

修士論文

KamLAND における超新星ニュートリノの探索

Search for supernova neutrinos with the KamLAND data

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

永塚 穂里

令和四年

概要

1987年2月23日に大マゼラン星雲で発生した超新星爆発 SN1987A からのニュートリノが Kamiokande、IMB、Baksan 検出機で観測され、これが超新星ニュートリノの世界初の観測となった。ニュートリノは電荷を持たないレプトンであり、さらに相互作用断面積が非常に小さいことから高い透過性があるため、超新星内部の情報を外部に持ち出す。この性質から、ニュートリノによる SN1987A の観測によってニュートリノ放出の持続時間やニュートリノが持ち出すエネルギーが理論と合致することが確認され、超新星爆発についての理解が大きく進んだ。しかし超新星内部の構造や爆発を引き起こすための詳細なメカニズムについては更なる理解が必要である。SN1987A 以来の超新星ニュートリノの観測は重要であり、世界中のニュートリノ検出器で探索が行われている。

本研究では大型液体シンチレータ検出器 KamLAND でのおよそ 18 年に渡る観測データを解析することで、超新星ニュートリノ事象の探索を行った。ニュートリノ観測には逆ベータ崩壊反応と ^{12}C の中性カレント反応を用いた。超新星爆発が起これば、ニュートリノが 10 秒程度の持続時間で放出されると考えられている。そのため KamLAND での超新星ニュートリノ事象選定条件として 2 イベント間の時間差が 10 秒以内という条件を課した。そして、逆ベータ崩壊を用いた探索結果から銀河系内の超新星爆発の頻度に対し 90% 信頼度の上限値として 0.15 yr^{-1} という結果を得た。また、理論計算により逆ベータ崩壊反応と中性カレント反応の両方を用いた場合の超新星ニュートリノに対する KamLAND の観測可能距離を算出し、重力崩壊型超新星爆発については 41–59 kpc、爆発に失敗しブラックホールになる場合には 64–79 kpc であることがわかった。これより、現行の液体シンチレータ検出器では KamLAND が最も遠くからの超新星ニュートリノを観測可能であることを明らかにした。さらに、この結果からニュートリノ観測の観点からは初めて銀河系内での星形成率にも制限を与え、90% 信頼度の上限値として $17.5\text{--}22.7 M_{\odot}\text{ yr}^{-1}$ を得た。加えて、本研究によって確立された KamLAND における中性カレント反応の解析手法を突発天体事象との相関解析に適用することで、反電子ニュートリノと全フレーバーで平均したニュートリノの fluence に上限値も与えた。以上より、これらの研究結果は KamLAND における超新星ニュートリノ事象の解析手法を確立し距離感度を評価することに成功したうえ、先行研究にはなかった手法でパラメータへの制限を与えることでニュートリノ天文学の新たな議論の先駆けとなる。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ	4
2.2	ニュートリノ振動	5
2.2.1	真空中での振動	6
2.2.2	物質効果 (MSW 効果)	8
2.3	ニュートリノ振動観測実験	10
2.3.1	太陽ニュートリノ実験	10
2.3.2	大気ニュートリノ実験	11
2.3.3	加速器ニュートリノ実験	13
2.3.4	原子炉ニュートリノ実験	13
2.3.5	振動パラメータの測定結果のまとめ	15
2.4	マヨラナ質量とシーソー機構	16
2.5	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験	17
第 3 章	超新星とニュートリノ	21
3.1	恒星の進化と超新星爆発	22
3.2	超新星の分類	24
3.3	超新星ニュートリノ	24
3.3.1	超新星前兆ニュートリノ	25
3.3.2	超新星ニュートリノ	26
3.3.3	超新星残存ニュートリノ	28
3.4	超新星内部での物質効果	29
3.5	超新星ニュートリノ探索実験	33
3.5.1	Super-Kamiokande (SK)	33
3.5.2	Large Volume Detector (LVD)	34
3.5.3	Baksan	34
3.5.4	Sudbury Neutrino Observatory (SNO)	34

3.5.5	MiniBooNE	35
3.5.6	Irvine Michigan Brookhaven detector (IMB)	37
3.5.7	超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ	37
第4章	KamLAND 実験	39
4.1	KamLAND 検出器	39
4.2	検出器の構成	39
4.2.1	内部検出機 (Inner Detector, ID)	40
4.2.2	外部検出機 (Outer Detector, OD)	42
4.2.3	光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)	42
4.3	データ収集システム	44
4.3.1	KamDAQ	45
4.3.2	MogDAQ	46
4.4	KamLS の純化	49
4.5	OD 改修工事	49
4.6	KamLAND-Zen 実験	52
4.7	事象再構成	53
4.7.1	波形解析	53
4.7.2	時間電荷較正	54
4.7.3	バッドチャンネルの選定	57
4.7.4	ダークチャージの見積り	59
4.7.5	宇宙線ミュオン軌跡再構成	59
4.7.6	事象位置再構成	62
4.7.7	エネルギー再構成	63
第5章	逆ベータ崩壊反応によるニュートリノ事象の選定条件	67
5.1	逆ベータ崩壊反応	67
5.2	データ期間と Run 選定	69
5.3	非物理事象カット	70
5.3.1	ノイズ事象	70
5.3.2	フラッシャー事象	70
5.3.3	リングング事象	71
5.4	原子核破砕事象カット	71
5.5	遅延同時計測における逆ベータ崩壊反応の選定	73
5.5.1	エネルギー選定条件	73
5.5.2	体積選定条件	74
5.5.3	空間相関	76
5.5.4	時間相関	76

5.5.5	複数先発事象、後発事象カット	76
5.6	Likelihood Selection	77
5.6.1	Likelihood selection のデータ期間	77
5.6.2	確率密度関数	78
5.6.3	Likelihood ratio の定義	79
5.7	Likelihood selection 適用後の検出効率	80
5.8	逆ベータ崩壊反応候補事象	80
第 6 章	ν-^{12}C NC 反応によるニュートリノ事象の選定条件	85
6.1	ν - ^{12}C NC 反応	85
6.2	データ期間と Run 選定	86
6.3	非物理事象カット	87
6.4	原子核破碎事象カット	89
6.4.1	短寿命核種の崩壊事象カット	89
6.4.2	中性子タグ (FBE)	90
6.4.3	中性子タグ (MoGURA)	92
6.4.4	Shower タグ	94
6.5	解析の方針	99
6.6	エネルギースケールの評価	99
6.6.1	信号のシミュレーション	99
6.6.2	観測データとシミュレーションのスケールの比較	100
6.6.3	消光効果によるエネルギースケールへの影響の評価	103
6.6.4	エネルギースケールの不定性のまとめ	105
6.7	単発事象を用いた ν - ^{12}C NC 反応の選定	106
6.7.1	エネルギー選定条件	106
6.7.2	体積選定条件	107
6.7.3	遅延同時計測事象カット	107
6.8	単発事象の検出効率	108
6.9	ν - ^{12}C NC 反応候補事象	108
第 7 章	反応事象数の見積り	111
7.1	遅延同時計測における事象要素	111
7.1.1	原子炉ニュートリノ	111
7.1.2	地球ニュートリノ	117
7.1.3	(α, n) 反応	119
7.1.4	原子核破碎 ^8He 、 ^9Li	124
7.1.5	大気ニュートリノ	128
7.1.6	高速中性子	128

7.1.7	偶発同時計測	130
7.1.8	遅延同時計測における事象要素のまとめ	132
7.2	単発事象における事象要素	133
7.2.1	太陽ニュートリノ	133
7.2.2	原子核破碎生成物	138
7.2.3	大気ニュートリノ	140
7.2.4	高速中性子	140
7.2.5	単発事象における事象要素のまとめ	142
第 8 章	超新星ニュートリノ事象の探索結果	145
8.1	事象選定条件	145
8.2	逆ベータ崩壊反応を用いた超新星ニュートリノ事象探索	145
8.2.1	背景事象と探索結果	146
8.2.2	観測可能距離と超新星爆発頻度への制限	148
8.3	ν - ^{12}C NC 反応を用いた超新星ニュートリノ事象探索	154
8.3.1	探索結果	154
8.3.2	観測可能距離と超新星爆発頻度への制限	156
8.4	二つの反応を統合した超新星ニュートリノ事象探索	159
8.4.1	探索結果	159
8.4.2	観測可能距離と超新星爆発頻度への制限	160
8.5	超新星ニュートリノ事象探索結果のまとめ	161
第 9 章	議論	165
9.1	星形成率への制限	165
9.2	突発天体事象に対する解析手法の適用	169
第 10 章	結論	173
	謝辞	175

目次

2.1	ニュートリノの質量階層構造	4
2.2	標準模型を構成する素粒子	5
2.3	CC 反応と NC 反応のファインマンダイアグラム	8
2.4	SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス	11
2.5	Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布	12
2.6	T2K が観測した電子ニュートリノの出現	14
2.7	KamLAND が観測した原子炉ニュートリノの振動	14
2.8	$2\nu 2\beta$ と $0\nu 2\beta$ のダイアグラム	18
2.9	KamLAND-Zen800 で得られたマヨラナ有効質量への制限	19
3.1	KamiokaNDE と IMB で観測された SN1987A からのニュートリノ信号	21
3.2	恒星の質量と進化	23
3.3	超新星の分類	25
3.4	超新星爆発前後に期待される $\bar{\nu}_e$ の光度	26
3.5	超新星ニュートリノの光度、平均エネルギーの時間変化と放出される $\bar{\nu}_e$ 数のエネルギー分布	28
3.6	モデルに依存しない $\bar{\nu}_e$ のフラックスへの制限	29
3.7	超新星内部でのニュートリノのエネルギー固有値と電子数密度の関係	31
3.8	Super-Kamiokande における超新星ニュートリノの観測確率	33
3.9	LVD における超新星ニュートリノの観測確率	35
3.10	SNO における超新星ニュートリノの観測確率	36
3.11	MiniBooNE における超新星ニュートリノの観測確率	36
4.1	KamLAND 検出器とその周辺の様子	40
4.2	KamLAND 検出器の概略図	41
4.3	17-inch PMT と 20-inch PMT の概略図	43
4.4	R3600-06MOD の概略図	44
4.5	KamLAND の DAQ の概要	45
4.6	KamFEE の略図	46
4.7	ミューオン事象後のオーバーシュートとアフターパルス	47

4.8	MoGURA ボードの写真 (左) と概略図 (右)	48
4.9	第一純化装置の概略図	50
4.10	第二純化装置の概略図	50
4.11	OD 改修工事における変更点	51
4.12	KamLAND-Zen 800 実験におけるミニバルーンの概略図	53
4.13	典型的な 1 p.e. の信号波形とクロックパルス波形	54
4.14	レーザーキャリブレーションの概略図	55
4.15	典型的な 17-inch PMT と 20-inch PMT の時間応答の電荷依存	56
4.16	典型的な 17-inch PMT と 20-inch PMT の 1 p.e. 分布	58
4.17	17-inch PMT のヒットタイミング分布	59
4.18	17-inch PMT で観測されたミュオン事象の電荷量分布	61
4.19	ミュオン軌跡再構成の概念図	62
4.20	^{60}Co 線源を用いた影効果の補正	64
4.21	減衰長の推定の概略図	65
5.1	逆ベータ崩壊反応による反電子ニュートリノの検出	68
5.2	逆ベータ崩壊反応の反応断面積	69
5.3	ノイズ事象の選定条件	71
5.4	フラッシャー事象の選定条件	72
5.5	ミュオン事象からの時間差とリングング事象	72
5.6	ミニバルーン領域のカットの概略図	75
5.7	ミュオン事象とそれに付随する中性子捕獲事象の時間差	77
5.8	Likelihood selection の過程	81
5.9	各先発事象のエネルギーに対する \mathcal{L}_{cut} の閾値	82
5.10	Likelihood selection 導入後の遅延同時計測事象の検出効率	82
5.11	逆ベータ崩壊反応候補事象のエネルギー分布	83
5.12	逆ベータ崩壊反応候補事象の時間空間相関	83
5.13	逆ベータ崩壊候補事象の空間分布	84
6.1	ν - ^{12}C NC 反応	86
6.2	ν - ^{12}C NC 反応の断面積	87
6.3	χ^2_{TQ} の分布	88
6.4	E_{vis} と VertexBadness の分布	88
6.5	FBE による中性子捕獲事象のミュオン事象からの時間差	91
6.6	不安定同位体の崩壊事象と FBE による中性子捕獲事象の距離相関	92
6.7	MoGURA のヒット時間分布	93
6.8	MoGURA による中性子捕獲事象のミュオン事象からの時間差	94
6.9	不安定同位体の崩壊事象と MoGURA による中性子捕獲事象の距離相関	94

6.10	宇宙線ミューオンによる原子核破碎事象とエネルギー損失の概念図	95
6.11	$\mathcal{L}_{w/dT}(dE/dx, dL)$ の作成過程	96
6.12	dT についての尤度関数 $\mathcal{L}(dT)$	97
6.13	$\mathcal{L}_{w/dT}$ のカット閾値の最適化	98
6.14	^{12}C のエネルギー準位	100
6.15	シミュレーションで再構成した ν - ^{12}C NC 反応からの γ 線事象	101
6.16	観測データから選定した原子核破碎事象	102
6.17	シミュレーションで再構成した ^{12}B 、 ^{12}N 崩壊事象	102
6.18	エネルギースケールの評価のためのフィッティング結果の例	104
6.19	k_B を変化させた時の visible energy	106
6.20	フィッティングから得られた信号のエネルギー範囲	107
6.21	ν - ^{12}C NC 反応候補事象 (純化前)	109
6.22	ν - ^{12}C NC 反応候補事象 (純化後)	109
6.23	ν - ^{12}C NC 反応候補事象 (Zen 400 後)	109
7.1	日本の原子炉の位置と稼働状況	112
7.2	原子炉ニュートリノのフラックスの時間変化	113
7.3	一崩壊あたりの原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル	114
7.4	一崩壊あたりの地球ニュートリノのスペクトル	118
7.5	KamLAND において起こりうる (α, n) 反応の反応断面積	120
7.6	^{16}O のエネルギー準位	121
7.7	KamLAND における $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の反応断面積	122
7.8	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による遅延同時計測事象	122
7.9	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による中性子のエネルギースペクトル	123
7.10	^8He 、 ^9Li の崩壊によるエネルギースペクトル	125
7.11	ミューオンと ^8He 、 ^9Li 崩壊事象の時間差	126
7.12	原子核破碎中性子捕獲事象とミューオンの軌跡との距離相関	126
7.13	最尤法で推定された ^9Li の割合と ^8He 、 ^9Li の事象数	127
7.14	KamLAND における大気ニュートリノのフラックス	129
7.15	高速中性子による事象の遅延同時計測	129
7.16	KamLAND における宇宙線ミューオンフラックスの角度分布	130
7.17	2011 年以前の偶発同時計測による事象頻度	131
7.18	2011 年以降の偶発同時計測による事象頻度	131
7.19	遅延同時計測事象の頻度の時間変化	132
7.20	pp チェインと CNO サイクル	134
7.21	太陽ニュートリノのフラックス	135
7.22	ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積	136
7.23	期待される太陽ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル	137

7.24	期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル (純化前) . . .	139
7.25	期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル (純化後) . . .	139
7.26	期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル (Zen 400 後)	139
7.27	期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (純化前) . . .	141
7.28	期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (純化後) . . .	141
7.29	期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (Zen 400 後)	141
7.30	期待される単発事象のエネルギースペクトル (純化前)	142
7.31	期待される単発事象のエネルギースペクトル (純化後)	143
7.32	期待される単発事象のエネルギースペクトル (Zen 400 後)	143
8.1	主要な遅延同時計測事象の頻度と accidental cluster の頻度、事象数	147
8.2	遅延同時計測事象間の時間差分布	148
8.3	中里モデルにおける超新星ニュートリノのエネルギー分布	150
8.4	中里モデルにおける超新星ニュートリノの時間分布	150
8.5	逆ベータ崩壊反応で観測される超新星ニュートリノの時間分布	152
8.6	期待される超新星ニュートリノ由来の逆ベータ崩壊反応事象数と観測確率	153
8.7	単発事象間の時間差分布 (純化前)	155
8.8	単発事象間の時間差分布 (純化後)	155
8.9	単発事象間の時間差分布 (Zen 400 後)	156
8.10	期待される超新星ニュートリノ由来の ν - ^{12}C NC 反応事象数と観測確率	158
8.11	遅延同時計測事象、単発事象間の時間差分布	160
8.12	期待される超新星ニュートリノ由来の逆ベータ崩壊反応、 ν - ^{12}C NC 反応事象数 と観測確率	162
9.1	Salpeter 型の初期質量関数	166
9.2	本研究及び天体観測からの星形成率への制限	168
9.3	KamLAND のニュートリノ事象の IceCube-170922A との時間相関	170
9.4	IceCube-170922A との相関解析から得られた fluence の上限値	171

表目次

2.1	測定から得られたニュートリノ振動パラメータ	15
3.1	超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ (1)	38
3.2	超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ (2)	38
4.1	KamLS の構成要素	41
4.2	バッファオイルの構成要素	42
4.3	ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能	43
4.4	OD 20-inch PMT の性能	44
4.5	KamLAND-Zen 800 実験における XeLS の構成要素	52
5.1	後発事象のエネルギー選定条件における検出効率	74
5.2	Likelihood selection のデータ期間	78
6.1	ν - ^{12}C NC 反応での探索に用いたデータセット	86
6.2	LS 中で原子核破砕によって生成する不安定同位体	89
6.3	観測データとシミュレーションの間のエネルギースケール α	103
6.4	k_B の不定性によって生じるエネルギースケールの不定性	105
7.1	^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu から生成する長寿命核種	115
7.2	KamLAND における (α, n) 反応の標的原子核	119
7.3	β 線及び中性子を放出する同位体	124
7.4	期待される太陽ニュートリノによる単発事象数	137
7.5	カット適用後に残存する原子核破砕生成物	138
8.1	観測可能距離が最小、最大となったパラメータの組み合わせ	152
8.2	超新星ニュートリノ事象の探索結果のまとめ	163

第 1 章

序論

超新星爆発は恒星が進化の最後に起こす爆発現象であり、宇宙での重元素の生成や拡散、恒星の誕生と死、ブラックホールの形成など現在の我々の宇宙を形成するのに重要な役割を果たしている。超新星爆発には大きく分けて炭素コアの爆発的な核融合反応によって起こる Ia 型超新星爆発と、鉄コアの重力崩壊によって起こる II 型超新星爆発（重力崩壊型超新星爆発）の 2 種類がある。重力崩壊型超新星爆発では、爆発時に解放される重力エネルギーのうちおよそ 99% がニュートリノによって持ち出される。このとき、平均エネルギー 10 MeV 程度の全フレーバーのニュートリノがおおよそ 10 秒間にわたり放出される。このニュートリノを観測することで超新星内部の構造や爆発のメカニズムに対する重要な手がかりが得られる。また、超新星ニュートリノからはニュートリノ質量などの素粒子の情報も得られることが知られており、こちらも超新星ニュートリノを観測する動機となる。

ニュートリノは物質と弱い相互作用しかしないため高い透過性を持ち、電磁波などによる通常ので天体観測では得られない高密度のコアの情報を外に持ち出す。このことからニュートリノは天体観測において強力なツールとして期待されていた。そして 1987 年に大マゼラン星雲で発生した SN1987A からの超新星ニュートリノが観測されたことで、ニュートリノ天文学が本格的に幕を開けることとなった [1, 2, 3]。ここで観測されたニュートリノのエネルギーや時間分布は、それまで予想されていた超新星ニュートリノの描像とよく一致していた。一方で、超新星内部の非一様性や衝撃波の加熱機構などより詳細な理解が必要な部分が残されており、これらを解決するためにも次なる超新星ニュートリノの観測が重要である。そのため、現在では Super-Kamiokande (SK) [4, 5] や Large Volume Detector (LVD) [6, 7] を始めとする様々なニュートリノ検出器が SN1987A 以降の超新星ニュートリノの探索を行っているが、未だ観測には至っていない。

このような超新星爆発の頻度はいわば星の死の頻度であり、それに対応する星の誕生の頻度である星形成率と結びつけることができる。星形成率は過去数十年にわたって天文学的観測から予測が行われており、これもまた宇宙の形成に関わる重要なパラメータである。

本研究では、このような超新星ニュートリノの探索に KamLAND 検出器を用いた。KamLAND は岐阜県神岡市池ノ山地下 1000 m に位置する 1 kt の液体シンチレータ検出器である。ニュートリノ観測には大光量のシンチレーション光を用いるため、エネルギー分解能が $6.4\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ と SK、LVD の $\sim 30\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ に比べて良い。また、逆ベータ崩壊反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)

を遅延同時計測によって観測することで、反電子ニュートリノのエネルギー閾値を 1.8 MeV まで下げることができる。この値も SK や LVD のエネルギー閾値 ~ 5 MeV に比べて低いものである。これらは大統計の超新星ニュートリノを観測できた場合、他のニュートリノ検出器よりも低エネルギーの領域において正確なエネルギー分布を得られるという利点になる。さらに、ニュートリノと ^{12}C の中性カレント反応も用いてニュートリノを観測することで、超新星から放出される全フレーバーのニュートリノに感度のある探索を行うことができる。この反応は ^{12}C を含まない水チェレンコフ検出器である SK では観測することができない。

本研究の目標は超新星ニュートリノの探索を通して超新星爆発の機構を明らかにするとともに、銀河系内での星形成率に制限を与えることである。そのために、2002 年 3 月 9 日から 2020 年 4 月 25 日までの KamLAND の観測データの解析を行った。検出器内で起こる反応としては期待事象数が最も多い逆ベータ崩壊反応と、全フレーバーのニュートリノを観測可能な ^{12}C の中性カレント反応を使用した。二つの反応を統合した探索を行うことで単独の反応で探索を行った場合に比べて統計量が増加し、超新星ニュートリノに対する観測可能距離が伸びることが期待される。しかし、中性カレント反応は KamLAND の解析で用いられた前例がないため、シミュレーションによる信号の評価やエネルギースケールの見積りなどを行って解析手法を確立する必要がある。また、銀河系内星形成率についての議論では、初期質量関数の不定性を考慮した天文学的観点からの制限を与えた。さらに、本研究で確立した中性カレント反応の解析手法を突発天体事象との相関解析に適用することで、確立した手法の有用性も示した。

本論文では 2 章で前提知識としてニュートリノ物理と観測実験について述べ、3 章で本研究の観測対象となる超新星ニュートリノについて説明する。4 章で KamLAND 実験について述べたのち、5 章、6 章で逆ベータ崩壊反応、 ^{12}C の中性カレント反応それぞれによるニュートリノ事象の選定条件について述べる。その後 7 章では前章で決定された選定条件における事象要素について述べ、その数を見積もる。そして 8 章では選定したニュートリノ事象から超新星ニュートリノ事象の探索を行なった解析結果を記す。ここでは超新星ニュートリノの観測可能距離を見積もった結果についても述べる。また、9 章では銀河系内星形成率と突発天体事象との相関解析についての議論を展開する。最後に、10 章で結論を述べる。なお、本研究の一部は自身が責任著者として執筆した論文にまとめられており、学術誌 *The Astrophysical Journal* に掲載されている [8]。

第 2 章

ニュートリノ物理

1930 年に Pauli [9] によって当時は未知の粒子であったニュートリノの存在が導入されるまで、2 体崩壊と考えられていたベータ崩壊のスペクトルが連続的であることは物理学者にとって大きな問題であった。Pauli はエネルギー保存則を成り立たせるために、ベータ崩壊は中性子が陽子、電子、そして Pauli が予言する粒子の 3 体に崩壊すると考え、電子の連続的なエネルギースペクトルを説明した。その後この未知の粒子は Fermi によってニュートリノと名付けられ、彼のベータ崩壊理論 [10] に取り入れられた。ここでベータ崩壊のエンドポイントがニュートリノを放出しない場合とほとんど変わらなかったため、ニュートリノの質量は 0 と仮定された。この理論では式 (2.1) のように崩壊に関わる 4 つのフェルミオンが 1 点で相互作用するとされ、近似として実際の現象を再現していた。

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

ニュートリノはおよそ 20 年ののちに、Reines と Cowan [11] の原子炉を使った実験によって初めて観測された。検出機は塩化カドミウムを溶かした水と液体シンチレータで作られ、観測に使われた遅延同時計測という手法は現在でも用いられる優れた検出方法である。

初のニュートリノ観測から半世紀以上経った今でも、ニュートリノに関する謎は残っている。ニュートリノは宇宙の中で光子の次に数が多く宇宙の進化において重要な役割を果たしていると考えられていた。そしてその質量についての情報を得ることは重要な課題であり、1998 年にニュートリノ振動が観測 [12] されたことでニュートリノが有限の質量を持つことが明らかとなった。このニュートリノ振動を深く理解することで、宇宙を記述する標準模型を超えた新たな理論の構築に繋がるとされている。一方でニュートリノの固有質量の絶対値やその階層構造 (図 2.1) については未だ明らかにはなっていない。また、電荷を持たないニュートリノに質量があることが明らかとなったことで、ニュートリノが粒子と反粒子が同じマヨラナ粒子である可能性が考慮されるようになった。このニュートリノのマヨラナ性は、宇宙物質優勢の謎を解決するレプトジェネシスというシナリオを説明できるとされているが、未だ実証されてはいない。

本章では、上述したように重要な性質を持つニュートリノについての物理と観測の現状について述べる。まず 2.1 節で素粒子標準模型におけるニュートリノの性質について述べる。次に、2.2 節でこの標準模型を超えたニュートリノの有限の質量の裏付けとなるニュートリノ振動について説明し、2.3 節ではニュートリノ振動の観測実験について述べる。2.4 節ではニュートリノのマヨ

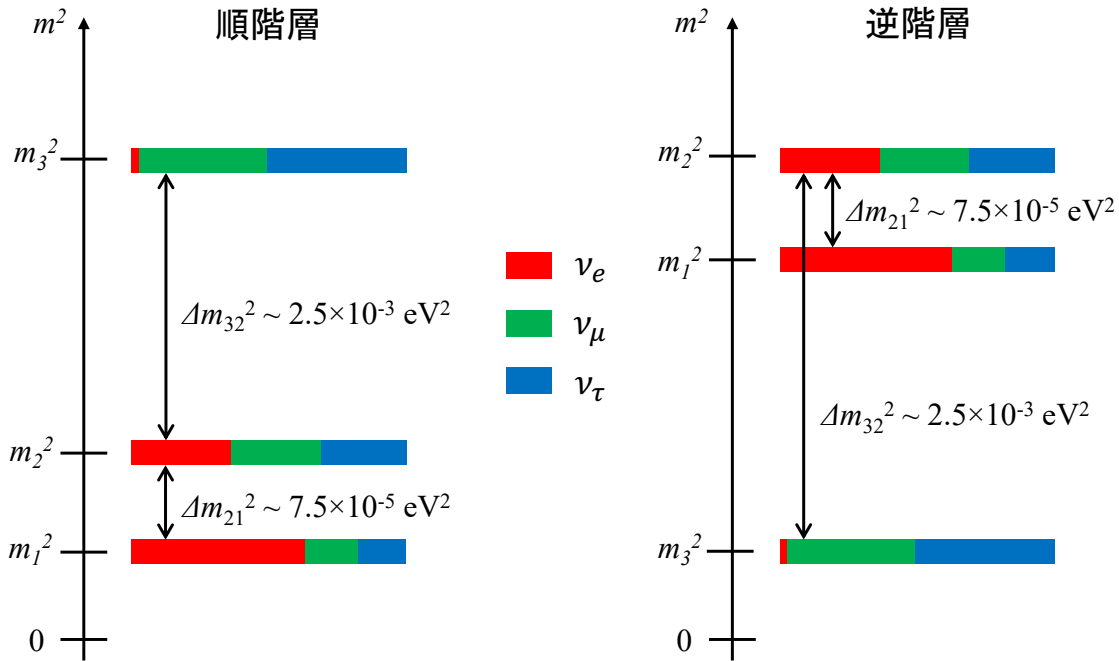


図 2.1 ニュートリノの質量階層構造。質量の 2 乗差は後述するニュートリノ振動観測実験で測定されているが、その絶対値や階層構造は決定されていない。

ラナ性について述べ、2.5 節でその性質の唯一の検証方法と考えられているニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊探索実験について説明する。

2.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

自然界を形成する物質の最小構成要素である素粒子の性質を明らかにする素粒子物理学は、実験技術の進歩により近年急激に発展を遂げている。この素粒子物理学において現在確立している理論体系が素粒子標準模型である。

初めて実験的に観測されたニュートリノは 1956 年に Reines と Cowan [11] の原子炉実験によって観測された反電子ニュートリノである。その後 1962 年に Lederman、Schwartz、Steinberger[13] らの加速器実験によってミューニュートリノの存在が示され、2001 年には DONUT 実験 [14] によってタウニュートリノが観測された。これによりニュートリノは電子、ミュー、タウニュートリノという三種類の粒子（以下、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ ）とそれらの反粒子（同様に以下、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ ）からなるとして、標準理論に組み込まれることとなった。

素粒子標準模型における基本粒子を図 2.2 に示す。素粒子には半整数スピンをもち 6 種類のクォークと 6 種類のレプトンからなるフェルミオンと、整数スピンを持つ 4 種類のゲージボソン及び 1 種類のヒッグスボソンがある。クォークとレプトンはさらにその世代によって第一世代から第三世代まで分類され、その質量スケールも世代によって異なる。自然界に存在する相互作用は電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 種類であるが、ボソンのうち

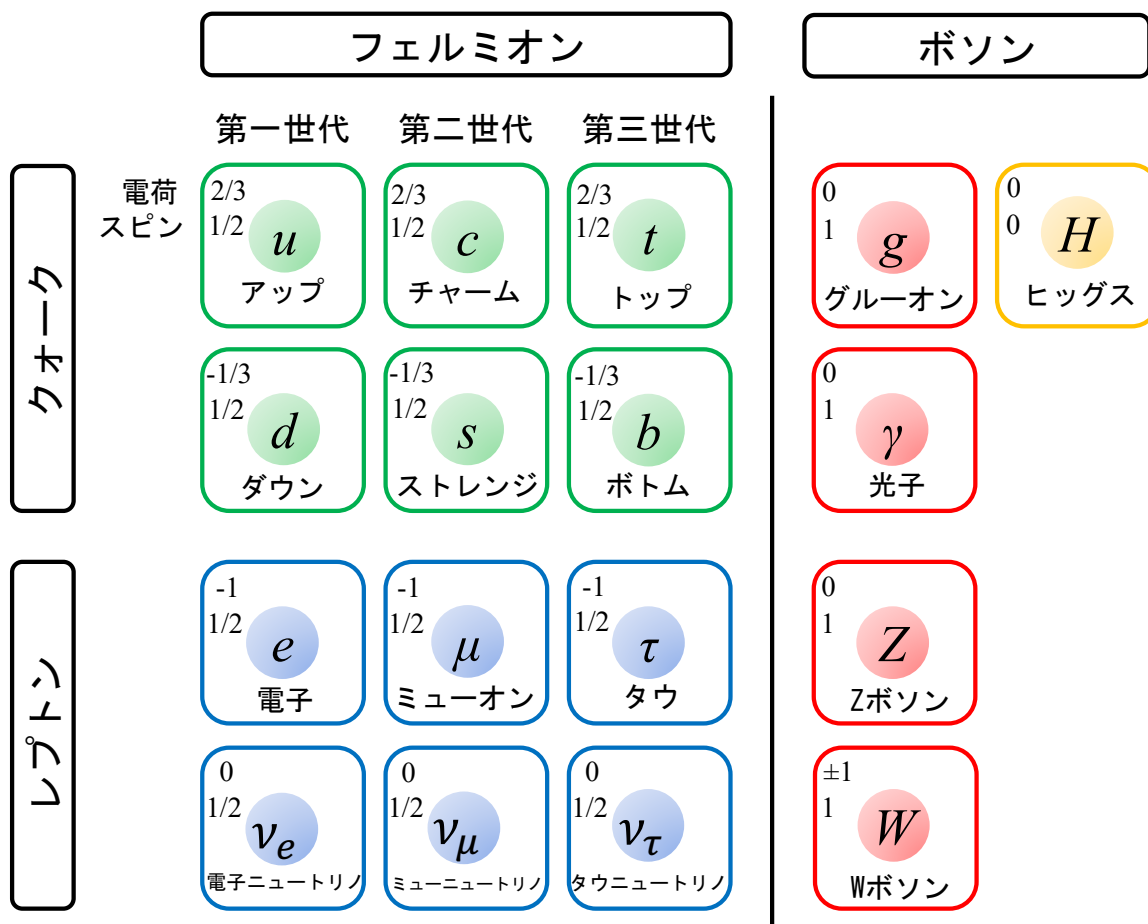


図 2.2 標準模型を構成する素粒子

光子 γ が電磁相互作用を、ウィークボソン W^\pm 、 Z^0 が弱い相互作用を、グルーオン g が強い相互作用を、ヒッグスボソン H^0 が重力相互作用を媒介している。クォークは強い相互作用をして核子を構成するがレプトンは強い相互作用をしない。さらにレプトンの中で $-e$ の電荷を持つものが荷電レプトン（電子 e 、ミューオン μ 、タウ τ ）、電荷を持たないものがニュートリノであり、ニュートリノは電磁相互作用をしない。これが長年ニュートリノの実験的観測が困難であった理由である。

2.2 ニュートリノ振動

1960年代、観測された太陽ニュートリノのフラックスが理論予想に比べて3分の1程度しかないという結果が得られ、これは太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。この太陽ニュートリノ問題を解決するために牧二郎、中川昌美、坂田昌一によってニュートリノ振動は提唱された [15]。ニュートリノ振動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、ある質量固有状態の重ね合わせであるフレーバーが時間経過とともに別のフレーバーに変化する現象である。実際にフレーバーの周期的な変化と太陽ニュートリノのフラックスの総量に変化しないことが実

験的に確認されたことで、現在ではニュートリノの質量を0とする標準模型を拡張する必要性が生じている。ここでは真空中でのニュートリノ振動の公式を導出したのち、物質内でのニュートリノ振動について説明する。

2.2.1 真空中での振動

ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) の重ね合わせとして表現され、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.2)$$

と表される。式 (2.2) で $U_{\alpha i}^*$ は牧-中川-坂田 (MNS) 混合行列と呼ばれ、以下のようなユニタリ行列に書き下せる。

$$\begin{aligned} U_{\alpha i} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで質量固有値 m_i および m_j をもつ状態の混合角を θ_{ij} として、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ である。また δ は CP 位相と呼ばれ、CP 対象性の破れを表す。質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.4)$$

を解くことで以下のように得られる。

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.5)$$

ここで τ_i は静止系での ν_i の時間を表す。実験室系では式 (2.5) において

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it - p_iL)} \quad (2.6)$$

と表せる。 t 、 L は実験室系での時間、位置を、 E_i 、 p_i は ν_i のエネルギー、運動量をそれぞれ表す。ニュートリノの質量は十分小さく、相対論的に運動するため $p_i \gg m_i$ 、 $E \simeq p_i$ として、

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.7)$$

となる。自然単位系では $t \simeq L$ であるため

$$\begin{aligned} e^{-i(E_it - p_iL)} &\simeq e^{-i(E_i - p_i)L} \\ &\simeq e^{-i(m_i^2/2E)L} \end{aligned} \quad (2.8)$$

と表され、フレーバー固有状態の時間発展は以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(L)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

よって、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、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ は質量の二乗差である。式 (2.10) の位相要素を

$$\begin{aligned} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) &= \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \\ &= 1 - 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

と書き直すと、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[1 - 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \quad (2.12)$$

となる。式 (2.12) で $i = j$ のときは $\Delta m_{ij}^2 = 0$ となり、また $i \neq j$ のときは i, j の対称性から

$$\sum_{i,j \neq i} = 2 \sum_{i > j} \quad (2.13)$$

とすることができるので、ユニタリ行列の性質も用いると

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i,j \neq i} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \\ &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。振動確率を実数にするため第二項を実部と虚部に分けると、振動確率は以下のようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i > j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i > j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

位相を無次元にするために $\hbar c \simeq 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]$ を用いて

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{4E [\text{MeV}]} L [\text{m}] = \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{MeV}] \hbar c [\text{MeV} \cdot \text{fm}]} = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{MeV}]} L [\text{m}] \quad (2.16)$$

と表すと、3フレーバーのニュートリノ振動の公式が以下のように導かれる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \right) \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(2.54 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \right) \quad (2.17)$$

ここで第三項の符号は+がニュートリノを、-が反ニュートリノを表す。

ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いは

$$\Delta P = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = -16 J_{\alpha\beta} \sin \Delta_{12} \sin \Delta_{23} \sin \Delta_{31} \quad (2.18)$$

である。ここで、

$$\Delta_{ij} \equiv 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \quad (2.19)$$

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

$$J_{\text{CP}} \equiv s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \sin \delta \quad (2.21)$$

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。

2.2.2 物質効果 (MSW 効果)

ニュートリノが物質中を伝播すると、物質中との相互作用によりニュートリノ振動の振る舞いが真空中に比べて変化し、共鳴的な振動を起こす。この効果を提唱者の頭文字をとりMSW効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) と呼ぶ [16, 17]。この効果はすべてのフレーバーのニュートリノは弱い相互作用のポテンシャルによって中性カレント (Neutral Current, NC) 反応を起こすのに加え、電子型のニュートリノだけが物質中の電子と荷電カレント (Charged Current, CC) 反応を起こすことが要因となっている (図2.3)。

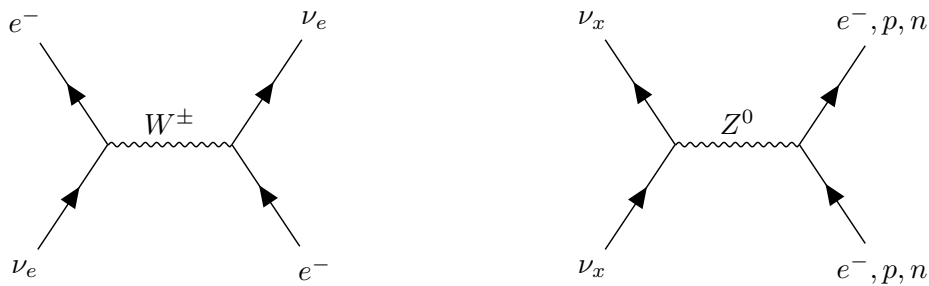


図2.3 CC反応(左図)とNC反応(右図)のファインマンダイアグラム。添字 x はニュートリノのフレーバー(e, μ, τ)を表す。

CC反応のポテンシャル V_{CC} とNC反応のポテンシャル V_{NC} は、フェルミ結合定数 G_{F} 、物質

中での電子密度 N_e と中性子密度 N_n を用いて

$$V_{\text{CC}} = \sqrt{2}G_{\text{F}}N_e, \quad V_{\text{NC}} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_{\text{F}}N_n \quad (2.22)$$

と表せる。簡単のため以下では2フレーバー間での振動を考える。フレーバー固有状態の時間発展は有効ハミルトニアン H_{eff} を用いて次のように記述できる。

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} &= H_{\text{eff}} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \\ &= \left[U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_{\text{CC}} + V_{\text{NC}} & 0 \\ 0 & V_{\text{NC}} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.23)$$

ここで

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.24)$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

を用いると、有効ハミルトニアンは

$$H_{\text{eff}} = \left(E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} + V_{\text{NC}} \right) I + \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

と書ける。ここで $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ である。式 (2.26) の第一項がフレーバーの混合に関与しないことから、中性カレント反応が物質効果に無関係であることがわかる。また、物質中での混合角 θ_M は

$$\tan 2\theta_M = \frac{\frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12}}{\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2}} = \frac{\sin 2\theta_{12}}{\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}} \quad (2.27)$$

で表すことができる。この混合角を用いて表現されるユニタリ行列

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

で式 (2.26) の第二項を対角化すると、

$$U_M^\dagger H_{\text{eff}} U_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

となり、以下のように物質中での質量二乗差 Δm_M^2 が得られる。

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \quad (2.30)$$

物質内でのニュートリノ混合が最大となるのは式 (2.27) の分母が0となるとき、すなわち

$$N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_{\text{F}}E} \quad (2.31)$$

のときである。反ニュートリノの場合は N_e の符号が逆になる。そのため、ニュートリノと反ニュートリノで物質効果による振動確率が異なり、「偽の」CP 非対称性の効果が現れる。したがって、CP 非対称性の測定を行う場合はニュートリノ振動における物質効果の影響をよく理解することが不可欠である。

2.3 ニュートリノ振動観測実験

2.2 節で述べたニュートリノ振動パラメータは、世界中で様々な発生源からのニュートリノを多角的に検出することで測定されている。この節では、ニュートリノ振動観測実験の概要についてその結果とともに述べる。

2.3.1 太陽ニュートリノ実験

太陽からは pp 連鎖反応と CNO サイクルという 2 種類の水素燃焼過程によって ν_e が生成される。2.2 説でも述べたように、このニュートリノの振動がフラックスの欠損を引き起こしていたことが分かっている。現在では ν_e と、その振動の先である ν_μ 、 ν_τ のフラックスの和や ν_e の振動パラメータが正確に測定されている。ここでは太陽ニュートリノ観測実験のうちの 1 つを挙げ、その成果について説明する。なお、太陽ニュートリノについては 7.2.1 でも詳細に述べる。

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) 実験 [18, 19] はカナダで行われていたニュートリノ観測実験で、 ^8B が元となって生成する ν_e をターゲットとした太陽ニュートリノ観測で成果を挙げている。検出器としては球形のアクリルタンクに封入された 1 kt の重水を用いており、ニュートリノ検出反応としては以下に示す ν_e と重水との CC 反応、 ν_x と重水との NC 反応、 ν_x と電子との弾性散乱の 3 つを用いている。

$$\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^- - 1.442 \text{ MeV} \quad (2.32)$$

$$\nu_x + d \longrightarrow p + n + \nu_x - 2.224 \text{ MeV} \quad (2.33)$$

$$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^- \quad (2.34)$$

ここで CC 反応と弾性散乱については電子が出すチェレンコフ光によって観測される。また、NC 反応については中性子捕獲事象によって観測され、1999 年 11 月から 2001 年 3 月までの Phase I では重水による捕獲で放出される 6.25 MeV の γ 線が、2001 年 1 月から 2003 年 8 月までの Phase II では溶解した NaCl の Cl 原子核による捕獲で放出される 8.6 MeV の γ 線が観測の対象となる。CC 反応は ν_e のみに感度がある反面、NC 反応は ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ に等しく感度がある。弾性散乱も NC 反応と同様に 3 フレーバーに感度があるが、 ν_μ 、 ν_τ を合わせたフラックスの寄与は ν_e の 0.15 倍程度である。SNO 実験ではこれらの反応から、太陽ニュートリノの ν_e 要素のフラックス ϕ_e と ν_μ 、 ν_τ 要素のフラックス $\phi_{\mu\tau}$ をそれぞれ測定し、それらの和が標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) の予測と矛盾がないことを示した (図 2.4)。

さらに 2004 年 11 月から 2006 年 11 月までの Phase III では ^3He を用いた比例計数管によって NC 反応の測定感度を向上させて ^8B 太陽ニュートリノのフラックスを正確に測定し、 $(5.25 \pm 0.16_{-0.13}^{+0.11}) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という結果を得た。この三期間の太陽ニュートリノの観測結果は

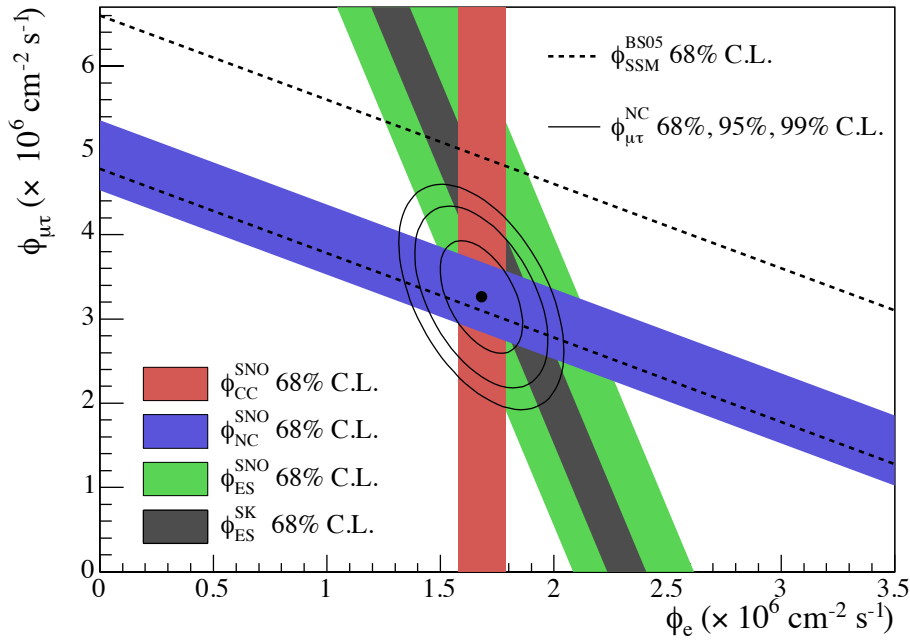


図 2.4 SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス [18]。黒点線は SSM [20] の理論予測を表す。また、黒い帯は Super-Kamiokande の弾性散乱の結果 [21] を表し、SNO の弾性散乱の結果とよく一致していることが確認できる。黒線で囲まれた領域及び黒点は SNO の CC 反応、NC 反応、弾性散乱の結果から求められた NC 反応の $\phi_{\mu\tau}$ のフィット結果を表す。このフィット結果が SSM の予測を再現していることがわかる。また、 $\phi_{\mu\tau}$ がゼロではないことからニュートリノ振動によってフレーバーが変化した証拠をとらえている。

2.3.4 で述べる KamLAND の原子炉ニュートリノの観測結果と統合され、ニュートリノ振動パラメータを $\Delta m_{21}^2 = 7.46_{-0.19}^{+0.20} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $\tan^2 \theta_{12} = 0.443_{-0.026}^{+0.033}$ と良い精度で決定することに成功している。

2.3.2 大気ニュートリノ実験

大気ニュートリノは宇宙線と原子核の相互作用によって生成される。原子核反応によって生成した荷電パイ中間子は以下のような反応で崩壊して ν_μ が生成し、さらにそれに付帯するミューオンの崩壊によって ν_e 、 $\bar{\nu}_\mu$ が生成する。

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.35)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.36)$$

この反応は同様に π^- でも起こる。この反応式から、理論的には ν_μ 、 $\bar{\nu}_\mu$ と ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ の比 $\nu_\mu/\nu_e \equiv (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ が 2 になるはずだが、実際に観測された比はこれよりも小さくなっていった。この現象は大気ニュートリノ異常と呼ばれ、1998 年に Super-Kamiokande で大気ニュートリノの振動が観測されたことで解決に至った [12]。

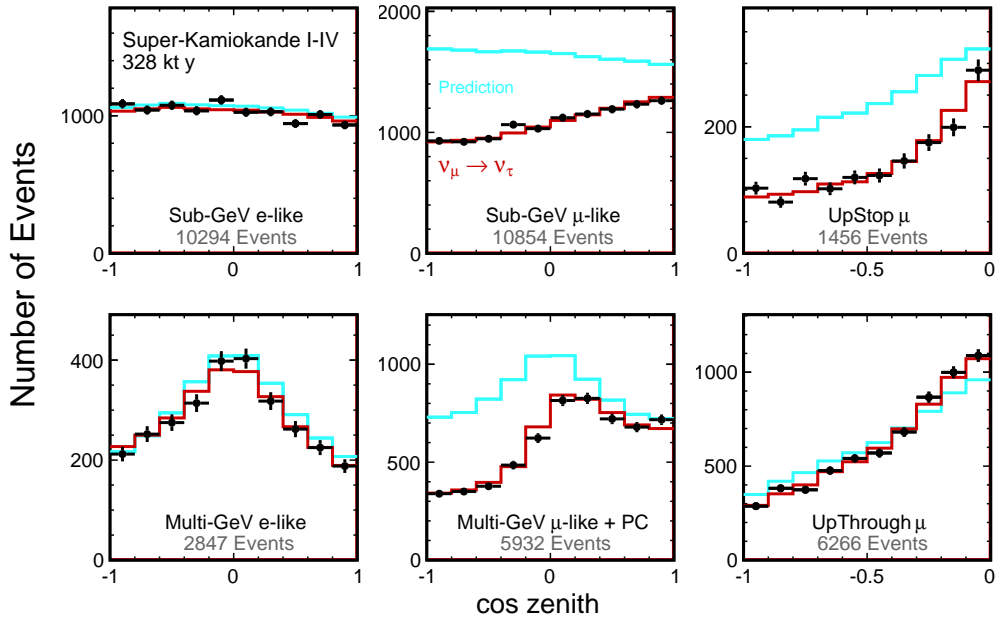


図 2.5 Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布 [23]。イベントが電子、ミューオンに由来すると判別されたものでそれぞれ分けて描かれている。Sub-GeV は観測されたイベントのエネルギーが 1.33 GeV より小さいものを、Multi-GeV は 1.33 GeV より大きいものを表す。PC はチェレンコフリングが検出器に一部含まれていたイベント (Partially Contained) を表す。また、右の 2 つの図はミューオンが上方向に通過し、検出器内で止まったもの (UpStop) と検出器を通り過ぎたもの (UpThrough) を示している。

ここでは代表的な大気ニュートリノ観測実験として、Super-Kamiokande の結果 [22] を述べる。なお、大気ニュートリノについては 7.1.5、7.2.3 でも触れる。Super-Kamiokande は 22.5 kton の有効体積を持つ水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器ではニュートリノと原子核との散乱で生じる荷電レプトンによるチェレンコフ光を観測するため、ニュートリノの到来方向について情報を得ることができる。また、この反応で生成した電子は電磁シャワーを起こすのに対しミューオンは起こさないため、これらの起源となったニュートリノのフレーバーの推定も可能である。図 2.5 に Super-Kamiokande が観測した大気ニュートリノイベントの天頂角分布を示す。 ν_e 由来のイベントの観測結果は理論予想に比べてほとんど欠損がないのに対し、 ν_μ 由来のイベントは明らかな欠損が確認されている。Super-Kamiokande 実験グループは、この ν_μ の消失から $\Delta m_{32}^2 = 2.50^{+0.13}_{-0.31} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と $\sin^2 \theta_{23} = 0.587^{+0.036}_{-0.069}$ という振動パラメータの測定結果を得た。

2.3.3 加速器ニュートリノ実験

加速器ニュートリノ実験は、加速された高エネルギーの陽子と標的との衝突で生成した荷電パイ中間子の崩壊で生じるニュートリノを観測するものである。ここで荷電パイ中間子は

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.37)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.38)$$

のように崩壊するため、ニュートリノビームが得られる。ニュートリノビームを前置検出機と後置検出器で観測することで ν_μ の消失及び ν_e の出現をとらえ、振動パラメータの測定が可能である。また、ビームの元となる荷電パイ中間子の電荷を選択することができるため、CP 位相 δ についての情報も得られる。

Tokai to Kamioka (T2K) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC からのニュートリノビームを岐阜県神岡鉱山内の Super-Kamiokande で観測し、ニュートリノ振動を測定する実験である。J-PARC では 30 GeV まで加速された陽子をグラファイト標的に衝突させ、主に荷電パイ中間子が生成される。この荷電パイ中間子の崩壊で生じたニュートリノは、ビーム軸を検出器からずらすことで狭いニュートリノのエネルギー分布を得る、off-axis 法を用いて 295 km 離れた Super-Kamiokande に向け照射される。この T2K 実験では、ビーム由来の ν_μ の消失からの ν_e の出現を 7.3σ の確度で捉え、 θ_{13} に対して $\sin^2 2\theta_{13} = 0.140_{-0.032}^{+0.038}$ (質量順階層、図 2.6)、 $0.170_{-0.037}^{+0.045}$ (質量逆階層) という結果を得た [24]。また、ニュートリノ、反ニュートリノの結果の比較から CP 位相に制限を与え、CP 対称性が 2σ の確度で破れている兆候を捉えた [25]。

2.3.4 原子炉ニュートリノ実験

原子炉内では主に ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の核分裂によって、大量の $\bar{\nu}_e$ が放出されている。この $\bar{\nu}_e$ の放出される数とエネルギースペクトルは精度良く求まっており、ニュートリノ振動パラメータの精密測定において威力を発揮する。

KamLAND は Super-Kamiokande と同様に神岡鉱山内に位置する、大型の液体シンチレータ検出器である。KamLAND と日本国内の原子炉との典型的な距離は 180 km であり、 $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n \quad (2.39)$$

を遅延同時計測で検出することで、背景事象の大幅な低減が可能である。図 2.7 に KamLAND のニュートリノ振動の観測結果を示す [26]。2 周期にわたるニュートリノ振動が観測されたため特に質量二乗差に対して高い感度を持ち、KamLAND 単体で $\Delta m_{21}^2 = 7.54_{-0.18}^{+0.092}$ 、 $\tan^2 \theta_{12} = 0.481_{-0.080}^{+0.092}$ という結果を得ている。

なお、KamLAND 検出器については 4 章、原子炉ニュートリノについては 7.1.1 で詳細に述べる。

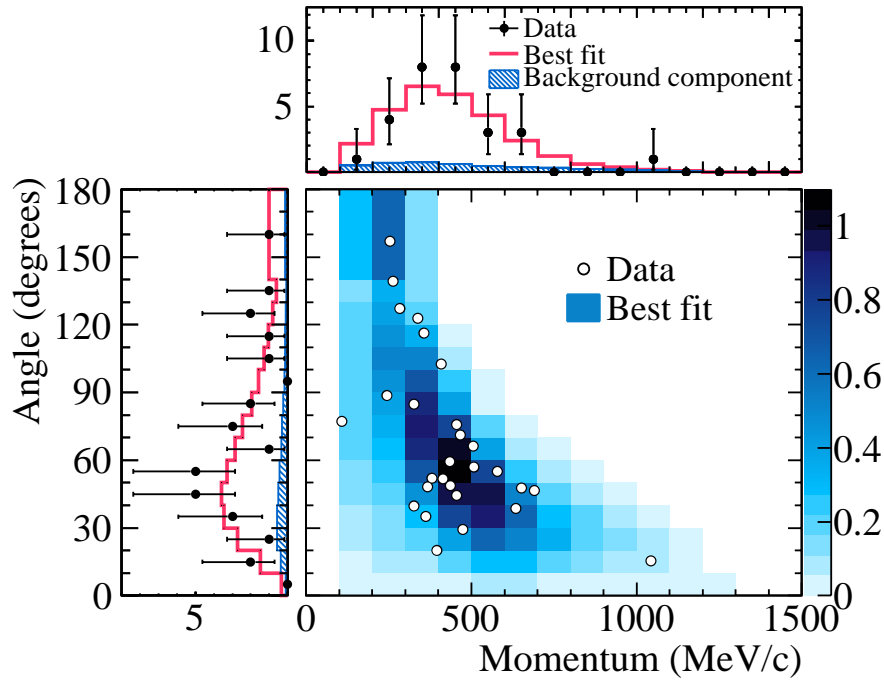


図 2.6 T2K が観測した電子ニュートリノの出現 [24]。横軸が ν_e と原子核との相互作用で生じた e^- の運動量を、縦軸が e^- の天頂角分布を表す。観測された ν_e 事象数は 28 であった。

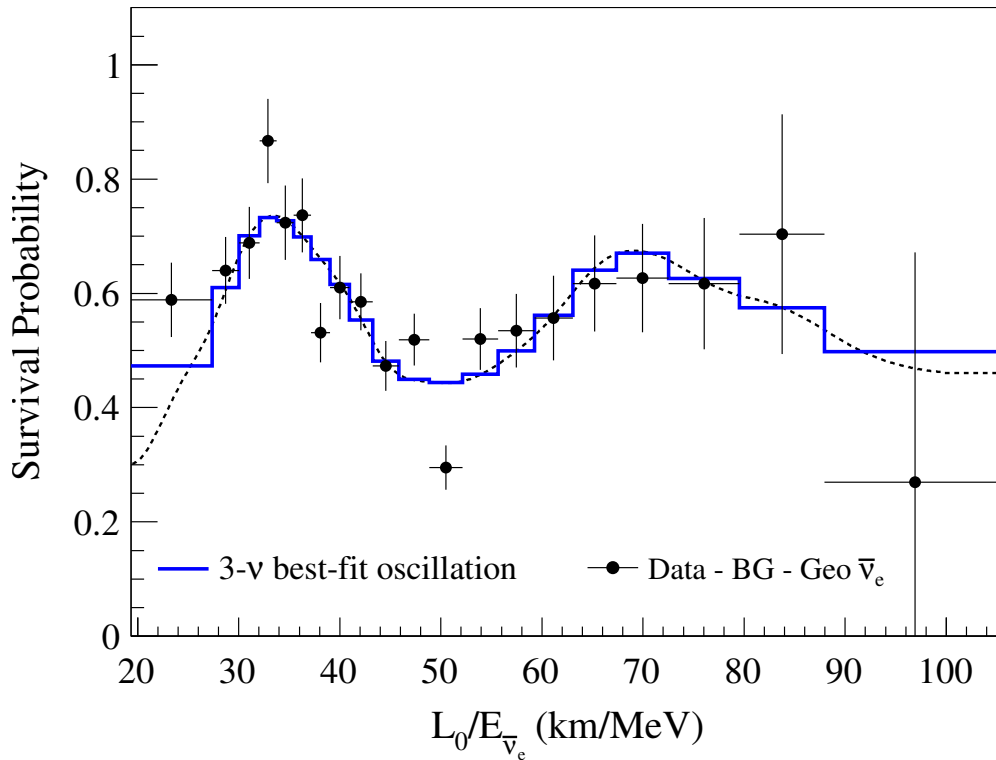


図 2.7 KamLAND が観測した原子炉ニュートリノの振動 [26]。 $\bar{\nu}_e$ の振動が 2 周期にわたって確認できる。ここで $L_0 = 180$ km は、原子炉からの $\bar{\nu}_e$ のフラックスで荷重平均をとった基線の長さである。

2.3.5 振動パラメータの測定結果のまとめ

上記の実験に加えて複数の実験での測定結果を統合した、3フレーバーのニュートリノ振動パラメータの測定値を表 2.1 に示す。 θ_{12} 、 θ_{13} 、 Δm_{21}^2 、 $|\Delta m_{32}^2|$ は精度良く決定されていることがわかる。ここでは、質量階層構造の逆階層が 3σ 以上の信頼度で好まれないという結果になっている [27]。 θ_{23} に関してはほぼ最大に混合している兆候が確認されているが、未だ不定性は大きい。また、CP 位相 δ も同様に不定性が大きく 3σ の範囲では CP 対称性が保存する $\delta = 180^\circ$ が含まれており、これらのパラメータはより精度の良い測定が必要である。

表 2.1 測定から得られたニュートリノ振動パラメータ [27]。NO は質量順階層 (Normal Ordering) を、IO は逆階層 (Inverted Ordering) をそれぞれ表す。

parameter	NO		IO	
	best-fit $\pm 1\sigma$	3σ range	best-fit $\pm 1\sigma$	3σ range
$(\sin^2 \theta_{12})/10^{-1}$	$3.20^{+0.20}_{-0.16}$	2.73 \rightarrow 3.79	$3.20^{+0.20}_{-0.16}$	2.73 \rightarrow 3.79
$(\sin^2 \theta_{23})/10^{-1}$	$5.47^{+0.20}_{-0.30}$	4.45 \rightarrow 5.99	$5.51^{+0.18}_{-0.30}$	4.53 \rightarrow 5.98
$(\sin^2 \theta_{13})/10^{-2}$	$2.160^{+0.083}_{-0.069}$	1.96 \rightarrow 2.41	$2.220^{+0.074}_{-0.076}$	1.99 \rightarrow 2.44
$\delta/^\circ$	218^{+38}_{-27}	157 \rightarrow 349	281^{+23}_{-27}	202 \rightarrow 349
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	7.05 \rightarrow 8.24	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	7.05 \rightarrow 8.24
$\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$	2.424 ± 0.03	2.334 \rightarrow 2.524	$-2.50^{+0.04}_{-0.03}$	-2.59 \rightarrow -2.39

2.4 マヨラナ質量とシーソー機構

マヨラナ粒子とは1937年にMajorana [28]によって提唱された、粒子と反粒子が同一であるフェルミオンである。このことから、ニュートリノの波動関数 ψ はディラック方程式

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0 \quad (2.40)$$

に従い、荷電共役変換 C を

$$C : \psi \rightarrow \psi^C = i\gamma^2 \psi^* \quad (2.41)$$

と定義すると

$$\psi = \psi^C \quad (2.42)$$

が成り立つ。カイラリティ射影行列を γ_L 、 γ_R とすると、ニュートリノの左巻き及び右巻きカイラリティ成分は

$$\psi_L = \gamma_L \psi \quad (2.43)$$

$$\psi_R = \gamma_R \psi \quad (2.44)$$

で表され、 $\psi = \psi_L + \psi_R$ を満たす。荷電共役変換では以下のようにカイラリティが逆転する。

$$C : \psi_L \rightarrow (\psi_L)^C = i\gamma^2 (\gamma_L \psi)^* = \gamma_R (i\gamma^2 \psi^*) = (\psi^C)_R \quad (2.45)$$

同様に

$$C : \psi_R \rightarrow (\psi_R)^C = (\psi^C)_L \quad (2.46)$$

である。

ディラック方程式を満たすラグランジアン密度は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.47)$$

であり、質量項を抜き出すと、

$$\mathcal{L}_{mass} = m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) \quad (2.48)$$

となる。ここで、荷電共役変換におけるマヨラナ粒子の対称性とカイラリティの変化を用いて変形すると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= \frac{m}{4} [(\bar{\psi}_L + \overline{(\psi_L)^C}) + (\bar{\psi}_R + \overline{(\psi_R)^C})][(\psi_L + (\psi_L)^C) + (\psi_R + (\psi_R)^C)] \\ &= \frac{m_D}{2} \overline{(\psi_L)^C} (\psi_R)^C + \frac{m_L}{4} \bar{\psi}_L (\psi_R)^C + \frac{m_R}{4} \overline{(\psi_L)^C} \psi_R + h.c. \\ &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \overline{(\psi_L)^C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_R)^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (2.49)$$

のように 2×2 の質量行列を用いて表される。 m_D 、 m_L 、 m_R はそれぞれディラック質量、左巻きマヨラナ質量、右巻きマヨラナ質量である。左巻きのニュートリノが非常に軽く ($m_D \gg m_L \simeq 0$)、

右巻きのニュートリノが非常に重い ($m_D \ll m_R$) とすると、質量行列の固有値 m_ν 、 m_N ($m_\nu < m_N$) は、

$$m_\nu = \frac{m_L + m_R}{2} - \frac{m_R}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \simeq m_L - \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.50)$$

$$m_N = \frac{m_L + m_R}{2} + \frac{m_R}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \simeq m_R \quad (2.51)$$

と近似できる。このように、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば重い右巻きのニュートリノを仮定することで、左巻きのニュートリノの非常に軽い質量を説明することができる。また、右巻きのニュートリノが発見されていない理由も、その質量が非常に大きく検証不可な超高エネルギーの物理が関わっていると考えると説明がつく。以上のような質量生成機構をシーソー機構という。

現在の物質優勢の宇宙を作り出すための必要な条件は Sakharov [29] によって以下のように提示された。

- バリオン数 (B) を破る過程
- C 及び CP 対称性を破る過程
- 上二つの過程において熱的非平衡であること

これをニュートリノのマヨラナ性によって説明するという考えをレプトジェネシスという。レプトジェネシスにおいては非常に重い右巻きのニュートリノは宇宙初期の高温高密度状態では存在していたと考えられ、その崩壊により CP 対称性を破ってレプトン数 (L) を生成することが可能である。その後 B-L が保存するスファレロン過程により L が B に置き換わり、残った粒子と反粒子が対消滅することで現在の物質優勢の宇宙が誕生したと考えることができる。したがって、ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを検証することは宇宙物質優勢の謎を解く手がかりにつながるため、重要な課題である。

2.5 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノのマヨラナ性を検証するための現状唯一の方法は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$ 崩壊) の検出である。

素粒子標準模型で許される反応として、二重ベータ崩壊 ($2\nu 2\beta$ 崩壊、図 2.8 左) がある。

$$(Z, A) \rightarrow (Z, A + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.52)$$

この反応は弱い相互作用の 2 次のプロセスでレプトン数が保存する。通常のベータ崩壊を 2 回同時に起こすことによってより低いエネルギー準位に遷移できるような原子核で起こり、その崩壊寿命は長く、半減期は 10^{19} 年程度である。一方 $0\nu 2\beta$ 崩壊 (図 2.8 右) ではレプトン数が反応の前後で保存しないため標準模型では許されず、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみ起こりうる。

$$(Z, A) \rightarrow (Z, A + 2) + 2e^- \quad (2.53)$$

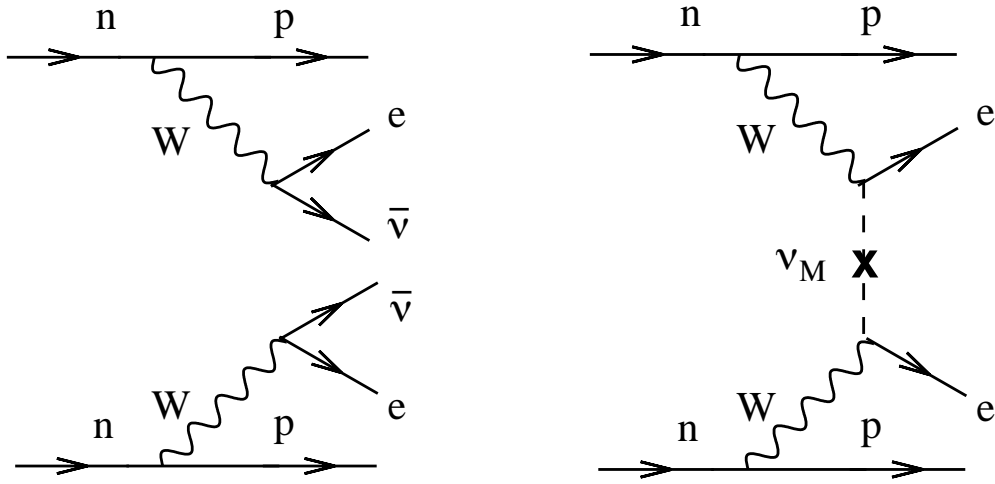


図 2.8 $2\nu 2\beta$ (左) と $0\nu 2\beta$ (右) のダイアグラム [30]。 ν_M はマヨラナニュートリノを表す。

この反応は一方の中性子から放出された右巻きの反ニュートリノが、有限の質量を持つことにより左巻きのニュートリノとしてもう一方の中性子に吸収されることで起こる反応である。通常の $2\nu 2\beta$ 崩壊ではニュートリノがエネルギーを持ち出すため電子のエネルギー分布は連続的になる。一方 $0\nu 2\beta$ 崩壊では2つの電子が Q 値を全て担うため $2\nu 2\beta$ 崩壊のスペクトルのエンドポイント付近にピークが見られるはずであるが、未だ発見には至っていない。

$0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験では、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ を測定することで以下の式からマヨラナ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ に制限を与えることができる。

$$T_{1/2}^{0\nu} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.54)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (2.55)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれ、それぞれ理論計算により求められる。また U_{ei} はニュートリノのフレーバー固有状態、質量固有状態の混合行列である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの質量の絶対値の情報を含む重要な物理量であり、質量階層構造により予想される値の範囲が異なる。代表的な $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験としては KamLAND-Zen800 実験 [31] が挙げられる。KamLAND-Zen800 実験では ^{136}Xe を使用することで、図 2.9 に示すように $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (36-156) \text{ meV}$ という現状最も厳しい制限を与えている。

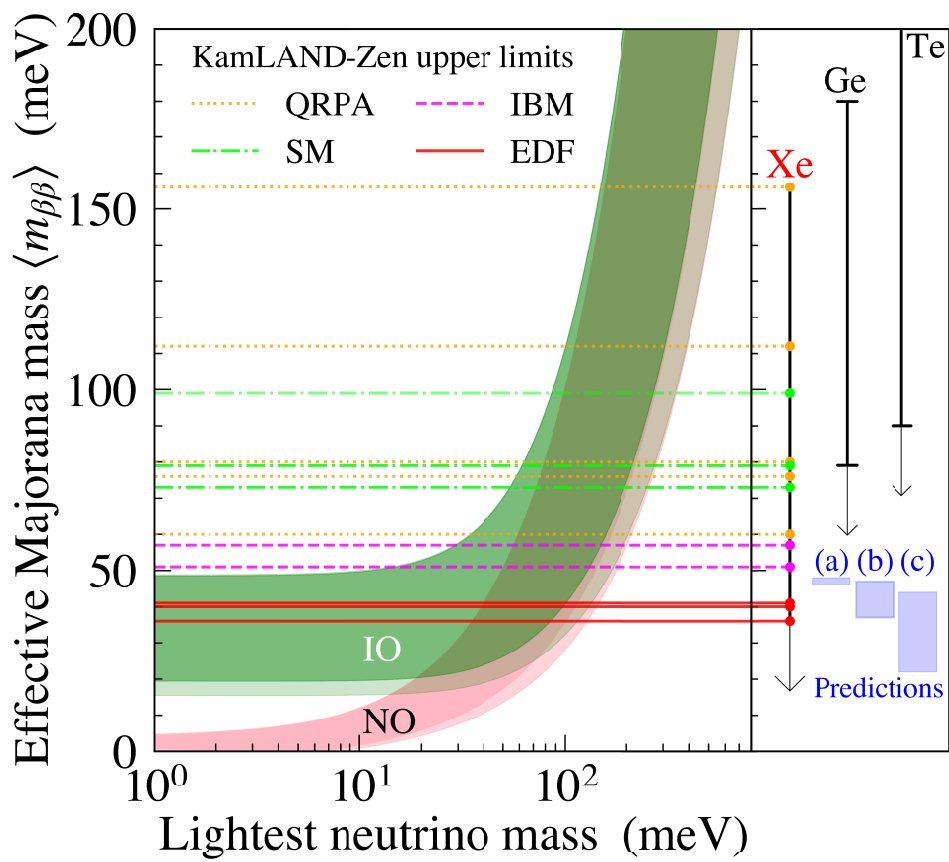


図 2.9 KamLAND-Zen800 で得られたマヨラナ有効質量への制限 [31]。

第 3 章

超新星とニュートリノ

1987年2月23日に大マゼラン星雲からの世界初の超新星ニュートリノが KamiokaNDE [1]、IMB [2] 及び Baksan [3] によって観測された (図 3.1)。この超新星爆発は SN1987A と呼ばれ、観測された 24 個のニュートリノイベントのエネルギー、時間分布が当時予測されていた超新星爆発の描像と概ね一致していたことにより超新星爆発への理解は大きく進歩した。ニュートリノは物質と非常に相互作用しにくいことから、光学観測では困難な星の内部構造を知るための強力なプローブとなる。そのため SN1987A からの超新星ニュートリノの観測により、本格的にニュートリノを用いた天文学が幕を開けることとなった。

SN1987A の観測から 35 年以上経った現在でも、超新星爆発について詳細に分かっていないことがある。例えば一度停滞した衝撃波が復活に転ずる機構は、最も有力な説がニュートリノによる衝撃波の再加熱であるが未だ決定的な確証は得られていない。また、爆発に成功するかどうかは超新星の質量、半径、金属量などにより一意には決まらず、更なる検証が必要である。この

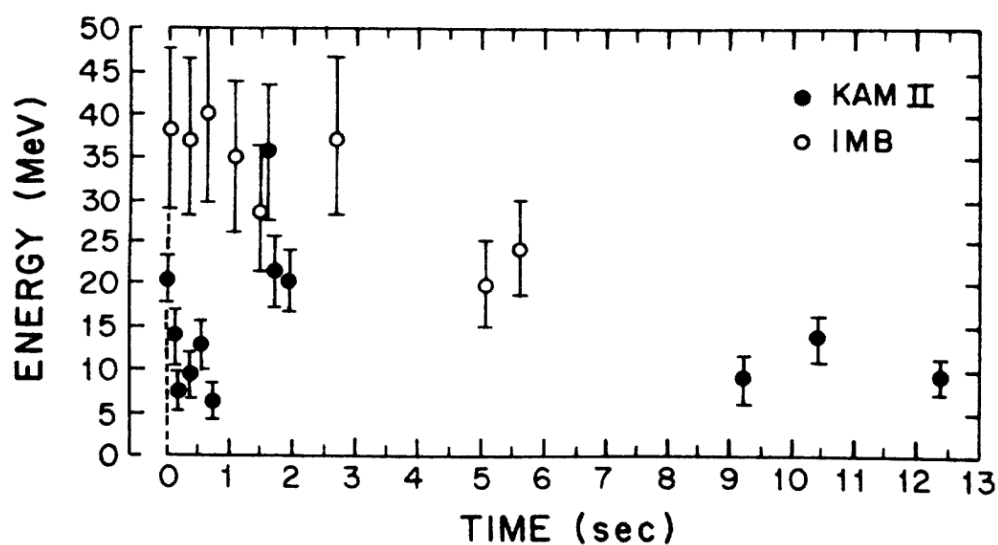


図 3.1 KamiokaNDE と IMB で観測された SN1987A からのニュートリノ信号 [32]。縦軸はニュートリノのエネルギーを表す。横軸は超新星ニュートリノイベントの時間分布を表し、双方の検出機で観測された最初のイベントが時間 0 秒に割り当てられている。

ような問題の解決のために、現在世界中のニュートリノ検出器が SN1987A 以来の超新星からのニュートリノの観測を目指して探索を行なっているが、未だその発見には至っていない。

本章では、超新星爆発の過程とそこから放出されるニュートリノの物理、及びその探索実験の現状について述べる。3.1 節では恒星の進化から超新星爆発への過程を説明する。3.2 節では超新星爆発の分類についてまとめる。3.3 節では、超新星から放出されるニュートリノについて時間経過に沿って3つに分類し、それぞれの特徴を述べる。また、3.4 節では超新星内部の物質効果によるニュートリノ振動について述べ、最後に 3.5 節では本研究の先行研究にあたる超新星ニュートリノの探索実験について現状を述べる。

3.1 恒星の進化と超新星爆発

恒星はガスが自己重力によって集結したもので、重力と圧力勾配の静水圧平衡により形を保っている。構成するガスを理想気体と仮定すると圧力と温度は比例し、より半径が小さいほど、より質量が大きいほど中心温度は高くなる。生まれたばかりの恒星は中心温度がさほど高くないため水素の核融合反応によってエネルギーを生み出すことはできない。しかし、静水圧平衡を保つための圧力勾配を生み出すためにエネルギーが内部から外部に流れる必要があるため、光を発することによってエネルギーを失う。このエネルギーは重力エネルギーの解放によって担われるため、恒星は収縮していき内部温度は上昇していく。内部温度が水素の核融合反応に十分なほど高くなると、水素からヘリウムが合成される反応でのエネルギー発生率と表面からのエネルギー放出が釣り合い、主系列星へと進化していく。この水素燃焼過程は恒星の寿命の大半を占めることとなる。

ここで恒星の進化過程とその最後は図 3.2 のように質量によって異なるため、以下にまとめる (M は恒星の質量を、 M_{\odot} は太陽質量を表す)。

- $M < 0.08 M_{\odot}$
質量が小さすぎるため水素の核融合に十分な中心温度に到達することができず、主系列星になることができない。このような星は褐色矮星となる。
- $0.08 M_{\odot} < M < 0.46 M_{\odot}$
水素の核融合反応によって恒星にヘリウムコアができる。このような軽い星では中心部の密度が非常に高いためコア内の電子は縮退する。電子の縮退は温度によらないためコアはほぼ等温となり、密度に依存した圧力勾配と重力の平衡によって支えられるようになる（この縮退圧によって支えられる限界のコアの質量をチャンドラセカール質量という）。重力収縮が止まるためヘリウムの核融合に必要な温度に到達せず、エネルギーを放出して冷えていき、やがて白色矮星となる。
- $0.46 M_{\odot} < M < 4 M_{\odot}$
ヘリウムコアの質量がチャンドラセカール質量を超え、密度勾配だけでは星を支えること

ができなくなる。星を支えるためには温度勾配を生み出す必要があり、熱エネルギーを中心から外部に放出するようになる。するとコアはエネルギーを失い重力収縮していき、温度が上昇していく。 $M < 2 M_{\odot}$ の場合はコアが高密度になり縮退するため、ヘリウムフラッシュと呼ばれる爆発的なヘリウム燃焼が起こる。一方 $M > 2 M_{\odot}$ の場合は縮退するほど高密度にはならないため、通常のヘリウム燃焼が起きる。どちらも外側の水素燃焼殻は温度上昇に伴い膨張していき、恒星全体としては赤色巨星として進化していく。生成した炭素と酸素からなるコアは温度が足りないため核融合反応は起こさず、そのままエネルギーを失い白色矮星となる。また、膨張した外層は重力による束縛が弱いため星間空間に飛散する。

• $4 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$

縮退した炭素・酸素コアにおいて、爆発的な炭素燃焼が起こる。この反応によってコアの温度が上昇しても星はその質量のために膨張することができず、結果としてさらに温度が上昇していく正のフィードバックが起こる。コアは0.1秒以下で燃え尽きてしまい、「爆燃波」と呼ばれる燃焼波面は亜音速で外部へ伝搬していき爆発する。このような星の最後を熱核燃焼型（炭素爆燃型）超新星爆発という。

• $8 M_{\odot} < M < 10 M_{\odot}$

コアの質量がチャンドラセカール質量を超えるため、重力収縮していく。コアの中心部は弱く縮退しているため圧力の温度依存性が小さく、周辺部の炭素が先に燃焼を始める。酸素・ネオン・マグネシウムからなるコアが形成されるが、ネオンの燃焼には温度が足りずコアで電子は縮退する。ここでは高密度のため原子核内外の陽子による電子捕獲反応

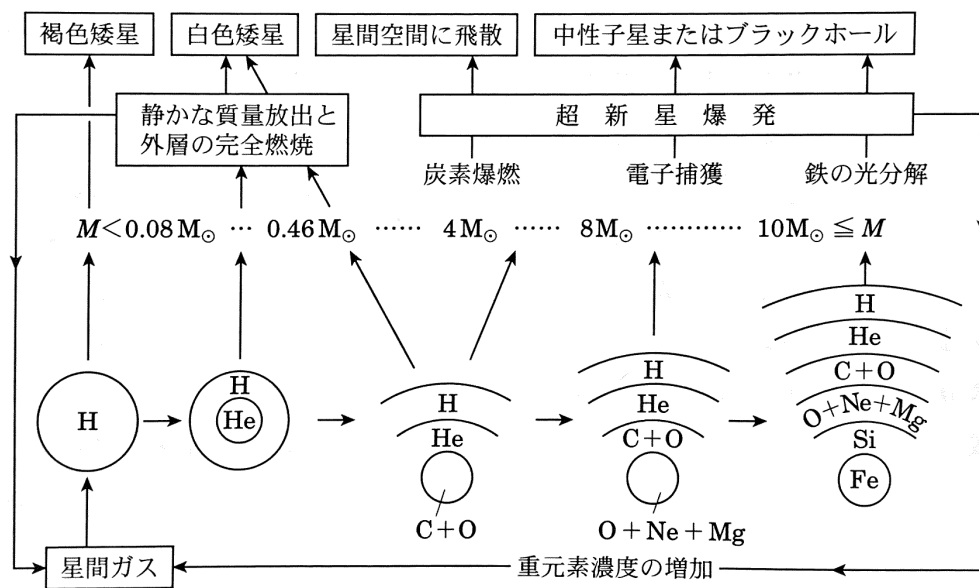


図 3.2 恒星の質量と進化 [33].

