

平成 28 年度 修士論文

Double Chooz 検出器のエネルギー応答の研究と
ステライルニュートリノ探索

平成 29 年 1 月 10 日

首都大学東京大学院 理工学研究科
物理学専攻

学習番号 15879325

町田篤志

概要

ニュートリノは ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の 3 つのフレーバー固有状態をもつレプトンである。ニュートリノが質量を持ち、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合 (MNS 行列) で表される時にニュートリノ振動と呼ばれるフレーバー間の遷移現象を起こす。この MNS 行列のパラメータの一つが θ_{13} と呼ばれる混合角であり、ニュートリノの基本的な性質を示す物理量である。近年まで混合角 θ_{13} には上限値が与えられていたが、2012 年になって有限値を持つことが複数の実験によって示された。現在はその精密測定が進められており、将来実験によるレプトンセクターの CP 非保存パラメータ δ_{CP} の測定、質量階層性の決定、 θ_{23} 縮退問題の解決などに繋がると期待されている。

Double Chooz 実験はフランスの Chooz 原子力発電所で行われている混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした国際共同実験である。本実験は原子炉で発生する反電子ニュートリノの欠損量とエネルギースペクトルの歪みを測ることにより、混合角 θ_{13} を精密測定する。2011 年 4 月より後置検出器 (原子炉から 1150 m) を用いた計測を開始し、2015 年 1 月からは前置検出器 (原子炉から約 400 m) と後置検出器の両器を用いた測定が開始された。 θ_{13} を精密に求めるためには、ニュートリノのエネルギーを精密に測定できなくてはならない。そのためには検出器のエネルギー分解能やエネルギーの線形性といったエネルギー応答を正確に理解する必要がある。本研究では、新しく建設された前置検出器のエネルギー応答を評価し、後置検出器と比較した。また、検出器応答の数値計算モデルを用いて、前置検出器シミュレーションに用いる液体シンチレータの光の減衰長のパラメータに関しての調整を試み、データをよく再現するように改善した。

一方、新たな Double Chooz 検出器を用いた研究課題としてステライルニュートリノ探索がある。ステライルニュートリノは LSND 実験などでその存在が示唆され ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の 3 種類のニュートリノと異なり弱い相互作用をしない。そのため 3 世代のニュートリノとの混合の測定でしか観測できない。Double Chooz 実験の前置検出器は原子炉から 400 m 程度の距離にあるため、電子ニュートリノがステライルニュートリノに振動する仮説における、混合角 (θ_{14}) と質量二乗差 (Δm_{41}^2) の振動パラメータ平面上の未解決領域に感度を持つと期待される。本研究では、新たに開発された「ガドリニウム + 水素捕獲事象」解析手法の使用を想定し、また新たに作成された前置検出器のフルシミュレーションを用いて、ステライルニュートリノの探索感度の見積もりの更新を行った。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ振動	4
2.1	ニュートリノ振動	4
2.1.1	2 世代のニュートリノ振動	4
2.1.2	3 世代のニュートリノ振動	5
2.2	ニュートリノ振動実験	6
2.2.1	原子炉ニュートリノ実験	7
2.2.2	加速器ニュートリノ実験	9
2.3	ニュートリノ物理での未解決問題	11
2.4	ステライルニュートリノ仮説	11
2.4.1	4 世代のニュートリノ振動の式の導出	12
2.4.2	加速器実験	13
2.4.3	ガリウム実験	16
2.4.4	原子炉を用いた実験	17
第 3 章	Double Chooz 実験	21
3.1	Chooz 原子炉	21
3.2	Double Chooz 検出器	24
3.2.1	内部検出器	24
3.2.2	内部ミュオン検出器	27
3.2.3	シールド層	27
3.2.4	外部ミュオン検出器	27
3.2.5	キャリブレーションシステム	29
3.3	反電子ニュートリノの検出原理	32
3.4	バックグラウンド事象	33
3.4.1	偶発的なバックグラウンド	33
3.4.2	時間相関を持つバックグラウンド	33
3.5	混合角 θ_{13} 測定結果	37
第 4 章	Double Chooz 検出器のエネルギー応答の研究	41

4.1	検出器のエネルギー応答における課題	41
4.2	検出器シミュレーションにおけるエネルギー応答の評価	44
4.3	エネルギー応答の数値計算	46
4.3.1	光電子増倍管の設置されている向きによる効果	47
4.3.2	事象発生点から光電子増倍管までの立体角	48
4.3.3	光電面での受光角補正関数	48
4.3.4	事象発生点から光電面までの光の減衰長	49
4.4	数値計算による検出器パラメータ調整手法	50
4.5	シミュレーション中の減衰長パラメータ調整結果	55
4.6	まとめ	58
第5章	ステライルニュートリノ	59
5.1	原子炉ニュートリノによるステライルニュートリノ探索	59
5.2	振動解析手法	60
5.3	測定感度の見積もり	63
5.3.1	χ^2 の定義	63
5.3.2	共分散行列の作成	64
5.4	ステライルニュートリノ感度見積もりの結果	66
5.5	まとめ	68
第6章	考察	69
6.1	エネルギー応答の研究	69
6.1.1	全角度の調節	71
6.1.2	大角度の調節	71
6.1.3	小角度の調節	72
6.2	ステライルニュートリノ探索感度見積もり	75
第7章	まとめ	76
	謝辞	78
	参考文献	79

目次

1.1	LEP によるニュートリノの世代数の測定結果	2
2.1	反電子ニュートリノの存在確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$	7
2.2	Daya Bay 実験のレイアウト	8
2.3	Daya Bay 実験の検出器	8
2.4	RENO 実験のレイアウト	8
2.5	RENO 実験の検出器	8
2.6	T2K 実験のレイアウト [17]	9
2.7	スーパーカミオカンデ	10
2.8	T2K より δ_{CP} に制限がかけられた領域。黒線が順階層、黄色線が逆階層を表す。影付きの部分は原子炉ニュートリノ実験により求められた $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を表す。	11
2.9	LSND 実験における LAMPF 加速器と検出器の位置関係	13
2.10	LSND 実験で観測された超過イベントの L/E_ν 分布。実線は $\Delta m^2 = 19 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 0.006$ 時の、破線は $\sin^2 2\theta = 0.006$ 、破線 ($\Delta m^2 = 4.3 \text{ eV}^2$ 時の、点線は $\Delta m^2 = 0.06 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 1$ 時の、予測スペクトルを表す。	14
2.11	MiniBooNE 実験によって存在が許される範囲と LSND 実験などによって許される範囲。上図は反ニュートリノモード、下図はニュートリノモードを示す。	15
2.12	ガリウム実験の結果によりステライルニュートリノの存在が許される範囲	16
2.13	Bugey-3 の結果によりニュートリノ振動パラメータに制限がかけられた領域	17
2.14	原子炉のニュートリノの生成量が見直し後の Bugey-3 の結果によるニュートリノ振動パラメータに制限がかけられた領域 [26]	18
2.15	単基線原子炉実験によって制限がかけられた領域 [28]	18
2.16	NEOS 検出器の断面図	19
2.17	NEOS 実験により棄却された領域。破線は Bugey-3、点線が Daya Bay 実験により棄却された領域。影付き部分は単基線原子炉実験によって制限がかけられた領域。	19
2.18	最新の Daya Bay 実験結果による EH2 と EH3 での先発信号のエネルギースペクトルを示す。赤破線と青点線は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.05$ に固定し、それぞれ $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-2}$ とした時の振動パターンである。	20
2.19	DayaBay 実験での振動解析により制限のかけられた領域	20
3.1	Chooz 原子力発電所の位置	21

3.2	Double Chooz 実験の原子炉と後置検出器、前置検出器の位置関係	22
3.3	原子炉の燃料棒の主な放射性同位体は ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu から生じる $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル	23
3.4	検出される反電子ニュートリノのエネルギー分布 (青実線)、原子炉で生成されるエネルギー (黒点線)、逆ベータ崩壊の反応断面積 (赤点線) を表す。	23
3.5	Double Chooz 検出器	24
3.6	バッファ層に設置されている浜松ホトニクス社製の 10 inch の光電子増倍管 R7081 MOD	26
3.7	PMT の設置している位置と向き	26
3.8	内部ミュオン検出器に設置されている浜松ホトニクス社製の 8 inch の光電子増倍管 R1408	27
3.9	Double Chooz 検出器の断面図	28
3.10	前置検出器のシールド層の構造。検出器の底面と側面の水色部分が水シールドを表す。	28
3.11	前置検出器の上部を覆っている鉄シールド	29
3.12	後置検出器の外部ミュオン検出器設置図	29
3.13	前置検出器の外部ミュオン検出器設置図	29
3.14	検出器上部と底部の 12 ヶ所から、光が内部検出器を通り拡散するようなパターン	30
3.15	検出器側面の 20 ヶ所から、光が内部検出器を通り拡散するようなパターン	30
3.16	検出器側面の 14 ヶ所から、光が発光点から対角に設置されている PMT に平行に照射されるパターン	30
3.17	放射線源を用いたキャリブレーションシステム 放射線源を用いたキャリブレーションシステム。検出器の円筒座標の z 軸上に設置されているパイプ内を移動させる Z-axis system (青線) ガンマキャッチャー層内で円筒座標の $\rho(= \sqrt{x^2 + y^2})$ 軸方向にパイプ内を並行に移動できる Guide tube (赤線)	31
3.18	逆ベータ崩壊を使用した検出原理	32
3.19	偶発的なバックグラウンドの事象例。PMT ガラスに含まれる放射性同位体から放出される γ 線が擬似先発信号となる。宇宙線ミュオンが検出器内や周辺の岩盤などで核破碎反応を起こし、生成された中性子が Gd 捕獲され放出された γ 線が擬似後発信号となる。	34
3.20	核破碎生成物バックグラウンド	35
3.21	高速中性子バックグラウンド	36
3.22	停止ミュオンバックグラウンド	36
3.23	Gd の中性子捕獲事象のみを用いた解析時のターゲットの質量	38
3.24	Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析時のターゲットの質量	38
3.25	θ_{13} の測定結果、上段がニュートリノのエネルギースペクトルであり、下段が振動パターンの比	39
3.26	θ_{13} の精密測定実験との $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定状況	39

3.27	T2K 実験の最新結果であり、青色で覆われた部分が Double Chooz 実験の結果 . . .	40
3.28	$\sin^2 2\theta_{13}$ の 1σ での誤差と前置検出器と後置検出器の 2 器でのデータ取得が開始された 2015 年 1 月からの時間	40
4.1	宇宙線起源の核破砕中性子が検出器中の水素に捕獲される事象	42
4.2	逆ベータ崩壊によって発生した中性子が水素に捕獲される事象	42
4.3	後置検出器の実データによるエネルギー応答マップ	43
4.4	後置検出器のシミュレーションによるエネルギー応答マップ	43
4.5	後置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比	43
4.6	前置検出器の実データによるエネルギー応答マップ	44
4.7	前置検出器のシミュレーションによるエネルギー応答マップ	44
4.8	前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比	44
4.9	エネルギー応答マップの領域の分け方	45
4.10	前置検出器の有感領域全体でのエネルギー分布とフィッティング。式 (4.1) のフィッティング関数 $f(x)$ を赤実線、光電ピークを表す部分のガウス関数とコンプトン散乱の部分に誤差関数を青点線で表している。	46
4.11	PMT の設置方向 (θ 方向)	47
4.12	PMT の設置方向 (ϕ 方向)	47
4.13	検出器に設置されている光電子増倍管とデザインの θ 方向のズレ 赤点は前置検出器、青点は後置検出器	48
4.14	検出器に設置されている光電子増倍管とデザインの ϕ 方向のズレ 赤点は前置検出器、青点は後置検出器	48
4.15	立体角	49
4.16	使用している受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ 。赤線は、現在使われている関数、黒線は以前使用されていた関数を表す。	49
4.17	前置検出器と後置検出器のニュートリノターゲット層での光の減衰長。赤点は前置検出器を、青点は後置検出器を表す。	50
4.18	前置検出器の各容器内での減衰関数 $F_{\text{Att}}(r)$	51
4.19	前置検出器の数値計算によるエネルギー応答マップ	51
4.20	前置検出器のシミュレーションによるエネルギー応答マップ	51
4.21	データを用いたエネルギー応答マップ	53
4.22	シミュレーションに使われている減衰長 4.32 m の数値計算モデルの応答マップと減衰長を 3.82 m、4.82 m、5.32 m、5.82 m、6.32 m に変化させた時の数値計算モデルの応答マップ	53
4.23	ρ 軸方向の依存性の比較に用いた範囲	54
4.24	$-307 < z < 307$ 範囲での ρ 軸方向の依存性。縦軸は各領域で求められた光量を検出器中央の領域で規格化した値を表す。	54
4.25	前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比	54
4.26	数値計算の減衰長が 5.32 m と 4.32 m の比	54

4.27	数値計算の減衰長が 5.82 m と 4.32 m の比	54
4.28	後置検出器の実データ	55
4.29	後置検出器のシミュレーション	55
4.30	前置検出器の実データ	55
4.31	前置検出器のシミュレーション	55
4.32	後置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比	56
4.33	前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比	56
4.34	後置検出器のエネルギー反応位置依存性の補正前後での検出器中心とのエネルギー値の差異。Z-axis system を用いて測定された 4 点のエネルギーを検出器中心のエネルギーで規格化している。	56
4.35	前置検出器のエネルギー反応位置依存性の補正前後での検出器中心とのエネルギー値の差異。Z-axis system を用いて測定された 5 点のエネルギーを検出器中心のエネルギーで規格化している。	56
4.36	補正前後のエネルギー分布	57
4.37	後置検出器エネルギー分解能。青線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、赤線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、緑線は検出器の中央に ^{252}Cf 線源を設置したエネルギー分解能。	58
4.38	前置検出器エネルギー分解能。青線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、赤線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、緑線は検出器の中央に ^{252}Cf 線源を設置したエネルギー分解能。	58
5.1	上は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の前置検出器のエネルギーの振動パターン。下は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の前置検出器のエネルギー分解能を考慮した時のエネルギーの振動パターン。赤線は振動なし、青線は θ_{13} の振動のみ、黒線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動を表す。	61
5.2	上は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の後置検出器のエネルギーの振動パターン。下は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の後置検出器のエネルギー分解能を考慮した時のエネルギーの振動パターン。赤線は振動なし、青線は θ_{13} の振動のみ、黒線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動を表す。	61
5.3	FD-I、FD-II、ND のニュートリノのエネルギー分布。黒点線が振動しない場合、青線は θ_{13} の振動のみの場合、赤線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動の場合を表す。	62
5.4	統計誤差、原子炉のフラックス、検出効率、Bugey 4 によるノーマライズファクター、検出器のエネルギースケール、時間相関を持つバックグラウンドの誤差、偶発的なバックグラウンドの誤差の 9 つの共分散行列。共分散行列の左下から FD-I、FD-II、ND に対応しており、ピン同士の相関を表している。対角成分以外の 6 ケ所は、それぞれ FD-I と FD-II、FD-I と ND、FD-II と ND との相関を表している。	65
5.5	Double Chooz 実験の最新結果と同じ統計量、誤差を用いたステライルニュートリノ感度見積もり。実線はガドリウムと水素捕獲事象を用いた解析、点線はガドリウム捕獲事象のみの解析	66

5.6	今回の Double Chooz 検出器用いたステライルニュートリノ感度見積もりと他の ν_e 消失実験による結果。	67
6.1	使用している受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ 。赤線は、現在使われている関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ 、黒線は以前使用されていた関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を表す。	70
6.2	以前使われていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ	71
6.3	現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ	71
6.4	現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップと以前使われていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比	71
6.5	大角度調節時の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$	72
6.6	大角度調節時の受光角補正関数を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ	72
6.7	大角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比	72
6.8	小角度調節時の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$	73
6.9	小角度調節時の受光角補正関数を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ	73
6.10	小角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比	73
6.11	小角度部分の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ が低くなるように調節した受光角補正関数	74
6.12	小角度調節時の受光角補正関数を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ	74
6.13	小角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップの比	74
6.14	Double Chooz 実験でも確認されるニュートリノのエネルギー分布に現れる歪み	75

表目次

3.1	Double Chooz 検出器の各検出器の層のサイズ	25
3.2	Double Chooz 検出器の各検出器の層の内容物	25
3.3	キャリブレーションに用いられた放射線源の種類とエネルギー	31
3.4	各解析手法別の逆ベータ崩壊のレート	37
4.1	後置検出器と前置検出器の各容器での光の減衰長	50
4.2	後置検出器のエネルギー分解能	57
4.3	前置検出器のエネルギー分解能	57
5.1	感度見積もりに使用した live time	60
5.2	原子炉 (ChoozB1、ChoozB2) と検出器 (FD、ND) の距離	60
5.3	penalty term に用いた $\sin^2 2\theta_{13}$ [38] と Δm_{31}^2 [39] の文献値	64
5.4	ニュートリノシグナルに関する系統誤差誤差	64
5.5	Double Chooz 実験での各バックグラウンドレート	64
6.1	受光角補正関数の調節パターン	70

第 1 章

序論

ニュートリノ

ニュートリノは電荷を持たないレプトンであり、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 3 種類存在している。

ニュートリノ仮説はパウリが 1930 年に導入した [1]。原子核のベータ崩壊を起こす際のエネルギー保存則を成り立たせるために、電荷が中性で質量をほぼ持たない素粒子が電子と共に放出されると仮定された。1935 年にフェルミはベータ崩壊により原子核内の中性子が消滅し、陽子とともに電子とニュートリノが発生し放出されると仮定し、放出される電子のエネルギースペクトルを計算することでこれを証明した [2]。ニュートリノは物質と相互作用をしにくいいため実験による観測は難しかった。そのため初めて観測したのは 1956 年にライネスとコーワンによって行われた実験である [3]。原子炉の近くにカドミウム入りの水と液体シンチレーターの検出器を設置し、ニュートリノと検出器内の陽子と反応し陽電子と中性子を放出する過程をとらえることでニュートリノを観測した。1962 年にレーダーマン、シュワルツ、シュタインバーガーは加速器を使用し荷電パイ中間子の崩壊によって作られるニュートリノを観測した [4]。このニュートリノは反応した時ミュー粒子を放出するが電子は放出しない。このことからニュートリノは少なくとも 2 種類あり、それぞれ電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ) と名付けられた。1997 年からアメリカのフェルミ国立研究所で行われた DONUT 実験によりタウニュートリノ (ν_τ) が発見された [5]。加速器の 800GeV の陽子ビームをタングステン標的に衝突させてできるチャーム粒子の崩壊により生成される ν_τ を原子核乾板を使用した検出器により観測した。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、 $e^- + e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$ 反応の断面積測定が行われた。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。これにより、ニュートリノの世代数の特定が行われた。LEP 電子陽電子衝突型加速器を用いた実験の ALEPH、DELPHI、OPAL の 3 実験の結果によりニュートリノの世代数は、図 1.1、式 (1.1) のように求められた。

$$n_\nu = 2.984 \pm 0.008 \quad (1.1)$$

LEP の結果により軽いニュートリノが世代数が 3 であるということが示された [6]。

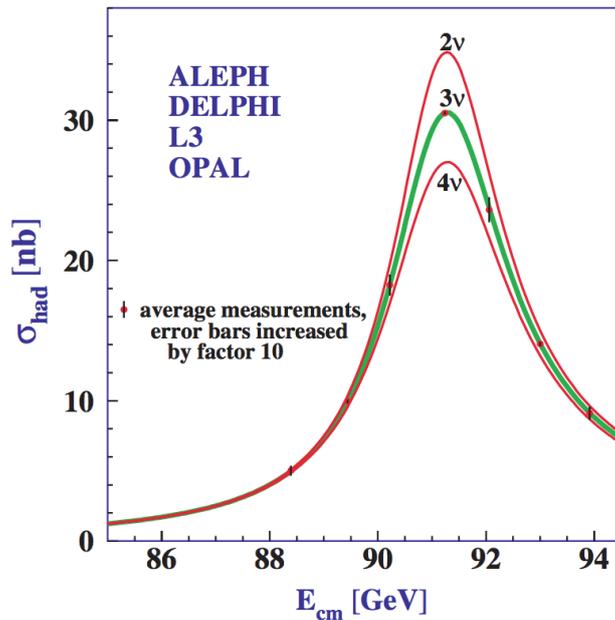


図 1.1 LEP によるニュートリノの世代数の測定結果

ニュートリノ振動

1968 年から太陽の中心核での核融合反応から発生する太陽ニュートリノの測定を目的とした Homestake 実験がデイビスらによって開始された。Homestake 実験ではニュートリノが塩素原子核に衝突しアルゴン原子核に変化する反応を用いて観測を行った。この結果、ニュートリノが予想値の 30% ほどしか観測されなかった。これが太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。また、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、生成される大気ニュートリノの測定を行った。その結果 ν_e はほぼ予測通りの値だった。一方、 ν_μ は予測の 6 割程度しか観測ができなかった。これを大気ニュートリノ問題と呼ぶ。大気ニュートリノ問題は、1998 年スーパーカミオカンデ実験により解決された。スーパーカミオカンデ実験は、岐阜県飛騨市神岡鉱山の地下 1000 m に建設された 50000 t の水チェレンコフ検出器を用いて大気ニュートリノの測定を行った。データを解析することでニュートリノ振動というニュートリノの種類が遷移する現象を発見した [8]。ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことが証明された。ニュートリノ振動については第 2 章で詳しく述べる。太陽ニュートリノ問題は、2001 年に SNO 実験 [9] とスーパーカミオカンデ実験により解決された。SNO 実験は、1999 年よりカナダのサドバリー鉱山の地下 2092 m に建設された重水を用いた 1000 t の水チェレンコフ検出器を用いた実験であり、荷電カレント反応、中性カレント反応、電子散乱を検出することで 3 種類のニュートリノを観測できる。SNO 実験で観測された ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の総量は、太陽標準モデルと一致し、 ν_e が減っている事が確認された。さらに、2002 年に KamLAND 実験 [10] により原子炉ニュートリノの振動、MINOS 実験 [11] に加速器で生成された長基線ニュートリノの振動が観測され、混合角や質量二乗差の測定が行われた。現在も原子炉ニュートリノ振動実験や加速器ニュートリノ振動実験といった実験により振動パラメータの精密測定が進めら

れている。近年まで混合角 θ_{13} には上限値が与えられていたが、2012 年になって有限値を持つことが原子炉ニュートリノ振動実験によって示された。

Double Chooz 実験は原子炉ニュートリノ振動実験であり、ニュートリノ振動のパラメータの一つである混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした国際共同実験である。フランスの Chooz 原子力発電所で行われている Double Chooz 実験については、第 3 章で詳しく説明する。Double Chooz 実験では、原子炉で生成された反電子ニュートリノのエネルギースペクトルと反電子のニュートリノの数を測定することで、混合角 θ_{13} を精密に求める。よって、反電子ニュートリノのエネルギーを精密に測定できなくてはならない。そのためには検出器のエネルギー反応位置依存性やエネルギー分解能といったエネルギー応答を正確に理解する必要がある。先行研究により後置検出器は理解されている [36]。本研究の目的は、新しく建設された前置検出器のエネルギー応答を評価し、後置検出器と比較することである。エネルギー応答については、第 4 章で説明する。

ステライルニュートリノ

前述した LEP の結果により弱い相互作用をするニュートリノは 3 世代ということがわかっている。しかしながら、弱い相互作用をしないニュートリノの存在は許されている。このニュートリノをステライルニュートリノと呼ぶ。ステライルニュートリノはまだ見つかっておらず、発見されれば新物理である。ステライルニュートリノが、弱い相互作用をせず、また他の 3 世代のニュートリノと混合しているため、単体での探索はできず、他の 3 世代のニュートリノ振動実験でしか観測できないとされている。これまで、1993 年よりロスアラモスで開始された LSND 実験等の複数の実験がステライルニュートリノが存在するとして矛盾しない結果を得ている。

これより、ステライルニュートリノの存在が実験的に示唆されており、現在原子炉や加速器や放射線源を用いた実験によりステライルニュートリノの探索が進められている。Double Chooz 実験の前置検出器は、原子炉からの距離が約 400 m と近距離にあり、先行実験と同程度の探索感度が期待される。本研究では、新たに作成された前置検出器シミュレーションと最新の「ガドリニウム + 水素捕獲事象」解析を用いた、ステライルニュートリノの探索感度の見積もりを行った。詳しい内容は第 5 章で説明する。

第2章

ニュートリノ振動

本章ではニュートリノ振動について述べる。

2.1 ニュートリノ振動

ニュートリノは弱い相互作用を通じてのみ反応する。ニュートリノを検出する際には、フレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) を観測している。一方ニュートリノが飛行中は質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) として存在する。現在の素粒子の標準理論に含まれていないがニュートリノが質量を持ち、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合で表されるときにフレーバー間の遷移現象を起こす。この現象をニュートリノ振動と呼ぶ。フレーバー固有状態と質量固有状態の混合によるフレーバーの存在確率を表す。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

ここにある混合行列を U_{MNS} は牧-中川-坂田行列 [12] と呼び、クォークセクターにおけカビボ-小林-益川行列と対応する。この混合行列を3つの混合角 ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$) とレプトンセクターのCP非保存のパラメータ δ_{CP} を用いて以下のように表せる。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2) \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.3) \end{aligned}$$

ここで s_{ij} と c_{ij} は $\sin \theta_{ij}$ と $\cos \theta_{ij}$ を意味する。

2.1.1 2世代のニュートリノ振動

3世代のニュートリノ振動を理解するために、簡易的に2世代のニュートリノ振動を用いる。2世代を仮定するとフレーバー固有状態は ν_e, ν_μ で表わせ、質量固有状態は ν_1, ν_2 で表せる。またここ

での混合角は θ_{12} であり、存在確率の式は以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

質量固有状態 (ν_1, ν_2) の波動関数は時間発展するシュレディンガー方程式により以下のように表せる。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j\rangle \quad (j = 1, 2) \quad (2.5)$$

また各々の質量固有状態は時間とともに以下のように変化する。

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (2.6)$$

上記の式を利用することで $t=0$ の時に ν_e だったニュートリノが時間 t 後に ν_μ に変化する存在確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ を求められる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \quad (2.7)$$

$$= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \quad (2.8)$$

ニュートリノの質量は小さいため、 $E_j \sim p + \frac{m_j^2}{2p}$ と近似できる。これを式 (2.8) に導入する。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} t \right) \quad (2.9)$$

$$= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} t \right) \quad (2.10)$$

$\Delta m_{21}^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ である。またここでは $c=1$ とできるので、ニュートリノの飛行距離 $L = ct$ は $L = t$ と表すことができ、式 (2.10) は下式のようになる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{21}^2 L}{E} \right) \quad (2.11)$$

この存在確率の式により、ニュートリノが混合していること ($\theta \neq 0$)、かつ質量差があること ($\Delta m^2 \neq 0$) でニュートリノ振動が起きることを確認できる。

2.1.2 3世代のニュートリノ振動

次に現在考えられている軽い3世代のニュートリノの振動確率について計算する。 $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$ への振動についての式は以下のようになる。 ν_α, ν_β はニュートリノのフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ)

を表し、 ν_j 、 ν_k は質量固有状態 (ν_1 、 ν_2 、 ν_3) を表す。また $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタである。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) &= \left| \sum_j U_{\alpha j} e^{-iE_j L} U_{\beta j}^* \right|^2 \\
&= \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} - \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} (1 - e^{-i\Delta E_{jk} L}) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \sin^2\left(\frac{\Delta E_{jk} L}{2}\right) - i \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \sin(\Delta E_{jk} L) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\alpha k}^* U_{\beta j} U_{\beta k} \sin^2\left(\frac{\Delta E_{jk} L}{2}\right)) + 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \sin(\Delta E_{jk} L))
\end{aligned} \tag{2.12}$$

$$\tag{2.13}$$

ここで $\beta = \alpha$ の時、つまりニュートリノ遷移しない存在確率を求める。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu}\right) \tag{2.14}$$

$$\tag{2.15}$$

$|\Delta m_{32}^2| \simeq |\Delta m_{31}^2|$ であることから次の様に近似できる。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &\simeq 1 - 4 |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu}\right) \\
&\quad - 4 |U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_\nu}\right)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

ここで一つの例として Double Chooz 実験の様なショートベースラインの原子炉ニュートリノ振動実験について求める。原子炉から検出器までのベースライン $L \sim 1000$ m、ニュートリノのエネルギー $E_\nu = 3$ MeV の時、上式の混合角 θ_{12} の項は無視できる。よって下式のように存在確率は求められる。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4 |U_{e3}|^2 (1 - |U_{e3}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}\right) \tag{2.17}$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}\right) \tag{2.18}$$

ショートベースラインの原子炉ニュートリノ振動実験では上式のように 2 世代の近似式で計算できることと、レプトンセクターでの CP 非保存のパラメータ δ_{CP} が入らないことからより純粋に混合角 θ_{13} の測定が可能になる。図 2.1 はニュートリノのエネルギー E_ν を 3 MeV、 $\Delta m_{31}^2 = 2.44 \times 10^{-3}$ eV²、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とした時の反電子ニュートリノの存在確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ である。後述するが Double Chooz 実験では混合角 θ_{12} による振動の影響が少なく、混合角 θ_{13} による振動が大きく表れている ~ 1 km に検出器を設置した。

2.2 ニュートリノ振動実験

ここでは混合角 θ_{13} の精密測定を目的としたニュートリノ振動実験について述べる。混合角 θ_{13} の測定は、1997 年にフランスの Chooz 原子炉を用いた Chooz 実験により $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ が発表さ

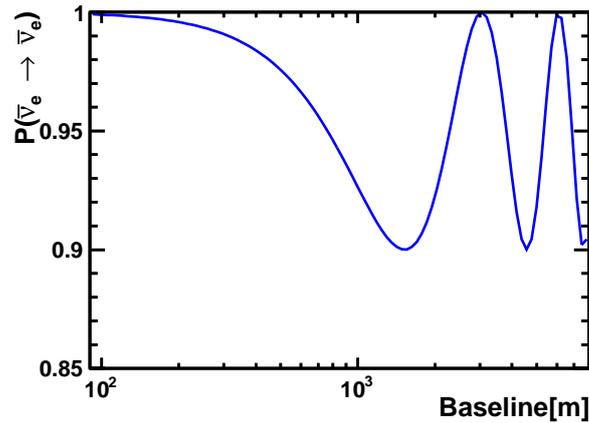


図 2.1 反電子ニュートリノの存在確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$

れ、上限値のみがわかっていた [13]。現在も原子炉からのニュートリノを捕らえる原子炉ニュートリノ実験、加速器由来のニュートリノを捕らえる加速器ニュートリノ実験が精密測定を行っている。それぞれ代表的な実験について述べる。

2.2.1 原子炉ニュートリノ実験

Double Chooz 実験の前身の Chooz 実験により上限値が判明し、2011 年に Double Chooz 実験にて有限値が発表された [14]。現在も精密測定が進んでおり、代表的な実験は Double Chooz 実験、Daya Bay 実験、RENO 実験がある。Double Chooz 実験については、第 3 章で詳しく述べ、ここでは他の 2 つの実験について述べる。

Daya Bay 実験

Daya Bay 実験は、中国南部で 2011 年より行われている原子炉ニュートリノ振動実験である。ニュートリノ源である原子炉と検出器の位置関係について図 2.2 に記す。原子炉は、大亜湾原子力発電所と嶺澳原子力発電所の 2 つの原子力発電所にある 6 基を使用している。検出器は、各原子力発電所に近い地点に前置検出器が 4 つ設置され、原子炉から約 1600 m と約 2000 m の地点に 4 つの後置検出器を設置している。検出器は、図 2.3 を使用している。

