PTEP

《理论与实验物理进展》**2015**，00000（21 页）数字对象标识符：10.1093/ptep/0000000000

arXiv:2611.32106v1 [hep-ex] 24 Nov 2026

利用轧负载远探测器的首批数据更新 T2K 中微子振荡参数测量

K. Abe[60] S. Abe[60] H. Adhikary[68] R. Akutsu[15] H. Alarakia-Charles[33] Y.I. Alj Hakim[54] S. Alonso Monsalve[8] L. Anthony[20] S. Aoki[31] K.A. Apte[20] T. Arai[59] T. Arihara[63] S. Arimoto[32] Y. Asami[63] Y. Asaoka[60] Y. Ashida[70] E.T. Atkin[20] N. Babu[37] V. Baranov[38] G.J. Barker[71] G. Barr[46] D. Barrow[46] P. Bates[36] L. Bathe-Peters[46] M. Batkiewicz-Kwasniak[14] N. Baudis[46] A. Beliakova[25] V. Berardi[21]L. Berns[70] S. Bhattacharjee[37] A. Blanchet[57] A. Blondel[57,11] L. Bøe[16] P.M.M. Boistier[5] S. Bolognesi[5] B. Bombin[25] S. Bordoni[11] S.B. Boyd[71] C. Bronner[73] A. Bubak[55] M. Buizza Avanzini[35] J.A. Caballero[53] N.F. Calabria[21] S. Cao[19] S. Cap[11]D. Carabadjac[35,5] S.L. Cartwright[54] M.P. Casado[17,75] M.G. Catanesi[21] J. Chakrani[34] A. Chalumeau[57] D. Cherdack[16] A. Chvirova[25] J. Coleman[36] G. Collazuol[23] F. Cormier[65] A.A.L. Craplet[20] A. Cudd[6] D. D'Ago[23] C. Dalmazzone[57]T. Daret[5] P. Dasgupta[17] C. Davis[47] Yu.I. Davydov[38] P. de Perio[28] G. De Rosa[22] T. Dealtry[33] C. Densham[43] A. Dergacheva[25] R. Dharmapal Banerjee[72] F. Di Lodovico[30] G. Diaz Lopez[57] S. Dolan[10] D. Douqa[11] T.A. Doyle[46] O. Drapier[35] K.E. Duffy[46] J. Dumarchez[57] P. Dunne[20] K. Dygnarowicz[69] A. Eguchi[59] M. El Baz[11] J. Elias[49] S. Emery-Schrenk[5] G. Erofeev[25] A. Ershova[35] G. Eurin[5] M. Fani[52] D. Fedorova[25] S. Fedotov[25] M. Feltre[23] C. Fengler[46] L. Feng[32] D. Ferlewicz[57] A.J. Finch[33] M.D. Fitton[43] C. Forza[23] M. Friend[15,76] Y. Fujii[15,76] Y. Fukuda[40] N. Funayama[45] Y. Furui[63] A.N. Gaciño Olmedo[57] J. García-Marcos[13] A.C. Germer[47] L. Giannessi[11] C. Giganti[57] M. Girgus[68] V. Glagolev[38] P. Golak[68] M. Gonin[27] R. Gonzalez Jimenez[53] J. González Rosa[53] E.A.G. Goodman[12] K. Gorshanov[25] P. Govindaraj[68] M. Grassi[23] M. Guigue[57] F.Y. Guo[42] D.R. Hadley[71] S. Han[32,61] D.A. Harris[74] R.J. Harris[33,43] M. Hartz[65,28] K. Hasegawa[32] T. Hasegawa[15,76] C.M. Hasnip[10] S. Hassani[5] N.C. Hastings[15] K. Hayashi[32] Y. Hayato[60,28] I. Heitkamp[70] D. Henaff[5] Y. Hino[15] K. Hiraide[60,28] J. Holeczek[55] A. Holin[43] T. Holvey[46] N.T. Hong Van[26] T. Honjo[45] M.C.F. Hooft[13] K. Hosokawa[60] R. Huang[34] J. Hu[32] A.K. Ichikawa[70] K.Ieki[60] M.Ikeda[60] K.Indo[32] T.H.Ishida[70] T.Ishida[15,76] M.Ishitsuka[64]H. Ito[31] S. Ito[73] A. Izmaylov[25] N. Jachowicz[13] B. Jargowsky[2] S.J. Jenkins[36] C. Jesús-Valls[10] M. Jia[42] J.J. Jiang[42] J.Y. Ji[42] T.P. Jones[33] P. Jonsson[20]

S. Joshi[42]C.K. Jung[42,28] M. Kabirnezhad[46] A.C. Kaboth[50] K. Kadota[31] H. Kakuno[63] A. Kamata[63] J. Kameda[60] S. Karpova[11] V.S. Kasturi[11] Y. Kataoka[60] T.Katori[30] A. Kawabata[29] R. Kawabe[45] Y. Kawamura[45] M. Kawaue[32] E. Kearns[2,28] M. Khabibullin[25] N.V. Khomutov[38] A. Khotjantsev[25] T.Kikawa[32] S. King[30] V. Kiseeva[38] J. Kisiel[55] A. Klustová[20] L. Kneale[54] H. Kobayashi[59] S.R. Kobayashi[70] T. Kobayashi[15,76] L. Koch[18] S. Kodama[59] M. Kolupanova[25,77] A. Konaka[65] L.L. Kormos[33] Y. Koshio[44,28] K. Kowalik[41] R. Kralik[30] Y. Kudenko[25,77] Y. Kudo[73] A. Kumar Jha[13] R. Kurjata[69] V. Kurochka[25] T.Kutter[37] L. Labarga[1] M. Lachat[49] K. Lachner[8] J. Lagoda[41] S.M. Lakshmi[55] M. LamersJames[71] A. Langella[22] D.H. Langridge[50] J.-F. Laporte[5] D. Last[49] N. Latham[30] M. Laveder[23] L. Lavitola[22] M. Lawe[33] A. Leclerc[5] N. Lemaire[35] D.Leon Silverio[58] T.Leplumey[35] S. Levorato[23]

© 作者，2012 年。牛津大学出版社代表日本物理学会出版。本文为开放获取文章，依据知识共享署名许可协议（http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0）发布。在正确注明原作品的前提下，该协议允许不受限制地使用、传播和以任何媒介进行再现。

S.V. Lewis[30] *B. Li*[8] *C. Lin*[20] *R.P. Litchfield*[12] *S.L. Liu*[42] *W. Li*[46] *A. Longhin*[23] *A. Lopez Moreno*[30] *L. Ludovici*[24] *X. Lu*[71] *T. Lux*[17] *L.N. Machado*[12] *L. Magaletti*[21] *K. Mahn*[39] *K.K. Mahtani*[42] *S. Manly*[49] *A.D. Marino*[6] *D.G.R. Martin*[20] *D.A. Martinez Caicedo*[58] *L. Martinez*[17] *M. Martini*[57,78] *N. Mashin*[25] *T. Matsubara*[15] *R. Matsumoto*[62] *V. Matveev*[25] *C. Mauger*[47] *K. Mavrokoridis*[36] *N. McCauley*[36] *K.S. McFarland*[49] *C. McGrew*[42] *J. McKean*[32] *A. Mefodiev*[25] *G.D. Megias*[53] *L. Mellet*[39] *C. Metelko*[36] *M. Mezzetto*[23] *S. Miki*[60] *V. Mikola*[12] *E.W. Miller*[20] *A. Minamino*[73] *O. Mineev*[25] *S. Mine*[60,4] *J. Mirabito*[2] *M. Miura*[60,28] *S. Moriyama*[60,28] *S. Moriyama*[73] *P. Morrison*[12] *Th.A. Mueller*[35] *D. Munford*[16] *A. Muñoz*[18] *L. Munteanu*[10] *Y. Nagai*[15] *T. Nakadaira*[15,76] *K. Nakagiri*[60] *M. Nakahata*[60,28] *Y. Nakajima*[59] *K.D. Nakamura*[70] *A. Nakano*[70] *Y. Nakano*[66] *S. Nakayama*[60,28] *T. Nakaya*[32,28] *K. Nakayoshi*[15,76] *C.E.R. Naseby*[20] *D.T. Nguyen*[9] *V.Q. Nguyen*[35] *K. Niewczas*[35,13] *S. Nishimori*[59] *Y. Nishimura*[29] *Y. Noguchi*[60] *T. Nosek*[41] *F. Nova*[43] *J.C. Nugent*[20] *H.M. O'Keeffe*[33] *L. O'Sullivan*[18] *R. Okazaki*[29] *W. Okinaga*[59] *K. Okumura*[61,28] *T. Okusawa*[45] *N. Onda*[32]*N. Ospina*[21] *L. Osu*[35] *N. Otani*[32] *Y. Oyama*[15,76] *V. Paolone*[48] *J. Pasternak*[20] *D. Payne*[36] *T.P.D. Peacock*[54] *M. Pfaff*[20] *L. Pickering*[43] *J.-B. Plançon*[35] *P. Podlaski*[15,76]*B. Popov*[57,38] *A.J. Portocarrero Yrey*[15] *M. Posiadala-Zezula*[68] *Y.S. Prabhu*[68] *H. Prasad*[72] *F. Pupilli*[23] *B. Quilain*[27,35] *P.T. Quyen*[19,79] *E. Radicioni*[21] *B. Radics*[74]*M.A. Ramirez Delgado*[47] *R. Ramsden*[30] *P.N. Ratoff*[33] *M. Reh*[6] *G. Reina*[18] *L. Restrepo*[57] *C. Riccio*[42] *D.W. Riley*[12] *E. Rondio*[41] *D. Ross*[39] *S. Roth*[51] *N. Roy*[74] *A. Rubbia*[8] *L. Russo*[57] *A. Rychter*[69] *W. Saenz*[57] *K. Sakashita*[67,15,76] *S. Samani*[11] *F. Sánchez*[11] *E.M. Sandford*[36] *Y. Sato*[64] *T. Schefke*[37] *K. Scholberg*[7,28] *M. Scott*[20] *Y. Seiya*[45] *T. Sekiguchi*[15,76] *H. Sekiya*[60,28] *M. Sekiyama*[59] *T. Sekiya*[63] *D. Seppala*[39] *D. Sgalaberna*[8] *A. Shaikhiev*[25] *M. Shiozawa*[60,28] *Y. Shiraishi*[44] *N. Shvarev*[25] *A. Shvartsman*[25] *V. Siccardi*[30] *N. Skrobova*[25] *K. Skwarczynski*[41] *D. Smyczek*[51] *M. Smy*[4]*J.T. Sobczyk*[72] *H. Sobel*[4,28] *F.J.P. Soler*[12] *A.J. Speers*[33] *R. Spina*[21] *A. Srivastava*[18]*P. Stowell*[54] *Y. Stroke*[25] *I.A. Suslov*[38] *A. Suzuki*[31] *M. Suzuki*[73] *S.Y. Suzuki*[15,76] *M. Tada*[15,76] *S. Tairafune*[70] *A. Takeda*[60] *Y. Takeuchi*[31,28] *K. Takeya*[44] *H.K. Tanaka*[60,28]*H. Tanigawa*[29] *A. Teklu*[42] *V.V. Tereshchenko*[38] *N. Thamm*[51] *C. Touramanis*[36] *N. Tran*[19] *T. Tsukamoto*[15,76] *M. Tzanov*[37] *Y. Uchida*[20] *M. Vagins*[28,4] *M. Varghese*[17] *I. Vasilyev*[38] *G. Vasseur*[5] *E. Villa*[8] *U. Virginet*[57] *T. Vladisavljevic*[43] *T. Wachala*[14] *S.-i. Wada*[31] *D. Wakabayashi*[70] *H.T. Wallace*[54] *J.G. Walsh*[39] *D. Wark*[43,46] *M.O. Wascko*[46,43] *A. Weber*[18] *R. Wendell*[32] *M.J. Wilking*[52] *C. Wilkinson*[34] *J.R. Wilson*[30]*C. Winterstein*[5] *K. Wood*[34] *C. Wret*[20] *J. Xia*[56] *Z. Xie*[52] *K. Yamamoto*[45] *T. Yamamoto*[45] *T. Yamazumi*[59] *C. Yanagisawa*[42,80] *Y. Yang*[46] *T. Yano*[60] *N. Yershov*[25]*U. Yevarouskaya*[42] *M. Yokoyama*[59,28] *Y. Yoshimoto*[59] *N. Yoshimura*[32] *R. Zaki*[74] *A. Zalewska*[14] *J. Zalipska*[41] *G. Zarnecki*[14] *J. Zhang*[65,3] *X.Y. Zhao*[20] *H. Zheng*[42] *H. Zhong*[31] *T. Zhu*[20] *M. Ziembicki*[69] *E.D. Zimmerman*[6] *M. Zito*[57] *S. Zsoldos*[30]1马德里自治大学，理论物理系，*28049* 马德里，西班牙2波士顿大学，物理系，马萨诸塞州波士顿，美国3英属哥伦比亚大学，物理与天文学系，加拿大不列颠哥伦比亚省温哥华4加利福尼亚大学欧文分校，物理与天文学系，加利福尼亚州欧文，美国5*IRFU*，法国原子能和替代能源委员会，巴黎萨克雷大学，*F-91191* 伊夫里河畔吉夫，法国6科罗拉多大学博尔德分校，物理系，科罗拉多州博尔德，美国7杜克大学，物理系，北卡罗来纳州达勒姆，美国8苏黎世联邦理工学院，粒子物理与天体物理研究所，瑞士苏黎世9越南国家大学科学大学，越南国家大学，越南河内10欧洲核子研究组织，*CH-1211* 日内瓦 *23*，瑞士