$(p + e^- \rightarrow n + \nu_e)$ が起き、縮退圧の低下により重力崩壊を起こす。その後コアの反跳で生じた衝撃波が外部へ伝播して重力崩壊型超新星爆発を起こし、中心部には中性子星が残る。

- $M > 10 M_\odot$

上とは異なり、炭素コアは中心から燃焼が始まる。コアではより重い元素の合成が繰り返され、核子あたりの結合エネルギーが最大となる鉄が合成されるとそれ以上反応は進まなくなる。鉄コアの質量が増加すると温度が上昇していき、光子による原子核の分解反応



が起こるようになる。この反応は重力を支える温度勾配を減らす方向に働くため、コアは重力崩壊を起こし、重力崩壊型超新星爆発へと繋がる。 $30 M_\odot$ を超えるような大質量星では重力崩壊によってそのまま潰れてしまい、ブラックホールを形成するものもあると考えられている。

3.2 超新星の分類

超新星はそのスペクトルと光度曲線の組み合わせによって図 3.3 のように分類される。スペクトルに特定の元素の吸収線があるかどうかで、爆発した時の外層がどこまで残っていたかを推測することができる。

まず、最大光度時のスペクトルに水素の吸収線が無いものを I 型、あるものを II 型として大きく 2 つに分類される。I 型のうち、ケイ素の吸収線があるものを Ia 型、無いものを Ib、Ic 型といい、さらに Ic 型はヘリウムの吸収線が見られない。一方 II 型のうち、光度曲線に時間的に光度が変化しないプラトーが見られるものを IIP 型といい、単調に光度が減っていくものを IIL 型という。また、II 型のうちで幅の狭い水素の吸収線を持つものを IIn 型という。

3.1 節で触れた熱核崩壊型超新星爆発には Ia 型が該当する。このような超新星爆発で解放されるエネルギーは核融合反応によるもので 10^{51} erg 程度である。もう片方の重力崩壊型超新星爆発としては Ib、Ic、II 型超新星が分類される。こちらでは重力エネルギーが解放され、そのエネルギーは 10^{53} erg 程度である。

3.3 超新星ニュートリノ

本節では超新星爆発から放出されるニュートリノを 3 つに分類し、それぞれの特徴について述べる。ニュートリノ観測の観点では、熱核崩壊型超新星爆発で放出されるニュートリノの数は少なく、その平均エネルギーも低いため観測することは困難である。そのため以降の議論は重力崩壊型超新星爆発からのニュートリノを観測対象として進める。

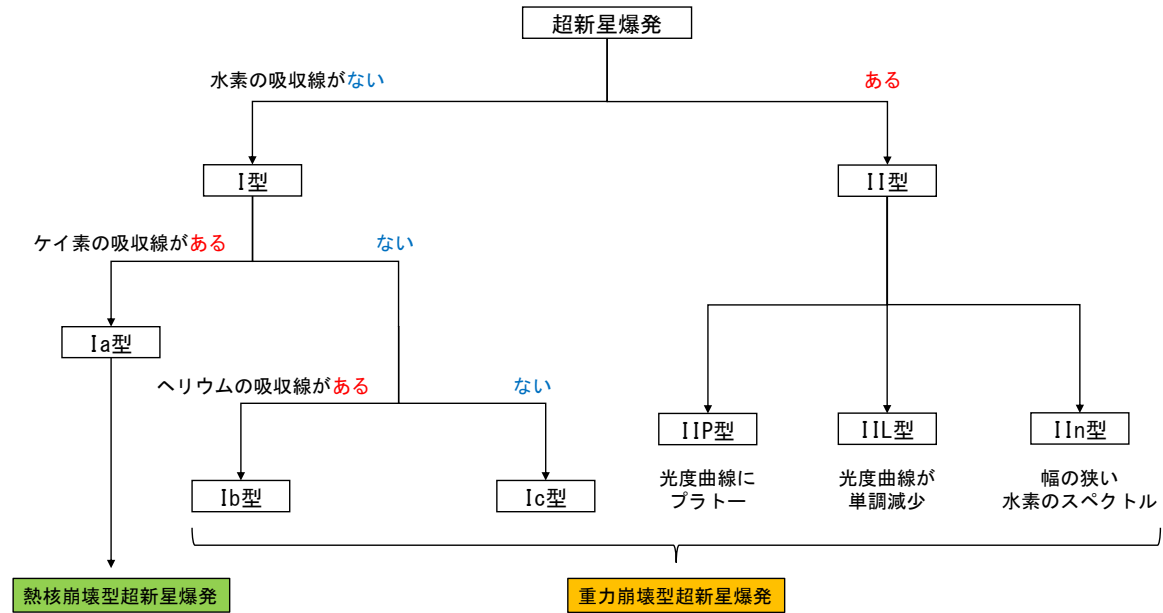
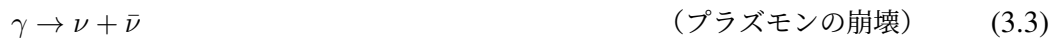
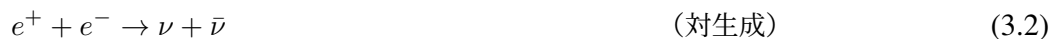


図 3.3 超新星の分類

3.3.1 超新星前兆ニュートリノ

炭素燃焼過程以降、コアの重力収縮の主な要因となるのはニュートリノ放出による冷却である。コアにおける各元素の燃焼過程の時間スケールは、炭素燃焼が爆発の数 100 年前まで、酸素・ネオンの燃焼が数年前まで、そして安定な鉄の合成に繋がるケイ素の燃焼はわずか数週間であると推測されている。そしてこの過程において、ニュートリノは以下のような反応で熱的に生成するとされている。



このような爆発前に放出されるニュートリノのことを超新星前兆ニュートリノと呼ぶ。爆発の直前ではこのような熱的に生成するニュートリノよりも原子核反応によって生成するニュートリノが支配的となる。図 3.4 に超新星爆発前後に期待される $\bar{\nu}_e$ の光度を示す。超新星前兆ニュートリノの観測は超新星爆発のアラートとしての活用が期待されているが、平均エネルギーが 2 MeV 以下と低いため、エネルギー閾値の低い液体シンチレータ検出器の KamLAND など観測が期待される。

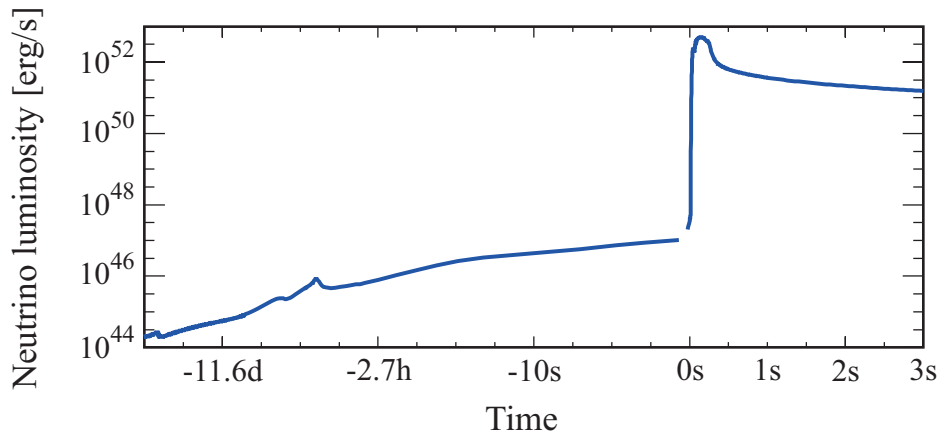


図 3.4 超新星爆発前 [34] と後 [35] に期待される $\bar{\nu}_e$ の光度。横軸の 0s は爆発時刻を表し、爆発前は対数で、爆発後は線形で描かれていることに注意。

3.3.2 超新星ニュートリノ

3.1 節で述べたようなコアにおける電子捕獲や原子核の光分解が起こると、重力崩壊型超新星爆発が起こり中性子星やブラックホールが最後に残る。ここでは以下で述べるような過程を経てニュートリノが放出される。

i) ニュートリノトラッピング

コアで電子捕獲反応が進行すると ν_e が生成し中性子過剰になっていく。これはコアが中性子星になっていく過程ともみなせる。通常ニュートリノは弱い相互作用しかしないためその反応率は非常に小さいが、重力崩壊するコア内部では密度が非常に高いためニュートリノの反応率は高くなる。ニュートリノと原子核がコヒーレント散乱を起こすようになると、コア内のニュートリノの平均自由行程が収縮するコアの半径 $\sim 10^7$ cm と同程度になる。また、この時のニュートリノの拡散時間もコア収縮の時間スケールと同程度となるため、実質的にニュートリノはコアに閉じ込められる。これをニュートリノトラッピングといい、特にニュートリノが閉じ込められた領域の表面をニュートリノ球という。

ii) コアの反跳と衝撃波の生成

重力収縮によってコアの密度が原子核の飽和密度 $\sim 10^{14}$ g/cm³ に到達すると、コアは核子からなる一様な核物質となり核力の斥力が働いて非常に硬くなる。重力収縮するコアは、亜音速で収縮する内部コアと超音速で収縮する外部コアに分けられる。コアが斥力によって反跳すると、その情報は音速で伝播するため内部コアの収縮を抑制する。しかし外部コアは超音速で収縮するため反跳の情報が伝わらず、結果として内部コアと外部コアの境界部分に衝撃波が生成される。

iii) 衝撃波の伝搬と中性子化バースト

衝撃波は下流の物質の圧力に押されてコアの外側へと進んでいく。衝撃波が通過した物質は圧縮・加熱されることで原子核が光分解を起こす。 ν_e を生成する電子捕獲反応の反応率は原子核よりも分解後の核子の方が大きいため、衝撃波面の直後では急速に電子捕獲反応が起こる。また、原子核の光分解が進行するとニュートリノのコヒーレント散乱が効かなくなりニュートリノ球が縮小していく。そして衝撃波がニュートリノ球面に達すると急激に ν_e の光度が上昇する。このような現象を中性子化バーストといい、数 10 ms の間に ν_e が 10^{53} erg/s もの光度で放出される。中性子化バーストを観測することができれば、ニュートリノの到達時間がエネルギーと質量によって変わることから、ニュートリノの絶対質量に制限を与えることができる。また、 ν_e のニュートリノ振動の観測も期待されている。

iv) ニュートリノの放出

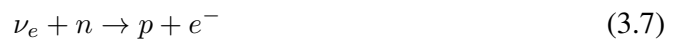
衝撃波の加熱によって電子の縮退が解けると、式 (3.2) で表される電子・陽電子の対消滅によるニュートリノ・反ニュートリノの対生成が起こる。また、この反応と同程度の寄与で以下に示す核子同士の制動放射によってもニュートリノは生成される。



ミューオン、タウオンは質量が大きいため超新星のコアには存在せず、それらの荷電カレント反応による ν_μ 、 ν_τ の生成は起こらない。

v) 衝撃波の停滞と復活

衝撃波面の直後で光分解が進行すると、衝撃波の熱エネルギーが静止質量エネルギーに転換され衝撃波はエネルギーを失っていく。すると衝撃波は外部コアを伝播しきることができず停滞してしまう。このような状態では外部の物質が衝撃波により外向きの速度を得ることができず、中心部の原始中性子星に膠着していく。この質量膠着が続くと中性子星が重力崩壊を起こしブラックホールとなってしまう、このような爆発に失敗する超新星を failed supernova という。停滞した衝撃波の復活を説明する理論としてはいくつか提唱されているが、最も有力なのはニュートリノによる衝撃波の加熱である。原始中性子星はニュートリノを放出しながら冷却されている。このニュートリノは反応率は低いものの、衝撃波による光分解で生成した核子に



の反応によって吸収される。このようなニュートリノによる衝撃波の加熱は 100 ms 程度の時間スケールで起こると推測されているが、いまだに衝撃波の復活を可能にする条件は確立していない。

vi) 原始中性子星の冷却

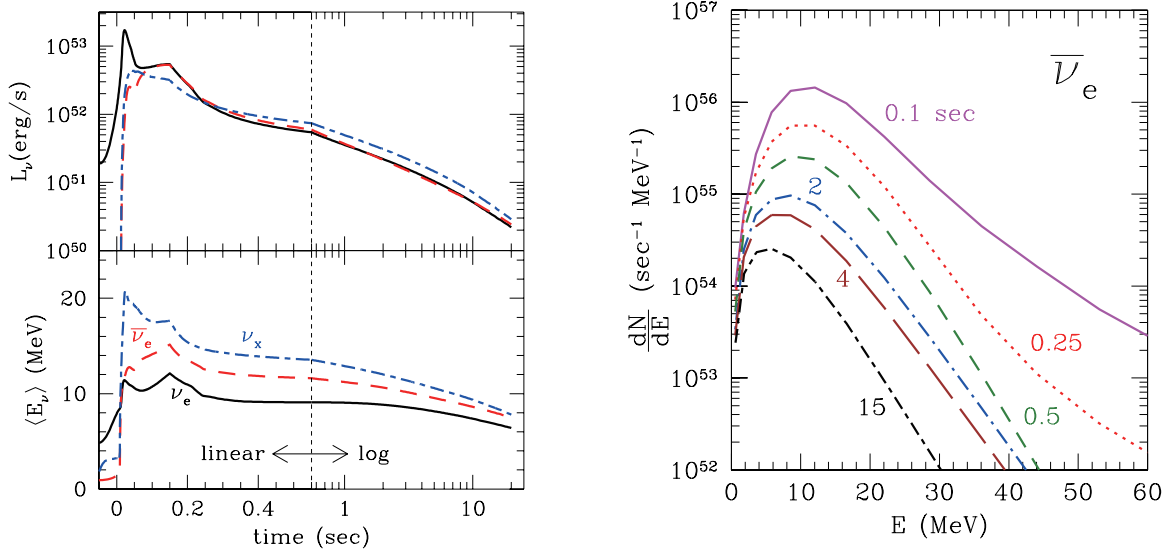


図 3.5 超新星ニュートリノの光度、平均エネルギーの時間変化（左図）と放出される $\bar{\nu}_e$ 数のエネルギー分布（右図） [35]。 ν_x は ν_μ 、 ν_τ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ を表す。また、右図の複数の線はコア反跳からの時間を表す。

原始中性子星はまだ比較的多くの陽子や電子を含んでいるため、ニュートリノを放出しながら冷却され中性子星へと向かっていく。この過程ではおよそ 10^{53} erg のエネルギーが 10s 程度の時間スケールで放出される。

衝撃波はその後も星のより外側に向かって伝播していき、表面付近の光球を通過すると光学的に超新星爆発が観測される。この時星の外層は吹き飛ばされ、中心部には原始中性子星が残る。図 3.5 に典型的な超新星ニュートリノのスペクトルを示す。超新星爆発由来のニュートリノの探索は 3.5 節で述べるように世界中のニュートリノ検出器で行われている。

3.3.3 超新星残存ニュートリノ

超新星爆発によって放出されたニュートリノは宇宙空間を漂っている。このようなニュートリノを超新星残存ニュートリノとよび、そのフラックスは過去全ての超新星爆発で放出されたニュートリノの積分で以下のように表される。

$$\frac{dF_\nu}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{max}} R_{SN}(z) \frac{dN_\nu(E'_\nu)}{dE'_\nu} \left| \frac{dt}{dz} \right| dz \quad (3.9)$$

ここで c は光速、 z は赤方偏移で、 $R_{SN}(z)$ は赤方偏移 z における超新星爆発の頻度を表す。また $E'_\nu = (1+z)E_\nu$ は現在観測されるニュートリノエネルギーが E_ν のときの赤方偏移 z におけるニュートリノエネルギーである。 z と t の関係式はフリードマン方程式から以下のように書き下せる。

$$\frac{dz}{dt} = -H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (3.10)$$

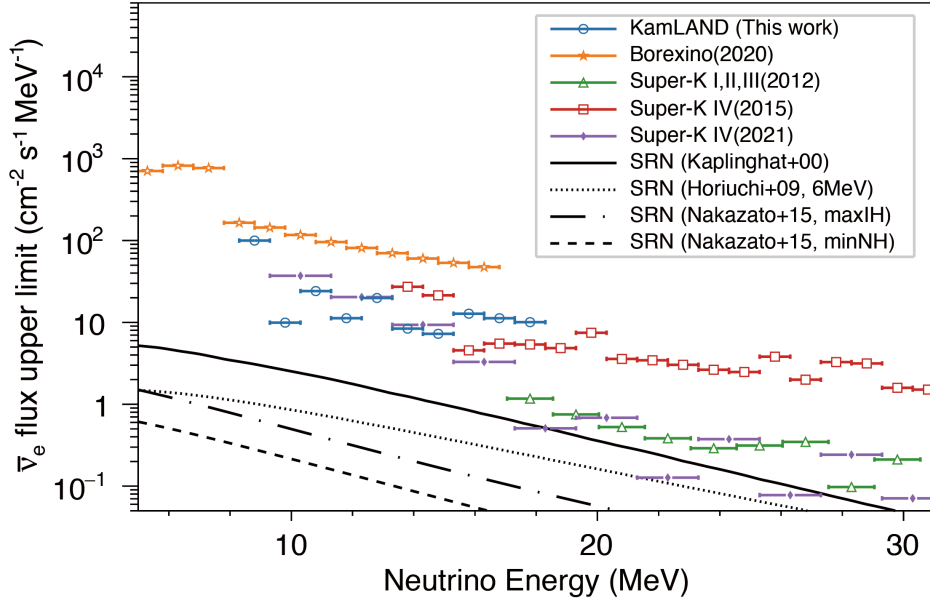


図 3.6 モデルに依存しない $\bar{\nu}_e$ のフラックスへの制限 [36]。KamLAND、Borexino、Super-Kamiokande それぞれの 90% 信頼度の上限値がプロットされている。また、複数の黒線は超新星残存ニュートリノのフラックスの理論予測を表す。

ここで H_0 はハッブル定数、 Ω_m は宇宙のエネルギー密度に対する物質の割合、 Ω_Λ は宇宙のエネルギー密度に対する暗黒エネルギーの割合である。赤方偏移 z における超新星爆発の頻度 $R_{SN}(z)$ は星形成率 $R_{SF}(z)$ と以下のような関係式で結び付けられる。

$$R_{SN}(z) = \frac{\int dm \phi_{IMF}(m)}{\int dm m \phi_{IMF}(m)} R_{SF}(z) \quad (3.11)$$

ϕ_{IMF} は初期質量関数である。超新星残存ニュートリノも爆発からのニュートリノと同様に超新星爆発の詳細なメカニズムを知る手がかりとなるため、図 3.6 のように Super-Kamiokande、KamLAND、Borexino をはじめとするニュートリノ検出器での探索が行われている。

3.4 超新星内部での物質効果

本節では超新星内部での物質効果によるニュートリノ振動について述べる。ここでの説明は [37] を参考にしており、2.2.2 で述べたように物質内でのニュートリノ振動が最大となる（共鳴を起こす）のは電子数密度 n_e が特定の値をとる場合である。式 (2.31) より、共鳴を起こす物質密度は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \rho_{\text{res}} &\sim \frac{1}{2\sqrt{2}G_F} \frac{\Delta m^2}{E} \frac{m_N}{Y_e} \cos 2\theta \\ &\sim 1.4 \times 10^6 \text{ [g/cm}^3\text{]} \left(\frac{\Delta m^2}{1 \text{ eV}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ MeV}}{E} \right) \left(\frac{0.5}{Y_e} \right) \cos 2\theta \end{aligned} \quad (3.12)$$

ここで m_N は核子の質量、 Y_e は電子の割合である。3 フレーバーの振動を考慮すると、共鳴には密度の大きい領域で起こるもの（H レゾナンス）と小さい領域で起こるもの（L レゾナンス）が存在することがわかる。質量の二乗差と混合角からそれぞれの物質密度を概算すると、H レゾナンスについては

$$\rho_H \sim 10^2 - 10^3 \text{ g/cm}^3 \quad (3.13)$$

L レゾナンスについては

$$\rho_L \sim 40 \text{ g/cm}^3 \quad (3.14)$$

となる。

物質中では電子型のニュートリノのみが CC 反応によりポテンシャル $V = \sqrt{2}G_F n_e$ （反電子型の場合は $V = -\sqrt{2}G_F n_e$ ）を受ける。3 フレーバーの振動では、有効ハミルトニアンは以下のように表される。

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu'}^2 & m_{e\tau'}^2 \\ m_{e\mu'}^2 & m_{\mu'\mu'}^2 & 0 \\ m_{e\tau'}^2 & 0 & m_{\tau'\tau'}^2 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

ここで ν_μ 、 ν_τ の部分空間は物質効果に無関係であるため、便宜上 $\nu_{\mu'}$ 、 $\nu_{\tau'}$ の部分空間へと変換を行った。 $V \gg m_{ij}^2/(2E)$ を仮定すると、有効ハミルトニアンは対角要素のみで以下のように近似できる。

$$H \sim \text{Diag}(V, m_{\mu'\mu'}^2, m_{\tau'\tau'}^2) \quad (3.16)$$

このことから、 ν_e 、 $\nu_{\mu'}$ 、 $\nu_{\tau'}$ が物質中のフレーバー固有状態として独立に存在し、共鳴を起こす領域まで伝播することとなる。CC 反応のポテンシャル V は電子数密度に比例するため、電子型のニュートリノが星の外部へ伝播して n_e が小さくなるにつれてポテンシャルも小さくなっていく。その結果、図 3.7 に示すように他のニュートリノの固有状態と混合が起こる。質量階層構造が NO の場合、H レゾナンス、L レゾナンスともに n_e が正の領域で起こるため、ニュートリノが物質効果を強く受け、反ニュートリノはほとんどその影響を受けない。一方、IO の場合は式 (3.12) より H レゾナンスが n_e が負の領域で起こるため、反ニュートリノも物質効果を受ける。

まず、質量階層構造が NO の場合のニュートリノが受ける物質効果について述べる。共鳴を起こしていない非常に高密度の領域において、以下のようにニュートリノのフレーバー固有状態は質量固有状態と同一であるとみなせる。

$$\nu_{3m} = \nu_e, \quad \nu_{2m} = \nu_{\tau'}, \quad \nu_{1m} = \nu_{\mu'} \quad (3.17)$$

このとき、質量固有状態のフラックスとフレーバー固有状態のフラックスはそれぞれ同じになる。

$$F_{1m}^0 = F_x^0, \quad F_{2m}^0 = F_x^0, \quad F_{3m}^0 = F_e^0 \quad (3.18)$$

共鳴が起こった場合に質量固有状態が変化する確率（flip probability）を P とすると、 P は断熱指数 γ を用いて以下のように表される。

$$P = \exp\left(-\frac{\pi}{2}\gamma\right) \quad (3.19)$$

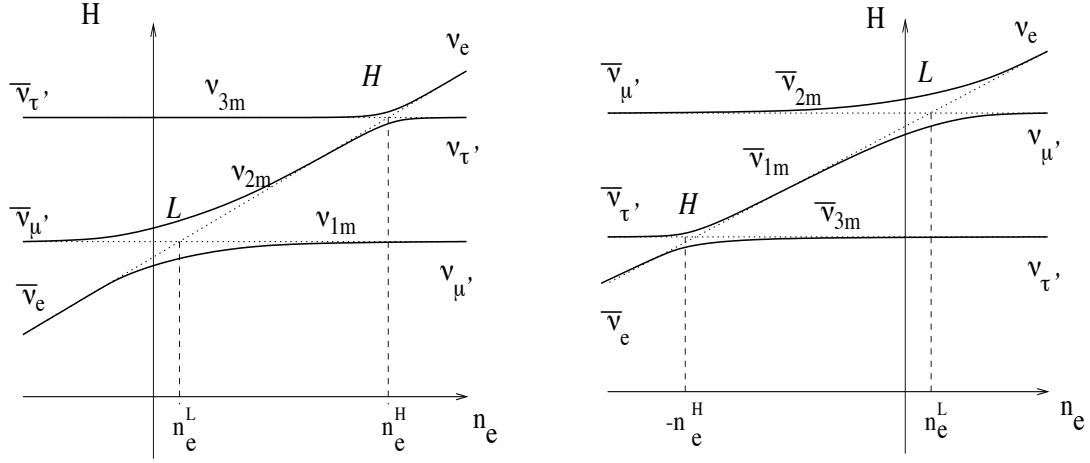


図 3.7 超新星内部でのニュートリノのエネルギー固有値と電子数密度の関係 [37]。左図は NO の場合を、右図は IO の場合を表す。ニュートリノは n_e が正の極限から 0 に向かって伝播し、反ニュートリノは n_e が負の極限から 0 に向かって伝播する。

よって H レゾナンス、L レゾナンスでの flip probability P_H 、 P_L を用いると、地球に飛来するニュートリノの質量固有状態のフラックスはそれぞれ以下のように計算できる。

$$F_1 = P_H P_L F_e^0 + (1 - P_H P_L) F_x^0 \quad (3.20)$$

$$F_2 = P_L (1 - P_L) F_e^0 + (1 - P_H + P_H P_L) F_x^0 \quad (3.21)$$

$$F_3 = (1 - P_H) F_e^0 + P_H F_x^0 \quad (3.22)$$

これらは a_i ($i = 1, 2, 3$) を用いてまとめて以下のように表すことができる。

$$F_i = a_i F_e^0 + (1 - a_i) F_x^0 \quad (3.23)$$

ここで

$$a_1 = P_H P_L, \quad a_2 = P_H (1 - P_L), \quad a_3 = 1 - P_H \quad (3.24)$$

であり、距離の二乗に反比例する因子は省略している。 F_i を用いると、 ν_e のフラックスはニュートリノの混合行列の行列要素を用いて以下のように表される。

$$F_e = \sum_i |U_{ei}|^2 F_i = F_e^0 \sum_i |U_{ei}|^2 a_i + F_x^0 \left(1 - \sum_i |U_{ei}|^2 a_i \right) \quad (3.25)$$

二つ目の等式の変換では行列要素のユニタリ性 ($\sum |U_{ei}|^2 = 1$) を利用した。 p を ν_e の生存確率とすると、式 (3.25) は

$$F_e = p F_e^0 + (1 - p) F_x^0 \quad (3.26)$$

と表される。このとき、 ν_e の生存確率は

$$\begin{aligned} p &\equiv \sum_i |U_{ei}|^2 a_i \\ &= |U_{e1}|^2 P_H P_L + |U_{e2}|^2 (P_H - P_H P_L) + |U_{e3}|^2 (1 - P_H) \end{aligned} \quad (3.27)$$

である。断熱極限 ($\gamma \gg 1$) では flip probability は $P_H \sim 0$, $P_L \sim 0$ と近似できるので、

$$p \sim |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13} \quad (3.28)$$

となる。

次に、NOでの反ニュートリノの物質効果について述べる。反ニュートリノは n_e が負の領域で共鳴を起こすが、NOの場合はHレゾナンスが正の大きい n_e の領域に存在するためここでの flip probability \bar{P}_H は無視する。NOのニュートリノの場合と同様に、共鳴を起こす前は物質中の反ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態は同一とみなせるので、

$$\bar{\nu}_{1m} = \bar{\nu}_e, \quad \bar{\nu}_{2m} = \bar{\nu}_{\mu'}, \quad \bar{\nu}_{3m} = \bar{\nu}_{\tau'} \quad (3.29)$$

および

$$\bar{F}_{1m}^0 = \bar{F}_{\bar{e}}^0, \quad \bar{F}_{2m}^0 = F_x^0, \quad \bar{F}_{3m}^0 = F_x^0 \quad (3.30)$$

である。よって物質中の反ニュートリノのフレーバー固有状態と地球に飛来する反ニュートリノの質量固有状態のフラックスの間には、 \bar{a}_i ($i = 1, 2, 3$) を用いて以下のような関係式が成り立つ。

$$\bar{F}_i = \bar{a}_i F_{\bar{e}}^0 + (1 - \bar{a}_i) F_x^0 \quad (3.31)$$

ここで、

$$\bar{a}_1 = 1 - \bar{P}_L, \quad \bar{a}_2 = \bar{P}_L, \quad \bar{a}_3 = 0 \quad (3.32)$$

である。これより、地球に飛来する $\bar{\nu}_e$ のフラックスは以下のように表される。

$$F_{\bar{e}} = \sum_i |U_{ei}|^2 \bar{F}_i = \bar{p} F_{\bar{e}}^0 + (1 - \bar{p}) F_x^0 \quad (3.33)$$

\bar{p} は $\bar{\nu}_e$ の生存確率で、

$$\bar{p} = \sum_i |U_{ei}|^2 \bar{a}_i = |U_{e1}|^2 (1 - P_L) + |U_{e2}|^2 P_L \quad (3.34)$$

である。断熱極限をとると

$$\bar{p} \sim |U_{e1}|^2 = \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \quad (3.35)$$

と表される。

質量階層構造がIOの場合も同様に考えることができる。ニュートリノについてはLレゾナンスのみ、反ニュートリノについてはHレゾナンスのみを考慮すると、地球に飛来する ν_e , $\bar{\nu}_e$ のフラックスは式 (3.26)、(3.33) と同じものが導かれる。このとき、それぞれの生存確率は断熱極限で

$$p = |U_{e1}|^2 P_L + |U_{e2}|^2 (1 - P_L) \sim |U_{e2}|^2 = \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \quad (3.36)$$

$$\bar{p} = |U_{e1}|^2 \bar{P}_H + |U_{e3}|^2 (1 - \bar{P}_H) \sim |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13} \quad (3.37)$$

と表される。この節で導出したフラックス、生存確率の表式は8章で用いる。

3.5 超新星ニュートリノ探索実験

本節では超新星ニュートリノ探索を行った先行研究を列挙し、その結果についてまとめる。これまで行われた超新星ニュートリノの探索では SN1987A からの超新星ニュートリノ以外のものは観測されていないため超新星爆発の頻度に上限値が与えられており、最も厳しい制限は Baksan によって与えられている。また、超新星ニュートリノに対する観測確率も各検出器で見積もられており、現在は Super-Kamiokande が最も遠くからの超新星ニュートリノを観測可能である。

3.5.1 Super-Kamiokande (SK) [4, 5]

SK は岐阜県池の山山頂地下 1000 m に位置する水チェレンコフ検出器で、その有効体積は 22.5 kt である。SK の観測データ期間は SK-I から SK-VI の 6 つに分けられており、超新星ニュートリノの探索は SK-I、SK-II の期間 [4] と SK-IV の期間 [5] で行われている。ニュートリノ反応の事象数は逆ベータ崩壊反応 $\bar{\nu}_e$ が最も多いが、方向情報をもつニュートリノと電子の散乱も重要である。また、ニュートリノと ^{16}O との反応による事象も存在する。

SK-I、SK-II の期間の探索は 1996 年 4 月から 2001 年 1 月と 2002 年 10 月から 2005 年 12 月の合計 2589.2 日の有感時間 (livetime) で行われ、SK-I (SK-II) の観測エネルギー閾値は 6.5 MeV (7.0 MeV) であった。この探索では超新星ニュートリノは観測されなかった。図 3.8 の左図にこの解析から得られた超新星ニュートリノの観測確率を示す。以上より、100 kpc 以内の超新星ニュートリノは確実に観測可能であるとし、その距離内での超新星爆発頻度に 90% 信頼度の上限値として 0.32 yr^{-1} という制限を与えている。

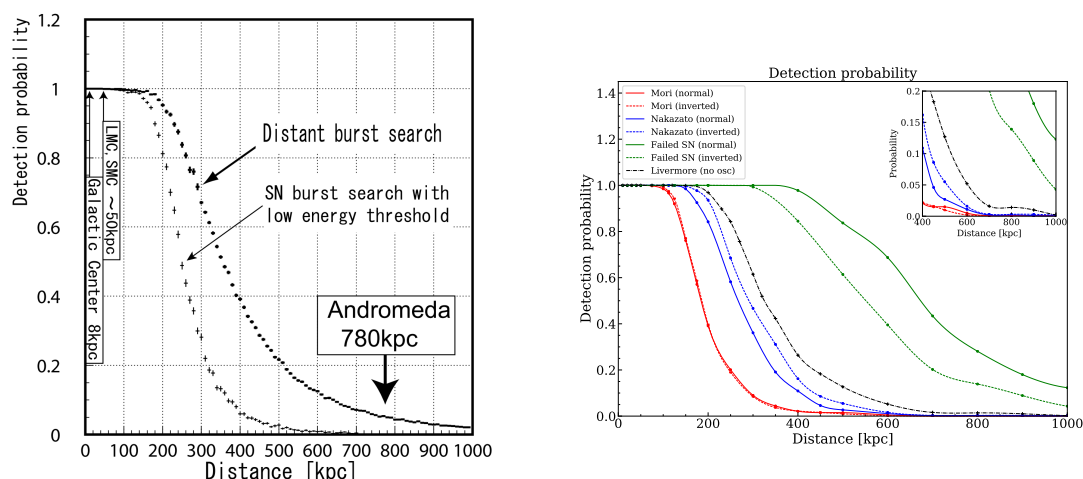


図 3.8 Super-Kamiokande における超新星ニュートリノの観測確率。左図は SK-I、SK-II の結果 [4] で、右図は SK-IV の結果 [5] である。

また、SK-IV の期間では 2008 年 9 月から 2018 年 5 月の合計 3318.41 日の livetime で探索が行われた。この期間はより低エネルギーの事象も検出可能なトリガーが開発され、観測エネルギー

が 5.5 MeV 以上の事象に対しても 54% の信号効率を実現した。しかし、こちらも超新星ニュートリノの証拠は確認されなかった。図 3.8 の右図に示した観測確率は複数のモデルを用いて見積もられ、その結果から超新星爆発の頻度に 100 kpc 以内（爆発に失敗する failed supernova に対しては 300 kpc 以内）で 0.29 yr^{-1} という上限値を与えている。

3.5.2 Large Volume Detector (LVD) [6, 7]

LVD はイタリアのグランサッソに建設された液体シンチレータ検出器で、3600 m 水当量の岩盤の地下に位置する。ニュートリノ観測に使用される主な反応は逆ベータ崩壊反応である。2015 年の論文 [6] では LVD の超新星ニュートリノ探索に用いられたデータ期間は 1992 年 6 月から 2005 年 12 月の period P1 と 2006 年 1 月から 2013 年 12 月の period P2 で、合計の livetime は 7335 日であった。P1 での観測エネルギー閾値は検出器中心で 5 MeV、周辺部で 7 MeV なのに対し、P2 での閾値は位置によらず 4 MeV である。

LVD による全期間の探索では超新星ニュートリノによる事象は観測されなかった。超新星ニュートリノに対する観測確率の計算は 2001 年 1 月までの有効体積が 300 t であった期間とそれ以降の有効体積が 1000 t であった期間それぞれで行われ、いずれの場合も図 3.9 に示すように 25 kpc 以内であれば 95% 以上の確率で検出可能であることがわかった。したがって 25 kpc 以内で超新星爆発頻度の上限値が 0.114 yr^{-1} (90% 信頼度) であるという結果を得た。

また、2022 年の論文 [7] では探索期間を 2021 年まで広げた結果が報告されている。この探索でも超新星ニュートリノは観測されなかったため、銀河系内における超新星爆発頻度の 90% 信頼度の上限値として 0.08 yr^{-1} が与えられている。

3.5.3 Baksan [38]

Baksan はロシアのコーカサス山脈の地下に位置する液体シンチレータ検出器で、その深さは 850 m 水当量である。Baksan では主に逆ベータ崩壊反応を用いてニュートリノを観測する。超新星ニュートリノの探索における livetime は 33.02 年であり、1980 年 6 月から 2018 年 12 月に相当する。この探索期間は現行の超新星ニュートリノ探索実験において最も長い。Baksan の観測エネルギー閾値は 8 MeV であり、探索に用いられた有効体積は 240 t である。

理論計算から Baksan では 25 kpc 遠方で起こった超新星爆発からのニュートリノ事象は 10 事象ほど観測可能であることがわかったが、Baksan の探索期間では超新星ニュートリノは観測されなかった。そのため銀河系内での超新星爆発頻度に 90% 信頼度の上限値として 0.070 yr^{-1} という制限を与えている。この値は現在ニュートリノ観測から与えられている超新星の爆発頻度として最も厳しい制限である。

3.5.4 Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [39]

SNO はカナダのクレイトン鉱山の地下に位置するチェレンコフ検出器で、その深さは 5890 m 水当量である。球形の亚克力容器には 1 kt の重水が入っており、電子との弾性散乱 ($\nu_x + e^- \rightarrow$

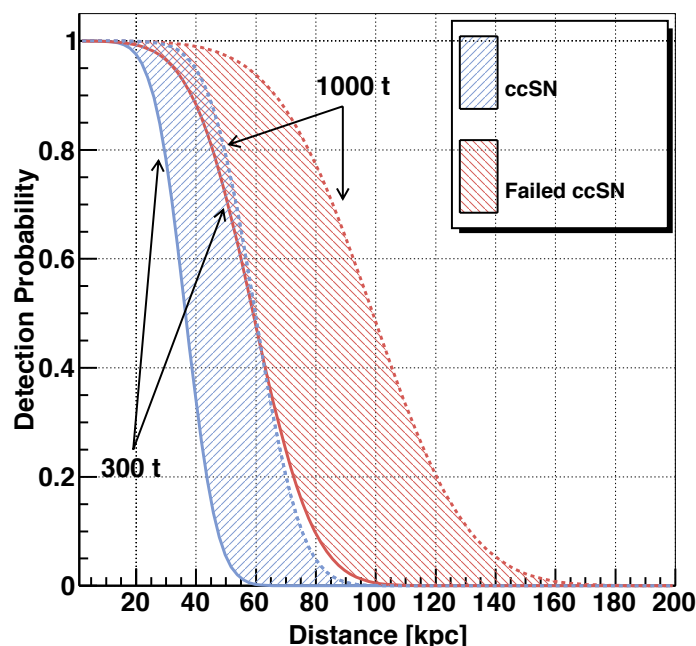


図 3.9 LVD における超新星ニュートリノの観測確率 [6]

$\nu_x + e^-$)、荷電カレント反応 ($\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$)、中性カレント反応 ($\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$) を用いてニュートリノを観測する。特に中性カレント反応に対する検出効率が他の検出器よりも高く、フレーバーによらないニュートリノ観測が可能なのが特徴である。SNO による超新星ニュートリノの探索は重水のみを用いた 1999 年 11 月から 2001 年 5 月までの Phase I (livetime 241.4 日) と、中性カレント反応で生成する中性子の検出効率を上げるために NaCl を溶かした 2001 年 7 月から 2003 年 8 月までの Phase II (livetime 388.4 日) に分けられる。複数の時間幅、エネルギー閾値を使用した解析を行っており、最も低いエネルギー閾値は 4.5 MeV である。

SNO による探索でも超新星ニュートリノは観測されていなかった。観測確率の理論計算は Phase I、Phase II で分けて行われ、図 3.10 のようになった。その結果から、Phase I については天の川銀河の典型的なスケールである 10 kpc までは観測確率が 100% であり、Phase II ではさらに改善されて 30 kpc までは観測確率が 100% であることが示された。

3.5.5 MiniBooNE [40]

MiniBooNE はアメリカのフェルミ研究所が所有するチェレンコフ検出器で、フェルミ研究所のニュートリノビーム放出地点から 500 m の地点に建設されている。その深さは地下 3 m であるためミューオンが 10 kHz と他の検出器に比べ高い頻度で到来する。検出器内には 800 t のミネラルオイル (CH_2) が入っており、主にニュートリノの荷電カレント反応で発生するチェレンコフ光を検出する。超新星ニュートリノの探索に使用されたデータ期間は 2004 年 12 月から 2008 年 7 月までで、その livetime は 1221.44 日であった。

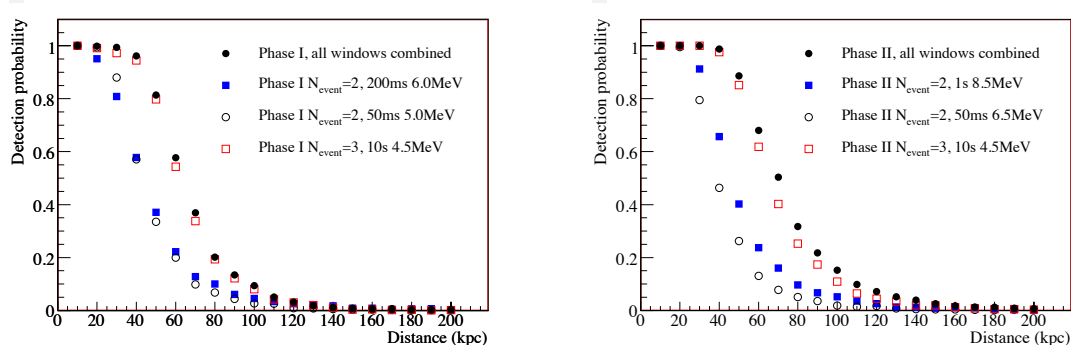


図 3.10 SNO における超新星ニュートリノの観測確率 [39]。左図に phase-I の結果を、右図に phase-II の結果を示している。

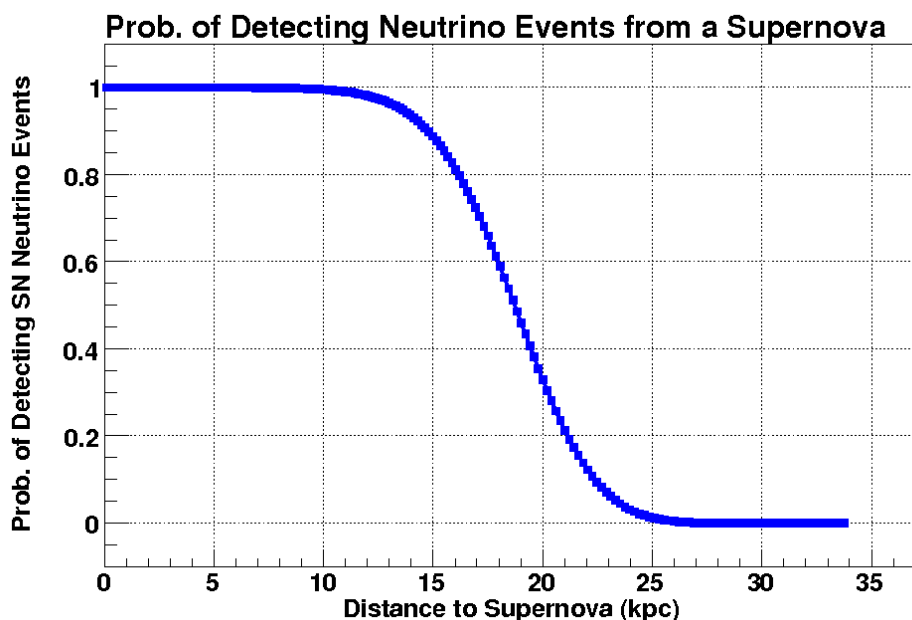


図 3.11 MiniBooNE における超新星ニュートリノの観測確率 [40]

MiniBooNE では超新星ニュートリノ探索のためにエネルギー選定条件を最適化しており、再構成されたエネルギーが 11 MeV から 45 MeV の事象を用いている。この探索では超新星ニュートリノ事象は観測されず、図 3.11 に示したような観測確率の見積りが行われた。その結果、13.4 kpc 以内では観測確率が 95% 以上であることが確認され、その範囲内での超新星爆発頻度に 0.69 yr^{-1} (90% 信頼度) という上限値を与えている。よって、MiniBooNE の超新星ニュートリノに対する距離感度は天の川銀河全域に対して 73% 程度であると示された。

3.5.6 Irvine Michigan Brookhaven detector (IMB) [41]

IMB はアメリカのオハイオ州にある塩鉱内に建設された 8kt の水チェレンコフ検出器で、1991 年 3 月まで運転していた。その深さは地下 600 m で 1570 m 水当量である。IMB による超新星ニュートリノの探索は 1986 年 5 月から 1991 年 3 月までの livetime 863 日のデータを用いて行われているが、唯一観測されている SN1987A からの超新星ニュートリノは除外している。20–60 MeV のエネルギー領域において超新星ニュートリノは観測されておらず、銀河系内での超新星爆発頻度に 90% 信頼度で 0.71 yr^{-1} という上限値を与えている。

3.5.7 超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ

以上に示した超新星ニュートリノ探索実験の結果を表 3.1、3.2 にまとめる。以降の章で述べる KamLAND による超新星ニュートリノの探索では、1kt の体積と低いエネルギー閾値から SK 以外のニュートリノ検出器と比較して長い観測可能距離が期待される。また、SK では観測できない ^{12}C を用いた反応を探索に用いることから、本研究の探索結果は SK の結果と差別化が可能である。

表 3.1 超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ (1)

	SK	LVD	Baksan
探索期間	1996年4月 –2018年5月	1992年6月 –2021年	1980年6月 –2018年12月
Livetime	2589.2 day (SK-I, II) 3318.41 day (SK-IV)	~ 29 yr	33.02 yr
有効体積	22.5 kt	300 t/1000 t	240 t
観測エネルギー範囲	$\geq 6.5\text{--}7.0\text{ MeV}$ $\gtrsim 5.5\text{ MeV}$	$\geq 4\text{--}7\text{ MeV}$	$\geq 8\text{ MeV}$
爆発頻度の上限値	0.32 /yr 0.29 /yr	0.08 /yr	0.070 /yr
観測可能距離 (観測確率)	$\leq 100\text{ kpc}$ (~ 100%)	$\leq 25\text{ kpc}$ ($\geq 95\%$)	$\leq 25\text{ kpc}$

表 3.2 超新星ニュートリノ探索実験の結果のまとめ (2)

	SNO	MiniBooNE	IMB
探索期間	1999年11月 –2003年8月	2004年12月 –2008年7月	1986年5月 –1991年3月
Livetime	241.4 day (Phase I) 388.4 day (Phase II)	1221.44 day	863 day
有効体積	1 kt	800 t	8 kt
観測エネルギー範囲	$\geq 4.5\text{ MeV}$	11–45 MeV	20–60 MeV
爆発頻度の上限値 (90% 信頼度)	–	0.69 /yr	0.71 /yr
観測可能距離 (観測確率)	$\leq 10\text{ kpc}$ (~ 100%) $\leq 30\text{ kpc}$ (~ 100%)	$\leq 13.4\text{ kpc}$ ($\geq 95\%$)	銀河系内

第 4 章

KamLAND 実験

KamLAND は **Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector** の略で、神岡鉱山内に位置する大型液体シンチレータである。KamLAND 実験では主に $\bar{\nu}_e$ の反応で生じるシンチレーション光を観測することで、特に原子炉ニュートリノ観測や地球ニュートリノ観測において成果を上げてきた。この章ではまず 4.1 節で KamLAND 検出器の概要について説明する。次に 4.2 節で検出器の構成要素について詳しく述べ、4.3 節では KamLAND でのデータ収集システムについて述べる。さらに KamLAND では観測が始まって以降も背景事象の削減、検出感度向上、新物理の探究のために検出器の構成要素に手が加えられているため、4.4 節から 4.6 節で説明する。そして最後に 4.7 節では事象再構成の手順について述べる。

4.1 KamLAND 検出器

図 4.1 に示すように、KamLAND は神岡鉱山内池ノ山山頂直下約 1000 m に位置しており旧 KamiokaNDE 検出器を改修して建設された。岩盤の厚さは 2700 m の水相当で、宇宙線ミュオンのフラックスが地上のおよそ 10^{-5} にまで抑えられており、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。同じトンネルの中には KamLAND 検出器本体だけでなく、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) の HV ルーム、コントロールルームやエレキハット、純水製造装置や液体シンチレータの第一、第二純化装置なども併設されている。

4.2 検出器の構成

KamLAND 検出器は図 4.2 に示すように内部検出器 (Inner Detector, ID) と外部検出器 (Outer Detector, OD) に大別され、それぞれに PMT が設置されている。ID は直径 18 m のステンレスタンクに囲まれた領域でシンチレーション光を検出して物理観測に利用され、その外側の OD はチェレンコフ光を観測することで宇宙線ミュオンの veto に使用されている。

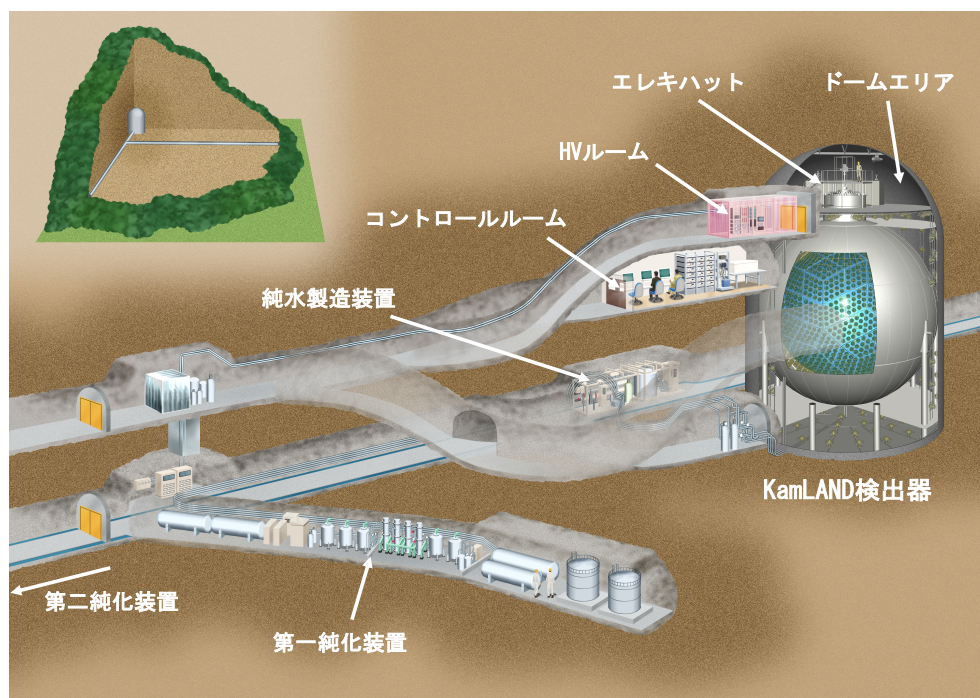


図 4.1 KamLAND 検出器とその周辺の様子

4.2.1 内部検出機 (Inner Detector, ID)

ID は直径 18m の球形のステンレスタンクの内側の領域を指し、直径 13m のバルーンが吊り下げられている。このバルーンの内側は 1kt の液体シンチレータ (KamLS) で満たされており、外側は無発光性のバッファオイルで満たされている。液体シンチレータ中を荷電粒子が通過すると等方的にシンチレーション光が放出され、タンクの内側に設置された PMT で観測される。さらに ID の中心部には $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験が行われている期間はインナーバルーン (外側のバルーンと区別してこのように呼ぶ) が吊り下げられているが、詳しくは 4.6 節で説明する。

KamLAND 液体シンチレータ (KamLS)

荷電粒子がシンチレータ中にエネルギーを落とすとシンチレータ中の物質が励起され、その後脱励起によってシンチレーション光が等方的に放出される。KamLAND 実験ではシンチレータの純化の簡単さや実験の大規模化を想定し、有機化合物の液体シンチレータが採用されている。約 1kt もの液体シンチレータがバルーン内に満たされており、その構成要素は溶媒としてプソイドクメンが、発光剤としてジフェニルオキサゾールが用いられている。また、密度調整や透過率低下の防止のためにドデカンも使用されている。表 4.1 に KamLS の構成要素をまとめる。

表 4.1 KamLS の構成要素

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	80%
プソイドクメン	C_9H_{12}	0.875 g/cm ³	20%
ジフェニルオキサゾール	$C_{15}H_{11}NO$	-	1.36 g/l
KamLS	-	0.77721 g/cm ³	-

バルーンとバッファオイル

バルーンはナイロンとエチレン-ビニルアルコール共重合体からなる厚さ 135 μm の 5 層のフィルムから構成されており、44 本のケブラーロープで支えられている。バルーンの周囲を満たす無発光性のバッファオイルは KamLS と同程度の密度になるように作られており、バルーンを支える役割を果たす。また、バッファオイルは ID を構成するステンレスタンクや PMT からの γ 線を遮蔽する働きも持つ。さらに、バッファオイルは厚さ 3mm のアクリル板によって内側と外側に分けられており、このアクリル板は ID の PMT が破碎した場合にその破片が飛び散るのを防いで

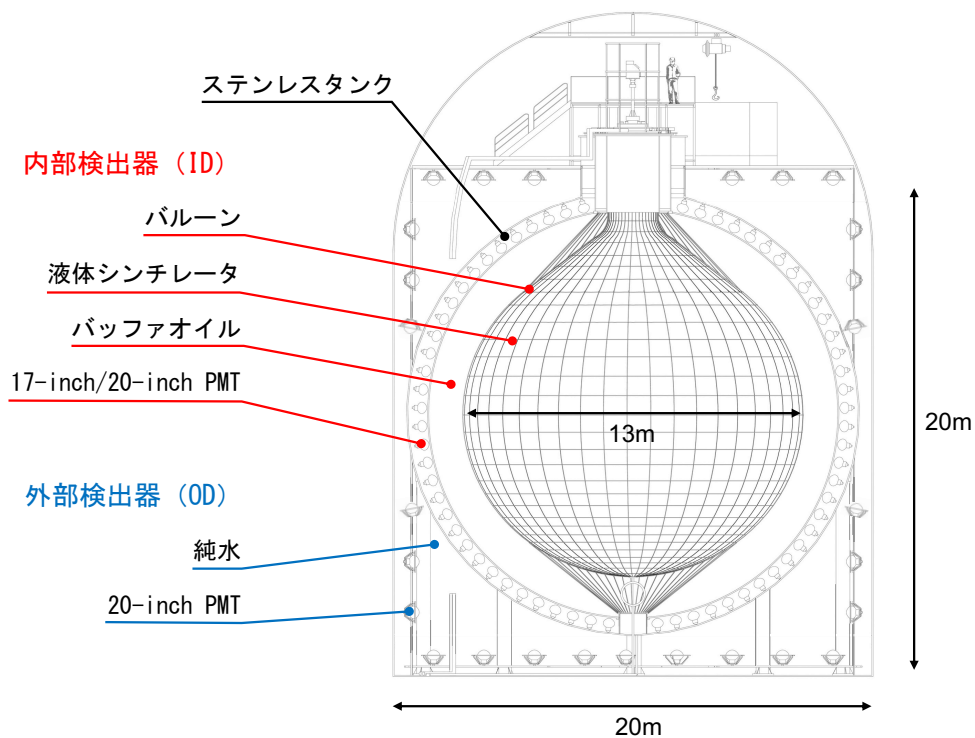


図 4.2 KamLAND 検出器の概略図

いる。表 4.2 にバッファオイルの構成要素をまとめる。

表 4.2 バッファオイルの構成要素。比率は体積比を表す。

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	53%
イソパラフィン	C_nH_{2n+2}	0.795 g/cm ³	47%
バッファオイル	-	0.77690 g/cm ³	-

4.2.2 外部検出機 (Outer Detector, OD)

OD は高さ約 20 m、半径約 10 m の円筒形の空洞で、その中は約 3.2 kt の純水で満たされている。この純水は検出器周辺の岩盤からの高エネルギー中性子や β 、 γ 線を遮蔽する働きを持つ。また、水中でのチェレンコフ光を PMT で観測することで、背景事象となるミューオン及びそれに由来する事象の veto に使用されている。2016 年以前は 225 本の PMT が外壁に内向きに設置されていたが、PMT の老朽化に伴い正常に動作する本数が減少したため、2016 年 1 月から 4 月にかけて OD の改修工事が行われた。その後は配置や向きを調整した 140 本の PMT が外壁に設置されている。

4.2.3 光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)

PMT は高い時間分解能を持ち、1 光子程度の微弱な光信号を検出できる光センサーである。PMT の光電面に光子が入射すると、光電効果によって光電子が放出される。この光電子は収束電極で加速され、ダイノードへ導かれる。光電子のダイノードへの衝突によって二次電子が放出され、この過程の繰り返しによって最終的には 10^7 倍程度まで増幅される。ダイノードから放出された二次電子群は陽極から取り出され、電気信号へと変換される。図 4.3 に KamLAND 検出器で用いられている PMT を示す。KamLAND では、複数の型の PMT によってシンチレーション光とチェレンコフ光を観測している。

ID PMT

ID では 1325 本の 17-inch PMT (R7250) と 554 本の 20-inch PMT (R3600) がステンレスタンクの内壁に取り付けられており、その被覆率はおよそ 34% である。20-inch PMT は旧 KamiokaNDE 検出器で使用されていたものを耐油加工を施して使用しており、そのダイノードはベネシアンブラインド型が採用されている。17-inch PMT は 20-inch PMT を改良して作られたもので、光電面の端は時間分解能を向上させるためマスクされている。また、ダイノードは時間分解能に優れるボックス型及びラインフォーカス型が採用されている。さらに、PV 比^{*1}も 17-inch

*1 PMT の電荷分布において 1 光電子相当光のピークとペDESTアルの間にてける谷の比

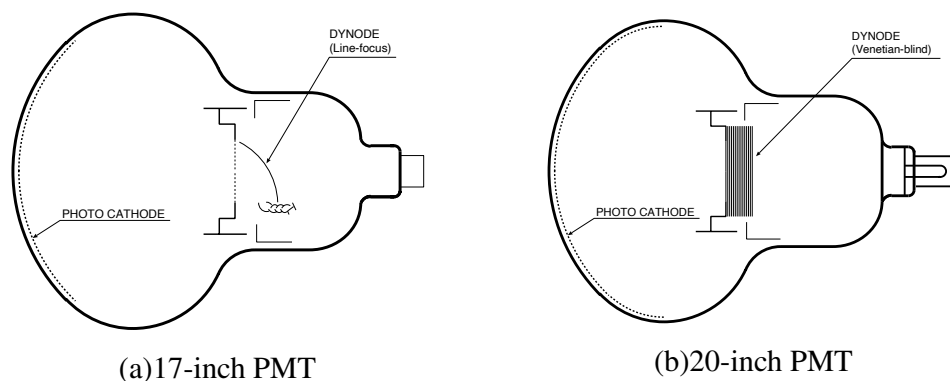


図 4.3 (a)17-inch PMT と (b)20-inch PMT の概略図

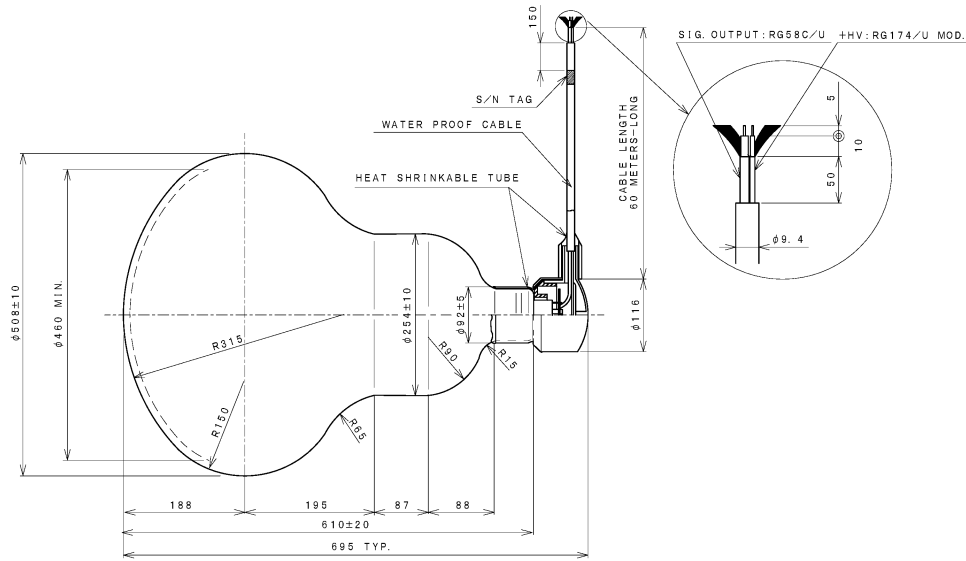
PMTの方が大きく、1光電子（PhotoElectron, p.e.）相当の信号の識別性能が高いことを表している。表 4.3 に ID で使用されている 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能をまとめる。