Daya Bay 実験の最新結果は、1230 日分のデータより 2016 年に混合角 θ_{13} 、質量二乗差 $|\Delta m_{ee}|^2$ について

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.0841 \pm 0.0027(\text{stat.}) \pm 0.0019(\text{syst.}) \quad (2.19)$$

$$|\Delta m_{ee}|^2 = (2.50 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (2.20)$$

という結果を発表した [15]。

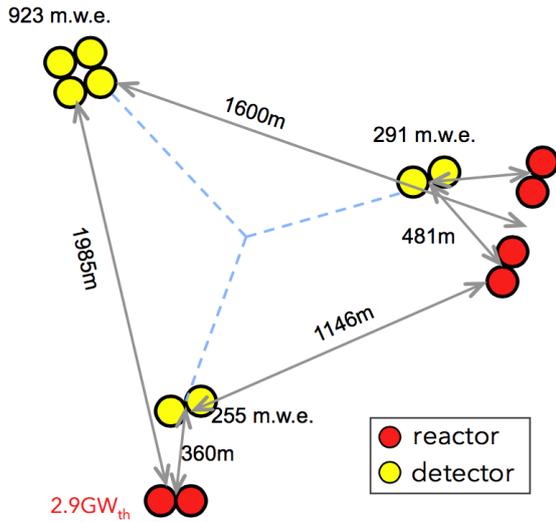


図 2.2 Daya Bay 実験のレイアウト

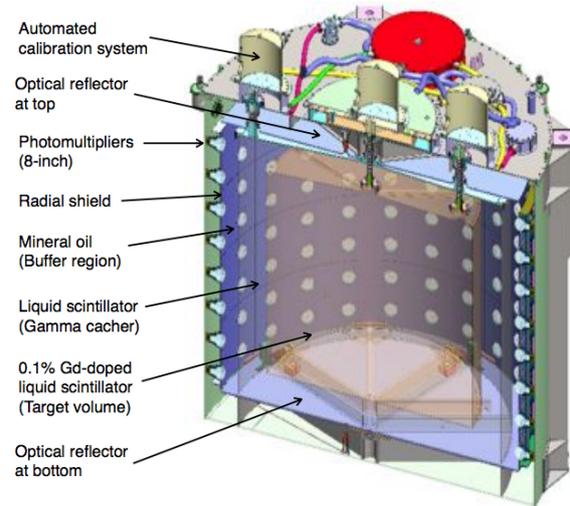


図 2.3 Daya Bay 実験の検出器

RENO 実験

RENO 実験は、韓国で 2011 年より行われている原子炉ニュートリノ振動実験である。原子炉と検出器の配置は、図 2.4 に記す。ニュートリノ源は、ハンピツ原子力発電所にある 6 基の原子炉である。検出器は、前置検出器と後置検出器の 2 基が設置されている。検出器は、図 2.5 を使用している。

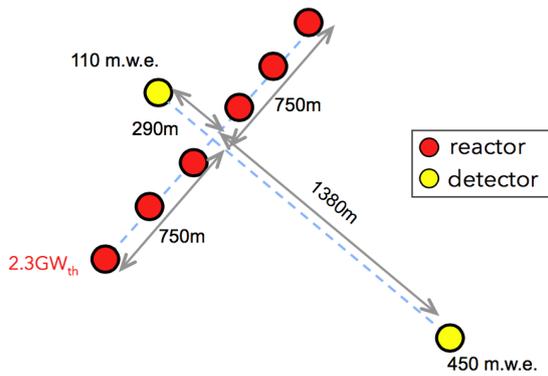


図 2.4 RENO 実験のレイアウト

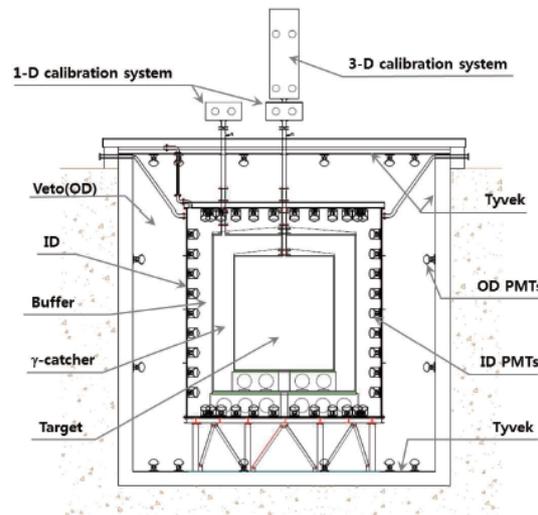


図 2.5 RENO 実験の検出器

RENO 実験の最新結果は、500 日分のデータより 2016 年に混合角 θ_{13} 、質量二乗差 $|\Delta m_{ee}|^2$ について

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.082 \pm 0.009(\text{stat.}) \pm 0.006(\text{syst.}) \quad (2.21)$$

$$|\Delta m_{ee}|^2 = (2.62^{+0.21}_{-0.23}(\text{stat.})^{+0.12}_{-0.13}(\text{syst.})) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (2.22)$$

という結果を発表した [16]。

2.2.2 加速器ニュートリノ実験

T2K(Tokai to Kamioka) 実験

T2K 実験は、茨城県東海村にある J-PARC からミュートリノビームまたは反ミュートリノビームを約 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデに向けて発射し、ニュートリノ振動により遷移した電子ニュートリノを観測する (図 2.6)。

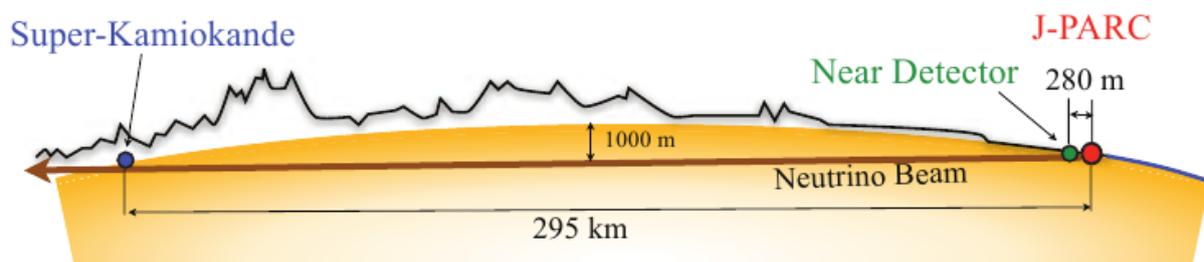
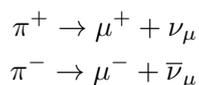


図 2.6 T2K 実験のレイアウト [17]

J-PARC にある 30 GeV の陽子シンクロトロンで加速した陽子をグラファイトのターゲットに衝突させて荷電パイ中間子が生成される。荷電パイ中間子はミュオンとミュートリノに崩壊する。



生成されたミュオンはグラファイトの層で吸収させ、ミュートリノのみを放射する。ニュートリノビームはミュートリノを発射する ν_μ モードと反ミュートリノを発射する $\bar{\nu}_\mu$ モードがある。 ν_μ モードで 2010 年から測定を開始した。T2K 実験などの加速器ニュートリノ実験では、式 (2.13) から $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ や $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率 P は下式のように求められる。

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad - \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \times \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \delta_{CP} \\ &\quad + (\text{物質効果など})\end{aligned}\quad (2.23)$$

$$\begin{aligned}P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) &\sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad + \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \times \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \delta_{CP} \\ &\quad + (\text{物質効果など})\end{aligned}\quad (2.24)$$

式 (2.23) と式 (2.24) より混合角 θ_{13} 、質量二乗差 Δm_{31}^2 だけでなく、レプトンの CP 非保存のパラメータ δ_{CP} 、混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、質量二乗差 Δm_{21}^2 といった複数の振動パラメータの影響を受ける。精

密測定済みのパラメータを用いることで、未測定 of δ_{CP} 測定が可能になる。検出器は、前置検出器に INGRID と ND280、後置検出器に水チェレンコフ検出器のスーパーカミオカンデ (図 2.7) が設置されている。

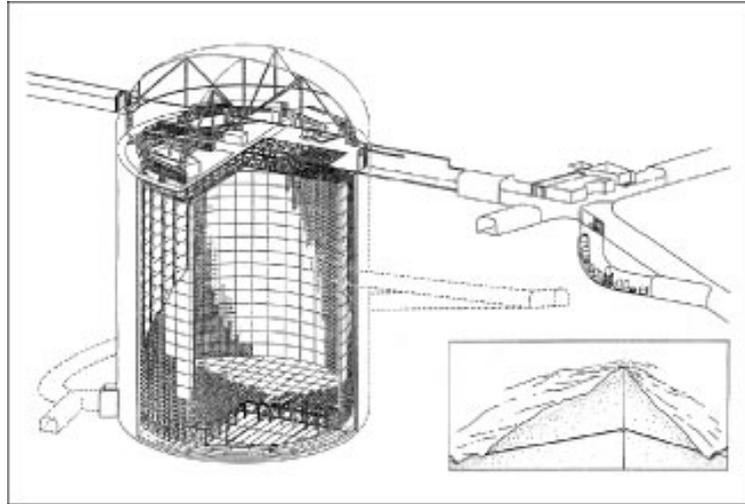


図 2.7 スーパーカミオカンデ

2014 年までに 6.57×10^{20} POT (proton of target) のデータが解析され、混合角 θ_{13} は下のよう
に求められた [18]。

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.042^{+0.013}_{-0.021} \quad (\text{順階層})$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.049^{+0.015}_{-0.021} \quad (\text{逆階層})$$

2017 年に後置検出器でのニュートリノモード 7.482×10^{20} POT、反ニュートリノモード 7.471×10^{20} POT と前置検出器でのニュートリノモード 5.82×10^{20} POT、反ニュートリノモード 2.84×10^{20} POT を解析した結果を発表した。解析では、太陽ニュートリノ振動により求められた振動パラメータである $\sin^2 2\theta_{12} = 0.846 \pm 0.021$ 、 $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ と原子炉ニュートリノ実験により求められた $\sin^2 2\theta_{13} = 0.085 \pm 0.005$ を代入された。それにより制限をかけられた領域を図 2.8 に記す。

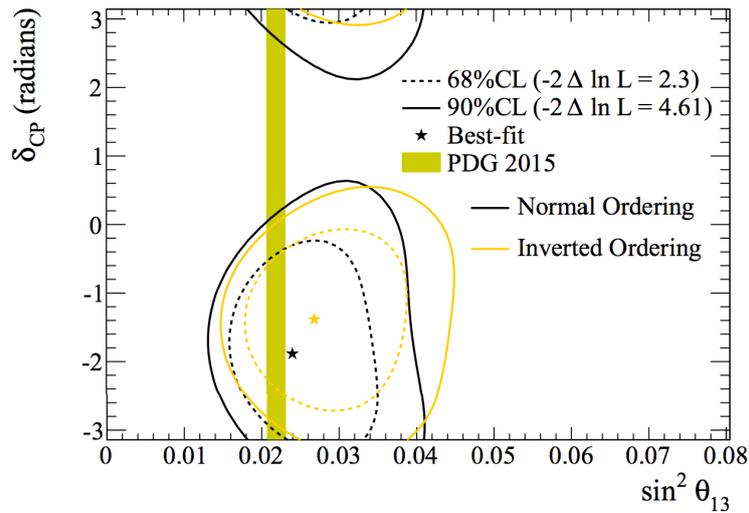


図 2.8 T2K より δ_{CP} に制限がかけられた領域。黒線が順階層、黄色線が逆階層を表す。影付きの部分は原子炉ニュートリノ実験により求められた $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を表す。

2.3 ニュートリノ物理での未解決問題

質量階層性

ニュートリノ振動実験により質量二乗差の絶対値は求められている。しかし質量固有状態の質量 (m_1 , m_2 , m_3) の大小は判明されておらず順階層 ($m_1 < m_2 \ll m_3$) と逆階層 ($m_3 \ll m_1 < m_2$) の 2 通りの候補がある。

レプトンの CP 非保存のパラメータ δ_{CP}

レプトンセクターでの CP 非保存のパラメータで、3 世代のニュートリノ振動に関する最後の未測定パラメータである。ニュートリノ振動の式で混合角 θ_{13} の項に現れ、 δ_{CP} の測定のためにも混合角 θ_{13} の精密測定が重要だった。現在 T2K 実験によりその値の測定が進められている。

ステライルニュートリノ

LEP 実験の結果から、弱い相互作用をする軽いニュートリノが 3 世代であることが示された。しかし複数の実験から弱い相互作用をしないニュートリノの存在の予兆が観測された。これがステライルニュートリノであり、詳しくは次の節で述べる。

2.4 ステライルニュートリノ仮説

弱い相互作用をするニュートリノが 3 世代であることは、LEP により示された。しかし $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の探索を目的とした加速器ニュートリノ振動実験である LSND 実験で弱い相互作用をしないニュートリノの存在が示唆され、その後、LSND 実験の検証を目的とした MiniBooNE 実験などの複数の実験においても、弱い相互作用をしないニュートリノが示唆された。このニュートリノがステ

ライルニュートリノと呼ばれる。ステライルニュートリノは、まだ発見されておらず、発見されれば新物理である。ステライルニュートリノは、3世代のニュートリノの混合の実験でしか探索できない。探索実験には、加速器実験、原子炉実験、ガリウム実験がある。それぞれ代表的な実験について章で述べる。

ニュートリノの質量は不明であるため、ステライルニュートリノを現状のニュートリノの中に組み込んだ時にはいくつかのパターンを考えられる。一つ目は、現状のニュートリノのよりも重いニュートリノを一つ追加した 3+1 モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4$)、二つ目は、現状のニュートリノのよりも重いニュートリノを二つ追加した 3+2 モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4, m_5$)、3つ目が現状のニュートリノのよりも軽いニュートリノを一つ追加した 1+3 モデル ($m_4 \ll m_1, m_2, m_3$) がある。本研究では、軽い3世代のニュートリノに Δm_{41}^2 が数 eV^2 のステライルニュートリノを1つ追加した 3+1 モデルを想定した。

2.4.1 4世代のニュートリノ振動の式の導出

式 (2.1) の MNS 行列に 3+1 モデルでステライルニュートリノを追加する。フレーバー固有状態の ν_s と質量固有状態の ν_4 を追加した式が式 (2.25) である。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

で表され、MNS 行列は、下式のように求められる [32]。

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13}c_{14} & s_{12}c_{13}c_{14} & s_{13}c_{14}e^{i\delta} & s_{14}e^{i\delta_1} \\ * & * & * & c_{14}s_{24}e^{i\delta_2} \\ * & * & * & c_{14}c_{24}s_{34} \\ * & * & * & c_{14}c_{24}c_{34} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\phi_4} \end{pmatrix}$$

上式は、6つの混合角 ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{14}, \theta_{23}, \theta_{24}, \theta_{14}$)、3つのディラック粒子のフェーズ ($\delta, \delta_1, \delta_2$)、3つのマヨラナ粒子のフェーズ (ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4) で表されている。

ステライルニュートリノの $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ の振動確率の式は式 (2.26) のようになる。 ν_α はニュートリノのフレーバー固有状態 ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \nu_s$) を表し、 ν_j, ν_k は質量固有状態 ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$) を表す。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (2.26)$$

ここでは例として $\nu_e \rightarrow \nu_e$ の振動確率を、 $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2$ と、 $\Delta m_{41}^2 \sim \Delta m_{42}^2 \sim \Delta m_{43}^2 \sim 1 eV^2$ と近似すると式 (2.27) が求められる。

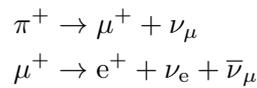
$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - 4 |U_{e3}|^2 (1 - |U_{e3}|^2 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}\right) \\ &\quad - 4 |U_{e4}|^2 (1 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu}\right) \\ &= 1 - \cos^4 \theta_{14} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}\right) - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu}\right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

原子炉ニュートリノ実験などの実験では、混合角 θ_{13} と混合角 θ_{14} を用いて記述される。ベースラインが短く、混合角 θ_{13} による振動が起きないような実験であれば、純粋なステライルニュートリノの振動パラメータを求められる事が式 (2.27) からわかる。

2.4.2 加速器実験

LSND 実験

LSND 実験は 1993 年よりロスアラモスで開始された。静止された π^+ から $\bar{\nu}_\mu$ を生成し、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 探索と ν -C の反応断面積を測定することを目的としている。静止 π^+ は、線形加速器の LAMPF 加速器で加速された 800MeV の陽子を水ターゲットに入射し生成される。静止 π^+ から最大 52.8 MeV の $\bar{\nu}_\mu$ を生成される過程は下式に示す。



LSND 実験では、この $\bar{\nu}_\mu$ をビームストップから 30 m 離れた位置に設置されている LSND 検出器に向けて放射する。図 2.9 にビームストップと LSND 検出器の位置関係を記す。LSND 検出器では、

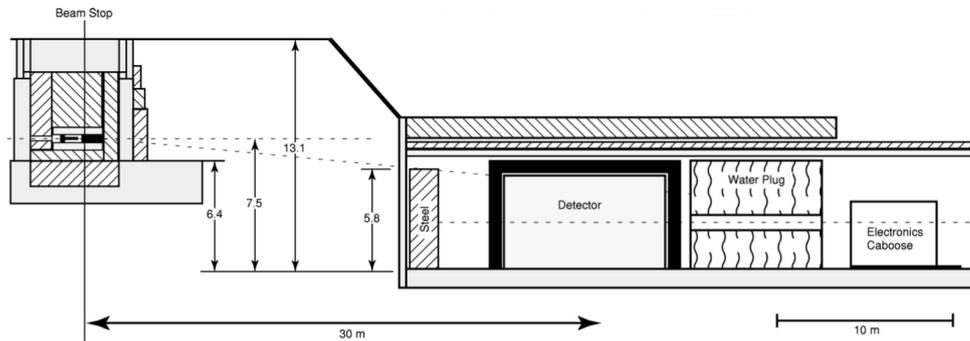
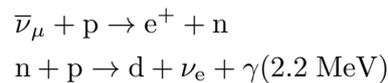


図 2.9 LSND 実験における LAMPF 加速器と検出器の位置関係

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動した $\bar{\nu}_e$ が観測される。LSND 検出器には、167 t の液体シンチレータと 1220 本の 8 インチ PMT が設置されている。ニュートリノの検出方法は、以下の式に示すように逆ベータ崩壊により生じた中性子が検出器内の水素原子核による中性子捕獲事象が使用される。



1995 年に $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動解析によって、それまで観測されていた質量二乗差 Δm^2 より大きく超過した値を発表した [20]。図 2.10 は、観測された超過イベントの L/E_ν 分布を示す。実線 ($\Delta m^2 = 19 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 0.006$)、破線 ($\Delta m^2 = 4.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 0.01$)、点線 ($\Delta m^2 = 0.06 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1$) は、予測スペクトルを表す。これにより、 Δm^2 が数 eV^2 と大きいと予測スペクトルデータがデータを良く表していることがわかり、新たなパラメータが示唆された。

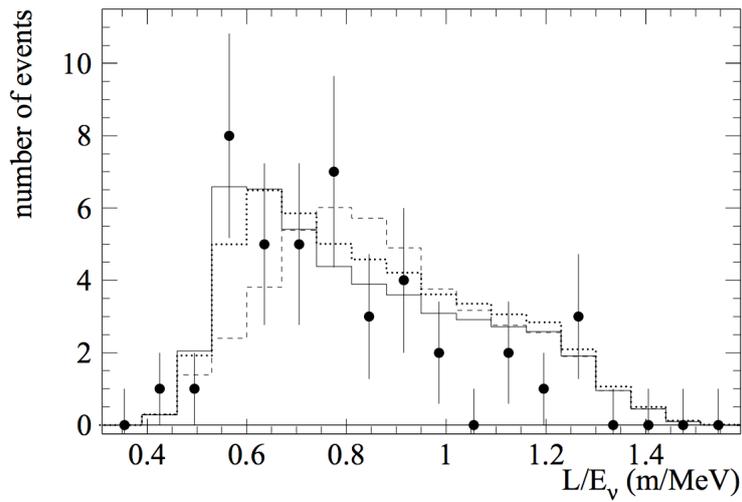


図 2.10 LSND 実験で観測された超過イベントの L/E_ν 分布。実線は $\Delta m^2 = 19 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 0.006$ 時の、破線は $\sin^2 2\theta = 0.006$ 、破線 ($\Delta m^2 = 4.3 \text{ eV}^2$ 時の、点線は $\Delta m^2 = 0.06 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 1$ 時の、予測スペクトルを表す。

MiniBooNE

LSND 実験の検証を目的として、2006 年からアメリカフェルミ国立研究所で行われた加速器実験である。フェルミ国立研究所のブースターニュートリノビームが使用される。8 GeV の陽子を Be ターゲットに衝突させ、 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ を生成される。Be ターゲットから 541 m の位置に検出器を設置されている。検出器は半径 6.1 m の球形をしており、800 t のミネラルオイルが満たされている。荷電粒子が検出器内を通過した時に発生するシンチレーション光を 1280 本の 8 インチ PMT で検出する。2007 年に ν_μ のみを用いた結果を発表した [21] が、振動が観測されなかった。2013 年に 11.27×10^{20} POT の $\bar{\nu}_\mu$ モードを解析結果を発表した [22]。バックグラウンド事象 $399.6 \pm 20.0(\text{stat}) \pm 20.3(\text{syst})$ イベントに対して、 2.8σ の有意度で超過イベントが 78.4 ± 28.5 イベント観測された。また MiniBooNE 実験によって振動パラメータの存在が許される範囲は、LSND 実験と同じような存在範囲になった。その図を図 2.11 に記す。

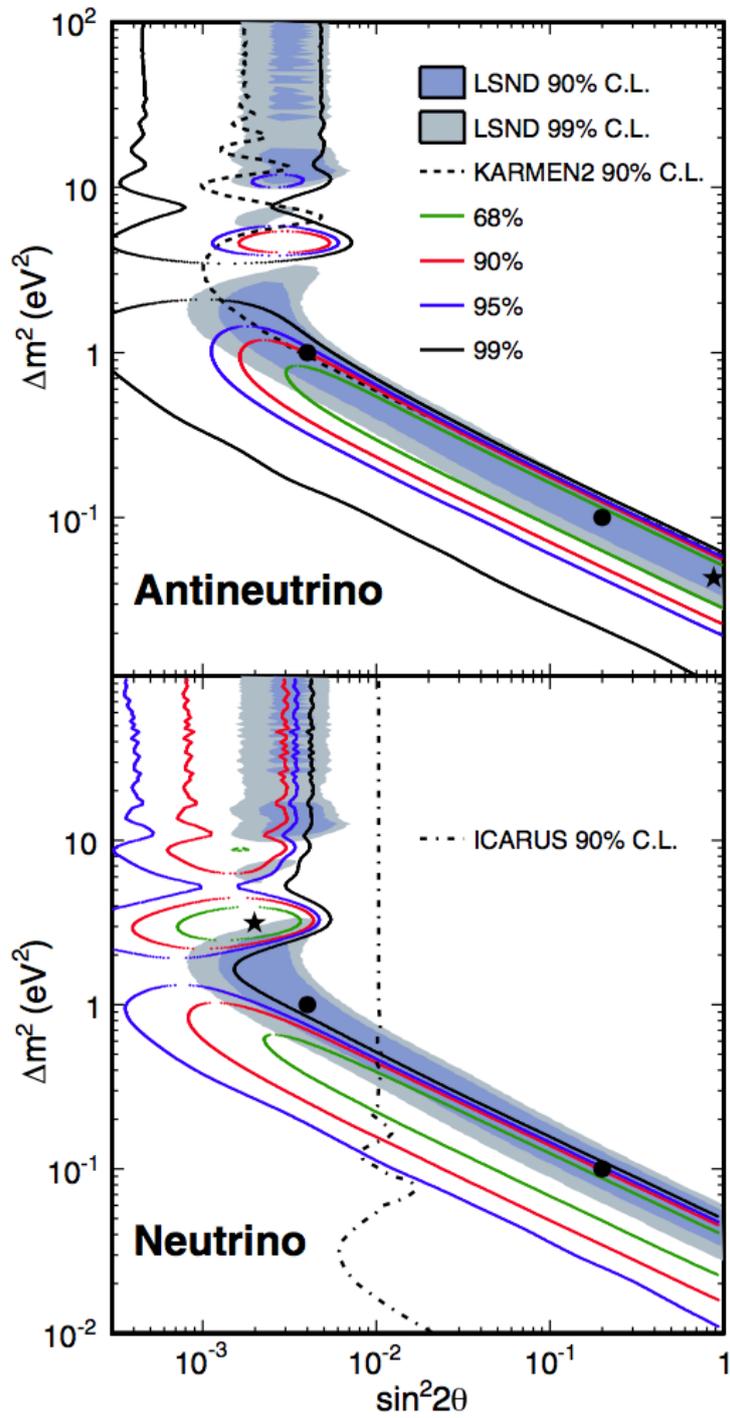
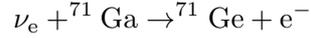


図 2.11 MiniBooNE 実験によって存在が許される範囲と LSND 実験などによって許される範囲。上図は反ニュートリノモード、下図はニュートリノモードを示す。

2.4.3 ガリウム実験

1991年からイタリアの LNGS で行われた GALLEX 実験 [23] や 1990年からロシアの BNO で行われた SAGE 実験 [24] といったガリウムを用いた太陽ニュートリノ実験では、ターゲットに ^{71}Ga を用いている。ニュートリノ検出には以下の式の反応が用いられた。



GALLEX 実験や SAGE 実験では、 ^{51}Cr や ^{37}Ar 線源から放出される ν_e を用いてキャリブレーションされた。それぞれの実験のベースラインは 1.9 m と 0.6 m である。観測された ^{71}Ge のイベントと予測されたイベントの比は、下記ようになる。

$$\begin{aligned} R^{G1} &= 0.84^{+0.13+0.26+0.40}_{-0.12-0.23-0.33} \\ R^{G2} &= 0.71^{+0.12+0.24+0.36}_{-0.11-0.21-0.31} \\ R^{S1} &= 0.84^{+0.14+0.28+0.42}_{-0.13-0.24-0.35} \\ R^{S2} &= 0.70^{+0.10+0.21+0.31}_{-0.09-0.17-0.25} \end{aligned}$$

各比の誤差は 1σ 、 2σ 、 3σ を表している。G1 と G2 は、GALLEX 実験で ^{51}Cr を使用したものであり、S1 と S2 は SAGE 実験でそれぞれ ^{51}Cr と ^{37}Ar を使用されたものである。 2.8σ の有意度をもって、測されたイベントと予測されたイベントの比が 1 よりも小さい値をとる。この結果よりもとめられたステライルニュートリノの存在が許される範囲を図 2.12 に示す [25]。

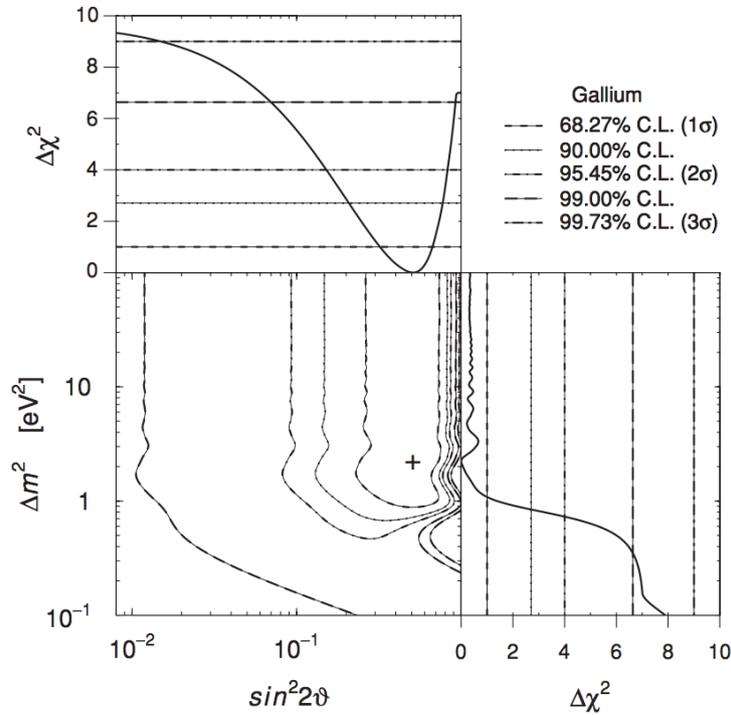


図 2.12 ガリウム実験の結果によりステライルニュートリノの存在が許される範囲

2.4.4 原子炉を用いた実験

原子炉実験では、 $\bar{\nu}_e$ を逆ベータ崩壊事象を用いて観測している。原子炉実験では、ベースラインが 100 m 以下の単基線原子炉実験とベースラインが 100 m から 2 km の長基線原子炉実験、更に長いベースラインをもつ KamLAND 実験がある。近年に原子炉で生成されるニュートリノの生成量が見直され、再計算されたが観測イベント数と予測イベント数の比 R が $R = 0.943 \pm 0.023$ となっており、観測されたイベント数が少ない [26]。単基線原子炉実験では、3 世代間のニュートリノ振動の感度を影響を受けずに、 $\Delta m_{41}^2 = 1 \text{ eV}^2$ でのステライルニュートリノ探索が行える。一方、長基線原子炉実験では、 $(\Delta m_{31}^2, \theta_{13})$ の振動の影響を受けるため、 Δm_{41}^2 が 1 eV^2 より小さい値で感度を持つ。KamLAND では、 $(\Delta m_{21}^2, \theta_{12})$ の影響により、ステライルニュートリノ探索感度をもたない。

単基線原子炉の Bugey-3、NEOS 実験について、長基線原子炉実験の Daya Bay 実験について記す。

Bugey-3

Bugey-3 は、フランスの Bugey 原子力発電所にある熱出力 2800 MW の原子炉 (Bugey-3) を用いたニュートリノ振動実験である。ベースラインが 15 m、40 m、95 m に検出器が設置され、ニュートリノのエネルギースペクトルの測定が行われた [27]。探索結果は図 2.13 に示されるように、ニュートリノ振動パラメータに制限をかけた。2.4.4 項に記述したが、近年に原子炉のニュートリノの生成

