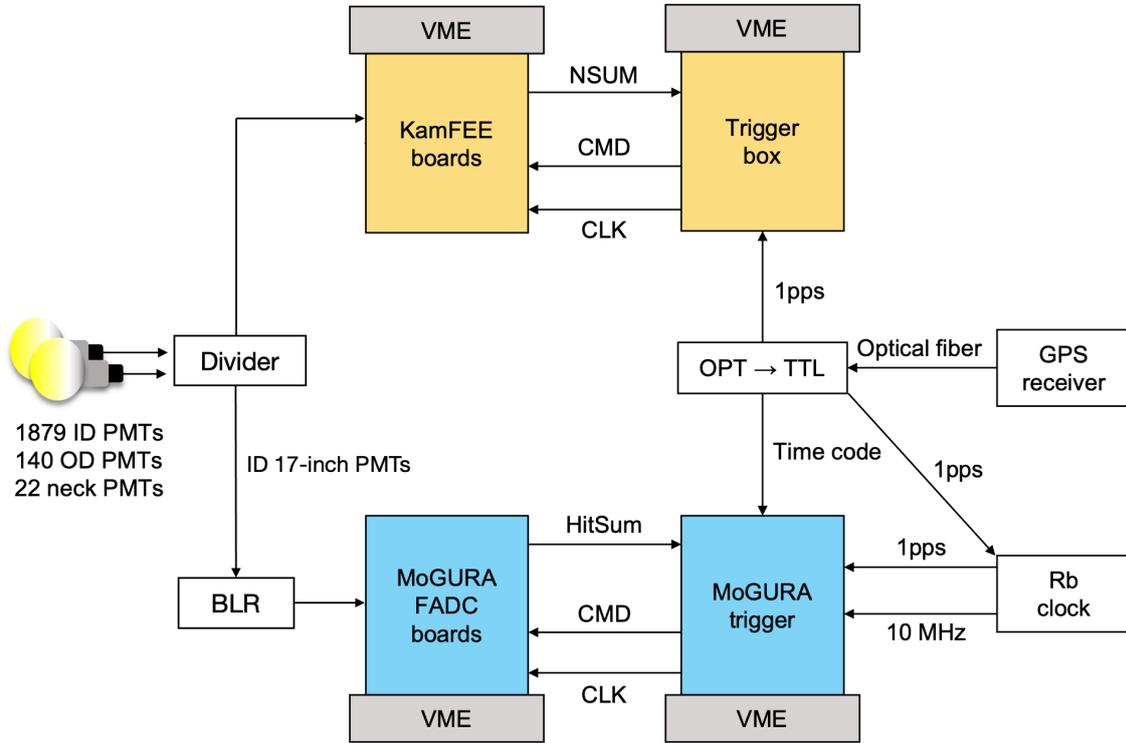


図 4.8: KamDAQ と MogDAQ のフロー

ができない。そこで ATWD-A と ATWD-B の 2 つの ATWD を用意することでデッドタイムを低減している。

もう一方の信号は 1/4 p.e. の閾値として設定されたディスクリミネーターを通過した後、同じボードのヒット情報と統合され、一回路基板あたりのヒット数としてトリガー回路に転送される。

トリガー回路

トリガー回路は 200 枚の FEE 回路基板から送られたヒット情報に基づいてトリガーを発行する電子回路である。トリガー回路ではまず約 200 枚の全回路基板のヒット数の合計 N_{sum} を算出する。本解析で対象としている数 MeV のエネルギーを持つニュートリノ信号は主に ID Prompt trigger と ID Delayed trigger の発行により検出される。ID Prompt trigger と ID Delayed trigger は、それぞれ 125 ns と 1 ms の時間幅での ID の事象について、 N_{sum} が閾値を超えるとトリガーを発行できる。閾値の値は検出器の状態によって変化する。これらのトリガーは 5 章で後述するような時間相関のあるイベントを取得するために用いられる。トリガーは 20 種類以上あり、ID や OD の N_{sum} に基づくトリガーや、 N_{sum} によらないトリガー、外部コマンドにより強制的に作動するトリガーなどが存在する。

トリガー回路には 40 MHz の Rb クロックが備え付けられており、全 KamFEE ボードに対して時間情報を提供している。このクロックは神岡鉱山坑口の GPS レシーバーと同期しており、事象

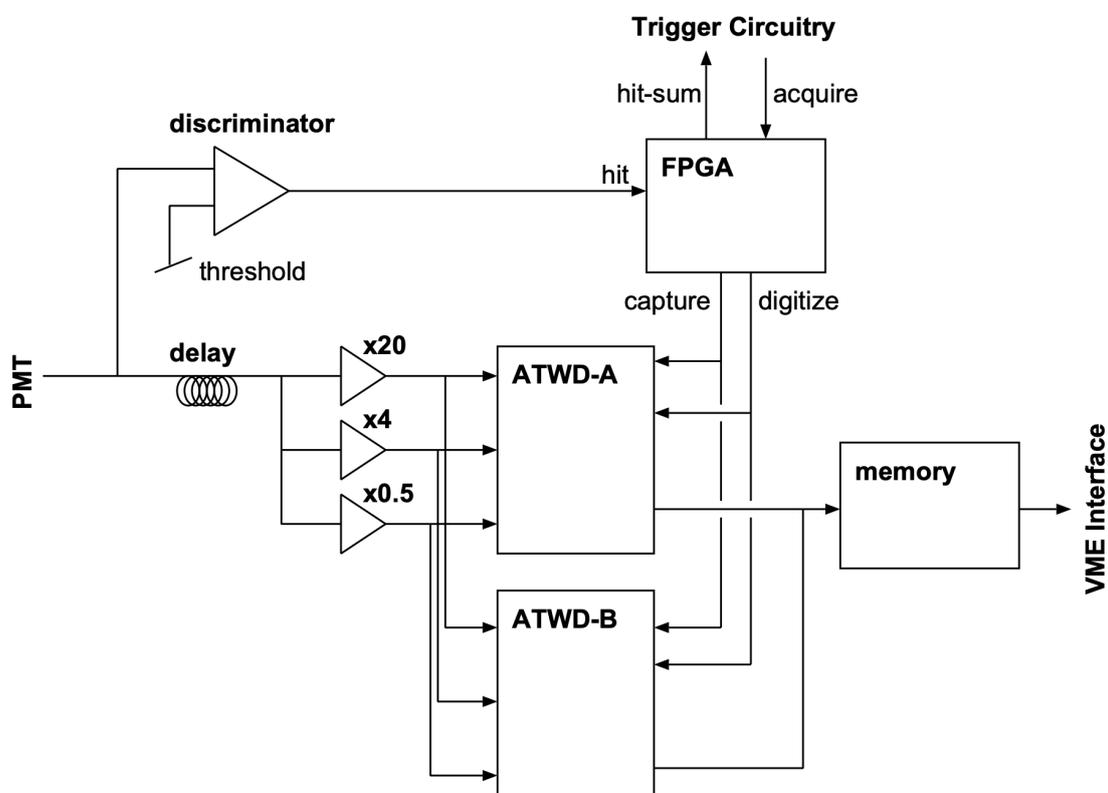


図 4.9: KamFEE の概要 [47]

再構成における正確な時間情報を与えている。

4.2.2 MogDAQ

MogDAQ は MoGURA FADC(Flash ADC) や MoGURA トリガーなどからなる DAQ システムであり、KamLAND-Zen 実験開始時に運用開始した。MogDAQ では BaseLine Restorer(BLR) 回路を接続することで、宇宙線ミュオン由来の大光量イベントによるベースラインの変動(オーバーシュート, 図 4.10) を抑制する。KamLAND-Zen 実験において、宇宙線ミュオンによる ^{10}C 破碎事象は主要な背景事象でありその際に放出される大量の中性子はこの背景事象を同定する重要な情報である。これまでこの中性子事象はオーバーシュートとアフターパルスの影響で高効率での検出が難しかったが、MogDAQ を使用することでそれが実現可能となった。データ収集の流れは概ね KamDAQ と同様であるが、MogDAQ は ID の 17inch PMT のみに接続されている。特に本解析ではことわらない限り KamDAQ を用いる。

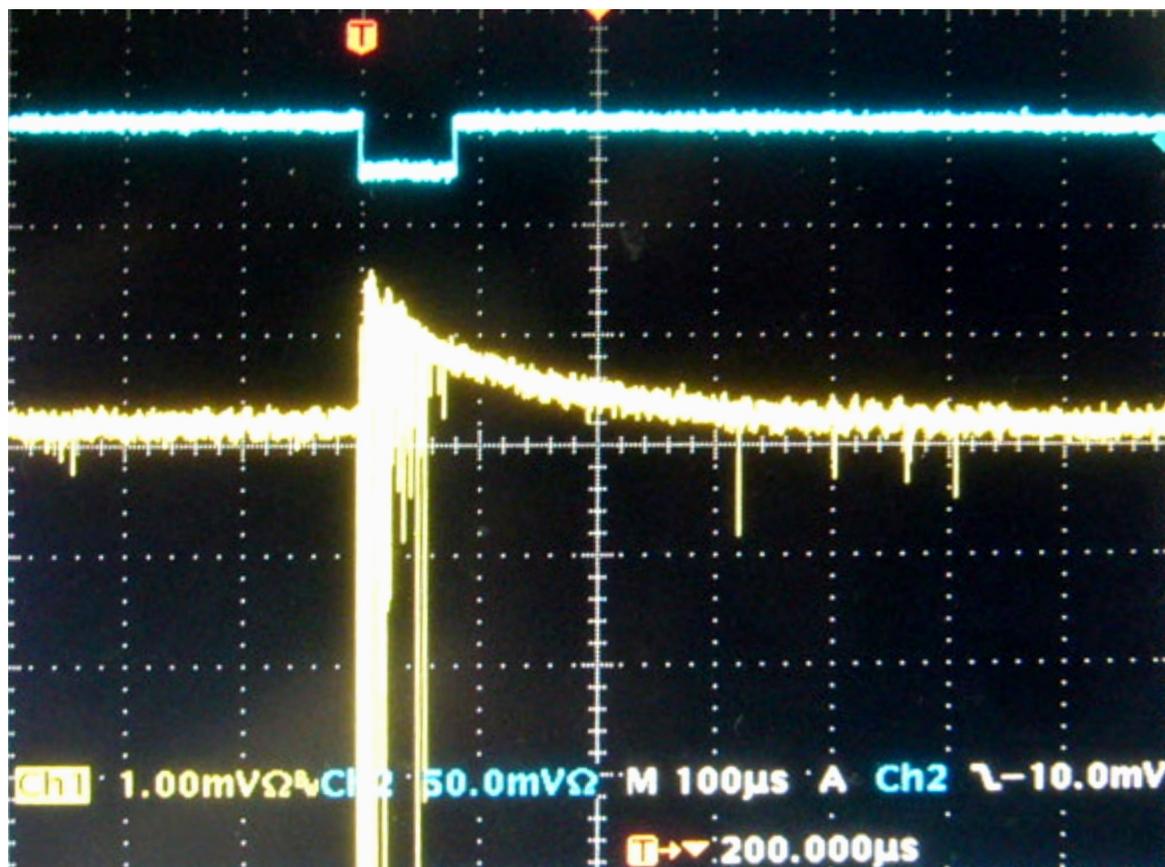


図 4.10: オーバーシュートの様子 [48]

4.3 事象再構成

データ取得システムにより取得されたアナログ信号波形は本節で示す方法で事象再構成される。ここで特に断らない限り KamFEE による事象再構成について述べる。また KamLAND では GeV スケールのエネルギーを持つ宇宙線ミュオンによる事象は飛跡として再構成されミュオン由来の背景事象の除去に使われる。一方 MeV スケールのエネルギーを持つ事象は点事象として再構成される。

KamLAND ではリアルタイムで事象再構成を行う Online 解析と、手動で精査しながら事象再構成を行う Offline 解析がある。前者は KamLAND に異常がないかチェックするモニターや稀事象のアラームのために、後者は物理解析のために用いられる。

どちらの解析も ID での事象再構成は以下の手順で行われる。

1. 波形解析 (4.3.1 節)
2. 時間電荷較正 (4.3.2 節)
3. PMT のデータクオリティの確認 (4.3.3、4.3.4 節)
4. ミュオン軌跡再構成 (4.3.5 節)

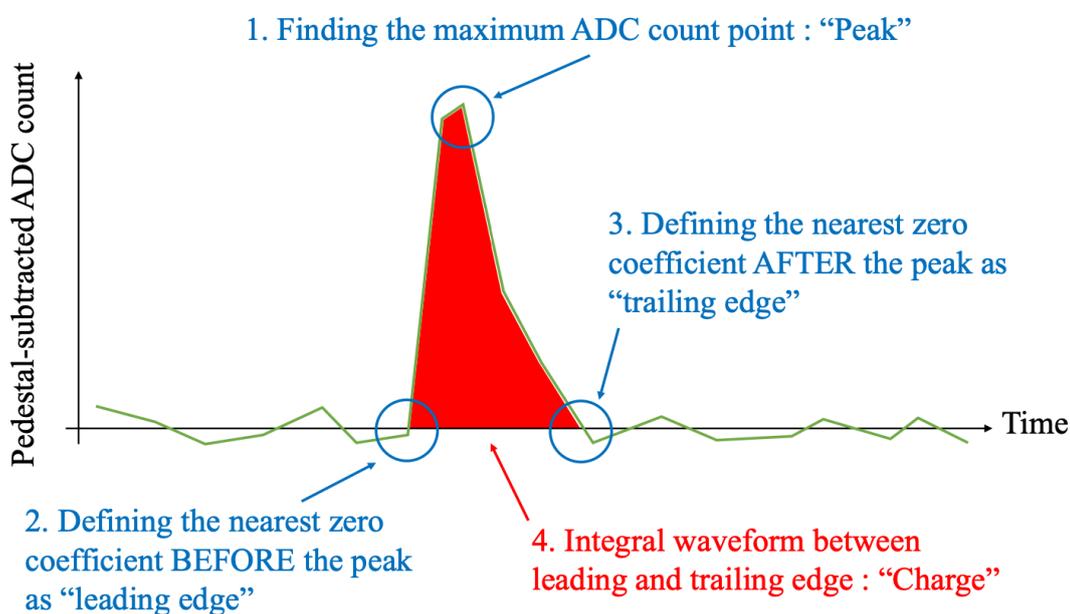


図 4.11: 波形解析の概念図 [49]

5. 点事象の位置、エネルギー再構成 (4.3.6、4.3.7 節)

KamLAND における観測データはおおよそ 1 日ごとに run という単位で区切られている。Offline 解析では run ごとに事象再構成を行う。一方 Online 解析ではある期間ごとに同一の run 情報を参照して事象再構成を行う。

4.3.1 波形解析

まず、各 PMT からの信号波形よりヒット時間と電荷情報を見積もる。この解析のサンプリング間隔は 1.49 ns であり、これは 17inch PMT の電子走行時間の広がりに対応する。

波形は各 PMT ごとに異なるオフセットが存在する。そのためこれらのオフセットを run の始めに取得した 50 個の信号波形より見積もる。また高周波のノイズを平滑化することで取り除く。

ベダスタルと高周波ノイズを取り除いた信号波形の微分をとり、信号の立ち上がり、ピーク、立ち下がりの位置を求める。次に図 4.11 に示すように時間と電荷情報を取得する。

ここで立ち上がり時間を信号時間として定義する。この時間は 4.2.1 節で説明したようにクロックで較正されている。また立ち上がりから立ち下がりまでの信号波形の積分値を電荷量として定義する。

4.3.2 時間電荷較正

PMT のゲインや量子効率、エレクトロニクスのカابل長やノイズは個体差があるため、各 PMT の信号波形は異なる時間電荷応答をもつ。そこで KamLAND では色素レーザーを用いた

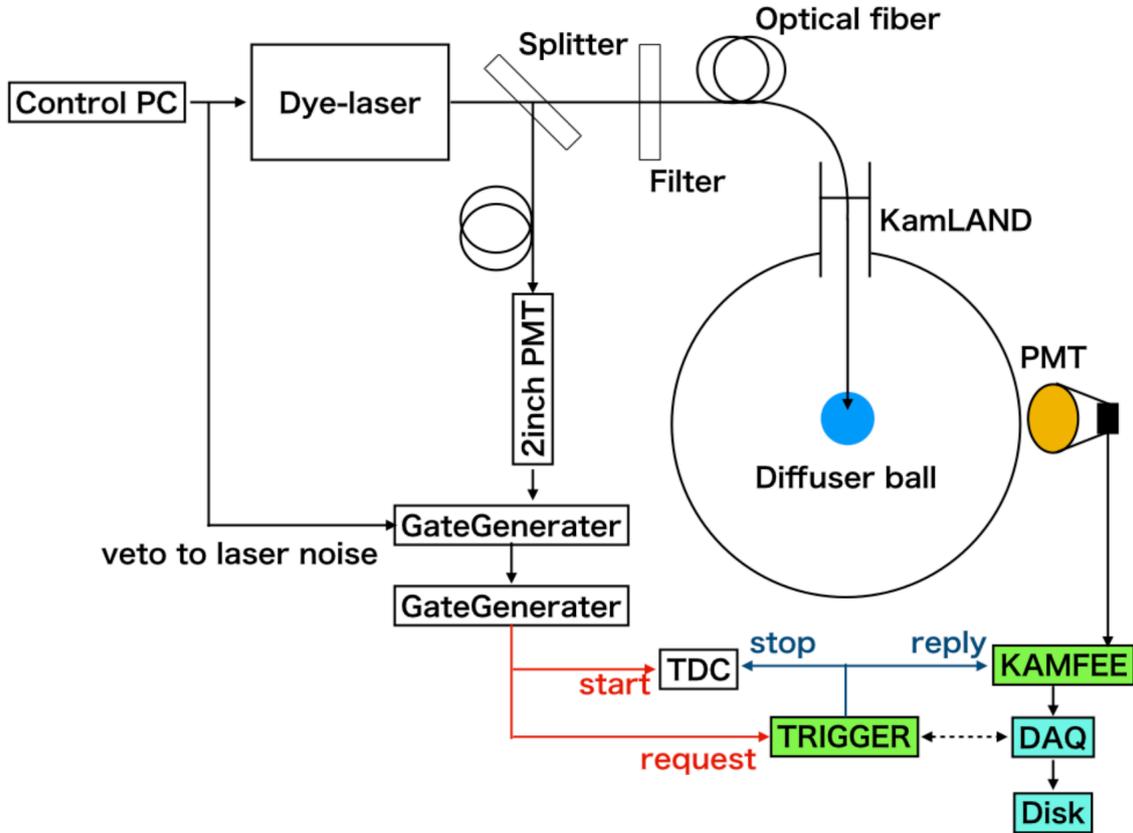


図 4.12: 色素レーザーによるキャリブレーション [44]

キャリブレーションにより各 PMT の時間較正をおこなう。このキャリブレーションは頻繁に実施できないため、細かい変動はキャリブレーションソースや ^{40}K 事象で補正する。また 1 p.e. 事象を選定し、その電荷分布を評価することで run ごとにゲイン較正を行う。

時間較正

各 PMT の時間応答を較正するため色素レーザー (dye laser) によるキャリブレーションを行う。まず図 4.12 に示すように色素レーザー光を拡散する diffuser ball を KamLAND 中心部にインストールする。次に 1 p.e. から約 5000 p.e. までの幅広いレーザー強度のパルス光を生成し、各 PMT のヒット時間を得る。最後に以下のパルス光の電荷 Q の関数をヒット時間 $T(Q)$ でフィットして時間応答を較正する。

$$T(Q) = P_0 + P_1 \times (\log_{10} Q) + P_2 \times (\log_{10} Q)^2 \quad (4.1)$$

ただし P_0, P_1, P_2 はフィットパラメータである。

キャリブレーションを実施できない間も KamLS やエレクトロニクスの状態によって各 PMT の時間応答は変化する。そこで KamLAND-Zen 実験前は検出器の中心に設置された ^{40}Co が放出する単色 γ 線を用いて数週間ごとにキャリブレーションを行なった。

KamLAND-Zen 実験後はミニバルーンがインストールされキャリブレーション源を設置できないため、ミニバルーンの接続部素材である PEEK 材 (PolyEtherEtherKetone) 由来の ^{40}K を用いて run 毎に時間較正を行なっている。

ゲイン較正

物理解析に用いるために、波形解析により得られた ADC 積分値を光電子数 [p.e.] に直す必要がある。1 光電子数相当の ADC 積分値は PMT のエレクトロニクス状況により異なるため run ごとに較正する必要がある。まず以下の条件を満たす 1 p.e. 相当の事象を選定する。

- (i) 電荷が $O(10^3)$ count 以下
 - ミューオン事象を除去
- (ii) ミューオンイベントから 2 ms 後
 - アフターパルスやオーバーシュートの効果を消す
- (iii) 非ミューオンイベントの 100 μs 後
 - ATWD の不感時間で誤った波形解析を防ぐ
- (iv) ヒットした 17inch PMT の個数が 120 本以上 230 本以下 (純化前は 120 本以上 180 本以下)
 - 1 p.e. 信号で期待される PMT の個数
- (v) PMT からの距離が 33 cm 以上
- (vi) 波形にピークが 1 つ

17inch PMT について選定された 1 p.e. 相当の電荷分布 (図 4.13(a)) をガウス関数でフィットしてその平均値を 1 p.e. と定義する。20inch PMT は電荷分解能が悪いため電荷分布のピークが見えない (図 4.13(b))。そのため 20inch PMT のみの電荷分布のフィットから 1 p.e. を見積もることが難しい。そこで 20inch PMT だけでなくそれに隣接する 17inch PMT に基づきゲイン較正を行う。ある 20inch PMT で観測された電荷量を Q_{20} 、20inch PMT に隣接する 17inch PMT の平均電荷量を $\langle Q_{17} \rangle_{\text{neighbor}}$ として以下のような光電面の面積の違いを考慮した ratio を定義する。

$$\text{ratio} = \frac{Q_{20}}{\langle Q_{17} \rangle_{\text{neighbor}}} \left(\frac{17}{20} \right)^2 \quad (4.2)$$

この ratio の分布に基づき 20inch PMT の 1 p.e. を決定している。

4.3.3 バッドチャンネル選定

故障や不安定な印加電圧、ケーブルの接触不良などにより、不安定なヒットレートや正常でない電荷分布を持つ PMT (バッドチャンネル) が存在する。これらの PMT は誤った事象再構成を行う可能性があるため解析では除外する。ここでバッドチャンネル数は時間とともに変化するため Offline 解析では run ごとにバッドチャンネルを選定する。ID のバッドチャンネル選定条件は以下の通りである。

- (i) ヒットレートが低いもの

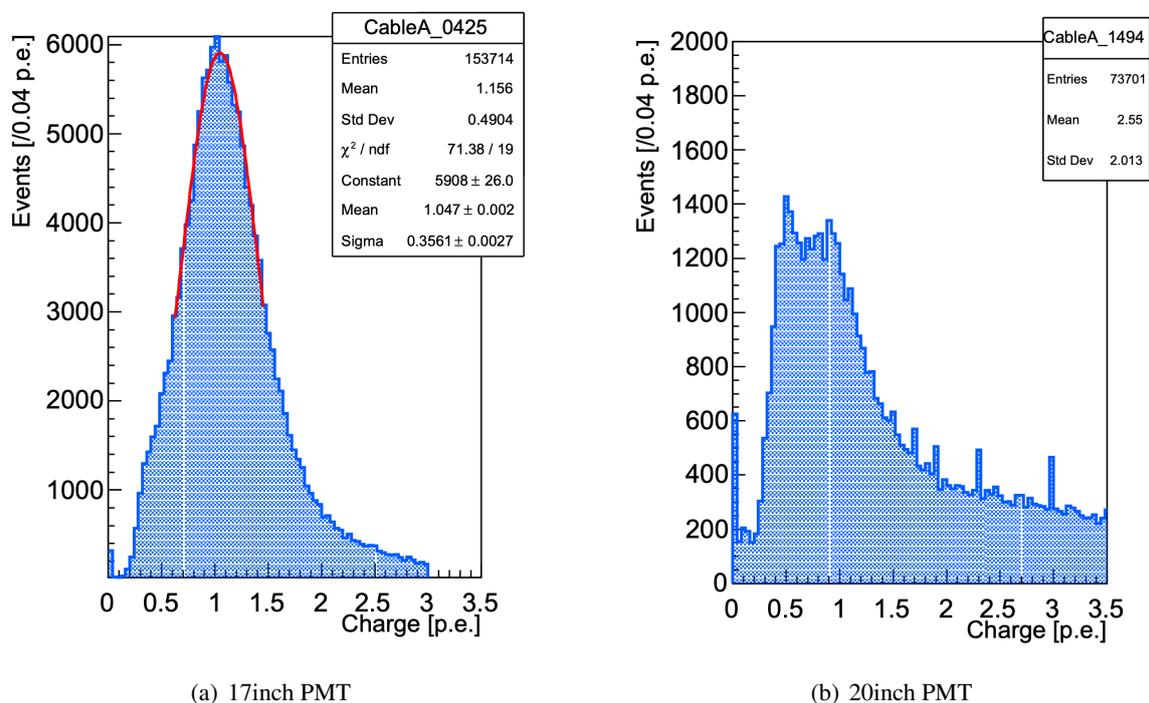


図 4.13: 17inch PMT と 20inch PMT の 1 p.e. 相当の電荷分布 [44]

- run 始めの 10000 事象に対しヒット数が 600 未満
 - 100 個のミュオン事象に対しヒット数が 80 未満
 - 10000 個の非ミュオン事象に対しヒット数が 480 未満
- (ii) 波形記録が失敗しているもの
- ヒットと判定されたが波形が記録されなかった数が 1000 以上
- (iii) ATWD のチャンネル切り替えが失敗しているもの
- ATWD の A チャンネルと B チャンネルのヒット数の差が 22% より大きいもの
- (iv) ミュオンに対し他より高い電荷量を出力するもの
- 隣接する PMT との観測電荷の差が大きいもの i 番目の PMT について

$$\frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \frac{(Q_i - Q_j)^2}{Q_j} > 1000 \text{ p.e.} \quad (4.3)$$

ここで N_i は i 番目の PMT のバッドチャンネル選定に使用される事象数、 Q_i は i 番目の PMT の電荷、 Q_j は隣接する j 番目の PMT の電荷である。

- (v) 異常に高いあるいは低いゲインを持つもの
- 17inch PMT に対し 0.4 p.e. 以下あるいは 4.0 p.e. 以上のゲインを持つ
 - 20inch PMT に対し 0.4 p.e. 以下あるいは 6.0 p.e. 以上のゲインを持つ

また OD のバッドチャンネルの選定条件は以下のようにヒット数のみが用いられる。

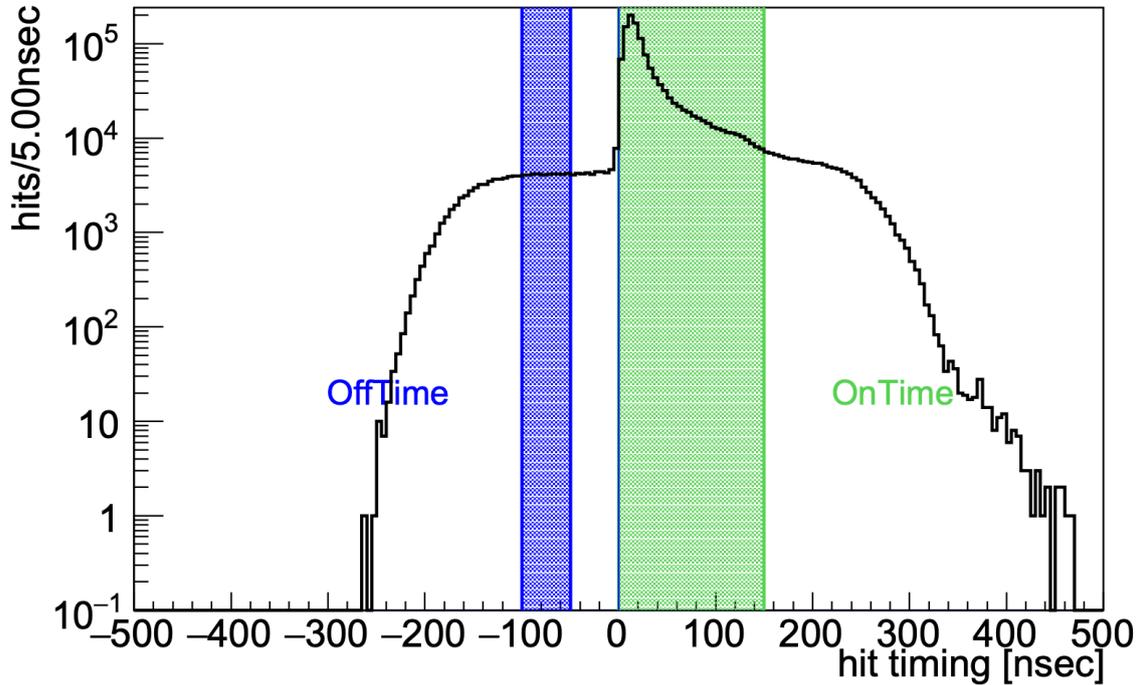


図 4.14: 典型的な事象のヒットタイミング分布 [44]。緑色の領域 (0 ~ 150 nsec) を On time、青色の領域 (-100 ~ -50 nsec) の領域を Off time としている。ダークチャージは Off time 領域から見積もる。

(vi) ヒットレートが低いもの

- 100 個のミュオンに対しヒット数が 5 未満

4.3.4 ダークチャージの見積もり

PMT の熱電子やエレクトロニクスノイズにより余剰に電荷が検出されることがある。この電荷のことをダークチャージといい、温度や対流の状況によって変動するため run ごとにダークチャージの大きさを見積もる必要がある。図 4.14 に示すようにヒットタイミング分布の -100 ~ -50 ns (オフタイム) は物理事象のヒット時間 (オンタイム) と離れている。そのため、物理事象と相関を持たないダークチャージは以下のようなオフタイム中にヒットした 1PMT 平均電荷として求められる。

$$(\text{ダークチャージ}) = \frac{(\text{オフタイム中にヒットした PMT の電荷の合計})}{(\text{オフタイム中にヒットした PMT 数})} \quad (4.4)$$

