

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

40 лет Институту ядерных исследований

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 22 декабря 2010 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109e.0973

22 декабря 2010 г. в Институте ядерных исследований Российской академии наук (РАН) в г. Троицке состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН, посвящённая 40-летию юбилею Института ядерных исследований РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Матвеев В.А.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Вступительное слово.*
2. **Гаврин В.Н.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Вклад результатов SAGE в понимание физики Солнца и физики нейтрино.*
3. **Домогацкий Г.В.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Байкальский нейтринный эксперимент.*
4. **Ткачёв И.И.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Наблюдение эффекта Грейзена–Зацепина–Кузьмина обсерваторией Telescope Array.*
5. **Куденко Ю.Г.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Нейтринный эксперимент T2K: первые результаты.*
6. **Садыков Р.А.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Направления исследований конденсированных сред на Нейтронном комплексе ИЯИ РАН.*
7. **Жуйков Б.Л.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Производство изотопов в ИЯИ РАН: реальность и перспективы.*

Статьи, написанные на основе докладов 1–5, 7, публикуются ниже.

Дополнительно также публикуется статья А.М. Шагагина "Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой", написанная на основе доклада на научной сессии Общего собрания Отделения физических наук РАН (13 декабря 2010 г.), посвящённой 50-летию создания лазера, основные материалы которой опубликованы в *УФН* **181** (8) 867 (2011).

PACS numbers: 01.52.+r, 01.65.+g, 14.60.-z
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109f.0973Институту ядерных исследований РАН
40 лет

В.А. Матвеев

Институт ядерных исследований РАН (ИЯИ) был создан решением правительства СССР в декабре 1970 г. по инициативе Н.Н. Боголюбова и М.А. Маркова при поддержке президента АН СССР М.В. Келдыша с целью создания современной экспериментальной базы и проведения исследований в области физики элементарных частиц, фундаментальной ядерной физики, физики космических лучей и нейтринной астрофизики.

Директором института со дня его образования до 1986 г. являлся академик А.Н. Тавхелидзе.

В 1978 г. институт приступил к сооружению на территории научного центра АН СССР в г. Троицке Московской области комплекса на основе сверхточного линейного ускорителя протонов и отрицательных ионов водорода с проектной энергией 600 МэВ и током 0,5 мА, на базе которого в настоящее время завершается



Административно-лабораторный корпус ИЯИ РАН в Троицке.

В.А. Матвеев. Институт ядерных исследований РАН, РФ
E-mail: matveev@inr.ac.ru

сооружение Центра нейтронных и изотопных исследований и Комплекса протонной терапии.

Институт обеспечил строительство на Северном Кавказе в Эльбрусском районе Кабардино-Балкарской Республики Баксанской нейтринной обсерватории с комплексом нейтринных телескопов в подземных лабораториях глубокого заложения и наземных установок большой площади для исследования широких атмосферных ливней и космических лучей высоких энергий. В 1978 г. здесь был введён в строй крупнейший в то время подземный сцинтилляционный телескоп для исследования проникающих сквозь толщу земли потоков атмосферных нейтрино и поиска нейтринного излучения при коллапсе массивных звёзд в Галактике.

23 февраля 1987 г. на этом телескопе и одновременно на трёх других крупномасштабных нейтринных установках — KamiokaNDE-II (Япония), IMB (Irvine–Michigan–Brookhaven) (США) и российско-итальянской установке под Монбланом LSD (Liquid Scintillation Detector) (Италия) — впервые был обнаружен нейтринный сигнал при взрыве сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке на расстоянии около 150 кпк от Земли.

В 1991 г. в подземной лаборатории (глубина заложения 4800 метров водного эквивалента) Баксанской нейтринной обсерватории было завершено сооружение уникального, не имеющего аналогов в мире Галлий-германиевого нейтринного телескопа с жидкометаллической галлиевой мишенью массой около 60 т. Проводившееся на этом телескопе в течение уже более 20 лет российско-американским объединением учёных (эксперимент SAGE — Soviet–American Gallium Experiment) исследование потоков солнечных нейтрино позволило впервые экспериментально подтвердить термоядерную природу энергии Солнца и внести важный вклад в открытие фундаментального явления осцилляций нейтрино.

Институт создал на озере Байкале на глубине свыше 1 км первый в мире стационарный глубоководный нейтринный телескоп для исследований естественных потоков нейтрино высоких энергий и поиска новых тяжёлых частиц — сверхтяжёлых магнитных монополей, нейтралино и др. На базе этой установки в настоящее время развивается проект создания глубоководного нейтринного телескопа объёмом до 1 км³.

Институт является одним из общепризнанных лидеров в исследовании проблем нейтринной астрофизики, физики космических лучей сверхвысоких энергий, в исследовании взаимосвязей физики частиц, астрофизики и космологии.

Кроме названных выше широкой известностью в мире пользуется расположенная в соляных шахтах в г. Артёмовске (Украина) 100-тонная сцинтилляционная установка "Коллапс", явившаяся прототипом созданной в сотрудничестве РАН и Национальным институтом ядерной физики Италии крупномасштабной нейтринной установки LVD (Large Volume Detector) в подземной лаборатории Гран-Сассо.

Большую известность в научном мире получила также рекордная по чувствительности установка "Троицк-ню-масс" для поиска массы электронного антинейтрино при прецизионном исследовании спектра распада газообразного трития на широкоапертурном сверхпроводящем магнитном спектрометре. Сейчас эта установка модернизируется с целью повышения её чувстви-

тельности по массе нейтрино до значения, лучшего, чем 1 эВ.

В институте сформировались и активно действуют научные школы Н.Н. Боголюбова, М.А. Маркова, А.Н. Тавхелидзе, И.М. Франка, Г.Т. Зацепина, А.Е. Чудакова и др. Весомы достижения теоретиков института, упомянем, в частности, предсказание обрезания спектра космических лучей сверхвысоких энергий (эффект Зацепина–Кузьмина–Грейзена), открытие особенностей осцилляций нейтрино в веществе (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна), теоретическое открытие явления монополярного катализа протонного распада (эффект Рубакова), открытие закономерностей степенных асимптотик эксклюзивных процессов (формулы кваркового счёта Матвеева–Мурадяна–Тавхелидзе), вычисления многопетлевых радиационных эффектов в квантовой хромодинамике (Четыркин, Ткачёв, Катаев, Ларин), исследование проблемы барионной асимметрии Вселенной и, в частности, учёт нетривиальной структуры основного состояния в теории квантованных калибровочных полей (Кузьмин, Рубаков, Шапошников), исследование проблемы ортопозитрония (Гниненко, Красников), исследование загадок физики космических лучей сверхвысоких энергий (Березинский, Кузьмин, Рубаков, Троицкий и др.).

Учёные ИЯИ внесли важный вклад в исследование редких распадов пионов и каонов на базе созданной ими крупной установки "Истра" на пучке протонного ускорителя У-70 Института физики высоких энергий в Протвино, а также в изучение проблем релятивистской ядерной физики на пучках ускорителей Объединённого института ядерных исследований (Дубна) и SPS (Super-Proton Synchrotron) в ЦЕРНе. Ведут исследования параметров нейтринных осцилляций в экспериментах OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) (Италия) и K2K (KEK-to-Kamioka) (Япония), а также космических лучей на Кавказе, Тибете, в Забайкалье, Японии, США.

Институт ядерных исследований РАН впервые вошёл в сотрудничество с ЦЕРНОм в 1993 г. в рамках эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAGnetic Detector), внося вклад в создание электромагнитного спектрометра. В настоящее время институт является активным участником экспериментов CMS (Compact Muon Spectrometer), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) на Большом адронном коллайдере (LHC), экспериментов NA61, NA62 на SPS, а также CAST (CERN Axion Solar Telescope).

В 2002 г. ИЯИ РАН учредил международную Премию им. академика М.А. Маркова за работы, внёсшие выдающийся вклад в фундаментальные физические исследования в областях науки, тесно связанных с научной программой института.

За прошедшие 40 лет институт стал одним из ведущих научных центров России и мира в области фундаментальной и прикладной ядерной физики, одним из пионеров активно развивающегося в мире в течение последних десятилетий направления "подземная и глубоководная нейтринная физика"¹.

¹ Более подробную информацию об ИЯИ РАН можно найти на сайтах www.inr.ru и www.inr.ac.ru.

Учёными института получены результаты фундаментального значения в области физики частиц, атомного ядра, нейтринной астрофизики, теоретической физики и космологии.

40-летие — это возраст зрелости. Институт, коллектив его сотрудников имеют большие планы развития в соответствии с новыми вызовами фундаментальной науки и потребностями инновационного развития экономики страны — экономики знаний.

Хочется пожелать всему коллективу института новых больших свершений, новых научных открытий.

PACS numbers: 26.65.+t, 95.55.Vj, 96.60.Vg
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109g.0975

Российско-американский галлиевый эксперимент SAGE

В.Н. Гаврин

1. Введение

С тех пор как Паули в 1933 г. постулировал существование нейтрино, оно остаётся одной из наиболее интересных частиц ядерной физики. Представление о нейтрино в теории β -распада, годом позднее развитой Ферми, оказалось настолько плодотворным, что нейтрино было уверенно внесено в число элементарных частиц задолго до его открытия [1].

К 1956 г., когда К. Коуэну и Ф. Райнесу с сотрудниками впервые удалось зарегистрировать свободное нейтрино, характеристики этой частицы в основном уже были получены из косвенных данных большого числа предшествовавших экспериментов с естественными и искусственными β -распадными и К-захватными изотопами, а также на ускорителях в исследованиях мезонно-нейтринных реакций.

Представление о нейтрино, сложившееся на основе этих исследований, несмотря на то что оставались открытыми вопросы о существовании массы нейтрино и его природе (дираковское или майорановское нейтрино), находилось в хорошем согласии со всеми экспериментальными наблюдениями до 1970-х – 1980-х годов. В этот период были получены результаты первых солнечных нейтринных экспериментов, которые привели к изменению представлений о нейтрино и тем самым о ряде явлений в современной физической картине мира.

2. Проблема солнечных нейтрино

Первый солнечный нейтринный эксперимент, начавшийся в конце 1960-х годов, имел своей целью проверку теории строения и эволюции звёзд, которая является основой Стандартной солнечной модели (ССМ) [2].

Предполагалось, что энергия в Солнце вырабатывается в результате термоядерного превращения четырёх протонов в α -частицу по цепочкам реакций, в

которых происходит рождение двух позитронов и двух нейтрино. Считалось, что слабо взаимодействующие низкоэнергетичные нейтрино проходят сквозь Солнце и достигают Земли, не претерпевая изменений.

Таким образом, измерение энергетического спектра нейтрино должно было дать информацию об условиях, при которых протекают термоядерные реакции в Солнце. М.А. Марков в 1964 г. подчёркивал: "Широко распространено мнение, что энергетический баланс звёзд типа Солнца поддерживается ядерными реакциями, протекающими в глубинах небесного тела. Хотя гипотеза выглядит очень правдоподобной, всё же существование подобных процессов на Солнце пока не подтверждено экспериментом, и в принципе здесь возможны сюрпризы с далеко идущими последствиями" [3].

И действительно, в первом солнечном нейтринном эксперименте в США с хлорным детектором, имевшим 610-тонную хлорсодержащую мишень, наблюдалось значительно меньшее количество нейтрино, чем предсказывалось детальными моделями физических процессов в Солнце [4]. Эксперимент был начат в конце 1960-х годов и продолжался до середины 1980-х. В этом эксперименте была реализована замечательная идея Б. Понтекорво о возможности регистрации солнечных нейтрино радиохимическим методом посредством измерения скорости образования ^{37}Ag в реакции захвата нейтрино на ядрах ^{37}Cl в хлорной мишени [5]. Хотя различные ССМ предсказывали несколько разные скорости для хлорного эксперимента, скорости захвата во всех этих моделях значительно превышали наблюдаемую. Это разногласие стало широко известной "проблемой солнечных нейтрино", которая существовала более 30 лет.

В течение 20 лет хлорный эксперимент оставался единственным экспериментом по регистрации солнечных нейтрино. Хлорная мишень, использовавшаяся в этом эксперименте, чувствительна исключительно к наиболее высокоэнергетичным в нейтринном спектре Солнца нейтрино от распада ^8B и к части нейтрино от распада ^7Be . Реакции, в которых рождаются эти нейтрино, вносят незначительный вклад в вырабатываемую в Солнце энергию, и величины потоков данных нейтрино сильно зависят от температуры в центре Солнца. В рамках ССМ невозможно получить столь низкую величину потока этих нейтрино.

В результате возникло большое число так называемых нестандартных моделей, в которые для согласования с результатом хлорного эксперимента вводились некоторые механизмы понижения температуры в центре Солнца. Однако большинство из этих моделей сталкивалось с трудностями в описании других измеряемых параметров Солнца.

Альтернативным объяснением расхождения результатов хлорного эксперимента с предсказаниями ССМ могло быть существование нейтринных осцилляций. В хлорном эксперименте детектирование нейтрино происходит по реакции обратного β -распада, и поэтому хлорный детектор чувствителен только к электронным нейтрино. Если нейтрино при своём движении из центральных областей Солнца к Земле осциллируют (а значит, меняют аромат), то хлорный детектор может регистрировать только часть их потока.

Идея о том, что нейтрино, возможно, осциллируют, была высказана Б. Понтекорво [6] ещё в начале 1960-х, но она не получила общего признания, так как приводила к

большому смешиванию нейтрино, что противоречило существовавшим тогда представлениям.

В середине 1980-х годов начались измерения солнечного нейтринного потока на большом водном черенковском детекторе в Японии (эксперимент Камиоканде), чувствительном к электронам отдачи, рождаемым в упругих взаимодействиях солнечных ^8B -нейтрино с электронами мишени. Так же как и в хлорном эксперименте, измеренный поток оказался меньше, чем предсказания ССМ, таким образом, существование дефицита нейтрино в высокоэнергетичной части солнечного нейтринного спектра получило второе экспериментальное подтверждение.

Для того чтобы понять, с чем связан этот дефицит, с физикой Солнца или физикой нейтрино, потребовался галлиевый солнечный нейтринный эксперимент. Его отличие от всех других солнечных нейтринных экспериментов состоит в его высокой чувствительности к протон-протонной (pp) реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, в которой генерируется подавляющее большинство солнечной энергии.

Скорость pp-реакции непосредственно связана с солнечной светимостью, поэтому она практически не зависит от модельных представлений, и скорость захвата pp-нейтрино на Ga может быть предсказана с большой точностью. Таким образом, галлиевый эксперимент является единственным экспериментом, который обеспечивает прямое измерение скорости генерации энергии в Солнце.

3. Галлиевые эксперименты

Использовать в радиохимическом солнечном нейтринном эксперименте галлий было предложено В.А. Кузьминым [7] в 1963 г., ещё до проведения первых солнечных нейтринных экспериментов. Однако высокая цена галлия, его незначительное производство в мире, а также отсутствие ясной технологии извлечения и подсчёта единичных атомов изотопа германия ^{71}Ge , образующихся при захвате нейтрино многотонной галлиевой мишенью, представляли собой значительное препятствие для постановки галлиевого эксперимента в то время.

Лабораторные исследования по проектированию галлиевого эксперимента в СССР в Институте ядерных исследований Академии наук (ИЯИ) и в США в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ) начались почти одновременно в 1975 г. Разрабатывались методики извлечения германия из жидкого металлического галлия и из раствора хлорида галлия в соляной кислоте. За несколько лет были достигнуты значительные успехи в разработке обоих этих методов. Были разработаны методы счёта единичных атомов ^{71}Ge , а также рассчитаны и измерены скорости образования ^{71}Ge в различных фоновых процессах, вызываемых мюонами космических лучей, α -частицами от внутренних радиоактивных примесей и быстрыми нейтронами от внешних источников.

Американская группа остановила свой выбор на методе с использованием раствора хлорида галлия как более простом в реализации, и ею была изготовлена пилотная установка, содержащая 1,3 т галлия в растворе хлорида галлия в соляной кислоте. В 1981 г. предложение

о проведении полномасштабного 50-тонного галлиевого эксперимента было направлено в Министерство энергетики США. Предложение было рассмотрено на высоком уровне и рекомендовано к реализации, но финансирование не было выделено. Спустя 15 лет директор Лос-Аламосской мезонной фабрики Дж.Т. Гарви прокомментировал казус с финансированием следующим образом: "Это случилось в основном из-за того, что, как выяснилось, не существует федерального агентства с правами финансирования такого рода исследований — подлинный изъян в системе США".

В ИЯИ, в отделе, руководимом Г.Т. Зацепиным, лабораторные исследования по разработке галлиевого эксперимента были начаты также с использованием раствора хлорида галлия. Но когда стало ясно, что наша промышленность не может обеспечить необходимую чистоту 50 т такого раствора, было принято решение перейти к разработке метода извлечения германия непосредственно из металлического галлия, ввиду того что металлический галлий значительно менее чувствителен к радиоактивным примесям.

Возможность извлечения ничтожно малых количеств германия из металлического галлия впервые была показана Р. Дэвисом. Мы взяли за основу идею Р. Дэвиса и развили технологию извлечения единичных атомов ^{71}Ge из многих тонн металлического Ga. Первая работа, в которой использовалась методика извлечения единичных атомов ^{71}Ge из 300 кг металлического Ga [8], была опубликована нами в 1980 г.

В 1984 г. Дж. Т. Гарви направил письмо в ИЯИ АН СССР с предложением объединить усилия Лос-Аламосской национальной лаборатории США (ЛАНЛ) и ИЯИ в исследованиях солнечных нейтрино, в частности в проведении галлиевого эксперимента. Соглашение о проведении в Баксанской нейтринной обсерватории на Галлий-германиевом нейтринном телескопе (ГГНТ) совместного Советско-американского галлиевого эксперимента в 1986 г. было подписано В.А. Матвеевым. Эксперимент получил название SAGE (от англ. Soviet-American Gallium Experiment). Участниками эксперимента с американской стороны стали ЛАНЛ и Пенсильванский университет. Позднее в эксперимент были вовлечены Университет им. Дж. Вашингтона и Национальный институт стандартов и технологий США.

В 1986 г. в ИЯИ в городе Троицке была создана пилотная установка, содержащая 7,5 т металлического Ga, на которой отработывалась методика извлечения единичных атомов ^{71}Ge . На американскую группу была возложена задача разработки и изготовления системы регистрации распадов извлечённых атомов ^{71}Ge .

В 1984 г. немецкая группа из Института им. Макса Планка под руководством Т. Кирстена представила проект галлиевого эксперимента с использованием раствора хлорида галлия в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии и начала создавать с участием БНЛ Западно-Европейскую коллаборацию, которая получила название GALLEX (GALLium EXperiment).

Таким образом, практически одновременно возникло два независимых галлиевых эксперимента: GALLEX — на основе раствора хлорида Ga — в подземной лаборатории Гран-Сассо и эксперимент SAGE — на основе металлического Ga — в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ.

4. Лаборатория Галлий-германиевого нейтринного телескопа Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН

Солнечные нейтринные эксперименты явились одними из первых экспериментов, положивших начало новому направлению исследований в астрофизике и физике элементарных частиц. Эти исследования потребовали создания подземных лабораторий, обеспечивающих существенное снижение (в несколько миллионов раз) уровня фона мюонов космических лучей, и специальных низкофонных материалов для защиты детекторов от радиационного излучения окружающей среды. Для развития этих исследований в СССР была создана Баксанская нейтринная обсерватория.

Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ расположена на Северном Кавказе в верховьях реки Баксан на высоте 1700 м над уровнем моря. Подземные объекты обсерватории размещены в толще горного массива горы Андрычи (высота 3937 м), являющегося частью бокового ответвления Большого Кавказского хребта. Строительство обсерватории было начато в 1967 г.

В первоначальном проекте Баксанской нейтринной обсерватории планировалось создать лабораторию глубокого заложения с размещением в ней, согласно предложенной Г.Т. Зацепиным программе нейтринной спектроскопии Солнца, единого комплекса из трёх радиохимических нейтринных телескопов на основе Cl , Li и Ga , имеющих различные чувствительности к нейтринно, рождённых в разных реакциях, протекающих в Солнце.

Комплекс предполагалось расположить на расстоянии 4200 м от устья горизонтальной штольни, где в толщине горного массива интенсивность мюонов космических лучей практически достигает минимума.

В связи с возросшей актуальностью получения экспериментальных данных в низкоэнергетической области спектра солнечных нейтрино в 1977 г. было принято решение в первую очередь приступить к строительству отдельной лаборатории Галлий-германиевого нейтрин-

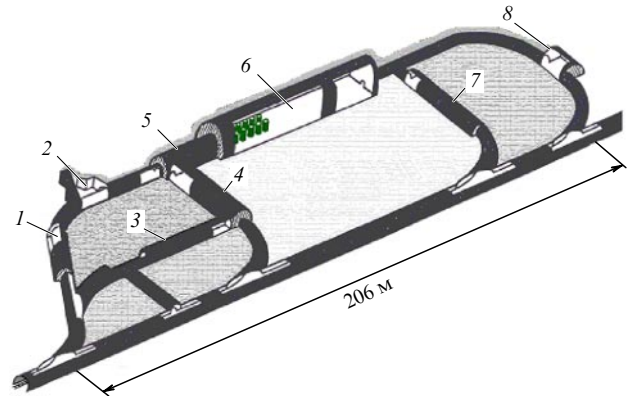


Рис. 2. Схема подземных выработок лаборатории ГГНТ: 1, 2, 5, 7, 8 — вспомогательные помещения; 3 — помещение электроподстанции; 4 — помещение кондиционера; 6 — реакторный зал ГГНТ.

ного телескопа, не дожидаясь окончания строительства штольни на всю проектную длину.

Поскольку галлиевый нейтринный эксперимент можно выполнять на меньших, по сравнению с требуемыми для хлорного эксперимента, глубинах [9, 10], это обстоятельство позволило разместить комплекс лаборатории ГГНТ на расстоянии 3600 м от устья штольни (рис. 1). Мощность покровных пород над лабораторией 2100 м, что соответствует 4700 м водного эквивалента. По глубине заложения лаборатория ГГНТ сейчас занимает второе место в мире.

Лаборатория ГГНТ представляет собой камерную выработку цилиндрической формы длиной 60 м, диаметром 15 м, шириной в основании 12 м и высотой 10 м. Для устройств рабочих комнат, щитовых, площадок размещения технологического оборудования в лаборатории смонтированы на разных уровнях несущие металлоконструкции. Вспомогательное оборудование инженерных систем (электроподстанция, система кондиционирования, вытяжной вентиляционный агрегат и пр.) размещается в отдельных горных выработках, смежных с лабораторией (рис. 2); температура окружающей породы 38,3 °С.

В лаборатории имеется приточная вентиляционная установка, забирающая свежий воздух из штольни, и вытяжная установка, отправляющая отработанный воздух в свой воздуховод. Для охлаждения помещений лаборатории в комплексе установлен кондиционер. Очистка поступающего воздуха производится в два этапа: в первой камере фильтров (фильтрующий материал ФЛ-1,8) воздух очищается от пыли, во второй камере с помощью фильтров Петрянова (тип ФПП-1,5) — от содержащихся в воздухе аэрозолей (в том числе, продуктов распада ^{232}Th и ^{238}U). Воздух подводится в каждую комнату по отдельным воздуховодам. Вентилятор приточной системы создаёт в помещениях лаборатории избыточное давление. Отработанный воздух поступает к главному вентилятору, установленному на устье вспомогательной штольни.

Для доставки персонала, материалов и оборудования используется рельсовый транспорт: аккумуляторные электровозы, пассажирские вагоны и специальные платформы.

Поток мюонов в лаборатории ГГНТ был измерен с помощью небольшого телескопа сцинтилляционных

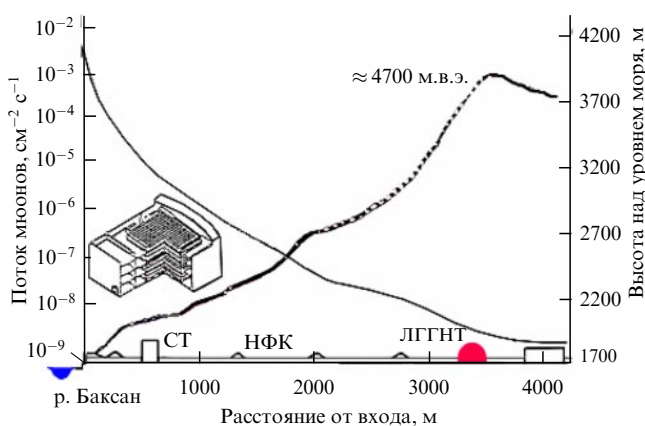


Рис. 1. Профиль горы, кривая зависимости потока мюонов от длины штольни и схема расположения подземных лабораторий Баксанской нейтринной обсерватории; СТ — сцинтилляционный телескоп, НФК — низкофонные камеры, ЛГГНТ — лаборатория Галлий-германиевого нейтринного телескопа. На вставке в левой части рисунка приведено схематическое изображение сцинтилляционного телескопа.