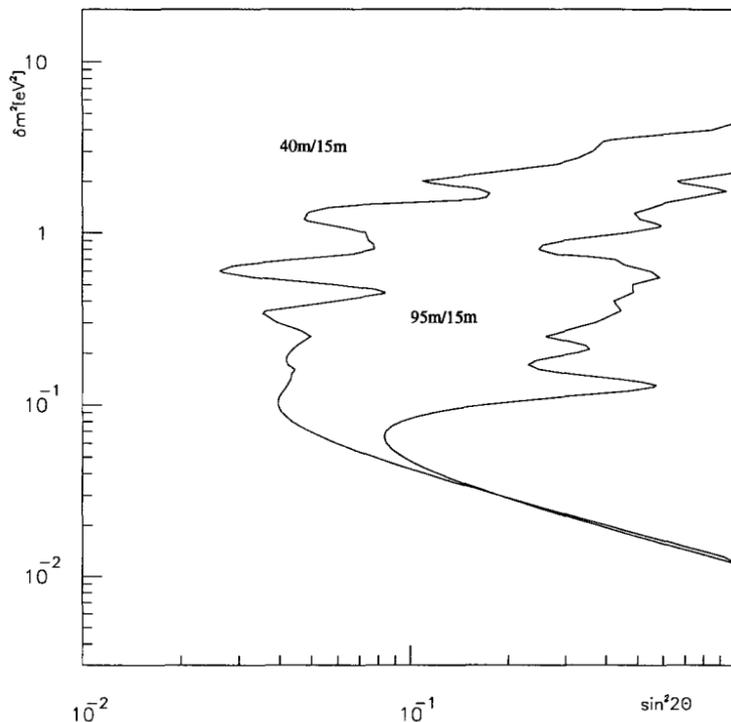


図 2.13 Bugey-3 の結果によりニュートリノ振動パラメータに制限をかけられた領域

量が見直された事による感度を図 2.14 に示す。図 2.14 は図 2.13 の 40 m/15 m の比を計算し直した

ものである [26]。星は、Bugey-3 での best-fit を指す。また図 2.15 に単基線原子炉実験によるステライルニュートリノ探索結果を示す。

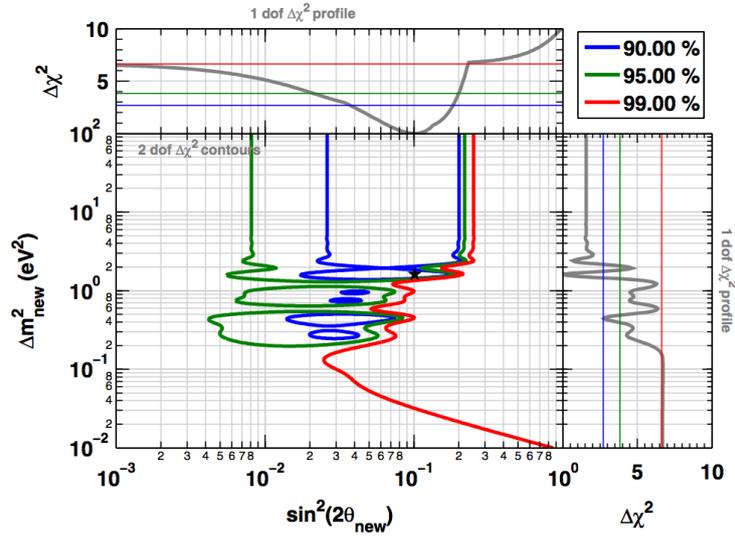


図 2.14 原子炉のニュートリノの生成量が見直し後の Bugey-3 の結果によるニュートリノ振動パラメータに制限をかけられた領域 [26]

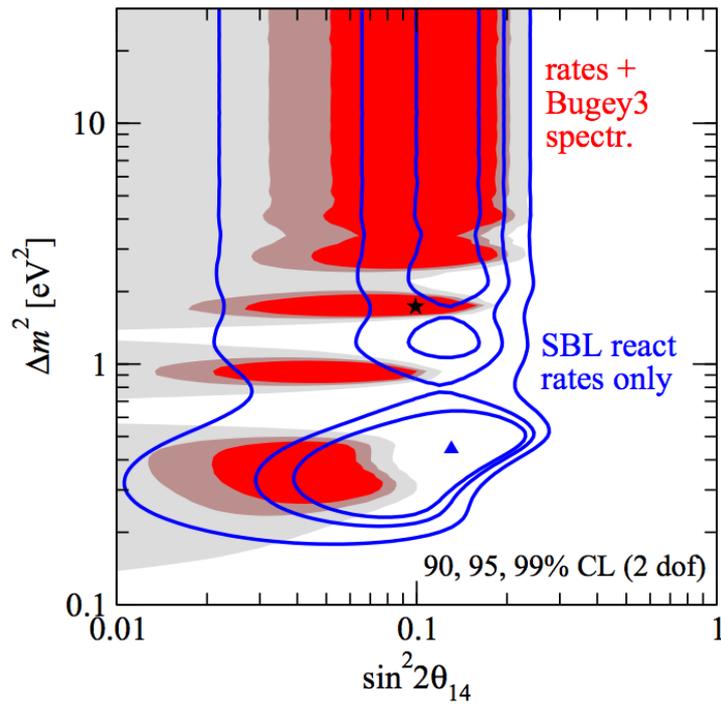


図 2.15 単基線原子炉実験によって制限がかけられた領域 [28]

NEOS 実験

NEOS 実験は、混合角 θ_{13} の精密測定実験である RENO 実験と同じ韓国のハンピツ原子力発電所の unit 5 原子炉の テンドンギャラリーに検出器を設置している。NEOS 検出器を図 2.16 に示す。反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊事象を NEOS 検出器には Gd 入りの液体シンチレータでとらえ、90 本の 8 インチ PMT で検出器している。2016 年に、ステライルニュートリノの振動パラメータを求めることはできなかったが、単基線原子炉実験で制限がかけられた領域を新たに棄却された [29]。図 2.17 にその領域を示す。

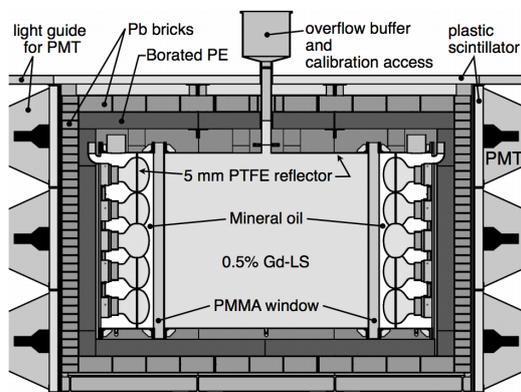


図 2.16 NEOS 検出器の断面図

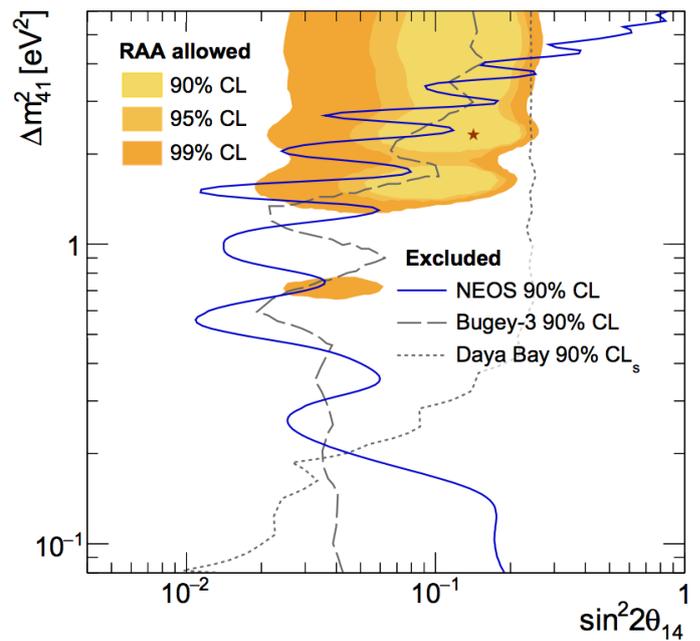


図 2.17 NEOS 実験により棄却された領域。破線は Bugey-3、点線が Daya Bay 実験により棄却された領域。影付き部分は単基線原子炉実験によって制限がかけられた領域。

DayaBay 実験

2.2.1 項にある Daya Bay 実験は、2014 年に EH1、EH2、EH3 の 3 ヶ所に設置された独立した 6 基の検出器の 217 日分のデータ解析によるステライルニュートリノ探索結果を発表し、質量二乗差 Δm_{41}^2 が $3 \times 10^{-4} \text{ eV}^2 \leq \Delta m_{41}^2 \leq 0.1 \text{ eV}^2$ の領域に制限をかけた [30]。2016 年に 8 基の検出器の 404 日分のデータを用い、2014 年の発表から 3.6 倍の統計数でのステライルニュートリノ探索結果を発表した [31]。図 2.18 に最新の Daya Bay 実験結果による EH2 と EH3 での先発信号のエネルギースペクトルを示す。赤破線と青点線は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.05$ に固定し、それぞれ $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-2}$ とした時の振動パターンである。図 2.19 に Daya Bay 実験での振動解析により制限がかけられた領域を示し、軽いニュートリノの領域にさらなる制限がかけられた。

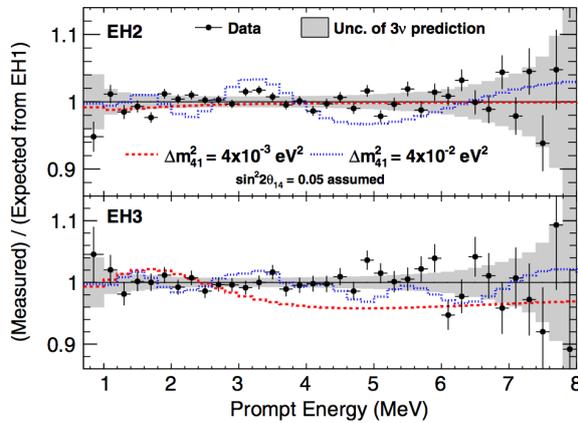


図 2.18 最新の Daya Bay 実験結果による EH2 と EH3 での先発信号のエネルギースペクトルを示す。赤破線と青点線は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.05$ に固定し、それぞれ $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 4 \times 10^{-2}$ とした時の振動パターンである。

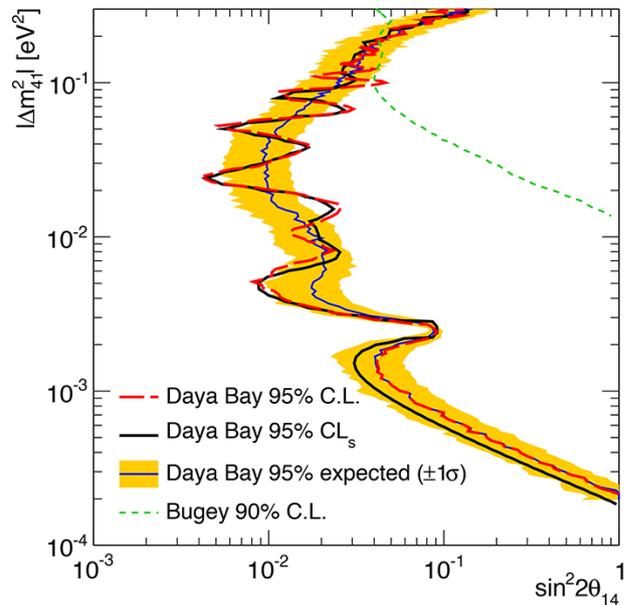


図 2.19 DayaBay 実験での振動解析により制限のかけられた領域

第3章

Double Chooz 実験

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。本実験はフランスの北東部の Chooz 原子力発電所で行われている (図 3.1)。Chooz 原子炉は、3.1 節でその詳細を説明する。

原子炉からの反電子ニュートリノを、後置検出器と前置検出器の同構造の 2 基の検出器で観測している。後置検出器は、原子炉から約 1 km、地下約 100 m (300 m.w.d) の地点に設置されている。一方、前置検出器は、原子炉から約 400 m、地下約 40 m (120 m.w.d) の地点に設置されている。原子炉と 2 基の検出器の位置関係を、図 3.2 に示す。異なる距離に独立した同構造の 2 基の検出器の測定データを比較することで、原子炉からのニュートリノの生成量などに由来する系統誤差をキャンセルでき、混合角 θ_{13} を精密に求めることができる。実験グループは、ブラジル、フランス、ドイツ、日本、ロシア、スペイン、アメリカの 7 カ国からなる国際共同実験である。日本グループは、首都大学東京、北里大学、神戸大学、東京工業大学、東北大学、東北学院大学、広島工業大学からなっている。2011 年 4 月より後置検出器のみで測定を開始した。同年 11 月に原子炉ニュートリノ実験としては最初に混合角 θ_{13} の値を発表した。2015 年 1 月より前置検出器と後置検出器の 2 基での測定が開始され、2016 年 7 月に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.119 \pm 0.016$ という結果を発表した [33]。

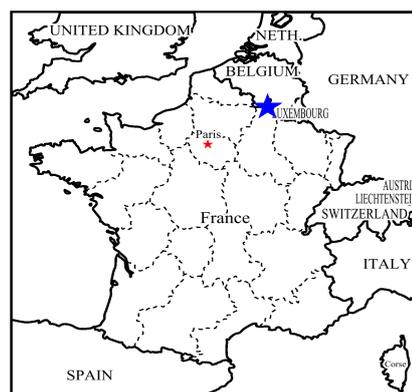


図 3.1 Chooz 原子力発電所の位置

3.1 Chooz 原子炉

Chooz 原子力発電所は、フランスの Electricité de France (EdF) により N4 型 (4 stream generators) 出力 4.27 GW の加圧水型の原子炉 2 基が運転されている。原子炉の燃料棒の主な放射性同位体は ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu である。 ^{235}U は原子炉においての最も有名な放射性同位体で、中性子を吸収することで核分裂を起こし β 崩壊を起こすことで $\bar{\nu}_e$ を生成する。

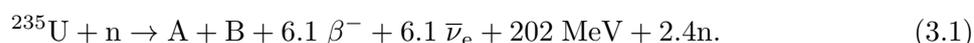
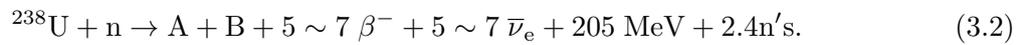


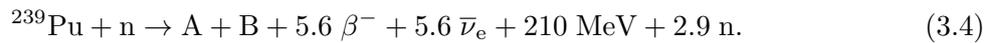


図 3.2 Double Chooz 実験の原子炉と後置検出器、前置検出器の位置関係

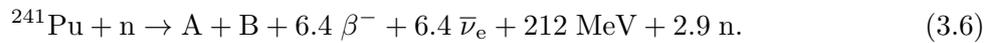
A と B は核分裂により生成された原子核である。 ^{238}U は 1 MeV 以上の高速中性子と反応し、 β 崩壊を起こし $\bar{\nu}_e$ を生成する。



熱中性子の場合、2 回の β 崩壊により ^{239}Pu を生成する。 ^{239}Pu は中性子を吸収し核分裂することで、 $\bar{\nu}_e$ を生成する。



^{241}Pu は 2 つの熱中性子を吸収することにより生成され、中性子を吸収することで $\bar{\nu}_e$ を生成する。



どの同位体も安定な核になるまで 200 MeV 程度のエネルギーを放出し、6 つのニュートリノを生成する。熱出力 3 GW_{th} 原子炉で、1 秒あたり 6×10^{20} 個生成される。

$$\frac{3 \times 10^9 \text{ [J/s]}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ [J/MeV]} \times 200 \text{ [MeV/fission]}} \times 6 \text{ } [\bar{\nu}_e/\text{fission}] \sim 6 \times 10^{20} \text{ } [\bar{\nu}_e/\text{s}] \quad (3.7)$$

検出される反電子ニュートリノのエネルギー分布は原子炉で生成される反電子ニュートリノのエネルギー分布 (図 3.3) と式 (3.8) で表す逆ベータ崩壊の反応断面積の積で求められる。

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{2\pi/m_e^5}{f_R \tau_n} E_{e^+} p(e^+) \quad (3.8)$$

式 (3.8) の E_{e^+} と p_{e^+} は逆ベータ崩壊で生じる陽電子のエネルギーと運動量を、 τ_n は中性子の寿命を、 f^R は位相空間因子を表し $f^R = 1.7152$ としている。

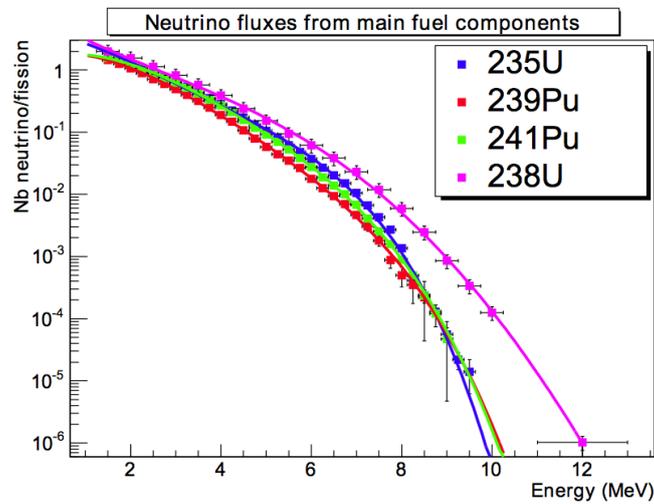


図 3.3 原子炉の燃料棒の主な放射性同位体は ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu から生じる $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル

検出される反電子ニュートリノのエネルギー分布は図 3.4 となる。

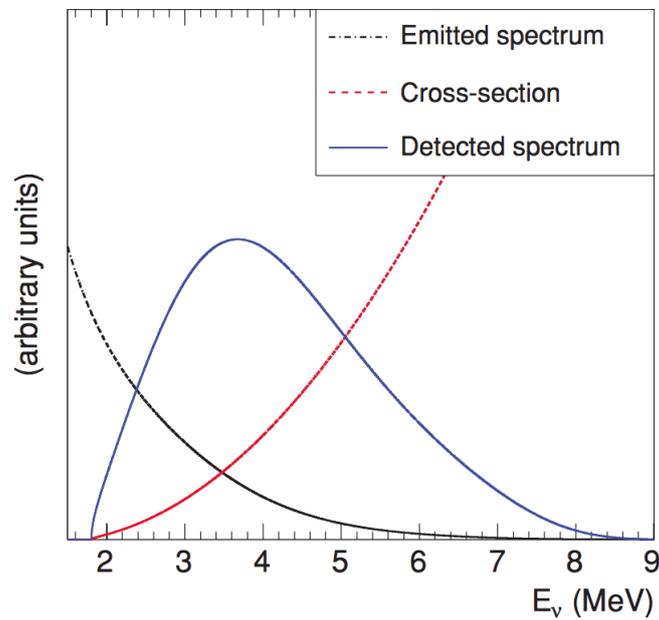


図 3.4 検出される反電子ニュートリノのエネルギー分布 (青実線)、原子炉で生成されるエネルギー (黒点線)、逆ベータ崩壊の反応断面積 (赤点線) を表す。

3.2 Double Chooz 検出器

Double Chooz 検出器は図 3.5 のように円柱型の検出器内にある内部検出器 (ID) と内部ミュオン検出器 (IV)、さらにその上部に設置された外部ミュオン検出器 (OV) の 3 つで構成されている。内部検出器はニュートリノを測定することを目的としている。内部ミュオン検出器と外部ミュオン検出器は宇宙線を検出するために設置されている。前置検出器と後置検出器では、設置されている深さが異なることにより、シールド構造と外部ミュオン検出器の構造が異なる。一方、内部検出器は両検出器が同構造を持ち、検出器構造に由来する系統誤差の相殺を可能としている。

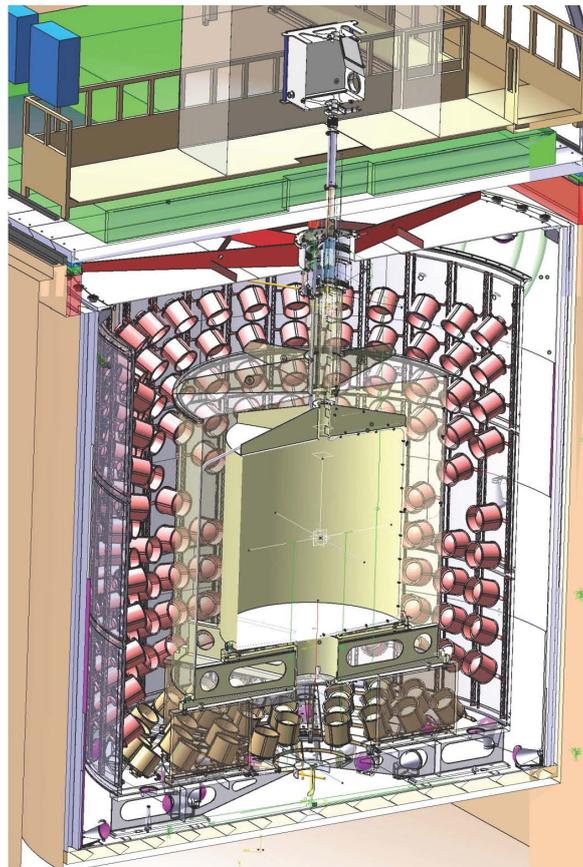


図 3.5 Double Chooz 検出器

3.2.1 内部検出器

内部検出器はニュートリノターゲット層、ガンマキャッチャー層、バッファー層の 3 層構造になっている。表 3.1 に検出器構造の詳細を、表 3.2 に液体シンチレータを含む検出器の各層の内容物の詳細を示す。

検出器の層	内径 [mm]	高さ [mm]	壁の厚さ [mm]	重さ [t]	内容物	液体体積 [m ³]
ニュートリノターゲット層	2300	2458	8	0.35	Gd + 液体シンチレータ	10.3
ガンマキャッチャー層	3392	3574	12	1.1 - 1.4	液体シンチレータ	22.6
バッファ層	5516	5674	3	7.7	ミネラルオイル	114.2
内部ミュオン検出器	6590	6640	10	20	液体シンチレータ	90
鉄シールド	6610	6660	170	300	鉄	-
全体	6950	7000	-	-	-	-

表 3.1 Double Chooz 検出器の各検出器の層のサイズ

検出器の層	溶媒	第一溶質	第二溶質	Gd(dpm) ₃
ニュートリノターゲット層	Dodecane(80 %)/PXE(20 %)	PPO(7 g/l)	bis-MSB(20 mg/l)	4.5 g/l
ガンマキャッチャー層	Dodecane(30 %)/PXE(4 %)/Mineral oil(66 %)	PPO(2 g/l)	bis-MSB(20 mg/l)	-
バッファ層	Mineral oil(~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 3.2 Double Chooz 検出器の各検出器の層の内容物

ニュートリノターゲット層

検出器の中央に設置され、ニュートリノシグナルを検出する。直径 230 cm、高さ 246 cm、体積 10 m³ の円柱型をしている。この容器内には 0.1% の Gd を含んだ液体シンチレータが満たされている。液体シンチレータは PXE20 % とドデカン 80 % の割合で混合されている。また発光剤として PPO、波長変換剤として bis-MSB が使用されている。

前置検出器と後置検出器には同時期に作製された Gd 入り液体シンチレータを使用している。ニュートリノターゲット層の容器は、透明なアクリルでできている。

ガンマキャッチャー層

ニュートリノターゲット層で捉えきれないニュートリノターゲット層の端で起きたニュートリノ事象を測定する。直径 339 cm、高さ 357 cm、体積 22.6 m³ の容器の中に Gd を含まない液体シンチレータが満たされている。液体シンチレータは PXE 4 % とドデカン 30 % とミネラルオイル 66 % の割合で混合されている。また発光剤として PPO、波長変換剤として bis-MSB が使用されている。ニュートリノターゲット層の容器と同様に、透明なアクリルでできている。

バッファ層

PMT ガラスに含まれる放射性同位体や検出器の周囲の岩盤などによる環境放射線によるバックグラウンド事象の抑制を目的として、直径 552 cm、高さ 567 cm、体積 114.2 m³ の容器内はミネラルオイルで満たされている。更にバッファ層の内壁には、浜松ホトニクス社製の 10inch の光電子増倍管 R7081 MOD(図 3.6) が 390 本 (天井部と底部に 60 本ずつ、側面に 270 本) 設置されている。各光電子増倍管の設置方向は、検出器内の事象発生位置に対して観測光量を一樣にするために、検出器の中心より少し遠くに焦点を合わせて設置されている (図 3.7)。PMT は、自身のダイノード回路

内での発光を検出してしまい、ライトノイズと呼ばれるノイズが生じてしまう。このノイズは、解析時に周囲の PMT との光量の比などを考慮することで、取り除いている。前置検出器の PMT には、このノイズを抑えるためにカバーを装着している。

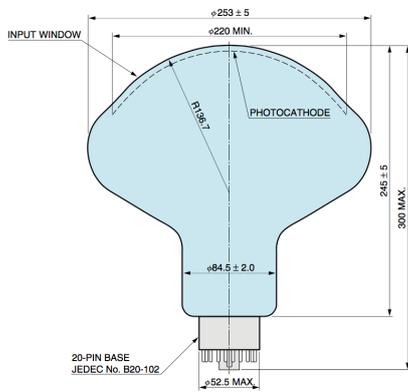


図 3.6 バッファ層に設置されている浜松ホトニクス社製の 10 inch の光電子増倍管 R7081 MOD

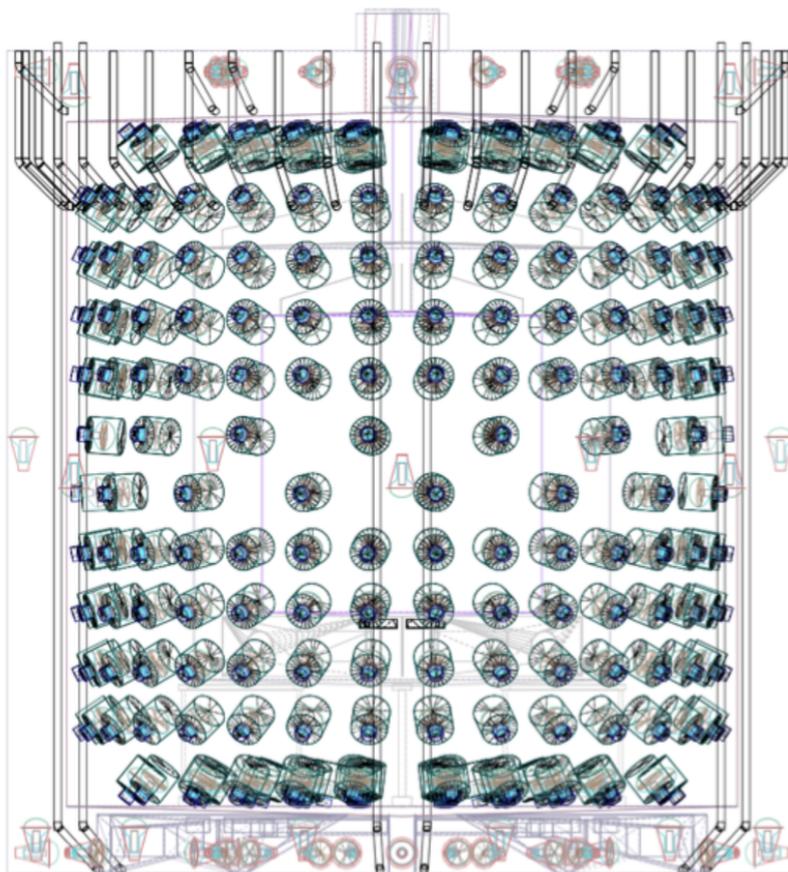


図 3.7 PMT の設置している位置と向き

3.2.2 内部ミュオン検出器

宇宙線ミュオンやそれ起源の高速中性子を識別し遮断することを目的としている。容器は厚さ 17 cm、直径 650 cm、高さ 685 cm の鉄製の容器に、液体シンチレータが満たされている。また 78 本の浜松ホトニクス社製の 8 inch の光電子増倍管 R1408(図 3.8) が設置されている。設置方向は図 3.7 のように、天井部と底部は水平方向に側面は鉛直方向に設置されている。

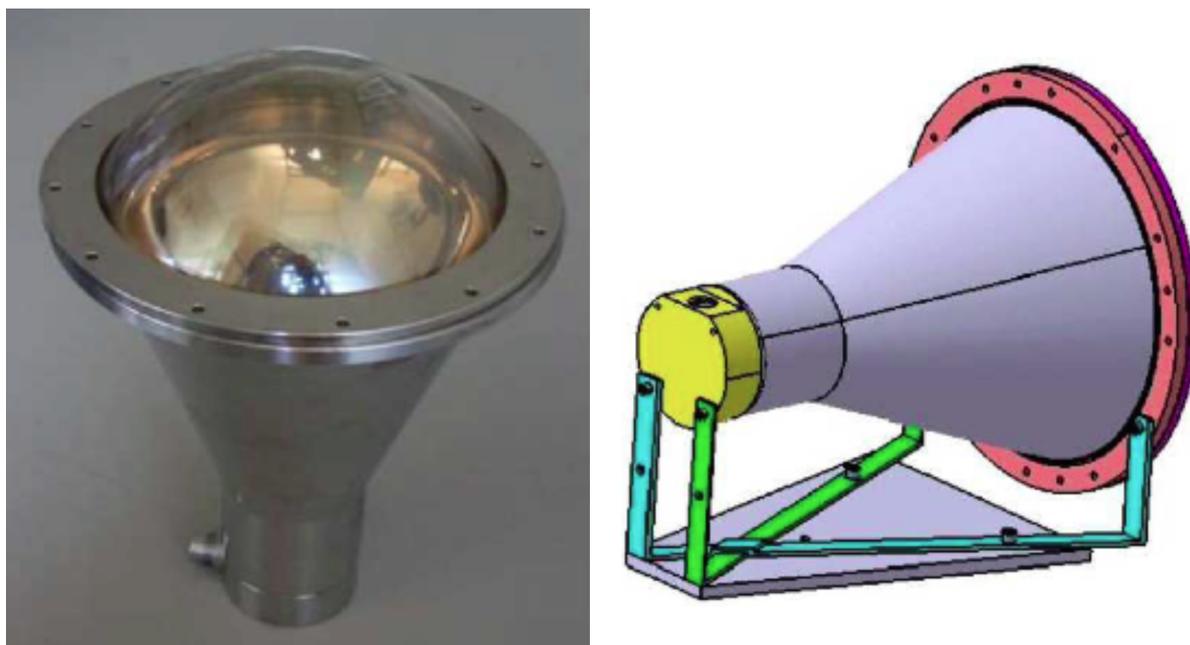


図 3.8 内部ミュオン検出器に設置されている浜松ホトニクス社製の 8 inch の光電子増倍管 R1408

3.2.3 シールド層

後置検出器は、内部ミュオン検出器の鉄製の容器がシールドとなり、環境 γ 線の遮蔽している。一方前置検出器は、後置検出器よりも設置位置が浅く、後置検出器よりも大量の宇宙線が降り注ぐ。そのため、前置検出器では底面と側面を 1 m の水シールドで囲んでいる (図 3.10)。この水シールドにより、周囲の岩盤からの自然放射線を防いでいる。また、前置検出器の上部には、7.78 m \times 7.78 m \times 0.05 m と 9.12 m \times 9.12 m \times 0.05 m の 2 層の鉄シールドが設置されている (図 3.11)。

3.2.4 外部ミュオン検出器

宇宙線ミュオンの同定を目的としている。検出器には押し出し形のプラスチックシンチレータを 64 本、波長変換ファイバー、浜松ホトニクス社製の 64 ch のマルチアノード PMT(H8804) で構成されている。プラスチックシンチレータは 5 cm \times 1 cm \times 360 cm のものと、5 cm \times 1 cm \times 320 cm のものの 2 種類が使用されている。このシンチレータ 1 本では、宇宙線ミュオンの通過情報はわかるが、通過位置はわからない。そこで 32 本シンチレータを隙間なく並べたユニットを上下 2 つ