4.3.5 宇宙線ミュオン軌跡再構成

宇宙線ミュオンは岩盤により大幅に低減されたが、それでもおよそ 0.3 Hz の頻度で到来している。到来した宇宙線ミュオンは検出器内で原子核破碎を起こし多量の中性子や不安定核を生

成する。これらの生成物により液体シンチレータは連続的に発光し、ミューオンに沿った直線上の飛跡を形成する。これらの事象は本解析において背景事象となるため、宇宙線ミューオンの飛跡再構成は重要である。

以下のどちらかの条件を満たしていれば KamLAND における宇宙線ミューオン事象である。

$$Q_{17} \geq 8500 \text{ p.e.}$$

シンチレーション光とチェレンコフ光を出しながら KamLS 中を通過した宇宙線ミューオン

$$Q_{17} \geq 500 \text{ p.e. かつ } N_{200\text{OD}} \geq 5(9)$$

チェレンコフ光を出しながらバッファオイル中を通過した宇宙線ミューオン。括弧は OD 改修後。

ここで Q_{17} は 17inch PMT で検出した総光量、 $N_{200\text{OD}}$ は 200 ns ウィンドウ内でヒットした OD PMT の本数の最大値である。

再構成手法

本解析で用いる KamLAND の遅延同時計測では宇宙線ミューオン由来の背景事象を抑えるために、17inch PMT が検出した電荷量や residual charge、ミューオン軌跡再構成精度をもとにカットする (5.3 節)。そのためミューオンの軌跡再構成からこれらのパラメータを計算する必要がある。ミューオン軌跡再構成について、まず最初に検出した ID PMT から検出器中心を結んだ直線とアウトバールン表面の交点をミューオンの入射点とする。次にミューオン入射後最も電荷量が多い ID PMT から検出器中心を結ぶ直線とアウトバールン表面の交点をミューオンの出射点とする。最後に PMT のヒット時刻に基づき補正した後、入射点と出射点を直線で結ぶことでミューオン軌跡再構成ができる。これらの手順について図 4.15 に示す。

residual charge ΔQ はバッファオイルと LS のミューオン軌跡長さ L_{BO} 、 L_{LS} より

$$\Delta Q = Q_{17} - (L_{\text{LS}} + L_{\text{BO}}) \left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{Cherenkov}} - L_{\text{LS}} \left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{scintillator}} \quad (4.5)$$

となる。ここで q_{17} は 17inch PMT の電荷量であり、 $\left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{Cherenkov}}$ と $\left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{scintillator}}$ はそれぞれチェレンコフ光とシンチレーション光の単位長さあたり平均電荷量である。これらは run ごとに以下の式で見積られている。

$$\left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{Cherenkov}} \equiv \frac{Q_{17}}{L_{\text{BO}}} \quad (4.6)$$

$$\left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{scintillator}} \equiv \frac{Q_{17} - L_{\text{BO}} \left\langle \frac{dQ}{dX} \right\rangle_{\text{Cherenkov}}}{L_{\text{LS}} + L_{\text{BO}}} \quad (4.7)$$

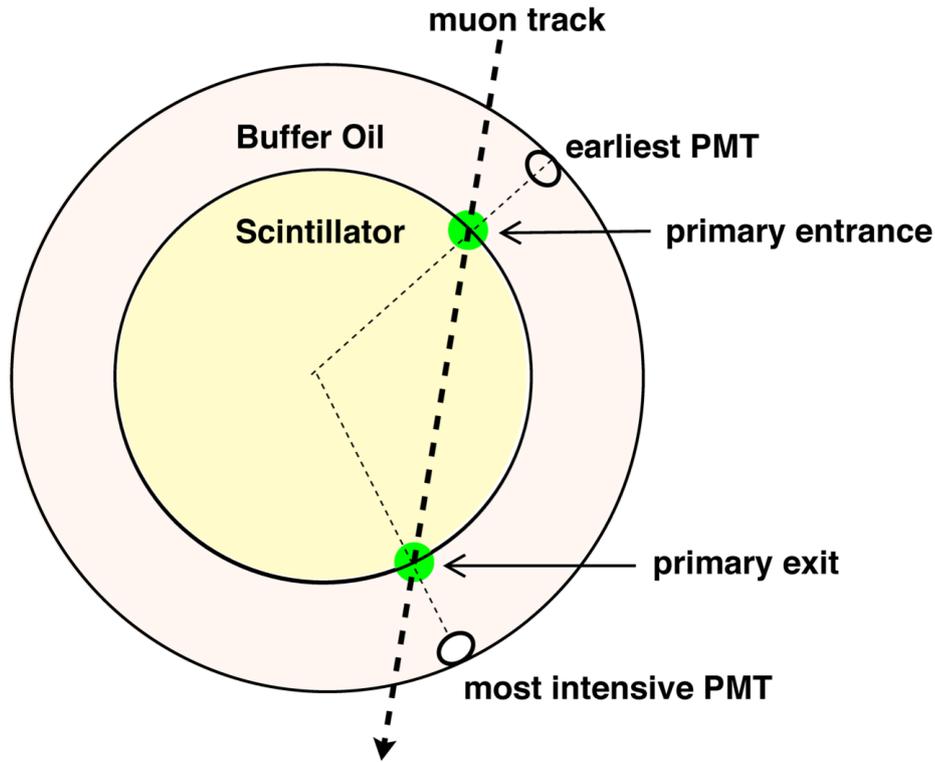


図 4.15: 宇宙線ミュオン飛跡再構成の概略図 [50]

4.3.6 点事象位置再構成

点事象位置再構成は 17inch PMT に光子が到達した時間を用いて最尤法で決定される。シンチレーション光を発した時間を t 、位置を (x, y, z) とする。この時事象位置から i 番目の PMT までの光子の飛行時間 (Time of Flight, TOF) は $TOF_i(x, y, z)$ と表される。そのため i 番目の PMT で実際に事象が観測される時刻を t_i と事象が観測されると期待される時刻の差 τ_i は

$$\tau_i(t, x, y, z) = t_i - [t + TOF_i(t, x, y, z)] \quad (4.8)$$

と表される。実際は τ_i は LS の発光過程に依存する量でありキャリブレーションによって τ_i の確率密度関数 $\phi(\tau_i(t, x, y, z))$ が見積もられている。この ϕ を用いて尤度関数 \mathcal{L} が定義できる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \prod_i^{N_{\text{hit}}} \phi(\tau_i(t, x, y, z)) \\ \iff \log \mathcal{L} &= \sum_i^{N_{\text{hit}}} \log \phi(\tau_i(t, x, y, z)) \end{aligned} \quad (4.9)$$

ここで N_{hit} は波形を記録した PMT の本数である。

最終的な点事象の位置と時間は式 (4.9) の対数をとった尤度関数の偏微分をとることで求めら

れる。

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial t} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial t} = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial x} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial x} = 0 \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial y} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial y} = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial z} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial z} = 0 \quad (4.13)$$

4.3.7 点事象エネルギー再構成

KamLAND 実験におけるエネルギーは LS 中でのエネルギー損失と定義される。まず run 毎の検出器応答の較正と光量の補正を行う。次にエネルギー再構成において非線形な効果をもたらす光子の検出非効率を考慮する。最後に PMT のヒット数や時間、電荷量を基にした尤度関数を用いてエネルギー再構成を行う。

検出器応答の較正

- PMT のゲイン較正
各 PMT (光電子増倍管) の 1 光電子あたりの電荷量には個体差があり、さらに PMT のゲインは時間によって変動する。そのため、この時点で各 PMT に対して、4.3.2 節で示すようなゲイン較正を行う。
- バッドチャンネル選定
エネルギー再構成において 4.3.3 節で選定したバッドチャンネルを使用しない。
- ソフトウェア閾値の設定
PMT のノイズの影響を抑えるため、電荷量の下限として 0.3 p.e. に閾値を設ける。
- ダークチャージの差し引き 4.3.4 節で見積られたダークチャージの寄与を実際に観測した電荷量から差し引く。

光量の補正

- 影効果
KamLAND 検出器の上部と底部の PMT ではバルーンやそれを支えるケプラーロープの影により観測光量が減る。そこで ^{60}Co を検出器中心に据えたキャリブレーション用の run から影効果を見積もり、図 4.16 のように補正した。エネルギー再構成においても、このキャリブレーションより補正をおこなっている。

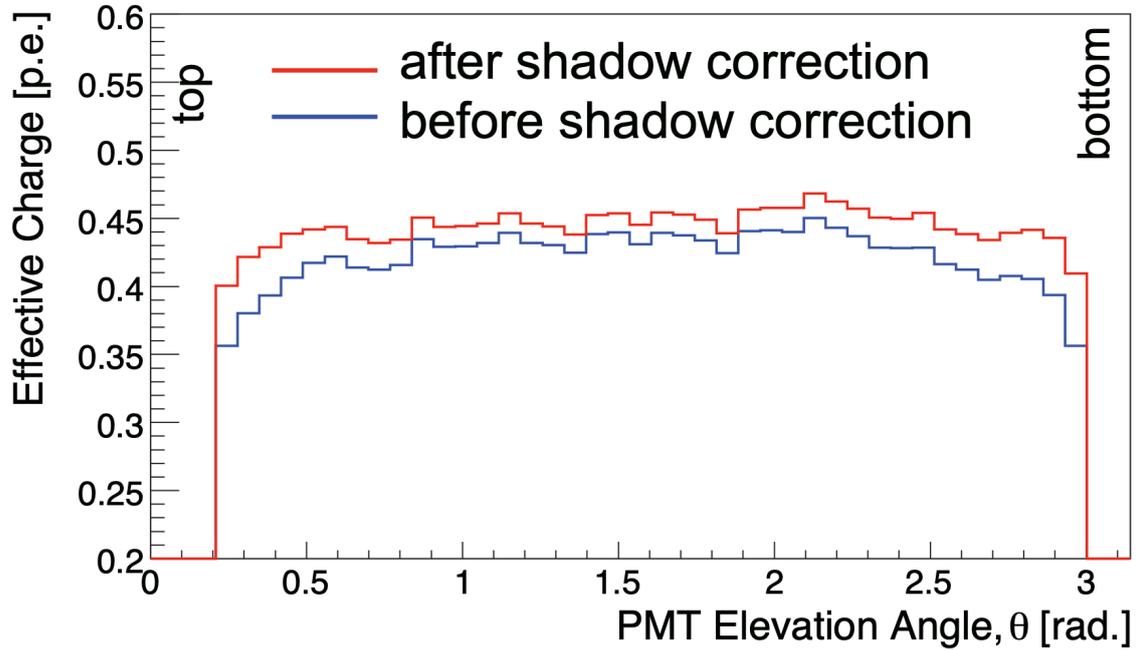


図 4.16: 影効果の補正前後での電荷量 [51]

- 減衰長の推定

LS 中の発光は LS 自身による吸収・再発光を繰り返すことで距離と共に減衰する。

各事象から PMT までの距離を x とすると、PMT で検出した光量 $f(x)$ は以下の関数で表される。

$$f(x) = Q_0 \exp\left(-\frac{x}{L_0}\right) \quad (4.14)$$

ここで Q_0 は初めの発光における発光量である。また L_0 が減衰長と呼ばれる量であり、陽子の中性子捕獲によって放出される 2.2 MeV の γ 線を用いて推定できる。図 4.17 のような PMT とそれを軸とした円柱領域で放出された γ 線の位置との距離を x として式 (4.14) でフィットする。ただし減衰長は LS の特性に依存するため、本解析における期間では蒸留純化後のデータをもとに見積もられている。

エネルギー再構成アルゴリズム

エネルギー再構成を行うために、まず各 PMT で観測された光電子数とそのヒット電荷、ヒット時間の確率密度関数を掛け合わせた尤度関数を導く。

i 番目の PMT のヒット数を $n (n \geq 1)$ とすると、その確率密度関数は以下のようなポアソン分布で表すことができる。

$$P^{\text{hit}}(n|\mu_i) = \text{Pois}(n|\mu_i) = \frac{\mu_i^n e^{-\mu_i}}{n!} \quad (4.15)$$

ここで μ_i は i 番目の PMT ヒット数の期待値であり、以下のような観測エネルギー E_{vis} の関数し

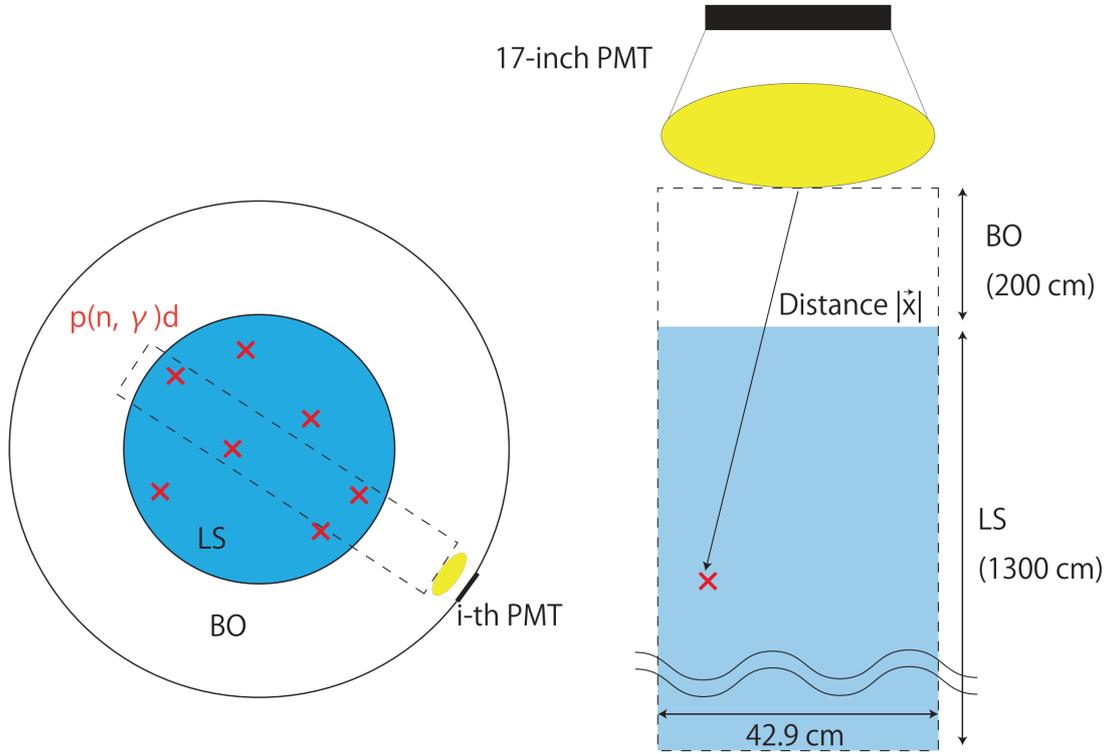


図 4.17: 減衰長の推定の概略図 [44]

て表される。

$$\mu_i = b_i(x, y, z)E_{\text{vis}} + d_i \quad (4.16)$$

ここで b_i は単位 [p.e./MeV] の係数であり事象位置と i 番目の PMT との距離や角度に依存する。なお、この係数の計算において PMT の量子効率や減衰長、影効果等も考慮している。また、 d_i は i 番目の PMT のダークチャージによる光電子数である。

i 番目の PMT で光電子が検出できなかった場合 ($n = 0$)、0.3 p.e. のソフトウェア閾値を考慮する必要がある。この閾値による検出非効率を ϵ とすると確率密度関数は

$$\begin{aligned} P^{\text{hit}}(n = 0|\mu_i) &= \text{Pois}(0|\mu_i) + (1 - \epsilon)\text{Pois}(1|\mu_i) \\ &= [1 + (1 - \epsilon)\mu_i]e^{-\mu_i} \end{aligned} \quad (4.17)$$

と表される。

次にヒット電荷の確率密度関数を考える。 i 番目の PMT で n 個の光電子が観測された時の観測される電荷量を Q_i [p.e.] とする。 Q_i の確率密度関数は以下のようなガウス分布に従う。

$$P^{\text{charge}}(Q_i|n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n_i \sigma^2}} \exp\left[-\frac{(Q_i - n)^2}{2n\sigma^2}\right] \quad (4.18)$$

ここで σ は 1 p.e. 分布の電荷分解能である。

i 番目の PMT のヒット時間 t_i について以下の確率密度関数に従う。

$$P^{\text{time}}(t_i|\mu_i) = \frac{b_i \psi(t_i) E_{\text{vis}} + d_i}{\mu_i} \quad (4.19)$$

ここで ψ はキャリブレーション事象を基に作成された規格化信号波形関数である。

以上の確率密度関数を組み合わせることで、以下のようなエネルギー再構成で用いる尤度関数を作成できる。

$$\mathcal{L} = \prod_{i \in \text{no hit}} P^{\text{hit}}(n=0|\mu_i) \prod_{i \in \text{hit}} \left[\sum_{n=1}^{\infty} P^{\text{hit}}(n|\mu_i) P^{\text{charge}}(Q_i|n) \right] P^{\text{time}}(t_i|\mu_i) \quad (4.20)$$

この関数の対数微分が

$$\frac{\partial \log \mathcal{L}}{\partial E_{\text{vis}}} = 0 \quad (4.21)$$

を満たす E_{vis} が最適な E_{vis} である。

実際は ID の 17inch PMT と 20inch PMT で電荷分解能が異なるため、独立にエネルギー再構成を行う。最終的な観測エネルギーはそれぞれの PMT で再構成されたエネルギー $E_{\text{vis}}^{17\text{inch}}$ と $E_{\text{vis}}^{20\text{inch}}$ を代入し

$$E_{\text{vis}} = (1 - \alpha) E_{\text{vis}}^{17\text{inch}} + \alpha E_{\text{vis}}^{20\text{inch}} \quad (4.22)$$

と決定される。ただし重み α はキャリブレーションの結果から最もエネルギー分解能が良くなるように決定されておりその値は $\alpha = 0.3$ である。

4.4 KamLAND2 検出器

KamLAND-Zen 実験では世界最高水準の感度で $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索を行っていたが、依然として有意な $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の検出に至っていない。この課題は単に観測期間を延長するのみで解決することは難しいと考えられている。そのため更なる感度向上を目指した検出器の改良が有効であるとされている。このような背景から 2024 年 8 月より KamLAND 検出器はデータ取得を終了し、次世代検出器である KamLAND2 の建設準備が進められている。

KamLAND2 検出器のデータ取得開始後は直径約 4m のミニバルーンを検出器内部にインストールして $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索する KamLAND2-Zen 実験を開始予定である。ここでミニバルーン内は KamLAND-Zen800 実験から増量した約 1,000 kg の ^{136}Xe を含む XeLS が入っており、感度向上が期待される。KamLAND2-Zen 実験では背景事象を減らしさらに検出感度を向上させるため、様々な改善案が提案され研究開発が行われている。代表的な改善案を本章で示す。

4.4.1 シンチレーションバルーン

U 系列の ^{214}Bi の β 崩壊は Q 値が 3.27 MeV であり KamLAND2-Zen 実験における主要な背景事象となる。ここで ^{214}Bi の β 崩壊の後に起こる ^{210}Po の崩壊で α 粒子が放出されるため、これらの時間空間相関を観測することで低減することができる。しかし KamLAND-Zen で

使われていた従来のミニバルーンは α 粒子のエネルギーを吸収してしまうため、この背景事象を高効率で識別できなかった。そこで発光性のフィルムを用いてミニバルーン (シンチレーションバルーン) を作成することで、 ^{210}Po の崩壊で生じる α 粒子を検出し、背景事象を低減させることが計画されている。シンチレーションバルーンのフィルムとしてポリエチレンナフタレート (Polyethylene Naphthalate, PEN) が候補素材として挙げられている。PEN フィルムを用いることで 99.7% の ^{210}Po 由来の α 粒子を検出できる [52]。

4.4.2 光電子量の増加

KamLAND2 では KamLS よりも発光量の高い LS の使用が検討されている。有力な候補として LS の化学組成を表 4.5 に示す。溶媒として透過率の高いリニアアルキルベンゼン (LAB) とプソイドクメンを用いる。溶質としては KamLAND-Zen800 実験でも使われていたジオフェニルエキサゾール (PPO) に加え、1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (Bis-MSB) を用いる。Bis-MSB の添加より、LS の発光はより高い波長に変換され、シンチレーションバルーンの候補素材である PEN を透過可能となる。

表 4.5: KamLAND2 で使用候補の LS の化学組成

名称	分子式	密度 [g/cm ³]	体積比
リニアアルキルベンゼン (LAB)	C _n H _{2n-6}	0.86	80%
プソイドクメン	C ₉ H ₁₂	0.875	20%
ジオフェニルエキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	2.00 g/L
1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (Bis-MSB)	C ₂₄ H ₂₂	-	5 mg/L

また PMT についても高量子効率 PMT を導入し六角形型の集光ミラーを取り付ける予定である。この PMT の量子効率と被覆率向上により集光量が増加する。

これらの処方によって集光量が KamLAND 検出器に比べて約 5 倍改善し、エネルギー分解能が向上すると期待される。ここで $2\nu\beta\beta$ 崩壊におけるエネルギースペクトルの広がり $0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域と被ってしまうため KamLAND2-Zen 実験において背景事象となるが、エネルギー分解能の向上により低減させることができる。また集光量の増加により位置分解能と粒子識別能力が向上するため、宇宙線ミュオンによる KamLAND2 中の原子核破碎背景事象を同定し低減することが期待される。

4.4.3 MoGURA2

4.2.2 節で説明した通り宇宙線ミュオンの核破碎事象後の中性子事象検出効率は MoGURA により大光量後のオーバーシュートを抑制することで改善した。KamLAND2 では新型回路 MoGURA2 を導入し多量のバッファの確保と高速演算を行うことで、宇宙線ミュオンによるデッドタイムを解消するシステムの実現を目指している。

第 5 章

逆ベータ崩壊の事象選定条件

KamLAND では LS 中の逆ベータ崩壊を用いて反電子型の超新星前兆ニュートリノ (超新星前兆 $\bar{\nu}_e$) を検出する。この際遅延同時計測を用いることで効率的に逆ベータ崩壊事象を検出することができる。本章では 5.1 節で逆ベータ崩壊反応と遅延同時計測について説明し、5.2 節から 5.6 節で遅延同時計測の選定条件を定義する。なお KamLAND では本章で定義する条件で選定された事象により 6 章で説明する超新星前兆ニュートリノアラームが運用されている。

5.1 逆ベータ崩壊反応

KamLAND では逆ベータ崩壊 (IBD) 反応によって $\bar{\nu}_e$ を検出できる。この反応では以下のように反電子ニュートリノが LS 中の陽子と反応し陽電子と中性子を生成する。



この反応は反応断面積 (図 5.1) が大きく、KamLAND の主な $\bar{\nu}_e$ 検出チャンネルとして用いられる。

IBD 反応で生成した陽電子は LS 中でエネルギーを失いながらシンチレーション光を放出する。また陽電子は最終的に以下のような電子陽電子対消滅反応によって 2 本の 511 keV の γ 線を放出する。



これらの信号をまとめて先発信号と呼ぶ。

IBD 反応で生成した中性子は LS 中の陽子と散乱しながらエネルギーを失い熱中性子となる。その後熱中性子は約 $210 \mu\text{s}$ の平均捕獲寿命の後、LS 中の陽子または炭素原子核に捕獲される。この中性子捕獲の 99% は陽子により、1% は炭素原子核によるものであり、それぞれ 2.2 MeV、4.9 MeV の γ 線を放出する。



これらの信号を後発信号と呼ぶ。

先発信号と後発信号の時間空間相関をとることで、このような相関をもたない背景事象を効果的に除去可能である。この手法を遅延同時計測といい、図 5.2 にまとめる。

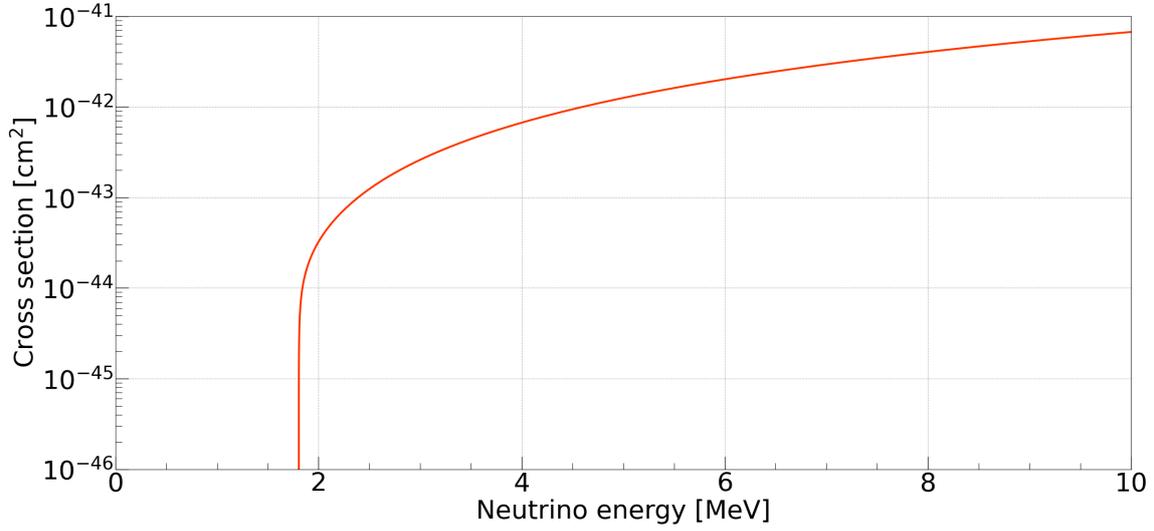


図 5.1: 逆ベータ崩壊 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) の反応断面積。[53] より計算。

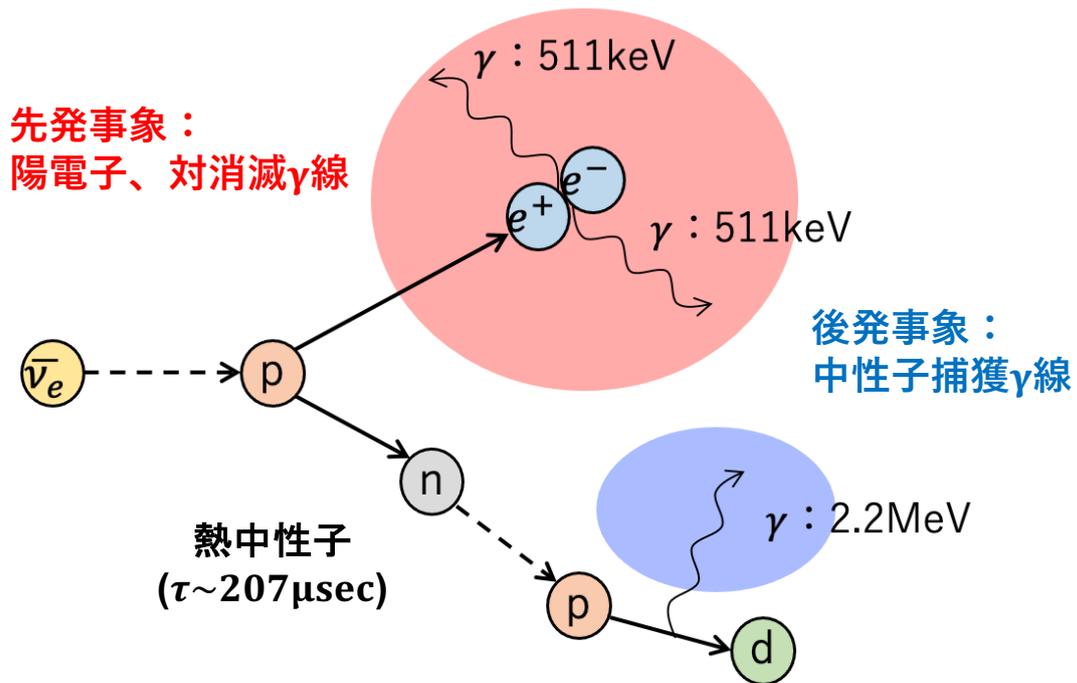


図 5.2: KamLAND での逆ベータ崩壊反応の概略図 [36]

反電子ニュートリノのエネルギー E_ν は観測された先発信号のエネルギー E_p から再構成することができる。陽電子と中性子の運動エネルギーを T_e, T_n 、陽子と陽電子、中性子の質量を m_T, m_e, m_n とすると

$$E_\nu + m_T = T_e + m_e + T_n + m_n \quad (5.4)$$

となる。よって先発信号のエネルギー E_p と反電子ニュートリノのエネルギー E_ν は次のような関係を持つ。

$$\begin{aligned} E_p &= T_e + 2m_e \\ &= E_\nu + m_T + m_e - T_n - m_n \\ &= E_\nu - T_n - 0.783 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.5)$$

数 MeV のニュートリノについて熱中性子の運動エネルギーは無視できるほど小さいため $T_n \simeq 0$ となる。

IBD 反応のエネルギー閾値 $E_\nu^{\text{threshold}}$ について考える。4 元運動量保存則より

$$(m_T + E_\nu^{\text{threshold}})^2 - (E_\nu^{\text{threshold}})^2 = (m_n + m_e)^2 \quad (5.6)$$

となる。そのため IBD 反応における $\bar{\nu}_e$ のエネルギー閾値は以下のように導かれる。

$$E_\nu^{\text{threshold}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_T^2}{2m_T} \simeq 1.806 \text{ MeV} \quad (5.7)$$

5.2 非物理事象の除去

5.2.1 ノイズ事象

PMT やエレクトロニクスノイズは物理事象と異なり時間構造を持たない。そこでノイズ事象は PMT のヒット数と時間の相関を用いて以下のように判別される。

$$N_{100} \leq \frac{N_{\text{hitID}} + 50}{2} \quad (5.8)$$

ただし、 N_{100} はヒット時間付近で最もヒット数が多くなる 100ns 時間幅でのヒットした PMT 数であり、 N_{hitID} はそのイベントにおける 17inch PMT と 20inch PMT のヒット数の和である。図 5.3 はノイズ事象の選定条件を図示したものであり、緑線より左上部分にあるノイズをカットしている。

