

■ 研究紹介

T2K 実験 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の「発見」

東京大学宇宙線研究所

西村 康宏

ynisi@icrr.u-tokyo.ac.jp

Kavli IPMU (WPI), University of Tokyo/TRIUMF

Mark Hartz

mark.hartz@ipmu.jp

京都大学大学院理学研究科

家城 佳

iekikei@scphys.kyoto-u.ac.jp

2013年8月30日

1 はじめに

T2K 実験は2010年に物理ランを開始した加速器ニュートリノ振動実験である。その主な物理目標は $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の「発見」であり、2013年7月についてその「発見」を実現したことをストックホルムで開催されたEPS国際会議にて発表した。本稿ではその解析の詳細と、今回の結果から今後期待される物理について簡単に報告する。

まず、ニュートリノ振動についてごく簡単に説明する。T2K 実験や物理の詳細については過去の高エネルギーニュースで取り上げられてきたので、参考にしていただきたい[1-6]。ニュートリノ振動は ν_e , ν_μ , ν_τ の3つのフレーバーがその飛行中に移り変わる現象である。これは、ニュートリノのフレーバー固有状態である $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$ が、質量固有状態 $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$ の混合状態であることに起因している。ニュートリノ振動が起きる確率は、この混合具合を表す混合角 θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} と、質量固有状態間の質量2乗の差 Δm_{12}^2 , Δm_{32}^2 , CPの破れの度合いを表す δ_{CP} , そしてニュートリノのエネルギー (E) と飛行時間 (=飛行距離 L) によって記述される。

T2K 実験が開始された2010年の時点では、 θ_{13} はフランスで行われた原子炉実験 Chooz によって上限値が与えられているのみで、 δ_{CP} に関しては制限すらなくその値は不明であった。今回の主題である $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率は、その不明な θ_{13} と δ_{CP} の2パラメータを含む次式で表される。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + (\text{CP非保存項}) + \dots$$

$\sin \delta_{CP}$ を含む CP 非保存項は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の場合と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の場合で符号が異なり、 $\theta_{13} \neq 0$ の場合は0でない有限値を取るため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を観測することで原理的に δ_{CP} の測定が可能となる。T2K 実験はこの $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を観測し、 θ_{13} を測定することを第一目標としてスタートした。

T2K 実験は J-PARC にある世界最高強度の30 GeV 陽子加速器を用いて、ニュートリノ振動確率が最大となるようにエネルギーが調整された高強度・高品質 ν_μ ビームを生成し、J-PARC に設置された前置検出器と295 km先のスーパーカミオカンデ後置検出器(以下SK)を用いて、 ν_μ ビームの振動を観測する実験である。2011年にはSKで6つの ν_e 事象候補をとらえ、 2.5σ の有意性で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の兆候を観測したことを世界に先駆けて発表した[6,7]。大震災に見舞われ一時中断したものの、2012年にはビームデータの統計量を約2倍に増やし、 3.2σ の有意性で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の証拠を発表した[8]。一方同じく2012年、原子炉実験 Daya Bay[9], RENO[10]が相次いで反 ν_e 消失事象 ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{e\text{以外}}$) の発見を報告し、 θ_{13} が0より有意に大きい値を持つことが確定的となった。

本稿では、2012年からデータ量をさらに2.1倍に増やし、 7σ 以上の有意性で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を「発見」した結果を報告する。この結果の重要性は、単に $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を発見したことにとどまらない。原子炉実験では振動確率がほぼ θ_{13} だけで決まるため、今や θ_{13} は精密に測定されている。一方、加速器実験で測定する $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率は θ_{13} だけでなく δ_{CP} など他の振動パラメータの影響を受ける。そのため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を精度よく測定することができれば、最後に残された振動パラメータ δ_{CP} の測定が可能になってくる。 $\delta_{CP} \neq 0$ が観測されれば、レプトンセクターで初めてCPの破れを発見したこととなり、物質優勢宇宙の謎に迫る重要な手掛かりとなる。

2 本解析に用いたデータ

T2K 実験は、これまで2010年1月から2013年5月まで物理ランを行った。本解析ではそのうち2013年4月までのデータを用いた。この間にビーム標的に供給された総陽子数は 6.4×10^{20} POT (=Protons On Target の略) である。

これは 2012 年に発表した電子ニュートリノ出現事象の解析[8]で用いた統計量の 2.1 倍にあたる。図 1 は T2K に供給された陽子ビームの総陽子数(実線)とビーム強度(点)の推移を表す。ビーム強度は順調に増強され、最大で 250 kW を達成した。これは 1.2×10^{14} protons per pulse に相当し、パルスあたりの陽子数としては世界最高である。

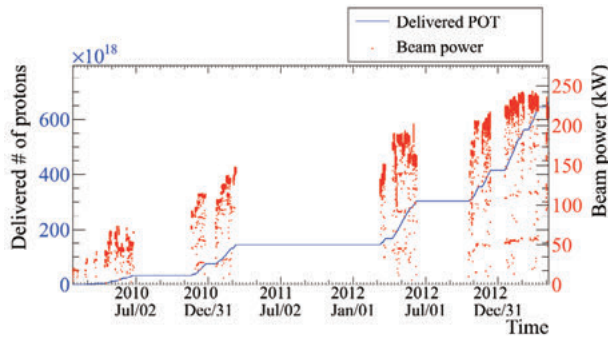


図 1 T2K 実験に供給された陽子ビームの累積 POT (左軸, 線グラフ) とパルスあたりの陽子数 (右軸, 赤点) の推移。

陽子ビーム強度はトロイダルコイルを用いた電流トランス[2]によって約 3%の精度で測定される。ビーム軌道およびビーム光学は、位置・プロファイルモニターとさらにビームダンプ下流に設置されたミュオンモニター[3]を元に調整されている。ビーム位置と方向はそれぞれ 0.5 mm, 0.35 mrad の精度で制御されており、これはニュートリノのピークエネルギーを約 10 MeV の精度で把握できていることを意味する。