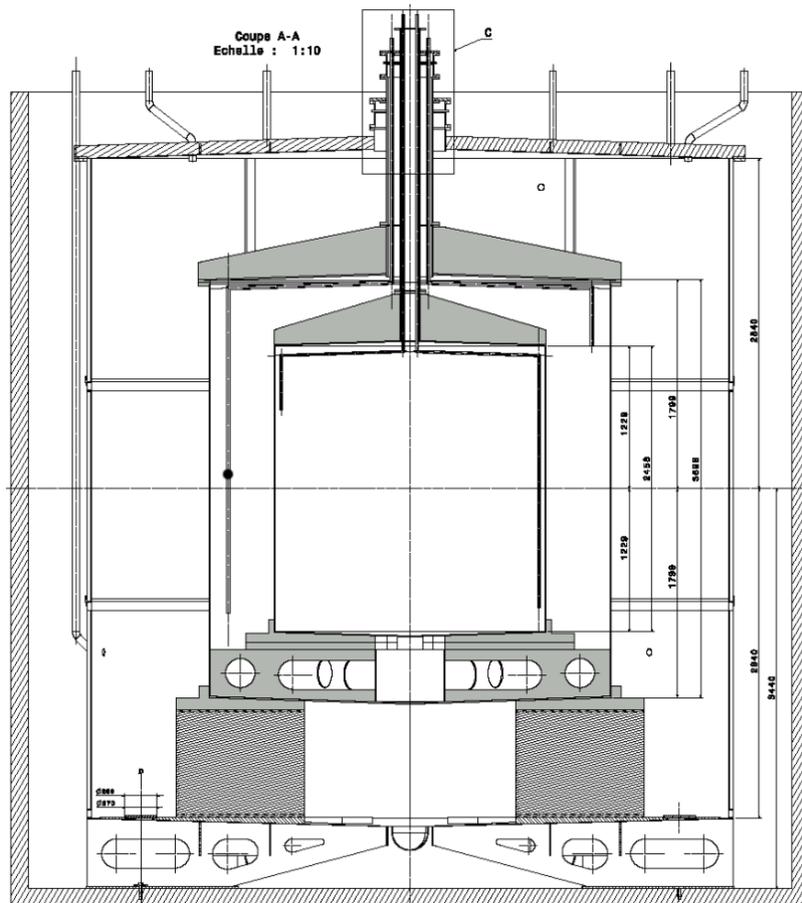


図 3.9 Double Chooz 検出器の断面図

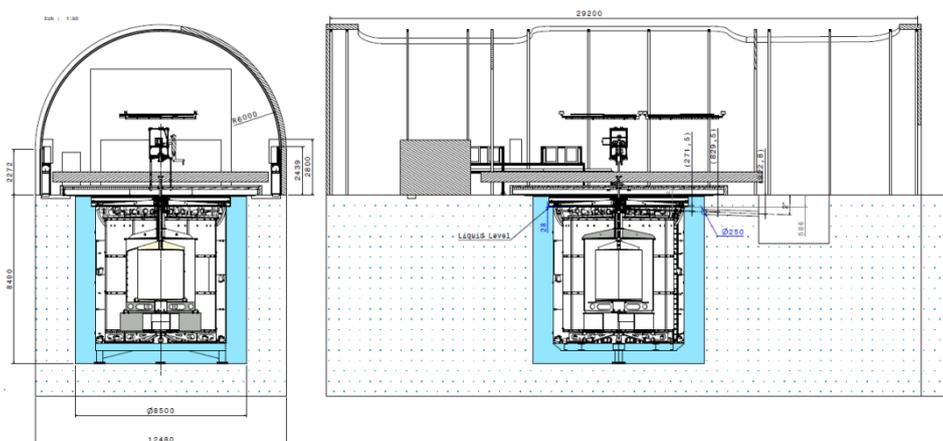


図 3.10 前置検出器のシールド層の構造。検出器の底面と側面の水色部分が水シールドを表す。



図 3.11 前置検出器の上部を覆っている鉄シールド

使用し、上のユニットと下のユニットを 90° 回転させて検出器の上部を覆うように設置されている。このようにすることで 2 次元での信号の読み出しを可能にしている。図 3.12 は後置検出器、図 3.13 は前置検出器の設置図である。

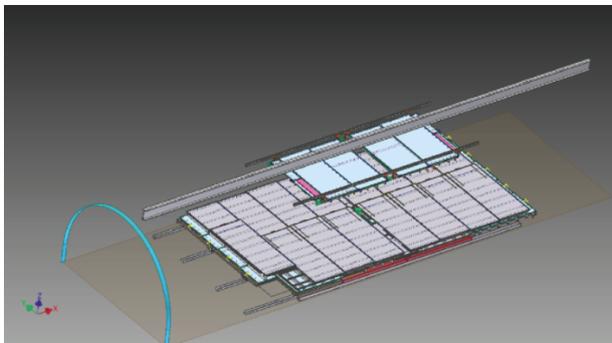


図 3.12 後置検出器の外部ミュオン検出器設置図

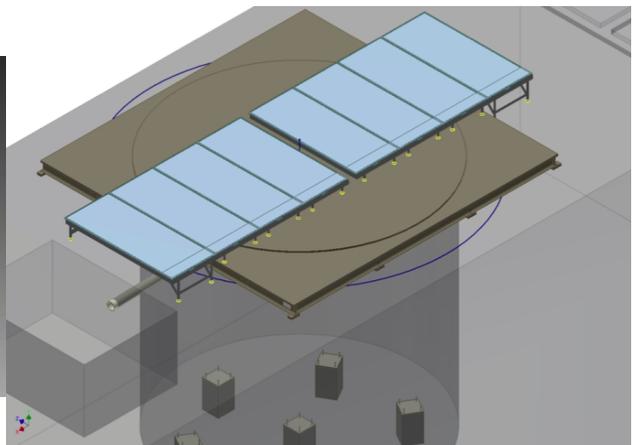


図 3.13 前置検出器の外部ミュオン検出器設置図

3.2.5 キャリブレーションシステム

Double Chooz 実験での検出器のキャリブレーションは、検出器応答に由来する系統誤差を抑制することを目的としている。キャリブレーションシステムは、検出器に 2 種類設置されている。一つは、LED 光源を用いて検出器内に光を照射して行うキャリブレーションシステムがある。もう一つは、放射線源を用いたキャリブレーションシステムがある。

本章では、2 種類のキャリブレーションシステムについて記述する。

LED 光源を用いたキャリブレーションシステム (Light injection systems)

PMT を含むエレクトロニクス of 応答を補正することを目的としている。さらに、定期的にキャリブレーションデータを取得することができ、検出器や読み出し機器の安定性が確認できる。LED 光源からの光をファイバーを使用し、検出器内に入れ拡散板を通して照射する。LED 光源の波長は 385 nm、425 nm、470 nm の 3 種類を調節できる。波長が 385 nm のときは、ガンマキャッチャー層内のシンチレータからの発光を観測することができる。一方、425 nm、470 nm はシンチレーション光ではなく、直接 LED 光源の波長を観測する。

光の照射点は、検出器上部と底部に 6 ケ所ずつ、側面に 34 ケ所、計 46 ケ所に設置されている。照射パターンは、2 つある。一つは、検出器上部と底部の 12 ケ所 (図 3.14) と側面の 20 ケ所 (図 3.15) に設置されており、光は内部検出器を通り拡散するようなパターンである。もう一つは、側面の 14 ケ所に設置されており、光は発光点から対角に設置されている PMT に平行に照射されるパターンである (図 3.16)。

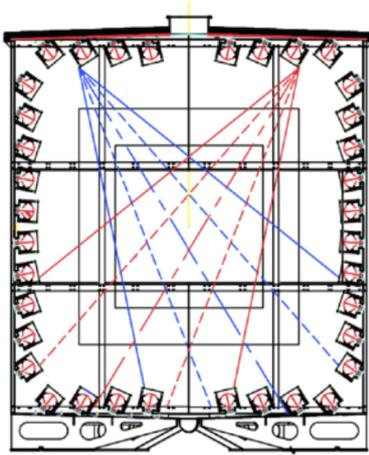


図 3.14 検出器上部と底部の 12 ケ所から、光が内部検出器を通り拡散するようなパターン

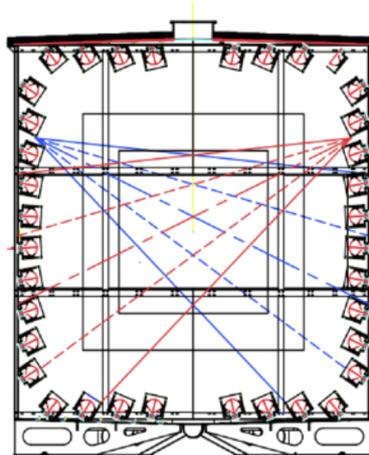


図 3.15 検出器側面の 20 ケ所から、光が内部検出器を通り拡散するようなパターン

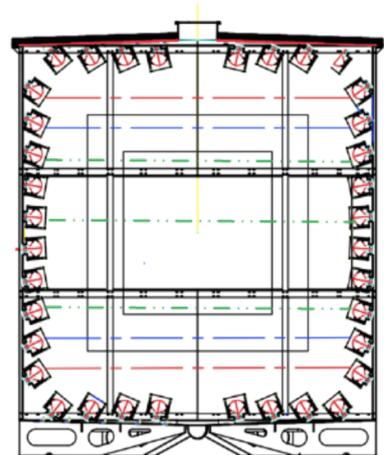


図 3.16 検出器側面の 14 ケ所から、光が発光点から対角に設置されている PMT に平行に照射されるパターン

放射線源を用いたキャリブレーションシステム

ニュートリノターゲット層やガンマキャッチャー層内で放射線源から生じる既知のエネルギーを測定することで、位置依存性やエネルギースケールといったエネルギー応答、また $\bar{\nu}_e$ の検出効率を補正することができる。放射線源は ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{68}Ge 、 ^{252}Cf の 4 種類を使用する。 ^{252}Cf は中性子線源であり、1 回の核分裂で γ 線を放出し、約 3.76 個の中性子を放出する。これにより、後発信号の検出効率を見積もる事ができる。キャリブレーションに用いられた放射線源の種類とエネルギーを表 3.3 に記す。

4 種類の線源をワイヤーでつるし、2 種類の異なる経路のパイプ内を移動させ測定される (図 3.17)。一つは、ワイヤーで吊るした線源を検出器の円筒座標の z 軸上に設置されているパイプ内を

移動させることで検出器の z 軸上の依存性を測定できる Z-axis system がある。もう一つは、ガンマキャッチャー層内に円筒座標の $\rho(=\sqrt{x^2+y^2})$ 軸方向に設置されているパイプ内を並行に移動でき、 ρ 軸方向の依存性を測定できる Guide tube がある。

4.5 節では、 ^{252}Cf 線源を Z-axis system を使い移動させたデータを用いた検出器におけるエネルギー応答についての評価を行った。

放射線源	放射する放射線の種類	エネルギー [MeV]
^{60}Co	γ 線	1.173, 1.333
^{137}Cs	γ 線	0.662
^{68}Ge	陽電子線	平均 0.8
^{252}Cf	中性子線	平均 2.15

表 3.3 キャリブレーションに用いられた放射線源の種類とエネルギー

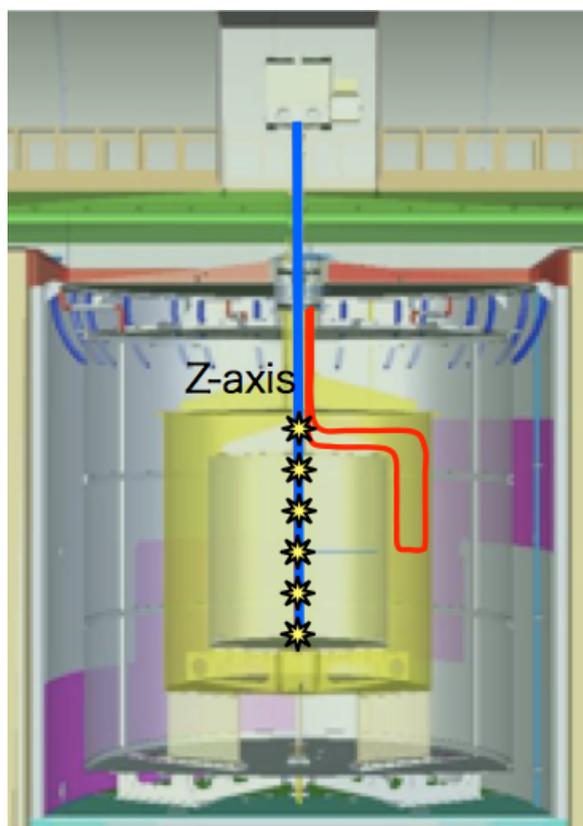


図 3.17 放射線源を用いたキャリブレーションシステム 放射線源を用いたキャリブレーションシステム。検出器の円筒座標の z 軸上に設置されているパイプ内を移動させる Z-axis system (青線) ガンマキャッチャー層内で円筒座標の $\rho(=\sqrt{x^2+y^2})$ 軸方向にパイプ内を並行に移動できる Guide tube (赤線)

3.3 反電子ニュートリノの検出原理

検出原理は原子炉で生成された反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊を遅延同時計測法を用いて検出する (図 3.18)。

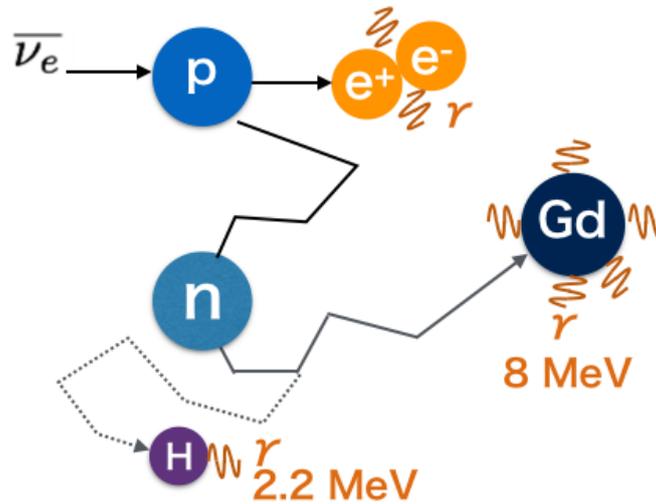
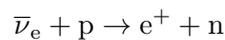


図 3.18 逆ベータ崩壊を使用した検出原理



反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が検出器内部の陽子 p と逆ベータ崩壊し、陽電子 e^+ と中性子 n を生成する。この時、中性子と陽子の質量がほぼ同じことから、反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ はほとんど陽電子の運動エネルギーになる。逆ベータ崩壊の閾値 $E_{\bar{\nu}_e}^{\text{threshold}}$ は式 (3.9) のように求められる。

$$E_{\bar{\nu}_e}^{\text{threshold}} = \frac{m_{e^+}^2 + m_n^2 - m_p^2}{2m_p} \sim 1.8 \text{ MeV} \quad (3.9)$$

陽電子、中性子、陽子の質量をそれぞれ m_{e^+} 、 m_n 、 m_p とする。

陽電子は電離損失によりエネルギーを失った後に電子と対消滅を起こし 2 本の γ 線を放出する。これが先発信号となる。先発信号のエネルギーを E_{prompt} とする。反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は、 E_{prompt} と逆ベータ崩壊の閾値 $E_{\bar{\nu}_e}^{\text{threshold}}$ の和から電子陽電子対消滅の質量 $2m_e = 1.022 \text{ keV}$ の差を取ることで導ける (式 (3.10))。

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_e} &= E_{\text{prompt}} + E_{\bar{\nu}_e}^{\text{threshold}} - 2m_e \\ &= E_{\text{prompt}} + 0.78 \text{ MeV} \\ E_{\text{prompt}} &= E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.10)$$

一方、中性子は熱中性子化した後に検出器内のガドリニウムに捕獲され数本の γ 線を放出する。これが後発信号となり、後発信号のエネルギー E_{delayed} は $E_{\text{delayed}} \sim 8 \text{ MeV}$ である。また後発信号には

水素による捕獲事象もあり、その時のエネルギー E_{delayed} は $E_{\text{delayed}} \sim 2.23 \text{ MeV}$ である。

ガドリニウムによる捕獲事象の先発信号と後発信号の時間差は約 $30 \mu\text{sec}$ であり、水素による捕獲の時間差は約 $220 \mu\text{sec}$ である。先発信号と後発信号 2 つの信号とその時間相関を考慮することで、大幅なバックグラウンド事象の削減ができる。

3.4 バックグラウンド事象

Double Chooz 実験では、3.3 節で述べたように遅延同時計測法によりニュートリノ事象候補を選別し、大幅なバックグラウンド事象の削減を可能としている。また、宇宙線ミュオンを起源とするバックグラウンド事象も、外部ミュオン検出器や内部ミュオン検出器で同定できるものは、検出後に不感時間を設けることで削減している。残る僅かなバックグラウンド事象は、それらの選別条件や不感時間で落とすきれいなバックグラウンド事象であり、大きく 2 つに別けられる。一つは、独立した事象が偶然選別条件を満たしてしまう場合に起こる偶発的なバックグラウンド事象である。もう一つは、擬似先発信号と擬似後発信号が遅延同時計測法の時間相関を持つために選別条件を満たしてしまうことで起こるバックグラウンド事象である。外部ミュオン検出器や内部ミュオン検出器で検出できない、または不感時間を設けることで削減できない場合にニュートリノ事象候補になってしまうため、バックグラウンド事象となってしまう。

本章では、そういったバックグラウンド事象の詳細と見積もり手法について記述する。

3.4.1 偶発的なバックグラウンド

2 つの物理的に相関のない独立した事象が遅延同時計測法の時間相関を満たしてしまい起こるバックグラウンド事象である。事象例は、PMT ガラスに含まれる放射性同位体や周囲の岩盤からの環境放射線から放出される γ 線や β 線が擬似先発信号になる。また、宇宙線ミュオンが検出器内や周辺の岩盤などで核破砕反応を起こし、中性子を生成する。この生成された中性子が検出器中のガドリニウム（または水素）に捕獲され放出された γ 線が擬似後発信号となる。2 つの信号の時間差が遅延同時計測法の時間相関を持つために選別条件を満たしてしまい、ニュートリノ事象候補に選別されてしまう (図 3.19)。

3.4.2 時間相関を持つバックグラウンド

疑似先発信号と疑似後発信号が遅延同時計測法の時間相関を持つために選別条件を満たしてしまうことで起こるバックグラウンド事象である。主な事象は宇宙線ミュオン起源であるが、外部ミュオン検出器や内部ミュオン検出器で検出できない、または 1 ms の不感時間を設けることで削減できない場合にニュートリノ事象候補となってしまうため、バックグラウンド事象となってしまう。発生原因とともに事例を幾つかあげる。

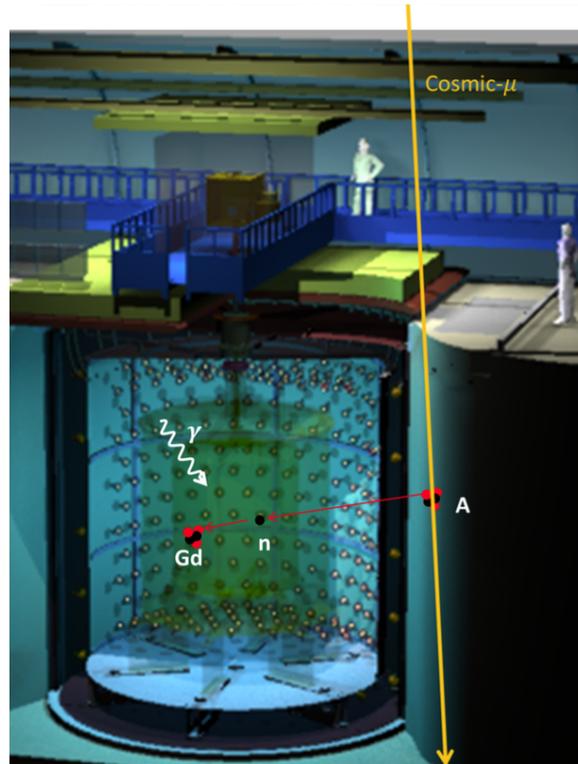


図 3.19 偶発的なバックグラウンドの事象例。PMT ガラスに含まれる放射性同位体から放出される γ 線が擬似先発信号となる。宇宙線ミュオンが検出器内や周辺の岩盤などで核破砕反応を起こし、生成された中性子が Gd 捕獲され放出された γ 線が擬似後発信号となる。

核破砕生成物バックグラウンド

宇宙線ミュオンが液体シンチレータに含まれる ^{12}C 原子核を核破砕することで発生する事象である。 ^{12}C 原子核を破砕することで、放射性同位体である ^9Li 、 ^8He を生成する (図 3.20)。

^9Li 、 ^8He 共にベータ崩壊し、中には中性子を放出するものもある。



この崩壊により生成された β 線や γ 線が先発信号となり、中性子が Gd(H) に捕獲され後発信号となりニュートリノ信号候補となる。 ^9Li 、 ^8He はそれぞれ半減期が 178 ms、119 ms とミュオン事象による不感時間 1 ms より長い為、取り除くことは難しい。

高速中性子バックグラウンド

宇宙線ミュオンが検出器周辺の岩盤で核破砕反応し、高速中性子が生成され、検出器内に侵入する。高速中性子は検出器内の陽子を反跳させながらエネルギーを落とし、熱中性子になる。反跳陽子が擬似先発信号、熱中性子がガドリニウム (または水素) に捕獲される事象を擬似後発信号とみなさ

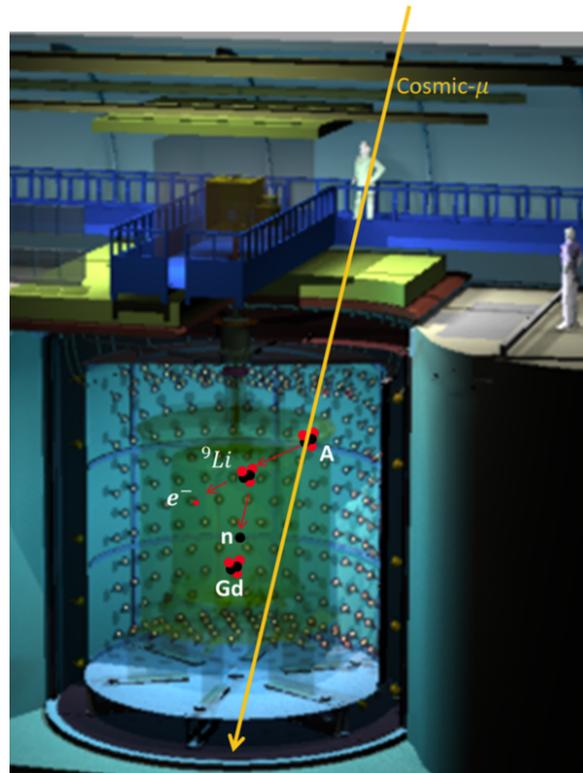


図 3.20 核破碎生成物バックグラウンド

れ、ニュートリノ信号候補となる (図 3.21)。宇宙線ミュオン自体は検出器内を通過していないため、外部ミュオン検出器や内部ミュオン検出器で同定できず、削除できない。

停止ミュオンバックグラウンド

低エネルギーの宇宙線ミュオンが検出器のチムニーを通過し検出器内でエネルギーを落としきって停止し、約 $2.2 \mu\text{s}$ の寿命で崩壊することで発生するバックグラウンド事象である (図 3.22)。宇宙線ミュオンのエネルギーが 30 MeV 以下の時先発信号の条件を満たし、擬似先発信号となる。ミュオンが崩壊した後に生じる電子が擬似後発信号になる。多くの宇宙線ミュオンは、外部または内部ミュオン検出器で同定されるため削除される。しかし宇宙線ミュオンがチムニーを通過してしまうため、同定が難しく、バックグラウンド事象になってしまう。

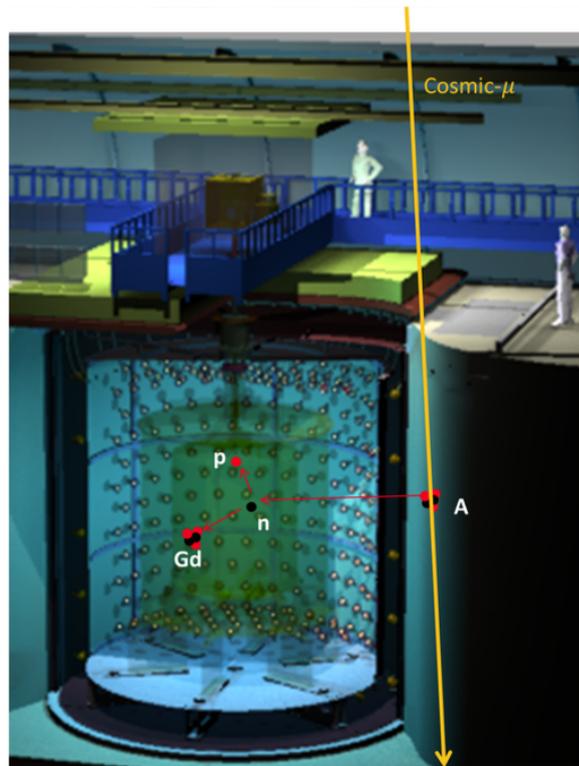


図 3.21 高速中性子バックグラウンド

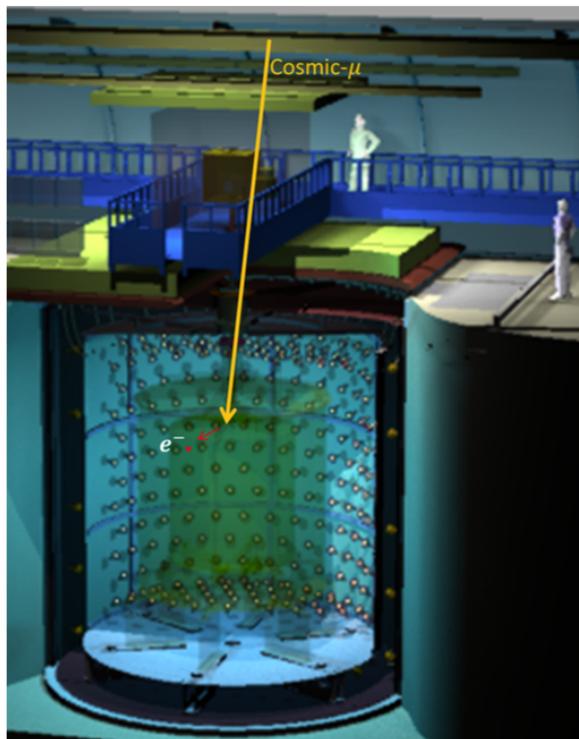


図 3.22 停止ミュオンバックグラウンド

3.5 混合角 θ_{13} 測定結果

Double Chooz 実験は、1 基の検出器で測定していた期間、2 基の検出器で測定している期間があり、1 基の検出器で測定していた期間の後置検出器で測定されたデータを FD-I、2 基の検出器で測定している期間の後置検出器で測定されたデータを FD-II、前置検出器で測定されたデータを ND とする。Double Chooz 実験では、以下にまとめるような方法を用いることで、系統誤差と統計誤差の抑制が行われた。

- 測定された期間や 2 基の検出器を考慮することでの系統誤差の削減が行われた。
 - 1 基の検出器で測定していた期間 (FD-I) では、480 日分のデータが解析された。FD-I で行われた特徴的な二つのことを考慮することで、系統誤差の抑制を可能にした。一つは、原子炉からのニュートリノフラックスの誤差による影響を小さくするために、かつて原子炉から 15 m の地点で行われた Bugey-4[34] のレート解析結果をアンカーとして用いられた。もう一つは、2011 年から 2012 年の間の 7.24 日間の 2 基の原子炉が同時に停止した時のデータを用いることで 3.4 節で説明したバックグラウンドの評価と残存ニュートリノを測定できた。
 - 2 基の検出器で測定している期間 (FD-II、ND) では、380 日分のデータが解析された。前置検出器と後置検出器の 2 基の検出器を用いた解析と Bugey-4[34] のレート解析結果をアンカーとして用いていた解析により、ニュートリノフラックスの誤差が抑制された。また、独立した検出器を用いることで検出効率のような相関を持った誤差が抑制された。
- Gd と H の中性子捕獲事象を使用した解析 Double Chooz 実験では、今まで Gd の中性子捕獲事象のみを用いた解析結果を発表してきた [35]。Double Chooz 実験は、Daya Bay 実験や RENO 実験に比べ、原子炉の数が少ないため統計量が少ない。そのため統計量を増やすために、新たに Gd と H の中性子捕獲事象を使用した解析が開発された。Gd のみの中性子捕獲事象を用いた解析に使用されるターゲットの質量は約 8 t であり、図 3.23 に記す。一方、Gd と H の中性子捕獲事象を使用した解析に使用されるターゲットの質量は約 30 t であり、図 3.24 に記す。Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析を行うことで、ターゲットの質量が約 3.75 倍に増加する。各解析手法別の逆ベータ崩壊事象のレートを表 3.4 に記す。開発された Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析を行うことで、前置検出器と後置検出器共に統計量が 2.5 倍に増加させることを可能にした。

逆ベータ崩壊のレート	Gd のみの解析	Gd と H を用いた解析
後置検出器	約 40 day ⁻¹	約 100 day ⁻¹
前置検出器	約 300 day ⁻¹	約 800 day ⁻¹

表 3.4 各解析手法別の逆ベータ崩壊のレート

しかし、Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析では、Gd の中性子捕獲事象を用いた解析に



図 3.23 Gd の中性子捕獲事象のみを用いた解析時のターゲットの質量



図 3.24 Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析時のターゲットの質量

比べ後発信号のエネルギー幅を大きくとることから、偶発バックグラウンド事象が増加してしまう。そのため、ANN(Artificial Neural Network) カットを用いた。ANN カットには、後発信号のエネルギー、先発信号と後発信号の時間差、2つの信号の発生した距離の3つの値が適応された。その結果、偶発バックグラウンドを大幅に削除することができ、より多くの統計数を使用した混合角 θ_{13} の測定が可能になった。

Gd と H の中性子捕獲事象を用いた解析は、エネルギースペクトルの情報を使用したレート + シェープ解析が用いられて混合角 θ_{13} の精密測定を行った。レート + シェープ解析では、観測されたスペクトルと予測されるスペクトルの差を χ^2 検定でフィッティングされる。フィッティングに使用されるエネルギーの範囲は 1 MeV から 20 MeV であり、38 個のエネルギービンに分割されている。2016 年に発表した混合角 θ_{13} 測定の結果は、下式であり、図 3.25 に結果を示す。

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.119 \pm 0.016$$

加速器ニュートリノ実験と原子炉ニュートリノ実験での $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定状況を図 3.26 に記す。原子炉ニュートリノ実験で統計数が多く測定が進んでいる Daya Bay 実験の結果は、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.084 \pm 0.005$ である。今回発表された Double Chooz 実験の最新結果は、それより約 2.2σ 大きい値である。また、2.2.2 項で述べたように T2K 実験では、混合角 θ_{12} 、質量二乗差 Δm_{21}^2 、 Δm_{31}^2 といった振動パラメータを他実験で測定された値を代入することで図 3.27 に示されるような δ_{CP} に関する情報が得られている。図 3.27 にある青色で覆われた部分が今回の Double Chooz 実験の結果を表している。

今後数年で Double Chooz 実験の測定が進み統計が貯まることで小さくなる誤差の予測を図 3.28 に記す。図 3.28 は真の値が $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ を想定した際の期待される精度を想定している。横軸は検出器 2 基での測定開始された 2015 年からの年数を示している。赤線は現在の解析方法での誤差の縮まり方を表し、青線は、陽子数の誤差についての理解が進んだ際に縮まる誤差の予測を表し、今後

