

45. Glushkov A V et al. *Письма в ЖЭТФ* **85** 163 (2007) [*JETP Lett.* **85** 131 (2007)]; astro-ph/0701245
46. Gorbunov D S, Rubtsov G I, Troitsky S V *Astropart. Phys.* **28** 28 (2007); astro-ph/0606442
47. Tinyakov P et al. (for the Telescope Array Collab.), in *Proc. of the Intern. Symp. on the Recent Progress of Ultra-high Energy Cosmic Ray Observation: UHECR, Nagoya, Japan, December 10–12, 2010*
48. Hayashida N et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1000 (1996)
49. Tinyakov P G, Tkachev I I *Письма в ЖЭТФ* **74** 3 (2001) [*JETP Lett.* **74** 1 (2001)]; astro-ph/0102101
50. Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Science* **318** 938 (2007); arXiv:0711.2256
51. Veron-Cetty M P, Veron P "Quasars and active galactic nuclei", ESO Scientific Report 19, 9th ed. (2000)
52. Koers H B J, Tinyakov P *JCAP* (04) 003 (2009); arXiv:0812.0860
53. Abbasi R U et al., arXiv:1002.1444

PACS numbers: 14.60.Pq, 25.30.Pt
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109j.0997

Нейтринный эксперимент T2K: первые результаты

Ю.Г. Куденко

1. Введение

Открытие нейтринных осцилляций явилось прямым экспериментальным доказательством существования новой физики вне рамок Стандартной модели и одновременно стало началом изучения этой физики. Как следует из осцилляций, нейтрино имеют малую ненулевую массу, смешиваются, и ароматы нейтрино (лептонные числа) не сохраняются. Нейтринные осцилляции описываются так называемой Стандартной нейтринной моделью (vSM), которая является минимальной моделью, включающей в себя смешивание трёх типов нейтрино. Физика нейтринных осцилляций описывается унитарной матрицей U [1], которая связывает три типа активных нейтрино — ν_e, ν_μ, ν_τ , имеющих левую спиральность, с массовыми состояниями ν_1, ν_2, ν_3 , которым соответствуют массы m_1, m_2, m_3 . В удобном для физического анализа виде матрица U может быть представлена следующим образом:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(i\delta) & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В этом выражении $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ и $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$). Осцилляции нейтрино описываются шестью параметрами: двумя независимыми разностями квадратов масс: $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$, тремя углами смешивания, $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$, и CP -нечётной фазой δ .

Эксперименты с атмосферными [2], солнечными [3–8], реакторными [9] и ускорительными [10, 11] нейтрино позволили измерить четыре параметра, $\theta_{12}, \theta_{23}, \Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2$: $\tan^2 \theta_{12} = 0,47_{-0,05}^{+0,06}$, $\Delta m_{12}^2 = 7,59_{-0,21}^{+0,21} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} > 0,92$ для 90-процентного доверительного

интервала (90 % CL), $\Delta m_{23}^2 = (2,43 \pm 0,13) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Следует отметить, что знак Δm_{23}^2 неизвестен, т.е. не определена иерархия масс нейтрино. Возможна как нормальная иерархия, $m_3 \gg m_2 > m_1$, так и инверсная, $m_2 > m_1 \gg m_3$. Кроме того, не измерены параметры θ_{13} и δ . Наилучший предел $\sin^2 2\theta_{13} < 0,15$ (90 % CL) для $\Delta m_{23}^2 = 2,43 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ получен в эксперименте Chooz [12].

Поскольку $|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{13}^2| \simeq |\Delta m_{23}^2|$, а характерные базы ускорительных экспериментов для исследования осцилляций в области "атмосферных" параметров ($\Delta m_{23}^2 \sim (2-3) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$) составляют несколько сотен километров, вклад членов, содержащих Δm_{12}^2 , в вероятность осцилляций мал и приближённые выражения для осцилляций мюонных нейтрино могут быть записаны в следующем виде [13, 14]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu}, \quad (2)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} - \\ - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e). \quad (3)$$

Если энергия нейтрино и база эксперимента выбраны таким образом, что вероятность осцилляций $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ находится в максимуме, т.е. $(\Delta m_{13}^2 L)/(4E_\nu) = \pi/2 + n\pi$, то

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13}. \quad (4)$$

Основной целью эксперимента с длинной базой второго поколения T2K (Tokai-to-Kamioka) [15], проводимого в Японии, является поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла θ_{13} с чувствительностью к $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0,006$ (90 % CL), а также прецизионное измерение других осцилляционных параметров с точностью $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0,01$ и $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-4} \text{ эВ}^2$. Членами коллаборации T2K являются более 500 учёных из 12 стран. От России в эксперименте участвует Институт ядерных исследований РАН (ИЯИ). Концепция этого эксперимента, экспериментальная установка, первые результаты, статус и ближайшие перспективы изложены ниже.

2. Экспериментальная установка T2K

Общая схема эксперимента представлена на рис. 1. Основными элементами установки являются нейтринный канал, комплекс ближних нейтринных детекторов, расположенный на расстоянии 280 м от мишени (ND280), и дальний детектор Супер-Камиоканде (SK) на расстоянии 295 км от мишени. Ближний детектор ND280 [16–18], состоящий из двух нейтринных детекторов, установленных в шахте глубиной 40 м и диаметром около 18 м, используется для измерения параметров нейтринного пучка вблизи мишени (до осцилляций), постоянного контроля за его свойствами и измерения сечений взаимодействия нейтрино с ядрами. Один детектор (монитор нейтринного пучка INGRID (Interactive Neutrino GRID)) расположен на оси пучка, т.е. под углом 0 градусов по отношению к направлению протонного пучка, а другой ближний (off-axis) детектор нейтрино расположен на оси, соединяющей распадный объём и Супер-Камиоканде, т.е. под углом 2,5°.