5.2.2 フラッシャー事象

PMT が自身のダイノードの放電によって発光し擬似的に 20 MeV 程度の高エネルギー事象として観測されることがある。このような事象をフラッシャー事象という。フラッシャー事象はそれを起こした PMT の周りに集中して観測される。そのため以下の条件でカットしている。

- ID で観測された全電荷量 $Q_{\text{ID}} \geq 2500 \text{ p.e.}$

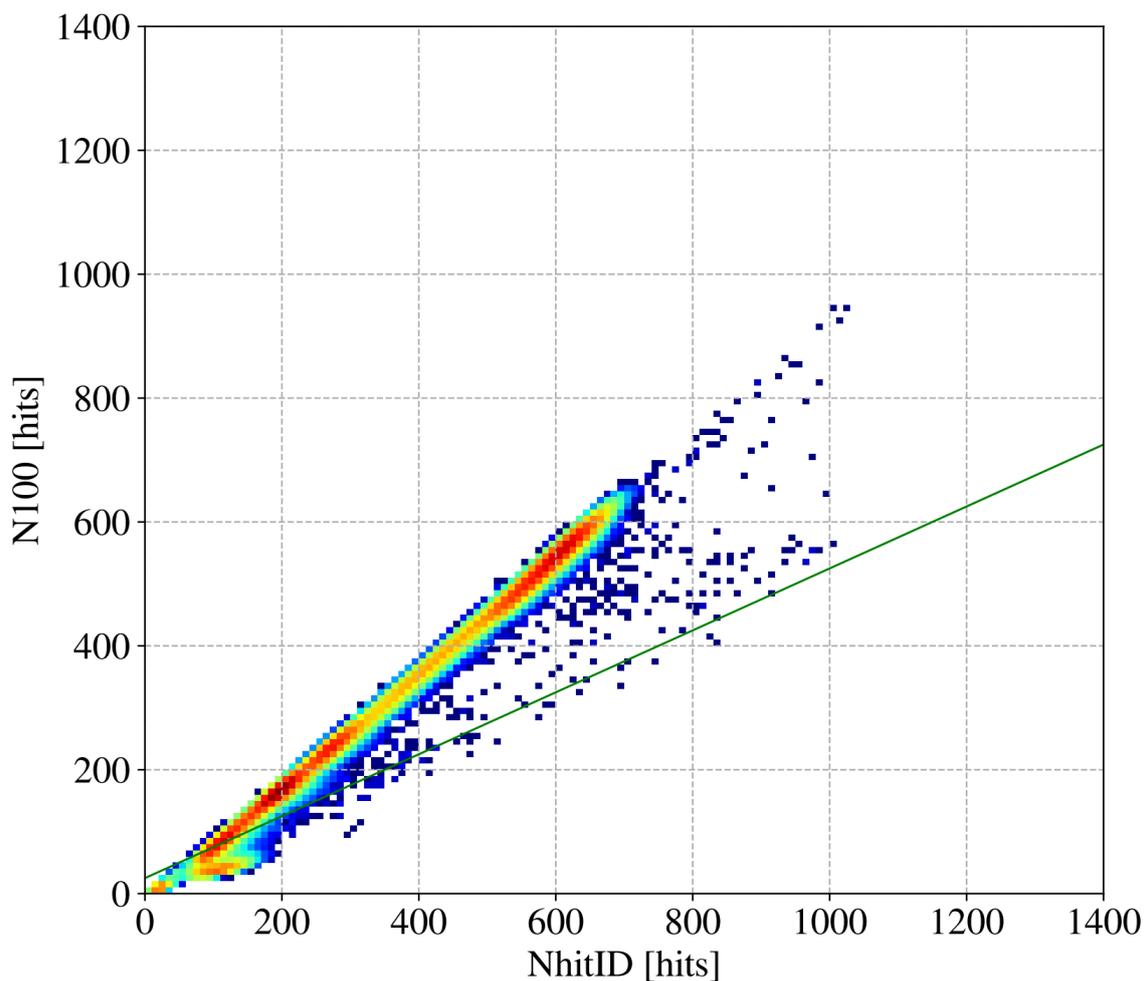


図 5.3: ノイズ事象 [51]。カット条件は緑線でありこれより左上の領域の事象は解析から除外される。

- (1つの PMT で観測された最大電荷量/ Q_{ID}) ≥ 0.6
- フラッシャーを起こした PMT に隣接する PMT の電荷量の平均 ≥ 20 p.e.
- ノイズ事象やミュオン事象ではない

フラッシャー事象は図 5.4 に示すように緑線で囲まれた領域に選定される。

5.2.3 リンギング事象

ミュオン事象後はベースラインが波打ちトリガーがかかってしまうことがある。このような事象をリンギング事象といい、以下のような条件で除去する。

- ミュオン事象後 $1 \mu\text{s}$ 以内
- $N_{\text{hitID}} \geq 600$

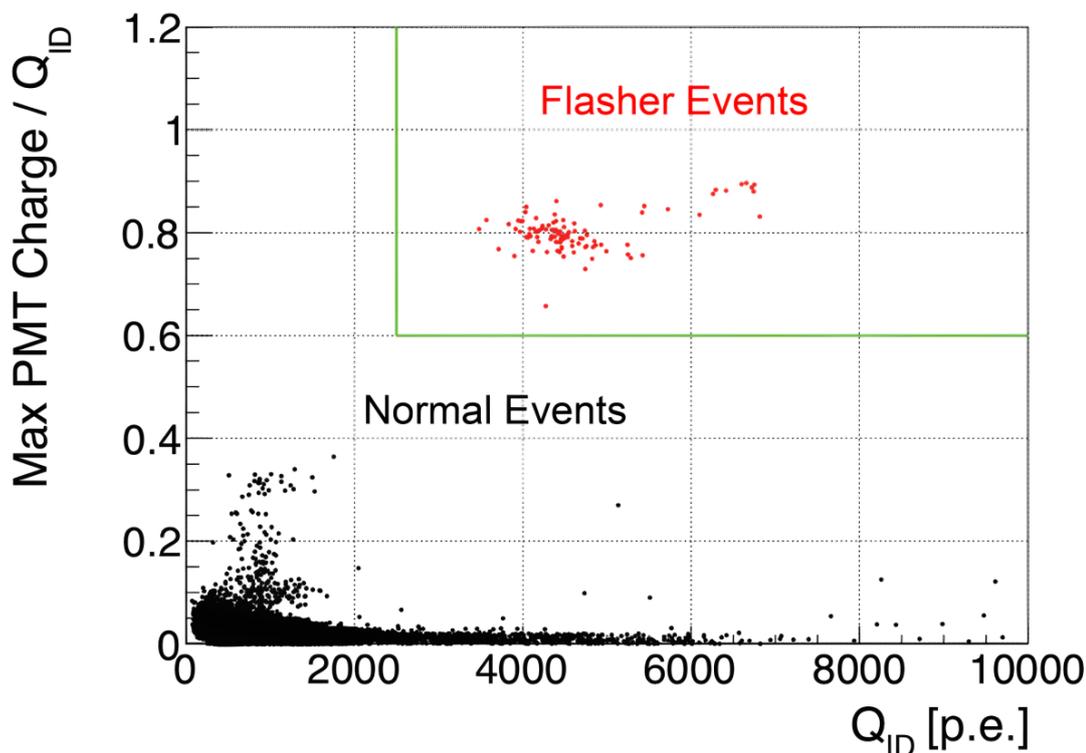


図 5.4: フラッシャー事象 [51]。緑線で囲まれた領域が解析から除外される。大部分のフラッシャー事象が除去されていることがわかる。

このカット条件を課すことで図 5.5 のようにリングング事象を除去できることがわかる。

5.3 ミューオン核破碎事象の除去

KamLAND に到来する宇宙線ミューオンやその二次粒子は LS の炭素原子核を破碎し放射性同位核を生成する。この放射性同位核の一部は β 線を伴いながら中性子を放出して崩壊する。このような事象は遅延同時計測の背景事象となるため除去する必要がある。そこで 17inch PMT が検出した総電荷量 Q_{17} や residual charge ΔQ 、ミューオン軌跡再構成精度の基準である MuonBadness ごとに以下のような Veto 条件を課す。

- (i) 低エネルギーミューオン事象 ($Q_{17} < 40000$ p.e.)
 - 全体積を 2 ms veto
- (ii) 高エネルギーミューオン事象 ($Q_{17} > 40000$ p.e.)
 - 軌跡再構成精度の悪いミューオン事象 ($\text{MuonBadness} \geq 100$)
 - 全体積を 2 s veto
 - 軌跡再構成精度が良く ($\text{MuonBadness} < 100$)、residual charge が小さい ($\Delta Q < 10^6$ p.e.) ミューオン事象

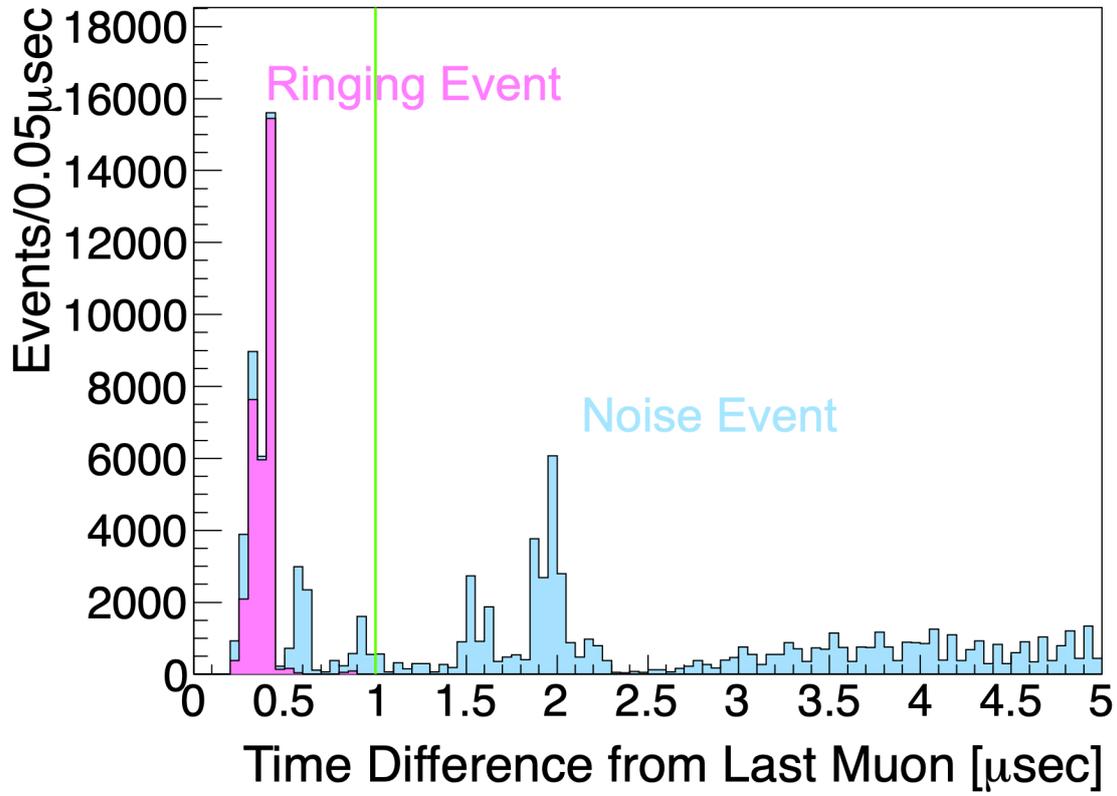


図 5.5: リンギング事象の選定条件とミュオン事象との時間差分布 [51]。

- 全体積 2 ms veto の後ミュオンの軌跡に沿って 300 cm の円柱領域を 2 s veto
- (iii) Residual charge が大きいミュオン事象 ($\Delta Q \geq 10^6$ p.e.)
 - 多量の原子核破碎事象を伴うため 2 s veto

5.4 遅延同時計測選定条件

5.4.1 エネルギー選定

先発事象のエネルギー選定条件は次のようになる。

$$0.9 < E_p < 4.0 \text{ MeV} \quad (5.9)$$

ここで下限は KamLAND の逆ベータ崩壊反応のエネルギー閾値である。上限は 6.3.2 節のように超新星前兆ニュートリノを高効率で検出できるように最適化した。

後発事象のエネルギー選定条件は

$$1.8 < E_d < 2.6 \text{ MeV} \quad (5.10)$$

$$4.4 < E_d < 5.6 \text{ MeV} \quad (5.11)$$

となる。前者が陽子による中性子捕獲放出される γ 線 (2.2 MeV)、後者が炭素原子核による中性子捕獲で放出される γ 線 (4.9 MeV) に対応する。後発事象のエネルギー選定条件の検出効率はエネルギー分解能 σ に依存する。

$$\epsilon_{E_d, \text{proton}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{1.8 \text{ MeV}}^{2.6 \text{ MeV}} \left(-\frac{(x - 2.211)^2}{2\sigma^2} \right) dx \quad (5.12)$$

$$\epsilon_{E_d, \text{carbon}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{4.4 \text{ MeV}}^{5.6 \text{ MeV}} \left(-\frac{(x - 5.061)^2}{2\sigma^2} \right) dx \quad (5.13)$$

17inch PMT と 20inch PMT の検出効率について表 5.1 に示す。

表 5.1: 後発事象のエネルギー選定条件における検出効率。17inch PMT と 20inch PMT でエネルギー分解能が異なるため、17inch PMT と 17inch PMT+20inch PMT で分けて見積もられている。表の値は LS 純化後の値である。

パラメータ	17inch PMT	17inch + 20inch PMT
σ [%/ \sqrt{E} [MeV]]	8.2 ± 0.1	7.0 ± 0.1
$\epsilon_{E_d, \text{proton}}$	99.98%	99.99%
$\epsilon_{E_d, \text{carbon}}$	99.99%	100%

5.4.2 有効体積選定

アウトバールーンの表面では背景事象が多くなる。これはアウトバールーンフィルムやアウトバールーンを支えるロープに含まれる ^{40}K やステンレスタンク、PMT や岩盤に含まれる ^{210}Tl などの放射線不純物由来の γ 線が多く事象として検出されるためである。このような背景事象を抑えるため先発事象と後発事象の有効体積選定は以下ようになる。

$$R_p < 600 \text{ cm} \quad (5.14)$$

$$R_d < 600 \text{ cm} \quad (5.15)$$

ミニバールーン由来の背景事象も多いため、後発事象は以下のカット条件も追加する。

- $R_d \geq 250 \text{ cm}$
- 後発事象の再構成位置 (x_d, y_d, z_d) について $z_d > 0$ かつ $\sqrt{x_d^2 + y_d^2} < 250 \text{ cm}$

このカット条件について図 5.6 に示す。

5.4.3 空間相関

IBD 事象選定は先発事象と後発事象の時間空間相関を用いる。この時間空間相関は中性子の熱化プロセスや検出器の位置分解能に依存する。そこで本研究では以下のように空間相関の選定条件を課している。

$$\Delta R < 200 \text{ cm} \quad (5.16)$$

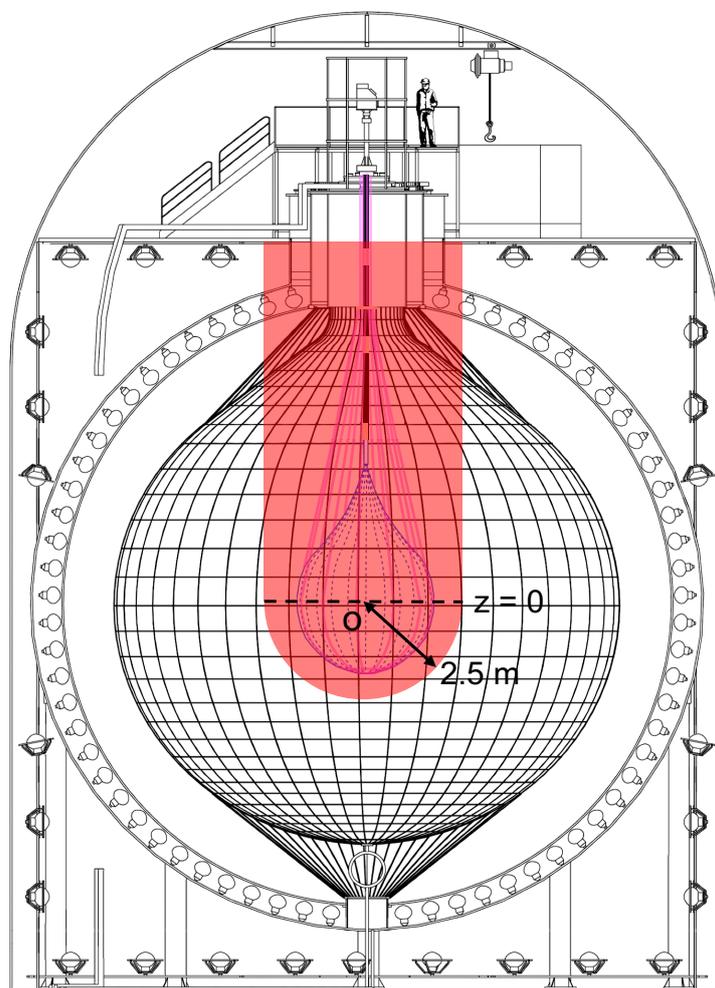


図 5.6: 後発事象のミニバルーン領域カットの概略図 [36]

この条件下での検出効率は、2003年8月に実施されたキャリブレーションのデータより見積もられる。このキャリブレーションでは、KamLAND 検出器の中心に設置された AmBe 線源を用い、4.4 MeV の γ 線と中性子を同時に放出する反応を利用した。その結果、上記の空間相関の条件における検出効率は約 99.84% と評価された。

5.4.4 時間相関

時間相関の選定条件は以下の通りである。

$$0.5 < \Delta T < 1000 \mu\text{s} \quad (5.17)$$

上限は KamLAND の純化後の LS での中性子平均捕獲寿命 ($\tau = 209.5 \pm 3.5 \mu\text{s}$) より十分長くなるように設定した。また下限は中性子の多重信号やエレクトロニクスへの影響を抑

えるため設定した。この選定条件の検出効率は

$$\begin{aligned}\epsilon_{\Delta T} &= \frac{1}{\tau} \int_{0.5 \mu\text{s}}^{1000 \mu\text{s}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \\ &= 98.93 \pm 0.04\%\end{aligned}\tag{5.18}$$

である。

5.4.5 複数先発事象あるいは複数後発事象の除去

宇宙線と大気中の原子核との相互作用によって生成される大気ニュートリノは、KamLAND 中の炭素原子核と反応して複数の中性子を生成する。この複数の中性子は陽子や炭素原子核に捕獲された後 2.2 MeV の γ 線を放出し遅延同時計測の後発事象となる。ここで IBD 事象は 1 つの先発事象に対し 1 つの後発事象が対応するため、複数先発事象または複数後発事象は解析から除去する。

5.5 Likelihood selection

これまでの選定条件のもと遅延同時計測を行うことで大幅に背景事象を削減することができる。しかし偶発的にこの選定条件を満たす事象も存在し IBD 事象では主要な背景事象となる。この偶発遅延同時計測事象を削減するために以下のような手順で Likelihood selection を行う。

1. 5.4 節の条件のもと遅延同時計測事象を選定する。
2. E_p 、 E_d 、 ΔR 、 ΔT 、 R_p 、 R_d をパラメータとして IBD 事象の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ と偶発同時計測事象の確率密度関数 $f_{\text{acc i}}$ を作成する。
3. 先発事象のエネルギー E_p の関数である Likelihood ratio $\mathcal{L}_{\text{ratio}}(E_p)$ を作成し、性能指数 (Figure of Merit, FoM) が最大となる Likelihood ratio の閾値を E_p ごとに決定する。
4. 1. で選定した遅延同時計測事象に Likelihood ratio によるカットを適用する。

5.5.1 確率密度関数

Likelihood selection では IBD 事象と偶発同時計測事象の確率密度関数を用いて行われる。IBD 事象の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ はシミュレーションソフト Geant4[54] を基に作成される。一方偶発同時計測事象の確率密度関数 $f_{\text{acc i}}$ は実データを基に作成される。時間相関を持たない偶発遅延同時計測事象は 5.4 節よりも十分長い時間差 $0.2 < \Delta T < 1.2\text{s}$ の条件で選定する。

本解析では KamLAND-Zen800 実験の期間におけるデータを用いて Likelihood selection を課す。確率密度関数は以下のような 91200 次元 (=76×3×16×1×5×5 次元) のビンに分割して定義されている。

- E_p : 76 bin
0.9–8.5 MeV の間を 0.1 MeV bin 区切り

- E_d : 3 bin
 - (i) 2.0–2.4 MeV
 - (ii) 1.9–2.0 MeV、2.4–2.5 MeV
 - (iii) 1.8–1.9 MeV、2.5–2.6 MeV
- ΔR : 16 bin
 - (i) 0–50 cm
 - (ii) 50–200cm の間を 10 cm bin 区切り
- ΔT : 1 bin
 - (逆ベータ崩壊) 0.5–1000 μs で bin を区切らず $\exp(-t/211.1 \mu\text{s})$ の指数関数分布を仮定
 - (偶発同時計測事象) 0.5–1000 μs で bin を区切らず一様分布を仮定
- R_p : 5 bin
 - (i) 0–500 cm
 - (ii) 500–600 cm の間を 25 cm bin 区切り
- R_d : 5 bin
 - (i) 0–500 cm
 - (ii) 500–600 cm の間を 25 cm bin 区切り

5.5.2 Likelihood ratio

$E_p, E_d, \Delta R, \Delta T, R_p, R_d$ をパラメータとした IBD 事象と偶発同時計数事象の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ 、 f_{acci} をもとに Likelihood ratio 関数を以下のように定義する。

$$\mathcal{L}_{\text{ratio}}(E_p) = \frac{f_{\bar{\nu}_e}}{f_{\bar{\nu}_e} + f_{\text{acci}}} \quad (5.19)$$

この Likelihood ratio を基にエネルギーごとの Likelihood selection の条件を決定する。本節では IBD 事象を Signal, 偶発同時計測事象を Background として取り扱う。

IBD 事象と偶発同時計測事象それぞれから作成された $\mathcal{L}_{\text{ratio}}$ 分布を $S'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ 、 $B'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ として定義する (図 5.7 上段)。Likelihood ratio 閾値 \mathcal{L}_{cut} 以上の部分を積分することで残存する IBD 事象数 $S(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ と偶発同時計測事象数 $B(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ は以下のように計算される。

$$S(\mathcal{L}_{\text{cut}}) = N_{\text{signal}} \int_{\mathcal{L}_{\text{cut}}}^1 S'(\mathcal{L}_{\text{ratio}}) d\mathcal{L}_{\text{ratio}} \quad (5.20)$$

$$B(\mathcal{L}_{\text{cut}}) = N_{\text{acci}} \int_{\mathcal{L}_{\text{cut}}}^1 B'(\mathcal{L}_{\text{ratio}}) d\mathcal{L}_{\text{ratio}} \quad (5.21)$$

ここで N_{signal} 、 N_{acci} は IBD 事象と偶発同時計測の期待事象数である。 $S(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ 、 $B(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ について \mathcal{L}_{cut} を変化した時の様子を図 5.7 中段に示す。

この分布を用いて以下の式で定義された FoM が最大となる \mathcal{L}_{cut} を決定する。

$$\text{FoM}(\mathcal{L}_{\text{cut}}) = \frac{S(\mathcal{L}_{\text{cut}})}{S(\mathcal{L}_{\text{cut}}) + B(\mathcal{L}_{\text{cut}})} \quad (5.22)$$

図 5.7 の下段に \mathcal{L}_{cut} の関数としての FoM を示す。ここで決定された \mathcal{L}_{cut} を Likelihood selection のカット閾値として用いる。

5.6 Likelihood selection 後の検出効率

遅延同時計測の選定条件と Likelihood Selection を施した後の検出効率は Geant4 を用いた Toy MC シミュレーションによって計算される。まずシミュレーションを用いて 1×10^7 個の $\bar{\nu}_e$ を半径 750 cm の球内に一様に生成する。次にシミュレーションで生成した $\bar{\nu}_e$ に対して遅延同時計測の選定条件と Likelihood selection を施し、残った事象数を計算する。最後に以下の式のように有効体積の半径 600 cm 以内に生成された事象数で割ることで、検出効率を先発事象のエネルギーの関数として導出できる。

$$\epsilon(E_p) = \frac{\text{(事象選定後に残った事象数)}}{\text{(半径 600 cm 以内で生成された事象数)}} \quad (5.23)$$

図 5.8 に検出効率を示す。ミニバルーンに対しカットをかけているため検出効率が全体的に低下している。また 3 MeV 以下の低エネルギー領域では偶発同時計測による背景事象数が多く、Likelihood selection の条件が厳しく設定されているため検出効率が低下している。

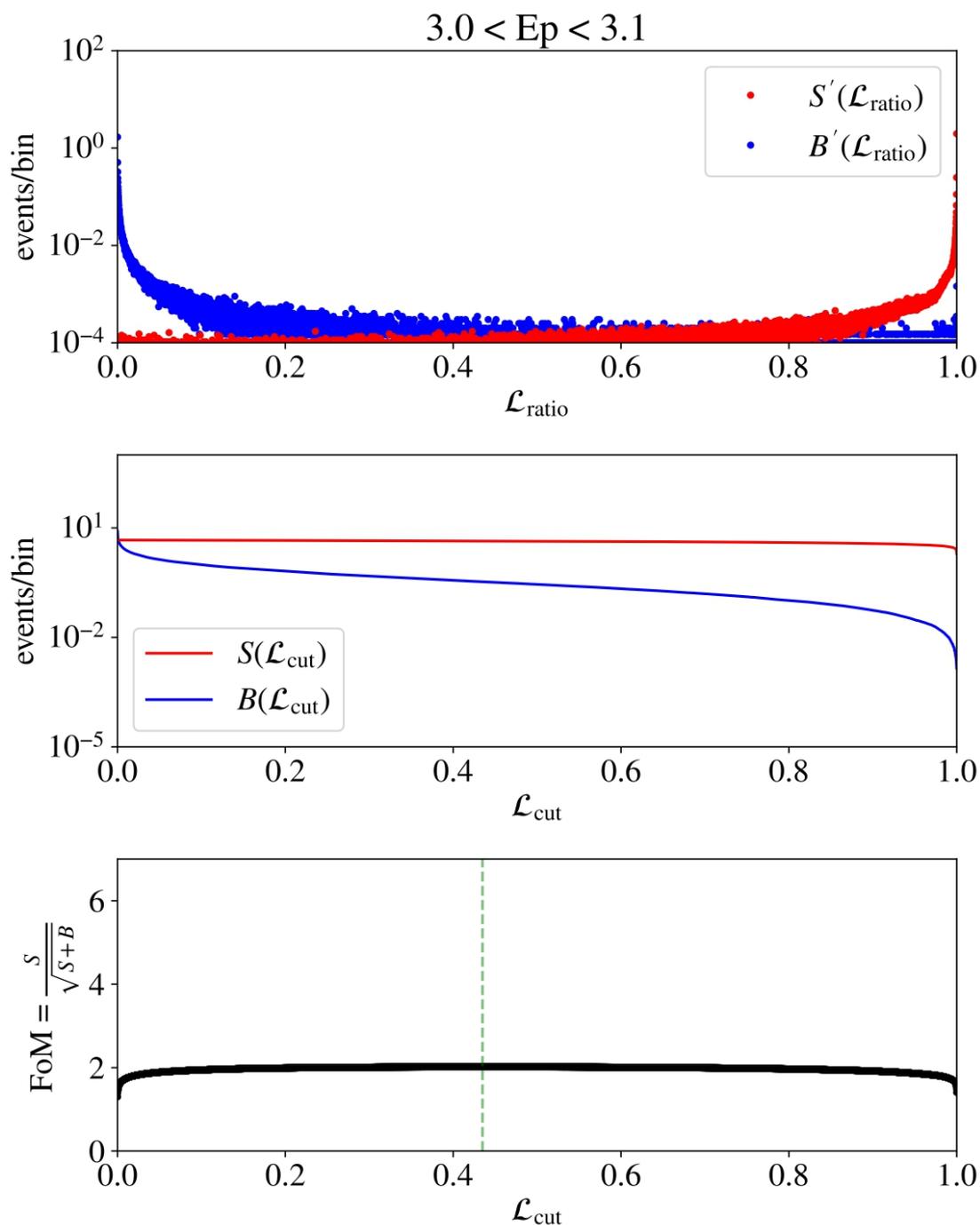


図 5.7: $3.0 < E_p < 3.1$ MeV のビンにおける Likelihood Selection の過程 [49]。

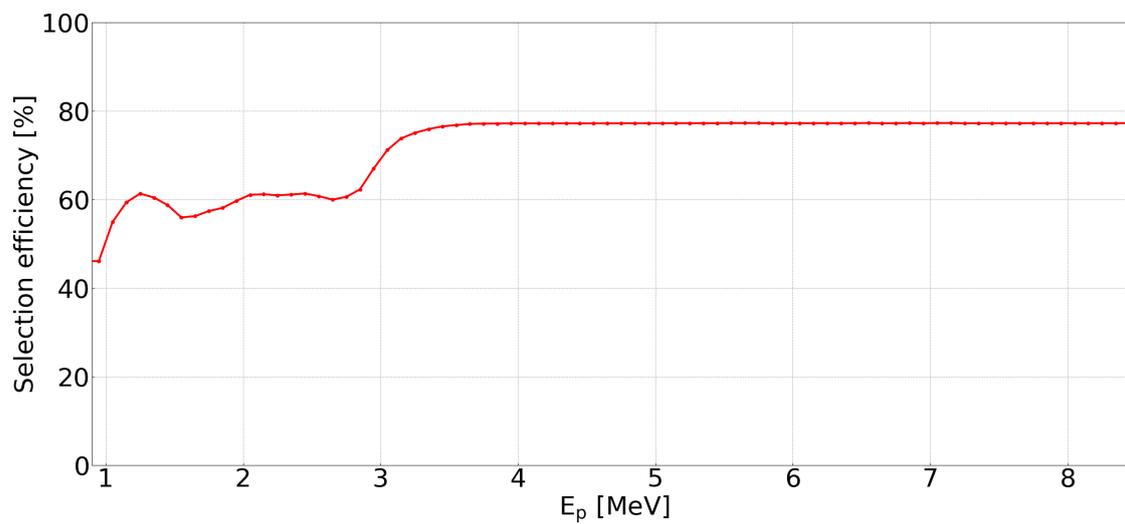


図 5.8: Likelihood selection 後の検出効率

第 6 章

KamLAND の従来の超新星前兆ニュートリノアラーム

超新星前兆ニュートリノは 3 章で説明したように超新星爆発の前から放出されるニュートリノである。KamLAND は $\mathcal{O}(100)$ pc の星の超新星爆発の数日前から放出された超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ を検出可能である。そのため超新星前兆ニュートリノ検出を通じて超新星爆発のアラームを出すことができる。本章では KamLAND での超新星前兆ニュートリノの期待事象レートと従来の超新星前兆ニュートリノアラームシステムについて説明する。