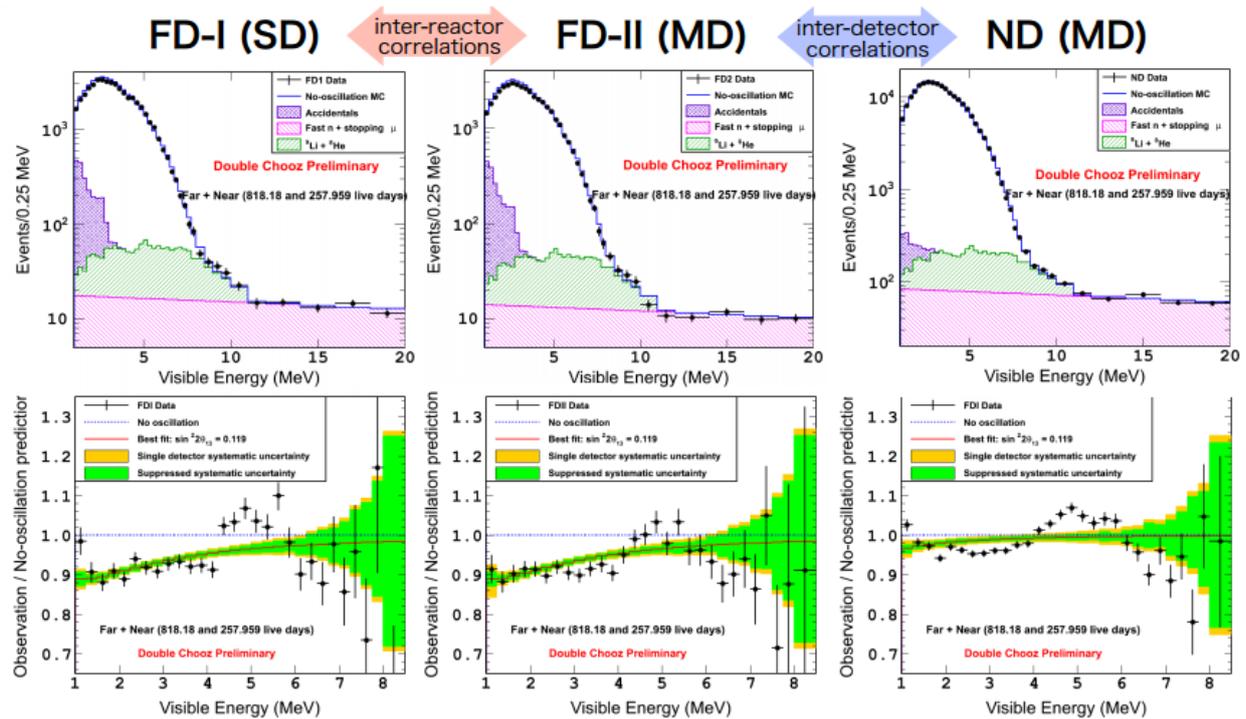


図 3.25 θ_{13} の測定結果、上段がニュートリノのエネルギースペクトルであり、下段が振動パターン之比

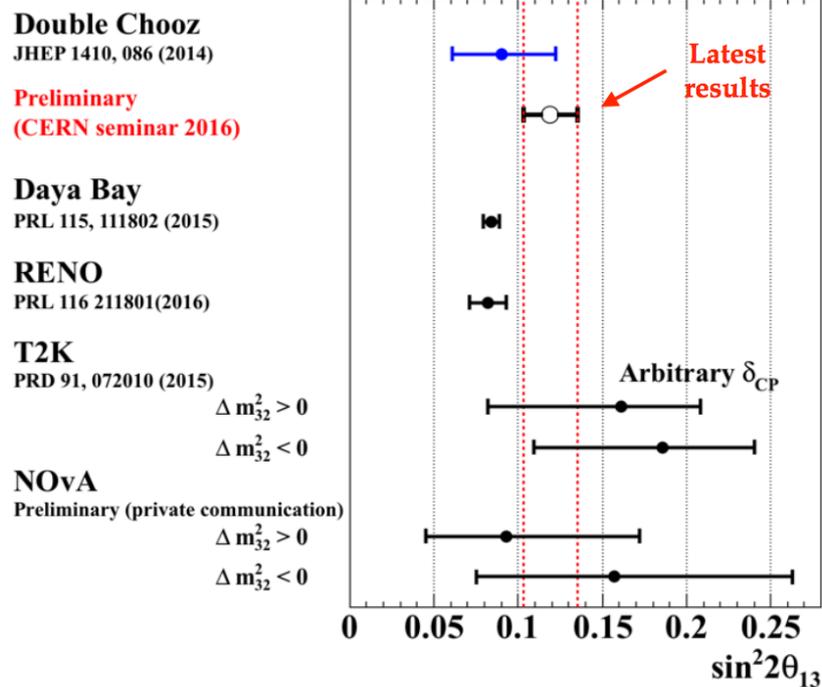


図 3.26 θ_{13} の精密測定実験との $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定状況

T2K result @ ICHEP 2016

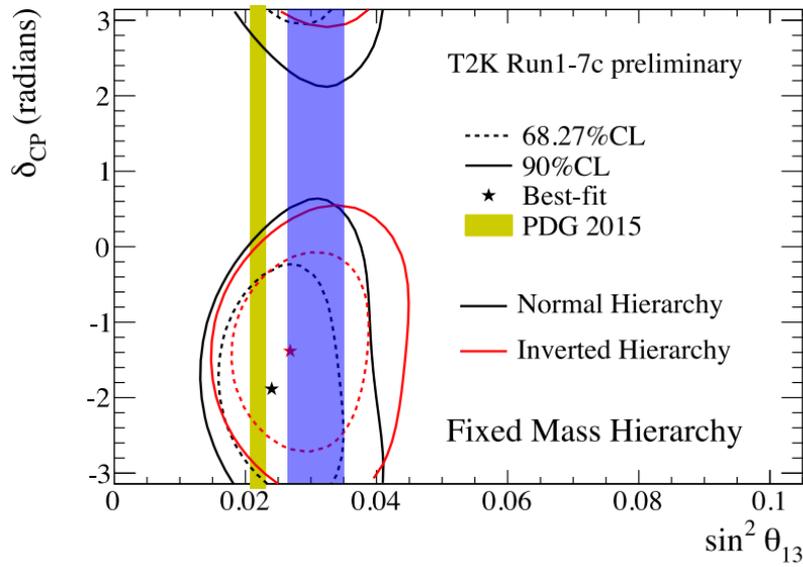


図 3.27 T2K 実験の最新結果であり、青色で覆われた部分が Double Chooz 実験の結果

さらなる精度での測定が期待される。

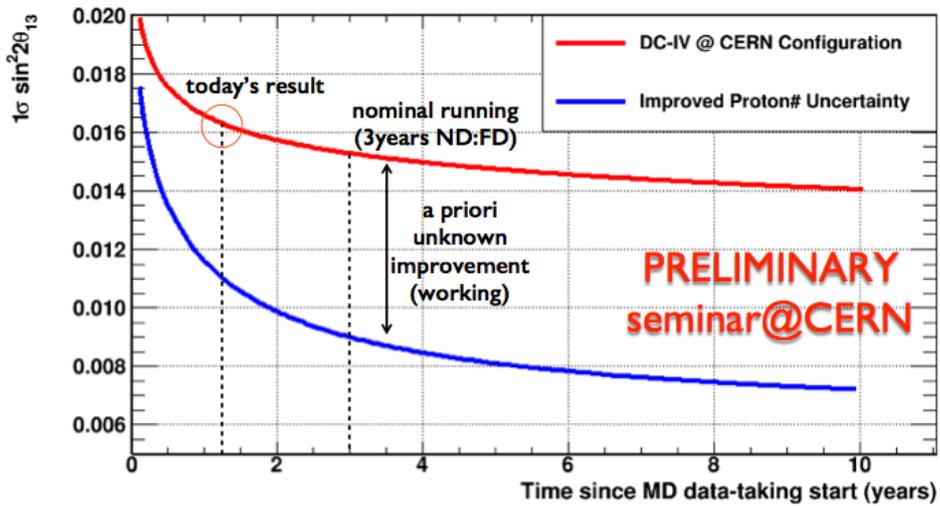


図 3.28 $\sin^2 2\theta_{13}$ の 1σ での誤差と前置検出器と後置検出器の 2 器でのデータ取得が開始された 2015 年 1 月からの時間

第 4 章

Double Chooz 検出器のエネルギー応答の研究

前述したように Double Chooz 実験では、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを精密に測定し、観測量と予測量を比較することで混合角 θ_{13} を精度よく測定している。エネルギーを精密に測定するためには、事象発生点に由来する検出器のエネルギー位置依存性、エネルギー分解能といった検出器のエネルギー応答を正確に理解して、補正もしくは予測量の計算に使用されるシミュレーションに反映させなくてはならない。本研究では、データとシミュレーションを用いて作成したエネルギー反応位置依存性のマップ (エネルギー応答マップ) を作成し、データとシミュレーションのエネルギー応答の評価を行った。それにより、前置検出器のシミュレーションがデータを再現しきれていないことがわかった。この課題を解決するために、数値計算を用いてシミュレーションのパラメータの調節を行った。

4.1 検出器のエネルギー応答における課題

検出器のエネルギー応答を評価するために、データとシミュレーションを用いた。データを用いたエネルギー応答の評価には、本来バックグラウンド事象である宇宙線起源の核破砕中性子が検出器中の水素に捕獲される事象 (図 4.1) をサンプルに用いている。一方、シミュレーションを用いたエネルギー応答の評価では、ニュートリノが逆ベータ崩壊によって発生した中性子が水素に捕獲される事象 (図 4.2) を用いた。ニュートリノ事象により生じるエネルギーは検出器の位置依存性が見られる。そのため、Double Chooz 実験では位置依存性を補正することにより、エネルギーを精密に求めることができる。エネルギー応答の位置依存性を求めるため、エネルギー応答マップを作成し評価した。後置検出器のデータとシミュレーションは図 4.3 と図 4.4 である。図 4.5 はデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比を示す。この図より後置検出器のエネルギー位置依存性のデータとシミュレーションはニュートリノターゲット層では約 2 % 以内の違い、ガンマキャッチャー層で約 4 % 以内の違いに抑えられており、よく理解されていることが分かる。一方、前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップは図 4.6 と図 4.7 である。図 4.8 はデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比である。この図から前置検出器のデータとシミュレーションの違いはニュートリノターゲット層で約 5 % の違い、ガンマキャッチャー層では約 7 % の違いがある。詳しいエネルギー応答マップの作成方法は次の 4.2 節で述べる。

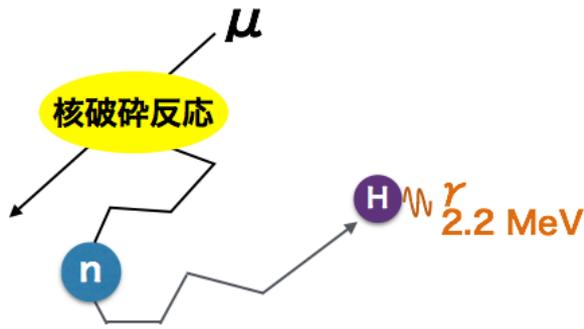


図 4.1 宇宙線起源の核破碎中性子が検出器中の水素に捕獲される事象

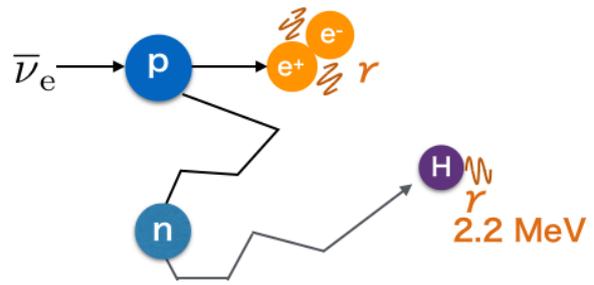


図 4.2 逆ベータ崩壊によって発生した中性子が水素に捕獲される事象

2つの検出器は同一構造をもつはずであるが、シミュレーション同士で比較しても後置検出器と前置検出器でエネルギー応答位置依存性が異なっている。前置検出器と後置検出器のシミュレーションにおいて、検出器間で異なる値を用いるのは、次の2つである。一つは、PMTの設置位置と向きである。それらの幾何的な情報はPMT設置後に写真撮影によって測定され、検出器ごとに異なる値がシミュレーションに組み込まれている。もう一つはニュートリノターゲット層の光の減衰長である。前置用と後置用のGdを含む液体シンチレータは同時期に作成された。しかしながら、保存状態が異なったためにその値が前置と後置で異なる値を持つことが、分光光度計を用いたサンプル測定によって明らかとなった。そのため、測定結果に基づいた減衰長の調整(7.82 mから4.32 m)が施された。しかしながら、依然として前置検出器では、データとシミュレーションが合っていない。シミュレーションの第一段階に用いられたパラメータについては、4.3節に記述する。そのため、前置検出器のシミュレーションのパラメータの微調整が必要である。

前述したようにエネルギー応答マップでの違いは、ニュートリノターゲット層用の液体シンチレータの減衰長の違いに起因することが液体シンチレータのサンプルを用いた減衰長測定によりわかっている。ただし、この減衰長測定は測定誤差が1 m程度と大きいことがわかっている。ニュートリノターゲット層用の液体シンチレータの減衰長を、本研究で開発した位置依存性の数値計算との比較による第二段階の調整を行った。パラメータの調節の詳細は4.4節で述べる。

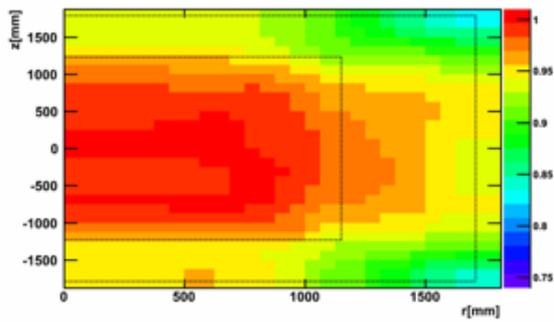


図 4.3 後置検出器の実データによるエネルギー
応答マップ

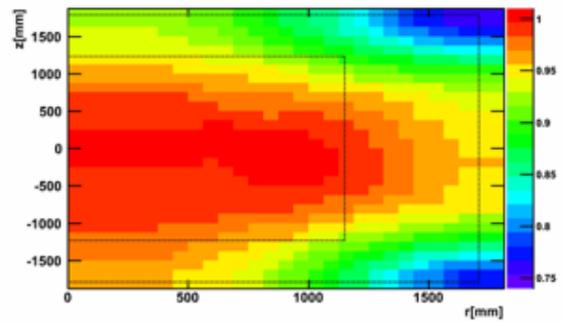


図 4.4 後置検出器のシミュレーションによるエ
ネルギー応答マップ

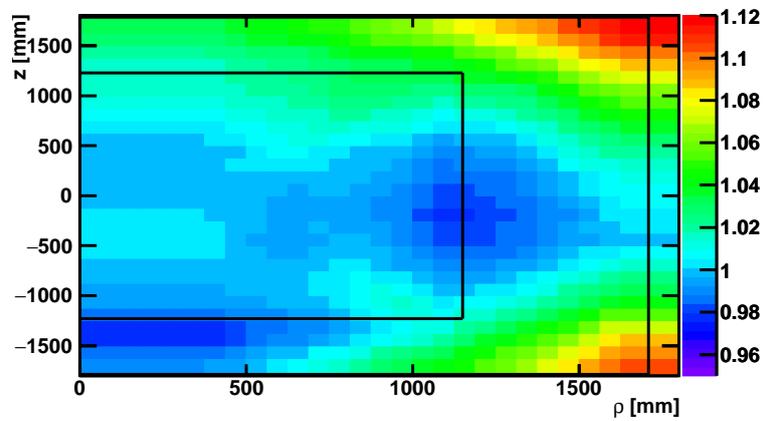


図 4.5 後置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比

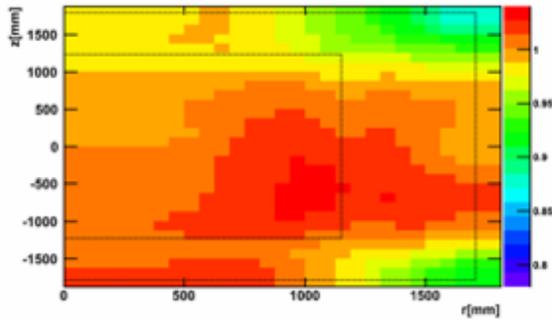


図 4.6 前置検出器の実データによるエネルギー
応答マップ

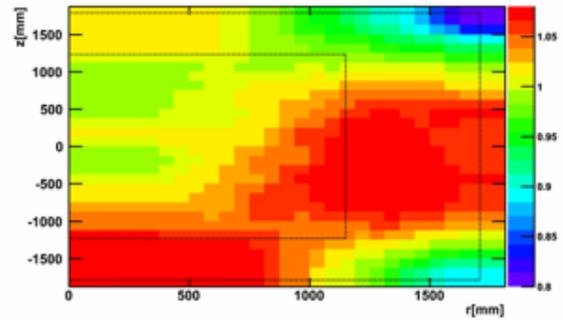


図 4.7 前置検出器のシミュレーションによるエ
ネルギー応答マップ

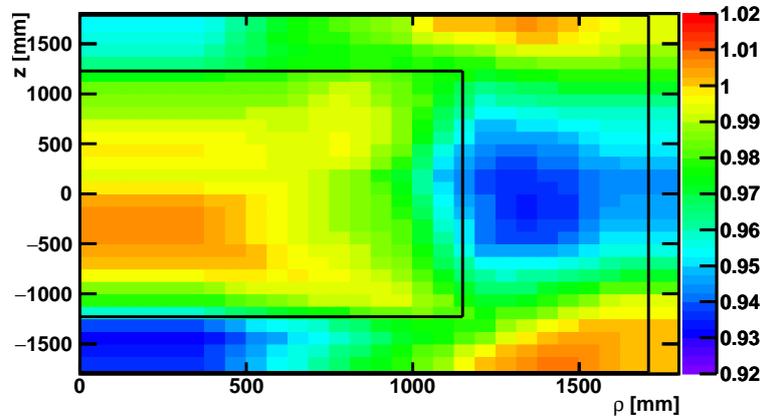


図 4.8 前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比

4.2 検出器シミュレーションにおけるエネルギー応答の評価

ここではシミュレーションを用いたエネルギー応答マップの作成方法を述べる。マップの作成にはニュートリノターゲット層やガンマキャッチャー層といった検出器の有感領域を用いる。図 4.9 の様に円柱型の検出器を z 軸と $r (= \sqrt{x^2 + y^2})$ 軸で表示する。またマップを作成するためには、検出器の有感領域を分ける必要がある。領域は検出器の z 軸方向に 12 分割、 r 軸方向に 9 分割している。各領域を同体積にするために、 r 軸方向は外に行くほど分割の幅を狭くしている。

エネルギー応答マップには各領域ごとにニュートリノの逆ベータ崩壊崩壊の水素捕獲事象のエネルギー分布を式 (4.1) を使い、フィッティングする。

$$f(x) = A(A_t N_t e^{sx} \operatorname{Erfc}\left(\frac{x - 0.89720}{\sigma}\right) + \operatorname{Gauss}(x, \mu, \sigma)) \quad (4.1)$$

$$\operatorname{Gauss}(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \quad (4.2)$$

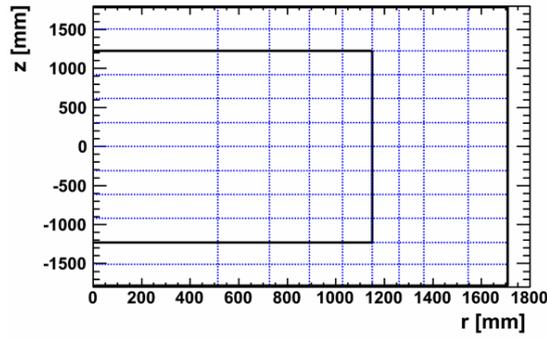


図 4.9 エネルギー応答マップの領域の分け方

$$\text{Erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad \text{and} \quad \text{Erf}(x) = 1 - \text{Erfc}(x) \quad (4.3)$$

フィッティング関数 $f(x)$ (式 (4.1)) はガウス関数 (式 (4.2)) とガウス分布の誤差関数 (式 (4.3)) を組み合わせたものである。ガウス関数でエネルギー分布の光電ピークをフィッティングし、誤差関数でコンプトン散乱をフィッティングしている。A は光電ピークの高さを表す係数である。A_t は規格化されたガンマ関数に対しての誤差関数の高さを表している。また N_t は規格化されたガンマ関数に対して誤差関数を規格化した係数である。e^{sx} はコンプトン散乱のテールの部分の増減を表している。また誤差関数の中心は、コンプトン散乱のエッジと光電ピークの中心値より計算している。水素捕獲によるエネルギー E_γ = 2.223 MeV であり、コンプトン散乱のエッジのエネルギーを E_{CE} とし、コンプトン散乱の式からコンプトン散乱のエッジを求めると式 (4.4) の様になる。

$$E_{\gamma} - E_{CE} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{0.511}(1 - \cos 180^{\circ})} \quad (4.4)$$

式 (4.4) からコンプトン散乱のエッジのエネルギー E_{CE} と光電ピークのエネルギー E_γ の比を求める。

$$E_{CE} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + 3.91389 \cdot E_{\gamma}} \quad (4.5)$$

$$\frac{E_{CE}}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{1}{1 + 3.91389 \cdot 2.223} = 0.89720$$

これにより光電ピークの中心値に対しての誤差関数のピーク値を求めることができた。フィッティング関数 $f(x)$ (式 (4.1)) を使用することで、より精度良くエネルギー分布をフィッティングすることができている。フィッティングの一例を図 4.10 に記す。これは前置検出器のシミュレーションの水素捕獲事象のエネルギー分布である。フィッティング関数 $f(x)$ (式 (4.1)) を赤線、ガウス関数と誤差関数を点線で表している。

各領域においてこのフィッティングをし、光電ピークを得る。更に検出器の中央 (z = 0, r = 0) の値で規格化する。そうすることで検出器の各領域と中央部の光電ピークとのズレを表示しているエネルギー応答マップが作成できる。エネルギー応答マップの逆数を各領域ごとの光量にかけることで、検出器内のエネルギーの反応位置依存性を一様に行っている。

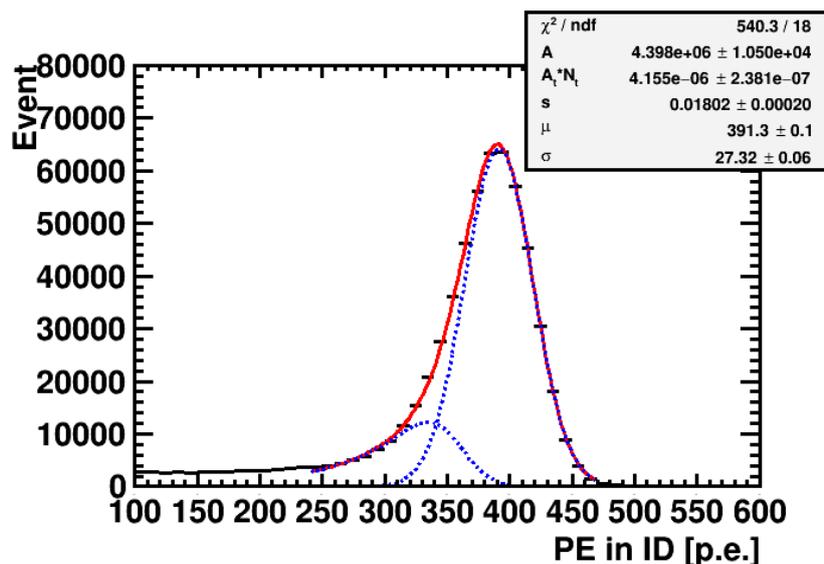


図 4.10 前置検出器の有感領域全体でのエネルギー分布とフィッティング。式 (4.1) のフィッティング関数 $f(x)$ を赤実線、光電ピークを表す部分のガウス関数とコンプトン散乱の部分に誤差関数を青点線で表している。

4.3 エネルギー応答の数値計算

4.1 節で示した前置検出器に現れた実データとシミュレーションのズレをなくすため、シミュレーションのパラメータを調節する。調整値を見積もるために検出器位置依存性の数値計算を使用する。数値計算モデルにはシミュレーションの事象発生点を使用している。その点から検出器内の各 390 本の光電子増倍管で観測される総光量 (Ω) を算出する。各事象発生点からの総光量を検出器内 (r, Z) の各領域にスキャンし、最後に検出器中心の総光量 (Ω_0) で規格化する。以上の数値計算から、相対的な観測光量の位置依存性を求める。具体的な関数は式 (4.6) である。

$$\Omega = \sum_{i=0}^{\text{PMTnumber}} \frac{F_{\text{Angle}}(\cos\theta_i) \times F_{\text{Att}}(r_i) \times \cos\theta_i}{|\tilde{r}_i|^2} \quad (4.6)$$

式 (4.6) の関数は以下を考慮している。

- 光電子増倍管の設置されている向きによる効果
- 事象発生点から各光電子増倍管への立体角
- 光電子増倍管の光電面にガンマ線が入射するときの受光角の補正 $F_{\text{Angle}}(\cos\theta_i)$
- 事象発生点から各光電子増倍管までの光の減衰長補正 $F_{\text{Att}}(r_i)$

これらの効果について一つずつ説明していく。

4.3.1 光電子増倍管の設置されている向きによる効果

まず始めに光電子増倍管の設置されている向きによる効果について述べる。3章で述べたように光電子増倍管の中心軸は観測光量の位置依存性を一様にするために、検出器の中心より少し遠くに焦点を合わせて設置されている。しかし、設置後の測量より、実際に設置された光電子増倍管の位置や向きは、設計されたものとずれを持っていることが分かっている。図 4.11 と図 4.12 は光電子増倍管が検出器の側面に設置してある時の角度を θ と ϕ で表した図である。図 4.13 と図 4.14 は検出器に設置されている光電子増倍管と設計時の光電子増倍管の向きを表しており、それぞれ θ 方向と ϕ 方向である。PMT Number の #1 から #60 までは検出器の天井部に設置され、#61 から #330 までは側面に設置され、#331 から #390 までは底部に設置されている光電子増倍管である。図 4.13 の側面 (#61 ~ #330) に設置された光電子増倍管は、どちらの検出器においても設計時より下を向いていることが分かる。先行研究 [36] によりこの向きのバイアスは、観測光量が z 軸方向に対して非対称性を持つ要因であることがわかっている。一方、図 4.14 で表した ϕ 方向では検出器が円形であり、ランダムな偏りが相殺されるため、エネルギー応答マップの影響がない。

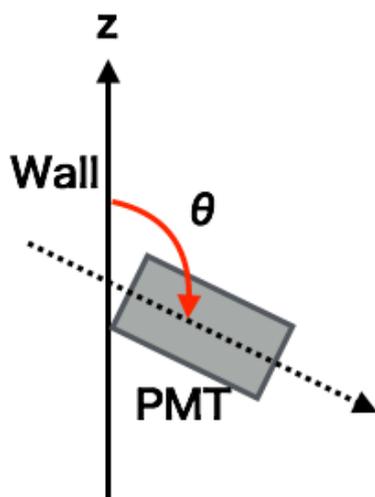


図 4.11 PMT の設置方向 (θ 方向)

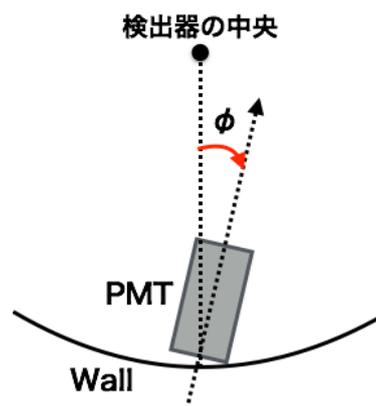


図 4.12 PMT の設置方向 (ϕ 方向)

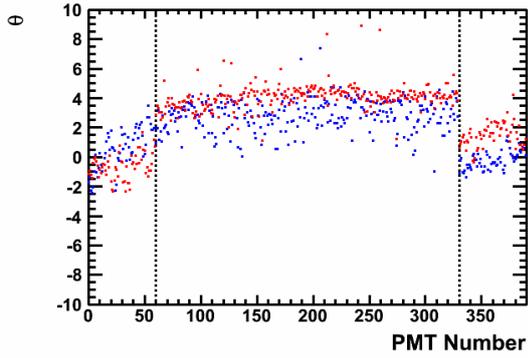


図 4.13 検出器に設置されている光電子増倍管とデザインの θ 方向のズレ 赤点は前置検出器、青点は後置検出器

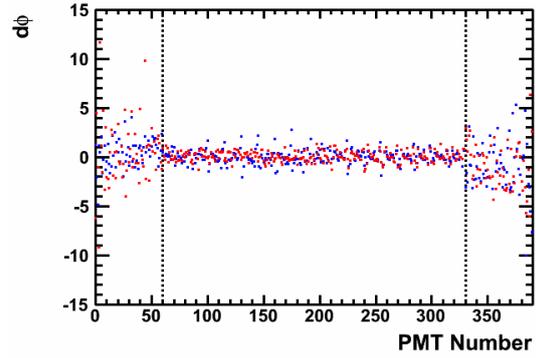


図 4.14 検出器に設置されている光電子増倍管とデザインの ϕ 方向のズレ 赤点は前置検出器、青点は後置検出器

4.3.2 事象発生点から光電子増倍管までの立体角

事象発生点から光電子増倍管までの立体角を図 4.15 に示す。立体角 Ω_i は事象発生点から i 番目の光電子増倍管の光電面への位置ベクトル \tilde{r}_i 、光電面の面ベクトル $d\tilde{S}_i$ を用いて、の式 (4.7) で表される。

$$\begin{aligned}\Omega_i &= \frac{\tilde{r}_i \cdot d\tilde{S}_i}{|\tilde{r}_i|^2} \\ &= \frac{\tilde{r}_i \cdot \tilde{n}_i}{|\tilde{r}_i|^2} |dS_i| \\ &= \frac{\cos \theta_i}{|\tilde{r}_i|^2} |dS_i|\end{aligned}\quad (4.7)$$

それを全 390 本の光電子増倍管で行うと式 (4.8) のように立体角 Ω を求めることができる。ここでは最終的に検出器中央の値で規格化するため、 $|d\tilde{S}_i| = 1$ とする。

$$\begin{aligned}\Omega &= \sum_{i=0}^{\text{PMTnumber}} \Omega_i \\ &= \sum_{i=0}^{\text{PMTnumber}} \frac{\cos \theta_i}{|\tilde{r}_i|^2}\end{aligned}\quad (4.8)$$

4.3.3 光電面での受光角補正関数

光電面での受光角補正関数について述べる。受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ には事象位置再構成ツールの RecoBAMA で使われているものを使用した。この関数は水素捕獲によるエネルギーの 2.23 MeV を用いて求められている。受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ に使用されている θ とは図 4.15 の θ は同一である。よって $\cos \theta = 1$ の時は光が光電面に対して正面から入射していることになる。この関数を式 (4.8) に適応した式が式 (4.9) である。受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ は図 4.16 のよう

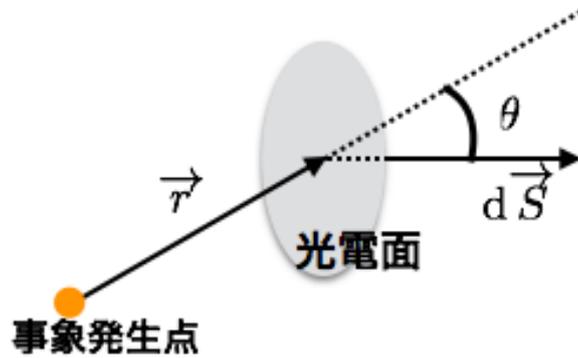


図 4.15 立体角

になる。

$$\Omega = \sum_{i=0}^{\text{PMTnumber}} \frac{\cos\theta_i \times F_{\text{angle}}(\cos\theta_i)}{|\tilde{r}_i|^2} \quad (4.9)$$

