

修士学位論文

Double Chooz 前置検出器を用いた
ステライルニュートリノ探索に関する研究

指導教授 住吉 孝行 教授

平成 27 年 1 月 9 日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科 物理学専攻

学修番号 13879319

氏名 清水 沙也香

概要

ニュートリノとは素粒子標準模型における電荷がゼロのレプトンの総称であり、ペアである荷電レプトンに対応する三種類のフレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ が存在する。各フレーバーのニュートリノの存在確率は時間発展に応じて変化する事が知られており、ニュートリノ振動と呼ばれている。この現象はフレーバー固有状態が牧-中川-坂田 (MNS) 行列により質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の重ね合わせで記述されることで説明される。一方、標準模型ではニュートリノの質量はゼロであり、ペアの荷電レプトンにのみ転換するため、ニュートリノ振動が起こるためには標準模型の拡張が必要である。したがって、ニュートリノ振動パラメータの理解は標準模型を超えた物理探索への手がかりとなる。 θ_{12}, θ_{23} は過去のニュートリノ振動実験の測定結果から精度良く求められており、近年まで未測定であった混合角 θ_{13} に関しても、2012 年に有限値が発見されて以降精密測定が進み、いよいよ三世代振動の詳細が明らかになりつつある。

その反面、ニュートリノを巡っては未だ様々な謎が残されており、その一つがニュートリノの世代数である。1995 年の LSND 実験、2011 年の MiniBooNE 実験は $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$ に相当する反電子ニュートリノの超過を確認し、第四世代のニュートリノの存在を要求する結果を示した。質量が Z ボソンの半分以下の弱い相互作用をするニュートリノは三世代であるという LEP の実験結果を考慮すると、第四世代のニュートリノは弱い相互作用をしないステライルニュートリノであると考えられる。加速器実験の結果に加え、Gallium 実験・原子炉ニュートリノ実験の結果でも異常が見られており、これらはステライルニュートリノが存在するとして矛盾なく説明できる。またステライルニュートリノは暗黒物質の候補や物質優勢宇宙への手がかりとしても非常に注目の高まっている新粒子であり、現在様々な探索実験が提唱されている。本研究では Double Chooz 前置検出器を用いてステライルニュートリノの探索もしくは存在可能な領域に制限をかけることを最終目標とし、今後の測定により得られる探索感度の予測を行った。

原子炉ニュートリノ振動実験 Double Chooz はニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした国際共同実験である。フランス、EDF 社が運用する Chooz(France) 原子力発電所の出力 $4.2 \text{GW}_{\text{th}}$ の二基の原子炉から飛来するニュートリノを同型の二基の検出器を用いて測定を行う。原子炉から約 1 km に位置する後置検出器は 2011 年 4 月に測定を開始、解析が進められ、2014 年 7 月には 467.90 日分のデータを用いた最新の振動解析結果を公表している。原子炉から約 400 m に位置する前置検出器は今年度中に測定を開始する予定であり、これによりニュートリノフラックスなどの系統誤差を大幅に低減し、高精度での θ_{13} 測定が見込まれる。本論文では、最新の振動解析結果を示すとともに、先発信号のエネルギースペクトル中に見つかった未知の構造の原因について検証を行った。このスペクトルの歪みは、エネルギースペクトルのシェイプを用いたステライルニュートリノ探索に影響する。

ステライルニュートリノは弱い相互作用をしないため、活性な三世代ニュートリノとの混合の測定でのみ探索が可能である。Double Chooz 前置検出器は原子炉から比較的近距离に設置されており、ステライルニュートリノがある範囲の振動パラメータを持つ場合、ニュートリノのエネルギースペクトルの微細な歪みや観測量の欠損を見ることができる。そこで前置検出器での測定を想定したモンテカルロ法によるシミュレーションサンプルを作成し、振動パラメータがエネルギースペクトルの構造に与える影響について考察した。続いて、複数の測定環境・解析手法を想定した場合の統計誤差・系統誤差の見積もりを行い、 χ^2 検定による探索感度の予測を行った。その結果、 $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \sim 0.5 \text{eV}^2$ の軽い領域に対しては、欠損量とシェイプの解析により最も良い時点で $\sin^2 \theta_{14} \sim 0.02$ (95% C.L.) までの感度があり、他の原子炉実験の結果に対し競争力を持つことを示した。また $\Delta m_{41}^2 > 0.5 \text{eV}^2$ の重い領域に対しては、欠損量より上限値 $\sin^2 \theta_{14} \sim 0.2$ (95% C.L.) を設定でき、原子炉ニュートリノ異常の結果に制限が可能だとする予測結果を得ることが出来た。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノ振動	2
1.2.1	二世代のニュートリノ振動	2
1.2.2	三世代のニュートリノ振動	3
1.3	ニュートリノ振動実験	4
1.3.1	$\Delta m_{\odot}^2, \theta_{\odot}$ 測定	4
1.3.2	$\Delta m_{atm}^2, \theta_{atm}$ 測定	7
1.3.3	θ_{13} 測定	9
1.3.4	まとめ	12
1.3.5	未解決問題	13
1.4	ステライルニュートリノ	15
1.4.1	ニュートリノの世代数	15
1.4.2	$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e)$ モードの振動実験の結果	16
1.4.3	$\nu_e (\bar{\nu}_e)$ 消失モードの振動実験の結果	19
1.4.4	ν_{μ} 消失モードの振動実験の結果	22
1.4.5	四世代のニュートリノ振動	23
1.5	ステライルニュートリノ探索実験	27
1.5.1	原子炉を用いた探索実験	27
1.5.2	線源を用いた探索実験	28
1.5.3	加速器を用いた探索実験	29
第 2 章	Double Chooz 実験	31
2.1	実験概要	31
2.2	ニュートリノ検出原理	32
2.3	Double Chooz 検出器	34
2.3.1	ニュートリノ検出器	34
2.3.2	シールド層	36
2.3.3	外部ミュオン検出器	38
2.3.4	信号読み出しシステム	39
2.3.5	キャリブレーションシステム	41
2.3.6	前置検出器の建設状況	42
2.4	バックグラウンド	42

2.4.1	宇宙線由来のバックグラウンド	43
2.4.2	偶発バックグラウンド	44
2.5	原子炉における反電子ニュートリノの生成量の見積もり	44
2.5.1	熱出力 P_{th}	44
2.5.2	反応断面積 $\langle\sigma_f\rangle$	45
2.5.3	核分裂の割合 α_k と平均エネルギー $\langle E_f\rangle$	45
2.5.4	Bugey-4 アンカーを用いた平均断面積の補正	47
2.6	検出器における反電子ニュートリノの観測の見積もり	48
2.6.1	検出器のシミュレーション	48
2.6.2	反電子ニュートリノの生成シミュレーション	49
2.6.3	読み出しシステムのシミュレーション	49
第 3 章	事象再構成と反電子ニュートリノ解析	50
3.1	事象再構成	50
3.1.1	パルス再構成	50
3.1.2	事象位置再構成	51
3.1.3	エネルギー再構成	51
3.1.4	宇宙線再構成	54
3.2	反電子ニュートリノ解析	55
3.2.1	宇宙線ベター	55
3.2.2	ライトノイズカット	56
3.2.3	ニュートリノ選別条件	56
3.2.4	バックグラウンド低減のための試み	56
3.2.5	逆 β 崩壊事象の検出効率	58
3.3	バックグラウンドの見積もり	60
3.3.1	宇宙線由来のバックグラウンド	60
3.3.2	偶発バックグラウンド	61
3.3.3	原子炉停止中のデータを用いたバックグラウンド解析	61
3.4	最新の θ_{13} 解析結果	62
3.4.1	RRM 解析	62
3.4.2	レート + シェイプ解析	63
第 4 章	エネルギースペクトルの歪みの検証	65
4.1	反電子ニュートリノのエネルギースペクトルの歪み	65
4.2	バックグラウンドの可能性の検証	66
4.2.1	炭素による中性子捕獲事象	66
4.2.2	宇宙線との相関	67
4.2.3	事象位置	67
4.2.4	PMT の光量分布	69
4.2.5	後発信号との相関	70
4.2.6	データ取得期間との相関	72
4.3	原子炉出力との相関の検証	72

4.3.1	ニュートリノフラックスの予測値との相違	72
4.3.2	原子炉出力との相関	73
4.4	他の原子炉ニュートリノ実験の結果	74
4.5	ニュートリノフラックスの再計算	75
第5章	ステライルニュートリノの探索可能性	77
5.1	ステライルニュートリノの測定原理	77
5.2	解析手法の考察	78
5.2.1	L/Eを用いた解析手法	78
5.2.2	観測エネルギーのスペクトルを用いた解析手法	79
5.3	前置検出器を仮定したモンテカルロシミュレーションの補正	80
5.3.1	本研究で使用したモンテカルロシミュレーション	80
5.3.2	ベースラインの補正	81
5.3.3	立体角比の補正	81
5.3.4	宇宙線ミュオンによる不感時間の補正	81
5.3.5	前置検出器におけるバックグラウンドの見積もり	82
5.3.6	ニュートリノフラックスの見積もりの補正	84
5.4	ステライルニュートリノによるスペクトルの歪み	86
5.4.1	Chooz B2を想定したスペクトル比の歪み	87
5.4.2	他の原子炉稼働状況を想定したスペクトルの歪み	88
5.4.3	ベースラインの不定性による影響	89
5.5	系統誤差を考慮した χ^2 検定による振動解析手法	90
5.5.1	χ^2 の定義	90
5.5.2	分散行列の導出	90
5.6	振動解析による探索感度の見積もり	91
5.6.1	有限な振動パラメータが存在する場合の探索感度予測	91
5.6.2	有限な振動パラメータが存在しない場合の探索感度予測	91
5.6.3	統計量との相関	93
5.7	他実験の結果との比較	94
第6章	結論	96
	参考文献	99

目次

1.1	太陽ニュートリノのエネルギースペクトル	5
1.2	太陽ニュートリノフラックス	6
1.3	KamLAND 検出器	7
1.4	KamLAND 実験の $\bar{\nu}_e$ 測定結果	7
1.5	スーパーカミオカンデの概念図と測定結果	8
1.6	MINOS 実験が観測したエネルギースペクトル	9
1.7	θ_{23} と Δm_{32} の許容領域	9
1.8	原子炉実験の検出器と原子炉の位置関係	9
1.9	Daya Bay 実験の最新結果	10
1.10	RENO 実験のエネルギースペクトル	11
1.11	Double Chooz 実験のエネルギースペクトル	11
1.12	T2K 実験による $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 測定の結果	12
1.13	MINOS 実験による $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ 測定の結果	12
1.14	$\sin^2 2\theta_{13}$ 測定結果	13
1.15	素粒子標準模型のマトリョシカ構造	15
1.16	LEPによる世代数の測定結果	15
1.17	LSND 実験装置の概観	16
1.18	LSND 実験の L/E_ν 分布	17
1.19	KARMEN 実験の概観	17
1.20	KARMEN による棄却領域	18
1.21	KARMEN のニュートリノイベント分布	18
1.22	MiniBooNE 実験装置の概観	18
1.23	MiniBooNE の探索結果	19
1.24	MiniBooNE の超過イベントのエネルギースペクトル	19
1.25	ガリウム実験から示唆される領域	20
1.26	短基線原子炉ニュートリノ実験の結果	21
1.27	Bugey-3 のスペクトル解析結果	21
1.28	ILL 実験のエネルギースペクトル	21
1.29	Daya Bay のエネルギースペクトル	22
1.30	Daya Bay により棄却された領域	22
1.31	MINOS 実験のエネルギースペクトル	22
1.32	MINOS 実験による棄却領域	22
1.33	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 実験の結果	25

1.34	ν_e 消失実験の結果	25
1.35	ν_μ 消失実験の結果	26
1.36	Nucifer 検出器の構造	27
1.37	Nucifer 実験の予測到達感度	27
1.38	CeLAND 実験の予測到達感度	28
1.39	KATRIN 実験で予測されるスペクトルの段差	29
1.40	KATRIN 実験の予測到達感度	29
1.41	J-PARK MLF での探索実験で予測される感度	29
1.42	IsoDAR 実験のニュートリノ源	30
1.43	IsoDAR 実験の予測到達感度	30
2.1	Chooz 原子力発電所の地図	31
2.2	原子炉と Double Chooz 検出器の配置	32
2.3	Double Chooz 実験の θ_{13} 到達感度予測	33
2.4	ニュートリノ検出原理の模式図	33
2.5	$\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル	34
2.6	Double Chooz 検出器の概観	35
2.7	ID 用 PMT R7081 の形状	37
2.8	PMT の写真	37
2.9	前置検出器のシールド構造	37
2.10	前置検出器の鉄シールドの写真	38
2.11	外部ミュオン検出器のレイヤー	38
2.12	後置検出器の外部ミュオン検出器	39
2.13	前置検出器の外部ミュオン検出器	39
2.14	読み出しシステムのダイアグラム	39
2.15	高電圧電源 SY1527LC, A1535P	40
2.16	キャリブレーション用セットアップ	40
2.17	後置検出器用高電圧電源のキャリブレーション結果	40
2.18	前置検出器用高電圧電源のキャリブレーション結果	40
2.19	キャリブレーション用 LED の配置 (1)	41
2.20	キャリブレーション用 LED の配置 (2)	41
2.21	キャリブレーション用 LED の配置 (3)	41
2.22	キャリブレーション用放射線源の設置位置	41
2.23	2014 年 4 月の前置検出器の状態	42
2.24	2014 年 6 月の前置検出器の状態	42
2.25	前置検出器で捉えた最初のニュートリノ事象候補	42
2.26	${}^9\text{Li}$ によるバックグラウンド事象の例	43
2.27	高速中性子によるバックグラウンド事象の例	43
2.28	偶発バックグラウンド事象の例	43
2.29	測定期間中の原子炉の熱出力	44
2.30	放射性元素の崩壊過程の例	46
2.31	主な放射性元素の $\bar{\nu}_e$ 参照スペクトル	46

2.32	MURE, DRAGON と他のシミュレーションとの比較	46
2.33	各放射性元素の α の不確定性	47
2.34	検出器のジオメトリ	48
3.1	PMT の電荷と増幅率の関係	52
3.2	水素捕獲事象のエネルギーピークの分布	53
3.3	位置依存性補正後の Gd 捕獲事象のエネルギーピークの分布	53
3.4	エネルギーピークの長期安定性	54
3.5	データとシミュレーションの γ 線一本あたりのエネルギーの違い	55
3.6	データとシミュレーションのエネルギー分解能	55
3.7	ニュートリノシグナルと偶発バックグラウンドの先発信号と後発信号の距離	57
3.8	FV ベトーで除去されるイベント	58
3.9	各ベトーによるバックグラウンドの低減効果	58
3.10	選別条件による検出効率の z 軸方向の依存性	59
3.11	宇宙線と ${}^9\text{Li}$ 候補事象の時間相関	60
3.12	データとシミュレーションの ${}^9\text{Li}$ スペクトル	60
3.13	FN+SM バックグラウンドのスペクトル	61
3.14	off-time window 法の概念図	61
3.15	偶発バックグラウンドのエネルギースペクトル	61
3.16	原子炉停止中のニュートリノ候補イベント	62
3.17	RRM 解析の予測レートと観測レート	63
3.18	RRM 解析による $\sin^2 2\theta_{13}$ とバックグラウンドの許容領域	63
3.19	ニュートリノのエネルギースペクトル	64
3.20	ニュートリノの予測スペクトルと観測スペクトルの比	64
4.1	予測されるニュートリノ数と観測されたニュートリノ数の比	65
4.2	${}^{12}\text{C}$ 捕獲事象の概念図	66
4.3	${}^{12}\text{C}$ 捕獲事象のエネルギースペクトル	66
4.4	直前の宇宙線が内部ミュオン検出器に落とした電荷分布	67
4.5	直前の宇宙線が内部検出器に落としたエネルギー分布	67
4.6	直前の宇宙線と先発信号の時間差の分布	67
4.7	事象位置の Z 方向の分布	67
4.8	事象位置の Z 軸からの距離の二乗	67
4.9	事象位置の Z 方向の分布	68
4.10	事象位置の Z 軸からの距離の二乗	68
4.11	空洞部と外部のイベント分布	69
4.12	空洞部のエネルギースペクトル	69
4.13	事象位置によるエネルギー分布の比較	69
4.14	PMT の最大発光量と周囲の PMT 割合の比較	70
4.15	PMT の最大発光量と周囲の PMT の比較	70
4.16	後発信号のエネルギースペクトル	70
4.17	先発信号と後発信号の時間差の分布	70

4.18	先発信号と後発信号の距離の分布	70
4.19	後発信号のエネルギースペクトルのデータとシミュレーションの比較	71
4.20	先発信号と後発信号の時間差	71
4.21	先発信号と後発信号の距離	71
4.22	超過イベントの時間依存性	72
4.23	eRRM によるバックグラウンド解析結果	73
4.24	eRRM によるフラックス解析結果	73
4.25	エネルギースペクトルを二次関数でフィットした結果	74
4.26	稼働中の原子炉の数に対する超過事象のレート	74
4.27	RENO 実験の超過事象	74
4.28	RENO 実験の超過イベントと熱出力の相関	75
4.29	Daya Bay 実験の超過事象	75
4.30	^{235}U の ILL によるスペクトル測定結果と数値計算の結果	76
4.31	数値計算を用いたエネルギースペクトルの見積もり	76
5.1	Δm_{41}^2 による振動確率の違い	78
5.2	$\sin^2 2\theta_{14}$ による振動確率の違い	78
5.3	シミュレーションにおけるニュートリノの真のエネルギーと再構成されたエネルギー	79
5.4	L/E のヒストグラムとその割合を取った結果	79
5.5	後置検出器のシミュレーション	80
5.6	ベースライン補正の概念図	81
5.7	MegaMini の構成	82
5.8	前置検出器のエネルギースペクトル	84
5.9	ベースラインによるステライルニュートリノ振動	85
5.10	Bugey-4 使用・未使用の場合のフラックスエラーとその内訳	86
5.11	原子炉のニュートリノフラックスエラー	86
5.12	過去の測定期間の原子炉の稼働状態の推移	87
5.13	パラメータによる振動パターンの違い	88
5.14	様々な $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ を仮定した場合のスペクトル構造の違い	88
5.15	B1 期間のスペクトル構造	88
5.16	フル稼働期間のスペクトル構造	89
5.17	ベースラインの広がり	89
5.18	ベースラインの広がりがスペクトルに及ぼす影響	89
5.19	B2 期間, B1 期間, フル稼働期間の相関を考慮した共分散行列	92
5.20	$\Delta m_{41}^2 = 0.1, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の振動パラメータを持つステライルニュートリノに対する感度	93
5.21	$\Delta m_{41}^2 = 1.0, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の振動パラメータを持つステライルニュートリノに対する感度	93
5.22	単一の稼働状態で 1 年間の測定を想定した場合の到達感度	93
5.23	複数の稼働状態で 1 年間の測定を想定した場合の到達感度	93
5.24	統計量と到達感度	94
5.25	他の ν_e 消失実験結果との比較	95

表目次

1.1	ニュートリノ振動のパラメータ	13
1.2	原子炉を利用したステライルニュートリノ探索実験	27
1.3	線源を用いたステライルニュートリノ探索実験	28
1.4	加速器を用いたステライルニュートリノ探索実験	29
2.1	ニュートリノ検出器の各構造の寸法	35
2.2	ニュートリノ検出器で用いられる液体の組成	35
2.3	PMT R7081 と R1048 の特性	37
2.4	各放射性元素の核分裂あたりの平均エネルギーと割合	47
2.5	反電子ニュートリノの生成量の不確定性	47
3.1	エネルギー再構成に関連する不確定性	55
3.2	検出効率によるシミュレーションに対する補正	59
3.3	予測されるバックグラウンドレート	62
3.4	各パラメータの不確定性とベストフィットの値	64
4.1	稼働中の原子炉の数に対する超過イベント数	73
5.1	モンテカルロシミュレーションへの補正	80
5.2	後置検出器 (FD) と前置検出器 (ND) のベースライン	81
5.3	MegaMini の検出効率	82
5.4	ニュートリノシミュレーションへの補正一覧	82
5.5	前置検出器におけるバックグラウンドの見積もり	84
5.6	Double Chooz 測定期間の原子炉稼働状況	87
5.7	ニュートリノシグナルに関連した系統誤差	90
5.8	pull term の入力パラメータ	90
5.9	本研究で想定した原子炉稼働状況のパターン	92

第 1 章

序論

本章では本研究に至るまでのニュートリノ振動を中心とした物理学的背景について述べる。まずは現在明らかになっている三世代のニュートリノ振動に関して、シュレディンガー方程式から振動パラメータの導出を行い、これまでのニュートリノ振動実験による三世代振動のパラメータ測定結果を示す。続いて、本論文で議論する第四世代のステライルニュートリノを示唆する実験結果を示し、過去の実験結果と矛盾せず振動パラメータを導入する手法について述べる。また現在提案されているステライルニュートリノ探索実験を紹介する。

1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは電氣的に中性で極めて小さな質量を持つレプトンであり、電子ニュートリノ (ν_e)・ミューニュートリノ (ν_μ)・タウニュートリノ (ν_τ) の三種類が観測されている。

ニュートリノの存在は 1930 年にヴォルフガング・パウリによって β 崩壊実験の結果から予言された。 β 崩壊前後の原子核は固有のエネルギー状態を持つため、エネルギー保存則より電子も単一のエネルギーを持つと考えられたが、実際には広がりを持つエネルギースペクトルを示した。パウリはこれを説明するため「電氣的に中性で質量の小さい粒子が電子と同時に放出されエネルギーを持ち逃げしている」という仮説を立てた [1]。その後中性子の発見に伴い、エンリコ・フェルミが β 崩壊を「原子核内の中性子が陽子と電子、中性の粒子を放出する」反応であると仮定し、この中性の粒子をニュートリノと名付けた [2]。

ニュートリノが実験的に初めて観測されたのは、1953 年から 1959 年にかけて行われたフレデリック・ライネスとクライド・カワンの実験 [3] である。原子炉の近辺に検出器を設置し、原子炉で生成されたニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が水分子と反応して中性子と陽電子を放出した信号を捉えた。続いて 1962 年、レオン・レダーマン、メルヴィン・シュワーツ、ジャック・シュタインバーガーらはブルックヘブン国立研究所の AGS 加速器を用いた実験 [4] で荷電 π 粒子から生成されるニュートリノ (ν_μ) は原子炉や β 崩壊で生成されるニュートリノと異なる反応を示すことを確認し、ニュートリノの世代が複数あることが示された。2000 年フェルミ研究所で行われた DONUT 実験 [5] で、TEVATRON 加速器の陽子ビームをタングステン標的に照射し生成された ν_τ を原子核乾板を用いて観測し、三世代のニュートリノが存在することを実験的に証明した。

ニュートリノの質量は素粒子標準模型に従いゼロであると考えられてきたが、1998 年のスーパーカミオカンデ実験により、大気中で生成された ν_μ が別のフレーバーに変化する現象が観測された [6]。このようにニュートリノのフレーバーが飛行中に変化する現象はニュートリノ振動と呼ばれ、ニュートリノ振動はニュートリノが質量を持ち、フレーバー固有状態と質量固有状態に混合がある場合にのみ起きる現象である。ニュートリノ振動は素粒子標準模型を超えた物理探索への手がかりとして、現在研究が進められている。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とはニュートリノのフレーバー固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ が空間を飛行中に変化する現象である。ニュートリノは生成時や反応時には弱い相互作用 (フレーバー) の固有状態として振る舞い、空間を飛行中は質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) として振る舞う。フレーバー固有状態が複数の質量固有状態の重ね合わせである場合、それぞれの質量固有状態の時間発展により飛行中に混合比が変化するため、検出時には異なるフレーバー固有状態が混じりあった状態となる。

実際にニュートリノ振動によるフレーバーの存在確率の変化を表す式を導出する。フレーバー固有状態と質量固有状態の混合はユニタリ行列 U で表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この混合行列 U は考案者にちなんで牧-中川-坂田 (MNS) 行列 [7] と呼ばれ、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ の回転行列と CP の破れに由来する位相 δ_{CP} を用いて、以下のように表せる。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。

1.2.1 二世代のニュートリノ振動

ニュートリノ振動の機構を理解するため、まずは二世代の混合について考える。二世代の混合は混合角 θ を用いた回転行列で表せる。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha(t)\rangle$ ($\alpha = e, \mu$) は混合行列と質量固有状態の波動関数 $|\nu_j(t)\rangle$ ($j = 1, 2$) を用いて以下のように表すことができる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{j=1}^2 U_{\alpha j} |\nu_j(t)\rangle \quad (1.4)$$

ここで質量固有状態の波動関数は時間発展するシュレディンガー方程式より、

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle \quad (1.5)$$

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.6)$$

であることを利用すると、時刻 t でフレーバー固有状態 ν_α が ν_β となる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.7)$$

$$= \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k} U_{\beta k} e^{i(E_j - E_k)t} \quad (1.8)$$

である。今、 U は実行列であるため、電子ニュートリノ ν_e が時刻 t で ν_e のままである確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_e(t) \rangle|^2 \quad (1.9)$$

$$= \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 U_{1j} U_{j1} U_{k1} U_{1k} e^{i(E_j - E_k)t} \quad (1.10)$$

$$= 1 - \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left(2 + e^{-i(E_2 - E_1)t} + e^{i(E_2 - E_1)t} \right) \quad (1.11)$$

$$= 1 - \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left(e^{-i\frac{E_2 - E_1}{2}t} + e^{i\frac{E_2 - E_1}{2}t} \right)^2 \quad (1.12)$$

$$= 1 - \left(\frac{1}{2} \sin^2 2\theta \right)^2 \left\{ 2i \sin\left(\frac{E_2 - E_1}{2}t\right) \right\}^2 \quad (1.13)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{E_1 - E_2}{2}t\right) \quad (1.14)$$

ここでニュートリノの静止質量は十分小さく、 $E_i \sim p + m_i^2/(2E)$ が成り立つため、

$$|E_1 - E_2| \sim \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E} = \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (1.15)$$

と表すことができる。ニュートリノの飛行距離 $L = ct$ は光速 $c = 1$ の時 $t = L$ が成り立つので、単位計算を含めて生存確率は以下のように表される。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.16)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]}\right) \quad (1.17)$$

また上記の式よりニュートリノ振動は $\Delta m^2 \neq 0$ かつ $\theta \neq 0$ 、すなわちニュートリノが有限の質量を持ち、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合である時にのみ現れる現象であることがわかる。

1.2.2 三世代のニュートリノ振動

続いて三世代の振動を考えた場合の混合行列は式 1.2 を計算すると以下のように書き下される。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

ここで、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。

二世代の振動同様に時刻 t でフレーバー固有状態 ν_α が ν_β となる確率を計算すると ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ 、 $j, k = 1, 2, 3$)、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.20)$$

$$= \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{i(E_j - E_k)t} \quad (1.21)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E_\nu} L \right) \quad (1.22)$$

$$+ 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E_\nu} L \right)$$

ここで $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタである。フレーバーが変化せず生存する確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E_\nu} \right) \quad (1.23)$$

である。これまでのニュートリノ振動実験から $|\Delta m_{13}|^2 \sim |\Delta m_{23}|^2$ であることを利用して以下のように近似できる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \sim 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2(|U_{\alpha 2}|^2 + |U_{\alpha 1}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \right) - 4|U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \right) \quad (1.24)$$

したがって、電子ニュートリノの生存確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \sim 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \right) \quad (1.25)$$

またニュートリノの飛行距離が $L \sim 1 \text{ km}$ である場合、 Δm_{12}^2 を含む項は十分小さいため、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \sim 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \right) \quad (1.26)$$

$$= 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{13}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) \quad (1.27)$$

と近似できる。

1.3 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動は1968年の太陽ニュートリノを観測する Homestakes 実験 [8] や1988年の大気ニュートリノを観測するカミオカンデ実験 [9] によって兆候が観測されていたが、明確な原因を特定するには至らず、太陽ニュートリノ問題・大気ニュートリノ問題として物理学者を悩ませていた。初めてニュートリノ振動の存在が実験的に証明されたのは、1998年のスーパーカミオカンデ実験による大気ニュートリノのスペクトル測定 [6] である。その後2001年 SNO 実験 [10] とスーパーカミオカンデ実験 [11] により太陽ニュートリノの振動が発見され、続く2002年には KamLAND 実験 [12] により原子炉ニュートリノの振動、K2K 実験 [13] により加速器で生成された長期線ニュートリノの振動が確認された。ニュートリノ振動の発見により、これまで上限値しか得られていなかったニュートリノの質量がゼロではない有限の値を持つことが証明された。

1.3.1 $\Delta m_{\odot}^2, \theta_{\odot}$ 測定

太陽ニュートリノ問題

1968年に開始したレイモンド・デイスらによるアメリカの Homestakes 実験 [8] は太陽内部の核融合反応で生成される ν_e の測定を行った。ニュートリノの検出には以下の化学反応が用いられ、一定期間に反応したニュートリノの総数を得ることができる。



測定の結果、観測されたニュートリノ数は予測値の1/3に満たないことが指摘され「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれた。ただし本実験ではニュートリノの飛来方向・エネルギーを得ることはできず、太陽モデル (SSM: Standard Solar Model [14]) の予想に誤りがあるなどの様々な原因が考えられた。

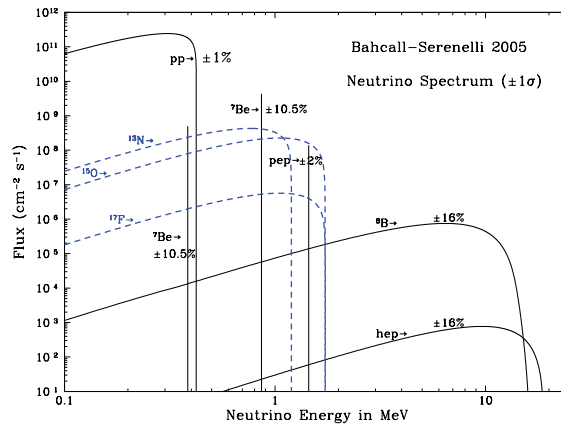


図 1.1 SSM[14] から見積もられる太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [15]。スーパーカミオカンデで 5 MeV, Homestakes で 0.8 MeV, ガリウム実験で 0.23 MeV 以上が有感領域となる。

カミオカンデ実験

1987 年に開始されたカミオカンデ実験 [9] では、神岡の地下 1 km に設置した 3 kt の巨大な水チェレンコフ検出器を用いて太陽ニュートリノの測定が行われた。カミオカンデ検出器の有感領域は 5 MeV 以上であるため、検出されるのは図 1.1 に示す ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* e^+ \nu$ の反応で生成されるニュートリノである。この反応にて生成されるニュートリノのフラックスは小さいが、Homestakes 実験や後述するガリウム実験と異なりリアルタイムでニュートリノ信号を捉えることができる。

ニュートリノの検出には以下に示す電子散乱反応を用いる。

$$\nu_e(\nu_\mu, \nu_\tau) + e^- \rightarrow \nu_e(\nu_\mu, \nu_\tau) + e^- \quad (1.29)$$

上記の反応は全フレーバーのニュートリノで生じるが、 ν_μ, ν_τ の断面積は ν_e の約 1/6 に相当し非常に小さい。したがって ν_e が他の種類のニュートリノに遷移していた場合、反応する頻度は小さくなる。後続実験であるスーパーカミオカンデで 50 kt の水チェレンコフ検出器を用いた近年の結果 [16] と、SSM による予測値 [14] を以下に示す。

$$\text{SKIII} : (2.32 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (1.30)$$

$$\text{SSM} : 5.58 \times (1 \pm 0.14) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (1.31)$$

本実験でも観測値が予測値の半分程度であることが確認されたことから、ニュートリノ振動が原因で ν_e に欠損が生じているとする説が有望視されるようになった。

ガリウム実験

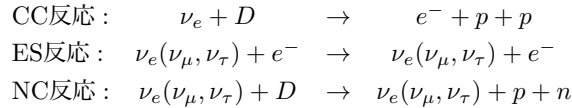
1991 年より Baksan (ロシア) で行われた SAGE [17]、1992 年より Gran Sasso (イタリア) で行われた GALLEX [18] と、後続実験の GNO [19] 3 つのガリウム実験もこれを裏付ける結果を示している。ガリウム実験では以下の反応を用いて化学的にニュートリノ検出を行う。

$$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^- \quad (E_{\nu_e} > 233 \text{ keV}) \quad (1.32)$$

ガリウム実験の特徴は Homestakes 実験やカミオカンデ実験と比較して、低エネルギーなニュートリノに対して感度を持つ点である。図 1.1 に太陽内部で生成されるニュートリノのエネルギースペクトルを示す。0.23 MeV まで感度を持つため、フラックスが大きく不確実性が小さい pp チェーンの事象を観測できる。この結果、低エネルギーのニュートリノも同様に予測されたレートの 1/2 から 1/3 程度しか観測されなかった。

SNO 実験

複数の実験により ν_e の予測値と観測値の乖離が示されたが、これがニュートリノ振動の効果ならば ν_μ, ν_τ へ遷移している事を確認する必要がある。SNO 実験 [10] は 1999 年よりカナダで行われた 1000t の重水検出器を用いた実験で、以下に示す 3 種類の反応を測定した。電子散乱 (ES) 反応に加え荷電カレント (CC) 反応, 中性カレント (NC) 反応を検出することで、 ν_e の欠損だけでなく ν_μ, ν_τ の超過を観測することができる。



それぞれの反応から測定されたフラックス $\phi_{CC}, \phi_{ES}, \phi_{NC}$ の最新の結果 [20] を以下に示す。

$$\phi_{CC} = (1.68 \pm 0.06(\text{stat})_{-0.09}^{+0.08}(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1.33)$$

$$\phi_{ES} = (2.35 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.15(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1.34)$$

$$\phi_{NC} = (4.94 \pm 0.21(\text{stat})_{-0.34}^{+0.38}(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1.35)$$

ES 反応のフラックスは予測よりも小さく、スーパーカミオカンデの結果 (式 1.31) とよく一致している。また、反応断面積を考慮すると各ニュートリノのフラックスは、 $\phi_e = \phi_{CC}$, $\phi_{\mu\tau} = 6 \times (\phi_{ES} - \phi_{CC})$, $\phi_{all} = \phi_{NC}$ という関係にあり、NC 反応から得られる ϕ_{all} と CC, ES 反応から得られる $\phi_e + \phi_{\mu\tau}$ はほぼ等しい。したがって ν_e の減少分が ν_μ, ν_τ へ遷移していると確認された。図 1.2 は横軸に ν_e のフラックス、縦軸に ν_μ, ν_τ のフラックスを示している。

物質効果 [21] を考慮すると、この実験結果より得られる太陽ニュートリノの振動パラメータは

$$\Delta m_{\odot}^2 = 8.0_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \theta_{\odot} = 33.9_{-2.2}^{+2.4} [\text{deg}] \quad (1.36)$$

である。

SNO グループは 2001 年に太陽ニュートリノが振動を起こしているという結果を発表し、これにより 30 年もの間課題となっていた太陽ニュートリノ問題の解決に至った。

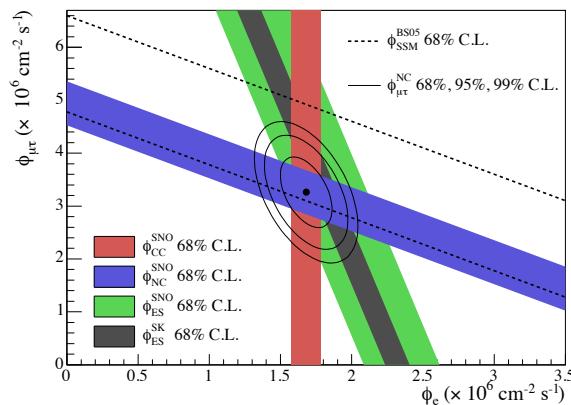


図 1.2 2005 年の SNO 実験による太陽ニュートリノフラックスの測定結果 [20]。赤・青・緑で示す CC, NC, ES の結果は一点で交わっており、深緑で示すスーパーカミオカンデの結果とも非常によく一致する。点線は SSM による予測値で、フラックスの合計値は予測と一致していることがわかる。

KamLAND 実験

2002 年より行われた KamLAND 実験 [12] は日本国内の原子力発電所から飛来するニュートリノを 10^3 t の液体シンチレーター検出器で測定する原子炉ニュートリノ実験である。検出器の概観を図 1.3 に示す。原子炉から

の平均距離は約 180 km で $\Delta m^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$ の領域に対して感度を持ち、太陽ニュートリノから示されるような大きな混合角のニュートリノ振動があるならば、 $\bar{\nu}_e$ の欠損が確認できる。ニュートリノの検出には以下に示す逆 β 崩壊反応が用いられる。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.37)$$

この結果、太陽ニュートリノの結果と合わせて 5σ 以上でニュートリノ振動の存在を肯定した。加速器実験や短基線原子炉ニュートリノ実験の結果を合わせた 2013 年の KamLAND の最新結果 [22] で得たスペクトルを図 1.4 に示す。また振動パラメータを以下に示す。

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.436_{-0.025}^{+0.029}, \quad \Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 \theta_{13} = 0.023 \pm 0.002 \quad (1.38)$$

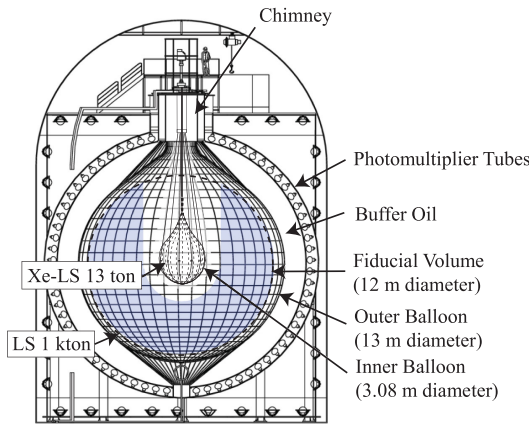


図 1.3 KamLAND 検出器の概観 [22]。

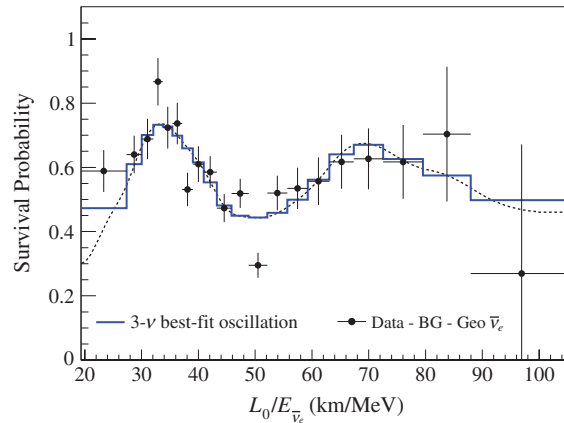


図 1.4 KamLAND 実験の $\bar{\nu}_e$ 測定結果。振動がない場合の生存確率は 1 になる。青線はベストフィットのパラメータを仮定した時に予測される分布であり、データとよく一致している [22]。

1.3.2 $\Delta m_{atm}^2, \theta_{atm}$ 測定

大気ニュートリノ問題

1988 年のカミオカンデ実験で宇宙線が大気中の原子核と衝突して生成される大気ニュートリノの測定を行った結果、 ν_e の個数はほぼ予測に従っていたが、 ν_μ の個数が予測値の約 60% しか観測されなかった [9]。この ν_μ の観測数の異常は大気ニュートリノ問題として提起された。

スーパーカミオカンデ

1996 年より開始したスーパーカミオカンデ実験 [6] は 5 万 t の水チェレンコフ検出器により大気ニュートリノの測定を行った。図 1.5 に実験の概念図と結果を示す。大気ニュートリノは宇宙線と大気の相互作用で発生し、地球表面でほぼ均等に生成される。ニュートリノは物質とほとんど相互作用をせず上下方向から均等に飛来すると考えられるため、上下方向の非対称性があればニュートリノ振動による効果だと考えられる。実験の結果、地中方向から飛来する ν_μ が明らかに少なく、欠損がニュートリノ振動によるものであると確認された。

2010 年の解析 [23] によりスーパーカミオカンデによって得られた振動パラメータは

$$0.407 < \sin^2 \theta_{atm} < 0.583, \quad 1.9 \times 10^{-3} < \Delta m_{atm}^2 < 2.6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.39)$$

である。

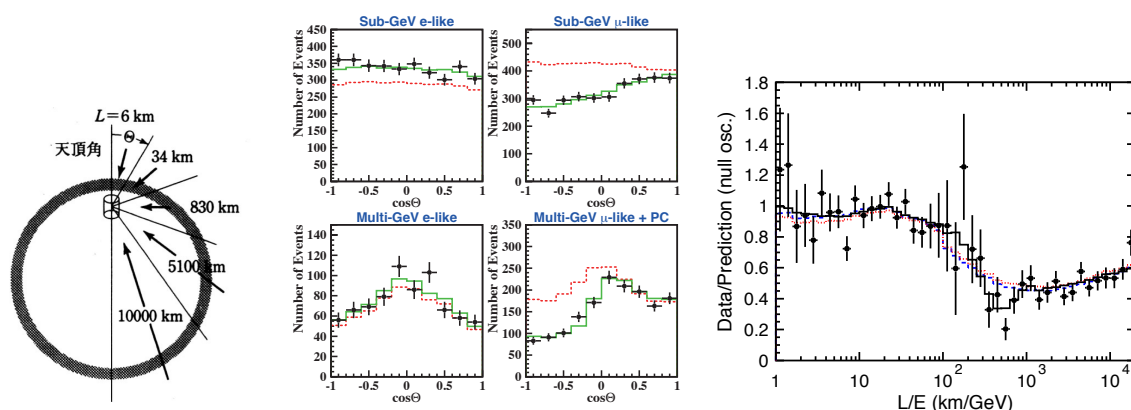


図 1.5 スーパーカミオカンデの概念図と結果 [23]。左図のように入射角度ごとにニュートリノ数を測定した。右図は結果を示しており、明らかに欠損が入射角度に依存していることがわかる。

加速器実験

$\Delta m^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ スケールのニュートリノ振動の測定を行うには、1 GeV のニュートリノに対し数百 km のベースラインが必要になる。加速器実験では陽子をターゲットに衝突させ、以下の崩壊反応を用いて ν_μ を生成し、モニター用の近距離の検出器と遠方の検出器で測定を行う。

$$K^{+(-)} \text{ または } \pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.40)$$

エネルギーとベースラインは決められているため、ニュートリノのエネルギースペクトルの測定から、 Δm^2 に対して厳格な制限をかけることができる。

K2K 実験は 1999 年から 2004 年まで行われた実験で、茨城県つくば市の KEK-PS で生成されたニュートリノを 250 km 離れた岐阜県飛騨市のスーパーカミオカンデで検出し、最終的に 0.92×10^{20} POT (protons on target) の測定で 112 events のニュートリノを観測した。予測値 $158.1_{-8.6}^{+9.2}$ events に対し、統計誤差を超えた欠損であり、 4.3σ でニュートリノ振動が存在しない可能性を棄却した。

2010 年より後続実験の T2K 実験が開始され、より神岡から離れた J-PARK の加速器を用いてベースラインは 295 km、ピークエネルギーは 0.6 GeV で測定を行っている。

MINOS 実験は 2005 年より行われている実験で、フェルミ国立加速器研究所 (アメリカ) の NuMI で生成されたニュートリノをベースライン 735 km の検出器で検出する。ニュートリノ源を π^+, K^+ または π^-, K^- から選ぶことで $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ を選ぶことができる。2005 年に開始し $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 反応の検出を行っている。MINOS 実験で測定されたニュートリノのエネルギースペクトルを図 1.6 に示す。

T2K, MINOS 両実験は、三代振動を考慮した最新結果を 2014 年 5 月に発表している。

T2K [24]:

$$|\Delta m_{32}^2| = (2.51 \pm 0.10) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 (68\% \text{ CL}), \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.514_{-0.056}^{+0.055} \quad (\text{順階層}) \quad (1.41)$$

$$|\Delta m_{13}^2| = (2.48 \pm 0.10) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 (68\% \text{ CL}), \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.511 \pm 0.055 \quad (\text{逆階層}) \quad (1.42)$$

MINOS [25]:

$$|\Delta m_{32}^2| = (2.28 \sim 2.46) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 (68\% \text{ CL}), \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.35 \sim 0.65 (90\% \text{ CL}) \quad (\text{順階層}) \quad (1.43)$$

$$|\Delta m_{32}^2| = (2.32 \sim 2.53) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 (68\% \text{ CL}), \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.34 \sim 0.67 (90\% \text{ CL}) \quad (\text{逆階層}) \quad (1.44)$$

また図 1.7 に、両実験の結果から振動パラメータ θ_{23} と Δm_{32} の存在が許容される領域を示す。

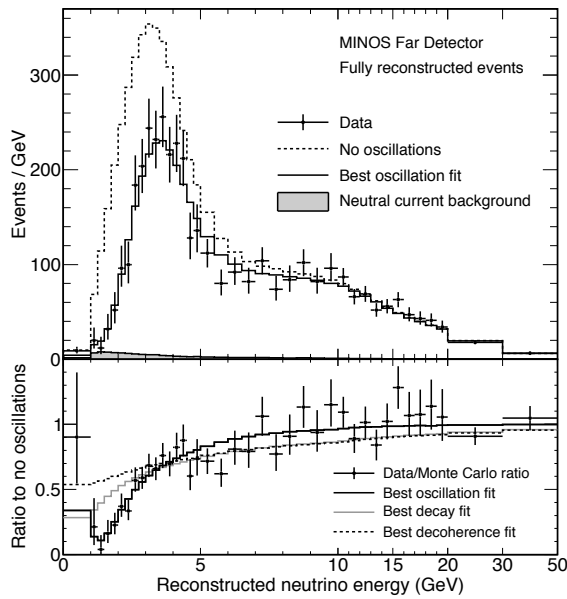


図 1.6 MINOS 実験で測定されたニュートリノのエネルギースペクトル [25]。

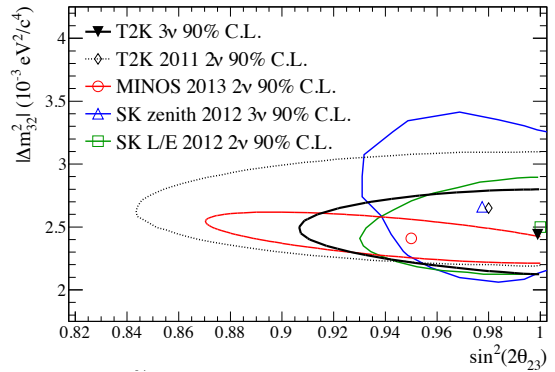


図 1.7 θ_{23} と Δm_{32}^2 の許容領域 [26]

1.3.3 θ_{13} 測定

混合角 θ_{12}, θ_{23} の測定が進む一方、 θ_{13} に関しては長らく 1997 年にフランスで行われた CHOOZ 実験 [27] より以下に示す上限値のみが与えられていた。

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \quad (\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ の時}) \quad (1.45)$$

原子炉実験では 2011 年に Double Chooz 実験 [28] により初めて有限値が設定され、現在も Double Chooz, Daya Bay [29], RENO [30] による測定が行われている。加速器実験では T2K, MINOS 実験による測定が行われている。

