

НЕУСКОРИТЕЛЬНАЯ НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА

*О. Ю. Смирнов*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Темой настоящих лекций является экспериментальная физика неускорительных нейтрино. Обсуждаются эксперименты по измерению потоков солнечных и атмосферных нейтрино, а также эксперименты по регистрации антинейтрино на ядерных реакторах в связи с проблемой определения параметров нейтринных осцилляций. Дается обзор новой области науки — нейтринной геофизики.

The topic of the lectures is non-accelerator neutrino physics. Experiments measuring Solar and atmospheric neutrino fluxes are discussed, as well as experiments on anti-neutrino detection from nuclear reactors in connection to the problem of neutrino oscillations. A review of new field of science, neutrino geophysics, is presented.

PACS: 26.65.+t; 96.60.Jw; 14.60.Pq; 13.15.+g

ВВЕДЕНИЕ

Источники нейтрино могут быть условно разделены на естественные (солнечные, атмосферные, геонейтрино, вспышки сверхновых) и искусственные (реакторы, изотопные источники, ускорители). Исторически впервые (анти)нейтрино были зарегистрированы в реакторном эксперименте, но современные представления о физике нейтрино сформировались в 60–70-х гг. прошлого столетия при изучении солнечных нейтрино: расхождение наблюдаемых потоков солнечных нейтрино с теоретическими предсказаниями привело в конечном итоге к созданию теории нейтринных осцилляций. Параметры нейтринных осцилляций сегодня достаточно полно изучены по данным солнечных (некоторые из которых чувствительны к атмосферным нейтрино), ускорительных и реакторных экспериментов; дальнейшее уточнение параметров является первоочередной задачей ряда строящихся детекторов реакторных нейтрино.

Нейтрино от вспышки сверхновой впервые наблюдались в 1987 г. (сверхновая 1987А вспыхнула в Большом Магеллановом облаке на расстоянии всего 55 кпк). Первое статистически достоверное подтверждение существования геонейтрино (антинейтрино от распадов естественных радиоактивных изотопов в Земле) опубликовано совсем недавно, в 2010 г. Активно изучаются атмосферные нейтрино. Можно ожидать, что следующее поколение детекторов большого объема будет регистрировать нейтрино от большинства известных астрофизических источников в диапазоне энергий от нескольких ТэВ до $10^{22}–10^{24}$ эВ.

¹E-mail: osmirnov@jinr.ru

Существует целый ряд задач, тесно связанных с физикой нейтрино, но не требующих интенсивных нейтринных источников. Это эксперименты по прямому измерению массы нейтрино в экспериментах по изучению формы β -спектров (наличие массы у нейтрино должно приводить к малым искажениям классической формы) и эксперименты по измерению эффективной массы нейтрино в двойном безнейтринном β -распаде. Несмотря на то, что данные эксперименты, несомненно, относятся к неускорительной физике нейтрино, их рассмотрение останется за рамками данных лекций, так же как измерения на пучках нейтрино от ускорителей и регистрация космических нейтрино высоких энергий в экспериментах типа Байкальского или IceCube.

1. СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО

«Общеизвестно, что Земля и Солнце были созданы для экспериментов по осцилляциям нейтрино. Расстояние между ними было выбрано как длина осцилляций, плотность солнечного вещества подобрана специально для включения эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна и Солнце было приготовлено в виде идеального источника электронных нейтрино. Когда все это было готово, были созданы Бруно Понтекорво, чтобы придумать идею нейтринных осцилляций, Джон Бакалл, чтобы рассчитать потоки солнечных нейтрино, Рэй Дэвис, чтобы осуществить первый нейтринный эксперимент, и все другие люди в физике солнечных нейтрино, чтобы закончить эту тяжелую работу...» — М. Гудмэн, процитированный В. Березинским.

1.1. Хронология развития теории до появления первой солнечной модели. От открытия радиоактивности и первой гипотезы об источнике энергии Солнца до появления физики солнечных нейтрино прошло более полувека. Хронология основных событий начинается в 1903 г., когда Резерфорд и Содди установили, что внутриатомная энергия значительно превышает любую химическую, и выдвинули гипотезу, что именно она является источником энергии Солнца. В 1920 г. Артур Эддингтон высказал предположение, что давление и температура в недрах Солнца достаточно высоки, чтобы поддерживать термоядерные реакции. В 1925 г. Сесилия Пейн установила, что в составе Солнца преобладает водород. Теория термоядерного синтеза энергии в звездах была развита в 1930-х гг. Гансом Бете (за которую в 1967 г. Бете был удостоен Нобелевской премии) и Карлом фон Вайцзекером [1]. Бете детально рассчитал две цепочки термоядерных реакций. Первая связана с превращением водорода в гелий, начиная с реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, сейчас она известна как протон-протонная цепочка солнечных реакций [2]. Буквально через несколько месяцев вышла работа [3], посвященная другой цепочке реакций, в современной литературе называемой углеродно-азотным циклом. В углеродно-азотном цикле тоже образуется гелий из протонов, при этом углерод служит катализатором ядерных превращений.

Интересно отметить, что в оригинальных работах Бете испускание нейтрино упоминалось лишь вскользь, и только в 1940 г. Гамов и Шонберг (Schoenberg) указали, что звезды должны быть мощными источниками нейтрино [4]. Роль нейтрино в астрофизике впервые обсуждалась Гамовым и Шонбергом в связи с коллапсом звезд: существование нейтрино объясняло бы явление взрывов сверхновых. Действительно, если плотность и температура внутри звезды достаточно высоки, то ядра легких элементов могли бы захватывать электроны, рождая нестабильные изобары, которые в дальнейшем

превращались бы в β -активные изотопы. Каждый из двух процессов сопровождается испусканием нейтрино в соответствии с уравнениями $A(Z) + e^- \rightarrow A(Z-1) + \nu$ и $A(Z-1) \rightarrow A(Z) + e + \bar{\nu}_e$. Оба образовавшихся нейтрино уносят энергию из глубин звезды, и давление внешних слоев становится причиной быстрого коллапса звезды, сопровождаемого высвобождением энергии из коллапсирующих внешних слоев [5]. Так нейтрино попали в астрофизику, чтобы уже никогда ее не покидать.

1.2. Солнце как источник нейтрино. Баланс выделения солнечной энергии определяется дефицитом массы при превращении $4p \rightarrow {}^4\text{He}$. Ядро гелия-4 легче четырех протонов (на 26,7 МэВ, или 0,7 % от массы ${}^4\text{He}$), 600 млн т солнечного водорода каждую секунду перегорают в 596 млн т гелия, разница в 4 млн т высвобождается в виде энергии, питающей Солнце. Каждую секунду Солнце производит в 100 000 раз больше энергии, чем человечество произвело за всю свою историю, однако при этом основной источник энергии — протон-протонный цикл — очень медленная реакция (характерное время $7,9 \cdot 10^9$ лет), поэтому среднее удельное энерговыделение Солнца чрезвычайно мало и составляет всего $2 \cdot 10^{-4}$ Вт/кг, примерно как у кучи прелюющих листьев¹. С такой интенсивностью Солнце излучает уже 4,6 млрд лет, переработав за это время 4 % своего водорода в гелий и потеряв 0,03 % массы на излучение. Выделяющаяся в ядре энергия покидает Солнце в основном в виде излучения фотосферы. Реакция синтеза $4p \rightarrow {}^4\text{He}$ сопровождается вылетом двух нейтрино. Поскольку Солнце излучает $3,84 \cdot 10^{26}$ Вт (384 йотаватт), то легко посчитать, что каждую секунду в реакциях синтеза испускается $1,8 \cdot 10^{38}$ нейтрино. Такое количество нейтрино на земной орбите дают поток $6 \cdot 10^{10}$ нейтрино на квадратный сантиметр за

секунду $\left(\Phi = \frac{1,8 \cdot 10^{38}}{4\pi R^2}\right)$. В силу малого сечения взаимодействия никакого воздействия на Землю и ее биосферу они не оказывают, полное энерговыделение при прохождении солнечных нейтрино сквозь Землю соответствует нескольким кВт (мощный бытовой кипятильник). В свое время отсутствие заметного разогрева Земли за счет нейтрино было использовано для установления верхнего предела на сечение взаимодействия нейтрино с веществом.

Температура внутри Солнца составляет 10^7 К, что соответствует достаточно малой энергии ~ 1 кэВ. Почему возможны термоядерные реакции при столь малых энергиях, ведь сечения соответствующих реакций при этих энергиях практически нулевые? Вопрос этот некогда стоял очень остро. В 20-х гг. XX в. вопросом о внутреннем строении Солнца занялся сэр Артур Стенли Эддингтон (известный своим измерением отклонения лучей света во время солнечного затмения в поле тяготения Солнца — эффекта, предсказываемого ОТО). В книге «The internal constitution of the stars», изданной в Кембридже в 1926 г., Эддингтон, в предположении, что Солнце представляет собой газовый шар в равновесии, вычислил температуры, необходимые для компенсации тяготения давлением разогретого газа на разной глубине в Солнце, и получил значение 39,5 млн °С, даже несколько большее, чем предсказываемое современной теорией. Тем не менее, физики в двадцатых годах считали Солнце слишком холодным, чтобы в его недрах мог происходить синтез водорода в гелий. Эддингтон был убежден, что только ядерная энергия

¹ Речь идет именно о среднем энерговыделении по всей массе Солнца. Локальное удельное энерговыделение зависит от расстояния от центра Солнца и максимально составляет 276,5 Вт/м³, что, конечно, намного больше среднего «по больнице».

может поддерживать излучение звезд, предлагая критикам найти более горячее место во Вселенной¹, и в итоге оказался прав. В действительности температурное распределение энергий Максвелла–Больцмана имеет высокоэнергетичный экспоненциально спадающий «хвост». Скорость протекания реакций, с одной стороны, пропорциональна количеству частиц при данной энергии, а с другой — сечению реакции, которое растет с ростом энергии. Произведение этих двух величин имеет куполообразную форму, так называемый пик Гамова. Таким образом, ядерные реакции, генерирующие энергию и синтезирующие тяжелые элементы в звездах, происходят в узкой области энергий — в области пика Гамова, обычно в области ниже 100 кэВ, для pp -реакции максимум пика Гамова приходится на 6 кэВ. Сечение этих реакций чрезвычайно мало, от пико- до фемтобарн и даже ниже.

В заключение отметим, что из-за малости сечений ядерных реакций, питающих Солнце, их экспериментальное измерение затруднено. В отсутствие точных экспериментальных данных обычно делается экстраполяция от больших энергий, что вносит непредсказуемые ошибки в оценки сечений. Большой вклад в измерение астрофизических сечений вносит эксперимент LUNA, установленный в подземной лаборатории Гран-Сассо. LUNA использует два сверхточных электростатических ускорителя малой энергии, с максимальными энергиями 50 и 400 кэВ. Особенностью ускорителей является очень малый разброс энергий в пучке. Цель эксперимента — определение сечений реакций, имеющих астрофизическое значение. В эксперименте проведено уникальное измерение сечения реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ и $d(p, \gamma){}^3\text{He}$. Первая играет большую роль в протон-протонной цепочке солнечных реакций, в значительной мере определяя расчетную светимость Солнца. Вторая определяет время жизни протозвезд до того, как они попадают на главную последовательность (на главную последовательность звезды попадают после стадии гравитационного сжатия, приводящего к появлению в недрах звезды термоядерного источника энергии). 400-кэВный ускоритель позволил измерить сечение реакции ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$, самой медленной реакции в углеродно-азотном цикле, определяющей скорость его протекания. Измеренное сечение оказалось значительно меньше использованного в расчетах, что привело к переоценке скорости протекания углеродно-азотного цикла в два раза в сторону уменьшения. Как следствие, расчетный возраст самых старых глобулярных кластеров (шаровых скоплений звезд, состоящих из десятков и даже сотен тысяч звезд и имеющих ярко выраженную сферическую форму с быстрым ростом числа звезд от периферии к центру) увеличился на 0,7–1,0 млрд лет. Экспериментальная программа продолжается. В настоящий момент измеряется сечение реакции ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, определяющей поток бериллиевых и борных нейтрино [6].

1.3. Стандартная модель Солнца. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом настолько мало (при энергии около 1 МэВ составляет $\sim 10^{-44}$ см²), что нейтрино фактически не взаимодействуют с солнечным веществом на пути к поверхности (пробег нейтрино с энергией порядка 1 МэВ в воде составляет $\sim 10^{15}$ км, или около 100 световых лет)².

¹«We do not argue with the critic who urges that the stars are not hot enough for this process; we tell him to go and find a hotter place». The Internal Constitution of Stars. Cambridge, 1926.

²Как исторический курьез можно упомянуть, что Паули, узнав о расчетах сечения взаимодействия нейтрино, выполненных Хансом Бете и Рудольфом Пайерлсом в 1934 г., во время визита в Калифорнийский технологический институт заявил, что совершил ужасную вещь — предсказал существование частицы, которую вообще невозможно обнаружить!

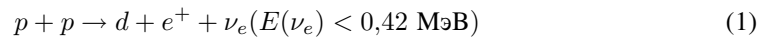
Таким образом, нейтрино выходит из центра Солнца практически мгновенно. Фотон же, излученный в центре Солнца, продиффундирует на поверхность только через время порядка сотен тысяч лет. Нейтрино являются единственным источником информации о происходящих в глубинах Солнца ядерных реакциях, но экспериментальная информация о спектрах и потоках солнечных нейтрино была бы практически бесполезна в отсутствие моделей, их предсказывающих. Изучение энергетического спектра солнечных нейтрино также помогает лучше понять динамику астрофизических процессов.

Как уже упоминалось, теория термоядерного синтеза была развита в 1930-х гг. Хансом Бете, но в оригинальных работах Бете нейтрино даже не упоминались.

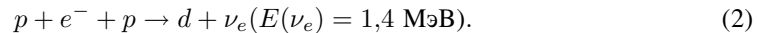
Первая эволюционная солнечная модель, пригодная для предсказания потоков нейтрино, была построена в 1957 г. Мартином Шварцшильдом [7]. В 1958 г. вышла его книга «Structure and Evolution of the Stars», в которой автор впервые описал математический аппарат для расчета эволюции звезд [8]. Модель Шварцшильда построена таким образом, чтобы в процессе эволюции Солнца от газового облака 4,5 млрд лет назад до настоящего момента получить современные значения светимости, массы и радиуса Солнца. Решение уравнений эволюции Солнца осуществлялось численно с разбиением объема Солнца на оболочки и временной шкалы на интервалы, в течение которых параметры считались неизменными. Четыре уравнения задавали непрерывность параметров и баланс энергии на границах пространственных оболочек. Был оценен состав Солнца и момент его образования. С 1964 г. эта модель называется стандартной моделью Солнца (СМС), но с тех пор под этим названием было сделано множество расчетов, в частности, много расчетов и улучшений было сделано Дж. Бакаллом.

Таким образом, стандартная модель Солнца — это эволюционная модель звезды с возрастом Солнца, имеющая солнечные радиус, массу, светимость и химический состав. Общим принципом получения профилей основных характеристик Солнца является решение ряда дифференциальных уравнений, граничными условиями для которых являются известные характеристики Солнца (масса, светимость и т. д.). Основные предположения, положенные в основу СМС: Солнце является звездой главной последовательности, источники ядерной и гравитационной энергии находятся в гидростатическом равновесии; основной источник энергии — водородный цикл с небольшим вкладом CNO-цикла; энергия переносится от центра Солнца на поверхность за счет излучения и конвекции.

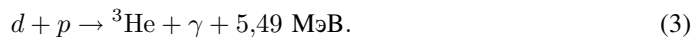
При солнечных температурах основную роль играет протон-протонная (pp) цепочка реакций. Цепочка в 99,77 % случаев начинается с медленной pp -реакции с образованием ядра дейтерия (d):



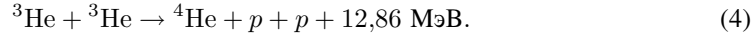
либо с аналогичной и в 400 раз менее вероятной реакции тройного столкновения pep (0,23 %):



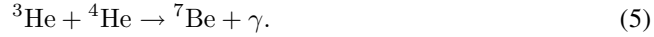
Характерное время протекания этих реакций составляет около 1 млрд лет. Затем практически мгновенно (за время 10^{-8} с) ядро дейтерия вступает в реакцию



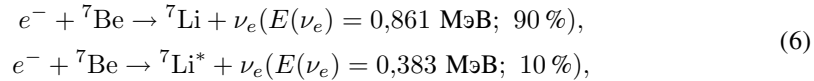
После образования гелия-3 цепочка ядерных реакций, ведущих к синтезу гелия-4, разветвляется. Первая ветвь (*pp*-I, 81 %) начинается с реакции



Вторая ветвь (19 %) начинается с реакции



Бериллий захватывает окружающие электроны в реакции электронного захвата (*pp*-II ветвь) с образованием ядра ${}^7\text{Li}$:



после чего реакция

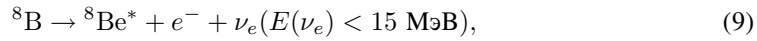


завершает синтез.

Часть ядер бериллия образует ядра ${}^8\text{B}$ в реакции (*pp*-III):



Последние в результате β^+ -распада переходят в возбужденные ядра ${}^8\text{Be}^*$:

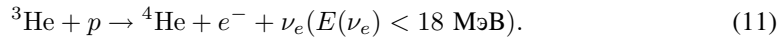


которые, в свою очередь, разваливаются на две α -частицы:



По этой ветви проходит только 0,02 % реакций синтеза, но этот путь очень важен, так как на нем происходит испускание нейтрино больших энергий, которые проще зарегистрировать.

Есть еще одна очень редкая ветвь *pp*-цикла (*pp*-IV):

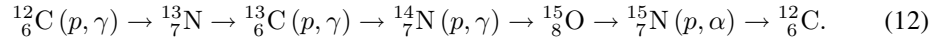


Обычно при анализе спектров вклады отдельных нейтринных спектров называют по соответствующей реакции. Наиболее интенсивный вклад в полный поток нейтрино дает *pp*-реакция (*pp*-нейтрино); поскольку количество нейтрино определяется светимостью Солнца, то этот поток известен достаточно точно. При расчетах относительных скоростей протекания различных реакций важно знать сечения соответствующих реакций. В силу малости сечений некоторые из реакций были изучены экспериментально сравнительно недавно.

С точки зрения энерговыделения существенны только первые две цепочки. Необходимость учета ветвей реакции при расчете энерговыделения возникает из-за потерь энергии в нейтрино, которые выделяются при превращении протона в нейтрон. Общий баланс

выделения энергии остается одним для всех цепочек и определяется дефицитом массы при «обобщенном» превращении $4p \rightarrow {}^4\text{He}$.

Возможны и другие серии ядерных процессов, приводящие к превращению $4p \rightarrow {}^4\text{He}$. Исторически первым предложенным циклом перегорания водорода в гелий являлся углеродно-азотный цикл (CN), также называемый циклом Бете–Вайцзеккера (Bethe–Weizsäcker). Поначалу Бете даже полагал, что Солнце светит в основном за счет этого цикла, так как на тот момент считалось, что Солнце содержит до 10 % азота. Сейчас полагается, что этот цикл является частью более обширного CNO-цикла, который схематически можно представить как замкнутую цепочку (цикл) реакций:



В отличие от pp -цепи реакции, CNO-цикл является каталитическим циклом (катализатором реакции служит углерод). Возможны и другие разновидности каталитических циклов, поэтому цикл реакций (12) иногда обозначают CNO-I. Самой медленной реакцией в цикле является реакция ${}^{13}_7\text{N}(p, \gamma)$, она определяет скорость протекания всего цикла. Самоподдерживающийся цикл возможен при температурах от $15 \cdot 10^6$ К, при этом скорость протекания очень быстро растет с температурой, уже при $17 \cdot 10^6$ К CNO-цикл становится доминирующим источником энергии звезды. В ядре Солнца температура составляет $15,7 \cdot 10^6$ К, что достаточно, чтобы «включить» цикл, но при этом только около 1,7 % энергии генерируется за счет азотно-углеродного цикла. Теоретические расчеты показывают, что реакции CNO-цикла становятся доминирующим источником энергии, если масса звезды составляет 1,3 и более массы Солнца.

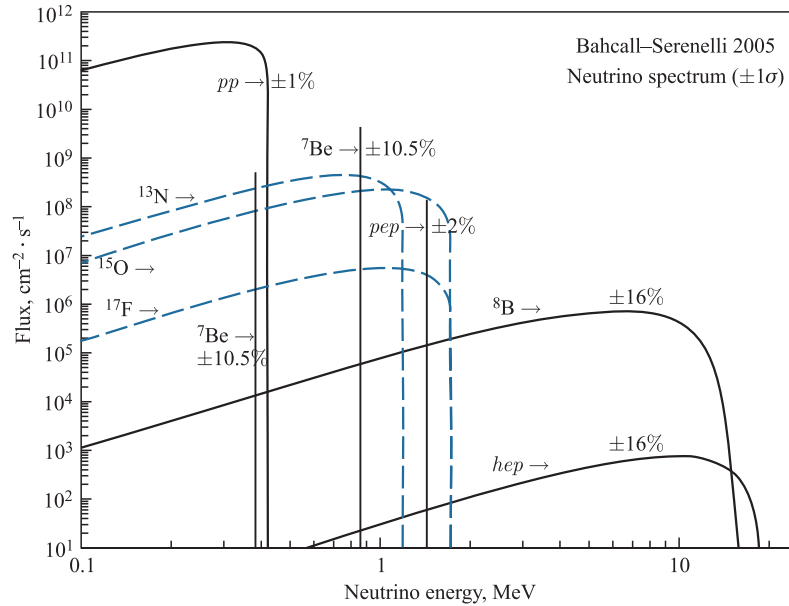


Рис. 1. Спектры солнечных нейтрино, предсказываемые стандартной моделью Солнца BS05(OP) [9]. Для непрерывных спектров показан удельный поток на 1 МэВ. Показаны теоретические предсказания потоков (рисунок с сайта Дж. Бакалла <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>)

Спектры солнечных нейтрино, предсказываемые стандартной моделью Солнца (BS05(OP) [9]), показаны на рис. 1.

Как отмечал Джон Бакалл, развитие солнечных моделей без возможности экспериментальной проверки их предсказаний было бы достаточно бессмысленным занятием [10]. Поскольку изучение спектров нейтрино — единственный доступный способ прямой проверки представления о механизмах ядерных процессов в центре Солнца, то вопрос о регистрации солнечных нейтрино встал уже в 60-х гг. XX в.