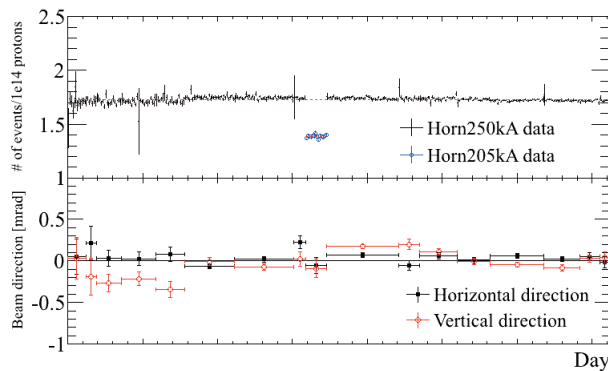


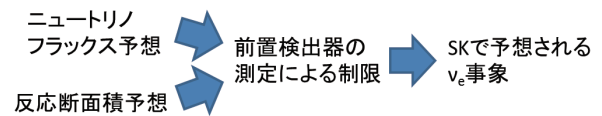
図 2 INGRID 検出器で測定されたニュートリノビームの反応レート(上図)と、ビーム方向(下図, 黒塗り四角: 水平方向, 中抜き赤丸: 鉛直方向)の推移。

さらにニュートリノに対してもビームプロファイルを直接測定するため、 ν_μ ビーム生成標的から 280 m 下流に INGRID (Interactive Neutrino GRID) 検出器[4]が設置されている。図 2 は INGRID での 10^{14} POT あたりのニュートリノ計測数およびビーム方向の安定性を表す。計測数・方向共に安定していることが確認できる。

3 解析の概要

以下ではまずニュートリノ振動解析の概要を紹介し、前置検出器および SK の測定結果を説明した後、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の解析結果について述べる。

ニュートリノ振動解析は、外部実験等を元にしたニュートリノフラックスや反応断面積のシミュレーションおよび前置検出器での測定結果を元にした SK での ν_e 事象の予想と、実際に観測された ν_e 候補事象の観測数や電子の運動量・散乱角分布を比較することで行われる。これらの手順の詳細は次章で説明する。



今回の解析では 2012 年の結果と比べてデータ量が 2.1 倍と増えたことほかに、解析手法で 2 点重要な改善がなされた。1 つは、前置検出器での解析改善により、上記のフラックスや断面積の系統誤差を低減したことである。もう 1 つは、SK の ν_e 事象選択方法の改善により、バックグラウンド事象を削減したことである。以下の章ではこれらの改善についても説明する。

4 前置ニュートリノ検出器の測定

この章では、まずニュートリノフラックスとニュートリノ反応のシミュレーションについて説明する。その後、ニュートリノビーム生成標的から 280m 下流に設置された ND280 前置検出器[5]の測定により、ニュートリノフラックスと反応断面積に対して制限をつける手順を説明する。

4.1 ニュートリノフラックス予想

T2K 実験における ν_μ ビームは、陽子ビームを炭素標的に衝突させることで生成した π 中間子や K 中間子の崩壊によって作られる。炭素標的は電磁ホーンの中に設置されているため、生成された π 中間子や K 中間子はその電磁ホーンとさらに下流の電磁ホーンが作る磁場によって曲げられ、 π^+ と K^+ のみが前方に収束される。これにより、崩壊によって生成されるニュートリノは ν_μ のみが前方に集中する。また、一部の μ^+ や K^+ はビームダンプで止まる前に崩壊し、前方に ν_e を生成するため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 測定のバックグラウンドとなる。このような ν_e は ν_μ の約 1% である。T2K 実験のニュートリノフラックス予想では、これら一連の反応をシミュレーションコード FLUKA2008 と Geant3 を用いてシミュレーションしたものを、NA61/SHINE 実験の π , K 生成測定データ[11,12]をはじめとするハドロン生成データに合うよう調整している[13]。

図3にSKで予想されるニュートリノフラックスのエネルギー分布を示す。ピーク位置は振動確率が最大となる約0.6 GeVになるように調整されている。フラックス不定性の大きさはそのエネルギーやフレーバーによって異なるが、ピーク付近で約15%である。これは主にNA61/SHINEの測定誤差と、ハドロン反応モデルの不定性に起因している。ハドロン反応モデルの不定性は、二次的な反応で核子が生成される不定性（実験データを元に制限をかけていない）や、 p , π , K の非弾性反応の不定性、実験データを元に測定されていない原子核や運動量に対する断面積を計算する際の不定性などによるものである。

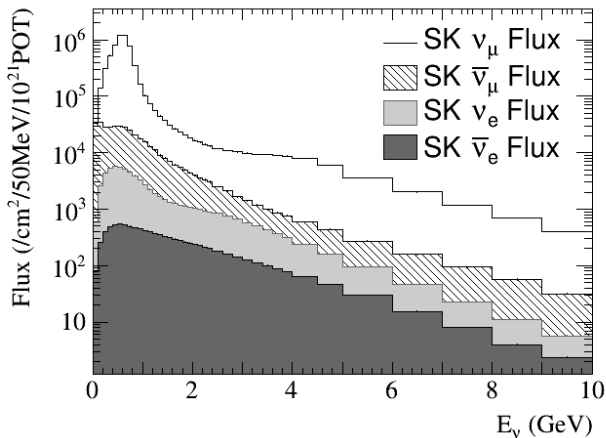


図3 SKに到達するニュートリノビームのエネルギースペクトル予測（ニュートリノ振動なしを仮定）。ニュートリノの種類ごとに予想されるフラックスを重ねて書いたもの。

4.2 ニュートリノ反応モデル

T2K 実験におけるニュートリノ反応の信号モードは以下の Charged Current Quasi-Elastic (CCQE) 反応である：

$$\nu_{\mu}(\nu_{e}) + N \rightarrow \mu(e) + N'$$

この反応は二体反応であるため、終状態 $\mu(e)$ の運動量と散乱角度からニュートリノのエネルギーを再構成することができる。T2K のニュートリノビームエネルギーではこの CCQE 反応が主であるが、原子核共鳴による π 生成を伴う散乱や、深非弾性散乱の寄与も大きい。T2K 実験では、ニュートリノ反応を反応ジェネレータ NEUT[14]を用いてシミュレートしている。NEUT は relativistic Fermi gas model や dipole form factor を用いて原子核をシミュレートしている。また、原子核共鳴による π 生成を伴う反応の断面積は MiniBooNE 実験[15,16,17]の荷電カレントおよび中性カレント反応断面積測定の結果を用いて調整されている。

4.3 前置検出器 ND280 におけるニュートリノ測定

上記フラックスおよび反応断面積モデルの不定性は、前置検出器 ND280 におけるニュートリノビーム測定によってさらに制限される。ニュートリノビーム生成地点から 280 m 下流の ND280 では、ニュートリノ振動前のビームを測定することができる。ND280 は 0.2 T の電磁石の中に設