детекторов на основе полистирола площадью 4 м^2 [11]. Согласно измерениям, глобальная интенсивность мюонов в месте расположения ГГНТ составляет [11]

$$N_{\text{measured}} = (3,03 \pm 0,10) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Результаты расчёта скоростей образования изотопов германия в Ga при этом потоке мюонов [9] показали, что скорость образования ^{71}Ge на глубине расположения лаборатории составляет менее 0,01 атома в сутки, т.е. менее чем 1 % от величины, предсказываемой ССМ (при отсутствии ослабления потока электронных нейтрино в результате, например, осцилляций или других эффектов).

Металлический Ga значительно менее чувствителен, по сравнению с солянокислым раствором его хлорида, к быстрым нейтронам. Согласно оценке [12], вклад быстрых нейтронов от окружающих горных пород в скорость образования ^{71}Ge , даже без применения защиты, составляет в эксперименте с металлическим Ga менее 1 % от вклада, ожидаемого от солнечных нейтрино без учёта осцилляций.

Однако, чтобы максимально использовать возможности этого уникального сооружения для проведения экспериментов, требующих ультранизкого радиационного фона, было принято решение значительно снизить поток нейтронов в галлиевой лаборатории, используя при её строительстве специальные низкофонные бетоны, которые, помимо выполнения своей прямой функции — крепления горных пород, могут служить радиационными экранами. Кроме того, мы принимали во внимание, что поток нейтрино низких энергий от Солнца, к которым в основном чувствителен галлиевый эксперимент, может быть подавленным и оказаться значительно ниже ожидаемого потока, как это было обнаружено в хлорном эксперименте для нейтрино высоких энергий.

Содержание радиоактивных элементов в окружающих лабораторию горных породах (г г^{-1}) составляют: ^{238}U — $(1,5-3,8) \times 10^{-6}$, ^{232}Th — $(1,9-2,5) \times 10^{-5}$, ^{40}K — $3,4 \times 10^{-6}$.

При бетонировании лаборатории ГГНТ был использован бетон на основе дунита, кварцевого песка и порландцемента, разработанный в Центральной научно-исследовательской лаборатории Оргпроект совместно с ИЯИ АН СССР [13]. Усреднённые величины содержания примесей урана и тория в основных компонентах бетона составляют соответственно $1,58 \times 10^{-7}$ и $6,73 \times 10^{-7} \text{ г г}^{-1}$.

В декабре 1987 г. лаборатория была сдана в эксплуатацию, и начались работы по наладке ГГНТ. Первые измерения солнечного нейтринного потока в SAGE были начаты в декабре 1989 г.

5. Эксперимент SAGE

В эксперименте SAGE поток нейтрино определяется по результатам измерений скорости реакции захвата нейтрино на металлическом галлии $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e)^{71}\text{Ge}$ в ГГНТ. Порог реакции, который составляет 233 кэВ, позволяет регистрировать нейтрино от всех нейтринообразующих реакций, протекающих в Солнце, согласно ССМ, в том числе нейтрино от pp-реакций (pp-нейтрино). Максимальная энергия pp-нейтрино 420 кэВ. Количество pp-нейтрино с энергией, превышающей порог реакции захвата на ^{71}Ga , составляет больше половины от общего

количества pp-нейтрино, и их вклад в ожидаемую скорость захвата в эксперименте составляет около 54 %.

Мишень телескопа состоит примерно из 50 т металлического галлия, равномерно размещённого в семи химических реакторах. Галлий в реакторах содержится в виде жидкого металла при температуре около 31°C (температура плавления галлия $29,8^\circ\text{C}$). Измерения носят циклический характер.

Каждое измерение скорости захвата солнечных нейтрино в эксперименте начинается с добавления в галлиевую мишень носителя — стабильного германия ($\approx 250 \text{ мкг}$) в виде таблеток, представляющих собой сплав галлия с известным количеством германия (около 2×10^{-4} массовых процентов). Германий равномерно распределяется в реакторах по всей массе галлия.

В радиохимических экспериментах скорость захвата выражают в единицах SNU (Solar Neutrino Units); 1 SNU соответствует одному захвату нейтрино в 1 с в мишени, содержащей 10^{36} атомов изотопа (в нашем случае — ^{71}Ga), захватывающего нейтрино. Ожидаемая скорость захвата солнечных нейтрино ядрами галлия 128 SNU [14]. При содержании в природном галлии 39,9 % изотопа ^{71}Ga скорость захвата в 128 SNU соответствует скорости образования атомов ^{71}Ge в 50 т мишени около 1,9 атома в сутки. То есть при большом времени экспозиции (период полураспада ^{71}Ge $T_{1/2} = 11,43 \text{ сут}$) среднее число атомов ^{71}Ge в мишени может составлять около 32.

Экспозиция в эксперименте длится 4–6 недель, после чего образовавшиеся атомы ^{71}Ge вместе с германием-носителем химически извлекаются из галлия с помощью процедур, описанных в [15]. Извлечённый из галлия германий (носитель и атомы ^{71}Ge) переводится в газообразную форму GeH_4 (моногерман) и после измерения объёма помещается в пропорциональный счётчик.

Химические свойства изотопов германия одинаковы, поэтому полная эффективность извлечения атомов ^{71}Ge равна эффективности извлечения стабильного германия, которая определяется как отношение массы германия в моногермане к внесённой массе германия-носителя. В качестве носителя используется германий, обогащённый изотопами либо ^{72}Ge , либо ^{76}Ge . По окончании каждого извлечения берётся образец заключительного экстракционного раствора для анализа на масс-спектрометре с целью определения фракционного состава различных изотопов Ge.

Молекулы моногермана обладают большой симметрией и не поляризуются, поэтому его можно использовать в качестве гасящей добавки в пропорциональных счётчиках. Основным счётным газом в счётчиках служит ксенон, который имеет большой атомный номер ($Z = 54$) и, следовательно, достаточно большое сечение взаимодействия с фотонами мягкого рентгеновского излучения, возникающими при восстановлении атомных оболочек при распаде ^{71}Ge .

Счёт распадов ^{71}Ge продолжается в течение 5–6 месяцев, что связано с методом отбора импульсов от распада ^{71}Ge из всех импульсов, зарегистрированных в счётчике, значительная часть которых являются фоновыми. Анализ импульсов происходит по окончании счёта с использованием развитой техники отбора событий и временного анализа.

По числу зарегистрированных распадов ^{71}Ge определяется, с учётом эффективностей извлечения и счёта, скорость захвата солнечных нейтрино на галлии.

5.1. Химические реакторы ГГНТ

В состав ГГНТ входят десять химических реакторов (рис. 3, 4), соединённых между собой обогреваемым фторопластовым трубопроводом с фторопластовым жидкостным насосом, который позволяет перекачивать металлический галлий между реакторами. Реактор (рис. 5) представляет собой двухкубовую фторопластовую ёмкость с толщиной стенок около 40 мм, обогрев которой обеспечивается ленточными нагревателями. Фторопластовая ёмкость помещена в ёмкость из нержавеющей стали. Перемешивание галлия осуществляется с помощью специальной мешалки, имеющей максимальную скорость вращения 80 оборотов в 1 мин. Для обеспечения эффективного перемешивания растворов реагентов (плотность $\approx 1 \text{ кг л}^{-1}$) с металлическим галлием (плотность $6,1 \text{ кг л}^{-1}$) реактор оснащён специальными отсекателями, закреплёнными на внутренней стороне крышки реактора. Отсекатели изготовлены из фторопласта, мешалка и внутренняя сторона крышки также покрыты слоем фторопласта.

Подача реактивов в реакторы обеспечивается с помощью системы управляемых вентилях и насосов (используемые материалы — фторопласт и боросиликатное стекло). Система позволяет вводить отмеренное



Рис. 3. Химические реакторы ГГНТ.



Рис. 4. Общий вид реакторного зала ГГНТ.

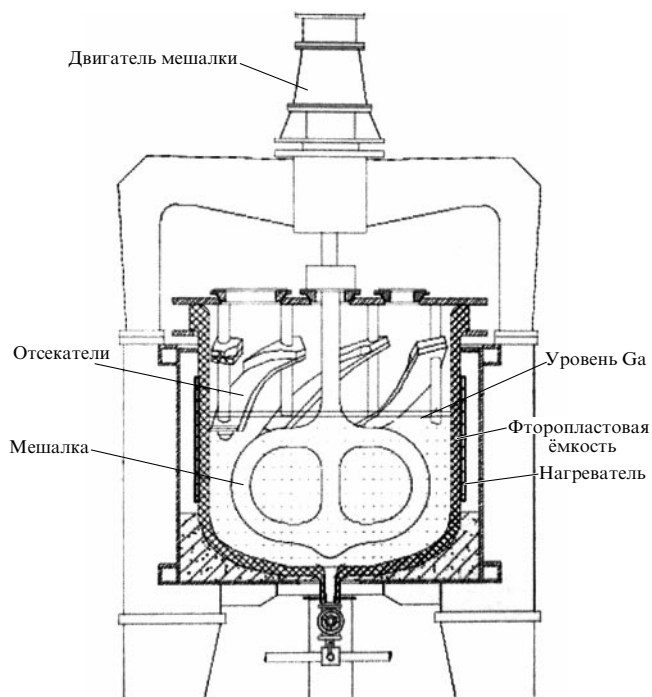


Рис. 5. Химический реактор для извлечения германия из галлия.

количество реактивов в любой из реакторов. Декантация раствора, полученного после проведения извлечения (экстракционного раствора), производится с помощью вакуумной системы, компоненты которой изготовлены из стекла, фторопласта и циркония. Процессы дозирования реагентов и перемешивания полностью автоматизированы.

Эффективность извлечения германия зависит от большого числа параметров. Эффективность возрастает с увеличением количества добавляемого окислителя (раствора перекиси водорода), в то же время с увеличением количества добавляемой перекиси водорода пропорционально возрастает количество галлия, растворяемого при реакции окисления. Эффективность процесса также зависит от объёма водной фазы, которая определяет продолжительность последующего концентрирования германия — самого длительного этапа всего процесса извлечения.

Разработана учитывающая перечисленные выше факторы методика, в которой полная эффективность извлечения составляет $(95 \pm 3) \%$ при растворении менее $0,1 \%$ галлия.

5.2. Счёт атомов ^{71}Ge

^{71}Ge распадается обратно в ^{71}Ga в результате чисто электронного захвата с периодом полураспада 11,4 сут. В пропорциональном счётчике наблюдаются два пика: К-пик при энергии 10,4 кэВ и L-пик при энергии 1,2 кэВ.

Начиная с апреля 2001 г. в эксперименте используются полностью реконструированные пропорциональные счётчики [16] типа YCT (Yants–Carbon–Thin), разработанные и изготовленные В.Э. Янцем в лаборатории радиохимических методов детектирования нейтрино ИЯИ РАН. В отличие от твёрдого катода, используемого в счётчиках ранее, катод в новых счётчиках представляет собой тонкий углеродный слой на внутренней поверхности кварцевой колбы, образующийся при термическом

разложении паров гексана или ацетона. Это дало возможность исключить "мёртвый" объём за катодом. Уменьшение "мёртвого" объёма было также достигнуто в результате устранения, благодаря особенностям конструкции таких счётчиков, краевых эффектов.

Контакты катода и анода выводятся из счётчика с помощью молибденовой ленты, что обеспечивает герметичность и высокую стабильность счётчика. Катод настолько тонок, что стенки счётчика прозрачны, и это позволяет визуально наблюдать его внутреннее устройство. Измеренная объёмная эффективность всех новых счётчиков составила 96 % с разбросом всего лишь в 1 %. Увеличение объёмной эффективности привело к значительному повышению эффективности счётчиков — приблизительно на 25 % в К-пике и на 10 % в L-пике.

Импульсы с пропорционального счётчика посылаются на цифровой осциллограф, где они в интервале 800 нс после начала импульса оцифровываются с двумя различными усилениями, одно — для L-пика, другое — для К-пика. Цифровой осциллограф служит для отделения быстро нарастающих ^{71}Ge -импульсов от фоновых импульсов, нарастающих в основном медленно.

Пропорциональные счётчики, заполненные газовой смесью, устанавливаются в систему регистрации ГГНТ, которая организована таким образом, чтобы с максимальной эффективностью регистрировать распады ^{71}Ge в счётчиках. Для этого предпринят ряд мер по подавлению шумов и фоновых импульсов. Система регистрации расположена в специально оборудованной комнате подземной лаборатории. Внешние стены комнаты изготовлены из листовой стали толщиной 10 мм и слоя низкорadioактивного бетона толщиной 70 см для защиты от потока быстрых нейтронов и γ -излучения окружающих

горных пород. Внутренние стены облицованы листовым оцинкованным железом толщиной 1 мм с целью экранирования от радиопомех.

Счётчик, содержащий полученный в извлечении GeH_4 , помещается в колодец NaI-детектора (рис. 6), расположенного внутри большой пассивной защиты, и в течение 5–6 месяцев производится регистрация импульсов от распадов ^{71}Ge в счётчике. Одновременно в колодце NaI-детектора может быть размещено до восьми счётчиков.

Для уменьшения воздействия ^{222}Ra объём внутри защиты вокруг счётчиков продувается испаряющимся из дьюара жидким азотом. Защита состоит из последовательных слоёв железа, свинца, меди и вольфрама. Все компоненты защиты выполнены из низкорadioактивных, заранее отобранных с помощью низкофонового германиевого полупроводникового детектора материалов.

5.3. Анализ данных и результаты SAGE

На основе критериев отбора, описанных в [15], из счётных данных каждого извлечения отбираются события-кандидаты от распадов ^{71}Ge . Временное распределение этих отобранных событий аппроксимируется функцией максимального правдоподобия [17] в предположении, что они происходят от неизвестного постоянного во времени фона и от распадов атомов ^{71}Ge , число которых экспоненциально убывает.

SAGE начал измерение скорости захвата солнечных нейтрино на металлической галлиевой мишени в декабре 1989 г. С тех пор измерения продолжают в основном ежемесячно, лишь с несколькими короткими перерывами. Результаты 200 индивидуальных измерений, выполненных за период с января 1990 г. по август 2010 г., представлены на рис. 7. Поскольку в каждом извлечении регистрируются только несколько событий распада ^{71}Ge , результаты одиночных измерений имеют большую статистическую неопределённость и, следовательно, малую значимость. Результаты анализа данных SAGE, объединённых по годам, за этот же период показаны на рис. 8.

Скорость захвата, полученная на основе анализа данных 200 измерений, составила $(65,4 \pm 2,7)$ SNU. Если анализировать данные L-пика и К-пика по отдельности, то результаты будут $(66,9 \pm 4,1)$ SNU и $(64,2 \pm 3,6)$ SNU соответственно (здесь и выше указаны только статистические неопределённости). Согласие между результатами независимого анализа данных в двух пиках служит хорошим подтверждением надёжности критериев отбора событий. В качестве ещё одного доказательства того, что мы считаем именно атомы ^{71}Ge , в функцию правдоподобия мы вводим, наряду с объединённой скоростью образования ^{71}Ge и всеми фоновыми скоростями счёта, в качестве свободной переменной постоянную распада. Найденный таким образом период полураспада для всех отобранных в L- и К-пиках событий составляет $(11,5 \pm 0,9)$ сут. (стат.) сут, что хорошо согласуется с измеренным в [18] значением периода полураспада ^{71}Ge $(11,43 \pm 0,03)$ сут.

Результат объединённого анализа данных SAGE за весь период измерений с учётом статистической и систематической неопределённости даёт величину скорости захвата солнечных нейтрино на Ga $(65,4 \pm 2,7)$ (стат.) $\pm 2,7$ (сист.) SNU, или $(65,4 \pm 3,8)$ SNU, где статистиче-

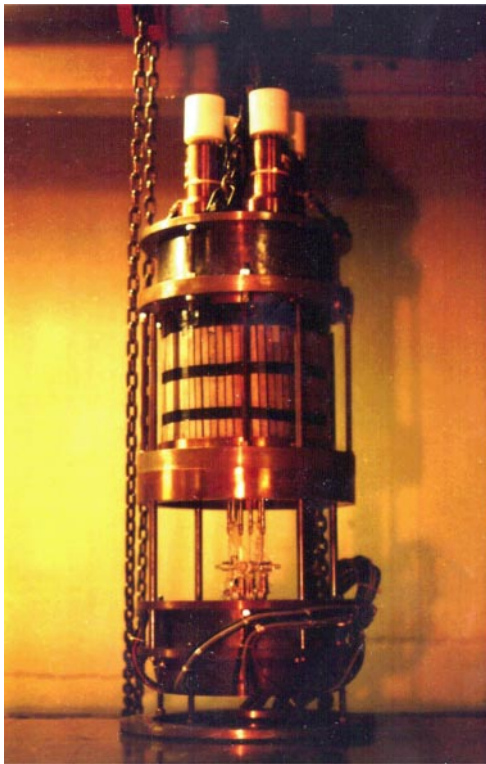


Рис. 6. Фрагмент активной защиты системы регистрации с NaI-детектором и пропорциональными счётчиками внутри него.

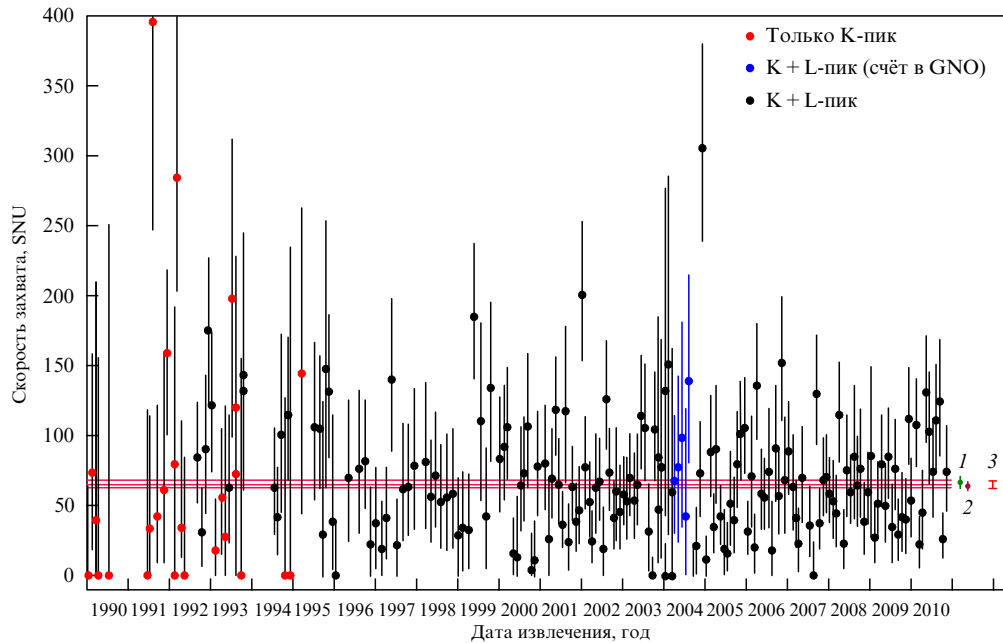


Рис. 7. Скорость захвата по всем извлечениям SAGE как функция времени. Вертикальные отрезки у каждой точки соответствуют статистической ошибке 68 %. 1–3 — результаты обработки: 1 — по L-пику, 2 — по K-пику, 3 — объединённый результат для всех данных. Горизонтальные отрезки соответствуют объединённому результату SAGE ($65,4 \pm 2,7$ (стат.)) SNU.

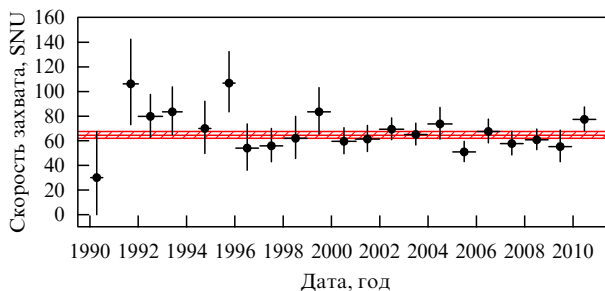


Рис. 8. Результаты измерений, объединённых по годам. Заштрихованная область соответствует объединённому результату SAGE ($65,4 \pm 2,7$ (стат.)) SNU. Вертикальные отрезки у каждой точки соответствуют статистической ошибке 68 %, горизонтальные — временному интервалу объединённого анализа измерений.

ская и систематическая ошибки объединены квадратично. Систематические неопределённости эксперимента детально рассматриваются в работах [15, 19, 20].

5.4. Результаты галлиевых экспериментов

В подземной лаборатории Гран-Сассо в эксперименте GALLEX [21] измерения солнечных нейтрино выполнялись на 103-тонной мишени, состоящей из раствора GaCl_3 в соляной кислоте, содержащем 30 т Ga. В течение 5,4 лет, с мая 1991 г. по январь 1997 г., было выполнено 65 измерений, окончательный анализ которых дал величину скорости захвата ($73,1 \pm 7,2$) SNU.

После некоторого перерыва эксперимент был продолжен под новым названием GNO (Gallium Neutrino Observatory), и с мая 1998 г. по апрель 2003 г. было выполнено 58 измерений, в результате анализа которых была получена скорость захвата ($62,9 \pm 5,1$) SNU.

Объединённый результат измерений солнечных нейтрино двух экспериментов в Гран-Сассо даёт величину скорости захвата нейтрино на Ga ($67,6 \pm 5,1$) SNU, которая прекрасно согласуется с результатом SAGE

($65,4 \pm 3,8$) SNU. Согласие между результатами двух независимых галлиевых экспериментов, использующих, кроме того, различные формы Ga-мишени, значительно повышает их надёжность.

Средневзвешенная величина результатов галлиевых экспериментов SAGE и GALLEX/GNO равняется ($66,1 \pm 3,1$) SNU, что составляет около 50 % от величины, предсказываемой ССМ. Галлиевые эксперименты, таким образом, показали значительное подавление потока солнечных нейтрино во всём энергетическом диапазоне, что исключило возможность решения проблемы солнечных нейтрино в рамках только физики Солнца, и дали доказательство изменения ароматов нейтрино на их пути из центра Солнца к Земле.

6. Поток $\nu\nu$ -нейтрино от Солнца

Как ранее отмечалось, радиохимический галлиевый эксперимент со своим низким порогом (233 кэВ) чувствителен ко всем компонентам солнечного нейтринного спектра — от низкоэнергетичных $\nu\nu$ -нейтрино до высокоэнергетичных нейтрино, образующихся при распаде ^8B . Таким образом, измеренная скорость захвата в галлиевых экспериментах, которая является суммой скоростей захватов от всех компонентов потока солнечных нейтрино, может быть выражена следующей формулой:

$$[\nu\nu + ^7\text{Be} + \text{CNO} + \text{pep} + ^8\text{B}][\text{Ga}] = 66,1(1 \pm 0,047) \text{ SNU},$$

где в левой части представлены скорости захвата на галлии от компонентов потока солнечных нейтрино. Мы здесь пренебрегли незначительным вкладом ν -нейтрино и объединили потоки нейтрино от распадов ^{13}N , ^{15}O и ^{17}F в один компонент солнечного нейтринного потока, обозначив его как CNO.

Используя результаты измерений нейтрино в экспериментах Borexino [21] и SNO (Sudbury Neutrino

Observatory) [23] и скорости захвата, полученные в хлорном эксперименте [24], мы определили вклад каждого компонента потока солнечных нейтрино в скорость захвата, измеренную на Ga [20]:

$$[{}^7\text{Be}|Ga] = 19,1(1 \pm 0,12) \text{ SNU},$$

$$[{}^8\text{B}|Ga] = 3,6(1_{-0,16}^{+0,32}) \text{ SNU},$$

$$[(\text{CNO} + \text{pep})|Ga] = 3,68(1 \pm 1,0) \text{ SNU},$$

$$[\text{pp}|Ga] = 39,7(1 \pm 0,14) \text{ SNU}.$$

Скорости захвата pp-нейтрино на Ga $39,7(1 \pm 0,14) \text{ SNU}$ соответствует величина приходящего на Землю потока pp-нейтрино $\Phi_{\text{pp}} = 3,38(1 \pm 0,14) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это часть потока pp-нейтрино, пришедших на Землю с электронным ароматом.

Впервые полученная из экспериментальных данных величина потока pp-нейтрино является прямым доказательством существования протон-протонной цепочки в реакциях термоядерного синтеза в Солнце.