1.4. Хлор-аргоновый эксперимент Дэвиса («Хоумстейк») и возникновение проблемы солнечных нейтрино. Первым успешным экспериментом по регистрации солнечных нейтрино был радиохимический эксперимент «Хоумстейк» под руководством будущего нобелевского лауреата Раймонда Дэвиса младшего (1914–2006, Нобелевская премия по физике 2002 г. «За создание нейтринной астрономии»). Работа над радиохимическим методом регистрации нейтрино в реакции захвата нейтрино $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ началась еще в 1951 г. Метод был описан в короткой статье Бруно Понтекорво от 1946 г.; нейтрино (с порогом 814 кэВ) захватывается на стабильном изотопе ${}^{37}\text{Cl}$ с образованием радиоактивного ${}^{37}\text{Ar}$ со временем жизни 35 сут. Для определения потока нейтрино достаточно подсчитать число образовавшихся атомов радиоактивного ${}^{37}\text{Ar}$. Как вспоминает сам Дэвис в своей нобелевской лекции [11], метод был описан Понтекорво достаточно подробно, в том числе предлагался эффективный метод извлечения аргона путем продувки четыреххлористого углерода, а также способ подсчета числа атомов аргона в газоразрядном счетчике. Эта статья являлась отчетом лаборатории в Чок-Ривер в Канаде и была засекречена комиссией по атомной энергии США из-за опасений, что метод мог быть использован для измерения мощности ядерных реакторов¹. В этой статье рассматривалась возможность регистрации как солнечных, так и реакторных нейтрино.

В действительности Рэй Дэвис начал свою работу с попыток регистрации реакторных антинейтрино (на тот момент вопрос тождественности нейтрино и антинейтрино не был решен), проведя две серии экспериментов на разных реакторах. В 1956 г. Дэвис установил, что нейтрино и антинейтрино не являются тождественными частицами. В начале 60-х Брукхейвенская национальная лаборатория при поддержке отделения химии Комиссии по атомной энергии США построила 600-тонный детектор нейтрино в золотодобывающей шахте Хоумстейк в Лиде, штат Южная Дакота. Рабочим веществом в детекторе являлся богатый хлором перхлорэтилен C_2Cl_4 , вещество, используемое как средство для сухой химической чистки одежды. Резервуар с жидким перхлорэтиленом был установлен на дне шахты глубиной 1455 м, что обеспечивало защиту от космических лучей. В 1967 г. детектор был запущен. Уже после первой экспозиции стало ясно, что регистрируемый поток солнечных нейтрино ниже ожидаемого. Первые результаты были доложены в сентябре 1967 г. на конференции Американского химического общества и

¹Опасения совершенно неоправданные с точки зрения физики (реакторы испускают антинейтрино, но даже если бы это были нейтрино, то непонятно, как шпиону удалось бы установить огромный детектор рядом с ядерным реактором). В любом случае секрет не удалось бы сохранить, так как итальянский физик Бруно Понтекорво, работавший в то время в Канаде, сотрудничал с советской разведкой, активно интересовавшейся в послевоенные годы всем, хотя бы косвенно имевшим отношение к созданию атомной бомбы. В 1950 г., когда возникла опасность провала, Понтекорво был переправлен из Харуэлла (Англия) через Финляндию в СССР, где продолжал исследования в области ядерной физики в ОИЯИ, стал академиком и закончил карьеру уже в годы перестройки.

опубликованы в [12]. Статья называлась «Поиск солнечных нейтрино», что указывало на отрицательный результат¹. Верхний предел на поток борных нейтрино составил 3 SNU^2 при существующем на тот момент теоретическом предсказании в $(7,5 \pm 3) \text{ SNU}$. Детектор набирал данные на протяжении почти тридцати лет (1967–1995), но результат в конечном счете качественно не изменился. За 25 лет извлечено и измерено 2200 атомов ^{37}Ar , что соответствует $(0,420 \pm 0,045)$ захватов в сутки, и для потока солнечных нейтрино с энергиями более 0,814 МэВ получено значение $(2,55 \pm 0,25) \text{ SNU}$ [13] вместо теоретически ожидаемых $7,6_{-1,1}^{+1,3} \text{ SNU}$ [14]. Таким образом, «проблема солнечных нейтрино», связанная с наблюдаемым дефицитом солнечных нейтрино относительно теоретических предсказаний, возникла в 1967 г.

Проблема солнечных нейтрино оставалась нерешенной до 2001 г. Поскольку любой эксперимент в физике солнечных нейтрино чрезвычайно сложен и следующий по времени эксперимент был поставлен только в начале 90-х, поначалу усилия физиков были направлены на теоретическое разрешение проблемы. При этом часть физиков сосредоточила усилия на «улучшении» солнечной модели. В своей книге «Нейтринная астрофизика» ([10, с. 139]) Дж. Бакалл остроумно заметил: «Подавляющее большинство опубликованных нестандартных моделей дают меньший поток ^8B -нейтрино, чем предсказывает стандартная модель. Из рассмотренных... моделей почти 90 % предсказывают пониженный поток. По-видимому, те же плодотворные умы, что изобрели модели с уменьшенным потоком ^8B -нейтрино, могли бы с той же легкостью придумать модели, которые увеличили бы этот поток, но соответствующие идеи не были опубликованы из-за отсутствия экспериментального доказательства. Такое предубеждение достойно сожаления, поскольку нам нужно знать, что могло быть неверного в стандартной солнечной модели, независимо от того, приводят ли эти поправки к увеличению или уменьшению нейтринного потока».

Наиболее плодотворной оказалась идея нейтринных осцилляций, выдвинутая Грибовым и Понтекорво в 1969 г. [15], развитая позднее в работе Вольфенштейна [16] для случая распространения нейтрино в веществе. Михеев и Смирнов придумали механизм усиления осцилляций при движении нейтрино в веществе с переменной плотностью [17], в законченном виде теория получила название эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (МСВ, или MSW в англоязычной литературе). Тем не менее, далеко не сразу эта красивая идея превратилась в общепризнанную теорию. Свидетельством степени недоверия многих физиков к новым физическим теориям может служить статья Моррисона с говорящим названием «Постепенное исчезновение трех проблем солнеч-

¹Достаточно устоявшаяся традиция выбора названий предполагает для положительного результата слово «измерение» в названии, или, как минимум, «указание» при недостаточной точности измерений. Слово «поиск» предполагает, что чувствительность эксперимента оказалась недостаточной и в результате удалось получить лишь некоторое ограничение на эффект. Дэвис в своей нобелевской речи [11] вспоминал отзыв одного из рецензентов на статью с результатами первого эксперимента, проводившегося в 1954 г. и оказавшегося недостаточно чувствительным (был установлен предел на поток солнечных нейтрино $40\,000 \text{ SNU}$, с сегодняшней точки зрения понятно, что даже для грубого измерения требовалась чувствительность в 10 000 раз выше). Рецензент писал, что «никто бы не стал писать научную статью, описывающую эксперимент, в котором экспериментатор, стоящий на горе с целью достать до Луны, заключает, что расстояние до Луны больше восьми футов от вершины горы».

²SNU — аббревиатура от Solar neutrino unit (солнечная нейтринная единица), соответствующей потоку нейтрино, при котором в детекторе на 10^{36} ядер за 1 с происходит одно событие.

ных нейтрино», опубликованная в УФН в 1995 г. [18], в которой автор доказывал, что выводы о существовании проблем солнечных нейтрино преждевременны¹, так как модели и экспериментальные данные все еще уточняются. Здесь следует отметить, что в 1996 г. появилась работа [19], показавшая, что экспериментальные данные солнечных экспериментов даже с учетом всех ошибок нельзя удовлетворительно подогнать линейной комбинацией спектров нейтрино со свободными коэффициентами, таким образом исключалось астрофизическое решение проблемы солнечных нейтрино, так как требовалось введение зависящего от энергии искажения спектров.

1.5. Камиоканде и СуперКамиоканде. Практически на протяжении четверти века эксперимент по регистрации солнечных нейтрино в Хоумстейке оставался единственным солнечным экспериментом. Только через 23 года появились результаты эксперимента Камиоканде-II, подтвердившие малость потока борных нейтрино. В отличие от интегрирующих (по энергиям и во времени) радиохимических экспериментов, детектор

Таблица 1. Характеристики и результаты радиохимических солнечных экспериментов

Эксперимент	Годы работы	Мишень, масса	Метод регистрации	Порог, кэВ	Результат [SNU]: доля от предсказаний СМС
Homestake	1967–1995 1970–1995: 108 циклов	C ₂ Cl ₄ 615 т	$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$	814	(2,55 ± 0,25) 0,336 ± 0,090
SAGE (действует)	1990–2011: 211 циклов	Мет. Ga 50–57 т	$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ga} + e^-$	233	(65,1 ^{+3,7} _{-3,8}) (ИТЭФ-2011)
GALLEX	1991–1997 67 циклов	GaCl ₃			0,605 ± 0,103
GNO30	1998–2003 58 циклов	30,3 т			0,491 ± 0,081
GALLEX + GNO (совместный анализ)					0,541 ± 0,081 (67,6 ± 5,1)
GALLEX + GNO + SAGE (совместный анализ)					(66,1 ± 3,1) (ИТЭФ-2011)

Примечание. Результаты с пометкой ИТЭФ-2011 представлены В. Гавриным в конце 2011 г. на конференции «Физика фундаментальных взаимодействий» в ИТЭФ. Результаты приведены в том виде, как они публиковались в оригинальных работах: поначалу подчеркивалось отличие сигнала от предсказаний стандартной модели Солнца и приводилось отношение измеренного сигнала к теоретическому, позднее стали приводить абсолютную величину измерения, что более логично, так как теоретические предсказания меняются с ходом времени.

¹Справедливости ради следует отметить, что из трех перечисленных автором проблем солнечных нейтрино (дефицит потока, корреляции с солнечной активностью и зависимость дефицита нейтрино от энергии) вторая на сегодня действительно исчезла.

Камиоканде дал первый эксперимент прямого счета: события регистрируются в реальном времени, регистрируемый энергетический спектр электронов отдачи однозначно связан с исходным спектром солнечных нейтрино.

Создание подземной лаборатории в Камиока началось в 1982 г. и было закончено к апрелю 1983 г. Целью лаборатории являлось изучение стабильности материи. Лаборатория расположена на глубине 1000 м в цинковой шахте Мозуми горнодобывающей компании Kamioka Mining and Smelting, в 180 милях к северу от Токио. Детектор Камиоканде (английская аббревиатура KamiokaNDE расшифровывается как Kamioka Nucleon Decay Experiment — эксперимент по поиску распада нуклонов в Камиока) — водный черенковский детектор, изначально созданный под задачу поиска распада протонов. В качестве детектирующей среды в детекторе использовалось 3000 т воды, очищенной от естественных радиоактивных примесей и залитой в цилиндрический бак 16 м в высоту и 15,6 м в диаметре, на внутренней поверхности которого было расположено около 1000 фотоумножителей (ФЭУ), перекрывавших 20 % поверхности (важный параметр, характеризующий величину светосбора в детекторе). ФЭУ с большим размером фотокатода, разработанные в сотрудничестве с фирмой «Hamamatsu Photonics» специально для Камиоканде, регистрировали черенковский свет, возникающий при прохождении быстрых (сверхсветовых) заряженных частиц через воду.

Для регистрации высокоэнергетичных событий, ожидаемых при распаде протона, не требовался низкий порог детектирования, поэтому изначально порог детектора составлял около 15 МэВ, что практически совпадает с граничной энергией для спектра борных нейтрино. После запуска Камиоканде в течение полугода не наблюдалось ни одного события, связанного с распадом нуклонов. В то же время, по мере накопления данных стало понятно, что фон в детекторе достаточно низкий и порог детектора может быть уменьшен до значений, обеспечивающих регистрацию по крайней мере части спектра от борных нейтрино. Принцип регистрации нейтрино в таком водном детекторе основан на регистрации черенковского света, излучаемого электроном отдачи в реакции $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ упругого рассеяния нейтрино на электронах среды, при этом регистрируются все типы нейтрино, но с разным сечением, для электронных нейтрино сечение приблизительно в пять раз выше, чем для мюонных. В качестве дополнительного критерия, обеспечивающего дискриминацию фона, предполагалось использовать направленность излучения черенковского света при отборе нейтринных событий: достаточно отбирать события, пришедшие с направлений, соответствующих направлению на Солнце.

Доработка детектора началась в 1985 г. В результате порог был снижен до 9,3 МэВ, модифицированный детектор фигурирует в научной литературе как Камиоканде-II. Уже в 1987 г. последовал первый крупный успех коллаборации — регистрация нейтрино от вспышки сверхновой 1987А, об этом событии будет подробнее рассказано ниже. Первая статья коллаборации по солнечным нейтрино была опубликована в 1988 г. [20], в ней изучались корреляции потока высокоэнергетических (> 50 МэВ) нейтрино с солнечной активностью, было установлено, что флуктуации сигнала в эксперименте «Хоумстэйк» потребовали в 2000 раз больший сигнал, чем наблюдаемый в Камиоканде. Первый результат по измерению потока борных нейтрино [21] был опубликован в 1989 г. (хотя доклады на конференциях делались уже с 1988 г.), за 450 сут набора данных в период с января 1987 г. по май 1988 г. поток борных нейтрино с порогом по электронам отдачи $E_e = 9,3$ МэВ составил $0,46 \pm 0,13$ (стат.) $\pm 0,08$ (сист.) от значения,

предсказываемого на тот момент СМС. В пределах экспериментальных ошибок результат хорошо согласовывался с результатами хлор-аргонового эксперимента за этот же период.

К апрелю 1990 г. было накоплено еще 590 сут данных, анализ данных за этот период проводился уже с меньшим порогом, $E_e = 7,5$ МэВ, комбинированный результат за 1040 сут составил $0,46 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.) от значения СМС (Bahcall и Ulrich). Не наблюдались отклонения от формы спектра ^8B , не наблюдались также значительные временные вариации сигнала.

В 1990 г. детектор был еще раз доработан (Камиоканде-III): были заменены около 100 вышедших из строя ФЭУ, отражатели ФЭУ были увеличены, соответственно увеличилась поверхность светосбора с 20 до 25 %, была установлена новая электроника. Увеличившийся светосбор позволил снизить порог до 7 МэВ в декабре 1991 г. В конфигурации

Таблица 2. Характеристики и результаты экспериментов Камиоканде и СуперКамиоканде

Эксперимент	Модификация	Годы работы	Живое время, сут	Масса	Геометрическое покрытие, %	Порог, кэВ	Результат часть от СМС, поток, $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Камиоканде	II(a)	I.1987–V.1988	449	H_2O 3000 т	20	9,3	$0,46 \pm 0,13 \pm \pm 0,08$ [21]
	II(b)	VI.1988–IV.1990	594		20	7,5	
	II = II(a + b)	I.1987–IV.1990	1043				$0,46 \pm 0,05 \pm \pm 0,06$ [22]
	III	V.1990–II.1995	1036		25	7,5–7,0	$(2,82^{+0,25}_{-0,24} \pm \pm 0,27)$ [23]
	II + III	I.1987–II.1995	2079				$0,492^{+0,034}_{-0,033} \pm \pm 0,058$ [23] $(2,80 \pm 0,19 \pm \pm 0,33)$ [23]
Супер-Камиоканде	I	1996–2001	1496	H_2O 50 кт	40	5,5	$(2,38 \pm 0,02 \pm \pm 0,08)$
	II	2002–2005	791		19	7,0	$(2,41 \pm \pm 0,05^{+0,16}_{-0,15})$
	III	2006–2008	548		40	4,5	$(2,32 \pm 0,04 \pm \pm 0,05)$
	IV	2008–...			40	4,0	Фаза T2K
Гипер-Камиоканде		?	10 лет	1000 кт	20	4,5–7,0	Проект

Примечание. Ошибки в экспериментальных результатах: первая — статистическая, вторая — систематическая. Поскольку в первых работах результат приводился как часть от предсказанного потока, он так и цитируется в таблице, позднее коллаборация приводила результаты в единицах потока электронных нейтрино. Порог для первых 200 сут в Камиоканде-III был 7,5 МэВ, потом он был снижен до 7,0 МэВ.

Камиоканде-III детектор набирал данные до февраля 1995 г. Результаты эксперимента приведены в табл. 2.

Затем проект Камиоканде был переоборудован в более масштабный проект Супер-Камиоканде (SuperKamiokaNDE), вступивший в строй 1 апреля 1996 г. Он размещен в японской лаборатории на глубине 1000 м в цинковой шахте Камиока. На этом этапе к японским физикам примкнула группа физиков из США, таким образом проект из национального японского был трансформирован в международный, и сейчас в составе международной коллаборации работают более 100 физиков из Японии, США, Кореи, Китая, Польши и Испании. Техника эксперимента не изменилась, но за счет накопленного опыта удалось снизить порог регистрации электронов отдачи сначала до 5,5 МэВ, а позднее до 4,5 МэВ. В современной фазе эксперимента с нейтринным пучком (T2K) порог снижен уже до 4,0 МэВ. В качестве мишени для нейтрино используется 50 000 т очищенной от естественных радиоактивных примесей воды. Вода содержится в огромном цилиндрическом баке (39 м в диаметре и 42 м в высоту) из нержавеющей стали. На внутренней поверхности резервуара размещены 11 146 фотоумножителей (ФЭУ). Детектор окружен снаружи слоем обычной воды, тоже просматриваемой фотоумножителями, используемой в качестве активной защиты от внешних фонов.

В июле 2001 г. детектор был остановлен и вода из него была слита для обеспечения доступа к внутренней части. К концу лета работы были закончены, и к 12 ноября детектор был на 2/3 залит водой, в этот день мировое физическое сообщество было потрясено известием, пришедшем из Японии, около 6600 фотоумножителей (стоимостью около трех тысяч долларов за штуку) были уничтожены гидродинамической волной, образовавшейся в цепной реакции после разрушении одного из ФЭУ [24]. Уже 13 ноября лидер коллаборации «Токсука» (Toksuka) заявил, что детектор будет восстановлен. Через 13 месяцев детектор снова приступил к набору данных, что стало своеобразным подарком Масатоси Кошиба (Koshiha) по случаю присуждения ему нобелевской премии по физике за наблюдение вспышки сверхновой SN1987A (10 декабря 2002 г.). Детектор на тот момент был запущен в конфигурации с меньшим количеством ФЭУ, так как требовалось значительное финансирование для полного восстановления детектора. Были установлены специальные прозрачные защитные акриловые экраны, чтобы избежать повторения аварии. Эта фаза эксперимента, СуперКамиоканде-II, продолжалась до 2005 г. Данные набирались с порогом 7 МэВ по причине недостаточного количества ФЭУ. В июле 2005 г. начались подготовительные работы по восстановлению детектора до исходного состояния, уничтоженные при аварии ФЭУ были заменены, работы закончились к июлю 2006 г., началась третья фаза эксперимента. Порог был снижен до 4,5 МэВ, данные набирались с октября 2006 по август 2008 г. Результаты третьей фазы эксперимента и сравнение их с результатами предыдущих измерений представлено в недавней опубликованной работе [25], результаты приведены в табл. 2.

В 2010 г. директор нейтринной обсерватории Камиока профессор Йоичиро Сузуки (Yoichiro Suzuki) был удостоен престижной премии им. Бруно Понткорво, вручаемой в ОИЯИ, за выдающийся вклад в открытие осцилляций атмосферных и солнечных нейтрино в эксперименте СуперКамиоканде.

С 2008 г. СуперКамиоканде используется как дальний детектор в ускорительном эксперименте T2K (аббревиатура от Tokai to Kamioka, по названию местности, где расположены соответственно ускоритель и детектор) по поиску осцилляций на базе 295 км. Главной целью эксперимента является поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла

смешивания θ_{13} . Во время проведения Байкальской школы из Японии пришли известия о наблюдении шести электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино в массиве данных, накопленных к марту 2011 г. [26]. В трехфлэйворном сценарии осцилляций с $|\Delta m_{23}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{23} = 1,0$ и $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ ожидалось бы $1,5 \pm 0,3$ (сист.) события, при этом вероятность наблюдений шести событий составила бы $7 \cdot 10^{-3}$, соответствуя статистическому отклонению в $2,5\sigma$. Для 90 %-го уровня достоверности данные согласуются с гипотезой $0,03(0,04) < \sin^2 2\theta_{13} < 0,28(0,34)$ для $\delta_{CP} = 0$ и прямой (обратной) иерархии масс нейтрино.

У коллаборации есть планы развития эксперимента с использованием той же методики регистрации нейтрино. Одним из проектов, обсуждаемым уже достаточно долго, является мегатонный проект ГиперКамиоканде (HyperKamiokande). Совсем недавно идея была оформлена в виде публикации [27]. ГиперКамиоканде будет состоять из двух горизонтально расположенных рядом цилиндрических баков размером $48 \times 54 \times 250$ м, заполненных водой. Свет будет регистрироваться 99 000 ФЭУ с полуметровым фотокатодом, обеспечивающим 20 %-е геометрическое покрытие. Физическая программа ГиперКамиоканде будет значительно расширена в сравнении с детектором предыдущего поколения с учетом нового уровня чувствительности детектора.

1.6. Наблюдение осцилляций атмосферных нейтрино на СуперКамиоканде. Немного отвлечемся от солнечной программы СуперКамиоканде, чтобы рассказать о другом важном измерении потоков нейтрино на этом детекторе — открытии осцилляций атмосферных нейтрино. Атмосферные нейтрино рождаются при взаимодействиях космических лучей с ядрами атомов воздуха в верхней атмосфере. Частицы высоких энергий, протоны или ядра, при таких взаимодействиях порождают большое количество адронов, в частности пионов и каонов. Последние распадаются с испусканием мюонов и мюонных нейтрино (антинейтрино), мюоны же распадаются с испусканием электронных и мюонных нейтрино. Таким образом, в упрощенной схеме при малых энергиях рождаются два $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ на каждые $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$, как следствие цепочки распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ $\mu^\pm \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ и поток атмосферных мюонных нейтрино должен быть в два раза больше потока электронных нейтрино для $E \leq 1$ ГэВ.