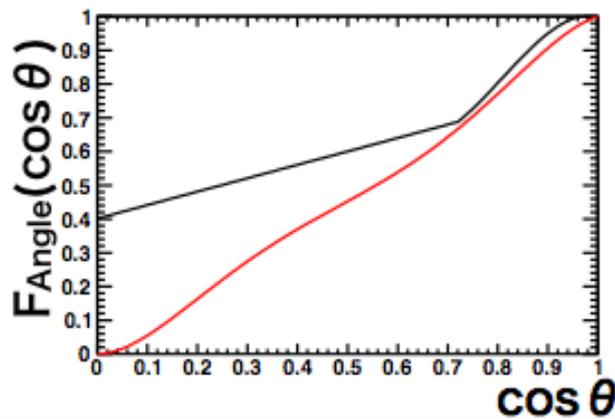


図 4.16 使用している受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos\theta)$ 。赤線は、現在使われている関数、黒線は以前使用されていた関数を表す。

4.3.4 事象発生点から光電面までの光の減衰長

事象発生点から光電面までの光の減衰長について述べる。液体シンチレータで発光した光の波長である約 430 nm の時のニュートリノターゲット層、ガンマキャッチャー層、バッファ層の光の減衰長は表 4.1 に記されている。後置検出器と前置検出器ではガンマキャッチャー層とバッファ層の減衰長は等しい。しかし、ニュートリノターゲット層の減衰長では約 3.5 m 程異なる。ニュートリノターゲット層の液体シンチレータは 2 つとも同時に作られたものだが、サンプルを用いた測定誤差が大きく、そのままでは使えなかったため、このような手法で改善を試みた。ニュートリノターゲット層での減衰長の違いは図 4.17 で表す。

表 4.1 後置検出器と前置検出器の各容器での光の減衰長

	後置検出器	前置検出器
ニュートリノターゲット層	7.82 m	4.32 m
ガンマキャッチャー層	13.5135 m	
バッファ層	11.5107 m	

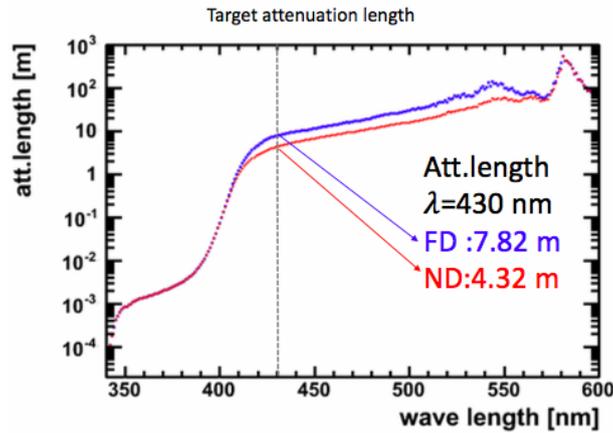


図 4.17 前置検出器と後置検出器のニュートリノターゲット層での光の減衰長。赤点は前置検出器を、青点は後置検出器を表す。

前置検出器の各容器内の減衰関数を図 4.18 で表す。この関数を $F_{Att}(r) = \exp(-\frac{r}{\text{減衰長}})$ で表す。各容器内の光路長を r_{NT} 、 r_{GC} 、 r_{Buffer} と置き、それぞれの減衰長を Att_{NT} 、 Att_{GC} 、 Att_{Buffer} とおく。事象発生点から各光電子増倍管までの光の減衰関数 $F_{Att}(r)$ を次の式で表す。

$$F_{Att}(r) = \exp(-\frac{r_{NT}}{Att_{NT}}) \times \exp(-\frac{r_{GC}}{Att_{GC}}) \times \exp(-\frac{r_{Buffer}}{Att_{Buffer}}) \quad (4.10)$$

($Att_{NT} = 4.32 \text{ m}$, $Att_{GC} = 13.5135 \text{ m}$, $Att_{Buffer} = 11.5107 \text{ m}$)

光電子増倍管の設置されている向きによる効果、事象発生点から各光電子増倍管への立体角、光電子増倍管の光電面にガンマ線が入射するときの受光角の補正、事象発生点から各光電子増倍管までの光の減衰長補正を考慮することで数値計算によるエネルギー応答マップ (図 4.19) が作成できる。図 4.20 は前置検出器のシミュレーションによるエネルギー応答マップである。数値計算によるマップは、シミュレーションによるマップを再現できている。次のセクションでは、これを用いて実データとシミュレーションのズレを調節する。

4.4 数値計算による検出器パラメータ調整手法

前節のエネルギー応答マップで確認されたように後置検出器はデータとシミュレーション間の差異は小さいが、前置検出器では差異が大きい。2基の検出器で使われている液体シンチレータは同時に作成された。しかし後置検出器が建設されてから前置検出器が建設されるまでの間の保管場所が異

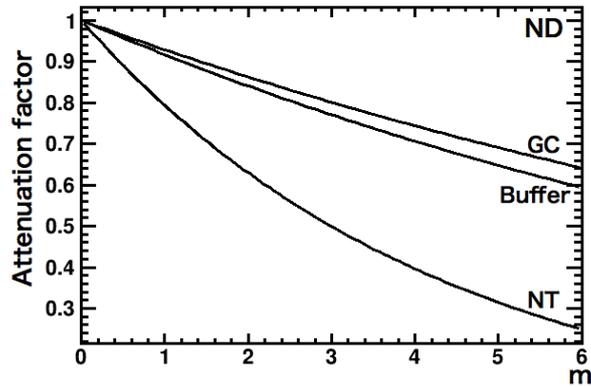


図 4.18 前置検出器の各容器内での減衰関数 $F_{Att}(r)$

Att.length = 4.32 m ,PMT surveyed

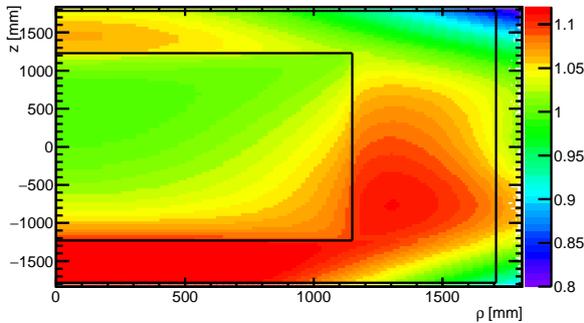


図 4.19 前置検出器の数値計算によるエネルギー応答マップ

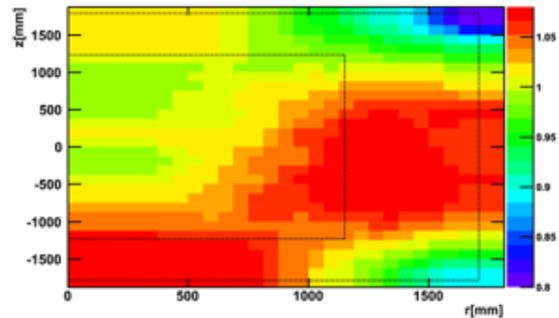


図 4.20 前置検出器のシミュレーションによるエネルギー応答マップ

なっていた。前置検出器用の液体シンチレータは数年間の間ハイデルベルグにあるマックスプランク研究所 (MPIK) で保存されていたことが原因として考えられる。さらに原因の考察として以下が挙げられる。

- 温度：検出器内の空調は約 14 であるが、MPIK での保管場所は約 20 (夏場は約 25) という温度差。
- 容器：検出器内はアクリル容器、MPIK ではポリフッ化ビニリデン (pure PVDF) 容器と保管容器の素材が異なっていたため、更に容器の洗浄度も異なっていた可能性がある。
- 窒素ブランケット：それぞれの容器内で加圧して与えていたが、酸素レベルが僅かに異なった可能性がある。
- 液体の取り扱い：後置検出器内は安定している。一方前置検出器用のシンチレータは、保管時に定期的にサンプリングしている。サンプリング時には典型的なサンプルを得るために窒素パージを行い均一性を確保していた。
- 遮光：シンチレータは紫外光や可視光に敏感である。MPIK で保管容器に用いられた pure

PVDF は光をある程度透過する。そのため保管時にはブラックシートで十分遮光していたが、完全ではなく光科学反応を起こした可能性がある。

減衰長の測定には、液体シンチレータの光学パラメータは 10 cm の透明なクォーツセルを用いた UV/Vis 分光光度計 (Varian, Cary 400) を用いて測定された。しかしながら、この減衰長測定の測定誤差は 1 m 程度と見積もられており、正確性に乏しい。そのため前節のエネルギー応答の数値計算を用いたマップを利用することで、前置検出器のシミュレーションの微調節を行った。前述した測定によりニュートリノターゲット層の減衰長は 4.32 m と理解されている。数値計算を用いたマップの減衰長を 3.82 m、4.82 m、5.32 m、5.82 m、6.32 m の 5 つでどれが最もデータのエネルギー応答マップ (図 4.21) を再現しているのかを評価した。図 4.22 に減衰長パラメータを変えて数値計算した結果を記す。

データの応答マップ (図 4.21) は、ニュートリノターゲット層側面下部 ($z = -750, \rho = 900$) が検出器中央部 ($z = 0, \rho = 0$) より高い値を出している。しかし数値計算モデル (図 4.22) の減衰長が 4.32 m の応答マップ、ガンマキャッチャー層 ($z = -750, \rho = 1300$) で高くでている。これにより減衰長は現状のものより大きくなるのがわかり、減衰長を短くする図 4.22 の減衰長が 3.82 m の応答マップからもデータの応答マップ (図 4.21) と構造は異なっている。

次に減衰長を伸ばす方向のものを比較する。図 4.23 のように検出器の $-307 < z < 307$ の範囲のみの値を使い、データとシミュレーションと数値計算を比較する。図 4.24 では減衰長が 4.32 m の数値計算モデルが $-307 < z < 307$ の範囲において、シミュレーションをよく再現できていることが確認できる。また数値計算は、シミュレーションに比べ、ガンマキャッチャー層でエンハンスしている事がわかった。これにより、 $-307 < z < 307$ の範囲でデータを再現しそうな減衰長は 5.32 m、5.82 m の 2 つに絞られる。

次に減衰長が 5.32 m、5.82 m のエネルギー応答マップと 4.32 m のエネルギー応答マップの比を取り、どれが最もデータとシミュレーションの比を再現しているか評価した。図 4.25 はデータとシミュレーションの比、図 4.26 は 5.32 m と 4.32 m の比、図 4.27 は 5.82 m と 4.32 m の比を表す。この 2 つではニュートリノターゲット層の端までデータとシミュレーションの比と同程度の値を示していることから、シミュレーションの減衰長は 5.32 m に微調節された。

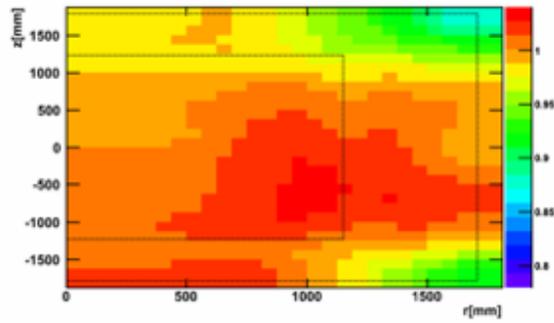


図 4.21 データを用いたエネルギー応答マップ

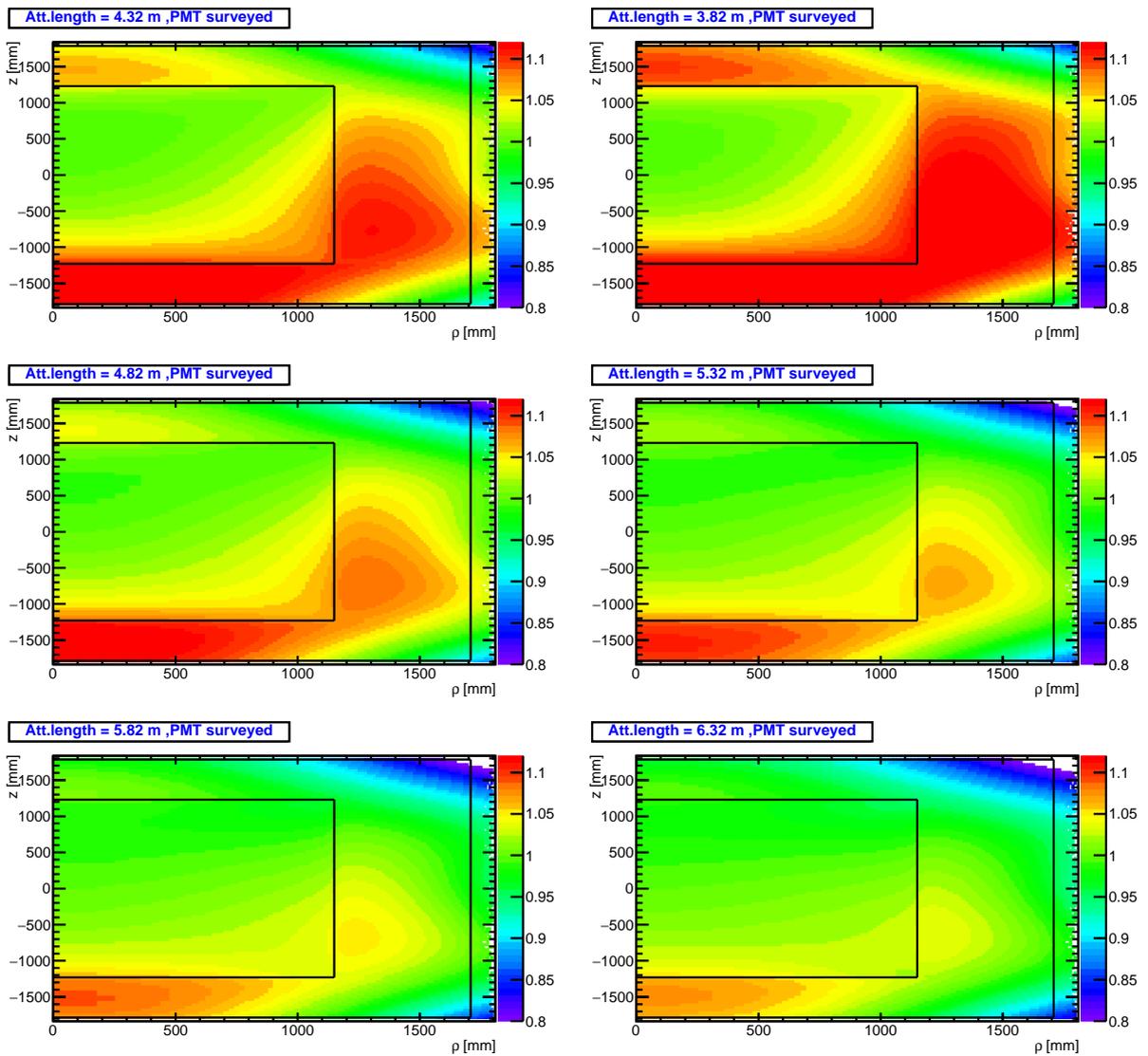


図 4.22 シミュレーションに使われている減衰長 4.32 m の数値計算モデルの応答マップと減衰長を 3.82 m、4.82 m、5.32 m、5.82 m、6.32 m に変化させた時の数値計算モデルの応答マップ

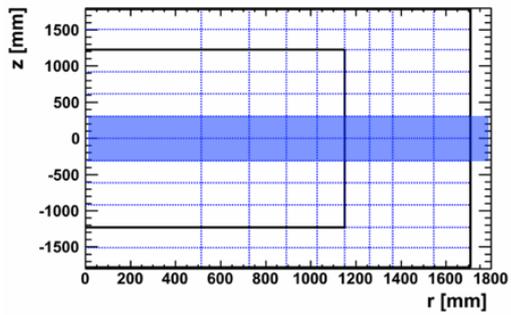


図 4.23 ρ 軸方向の依存性の比較に用いた範囲

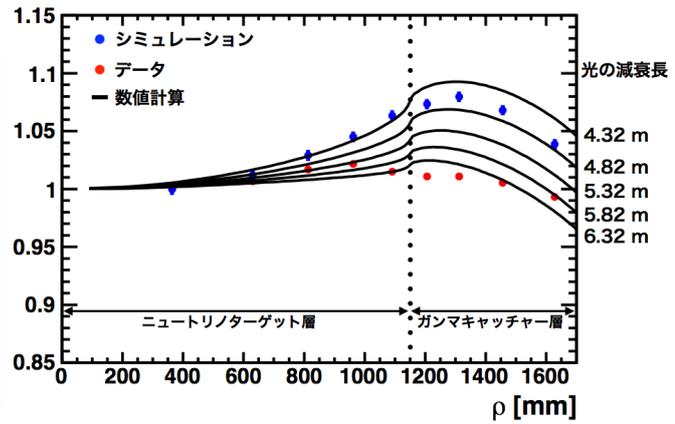


図 4.24 $-307 < z < 307$ 範囲での ρ 軸方向の依存性。縦軸は各領域で求められた光量を検出器中央の領域で規格化した値を表す。

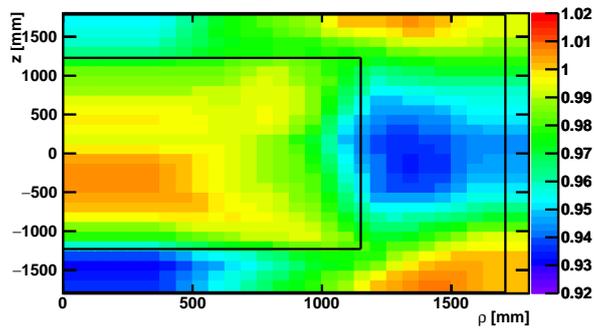


図 4.25 前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比

5.32 m/4.32 m

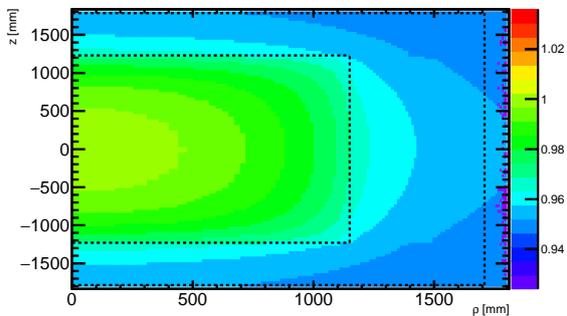


図 4.26 数値計算の減衰長が 5.32 m と 4.32 m の比

5.82 m/4.32 m

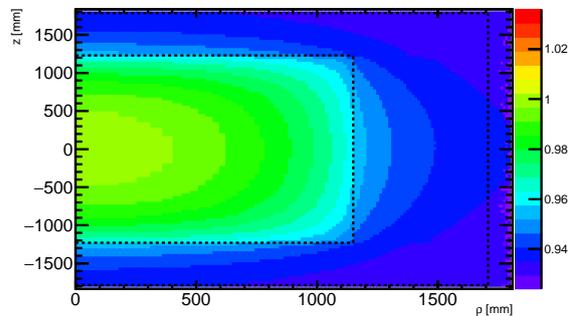


図 4.27 数値計算の減衰長が 5.82 m と 4.32 m の比

4.5 シミュレーション中の減衰長パラメータ調整結果

前節で述べた数値計算により、シミュレーションのニュートリノターゲット層の減衰長を調節した。その結果を取り入れてエネルギー応答マップを作成し評価した。

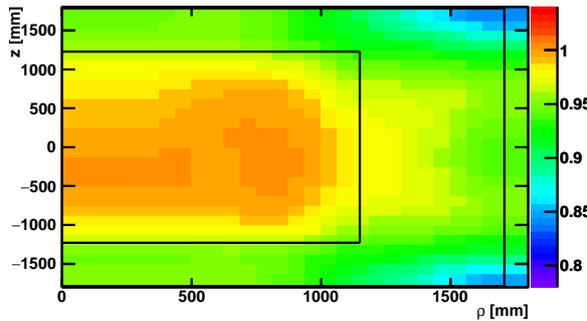


図 4.28 後置検出器の実データ

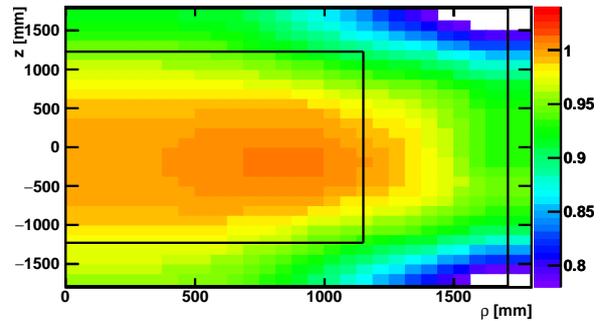


図 4.29 後置検出器のシミュレーション

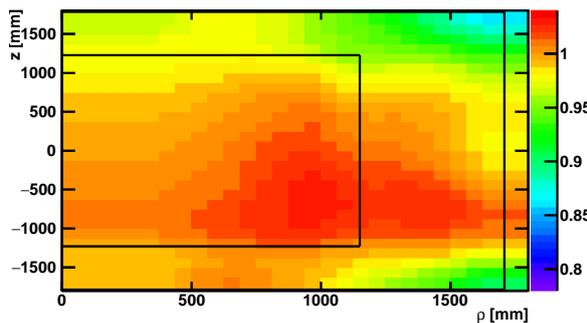


図 4.30 前置検出器の実データ

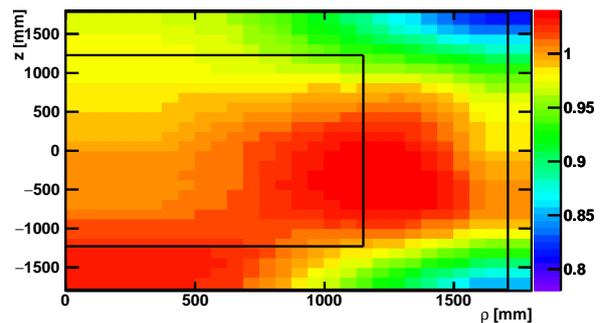


図 4.31 前置検出器のシミュレーション

実データのエネルギー応答マップとモンテカルロシミュレーションのエネルギー応答マップを比較する。パラメータ調節によりモンテカルロシミュレーションが実データを再現できている。実データとモンテカルロシミュレーションの比を求めることでくわしく見る。

4.1 節に既出だが、前置検出器におけるニュートリノターゲット層のデータとシミュレーションの比 (図 4.32) は、ニュートリノターゲット層では約 2 % 程度の違い、ガンマキャッチャー層で約 4 % 程度の違いがあることがわかっている。シミュレーションで行われた微調整により、前置検出器におけるニュートリノターゲット層のデータとシミュレーションの比 (図 4.33) は、ガンマキャッチャー層で最大約 7 % 異なっていたものが約 ± 2 % に改善された。したがって前置検出器のシミュレーションの調整により後置検出器と同程度までシミュレーションの調節ができた。しかし後置検出器、前置検出器の両方のマップの比に見られる $\rho = 1100$ mm のところに共通の構造があり、この構造についての考察は 6 章に示す。次に Z-axis system 上で様々な位置に中性子線源である ^{252}Cf を移動させて、エネルギーの位置依存性補正効果の評価を行った。後置検出器は 4 点 ($Z = +12$ mm,

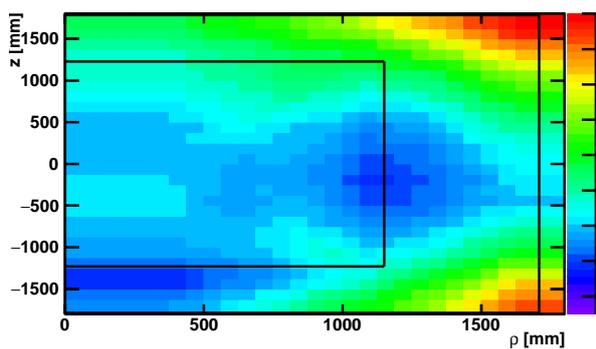


図 4.32 後置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比

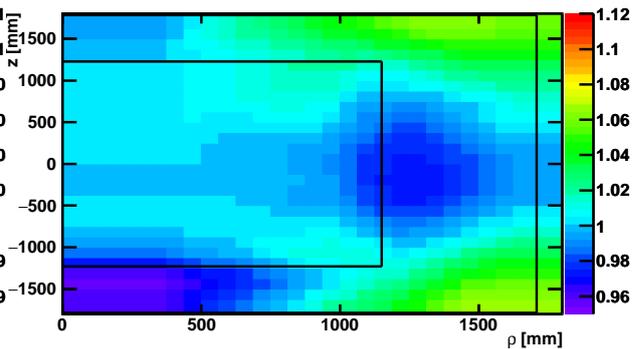


図 4.33 前置検出器のデータとシミュレーションのエネルギー応答マップの比

-948 mm, +972 mm, -1260 mm)、前置検出器は5点 ($Z = +42$ mm, -918 mm, +1002 mm, +1202 mm, +1252 mm) でマップ補正前後でのそれぞれの検出器の中央 (後置検出器は $Z = +12$ mm, 前置検出器は $Z = +42$ mm) のエネルギー分布のピーク値とのズレを求めた。それぞれの検出器の中央に設置した点で規格化した。図 4.34 に後置検出器で得られた結果を示す。後置検出器では、ニュートリノターゲット層の底部 ($Z = -1260$ mm) のピークが補正前マップ補正前では約 4.6% ズれていたものがマップ補正後には約 0.75 % のズレに抑えられた。一方、前置検出器のもの (図 4.35) でも検出器の中央から離れたチムニー部分が補正前では約 3 % ズれていたが、補正後には約 1 % にまで抑えられた。以上より後置検出器、前置検出器ともに線源の位置によるエネルギーの一様性が ± 1 % に抑えられたことを確認した。

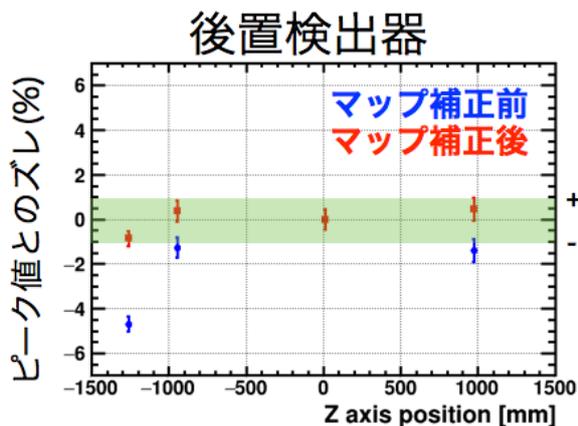


図 4.34 後置検出器のエネルギー反応位置依存性の補正前後での検出器中心とのエネルギー値の差異。Z-axis system を用いて測定された4点のエネルギーを検出器中心のエネルギーで規格化している。

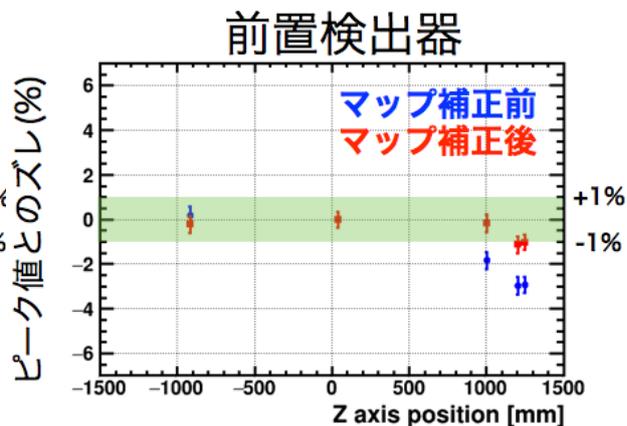


図 4.35 前置検出器のエネルギー反応位置依存性の補正前後での検出器中心とのエネルギー値の差異。Z-axis system を用いて測定された5点のエネルギーを検出器中心のエネルギーで規格化している。

最後にエネルギー応答マップによるエネルギー反応位置依存性の補正前後のエネルギー分布の評価

を行った。前置検出器の有感領域全体での、宇宙線起源の核破砕中性子の捕獲事象を使用した。エネルギー反応位置依存性の補正前後のエネルギー分布は図 4.36 である。水素による捕獲事象のピークやガドリニウムによる捕獲によるピークが 2.2 MeV, 8 MeV にある。また補正後は補正前に比べエネルギーのピーク値が小さくなっている。これはガドリニウムによる捕獲事象で約 5% ほど小さくなっている。5 MeV 付近に見られるピークは、検出器内の C による捕獲事象である。

またこの時のエネルギー分解能 (図 4.38) の評価をした。C による捕獲事象は、H 捕獲事象や Gd 捕獲事象に比べ S/N 比が低いいため、エネルギー分解能の評価には使用しなかった。比較にはエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能とエネルギー反応位置依存性の補正後のエネルギー分解能と理想的なエネルギー分解能として検出器の中央に ^{252}Cf 線源を設置した場合の 3 パターンを比較した。補正前 $10.57\%/\sqrt{E}$ から補正後 $9.62\%/\sqrt{E}$ となり、マップ補正による有感領域全体でのエネルギー分解能の向上を確認した。また補正後の分解能は検出器中心での線源を用いて測定された理想的な分解能と 0.04 % 程度ズレにまで向上した (表 4.3)。後置検出器についても同様であり線源を用いたエネルギー分解能とのズレが 0.5 % 程度まで向上したことを確認した (表 4.2)。

更に、前置検出器と後置検出器の補正後のエネルギー分解能のズレは約 0.4 % であり、どちらも同等の性能を持つことが確認された。

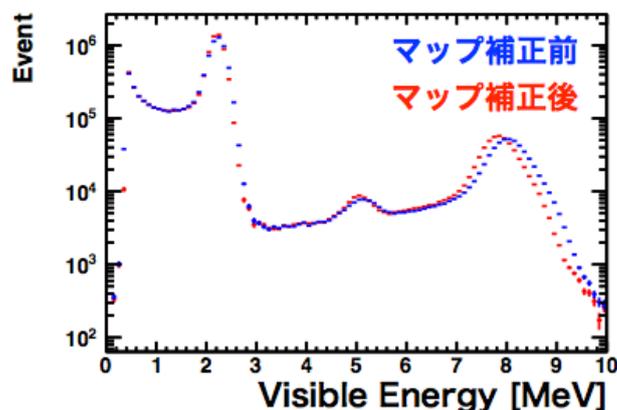


図 4.36 補正前後のエネルギー分布

表 4.2 後置検出器のエネルギー分解能

エネルギー分解能	$[\%/\sqrt{E}]$
マップ補正前	10.37 ± 0.03
マップ補正後	9.23 ± 0.02
^{252}Cf 線源	9.19 ± 0.14

表 4.3 前置検出器のエネルギー分解能

エネルギー分解能	$[\%/\sqrt{E}]$
マップ補正前	10.57 ± 0.01
マップ補正後	9.62 ± 0.01
^{252}Cf 線源	9.11 ± 0.14

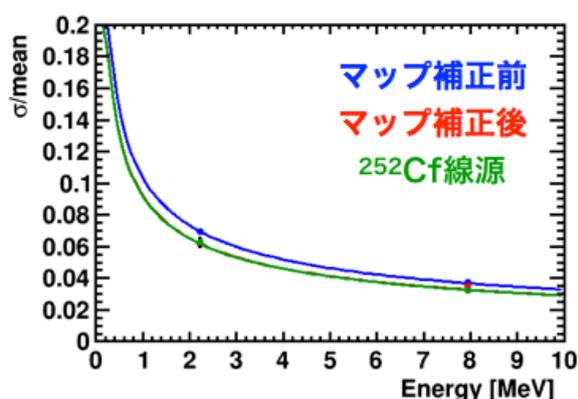


図 4.37 後置検出器エネルギー分解能。青線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、赤線はエネルギー反応位置依存性の補正後のエネルギー分解能、緑線は検出器の中央に²⁵²Cf線源を設置したエネルギー分解能。