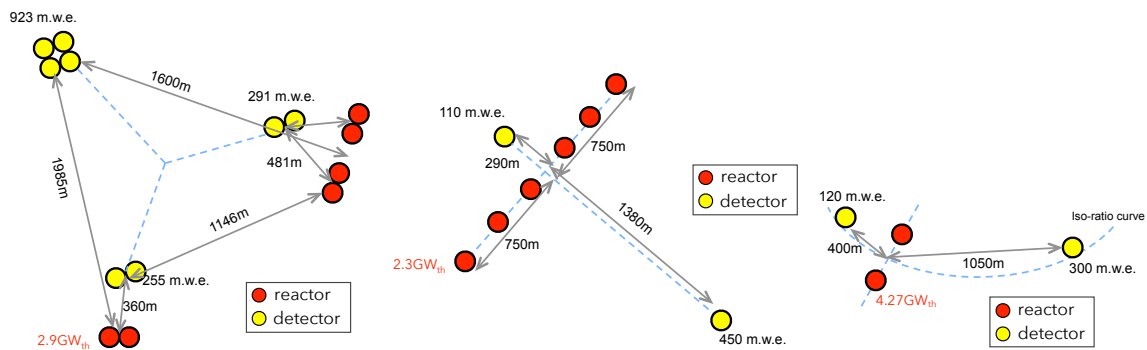


図 1.8 θ_{13} の精密測定を行う原子炉実験の検出器と原子炉の位置関係。左から Daya Bay, RENO, Double Chooz。

Daya Bay 実験

Daya Bay 実験 [29] は中国で 2011 年より行われている原子炉ニュートリノ実験である。ニュートリノ源は大亜湾原子力発電所と嶺澳原子力発電所の 6 基の原子炉で、1 基あたりの出力は $2.9 \text{ GW}_{\text{th}}$ である。図 1.8 に原子炉と検出器の位置関係を示す通り、二箇所の前置検出器と後置検出器で測定する。

Daya Bay 実験の最新結果 [29] では、データ取得期間 217 日の測定で 41589 events の $\bar{\nu}_e$ を観測し、以下に示す混合角 θ_{13} と質量二乗差 Δm_{ee}^2 の測定結果を公表した。

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090_{-0.009}^{+0.008}, \quad |\Delta m_{ee}^2| = (2.59_{-0.20}^{+0.19}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.46)$$

また後置検出器で観測した $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルと、 θ_{13} 、 $|\Delta m_{ee}^2|$ の二次元平面上での許容領域を図 1.9 に示す。

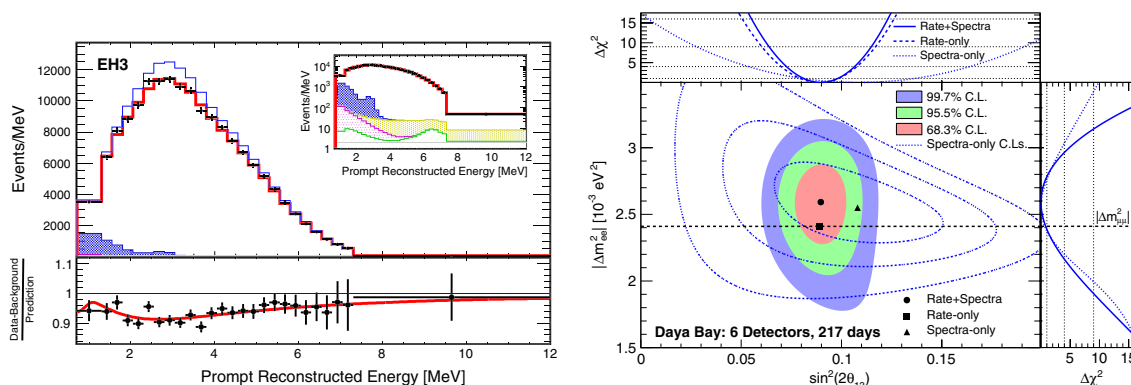


図 1.9 左図は後置検出器で Daya Bay が得たニュートリノのエネルギースペクトル。前置検出器のスペクトルと比較した結果が下図である。右図は予測される混合角 θ_{13} と質量二乗差 $|\Delta m_{ee}^2|$ の範囲を二次元上に示した結果である [29]。

RENO 実験

RENO 実験 [30] は韓国で 2011 年より行われている原子炉実験である。ニュートリノ源であるハンピツ原子力発電所には 1 基あたり 2.8 GW_{th} の原子炉が 6 基並列に並んでおり、ここから飛来するニュートリノを前置検出器と後置検出器で測定する。原子炉と検出器の位置関係を図 1.8 に示す。2012 年に公表したデータ取得期間 229 日、12102 events を用いた $\bar{\nu}_e$ のレート解析の結果を以下に示す。

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013(\text{stat}) \pm 0.019(\text{syst}) \quad (1.47)$$

図 1.10 に RENO 実験の後置検出器で測定した $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを示す。

Double Chooz 実験

Double Chooz 実験 [28] は θ_{13} に上限値を設けた CHOOZ 実験の跡地を利用し、2011 年よりフランスで行われている実験である。Chooz 原子力発電所の二基の原子炉から飛来する $\bar{\nu}_e$ を前置検出器と後置検出器で測定する。原子炉と検出器の位置関係を図 1.8 に示す。現在は後置検出器のみで測定を行っており、今年度中に前置検出器による物理データの取得が開始される。2011 年から 2014 年までで 467.90 日分のデータを取得し、17358 events を解析した最新結果のエネルギースペクトルを図 1.11 に示す。また θ_{13} の精密測定の結果を以下に示す。

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090_{-0.029}^{+0.032} \quad (\text{順階層}) \quad (1.48)$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.092_{-0.029}^{+0.033} \quad (\text{逆階層}) \quad (1.49)$$

本論文の 2 章では Double Chooz 実験の基本原理や検出器に関して、3 章ではニュートリノ解析と最新結果に関してより詳しく記述する。

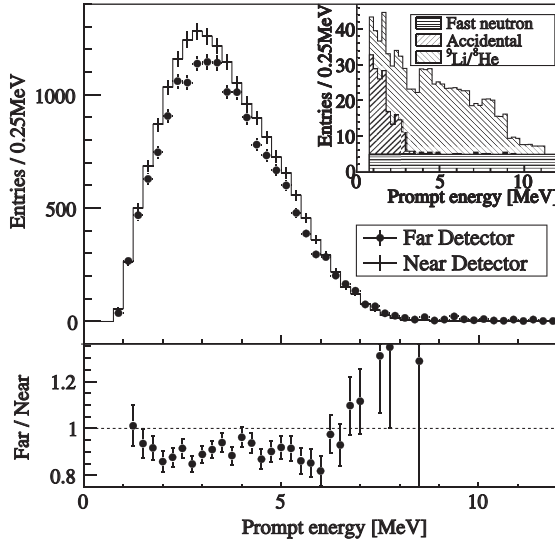


図 1.10 RENO 実験の後置検出器で測定したエネルギースペクトルと、前置検出器とのスペクトル比 [30]。

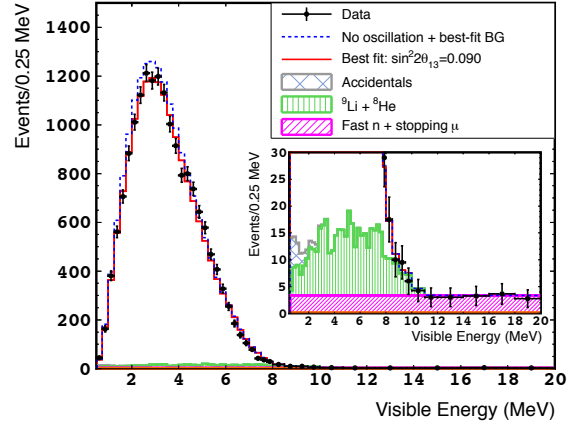


図 1.11 Double Chooz 後置検出器の最新結果のエネルギースペクトル [61]。

加速器実験

T2K, MINOS 実験は $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の遷移から θ_{13} の測定を行う。この反応による振動確率は以下のように表せる。

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\
 & - \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \delta_{CP} \\
 & + (\text{CP項, 太陽項, 物質効果項})
 \end{aligned} \quad (1.50)$$

式 1.27 で表される原子炉実験での振動確率と比較して、加速器実験での振動確率には含まれるパラメータが多いため、目的とするパラメータを得るには他のパラメータの値が正確に判明している必要がある。一方、ニュートリノと反ニュートリノの生成が可能であり、各パラメータの精密測定が進むことで未知のパラメータ δ_{CP} の測定も可能である。

2011 年 T2K 実験は $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ への遷移を確認し、 2.5σ の有意水準で θ_{13} がゼロではないとする結果を発表した [31]。2013 年の最新の結果 [32] では、 6.57×10^{20} POT のニュートリノビームを用いた解析で $\theta_{13} = 0$ を 7.3σ で棄却した。 $\delta_{CP} = 0$ の時のベストフィットの値を以下に示す。

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.140_{-0.032}^{+0.038} \quad (\text{順階層}) \quad (1.51)$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.170_{-0.037}^{+0.045} \quad (\text{逆階層}) \quad (1.52)$$

また δ_{CP} に対しても一部の範囲に対して 90% C.L. 以上で制限をかけた。T2K 実験で得られた ν_e のエネルギースペクトルと、 δ_{CP} に応じた θ_{13} のベストフィットを図 1.12 に示す。

ベースライン 735 km の MINOS 実験も 10.6×10^{20} POT のニュートリノビームと 3.3×10^{20} POT の反ニュートリノビームを用いた測定を行った。2013 年の最新の結果 [33] で公表された結果を図 1.13 に示す。またベストフィットの値を以下に示す。

$$2 \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} = 0.051_{-0.030}^{+0.038} \quad (\text{順階層}) \quad (1.53)$$

$$2 \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} = 0.093_{-0.049}^{+0.054} \quad (\text{逆階層}) \quad (1.54)$$

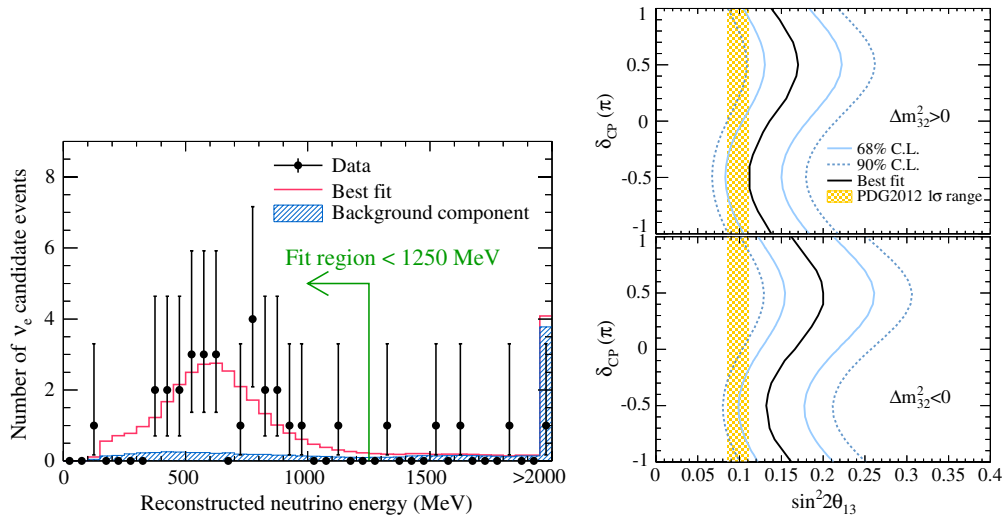


図 1.12 左図は T2K 実験で得られた ν_e のエネルギースペクトル。右図は上が順階層、下が逆階層の時、 δ_{CP} に依存した θ_{13} のベストフィットを示す [32]。

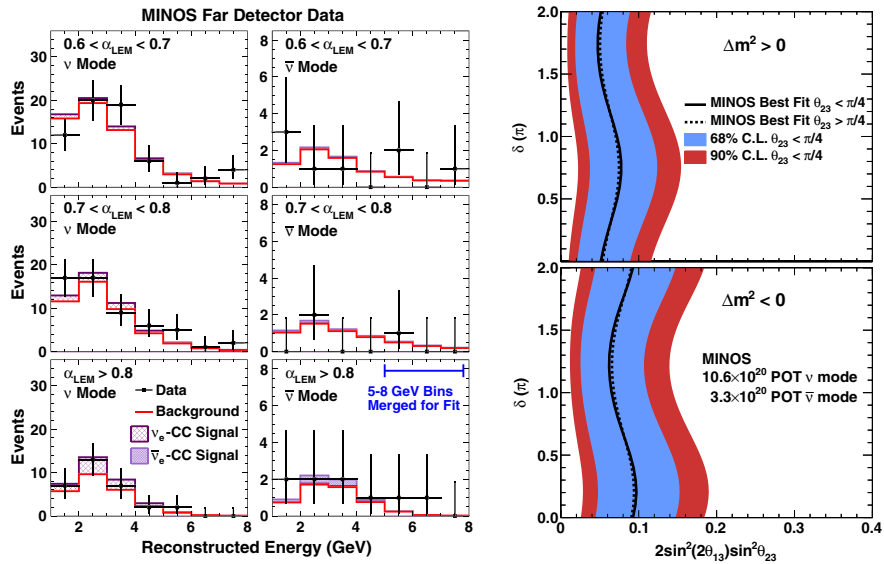


図 1.13 左図は MINOS 実験で得られたニュートリノのエネルギースペクトル。右図は上が順階層、下が逆階層の時、 δ_{CP} に依存した θ_{13} のベストフィットを示す [33]。

これまでの原子炉実験と加速器実験による $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定結果を図 1.14 に示す。時間経過と共に精度は向上し、特に 3 つの原子炉実験は非常に良い一致を示している。

1.3.4 まとめ

近年、ニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定の進展によってついに全ての混合角・質量二乗差の有限値を得た。過去の振動実験の結果を総合して得られるニュートリノ振動のパラメータを表 1.1 に示す。

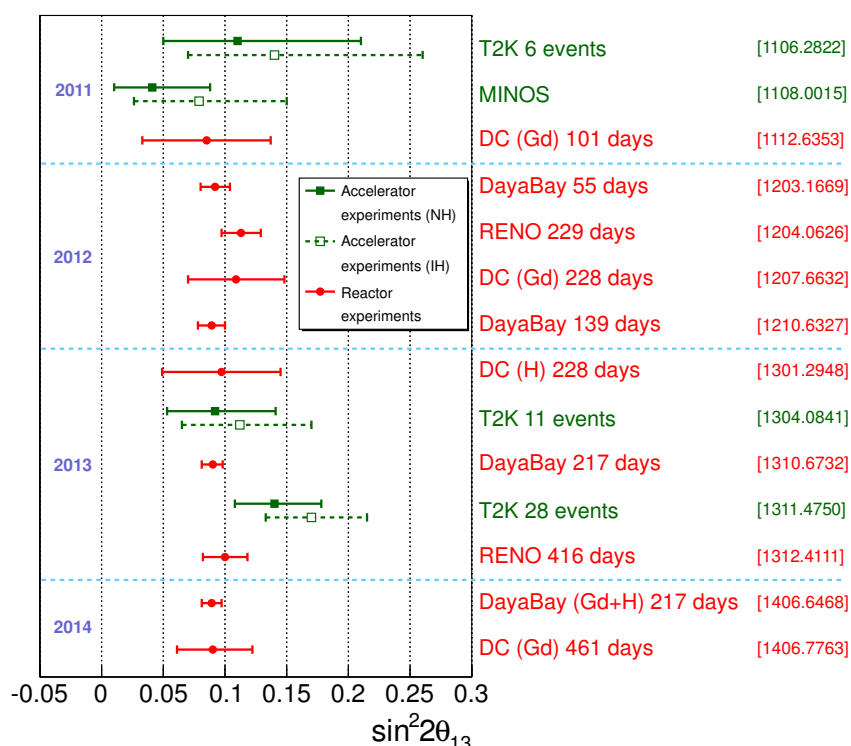


図 1.14 原子炉実験と加速器実験の $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定結果。赤で示されるのは原子炉実験の結果、緑でされるのは加速器実験の結果。

振動パラメータ	ベストフィット
$\sin^2 2\theta_{12}$	0.846 ± 0.021
$\Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2]$	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5}$
$\sin^2 2\theta_{23}$	順階層: $0.999^{+0.001}_{-0.018}$ 逆階層: $1.000^{+0.000}_{-0.017}$
$\Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2]$	順階層: $(2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ 逆階層: $(2.52 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
$\sin^2 2\theta_{13}$	$(9.3 \pm 0.8) \times 10^{-2}$

表 1.1 ニュートリノ振動のパラメータ [26]

この結果から、式 (1.2) で示した MNS 行列の値を計算した結果を以下に示す。

$$U \sim \begin{pmatrix} 0.82 & 0.544 & 0.15 \\ -0.49 & 0.54 & 0.69 \\ 0.31 & -0.65 & 0.71 \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

1.3.5 未解決問題

ニュートリノに関しては依然残されている謎も多い。以下、それらの未解決問題について説明する。

質量階層性

ニュートリノ振動実験により世代間の質量二乗差の絶対値は判明しているが、その大小関係は複数のパターンが考えられる。これまでの実験結果から、クォーク同様の順階層 $m_1 < m_2 \ll m_3$ もしくは逆階層 $m_3 \ll m_1 < m_2$ のパターンが考えられる。

CP 非保存パラメータ δ

ニュートリノ振動に関連した最後のパラメータである。振動確率の式の中では $\sin \theta_{13}$ と同時に現れるため、 θ_{13} の精密測定が必須であった。現在は T2K 実験によって一部が棄却されるにとどまっているが、今後加速器実験により測定が進むことが期待される。

大きな混合角

クォークの混合行列、カビボ-小林-益川 (CKM) 行列で表される混合角に対して、ニュートリノの混合角は非常に大きいとその理由は判明していない。

質量の絶対値

ニュートリノ振動が発生していることからニュートリノが 0 でない質量を持つことは証明されている。しかしながら振動実験で得られるのは世代間の質量二乗差であり、質量の絶対値を知ることは出来ない。現在は上限値のみが与えられており、直接測定から $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ MeV}$, $m_{\nu_\mu} < 0.19 \text{ MeV}$, $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}$ 、宇宙観測の結果から $\sum m_\nu < 0.23 \text{ eV}$ (95% C.L.; Planck + WP + highL)[34] とされ、非常に小さいことは判明している。

マヨラナ質量

ニュートリノが Higgs 場を介してディラック質量を得ていると考え、ニュートリノの質量が小さすぎるとい問題が発生するが、ニュートリノがマヨラナ粒子であるならばこの問題を解消することができる。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみニュートリノレス二重 β 崩壊が生じるため、この観測を目的とした多くの実験が現在行われている。

ステライルニュートリノ

弱い相互作用をするニュートリノは三代であることが実験で証明されている。裏を返せば弱い相互作用をしないステライルニュートリノと呼ばれるニュートリノならば、実験結果と矛盾せず存在することができる。何故このような特殊なニュートリノを考える必要があるのか、実験結果からの要請やニュートリノ振動を拡張する手法に関しては次章で述べる。

1.4 ステライルニュートリノ

過去のニュートリノ振動実験で観測された複数の不可解な結果は、第四世代のニュートリノが存在し既知のニュートリノと振動を起こしていると考えたと説明することができる。一方、LEP [35] の実験結果より、弱い相互作用をするニュートリノの世代数は 3 であることが精度よく証明されている。したがって第四世代のニュートリノが存在しても、弱い相互作用・強い相互作用・電磁相互作用をせず、直接観測することは極めて難しい。このような弱い相互作用をしない第四世代以降のニュートリノは「不活性な」という意味の「ステライルニュートリノ」と呼ばれている。

図 1.15 は素粒子標準模型におけるフェルミオンと相互作用の関係を表すマトリョシカ構造を示す。ステライルニュートリノはそれ自身が標準模型の枠外の粒子であるという点にとどまらず、素粒子標準模型を超えた未知の相互作用が示唆する新物理となり得る。したがってステライルニュートリノが発見されたならば、物理的に大きなインパクトをもたらす事となる。

本研究ではニュートリノ振動実験の結果を説明するような $m_{4\alpha}^2 \sim 1\text{eV}^2$ かつ $|U_{s4}|^2 \gg |U_{\alpha 4}|^2 (\alpha = 1, 2, 3)$ に相当する軽いステライルニュートリノを一世代追加した (3+1) モデルを考える。



図 1.15 素粒子標準模型のマトリョシカ構造 [36]。ステライルニュートリノは既知のどの相互作用もせず、三代ニュートリノとの混合によってのみ存在の片鱗を覗かせる。

1.4.1 ニュートリノの世代数

1989 年から 1995 年にかけて CERN の LEP 電子陽電子衝突型加速器を用いて、 $e^- + e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$ (f : フェルミオン) 反応の断面積の測定が行われた。加速器で生成されるエネルギーは Z ボソンの質量 $M_Z \sim 91\text{ GeV}$ とほぼ等しく、多くの $f\bar{f}$ への崩壊を見ることが出来る。断面積は Z ボソンの崩壊幅と相関を持ち、崩壊幅は世代数に依存することから世代数を得ることが出来た。図 1.16 より、LEP 加速器を用いた実験 ALEPH, DELPHI, OPAL, L3 実験により得られたニュートリノの世代数 [35] を以下に示す。

$$n_\nu = 2.984 \pm 0.008 \quad (1.56)$$

この結果からニュートリノは三代であることが証明された。ただし、もし第四世代のニュートリノが $M_Z/2$ よりも大きな質量を持つ場合は Z からの崩壊が起きないため、この限りではない。

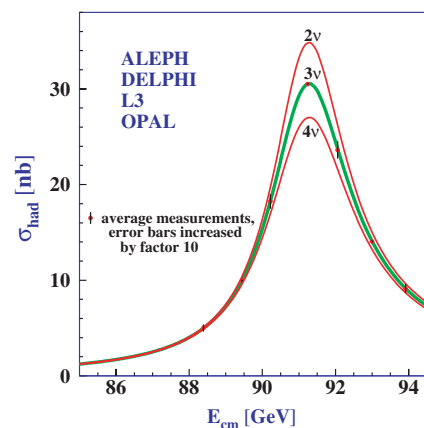


図 1.16 LEP による世代数の測定結果 [35]。非常に精度良く世代数は 3 であることを支持している。

1.4.2 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) モードの振動実験の結果

LSND

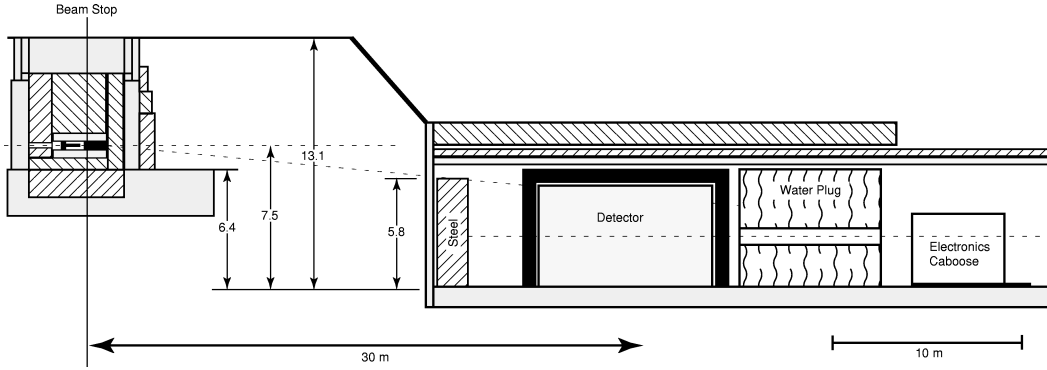


図 1.17 LSND 実験装置の概観 [38]。

1993年に開始したLSND実験[37]は静止 π^+ から $\bar{\nu}_\mu$ を生成し、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動の探索と ν -C反応断面積の測定を目的とした実験である。LAMPF加速器を利用した大強度ビームと巨大なLSND検出器を使用し、高い粒子識別能力を持つ。実験セットアップを図1.17に示す。

LAMPF加速器はLos Alamosにある線形加速器で800 MeVの陽子を生成する。陽子は銅のビームストップの1 m手前にある長さ30 cmの水ターゲットに入射し、荷電 π 粒子を生成すると、以下に示す崩壊過程で静止 π^+ 粒子から $\bar{\nu}_\mu$ が生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.57)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.58)$$

静止状態の π^- , μ^- は直ちにビームストップの銅やシールドの鉄で吸収されるため、 π^+ 事象だけが観測される。このような静止状態での崩壊(Decay at rest: DAR)を利用して生成された $\bar{\nu}_\mu$ をベースライン30 mのLSND検出器で捉える。LSND検出器は167 tのb-PDB配合ミネラルオイル(CH_2)で満たされた液体シンチレータ検出器で、1220本の8-inch PMTが設置されている。鉄でシールドされ、上面と側面にはバックグラウンドの同定のため液体シンチレータのベト層がある。

ニュートリノの検出には以下に示す中性子捕獲反応を利用する。

$$\nu_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.59)$$

$$n + p \rightarrow d + \gamma(2.2 \text{ MeV}) \quad (1.60)$$

$20 < E < 60 \text{ MeV}$ のイベントはDARによる $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動の探索、 $60 < E < 200 \text{ MeV}$ のイベントは飛行中での崩壊(Decay in flight: DIF)による $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の探索に使われる。

1995年、LSND実験は $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動による、パラメータ $\Delta m^2 = 0.2 - 10 \text{ eV}^2$ に相当する超過を観測した。これは他の多くの実験から得られている $|\Delta m_{21}^2| \sim 9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $|\Delta m_{32}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ とは大きく矛盾し、新たな振動パラメータの存在を示唆する結果となった。

図1.18にLSNDで観測した超過イベントの L/E_ν 分布と、いくつかの振動パラメータを仮定した予測スペクトルを示す。 Δm^2 が数 eV^2 であると仮定すると、データと良い一致を示している。 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動パラメータを動かしてフィットを行った結果、LSNDによる測定から振動パラメータが示唆される領域を図1.20上に青色で示す。

LSND 実験は 1998 年まで行われ、全データを用いた解析 [38] では、ビーム停止時のバックグラウンドと μ^- DAR(19.5 ± 3.9 events), π^- DIF(10.5 ± 4.6 events) を取り除いても $87.9 \pm 22.4(\text{stat}) \pm 6.0(\text{syst})$ events の超過が存在することを確認した。系統誤差にはバックグラウンド・ニュートリノフラックス (7%) $\cdot e^+$ 検出効率 (7%) $\cdot \gamma$ 検出効率 (7%) を考慮している。LSND は実験結果を説明するためには Δm^2 が $0.2 - 10 \text{ eV}^2$ に相当する 0.4 eV 以上の質量を持つニュートリノが少なくとも 1 つ必要だと結論づけている。

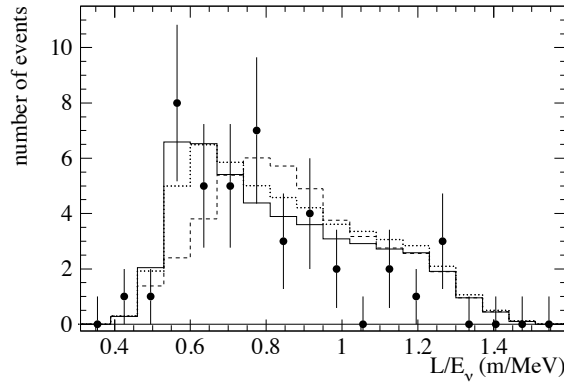


図 1.18 LSND で得られた超過イベントの L/E_ν 分布。実線は ($\Delta m^2 = 19 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 0.006$), 破線は ($\Delta m = 4.3 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 0.01$), 点線は ($\Delta m = 0.06 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 1$) を仮定した予測値 [37]。

KARMEN

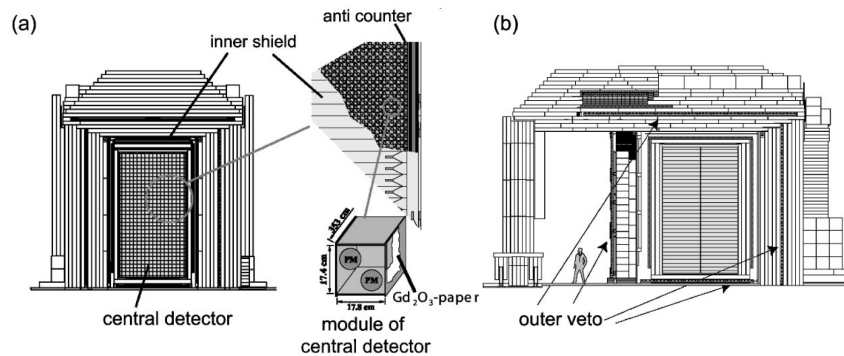


図 1.19 KARMEN 検出器の概観 [39]。(a) は正面から見た様子と 1 モジュールの構成を示す。(b) は側面から見た様子でターゲットは右手にある。

1997 年より行われた KARMEN 実験 [39] はイギリスの ISIS シンクロトロンで生成される 800 MeV の陽子を利用した実験であり、高いエネルギー分解能を持つ。水で冷却された $\text{Ta} - \text{D}_2\text{O}$ ターゲットにシンクロトロンからの陽子を入射させ、静止状態で荷電 π 粒子を生成する。フラックスは $\phi_{\bar{\nu}_e} \sim (6.4 \times 10^{-4})\phi_{\bar{\nu}_\mu}$ 程度である。

図 1.19 に検出器の外観を示す。検出器は数十 cm 四方の液体シンチレーションカロリメータを組み合わせて構成され、合計 608 台のモジュールで重量は 56 t に及ぶ。更に検出器はバトースystemと 7000 t の鉄シールドで覆われ、シンクロトロンのターゲットから 17.7 m , 陽子のビームラインから 100 度方向に設置されている。液体シンチレータはパラフィンオイル、 C_9H_{12} に少量の PMP が含まれている。Gd でコーティングされた紙をアクリル壁に貼り付けることで、熱中性子の検出効率を向上させている。

KARMEN も LSND と同様に $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ 反応から $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動を探索する。KARMEN は $16 \text{ MeV} < E < 50 \text{ MeV}$ の信号を検出し、 $\bar{\nu}_e$ 選別により 15 events を得た。図 1.21 にイベント分布を示す。これはバックグラウ

ンドの見積り 15.8 ± 0.5 events と一致し、LSND で見られたような超過は観測されなかった。また、エネルギーや事象位置などの分布もバックグラウンドとして見積もられたものとよく一致していた。この結果より棄却された領域を図 1.21 に示す。LSND で示唆された領域のうち、 10 eV^2 以上は KARMEN によりほぼ棄却された。一方で、 $\Delta m^2 \sim 7 \text{ eV}^2$ と $\Delta m^2 < 2 \text{ eV}^2$ の領域に関しては KARMEN の結果と矛盾はない。

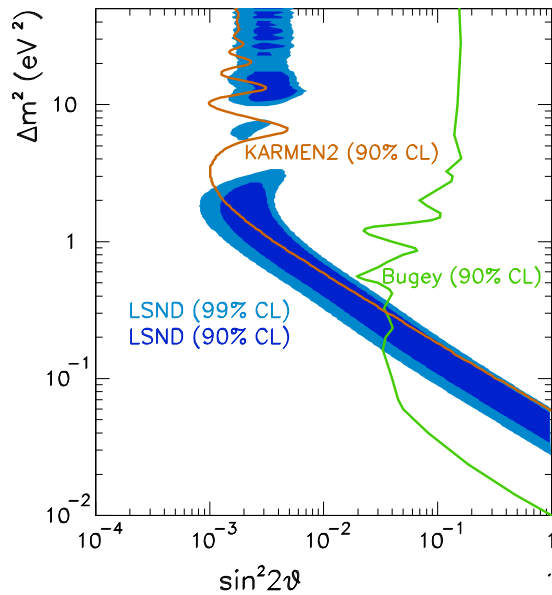


図 1.20 LSND で示唆される領域と KARMEN による棄却領域を示す [38]。橙線より右側は 90% C.L. で棄却され、LSND で示唆された領域のうち 10 eV^2 に関しては KARMEN によってほぼ棄却された。

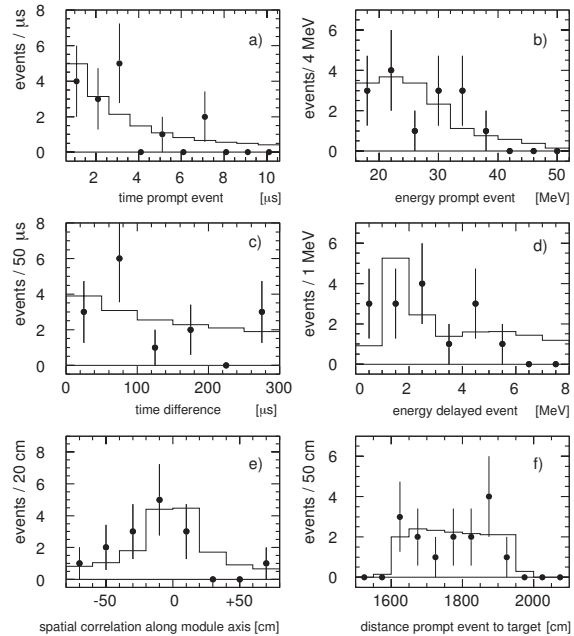


図 1.21 KARMEN のニュートリノイベント分布 [39]。実線がバックグラウンドとして予測された分布で、データポイントと良い一致を示している。

MiniBooNE

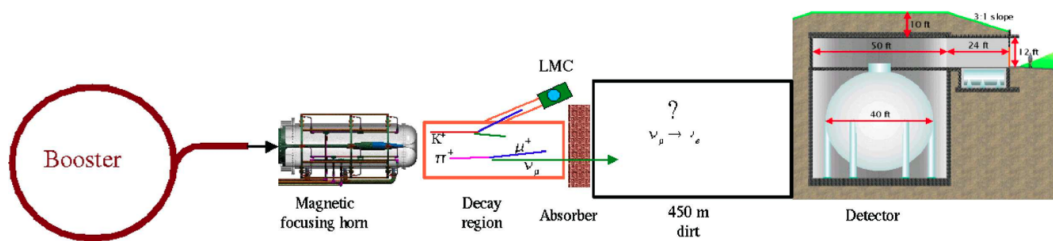


図 1.22 MiniBooNE 実験装置の概観 [40]

MiniBooNE 実験 [41] は LSND の検証を目的として、2006 年よりアメリカのフェルミ国立加速器研究所で行われた加速器実験である。フェルミラボのブースターで 8 GeV に加速された陽子は電磁ホーンの手前に設置された 71 cm の Be ターゲットに入射する。ホーンは π^+, K^+ に照準を定め $\bar{\nu}$ を生成するか、 π^-, K^- に照準を定め ν を生成するかを選択することができる。生成された π, K は 50 m の長いパイプを飛行中に崩壊し、Be ターゲットより 541 m 下流にある MiniBooNE 検出器で捉えられる。実験装置の概観を図 1.22 に示す。

検出器の中心は Be ターゲットから 541 m 下流、 1.9 m 高い位置に設置されており、検出器の上には 3 m の土の overburden がある。検出器は 800 t のミネラルオイルで満たされた球形のタンクで 1280 本の 8-inch PMT が

設置されており、荷電粒子が通過するとチェレンコフ光とシンチレーション光を検出する。

2007 年の ν_μ のみを使用した初期解析 [41] ではニュートリノ振動の兆候は見られず、LSND で示唆された領域をほぼ棄却する結果を公表した。このとき、低エネルギー側には未知の構造があったため、 $475 \text{ MeV} < E < 1250 \text{ MeV}$ のデータのみを用いて解析を行った。

しかしながら、2011 年に統計を増やし ν と $\bar{\nu}$ 両者のデータを用いた結果、LSND で示唆されたのと同じ質量スケールで振動の兆候を確認した [42]。2013 年には全てのデータを使用し、 $\nu_e : 6.46 \times 10^{20} \text{ POT}$ 、 $\bar{\nu}_e : 11.27 \times 10^{20} \text{ POT}$ の解析を行い、バックグラウンド : $399.6 \pm 20.0 \pm 20.3 \text{ events}$ に対して、 $\bar{\nu}_e : 78.4 \pm 28.5 \text{ events}$ の超過を有意水準 2.8σ で確認し、図 1.23 に示す領域に振動パラメータが存在する徴候があると結論づけた [43]。図 1.24 には超過イベントのスペクトルと、振動パラメータを仮定した際の予測スペクトルを示す。

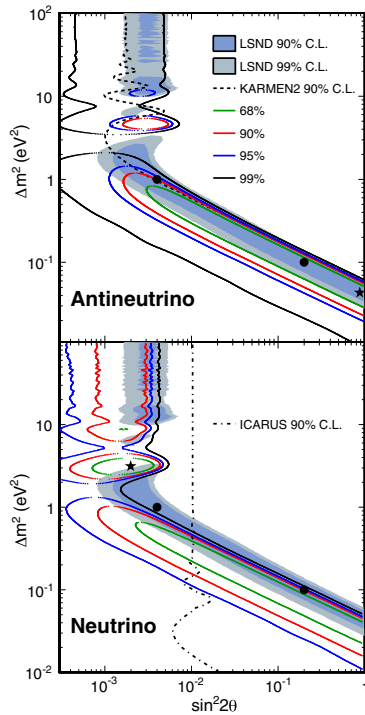


図 1.23 MiniBooNE によって振動パラメータが示唆される領域 [43]。星は MiniBooNE のベストフィットの値を示す。

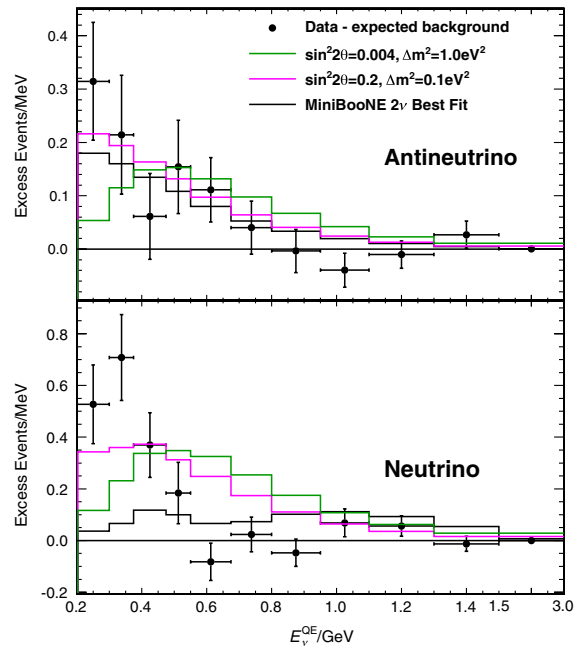


図 1.24 MiniBooNE の超過イベントのエネルギースペクトルと、振動パラメータを仮定した時のエネルギースペクトル [43]。

1.4.3 ν_e ($\bar{\nu}_e$) 消失モードの振動実験の結果

ガリウム実験の結果

ガリウムの反応を用いて太陽ニュートリノを測定する GALLEX, SAGE 実験の概要は 1.3.1 章で述べた。これらのガリウム実験でキャリブレーション線源を用いた測定結果が予測値に対して少ない傾向を示すことが確認された。線源に用いたのは ^{51}Cr , ^{37}Ar であり、以下の反応でニュートリノが生成される。

$$e^- + {}^{51}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{V} + \nu_e \quad (1.61)$$

$$e^- + {}^{37}\text{Ar} \rightarrow {}^{37}\text{Cl} + \nu_e \quad (1.62)$$

ベースラインの平均は GALLEX で 1.9 m, SAGE で 0.6 m である。生成された ν_e は、太陽ニュートリノと同様に式 1.32 で示す化学反応を利用して検出される。予測されたレートと実際のレートの割合を両実験で平均した結

果 [44] を示す。

$$R_B^{\text{Ga}} = 0.86 \pm 0.05 \quad (1.63)$$

$$R_H^{\text{Ga}} = 0.76 \pm_{-0.08}^{+0.09} \quad (1.64)$$

B と H は断面積の見積もりによる違いだが、どちらの結果も実測値が予測値に対し約 2.8σ の有意水準で小さい値をとる。図 1.25 にガリウム実験の結果から示唆される振動パラメータの領域を示す。

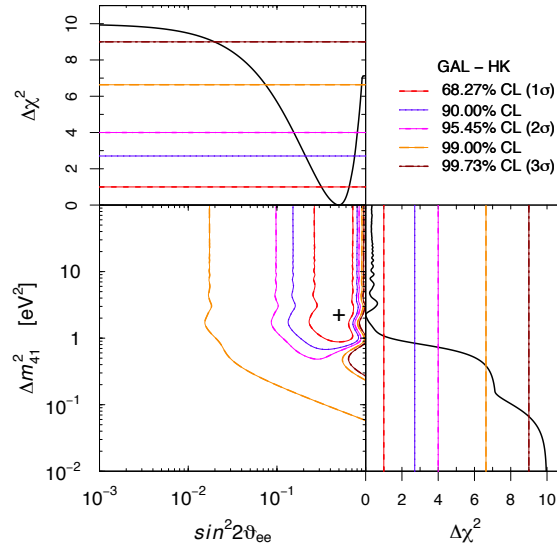


図 1.25 ガリウム実験の異常から見積もられる新たな振動パラメータ ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) の許容領域 [44]。

短基線原子炉実験のレート解析結果

原子炉ニュートリノ実験では原子炉で生成された $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊反応を用いて測定する。1980 年代から 1990 年代にかけて行われたベースライン 100m 以下の短基線原子炉ニュートリノ実験 (ILL-Grenoble, Goesgen, Rovno, Krasnoyarsk, Savannah River, Bugey) ではニュートリノレートの予測値に対し観測値が小さいという結果が示された。 $\bar{\nu}_e$ がステライルニュートリノと混合し、あるパラメータで振動していると仮定すると、この結果を説明することができる。これらの実験で用いたニュートリノの予測値は 1980 年代に見積もられた参照スペクトルに基づいているが、この見積もりは良く一致していることが判明している。近年見直された新しい参照スペクトルや中性子の寿命を考慮し再計算を行った結果 [45] でも、ニュートリノの予測レートに対する観測レートの割合は 0.943 ± 0.023 と明らかに少ない。図 1.26 に短基線原子炉実験のニュートリノレートの予測値と観測値の割合と、振動パラメータの許容領域を示す。

短基線原子炉実験のスペクトル解析結果

フランスの Bugey 原子力発電所が保有する熱出力 2800 MWt の加圧水型原子炉 Bugey-3 を用いて、スペクトル解析によるニュートリノ振動探索が行われた [47]。本研究で使用されたニュートリノ検出器は大きさ $85 \times 122.5 \times 61.8 \text{ cm}^3$ の鉄製タンクでできており、縦 14 段、横 7 段に光学的に分割されそれぞれに 3-inch 光電子増倍管が設置されている。この検出器を原子炉から 15m, 40m, 90m の近距離に設置し、ニュートリノのエネルギースペクトルの測定を行った。1986 年より測定を行い 150,000 events の解析を行った結果、ニュートリノ振動の兆候は観測されず、 $0.01 < \Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$ 程度の領域のパラメータに制限をかける結果を得た。図 1.27 に Bugey-3 の測定により棄却される領域を示す。

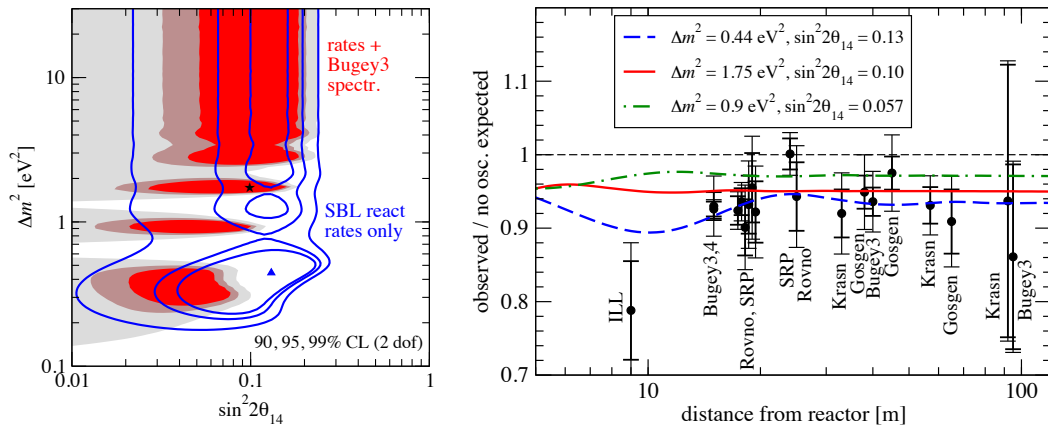


図 1.26 短基線原子炉実験の結果 [46]。右図は各実験のベースライン [m] を横軸に取り、観測レイトと予測レイトの比を示す。全体的に観測レイトが少なく、色付きの線で示すような振動を仮定するとデータとよく一致する。左図は短基線原子炉実験から振動パラメータが示唆される領域を二次元上に示す。実線はレイト解析のみの見積もりを示し、色で覆われた領域は Bugey-3 のスペクトル測定で棄却される領域を考慮した結果である。

また 1981 年、フランスの原子炉 ILL を用いてスペクトル測定によるニュートリノ振動探索が行われた [48]。ILL は研究目的の原子炉のため炉心が小さく熱出力も 57 MWt と小さいが、ベースラインが広がりを持たないため、ベースライン 8.76 m という超近距離での測定を行うことが出来た。図 1.28 に ILL の測定で得られたスペクトル比を示す。予測レイトと観測レイトの比はエネルギーに応じて波打った形状となり、黒線で示す $\Delta m^2 = 2.2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 0.3$ のニュートリノ振動と似通ったパターンを示している。

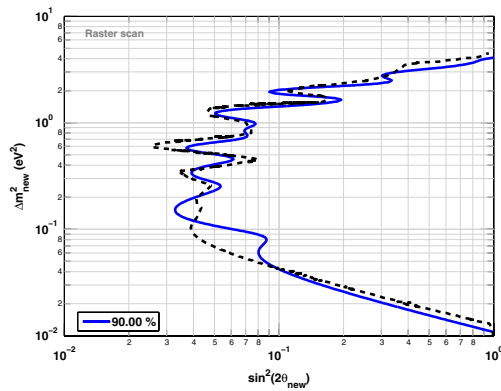


図 1.27 Bugey-3 のスペクトル解析によって棄却される領域 [45]。

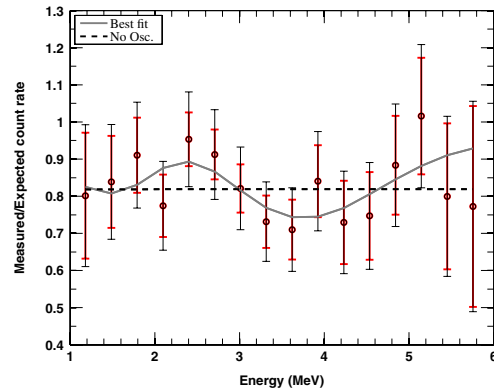


図 1.28 ILL 実験におけるエネルギースペクトルの測定値と予測値の割合 [45]。赤線は統計誤差、黒線は統計誤差 +11% の系統誤差。ベストフィットの値は $\sin^2 2\theta = 0.3$, $\Delta m^2 = 2.2 \text{ eV}^2$