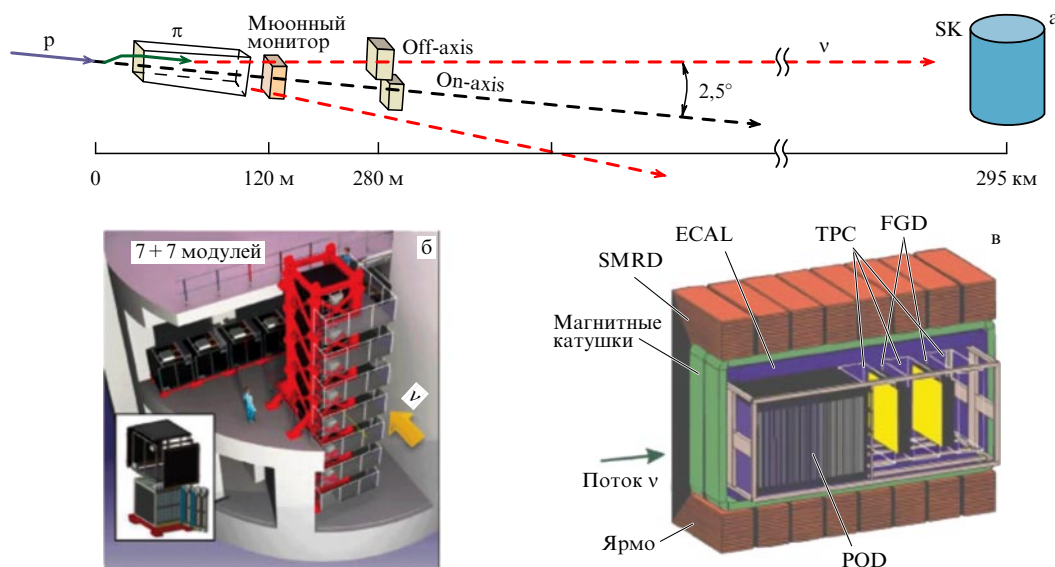


Рис. 1. Схема эксперимента T2K. (а) Основные элементы установки: нейтринный пучок; монитор нейтринного пучка; ближний детектор нейтрино ND280, расположенный на расстоянии 280 м от мишени; дальний нейтринный детектор Супер-Камиоканде (SK). (б) Общий вид (on-axis) монитора нейтринного пучка INGRID. (в) Ближний (off-axis) детектор нейтрино, включающий в себя детектор нейтральных пионов (POD), электромагнитный калориметр (ECAL), детектор пробега мюонов (SMRD) и трековый детектор, состоящий из трёх времяпроjectionных камер (TPC) и двух высокосегментированных сцинтилляционных детекторов (FGD).

2.1. Нейтринный пучок

В эксперименте T2K впервые используется квазимоно-энергетичный off-axis-пучок нейтрино, энергия которого настроена на первый осцилляционный максимум. Как следует из кинематики распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$, при небольшом угле между импульсом пиона и нейтрино θ энергия нейтрино E_ν практически не зависит от энергии пиона E_π . Такая концепция смещённого от оси пучка мюонных нейтрино реализована на базе 30-ГэВ-ного сильноточного протонного синхротрона J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) (Япония). Проектная мощность ускорителя составляет 0,75 МВт, что обеспечивает интенсивность протонного пучка $3,3 \times 10^{14}$ протонов на импульс при длительности импульса около 3,0 мкс и быстром выводе пучка на мишень каждые 3,2 с. В эксперименте используется графитовая мишень диаметром 30 мм и длиной 900 мм (≈ 2 ядерные длины), в которой испытывает ядерные взаимодействия около 80 % протонов. Охлаждение мишени осуществляется газообразным гелием. Три тороидальных импульсных магнита фокусируют рождённые пионы в распадный объём длиной 94 м, который заполнен гелием при давлении 1 атм для уменьшения поглощения и рождения пионов.

Расчётные спектры мюонных нейтрино для нескольких углов θ показаны на рис. 2. Базовый вариант эксперимента соответствует углу $2,5^\circ$, который может изменяться в пределах от $2,0^\circ$ до $3,0^\circ$, что обеспечивает изменение средней энергии нейтрино от 0,5 до 0,9 ГэВ и позволяет оптимизировать чувствительность эксперимента к осцилляционным параметрам [19, 20]. При энергиях нейтрино, соответствующих максимуму интенсивности, примесь электронных нейтрино от распадной цепочки $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ и распадов каонов составляет около 0,4 % для угла $2,5^\circ$. Следует отметить, что параметры off-axis-пучка нейтрино имеют сильную зависимость от угла, как это видно из рис. 2, и они должны тщательно контролироваться в течение эксперимента.

2.2. Ближний нейтринный детектор

Для решения основных задач эксперимента ближний детектор должен обеспечить измерение энергетического спектра нейтрино вблизи мишени с точностью 2 %. Чтобы получить необходимую точность, спектр мюонов из квазиупругого рассеяния нейтрино должен измеряться с импульсным разрешением $\Delta p/p \leq 10\%$, а абсолютное значение импульса мюона должно определяться с точностью, лучшей чем 2 %. Кроме того, детектор должен обладать низким порогом регистрации протонов (≈ 200 МэВ/с). Примесь электронных нейтрино в спектре мюонных нейтрино должна быть измерена с точностью $\approx 10\%$. Одной из основных задач детектора является также измерение нейтринных сечений на нуклонах и лёгких ядрах при энергиях нейтрино 500–1500 МэВ. Главная функция монитора нейтринного пучка заключается в измерении профиля пучка и мониторинге направления нейтринного пучка с погрешностью менее 1 мрад, что обеспечивает контроль за энергией нейтрино в направлении SK в максимуме спектра с точностью не менее 15 МэВ.

Монитор нейтринного пучка. Монитор нейтринного пучка (Interactive Neutrino GRID — INGRID) состоит из 7 + 7 идентичных модулей, расположенных в виде креста, плюс 2 дополнительных модуля, как показано на рис. 1б. Каждый модуль (поперечный размер 1×1 м²) имеет сэндвич-структуру сталь–сцинтиллятор, состоящую из 10 чередующихся слоёв стали толщиной 6,5 см и 11 плоскостей сцинтилляторов. Активная плоскость представляет собой два слоя сцинтилляторов, каждый в виде сборки из сцинтилляционных пластин, расположенных в одном слое вертикально, а в другом — горизонтально. Через спектросмещающее волокно сцинтилляционный сигнал передаётся фотоприёмнику, в качестве которого используется микропиксельный лавинный фотодиод, работающий в ограниченном гейгеровском режиме (Multi-Pixel Photon Counter, MPPC), разработанный компанией "Hamamatsu" (Япония). Описание этих