6.1 KamLAND における超新星前兆ニュートリノ期待事象レート

超新星前兆ニュートリノアラームの詳細に入る前に KamLAND で観測できる超新星前兆ニュートリノの期待事象レートについて導出する。地球に到来する超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ のフラックス $F_{\bar{\nu}_e}$ は物質中のニュートリノ振動を考慮すると以下の様に表される。

$$F_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}, t, d) = \frac{1}{4\pi d^2} \left[p \frac{dN_{\bar{\nu}_e,0}}{dt dE_{\bar{\nu}_e}} + (1-p) \frac{dN_{\bar{\nu}_x,0}}{dt dE_{\bar{\nu}_x}} \right] \quad (6.1)$$

ここで d は超新星から地球までの距離であり、 $\frac{dN_{\bar{\nu}_e,0}}{dt dE_{\bar{\nu}_e}}$ 、 $\frac{dN_{\bar{\nu}_x,0}}{dt dE_{\bar{\nu}_x}}$ は星から放出される単位ニュートリノエネルギーと単位時間あたりの、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_x$ ($x = \mu, \tau$) の超新星前兆ニュートリノフラックスである。 p は 2.2.3 節で示した物質効果のニュートリノ振動確率であり、質量階層性の違いによって以下のように示される。

$$p = \begin{cases} \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} = 0.665 & (\text{順階層}) \\ \sin^2 \theta_{13} = 0.0216 & (\text{逆階層}) \end{cases} \quad (6.2)$$

また KamLAND で観測される超新星前兆ニュートリノ事象のエネルギースペクトルは、再構成された先発事象のエネルギー E_p として以下の様に導出できる。

$$S(E_p, t, d) = N_{\text{Target}} \epsilon(E_p) \int F_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}, t, d) \sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}_e}) R(E_p, E_p^{\text{exp}}) dE_p^{\text{exp}} \quad (6.3)$$

ただし逆ベータ崩壊反応の断面積 σ_{IBD} と 5.6 節で導出した検出効率 ϵ を用いた。また N_{Target} は KamLAND の有効体積中の標的陽子数でありその値は 5.98×10^{31} 個である。このスペクトルで

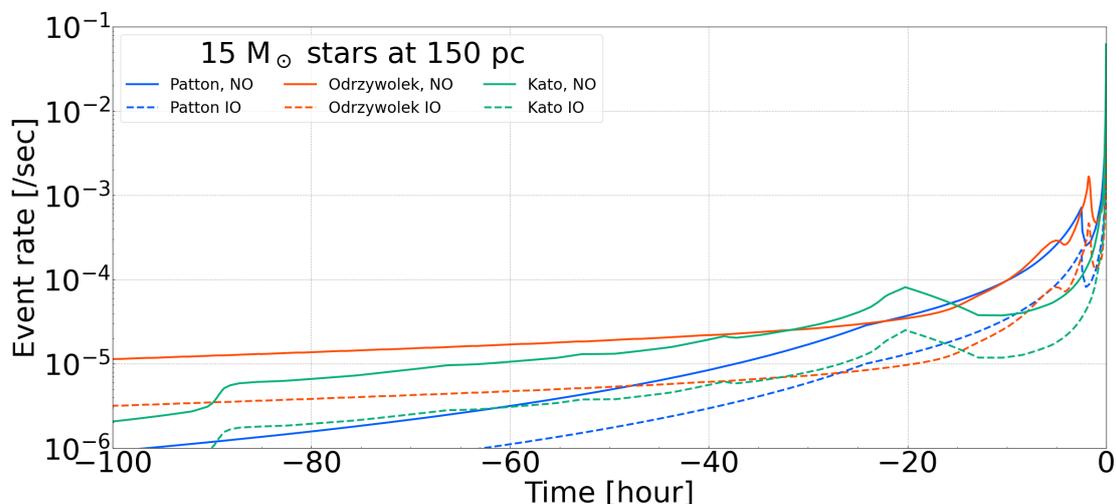


図 6.1: 地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星から到来し KamLAND で観測される期待超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象レート。ここで実線は質量階層性が順階層、点線が逆階層を表している。

は関数

$$R(E_p, E_p^{\text{exp}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(E_p - E_p^{\text{exp}})^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (6.4)$$

を重み付けして積分することでエネルギー分解能を考慮している。ただしエネルギー分解能はキャリブレーションにより推定した $\sigma = 6.4\%/\sqrt{E} [\text{MeV}]$ である。

KamLAND で観測される事象レートは $S(E_p, t, d)$ を先発事象のエネルギー選定範囲で積分することで求めることができる。

$$r(t, d) = \int_{0.9 \text{ MeV}}^{4 \text{ MeV}} S(E_p, t, d) dE_p \quad (6.5)$$

事象レートの時間変化について図 6.1 に示す。

6.2 超新星前兆ニュートリノアラームの手法

観測した事象数を n_{obs} とし、超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の背景事象数を n_{BG} とする。この時アラームの Significance を評価するために p 値を定義する。 p 値とは観測事象数がどれだけ超新星前兆ニュートリノが到来していない仮定 (BG Only) を支持しているかの確率である。そのためある一定の背景事象数のもとでは、観測事象数が増えるほど BG Only の仮定を優位に棄却できるため p 値は小さくなる。 p 値は n_{obs} と n_{BG} を平均としたポアソン分布を用いて以下のように表すことができる。

$$p = \sum_{n=n_{\text{obs}}}^{\infty} \text{Pois}(n, n_{\text{BG}}) = \sum_{n=n_{\text{obs}}}^{\infty} \frac{(n_{\text{BG}})^n}{n!} e^{-n_{\text{BG}}} \quad (6.6)$$

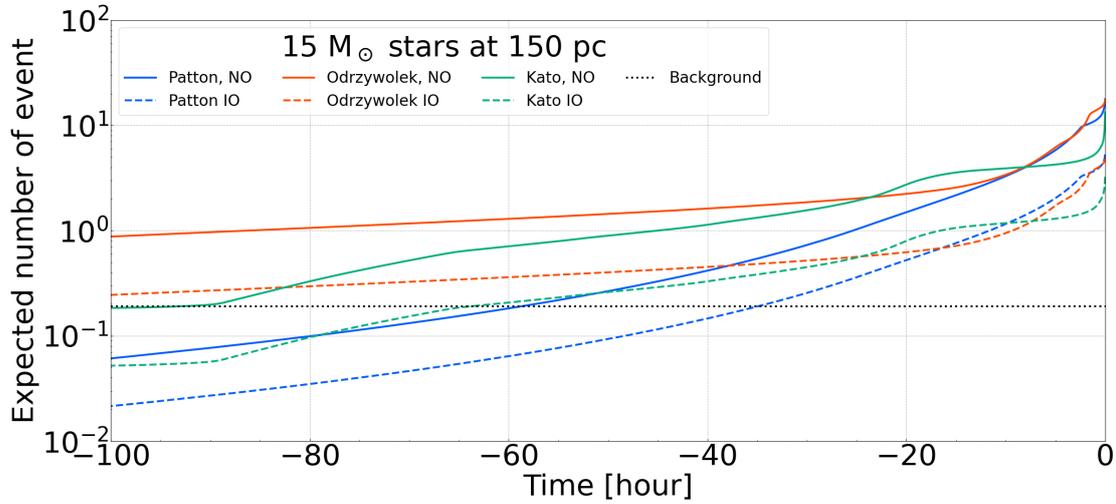


図 6.2: 地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星から到来し KamLAND で観測される超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の過去 24 時間の期待累積事象数。また黒の点線は期待背景事象数 [/(24 hour)] を示している。

Significance の評価では一般的に p 値は用いられない。よく用いられる指標として、 p 値を標準正規分布の正方向の裾と同一視したときの積分の下限である Z が用いられる。

$$p = \int_Z^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{x^2}{2}\right\} dx = 1 - \Phi(Z) \quad (6.7)$$

ここで $\Phi(x)$ は累積標準正規分布関数である。よって

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (6.8)$$

と表すことができる。

ここである一定の n_{BG} である時、 n_{obs} が大きいほど p 値は小さくなり、 Z が大きくなる。素粒子物理において信号が $Z = 3$ ($p = 1.35 \times 10^{-3}$) を超えると観測、 $Z = 5$ ($p = 2.87 \times 10^{-7}$) を超えると発見できたエビデンスとして慣例的に用いられる。以降ではこの Z を Significance として定義する。

6.3 Online 超新星前兆ニュートリノアラームシステム

2015 年より KamLAND の online 超新星前兆ニュートリノアラームシステムが運用を開始した。このシステムではリアルタイムに取得した遅延同時計測事象について、過去 24 時間の事象数を観測事象数、過去 90 日間の事象数の平均を背景事象数としている。実際超新星前兆ニュートリノが到来すると KamLAND では図 6.2 のように観測される。

これらの事象数を用いて 10 分に一度、6.2 節の方法で Significance を計算している。KamLAND では 2 段階のアラームレベルが存在し、level 1 アラームは 2.5σ 、level 2 アラームは 4.0σ を Significance のトリガーとして設定している。ここでアラームの遅延時間として、その主な原

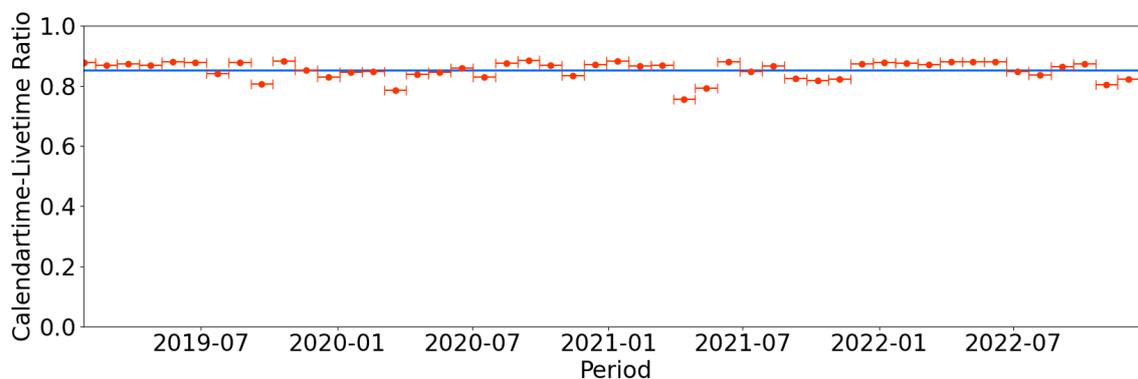


図 6.3: 24 時間あたりの Livetime(Calendar time-livetime ratio) の期間変動。青線は Calendar time-livetime ratio の平均値 (=0.85) であり大きな変動はないことがわかる。

因が PMT 波形取得から事象の位置、エネルギー再構成であり、その時間は約 12 分から 18 分である。

6.3.1 Livetime の見積もり

超新星前兆ニュートリノアラーム、もしくは Online 解析では可能な限り観測し続け、物理事象を取り逃がさないようにしている。しかし、物理事象が解析できない期間があり、その主な原因を以下に列挙する。

(i) Run 切り替え時間

KamLAND では 1 日に一度 DAQ が手動で切り替えられる (run 切り替え)。この時間は 1 日につき数分程度である。

(ii) 異常な run

run time が非常に短い run や何らかの重大な問題が起こった run を指す。

(iii) トリガー無効時間

KamDAQ のトリガーが busy 状態であり、正しくトリガーを発行できない場合がある。またネットワークの問題によって KamFEE のデータパッケージが破損する場合もある。

(iv) ミューオン除去時間

宇宙線ミューオン通過時は大光量事象が検出されるためニュートリノ事象を検出することができない。

以上の期間を除いた物理事象を解析可能な時間を Livetime と定義する。図 6.3 は 24 時間あたりの Livetime(Calendar livetime ratio) の期間変動であり、ほとんど一定であることがわかる。また Calendar livetime ratio の平均値は 0.85 である。

超新星前兆ニュートリノアラームの背景事象は Livetime を考慮して以下の式で表すことができる。

$$(\text{アラームの背景事象数}) = \frac{(90 \text{ 日カレンダータイム間の総事象数})}{(90 \text{ 日カレンダータイム間の Livetime})} \quad (6.9)$$

6.3.2 超新星前兆ニュートリノアラームのエネルギー範囲と時間幅の最適化

超新星前兆ニュートリノの高感度化のために2023年7月より、遅延同時計測における先発事象のエネルギー範囲と観測事象数の時間幅の最適化を行った。手法としては $15 M_{\odot}$ で地球から200 pc離れた星の超新星前兆ニュートリノに対し、先発事象のエネルギー範囲と観測事象数の時間幅の組み合わせを変えながら Significance 評価を行うというものである。ここで Patton モデルと Kato モデルの順階層と逆階層のモデルを基に Significance を導出し、いずれのモデルに対してもより早期にアラームを発令できるようにパラメータを最適化した。最適化したパラメータを表 6.1 にまとめる。

表 6.1: 最適化 (2023 年 7 月) によるパラメータの変更点

パラメータ	最適化前	最適化後
先発事象エネルギー範囲 [MeV]	$0.9 < E_p < 3.5$	$0.9 < E_p < 4.0$
観測事象の時間幅 [hour]	48	24

6.4 従来の超新星前兆ニュートリノアラームの課題

KamLAND 実験は2024年8月にデータ取得を終了し、それに伴い超新星前兆ニュートリノアラームも停止した。次世代実験である KamLAND2 実験 (4.4 節) で超新星前兆ニュートリノアラームの再開を予定しており、以下の2つの改善を施すことを予定している。

1つ目は背景事象の見積もりである。従来の超新星前兆ニュートリノアラームでは背景事象数を90日間の観測事象数の平均値として計算していた。しかし超新星前兆ニュートリノの主要な背景事象である原子炉由来の $\bar{\nu}_e$ 数 (7.4 節) について原子炉の稼働状況を考慮することでさらに精密に背景事象数を見積もることができる。そこで KamLAND2 ではリアルタイムに取得できる原子炉の電力データを用いて原子炉の稼働と停止に対応した背景事象の見積もりを行う。背景事象の見積もり手法について詳細は7章で説明する。

2つ目はアラームの手法である。従来の超新星前兆ニュートリノアラームでは6.2節で示したように背景事象レートに対する観測事象レートの統計的超過に基づきアラームを発令していた。8.3節で示すように従来のアラーム手法は超新星爆発候補天体であるベテルギウス (質量: $18-21 M_{\odot}$ 、地球までの距離: $168.1^{+27.5}_{-14.9}$ pc [3]) に対して質量逆階層の場合アラームを発令できないという問題点があった。そこで、よりアラームを早期に発令するために、KamLAND2 では超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラームを開発予定である。ここで超新星前兆ニュートリノの経時変化とは超新星前兆ニュートリノのルミノシティとエネルギーの経時変化による検出器で観測される期待事象レートの変動である。アラーム感度評価について8章で説明する。

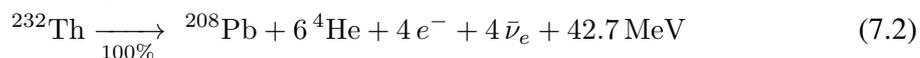
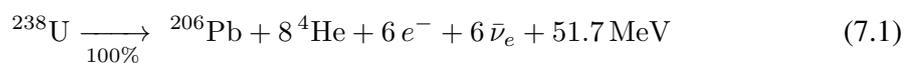
第 7 章

超新星前兆ニュートリノに対する背景事象

反電子型の超新星前兆ニュートリノ (超新星前兆 $\bar{\nu}_e$) は 5 章で説明した遅延同時計測によって検出される。超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ のエネルギー領域では原子炉ニュートリノや地球ニュートリノといった IBD 事象だけでなく、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応や偶発遅延同時計測事象といった $\bar{\nu}_e$ ではないが遅延同時計測される背景事象が存在する。

7.1 地球ニュートリノ

地球内部にある放射性同位体元素の β 崩壊で生成される $\bar{\nu}_e$ を地球ニュートリノ (地球 $\bar{\nu}_e$) と呼ぶ。この地球 $\bar{\nu}_e$ の観測により地球内部の放射化熱量を計算することが可能となるため、地球のダイナミクスを理解する上で重要である。ここで KamLAND では数 MeV のエネルギーの $\bar{\nu}_e$ として観測されるため、地球 $\bar{\nu}_e$ は本解析の背景事象となる。現在の地球で主要な地球ニュートリノ源となる反応は以下の式で表される。



ここで ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の崩壊寿命はそれぞれ 4.47×10^9 年、 14.0×10^9 年、 1.25×10^9 年である。これらより短い崩壊寿命を持つ ^{235}U や ^{237}Np は太古の地球における主要な地球 $\bar{\nu}_e$ 源であったが、現在は完全に崩壊している。またこれらより長い寿命を持つ ^{87}Rb 、 ^{138}La 、 ^{176}Lu は現在の地球にも存在しているが KamLAND ではその Q 値が観測エネルギー閾値よりも低いため観測できない。

次に地球 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーフラックスを計算する。 β 崩壊で放出される電子のエネルギーを E_e 、その電子の最大エネルギーを E_{max} とすると、この時崩壊で放出される $\bar{\nu}_e$ の事象数の微分

$dN(E_e)$ とエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は以下の式で表される。

$$dN(E_e) = \frac{G_F^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} F(Z, E_e) (E_{\max} - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} E_e dE_e \quad (7.5)$$

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\max} - E_e \quad (7.6)$$

ただし $F(Z, E_e)$ はフェルミ関数で原子核の電場の効果を表し、以下のように与えられる。

$$F(Z, E_e) = 2(1 + \gamma)(2\sqrt{W^2 - 1}R)^{2(\gamma-1)} e^{xy} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)^2|}{|\Gamma(2\gamma + 1)^2|} \quad (7.7)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} \quad (7.8)$$

$$W = \frac{E_e}{mc^2} \quad (7.9)$$

$$y = \alpha Z \frac{W}{\sqrt{W^2 - 1}} \quad (7.10)$$

$$R = 0.426\alpha A^{\frac{1}{3}} \quad (7.11)$$

$$\alpha = \frac{c^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.035989} \quad (7.12)$$

^{238}U と ^{232}Th 由来の地球 $\bar{\nu}_e$ スペクトルはそれぞれ ^{238}U 系列と ^{232}Th 系列の全ての崩壊核による β 崩壊の $\bar{\nu}_e$ スペクトルの和から見積もられる。そのため放射性元素 $i (= ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th})$ から生成する一崩壊あたりにおける地球 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは

$$\frac{dN_i}{dE_\nu} = \sum_{\text{isotope}} \sum_{\beta\text{-branch}} R_{\text{isotope}} R_{\beta\text{-branch}} \left(\frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{dE_\nu} \right)_{\text{isotope}, \beta\text{-branch}} \quad (7.13)$$

となる。ここで R_{isotope} は崩壊核の生成率であり $R_{\beta\text{-branch}}$ は β 崩壊分岐比である。また R_{isotope} は以下のように表すことができる。

$$R_{\text{isotope}} = \begin{cases} 1 & (\text{崩壊系列の始め}) \\ \sum_{\text{parent branch}} \sum R_{\text{parent}} R_{\text{branch}} & (\text{崩壊系列の娘核}) \end{cases} \quad (7.14)$$

ここで R_{parent} と R_{branch} はそれぞれ崩壊核の親核の生成率、親核から崩壊核への崩壊分岐比である。これらの計算をもとに見積もられた U、Th 系列、と ^{40}K の一崩壊あたりのエネルギースペクトルを図 7.1 に示す。ニュートリノ振動を考慮すると位置 \vec{r} での放射性元素 $i (= ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th})$ 由来の地球 $\bar{\nu}_e$ フラックスはエネルギー微分の形で以下のように与えられる。

$$\frac{d\Phi_i(E_\nu, \vec{r})}{dE_\nu} = A_i \cdot \frac{dN_i}{dE_\nu} \int_{\text{earth}} d^3\vec{r}' \frac{a_i(\vec{r}')\rho(\vec{r}')}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} P(E_\nu, |\vec{r} - \vec{r}'|) \quad (7.15)$$

ここで A_i は一崩壊あたりに生成する地球 $\bar{\nu}_e$ 数である。また $a_i(\vec{r}')$ 、 $\rho_i(\vec{r}')$ はそれぞれ位置 \vec{r}' における放射性元素 i の存在量と密度であり、 $P(E_\nu, |\vec{r} - \vec{r}'|)$ は $\bar{\nu}_e$ の生存確率 (2.2.2 節) である。

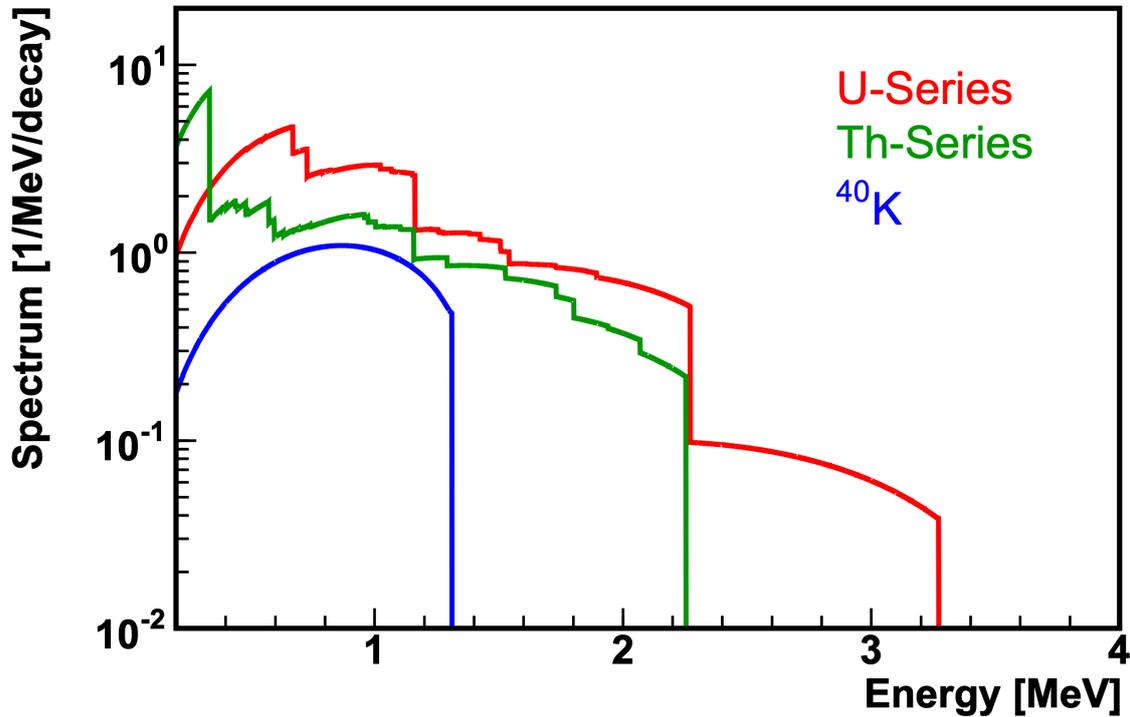
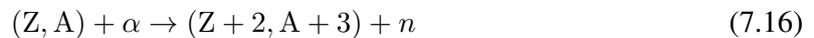


図 7.1: 1 崩壊あたりの地球 $\bar{\nu}_e$ エネルギースペクトル [47]

7.2 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応

$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応は IBD 事象ではないが、時間空間相関を持つ複数の信号を放出し、本解析で用いる遅延同時計測の選定条件を満たすため背景事象となる。この節では KamLAND で起こる $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の詳細とその期待事象数を見積もる。

この反応は以下の式で表される α - n 反応の一種である。



ここで生成原子核は脱励起によりエネルギーを生成し、中性子は熱化した後陽子に捕獲され 2.2 MeV の γ 線を放出する。KamLAND ではこの反応に関与する α 線の 99% が ^{210}Po 由来であるとされそのエネルギーは 5.304 MeV である。 ^{210}Po は ^{222}Rn 崩壊系列の ^{210}Pb の娘核であり、これらの起源は LS やミニバルーンインストール時に混入した ^{222}Rn とされている。

KamLAND において起こりうる α - n 反応の反応断面積を図 7.2 に示す。この時 ^{210}Po 由来の α 線で反応可能なエネルギー閾値を持つ中で大きな散乱断面積を持つものが、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応である。この反応の生成原子核についてエネルギー準位図 7.3 より 4 つの励起状態を持つ。ここで第一励起状態は脱励起により電子と反電子を生成するが、第二励起状態以上の脱励起では γ 線を放出する。 ^{210}Po 由来の α エネルギー 5.304 MeV よりも小さな励起エネルギーである以下の 3 つの反応が遅延同時計測の背景事象となる。

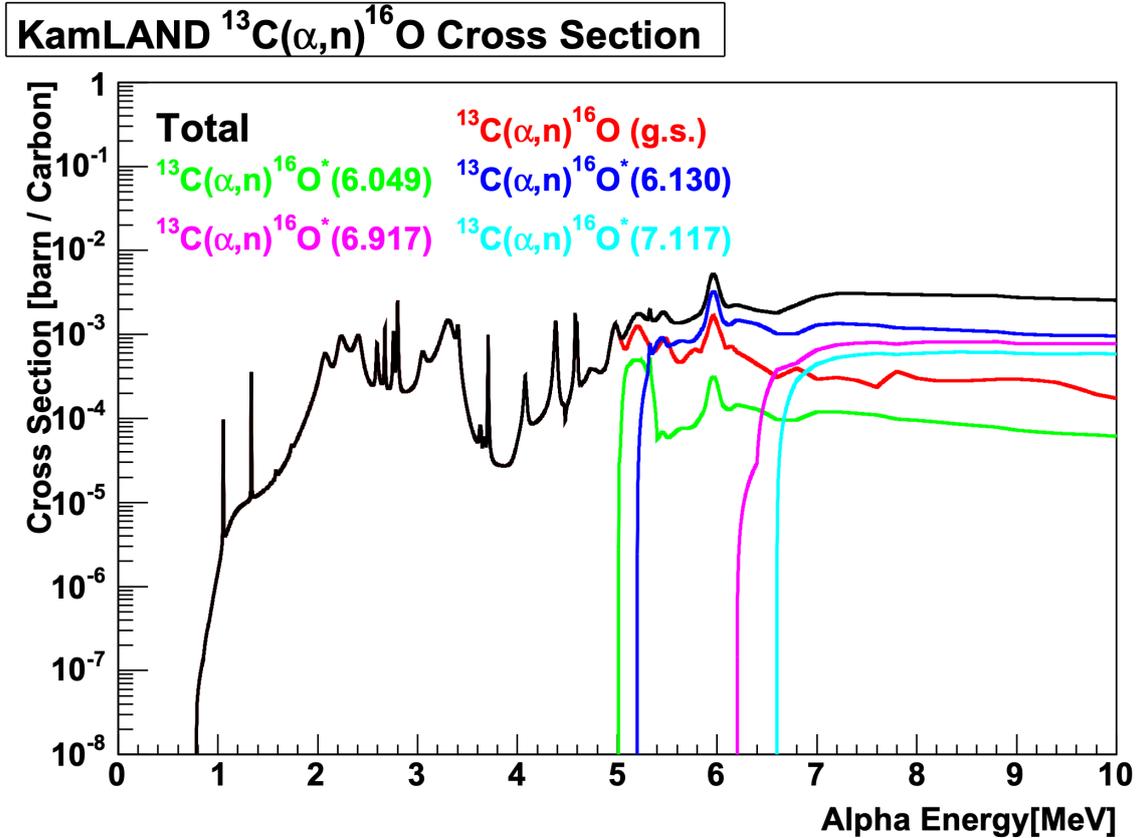


図 7.2: KamLAND での $\alpha - n$ 反応の反応断面積 [55]。炭素の自然存在比に合わせて規格化がなされている。

- (i) 基底状態 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$
 Q 値と同じエネルギーの生成中性子が LS 中の陽子と多重散乱する。また中性子が LS 中の ^{12}C を励起することもあり、この時脱励起 γ 線が放出される。
- (ii) 第一励起状態 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$
 励起エネルギー 6.046 MeV を持つ酸素原子は電子と陽電子を放出しながら脱励起する。この際残りのエネルギーは中性子の陽子散乱に使われる。
- (iii) 第二励起状態 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$
 酸素原子の脱励起によって 6.130 MeV の γ 線が放出される。この時残りのエネルギーは同様に中性子の陽子散乱に使われる。

これらの反応は遅延同時計測の先発信号として検出される。また中性子はエネルギーを落とし熱化した後、陽子に捕獲される。この時 2.2 MeV の γ 線を放出し遅延同時計測の後発事象として検出される。そのため $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応は背景事象となる。これらの過程について図 7.4 に示す。

次に $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応のレート N を計算する。入射した α 線のエネルギーが E_0 の時、完全