表 4.3 ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能。 λ は入射光の波長を表す。

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

OD PMT

2016 年の OD 改修工事前までは 225 本の 20-inch PMT (R3600) が旧 KamiokaNDE 実験から OD PMT として流用されていた。しかし OD 改修工事後は、140 本の新しい 20-inch PMT (R3600-06MOD) に置き換えられ現在まで使用されている。R3600-06MOD の概略図を図 4.4 に示す。この新しい PMT は Super-Kamiokande でも使用されていた型であるが、KamLAND ではより量子効率が高い PMT を使用している。この PMT のうち、さらに光電面を高量子効率 (HQE、High Quantum Efficiency) にした PMT は HQE PMT と呼ばれ、OD において特に検出感度の低い赤道部分と検出器底部の一部で導入されている。また、20-inch PMT だけでは捉えきれない検出器上部を通過するミューオンを検出するため、16 本の 8-inch PMT と 6 本の 5-inch PMT も取り付けられている。表 4.4 に OD で使用されている PMT の性能をまとめる。



UNIT : mm

図 4.4 R3600-06MOD の概略図

表 4.4 OD 20-inch PMT の性能。λ は入射光の波長を表す。

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

4.3 データ収集システム

KamLAND では、2つのデータ収集システム (Data Acquisition、DAQ) が並行に動いている。この一方は KamDAQ という KamLAND Front-End Electronics (KamFEE) または Front-end Berkeley Electronics (FBE) による DAQ で、KamLAND で観測が開始された当初から使用されていた。もう一方は Module for General-Use Rapid Application (MoGURA) による DAQ で MogDAQ と呼び、KamLAND-Zen 実験開始時に宇宙線ミューオン直後のデッドタイムを低減するために導入された。図 4.5 に示すように、PMT で取得されたアナログ信号は KamLAND 検出器上部のエレキハットでデジタル化され、その信号は分岐されてそれぞれの DAQ へと送信さ

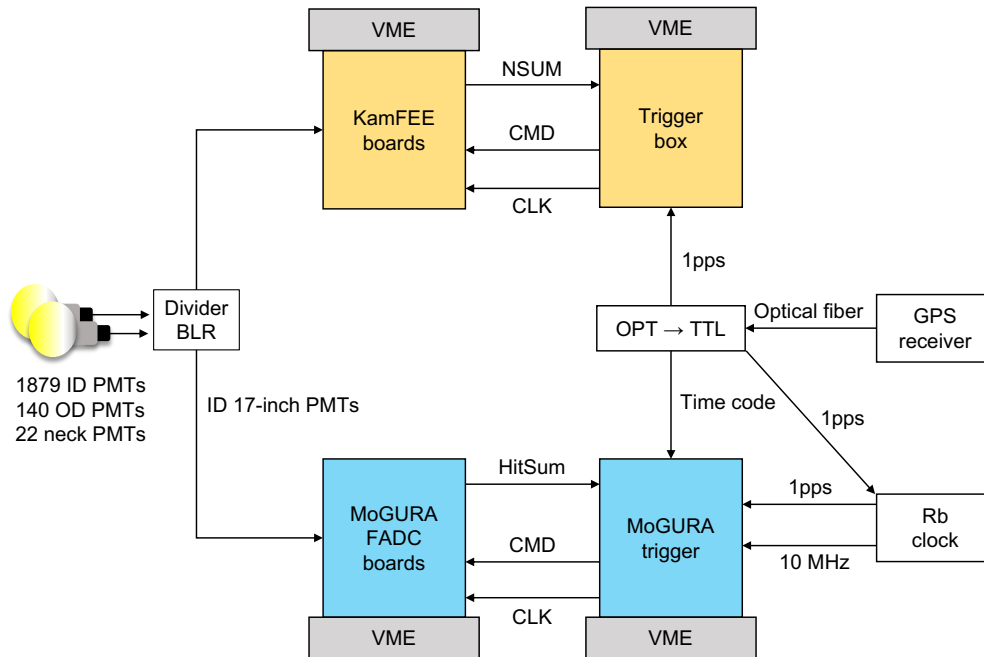


図 4.5 KamLAND の DAQ の概要

れる。

4.3.1 KamDAQ

KamDAQ は KamFEE とトリガー回路、及び GPS レシーバーなどその他の構成要素からなるデータ収集システムである。KamDAQ におけるデータ収集の流れは以下のようになっている。まず、KamFEE からトリガー回路に PMT のヒット情報が送られ、トリガー回路から KamFEE にデータ取得のトリガーが発行される。これにより取得された信号のデジタル化が行われ、このデータが DAQ コンピュータへと転送される。ここでは KamDAQ の主要な構成要素について述べる。

KamFEE

KamFEE は KamLAND 検出器のために独自開発されたデータ取得回路であり、KamLAND の全ての PMT が接続されている。KamFEE のボード 1 枚につき最大 12 本の PMT を接続することができ、このような KamFEE ボードが約 200 枚使用されている。

KamFEE の略図を図 4.6 に示す。KamFEE に入力された PMT の波形のアナログ信号は 2 つに分けられ、一方はディスクリミネーターに送られる。ディスクリミネーターでは 1 光電子相当の波高の 6 分の 1 程度に設定された閾値を超えた信号がヒットと判定され、そのヒット情報はトリガー回路に送られる。もう一方の信号ははディレイ、アンプを通過したのち Analog Transient Waveform Digitizer (ATWD) へと送信される。アンプのゲインには 0.5 倍、4 倍、20 倍の三段

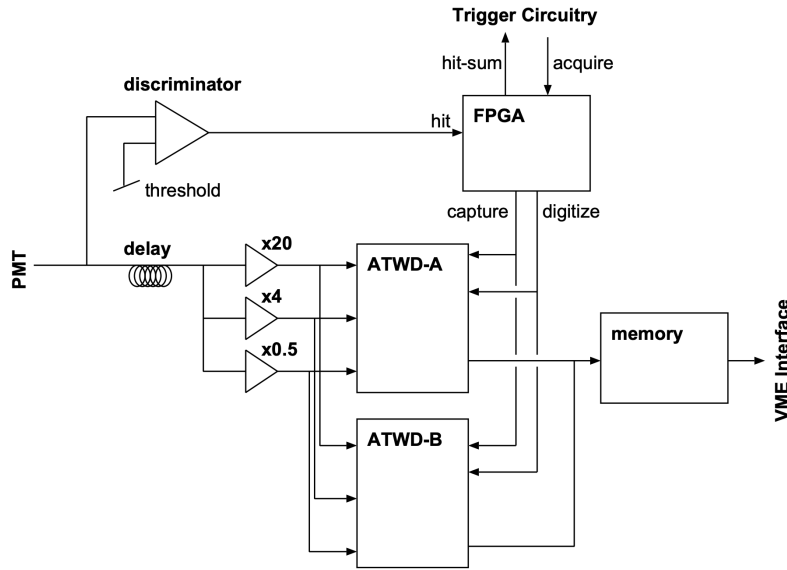


図 4.6 KamFEE の略図 [42]

階があり、信号が ATWD のダイナミックレンジを超えた場合により低いゲインの信号をデジタル化している。このような仕組みは広い出力範囲の PMT の信号を、全て精度良く記録するために用いられている。ATWD での信号のデジタル化にはおよそ $25 \mu\text{s}$ かかるため、その間 ATWD は新たな信号を取得することはできない。この問題を解決するため、KamFEE では 1 チャンネルにつき 2 つの ATWD を交互に使用している。しかし宇宙線ミュオンによる信号の後には、信号波形のオーバーシュートとアフターパルスの影響によって 2 つの ATWD でもデータ取得が間に合わずデッドタイムが生じる。このデッドタイムを減らすために開発されたのが後に述べる MogDAQ である。

トリガー回路

200 枚の KamFEE ボードのヒット情報はトリガー回路に集約され、そのヒット数の合計値 Nsum が算出される。トリガー回路からは ID のチャンネルや OD のチャンネルごとの Nsum が、設定された閾値を超えるかを判別することでトリガーが発行され KamFEE に送られる。そのほかにも、Nsum によらないトリガーや外部コマンドの要求によるトリガーも発行される。またトリガー回路からは、神岡鉱山坑口に設置されている GPS レシーバーと同期された 40 MHz のシステムクロックが KamFEE ボードに分配されており、KamFEE に記録されたデータに時間情報を付与している。

4.3.2 MogDAQ

MogDAQ は主に BaseLine Restorer (BLR)、MoGURA、MoGURA トリガーからなるデータ収集システムで、図 4.7 に示すような宇宙線ミュオン事象後のアフターパルスやオーバーシュー

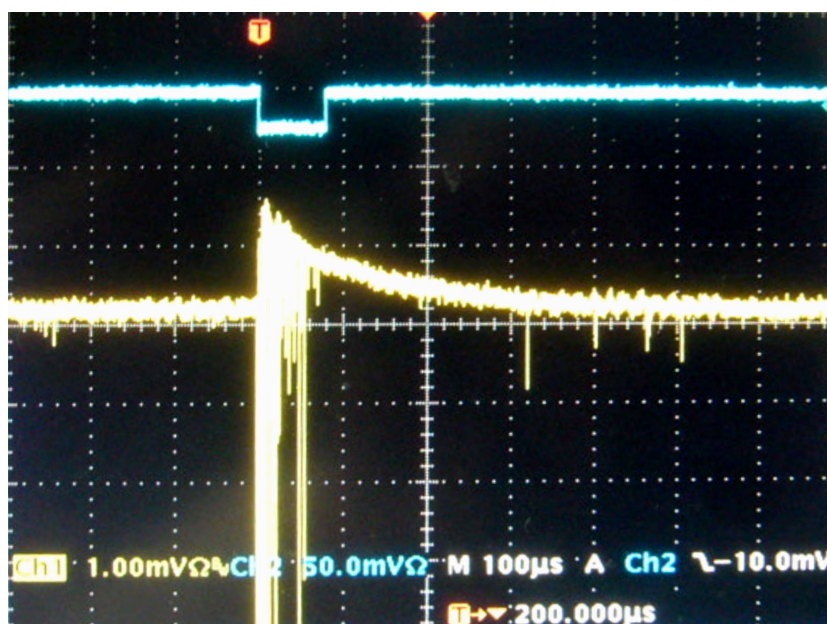


図 4.7 ミューオン事象後のオーバーシュートとアフターパルス [43]。横 $100\ \mu\text{s}$ 、縦 $1\ \text{mV}$ のグリッドになっている。

トによって生じるデッドタイムを低減するために開発された。特に KamLAND-Zen 実験における背景事象となる、宇宙線ミューオン由来による ^{12}C の原子核破砕で生じる ^{10}C 崩壊事象の除去に効果が期待されている。MogDAQ におけるデータ収集の流れは大まかには KamDAQ と同じであるが、MoGURA は ID の 17-inch PMT にのみ接続されている。

BLR

KamLAND 検出器に到来した宇宙線ミューオンは、検出器内で大量のチェレンコフ光及びシンチレーション光を発する。これにより PMT による信号波形において、図 4.7 に示すようにベースラインが変動するオーバーシュートという現象が起こる。オーバーシュートが起こると信号波高がディスクリミネーターの閾値を下回り、トリガーが発行されない時間が生じてしまう。オーバーシュートによる不感時間は最大で $2\ \text{ms}$ 程度継続するため、平均捕獲寿命が $207\ \mu\text{s}$ ほどの中性子捕獲事象を検出する上では大きな問題となる。BLR はこのような信号波形のオーバーシュートを軽減し、宇宙線ミューオン直後の事象を検出するために開発された回路である。

BLR に入力された信号は 2 つに分岐され、一方はローパスフィルターを通すことでオーバーシュートのベースライン成分が抽出される。この信号をもう一方の信号から減算することで、ベースラインの変動を $1.4\ \mu\text{s}$ 程度に減らすことができる。これにより、オーバーシュートの影響で検出できない中性子捕獲事象の割合を 1% 以下まで抑えることができる。

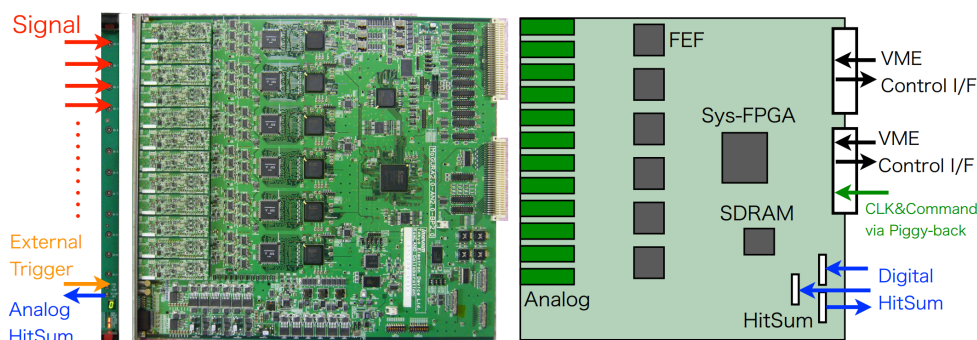


図 4.8 MoGURA ボードの写真 (左) と概略図 (右) [44]

MoGURA

MoGURA は前述したように KamLAND-Zen 実験における主な背景事象となる、 ^{10}C 崩壊事象を除去するために開発された。KamFEE と同様に 1 つのボードに 12 本の PMT が接続されているが、MoGURA トリガーから供給されるシステムクロックは 50 MHz である。また、MoGURA 単体での使用を可能にするために基板状には水晶クロックも実装されており、これらは切替可能である。図 4.8 に MoGURA ボードの写真と概略図を示す。MoGURA ボードでは拡張性を重視し、回路構成の変更が可能な Field Programmable Gate Array (FPGA) が用いられている。

MoGURA におけるデータフローは以下のようにになっている。MoGURA に入力された信号は L:0.24 倍、M:2.4 倍、M:24 倍、P:20 倍の 4 種類のゲインを持つアンプを通して Flash Analog-to-Digital Converter (FADC) に送られる。FADC は KamFEE における ATWD で問題となっていた信号デジタル化のデッドタイムを解消するために導入され、信号の高速のデジタル化が可能である。その後 Front End FPGA (FEF) ではデジタル信号が記録され、この波形は矩形波に変換されてヒット情報が生成される。そして、System FPGA (sFPGA) によって計算されたボード上のヒット数の合計値 HitSum は MoGURA トリガーに送信される。発行されたトリガーは MoGURA ボードに返され、sFPGA から VME ヘデータが転送される。

P ゲインは 1 光電子相当の信号を高い電圧・時間分解能で取得することができ、1 GHz でサンプリングが行われる。また、その他のゲインでは 200 MHz でサンプリングが行われ、広い電圧幅の信号に対応できるようになっている。MoGURA では上述のようにダイナミックレンジが広いこととデッドタイムが少ないことから、記録されるデータ量が膨大になる。そのため、不要な波形データを削減するゼロサプレッションという機能が用いられている。

MoGURA トリガー

図 4.7 に示したように、宇宙線ミュオン信号後には数十 μs から数百 μs の間アフターパルスと呼ばれる偽信号が見られる。これは大光量事象後に PMT 内の残留ガスがイオン化され、光電面やダイノードで光電子を発生させるためである。アフターパルスは物理イベントの波形と区別

することが不可能であるため、宇宙線ミュオンとその後の中性子捕獲事象をタグする際の妨げとなる。このアフターパルスの影響を除くために、MoGURA では Adaptive Trigger というトリガーが使用されている。

MoGURA ボードから送られてきた HitSum 情報は、MoGURA トリガー回路であらかじめ決められていた Hit Window の時間中で加算される。この和は NHit と定義され、NHit が閾値を超えることで様々なトリガーが発行される。特に宇宙線ミュオンのような大光量の事象に対しては高い NHit の閾値を超えた時に Launch Trigger が発行され、その後 1 ms の間 Adaptive Trigger が有効になる。Adaptive Trigger では PMT のヒット分布の微分をとることで、アフターパルスから中性子捕獲事象を抽出することが可能である。また、MoGURA トリガーは KamDAQ のトリガー回路と同様に GPS と同期されており、50 MHz のシステムクロックを MoGURA ボードに供給している。

4.4 KamLS の純化

KamLAND での主な観測対象となる $\bar{\nu}_e$ 事象の頻度は多くとも 1 日あたり 1 イベント程度であるため、背景事象の頻度はそれよりも十分低くなければならない。そのため KamLAND 建設当時、 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K などの放射性不安定同位体を取り除くため第一純化装置によって KamLS とバッファオイルの純化が行われた。しかし第一純化装置 (図 4.9) による液液抽出と窒素パージでは、 ^{85}Kr や ^{210}Pb のような同位体は除去しきれなかった。これらの同位体の娘核が崩壊して放出する α 線は $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応を起こす。この反応は数 MeV 程度の低エネルギーの太陽ニュートリノ解析において背景事象となるため、KamLAND で観測が始まった以降も更なる純化が必要となった。この純化作業は新設された第二純化装置 (図 4.10) で行われ、各同位体は沸点の違いを利用して蒸留によって除去された。純化期間は 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 度にわたって行われ、7.1 節に示すように実際に $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応は大きく低減された。

4.5 OD 改修工事

OD で宇宙線ミュオンを検出することは、宇宙線ミュオン由来の背景事象を除去する上で大変重要である。しかし、旧 KamiokaNDE 実験から再利用されていた ODPMT の老朽化によってその検出効率は年々低下していた。そのため十分な検出効率が得られる本数の PMT に入れ替える作業が行われた。これと同時に、KamLAND 上部と底部に導入されていたが反射率が十分でなかった反射シート (タイベック) の取り外しや、KamLAND 赤道部分の感度向上のために PMT の設置角度の調整・反射シートの導入も行われた。このような改修工事は 2016 年 1 月 5 日から 2016 年 6 月 22 日まで行われた。改修工事における主な変更点を図 4.11 にまとめる。この改修によって OD のミュオン検出効率が向上し、ミュオン事象の選定条件も変更されている。

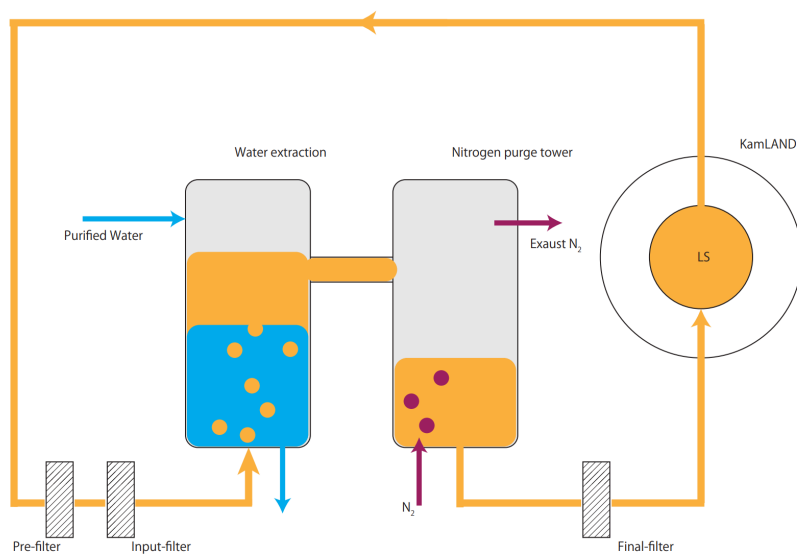


図 4.9 第一純化装置の概略図 [45]

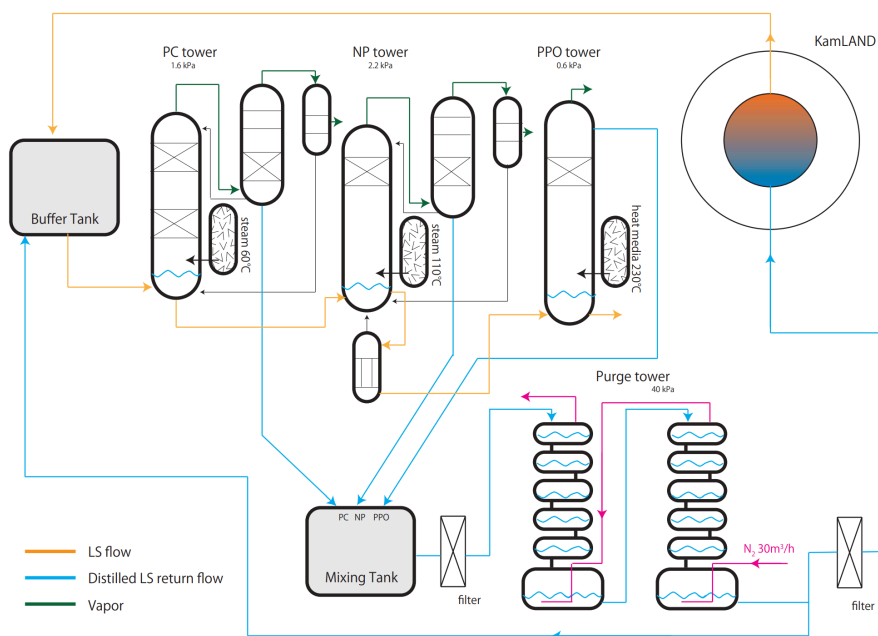


図 4.10 第二純化装置の概略図 [45]

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

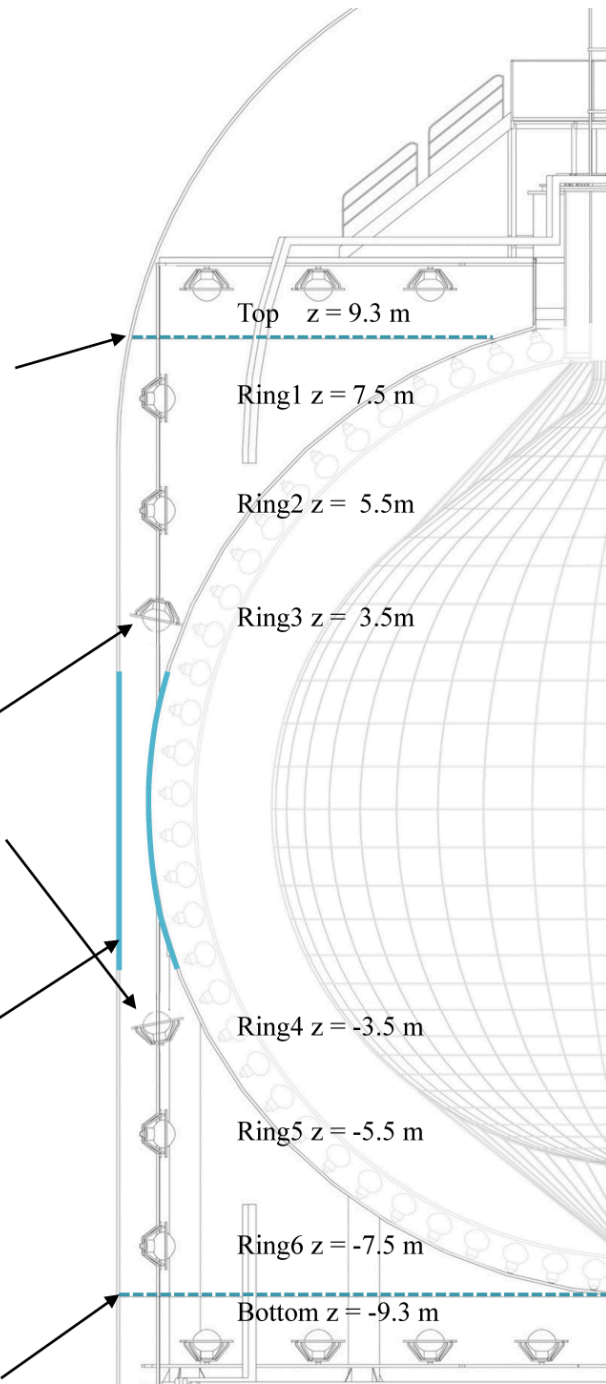


図 4.11 OD 改修工事における変更点 [46]

4.6 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen は **Z**ero **n**eutrino **d**ouble **b**eta **d**ecay **s**earch の略で、二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いた $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験である。KamLAND-Zen 実験は大きく KamLAND-Zen 400 期間と KamLAND-Zen 800 期間に分けられる。この期間中は ID の中心部にミニバルーンが吊り下げられており、その中には遠心分離で $90.77 \pm 0.08\%$ まで濃縮された ^{136}Xe が溶かされた液体シンチレータ (XeLS) が入っている。表 4.5 に現行の Zen 800 実験における XeLS の構成要素をまとめる。キセノン溶かしたことによる KamLS からの密度の変化は、構成要素をドデカンからデカンに変えることによって保っている。

表 4.5 KamLAND-Zen 800 実験における XeLS の構成要素

物質名	分子式	密度	比率
デカン	$\text{C}_{10}\text{H}_{22}$	0.735 g/cm^3	82.4%
ブソイドクメン	C_9H_{12}	0.875 g/cm^3	17.6%
キセノン	Xe	—	3.13 wt%

KamLAND-Zen 400 実験は 2011 年 10 月 12 日から 2015 年 12 月 15 日まで行われた。この期間は直径 3.08 m のミニバルーンに Phase 1 は 320 kg、Phase 2 は 380 kg のキセノンが溶かされた XeLS が入れられていた。また、2019 年 1 月 22 日から現在までは KamLAND-Zen 800 実験が行われており、745 kg のキセノンが溶かされた XeLS とともに直径 3.84 m のミニバルーンが用いられている。いずれの期間も $\bar{\nu}_e$ が観測対象である KamLAND 実験にとっては、ミニバルーン領域は放射性不純物による背景事象の起源となるため本研究の解析領域からは除外している。図 4.12 に KamLAND-Zen 800 実験におけるミニバルーンの概略図を示す。

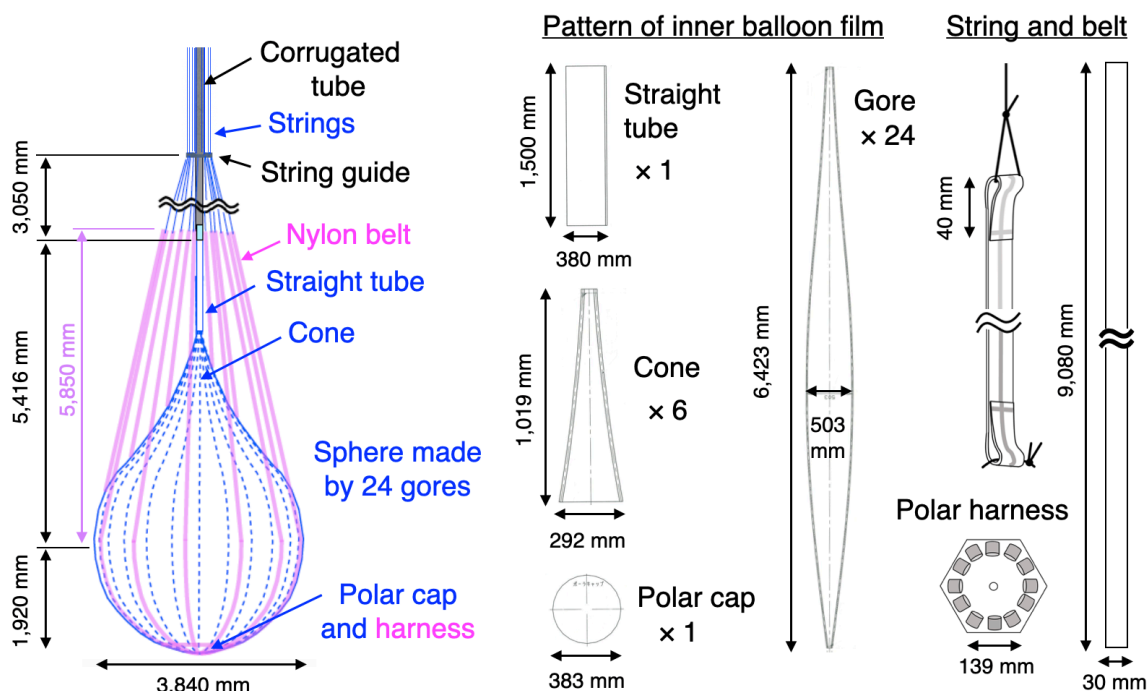


図 4.12 KamLAND-Zen 800 実験におけるミニバルーンの概略図 [47]

4.7 事象再構成

KamLAND の ID では 1879 本の PMT が使用されており、シンチレーション光とチェレンコフ光を観測することで事象再構成を行なっている。以下では特に断らない限り、FBE における事象再構成について述べる。GeV スケールのエネルギーをもつ宇宙線ミュオンによる事象は、軌跡として再構成されミュオンによる背景事象の除去に使用される。一方 MeV スケールのエネルギーをもつ原子炉 $\bar{\nu}_e$ や原子核破碎生成物による事象は、点事象として再構成される。このような ID での事象再構成の過程は以下のようになっている。

1. 波形解析
2. 時間電荷較正
3. PMT のデータクオリティの確認
4. ミュオン軌跡再構成
5. 点事象の位置、エネルギー再構成

4.7.1 波形解析

波形解析では、各 PMT のアナログ信号波形からヒット時間、電荷量を見積もられる。DAQ によって取得された信号波形は 128 の ACD サンプルからなり、そのサンプリングレートはおよそ

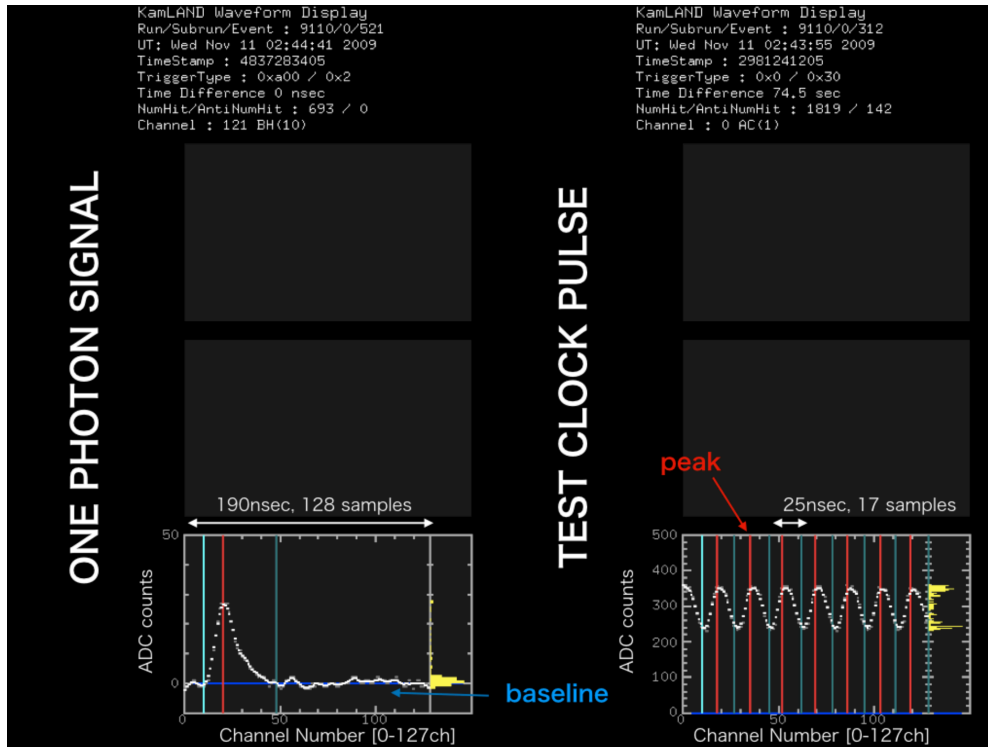


図 4.13 典型的な 1 p.e. の信号波形 (左図) とクロックパルス波形 (右図) [45]。信号波形において赤の縦線はピーク位置を、水色の縦線は立ち上がりと終わりの位置を、青の横線は再計算されたベースラインを表す。クロックパルス波形においては、その間隔が 25 ns であることがわかる。

1.49 ns である。

信号波形はペダスタルと呼ばれるオフセットが存在し、この大きさは各 PMT によって異なる。オフセットは各 run^{*2}の始めに取得する 50 個の信号波形から見積もられる。オフセットを差し引かれた信号波形はスムージングを施され、高周波のノイズが取り除かれる。スムージングを行っても信号波形のベースラインは直前の事象の影響で 0 から変動することがあるため、ここで再びベースラインが 0 として設定される。その後、波形の微分をとることで立ち上がり、ピーク、終わりの位置がそれぞれ求められる。信号の時間は波形の立ち上がり時間として定義され、信号の電荷量は立ち上がりから終わりまでの波形の面積として定義される。各 ADC サンプルの時間幅は FBE の場合は 40 MHz のクロックで較正されている。典型的な 1 p.e. の信号波形と 40 MHz のクロックパルス波形を図 4.13 に示す。

4.7.2 時間電荷較正

PMT によって取得された信号の時間電荷応答は、各 PMT の量子効率、ゲイン、ノイズの個体差や PMT につながっているエレクトロニクスによってそれぞれ異なる。そのため以下のように

^{*2} KamLAND における観測データはおおよそ 1 日ごとに区切られ、それらは run という単位で呼ばれる。

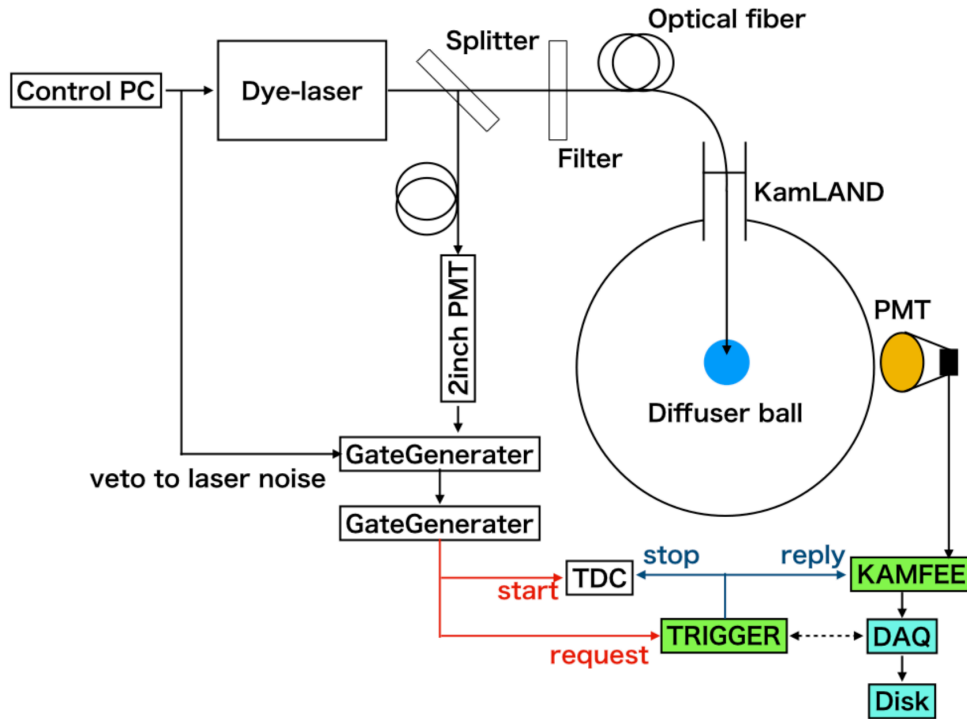


図 4.14 レーザーキャリブレーションの概略図 [45]

KamLAND では各 PMT の時間応答を色素レーザーによるキャリブレーションで補正したのち、その時間変動をキャリブレーションソースや ^{40}K 事象で補正している。また、1 p.e. 事象を集めてフィッティングを行うことで run ごとの電荷量も補正している。

色素レーザーによる時間較正

PMT のヒット時間はゲインや波形の立ち上がり時間によって変化する。そのため色素レーザー (dye-laser) によるキャリブレーションが図 4.14 のようにレーザー光を拡散させるディフューザーボールを KamLAND の中心にインストールして行われた。レーザー強度を 1 p.e. 相当からおよそ 5000 p.e. 相当まで変化させることで広い電荷領域における PMT の時間応答が確認されており、このヒット時間分布 $T(Q)$ を関数

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

でフィットすることで PMT ごとの時間応答は補正されている (P_0 , P_1 , P_2 はフィットパラメータ)。図 4.15 に典型的な 17-inch PMT と 20-inch PMT の電荷量に対するヒット時間分布を示す。特に少ない電荷量に対しては 20-inch PMT の応答が遅れる傾向があり、時間分解能が悪くなっていることが分かる。このレーザー光による較正でヒット時間分布の広がりも改善された。

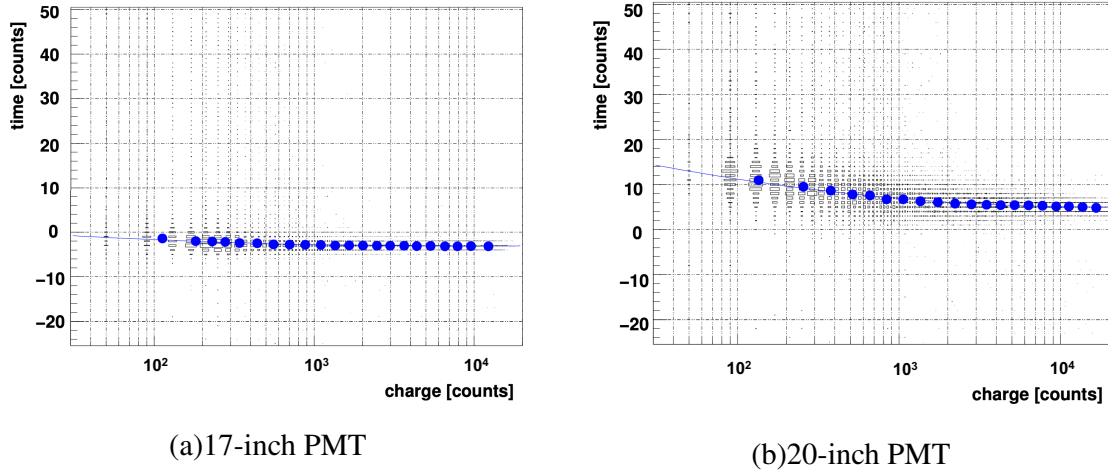


図 4.15 典型的な (a)17-inch PMT と (b)20-inch PMT の時間応答の電荷依存 [48]

キャリブレーションソースや ^{40}K 事象による時間較正

レーザー光による時間較正の後も、KamLS の純化やエレクトロニクス状況によって各 PMT の時間応答は変化する。そのため ^{60}Co などの単一エネルギー放射線を出すキャリブレーションソースを用いて、数週間ごとに PMT の応答の時間変動が較正されていた。しかし KamLAND-Zen 実験が始まると ID の中心にミニバルーンがインストールされ、キャリブレーションソースを用いた時間較正ができなくなった。そのためこれ以降の期間はミニバルーンの構成要素である PEEK 材^{*3}由来の ^{40}K 事象を用いて run ごとに時間較正が行われている。

ゲイン較正

KamLAND における PMT のゲインとは、観測された 1 p.e. に相当する信号を KamLAND 建設当初に設定された 1 p.e. 信号に相当する ADC 値 (700 AdcSum/p.e.) で規格化したものであり、run ごとに変化する。これは PMT の波形の ADC 積分値が、PMT やエレクトロニクス状況によって変わるためである。そのため KamLAND では以下の選定条件で集めた 1 p.e. に相当する低エネルギー事象を用いて、run ごとのゲインの較正を行なっている。

- ミューオン事象やノイズ事象を除く
- ミューオン後 2 ms を除く：
ミューオン事象後のアフターパルスやオーバーシュートを避けるために設定されている。
- 全ての事象においてその後 100 μs 以内の事象を除く：
KamFEE の ATWD でのデジタイズにおけるデッドタイムを除外するために設定されている。

^{*3} ポリエーテルエーテルケトン (Poly Ether Ether Ketone) の略。

- ヒットした 17-inch PMT の本数が（純化前）120 本以上 180 本以下（純化後）120 本以上 230 本以下：
検出される光電子数がポアソン分布に従うとして、1 p.e. 信号が検出されるように設定されている。
- PMT からの距離が 5.6 m 以上
- 波形にピークが 1 つだけ

また、この時点では以下の条件を満たす事象をミュオン事象としている。

- 17-inch PMT の電荷量の和が 20000 p.e. 以上
- OD PMT のヒット数が（OD 改修前）5 本以上（OD 改修後）9 本以上

このような条件で選ばれた低エネルギー事象は図 4.16 の左図に示すようにガウス関数でフィッティングされ、その平均値から算出されたゲインによって補正が行われる。この手法は 17-inch PMT で用いられているが、電荷分解能が悪く 1 p.e. のピークが見えない 20-inch PMT では使えない。そのためそれぞれの 20-inch PMT で観測された電荷量 $Q_{20\text{-inch}}$ と隣接する 17-inch PMT の平均電荷量 $\langle Q_{17} \rangle_{\text{neighbor}}$ の比を計算し、それをゲインとして時間変動を見ることで較正を行っている。この際、以下のように光電面の面積の違いが考慮されている。

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

4.7.3 バッドチャンネルの選定

PMT の中にはヒットレートが不安定なものや電荷分布が正常ではないものが存在し、これらは PMT の故障や不安定な印加電圧、ケーブルの接触不良などによって引き起こされる。このような PMT をバッドチャンネルと呼び、バッドチャンネルと判定される PMT は時間経過とともに変化する。そのため KamLAND では run ごとにバッドチャンネルを選定し、事象再構成に使用する PMT から除外している。ID PMT におけるバッドチャンネルの選定条件は以下のようになっている。

- エレクトロニクスの応答が正常ではないもの
run 始めの 10000 事象のうち
 - ヒット数が 600 未満のもの
 - ヒットと判定されたが波形が記録されなかった数が 1000 より多いもの
 - ATWD の A チャンネルと B チャンネルのヒット数の差が 20% より大きいもの
- 低エネルギー事象に対する応答が正常ではないもの
 - ミュオン事象ではない事象のうちヒット数が 10000 事象中 480 未満のもの
 - 17-inch PMT (20-inch PMT) のゲインが 0.4 (0.4) 以下または 4.0 (6.0) 以上のもの

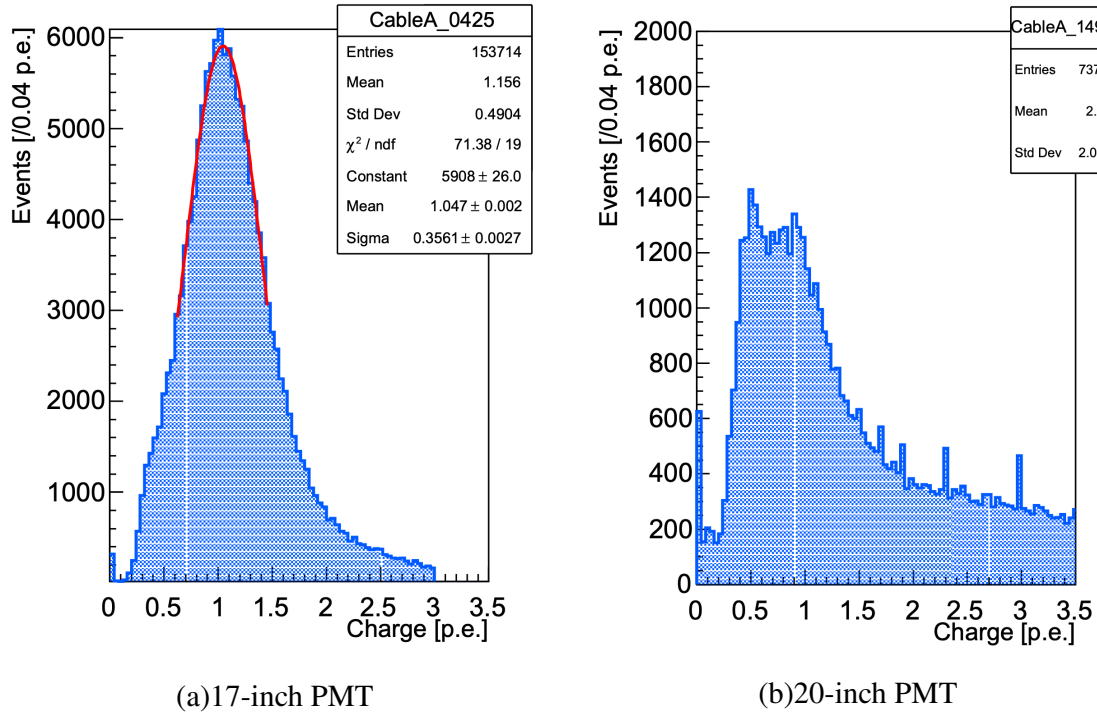


図 4.16 典型的な (a)17-inch PMT と (b)20-inch PMT の 1p.e. 分布 [45]。17-inch PMT に対して 20-inch PMT の電荷分解能が悪いことが分かる。

- ミューオン事象に対する応答が正常ではないもの
高エネルギーミューオン 100 事象に対して
 - ヒット数が 80 未満のもの
 - 隣接する PMT との観測電荷の差が大きいもの i 番目の PMT については、以下のような条件を課す。

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

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。

また、OD PMT のバッドチャンネルの選定条件にはヒットレートだけが用いられている。

- エレクトロニクスの応答が正常ではないもの
高エネルギーミューオン 100 事象に対して
 - ヒット数が 5 未満のもの

このような条件で選定されたバッドチャンネルの本数は 2022 年現在、17-inch PMT ではゲインの較正により減少傾向にあり、20-inch PMT では 30 本程度でほぼ一定である。

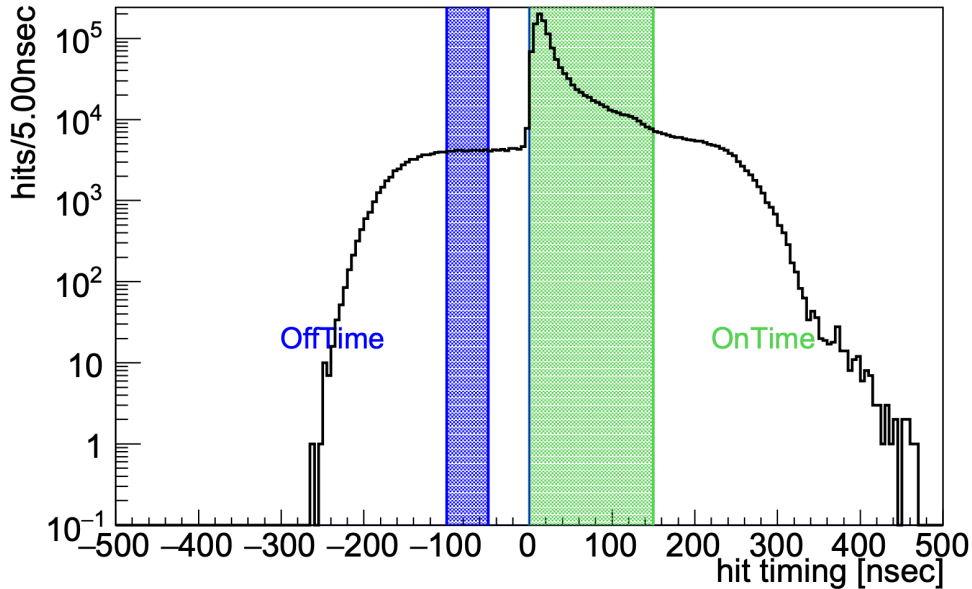


図 4.17 17-inch PMT のヒットタイミング分布 [45]。緑で示した領域はオンタイム（0 ～ 150 ns）事象を、青で示した領域はオフタイム（-100 ～ -50 ns）事象を表す。物理事象ではないダークチャージはオフタイム解析によって見積もられる。

4.7.4 ダークチャージの見積り

PMT では光電子が発生していない場合でも電荷が検出される場合がある。このような電荷はダークチャージと呼ばれ、その原因は PMT の熱電子やエレクトロニクスノイズである。ダークチャージは物理事象とは相関を持たないため、図 4.17 のように物理事象のヒット時間から離れたオフタイム事象を用いて以下の式で見積もられる。

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

ダークチャージは液体シンチレータの対流や温度などの検出器の状態から影響を受けるため、runごとに見積もられる。このダークチャージは後述する事象位置再構成において、ダークチャージによる系統誤差を抑えるために観測された電荷量から差し引かれる。

4.7.5 宇宙線ミュオン軌跡再構成

KamLAND は地下 1000 m に位置するため、地上に比べて宇宙線ミュオンのフラックスが 10^{-5} 程度まで抑えられている。しかしそれでもおよそ 0.3 Hz の頻度で宇宙線ミュオンは KamLAND 検出器に飛来している。このようなミュオンは検出器周辺の物質と相互作用して高エネルギーの中性子を生成したり、検出器内の炭素原子核を破碎して不安定核を形成したりする。そしてこのような反応に由来する事象は、事象再構成の精度評価に用いられったり、観測における背景事象となったりする。そのため KamLAND 実験において宇宙線ミュオンの事象再構成は

大変重要である。ここではこのような宇宙線ミュオン軌跡再構成アルゴリズムについて説明する。

宇宙線ミュオン事象選定条件

ミュオンが検出器内に飛来すると、OD では複数の PMT によってチェレンコフ光が検出され、ID PMT では大量のシンチレーション光が検出される。そのためミュオン事象は ID と OD の検出結果をタグすることで以下のように決定される。

- Through going muon (scintillation muon) : $Q_{17} \geq 8500$ p.e.
シンチレーション光とチェレンコフ光を放出しながら LS 中を通過したミュオンを指す。
- Clipping muon (Cherenkov muon) : $Q_{17} \geq 500$ p.e. かつ $N_{200OD} \geq$ (OD 改修前) 5, (OD 改修後) 9
チェレンコフ光を放出しながらバッファオイルを掠めたミュオンを指す。

ここで Q_{17} は 17-inch PMT で検出された電荷量、 N_{200OD} は 200 ns 中にヒットした OD PMT の本数の最大値である。OD 改修工事のあとは OD PMT のダークヒット数が増加したため、clipping muon の選定条件が変化している。また、through going muon は以下の条件でさらに2種類に区分される。

- Showering muon ($\Delta Q > 7.5 \times 10^5$ p.e.)
- Non-showering muon ($\Delta Q < 7.5 \times 10^5$ p.e.)

ここで ΔQ は residual charge と呼ばれ、以下の式で定義される。

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

L_{LS} 、 L_{BO} は LS、バッファオイルでのミュオン軌跡の長さを表す。チェレンコフ光、シンチレーション光の単位長さあたりの平均電荷量は

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

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

のように求められ、これらは各 run ごとに計算されている。

このようなミュオンのうち、KamLAND で観測されるミュオンのおよそ 90% は Non-showering muon である。また、次に述べる軌跡再構成において十分な光量が観測されなかったミュオン事象を miss reconstructed muon とよぶ。このように区分されたミュオン事象の 17-inch PMT の電荷分布を図 4.18 に示す。

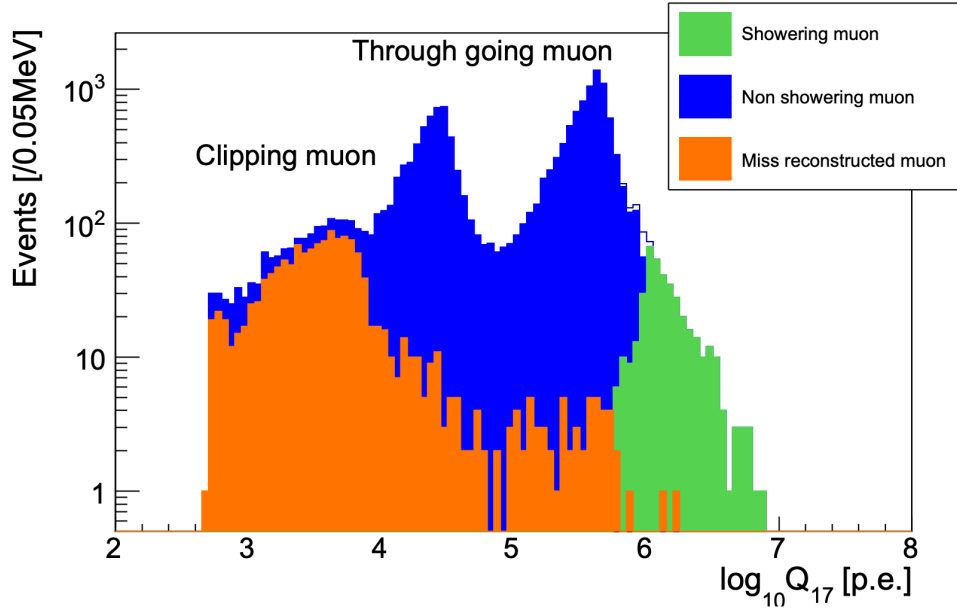


図 4.18 17-inch PMT で観測されたミュオン事象の電荷量分布 [45]

軌跡再構成アルゴリズム

KamLAND 検出器内に飛来したミュオンはチェレンコフ光を放出する。この時の光子の放出される角度はチェレンコフ角 θ_C で一定である。さらにこのミュオンのうち *through going muon* はシンチレーション光も放出し、こちらは等方的な発光である。このようなシンチレーション光を用いたミュオン到来位置の決定には PMT で最初に光子が検出された時間が用いられる。

ミュオンの軌跡と PMT に最初に到達するシンチレーション光の軌跡のなす角を θ とし、ミュオンが ID に進入した時刻を t_0 、シンチレーション光が初めて PMT に到達した時刻を t 、LS の屈折率を n とすると、これらの関係式は以下のように表される。

$$\begin{aligned} t &= t_0 + \frac{l}{c} + \frac{(z-l)/\cos\theta}{c/n} \\ &= t_0 + \frac{z - \rho/\tan\theta}{c} + \frac{\rho/\sin\theta}{c/n} \end{aligned} \quad (4.8)$$

ここで l 、 θ 、 z は図 4.19 のように定義した。式 (4.8) において $dt/d\theta = 0$ を解くことにより最小の θ を求めると、 θ の満たす条件は

$$\cos\theta = \frac{1}{n} \quad (4.9)$$

であることがわかる。この表式はチェレンコフ角 θ_C が満たす条件と全く同じである。このことからミュオン到来位置の決定はシンチレーション光とチェレンコフ光を区別せず、各 PMT に初めに到達した光子の情報を用いて行われる。LS 及びバッファオイルの屈折率は波長依存性を持ち、その値は 1.44 ~ 1.47 程度と測定されている。

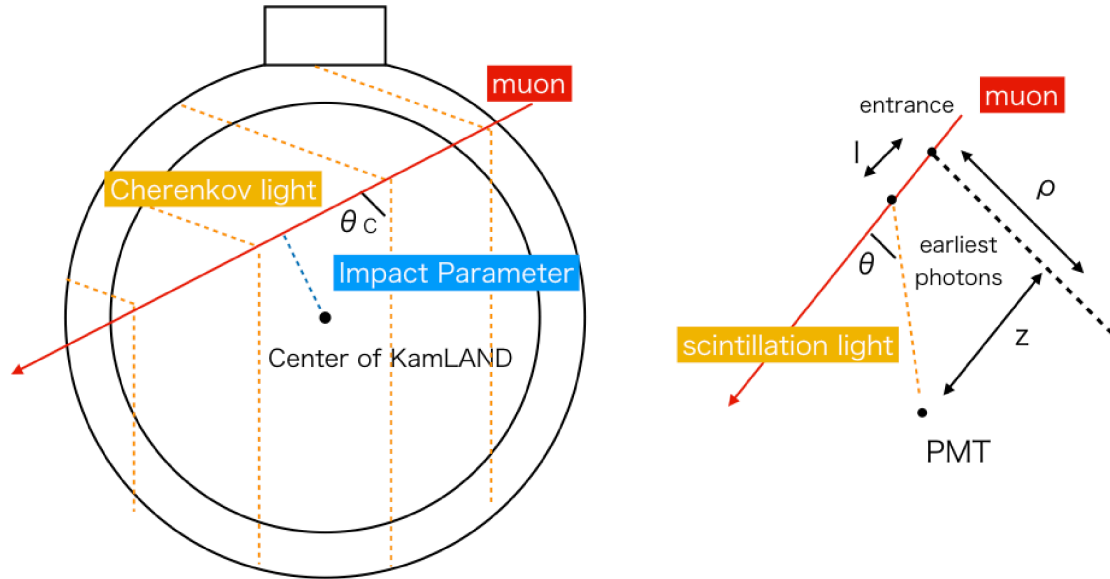


図 4.19 ミューオン軌跡再構成の概念図 [45]。左図のようにミューオンは一定の角度 θ_c でチェレンコフ光を放出する。さらに LS 中では右図のように等方的にシンチレーション光を放出する。ここではミューオンが ID に進入した点を entrance、発光点までの距離を l 、ミューオンの軌跡から PMT までの距離を ρ 、entrance から PMT までの距離をミューオンの軌跡に射影した長さを z としている。

初めに PMT で光子が検出されて以降は、最も検出した電荷量が多かった PMT が軌跡の再構成において重要な役割を果たす。この PMT と検出器の中心を結んだ線と、バルーンの交点をミューオンが LS から抜け出した点とするためである。また、PMT の時間情報が複雑化するのを防ぐために、チェレンコフ角よりも外側にある PMT の情報は軌跡再構成には使用されないようになっている。

4.7.6 事象位置再構成

事象位置は 17-inch PMT に光子が到達した時間を用いて最尤法で決定される。事象の位置を (x, y, z) 、事象が起こった時刻を t 、 i 番目の PMT でその事象が実際に観測された時刻を t_i 、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) を TOF_i とする。 i 番目の PMT で実際に事象が観測された時刻と、事象が観測されると期待される時刻の差 τ_i は以下のように表される。

$$\tau_i(t, x, y, z) = t_i - (t + TOF_i(t, x, y, z)) \quad (4.10)$$

$\tau_i(t, x, y, z)$ に依存する PMT の波形 ϕ は線源を用いたキャリブレーションで確率密度関数として見積もられ、この ϕ を用いて以下のように尤度関数 \mathcal{L} が定義される。

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \prod_i^{N_{\text{hit}}} \phi(\tau_i(t, x, y, z)) \\ \iff \log \mathcal{L} &= \sum_i^{N_{\text{hit}}} \log \phi(\tau_i(t, x, y, z))\end{aligned}\quad (4.11)$$

ここで N_{hit} は波形を記録した PMT の本数である。

最終的な事象位置、時間は式 (4.11) の対数をとった尤度関数の偏微分をとることで以下のように決定される。

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

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

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial y} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial y} = 0 \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial z} = \sum_i^{N_{\text{hit}}} \frac{d(\log \mathcal{L})}{d\tau_i} \frac{\partial\tau_i}{\partial z} = 0 \quad (4.15)$$

4.7.7 エネルギー再構成

KamLAND 実験におけるエネルギーとは、LS 中でのエネルギー損失として定義される。このエネルギーは LS の発光による光子が PMT にヒットした数、時間、電荷量を用いて再構成される。検出器応答の時間変動や検出器の構成要素に依存する光量の補正を取り入れたのち、尤度関数を最小化することで最終的なエネルギーが決定される。

検出器応答の時間変動の較正

- ゲインの較正
PMT はその個体差や老朽化、エレクトロニクスへの応答の変化により、ゲインが PMT ごと、run ごとに変化する。4.7.2 で述べたように PMT のゲインはこの時点で較正される。
- バッドチャンネルの選定
4.7.3 で説明した選定条件によって選ばれたバッドチャンネル PMT はマスクされ、エネルギー再構成に使う PMT から除外される。
- ソフトウェア閾値の設定
PMT のノイズを除外するために、電荷量の小さい 0.3 p.e. に閾値を設けている。

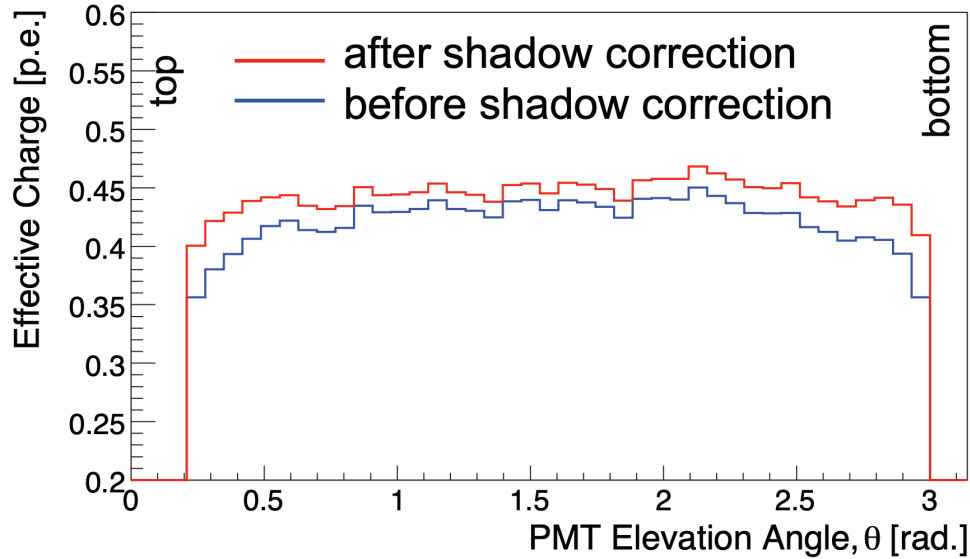


図 4.20 ^{60}Co 線源を用いた影効果の補正 [45]

- ダークチャージの差し引き

4.7.4 で見積もられたダークチャージの寄与を取り除くため、これを差し引いてエネルギー再構成は行われる。

光量の補正

- 影効果

KamLAND 検出器の上部と底部の PMT は、バルーンやそれを支える構造物の影による効果で観測光量が小さくなる。この効果は ^{60}Co 線源を検出器の中心に据えたキャリブレーション用の run において図 4.20 のように測定され、補正されている。

- 減衰長の推定

LS 中での発光は、LS 自身による吸収・再発光を経て距離とともに減衰する。各事象の PMT までの距離を x とすると、PMT で検出した光量 $f(x)$ は以下の関数でフィッティングされる。

$$f(x) = Q_0 \exp\left(-\frac{x}{L_0}\right) \quad (4.16)$$

ここで Q_0 は初期電荷、 L_0 は減衰長と呼ばれる。減衰長の推定には図 4.21 のような円柱領域で起こった陽子による中性子捕獲で放出される 2.2 MeV の γ 線事象が用いられた。減衰長は LS の特性に依存するため、LS の純化前後でその値は変化する。そのため減衰長は 1 度目の LS 純化前、1 度目と 2 度目の純化の間、2 度目の純化の後に分けてそれぞれ評価

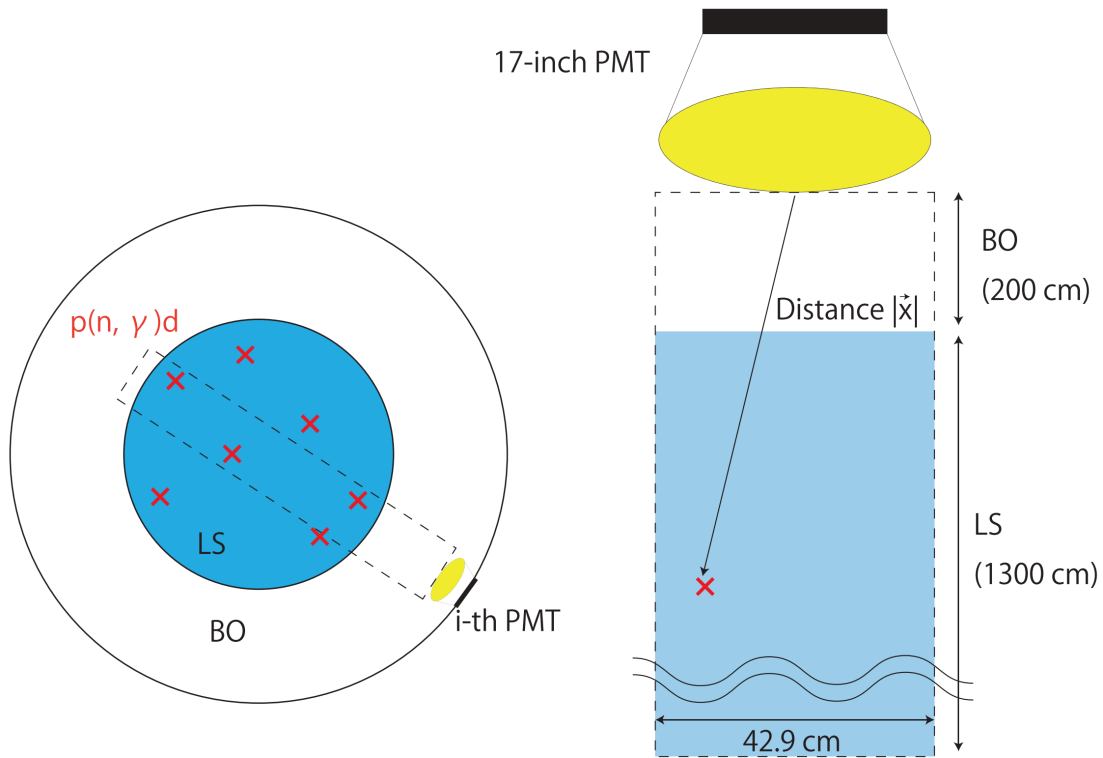


図 4.21 減衰長の推定の概略図 [45]

されている。

1 p.e. 検出効率

PMT による光子の検出非効率、0.3 p.e. に設定されたソフトウェア閾値に由来する。この検出非効率は観測された光電子数とエネルギーとの間に非線形な効果をもたらすため、エネルギー再構成において考慮する必要がある。

i 番目の PMT において期待される光電子数 μ_i は観測されたエネルギー (visible energy) E_{vis} の関数として以下のように表される。

$$\mu_i = b_i(x, y, z) \times E_{\text{vis}} + d_i \quad (4.17)$$

ここで b_i は単位が p.e./MeV の係数で、事象位置 (x, y, z) と i 番目の PMT との距離や角度に依存する。この係数には PMT の量子効率や減衰長、影効果等も考慮されている。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を表す。 i 番目の PMT における期待光電子数が μ_i のとき、実際に n 個の光電子が検出される確率 $P(n|\mu_i)$ は以下のように期待値を μ_i とするポアソン分布の確率 $f_i(n)$ で表される。

$$P(n|\mu_i) = f_i(n) = \frac{\mu_i^n e^{-\mu_i}}{n!} \quad (4.18)$$

一方で式 (4.18) を用いて i 番目の PMT で光電子が検出されなかった確率 $P(0|\mu_i)$ も求めることができ、0.3 p.e. の閾値による検出非効率を ϵ とすると、

$$\begin{aligned} P(0|\mu_i) &= f_i(0) + (1 - \epsilon)f_i(1) \\ &= [1 + (1 - \epsilon)\mu_i]e^{-\mu_i} \end{aligned} \quad (4.19)$$

と表される。

エネルギー再構成アルゴリズム

i 番目の PMT で光電子が検出されると、その事象の電荷量 Q_i を得ることができる。 i 番目の PMT で n 個の光電子が観測された時の、観測される電荷量の確率密度関数は以下のようにガウス分布 $g_{i,n}(Q_i)$ に従う。

$$g_{i,n}(Q_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(Q_i - n)^2}{2n\sigma^2}\right) \quad (4.20)$$

ここで σ は線源によるキャリブレーションで得られた、1 p.e. 電荷分布の標準偏差である。また、 i 番目の PMT で期待光電子数が μ_i のときのヒット時間の確率密度関数 $\eta(t_i|\mu_i)$ は以下のように表される。

$$\eta(t_i|\mu_i) = \frac{b_i\psi(t_i)E_{\text{vis}} + d_i}{\mu_i} \quad (4.21)$$

$\psi(t_i)$ は事象の位置と E_{vis} が与えられた際の信号波形である。

以上のような確率密度関数を前項で述べたヒット確率と組み合わせることによって、エネルギー再構成に用いられる尤度関数が得られる。

$$\mathcal{L} = \prod_{n \in \text{no-hit}} P(0|\mu_i) \times \prod_{n \in \text{hit}} \left[\sum_{n=1}^{\infty} P(n|\mu_i)g_{i,n}(Q_i) \right] \eta(t_i|\mu_i) \quad (4.22)$$

この尤度関数の対数を取り、

$$\frac{\partial(\log \mathcal{L})}{\partial E_{\text{vis}}} = 0 \quad (4.23)$$

を満たす E_{vis} が最適な visible energy として決定される。この微分計算では Newton-Raphson 法が用いられ、

$$\Delta E_{\text{vis}} = - \left(\frac{\partial \log \mathcal{L}}{\partial E_{\text{vis}}} \right) / \left(\frac{\partial^2 \log \mathcal{L}}{\partial E_{\text{vis}}^2} \right) \quad (4.24)$$

を足し合わせることで決定される。

17-inch PMT と 20-inch PMT は電荷分解能の違いから、それぞれ異なる観測光電子数とエネルギーの間の非線形関係を持つ。そのため上記のエネルギー再構成過程は 17-inch PMT と 20-inch PMT で独立に行われ、それぞれの PMT で決定された visible energy $E_{\text{vis}}^{17\text{-inch}}$ 、 $E_{\text{vis}}^{20\text{-inch}}$ に重み付けをして足し合わせることで最終的な visible energy が決定されている。

$$E_{\text{vis}} = (1 - \alpha)E_{\text{vis}}^{17\text{-inch}} + \alpha E_{\text{vis}}^{20\text{-inch}} \quad (4.25)$$

