

T2K 実験 ν_μ 消失モードの最新解析結果

東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設

亀田 純

kameda@suketto.icrr.u-tokyo.ac.jp

京都大学 大学院理学研究科

南野 彰宏

minamino@scphys.kyoto-u.ac.jp

2014 年 (平成 26 年) 3 月 1 日

1 はじめに

本稿では T2K 実験における ν_μ 消失現象の最新研究結果を報告する。T2K 実験はニュートリノ振動を世界最高感度で測定することを目指した加速器ニュートリノ実験であり、世界一の設計ビーム強度を誇る J-PARC 加速器を用いて生成した準単色 ν_μ ビームを 295 km 遠方にあるスーパーカミオカンデ (SK) に向けて発射し、ニュートリノ振動現象を詳細に測定する。実験の詳細についてはこれまでもたびたび高エネルギーニュースで報告しているのでそちらを参照していただきたい [1, 2, 3]。1998 年にスーパーカミオカンデ実験による大気ニュートリノの研究によりニュートリノ振動が発見された [4]。そしてそれに続く現在までの約 15 年間の様々な実験的研究により我々の知識は目覚ましい進歩を遂げ、現在までに 3 種類のニュートリノ間の混合を表す角度 ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) に対してすべて有限な値が実験的に測定されている。次なる大きな課題はレプトンセクターでの CP 非保存の検証、そしてニュートリノ質量階層性の決定である。

T2K 実験のニュートリノエネルギー (~ 0.6 GeV) と基線長 (295 km) において、 ν_μ の生存確率 (J-PARC で生成された ν_μ が後置検出器にて ν_μ として観測される確率) は混合角 θ_{23} と質量の二乗差 Δm^2 で支配され、次の近似式にて表される。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sim 1 - \sin^2(\Delta m^2 \cdot L/4E) \times \begin{aligned} & (\cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 2\theta_{23} \quad : \text{主要項} \\ & + \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}) \quad : \text{2 次の項} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 L と E は、ニュートリノの飛行距離とエネルギーである。また、 Δm^2 は順質量階層 ($m_3 > m_1, m_2$) の場合 $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ 、逆質量階層 ($m_3 < m_1, m_2$) の場合 $\Delta m_{13}^2 = m_1^2 - m_3^2$ である。過去の ν_μ 消失現象

の研究においては $\theta_{13} = 0$ として $\sin^2 2\theta_{23}$ をパラメータとした 2 世代ニュートリノ振動を主に考察していた。しかし最近の高精度な θ_{13} の測定を受けて現在の解析では $\sin^2 \theta_{23}$ をパラメータとした 3 世代ニュートリノ振動を考察している。

これまでの様々な測定により θ_{23} による混合はほぼ最大なことが分かっているが ($\sin^2 2\theta_{23} > 0.95$)、 θ_{23} が真に $\pi/4$ なのかどうか興味深いところである。また、CP 非保存の破れを引き起こす複素位相 (δ_{CP} と呼ばれる) の測定は $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ニュートリノ振動のチャンネルを用いて行うのだが、この振動確率は $\sin^2 \theta_{23}$ に依存するため、 δ_{CP} の探索の点からも θ_{23} の精密測定は重要である。同様に、ニュートリノ質量階層性の研究方法としてニュートリノと反ニュートリノの物質効果の違いによる $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ 出現現象の差を見る方法が議論されているが、やはり θ_{23} の精密な測定が鍵となる。

2 T2K 実験のセットアップ

T2K 実験のセットアップは大きく分けて以下の三つの施設からなる。

ニュートリノビームライン

J-PARC 30 GeV 加速器からの陽子ビームが、ニュートリノビーム用のグラフィイト標的に射ち込まれる。反応で生成した π , K などの二次粒子は、三つの電磁ホーンによって取束され、続く 96 m の崩壊ボリウム内で崩壊する。ホーンに流す電流の向きによってニュートリノビームと反ニュートリノを選択的に作ることができる。ニュートリノビーム生成にはオフ軸シス法を用い、後置検出器から 2.5° ずれた方向にビームを向けることでニュートリノ振動確率が最大となるエネルギーの 0.6 GeV 付近に鋭いピークを持つビームを作り、高統計かつ低バックグラウンドを実現している。