С учётом фактора выживания $\langle P^{ee} \rangle = 0,561(1_{-0,042}^{+0,030})$ для нейтринных осцилляций с большим углом смешивания (Large Mixing Angle) (LMA-решение) полный поток образующихся в Солнце pp-нейтрино, которые достигают Земли, $\Phi_{\text{pp}} = 6,01(1 \pm 0,14) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [20]. Эта величина хорошо согласуется с предсказываемыми величинами потоков pp-нейтрино двух существующих сейчас солнечных моделей, различающихся концентрациями тяжёлых элементов в Солнце: $\Phi_{\text{pp}}(5,97 \pm 0,04) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $\Phi_{\text{pp}} = (6,04 \pm 0,03) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [14].

7. Эксперименты с искусственными источниками нейтрино

Уже в первых результатах измерений, полученных в 1990 г., в SAGE [25] и GALLEX [26], был обнаружен низкий поток нейтрино, который не мог быть объяснён в рамках CSM. Ввиду важности заключений, к которым приводили эти результаты, свидетельствующие о том, что нейтрино меняют аромат и имеют массу, требовались доказательства, подтверждающие, что мы правильно оцениваем эффективности всех процедур, используемых в эксперименте.

Полная проверка всего эксперимента в целом (т.е. эффективностей химического извлечения, счёта атомов ${}^{71}\text{Ge}$ и техники анализа) была проведена в обоих экспериментах, SAGE и GALLEX, с использованием искусственных источников нейтрино. Галлиевые мишени облучались искусственными источниками нейтрино на основе изотопов, полученных в атомных реакторах, с активностью, близкой к 1 МКи. В эксперименте SAGE примерно 25% мишени облучались источниками ${}^{51}\text{Cr}$ [27] и ${}^{37}\text{Ar}$ [28]. GALLEX дважды использовал источник ${}^{51}\text{Cr}$ для облучения всей мишени [29]. Средневзвешенное значение R — отношение измеренной скорости образования ${}^{71}\text{Ge}$ к ожидаемой, вычисленной на основе мощности источника, для всех четырёх экспериментов оказалось неожиданно низким, $R = 0,87 \pm 0,05$, более чем на два стандартных отклонения меньшим единицы.

Во время проведения экспериментов как в SAGE, так и в GALLEX были выполнены многочисленные исследования с целью получить доказательства правильности значений эффективностей всех используемых в экспери-

ментах процедур [15]. Эффективность извлечения определялась разнообразными химическими и объёмными измерениями, основанными на внесении и последующем извлечении известного количества носителя стабильного Ge. Также была выполнена проверка, при которой в Ga-мишень добавлялся Ge-носитель в смеси с известным числом атомов ${}^{71}\text{Ge}$ в SAGE и ${}^{71}\text{As}$ в GALLEX, в результате чего было продемонстрировано, что эффективности извлечения стабильного носителя и ${}^{71}\text{Ge}$ очень близки.

Результаты всех вспомогательных проверок, особенно результат эксперимента с ${}^{71}\text{As}$, выполненного в GALLEX [16], показали, что с высокой вероятностью все эффективности определены правильно, и привели к заключению, что обнаруженная низкая скорость захвата нейтрино в галлиевых экспериментах с источниками не является следствием ошибки экспериментов.

Возможные причины такой низкой скорости детально рассмотрены в [20]. Одно из предположений состоит в том, что завышены сечения захвата нейтрино на двух самых нижних возбуждённых уровнях в ${}^{71}\text{Ge}$, которые могут быть достигнуты при использовании в качестве источника либо ${}^{51}\text{Cr}$, либо ${}^{37}\text{Ar}$ [31]. Другими возможными причинами могут быть статистическая флуктуация, вероятность которой мала (около 5%), или реальный физический эффект неизвестной природы, такой как гипотетический переход активных нейтрино в стерильное состояние.

8. Возможности SAGE в исследовании осцилляционных переходов активных нейтрино в стерильные состояния

В физике нейтрино в настоящее время к наиболее актуальным вопросам относятся следующие: существуют ли стерильные нейтрино и имеются ли CP - и CPT -нарушения в нейтринном секторе? Проблема существования стерильных нейтрино с $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ возникла при анализе результатов, полученных в ускорительных экспериментах LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) и MiniBooNE (BooNE — аббревиатура от англ. Booster Neutrino Experiment), в ряде реакторных экспериментов и в галлиевых экспериментах с искусственными источниками нейтрино [32].

Интерес к вопросу о существовании стерильных нейтрино значительно возрос в последние несколько лет. Это связано как с некоторым уточнением космологических данных, так и с появлением новых "аномальных" результатов в экспериментах по изучению нейтринных осцилляций. Пересмотр оценки потоков реакторных антинейтрино привёл к поддержке гипотезы об осцилляциях нейтрино с массой $\sim 1 \text{ эВ}$. С другой стороны, отсутствие особенностей в спектре атмосферных нейтрино с энергиями около 1 ТэВ в первых данных нейтринного телескопа IceCube говорит об отсутствии переходов с большими Δm^2 .

Для исследования осцилляционных переходов активных нейтрино в стерильные состояния в настоящее время рассматриваются, наряду с действующими, новые эксперименты с использованием как существующих, так и специально проектируемых атомных реакторов и ускорителей.

Мы предлагаем для исследования осцилляционных переходов активных нейтрино в стерильные состояния

использовать уникальные возможности ГГНТ. В центр металлической Ga-мишени телескопа массой 50 т, разделённой на две независимые, внутреннюю и внешнюю, зоны с 8 и 42 т Ga соответственно (рис. 9) с равными средними длинами пробегов нейтрино, поместить источник ^{51}Cr активностью 3 МКи и измерять скорости захвата нейтрино одновременно в каждой зоне. При переходах в стерильные состояния с осцилляционным параметром $\Delta m^2 > 0,5 \text{ эВ}^2$ (именно такие переходы сейчас представляют особый интерес) скорость захвата в одной из зон или в обеих зонах мишени должна быть подавлена (рис. 10). В случае статистически обеспеченного различия между величинами скорости захвата нейтрино в каждой зоне или статистически обеспеченного различия между средней скоростью захвата в обеих зонах и ожидаемой величиной мы получим прямое указание на наличие нестандартных свойств нейтрино. Найденные отношения измеренных в зонах скоростей к

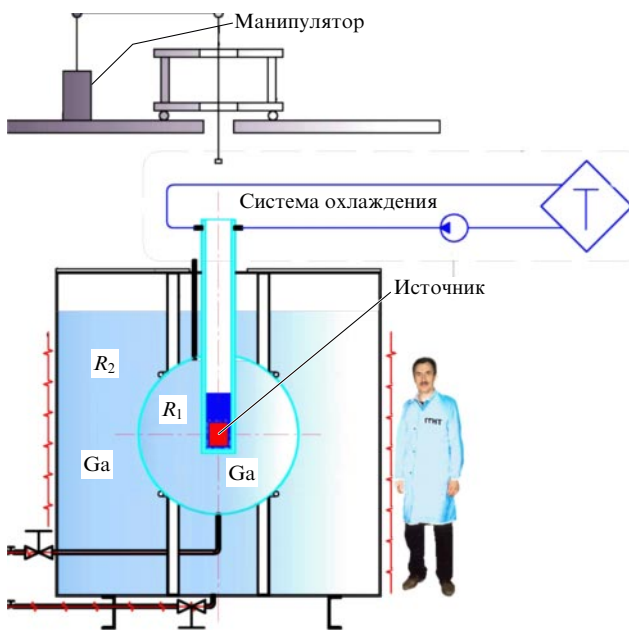


Рис. 9. Схема предлагаемого эксперимента с искусственным источником нейтрино. R_1 и R_2 — отношения измеренной скорости захвата соответственно во внутренней и внешней зонах к ожидаемой.

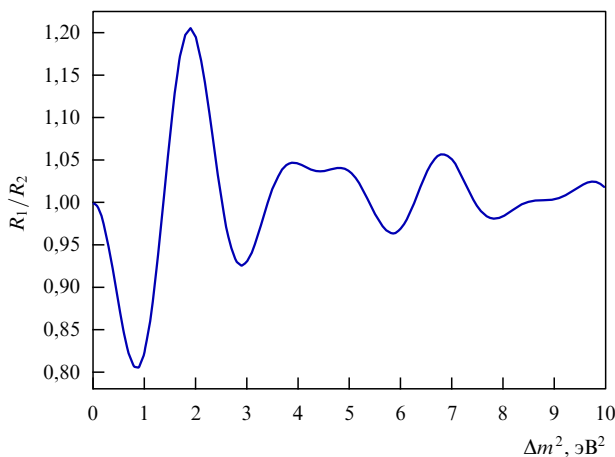


Рис. 10. Отношение скоростей во внешней и внутренней зонах в зависимости от Δm^2 для $\sin^2 2\theta = 0,3$.

ожидаемым позволят определить разрешённые области параметров наблюдаемых осцилляций.

Эксперимент на Ga с искусственным источником электронных нейтрино имеет значительные преимущества перед другими проектами. Эти преимущества обеспечиваются благодаря использованию: компактного, почти монохроматического источника нейтрино с хорошо известной активностью; металлической Ga-мишени, имеющей плотность, обеспечивающую высокую скорость взаимодействия; специальной геометрии мишени, позволяющей исследовать зависимость скорости захвата нейтрино от расстояния до источника; хорошо отработанной методики измерения скорости захвата нейтрино на галлии в ГГНТ.

Очевидными преимуществами такого эксперимента являются также большое отношение сигнал/фон и простота интерпретации результатов. Дело в том, что основной вклад в фон будут давать солнечные нейтрино, поток которых хорошо известен по многолетним измерениям на ГГНТ, а активность источника должна обеспечить количество взаимодействий в детекторе, в несколько десятков раз превышающее то, которое может быть обусловлено Солнцем. Простота интерпретации результатов обусловлена тем, что искусственный источник производит монохроматический поток нейтрино, поэтому отсутствуют систематические неопределённости, связанные с неточным знанием спектра нейтрино.

С учётом сечения захвата нейтрино на Ga, рассчитанного Дж. Бакалом [33], в отсутствие осцилляций в стерильные нейтрино скорость образования от источника в начале первого облучения составит ~ 65 атомов ^{71}Ge в сутки в каждой зоне. Предполагается провести 10 облучений Ga, длительностью по 9 сут каждое, с перерывом 1 сут между облучениями. Будет использоваться хорошо отработанная в солнечных измерениях стандартная процедура извлечения и счёта атомов ^{71}Ge . Извлечение будет проводиться отдельно из каждой зоны, и регистрация распадов ^{71}Ge из каждой зоны будет выполняться в индивидуальных счётчиках. Скорость образования ^{71}Ge в начале первого облучения от источника будет выше, чем от солнечных нейтрино, для внешней зоны примерно в 64 раза, а для внутренней — почти в 340 раз.

Величина статистической неопределённости серии облучений, полученная методом Монте-Карло на основе предлагаемой программы облучений, эффективностей извлечения и счёта, фоновой скорости и скорости образования от солнечных нейтрино, составляет 3,7 % в каждой зоне и $\pm 2,6$ % для всей мишени.

Таким образом, при такой схеме проведения эксперимента ожидаемое суммарное количество накопленных в десяти экспозициях атомов ^{71}Ge составит $\sim 840 (\pm 4,5 \%)$ в каждой зоне и $\sim 1680 (\pm 3,7 \%)$ во всей мишени (статистическая и систематическая неопределённости объединены квадратично).

9. Заключение

В эксперименте SAGE получено значение скорости захвата солнечных нейтрино на Ga ($65,4 \pm 3,8$) SNU. Средневзвешенная скорость захвата нейтрино на Ga в трёх галлиевых экспериментах — SAGE, GALLEX и GNO — ($66,1 \pm 3,1$) SNU, где статистическая и систематическая неопределённости объединены квадратично.

С использованием результатов других солнечных нейтринных экспериментов и теории нейтринных осцилляций с большим углом смешивания (LMA) в SAGE впервые получены значения потока ν -нейтрино, имеющих при достижении ими Земли электронный аромат, $(3,40 \pm 0,46) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и полного потока ν -нейтрино $(6,0 \pm 0,8) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Галлиевые солнечные нейтринные эксперименты впервые показали, что подавляющее большинство солнечных нейтрино, приходящих на Землю, — это низкоэнергетичные нейтрино, рождённые в протон-протонной реакции, и дали прямое доказательство правильности Стандартной солнечной модели и LMA-решения для солнечных нейтринных осцилляций.

Для выяснения причин неожиданно низкой скорости захвата нейтрино на Ga в экспериментах с искусственными источниками нами разработана концепция нового эксперимента с источником нейтрино высокой интенсивности и оптимизированной геометрией Ga-мишени [34].

Эксперимент SAGE до сих пор остаётся единственным экспериментом, в котором измеряется поток ν -нейтрино. Мы планируем продолжать мониторинг потока солнечных нейтрино и вести подготовку к новому эксперименту с высокоинтенсивным нейтринным источником и оптимизированной геометрией Ga-мишени.

Благодарности. Считаю своим приятным долгом выразить благодарность от SAGE M. Baldo-Ceolin, G.T. Garvey, W. Haxton, H. Ejiri, R. G. H. Robertson, А.Ю. Смирнову, А. Suzuki и нашим коллегам из коллабораций GALLEX и GNO за постоянный интерес, проявляемый ими к нашей работе, и плодотворные и стимулирующие дискуссии. Мы особенно благодарны В.А. Матвееву и В.А. Рубакову за активную поддержку в течение всего времени проведения эксперимента и внимание ко многим важным аспектам наших исследований. Мы также признательны Российскому фонду фундаментальных исследований за многолетнюю поддержку нашего эксперимента.

Список литературы

- Allen J S *The Neutrino* (Princeton, N.J.: Princeton, Univ. Press, 1958)
- Bahcall J N *Neutrino Astrophysics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989) [Бакал Дж *Нейтринная астрофизика* (М.: Мир, 1993)]
- Марков М А *Нейтрино* (М.: Наука, 1964)
- Davis R (Jr.), Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
- Pontecorvo V, Report PD-205 (Chalk River: National Research Council of Canada, Division of Atomic Energy, 1946)
- Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **53** 1717 (1967) [Pontecorvo В М *Sov. Phys. JETP* **26** 984 (1968)]
- Кузьмин В А *ЖЭТФ* **49** 1532 (1965) [Kuz'min V A *Sov. Phys. JETP* **22** 1051 (1966)]
- Барабанов И Р и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 384 (1980) [Barabanov I R et al. *JETP Lett.* **32** 359 (1980)]
- Гаврин В Н, Захаров Ю И, Препринт П-560 (М.: ИЯИ АН СССР, 1987)
- Захаров Ю И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИЯИ АН СССР, 1987)
- Гаврин В Н и др., Препринт П-698 (М.: ИЯИ АН СССР, 1991)
- Глотов В И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИЯИ АН СССР, 1979)
- Панченко В П и др. *Вопросы атомной науки и техники* **21** (3(21)) (1989)
- Peña-Garay C, Serenelli A M, arXiv:0811.2424

- Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **60** 055801 (1999); astro-ph/9907113
- Danshin S, Kopylov A, Yants V *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **349** 466 (1994)
- Cleveland B T *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **214** 451 (1983)
- Hampel W, Rensberg L P *Phys. Rev. C* **31** 666 (1985)
- Абдурашитов Д Н и др. (SAGE Collab.) *ЖЭТФ* **122** 211 (2002) [Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *JETP* **95** 181 (2002)]
- Abdurashitov J N (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **80** 015807 (2009); arXiv:0901.2200
- Kaether F et al. *Phys. Lett. B* **685** 47 (2010); arXiv:1001.2731
- Arpesella C et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 091302 (2008)
- Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 111301 (2008)
- Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
- Abazov A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3332 (1991)
- Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992)
- Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **59** 2246 (1999)
- Abdurashitov J N et al. *Phys. Rev. C* **73** 045805 (2006)
- Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **420** 114 (1998)
- Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **436** 158 (1998)
- Haxton W C *Phys. Lett. B* **431** 110 (1998)
- Giunti C, Laveder M *Phys. Rev. D* **82** 053005 (2010); arXiv:1005.4599
- Bahcall J N *Phys. Rev. C* **56** 3391 (1997); hep-ph/9710491
- Gavrin V N et al., arXiv:1006.2103

PACS numbers: 29.40.Ka, 95.55.Vj
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109h.0984

Байкальский нейтринный эксперимент

Г.В. Домогацкий

1. Введение

Байкальский нейтринный эксперимент уходит своими корнями в 1959–1960 гг., когда М.А. Марков [1] высказал идею постановки крупномасштабных подземных и глубоководных экспериментов для изучения свойств нейтрино и природных источников их происхождения. Идея оказалась чрезвычайно плодотворной. Проведение исследований при резко сниженном уровне фона проникающего космического излучения в условиях, когда огромные объёмы окружающего грунта или воды сами служат мишенями для нейтрино высоких энергий, позволило достичь принципиально нового уровня чувствительности экспериментов, сделало доступным для изучения редкие процессы, поиск которых в наземных лабораториях практически невозможен. Подземное направление развивалось быстро, и оно уже имеет в своём активе такие выдающиеся результаты, как регистрация всплеска нейтринного излучения, сопутствовавшего взрыву сверхновой 1987а в Большом Магеллановом Облаке; установление ограничения на время жизни протона; проведение исследования нейтринного излучения Солнца и обнаружение эффекта нейтринных осцилляций; уверенное выделение первых событий от нейтрино, образующихся при распаде радиоактивных элементов уранового и ториевого ряда в недрах Земли.

Развитие глубоководного направления началось примерно на 15 лет позднее и набирало темпы достаточно

Г.В. Домогацкий. Институт ядерных исследований РАН,
Москва, РФ
E-mail: domogats@pcba10.inr.ruhep.ru

Таблица. Черенковские детекторы нейтрино высоких энергий в естественных средах: в воде и антарктическом льду. Значения эффективных масс детекторов приведены для событий с энергией 100 ТэВ

Детектор*	Оптические модули	Эффективная масса, Мт	Глубина, м	Годы создания	Состояние
"Байкал"	230	10	1100–1300	1993–1998	Действующий
AMANDA	677	15	1350–1850	1994–2000	Закрыт (2009 г.)
ANTARES	900	10	2050–2400	2002–2008	Действующий
IceCube	900	10	1350–2250	2005–2011	Действующий
КМ3NeT (NEMO)	≈ 10000	≈ 1000	2300–3300	≈ 2017	В стадии разработки
КМ3NeT (NESTOR)	≈ 10000	≈ 1000	2000–4000		
КМ3NeT (ANTARES)	≈ 10000	≈ 1000	1400–2400		
"Байкал-НТ-1000"	≈ 2500	600–800	800–1300	≈ 2018	В стадии разработки

* AMANDA — Antarctic Muon And Neutrino Detector Array, ANTARES — Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental REsearch, КМ3NeT — КМ3 Neutrino Telescope, NEMO — NEutrino Mediterranean Observatory, NESTOR — Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research.

медленно вследствие необычности тех инженерных проблем, которые возникали при решении задачи стационарного размещения регистрирующей аппаратуры на больших глубинах в естественных водоёмах или во льду и при создании устойчивых систем управления данными и передачи данных. История становления этого направления вплоть до нынешнего дня отражена в приведённой таблице.

В этой таблице, в которой дан перечень созданных, действующих и проектируемых крупномасштабных нейтринных телескопов, отсутствует широко известный в своё время проект DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detection). Этот проект создания в Тихом океане, вблизи Гавайских островов, глубоководного черенковского детектора нейтрино высоких энергий с эффективным объёмом порядка 1 км³ или более являлся в 1970-е–1980-е годы предметом активных обсуждений физиков США, СССР, Японии и ФРГ. По инициативе выдающихся американских физиков Ф. Райнеса и Дж. Лёрнида мировое сообщество приступило к обсуждению конкретных путей реализации идеи М.А. Маркова. Изучались технические возможности размещения в океане на глубине около 5 км регистрирующей аппаратуры, способной давать надёжную информацию об энергии и направлении движения нейтрино или, точнее, заряженных частиц, рождающихся при взаимодействии нейтрино с веществом мишени (т.е. океанской воды). Были разработаны и созданы первые образцы глубоководных регистрирующих модулей на основе фотоэлектронных умножителей с большой площадью фотокатода, проведены испытания при погружении с корабля гирлянд таких модулей как базового элемента будущего детектора, но попытки установить гирлянду на дно с целью её эксплуатации в стационарном режиме успехом не увенчались. С возникшими проблемами, лежавшими в области глубоководной инженерии, авторы справиться уже не успели — кредит доверия финансирующих организаций оказался исчерпанным, и работа над проектом в связи с этим прекратилась в середине 1990-х годов.

Непосредственное участие советских физиков и океанологов в работе по проекту закончилось намного раньше, около 1980-го года, что было связано с извест-

ными афганскими событиями. По предложению А.Е. Чудакова, поддержанному М.А. Марковым, в СССР с 1980 г. началась разработка метода глубоководной регистрации, ориентирующаяся на озеро Байкал как на полигон для испытаний и место развёртывания прототипов будущих крупномасштабных детекторов. В период с 1993 г. по 1998 г. на Байкале был развёрнут первый глубоководный детектор НТ-200, выделены первые события от нейтрино (1994 г.). К 2005 г. за счёт установки внешних гирлянд глубоководных регистрирующих модулей эффективный объём детектора был увеличен до 10⁷ м³. К настоящему времени разработан научно-технический проект и завершается программа испытаний базовых элементов детектора с эффективным объёмом масштаба 1 км³ НТ-1000 (Baikal-GVD (Gigaton Volume Detector)) [2]. Результаты исследований на детекторах НТ-200 и НТ-200+, а также рассказ об основных элементах проекта будущего детектора НТ-1000 составляют основное содержание настоящего доклада.

Завершая рассказ о работах по проекту DUMAND — первому и достаточно авантюренному штурму проблемы "в лоб", необходимо подчеркнуть, что этот опыт оказался далеко не бесплодным. С одной стороны, он чётко обозначил трудности развёртывания стационарных систем в природных водоёмах, с другой стороны, при этом были решены многие проблемы создания глубоководной регистрирующей аппаратуры, получили развитие теоретические исследования проблем нейтринной астрофизики высоких энергий. Всё это инициировало формирование исследовательских групп NESTOR, ANTARES и NEMO, ставивших своей целью разработку проектов и создание в Средиземном море крупномасштабных детекторов с эффективным объёмом порядка 1 км³ [3], а в качестве промежуточного этапа — создание детекторов объёмом около 10⁷ м³. Дальше всех удалось продвинуться коллаборации ANTARES, которая в 2008 г. завершила развёртывание первого такого детектора в Тулонском заливе вблизи берегов Франции [4] (см. таблицу).

Идея создания крупномасштабных детекторов путём размещения регистрирующей аппаратуры непосредственно в прозрачной естественной среде, будучи изначально чисто "глубоководной" идеей, получила в начале

1990-х годов новую линию развития, когда возникла остроумная мысль (Дж. Лёрнид, Ф. Хальзен) о размещении аппаратуры в глубинных слоях антарктического льда. Оптические свойства льда на глубинах свыше 1,5 км оказались вполне пригодными для решения этой задачи, и на протяжении 1990-х годов на американской станции Амундсен–Скотт на Южном полюсе был развёрнут детектор AMANDA [5]. Регистрирующая аппаратура вмораживалась в специально протаиваемые во льду скважины. Успешное развитие проекта позволило убедить Конгресс США выделить средства (около 300 млн долларов) на создание нейтринного телескопа следующего поколения IceCube [6] с эффективным объёмом, близким к 1 км^3 . Разработка проекта, изготовление и монтаж аппаратуры детектора заняли примерно 10 лет, и в конце декабря 2010 г. он был смонтирован в предусмотренном проекте варианте. На последние числа апреля 2011 г. намечена торжественная "инаугурация" проекта.

Это короткое вступление написано с целью показать тот фон, на котором развивался и продолжает развиваться Байкальский нейтринный проект, рассказ о котором является основной целью настоящего сообщения.

2. Байкальские нейтринные телескопы НТ-200 и НТ-200 +

Датой начала Байкальского нейтринного эксперимента можно считать 1 октября 1980 г., когда в Институте ядерных исследований АН СССР (ИЯИ) было принято решение о создании лаборатории нейтринной астрофизики высоких энергий, ставшей впоследствии ядром Байкальской коллаборации, в состав которой вошли Иркутский государственный университет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Объединённый институт ядерных исследований (Дубна), исследовательский центр DESY-Zeuthen (Германия), Нижегородский государственный технический университет, Санкт-Петербургский государственный морской университет. На некоторых этапах эксперимента деятельное участие в нём принимали сотрудники Томского политехнического университета, Российского научного центра "Курчатовский институт", Лимнологического института СО РАН, Акустического института им. академика Н.Н. Андреева и ряда других российских и зарубежных (Венгрия, Италия, Франция) институтов.