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。

第 5 章

逆ベータ崩壊反応によるニュートリノ事象の選定条件

本研究では超新星ニュートリノの探索に、遅延同時計測を用いた逆ベータ崩壊反応と単発事象によって観測されるニュートリノ- ^{12}C 中性カレント反応（以降 ν - ^{12}C NC 反応）の 2 つを用いる。このうち、本章では逆ベータ崩壊反応の選定条件について以下の順番で説明する。始めに逆ベータ崩壊反応について 5.1 節で述べたのち、基本的なデータ期間の選定とイベントカットについて 5.2 節、5.3 節で述べる。その後、5.5 節で遅延同時計測における選定条件について説明し、最後に 5.8 節で逆ベータ崩壊反応候補事象について述べる。

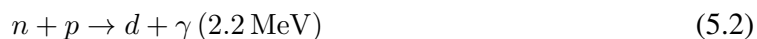
5.1 逆ベータ崩壊反応

逆ベータ崩壊反応は、その反応断面積の大きさから KamLAND における主要な $\bar{\nu}_e$ の検出反応として用いられている。この反応は本節で述べる遅延同時計測という手法を用いて検出することで背景事象を大幅に低減することができる。

KamLAND に飛来してきた $\bar{\nu}_e$ は LS 中の陽子と反応して、以下に示すような逆ベータ崩壊反応を起こす。



この反応で生成した陽電子は LS 中でエネルギーを失うことでシンチレーション光を放出し、最終的には LS 中の電子と対消滅することで 511 keV の γ 線を 2 本放出する。これらをまとめて先発事象と呼ぶ。一方、逆ベータ崩壊反応で陽電子と共に生成した中性子は LS 中の陽子と散乱することで熱中性子となり、約 207 μs の平均捕獲寿命の後に陽子または炭素原子核に捕獲される。この中性子捕獲は 99% 以上が陽子によるもので、中性子の結合エネルギーに相当する 2.2 MeV の γ 線が放出される。



この中性子捕獲 γ 線は LS 中で多重コンプトン散乱を起こしてシンチレーション光が放出される。この事象は上述した先発事象に対して遅れて観測されるため後発事象と呼ばれる。遅延同時計測

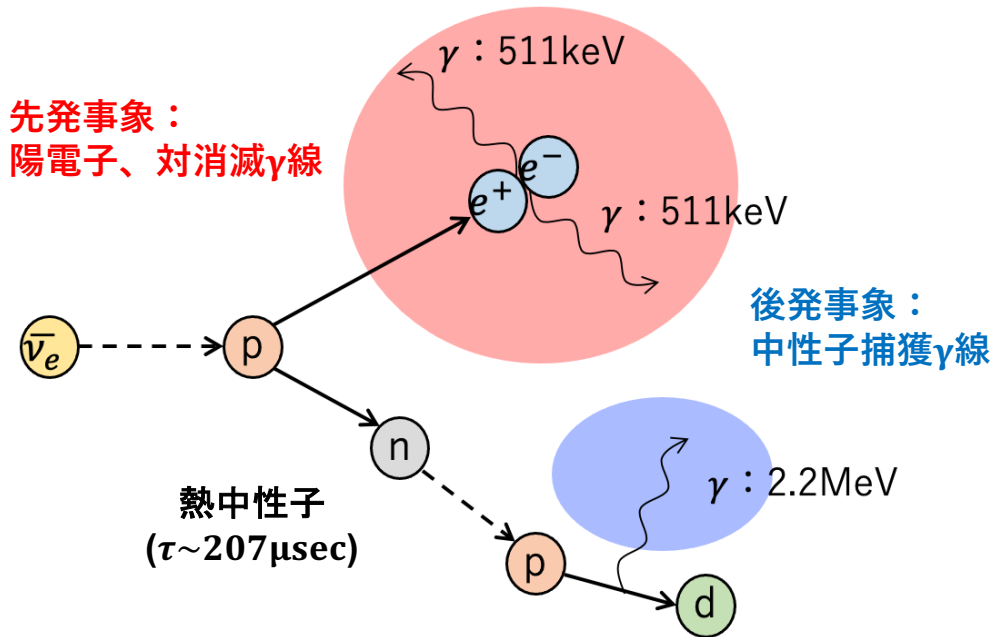


図 5.1 逆ベータ崩壊反応による反電子ニュートリノの検出。先発事象は陽電子の運動エネルギーと対消滅 γ 線からなり、後発事象は主に陽子による中性子捕獲によって放出される 2.2 MeV の γ 線からなる。

とは、先発事象と後発事象の時間・空間相関を取る手法で、このような相関を持たない背景事象を強力に除去することが可能である。逆ベータ崩壊反応の検出原理を図 5.1 に示す。

逆ベータ崩壊反応では、観測された先発事象のエネルギーから元の $\bar{\nu}_e$ のエネルギーを再構成できるという利点もある。 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーを E_ν 、逆ベータ崩壊で生成した陽電子と中性子の運動エネルギーを T_e 、 T_n とすると、エネルギー保存則は

$$E_\nu + m_p = T_e + m_e + T_n + m_n \quad (5.3)$$

と表される。ここで m_p 、 m_e 、 m_n はそれぞれ陽子、電子、中性子の質量である。式 (5.3) を用いると、観測される先発事象のエネルギー E_p は以下ようになる。

$$\begin{aligned} E_p &= T_e + 2m_e \\ &= E_\nu + m_p + m_e - T_n - m_n \\ &= E_\nu - T_n - 0.783 [\text{MeV}] \end{aligned} \quad (5.4)$$

よって、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーと先発事象のエネルギーの間には以下のような関係式が成り立つ。

$$E_\nu = E_p + T_n + 0.783 [\text{MeV}] \quad (5.5)$$

数 MeV 程度のエネルギーにおいては、熱化した中性子の運動エネルギーは無視できるほど小さいため、式 (5.5) において $T_n \simeq 0$ とみなすことができる。

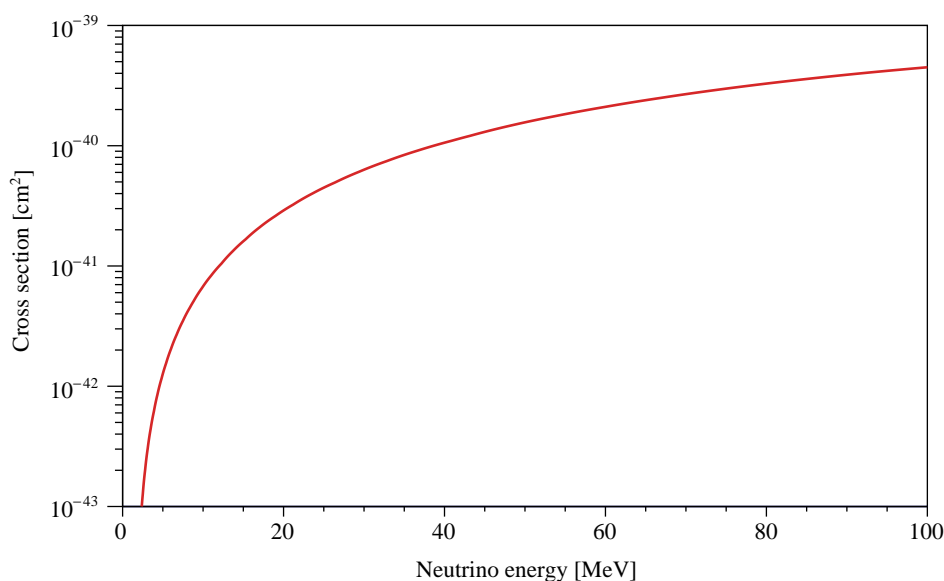


図 5.2 逆ベータ崩壊反応の反応断面積

逆ベータ崩壊反応には反応閾値が存在する。生成する陽電子と中性子の運動エネルギーが 0 になるとき、反応前後の不変質量から以下の関係式が成り立つ。

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

ここから、逆ベータ崩壊反応における $\bar{\nu}_e$ のエネルギー閾値は以下のように導かれる。

$$E_\nu^{\text{th}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.806 \text{ [MeV]} \quad (5.7)$$

図 5.2 に逆ベータ崩壊反応の反応断面積を示す。

5.2 データ期間と Run 選定

KamLAND 検出器で取得されるデータは DAQ の切り替えによって、典型的には 24 時間ごとの run という単位に区切られる。この run は DAQ のトラブルや検出器がある神岡鉱山の現地での作業によっても切り替えられ、これらの影響により各 run は以下のように分類されている。

- Good run

問題が起こらなかった正常な run を指す。解析に用いられる。

- Half bad run

run 中の一部の期間に問題があった run を指す。原因としてはバッドチャンネルの増加や PMT への印加電圧が不安定であること、DAQ がデータ取得に失敗したことなどが挙げられる。このような問題が起こった期間はデッドタイムとして解析からは除外され、残った

正常なデータが解析に使用される。

- Bad run

run time が非常に短いものや何らかの重大な問題が起こった run を指す。このような run は解析対象から除外されている。

逆ベータ崩壊反応での探索に用いたデータセットは 2002 年 3 月 9 日から 2020 年 4 月 25 日までの観測データで、そのうち livetime は 5011.51 日であった。

5.3 非物理事象カット

KamLAND ではノイズ事象、フラッシャー事象、リングング事象といった物理事象ではないものも観測される。そのため、以降の節の物理事象の選定を行う前にこのような非物理事象を除外している。

5.3.1 ノイズ事象

本来、物理事象による PMT のヒット時間は短時間に集中している。しかし PMT やエレクトロニクスからのノイズはこのような時間構造を持たない。そのためこのような事象は 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。

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

N_{100} はイベントのヒット時間中で最もヒット数が多くなる 100 ns 中のヒットした PMT の数で、 N_{hitID} はそのイベントにおける 17-inch PMT と ID 20-inch PMT のヒット数の和である。図 5.3 に式 (5.8) で表されるノイズ事象の選定の様子を示す。ノイズ事象と物理事象が正しく区別されていることが確認できる。

5.3.2 フラッシャー事象

フラッシャー事象とは PMT が自身のダイノードの放電によって発光する現象であり、このような事象は 20 MeV 程度の高エネルギー事象として観測されてしまう。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ため、特定の PMT が大きな電荷量を観測しているかが判断基準として用いられる。フラッシャー事象の選定条件を以下に示す。

- ID で観測された全電荷量 Q_{ID} が 2500 p.e. 以上
- (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 の近隣 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

図 5.4 に上の条件で表されるフラッシャー事象の選定の様子を示す。青い線で囲まれた領域内に

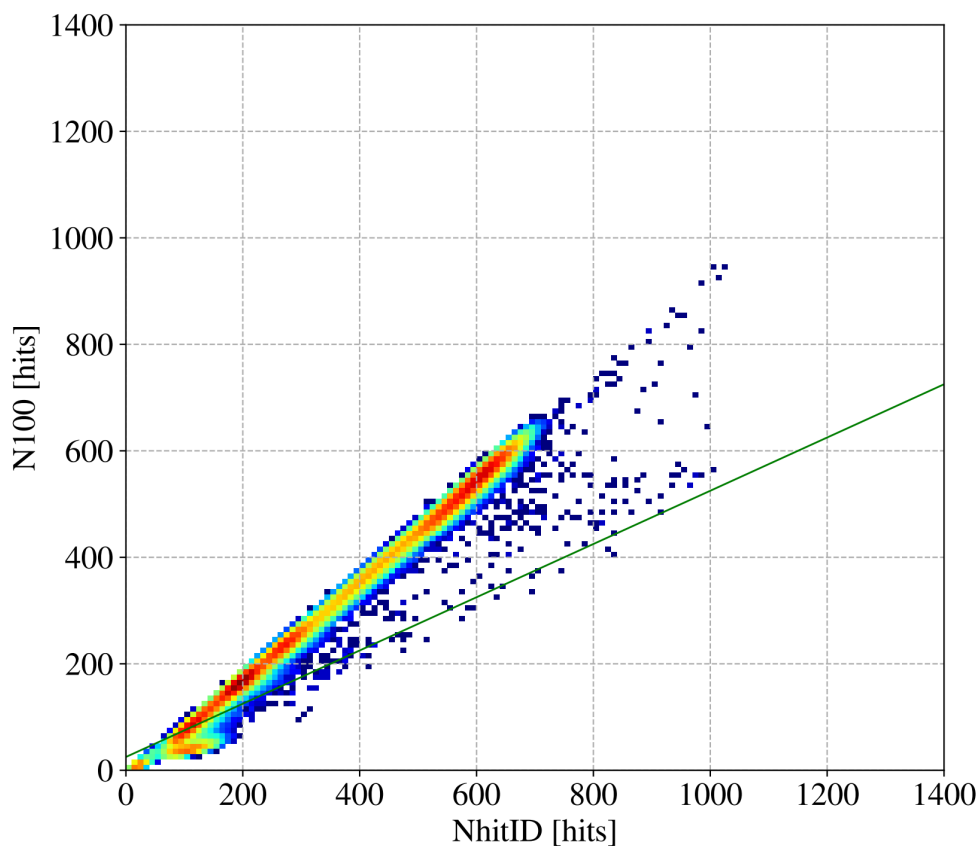


図 5.3 ノイズ事象の選定条件 [49]。緑の線はノイズ事象と物理事象を区別する条件を示す。

フラッシャー事象が分離されていることがわかる。

5.3.3 リンギング事象

ミューオン事象後に PMT の波形がオーバーシュート等の影響で波うち、トリガーがかかってしまうことがある。このような現象をリンギングといい、以下のような選定条件で除外される。

- ミューオン事象後 $1\mu\text{s}$ 以内であること
- $N_{\text{hitID}} \geq 600$

図 5.5 にミューオン事象からの時間差とリンギング事象の選定条件を示す。リンギング事象が適切に分離されていることが確認できる。

5.4 原子核破碎事象カット

宇宙線ミューオンが LS 中の原子核を破碎すると不安定同位体が生成し、その崩壊は疑似的な逆ベータ崩壊事象を作り出す。また、大光量のミューオン事象直後は信号波形の乱れにより正確に事象を検出することができない。したがって逆ベータ崩壊事象に対するエネルギーや時間、空

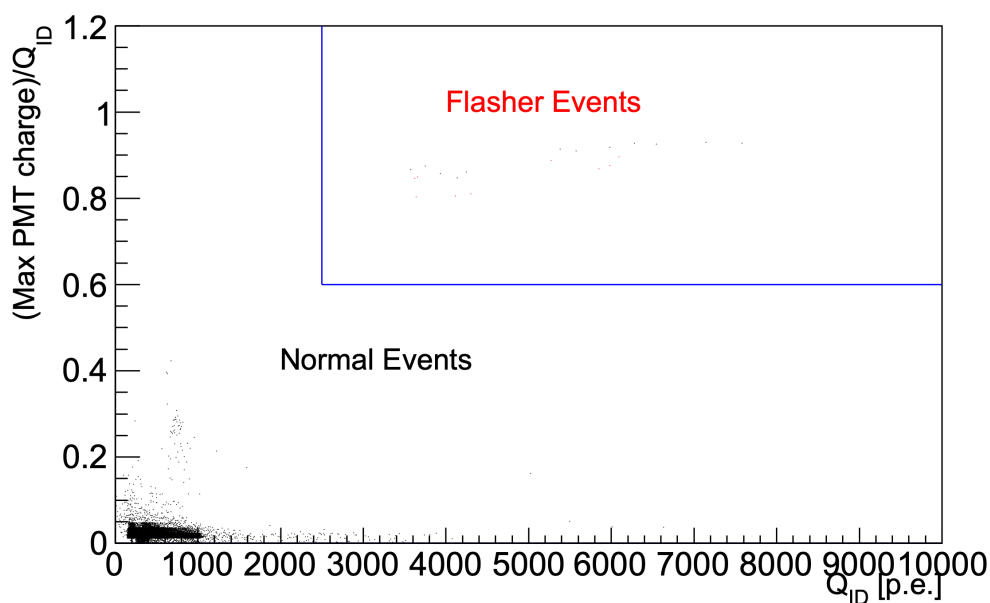


図 5.4 フラッシャー事象の選定条件 [45]。青の線はフラッシャー事象と物理事象を区別する条件を示す。

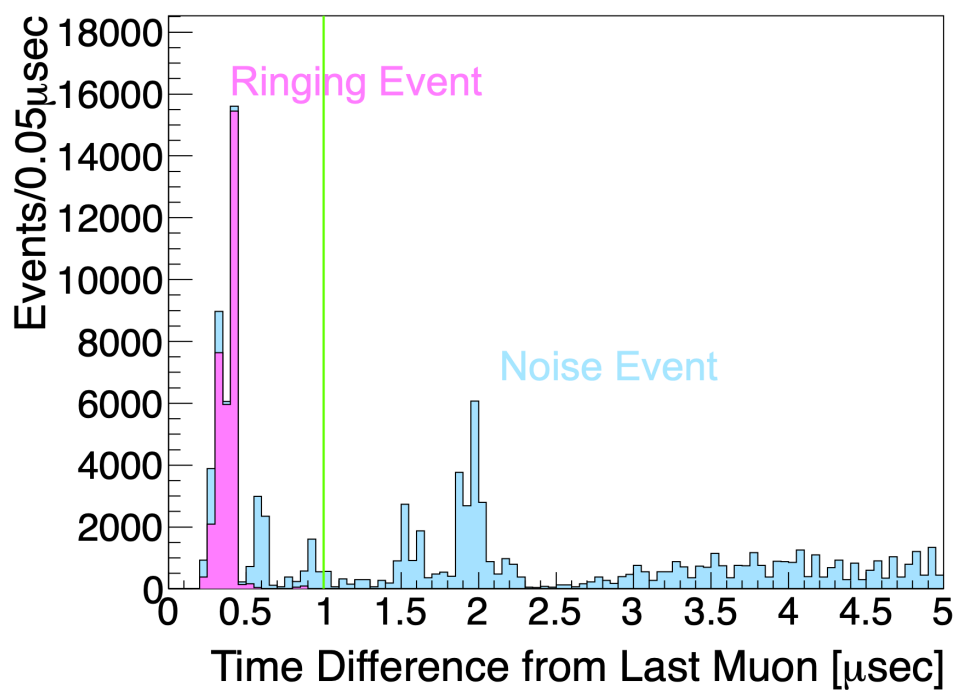


図 5.5 ミューオン事象からの時間差とリングング事象 [50]。緑の線はリングング事象の選定条件を表す。

間情報にカットをかける前に、4.7.5 で述べたミューオン事象と以下に述べるミューオンに付随する事象を除外する。

ミューオン事象後のカット条件は 17-inch PMT が検出した電荷量や residual charge、軌跡再構成精度によって決定される。Residual charge が大きい事象の後には多量の原子核破碎事象を伴うため、全体積が解析から除外されている。ミューオン事象の軌跡再構成精度は MuonBadness という基準で評価され、再構成精度が良い事象は軌跡に沿って円柱状のカットが適用される。

- 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
- 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、residual charge が小さいミューオン事象 ($\Delta Q < 10^6$ p.e.)
ミューオンの軌跡に沿って 300 cm の円柱領域を 2 s veto
- residual charge が大きいミューオン事象 ($\Delta Q \geq 10^6$ p.e.)
全体積を 2 s veto

Q_{17} は 17-inch PMT で観測された総電荷量、 ΔQ は residual charge である。

5.5 遅延同時計測における逆ベータ崩壊反応の選定

逆ベータ崩壊反応は遅延同時計測により先発事象、後発事象の時間、空間相関を用いて選定される。本節ではこのような逆ベータ崩壊反応の選定条件について述べる。

5.5.1 エネルギー選定条件

先発事象

先発事象は陽電子の運動エネルギーと対消滅 γ 線からなる。本研究における遅延同時計測の先発事象のエネルギー E_p の選定条件は以下のように設定した。

$$0.9 \leq E_p [\text{MeV}] \leq 100.0 \quad (5.9)$$

このエネルギー範囲の最小値は、逆ベータ崩壊反応のニュートリノエネルギー閾値に相当するエネルギーをもつ先発事象を観測できるように決定した。また、最大値を 100 MeV までとっているのは超新星爆発に失敗してブラックホールになる failed supernova が高エネルギーのニュートリノを放出するためである。

後発事象

後発事象のエネルギー E_d の選定条件を以下に示す。

$$1.8 \leq E_d [\text{MeV}] \leq 2.6 \quad (5.10)$$

$$4.4 \leq E_d [\text{MeV}] \leq 5.6 \quad (5.11)$$

後発事象は陽子または炭素原子核による中性子捕獲で放出される γ 線によるものである。そのほとんどが陽子によるもので 2.2 MeV の γ 線が放出される。炭素原子核によるものは 0.5% 程度で、放出される γ 線のエネルギーは 4.9 MeV である。

E_d の選定条件は検出器のエネルギー分解能を考慮して決定されており、その検出効率 $\epsilon_{E_d, \text{proton}}$ 、 $\epsilon_{E_d, \text{carbon}}$ は以下の式で見積もられる。

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

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

ここで σ はエネルギー分解能、2.211、5.061 の単位は MeV で、中性子捕獲で放出される 2.2 MeV、4.9 MeV の γ 線によって観測されるエネルギーである。LS 純化前後のエネルギー分解能と式 (5.12)、(5.13) で見積もられた E_d の選定条件における検出効率を表 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。17-inch PMT と 20-inch PMT でエネルギー分解能が異なるため、それぞれ見積もられている。

期間	パラメータ	17-inch PMT	20-inch PMT
LS 純化前	σ [%/ \sqrt{E} [MeV]]	7.0 ± 0.1	6.1 ± 0.1
	$\epsilon_{E_d, \text{proton}}$	99.99%	100%
	$\epsilon_{E_d, \text{carbon}}$	100%	100%
LS 純化後	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%

5.5.2 体積選定条件

先発事象

KamLAND では、半径 650 cm のバルーン付近ではイベント数が多くなる。これは放射性同位体である ^{40}K や ^{208}Tl による γ 線などが原因であり、これらの起源はバルーンのフィルム、バルーンを支えるロープ、PMT のガラス、検出器周辺の岩盤などである。このような外部から

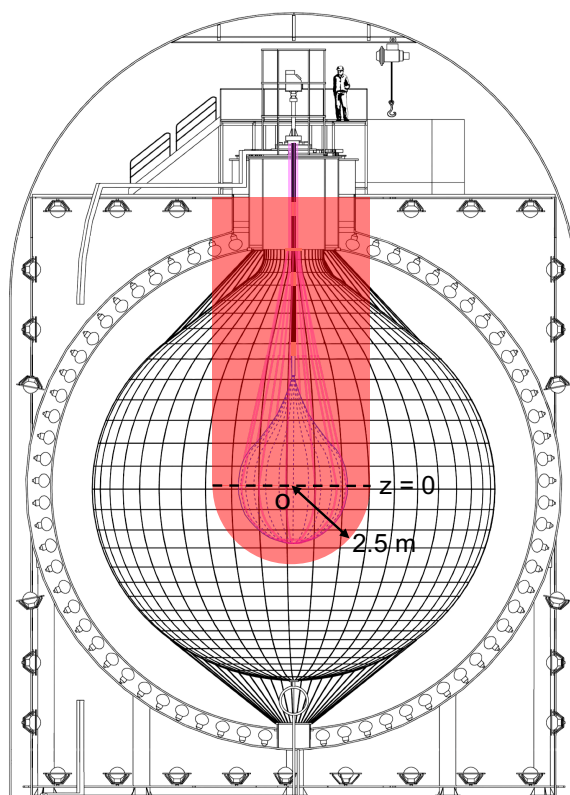


図 5.6 ミニバルーン領域のカットの概略図。Zen 400 期間と Zen 800 期間ではミニバルーンの半径は異なるが、両期間について同様のカットを適用している。

の放射線による背景事象を低減するために、本研究では先発事象の検出器中心からの半径 R_p を 600 cm 以内に設定している。

後発事象

先発事象と同様に、後発事象でも外部からの背景事象を減らすため、検出器中心からの半径 R_d を 600 cm 以内に設定している。また、KamLAND-Zen 実験が行われている期間中は検出器中心にミニバルーンが吊り下げられており、このミニバルーン由来の背景事象も存在する。そのため、ミニバルーンが入っている期間はさらに以下の体積を解析領域から除外している。

- $R_d < 250$ cm
- $Z_d > 0$ の領域に対し $\rho_d < 250$ cm

ここで ρ_d は、 (X_d, Y_d, Z_d) を検出器中心を原点とする座標とした時の $\sqrt{X_d^2 + Y_d^2}$ で定義される。図 5.6 にミニバルーンカットの概念図を示す。

5.5.3 空間相関

先発事象と後発事象の空間相関は、熱中性子の拡散と捕獲の過程によって決定される。また、検出器の位置分解能にも依存する。本研究では先発事象と後発事象の間の距離 ΔR に対し、以下のような選定条件を課している。

$$\Delta R < 160 \text{ cm} \quad (5.14)$$

この条件における遅延同時計測事象の検出効率 $\epsilon_{\Delta R}$ は 99% 程度と見積もられている。

5.5.4 時間相関

先発事象と後発事象の時間相関を用いた選定条件は、中性子捕獲の平均捕獲寿命よりも十分長い時間幅になるように設定されている。また、先発事象直後のエレクトロニクスからのノイズを避けるためにそのような時間に検出された後発事象は解析に用いないようにしている。以下に先発事象と後発事象の間の時間差 ΔT についての選定条件をまとめる。

$$0.5 < \Delta T [\mu\text{sec}] < 1000 \quad (5.15)$$

この選定条件における遅延同時計測事象の検出効率 $\epsilon_{\Delta T}$ は、図 5.7 のように LS 純化前後でのミュオン事象とその後の中性子捕獲事象の時間差分布をフィッティングすることで以下の式をもとに見積もられている。

$$\epsilon_{\Delta T} = \frac{1}{\tau} \int_{0.5 \mu\text{s}}^{1000 \mu\text{s}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \quad (5.16)$$

$$= 98.91 \pm 0.04\% \quad (\text{LS 純化前}) \quad (5.17)$$

$$= 98.93 \pm 0.04\% \quad (\text{LS 純化後}) \quad (5.18)$$

ここで LS 純化前（後）の平均捕獲寿命として $\tau [\mu\text{sec}] = 209.0 \pm 2.7$ (209.5 ± 3.9) が用いられている。

5.5.5 複数先発事象、後発事象カット

逆ベータ崩壊反応は一つ先発事象に一つ後発事象が対応するはずであるが、まれに遅延同時計測で選定された事象が一つ先発事象（後発事象）に複数の後発事象（先発事象）が対応している場合がある。例えば複数後発事象は、大気ニュートリノによる反応（7.1.5 参照）で生成したミュオンが先発事象となり、反応により生成した中性子の捕獲事象と平均寿命 $2.2 \mu\text{sec}$ でミュオンが崩壊して生成した電子による事象が後発事象となると起こりうる。また、高速中性子（7.1.6 参照）が陽子と何度も散乱したのち熱化して捕獲されると複数先発事象が起こりうる。このような一対一対応となっていない事象は $\bar{\nu}_e$ による逆ベータ崩壊事象ではないと考え、本解析では除外する。

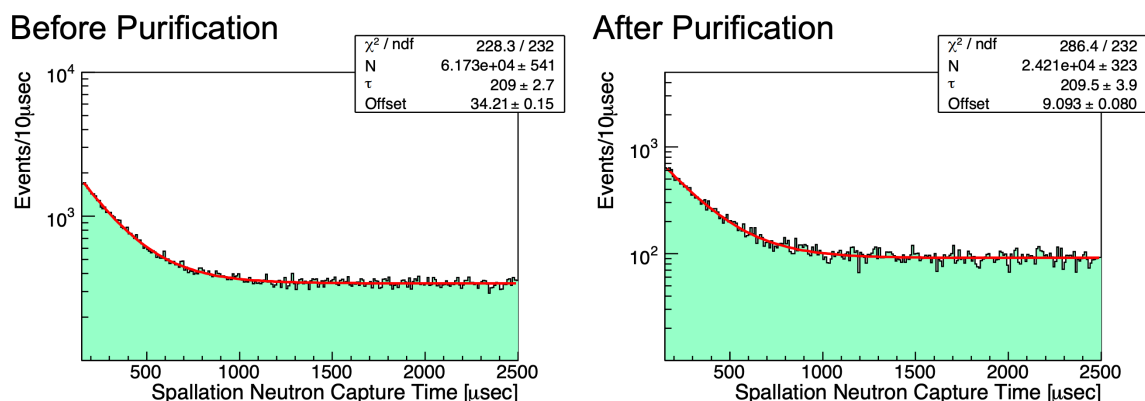


図 5.7 ミューオン事象とそれに付随する中性子捕獲事象の時間差 [50]。左図が LS 純化前、右図が LS 純化後を表す。

5.6 Likelihood Selection

遅延同時計測により逆ベータ崩壊事象の背景事象は大幅に低減が可能ではあるが、それでもなお検出器外部の構造が起源となる放射線によって偶発的に遅延同時計測事象が観測されることがある。このような偶発同時計測事象は特に数 MeV 程度の低エネルギー領域に多く、このエネルギー領域において逆ベータ崩壊事象を正確に選び出すために、以下のような手順で likelihood selection と呼ばれる選定を行う。

1. 5.5 節の条件に従って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、 $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊による遅延同時計測事象の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ と偶発的な遅延同時計測事象の確率密度関数 f_{acc} を作成する。
3. 先発事象のエネルギーの関数として likelihood ratio $\mathcal{L}_{\text{ratio}}(E_p)$ を作成し、性能指数 (Figure of Merit, FoM) が最大となるような likelihood ratio の閾値を E_p ごとに決定する。
4. 遅延同時計測の候補事象に likelihood ratio によるカットを適用する。

5.6.1 Likelihood selection のデータ期間

偶発的な遅延同時計測事象は、 $\bar{\nu}_e$ による逆ベータ崩壊反応の遅延同時計測事象と ΔT を除いて同じ条件で選定される。しかし偶発同時計測事象は先発事象と後発事象の間で時間相関がないため、逆ベータ崩壊の選定条件 $0.5 < \Delta T [\mu\text{sec}] < 1000$ を on time として、十分離れた off time の時間差 $0.2 < \Delta T [\text{sec}] < 1.2$ から選定される。このようにして選定された偶発同時計測の事象数

は、その時間差の幅を考慮して逆ベータ崩壊事象と同じスケールに補正される。

$$(\text{scaling factor}) = \frac{\Delta T_{\bar{\nu}_e}(0.5-1000 \mu\text{sec})}{\Delta T_{\text{acci}}(0.2-1.2 \text{sec})} = 0.995 \times 10^{-3} \quad (5.19)$$

偶発同時計測の事象数は LS 純化の前後やミニバルーンの有無など、検出器の状態によって時間依存性がある。そのため本研究のデータ期間を表 5.2 に示すような 8 つの期間 (LH-X) に分類して、それぞれについて likelihood ratio を算出する。

表 5.2 Likelihood selection のデータ期間

期間名	期間	検出器の状態
LH-0	2002/03/09–2003/10/31	LS 純化前
LH-1	2003/11/01–2007/05/12	LS 純化前
LH-2	2007/05/12–2007/08/05 2008/07/07–2009/04/07	LS 純化中
LH-3	2007/08/06–2008/07/07	LS 第一純化と第二純化の間
LH-4	2009/04/08–2011/08/12	LS 純化後
LH-5	2011/08/13–2015/12/15 2016/08/03–2016/11/22	Zen 400 期間 Failed Zen 800 期間
LH-6	2015/12/15–2016/08/02 2016/11/22–2018/05/10	Zen 400 期間後 Failed Zen 800 期間後
LH-7	2018/05/19–2020/04/25	Zen 800 期間

5.6.2 確率密度関数

背景事象となる偶発同時計数事象の確率密度関数 f_{acci} は、前項で述べた方法を用いて実データから作成されている。一方信号である逆ベータ崩壊反応事象の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ は、Geant4[51] によるシミュレーション結果から作成される。このような確率密度関数は以下に述べるような 91200 次元 (= $76 \times 3 \times 16 \times 1 \times 5 \times 5$ 次元) のビンに分けられて定義されている。

- 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 μsec で bin を区切らず $\exp(-t/211.1 [\mu\text{sec}])$ の指数関数分布を仮定
 - (偶発同時計数) 0.5–1000 μsec 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

5.6.3 Likelihood ratio の定義

逆ベータ崩壊、偶発同時計測の確率密度関数 $f_{\bar{\nu}_e}$ 、 f_{acci} はそれぞれ E_p 、 E_d 、 ΔR 、 ΔT 、 R_p 、 R_d の関数として作成された。これらの確率密度関数を用いて、likelihood ratio は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}_{\text{ratio}}(E_p) = \frac{f_{\bar{\nu}_e}}{f_{\bar{\nu}_e} + f_{\text{acci}}} \quad (5.20)$$

図 5.8 に likelihood selection の過程を示す。上図では逆ベータ崩壊事象 (Signal) と偶発同時計測事象 (Background) それぞれから作成された $\mathcal{L}_{\text{ratio}}$ 分布 $S'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ 、 $B'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ がヒストグラムとして表されている。 $S'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ の事象数は、各 likelihood 期間の livetime 中に期待される原子炉、地球ニュートリノ事象の数 (N_{signal}) である。一方 $B'(\mathcal{L}_{\text{ratio}})$ の事象数は同じ livetime 中の実データの off time から得られた事象数を on time の時間幅にスケールしたもの (N_{acci}) である。それぞれの分布の likelihood ratio 閾値 \mathcal{L}_{cut} 以上の部分を積分することで、残存する逆ベータ崩壊事象及び偶発同時計測事象 $S(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ 、 $B(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ は以下のように計算できる。

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

$$B(\mathcal{L}_{\text{cut}}) = N_{\text{acci}} \int_{\mathcal{L}_{\text{cut}}}^1 B'(\mathcal{L}_{\text{ratio}}) d\mathcal{L}_{\text{ratio}} \quad (5.22)$$

中図は \mathcal{L}_{cut} を変化させたときの $S(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ 、 $B(\mathcal{L}_{\text{cut}})$ の分布を表す。この分布を用いて以下の式から FoM が最大となる \mathcal{L}_{cut} を決定する。

$$\text{FoM}(\mathcal{L}_{\text{cut}}) = \frac{S(\mathcal{L}_{\text{cut}})}{S(\mathcal{L}_{\text{cut}}) + B(\mathcal{L}_{\text{cut}})} \quad (5.23)$$

下図は \mathcal{L}_{cut} の関数としての FoM を表す。ここで決定された \mathcal{L}_{cut} が、以降の likelihood selection のカット閾値として使用される。図 5.9 に先発事象のエネルギーの関数として最適化された likelihood 期間ごとの \mathcal{L}_{cut} を示す。

5.7 Likelihood selection 適用後の検出効率

これまで述べた likelihood selection を含む全ての選定条件を課した後の、遅延同時計測事象の検出効率は以下の手順で推定される。まず、Geant 4 を用いて先発事象のエネルギービンごとに半径 750 cm 以内で一様に 1.0×10^7 個の $\bar{\nu}_e$ を生成する。その後、遅延同時計測の選定条件及び likelihood selection を課す。すると検出効率 ϵ は先発事象のエネルギーの関数として以下のように求められる。

$$\epsilon(E_p) = \frac{\text{(事象選定後に残った事象数)}}{\text{(半径 600 cm 以内で生成された事象数)}} \quad (5.24)$$

図 5.10 に likelihood 期間ごとの検出効率を示す。KamLAND-Zen 実験が行われていた LH-5、7 の期間中はミニバルーン領域を解析対象から除外しているため検出効率が低下している。また、偶発同時計数が背景事象となる 3 MeV 以下では likelihood selection で閾値を設定してカットを施しているため、検出効率が低下している。

5.8 逆ベータ崩壊反応候補事象

5.5 節で述べた条件で選定された、逆ベータ崩壊反応の最終的な候補事象を図 5.11、5.12、5.13 に示す。本研究における候補事象数は全期間で 2997 事象であった。

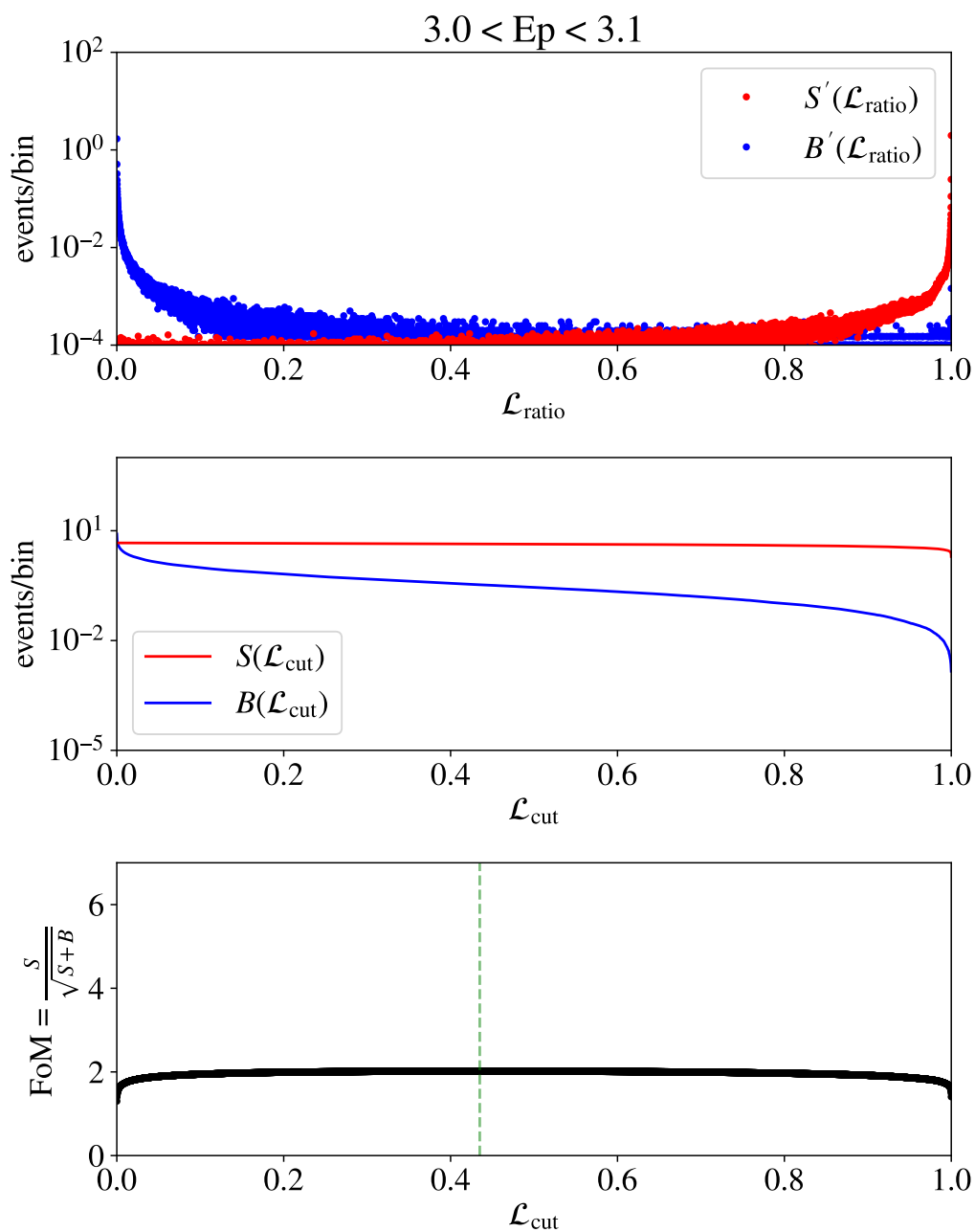


図 5.8 Likelihood selection の過程 [49]。LH-7 の期間の先発事象のエネルギー $3.0 < E_p$ [MeV] < 3.1 のビンについての例が示されている。

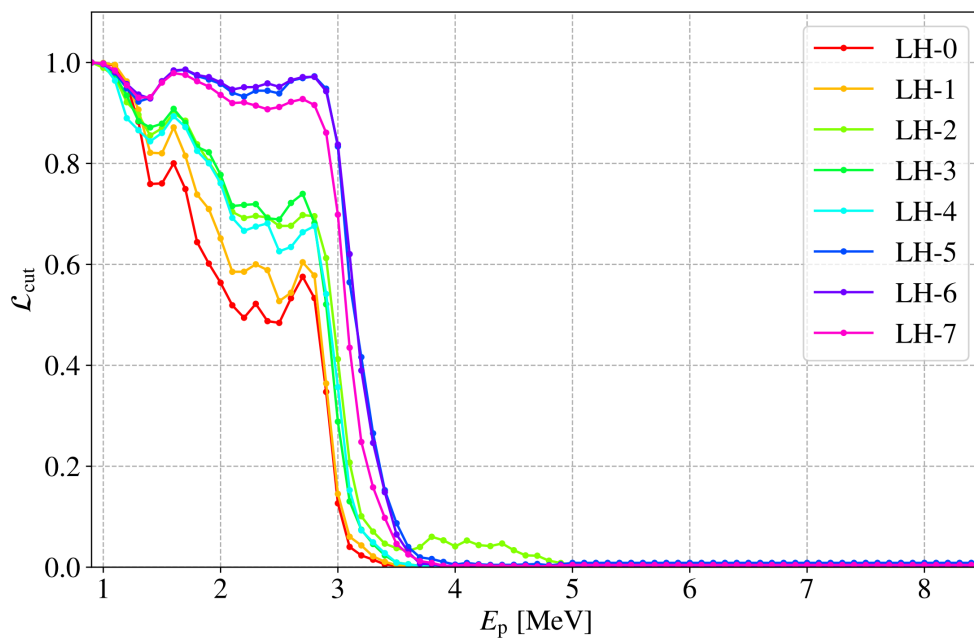


図 5.9 各先発事象のエネルギーに対する \mathcal{L}_{cut} の閾値 [49]

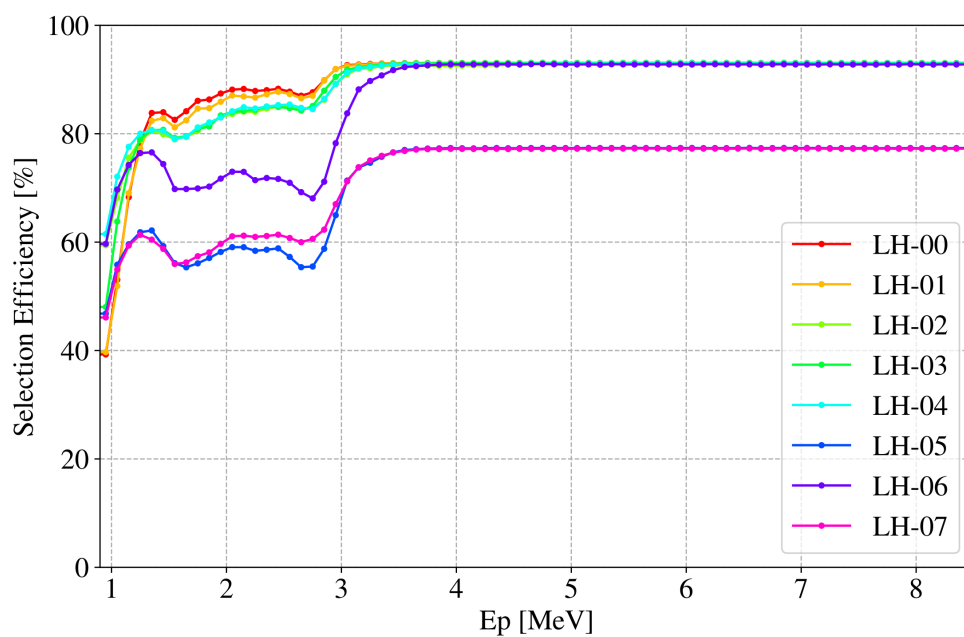


図 5.10 Likelihood selection 導入後の遅延同時計測事象の検出効率 [49]

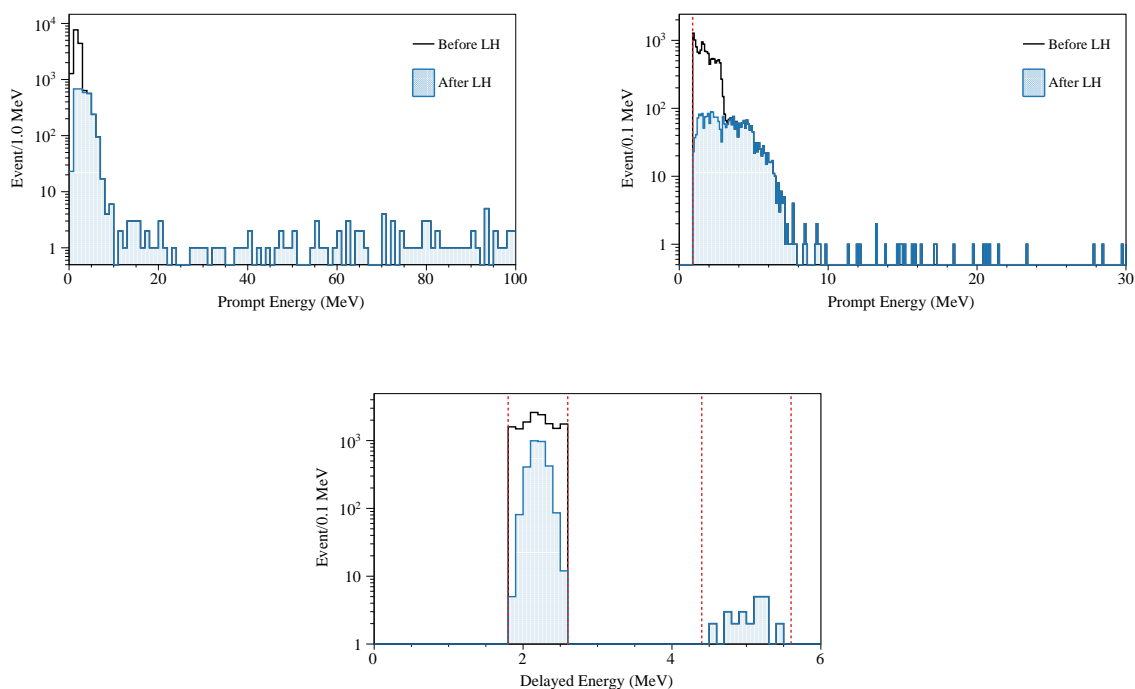


図 5.11 逆ベータ崩壊反応候補事象のエネルギー分布。それぞれは先発事象の全エネルギー領域におけるエネルギー分布（左上図）、先発事象の 30 MeV 以下におけるエネルギー分布（右上図）、後発事象のエネルギー分布（下図）である。右上図の赤線は先発事象のエネルギー選定条件の最小値 ($E_p = 0.9 \text{ MeV}$) を表し、下図の赤線は後発事象のエネルギー選定条件 ($1.8 \leq E_d [\text{MeV}] \leq 2.6$, $4.4 \leq E_d [\text{MeV}] \leq 5.6$) を表す。黒線は likelihood selection 適用前の分布を、青い領域は適用後の分布を表し、likelihood selection の導入により数 MeV 程度の低エネルギー領域で大幅に背景事象が低減されていることが確認できる。

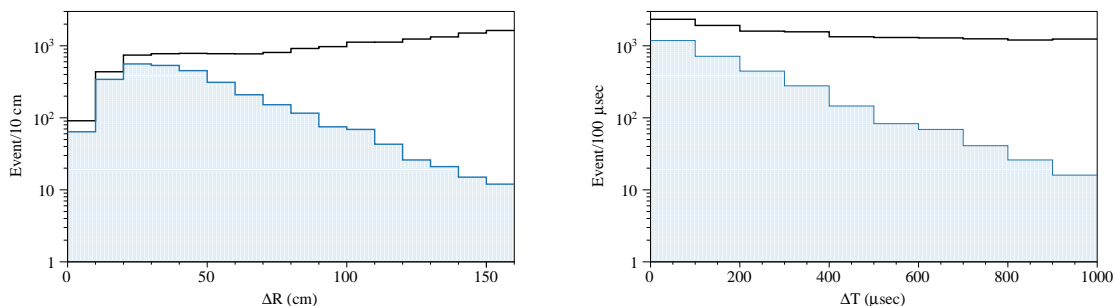


図 5.12 逆ベータ崩壊反応候補事象の時間空間相関。左図は空間相関を、右図は時間相関を表すヒストグラムである。図 5.11 と同様に、likelihood selection の導入により時間空間相関を持たない偶発同時計数事象を大きく減らすことに成功している。

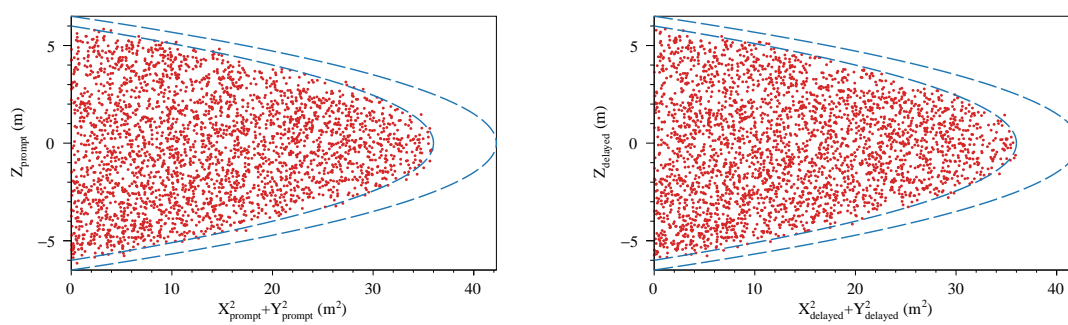


図 5.13 逆ベータ崩壊反応候補事象の空間分布。左図が先発事象、右図が後発事象の空間分布を表す。また、外側の青線は半径 650 cm を、内側の青線は半径 600 cm を表す。

第 6 章

ν - ^{12}C NC 反応によるニュートリノ事象の選定条件

本章では ν - ^{12}C NC 反応を用いたニュートリノ事象の選定条件について述べる。まず、6.1 節で ν - ^{12}C NC 反応の特徴について、超新星ニュートリノ探索に用いる利点も踏まえて述べる。次に 5 章と同様に、基本的なカット条件について 6.2 節、6.3 節で述べる。 ν - ^{12}C NC 反応の選定では遅延同時計測が使えないため原子核破碎による事象が大量に存在する。6.4 節ではこうした原子核破碎事象に対するカット条件について述べる。この反応によるニュートリノ事象の本格的な探索はまだ KamLAND で行われたことはないため、解析方法が確立していない。したがって解析の方針を 6.5 節で明確にする。その後 KamLAND における高エネルギー領域で自明ではないエネルギースケールについて 6.6 節で評価する。6.7 節では ν - ^{12}C NC 反応の選定条件について述べ、6.8 節で検出効率を評価する。最後に 6.9 節で候補事象について示す。

6.1 ν - ^{12}C NC 反応

液体シンチレータ中には大量に炭素原子核が存在しているため、 ν - ^{12}C NC 反応は KamLAND 実験において有力なニュートリノ検出反応となりうる。飛来したニュートリノの運動エネルギーの一部は ^{12}C の励起に用いられ、以下のような反応式で表される。



^{12}C には複数の励起状態が存在するが、本研究では特に 15.1 MeV の励起状態に着目する^{*1}。NC 反応の終状態で励起された ^{12}C からは主に 15.1 MeV の γ 線が放出され^{*2}、そのコンプトン散乱によって生じるシンチレーション光を検出することでニュートリノ事象を観測する (図 6.1)。ニュートリノと ^{12}C は CC 反応も起こすが、NC 反応を用いる利点としては以下の二点が挙げられる。

^{*1} 15.1 MeV の励起状態への反応断面積は isoscalar、isovector 両方の寄与を受けるため他の励起状態への断面積に比べ大きくなる。

^{*2} 直接基底状態に向かう以外にも、途中の励起状態に向かう branching ratio も僅かながら存在し、本研究でもそれらは考慮されている (6.6.1)。

- 全フレーバーのニュートリノに感度があること
中性子化バースト以降のおよそ 10s 間に渡って、超新星ニュートリノは全フレーバーが同程度の数放出されるため。
- 単一エネルギーの γ 線が放出されること
期待されるエネルギースペクトルがピーク構造を持ち、探索が比較的容易であるため。

本研究では ν - ^{12}C NC 反応の断面積として [52] の計算結果を用いる。この理論計算結果はフレーバー間の平均を取ったものであり、 ν_e 、 $\bar{\nu}_\mu$ を用いた KARMEN による反応断面積の測定結果 [53] をよく再現している。断面積の不定性としてはフレーバーによる違い、理論計算と実験結果の違いを含めて 10% として扱う。図 6.2 に 15.1 MeV の励起状態を標的とした ν - ^{12}C NC 反応の断面積を示す。

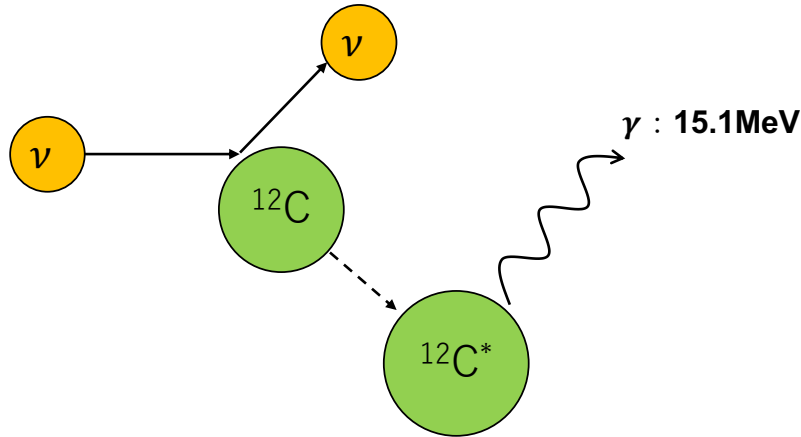


図 6.1 ν - ^{12}C NC 反応。本研究では特に励起した炭素原子核から 15.1 MeV の γ 線が出る反応を用いる。

6.2 データ期間と Run 選定

ν - ^{12}C NC 反応でのニュートリノ事象選定でも逆ベータ崩壊反応と同様の run 選定を行う。この反応の解析では背景事象が期間ごとに異なるため、それに伴い選定条件も変化する。そのため、表 6.1 に示すような複数の期間に分けた解析を行う。 ν - ^{12}C NC 反応の解析に用いた合計の livetime は 2107.40 日であった。

表 6.1 ν - ^{12}C NC 反応での探索に用いたデータセット

期間	livetime [day]	検出器の状態
2002/03/09–2007/05/12	1256.41	LS 純化前
2009/04/07–2011/08/13	533.89	LS 純化後から Zen 400 開始前まで
2016/06/22–2018/04/16	317.11	Zen 400、OD 改修後から Zen 800 開始前まで

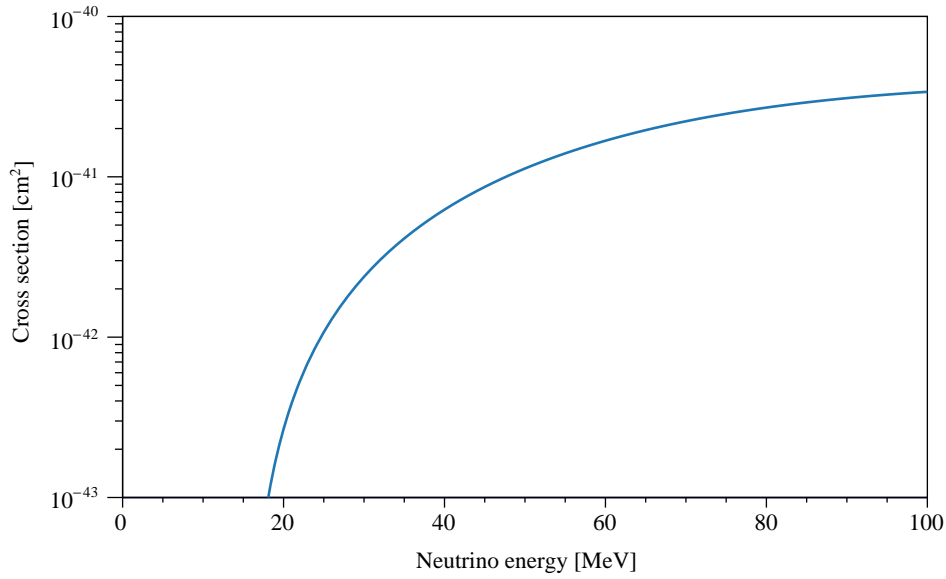


図 6.2 ν - ^{12}C NC 反応の断面積。[52] の計算をもとに作成。

6.3 非物理事象カット

非物理事象は 5.3 節に示したカットをかけた後でもなお残存している。このような事象は PMT のヒット時間や電荷情報から得られるいくつかのパラメータを組み合わせた選定条件によって除外することができる。

- 純化前

以下のように定義される χ_{TQ}^2 の条件を満たす事象を非物理事象としてカットする。

$$\chi_{TQ}^2 \equiv \frac{1}{2}(\chi_T^2 + \chi_Q^2) > 2 \quad (6.2)$$

ここで χ_T^2 は PMT のヒット時間と PMT から再構成された事象位置までの距離との線形相関関係から求められたカイ 2 乗値、 χ_Q^2 は PMT の電荷量と事象位置までの距離との相関関係から求められたカイ 2 乗値である。物理事象ではこれらの値は 2 より小さくなることが経験的に知られている [54]。後述する KLG4 で再構成した 15.1 MeV の γ 線事象に対する χ_{TQ}^2 の分布を図 6.3 に示す。式 (6.2) のカット条件における信号効率はおおよそ 99% であった。

- 純化後、Zen 400 後

上記の χ_T^2 、 χ_Q^2 に加え、複数のパラメータを組み合わせで作られた VertexBadness [55] によってカットを行う。このカットは観測されたエネルギー E_{vis} に依存し、以下のような条

件を用いている。

$$\text{VertexBadness} > [3(\log_{10}(E_{\text{vis}}/[\text{MeV}]) - 0.6)]^2 + 2 \quad (6.3)$$

図 6.4 に KLG4 で再構成した 15.1 MeV の γ 線事象についての VertexBadness の分布を示す。 E_{vis} の選定条件については 6.7.1 で詳細に述べる。式 (6.3) のカット条件における信号効率化は純化後、Zen 400 後共に 99.9% 以上であった。

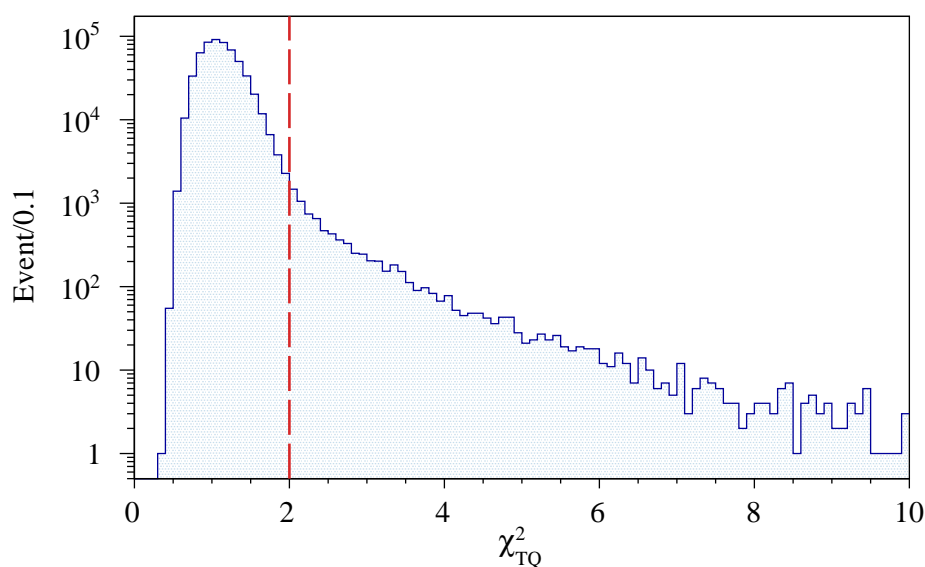


図 6.3 χ^2_{TQ} の分布。KLG4 で再構成した 15.1 MeV の γ 線による事象について示している。赤の点線で示したのは χ^2_{TQ} のカット条件である。

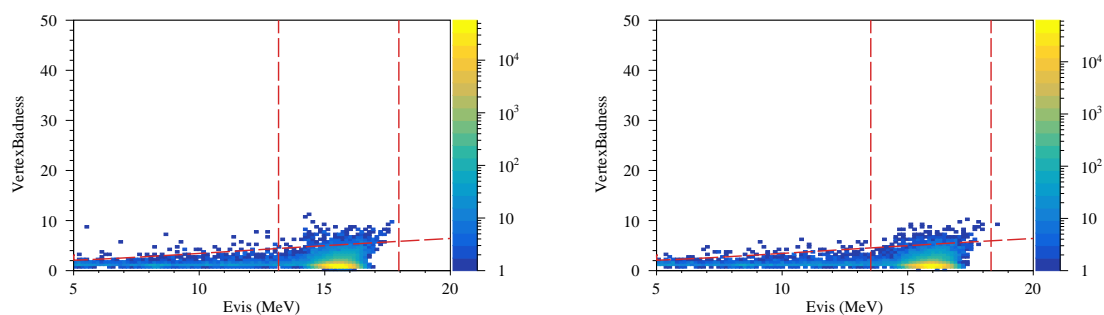


図 6.4 E_{vis} と VertexBadness の分布。左図が純化後を、右図が Zen 400 後を表す。VertexBadness のカット条件と信号に対する E_{vis} の選定条件を赤の点線で示している。

6.4 原子核破砕事象カット

ここでは宇宙線ミュオンによって引き起こされる原子核破砕事象を除外するための選定条件について述べる。KamLAND では表 6.2 に示すような不安定同位核が原子核破砕によって生じることが知られており、これらは [56] によって調べられている。本研究ではこのような事象を以下で述べる三つの選定条件によって除外する。

- 短寿命核種の崩壊事象カット

ミュオン事象からの時間相関を用いて短寿命核種の崩壊事象を除外する。

- 中性子タグ

不安定核の崩壊事象を原子核破砕に伴う中性子捕獲事象とタグすることで除外する。

- Shower タグ

ミュオンがその軌跡上で落とした電荷量分布、不安定核の崩壊事象からミュオンの軌跡までの距離、ミュオン事象から崩壊事象までの時間差を用いて原子核破砕事象の尤度関数を作成し、尤度閾値を用いて崩壊事象を除外する。

表 6.2 LS 中で原子核破砕によって生成する不安定同位体 [56]

同位体	LS 中での平均寿命	放射エネルギー [MeV] (崩壊モード)	生成率 [/day/kton]
^{12}B	29.1 ms	13.4 (β^-)	54.8 ± 1.5
^{12}N	15.9 ms	17.3 (β^+)	2.2 ± 0.5
^8Li	1.21 s	16.0 ($\beta^- \alpha$)	15.6 ± 3.2
^8B	1.11 s	18.0 ($\beta^+ \alpha$)	10.7 ± 2.9
^9C	182.5 ms	16.5 (β^+)	3.8 ± 1.5
^8He	171.1 ms	10.7 ($\beta^- \gamma n$)	1.0 ± 0.5
^9Li	257.2 ms	13.6 ($\beta^- \gamma n$)	2.8 ± 0.2
^{10}C	27.8 s	3.65 ($\beta^+ \gamma$)	21.1 ± 1.8
^{11}Be	19.9 s	11.5 ($\beta^- \gamma$)	1.4 ± 0.3
^6He	1.16 s	3.51 (β^-)	—

6.4.1 短寿命核種の崩壊事象カット

原子核破砕によって生成する、数 10 ms 程度の短い寿命を持つ不安定核による事象を除外するために以下のようなカットをかける。

宇宙線ミューオン事象から 150 ms の間全体積を veto

このカットは主に ^{12}B 、 ^{12}N を対象としており、veto する時間幅は平均寿命のおよそ 5 倍として
いる。また、この時間幅は原子核破砕によって生じた中性子の平均捕獲寿命よりも十分広く取ら
れている。

6.4.2 中性子タグ (FBE)

原子核破砕によって生じる中性子捕獲事象は、ミューオン事象との時間相関及び不安定同位体
の崩壊事象との距離相関を用いてタグされる。そしてこのような中性子がタグされた事象は原子
核破砕による事象であるとして、解析対象から除外される。MoGURA 導入前の期間については、
ここで用いられる中性子捕獲事象のタグは FBE によって行う。

FBE で観測されたミューオン事象と中性子捕獲事象をタグするための条件は、その時間差を
 dT_{fromMu} として

$$10 \leq dT_{\text{fromMu}} [\mu\text{s}] \leq 1200 \quad (6.4)$$

である。この際、大光量のミューオン事象後のアフターパルスによって生じる偽のミューオン事
象を除外するために、直前のミューオン事象から $10 \mu\text{s}$ 以内のミューオン事象は中性子タグに用
いないこととする。図 6.5 に 17-inch PMT によって観測されたミューオン事象の電荷量 Q_μ ご
との、 dT_{fromMu} と中性子捕獲事象の観測エネルギー E_{vis} の関係及び dT_{fromMu} 単体の分布を示す。
FBE の中性子捕獲事象の選定条件は、ここで示した Q_μ 、 E_{vis} 、 dT_{fromMu} を用いて純化前後で以
下のように設定している。

- 純化前
 - $Q_\mu < 10^6$ p.e. のとき $E_{\text{vis}} > 1.2 \text{ MeV}$
 - $Q_\mu \geq 10^6$ p.e. のとき $E_{\text{vis}} > 0.7 \text{ MeV}$
- 純化後
 - $Q_\mu < 10^6$ p.e. のとき $E_{\text{vis}} > 0.6 \text{ MeV}$ ($dT_{\text{fromMu}} < 100 \mu\text{s}$) または $E_{\text{vis}} > 1.6 \text{ MeV}$
($dT_{\text{fromMu}} \geq 100 \mu\text{s}$)
 - $Q_\mu \geq 10^6$ p.e. のとき $E_{\text{vis}} > 0.05 \text{ MeV}$ ($90 < dT_{\text{fromMu}} [\mu\text{s}] < 200$) または $E_{\text{vis}} >$
 0.6 MeV ($dT_{\text{fromMu}} \geq 200 \mu\text{s}$)

この選定条件における中性子捕獲事象のタグ効率は純化前後で以下のように見積もられている。

- 純化前
 - $Q_\mu < 10^6$ p.e. のとき $\sim 85\%$
 - $Q_\mu \geq 10^6$ p.e. のとき $\sim 40\%$
- 純化後
 - $Q_\mu < 10^6$ p.e. のとき $\sim 80\%$

– $Q_\mu \geq 10^6$ p.e. のとき $\sim 33\%$

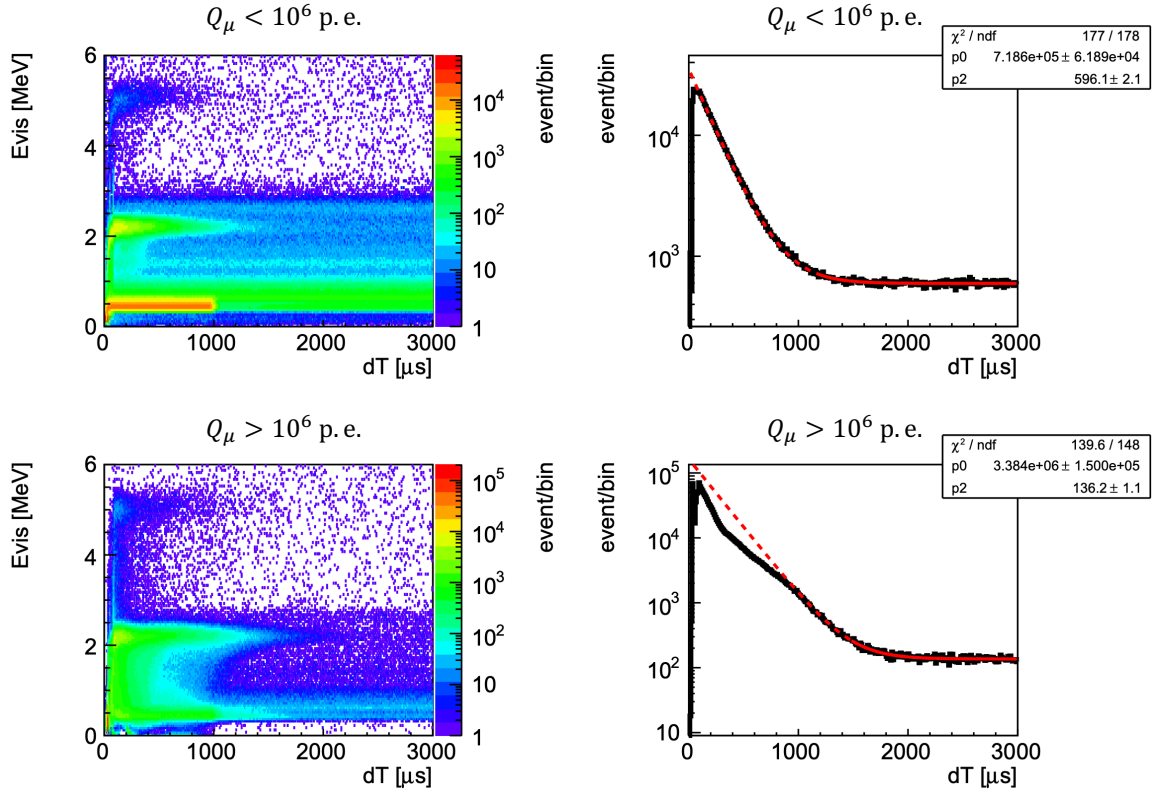


図 6.5 FBE による中性子捕獲事象のミュオン事象からの時間差。[57] をもとに作成。左図は dT と E_{vis} の関係、右図は dT 単独の分布を表す。純化後についての図を例として示している。

上の条件で選定されたミュオン後の中性子捕獲事象に対して、不安定同位体の崩壊事象との距離相関を評価する。不安定同位体としては KamLAND-Zen 実験の主要な背景事象となる ^{10}C と、最も統計量が多く 10 MeV 以上でも背景事象として存在する ^{12}B を用いる。バルーン付近の事象を避けるために検出器中心から 4 m の事象が評価に用いられる。各不安定同位体の選定条件は以下の通りである。