Daya Bay によるスペクトル解析結果

θ_{13} の精密測定を行う長基線原子炉実験 Daya Bay の測定結果を用いて、ステライルニュートリノによる振動の探索が行われた [49]。前置検出器のベースライン約 360 m, 480 m を利用して、 $\Delta m^2 < 0.1 \text{ eV}^2$ スケールの振動探索が行われた。図 1.29 に示すように、スペクトル解析の結果、振動パラメータの兆候は確認されず、2014 年 7 月に図 1.30 に示す領域のパラメータを棄却する結果を公表した。

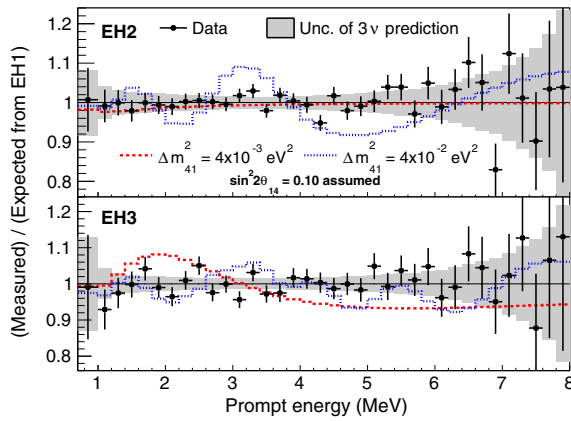


図 1.29 Daya Bay で観測されたスペクトル [49]。赤線と青線はステライルニュートリノによるある振動パラメータを仮定した場合の予測値であるが、データはいずれにも一致せず 3ν モデルとよく一致している。

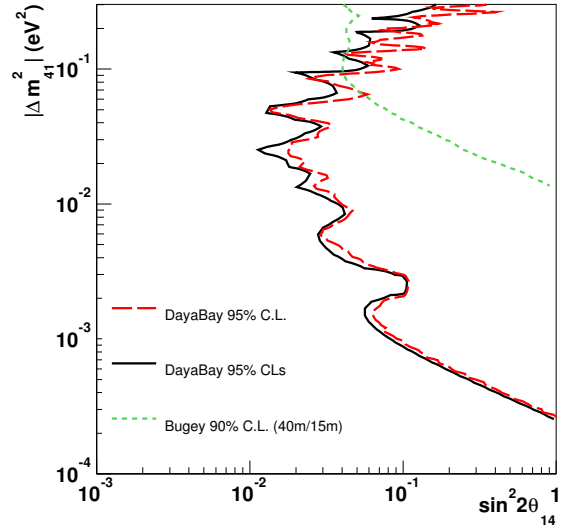


図 1.30 Daya Bay により棄却されたパラメータ領域 [49]。

1.4.4 ν_μ 消失モードの振動実験の結果

MINOS からの制限

MINOS 実験は 1.3.2 章で述べたように、加速器で生成された ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$ をベースライン 735 km 地点で測定する。NC 反応の断面積は ν_e, ν_μ, ν_τ の間で振動が起きても影響を受けないが、もし相互作用をしないステライルニュートリノへの遷移があるならば、エネルギーと相関のある欠損が生じるはずである。また CC 反応に関しても 10 GeV 以上の高いエネルギーのニュートリノは $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ 程度の大きな質量スケールの振動が存在すれば影響を受けると考えられる。

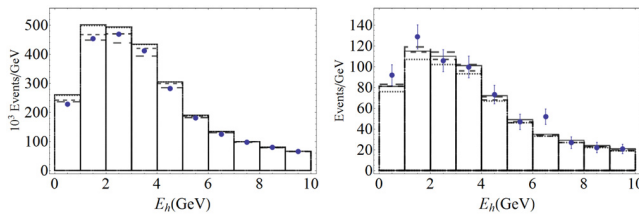


図 1.31 左図は前置検出器、右図は後置検出器のスペクトル [50]。実線： $\nu_\mu - \nu_s$ 振動なし、点線： $\Delta m^2_{42} = 0.5 \text{ eV}^2$ 、短い破線： $\Delta m^2_{42} = 2 \text{ eV}^2$ 、長い破線： $\Delta m^2_{42} = 4 \text{ eV}^2$ を仮定したヒストグラム。ステライルニュートリノを仮定することで前置検出器での欠損を説明することが出来、後置検出器の結果とも矛盾しない。

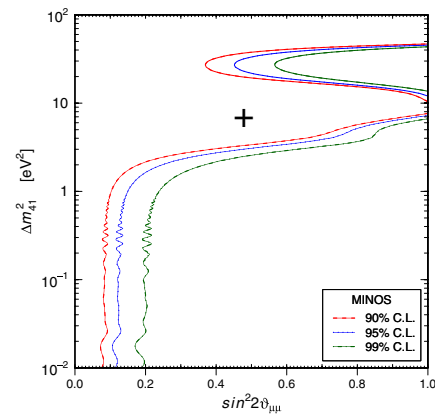


図 1.32 MINOS 実験の NC データにより棄却される領域 [51]。ベストフィットの値は $\sin^2 2\theta_{\mu\mu} = 0.48$, $\Delta m^2_{41} = 6.76 \text{ eV}^2$

測定により得たスペクトルを図 1.31 に示す。この結果は標準理論の三代ニュートリノで十分説明でき、図 1.32 に示す領域の振動パラメータが棄却される。一方で、 $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ スケールの振動を仮定しても矛盾せず、特に前置検出器の結果はステライルニュートリノへの振動を考慮するとデータとより良い一致を示す。

1.4.5 四世代のニュートリノ振動

LSND、MiniBooNE、ガリウム実験、原子炉実験で生じた不可解な結果は、第四世代もしくはそれ以上の世代のニュートリノが存在し、 $\sin^2 2\theta = 0.001 \sim 0.1$, $\Delta m^2 > 0.1 \text{ eV}^2$ の振動パラメータを持つならば、ニュートリノ振動によって説明することができる。

ステライルニュートリノを考慮した場合、式 (1.1) で示したニュートリノの混合行列は以下のように拡張される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (1.65)$$

上記の式を計算すると [53] より、以下のように表せる。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13}c_{14} & s_{12}c_{13}c_{14} & s_{13}c_{14}e^{i\delta} & s_{14}e^{i\delta_1} \\ * & * & * & c_{14}s_{24}e^{i\delta_2} \\ * & * & * & c_{14}c_{24}s_{34} \\ * & * & * & c_{14}c_{24}c_{34} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\phi_4} \end{pmatrix} \quad (1.66)$$

ただし本研究において不要な項は省略した。

ニュートリノの質量の絶対値自体が不明なため、ステライルニュートリノが取る質量スケールは様々なパターンを考慮することができる。例えば重いニュートリノを追加した (3+1) モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4$)、軽いニュートリノを追加した (1+3) モデル ($m_4 \ll m_1, m_2, m_3$)、重いニュートリノを二世代追加した (3+2) モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4, m_5$) などがある。本論文では (3+1) モデルで $m_4 \sim 1 \text{ eV}^2$ かつ $|U_{s4}|^2 \gg |U_{\alpha 4}|^2$ ($\alpha = 1, 2, 3$) に相当するステライルニュートリノを一世代追加した場合を考える。ニュートリノの存在確率は、三世代の振動確率の式 (1.23) と同様に表すことができる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.67)$$

ここで $\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2$, $\Delta m_{41}^2 \sim \Delta m_{42}^2 \sim \Delta m_{43}^2$ であることを利用すると、以下のように展開できる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4(U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad - 4(U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad - 4(U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.68)$$

したがって、電子ニュートリノの生存確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - 4|U_{e1}|^2 |U_{e2}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad - 4(|U_{e1}|^2 |U_{e3}|^2 + |U_{e2}|^2 |U_{e3}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad - 4(|U_{e1}|^2 |U_{e4}|^2 + |U_{e2}|^2 |U_{e4}|^2 + |U_{e3}|^2 |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.69)$$

$L \sim 1 \text{ km}$ で数 MeV のニュートリノの測定を仮定すると、 Δm_{12}^2 を含む項は十分小さくなり、物質効果も無視できる。また $|U_{e1}|^2 + |U_{e2}|^2 + |U_{e3}|^2 + |U_{e4}|^2 = 1$ であることから、原子炉から飛来する電子ニュートリノの生存確率はより少ないパラメータで表せる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 4|U_{e3}|(1 - |U_{e3}|^2 - |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.70)$$

式 (1.66) より、

$$|U_{e3}|^2 = \cos^2 \theta_{14} \sin^2 \theta_{13}, \quad |U_{e4}|^2 = \sin^2 \theta_{14} \quad (1.71)$$

したがって、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \cos^4 \theta_{14} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.72)$$

$\theta_{14} = 0$ においては $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ は三世代振動の式と等しくなり、矛盾せずステライルニュートリノを導入できる。また、 $\Delta m_{41}^2 \sim \Delta m_{43}^2$ とみなして項を落としており、階層性には感度を持たない。

また同様に計算すると、 ν_μ の生存確率、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率も求めることができ、以下の関係が成り立つ。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sim 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (1.73)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim 4 \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \quad (1.74)$$

$$\sin^2 \theta_{\mu\mu} = |U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2), \quad \sin^2 2\theta_{\mu e} \sim \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \quad (1.75)$$

したがってステライルニュートリノによる振動を明らかにするためには、 ν_e 消失実験、 ν_μ 消失実験、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動実験が相補的な関係にある。これまでの振動実験の結果を総合して、軽いステライルニュートリノを一代追加した時に得られる許容領域を図 1.33-図 1.35 に示す [46]。

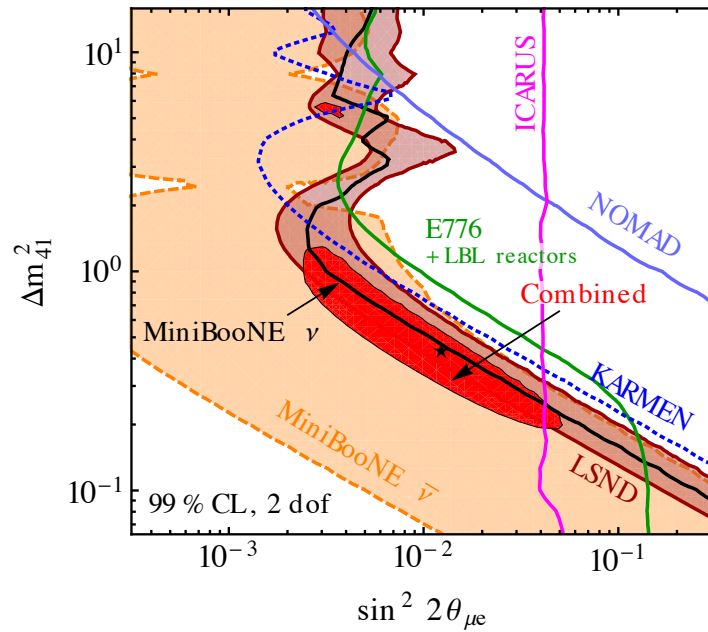


図 1.33 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 実験の結果。LSND と MiniBooNE($\bar{\nu}_e$ データ) から示唆された領域と、MiniBooNE(ν_e データ), KARMEN, NOMAD, ICARUS, E776 から棄却される領域を示す。赤い領域がこれらの実験を総合した結果であり、星印がベストフィットの点を示す。

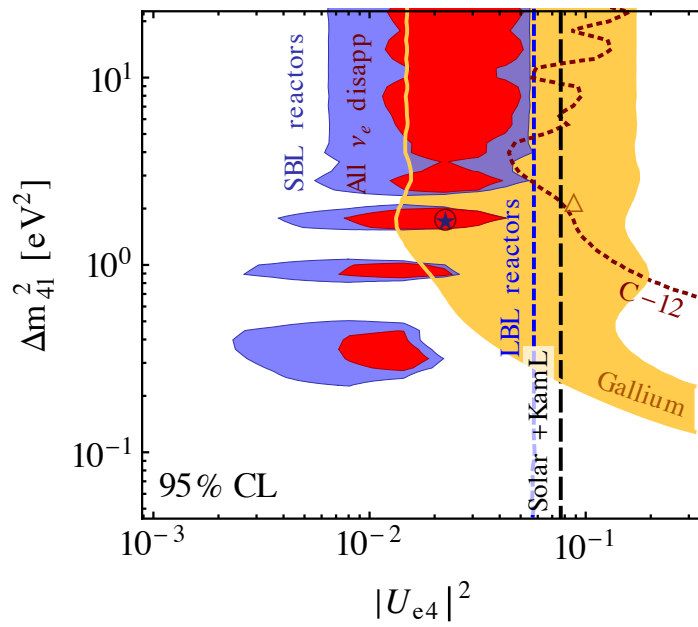


図 1.34 ν_e 消失実験の結果。青で塗りつぶされた領域は短基線原子炉実験の結果、橙はガリウム実験の結果。点線より右側はその他の ν_e 消失実験から棄却された領域で、青い点線は長基線原子炉ニュートリノ実験、黒点線は太陽ニュートリノとカムランド、茶点線は LSND と KARMEN の ν_e と炭素の散乱データからの制限を示す。赤が全てのデータを総合した結果で星印はベストフィットを示す。

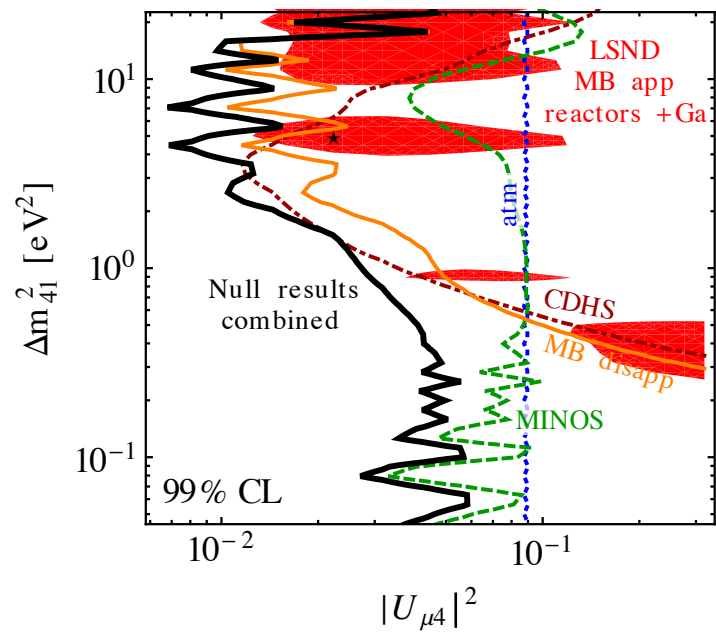


図 1.35 ν_μ 消失実験の結果。赤で示されるのが LSND、MiniBooNE、原子炉、ガリウム実験の結果から示唆される領域で、星印はベストフィットから求められる値である。 ν_μ 消失実験では未知の振動の兆候は観測されておらず、黒線より右側を棄却し、 $\theta_{14} = 0$ を支持している。

1.5 ステライルニュートリノ探索実験

これまでのニュートリノ振動実験からはステライルニュートリノの存在を決定的に肯定、もしくは棄却するには至っていない。この問題を解決するべく、現在多くの実験が提案、準備段階にある。

1.5.1 原子炉を用いた探索実験

原子炉で生成されるニュートリノのエネルギーは数 MeV であるため、 $\Delta m^2 = 0.1 \sim 10 \text{ eV}^2$ の質量スケールの測定を行うためには、ベースライン 2 ~ 10 m 程度の超近距離で測定を行う必要がある。ベースラインとエネルギーを正確に求めるためには線源が小さい事、検出器の位置再構成精度とエネルギー分解能が高いことが要求される。また高レートのバックグラウンドが発生するためこれを抑える必要がある。表 1.2 に現在提案されている原子炉ニュートリノ振動実験の一覧を示す。プラスチックシンチレーターを用いた実験はバックグラウンドの同定に強みを持ち、液体シンチレーターを用いた実験はエネルギー分解能に強みを持っている。

一例としてフランスで計画されている Nucifer 実験の検出器デザイン (図 1.36) と予測到達感度 (図 1.37) を示す。

実験名称 (実験場所)	測定方法の特徴	ベースライン	原子炉の熱出力	検出器サイズ
Nucifer (フランス)		7 m	70 MW	0.7 t
Stéreo (フランス)	Gd 配合の	8-11 m	50 MW	2 t
Neutrino 4 (ロシア)	液体シンチレーター検出器	6-12* m	100 MW	2 t
HANARO (韓国)		6 m	30 MW	500 ℓ
DANSS (ロシア)	細分化された	10-12* m	1 GW	1 t
SoLid (イギリス)	プラスチックシンチレータ検出器	8 m	45-80 MW	3 t

* 可動式の検出器を用いることで複数のベースラインでの測定を行う。

表 1.2 原子炉を利用したステライルニュートリノ探索実験 [54]。

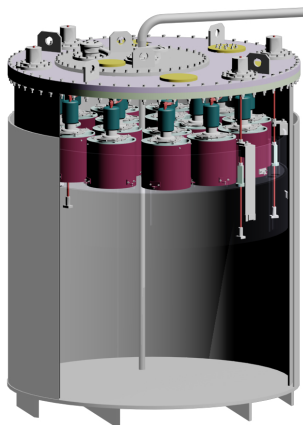


図 1.36 Nucifer 実験の検出器デザイン [55]。16 本の光電子増倍管を配置した液体シンチレータ検出器。

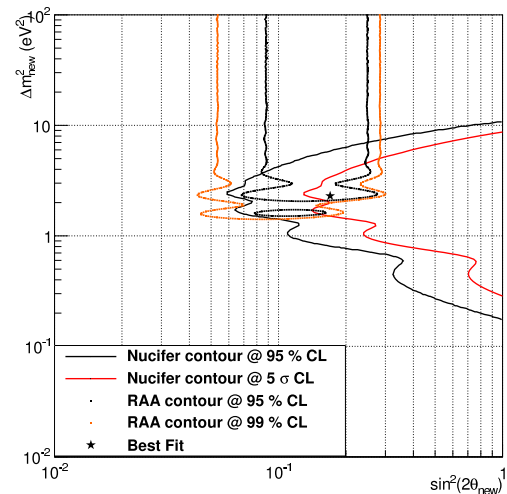


図 1.37 Nucifer 実験の予測到達感度 [55]。短基線原子炉実験 (RAA) のベストフィットのパラメータを 5σ で排除することができる。

1.5.2 線源を用いた探索実験

β 崩壊からニュートリノを生成する放射性物質を線源として用いる。線源からの γ 線を抑えるため十分な遮蔽を行う必要があるが、バックグラウンドイベントを抑えることができ、ニュートリノ発生源のサイズが小さくベースラインが広がりを持たない点が長所である。表 1.3 に現在提案されている線源を用いた探索実験を示す。

実験名称	検出方法	ニュートリノ線源	対象
CeLAND, Ce-SOX, Daya Bay	$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$	^{144}Ce (< 3 MeV)	$\bar{\nu}_e$
KATRIN	$^3\text{H} \rightarrow \text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$	^3H (< 18 keV)	$\bar{\nu}_e$
Sage, LENS, SOX-Cr, SNO+	$\nu_e e \rightarrow \nu_e e$	^{51}Cr (0.75 MeV)	ν_e
Ricochet	または化学検出	^{37}Ar (0.8 MeV)	ν_e

表 1.3 線源を用いたステライルニュートリノ探索実験 [54]。

以下に例として、CeLAND 実験と KATRIN 実験の予測探索感度を示す。

CeLAND 実験は KamLAND 検出器 (図 1.3) を用いて、反電子ニュートリノのスペクトル測定を行い、ステライルニュートリノの探索を行う実験である。線源には強度 50-100 kCi の ^{144}Ce を使用し、逆 β 崩壊反応を用いて 1-2 MeV の γ 線検出を行う。KamLAND 検出器は 1000 t の巨大な液体シンチレータ検出器で、現在ニュートリノレス二重 β 崩壊実験 KamLAND-Zen のために Xe を含有した液体シンチレータが中央部に入れられており、平行して本実験が行われる見込みとなっている。図 1.38 に CeLAND 実験による予測到達感度を示す。現在原子炉実験とガリウム実験から振動パラメータの存在が示唆されている領域のほとんどを排除することができる。

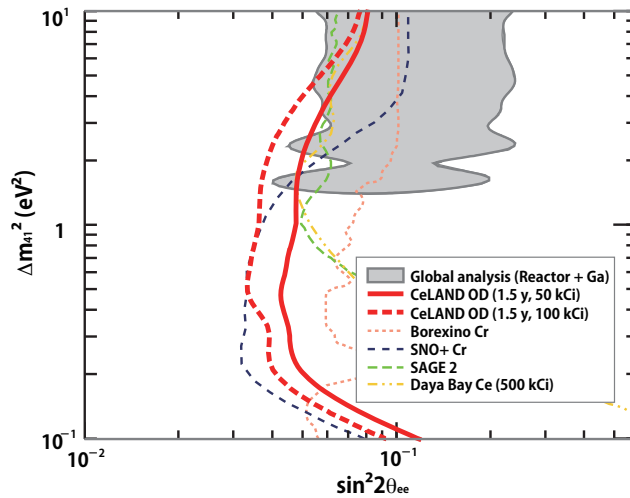


図 1.38 CeLAND 実験の予測到達感度 [56]。灰色で示されるのが原子炉とガリウム実験により示唆される領域。赤線が CeLAND 実験において 1.5 年の測定で予測される到達感度である (95% C.L.)。その他の点線は他の線源を用いた探索実験の予測感度を示す。

KATRIN 実験はトリチウムの β 崩壊を高感度スペクトロメータを用いて測定し、電子ニュートリノの質量に新たな上限値を設定することを目指す実験である。ステライルニュートリノが存在するならばその影響で、図 1.39 に示すようなスペクトルの段差を見ることができる。図 1.40 に KATRIN 実験による予測探索感度を示すように、 10 eV^2 付近に高い感度を持つ。

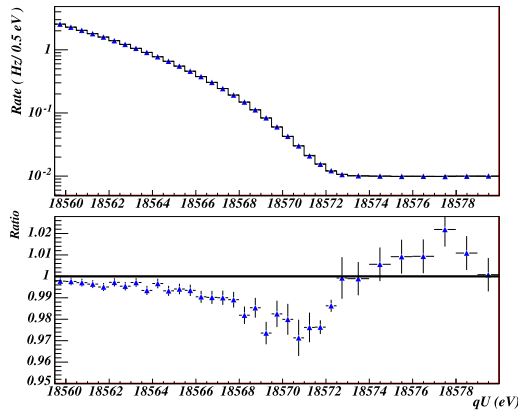


図 1.39 KATRIN 実験で観測されるスペクトルの段差 [57]。

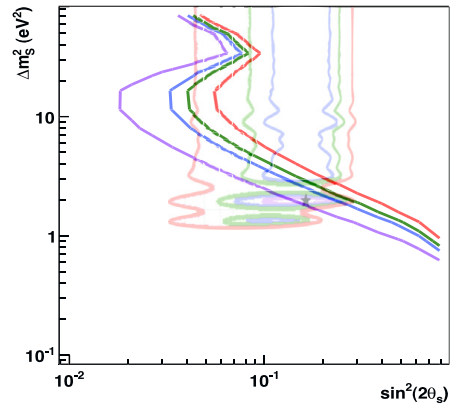


図 1.40 KATRIN 実験の予測到達感度 [57]。

1.5.3 加速器を用いた探索実験

加速器で発生させたニュートリノビームを用いて探索を行う。 ν_e ($\bar{\nu}_e$) 以外のニュートリノを生成することができるため、様々なチャンネルから振動探索を行うことができる。表 1.4 に現在提案されている加速器を用いた振動探索実験を示す。

実験名称	ニュートリノ源	振動パターン
IsoDAR	放射性元素	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$
JPARC-MLF, OscSNS, DAEδALUS, KDAR	静止 $\pi^{+,-}$	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e), \nu_e \rightarrow \nu_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$
MINOS+, MicroBooNE, LAr1kton, Icarus	飛行 $\pi^{+,-}$	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e), \nu_e \rightarrow \nu_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$
ν STORM	$\mu^{+,-}$	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e), \nu_e \rightarrow \nu_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$

表 1.4 加速器を用いたステライルニュートリノ探索実験

一例として、J-PARK MLF 施設で行われる探索実験と IsoDAR 実験の概要を述べる。

J-PARK MLF 施設で行われるステライルニュートリノ探索 [59] では、3 GeV の陽子ビームを水銀ターゲットに衝突させ、静止 π^+ 粒子からニュートリノを生成し、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の測定を行う。図に予測感度を示すように、LSND で示唆された領域のほとんどを棄却することができる。

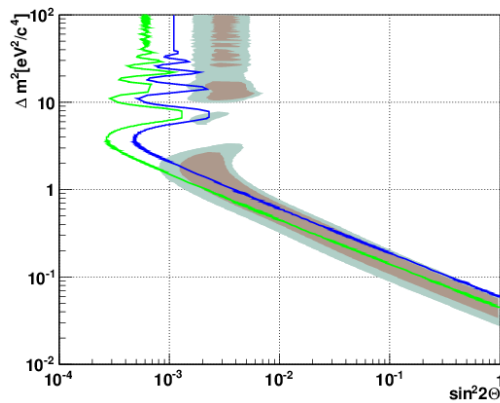


図 1.41 J-PARK MLF 施設を利用した 4 年間の測定で予測される感度 [59]。緑が 3σ 、青が 5σ で棄却できる領域を示す。

図 1.42 には IsoDAR 実験で使用するニュートリノ源の概観を示す。IsoDAR 実験では、小型サイクロトロンから Be ターゲットに陽子ビームを衝突させ、発生した中性子から β 崩壊核の ${}^8\text{Li}$ を大量に生成する。 ${}^8\text{Li}$ の崩壊から生成されたニュートリノを KamLAND 検出器で測定し、エネルギースペクトルから振動解析を行う。図 1.43 には IsoDAR 実験で 5 年間の測定により予測される到達感度を示す。強力なサイクロトロンを用いることで、ステライルニュートリノ探索において支配的となる統計誤差を大きく抑えることができ、高感度での探索が可能である。

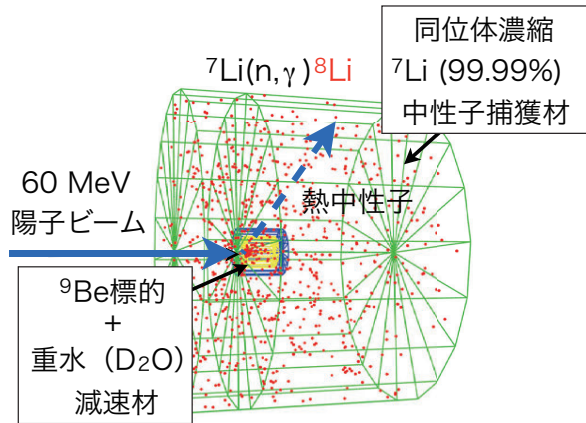


図 1.42 IsoDAR 実験のニュートリノ源 [58]。

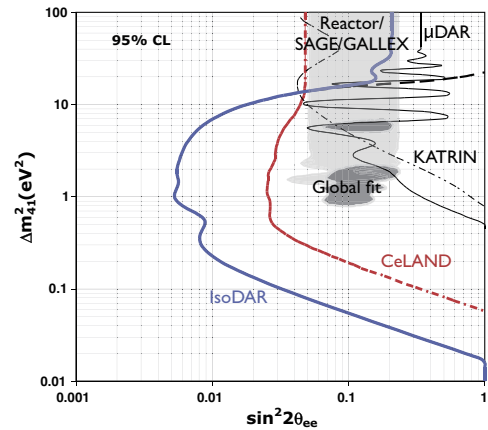


図 1.43 IsoDAR 実験で 5 年間測定を行った場合の予測到達感度 [58] (95% C.L.)。

第2章

Double Chooz 実験

本研究の目的であるステライルニュートリノの探索には、現在ニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を行っている Double Chooz 検出器を利用する。

Double Chooz 実験ではニュートリノのイベント数とエネルギースペクトルの測定を行うため、高精度なニュートリノ検出器とシミュレーションパッケージを保有している。本研究で使用する前置検出器は現在調整中であるが、既に後置検出器の測定によりニュートリノ選別・バックグラウンド・検出器の理解が進んでいる。ステライルニュートリノの探索と θ_{13} の精密測定においてこれらの取り扱いが共通であり、これまでの研究成果を利用することで高精度な解析が可能である。

本章では Double Chooz 実験全体の概要について記述する。まずはニュートリノ検出の基本原理、Double Chooz 検出器の構造とその役割、本実験におけるバックグラウンドの発生機構の説明を行う。またシミュレーションを利用した原子炉におけるニュートリノ生成量と検出器におけるニュートリノ観測量の見積りに関して述べる。

2.1 実験概要

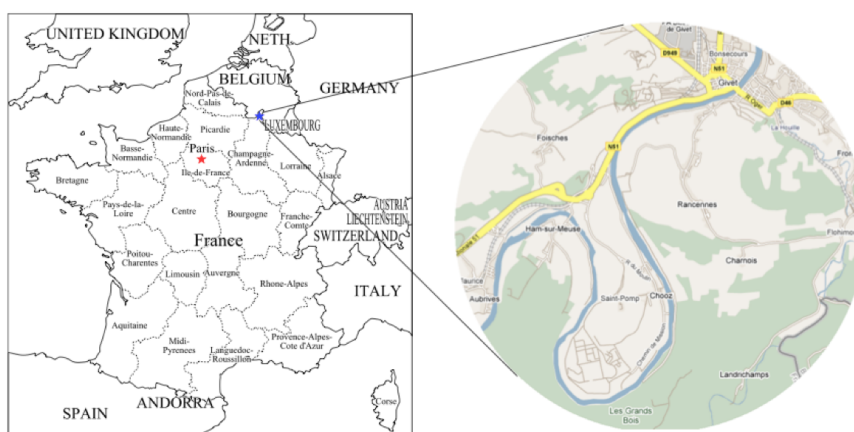


図 2.1 Chooz 原子力発電所の所在地を示す。フランス北部、アルデンヌ県のベルギーとの国境付近に位置している。

Double Chooz 実験はニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした、原子炉ニュートリノ実験である。日本・フランス・ドイツ・スペイン・ロシア・アメリカ・ブラジルの世界七カ国から約 150 名の研究者が参加する国際共同実験であり、日本からは東北大学・東北学院大学・新潟大学・首都大学東京・東京工業大学・神戸大学・



図 2.2 原子炉と Double Chooz 検出器の配置。図中の左側に示されているのが前置検出器、川を挟んだ右奥側が後置検出器である。右手の大きな建物は冷却設備で、原子炉は中央に 2 つ並んだ小さな丸い建物である。

広島工業大学が参加している。図 2.1 に示すように、フランス北部アルデンヌ県の Chooz 原子力発電所近辺で行われた CHOOZ 実験の跡地が利用されている。

Double Chooz 実験では同型の二基の検出器を用いた測定を行う。後置検出器は原子炉から約 1 km、地中約 100 m (300 m.w.e.) に位置し、前置検出器は原子炉から約 400 m、地中約 40 m (120 m.w.e.) に設置されている。各検出器と原子炉の配置を図 2.2 に示す。距離の異なる二基の検出器を利用することで原子炉のニュートリノ生成量や検出効率の不確定性をキャンセルし、図 2.3 に示すように、より高精度での θ_{13} 測定を目指している。

後置検出器は 2011 年 4 月より測定を開始し、2011 年 11 月には原子炉ニュートリノ実験による θ_{13} の精密測定結果を世界で初めて発表した [28]。また、原子炉停止時のデータを用いたバックグラウンドに関する研究 [62] など、Double Chooz 検出器を利用した様々な成果を公表している。

前置検出器は現在建設を終え調整作業を行っており、今年度中に測定開始が見込まれている。両基を用いた測定により系統誤差の更なる低減を目指す。

2.2 ニュートリノ検出原理

Double Chooz 実験ではニュートリノの逆 β 崩壊で生成する陽電子と中性子を遅延同時計測法を用いて検出する。その原理を模式図 2.4 に示す。

原子炉の内部では核燃料の β^- 崩壊により反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が生成される。 $\bar{\nu}_e$ が検出器内部に飛来すると陽子と反応して逆 β 崩壊を起こし、陽電子と中性子を生成する。



この際、運動量保存則とエネルギー保存則よりニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ の大半は陽電子に受け渡される。反応前後でエネルギーは保存するため以下の関係式が成り立つ。

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = m_n + m_{e^+} + K_{e^+} \quad (2.2)$$

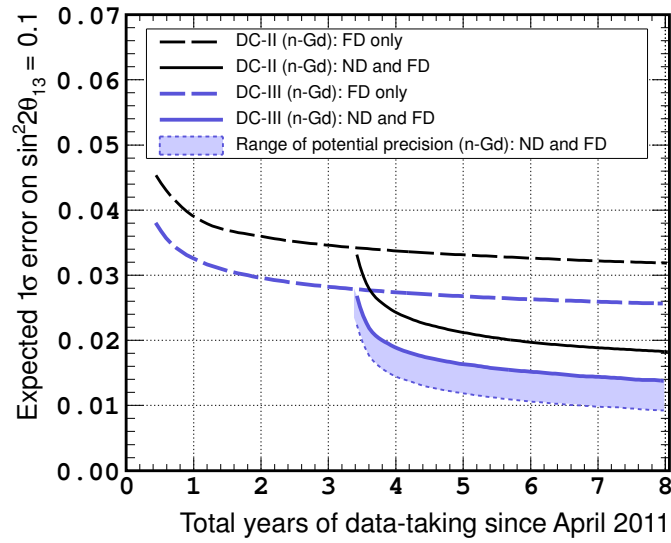


図 2.3 データ取得年数と θ_{13} に対する到達感度の予測。 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ を仮定し誤差 1σ の大きさを示す。点線は後置検出器のみでの測定による予測感度、実線は前置検出器を加えた測定での予測感度であり、系統誤差の低減により感度の向上が見込まれる事を示している。また黒線と青線はそれぞれ 2012 年に発表した結果 [60] と最新の結果 [61] での解析手法による感度の向上を示す。

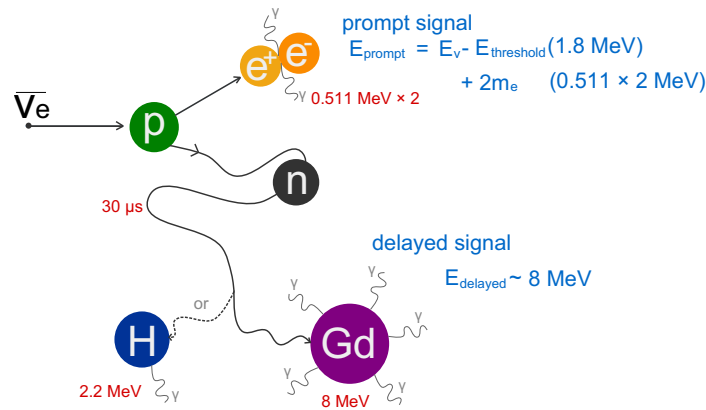


図 2.4 ニュートリノ検出原理の模式図

陽電子は運動エネルギーを失ったのちに周囲の電子と対消滅し 2 本の γ 線を放出する。これを観測し**先発信号**とする。観測されるエネルギー E_{vis} は、陽電子の運動エネルギー K_{e^+} と対消滅で発生した γ 線のエネルギーと以下の関係にある。

$$E_{vis} = m_{e^+} + m_{e^-} + K_{e^+} \tag{2.3}$$

したがって、式 (2.2) を式 (2.3) に代入すると、ニュートリノエネルギーと先発信号の観測エネルギーの関係を得ることができる。

$$E_{vis} = E_{\bar{\nu}_e} + m_{e^-} + m_p - m_n \tag{2.4}$$

$$\sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ MeV} \tag{2.5}$$

一方陽電子と同時に生成された中性子は、ほとんど運動エネルギーを持たない熱中性子である。ニュートリノターゲット層の Gd に捕獲され、約 $30 \mu\text{s}$ 後に数本の γ 線を放出する。これを**後発信号**とし、エネルギーは約

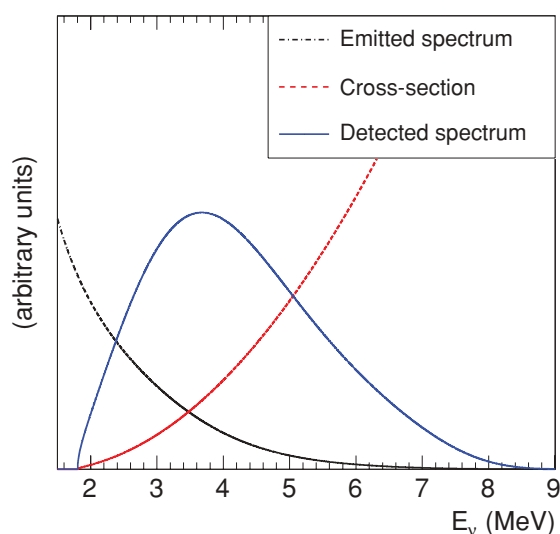


図 2.5 黒線は原子炉で生成される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル、赤線は逆 β 崩壊の反応断面積、青線は検出される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを示す。[63]

8 MeV にピークを示す。先発信号と後発信号の時間差とエネルギーから、ニュートリノイベントを選別する。選別条件の詳細は 3.2 章で説明する。

図 2.5 に示すように、原子炉では低エネルギーの $\bar{\nu}_e$ が多く生成される。一方で $\bar{\nu}_e$ が逆 β 崩壊反応を起こすためには最低でも約 1.8 MeV のエネルギーが必要であり、反応断面積はニュートリノのエネルギーが大きいほど大きくなる。これらの関係から、検出器内部で反応する $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは 4 MeV 付近にピークを持つ分布になる。

2.3 Double Chooz 検出器

Double Chooz 検出器は大別すると、ニュートリノ検出器と上部を覆う外部ミュオン検出器 (OV) の 2 つの検出器より構成されている。ニュートリノ検出器はさらに内部検出器 (ID) と内部ミュオン検出器 (IV) で光学的に分離された構造を持つ。また目的による分類では、内部検出器はニュートリノ検出、内部ミュオン検出器と外部ミュオン検出器は宇宙線の同定のために用いられている。図 2.6 に後置検出器の概観を示す。前置検出器と後置検出器ではシールド構造と外部ミュオン検出器に構造の違いがあるが、ニュートリノ検出器は同一構造である。

2.3.1 ニュートリノ検出器

内側より、ニュートリノターゲット層・ γ キャッチャー層・バッファ層・内部ミュオン検出器の四層の液体が満たされたタンクで構成されており、内部ミュオン検出器の外壁が鉄シールドの役割も果たしている。各層の寸法を表 2.1 に示す。ニュートリノ検出器全体では直径 7m、高さ 7m の大きさを持つ。

各層の目的により使用されている液体の組成は異なり、表 2.2 に詳細を示す。ニュートリノターゲット層・ γ キャッチャー層・内部ミュオン検出器は光検出のため液体シンチレータが満たされており、バッファ層にはバックグラウンドを抑えるミネラルオイルが満たされている。ニュートリノターゲット層には加えて Gd が配合されており、後発信号の生成源となっている。Gd は熱中性子に対する反応断面積が大きく、エネルギーピークが約 8 MeV で環境放射線によるバックグラウンドの識別に長けており、高い S/N 比を得られるという利点がある。

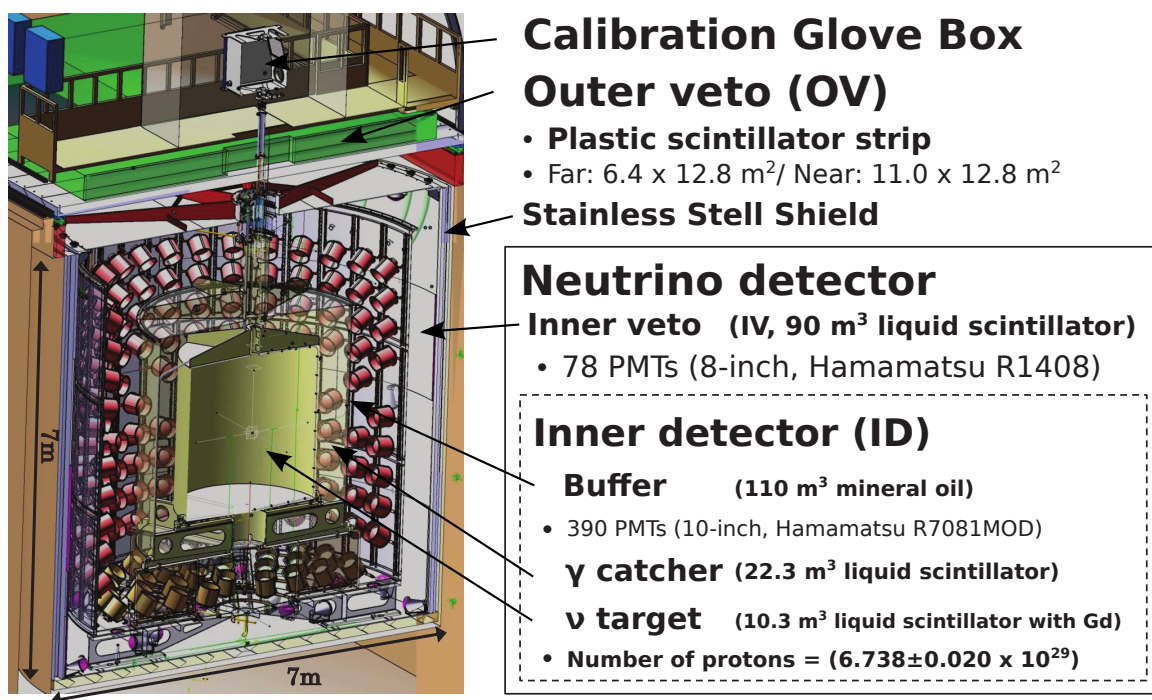


図 2.6 Double Chooz 検出器の概観

構造	内径 [mm]	高さ [mm]	内容物	液体体積 [m³]	重さ [t]
ニュートリノターゲット層	2,300	2,458	Gd+ 液体シンチレータ	10.3	0.35
γ キャッチャー層	3,392	3,574	液体シンチレータ	22.6	1.1-1.4
バッファ層	5,516	5,674	ミネラルオイル	114.2	7.7
内部ミュオン検出器	6,590	6,640	液体シンチレータ	90	20
鉄シールド層	6,610	6,660	鉄	-	300
ニュートリノ検出器	6,950	7,000			

表 2.1 ニュートリノ検出器の各構造の寸法

構造	溶媒	第一溶質	第二溶質
ニュートリノターゲット層	Dodecane(80%), PXE(20%), Gd(4.5 g/ℓ)	PPO(7 g/ℓ)	bis-MSB(20 mg/ℓ)
γ キャッチャー層	Dodecane(30%), PXE(4%), ミネラルオイル (66%)	PPO(2 g/ℓ)	bis-MSB(20 mg/ℓ)
バッファ層	ミネラルオイル (50%), Tetradecane(50%)		
内部ミュオン検出器	LAB(38%), Tetradecane(62%)	PPO(2 g/ℓ)	bis-MSB(20 mg/ℓ)

表 2.2 ニュートリノ検出器で用いられる液体の組成

ニュートリノターゲット層

検出器の中心に位置しニュートリノ信号を検出する。直径 230 cm、高さ 246 cm、体積 10 m³ の円柱型で、Gd を 0.1% 含有した液体シンチレータで満たされている。ニュートリノの逆β崩壊で生じた熱中性子は、Gd に捕獲され数本のγ線を放出し、液体シンチレータの発光により検出される。外側のタンクは可視光・紫外光に対して透明なアクリルで出来ており、シンチレーション光が通り抜けられる構造となっている。

γ キャッチャー層

ニュートリノターゲット層の境界付近で Gd が発する γ 線を確実に捉え、検出効率とエネルギー応答の向上を図る。直径 339 cm、高さ 357 cm、体積 22.6 m³ の液体シンチレータで満たされたアクリル製のタンクで構成される。Gd を含まず発光量が大きくなるため、シンチレーションを起こさないミネラルオイルを配合し、発光量と液体の密度がニュートリノターゲット層と等しくなるよう調整されている。

バッファ層

環境放射線によるバックグラウンドが内部まで届かないよう遮蔽する。直径 552 cm、高さ 567 cm、体積 114.2 m³ のミネラルオイルで満たされ、タンクの外壁はステンレスが用いられている。外壁には計 390 本の光電子増倍管 (PMT) が、上下に 60 本ずつ、側面に 270 本、中心方向を向く形で設置され、ニュートリノターゲット層・γ キャッチャー層で波長変換された光を信号として取り出す。検出器周囲の岩盤の他、PMT のガラスが γ 線源となるため、できるだけシンチレータと遠ざける必要がある。液体は薄いアクリルタンクや PMT のガラスに負荷がかからないような密度であることと、シンチレーション光に対し透明であることが要求されるため、これを満たすミネラルオイルが使用されている。

内部ミュオン検出器 (IV)

宇宙線ミュオンの同定や飛跡再構成、核破碎反応によるバックグラウンドの除去などを行う。ニュートリノ検出器とはステンレスのタンクで光学的に分離されている。厚さ 17 cm、直径 650 cm、高さ 685 cm の鉄製タンクが液体シンチレータで満たされており、78 本の 8-inch PMT が設置されている。PMT は内部ミュオン検出器の範囲をカバーするよう、上底と下底では水平方向に、側面では垂直方向に取り付けられている。タンクは外部からの γ 線を遮蔽するシールドとしての役割も果たしている。

光電子増倍管 (PMT)

検出器で発生したシンチレーション光を高電圧により増幅し、信号として取り出す光検出器である。Double Chooz 実験では浜松ホトニクス社製の二種類の PMT を使用している。

内部検出器に使用している 10-inch R7081 MOD は Ice Cube 実験で用いられた R7081 の改良型であり、より環境放射線の少ないガラスを用いて作られている。内部ミュオン検出器には 8-inch R1048 を使用している。R7081 の形状を 2.7 に、それぞれの PMT の特性を表 2.3 に写真を図 2.8 に示す。

PMT はしばしば自身のダイノード回路の発光を検出して、ライトノイズと呼ばれるノイズを発生させる。ライトノイズは最も発光した PMT とその周囲の PMT の発光量を比較することにより除去することが可能である。除去するための詳しい条件は 3.2 章で述べる。前置検出器に設置された PMT はライトノイズを抑えるため、事前に回路の周囲がカバーで覆われている。

2.3.2 シールド層

後置検出器は内部ミュオン検出器のタンクが外部からの環境 γ 線を遮蔽する鉄シールドの役割も果たしている。前置検出器は地中浅くに設置されているためより多くの宇宙線が到達すると予測され、簡易測定の結果では後置検出器の約 6.7 倍の宇宙線飛来頻度が見積もられている*1。これを低減するため前置検出器では図 2.9 のように強固な遮蔽を行っている。

前置検出器の側面と底面は厚さ 1 m の水シールドで覆われ、岩盤やコンクリートからの環境放射線、高速中性

*1 プラスチックシンチレータ検出器 MegaMini の測定結果 [86][87] より。詳細は 5.3.4 章参照。

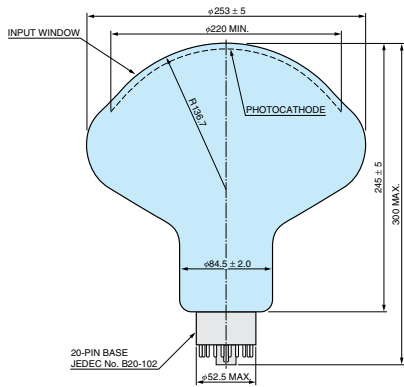


図 2.7 ID 用 PMT R7081 の形状 [64]