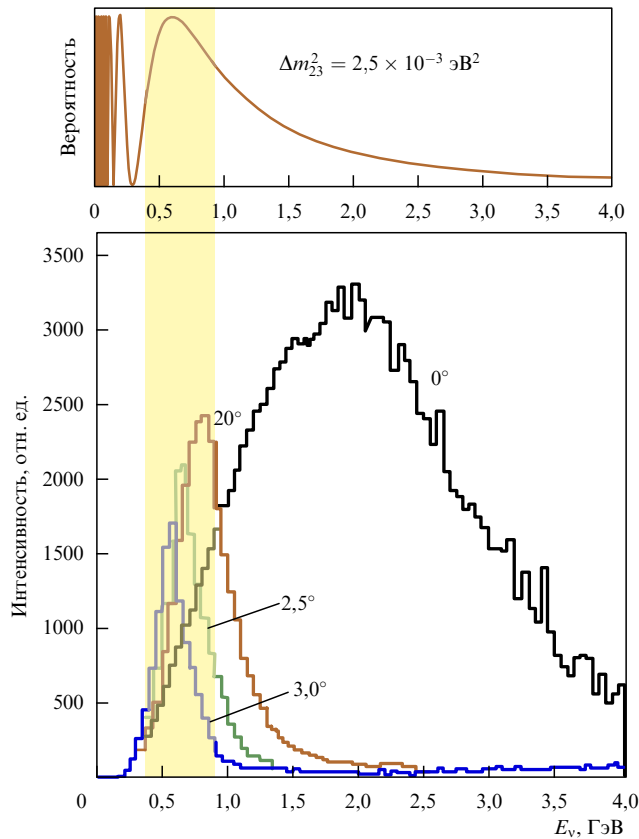


Рис. 2. Спектры нейтрино для различных углов относительно оси протонного пучка: 0° , 2.0° , 2.5° и 3.0° . В эксперименте T2K используется пучок под углом 2.5° , настроенный на первый осцилляционный максимум для $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3}$ эВ², как видно из кривой вероятности осцилляций, приведённой в верхней части рисунка.

приборов, их параметры и результаты тестов представлены в работах [21 – 24]. Общий вес монитора около 160 т.

Off-axis-детектор. Ближний off-axis-детектор нейтрино состоит из магнита UA1, в который установлены детектор нейтральных пионов (π^0 Detector — POD); трековый детектор, который включает в себя три времяпроекционных камеры (Time Projection Chamber — TPC) и два высокосегментированных сцинтилляционных детектора (Fine-Grained Detector — FGD); электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter — ECAL) и детектор пробега мюонов (Side Muon Range Detector — SMRD), как показано на рис. 1в. За исключением TPC, все упомянутые выше детекторы используют в качестве активных элементов сцинтилляционные детекторы со спектросмещающими волокнами, а фотоприёмниками являются лавинные фотодиоды MPPC. Детектор нейтральных пионов оптимизирован для измерения сечения рождения π^0 через нейтральные токи:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \pi^0 + N, \quad (5)$$

где $N = p, n$. Измерение этого процесса играет важную роль для определения уровня физического фона в спектре электронных нейтрино, появляющихся в Супер-Камиоканде в результате осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (если $\theta_{13} \neq 0$), поскольку событие, в котором детектируется только один фотон из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, идентифицируется как

одиночный электрон от квазиупругого рассеяния электронного нейтрино. POD состоит из чередующихся слоёв воды толщиной 3 см каждый и трековых плоскостей. Одна трековая плоскость в свою очередь состоит из двух XY-плоскостей, в которых сцинтилляционные пластины расположены перпендикулярно друг другу. Для эффективной регистрации фотонов между сцинтилляционными плоскостями в центральной части детектора установлены тонкие латунные пластины, а в передней и задней частях детектора вставлены свинцовые пластины. Полный вес POD около 17 т, вес водной мишени около 3 т. Так как рабочее вещество дальнего детектора состоит из воды, то для уменьшения систематических ошибок необходимо измерение сечения рождения нейтральных пионов на кислороде при энергиях нейтрино ≤ 1 ГэВ. Для решения этой задачи также будет использоваться POD.

Трековый детектор обеспечивает измерение потока и спектра мюонных и электронных нейтрино за счёт детектирования заряженных лептонов, возникающих при квазиупругом рассеянии нейтрино. Основным процессом взаимодействия мюонных нейтрино с нуклонами при энергиях T2K является квазиупругое рассеяние через заряженный ток:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p. \quad (6)$$

Для прецизионного измерения спектра нейтрино необходимо детектировать и восстанавливать кинематические параметры как мюона, так и протона. Протон идентифицируется и измеряется FGD, а импульс мюона измеряется TPC с добавлением информации от FGD.

Первый FGD — это полностью активный сцинтилляционный детектор, состоящий из 30 слоёв сцинтилляционных стрипов с поперечным сечением 1×1 см², которые формируют чередующиеся XY-слои перпендикулярно направлению нейтринного пучка. Второй FGD содержит слои воды толщиной 3 см между слоями сцинтилляторов. Общий вес воды 0,44 т. Такая конфигурация позволяет проводить одновременно измерения сечений взаимодействия нейтрино в воде и углероде, сравнивая события в обоих детекторах.

Три времяпроекционные камеры, находящиеся в магнитном поле величиной 0,2 Тл, обеспечивают импульсное разрешение $\approx 10\%$ в области импульсов мюонов около 1 ГэВ/с. Также получено хорошее разрешение ($< 10\%$) при измерении удельных энергетических потерь dE/dx , что позволяет надёжно, на уровне 5σ , идентифицировать мюоны и электроны в диапазоне импульсов 0,3–1,0 ГэВ/с.

Трековые детекторы и POD окружены электромагнитным калориметром, основной функцией которого является детектирование и идентификация частиц, покидающих объём этих детекторов. Калориметр эффективной толщиной около 10 радиационных длин, представляющий собой чередующиеся слои свинца и пластикового сцинтиллятора, имеет энергетическое разрешение $7.5\%/\sqrt{E [\text{ГэВ}]}$ для электромагнитных ливней. Мюоны, которые вылетают из трекового детектора под большими углами, не могут быть измерены TPC. Они попадают в ярмо магнита, и их импульс может быть измерен по пробегу, который определяется с помощью SMRD, разработанного и созданного в ИИЯ РАН. Активными элементами этого детектора

являются 2100 сцинтилляционных детекторов [25, 26], расположенных в зазорах секций магнита.