- ^{10}C
 - $2.2 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 4.0$
 - $10 < dT_{\text{fromNeutron}} [\text{s}] < 90$ (ontime)、 $300 < dT_{\text{fromNeutron}} [\text{s}] < 1000$ (offtime)
- ^{12}B
 - $4 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 12$
 - $30 < dT_{\text{fromNeutron}} [\text{ms}] < 60$ (ontime)、 $300 < dT_{\text{fromNeutron}} [\text{s}] < 1000$ (offtime)

ここで $dT_{\text{fromNeutron}}$ は中性子捕獲事象から崩壊事象までの時間差を表す。崩壊事象から最も近く

にある中性子捕獲事象との距離を dR とすると、それぞれの同位体についての dR 分布は図 6.6 のようになった。ここから、FBE を用いた中性子タグの条件として

$$dR < 2.0 \text{ m} \quad (6.5)$$

を用いることとする。

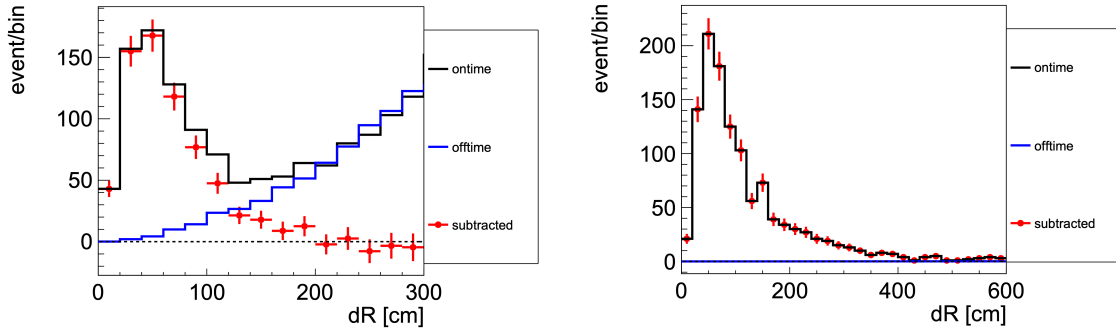


図 6.6 不安定同位体の崩壊事象と FBE による中性子捕獲事象の距離相関 [57]。左図が ^{10}C 、右図が ^{12}B を表す。純化後についての図を例として示している。

6.4.3 中性子タグ (MoGURA)

FBE では大光量のミュオン事象後には PMT 波形のオーバーシュートやアフターパルスの影響で、原子核破砕に伴う中性子捕獲事象に対して不感時間が生じるという欠点がある。そのため 4.3.2 で述べた MoGURA が導入された以降の期間については、MoGURA を用いて高感度で中性子捕獲事象を検出しミュオンに付随する背景事象の低減を行う。

MoGURA における中性子捕獲事象の再構成手順は以下の通りである。

- i) 200 ns の時間幅で事象位置を再構成し、その位置から各 PMT までの光子の飛行時間を計算する。
- ii) 光子の飛行時間を差し引いた PMT のヒット時間分布を作成する (図 6.7)。
- iii) 信号の時間幅を 30 ns、ノイズの時間幅を $200 - 30 = 170$ ns として以下のような N_S を計算する。

$$N_S = N_{\text{in}} - N_{\text{out}} \times \frac{30 [\text{ns}]}{170 [\text{ns}]} \quad (6.6)$$

ここで N_{in} は信号の時間幅中でヒットした PMT の本数、 N_{out} はノイズの時間幅中でヒットした PMT の本数である。

- iv) i) から iii) の手順を 20 ns 毎に繰り返し、 N_S が最大となったものが中性子捕獲事象の位置として用いられる。

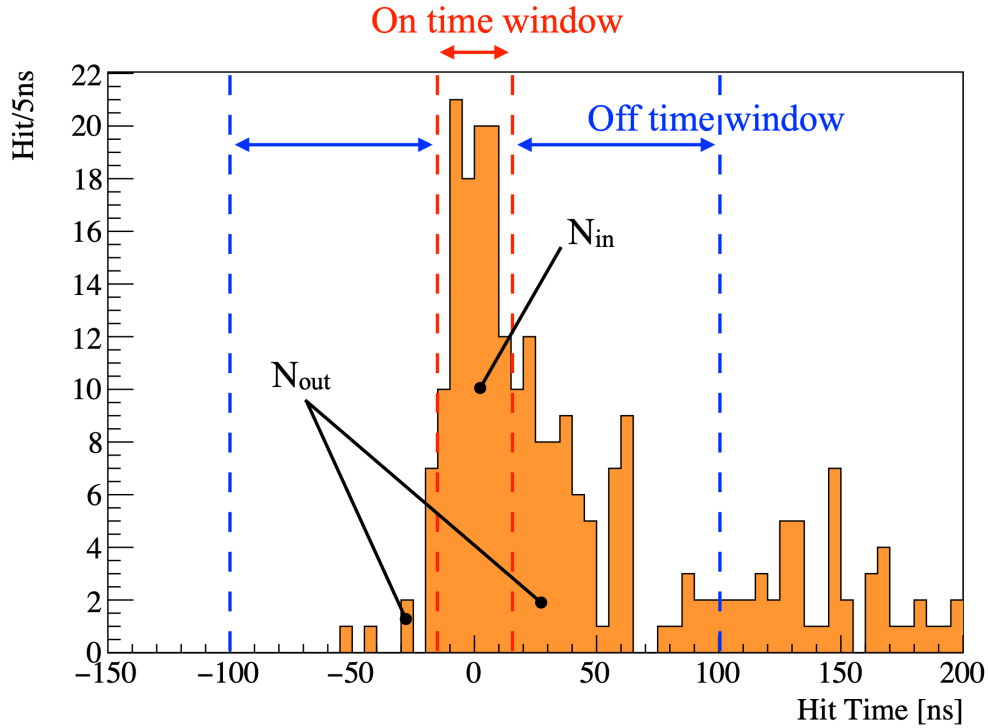


図 6.7 MoGURA のヒット時間分布 [58]。赤の点線は N_{in} の時間幅 30 ns を、青の点線は N_{out} の時間幅 170 ns を表す。

MoGURA の中性子情報は FBE のミュオン事象と時間相関を用いてタグされ、ペアで解析に用いられる。ミュオン事象と中性子捕獲事象のタグは以下の手順で行われる。はじめに、4.7.5 の条件に従って FBE のミュオン事象を集める。次に FBE でミュオンが観測された時刻と MoGURA で中性子捕獲事象が観測された時刻の時間差 dT_{fromMu} が

$$10 \leq dT_{fromMu} [\mu s] \leq 1200 \quad (6.7)$$

の条件を満たすペアを作成する。図 6.8 左に N_S と dT_{fromMu} の分布を示す。 dT_{fromMu} が小さくなるにつれ N_S が小さくなっていることが確認できるが、これはミュオン事象後のアフターパルスやオーバーシュートが原因であると考えられる。このような N_S が小さい事象を除外するために、MoGURA の中性子捕獲事象に対して以下のような条件を課す。

- $N_S \geq 80$ ($10 \leq dT_{fromMu} [\mu s] \leq 30$)、 $N_S \geq 50$ ($dT_{fromMu} > 30 \mu s$)
- $N_{in} + N_{out} \geq 150$

このようにして選定された MoGURA の中性子捕獲事象に対する dT 分布を図 6.8 右に示す。フィッティングで得られた指数関数の積分値に対する観測された事象数の割合を中性子タグ効率とすると、その値はおおよそ 80% であった。

上の条件を満たす中性子捕獲事象に対して、FBE と同様に ^{10}C 、 ^{12}B の崩壊事象との空間相関

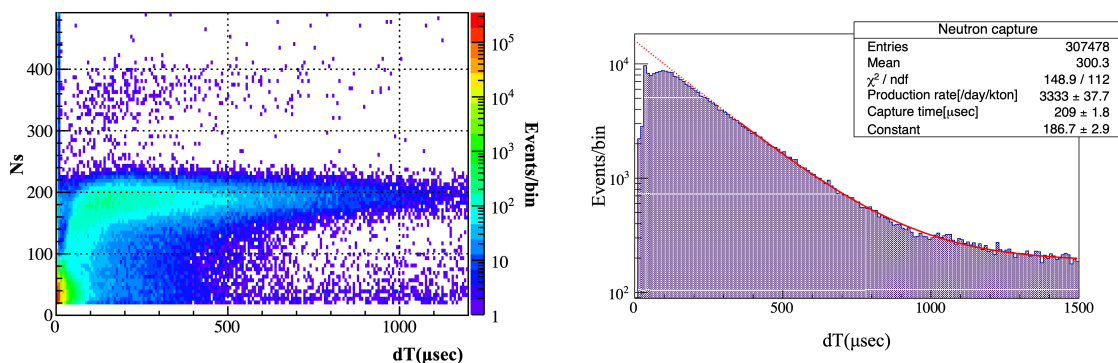


図 6.8 MoGURA による中性子捕獲事象のミュオン事象からの時間差 [59]。左図は dT と N_S の関係、右図は dT 単独の分布を表す。

を評価した。その結果を図 6.9 に示す。ここから、MoGURA を用いた中性子タグの条件として

$$dR < 1.6 \text{ m} \quad (6.8)$$

を用いることとする。

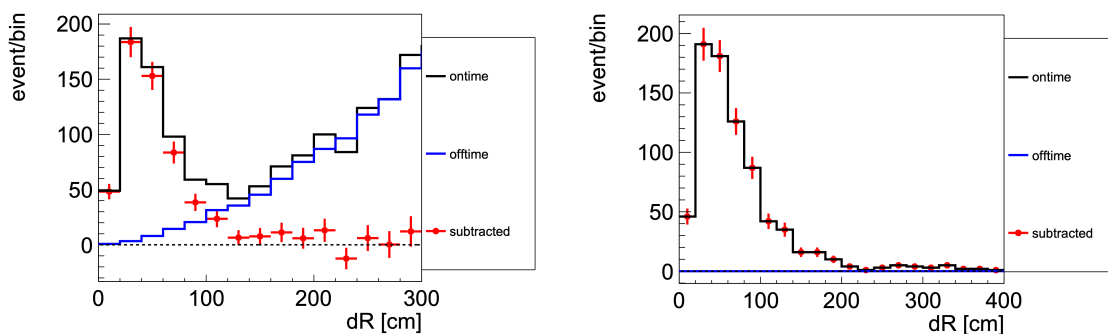


図 6.9 不安定同位体の崩壊事象と MoGURA による中性子捕獲事象の距離相関 [57]。左図が ^{10}C 、右図が ^{12}B を表す。

6.4.4 Shower タグ

ミュオンは核子と反応してハドロンシャワーを形成し、これらが LS 中で原子核破碎を引き起こして不安定同位体を形成する。図 6.10 に示すように、このようなシャワーが起こった位置では多くのエネルギーが失われ、その付近では原子核破碎で生じた不安定同位体の崩壊事象が観測されることがデータから確かめられている [60]。したがって PMT の電荷情報から再構成されたミュオンの軌跡上でのエネルギー損失 dE/dx を用いることで、原子核破碎事象をタグすることができる。また、崩壊事象はミュオンの軌跡との距離 dL 、ミュオン事象からの時間 dT とも相関があるため、これらも利用する。以上の dE/dx 、 dL 、 dT を利用した原子核破碎事象の除去手法を本研究では shower タグと呼称する。

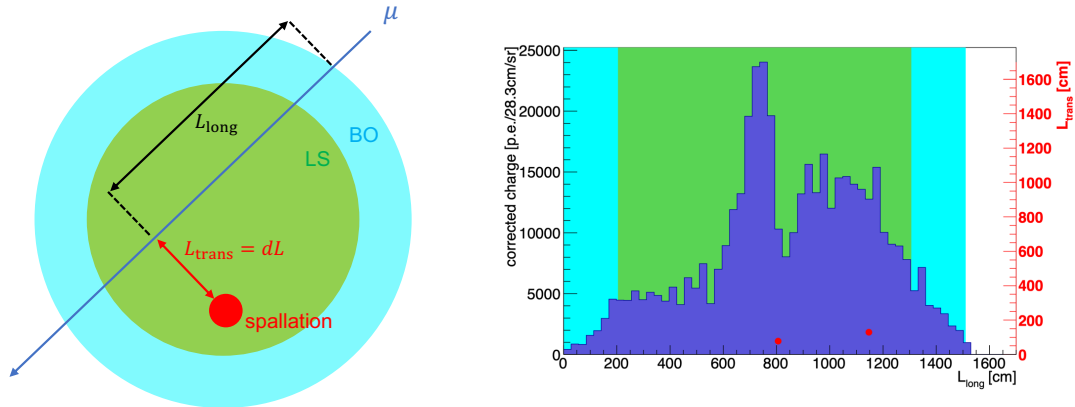


図 6.10 宇宙線ミュオンによる原子核破碎事象とエネルギー損失の概念図。[60] をもとに作成。左図は青の矢印で示したミュオンと赤の丸で示した原子核破碎事象の位置関係を表す。また、右図はミュオンの軌跡 L_{long} に沿ったエネルギー損失を表す。赤の丸で示した原子核破碎事象が、ミュオンのエネルギー損失が大きく、ミュオンの軌跡までの距離 $L_{\text{trans}} = dL$ が小さい位置で検出されたことがわかる。

まず、ミュオン事象後の ^{12}B 崩壊事象を用いて dE/dx と dL の 2 次元の尤度関数 $\mathcal{L}_{\text{w/odT}}(dE/dx, dL)$ を作成する。 ^{12}B 事象を用いるのは統計量が最も多いためである。 ^{12}B 事象の選定条件を以下に示す。

- $r < 550 \text{ cm}$
- $4.0 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 15$
- $2 < dT [\text{ms}] < 200$ (ontime)、 $180 < dT [\text{s}] < 1000$ (offtime)
- $dR > 160 \text{ cm}$

ここで r は検出器中心からの距離を表す。 $\mathcal{L}_{\text{w/odT}}(dE/dx, dL)$ は KamLAND-Zen 400 期間のデータから作成される。原子核破碎事象に対するカットの順番は shower タグが最後であるため、中性子タグできなかった事象について尤度関数を作成する必要がある。したがって dR の条件は中性子タグ事象を除くように設定している。ここで選定した ontime、offtime それぞれの事象について dE/dx と dL の 2 次元ヒストグラムを作成する (図 6.11 左上、右上)。そして offtime の事象数を ontime の時間幅に対してスケールしたのち、ontime のヒストグラムから offtime の寄与を差し引いたヒストグラムを作成する (図 6.11 左下)。その後、ontime から offtime の寄与を差し引いたヒストグラムと offtime のヒストグラムの各ビンで比を取ることで、2 次元尤度関数 $\mathcal{L}_{\text{w/odT}}(dE/dx, dL)$ が作成される (図 6.11 右下)。

次に、ミュオン事象から崩壊事象までの時間差 dT についての尤度関数 $\mathcal{L}(dT)$ を作成する。Shower タグの前に短寿命核種の崩壊事象カットとして $dT < 150 \text{ ms}$ がカットされているため、 $\mathcal{L}(dT)$ は $0.15 \leq dT [\text{s}] \leq 180$ の崩壊事象を用いて作成する。ここで上限の 180s は LS で発生する不安定同位体で最も寿命の長い ^{10}C 崩壊事象を十分に含むために、その平均寿命の 5 寿命分以

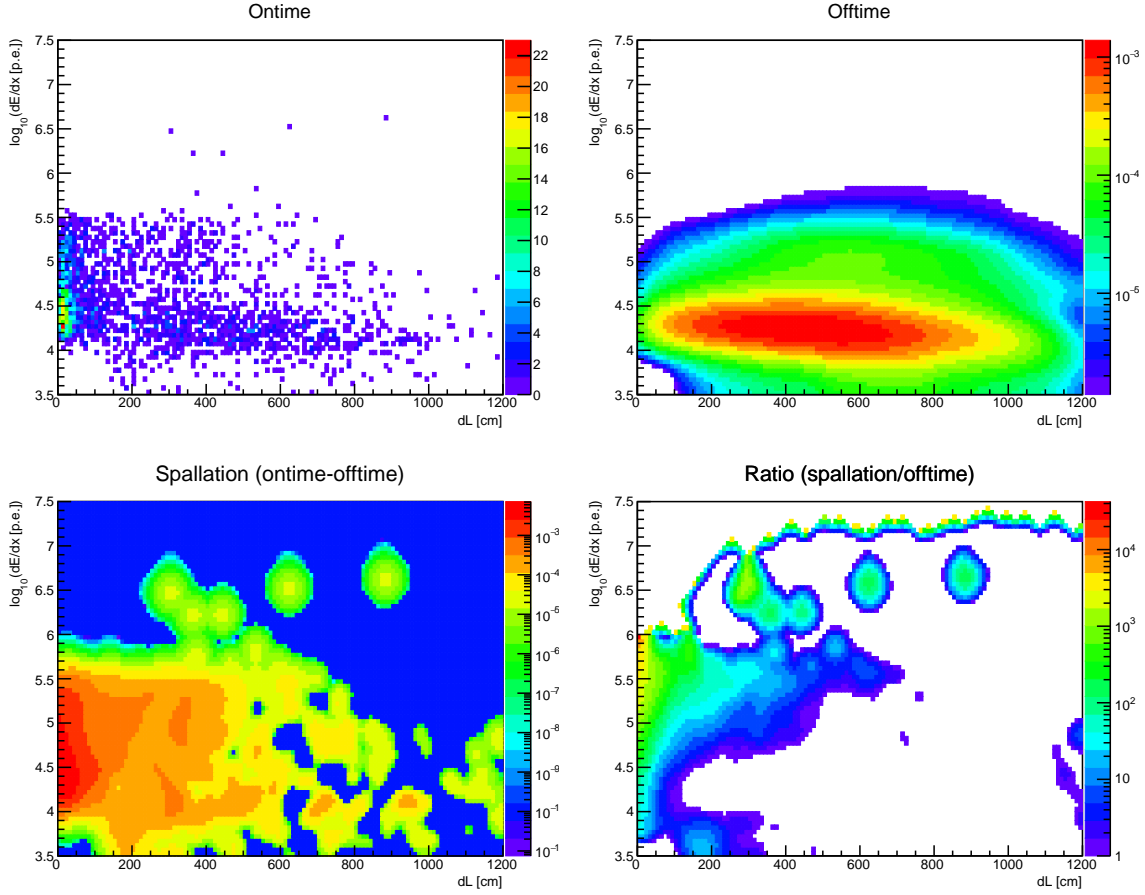


図 6.11 $\mathcal{L}_{w/odT}(dE/dx, dL)$ の作成過程。はじめに ontime、offtime 事象についての 2 次元ヒストグラムを作成する (左上、右上)。次に ontime 事象から offtime 事象を差し引くことで原子核破碎事象についてのヒストグラムを作成する (左下)。最後に原子核破碎事象と offtime 事象の比をとることで尤度関数 $\mathcal{L}_{w/odT}(dE/dx, dL)$ とする (右下)。

上の余裕を持って設定されている。 $\mathcal{L}(dT)$ は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}_{\text{spa}}(dT) = \frac{1}{\sum_i A_i} \sum_i \frac{A_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{dT}{\tau_i}\right) \quad (6.9)$$

$$\mathcal{L}_{\text{acci}}(dT) = \frac{1}{180} \quad (6.10)$$

$$\mathcal{L}(dT) = \frac{\mathcal{L}_{\text{spa}}}{\mathcal{L}_{\text{acci}}} \quad (6.11)$$

ここで τ_i は不安定同位体 i の平均寿命を表す。また、 A_i は各同位体について表 6.2 に示した生成率に、エネルギー、 dT の選定条件による検出効率をかけたものである。[56] で調べられていない ^6He の生成率は仮の値として 12.8 /day/kton を用いている。エネルギーの選定条件としては以下の二つを使用した。

- $2 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 3.5$

^{10}C や ^6He の崩壊事象が主要な構成要素であり、そのうち最も寿命が長いのは ^{10}C で

$\tau_{10\text{C}} \sim 30\text{s}$ である。

- $3.5 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 20$
 ^{10}C や ^6He の崩壊事象は含まれない。主要な構成要素は ^8Li や ^8B で、そのうち最も寿命が長いのは ^{11}Be の $\tau_{11\text{Be}} \sim 20\text{s}$ である。

図 6.12 にそれぞれのエネルギー選定条件で作成した $\mathcal{L}(dT)$ を示す。

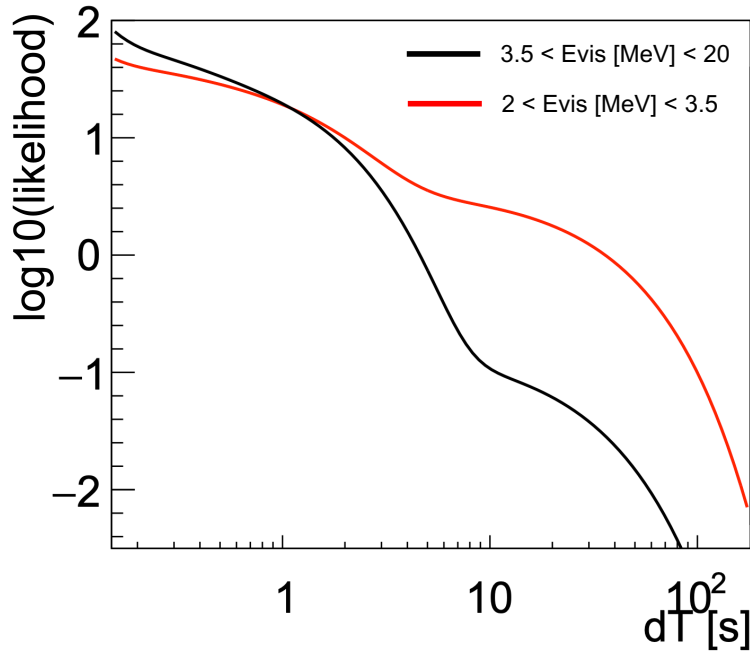


図 6.12 dT についての尤度関数 $\mathcal{L}(dT)$ 。[57] をもとに作成。黒線は $3.5 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 20$ についての尤度関数で、赤線は $2 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 3.5$ についての尤度関数を表す。

以上の過程で作成された尤度関数を用いて shower タグの尤度関数は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}_{\text{w/dT}} \left(\frac{dE}{dx}, dL, dT \right) = \mathcal{L}_{\text{w/odT}} \left(\frac{dE}{dx}, dL \right) \mathcal{L}(dT) \quad (6.12)$$

原子核破碎事象をカットするための $\mathcal{L}_{\text{w/dT}}$ の閾値を決定する手順について述べる。まず MC で時間、空間的に一様に発生させた単発事象を信号、原子核破碎によって生じる崩壊事象を背景事象として、それぞれについて $\mathcal{L}_{\text{w/dT}}$ を計算する。この際、信号事象としては太陽ニュートリノによるものを仮定し、背景事象としては中性子がタグされたなかった ^8Li 崩壊事象を用いる。 ^8Li 崩壊事象の選定条件は以下の通りである。

- $r < 450\text{ cm}$
- $0.15 < dT [\text{s}] < 2$
- $6 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 18$
- $dR > 200\text{ cm}$ (FBE 期間)、 $dR > 160\text{ cm}$ (MoGURA 期間)

前述したように崩壊事象で最も統計量が多いのは ^{12}B によるものであるが、この同位体は宇宙線ミューオンを捕獲する中性子が関係しない過程を生じることもあるため、shower タグの正確な閾値を設定できない可能性がある。そのため、このエネルギー領域で 2 番目に統計量が多い ^8Li を今回は用いている。信号、背景事象をそれぞれの事象数でスケールすることで $\mathcal{L}_{w/dT}$ の対数をとった分布を作成する (図 6.13 左上)。そしてこの対数尤度分布と $5.5 < E_{\text{vis}} [\text{MeV}] < 20$ での期待事象数 N_{sig} 、 N_{bg} を用いて、以下の FoM を計算する。

$$\text{FoM}(\mathcal{L}_{w/dT}) = \frac{N_{\text{sig}} \epsilon_{\text{sig}}(\mathcal{L}_{w/dT})}{\sqrt{N_{\text{sig}} \epsilon_{\text{sig}}(\mathcal{L}_{w/dT}) + N_{\text{bg}} \epsilon_{\text{bg}}(\mathcal{L}_{w/dT})}} \quad (6.13)$$

ここで ϵ_{sig} 、 ϵ_{bg} は信号、背景事象それぞれの対数尤度分布における尤度 $\mathcal{L}_{w/dT}$ までの取得効率である。各対数尤度 $\log_{10}(\mathcal{L}_{w/dT})$ に対する FoM の計算結果を図 6.13 左下に示す。ここから、全ての期間について shower タグの対数尤度に対し、以下のような閾値が決定された。

$$\log_{10}(\mathcal{L}_{w/dT}) \geq 1.2 \quad (6.14)$$

図 6.13 右下より、このカットによって原子核破碎事象のおよそ 80% が除去されることがわかる。

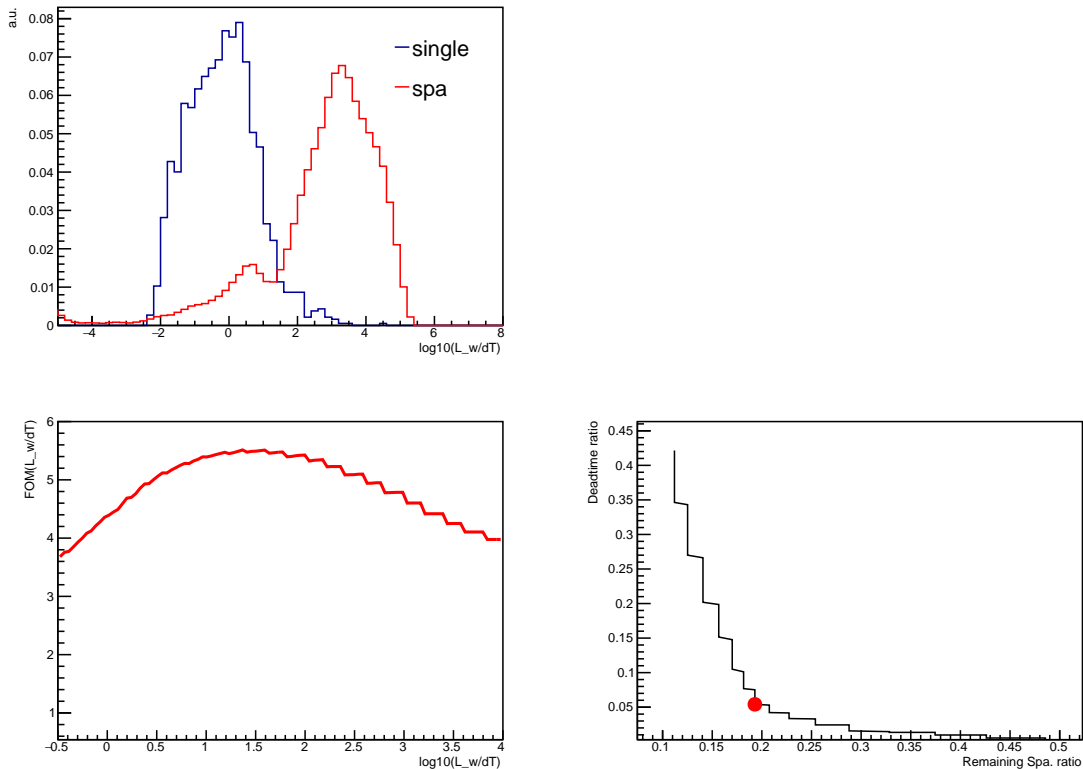


図 6.13 $\mathcal{L}_{w/dT}$ のカット閾値の最適化。左上図は信号、背景事象の尤度関数分布を、左下図はカット閾値 $\mathcal{L}_{w/dT}$ の関数としての FoM を、右下図はカット後に残存する原子核破碎事象の割合と不感時間の関係を表す。右下図の赤い点は最適化された閾値 $\log_{10}(\mathcal{L}_{w/dT}) \geq 1.2$ における値を表す。

6.5 解析の方針

今回観測対象となる 15.1 MeV の γ 線に対し、このエネルギー周辺では単一エネルギーの放射線を出す線源は存在しない。そのため、LS 内に落とされたエネルギー (real energy、 E_{real}) に対して再構成された観測可能なエネルギー (visible energy、 E_{vis}) がどの程度変動するのか、線源によるキャリブレーションで調べることができない。したがって別の方法でエネルギースケールを評価する必要がある。

本研究ではまず、線源キャリブレーションの代わりにシミュレーションで $E_{\text{real}} = 15.1$ MeV の γ 線を再構成し、探索範囲の中心となる E_{vis} の値を調べる。次に、シミュレーションで再構成された E_{vis} と実際に観測される E_{vis} のエネルギースケールを比較し、その違いをスケールの不定性として評価する。シミュレーションでは 15 MeV 周辺にエンドポイントを持つ ^{12}B 、 ^{12}N の β 崩壊スペクトルを使用し、観測データでは原子核破碎事象から選定した ^{12}B 、 ^{12}N 事象を用いる。また、シンチレーション光のエネルギーは消光効果により LS 中に落とされたエネルギーに対して小さくなる。この消光効果は Birks の式によって記述されており、式中の Birks 定数 k_B は不定性を持つ。よって k_B の不定性がエネルギースケールに与える影響についても評価する。評価したエネルギースケールとその不定性は、6.7 節のエネルギー選定条件で考慮する。

6.6 エネルギースケールの評価

前節で述べた方針に従いエネルギースケールの評価を行う。6.2 節で述べたように期間ごとに検出器の特性が異なるため、それぞれの期間について評価する。

6.6.1 信号のシミュレーション

ここでは ν - ^{12}C NC 反応で放出される $E_{\text{real}} = 15.1$ MeV の γ 線に対する、KamLAND 検出器で観測される E_{vis} をシミュレーションで評価する。検出器シミュレーションには Geant4 ベースで KamLAND の構造を再現した光学シミュレータである KamLAND Geant4 (KLG4) を用いる。この際、KLG4 には ^{12}C の 15.1 MeV の励起状態からの脱励起 γ 線を入力する。図 6.14 に ^{12}C のエネルギー準位を示す。核異性体転移や α 崩壊の確率、 γ 線の intensity の比から各励起状態への branching ratio を算出することができる。15.1 MeV の励起状態から基底状態へ直接向かう branching ratio はおよそ 90% とほとんどを占めるが、その他の脱励起によって再構成されたエネルギースペクトルの形が変形することが考えられるため本研究では図に示した全ての脱励起を考慮した^{*3}。 γ 線の発生地点としては LS 内部だけでなくバッファオイルの ^{12}C から発生したものも考慮し、それらの体積内で一様等方に γ 線を飛ばした。

図 6.15 に KLG4 によるシミュレーションで再構成した ν - ^{12}C NC 反応からの γ 線事象について

^{*3} α 崩壊の終状態である $^8\text{Be} + \alpha$ が 7.6 MeV であることと、 α のアイソスピンが 0 であることより 12.7、10.3、7.7 MeV の励起状態はほとんど 100% の確率で α 崩壊を起こす。

て、そのエネルギースペクトルを示す。15.1 MeV 周辺のピークよりも低エネルギー側に僅かに存在している事象は、LS 内で全てのエネルギーを落とし切らずに外へ出ていった γ 線であると考えられる。また、各励起状態に対応する visible energy に小さなピークが見えていることも確認できる。ここで得られたエネルギースペクトルをガウス関数でフィッティングすることでエネルギー選定条件を決定する (6.7.1)。

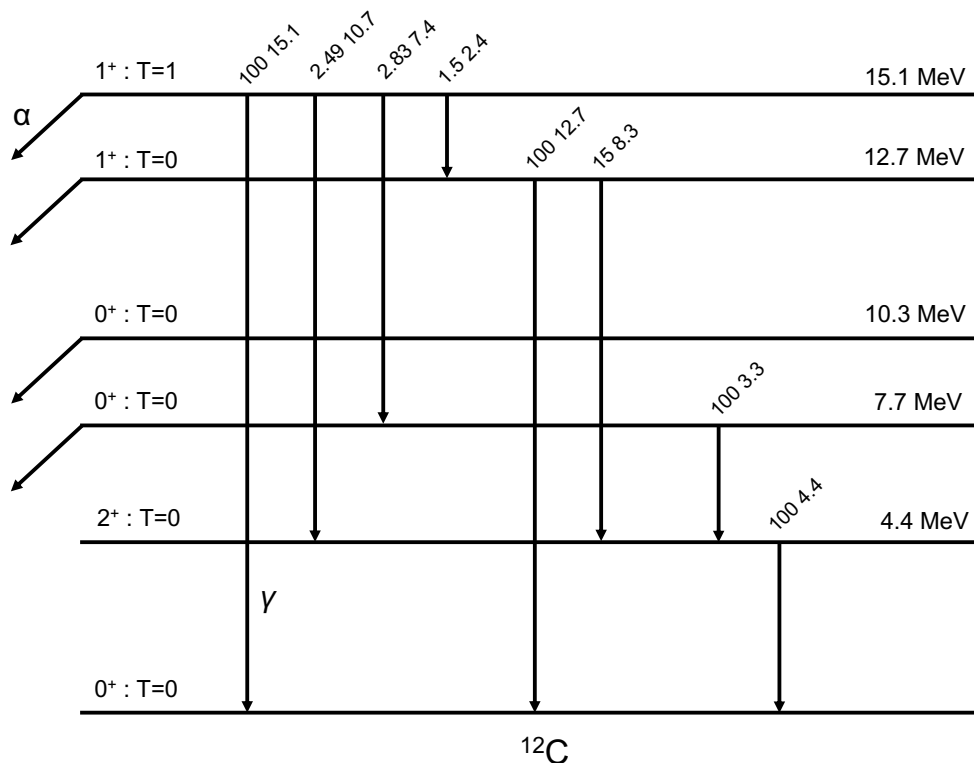


図 6.14 ^{12}C のエネルギー準位。[61] を元に作成。垂直な矢印は全て γ 線を表し、矢印の上の数字は intensity と γ 線のエネルギーを表す。

6.6.2 観測データとシミュレーションのスケールの比較

ν - ^{12}C NC 反応から放出される γ 線に対して、実際に観測される visible energy とシミュレーションで再構成した visible energy が完全に一致するわけではない。そのため観測事象とシミュレーション事象でエネルギースケールの比較を行い、その違いを評価する。評価に用いるのは ^{12}B の β^- 崩壊事象と ^{12}N の β^+ 崩壊事象である。崩壊によって放出される β 線のエネルギーのエンドポイントはそれぞれ 13.4 MeV と 17.3 MeV で、NC 反応の探索範囲である 15.1 MeV 周辺の評価に用いることが可能である。

まず、以下の条件にしたがって観測データからミュオン後の原子核破碎事象を選定する。

- $r < 550$ cm
- $5 < dT_{\text{fromMu}} [\text{ms}] < 65$ (ontime)、 $200 < dT_{\text{fromMu}} [\text{ms}] < 260$ (offtime)

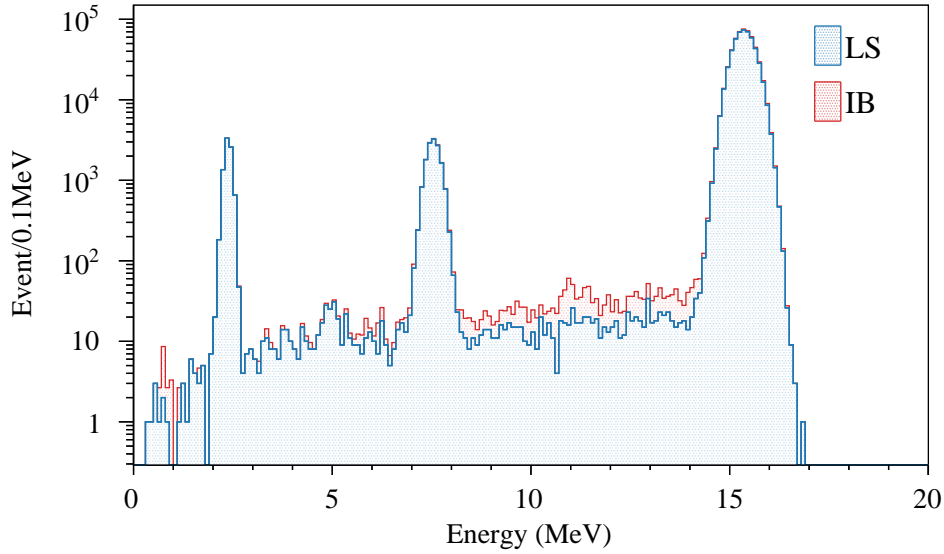


図 6.15 シミュレーションで再構成した ν - ^{12}C NC 反応からの γ 線事象。横軸は visible energy を表す。例として純化前の結果を示している。 γ 線の発生位置ごとに分けて描いており、LS は液体シンチレータ内で、IB は内側バッファオイル層で発生させた事象を表す。陽子による中性子捕獲の 2.2 MeV の γ 線と 15.1 MeV の励起状態からの 7.4 MeV の γ 線によるピークが見られる。

半径の選定条件はバルーンや検出器外部からの放射線の影響を小さくするために 550 cm とした。ミュオンからの時間差については ^{12}B 、 ^{12}N による崩壊事象を選定するためにそれらの平均寿命 29.1 ms、15.9 ms のおよそ 2 倍の時間幅の ontime を設けた。Offtime の始まりはこれらの崩壊事象が入り込まないように、平均寿命の 5 倍以上離れた時間に設定した。ここでは原子核破碎事象の統計量を増やすため、6.3 節で述べた非物理事象カットと 6.4 節で述べた原子核破碎事象カットはおこなっていない。図 6.16 に以上の条件で選定された原子核破碎事象のエネルギースペクトルを示す。

次に Geant4 によって ^{12}B 、 ^{12}N の崩壊事象を生成し、そこから放出される β^- 、 β^+ 事象を KLG4 に入力することで再構成をおこなった。こちらも観測データと同様に検出器中心から半径 550 cm の事象を用いており、非物理事象カットはかけていない。図 6.17 にシミュレーションで再構成した ^{12}B 、 ^{12}N 事象を示す。

シミュレーションで作成した ^{12}B 、 ^{12}N のエネルギースペクトルを用いて原子核破碎事象の観測データのスペクトルをフィッティングすることで、観測データとシミュレーションのエネルギースケールの違いを見積もる。フィッティングに用いた関数 f_{fit} は以下のように表される。

$$f_{\text{fit}}(E_{\text{vis}}) = f_{\text{offtime}}(E_{\text{vis}}) + C_{12\text{B}}f_{12\text{B}}(E_{\text{vis}}/\alpha) + C_{12\text{N}}f_{12\text{N}}(E_{\text{vis}}/\alpha) \quad (6.15)$$

ここで f_{offtime} 、 $f_{12\text{B}}$ 、 $f_{12\text{N}}$ はそれぞれ観測データから作成した offtime のエネルギースペクトル、シミュレーションから作成した ^{12}B 、 ^{12}N のエネルギースペクトルである。 $C_{12\text{B}}$ 、 $C_{12\text{N}}$ は ^{12}B 、 ^{12}N の高さのスケールを表す定数で、 α は visible energy のスケールを表す定数である。 $C_{12\text{B}}$ 、

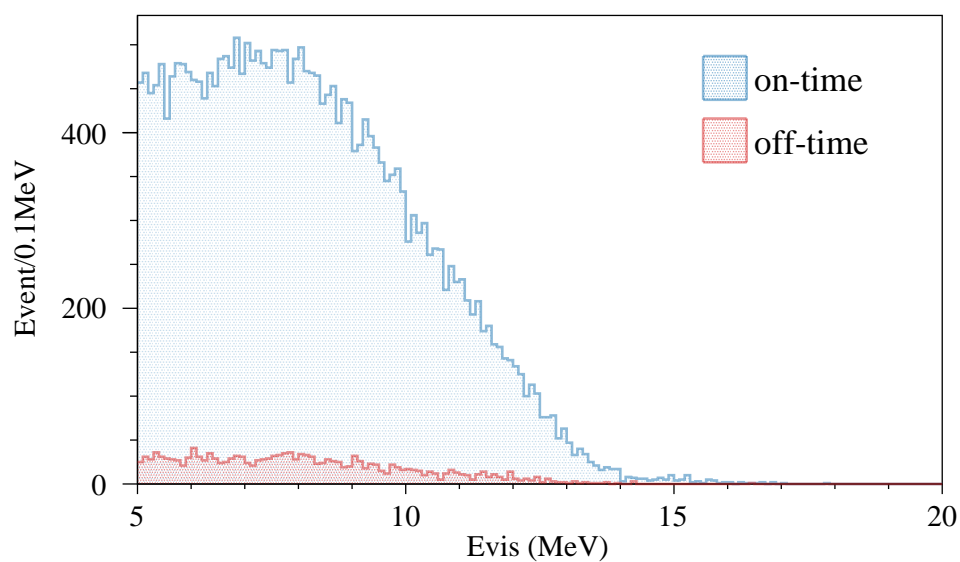


図 6.16 観測データから選定した原子核破碎事象。例として純化前の事象を示す。青のヒストグラムで示す ontime 事象と赤のヒストグラムで示す offtime 事象を重ねて描いている。

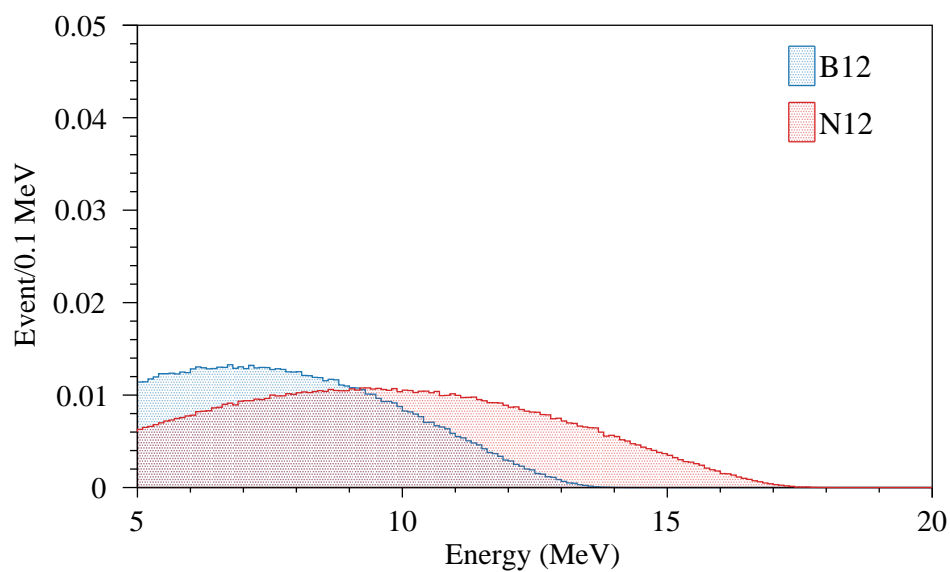


図 6.17 シミュレーションで再構成した ^{12}B 、 ^{12}N 崩壊事象。例として純化前の結果を示しており、スペクトルは規格化してある。

C_{12N} 、 α をフィットパラメータとして f_{fit} で ontime のエネルギースペクトルをフィッティングし、エネルギースケール α を得た。フィッティングは純化前、純化後、Zen 400 後の各期間でおこなった。また、エネルギー分解能は検出器内の位置によって異なる。よって検出器中心からの高さ z 、半径 r それぞれで体積をおよそ 3 等分してフィッティングを行うことで、エネルギースケールの位置依存性も確認した。フィッティングしたエネルギースペクトルの例を図 6.18 に示す。また、観測データとシミュレーションのエネルギースケールの比較結果として、フィッティングから得られたスケール α の値を表 6.3 に示す。統計量が足りなくフィッティングが収束しなかったものは表中に記述していない。この結果から、フィッティングの誤差も含めて $\alpha = 1$ からのずれが最も大きかった値を、各期間ごとの観測データとシミュレーションのエネルギースケールの違いから生じる不定性として採用する。その値は以下ようになった。

- 純化前：3.9% ($380 < r [\text{cm}] < 480$ のフィット結果より)
- 純化後：9.6% ($480 < r [\text{cm}] < 550$ のフィット結果より)
- Zen 400 後：8.8% ($150 < z [\text{cm}] < 550$ のフィット結果より)

表 6.3 観測データとシミュレーションの間のエネルギースケール α

	純化前	純化後	Zen 400 後
全データ	1.021 ± 0.006	$0.971^{+0.004}_{-0.003}$	$0.959^{+0.022}_{-0.024}$
$150 < z [\text{cm}] < 550$	1.011 ± 0.014	$0.987^{+0.032}_{-0.030}$	0.939 ± 0.027
$-150 < z [\text{cm}] < 150$	1.022 ± 0.010	1.012 ± 0.020	$0.970^{+0.020}_{-0.019}$
$-550 < z [\text{cm}] < -150$	1.025 ± 0.011	—	1.014 ± 0.042
$0 < r [\text{cm}] < 380$	$1.004^{+0.012}_{-0.011}$	$0.949^{+0.024}_{-0.022}$	—
$380 < r [\text{cm}] < 480$	1.027 ± 0.012	$1.034^{+0.025}_{-0.027}$	$0.942^{+0.042}_{-0.037}$
$480 < r [\text{cm}] < 550$	1.026 ± 0.011	$1.050^{+0.046}_{-0.049}$	—

6.6.3 消光効果によるエネルギースケールへの影響の評価

LS 中に落とされた放射線のエネルギーは全てがシンチレーション光として放出されるわけではなく、一部は失われてしまう。これを消光効果といい、液体シンチレータを用いた実験では考慮すべき重要な要素である。消光効果は主に放射線のエネルギーが発光を伴わない励起状態への遷移によって熱エネルギーとして失われたり、LS 中に含まれる不純物によって吸収されたりすることで起こる。LS 中でのエネルギー損失 dE/dx と放出されるシンチレーション光 dL/dx の関係は Birks [62] によって以下のように定式化されている。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{L_0 \left(\frac{dE}{dx} \right)}{1 + k_B \left(\frac{dE}{dx} \right)} \quad (6.16)$$

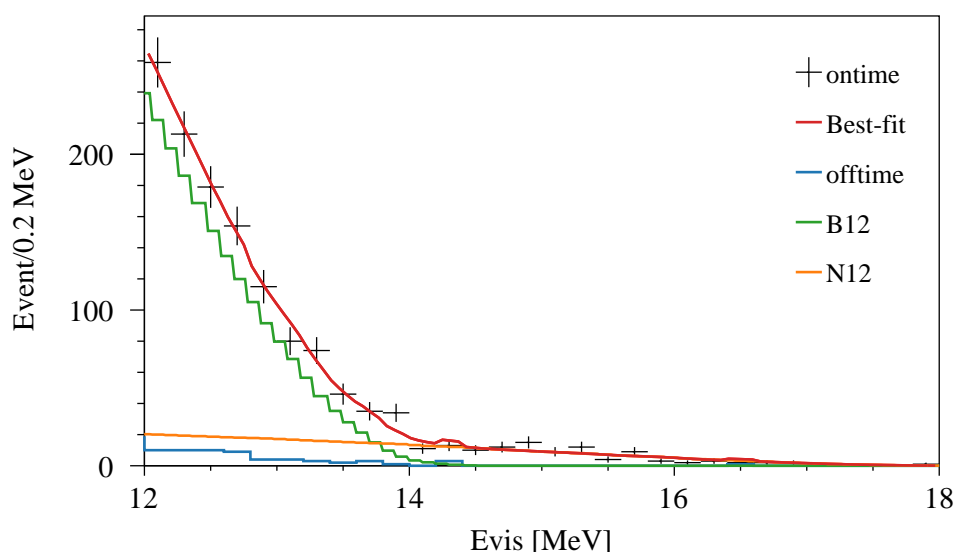


図 6.18 エネルギースケールの評価のためのフィッティング結果の例。純化前の全データをフィッティングした結果について示している。縦軸のラベルは ontime 事象についてのビン幅を表し、それ以外のスペクトルは ontime にスケールを合わせている。

ここで L_0 は蛍光効率、 k_B は Birks 定数と呼ばれ、 k_B は LS に固有の値である。KamLAND においては k_B の値は 0.3 mm/MeV 程度で、その誤差は 0.1 mm/MeV ほどであると見積もられている [63, 64]。

本研究では KLG4 に実装されている k_B の値を $\pm 0.1 \text{ mm/MeV}$ の範囲で変更し式 (6.16) から計算される visible energy を比較することで、 k_B の不定性がエネルギースケールに与える影響を評価した。各期間において実装されている k_B の値は以下の通りである。

- 純化前： $k_B = 0.28 \text{ mm/MeV}$
- 純化後： $k_B = 0.21 \text{ mm/MeV}$
- Zen 400 後： $k_B = 0.24 \text{ mm/MeV}$

ここで評価を行う対象となる放射線は以下の 3 つに設定した。

- 15.1 MeV の γ 線
本研究のニュートリノ事象選定の信号領域に対応
- 13.4 MeV の β^- 線
前項でエネルギースケールの評価に用いた ^{12}B の崩壊のエンドポイントに対応
- 17.3 MeV の β^+ 線
同様にエネルギースケールの評価に用いた ^{12}N の崩壊のエンドポイントに対応

図 6.19 に k_B を不定性の範囲内で変更したときの visible energy を示す。ここから最大、最小の k_B と不定性を含まない k_B それぞれから計算された visible energy の平均値を用いて、 k_B の不定性によって生じるエネルギースケールの不定性 δ_{k_B+} 、 δ_{k_B-} を以下のように求めた。

$$\delta_{k_B+} = \frac{\langle E_{\text{vis}}(k_B) \rangle - \langle E_{\text{vis}}(k_B + 0.1) \rangle}{\langle E_{\text{vis}}(k_B) \rangle} \times 100 \quad (6.17)$$

$$\delta_{k_B-} = \frac{\langle E_{\text{vis}}(k_B - 0.1) \rangle - \langle E_{\text{vis}}(k_B) \rangle}{\langle E_{\text{vis}}(k_B) \rangle} \times 100 \quad (6.18)$$

δ_{k_B+} と δ_{k_B-} で大きい方を各期間、各放射線における不定性とする。表 6.4 に本研究で見積もった k_B の不定性によって生じるエネルギースケールの不定性をまとめる。各期間ごとに最も不定性の大きかった放射線の結果を k_B によるエネルギースケールの不定性として採用する。その値は以下ようになった。

- 純化前：1.9%
- 純化後：1.9%
- Zen 400 後：1.9%

表 6.4 k_B の不定性によって生じるエネルギースケールの不定性

	純化前	純化後	Zen 400 後
15.1 MeV γ	1.9%	1.9%	1.9%
13.4 MeV β^-	1.7%	1.8%	1.7%
17.3 MeV β^+	1.9%	1.9%	1.9%

6.6.4 エネルギースケールの不定性のまとめ

ここでは本節で見積もったエネルギースケールの不定性についてまとめる。観測データとシミュレーションの間のエネルギースケールの違いから見積もられたエネルギースケールの不定性は、純化前で 3.9%、純化後で 9.6%、Zen 400 後で 8.8% であった。また、 k_B の不定性から生じるエネルギースケールの不定性はどの期間においても 1.9% であった。したがって、本研究では μ - ^{12}C NC 反応の信号領域周辺でのエネルギースケールの不定性として以下の値を用いる。

- 純化前：4.3%
- 純化後：9.8%
- Zen 400 後：9.0%

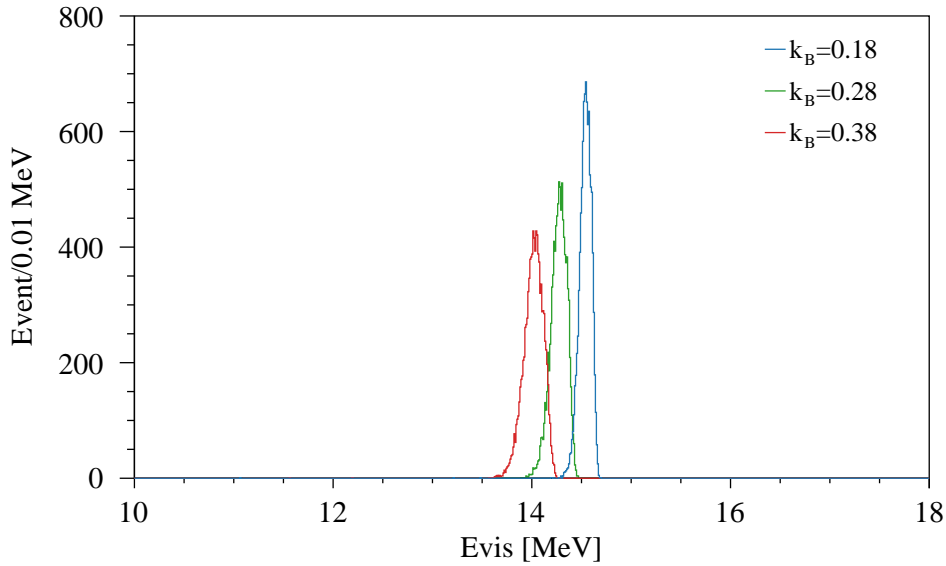


図 6.19 k_B を変化させた時の visible energy。純化前の 15.1MeV の γ 線についての結果を示している。

6.7 単発事象を用いた ν - ^{12}C NC 反応の選定

ν - ^{12}C NC 反応は逆ベータ崩壊反応と異なり、複数の時間空間相関を持った事象が存在せず遅延同時計測を用いることができない。したがって以下に述べるように単発事象に対する選定を行う。

6.7.1 エネルギー選定条件

ν - ^{12}C NC 反応の信号に対するエネルギー選定条件では、6.6 節で見積もったエネルギースケールの不定性を考慮に入れる必要がある。再構成された visible energy のピークが不定性の分だけ変動したとしても、十分な信号効率が得られる選定条件を決めなければならない。

エネルギー選定条件の決定には、6.6.1 で作成した γ 線のシミュレーションを用いる。本研究ではこのエネルギースペクトルのピークをガウス関数でフィッティングして得られる mean のエネルギーを $E_{\text{vis,mean}}$ 、 1σ に相当するエネルギー幅を ΔE_{vis} として、以下のようにエネルギー選定条件を設定した。

$$E_{\text{vis,mean}} - 3\Delta E_{\text{vis}} - E_{\text{vis,mean}} \times \text{uncertainty} \leq E_{\text{vis}} \leq E_{\text{vis,mean}} + 3\Delta E_{\text{vis}} + E_{\text{vis,mean}} \times \text{uncertainty} \quad (6.19)$$

ここで uncertainty は 6.6 節で見積もった最終的なエネルギースケールの不定性である。図 6.20 にフィッティングとそこから決定したエネルギー範囲を示す。フィッティングの結果得られたエネルギー範囲は以下のようになった。

- 純化前： $13.89 \leq E_{\text{vis}} [\text{MeV}] \leq 16.85$ ($E_{\text{vis,mean}} = 15.37 \text{ MeV}$)
- 純化後： $13.16 \leq E_{\text{vis}} [\text{MeV}] \leq 17.95$ ($E_{\text{vis,mean}} = 15.56 \text{ MeV}$)

- Zen 400 後 : $13.53 \leq E_{\text{vis}} [\text{MeV}] \leq 18.32$ ($E_{\text{vis,mean}} = 15.93 \text{ MeV}$)

このエネルギー選定条件における信号効率¹⁾は核異性体転移への branching ratio も考慮すると 95.6% であった。また、 $E_{\text{vis,mean}}$ がエネルギースケールの不定性の分だけ変動した場合でも信号効率が 95.1% 以上保証されることが確かめられた。

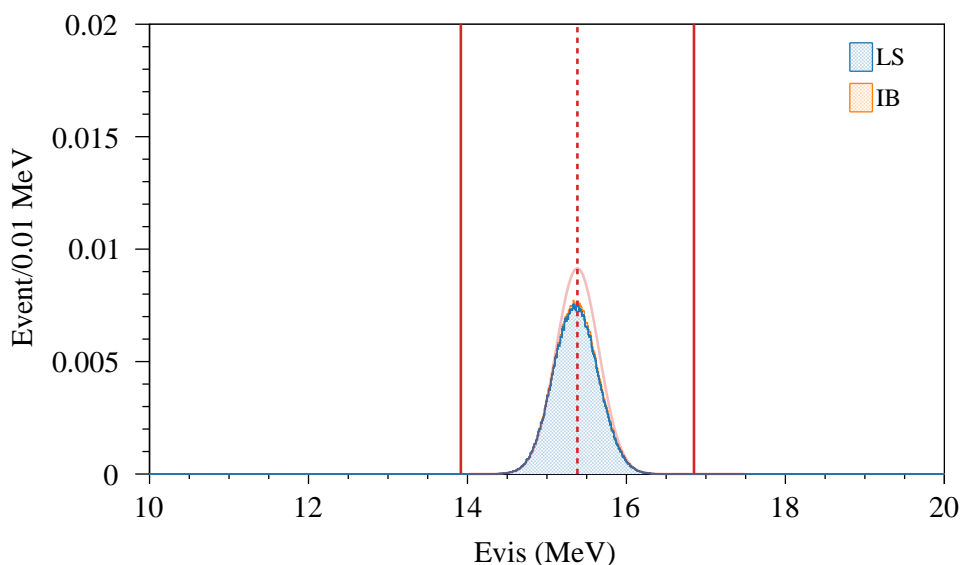


図 6.20 フィッティングから得られた信号のエネルギー範囲。純化前の結果を示している。赤の点線で示したのが $E_{\text{vis,mean}}$ 、赤の実線で表したのが信号のエネルギー範囲である。LS、IB はそれぞれ γ 線の発生位置が LS 内部、内側バッファオイル領域であった事象を表す。

6.7.2 体積選定条件

検出器中心からの半径 r が大きい領域ではバルーンや検出器構造物、またはその外部からの放射線に由来する事象が多い。また、バルーン付近では中性子のタグ効率が低下するため、原子核破碎事象の除去効率も低下する。これらを考慮して ν - ^{12}C NC 反応を用いたニュートリノ事象選定には以下の体積内の事象を用いる。

$$r < 550 \text{ cm} \quad (6.20)$$

6.7.3 遅延同時計測事象カット

7.1 節で述べるように、KamLAND では $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊反応またはそれと類似した時間空間相関を持つ事象が遅延同時計測によって観測される。しかし、ここで観測対象となっている ν - ^{12}C NC 反応からはこのような相関を持つ複数の事象は生じない。そのため遅延同時計測事象は ν - ^{12}C NC 反応の探索において背景事象となるので、以下の条件を全て満たす事象は除外している。

- 直前の事象との時間差が 1 ms 以内である
- 直前の事象との距離が 2 m 以内である

6.8 単発事象の検出効率

以上の事象選定のもとで、 ν - ^{12}C NC 反応で放出される γ 線による単発事象の検出効率を見積もる。まず、KLG4 によって KamLAND の体積内に一様等方に γ 線事象を発生させる。次にこれらの事象に ν - ^{12}C NC 反応に対する選定条件を適用する。その後に残った事象数を用いて検出効率は以下のように求められる。

$$\epsilon = \frac{\text{(事象選定後に残った事象数)}}{\text{(半径 550 cm 以内で生成された事象数)}} \quad (6.21)$$

見積もられた検出効率の結果を以下に示す。

- 純化前： $\epsilon = 0.968$
- 純化後： $\epsilon = 0.980$
- Zen 400 後： $\epsilon = 0.993$

6.9 ν - ^{12}C NC 反応候補事象

各解析期間ごとの ν - ^{12}C NC 反応の最終的な候補事象を図 6.21、図 6.22、図 6.23 に示す。候補事象数は純化前が 15 事象、純化後が 6 事象、Zen 400 後が 3 事象の計 24 事象であった。

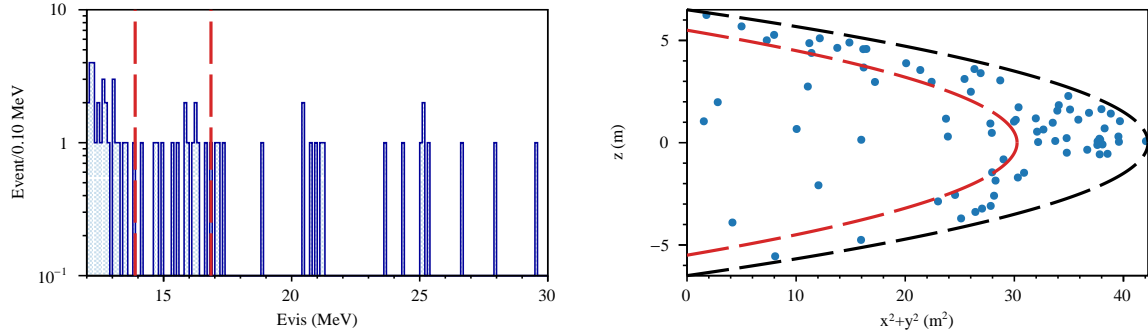


図 6.21 ν - ^{12}C NC 反応候補事象（純化前）。左図はエネルギー分布を表し、赤の点線が信号領域の下限と上限を表す。右図は空間分布を表し、赤の実線は検出器中心からの半径 550 cm を表す。

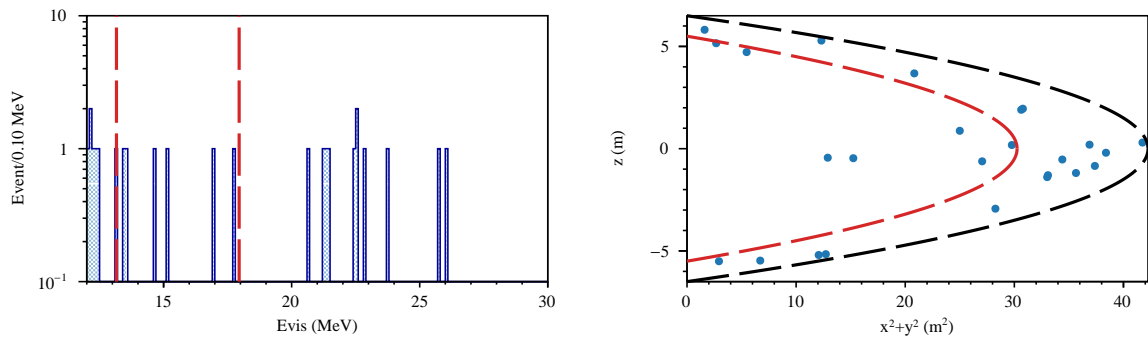


図 6.22 ν - ^{12}C NC 反応候補事象（純化後）

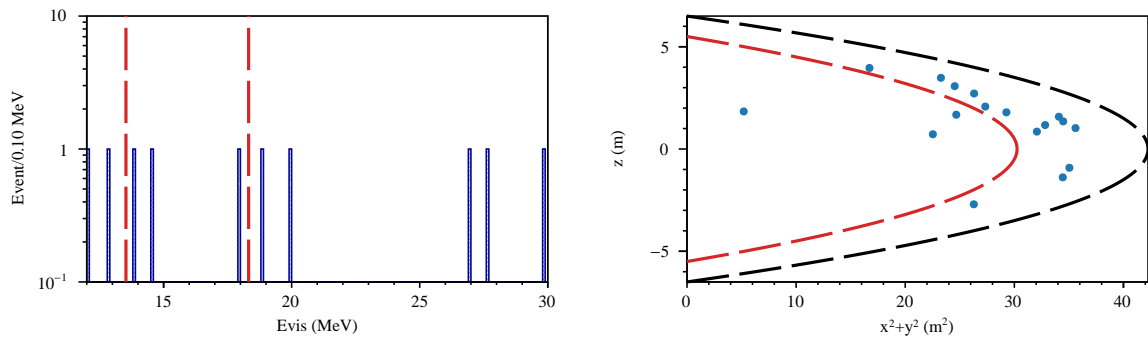


図 6.23 ν - ^{12}C NC 反応候補事象（Zen 400 後）

第 7 章

反応事象数の見積り

本章では 8 章での超新星ニュートリノ事象の背景事象の見積りのために、5 章、6 章の選定条件のもと、超新星ニュートリノ以外による遅延同時計測事象及び単発事象について評価する。

遅延同時計測による選定を行なった後でもなお、逆ベータ崩壊事象と同様の時間空間相関を持つ事象が背景事象として残存している。また、超新星由来の $\bar{\nu}_e$ 以外による逆ベータ崩壊反応も本研究においては背景事象となる。7.1 節では、このような超新星ニュートリノ以外による遅延同時計測事象について、それぞれの要素を評価する。単発事象についても同様に、超新星ニュートリノによる ν - ^{12}C NC 反応を対象とした選定を施しても 7.2 節で述べるような背景事象が存在しているため、それぞれ評価する。

7.1 遅延同時計測における事象要素

遅延同時計測によって観測される事象は、原子炉ニュートリノや地球ニュートリノなどの $\bar{\nu}_e$ による逆ベータ崩壊事象と、逆ベータ崩壊反応ではないが時間空間相関を持つ連続的な事象によるものが挙げられる。このような遅延同時計測事象の要素を理解することは 8 章で超新星ニュートリノの背景事象数を見積もる上で必要不可欠であるため、本説ではこれらについて説明する。

7.1.1 原子炉ニュートリノ

原子炉ニュートリノとは、原子炉での発電に用いられる原子核の β 崩壊によって生じる $\bar{\nu}_e$ を指す。図 7.1 に示すように、現在日本にはおよそ 50 基の原子炉が存在している。KamLAND はこれらの原子炉から到来するニュートリノの振動を観測するため、各原子炉からの平均距離が 180 km の位置に建設された。原子炉ニュートリノはその大きなフラックスのため、KamLAND における遅延同時計測事象の大半を占めていたが、2011 年 3 月 11 日の東日本大震災によって国内原子炉は全て停止した。2022 年現在ではいくつかの原子炉は復旧しているものの、原子炉ニュートリノによる遅延同時計測事象数は後に述べる他の要素の数倍程度となっている。図 7.2 に日本以外の原子炉も含めた原子炉ニュートリノのフラックスの時間変化を示す。日本の原子炉の稼働状況は東北大学と各原子炉を運転している電力会社との提携により特別に提供されている。

国外原子炉のうちフラックスへの寄与が最も大きいのは韓国のもので、一般公開されている電気出力のデータから見積もられている。それ以外の国外原子炉についてはIAEAの出版物[65]から稼働状況の情報を得ている。以下ではこのような原子炉ニュートリノによる遅延同時計測事象数の見積りの過程を説明する。

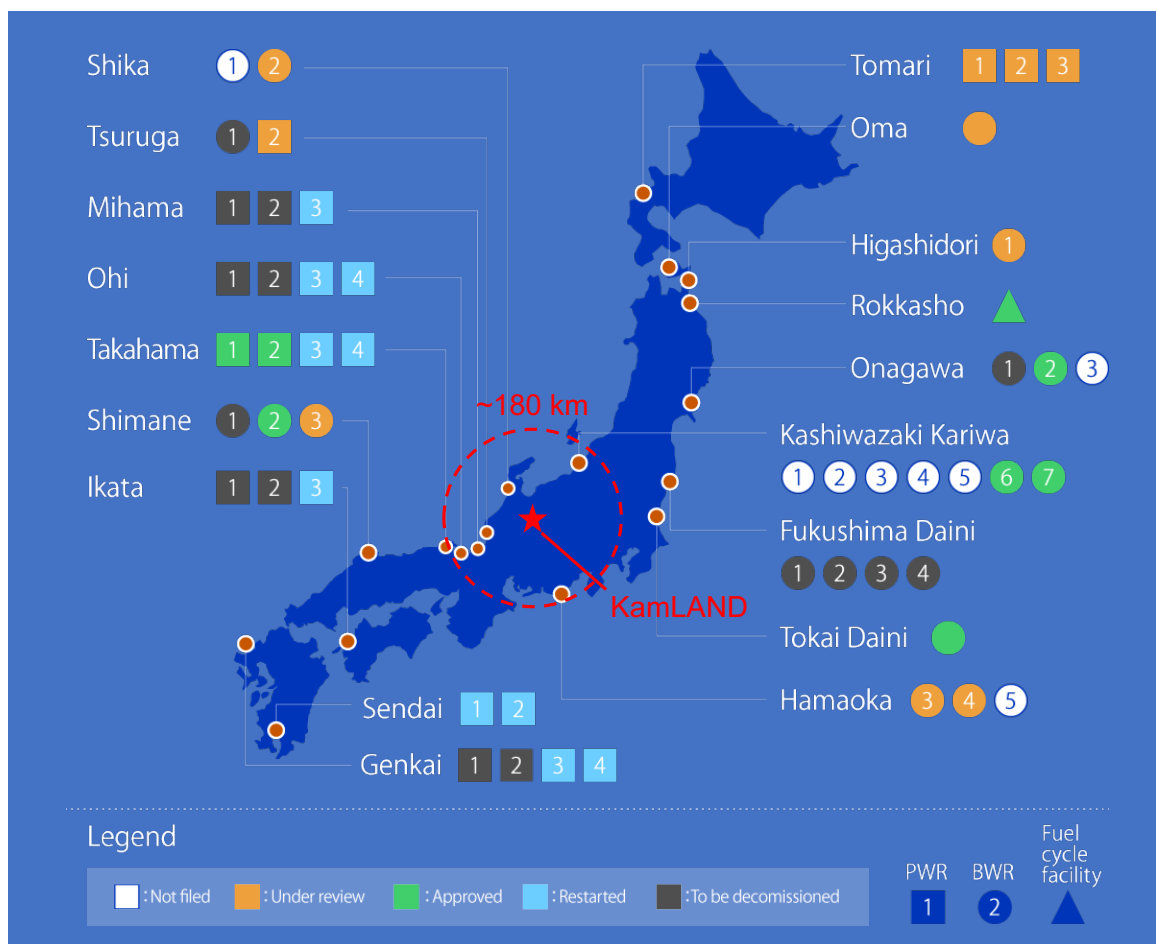


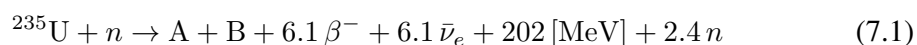
図 7.1 日本の原子炉の位置と稼働状況。[66] をもとに作成。国内原子炉からの平均距離が約 180 km の位置に KamLAND は建設されている。