	R7081	R1048
使用本数	390	78
直径 [mm]	φ220(10-inch)	φ190(8-inch)
光電面領域 [mm]	φ220	φ190
ダイノード段数	10	9
応答波長領域 [nm]	300-650	300-650
最適波長 [nm]	420	420

表 2.3 PMT R7081 と R1048 の特性 [64]



図 2.8 PMT の写真。左が ID 用 R7081、右が IV 用 R1048

子、宇宙線が発生させる二次粒子の影響を抑えている。また検出器の上には総重量は 70t の鉄シールドが設置されている。厚さ 5cm の二層から構成され、上層は 7.78m 四方、下層は 9.12m 四方の遮蔽を行う。図 2.10 に示す鉄シールドの設置により、内部ミュオン検出器のトリガーレートを約 1/10 に抑制できた事が確認されている。水シールドは中性子に対し、鉄は γ 線に対し高い遮蔽能力を持つ。

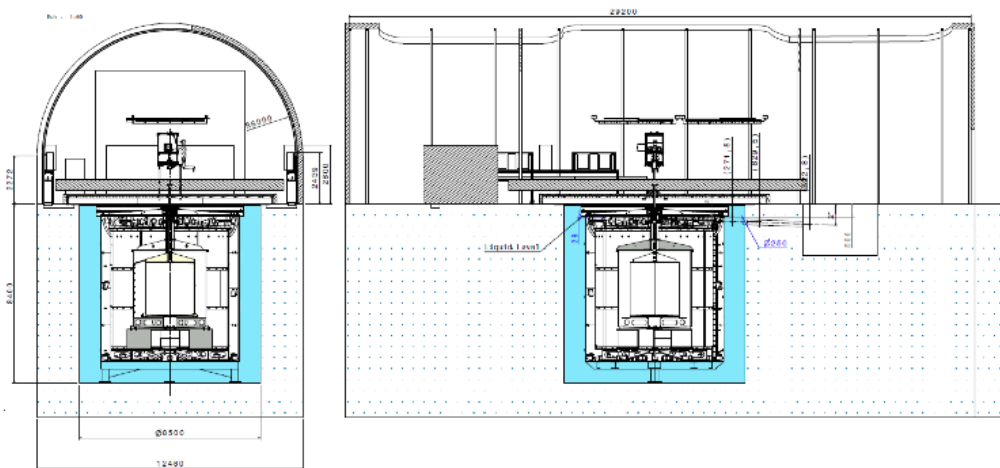


図 2.9 前置検出器のシールド構造。水色で塗りつぶされた部分が水シールド層。



図 2.10 鉄シールドで遮蔽された前置検出器。

2.3.3 外部ミュオン検出器

宇宙線ミュオンの同定のため、検出器の上部を覆うようにプラスチックシンチレータのレイヤーが配置されている。プラスチックシンチレータは幅 5 cm、厚さ 1 cm、長さ 320 または 360 cm の細長い構造で、ミュオンが通過するとシンチレーション光を発生させる。シンチレーション光は波長変換ファイバーを通して、浜松ホトニクス社製 64 チャンネルマルチアノード PMT (H8804) で増幅・読み出しが行われる。

各レイヤーは図 2.11 に示すように、互い違いに並べられた 64 本のシンチレーター・波長変換ファイバー・マルチアノード PMT から構成され、1 レイヤーの大きさは幅 1625 mm、長さ 3200 mm または 3600 mm、厚さ 2 cm である。レイヤーはあるプラスチックシンチレータをミュオンが通過したという情報のみを得るため、長辺方向の通過位置はわからない。X 方向と Y 方向に直行させたレイヤーを重ねることにより、通過位置の XY 平面における二次元情報を取得することができる。

外部ミュオン検出器の配置は後置検出器と前置検出器で異なる。後置検出器では図 2.12 のような二段構造で、下段検出器より 3m 上部に上段検出器がある。13m × 7m の広範囲を覆うため、下段検出器に 36 枚 (X 方向:16 枚、Y 方向:20 枚)、上段検出器に 8 枚 (X 方向:4 枚、Y 方向:4 枚) のレイヤーが使用されている。上下のシンチレータを用いることで Z 方向の情報も得ることができ、高い飛跡再構成能力を持つ。最新の解析結果 [61] では、27.6% は上下段の全てが稼働した状態、56.7% は下段検出器のみ、15.7% は外部ミュオン検出器無し状態で取得されたデータを用いている。

前置検出器の外部ミュオン検出器は図 2.13 のように、最小限の大きさに抑えられている。

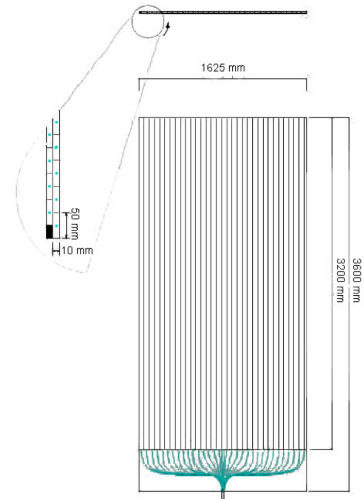


図 2.11 外部ミュオン検出器のレイヤー

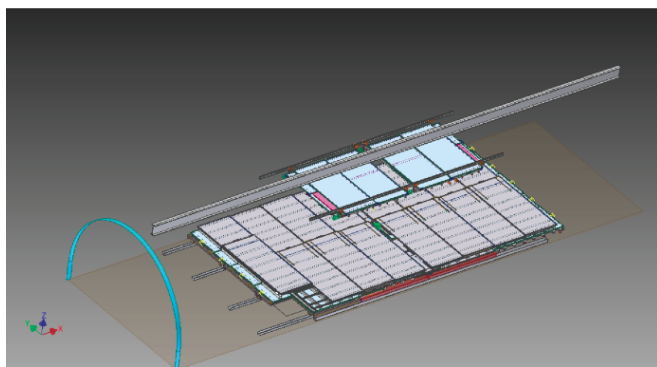


図 2.12 後置検出器の外部ミュオン検出器

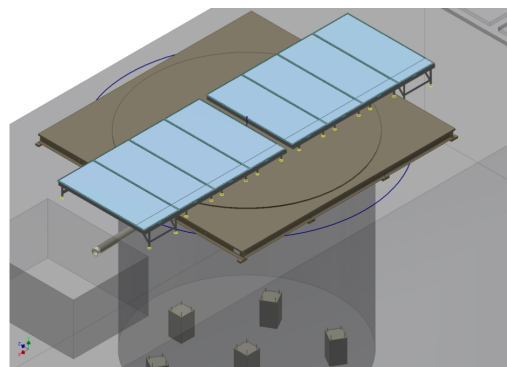


図 2.13 前置検出器の外部ミュオン検出器

2.3.4 信号読み出しシステム

Double Chooz 実験の信号読み出しシステムを図 2.14 に示す。ID と IV は同一のシステムにより読み出しを行う。

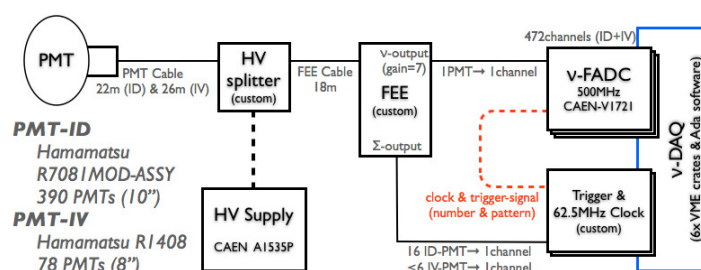


図 2.14 読み出しシステムのダイアグラム [60]

通常 PMT は高電圧の印加と信号読み出しを別々のケーブルで行うが、Double Chooz 実験ではスペースの削減のため各 PMT につき 1 本のケーブルで電源供給と信号読み出しを行い、スプリッター回路により PMT 信号と高電圧電源部に分離している。

低周波成分は次に記述する高電圧電源システムに供給され、高周波成分である PMT 信号はフロントエンドエレクトロニクス (FEE) から読み出される。FEE は NIM 規格のモジュールを組み合わせで構成されており、PMT からの信号を最適化して FADC とトリガーシステムに送る。

トリガーシステムはトリガーマスターボードと 3 台のトリガーボード (ID 用×2、IV 用×1) から構成され、信号の総和から FADC に読み出しのタイミングを指示する。ID は観測エネルギー約 350 keV 以上でトリガーを起し、検出効率は解析で用いる閾値 0.4 MeV 以上では 100% である。IV のトリガーは約 10 MeV で発生し、これはイオン化を引き起こす最低エネルギーの宇宙線ミュオンが 8 cm 通過した際に落とすエネルギーに相当する。

FADC には PMT ケーブル由来のノイズを除去し約 8 倍に増幅した信号が送られる。 μ -FADC システムは波形読み取り機 VX1721 64 台で構成され、ID か IV のトリガーに応じて 256 ns の波形を読み出す。VX1721 は Double Chooz グループと CAEN 社により共同開発されたサンプリング周波数 500 MHz の 8 チャンネル 8-bit FADC である。FADC はエネルギーが 100 MeV を超えると非線形性を示し始め、500 MeV 以上では最大 40% のずれが生じる。また、2 光子以下の信号を再構成した際ベースラインの変動により電荷量に非線形性を示すため、キャリブレーションにより補正を行っている。これについて詳しくは 3.1 章の事象再構成で述べる。

FADC とトリガーシステムは VME クレートで管理され、Ethernet 経由で読み出し用の PC と通信を行う。

高電圧電源

高電圧電源システムはCAEN社製 SY1527LC クレート 2 台、A1535P モジュール 20 台から構成され、ID と IV に設置された計 468 本全ての PMT に電源を供給する。

SY1527LC クレートは高電圧電源モジュールの制御を行うフレームで、1 台に最大 16 モジュールまで設置が可能である。OS が搭載されており直接キーボードとディスプレイを接続し操作するか、Ethernet 経由で外部のコンピュータからリモートで操作する。モニター値をデータベースに記録し、オンラインモニターによる監視が可能である。

A1535P モジュールはクレートに差し込んで使用し、実際に高電圧を出力する。1 モジュールで 24 チャンネルの出力を提供し、各チャンネルに対応する 24 個のチップが取り付けられている。出力は Radial 社製 52 pin コネクタが使用され、パッチパネルを通して 24 チャンネル SHV コネクタへ変換される。

図 2.15 に SY1527LC クレートと A1535P モジュールを示す。



図 2.15 高電圧電源 SY1527LC, A1535P [65]

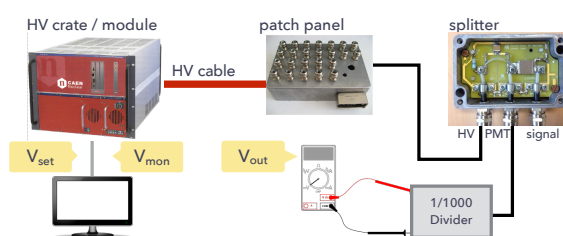


図 2.16 キャリブレーション用セットアップ

出力電圧は各チャンネルごとに 1 V 単位で設定でき、0.5 V 単位でモニターされる。モニター電圧と実際の出力電圧には最大 9 V 程度の違いが生じるため、CAEN 社製キャリブレーション用モジュールを用いて設定電圧・モニター電圧・出力電圧が等しくなるようキャリブレーションを行った。図 2.16 に出力電圧の測定用セットアップを示す。実験で使用されているものと同じパッチパネル・スプリッター回路からの出力を 1/1000 デイバイダーを通し測定した。

キャリブレーションの結果を図 2.17, 図 2.18 に示す。後置検出器と前置検出器で使用するそれぞれ 20 台のモジュールは設定電圧と出力電圧の差異が 0.5% 以内に調整されている。

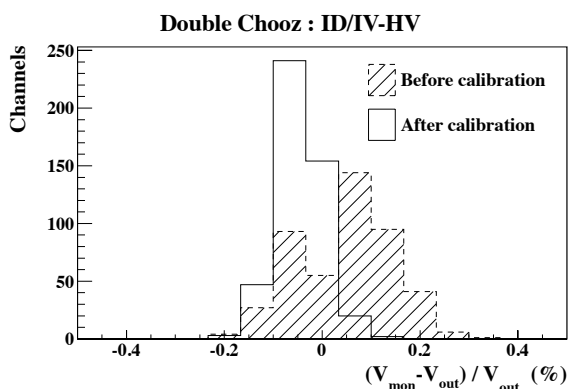


図 2.17 後置検出器用の高電圧電源のキャリブレーション結果 [66]。キャリブレーション前後のモニター値と設定値のズレを示す。

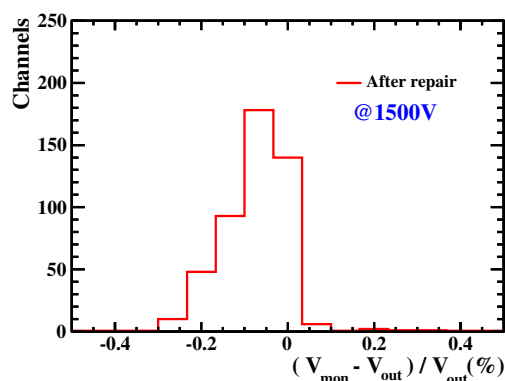


図 2.18 前置検出器用の高電圧電源のキャリブレーション後のモニター値と測定値のズレを示す。

2.3.5 キャリブレーションシステム

Double Chooz 実験では検出器応答に由来する系統誤差の抑制のため、光照射によるキャリブレーション (Inner detector light injection : IDLI) システムと放射線源を利用したキャリブレーションシステムを用いている。

IDLI システム

LED 光源からの光をファイバーを通して検出器内に入れ、拡散板を通して照射する。主に各 PMT やエレクトロニクスに由来するチャンネルごとの応答の違いや液体シンチレータの透過率を補正するために用いられる。光源の波長は 385 nm, 425 nm, 470 nm の三種類から選択でき、波長が 385 nm の時のみシンチレータによる発光が起り、波長が 425 nm, 470 nm の時は PMT が直接 LED からの光を観測する。検出器内部に設置されているため常時使用が可能であり、安定性の確認に用いることができる。図 2.19-図 2.21 に発光点と発光パターンを示す。

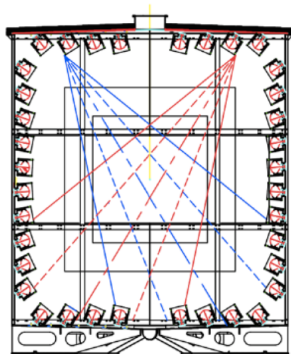


図 2.19 上底と下底それぞれ6点に設置され、内部検出器を通るように拡散するパターン。

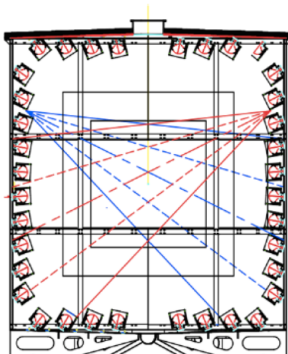


図 2.20 側面に 20 点設置され、内部検出器を通るように拡散するパターン。

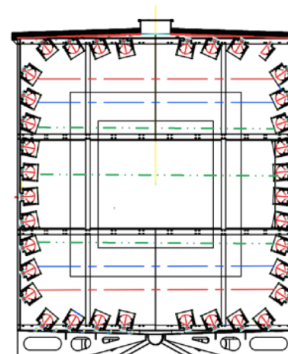


図 2.21 側面に 14 点設置され、対角の PMT に向けて平行に直進するパターン。

放射線源を利用したキャリブレーションシステム

既知のエネルギーを放出する線源を測定することにより、検出器全体のエネルギー応答や、 $\bar{\nu}_e$ の検出効率の補正を行う。放射線源は ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{68}Ge , ^{252}Cf の 4 種類が用いられている。 ^{60}Co , ^{137}Cs は γ 線源であり、それぞれ平均 2.5 MeV, 0.662 MeV の γ 線を放出する。 ^{68}Ge は陽電子を放出し、電子との対消滅により平均 1.022 MeV の γ 線を発する。 ^{252}Cf は中性子を放出し、水素または Gd に捕獲されて 2.2 MeV または 8 MeV の γ 線を発する。 ^{252}Cf は一回の核分裂当たり平均 3.76 個の中性子を放出することから、後発信号の検出効率を見積もることができる。これらの放射線源は直径 0.08 cm、長さ 0.3 cm の小さいカプセルに挿入され、ニュートリノターゲット層の円筒軸上 (z-axis) と γ キャッチャー層の垂直平面上 (Guide tube) に配置された細いパイプの中を動かしながら測定が行われる。図 2.22 に z-axis と Guide tube の配置を示す。複数の位置で測定を行うことで位置依存性や事象位置の再構成精度を調べることができる。

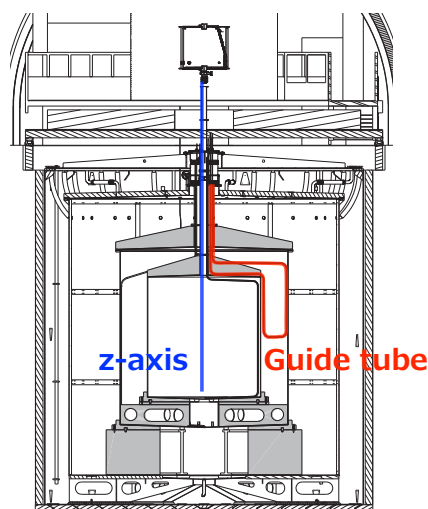


図 2.22 キャリブレーション用放射線源の設置位置

2.3.6 前置検出器の建設状況

先行実験の跡地を利用できた後置検出器と異なり、前置検出器は検出器を設置するトンネルの掘削作業から行う必要があった。掘削作業は2011年4月より開始され、実験室の建設が完了するまでに約2年を要した。2013年6月より検出器本体の建設が行われ、2014年11月に完成に至った。図2.23, 図2.24は建設中の検出器の様子を撮影した写真である。

前置検出器は完成後に試運転が行われ、宇宙線やニュートリノによる信号の観測に成功している。図2.25に前置検出器で捉えた最初のニュートリノ信号候補の先発信号におけるイベントディスプレイを示す。現在は物理データ取得に向けた調整が行われている。



図2.23 2014年4月ごろ撮影。内部検出器に蓋をする直前の様子。



図2.24 2014年6月撮影。ニュートリノ検出器の蓋が閉められた様子。

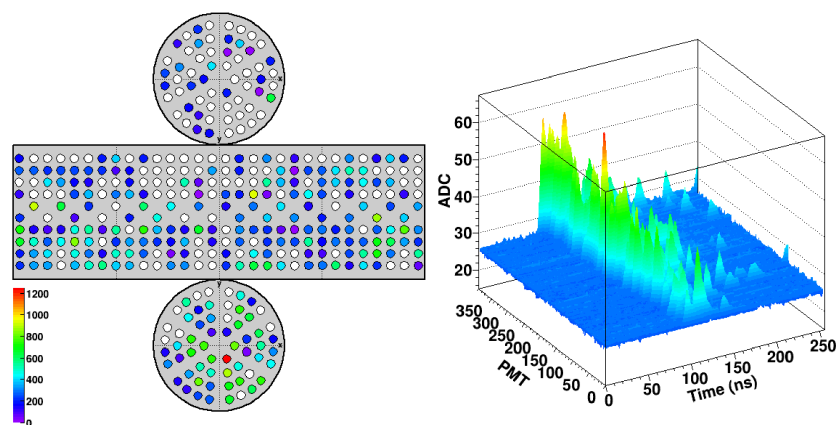


図2.25 前置検出器で捉えた最初のニュートリノ事象候補の先発信号におけるイベントディスプレイ。左図はPMTの観測電荷の分布を示すマップである。右図は各PMTのADCカウント数とその時間分布を示す。

2.4 バックグラウンド

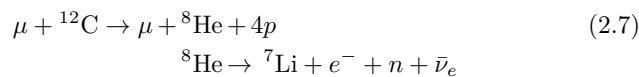
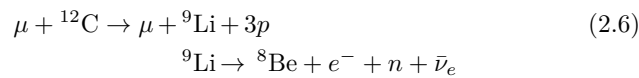
Double Chooz 検出器ではニュートリノ事象以外に様々な要因で発生するバックグラウンドが検出される。その多くは宇宙線ベータやニュートリノ選別によって取り除かれるが、残存するバックグラウンドに関しては観測量を正確に見積もる必要がある。ここではバックグラウンドの発生原理についての説明を行い、具体的な観測量の見積もり手法に関しては3.3章で述べる。

2.4.1 宇宙線由来のバックグラウンド

Double Chooz 検出器が設置されている地中 (40/100 m) まで到達する宇宙線は全てミューオンである。宇宙線ミューオン自身は検出器を通過する際に大光量を発生させるため、ミューオン検出器により識別が可能である。実際にバックグラウンド源となるのは核破砕反応により生成した放射性核種であるが、そのほとんどは崩壊までの寿命が短く、宇宙線が通過した後 1 ms の不感時間を設けることで取り除くことができる。性質上除去できないバックグラウンドを以下に挙げる。

${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ バックグラウンド

${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ は高エネルギーの宇宙線ミューオンが有機溶媒中に含まれる ${}^{12}\text{C}$ と反応し、生成される放射性核種の一つである。生成反応式を以下に示す。



ここで放出された電子や γ 線が先発信号、中性子が Gd に捕獲され後発信号とみなされる。図 2.26 に模式図を示す。 ${}^9\text{Li}$ の寿命は 257 ms、 ${}^8\text{He}$ の寿命は 172 ms と、寿命が宇宙線の飛来頻度よりも長いためベトーにより取り除くことができない。

高速中性子によるバックグラウンド

宇宙線ミューオンが検出器周辺の岩盤を通過した際に、核破砕反応により生成された高速中性子が検出器内部に侵入しバックグラウンドとなる事象である。図 2.27 に模式図を示す。高速中性子は検出器内の陽子を反跳させながら進みエネルギーを落とし、熱中性子となる。反跳陽子が先発信号、熱中性子が後発信号とみなされ、遅延同時計測法の条件を満たしてしまう場合に検出される。宇宙線自身は検出器を通過しないため、ミューオン検出器による識別が出来ない。

停止ミューオンによるバックグラウンド

低エネルギーの宇宙線ミューオンが検出器内部で停止すると $2.2 \mu\text{s}$ の寿命で崩壊する。この際、宇宙線自身が擬似先発信号、崩壊で放出された電子が擬似後発信号となり発生するバックグラウンドである。多くの場合ミューオン検出器や選別条件により取り除かれるが、宇宙線が検出器中央上部のチムニー付近から侵入した場合はミューオン検出器による識別ができずバックグラウンドとなる。

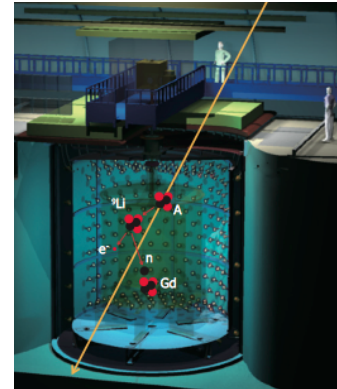


図 2.26 ${}^9\text{Li}$ によるバックグラウンド事象の例

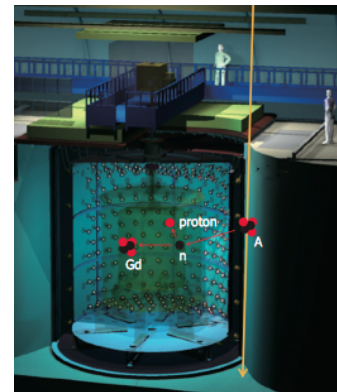


図 2.27 高速中性子によるバックグラウンド事象の例

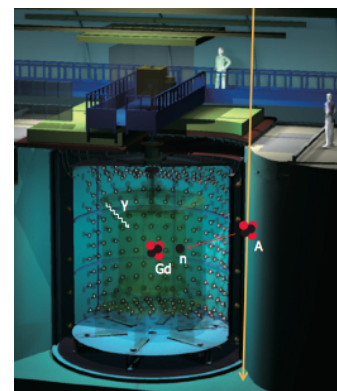


図 2.28 偶発バックグラウンド事象の例

2.4.2 偶発バックグラウンド

2つの物理的に相関のないイベントが擬似的に先発信号と後発信号となり、偶然に遅延同時計測法の条件を満たした場合にニュートリノ信号と誤認される事象である。PMTのガラスや周囲の岩盤からの環境放射線が擬似先発信号、ミューオンによる核破砕反応により岩盤で生成された中性子が擬似後発信号となる。図2.28に一例を示す。

2.5 原子炉における反電子ニュートリノの生成量の見積もり

検出器で検出される反電子ニュートリノ量の予測値 $N_{\nu}^{exp}(s^{-1})$ は以下の式で得ることができる。

$$N_{\nu}^{exp}(s^{-1}) = \frac{1}{4\pi L^2} N_p \epsilon \frac{P_{th}}{\langle E_f \rangle} \langle \sigma_f \rangle \quad (2.8)$$

N_p は検出器内の陽子数、 ϵ は検出効率、 P_{th} は原子炉の熱出力、 $\langle E_f \rangle$ は核分裂あたり原子炉で放出される平均エネルギー、 $\langle \sigma_f \rangle$ は核分裂あたりの平均反応断面積である。これらの見積りについて以下に述べる。

2.5.1 熱出力 P_{th}

Double Chooz 実験でニュートリノ源として利用している Chooz 原子力発電所 (Centrale nucléaire de Chooz) はフランス電力会社 (Electricité de France : EDF) が運営する原子力発電所であり 2000 年より Chooz B1, B2 の二基の原子炉が運転を行っている。

共に酸化ウランを主燃料とする加圧水型原子炉 (PWR) であり、一基あたりの最大熱出力は 4.27 GW_{th} で世界最高を誇る [67]*2。それぞれの原子炉はメンテナンスのため最低で年間 1 月程停止する。各コアの熱出力は 1 分未満ごとに測定された値が EDF より提供されている。図 2.29 に過去の測定期間中の熱出力の推移を示す。不確か性は最高出力時で 0.5% 程度で、最も支配的な要因は二次冷却系での熱平衡である。

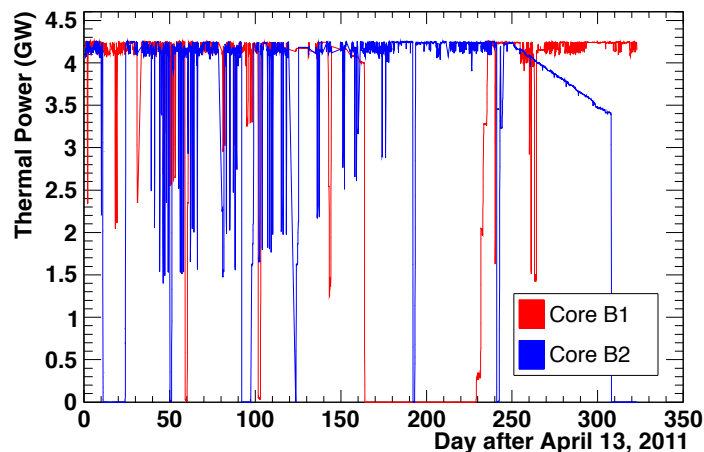


図 2.29 測定期間中の原子炉の熱出力

*2 2015 年より現在建設中の広東省台山原子力発電所にて 175 万 kW の 1 号機 (Taishan 1) が運用される見通しである。

2.5.2 反応断面積 $\langle\sigma_f\rangle$

反電子ニュートリノは 99.7% 以上が ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu の連鎖的な核分裂の過程で生成されている。図 2.30 に一例として ^{235}U の崩壊過程を示す。平均反応断面積 $\langle\sigma_f\rangle$ はそれぞれの放射性元素による核分裂の割合 α_k と平均反応断面積 $\langle\sigma_f\rangle_k$ から以下のように表すことができる。

$$\langle\sigma_f\rangle = \sum_k \alpha_k \langle\sigma_f\rangle_k \quad (2.9)$$

また各放射性元素の反応断面積 $\langle\sigma_f\rangle_k$ は、 $\bar{\nu}_e$ の参照エネルギースペクトル $S_k(E)$ と逆 β 崩壊の反応断面積 $\sigma_{\text{IBD}}(E)$ を用いて表すことができ、式 2.9 は以下のように変形できる。

$$\langle\sigma_f\rangle = \sum_k \alpha_k \int_0^\infty dE S_k(E) \sigma_{\text{IBD}}(E) \quad (2.10)$$

逆 β 崩壊の反応断面積 σ_{IBD} は逆ベータ崩壊の反応断面積は Vogel と Beacom[70] の手法を用いて以下の式から求めることができる。

$$\sigma_{\text{IBD}}(E_{\nu}^{\text{true}}) = E_{e^+} K \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \quad (2.11)$$

ここで E_{e^+} は陽電子のエネルギーであり、以下の式が成り立つ。

$$E_{e^+} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{m_n^2 - 4m_p(-E_{\nu} + \Delta + \frac{\Delta^2 - m_e^2}{nm_p})} - m_n \right) \quad (2.12)$$

m_e は陽電子の質量、 m_n と m_p は中性子と陽子の質量で差分を $\Delta = m_n - m_p$ とする。K は中性子の寿命と反比例する定数で、MAMBO-II の中性子寿命の測定結果 [69] から $K = 0.961 \times 10^{-43} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2}$ とする。

また、 $\bar{\nu}_e$ の参照エネルギースペクトル $S_k(E)$ は過去の測定結果から見積もられている。 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の参照スペクトル [63] には 1980 年代の研究用原子炉 ILL による β 線スペクトルの測定結果 ILL[71][72][73] が用いられた。ILL では約一日に放出されるエネルギースペクトルを測定し、寿命が一日以上の崩壊に関しては別途考慮に加えている [74]。 ^{238}U の参照スペクトルは測定データを指数関数と多項式を用いて近似し、3 MeV 以下と 7.5 MeV 以上を推察することで見積もられている [75]。^{*3} 図 2.31 に現在の解析で用いている $\bar{\nu}_e$ の参照スペクトルを示す。参照スペクトルの不確かさはエネルギーに対する依存性を持つが、ニュートリノ信号に対し約 3% と大きく系統誤差の主因となっている。

2.5.3 核分裂の割合 α_k と平均エネルギー $\langle E_f \rangle$

反応断面積の計算には式 2.9 で示されるように、各放射性元素の分裂レートの割合 α_k が必要である。また式 2.8 で要求される核分裂あたりに放出される平均エネルギー $\langle E_f \rangle$ を得るためには、それぞれの放射性元素が放出する平均エネルギーを必要とする。核分裂あたりに放出される平均エネルギーは以下の式で求められる。

$$\langle E_f \rangle = \sum_k \alpha_k \langle E_f \rangle_k \quad (2.13)$$

各放射性元素の核分裂の割合 α_k は原子炉のシミュレーションを用いて見積もられる。Double Chooz 実験では原子炉のコアのシミュレーションに 2 つの相補的なコードである MURE[77] と DRAGON[76] を使用している。MURE は Monte Carlo 法を利用してコア内部での中性子輸送のモデリングを行う 3D シミュレーションで、

^{*3} 2012 年までに発表した θ_{13} 測定結果 [28][60] では ^{238}U のスペクトルは数値計算により求めた値を使用していた。新しい手法に基づいた計算では ^{238}U が反電子ニュートリノフラックスに占める割合は 3 MeV において従来の約 10% 大きく見積もられる。

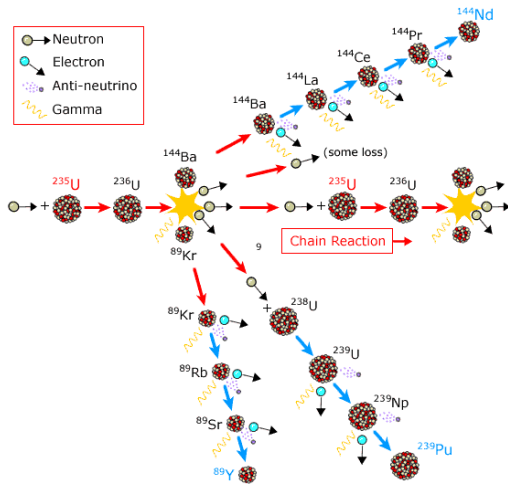


図 2.30 放射性元素の崩壊過程 [68]。一例として ^{235}U の崩壊で生成される核種と放出される粒子を示す。

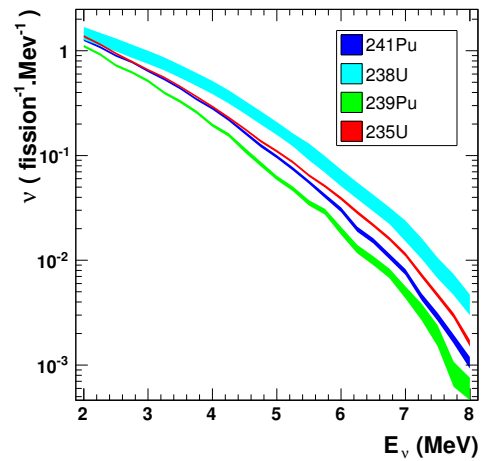


図 2.31 ^{241}Pu , ^{239}Pu , ^{235}U [63] と ^{238}U [75] の $\bar{\nu}_e$ 参照スペクトル。

DRAGON は個々の燃料のモデリングを行う 2D シミュレーションである。これらのコードを Takahama-3 の原子炉データを用いてテストした結果を図 2.32 に示す。他の原子炉モデルで既に使用されているコードと良い一致を示すことが確認された。

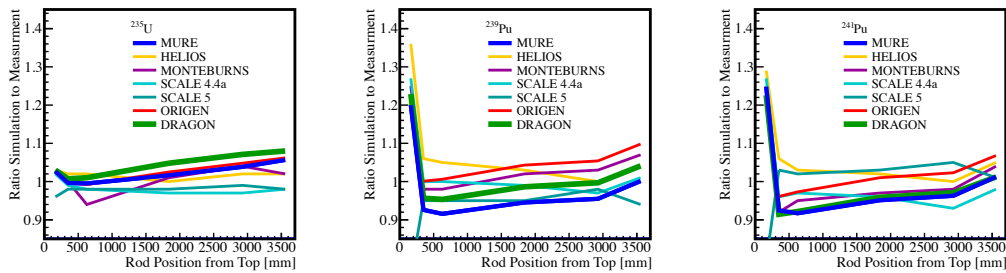


図 2.32 Takahama-3 を用いた MURE, DRAGON と他のシミュレーションとの比較結果 [78]。

原子炉のモデリングを行うためには原子炉の構造と燃料構成の情報を必要とする。Chooz 原子炉の燃料サイクルは約一年間で、各サイクルごとに 1/3 が新しい燃料と交換される。Chooz 原子炉のコアには 4 種類の燃料が含まれ、主な違いは初期の ^{235}U の濃度であり、1.8%, 3.4%, 4% のタイプが存在する。EDF からはコアの正確な配置と燃料の初期燃焼の情報が提供され、これに基づき MURE と DRAGON を用いたシミュレーションを行い燃料の初期構成が求められる。シミュレーションの結果は EDF が保有するコード APOLLO2-F と比較され、MURE と DRAGON のシミュレーション技術による α_k の系統誤差は 0.2% と見積もられている。一度、燃料の初期状態を得ることができれば、燃料構成の変動は MURE によるシミュレーションから見積もりが可能であり、 α_k の時間変動も求めることができる。

α_k の不確定性は必要なパラメータの値を変化させ、 α_k への影響を測定することで見積もられる。不確定性には熱出力、ボロンの濃度、中性子の減速体の温度と密度、初期燃焼、制御棒の位置、原子核データベースの種類、核分裂で放出される平均エネルギー、MURE の統計による誤差が考慮されている。熱出力により各 α_k 間の相関が制限され、これを考慮するため共分散行列が用いられた。図 2.33 に示すように、各放射性元素の α_k の不確定性の大きな要因は減速体の密度と制御棒の位置に由来する系統誤差である。

それぞれの放射性同位体の核分裂あたりの平均エネルギーと分裂の割合を誤差と共に表 2.4 に示す。

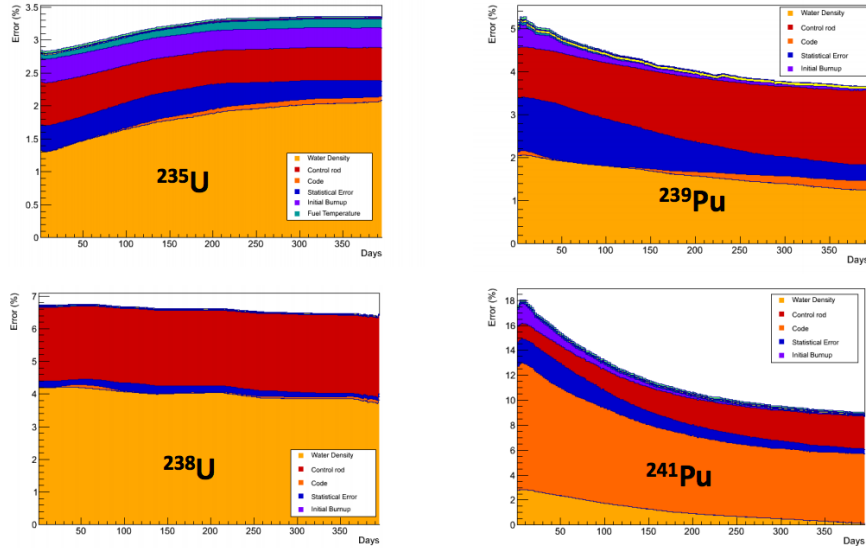


図 2.33 各放射性元素の α の不確定性 [79]

放射性元素	$\langle E_f \rangle_k$ [MeV]	$\langle \alpha_k \rangle$
^{235}U	201.92 ± 0.46	0.496 ± 0.016
^{239}Pu	209.99 ± 0.60	0.351 ± 0.013
^{248}U	205.52 ± 0.96	0.087 ± 0.006
^{241}Pu	213.60 ± 0.65	0.066 ± 0.007

表 2.4 各放射性元素の核分裂あたりの平均エネルギーと割合

要素	誤差 [%]
P_{th}	0.5
$\langle \sigma_f \rangle^{Bugey}$	1.4
$S_k(E)\sigma_{IBD}(E_\nu^{true})$	0.2
$\langle E_f \rangle$	0.2
L_R	< 0.1
α_k^R	0.8
計	1.7

表 2.5 反電子ニュートリノの生成量の不確定性

2.5.4 Bugey-4 アンカーを用いた平均断面積の補正

Double Chooz 実験では二基の検出器を用いた測定によって、 $\bar{\nu}_e$ の生成量や検出器に由来する系統誤差の抑制を目指している。現在は後置検出器のみを用いた測定が行われており、参照スペクトルの不確定性が誤差の最も大きな要因となり θ_{13} に対する感度を制限している。この影響を小さくするため、前置検出器の代わりに原子炉から 15 m の地点で行われた Bugey-4 [80] のレート測定結果をアンカーとして用いて、反応断面積を規格化している。

$$\langle \sigma_f \rangle_R = \langle \sigma_f \rangle^{Bugey} + \sum_k (\alpha_k^R - \alpha_k^{Bugey}) \langle \sigma_f \rangle_k \quad (2.14)$$

ここで R は各原子炉 (B1 または B2) を指す。第二項は Bugey-4 と Double Chooz で利用する原子炉の燃料の組成の違いを補正している。第二項は十分小さいため、1.4% という良い精度を持つ Bugey-4 の測定結果を利用し、 $\langle \sigma_f \rangle_R$ への依存を小さくできる。同時にこの解析手法は短基線原子炉実験において観測ニュートリノ数が予測値よりも小さいという結果 (原子炉ニュートリノ異常) の効果を抑制し、より純粋な θ_{13} 測定を行うことができる。

i 番目のエネルギービンの予測される反電子ニュートリノの個数は、式 2.8 より Bugey-4 のアンカーを用いて以下のように表せる。

$$N_i^{exp,R} = \frac{1}{4\pi L_R^2} N_p \epsilon \frac{P_{th}^R}{\langle E_f \rangle_R} \times \left(\frac{\langle \sigma_f \rangle_R}{\sum_k \alpha_k^R \langle \sigma_f \rangle_k} \sum_k \alpha_k^R \langle \sigma_f \rangle_k^i \right) \quad (2.15)$$

表 2.5 に反電子ニュートリノの生成量に関する不確定性の一覧を示す。最も大きな要因は Bugey-4 の不確定性であるが、Bugey-4 アンカーを使用しない場合と比較すると不確定性を約 1/2 に抑えることができる。このように θ_{13} の精密測定において Bugey-4 アンカーは効果を示す一方、ステライルニュートリノの探索では原子炉ニュートリノ異常を含めた測定が要求されるため Bugey-4 アンカーを使用することが出来ない。詳細は 5.3.6 章で述べる。

2.6 検出器における反電子ニュートリノの観測の見積もり

Chooz 原子力発電所から飛来するニュートリノは後置検出器で毎秒約 10^{20} 個に登るが、実際に検出器で観測されるのは 1 日当たり 50 個程度である。Double Chooz 実験ではニュートリノイベントの総数やエネルギースペクトルの予測値と観測値との比較から θ_{13} の精密測定を行うため、検出器の検出効率や実際に観測されるエネルギースペクトルを正確に見積もることが要求される。ニュートリノの生成、検出器内部での反応、読み出しシステムのシミュレーションは一つのパッケージにまとめられ、生成されたシミュレーションは観測データと同等に扱うことができるよう設計されている。データとシミュレーション間の相違はキャリブレーションシステムや宇宙線に由来するイベント等を利用して補正される。

2.6.1 検出器のシミュレーション

素粒子実験で広く用いられているシミュレータである、Geant4 [81][82] に基づくパッケージを使用している。中性子散乱・Gd の γ 線放出・シンチレーション過程・光電陰極での光学的な反射・熱中性子のモデルに変更が加えられ、オリジナルの Geant4.9.2.p02 を用いるよりも観測値とよく一致する事が確認されている。

検出器の構造に関しては PMT・鉄シールド・タンクの壁・サポートストラクチャーなど、細部までシミュレーションで再現されている。図 2.34 にシミュレーションで作成された検出器のジオメトリを示す。PMT の方向や位置、タンクの情報を正確に得るため建設作業中に写真撮影による測量が行われ、約 0.5mm 程度の精度でジオメトリに入力されている。

検出器で使用している液体の光学的パラメータには、シンチレータの発光量・光電子の放出確率・光の減衰・イオン化による消光に関する値があり、これらの値は実験室での測定により得た結果を使用している。

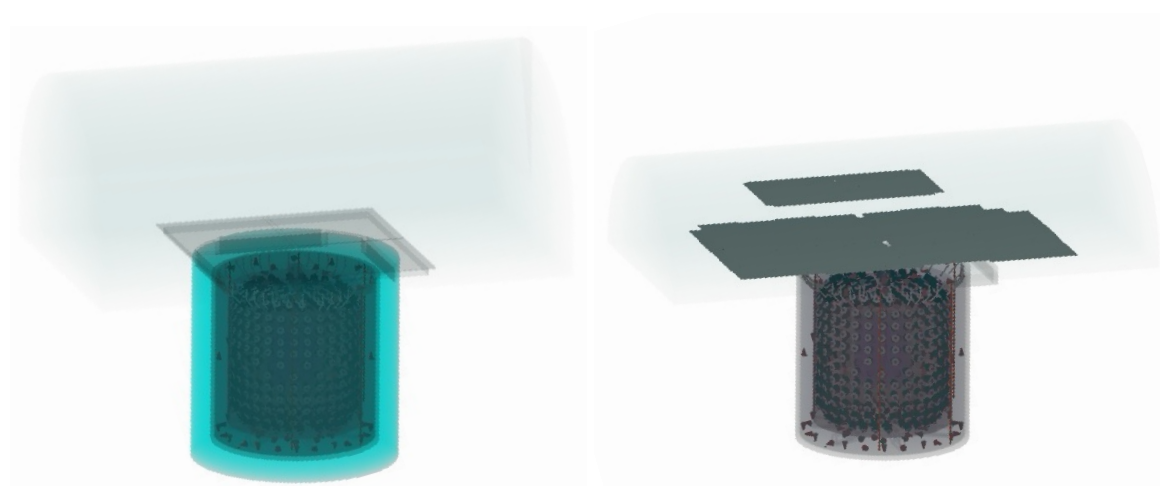


図 2.34 Geant4 に基づき作成された検出器のジオメトリ。左図が後置検出器、右図が前置検出器である。実験室の大きさ、水シールド、鉄シールドの構造が異なることがわかる。前置検出器の外部ミュオン検出器は未設置である。

2.6.2 反電子ニュートリノの生成シミュレーション

反電子ニュートリノの生成量は 2.5 章に示す手法を用いて、各データ取得期間の原子炉の情報から計算することができる。この結果に基づいて、モンテカルロ・シミュレーションにより実際の統計の約 100 倍のイベントをランダムに生成し、予測エネルギースペクトルを得る。

まず $\bar{\nu}_e$ は原子炉のコア内部のランダムな点で生成される。続いて検出器内部の陽子の密度分布を考慮した上で、ランダムな点で陽子と衝突する。この時、重心系での量子論的運動力学に基づき陽電子と中性子には適切な運動量が割り振られ、陽電子の方向はランダムに与えられる。これらの物理量は実験室系に変換され、反応の頂点位置と陽電子と中性子の運動量を得ることができ、続くシミュレーションへの入力値として入手することができる。実際の測定で得られるのは逆 β 崩壊後の陽電子が検出器内で落とすエネルギーであり、ニュートリノのベースラインと真のエネルギーはシミュレーションでのみ得ることができる。これらの値は後の振動解析で用いるためイベントごとに保存される。観測エネルギーのデータとの違いは、キャリブレーション線源と宇宙線起源の核種の崩壊を原子核レベルで詳細なシミュレーションを行い補正される。

2.6.3 読み出しシステムのシミュレーション

RoSS (Readout System Simulation) は検出器の信号読み出しに関連する部分を担当し、PMT・FEE・FADC・トリガーシステム・データ収集システムの応答に関するシミュレーションを行う。

検出器のシミュレーションより各光子が PMT の陰極面を叩いた時間を得ると、RoSS は一光子あたりの時間を FADC で整形されたデジタル波形に変換する。エレクトロニクスのシミュレーションは、それぞれのチャンネルの一光電子に対する応答を実際に測定した確率分布関数 (PDF) から得られ、PMT の応答も実験室で測定されたデータに基づいている。増幅率・ベースライン・ノイズ・一光子の幅などのチャンネル間のばらつきを考慮した正確な見積もりにより、データで観測される非線形性の影響をシミュレーション上でも示すことが可能となった。またキャリブレーションを行った後のシミュレーションとデータのエネルギーの差異は 1% 以内に抑えられている。読み出しシステムが分解能に及ばず影響は水素捕獲 (2.2 MeV の γ 線) のピーク幅の約 25% に相当し、光子数の統計的な分散以上の影響を及ぼしている。読み出しシステムのシミュレーションを経たイベントはトリガー情報や ADC の波形を含めデータと同じ形式で記録される。

第 3 章

事象再構成と反電子ニュートリノ解析

Double Chooz 実験では内部検出器とミュオン検出器の PMT 信号を元に再構成されたイベントの情報を用いて解析を行う。ニュートリノの選別には内部検出器のエネルギー・時間・事象位置が主に用いられる。また、宇宙線の同定・バックグラウンドの見積りにはミュオン検出器のエネルギー・飛跡・時間・ヒット情報が主に用いられる。