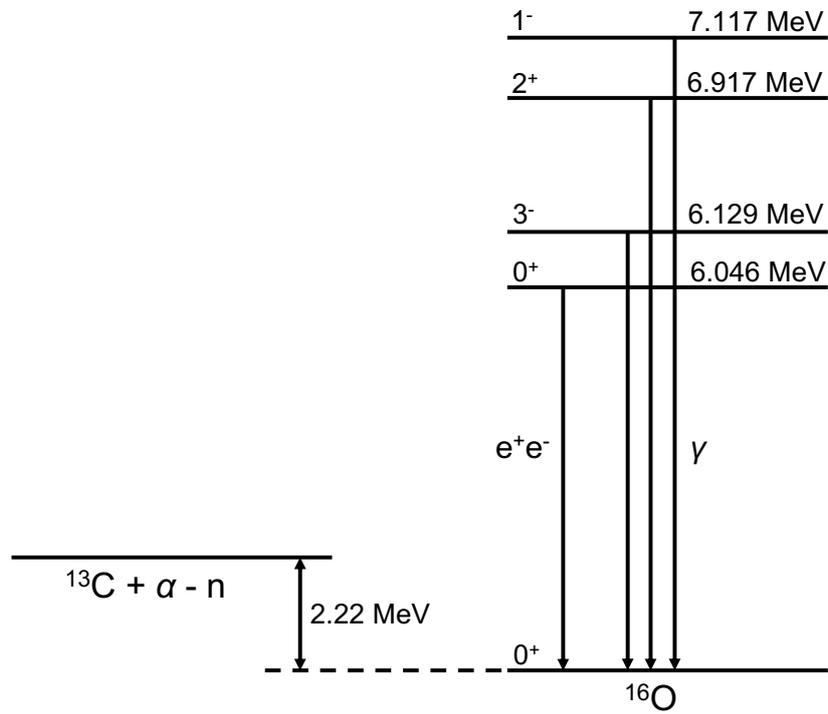


図 7.3: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応のエネルギー準位図 [36]

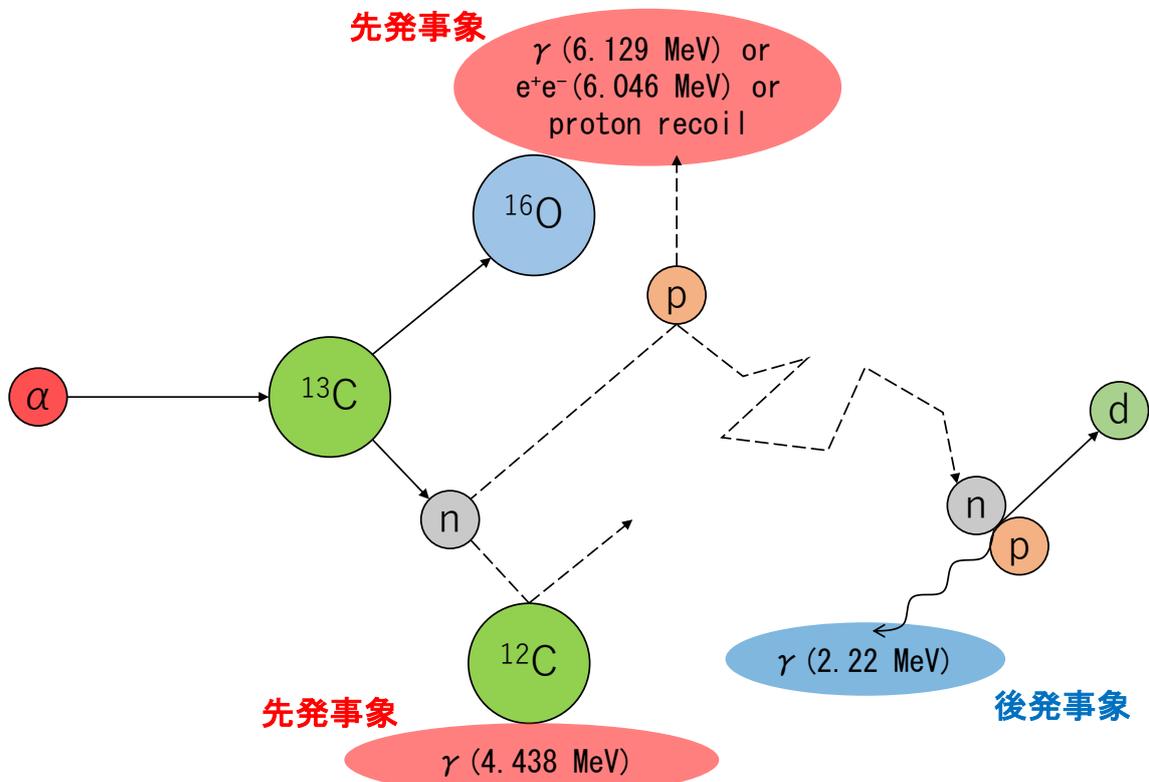


図 7.4: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の過程 [36]

に停止するまで落とすエネルギーで積分すると

$$N = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \left(-\frac{dN}{dE_\alpha} \right) \quad (7.17)$$

となる。ただし、

$$-\frac{dN}{dE_\alpha} = n_{\text{target}} I_{\text{source}} \sigma(E_\alpha) \left(-\frac{dX}{dE_\alpha} \right) \quad (7.18)$$

である。ここで n_{target} は KamLS 中の標的 ^{13}C 原子核数、 I_{source} は単位時間あたりの α 線源の崩壊数、 $\sigma(E_\alpha)$ は $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の断面積、 $-dX/dE_\alpha$ は Geant4[54] シミュレーションより計算された KamLS の α 線の阻止能である。

また中性子の散乱角度分布を考慮すると中性子のエネルギースペクトルは以下のような式で表される。ここで

$$n(E_n) = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \int d\Omega \delta(\Omega, E_\alpha, E_n) n_{\text{target}} I_{\text{source}} \frac{d\delta}{d\Omega} \left(\frac{dX}{dE_\alpha} \right) \quad (7.19)$$

ただし E_n は実験室系での中性子のエネルギー、 Ω は散乱立体角である。また $\delta(\Omega, E_\alpha, E_n)$ はエネルギー保存が成り立つ時 1 となるデルタ関数であり、その微分はルジャンドル多項式 $P_l(\cos \theta)$ と係数 A_l を用いて以下のように表すことができる。

$$\frac{d\delta}{d\Omega} = \sum_l A_l P_l(\cos \theta) \quad (7.20)$$

7.3 偶発遅延同時計測事象

KamLAND では ID のステンレスタンク中に含まれる ^{208}Tl 由来の γ 線のような時間相関を持たない単発事象が偶発的に遅延同時計測の選定条件を満たすことがある。これらの偶発遅延同時計測事象は Likelihood selection により低減されているが、本解析において主要な背景事象であるため本節で見積もる。

偶発同時係数の期待事象数は実データから計算される。方法としては 5.5.1 節のように遅延同時計測よりも十分長い時間差 $0.2 < \Delta T < 1.2 \text{ sec}$ で事象を選定し、以下で定義する Scaling factor を掛け合わせることで計算できる。

$$(\text{Scaling factor}) = \frac{\text{On time window (0.5 - 1000 } \mu\text{sec)}}{\text{Off time window (0.2 - 1.2 sec)}} \quad (7.21)$$

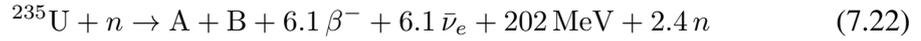
7.4 原子炉ニュートリノ

原子力発電所などの原子炉では核分裂の娘核の β 崩壊により $\bar{\nu}_e$ が放出される。このニュートリノを原子炉ニュートリノ (原子炉 $\bar{\nu}_e$) という。KamLAND は原子炉 $\bar{\nu}_e$ のニュートリノ振動を観測するため、日本のそれぞれの原子炉からの平均距離が 180 km の位置に建設された。そのため KamLAND には大量の原子炉 $\bar{\nu}_e$ が到来する。ここで原子炉 $\bar{\nu}_e$ は IBD 反応を通じて数 MeV のエネルギーとして観測されるため、超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の背景事象となる。

原子炉 $\bar{\nu}_e$ の 99.9% が以下に示すような ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の β 崩壊反応により生成する。これらの原子核の崩壊を以下にまとめる。

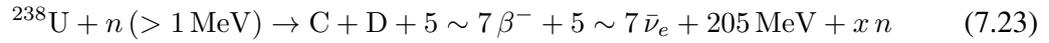
- ^{235}U

熱中性子を吸収し核分裂を起こす。

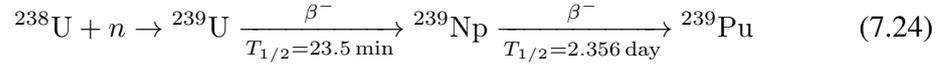


- ^{238}U

高速中性子を吸収し核分裂を起こす。

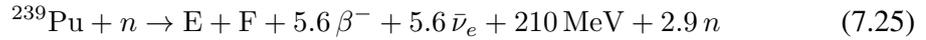


または熱中性子を吸収し、2度の β 崩壊を経て ^{239}Pu を生成する。



- ^{239}Pu

熱中性子を吸収して核分裂を起こす。



または、2度の熱中性子捕獲を経て ^{241}Pu となる。



- ^{241}Pu

熱中性子を吸収して核分裂を起こす。



ここで各同位体ごとの原子炉 $\bar{\nu}_e$ のスペクトルは Huber[56]、Muellar[57]、Vogal[58] らによって見積られている。ここで原子炉中の各同位体の相対分率 (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) = (0.570, 0.078, 0.295, 0.057)[59] を重みとして掛け、その和をとることで一崩壊あたりの原子炉 $\bar{\nu}_e$ のスペクトル $S(E_\nu)$ を得ることができる。

本解析では KamLAND 近傍に位置しておりフラックス量の大きな日本と韓国の原子力発電所から飛来する $\bar{\nu}_e$ 数を見積もる。日本の原子炉由来の $\bar{\nu}_e$ は KamLAND 初期において遅延同時計測事象の大部分を占めていた。しかし東日本大震災後、原子力発電所が停止したため原子炉 $\bar{\nu}_e$ は急減した。2024 年現在いくつかの国内原子炉が再稼働し、原子炉 $\bar{\nu}_e$ は本解析における支配的な背景事象となっている。図 7.6 は過去 20 年の KamLAND で観測された原子炉 $\bar{\nu}_e$ フラックスのトレンドであり、近年では日本の若狭湾付近と韓国の原子炉由来の $\bar{\nu}_e$ が支配的であることがわかる。そこで表 7.1 に列挙した原子炉をもとに原子炉 $\bar{\nu}_e$ 事象数を見積もる。

KamLAND では東北大学との提携により各原子炉を運転している電力会社から特別に提供された熱出力データを用いて原子炉 $\bar{\nu}_e$ 事象レートを見積もることが可能である。しかし、本解析では

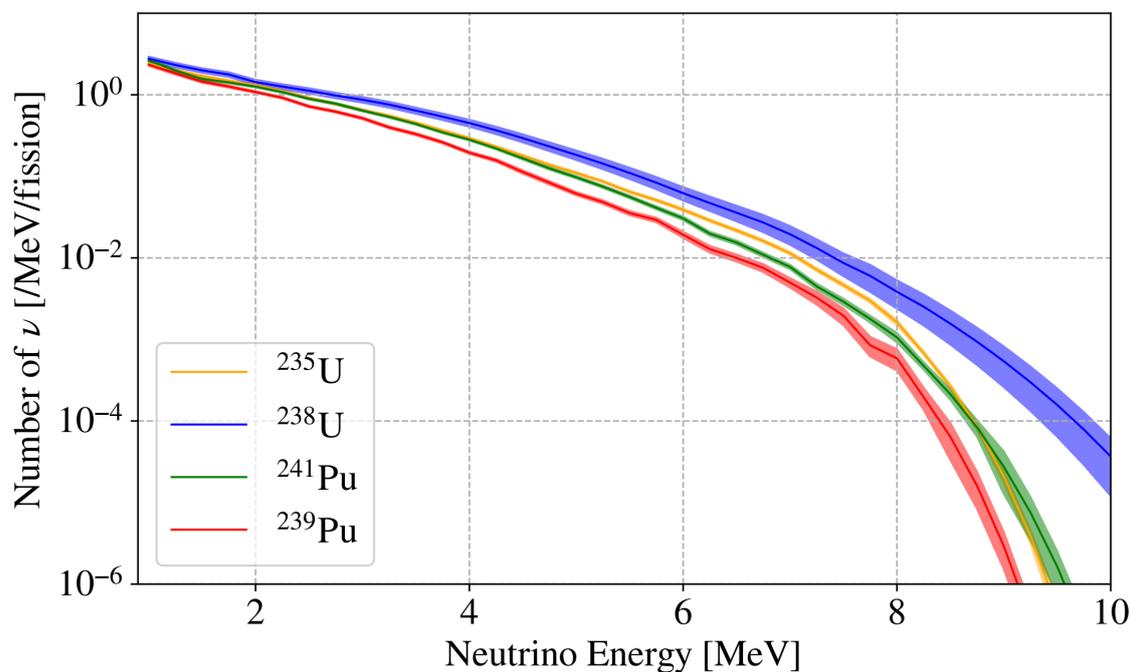


図 7.5: 主な放射性同位体から生成される 1 崩壊あたりの $\bar{\nu}_e$ スペクトル [49]。[56][57][58] より計算された。

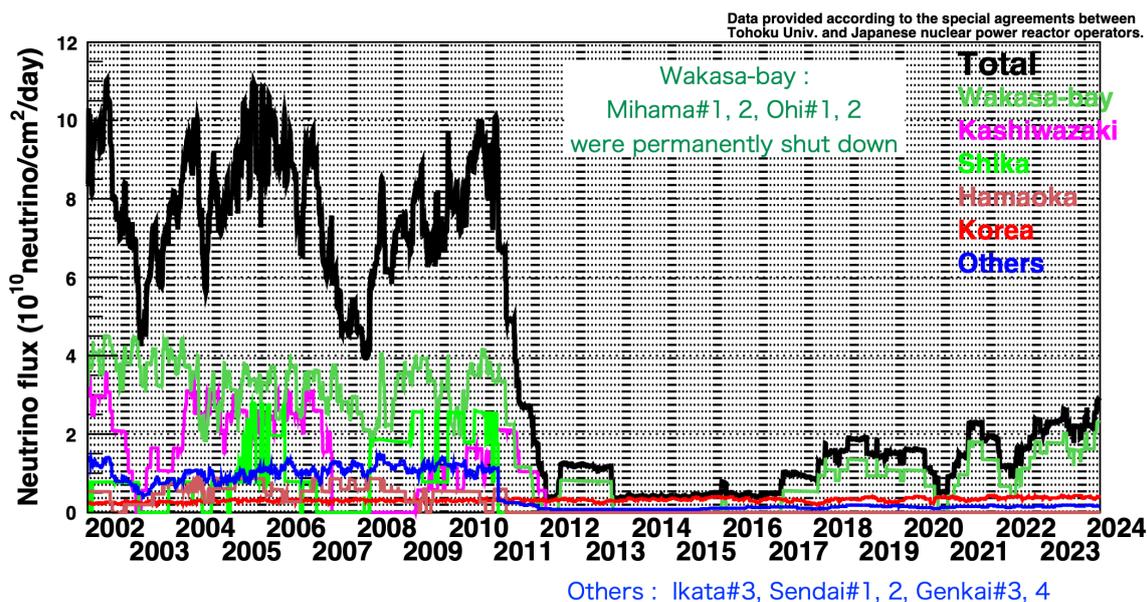


図 7.6: 原子炉ニュートリノのフラックストレンド

表 7.1: 本解析で用いる主要な原子炉

所在地	原子力発電所名	稼働原子炉	距離 [km]
日本	美浜	3	146
	大飯	3,4	179
	高浜	1,2,3,4	191
韓国	Wolsong	1,2,3,4	709
	ShinWolsong	1,2	709
	Hanul	1,2,3,4,5,6	712
	ShinHanul	1,2	712
	ShinKori	1,2,3,4	734
	Kori	2,3,4	735
	Hanbit	1,2,3,4,5,6	986

リアルタイムで得ることができる原子炉稼働状況の情報として、各電力会社で公開している電力データから原子炉 $\bar{\nu}_e$ 事象レートを計算する。

各原子炉の電力データを W_i 、KamLAND までの距離を L_i とすると KamLAND に到達する原子炉 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーフラックスは以下の式のようにになる。

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} = k \sum_{i \in \text{reactor}} P_{ee}(E_\nu, L_i) \frac{1}{4\pi L_i^2} \frac{W_i}{\sum_{j \in \text{isotope}} f_j e_j} S(E_\nu) \quad (7.28)$$

ここで P_{ee} は式 (2.33) で示される $\bar{\nu}_e$ 振動の生存確率であり、 f_j 、 e_j はそれぞれ原子炉中にある放射性同位体の相対分率と 1 崩壊あたりのエネルギーである。ここで k は定数であり熱出力から導出した原子炉 $\bar{\nu}_e$ フラックスと整合性がとれるように調整されている。原子炉 $\bar{\nu}_e$ 事象エネルギースペクトルについては超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ と同様にして式 (6.3) で計算できる。このエネルギースペクトルを積分することで原子炉 $\bar{\nu}_e$ 事象レートを導出できる。

7.5 背景事象のまとめ

KamLAND の背景事象レートの時間変動は原子炉 $\bar{\nu}_e$ によるものが支配的である。そのため本解析では表 7.2 のように原子炉 $\bar{\nu}_e$ 以外の背景事象レートは一定として見積もった。

また実データと期待背景事象の事象レートの比較を図 7.7 に示す。この図より本解析で見積もった期待背景事象レートは実データとほとんど矛盾していないことがわかる。

ここで期待背景事象スペクトルを図 7.8 に示す。

表 7.2: 原子炉 $\bar{\nu}_e$ を除く期待背景事象レートのみ

背景事象	事象レート [/day]
地球 $\bar{\nu}_e$	0.029
$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応	0.003
偶発遅延同時計測	0.014
合計	0.046

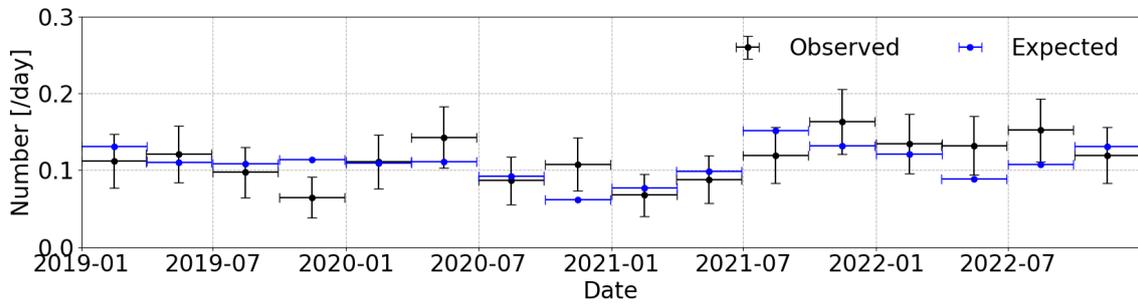
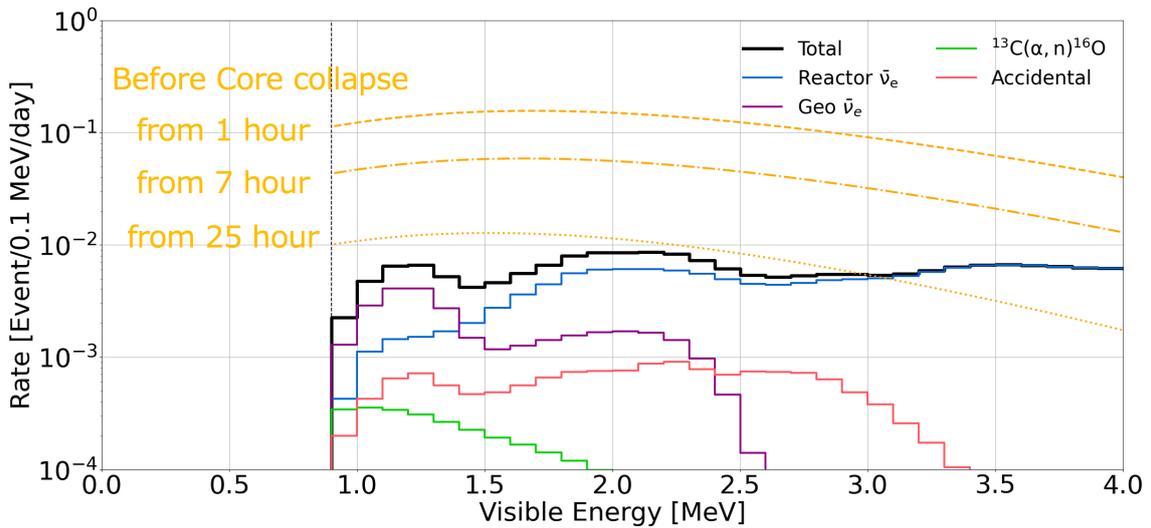


図 7.7: 実データと期待背景事象の事象レートの 3 ヶ月平均の比較。実データ縦軸のエラーバーは統計エラーを表す。

図 7.8: 期待背景事象のエネルギースペクトル。原子炉 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは若狭湾と韓国の原子力発電所が稼働していると想定して見積もった。また黄色線は 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星についてそれぞれコア崩壊 1, 7, 25 時間前の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ スペクトルである。ここで超新星前兆ニュートリノモデルは Patton モデル順階層を仮定している。

第 8 章

超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラーム手法とその感度評価

本章では 7 章で説明した背景事象と超新星前兆ニュートリノモデルを用いて超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラームの感度評価を行う。なお本論文で説明する超新星前兆ニュートリノの経時変化とは、超新星前兆ニュートリノのルミノシティとエネルギーの経時変化による検出器での観測事象レートの変化である。本解析では簡単のためにミニバルーンインストール前の $R < 6.0$ m 領域全てが解析領域となる状態を想定する。これは KamLAND2 検出器と似た構成となっている。この場合の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の期待事象レートについて図 8.1 上段に示す。

8.1 アラーム手法

本章の解析では 8.1.1 節で説明する尤度比関数に基づく統計量をもとに統計検定を行いアラームを発令するかどうか決定する。なお本節の手法について [60] を参考にした。ここで従来のアラームの尤度比関数は観測事象数のみの関数であるが、超新星前兆ニュートリノ事象レートの経時変化を用いるアラームの尤度関数は観測事象数に加えて、それぞれの観測された事象時刻 $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n)$ を変数とする関数となる。そのため本章では従来のアラームを Rate 解析、観測事象レートの経時変化を用いたアラームを Rate+Time 解析と呼称する。また実際コア崩壊時刻は未知のパラメータであるため、尤度比関数はコア崩壊時刻 τ_{start} の関数にもなる。

本解析では 200 時間の長い時間幅で事象数とその時刻を取得することで、事象の経時変化を把握しやすいように設計している。この事象時刻が従う期待事象レート R_{exp} は期待背景事象レート $R_{\text{exp}}^{\text{BG}}$ と期待超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象レート $R_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$ を用いて以下のように表される。

$$R_{\text{exp}}(\tau, \tau_{\text{start}}; \mu) = \mu \times R_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(\tau - \tau_{\text{start}}) + R_{\text{exp}}^{\text{BG}} \quad (8.1)$$

ここで $\mu = 0$ の時が超新星前兆ニュートリノが来ていない場合 (BG Only)、 $\mu = 1$ の時が背景事象に加えて超新星前兆ニュートリノが到来した場合 (BG+Signal) を表している。また過去 200 時間の期待背景事象数 $N_{\text{exp}}^{\text{BG}}$ と期待超新星事象 $\bar{\nu}_e$ 数 $N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$ を用いると事象数は

$$N_{\text{exp}}(\tau_{\text{start}}; \mu) = \mu \times N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(-\tau_{\text{start}}) + N_{\text{exp}}^{\text{BG}} \quad (8.2)$$

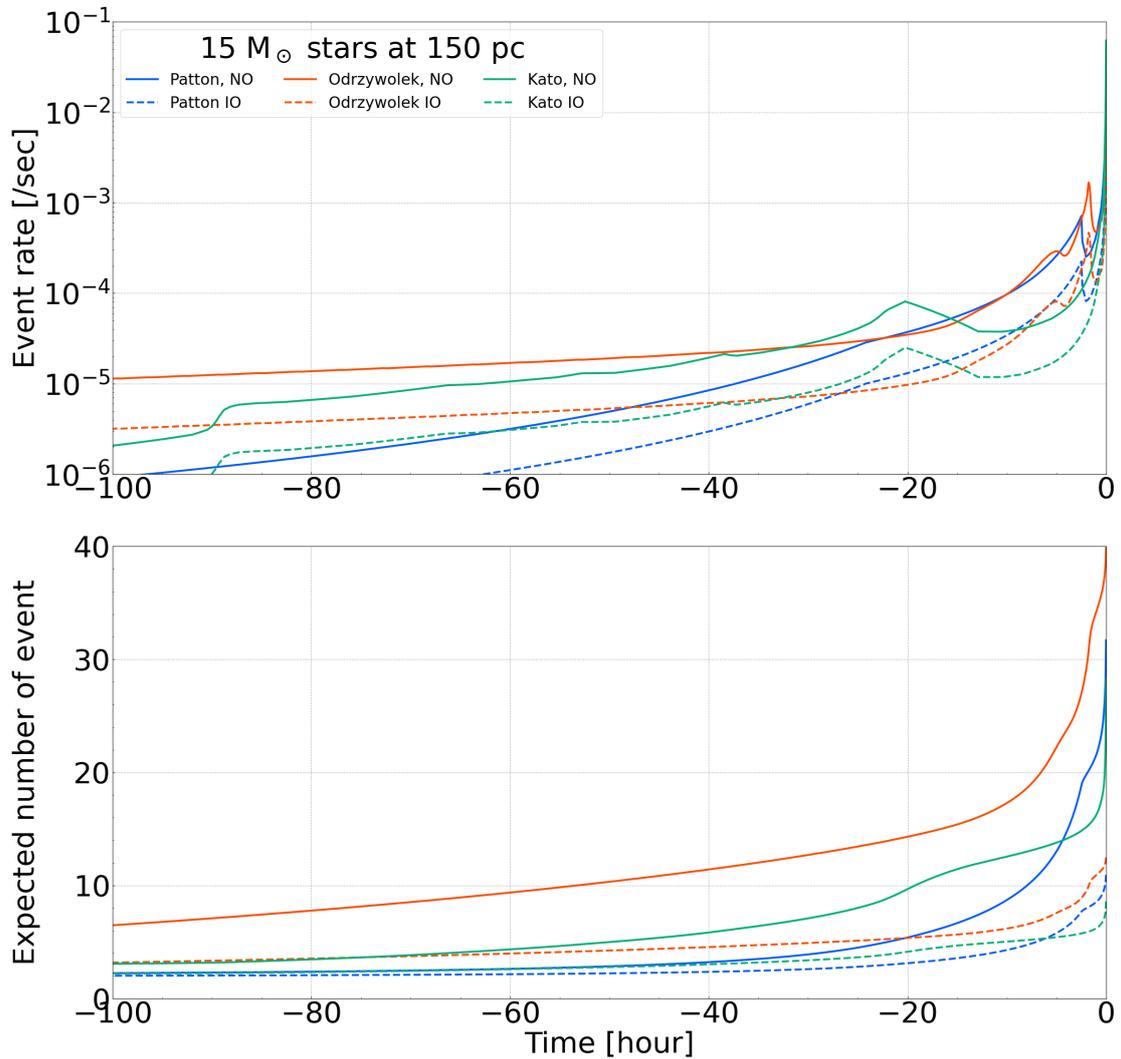


図 8.1: (上段) 超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の期待事象レートの経時変化。(下段) 背景事象に加え超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ が到来した時の期待事象数の経時変化。どちらの図も地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星を想定している。

となる。ただし、期待事象レートと同様 $\mu = 0$ の時が BG Only, $\mu = 1$ の時が BG+Signal を想定している。BG+Signal 想定的事象数の時間変化を図 8.1 下段に示す。

超新星前兆ニュートリノが到来する数日間ではほとんど変化しないとして、本解析では期待背景事象レートを定数として取り扱う。本章では 7 章より若狭湾付近と韓国の原子力発電所が稼働している場合を想定する。この時、期待背景事象レートと過去 200 時間の期待背景事象数はそれぞれ 0.23 event/day と 1.9 event と見積もった。

8.1.1 統計量の定義

アラームに用いる統計量を導出するためにまず尤度関数を定義する。ここで尤度関数は事象数や事象時刻の確率密度関数に基づいて構成される。事象数の確率密度関数 (Rate 項) はポアソン分布を用いて以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu) &= \text{Pois}(n, N_{\text{exp}}) \\ &= \frac{(N_{\text{exp}})^n}{n!} e^{-N_{\text{exp}}} \end{aligned} \quad (8.3)$$

ただし $N_{\text{exp}} = N_{\text{exp}}(\tau_{\text{start}}; \mu)$ は期待事象数でありコア崩壊時刻に依存する。また、 $\vec{\tau}$ の確率密度関数 (Time 項) は以下のようにそれぞれの事象時刻の確率密度関数の総乗となる。

$$L^{\text{Time}}(\vec{\tau}, \tau_{\text{start}}; \mu) = \prod_{i=1}^n \text{Prob}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu) \quad (8.4)$$

ここで事象時刻の確率密度関数は

$$\text{Prob}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu) = \frac{R_{\text{exp}}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu)}{N_{\text{exp}}(\tau_{\text{start}}; \mu)} \quad (8.5)$$

ここで $R_n(\tau_i, \tau_{\text{start}})$ は期待事象レートであり

$$1 = \int_{-200 \text{ hour}}^{0 \text{ hour}} \frac{R_{\text{exp}}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu)}{N_{\text{exp}}(\tau_{\text{start}}; \mu)} d\tau_i \quad (8.6)$$

を満たす。ここで BG Only 想定 ($\mu = 0$) と BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) の $L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu)$ および $L^{\text{Time}}(\vec{\tau}, \tau_{\text{start}}; \mu)$ を図 8.2、8.3 に示す。