置された複数の検出器からなるが、その中で FGD (Fine Grained Detector) と TPC (Time Projection Chamber) を用いて荷電カレント(CC)反応事象を選択した。3つの TPC の間に2つの FGD (FGD1 と FGD2) が設置されているが、本解析では上流の FGD1 でニュートリノが検出され、TPC でミューオンの軌跡が観測された事象を選択した(図4)。FGD は $1 \times 1 \times 184 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータ棒を縦横に並べた検出器である。FGD1 は総重量が 1100 kg (86% が炭素) で、ニュートリノ反応ターゲットであると同時に反応点付近の荷電粒子の軌跡を検出する役割を持つ。TPC はガス検出器として荷電粒子の運動量を測定でき、またエネルギー損失を元に粒子識別を行うことができる。この2種類の検出器の組み合わせにより、CCQE 反応と π 中間子の生成を伴う反応を区別し、反応の種類に応じたモデルの不定性に制限を付けることができる。荷電カレント反応事象は、以下の3つのカテゴリに分類した：

- CC0 π : π を伴わない CC 反応。TPC2 (2 番目の TPC) で、 π^{\pm} あるいは π^0 に由来する e^+ , e^- が観測されていないことを要求する。
- CC1 π : π^+ を1つのみ終状態に含む CC 反応。 π^+ の軌跡が再構成されているか、FGD で π^+ の崩壊に起因する e の遅延ヒットが観測されていて、かつ TPC2 で e^+ , e^- あるいは π^- が観測されていないことを要求する。
- CC other : 上記以外の CC 反応。複数の π^+ , あるいは π^- , e^+ や e^- が観測された事象。

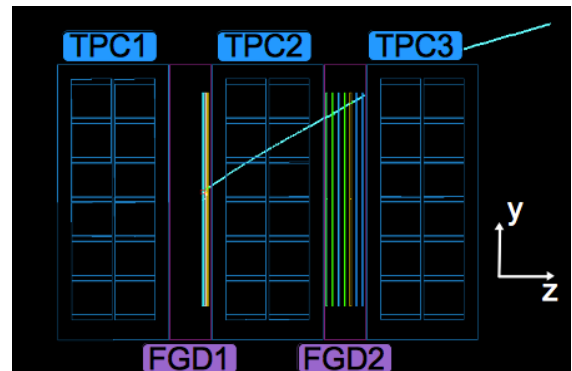


図4 前置検出器ND280で観測されたCC0 π 事象候補の例。FGD1で生成された μ の軌跡が観測され、TPC2で π , e^+ , e^- が観測されていない事象。

CC0 π 事象の例を図4に示す。選択されたサンプル中、求める反応を選択できている割合（純度）は、CC0 π カテゴリが72.6%, CC1 π が49.4%, CC otherが73.8%である。

2012年の $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ 解析[8]からの改善点は、2012年はCCQE事象とCC-nonQE(荷電カレント事象でCCQE以外のもの)の2種類の事象カテゴリしかなかったが、本解析ではFGDの π 中間子軌跡再構成と粒子識別も利用して3つのカテゴリに分けられたことである。これにより、信号事象であるCCQE反応に対して主なバックグラウンド事象

となっている $CC1\pi$ 反応の断面積の不定性をより厳しく制限することができた。

4.4 ND280 検出器のデータを用いたニュートリノフラックス・断面積のモデルに対する制限

これら 3 つの各カテゴリでのミューオンの運動量、散乱角度分布を元に、シミュレーションの最適化とモデルパラメータの制限を行う。シミュレーションではニュートリノフラックスモデル、反応モデルおよび検出器応答モデルを元に、予想されるミューオンの運動量・角度分布の確率密度関数を構築する。検出器応答モデルの系統誤差は、宇宙線ミューオンが FGD1 で止まる事象などのサンプルを利用して見積もっている。主要な系統誤差は、ニュートリノ反応で生成された π 中間子の二次反応の不定性や、FGD の有効体積外で起きたニュートリノ反応を FGD 内で起きた反応として検出してしまう誤同定の不定性に由来する。

ニュートリノフラックスモデルはニュートリノエネルギーごとの規格化パラメータとして実装されており、すでに説明した外部実験などを元にその中心値と不定性、およびパラメータ間の相関が見積もられている。一方、反応断面積モデルにはエネルギーごとの規格化パラメータと、原子核の dipole form factor における axial vector mass (M_A) などの semi-empirical なパラメータを用いている。こちらもすでに説明した外部実験を元にその値と不定性が見積もられている。本解析では binned maximum likelihood 法を用いて ND280 による T2K ビーム測定結果のフィッティングを行い、上記モデルの不定性にさらなる制限を与える。ただし、ND280 では SK の水ターゲットと異なりプラスチックシンチレータをターゲットとするため、一部の断面積パラメータはこのフィットでは制限されない。

図 5 は $CC0\pi$ カテゴリのミューオンの運動量分布を、フィット前後のシミュレーション分布と比較したものである。ニュートリノフラックス・反応断面積モデルを調整しフィットした結果、データ点との一致具合が改善されていることがわかる。図 6 にフィット前を 1 としたフィット前後のフラックスの規格化パラメータとその不定性をエネルギーごとに示す。また、フィット前後のニュートリノ反応断面積パラメータの中心値および不定性を表 1 にまとめた。表中の CCQE Norm, $CC1\pi$ Norm, $NC1\pi^0$ Norm は、それぞれ CCQE 反応, $CC1\pi$ 反応, $NC1\pi^0$ 反応 (終状態に π^0 が 1 つ生成される Neutral Current 反応) の規格化パラメータを表す。フィット前の $CC1\pi$ の規格化パラメータが 1 より大きい理由は、MinibooNE 実験で測定された $CC1\pi$ 反応断面積が NEUT の予想値より大きいためである。これら図 6 と表 1 にまとめた結果から、ニュートリノ反応断面積とフラックスの不定性が、ともに前置検出器のデータを用いたことによって大きく改善されていることがわかる。これに

より、SK での ν_μ 事象予想数の不定性は 28.1% から 8.8% まで低減された ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ を仮定した場合)。この 8.8% のうち、今回 ND280 によって制限したパラメータの不定性は 3.0% を占めるが、2012 年の解析[8]での値 (5.0%) より大きく改善されている。その理由としては、事象カテゴリの改良と、フィットに用いた分布のビンが細かくなったこと、そしてデータ量が増えたことが挙げられる。