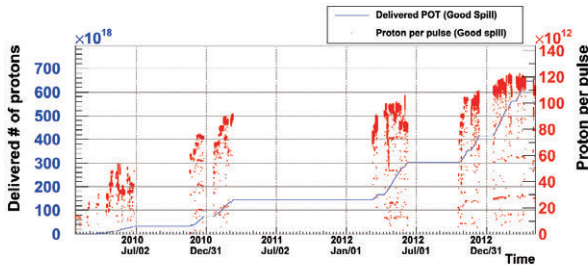


図 1: T2K 実験に供給された陽子ビームの累積 POT(左軸, 線グラフ) とパルスあたりの陽子数(右軸, 点) の推移。

前置検出器 (ND)

標的から 280 m 下流に前置ニュートリノ検出器群を設置している。前置検出器は、ビーム軸上にある INGRID 検出器とビーム軸から 2.5° ずれた位置にある ND280 検出器がある。INGRID は主にビーム方向の測定とビーム強度の安定性の監視を行い、ND280 は主にニュートリノ振動前のエネルギースペクトルとフラックスを測定する。

後置検出器

J-PARC より 295 km 下流に位置する後置検出器はスーパーカミオカンデ (SK) である。SK は総質量 50 kton(有効質量 22.5 kton) の水チェレンコフ型検出器であり、岐阜県飛騨市神岡町の池の山の地下 1000 m に位置している。観測されたチェレンコフリングの情報により、粒子識別、粒子の方向、エネルギーを再構成する。

3 本解析に用いたデータ

これまでに T2K 実験は 2010 年 1 月から 2013 年 5 月まで物理ランを行い、本解析ではこれまで測定したすべてのデータを用いた。この間にビーム標的に供給された総陽子数は、 6.6×10^{20} POT (Protons On Target) であり、2013 年に発表した ν_μ 消失事象の解析 [5] で用いた統計量の 2.2 倍にあたる。図 1 に、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)の推移を示す。ニュートリノビームラインおよび J-PARC 加速器の改良と努力により図に示されるようにビーム強度は順調に上がっており、本解析の結果に大きく寄与している。

4 解析の概要

本解析の概要を以下に述べる。まず、外部実験のハドロン生成データ (NA61/SHINE 実験 [6] など) と T2K ニュートリノビームラインでの測定に基づいてニュート

リノビームのシミュレーターを構築する。これと SK での大気ニュートリノ研究などでも使われているニュートリノ反応モデル (NEUT [7]) をあわせて T2K ニュートリノ事象シミュレーターを構築する。ここで T2K 実験では、外部実験の測定結果 (MiniBooNE 実験 [8] など) を元にニュートリノ反応モデルの実効パラメータの調整を行った。次に、上記シミュレーターが ND280 検出器の測定を再現するようにモデルのパラメータの最適化を行い、同時にその不定性に制限を与える。最後に、上記で最適化されたモデルを用いて SK での ν_μ 事象の数およびニュートリノエネルギースペクトラムを予想し、SK での観測結果と比較することでニュートリノ振動パラメータを推定する。

ND280 検出器の測定を用いたモデルの最適化に関しては高エネルギーニュースで既報の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析の最新結果 [3] にあるので説明を省略する。

5 スーパーカミオカンデでの事象選択

以下に SK での事象選択方法について簡単に述べる(詳細は [2] を参照)。円筒形の検出器は二重構造になっており、内側を Inner Detector(ID)、それを包む約 2 m の厚さの水チェレンコフ検出器を Outer Detector(OD) と呼ぶことにする。

事象選択の本質は ν_μ 荷電準弾性 (Charged Current Quasi-Elastic, CCQE) 散乱事象 ($\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$) を選択することである。この反応では二体散乱の運動学的な関係よりミューオン運動量からニュートリノエネルギーを再構成出来ることが、その理由である。T2K ニュートリノビームによる事象はニュートリノのパルスの予想到達時刻の $\pm 500 \mu\text{s}$ の時間の SK のアクティビティを選び出すことから始める。それらに計算機による事象再構成プログラムを適応した後に以下の条件を要求する：(1) 電子として換算したエネルギー (visible energy) $> 30 \text{ MeV}$, (2) 再構成されたニュートリノ反応点が ID 内壁より 2 m 以上内側にある, (3) OD にアクティビティがない, (4) チェレンコフリングが一つ, (5) 粒子識別がミューオン型 (muon-like), (6) ミューオン運動量 $> 200 \text{ MeV}/c$, (7) ミシェル崩壊電子の数 ≤ 1 。(1), (2) は主に事象再構成プログラムの質を確保するため, (3) は外部から侵入する粒子を取り除くためと粒子が ID に留まることを保証するため, (4)(5)(7) は ν_μ CCQE 事象を選ぶため, (6) はチェレンコフ閾値以下の運動量のミューオンからの崩壊電子のバックグラウンドを除くためである。(1)-(3) のカットを掛けたサンプルは ν_e 出現現象の研究に使われるものと共通である。