Эксперименты по наблюдению атмосферных нейтрино начались еще в начале 60-х (см. обзор [28]), но вплоть до 1988 г., когда коллаборация Камиоканде впервые опубликовала результаты изучения атмосферных нейтрино [29], эти наблюдения особого интереса не вызвали. В работе проводился анализ 277 нейтринных событий. Камиоканде различает электронные и мюонные нейтрино по виду черенковского излучения, вызываемого заряженными лептонами. В то время как число событий от электронных нейтрино находилось в хорошем согласии с предсказаниями модели образования атмосферных нейтрино, число событий от мюонных нейтрино составляло всего половину $(0,59 \pm 0,07)$ от предсказываемого моделью. Данный результат вызвал огромный интерес, так как теоретическое объяснение результата хорошо укладывалось в картину нейтринных осцилляций, были оценены соответствующие параметры осцилляций (пределы на квадрат разности масс нейтрино при тех или иных углах смешивания). По мере накопления данных на детекторе Камиоканде ситуация кардинально не менялась [30, 31]. С других экспериментов поступали достаточно противоречивые данные. Водный черенковский детектор IMB-3 видел поначалу незначительный дефицит мюонных нейтрино [32], который приобрел более выраженный характер в данных следующего года [33]. Эксперименты на трековых калориметрах Фреджусе (Frejus) [34] и НУСЕКСе (NUSEX) [35] не

наблюдали отклонений от предсказаний модели в пределах ошибок измерений и модели. На сцинтилляционном детекторе в Баксанской нейтринной обсерватории также не наблюдались статистически значимые расхождения с моделью [36]. Позднее эксперименты Судан-2 (Soudan-2) [37] и Макро (Macro) [38] подтвердили эффект.

Следует отметить, что наблюдаемый дефицит мюонных нейтрино был одним из основных аргументов для создания 50-тонного детектора СуперКамиоканде. В 1998 г. коллаборация СуперКамиоканде на основе анализа приблизительно вчетверо большей статистики, по сравнению с использованной при анализе данных Камиоканде, провела новый анализ данных по атмосферным нейтрино и пришла к заключению о наблюдении нейтринных осцилляций в атмосферных потоках нейтрино [39]. Данные были в хорошем согласии со сценарием двухфлейворных осцилляций $\mu\nu \leftrightarrow \mu\tau$ с $\sin^2 2\theta > 0,82$ и $5 \cdot 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для 90 %-го уровня достоверности. Дополнительным аргументом в пользу осцилляционного объяснения наблюдаемого эффекта стала наблюдаемая в данных СуперКамиоканде азимутальная асимметрия потока мюонных нейтрино [40]. В то время как нейтрино, приходящие вертикально сверху, проходят путь порядка 10–20 км, нейтрино, приходящие снизу, пересекают Землю, проходя 13 000 км. Поток, идущий снизу, оказался меньше идущего сверху, что интерпретируется как следствие осцилляций нейтрино.

На сегодня данные СуперКамиоканде доминируют во всем объеме накопленных данных по атмосферным нейтрино. Анализ атмосферных данных для экспозиции 33 кт·год (535 сут), в котором изучалась вероятность исчезновения мюонов как функция L/E (отношение пройденного нейтрино пути к его энергии), опубликован в 2004 г. [41]. В распределении L/E наблюдается провал в области $L/E = 500 \text{ км/ГэВ}$, характерный для синусоидального поведения вероятности осцилляций (соответствующий первому осцилляционному минимуму). Из наблюдаемого распределения L/E получены следующие ограничения на параметры осцилляций: $\sin^2 2\theta > 0,90$ и $1,9 \cdot 10^{-3} < \Delta m^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для 90 %-го уровня достоверности.

В другой работе [42] изучается трехфлейворный механизм осцилляций в предположении доминирования одного массового масштаба ($\Delta m_{12}^2 = 0$). С использованием только данных СуперКамиоканде получены пределы $\sin^2 \theta_{13} < 0,14$ и $0,37 < \sin^2 \theta_{23} < 0,65$ для нормальной иерархии масс и чуть более слабые пределы для обратной иерархии масс $\sin^2 \theta_{13} < 0,27$ и $0,37 < \sin^2 \theta_{23} < 0,69$.

Таким образом, имеющиеся на сегодня данные по θ_{23} определяются в основном данными эксперимента СуперКамиоканде.

1.7. Радиохимические эксперименты GALLEX/GNO и SAGE. К концу 80-х проблема дефицита солнечных нейтрино, наблюдаемая в хлор-аргоновом эксперименте, была подтверждена результатами Камиоканде-II. Поскольку оба эксперимента были чувствительны в основном к борным солнечным нейтрино (небольшой вклад бериллиевых нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте картины в целом не менял), то на повестке дня встал вопрос о проведении эксперимента с более низким порогом, чтобы обеспечить регистрацию нейтрино из других солнечных реакций и исключить астрофизическое решение проблемы (т. е. связанное не с физикой нейтрино, а с солнечной моделью). Такой порог мог обеспечить эксперимент с галлием, предложенный еще в 1963 г. российским астрофизиком В. А. Кузьминым из Института ядерных исследований [43]. В основе метода лежит возможность взаимодействия нейтрино с ядром изотопа галлия ^{71}Ga с образованием радиоактивного изотопа германия ^{71}Ge : $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + ^{71}\text{Ge}$, порог реакции

составляет всего 0,233 МэВ, что позволяет регистрацию нейтрино из pp -реакции. Период полураспада радиоактивного германия, образующегося при захвате нейтрино, составляет 11,4 сут. Для регистрации одного захвата нейтрино в сутки требуется 20 т галлия, что соответствует сравнительно большому сечению реакции. На конец 80-х такое количество галлия было сопоставимо с его годовым мировым производством, что представляло собой серьезную проблему — для наработки необходимого количества галлия требовалось построить специальные фабрики. Возможность извлечения единичных атомов германия из многих тонн галлия изучалась в лабораториях США и СССР. Американцы добились успехов в экстракции германия из раствора хлорида галлия. В СССР методика извлечения германия отработывалась в ИЯИ. Поначалу тоже использовался раствор хлорида галлия, но достаточно быстро выяснилось, что промышленность СССР не в состоянии обеспечить необходимую чистоту 50 т раствора, и было принято решение переключиться на извлечение германия непосредственно из металлического галлия. Такая методика была менее чувствительной к радиоактивным примесям.

В 1981 г. предложение о проведении полномасштабного 50-тонного эксперимента было направлено американскими учеными в Министерство энергетики США, но проект был отвергнут. В 1985 г. проект был снова отвергнут, заинтересованным ученым было рекомендовано сотрудничать с европейскими странами или СССР.

Когда в 1984 г. американские ученые обратились с предложением объединить усилия по созданию детектора, методика извлечения германия из металлического галлия была уже отработана советской стороной. В 1986 г. было подписано соглашение о создании международной коллаборации SAGE (Soviet–American Gallium Experiment) для проведения измерений нейтринных потоков в Баксанской лаборатории. Для лаборатории еще в начале 60-х гг. было выбрано место в предгорьях Северного Кавказа в Кабардино-Балкарии, где был проложен горизонтальный тоннель в глубь горы Андырчи. Строительство началось в 1967 г., использовались специально отобранные материалы, чтобы обеспечить низкофоновые условия. Так, для изготовления бетона специально завозили древние породы с Урала. В 1977 г. вступила в строй первая подземная лаборатория. Монтаж 57-тонного детектора был завершён в 1987 г. в самом дальнем помещении, отстоящем от входа в штольню на 3,5 км (высота горы в этом месте 1270 м).

Параллельно в 1984 г. немецкая группа из Института им. Макса Планка под руководством Т. Кирстена представила проект 30-тонного галлиевого эксперимента в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии. Для проведения эксперимента была сформирована международная коллаборация, получившая название GALLEX. Позднее (в 1997 г.) уже действующий эксперимент был переименован в GNO (Gallium Neutrino observatory) и всерьез рассматривалось предложение объединить оба галлиевых эксперимента в один, поэтому иногда для названия эксперимента использовалось сокращение с указанием количества галлия — GNO-30.

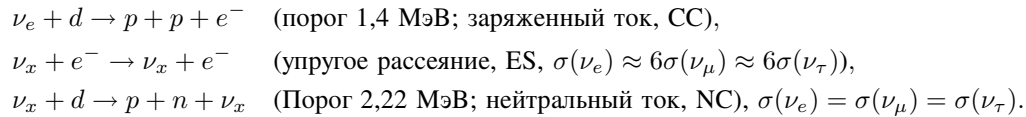
Детектор SAGE получил первые данные в 1990 г., в следующем году заработал и GALLEX. Предварительные результаты обоих экспериментов составили приблизительно половину от ожидаемого: скорость счета в (73 ± 19) SNU измерил SAGE, и (79 ± 12) SNU — GALLEX, при теоретически ожидаемом значении (132 ± 7) SNU. Основные результаты экспериментов SAGE и GALLEX/GNO приведены в табл. 1.

В 2003 г., совершенно неожиданно для коллаборации и без учета мнения научной общности, руководство INFN (Национального института ядерной физики в Италии) приняло решение закрыть эксперимент GNO. SAGE остался единственным радиохимиче-

ским экспериментом, который продолжает набор данных и в настоящее время, последние данные были представлены его руководителем В. Гавриным в конце 2011 г. на конференции «Физика фундаментальных взаимодействий» в ИТЭФ.

1.8. Ключ к решению проблемы солнечных нейтрино — регистрация нейтральных токов детектором SNO. Накопленные данные указывали на новую физику нейтрино — астрофизическое объяснение расхождений теории с наблюдаемыми потоками было маловероятным. Основным и наиболее красивым объяснением наблюдаемых отклонений представлялся механизм перехода (осцилляций) электронных нейтрино в другие флэйворы, не регистрируемые в экспериментах. Действительно, радиохимические эксперименты чувствительны только к электронным нейтрино, а сечение реакции упругого рассеяния (в случае детекторов черенковского света) для неэлектронных нейтрино намного меньше, чем для электронных, при этом вклады разных типов нейтрино слабо различимы. Очевидно, требовался детектор, способный различать типы нейтрино, чтобы убедиться в переходе флэйворов. Таким детектором и стал детектор SNO (Sudbury Neutrino Observatory). Как и детектор Камиоканде, SNO являлся экспериментом прямого счета: события регистрируются в реальном времени, регистрируемый энергетический спектр электронов отдачи однозначно связан с исходным спектром солнечных нейтрино.

Основная идея, положенная в основу метода регистрации нейтрино, — использование тяжелой воды в качестве детектирующей среды. Продукты реакции регистрируются по черенковскому свету. Основные реакции, по которым идет детектирование:



Как видно, помимо реакции с заряженным током (CC), в которой регистрируются только электронные нейтрино, есть два канала, чувствительных к другим типам нейтрино. При этом в последней реакции с нейтральным током (NC) неэлектронные нейтрино регистрируются с той же вероятностью, что и электронные, в отличие от упругого рассеяния (ES), где сечение для электронных нейтрино приблизительно в шесть раз выше, чем для неэлектронных. В реакциях упругого рассеяния проявляется сильная угловая корреляция с направлением на Солнце ($\theta_e < 18^\circ$ при энергии электрона отдачи $T_e = 10$ МэВ), что позволяет эффективно снизить фон. CC-реакция имеет большее эффективное сечение в сравнении с упругим рассеянием, но более слабую угловую корреляцию с направлением на Солнце: $\sim (1 - (1/3) \cos \theta_\odot)$. В обеих реакциях детектируются электроны с порогом по кинетической энергии в 5 МэВ.

Пороговая энергия нейтрино в NC-реакции составляет 2,2 МэВ, что соответствует энергии связи дейтрона. Образующийся нейтрон термализуется и захватывается на ядрах среды. Захват нейтрона сопровождается испусканием γ -кванта, который регистрируется по черенковскому свету, излучаемому комптоновскими электронами рассеяния. Эффективность детектирования в данной реакции зависит от сечения захвата нейтрона на ядре. В 29,9% случаев происходит захват нейтрона дейтерием с образованием трития и испусканием γ -кванта с энергией 6,25 МэВ. При планировании эксперимента была предусмотрена возможность добавления соли NaCl в тяжелую воду (фаза-II), эффективность захвата нейтронов за счет реакции захвата на хлоре ($^{35}\text{Cl} + n \rightarrow ^{36}\text{Cl}$) при этом возрастает до 83%. В этом случае захват нейтрона ядром хлора приводит к каскаду

2–4 γ -квантов с общей энергией около 8,6 МэВ. Другой, заранее предусмотренный вариант (фаза-III) предполагал размещение пропорциональных счетчиков, заполненных ^3He , внутри детектора. Изотоп гелия, ^3He , имеет большое сечение захвата тепловых нейтронов $^3\text{He} + n \rightarrow p + ^3\text{H} + 0,76 \text{ МэВ}$, что позволяет эффективно регистрировать нейтроны.

Таблица 3. Результаты трех фаз эксперимента SNO (по работам [45–48]). Для второй фазы и для анализа LETA приведены результаты модельно-независимой подгонки (unconstrained fit)

Фаза	Годы работы	Мишень, масса	Порог, МэВ	Результат, $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
SNO-I	1999–2011, 306,4 сут	D_2O , 1006 т	5,0	$1,76^{+0,05}_{-0,05}$ (стат.) $\pm^{+0,09}_{-0,09}$ (сист.) (CC)
				$2,39^{+0,24}_{-0,23}$ (стат.) $\pm 0,12$ (сист.) (ES)
				$5,09^{+0,44}_{-0,43}$ (стат.) $\pm^{+0,46}_{-0,43}$ (сист.) (NC)
SNO-II	2001–2004, 391 сут	+NaCl, 2 т	5,5	$1,68^{+0,06}_{-0,06}$ (стат.) $^{+0,08}_{-0,09}$ (сист.) (CC)
				$2,35^{+0,22}_{-0,22}$ (стат.) $^{+0,15}_{-0,15}$ (сист.) (ES)
				$4,94^{+0,21}_{-0,21}$ (стат.) $^{+0,38}_{-0,34}$ (сист.) (NC)
SNO-I + SNO-II: объединенный анализ с низким порогом (LETA)			3,5	$5,140^{+0,160}_{-0,158}$ (стат.) $^{+0,132}_{-0,117}$ (сист.) (NC)
SNO-III	2004–2006 385,17 сут	+ ^3He , счетчики	6,0	$1,67^{+0,05}_{-0,04}$ (стат.) $^{+0,07}_{-0,08}$ (сист.) (CC)
				$1,77^{+0,24}_{-0,21}$ (стат.) $^{+0,09}_{-0,10}$ (сист.) (ES)
				$5,54^{+0,33}_{-0,31}$ (стат.) $^{+0,36}_{-0,34}$ (сист.) (NC)

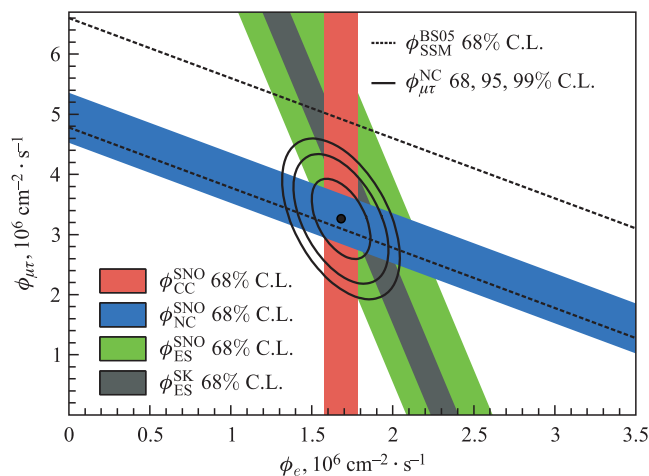


Рис. 2. Поток солнечного борного нейтрино разных флейворов по данным детектора SNO для заряженных, нейтральных токов и упругого рассеяния для второй (солевой) фазы эксперимента. Для сравнения показано предсказание стандартной модели Солнца [9]. Полосы соответствуют ошибке в 1σ , контуры показаны для 68, 95 и 99%-й вероятности для анализа, включающего все типы нейтрино. Рисунок из статьи [46]

Для защиты от космических мюонов детектор расположен на глубине 2092 м от поверхности земли, в шахте Крейгтон около города Садбери, штат Онтарио, Канада. Детектор представляет собой сферу диаметром 12 м, сделанную из прозрачного оргстекла толщиной 5,5 см и заполненную 1000 т сверхчистой тяжелой воды. Черенковское излучение регистрируется 9600 фотоумножителями, установленными на геодезической сфере диаметром 17 м, окружающей объем с тяжелой водой. Детектор погружен в сверхчистую обычную воду, которая находится в бочкообразной полости диаметром 22 м и высотой 34 м, выкопанной в скале. За сутки детектор регистрирует около 10 нейтринных событий.

Сооружение детектора началось в 1990 г., измерения начались в 1999 г., первые результаты были представлены 18 июня 2001 г. [44]. Полный поток нейтрино, измеренный по реакции с нейтральным током, оказался в хорошем согласии с предсказанием стандартной солнечной модели, что впервые напрямую подтвердило флэйворные осцилляции нейтрино. Результаты трех фаз эксперимента представлены в табл. 3. На рис. 2 показан пример трехфлэйворного анализа данных SNO для солевой фазы эксперимента.

1.9. Измерение потока бериллиевых нейтрино — детектор «Борексина». В конце 80-х встал вопрос о регистрации бериллиевых нейтрино. В самом деле, результаты эксперимента Камиоканде не согласовывались с результатами хлор-аргонного эксперимента. В эксперименте Камиоканде регистрируются только борные нейтрино, в то время как в хлор-аргонном эксперименте заметный вклад должны давать также бериллиевые нейтрино. Если поток борных нейтрино, определенный в эксперименте Камиоканде, вычтется из данных хлор-аргонного эксперимента, то для бериллиевых нейтрино попросту не останется места. Другими словами, при сопоставлении обоих экспериментов получается, что вклад бериллиевых нейтрино подавлен значительно сильнее, чем борных. Нехватка бериллиевых и борных нейтрино особенно ярко проявилась в галлий-германиевых экспериментах. Поток нейтрино от pp -реакции по расчетам давал всего лишь около половины ожидаемых событий, вторую половину сигнала должны были обеспечить бериллиевые и борные нейтрино. В то же время эксперименты SAGE и GALLEX определили сигнал, лишь ненамного превышающий вклад pp -нейтрино.

Проект сцинтилляционного детектора большого объема, имеющий целью регистрацию потока солнечных ${}^7\text{Be}$ -нейтрино в режиме реального времени с точностью 5 %, был представлен группой физиков в 1990 г. Проект был основан на оригинальном предложении Рагавана и Паквасы детектора «Борекс» с борсодержащим сцинтиллятором (триметилборат) [49]. «Борекс» по размеру должен был в 20 раз превосходить свой прототип «Борексина» и занимать весь экспериментальный зал С в лаборатории Гран-Сассо. Название детектора происходило от аббревиатуры «борный эксперимент», название осталось после того, как в 1992 г. коллаборация приняла решение отказаться от опасного триметилбората (токсичное и легковоспламеняемое вещество, используется в промышленности для отбеливания бумаги) в пользу псевдокумола.

Основным вызовом в реализации данного проекта являлась проблема фона от естественных радиоактивных изотопов. Регистрация таких «неуловимых» частиц, как нейтрино, осложняется наличием присутствующих в той или иной степени в любых материалах естественных радиоактивных примесей, которые могут имитировать процессы нейтринного взаимодействия. Так, например, в стакане обычной водопроводной воды естественная радиоактивность составляет несколько распадов в секунду, для детектирования нейтрино требуется снизить концентрацию радиоактивных изотопов на 10 поряд-

ков. Жидкий сцинтиллятор необходимо было очистить до уровня 10^{-16} г/г по U/Th¹, прежде никогда не достигавшегося. Более того, не существовало инструмента для измерения подобных уровней радиоактивности, и коллаборации пришлось создать для этого специальный детектор Counting Test Facility (CTF), размерами ненамного уступающий «Борексину».

Значительные усилия исследователей в проекте «Борексину» были направлены на подбор радиационно-чистых материалов для сооружения детектора и разработку новых технологий очистки жидкостей и газов от естественных радиоактивных примесей. В результате исследований, продолжавшихся около 10 лет, удалось достичь рекордных результатов. Эксперимент «Борексину» — результат многолетних исследований, которые привели к созданию методик отбора сверхчистых материалов, а также технологий очистки жидкостей и газов от природных радиоактивных примесей до уровней, казавшихся ранее недостижимыми. На сегодня центральная область детектора «Борексину», в которой регистрируются нейтринные взаимодействия, является самым чистым материалом на Земле с точки зрения внутренней радиоактивности, вследствие чего «Борексину» на сегодня остается единственным детектором, способным регистрировать солнечные нейтрино в режиме реального времени в области энергий до нескольких МэВ. Созданный коллаборацией высокочувствительный детектор пригоден также для многоцелевых исследований в области физики нейтрино, астро- и геонейтринной физики. Среди недавно полученных на «Борексину» результатов следует отметить, в частности, первое статистически значимое наблюдение геонейтрино и установление модельно-независимых ограничений на потоки антинейтрино.

Принципиальная возможность достижения требований по радиочистоте была продемонстрирована в 1992–1995 гг. на прототипе детектора, содержащем 4 т жидкого сцинтиллятора и 1000 т воды защиты [50, 51]. В 1996–1998 гг. после успеха CTF ведущие финансирующие институты поддержали проект «Борексину», начались работы по созданию детектора. Но в 2002 г. произошла утечка 50 л сцинтиллятора, что привело к фактической остановке работ на четыре года. Во время вынужденной паузы был выполнен ряд исследований в области физики редких событий на данных CTF [52]. В 2005 г. все установки детектора были сертифицированы, но только поздней весной 2006 г. было получено разрешение на производство технологических операций и началась заливка воды в детектор. 15 мая 2007 г. детектор был целиком заполнен жидким сцинтиллятором. Настройка электроники и обучение персонала производилось во время заполнения детектора, что позволило немедленно приступить к регулярному набору данных.

«Борексину» установлен в подземной лаборатории Гран-Сассо в центральной Италии. В международную коллаборацию «Борексину» входят научно-исследовательские институты из Италии, США, Германии, России, Польши и Франции. С российской стороны в коллаборации участвуют НИЦ «Курчатовский институт», ПИЯФ РАН и НИИЯФ МГУ. Группа ученых из ЛЯП ОИЯИ участвует в эксперименте с начальной стадии проекта.