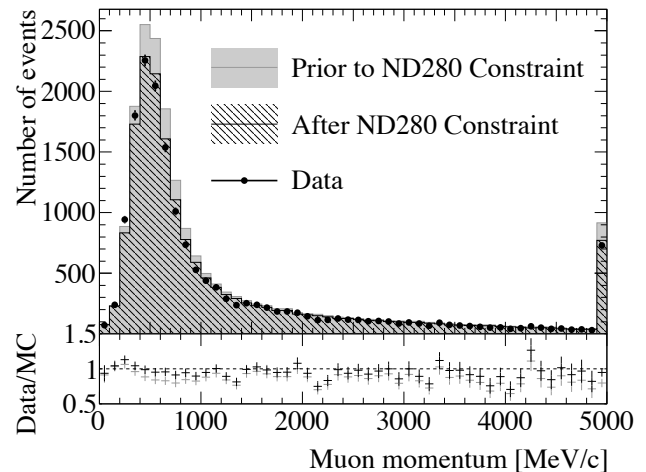


図 5 $CC0\pi$ 事象カテゴリのミューオンの運動量分布。誤差棒付きの点がデータ、灰色と黒の実線(斜線)のヒストグラムがそれぞれフィット前後のシミュレーションの分布を表す。

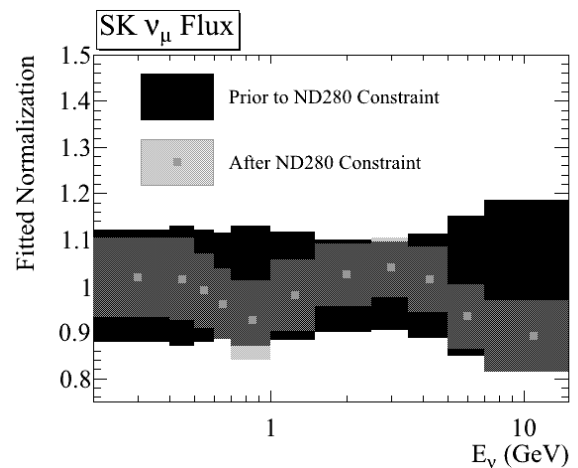


図 6 SK における ν_μ フラックスの規格化パラメータとその不定性を、ND280 検出器のデータによるフィット前 (黒) と後 (灰色) で比較したもの。

表 1 ニュートリノ反応断面積パラメータとその不定性を ND280 検出器によるフィット前後で比較したもの。

	中心値と不定性	
	フィット前	フィット後
M_A^{QE} (GeV)	1.21 ± 0.45	1.223 ± 0.072
M_A^{RES} (GeV)	1.41 ± 0.22	0.963 ± 0.063
CCQE Norm.	1.00 ± 0.11	0.961 ± 0.076
$CC1\pi$ Norm.	1.15 ± 0.32	1.22 ± 0.16
$NC1\pi^0$ Norm.	0.96 ± 0.33	1.10 ± 0.25

5 スーパーカミオカンデでの事象選択

本章では、後置検出器 SK での事象選択と誤差の見積もりについて述べる。

SK でニュートリノ振動測定に使用する事象サンプルは、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 測定で使用する ν_e サンプルと、 ν_μ 消失モード（主に $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ¹）で使用する ν_μ サンプルの 2 つがある。将来的にはこれら 2 つのサンプルを同時に使用した解析を予定しているが、今回の ν_e 出現事象解析には前者の ν_e サンプルのみを用いたため、この章ではその事象選択方法と系統誤差に焦点を当てる。今回の解析では、特にバックグラウンド除去や誤差見積もりに進展があった。 ν_μ 選出については、前記事[6]に詳しいが、 ν_μ 消失解析のアップデートも近日中に記事を掲載する予定であり期待していただきたい。

5.1 T2K データ選別

SK では 32 キロトン（内水槽）の水をターゲットとして、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子が発するチェレンコフ光のリングを観測する。水タンクは内外の二層からなり、外水槽は宇宙線バックグラウンド除去と内水槽からの荷電粒子染み出し感知に使われる。チェレンコフ・リングは、内水槽に取りつけられた 11,129 本の 50cm 径 PMT によりイメージングされ、リング数・粒子型・運動量・位置・時間が測定される。発生した荷電粒子が内水槽から飛び出さず、かつ 30MeV 以上のエネルギーを落とした FC (Fully Contained) 事象選択に加え、発生点が SK の内水槽壁から 2m 以上内側に離れた有効体積 (Fiducial Volume, FV) 22.5 キロトン内にあることを要求し、ニュートリノ事象候補となる FCFV 事象を選出する。

SK では、J-PARC からの ν_μ ビームのみならず、大気・太陽ニュートリノ、核子崩壊や超新星爆発観測のため、常時データ取得を行なっている。そこから GPS で同期したビームのパルス時間情報を用いて、T2K データのみを選出する。この選出については前記事で詳しく説明されている[6]。SK でのビームスピル到達時間から $-2 \sim 10 \mu\text{s}$ の事象を選ぶことで、T2K データを選出できる。データ取得効率は 99% 以上であった。この「on-time」中に、581 ns 間隔の 8 つのビームバンチ構造が、各 24 ns 幅(RMS)の分布で精度良く認識できた。今回用いた 6.4×10^{20} POT のデータ中に、FCFV 事象は 363 事象観測された。そのうち、T2K 事象以外のバックグラウンド事象で最も多い大気ニュートリノ事象の混入は 0.0083 事象と見積もられた。

5.2 電子型ニュートリノ事象

電子型ニュートリノの信号事象である CCQE 反応 ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$) では、終状態の電子がチェレンコフ・リン

グを 1 つ生成する。陽子はチェレンコフ閾値を越えないため、リング光を放射しない。そのため、 ν_e 出現事象の信号としては、1 電子が作る 1 リングのみが観測された事象を選ぶ。

ν_e 事象のバックグラウンドは、主として 2 つ挙げられる。1 つは ν_μ ビーム中に元から含まれる ν_e である。もう 1 つは中性カレント(NC)散乱で π^0 が生成され、 π^0 の崩壊によって生成された 2 つのガンマ線が 1 つの電子型チェレンコフ・リングとして再構成されてしまった事象である。また、ニュートリノ振動によって変化せず残った大量の ν_μ も、この解析ではバックグラウンドとなる。精度良い ν_e 出現解析を行うため、これらを落として ν_e のみを選出していく。

ν_e 事象の選別には、まず 1 リング事象を選択する。次に電子とミューオンの質量差から生まれるチェレンコフ・リング形状の違いから粒子識別尤度を算出し、 ν_μ を除去する。この段階で、元のニュートリノ事象(FCFV)から ν_μ は 97.7% 取り除かれる一方、振動後の ν_e は 85.7% 残存する。まだこの段階では、バックグラウンドは総じて信号と同程度存在している。