本章では PMT 信号から各イベントのエネルギー・時間・事象位置の再構成を行うシステムを説明し、続いて再構成された情報を用いたニュートリノ事象選別、バックグラウンドの見積り手法について述べる。

3.1 事象再構成

ニュートリノ解析はエネルギースペクトルに基いて行うため、内部検出器で落とされたエネルギーをより正確に得ることが重要である。またニュートリノ選別やバックグラウンドの同定のため、事象発生位置・ミュオン検出器で落とされたエネルギー・ミュオンの飛跡情報なども必要である。これらの再構成手法について以下に記述する。

3.1.1 パルス再構成

パルス再構成アルゴリズムは各 PMT から FEE に送られた信号より、電荷と時間情報を取得するアルゴリズムである。

FADC のベースラインは 256 ns の読み出しウィンドウを開いた時、先頭の 20 ns の値から求められる。ただしノイズの影響でこの方法が正しく機能しない場合は 1 Hz ごとに外部トリガーで開く 256 ns の波形の平均から計算される。

電荷は FADC の波形からベースラインを引き算した後に積分して得られるデジタル値の合計で定義される。読み出しを行う 256 ns のうち電荷積分に使用されるのは 112 ns で、この範囲にパルスが正確に収めるためにダイナミックウィンドウアルゴリズムが用いられる。このアルゴリズムでは 112 ns のウィンドウを前後に動かし、積分値が最大の時のウィンドウをサンプルとして得る。積分値が閾値よりも大きく、FADC が 2 カウント以上の時のみ PMT 信号は保存される。

それぞれのパルスに対し、最大値の 20% に到達した時間がヒット時間として記録される。ヒット時間は回路の応答などでチャンネルごとに違いが生じるため、IDLI システムで補正を行う。検出器内部に配置された LED を発光させた時、発光点から PMT までの距離とヒット時間は以下の相関を持つ。

$$t = t_o + \frac{r}{c_n} \quad (t_o : \text{オフセット時間}, r : \text{発光点とPMTの距離}, c_n : \text{検出器内の光速}) \quad (3.1)$$

この関係からオフセット時間を求める。

3.1.2 事象位置再構成

Double Chooz 実験での事象位置再構成には、RecoBAMA と RecoJP の二種類のアルゴリズムが用いられている。RecoBAMA は電荷量と時間情報を、RecoJP は時間情報のみを用いて最尤値検定を行うアルゴリズムであり、ここでは主に使用されている RecoBAMA について記述する。

RecoBAMA はイベントを点のような光源と推定し、パルス再構成で得た各 PMT の電荷量から光量重心 (x_o, y_o, z_o) を決定する。各 PMT の位置を (x_i, y_i, z_i) 、電荷量を pe_i とすると、光量重心は以下のように表せる。

$$(x_o, y_o, z_o) = \frac{\sum_i^{PMTs} pe_i \times (x_i, y_i, z_i)}{\sum_j pe_j} \quad (3.2)$$

これを用いて以下に示す X を定義する。

$$X = (x_o, y_o, z_o, t_o, \Phi) \quad (3.3)$$

ここで t_o はイベントの時間、 Φ は単位立体角あたりの光強度である。

また、 i 番目の PMT の光量と届いた時間は以下に示す式で予測することができる。

$$\mu_i = \Phi \epsilon_i \Omega_i A_i \quad (3.4)$$

$$t_i^{pred} = t_o + \frac{r_i}{c_n} \quad (3.5)$$

ϵ_i は各 PMT の量子効率、 Ω_i は受光角・減衰長補正後の各 PMT の立体角、 A_i は光の透過振幅、 r_i は事象位置から PMT までの距離、 c_n は媒質中での光速である。したがって、尤度関数 \mathcal{L} は X を用いて以下のように定義される。

$$\mathcal{L}(X) = \prod_{q_i=0} f_q(0; \mu_i) \prod_{q_i>0} f_q(q_i; \mu_i) f_t(t_i; t_i^{pred}, \mu_i) \quad (3.6)$$

ここで f_q は電荷量の確率密度関数、 f_t は時間に対する確率密度関数で、モンテカルロシミュレーションより導出される。電荷に関する項と時間に関する項を分離するため、対数に換算し $F_V(X)$ とする。

$$F_V(X) = -\ln \mathcal{L}(X) \quad (3.7)$$

$$= F_V(q, X) + F_V(t, X) \quad (3.8)$$

この $F_V(X)$ が最小となる X を事象再構成位置として得る。

3.1.3 エネルギー再構成

観測エネルギー E_{vis} はパルス再構成により得た光電子数の和 N_{pe} に以下の補正を行い、再構成される。

$$E_{vis}^{MC} = N_{pe}^{MC} \times f_u^{MC}(\rho, z) \times f_{MeV}^{MC} \times f_{nl}(E_{vis}^0) \quad (3.9)$$

$$E_{vis}^{data} = N_{pe}^{data} \times f_u^{data}(\rho, z) \times f_{MeV}^{data} \times f_s(E_{vis}^0, t) \quad (3.10)$$

ここで (ρ, z) は円筒座標での事象位置を示し、 ρ は半径方向の距離、 z は垂直座標である。 t は測定開始からの経過日数を表す。観測エネルギーを得るためには均一性 (uniformity) の補正 f_u 、エネルギースケール f_{MeV} 、長期安定性 f_s 、非線形性 f_{nl} の補正を行う。長期安定性と非線形性はエネルギー依存性を持つため、均一性 (uniformity) の補正 f_u のみを適応した後のエネルギー E_{vis}^0 に対して補正される。データとシミュレーションの観測エネルギーは同じ手順で補正されるが、長期安定性の補正はデータのみ、非線形性の補正は MC のみに適応される。各補正の詳細に関しては以下に述べる。

光電子数キャリブレーション

パルス再構成により得られた積分電荷 q_i は光電子数 N_{pe} が各 PMT の増幅率 g_i で増幅された値であり、以下の関係が成立する。

$$N_{pe}^m = \sum_i q_i / g_i^m(q_i, t) \quad (3.11)$$

ここで i は読み出しチャンネル、 m はデータまたは MC を指す。増幅率は各 PMT ごとに異なり電荷量に対して依存性を示すため、IDLI システムを用いて複数の発光点・光強度での測定が行われ、以下の式から求められた。

$$g_i = \alpha \times \sigma_i^2 / \mu_i \quad (3.12)$$

ここで μ_i と σ_i は電荷分布の平均値と RMS である。 α は一光子の幅と電氣的ノイズによる σ_i の固有の広がりを補正するパラメータで、核破碎中性子の水素捕獲事象における PMT のヒット数から補正される。

典型的な PMT の積分電荷と増幅率の関係を図 3.1 に示す。波形整形の制限よりベースラインは ADC カウンツで ± 1 の範囲で偏りが発生し、特に数光電子数以下の時に増幅率の非線形性の原因となる。これを考慮して高電荷領域での定数、低電荷の領域での 1 次関数の傾き、関数の転換点の 3 パラメータを持った関数でフィットする。増幅率とその非線形性は読み出しエレクトロニクスの再起動前後で変化するため、その都度 IDLI システムでキャリブレーションされる。時間依存は更に宇宙線によるイベントを用いたキャリブレーションにより補正される。

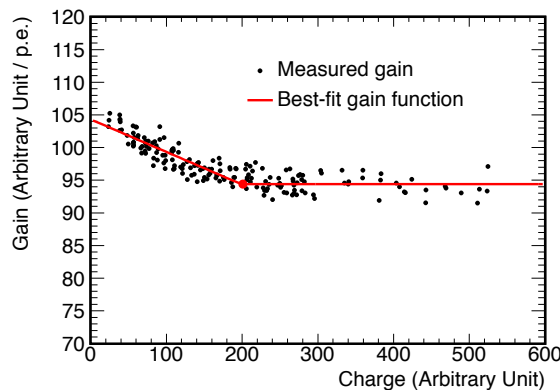


図 3.1 PMT の電荷と増幅率の関係 [61]。黒点の測定値を関数でフィットし、赤線を増幅率の関数とする。

エネルギー再構成の位置依存性の補正

位置依存性は円筒座標系で検出器の垂直方向 z と半径方向の距離 ρ に依存した関数 $f_u(\rho, z)$ で補正される。図 3.2 は検出器内を分割し、それぞれの位置で検出された核破碎中性子の水素捕獲事象のエネルギーピーク (2.2 MeV) の分布を示すマップである。検出器の中心でのピークの値を 1 とする。検出器の外側では再構成されるエネルギーが小さくなる傾向があり、ニュートリノターゲット層に対して γ キャッチャー層では約 5%、検出器の縁では約 15% の違いがある。この傾向はデータとモンテカルロシミュレーションで同様に見られる。核破碎中性子の Gd 捕獲事象の測定結果にこのマップを用いて補正した結果を図 3.3 に示す。補正後に依然残る分布の違いより位置依存性による系統誤差は 0.36% と見積もられている。

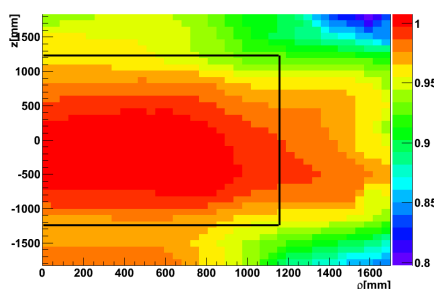


図 3.2 水素捕獲事象のエネルギーピークの分布

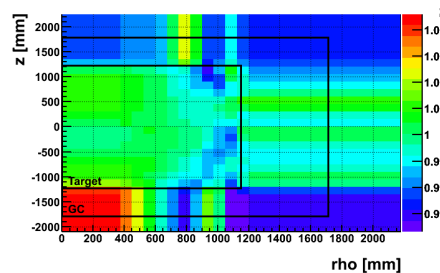


図 3.3 位置依存性補正後の Gd 捕獲事象のエネルギーピークの分布

エネルギースケール

光電子数からエネルギーへの変換係数 $1/f_{\text{MeV}}^m$ は、キャリブレーション線源 ^{252}Cf を用いた測定での検出器中心における水素捕獲事象のエネルギーピーク 2.2 MeV より定義されている。データでは 186.2 p.e./MeV、シミュレーションでは 186.6 p.e. である。

長期安定性の補正

データに対してのみ長期の測定における時間変動を考慮した補正が行われている。補正には宇宙線による核破碎中性子の Gd・水素捕獲のエネルギーピークに加え、 ^{212}Po の α 崩壊が用いられている。 α のエネルギーは 8.8 MeV であるが、消光の影響で観測エネルギーは約 1 MeV であり、中性子捕獲事象よりも低いエネルギーの安定性を確認することができる。

PMT の増幅率の時間変動は宇宙線による核破碎中性子の捕獲事象の標準偏差より 1.2% とされる。この変動は増幅率の非線形性と単光子の検出効率の低下によるものでエネルギー依存性を持つため、エネルギーに対し線形な補正を行う。補正值は ^{212}Po の α 崩壊 (1 MeV)・水素による中性子捕獲事象 (2.2 MeV)・Gd による中性子捕獲事象 (8 MeV) の三点のエネルギーピークの時間変動が最も小さくなるように定義される。

増幅率のキャリブレーションを適応後、シンチレータの発光量や読み出しシステムの応答などの検出器応答による時間変動が残る。検出器応答の時間変動はニュートリノターゲット層と γ キャッチャー層それぞれで水素による中性子捕獲のエネルギーピークの測定から補正が行われ、+0.30%/year で変動すると見積もられている。図 3.4 は補正後のエネルギーピークの時間変動を示す。観測エネルギーの時間変動はエネルギーピークの標準偏差より、1 MeV で 0.70%、2.2 MeV で 0.17%、8 MeV で 0.25% と見積もられている。水素による捕獲事象を用いて補正を行っているため、水素の変動が最も安定している。ニュートリノのエネルギースペクトルに対し、長期安定性による系統誤差は 0.50% と見積もられている。

エネルギーの非線形性のキャリブレーション

キャリブレーション線源を用いた測定よりエネルギースケールは非線形性を示す。このデータを再現するためシミュレーションに対してのみ、**電荷の非線形性 (QNL)** と **光の非線形性 (LNL)** 2 つの補正が用いられている。補正関数は以下の式で与えられる。

$$f_{nl}^{\text{MC}}(E_{vis}^0) = \underbrace{(0.0023 \times E_{vis}^0 [\text{MeV}] + 0.9949)}_{\text{QNL correction}} \times \underbrace{(-0.027/E_{vis}^0 [\text{MeV}] + 1.008)}_{\text{LNL correction}} \quad (3.13)$$

QNL は読み出しシステムと電荷積分のアルゴリズムに関連した補正で、全てのイベントの観測エネルギーに対して適応する。LNL はシンチレータのモデルに関連し粒子に依存する補正で、先発信号 (陽電子) にも適応する。

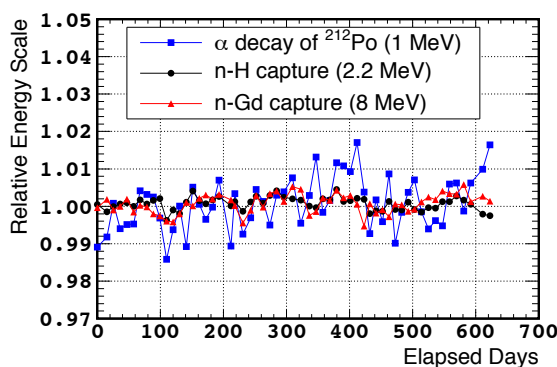


図 3.4 長期安定性補正後のエネルギーピークの時間変動 [61]

QNL はキャリブレーション線源 ^{252}Cf を検出器中心に置いて測定したデータを用いて補正している。中性子の Gd 捕獲事象のエネルギーは合計でおよそ 8 MeV であるが、放出される γ 線一本あたりの平均エネルギーは 2.2 MeV であり、水素による捕獲事象と殆ど等しい。したがって Gd と水素のピークで非線形性に生じる違いは、シンチレーション発光後の読み出しシステムと電荷再構成アルゴリズムの系統的な偏りに由来すると理解できる。

図 3.5 のデータポイントは QNL 補正後のデータと MC の違いを示す。依然残る差異は γ 線一本あたりのエネルギーに依存しており、シンチレータの発光量に由来すると考えられる。この検証のため、クエンチングの影響と液体シンチレータの発光量の異なるいくつかの想定で組み合わせモンテカルロシミュレーションを作成した。その結果、液体シンチレータの発光量の違いにより、シンチレーション光とチェレンコフ光の比率が変わり、低エネルギー領域で非線形性が生じることを確認した。LNL のためデータと陽電子の MC が一致するよう 2 つのパラメータによる補正が行われた。図 3.5 より、LNL の適応後はデータとシミュレーションのエネルギーが非常に良い一致を示している。

QNL と LNL の系統誤差は E_{vis} の二次関数で与えられる。エネルギーの系統誤差が後発信号の選別条件に影響し、ニュートリノ候補数に及ぼす影響は 0.1% 以下である。

図 3.6 はエネルギー分解能の測定結果を示しており、データと MC の分解能が良く一致していることがわかる。以下の関数でフィットした結果を実線で示している。

$$\frac{\sigma}{E_{vis}} = \sqrt{\frac{a^2}{E_{vis}} + b^2 + \frac{c^2}{E_{vis}^2}} \quad (3.14)$$

ここで、 a, b, c はそれぞれ、統計的変動・定数項・ノイズなどによるエネルギーと独立した要因であり、ベストフィットの値は、

$$\text{データ: } a = 0.077 \pm 0.002 \text{ MeV}^{1/2}, b = 0.018 \pm 0.001, c = 0.017 \pm 0.011 \text{ MeV}$$

$$\text{MC: } a = 0.077 \pm 0.002 \text{ MeV}^{1/2}, b = 0.018 \pm 0.001, c = 0.024 \pm 0.006 \text{ MeV}$$

である。

エネルギー再構成に関連する不確定性を表 3.1 に示す。

3.1.4 宇宙線再構成

ニュートリノの測定において宇宙線自身はエネルギーから容易に取り除くことができる。しかしながら検出器を通過した宇宙線は核破砕反応によりニュートリノターゲット層で放射性核種を発生させる。 ^9Li や ^8He のような $\beta - n$ 放射核は逆 β 崩壊事象と区別するのは困難であるが、それ以前に飛来した高エネルギーの宇宙線と強い相関を持つことを利用して識別される。このため 2 つのアルゴリズムにより宇宙線の飛跡が再構成され、最新

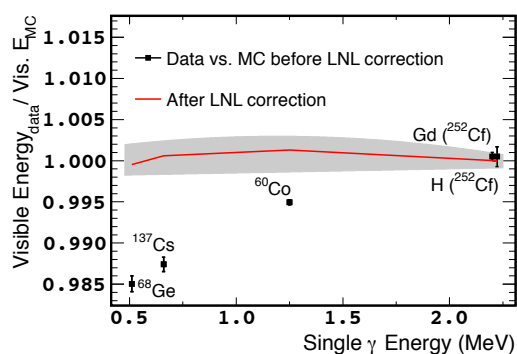


図 3.5 再構成された γ 線一本あたりのエネルギーのデータとシミュレーションにおける違い [61]

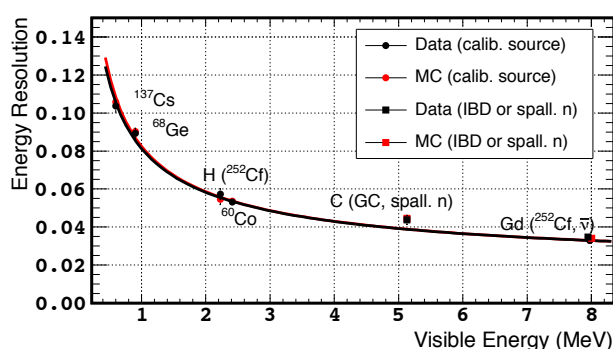


図 3.6 データとシミュレーションのエネルギー分解能 [61]。両者は良く一致している。

要因	不確定性 [%]
応答位置依存性	0.36
長期安定性	0.50
非線形性	0.35
合計	0.74

表 3.1 エネルギー再構成に関連する不確定性

の解析では、内部検出器・内部ミュオン検出器・外部ミュオン検出器全ての情報を用いて ^9Li 尤度の計算を行っている。

3.2 反電子ニュートリノ解析

Double Chooz 後置検出器で見積もられている $\bar{\nu}_e$ の検出頻度は約 50 events/day であるが、トリガーは約 150 Hz で発生しイベントを取得している。したがって莫大なバックグラウンドからニュートリノイベントを識別するためには、効果的な事象選別が必要である。多くのバックグラウンドは 2.2 章で原理を述べた遅延同時計測法により、先発信号と後発信号の時間差と距離を用いて取り除くことができる。2つの信号が相関を持ち選別条件を満たしてしまう、主に宇宙線由来のバックグラウンドは各自の特性を利用して抑制する。本章では遅延同時計測法によるニュートリノの選別条件の詳細と、バックグラウンドらしいイベントを除去する手法に関して述べる。

3.2.1 宇宙線ベトー

検出器を宇宙線が通過した後は大量の放射性核種が生成されバックグラウンド源となる。以下を満たすイベントを宇宙線とみなし、1 ms の不感時間を設けその間に検出したイベントは無視する。

- $E_{vis} > 20 \text{ MeV}$
- $\text{ChargeIV} > 30000 \text{ CU}$

ここで ChargeIV は内部ミュオン検出器で落とされた電荷量に相当し、電荷量に比例した本実験独自の単位 CU (charge unit) を用いて表す。不感時間内に発生したニュートリノイベントは観測できないため、測定時間に対する検出効率は 4.49% 低下する。その不確定性は 0.01% 以下である。

3.2.2 ライトノイズカット

ライトノイズは PMT のダイノード回路で微小な放電が発生し、その光を PMT 自身が検出してバックグラウンドとなるイベントである。周囲の PMT との発光量や発光時間を比較すると、シンチレーション光を検出した際とは異なるパターンを示すことから区別される。以下を満たすイベントはカットされる。

- $Q_{ratio} > 0.12$ ($Q_{ratio} = Q_{max}/Q_{tot}$)
- $\sigma_t > 36 \text{ ns}$ かつ $\sigma_q > (464 - 8\sigma_t) \text{ CU}$
- $Q_{diff} > 30000 \text{ CU}$ ($Q_{diff} = \frac{1}{N} \times \sum_i^N \frac{(Q_{max} - Q_i)^2}{Q_i}$)

ここで、 Q_{max} は最も光った PMT の電荷量、 Q_{tot} は全ての PMT の電荷量の和、 σ_t 、 σ_q は PMT のヒットした時間と積分電荷の標準偏差、 N は最も光った PMT から半径 1 m 以内の PMT である。最新の解析では σ_t に加え σ_q を用いることで、より低エネルギーの事象を取り除くことができるようになった。 Q_{diff} カットは Gd 捕獲ピーク以上の高エネルギーなライトノイズをより抑えることができる。ライトノイズに由来する検出効率の低下はシミュレーションにより、 $0.0124 \pm 0.0008 \%$ と見積もられている。ライトノイズカットで残ったライトノイズは尤度を用いたカットでさらに取り除かれる。

3.2.3 ニュートリノ選別条件

上記の宇宙線ベトーやライトノイズカットの後に残ったイベントを有効なイベントとみなし、これに対してニュートリノ選別を行う。最新の解析で用いているニュートリノ選別条件は以下の通りである。

- 先発信号のエネルギー: $0.5 < E_{vis} < 20 \text{ MeV}$
- 後発信号のエネルギー: $4 < E_{vis} < 10 \text{ MeV}$
- 先発信号と後発信号の時間差: $0.5 < \Delta T < 150 \mu\text{s}$
- 先発信号と後発信号の発生位置の距離: $\Delta R < 100 \text{ cm}$
- 先発信号の前 200 μs 、後 600 μs 以内に後発信号以外の信号がない

これらを全て満たす先発信号と後発信号の組み合わせをニュートリノイベントとみなす。また図 3.7 に示すようにニュートリノイベントと偶発バックグラウンドの距離分布が異なることから、 ΔR カットで効率的に偶発バックグラウンドを抑えられた。これにより後発信号の閾値を 4 MeV まで落とすことが出来た。

MC シミュレーションを用いてより緩い条件 (後発信号: $3.5 < E_{vis} < 12 \text{ MeV}$, $0.25 < \Delta T < 1000 \mu\text{s}$, ΔR カット無し) でニュートリノ選別を行った結果と比較して、このニュートリノ選別条件を用いた検出効率は 98.4% と見積もられている。

3.2.4 バックグラウンド低減のための試み

以前の解析 [60] と比較してバックグラウンドの理解が進み、多くのベトーを用いたバックグラウンドの除去が可能になった。これにより幅広いエネルギーウィンドウとタイムウィンドウを使用したニュートリノ解析が可能になり、系統誤差も低減された。

F_V ベトー

停止 μ 粒子やライトノイズによるバックグラウンドはニュートリノイベントと異なる PMT のヒットパターンを示すため、3.1.2 章の事象位置再構成で用いた F_V を利用してバックグラウンドの除去を行う。エネルギーとの

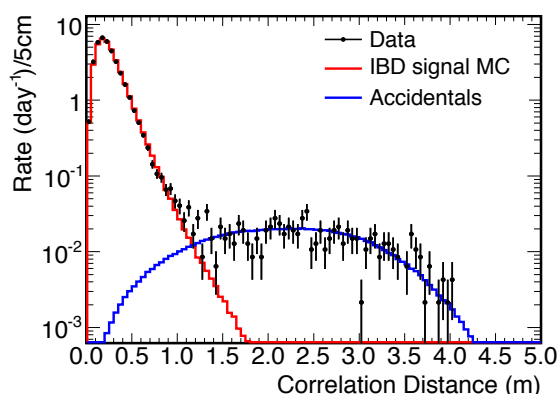


図 3.7 ニュートリノシグナルと偶発バックグラウンドの先発信号から後発信号の距離 [61]

相関を考慮した以下の式を満たすイベントは取り除かれる。

- $E_{vis} > 0.68 \times \exp(F_V/1.23)$

図 3.8 に F_V ベトーにより除去されるイベントを示す。ニュートリノイベントを残しつつ、効率よくバックグラウンドが取り除けているとわかる。 F_V ベトーによるニュートリノ検出効率の低下は $0.06 \pm 0.11\%$ と見積もられている。

OV ベトー

上方から入射した宇宙線によるバックグラウンドを取り除くため、外部ミュオン検出器がヒットしてから 224 ns 以内の先発信号は無視される。OV ベトーによるニュートリノ検出効率の低下は $0.058 \pm 0.001\%$ と見積もられている。

IV ベトー

高速中性子によるバックグラウンドの除去を行う。内部検出器に到達する前に、内部ミュオン検出器中で陽子を反跳しながらエネルギーを落とすことを利用する。以下の条件を満たすイベントは取り除かれる。

- 内部ミュオン検出器でヒットした PMT の本数 ≥ 2
- $\text{ChargeIV} > 400 \text{ CU}$
- $t_{ID} - t_{IV} < 50 \text{ ns}$
- $\Delta R_{ID-IV} < 3.7 \text{ m}$

t_{ID}, t_{IV} は内部検出器と内部ミュオン検出器がヒットした時間、 ΔR_{ID-IV} は内部検出器と内部ミュオン検出器の再構成位置の距離である。IV ベトーによるニュートリノ検出効率の低下は $0.035 \pm 0.014\%$ と見積もられている。

${}^9\text{Li}+{}^8\text{He}$ ベトー

${}^9\text{Li}+{}^8\text{He}$ バックグラウンドは宇宙線により生成される放射性核種であり、宇宙線の飛跡との距離・宇宙線の中性子生成量との相関を持つ。これらを用いて ${}^9\text{Li}$ らしさを示す ${}^9\text{Li}$ 尤度を求め、選別条件に使用する。各イベントの前 700 ms 以内に検出された μ 粒子について ${}^9\text{Li}$ 尤度が計算され、最大値が選ばれる。Li+He ベトーによって一日あたり $1.12 \pm 0.05 \text{ events}$ がカットされ、これは宇宙線を起源とするバックグラウンドの 55% に相当す

る。Li+He ベトによる検出効率の低下は $0.504 \pm 0.018\%$ と見積もられている。

図 3.9 に以上で説明したベトにより取り除かれるイベントと、残るニュートリノイベントを示す。高速中性子と停止 μ 粒子の影響が大きい 12 MeV 以上に関しては F_V ベト、OV ベト、IV ベトにより 90% を取り除くことができる。

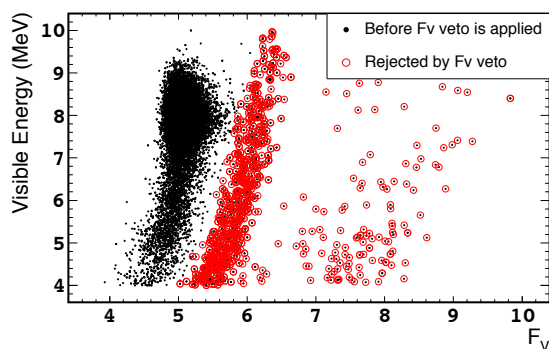


図 3.8 赤で囲まれているのが F_V ベトで除去されるイベントを示す [61]。

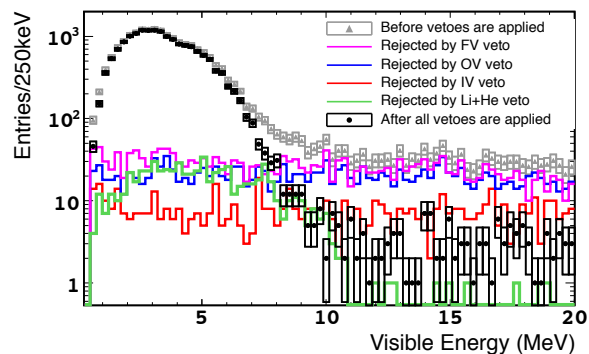


図 3.9 灰色と黒で示されるのがベト適応前後のニュートリノ候補となるイベント、色で示されるのがベトで取り除かれるイベントである [61]。特に高エネルギー側で効果が大きい。

3.2.5 逆 β 崩壊事象の検出効率

2.3.4 章で述べた通り、トリガーシステムの検出効率は 100% で不確定性は十分無視できるため、先発信号の検出効率はほぼ 100% と言える。ここでは後発信号の検出効率に不確定性を生じさせるような幾つかの要因について述べる。これらを見積もりにはキャリブレーション用 Cf 線源を用いた測定結果を利用した。

Gd による中性子捕獲の割合

中性子は Gd, 水素, もしくは少量が炭素に捕獲されるが、Gd に捕獲される割合はほぼ液体シンチレーター中の Gd の濃度で決定する。Gd に捕獲される割合の計算には検出器中心にキャリブレーション用 Cf 線源を置いて測定したデータが用いられた。

バックグラウンドを抑えるため、 $4 \text{ MeV} < E_{vis}^{prompt}$ 、1 先発信号に対し後発信号が 2 個以上^{*1}のイベントを選別する。水素と Gd による捕獲事象のうち、Gd によって捕獲された中性子の割合は以下の式から求められる。

$$Gd_{frac} = \frac{3.5 < E_{vis}^{delayed} < 10 \text{ MeV}}{0.5 < E_{vis}^{delayed} < 10 \text{ MeV}} \quad (3.15)$$

Gd による中性子捕獲の割合は、データでは $85.30 \pm 0.08\%$ 、モンテカルロシミュレーションでは $87.49 \pm 0.04\%$ であった。したがって、モンテカルロシミュレーションに対する補正値は、

$$C_{Gd}^f = 0.9750 \pm 0.0011(\text{stat}) \pm 0.0041(\text{syst}) \quad (3.16)$$

となる。ここで系統誤差はエネルギーウィンドウの違いに由来する。

逆 β 選別条件による検出効率

逆 β 崩壊の選別条件による検出効率は、実際の選別条件で得られるイベント数とより緩い選別条件で得られるイベント数の比から求めている。Cf 線源と逆 β 崩壊の 2 つのデータを使用し相補的に見積もりを行っている。

*1 Cf は平均で 3.8 個の中性子を放出する。

Cf 線源データを用いた場合、事象位置は線源を置いた位置に制限されるが、統計量が十分大きくバックグラウンドを無視することができる。緩い選別には以下の条件を使用する。

$$(0.25 \mu\text{s} < \Delta T < 1000 \mu\text{s}) \cup (\Delta R \text{による選別無し}) \cup (3.5 \text{ MeV} < E_{vis}^{delayed} < 10 \text{ MeV})$$

検出効率は線源の位置に応じて検出器中心を基準にした円筒座標系で z と ρ の関数で表される。 z 方向の依存性を図 3.10 に示す。ニュートリノターゲット層内部における検出効率の平均は、データで $98.29 \pm 0.23\%$ 、モンテカルロシミュレーションで $98.26 \pm 0.22\%$ であり、モンテカルロシミュレーションの補正値は、 $C_{Eff}^{Cf} = 1.0003 \pm 0.0032$ である。

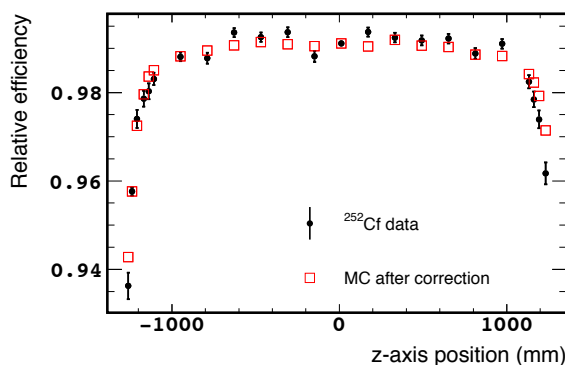


図 3.10 Cf 線源データから得た選別条件による検出効率。横軸は線源の z 軸上の位置を示す。

実際の逆 β 崩壊事象を利用する方法では、ターゲット層全体で発生したイベントを用いて直接検出効率を求めることができる。緩い選別には以下の条件を使用する。

$$(0.25 \mu\text{s} < \Delta T < 200 \mu\text{s}) \cup (\Delta R < 1.7 \text{ m}) \cup (3.5 \text{ MeV} < E_{vis}^{deralyed} < 10 \text{ MeV})$$

またバックグラウンドを抑えるため、先発信号に対して $0.5 < E_{vis}^{prompt} < 8 \text{ MeV}$ かつ $F_V < 5.8$ とする条件を加え、偶発バックグラウンドは off-time 法で予め取り除く。この方法で得た検出効率は、データで $98.58 \pm 0.19\%$ 、モンテカルロシミュレーションで $98.62 \pm 0.02\%$ であり、モンテカルロシミュレーションの補正値は $C_{Eff}^{IBD} = 0.9996 \pm 0.0021$ となる。

2つの手法で見積もられた検出効率は良く一致しており、両者を組み合わせて、

$$C_{Eff} = 1.0000 \pm 0.0019 \quad (3.17)$$

とする。表 3.2 に各要因による検出効率の一覧とシミュレーションに対し規格化する補正値を示す。

要因	シミュレーションで考慮する補正値	不確定性 [%]
DAQ, トリガー	1.000	< 0.1
宇宙線ベト	0.955	< 0.1
ニュートリノ選別	0.989	0.2
FV, OV, IV, Li+He ベト	0.9934	0.1
ターゲットの陽子数	1.000	0.3
Gd の割合	0.975	0.4
spill in/out	1.000	0.3
計	0.915	0.6

表 3.2 検出効率によるシミュレーションに対する補正

3.3 バックグラウンドの見積もり

2.4章でその原理を述べたように、宇宙線ベトーや選別条件によって取り除くことができない以下のバックグラウンドが存在する。

- ${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$ バックグラウンド
- 停止ミュオン, 高速中性子によるバックグラウンド
- 偶発バックグラウンド

これらは観測されたニュートリノイベントに上乗せされていると考え、別途見積もりを行う。具体的な計算方法に関して以下で述べる。

3.3.1 宇宙線由来のバックグラウンド

${}^9\text{Li}+{}^8\text{He}$ バックグラウンド

$\text{Li}^9 + \text{He}^8$ のレートは、図 3.11 に示すように前に飛んできた宇宙線との時間相関 (ΔT_μ) をフィットした結果から、 $2.05 \pm 0.13 \text{ events/day}$ と得られている。 $\text{Li}^9 + \text{He}^8$ ベトーによって $1.12 \pm 0.05 \text{ events/day}$ が取り除かれ、ベトー後に残る $\text{Li}^9 + \text{He}^8$ バックグラウンドは $0.97^{+0.41}_{-0.16} \text{ events/day}$ と見積もられている。

$\text{Li}^9 + \text{He}^8$ のスペクトルは観測データより求めており、3.2章で示すニュートリノ選別において、 ${}^9\text{Li}$ ベトー以外の全ての条件を満たし、 ${}^9\text{Li}$ 尤度 > 0.4 であるイベントから得る。図 3.12 にシミュレーションで予測されるスペクトルとデータから得たスペクトルを示す。スペクトルの不確定性は共分散行列を用いて見積もられる。

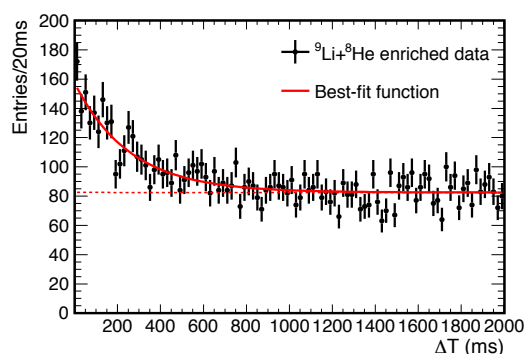


図 3.11 宇宙線と Li 候補事象の時間相関 [61]

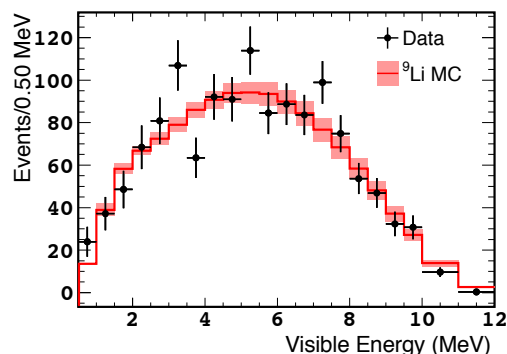


図 3.12 ${}^9\text{Li}$ シミュレーションのスペクトルとデータに含まれる Li 候補のスペクトル [61]。両者は同じ傾向を示している。

高速中性子・停止ミュオン (FN+SM) バックグラウンド

検出器上部の中央から内部検出器に入射した宇宙線が検出器内で停止すると、崩壊の際にミ歇尔電子を放出し停止ミュオンバックグラウンドとなる。停止ミュオンバックグラウンドと高速中性子によるバックグラウンドは共に擬似先発信号と擬似後発信号が相関を持つバックグラウンドであり、合わせて見積もりを行う。

FN+SM バックグラウンドのエネルギースペクトルは、IV ベトーによって取り除かれ、それ以外のニュートリノ選別条件は満たしたイベントを元に見積もられている。図 3.13 に、(1) 内部ミュオン検出器で取り除かれたイベント (2) ニュートリノ候補のイベント (3) 宇宙線ベトーを 30 MeV に変更して得られた 20 MeV から 30 MeV のニュートリノ候補のエネルギースペクトルを示す。(1) のイベントを一次関数でフィットすると、傾き

は $-0.02 \pm 0.11 \text{ events/MeV}^2$ とほぼ平坦であり、エネルギーによらず一定のレートだとみなすことができる。また、FN+SM バックグラウンドがより大きく影響する 12MeV 以上の領域では、より平坦な形状が好まれる。したがって本解析において FN+SM バックグラウンドはエネルギーによらず一定のレートで存在すると想定し、20-30 MeV のデータから $0.604 \pm 0.051 \text{ events/day}$ とする。原子炉停止時のデータを用いたバックグラウンド解析 [62] からは、 $0.529 \pm 0.089 \text{ events/day}$ と見積もられており、この結果は妥当である。

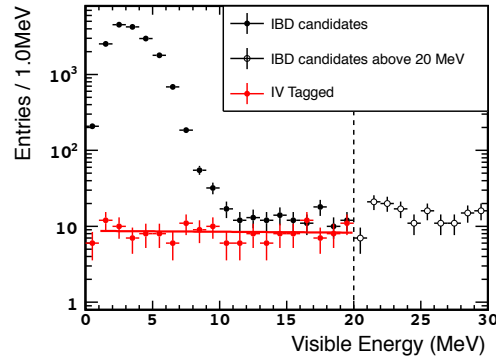


図 3.13 黒はニュートリノ候補のイベント、赤は内部ミュオン検出器によってミュオンと判別されたイベントである。一次関数でフィットした結果傾きはほとんど見られない [61]。

3.3.2 偶発バックグラウンド

偶発バックグラウンドの見積もりには off-time window 法を用いている。先発信号候補の 1 秒後に再びその信号が入ってきたとみなし、偶然選別条件を満たす後発信号候補が存在した場合にイベントを計測する。図 3.14 に概念図を示す。この方法により $0.0701 \pm 0.0003 \text{ (stat)} \pm 0.0026 \text{ (syst)} \text{ events/day}$ と見積もられている。得られたエネルギースペクトルを図 3.15 に示す。

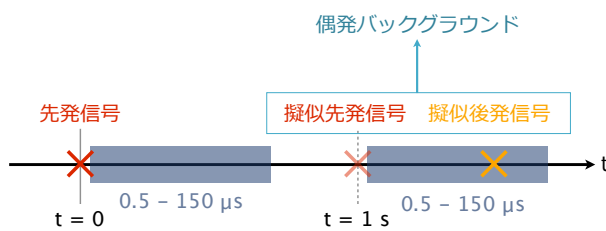


図 3.14 off-time window 法の概念図

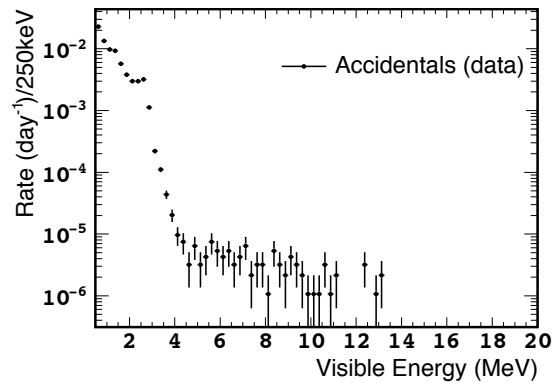


図 3.15 偶発バックグラウンドのエネルギースペクトル

表 3.3 に以上で見積もられたバックグラウンドのレートを示す。

3.3.3 原子炉停止中のデータを用いたバックグラウンド解析

Double Chooz 実験が進行中の 2011 年から 2012 年の間に、Chooz 原子力発電所の二基の原子炉が共に停止した期間が 7.24 日間存在した。このデータからバックグラウンドの見積もりの評価と残留反電子ニュートリノを得

バックグラウンド	レート [events/day]
${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$
correlated	0.607 ± 0.051
偶発バックグラウンド	0.070 ± 0.003

表 3.3 予測されるバックグラウンドレート

ることができた。図 3.16 にベトー適応前後のニュートリノ選別条件を満たしたイベントを示す。シミュレーションでは残留ニュートリノは 1.57 ± 0.47 events、バックグラウンドと合わせて $12.9^{+3.1}_{-1.4}$ events が見積もられた。実際には遅延同時計測法で選別されたのは 54 events、さらに全てのベトー適応後に残るニュートリノイベント候補が 7 events で、 1.7σ で一致している。この結果はバックグラウンドの見積もりの検証だけではなく、ニュートリノ振動解析におけるバックグラウンドレートに制限をかけるために用いられる。

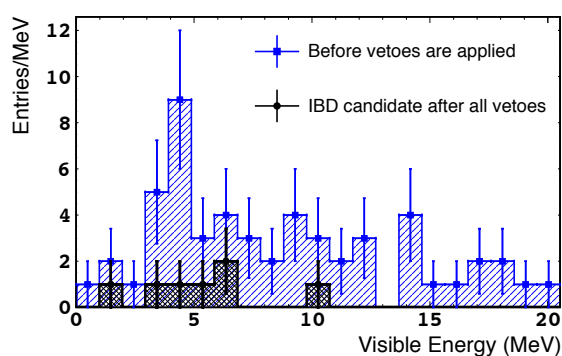


図 3.16 原子炉停止中のニュートリノ候補イベント [62]

3.4 最新の θ_{13} 解析結果

θ_{13} の導出にはレート情報と原子炉の熱出力を用いた **RRM 解析** と、エネルギースペクトルの情報を用いた **レート + シェイプ解析** の 2 つの解析手法が用いられている。異なる解析手法を用いて同じ結果を得ることができれば、その結果をより信頼することができる。

3.4.1 RRM 解析

RRM (Reactor Rate Moduration) 解析は原子炉の熱出力とニュートリノレートの相関を用いて、 θ_{13} とバックグラウンドの合計のレートを求める手法である。原子炉の熱出力に応じて、原子炉が 2 基稼働中のデータを 3 分割、1 基のデータを 3 分割、原子炉停止中の全 7 分割し、それぞれでニュートリノの予測レートと観測レートを求める。図 3.17 のプロットは予測されるレートと観測レートの相関を示す。これを一次関数でフィットすると、切片は一定で存在するバックグラウンドを示し、傾きはニュートリノ振動が無い場合から小さくなった分が振動の効果を示す。

解析には $\chi^2 = \chi_{\text{on}}^2 + \chi_{\text{off}}^2 + \chi_{\text{bg}}^2$ で定義される χ^2 検定が用いられている。予測値からの差異を示す通常の項 (χ_{on}^2) に加え原子炉停止中のデータによる制限 (χ_{off}^2) とバックグラウンドの見積りによる制限 (χ_{bg}^2) がかけられている。

ベストフィットの値は

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090^{+0.034}_{-0.035}, \quad \text{バックグラウンドレート} = 1.56^{+0.18}_{-0.16} \text{ events/day} \quad (3.18)$$

である。

図 3.18 には χ_{bg}^2 を取り除いた場合の、バックグラウンドと $\sin^2 2\theta_{13}$ の許容される領域を示す。原子炉停止中のデータを使用できるのは、周囲に原子炉が二基しかない Double Chooz 実験ならではの特徴である。

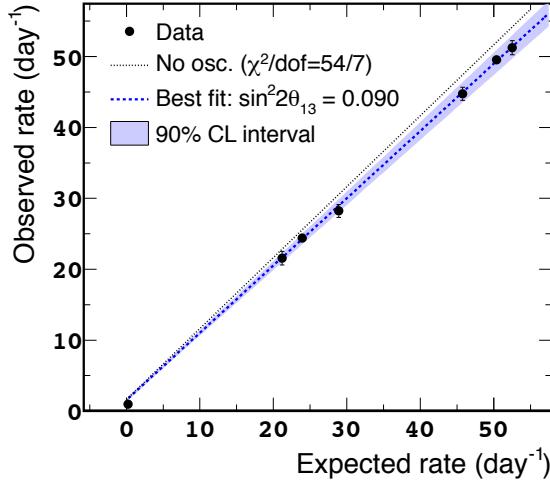


図 3.17 予測されるレートと観測レート [61]。青点線がベストフィット、色付けされた領域が 90% C.L. の範囲を示す。

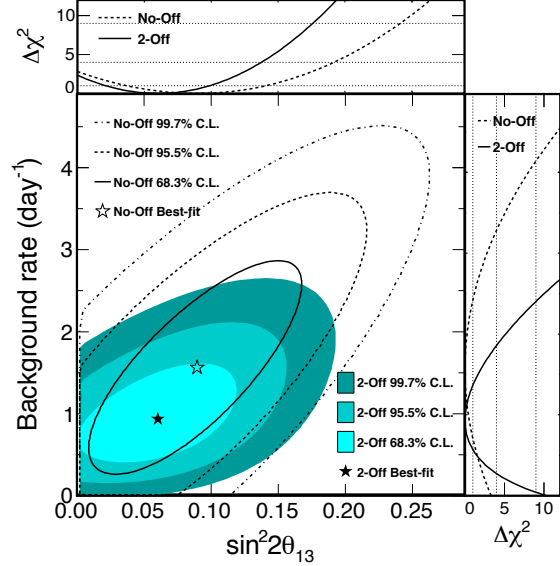


図 3.18 RRM 解析からバックグラウンドと $\sin^2 2\theta_{13}$ の許容領域を示す [61]。色付けされた領域は原子炉停止時のデータを使用した場合 ($\chi_{\text{on}}^2 + \chi_{\text{off}}^2$)、黒線は使用しなかった場合 (χ_{on}^2) の範囲とベストフィットの値を示す。

3.4.2 レート + シェイプ解析

レート + シェイプ解析では予測される先発信号のエネルギースペクトルと観測されたスペクトルの比較から θ_{13} の精密測定を行う。図 3.19 にデータを解析で用いる 0.5-20 MeV の 40 個のエネルギービンに分割した結果を示す。