Детектор «Борексину» схематически изображен на рис. 3. Он представляет собой стальной цилиндр, соединенный сверху со сферой диаметром 16 м. Внутренняя структура

¹Загрязненность вещества обычно выражается в граммах примеси на некоторое количество материала, в данном случае на грамм сцинтиллятора; используются также г/м³ (особенно для газов), для радиоактивных примесей это могут быть, например, Бк/кг и т. п.

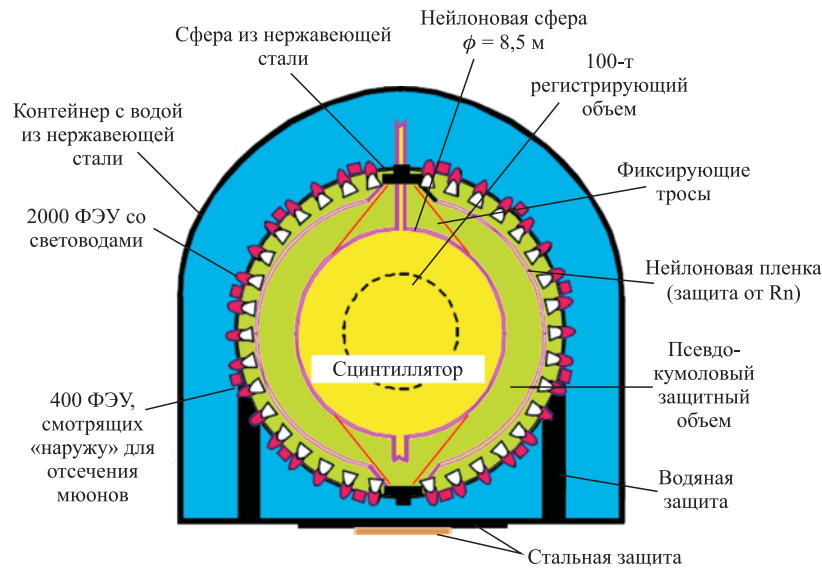


Рис. 3. Схематическое изображение детектора «Борексина»

детектора состоит из нескольких вложенных слоев, напоминающих русскую матрешку. Внешний слой заполнен 2400 т сверхчистой воды, защищающей детектор от естественной радиоактивности горных пород и материалов внешних конструкций. В этом же слое происходит регистрация редких космических мюонов по черенковскому излучению. Следующий слой — стальная сфера, заполненная 1000 т сверхчистого псевдокумола (C_9H_{12}), используемого для защиты центральной части детектора от внешних γ - и быстрых нейтронов. На внутренней поверхности стальной сферы установлены 2200 ФЭУ с большим фотокатодом, обеспечивающих хорошее геометрическое покрытие (34 % от полного телесного угла). И, наконец, в центре детектора находится прозрачный нейлоновый шар радиусом 4,25 м, содержащий 300 т жидкого органического сцинтиллятора. Для каждого события не только измеряется энергия, высвободившаяся при взаимодействии, но и определяется точка внутри детектора, где произошло взаимодействие. Последнее обстоятельство очень важно для выделения центральной части детектора с радиусом около 3 м, максимально защищенной от слабой остаточной радиоактивности внешних материалов. Только центральные 100 т сцинтиллятора, выделяемые программно при обработке данных, имеют уровень фона, позволяющий наблюдать солнечные нейтрино. Порог детектора составляет 220 кэВ по электронам отдачи и определяется присутствием изотопа ^{14}C в органическом сцинтилляторе. «Борексина» продемонстрировал хорошее энергетическое разрешение для детектора подобного объема, что является следствием достаточно высокого световыхода: при энергывыделении в 1 МэВ регистрируется около 500 фотоэлектронов на 2000 ФЭУ. Энергетическое разрешение для максимальной энергии электронов отдачи от солнечных бериллиевых нейтрино (662 кэВ) составляет 44 кэВ, или 6,6 %.

Анализ накопленных в первые месяцы данных показал, что достигнуты главные цели по очистке сцинтиллятора от естественной радиоактивности. Содержание примесей U/Th в жидком сцинтилляторе составило $\sim 10^{-17}$ г/г; содержание $^{40}K \sim 10^{-14}$ г/г; содержание $^{14}C (2,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-18}$ г/г. Среди других возможных источников фона идентифи-

цированы только $^{85}\text{Kг}$, $^{210}\text{Вi}$ и $^{210}\text{Ро}$. Счет событий от β -распадов $^{85}\text{Kг}$ с граничной энергией 687 кэВ составлял не более 0,35 соб./сут на 1 т сцинтиллятора. α -распады радиоактивного $^{210}\text{Ро}$ представляли собой наиболее мощный источник фоновых событий (около 60 соб./сут на 1 т сцинтиллятора в начальный период), изотоп распадается с периодом полураспада 134 сут, излучая α -частицу с энергией 5,3 МэВ. Остаточная радиоактивность, увеличивая статистическую погрешность измерения, не перекрывает сигнал, ожидаемый от моноэнергетических бериллиевых нейтрино — плечо спектра¹ в области 660 кэВ ясно видно в экспериментальных данных.

Первый результат «Борексино» по потоку бериллиевых нейтрино, основанный на анализе 47 сут живого времени, был представлен с систематической (максимальной) ошибкой около 25 %, возникшей в основном из-за неточности определения активной массы детектора, регистрируемое число солнечных бериллиевых нейтринных событий составило $(47 \pm 7 \text{ (стат.)} \pm 12 \text{ (сист.)})$ соб./сут/100 т сцинтиллятора [53]. Концепция слоистой защиты, используемая в «Борексино», предусматривает использование наружного слоя сверхчистого сцинтиллятора для экранирования центральной части детектора (так называемого доверительного объема) от внешнего фона — главным образом γ -квантов, возникающих при распаде ^{40}K и изотопов из цепочек распада ^{238}U и ^{232}Th . Полная масса сцинтиллятора измерялась с высокой точностью (0,2 %) во время заливки и составляет 278 т. Центральная (доверительная) область детектора выделяется программными средствами, поэтому точность определения рабочей массы детектора напрямую зависит от точности кода, восстанавливающего координаты событий. Доверительный объем определяется из распределений восстановленных координат для событий, происходящих равномерно в объеме детектора (таких, как распад ^{14}C или испускание γ -кванта с энергией 2,2 МэВ от захвата космогенного нейтрона на протоне). Другой тип калибровки кода реконструкции координат заключается в изучении восстановленной формы нейлонового контейнера со сцинтиллятором относительно его реального положения (определяемого с помощью ПЗС-камер).

Результат был улучшен в следующем году на статистике в 192 сут живого времени, поток солнечных нейтрино от ^7Be составил $(49 \pm 3 \text{ (стат.)} \pm 4 \text{ (сист.)})$ соб./сут/100 т сцинтиллятора [54]. Сигнал, ожидаемый в стандартной модели Солнца с высокой металличностью, составляет (74 ± 4) соб./сут/100 т, эффект МСВ с параметрами LMA уменьшает ожидаемую скорость счета до (48 ± 4) соб./сут/100 т. Гипотеза отсутствия осцилляций несовместима с измерением на уровне 4σ .

В 2011 г. на статистике в 740,7 сут живого времени опубликован окончательный результат измерения потока бериллиевых нейтрино, скорость счета нейтринных событий от ^7Be составила $(46,0 \pm 1,5 \text{ (стат.)}_{-1,6}^{+1,5} \text{ (сист.)})$ соб./сут/100 т сцинтиллятора [55], что соответствует потоку $(3,10 \pm 0,15) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и полностью согласуется с моделью нейтринных осцилляций в веществе.

Данное измерение потока бериллиевых нейтрино следует рассматривать как окончательный результат первой фазы эксперимента, закончившейся в июне 2010 г. с началом кампании по очистке сцинтиллятора. Планировавшаяся при создании детектора

¹Напомним, что дифференциальный спектр электронов отдачи для моноэнергетических нейтрино представляет собой ступенчатую функцию (в явном виде выражение представлено в следующем подразделе, см. уравнение (13)), соответственно, плечом спектра обычно называют край «ступеньки».

точность измерения была достигнута менее чем за три года измерений, срок намного меньший, чем это предполагалось изначально. В ближайшем будущем коллаборация намерена улучшить точность измерения в соответствии с новыми запросами физики солнечных нейтрино, но при этом требуется уменьшить фон как от распадов ^{85}Kr , так и от распадов ^{210}Bi , поэтому фокус в изучении нейтринных потоков на основе уже накопленных данных сместился в сторону изучения потоков от других солнечных реакций, в частности *pp*- и CNO-реакций, изучается также возможность измерения потоков нейтрино от *pp*-реакции.

Детектор «Борексина» является первым детектором большого объема, чувствительным к низкоэнергетическим солнечным нейтрино. В сравнении с черенковскими детекторами он обладает более высоким энергетическим разрешением, что позволяет поиск нейтрино от распадов ^8B в Солнце в области энергий практически сразу за так называемым таллиевым пределом (максимальной энергией γ -квантов в цепочке распадов естественных изотопов ^{238}U и ^{232}Th ; γ -квант с максимальной энергией 2,6 МэВ испускается в распаде ^{208}Tl). Измерение потока нейтрино от ^8B производилось на статистике, набранной за два года (488 сут живого времени), с порогом 3 МэВ. Этот порог является наименьшим из достигнутых в экспериментах по измерению потока борных нейтрино в режиме реального времени. Интерес к измерению потока нейтрино при малых энергиях обусловлен особыми свойствами вероятности выживания нейтрино в данной области энергий. Вероятность выживания нейтрино в области $E < 2$ МэВ определяется вакуумными осцилляциями, при энергиях $E > 5$ МэВ определяющим является механизм резонансного усиления осцилляций в солнечном веществе. Промежуточная область до сих пор не исследовалась в спектрометрическом режиме, теория предсказывает в этой области плавный переход между двумя предельными режимами осцилляций.

Счет электронов отдачи от рассеяния борных солнечных нейтрино в детекторе «Борексина» составил $(0,22 \pm 0,04 \text{ (стат.)} \pm 0,01 \text{ (сист.)})$ соб./сут/100 т, что соответствует потоку электронных нейтрино $(2,4 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 0,1 \text{ (сист.)}) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, в согласии с существующими измерениями (SNO и СуперКамиоканде) и теоретическими предсказаниями [56]. Соответствующая средняя вероятность выживания для электронных нейтрино в предположениях стандартной модели Солнца оказывается равной $0,29 \pm 0,10$ для электронов отдачи от 3 МэВ. Поскольку «Борексина» независимо определил вероятность выживания электронных нейтрино при энергии 0,862 МэВ (моноэнергетические бериллиевые нейтрино), то интересно заметить, что отношение этих двух вероятностей отличается от единицы со статистической значимостью $1,9\sigma$. Таким образом, впервые подтверждается наличие переходной области между предельными режимами осцилляций, результат находится в согласии с предсказаниями модели MCB с параметрами LMA для солнечных нейтрино.

Поскольку к моменту запуска «Борексина» параметры нейтринных осцилляций уже были установлены (в основном по результатам эксперимента KamLAND и SNO), то измерение потока бериллиевых нейтрино представляет интерес для уточнения солнечных моделей. Сравнение результатов «Борексина» по борным и бериллиевым нейтрино с предсказаниями двух вариантов солнечной модели с разной металличностью (металличность в астрофизике — относительная концентрация элементов тяжелее гелия) показано на рис. 4. Видно, что измерение оказалось совместимо с обеими моделями, поэтому требуются более точные измерения, в особенности бериллиевых нейтрино, где точность моделей ниже и нет независимых измерений.

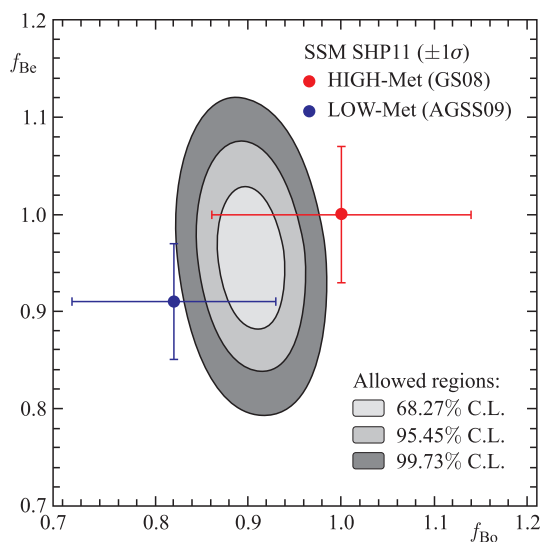


Рис. 4. Сравнение результатов «Борексина» по борным (отложены по оси X) и бериллиевым (по оси Y) нейтрино с предсказаниями двух вариантов солнечной модели с разной металличностью. Экспериментальные результаты представлены эллипсами ошибок для 1,2 и 3σ , теоретические предсказания показаны точками с интервалом ошибок для 1σ

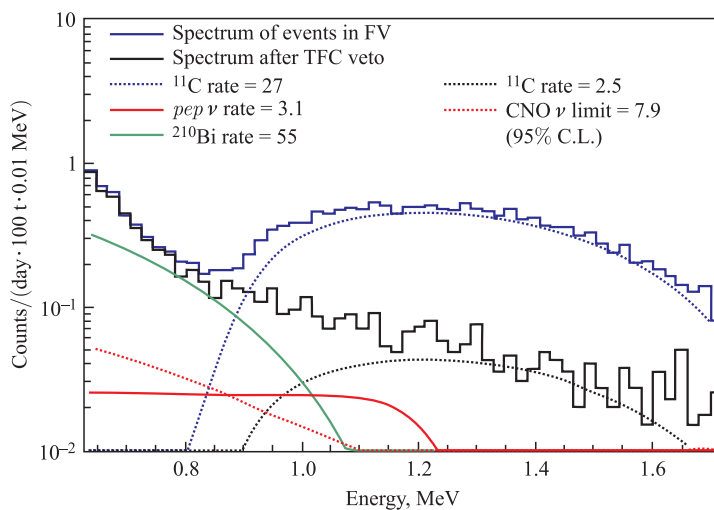


Рис. 5. (См. цветную версию рисунка на сайте www1.jinr.ru.) Энергетический спектр событий в доверительном объеме до и после отбора с помощью МТС. Верхние сплошная и пунктирная линии (синие) представляют данные и оценку вклада ^{11}C до отбора событий. Сплошная черная линия ниже представляет данные после отбора с помощью МТС, для которых выделен вклад от ^{11}C (пунктирная линия). Показаны также следующий по интенсивности вклад фона от ^{210}Bi , спектр электронов отдачи для pep -нейтрино и верхний предел на CNO -нейтрино. Скорость счета указана в единицах $\text{сб./сут}/100\text{ т}$

Коллаборация «Борексина» опубликовала также результаты исследования солнечных нейтрино в области энергий 1,0–1,5 МэВ [57]. Нейтрино в данной области энергий до сих пор не наблюдались в режиме реального времени. Из-за относительно большого уровня фона от распадов космогенного ^{11}C простой спектральный анализ данных в соответствующем диапазоне энергий не обладает достаточной чувствительностью для определения сигнала от солнечных нейтрино (рис. 5). В анализе используются два новых метода выделения нейтринного сигнала. Первый метод, впервые обсуждавшийся в работе коллаборации [58], так называемый метод тройных совпадений (МТС), позволяет идентифицировать большую часть вклада от космогенного ^{11}C на основе анализа его пространственно-временных корреляций с мюонами. Нарботка ядер космогенного ^{11}C в 95 % случаев идет за счет выбивания нейтрона из ^{12}C . Метод тройных совпадений основан на исключении из анализа областей детектора, в которых регистрируются нейтроны после прохождения космических мюонов. Исключаемая область определяется как пересечение цилиндра с осью, направленной вдоль трека мюона (трек мюона восстанавливается с помощью специальной программы), со сферой, очерченной вокруг точки регистрации. Продолжительность вето определяется временем жизни ^{11}C (29,4 мин). Второй метод выделения нейтринного сигнала основан на различии во временной структуре сигналов от электронов рассеяния и позитронов, образующихся при распаде ^{11}C (идея метода предложена физиком из ПИЯФ А.Дербиным). Небольшая разница во временном распределении сцинтилляционных сигналов является, с одной стороны, следствием образования связанного состояния позитрона (ортопозитрония), и, с другой стороны, свет при аннигиляции позитрона излучается из более протяженной пространственной области, чем при высвечивании света при точечном взаимодействии электронов рассеяния. С помощью метода автоматической классификации на основе машинного обучения (boosted-decision-tree algorithm) был сконструирован оптимизированный параметр формы импульса, для обучения использовался набор событий от распадов ^{11}C (β^+), отобранных методом тройных совпадений, и набор событий распада ^{214}Bi (β^-), отобранных методом быстрых совпадений в последовательности $\alpha-\beta$ распадов $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$.

Параметры были подобраны таким образом, чтобы добиться оптимального баланса подавления фона при сохранении максимально возможной экспозиции. В результате фон от космогенного ^{11}C был подавлен приблизительно в десять раз при сохранении половины экспозиции. Спектр после отбора методом тройных совпадений представлен на рис. 5, экспозиция соответствует 20409 т · сут.

Анализ данных проводился с помощью многомерной подгонки методом максимального правдоподобия, которая осуществлялась одновременно по энергетическому распределению, распределению параметра формы сигнала и по пространственному распределению отобранных событий, реконструированных в пределах доверительного объема. Распределение параметра формы сигнала — ключевой элемент многомерного анализа. Одновременно с подгонкой спектров событий, отобранных с помощью МТС, подгонялись и распределения остаточных событий. При этом на вклады, не связанные с прохождением космических мюонов, накладывалось условие одинаковой скорости счета для обоих наборов данных, так как корреляции с мюонами ожидаются только для космогенных вкладов. Вся процедура калибровалась на данных, полученных методом Монте-Карло, результаты подгонки возвращали несмещенные оценки для вкладов *perp*- и CNO-нейтрино, согласующиеся с частотной статистикой. Остаточный энергетический спектр после статистического вычитания всех возможных вкладов хорошо согласуется со спектром электронов

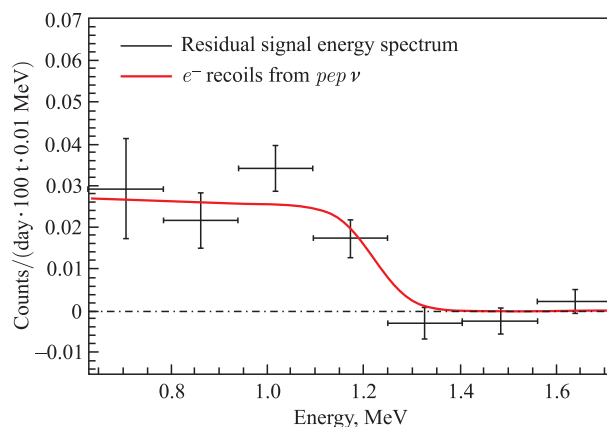


Рис. 6. Остаточный энергетический спектр после статистического вычитания всех вкладов после подгонки. Линией показан спектр электронов отдачи для pep -нейтрино, нормированный на скорость счета в соответствии с результатами наилучшей подгонки. Как видно, остаточный спектр действительно хорошо согласуется со ступенчатой функцией, соответствующей спектру электронов отдачи для моноэнергетических pep -нейтрино (1,44 МэВ)

отдачи для pep -нейтрино, (рис. 6). Из-за схожести энергетических спектров электронов отдачи для CNO-нейтрино и β -спектра ^{210}Bi вклад от CNO-нейтрино достоверно не выделяется, но, тем не менее, для него можно получить достаточно сильные ограничения. С помощью критерия отношения правдоподобия в предположении скорости счета pep -нейтрино, соответствующей предсказаниям стандартной модели Солнца, в сценарии нейтринных осцилляций MCB/LMA, получено ограничение для скорости счета нейтрино, являющееся наиболее сильным ограничением для солнечной металличности.

Скорость счета солнечных pep -нейтрино составила $(3,1 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,3 \text{ (сист.)})$ соб./сут/100 т. Те же данные позволили получить ограничения на поток нейтрино от углеродно-азотного цикла на Солнце $R(\text{CNO}) < 7,9$ соб./сут/100 т для 95 %-го уровня достоверности. Статистическая значимость ненулевого сигнала от pep -нейтрино составила 98 %. Такой уровень чувствительности был достигнут благодаря применению новых методов дискриминации событий от β^+ -распадов космогенного ^{11}C , доминирующего в экспериментальном спектре в области энергий 1–2 МэВ. В предположении модели нейтринных осцилляций MCB с параметрами LMA полученные скорости счета отвечают нейтринным потокам $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $< 7,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (95 %-й уровень достоверности) для pep - и CNO-нейтрино соответственно, в согласии с предсказаниями стандартной модели Солнца. На сегодня данный результат представляет собой первое прямое измерение потока pep -нейтрино и, соответственно, наиболее сильное ограничение на поток солнечных нейтрино из углеродно-азотного цикла. Измерение стало возможным благодаря исключительно низкому уровню внутреннего фона в «Борексине» и применению новой методики дискриминации фона. Данный результат демонстрирует принципиальную возможность более точного измерения pep - и CNO-нейтрино при условии снижения доминирующего остаточного фона от распадов радиоактивного ^{210}Bi в ходе продолжающейся очистки сцинтиллятора.

На рис. 7 представлена вероятность выживания электронных нейтрино (P_{ee}), определенная по всем доступным данным. Отметим, что вклад в упругое рассеяние на электронах

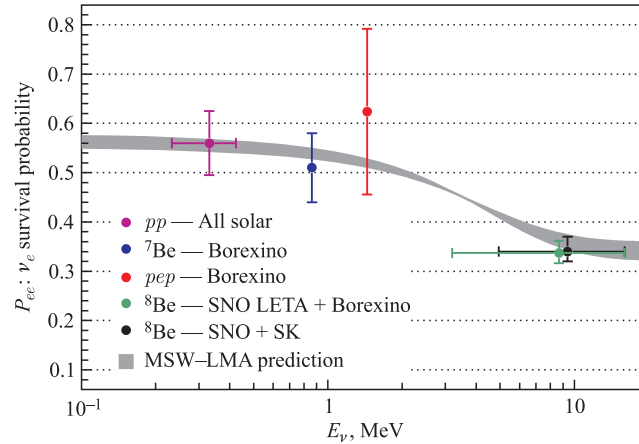


Рис. 7. Вероятность выживания электронных нейтрино (P_{ee}). Точки на графике слева направо: все эксперименты (область pp -нейтрино); измерение потока нейтрино из реакции ${}^7\text{Be}$ («Борексино»), измерение потока pep -нейтрино («Борексино»); измерение потока нейтрино из реакции ${}^8\text{B}$ с низким порогом («Борексино»+SNO LETA) и измерение потока нейтрино из реакции ${}^8\text{B}$ (СуперКамиоканде). Предсказания модели MCB/LMA показаны в виде серой ленты (ее ширина соответствует теоретической ошибке 1σ)

дают не только электронные нейтрино, но и нейтрино других флэйворов, поэтому вероятность выживания электронных нейтрино не равна простому отношению измеренного потока к ожидаемому в отсутствие осцилляций. Из-за теоретической неопределенности потока бериллиевых нейтрино фактически половину ошибки в определении вероятности выживания электронных нейтрино ($P_{ee} = 0,51 \pm 0,07$) составляет теоретическая неопределенность потока. «Борексино» получил вероятность P_{ee} для трех разных энергий нейтрино, причем для двух энергий нет других измерений. Точность определения P_{ee} для бериллиевых нейтрино пока что ограничена теоретической неопределенностью модели, в отличие от P_{ee} для pep -нейтрино, где доминирующий вклад в ошибку составляет экспериментальная ошибка, теоретические же оценки потока pep -нейтрино достаточно точны.