次に、 ν_μ から生じた μ がミシェル崩壊して電子となった事象 (μ 崩壊電子) を取り除く。発光量から求めた電子換算エネルギー 100MeV 以上を選ぶことで、低エネルギーの NC 相互作用・ μ 崩壊電子を伴う ν_μ バックグラウンドが取り除かれる。また、 μ や π^\pm の崩壊によって遅延して発生した電子が、実際に観測されていないことを要求する。この時点で、 ν_μ は元の事象数から 0.3% まで落とされる。

ν_μ ビームに元々含まれる ν_e の数は、 ν_μ の数(振動前)に対して約 1% と少ないが、一方 ν_μ 振動後の ν_e 出現は 5% 程度の割合と予想されるので軽視できない。このビーム中 ν_e バックグラウンドは、先述したように μ^+ や K^+ の崩壊を起源とする。そのうちの K^+ を起源とする ν_e はエネルギーが高いため、再構成されたニュートリノのエネルギーが大きい事象を除くことで削減できる。ニュートリノのエネルギーは、CCQE 反応を仮定し、ビーム方向は既知であることを利用すれば、電子のエネルギーと散乱角を元に計算できる。再構成されたニュートリノのエネルギー (E^{rec}) が 1250 MeV 以上の事象を除くことで、ビーム中に含まれる ν_e バックグラウンドは半減する。

最後に、NC 反応からの π^0 を識別して除く。 π^0 は 2γ に崩壊するが、片方のエネルギーが低い、またはほぼ同じ方向に出ることで片方の γ のみが見つかり、1 リングの電子と間違われることがある。これまでは、見逃したリングを仮定し $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ リングを見つける POLfit (Pattern Of Light fit) と呼ばれるアルゴリズムにより得られた不変質量を用いて π^0 を除去していた。今回は、さらに π^0 識別性能の高い事象再構成アルゴリズム「fitQun」を用いて、 θ_{13} の測定感度を向上させた。

¹ τ の生成には 3.5GeV 以上のエネルギーが必要だが、 ν_μ ビームは 0.6GeV 辺りをピークとするため、ほとんど観測できない。

fiTQun は SK で新たに開発されたアルゴリズムであり、全ての PMT の電荷・時間情報を使った likelihood 関数で観測された発光パターンをフィットし、入射粒子の基本情報(位置・時間・運動量等)を取得する。このアルゴリズムの優れている点は、複数のトラックと多種の粒子型を模索し、水中で観測されるチェレンコフ・リングをうまく計算して再現できることである。今回の解析では π^0 除去のみに使用するが、将来他のカットでも再構築結果を利用することで、諸所の解析感度向上が期待される。図 7 に 2γ を仮定したときの fiTQun による不変質量分布を示す。 ν_e 出現事象が NC 事象から非常に良く分離されている。 ν_e 事象選択においては、不変質量に加えて π^0 事象と 1 リング電子事象を仮定したときの likelihood 比を使った 2 次元カットを適用し、 π^0 バックグラウンドを効率良く除去している。

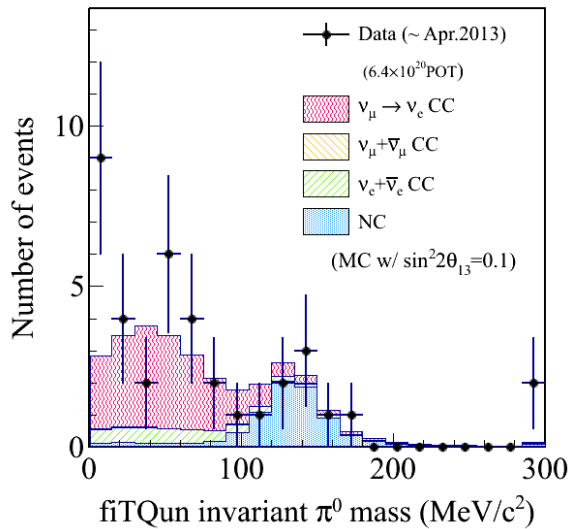


図 7 fiTQun を用いた π^0 不変質量分布。右の π^0 質量ピークを占める NC 事象がバックグラウンドとして除去され、 ν_e 出現候補事象が高純度で選出される。

表 2 は、各カットを上から順に適用して ν_e 出現候補が得られるまでの観測数と MC シミュレーションによる予想値を示す。期待される ν_e 信号と BG 事象数を足したものが、観測値と比較すべき全 ν_e 事象数である。BG は $\nu_\mu \cdot \nu_e$ CC (反ニュートリノ含む) と NC に分類した。表中の括弧内は、 π^0 除去として今回採用した fiTQun ではなく POLfit を用いた場合の事象数を表す。fiTQun を用いた場合、 ν_e 出現事象に対する効率は POLfit を用いた場合とほぼ変わらないが、NC バックグラウンド事象を半分以下に削減することができている。全カット後の事象数を見ると、元の FCFV 事象数に比べバックグラウンドは 1.2% まで落ちる一方、 ν_e 信号は 66.3% の収率で残る。2013 年 4 月までのデータを使って実際に選択された ν_e 事象数は 28 事象であり、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ を仮定して計算した期待値 20.41 (=信号 16.43+BG3.98)

より若干多い²。また、28 の事象数は、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ を仮定した場合の予想値 4.61 (=信号 0.38+BG4.23) より有意に多く、 ν_e 出現の確かな証拠と言える。

図 8 は、2013 年 4 月までの ν_e 出現候補事象数(縦軸)の累積推移を、POT (横軸) との相関から見た図で、SK でのデータ取得が安定していることを示している。図 9 に 28 ν_e 事象の SK 検出器内での反応点分布を示す。事象が均一に分布している様子が見て取れる。

表 2 SK ν_e 出現候補カットを加え選出されるまでの事象数。括弧内は以前用いた π^0 除去手法 (POLfit) での数を示す。

追加するカット	観測数	MC 期待値 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$				
		ν_e 信号	BG	ν_μ CC	ν_e CC	NC
FCFV	363	24.79	325.28	234.40	14.39	76.50
1-ring & e-like	58	21.25	29.30	5.32	9.13	14.86
低エネルギー・ μ 崩壊電子除去	43	18.62	18.67	0.65	7.38	10.64
π^0 除去 & $E^{\text{rec}} < 1250$ MeV	28 (31)	16.43 (16.77)	3.98 (5.62)	0.06 (0.12)	3.05 (3.20)	0.87 (2.30)
選出効率[%]	—	66.3 (67.7)	1.2 (1.7)	0.0 (0.05)	21.2 (22.3)	1.1 (3.0)