[11]日内瓦大学，物理系，*DPNC*，日内瓦，瑞士[12]格拉斯哥大学，物理与天文学学院，格拉斯哥，英国[13]根特大学，物理与天文学系，普罗夫图因街*86*号，*B-9000* 根特，比利时[14]波兰科学院亨里克·涅沃德尼赞斯基核物理研究所，克拉科夫，波兰[15]高能加速器研究机构（*KEK*），筑波，茨城，日本[16]休斯敦大学，物理系，休斯敦，得克萨斯州，美国[17]高能物理研究所（*IFAE*）—巴塞罗那科学技术研究所，巴塞罗那自治大学校区，贝拉特拉（巴塞罗那），西班牙[18]物理研究所，美因茨约翰内斯·古腾堡大学，施陶丁格路*7*号，*55128* 美因茨，德国[19]科学与教育跨学科研究所（*IFIRSE*），*ICISE*，归仁，越南[20]伦敦帝国理工学院，物理系，伦敦，英国[21]意大利国家核物理研究院巴里分部与巴里大学与理工大学，大学间物理系，巴里，意大利[22]意大利国家核物理研究院那不勒斯分部与那不勒斯大学，物理系，那不勒斯，意大利[23]意大利国家核物理研究院帕多瓦分部与帕多瓦大学，物理系，帕多瓦，意大利[24]意大利国家核物理研究院罗马分部与罗马第一大学，罗马，意大利[25]俄罗斯科学院核研究所，莫斯科，俄罗斯[26]国际物理中心，物理研究所（*IOP*），越南科学技术翰林院（*VAST*），道新街*10*号，巴亭，河内，越南[27]*ILANCE*，法国国家科学研究中心—东京大学国际研究实验室，柏市，千叶*277-8582*，日本[28]卡夫利宇宙物理与数学研究所（*WPI*），东京大学高等研究院，东京大学，柏市，千叶，日本[29]庆应义塾大学，物理系，神奈川，日本[30]伦敦国王学院，物理系，斯特兰德，伦敦 *WC2R 2LS*，英国[31]神户大学，神户，日本[32]京都大学，物理系，京都，日本[33]兰卡斯特大学，物理与天文学学院，兰卡斯特，英国[34]劳伦斯伯克利国家实验室，伯克利，加利福尼亚州，美国[35]巴黎综合理工学院，*IN2P3-CNRS*，勒普朗斯-兰盖实验室，帕莱索，法国[36]利物浦大学，物理系，利物浦，英国[37]路易斯安那州立大学，物理与天文学系，巴吞鲁日，路易斯安那州，美国[38]联合核研究所，杜布纳，莫斯科州，俄罗斯[39]密歇根州立大学，物理与天文学系，东兰辛，密歇根州，美国[40]宫城教育大学，物理系，仙台，日本[41]国家核研究中心，华沙，波兰[42]纽约州立大学石溪分校，物理与天文学系，石溪，纽约州，美国[43]*STFC*，卢瑟福·阿普尔顿实验室，哈韦尔牛津，以及达雷斯伯里实验室，沃灵顿，英国[44]冈山大学，物理系，冈山，日本[45]大阪公立大学，物理系，大阪，日本[46]牛津大学，物理系，牛津，英国[47]宾夕法尼亚大学，物理与天文学系，费城，宾夕法尼亚州，美国[48]匹兹堡大学，物理与天文学系，匹兹堡，宾夕法尼亚州，美国

[49]罗切斯特大学，物理与天文学系，罗切斯特，纽约州，美国[50]伦敦大学皇家霍洛威学院，物理系，埃*gham*，萨里郡，英国[51]亚琛工业大学，第三物理研究所，亚琛，德国[52]明尼苏达大学物理与天文学学院，明尼阿波利斯，明尼苏达州，美国

[53]塞维利亚大学原子、分子与核物理系，*41080* 塞维利亚，西班牙[54]谢菲尔德大学，数学与物理科学学院，谢菲尔德，英国[55]西里西亚大学，物理研究所，卡托维兹，波兰[56]*SLAC*国家加速器实验室，斯坦福大学，门洛帕克，加利福尼亚州，美国[57]索邦大学，法国国家科学研究中心/核与粒子物理研究所，核与高能物理实验室（*LPNHE*），巴黎，法国[58]南达科他矿业与技术学院，东圣约瑟夫街 *501*号，拉皮德城，*SD 57701*，美国[59]东京大学，物理系，东京，日本[60]东京大学，宇宙射线研究所，神冈观测所，神冈，日本[61]东京大学，宇宙射线研究所，宇宙中微子研究中心，柏市，日本[62]东京科学大学，物理系，东京[63]东京都立大学，物理系，东京，日本[64]东京理科大学，理工学部，物理系，野田市，千叶，日本[65]*TRIUMF*，温哥华，不列颠哥伦比亚省，加拿大[66]富山大学，理学部，富山，日本[67]筑波大学，理工学群，筑波，茨城，日本[68]华沙大学，物理学院，华沙，波兰[69]华沙理工大学，无线电电子与多媒体技术研究所，华沙，波兰[70]东北大学，理学部，物理系，宫城县，日本[71]华威大学，物理系，考文垂，英国[72]弗罗茨瓦夫大学，物理与天文学系，弗罗茨瓦夫，波兰[73]横滨国立大学，物理系，横滨，日本[74]约克大学，物理与天文学系，多伦多，安大略省，加拿大[75]巴塞罗那自治大学物理系，巴塞罗那，西班牙[76]*J-PARC*，东海村，日本[77]莫斯科物理技术学院（*MIPT*），莫斯科州，俄罗斯；国立核能研究大学*“MEPhI”*，莫斯科，俄罗斯[78]*IPSA-DRII*，法国[79]科学技术研究生大学，越南科学技术翰林院[80]*BMCC/CUNY*，科学系，纽约州，纽约州，美国

.T2K实验使用$21.4(16.3) \times 10^{20}$ 质子轰击靶数（POT）的（反）中微子模式数据，在远探测器 Super-Kamiokande 中测量并更新了中微子振荡参数。本次分析相比先前结果，额外使用了一组中微子数据集，其质子轰击靶数为 1.7×10^{20} POT；此外，还首次使用了在掺钆（Gd）的 Super-Kamiokande 中采集的数据。远探测器筛选和系统误差处理均有显著改进。本文给出了半频率学派分析和贝叶斯分析的结果，包括关于$\sin^2\theta_{23}$、Δm^2_{32}、$\sin^2\theta_{13}$ 和 δ_{CP}的结果。两种分析均倾向于正常质量排序，CP破坏相位接近最大值，且结果与中微子最大混合相容，并略微倾向于上 θ_{23} 象限。.