Выбор Байкала как места для развёртывания экспериментальных исследований был обусловлен совершенно очевидными соображениями ввиду следующего: хорошая (сравнимая с океанской) прозрачность глубинных вод; наличие мест с достаточно крутым береговым склоном, в которых глубина порядка 1 км, необходимая для защиты от проникающего космического излучения, находится на расстоянии 4–5 км от берега; наличие ледового покрова, позволяющего в течение двух месяцев вести с него монтаж глубоководной аппаратуры и прокладку кабельных коммуникаций; низкий ожидавшийся уровень собственного свечения глубинных вод, обусловленного биоломинесценцией и радиоактивностью. На основе опыта и результатов многолетних исследований Байкала сотрудниками Лимнологического института СО РАН было определено конкретное место развёртывания работ — акватория озера, примыкающая к 106-му км Кругобайкальской железной дороги.

Разработке проекта, монтажу и запуску детектора предшествовали длительные, на протяжении около десяти лет, исследования гидрооптических, гидрофизических и гидрологических условий проведения экспериментов на Байкале. При этом был открыт эффект собственного свечения глубинных вод озера, обусловленный окислением частиц размером порядка нескольких микрометров, который характерен для доминирующих по численности байкальских бактерий и многих видов фито- и зоопланктона. Совместно с Опытно-конструкторским бюро "Экран" (г. Новосибирск) специально для Байкальского нейтринного телескопа был разработан высокочувствительный гибридный фотоприёмник "Квazar-370" с диаметром фотокатода 370 мм [7]. Была осуществлена постройка на длительную эксплуатацию пилотных глубоководных черенковских детекторов, на которых не только отработывалась методика, но и выполнялись первые физические эксперименты.

Следующей задачей Байкальской коллаборации стало создание первого крупномасштабного глубоководного нейтринного телескопа НТ-200 [8] с эффективной площадью регистрации $(2-10) \times 10^3 \text{ м}^2$ (в зависимости от энергии частицы) и проведение на нём широкой программы физических исследований. Монтаж и развёртывание этой установки проводились с 1993 г. по 1998 г.

2.1. Нейтринный телескоп НТ-200

Телескоп НТ-200, расположенный на глубине около 1100 м, на расстоянии 3,6 км от берега, связан с береговым центром управления и сбора данных донными линиями связи. Телескоп представляет собой трёхмерную решётку из оптических модулей (ОМ), размещённых на вертикальных грузонесущих кабель-тросах, нижние концы которых прикреплены к донным якорям, а верхние — к буйам. Каждый вертикальный кабель-трос с оптическими модулями формирует структурную единицу телескопа — гирлянду ОМ. Телескоп содержит 192 ОМ, размещённых на восьми гирляндах длиной 68 м каждая. Вокруг центральной гирлянды равномерно по окружности радиусом 21,5 м расположены периферийные гирлянды (рис. 1).

Оптический модуль содержит гибридный фотоприёмник "Квazar-370", размещённый в корпусе из низкорadioактивного стекла. С целью подавления темнового темпа счёта фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и фонового свечения глубинных вод озера оптические модули объединены в пары и включены по схеме совпадения регистрируемых сигналов во временном окне порядка 15 нс. Две пары ОМ, имеющие общий электронный системный модуль (СМ), образуют функциональную единицу гирлянды — "связку". В состав СМ входят два блока выработки локального сигнала, блок преобразования амплитуды, запуска светодиодов и блок управления. На выходе СМ формируются выходные сигналы (локальные триггеры) двух каналов "связки", длительность которых пропорциональна входным зарядам, а передний фронт определяет время срабатывания канала.

Локальные триггеры со всех системных модулей гирлянды поступают в блоки электроники гирлянды (БЭГ). В состав БЭГ входят шесть измерительных каналов, контроллер и модемы каналов данных и управления. Каждая гирлянда имеет два БЭГ, соединённых с блоком электроники детектора (БЭД). В БЭГ информация каждого измерительного канала оцифровывается,

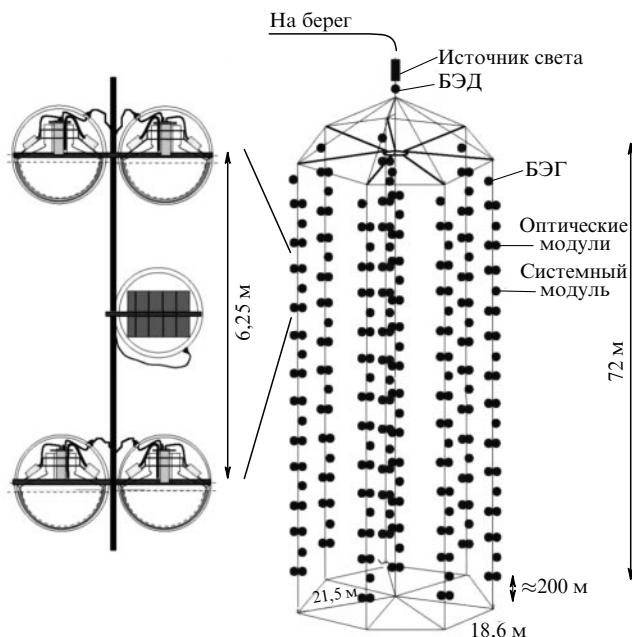


Рис. 1. (а) Структурный элемент телескопа NT-200 ("связка"), состоящий из двух пар оптических модулей, подключённых на совпадение, и электронный модуль, обеспечивающий их функционирование. (б) Схема телескопа NT-200.

вырабатывается локальный триггер и формируется сигнал запроса в БЭД. Если в БЭД накоплено достаточное количество сигналов запроса с блоков электроники гирлянд в интервале 500 нс, то формируется сигнал "подтверждение", поступающий во все БЭГ. После этого в блоках электроники гирлянд событию присваивается номер и накопленные данные передаются в береговой центр сбора данных и управления.

2.2. Телескоп NT-200 +

С целью повышения эффективности регистрации нейтрино высоких энергий в 2004–2005 гг. телескоп NT-200 был модернизирован. Новая установка, которая получила название NT-200 + [9], обеспечила как увеличение эффективного объёма для регистрации каскадов от нейтрино, так и существенное повышение энергетического разрешения телескопа в целом. Детектор NT-200 + является начальной версией структурной единицы будущего Байкальского нейтринного телескопа с эффективным объёмом порядка 1 км^3 .

Телескоп состоит из центральной части (NT-200) и трёх внешних гирлянд, расположенных на расстоянии 100 м от центральной части детектора (рис. 2). На каждой внешней гирлянде размещается по 12 ОМ, сгруппированных попарно, аналогично ОМ телескопа NT-200. Расстояния между каналами внешних гирлянд составляют 20, 50, 20, 30 и 20 м, считая от верха канала.

В то время как оптические модули, системные модули и измерительные каналы каждой внешней гирлянды полностью идентичны аппаратуре NT-200, электроника контроллера БЭГ потребовала существенной модернизации. Каждый измерительный канал БЭГ содержит преобразователь время – код, преобразователь длительность – код и схему записи номера события. Сигнал "запрос гирлянды" формируется контроллером БЭГ при условии двойных совпадений сигналов "запрос канала" во временных воротах 0,5 мкс. Запросы от всех

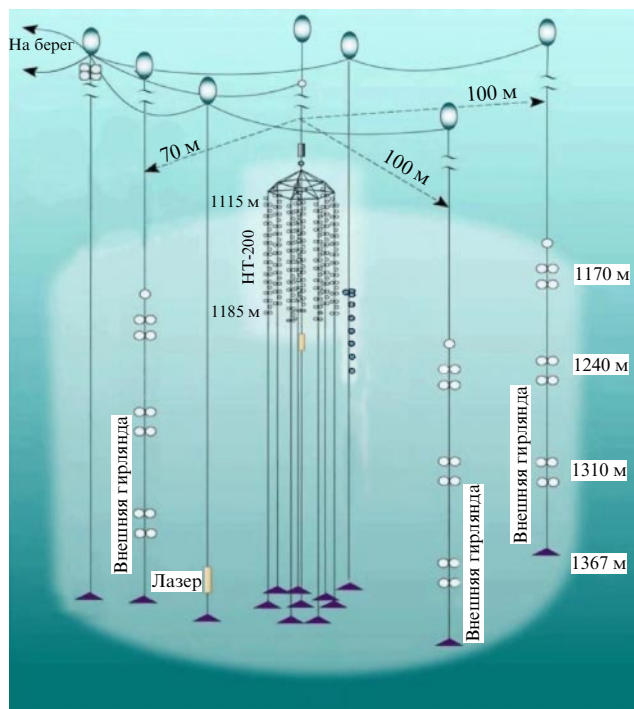


Рис. 2. Детектор NT-200 +.

внешних гирлянд передаются в центральный коммутационный модуль установки (центр DAQ (Data Acquisition)), где формируется сигнал "подтверждение", который возвращается ко всем внешним гирляндам. При наличии сигнала "подтверждение" информация о каждом локальном триггере (время, амплитуда, номер события, номер измерительного канала и глобальный номер события) передаётся через контроллер БЭГ в DAQ-центр. DAQ-центр обеспечивает объединение потоков данных и трансляцию всей полученной информации в береговой центр.

2.3. Основные результаты, полученные в экспериментах на нейтринном телескопе NT-200

Байкальский глубоководный нейтринный телескоп является одним из трёх крупнейших (наряду с IceCube на Южном полюсе и подводным детектором ANTARES в Средиземном море) детекторов нейтрино высоких энергий. К существенным результатам первого этапа (1980–1998 гг.) работ по Байкальскому проекту следует отнести результаты анализа данных, полученных на промежуточных установках, который проводился с целью как изучения параметров детекторов, так и исследования потока атмосферных мюонов, выделения событий от нейтрино, поиска магнитных монополей. Был установлен верхний предел интенсивности потока сверхтяжёлых магнитных монополей по эффекту катализа распада барионов, находившийся на уровне наиболее сильных из существовавших тогда теоретических и экспериментальных ограничений. В экспериментах на детекторах NT-36 и NT-96 были зарегистрированы первые нейтринные события и установлены одно из наиболее сильных на то время ограничений на поток мюонов, обусловленный эффектом аннигиляции массивных частиц тёмной материи (нейтралино) в центре Земли [10], а также ограничение на интенсивность природного потока нейтрино сверхвысоких (более 10 ТэВ) энергий [11]. Наиболее

значимые результаты получены в 2005–2008 гг., когда на основе анализа экспериментальных данных Байкальского телескопа были установлены новые (одни из наиболее сильных на сегодня) ограничения на величину природного потока быстрых ($v/c > 0,8$) магнитных монополей — $4,6 \times 10^{-17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (при $v/c = 1$) [12], на потоки мюонов, сопровождающих процесс аннигиляции массивных частиц тёмной материи (нейтралино), в центре Земли — $4,2 \times 10^{-15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [13] и в центре Солнца — $3 \times 10^3 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$ в области масс нейтралино более 500 ГэВ [14], на поток нейтрино от гамма-всплесков в интервале энергий вплоть до 10^7 ГэВ [15], на поток нейтрино от локальных галактических источников, расположенных на южной небесной полусфере, в зависимости от склонения, — $E^2 F < 5 \times 10^{-10} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и, наконец, ограничение на интенсивность природного диффузного потока нейтрино, которое в диапазоне энергий от 2×10^4 ГэВ до 2×10^7 ГэВ для величины суммарного потока нейтрино всех типов составляет $E^2 F < 2,9 \times 10^{-7} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ и находится в области теоретически предсказываемых значений [16]. Получено также наиболее сильное на сегодня ограничение на поток электронных антинейтрино в области резонанса с энергией $6,3 \times 10^6$ ГэВ, которое составляет $F < 3,3 \times 10^{-20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}$ [17]. Реализация проекта создания детектора НТ-200+ позволила примерно в три раза повысить чувствительность эксперимента по поиску природного диффузного потока нейтрино и начать исследование их энергетического спектра при энергиях вплоть до значения 10^{18} эВ.

Удачное сочетание природных факторов наряду с хорошей изученностью места проведения работ и накопленный опыт развёртывания и эксплуатации нейтринного телескопа первого поколения НТ-200/НТ-200+ создали необходимые предпосылки для начала работ по проектированию и созданию глубоководного нейтринного телескопа с эффективным объёмом масштаба 1 км^3 НТ-1000 на Байкале.

3. Нейтринный телескоп НТ-1000 (Baikal-GVD)

Успешная эксплуатация на протяжении более чем десяти лет нейтринных телескопов НТ-200/НТ-200+ и AMANDA и результаты, полученные в этих экспериментах, явились мотивацией разработки и создания телескопов следующего поколения с характерным масштабом порядка 1 км^3 : IceCube, НТ-1000 и KM3NeT. Байкальский телескоп НТ-1000 и средиземноморский KM3NeT, расположенные в северном полушарии, и IceCube, находящийся на Южном полюсе, благодаря их различному географическому положению будут взаимно дополнять друг друга и сформируют мировую сеть установок, нацеленных на поиск и исследование источников нейтрино на всей небесной сфере. Детекторы, расположенные в северном полушарии, обладают важным преимуществом — они способны вести практически непрерывное наблюдение центра Галактики и галактической плоскости, в которых сконцентрирована значительная доля потенциальных источников космических лучей высоких энергий.

Глубоководный нейтринный телескоп НТ-1000 [2] предназначен для решения широкого круга задач астрофизики, космологии и физики элементарных частиц: поиска локальных нейтринных источников, исследова-

ния диффузного потока нейтрино, поиска проявлений тёмной материи, поиска магнитных монополей и других гипотетических частиц. Глубоководный телескоп следующего поколения НТ-1000 на Байкале будет являться экспериментальным комплексом, нацеленным на исследование природных потоков нейтрино в области энергий, больших 10 ТэВ, посредством регистрации черенковского излучения вторичных мюонов и ливней, генерируемых в нейтринных взаимодействиях.

Концепция НТ-1000 основывается на ряде достаточно очевидных требований, предъявляемых к конструкции и организации регистрирующей системы нового детектора: максимально возможном использовании преимуществ монтажа регистрирующей системы с ледового покрова Байкала; возможности наращиваемости установки и обеспечения её эффективной эксплуатации уже на первых стадиях развёртывания; возможности реализации различных вариантов компоновки и плотности фотодетекторов в рамках одной измерительной системы.

С учётом перечисленных выше требований, а также на основе оценок светосилы и разрешающей способности НТ-1000, полученных в результате полномасштабного моделирования отклика телескопа на черенковское излучение мюонов и ливней, была разработана архитектура измерительных и коммуникационных систем и выбрана базовая конфигурация телескопа (рис. 3). Регистрирующими элементами НТ-1000 являются 2304 ФЭУ "Hamamatsu-7081HQE" с полусферическим фотокатодом диаметром 250 мм. ФЭУ вместе с управляющей электроникой размещаются в глубоководных стеклянных корпусах, образуя оптические модули. Оптические модули, устанавливаемые на вертикальных кабель-тросах, формируют гирлянды ОМ.

Основной структурной единицей гирлянды является секция оптических модулей. Секция представляет собой функционально законченный узел детектора, включающий в себя системы регистрации излучения, обработки сигналов, калибровки, формирования триггера и передачи данных. Секция содержит 12 ОМ, расположенных с шагом в 15 м вдоль гирлянды, центральный модуль (ЦМ) и служебный модуль (СМ). Аналоговые сигналы со всех ОМ секции передаются в ЦМ по коаксиальным кабелям. По этим же кабелям к оптическим модулям подводится низковольтное питание. В ЦМ осуществляются преобразование аналоговых сигналов оптических модулей в цифровой код и передача информации по линии Ethernet. Служебный модуль предназначен для калибровки временных каналов установки, определения положения гирлянды и электропитания ОМ. Местоположение гирлянды определяется гидроакустической системой измерения координат (ГАСИК). Каналы синхронизации, электропитания и передачи данных секций объединяются в коммутационном модуле (КМ) гирлянды, который связан с центральным блоком управления кластера.

Базовая конфигурация каждого из 12 кластеров НТ-1000 включает в себя восемь гирлянд по 24 ОМ каждая (две секции на гирлянде), находящихся на расстоянии 60 м друг от друга. Расстояние между соседними кластерами составляет 300 м. Кластеры гирлянд связаны с береговым центром комбинированными электрооптическими кабелями длиной около 6 км. Каждый кластер НТ-1000 является функционально законченным детектором (с чувствительным объёмом масштаба НТ-200+ или ANTARES), способным работать как в составе единой

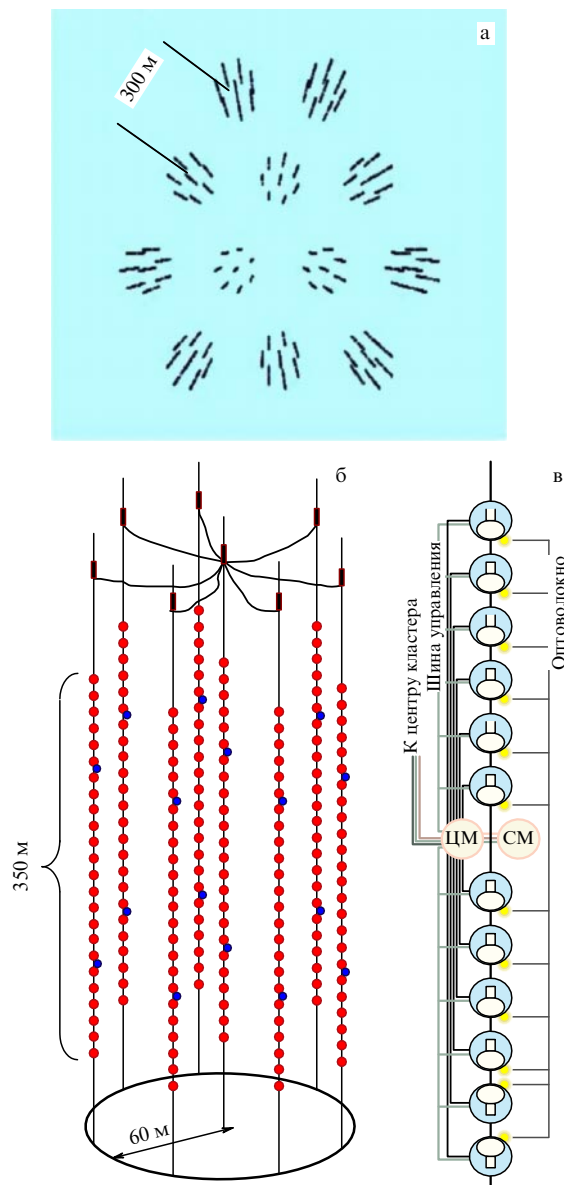


Рис. 3. Схематичное изображение нейтринного телескопа кубокилометрового масштаба NT-1000 на озере Байкал: (а) вид сверху; (б) кластер телескопа; (в) гирлянда ОМ.

установки, так и автономно. Это обеспечивает простоту наращивания телескопа и возможность ввода в эксплуатацию его отдельных частей по мере развёртывания NT-1000.

Базовая конфигурация телескопа обеспечивает эффективный объём для регистрации ливней порядка $0,2 - 0,7 \text{ km}^3$ в интервале энергий $10^5 - 10^9 \text{ ГэВ}$ и эффективную площадь для регистрации мюонов около $0,2 - 0,5 \text{ km}^2$ в диапазоне энергий $10^4 - 10^6 \text{ ГэВ}$. Точность восстановления направлений мюонов составляет $0,4^\circ - 0,6^\circ$, а направлений ливней — $5^\circ - 7^\circ$. Относительная точность восстановления энергии ливня $20 - 35\%$.

Долговременные натурные испытания аппаратуры секции NT-1000 были успешно проведены на Байкале в период с 2008 г. по 2010 г. В настоящее время создан и испытан в лабораторных условиях прототип кластера NT-1000, который будет развёрнут в Байкале в период зимней экспедиции 2011 г. в режиме постоянного набора данных.

4. Заключение

Итак, метод глубоководной регистрации элементарных частиц (и его ледовая модификация) доказал свою эффективность в исследовании природных потоков нейтрино высоких энергий. Современный уровень знаний о диффузном потоке нейтрино в диапазоне энергий $10^{13} - 10^{18} \text{ эВ}$, локальных источниках нейтрино с энергией выше 10 ГэВ , природном потоке быстрых магнитных монополей и о проявлениях массивных частиц тёмной материи определяется главным образом результатами экспериментальных исследований на Байкальском нейтринном телескопе NT-200/NT-200+, на детекторе AMANDA на Южном полюсе и (в последние, 2009-й и 2010-й, годы) на детекторе ANTARES в Средиземном море. Ввод в строй детектора IceCube на Южном полюсе позволит в ряде задач повысить чувствительность экспериментальных исследований ещё на один-два порядка величины.

На повестке дня стоит задача создания в Северном полушарии детектора(-ов) способного(-ных) вести изучение центра нашей Галактики на уровне чувствительности, соизмеримой с таковой детектора IceCube. Значительно ближе всех к созданию рабочего проекта такого детектора стоит сейчас Байкальская коллаборация, которая разработала, создала и подготовила к натурным испытаниям в 2011–2012 гг. прототип базового элемента — автономного кластера глубоководных гирлянд регистрирующих модулей детектора кубокилометрового масштаба NT-1000 (Baikal-GVD).

Автор считает своим долгом выразить признательность коллеге Ж.-А.М. Джилкибаеву, оказавшему существенную помощь в подготовке этой публикации.

Список литературы

1. Markov M A, in *Proc. of the 1960 Annu. Intern. Conf. on High-Energy Physics, Rochester, New York, 25 August – 1 September 1960* (Eds J Prentki, J Steinberger) (Rochester, N.Y.: Univ. of Rochester, 1960) p. 572
2. Baikal Collab. "Научно-технический проект глубоководного нейтринного телескопа кубокилометрового масштаба на оз. Байкал", <http://baikalweb.jinr.ru/GVD/> (2010)
3. Katz U F (for the KM3NeT Consortium) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **602** 40 (2009)
4. Circella M (for the ANTARES Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **602** 1 (2009)
5. Andres E et al. *Astropart. Phys.* **13** 1 (2000)
6. Abbasi R et al. (and the IceCube Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **601** 294 (2009)
7. Bagdjev R I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **420** 138 (1999)
8. Baikal Collab. "The Baikal Neutrino Telescope NT-200", Preprint No. 92-03 (Moscow: INR RAS, 1992)
9. Аврорин А В и др., Препринт № 1265/2010 (М.: ИЯИ РАН, 2010)
10. Балканов В А и др. *ЯФ* **62** 1015 (1999) [Balkanov V A et al. *Phys. At. Nucl.* **62** 949 (1999)]
11. Balkanov V A et al. *Astropart. Phys.* **14** 61 (2000)
12. Aynutdinov V et al. *Astropart. Phys.* **29** 366 (2008)
13. Antipin K et al. *Proc. of the First Workshop on Exotic Physics with Neutrino Telescopes: EPNT06, Uppsala, Sweden, September 20 – 22, 2006* (Ed. C P de los Heros) (Uppsala: Uppsala Univ., 2007)
14. Avrorin A et al. *Proc. of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009*; arXiv:0909.5589
15. Аврорин А В и др., Препринт № 1211/2009 (М.: ИЯИ РАН, 2009)
16. Аврорин А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **35** 723 (2009) [Avrorin A V et al. *Astron. Lett.* **35** 651 (2009)]
17. Aynutdinov V *Astropart. Phys.* **25** 140 (2006)

PACS numbers: 95.55.Vj, 96.50.sb, 96.50.sh
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109i.0990

Наблюдение эффекта Грейзена – Зацепина – Кузьмина обсерваторией Telescope Array

И.И. Ткачёв

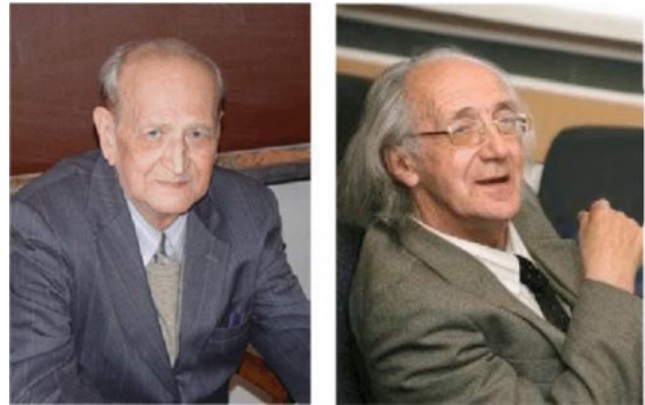
1. Введение

Загадка происхождения космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) стоит в ряду самых интересных и важных нерешённых проблем астрофизики частиц. Центром притяжения в этой области исследований является эффект Грейзена – Зацепина – Кузьмина (ГЗК). Недавно в штате Юта (США) начала работу обсерватория Telescope Array (ТА) — самая большая установка в Северном полушарии Земли, изучающая происхождение КЛСВЭ. В этом докладе мы представим основы ГЗК-эффекта, его историю и нынешний наблюдательный статус, а также предварительные результаты установки ТА, включая энергетический спектр, состав и результаты исследования направлений прихода первичных частиц КЛСВЭ.