Отсутствие суточных вариаций потока бериллиевых нейтрино в данных «Борексино» [59], вместе с предыдущим измерением солнечных ${}^8\text{B}$ -нейтрино, позволяет выделить на высоком уровне достоверности область, соответствующую большим углам смешивания нейтрино (Large Mixing Angle, LMA), без включения в анализ данных детектора KamLAND для реакторных антинейтрино, т. е. в отсутствие предположения CPT -инвариантности фундаментальных взаимодействий. Данный результат особенно важен в свете последних, пока что требующих дальнейших подтверждений экспериментальных указаний на возможное отличие между параметрами осцилляций нейтрино и антинейтрино (см. п.2.7). Независимое выделение области параметров LMA-решения, полученное в эксперименте «Борексино» с использованием только нейтрино, является ключевым моментом для подтверждения согласованности наших представлений о нейтринных осцилляциях.

1.10. Электромагнитные свойства нейтрино. Магнитный момент нейтрино в стандартной модели электромагнитных и слабых взаимодействий, основанной на группе сим-

метрии $SU(2) \times U(1)$ (теория Вайнберга–Глэшоу–Салама), пропорционален массе нейтрино и представляет собой ничтожно малую величину:

$$\mu_\nu = \frac{3m_e G_F}{4\pi^2 \sqrt{2}} m_\nu \mu_B \simeq 3,2 \cdot 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right) \mu_B,$$

где μ_B — магнетон Бора (единица элементарного магнитного момента, названная в честь Нильса Бора; $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$; дипольный магнитный момент электрона приблизительно равен магнетону Бора); m_ν — масса нейтрино. Наиболее сильные ограничения на массу нейтрино получены при тщательном анализе космологических данных, суммарная масса всех типов нейтрино не превышает 0,28–0,47 эВ (95 %-й уровень достоверности) в разных модельных предположениях [60]. Результат прямых измерений (в экспериментах с тритием для электронного нейтрино) немного слабее и составляет $m_\nu < 2,3$ эВ (95 %-й уровень достоверности) [61]. Таким образом, расчет магнитного момента нейтрино в рамках стандартной модели приводит к результату $\mu_\nu \sim (10^{-20} - 10^{-19}) \mu_B$, такая малая величина никак не проявляет себя в лабораторных измерениях нейтрино и недоступна экспериментальным наблюдениям.

Одним из возможных эффектов существования магнитного момента нейтрино, имеющим важные астрофизические следствия, является переворот спиральности нейтрино (spin flip) в магнитном поле. Спиральность дираковского нейтрино при движении в постоянном магнитном поле не сохраняется, при этом при движении нейтрино в направлении, перпендикулярном полю, «левое» нейтрино переходит в «правое». Эффект переворота спиральности может иметь значение в процессе эволюции звезд, так как в достаточно сильном магнитном поле ($H \sim 10^{13}$ Гс, характерном для формирующейся нейтронной звезды) изменение спиральности может стать наблюдаемым эффектом даже при столь малом значении магнитного момента, как предсказываемое стандартной моделью. Часть образующихся при гравитационном коллапсе «левых» нейтрино может перейти в «правые», представляющие собой практически не взаимодействующие с веществом состояния (поэтому их называют «стерильными» нейтрино). При этом может наблюдаться уменьшение нейтринного потока, сопровождающего коллапс звездного ядра.

Этот же эффект, но для значительно больших значений магнитного момента $\mu_\nu \sim 10^{-11} - 10^{-10} \mu_B$, мог бы объяснить проблему дефицита солнечных нейтрино в экспериментах. Действительно, прецессия такого аномально большого магнитного момента нейтрино в магнитном поле Солнца могла бы привести к переходу левого нейтрино в стерильное (не регистрируемое) правое нейтрино и, как следствие, к уменьшению наблюдаемого потока нейтрино. Это привело бы также к 11-летним и полугодовым циклическим модуляциям потока солнечных нейтрино, коррелирующих с соответствующими изменениями магнитной активности Солнца. В конце 80-х эта идея получила подпитку, так как в данных эксперимента «Хоумстэйк» была обнаружена корреляция измеряемого потока нейтрино с солнечной активностью [62], позднее не подтвердившаяся, так же, как и в случае корреляций с солнечной активностью в данных эксперимента СуперКамиоканде (см., например, [63])¹.

¹Тут следует отметить, что мы следуем общепринятому мнению при изложении проблемы, хотя есть несколько авторов, отстаивающих противоположную точку зрения, обнаруживая временные корреляции во все новых и новых данных, см., например, работу [64] и ссылки в ней.

Таким образом, интерес физиков к поиску аномально большого магнитного момента нейтрино на уровне $\sim 10^{-11} \mu_B$ был изначально вызван одним из элегантных теоретических решений проблемы солнечных нейтрино.

Достаточно сильный предел на магнитный момент нейтрино $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$ (номинально — 3σ уровень достоверности) был получен в 1990 г. Дж. Раффельтом из астрофизических соображений [65]. Аномальный магнитный момент в его рассуждениях усиливал бы распад плазмонов (квазичастиц, отвечающих квантованию плазменных колебаний — коллективных колебаний свободного электронного газа) $\gamma^{\text{plasmon}} \rightarrow \nu\nu$ в ядрах красных гигантов глобулярных кластеров (компактных шаровых скоплений звезд за пределами галактик), увеличивая скорость сгорания гелия. Ряд наблюдаемых параметров для звезд в глобулярных кластерах позволяет установить вышеуказанный предел на магнитный момент нейтрино. Предел на магнитный момент для дираковских нейтрино $\mu_\nu^{\text{Dirac}} < (1-4) \cdot 10^{-12} \mu_B$ (результат в статье приведен без указания уровня достоверности) можно установить из анализа данных по наблюдению сверхновой 1987А, как показано в [66] (рассуждения применимы только к дираковским магнитным или электрическим переходным моментам). Как обсуждалось выше, нейтрино, удерживаемые в ядре сверхновой, могут изменить свое состояние на состояние с противоположной спиральностью за счет переворота спина в магнитном поле. Возникающие стерильные нейтрино уносят энергию из внутреннего ядра сверхновой. Подобный канал влиял бы на стандартный диффузионный механизм передачи энергии, что привело бы к сокращению разброса времен прихода антинейтрино, наблюдавшемуся при вспышке сверхновой 1987А.

Поскольку данные результаты являются в некотором смысле модельно-зависимыми, то физики не оставили попытки экспериментально обнаружить проявления аномально большого магнитного момента нейтрино. При этом иногда достаточно проанализировать данные экспериментов, поставленных с другой целью, чтобы получить ограничение на магнитный момент нейтрино. Помимо этого проводились и проводятся эксперименты с единственной целью обнаружения аномального магнитного момента нейтрино.

Наиболее чувствительной реакцией с точки зрения поиска вклада ненулевого магнитного момента нейтрино является реакция упругого рассеяния нейтрино на электронах. В самом деле, дифференциальное сечение для вклада слабого взаимодействия в рассеяние нейтрино на электроне имеет вид

$$\frac{d\sigma_W}{dT_e}(T_e, E_\nu) = 4\sigma_0 \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{T_e m_e}{E_\nu^2} \right], \quad (13)$$

где $\sigma_0 = G_F^2 m_e / 2\pi$, значения g_R и g_L связаны с углом Вайнберга как $g_L = g_V + g_A = 1/2 + \sin^2 \theta_W$, $g_R = g_V - g_A = \sin^2 \theta_W$, E_ν и T_e — энергия налетающего нейтрино и кинетическая энергия электрона отдачи.

Так как нейтрино представляют собой смесь массовых состояний, взаимодействие массового состояния нейтрино с электромагнитным полем характеризуется 3×3 матрицей дипольных магнитных моментов μ_{ij} . Для майорановских нейтрино матрица μ_{ij} антисимметрична и только переходные недиагональные моменты могут быть отличны от нуля. Сечение электромагнитного ν - e -рассеяния пропорционально квадрату эффективного магнитного момента нейтрино μ_{eff} :

$$\frac{d\sigma_{\mu_\nu}}{dT_e}(T_e, E_\nu) = \pi r_0^2 \mu_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (14)$$

где μ_{eff} измеряется в единицах μ_B (магнетон Бора) и зависит от μ_{ij} , $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона. Следует заметить, что традиционно магнитные моменты соотносят с флэйворами нейтрино, хотя определенным магнитным моментом обладают чистые массовые состояния.

Как видно, энергетическая зависимость для слабого и электромагнитного вкладов значительно различается: слабый вклад практически не зависит от энергии, электромагнитный пропорционален $1/T_e$.

Поскольку в солнечных экспериментах прямого счета регистрируется энергетический спектр нейтрино, то можно использовать эти данные для наложения ограничений на магнитный момент нейтрино. В данном случае речь идет об ограничении магнитного момента той смеси флэйворных состояний, которая регистрируется в детекторе. Лучшее ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино получено при анализе данных «Борексино» и составляет $\mu_\nu \leq 5,4 \cdot 10^{-11} \mu_B$ (использовался спектр бериллиевых нейтрино) [54]. Анализ данных проведен на большой статистике, что само по себе является уникальным фактом для нейтринной физики. Полученный предел не зависит ни от точности определения активного объема сцинтиллятора, ни от параметров осцилляций, ни от абсолютной величины потока солнечных нейтрино, так как результат определяется исключительно формой спектра. Анализ данных СуперКамиоканде (спектр борных нейтрино) в зависимости от предположений анализа дает более слабый предел на уровне $(1,1-3,6) \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 %-й уровень достоверности) [67].

Если нейтрино обладает ненулевым магнитным моментом, то в принципе возможно появление антинейтрино в потоке солнечных нейтрино в результате спин-флэйворной прецессии нейтрино с магнитным моментом в магнитном поле Солнца. Поиски аномально больших потоков антинейтрино проводились в ряде экспериментов со сцинтилляционными детекторами: LSD (1996), СуперКамиоканде (2003), SNO (2004), KamLAND (2004), CTF (2006). Лучшее ограничение было получено на KamLAND: $\phi(\bar{\nu}_e) \leq 2 \cdot 10^{-4} \phi(^8\text{B})$ для 90 %-го уровня достоверности, предел установлен для антинейтринного спектра с формой солнечного спектра от борных нейтрино с порогом 8,3 МэВ [68].

В 2011 г. «Борексино» установил новые лучшие ограничения на поток солнечных антинейтрино на уровне $\phi(\bar{\nu}_e) \leq 2 \cdot 10^{-4} \phi(^8\text{B})$ для 90 %-го уровня достоверности [69], предел получен по всему спектру. Анализ антинейтринных данных позволил также установить новые модельно-независимые пределы на антинейтринные потоки в лаборатории Гран-Сассо, результаты приведены на рис. 8 в сравнении с другими измерениями. Несколько позднее вышла новая статья KamLAND, в которой был установлен более сильный предел

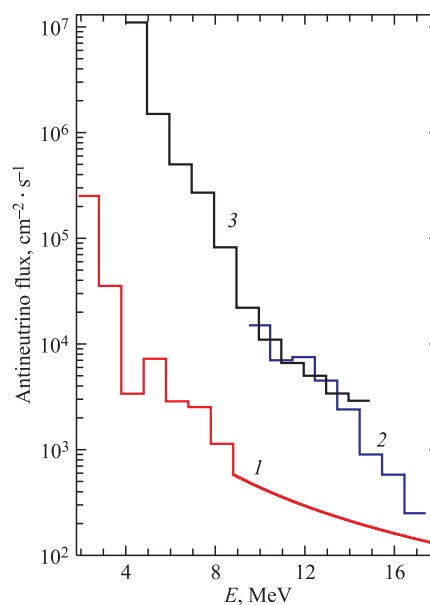


Рис. 8. Модельно-независимые пределы на потоки антинейтрино, полученные на детекторе «Борексино» (1) в сравнении с результатами СуперКамиоканде (2) и SNO (3)

$\phi(\bar{\nu}_e) \leq 5,3 \cdot 10^{-5} \phi(^8\text{В})$ для 90 %-го уровня достоверности, как и ранее, предел установлен для антинейтринного спектра с формой солнечного спектра от борных нейтрино с порогом 8,3 МэВ [70]. Помимо этого в той же статье получены более сильные, чем в случае «Борексина», модельно-независимые пределы на антинейтринные потоки неземного происхождения, но только от порога 8,3 МэВ (из-за доминирующего вклада реакторных антинейтрино при энергиях ниже 8,3 МэВ). По результатам поиска магнитного момента и антинейтринных потоков можно с уверенностью утверждать, что механизм спин-флэйворной прецессии исключен как доминирующий эффект при объяснении дефицита солнечных нейтрино и, если и присутствует, то только как эффект второго порядка.

2. РЕАКТОРНЫЕ НЕЙТРИНО

2.1. Открытие нейтрино. Первое опубликованное предложение о возможности экспериментального доказательства существования нейтрино исходило от китайского физика Чан Вонга (Kan Chan Wang)¹. В небольшой статье (размером в один столбец, опубликованной в рубрике «Письма редактору»), принятой в печать в октябре 1941 г.², он предложил использовать энергию ядер отдачи ^7Li при K -захвате на ^7Be (по его расчетам всего 77 эВ для нулевой массы нейтрино, более точные расчеты дают 57 эВ), энергия отдачи естественным образом пересчитывалась бы в энергию, уносимую нейтрино [71]. Предложение было реализовано на практике группой из Иллинойского университета в 1951 г. [72] и независимо Рэем Дэвисом в 1952 г. [73]. Рэй Дэвис в своей нобелевской лекции [11] отмечает, что это был очень красивый эксперимент, но группа из Иллинойса немного его опередила с публикацией. Наблюдение отдачи ядер в процессе K -захвата означало доказательство существования нейтрино, но сами нейтрино в этих экспериментах не регистрировались.

Эра экспериментальной физики нейтрино началась с регистрации антинейтрино Фредериком Райнесом и Клайдом Коуэном (Reines F., Clyde L. Cowan, Jr.) в эксперименте с названием «Проект полтергейст». Эксперимент был предложен в начале 1950-х гг. Следует отметить, что изначально планировался эксперимент с использованием нейтрино от ядерного взрыва (очевидно, свою роль сыграл тот факт, что Райнес до этого участвовал в создании ядерной бомбы), так как казалось, что малое сечение взаимодействия нейтрино с веществом не позволит наблюдать нейтринные события от любых других, менее интенсивных, источников нейтрино. Использовать ядерный реактор в качестве источника нейтрино предложил в 1952 г. руководитель физического отделения Лос-Аламосской лаборатории Келлог (J. M. V. Kellogg) сразу после семинара, на котором Райнес и Коуэн доложили о своих планах [74]. Практически тогда же Райнес и Коуэн модифицировали схему детектирования нейтрино. Изначально предполагалось использовать сигнал от позитронов, образующихся в обратном β -распаде. В новом подходе использовалась схема совпадений, а именно, в процесс регистрации был включен сигнал от захвата теплового

¹ Известный китайский физик, в 1956 г. в числе других физиков подписавший соглашение об основании ОИЯИ, где проработал с 1956 по 1960 г., был заместителем директора с 1958 г.

² Судя по доступной биографической информации, Вонг в это время скрывался в горах северного Китая от японских оккупантов.

нейтрона. Данная идея оказалась чрезвычайно плодотворной, так как использование задержанных совпадений позволило значительно снизить фон, и в конечном итоге сыграла решающую роль в детектировании нейтрино. Отметим, что данная схема до сих пор используется во всех экспериментах, регистрирующих антинейтрино.

Первая серия экспериментов проводилась в 1953 г. на реакторе в Хэнфорде (Hanford) (Вашингтон, США) [75], но надежное детектирование достигнуто не было: расчетная интенсивность событий должна была составлять $\simeq 0,2$ соб./мин, но при выключенном детекторе фон (позднее был установлен источник — космические лучи) оказался того же порядка ($(0,4 \pm 0,2)$ соб./мин). Для второй серии экспериментов установка была доработана [76]. В качестве протонной мишени использовались два бака по 200 л, заполненные раствором хлористого кадмия в воде ($\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$). Протонные мишени находились между жидкостцинтилляционными детекторами (три емкости по 1200 л). Сцинтилляционные вспышки регистрировали 100 фотоумножителей. Нейтроны замедлялись в мишени до тепловых энергий и поглощались ядрами кадмия, для которых сечение реакции захвата тепловых нейтронов достаточно велико. Среднее время захвата нейтронов на кадмии составляло $\simeq 10$ мкс, в результате захвата нейтронов образуются изотопы кадмия в возбужденном состоянии. Переход последних в основное состояние сопровождается испусканием 3–5 γ -квантов. Для идентификации антинейтрино использовался метод запаздывающих совпадений: первое (быстрое) событие дают аннигиляционные γ -кванты, задержанное событие дают образующиеся γ -кванты из реакции радиационного захвата на ядрах кадмия. Подробно об эксперименте Райнеса и Коуэна можно прочитать в [74].

Райнес был удостоен Нобелевской премии в 1995 г. за работы в области физики нейтрино, Коуэн (1919–1974), к сожалению, не дожил до момента присуждения премии.

2.2. Вопрос тождественности нейтрино и антинейтрино. В 1928 г. Поль Дирак вывел уравнение, описывающее поведение элементарных частиц со спином $1/2$ (фермионов) и предсказывающее существование античастиц у каждого фермиона. Частицы отличаются от своих античастиц знаком заряда и магнитного момента. Вскоре (в 1932 г.) был открыт позитрон — первая античастица, еще через 20 лет были открыты антипротон и антинейтрон. Нейтрино представляет собой фермион, но так как у него отсутствуют заряд и магнитный момент, то возникает вопрос: отличается ли нейтрино от своей античастицы, и, если отличается, то каким образом.

Теорию нейтрино, которое по своим свойствам тождественно антинейтрино, создал в 1937 г. итальянский физик Этторе Майорана. Такие нейтрино называют «майорановскими», в этой теории лептонное число не сохраняется, но имеется два типа нейтрино с различными спиральностями. Нейтрино, не являющееся истинно нейтральным, называется «дираковским», в этой теории лептонное число является строго сохраняющимся.

После открытия реакторных антинейтрино возник очевидный вопрос о тождественности открытой частицы и нейтрино. Разделение на нейтрино и антинейтрино логично ввести на основе взаимодействий, в которых они возникают. Нейтрино рождается в распадах вместе с антилептоном, антинейтрино же можно определить как частицу, возникающую вместе с лептоном. Введенные таким образом нейтрино и антинейтрино различаются, так как участвуют в разных реакциях. Экспериментальные оценки «тождественности» нейтрино и антинейтрино следует рассматривать как оценки степени перекрытия волновых функций $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2$.

Впервые отличие нейтрино от антинейтрино с точки зрения взаимодействий, в которых они участвуют, установил уже упоминавшийся нами ранее в связи с первым экспе-

риментом по регистрации солнечных нейтрино Рэй Дэвис, проводивший в начале 50-х серию экспериментов по регистрации реакторных антинейтрино в радиохимическом эксперименте с использованием реакции $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, предложенной Бруно Понтекорво. При условии, что нейтрино и антинейтрино являются тождественными частицами, реакция $n + \bar{\nu} \rightarrow p + e^-$ идет с тем же успехом, что и реакция $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$, наблюдавшаяся в эксперименте Райнеса и Коузана. Обе реакции должны иметь одинаковые сечения $\sim 10^{-43}$ см², характерные для нейтрино. В качестве источника антинейтрино использовались реакторные антинейтрино. Естественно, для регистрации реакции необходима мишень большой массы из-за малости нейтринных сечений, использовалось около 3800 л раствора четыреххлористого углерода. В 1954 г. на реакторе в Саванна Ривер был получен первый результат: не было зарегистрировано ни одного нейтрино, для данной установки это означало, что сечение захвата нейтрино по крайней мере в пять раз ниже сечения захвата антинейтрино. Позже был проведен более чувствительный эксперимент с использованием 11 400 л четыреххлористого углерода, улучшивший верхнюю границу отношения скоростей захвата нейтрино к антинейтрино до уровня 1/20 [77]. Опыт, накопленный при проведении эксперимента, помог Дэвису 11 лет спустя создать первый в мире детектор для регистрации солнечных нейтрино.

Эксперимент Дэвиса доказал, что нейтрино и антинейтрино по-разному участвуют во взаимодействиях, степень перекрытия волновых функций $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2$ не превышает 0,05. Отметим, что сегодня наиболее сильное ограничение следует из факта ненаблюдения двойного безнейтринного β -распада $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2 < 10^{-12}$. В то же время вопрос о тождественности нейтрино и антинейтрино все еще остается открытым. Дело в том, что в теории двухкомпонентного нейтрино отрицательный результат опытов Дэвиса вытекает из поляризации. Антинейтрино, излучаемые реактором, — правые, а для радиохимического превращения хлора в аргон требуется левое нейтрино¹. С другой стороны, степень поляризации нейтрино тесно связана с наличием у них массы. При $(V-A)$ -структуре взаимодействий нейтрино и антинейтрино имеют разные киральности: левую и правую соответственно. Если других отличий нет, то перекрытие состояний нейтрино и антинейтрино в пределе $E_\nu \gg m_\nu$ равно $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2 \approx m_\nu^2/E_\nu^2 \ll 1$, что находится в согласии с экспериментальными ограничениями. Если же лептонное число сохраняется строго, то $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2 = 0$.