χ^2 には以下の定義を用いる。

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=1}^{40} \sum_{j=1}^{40} (N_i^{\text{obs}} - N_i^{\text{exp}}) M_{ij}^{-1} (N_j^{\text{obs}} - N_j^{\text{exp}}) + \sum_{k=1}^5 \frac{\sigma_k^2}{\epsilon_k^2} \\ & + (\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c) \begin{pmatrix} \sigma_a^2 & \rho_{ab}\sigma_a\sigma_b & \rho_{ac}\sigma_a\sigma_c \\ \rho_{ab}\sigma_a\sigma_b & \sigma_b^2 & \rho_{bc}\sigma_b\sigma_c \\ \rho_{ac}\sigma_a\sigma_c & \rho_{bc}\sigma_b\sigma_c & \sigma_c^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \epsilon_a \\ \epsilon_b \\ \epsilon_c \end{pmatrix} \\ & + 2 \left(N_{\text{off}}^{\text{obs}} \ln \left(\frac{N_{\text{off}}^{\text{obs}}}{N_{\text{off}}^{\text{exp}}} \right) + N_{\text{off}}^{\text{exp}} - N_{\text{off}}^{\text{obs}} \right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

ここで N_i^{exp} は i 番目のビンのニュートリノ候補数の予測値 N_i^{obs} は観測値である。また M_{ij} は系統誤差・統計誤差を示す共分散行列で、各ビンの不確定性に加え他のビンとの相関も考慮する。第二項はエネルギースケールの補正を行うパラメータ a, b, c の不確定性を考慮している。第三項は原子炉停止時のデータから制限をかけている。表 3.4 に各パラメータと不確定性、ベストフィットの値の一覧を示す。

パラメータ	入力値	ベストフィット
${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	0.74 ± 0.13
correlated	0.607 ± 0.051	$0.568^{+0.038}_{-0.037}$
偶発バックグラウンド	0.070 ± 0.003	0.0703 ± 0.0026
残留 $\bar{\nu}_e$	1.57 ± 0.47	1.48 ± 0.47
$\Delta m^2 (10^{-3} \text{eV}^2)$	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$
エネルギースケール ϵ_a	0 ± 0.006	$0.001^{+0.006}_{0.005}$
エネルギースケール ϵ_b	0 ± 0.008	$-0.001^{+0.004}_{0.006}$
エネルギースケール ϵ_c	0 ± 0.0006	$-0.0005^{+0.0007}_{0.0005}$

表 3.4 各パラメータの不確定性とベストフィットの値

本解析から得られたベストフィットの値は、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090^{+0.032}_{-0.029} \quad (\text{順階層}) \quad (3.20)$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.092^{+0.033}_{-0.029} \quad (\text{逆階層}) \quad (3.21)$$

である。

また、確認のため合計レートのみを用いて $\sin^2 2\theta_{13}$ を計算した結果は

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090^{+0.036}_{-0.037} \quad (3.22)$$

$$(3.23)$$

であり、RRM 解析・レート + シェイプ解析と良い一致を示している。

一方でレート + シェイプ解析では新たな問題点が指摘された。図 3.20 に各エネルギービンの予測値と観測値の比を示す。赤で示すのがベストフィットの時に予測される比であるが、実際のデータポイントは 5 MeV 近傍で超過し 7 MeV 付近で欠損する凹凸を示している。この未知の構造に関しては次章で検証を行う。

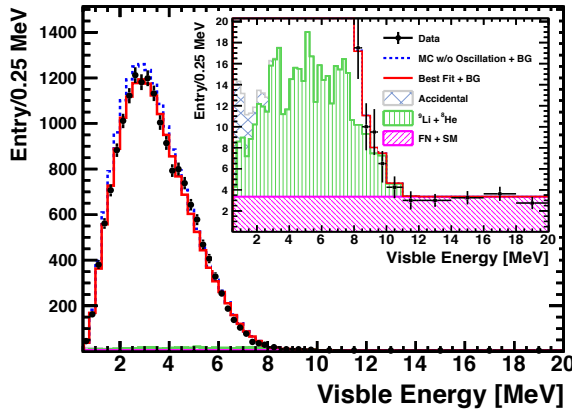


図 3.19 先発信号のエネルギースペクトル。青点線は振動がない場合の予測値、赤はベストフィットの振動パラメータを仮定した場合、黒が観測値である。右上に重ねられたプロットはエントリーの少ない領域を拡大し、バックグラウンドを示す。

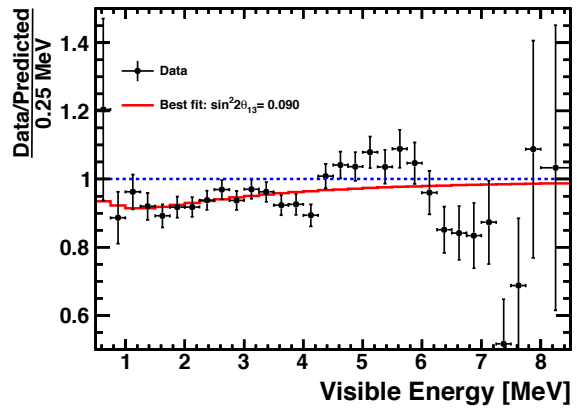


図 3.20 各エネルギービンの予測値と観測値の比。振動がない場合 1 になるが、データポイントは欠損を示している。赤はベストフィットの振動を仮定した場合の比。

第4章

エネルギースペクトルの歪みの検証

最新の Double Chooz 実験の解析結果では、ニュートリノのエネルギースペクトルに未知の歪みが現れていることが指摘された。この歪みの構造による $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定値の変動は 0.3σ 以内であり、 θ_{13} 測定の到達感度に大きな影響は無いことが既に確認されている [61]。また、今後の θ_{13} 解析は前置検出器と後置検出器のスペクトルを比較して行うため、歪みを相殺し解析に及ぼす影響を最小限に抑えることができる。しかしながらステライルニュートリノの探索は測定データとシミュレーションとの比較を想定しており、エネルギースペクトルの微細な構造の有無を見るため、前置検出器のエネルギースペクトルに未知の構造が現れれば影響を受けざるを得ない。

本章では後置検出器で観測されたエネルギースペクトルの歪みについて、

- バックグラウンド由来
- 反電子ニュートリノ由来

それぞれの仮定のもとでデータがどのようなパラメータ分布を取り得るか検討し、実際の結果との比較を行った。

4.1 反電子ニュートリノのエネルギースペクトルの歪み

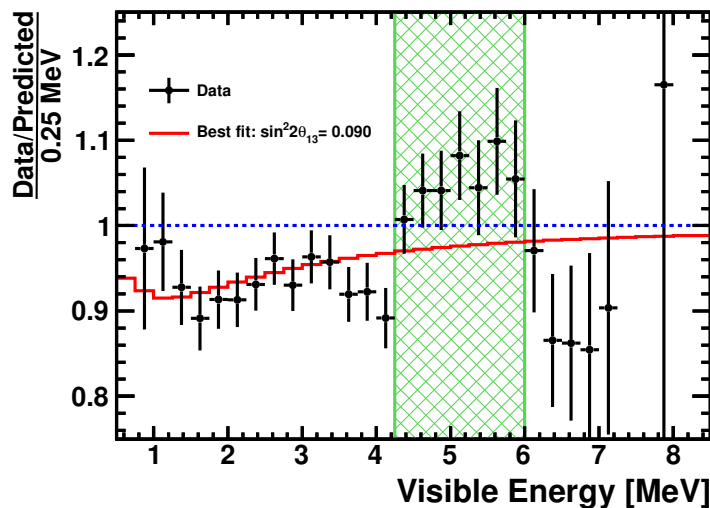


図 4.1 観測されたニュートリノイベントからバックグラウンドを取り除いたデータと予測値の比。赤線は $\sin^2 2\theta_{13} = 0.090$ を仮定した時に予測される割合を示す。緑の網掛けがされた 4.25-6.0 MeV を超過領域とする。

図 4.1 に 2014 年 7 月に公表された Double Chooz 実験の最新の測定結果 [61] を示す。データポイントは (観測データ - バックグラウンド)/(ニュートリノ振動がない場合のシミュレーションによる予測値) の割合を示しているが、5 MeV 付近のイベント数が予測値を明らかに超過しており、その前後に欠損が見られることがわかる。この構造は以前から示唆されていたものの、統計量の増加と系統誤差の低減により、最新の結果において初めて明確なものとなった。図中に緑の網掛けで示す 4.25-6 MeV を今後は**超過領域**、それ以外のエネルギー領域を**通常領域**と呼び、両者を比較する。

4.2 バックグラウンドの可能性の検証

超過イベントがバックグラウンドによるものであると仮定し、3.2 章のニュートリノ選別で得られた Gd 捕獲事象 17351 イベントに対し検証を行う。パラメータに応じて、

- 超過領域と通常領域
- データとモンテカルロシミュレーション

を比較する。超過領域と通常領域の比較では、積分値が同じになるように通常領域のスケールを調整している。同様にデータとモンテカルロシミュレーションの比較では、シミュレーションのスケールを調整しデータの積分値に合わせている。

4.2.1 炭素による中性子捕獲事象

バックグラウンドの一つに ^{12}C による中性子捕獲事象がある。宇宙線が通過した際に岩盤から放出された高速中性子が有機溶媒中の炭素原子に捕獲されて約 5 MeV の γ 線を放出する現象で、主に γ キャッチャー層で発生する。図 4.2 に ^{12}C 捕獲事象の概念図を示す。 ^{12}C によるエネルギーピークは図 4.3 に示す通り、超過領域と良く一致する。しかしながら ^{12}C に関しては既に研究され、エネルギースケールや分解能がデータとモンテカルロシミュレーションでよく一致することが確認されている。また Gd と比較して ^{12}C の反応断面積は非常に小さく歪みを説明するには不十分である。

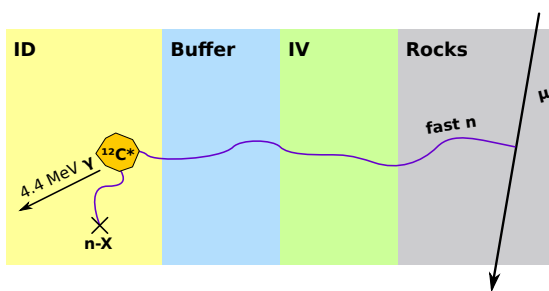


図 4.2 ^{12}C 捕獲事象の概念図。宇宙線が通過した際に発生した高速中性子が有機溶媒中の ^{12}C によって捕獲されバックグラウンドとなる。

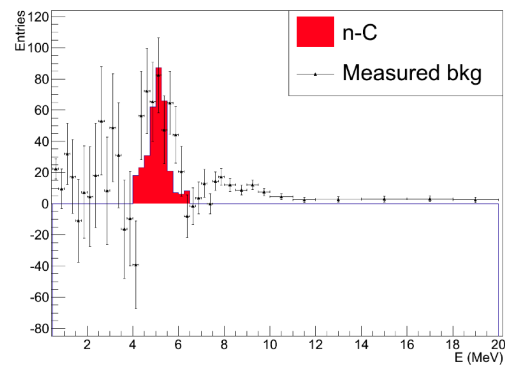


図 4.3 赤のヒストグラムが ^{12}C 捕獲事象のエネルギースペクトル。データポイントと合うようにスケールされている。

4.2.2 宇宙線との相関

${}^9\text{Li}$ や ${}^8\text{He}$ の様な宇宙線由来で寿命の長い放射性核種によるバックグラウンドの場合、その直前の宇宙線との相関を見ることができると考えられる。超過領域と通常領域のイベントに分け、直前の宇宙線のパラメータ分布を比較した。赤が通常領域、黒のデータポイントが超過領域を示す。

図 4.4, 図 4.5 は直前の宇宙線のエネルギー分布を比較した結果を示す。図 4.4 は内部ミュオン検出器に落とした電荷、図 4.5 は内部検出器に落としたエネルギー*1である。宇宙線由来のバックグラウンドならば宇宙線のエネルギーが大きいほど発生頻度も高くなると考えられるが、どちらも違いは見られなかった。

また図 4.6 は直前の宇宙線と先発信号の時間差を示す。長寿命の放射性核種によるバックグラウンドならば寿命に応じて分布が変わると考えられるが、有意な差は見られなかった。

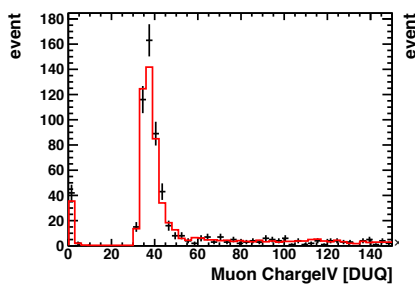


図 4.4 直前の宇宙線が内部ミュオン検出器に落とした電荷分布

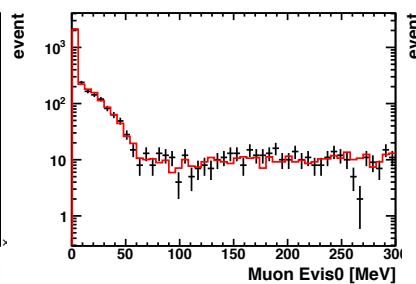


図 4.5 直前の宇宙線が内部検出器に落としたエネルギー分布

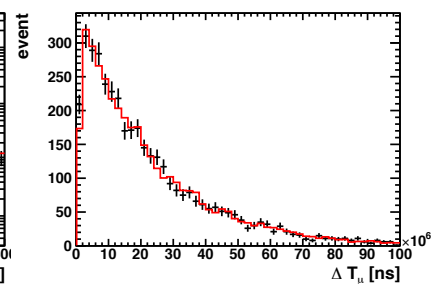


図 4.6 直前の宇宙線と先発信号の時間差の分布

4.2.3 事象位置

超過イベントに位置依存性が見られた場合、検出器の構成物や周囲からのバックグラウンドの可能性が高く、その分布を調べることで原因を特定する手がかりとなる。図 4.7 は Z 方向の、図 4.8 は Z 軸からの距離の二乗を比較した結果を示す。赤が通常領域、黒のデータポイントが超過領域である。Z 軸からの距離の二乗の分布をみると超過領域が通常領域と比較して検出器内側で多く発生している傾向が見える。

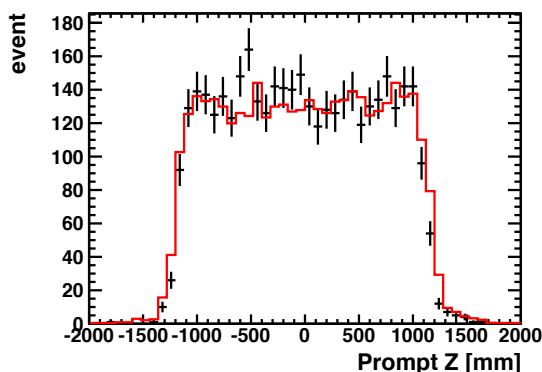


図 4.7 事象位置の Z 方向の分布

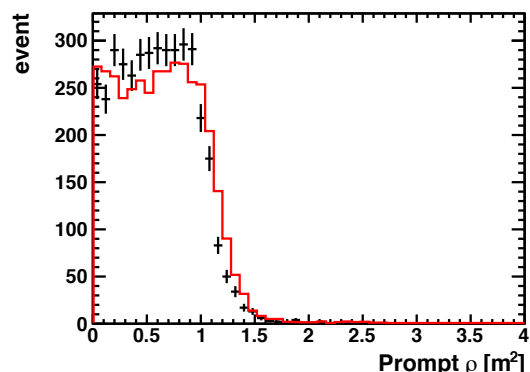


図 4.8 事象位置の Z 軸からの距離の二乗

*1 ここでのエネルギーは電荷に光電子数による変換係数をかけ、位置依存性などの補正を行う前の値である。

そこで、超過領域のデータとモンテカルロシミュレーションの結果を比較した結果を図 4.9, 図 4.10 に示す。分布を見ると超過領域のデータが内側に偏っているのではなく、高エネルギー領域のデータがシミュレーションよりも外側に分布する傾向があり、分布の違いはそれが反映されているものだと考えられる。2.4 章で前述したとおり、データにはニュートリノ選別によって取り除けないバックグラウンドが含まれており、分布に影響を及ぼしている可能性がある。

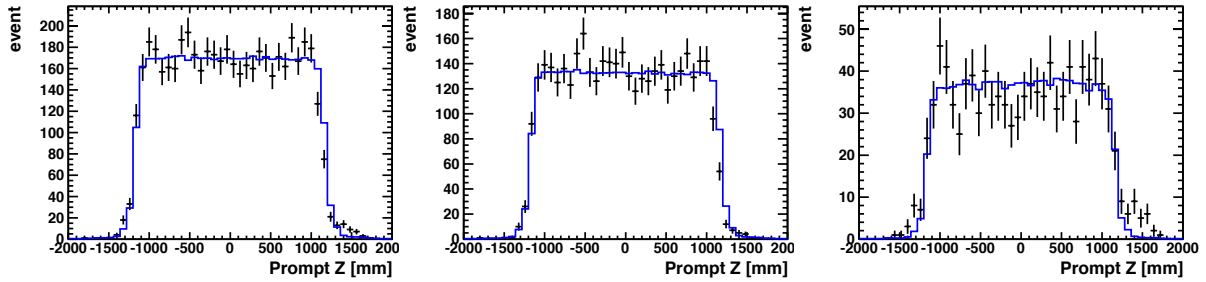


図 4.9 事象位置の Z 方向の分布。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

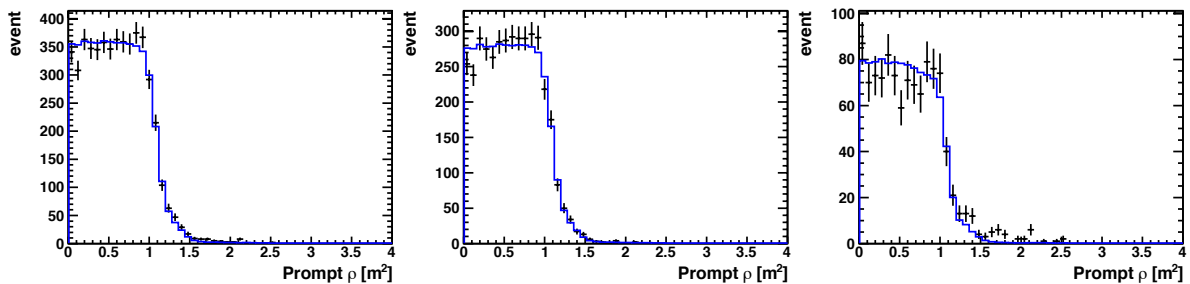


図 4.10 事象位置の Z 軸からの距離の二乗。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

続いて少し観点を変え、全データをイベントの発生位置で二分割する。タンクなどの構造物がなく液体シンチレータが満たされている領域を**空洞部**、その外側と中心のシリンダー等がある部分を**外部**として以下の条件で選別する。

$$\begin{aligned} 0.5 \times 0.5 < \rho < 1 \times 1 \text{ m}^2 \\ -1 < z < 1 \text{ m} \end{aligned} \tag{4.1}$$

図 4.11 の上図が空洞部、下図が外部のイベント分布を示す。図 4.12 はそれぞれのエネルギースペクトルを示しており、黒で示す空洞部のデータの方が超過イベントを多く含んでいることがわかる。

一方で超過イベント以外にも、位置に依存したエネルギー分布の違いにより、空洞部の低エネルギーデータが少ないことがわかる。より詳細を調べるため、モンテカルロシミュレーションと比較した結果を図 4.13 に示す。

両者のシミュレーションを比較すると空洞部のエネルギースペクトルの方が緩やかな山形で、元来 4-6 MeV のイベントが多く見積もられている事がわかる。またそれぞれのシミュレーションとデータを比較すると、空洞部のほうがやや顕著ではあるものの、外部のスペクトルにも統計エラーを超えた超過が存在する。1 MeV 以下でデータが上向くのはバックグラウンドの影響で、4 MeV 以下でデータが落ち込んでいるのはニュートリノ振動の影響が大きい。

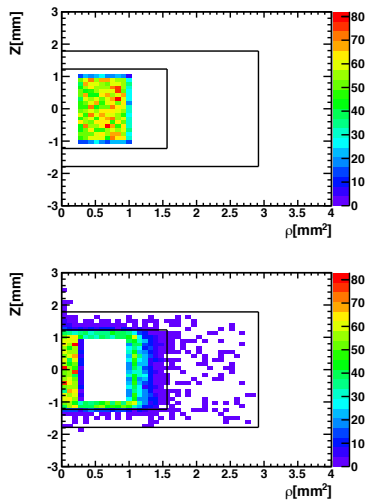


図 4.11 空洞部と外部のイベント分布。黒線はニュートリノターゲット層と γ キャッチャー層の範囲を示す。

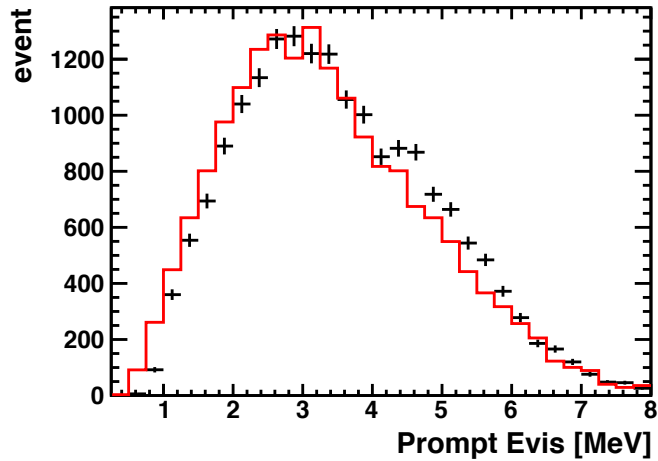


図 4.12 黒線が空洞部 (左上図)、赤線が外側と中心部のデータ (左下図) のエネルギースペクトル。空洞部のデータに超過イベントが偏っていることがわかる。

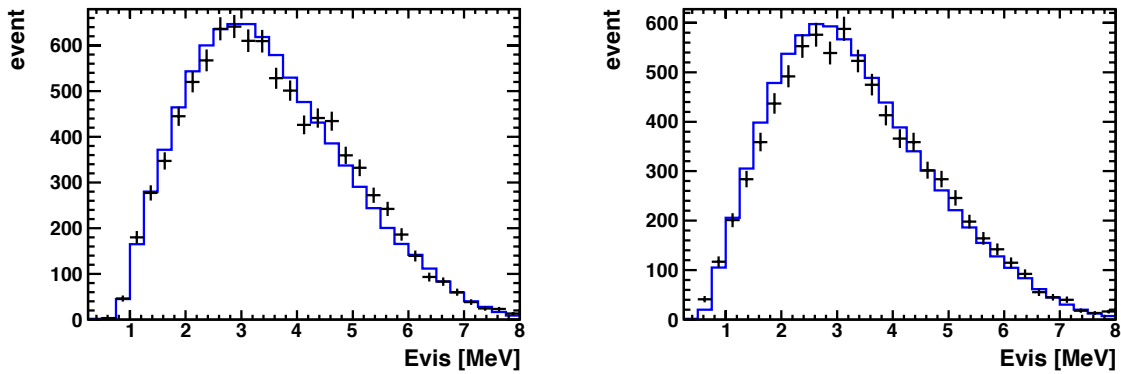


図 4.13 事象位置によるエネルギー分布の比較。左図が空洞部、右図が外部で、どちらも青で示すシミュレーションに対し黒で示すデータが超過している。

4.2.4 PMT の光量分布

各イベントにおいて最も発光した PMT と周囲の以外の PMT の光量差の比較を行った。この分布に違いが見られるならば、PMT に由来するバックグラウンドや ID 外部の光を PMT が検出しているなど、検出器に由来する問題であると考えられる。光量はエネルギーに依存して分布も異なるため、データとシミュレーションの比較を行った。

比較には Double Chooz でノイズ除去のために利用している Q_{diff} と Q_{ratio} の値を用いた。それぞれの定義を再度以下に示す。

$$Q_{diff} = \frac{1}{N} \times \sum_i^N \left(\frac{Q_{max} - Q_i}{Q_i} \right)^2 \quad (4.2)$$

$$Q_{ratio} = Q_{max} / Q_{tot}$$

Q_{ratio} の比較結果を図 4.14 に示す。全体的にデータが若干値の低い側に分布しているように見えるが、超過領域のみで現れる特徴は確認できない。 Q_{diff} の比較結果を図 4.15 に示す。こちらもノイズの兆候は示しておらず、超過領域の PMT の光量分布に明確な差を確認することは出来ない。

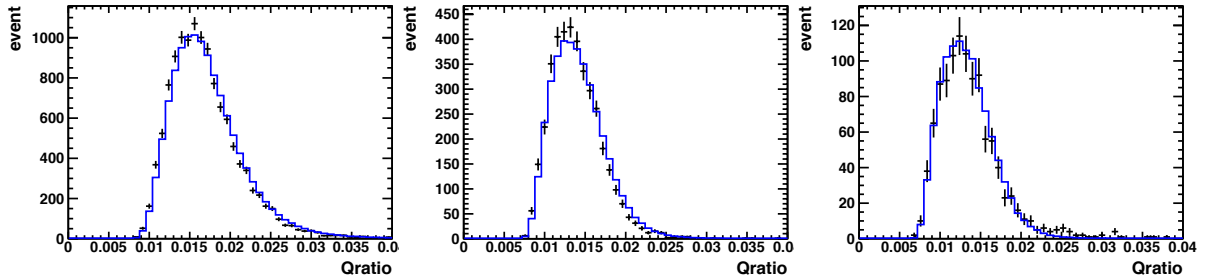


図 4.14 PMT の最大発光量と周囲の PMT 割合の比較。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

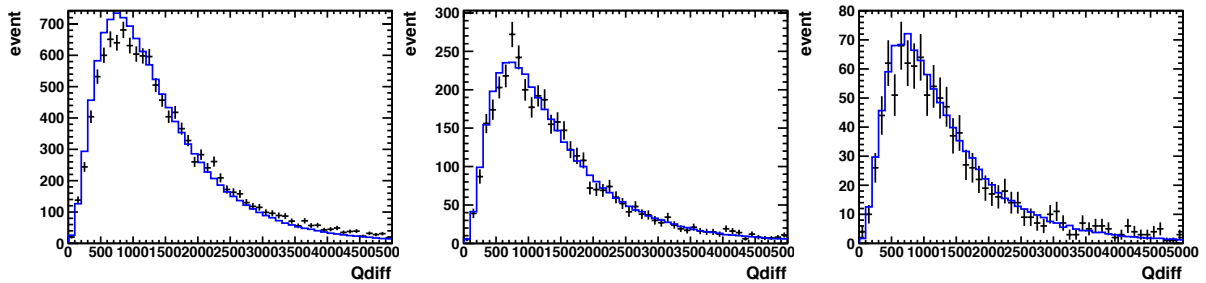


図 4.15 PMT の最大発光量と周囲の PMT の比較。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

4.2.5 後発信号との相関

ニュートリノは逆 β 崩壊により先発信号の陽電子と同時に後発信号となる中性子を放出するため、ニュートリノ選別には双方のイベントを利用している。もしも超過イベントが擬似先発信号となるバックグラウンドの場合、後発信号との相関に何らかの違いが現れると考えられる。図 4.16-図 4.18 では、超過領域と通常領域のイベントの分布の比較を行う。

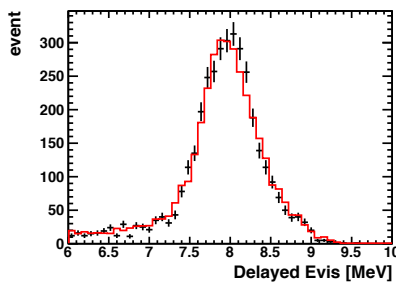


図 4.16 後発信号のエネルギースペクトル

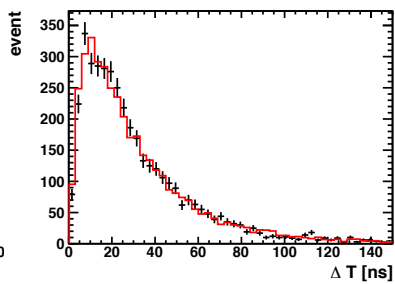


図 4.17 先発信号と後発信号の時間差の分布

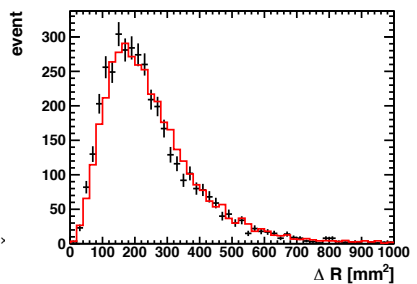


図 4.18 先発信号と後発信号の距離の分布

図 4.16 は後発信号のエネルギー分布を比較した結果を示す。後発信号のエネルギースペクトルにニュートリノ事象同様の 8 MeV ピークが見られる場合、超過信号は中性子を放出する事象 (逆 β 崩壊・関連バックグラウン

ド)に起因すると考えられる。一方分布が異なる場合、超過事象は後発信号と相関を持たないバックグラウンドや Gd 以外の粒子に中性子捕獲された事象である可能性が考えられるが、後発信号のエネルギー分布はニュートリノイベント同様の Gd 捕獲ピークを示している。

先発信号と後発信号の時間差を図 4.17、距離を図 4.18 に比較した結果を示す。もしも超過イベントが高速中性子のように先発信号と共に中性子を放出するバックグラウンドでも、異なる機構で発生するならば捕獲時間や距離に違いが生じると考えられる。しかしながら、どちらの分布も超過領域と通常領域で異なる兆候は見られない。

また、超過領域・高エネルギー領域・低エネルギー領域に分割し、後発信号のエネルギースペクトル(図 4.19)・時間差(図 4.20)・距離(図 4.21)について、データとシミュレーションでの分布の違いも確認したが有意な差は得られなかった。以上のことから、超過領域のイベントはニュートリノと同様に振舞うと理解できる。

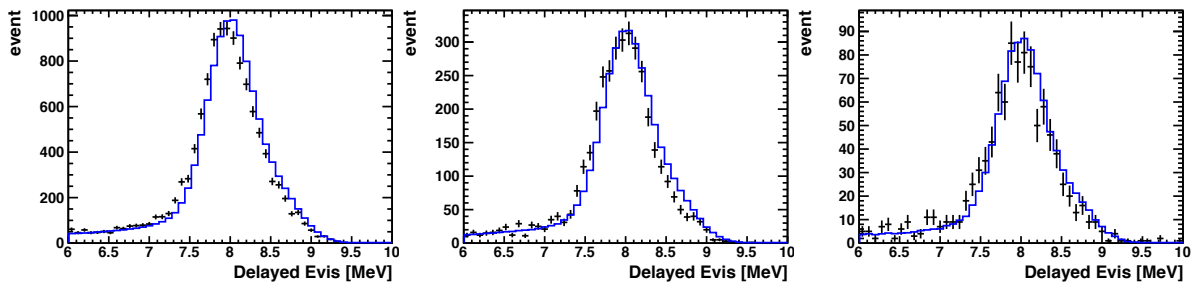


図 4.19 後発信号のエネルギースペクトルのデータとシミュレーションの比較。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

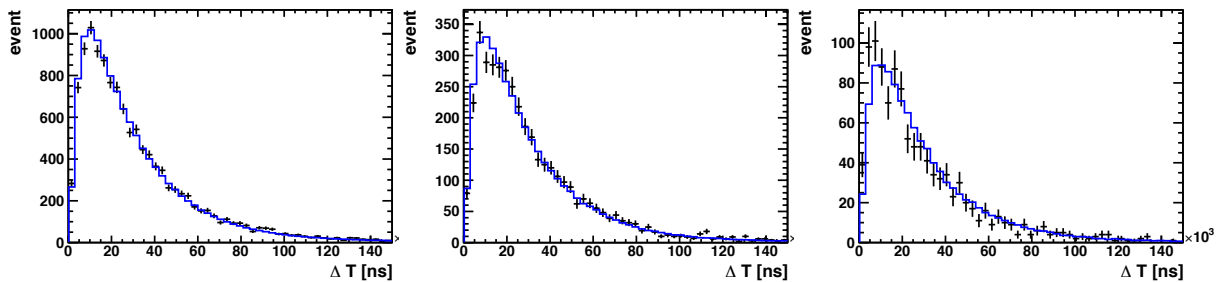


図 4.20 先発信号と後発信号の時間差。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

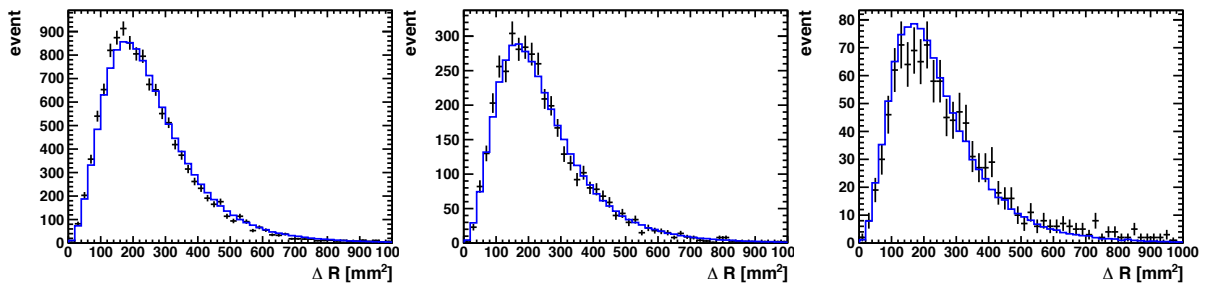


図 4.21 先発信号と後発信号の距離。左から、0.25-4.25 MeV, 4.25-6 MeV 6-20 MeV

4.2.6 データ取得期間との相関

データ取得期間に応じた超過領域のイベント数の変化を確認した。時間の経過と相関を持つならば、検出器の劣化や組成の変化などに由来する可能性がある。またニュートリノイベントの数は原子炉の状態に応じて変動するため、超過領域の変動が他と比べて少なればバックグラウンドが多く含まれていると考えられる。比較した結果を図 4.22 に示す。超過領域と通常領域のイベント数は同じ傾向で増減し、違いは見られなかった。

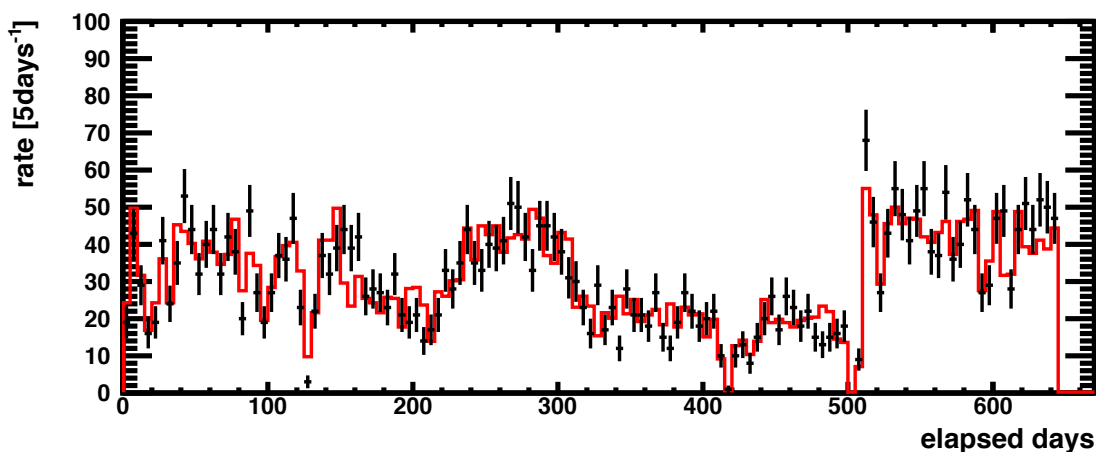


図 4.22 超過イベントの時間依存性。黒線は超過領域の 5 日あたりのイベントレート、赤線は通常領域をスケールしたイベントレートである。両者の時間変動は同じ傾向を示している。

上記より、超過イベントをバックグラウンドと想定し様々なパラメータの比較を行った。超過領域の事象位置分布は空洞部で若干多い傾向が見られたが、その他のパラメータ分布からはバックグラウンドを支持する結果は得られなかった。

4.3 原子炉出力との相関の検証

4.3.1 ニュートリノフラックスの予測値との相違

超過事象が未知のバックグラウンドによるものならば、原子炉の出力と関係なく独立した頻度で発生すると考えられる。一方、原子炉フラックスの予測値との相違が原因の場合、超過事象のレートは原子炉の出力と比例関係にあると考えられる。ここではその検証のため、RRM フィットを拡張した eRRM フィットを利用する。

RRM 解析は 3.4.1 章の θ_{13} 解析で使用したようにニュートリノのレートをを用いた解析で、原子炉の出力とイベントレートの相関を 1 次関数でフィットし、傾きから $\sin^2 2\theta_{13}$ 、切片からバックグラウンドのレートを得る手法である。eRRM 解析ではイベントを複数のエネルギー領域に分割し、それぞれについて RRM フィットを行う。0.25-20 MeV を 5 つの領域に分割し、 θ_{13} の値は Daya Bay の結果より $\sin^2 2\theta_{13} = 0.090^{+0.009}_{-0.008}$ とした。

図 4.23 は切片のベストフィットから得たバックグラウンドの eRRM フィットの結果を示す。ベストフィットの結果は予測値とよく一致しており、原子炉停止時のバックグラウンド解析の結果*2とも矛盾しない。

図 4.24 は θ_{13} を考慮し規格化された原子炉フラックスと、傾きのベストフィットから得たフラックスの相違を示している。8 MeV 以上ではニュートリノに対してバックグラウンドが大きすぎて感度を持たないため、ここで

*2 原子炉停止時のバックグラウンドの結果は残留ニュートリノによる 7 event を取り除いている

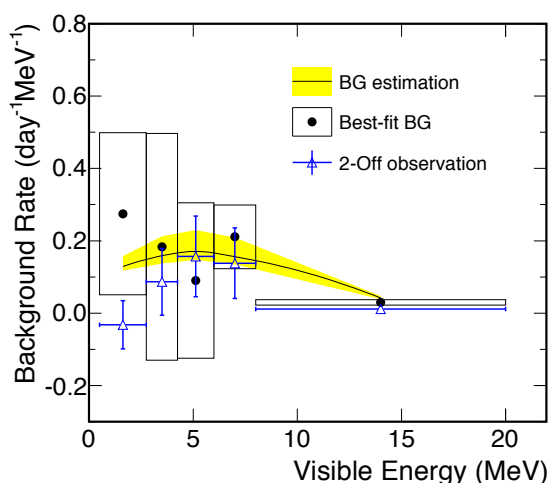


図 4.23 eRRM によるバックグラウンド解析結果 [61]。黄色は予測値、黒点は本データ・青点は原子炉停止時のデータをそれぞれ誤差付きで表す。これらは良く一致している。

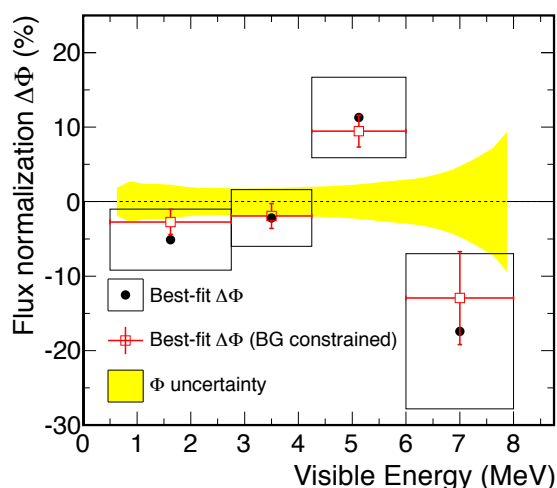


図 4.24 eRRM によるフラックス解析結果 [61]。5 MeV の超過と 7 eV の欠損はエラーの範囲外にある。

は無視している。黒点はバックグラウンドも含めたベストフィットでボックスは誤差 1σ の範囲を示している。赤点は図 4.23 の結果からバックグラウンドに制限をかけた場合のベストフィットの結果である。どちらも黄色の帯で示されるフラックスの予測値とそのエラーから逸脱しており、赤点は 5 MeV で 3σ の超過、7 MeV で 1.6σ の欠損、黒点は 5 MeV で 2.0σ 以上の超過、7 MeV では 1.5σ の欠損を示している。

4.3.2 原子炉出力との相関

eRRM フィットの結果は超過イベントの数と原子炉出力が相関を持つことを示唆している。この相関についてさらに詳細を検証した。

まずは、図 4.25 に示すエネルギースペクトルの 3-7 MeV の領域を、なだらかに減少する形を二次関数で近似できるとみなす。超過領域以外の 3-4.25, 6-7 MeV を用いて得たフィット関数が図 4.25 に重ね書きされている曲線である。さらにデータを稼働中の原子炉の数に応じて、1 基稼働データと 2 基稼働データに分ける。各イベント数を表 4.1 に示す。それぞれの総イベント数に合わせてフィット関数をスケールし、超過領域からフィット関数を減算して残ったイベントを超過イベントとする。

図 4.26 には超過イベント数を一日あたりのレートに換算した結果を示す。稼働している原子炉の数に依存して超過イベントのレートに違いがあることがわかる。黒線のヒストグラムは総イベント数のスケールを調整した結果であり、反電子ニュートリノのイベント数と超過イベント数は稼働中の原子炉の数に対して同じ相関を持つ。

また、図 4.26 の右側には、Gd 捕獲事象に加えて水素捕獲事象も用いた結果を示す。こちらも稼働中の原子炉の数に対して同様の相関を示している。

原子炉の数	データ取得時間 [日]	超過イベント数	全イベント数
1 基	208.8	112.8	4689
2 基	265.5	349.2	12662
計	481.9	462.0	17351

表 4.1 稼働中の原子炉の数に対する超過イベント数

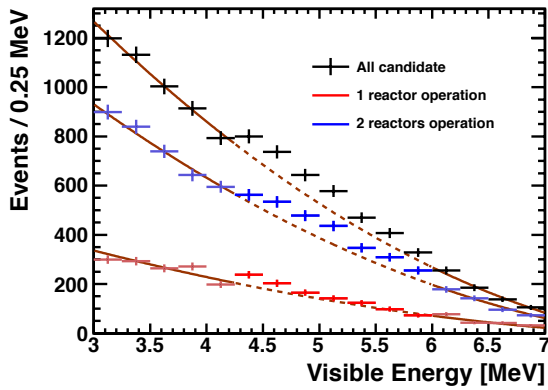


図 4.25 エネルギースペクトルを二次関数でフィットした結果

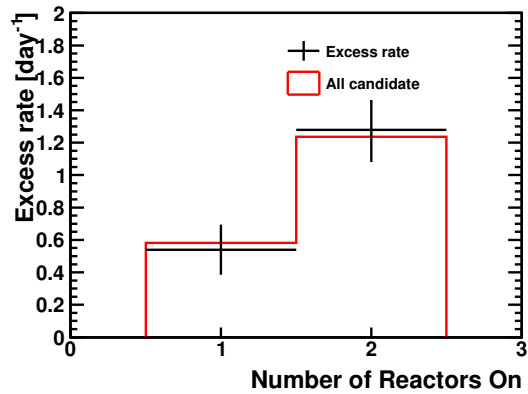


図 4.26 稼働中の原子炉の数に対する超過事象のレート

4.4 他の原子炉ニュートリノ実験の結果

この原子炉の熱出力と相関を持つ未知の構造は、2014年 Double Chooz グループにより他実験に先立って指摘された。ニュートリノのフラックスは Double Chooz 実験と同種の原子炉ニュートリノ実験である RENO, Daya Bay も同じデータに基づき算出されており、後にこれらの実験も原子炉出力と相関のある未知の構造が検出されていることを公表している [83][84]。その結果を図 4.27-4.29 に示す。

RENO, Daya Bay では立体角の大きい前置検出器が既に稼働しており、多くの統計からよりはっきりと超過が確認できる。特に RENO 実験では 6 基の原子炉の稼働状態との相関を確認しており、ニュートリノの総イベント数と比例して、超過イベントも増加していることを示している。

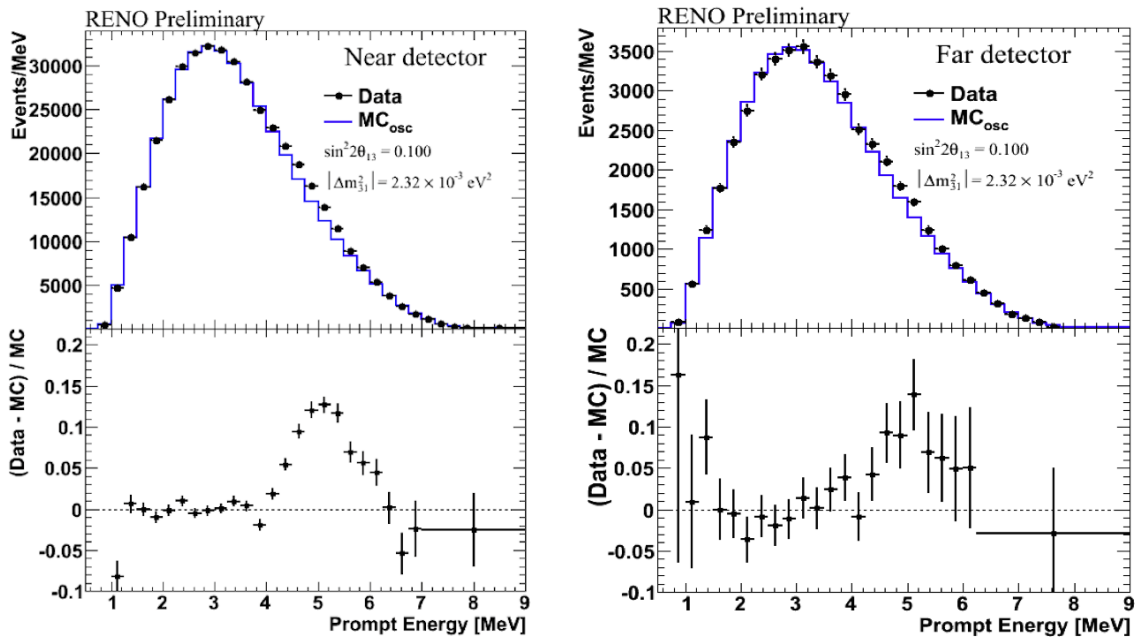


図 4.27 RENO 実験の予測スペクトルとデータの比較 [83]。左図は前置検出器、右図は後置検出器のスペクトルを示す。いずれも 5MeV 付近で予測値に対し 10% 以上の超過が見られる。

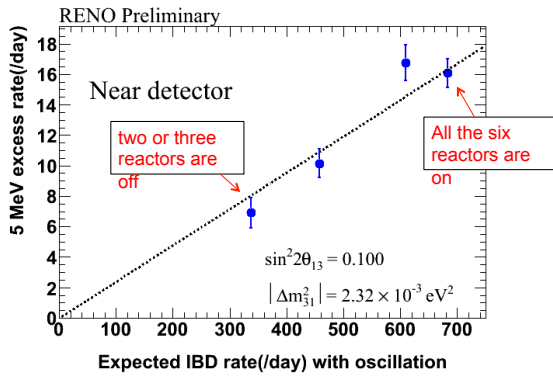


図 4.28 RENO 実験の超過イベントと熱出力の相関 [83]