最終的に ν_μ CCQE 反応に対して efficiency 70%, purity 81% (ν 振動後は 62%) のサンプルを得る。Ineffi-

表 1: ν_μ 消失現象解析のための最終サンプルの事象数。MC シミュレーションはニュートリノ質量の順階層性および $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ と $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ を仮定した。ニュートリノ・反ニュートリノは計数時に区別していない。

実データ	120
MC シミュレーション	124.8
ν_μ CCQE	75.6
ν_μ CC 非弾性	42.2
ν_e CC	0.3
NC	6.7

ciency の最大の理由は生成ミューオンが ID の外に逃げることによるものであり, purity を低下させているのは非弾性散乱 (主にバリオン共鳴状態を経由する π 生成事象) において π 粒子が核内吸収などによって観測されない事象であるが, これらの事象もニュートリノ振動に対して感度を持つため, 我々の解析結果にある程度の寄与を持つ。今回の解析に用いたデータ期間に観測された事象数は 120 であった。表 1 にその予想値と実測値を示す。SK での事象選択に起因する系統誤差は SK で観測された大気ニュートリノ事象, 宇宙線ミューオン事象などを用いて構成した標準標本を用い, 実データと MC シミュレーションとを比較することで評価した。実際にはすべてのサンプルにおいてデータと MC は非常によく一致しており, 実データと MC の差の 90% 信頼水準での上限値を系統誤差として与えている。最終的には SK 起因による事象数の不定性は 5.6% と見積もった。またエネルギースペクトラムの解析に重要な再構成エネルギーの尺度の不定性は 2.4% と与えた。

6 系統誤差

SK の ν_μ 候補事象数に対する系統誤差を表 2 にまとめる。系統誤差の合計は, ND280 検出器での ν_μ CC 反応の測定により 23.4% から 8.1% まで制限される。ただし, ND280 検出器と SK でのニュートリノ標的原子核の違いや, ND280 検出器では測定されない中性カレント (Neutral Current, NC) 反応の不定性に起因する系統誤差は制限されない。また, Δm_{32}^2 の測定精度に対して支配的な SK の再構成エネルギー尺度に対する系統誤差 (2.4%) は, ν_μ 候補事象の総数を変化させないため, 表 2 には表れない。

ν_μ 候補事象数に対する系統誤差の合計は, 2013 年に発表した結果 [5] の 13.5% から大きく改善した。これは, ND280 検出器データを用いた解析方法の改善と SK 起因の系統誤差の評価方法の改善に由来する。

表 2: ν_μ 候補事象数に対する系統誤差 (ニュートリノ質量の順階層性および $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ と $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ を仮定)。括弧内は, ND280 検出器の測定結果による制限がない場合 (ND280 検出器の制限前後で, ニュートリノフラックスとニュートリノ反応断面積の中心値が変わるため, すべての項目の値が変化する)。

誤差内訳	$\delta N/N$
ν フラックス + ν 反応断面積	2.7 % (21.6 %)
ND280 の測定で不定性を制限しない ν 反応断面積	4.9 % (5.9 %)
SK での ν_μ 選別効率 + ν 反応の 2 次粒子の相互作用	5.6 % (6.3 %)
θ_{23} と Δm_{32}^2 以外の ν 振動パラメータ ($\theta_{13}, \theta_{12}, \Delta m_{21}^2, \delta_{CP}$)	0.2 % (0.2 %)
計	8.1 % (23.4 %)

7 解析結果

本解析では, 尤度関数を以下のように構築し, 事象数とエネルギー分布の情報を用いて振動解析を行った。

$$L(o, f) = L_{\text{norm}} \times \prod_{i=1}^N L_{\text{shape}}(E_{\nu i}^{\text{rec}}) \times L_{\text{syst}} \times L_{\text{osc}}$$