2.3. 80-е и 90-е: поиск нейтринных осцилляций на короткой базе. Результаты эксперимента «Хоумстэйк» выявили проблему дефицита солнечных нейтрино. Так как одним из наиболее красивых физических объяснений наблюдаемого эффекта являлся механизм

¹В 1956 г. было открыто несохранение четности в слабых взаимодействиях, это открытие самым непосредственным образом коснулось нейтрино. Действительно, согласно уравнению Дирака частица с нулевой массой при условии нарушения пространственной четности должна быть полностью поляризована, то есть ее спин направлен по импульсу либо против него. Соответствующая ей античастица отличается знаком поляризации. Если изначально уравнение Дирака для нейтрино включало четыре компоненты (частица и античастица, каждая с двумя направлениями спина), то теперь число состояний уменьшилось до двух. Соответственно, новая теория получила название двухкомпонентной. Опыты установили, что спин антинейтрино направлен по импульсу частицы, а нейтрино — против. При наглядном описании поведения полностью поляризованной частицы обычно прибегают к аналогии с буравчиком, в которой спин соответствует направлению вращения рукоятки, а направление импульса — направлению поступательного движения буравчика. Антинейтрино в такой аналогии является буравчиком с правой резьбой (закручивающейся по часовой стрелке), а нейтрино — буравчик с левой резьбой.

осцилляций, то физики без промедления приступили к их поиску в ускорительных и реакторных экспериментах. Поскольку ускорительная физика осталась за пределами данных лекций, остановимся на реакторных экспериментах. В реакторных экспериментах по поиску исчезновения антинейтрино параметр θ_{13} определяет вероятность выживания электронных антинейтрино при «атмосферном» значении параметра Δm_{atm}^2 (на сегодня достаточно точно измеренном в эксперименте MINOS $\Delta m_{\text{atm}}^2 = (2,32_{-0,08}^{+0,12}) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [78]). Вероятность выживания электронных нейтрино приблизительно определяется формулой

$$P_{\text{surv}} \approx 1 - \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(1,267 \Delta m_{\text{atm}}^2 \frac{L}{E} \right), \quad (15)$$

где L — расстояние от реактора до детектора в метрах и E — энергия антинейтрино в МэВ. Из (15) следует простой способ определения угла смешивания, если все остальные параметры могут быть определены независимо.

В 80-х и 90-х было поставлено несколько экспериментов, в которых расстояние от центра реактора до детектора составляло несколько десятков метров. Отметим эксперименты в Гесгене (Goesgen) (Швейцария), в Ровно и Красноярске, ILL в Гренобле (Франция) и Буже (Bugey) (Франция). Для улучшения чувствительности измерялся поток антинейтрино на разных расстояниях, так как теоретическая точность расчетов потоков нейтрино на то время составляла не более 10%. Наиболее сильные ограничения на параметры осцилляций были получены в Буже. Антинейтринные спектры в этом эксперименте измерялись на трех дистанциях от реактора в 15, 40 и 95 м, с использованием трех идентичных детекторов, заполненных жидким сцинтиллятором с присадкой ${}^6\text{Li}$ для более эффективной регистрации нейтронов. Осцилляции не наблюдались, что транслировалось в ограничение на возможные значения параметра $\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-2} \text{ эВ}^2$ [79].

2.4. Конец 90-х: увеличение базы до 1 км. Поскольку в экспериментах на базе нескольких десятков метров осцилляции нейтрино не были обнаружены, физики стали планировать эксперименты на базе порядка 1 км, т. е. в предположении $\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-3} \text{ эВ}^2$. В конце девяностых были проведены два эксперимента: Chooz¹ в Арденнах (Франция) на расстоянии 1000 и 1100 м от двух реакторов атомной станции (типа PWR с общей мощностью 8,4 ГВт) и Palo Verde, находившегося на расстоянии 750, 888 и 889 м соответственно от каждого из трех реакторов атомной станции с общей мощностью 11,6 ГВт в пустыне Аризона. В подготовке и проведении эксперимента Chooz участвовала группа физиков из России (Курчатовский институт).

Детектор Chooz размещался в подземной лаборатории на глубине 100 м (300 м в э.), что впервые в истории реакторных экспериментов обеспечило подавление космогенных фонов (поток мюонов был подавлен до 10 в 1 с) и позволило работать с несегментированным детектором. Вся конструкция размещалась в металлическом баке цилиндрической формы размером 5×5 м. В центре размещался жидкосцинтилляционный 5-тонный детектор (использовался жидкий сцинтиллятор (ЖС) с 0,1% по весу гадолиниевой присадкой) в прозрачном баке, окруженном 70-см слоем обычного жидкого сцинтиллятора (17 т сцинтиллятора без присадки), используемом в качестве активной защиты от внешней радиоактивности. Внешней стенкой служила оптически непрозрачная

¹Название по имени города, около которого расположена атомная станция.

структура (геод), на которой были смонтированы 192 ФЭУ, просматривающие детектор изнутри. Между геодом и наружным баком был залит ЖС, служивший детектором космических мюонов, и просматривавшийся 48 ФЭУ. Дополнительным преимуществом эксперимента являлась возможность набора данных при выключенных реакторах (детектор был сооружен до запуска атомной станции). Среднее значение параметра L/E составляло ~ 300 ($L \sim 1$ км и $E \sim 3$ МэВ).

Эксперимент Palo Verde тоже был размещен под землей, но на глубине всего 12 м (или 32 м в.э.). Так как защита от космических мюонов была недостаточной (поток мюонов составлял $22 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, или в 50 раз больше, чем в Chooz), то подавление фона обеспечивалось за счет сегментирования детектора. Детектор состоял из 66 9-м акриловых ячеек, заполненных ЖС с гадолиниевой присадкой (11,3 т сцинтиллятора с 0,1 % весовой добавкой Gd). Для защиты от внешних γ -лучей использовался 1-м слой воды, а для дополнительной защиты от мюонов использовался эффективный жидкосцинтилляционный детектор.

Осцилляции нейтрино снова не наблюдались. Отношение измеренного потока к ожидаемому составило $R = 1,01 \pm 0,028$ (стат.) $\pm 0,027$ (сист.) для эксперимента Chooz и $R = 1,01 \pm 0,024$ (стат.) $\pm 0,051$ (сист.) для Palo Verde. Оба эксперимента исключили любой тип осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ для $\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-3} \text{ эВ}^2$ кроме слабого смешивания. В предположении *CPT*-инвариантности, эти эксперименты также исключили объяснение результатов эксперимента СуперКамиоканде за счет $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. По состоянию на сегодня результат эксперимента Chooz по углу смешивания θ_{13} все еще вне конкуренции: $\sin^2 2\theta_{13} < 0,14$ (90 %-й уровень достоверности) при $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [80].

2.5. Эксперимент KamLAND — открытие нейтринных осцилляций на базе 100 км. Эксперимент с базой порядка 100 км задумывался для поиска осцилляций в предположении параметров солнечных осцилляций в так называемой области LMA (Large Mixing Angle — большого угла смешивания), при этих параметрах длина осцилляций как раз и составляет ~ 100 км.

Детектор KamLAND расположен в шахте Камиока (Kamioka) в Японии. По конструкции он представляет собой несколько увеличенную версию «Борексино» (рис. 9) — стальную цилиндрическую емкость диаметром 18 м, заполненную сверхчистой водой. Стальная сфера, расположенная внутри, разделяет детектор на две области: внешнюю, представляющую собой водный черенковский детектор космических мюонов, и внутреннюю с подвешенной внутри емкостью из прозрачного пластика с жидким сцинтиллятором (20 %-й раствор псевдокумола в додекане с небольшой добавкой дифенилоксазола, который улучшает сцинтилляционные характеристики). Между металлической сферой и пластиковой емкостью залито масло для защиты от внешних γ -лучей и нейтронов. Внутренний активный объем массой 1000 т просматривается 1879 фотоумножителями двух типов (диаметром 17 и 20 дюймов). Момент срабатывания каждого ФЭУ регистрируется электроникой, что позволяет восстанавливать координаты сцинтилляционной вспышки.

Основной вклад в антинейтринный сигнал, регистрируемый детектором KamLAND, дают японские ядерные реакторы (около 70 с суммарной тепловой мощностью 130 ГВт), на среднем расстоянии от детектора около 180 км. Ожидаемый поток антинейтрино составляет $\sim 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для регистрации антинейтрино используется реакция обратного β -распада на протоне — захват электронного антинейтрино протоном, который при этом превращается в нейтрон и излучает позитрон. Позитрон аннигилирует с одним из окружающих электронов, вызывая вспышку в сцинтилляторе (быстрый сигнал). Термали-

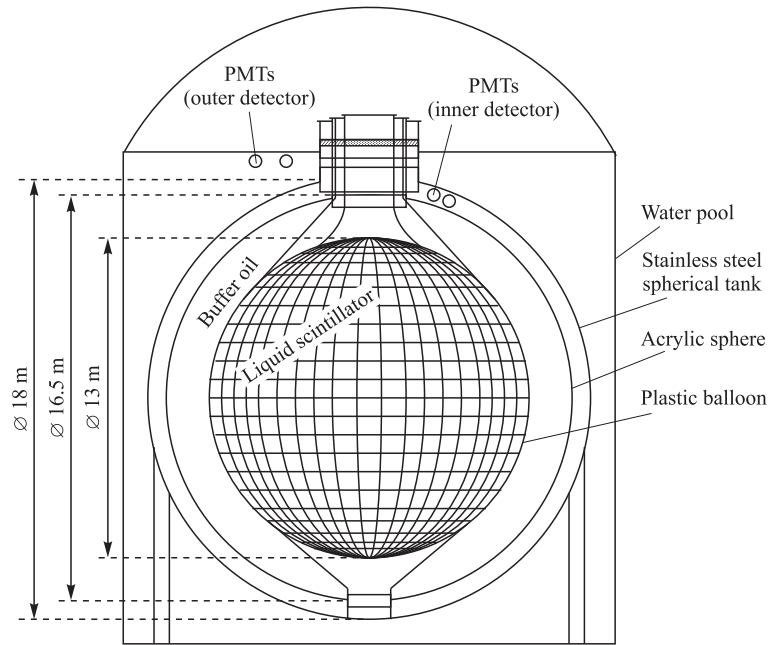


Рис. 9. Схематическое изображение детектора KamLAND

зованный нейтрон захватывается протоном за время ~ 200 мкс, захват нейтрона сопровождается испусканием γ -кванта с энергией 2,2 МэВ (задержанный сигнал). При анализе событий выделяются пары быстрый – задержанный сигнал, удовлетворяющие некоторым условиям отбора (расстояние между двумя событиями и время прихода сигналов), позволяющим подавить фон случайных совпадений без заметных потерь сигнала.

Первый результат KamLAND появился в 2003 г. [81]. На экспозиции 162 т·год (145,1 сут набора данных) число наблюдаемых событий оказалось заметно меньше числа ожидаемых, вероятность выживания электронных антинейтрино с энергией более 3,4 МэВ составила $0,611 \pm 0,085$ (стат.) $\pm 0,041$ (сист.). Гипотеза сценария с отсутствием нейтринных осцилляций несовместима с данными на 99,95%-м уровне достоверности. В контексте двухфлейворных осцилляций при условии *CPT*-инвариантности данные результаты исключили все области параметров осцилляций кроме одной, так называемой области больших углов смешивания, что позволило сделать вывод о наблюдении нейтринных осцилляций в эксперименте.

По мере накопления данных уточнялись параметры осцилляций. При экспозиции 0,766 кт·год наблюдалось 258 событий с энергией от 3,5 МэВ при ожидаемых в отсутствие осцилляций 365,2 [82]. При ожидаемом фоне в 17,8 событий статистическая значимость осцилляций составила уже 99,998%. На такой статистике удалось также наблюдать отклонения в спектральной форме сигнала, наблюдаемый спектр не согласовывался со спектром, ожидаемым в отсутствие осцилляций на уровне достоверности 99,6%.

В работе [83] использовались данные, набранные с 9 марта 2002 г. до 12 мая 2007 г., соответствующие экспозиции 2,881 кт·год. Статистическая значимость спектральных

искажений увеличилась до уровня более 5σ . На этот раз анализ реакторного спектра проводился от порога обратного β -распада (с учетом вклада геонейтрино). Результаты наилучшей подгонки для параметров осцилляций составили $\Delta m_{21}^2 = (7,58_{-0,13}^{+0,14} \text{ (стат.)}_{-0,15}^{+0,15} \text{ (сист.)}) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\text{tg}^2 \theta_{12} = 0,56_{-0,07}^{+0,10} \text{ (стат.)}_{-0,06}^{+0,10} \text{ (сист.)}$. На графике в координатах $L/E : P_{ee}$ воспроизводится типичная картина нейтринных осцилляций (рис. 10).

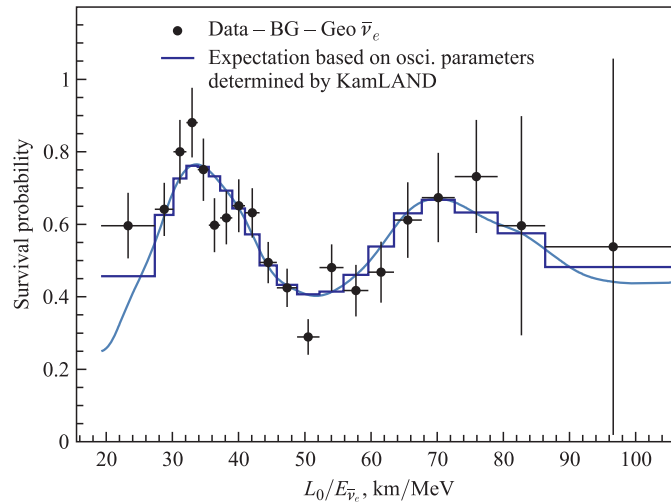


Рис. 10. Отношение измеренного в KamLAND антинейтринного сигнала (фон и геонейтринный спектр статистически вычтены) к предсказываемому в отсутствие осцилляций как функция L_0/E , где $L_0 = 180$ км. Линия показывает результаты наилучшей подгонки для нейтринных осцилляций. Рисунок из работы [83]

Как видно, каждый следующий результат коллаборация публиковала на статистике, приблизительно в четыре раза большей предыдущей. Среди факторов, влияющих на результат, следует также отметить анализ с более низким порогом и увеличение доверительного объема на треть (с 5 до 5,5 м по радиусу), начиная со второй работы. Очевидно, простое продолжение набора данных без изменения метода анализа не позволило бы значительно улучшить результат, так как это потребовало бы нескольких десятилетий работы детектора. Поскольку коллаборация планировала перейти к солнечной программе, аналогичной программе детектора «Борексина», в 2007 г. была начата кампания по очистке сцинтиллятора. Основной вклад в фон в области энергий до 3 МэВ давала реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, вклад которой в результате очистки сцинтиллятора от ^{210}Po (основного источника α -частиц в сцинтилляторе) уменьшился в 20 раз. Это улучшило отношение сигнал/фон в области энергий до 2,6 МэВ. В работе [84] использовались данные, набранные с 9 марта 2002 г. по 4 ноября 2009 г., доверительный объем был увеличен еще на 0,5 до 6 м, полное время набора данных составило 2135 сут, что с учетом увеличившегося доверительного объема соответствует экспозиции 4,116 кт · год. В отсутствие осцилляций ожидался сигнал (2879 ± 118) событий от реакторных антинейтрино при фоне $(325,9 \pm 26,1)$ событий, наблюдаемый сигнал составил 2106 событий. Подгонка экспе-

риментальных данных с учетом всех солнечных данных в двухфлейворном приближении ($\theta_{13} = 0$) в предположении *CPT*-инвариантности дает следующие значения для параметров осцилляций: $\Delta m_{21}^2 = (7,50_{-0,20}^{+0,19}) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\text{tg}^2 \theta_{12} = 0,444_{-0,30}^{+0,36}$; трехфлейворный анализ со свободным θ_{13} дает $\Delta m_{21}^2 = (7,50_{-0,20}^{+0,19}) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\text{tg}^2 \theta_{12} = 0,452_{-0,33}^{+0,35}$ и $\sin^2 \theta_{13} = 0,020 \pm 0,016$. Данный интервал для θ_{13} согласуется с данными других экспериментов, включая данные эксперимента Chooz, атмосферные данные и результаты ускорительных экспериментов на большой базе.

Таким образом, KamLAND наблюдает эффект, который находится в согласии с солнечными нейтринными осцилляциями для параметров из области LMA. На сегодня KamLAND обеспечил наиболее точное измерение Δm_{21}^2 , набор данных продолжается, хотя в настоящий момент основная физическая программа измерений предусматривает наблюдение двойного β -распада в ^{136}Xe (KamLAND-Zen), растворенном в сцинтилляторе¹. Следует также отметить первое измерение потока геонейтрино на детекторе KamLAND, более подробное описание этого измерения будет представлено ниже.

2.6. Реакторные эксперименты и электромагнитные свойства нейтрино. Как упоминалось выше, интерес физиков к поиску аномально большого магнитного момента нейтрино на уровне $\sim 10^{-11} \mu_B$ был изначально вызван одним из теоретических решений проблемы солнечных нейтрино. Энергетическая зависимость для слабого и электромагнитного вкладов значительно различается. По измерениям сечения упругого взаимодействия реакторных антинейтрино на сегодня получены наиболее сильные ограничения на магнитный момент антинейтрино.

Следует отметить вклад наших ученых в изучение магнитного момента нейтрино на ядерных реакторах: долгое время лучшим ограничением на магнитный момент нейтрино был результат $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1,9 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (95 %-й уровень достоверности), полученный в 1993 г. на Ровенской атомной станции с 75-кг кремниевым детектором, разработанным в Ленинградском институте ядерной физики [85]. Этот результат был незначительно улучшен только через 10 лет по итогам экспериментов TEXONO $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1,3 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 %-й уровень достоверности) [86] и MUNU $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1,0 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (90 %-й уровень достоверности) [87] (конечный результат эксперимента MUNU, опубликованный в 2005 г., составил $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 9 \cdot 10^{-11} \mu_B$ (90 %-й уровень достоверности) [88]).

Поскольку чувствительность измерений с течением времени улучшалась, соответственно, ставились все более сильные ограничения на магнитный момент нейтрино: от $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 10^{-9} \mu_B$ в работе Райнеса и Коуэна 1957 г. [89] до современного наиболее сильного ограничения $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 3,2 \cdot 10^{-11} \mu_B$ (90 %-й уровень достоверности), полученного в эксперименте GEMMA на Калининской атомной станции [90]. В последнем случае предел определен путем сравнения спектров, полученных при включенном и выключенном реакторе. В качестве детектора используется 1,5-кг германиевый спектрометр, размещенный на расстоянии 13,9 м от 3-ГВт реактора, где поток нейтрино составляет $2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

2.7. Переосмысление результатов реакторных экспериментов на короткой базе: реакторная аномалия. Недавно (конец 2010 г.) группа французских физиков провела

¹Набор данных начался в сентябре 2011 г. Изначально предусматривалась программа измерений солнечных нейтрино, аналогичная программе «Борексино», но необходимая для этого степень очистки сцинтиллятора не была достигнута.

более точные расчеты реакторных антинейтринных спектров для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , и ^{238}U [91]. Переоценка спектров привела к 3 %-му увеличению ожидаемых потоков антинейтрино, причем в хорошем приближении данная оценка верна для всех проводившихся ранее реакторных экспериментов. Совместный анализ всех опубликованных данных экспериментов для расстояний менее 100 м дает отношение наблюдаемого потока к ожидаемому $0,976 \pm 0,024$. Используя новые расчеты потоков, авторы утверждают, что это отношение составляет $0,943 \pm 0,023$, т. е. отклонение от единицы имеет статистическую значимость 98,6 %, и называют это отклонение антинейтринной реакторной аномалией (reactor antineutrino anomaly). Эффект укладывается в картину осцилляций на малых расстояниях с привлечением нестандартного четвертого типа нейтрино. Одновременный анализ показывает, что реакторные данные, данные экспериментов с источником по калибровке галлиевых детекторов, а также данные эксперимента MiniBooNE несовместимы с отсутствием осцилляций на 99,8 %-м уровне достоверности. Параметры осцилляций соответствуют $|\Delta m_{\text{new}}^2| > 1,5 \text{ эВ}^2$ (95 %) и $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = 0,14 \pm 0,08$ (95 %).

Публикация вызвала заметный интерес у физиков, высказаны несколько предложений по поиску осцилляций на малой базе. Возможно, уже в ближайшие годы эффект будет перепроверен в нескольких экспериментах.

2.8. Ближайшее будущее: эксперименты на базе 1 км. Так как поиски угла смешивания θ_{13} на реакторах не увенчались успехом, физики подготовили ряд более чувствительных экспериментов. Как отмечалось выше, недавно появились указания на ненулевое значение угла θ_{13} из ускорительного эксперимента T2K, что только повысило интерес к его более точному измерению.

На сегодня в измерении угла конкурируют три эксперимента: Double Chooz во Франции¹, Daya Bay в Китае и Reno в Южной Корее. Основными общими чертами данных экспериментов является использование нескольких идентичных детекторов на разных расстояниях и расположение детекторов под землей для защиты от космических лучей. Идентичность детекторов требуется для снижения систематической ошибки до уровня 1 %.

Эксперимент *Double Chooz* [93] расположен вблизи атомной станции с двумя реакторами. Два практически идентичных детектора содержат по 10 т жидкого сцинтиллятора с присадкой гадолиния. Первый детектор установлен в подземной лаборатории (300 м в. э.), использовавшейся в первом эксперименте Chooz и находящейся на расстоянии 1,05 км от реактора. Этот детектор был запущен в конце 2010 г. Второй детектор установлен на расстоянии 150 м от реакторов и засыпан 20-м искусственным холмом, который обеспечит защиту 60 м в. э. Этот детектор заработает в 2012 г. Структура детекторов является усовершенствованной версией детектора Chooz. Детектор состоит из следующих элементов (по направлению от центра): нейтринная мишень — толстостенный акриловый цилиндр, заполненный жидким сцинтиллятором с 0,1 % содержанием Gd; первая буферная зона, заполненная ЖС без присадки Gd, который должен обеспечить максимально полное поглощение γ -квантов, выделившихся при аннигиляции позитро-

¹Во время написания данной статьи пришло сообщение о наблюдении ненулевого угла смешивания в эксперименте Double Chooz. Результат $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,085 \pm 0,029$ (стат.) $\pm 0,042$ (сист.) для 68 %-го уровня достоверности обнародован на конференции LOWNU, приуроченной к запуску южнокорейского эксперимента RENO [92].