原子炉ニュートリノ生成過程とエネルギースペクトル

原子炉からの $\bar{\nu}_e$ は、その 99.9% が ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の 4 つの不安定同位体の核分裂とその後の β 崩壊によって以下のような過程で生成される。

- ^{235}U

熱中性子を吸収し核分裂を起こす。



- ^{238}U

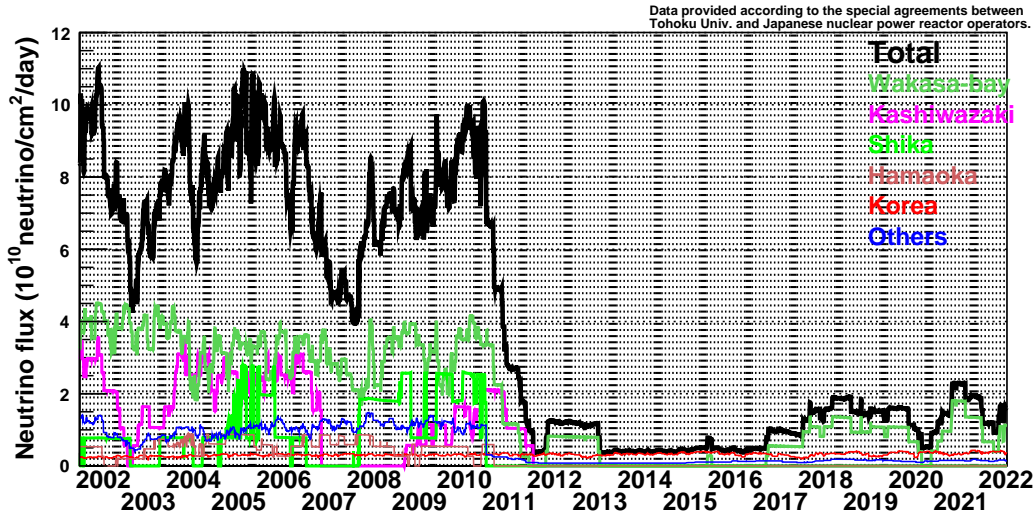
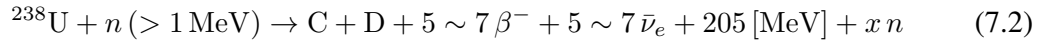
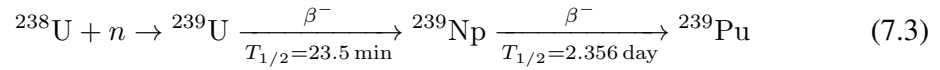


図 7.2 原子炉ニュートリノのフラックスの時間変化

高速中性子を吸収し核分裂を起こす。

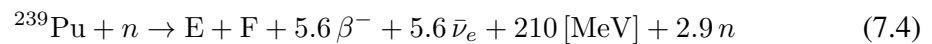


または熱中性子を吸収し、2度の β 崩壊を経て ^{239}Pu を生成する。



- ^{239}Pu

熱中性子を吸収して核分裂を起こす。

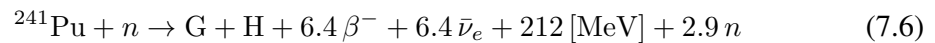


または、2度の熱中性子捕獲を経て ^{241}Pu となる。



- ^{241}Pu

熱中性子を吸収して核分裂を起こす。



各同位体から放出される原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルは、Huber [67]、Mueller [68]、Vogel [69] らによって計算された。図 7.3 にその結果を示す。KamLAND で用いられる原子ニュートリノのエネルギースペクトルは系統誤差を減らすために、以下のような式で Daya Bay のエネルギースペクトル [70] を補正することで算出されている。

$$S_i(E_\nu) = S_{\text{DB}}(E_\nu) + \sum_{j \in \text{isotope}} (f_i^j - f_{\text{DB}}^j) S_{i,\text{HM}}^j(E_\nu) \quad (7.7)$$

ここで i は原子炉の、 j は同位体の番号を表す。また、 $S_i(E_\nu)$ は KamLAND で用いられる原子炉ニュートリノのスペクトル、 $S_{\text{DB}}(E_\nu)$ は Daya Bay のスペクトル、 $S_{i,\text{HM}}^j(E_\nu)$ は Huber、Mueller らの計算によって得られたスペクトルであり、 f_i^j は各原子炉でのそれぞれの同位体への崩壊割合、 f_{DB}^j は Daya Bay の結果から得られた崩壊割合である。

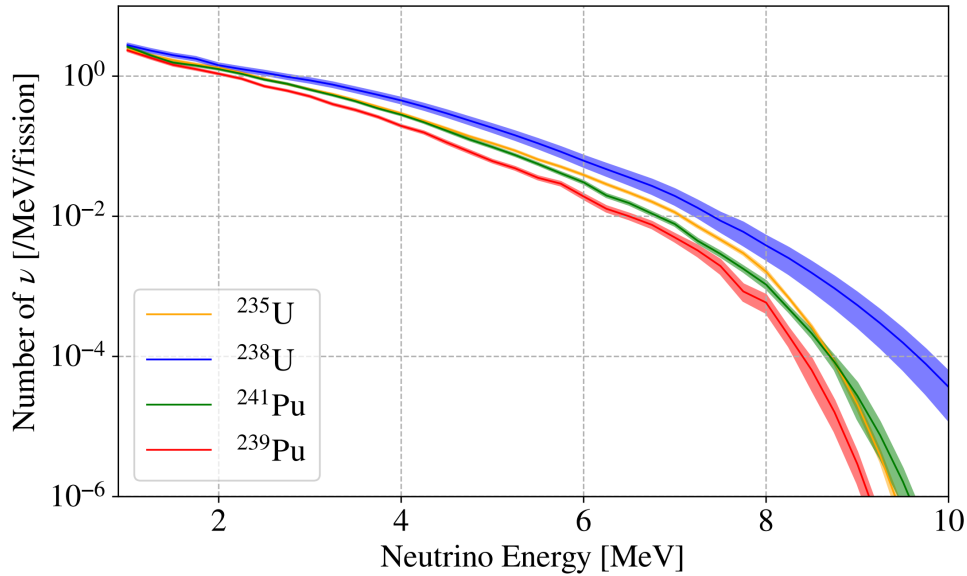


図 7.3 一崩壊あたりの原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル [49]。[67, 68, 69] から作成。

^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu からはその崩壊寿命が数時間から数十年と長い不安定核も生成する。この中で ^{97}Zr 、 ^{132}I 、 ^{93}Y は寿命が数時間程度と比較的短いためほぼ定常的に崩壊しているとみなせ、原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルの形にはほとんど影響しない。一方以下に示す特に寿命の長い核種の崩壊はスペクトルを変形させる効果があるため、その寄与は不定性として見積もられている。

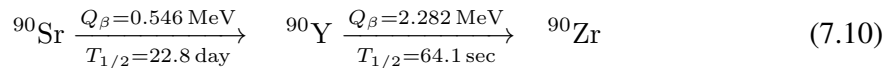
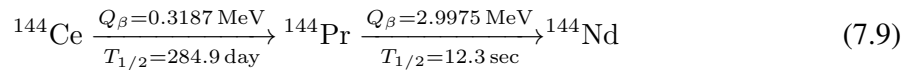
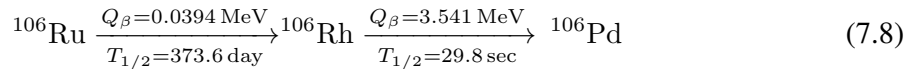


表 7.1 に長寿命核種についてまとめる。 E_{max} は複数の β 崩壊によって原子炉ニュートリノが持ち出す最大のエネルギーを表す。

表 7.1 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu から生成する長寿命核種 [71]

核種	半減期	E_{\max} [MeV]	Yeild [%]			
			^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
^{97}Zr	16.91 hr	1.922	5.95	5.50	5.30	4.89
^{132}I	2.295 hr	2.104	4.30	5.16	5.40	4.14
^{93}Y	10.18 hr	2.890	6.40	4.97	3.89	3.51
^{106}Ru	373 day	(^{106}Rh) 3.541	0.40	2.55	4.31	6.18
^{144}Ce	285 day	(^{144}Pr) 2.996	5.48	4.50	3.74	4.39
^{90}Sr	28.8 yr	(^{90}Y) 2.279	5.82	2.10	1.57	3.12

原子炉ニュートリノの期待事象数

原子炉ニュートリノのフラックスは各原子炉、各同位体からの寄与を足し合わせることで以下のように求められる。

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} = \sum_{i \in \text{reactor}} P_{ee}(E_\nu, L_i) \frac{1}{4\pi L_i^2} \frac{W_i}{\sum_{j \in \text{isotope}} f_i^j e_j} S_i(E_\nu) \quad (7.11)$$

ここで L_i 、 W_i は i 番目の原子炉から KamLAND までの距離及び i 番目の原子炉の熱出力を表す。 e_j は j 番目の同位体が核分裂した時に放出されるエネルギー、 $P_{ee}(E_\nu, L_i)$ は $\bar{\nu}_e$ の生存確率である。KamLAND で観測されるエネルギースペクトルは標的陽子数 N_{proton} 、遅延同時計測の検出効率 $\epsilon(E_\nu)$ 、逆ベータ崩壊反応の断面積 $\sigma(E_\nu)$ を用いて、以下のようにニュートリノエネルギーの関数として表される。

$$\frac{dN}{dE_\nu} = N_{\text{proton}} \epsilon(E_\nu) \sigma(E_\nu) \int \frac{d\Phi}{dE_\nu} dt \quad (7.12)$$

ニュートリノエネルギーから観測可能な陽電子のエネルギーへの変換は [72] をもとに以下の式で行われる。

$$E_\nu \simeq E_e + \Delta + \frac{1}{M} [E_e(E_e + \Delta) + y^2] \quad (7.13)$$

ここで $\Delta = M_n - M_p$ 、 $y^2 = (\Delta^2 - m_e^2)/2$ である。得られた陽電子のエネルギーの関数としてのスペクトル dN/dE_e は畳み込み積分をすることで、エネルギー分解能 σ が考慮される。

$$\frac{dN}{dE'_e} = \int \frac{dN}{dE_e} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E_e - E'_e)^2}{2\sigma^2}\right) dE_e \quad (7.14)$$

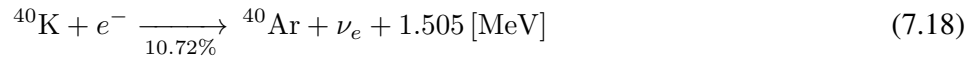
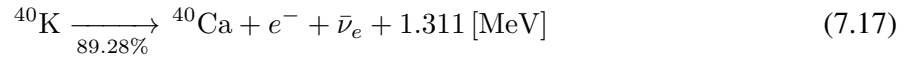
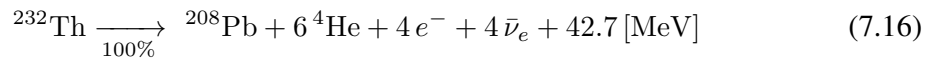
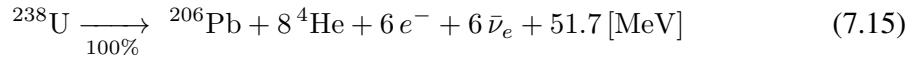
得られたスペクトルを陽電子のエネルギーで積分することで最終的な期待事象数は求められる。

本研究における原子炉ニュートリノの期待事象数の不定性には原子炉由来のものと検出器由来のものが含まれている。原子炉由来の不定性としては国内原子炉の熱出力の系統誤差と、エネルギースペクトルの見積りに用いられている Daya Bay のスペクトルの系統誤差が同程度で最も寄

与が大きく、その不定性はどちらも 2% 程度である。また、検出器由来の不定性としては有効体積の不定性が最も大きい。これは、再構成された事象の位置に偏りがあった場合、幾何学的に計算される有効体積と実際の有効体積に違いが生じることに起因する。この効果はキャリブレーションによって見積もられており、期間によって異なるものの最大で 4.5% と見積もられている。以上を考慮した上で、本研究で期待される原子炉ニュートリノによる遅延同時計測事象数は $2219.58^{+116.21}_{-97.55}$ 事象であった。

7.1.2 地球ニュートリノ

地球内部の放射性元素が β 崩壊することで生成する $\bar{\nu}_e$ を地球ニュートリノという。地球ニュートリノはほとんど反応せずに地表に到達するため、その測定から地球内部の放射性物質質量や放射化熱量を計算することができる。現在の地球における主要な放射性元素は ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K であり、以下のように崩壊して $\bar{\nu}_e$ を生成する。



太古の地球では ^{235}U や ^{237}Np が主要な地球ニュートリノ源であったが、その短い半減期（それぞれ $\tau_{1/2} = 0.71 \times 10^9\ \text{yr}$ 、 $\tau_{1/2} = 0.002 \times 10^9\ \text{yr}$ ）により既に崩壊してしまっている。また、 ^{87}Rb 、 ^{138}La 、 ^{176}Lu も現在の地球には残存しているが、0.5 MeV 以下という低い Q 値のため観測対象とはならない。

β 崩壊から放出される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは電子のエネルギーを E_e 、崩壊で放出される電子の最大エネルギーを E_{max} 、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーを $E_{\bar{\nu}_e}$ として以下のように表される。

$$dN(E_e) = \frac{G_F^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} F(Z, E_e) (E_{\text{max}} - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} E_e dE_e \quad (7.19)$$

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{max}} - E_e \quad (7.20)$$

ここで $F(Z, E_e)$ 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。

$$F(Z, E_e) = 2(1 + \gamma)(2\sqrt{W^2 - 1}R)^{2(\gamma-1)} e^{xy} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{|\Gamma(2\gamma + 1)|^2} \quad (7.21)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} \quad (7.22)$$

$$W = \frac{E_e}{mc^2} \quad (7.23)$$

$$y = \alpha Z \frac{W}{\sqrt{W^2 - 1}} \quad (7.24)$$

$$R = 0.426\alpha A^{1/3} \quad (7.25)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.035989} \quad (7.26)$$

^{238}U と ^{232}Th の崩壊から生じる地球ニュートリノのスペクトルは、U 系列、Th 系列の全ての崩壊核から生じる β 崩壊のエネルギースペクトルを足し合わせることで得られる。そのため、放射性元素 i ($= \text{U}, \text{Th}$) から生成する一崩壊あたりの $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは

$$\frac{dN_i}{dE_\nu} = \sum_{\text{isotope}} \sum_{\beta\text{-branch}} R_{\text{isotope}} R_{\beta\text{-branch}} \left(\frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{dE_\nu} \right)_{\text{isotope}, \beta\text{-branch}} \quad (7.27)$$

$$R_{\text{isotope}} = \begin{cases} 1 & \text{(崩壊系列の始め)} \\ \sum_{\text{parent}} \sum_{\text{branch}} R_{\text{parent}} R_{\text{branch}} & \text{(崩壊系列の娘核)} \end{cases} \quad (7.28)$$

のように表される。ここで、 R_{isotope} は崩壊核の生成率、 $R_{\beta\text{-branch}}$ は崩壊核の β 崩壊への branching ratio、 R_{parent} は崩壊核の親核の生成率、 R_{branch} は親核から崩壊核への branching ratio である。図 7.4 に式 (7.27) から計算された、各崩壊系列の一崩壊あたりのエネルギースペクトルを示す。

地球ニュートリノのエネルギースペクトルを崩壊系列について足し合わせニュートリノ振動を考慮することで、以下のように位置 \vec{r} での地球ニュートリノのフラックスがエネルギー微分の形で得られる。

$$\frac{d\Phi(E_\nu, \vec{r})}{dE_\nu} = \sum_{i \in \text{U, Th}} A_i \cdot \frac{dN_i}{dE_\nu} \int_{\text{earth}} d^3r' \frac{a_i(\vec{r}')\rho(\vec{r}')}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} P(E_\nu, |\vec{r} - \vec{r}'|) \quad (7.29)$$

ここで A_i は一崩壊あたりに生成する $\bar{\nu}_e$ の数である。また、位置 \vec{r}' における U、Th の分布を $a_i(\vec{r}')$ 、密度を $\rho(\vec{r}')$ とし、 $\bar{\nu}_e$ の生存確率を $P(E_\nu, |\vec{r} - \vec{r}'|)$ とする。このフラックスから、KamLAND における地球ニュートリノによる遅延同時計測事象数が見積もられる。本研究における地球ニュートリノによる遅延同時計測事象数は 216.29 事象であった。

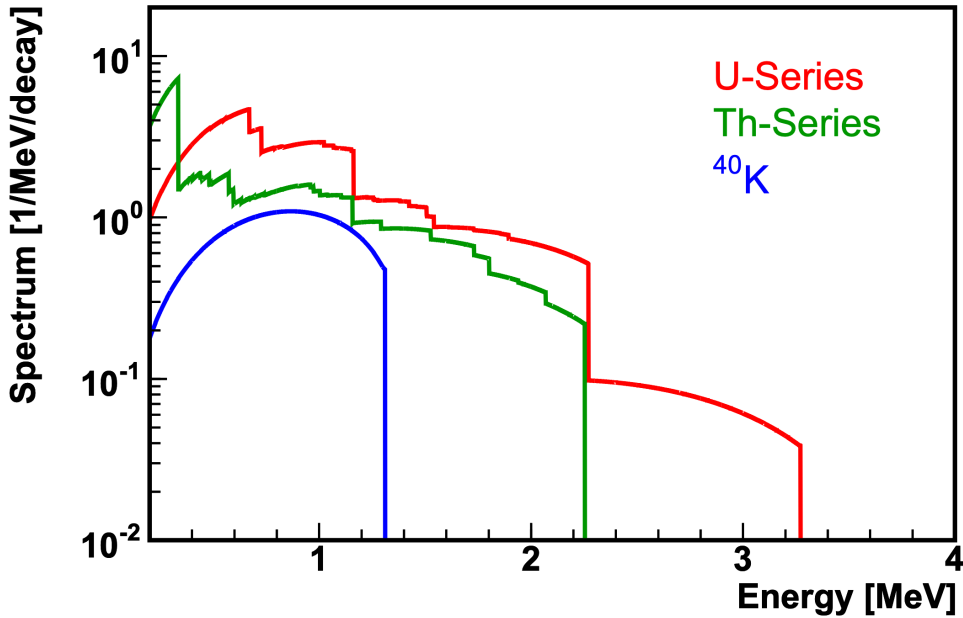


図 7.4 一崩壊あたりの地球ニュートリノのスペクトル [42]。U 系列は 82 個の β 崩壊が、Th 系列では 70 個の β 崩壊が計算に含まれている。また、 ^{40}K からの ν_e は考慮されていない。

7.1.3 (α, n) 反応

(α, n) 反応は α 粒子が原子核に捕獲され、中性子を放出する反応である。この反応により励起された原子核の脱励起や放出された中性子の陽子散乱によって先発事象が作られ、中性子捕獲により後発事象が作られるため、一部の (α, n) 反応は本研究の選定条件における遅延同時事象の要素となる。ここではこのような (α, n) 反応について述べる。

(α, n) を引き起こす α 粒子源として主要なものは ^{210}Po である。 ^{210}Po は ^{222}Rn 崩壊系列の ^{210}Pb の娘核であり、 ^{222}Rn は LS 導入時やミニバルーンインストール時に混入したとされている。 ^{210}Pb の寿命は 22.3 年と長いため (α, n) 反応の頻度は基本的には一定であると考えられるが、LS の対流の影響などで時間変化しうするため定期的に見積もられている。表 7.2 に KamLS 中の (α, n) 反応の標的原子核についてまとめる。自然存在比が小さな原子核による事象数への寄与は無視することができる。また、 ^{210}Po からの α 線のエネルギーが 5.304 MeV であることを考慮すると、反応閾値が高い原子核の寄与も無視が可能である。以上を踏まえ、KamLAND で起こりうる (α, n) 反応の断面積を図 7.5 にまとめる。図から読み取れるように、複数の標的原子核のうちでもっとも寄与が大きいのは ^{13}C による (α, n) 反応である。以降ではこの反応について説明し、事象数の見積りについて述べる。

表 7.2 KamLAND における (α, n) 反応の標的原子核 [63]

原子核	Q 値 [MeV]	反応閾値 [MeV]	自然存在比 [%]
^1H	-23.68	115.4	99.985
^2H	-4.190	12.50	0.015
^3H	-4.783	11.12	-
^{12}C	-8.502	11.34	98.90
^{13}C	2.216	0	1.10
^{14}C	-1.818	2.337	-
^{14}N	-4.735	6.088	99.634
^{15}N	-6.419	8.131	0.366
^{16}N	1.526	0	-
^{16}O	-12.13	15.17	99.762
^{17}O	5.867	0	0.038
^{18}O	-0.06962	0.8510	0.200
^{19}O	5.713	0	-

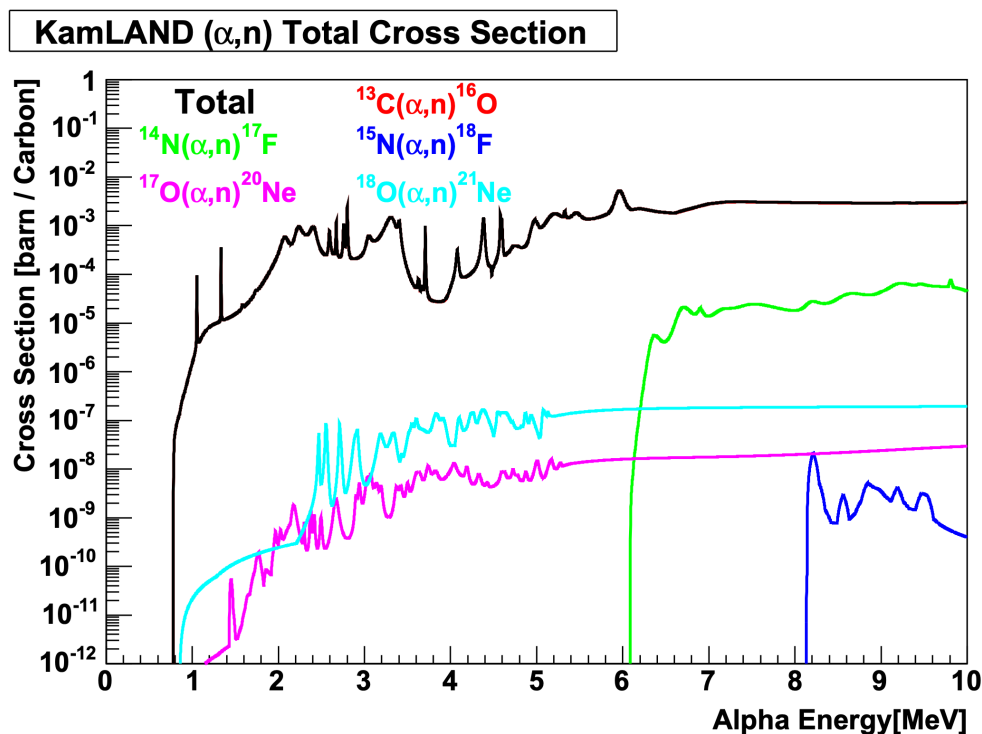


図 7.5 KamLAND において起こりうる (α, n) 反応の反応断面積 [63]。炭素の自然存在比に合わせて規格化がなされている。

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

図 7.6 に ^{16}O のエネルギー順位を示す。第一励起状態からの脱励起では電子、陽電子が対生成するのに対し、第二励起状態以上からは γ 線が放出される。図 7.7 に ^{16}O の各励起状態を終状態とする $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の断面積を示す。再度 ^{210}Po からの α 線が 5.304 MeV であることを考慮すると、以下に示す三つの励起状態による (α, n) 反応が本研究における遅延同時計測事象の要素となる。

- 基底状態： $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$
Q 値と同じエネルギーをもつ中性子が放出され、LS 中の陽子を散乱する。また、中性子が LS 中の ^{12}C を励起することもあり、脱励起により 4.438 MeV の γ 線が放出される。
- 第一励起状態： $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$
合計エネルギーが 6.046 MeV の電子陽電子対が生成し、残りのエネルギーは中性子が持ち出す。この中性子は LS 中で陽子を散乱する。
- 第二励起状態： $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$
6.130 MeV の γ 線が放出され、残りのエネルギーを持ち出した中性子は陽子を散乱する。

いずれの場合においても中性子は最終的にエネルギーを失って熱化し、陽子に捕獲されることで 2.2 MeV の γ 線を放出する。以上の $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の過程を図 7.8 に示す。

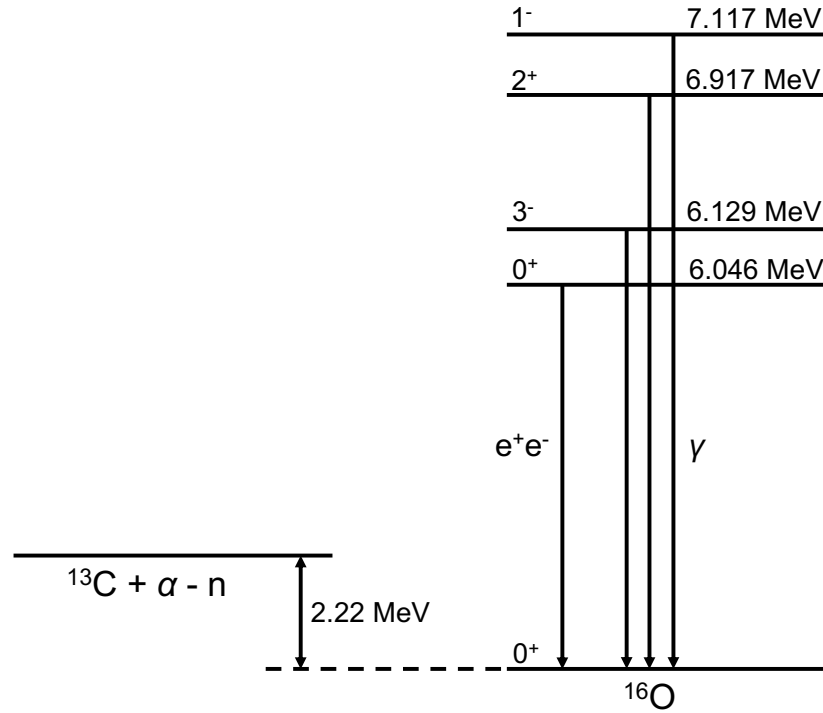


図 7.6 ^{16}O のエネルギー準位

反応事象数の見積り

^{210}Po から放出された α 線は LS 中でエネルギーを失いながら移動し、最終的には標的である ^{13}C と反応する。このことから、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の反応頻度は以下のように求められる。

$$N = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \left(-\frac{dN}{dE_\alpha} \right) \quad (7.30)$$

$$-\frac{dN}{dE_\alpha} = n_{\text{target}} I_{\text{source}} \sigma(E_\alpha) \left(-\frac{dX}{dE_\alpha} \right) \quad (7.31)$$

ここで E_α は α 線のエネルギー、 E_0 は α 線が始めに持っていたエネルギーである。また、 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 KamLS の α 線の阻止能である。

中性子の散乱角度分布を考慮しルジャンドル多項式を用いることで、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。

$$n(E_n) = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \int d\Omega \delta(\Omega, E_\alpha, E_n) n_{\text{target}} I_{\text{source}} \frac{d\delta}{d\Omega} \left(\frac{dX}{dE_\alpha} \right) \quad (7.32)$$

$$\frac{d\delta}{d\Omega} = \sum_l A_l P_l(\cos\theta) \quad (7.33)$$

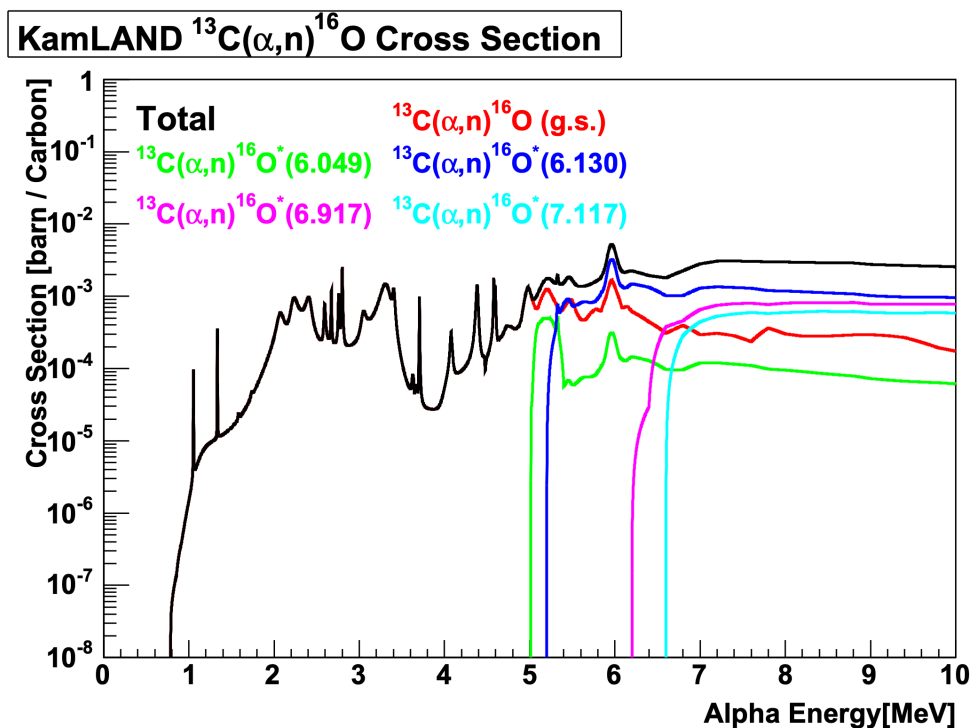


図 7.7 KamLAND における $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応の反応断面積 [63]。 ^{210}Po からの 5.304 MeV の α 線を考慮すると、遅延同時計測事象を作りうるのは赤線で示す基底状態、緑線で示す第一励起状態、青線で示す第二励起状態である。

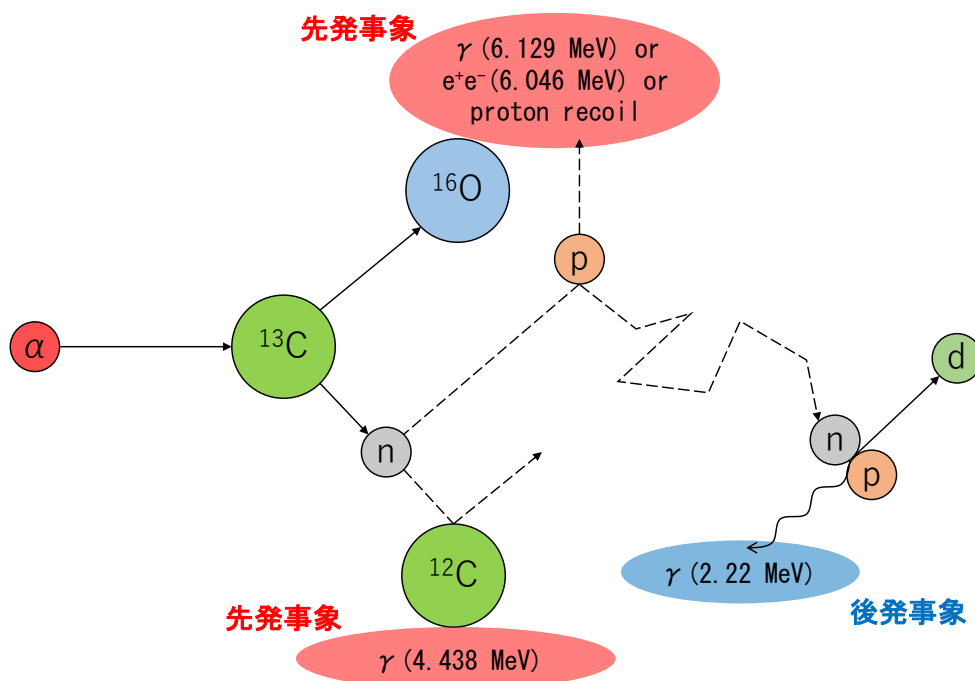


図 7.8 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による遅延同時計測事象

ここで E_n は実験室系での中性子のエネルギースペクトル、 Ω は散乱立体角である。 $\delta(\Omega, E_\alpha, E_n)$ はデルタ関数で、エネルギー保存が成り立つとき 1 になる。また $P_l(\cos \theta)$ はルジャンドル多項式で、 A_l は各 l における係数である。

図 7.9 に $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による中性子のエネルギースペクトルを示す。最終的には $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応で放出される中性子によって散乱された陽子の消光効果を考慮することで、KamLAND で観測されるエネルギースペクトルに変換されその事象数が見積もられる。本研究における $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による遅延同時計測事象数は 222.22 事象であった。

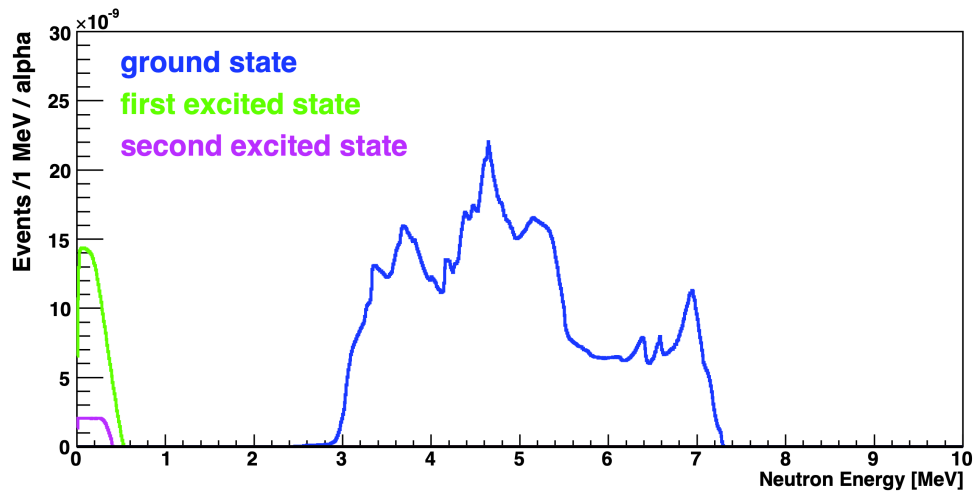


図 7.9 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による中性子のエネルギースペクトル [50]

7.1.4 原子核破碎 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$

KamLAND に飛来する宇宙線ミュオンは直接、またはシャワーで生成した γ 線やパイ粒子などの二次粒子によって LS 中の ${}^{12}\text{C}$ を破碎する。原子核破碎によって生成した不安定同位体は、その崩壊事象によって粒子を放出し KamLAND 検出器で観測される。このような原子核破碎生成物の中には中性子を伴って崩壊するものもあり、これらは遅延同時計測事象として観測される。表 7.3 に原子核破碎によって生じる、 β 線に伴い中性子を放出する同位体をまとめる。 ${}^{11}\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{Be}$ が中性子を伴って崩壊する事象は非常に少ないため、KamLAND においては無視できる。

表 7.3 β 線及び中性子を放出する同位体 [63]

同位体	生成反応	寿命 [ms]	崩壊モード	エネルギー [MeV]	割合
${}^8\text{He}$	${}^{12}\text{C}(\gamma, 4p)$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, n3p)$	171.7	β^-	10.7	0.84
			$\beta^- + n$		0.16
${}^9\text{Li}$	${}^{12}\text{C}(\gamma, 3p)$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, n2p)$	257.2	β^-	13.6	0.52
			$\beta^- + n$		0.48
${}^{11}\text{Li}$	${}^{12}\text{C}(\gamma, 2\pi^+p)$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+p)$	12.3	β^-	20.6	0.07
			$\beta^- + xn$		0.92
${}^{12}\text{Be}$	${}^{12}\text{C}(\gamma, 2\pi^+)$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+)$	14.6	β^-	11.7	-
			$\beta^- + n$		-

${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の事象数は KamLAND の観測事象から推定される。事象選定条件は通常の遅延同時計測とほとんど同じであるが、以下の二点において異なる。

- 先発事象のエネルギー： $0.9 \leq E_p$ [MeV] ≤ 20
 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ のエネルギー領域を考慮して決定
- ミュオン事象のカット条件：ミュオン事象後 2 ms veto のみ
 5.4 節で述べた全てのミュオンカット条件を課すと ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の統計量が足りないため

図 7.10 に選定された先発事象のエネルギースペクトルと典型的な ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ のエネルギースペクトルを示す。この結果から、選定された観測事象はほぼすべて ${}^9\text{Li}$ によるものと考えられる。

原子核破碎事象の除去効率

図 7.11 にミュオンと原子核破碎生成物の崩壊事象の時間差を示す。residual charge ΔQ が大きい showering muon やミュオンの軌跡からの距離 dL が 3 m 以内で選定された non-showering

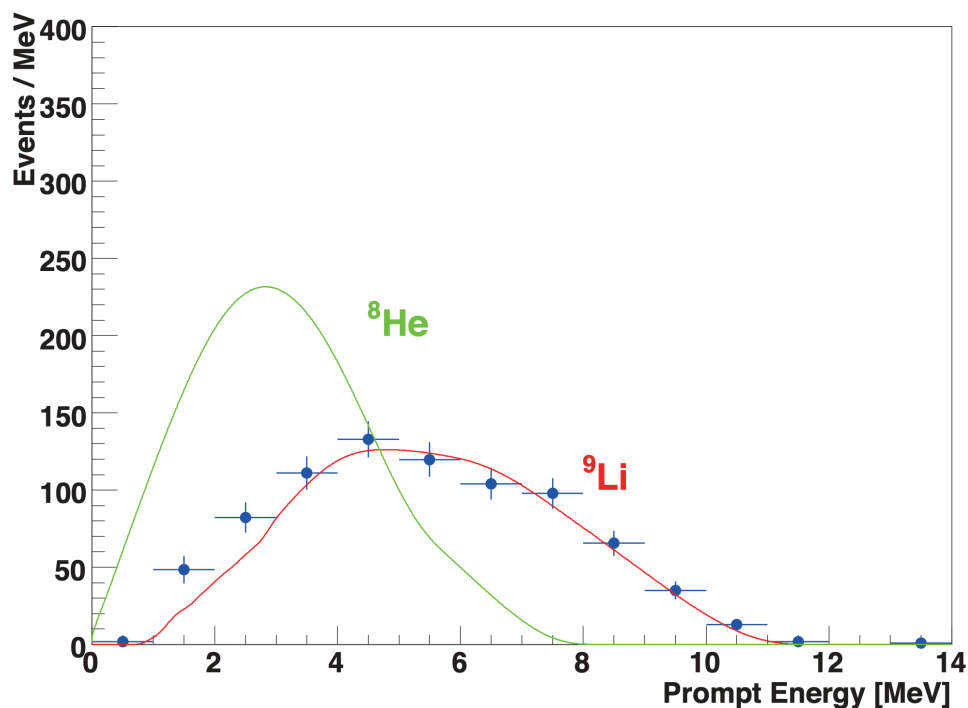


図 7.10 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の崩壊によるエネルギースペクトル [45]。元のデータは [63] から引用。青い点で示した観測データが ${}^9\text{Li}$ のスペクトルを再現していることが確認できる。

muon の場合は、ミューオン事象と原子核破砕事象の時間相関が確認できる。一方、 $dL > 3\text{m}$ の non-showering muon については時間相関が見られないことから、このミューオン後のカット条件で十分に原子核破砕事象が除去されていることが確認できる。

さらに non-showering muon の軌跡周辺の円柱状のカットについて、その除去効率を推定する。原子核破砕中性子捕獲事象とミューオンの軌跡との距離相関は図 7.12 のようになっている。このことから、半径 3 m の円柱カットは 93.8% の効率で原子核破砕事象を除去できていることが確認できる。

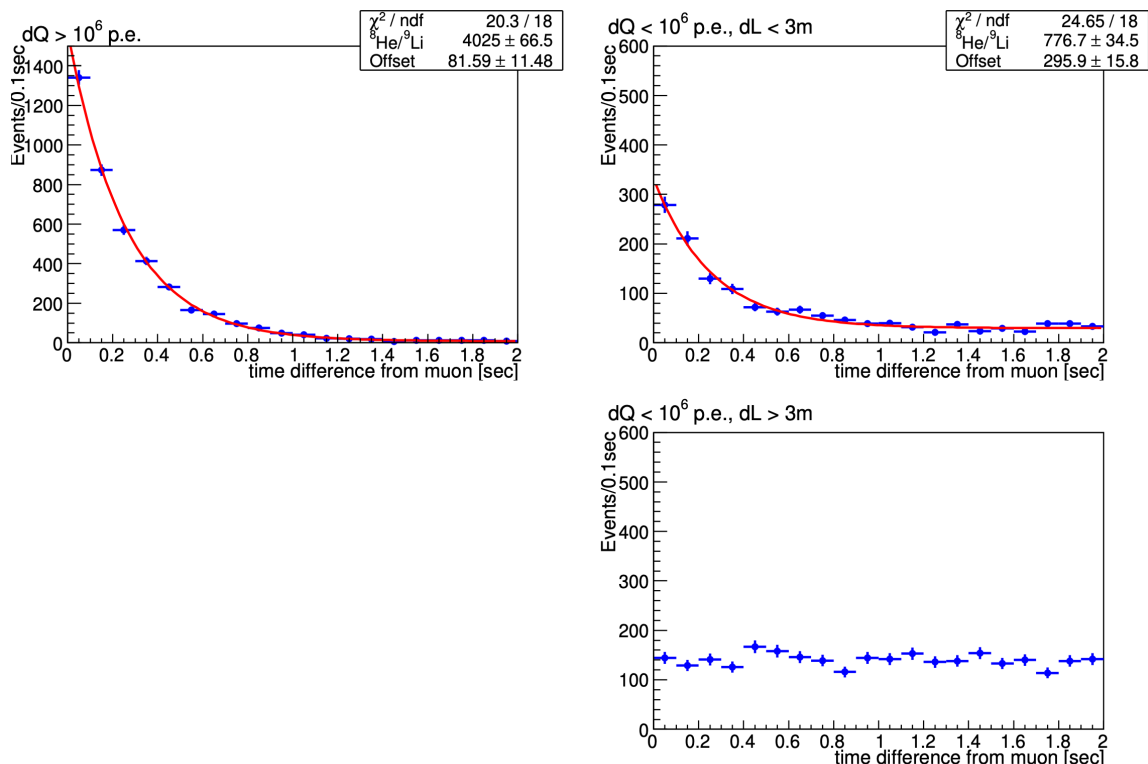


図 7.11 ミューオンと ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ 崩壊事象の時間差 [49]。左上図は showering muon、右上図はミューオンの軌跡から 3 m 以内の non-showering muon、右下図はミューオンの軌跡から 3 m 以上の non-showering muon を表す。

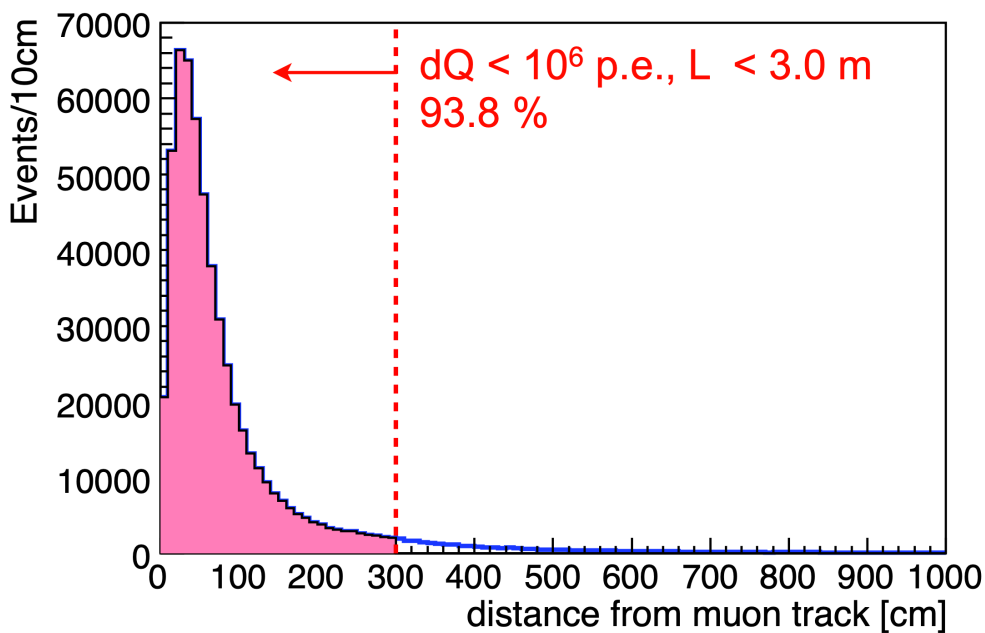


図 7.12 原子核破碎中性子捕獲事象とミューオンの軌跡との距離相関 [50]。Non-showering muon 後 2 s 間の事象について示されており、半径 3 m の円柱カットで 93.8% の除去効率となっている。

原子核破碎事象数の見積り

${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ による遅延同時計測事象数は、図 7.11 の時間差分布を showering muon、non-showering muon それぞれについてフィッティングすることで得られる。フィッティングには以下のような関数を用いられる。

$$f(N, R_{\text{Li}}) = N(1 - R_{\text{Li}}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{He}}}\right) + NR_{\text{Li}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{Li}}}\right) + (\text{offset}) \quad (7.34)$$

ここで $N \equiv N_{\text{He}} + N_{\text{Li}}$ は合計の原子核破碎事象数、 $R_{\text{Li}} \equiv N_{\text{Li}} / (N_{\text{Li}} + N_{\text{He}})$ は ${}^9\text{Li}$ 事象の割合、 $\tau_{\text{He}, \text{Li}}$ はそれぞれの寿命である。図 7.13 にフィッティングの例を示す。showering muon、non-showering muon いずれの場合もすべての事象が ${}^9\text{Li}$ によるものとするのが最適という結果になっている。以上より、原子核破碎によって生成した ${}^9\text{Li}$ の崩壊による遅延同時計測事象数は 59.16 事象と見積もられた。

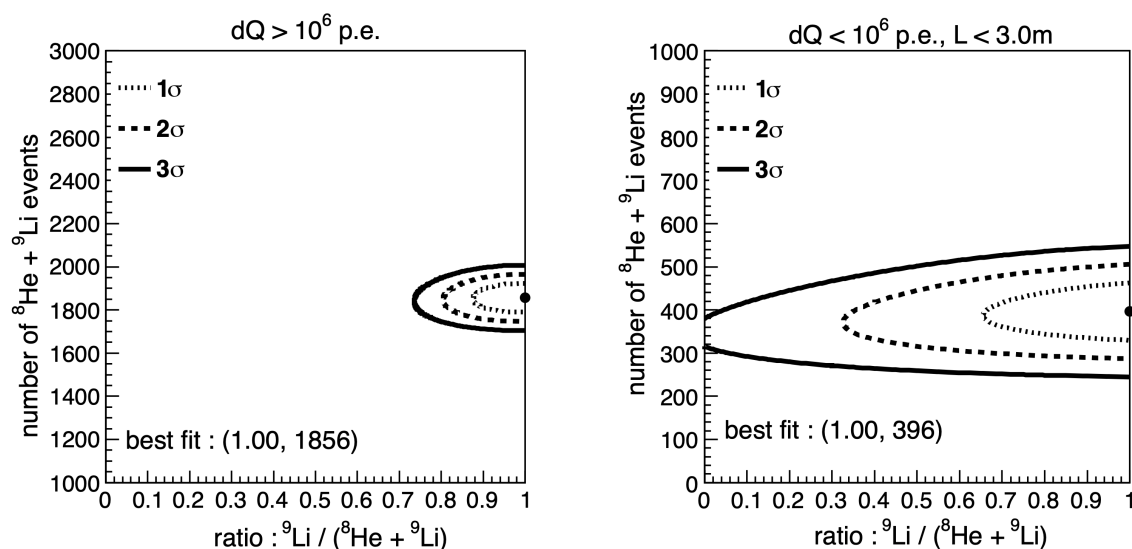


図 7.13 最尤法で推定された ${}^9\text{Li}$ の割合と ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の事象数 [50]。左図に示す showering muon、右図に示す non-showering muon 共にすべての事象が ${}^9\text{Li}$ によるものとするのが最適である。

7.1.5 大気ニュートリノ

地球に飛来した宇宙線は大気中の窒素や酸素などの原子核と反応することでパイ中間子を生成する。このパイ中間子が崩壊することによってミュー型のニュートリノが生成し、さらにそれに付随するミューオンの崩壊によって電子型、ミュー型のニュートリノが生成する。この反応は以下のような式で表される。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (7.35)$$

$$\begin{array}{c} \downarrow \\ \nu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \end{array} \quad (7.36)$$

検出器に侵入した大気ニュートリノは LS 中の陽子や ^{12}C と NC 反応、CC 反応を起こす。特に遅延同時計測事象として観測される反応には以下のようなものが挙げられる。

- NC 反応

$$\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow \nu + n + ^{11}\text{C} + \gamma \quad (7.37)$$

$$\bar{\nu} + ^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\nu} + n + ^{11}\text{C} + \gamma \quad (7.38)$$

- CC 反応

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (7.39)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (7.40)$$

$$\nu_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^- + n + ^{11}\text{N} \quad (7.41)$$

$$\bar{\nu}_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ + n + ^{11}\text{B} \quad (7.42)$$

$$\bar{\nu}_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ + n + ^{11}\text{B} + \gamma \quad (7.43)$$

$$\bar{\nu}_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ + n + ^7\text{Li} + \alpha \quad (7.44)$$

$$\bar{\nu}_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ + 2n + ^{10}\text{B} \quad (7.45)$$

本研究では [73] のシミュレーション結果をもとに、遅延同時計測によって検出される大気ニュートリノ事象数を見積もった。このシミュレーションでは図 7.14 に示すような本田 [74] による大気ニュートリノのフラックスが用いられている。見積もられた事象数は 124.57 事象であったが、大気ニュートリノのフラックスや反応断面積の不定性が大きいことを考慮して、本研究では 100% の誤差をつけている。

7.1.6 高速中性子

高速中性子は、宇宙線ミューオンと検出器周辺の岩盤や OD の水が反応することによって生成する。もし宇宙線ミューオンやその反応によって生じる荷電粒子が OD を通過しなかった場合、このような事象は veto することができない。高速中性子は陽子を散乱し、熱化して陽子や炭素原子核に捕獲されることで遅延同時計測で観測されるような事象を引き起こすことがある。図 7.15 に高速中性子が遅延同時計測によって観測される場合の概略図を示す。

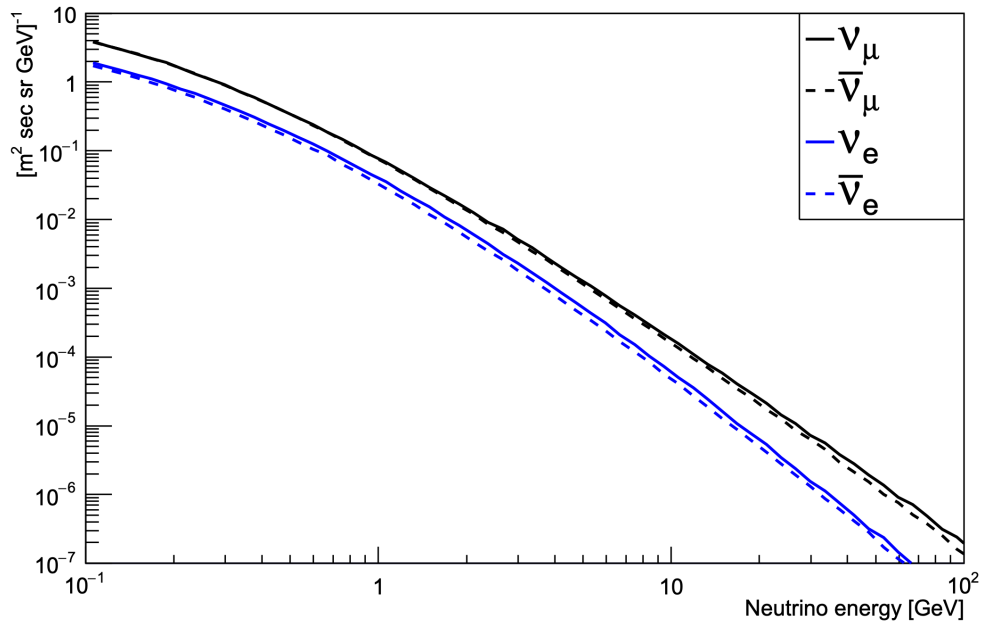


図 7.14 KamLAND における大気ニュートリノのフラックス [45]。[74] をもとに作成。

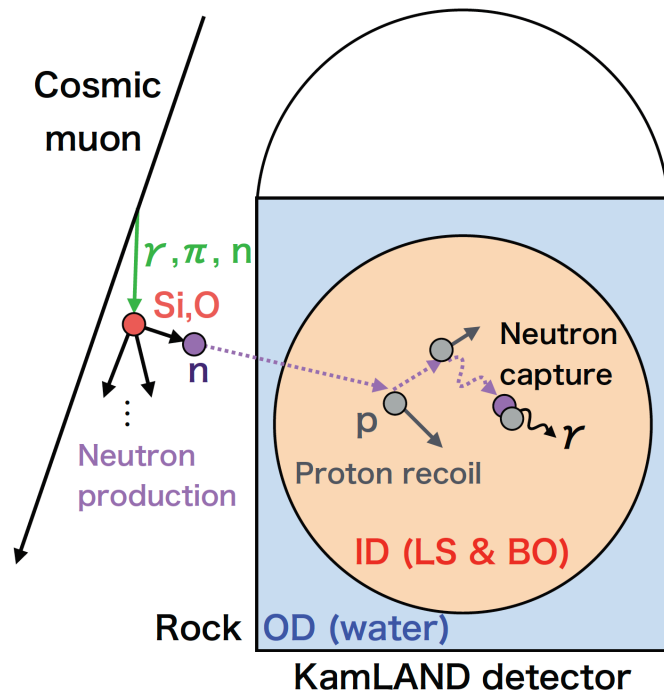


図 7.15 高速中性子による事象の遅延同時計測 [75]

高速中性子の起源となる宇宙線ミュオンのフラックスは MUon Simulation Code (MUSIC) によって作成された。図 7.16 に KamLAND における宇宙線ミュオンのフラックスの角度分布を示す。検出器内のすべての反応について KLG4 で光学シミュレーションを行うと計算に時間がかかり過ぎてしまう。そのため、まずは光子ではなく検出器内におけるエネルギー損失から観測エネルギーを再構成し、その後 OD におけるチェレンコフ閾値を超えた事象のみ光学シミュレーションを行なっている。以上より本研究における高速中性子による遅延同時計測事象数は 95.52 事象と見積もられた。ここで、岩盤や水から生成する中性子数には不定性があるため保守的に 100% の誤差を適用している。

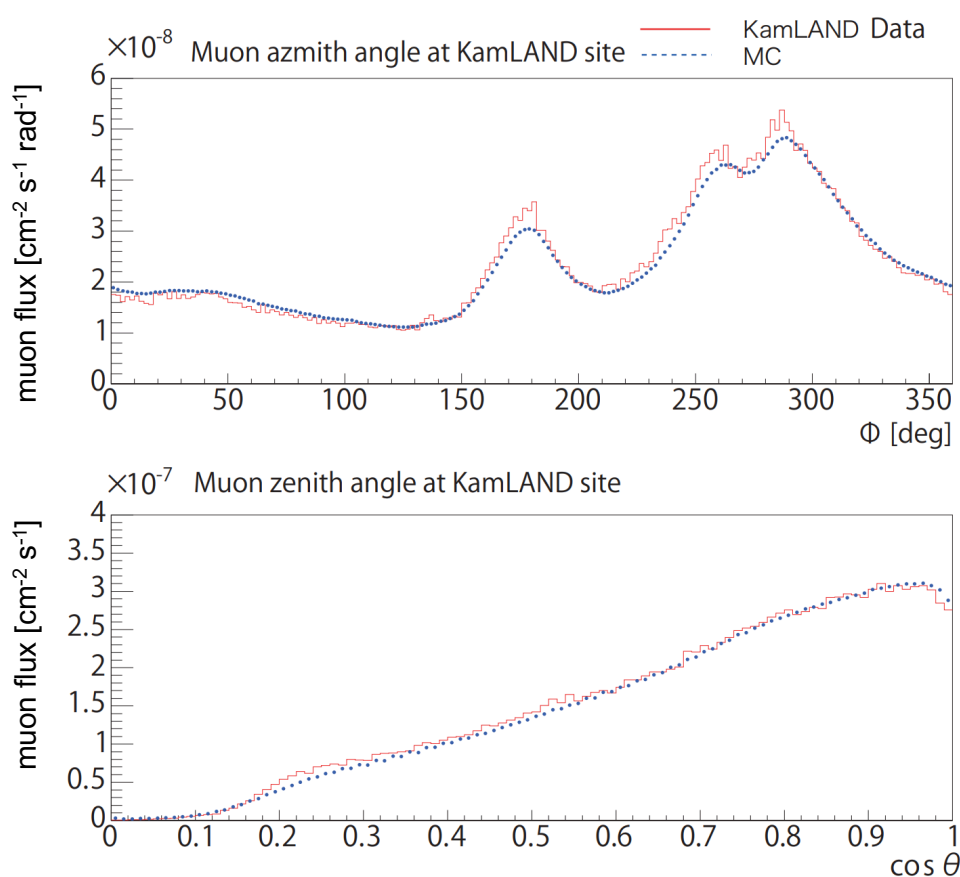


図 7.16 KamLAND における宇宙線ミュオンフラックスの角度分布。[76] より一部変更。

7.1.7 偶発同時計測

KamLAND では、検出器の構造物やその周辺の岩盤に含まれる放射性同位体の崩壊による事象が頻繁に観測されている。これらは時間相関を持たない単発事象であるが、そのエネルギーが遅延同時計測の後発事象のエネルギー領域に重なると偶発同時計測として観測されてしまう。偶発同時計測の主な原因は ^{208}Tl によって生じる 2.6 MeV の γ 線などである。

このような事象は 5.6 節で述べたように、先発事象と後発事象の時間相関において off time を

選択することで観測データから選び出せる。このようにして見積られた偶発同時計測事象頻度の時間変化を図 7.17、図 7.18 に示す。ここで見積もられた事象頻度は likelihood selection 適用後のものである。2011 年を境に偶発同時計測の事象頻度が減っているのは、国内原子炉が運転停止したことにより原子炉ニュートリノの事象数が減り、likelihood ratio の閾値がより厳しくなって偶発同時計測事象が除去されたためである。ここで見積もられた偶発同時計測の事象数は 164.29 事象であった。

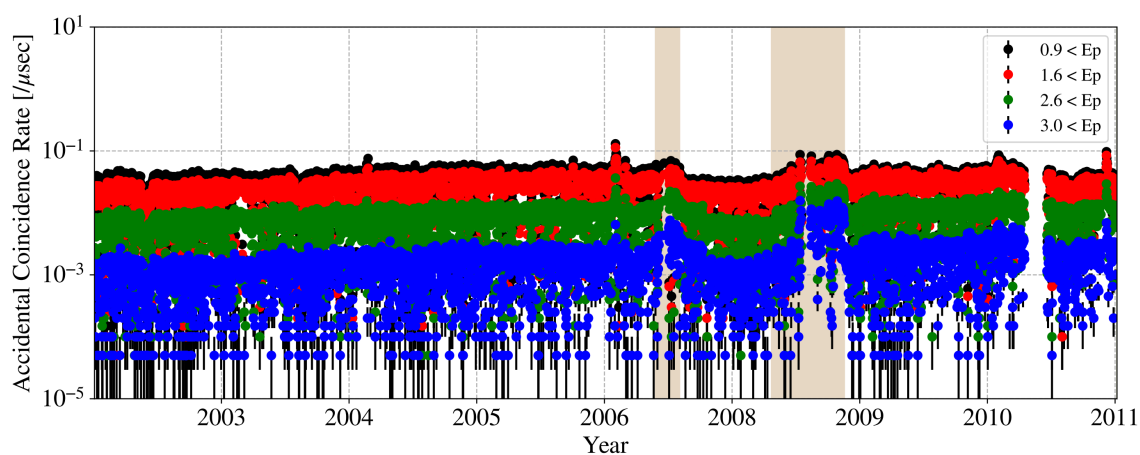


図 7.17 2011 年以前の偶発同時計測による事象頻度 [49]

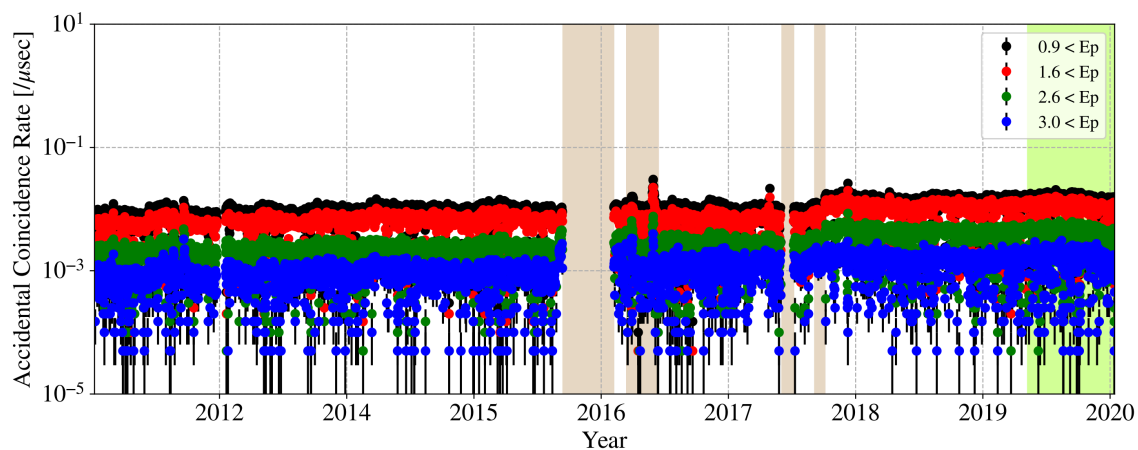


図 7.18 2011 年以降の偶発同時計測による事象頻度 [49]

7.1.8 遅延同時計測における事象要素のまとめ

図 7.19 に遅延同時計測の事象頻度の時間変化を示す。2011 年の東日本大震災によって国内原子炉が停止したため、その時期を境に原子炉ニュートリノによる事象数が減少している。それに伴い、likelihood selection のカット閾値がより厳しくなったことで偶発同時計測による事象数も減少している。また、LS の純化によって放射性不純物を取り除かれ α 線源である ^{210}Po が減ったことで、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による事象数も減少している。それ以外の要素については観測期間における事象数の時間変化は小さい。本研究で期待される遅延同時計測の全事象数は $3101.63^{+195.31}_{-184.82}$ 事象であり、観測された 2997 事象と不定性の範囲内で一致している。

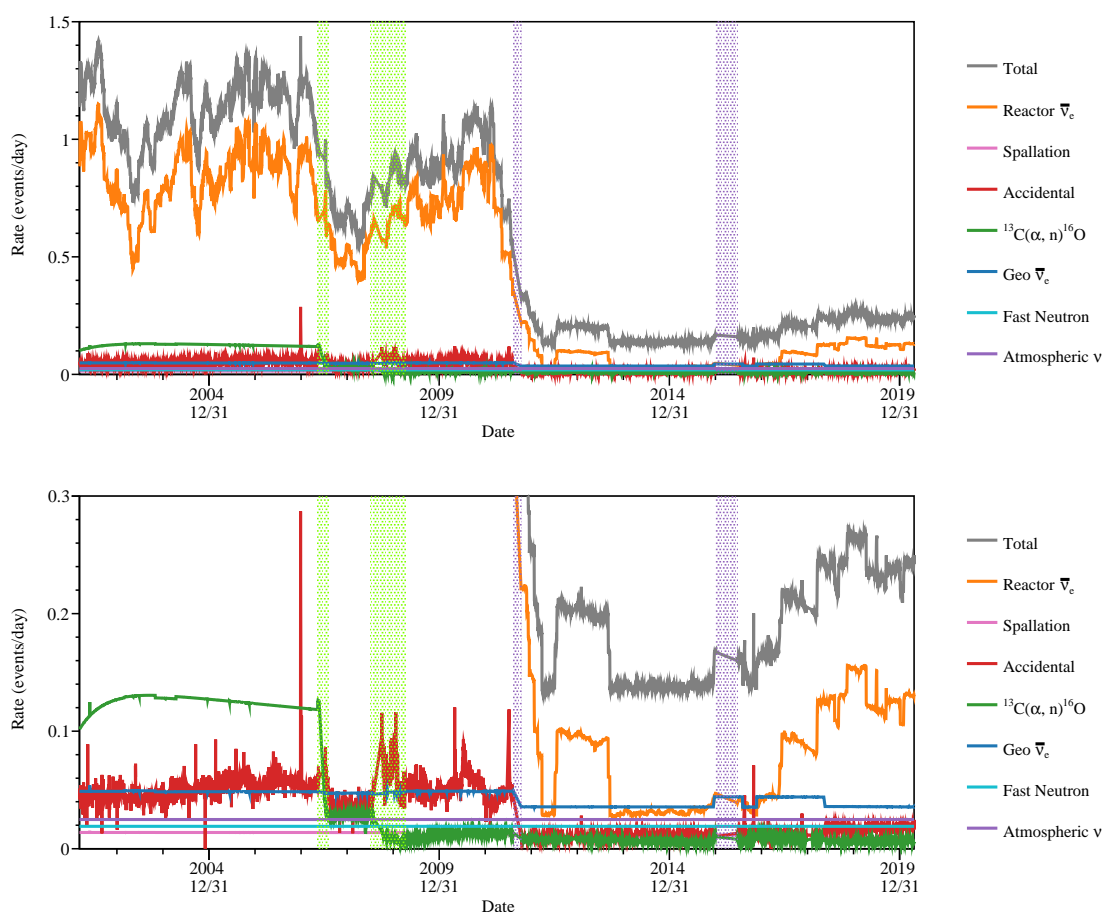


図 7.19 遅延同時計測事象の頻度の時間変化。下図は上図の事象頻度が低い部分を拡大したものである。緑の領域は第一、第二純化期間を表し、紫の領域は 2011 年に行われた KamLAND-Zen 400 実験のミニバルーンインストール期間と 2016 年に行われた OD 改修工事の期間を表す。

7.2 単発事象における事象要素

ν - ^{12}C NC 反応による単発事象のエネルギー領域では前節で述べたほとんどの事象は観測されないが、大気ニュートリノや高速中性子による単発事象は依然として存在する。また、ニュートリノ-電子弾性散乱で観測される太陽ニュートリノもこのエネルギー領域に入り込む。さらに 6.1 節で述べた原子核破碎事象のカットをかけた後に残った事象も見積もる必要がある。本節では以上のような ν - ^{12}C NC 反応のエネルギー領域に存在する単発事象の各要素について述べ、それらの事象数を推定する。

7.2.1 太陽ニュートリノ

太陽ニュートリノとは、太陽中心部で起こる核融合反応により放出されるニュートリノを指す。太陽ニュートリノは電子型のニュートリノであり、KamLAND では主にニュートリノと電子の弾性散乱を用いて観測される。本研究のエネルギー領域で観測されうるのは特に ^8B 太陽ニュートリノ及び hep 太陽ニュートリノと呼ばれるもので、これらの期待されるイベント数は標準太陽模型から推定される。以下ではこのような太陽ニュートリノの生成過程と事象数の見積りについて述べる。

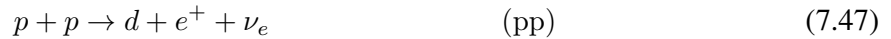
太陽ニュートリノ生成過程

太陽中心での核融合反応としては pp チェインと CNO サイクルの二つが存在し、いずれの場合も連続する反応の始状態と終状態を考慮すると以下のような反応式で表される。

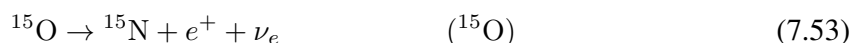


この反応で発生するエネルギーの大部分は光子が持ち出し、ニュートリノが持ち出す平均エネルギーはおおよそ 0.6 MeV であるとされている。

pp チェインは 2 つの陽子の核融合から始まり、1 つのヘリウム原子核を生成する連続反応である。pp チェインの過程では以下に示すような反応によって ν_e が生成する。



一方 CNO サイクルでは以下のように ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{17}F の β^+ 崩壊によって ν_e が生成する。



CNO サイクルの起源となる ^{12}C は 3 つのヘリウム原子核が結合するトリプルアルファ反応によって生成する。太陽中心の温度が低いのでこの反応率は非常に小さいので、CNO サイクルから放出されるエネルギーは太陽から放出される全エネルギーのうちおよそ 1.5% と少ない。また、以下のような ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{17}F による電子捕獲反応によっても僅かにニュートリノが放出される。

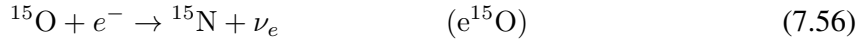
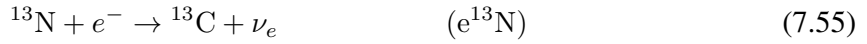


図 7.20 に pp チェインと CNO サイクルの反応過程を示す。

各太陽ニュートリノ生成過程において終状態が 2 体であるものは、 ν_e が全てのエネルギーを持ち出すことができるので単一のエネルギーを持つ。一方終状態が 3 体であるものはエネルギーが分配されるため ν_e は広がったエネルギー分布となる。図 7.21 にそれぞれの太陽ニュートリノのフラックスを示す。上述したように反応の終状態によってそのエネルギー分布に違いが生じる。