Ближний нейтринный детектор с такой конфигурацией позволяет производить измерения нейтринного пучка вблизи мишени (спектр и интенсивность под углами 0° и $2,5^\circ$), измерять примесь электронных нейтрино от распадов мюонов и каонов, а также измерять сечения взаимодействия нейтрино через заряженные и нейтральные токи с нуклонами и различными ядрами. На основе этих измерений затем предсказываются спектр и число мюонных и электронных нейтрино в дальнем детекторе SK в отсутствие осцилляций.

2.3. Дальний детектор Супер-Камиоканде

Установка Супер-Камиоканде [27], представляющая собой водный черенковский детектор объёмом $50\,000\text{ м}^3$, расположена в Японии, под горой Икенояма. Благодаря тому что толщина горной породы составляет около 1 км (что соответствует 2700 м водного эквивалента), космические мюоны с энергией менее 1,3 ТэВ не достигают детектора, а поток высокоэнергетичных мюонов подавлен (примерно в 10^6 раз меньше).

Детектор, гигантский бак диаметром 39 м и высотой 42 м, заполненный чистой водой, состоит из двух детекторов: внутреннего и внешнего. Весь объём внутреннего детектора просматривается примерно одиннадцатью тысячами сферических фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), имеющих динамический диапазон от 1 до 300 фотоэлектронов. Структура расположения ФЭУ по стенкам детектора, его верхней части и дну представляет собой решётку с шагом 70 см. Фотокатод каждого ФЭУ имеет диаметр 50 см; суммарная площадь фотокатодов, т.е. активная часть фотоумножителей, покрывает 40 % всей поверхности детектора. Оптически изолированный объём воды весом 18 кт, окружающий внутренний детектор, просматриваемый 1885 ФЭУ, является внешним детектором. Толщина водного слоя этого детектора составляет в среднем 2,7 м. Он функционирует как активный 4π-детектор для заряженных частиц, а также служит пассивной защитой от нейтронов и γ-квантов, источником которых является горная порода. Прозрачность воды в детекторе составляет около 100 м для черенковского излучения с длиной волны 420 нм.

Супер-Камиоканде регистрирует нейтрино в диапазоне энергий от 4,5 МэВ до 1 ТэВ. Для низкоэнергетичных событий (в основном для исследования солнечных нейтрино) энергия заряженной частицы определяется по числу сработавших ФЭУ, а события с высокой энергией измеряются по суммарному числу фотоэлектронов всех сработавших ФЭУ.

Размер, форма и направление черенковского конуса используются для идентификации события: однокольцевое мюоноподобное, однокольцевое электроноподобное или многокольцевое событие. Импульсное разрешение детектора составляет 2,4 % для мюонов с импульсом 1 ГэВ/с. Временная синхронизация между импульсом протонного ускорителя J-PARC и Супер-Камиоканде осуществляется через глобальную навигационную систему (Global Positioning System, GPS) с точностью 50 нс. Такая точность позволяет наблюдать микроструктуру пучка в нейтринных событиях, зарегистрированных Супер-Камиоканде, и подавлять фон от атмосферных нейтрино до пренебрежимо малого уровня.

3. Статус эксперимента и предварительные результаты

Создание ускорительного комплекса J-PARC завершилось в 2008 г. В апреле 2009 г. протонный пучок был выведен в нейтринный канал и мюонный монитор зарегистрировал мюонный сигнал от распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Первые нейтринные события были зарегистрированы в ноябре 2009 г. ближним детектором ND280, все элементы которого к этому времени были практически смонтированы. Набор статистики начался в январе 2010 г., и первое нейтринное событие в Супер-Камиоканде было зарегистрировано в феврале 2010 г. В течение первого сеанса (январь–июнь 2010 г.) было набрано интегральное число протонов на мишени $3,3 \times 10^{19}$ при средней мощности протонного пучка ≈ 50 кВ. Эффективность работы Супер-Камиоканде и ND280 для набора статистики составила более 99 % и более 96 % соответственно. Ниже представлены предварительные результаты первого физического сеанса.

3.1. Свойства нейтринного пучка

Параметры начального нейтринного пучка вблизи распадного объёма, т.е. до возможных осцилляций, измеряются и постоянно контролируются ближним нейтринным детектором. Измерение профиля и направления нейтринного пучка относительно оси протонного пучка (0° градусов) осуществляется детектором INGRID. Для этого используется реакция квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино (6). Измеренный профиль нейтринного пучка показан на рис. 3а, а положение центра пучка на протяжении примерно месяца набора статистики приведено на рис. 3б. Положение центра пучка стабильно в требуемых пределах, ± 1 мрад ($\pm 28,5$ см). Графическое изображение первого нейтринного события в ближнем детекторе ND280 в направлении Супер-Камиоканде ($2,5^\circ$) приведено на рис. 4а: в трёх TPC и обоих FGD восстановлен трек мюона от нейтринного взаимодействия в POD. Временная структура нейтринных событий в SMRD, показанная на рис. 4б, полностью соответствует структуре протонного пучка в первом физическом сеансе, имеющей шесть микробанчей, временной интервал между которыми составляет 580 нс.

Следует отметить, что практически отсутствуют события между микробанчами, что указывает на очень хорошую структуру модуляций протонного пучка без протонов между микробанчами и на низкий уровень фона в ND280.

Число нейтринных событий, зарегистрированных в ближнем детекторе (FGD) на каждые 10^{15} протонов на мишени, показано на рис. 4в, из которого видна хорошая стабильность детектирования нейтринных событий на протяжении работы ускорителя. Восстановленный спектр мюонных нейтрино из детектируемых в FGD1 событий приведён на рис. 4г. Здесь также представлены полученные методом Монте-Карло характеристики основных процессов, дающих вклад в этот спектр. Как видно из рисунка, наблюдается довольно хорошее согласие между измеренным и рассчитанным спектрами нейтрино вблизи мишени. Небольшой избыток экспериментальных событий виден при низких энергиях, 250–350 МэВ, что, скорее всего, объясняется регистрацией вторичных частиц от нейтринных событий в магните и