1. 引言

在 Super-Kamiokande（SK）首次观测到中微子振荡之后 [1], ，实验旨在全面刻画由 PontecorvoMakiNakagawaSakata（PMNS）矩阵 [2, 3]描述的三味混合范式。在这一框架中，中微子混合由三个混合角（θ_{13}、 θ_{23}和 θ_{12}）、两个质量平方差（Δm^2_{32}和 Δm^2_{21}），以及至少一个电荷宇称（CP）破坏相位（δ_{CP}）决定。在过去二十年里，这些振荡参数中的大多数已得到精确测量 [4]。然而，CP破坏相位和中微子质量态的排序（MO），即 Δm^2_{32} 的符号，仍未确定。此外，要精确检验 PMNS 幺正性，还必须改进对其他参数的测量。由于 CP破坏相位和质量排序会以不同方式影响中微子（ν）和反中微子（$\bar{\nu}$）的振荡概率，能够产生控制良好且纯度很高的ν_μ 和 $\bar{\nu}_\mu$ 束流的加速器中微子实验，为探测这些效应提供了理想途径。

本文介绍了长基线 T2K（东海至神冈）实验对中微子振荡参数的最新测量结果 [5]。该测量使用了在中微子模式和反中微子模式下，利用 Super-Kamiokande 远探测器（FD）收集的 $21.4(16.3) \times 10^{20}$ 个打靶质子数（POT）数据。与此前发表的论文相比，新数据对应于中微子模式统计量增加了约 9% [6], ，并且首次使用了在 Super-Kamiokande 中加载 0.01% 钆（ Gd ）所收集的数据。钆提供的增强中子俘获效率要求更新选择标准，以抑制可能的本底，详见第 3.4 节。此外，还开发了新的远探测器响应模型，并改进了协方差矩阵的处理方式；该矩阵编码了每个远探测器振荡样本的事件率不确定性，同时还对系统误差进行了更精细的处理，详见第 3.4.1 节。

本文第 2 节介绍 T2K 实验装置和数据，包括为钆负载对超级神冈探测器（SK）所做的更新。第 3 节介绍振荡分析方法，以及远探测器数据分析近期取得的重大改进。最后，第 4 节展示并讨论更新后的振荡分析结果。

2. T2K实验

中微子振荡参数的精确测定对实验提出了若干严格要求。中微子味组成在产生和探测时都必须得到精确了解，同时必须仔细优化中微子能量和基线，以最大限度地提高振荡灵敏度。此外，中微子产生和数据采集都必须具备高效率，以确保足够的统计精度。为此，T2K依托位于J-PARC的加速器，产生超纯的ν_μ 或 $\bar{\nu}_\mu$束流。中微子束流由三级加速器级联产生，将质子加速至30GeV的能量，随后将质子引出并射向石墨靶。质子与靶相互作用产生强子，其中主要是π介子；这些强子通过三个串联的磁喇叭进行聚焦[7]。磁喇叭产生的磁场极性可以切换，从而选择带正电（带负电）的强子使其衰变，产生ν_μ （$\bar{\nu}_\mu$）束流。

T2K束流相对于通往超级神冈探测器的方向以2.5° 角偏轴指向，距离为295千米。这一配置产生了在 ~ 0.6GeV处达到峰值的窄带中微子能谱，对应于第一次 $\nu_\mu \to \nu_e$ 振荡极大值，同时减少了高能中微子相互作用产生的本底以及束流内在电子中微子成分造成的污染。一组近探测器（NDs）位于距离束流产生靶约280米处，可用于刻画未振荡T2K束流。轴向近探测器INGRID监测束流强度和方向 [8, 9], ，而偏轴ND280探测器——其位置设置为与超级神冈探测器具有相同的偏轴角即 在2.5° 偏轴处——测量中微子相互作用率，以约束通量和截面带来的系统不确定性。ND280位于一个0.2 T磁体内，该磁体此前曾用于欧洲核子研究中心的UA1和NOMAD实验；探测器由两个基于碳的精细颗粒闪烁体探测器组成，它们充当主要的中微子靶（FGD1和FGD2），其中FGD2还包含水层 [10]。FGD之间交错排列着三个时间投影室（TPC） [11] ，其周围则是一个电磁量能器 [12]。一个上游π^0 探测器 [13], 以及安装在磁轭 [14],上的侧向缪子范围探测器，共同完成ND280探测器的构成。

在Super-Kamiokande [15,16], a 50千吨水切伦科夫探测器中测量 ν_e ($\bar{\nu}_e$)出现道和ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$)消失道。探测器配备了11,129个朝内安装的20英寸光电倍增管（PMTs），用于探测带电粒子穿过探测器时发出的切伦科夫辐射。通过探测器内带电流相互作用产生的带电轻子种类，可以辨认电子中微子和缪子中微子。带电轻子发出的切伦科夫光在探测器圆柱形内表面呈现环状图案，可通过其环形轮廓加以辨认：电子因散射而产生弥散的环，而缪子产生边缘清晰的环。采用这一唯一的粒子鉴别方法，超级神冈探测器可在抑制超过97% ν_μ 本底的同时，保持99.9% ν_e 选择效率。缪子衰变产生的米歇尔电子也用于提高缪子事例的识别效率。

2020年，将八水合硫酸钆（$Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$）溶解于SK探测器的水中，使钆浓度达到0.01% [17]。2022年，浓度提高至0.03% [18]。加入钆后，中子俘获的探测效率提高到约50%（在0.03%的浓度下最高可达75%），从而提高了低能反中微子的探测效率 [18]。这一改动对振荡分析的影响可以忽略不计。然而，中子在钆上的俘获会产生伽马射线，而这些伽马射线可能被误识别为米歇尔电子，从而潜在影响T2K所采用的事例选择。因此，引入了更新后的选择标准，以减轻钆诱导本底。更多详情见第3.4节。本文展示的新获取数据是在SK中钆浓度为0.01%的条件下采集的。

3. 分析方法

我们在振荡分析中使用两种拟合器，一种是贝叶斯 [19] ，另一种是半频率学派拟合器，后者将在第 3.6.1 节中进一步介绍。这两种拟合器经过了广泛的交叉验证。在贝叶斯拟合中，利用来自近探测器和远探测器的数据，同时对系统参数施加约束。在半频率学拟合中，来自近探测器的约束通过协方差矩阵传递到远探测器。中微子通量、相互作用模型以及近探测器和远探测器模型所使用的拟合器输入将在以下各节中介绍。

3.1. 束流通量

中微子通量估计基于这样一种模拟：该模拟根据欧洲核子研究中心的 NA61/SHINE实验对强子产生的测量结果进行了调校 [20], ； 该实验使用与 T2K 相同的 30 GeV质子束轰击薄靶 [21] 以及 T2K靶复制品 [22]。有关这种调校的详细信息见 [23]。所使用的通量模型与先前分析 [6],中的相同，但已利用与本文整个中微子数据集相对应的额外数据重新调校 即 $21.4(16.3) \times 10^{20}$ 质子轰击靶数。ν_μ 模式下的通量和 $\bar{\nu}$模式下的通量，其调校后的相对不确定度在通量谱峰值附近估计约为 5–8%。对于 ν模式下的 $\bar{\nu}_\mu$ 成分和 $\bar{\nu}$模式下的ν_μ 成分（“错误符号本底”），由于发生在主靶外部的相互作用带来了更大的贡献，其不确定度约为 6–8%。需要注意的是，由于与 $\bar{\nu}_\mu$相比， $\bar{\nu}$模式下与物质作用的ν_μ 带电流截面更大，因此错误符号本底在 $\bar{\nu}$模式下的贡献更大。

3.2. 中微子相互作用

本次工作的中微子相互作用及相关系统不确定度模型与上一次分析 [6]保持不变。其基础模型依赖于NEUT中微子-原子核相互作用事件生成器 [24] 5.4.0版本。

T2K能区的主导通道为带电流准弹性散射（CCQE）和带电流双粒子双空穴（2p2h），前者由“Benhar谱函数”模型 [25,26] 描述，后者由Nieves等人模型 [27], 描述，并包含相关不确定性，包括用于描述泡利阻塞和核透明度影响的参数。核模型的完整描述见 [28]。

本次分析中的单π产生（SPP）由Rein-Sehgal模型 [29],描述，其中包括共振干涉和基于Berger-Sehgal模型 [30]的相干散射。

深度非弹性散射采用GRV98部分子分布函数（PDFs） [31] ，并结合Bodek-Yang（BY）修正 [32, 33] 以扩展至低 Q^2。同时应用BY修正的有效不确定度。通过比较NEUT [24] 和AGKY模型 [34]，建立了π介子多重数和不变强子质量分布的不确定度。

3.3. 近探测器

近探测器（ND）分析旨在通过约束未振荡中微子通量和相互作用截面模型，降低远探测器处预测事件数的不确定性。具体做法是对按μ子动量以及出射μ子相对于入射中微子方向的夹角分箱的ND数据进行拟合。

ND拟合采用与先前分析相同的筛选事件样本和方法[6], ，唯一的修改是重新调优束流预测，使其纳入使用钆加载后收集的新远探测器数据所带来的整体通量不确定性。

在近探测器，带电流全包容事例通过识别缪子候选粒子来选取：该粒子是起源于两个精细粒子探测器（FGD1/FGD2）之一、动量最高的径迹。随后，根据相互作用发生的FGD、束流模式、缪子电荷以及重建的末态粒子多重数，将选定的带电流事例分成不同样本。与先前分析 [6], 一致，拟合中使用了22个选定样本。

近探测器拟合策略采用MIGRAD梯度下降方法（由Minuit2 [35], 实现）寻找似然函数全局最大值，以确保近探测器事件率预测与数据相符。利用MIGRAD估算的海森矩阵来估计参数不确定度。

在近探测器分析中，使用了采用Conway实现的Barlow-Beeston似然 [36, 37]，其中，对通量预测、探测器效应和中微子相互作用截面模型的先验约束作为似然惩罚项纳入，而划分成不同样本的近探测器中微子事件构成统计部分。

ND280模型总共由727个参数描述，包括100个通量参数、552个探测器参数和75个截面参数。通量参数和探测器参数被视为归一化参数，而截面参数则同时包括归一化效应和形状效应。为了评估在这一高维参数空间中最小化过程的稳健性，我们将其与独立的贝叶斯马尔可夫链蒙特卡罗拟合框架进行了广泛比较，发现拟合结果一致且合理吻合。