Вскоре после открытия реликтового микроволнового излучения Вселенной Грейзен, Зацепин и Кузьмин [1, 2] заметили, что протоны самых высоких энергий, распространяясь на космологические расстояния от источника к наблюдателю, должны катастрофически терять энергию в пороговых реакциях фоторождения пионов во взаимодействиях с универсальным фоновым излучением. Этот процесс существенно ограничивает величину возможного расстояния до источников зарегистрированных КЛСВЭ, которое с учётом ГЗК-эффекта не может превышать 100 Мпк, и он должен приводить к подавлению высокоэнергетической части спектра.

Открытие Грейзена, Зацепина и Кузьмина основано на физических закономерностях, хорошо проверенных и изученных в лабораторных условиях, в частности на данных по измерению сечений взаимодействий частиц в области энергий порядка 1 ГэВ (в системе центра масс), и на справедливости общей теории относительности и преобразований Лоренца. Таким образом, вопрос о том, имеется ли ГЗК-подавление в наблюдаемом спектре космических лучей, относится к разряду фундаментальных, поскольку его отсутствие явилось бы недвусмысленным сигналом "новой физики".

С другой стороны, наблюдательное подтверждение ГЗК-подавления высокоэнергетической части спектра означало бы, что оптическая толща космической среды для первичных частиц высоких энергий становится сравнимой с масштабом, на котором Вселенная является заметно неоднородной. Это так, поскольку распределение материи неоднородно на масштабах нескольких сотен мегапарсек (и меньших). Значит, в такой ситуации следует ожидать анизотропии потока КЛСВЭ. Подчёркнём, что ожидается не только вариация потока на



Г.Т. Зацепин (слева) и В.А. Кузьмин стали сотрудниками ИЯИ РАН с первых дней его основания.

больших угловых масштабах. Возможно также, что мы стоим на пороге открытия точечных источников КЛСВЭ. Зарождающаяся на наших глазах астрономия заряженных частиц может иметь яркое будущее, если заметная доля первичных частиц состоит из протонов. Это говорит о важности исследования массового состава первичных частиц КЛСВЭ.

Неудивительно, что в последние десятилетия значительные усилия были направлены на тщательные измерения спектра космических лучей сверхвысоких энергий, а ГЗК-эффект является источником растущего интереса к исследованиям в физике космических лучей.

2. Эффекты распространения космических лучей сверхвысоких энергий

В этом разделе мы рассмотрим влияние различных космологических факторов на распространение космических лучей сверхвысоких энергий, а также проявления этого влияния в наблюдательных данных.

2.1. Подавление Грейзена – Зацепина – Кузьмина

2.1.1. Оптическая толща. Космические лучи сверхвысоких энергий не распространяются свободно в космическом пространстве и на космологических масштабах. Их энергия достаточна для рождения массивных вторичных частиц в столкновениях с реликтовыми фотонами, а также, в зависимости от природы первичной частицы, с радиофотонами и инфракрасными фотонами.

Наиболее важной является реакция фоторождения пионов при распространении протонов (или нейтронов) в микроволновом излучении, оставшемся от эпохи горячей Вселенной. Для пороговой энергии этой реакции в лабораторной системе отсчёта находим

$$E_{\text{th}}(p + \gamma \rightarrow N + \pi) = \frac{(m_p + m_\pi)^2 - m_p^2}{2E_\gamma(1 - \cos \theta)}. \quad (1)$$

Важно отметить, что при выводе этого соотношения используются стандартные лоренц-преобразования и стандартные дисперсионные соотношения между энергией и импульсом частиц, $E^2 = k^2 + m^2$. Если эти предположения неверны в области сверхвысоких энергий, то пороговые условия в лабораторной системе могут выглядеть по-другому. Для чернотельного распределения реликтовых фотонов по спектру с температурой

И.И. Ткачёв. Институт ядерных исследований РАН,
Москва, РФ
E-mail: tkachev@m12.inr.ac.ru

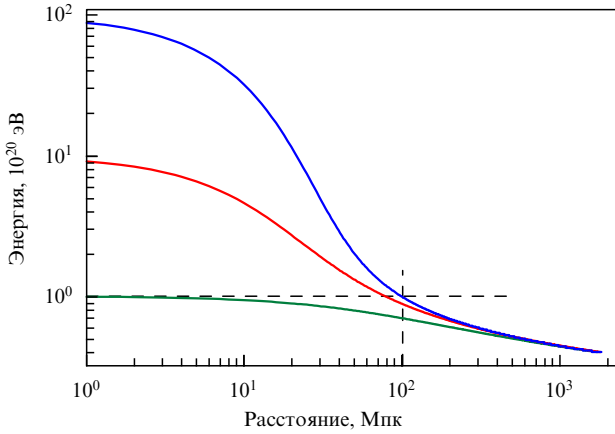


Рис. 1. Энергия первичного протона как функция расстояния, пройденного от источника.

$T = 2,7$ К реакция (1) становится эффективной при

$$E_{GZK} \gtrsim 5 \times 10^{19} \text{ эВ}. \quad (2)$$

Реакция фоторождения пионов имеет большое сечение и достигает максимума на Δ -резонансе. На полуширине резонанса

$$\sigma \sim 300 \text{ мкб} \approx 3 \times 10^{-28} \text{ см}^2. \quad (3)$$

Плотность числа реликтовых фотонов $n \sim T^3 \sim 400 \text{ см}^{-3}$. Это соответствует длине свободного пробега

$$L_\sigma = (\sigma n)^{-1} \approx 8 \times 10^{24} \text{ см} \approx 2,7 \text{ Мпк}. \quad (4)$$

В каждом столкновении первичный протон теряет около 20 % энергии (что соответствует отношению масс пиона и протона). В серии последовательных столкновений энергия протона уменьшается экспоненциально, в e раз, при прохождении расстояния L_A , называемого длиной затухания. При энергиях, превышающих резонансную, $E \approx 5 \times 10^{20}$ эВ, длина затухания $L_A \approx 10$ Мпк. Таким образом, энергия уменьшается до значений, близких к порогу 10^{20} эВ, после прохождения расстояний порядка 100 Мпк практически независимо от начальной энергии (рис. 1).

Таким образом, протоны, зарегистрированные с $E \gtrsim 10^{20}$ эВ, должны быть ускорены в источниках, находящихся на расстоянии $R \lesssim R_{GZK}$, $R_{GZK} \equiv 100$ Мпк. Соответствующий пространственный объём называется ГЗК-сферой (или ГЗК-расстоянием).

2.1.2. Обрезание спектра. Предположим, что спектр инжекции для первичных протонов имеет степенной вид, $J_{in}(E) \propto E^{-\alpha}$, и $n(r)$ — плотность источников. Поток частиц от индивидуального источника уменьшается как r^{-2} , что компенсируется объёмом интегрирования, $r^2 dr$. Поэтому поток космических лучей, зарегистрированных с энергией E , должен возрастать пропорционально радиусу сферы интегрирования,

$$J(E) \propto \int_0^{R(E)} n(r) dr \propto R(E), \quad (5)$$

если плотность источников остаётся неизменной. Здесь $R(E)$ соответствует длине затухания, т.е. максималь-

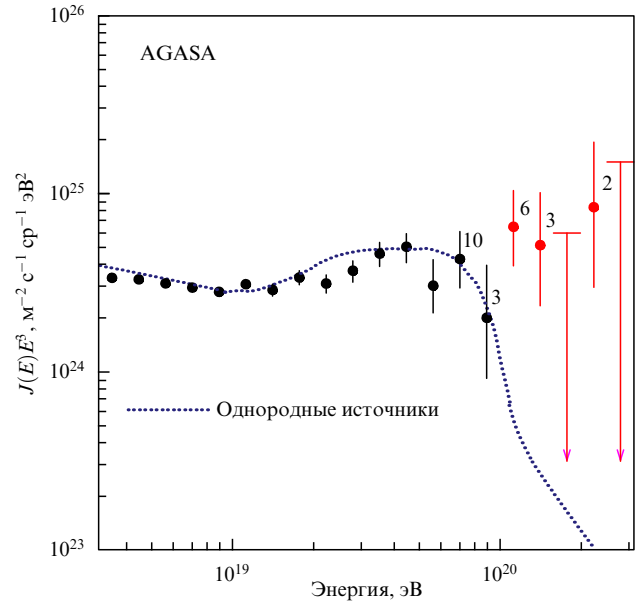


Рис. 2. Энергетический спектр космических лучей; пунктирная кривая — ГЗК-ожидание, кружками показаны данные AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), числа рядом с кружками указывают количество зарегистрированных событий. (Обсуждение современных данных см. в разделе 3.)

ному расстоянию до источников первичных частиц, зарегистрированных с энергией E . Длина затухания для протонов с $E < 5 \times 10^{19}$ эВ равняется 10^3 Мпк, тогда как при $E > 5 \times 10^{20}$ эВ длина затухания 10 Мпк.

Таким образом, поток КЛСВЭ должен изменяться на два порядка величины при ГЗК-энергии, если распределение источников является однородным (рис. 2).

2.2. Магнитные поля

Оценим типичный угол, $\sim L/R_g$, на который траектории заряженных частиц отклоняются после прохождения расстояния L в галактическом или межгалактическом магнитных полях. Здесь R_g — ларморовский радиус; угол отклонения предполагается малым.

1. В галактическом магнитном поле для частиц, пересекающих галактический диск поперёк,

$$\frac{\Delta\theta}{Z} \approx 2,5^\circ \frac{10^{20} \text{ эВ}}{E} \frac{B}{3 \text{ мкГс}} \frac{L}{1,5 \text{ кпк}}, \quad (6)$$

где Z — электрический заряд первичной частицы, 3 мкГс — величина регулярной компоненты магнитного поля, 1,5 кпк — толщина галактического диска. (Обсуждение более слабых отклонений в турбулентной компоненте галактического поля см., например, в работе [3].) Протоны с $E > 10^{18}$ эВ пересекают галактический диск за один проход. Траектории протонов с меньшими энергиями "запутываются" и покидают Галактику в процессе диффузии через её границу.

Космические лучи с $E > 10^{18}$ эВ должны иметь межгалактическое происхождение, если первичные частицы являются протонами. Даже если состав КЛСВЭ соответствует ядрам железа, то при $E > 2 \times 10^{19}$ эВ космические лучи должны попадать в Галактику извне, в противном случае имела бы анизотропия потока на галактический диск, которая не наблюдается.

2. Угол отклонения траекторий КЛСВЭ в однородном случайном межгалактическом поле с длиной когерентности λ определяется соотношением

$$\frac{\Delta\theta}{Z} < 0,4^\circ \frac{10^{20} \text{ эВ}}{E} \frac{B}{10^{-10} \text{ Гс}} \frac{(L\lambda)^{1/2}}{10 \text{ Мпк}}. \quad (7)$$

Межгалактические магнитные поля пока не измерены (исключение составляют центральные области галактических скоплений). Наблюдательные ограничения на их величину и корреляционную длину собраны в работе [4]. Численное моделирование процессов генерации полей в скоплениях галактик даёт верхний теоретический предел их величины порядка $B \lesssim 10^{-12}$ Гс [5]. Недавно нижний предел $B \gtrsim 3 \times 10^{-16}$ Гс был получен в работе [6]: этот предел вытекает из факта ненаблюдения вторичного гамма-излучения от электромагнитных каскадов, инициированных первичными фотонами ТэВ-ных энергий.

Поскольку источники космических лучей самых высоких энергий должны находиться внутри ГЗК-сферы, траектории протонов с $E > 10^{20}$ эВ не отклоняются значительным образом галактическими или межгалактическими магнитными полями — соответствующие отклонения сравнимы с угловым разрешением современных установок.

Таким образом, *направления прихода первичных протонов с энергией, превышающей ГЗК-значение, должны указывать на их источники. Астрономия заряженных частиц принципиально возможна.*

3. Наблюдательный статус

При энергиях, меньших 10^{14} эВ, поток космических лучей достаточно велик, так что возможны прямые наблюдения с использованием высотных воздушных шаров или спутников. При энергии 10^{15} эВ поток составляет одну частицу на 1 м^2 в год, что исключает прямые наблюдения на орбите. При энергии 10^{20} эВ (это та область энергий, в которой должно проявляться ГЗК-подавление) поток уменьшается до одной частицы на 1 км^2 за столетие, что, в частности, является причиной медленного прогресса в физике КЛСВЭ. Однако трудности прямого наблюдения КЛСВЭ состояли бы не только в исчезающе малом потоке, но и в чрезвычайно большой величине измеряемой энергии (вспомним, что детекторы современных коллайдеров весят несколько сотен тысяч тонн)

К счастью для физиков, работающих в этой области, большая часть детектора уже создана природой: земная атмосфера является подходящим калориметром. Толщина атмосферы как раз такова, что широкие атмосферные ливни (ШАЛ), состоящие из вторичных частиц, инициированных входящей первичной частицей, достигают максимума около поверхности Земли. При энергии 10^{19} эВ поперечник ливня на поверхности достигает нескольких километров.

Таким образом, ливни можно регистрировать, размещая на земной поверхности решётку, состоящую из детекторов частиц, с типичным расстоянием между детекторами в несколько сотен метров. Такая установка будет собирать данные непрерывно. Возможны и другие методы регистрации ШАЛ, например основанные на измерении флуоресцентного свечения атмосферы, вызванного прохождением ШАЛ. Такие детекторы могут собирать данные только в ясные безлунные ночи. Однако к их

преимуществам относится возможность непосредственного наблюдения таких важных параметров, как продольный профиль ливня и высота атмосферы, на которой он достигает максимума, а также возможность использования калориметрического метода оценки энергии первичной частицы.

В ранних экспериментах, работавших в области ГЗК-энергий, таких как Volcano Ranch [7], SUGAR (Sydney University Giant Air Shower Recorder) [8], Haverah Park [9], "Якутск" [10, 11] и AGASA [12, 13], использовался первый метод регистрации ШАЛ, основанный на решётках. Позднее появились "телескопы" Fly's Eye [14] и HiRes [15], измерявшие флуоресцентное послесвечение атмосферы. Результаты ранних экспериментов были впечатляющими, но противоречивыми и требовали перепроверки и подтверждения. Стало ясно, что необходимы гибридные установки, использующие одновременно и решётку наземных детекторов, и флуоресцентные телескопы для регистрации одних и тех же ШАЛ. Такой гибридный подход, который позволяет уменьшить систематические ошибки и точнее определять физические характеристики первичной частицы, ввиду большего числа параметров ШАЛ, измеряемых одновременно, стал основополагающим при создании новейшего поколения обсерваторий, регистрирующих космические лучи: обсерватории им. Пьера Оже в Южном полушарии Земли [16] и Telescope Array в Северном [17].

3.1. Ранние результаты и растущий интерес теоретиков к проблеме ГЗК

Для того чтобы подчеркнуть важность открытия Грейзена – Зацепина – Кузьмина, представляется уместным провести здесь исторический экскурс с обзором ранних экспериментальных результатов и кратким описанием той бури интереса, которую эти результаты вызвали в мире теоретиков, работающих в области физики высоких энергий и физики частиц.

На протяжении четырёх десятилетий после опубликования работы Грейзена, Зацепина и Кузьмина количество событий, зарегистрированных с энергиями, превышающими ГЗК-предел, возрастало, однако никаких признаков подавления в спектре и указаний на возможные источники обнаружено не было. В частности, спектр, измеренный AGASA, которая являлась самой большой установкой, регистрирующей ШАЛ, и собрала наибольшую статистику к моменту появления обсерваторий последнего поколения, показан на рис. 1.

Эти экспериментальные результаты составили головоломку, поскольку вопреки ожиданиям, основанным на Стандартной модели, было обнаружено, что:

— в спектре КЛСВЭ отсутствует ГЗК-подавление. Следует отметить, что предположение о том, что первичные частицы состоят из тяжёлых ядер или фотонов, этой проблемы не решает;

— направления прихода частиц с энергиями $E \gtrsim 10^{20}$ эВ не приводят к идентификации астрофизических источников внутри ГЗК-сферы.

Это вызвало интерес и привлекло внимание к проблеме, и теоретики предложили большое число возможных решений этой головоломки. Рассмотрим некоторые из них.

• *Невидимые источники.* Как решение второй части головоломки, связанной с направлениями прихода первичных частиц, была выдвинута гипотеза, что источни-

ками КЛСВЭ являются не уникальные и яркие, притягивающие обычно внимание, астрофизические объекты, а *нечто*, которое находилось (или находится) внутри ГЗК-сферы, но сегодня оно невидимо и не проявляет себя как источник, за исключением наличия светимости в КЛСВЭ. В качестве объектов такого рода были предложены "мертвые" квазары [18]. Модель предполагает, что квазары, яркие и мощные в прошлом, сохраняют способность ускорять протоны вблизи горизонта сверхмассивной чёрной дыры даже после того, как процесс аккреции материи заканчивается и квазар гаснет в электромагнитном диапазоне. Однако эта модель внутренне противоречива. Процесс ускорения протонов до сверхвысоких энергий в таком компактном объекте неизбежно сопровождается интенсивным гамма-излучением в ТэВ-диапазоне энергий, и недавние результаты, полученные черенковскими гамма-телескопами, исключают эту модель [19].

- *"Локальные" модели.* ГЗК-подавление в спектре КЛСВЭ будет отсутствовать, если их источники находятся в галактическом гало. Такой сценарий воплощается в рамках гипотезы распадающейся сверхтяжёлой тёмной материи [20, 21]. Проблема генерации сверхтяжёлых, но долгоживущих (и, следовательно, невзаимодействующих) частиц разрешается весьма просто. Частицы тёмной материи в необходимом диапазоне масс, $M_\chi \sim 10^{13}$ ГэВ, рождаются с правильной космологической концентрацией в результате самого процесса расширения Вселенной [22–24]. Модель распадающейся сверхтяжёлой тёмной материи имеет недвусмысленную сигнатуру: анизотропию потока КЛСВЭ на галактический центр [25, 26]. Эта характеристика не наблюдается в реальных данных.

- *Модели с частицами-"посредниками".* Возможно, за рамками Стандартной модели существуют частицы-посредники, которые иммунны по отношению ко взаимодействиям с реликтовым излучением и поэтому могут прилетать к нам из удалённых источников с энергиями, находящимися за ГЗК-пределом. Такие гипотетические адроны (связанные состояния лёгких глюино и обычных кварков) были предложены в работе [27]. Являясь адронами, эти частицы могли бы воспроизвести развитие ШАЛ [28]. В модели, однако, возникают противоречия, связанные с результатами ускорительных экспериментов и ненаблюдением экзотических изотопов [28]. На роль частицы-посредника был предложен также гипотетический аксион [29–31]. В этом сценарии предполагается, что фотоны высоких энергий осциллируют в аксионы в магнитном поле источника и, преодолев космологические расстояния без потери энергии, осциллируют обратно в фотоны в магнитном поле Галактики.

- *Нарушение лоренц-инвариантности.* Значение пороговой энергии (1) было получено в предположении стандартной лоренц-кинематики. Её нарушение при высоких энергиях могло бы привести к большему порогу для фотомезонных реакций, и, следовательно, спектр КЛСВЭ мог бы продолжаться без ГЗК-подавления [32, 33]

3.2. Новые эксперименты Telescope Array

Проект Telescope Array является коллаборацией различных институтов и университетов Японии, США, Кореи, России и Бельгии. От России в проекте участвует Институт ядерных исследований РАН.



Рис. 3. Один из наземных детекторов в пустыне штата Юта (США).



Рис. 4. Станция Middle Drum, состоящая из 14 телескопов, регистрирующих флуоресцентное послесвечение атмосферы. Ночной снимок с большой экспозицией, предоставленный Б. Стоксом.

Экспериментальный комплекс коллаборации Telescope Array (ТА) расположен в пустыне штата Юта. В настоящее время он состоит из трёх станций наблюдения, использующих флуоресцентные детекторы (FD) и решётки из 507 наземных детекторов (SD) (рис. 3), которые вместе образуют самую большую гибридную установку, регистрирующую КЛСВЭ в Северном полушарии Земли. SD образуют решётку с расстоянием 1,2 км между детекторами, которая покрывает площадь 700 км². Три станции FD, окружающие SD-решётку, носят названия Middle Drum (MD), Black Rock Mesa (BR), и Long Ridge (LR). Станция MD (рис. 4) состоит из 14 телескопов, которые ранее использовались в эксперименте HiRes. Всё оборудование станций BR и LR создавалось специально для ТА. Наблюдения FD-станциями начались в ноябре 2007 г., наземной решёткой — в марте 2008 г.

3.2.1. Энергетический спектр.

К настоящему моменту на установке ТА получены энергетические спектры КЛСВЭ для каждого из трёх наборов данных: данных SD (SD-спектр), данных станции Middle Drum (с использованием

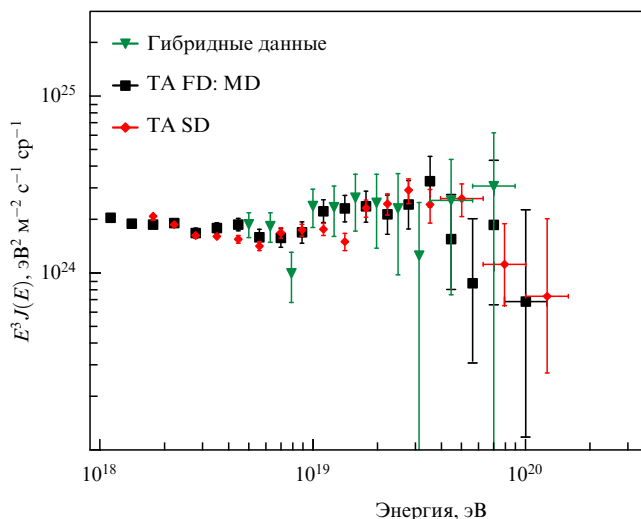


Рис. 5. Спектр КЛСВЭ по данным обсерватории Telescope Array (предварительные результаты). Подавление спектра при высоких энергиях является статистически значимым и начинается в области ГЗК-энергий.

которых построен монокулярный FD-спектр) и гибридных данных.

Спектр SD построен по данным, собранным с мая 2008 г. по февраль 2010 г. Экспозиция составляет $1500 \text{ км}^2 \text{ ср}$ в год, что примерно равняется полной экспозиции AGASA за всё время наблюдений. При реконструкции SD-событий фитируются геометрия фронта ШАЛ и поперечное (к оси ШАЛ) распределение плотности энергии. Значение плотности числа частиц S_{800} на расстоянии 800 м от оси ШАЛ используется для оценки энергии первичной частицы. Связь между S_{800} и энергией, а также эффективная апертура извлекаются с помощью метода Монте-Карло. Результирующий (предварительный) энергетический спектр приведён на рис. 5.

Полученный SD-спектр фитировался степенными функциями на отрезках. Найдены две точки излома при значениях $\log(E[\text{эВ}])$, равных 18,71 и 19,75, что соответствует "лодыжке"¹ и началу ГЗК-подавления. При энергиях, превышающих энергию точки излома $E = 10^{19,75}$ эВ, зарегистрировано пять событий, тогда как при непрерывном степенном продолжении спектра ожидалось бы 18,4 события. Таким образом, с достоверностью $3,5\sigma$ обнаружено подавление потока КЛСВЭ при энергиях, превышающих ГЗК-предел. Подробности SD-анализа приведены в работе [35].

Следует отметить, что ГЗК-подавление впервые наблюдалось FD-методом на установке HiRes [36] и было подтверждено обсерваторией П. Оже [37]. Отсутствие ГЗК-подавления означало бы новую физику, а новая физика может проявлять себя по-разному в различных детекторах [38]. В связи с этим важно отметить, что SD-детекторы Telescope Array идентичны использовавшимся в установке AGASA.

¹ Спектральная особенность (в англоязычной литературе — ankle), положение и форма которой соответствуют теоретическому предсказанию [34] изменения формы степенного спектра при учёте потерь на рождение e^+e^- -пар при взаимодействии первичных протонов с реликтовым излучением.

В спектр, полученный станцией MD, вошли данные, собранные почти за трёхлетний период, с декабря 2007 г. по сентябрь 2010 г. Предварительный результат показан на рис. 5. MD-энергетический спектр ТА находится в хорошем согласии с результатами HiRes [36], в нём также наблюдается ГЗК-подавление. Детали этого анализа данных содержатся в [39].

Гибридные события, т.е. события, зарегистрированные одновременно решёткой SD и какой-либо из FD-станций, хотя и имеют меньшую статистику, но для измерений спектра являются предпочтительными, поскольку энергия первичной частицы может быть определена калориметрически с помощью данных FD, а экспозиция точно определяется решёткой SD. Кроме того, гибридные события реконструируются более достоверно, поскольку имеется больше информации о каждом событии. Предварительный энергетический спектр, полученный в гибридном анализе по данным обсерватории ТА, собранным за полуторагодовой период наблюдений, приведён на рис. 5; соответствующие детали могут быть найдены в работе [40].