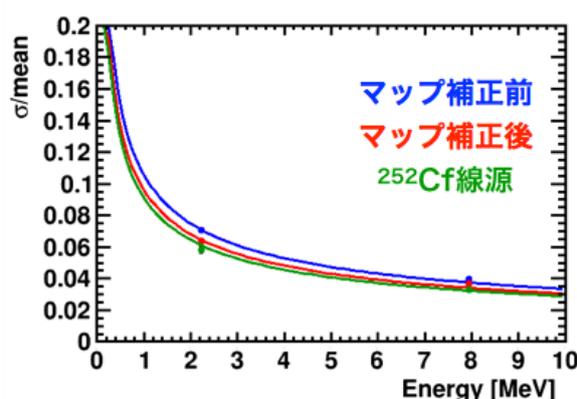


図 4.38 前置検出器エネルギー分解能。青線はエネルギー反応位置依存性の補正前のエネルギー分解能、赤線はエネルギー反応位置依存性の補正後のエネルギー分解能、緑線は検出器の中央に²⁵²Cf線源を設置したエネルギー分解能。

4.6 まとめ

混合角 θ_{13} を精密に求めるためには、ニュートリノのエネルギーを精密に測定できなくてはならない。そのためには検出器のエネルギー分解能やエネルギーの線形性といったエネルギー応答を正確に理解する必要がある。本研究では、まず新しく建設された前置検出器のエネルギー応答を評価し、後置検出器との比較を行った。実データから得られたエネルギーの位置依存性に検出器間の差異が認められたものの、これは分光光度計で測定されたようにターゲット層用液体シンチレータの減衰長の違い(後置: 7.82 m, 前置: 4.32 m)で説明されると考えられた。そこで、これらの減衰長の違いが組み込まれたシミュレーションと比較したところ、後置検出器では良い一致が得られたが、前置検出器で差異が見つかった。これは、分光光度計で測定された前置検出器の減衰長が実際と異なっていることを示唆する。分光光度計の減衰長測定の誤差は 1 m と大きいことがわかっているため、第二段階の調整の余地がある。そのため、位置依存性の数値計算との比較による第二段階の調整手法を開発した。結果、減衰長が 5.32 m の時に最も良く実データを再現しうると結論づけてシミュレーションを再度調整した。この調整後、前置検出器の実データとシミュレーションの差異が、後置検出器と同等であることを確認した。また、エネルギー応答マップによる補正を入れることで位置依存性をキャンセルし、前置検出器(後置検出器)のエネルギー分解能が、約 $10.57 (10.37) \% \sqrt{E}$ から約 $9.62 (9.23) \% \sqrt{E}$ に向上することを確認した。この数値は、検出器中心に配置した ²⁵²Cf 線源で測定されたエネルギー分解能と同程度である。

第5章

ステライルニュートリノ

ステライルニュートリノは、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類のニュートリノと異なり、弱い相互作用をしない。そのため3世代のニュートリノとの混合の測定でしか観測できない。Double Chooz 実験の前置検出器は原子炉から比較的近距离の 400 m 程度の距離にあるため、電子ニュートリノがステライルニュートリノ振動する仮説における、混合角 (θ_{14}) と質量二乗差 (Δm_{41}^2) の振動パラメータ平面上の未解決領域に感度を持つと期待される。本章では、新たに作成された前置検出器シミュレーションと最新の「ガドリニウム + 水素捕獲事象」解析を用いて、ステライルニュートリノの探索感度の見積もりを行った。

5.1 原子炉ニュートリノによるステライルニュートリノ探索

ニュートリノの質量は不明であるため、ステライルニュートリノを現状のニュートリノの中に組み込んだ時にはいくつかのパターンを考えられる。一つ目は、現状のニュートリノのよりも重いニュートリノを一つ追加した 3+1 モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4$)、二つ目は、現状のニュートリノのよりも重いニュートリノを二つ追加した 3+2 モデル ($m_1, m_2, m_3 \ll m_4, m_5$)、3つ目が現状のニュートリノのよりも軽いニュートリノを一つ追加した 1+3 モデル ($m_4 \ll m_1, m_2, m_3$) がある。本研究では、重いニュートリノを一つ追加した 3+1 モデルを想定する。

3+1 モデルでステライルニュートリノを想定した場合を軽い3世代のニュートリノとの新たな振動パラメータとして、混合角 θ_{14} 、 θ_{24} 、 θ_{34} と質量二乗差 Δm_{41}^2 、 Δm_{42}^2 、 Δm_{43}^2 が考えられる。Double Chooz 実験は反電子ニュートリノの消失実験であり、 Δm_{41}^2 、 $\sin^2 \theta_{14}$ に対する探索が行える。

ステライルニュートリノを導入した時の反電子ニュートリノの存在確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は飛行距離を L 、エネルギーを E_ν とすると式 (5.1) のようになる。既存の振動パラメータの θ_{13} 、 Δm_{31}^2 とステライルニュートリノの振動パラメータの θ_{14} 、 Δm_{41}^2 は、独立した項として書き加えることができる。ステライルニュートリノが存在しない場合 ($\theta_{14} = 0$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 0$) は混合角 θ_{13} の存在確率の式

になる。

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

5.2 振動解析手法

Double Chooz 実験が混合角 θ_{13} 測定のために新たに開発したガドリニウムと水素の捕獲事象を用いた解析を使用し、先発信号のエネルギースペクトルをもとに観測されたスペクトルとステライルニュートリノによる振動を含めた予測スペクトルを比較し、振動解析を行う。ただし、本研究では MC シミュレーションから作成した擬似的な観測スペクトルを使用して、測定感度の見積もりを行っている。

比較には、各検出器のフルシミュレーションを用いた。具体的には、検出器 1 基のみで測定していた後置検出器のシミュレーション (FD-I)、検出器 2 基で測定していた後置検出器のシミュレーション (FD-II) と前置検出器のシミュレーション (ND) である。統計量は、Doble Chooz 実験の最新結果 [33] に用いられた期間を使用している (表 5.2)。

Chooz 原子炉のニュートリノフラックスは、ベースラインが 15 m で行われた Bugey-4 のレート解析結果 [34] をアンカーとして使用している。

	FD-I	FD-II	ND
live time [days]	455.207	362.974	257.339

表 5.1 感度見積もりに使用した live time

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 原子炉 (ChoozB1、ChoozB2) と検出器 (FD、ND) の距離

前置検出器の振動パターンを図 5.1 に、後置検出器の振動パターンを図 5.2 を記す。図中の赤線は振動なし、青線は θ_{13} の振動のみ、黒線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動を表す。図 5.1 は、 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ に固定し、 $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \text{ eV}^2$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1 \text{ eV}^2$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 1 \text{ eV}^2$ に変化した振動パターンを表し、 Δm_{41}^2 が増加することで振動周期の増加が確認できた。また、図 5.1 の上のグラフは統計数とエネルギー分解能を考慮していない振動パターンであり、下のグラフは統計数とエネルギー分解能を考慮した振動パターンを表す。実際の測定では、統計数とエネルギー分解能が影響を与える。そのため、統計数とエネルギー分解能を考慮することで、大きな Δm_{41}^2 では、振動の周期が短くなり波が潰れてしまい θ_{14} の振動が確認できないことがわかる。

図 5.2 の後置検出器の振動パターンについても、前置検出器の振動パターンと同様な事が確認できる。また後置検出器では、 θ_{13} の振動の影響が大きく、 θ_{14} の振動が確認しづらくなっている。

Double Chooz 検出器では、 Δm_{41}^2 の大きい、重いステライルニュートリノでは、計数による感度見積もりが可能である。また、 Δm_{41}^2 の小さい、軽いステライルニュートリノに対しては、計数と振動パラメータによる感度見積もりが可能である。よって、Double Chooz 検出器は軽いステライルニュートリノに対して、より感度を持つ。

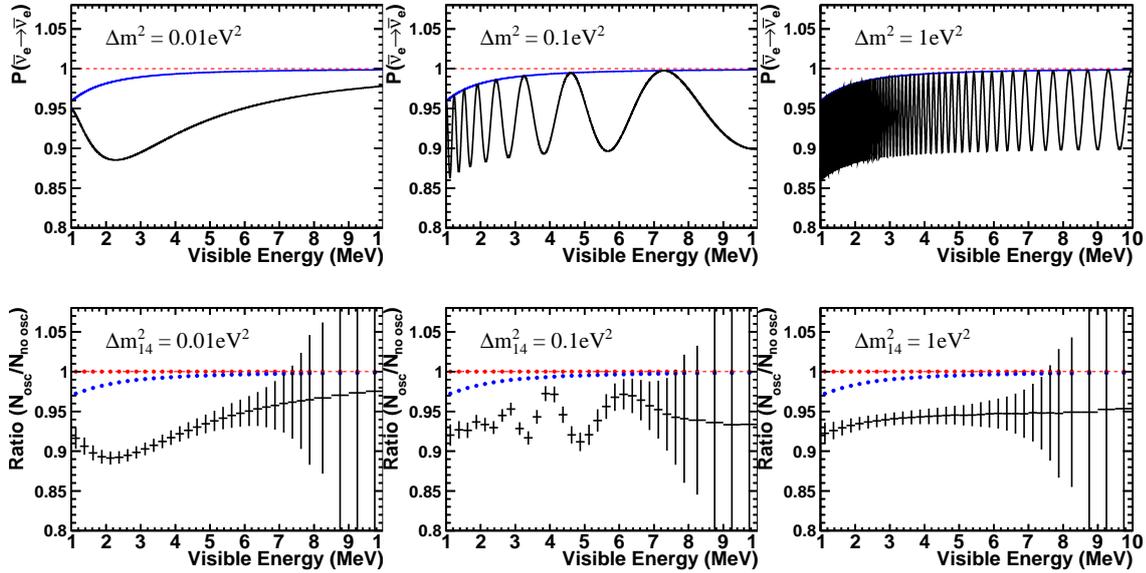


図 5.1 上は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の前置検出器のエネルギーの振動パターン。下は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の前置検出器のエネルギー分解能を考慮した時のエネルギーの振動パターン。赤線は振動なし、青線は θ_{13} の振動のみ、黒線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動を表す。

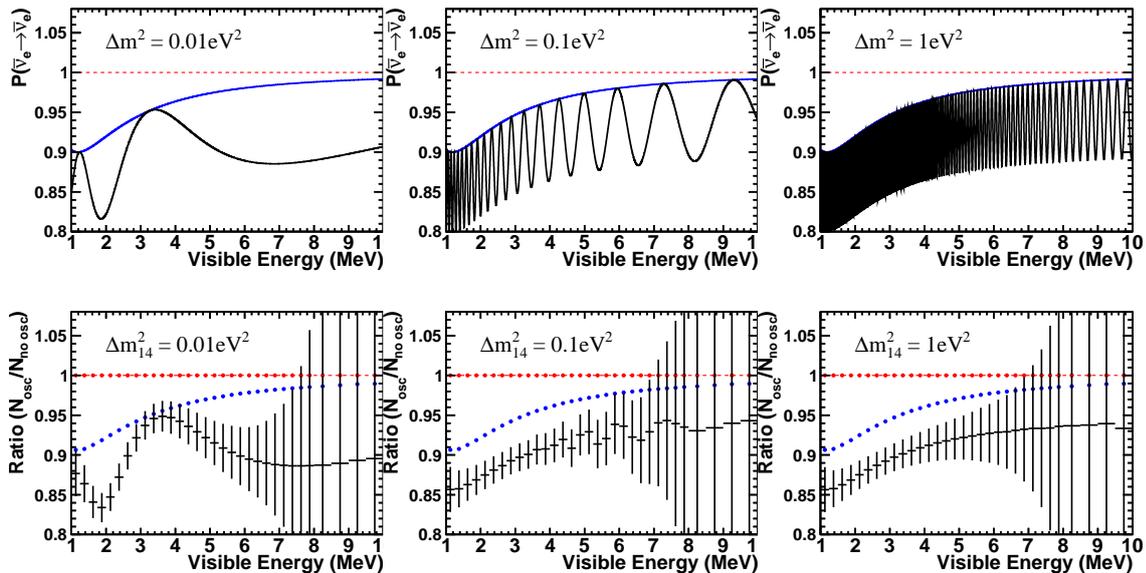


図 5.2 上は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の後置検出器のエネルギーの振動パターン。下は $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ 時の後置検出器のエネルギー分解能を考慮した時のエネルギーの振動パターン。赤線は振動なし、青線は θ_{13} の振動のみ、黒線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動を表す。

解析には、FD-I、FD-II、ND のエネルギーを 1 MeV から 20 MeV までを 38 ビンに分けて使用した。例として図 5.3 に FD-I、FD-II、ND のニュートリノのエネルギー分布を記す。黒点線が振動しない場合、青線は θ_{13} の振動のみの場合、赤線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動の場合を表している。

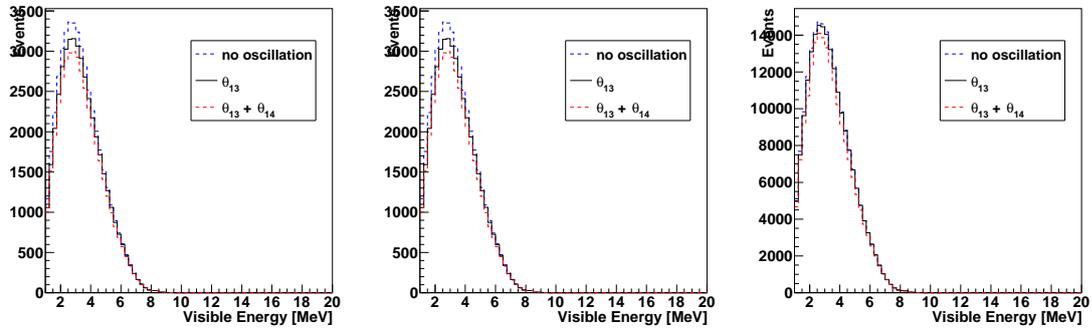


図 5.3 FD-I、FD-II、ND のニュートリノのエネルギー分布。黒点線が振動しない場合、青線は θ_{13} の振動のみの場合、赤線は $\theta_{13} + \theta_{14}$ の振動の場合を表す。

5.3 測定感度の見積もり

感度見積もりの振動解析には、系統誤差を考慮した χ^2 検定を用いた。 χ^2 は、観測されたスペクトルと予測されたスペクトルが一致する場合は 0 となる。一方、予測されたスペクトルの中のパラメータを変化させ、観測されたスペクトルとの差が広がると χ^2 は大きくなる。変化させるパラメータの数により、ある信頼水準での χ^2 の上限値が決まっており、上限値の時のパラメータを 2 次元平面上にプロットすることで、到達感度を表す等高線を引くことができ、感度見積もりを行うことができる。

5.3.1 χ^2 の定義

χ^2 検定に用いられる χ^2 の定義は式 (5.2) とする。

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j (N_i^{\text{exp}} - N_i^{\text{obs}}) M_{ij}^{-1} (N_j^{\text{exp}} - N_j^{\text{obs}}) \quad (5.2)$$

$$+ \left(\frac{\sin^2 2\theta_{13} - \sin^2 2\theta_{13}^{\text{PDG}}}{\sigma_{\sin^2 2\theta_{13}^{\text{PDG}}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta m_{31}^2 - (\Delta m_{31}^2)^{\text{MINOS}}}{\sigma_{\Delta m_{31}^2}^{\text{MINOS}}} \right)^2$$

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を表し、 θ_{13} 、 Δm_{31}^2 、 θ_{14} 、 Δm_{41}^2 の 4 つのパラメータを含んでいる。 N_i^{obs} は、観測された i 番目のエネルギービンのエントリー数を表す。ここで用いているエネルギービンは、FD-I、FD-II、ND の各 38 ビンの足し算なので、114 ビンに分けられる。

M_{ij}^{-1} は各誤差を考慮するための共分散行列を表し、式 (5.3) のように表される。

$$M_{ij} = M_{ij}^{\text{statics}} + M_{ij}^{\text{reactor}} + M_{ij}^{\text{efficiency}} + M_{ij}^{\text{Bugey4}} + M_{ij}^{\text{energyscale}} \quad (5.3)$$

$$+ M_{ij}^{\text{Lishape}} + M_{ij}^{\text{Lirate}} + M_{ij}^{\text{AccBG}} + M_{ij}^{\text{FN+SM}}$$

式 (5.3) で共分散行列で表している誤差は、統計誤差、原子炉のフラックス、検出効率、Bugey 4 によるノーマライズファクター、検出器のエネルギースケール、時間相関を持つバックグラウンドの誤差、偶発的なバックグラウンドの誤差を示している。各誤差について共分散行列により、ピンごとの相関を考慮した誤差を求められる。また統計誤差のように各ピンごとに相関を持たない誤差については、共分散行列は対角成分だけになる。

$\left(\frac{\sin^2 2\theta_{13} - \sin^2 2\theta_{13}^{\text{PDG}}}{\sigma_{\sin^2 2\theta_{13}^{\text{PDG}}}} \right)^2$ と $\left(\frac{\Delta m_{31}^2 - (\Delta m_{31}^2)^{\text{MINOS}}}{\sigma_{\Delta m_{31}^2}^{\text{MINOS}}} \right)^2$ は、 $\sin^2 2\theta_{13}$ と Δm_{31}^2 の 2 つのパラメータに対して、文献値の誤差を用いてパラメータに制限をかける penalty term である。用いた文献値は、表 5.3 に記す。 $\sin^2 2\theta_{13}$ は、PDG の値 [38]、 Δm_{31}^2 は MINOS 実験の測定値 [39] を使用した。予測されたスペクトルの中の 2 つ (θ_{13} 、 Δm_{31}^2) に制限をかけている。そのため自由に値をとることができるパラメータは θ_{14} 、 Δm_{41}^2 の 2 つであり、自由度は 2 となる。これより 95 % の信頼水準となる χ^2 の値の上限値は 3.84 である。

パラメータ	文献値と誤差
$\sin^2 2\theta_{13}$	0.093 ± 0.008
Δm_{31}^2	$(2.44 \pm 0.10) \times \text{eV}^2$

表 5.3 penalty term に用いた $\sin^2 2\theta_{13}$ [38] と Δm_{31}^2 [39] の文献値

5.3.2 共分散行列の作成

5.3.1 項で述べたように、共分散行列で表している誤差は、統計誤差、原子炉のフラックス、検出効率、Bugey 4 によるノーマライズファクター、検出器のエネルギースケール、時間相関を持つバックグラウンドの誤差、偶発的なバックグラウンドの誤差の 9 つである。

各共分散行列に用いられている誤差は、Double Chooz 実験の最新結果 [33] に用いられた誤差を使用している。ニュートリノシグナルに関する誤差を表 5.4 に、Double Chooz 実験でのバックグラウンドレートを表 5.5 にまとめる。

系統誤差	FD-I	FD-II	ND
検出効率 [%]	0.0075	0.0074	0.0056
Bugey-4 を用いたアンカー [%]		0.014	

表 5.4 ニュートリノシグナルに関する系統誤差誤差

バックグラウンドレート	FD-I	FD-II	ND
偶発的なバックグラウンド [day^{-1}]	3.930 ± 0.010	4.320 ± 0.020	3.110 ± 0.004
高速中性子バックグラウンド [day^{-1}]	2.54 ± 0.07		20.77 ± 0.43
核破砕生成物バックグラウンド [day^{-1}]	2.59 ± 0.61		11.11 ± 2.96

表 5.5 Double Chooz 実験での各バックグラウンドレート

この誤差を元に、ピンごとの相関や FD-I、FD-II、ND 間の相関を考慮した共分散行列を作成した。作成した共分散行列は、図 5.4 に記す。行列は大きく 9 つの領域に分けられ、行列の対角成分は左から FD-I、FD-II、ND を表している。対角成分以外の領域は、それぞれ FD-I と FD-II、FD-I と ND、FD-II と ND との相関を表している。

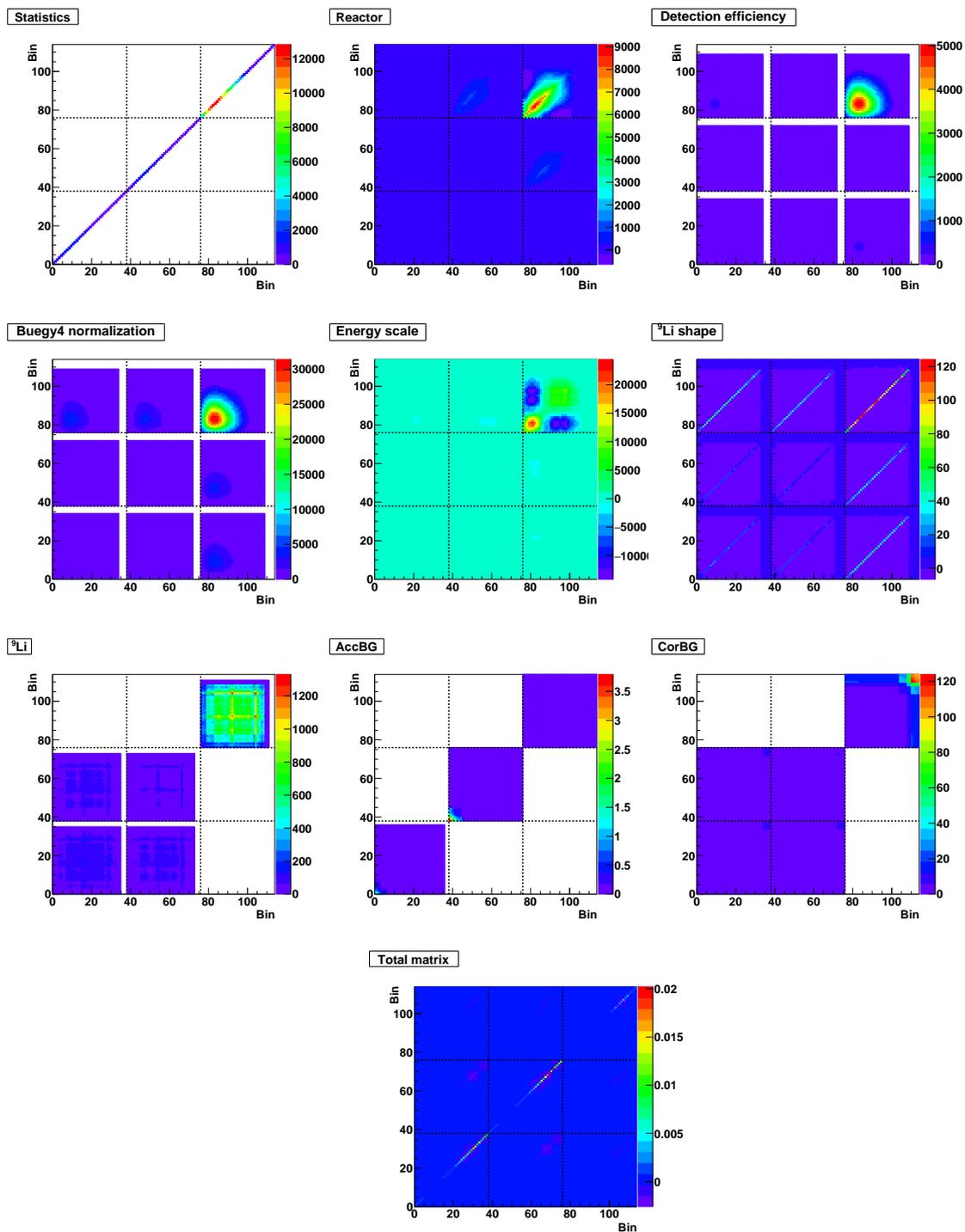


図 5.4 統計誤差、原子炉のフラックス、検出効率、Buegy 4 によるノーマライズファクター、検出器のエネルギースケール、時間相関を持つバックグラウンドの誤差、偶発的なバックグラウンドの誤差の 9 つの共分散行列。共分散行列の左下から FD-I、FD-II、ND に対応しており、ピン同士の相関を表している。対角成分以外の 6 ヶ所は、それぞれ FD-I と FD-II、FD-I と ND、FD-II と ND との相関を表している。

5.4 ステライルニュートリノ感度見積もりの結果

5.4 節の χ^2 検定を用いて、ステライルニュートリノの感度の見積もりを行った。結果は、図 5.5 に記し、 Δm_{41}^2 に対する $\sin^2 2\theta_{14}$ の上限値を示した。

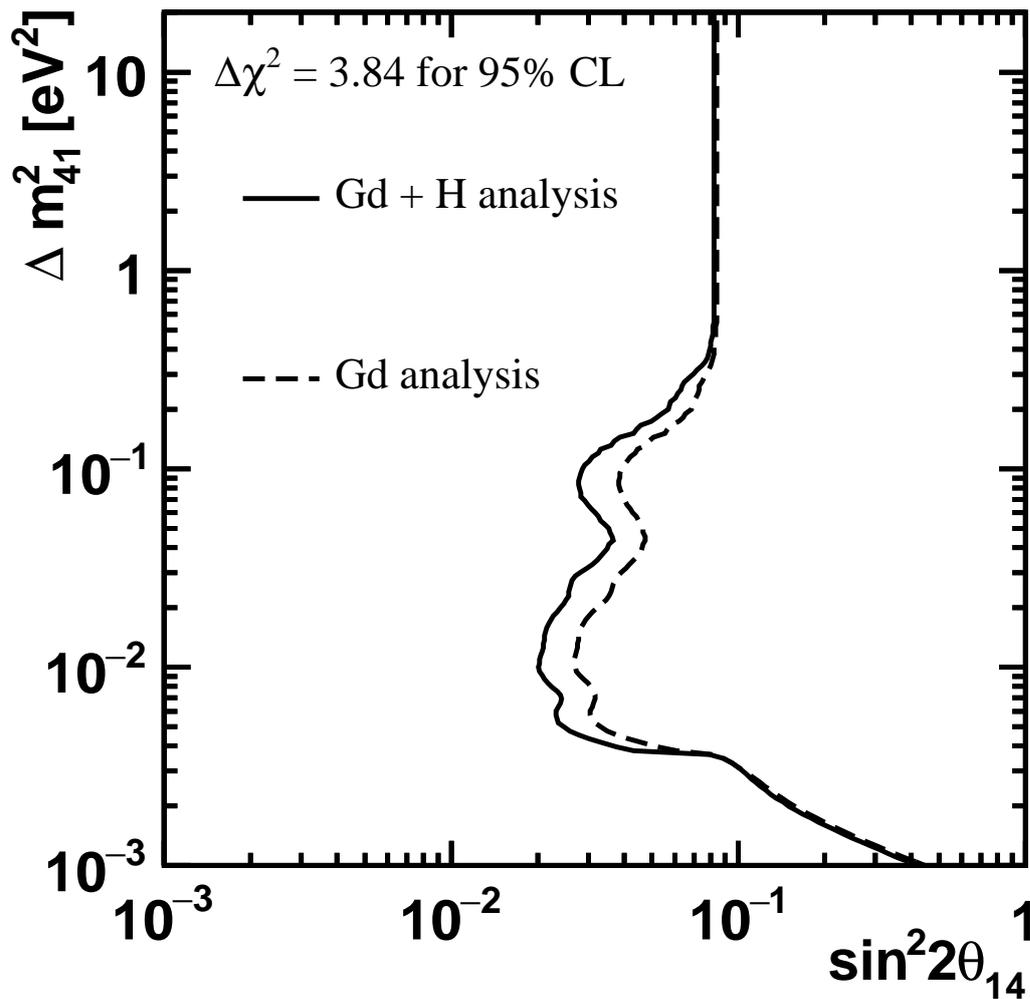


図 5.5 Double Chooz 実験の最新結果と同じ統計量、誤差を用いたステライルニュートリノ感度見積もり。実線はガドリウムと水素捕獲事象を用いた解析、点線はガドリウム捕獲事象のみの解析

先行実験で想定したガドリウム捕獲事象のみを用いた解析に比べて、水素捕獲事象を加えることで統計量が増加し、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1 \text{ eV}^2$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.01、 $\Delta m_{41}^2 = 0.01 \text{ eV}^2$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.01 程度感度が改善した。これにより、新しい解析を用いることで、探索感度の向上が期待されるとの結論を得た。

他の ν_e 消失実験による結果と比較したものを図 5.6 に示す。 $\Delta m_{41}^2 < 0.3 \text{ eV}^2$ の軽いステライルニュートリノの領域では、先行実験の Daya Bay 実験と同程度の感度が期待できる。一方 $\Delta m_{41}^2 > 0.1 \text{ eV}^2$ の未解決領域には、 $\sin^2 2\theta_{14} > 0.08$ を棄却し、一定の探索感度をもつ事が期待できる。Double Chooz 検出器を用いたステライルニュートリノ探索感度の見積もりの向上について 6 章で述べる。

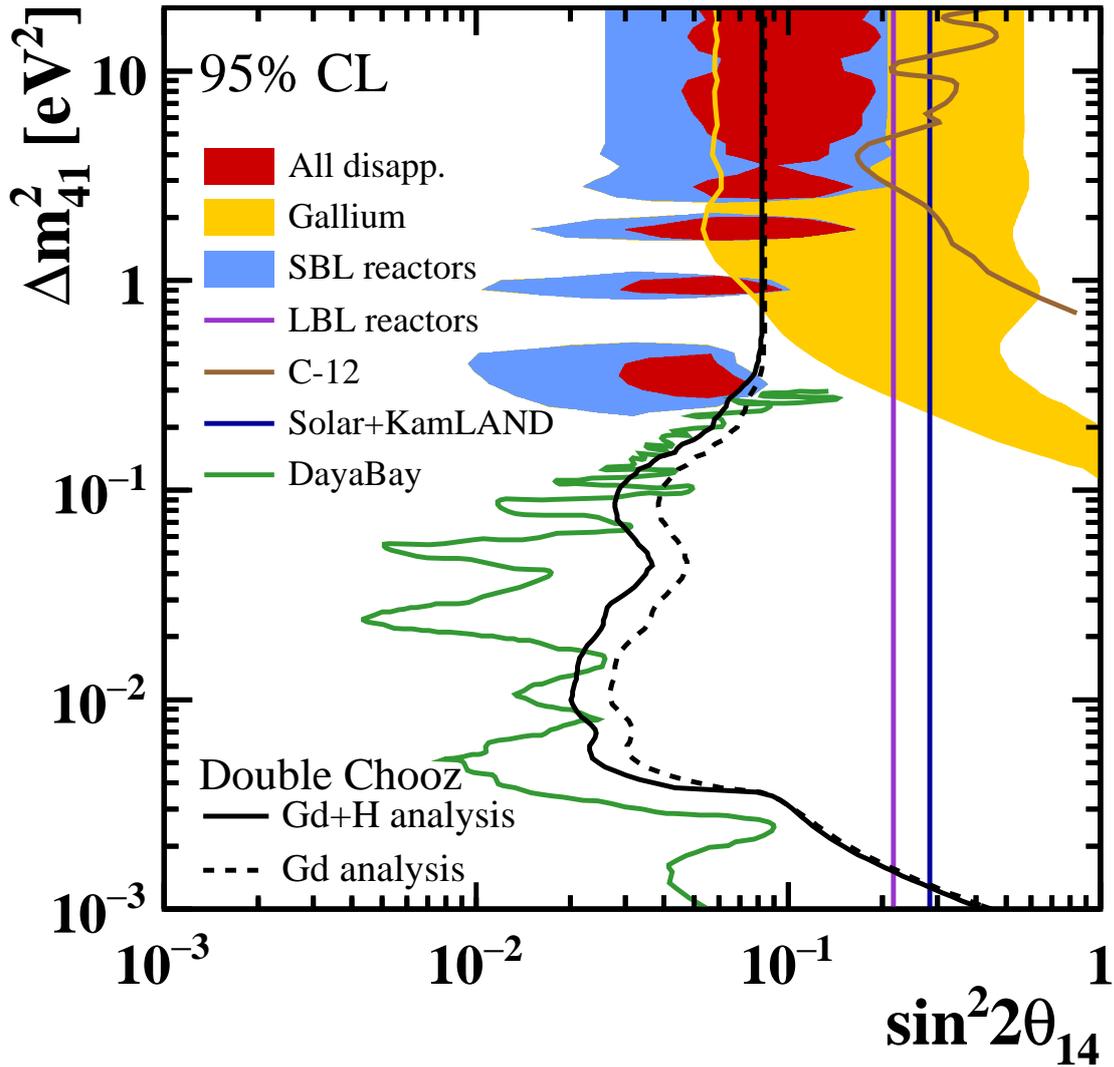


図 5.6 今回の Double Chooz 検出器用いたステライルニュートリノ感度見積もりと他の ν_e 消失実験による結果。

5.5 まとめ

標準的な3世代の枠組みを超える、弱い相互作用をしない余剰なニュートリノの存在可能性が、LSND など複数の実験により示唆されている。このニュートリノはステライルニュートリノと呼ばれ、現在原子炉を用いた探索や加速器を用いた探索、線源を用いた探索が行われている。Double Chooz 実験の前置検出器のベースラインは約 400 m と比較的近く、電子ニュートリノがステライルニュートリノに振動する仮説における、混合角 (θ_{14}) と質量二乗差 (Δm_{41}^2) の振動パラメータ平面上の未解決領域に感度を持つと期待される。本研究では、新たに作成された前置検出器シミュレーションと最新の「ガドリニウム + 水素捕獲事象」解析を用いて、ステライルニュートリノの探索感度の見積もりを行った。Double Chooz 実験では、他のステライルニュートリノ探索実験に比べベースラインが長いため、 $\Delta m_{41}^2 < 0.3$ 以下でエネルギースペクトルに振動パターンが現れて、その領域でより良い感度を持つことが期待される。先行実験で想定したガドリニウム捕獲事象のみを用いた解析に比べて、水素捕獲事象を加えることで統計量が増加し、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.03 まで、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.02 までと、広範囲に探索感度が期待されるとの結論を得た。また他の ν_e 消失実験による結果と比較すると、 $\Delta m_{41}^2 < 0.3 \text{ eV}^2$ の軽いステライルニュートリノの領域では、先行実験の Daya Bay 実験と同程度の感度が期待でき、一方 $\Delta m_{41}^2 > 0.1 \text{ eV}^2$ の未解決領域には、 $\sin^2 2\theta_{14} > 0.08$ を棄却し、一定の探索感度をもつ事が期待できる。