由于与先前分析相比，没有新的近探测器数据被纳入拟合[6], ，唯一的更新是加入了新的通量约束，因此该约束对近探测器预测的影响，正如预期，微乎其微。

3.4. 远探测器

在远探测器中，通过分析探测器光电倍增管记录的切伦科夫光分布来重建中微子相互作用。采用最大似然框架 [38] 来确定发光粒子径迹（环）的数量、识别粒子类型（粒子鉴别，PID），并估计其运动学性质。

本次分析使用了六个信号富集样本，与此前的分析相同 [6]。其中五个样本根据触发时光电倍增管击中数形成的单环状分布进行识别。这些样本包括在束流以 ν 和 $\bar{\nu}$ 模式运行时收集的CCQE增强 μ型和 e型单环（1R）事件，以及仅在 ν 束流下收集的、以CC单π产生为主的1Re型样本；后者包含一个衰变电子（1Re1d.e.）。第六个样本针对ν_μ CC$1\pi^+$ 相互作用进行选取，通过至少包含一个衰变电子的多环 μ型事件，或至少包含两个衰变电子的单环 μ型事件进行识别。

表3总结了在不同 δ_{CP} 值下，我们的数据和模型中符合各项SK选择的中微子事件数。

次级粒子（例如米歇尔电子）会产生延迟的光电倍增管击中簇。在T2K以往的分析中，通过计数这些在时间上分离的光电倍增管击中簇来识别SK中的米歇尔电子。

中子俘获也会产生延迟击中，通常远晚于2.2 μ秒的缪子衰变时间（在纯水中，其特征时间为 200 μ秒；采用钆负载后为 30 μ秒）。由于中子俘获产生的光远少于米歇尔电子，以往的识别算法中，来自水中中子俘获的污染在米歇尔电子候选事件中较低，约为5%。

采用 0.01% 的钆掺杂后，对中子俘获的灵敏度随之提高，使现有米歇尔电子选择算法的误识别率增加了 70%。为减轻这一影响，研究人员开发了一种新的米歇尔电子选择切选，该切选根据即时中微子事例与延迟光电倍增管击中簇之间的时间差，并将其作为函数

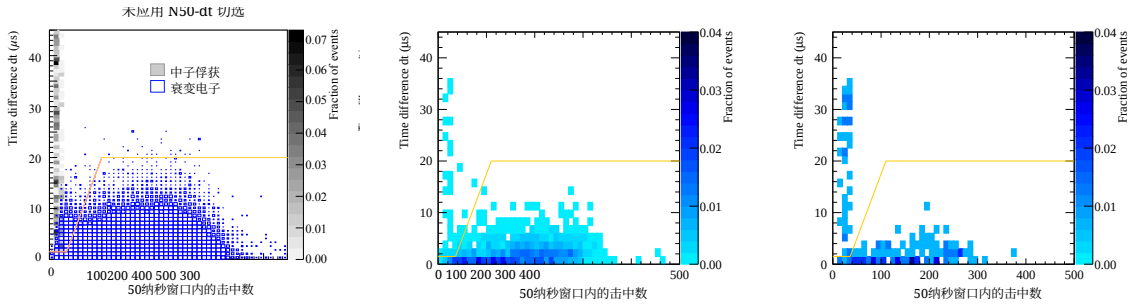


图1：在衰变时间 dt（μs）与该时间差附近50纳秒窗口内的光电倍增管击中数的关系图中，展示了更新后的米歇尔电子选择切选（橙色曲线）。（a）蒙特卡罗对中子俘获事件（灰色）和米歇尔电子候选事件（蓝色方框）的比较，说明了该切选的判别能力。（b）该切选在纯水阶段远探测器数据中的表现。（c）在掺钆阶段远探测器数据中的表现。橙色曲线以下的事件被归类为米歇尔电子候选事件，而曲线以上的事件则优先被排除为中子俘获事件。

取决于即时中微子时间后50 ns 内延迟光电倍增管击中数。如图 1a 所示，这一相空间能够有效区分真实的中子俘获事件和米歇尔电子候选事件。中子俘获事件的特点是光电倍增管击中数相对较少，且在较短的衰变时间范围内近乎均匀分布。更新后的选择将米歇尔电子候选事件的误识别率降至1%以下。此外，它对纯水阶段的中微子事例选择影响可忽略不计（图 1b），确保纯水阶段与新采集数据集之间的一致性。掺钆阶段的中微子事件率（图 1c）与采用先前米歇尔电子选择算法得到的结果相差在 2–6% 以内。

3.4.1. 新的远探测器响应模型。 探测器响应建模不完善会在分析中引入系统不确定性。由于束流事件数较少，T2K使用超级神冈探测器记录的大气中微子事件作为控制样本：数据与模拟之间的任何不匹配都可归因于探测器建模不当。假设可以利用对PID和环计数等样本选择变量进行偏差和展宽修正来减小这些不匹配，随后使用贝叶斯马尔可夫链蒙特卡罗（MCMC）框架 [39, 40] 从数据和模拟中提取参数后验分布。该过程称为“大气拟合”。具体而言，一个选择变量 x 被参数化为

$$x \to \alpha_{ij}\, x + \beta_{ij}, \tag{1}$$

其中，α_{ij} 和 β_{ij} 分别为展宽和偏差参数。索引 i 涵盖各种末态拓扑，包括主要信号道（例如单环 e/μ 事件）以及本底拓扑（例如 $\pi^0/\pi^{\pm}$ 事件）；索引 j 则涵盖可见能量分箱。

在此前的工作中，[6, 41], 大气拟合的结果首先被编码到一个中间协方差矩阵中，再从中随机抽取偏移和展宽参数的取值

并将其应用于远探测器的选择变量。随后，根据各远探测器样本的事件率相对于名义事件率的波动，构建最终协方差矩阵，并按重建中微子能量或轻子动量分箱。此过程在下文中称为“玩具蒙特卡罗程序”。在本次分析中，移除了中间矩阵；直接从大气拟合的后验分布中抽取偏差修正和展宽修正，并将其应用于远探测器模拟。这种方法能够更直接地传播不确定性，并避免早期分析中引入中间协方差矩阵步骤可能导致的误差高估。

以往的分析还对大气拟合中使用的通量和截面干扰参数采用了相对简单的系统误差模型。因此，在玩具蒙特卡罗程序中，对于大气拟合未加约束的远探测器样本背景成分，采用了范围为60–150%的极大临时不确定度。此外，没有考虑单环样本与多环样本之间的相关性。偏差参数和展宽参数也基于探测器区域而非可见能量进行参数化，而当前分析则采用后者。

在本次分析中，引入了单环样本与多环样本之间的事件迁移，从而自然地产生了两个类别之间的（反）相关性。此外，之前在玩具蒙特卡罗程序中施加于干扰参数的所有临时不确定度[41] 均已移除，因为改进后的通量和截面系统误差模型现在能够直接通过大气拟合对其进行约束。

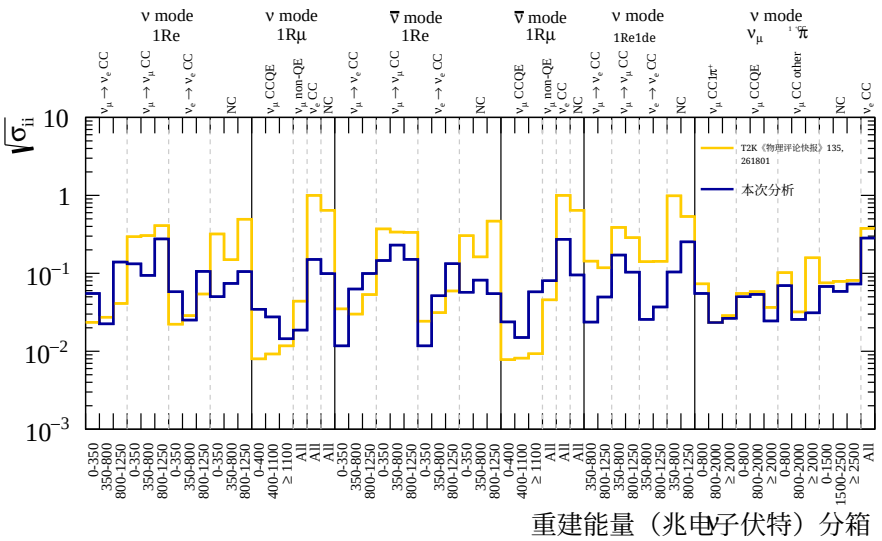


图2：不同远探测器样本的相对不确定度，以远探测器误差协方差矩阵各分箱的标准差表示。橙色曲线显示先前发表的分析中所使用的远探测器样本的相对不确定度[6]，，而蓝色曲线显示本次分析中使用的相应不确定度。

图2显示了更新后的远探测器建模偏差不确定度对远探测器样本的影响，以协方差矩阵中每个不确定度区间的标准差表示，其中蓝色

和橙色曲线分别代表本次分析和此前的分析。1Re1d.e.样本的不确定度降幅最大，这被认为是因为移除了中间协方差矩阵步骤；此前该步骤导致这个样本的不确定度被高估。

另一个值得注意的特征是，部分信号区间的不确定性有所增加，这归因于偏移与展宽参数化从基于探测器区域的建模改为基于可见能量的建模。由于依赖能量的事件迁移，这一变化在重建中微子能量区间之间引入了额外的相关性，导致不确定性在信号相空间内重新分布，而非均匀减小。

图3展示了由FD协方差矩阵得到的FD样本能谱误差带，并比较了旧矩阵（朱红色）和新矩阵（蓝色）的影响。对于 ν-和 ν-模式的1Rμ 样本，本底不确定度的降低使低重建中微子能量处的预测不确定度减小。

对于ν-模式的1Re 和1Rμ 样本，在较高能量处，不确定性因部分信号区间的不确定性增加而适度上升；然而，对整体FD预测的影响仍然很小，并且在最低能量区间仍可观察到误差减小。