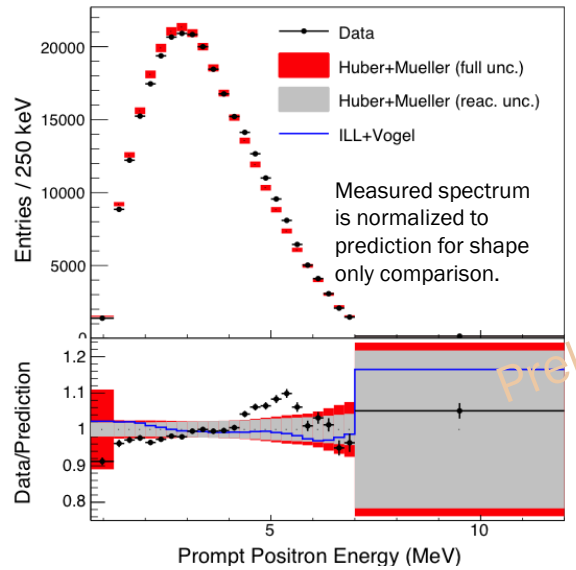


図 4.29 Daya Bay の予測スペクトルとデータの比較 [84]

4.5 ニュートリノフラックスの再計算

3つの原子炉実験の結果はエネルギースペクトルの歪みが反電子ニュートリノに由来する事を示唆しており、その原因は現在検証の最中であるが、原子炉で生成されるニュートリノフラックスの見積りに誤りがあるとする説が挙げられている [85]。原子炉実験におけるニュートリノの検出数の見積り手法に関しては 2.5 章で述べたように、原子炉で生成されるニュートリノのフラックスと、逆β崩壊の断面積を掛けあわせて求められている。原子炉実験でのニュートリノ生成源は主に ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu であり、現在各実験では ILL による各放射性元素の β^- 測定結果から逆算してニュートリノフラックスを求めている。

一方、データベースの値を用いて各放射性元素の β^- 崩壊の過程を厳密に計算すると、ILL の測定と僅かに異なる構造が存在する。図 4.30 に β^- の ILL による測定結果と数値計算の結果を示す。両者の結果は殆ど一致しているように見えるが、割合にして 10% 程度の違いがある。図 4.31 は β^- から求めたニュートリノフラックスに逆β崩壊の断面積を考慮して、検出されるニュートリノスペクトルの見積りを行った結果を示す。赤で示す数値計算の結果は RENO, Double Chooz から得られた歪みの構造と一致する。このニュートリノ生成量の見積りに誤りがあるとする説は、歪みの原因として有力な候補であり更なる検証が望まれる。

以上から、本章ではエネルギースペクトル中に見つかった超過イベントによる未知の構造の検証を行った。超過イベントには若干の位置依存傾向が見られたものの、他のパラメータ分布からはバックグラウンドを示唆する兆候は見られなかった。一方、原子炉の熱出力に対しては極めて強い相関を示し、eRRM の結果は超過イベントが反電子ニュートリノに由来すると支持している。ステライルニュートリノの探索においては微細なエネルギースペクトルの歪みを見る必要があり、データ解析に向けて反電子ニュートリノのスペクトルの正確な見積りが望まれる。

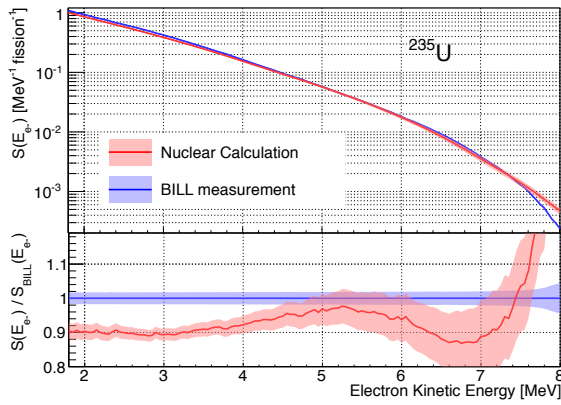


図 4.30 ^{235}U の ILL による測定結果と数値計算の結果 [85]

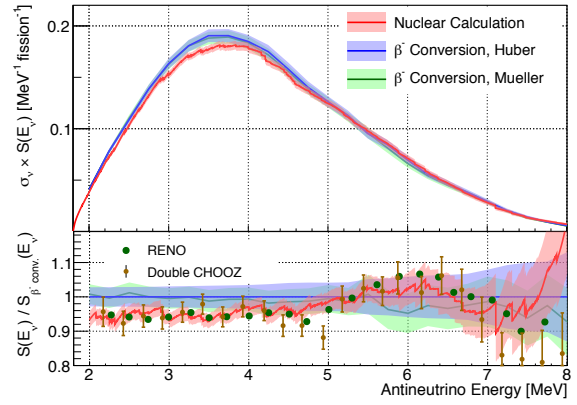


図 4.31 数値計算を用いたエネルギースペクトルの見積り [85]

第 5 章

ステライルニュートリノの探索可能性

ステライルニュートリノは弱い相互作用をしないため、活性な三代ニュートリノとの混合の測定することでのみ探索が可能であると考えられる。Double Chooz 実験は θ_{13} の精密測定を目的とした実験であるが、前置検出器は原子炉から約 400 m と比較的ベースラインが短く、ステライルニュートリノがある範囲の振動パラメータを持つ場合、ニュートリノのエネルギースペクトルの微細な歪みや観測量の欠損を見ることができると考えられる。

Double Chooz 前置検出器を利用するメリットの一点目は早期に解析結果が得られる点である。前置検出器の物理データは 2014 年度内に取得開始を見込んでいる。既に同型の後置検出器の測定により検出器の理解や解析手法の研究が進められており、これらを利用することで最小限の時間や労力で解析結果を得ることができる。

二点目は単基のデータ取得が可能となる点が挙げられる。ステライルニュートリノによるスペクトルの歪みは微細な構造のため、複数のベースラインが重なると解析が困難になると考えられる。Double Chooz ではニュートリノ源の原子炉が二基のみであり、片方のメンテナンス期間には原子炉単基のデータを取得することができるため、重ね合わせのないステライルニュートリノの効果を見ることができると考えられる。これは現在行われている原子炉ニュートリノ実験の中で、Double Chooz 実験のユニークな特徴である。

本研究では前置検出器での測定を想定したモンテカルロ法によるシミュレーションサンプルを作成し、振動パラメータがエネルギースペクトルの構造に与える影響について考察した。続いて、複数の測定環境・解析手法を想定した場合の統計誤差・系統誤差の見積もりを行い、 χ^2 検定による到達感度の予測を行った。最後に Double Chooz 前置検出器を用いて、他実験の結果に制限をかけることができる領域を確認した。

5.1 ステライルニュートリノの測定原理

Double Chooz 実験は原子炉で生成された反電子ニュートリノのニュートリノ振動による減少量を測定する $\bar{\nu}_e$ 消失実験である。ステライルニュートリノの存在を仮定すると、数百 m のベースラインにおける $\bar{\nu}_e$ の存在確率は 1.4.5 章で示した式 1.72 より、以下のように表せる。

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \sim 1 - \cos^4 \theta_{14} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.267L\Delta m_{31}^2}{E_\nu} \right) - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.267L\Delta m_{41}^2}{E_\nu} \right) \quad (5.1)$$

ここで L はベースライン、 E_ν は $\bar{\nu}_e$ のエネルギーである。 $\bar{\nu}_e$ の生存確率は既知の三代振動のパラメータに、独立したパラメータ $\theta_{14}, \Delta m_{41}$ を加えた形で表せる。この式はステライルニュートリノによる振動が存在せず、 $\Delta m_{41}^2 = 0$ ならば従来の三代振動を表す式になる。一例として、あるパラメータを仮定した場合の前置検出器におけるニュートリノの存在確率を図 5.1, 図 5.2 に示す。灰色で示すのは θ_{13} の振動による効果で、低エネルギー側に影響が現れる。 θ_{14} による振動は異なる構造で、振動の振幅が $\sin^2 2\theta_{14}$ 、周期が Δm_{41}^2 に依存していることがわかる。

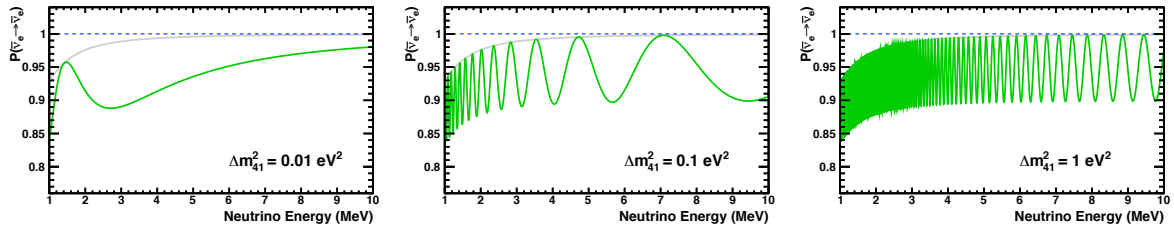


図 5.1 Δm_{41}^2 による振動確率の違い。 Δm_{41}^2 が大きいほど振動が細かくなる。

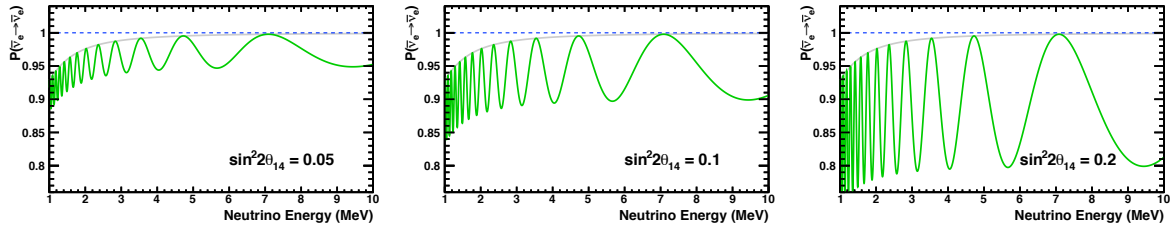


図 5.2 $\sin^2 2\theta_{14}$ による振動確率の違い。 $\sin^2 2\theta_{14}$ が大きいほど振幅が大きくなる。

エネルギーに依存して存在確率が変化するため、エネルギースペクトルの精密測定の結果を振動がない場合の予測値と比較すると、ステライルニュートリノによるスペクトル構造の歪みやニュートリノ数の欠損を見ることができる。

観測データにステライルニュートリノの兆候が現れた場合には、シミュレーション上のパラメータ $\theta_{14}, \Delta m_{41}^2$ を動かし、データと最も良い一致を示す時の値をベストフィットとして得ることができる。また、ステライルニュートリノの兆候が現れなかった場合には、同様にシミュレーションとデータのズレから、パラメータ $\theta_{14}, \Delta m_{41}^2$ が存在できない範囲を定めることができる。

本研究ではそれぞれの場合についてシミュレーションから作成したフェイクデータを用いて到達感度の予測を行う。また、測定環境や解析手法により得られる到達感度を比較した。

5.2 解析手法の考察

ステライルニュートリノによる存在確率の変動を見るための解析手法について、以下に挙げる二通りの方法を検討した。

- L/E を用いた解析手法
- 観測エネルギーのスペクトルを用いた解析手法

どちらの方法もエネルギーに依存したニュートリノの観測数を見るという基本方針は同じであるが、解析上の便宜からメリット・デメリットが存在する。

5.2.1 L/E を用いた解析手法

ステライルニュートリノの探索実験において一般的に用いられる手法であり、L/E の分布を見る方法である。L はベースライン、E はニュートリノそのもののエネルギー (E_{ν_e}) であり、振動がない場合と振動がある場合の割合を取ると、スペクトルの歪みは単純な sin カーブの形を取る。

本手法のメリットは、L/E を得ることができればベースラインの違いによらず同じ形でスペクトルの歪みが見

えるため、複数の原子炉からのデータを区別せずに使用できる点である。L/E を求めるためには、1 イベントごとに $E_{\bar{\nu}_e}$ とベースラインが必要となる。観測エネルギー E_{vis} と $E_{\bar{\nu}_e}$ の関係は、逆 β 反応の過程から単純に

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{vis} + 0.782(\text{MeV}) \quad (5.2)$$

であると仮定して再構成を行う。図 5.3 にシミュレーションを用いて再構成の精度を確認した結果を示す。 E_{vis} の再構成から得たエネルギー (E'_{vis}) と真のニュートリノエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ を比較すると、高エネルギー側でずれが生じているが概ね一致を示している。 E'_{vis} が 2 MeV 以下の帯状の分布は再構成に失敗したイベントである。

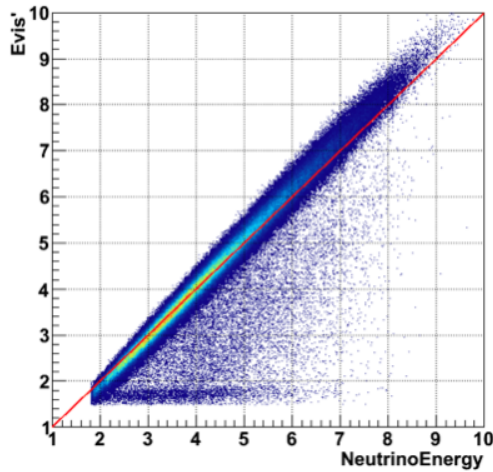


図 5.3 シミュレーションにおけるニュートリノの真のエネルギーと再構成されたエネルギー

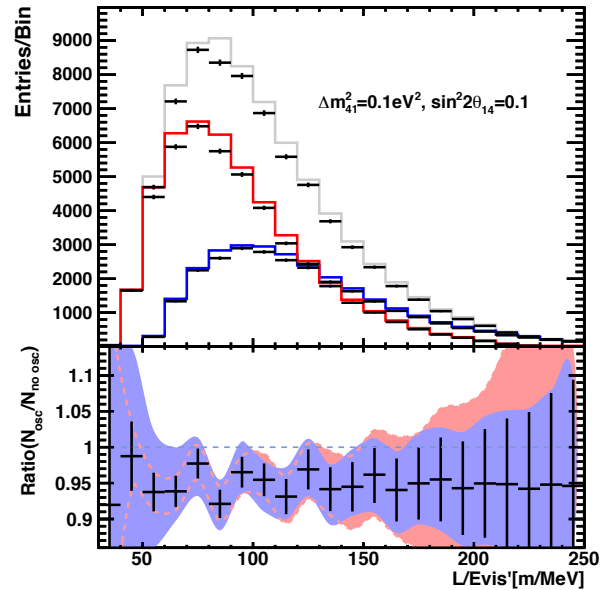


図 5.4 L/E のヒストグラムとその割合を取った結果。

ベースラインは稼働している原子炉が一基の時、検出器やコアのサイズを無視するならば 351 m もしくは 456 m とすることができる。二基とも同時に稼働している期間はどちらの原子炉がニュートリノ源か特定することは出来ず、ベースラインを定めることが出来ない。したがって、使用できるデータは一基のみ稼働している期間のみとなる。Chooz B1 のみ稼働中と B2 のみ稼働中のデータを用いて、 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$, $\Delta m_{41}^2 = 0.1 \text{eV}^2$ の振動を仮定すると、図 5.4 に示す分布を見ることができる。

実際には二基とも稼働している期間が最も多いと想定されるため、全てのデータを使用できる手法がより望ましい。

5.2.2 観測エネルギーのスペクトルを用いた解析手法

Double Chooz 実験の主目的である θ_{13} 解析で用いている方法で、先発信号のエネルギースペクトルを元に、観測スペクトルと予測スペクトルを比較して振動解析を行う。予測スペクトルの振動確率はモンテカルロシミュレーションで得られる各事象の真のニュートリノエネルギーを元に計算される。そのため、先ほど述べた真のエネルギーと再構成されたエネルギーの違いも考慮されている。エネルギースペクトルは θ_{13} 解析のために作成されたモンテカルロシミュレーションを流用することができる。また、バックグラウンドや系統誤差も既に後置検出器を用いて多くのコラボレーターによって研究された結果を用いることができ、時間的・人的コストも小さい。

ベースラインの情報は使用せずニュートリノ源である原子炉を特定する必要はないが、その影響で各原子炉のデータは異なるスペクトルを示す。したがって稼働している原子炉の期間ごとにデータを区別する必要があり、

解析手法に工夫が必要である。

二基とも稼働している期間のデータも解析に使用でき、ニュートリノのエネルギー再構成精度の問題を回避できるというメリットから、本研究ではこのエネルギースペクトルを用いた解析手法を採用する。

5.3 前置検出器を仮定したモンテカルロシミュレーションの補正

現在 Double Chooz 実験では後置検出器のみでの測定を行っており、シミュレーションも後置検出器用のものが作成されている。シミュレーションには測定で得られるエネルギーや事象位置などの情報に加えて、ニュートリノ源の原子炉・ニュートリノエネルギー・ニュートリノの飛行距離などが保存されており、これらを使用して様々な振動パターンや測定環境を仮定することができる。2つの検出器は基本的に同一であることを想定しており、本研究では後置検出器のモンテカルロシミュレーションに対して補正を行い、前置検出器のシミュレーションサンプルとする。補正を行ったのは以下の相違点に由来する値である。

- 原子炉からのベースライン
- 宇宙線の飛来頻度
- ニュートリノフラックスの見積もり手法

以下に本研究において、シミュレーションに加えた補正の具体的な値と導出方法を述べる。

5.3.1 本研究で使用したモンテカルロシミュレーション

本研究では 2012 年の Double Chooz 解析結果 [60] で用いられたシミュレーションを使用している。エネルギースケールの不確実性が共分散行列で用意されており、解析上の利便性に優れているためである。シミュレーションとバックグラウンドのエネルギースペクトルを図 5.5 に示す。ニュートリノのモンテカルロシミュレーションは測定時間 251.3 日、不感時間を除くと 228.2 日分のデータに合わせて作成されている。また本解析結果で後置検出器のシミュレーションに加えた補正を表 5.1 に示す。この補正は最新の結果では表 3.2 に相当する。検出器・選別条件に由来する見積もりは前置検出器と後置検出器で等しいとみなし、前置検出器のシミュレーションにも同じ補正を加える。ベトーによる不感時間のみ宇宙線の飛来頻度に依存するため、以下で別途補正を行う。

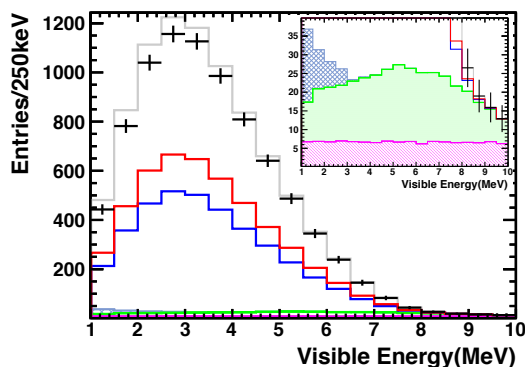


図 5.5 使用した後置検出器のシミュレーションのエネルギースペクトル

要因	MC 補正值	不確実性 [%]
トリガー,DAQ	1.000	< 0.1
後発信号のエネルギー	1.000	0.7
Δt カット	1.000	0.5
ベトーによる不感時間	0.995	< 0.1
ターゲットの陽子数	1.000	0.3
Gd の割合	0.985	0.3
Spill in/out	1.000	0.3
計	0.980	0.6

表 5.1 モンテカルロシミュレーションへの補正 [60]。これに加え、LiveTime/RunTime の補正を行う。

5.3.2 ベースラインの補正

前置検出器は後置検出器よりも約 600 m ベースラインが短いため、これを補正して振動確率に反映させる必要がある。また実際のベースラインは原子炉のコアの大きさと検出器の大きさにより広がりを持つため、これも考慮する必要がある。表 5.2 より、それぞれの原子炉から前置検出器までの中心位置と後置検出器までの中心位置の差は以下の様になる。

$$\begin{aligned} \text{diff}_{B1} &= 1114.6 - 465.0 = 649.6 \\ \text{diff}_{B2} &= 997.9 - 351.2 = 646.7 \end{aligned} \tag{5.3}$$

シミュレーションにはもともと原子炉のコアと検出器の大きさを考慮したニュートリノの飛行距離が含まれている。各ニュートリノの飛行距離から diff を引くことで、ベースラインの広がりを保ったまま中心位置の補正を行う。概念図を図 5.6 に示す。ベースラインの広がりがスペクトルに及ぼす影響は次章で検証する。

原子炉	FD との距離 [m]	ND との距離 [m]
ChoozB1	1114.6	465
ChoozB2	997.9	351.2

表 5.2 後置検出器 (FD) と前置検出器 (ND) のベースライン

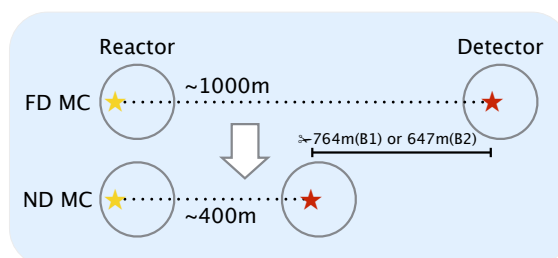


図 5.6 ベースライン補正の概念図

5.3.3 立体角比の補正

前置検出器は原子炉から近距離に設置されており、立体角が大きくなるため観測ニュートリノ数が増大する。後置検出器との立体角比を計算すると、

$$\Omega_{B1}^{ND} = \frac{(L_{B1}^{FD})^2}{(L_{B1}^{ND})^2} \times \Omega_{B1}^{FD} = \frac{1114.6^2}{465^2} \times \Omega_{B1}^{FD} \sim 5.8 \times \Omega_{B1}^{FD} \tag{5.4}$$

$$\Omega_{B2}^{ND} = \frac{(L_{B2}^{FD})^2}{(L_{B2}^{ND})^2} \times \Omega_{B2}^{FD} = \frac{997.9^2}{351.2^2} \times \Omega_{B2}^{FD} \sim 8.1 \times \Omega_{B2}^{FD} \tag{5.5}$$

となる。立体角は距離の二乗に反比例するため影響が大きい。

5.3.4 宇宙線ミュオンによる不感時間の補正

宇宙線が検出器を通過後は核破碎反応によるバックグラウンドを取り除くため 1 ms の不感時間を設ける。その間に飛来したニュートリノは検出されず、測定時間に対するニュートリノの検出効率が低下する。後置検出器の測定データでは、 $1 - (\text{Livetime: } 467.903 \text{ days} / \text{Runtime: } 489.51 \text{ days}) = 0.044$ より測定時間に対し 4.4% が不感時間となっている。前置検出器の方が地中浅くに設置されているため、宇宙線ミュオンがより高い頻度で通過すると予想される。

宇宙線の見積もりにはミュオン検出器 MegaMini による測定結果 [86][87] を利用した。MegaMini は外部ミュオン検出器の試作機で、有効領域は $0.175 \times 0.175 \text{ m}^2$ の範囲である。プラスチックシンチレータが組み合わされたレイヤーが X 方向と Y 方向に図 5.7 に示すように重ね合わされており、32 チャンネル読み出しを行う。各レイヤーの上下のプラスチックシンチレータはずらして配置され、上下二層が信号を検出した際ヒットとみな

す。それぞれのレイヤーの検出効率を表 5.3 にまとめる。後置検出器と前置検出器が置かれたトンネルで測定を行った結果を以下に示す。全てのレイヤーがヒットした回数を検出効率で補正した値である。

$$R_{\mu}^{\text{FD}} = 0.54 \pm 0.02 \text{ Hz m}^{-2} \tag{5.6}$$

$$R_{\mu}^{\text{ND}} = 3.60 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.15(\text{syst}) \text{ Hz m}^{-2} \tag{5.7}$$

この測定結果より、前置検出器における宇宙線ミュオンフラックスは概算で後置検出器の 6.7 倍とし、*1 単純に不感時間も 6.7 倍になると考える。実際には複数の宇宙線ミュオンがほぼ同時に入射した場合、不感時間が重なり 2 倍にはならない点や、水シールドの効果も無視していることから、この計算方法では過剰に見積もることになるが、その影響は十分無視できるとみなす。したがって、前置検出器での不感時間は単純計算で 29% と見積もられ、後置検出器のシミュレーションに対する補正値は $(1 - 0.29)/(1 - 0.044) = 0.74$ である。

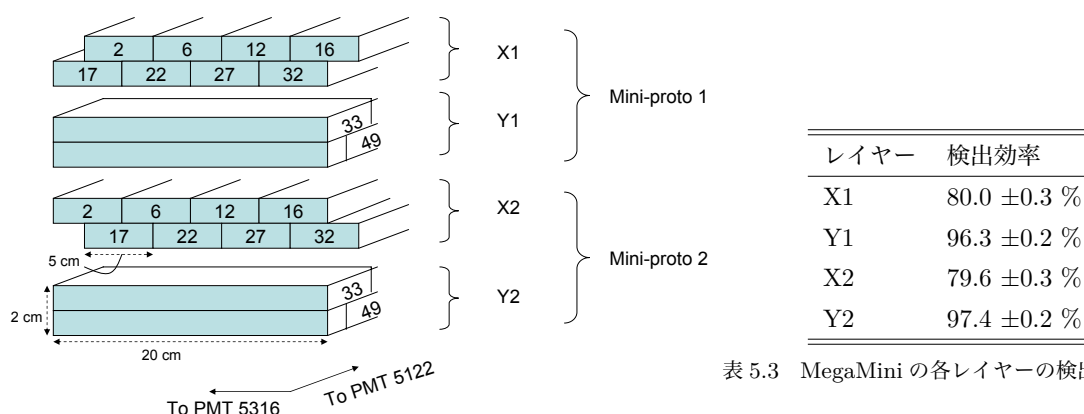


表 5.3 MegaMini の各レイヤーの検出効率 [86]

図 5.7 MegaMini の構成。X 方向のシンチレーターと Y 方向のシンチレーターが重ね合わされている。

以上より、反電子ニュートリノのシミュレーションに加える補正を表 5.4 にまとめる。また、得られたエネルギースペクトルをバックグラウンドと合わせて図 5.8 に示す。測定日数に関しては今後複数の仮定で見積もりを行うが、ここでは単純に過去と同様の原子炉稼働状態で 1 年間の測定を仮定したサンプルを示す。

シミュレーションタイプ	立体角比	不感時間	MC 補正値	測定時間	計
後置検出器の元データ	1	1	0.89	1	0.89
Chooz B1	5.8	0.74	0.89	365/251.27	5.55
Chooz B2	8.1	0.74	0.89	365/251.27	7.75

表 5.4 ニュートリノシミュレーションへの補正一覧

5.3.5 前置検出器におけるバックグラウンドの見積もり

バックグラウンドの見積もりは Double Chooz コラボレーター Rachel Carr 氏による予測 [88] を参考に行った。後置検出器で測定データから見積もられたバックグラウンドを、MegaMini による宇宙線フラックスの測定値をもとに補正して用いている。前置検出器に施された、上部の鉄シールドと側面と底面の水シールドの効果は考慮していない。

*1 後置検出器による原子炉停止時のバックグラウンド測定の結果からは $R_{\mu}^{\text{FD}} = 3.12 \pm 0.17 \text{ Hz m}^{-2}$

${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$ バックグラウンド

${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$ バックグラウンドの頻度 ($R_{\text{Li+He}}$) は宇宙線のフラックス ($\Phi_\mu(h)$) とエネルギー $E_\mu(h)$ に対し以下の相関をもつ。

$$R_{\text{Li+He}}(h) \propto \Phi_\mu(h) \langle E_\mu(h) \rangle^\alpha \quad (5.8)$$

したがって前置検出器における頻度は、係数 $\alpha = 0.84$ より、

$$R_{\text{Li+He}}^{\text{ND}}(h) = R_{\text{Li+He}}^{\text{FD}}(h) \frac{\Phi_\mu(h_{\text{ND}})}{\Phi_\mu(h_{\text{FD}})} \left(\frac{\langle E_\mu(h_{\text{ND}}) \rangle}{\langle E_\mu(h_{\text{FD}}) \rangle} \right)^{0.84} \quad (5.9)$$

ここで原子炉停止中の測定結果 [62] より宇宙線の平均エネルギーは、

$$\langle E_\mu(h_{\text{ND}}) \rangle = 39.7 \text{ GeV}, \quad \langle E_\mu(h_{\text{FD}}) \rangle = 63.7 \text{ GeV} \quad (5.10)$$

また式 5.7 の MegaMini の測定結果より宇宙線のフラックスは、

$$\Phi_\mu(h_{\text{FD}}) = 0.54 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad \Phi_\mu(h_{\text{ND}}) = 3.60 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (5.11)$$

である。したがって予想される頻度を以下に示す。

$$R_{\text{Li+He}}^{\text{ND}} \sim 4.5 \times R_{\text{Li+He}}^{\text{FD}} \quad (5.12)$$

高速中性子バックグラウンド

高速中性子と停止ミューオンによるバックグラウンドのうち高速中性子は約 70% であると見積もられている。[89] したがって、後置検出器における高速中性子の頻度は $0.42 \text{ events/d}^{-1}$ とする。原子炉停止中の測定結果 [62] より $\alpha = 0.74$ として、

$$R_{\text{FN}}(h) \propto \Phi_\mu(h) \langle E_\mu(h) \rangle^{0.74} \quad (5.13)$$

より ${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$ バックグラウンドと同様に計算すると、予測される頻度は

$$R_{\text{FN}}^{\text{ND}} \sim 4.7 \times R_{\text{FN}}^{\text{FD}} \quad (5.14)$$

である。

停止ミューオンバックグラウンド

上記と同様に、高速中性子と停止ミューオンによるバックグラウンドのうち約 30% が停止ミューオンであるの見積もると、後置検出器における停止ミューオンの頻度は $0.18 \text{ events/d}^{-1}$ である。原子炉停止中の測定結果には、停止ミューオンとミューオンフラックスの相関についての記述はない。ここでは簡易的に停止 μ の頻度はミューオンフラックスに比例しているとみなす。予測される飛来頻度は

$$R_{\text{SM}}^{\text{ND}} \sim 6.7 \times R_{\text{SM}}^{\text{FD}} \quad (5.15)$$

である。

偶発バックグラウンド

擬似先発信号となる環境放射線は、前置検出器と後置検出器では異なると考えられるが、予測を行うのは困難である。擬似後発信号となる ${}^{12}\text{B}$ の崩壊と破碎中性子は宇宙線に由来する。他のバックグラウンド同様 μ フラックスとエネルギーに相関を持つが完全な相関ではないと考えられるため、非常に簡単な近似で

$$R_{\text{acc}}^{\text{ND}} \sim 3 \times R_{\text{acc}}^{\text{FD}} \quad (5.16)$$

バックグラウンド	FD (events/d ⁻¹)	ND (eventsd ⁻¹)	ND/FD
⁹ Li + ⁸ He	1.25 ± 0.54	5.625 ± 2.43	5.3
FN+SM	0.67 ± 0.20	3.149 ± 0.94	4.5
偶発バックグラウンド	0.261 ± 0.002	0.783 ± 0.006	3

表 5.5 前置検出器におけるバックグラウンドの見積もりと、後置検出器との比を示す。

とする。表 5.5 に前置検出器におけるバックグラウンド見積もりの一覧を示す。

補正前の後置検出器のシミュレーションを図 5.5 に、上記の補正の結果 1 年間に前置検出器で得られるニュートリノとバックグラウンドのエネルギースペクトルを図 5.8 に示す。

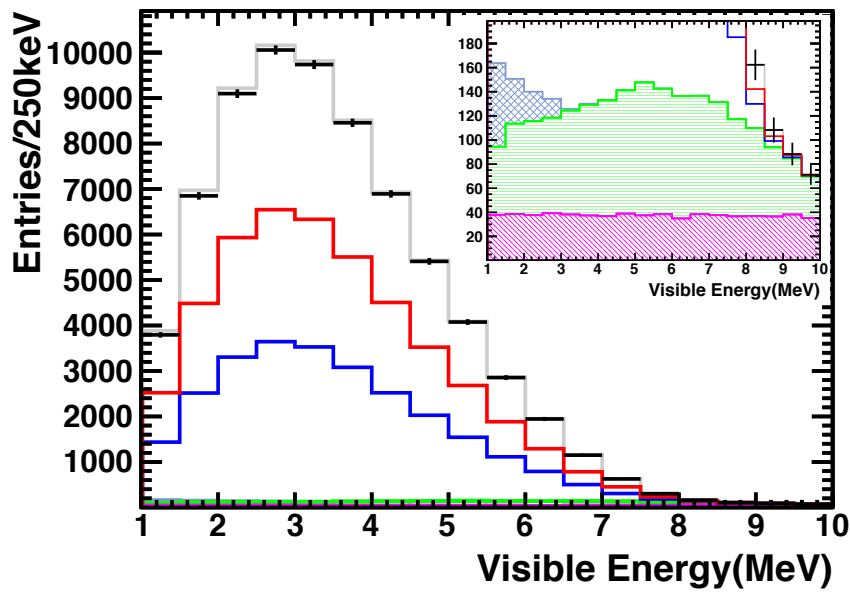


図 5.8 前置検出器の先発信号のエネルギースペクトル。灰色の線はニュートリノ振動なし、黒線は $\sin^2 2\theta_{13} = 0.91$ の振動を仮定した場合を示す。赤線と青線は原子炉 Chooz B2,B1 のデータであるが、立体角の影響で B2 から飛来するニュートリノがより多く検出される。

5.3.6 ニュートリノフラックスの見積もりの補正

2.5 章より検出されるニュートリノのフラックスは以下に示す式で見積もられる。

$$N_{\nu}^{exp}(s^{-1}) = \frac{1}{4\pi L^2} N_p \epsilon \frac{P_{th}}{\langle E_f \rangle} \langle \sigma_f \rangle \quad (5.17)$$

ここで L はベースライン、 N_p は検出器内の陽子数、 ϵ は検出効率、 P_{th} は原子炉の熱出力、 $\langle E_f \rangle$ は核分裂あたり原子炉で放出される平均エネルギー、 $\langle \sigma_f \rangle$ は核分裂あたりの平均反応断面積である。

また、 $\langle \sigma_f \rangle$ は各放射性元素 ($k = {}^{235}\text{U}, {}^{239}\text{Pu}, {}^{238}\text{U}, {}^{241}\text{Pu}$) の割合 α_k 、各放射性元素の参照スペクトル $S_k(E)$ 、逆 β 崩壊の反応断面積 $\sigma_{IBD}(E)$ から以下の式で求められる。

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_k \alpha_k \langle \sigma_f \rangle_k = \sum_k \alpha_k \int_0^{\infty} dE S_k(E) \sigma_{IBD}(E) \quad (5.18)$$

である。

Double Chooz 実験では Bugey-4 アンカー $\langle\sigma_f\rangle^{Bugey}$ を用いて $\langle\sigma_f\rangle$ の計算を行い、各放射性元素の割合が Bugey-4 と異なる分だけを再計算することで不確定性を小さく抑えている。

$$\langle\sigma_f\rangle = \langle\sigma_f\rangle^{Bugey} + \sum_k (\alpha_k^{DC} - \alpha_k^{Bugey}) \langle\sigma_f\rangle_k \quad (5.19)$$

θ_{13} 解析を目的とした場合、この補正を行うことで同時にニュートリノ異常を相殺し純粋な θ_{13} 測定が行える。概念図を図 5.9 に示す。一方、 $\Delta m_{41}^2 > 1\text{eV}^2$ 程度のスレイルニュートリノを仮定すると、Bugey-4 もその影響を受け全体のレートが減少していると考えられる。したがって Bugey-4 アンカーを用いることで、ステライルニュートリノによる振動の効果を打ち消してしまう。

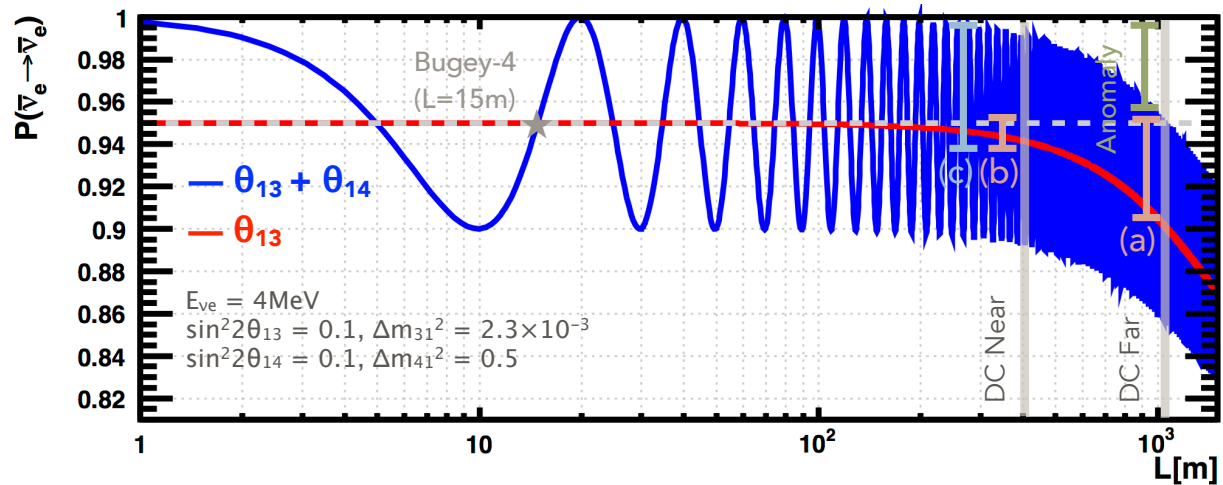


図 5.9 赤線で示す θ_{13} の効果を見るためには、灰色で示す Bugey-4 との比較を行えば良い (a)。一方、青線で示す θ_{14} も合わせた効果を見るためには、Bugey-4 との比較 (b) ではなく理論値からの欠損 (c) を測定したい。

このように、Bugey-4 アンカーを使用した現行のモンテカルロシミュレーションを使用した場合、ステライルニュートリノの効果を過小評価してしまう可能性が考えられる。したがって実際にステライルニュートリノの探索を目的にデータの解析を行う際には、アンカーを使わず求めた $\langle\sigma_f\rangle$ を用いたシミュレーションとの比較を行う必要がある。

不確定性への影響

フラックスの見積もり方法の違いは誤差の見積もりに影響を及ぼし、Bugey-4 アンカーを使用しない場合にフラックスの不確定性は大きくなる。Double Chooz 実験では Bugey-4 アンカーを使用した場合と使用しない場合、それぞれの方法での不確定性を見積もりを行っており、後者の値を用いて今後の解析を行う。

それぞれの場合に見積もりを行った結果を図 5.10 に示す。合計のエラーは、

- Bugey-4 あり: 1.67%
- Bugey-4 なし: 2.56%

である。

フラックスのエラーはエネルギーに依存するため、厳密には各ビンについてエラーを計算する必要があるが、ここでは各ビンのエラーを一律に (2.56/1.67) 倍に拡張し対応する。エネルギースペクトルに対するエラーの割合を図 5.11 に示す。

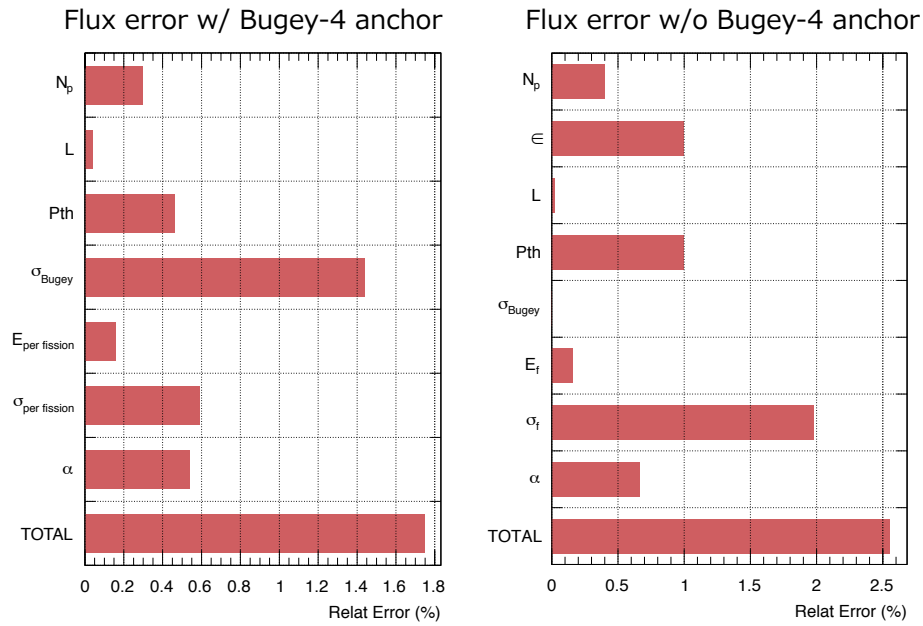


図 5.10 Bugey-4 使用・未使用の場合のフラックスエラーとその内訳 [90] を示す。Bugey-4 アンカーを使用する場合、最も大きなエラーの要因は Bugey-4 の断面積 (σ_{Bugey}) である。一方アンカーを使用しない場合、核分裂あたりの断面積 (σ_f) が最大の要因となる。その他、ターゲットの陽子数 (N_p), ベースライン (L), 熱出力 (P_{th}), 核分裂あたりのエネルギー (E_f) がエラーの要因として挙げられる。

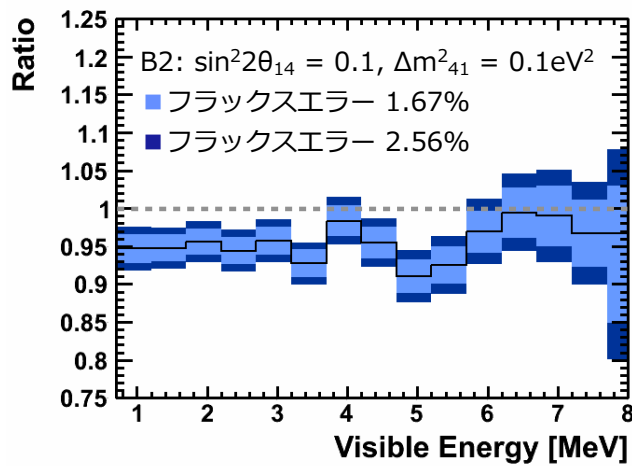


図 5.11 スペクトルの歪みに対する原子炉のニュートリノフラックスエラーを示す。淡青線は Bugey-4 使用時のエラー。濃青線は Bugey-4 未使用時のエラー。

5.4 ステライルニュートリノによるスペクトルの歪み

作成した前置検出器のシミュレーションサンプルを用いて、ステライルニュートリノによる振動確率の変化が観測エネルギースペクトルにどのように反映されるかを確認する。

5.4.1 Chooz B2 を想定したスペクトル比の歪み

Double Chooz の測定期間は原子炉が二基とも稼働している期間 (**フル稼働期間**)、Chooz B2 のみ稼働している期間 (**B2 期間**)、Chooz B1 のみ稼働している期間 (**B1 期間**)、二基とも停止している期間 (**停止期間**) の4つに分けることができる。図 5.4.1 に過去の測定期間のニュートリノレートと原子炉の稼働状態の推移を示す。

まずは Chooz B2 のみが稼働している状態での測定を想定してスペクトル比を見る。B2 のみ稼働中のシミュレーションは、B2 期間とフル稼働期間のうち、ニュートリノ源が B2 であるイベントを使用する。B2 期間のイベントのみでなくフル稼働期間のイベントも使用するの、シミュレーション上の統計誤差を抑えるためである。シミュレーションは予測値の 100 倍の統計で作成されているが、B2 期間、B1 期間は表 5.9 に示すようにもともと統計が多くはない。B1 についても同様の見積りを使用している。

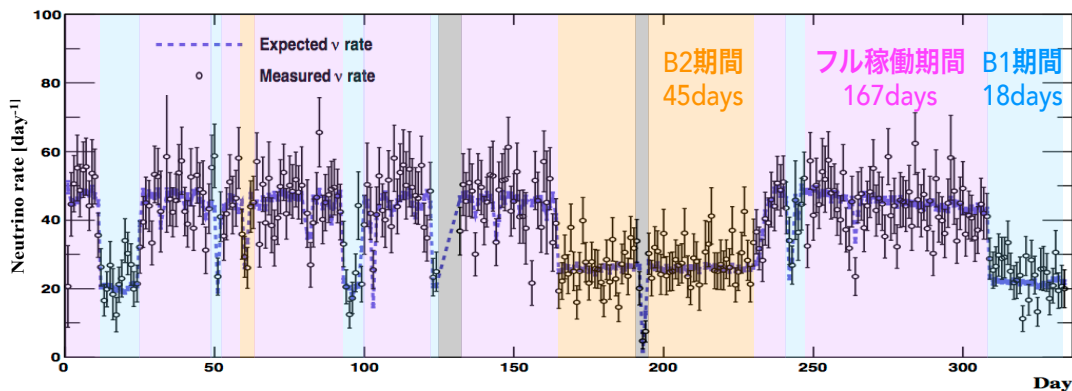


図 5.12 過去の測定期間における原子炉の稼働状態の推移を示す。桃色がフル稼働期間、橙が B2 期間、水色が B1 期間を示す。フル稼働期間のニュートリノレートは B2 期間や B1 期間の約二倍である。

フル稼働期間	B2 期間	B1 期間	停止期間	計
167.2 (66.6%)	49.9 (19.9%)	33.1 (13.2%)	0.9 (3.5%)	251.1

表 5.6 過去の Double Chooz 測定期間の原子炉稼働状況 [91][92]。

Δm_{41}^2 の影響

図 5.13 の右図は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ で固定した時、 $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \text{ eV}^2, 0.1 \text{ eV}^2, 1.0 \text{ eV}^2$ を仮定した場合のスペクトル比の構造を示す。質量二乗差が小さい時 ($\Delta m_{41}^2 < 0.1 \text{ eV}^2$)、エネルギースペクトルの比はステライルニュートリノによる振動を見ることができる。質量二乗差が小さい程、波の構造はゆるくなり $\Delta m_{41}^2 < 0.01 \text{ eV}^2$ だと単一の歪みの形で現れる。 $\Delta m_{41}^2 > 0.2 \text{ eV}^2$ のパラメータによるスペクトルの振動は検出器のエネルギー分解能の影響で、スペクトルの歪みは見ることが出来ない。

$\sin^2 2\theta_{14}$ の影響

また、図 5.14 の下図は $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \text{ eV}^2$ で固定した時、 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.01, 0.1, 0.2$ を仮定した場合のスペクトル比の構造を示す。 $\sin^2 2\theta_{14}$ が大きいほど、それぞれの構造は大きく現れる。 $\sin^2 2\theta_{14} < 0.1$ では、歪みの構造が現れても 1 年間の測定結果では誤差の範囲内に収まってしまう。系統誤差が大きいため統計量を増やしても観測は難しい。