第6章

考察

6.1 エネルギー応答の研究

後置検出器、前置検出器の両方のデータとシミュレーションのマップの比で $(\rho, z) = (1100 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ 、 $(0 - 400 \text{ mm}, -1500 \text{ mm})$ のところに共通の構造が見られる。前置検出器と後置検出器のシミュレーションで共通して使用されている検出器パラメータは、受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ (図 6.1) であり、調整することで、4.3 節で説明した数値計算を用いてこの共通の構造が再現できるか評価した。調節の種類と共通の構造が生じる要因を下にまとめる。

- 全角度を調整 → バッファ層の壁での反射または PMT 量子効率の角度依存性
- 大角度を調整 → μ metal または PMT ガラス表面での反射
- 小角度を調整 → 光子の液体中またはターゲット層やガンマキャッチャー層のアクリルでの散乱

受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ の調節には図 6.1 にある新旧 2 つの関数を用いて行った。現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ は 2.2 MeV の水素の中性子捕獲事象の測定データから求められており、赤線で表す。以前使われていた関数は式 (6.1) であり、黒線で表している。

$$\begin{aligned} F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta) &= 8.813 - 32.843 \cos \theta + 42.580 \cos^2 \theta + 17.546 \cos^3 \theta \quad (\cos \theta > 0.72) \quad (6.1) \\ F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta) &= 0.4 + 0.4 \cos \theta \quad (\cos \theta < 0.72) \end{aligned}$$

評価方法は、数値計算を用いる。数値計算において、現在の受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ から全角度の調節、大角度の調節、小角度の調節に合わせて以前使われていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ に変更することで受光角補正関数の変更に伴って現れるマップの変化と、変更された受光角補正関数と現在使われているマップの比に現れる構造を評価する。行った受光角補正関数の調節は表 6.1 の 3 通りである。

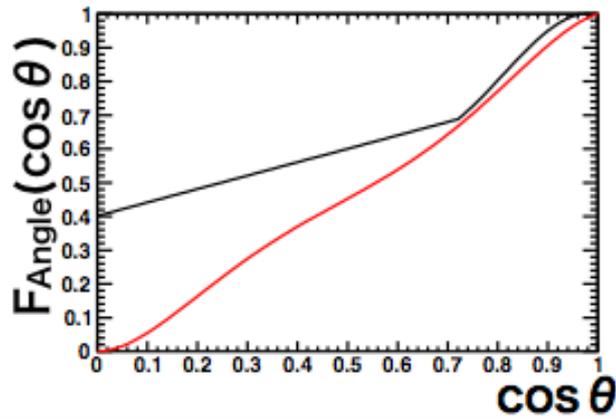


図 6.1 使用している受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ 。赤線は、現在使われている関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ 、黒線は以前使用されていた関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を表す。

調節の種類	使用した受光角補正関数
全角度を調整	$F_{\text{angle}}(\cos \theta) = F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$
大角度を調整	$F_{\text{angle}}(\cos \theta) = F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta) \quad (\cos \theta < 0.72)$
	$F_{\text{angle}}(\cos \theta) = F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta) \quad (0.72 < \cos \theta)$
小角度を調整	$F_{\text{angle}}(\cos \theta) = F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta) \quad (\cos \theta < 0.72)$
	$F_{\text{angle}}(\cos \theta) = F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta) \quad (0.72 < \cos \theta)$

表 6.1 受光角補正関数の調節パターン

6.1.1 全角度の調節

全角度の調節には、表 6.1 にあるように、以前使用されていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を用いた。それを使用し作成したエネルギー応答マップは、図 6.2 となる。また図 6.3 は、現在使用されている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップである。図 6.2 と図 6.3 の比は、図 6.4 に記す。図 6.4 からわかるようにガンマキャッチャー層の側面にデータとシミュレーションの比

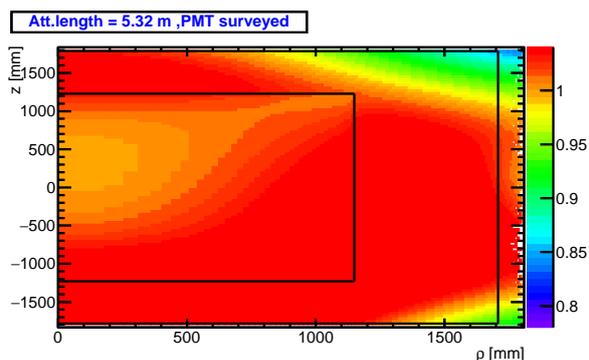


図 6.2 以前使われていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ

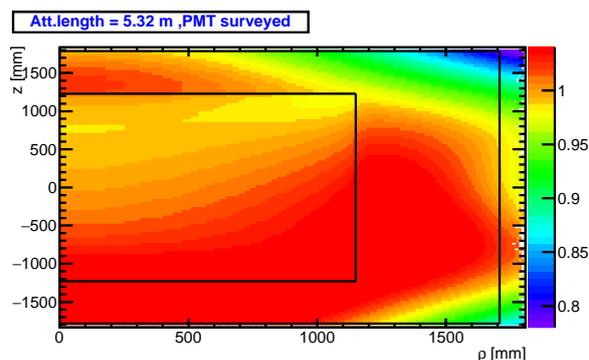


図 6.3 現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ

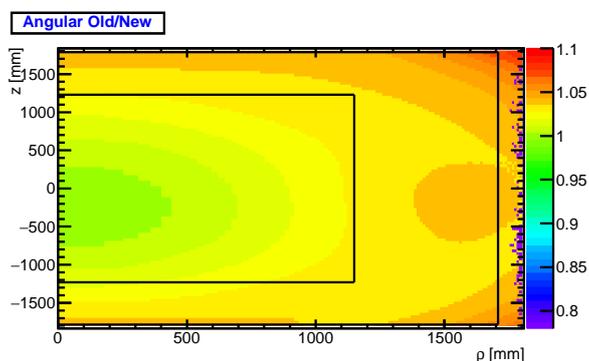


図 6.4 現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップと以前使われていた受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比

で現れているような構造を確認した。しかしこの構造が大角度の調節によるものなのか、小角度の調節によるものなのかは不明である。そのため大角度 ($\cos \theta < 0.72$) の調節と小角度 ($\cos \theta > 0.72$) の調節を行い、データとシミュレーションのマップの比で見られる構造の再現を目指す。

6.1.2 大角度の調節

大角度の調節には、表 6.1 にあるように、受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ を小角度部 ($\cos \theta > 0.72$) を現在使われている関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ 、大角度部 ($\cos \theta < 0.72$) を以前使われていた関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$

の大角度部分に変えた ($F_{\text{angle}}(\cos \theta) = 0.4 + 0.4 \cos \theta$)。使用した受光角関数を図 6.5 に記す。

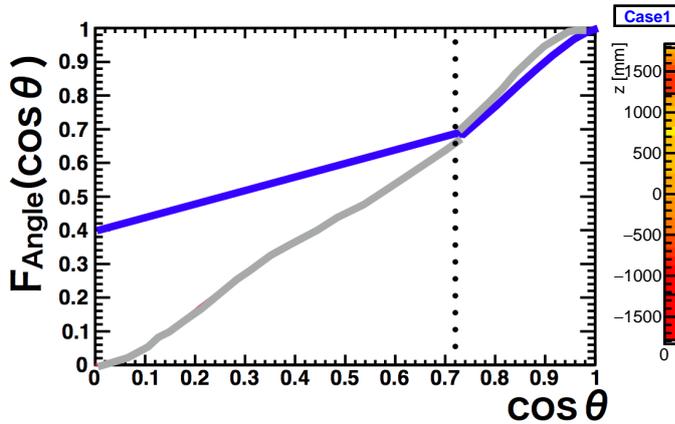


図 6.5 大角度調節時の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$

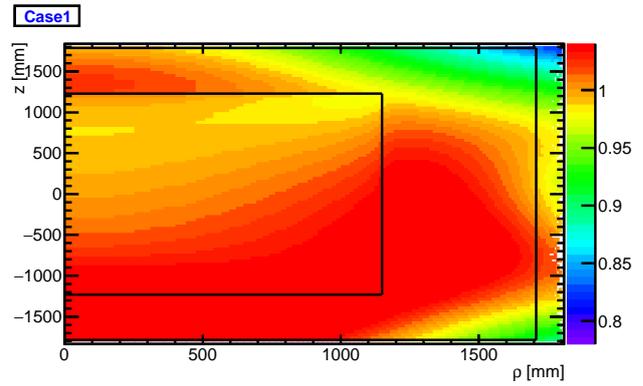


図 6.6 大角度調節時の受光角補正関数を用いた
前置検出器のエネルギー応答マップ

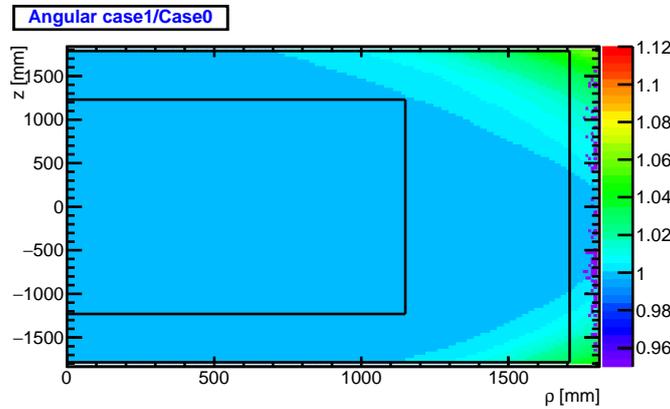


図 6.7 大角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比

図 6.6 は、エネルギー応答マップである。このエネルギー応答マップと図 6.3 の比 (図 6.7) は、検出器の有感領域の大部分で一様分布が見られ、データとシミュレーションの比で見られた構造の再現はできなかった。よって、共通した構造は、 μ metal または PMT ガラス表面での反射といった事が要因ではないことがわかった。

6.1.3 小角度の調節

小角度の調節には、受光角補正関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ を小角度部 ($\cos \theta > 0.72$) を以前使われていた関数 $F_{\text{angle}}^{\text{old}}(\cos \theta)$ の大角度部分に変えた ($F_{\text{angle}}(\cos \theta) = 8.813 - 32.843 \cos \theta + 42.580 \cos^2 \theta + 17.546 \cos^3 \theta$)、大角度部 ($\cos \theta < 0.72$) は現在使われている関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を使用した。

図 6.9 は、エネルギー応答マップである。このエネルギー応答マップと図 6.3 の比 (図 6.10) は、データとシミュレーションの比で見られた構造がガンマキャッチャー層の側面に、比の値は逆だがある程度再現できた。

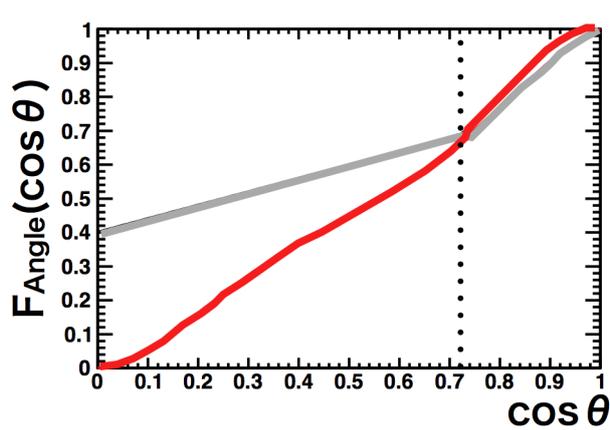


図 6.8 小角度調節時の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$

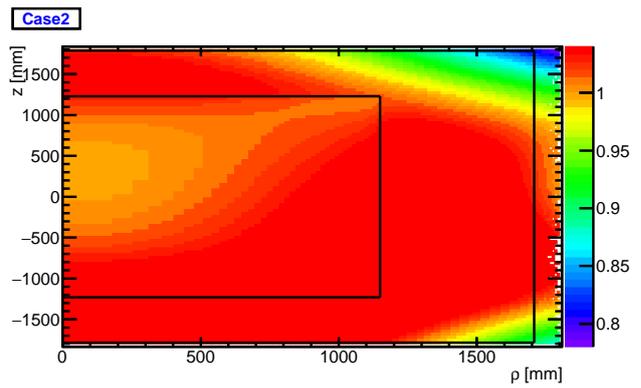


図 6.9 小角度調節時の受光角補正関数を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ

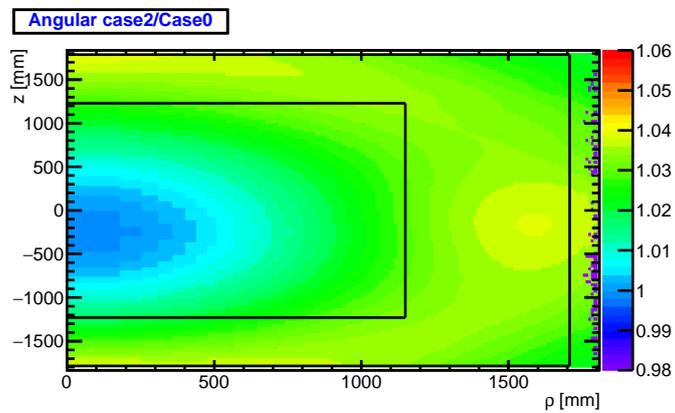


図 6.10 小角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数 $F_{\text{angle}}^{\text{now}}(\cos \theta)$ を用いたエネルギー応答マップの比

次に、比の値が逆にでていることを修正を行った。図 6.8 の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ の小角度部分は、シミュレーションに用いられている関数よりも高い値である。よってこの部分がシミュレーションに用いられている関数の小角度部分で低い値になるように受光角補正関数を調節した。これを図 6.11 に示す。それを元に作成されたエネルギー応答マップを、図 6.12 に記す。この調節により、数値計算のエネルギー応答マップが、図 4.30 に示されるデータのエネルギー応答マップの構造に近づいた。図 6.13 に示されるエネルギー応答マップの比は、比の値が逆に出ていたことが修正されたことが確認でき、また共通の構造の再現されている。共通の構造が少し外側に出ているのは、事象位置再構成ツールの RecoBAMA の影響が考えられる。この結果より、現在の使用されている受光角補正関数よりも小角度部分が低い値、つまり PMT の正面方向から入射した際の光電子の観測確率に補正を加えることで再現できたことから、光子の液体中やアクリルでの散乱が考えられる。

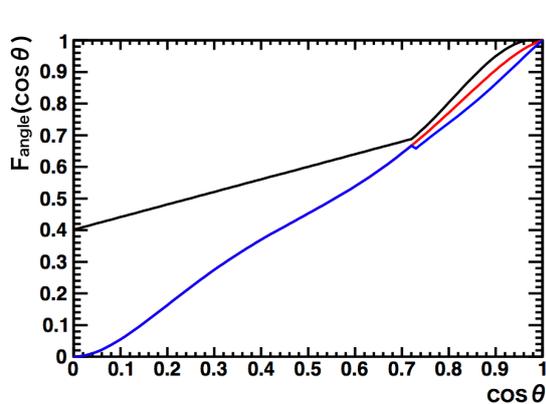


図 6.11 小角度部分の受光角関数 $F_{\text{angle}}(\cos \theta)$ が低くなるように調節した受光角補正関数

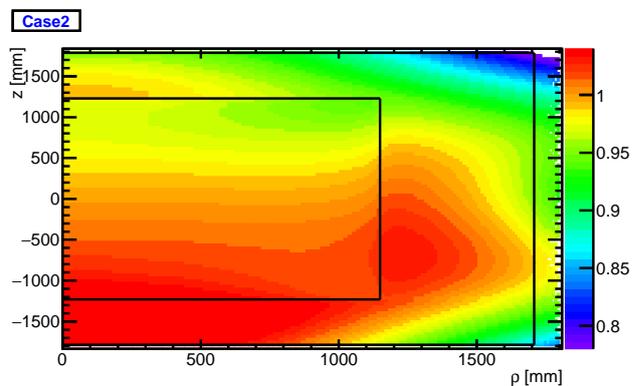


図 6.12 小角度調節時の受光角補正関数を用いた前置検出器のエネルギー応答マップ

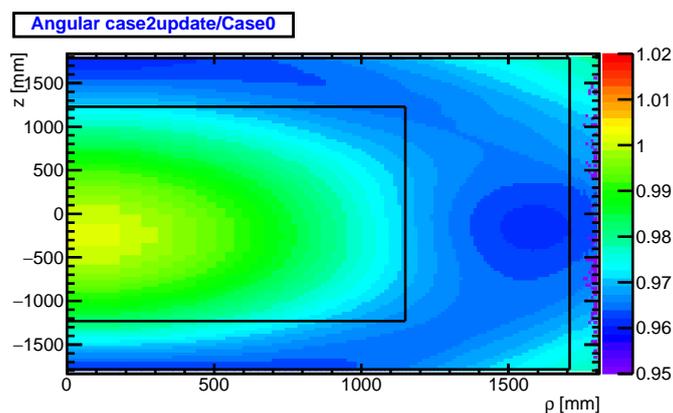


図 6.13 小角度調節時の受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップと現在使われている受光角補正関数を用いたエネルギー応答マップの比

今回は行っていないが、分光光度計での液体シンチレータの光の減衰長の誤差が 1 m であることから、ガンマキャッチャー層でも後置検出器と前置検出器で減衰長が異なっている可能性がある。両検出器のシミュレーションで使用されているガンマキャッチャー層の減衰長は、同値である。位置依

存性の数値計算を調節することで、差異を再現することができるかもしれない。

6.2 ステライルニュートリノ探索感度見積もり

ステライルニュートリノ探索感度見積もりの向上を行うならば、先行研究 [37] で行われたように原子炉の稼働状況についても考慮することが考えられる。原子炉のコアの大きさや検出器の大きさを無視して2基の原子炉 (B1、B2) から前置検出器までの距離は、約 351 m と約 465 m である。このベースラインの差異は、Double Chooz 実験の目的の混合角 θ_{13} の精密測定結果にはほぼ影響しないが、ステライルニュートリノ探索には影響がある。原子炉の稼働状況を考慮することで、ベースラインを正確に見積もれ、軽いステライルニュートリノの領域での探索感度が Daya Bay 実験による探索結果に近づけることが期待できる。

原子炉を用いたニュートリノ振動実験のニュートリノのエネルギー分布には、図 6.14 に示す様に 4 - 6 MeV の範囲に歪みが現れる。これは未解決であり、今後のデータを用いたステライルニュートリノ探索を目指すためにも、ニュートリノのエネルギー分布に現れる歪みをフィットから外し感度を見積もる方法や、歪みを考慮する方法、またはキャンセルするような手法を開発して、実データ解析に向けて検証を進めることが現在の課題である。

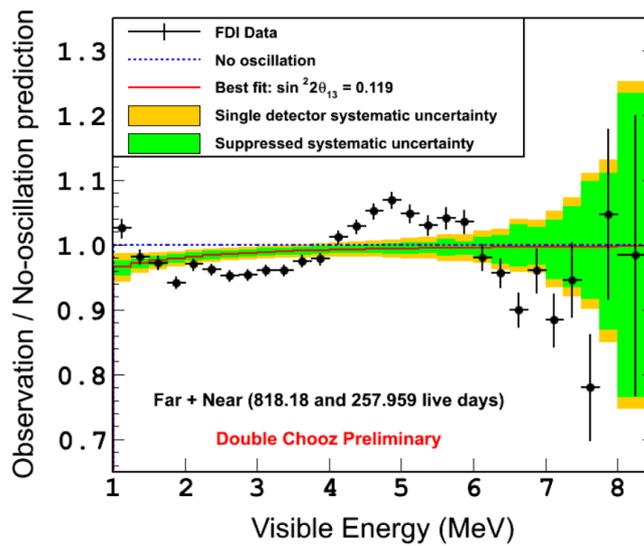


図 6.14 Double Chooz 実験でも確認されるニュートリノのエネルギー分布に現れる歪み

第7章

まとめ

ニュートリノは ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3つのフレーバー固有状態をもつレプトンである。ニュートリノが質量を持ち、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合 (MNS 行列) で表されるときにニュートリノ振動と呼ばれるフレーバー間の遷移現象を起こす。この MNS 行列のパラメータの一つが θ_{13} と呼ばれる混合角であり、ニュートリノの基本的な性質を示す物理量である。近年まで混合角 θ_{13} には上限値が与えられていたが、2012 年になって有限値を持つことが複数の実験によって示された。現在はその精密測定が進められており、将来実験によるレプトンセクターの CP 非保存パラメータ Δ_{CP} の測定、質量階層性の決定、 θ_{23} 縮退問題の解決などに繋がると期待されている。Double Chooz 実験はフランスの Chooz 原子力発電所で行われている混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした国際共同実験である。本実験は原子炉で発生する反電子ニュートリノの欠損量とエネルギースペクトルの歪みを測ることにより、混合角 θ_{13} を精密測定する。2011 年 4 月より後置検出器 (原子炉から 1150 m) を用いた計測を開始し、2015 年 1 月からは前置検出器 (原子炉から約 400 m) と後置検出器の両器を用いた測定が開始された。

混合角 θ_{13} を精密に求めるためには、ニュートリノのエネルギーを精密に測定できなくてはならない。そのためには検出器のエネルギー分解能やエネルギーの線形性といったエネルギー応答を正確に理解する必要がある。本研究では、まず新しく建設された前置検出器のエネルギー応答を評価し、後置検出器との比較を行った。実データから得られたエネルギーの位置依存性に検出器間の差異が認められたものの、これは分光光度計で測定されたようにターゲット層用液体シンチレータの減衰長の違い (後置 : 7.82 m、前置 : 4.32 m) で説明されると考えられた。そこで、これらの減衰長の違いが組み込まれたシミュレーションと比較したところ、後置検出器では良い一致が得られたが、前置検出器で差異が見つかった。これは、分光光度計で測定された前置検出器の減衰長が実際と異なっていることを示唆する。分光光度計の減衰長測定の誤差は 1 m と大きいことがわかっているため、第二段階の調整の余地がある。そのため、位置依存性の数値計算との比較による第二段階の調整手法を開発した。結果、減衰長が 5.32 m の時に最も良く実データを再現しようと結論づけてシミュレーションを再度調整した。この調整後、前置検出器の実データとシミュレーションの差異が、後置検出器と同等であることを確認した。また、エネルギー応答マップによる補正を入れることで位置依存性をキャンセルし、前置検出器 (後置検出器) のエネルギー分解能が、約 $10.57 (10.37) \% \sqrt{E}$ から約 $9.62 (9.23) \% \sqrt{E}$ に向上することを確認した。この数値は、検出器中心に配置した ^{252}Cf 線源で測定されたエネルギー分解能と同程度である。

一方、近年、標準的な3世代の枠組みを超える、弱い相互作用をしない余剰なニュートリノの存在可能性が、LSND など複数の実験により示唆されている。このニュートリノはステライルニュートリノと呼ばれ、現在原子炉を用いた探索や加速器を用いた探索、線源を用いた探索が行われている。Double Chooz 実験の前置検出器のベースラインは約 400 m と比較的近く、電子ニュートリノがステライルニュートリノに振動する仮説における、混合角 (θ_{14}) と質量二乗差 (Δm_{41}^2) の振動パラメータ平面上の未解決領域に感度を持つと期待される。本研究では、新たに作成された前置検出器シミュレーションと最新の「ガドリニウム + 水素捕獲事象」解析を用いて、ステライルニュートリノの探索感度の見積もりを行った。Double Chooz 実験では、他のステライルニュートリノ探索実験に比べベースラインが長いため、 $\Delta m_{41}^2 < 0.3$ 以下でエネルギースペクトルに振動パターンが現れて、その領域でより良い感度を持つことが期待される。先行実験で想定したガドリニウム捕獲事象のみを用いた解析に比べて、水素捕獲事象を加えることで統計量が増加し、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.03 まで、 $\Delta m_{41}^2 = 0.1$ では $\sin^2 2\theta_{14}$ が約 0.02 までと、広範囲に探索感度が期待されるとの結論を得た。今後さらなる精度で感度見積もりを行うならば、先行研究の様に原子炉の稼働状況についても考慮することが考えられる。また、原子炉を用いたニュートリノビーム振動実験のニュートリノのエネルギー分布に現れる歪みをフィットから外し感度を見積もる方法や、歪みを考慮、またはキャンセルする手法を開発して、実データ解析に向けて検証を進めることが現在の課題である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、様々なご指導及びご鞭撻をして下さった全ての方々にこの場を借りて感謝の意を述べ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 実験に携わる機会を与えて下さり、また本研究の方針、研究会への参加、発表や論文の執筆など研究で多大なご指導をして下さり、本論文を書き上げることができました。心より感謝申し上げます。研究室での指導に当たって下さった角野秀一准教授、汲田哲郎助教、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教には、他の実験グループ視点で研究についてアドバイスを頂きました。感謝申し上げます。松原綱之特任准教授には、研究方針や解析の基本から、考察や発表そして論文の執筆にいたるまで大変丁寧に指導をして頂きました。松原綱之特任准教授の指導がなければ、本論文は書き上げられませんでした。深く感謝申し上げます。今野智之客員研究員、岩田修一客員研究員には、丁寧かつ的確なアドバイスを頂きました。感謝申し上げます。Double Chooz 実験グループのスタッフの方々にも自由に研究をさせて頂き、また指導をして頂き大変お世話になりました。感謝申し上げます。

研究室の同期である伊藤氏、幡谷氏、米永氏とは共に助け合い、研究生活における心の拠り所として大変お世話になりました。また後輩の市川氏、佐々木氏、野口氏、吉岡氏、柿本氏、小西氏、為近氏、吉川氏には、研究室を盛り上げて頂きました。感謝いたします。

最後に、充実した研究生生活を送れたのは、大学院までの学業面や日々の生活面を支援して下さった両親のおかげです。深く感謝いたします。

参考文献

- [1] W.Pauli, Letter to L.Meitner and her colleagues (1930).
- [2] E.Fermi, Nuovo Cimeto 11, 1 (1934).
- [3] F.Reines, and C.L.Cowan, Phys. Rev. Lett. 109, 1015 (1958).
- [4] G. Danby et al., Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos, Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [5] K. Kodama et al., Observation of tau neutrino interactions, Phys. Lett. B 504, 218- 224 (2001).
- [6] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, Phys. Reports 427, Issues 5 - 6 (2006).
- [7] B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496, 505 (1998).
- [8] Y.Fukuda et al., (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [9] B. Aharmim et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. C 72, 055502, (2005).
- [10] S. Abe et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 100, 221803 (2008).
- [11] P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 106, 181801 (2011).
- [12] Z. Maki, N. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phy. 28, 870 (1962).
- [13] M.Apollonio et al, (Chooz Collaboration), Eur, Phys. J. C27, 331 (2003).
- [14] Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration) [Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 131801]
- [15] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), arXiv :1610.04802, (2016) To be submitted to Phys. Rev. D.
- [16] J.H. Choi et al. (RENO), Phys.Rev.Lett. 116 (2016) 211801
- [17] <http://t2k-experiment.org/ja/>
- [18] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Phys. Rev. D. 91. 072010 (2015)
- [19] K. Abe et al. (T2K Collaboration), arXiv: 1701.00432 (2017) To submitted to Phys. Rev. D.
- [20] C.Athanassopoulos et al, (LSND Collaboration), Phys. Rev. C54, 2685 (1996).
- [21] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett, 98, 231801 (2007)
- [22] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. 110, 161801 (2013)
- [23] W. Hampel et al. (GALLEX Collaboration), Phys.Lett. B447, 127-133 (1999)
- [24] J. N. Abdurashitov et al.(SAGE Collaboration), Phys.Rev. C60, 055801(1999)

- [25] Carlo Giunti and Marco Laveder, Phys. Rev. C 83, 065504 (2011)
- [26] G. Mention et al, Phys. Rev. D 83, 073006 (2011)
- [27] B. Achkar et al., Nucl. Phys. B434, 503 (1995)
- [28] J. Kopp et al, JHEP, 05 , 050 (2013)
- [29] Y. J. Ko et al. (NEOS Collaboration), arXiv:1610.05134, (2016) to be submitted to Phys. Rev. D.
- [30] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett. 113, 141802 (2014)
- [31] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett. 117, 151802 (2016)
- [32] A. d. Gouvea, J. Jenkins, Phys. Rev. D78, 053003 (2008)
- [33] CERN-EP Seminar on 20 September 2016; <https://indico.cern.ch/event/548805/> (2016)
- [34] Y. Declais et al., Physics Letters B 338, (2-3), 383 - 389 (1994).
- [35] Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration), JHEP, 10, 086 (2014)
- [36] K .Matsumoto, Master thesis, 「ニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定化に向けた Double Chooz 実験におけるエネルギー再構成手法の研究」 (2013)
- [37] S .Shimizu, Master thesis, 「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」 (2015)
- [38] K. A. Olive et al, (Particle Data Group), Chin. Phys. C38, 090001 (2014)
- [39] P. Adamson et al, (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 112, 191801 (2014)