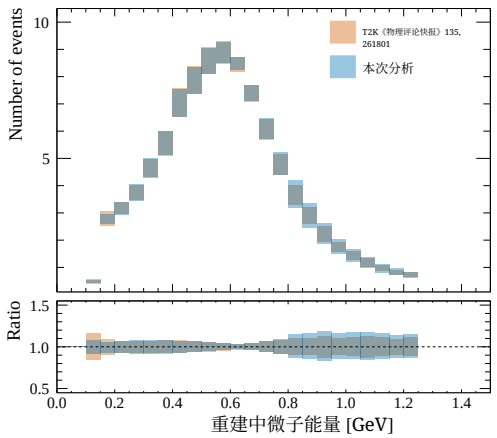
3.5. 系统不确定性

本次分析考虑的系统不确定性分为三个主要来源：中微子束流通量建模、中微子相互作用建模和探测器响应。由于近探测器和远探测器采用了不同的材料，探测器响应以及部分相互作用模型参数分别针对近探测器或远探测器。相比之下，大多数通量和相互作用参数都受到两个探测器的约束。表1列出了半频率学派拟合器得到的各个SK样本事件数不确定度细目。

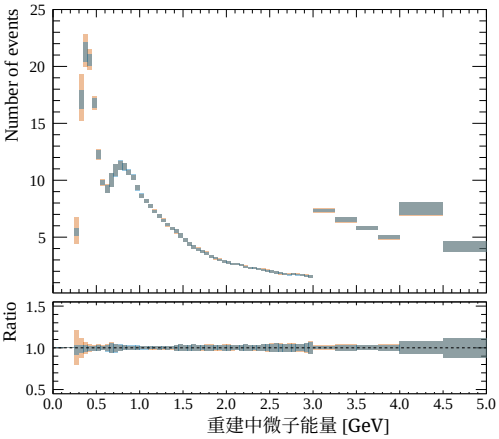
表1：近探测器拟合后，各个SK样本事件数的不确定度（%），按误差来源区分。统计不确定度列出以供比较。

	相对不确定度（%）					
	ν 模式		$\bar{\nu}$ 模式		ν 模式	
误差来源	1Re	1Rμ	1Re	1Rμ	1Re1de	ν_μ CC1π^+类
束流通量	2.8	2.8	3.0	2.9	2.9	2.9
截面（由近探测器约束）	3.8	3.6	3.5	3.5	4.3	3.0
通量和截面（由近探测器约束）	2.9	2.8	2.7	2.6	3.7	2.2
截面（不受近探测器约束）	2.9	0.6	3.4	2.4	2.8	1.3
SK探测器	2.7	1.4	5.1	3.6	4.3	2.9
总系统误差	4.9	3.2	6.7	5.0	6.3	3.9
统计误差	9.9	5.3	25.0	8.5	25.8	8.5

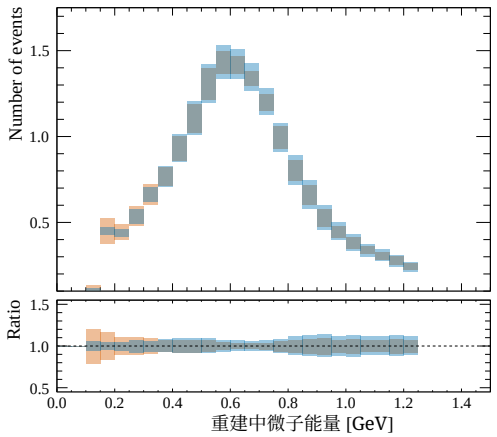
近探测器约束将总体不确定度从 12.1–17.4% 降至 3.2–6.7%。与先前分析 [6]，相比，通量和相互作用建模误差相近；但如 3.4.1 节所述，SK 远探测器的系统误差已更新，1Re1de 样本中的误差从 13.3% 降至 4.3%。总体系统不确定度



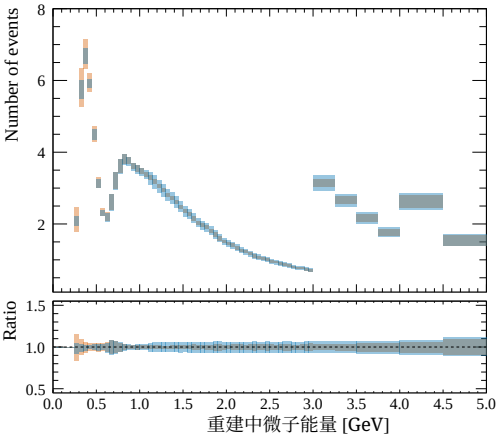
（a） ν 模式 1Re 样本



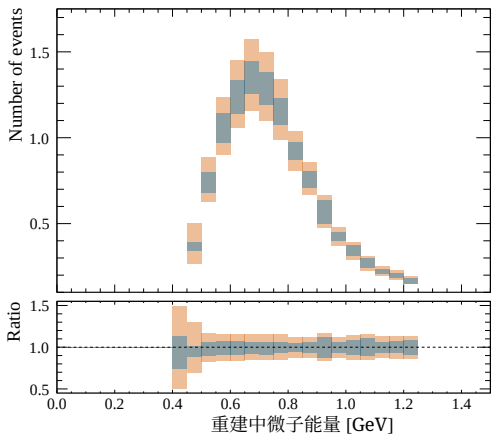
（b） ν 模式 1Rμ 样本



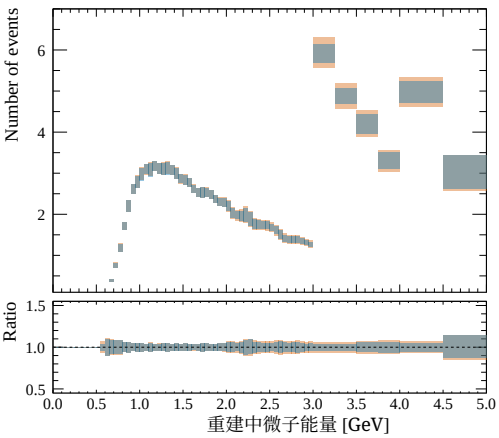
（c） ν 模式 1Re 样本



（d） ν 模式 1Rμ 样本



(e) ν 模式 1Re1d.e 样本



(f) ν 模式 ν_μ CC1π^+-类样本

图3：先前分析中使用的 SK探测器矩阵（朱红色） [6] 与本次分析（蓝色）之间不确定性的变化。

其量级与样本数最多的样本中的统计误差相近（ ν 模式 1Rμ的统计误差为 5.3%），对于统计量较低的样本则影响较小（1Re1de 的统计误差为 26%）。

3.6. 振荡分析

3.6.1. 拟合方法。贝叶斯和半频率学派振荡分析方法与先前分析 [6] 相同。两者均采用分箱对数似然方法，分箱方式取决于所用的选择和拟合方法。在贝叶斯分析中，所有类 μ 样本仅按重建中微子能量分箱，而类 e 样本则按重建中微子能量和出射轻子角度分箱。在半频率学派分析中， ν 和 $\bar{\nu}$ 模式下的 1R$^{\nu_\mu}$ 样本均按重建中微子能量和出射轻子角度分箱，而类 $^{\nu}\mu$CC1π^+ 样本仅按重建中微子能量分箱。类电子样本按出射轻子动量和角度分箱。所有振荡概率均在 PMNS 三味假设下计算，物质密度设为恒定的 2.6 g/cm^3。拟合采用 Δm^2_{32} 和 δ_{CP} 的平坦先验，以及 $\sin^2\theta_{23}$ 的平坦先验。每种中微子质量排序的先验概率均设为 50%。Δm^2_{21} 和 $\sin^2\theta_{12}$ 使用粒子数据组 [42] 的全局最佳拟合值作为高斯先验进行约束，因为 T2K 对这些参数的约束较弱。分析分别在不采用和采用 $\sin^2\theta_{13}$ 外部约束的情况下进行，以分别独立测量 $\sin^2\theta_{13}$ 并最大限度地约束 δ_{CP}。对于采用外部约束的结果，si n$^2\theta_{13}$ 采用取自 [42] 的高斯先验 (2.20 ± 0.07) 进行约束。

3.6.2. 新探测器不确定性和额外统计量的影响。本次分析对振荡参数的预期灵敏度，是针对表2所述的一组真振荡参数组合进行评估的，后文将其称为 Asimov A22。该组合采用 T2K 最新的半频率学派最佳拟合值，分别对应所谓的大气质量平方差在正常排序下为 Δm^2_{32} 、在反转质量排序下为 Δm^2_{13} ，以及正弦$^2\theta_{23}$ 和 δ_{CP}参数。此外，还采用了 [42] 中 Δm^2_{12}、正弦$^2\theta_{12}$ 和正弦$^2\theta_{13}$的数值。图4展示了受影响最大的参数的灵敏度： δ_{CP} （左图）对应两种质量排序；正常排序下的 Δm^2_{32} (NO)/正弦$^2\theta_{23}$ 平面（右图）。本次分析还使用先前分析的统计量 [6] 和探测器不确定性评估灵敏度，以分别衡量各项更新的影响。结果表明，与先前分析相比，灵敏度有所提高；额外质子轰击靶数带来的影响，与 SK 探测器矩阵误差降低带来的影响相当。

3.7. 模拟数据研究

如 [6], 所述，我们开展了 19 项模拟数据研究（SDS），以检验分析的稳健性，尤其是近探测器到远探测器外推在面对其他核模型、截面模型及其他影响时的稳健性。我们使用半频率学派拟合器和分析来量化这些研究。对于每个模拟数据集，我们计算 Δm^2_{32} (否)/$|\Delta m^2_{31}|$ (反转质量排序)和$\sin^2\theta_{23}$ 参数的偏差和不确定度，并将其与阿西莫夫系统不确定度和总不确定度进行比较。当这些偏差或不确定度变化超过我们的标准时，我们会相应修正上述参数不确定度。具体而言，当 2σ 区间中心的偏差小于 50%，且

表2：用于灵敏度研究的振荡参数值集。

参数集	Asimov A22
δ_{CP}	-1.601
正弦$^2\,\theta_{13}$	0.0220
正弦$^2\,\theta_{23}$	0.561
正弦$^2\,\theta_{12}$	0.307
Δm^2_{32} (eV^2)	2.494×10^{-3}
Δm^2_{21} (eV^2)	7.53×10^{-5}