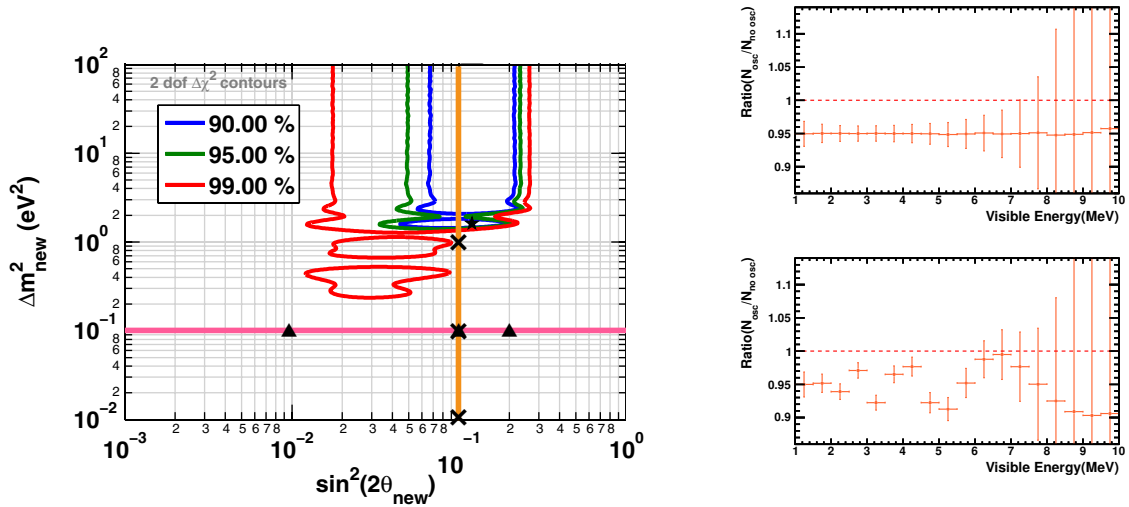


図 5.13 パラメータによる振動パターンの違い。右図は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ で固定した時の Δm_{41}^2 の影響、下図は $\Delta m_{41}^2 = 0.1 \text{ eV}^2$ を固定した時の $\sin^2 2\theta_{14}$ の影響を示す。上図は原子炉とガリウム実験から示唆された領域 [45] 上にバツ印と三角でパラメータを示す。

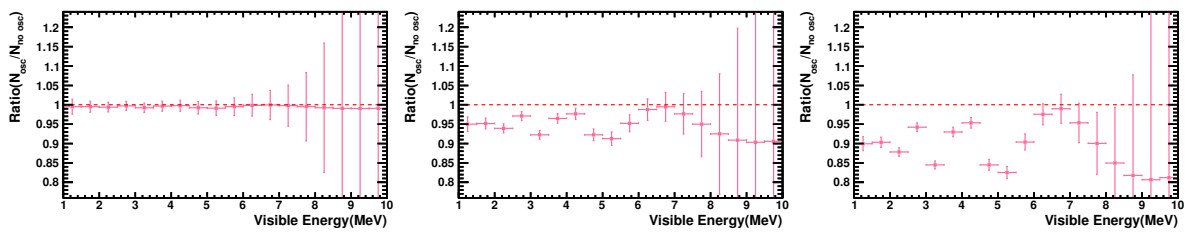


図 5.14 様々な $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ を仮定した場合のスペクトル構造の違い

5.4.2 他の原子炉稼働状況を想定したスペクトルの歪み

次に B1 期間のニュートリノを測定した場合のスペクトルの歪みを図 5.15 に示す。異なるベースラインをもつことから、同じパラメータを設定しても僅かに歪みの形が異なることがわかる。また立体角が Chooz B2 よりも小さいため、同じ稼働期間を想定した場合にはイベント数が少なくなる。

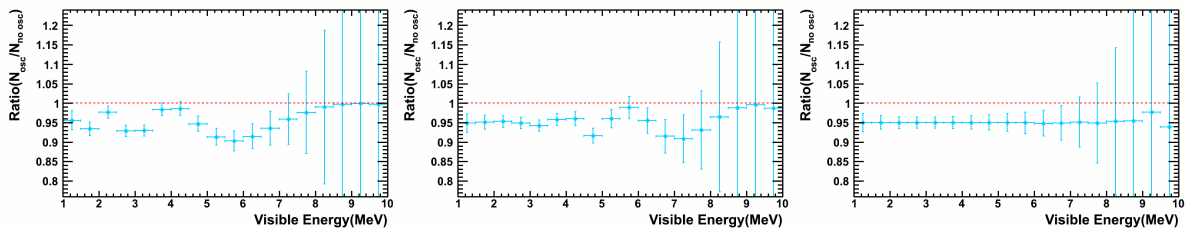


図 5.15 B1 期間の Δm_{41}^2 によるスペクトル構造の違い。 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 、左から $\Delta m_{41}^2 = 0.05, 0.1, 1 \text{ eV}^2$

以下にフル稼働期間のニュートリノを測定した場合のスペクトルの歪みを図 5.16 に示す。B1 と B2 のベースラインの違いから周期の異なる振動の重ね合わせが生じ、 $\Delta m_{41}^2 = 0.05 \text{ eV}^2$ では歪みはほぼ相殺される。パラ

メータの値によって $\Delta m_{41}^2 = 0.1 \text{ eV}^2$ の時は欠損がよく識別できる。

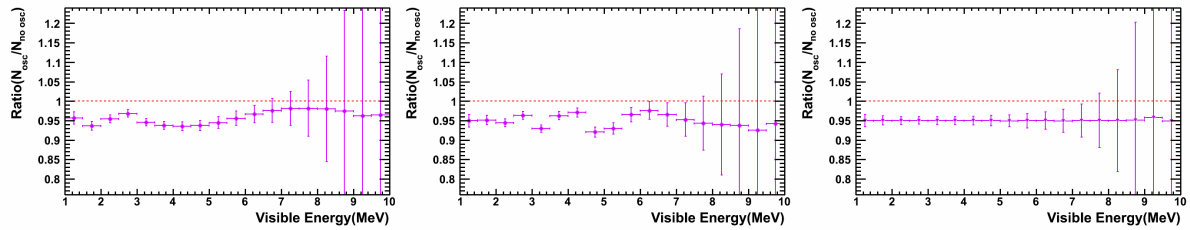


図 5.16 フル稼働期間の Δm_{41}^2 によるスペクトル構造の違い。 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 、左から $\Delta m_{41}^2 = 0.05, 0.1, 1 \text{ eV}^2$

5.4.3 ベースラインの不定性による影響

ステライルニュートリノ探索ではより細かい歪みを見るため、ベースラインの広がりによりスペクトルが平均化されてしまう可能性がある。図 5.17 にはシミュレーションに含まれているニュートリノの飛行距離の厳密な値を示す。ベースラインの広がりとなるのは、原子炉のコアサイズ・検出器自体のサイズであり、約 5 m の広がりを持っている。図 5.18 に、ベースラインを固定値にした場合と、実際の広がりを持たせた場合のスペクトルの歪みの違いを示す。

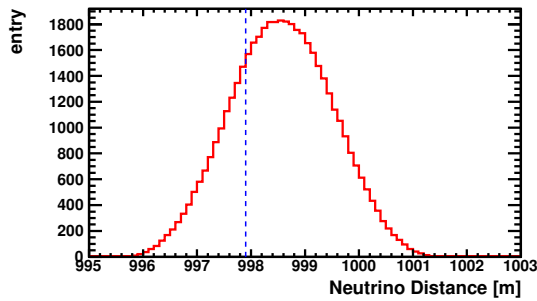


図 5.17 ベースラインの広がり。原子炉のコアと検出器が持つ大きさで最大 5 m 程度ベースラインが幅を持っている。

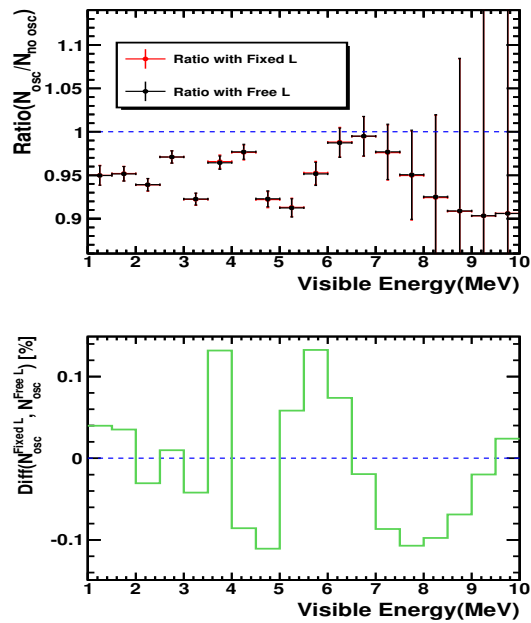


図 5.18 ベースラインの広がりによりスペクトルの歪みが受ける影響。

僅かに歪みを打ち消す方向に効果があるようにも見えるが、その影響は各エネルギービンの統計に対し最大 0.1% 程度であり、十分無視できる。検出器の分解能と比較すると、約 350~450 m のベースラインでステライルニュートリノ探索を行う本研究では、原子炉のコアや検出器のサイズによる測定への影響は極めて小さいとわかる。

5.5 系統誤差を考慮した χ^2 検定による振動解析手法

到達感度の導出には系統誤差を考慮した χ^2 検定を用いる。 χ^2 は観測スペクトルと予測スペクトルが一致する場合は 0 であり、予測スペクトルの各パラメータを少しずつ変化させ観測スペクトルとの差が広がるにつれ大きくなる。動かすパラメータの数(自由度)に応じて、ある信頼水準(confidence level, C.L.)での χ^2 の上限値が決まっており、その時のパラメータを二次元上にプロットしていくと、等高線を引くことが出来る。

5.5.1 χ^2 の定義

χ^2 には以下の定義を使用する。

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i \sum_j (N_i^{pred} - N_i^{obs}) M_{ij}^{-1} (N_j^{pred} - N_j^{obs}) \\ & + \left(\frac{\sin^2 2\theta_{13} - \sin^2 2\theta_{13}^{PDG}}{\sigma_{\sin^2 2\theta_{13}^{PDG}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta m_{13}^2 - (\Delta m_{13}^2)^{MINOS}}{\sigma_{\Delta m_{13}^2}^{MINOS}} \right)^2 \\ M_{ij} = & M_{ij}^{reac} + M_{ij}^{stat} + M_{ij}^{detec} + M_{ij}^{eff} \\ & + M_{ij}^{acc} + M_{ij}^{FN rate} + M_{ij}^{FN shape} + M_{ij}^{9Li rate} + M_{ij}^{9Li shape} \end{aligned} \quad (5.20)$$

N_i^{obs} は実際に観測されたデータの i 番目のエネルギービンのエントリー数が該当し、ここでは振動が無い場合のシミュレーションを擬似データとして使用する。 N_i^{exp} は予測される i 番目のエネルギービンのエントリー数で、 $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{31}^2 , $\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2 の関数である。本解析では原子炉の稼働状況に応じて、B2 期間・B1 期間・フル稼働期間の 3 つにデータが分類されるため、エネルギービンは $18 \times 3 = 54$ ビンに分けられる。

M_{ij} は誤差を考慮するための共分散行列である。各ビンが正規分布に従うような広がりを持つ分布の場合、ビンごとの相関を考慮した誤差を求めることができる。統計誤差のように各ビンのエラーに相関がない場合、共分散行列は対角成分のみとなる。一方バックグラウンドのレートのようにあるビンのエラーが他のビンと相関を持つ場合、非対角成分に相関が含まれる。

$\left(\frac{\sin^2 2\theta_{13} - \sin^2 2\theta_{13}^{PDG}}{\sigma_{\sin^2 2\theta_{13}^{PDG}}} \right)^2$, $\left(\frac{\Delta m_{13}^2 - (\Delta m_{13}^2)^{MINOS}}{\sigma_{\Delta m_{13}^2}^{MINOS}} \right)^2$ は、パラメータ $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{31}^2 に対してエラーを考慮しつつ文献値から制限をかける項(pull term)である。表 5.8 に使用した値を記す。文献値と等しい時はゼロで、文献値から離れるほどにエラーで重みのかかった分だけ χ^2 が大きくなる。したがって pull term によって $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{31}^2 は制限されるため、自由なパラメータは $\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2 の 2 つであり、自由度は 2 である。

系統誤差の要因	誤差 [%]
原子炉フラックス	2.56
検出器のエネルギースケール	0.32
検出効率	0.95

表 5.7 ニュートリノシグナルに関連した系統誤差

パラメータ	値
$\sin^2 2\theta_{13}^{PDG} [10^{-1}]$	9.3 ± 0.8
$(\Delta m_{31}^2)^{MINOS} [10^{-3} \text{ eV}^2]$	2.44 ± 0.10

表 5.8 pull term の入力パラメータ。 $\sin^2 2\theta_{13}$ は PDG の値 [26]、 Δm_{31}^2 は θ_{13} 解析同様に MINOS 実験の測定値 [93] を引用している。

5.5.2 分散行列の導出

統計誤差・原子炉のフラックス・検出器のエネルギースケール・検出効率・偶発バックグラウンド・高速中性子バックグラウンド(エネルギーシェイプ・頻度)・ ^9Li バックグラウンド(エネルギーシェイプ・頻度)の誤差、計 9 つの不確定性が共分散行列で導入されている。エネルギースケールの非線形性はガウス分布に従わないため、

厳密には共分散行列で誤差を考慮することは出来ないが、ここでは簡単のため共分散行列を用いる。統計誤差・偶発バックグラウンドはエネルギービン間の相関がないため対角成分のみを持つ。高速中性子バックグラウンド (エネルギーシェイプ・頻度)・ ^9Li バックグラウンド (エネルギーシェイプ・頻度)・原子炉のフラックス・検出器のエネルギースケールは非対角成分にエネルギービン間の相関が含まれている。

各共分散行列に関しては、2012年の解析 [60] で作成されたもの [94] を元に作成した。

複数の稼働期間のデータを用いる場合は、図 5.19 に示すように共分散行列を拡張して導入し、各期間の相関を考慮する。統計誤差・偶発バックグラウンドに関しては、各期間各ビンで相関係数=0 の独立なエラーとし、高速中性子バックグラウンド (エネルギーシェイプ・頻度)・ ^9Li バックグラウンド (エネルギーシェイプ・頻度)・原子炉のフラックス・検出器のエネルギースケールに関しては、各期間は相関係数=1 で完全な相関を持つとみなす。原子炉フラックスは各期間で見積りが異なりそれぞれについて共分散行列を用意する必要があるが、本解析ではフル稼働期間の共分散行列を各期間の相関係数=1 として拡張している。また Bugey-4 アンカーを外した影響を考慮し、エラーの合計が 1.67% から 2.56% になるよう全要素を同じ割合で増幅している。

5.6 振動解析による探索感度の見積もり

上記の χ^2 検定を用いて探索感度の見積もりを行った。仮にステライルニュートリノによる有限な振動パラメータが存在する場合には、パラメータが示唆される範囲を定めることができる。一方パラメータが存在しない場合には、 Δm_{41}^2 に応じて $\sin^2 2\theta_{14}$ の上限を設定することが可能である。

5.6.1 有限な振動パラメータが存在する場合の探索感度予測

有限な振動パラメータが存在し、前置検出器での測定データのエネルギースペクトルに歪みが現れた場合の探索感度を求める。 N_{obs} にあるパラメータを仮定した擬似データを使用して同様の χ^2 検定を行い、パラメータの存在可能な範囲を決定する。その結果を図 5.20-図 5.21 に示す。いずれも 1 年間の B2 期間で得る探索感度である。

図 5.20 は $\Delta m_{41}^2 = 0.1, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の時のスペクトルと探索感度を示す。この時、振動の影響はスペクトルのシェイプにはつきりと現れ、 3σ でパラメータの上限と下限を定めた円を描くことができる。図 5.21 は $\Delta m_{41}^2 = 1.0, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の時のスペクトルと探索感度を示す。この時、振動の影響は全体的なレートの減少という形で現れ、 $\sin^2 2\theta_{14}$ に対する上限値を定めることが出来るが、十分な信頼水準でパラメータの範囲を特定することは難しい。

5.6.2 有限な振動パラメータが存在しない場合の探索感度予測

測定の結果ステライルニュートリノの徴候が見られなかった場合に、存在に制限が可能な範囲の予測を行う。前述したとおり原子炉の稼働状態は 4 パターンに分けられるが、今後原子炉がそれぞれの稼働状態をどれ位の期間取るかは様々なサイクルが考えられる。表 5.9 に示す複数の想定を行い、予測される到達感度を求めた。

図 5.22 には B1 期間 (Case 1), B2 期間 (Case 2), フル稼働期間 (Case 3) のいずれかの状態で 1 年間測定を行った場合に得られる到達感度を示す。各線より右側のパラメータは 90% C.L.で棄却される。Case 2 の方が Case 1 よりも感度が良いのは、B2 期間のほうが B1 期間よりもベースラインが短く Δm_{41}^2 の重い領域に感度を持つためである。Case 3 の感度が $\Delta m_{41}^2 \sim 0.05 \text{ eV}^2$ で落ち込んでいるのは、フル稼働期間は 2 つのベースラインのスペクトルが打ち消し合う影響である。

図 5.23 には、1 年間に複数の稼働状態を取る場合に想定される探索感度を示す。Case 4 は 2012 年の解析結果 [60] で用いたデータと各期間の割合が等しい 1 年間の測定を想定している。また、Case 5 は B1 期間と B2 期間

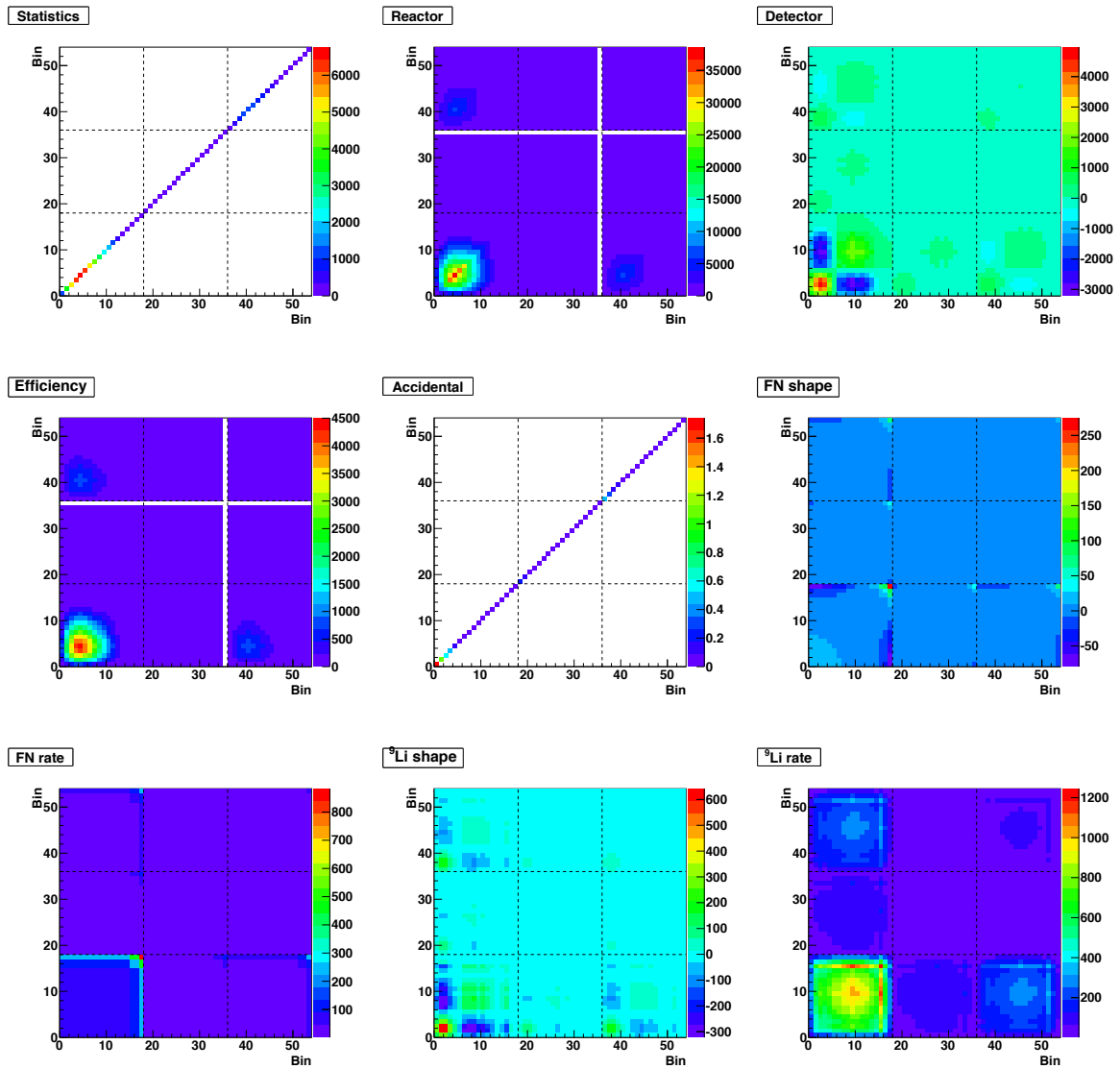


図 5.19 過去と同じ稼働状況で1年間(表 5.9)を想定した共分散行列。点線で9分割されたうち対角に位置する3つの領域は、左下よりフル稼働期間、B1 期間、B2 期間に対応し、ビン同士の相関を求める。非対角に位置する6つの領域は他の稼働期間との相関を示している。

想定した運転日数	B1 期間 [日]	B2 期間 [日]	フル稼働期間 [日]
Case 1. B1 期間のみ	365	0	0
Case 2. B2 期間のみ	0	365	0
Case 3. フル稼働期間のみ	0	0	365
Case 4. 過去と同一の稼働状況	48.2	72.6	240.9
Case 5. 理想的な稼働状況	182.5	182.5	0

表 5.9 本研究で想定した原子炉稼働状況のパターン

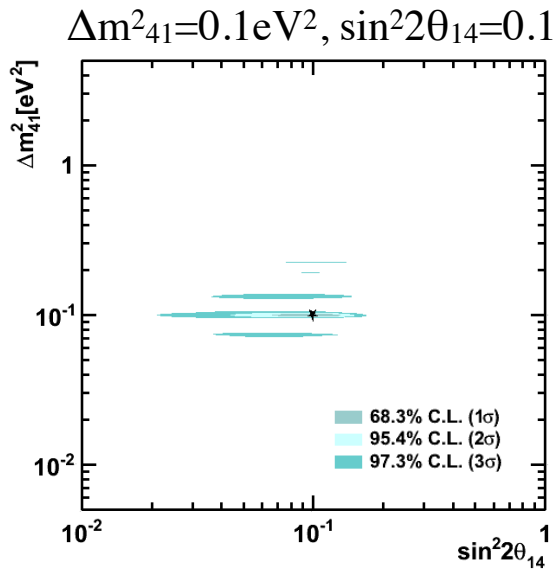


図 5.20 $\Delta m_{41}^2 = 0.1, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の振動パラメータを持つステライルニュートリノに対する感度

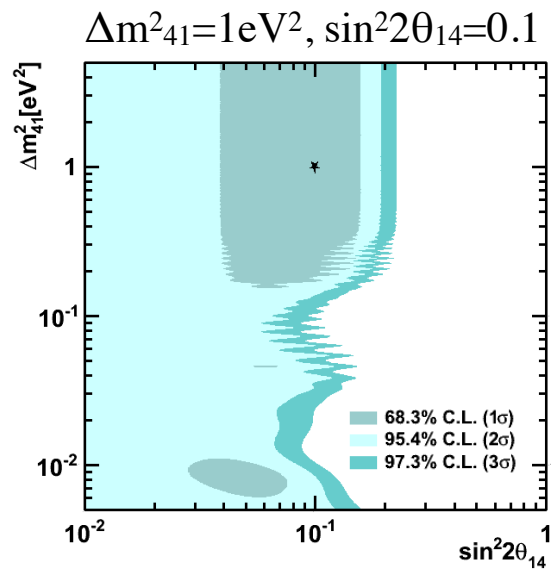


図 5.21 $\Delta m_{41}^2 = 1.0, \sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ の振動パラメータを持つステライルニュートリノに対する感度

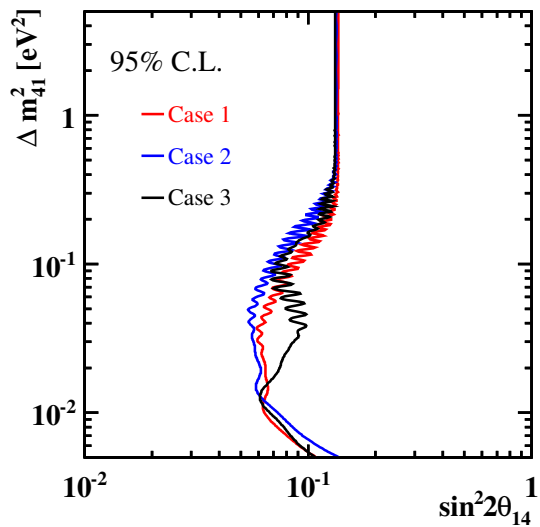


図 5.22 単一の稼動状態で 1 年間の測定を想定した場合の到達感度

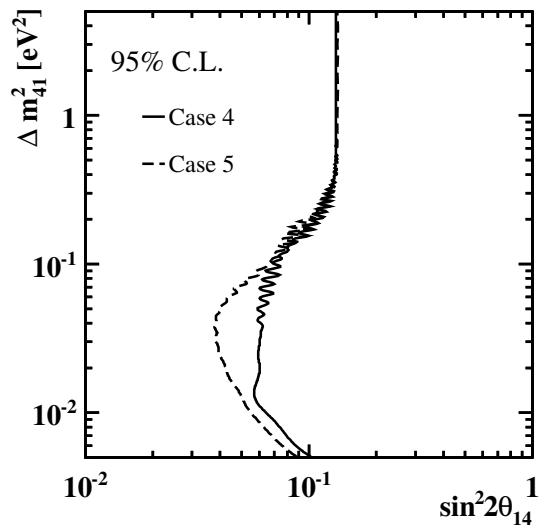


図 5.23 複数の稼動状態で 1 年間の測定を想定した場合の到達感度

が等しく、フル稼働期間が無い状態を想定している。B2 期間と B1 期間で異なる周期の振動を観測できた場合に最も良い感度を得ることができるため、シェイブ解析に最適なパターンである。

5.6.3 統計量との相関

Double Chooz 前置検出器は今年度中に物理データの取得開始を見込んでいるが、ステライルニュートリノの探索は早期に解析結果を得ることが求められる。測定開始からの日数と得られる到達感度の見積りを行った。

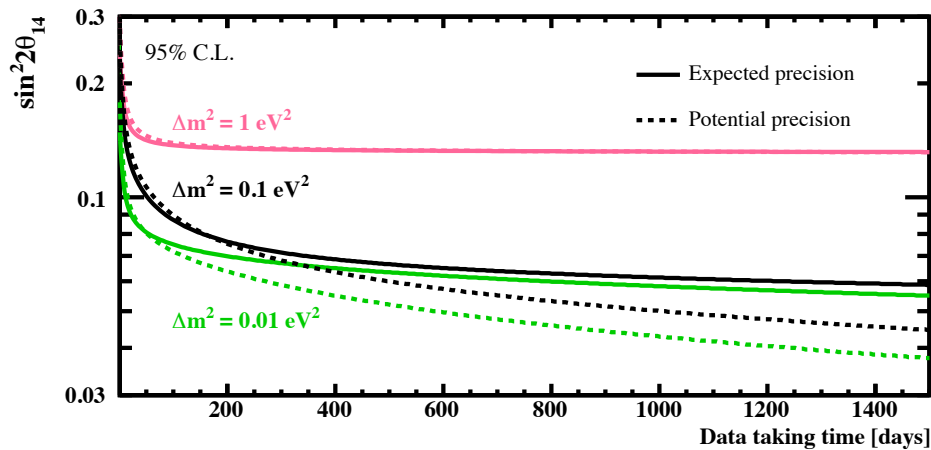


図 5.24 統計量と到達感度。ピンクは $\Delta m^2_{41} = 1.0 \text{ eV}^2$ 、黒は $\Delta m^2_{41} = 0.1 \text{ eV}^2$ 、緑は $\Delta m^2_{41} = 0.01 \text{ eV}^2$ の時、 $\sin^2 2\theta_{14}$ に対する感度 (90% C.L.) を示す。

結果を図 5.24 に示す。実線は過去と同一の稼働状況、点線は理想的な稼働状況の場合である。ピンクで示す $\Delta m^2_{41} > 1.0 \text{ eV}^2$ が重い領域では全体のレートに影響が現れるため、比較的早期に到達感度の限界に達する。50 日以後の感度を制限する要因は主にニュートリノフラックスによる系統誤差である。黒線で示す $\Delta m^2_{41} \sim 0.1 \text{ eV}^2$ ではシェイプの細かい歪みから探索を行うため、十分な統計を貯めるために最も時間を要するが、100 日でも $\sin^2 2\theta_{14} < 0.08$ まで制限が可能である。緑線で示す $\Delta m^2_{41} < 0.01 \text{ eV}^2$ の軽い領域では単一の振動の有無を見るため、50 日程度で十分な感度を得ることができる。黒線と緑線はシェイプの寄与が大きいため、稼働状況のパターンによる影響を受けている。

5.7 他実験の結果との比較

以上で導出した Double Chooz 前置検出器で見積もられるステライルニュートリノに対する到達感度とこれまでの ν_e 消失実験から得られている許容領域と比較する。

図 5.25 は他実験の結果に Double Chooz 前置検出器 5 年間の統計で予測される感度を重ねて示している。実線で囲まれた領域は存在を示唆された結果を示し、水色が短基線原子炉実験、黄色がガリウム実験である。破線は上限値を制限する結果で、紫が長基線原子炉実験、紺が太陽ニュートリノ測定と KamLAND、灰色が炭素との断面積測定、緑が Daya Bay の結果を示す。赤で囲まれた領域はこれらの結果を総合して存在が示唆される領域である。Double Chooz 前置検出器の予測感度は原子炉の稼働状態に依存するため、過去と同様の想定を実線で、よりシェイプ解析に適した想定を点線で示している。 $\Delta m^2_{41} < 0.5 \text{ eV}^2$ の領域では、ベースラインがほぼ等しい Daya Bay 実験と同等の到達感度を見込むことができる。 $\Delta m^2_{41} > 0.5 \text{ eV}^2$ の領域では、短基線原子炉実験やガリウム実験から示唆されている領域を一部棄却し、これまでの長基線原子炉実験などに加え新たな制限をかけることができる。

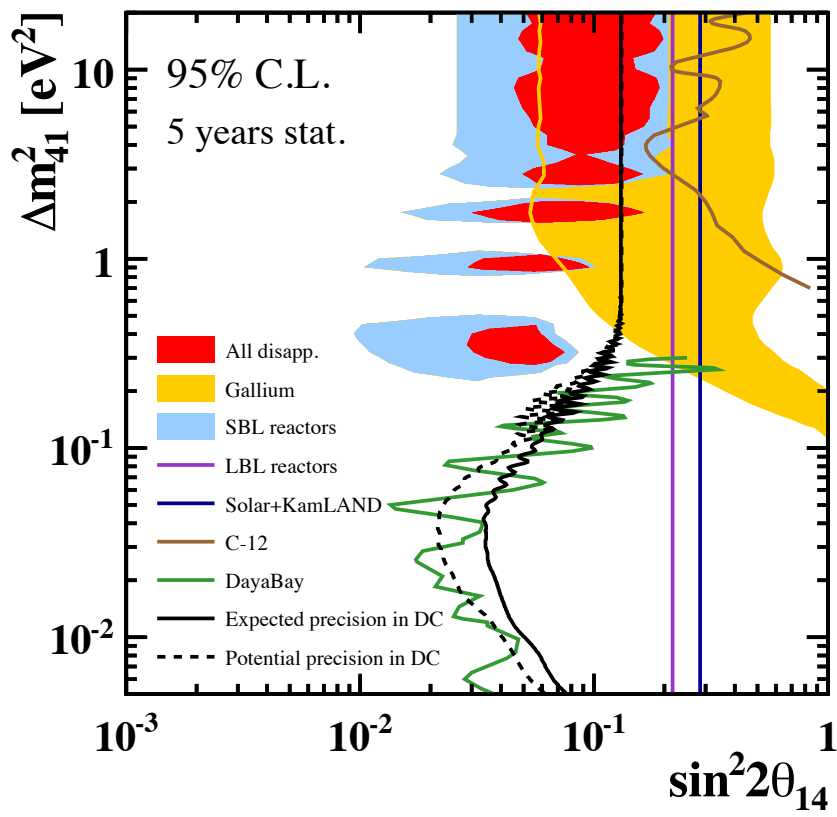


図 5.25 Double Chooz 前置検出器 5 年間の測定で予測される感度と他の ν_e 消失実験結果との比較。

第6章

結論

ニュートリノとは標準模型において電荷を持たないレプトンであり、三種類のフレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ を持つ。フレーバー固有状態は時間発展に伴い変化する性質を持つことが知られており、ニュートリノ振動と呼ばれている。この現象はニュートリノが質量を持つ証拠であり、これまで様々な手法の実験により検証され、 $\theta_{12}, \theta_{23}, \Delta m_{atm}^2, \Delta m_{\odot}^2$ の測定が行われてきた。現在では三世代のニュートリノ振動における最後の混合角 θ_{13} の精密測定が進められている。

その一方で、未解決問題の一つとしてニュートリノの世代数が挙げられる。第四世代のニュートリノが弱い相互作用をしないステライルニュートリノであると仮定すれば、世代数の測定結果と矛盾せずに過去の実験が示すニュートリノ異常を説明することができる。ステライルニュートリノは相互作用を殆どしないため直接探索は困難であり、三世代の活性なニュートリノとの混合を探るニュートリノ振動実験のみが現状で実現可能な手段である。本研究の最終目標は Double Chooz 前置検出器を用いたニュートリノ振動解析によりステライルニュートリノの探索を行うことであり、本研究ではシミュレーションを用いて探索可能性の研究を行った。

Double Chooz 実験はニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を行う原子炉ニュートリノ実験である。2011 年より稼働中の後置検出器のデータ解析を行う傍ら、2014 年度内の前置検出器の稼働に向け作業が進められている。最新の後置検出器による解析結果では、 θ_{13} の測定結果に加え、エネルギースペクトルの 5 MeV 近辺の超過イベントによる未知の構造が指摘された。ステライルニュートリノ探索はエネルギースペクトルの予測値と観測値を比較して行うため、予期せぬ構造の存在は解析にも影響を及ぼす。本研究ではまず、467.90 日分のデータを用いた最新の Double Chooz 実験の解析結果について述べ、5 MeV 付近の超過イベントの原因を追求すべく 2 つの可能性について検証を行った。

一つ目は超過イベントがバックグラウンド事象である可能性である。この場合、測定で得られた様々なパラメータの分布にニュートリノ信号と異なる兆候が見られると考えられる。宇宙線由来ならば μ 粒子との時間・エネルギー相関、検出器や環境由来ならば事象位置・時間差・PMT の光量などに違いが現れると考え、データとモンテカルロシミュレーションの比較と、超過領域のイベントとそれ以外の比較を行った。その結果、超過イベントの発生位置は構造物が無く液体が満ちた領域に分布している傾向が見られたが、エネルギー分布全体が異なり原因と断定するには至らなかった。その他のパラメータに関しては有意な差は見られず、バックグラウンドであることを支持する根拠は得られなかった。

二つ目は超過イベントが実際に原子炉で生成されたニュートリノであり、フラックスの見積もりが誤っている可能性である。超過イベントがバックグラウンドならば常に一定の頻度で発生するが、ニュートリノならば原子炉の熱出力に依存する。超過イベントの生成量と原子炉の熱出力を比較すると両者は比例関係にあり、Gd を用いた測定でも水素を用いた測定でも同じ傾向を示すことを確認した。斯くしてニュートリノフラックスの見積もりに誤りがある可能性を指摘した。

ニュートリノフラックスは過去の測定データに基づき計算されており、他の原子炉実験 RENO, Daya Bay で

も同様の方法で見積もられている。これらの実験でも同様に熱出力と相関を持つイベント超過が確認されており、本実験の結果と矛盾しない。ステライルニュートリノの探索では細かなエネルギースペクトルの歪みを見る必要があるため、ニュートリノフラックスの正確な見積りはデータ解析において必須である。

続いて、ステライルニュートリノの探索に向けシミュレーションを用いた研究を行った。まずは前置検出器での測定を想定したニュートリノ事象・バックグラウンドの見積もりを行い、後置検出器の Gd 捕獲事象のシミュレーションに対して補正を行った。様々な振動パラメータ $\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{41}^2$ の値を仮定し、ステライルニュートリノによる振動がエネルギースペクトルに及ぼす効果を示した。また、補正されたシミュレーションを用いて χ^2 検定による到達感度の予測を行い、測定環境・測定時間・ステライルニュートリノによる振動の有無に応じて得られる感度を比較した。原子炉の稼働状況が理想的な状態で前置検出器による測定を 5 年間行い、ステライルニュートリノの兆候が見られなかった場合の到達感度予測を以下に示す。

- $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \sim 0.5 \text{ eV}^2$ の軽い領域に対しては、欠損量とシェイプを用いた解析により最も良い時で $\sin^2 \theta_{14} \sim 0.02$ (95% C.L.) まで制限可能であり、他の原子炉実験の結果と比較しても同等の感度を持つ。
- $\Delta m_{41}^2 > 0.5 \text{ eV}^2$ の重い領域に対しては、欠損量より上限値 $\sin^2 \theta_{14} \sim 0.2$ (95% C.L.) を設定でき、原子炉ニュートリノ異常の結果に制限をかけることができる。

以上により、Double Chooz 前置検出器を用いたステライルニュートリノの探索において、これまでの実験結果の検証に十分な感度が得られることを示した。解析手法の改善や水素捕獲事象を利用する事により、探索感度の更なる改善が期待できる。

謝辞

本論文の執筆と研究活動を支えて下さった多くの方々に、この場を借りてお礼を申し上げさせていただきます。

指導教官である住吉孝行教授には、Double Chooz 実験に参加する機会を与えて頂き誠に感謝しております。また現地での作業や研究会への参加など多くの貴重な経験をさせて頂いたこと、重ねてお礼申し上げます。角野秀一准教授、浜田哲郎助教、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教には、物理や技術の基礎知識から研究に対するアドバイスなど多くのご指導を頂き、大変感謝しております。松原綱之特別研究員には日々の丁寧な研究指導を通して、問題解決や文章構成などの様々なノウハウを身につけさせて頂きました。お力添え無しには決して本論文を書き上げることは出来ませんでした。心よりお礼申し上げます。今野智之特別研究員には鋭い指摘や解析に関するご指導を頂き、大変感謝しております。神戸大学自然科学系先端融合研究環 前田順平特命助教には、研究室でのご指導に加えて転任されてからも多くの面でサポートして頂き、誠に感謝しております。

素粒子理論研究室 安田修教授には、ステライルニュートリノの専門家として研究方針へのアドバイスを頂き、本論文の充実に努めることができました。大変感謝しております。

自由に研究をさせて下さったDouble Chooz グループの皆様にもお礼申し上げます。ミーティングなどを通して経験豊富な先生方から様々なご意見を頂いたり、同年代のメンバーの研究発表を聞く度に、非常に刺激を受けました。現地での作業や生活も支援して頂き誠に感謝しております。

また、最も長い時間を共に過ごした高エネルギー実験研究室の皆様には感謝申し上げます。岩田氏は物理や研究だけではなく、研究室生活における様々な面で大変頼りになる存在でした。本当にお世話になりました。下島氏や末吉氏にはDouble Chooz 実験の先輩としても色々とサポートして頂き、大変感謝しております。同期である伊東氏、吉田氏とは励まし合いながら、楽しい研究室生活を送ることが出来ました。本当にありがとうございました。

最後に、研究に打ち込む私を何も言わずに支えてくれた両親への感謝を述べて、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] W.Pauli, Letter to L. Meitner and her colleagues (1930).
- [2] Fermi. E. “Tentativo di una teoria dei raggi beta” . Nuovo Cimento 11: 1-19. (1934).
- [3] F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- [4] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [5] K. Kodama *et al.*, (DONUT Collab.), Phys. Lett. B504, 218 – 224 (2001).
- [6] Y. Fukuda *et al.*, (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [7] Z. Maki, N. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- [8] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968).
- [9] K. S. Hirata *et al.*, (KAMIOKANDE-II Collab.), Phys. Lett. B205, 416 (1988).
- [10] Q. R. Ahmad *et al.*, (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).
- [11] S. Fukuda *et al.*, (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001).
- [12] K. Eguchi *et al.*, (KamLAND Collab.), Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- [13] M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003).
- [14] A.M. Serenelli, W.C. Haxton, and C. Peña-Garay, Astrophys. J. 743, 24 (2011).
- [15] John Bahcall’ s web site, <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [16] K. Abe *et al.*, (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D83, 052010 (2011).
- [17] A.I. Abazov *et al.*, (SAGE Collab.), Phys. Rev. Lett. 67, 3332 (1991).
- [18] P. Anselmann *et al.*, (GALLEX Collab.), Phys. Lett. B285, 376 (1992).
- [19] M. Altmann *et al.*, (GNO Collab.), Phys. Lett. B616, 174 (2005).
- [20] B. Aharmim *et al.*, (SNO Collab.), Phys. Rev. C72, 055502 (2005).
- [21] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17, 2369 (1978).
- [22] A. Gando *et al.*, (KamLAND Collab.), Phys. Rev. D88, 033001 (2013).
- [23] R. Wendell *et al.*, (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D 81, 092004 (2010).
- [24] K. Abe *et al.*, (T2K Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 181801 (2014).
- [25] P. Adamson *et al.*, (MINOS Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 191801 (2014).
- [26] K. A. Olive *et al.*, (Particle Data Group), Chin. Phys. C38, 090001 (2014).
- [27] M. Apollonio *et al.*, (CHOOZ Collab.), Eur. Phys. J. C27, 331 (2003).
- [28] Y.Abe *et al.*,(Double Chooz Collab.), Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012).
- [29] F.P. An *et al.*, (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 061801 (2014).
- [30] J. K. Ahn *et al.*, (RENO Collab.), Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012).
- [31] K. Abe *et al.*, (T2K Collab.), Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011).
- [32] K. Abe *et al.*, (T2K Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 061802 (2014).
- [33] P. Adamson *et al.*, (MINOS Collab.), Phys. Rev. Lett. 110, 171801 (2013).
- [34] P. A. R. Ade *et al.*, (Planck Collab.) arXiv 1303.5076 [astro-ph.CO] (2014).

- [35] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collab., Physics Reports 427, Issues 5 – 6 (2006).
- [36] S. Fumihiko, "Neutrino Oscillations", Springer, Lecture Notes in Physics, Vol. 898. (2015).
- [37] C. Athanassopoulos *et al.*, (LSND Collab.), Phys. Rev. C54, 2685 (1996).
- [38] A. A. Aguilar *et al.*, (LSND Collab.), Phys. Rev. D64, 112007 (2001).
- [39] B. Armbruster *et al.*, (KARMEN Collab.), Phys. Rev. D65, 112001 (2002).
- [40] http://www-boone.fnal.gov/for_physicists/experiment_details/
- [41] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett. 98, 231801 (2007).
- [42] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett. 105, 181801 (2011).
- [43] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett. 110, 161801 (2013).
- [44] C. Giunti, M. Laveder, Y.F. Li, Q.Y. Liu, H.W. Long, arXiv 1210.5715 [hep-ph] (2013).
- [45] G.Mention *et al.*, Phys. Rev. D83, 073006 (2011).
- [46] Joachim Kopp, Pedro A. N. Machado, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, JHEP 05, 050 (2013).
- [47] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. B434, 503 (1995).
- [48] A. Hoummada *et al.*, Appl. Radiat. Isot. 46, No. 6/7, 449 (1995).
- [49] F. P. An *et al.*, (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. 113, 141802 (2014).
- [50] D. Hernandez, A. Smirnov, Phys. Lett. B706, 360 (2012).
- [51] C. Giunti, M. Laveder, Phys. Rev. D84, 093006 (2011).
- [52] K. Abe *et al.*, (Super-Kamiokande Collab.), arXiv 1410.2008 (2014).
- [53] A. de Gouvêa, J. Jenkins, Phys. Rev. D78, 053003 (2008).
- [54] APPEC 2014 talk by Th. Lasserre.
- [55] A. S. Cucoanes, (Nucifer Collab.), J. Phys. Conf. Ser. 375, 042063 (2012).
- [56] A. Gando *et al.*, arXiv 1312.0896 (2014).
- [57] J. A. Formaggio, J. Barrett, Phys. Lett. B706, 1-30 (2011).
- [58] A. Bungau *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109, 141802 (2012).
- [59] M.Harada *et al.*, arXiv 1310.1437 (2013).
- [60] Y.Abe *et al.*, (Double Chooz Collab), Phys. Rev. D86, 052008 (2012).
- [61] Y.Abe *et al.*, (Double Chooz Collab.), JHEP 10, 086 (2014).
- [62] Y.Abe *et al.*, (Double Chooz Collab.), Phys. Rev. D 87, 011102(R) (2013).
- [63] Th. A. Mueller *et al.* Phys. Rev. C83, 054615 (2011).
- [64] 浜松ホトニクス株式会社 http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E.pdf
- [65] CAEN S.p.A. <http://www.caen.it/csite/>
- [66] F. Sato, J. Maeda, T. Sumiyoshi, K. Tsukagoshi, Physics Procedia 37, 1164 – 1170 (2012).
- [67] IAEA Reactors in operations (2009) <http://www-pub.iaea.org/>
- [68] Nobelprize.org http://www.nobelprize.org/educational/physics/energy/fission_2.html
- [69] A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, P.Geltenbort, Phys. Lett. B 693, 221 (2010).
- [70] P. Vogel, J. F. Beacom, Phys. Rev. D60, 053003 (1999).
- [71] K. Schreckenbach, G. Colvin, F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B160, 325 (1985).
- [72] F. von Feilitzsch, K. Schreckenbach, Phys. Lett. B118, 162 (1982).
- [73] A. Hahn *et al.*, Phys. Lett. B218, 365 (1989).
- [74] T. Mueller *et al.*, Phys. Rev. C83, 054615 (2011).
- [75] M. Fallot *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109, 202504 (2012).

- [76] R. Roy, G. Marleau, A. Hebert. Report IGE-157, Polytechnique de Montreal (1994).
- [77] J. F. Briesmeister, MCNP Version 4C. LA-13709-M (2009).
- [78] C. L. Jones *et al.*, Phys. Rev. D 86, 012001 (2012).
- [79] M. Fallot, C. Jones, A. Onillon, (Double Chooz Private Document), DocDB 3389 (2011).
- [80] Y. Declais *et al.*, Phys. Lett. B338, 383 (1994).
- [81] J. Allison *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 No. 1, 270 (2006).
- [82] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A506, 250 (2003).
- [83] Seon-Hee Seo for the RENO Collaboration, arXiv 1410.7987 (2014).
- [84] ICHEP 2014 talk by Weili Zhong.
- [85] D. A. Dwyer, T. J. Langford, Phys. Rev. Lett. 114, 012502 (2015).
- [86] M. Touns, "Chooz Mega-mini Data", (Double Chooz Private Document), DocDB 1589 (2010).
- [87] L. Kalousis, "Muon flux measurement in the near lab", (Double Chooz Private Document), DocDB 5006 (2013).
- [88] R. Carr, "Tech note: Two-detector Rate+Shape sensitivity study", (Double Chooz Private Document), DocDB 5375 (2014).
- [89] T. Kawasaki, "Correlated BG for 3rd Pub", (Double Chooz Private Document), DocDB 5186 (2013).
- [90] D. Lhuillier, "Error of predicted neutrino rate using Bugey4 anchor point", (Double Chooz Private Document), DocDB 2671(2011).
- [91] E. Chauveau, "Proposal of a run list for OFF-OFF period", (Double Chooz Private Document), DocDB 5095 (2013).
- [92] G. Pronost, "3rdPub ON-OFF periods run list", (Double Chooz Private Document), DocDB 5341 (2013).
- [93] P. Adamson *et al.*, (Minos Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 191801 (2014).
- [94] <https://svn.in2p3.fr/dchooz-clusters-united/trunk/ffits/dat/secondPub/>