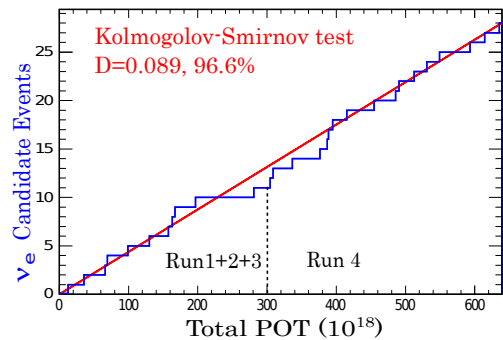


図 8 累積陽子数に対する ν_e 候補事象数の推移。

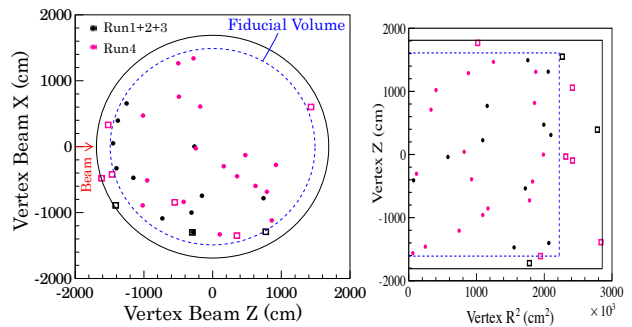


図 9 ν_e 候補事象の反応点分布。左図は円筒形上の SK を上から見た射影図で、矢印は T2K ビーム方向を示す。右図は円筒軸を縦に、横は中心から外へ動径方向を射影した図。点線内は有効体積カット、空白印は有効体積外の事象を表す。

² 他の振動パラメータとして $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 等を仮定しているため、ここでは一概に $\sin^2 2\theta_{13}$ が 0.1 より大きくあるべきとは言えない。

5.3 系統誤差見積もり

SK の事象選択の不定性の要因とその大きさは、外水槽を用いた FC 事象選出の不定性が 1%, 反応点位置の再構成の不定性が 1%, μ 崩壊電子カット効率の不定性が 0.2-0.4%(反応の種類によって異なる)と見積もられている。また、これらに加えて「1 リング・電子型識別・ π^0 除去」の 3 つのカットの不定性も考慮する必要がある。これらの不定性は、ニュートリノ振動解析に使われる変数である運動量と散乱角度に対する依存性を考慮し、運動量とリング方向の 2 次元のビンに分けて見積もった。また、事象を ν_e 信号とビーム中の ν_e CC・ ν_μ CC, NC バックグラウンドの 4 つのモードに分け、それぞれに対して不定性がどう影響するかを見積もった。

「1 リング・電子型識別・ π^0 除去」のカット効率の不定性見積もりには、T2K データと並行して SK で取得され統計量の多い大気ニュートリノのデータを用いた。 ν_e CC 事象と π^0 を伴う事象のそれぞれに対してサンプルを用意し、異なる手法でカット効率の不定性を見積もった。

ν_e CC 事象に関しては、大気ニュートリノデータからリング数・粒子識別・ π^0 除去の各カットで選択・排除されたサンプルをそれぞれ用意し、各サンプルの事象数をデータと MC 間でフィットする事で、カットの系統誤差を見積もった。これにより、 ν_e 信号とビーム中の ν_e バックグラウンドの誤差が大きく軽減され、2011 年の 6 事象データでは 7.6% だった ν_e 出現候補内の信号に対する相対誤差が、この手法により前回の 11 事象観測時点で 2.2% まで下げられ、さらに今回データ量を増やして 1.6% まで下げられた。

一方、 π^0 を含む事象については、大気ニュートリノから電子型 1 リング事象を選んで γ とみなし、それぞれにシミュレーションで $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の他方となるように γ 線を生じて組み合わせる「ハイブリッド π^0 」サンプルを用いた。元となる大気ニュートリノの電子型 1 リング事象としてデータを用いたときと MC を用いたときのカット後の数を比較して誤差とした。この手法により、NC バックグラウンド事象数に対する誤差が低減された。

これら全ての要因が合わさって全体としてどのように影響するか、toy MC で各要因の誤差広がり足を足し合わせた上、各ビン・各モードの事象数への影響を見て、それぞれの誤差とその相関を ν_e 事象候補数に対して求めた。これらの不定性を統合すると、バックグラウンド事象数に対する誤差は 7.3% (前回は 9.4%) となった。また、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ を仮定したときの信号とバックグラウンドを合わせた全 ν_e 出現候補事象数に対する SK 検出器起因の誤差は、前回の 3.3% から 2.1% へ減少した。誤差の大きさは、大気ニュートリノの統計数により制限されている。

6 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析結果

6.1 Maximum likelihood 法によるフィッティング

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析は、SK で観測された ν_e 事象数と電子の運動量・散乱角度分布の情報を元に、maximum likelihood 法を用いて行う。この手法は 2012 年の解析方法[8]と同じものである。信号事象である ν_e の CCQE 反応は、 ν_μ の NC π^0 反応などのバックグラウンド事象とは運動量・角度分布が異なるため、分布の情報を用いることで感度を上げて解析を行うことが可能である。Likelihood の定義を以下に示す。

$$L(o, f) = L_{\text{norm}} \times L_{\text{shape}} \times L_{\text{syst}}$$

ここで o, f はそれぞれ振動パラメータと系統誤差パラメータ、 $L_{\text{norm}}, L_{\text{shape}}, L_{\text{syst}}$ はそれぞれ事象数、運動量・角度分布、系統誤差に対する likelihood である。Likelihood が最大となるときの振動パラメータを求める。 θ_{13} 以外の振動パラメータは $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, および $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8495$ に固定しており、 δ_{CP} と $\sin^2 \theta_{23}$ についても、一部のプロットを除いて 0 と 0.5 にそれぞれ固定している。また質量階層性は $m_1, m_2 \ll m_3$ (normal hierarchy) と $m_1, m_2 \gg m_3$ (inverted hierarchy) の 2 つのケースがあるため、それぞれの場合を仮定して解析を行った。

図 10 は再構成された運動量・角度分布を、実データとベストフィットパラメータを仮定した MC とで比較したものである。この図では $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定している。観測された事象 (図中黒点) はベストフィット MC の分布とよく合っている。