3.2.2. Массовый состав. Продольное развитие ШАЛ зависит как от энергии первичной частицы, так и от её природы. Глубина атмосферы, на которой число частиц в ливне достигает максимума, X_{max} , является хорошим индикатором типа первичной частицы. Продольное развитие ШАЛ непосредственно наблюдается флуоресцентными детекторами. Вследствие этого FD-техника наиболее приспособлена для определения массового (или, как говорят, химического) состава КЛСВЭ.

Используя этот подход для анализа ШАЛ, коллаборация HiRes представила результаты, совместимые с протон-доминированным составом КЛСВЭ в диапазоне энергий от 1,6 до 64 ЭэВ (10^{18} эВ) [41]. С другой стороны, как среднее значение X_{max} , так и средне-квадратичное значение его флуктуаций, измеренные обсерваторией П. Оже, указывают на растущее значение масс первичных частиц при энергиях, превосходящих 3 ЭэВ, достигая значений, характерных для железа [42].

Мы исследуем массовый состав КЛСВЭ, измеряя X_{max} в наборе FD-стереоданных. В представляемом здесь анализе использованы данные за период с ноября 2007 г. по сентябрь 2010 г. Для событий, зарегистрированных одновременно двумя FD-станциями, реконструировалась геометрия и продольное развитие ливня. Полученная зависимость среднего значения X_{max} от энергии в диапазоне $10^{18,2} - 10^{20}$ эВ представлена на рис. 6. Здесь же показано монте-карловское ожидание для различных моделей ядерных взаимодействий. Данные ТА находятся в хорошем согласии с предсказанием QGSJET-01 для чисто протонного состава и являются несовместимыми с железистым составом для всех рассмотренных моделей взаимодействий. Детали анализа массового состава КЛСВЭ содержатся в работе [43].

3.2.3. Ограничение на фотоны. Подавление спектра на самых высоких энергиях не обязательно обусловлено ГЗК-эффектом. Это также может означать достижение ускорительного предела источниками, вкуче со случайным совпадением соответствующих предельных энергий. Одним из способов, помогающих различить эти альтернативы, является регистрация фотонной составляющей в составе первичных частиц. Последняя

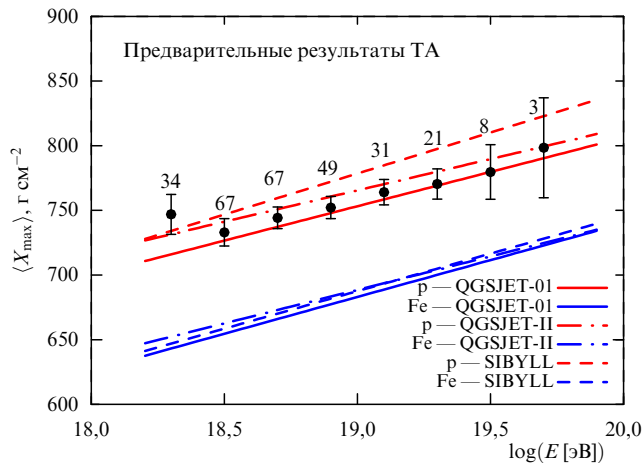


Рис. 6. Среднее значение X_{\max} как функция энергии (предварительные результаты ТА). Кружки — FD-стереоданные ТА (числа около кружков указывают количество зарегистрированных событий). Три верхние линии отвечают предсказаниям различных моделей взаимодействия для случая чисто протонного состава: QGSJET-01 (сплошная линия); QGSJET-II (штрихпунктирная линия) и SIBYLL (штриховая линия). Три нижние линии отвечают случаю КЛСВЭ, состоящих из ядер железа.

появляется здесь как продукт фотоядерных реакций. Ожидаемая доля фотонов мала, и пока фотоны в КЛСВЭ не обнаружены. Экспериментальный предел потока фотонов при $E > 10$ ЭэВ, полученный ТА, составляет [44]

$$F_{\gamma} < 3,4 \times 10^{-2} \text{ км}^{-2} \text{ ср}^{-1} \text{ год}^{-1} \text{ (95 \% CL)}.$$

Это ограничение является самым сильным в Северном полушарии и превосходит ранее полученные ограничения [45]. Использованный метод поиска фотонной компоненты разработан в [46].

3.2.4. Направления прихода. Без преувеличения можно сказать, что исследования КЛСВЭ открывают окно в высокоэнергетическую Вселенную. Измерение анизотропии направлений прихода первичных частиц является одной из важнейших научных задач, стоящих перед коллаборацией Telescope Array. Обнаружение такой анизотропии является ключом к идентификации источников КЛСВЭ. Её обнаружение будет также важным шагом в установлении химического состава КЛСВЭ и измерении таких важных параметров межгалактической среды, как напряжённость и структура её магнитных полей.

Если обнаруженное подавление спектра КЛСВЭ действительно представляет собой ГЗК-эффект, то, как обсуждалось в разделе 2.1.1, источники лучей самых высоких энергий должны находиться внутри сферы радиусом 100 Мпк от нас. На таких пространственных масштабах распределение вещества во Вселенной является сильно неоднородным, поэтому следует ожидать анизотропии потока КЛСВЭ. Ожидаются как вариации потока на больших угловых масштабах, так и появление точечных источников на небесной сфере.

Здесь мы представим результаты [47] корреляционного анализа направлений прихода первичных частиц с крупномасштабной структурой Вселенной (КСВ), корреляции с активными галактическими ядрами (АГЯ), а

также рассмотрим автокорреляции на малых угловых масштабах. В этот анализ вошли данные, собранные за 28 месяцев наземной решёткой, с марта 2008 г. по сентябрь 2010 г. С обрезанием по зенитному углу в 45° набор данных содержит 655 событий с энергиями, большими 10 ЭэВ, 35 событий с энергиями, большими 40 ЭэВ, и 15 событий с энергиями, превышающими 57 ЭэВ.

1. *Автокорреляции.* В данных AGASA направления прихода первичных частиц образовывали кластеры (дублеты и триплеты) с угловым размером $2,5^\circ$ [48, 49]. Эти результаты можно рассматривать как формулировку статистической гипотезы: направления прихода анизотропны. Здесь мы проведём проверку этой гипотезы, используя данные ТА. Следуя анализу AGASA, в наборе данных мы используем следующие обрезания по энергии: $E > 10$ ЭэВ и $E > 40$ ЭэВ. После этого пересчитываются все события, в которых направления прихода образуют пары с угловым расстоянием, меньшим $2,5^\circ$. Полученное число сравнивается с ожидаемым для изотропного распределения направлений прихода. В наборе с $E > 10$ ЭэВ мы нашли 311 таких пар, тогда как для изотропного распределения ожидается 323 пары. В наборе с $E > 40$ ЭэВ имеется одна пара при ожидаемом значении 0,838. Таким образом, избыток в данных отсутствует. Затем мы ослабили формулировку гипотезы и провели такой тест на всех угловых масштабах, от 0 до 30° , и опять получили отрицательный результат. Таким образом, анизотропии в данных ТА на малых угловых масштабах не наблюдается.

2. *Корреляции с активными галактиками.* Обсерватория им. Пьера Оже сообщила о корреляциях [50] КЛСВЭ с энергией, большей 57 ЭэВ, и близкими (с удалением, меньшим 75 Мпк) АГЯ. Корреляция наблюдалась на угловых масштабах $3,1^\circ$. В контрольном наборе данных, состоящем из 13 событий, 9 событий коррелировало, что составляет 69%. Здесь мы проверим соответствующую статистическую гипотезу.

Экспозиция ТА, в отличие от экспозиции обсерватории Оже, сконцентрирована в северной половине небесной сферы, где используемый для анализа каталог [51] содержит большее число АГЯ, и поэтому следует ожидать большей доли коррелирующих событий. В предположении, что светимости АГЯ в КЛСВЭ одинаковы, мы оцениваем эту долю в 73% для ТА. Результат соответствующего корреляционного анализа представлен на рис. 7. Пока определённых выводов сделать нельзя: при нынешней небольшой статистике данные ТА совместимы как с изотропным распределением, так и с АГЯ-гипотезой.

3. *Корреляции со структурой.* В этом случае мы проверим гипотезу о том, что события ТА происходят в источниках, которые следуют за распределением вещества во Вселенной. Такая корреляция должна неизбежно существовать, если первичными частицами являются протоны, а межгалактические поля не чрезмерно велики. Для этого анализа мы используем разработанный в статье [52] метод, применявшийся ранее для анализа данных HiRes [53]. В этом методе сначала вычисляется ожидаемое распределение потока КЛСВЭ по небу в предположении, что источники следуют за распределением видимого вещества. Ожидаемое распределение источников затем сравнивается с реальными данными.

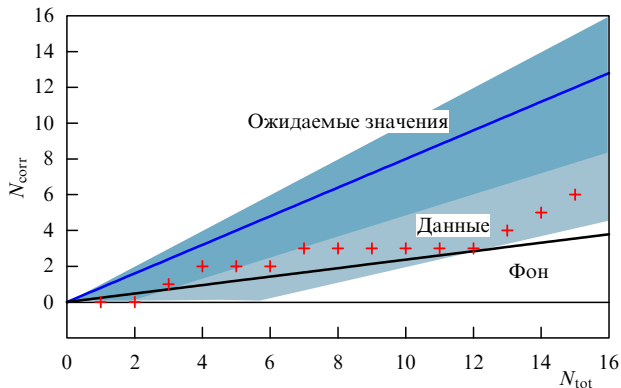


Рис. 7. Результат корреляционного теста с АГЯ. По оси абсцисс в хронологическом порядке отложено число зарегистрированных событий с $E > 57$ ЭэВ, по оси ординат — число коррелирующих событий. Ожидание в соответствии с гипотезой Оже отобразено линией, окружённой доверительными интервалами 1σ и 2σ . Нижняя жирная линия — ожидание для изотропного распределения. Кресты — данные ТА.

Корреляции с крупномасштабной структурой Вселенной проверялись при энергиях $E > 40$ ЭэВ и $E > 57$ ЭэВ. Найдено, что оба набора данных совместимы с этой гипотезой. Набор с $E > 40$ ЭэВ согласуется также с изотропией, тогда как набор $E > 57$ ЭэВ несовместим с изотропным распределением с уровнем достоверности 95%. Для того чтобы различить эти две гипотезы с определённой необходимостью, необходима статистика, превышающая нынешнюю в несколько раз.

4. Заключение

Telescope Аггау является самой большой в Северном полушарии установкой, изучающей космические лучи сверхвысоких энергий. Детекторы ТА начали работу в марте 2008 г. На установке измерен спектр космических лучей, найдено ГЗК-подавление при энергиях, больших $10^{19.75}$ эВ, с уровнем достоверности 3,5 σ . Массовый состав в диапазоне энергий от $10^{18.2}$ до 10^{20} эВ согласуется с чисто протонным. Распределение направлений прихода первичных частиц всё ещё совместимо с изотропным.

Эксперимент Telescope Аггау финансируется Министерством образования, культуры, науки и технологии Японии Какени-грантами в приоритетной области (431) "Космические лучи высоких энергий", грантами фундаментальных исследований 18204020(А), 18403004(В) и 20340057(В); грантами Американского национального научного фонда РНУ-0307098, РНУ-0601915, РНУ-0703893, РНУ-0758342, РНУ-0848320 (Юта) и РНУ-0649681 (Ратгерс); Корейским фондом исследований (KRF-2007-341-C00020); Корейским фондом науки и инженерии (KOSEF, R01-2007-000-21088-0); Российской академией наук; грантами РФФИ 10-02-01406а, 11-02-01528а; грантом Президента Российской Федерации НШ-5525.2010.2; Министерством образования и науки РФ, госконтракт 02.740.11.0244; контрактом IISN 4.4509.10.

Список литературы

- Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
- Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966) [Zatsepin G T, Kuz'min V A *JETP Lett.* **4** 78 (1966)]

- Tinyakov P G, Tkachev I I *Astropart. Phys.* **24** 32 (2005); astro-ph/0411669
- Neronov A, Semikoz D V *Phys. Rev. D* **80** 123012 (2009); arXiv:0910.1920
- Dolag K, Grasso D, Springel V, Tkachev I *Письма в ЖЭТФ* **79** 719 (2004) [*JETP Lett.* **79** 583 (2004)]; astro-ph/0310902
- Neronov A, Vovk I *Science* **328** 73 (2010); arXiv:1006.3504
- Linsley J *Phys. Rev. Lett.* **10** 146 (1963)
- Winn M M et al. *J. Phys. G Nucl. Phys.* **12** 653 (1986)
- Lawrence M A, Reid R J O, Watson A A J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **17** 733 (1991)
- Afanasyev B N et al., in *Proc. Intern. Symp. on Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observatories* (Ed. M Nagano) (Tokyo: Univ. of Tokyo, 1996) p. 32
- Антонов Е Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 614 (1999) [Antonov E E *JETP Lett.* **69** 650 (1999)]
- Takeda M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1163 (1998)
- Hayashida N et al., astro-ph/0008102
- Bird D J et al. *Astrophys. J.* **441** 144 (1995)
- Jui C H et al., in *Proc. 27th Intern. Conf. on Cosmic Rays: ICRC 2001, Hamburg* Vol. 1 (Göttingen: Copernicus Gessellschaft, 2001) p. 354
- Mantsch P (for the Pierre Auger Collab.) "The Pierre Auger Observatory progress and first results", astro-ph/0604114
- Tokuno H et al. *AIP Conf. Proc.* **1238** 365 (2010)
- Boldt E, Ghosh P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **307** 491 (1999); astro-ph/9902342
- Neronov A, Tinyakov P, Tkachev I *ЖЭТФ* **127** 744 (2005) [*JETP* **100** 656 (2005)]; astro-ph/0402132
- Berezinsky V, Kachelrieß M, Vilenkin A *Phys. Rev. Lett.* **79** 4302 (1997); astro-ph/9708217
- Kuzmin V A, Rubakov V A *ЯФ* **61** 1122 (1998) [*Phys. At. Nucl.* **61** 1028 (1998)]; astro-ph/9709187
- Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. D* **59** 023501 (1999)
- Kuzmin V A, Tkachev I I *Письма в ЖЭТФ* **68** 255 (2005) [*JETP Lett.* **68** 271 (1998)]
- Kuzmin V, Tkachev I *Phys. Rev. D* **59** 123006 (1999)
- Dubovsky S L, Tinyakov P G *Письма в ЖЭТФ* **68** 99 (1998) [*JETP Lett.* **68** 107 (1998)]; hep-ph/9802382
- Berezinsky V, Mikhailov A A *Phys. Lett. B* **449** 237 (1999); astro-ph/9810277
- Chung D J H, Farrar G R, Kolb E W *Phys. Rev. D* **57** 4606 (1998); astro-ph/9707036
- Berezinsky V, Kachelrieß M, Ostapchenko S *Phys. Rev. D* **65** 083004 (2002); astro-ph/0109026
- Gorbunov D S, Raffelt G G, Semikoz D V *Phys. Rev. D* **64** 096005 (2001); hep-ph/0103175
- Csáki C et al. *JCAP* (05) 005 (2003); hep-ph/0302030
- Fairbairn M, Rashba T, Troitsky S V, arXiv:0901.4085
- Coleman S, Glashow S L *Phys. Rev. D* **59** 116008 (1999); hep-ph/9812418
- Dubovsky S L, Tinyakov P G *Astropart. Phys.* **18** 89 (2002); astro-ph/0106472
- Berezinsky V, Gazizov A Z, Grigorieva S I *Phys. Lett. B* **612** 147 (2005); astro-ph/0502550
- Stokes B 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*
- Abbasi R U et al. (HiRes Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 101101 (2008); astro-ph/0703099
- Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101 (2008); arXiv:0806.4302
- Kalashov O E, Rubtsov G I, Troitsky S V *Phys. Rev. D* **80** 103006 (2009); arXiv:0812.1020
- Rodriguez D C, Ph.D. Thesis (Salt Lake City, UT: Univ. of Utah, 2011)
- Ikeda D 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*
- Abbasi R U et al. (HiRes Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **104** 161101 (2010); arXiv:0910.4184
- Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **104** 091101 (2010); arXiv:1002.0699
- Tameda Y 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*
- Rubtsov G I 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*

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 (νSM), 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°.

Ю.Г. Куденко. Институт ядерных исследований РАН, Москва, РФ
 E-mail: kudenko@inr.ru

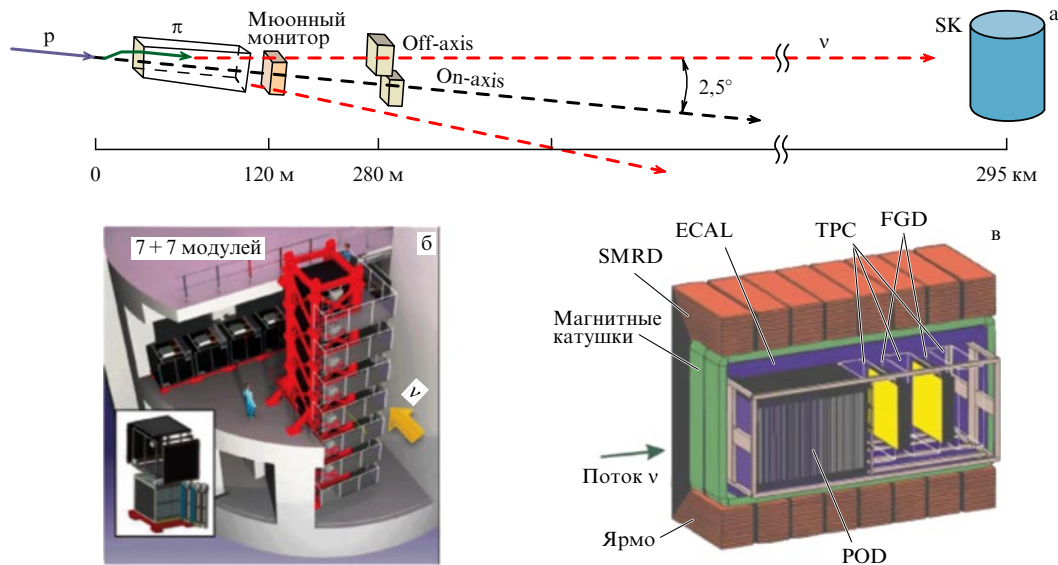


Рис. 1. Схема эксперимента T2K. (а) Основные элементы установки: нейтринный пучок; монитор нейтринного пучка; ближний детектор нейтрино ND280, расположенный на расстоянии 280 м от мишени; дальний нейтринный детектор Супер-Камиоканде (SK). (б) Общий вид (on-axis) монитора нейтринного пучка INGRID. (в) 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 времяпроеctionных камер (TPC) и двух высокосегментированных сцинтилляционных детекторов (FGD).

2.1. Нейтринный пучок

В эксперименте T2K впервые используется квазимоноэнергетичный 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/c). 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 наклонных 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 (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

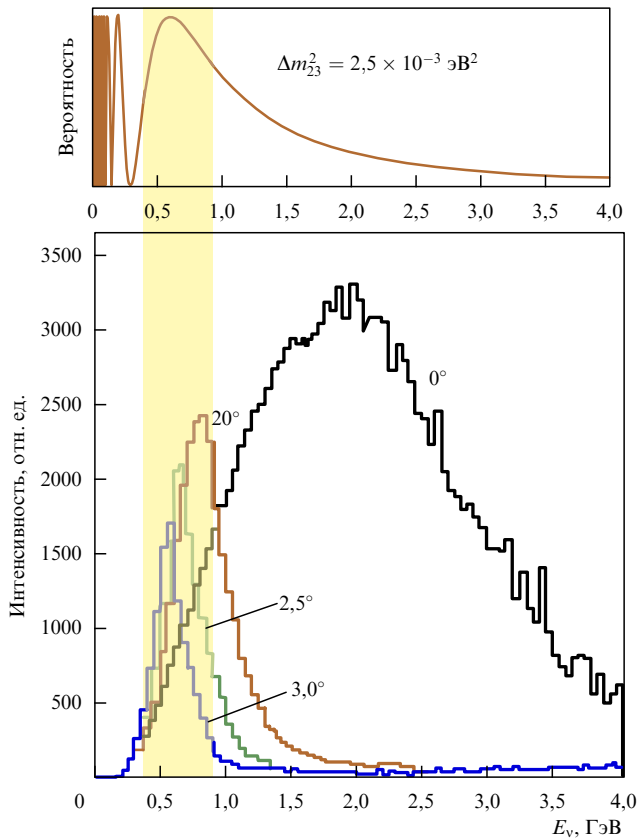


Рис. 2. Спектры нейтрино для различных углов относительно оси протонного пучка: 0° , $2,0^\circ$, $2,5^\circ$ и $3,0^\circ$. В эксперименте T2K используется пучок под углом $2,5^\circ$, настроенный на первый осцилляционный максимум для $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, как видно из 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 времяпроекционные 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 $N = n, p$. 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 $1 \times 1 \text{ см}^2$, 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 углеводе, 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 ядро 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-вето-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 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

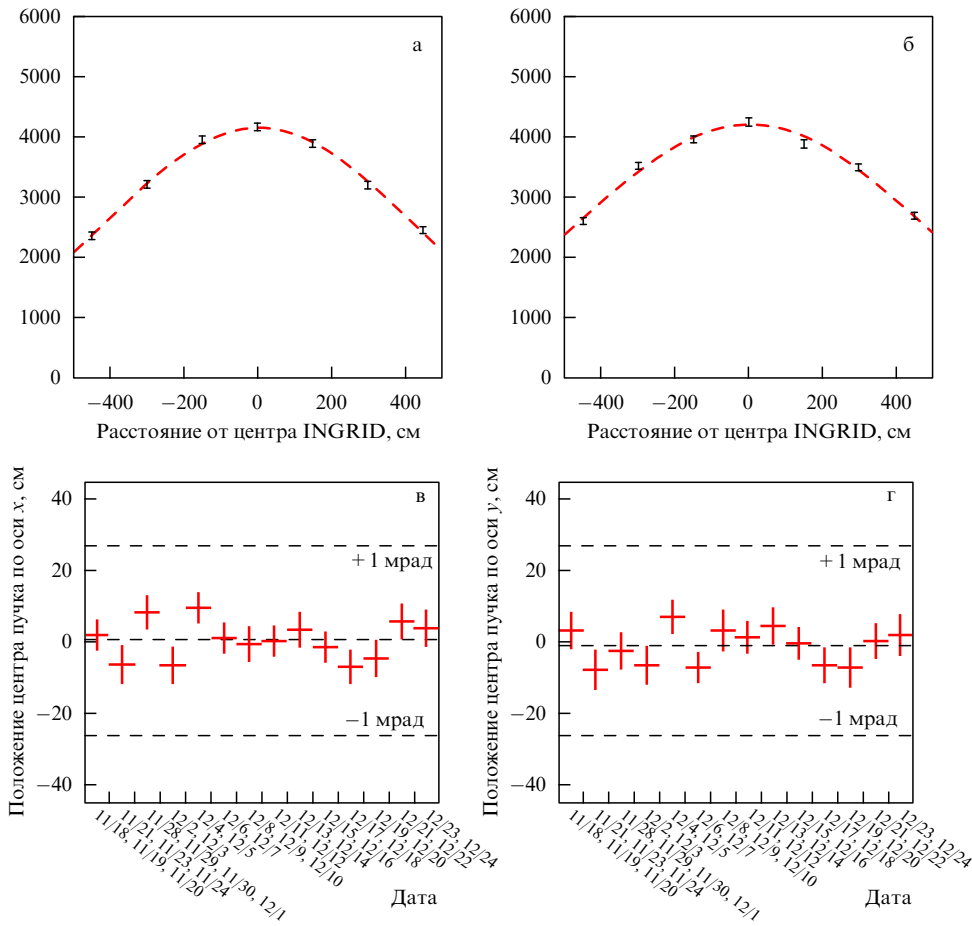


Рис. 3. Нейтринный пучок, измеренный INGRID под углом 0°: профиль нейтринного пучка по горизонтали (а) и вертикали (б); положение центра пучка на протяжении нескольких месяцев измерений относительно горизонтали (в) и вертикали (г) в 2010 г. Горизонтальные штриховые линии показывают допустимый интервал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

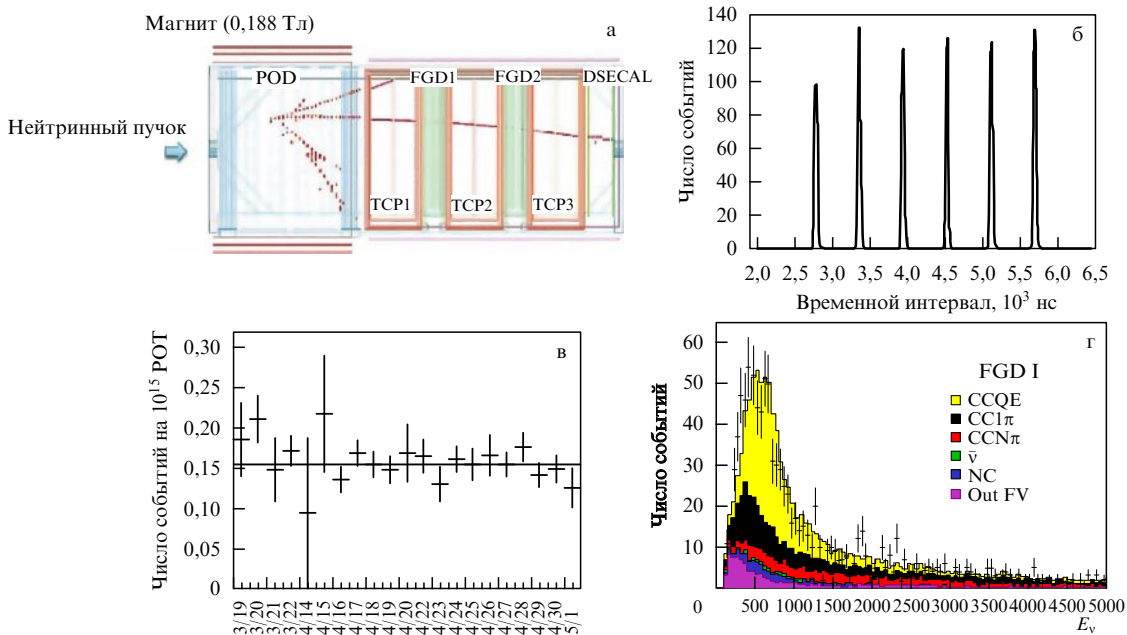


Рис. 4. Нейтринные события в ближнем детекторе ND280. (а) Первое нейтринное событие, зарегистрированное в ближнем детекторе. (б) Временное распределение нейтринных событий в SMRD: 6 пиков, временной интервал между которыми составляет 580 нс, соответствуют 6 микробанчам протонного пучка в первом физическом сеансе в 2010 г. (в) Число нейтринных событий в FGD I, 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).