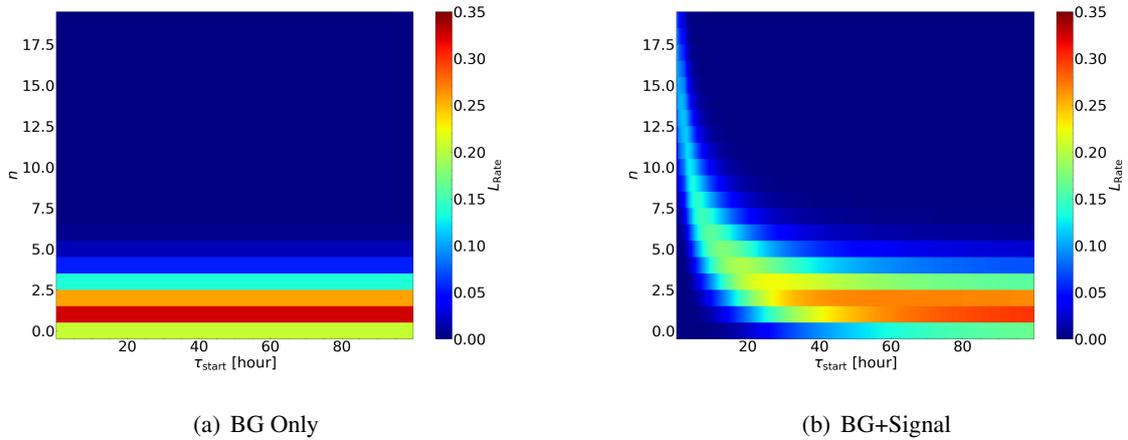


図 8.2: BG Only 想定 ($\mu = 0$) と BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) の $L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu)$ 。ここで超新星前兆ニュートリノの計算は Patton モデルの順階層を仮定している。また地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星を想定している。

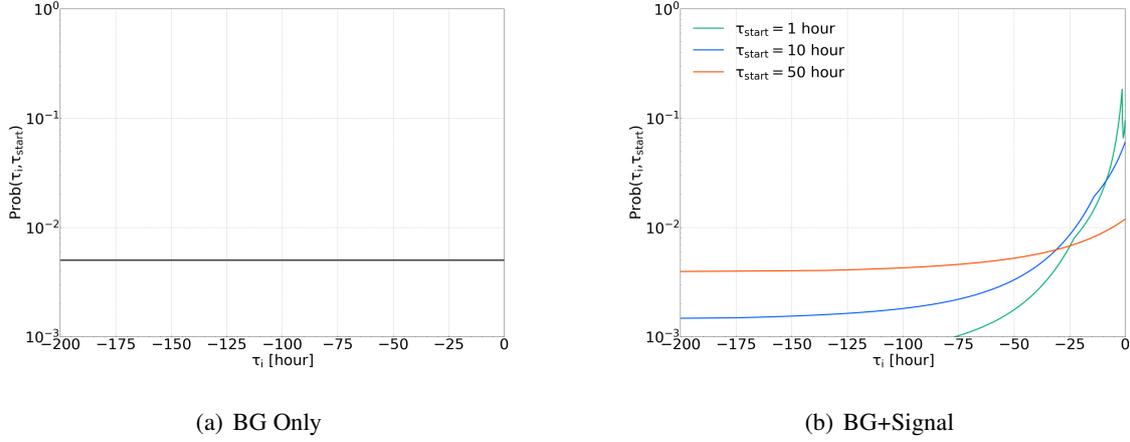


図 8.3: BG Only 想定 ($\mu = 0$) と BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) の $\text{Prob}(\tau_i, \tau_{\text{start}}; \mu)$ 。式 (8.4) のように掛け合わせることで $L^{\text{Time}}(\vec{\tau}, \tau_{\text{start}}; \mu)$ が定義できる。ここで超新星前兆ニュートリノの計算は Patton モデルの順階層を仮定している。また地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。

Rate 解析と Rate+Time 解析の尤度関数はそれぞれ以下の式で表される。

$$\mathcal{L}^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu) = L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu) \quad (8.7)$$

$$\mathcal{L}^{\text{Rate+Time}}(n, \vec{\tau}, \tau_{\text{start}}; \mu) = L^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu) \times L^{\text{Time}}(\vec{\tau}, \tau_{\text{start}}; \mu) \quad (8.8)$$

尤度比関数は BG+Signal 想定 ($\mu = 1$) と BG Only 想定 ($\mu = 0$) の尤度関数の比にログをとったもので定義される。したがって Rate 解析と Rate+Time 解析での尤度比関数は

$$\begin{aligned} \text{LLR}(n, \tau_{\text{start}}) &= \log \frac{\mathcal{L}^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu = 1)}{\mathcal{L}^{\text{Rate}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu = 0)} \\ &= \log \frac{\frac{(N_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + N_{\text{exp}}^{\text{BG}})^n}{n!} e^{-(N_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + N_{\text{exp}}^{\text{BG}})}}{\frac{(N_{\text{exp}}^{\text{BG}})^n}{n!} e^{-N_{\text{exp}}^{\text{BG}}}} \\ &= -N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(-\tau_{\text{start}}) + n \log \left\{ 1 + \frac{N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(-\tau_{\text{start}})}{N_{\text{exp}}^{\text{BG}}} \right\} \end{aligned} \quad (8.9)$$

$$\begin{aligned} \text{LLR}(n, \vec{\tau}, \tau_{\text{start}}) &= \log \frac{\mathcal{L}^{\text{Rate+Time}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu = 1)}{\mathcal{L}^{\text{Rate+Time}}(n, \tau_{\text{start}}; \mu = 0)} \\ &= \log \frac{\frac{(N_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + N_{\text{exp}}^{\text{BG}})^n}{n!} e^{-(N_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + N_{\text{exp}}^{\text{BG}})} \prod_{i=1}^n \frac{R_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + R_{\text{exp}}^{\text{BG}}}{N_{\text{exp}}^{\text{Signal}} + N_{\text{exp}}^{\text{BG}}}}{\frac{(N_{\text{exp}}^{\text{BG}})^n}{n!} e^{-N_{\text{exp}}^{\text{BG}}} \prod_{i=1}^n \frac{R_{\text{exp}}^{\text{BG}}}{N_{\text{exp}}^{\text{BG}}}} \\ &= -N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(-\tau_{\text{start}}) + \sum_{i=1}^n \log \left\{ 1 + \frac{R_{\text{exp}}^{\text{Signal}}(\tau_i - \tau_{\text{start}})}{R_{\text{exp}}^{\text{BG}}} \right\} \end{aligned} \quad (8.10)$$

となる。

ここで尤度比関数を構成する $N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$ と $R_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$ は超新星前兆ニュートリノモデルに陽に依存する。この超新星前兆ニュートリノモデルを **Reference** モデルと定義する。またコア崩壊時刻はアラームにおいて不確定なパラメータでありデータから推定する必要がある。そこでアラームにおいてある時刻に得られる事象数 n と事象時刻 τ を尤度比関数に代入し、その尤度比関数が最大となるように τ_{start} を推定する。つまり

$$\hat{\tau}_{\text{start}} = \underset{\tau_{\text{start}}}{\operatorname{argmax}} \operatorname{LLR} \quad (8.11)$$

である。ここで以下のように最大となった尤度比関数を l_{SA} と定義する。

$$l_{\text{SA}} = \max_{\tau_{\text{start}}} \operatorname{LLR} = \operatorname{LLR}(n, \tau, \hat{\tau}_{\text{start}}) \quad (8.12)$$

8.1.2 アラーム Significance の導出方法

l_{SA} に基づきアラームの Significance を計算する。まず背景事象を再現するように Toy MC で事象生成する。この時生成した事象数 n は期待背景事象数 $N_{\text{exp}}^{\text{BG}}$ を平均値としたポアソン分布に従い、事象時刻 τ は時間幅内で一様分布に従う。これらの事象の時刻と事象数を尤度比関数に代入し l_{SA} を計算することで、背景事象のみを想定して計算した l_{SA} の分布を計算することができる。この分布を $B(l_{\text{SA}})$ と定義する。

アラームで観測された事象数 n とそれぞれの事象時刻 τ を尤度比関数に代入し計算した l_{SA} を $l_{\text{SA}}^{\text{obs}}$ とすると以下のように p 値を導出できる。

$$p = \int_{l_{\text{SA}}^{\text{obs}}}^{\infty} B(l_{\text{SA}}) dl_{\text{SA}} \quad (8.13)$$

$l_{\text{SA}}^{\text{obs}}$ や $B(l_{\text{SA}})$ 、 p 値の関係を図 8.4 に示す。この p 値は観測事象が背景事象のみの仮説をどれだけ支持しているかの確率であり、その値が小さくなるほど超新星前兆ニュートリノが到来したと有意に判断することができる。ここで 6.2 節と同様にこの p 値より Significance は以下のように計算できる。

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (8.14)$$

ただし $\Phi(x)$ は累積標準正規分布関数である。本解析では $Z = 3$ ($p = 1.35 \times 10^{-3}$) をアラームを発令するかどうかの基準とする。

8.1.3 アラームシステムの設計

超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ は観測例がなく、その真の経時変化は不明である。様々な観測超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ レートの経時変化に対応するために、実際のアラームシステムでは様々な Reference モデルを用いたアラームを並列に並べる。これらのアラームのうちどれか 1 つが超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ が到来しない仮説を 3σ で棄却する時アラーム発令する。本解析では図 8.1 に示す 6 つの超新星前兆ニュートリノモデルを Reference モデルとして用いる。ただしどの Reference モデルも地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。このアラームシステム設計の概念図を図 8.5 に示す。

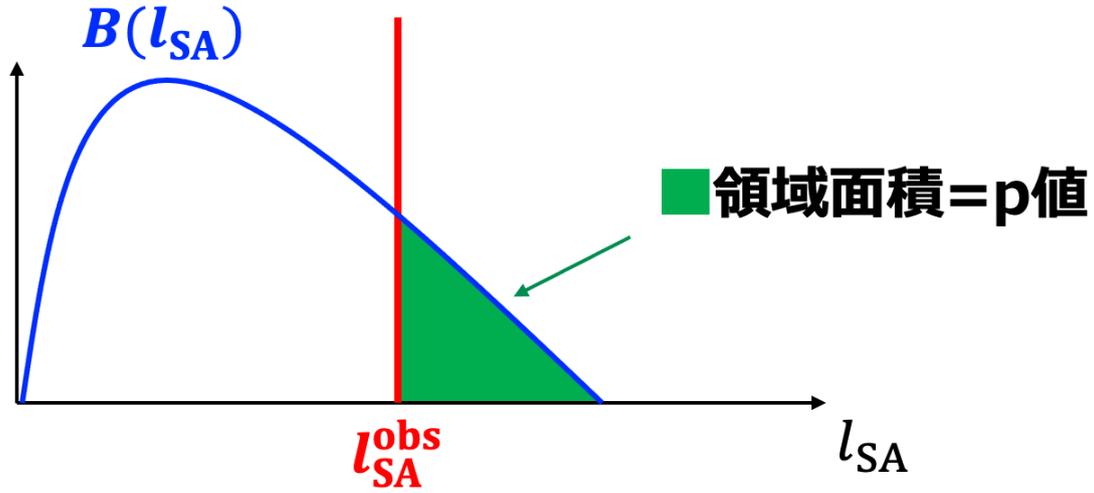


図 8.4: l_{SA}^{obs} と $B(l_{SA})$ 、 p 値の関係の概念図

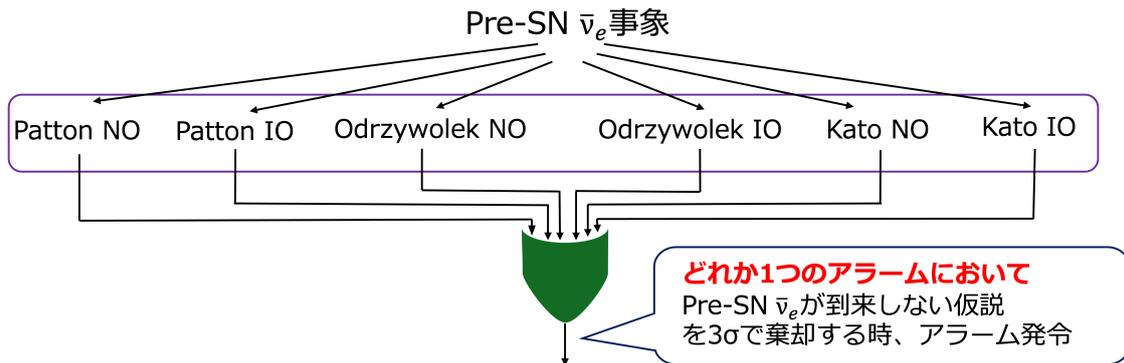


図 8.5: アラームシステム設計の概念図。紫線で囲まれた領域が様々な Reference モデルを用いたアラームである。これらのアラームのうちいずれか 1 つが超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ が到来しない仮説を 3σ で棄却する時にアラーム発令する。なお本解析ではいずれの Reference モデルについて地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星を想定している。

8.2 アラーム Significance の評価

本節では本研究で開発した超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の経時変化を用いたアラームの感度評価を行う。そこで本解析では実データの代わりに Toy MC 乱数を用いて事象を生成し、Significance を計算する。

具体的にはまず 7 章で見積もった背景事象レートと超新星前兆ニュートリノモデルに基づき 8.1.1 節で定義した尤度比関数を計算する。次に 8.2.1 節で説明する Toy MC 乱数を用いて事象数と事象の時刻を生成し尤度比関数に代入することで統計量 l_{SA} を計算する。最後に l_{SA} の分布を作成し、この分布より決定したアラーム閾値に基づき Significance を計算する。

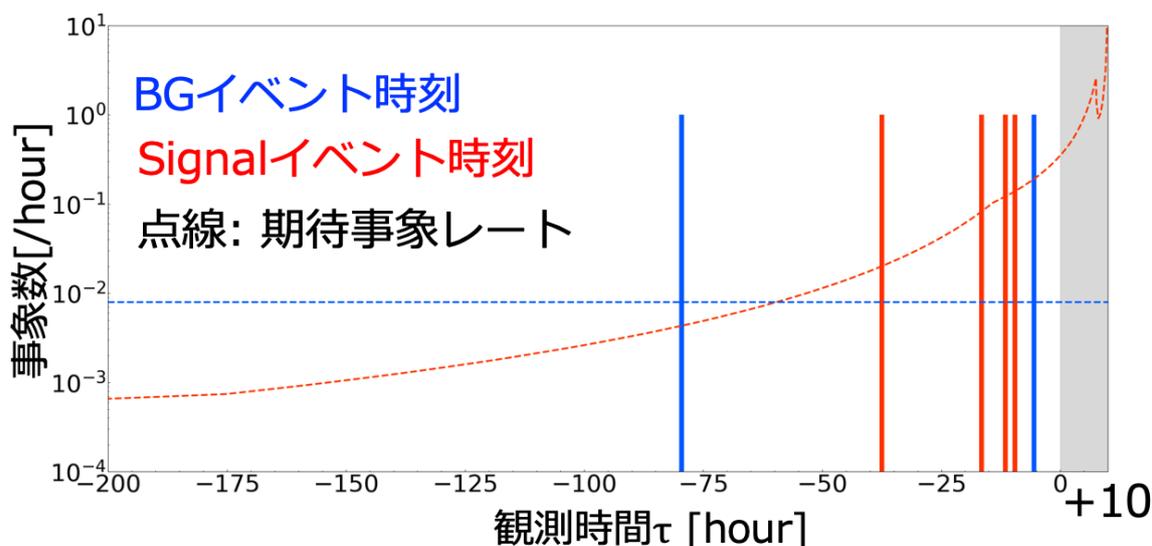


図 8.6: コア崩壊 10 時間前の事象の ToyMC 生成の例。期待事象数を平均値とするポアソン乱数に基づく事象数だけ、点線の期待事象レートに従って生成する。

8.2.1 Toy MC 事象生成

アラーム感度評価では実データの代わりに Toy MC を用いて事象生成する。ここで背景事象と超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象をそれぞれ独立して作成する。また超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象を作成する際、暗にコア崩壊時刻を仮定している。そこで以下の手順で事象作成を行う。

1. 7 章で見積もった背景事象及び超新星前兆ニュートリノモデルより期待事象数 ($N_{\text{exp}}^{\text{BG}}$, $N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$) を求める。
2. 期待事象数 ($N_{\text{exp}}^{\text{BG}}$, $N_{\text{exp}}^{\text{Signal}}$) を平均値としてポアソン乱数 (n^{BG} , n^{Signal}) を作成する。これはそれぞれ背景事象および超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象の事象数に対応する。
3. 期待事象レートに従う Toy MC 乱数を用いて、2. で計算した事象数だけ事象時刻を生成する。図 8.6 にコア崩壊の 10 時間前の例をあげる。

ここで生成される超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象は超新星前兆ニュートリノモデル依存性を持つ。このモデルを Toy MC モデルと定義する。ここで Toy MC モデルは尤度比関数を計算するための超新星前兆ニュートリノモデルである Reference モデルと必ずしも一致する必要はない。

8.2.2 特定の超新星前兆ニュートリノモデルにおける Significance 評価

8.2.1 節で生成した事象を尤度比関数に代入して l_{SA} を計算する。背景事象のみを想定した l_{SA} の分布を $B(l_{\text{SA}})$ 、背景事象に加えて超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ が到来した場合を想定した l_{SA} の分布を $S(l_{\text{SA}})$ としてアラーム感度を評価する。これらの分布について図 8.7 に示す。コア崩壊時刻が近づくと $S(l_{\text{SA}})$ が l_{SA} が大きくなる方向に遷移していることがわかる。

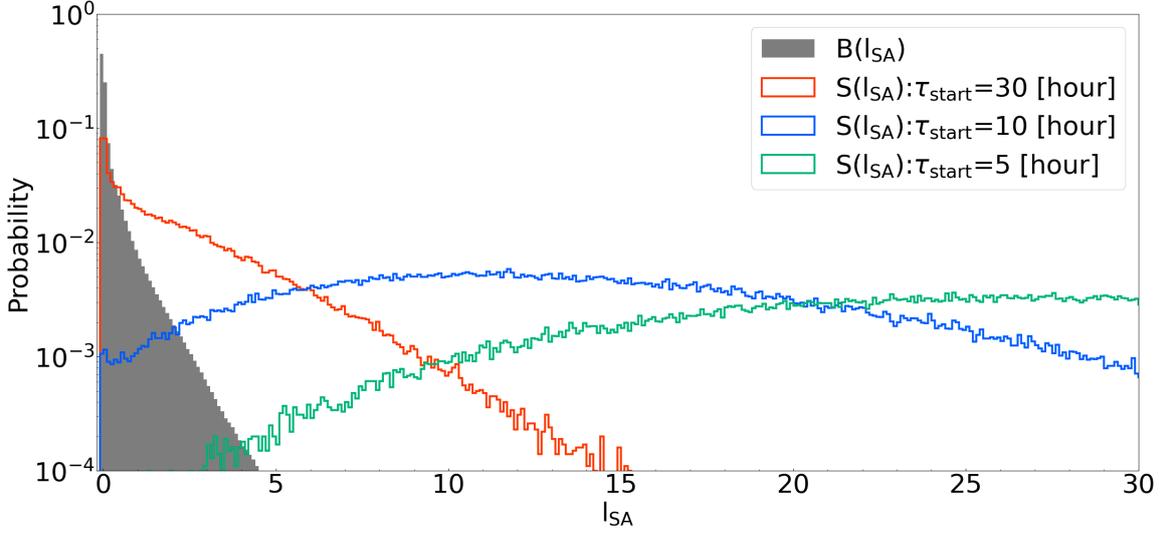


図 8.7: Toy MC 乱数で作成した Rate+Time 解析の場合の l_{SA} の分布。 $B(l_{SA})$ を灰色のヒストグラム、 $S(l_{SA})$ を輪郭線だけのヒストグラムで表している。ただし赤、青、緑色のヒストグラムの順にコア崩壊までの時間が 30、10、5 時間前を想定している。また Reference モデルと Toy MC モデルについてどちらも Patton 順階層モデルおよび地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。

本解析で評価する Significance は $S(l_{SA})$ の中央値 $\text{Med}[l_{SA}]$ を l_{SA}^{obs} とみなし、式 (8.13) と同様に以下のように p-value を定義し導出される。

$$p = \int_{\text{Med}[l_{SA}]}^{\infty} B(l_{SA}) dl_{SA} \quad (8.15)$$

p 値と $B(l_{SA})$ 、 $S(l_{SA})$ の関係について図 8.8 に示す。

Significance の時間発展を図 8.9 に示す。ただしこの図は Reference モデルと Toy MC モデルについてどちらも Patton 順階層モデルおよび地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。この想定の場合 Significance が 3σ を上回る時刻 (アラーム時刻) を Rate 解析と Rate+Time 解析で比較する。アラーム時刻は超新星前兆ニュートリノが到来しない仮説を 3σ (p 値 = 1.35×10^{-3}) で排除できる時刻に相当する。Rate 解析のアラーム時刻はコア崩壊から 12.3 時間前である。一方、Rate+Time 解析のアラーム時刻は Rate 解析より 8.2 時間早いコア崩壊から 20.5 時間前である。

8.2.3 アラーム Significance のモデル依存性

本解析では 8.1.1 節より尤度比関数を構成する Reference モデルと 8.2.1 節より超新星前兆ニュートリノが到来した場合の Toy MC 乱数を生成する Toy MC モデルの 2 つの超新星前兆ニュートリノモデル依存性を持つ。本節ではこの 2 つのモデルの様々な組み合わせでアラーム感度を評価し、モデル依存性を考察する。

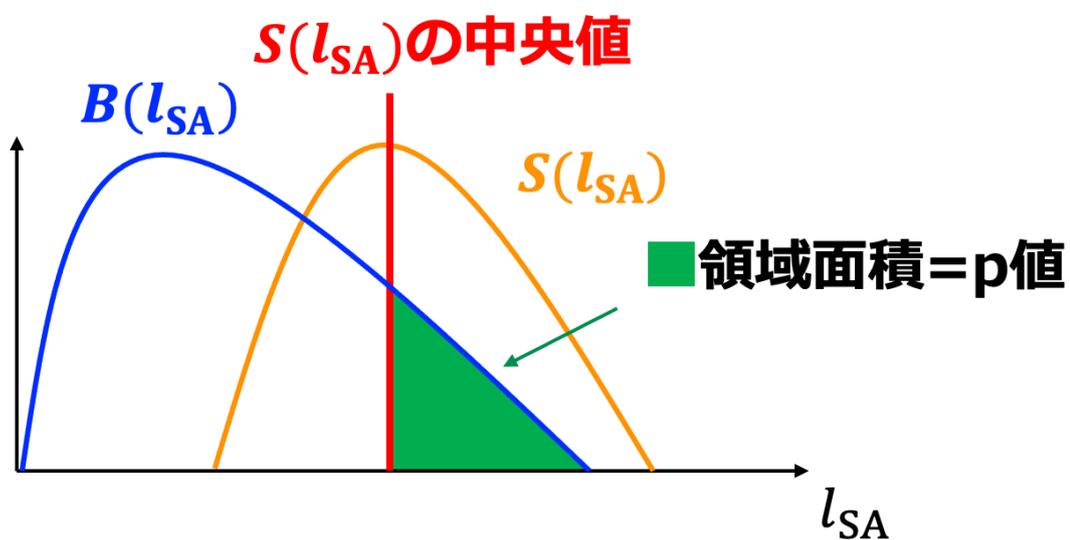


図 8.8: p 値と $B(l_{SA})$ 、 $S(l_{SA})$ の関係の概念図

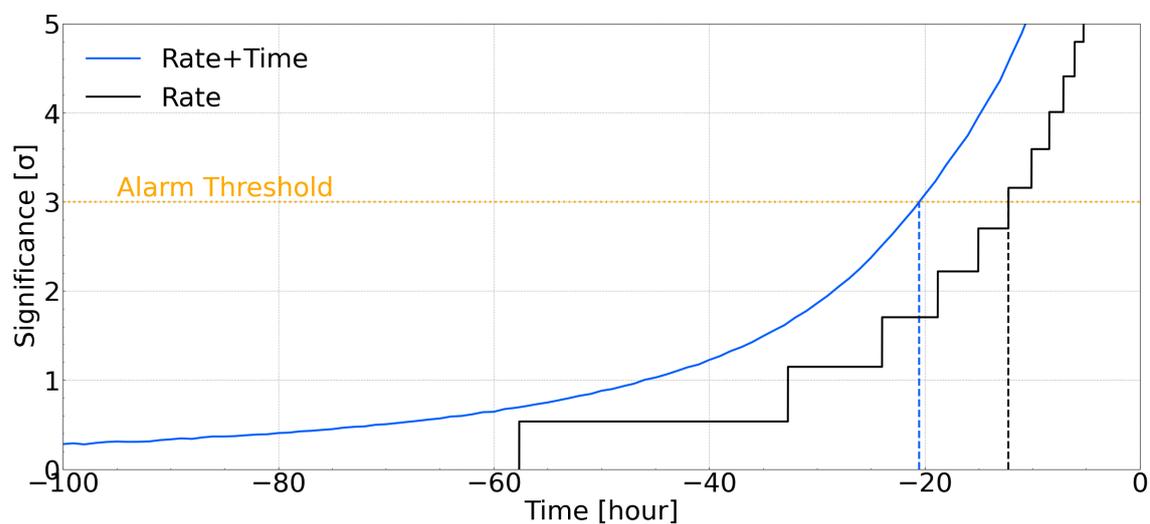


図 8.9: Rate 解析と Rate+Time 解析における Significance の時間発展。アラームの閾値 (黄色点線) との交点アラームを発令する時刻であり、Rate + Time 解析の方が早く発令可能である。ただし Reference モデルと Toy MC モデルについてどちらも Patton 順階層モデルおよび地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。

図 8.10 はある Toy MC モデルに対するアラームの Significance の時間発展である。ただし Reference モデルと Toy MC モデルはどちらも 150pc 離れた星を想定している。またこの星の質量は本解析で用いる全ての超新星前兆ニュートリノモデルにおいて計算されている $15M_{\odot}$ とする。この図より Reference モデルと Toy MC モデルが異なっても Rate 解析よりも Significance が早期に立ち上がっていくことがわかる。

表 8.1 は図 8.10 のアラーム時刻を表にしたものである。この表よりある Toy MC モデルに対して最も早期に発令可能である Reference モデルはその Toy MC モデルと一致した時である。これはアラームで想定した経時変化と全く同じ事象が観測された場合であり、本研究で開発したアラームが正しく超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象の経時変化を捉えていることがわかる。

実際のアラームシステムは 8.1.3 節で説明したように複数の Reference モデルのアラームのうちいずれかが 3σ を超えた時アラームを発令する。この時、表 8.1 より 150pc 離れた $15M_{\odot}$ の星に対して少なくとも 2.7 時間前にアラームを発令可能である。

実際に観測される超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ は Reference モデルと一致せず、その場合でもアラーム性能を保つことができているか評価する必要がある。そこで Reference モデルが Toy MC モデルと異なる数值シミュレーションと質量階層性である中で最も早いアラーム時刻を表 8.1 の赤字で示した。この表より Reference モデルと実際の信号が一致していなくてもアラームは超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ の観測事象レートの時間増加傾向をとらえ、Rate 解析よりも早期に発令可能であることがわかった。

表 8.1: KamLAND での Reference モデルと Toy MC モデルの組み合わせごとのアラーム時刻 [hour]。ただし黒色太字はある Toy MC モデルに対し Reference モデルの中で最も早いアラーム時刻である。また赤色太字はある Toy MC モデルに対し数值シミュレーション (Patton、Odrzywolek、Kato) と質量階層性が異なる Reference モデルの中で最も早いアラーム時刻である。Reference モデルと Toy MC モデルは地球から 150pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。

Reference モデル		Toy MC モデル					
		Patton		Odrzywolek		Kato	
		NO	IO	NO	IO	NO	IO
Patton	NO	-20.5	-7.3	-82.5	-7.3	-36.5	-2.2
	IO	-20.3	-7.3	-71.4	-6.8	-34.7	-1.8
Odrzywolek	NO	-18.2	5.4	-97.5	-7.9	-37.0	-1.7
	IO	-19.2	-6.3	-95.4	-8.3	-36.9	-1.8
Kato	NO	-19.7	-6.4	-94.5	-7.9	-38.3	-2.7
	IO	-20.1	-6.9	-87.9	-7.4	-37.1	-2.7
Rate 解析		-12.3	-2.5	-81.6	-4.8	-26.7	-0.1

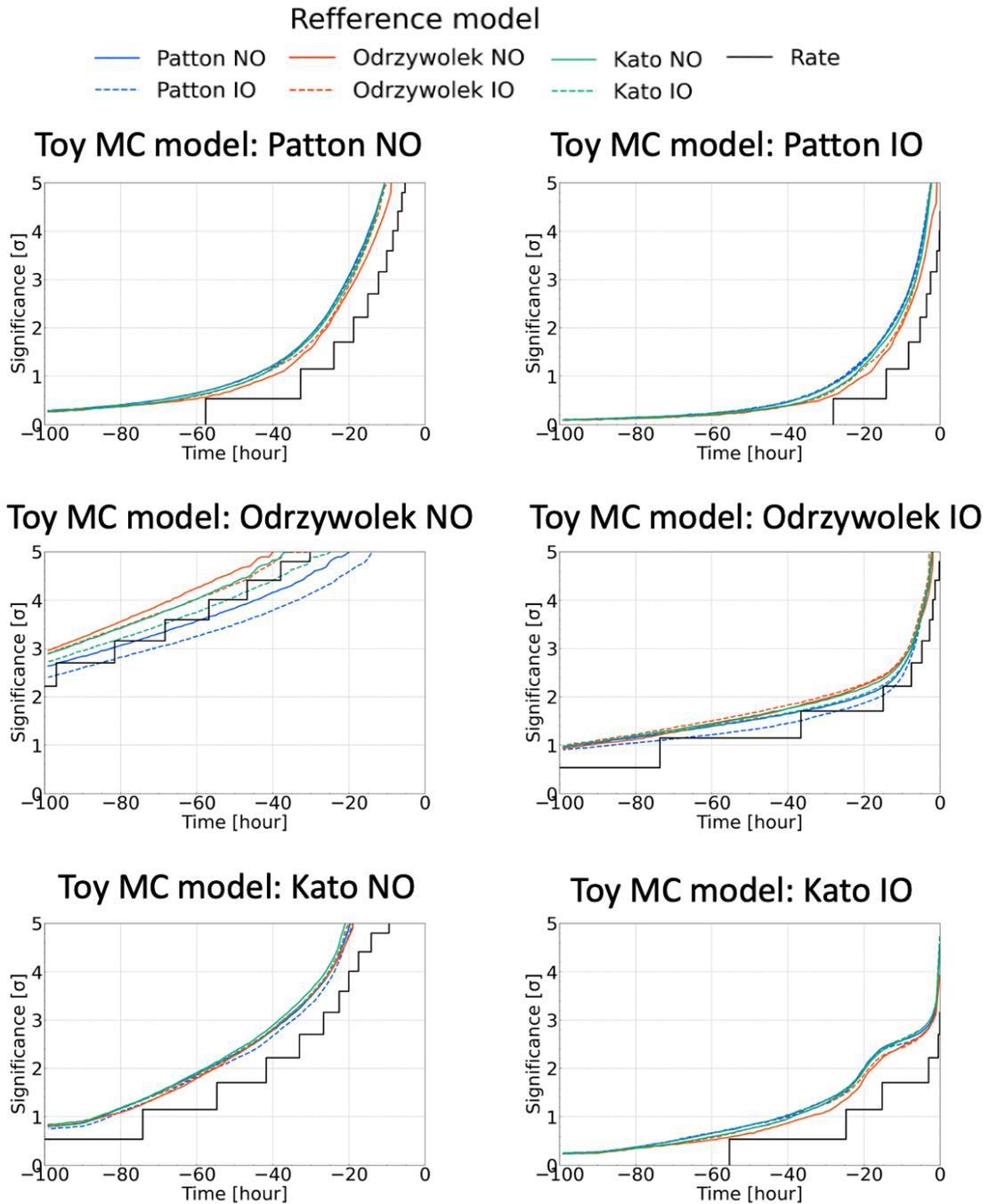


図 8.10: 特定の Toy MC モデルに対する Significance 時間発展。ただし Reference モデルおよび Toy MC モデルは地球から 150 pc 離れた $15M_{\odot}$ の星を想定している。