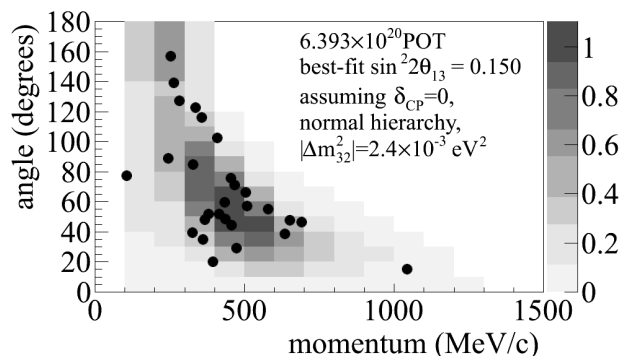


図 10 ν_e 選択事象の運動量・角度分布。黒い点が実データ、ヒストグラムがベストフィットパラメータでの MC 期待値を表す。ここでは $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定している。

Negative log likelihood 分布を図 11 に示す。縦軸は $-\ln L$ のベストフィット値からの差を表している。このプロットも $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定している。ベストフィット値および 90% の信頼度許容領域を表 3 にまとめた。

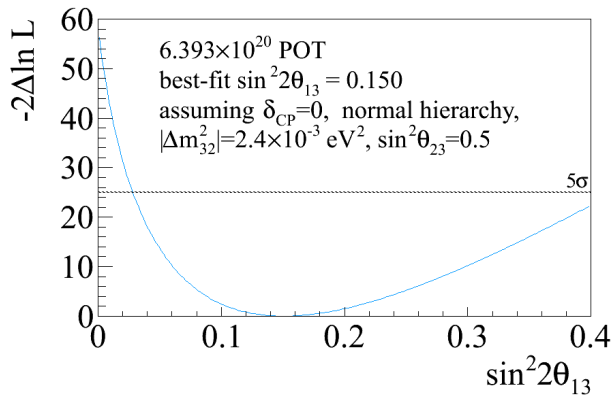


図 11 Negative log likelihood 分布。縦軸は $-2 \ln L$ のベストフィット値からの差を表している。 $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定。点線は 5σ の有意性に対応する。

表 3 $\sin^2 2\theta_{13}$ のベストフィット値および 90%信頼度許容領域 ($\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$ を仮定)。

質量階層性	90%信頼度許容領域	ベストフィット値
Normal	0.097 – 0.218	0.150
Inverted	0.119 – 0.261	0.182

6.2 系統誤差と有意性

ν_e 事象数に対する系統誤差を $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 0.1$ のそれぞれの場合について表 4 にまとめた。この表では $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定している。表の(1)は前置検出器によって制限されたニュートリノフラックスと反応断面積の系統誤差を, (2)は前置検出器で制限されない, SK と独立な系統誤差を表す。前置検出器がシンチレータ標的(炭素)であるのに対し, SK は水標的であるため, 標的原子核の種類の違いがある。そのため, 核子の axial vector mass (M_A) などに対する不定性は前置検出器と SK で相関があるが, 原子核モデルなどに対する不定性は前置検出器では制限されず, 現在では最大の系統誤差要因となっている。 ν_e 事象数に対する系統誤差の合計は, $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 0.1$ のそれぞれに対し 11.0%, 8.8% となった。一方, 2012 年の解析では 13.0%, 9.9% であった。系統誤差が小さくなった理由は(1)と(3)の誤差が改善されたことに由来するが, その主な理由は前置検出器における解析方法の改善により(1)の誤差が 2012 年と比べて 5.0% から 3.0% に減ったためである。また, 実際にはバックグラウンド事象数の誤差だけではなく, SK の事象構成方法の改善によってバックグラウンド事象数そのものが減っているため, 事象数で見た不定性は 2012 年と比較してさらに小さくなっている。

以上のような前置検出器解析の大きな改善, そして SK で新しい ν_e 事象選択手法の導入は, θ_{13} に対する測定感度向上の重要な要因となる。今回使用した 2013 年 4 月 12 日までのデータ量とこれらの寄与から, 期待される $\theta_{13} \neq 0$ の有意性を見積もったところ, 5σ に到達する程度の大きな有意

性が得られるだろうと予想されていた。ところが実際には, データ統計量が 2012 年と比べて 2.1 倍となった一方で, 観測された ν_e 事象は 2.5 倍となり, 統計誤差内ではあるが観測数が多く, 7.5σ となる予想以上の有意性が得られた。この有意性は $\theta_{13} = 0$ の場合とベストフィットの場合の likelihood 差から計算したもので, $\delta_{CP} = 0$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ を仮定しているが, δ_{CP} あるいは $\sin^2 \theta_{23}$ の値を変化させても同等の有意性が得られる。すなわち, これは $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の「発見」を決定的とする結果であると言える。

表 4 ν_e 選択事象に対する系統誤差を, $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 0.1$ のそれぞれの場合についてまとめた。この表では $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $\delta_{CP} = 0$, normal hierarchy を仮定している。

誤差要因	$\sin^2 2\theta_{13} = 0$	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$
(1) Neutrino flux+断面積 (前置と SK の相関あり)	4.9%	3.0%
(2) 断面積 (相関なし)	6.7%	7.5%
(3) SK 後置検出器 + 終状態粒子の反応不定性	7.3%	3.5%
計	11.0%	8.8%

6.3 θ_{13} 信頼領域と δ_{CP} の影響

このように T2K 実験によって $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の存在が確立し, また混合角 θ_{13} が原子炉実験の反 ν_e 消失事象測定により精密に測定された今, これらを元にかに δ_{CP} を測るかが今後一番の焦点となる。

図 12 は縦軸に δ_{CP} をとり, 各 δ_{CP} 値を仮定したときの $\sin^2 2\theta_{13}$ の 68% 信頼度許容領域を示したものである。上下の図はそれぞれ normal hierarchy と inverted hierarchy の質量階層性を仮定した場合に対応している。また, これまで $\sin^2 \theta_{23}$ の値は 0.5 に固定していたが, この図では $\sin^2 \theta_{23}$ の値を 0.4 (緑, 破線), 0.5 (黒, 実線), 0.6 (青, 一点鎖線) に固定したそれぞれの場合について描画している。また, 影がつけられた領域は原子炉実験による $\sin^2 2\theta_{13}$ の制限 (0.098 ± 0.013 , PDG2012 より) を表す。

これらの図を見ると, 今回の結果と原子炉実験の結果を統合すれば, δ_{CP} に対する制限を与えられる可能性を予期できる。ただし, これらの図は単純に 2 変数の許容領域を表した図ではなく, 各 δ_{CP} に対する $\sin^2 2\theta_{13}$ という 1 変数の許容領域を表したものであり, かつ一部の振動パラメータは固定して解析を行ったものであるため, 注意が必要である。