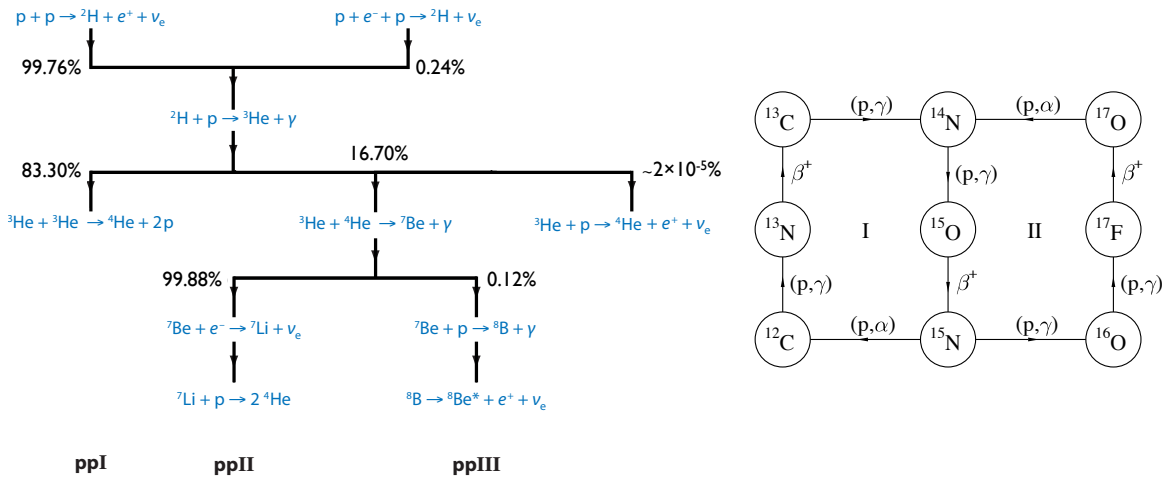


図 7.20 pp チェイン (左図) と CNO サイクル (右図) [77]

太陽ニュートリノ検出反応

KamLAND における太陽ニュートリノの主な検出反応は、以下に示すニュートリノと電子の弾性散乱である。



この反応では飛来したニュートリノの運動エネルギーの一部が電子に渡される。LS 中に電子がエネルギーを落とすことによって出るシンチレーション光を検出することでニュートリノを観測する。ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積は飛来してきたニュートリノのエネルギーを E_ν 、反跳された電子の運動エネルギーを T として以下のように表される。

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (7.59)$$

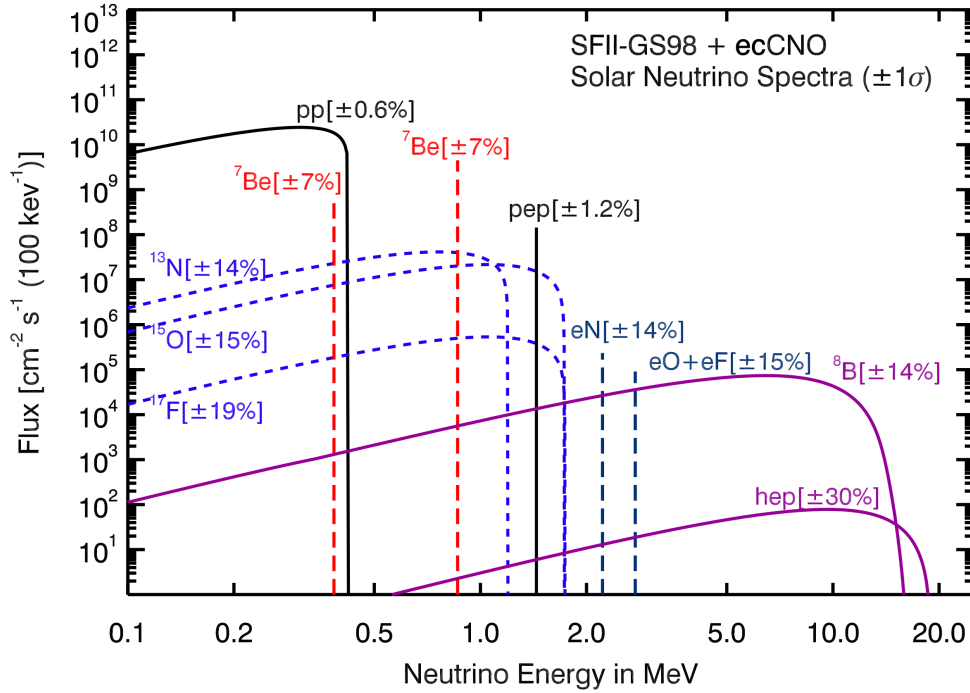


図 7.21 太陽ニュートリノのフラックス [78]。標準太陽模型 [79] から計算。CNO サイクルの電子捕獲反応 (ecCNO) については [80] から計算されている。

ここで

$$g_L = \left(\pm \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right), \quad g_R = \sin^2 \theta_W \quad (7.60)$$

である。 g_L の複合の + は ν_e の散乱に、- は ν_μ 、 ν_τ の散乱に関与する。また、 θ_W は Weinberg 角である。式 (7.59) を T について和をとることで、各ニュートリノエネルギーについての散乱断面積が得られる。図 7.22 にニュートリノ-電子弾性散乱の断面積を示す。

LS 中に存在する ^{13}C によっても太陽ニュートリノの観測は可能である。 ^{13}C は自然存在比が 1.1% の安定核で、以下のように ν_e と CC 反応を起こして不安定核 ^{13}N と陽電子を生成する。



この反応閾値は 2.22 MeV であるため、 ^8B 太陽ニュートリノを観測する上で有力な反応となる。ここで生じた ^{13}N は平均寿命 $\tau = 862.6\text{ s}$ で以下のように崩壊する。



したがって、CC 反応で出る e^- と崩壊反応で出る e^+ の遅延同時計測が可能である。また、式 (7.61) と同様の反応で終状態が ^{13}N の 3.5 MeV の励起状態となることもある。この場合、 ^{13}N は脱励起によって陽子を放出し ^{12}C となる単発事象として観測される。さらに ^{13}C の NC 反応によっても太陽ニュートリノは検出可能である。反応式は以下のように表される。



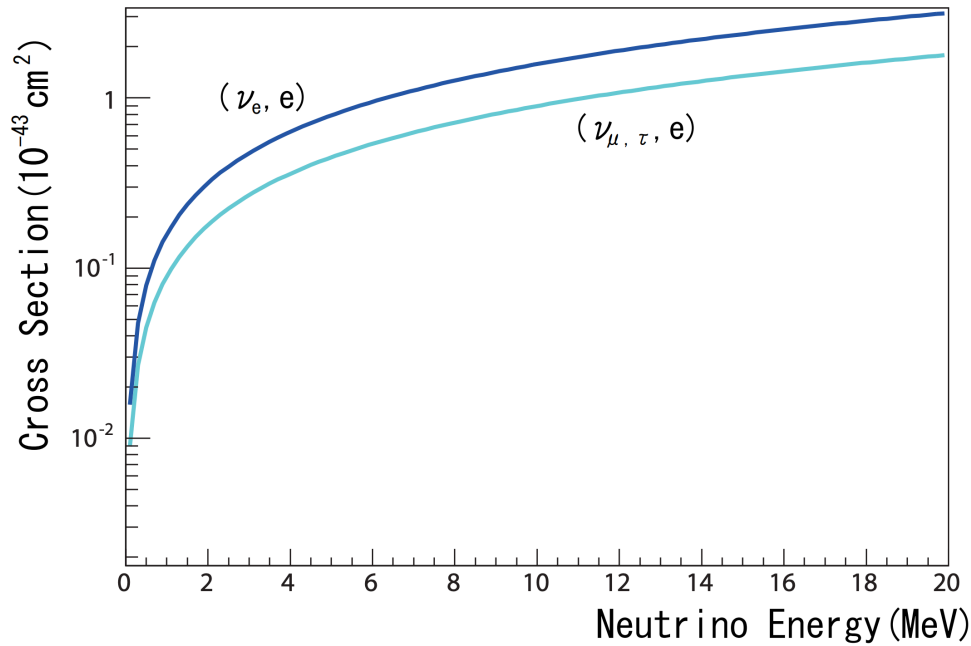


図 7.22 ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積 [54]。青線は ν_e と電子の散乱断面積を、水色の線は ν_μ 、 ν_τ と電子の散乱断面積を表す。

励起された ^{13}C は 3.69 MeV の γ 線を放出して基底状態に戻る。この事象は単一エネルギーを持つ単発事象として観測される。しかしこれらの CC、NC 反応による事象は本研究のエネルギー領域においては存在しないため考慮しない。

太陽ニュートリノの期待事象数

本研究のエネルギー領域において考慮すべきであるのは、ニュートリノ-電子弾性散乱によって観測される ^8B 太陽ニュートリノと hep 太陽ニュートリノである。これらの KamLAND におけるエネルギースペクトルはエネルギー分解能を考慮して以下のように表される。

$$\frac{dn}{dE_\nu dt} = \epsilon(E_\nu) n_e \Phi_{\text{solar}} \int_{E'_\nu} \left(\sigma_{\text{ES}}(E'_\nu) f_{\text{solar}}(E'_\nu) P_{ee}(E'_\nu) \frac{1}{\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{(E_\nu - E'_\nu)^2}{2s^2}\right) \right) dE'_\nu \quad (7.64)$$

ここで

$$E_\nu : \text{ニュートリノのエネルギー} \quad (7.65)$$

$$\epsilon : \text{検出効率} \quad (7.66)$$

$$n_e : \text{標的電子数密度} \quad (7.67)$$

$$\Phi_{\text{solar}} : \text{太陽ニュートリノのフラックス} \quad (7.68)$$

$$\sigma_{\text{ES}} : \text{ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積} \quad (7.69)$$

$$f_{\text{solar}} : \text{規格化された太陽ニュートリノの放出時のエネルギースペクトル} \quad (7.70)$$

$$P_{ee}(E'_\nu) : \nu_e \text{の振動確率} \quad (7.71)$$

$$s : \text{エネルギー分解能} \quad (7.72)$$

である。太陽ニュートリノのフラックスは BP2004 のモデル [81] の値を用いており、その値は ^8B 太陽ニュートリノについては $\Phi_{\text{solar}} = 5.79 \times 10^6 / \text{cm}^2/\text{s}$ 、 hep 太陽ニュートリノについては $\Phi_{\text{solar}} = 7.88 \times 10^3 / \text{cm}^2/\text{s}$ である。また、フラックスの誤差は ^8B 太陽ニュートリノについては 23%、 hep 太陽ニュートリノについては 16% である。図 7.23 に各期間における期待される太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。 ν - ^{12}C NC 反応の選定条件のもとで期待される太陽ニュートリノによる単発事象数を表 7.4 にまとめる。

表 7.4 期待される太陽ニュートリノによる単発事象数

	純化前	純化後	Zen 400 後
^8B 太陽 ν	$1.00^{+0.36}_{-0.15}$	$1.52^{+0.55}_{-0.22}$	$0.45^{+0.17}_{-0.06}$
hep 太陽 ν	0.19 ± 0.03	0.13 ± 0.02	0.06 ± 0.01

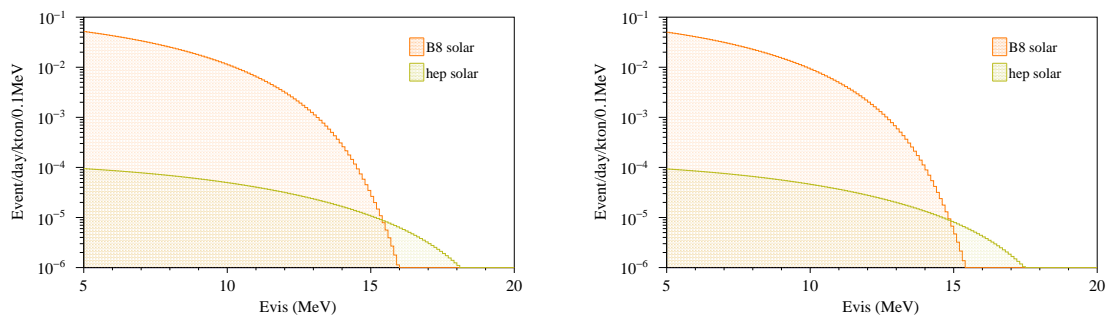


図 7.23 期待される太陽ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル。左図が純化前を、右図が純化後、Zen 400 後を表す。オレンジで示したのが ^8B 太陽ニュートリノによるスペクトル、黄色で示したのが hep 太陽ニュートリノによるスペクトルである。

7.2.2 原子核破碎生成物

6.4節に示した原子核破碎事象カットをかけた後に残存する事象数を見積もる。事象数の見積りはミュオン事象後のカット適用後に残存した事象を E_{vis} と dT_{fromMu} の二次元でフィッティングすることで行われる。各エネルギービンについて、 dT_{fromMu} の分布は以下の関数でフィットされる。

$$\frac{dN}{dt} = \sum_i \frac{N_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{dT_{\text{fromMu}}}{\tau_i}\right) + \text{const} \quad (7.73)$$

ここで i は核種を表し、 τ_i は各核種の平均寿命である。以上で見積もられる、カット適用後に残存した原子核破碎生成物の量を表 7.5 に示す。また、この量の見積り結果から作成した原子核破碎生成物による事象のエネルギースペクトルを図 7.24、7.25、7.26 に示す。 ν - ^{12}C NC 反応のエネルギー領域における期待事象数は、純化前が $0.23^{+0.26}_{-0.23}$ 事象、純化後が $0.30^{+0.65}_{-0.30}$ 事象、Zen 400 後が $0.05^{+0.07}_{-0.05}$ 事象であった。

表 7.5 カット適用後に残存する原子核破碎生成物

核種	Rate [/day/kton]		
	純化前	純化後	Zen 400 後
^8He	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01
^9Li	0.00 ± 0.02	0.03 ± 0.03	0.00 ± 0.06
^{12}B	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.01
^{12}N	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
^8Li	0.10 ± 0.16	0.36 ± 0.35	0.21 ± 0.22
^8B	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.07	0.02 ± 0.03
^9C	0.00 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.00 ± 0.00
^{11}Be	0.06 ± 0.11	0.06 ± 0.24	0.03 ± 0.06
^{10}C	0.59 ± 0.94	0.91 ± 2.65	0.31 ± 0.22
^6He	0.08 ± 0.18	0.30 ± 0.90	0.18 ± 0.22

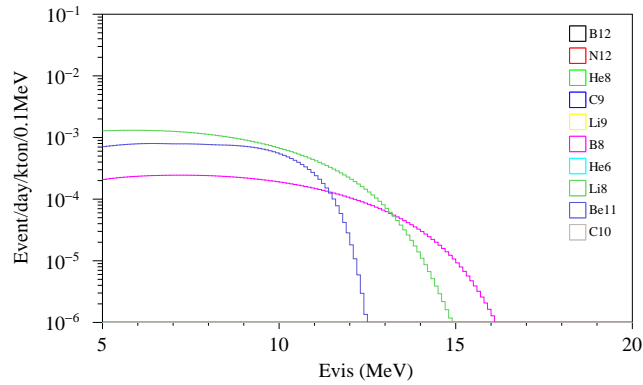


図 7.24 期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル（純化前）。残存した核種は ${}^8\text{Li}$ 、 ${}^8\text{B}$ 、 ${}^{11}\text{Be}$ であった。

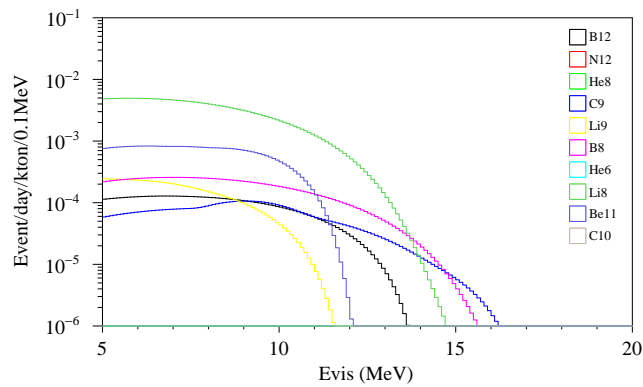


図 7.25 期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル（純化後）。残存した核種は純化前の 3 核種に加え ${}^9\text{Li}$ 、 ${}^9\text{C}$ 、 ${}^{12}\text{B}$ であった。

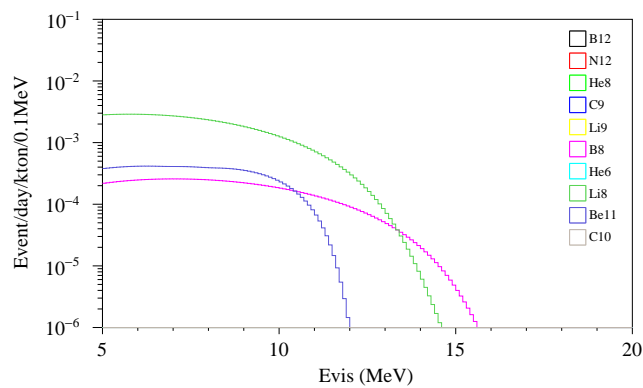


図 7.26 期待される原子核破砕生成物による事象のエネルギースペクトル（Zen 400 後）。残存した核種は純化前と同じであった。

7.2.3 大気ニュートリノ

ν - ^{12}C NC 反応の選定条件における大気ニュートリノ事象数の見積りには [75] のシミュレーション結果を用いた。この見積りでは、大気ニュートリノによる CC、NC 反応それぞれに対して以下の反応が考慮されている。

- Quasi-Elastic (QE) 反応
ニュートリノと核子が準弾性散乱を行う反応であり、CCQE についてはレプトンの散乱角と運動量からニュートリノのエネルギーを容易に再構成することができる。
- Meson Exchange Current (MEC) 反応
始状態で相関関係にある二つの核子が関わる反応であり、この核子の間で π 中間子が交換されると考えられている。
- Resonance Pion Production (RES) 反応
核子の共鳴状態を経由して π 中間子を生成する反応である。共鳴状態の例としては Δ^{++} などが考えられている。

これらに加え、高エネルギーのニュートリノとクォークが反応するもの (Deep Inelastic Scattering) やニュートリノが原子核そのものと反応して π 中間子を生成するもの (Coherent Pion) などが存在する。

図 7.27、7.28、7.29 に各期間において期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトルを示す。NC 反応のエネルギー領域での期待事象数は純化前が 1.06 ± 0.34 事象、純化後が 0.77 ± 0.25 事象、Zen 400 後が $0.46^{+0.16}_{-0.13}$ 事象であった。

7.2.4 高速中性子

高速中性子による単発事象数の見積りにおいても [75] のシミュレーション結果を用いた。見積もられた期待事象数は純化前が 0.99 事象、純化後が 0.64 事象、Zen 400 後が 0.39 事象であった。遅延同時計測の場合と同様に不定性が大きいことを考慮し、誤差は 100% とした。

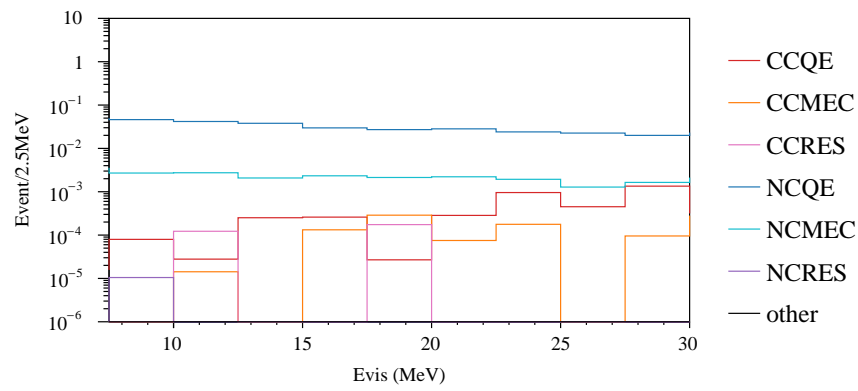


図 7.27 期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (純化前)

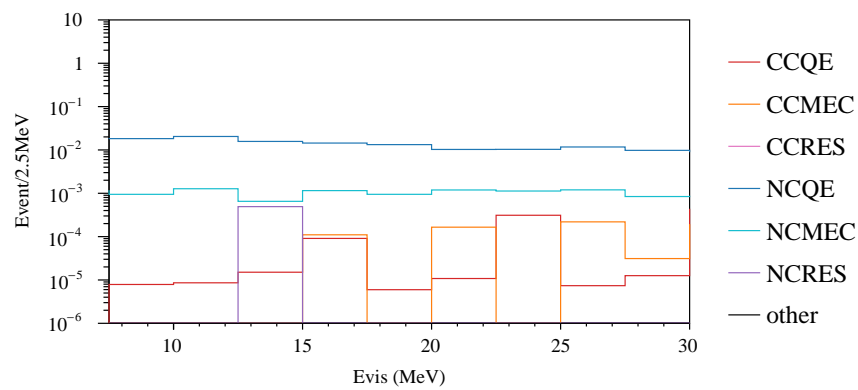


図 7.28 期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (純化後)

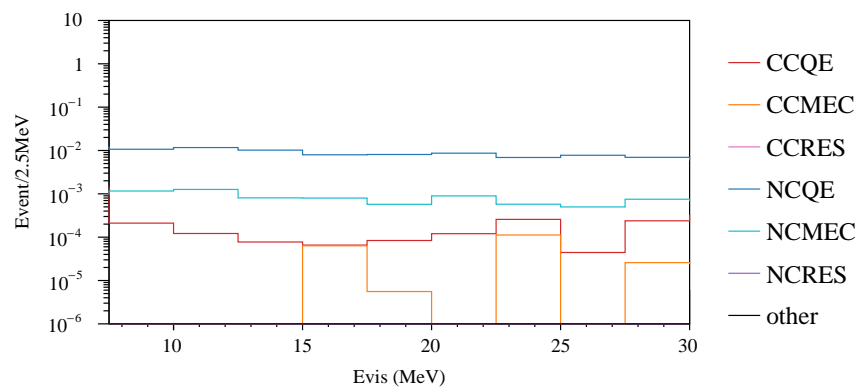


図 7.29 期待される大気ニュートリノによる事象のエネルギースペクトル (Zen 400 後)

7.2.5 単発事象における事象要素のまとめ

ここまでで述べた単発事象の各要素をまとめ、 ν - ^{12}C NC 反応の選定条件における期待事象数を見積もる。7.2.1、7.2.2 で述べた太陽ニュートリノ、原子核破碎生成物による事象のエネルギースペクトルには livetime と半径 550 cm 以内の有効体積をかけて求められる exposure を用いてスケールした。図 7.30、7.31、7.32 に期待される単発事象のエネルギースペクトルを示す。6.7.1 で決定した NC 反応による事象のエネルギー範囲で積分して求めた、期待される事象数は純化前が $3.47^{+1.14}_{-1.08}$ 事象、純化後が $3.36^{+1.10}_{-0.78}$ 事象、Zen 400 後が $1.41^{+0.46}_{-0.42}$ 事象であった。6.9 節の結果と比較すると、本節で見積もられた期待事象数は観測された NC 反応の候補事象数を再現しなかった。

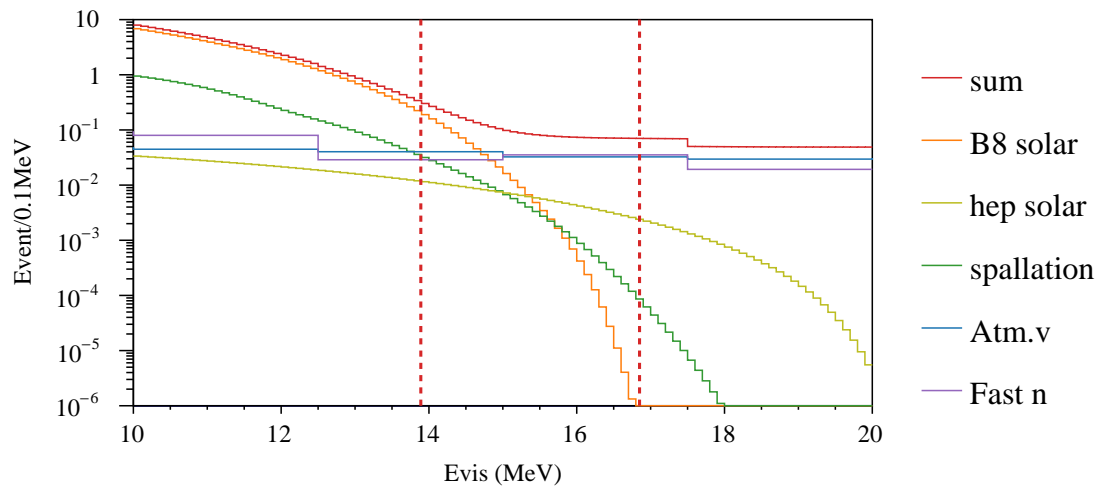


図 7.30 期待される単発事象のエネルギースペクトル（純化前）。赤の点線はそれぞれ信号に対するエネルギー選定条件の下限と上限を表す。

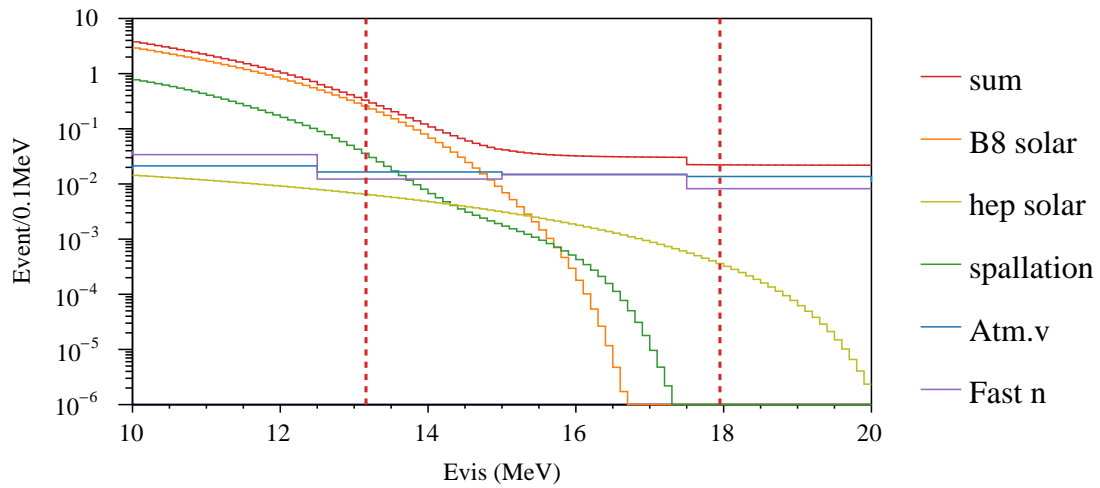


図 7.31 期待される単発事象のエネルギースペクトル (純化後)

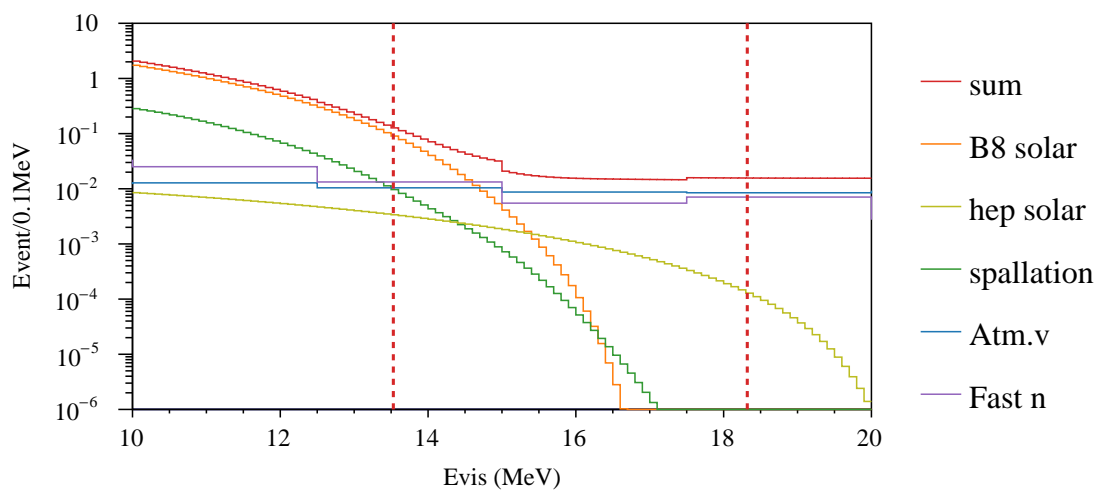


図 7.32 期待される単発事象のエネルギースペクトル (Zen 400 後)

第 8 章

超新星ニュートリノ事象の探索結果

この章では 5 章、6 章で選定された逆ベータ崩壊反応候補事象と ν - ^{12}C NC 反応候補事象から、超新星ニュートリノ事象の探索を行なった結果について議論する。まず、8.1 節で超新星ニュートリノ事象の選定条件を述べる。次に、8.2 節、8.3 節、8.4 節で逆ベータ崩壊反応単独、 ν - ^{12}C NC 反応単独、二つの反応を統合した探索のそれぞれについて結果を述べて観測可能距離の見積りを行う。最後に 8.5 節でその結果をまとめる。

8.1 事象選定条件

7.1.8 で述べたように、KamLAND における遅延同時計測事象の頻度は 2011 年以前でおよそ 1 event/day、2011 年以降でおよそ 0.2 event/day である。超新星ニュートリノの典型的な時間スケールを 10s とすると、この時間内に遅延同時計測事象が 2 事象以上観測される確率は無視できるほど十分小さい^{*1}。また ν - ^{12}C NC 反応の選定条件のもとで期待される単発事象数は、7.2.5 で述べたように遅延同時計測事象よりもはるかに少ない。そのため超新星ニュートリノ以外による単発事象が 10s 以内に 2 事象以上観測される確率も無視する。以上より、10s という時間幅は超新星ニュートリノ事象を選定する上で背景事象が十分小さくなると判断し、本研究における超新星ニュートリノ事象の選定条件を以下のように決定した。

連続する遅延同時計測事象、単発事象間の時間差が 10s 以内であったもの

本研究では上のようなクラスターの数を n_{cluster} と定義する。

8.2 逆ベータ崩壊反応を用いた超新星ニュートリノ事象探索

超新星爆発が起こると、およそ 10 秒の時間スケールで大量のニュートリノが放出される (3.3.2 参照)。したがってこの時間中に超新星ニュートリノ由来の逆ベータ崩壊反応による遅延同時計測事象が複数観測され、これらが本研究における信号となる。一方同様の時間内に超新星ニュート

^{*1} 1 event/day を期待値とするポアソン分布において 2 event/10s 以上の頻度で事象が観測される確率は $O(10^{-9})$ 程度である。

リノ以外の要因による遅延同時計測事象も観測されることが考えられる。このような事象は本研究の背景事象となり、7章の事象数から見積もることができる。本節では逆ベータ崩壊反応を用いた超新星ニュートリノ事象の背景事象と探索結果について述べた後、この反応単独での超新星ニュートリノの観測可能距離を見積り、超新星爆発の頻度に上限値を与える。

8.2.1 背景事象と探索結果

逆ベータ崩壊反応を用いた超新星ニュートリノ事象の背景事象となるのは、

超新星ニュートリノ以外の要因による遅延同時計測事象の時間差が偶然 10 s 以内であったもの

である。このような背景事象となる偶発的なクラスター (accidental cluster) の数を $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ と定義する。背景事象数 $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ は以下のようにして見積もった。

1. 7.1 節で見積もった事象数から、各 run ごとに期待される事象数を計算する。
2. run ごとに観測される事象数が 1. で見積もった事象数を期待値とするポアソン分布に従うと仮定し、観測される事象数を決定する。
3. 2. で決定した事象数が run の中では時間的に一様に観測されるとして、run time 中に一様確率分布にしたがって割り振る。
4. 3. で割り振った各事象について、lifetime ratio^{*2}の確率で観測されるかどうかの判定をする。
5. 4. で残った事象間の時間差を計算し、10 s 以内であるものの数を数える。
6. 2. から 5. の操作を繰り返し、run ごとに計算された $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ の平均値を全ての run について足し合わせる。

見積りは run ごとに行なっているが、これは run の切り替えには少なくとも 10 s 以上かかるため run を跨ぐような超新星ニュートリノの候補事象は存在しないためである。

逆ベータ崩壊反応の遅延同時計測による超新星ニュートリノ探索の背景事象として、主な起源となるのは原子炉ニュートリノである。図 8.1 に本研究期間における主要な遅延同時計測事象の頻度と、背景事象である accidental cluster の頻度、累積事象数の遷移を示す。Accidental cluster の頻度は起源となる遅延同時計測事象の頻度に影響を受け、特に 2011 年以降の国内原子炉の停止や LS の純化による (α, n) 反応の減少によって変化している。計算の結果、遅延同時計測事象単

^{*2} run が走っていた時間 (runtime) と lifetime の比で定義される

独による accidental cluster 数は

$$n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.32^{+0.02}_{-0.04} \quad (8.1)$$

であった。

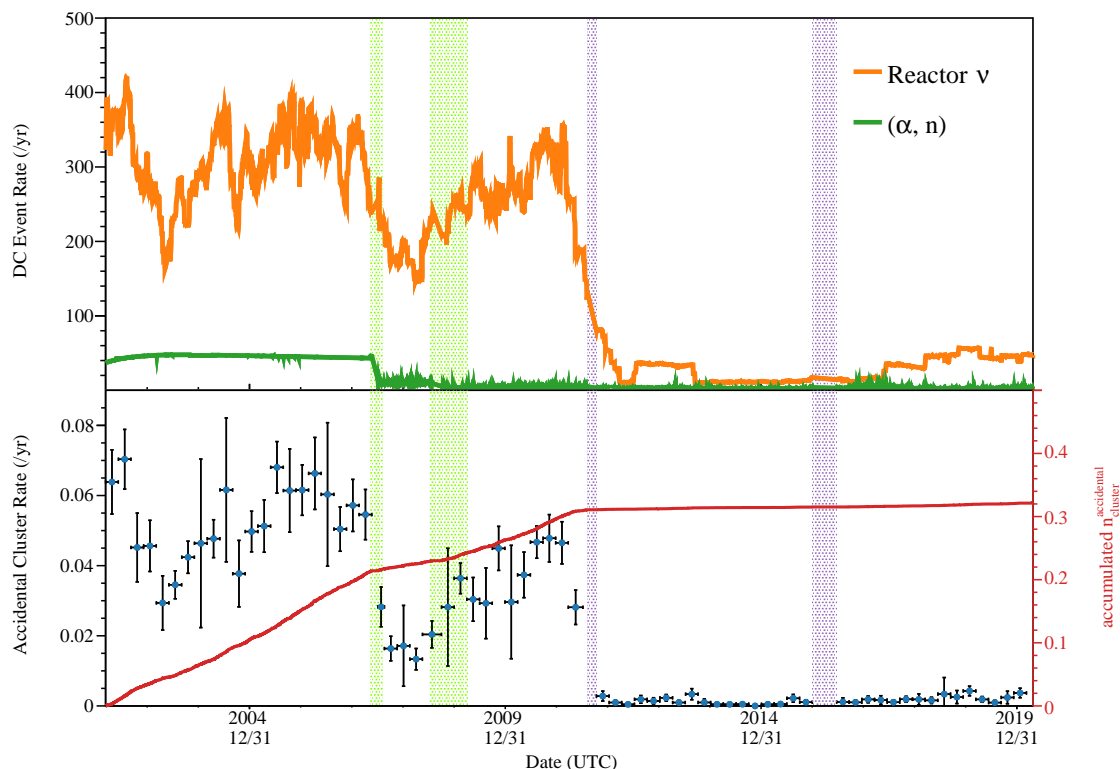


図 8.1 主要な遅延同時計測事象の頻度と accidental cluster の頻度、事象数。黄緑の期間は LS の第一、第二純化期間を表し、紫の期間は KamLAND-Zen 400 実験のミニブルーインストロールと OD 改修工事を表す。(上図) オレンジの線、緑の線はそれぞれ原子炉ニュートリノ、 (α, n) 反応による遅延同時計測事象の頻度を表す。(下図) 青で示した点は 3 ヶ月間で平均を取った accidental cluster の頻度を表し、エラーバーは統計誤差を表す。また、赤の線は run ごとの累積 accidental cluster 数を表す。

KamLAND で観測された遅延同時計測事象間の時間差分布、及び期待される遅延同時計測事象数から見積もられた時間差分布を図 8.2 に示す。期待される事象間の時間差のヒストグラムは上で述べた $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ の見積りの手順 5. で計算した時間差をプロットしたものであり、10 s 以内の領域を積分したものが背景事象数に相当する。観測された遅延同時計測事象のうち、最も小さかった時間差は 41 s、二番目、三番目はそれぞれ 42 s、103 s であった。そのためこの探索では時間差が 10 s である事象の組が観測されなかったことから、超新星ニュートリノ事象が観測されなかったという結果になった。

以上より観測されたクラスター数が $n_{\text{cluster}} = 0$ 、見積もられた背景事象数が $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.32$ であることから、Feldman-Cousins の方法 [82] を用いて n_{cluster} に 90% 信頼度の上限値を与え

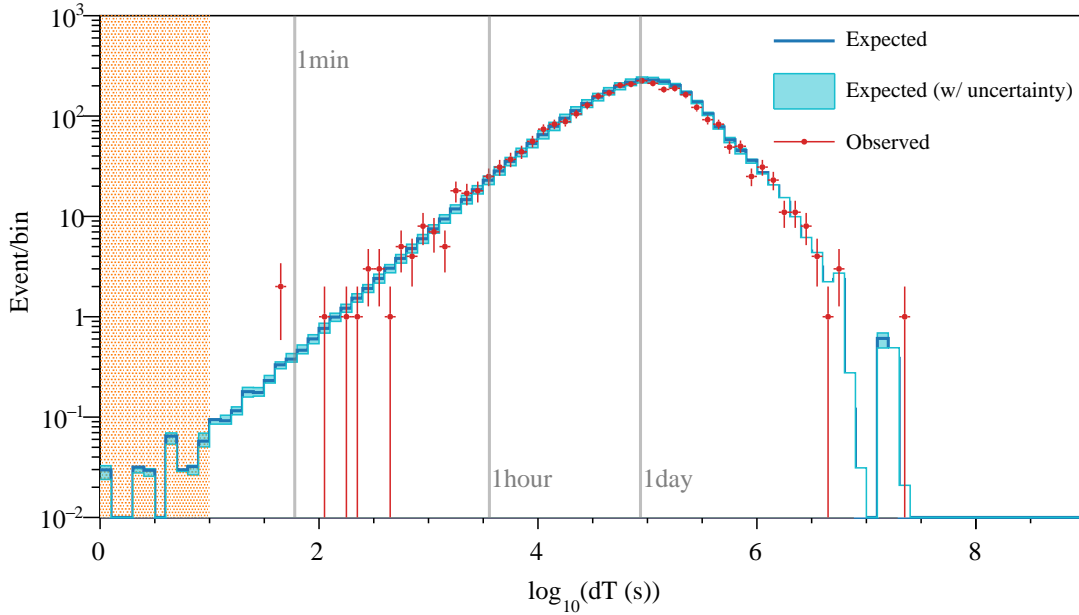


図 8.2 遅延同時計測事象間の時間差分布。オレンジ色の領域が遅延同時計測事象間の時間差が 10s 以内の領域に相当する。赤い点は観測された事象間の時間差を表す。青いヒストグラムは期待される遅延同時計測事象数から見積もられた事象間の時間差分布を表し、水色のヒストグラムは期待事象数に誤差を考慮したものである。また、灰色の縦線はそれぞれ時間差が 1 分、1 時間、1 日であることを示している。

ると以下ようになった。

$$n_{\text{cluster}} < 2.1 \quad (8.2)$$

この上限値を $\text{lifetime} = 5001.51 \text{ days}$ で割ることによって、**KamLAND** で観測された遅延同時計測事象のクラスター頻度 R_{cluster} が 90% 信頼度の上限値として以下のように得られた。

$$R_{\text{cluster}} < 0.15 \text{ yr}^{-1} \quad (8.3)$$

8.2.2 観測可能距離と超新星爆発頻度への制限

前項で上限値を与えたのは **KamLAND** で観測されたクラスターの数や頻度であり、その起源は特に限定していないためこのままでは物理的な意味を持たない。ここでは、観測されたクラスターが全て超新星ニュートリノ由来であるとしてその観測可能距離について議論するとともに、超新星爆発頻度への制限についても言及する。

超新星ニュートリノモデル

超新星ニュートリノの観測可能距離の計算には、超新星ニュートリノの研究分野で広く用いられている中里モデル [35] を用いた。このモデルは超新星の核の重力崩壊から衝撃波の停滞までの

およそ数 100 ms は流体力学に基づいたニュートリノ放射のシミュレーションを、衝撃波の復活から原始中性子星の冷却が起こった 20 s まではニュートリノの拡散による原始中性子星の準静的な進化のシミュレーションを用いている。また、早期過程と後期過程のシミュレーションのどちらでも球対称を仮定しており、それらが現実的な超新星の描像を再現するように統合されている。衝撃波復活のタイミングは詳細な機構が不明で計算から決めることができないため、モデル作成者によって特定の時刻に決定されている。

中里モデルでは重力崩壊型超新星爆発 (core-collapse supernova, ccSN) と爆発に失敗する failed ccSN のそれぞれについて、核の重力崩壊後 20 s (failed ccSN については 841 ms) までの全フレーバーの超新星ニュートリノの放出数が計算されている。このデータは複数のモデルについて提供されており、モデルは超新星爆発を特徴づける以下のパラメータの組み合わせごとに存在する。

- 親星の質量： $M_{\text{init}} = 13 M_{\odot}, 20 M_{\odot}, 30 M_{\odot}, 50 M_{\odot}$
- 金属量： $Z = 0.02$ (太陽と同程度), 0.004 (小マゼラン星雲と同程度)
- 衝撃波復活までの時間： $t_{\text{revive}} = 100 \text{ ms}, 200 \text{ ms}, 300 \text{ ms}$

中里モデルでは failed ccSN が形成するブラックホールとして 3 種類のモデルを仮定したデータが使用可能であるが、その中で本研究では Shen [83, 84] のモデルを使用した。図 8.3、8.4 に中里モデルにおける超新星ニュートリノ放出数のエネルギー、時間分布を示す。質量膠着率が大きく停滞した衝撃波の復活に失敗する failed ccSN では、核が通常の ccSN に比べてより高温になるため放出されるニュートリノのエネルギーも高いことがわかる。また、 ν_e については中性子化バーストにより短時間に大量に放出されていることが数 100 ms までの時間分布から読み取れる。

超新星ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応事象数

超新星爆発によって放出された $\bar{\nu}_e$ は物質効果により $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ と振動を起こす。3.4 節で述べたように、こうして地球に到来した反電子型の超新星ニュートリノのフラックスは以下のように表される。

$$F_{\bar{e}\text{Earth}}(r, E, t) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\bar{p} \frac{d^2 N_{e0}}{dEdt} + (1 - \bar{p}) \frac{d^2 N_{x0}}{dEdt} \right) \quad (8.4)$$

$$\bar{p} = \begin{cases} \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} = 0.665 & (\text{NO}) \\ \sin^2 \theta_{13} = 0.0216 & (\text{IO}) \end{cases} \quad (8.5)$$

ここで $d^2 N_{e0}/dEdt$ 、 $d^2 N_{x0}/dEdt$ はそれぞれ超新星爆発で放出された $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_x$ ($x = \mu, \tau$) の単位エネルギー、時間あたりの数である。 r は地球から超新星までの距離で、 \bar{p} は $\bar{\nu}_e$ の生存確率を表す。 \bar{p} はニュートリノの質量階層構造が NO か IO かによって異なり、その計算に用いたニュートリノ振動パラメータは $\sin^2 \theta_{12} = 0.320$ 、 $\sin^2 \theta_{13} = 0.0216$ [27] である。また、真空中でのニュートリノ振動は考慮していない。その理由はニュートリノ振動の距離スケールに対してニュートリノ放出地点の広がり十分に大きいため、真空振動の効果が平均化されて無視できるからである。

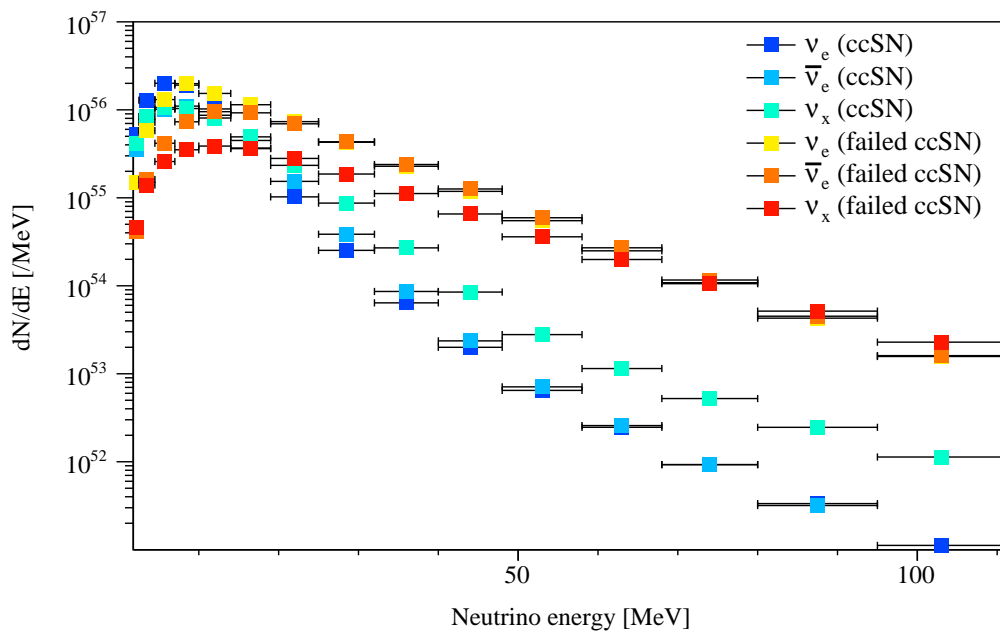


図 8.3 中里モデルにおける超新星ニュートリノのエネルギー分布。横軸のエラーバーは各データのピン幅を表す。

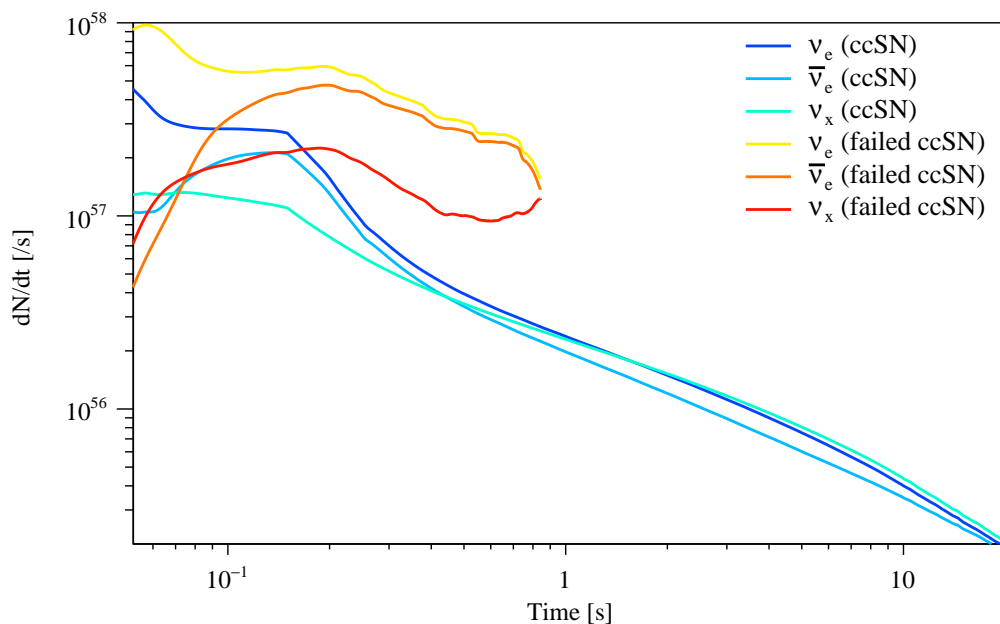


図 8.4 中里モデルにおける超新星ニュートリノの核の重力崩壊後の時間分布。Failed ccSN の線が 1 s に満たずに途切れているのは、その時点でブラックホールが形成されてニュートリノの放出が止まったためである。

ここで得られたフラックスから、以下の式のように KamLAND で観測される超新星ニュートリノによる逆ベータ崩壊反事象数が算出される。

$$N_{\text{KL}}(r) = \mathcal{N}_{\text{target}} \int dt dE F_{\bar{\nu}\text{Earth}}(r, E, t) \sigma_{\text{IBD}}(E) \epsilon_{\text{eff}}(E) \quad (8.6)$$

$\mathcal{N}_{\text{target}}$ は標的陽子数で、KamLAND 中心からの半径 600 cm を仮定した値 $\mathcal{N}_{\text{target}} = 5.98 \times 10^{31}$ を用いている。 $\sigma_{\text{IBD}}(E)$ は 5.1 節で述べた逆ベータ崩壊反応の断面積で、 $\epsilon_{\text{eff}}(E)$ は 5.7 節で述べた遅延同時計測事象の検出効率を各 LH 期間の livetime で荷重平均を取ったものである。式 (8.6) の計算は $0 \leq r [\text{kpc}] \leq 200$ で 1 kpc おきに、各距離ごとに行なった。積分範囲はニュートリノのエネルギーについて $1.8 \leq E [\text{MeV}] \leq 111$ 、ニュートリノの放出時間について $0 \leq t [\text{s}] \leq 20$ (failed ccSN については $0 \leq t [\text{ms}] \leq 841$) である。

以上の計算は ccSN については全てのモデルについて、failed ccSN については Shen モデルについて行い、またどちらの質量階層構造についても行った。そしてこれらの計算結果の違いはモデル、質量階層構造の不定性として考慮した。

超新星ニュートリノの観測可能距離

KamLAND で実際に観測される事象数は上で計算から求めた N_{KL} を期待値とするポアソン分布に従う。KamLAND で観測される超新星ニュートリノの時間分布を再現するために、モデルから計算した KamLAND での各時間における事象数を合計事象数で規格化することで確率密度関数を作成した (図 8.5)。この確率密度関数は超新星ニュートリノのモデルごとに異なるため、それぞれのモデルごとに作成した。そしてポアソン分布から得られる事象数とその事象の時間分布の確率密度関数を用いて、地球からの各距離における超新星ニュートリノの観測確率を求めた。この際 livetime ratio の割合で検出効率が落ちる効果はミューオン事象後の veto によるものとし、乱数で発生させたミューオン事象後に不感時間を設けた。観測確率の計算過程を以下に示す。

1. KamLAND で観測される事象数を N_{KL} を期待値とするポアソン分布にしたがって決定する。
2. 1. で決定した事象数を KamLAND で観測される超新星ニュートリノの時間分布の確率密度関数に従って割り振る。
3. 20 s (failed ccSN は 841 ms) 中に一様に 0.3 Hz でミューオンが飛来するとして、ポアソン分布から決定した数のミューオン事象を割り振る。この時間のうち $1 - \text{livetime ratio}$ の割合の時間がミューオン事象後の dead time であるとして、dead time 中に割り振られた 2. の事象を veto する。
4. 残った事象間の時間差が 10 s 以内のものがあるかを判定する。この時間差の条件を満たすものが本研究における超新星ニュートリノの選定条件において、実際に「観測された」と判断されるものである。

5. 1. から 4. の操作を繰り返し、超新星ニュートリノの選定条件を満たすクラスターがあった割合を観測確率として求めた。

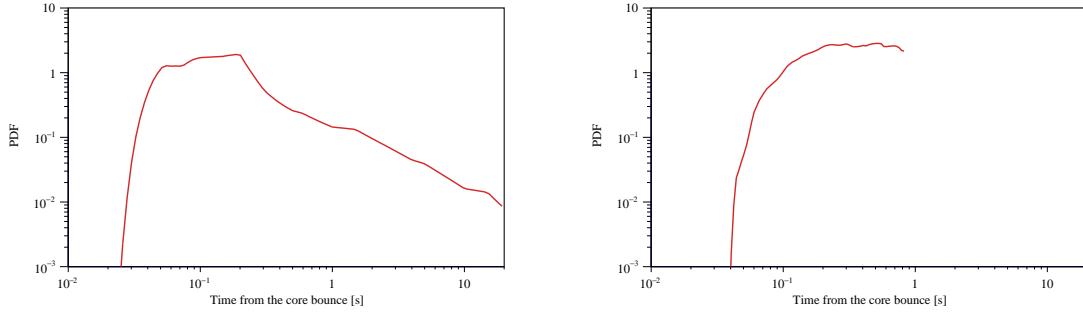


図 8.5 逆ベータ崩壊反応で観測される超新星ニュートリノの時間分布。 $M_{\text{init}} = 20 M_{\odot}$ 、 $Z = 0.02$ 、 $t_{\text{revive}} = 100 \text{ ms}$ の例を示す。横軸はコア反跳からの時間を表し、確率密度関数として規格化されている。左図が爆発した場合、右図が failed supernova の場合を表す。

図 8.6 に地球からの距離ごとに計算した、期待される超新星ニュートリノ由来の遅延同時計測事象数と観測確率を示す。この計算においては超新星ニュートリノ以外による遅延同時計測事象による寄与は無視している^{*3}。観測確率が 95% 以上となる距離を観測可能距離と定義すると、逆ベータ崩壊反応の遅延同時計測単独での超新星ニュートリノの観測可能距離は以下のようになった。

$$r \leq 40\text{--}58 \text{ kpc} \quad (\text{ccSN}) \quad (8.7)$$

$$r \leq 62\text{--}77 \text{ kpc} \quad (\text{failed ccSN}) \quad (8.8)$$

この結果は超新星ニュートリノのモデル、質量階層構造の不定性を含んでいる。また、天の川銀河内での観測確率は 99% 以上であることが分かった。観測可能距離が ccSN、failed ccSN のそれぞれで最小、最大となったモデルのパラメータの組み合わせを表 8.1 に示す。

表 8.1 観測可能距離が最小、最大となったパラメータの組み合わせ

	最小 (ccSN)	最大 (ccSN)	最小 (failed ccSN)	最大 (failed ccSN)
M_{init}	$20 M_{\odot}$	$30 M_{\odot}$	$30 M_{\odot}$	$30 M_{\odot}$
Z	0.02	0.02	0.004	0.004
t_{revive}	100 ms	300 ms	—	—
質量階層構造	NO	NO	IO	NO

^{*3} 遅延同時計測事象の頻度を 1 event/day と仮定すると、 N_{KL} と同じ時間スケール 20 s における期待値は $\mathcal{O}(10^{-4})$ 程度である。

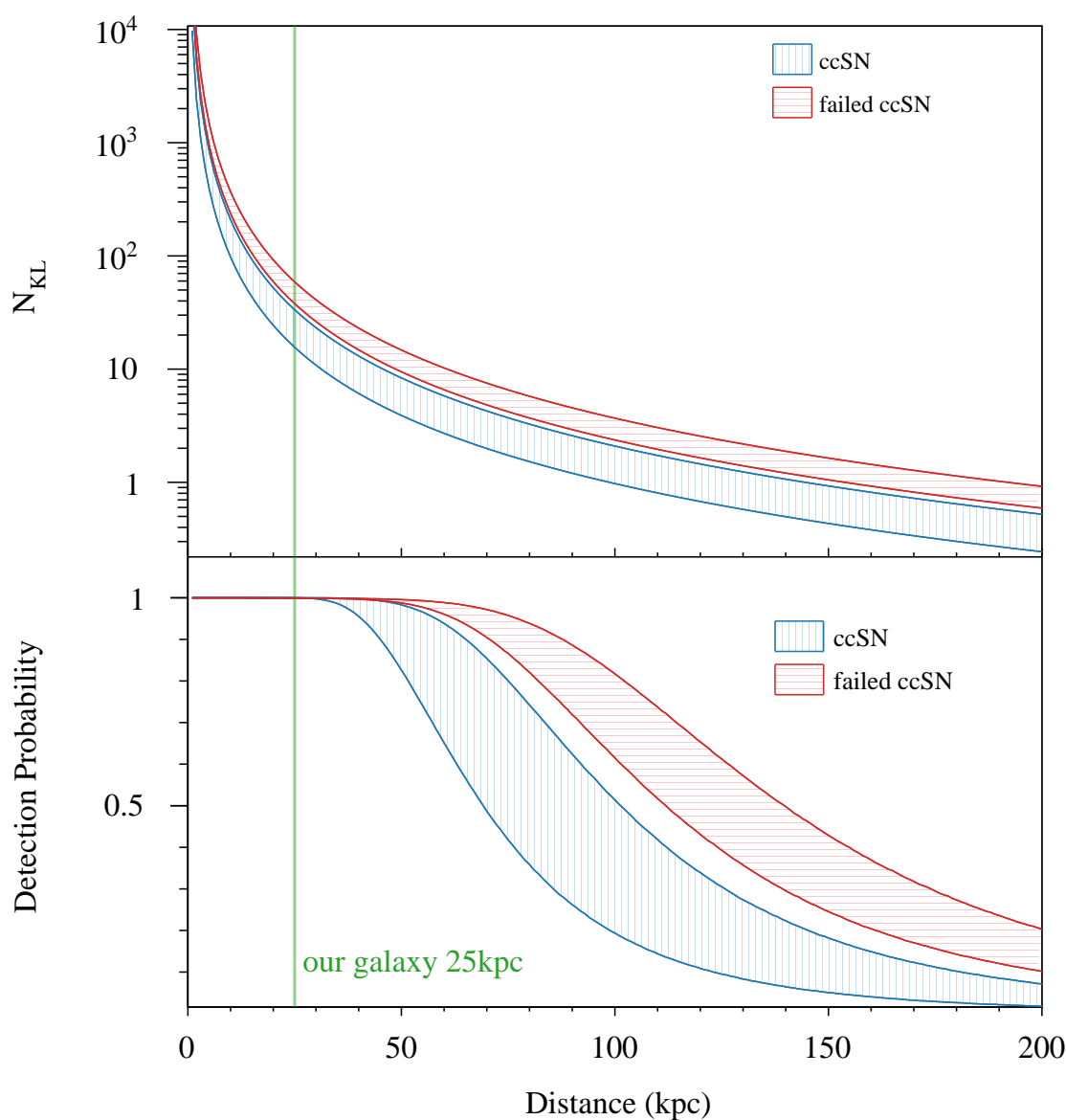


図 8.6 期待される超新星ニュートリノ由来の逆ベータ崩壊反事象数（上図）と観測確率（下図）。青の領域は ccSN のモデルと質量階層構造の不定性によりとりうる範囲を表し、赤の領域は failed ccSN の質量階層構造の違いによりとりうる範囲を表す。また、緑の縦線は天の川銀河の典型的なスケールである 25 kpc を表す。

超新星爆発頻度への制限

KamLAND で観測されたクラスター事象を全て超新星ニュートリノ由来であると仮定していることと、銀河系内で起こった超新星爆発についてはそこから放出されるニュートリノを 99% 以上の確率で観測可能であることを考慮すると、観測されたクラスター頻度の 90% 信頼度の上限值 $R_{\text{cluster}} < 0.15 \text{ yr}^{-1}$ は銀河系内での超新星爆発頻度 $R_{\text{SN}}^{\text{gal}}$ の上限値として読み替えられる。よっ

て以下を得る。

$$R_{\text{SN}}^{\text{gal}} < 0.15 \text{ yr}^{-1} \quad (8.9)$$

ここで、大マゼラン星雲と小マゼラン星雲における超新星爆発の頻度は銀河系内での超新星爆発頻度に比べて十分小さいとして、その影響を無視している [85]。

8.3 ν - ^{12}C NC 反応を用いた超新星ニュートリノ事象探索

超新星爆発からは逆ベータ崩壊反応を用いて観測可能な $\bar{\nu}_e$ だけではなく全フレーバーのニュートリノが放出される。これらは ν - ^{12}C NC 反応を用いて観測可能であるため、二つの反応を統合することで KamLAND の超新星ニュートリノに対する観測可能距離を向上させることができる。この節では二つの反応を統合した解析の準備研究として、 ν - ^{12}C NC 反応単独での超新星ニュートリノ事象探索及び観測可能距離の見積りを行う。

8.3.1 探索結果

7 章で見積もった ν - ^{12}C NC 反応の選定条件のもとで期待される単発事象数は 6 章の最終的な候補事象数を再現することができていない。そのため、逆ベータ崩壊反応を用いた探索のように期待事象数から $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ を見積もることは不可能である。そこで 8.2.1 の $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ の見積り手順 1. において、観測された ν - ^{12}C NC 反応の事象数をもとに run ごとの期待される事象数を計算した。ここで観測された事象としては時間相関がないと考えられる $dT \geq 1 \text{ day}$ の事象のみを用いた。各期間ごとに観測された $dT \geq 1 \text{ day}$ の単発事象間の時間差分布、及びそこから作成した期待される単発事象間の時間差分布を図 8.7、図 8.8、図 8.9 に示す。

以上で作成した期待される事象間の時間差分布から $dT < 10 \text{ s}$ の領域に相当する $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ を各期間について計算し、以下の値が得られた。

- 純化前： $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 1.66 \times 10^{-5}$
- 純化後： $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.59 \times 10^{-5}$
- Zen 400 後： $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.10 \times 10^{-5}$

観測された単発事象間の時間差が $dT < 1 \text{ day}$ のものも含めて超新星ニュートリノ事象の探索を行ったところ、その結果は図 8.7、図 8.8、図 8.9 に示したものと同じになった。よって観測されたクラスター数が $n_{\text{cluster}} = 0$ 、 ν - ^{12}C NC 反応の解析に用いた全期間における背景事象数が $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 2.35 \times 10^{-5}$ であることから、Feldman-Cousins の方法を用いて n_{cluster} に 90% の上限値を与えると以下ようになった。

$$n_{\text{cluster}} < 2.44 \quad (8.10)$$

この値は背景事象数を $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0$ として上限値を与えた場合と同じであり、単発事象による超新星ニュートリノの背景事象が十分小さいことを表している。この結果から ν - ^{12}C NC 反応の解析データセット livetime = 2107.40 days を用いて、KamLAND で観測された単発事象のクラ

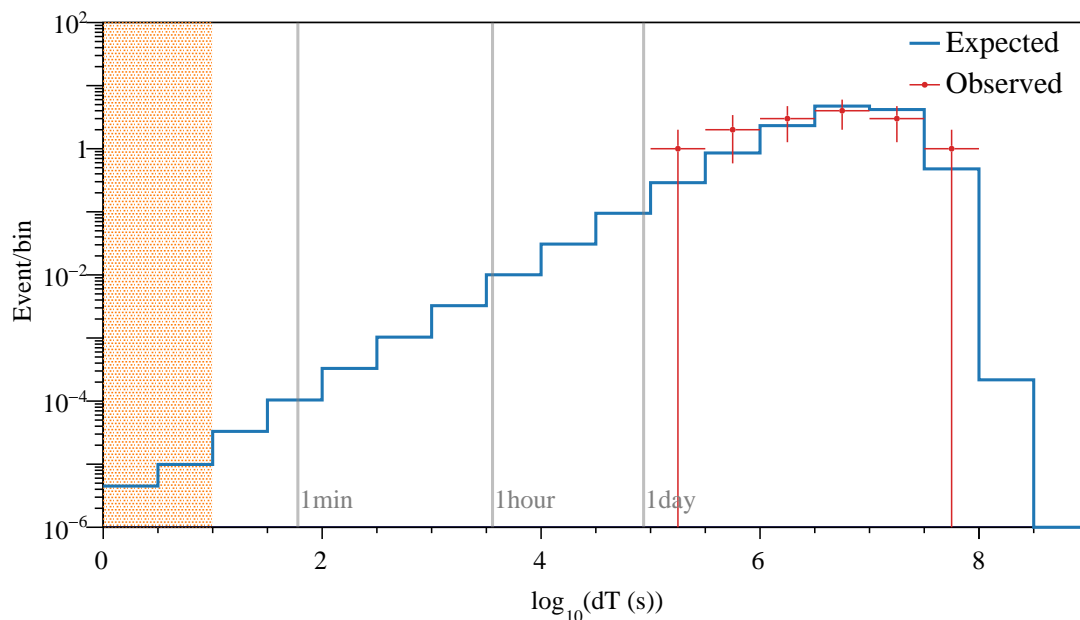


図 8.7 単発事象間の時間差分布（純化前）。オレンジ色の領域が遅延同時計測事象間の時間差が 10s 以内の領域に相当する。赤い点は観測された事象間の時間差を表し、青いヒストグラムは観測された単発事象数から見積もられた事象間の時間差分布を表す。また、灰色の縦線はそれぞれ時間差が 1 分、1 時間、1 日であることを示している。

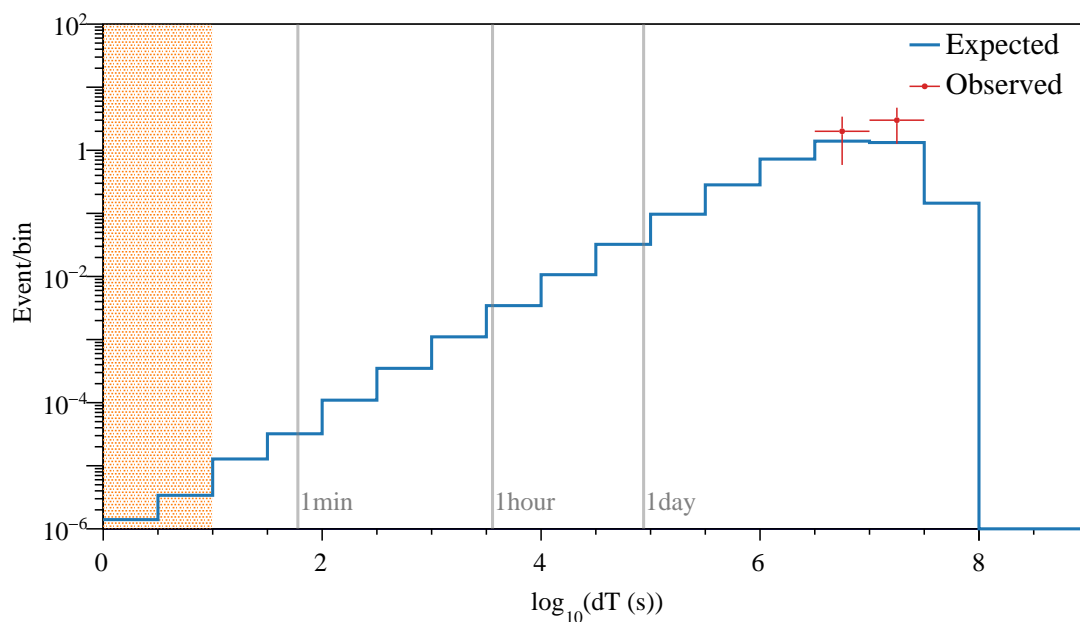


図 8.8 単発事象間の時間差分布（純化後）

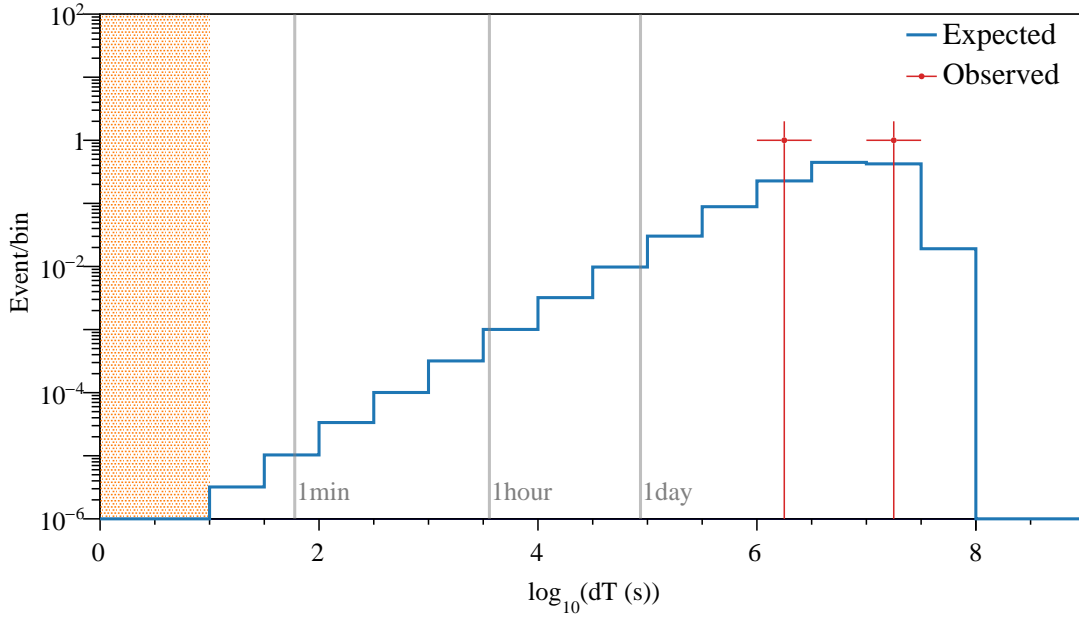


図 8.9 単発事象間の時間差分布 (Zen 400 後)