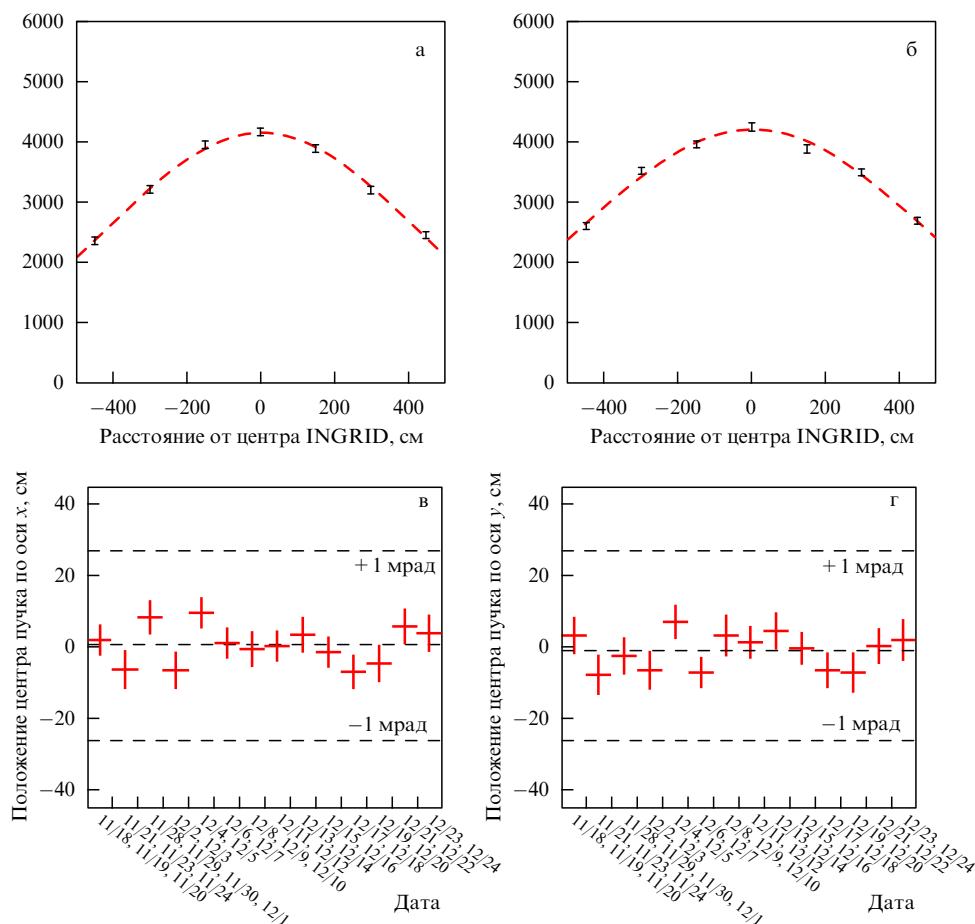


Рис. 3. Нейтринный пучок, измеренный INGRID под углом 0° : профиль нейтринного пучка по горизонтали (а) и вертикали (б); положение центра пучка на протяжении нескольких месяцев измерений относительно горизонтали (в) и вертикали (г) в 2010 г. Горизонтальные штриховые линии показывают допустимый интервал отклонений центра пучка, ± 1 мрад, от направления протонного пучка (0°).

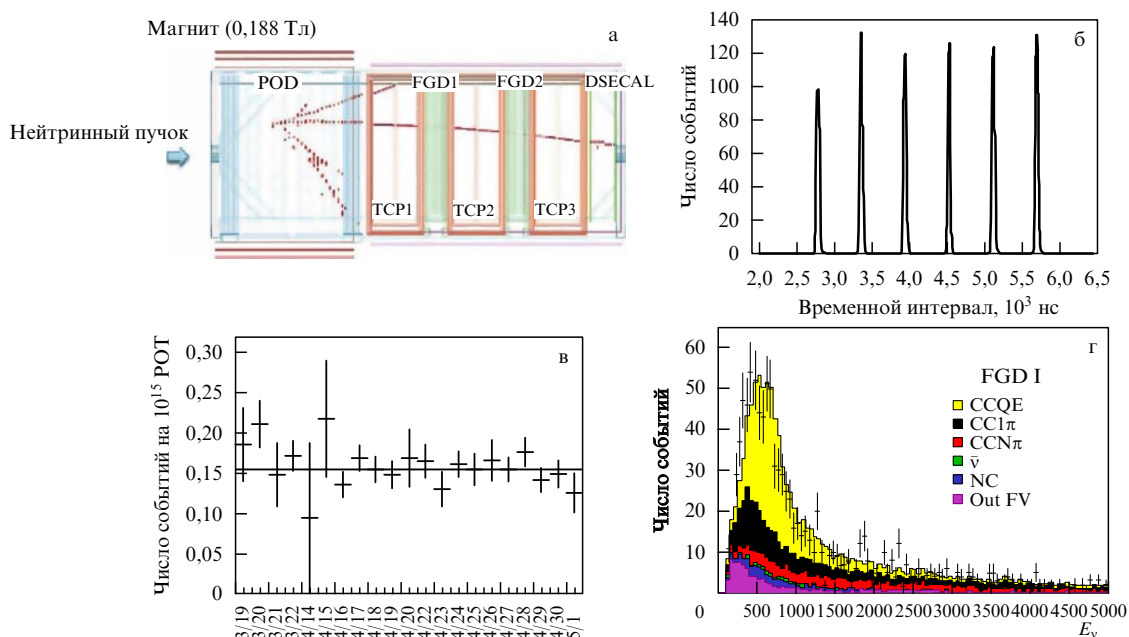


Рис. 4. Нейтринные события в ближнем детекторе ND280. (а) Первое нейтринное событие, зарегистрированное в ближнем детекторе. (б) Временное распределение нейтринных событий в SMRD: 6 пиков, временной интервал между которыми составляет 580 нс, соответствуют 6 микробанчам протонного пучка в первом физическом сеансе в 2010 г. (в) Число нейтринных событий в FGD, нормированное на 10^{15} протонов на мишени в 2010 г. (г) Спектр нейтрино в ближнем детекторе, восстановленный из нейтринных событий, детектируемых первым FGD; также приведены спектры различных процессов, полученные с помощью моделирования методом Монте-Карло, основными из которых являются квазиупругое рассеяние (жёлтый цвет) и неупругое рассеяние с рождением одного пиона (чёрный цвет). (См. в цвете на www.ufn.ru.)