ここで, o は振動パラメータ, f は系統誤差のパラメータ, N は観測された事象数, $E_{\nu i}^{\text{rec}}$ は i 番目の事象のエネルギーである。また, L_{norm} は事象数, L_{shape} は各事象のエネルギー, L_{syst} は系統誤差パラメータ, L_{osc} は θ_{23} , Δm_{32}^2 以外の振動パラメータに対する尤度関数である。ニュートリノエネルギーは, ν_μ CCQE 反応 ($\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$) を仮定して, 式 (2) で計算する。

$$E_{\nu}^{\text{rec}} = \frac{m_p^2 - (m_n - E_b)^2 - m_\mu^2 + 2(m_n - E_b)E_\mu}{2(m_n - E_b - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu)} \quad (2)$$

ここで, m_p , m_n , m_μ は陽子, 中性子, ミューオンの質量であり, p_μ , E_μ , θ_μ は, 再構成されたミューオンの運動量, エネルギー, ビーム方向からの散乱角を表す。 $E_b = 27 \text{ MeV}$ は, ^{16}O 原子核内の核子の平均結合エネルギーである。

尤度関数が最大となるように, 振動パラメータと系統誤差パラメータの空間でフィットを行った結果, 最尤推定点が, 順 (逆) 質量階層に対して, $\sin^2 \theta_{23} = 0.514_{-0.056}^{+0.055}$ (0.511 ± 0.055), $\Delta m_{32}^2 = 2.51 \pm 0.10$ ($\Delta m_{13}^2 = 2.48 \pm 0.10$) $\times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (誤差は 1σ) と求められた。このとき, θ_{23} と Δm_{32}^2 以外のニュート

リノ振動パラメータはPDG2012 [9] の値¹ で制限をかけた。図2に、観測された事象のニュートリノエネルギー分布、振動がない場合と尤度関数が最大となる場合の予想スペクトラムを示す。振動がない場合の予想事象数は 446.0 ± 22.5 (系統誤差) で、最尤推定点での予想事象数は、順(逆)質量階層に対して、121.4(121.4)であった。ニュートリノ振動により、事象数が大きく減少していることが分かる。図3に、今回の測定によって得られた最尤推定点および68%と90%の信頼領域を示し、他実験の結果と比較した。T2K実験は、世界最高レベルの精度で混合角 θ_{23} と質量差 Δm_{32}^2 (Δm_{13}^2) を測定している。

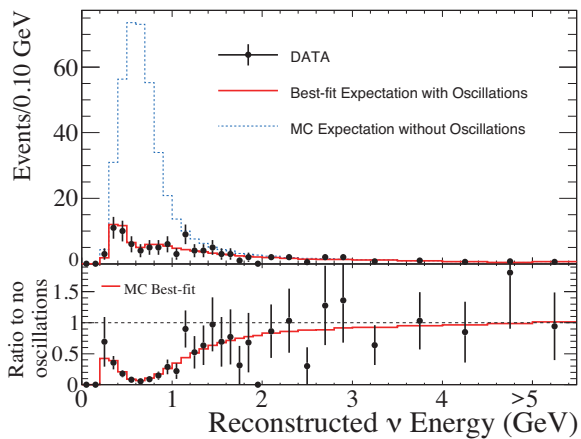


図2: 上図: スーパーカミオカンデで観測された ν_μ 候補事象のニュートリノエネルギー分布 (誤差棒付きの点) と、ニュートリノ振動がない場合 (点線) および尤度関数が最大となる場合 (実線) の予想スペクトラム。下図: ニュートリノ振動がない場合との比。

8 まとめと今後

今回 T2K 実験は ν_μ 消失現象の研究によって混合角 θ_{23} に対して世界で最も厳しい制約を与えた。1998年のスーパーカミオカンデによるニュートリノ振動の発見は大気ニュートリノによる ν_μ 消失現象の観測によるものであった。それ以来、 θ_{23} に対して最高の精度を与えてきたのは同研究であった。

今回の T2K 実験の結果は15年間無敗であったチャンピオンを初めて上回るものである。予定される T2K 実験の全 POT の約8%のデータでこのような結果に到達したことは非常に encouraging なことであり、 θ_{23} 測定が次のステップに移行したと感じさせるものである。

ニュートリノ消失モードでのニュートリノ振動の振幅 (つまりニュートリノの混合角の大きさ) を実験的に決

¹ $\sin^2 \theta_{13} = 0.0251 \pm 0.0035$, $\sin^2 \theta_{12} = 0.312 \pm 0.018$, $\Delta m_{21}^2 = (7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, δ_{CP} は制限なし、とした。