スター頻度 R_{cluster} が 90% 信頼度の上限値として以下のように得られた。

$$R_{\text{cluster}} < 0.42 \text{ yr}^{-1} \quad (8.11)$$

8.3.2 観測可能距離と超新星爆発頻度への制限

8.2.2 と同様に、観測されたクラスターが全て超新星ニュートリノ由来であるとして観測可能距離についての議論を行う。 ν - ^{12}C NC 反応を用いることでニュートリノの質量階層構造とフレーバーに依存しない超新星ニュートリノの探索が可能となるため、観測可能距離においてもこれらの不定性は無視することができる。一方で期待イベント数が逆ベータ崩壊反応に比べて少ないため、銀河系内超新星爆発の頻度に制限を与えるためには超新星の分布を考慮する必要がある。

超新星ニュートリノによる ν - ^{12}C NC 反応事象数

ν - ^{12}C NC 反応では全フレーバーのニュートリノを観測可能であるため、超新星ニュートリノの振動の影響を受けない。そのため地球に飛来する超新星ニュートリノのフラックスは以下のように表される。

$$F_{\text{Earth}}(r, E, t) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{d^2 N_{e0}}{dE dt} + \frac{d^2 N_{\bar{e}0}}{dE dt} + 4 \frac{d^2 N_{x0}}{dE dt} \right) \quad (8.12)$$

ここで r は地球からの距離で $d^2 N_{e0}/dE dt$ 、 $d^2 N_{\bar{e}0}/dE dt$ 、 $d^2 N_{x0}/dE dt$ はそれぞれ超新星爆発で放出された ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ 、 ν_x の単位エネルギー、時間あたりの数である。このフラックスを 8.2.2 と同

様の時間、エネルギー範囲で積分することで以下の式から KamLAND で観測される超新星ニュートリノによる ν - ^{12}C NC 反件事象数が得られる。

$$N_{\text{KL}}(r) = N_{\text{target}} \epsilon_{\text{eff}} \int dt dE F_{\text{Earth}}(r, E, t) \sigma_{\text{NC}}(E) \quad (8.13)$$

N_{target} は標的 ^{12}C 数で、検出器中心からの半径 550 cm での値 $N_{\text{target}} = 2.33 \times 10^{31}$ を用いている。 ϵ_{eff} は 6.8 節で述べた単発事象の検出効率を各解析期間の livetime の長さで荷重平均を取ったものである。また、 σ_{NC} は ν - ^{12}C NC 反応の断面積で、本研究ではその不定性を 10% として用いている。

超新星ニュートリノの観測可能距離

地球からの各距離ごとに、上で求めた N_{KL} 及び N_{KL} から計算した観測確率を図 8.10 に青、赤の斜線領域で示す。観測確率が 95% 以上となる距離を観測可能距離と定義すると、 ν - ^{12}C NC 反応を用いた場合の超新星ニュートリノの観測可能距離は以下ようになった。

$$r \leq 7-10 \text{ kpc} \quad (\text{ccSN}) \quad (8.14)$$

$$r \leq 10-11 \text{ kpc} \quad (\text{failed ccSN}) \quad (8.15)$$

観測可能距離が最小、最大となるパラメータの組み合わせは逆ベータ崩壊反応を用いた場合と同じであった。Failed ccSN についておよそ 20 kpc 以内で ccSN よりも観測確率が低くなっているのは、failed ccSN からのニュートリノ放出時間が 841 ms であるのに対しミューオン事象後の不感時間が数 100 ms と無視できない時間幅になっており検出効率が低下するためである。

超新星爆発頻度への制限

観測可能距離の見積り結果から、NC 反応単独では天の川銀河全域からの超新星ニュートリノを 99% 以上観測可能であるとは言えない。したがって観測されたクラスターの頻度 R_{cluster} をそのまま銀河系内の超新星爆発頻度 $R_{\text{SN}}^{\text{gal}}$ へと変換することができない。よってここでは銀河系内の超新星分布と KamLAND の観測可能距離を考慮したうえで、銀河系内全域の超新星ニュートリノに対する観測確率を見積もる。

本研究では超新星の分布として [86] のものを用いた。銀河中心からの半径を r とすると、超新星の半径分布 $\sigma_{\text{cc}}(r)$ は以下のように表される。

$$\sigma_{\text{cc}}(r) \propto r^{\xi} \exp\left(-\frac{r}{u}\right) \quad (8.16)$$

ここでパラメータ ξ 、 u の値はそれぞれ $\xi = 4$ 、 $u = 1.25 \text{ kpc}$ であり、中性子星の分布を反映している。超新星の垂直分布 $\mathcal{R}_{\text{cc}}(z)$ については、銀河面からの高さを z として以下のようなガウス関数の足しあわせで表される。

$$\mathcal{R}_{\text{cc}}(z) \propto 0.79 \exp\left[-\left(\frac{z}{212 \text{ pc}}\right)^2\right] + 0.21 \exp\left[-\left(\frac{z}{636 \text{ pc}}\right)^2\right] \quad (8.17)$$

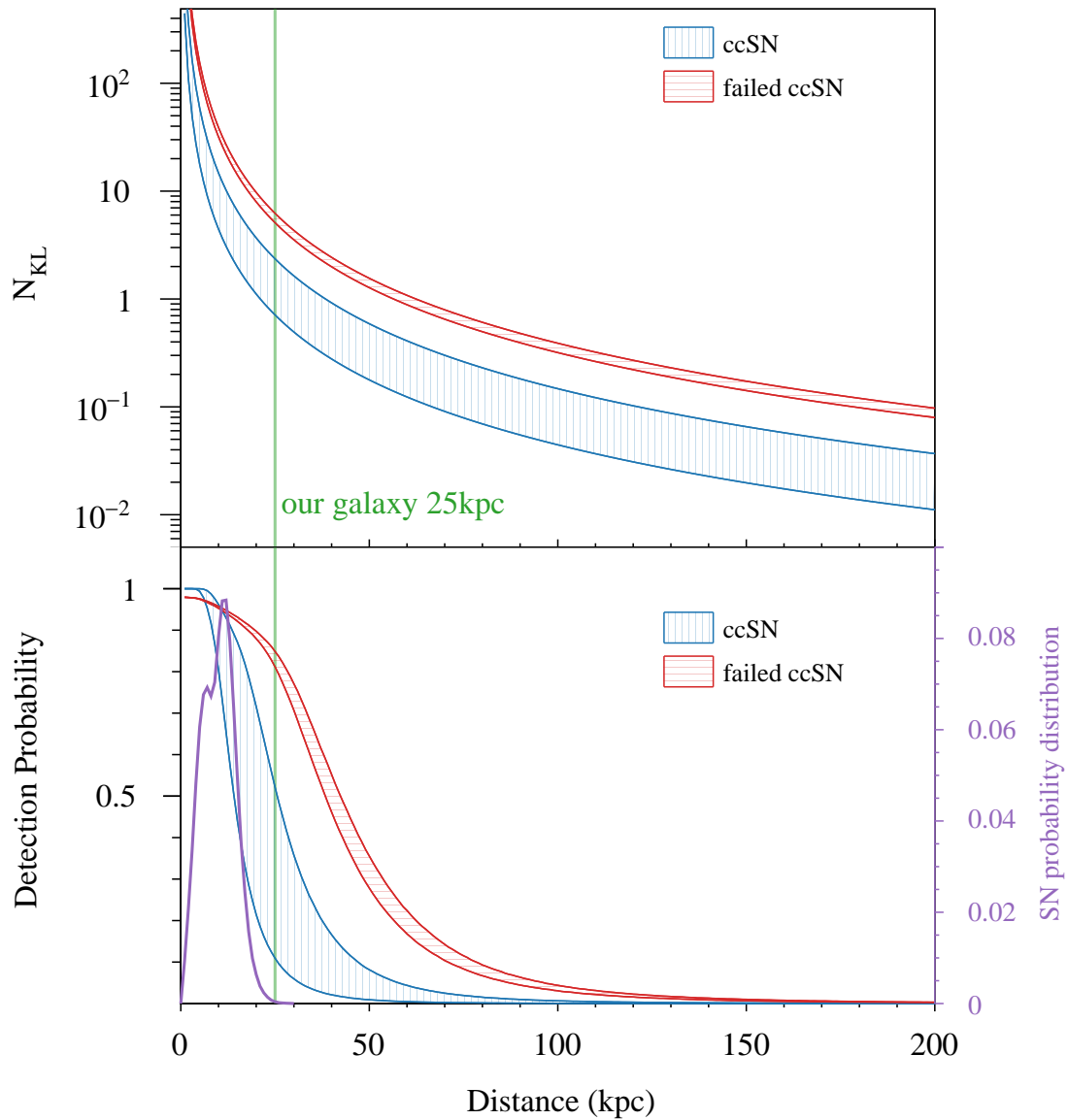


図 8.10 期待される超新星ニュートリノ由来の ν - ^{12}C NC 反応事象数 (上図) と観測確率 (下図)。青の領域は ccSN のモデルと NC 反応の断面積の不定性によってとりうる範囲を表し、赤の領域は failed ccSN について NC 反応の断面積の不定性の範囲を表す。下図で紫で示したのは超新星分布の確率密度関数で、1 に規格化されている。

銀河系内の超新星の三次元分布 n_{cc} は式 (8.16)、(8.17) を用いて

$$n_{\text{cc}}(r, z) \propto \sigma_{\text{cc}}(r) \mathcal{R}_{\text{cc}}(z) \quad (8.18)$$

と表される。銀河中心からの距離 r から太陽からの距離 d への変換には以下の式を用いた。

$$\begin{aligned} d(r, z, \theta) &= [(x - x_{\odot})^2 + (y - y_{\odot})^2 + (z - z_{\odot})^2]^{1/2} \\ &= [r^2 + z^2 + d_{\odot}^2 - 2rd_{\odot} \cos \theta]^{1/2} \end{aligned} \quad (8.19)$$

ここで、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ である。また、太陽の座標 $d_{\odot} = \sqrt{x_{\odot}^2 + y_{\odot}^2 + z_{\odot}^2}$ の値としては 8.5 kpc を用いた。太陽と地球の距離は天の川銀河のスケールに比べて十分に小さいとして、図 8.10 に規格化した銀河系内の超新星分布を重ね書きして示す。

地球からの各距離において超新星の分布関数に観測確率をかけあわせ、距離について積分することで、銀河系内全域での超新星分布を考慮した観測確率を計算した。不定性の範囲内で最小、最大の観測確率は以下ようになった。

- 最小 (ccSN) : 0.747
- 最大 (ccSN) : 0.941
- 最小 (failed ccSN) : 0.948
- 最大 (failed ccSN) : 0.954

観測から得られたクラスター頻度の上限値 $R_{\text{cluster}} < 0.42 \text{ yr}^{-1}$ を上で求めた観測確率で割ることで、 ν - ^{12}C NC 反応を用いた探索から得られた銀河系内超新星爆発頻度の 90% 信頼度の上限値が次のように得られた。

$$R_{\text{SN}}^{\text{gal}} < 0.45 - 0.56 \text{ yr}^{-1} \quad (\text{ccSN}) \quad (8.20)$$

$$R_{\text{SN}}^{\text{gal}} < 0.44 \text{ yr}^{-1} \quad (\text{failed ccSN}) \quad (8.21)$$

8.4 二つの反応を統合した超新星ニュートリノ事象探索

この節では逆ベータ崩壊反応、 ν - ^{12}C NC 反応の二つを統合した超新星ニュートリノ事象の探索結果について述べる。二つの反応を統合することで前節でも述べたように観測可能距離が伸びることが期待される。また、単独の反応では見つけれなかった観測事象のクラスターを発見できる可能性もある。

8.4.1 探索結果

8.3.1 で述べたように Feldman-Cousins の方法を用いて n_{cluster} に上限値を与える場合、 ν - ^{12}C NC 反応による $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$ は十分小さく 0 とみなせる。このことから逆ベータ崩壊反応と NC 反応を統合した探索において、期待される事象間の時間差分布を簡単のため逆ベータ崩壊反応のみから作成しても結果に影響はない。よって逆ベータ崩壊反応の解析データセットのうち ν - ^{12}C NC 反応の解析期間と重複する期間の期待事象数を用いて、超新星ニュートリノ探索の背景事象数を見積もったところ以下ようになった。

$$n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.24_{-0.04}^{+0.02} \quad (8.22)$$

二つの反応を用いた場合の KamLAND で観測された事象間の時間差分布と、期待される遅延同時計測事象数のみから見積もられた時間差分布を図 8.11 に示す。二つの反応を用いた探索においても事象間の時間差が $dT < 10 \text{ s}$ となるクラスターは観測されなかった。

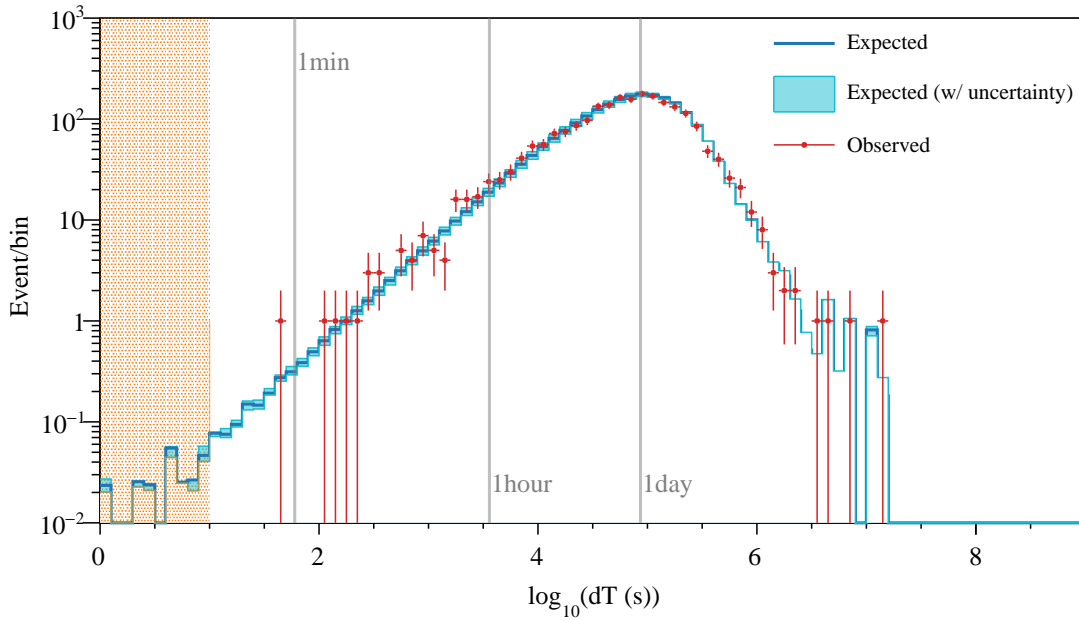


図 8.11 遅延同時計測事象、単発事象間の時間差分布。期待される時間差のヒストグラムは遅延同時計測事象のみから見積もられている。

以上より $n_{\text{cluster}} = 0$ 、 $n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}} = 0.24$ として Feldman-Cousins の方法から、KamLAND で観測されたクラスター数の 90% 信頼度の上限値は以下のように与えられる。

$$n_{\text{cluster}} < 2.2 \quad (8.23)$$

この上限値と統合解析期間の livetime である 2107.40 日から、二つの反応によって観測された事象のクラスター頻度の 90% 信頼度の上限値が以下のように得られた。

$$R_{\text{cluster}} < 0.38 \text{ yr}^{-1} \quad (8.24)$$

8.4.2 観測可能距離と超新星爆発頻度への制限

二つの反応を統合した超新星ニュートリノ観測については、観測事象数 N_{KL} や KamLAND における超新星ニュートリノの時間分布はそれぞれ独立に計算される。しかし各反応を用いた解析の dead time はミューオン事象後に相関を持つため、同じミューオン事象の後にそれぞれの解析の livetime ratio から決まる時間幅を veto することでこの相関を考慮に入れている。

超新星ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応、 ν - ^{12}C NC 反応事象数

KamLAND に飛来する超新星ニュートリノの数に対して各ニュートリノ反応の断面積は非常に小さいため、それぞれの反応は独立に起こると考える。よって、式 (8.4)、(8.6)、(8.12)、(8.13) を用いて KamLAND で観測される事象数をそれぞれ計算した。

超新星ニュートリノの観測可能距離

二つの反応でそれぞれ異なる時間幅のミュオン事象後の *dead time* を考慮した後に、残った全ての事象間の時間差をとることで観測確率を計算した。二つの反応を用いた観測での事象数と超新星ニュートリノの観測確率を距離の関数として図 8.12 に示す。観測確率が 95% 以上となる距離を観測可能距離と定義すると、これらの反応を用いた場合の超新星ニュートリノに対する観測可能距離は以下ようになった。

$$r \leq 41\text{--}59 \text{ kpc} \quad (\text{ccSN}) \quad (8.25)$$

$$r \leq 64\text{--}79 \text{ kpc} \quad (\text{failed ccSN}) \quad (8.26)$$

超新星爆発頻度への制限

上の結果から、逆ベータ崩壊反応単独の観測と同様に天の川銀河内での観測確率は 99% 以上であった。よって観測されたクラスター頻度の 90% 信頼度の上限値 $R_{\text{cluster}} < 0.38 \text{ yr}^{-1}$ は銀河系内での超新星爆発頻度の上限値に変換することが可能であり、その制限は以下ようになる。

$$R_{\text{SN}}^{\text{gal}} < 0.38 \text{ yr}^{-1} \quad (8.27)$$

8.5 超新星ニュートリノ事象探索結果のまとめ

表 8.2 に逆ベータ崩壊反応のみを用いた解析 (IBD)、 $\nu\text{-}^{12}\text{C}$ NC 反応のみを用いた解析 (NC)、二つの反応を統合した解析 (IBD+NC) の結果をまとめる。参考のために、観測可能距離の定義を観測確率が 50% 以上となる距離とした場合についても示した。この結果から、IBD+NC の解析では観測可能距離が長くなったことが確認できる。一方でデータ期間が長い IBD 単独の解析の方が、銀河系内超新星爆発の頻度に対する上限値は厳しくなっている。

3.5 節で述べた超新星ニュートリノ探索の先行研究の結果と比較すると、本研究で得られた観測可能距離は現行の液体シンチレータ検出器の中でも最もよい値となった。KamLAND は銀河系内での超新星爆発についてはほぼ確実に観測可能である上、かつて SN1987A が起こった大マゼラン星雲からの超新星ニュートリノも 84% 以上で観測可能であることが明らかになった。

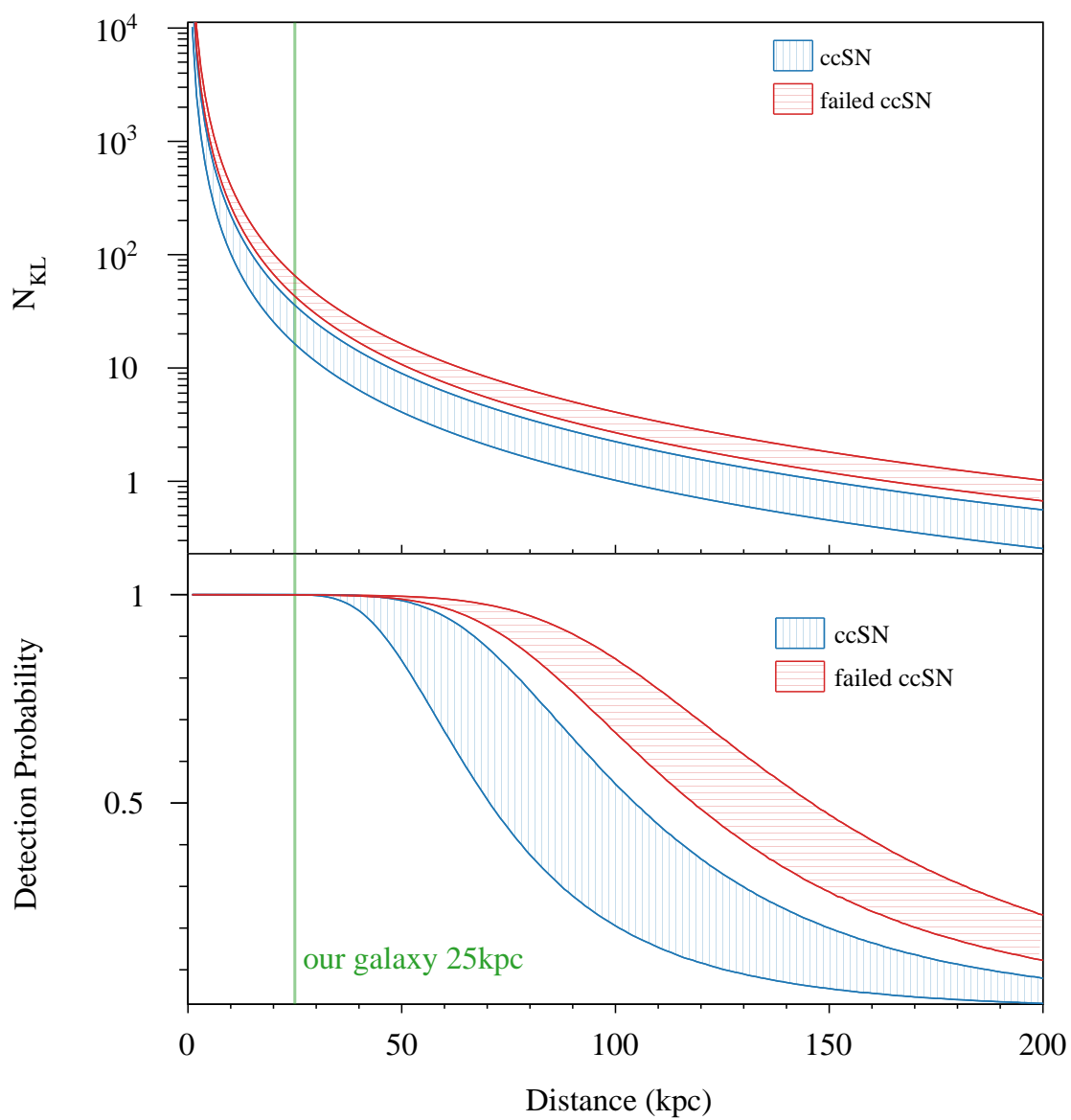


図 8.12 期待される超新星ニュートリノ由来の逆ベータ崩壊反応、 ν - ^{12}C NC 反応事象数（上図）と観測確率（下図）

表 8.2 超新星ニュートリノ事象の探索結果のまとめ

	IBD	NC	IBD+NC
n_{cluster} の上限値	2.1	2.44	2.2
$n_{\text{cluster}}^{\text{accidental}}$	$0.32^{+0.02}_{-0.04}$	2.35×10^{-5}	$0.24^{+0.02}_{-0.04}$
$R_{\text{SN}}^{\text{gal}}$ の上限値	0.15 yr^{-1}	$< 0.45 - 0.56 \text{ yr}^{-1}$ (ccSN) $< 0.44 \text{ yr}^{-1}$ (failed ccSN)	0.38 yr^{-1}
観測可能距離 (観測確率 95% 以上)	$\leq 40 - 58 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 62 - 77 \text{ kpc}$ (failed ccSN)	$\leq 7 - 10 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 10 - 11 \text{ kpc}$ (failed ccSN)	$\leq 41 - 59 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 64 - 79 \text{ kpc}$ (failed ccSN)
観測可能距離 (観測確率 50% 以上)	$\leq 69 - 101 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 111 - 139 \text{ kpc}$ (failed ccSN)	$\leq 14 - 25 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 38 - 42 \text{ kpc}$ (failed ccSN)	$\leq 70 - 104 \text{ kpc}$ (ccSN) $\leq 118 - 145 \text{ kpc}$ (failed ccSN)

第 9 章

議論

この章では、超新星ニュートリノの探索結果から得られた銀河系内超新星爆発頻度の値と確立した解析手法を用いて議論を展開する。9.1 節では、8 章で得られた爆発頻度を用いて銀河系内の星形成率に制限を与える。また、9.2 節では本研究で確立した解析手法を実際の突発天体事象に適用した例について述べる。

9.1 星形成率への制限

前章で得られた銀河系内超新星爆発頻度の上限値を銀河系内星形成率への制限に変換する。星形成率は 1 年あたりに誕生した星の質量を表し、星の死である超新星爆発頻度と密接に関わりがある。堀内 [87] や Botticella [88] によると、超新星爆発の頻度と星形成率は宇宙論的に以下の式で関係付けられる。

$$R_{\text{SN}}(z) = \frac{\int_{m_1^{\text{SN}}}^{m_u^{\text{SN}}} \phi_{\text{IMF}}(m) dm}{\int_{m_l}^{m_u} m \phi_{\text{IMF}}(m) dm} \psi_{\text{SFR}}(z) \equiv k_{\text{SN}} \psi_{\text{SFR}}(z) \quad (9.1)$$

ここで $R_{\text{SN}}(z)$ 、 $\psi_{\text{SFR}}(z)$ はそれぞれ超新星爆発頻度と星形成率 (Star Formation Rate, SFR) で、いずれも赤方偏移 z の関数である。また、 $\phi_{\text{IMF}}(m)$ は初期質量関数 (Initial Mass Function, IMF) で、 m は星の質量を表す。 $m_l = 0.1 M_{\odot} \leq m \leq m_u = 100 M_{\odot}$ は初期質量関数のとりうる全ての星の質量の範囲で、 $m_l^{\text{SN}} = 8 M_{\odot} \leq m \leq m_u^{\text{SN}} = 100 M_{\odot}$ は超新星の質量の範囲である。 $R_{\text{SN}}(z)$ と $\psi_{\text{SFR}}(z)$ を関係づける係数 k_{SN} は単位質量当たりの星の数を表し、一般的にその単位は M_{\odot}^{-1} で用いられる。

初期質量関数は恒星の質量分布を表し、本研究で使用している Salpeter 型の初期質量関数 [89] は以下のように与えられる。

$$\phi_{\text{IMF}} = 0.03 \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{\gamma} \quad (9.2)$$

Salpeter によって提唱された当初の初期質量関数では $\gamma = -1.35$ が用いられていたが、近年ではより γ を大きくしたものが用いられている。このような修正を加えた Sapleter 型の初期質量関数として堀内 [87] と Madau、Dickinson [90] によるものを用いた。堀内の初期質量関数では星

の質量が $0.1 M_{\odot} \leq m \leq 0.5 M_{\odot}$ では $\gamma = -1.5$ が、 $0.5 M_{\odot} \leq m \leq 100 M_{\odot}$ では $\gamma = -2.35$ が用いられている。また、Madau と Dickinson の初期質量関数では星の質量範囲全てにおいて $\gamma = -2.35$ が用いられている。図 9.1 に Salpeter 型及びそれに修正を施した初期質量関数を示す。

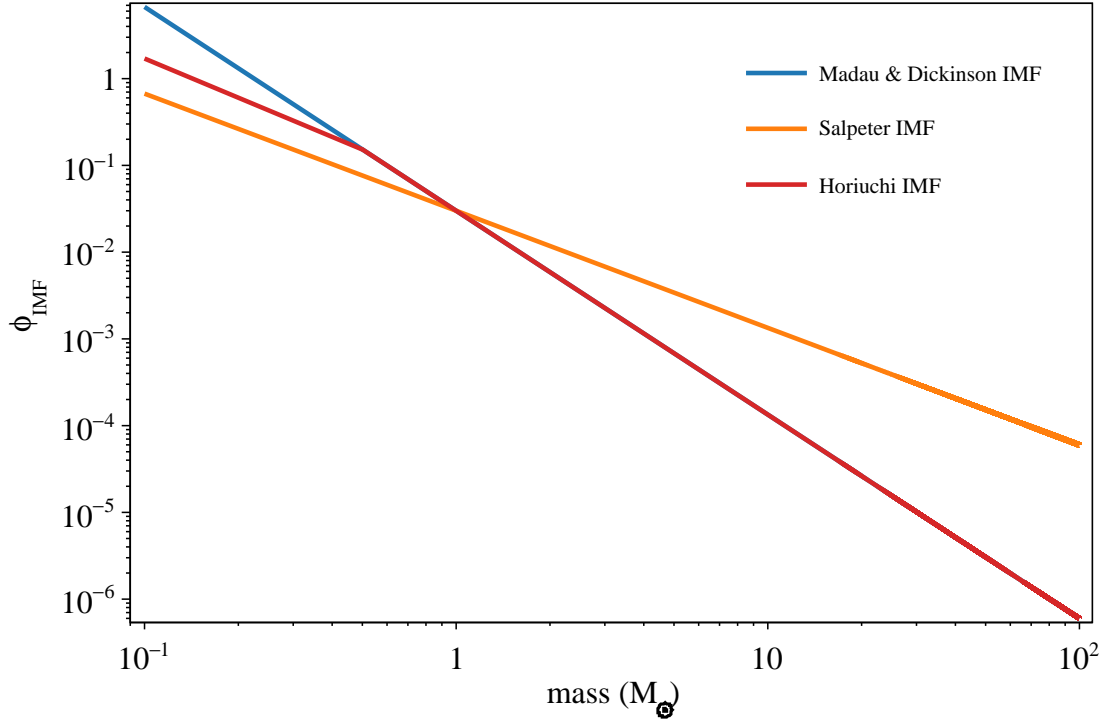


図 9.1 Salpeter 型の初期質量関数。オレンジの線は Salpeter [89] による初期質量関数 ($\gamma = -1.35$)、赤の線は堀内 [87] による初期質量関数 ($\gamma = -1.5, -2.35$)、青の線は Madau と Dickinson [90] による初期質量関数 ($\gamma = -2.35$) を表す。

堀内と Madau、Dickinson の初期質量関数を用いて k_{SN} を計算すると、それぞれ 0.0068、0.0088 となる。そのため本研究では初期質量関数の不定性を考慮して k_{SN} の範囲を $0.0068 \leq k_{\text{SN}} [M_{\odot}^{-1}] \leq 0.0088$ とした。式 (9.1) を銀河系内について適用した式

$$R_{\text{SN}}^{\text{gal}} = k_{\text{SN}} \psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} \quad (9.3)$$

に対して、本研究で得られた銀河系内超新星爆発の頻度の 90% 信頼度の上限値 $R_{\text{SN}}^{\text{gal}} = 0.15 \text{ yr}^{-1}$ を代入し^{*1}、 $\psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}}$ が k_{SN} の範囲内となる値を求める。この計算から銀河系内星形成率が 90% 信頼度の上限値として以下のように得られた。

$$\psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} < (17.5-22.7) M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \quad (9.4)$$

^{*1} 爆発頻度に対する制限が最も厳しい逆ベータ崩壊反応単独の解析結果を用いた。

図 9.2 に本研究及び天体観測からの星形成率への制限を示す。図 9.2 に示した天体観測から与えられる星形成率は以下のとおりである。

- Murray & Rahman (2009) [91] : $0.9 < \psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} [M_{\odot}\text{yr}^{-1}] < 2.2$
 ウィルキンソン・マイクロ波異方性探査機 (WMAP) によって観測された、自由-自由放射で放出される光子のフラックスから銀河系内星形成率に制限を与えたもの。この放射の大部分は、イオンのガスが銀河中心からおよそ 13 kpc に渡って広がる extended low density と呼ばれる領域からくることが知られている [92]。
- Robitaille & Whitney (2010) [93] : $0.68 < \psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} [M_{\odot}\text{yr}^{-1}] < 1.45$
 スピッツァー宇宙望遠鏡による young stellar object (YSO)^{*2}からの赤外線観測によって銀河系内星形成率に制限を与えたもの。
- Chomiuk & Povich (2011) [94] : $\psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} = 1.9 \pm 0.4 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$
 過去の銀河系内星形成率に対する予測を、全て同じ初期質量関数を用いて規格化することで得られたもの。
- Davies, et al (2011) [95] : $1.5 < \psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} [M_{\odot}\text{yr}^{-1}] < 2.0$
 銀河系内での星への質量膠着やガスの分布を考慮したシミュレーションを作成し、その結果を Red MSX Source (RMS) の観測結果と比較することで星形成率に制限を与えたもの。RMS は Midcourse Space Experiment によって観測されたデータのうち長波長のスペクトルが強いものを示し、これは YSO の進化段階を表す。
- Licquia & Newman (2015) [96] : $\psi_{\text{SFR}}^{\text{gal}} = 1.65 \pm 0.19 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$
 Hierarchical Bayesian method と呼ばれる統計的手法を用いて過去の銀河系内星形成率の見積りを統合したもの。

本研究で与えた銀河系内星形成率への制限は、すでに天体観測から得られている星形成率に対し一桁ほど大きいものとなった。しかし、本研究はニュートリノ観測の結果から星形成率に制限を与えた世界で初めての例であるという大きな意味を持つ。ニュートリノは光学的な観測が不可能であるため、ニュートリノ観測による星形成率への制限は天体観測では見逃している超新星爆発の寄与を示唆できる。そしてこの制限は観測期間が伸びると統計量が増えてさらに厳しくなる。さらに過去の KamiokaNDE 実験などと観測結果を統合することで、ニュートリノを用いて実際に観測された超新星 SN1987A の星形成率への寄与を考慮することができ、より強い意味を持つ制限を星形成率に与えることができると考えられる。

^{*2} 若い星状天体と訳されることもある。

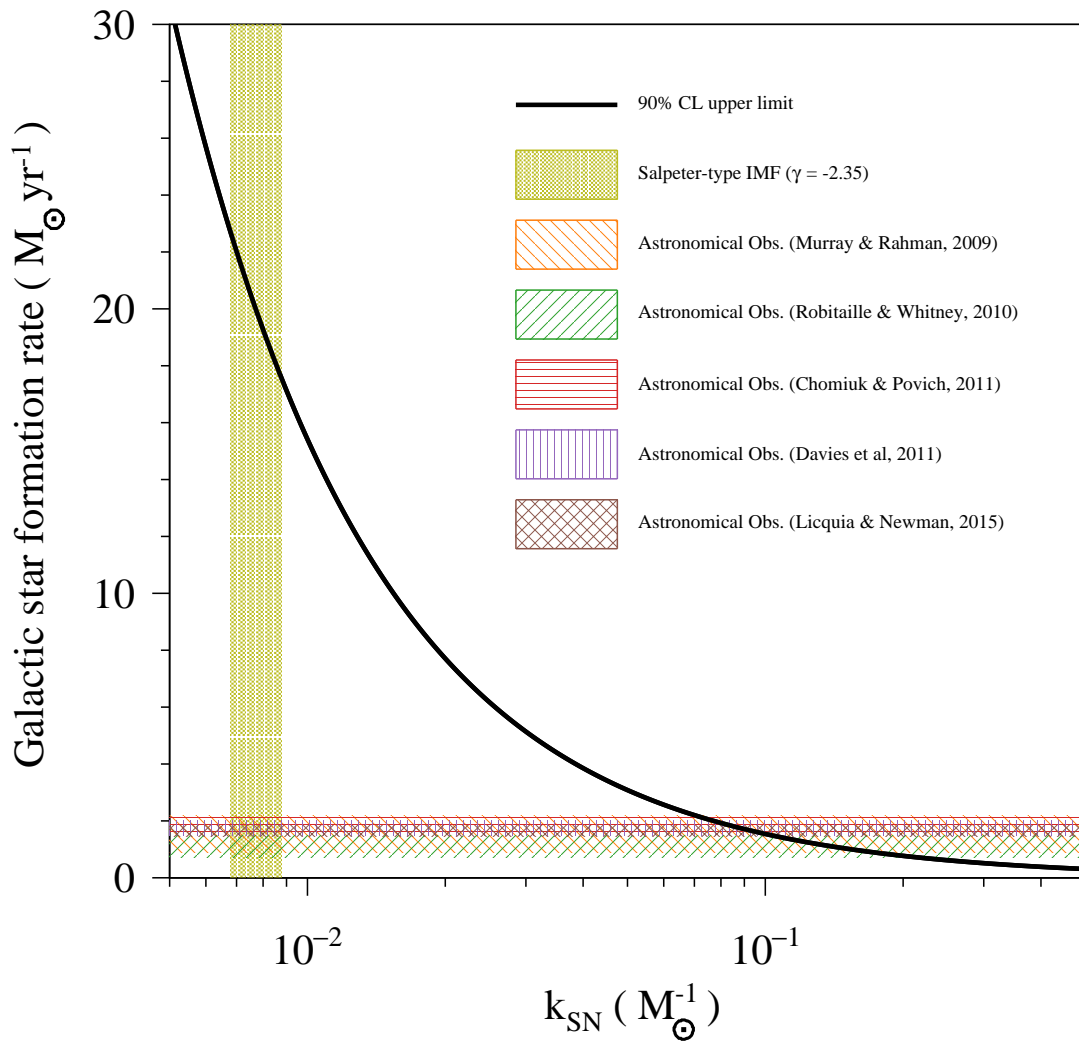


図 9.2 本研究及び天体観測からの星形成率への制限。黒の線は 90% 信頼度の上限值を表し、この線より下の領域が好まれる。Salpeter 型の初期質量関数から得られた k_{SN} の範囲は黄色い縦の領域で示されている。また、星形成率が $1-2 M_{\odot}$ 周辺に存在する複数の色が塗られた領域は、天体観測から与えられた星形成率の範囲を表す。

9.2 突発天体事象に対する解析手法の適用

この節では本研究で確立した ν - ^{12}C NC 反応の解析手法の応用例として、突発天体事象との相関解析を行う。解析の対象となるのはブレーザー TXS 0506+056 である。

IceCube では 2017 年 9 月 22 日 20 時 54 分 30 秒 (UTC) に、このブレーザーからであると考えられる $E_\nu \sim 290$ TeV の高エネルギーニュートリノ IceCube-170922A が観測されている [97]。この IceCube での事象と時間相関のある事象が KamLAND で観測されているか探索を行う。探索に用いた反応は逆ベータ崩壊反応と ν - ^{12}C NC 反応の二つである。これらの反応で観測可能な最も低いニュートリノのエネルギーは、逆ベータ崩壊反応の閾値に相当する $E_\nu = 1.8$ MeV である。このエネルギーは IceCube で観測されたニュートリノのエネルギーよりも 8 桁ほど小さいことから、光速に比べて地球への到来時間に遅れが生じる。[98] より、赤方偏移 z から到来する質量 m_ν 、エネルギー E_ν のニュートリノの飛行時間の遅れ t_f は以下の式で記述できる。

$$t_f = \frac{1}{2H_0} \frac{m_\nu^2}{E_\nu^2} \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^2 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z')^3}} \quad (9.5)$$

ここで $H_0 = 67.4$ km/s/Mpc はハッブル定数、 $\Omega_M = 0.315$ は物質の密度パラメータ、 $\Omega_\Lambda = 0.685$ は暗黒物質の密度パラメータである。ニュートリノの質量としては、[99, 100] より最も重い質量固有状態の 90% 信頼度の上限値 $m_\nu = 0.087$ eV を用いた。ブレーザーの赤方偏移として $z = 0.3365$ を用いると、 $E_\nu = 1.8$ MeV のニュートリノの光速からの遅れは $t_f \simeq 127$ s であった。よってこの時間の遅れが無視できるほど十分広い時間幅として、ニュートリノ事象の探索範囲は IceCube-170922A の時刻から ± 10000 s に設定した。

図 9.3 に IceCube-170922A の時刻周辺でのニュートリノ事象の探索結果を示す。探索対象の時間幅にはニュートリノ事象が観測されなかったことがわかる。最も IceCube-170922A の時刻の近くで観測された事象は、2017 年 9 月 21 日 15 時 41 分 49 秒 (UTC) に観測された NC 事象であった。

この観測結果からニュートリノの fluence に上限値を与える。まず、探索対象の時間幅の中で、観測された逆ベータ崩壊事象と ν - ^{12}C NC 反応はいずれも 0 であった。次に今探索している期間は Zen 400 後に相当するため、この期間中に期待される逆ベータ崩壊反応、NC 反応の事象数から探索範囲の 20000 s 間に期待される事象数を見積もり、背景事象数として用いる。7 章で見積もった遅延同時計測事象数のうち、Zen 400 期間の値はおよそ 78.8 事象であった。逆ベータ崩壊反応の Zen 400 後における livetime $\simeq 409.16$ days を用いると、探索対象の時間幅における背景事象数 $N_{\text{BG}}^{\text{IBD}}$ は以下のように求められる。

$$N_{\text{BG}}^{\text{IBD}} = \frac{78.8}{409.16 \times 86400} \times 2 \times 10^4 \simeq 4.46 \times 10^{-2} \quad (9.6)$$

ν - ^{12}C NC 反応については 8.3.1 で述べたように見積もった期待事象数が観測事象数を再現しないため、Zen 400 後の期間中に観測された 3 事象をもとに本解析の背景事象数 $N_{\text{BG}}^{\text{NC}}$ を見積もる。

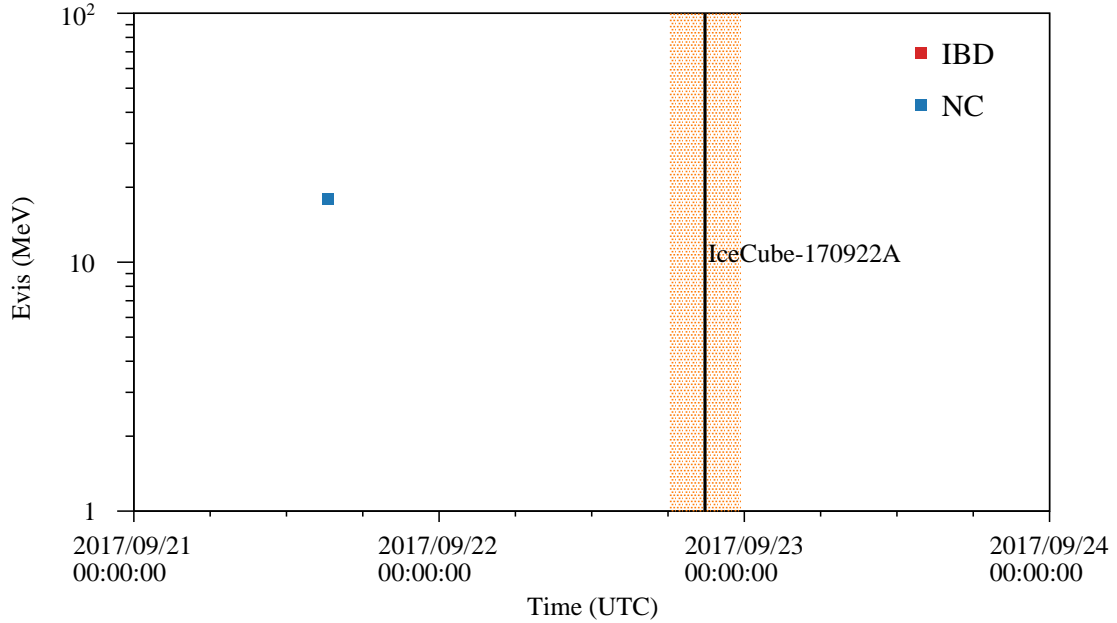


図 9.3 KamLAND のニュートリノ事象の IceCube-170922A との時間相関。黒の縦線で示したのが IceCube-170922A の時刻、オレンジの領域が探索対象の時間幅である ± 10000 s である。赤の四角が逆ベータ崩壊反応の候補事象、青の四角が ν - ^{12}C NC 反応の候補事象を表す。

NC 反応の解析期間の livetime が 317.11 日であることから、 $N_{\text{BG}}^{\text{NC}}$ の以下のように求められる。

$$N_{\text{BG}}^{\text{NC}} = \frac{3}{317.11 \times 86400} \times 2 \times 10^4 \simeq 2.19 \times 10^{-3} \quad (9.7)$$

よって Feldman-Cousins の方法により探索時間幅中で観測された逆ベータ崩壊反応、NC 反応の事象数に 90% 信頼度の上限值を与えると以下ようになる。

$$N_{90}^{\text{IBD}} = 2.40 \quad (9.8)$$

$$N_{90}^{\text{NC}} = 2.44 \quad (9.9)$$

以上の結果を用いると、探索対象の時間幅中に地球に到来したニュートリノの fluence に以下の式から 90% 信頼度の上限值を与えることができる [101]。

$$\Psi_{90}^i(E_\nu) = \frac{N_{90}^i}{N_{\text{target}}^i \eta_{\text{livetime}}^i \int_{E_l}^{E_h} \sigma^i(E'_\nu) \delta(E_\nu - E'_\nu) \epsilon^i(E'_\nu) dE'_\nu} \quad (9.10)$$

ここで i は IBD、NC を表す。 E_h と E_l は探索するニュートリノのエネルギー範囲の上限と下限を表し、 $E_h = 100$ MeV、 $E_l = 1.8$ MeV とした。逆ベータ崩壊反応を用いた解析結果から $\bar{\nu}_e$ の fluence に対する上限値が、 ν - ^{12}C NC 反応を用いた解析結果から全フレーバーの平均の fluence に対する上限値が得られた。解析結果から得られた fluence の上限値を図 9.4 に示す。

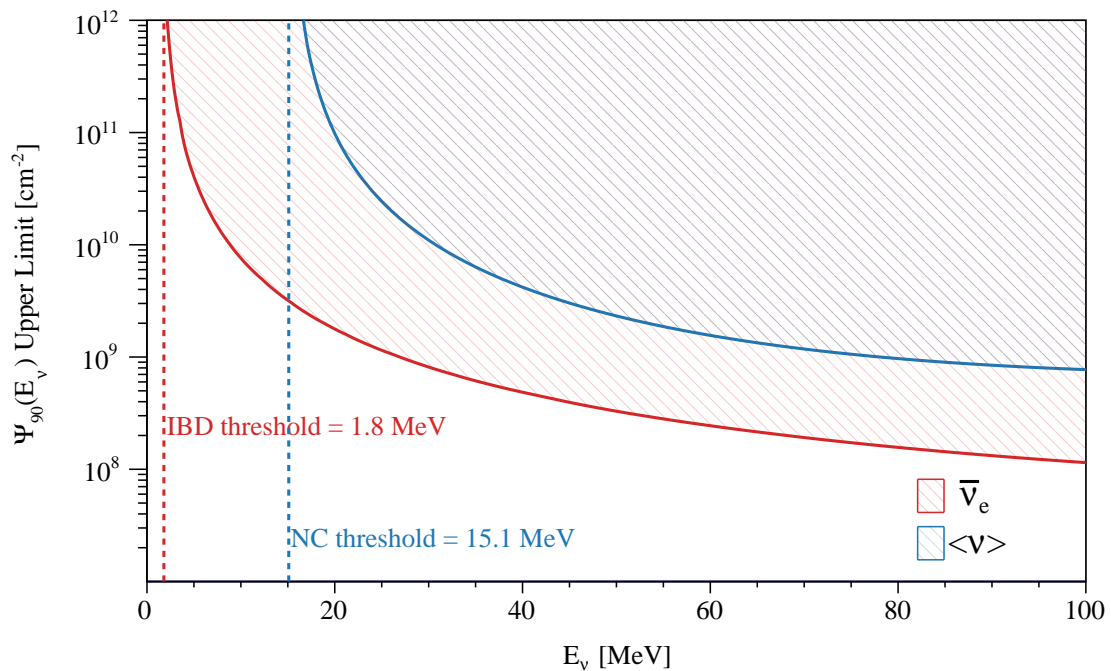


図 9.4 IceCube-170922A との相関解析から得られた fluence の上限値。赤で示した領域は逆ベータ崩壊反応を用いた解析から得られた $\bar{\nu}_e$ の fluence の上限値を表し、青で示した領域は ν - ^{12}C NC 反応を用いた解析から得られた全フレーバーのニュートリノを平均した fluence の上限値を表す。垂直に引かれた赤の点線、青の点線はそれぞれ逆ベータ崩壊反応、NC 反応の閾値に対応するニュートリノのエネルギーを表す。

第 10 章

結論

超新星ニュートリノはその高い透過性から超新星内部の情報を外へ持ち出すことができる。SN1987A からの超新星ニュートリノの観測によって超新星爆発の典型的な描像が理論と一致することが確かめられたが、詳細な内部構造、爆発の機構は理解されていない部分があり、世界中のニュートリノ検出器で更なる超新星ニュートリノの探索が行われている。

本研究では大型液体シンチレータ検出器 KamLAND を用いて超新星ニュートリノの探索を行った。解析に用いたデータ期間は 2002 年 3 月 9 日から 2020 年 4 月 25 日で、ニュートリノ観測には統計量が多く $\bar{\nu}_e$ に感度がある逆ベータ崩壊反応と全フレーバーのニュートリノに感度がある ν - ^{12}C NC 反応を使用した。この研究は KamLAND において初となる複数のニュートリノ反応を用いたバースト事象の探索となった。逆ベータ崩壊反応の解析における livetime は 5011.51 日であり、2997 事象の候補事象が観測された。また、NC 反応の解析における livetime は 2107.40 日であり、三つに区分した解析期間の合計で 24 事象の候補事象が観測された。

観測された事象間の時間差が 10 s 以内であるという超新星ニュートリノの選定条件のもとで探索を行った結果、超新星ニュートリノの候補事象となるクラスターは観測されなかった。ここから、livetime の長い逆ベータ崩壊反応の解析結果を用いることで、銀河系内での超新星爆発頻度に 90% 信頼度の上限值として 0.15 yr^{-1} という制限を与えた。この結果は天体観測から見積もられた銀河系内での爆発頻度に比べて一桁ほど大きいですが、他のニュートリノ検出器による先行研究で与えられている制限の中では LVD、Baksan について三番目に厳しい制限となった。また、観測に用いた二つのニュートリノ反応の解析結果を統合した場合、KamLAND における超新星ニュートリノの観測可能距離が ccSN に対して $\leq 41\text{--}59 \text{ kpc}$ 、failed ccSN に対して $\leq 64\text{--}79 \text{ kpc}$ であることが分かった。この結果から、KamLAND は天の川銀河内で起こった超新星爆発からのニュートリノは 99% 以上の確率で検出可能であり、さらに LMC、SMC で起こった超新星爆発からのニュートリノも 84% 以上の確率で検出可能であることが明らかとなった。

観測から得られた銀河系内の超新星爆発頻度を用いて銀河系内の星形成率にも制限を与え、その値は 90% 信頼度の上限值として $< 17.5\text{--}22.7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ となった。天体観測から与えられる銀河系内の星形成率に比べ一桁ほど大きな制限となったが、ニュートリノ観測の結果から星形成率に制限を与えた世界初の例となった。また、本研究では KamLAND において初めて NC 反応を用いてニュートリノ事象の探索を行い、その解析手法を確立した。そこで解析手法の適用例とし

てブレーザー TXS 0506+056 との相関解析も行い、 $\bar{\nu}_e$ 及び全フレーバーを平均したニュートリノの fluence に 90% 信頼度の上限値を与えた。

今後の展望として、まずは NC 反応で観測された事象数を再現しなかった期待事象を見積り直すことが挙げられる。特に大気ニュートリノによる NC 反応や高速中性子と ^{12}C との反応をより詳細に理解する必要がある。NC 反応を用いた超新星ニュートリノ事象の探索期間を広げることも重要である。そのためにはミニバルーンが入っている Zen 400、Zen 800 期間のエネルギースケールの評価、KLG4 のチューニングが必須である。星形成率への制限には現在 KamLAND の観測結果のみが用いられているが、KamLAND 運転開始以前から観測を行なっているニュートリノ検出器の結果を統合することも視野に入れている。これにより単にデータ期間が伸びるだけでなく、唯一観測された SN1987A からの超新星ニュートリノの結果も含むこととなり、天体観測では見ることのできなかつた星形成率に対するニュートリノの寄与を示唆することができると期待される。また、本研究で確立した NC 反応の解析手法を用いて TXS 0506+056 以外の突発天体事象との相関解析したり、宇宙に定常的に存在するニュートリノのフラックスに対してフレーバーに依存しない上限値を与えたりといった研究も将来的に行いたい。

謝辞

本論文は KamLAND の解析データを用いて超新星ニュートリノの探索を行った結果をまとめたものです。研究活動や論文の執筆にあたりたくさんの方々にご指導、ご協力をいただきました。

はじめに、学部4年生の時から指導教員として大変多くの助言をいただいた石徹白晃治先生に深く感謝申し上げます。長時間の研究相談にいつも親身に対応してくださったこと、学会や研究会の発表機会をたくさんいただいたことについても重ねてお礼申し上げます。センター長の井上邦雄先生には、4年生研究発表時に論文が書けると言っていたことが心に残っています。井上先生の鋭いご指摘のおかげで本研究をより良いものにすることができたと思っております。この場を借りてお礼申し上げます。また、自身が修士2年生になるまで研究室に在籍していた小原脩平様には、超新星ニュートリノという非常に興味深い研究テーマを紹介していただきました。本研究の基礎知識や解析手法、プログラムの書き方まで多岐に渡りご指導をいただき、大変お世話になりました。加えて博士課程の先輩方には、逆ベータ崩壊反応を用いた探索、NC 反応を用いた探索、Geant4 によるシミュレーションなど、それぞれの分野で専門的な知識のもとたくさんの助言をいただきました。

その他にもニュートリノセンターの教員の皆様、技術職員の皆様、神岡で研究に関わる皆様のおかげで本研究を行うことができました。最後に、陰ながら支えてくださった家族のおかげで修士課程の研究をこのようにまとめることができました。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 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).
- [2] 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).
- [3] 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).
- [4] M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda et al., “Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande”, *The Astrophysical Journal* **669**, 519–524 (2007), DOI: [10.1086/521547](https://doi.org/10.1086/521547).
- [5] 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).
- [6] N. Y. Agafonova, M. Aglietta, P. Antonioli et al., “IMPLICATION FOR THE CORE-COLLAPSE SUPERNOVA RATE FROM 21 YEARS OF DATA OF THE LARGE VOLUME DETECTOR”, *The Astrophysical Journal* **802**, 47 (2015), DOI: [10.1088/0004-637x/802/1/47](https://doi.org/10.1088/0004-637x/802/1/47).
- [7] N. Agafonova, V. Ashikhmin, E. Dobrynina, R. Enikeev, O. Ryazhskaya, I. Shakyrianova, and V. o. B. o. t. L. C. Yakushev, “Search for Neutrino Radiation from the Collapse of Stellar Cores Using LVD Detector”, *Moscow University Physics Bulletin* **77**, 349–351 (2022), DOI: [10.3103/S0027134922020035](https://doi.org/10.3103/S0027134922020035).
- [8] 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 (2022a), DOI: [10.3847/1538-4357/ac7a3f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7a3f).
- [9] W. Pauli, *Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)* (1930).
- [10] E. Fermi, “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I”, *Zeitschrift für Physik* **88**, 161–177 (1934), DOI: [10.1007/BF01351864](https://doi.org/10.1007/BF01351864).
- [11] F. Reines and C. L. Cowan, “The neutrino”, *Nature* **178**, 446–449 (1956), DOI: [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0).

- [12] 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).
- [13] 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).
- [14] 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).
- [15] 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).
- [16] 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).
- [17] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, “Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy”, *Nuovo Cim. C* **9**, 17–26 (1986) , DOI: [10.1007/BF02508049](https://doi.org/10.1007/BF02508049).
- [18] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **72**, 055502 (2005) , DOI: [10.1103/PhysRevC.72.055502](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.055502).
- [19] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **88**, 025501 (2013) , DOI: [10.1103/PhysRevC.88.025501](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.025501).
- [20] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes”, *The Astrophysical Journal* **621**, L85–L88 (2005) , DOI: [10.1086/428929](https://doi.org/10.1086/428929).
- [21] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka et al., “Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data”, *Physics Letters B* **539**, 179-187 (2002) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)02090-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02090-7).
- [22] K. Abe, C. Bronner, Y. Haga et al., “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”, *Phys. Rev. D* **97**, 072001 (2018) , DOI: [10.1103/PhysRevD.97.072001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.072001).
- [23] Workman, R. L. and Burkert, V. D. and Crede, V. et al.(Particle Data Group), “Review of Particle Physics”, *PTEP* **2022**, 083C01 (2022) , DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [24] K. Abe, J. Adam, H. Aihara et al., “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 061802 (2014) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.061802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.061802).
- [25] K. Abe, N. Akhlaq, R. Akutsu et al., “Improved constraints on neutrino mixing from the T2K experiment with 3.13×10^{21} protons on target”, *Phys. Rev. D* **103**, 112008 (2021) ,

- DOI: [10.1103/PhysRevD.103.112008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112008).
- [26] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. D* **88**, 033001 (2013) , DOI: [10.1103/PhysRevD.88.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.033001).
- [27] P. de Salas, D. Forero, C. Ternes, M. Tórtola, and J. Valle, “Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity”, *Physics Letters B* **782**, 633-640 (2018) , DOI: [10.1016/j.physletb.2018.06.019](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.019).
- [28] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”, *Il Nuovo Cimento (1924-1942)* **14**, 171 (1937) , DOI: [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [29] A. D. Sakharov, “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”, *SOV PHYS USPEKHI* **34**, 392-393 (1991) , DOI: [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497).
- [30] F. T. Avignone, S. R. Elliott, and J. Engel, “Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass”, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 481–516 (2008) , DOI: [10.1103/RevModPhys.80.481](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.481).
- [31] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen”, (2022b) , DOI: [10.48550/arXiv.2203.02139](https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.02139).
- [32] K. S. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba et al., “Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A”, *Phys. Rev. D* **38**, 448–458 (1988) , DOI: [10.1103/PhysRevD.38.448](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.38.448).
- [33] 山田章一, “超新星”, 日本評論社 (2016) .
- [34] 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 (2010) .
- [35] 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).
- [36] S. Abe, S. Asami, A. Gando et al., “Limits on Astrophysical Antineutrinos with the KamLAND Experiment”, *The Astrophysical Journal* **925**, 14 (2022c) , DOI: [10.3847/1538-4357/ac32c1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac32c1).
- [37] 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).
- [38] Y. Novoseltsev, M. Boliev, I. Dzaparova et al., “Supernova neutrino burst monitor at the Baksan Underground Scintillation Telescope”, *Astroparticle Physics* **117**, 102404 (2020) , DOI: [10.1016/j.astropartphys.2019.102404](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.102404).
- [39] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “LOW-MULTIPLICITY BURST SEARCH AT THE SUDBURY NEUTRINO OBSERVATORY”, *The Astrophysical Journal* **728**, 83 (2011) , DOI: [10.1088/0004-637X/728/2/83](https://doi.org/10.1088/0004-637X/728/2/83).

- [40] A. A. Aguilar-Arevalo, C. E. Anderson, A. O. Bazarko et al., “Search for core-collapse supernovae using the MiniBooNE neutrino detector”, *Phys. Rev. D* **81**, 032001 (2010), DOI: [10.1103/PhysRevD.81.032001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.032001).
- [41] R. S. Miller, R. Becker-Szendy, C. B. Bratton et al., “A Search for Astrophysical Sources of Low-Energy Neutrinos Using the IMB Detector”, *The Astrophysical Journal* **428**, 629 (1994), DOI: [10.1086/174272](https://doi.org/10.1086/174272).
- [42] 榎本三四郎, “Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2005).
- [43] 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).
- [44] 吉田学立, “液体シンチレータでの粒子識別による α 線バックグラウンド除去の研究”, 修士論文, 東北大学 (2011).
- [45] 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).
- [46] 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).
- [47] The KamLAND-Zen 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).
- [48] 清水格, “An Evidence for Spectral Distortion of Reactor Anti-Neutrinos and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation”, 博士論文, 東北大学 (2004).
- [49] 川田七海, “Spectroscopic measurement of geoneutrinos from uranium and thorium with KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2022).
- [50] 渡辺寛子, “Comprehensive Study of Anti-neutrino Signals at KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2012).
- [51] 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: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [52] T. Suzuki, S. Chiba, T. Yoshida, T. Kajino, and T. Otsuka, “Neutrino-nucleus reactions based on new shell model Hamiltonians”, *Phys. Rev. C* **74**, 034307 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevC.74.034307](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.034307).
- [53] B. Bodmann, N. Booth, G. Drexlin et al., “Neutrino interactions with carbon: recent measurements and a new test of ν_e , ν_μ universality”, *Physics Letters B* **332**, 251-257 (1994), DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)91250-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)91250-5).
- [54] 岐部佳朗, “Observation of 8B Solar Neutrinos with KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2010).

- [55] 中島恭平, “[First Results from \$^7\text{Be}\$ Solar Neutrino Observation with KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2010) .
- [56] S. Abe, S. Enomoto, K. Furuno et al., “Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND”, *Phys. Rev. C* **81**, 025807 (2010) , DOI: [10.1103/PhysRevC.81.025807](#).
- [57] 蜂谷尊彦, “[Measurement of \$^8\text{B}\$ Solar Neutrinos above 2 MeV Threshold Using Novel Background Reduction in KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2021) .
- [58] 竹内敦人, “[First Search for Majorana Neutrinos in the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen](#)”, 博士論文, 東北大学 (2022) .
- [59] 尾崎秀義, “[High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of \$^{136}\text{Xe}\$](#) ”, 博士論文, 東北大学 (2020) .
- [60] 狩野祐喜, “[KamLAND-Zen 実験における宇宙線ミュオン起源のバックグラウンド除去効率の改善](#)”, 修士論文, 東北大学 (2017) .
- [61] J. Kelley, J. Purcell, and C. Sheu, “Energy levels of light nuclei $A=12$ ”, *Nuclear Physics A* **968**, 71-253 (2017) , DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2017.07.015](#).
- [62] J. B. Birks, “Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations”, *Proceedings of the Physical Society. Section A* **64**, 874 (1951) , DOI: [10.1088/0370-1298/64/10/303](#).
- [63] 市村晃一, “[Precise measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2008) .
- [64] 竹本康浩, “[Observation of \$^7\text{Be}\$ Solar Neutrinos with KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2014) .
- [65] International Atomic Energy Agency, “[Operating Experience with Nuclear Power Stations in Member States](#)”.
- [66] The Federation of Electric Power Companies of Japan, “[Nuclear Power Plants in Japan](#)”.
- [67] P. Huber, “Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors”, *Phys. Rev. C* **84**, 024617 (2011) , DOI: [10.1103/PhysRevC.84.024617](#).
- [68] T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot et al., “Improved predictions of reactor antineutrino spectra”, *Phys. Rev. C* **83**, 054615 (2011) , DOI: [10.1103/PhysRevC.83.054615](#).
- [69] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, “Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II”, *Phys. Rev. C* **24**, 1543–1553 (1981) , DOI: [10.1103/PhysRevC.24.1543](#).
- [70] F. P. An, A. B. Balantekin, H. R. Band et al., “Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay*”, *Chinese Physics C* **41**, 013002 (2017) , DOI: [10.1088/1674-1137/41/1/013002](#).
- [71] V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, “Inverse beta decay in a nonequilibrium antineutrino flux from a nuclear reactor”, *Physics of Atomic Nuclei* **64**, 849-854 (2001) , DOI: [10.1134/1.1378874](#).

- [72] P. Vogel, “Analysis of the antineutrino capture on protons”, *Phys. Rev. D* **29**, 1918–1922 (1984), DOI: [10.1103/PhysRevD.29.1918](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.29.1918).
- [73] A. Gando, Y. Gando, K. Ichimura et al., “SEARCH FOR EXTRATERRESTRIAL AN-TINEUTRINO SOURCES WITH THE KamLAND DETECTOR”, *The Astrophysical Journal* **745**, 193 (2012), DOI: [10.1088/0004-637X/745/2/193](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/2/193).
- [74] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, and T. Sanuki, “Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data”, *Phys. Rev. D* **75**, 043006 (2007), DOI: [10.1103/PhysRevD.75.043006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.043006).
- [75] 安部清尚, “First measurement of the strangeness axial coupling constant using neutral current quasi-elastic interactions of atmospheric neutinos at KamLAND”, 博士論文, 東北大学 (2022).
- [76] 嶺川幸江, “カムランドによる大気ニュートリノ観測のためのバックグラウンドの研究”, 修士論文, 東北大学 (2008).
- [77] E. G. Adelberger, A. García, R. G. H. Robertson et al., “Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles”, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 195–245 (2011), DOI: [10.1103/RevModPhys.83.195](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.195).
- [78] A. Serenelli, “Alive and well: A short review about standard solar models”, *The European Physical Journal A* **52**, 78 (2016), DOI: [10.1140/epja/i2016-16078-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16078-1).
- [79] A. M. Serenelli, W. C. Haxton, and C. Peña-Garay, “SOLAR MODELS WITH ACCRETION. I. APPLICATION TO THE SOLAR ABUNDANCE PROBLEM”, *The Astrophysical Journal* **743**, 24 (2011), DOI: [10.1088/0004-637X/743/1/24](https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/1/24).
- [80] F. Villante, “ecCNO solar neutrinos: A challenge for gigantic ultra-pure liquid scintillator detectors”, *Physics Letters B* **742**, 279–284 (2015), DOI: [10.1016/j.physletb.2015.01.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.01.043).
- [81] J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, “What Do We (Not) Know Theoretically about Solar Neutrino Fluxes?”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 121301 (2004), DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.121301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.121301).
- [82] G. J. Feldman and R. D. Cousins, “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”, *Phys. Rev. D* **57**, 3873–3889 (1998), DOI: [10.1103/PhysRevD.57.3873](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.3873).
- [83] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, “Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star”, *Nuclear Physics A* **637**, 435–450 (1998), DOI: [10.1016/S0375-9474\(98\)00236-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00236-X).
- [84] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, “Relativistic Equation of State of Nuclear Matter for Supernova Explosion”, *Progress of Theoretical Physics* **100**, 1013–1031 (1998), DOI: [10.1143/PTP.100.1013](https://doi.org/10.1143/PTP.100.1013).
- [85] G. A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroder, “The Galactic supernova rate”, *Astrophys. J. Suppl.* **92**, 487–493 (1994), DOI: [10.1086/192002](https://doi.org/10.1086/192002).
- [86] A. Mirizzi, G. G. Raffelt, and P. D. Serpico, “Earth matter effects in supernova neutrinos: optimal detector locations”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2006**, 012

- (2006) , DOI: [10.1088/1475-7516/2006/05/012](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2006/05/012).
- [87] S. Horiuchi, J. F. Beacom, C. S. Kochanek, J. L. Prieto, K. Z. Stanek, and T. A. Thompson, “THE COSMIC CORE-COLLAPSE SUPERNOVA RATE DOES NOT MATCH THE MASSIVE-STAR FORMATION RATE”, *The Astrophysical Journal* **738**, 154 (2011) , DOI: [10.1088/0004-637X/738/2/154](https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/154).
- [88] Botticella, M. T., Smartt, S. J., Kennicutt, R. C., Cappellaro, E., Sereno, M., and Lee, J. C., “A comparison between star formation rate diagnostics and rate of core collapse supernovae within 11 Mpc”, *Astronomy & Astrophysics* **537**, A132 (2012) , DOI: [10.1051/0004-6361/201117343](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117343).
- [89] E. E. Salpeter, “The Luminosity Function and Stellar Evolution.”, *The Astrophysical Journal* **121**, 161 (1955) , DOI: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971).
- [90] P. Madau and M. Dickinson, “Cosmic Star-Formation History”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **52**, 415-486 (2014) , DOI: [10.1146/annurev-astro-081811-125615](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615).
- [91] N. Murray and M. Rahman, “STAR FORMATION IN MASSIVE CLUSTERS VIA THE WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE AND THE SPITZER-GLIMPSE SURVEY”, *The Astrophysical Journal* **709**, 424–435 (2009) , DOI: [10.1088/0004-637x/709/1/424](https://doi.org/10.1088/0004-637x/709/1/424).
- [92] P. O. Mezger, “The Galactic Extended Low-density HII Region and Its Relation to Star Formation and Diffuse IR Emission”, *Astronomy and Astrophysics* **70**, 565 (1978) .
- [93] T. P. Robitaille and B. A. Whitney, “THE PRESENT-DAY STAR FORMATION RATE OF THE MILKY WAY DETERMINED FROM SPITZER-DETECTED YOUNG STELLAR OBJECTS”, *The Astrophysical Journal* **710**, L11–L15 (2010) , DOI: [10.1088/2041-8205/710/1/11](https://doi.org/10.1088/2041-8205/710/1/11).
- [94] L. Chomiuk and M. S. Povich, “TOWARD A UNIFICATION OF STAR FORMATION RATE DETERMINATIONS IN THE MILKY WAY AND OTHER GALAXIES”, *The Astronomical Journal* **142**, 197 (2011) , DOI: [10.1088/0004-6256/142/6/197](https://doi.org/10.1088/0004-6256/142/6/197).
- [95] B. Davies, M. G. Hoare, S. L. Lumsden, T. Hosokawa, R. D. Oudmaijer, J. S. Urquhart, J. C. Mottram, and J. Stead, “The Red MSX Source survey: critical tests of accretion models for the formation of massive stars”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **416**, 972-990 (2011) , DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.19095.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19095.x).
- [96] T. C. Licquia and J. A. Newman, “IMPROVED ESTIMATES OF THE MILKY WAY’S STELLAR MASS AND STAR FORMATION RATE FROM HIERARCHICAL BAYESIAN META-ANALYSIS”, *The Astrophysical Journal* **806**, 96 (2015) , DOI: [10.1088/0004-637x/806/1/96](https://doi.org/10.1088/0004-637x/806/1/96).
- [97] M. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al., “Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A”, *Science* **361**, eaat1378 (2018) , DOI: [10.1126/science.aat1378](https://doi.org/10.1126/science.aat1378).
- [98] H. Li, Z. Dai, and X. Zhang, “Testing varying neutrino mass with short gamma ray bursts”,

- Phys. Rev. D* **71**, 113003 (2005) , DOI: [10.1103/PhysRevD.71.113003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.113003).
- [99] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y. et al., “Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters”, *A&A* **641**, A6 (2020) , DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910).
- [100] I. Esteban, M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, T. Schwetz, and A. Zhou, “The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations”, *Journal of High Energy Physics* **2020**, 178 (2020) , DOI: [10.1007/JHEP09\(2020\)178](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2020)178).
- [101] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “KamLAND’s search for correlated low-energy electron antineutrinos with astrophysical neutrinos from IceCube”, *Astroparticle Physics* **143**, 102758 (2022d) , DOI: [10.1016/j.astropartphys.2022.102758](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2022.102758).