стенах шахты, которые ещё не полностью учтены в моделировании. Следует особо отметить, что максимум спектра приходится на интервал энергий нейтрино 600–700 МэВ, т.е. нейтринный пучок настроен на осцилляционный максимум, как и планировалось первоначально при создании нейтринного канала и выборе off-axis-угла.

3.2. Осцилляционный анализ

На первом этапе эксперимента решаются две основные задачи: прецизионное измерение параметров осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ и поиск перехода $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла θ_{13} .

3.2.1. $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Основным процессом, с помощью которого происходит регистрация мюонных нейтрино при энергии ≈ 700 МэВ, является квазиупругое рассеяние через заряженный ток (см. выражение (6)). Супер-Камиоканде детектирует мюон, измеряет его энергию с разрешением около 2,5 % и направление импульса с угловым разрешением около 1° . При этом неопределённость в абсолютном значении энергии мюона, т.е. погрешность энергетической шкалы детектора, составляет всего около 2 %. Ожидаемый поток нейтрино в Супер-Камиоканде (в предположении отсутствия осцилляций) $\Phi_{SK}^{\text{expect}}$ моделируется методом Монте-Карло с использованием экспериментально измеренного в ND280 исходного потока и

спектра нейтрино вблизи распадного объёма Φ_{ND} :

$$\Phi_{SK}^{\text{expect}} = R_{F/N} \Phi_{ND}, \quad (7)$$

где $R_{F/N}$ — отношение потоков нейтрино в дальнем (F) и ближнем (N) детекторах. Чтобы свести к минимуму неопределённости, связанные с модельным описанием процессов рождения адронов, при моделировании $R_{F/N}$ используется информация об экспериментальных сечениях рождения адронов в протон-ядерных взаимодействиях, измеренных с графитовой мишенью, являющейся копией мишени T2K, в эксперименте NA61 в ЦЕРНе [28]. Поток нейтрино в ближнем детекторе определяется следующим образом:

$$\Phi_{ND} = \frac{N_{ND}^{\text{obs}}}{\sigma_{ND} \epsilon_{ND}}, \quad (8)$$

где N_{ND}^{obs} — измеренное число нейтринных событий в ближнем детекторе, σ_{ND} и ϵ_{ND} — сечение взаимодействия мюонных нейтрино и эффективность регистрации мюонных нейтрино в ND280 соответственно. Осцилляционные параметры (Δm_{23}^2 и $\sin^2 2\theta_{23}$) получают из фитирования измеренного спектра и числа нейтринных событий с использованием выражения (3).

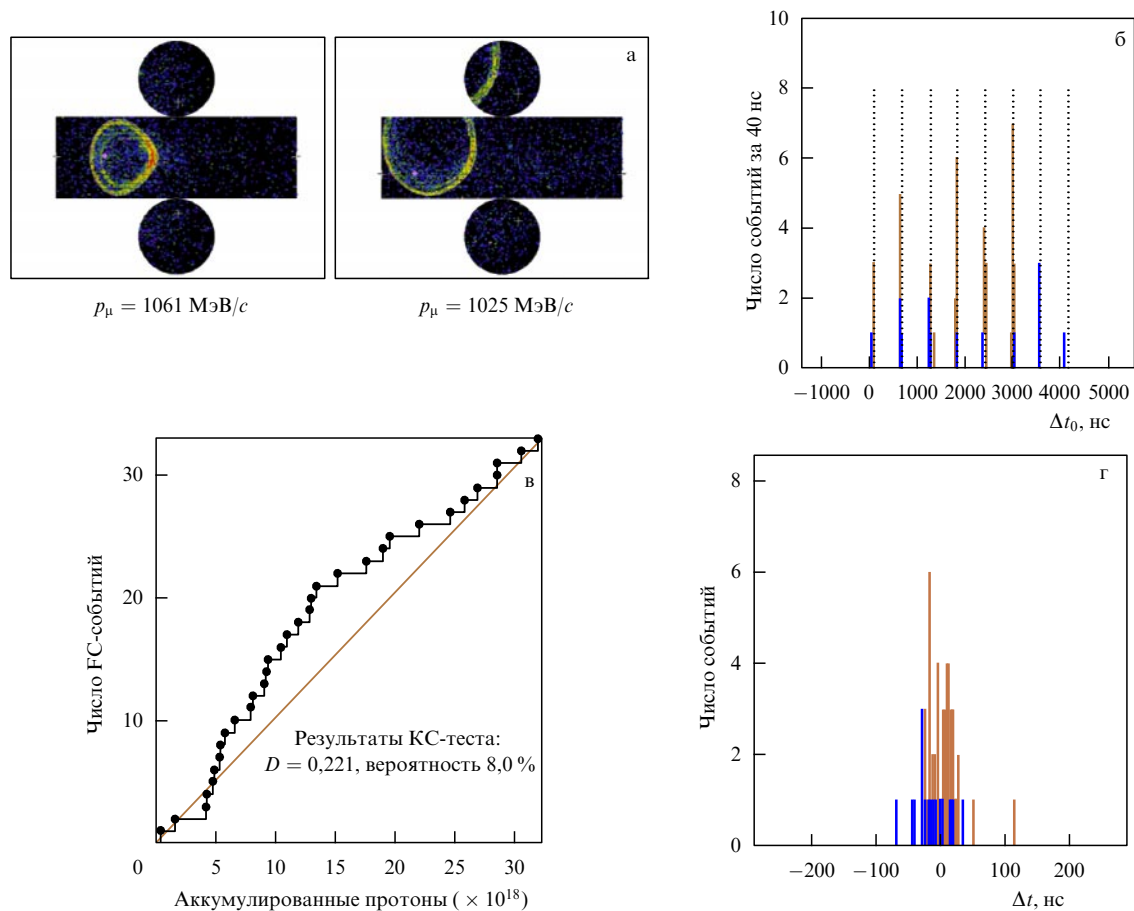


Рис. 5. Нейтрино от протонного ускорителя J-PARC, зарегистрированные Супер-Камиоканде. (а) Типичное мюноподобное событие. (б) Временное распределение зарегистрированных событий, соответствующее временной структуре ускорителя. Отсутствуют фоновые события между микробанчами ускорителя. (в) Зависимость числа событий в чувствительном объёме детектора от числа протонов на мишени (FC-события — события, энергия которых полностью поглощается во внутреннем детекторе Супер-Камиоканде; КС — критерий Колмогорова–Смирнова). (г) Временное распределение нейтринных событий ($\sigma = 26$ нс) относительно центра ближайшего к событию микробанча ускорителя; Δt — временной интервал между моментом регистрации события и центром ближайшего к событию микробанча.