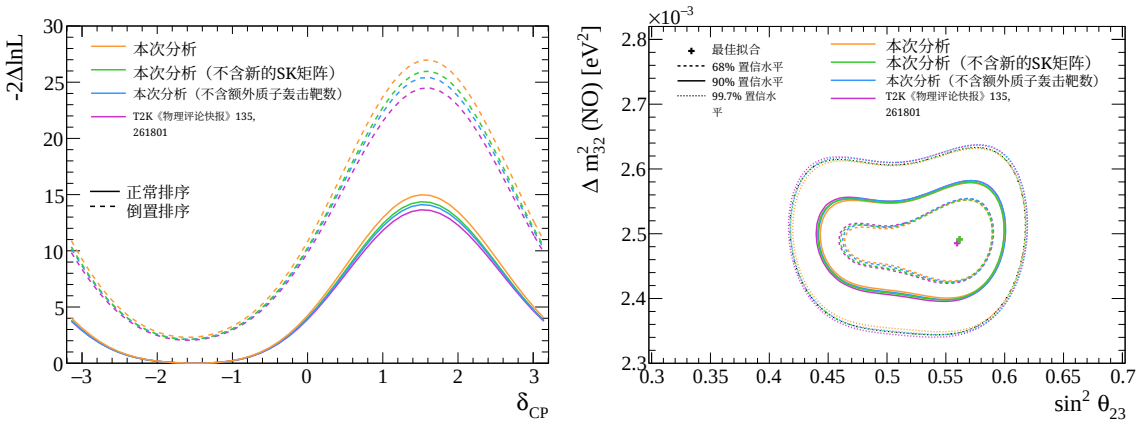


图 4：使用半频率学派拟合器，在 A22 条件下，结合反应堆约束和系统参数得到的灵敏度。紫色曲线表示先前分析的灵敏度 [6]，橙色曲线表示本次分析的灵敏度，绿色曲线表示未进行 SK探测器系统误差改进的本次分析结果，蓝色曲线表示未使用额外质子轰击靶数的本次分析结果。 δ_{CP} 灵敏度分别以正常排序（实线）和反转质量排序（虚线）表示。对于正常排序，给出了不同置信水平下的Δm^2_{32} (否)/正弦$^2\,\theta_{23}$ 灵敏度。

当 2σ 区间宽度的变化小于 10% 时，无需采取措施。研究发现，必须以宽度为 $S = 3.1 \times 10^{-5}$ eV^{2}的高斯展宽形式，对 Δm^2_{32}(否)/$|\Delta m^2_{31}|$ (反转质量排序)附加误差。该值与该参数误差的总值相当，凸显了这些研究的重要性。报告$\sin^2\theta_{23}$结果时无需采取措施，因为所有研究结果均未超过我们设定的标准。

最后，第4节对每个数据集对CP破坏物理学结论的影响进行了检验并予以呈现。

4. 结果与讨论

4.1. 事件率比较

表3展示了在不同 δ_{CP}取值下，远探测器中选定事件的数量与模拟结果的比较。数据p值也已在将模型振荡参数固定为其最佳拟合值的同时进行评估，而模型的其他参数则在近探测器拟合所提供的先验不确定度范围内变化。可以观察到，我们的模型与数据总体一致，并且我们的电子类样本略微偏好较大的CP破坏。此外，

表3：对于所有运行，在不同 δ_{CP} 取值下各个超级神冈探测器选定样本的预期模拟事件数。数据事件数作为比较也列于其中。同时给出了率和率+形状p值。

Mode	选择	δ_{CP} $=-\pi/2$	δ_{CP} $=0$	δ_{CP} $=\pi/2$	δ_{CP} $=\pi$	δ_{CP} $=-2.08$	Data	rate p值	率+形状 p值
ν	1Rμ	417.2	416.3	417.1	418.2	419.5	357	0.02	0.33
	ν_μCC1π^+类	123.9	123.3	123.9	124.4	123.3	140	0.25	0.43
	1Re	113.2	95.5	78.3	96.0	112.1	102	0.48	0.12
	1Re1de	10.0	8.8	7.2	8.4	9.9	15	0.73	0.11
$\bar{\nu}$	1Rμ	146.7	146.3	146.7	147.1	147.0	137	0.57	0.82
	1Re	17.6	20.0	22.2	19.7	18.0	16	0.47	0.64

与我们的模型相比，数据中的 1Rμ 通道出现了亏损，其对应的率 p 值为 0.02；应用邦费罗尼校正 [43]后，其显著性低于 0.05。此外，该样本中事件的重建能量形状与我们的模型相对吻合。

4.2. 振荡参数结果

首先展示应用反应堆约束于 θ_{13}时，采用贝叶斯方法和半频率学派方法得到的结果。贝叶斯分析的结果见图5，其中详细展示了 $\sin^2\theta_{23}\delta_{\mathrm{CP}}$ 平面上的可信区间轮廓。请注意，这些可信区间是通过对两种中微子质量排序假设（即 Δm^2_{32}的两种符号）进行边缘化得到的。这便于与多个实验进行比较；相比之下，T2K对质量排序的灵敏度较低于 δ_{CP}。图5还分别展示了两种质量排序假设下 $\sin^2\theta_{23}\Delta m^2_{32}$ 平面上的可信区间。图6所示的半频率学派分析结果采用 Feldman-Cousins [44] 方法，为 δ_{CP} 和 $\sin^2\theta_{23}$构建置信区间。贝叶斯分析的最佳拟合点和 $1-3\sigma$ 区间列于表4，半频率学派分析在两种中微子质量排序假设下的结果列于表5。为将本次分析置于更广泛的背景中，图5还叠加了此前 T2K分析的轮廓，以及近期两项联合分析的轮廓：T2K与超级神冈探测器联合分析 [45] ，以及 T2K与 NOvA 联合分析[46]。不过需要注意的是，这两项联合分析所用的 T2K 数据集均为 [23]中所述的数据集。

CP守恒假设被频率学派置信区间以90%的置信水平排除，且位于贝叶斯对应的90% 可信区间之外。 δ_{CP} 的优选值接近 $-\pi/2$ 弧度这一最大CP破坏值。如图5所示，这两项结果彼此一致，并较先前分析 [6],有所改进，这得益于质子轰击靶数的增加以及远探测器系统不确定度模型的升级。如第3.7节所述，我们还使用19个模拟数据集检验了这一排除结果的稳健性。在这19个数据集中，有两个未能以 $\delta_{\mathrm{CP}}=\pm\pi$ 在90%的置信水平下排除CP守恒，但仅差一小截。第一个数据集基于外部测量结果，修改了低 Q^2处的单π介子产生过程，相关测量来自 MINERνA [47]。第二个数据集则是由1Re1de样本 [1]中轻子低动量区域（<200 兆电子伏特/c）的数据出现 $<2\sigma$超额所致。

[1]这组数据是通过将模拟中 1Re1de 样本里动量为 <200 兆电子伏特/c 的事例数加倍构建的，从而使该动量区间的数据与模拟结果一致

此外，两种分析结果在 2σ 置信水平下均与最大混合相符，不过对于$\sin^2\theta_{23}$，结果略微偏向上八分体，这也与我们先前的分析一致。

δ_{CP} 轮廓也与T2K、超级神冈探测器和NOvA的联合分析结果高度一致，尤其是在边缘化掉质量排序后。尽管与超级神冈探测器（分别为NOvA）的联合拟合略微偏好较低（分别为较高）八分位，我们对$\sin^2\theta_{23}$的新约束也与这两种联合拟合结果一致。最后，我们测得 Δm^2_{32} (否)/$|\Delta m^2_{31}|$ (反转质量排序)参数的精度接近2%，与T2K和超级神冈探测器的联合拟合结果高度一致；相比之下，该参数值略高于与NOvA的联合拟合结果。请注意，T2K对$\sin^2\theta_{13}$也具有灵敏度，其未采用反应堆约束的测量结果列于表6。

表4：贝叶斯分析得到的振荡参数中心值和可信区间。中心值取自二维消失道（$\sin^2\theta_{23}$–Δm^2_{32}）和出现道（$\sin^2\theta_{13}$–δ_{CP}）后验分布，可信区间（置信区间）取自一维后验分布。结果给出的是T2K采用反应堆实验约束的拟合。

参数	δ_{CP} [弧度]否	δ_{CP} [弧度]反转质量排序	正弦$^2\theta_{23}$ 否	正弦$^2\theta_{23}$ 反转质量排序	Δm^2_{32}否	Δm^2反转质量排序
中心值	-2.18	-1.34	0.536	0.541	2.505	-2.535
1σ C.I.	[-2.78,-1.2]	[-1.94,-0.79]	[0.485,0.560]	[0.495,0.565]	[2.445,2.555]	[-2.60,-2.490]
90%置信区间	[-3.09,-0.63]	[-2.36,-0.47]	[0.465, 0.575]	[0.47, 0.575]	[2.415,2.590]	[-2.64,-2.46]
2σ C.I.	[-π, -0.31] ∪ [3.04, π]	[-2.57,-0.31]	[0.455,0.58]	[0.46,0.58]	[2.395,2.610]	[-2.655,-2.440]
3σ C.I.	[-π, 0.42] ∪ [2.46, π]	[-3.09,0.16]	[0.435,0.6]	[0.44,0.6]	[2.345,2.665]	[-2.710,-2.390]

表5：在正常（NO）和反转（IO）质量排序下，使用 Feldman-Cousins 方法对 $\sin^2\theta_{23}$ 和 δ_{CP} 计算的半频率主义置信区间。其他参数的区间采用常数 $\Delta\chi^2$ 方法。结果基于 T2K + 反应堆实验约束拟合给出。

参数	δ_{CP} [弧度。]否	δ_{CP} [弧度]反转质量排序	$\sin^2\theta_{23}$ 否	$\sin^2\theta_{23}$ 反转质量排序	Δm^2_{32}否	Δm^2反转质量排序
最佳拟合	-2.08	-1.41	0.568	0.567	2.521	2.486
1σ 置信水平	[-2.69,-0.75]		[0.464,0.482] ∪ [0.532,0.582]		[2.441, 2.590]	[2.403, 2.561]
90% 置信水平	[-3.04,-0.34]	[-2.07,-0.91]	[0.443,0.592]	[0.530,0.586]	[2.413, 2.618]	[2.384, 2.589]
2σ 置信水平	[-π, -0.13] ∪ [3.06, π]	[-2.34,-0.67]	[0.436,0.598]	[0.466,0.592]	[2.397, 2.634]	[2.369, 2.605]
3σ 置信水平	[-π, 0.43] ∪ [2.54, π]	[-2.92,-0.08]	[0.420,0.612]	[0.431,0.609]	[2.352, 2.679]	[2.325, 2.649]