8.3 ベテルギウスに対するアラーム Significance 評価

前節で開発したアラーム手法の有効性を示した。そこで次は実在する星が超新星爆発を起こした時のアラーム時刻を **Rate** 解析と **Rate+Time** 解析で比較する。本論文では近い将来超新星爆発を起こす可能性のある天体としてベテルギウスを対象にアラーム感度を評価する。ここで [3] よりベテルギウスの初期質量は $18-21 M_{\odot}$ であり地球からは $168_{-14.9}^{+27.5}$ pc 離れていると見積もられている。このようにベテルギウスの質量 M と距離 d は不定性を有するため、本解析ではその両極端である $(M, d) = (18 M_{\odot}, 153.1 \text{ pc})$ と $(M, d) = (21 M_{\odot}, 195.5 \text{ pc})$ の場合を考える。KamLAND におけるベテルギウスの事象レートは図 8.11 のようになる。ただし計算には Kato モデルを用いた。

Reference モデルとして Patton モデル、Kato モデル、Odrzywolek モデルのそれぞれ順階層と逆階層を用意した。ただし本解析で用いる全ての超新星前兆ニュートリノモデルで計算されている $15 M_{\odot}$ で 150 pc 離れた星を仮定する。この時のアラーム時刻を表 8.2 にまとめた。この表より Reference モデルと Toy MC モデルで想定する質量が異なるにも関わらず、**Rate+Time** 解析が **Rate** 解析より早期にアラーム発令可能であることがわかる。特に、**Rate** 解析ではベテルギウスの逆階層に対してのアラーム発令が困難であったが、**Rate+Time** 解析では発令可能である。

6つの Reference モデルのうちいずれかが 3σ を超えた時にアラームを発令すると考える。最も好都合なケースとして Toy MC モデルが順階層で $(M, d) = (21 M_{\odot}, 195.5 \text{ pc})$ 時、23.6 時間前にアラームを発令することができる。また Toy MC モデルが逆階層で $(M, d) = (21 M_{\odot}, 195.5 \text{ pc})$ の時、アラーム発令時刻が最も遅い。しかし、この場合においてコア崩壊の 1.1 時間前にアラーム発令可能であり、KamLAND のデータ取得の遅延時間 (6.3) である約 12–18 分と比べて十分早く、アラームとして機能している。

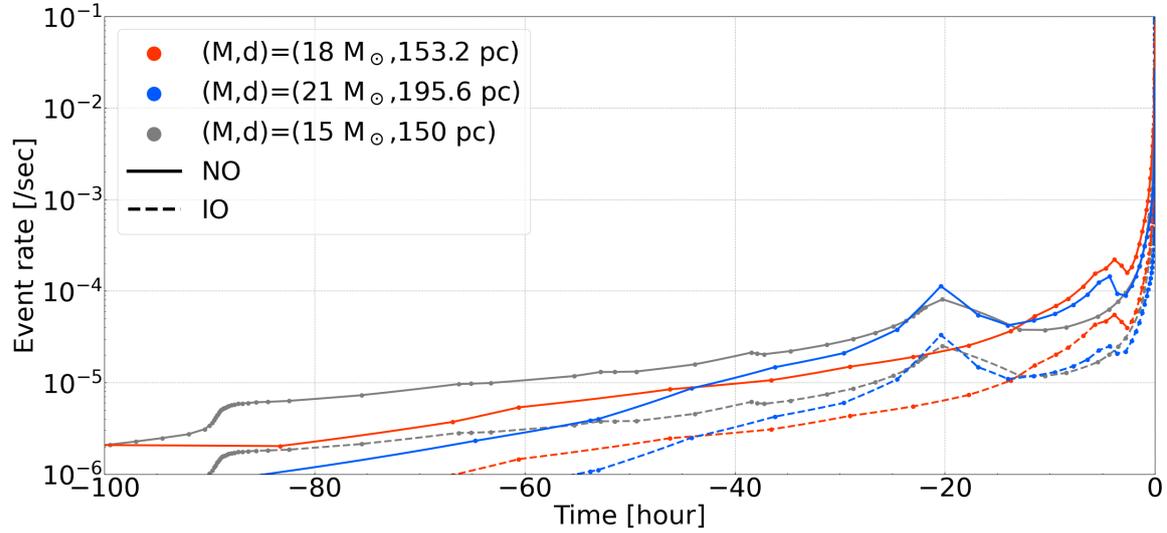


図 8.11: 赤色線と青色線はベテルギウスを想定した星に対する超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象レートを示している。灰色線は地球から 150pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星に対する事象レートである。これらは Kato モデルより計算している。

表 8.2: KamLAND でのベテルギウスに対する Reference モデルと Toy MC モデルの組み合わせごとのアラーム時刻 [hour]。ただし太字はある Toy MC モデルに対し Reference モデルの中で最も早くアラーム発令可能な時刻である。また Reference モデルは地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星を想定している。

Reference モデル		Toy MC モデル			
		$(M, d) = (18 M_{\odot}, 153.2 \text{ pc})$		$(M, d) = (21 M_{\odot}, 195.6 \text{ pc})$	
		NO	IO	NO	IO
Patton	NO	-17.9	-2.5	-23.5	-1.1
	IO	-16.9	-2.6	-23.6	-1.0
Odrzywolek	NO	-18.4	-1.0	-22.1	-0.3
	IO	-18.7	-1.7	-22.8	-0.5
Kato	NO	-19.1	-1.6	-23.0	-0.8
	IO	-18.1	-2.0	-23.3	-1.1
Rate 解析		-11.6	N/A	-18.6	N/A

第9章

結論

超新星前兆ニュートリノは星の最終進化段階における熱対生成反応や原子核反応によって生成される。このニュートリノは超新星爆発の数日前から観測可能であるため超新星爆発に対するアラームとして有用である。KamLAND などの大型ニュートリノ検出器は反電子型の超新星前兆ニュートリノを検出可能であり、すでに超新星前兆ニュートリノアラームシステムが運用されている。これらのシステムは観測事象レートの背景事象レートに対する統計的超過に基づきアラームを発令している [4]。

KamLAND について従来のアラーム手法では超新星爆発候補天体であるベテルギウスに対して質量逆階層が真である時アラームを発令できなかった。そこで本研究では質量逆階層の場合でもベテルギウスに対してアラーム発令できるように超新星前兆ニュートリノの経時変化を用いたアラームを開発した。ここで超新星前兆ニュートリノの経時変化は、超新星前兆ニュートリノのルミノシティとエネルギーの経時変化による、検出器で観測される期待事象レートの変動である。

この解析では若狭湾と韓国の原子力発電所が常に稼働している状況でミニバルーンをインストールしていない KamLAND を想定した。またアラームは超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ が到来していない仮説が 3σ で排除される時に発令されるとした。

まず観測される事象の時間情報を考慮した尤度関数からアラームで用いる検定統計量を定義した。次に地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星を想定した超新星前兆ニュートリノモデルを用いてアラーム時刻のモデル依存性を評価した。アラームで想定した超新星前兆ニュートリノモデルと異なる経時変化をする超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 信号に対しても、従来のアラームより早期に発令可能であり、本研究で開発したアラーム手法の有効性を示すことができた。

最後に実際の天体としてベテルギウスに対するアラーム Significance 評価を行なった。ベテルギウスの質量と距離が両極端の場合である ($18 M_{\odot}$, 153.1 pc) と ($21 M_{\odot}$, 195.5 pc) の場合についてアラームが発令する時刻を計算した。その結果、これまで発令が難しかった質量逆階層のニュートリノに対してアラーム発令可能であることを示した。さらに少なくともコア崩壊から 1.1 時間前にアラーム発令できることを示した。

現状 KamLAND 以外では Super-Kamiokande[61] などで超新星前兆ニュートリノアラームが運用されている。加えて次世代ニュートリノ検出器 KamLAND2(4.4 節)、Hyper-Kamiokande[62]、JUNO[63] や暗黒物質検出器 [64] などで超新星前兆ニュートリノの検出可能

性が議論されている。そこで今後は KamLAND 以外の検出器についてもこの手法を応用し感度評価を行いたいと考えている。また KamLAND と Super-Kamiokande を想定して計算した尤度関数を掛け合わせることで章で説明する Combined アラームに本手法を適用したいと考えている。さらに事象の持つエネルギーや方向情報を取り入れたより早期に発令可能なアラーム手法も並行して開発したいと考えている。

付録 A

Super Kamiokande と Combined 超新星前兆ニュートリノアラーム

本章では Super-Kamiokande と共同で開発した Combined 超新星前兆ニュートリノアラームについて説明する。このアラーム手法は超新星前兆ニュートリノ事象レートの経時変化を用いたアラーム手法と並行して開発を行ったものであり、2023 年 5 月から KamLAND がデータ取得停止するまで Online アラームシステム [65] として稼働していた。そこで、A.1 節で Super-Kamiokande の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 検出について説明した後、A.2 節で Combined アラームの手法とその感度評価を説明する。最後に A.3 節で Online Combined アラームシステムについて説明する。

A.1 Super-Kamiokande

Super-Kamiokande(Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment または Super-Kamioka Nucleon Decay Experiment, SK) は、KamLAND と同じく神岡鉱山内にある大型の水チェレンコフニュートリノ検出器である。荷電粒子が SK 内を通過するとチェレンコフ光を発生し、その光を PMT で検出している。そのため 1996 年 4 月に運用を開始して以来、陽子崩壊の探索や大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ、加速器ニュートリノを使ったニュートリノ振動の研究など、さまざまな物理現象の解明に取り組んでいる。

A.1.1 検出器

SK 検出器は約 50 kt の超純水の入った高さ 41.4 m、直径 39.3 m の円筒形タンクである。SK 検出器は内水槽と外水槽によって構成されている。内水槽は直径 33.8 m、高さ 36.2 m の円筒形の領域であり、11129 本の 20inch PMT(R3600) が内向きに設置されている。ニュートリノ観測は主に内水槽での反応を通じて行われ、その有効体積は 22.5 kt である。一方外水槽は内水槽を厚さ約 2 m で取り囲んだ円筒形の殻の領域である。外水槽は 1885 本の 8inch PMT が設置されており、高エネルギー宇宙線ミューオンの Veto や岩盤由来の中性子や γ 線の遮蔽のために用いられている。

2020 年 7 月 14 日より SK 検出器内に質量比 0.02% の硫酸ガドリニウム 8 水和物 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) を注入した。

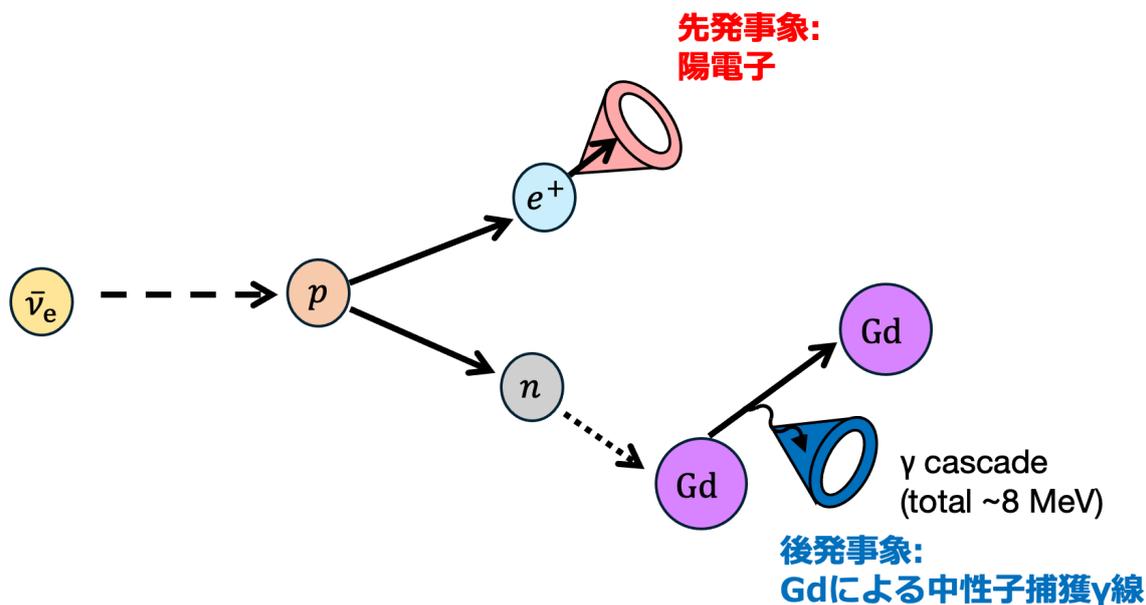


図 A.1: SK-Gd の遅延同時計測の概念図

$8\text{H}_2\text{O}$) がインストールされた。Gd は水素に比べて中性子捕獲断面積が大きく、その中性子捕獲 γ 線のエネルギーもその合計が約 8 MeV と十分検出可能である。そのため SK で中性子捕獲事象を高効率で検出できるようになった。水素とガドリニウムの比較について表 A.1 にまとめる。

表 A.1: Gd と H の熱中性子捕獲の断面積と γ 線エネルギー [66]

	熱中性子捕獲断面積 [barns]	中性子捕獲 γ 線の総エネルギー [MeV]
^{157}Gd	255,000	7.9
^{155}Gd	61,000	8.5
H	0.3	2.2

ここで SK-Gd において逆ベータ崩壊 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) が起こると e^+ はチェレンコフ光を放出する (先発信号)。また n は Gd に捕獲され、放出される γ 線は電子とコンプトン散乱を起こしチェレンコフ光を放出する (後発信号)。この 2 つの信号の時間空間相関をとることで遅延同時計測によって SK で $\bar{\nu}_e$ 検出が可能となった。遅延同時計測の概念図として図 A.1 にまとめる。現在は質量比 0.03% の Gd がインストールされており、中性子捕獲効率は 75% となっている。SK-Gd ではこの遅延同時計測を用いて超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ を検出可能であり、2021 年 10 月 22 日より超新星前兆ニュートリノアラームが運用開始している [61]。

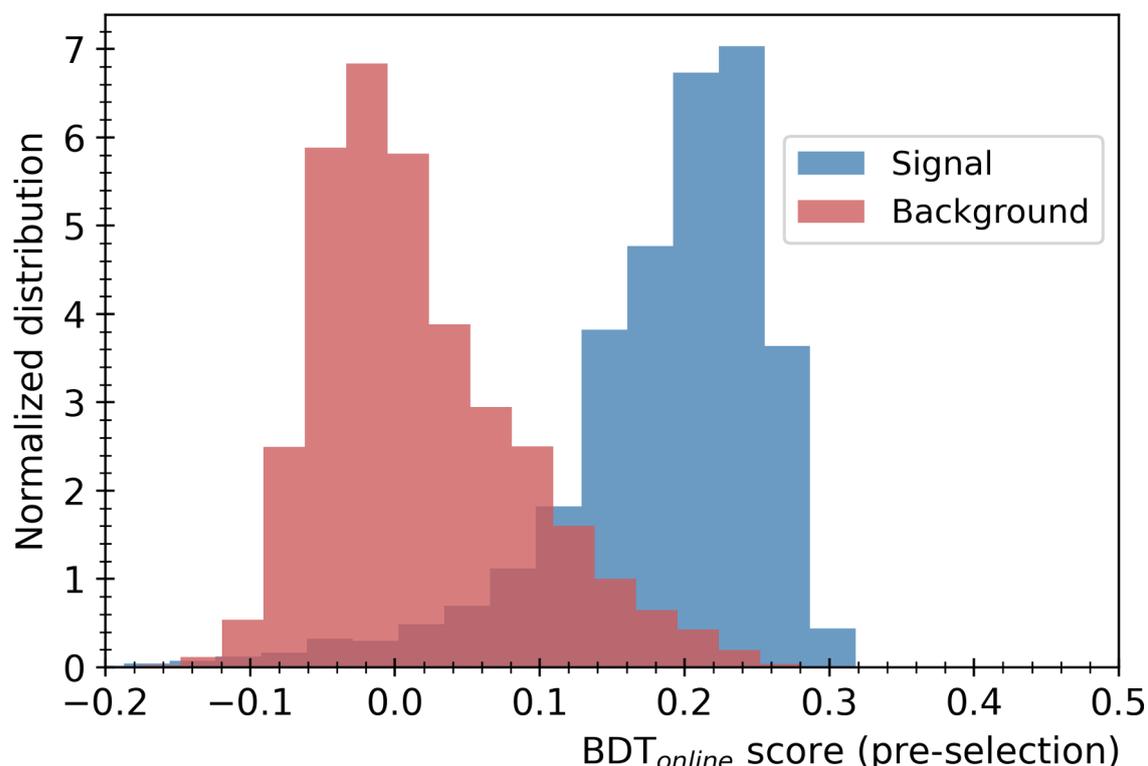


図 A.2: BDT_{Online} のスコア分布。Background(赤色) は適当な SK の事象から、Signal(青色) はシミュレーションで生成した IBD 事象からそれぞれ計算した。

A.1.2 超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ 事象選定と背景事象

SK-Gd では遅延同時計測を用いて超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ を検出できる。この事象選定のために SK では機械学習の手法の一種であるブースティング決定木法 (Boosted Decision Tree method, BDT) を用いている。

SK-Gd では 2 つの階層の BDT を用いて事象選定を行う。まず 1 段階目として BDT_{Online} を用いて事前事象選定を行う。実データから求めた偶発遅延同時計測事象 (Background) とシミュレーションで生成した IBD 事象 (Signal) の BDT_{Online} Score の分布を図 A.2 に示す。BDT_{Online} score > 0.2 であり、先発事象と後発事象の時間空間相関が $dR < 300$ cm かつ $dT < 80 \mu\text{s}$ を満たす事象は BDT_{Offline} を用いた事象選定を行う。この BDT では事象の角度分布までインプットしており、その BDT Score 分布は図 A.3 のようになる。この時 BDT_{Offline} Score が -0.1 を超える事象を遅延同時計測事象として選定する。この時、約 0.5 event/hour の偶発遅延同時計測事象が混入する。また 10^7 個の IBD 事象のシミュレーション計算を通じてエネルギーごとの検出効率を図 A.4 のように求めた。

背景事象として支配的なものは原子炉ニュートリノ (7.4 節) と偶発遅延同時計測事象 (7.3 節) である。また超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ のエネルギー範囲では地球ニュートリノ (7.1 節) も背景事象となる。

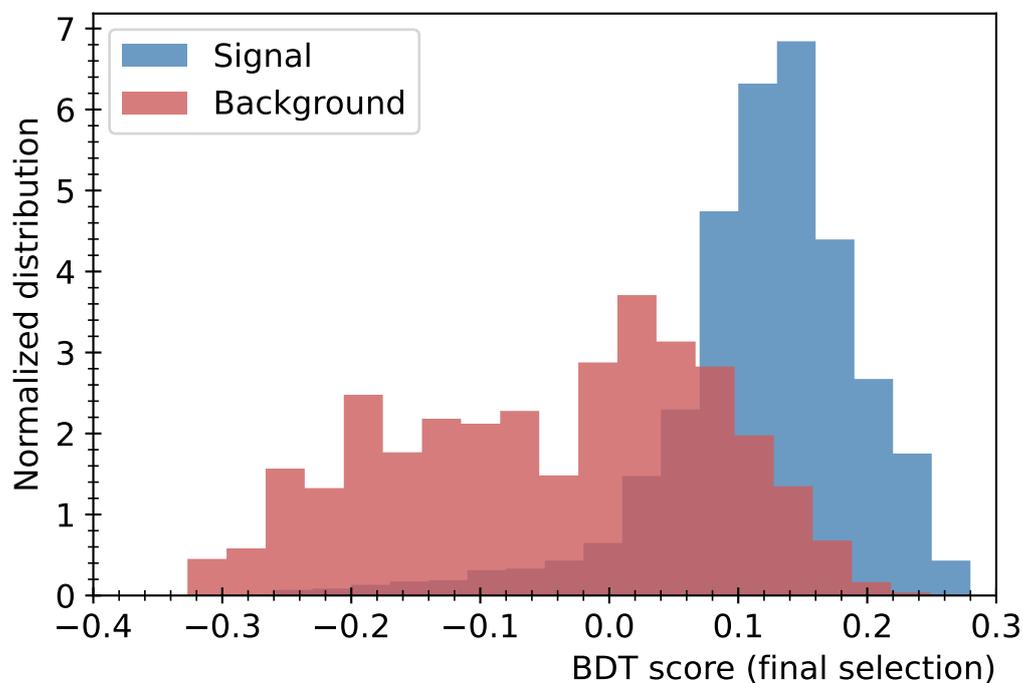


図 A.3: $BDT_{Offline}$ のスコア分布。Background(赤色) は適当な SK の事象から、Signal(青色) はシミュレーションで生成した IBD 事象からそれぞれ計算した。

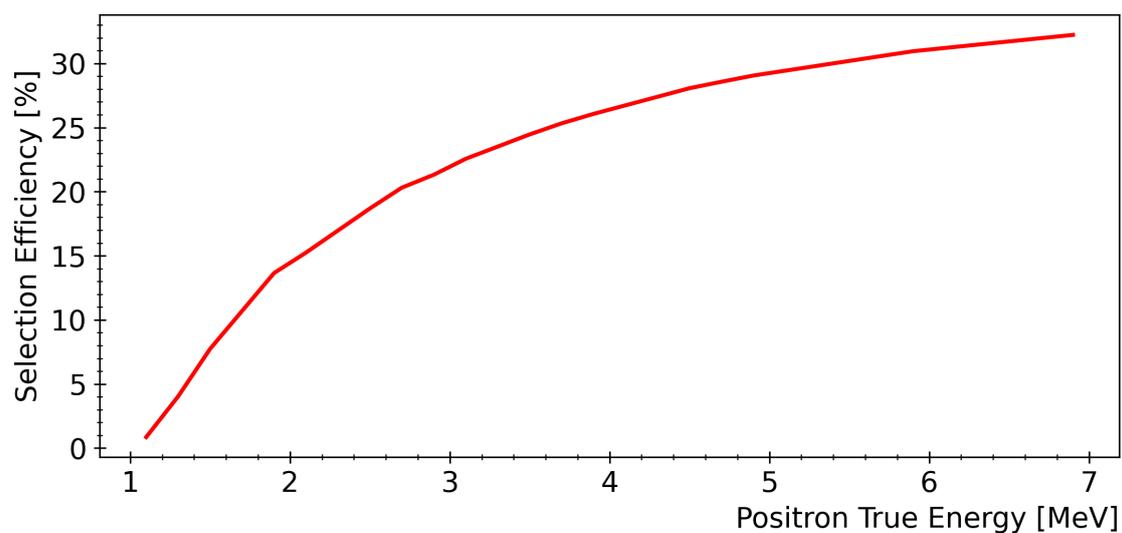


図 A.4: SK の逆ベータ崩壊事象における検出効率

また KamLAND と同じく α - n 反応も遅延同時計測の背景事象になる。ここで Gd 導入時の放射性不純物由来の α 線による $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}^*$ と $^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}^*$ 反応が主である。

A.2 Combined 超新星前兆ニュートリノアラーム

4章の冒頭でも述べたように KamLAND はエネルギー閾値が低く、極低背景事象環境であるため超新星前兆ニュートリノ事象があまり到来していない早い段階からアラーム感度を有する。一方 SK は有効体積が大きく大量の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ を検出できるため地球から遠い距離の超新星爆発までアラームを発令することができる。そのためこの二つの検出器の共同解析を行いお互いの強みを効果的に共有することでアラーム感度の向上が期待される。本節で Combined アラームの手法と感度評価を行い、次節で Online Combined 超新星前兆ニュートリノアラームシステムの現状を説明する。

A.2.1 アラーム手法

Combined アラームでは KamLAND と SK の観測事象数に基づき Significance を計算する。ここで観測事象数とは KamLAND は過去 24 時間の事象数 N_{KL} 、SK は過去 12 時間の事象数 N_{SK} である。まず KamLAND と SK で独立に次のような尤度関数を定義する。

$$\mathcal{L}_x = \text{Pois}(N_x, \lambda_x) = \frac{(\lambda_x)^{N_x} e^{-\lambda_x}}{N_x!} \quad (\text{B.1})$$

ここで $x=\text{SK, KL}$ であり、 λ_x はそれぞれの検出器で期待される事象数である。そのため超新星前兆ニュートリノ期待事象数 S_x と期待背景事象数 B_x を用いて以下のように表すことができる。

$$\lambda_x = S_x + B_x \quad (\text{B.2})$$

Combined アラームの尤度関数は以下のように KamLAND と SK の尤度関数を掛け合わせて定義する。

$$\mathcal{L}_{\text{Comb}} = \mathcal{L}_{\text{KL}} \times \mathcal{L}_{\text{SK}} \quad (\text{B.3})$$

これらの尤度関数 \mathcal{L}_x ($x = \text{KL, SK, Comb}$) について次のような尤度比を定義する。

$$\Lambda_x = -2 \log \frac{\text{Max}(\mathcal{L}_x |_{S_x=0})}{\text{Max}(\mathcal{L}_x)} \quad (\text{B.4})$$

この Λ_x をもとにアラーム感度を評価する。

アラームの閾値は False alarm rate を元に決定する。この False alarm rate は超新星前兆ニュートリノが到来していないのに背景事象の変動によってアラームが発令される頻度である。実際は背景事象レートを期待値としたポアソン時系列を生成し、上記の統計検定を施すことで計算できる。

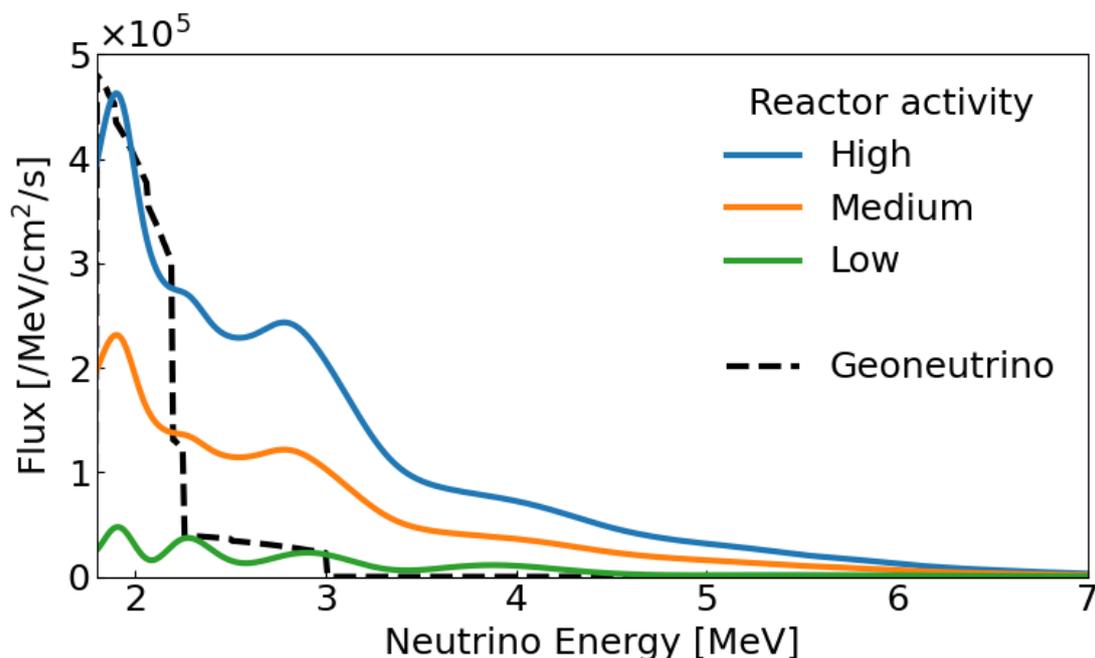


図 A.5: Low、Medium、High シナリオにおける神岡鉱山に到来する原子炉 $\bar{\nu}_e$ フラックスと地球 $\bar{\nu}_e$ のフラックス