Критерии для отбора событий, фиксированные заранее на основе моделирования нейтринных процессов в Супер-Камиоканде, а также с использованием разработанных методов анализа данных экспериментов K2K и Супер-Камиоканде, выглядят следующим образом: 1) временная корреляция с пучком J-PARC с учётом времени пролёта до Супер-Камиоканде с точностью ≈ 50 нс; 2) энергия нейтринного события полностью детектируется внутренним детектором (отсутствует какая-либо активность во внешнем детекторе); 3) вершина нейтринного взаимодействия находится на расстоянии более 2 м от стенок внутреннего детектора; 4) число колец равно единице; 5) детектируемая энергия события > 100 МэВ; 6) кольцо должно быть мюноноподобным. Типичное мюноноподобное кольцо показано на рис. 5а.

В результате первого физического сеанса для $3,3 \times 10^{19}$ POT (Protons On Target) в Супер-Камиоканде было зарегистрировано 33 рождённых в чувствительном объёме детектора мюонных нейтрино, энергия которых была полностью поглощена во внутреннем детекторе. В отсутствие осцилляций ожидалось 49,5 событий при таком же числе протонов на мишени.

Таким образом, наблюдается дефицит событий, характерный для осцилляций, хотя статистика ещё невелика. Тот факт, что это ускорительные нейтрино, подтверждается временной структурой этих событий, полностью совпадающей со структурой протонного пучка, как это видно из рис. 5б. Особо следует отметить отсутствие фона до, после и между микробанчами, а также хорошее временное разрешение всей установки — $\sigma \approx 26$ нс (рис. 5г). Ожидаемый фон в первом сеансе составил около 0,01 события, т.е. пренебрежимо малую величину. Применение критерия Колмогорова–Смирнова для тестирования соответствия между детектированием событий в Супер-Камиоканде и числом протонов на мишени показывает, что вероятность того, что распределение, приведённое на рис. 5в, соответствует ожидаемой линейной зависимости, составляет 8 %.

3.2.2. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Для измерения этого процесса и определения угла смешивания θ_{13} необходимо эффективно детектировать электроны, возникающие в Супер-Камиоканде в результате взаимодействия электронных нейтрино с нуклонами за счёт заряженных токов, а также добиться эффективного подавления событий, в которых нейтральные пионы рождаются через нейтральные токи. Проблема заключается в идентификации π^0 в случае асимметричного распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, когда один из фотонов имеет малую энергию, что приводит к срабатыванию небольшого числа ФЭУ в Супер-Камиоканде, причём идентификация черенковского кольца этого фотона затруднена.

Для регистрации электрона от электронного нейтрино используются критерии отбора 1–4, перечисленные в разделе 3.2.1, а также налагаются следующие условия: детектируемая энергия события более 30 МэВ; кольцо — электроноподобное; отсутствует задержанный электронный сигнал от распада мюона, рождённого в процессе взаимодействия нейтрино.

Последнее условие применяется для того, чтобы исключить события, в которых мюноноподобное кольцо удовлетворяло бы критериям отбора для электроноподобного кольца и было бы в итоге ошибочно принято за электроноподобное. Чтобы уменьшить фон от π^0 , у

события ищется второе электроноподобное кольцо, восстанавливается инвариантная масса и налагается условие, что она должна быть менее 105 МэВ. Также предполагается, что зарегистрированное событие являлось квазиупругим рассеянием через заряженный ток и восстановленная энергия нейтрино должна быть менее 1250 МэВ. Это позволяет избавиться в нейтринном спектре от высокоэнергетичного хвоста, который содержит большую примесь электронных нейтрино. Моделирование методом Монте-Карло показывает, что при таких условиях ожидается существенное снижение уровня фоновых событий (подавление распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ примерно в 100 раз) и возможно получение довольно высокой эффективности регистрации ожидаемого сигнала — около 40 %. В результате первого физического сеанса в Супер-Камиоканде было зарегистрировано одно событие как кандидат в электронное нейтрино, рождённое в чувствительном объёме детектора. При этом ожидаемый фон составил около 0,28 событий.

4. Статус эксперимента и ближайшие планы

Второй физический сеанс T2K, начавшийся в ноябре 2010 г., будет продолжаться в течение шести месяцев. Планируется набрать статистику нейтринных событий для интегральной мощности протонного пучка $150 \text{ кВ} \times 10^7 \text{ с}$, что соответствует $\approx 3 \times 10^{20}$ POT. В результате ожидается достичь чувствительности к $\sin^2 2\theta_{13}$, равной 0,05 (90 % CL).

Зависимость чувствительности эксперимента к θ_{13} (90 % CL) от интегрального числа протонов на мишени с учётом возможных систематических ошибок 5 %, 10 % и 20 % показана на рис. 6. Для этой оценки использовались следующие осцилляционные параметры: $\Delta m_{23}^2 \approx 2,4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$, $\Delta m_{12}^2 \approx 7,6 \times 10^{-5}$,

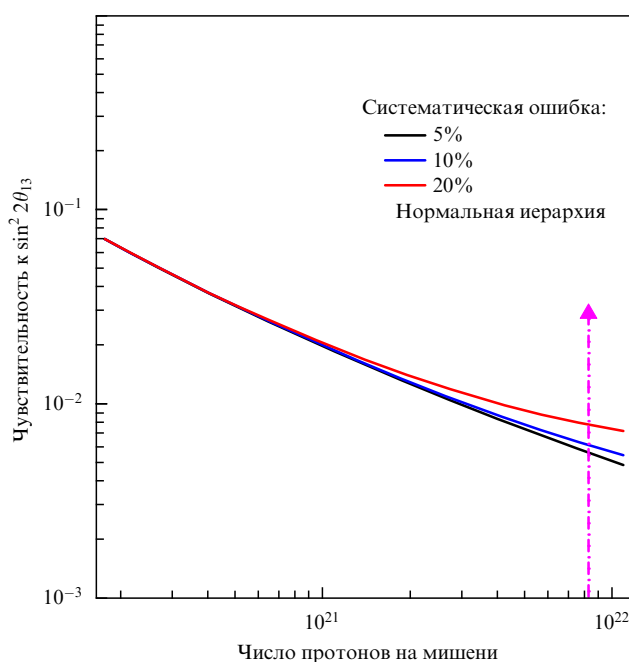


Рис. 6. Зависимость чувствительности к θ_{13} (90 % CL) от числа протонов на мишени. Три кривые соответствуют возможным систематическим ошибкам 5 %, 10 % и 20 %. Штриховой стрелкой показана ожидаемая чувствительность эксперимента ($\sin^2 2\theta_{13} = 0,006$ при 90 % CL) для $8,5 \times 10^{21}$ POT.