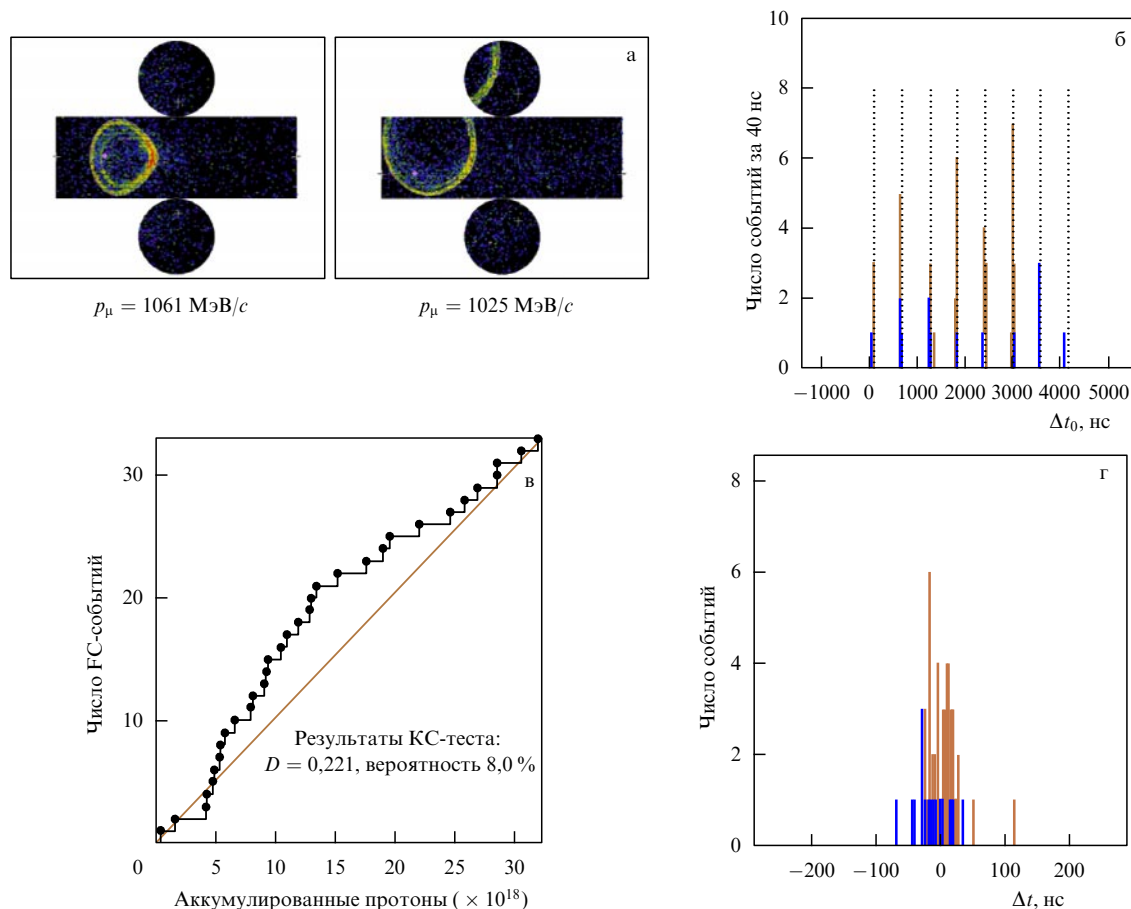


Рис. 5. Нейтрино от протонного ускорителя J-PARC, зарегистрированные Супер-Камиоканде. (а) Типичное мюноподобное событие. (б) Временное распределение зарегистрированных событий, соответствующее временной структуре ускорителя. Отсутствуют фоновые события между микробанчами ускорителя. (в) Зависимость числа событий в чувствительном объёме детектора от числа протонов на мишени (ФС-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: $\Delta m_{23}^2 \approx 2,4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$, $\Delta m_{12}^2 \sim 7,6 \times 10^{-5}$,

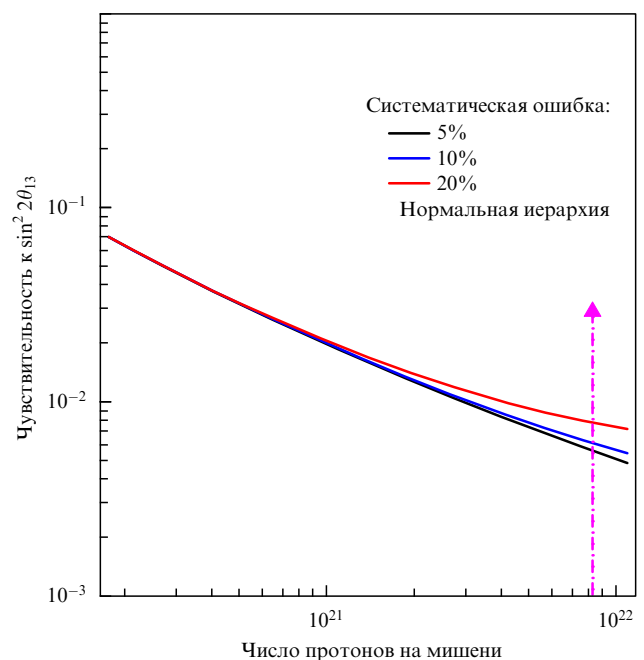


Рис. 6. Зависимость чувствительности к θ_{13} (90 % CL) от числа протонов на мишени. Три кривые соответствуют возможным систематическим ошибкам 5 %, 10 % и 20 %. Штриховой стрелкой показана ожидаемая чувствительность эксперимента ($\sin^2 2\theta_{13} = 0,006$ при 90 % CL) для $8,5 \times 10^{21}$ POT.

$\sin^2 2\theta_{12} = 0,87$, $\delta = 0$, 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} POT, 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 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 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} предоставляют 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 Легнардо (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, аккумулированной на получение изотопов. Эта установка, пройдя несколько стадий совершенствования, 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

Таблица 1. Основные действующие установки для производства радионуклидов на пучке протонов средних энергий

Организация	Местоположение	Энергия протонов, используемая для производства радионуклидов, МэВ	Ток пучка, используемый для производства радионуклидов, мкА
Институт ядерных исследований РАН	Троицк, Московская обл., Россия	160	120
Лос-Аламосская национальная лаборатория	Нью-Мехико, США	100	200
Брукхейвенская национальная лаборатория	Аптон, Нью-Йорк, США	200	90
Канадская национальная лаборатория физики элементарных частиц и ядерной физики TRIUMF	Ванкувер, Канада	110	50
Национальная циклотронная лаборатория iThemba	Форе, ЮАР	66	180
ARRONAX (Accelerator for Research in Radiochemistry and Oncology at Nantes Atlantic)*	Нант, Франция	70	2 × 375

* Вводится в эксплуатацию.

которые являются достаточно очевидными в области фундаментальной науки, но пока редко реализуются в России в прикладных направлениях:

- развитие только тех направлений, в которых мы можем иметь неоспоримые преимущества над всеми другими аналогичными разработками в мире;

- максимальная оптимизация и постоянное улучшение параметров для достижения наивысшей производительности;

- соединение результатов собственных научных исследований с технологическими разработками с целью последующего широкого внедрения;

- тесное научное сотрудничество и производственно-техническая кооперация с ведущими мировыми центрами.

Ускоритель Института ядерных исследований РАН (ИЯИ) отличается тем, что он способен одновременно обеспечивать сравнительно высокую энергию протонов, 160–600 МэВ, и высокую интенсивность пучка — от 100 и до 500 мкА в будущем. В принципе, на нём можно получать не только самые разные нейтронно-дефицитные изотопы, но и нейтронно-избыточные. Однако лишь немногие из изотопов целесообразно производить на столь дорогой установке, если иметь в виду конкуренто-

способность с другими методами и объём потенциального потребления. В таблице 2 указаны радионуклиды, которые мы реально получаем или получали на ускорителе ИЯИ РАН. На установке производятся радионуклиды не только медицинского и технического назначения, но и для важных фундаментальных исследований: изучения высокоспиновых изомеров, поиска массы нейтрино и др. [4–7].

Большую роль в проведении разработок по получению радионуклидов сыграло тесное сотрудничество с канадскими коллегами (Национальная циклотронная лаборатория TRIUMF в Ванкувере) и американскими специалистами из Лос-Аламосской (ЛАНЛ) и Брукхейвенской (БНЛ) национальных лабораторий. Зарубежные коллеги принимали участие в формировании изотопной программы. США оказали существенную материальную поддержку для развития производства медицинских изотопов в России в рамках программы нераспространения оружия массового поражения "Initiatives for Proliferation Prevention" (IPP). С другой стороны, когда в конце 1990-х годов возник кризис производства стронция-82 для медицинских целей из-за прекращения эксплуатации изотопной установки на пучке протонов с энергией 800 МэВ в Лос-Аламосе и возникла угроза прекращения

Таблица 2. Радионуклиды, получаемые в ИЯИ РАН, и возможности их производства за один сеанс облучения при токе 120 мкА

Радионуклид	Период полураспада	Мишень	Диапазон энергии, МэВ	Период облучения, ч	Произведённая активность, Ки
Sr-82 *	25,5 сут	Rb	40—100	250	5
Na-22 **	2,6 лет	Mg, Al	35—150	250	2
Cd-109 **	453 сут	In	80—150	250	2
Pd-103 **	15 сут	Ag	50—150	250	50
Ge-68 **	288 сут	Ga, GaNi	15—50	250	0,5
Sn-117m **	14 сут	Sb, TiSb	40—150	250	3
Se-72 ***	8,5 сут	GaAs	45—60	250	3
Cu-67 ***	62 ч	Zn-68	70—150	100	10
Cu-64 ***	12,7 ч	Zn	40—150	15	15
Ac-225 ***	10 сут	Th	40—150	250	4
Ra-223 ***	11,4 сут	Th	40—150	250	13

* Регулярно производится.

** Разработана технология, пробные образцы поставлены заказчику.

*** Разработаны методы получения, технология находится в стадии разработки.

непрерывного производства этого важнейшего радионуклида, именно ИЯИ РАН сыграл решающую роль в разрешении данного кризиса [8–10]. Институт обеспечил поставки мишеней, облучённых на нашем ускорителе, для переработки в США по российской технологии. Кроме того, мы участвовали в разработке новой эффективной установки на отводе пучка с энергией 100 МэВ на ускорителе в Лос-Аламосе [11]. Сейчас мы проводим ряд совместных исследований, которые очень трудно или даже невозможно осуществить без нашего участия. Установка в Лос-Аламосе была создана за шесть-семь лет за счёт государственного финансирования. По оценкам, уже около 150 тыс. пациентов прошли диагностику с использованием только изотопов, полученных на ускорителе ИЯИ РАН и выделенных в США. Причём выделенный в Лос-Аламосе изотоп поставляется в Россию для проведения медицинских исследований на некоммерческой основе. Кроме того, американские партнёры поддерживают создание в России независимого производства выделенных радионуклидов, а также радиофармацевтических препаратов на их основе. Эта совместная деятельность, которая широко освещается в местной прессе, представлена в музее в Лос-Аламосе как пример плодотворного международного сотрудничества в мирных целях.

Немаловажно, что в результате этой работы регулярно эксплуатируется уникальный ускоритель ИЯИ РАН, который не может быть полностью загружен другими задачами.

В Канаде также используют методики, разработанные с участием российских учёных. Сейчас ИЯИ РАН участвует в создании нового мощного комплекса производства медицинских радионуклидов ARRONAX в г. Нанте (Франция). Этот комплекс сооружается за счёт государственного финансирования сразу из нескольких источников.

2. Мишенная установка на высокоинтенсивном пучке протонов с энергией 160 МэВ

Установка на пучке ускорителя ИЯИ РАН создавалась специально для производства радионуклидов с максимальной эффективностью [2, 3]. При её сооружении использовался ряд новых оригинальных разработок. Системы управления установкой и системы её безопасности являются надёжными и соответствуют высшему мировому уровню.

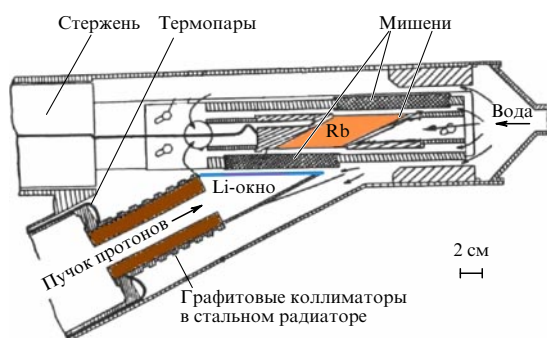


Рис. 1. Мишенное устройство на пучке протонов ускорителя ИЯИ РАН.

Лаборатория включает в себя пять помещений в зоне пучка и пультовую, находящуюся в смежном здании. Пучок протонов с энергией до 160 МэВ поступает в отдельное подземное помещение по ионопроводу, оснащённому системами диагностики пучка и вакуума. Мишени устанавливаются в пазах из сверхпрочного графита в конце горизонтального стержня (рис. 1), который вдвигают в защитный чугунный куб массой около 180 т. Мишени интенсивно охлаждаются водой по замкнутому контуру. Конструкция входного окна между вакуумом ускорителя и водой (металлический литий между двумя листами из нержавеющей стали) позволяет эксплуатировать окно в течение многих лет и заменять его при необходимости. Система охлаждаемых графитовых коллиматоров с термопарами позволяет точно контролировать размер и положение пучка высокой интенсивности непосредственно на мишени.

На установке можно одновременно облучать несколько мишеней с различной конструкцией в разном диапазоне энергий протонов. Технические особенности линейного ускорителя позволяют выводить пучок протонов с энергией не только 158 МэВ, но и 143, 127, 113, 100, 94 МэВ и таким образом минимизировать рассеяние пучка по энергии. Уже сейчас биологическая защита и система охлаждения мишеней позволяют облучать некоторые мишени с интенсивностью пучка до 120–140 мкА.

Весь период эксплуатации установки показал, что она удобна в обслуживании и все её системы работают надёжно, что вполне соответствует целям как фундаментальных исследований, так и регулярного производства важнейших радионуклидов для прикладного применения.

3. Производимые изотопы и методы их получения

3.1. Стронций-82

Среди изотопов медицинского назначения, которые можно производить, используя пучок протонов средних энергий, стронций-82 (период полураспада $T_{1/2} = 25,5$ сут) занимает, безусловно, первое место. Этот радионуклид является важнейшим продуктом всех аналогичных установок (см. табл. 1). Его используют для изготовления медицинского генератора рубидия-82, применяемого при кардиологической диагностике с помощью позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) (см. раздел 3.2). Основной метод производства ^{82}Sr в настоящее время — получение его посредством ядерных реакций $\text{Rb}(p, 4n)$ и $\text{Rb}(p, 6n)$ в диапазоне энергии протонов 40–100 МэВ с использованием мишеней из металлического рубидия или хлорида рубидия. Этот радионуклид не может быть произведён на небольших ускорителях протонов низких энергий или на реакторе.

Мы используем мишени из металлического рубидия, на которых получение ^{82}Sr наиболее эффективно. Мишени, облучённые на ускорителе ИЯИ РАН, отправляют в ЛАНЛ, где их перерабатывают по радиохимической технологии с растворением рубидия. Выделяемый чистый ^{82}Sr отправляют на зарядку генераторов рубидия-82, которые распространяют в основном в клиниках США (рис. 2).

Позднее нами был разработан новый метод, который позволяет выделять стронций без растворения рубидия

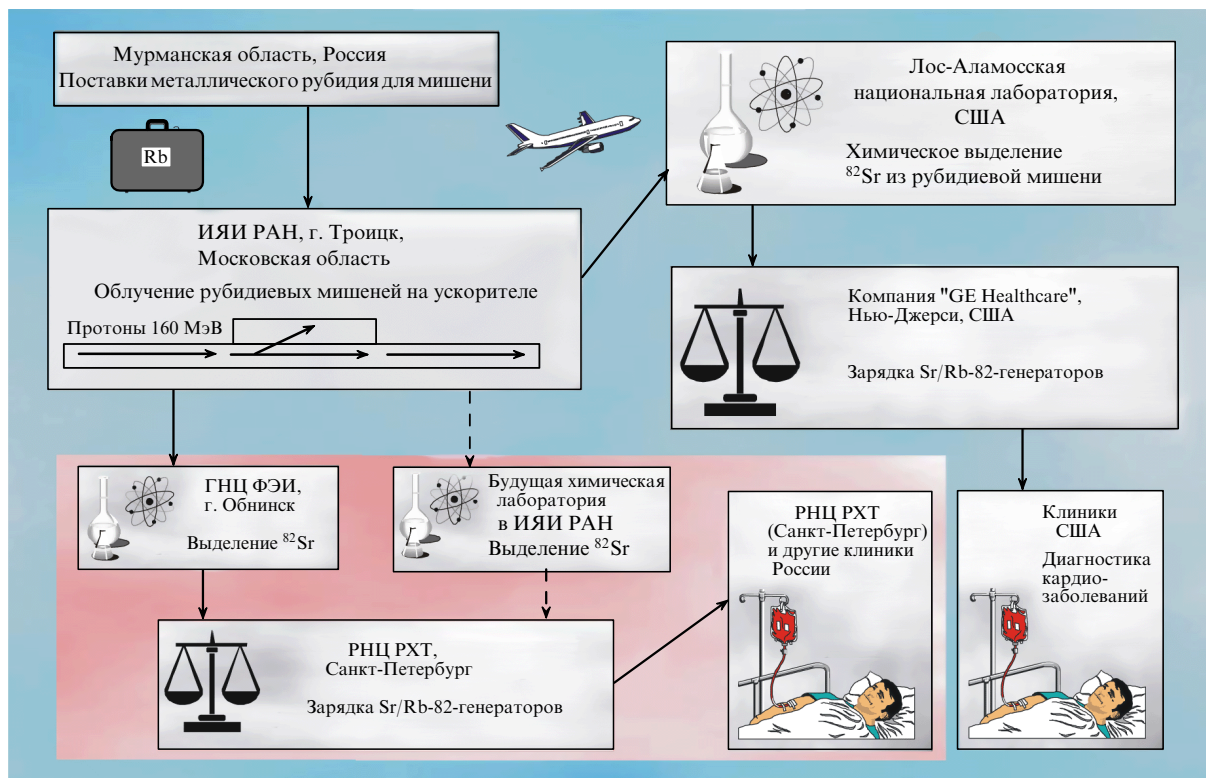


Рис. 2. Схема производства, транспортировки и применения стронция-82.

— посредством сорбции ^{82}Sr на различных поверхностях непосредственно из расплавленного рубидия [12]. Извлечение радионуклидов из жидких металлов — сложный и малоисследованный физико-химический процесс, связанный с образованием зольных частиц в расплавленном металле и химическими реакциями на поверхности. В результате наших исследований показаны эффективность такого подхода и возможность его применения для извлечения различных радионуклидов из других расплавов металлов, например серебра и свинца. Это делает метод перспективным для решения других задач, в частности связанных с извлечением радионуклидов из теплоносителя свинец – висмут при трансмутации ядерных отходов.

На основе проведённых исследований была разработана технология выделения ^{82}Sr из облучённых рубидиевых мишеней, которая действует в горячих камерах Государственного научного центра — Физико-энергетического института им. А.И. Лейпуновского (ГНЦ – ФЭИ) (г. Обнинск). В дальнейшем планируется создать новую установку с мишенью из циркулирующего рубидия с извлечением образовавшегося ^{82}Sr в онлайн-режиме, что резко повысит производительность. ИЯИ РАН имеет патенты на эту технологию [13].

Разработка новой технологии обеспечила получение собственного чистого ^{82}Sr и позволила начать изготовление генераторов стронций/рубидий-82 для нужд ядерной медицины в России и за рубежом (см. рис. 2).

3.2. Генератор стронций/рубидий-82

Схема работы генератора изображена на рис. 3. Стронций-82 осаждают на ионообменную колонку из гидратированного оксида олова. Этот радионуклид распадается с образованием короткоживущего ^{82}Rb ($T_{1/2} = 1,3$ мин).

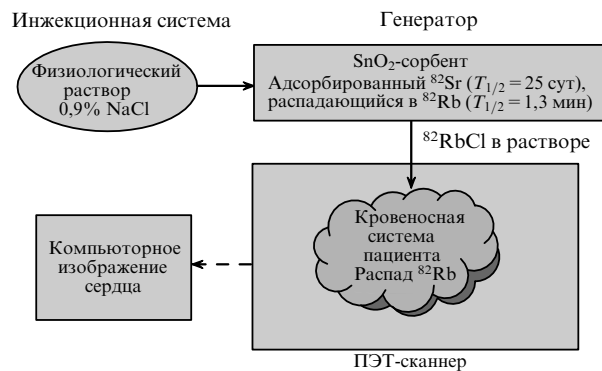


Рис. 3. Принцип работы генератора стронций/рубидий-82.

Физиологический раствор (0,9 % NaCl) прокачивают через колонку с сорбентом, способным удерживать ионы Sr^{+2} , а ионы Rb^{+} вымываются. Высокие ионообменные свойства обеспечиваются наличием на поверхности микрокристаллитов размером в несколько нанометров [14].

Вымываемый из колонки ^{82}Rb вводят в кровеносную систему человека для диагностики кровотока. Распад этого радионуклида сопровождается испусканием позитронов, которые аннигилируют с излучением двух противоположно направленных гамма-квантов с энергией 511 кэВ. С помощью ПЭТ-сканера определяется кровоснабжение различных органов, в первую очередь сердца. Это позволяет эффективно диагностировать ишемическую болезнь сердца и другие заболевания. Пока такой генератор ("Cardiogen"[®]) регулярно производится только в Северной Америке фирмами "GE Healthcare" и "Nordion". Наш генератор, разработанный совместно с канадскими учёными [15, 16], по характеристикам значи-

тельно лучше американского аналога. В настоящее время наш генератор успешно проходит клинические испытания в Российском научном центре радиологии и хирургических технологий (С.-Петербург) в лаборатории, оборудованной по классу GMP (Good Manufacturing Practice). Однако многочисленные бюрократические проблемы при транспортировке, таможенном оформлении и получении разного рода лицензий сильно тормозят процесс внедрения.

3.3. Олово-117m

Этот радионуклид является чрезвычайно перспективным для векторной иммунотерапии при лечении атеросклероза, терапии костных онкологических и других заболеваний [17]. Олово-117m испускает моноэнергетичные оже-электроны с энергией 127 и 152 кэВ с фиксированными пробегами в воде 0,22 и 0,29 мм соответственно. Это выгодно отличает ^{117m}Sn от радионуклидов, испускающих β -частицы. Наиболее эффективен продукт с высокой удельной активностью, который, в отличие от продукта с низкой удельной активностью, нельзя получить при облучении на реакторе.