нов, а также γ -квантов, выделившихся при захвате нейтронов; вторая буферная зона, заполненная несцинтиллирующим маслом, служит защитой от внешних γ -квантов (главным образом от радиоактивных примесей, содержащихся в ФЭУ); стальная структура, на которой смонтированы около 500 ФЭУ; мюонный детектор; внешняя стальная защита от радиоактивности скальных пород; и, наконец, внешний мюонный детектор. Доминирующая систематическая ошибка будет определяться неидентичностью детекторов и, по оценкам, не должна превышать 0,6 %. Наиболее интенсивным источником фона являются коррелированные события, в целом счет фона (случайных и коррелированных) для ближнего детектора должен составить несколько десятков событий. Для дальнего детектора фон составит 1–2 соб./сут. Ожидаемый сигнал составит соответственно 80 и 4000 соб./сут для ближнего и дальнего детекторов. Ожидаемая чувствительность в отсутствие осцилляций составит $\sin^2 \theta_{13} < 0,025$ для 90 %-го уровня достоверности при $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для трех лет набора данных. В конце 2011 г. обнародован первый результат эксперимента Double Chooz, коллаборация наблюдает указания на отличный от нуля угол смешивания: $\sin^2 \theta_{13} = 0,086 \pm 0,041$ (стат.) $\pm 0,030$ (сист.) для $\Delta m_{\text{atm}}^2 = (2,32^{+0,12}_{-0,08}) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Отметим, что в эксперименте Double Chooz участвует группа физиков из России (Курчатовский институт), в свое время принимавшая участие в эксперименте Chooz.

Эксперимент Daya Bay [94] расположен у одноименного комплекса атомных станций в южном Китае, приблизительно в 55 км к северо-востоку от залива Виктории в Гонконге. Комплекс состоит из трех атомных станций: Daya Bay, Ling Ao и Ling Ao II, каждая из станций оборудована двумя ядерными реакторами мощностью 2,9 ГВт. Реакторы станции Ling Ao находятся в 1,1 км к востоку от Daya Bay и в 400 м к западу от Ling Ao II. К северу от станции находится горная гряда, которая обеспечивает достаточную защиту от космических мюонов в оборудованной подземной лаборатории. Шесть реакторов сгруппированы в два кластера: Daya Bay из двух реакторов и Ling Ao из четырех. Два идентичных набора детекторов размещены на расстоянии от 300 до 500 м от соответствующего кластера для мониторинга антинейтринных потоков, это так называемые ближние детекторы. Второй набор идентичных детекторов будет расположен на расстоянии около 1,5 км к северу от соответствующих ближних детекторов. Так как глубина залегания экспериментальных залов увеличивается с расстоянием до реакторов, то космогенный фон (определяемый глубиной) уменьшается с уменьшением сигнала (определяется расстоянием), при этом отношение сигнал–фон остается приблизительно постоянным, что позволяет уменьшить систематику. Параметр $\sin^2 \theta_{13}$ будет определяться с высокой точностью по потокам антинейтрино, регистрируемым ближними и дальними детекторами. Ожидаемая чувствительность в отсутствие осцилляций составит $\sin^2 \theta_{13} < 0,015$ для 90 %-го уровня достоверности при $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для трех лет набора данных, что несколько лучше, чем чувствительность Double Chooz. В эксперименте DayaBay участвует группа физиков из ОИЯИ.

Эксперимент RENO [95] расположен у атомной станции Йонгванг (Yonggwang) на западном побережье в южной части Кореи, в 250 км от Сеула. Атомная станция оборудована шестью реакторами, находящимися на одной линии, с общей мощностью 16,4 ГВт. В эксперименте используются два идентичных сцинтилляционных детектора, заполненных 16,1 т жидкого сцинтиллятора с 0,1 % присадкой Gd. Ближний и дальний детекторы расположены на расстоянии 290 и 1400 м от реакторов соответственно. Ожидаемая чувствительность в отсутствие осцилляций составит $\sin^2 \theta_{13} < 0,02$ для 90 %-го уровня

Таблица 4. Характеристики трех реакторных экспериментов второго поколения по определению угла смешивания θ_{13} . Чувствительность цитируется по оригинальным проектам, в литературе встречаются более высокие оценки чувствительности, вплоть до $\sin^2 \theta_{13} < 0,008$ (для Daya Bay)

Эксперимент	Мощность реакторов, ГВт	Расстояние, м, ближний/ дальний	Глубина, м в. э.	Масса антинейтринной мишени, т	Чувствительность
Double Chooz	8,7	410/1067	115/300	8,8/8,8	$\sin^2 \theta_{13} < 0,025$
Daya Bay	17,4	363(481)/1985(1613)	255–292/910	2×40/80	$\sin^2 \theta_{13} < 0,015$
RENO	16,4	292/1380	110/450	16,1/16,1	$\sin^2 \theta_{13} < 0,02$

достоверности при $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для трех лет набора данных. Набор данных в эксперименте начался в августе 2011 г.

Характеристики трех экспериментов представлены в табл. 4.

3. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО ОТ СВЕРХНОВЫХ

23 февраля 1987 г. вспыхнула звезда Сандулик (Sanduleak) $-69^\circ 202$ в Большом Магеллановом Облаке, галактике — спутнике Млечного пути, на расстоянии около 50 кпк от Солнца (или 165 000 световых лет). Это самая близкая вспышка сверхновой со времен изобретения телескопа. По современным представлениям энергия нейтрино составляет около 99 % общей энергии вспышки, при этом испускается порядка 10^{58} нейтрино с общей энергией 10^{46} Дж. Несколько работающих детекторов регистрировали нейтринные события от вспышки сверхновой, получившей название 1987А. Уже 6 апреля вышли статьи коллабораций Камиоканде и IMB (оба эксперимента — водные черенковские детекторы), в которых сообщалось о наблюдении 11 и 8 нейтрино соответственно, чуть позднее о наблюдении пяти событий сообщила и Баксанская обсерватория. Несмотря на малое число зарегистрированных событий, Камиоканде II, IMB и Баксан зарегистрировали вспышку нейтрино, длившуюся менее 13 с, приблизительно за 2 ч перед видимой вспышкой. По данным Камиоканде II определено направление, с точностью $\sim 20^\circ$ совпавшее с направлением на Большое Магелланово Облако. За 13 с были зарегистрированы 24 нейтрино и антинейтрино, что существенно превысило фон. Советско-итальянский эксперимент под горой Монблан зарегистрировал пять нейтринных событий, но за 7,5 ч до видимой вспышки.

Это был первый случай регистрации нейтрино от вспышки сверхновой. Всплеск нейтрино, унесший львиную долю гравитационной энергии, свидетельствовал о коллапсе ядра звезды-предшественника и образовании на его месте нейтронной звезды, как это было теоретически предсказано в 1960-х.

Из-за ничтожного сечения взаимодействия нейтрино с веществом нейтрино при вспышках сверхновых несут информацию о внутренних областях взрыва. Большая часть видимого света образуется при распаде радиоактивных элементов в ударной волне, но даже свет рассеивается в плотном турбулентном газе. Нейтрино свободно проходят через эти газы, сохраняя информацию о ядре взрыва, где плотности достаточно большие для того, чтобы оказывать влияние на нейтринный сигнал. Нейтринный сигнал приходит ранее любого другого излучения, включая видимый свет, γ - или радиоволны. Величина за-

держки зависит от скорости ударной волны и от толщины внешнего слоя звезды. Для сверхновых типа II астрофизики предсказывают испускание нейтринного сигнала в течение нескольких секунд после коллапса ядра, в то время как первый электромагнитный сигнал испускается спустя несколько часов.

Среди других физических результатов были получены ограничения на массу электронных нейтрино $m_e \leq 20$ эВ. Отсутствие временной структуры в нейтринной вспышке свидетельствовало об отсутствии коллапса нейтронной звезды в черную дыру. С другой стороны, нейтрино обеспечили абсолютную временную привязку вспышки с точностью до 1 мин, что было бы невозможно при оптических наблюдениях, так как фотоны образуются несколько часов спустя. Нейтрино и антинейтрино достигли Земли практически одновременно, что стало подтверждением общепринятой теории, по которой гравитационные силы действуют на материю и антиматерию одинаково.

Пример расчета числа нейтринных событий для типичной сверхновой на расстоянии 10 кпк представлен в табл. 5, для расчетов выбран детектор «Борексино».

Таблица 5. Взаимодействия нейтрино от сверхновых в жидком сцинтиляторе (расчет числа событий сделан для 300 т, как в детекторе «Борексино»)

Канал	Энергия быстрого события, МэВ	Энергия задержанного события, МэВ	Задержка, мс	Число событий, $E > 200$ кэВ
$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$	0–30	—	—	5
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$	0,9–50	1,9	0,26	78
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}$	0–40	0,9–17	11	9
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+) ^{12}\text{B}$	0,9–50	0–13	20	3
$^{12}\text{C}(\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*$	—	13	—	15
$\nu + p \rightarrow \nu + p$	0–2	—	—	52

Для раннего обнаружения сверхновых создана специальная сеть Super Nova Early Warning System (SNEWS) [96], объединяющая детекторы, чувствительные к нейтрино сверхновых: LVD, Super Камиоканде, Ice Cube и «Борексино», после запуска к сети подключится и SNO+. Триангуляция нейтринных сигналов позволит выделить направление на сверхновую, что даст возможность наблюдать рождение сверхновой в оптическом диапазоне — нейтрино излучаются до световой вспышки.

Существуют проекты больших сцинтилляционных детекторов с массой от 50 кт, например, проект LENA [97] с массой 50 кт, уже упоминавшийся проект SuperKamiokaNDE с массой 400 кт [27] и др. Количество событий, ожидаемое для подобных детекторов, будет на 2–3 порядка больше, чем для детекторов предыдущего поколения.

В заключение отметим, что среднее ожидаемое количество вспышек сверхновых в нашей Галактике составляет 3 ± 1 в столетие.

4. ГЕОНЕЙТРИНО

Геонейтрино — это антинейтрино, образующиеся в β -распадах элементов в коре и мантии Земли. Основной вклад дают цепочки радиоактивных распадов урана-238 и тория-232, а также распады калия-40, незначительный вклад вносит цепочка радиоактивных распадов урана-235 и распады рубидия-87. Земля излучает в основном антинейтрино

с потоком у поверхности $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Предполагается, что распады радиоактивных элементов вносят значительный, хотя до сих пор точно не известный, вклад в нагрев недр нашей планеты. Выделяющееся тепло вызывает конвективные потоки в жидкой земной мантии, влияющие на вулканическую активность и на движение тектонических плит, и, как следствие, на сейсмическую активность земной коры. Магнитное поле Земли, объясняемое так называемым механизмом геодинамо, также обусловлено тепловыделением в недрах.

4.1. Некоторые сведения о строении Земли и радиогенный вклад в тепло Земли. *Необходимые сведения из геологии.* Земные недра недоступны для непосредственных исследований, но, изучая распространения сейсмических волн, возбуждаемых в теле планеты землетрясениями, сейсмологи составили детальную карту земных недр: узнали размеры и плотности ядра Земли и ее мантии, а также методом сейсмической томографии получили трехмерные изображения перемещающихся плит ее коры.

Сейсмическое зондирование Земли позволяет определить строение недр, в которых выделяется кора (10–40 км), мантия (до глубины 2900 км) и металлическое ядро. Ядро, в свою очередь, делится на внутреннее и внешнее, мантия на нижнюю и верхнюю, кора может быть тонкой океанической и более мощной континентальной. Однако сейсмические данные не дают элементного состава пород этих областей.

По современным представлениям на ранней стадии формирования Земли происходило объемное плавление. При этом более тяжелое железо мигрировало к центру Протоземли под действием сил гравитации и, за менее чем 30 млн лет, сформировало ядро Земли, состоящее в основном из железа и имеющее в своем составе до 15 % более легких элементов. По сейсмическим данным ядро разделено на две зоны: внутри жидкого внешнего ядра находится внутреннее твердое. Конвекция во внешнем жидком металлическом ядре генерирует магнитное поле Земли (так называемый механизм геодинамо). Элементный состав ядра Земли соответствует составу железных метеоритов.

Концентрация кремния в мантии выше его исходной концентрации в Протоземле, в свою очередь, концентрация кремния в коре выше, чем в мантии. Хотя мантия находится в твердом состоянии, но при этом мантийное вещество конвектирует и на временах в миллионы лет ведет себя как очень вязкая жидкость. Измеренные скорости движения плит составляют до 20 см/год, свидетельством конвекции является также тектоника плит.

Описание современной системы кора + мантия обеспечивается моделью валовой силикатной Земли (Bulk Silicate Earth (BSE) model), представляющую собой реконструкцию примитивной изначальной (primordial) мантии Земли на основании геохимических аргументов. Примитивной называют мантию, образовавшуюся сразу после отделения ядра, но до дифференциации коры. Примитивным резервуаром называют любую область мантии, которая сохранила этот изначальный состав. Элементный состав примитивной мантии соответствует так называемым хондритовым метеоритам, составляющим подавляющее большинство каменных метеоритов (92,3 % от числа каменных или 85,7 % от общего числа падений, полагают, что в сутки на Землю падает 5–6 т метеоритов, или 2 тыс. т в год, так что материала для исследования достаточно). Название эти метеориты получили из-за содержащихся в них сферических или эллиптических включений — хондрах, преимущественно силикатного состава от 1 мм до нескольких миллиметров в диаметре. Состав хондритов практически полностью повторяет химический состав Солнца, за исключением легких газов, таких как водород и гелий. Поэтому считается, что хондриты образовались непосредственно из протопланетного вещества, окружавшего и окружающего

Солнце, путем конденсации и аккреции пыли с промежуточным нагреванием. Хондриты не демонстрируют следы плавления и соответствуют недифференцированным планетам (не имеющим коры), т. е. по ним можно определить состав примитивной мантии.

Элементный состав мантии и коры соответствует другому типу метеоритов — ахондритовым. Это каменные метеориты без хондр, составляющие 8% от всех найденных метеоритов, которые по составу и структуре близки земным базальтам. В них присутствуют следы плавления, уничтожившего хондры.

Возраст Земли и радиоактивность. По современным представлениям возраст Земли известен с точностью 1% и составляет 4,54 млрд лет. Развитие современных представлений о возрасте Земли началось с революционных расчетов Кельвина времени остывания расплавленной Протоземли. В 1862 г., применяя теорию теплопроводности Фурье к телам большого размера, он оценил возраст Земли, который составил около 10–50 млн лет, что было намного больше общепринятых библейских 6000 лет, но совершенно не удовлетворяло геологов и последователей Дарвина и Гексли. Кельвин исходил из упрощенной модели, он рассматривал полубесконечное тело с плоской границей, считая теплоемкость и теплопроводность однородными и равными значениям, измеренным для земной коры. Далее, лорд Кельвин принял, что температура на границе такого тела поддерживается равной нулю, и рассмотрел остывание этого тела. В 1895 г. профессор Джон Перри, близкий друг Хевисайда и бывший ассистент Кельвина, предположил, что разные слои земной породы имеют различную теплопроводность, при этом теплоемкость и теплопроводность в глубине Земли имеют большее значение, чем на поверхности. Сам Перри не смог решить задачу об остывании неоднородного тела с помощью стандартных методов теории теплопроводности и предложил Хевисайду рассмотреть уравнение Фурье для этого случая. Хевисайд легко решил задачу с помощью разработанного им операционного исчисления (задача об остывании Земли составляет первую главу во втором томе его «Электромагнитной теории»). Он показал, что оценка возраста Земли по градиенту температуры может оказаться в тысячу раз больше, чем оценка Кельвина. Поскольку радиоактивность на тот момент не была открыта, то возможное выделение тепла, происходящее при распаде радиоактивных элементов, естественно, никак не учитывалось.

Только с открытием радиоактивности и развитием представлений о происхождении тяжелых элементов во Вселенной появилась база для более точных расчетов. Резерфорд в 1904 г. впервые предложил использовать радиоактивность как геологический маркер. Следующим шагом было развитие масс-спектрометрии и открытие изотопов Дж. Дж. Томсоном в 1914 г. В 1921 г. Рассел предложил определять возраст земной коры по относительной распространенности родительских (уран) и дочерних (свинец) радиоактивных элементов. В 1941 г. Альфред Нир провел измерения древних свинцовых руд с наименьшими отношениями $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb} : ^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$, известными на тот момент (^{204}Pb , в отличие от других стабильных изотопов, не рождается в радиоактивных распадах). Нир предположил, что данное отношение отражает распространенность начальных отношений изотопов свинца. Идею развил Герлинг (Gerling) в 1942 г., использовавший отношения, полученные Ниром, для оценок минимального возраста земной коры, ошибочно предполагая, что состав руд Нира действительно соответствует изначальному изотопному составу свинца. Фридрих Хоутерманс (Houtermans Friedrich Georg) в 1946 г. использовал данные Нира для расчета возраста Земли. Он впервые заметил, что точки в изотопных координатах $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb} : ^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ для разных образцов лежат на одной линии, если система закрыта относительно этих изотопов. Эту линию Хоутерманс назвал изохроной,

так как она отражает изменение со временем изотопного состава пород, образованных в одно время, но с разным количеством урана и тория. Наклон и точка пересечения с осью, а также оценка начальной распространенности изотопов свинца однозначно определяют время формирования Земли. В 1953 г. группа под руководством Харрисона Брауна (Harrison Brown) обнаружила, что изотопное отношение радиогенного свинца в некоторых метеоритах существенно ниже значений, использовавшихся при оценках начального изотопного состава свинца. В 1948 г. Браун предложил молодому физiku Клэру Паттерсону (Clair Cameron Patterson) работу над развитием метода датирования возраста Земли как тему диссертации. В 1956 г. Паттерсон впервые вычислил возраст Земли в $(4,55 \pm 0,07)$ млрд лет [98], согласующийся с современными представлениями, используя первоначальное отношение изотопов свинца в железных метеоритах и образцы осадочных отложений современного океанского дна, представляющие изотопический состав свинца в современной Земле. Все точки располагались на одной прямой (геохроне), что позволило сделать вывод, что все образцы образовались из одного и того же космического материала. Таким образом, средний состав земной коры лежит на геохроне, указывая на то, что возраст Земли близок возрасту метеоритов. Самые древние минералы метеоритов имеют возраст $\sim 4,6$ млрд лет, а самые древние минералы Земли — возраст $\sim 4,4$ млрд лет.

Значение 4,54 млрд лет, используемое сегодня, было получено Тера (Tera) в 1980 г. по результатам тщательного анализа изотопного состава свинца в четырех древних свинцовых отложениях. В настоящее время точно не известно, чему соответствует данный возраст: периоду аккреции земной коры, периоду формирования коры или возрасту первоначального вещества, из которого сформировалась Земля. Недавние указания соответствуют последнему варианту.

Тепловыделение современной Земли, радиоактивность и геонейтринно. Механизм генерации тепла в недрах Земли является фундаментальной проблемой геологии. Измерения показали, что это тепло находится в пределах 31–46 ТВт (результат зависит от способа обработки данных). Внутренними источниками тепла в Земле являются: радиогенное тепло, тепло, запасенное Землей во время гравитационной дифференциации вещества, приливное трение, метаморфизм (процесс твердофазного минерального и структурного изменения горных пород под воздействием температуры и давления в присутствии флюида — летучего компонента метаморфических систем, это в первую очередь вода и углекислый газ), фазовые переходы.

Среднее значение величины теплового потока, излучаемого Землей, составляет 64–75 мВт/м², что на четыре порядка меньше потока солнечной энергии. Для исследования теплового потока, испускаемого Землей, используют прямые измерения температуры в существующих шахтах и буровых скважинах (в глобальном анализе используется до 22 000 шахт, разбросанных по всему земному шару). На больших глубинах температуру оценивают по косвенным данным, например, по температуре излившейся лавы. Геотермические поля интерпретируются с помощью геофизических моделей, в которые закладываются оценки теплопроводности горных пород. Тут важно отметить, что, несмотря на использование экспериментальных данных, оценка полного тепловыделения $((46 \pm 3) \text{ ТВт [99]})$ является результатом моделирования, а не экспериментально измеренной величиной. Расчеты, не использующие модельные значения для океанического потока, где нет необходимого массива измерений, дают для полного тепловыделения меньшую величину: $(31 \pm 1) \text{ ТВт [100]}$. Поэтому любое независимое измерение од-

ного из главных вкладов в тепловыделение Земли, каким является распад радиоактивных элементов, несомненно, представляет огромный интерес для геофизики.

Впервые обратил внимание на радиоактивность горных пород как на источник тепловой энергии Земли английский геолог Дж. Джоли в 1905 г. Расчеты показывали, что концентрация радиоактивных элементов в объеме всей Земли не может соответствовать их концентрации в коре, иначе радиогенное тепло намного превышало бы известный полный поток тепла от Земли. Из этих расчетов следовал вывод, что концентрация радиоактивных элементов в мантии и ядре ниже, чем в коре. В 1970-е гг. была измерена концентрация U и Th в образцах пород из мантии, извлеченных со дна океанов, которая действительно оказалась низкой ($\sim 10^{-8}$). Норвежский ученый В. М. Гольдшмидт в 1923–1927 гг. показал, что содержание радиоактивных элементов в коре связано с химическими особенностями силикатов; так как U и Th изоморфно входят в их структуру¹, то концентрация U и Th выше там, где выше концентрация кремния. Поскольку выделение земной коры из мантии идет по принципу зонного плавления, то это неизбежно приводит к обогащению коры U, Th и щелочными элементами (в том числе калием). Таким образом, уран, торий и калий сосредоточены главным образом в континентальной коре. Энергия радиоактивного распада изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th и ^{40}K дает не менее половины тепловыделения Земли.

В начальную стадию развития Земли выделение радиогенного тепла было больше, чем в современную эпоху. Это было связано с большей радиоактивностью горных пород вследствие более высокого содержания радиоактивных элементов. Отметим также существование так называемых естественных ядерных реакторов в прошлом. Расчеты показывают, что если массовая доля грунтовых вод в пласте составляет около 6 % и если природный уран обогащен до 3 % ураном-235, то при этих условиях может начать работать природный ядерный реактор. Как установлено по измерению, примерно 1,9 млрд лет назад в Африке действовал природный ядерный реактор в Окло (Габон) [101]. Сейчас концентрация изотопа урана-235 в Окло составляет 1 %, соответственно, 1,9 млрд лет назад его концентрация была 3 % (современная изотопическая распространенность урана-235 составляет $(0,7202 \pm 0,006) \%$). На сегодня известны 17 древних реакторов.