$\sin^2 2\theta_{12} = 0,87$, $\delta = 0$, а также нормальная иерархия масс нейтрино. Пунктирной стрелкой показана конечная цель первой фазы эксперимента: $\sin^2 2\theta_{13} = 0,006$ (90 % CL) для 8×10^{21} РОТ, что соответствует пяти годам набора статистики при мощности протонного пучка 0,75 МВт, достижение которой ожидается в течение ближайших двух лет. За это же время будет достигнута точность $\delta(\Delta m_{23}^2) \approx 1 \times 10^{-4}$ и $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \approx 0,01$ в процессе $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ в результате измерения дефицита событий и искажения формы спектра [29].

Следует особо подчеркнуть исключительную важность эксперимента T2K для дальнейших исследований с ускорительными нейтрино, поскольку обнаружение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и отличная от нуля величина угла θ_{13} представляют уникальную возможность для поиска *CP*-нарушения в лептонном секторе в ускорительных экспериментах с длинной базой. Детально эти вопросы рассмотрены в работе [30].

В июне этого года коллаборация T2K опубликовала первый результат [31] анализа данных, накопленных во время проведения эксперимента с января 2010 г. до 11 марта 2011 г. (начала землетрясения в Японии). Было обнаружено шесть событий, являющихся кандидатами в электронные нейтрино. Ожидаемое число таких событий в предположении отсутствия осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (для $\theta_{13} = 0$) составило $1,5 \pm 0,3$. Вероятность того, что шесть событий являются флуктуацией фоновых событий, а не результатом осцилляций, равняется 0,7 %. Таким образом, с вероятностью 99,3 % этот результат может быть интерпретирован как указание на осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Центральная величина для $\sin^2 2\theta_{13}$ составляет 0,11 для нормальной иерархии масс нейтрино и 0,14 для инверсной иерархии в случае $\delta = 0$.

Работа поддержана Программой Президиума РАН "Нейтринная физика" и Программой поддержки научных школ (НШ-65038.2010.2).

Список литературы

- Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
- Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
- Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
- Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158 (1998)
- Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Lett. B* **328** 234 (1994)
- Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992)
- Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 071301 (2001)
- Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
- Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)
- Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
- Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 131802 (2008); arXiv:0806.2237
- Apollonio M et al. (CHOOZ Collab.) *Eur. Phys. J. C* **27** 331 (2003)
- Fogli G L et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57** 742 (2006); hep-ph/0506083
- Barger V, Marfatia D, Whisnant K *Phys. Rev. D* **65** 073023 (2002); hep-ph/0112119
- Itow Y et al., hep-ex/0106019
- "T2K ND280 Conceptual Design Report", T2K Internal Document, Version 1.0 (2005)
- Karlen D (and the ND280 Group of the T2K Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **159** 91 (2006)
- Kudenko Yu (and Representing the T2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 289 (2009)
- Hayato Y (and the T2K Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **143** 269 (2005)
- Yamada Y *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **155** 28 (2006)
- Yokoyama M et al., physics/0605241
- Gomi S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **581** 427 (2007)
- Yokoyama M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **610** 128 (2009); arXiv:0807.3145
- Vacheret A et al., arXiv:1101.1996
- Mineev O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **577** 540 (2007)
- Izmaylov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **623** 382 (2010); arXiv:0904.4545
- Fukuda S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **501** 418 (2003)
- Blondel A "Hadron production experiments", in *Neutrino 2010, June 14–19, 2010, Athens, Greece*
- The T2K experiment, <http://www.t2k.org>
- Куденко Ю Г *УФН* **181** 569 (2011) [Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **54** (6) 2011]
- Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 041801 (2011); arXiv:1106.2822 [hep-ex]

PACS numbers: **28.60.+s**, **29.20.-c**, 87.56.B-
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109k.1004

Производство изотопов в Институте ядерных исследований РАН: реальность и перспективы

Б.Л. Жуйков

1. Возможности получения радионуклидов на ускорителях средних энергий

Вероятно, с момента образования Института ядерных исследований АН СССР в 1970 г. и принятия решения о сооружении линейного ускорителя протонов средних энергий — мезонной фабрики — возникла идея о получении радионуклидов для научных и прикладных целей. С конца 1980-х годов проводились интенсивные исследования и проектные работы, направленные в первую очередь на создание комплекса по ускорению тяжёлых ионов радионуклидов на специально сооружённом для этого циклотроне [1]. Предполагалось получение радионуклидов на протонном пучке линейного ускорителя и их экспрессное выделение из облучённых мишеней. Этот проект был нацелен на проведение фундаментальных исследований физики ядра. Одновременно предполагалось осуществить производство изотопов для медицинских и технических целей. Подобная программа была утверждена, и сейчас она реализуется, например, в Национальной лаборатории Легнано (Италия).

Вследствие резкого сокращения финансирования программа по тяжёлым ионам не была реализована, и сейчас основным направлением является получение радионуклидов преимущественно для медицинских целей. В 1991 – 1992 гг. на основе проведённых исследований и разработок в кратчайшие сроки с минимальными затратами была сооружена установка по производству радионуклидов на отводе пучка протонов линейного ускорителя с энергией 160 МэВ [2, 3], которая на тот момент оказалась самой мощной в мире по энергии, аккумулярованной на получение изотопов. Эта установка, пройдя несколько стадий усовершенствования, и сейчас является одной из крупнейших в мире и пока единственной из действующих в Европе и Азии. Сегодня существует лишь несколько подобных сооружений (табл. 1).

Формируя программу радиоизотопных исследований, мы руководствовались следующими принципами,

Б.Л. Жуйков. Институт ядерных исследований РАН, РФ
E-mail: bz@inr.ru