4.3. 质量排序约束

T2K 数据拟合结果倾向于正常质量排序（NO）。为量化半频率学拟合中这一倾向的显著性，我们计算了倒置质量排序（IO）假设的 p值（p_0）和置信水平 [48–50] （CLs）。采用的检验统计量为 $\Delta\chi^2 = \chi^2$（NO） $-\chi^2$（IO）。本研究生成了十组伪实验，每组 50 000 次；其中系统参数从先验分布中抽样，振荡参数则从数据拟合后验分布中抽取：九组对应于固定的 δ_{CP} 值，另一组则通过 Posterior Highland-Cousins方法允许从数据拟合后验分布中抽样 δ_{CP} [51]。结果汇总于图7。前九列表示 δ_{CP} 的不同假定真值，取值范围从 $-\pi$ 到 π，用于展示 CP破坏相位与质量排序之间的简并效应。最后一列

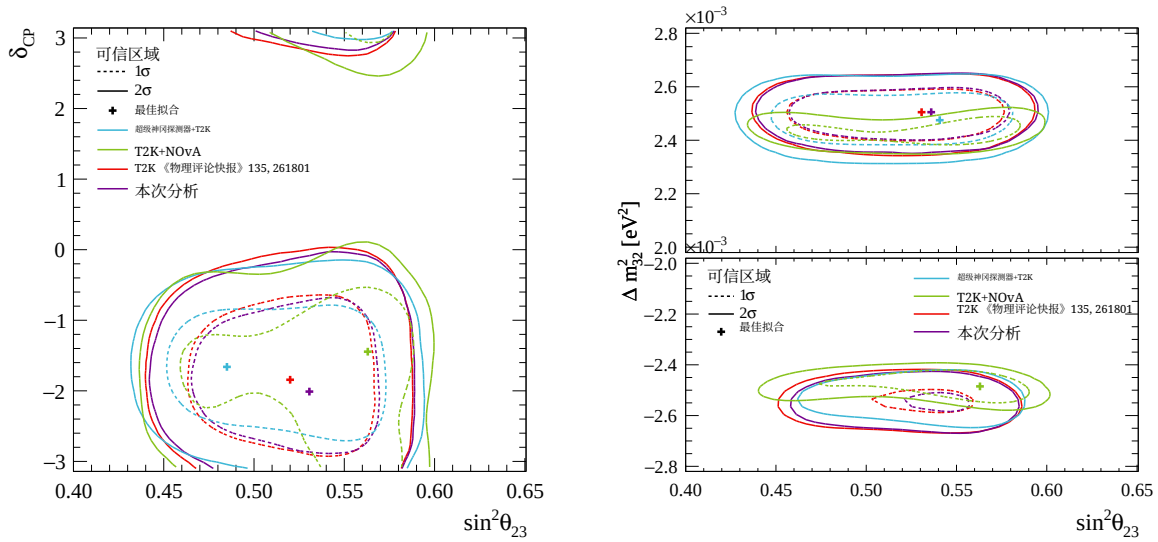


图5：贝叶斯拟合器给出的本次分析（紫色）与之前的 T2K 分析（红色）可信区间的比较 [6]，其中最佳拟合点以 +标出。“出现道”轮廓（左图）显示， 1σ 和 2σ 可信区间均略有收紧。两次分析的最佳拟合值基本保持不变。需要指出的是，仅在此图中，可信区间是对两种质量排序边缘化后得到的。“消失道”（右图）结果显示最佳拟合轮廓略有偏移，但最佳拟合点仍然一致。两幅图中还叠加显示了 SK+T2K [45] 和 T2K+NOvA [46] 联合分析的轮廓和最佳拟合点。

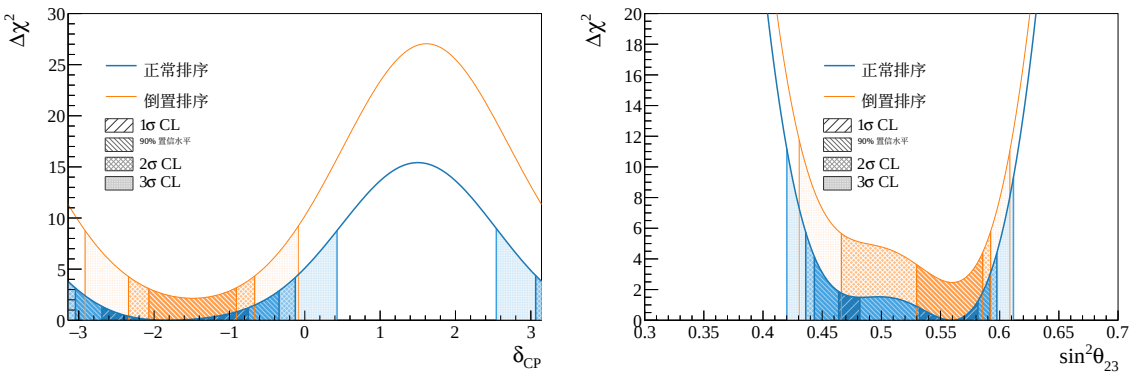


图6：基于半频率主义数据拟合并采用反应堆约束，在一维似然曲线上报告的 Feldman-Cousins 置信区间。 δ_{CP} 的结果显示在左图中，$\sin^2\theta_{23}$ 的结果显示在右图中。图中展示了正常（蓝色）和反转（橙色）两种排序情形。

展示了使用 Posterior Highland-Cousins方法得到的结果，其中所有振荡参数（包括 δ_{CP}）均从数据拟合的后验分布中抽样。对于非固定的 δ_{CP}，倒置排序假设的 p值和置信度分别为p_0（IO） $= 0.0603$ （1.88σ），以及 CLs(IO) $= 0.213$ （1.25σ）。

表6：正弦$^2\,\theta_{13}$ 仅T2K拟合在正常排序和倒置排序假设下的中心值和区间。图中同时展示了贝叶斯可信区间和使用常数 $\Delta\chi^2$ 计算的半频率主义置信区间。

拟合器	贝叶斯		半频率学派	
参数	$\sin^2\theta_{13}$ NO	$\sin^2\theta_{13}$ IO	正弦$^2\,\theta_{13}$ NO	正弦$^2\,\theta_{13}$ IO
最佳拟合	0.0234	0.0256	0.0278	0.0310
1σ	[0.0203, 0.0287]	[0.0221, 0.0315]	[0.0209, 0.0296]	[0.0236, 0.0328]
90%	[0.0175, 0.0324]	[0.0203, 0.0352]	[0.0188, 0.0334]	[0.0213, 0.0366]
2σ	[0.0165, 0.0343]	[0.0193, 0.0371]	[0.0177, 0.0358]	[0.0201, 0.0388]
3σ	[0.0165, 0.0343]	[0.0156, 0.0436]	[0.0150, 0.0434]	[0.0171, 0.0460]

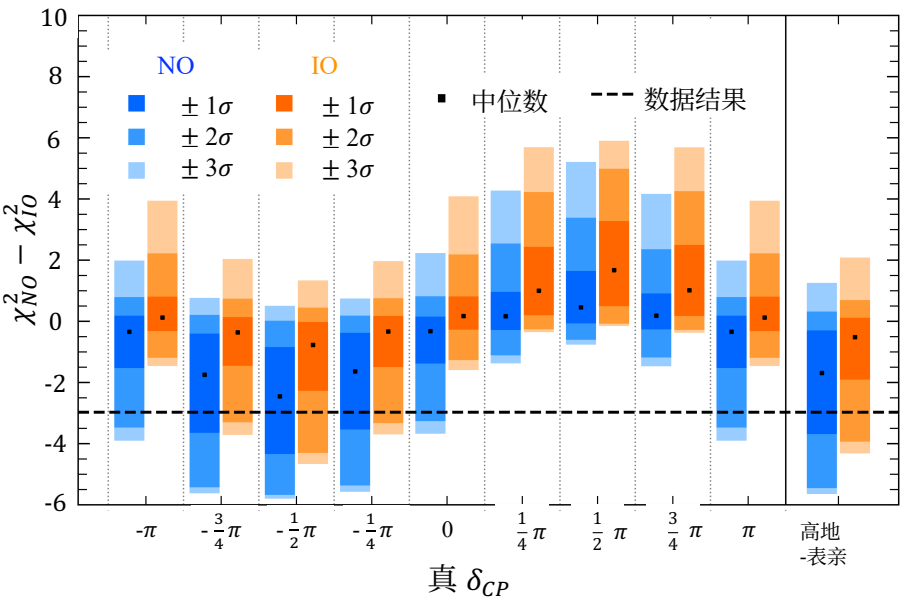


图 7：使用两种不同玩具生成方法（固定和非固定 δ_{CP}，Highland-Cousins 方法）区分不同质量排序的能力。柱形表示 $\Delta\chi^2$ 的中心取值范围，其中包含针对每种情况生成的伪实验所得数值的 68%、95% 和 99.7%。虚线表示数据拟合（$\Delta\chi^2 = -2.972$）所得的值。

除了半频率学派研究外，带有反应堆约束的贝叶斯拟合还得出了贝叶斯因子 $\mathcal{B}(NO/IO) = 3.35$。这表明，我们的结果不足以对质量排序作出物理结论。

5. 结论

T2K 合作组报告了利用超级神冈探测器（SK）远探测器在（反）中微子模式下采集的 $21.4(16.3) \times 10^{20}$ 质子轰击靶数，对 PMNS 矩阵 $\sin^2\theta_{23}$, Δm^2_{32},$\sin^2\theta_{13}$ 和 δ_{CP} 参数的测量结果。与先前分析 [6],相比，本次分析使用了额外的中微子数据集，该数据集是在 SK 探测器注入钆（Gd）后采集的，质子轰击靶数为 1.7×10^{20}。此外，SK探测器选择和系统误差处理均有显著改进，从而降低了探测器系统不确定性。