A.2.2 アラーム感度評価

本章の解析では 3 パターンの原子炉の稼働状況に基づきアラーム感度を評価する。1 つ目の Low シナリオは 2011 年の東日本大震災後を想定した日本の原子炉が全て停止し韓国の原子炉からくるニュートリノが支配的である状況である。2 つ目の Medium シナリオは若狭湾沿いの原子炉が稼働している状況である。ここでこの状況は 2023 年末の原子炉稼働状況と近い。最後の High シナリオは Medium シナリオの倍程度原子炉ニュートリノが到来する状況である。KamLAND や SK と距離が近く現在停止している柏崎刈羽原子力発電所や志賀原子力発電所が再稼働した場合、High シナリオ程度の原子炉ニュートリノが到来すると考えられる。それぞれのシナリオについて KamLAND と SK に到来する原子炉ニュートリノと地球ニュートリノのフラックスを図 A.5 に示す。またこの時 KamLAND の 24 時間幅の期待背景事象数は Low、Medium、High シナリオでそれぞれ 0.07、0.19、0.32 event である。

KamLAND と SK の Significance の時間発展とアラームが発令可能な距離について図 A.6 と図 A.7 に示す。ここでアラーム時刻 (Warning time) とはコア崩壊から何時間前に False alarm rate が 1 以下となる基準に到達するかを表している。KamLAND は背景事象レートが小さく SK に比べて低いエネルギーの超新星前兆ニュートリノを観測できるため、より早期に Significance が増加している。一方 SK は KamLAND に比べて有効体積が大きく大量の超新星前兆 $\bar{\nu}_e$ を検出できるため、コア崩壊が近づくと Significance が急増する。また SK は KamLAND に比べて離

れた星に対して感度を持つことがわかる。

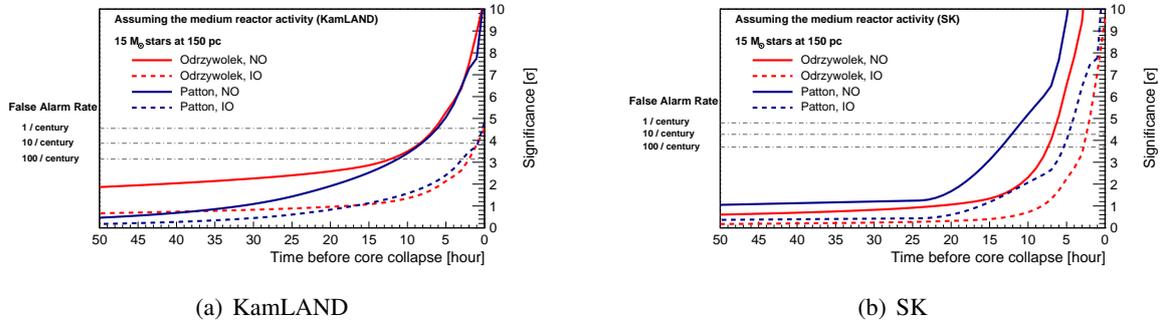


図 A.6: 地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星に対する KamLAND と SK の Significance の時間発展。Odrzywolek モデル (赤線) と Patton モデル (青線) を用いて質量順階層と逆階層ごとに計算した。ただし原子炉稼働状況は Medium シナリオを想定している。また黒色の水平な点線についてそれぞれ False alarm rate が 1、10、100 /century に対応している。

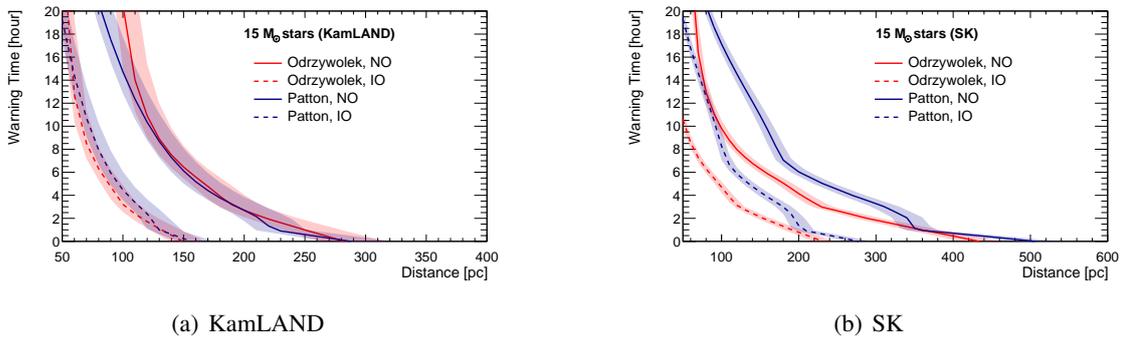


図 A.7: KamLAND と SK の $15 M_{\odot}$ の星に対するアラーム時刻と距離の関係。Odrzywolek モデル (赤線) と Patton モデル (青線) を用いて質量順階層と逆階層ごとに計算した。原子炉稼働状況について線は medium シナリオ、編みかけの上限が Low シナリオ、下限が High シナリオを想定している。

Combined アラームの Significance の時間発展とアラーム発令可能距離を図 A.8 と図 A.9 に示す。この図より KamLAND と SK 双方の利点が表れていることがわかる。また図 A.9 より Combined アラームは KamLAND や SK よりも遠い 510 pc 遠くの星に対してもアラームを発令可能である。

表 A.2 に KamLAND と SK、Combined アラームの各原子炉稼働シナリオにおけるアラーム時刻の一覧を示す。このことから Combined アラームは個別の検出器に比べて早期にアラーム発令可能であることがわかる。また Medium シナリオであれば少なくとも 2.2 時間前にアラーム発令可能である。

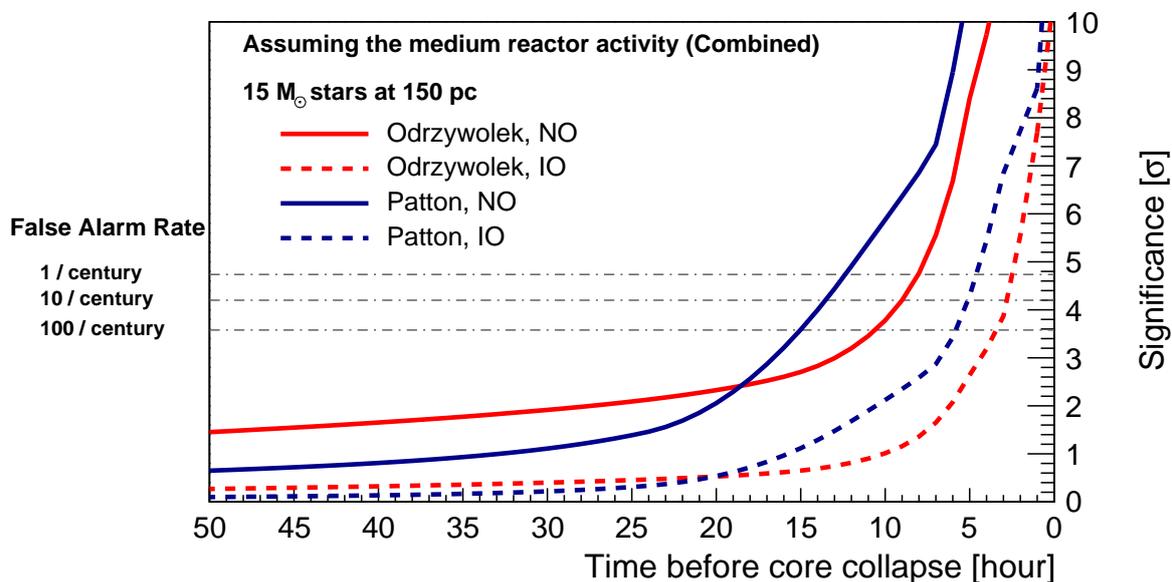


図 A.8: 地球から 150 pc 離れた $15 M_{\odot}$ の星に対する Combined アラームの Significance の時間発展。Odrzywolek モデル (赤線) と Patton モデル (青線) を用いて質量順階層と逆階層ごとに計算した。ただし原子炉稼働状況は Medium シナリオを想定している。また黒色の水平な点線についてそれぞれ False alarm rate が 1、10、100 /century に対応している。

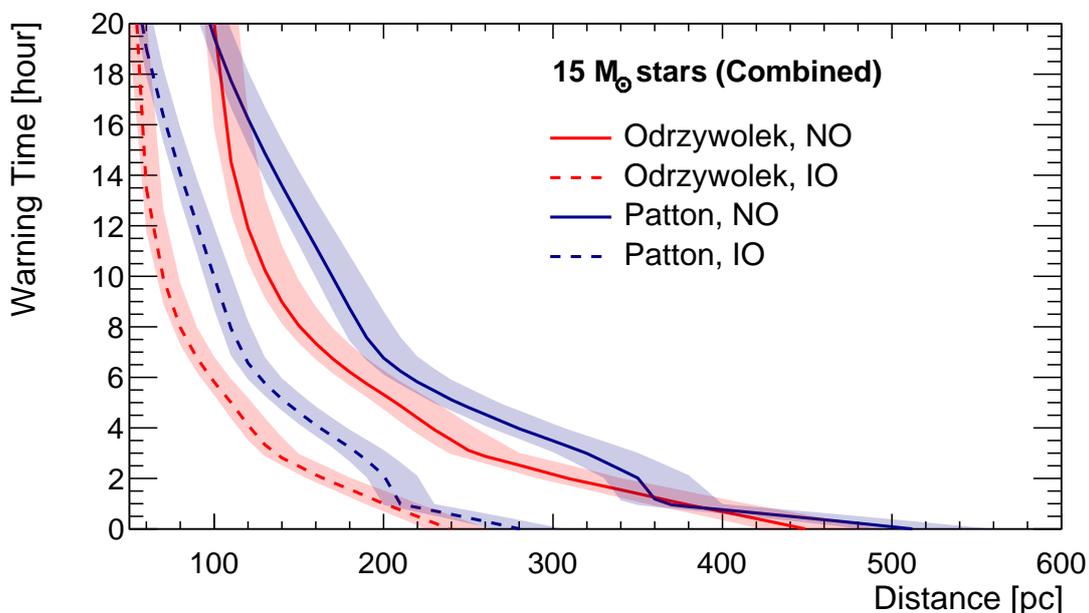


図 A.9: Combined アラームにおける $15 M_{\odot}$ の星に対するアラーム時刻と距離の関係。Odrzywolek モデル (赤線) と Patton モデル (青線) を用いて質量順階層と逆階層ごとに計算した。原子炉稼働状況について線は Medium シナリオ、編みかけの上限が Low シナリオ、下限が High シナリオを想定している。

表 A.2: KamLAND と SK、Combined アラームの各モデルにおけるアラーム時刻 [hour]

検出器	超新星前兆ニュートリノモデル		アラーム時刻 [hour]		
			Low	Medium	High
KamLAND	Odrzywolek	NO	8.3	6.5	5.5
		IO	0.9	N/A	N/A
	Patton	NO	8.1	6.1	5.0
		IO	0.8	0.2	N/A
SK	Odrzywolek	NO	6.7	6.3	5.9
		IO	2.4	2.1	1.9
	Patton	NO	12.0	10.9	9.8
		IO	4.7	4.3	3.9
Combined	Odrzywolek	NO	9.8	8.0	7.3
		IO	3.0	2.5	2.2
	Patton	NO	14.2	12.4	11.2
		IO	5.4	4.6	4.2

A.3 Online Combined アラームシステム

2023 年 5 月から KamLAND がデータ取得停止する 2024 年 8 月まで Online Combined アラームシステムが動いていた。このアラームシステムの結果は公開されており、アラームを迅速に通知できるよう設計されている。

アラーム全体のシステムフローを図 A.10 に示す。Combined アラームシステムでは A.2.1 節の手法のもと Significance を計算する。Significance の計算は KamLAND と SK 両方のサーバーで 5 分ごとに行われている。これによりどちらかのサーバーが停止した場合でも、もう一方が結果を出力することでアラームを継続的に運用可能である。ここでそれぞれのサーバーで計算した結果やその作成時刻に異常がないか随時チェックしている。

Significance の導出は KamLAND と SK の観測事象数と背景事象数に基づく。この KamLAND の観測事象数と背景事象数はそれぞれ過去 24 時間と 90 日間の 5 章の条件で選定した事象数である。一方 SK の観測事象数は過去 12 時間、背景事象数は過去 30 日間の A.1.2 節で選定した事象数から導出できる。

検出器の状態はステータスコードとして管理している。ステータスコードは KamLAND と SK それぞれで決められており、異常がない場合 Normal である。しかし検出器がキャリブレーションやデータ取得の一時停止をした時、ステータスコードは Abnormal となる。したがって KamLAND と SK のステータスコードが Normal であり、データが最新であればアラームの結果が公開される。

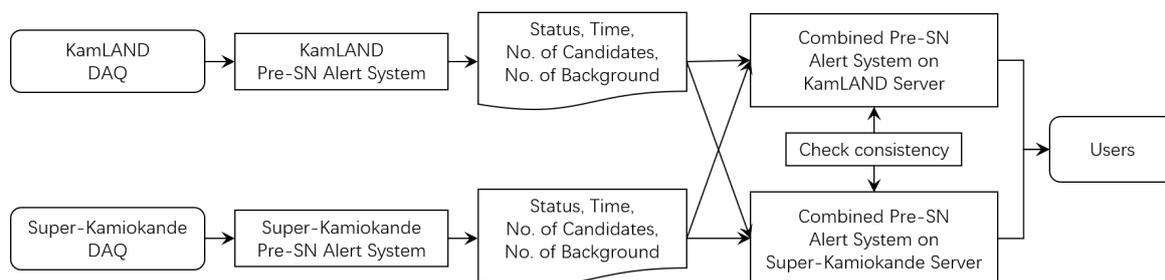


図 A.10: Combined アラームのシステムフロー

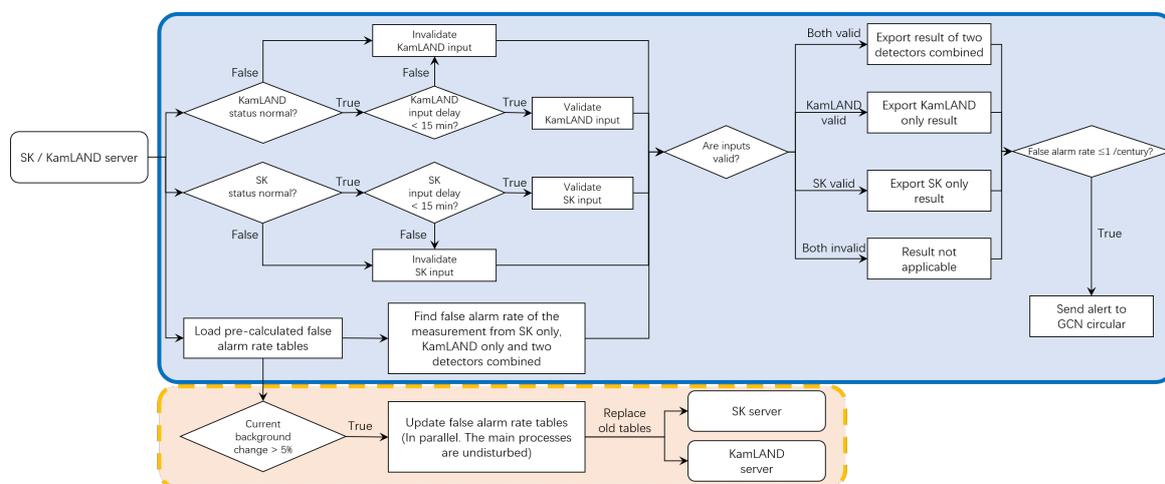


図 A.11: Combined アラームシステムのワークフロー。青色の実線の枠は KamLAND と SK の両サーバーで実行されている Combined アラームの主要なプロセスである。オレンジ色の破線の枠の False alarm rate を更新するプロセスは SK のみで動かされている。

Combined アラームのワークフローを図 A.11 に示す。これまで説明した主要なプロセスについては KamLAND と SK の両サーバーで行われている (図 A.11 青色枠)。しかし背景事象数が前の更新と比べて 5% 以上変化した場合に限り SK のサーバーで A.2.1 節で説明した False alarm rate の計算を行う (図 A.11 オレンジ色枠)。もし False alarm rate が 1 /century より小さいレベルに到達した場合 Gamma-ray Coordinates Network (GCN,[67]) に自動的にアラームが発令される。

Combined アラームの公式ウェブサイトは [68] である。

謝辞

本研究および本論文の執筆に際し、多くの方々から多大なるご指導とご支援を賜りました。ここに深く感謝申し上げます。

指導教員の石徹白晃治准教授には、学部4年次よりニュートリノ天文学という魅力的な研究テーマを与えていただき、長期にわたるご指導と助言を賜りました。研究活動を継続し、成果を得ることができたのは、ひとえに先生のご支援のおかげです。また、多くの国内外の学会・研究会で発表の機会をいただき、心より感謝申し上げます。

ニュートリノ科学研究センターのセンター長である井上邦雄教授には発表の際に多くのご指導をいただきありがとうございました。KamLAND 実験という素晴らしい大規模実験に参加させていただき、様々な知見を得ることができました。この場をお借りして感謝申し上げます。

川田七海特任助教には本研究で用いた期待背景事象のデータをいただきました。また毎週のミーティングで様々な観点からアドバイスをいただき、より洗練した研究を行うことができました。心より感謝申し上げます。

東京大学宇宙線研究所の池田一得助教には隔週のミーティングや Combined アラームシステムの論文執筆でお世話になりました。本研究の KamLAND の解析についても興味を持っていただき、的確なご指導とご助言をいただきました。深く感謝申し上げます。

グラスゴー大学の Lucas Nascimento Machado 氏と京都大学の Zhuojun Hu 氏には Super-Kamiokande や Combined アラームのデータやツールの管理に関して多大なるご協力をいただきました。こちらからの質問に対し、常に丁寧かつ親切にご対応いただき、心より感謝申し上げます。

先輩の皆様には研究の議論などを通じ、数多くの貴重なご指導と学びの機会をいただきました。特に永塚穂里氏や橘昂我氏、中村稜氏をはじめアストログループの方々には自分の研究や解析について様々なご指導をいただき大変お世話になりました。

本研究は、修士課程2年次から東北大学宇宙創成国際共同大学院プログラム (GP-PU) に所属し、その支援を受けて進められました。GP-PU からの経済的支援に深く感謝申し上げます。

その他にも教員や技術職員の皆様、同期や後輩の皆様のおかげで本研究を行うことができました。最後にこれまで研究生活を陰ながら支えてくださった家族に対し感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars”, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015–1071 (2002) , DOI: [10.1103/RevModPhys.74.1015](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.1015).
- [2] C. Kato, K. Ishidoshiro, and T. Yoshida, “Theoretical Prediction of Presupernova Neutrinos and Their Detection”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **70**, 121-145 (2020) , DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-040620-021320>.
- [3] M. Joyce, S.-C. Leung, L. Molnár, M. Ireland, C. Kobayashi, and K. Nomoto, “Standing on the Shoulders of Giants: New Mass and Distance Estimates for Betelgeuse through Combined Evolutionary, Asteroseismic, and Hydrodynamic Simulations with MESA”, *The Astrophysical Journal* **902**, 63 (2020) , DOI: [10.3847/1538-4357/abb8db](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abb8db).
- [4] K. Asakura, A. Gando, Y. Gando et al., “KamLAND SENSITIVITY TO NEUTRINOS FROM PRE-SUPERNOVA STARS”, *The Astrophysical Journal* **818**, 91 (2016) , DOI: [10.3847/0004-637X/818/1/91](https://doi.org/10.3847/0004-637X/818/1/91).
- [5] W. Pauli, *Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)* (1930) .
- [6] F. Reines and C. L. Cowan, “The neutrino”, *Nature* **178**, 446–449 (1956) , DOI: [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0).
- [7] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36–44 (1962) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36).
- [8] K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos et al., “Observation of tau neutrino interactions”, *Physics Letters B* **504**, 218-224 (2001) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [9] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen et al., “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301).
- [10] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al., “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567 (1998) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [11] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”, *Il Nuovo Cimento (1924-1942)* **14**, 171-184 (1937) , DOI: [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [12] R. Davis, “A review of the homestake solar neutrino experiment”, *Progress in Particle and*

- Nuclear Physics* **32**, 13-32 (1994) , DOI: [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(94\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0146-6410(94)90004-3).
- [13] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”, *Progress of Theoretical Physics* **28**, 870-880 (1962) , DOI: [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [14] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter”, *Phys. Rev. D* **17**, 2369–2374 (1978) , DOI: [10.1103/PhysRevD.17.2369](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.2369).
- [15] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos”, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913–917 (1985) .
- [16] A. S. Dighe and A. Y. Smirnov, “Identifying the neutrino mass spectrum from a supernova neutrino burst”, *Phys. Rev. D* **62**, 033007 (2000) , DOI: [10.1103/PhysRevD.62.033007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.033007).
- [17] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, I. Martinez-Soler, J. P. Pinheiro, and T. Schwetz, “NuFit-6.0: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations”, *Journal of High Energy Physics* **2024**, 216 (2024) , DOI: [10.1007/JHEP12\(2024\)216](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2024)216).
- [18] M. Aker, D. Batzler, A. Beglarian et al., “Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data”, (2024) , URL: <https://arxiv.org/abs/2406.13516>.
- [19] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y. et al., “Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters”, *AA* **641**, A6 (2020) , DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910).
- [20] A. Geiser, “Pseudo-Dirac neutrinos as a potential complete solution to the neutrino oscillation puzzle”, *Physics Letters B* **444**, 358-366 (1998) , DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)01419-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01419-1).
- [21] S. Abe, T. Araki, K. Chiba et al., “Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset”, (2024a) , URL: <https://arxiv.org/abs/2406.11438>.
- [22] A. Odrzywolek and A. Heger, “NEUTRINO SIGNATURES OF DYING MASSIVE STARS: FROM MAIN SEQUENCE TO THE NEUTRON STAR”, *Acta Phys. Polon. B* **41**, 1611-1628.
- [23] 山田章一, “超新星”, 日本評論社 (2016) .
- [24] C. Kato, H. Nagakura, S. Furusawa, K. Takahashi, H. Umeda, T. Yoshida, K. Ishidoshiro, and S. Yamada, “Neutrino Emissions in All Flavors up to the Pre-bounce of Massive Stars and the Possibility of Their Detections”, **848**, 48 (2017) , DOI: [10.3847/1538-4357/aa8b72](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8b72).
- [25] A. Odrzywolek, M. Miasazek, and M. Kutschera, “Detection possibility of the pair-annihilation neutrinos from the neutrino-cooled pre-supernova star”, *Astroparticle Physics* **21**, 303-313 (2004) , DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.02.002>.
- [26] N. Itoh, H. Hayashi, A. Nishikawa, and Y. Kohyama, “Neutrino Energy Loss in Stellar Interiors. VII. Pair, Photo-, Plasma, Bremsstrahlung, and Recombination Neutrino Processes”, **102**, 411 (1996) , DOI: [10.1086/192264](https://doi.org/10.1086/192264).
- [27] K. M. Patton, C. Lunardini, R. J. Farmer, and F. X. Timmes, “Neutrinos from Beta Processes in a Presupernova: Probing the Isotopic Evolution of a Massive Star”, *The Astrophysical*

- Journal* **851**, 6 (2017), DOI: [10.3847/1538-4357/aa95c4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa95c4).
- [28] B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes, “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)”, **192**, 3 (2011), DOI: [10.1088/0067-0049/192/1/3](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/1/3).
- [29] B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras et al., “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars”, **208**, 4 (2013), DOI: [10.1088/0067-0049/208/1/4](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/1/4).
- [30] B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab et al., “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions”, **220**, 15 (2015), DOI: [10.1088/0067-0049/220/1/15](https://doi.org/10.1088/0067-0049/220/1/15).
- [31] K. Nakazato, K. Sumiyoshi, H. Suzuki, T. Totani, H. Umeda, and S. Yamada, “SUPERNOVA NEUTRINO LIGHT CURVES AND SPECTRA FOR VARIOUS PROGENITOR STARS: FROM CORE COLLAPSE TO PROTO-NEUTRON STAR COOLING”, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **205**, 2 (2013), DOI: [10.1088/0067-0049/205/1/2](https://doi.org/10.1088/0067-0049/205/1/2).
- [32] K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba et al., “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490–1493 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1490](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1490).
- [33] R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton et al., “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494–1496 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1494).
- [34] E. Alexeyev, L. Alexeyeva, I. Krivosheina, and V. Volchenko, “Detection of the neutrino signal from SN 1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope”, *Phys. Lett. B* **205**, 209–214 (1988), DOI: [10.1016/0370-2693\(88\)91651-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91651-6).
- [35] M. Mori, K. Abe, Y. Hayato et al., “Searching for Supernova Bursts in Super-Kamiokande IV”, *The Astrophysical Journal* **938**, 35 (2022), DOI: [10.3847/1538-4357/ac8f41](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8f41).
- [36] 永塚穂里, “[KamLAND](#) における超新星ニュートリノの探索”, 修士論文, 東北大学 (2023) .
- [37] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “Search for Supernova Neutrinos and Constraint on the Galactic Star Formation Rate with the KamLAND Data”, *The Astrophysical Journal* **934**, 85 (2022), DOI: [10.3847/1538-4357/ac7a3f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7a3f).
- [38] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al., “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016), DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102).
- [39] K. Nakamura, S. Horiuchi, M. Tanaka, K. Hayama, T. Takiwaki, and K. Kotake, “Multimes-senger signals of long-term core-collapse supernova simulations: synergetic observation strategies”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **461**, 3296–3313 (2016), DOI: [10.1093/mnras/stw1453](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1453).
- [40] J. R. North, P. G. Tuthill, W. J. Tango, and J. Davis, “2 Velorum: orbital solution and fundamental parameter determination with SUSI”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **377**, 415–424 (2007), DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11608.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11608.x).

- [41] van Leeuwen, F., “Validation of the new Hipparcos reduction”, *AA* **474**, 653-664 (2007), DOI: [10.1051/0004-6361:20078357](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078357).
- [42] M. Mukhopadhyay, C. Lunardini, F. X. Timmes, and K. Zuber, “Presupernova Neutrinos: Directional Sensitivity and Prospects for Progenitor Identification”, *The Astrophysical Journal* **899**, 153 (2020), DOI: [10.3847/1538-4357/ab99a6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab99a6).
- [43] M. D. Kistler, W. C. Haxton, and H. Yüksel, “TOMOGRAPHY OF MASSIVE STARS FROM CORE COLLAPSE TO SUPERNOVA SHOCK BREAKOUT”, *The Astrophysical Journal* **778**, 81 (2013), DOI: [10.1088/0004-637X/778/1/81](https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/81).
- [44] 小原脩平, “A Search for Supernova Relic Neutrinos with KamLAND during Reactor-Off Period”, 博士論文, 東北大学 (2018).
- [45] 尾崎秀義, “カムランド外水槽チェレンコフ検出器の刷新と性能向上”, 修士論文, 東北大学 (2017).
- [46] T. K.-Z. collaboration, Y. Gando, A. Gando et al., “The nylon balloon for xenon loaded liquid scintillator in KamLAND-Zen 800 neutrinoless double-beta decay search experiment”, *Journal of Instrumentation* **16**, P08023 (2021), DOI: [10.1088/1748-0221/16/08/P08023](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/08/P08023).
- [47] 榎本三四郎, “Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2005).
- [48] 竹本康浩, “CNO サイクル太陽ニュートリノ観測のためのデッドタイムフリー電子回路の開発”, 修士論文, 東北大学 (2009).
- [49] 川田七海, “Spectroscopic measurement of geoneutrinos from uranium and thorium with KamLAND”, (2022).
- [50] 尾崎秀義, “High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of ^{136}Xe ”, 博士論文, 東北大学 (2020).
- [51] 渡辺寛子, “Comprehensive Study of Anti-neutrino Signals at KamLAND”, (2012).
- [52] S. Obara, Y. Gando, and K. Ishidoshiro, “Scintillation balloon for neutrinoless double-beta decay search with liquid scintillator detectors”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2019**, 073H01 (2019), DOI: [10.1093/ptep/ptz064](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz064).
- [53] A. Strumia and F. Vissani, “Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section”, *Physics Letters B* **564**, 42-54 (2003), DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00616-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00616-6).
- [54] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al., “Geant4—a simulation toolkit”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506**, 250-303 (2003), DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [55] 市村晃一, “Precise measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND”, (2008).
- [56] P. Huber, “Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors”, **84**, 024617 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevC.84.024617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617).
- [57] T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot et al., “Improved predictions of reactor antineutrino

- spectra”, **83**, 054615 (2011) , DOI: [10.1103/PhysRevC.83.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615).
- [58] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, “Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II”, **24**, 1543-1553 (1981) , DOI: [10.1103/PhysRevC.24.1543](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.24.1543).
- [59] K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno et al., “First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance”, **90**, 021802 (2003) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.021802).
- [60] A. Sheshukov, A. Vishneva, and A. Habig, “Combined detection of supernova neutrino signals”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2021**, 053 (2021) , DOI: [10.1088/1475-7516/2021/12/053](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/12/053).
- [61] L. N. Machado, K. Abe, Y. Hayato et al., “Pre-supernova Alert System for Super-Kamiokande”, *The Astrophysical Journal* **935**, 40 (2022) , DOI: [10.3847/1538-4357/ac7f9c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7f9c).
- [62] K. Abe et al., “Hyper-Kamiokande Design Report”, (2018) .
- [63] G. Guo, Y.-Z. Qian, and A. Heger, “Presupernova neutrino signals as potential probes of neutrino mass hierarchy”, *Physics Letters B* **796**, 126-130 (2019) , DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.07.030>.
- [64] N. Raj, V. Takhistov, and S. J. Witte, “Presupernova neutrinos in large dark matter direct detection experiments”, *Phys. Rev. D* **101**, 043008 (2020) , DOI: [10.1103/PhysRevD.101.043008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.043008).
- [65] S. Abe, M. Eizuka, S. Futagi et al., “Combined Pre-supernova Alert System with KamLAND and Super-Kamiokande”, *The Astrophysical Journal* **973**, 140 (2024b) , DOI: [10.3847/1538-4357/ad5fee](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad5fee).
- [66] L. Marti, M. Ikeda, Y. Kato et al., “Evaluation of gadolinium’s action on water Cherenkov detector systems with EGADS”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **959**, 163549 (2020) , DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163549>.
- [67] “GCN Alerts”, <https://gcn.nasa.gov>.
- [68] “Combined pre-supernova alarm system”, <https://www.lowbg.org/presnalarm/>.