また, θ_{13} はすでに精度よく測られるようになってきたため, 今後は $\sin^2 \theta_{23}$ の不定性が δ_{CP} の測定を左右する要因の 1 つとなる。これまでの実験から与えられる $\sin^2 \theta_{23}$ の 3σ の許容領域は 0.34–0.64 (PDG2012 より) である。この不定性は, 今後 T2K の ν_μ 消失事象測定などにより狭められると期待される。

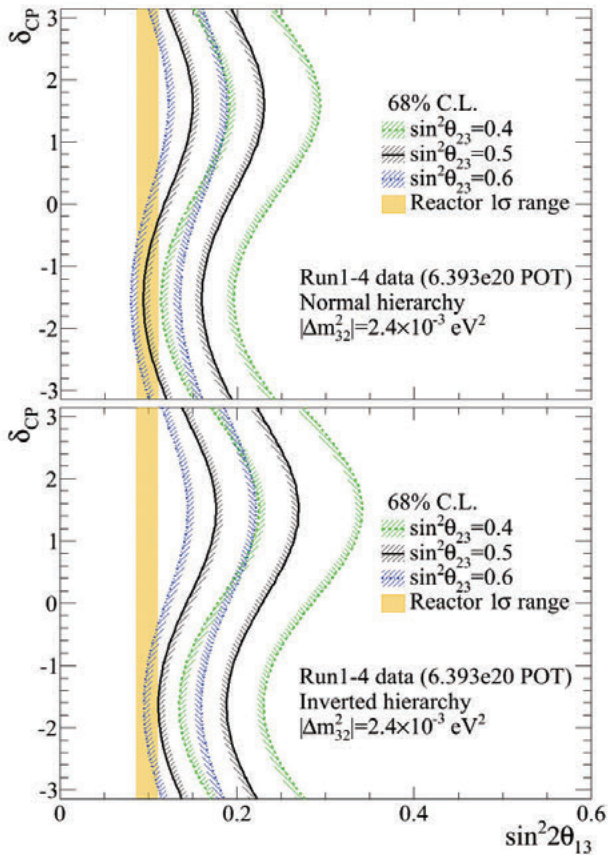


図 12 各 δ_{CP} の値における $\sin^2 2\theta_{13}$ の許容領域を、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.4$ (緑、破線)、 0.5 (黒、実線)、 0.6 (青、一点鎖線) に固定したそれぞれの場合について描画したもの。上図(下図)が normal (inverted) hierarchy を仮定している。また、原子炉実験からの $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する制限 (0.098 ± 0.013) を表す領域に影をつけてある。

7 まとめと今後

本解析では、前回 2012 年の結果と比べて 2.1 倍のデータ量である、2013 年 4 月 12 日までのデータを用いて、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を測定した。 6.4×10^{20} POT 相当のデータ中、 $\theta_{13} = 0$ の場合の観測期待値 4.6 ± 0.5 事象より有意に多い、28 の ν_e 事象が観測された。解析においては、ND280 前置検出器の事象カテゴリを細かくしたことでニュートリノフラックスと反応断面積の系統誤差が大きく改善され、さらに SK における ν_e 事象選択方法の改善により、 π^0 バックグラウンド事象数が大幅に削減された。結果として、 $\theta_{13} = 0$ を仮定した場合と比べて 7.5σ の有意性が得られ、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の「発見」を確立した。本稿は 2013 年 4 月までのデータから解析結果を報告したが、すぐに 2013 年 5 月までのデータに基づく結果を公表する予定である。今回の結果は、2011 年の大震災からわずか 1 年で J-PARC 加速器を復旧し、本測定を実現に導いてくださった多くの方々の多大な努力の賜物である。また、この成果は T2K 実験グループ全員で成し遂げられたものであり、今回紹介しきれなかったビームフラックス予測、前置検出器・SK の測定やニュートリノ反応

モデルの改善など、多方面での地道な改善が結果に寄与している。

今後のニュートリノ振動実験の大きな目標の 1 つは δ_{CP} の初観測である。これは、レプトンセクターで初めて CP の破れを探索し、物質優勢宇宙の謎を解明するために重要な意味を持つ。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 測定と原子炉ニュートリノ実験の組み合わせだけでも δ_{CP} に見当が付けられる兆候はあるが、今後は反ニュートリノビームを用いて $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ を測定し、T2K 実験のみでも δ_{CP} の測定を目指したい。今回使用したデータは T2K が目指す陽子数総量の 8% にすぎず、今後さらに統計量を増やし、また原子炉実験だけでなくアメリカの将来実験 NO ν A の結果を統合することで、 δ_{CP} や質量階層性の観測を実現できる可能性が十分ある。また、 δ_{CP} の測定や陽子崩壊の観測を目標とした次期超大型ニュートリノ測定器施設に向けた準備も着々と進行中であり、これからもニュートリノ物理の発展に期待していただきたい。

参考文献

- [1] 小林隆, 「T2K 実験の概要」, 高エネルギーニューズ **28-2**, 62 (2009).
- [2] 柴田政宏, Nicholas C. Hastings, 石井孝信, 角野秀一, 「T2K 実験の陽子ビームモニター」, 高エネルギーニューズ **28-4**, 239 (2010).
- [3] 松岡広大, 久保一, 横山将志, 「T2K 実験ミューオンモニターの開発」, 高エネルギーニューズ **29-1**, 1 (2010).
- [4] 南野彰宏, 大谷将士, 「T2K 実験ニュートリノビームモニター (INGRID)」, 高エネルギーニューズ **29-1**, 10 (2010).
- [5] 青木茂樹, 中家剛, 塚本敏文, 「T2K 実験前置ニュートリノ測定器(ND280 Off-Axis)」, 高エネルギーニューズ **29-2**, 57 (2010).
- [6] 奥村公宏, 亀田純, 中山祥英, 大谷将士, 中家剛, 「T2K 実験の最新結果」, 高エネルギーニューズ **30-2**, 83 (2011).
- [7] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 041801 (2011).
- [8] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **88**, 032002 (2013).
- [9] F. P. An *et al.* Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012).
- [10] J. K. Ahn *et al.* Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012).
- [11] N. Abgrall *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 035210 (2012).
- [12] N. Abgrall *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 034604 (2011).
- [13] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **87**, 012001 (2012).
- [14] Y. Hayato, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **112**, 171 (2002).
- [15] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Phys. Rev. D **83**, 052007 (2011).
- [16] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Phys. Rev. D **83**, 052009 (2011).
- [17] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Phys. Rev. D **81**, 013005 (2010).