本次数据分析结果与$\sin^2\theta_{23}$ 最大混合、略微偏好上八分体，以及中微子质量的正常排序相符。这些结果还以90% 置信水平确认了对CP守恒的排除。我们通过19个模拟数据集检验了这一排除的稳健性，其中两个数据集以极小的差距未能在 $\delta_{\mathrm{CP}} = \pm\pi$ 90%置信水平下排除CP守恒。最后，在正常排序假设下，并采用反应堆实验提供的外部约束，报告参数1σ 置信水平： $\Delta m^2_{32} = 2.521^{+0.037}_{-0.050} \times 10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$，采用等宽 $\Delta\chi^2$ 区间；$\sin^2\theta_{23} = 0.568^{+0.014}_{-0.036}$（下八分体范围为0.464–0.482，置信水平为 1σ）以及 $\delta_{\mathrm{CP}} = -2.08^{+1.33}_{-0.61}$，采用经Feldman-Cousins校正的区间。此外，还报告了不采用反应堆约束时$\sin^2\theta_{13} = 2.78^{+0.18}_{-0.69} \times 10^{-2}$ 的置信水平，并使用等宽 $\Delta\chi^2$ 方法。

致谢

T2K 合作组感谢 J-PARC 工作人员卓越的加速器运行表现。我们感谢欧洲核子研究中心 NA61/SHINE 合作组提供宝贵的粒子产生数据。我们感谢日本文部科学省、日本学术振兴会科研费（JP16H06288、JP18K03682、JP18H03701、JP18H05537、JP19J01119、JP19J22440、JP19J22258、JP20H00162、JP20H00149、JP2O0J20304）及双边项目（JPJSBP120204806、JPJSBP120209601）的支持；加拿大自然科学与工程研究委员会、加拿大国家研究委员会和加拿大创新基金会的支持；法国原子能和替代能源委员会及法国国家科学研究中心/核与粒子物理研究所的支持；德国研究联合会（DFG，德国研究基金会）397763730、517206441 的支持；匈牙利国家研究、发展与创新办公室（NKFIH 137812 和 TKP2021-NKTA-64）的支持；意大利国家核物理研究所的支持；波兰科学与高等教育部（2023/WK/04）及国家科学中心（UMO-2018/30/E/ST2/00441、UMO-2022/46/E/ST2/00336 和 UMO-2021/43/D/ST2/01504）的支持；俄罗斯科学基金会（RSF 24-12-00271）及科学与高等教育部的支持；西班牙科学与创新部（SEV-2016-0588、PID2022-136297NB-I00 /AEI/10.13039/501100011033/FEDER、UE、PID2021-124050NB-C31、PID2020-114687GB-I00、PID2019-104676GB-C33）、安达卢西亚政府（FQM160、SOMM17/6105/UGR）、东京大学宇宙射线研究所的2023财年校际研究项目（参考编号 J1）、欧洲区域发展基金资金、CERCA计划以及塞维利亚大学资助（参考编号 VIIPPIT-2023-V.4），以及加泰罗尼亚政府商业与知识部大学与研究秘书处和欧洲社会基金（2022FI_B 00336）的支持；瑞士国家科学基金会和瑞士教育、研究与创新国务秘书处（200021_185012、 200020_188533、20FL21_186178I）的支持；英国科学与技术设施委员会和英国研究与创新署的支持；美国能源部的支持；以及越南国家科学技术发展基金会（103.99-2023.144、IZVSZ2.203433）的支持。我们还感谢欧洲核子研究中心提供 UA1/NOMAD 磁体，感谢德国电子同步加速器研究中心提供 HERA-B 磁体移动系统，并感谢加拿大数字研究联盟中的 BC数字研究基础设施组、草原数字研究基础设施组、ACENET、SciNet 和 CalculQuebec 联盟，以及英国的 GridPP 和 Emerald高性能计算设施、

英国的 WestGrid、SciNet 和 CalculQuebec 联盟、Compute Canada，以及法国的 CNRS/IN2P3计算中心和 NERSC（HEP-ERCAP0028625）。此外，个别研究人员和机构的参与还获得了以下资金支持：欧洲研究理事会（第七框架计划）、la Caixa基金会（ID 100010434，奖学金代码 LCF/BQ/IN17/11620050）、欧盟地平线2020研究与创新计划下玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里资助协议（编号 713673 和 754496），以及地平线2020资助项目 RISE-GA822070-JENNIFER2 2020 和 RISE-GA872549-SK2HK；日本学术振兴会；英国皇家学会；法国国家研究署资助项目 ANR-19-CE31-0001、ANR-21-CE31-0008、ANR-24-CE31-2754、ANR-24-CE93-0006-01；以及索邦大学 Emergences计划；SNF Eccellenza 资助项目 PCEFP2_203261；VAST-JSPS（编号 QTJP01.02/20-22）；以及美国能源部早期职业计划。为实现开放获取，作者已对由此产生的任何作者接受稿版本采用知识共享署名许可。

参考文献

[1] Y. Fukuda 等（超级神冈合作组），Phys. Rev. Lett. 81，1562（1998）。[2] B. Pontecorvo，《Zh. Eksp. Teor. Fiz.》53，1717（1967）。[3] Z. Maki、M. Nakagawa 和 S. Sakata，《理论物理学进展》28，870（1962）。[4] S. Navas 等（粒子数据组），Phys. Rev. D 110，030001（2024）。[5] K. Abe 等（T2K合作组），Nucl. Instrum. Meth. A 659，106（2011）。[6] K. Abe 等（T2K合作组），Phys. Rev. Lett. 135，261801（2025）。[7] T. Sekiguchi 等（T2K合作组），Nucl. Instrum. Meth. A 789，57（2015）。[8] K. Abe 等，Nucl. Instrum. Meth. A 694，211（2012）。[9] M. Otani 等，Nucl. Instrum. Meth. A 623，368（2010）。[10] P. A. Amaudruz 等（T2K ND280精细颗粒探测器），Nucl. Instrum. Meth. A 696，1（2012）。[11] N. Abgrall 等（T2K ND280时间投影室），Nucl. Instrum. Meth. A 637，25（2011）。[12] D. Allan 等（T2K英国组），JINST 8，P10019。[13] S. Assylbekov 等，Nucl. Instrum. Meth. A 686，48（2012）。[14] S. Aoki 等，Nucl. Instrum. Meth. A 698，135（2013）。[15] Y. Fukuda 等（超级神冈合作组），Nucl. Instrum. Meth. A 501，418（2003）。[16] K. Abe 等，Nucl. Instrum. Meth. A 737，253（2014）。[17] K. Abe 等，Nucl. Instrum. Meth. A 1027，166248（2022）。[18] K. Abe 等，Nucl. Instrum. Meth. A 1065，169480（2024）。[19] MaCh3合作组，mach3-software/mach3：v2.5.1（2026）。[20] N. Abgrall 等（NA61/SHINE合作组），JINST 9，P06005。[21] N. Abgrall 等（NA61/SHINE合作组），Eur. Phys. J. C 76，84（2016）。[22] N. Abgrall 等（NA61/SHINE合作组），Eur. Phys. J. C 76，617（2016）。[23] K. Abe 等（T2K合作组），Eur. Phys. J. C 83，782（2023）。[24] Y. Hayato，Acta Phys. Polon. B 40，2477（2009）。[25] O. Benhar、A. Fabrocini、S. Fantoni 和 I. Sick，Nucl. Physics A 579，493（1994）。[26] Y. Hayato 和 L. Pickering，Eur. Phys. J. Spec. Top. 230，4469（2021）。[27] R. Gran、J. Nieves、F. Sanchez 和 M. J. V. Vacas，Phys. Rev. D 88，113007（2013）。[28] K. Abe 等，《T2K实验中用于中微子振荡测量的中微子相互作用不确定性约束》（2026），arXiv:2606.14015 [hep-ex]。[29] D. Rein 和 L. M. Sehgal，Ann. Phys. 133，79（1981）。[30] C. Berger 和 L. M. Sehgal，Phys. Rev. D 79，053003（2009）。[31] M. Glück、E. Reya 和 A. Vogt，Eur. Phys. J. C 5，461（1998）。[32] A. Bodek 和 U. K. Yang，AIP Conf. Proc. 670，110（2003）。[33] A. Bodek 和 U. Yang，AIP Conf. Proc. 792，257（2005）。[34] T. Yang、C. Andreopoulos、H. Gallagher、K. Hofmann 和 P. Kehayias，Eur. Phys. J. C 63，1（2009）。[35] M. Hatlo、F. James、P. Mato、L. Moneta、M. Winkler 和 A. Zsenei，IEEE Trans. Nucl. Sci. 52，2818（2005）。[36] R. J. Barlow 和 C. Beeston，Comput. Phys. Commun. 77，219（1993）。[37] J. S. Conway，《在多源谱的似然函数中纳入干扰参数》（2011），arXiv:1103.0354 [physics.data-an]。

[38] M. Jiang 等 （超级神冈合作组），PTEP **2019**，053F01（2019）。[39] N. Metropolis、A. W. Rosenbluth、M. N. Rosenbluth、A. H. Teller 和 E. Teller，J. Chem. Phys. **21**，1087（1953）。[40] W. Hastings，Biometrika **57**，97（1970）。[41] K. Abe 等 （T2K合作组），Phys. Rev. D **103**，112008（2021）。[42] R. L. Workman 等 （粒子数据组），PTEP **2022**，083C01（2022）。[43] A. E. Bayer 和 U. Seljak，JCAP **10**，009，arXiv:2007.13821 [physics.data-an] 。[44] G. J. Feldman 和 R. D. Cousins，Phys. Rev. D **57**，3873（1998）。[45] K. Abe 等 （超级神冈和 T2K 合作组），Phys. Rev. Lett. **134**，011801（2025）。[46] T2K 和 NOvA 合作组，《自然》**646**，818824（2025）。[47] P. Stowell 等 （MINERvA 合作组），Phys. Rev. D **100**，072005（2019）。[48] A. L. Read，J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28**，2693（2002）。[49] A. L. Read，载于 置信限研讨会 （2000），第81–101页。[50] T. Junk，Nucl. Instrum. Meth. A **434**，435（1999）。[51] R. D. Cousins 和 V. L. Highland，Nucl. Instrum. Meth. A **320**，331（1992）