^{117m}Sn с высокой удельной активностью образуется в ядерных реакциях сурьмы с протонами средних энергий: $^{121,123}\text{Sb}(p, 2p \text{ xn})^{117m}\text{Sn}$. ИЯИ РАН проводит работу в этом направлении совместно с БНЛ. Эта работа даёт пример использования фундаментальных исследований в прикладных разработках.

Прежде всего необходимо было рассчитать возможный выход ^{117m}Sn в ядерных реакциях, его удельную активность и уровень радиоактивных примесей. Существовавшие модели не позволяли корректно рассчитывать сечения изомерных состояний. Мы разработали новую систематику, которая в комбинации с известными моделями — ALICE-IPPE (разработанная в ГНЦ – ФЭИ версия) и каскадно-испарительной моделью CEF (Cascade, Evaporation, Fission) — позволяет оценивать изомерные отношения [5]

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} \approx a \exp[-b(J_m - J_t)],$$

где σ_m — сечение изомерного состояния ядра; σ_g — сечение основного состояния (может быть рассчитано по теоретическим моделям), J_m и J_t — значения спинов образовавшегося изомерного ядра и ядра мишени соответственно, $a \approx 1,05$ и $b \approx 0,47$ — корреляционные коэффициенты. Эксперименты по изучению особенностей получения высокоспиновых изомеров на различных мишенях при разных энергиях протонов, на основе которых создавалась новая систематика, проводили на ускорителе ИЯИ РАН, на ускорителе TRIUMF [4], а также на циклотроне Европейского центра и циклотроне Объединённого исследовательского центра в Испре в Италии совместно с учёными из Миланского университета.

Оценки сечений образования ^{117m}Sn , проведённые на основе разработанной систематики, хорошо соответствовали экспериментально измеренным сечениям [18] (рис. 4). Также были рассчитаны значения удельной активности в разных режимах облучения и содержание различных примесей.

Далее нами были разработаны технологии изготовления и облучения мишеней, содержащих сурьму, и радиохимического выделения ^{117m}Sn в горячих камерах.

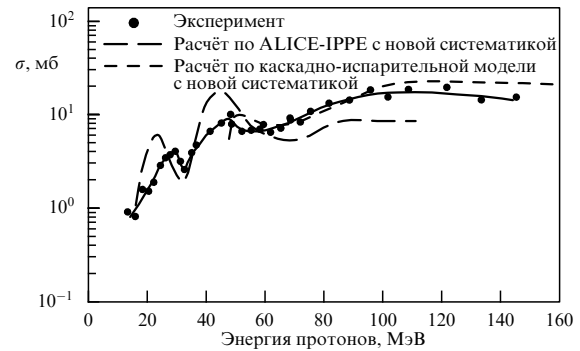


Рис. 4. Расчётные и экспериментальные сечения образования ^{117m}Sn при облучении сурьмы протонами.

Использовались мишени из металлической сурьмы в графитовых или ниобиевых оболочках [19], а также мишени из интерметаллида TiSb [20]. Последнее соединение, впервые полученное в больших количествах нами, отличается одновременно высокой устойчивостью и высокой теплопроводностью и, следовательно, является весьма перспективным мишенным материалом.

Методы получения ^{117m}Sn и его выделения из мишени защищены рядом российских и зарубежных патентов [19–22], и технология готова для массового производства. Клинические испытания проводятся США с участием БНЛ и американских коммерческих партнёров.

3.4. Актиний-225 и радий-223

Ещё более перспективными для радиоиммунной терапии являются α -активные радионуклиды [23]. Короткая длина пробега α -частиц (менее 0,1 мм) и высокая плотность локального энерговыделения делают α -излучатели весьма эффективным средством лечения онкологических заболеваний, при этом минимизируется доза облучения здоровых органов и тканей. Для доставки α -радионуклида к поражённым клеткам особенно перспективны наноструктуры, в том числе на основе моноклональных антител [24].

Актиний-225 ($T_{1/2} = 10$ сут) — один из многообещающих радионуклидов для терапии, который может применяться для разрушения раковых клеток как непосредственно, так и с использованием дочернего висмута-213 ($T_{1/2} = 46$ мин), получаемого с помощью $^{225}\text{Ac}/^{213}\text{Bi}$ -генератора [25]. Также перспективным для ядерной медицины является ^{223}Ra , который уже применяют в виде препарата "Alpharadin"® для лечения костных онкологических заболеваний. Используемые ранее методы не могли обеспечить получение ^{225}Ac и ^{223}Ra в больших количествах.

Радионуклиды ^{225}Ac и ^{223}Ra могут быть получены при облучении тория-232 протонами средних энергий [26]. На рисунке 5 показаны выходы ^{225}Ac и ^{223}Ra в толстых мишенях из тория-232 (в зависимости от входной энергии протонов), определённые на основе экспериментально измеренных нами сечений. Такие высокие выходы позволяют получать эти радионуклиды в количестве нескольких кюри всего лишь за неделю облучения на ускорителе, что во много раз больше количеств, производимых другими методами. В то же время в мишени в результате ядерных реакций скалывания и деления образуется множество изотопов других элементов. В γ - и α -спектрах облучённых ториевых мишеней мы обнару-

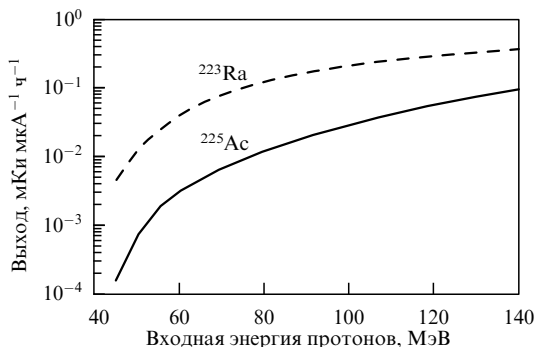


Рис. 5. Выход ^{225}Ac и ^{223}Ra в ядерных реакциях ^{232}Th в зависимости от входной энергии в толстой мишени (расчёт на 10 сут облучения, выдержка 10 сут для ^{225}Ac и 16 сут для ^{223}Ra).

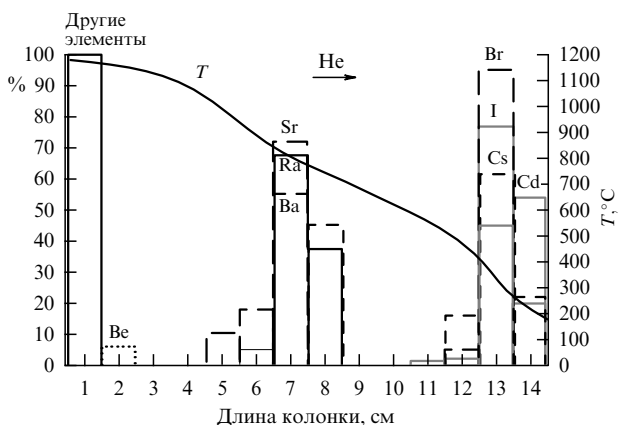


Рис. 6. Термохроматографическое отделение Ra с Sr и Ba от других элементов (Th, Ac, Pa, La, Pm, Ce, Nd, Cr, Zr, Mo, Nb, Tc, Te, Sn, Sb, Ag, Ru, Rb), возгоняемых из расплава тория и лантана, в колонке из металлического титана.

жили более 80 радионуклидов, от которых радиохимическими методами необходимо отделить актиний и радий. Метод выделения актиния разработан (совместно с МГУ им. М.В. Ломоносова и Институтом физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН) с использованием жидкостной экстракции и экстракционной хроматографии, а радия — с помощью возгонки из расплава тория с лантаном и термохроматографического разделения в колонках из металлического титана (рис. 6) с последующей доочисткой радия [27]. В результате открывается возможность получения больших количеств радиохимически чистых ^{225}Ac и ^{223}Ra для ядерной медицины.

3.5. Другие перспективные медицинские радионуклиды

Одним из преимуществ ускорителя ИЯИ РАН и установки на пучке протонов с энергией 160 МэВ является то, что можно облучать сразу несколько мишеней, расположенных последовательно по направлению пучка. Таким образом, разные мишени облучаются в различных диапазонах энергий протонов, выгодных для образования тех или иных изотопов (см. табл. 1).

Одновременно с рубидиевой мишенью, облучаемой в диапазоне энергий 40–100 МэВ, можно облучать при более высоких энергиях металлическое серебро, а при низких энергиях — мишень из галлия (см. табл. 1) для получения соответственно палладия-103 и германия-68.

Эти радионуклиды широко используют в медицине. ^{103}Pd применяют для терапии простаты в виде специальных источников ("seeds" фирмы "Theragenics"®). Ещё более перспективным является использование этого радионуклида (как и $^{117\text{m}}\text{Sn}$) в виде альбуминовых микросфер [28] для терапии различных заболеваний. ^{68}Ge применяют для калибровки позитронно-эмиссионных томографов и изготовления медицинских генераторов ^{68}Ga [29]. ^{103}Pd и ^{68}Ge проще получать на протонах с низкой энергией [30]. Однако на установке ИЯИ РАН их можно производить как побочные продукты.

Новый перспективный медицинский радионуклид, который нельзя получить на ускорителях с низкой энергией протонов, но можно производить на нашем ускорителе, — это селен-72 ($T_{1/2} = 8,5$ сут), который служит генератором мышьяка-72 ($T_{1/2} = 26$ ч), испускающим при распаде позитроны, и может применяться при диагностике с помощью ПЭТ. Высокие сечения ядерной реакции $^{75}\text{As}(p, 4n)^{72}\text{Se}$ (впервые измеренные нами) позволяют обеспечить большой выход ^{72}Se в мишенях, содержащих мышьяк. Согласно нашей разработке [31], в качестве мишени используют устойчивое соединение мышьяка GaAs, заключённое в ниобиевую оболочку. Предложена эффективная методика выделения ^{72}Se из облучённой GaAs-мишени с использованием возгонки и химических реакций при высокой температуре [3, 31]. К сожалению, эффективных радиофармацевтических препаратов с ^{72}As пока не разработано.

3.6. Изотопы для науки и техники

В ИЯИ РАН проводятся важнейшие эксперименты по поиску массы нейтрино на установке "Троицк-ню-масс" на основе анализа спектра β -распада трития [32]. Для исследования эффектов объёмного заряда в газообразном тритии важен криптон-83m, испускающий моноэнергетичные электроны с энергией, близкой к граничной энергии электронов при β -распаде трития. Криптон-83m образуется в результате распада ^{83}Rb ($T_{1/2} = 86,2$ сут), который таким образом служит генератором $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ($T_{1/2} = 1,86$ ч).

Мы получали ^{83}Rb , облучая фторид стронция протонами с энергией 100–120 МэВ. Для выделения применялся газохимический метод: рубидий возгоняли из облучённой мишени при температуре 1200 °C в токе гелия в графитовой аппаратуре и осаждали тонким слоем на металлическую фольгу. В ходе физических экспериментов фольгу нагревали, при этом $^{83\text{m}}\text{Kr}$ испарялся из тонкого слоя [6]. Применение этого источника способствовало получению новых ограничений на массу нейтрино.

На ускорителе ИЯИ РАН можно получать также кадмий-109 из мишени индия, а из мишени алюминия — натрий-22 (см. табл. 1). Оба этих изотопа используются в научных и технических целях: кадмий-109 является важным радионуклидом, используемым, в частности, в рентгенофлуоресцентном анализе, а натрий-22 применяется в мёссбауэровской спектроскопии и при изучении физики позитрония. Экспериментальные кумулятивные сечения образования ^{109}Cd из индия в диапазоне энергий 140–80 МэВ оказались довольно большими. В результате выход кадмия-109 при облучении индия оказался во много раз выше, чем в ранее использовавшемся методе получения этого радионуклида на протонах с энергией 800 МэВ [33]. Как кадмий, так и натрий легко выделить из

облучённой мишени методами возгонки при высокой температуре [34] по методике, разработанной в ИЯИ РАН.

4. Новые возможности и перспективы дальнейшего развития производства изотопов

4.1. Модернизация линейного ускорителя ИЯИ РАН и установки по облучению мишеней

Линейный ускоритель ИЯИ РАН работает в импульсном режиме (частота 50 Гц, длительность импульса 200 мкс, ток в импульсе до 14 мА). Максимальный допустимый средний ток пучка определяется в большинстве случаев устойчивостью мишени. Переход от частоты 50 Гц к частоте до 100 Гц даст возможность увеличить средний ток на мишени на 20–30 %. Система быстрого вращения пучка (sweeping) позволит более равномерно распределить импульсные тепловые и радиационные нагрузки по мишени. Такие системы существуют на других ускорителях. В результате ток можно увеличить ещё примерно в два раза, причём расходы на эксплуатацию возрастут незначительно. Соответственно увеличится объём производства изотопов. Мишенная установка также требует модернизации для улучшения охлаждения облучаемых мишеней. Такую модернизацию можно было бы осуществить в сжатые сроки, за один-два года.

4.2. Разработка новых эффективных технологий и установок для переработки мишеней

ИЯИ РАН разработал ряд методик по радиохимическому выделению радионуклидов из различных мишеней. Установки на основе радиохимических технологий выделения ^{82}Sr и $^{117\text{m}}\text{Sn}$, разработанных ИЯИ РАН с участием ГНЦ–ФЭИ, работают в горячих камерах в г. Обнинске. Переработка мишеней, облучённых на ускорителе ИЯИ РАН, проводится в Обнинске и в других организациях (ЛАНЛ и БНЛ, Российский научный центр "Прикладная химия" в С.-Петербурге, Акционерное общество закрытого типа "Циклотрон" и Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Производственное объединение "Маяк" в г. Озёрске Челябинской обл.). Это связано с большими затратами и вызывает значительные трудности. Ещё сложнее организовать новое производство ^{225}Ac и ^{223}Ra , которое требует серьёзных технологических разработок.

В ИЯИ РАН закончен проект сооружения собственной радиохимической лаборатории с горячими камерами — пристройка к действующему зданию 17 с очистными сооружениями. Проект можно реализовать за четыре года, но для этого потребуются значительные средства.

4.3. Создание нового ускорителя с мишенными устройствами

Ускоритель ИЯИ РАН — эффективный инструмент для получения самых различных радионуклидов. Однако это сложная и дорогая установка, которая проектировалась в основном с другой целью — для исследования в области фундаментальной физики. Установки такого типа, кроме того, не могут эксплуатироваться круглогодично и не позволяют обеспечить достаточную регулярность поставок короткоживущих радиоизотопов.

Массовое производство радионуклидов целесообразно осуществлять на специальном ускорителе, вероят-

но, циклотронного типа. Недавно запущенный ускоритель ARRONAX во Франции (70 МэВ, 750 мкА), возможно, на какое-то время покроет потребности в ^{82}Sr , однако энергия частиц слишком низка для того, чтобы получать достаточно большие количества ^{225}Ac и ^{223}Ra (см. рис. 5). Для этого наиболее целесообразным является сооружение нового циклотрона Н⁺ с энергией частиц не менее 120 МэВ, специально ориентированного на производство изотопов. Предполагается, что такой циклотрон будет иметь несколько выводов пучка с общим током около 1 мА. Наиболее рационально установить его в уже существующем здании 25 экспериментального комплекса ИЯИ РАН.

На новом ускорителе можно реализовать новую технологию получения ^{82}Sr из циркулирующего рубидия с прямой сорбцией из жидкого металла. Многие технические устройства для систем с теплоносителем из жидкого натрия, применяемого в реакторах на быстрых нейтронах, уже разработаны в России. В результате можно было бы производить ^{82}Sr в количестве не менее 300 Ки в год, что выше сегодняшнего общего уровня мирового потребления ^{82}Sr . Стремительно увеличивающееся число ПЭТ-установок обеспечит растущий рынок для этого радионуклида. На других выводах пучка циклотрона можно организовать регулярное получение ^{225}Ac , $^{117\text{m}}\text{Sn}$ и других изотопов, а также использовать пучок для протонной терапии. При реализации этой перспективы Россия могла бы стать ведущим производителем многих важнейших радионуклидов, обеспечивающих диагностику и терапию многих сотен тысяч пациентов в год.

Данный проект, включающий в себя модернизацию ускорителя ИЯИ РАН, создание радиохимической лаборатории и производства генераторов, а также сооружение нового мощного циклотрона, успешно прошёл научно-техническую экспертизу в Государственной корпорации "Российская корпорация нанотехнологий" (РОСНАНО)¹, однако средства до сих пор не выделены и дата их получения пока не определена. Существующая система государственного регулирования всё усложняется и затрудняет развитие и внедрение новых технологий.

5. Заключение

На основе собственных научных исследований и технологических разработок в ИЯИ РАН создано производство радионуклидов, которое играет важную роль для ядерной медицины в России и в мире. Для дальнейшего существенного прогресса необходимы модернизация имеющихся и создание новых установок и сооружений, а также развитие новых технологий. Это принципиально увеличило бы возможности ядерной медицины и лечении онкологических заболеваний. Научные и технологические проблемы — вполне решаемые. В проектах такого рода во всём мире всегда большую роль играет государственное финансирование. Однако выделение значительных средств на нужды прогресса в данной области в России весьма проблематично.

¹ 21 марта 2011 г. государственная корпорация РОСНАНО преобразована в открытое акционерное общество РОСНАНО. (Примеч. ред.)

Список литературы

1. Вялов Г Н и др., Препринт № 761/92 (М.: ИЯИ РАН, 1992)
2. Жуйков Б Л и др. *Радиохимия* **36** 499 (1994) [Zhuikov B L et al. *Radiochemistry* **36** 554 (1995)]
3. Zhuikov B L et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **438** 173 (1999)
4. Zhuikov B L et al. *Phys. Rev. C* **68** 054611 (2003)
5. Жуйков Б Л, Ильинов А С *ЯФ* **69** 766 (2006) [Zhuikov B L, Pjijinov A S *Phys. At. Nucl.* **69** 739 (2006)]
6. Белесев А И и др. *ЯФ* **71** 449 (2008) [Belesev A I et al. *Phys. At. Nucl.* **71** 427 (2008)]
7. Барабанов И Р и др. *ЯФ* **73** 1144 (2010) [Barabanov I R et al. *Phys. At. Nucl.* **73** 1106 (2010)]
8. Wilson E *Chem. Eng. News* **76** (15) 13 (1998)
9. Phillips D R et al. *Radiochim. Acta* **88** 149 (2000)
10. Phillips D R, Zhuikov B L, Kolsky K L, in *4th Intern. Conf. on Isotopes, Cape Town, South Africa, 10–14 March, 2002* (Cape Town: NECSA, 2002) p. 32
11. Phillips D R et al., in *7th Intern. Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Villa Olmo, Como, Italy, 2001*, p. 76
12. Жуйков Б Л, Коханюк В М, Винсент Дж С *Радиохимия* **50** 162 (2008) [Zhuikov B L, Kokhanyuk V M, Vincent J S *Radiochemistry* **50** 191 (1995)]
13. Жуйков Б Л, Ермолаев С В, Коханюк В М, Патент РФ № 2356113 (2008); *Бюлл. изобрет.* (14) (2009); Zhuikov B L, Ermolaev S V, Kokhanyuk V M PCT Application RU 2009/000124 (2009)
14. Румянцева М Н и др. *Вест. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия* **42** 348 (2001)
15. Chudakov V M et al. in *5th Intern. Conf. on Isotopes, Brussels, Belgium, 25–29 April, 2005*, p. 9
16. Жуйков Б Л и др., в сб. *Фундаментальные науки — медицине* (М.: Слово, 2007) с. 105
17. Srivastava S C et al. *Clin. Cancer Res.* **4** 61 (1998)
18. Ermolaev S V et al. *J. Labeled Compounds Pharmaceut.* **50** 611 (2007)
19. Жуйков Б Л и др., Патент РФ № 2313838 (2006); *Бюлл. изобрет.* (36) (2007); Zhuikov B L et al., U.S. Patent, Application No. 11/962851 (2007)
20. Серопегин Ю Д, Жуйков Б Л, Сривастава С, Патент РФ № 2403639 (2008); *Бюлл. изобрет.* (31) (2010); Seropegin Yu D, Zhuikov B L, Srivastava S, U.S. Patent, Application No. 12/424944 (2010)
21. Жуйков Б Л и др., Патент РФ № 2393564 (2008); *Бюлл. изобрет.* (18) (2010); Zhuikov B L et al., U.S. Patent, Application No. 12/424992 (2010)
22. Ермолаев С В и др., Патент РФ № 2398296 (2008); *Бюлл. изобрет.* (24) (2010); Ermolaev S V et al., U.S. Patent Application No. 12/425038 (2010)
23. Mulford D A, Scheinberg D A, Jurcic J G *J. Nucl. Med.* **46** 199S (2005)
24. Соболев А С *Успехи биол. химии* **49** 389 (2009)
25. Дубинкин Д О и др., Препринт ФЭИ-2927 (Обнинск: ФЭИ, 2001)
26. Жуйков Б Л и др. *Радиохимия* **53** 66 (2011) [Zhuikov B L et al. *Radiochemistry* **53** 73 (2011)]
27. Жуйков Б Л, Патент РФ № 373589 (2008); *Бюлл. изобрет.* (32) (2009); Zhuikov B L, PCT Application RU 2009/000462 (2009)
28. Петриев В М и др., Патент РФ № 2359702 (2007); *Бюлл. изобрет.* (18) (2009)
29. Краснов Н Н и др., Патент РФ № 2331439 (2008)
30. *Радиоизотопная продукция* (Обнинск: ЗАО "Циклотрон", 2003)
31. Zhuikov B L, Kokhanyuk V M, USA, Patent No. 5987087 (1999)
32. Lobashev V M et al. *Phys. Lett. B* **460** 227 (1999)
33. Zhuikov B L et al. in *VII Int. Workshop on Target and Target Chemistry, Heidelberg, 1997*, p. 210
34. Zhuikov B L *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **263** 63 (2005)

PACS numbers: 32.80.Qk, 32.80.Wr, 42.55.f
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201109l.1011

Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой*

А.М. Шалагин

1. Введение

В последние годы наметился повышенный интерес к лазерам на парах щелочных металлов с диодной накачкой. Этот интерес, проявляемый со стороны не только научного сообщества, но и военных ведомств, связан с надеждами, которые возлагаются на лазеры такого типа. А именно, есть основания предполагать, что в недалёком будущем такие лазеры окажутся способными генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой мощностью (порядка 100 кВт и выше) с к.п.д. не менее

* Статья отражает содержание одноимённого доклада А.М. Шалагина на научной сессии Общего собрания Отделения физических наук РАН (13 декабря 2010 г.), посвящённой 50-летию создания лазера, и относится к материалам указанной сессии, основная часть которых была опубликована ранее (см. *УФН* **181** (8) 867–903 (2011)). Задержка публикации статьи А.М. Шалагина связана с её поздним поступлением в редакцию *УФН*. (Примеч. редакции.)

А.М. Шалагин. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Новосибирск, РФ
E-mail: shalagin@iae.nsk.ru

50 %, являясь при этом достаточно компактными, простыми по конструкции и несложными в эксплуатации.

Физический принцип действия лазеров на парах щелочных металлов очень прост (рис. 1). Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома щелочного металла $ns_{1/2}$ в состояние $nr_{3/2}$ (D_2 -линия); для лития, натрия, калия, рубидия, цезия $n = 2, 3, 4, 5, 6$ соответственно. Одно из принципиально необходимых условий работы лазера — достаточно высокое давление буферного газа. Столкновения с частицами буферного газа вызывают переходы между компонентами тонкой структуры $nr_{3/2}$ и $nr_{1/2}$. Энергетическое расстояние между этими компонентами не очень велико (меньше или примерно равно $k_B T$ — энергии теплового движения), поэтому указанные переходы происходят с достаточно высокой вероятностью. При высоком давлении буферного газа (порядка нескольких сотен миллиметров ртутного столба) между возбуждёнными состояниями $nr_{3/2}$ и $nr_{1/2}$ за время, меньшее времени жизни, успевает установиться равновесное больцмановское распределение. В соответствии с этим распределением заселённость $nr_{1/2}$ оказывается выше заселённости $nr_{3/2}$ на больцмановский фактор $\exp(\Delta E/k_B T)$, где ΔE — энергетическое расстояние между $nr_{3/2}$ и $nr_{1/2}$. Следует отметить, что даже при высоких давлениях переход с возбуждённых уровней в основное состояние в результате столкновений пренебрежимо мал (во всяком случае, для целого ряда буферных газов, в частности инертных), так что речь здесь идёт о возможности установления больцмановского равновесия для отдельной группы близкорасположенных уровней.