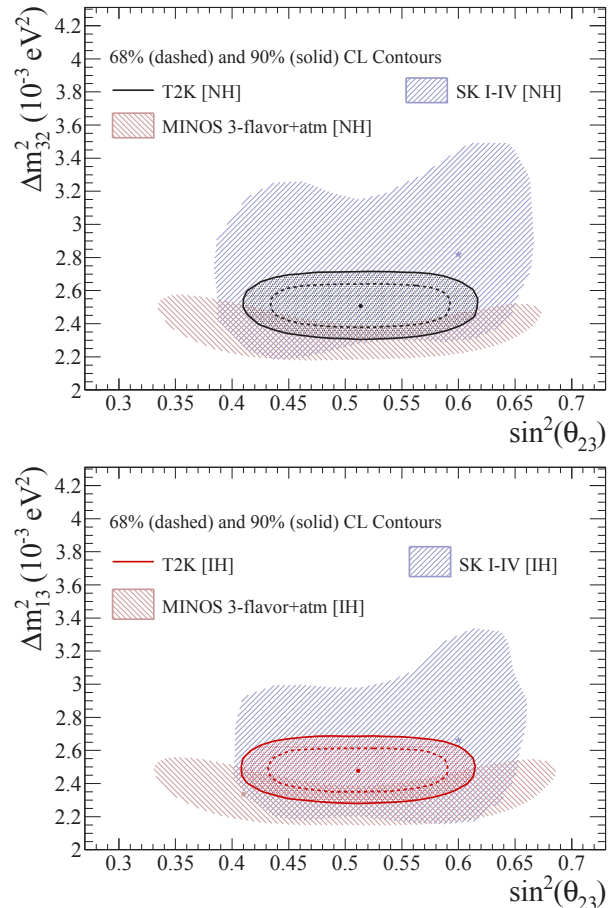


図3: ν_μ 消失モードの観測から得られた、 $\sin^2 \theta_{23}$ と Δm_{32}^2 (Δm_{13}^2) に対しての、最尤推定点および68%(点線)と90%(実線)の信頼領域。上(下)図は、順(逆)質量階層を仮定した。比較のために、スーパーカミオカンデ実験 (大気 ν) [10], MINOS 実験 [11] の90%の信頼領域を示す。

定するのは「ニュートリノ事象がどれくらい消失しているか」である。そして、その統計的不定性は残った事象数の統計的不定性で決まる。図2に示すように、T2K実験ではエネルギー分布のピーク付近ではほぼすべての事象が消えており、残った事象の統計的不定性に対して消失した事象数が非常に大きいため、結果として「どれくらい消失したか」を統計的不定性少なく測ることができる (系統誤差も重要であるが今回の結果においてその寄与は小さい)。つまり混合角が不定性少なく測られることになる。これはオフ軸法によって適切なエネルギーに最適化された準単色ビームであること、ND280による測定やSKの詳細な理解などによってすべての系統誤差がよくコントロールされていること、そして大強度ビームにより統計量が多いことなどがすべて寄与した結果である。

T2K実験は θ_{23} 決定精度のさらなる向上を目指し、現在、次の測定を開始すべく検出器の準備などを進めている

る。また統計量の増大とともに系統誤差の軽減の研究や新たな解析方法の研究なども活発に進めている。

ニュートリノ振動の精密測定から興味深い知見が得られることを期待していただきつつ、今後とも T2K 実験をご支援いただければと願う。

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] 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).
- [3] 西村康宏, Mark Hartz, 家城佳, 「T2K 実験 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の「発見」」, 高エネルギーニューズ **32-2**, 59 (2013).
- [4] Y.Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** 1562-1567 (1998).
- [5] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 211803 (2013).
- [6] N. Abgrall *et al.*, Phys. Rev. C. **84**, 034604 (2011); Phys. Rev. C. **85**, 035210 (2012).
- [7] Y. Hayato, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **112**, 171 (2002).
- [8] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Phys. Rev. D. **81**, 092005 (2010).
- [9] J. Beringer and others (PDG), Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [10] A. Himmel (Super-Kamiokande Collaboration), 7th Intl. Conf. on Interconnection between Particle Physics & Cosmology (PPC 2013), arXiv:1310.6677 [hep-ex].
- [11] P. Vahle, 13th Intl. Conf. on Topics in Astroparticle and Underground Physics (2013).