Измерения потока геонейтрино обеспечат экспериментальные данные, которые позволят определить количество и распределения радиоактивных элементов, разогревающих Землю. Важность изучения геонейтрино в связи с проблемой тепловыделения в Земле была впервые отмечена Дж. Эдером и Дж. Марксом в 60-х, тогда же академик М. А. Марков обратил внимание на возможность регистрации геонейтрино в реакции обратного β -распада на протоне. Современное теоретическое изучение проблемы началось с работы Л. М. Краусса, С. Л. Глэшоу и Д. Н. Шрамма в 1994 г.

Определение потоков геонейтрино позволит пролить свет на остающиеся открытыми вопросы относительно естественной радиоактивности нашей планеты: каков радиогенный вклад в полное генерирование тепла Землей; сколько урана и тория содержит земная кора и мантия; существует ли в центре Земли геореактор или скрытый избыток ^{40}K , как это предполагается рядом авторов; совместима ли с геонейтринными данными стандартная геохимическая модель BSE?

¹По геологической классификации они относятся к литофильным элементам, т. е. обладающим сродством к силикатным минералам и расплавам.

4.2. Модели. Для расчета геонейтринного сигнала требуется модель, предсказывающая распространенность радиоактивных элементов в каждой области Земли. Описание современной системы кора + мантия обеспечивается моделью валовой силикатной Земли. Обычно предполагается гомогенный состав сейсмически дифференцируемых областей. Распространенность U/Th во внутренних областях выводится из состава соответствующих метеоритов в предположении, что Земля имеет состав, типичный для Солнечной системы. Модель BSE обеспечивает полное количество U, Th и K в Земле, так как эти литофильные элементы (обладающие сродством к силикатным минералам и расплавам) должны отсутствовать в ядре. Модель BSE хорошо согласуется с большинством экспериментальных фактов, относящихся к ядру и верхней мантии.

Модели, предложенные рядом авторов [102–105], основываются на геофизической карте коры с разбиением $2 \times 2^\circ$ [106] и на профиле плотности мантии, который предсказывается одномерной сферически-симметричной моделью, так называемой предварительной референсной моделью Земли (Preliminary Reference Earth Model) (PREM) [107]. Геонейтринные сигналы, предсказываемые этими авторами, находятся в хорошем согласии друг с другом. Разброс составляет около 10 %, в основном объясняется разными значениями распространенности урана и тория в ядре и верхней мантии, использованными при моделировании, а также незначительными отличиями в модели мантии. Все расчеты используют массовые ограничения, следующие из модели BSE, для определения распространенности элементов в нижней части мантии. Используя уравнения баланса масс для оценки концентрации урана и тория в разных областях Земли, можно предсказать распределение этих элементов и оценить поток геонейтрино. В рамках BSE массовые отношения составляют $M(\text{Th})/M(\text{U}) = 3,9$, $M(\text{K})/M(\text{U}) \approx 10^4$ и распространенность урана — $2 \cdot 10^{-8}$ (или 0,02 ppm). Расчеты в рамках модели BSE дают 19 ТВт для современного радиогенного тепла, главным образом от урана и тория, что составляет приблизительно половину всего тепла, генерируемого в недрах Земли.

Минимально возможное количество радиоактивных элементов в Земле определяется нижними границами измеренных распространенностей естественных радиоактивных элементов в земной коре (минимально радиогенная модель). С другой стороны, радиогенное тепло не должно превышать наблюдаемую теплоотдачу Земли, составляющую 46 ТВт. Этот предельный случай называется максимально радиогенной моделью: все тепло относится на счет радиогенного, при этом отношение Th/U полагается равным хондритовому отношению (полностью совместимо с наблюдаемым на Земле). Распространенности элементов масштабируются, чтобы обеспечить полное производство тепла в 46 ТВт. Интервал значений от минимальной до полностью радиогенной модели достаточно велик и может быть уменьшен по геонейтринным данным.

Приблизительно половина геонейтринного сигнала обеспечивается вкладом локальной области, с расстояний до нескольких сотен километров. Поэтому чрезвычайно важно знание локальной геологии для уточнения предсказаний модели.

Антинейтринные спектры, ожидаемые от цепочек ^{238}U и ^{232}Th , а также от ^{40}K , показаны на рис. 11. Часть антинейтринных спектров от ^{238}U и ^{232}Th находится выше порога реакции обратного β -распада, что делает возможной их регистрацию жидкосцинтилляционными органическими детекторами в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (порог 1,8 МэВ).

Более подробно о моделировании геонейтрино можно почитать в недавно опубликованном обзоре [108].

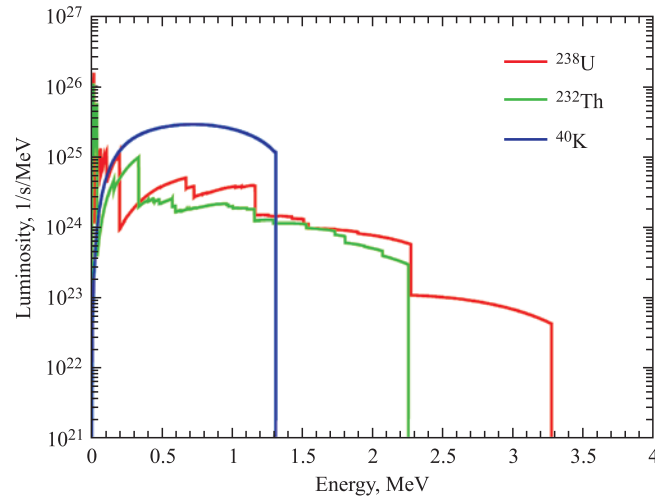


Рис. 11. Теоретические спектры геонейтрино (рисунок предоставлен Ф. Мантовани)

4.3. Детекторы, чувствительные к геонейтрино. В настоящее время только две коллаборации опубликовали результаты наблюдений геонейтрино: KamLAND и «Борексино». Как описывалось выше, оба детектора используют детекторы на основе жидкого органического сцинтиллятора. В табл. 6 приведено детальное сравнение критериев отбора антинейтринных событий для этих детекторов. В «Борексино» отбор по энергии производился по полному заряду, в KamLAND используется реконструированная энергия (принципиального отличия здесь нет). Эффективность отбора антинейтринных событий-кандидатов (строки 1–4 в таблице) выше для «Борексино» (85 %), для KamLAND эффективность составляла 70 % в первом анализе, позднее критерии отбора были несколько ослаблены, что привело к энергетической зависимости эффективности отбора. Выделение достоверного объема уменьшает объем мишени: в «Борексино» отбрасывались события из внешнего слоя толщиной 25 см, в KamLAND отступали 50 см от границы сцинтиллятора (в первой работе удалялся слой в 150 см). Пространственный отбор в «Борексино» не предполагает сферической симметрии детектора и осуществляется с использованием измерений формы внутреннего объема (на поверхности нейлонового мешка закреплены светодиоды, положение которых отслеживается с точностью 1 см), заполненного сцинтиллятором, при этом форма может изменяться со временем. Отбор № 6 используется для удаления событий, связанных с короткоживущими космогенными изотопами, распадающимися по каналу (βn) (вето длительностью 2 с после каждого мюона, пересекающего детектор), и фона, наведенного мюонами, проходящими через буфер (вето длительностью 2 мс), главным образом связанного со множественным рождением мюонов. В анализе данных KamLAND используются дополнительные критерии для выделения мюонов, которые сопровождаются ливнями, что сокращает потери живого времени до умеренных 4 % (в сравнении с 10 % в случае «Борексино», несмотря на более низкий поток мюонов в лаборатории Гран-Сассо).

4.4. Фон в геонейтринных измерениях. Основными источниками фона для геонейтринного анализа являются: реакторные антинейтрино, фон, наведенный космическими мюонами, включая космогенное рождение (βn)-изотопов, и естественная внутренняя радиоактивность. Рассмотрим подробнее эти источники фона.

Таблица 6. Отбор событий для антинейтринного анализа в «Борексино» и KamLAND

№	«Борексино» ~ 500 ф. э./МэВ 438 ф. э./2 × 511 МэВ γ	KamLAND-I ~ 250 ф. э./МэВ	KamLAND-II ~ 250 ф. э./МэВ
1	$Q_p > 410$ ф. э.	$0,9 < E_p < 2,6$ МэВ	$0,9 < E_p < 2,6$ МэВ
2	$700 < Q_d < 1250$ ф. э.	$1,8 < E_d < 2,6$ МэВ	$1,8 < E_d < 2,6$ МэВ или $4,0 < E_d < 5,8$ МэВ
3	$\Delta R < 1$ м	$\Delta R < 1$ м	$\Delta R < 2$ м
4	$20 < \Delta T < 1280$ мкс ($T_{1/2} = 256$ мкс)	$0,5 < \Delta T < 500$ мкс ($T_{1/2} = (207,5 \pm 2,8)$ мкс)	$0,5 < \Delta T < 1000$ мкс ($T_{1/2} = (207,5 \pm 2,8)$ мкс)
5	$R_{IV}(\theta, \phi) - R_p(\theta, \phi) > 0,25$ м	$R_p < 5$ м и $R_d < 5$ м	$R_p < 6$ м и $R_d < 6$ м
6	$T_\mu > 2$ с (для мюонов, проходящих через внутренний детектор, 10 % потери живого времени) + $T_\mu > 2$ мс	$T_\mu > 2$ с (для мюонов, сопровождающихся ливнем, 4 % потери живого времени) + $T_\mu > 2$ мс	$T_\mu > 2$ с (для мюонов, сопровождающихся ливнем, 4 % потери живого времени) + $T_\mu > 2$ мс
	$\epsilon(1-4) = 0,85 \pm 0,01$	$\epsilon(1-4) = 0,697 \pm 0,007$	Зависит от энергии

Примечание. Индексами «p» и «d» обозначены быстрое (prompt) и задержанное (delayed) события; ΔR — реконструированное расстояние между быстрым и задержанным событиями; ΔT — время между быстрым и задержанным событиями; $R_{IV}(\theta, \phi)$ для случая «Борексино» — радиальное положение внутреннего объема в направлении (θ, ϕ) ; T_μ — время, прошедшее с момента регистрации предыдущего мюона; ϵ — эффективность отбора. Критерии отбора для событий для KamLAND изменились во втором анализе, приведены оба набора критериев. В последнем случае эффективность зависит от энергии и меняется от значения 0,3 у порога до ~ 0,8–0,9 при более высоких энергиях. Радиус внутреннего объема KamLAND со сцинтиллятором составляет $R_{det} = 6,5$ м

Реакторные антинейтрино. В измерениях KamLAND вклад реакторных антинейтрино составляет 81 % от полного антинейтринного сигнала в геоэнергетическом окне энергий 0,9–2,6 МэВ, в случае «Борексино» это только $\simeq 36$ %. Отношение гео/реакторные антинейтрино составляет 0,23 для KamLAND и 1,8 для «Борексино» (из-за присутствия других фонов данное отношение не является отношением сигнал–шум).

Фон, связанный с космическими мюонами, в LNGS, где установлен детектор «Борексино», приблизительно в семь раз меньше, чем в шахте Камиока.

Внутренняя радиоактивность дает вклад в фон за счет случайных совпадений, а также за счет достаточно экзотической (αn)-реакции на ^{13}C (изотопическая распространенность около 1 %), моноэнергетические α -частицы с энергией 5,4 МэВ рождаются при α -распадах ^{210}Po , изотопа в цепи реакции ^{238}U , неизбежно присутствующего в сцинтилляторе. Типичная концентрация ^{210}Po в «Борексино» была на 3–4 порядка ниже, чем в KamLAND. Как уже упоминалось, KamLAND при подготовке программы измерений солнечных нейтрино произвел доочистку сцинтиллятора, при этом концентрация ^{210}Po снизилась в 20 раз [109].

Таблица 7. Источники фона для антинейтринных измерений в KamLAND (по публикации [110]) и «Борексино»

Источник	«Борексино», соб./ (кт · год)	KamLAND, соб./ (кт · год)
Космогенные изотопы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$	$0,3 \pm 0,2$	$0,48 \pm 0,025$
Быстрые нейтроны из водяного буфера	$< 0,1$ (измерение)	$< 0,7$
Быстрые нейтроны из скальных пород	$< 0,4$ (Монте Карло)	
Неидентифицированные мюоны	$0,11 \pm 0,01$	
Случайные совпадения	$0,80 \pm 0,01$	$18,76 \pm 0,025$
Случайный фон, коррелированный во времени	$< 0,26$	
(γn)-реакции	$< 0,003$	
Спонтанное деление урана в материале ФЭУ	$0,030 \pm 0,003$	
(α, n)-реакция в ЖС (${}^{210}\text{Po}$)	$0,14 \pm 0,01$	$40,1 \pm 4,4$
(α, n)-реакция в буфере (${}^{210}\text{Po}$)	$< 0,61$	
Полный	$1,4 \pm 0,2$	$59,3 \pm 4,4$
Сигнал (измерение)	39^{+16}_{-13} (для 0,2526 кт · год)	$25,7^{+7,0}_{-6,8}$ (для 4,126 кт · год)

Все источники фона, за исключением сигнала от ядерных реакторов, приведены в табл. 7. Как видно, в KamLAND основным источником фона является (αn)-реакция на ${}^{13}\text{C}$, следующим по интенсивности является фон от случайных совпадений. Таким образом, изучение геонейтрино в лаборатории Камиока затруднено из-за большого числа ядерных станций вблизи детектора, излучающих антинейтрино при работе в энергетическом диапазоне, частично перекрывающемся с геонейтринным спектром, а также вследствие наличия других фонов, связанных с внутренней радиоактивностью сцинтиллятора. Гран-Сассо является более подходящим местом для регистрации геонейтрино, так как лаборатория расположена в центре Италии, достаточно далеко от европейских ядерных реакторов, в самой Италии атомных станций нет. Помимо этого, уровень очистки жидкого сцинтиллятора, достигнутый в «Борексино», превышает аналогичные показатели любого другого детектора. Как следствие уровень фона для измерения геонейтринного сигнала в «Борексино» оказался в 100 раз меньше, чем при измерениях в лаборатории Камиока.

4.5. Измерения и сравнение с моделью. Первые экспериментальные указания на присутствие геонейтринного сигнала в антинейтринном спектре были получены в 2005 г. на детекторе KamLAND для экспозиции, соответствующей $7,09 \cdot 10^{31}$ протонов мишени в год [110], 90 %-й доверительный интервал для полного числа зарегистрированных геонейтрино составил 4,5–54,2 событий (в анализе фиксировалось отношение U/Th при хондритном значении 3,9). Результат был улучшен на экспозиции $2,44 \cdot 10^{32}$ протонов · год, полный наблюдаемый сигнал (73 ± 27) событий соответствовал геонейтринному потоку $(4,4 \pm 1,6) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [111] для анализа с фиксированным отношением U/Th.

В апреле 2010 г. коллаборация «Борексино» объявила о наблюдении геонейтрино на детекторе в подземной лаборатории в Гран-Сассо (Италия). Впервые достоверно наблюдался антинейтринный сигнал с энергетическим спектром, соответствующим ожидаемому от β -распадов радиоактивных элементов из цепочек урана-238 и тория-232. Таким образом, впервые подтверждено присутствие радиогенного вклада в тепло, производимое в недрах Земли [112].

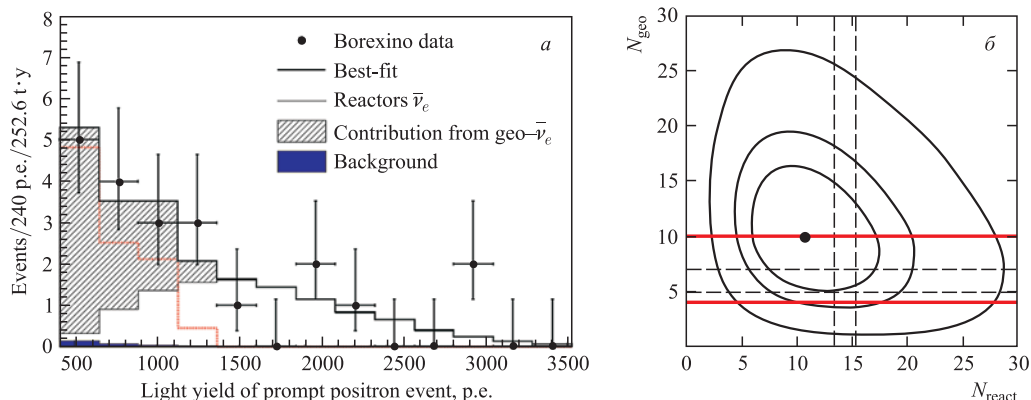


Рис. 12. *a)* Экспериментальный спектр антинейтрино, зарегистрированный за 537 сут набора данных на детекторе «Борексино». Заштрихованная область соответствует вкладу геонейтрино в полный спектр, ожидаемый спектр реакторных антинейтрино отмечен тонкой линией. Ожидаемый фон (черная область в начале шкалы) пренебрежимо мал. Световыход соответствует приблизительно 500 ф.э./МэВ. *б)* Допустимые области значений наблюдаемого числа гео- (N_{geo}) и реакторных (N_{react}) антинейтрино для доверительной вероятности 68, 90 и 99,73 % соответственно (пояснения см. в тексте)

Экспериментальный спектр антинейтрино, зарегистрированный за 537 сут набора данных на детекторе «Борексино», приведен на рис. 12 вместе с результатами подгонки для вкладов гео- и реакторных спектров. Как видно из рисунка, вклад фонов в антинейтринный спектр пренебрежимо мал. Так как нет независимых измерений реакторных антинейтрино, то анализ проводился без наложения каких бы то ни было ограничений на число реакторных нейтрино, хотя существуют достаточно точные оценки их количества. На рис. 12 приведены допустимые области значений наблюдаемого числа гео- (N_{geo}) и реакторных (N_{react}) антинейтрино, для доверительной вероятности 68, 90 и 99,73 % соответственно. Штриховыми линиями показаны 1σ -интервалы для теоретических предсказаний, оценка для геонейтрино основана на модели BSE, в которой учтен теоретический разброс концентраций U и Th, допускаемых геохимическими моделями. Жирными (красными) горизонтальными линиями отмечены две граничные модели распределения радиоактивных элементов в Земле: так называемые максимальная радиогенная модель (в ней предполагается, что тепло в недрах Земли обусловлено исключительно распадом радиоактивных элементов) и минимальная радиогенная модель (радиоактивные элементы в земной коре распределены в соответствии с результатами прямых измерений, предполагается отсутствие радиогенного вклада в других слоях Земли). Как видно из рис. 12, *a)* точность измерения потока геонейтрино недостаточна даже для достовер-

ного различения максимальной и минимальной моделей: хотя наиболее вероятное значение соответствует максимально радиогенной Земле, но в пределах одной стандартной ошибки допустима в том числе и минимально радиогенная Земля. Тем не менее, присутствие вклада геологических антинейтрино в наблюдаемом спектре надежно установлено, вероятность отсутствия геонейтринного сигнала в экспериментальных данных составляет всего $3 \cdot 10^{-5}$, что соответствует уровню достоверности $4,2\sigma$. Наблюдаемый сигнал как для гео-, так и для реакторных антинейтрино находится в согласии с теоретическими представлениями. При этом впервые наблюдаются осцилляции реакторных антинейтрино на базе около 1000 км (среднее расстояние до европейских реакторов), гипотеза отсутствия осцилляций отвергается на уровне 99,60%. Измеренная скорость счета геонейтрино составила $3,9_{-1,3}^{+1,6(+3,8)}$ событий на 100 т сцинтиллятора в год для 68,3% (99,73%-го) уровня достоверности соответственно.

Регистрация геонейтрино в «Борексино» подтвердила гипотезу значительного, если не определяющего, вклада в разогрев Земли за счет внутренней радиоактивности. Возможны другие источники разогрева, такие как процесс гравитационной дифференциации земного вещества по плотности, кристаллизация изначально разогретого вещества в мантии и приливное взаимодействие Земли и Луны. Как альтернативный источник тепла рассматривался также мощный ядерный геореактор в центре Земли, но такая возможность практически исключена данными, полученными на «Борексино», — мощность подобного реактора с большой вероятностью (95%) не может превышать 3 ТВт, более мощный реактор в центре Земли давал бы заметный вклад в общий сигнал детектора. Предел установлен путем сравнения числа ожидаемого числа нейтрино (реакторных, гипотетических от геореактора и фона) и числа зарегистрированных событий в соответствующей области энергий, для расчета антинейтринного спектра от геореактора использовалось отношение топливных компонент $^{235}\text{U} : ^{238}\text{U} = 0,75 : 0,25$. Ранее гипотеза геореактора проверялась с помощью данных детектора KamLAND, но полученный предел на мощность геореактора оказался значительно слабее — 6,2 ТВт на 90%-м уровне достоверности.

Последние новости об измерении земных антинейтрино пришли опять из Японии, предварительный анализ данных KamLAND с экспозицией, соответствующей $3,49 \cdot 10^{32}$ протонов · год, был представлен на конференции Neutrino-2010 [109]. Анализ скорости счета антинейтринных событий дает 111_{-43}^{+45} геонейтринных событий, нулевой сигнал исключен на 99,95%-м уровне достоверности. В то же время проблемы при эксплуатации ядерных реакторов после землетрясения 2007 г. вызвали значительное снижение потока реакторных антинейтрино. Таким образом, значительная часть реакторного фона изменилась известным образом. Это изменение фона позволило отделить постоянный вклад геонейтрино и нереакторных фонов в полный спектр в области энергий 0,9–2,6 МэВ. При использовании временной информации достоверность ненулевого геонейтринного сигнала выросла до 99,997%-го уровня достоверности, точно такого же, как и в случае измерений на «Борексино». На момент написания данных лекций появилась и публикация [113]. Результаты показаны на рис. 13. Первая попытка анализа данных со свободным отношением U/Th представлена на рис. 13. Как видно из представленного графика, пока что нулевой вклад U или Th совместим с данными на уровне 1σ . Вклад распадов урана-238 и тория-232 в генерацию теплового потока Земли составляет $19,9_{-9,1}^{+9,2}$ ТВт (или $20,0_{-8,6}^{+8,8}$ ТВт при совместном анализе данных «Борексино» и KamLAND).

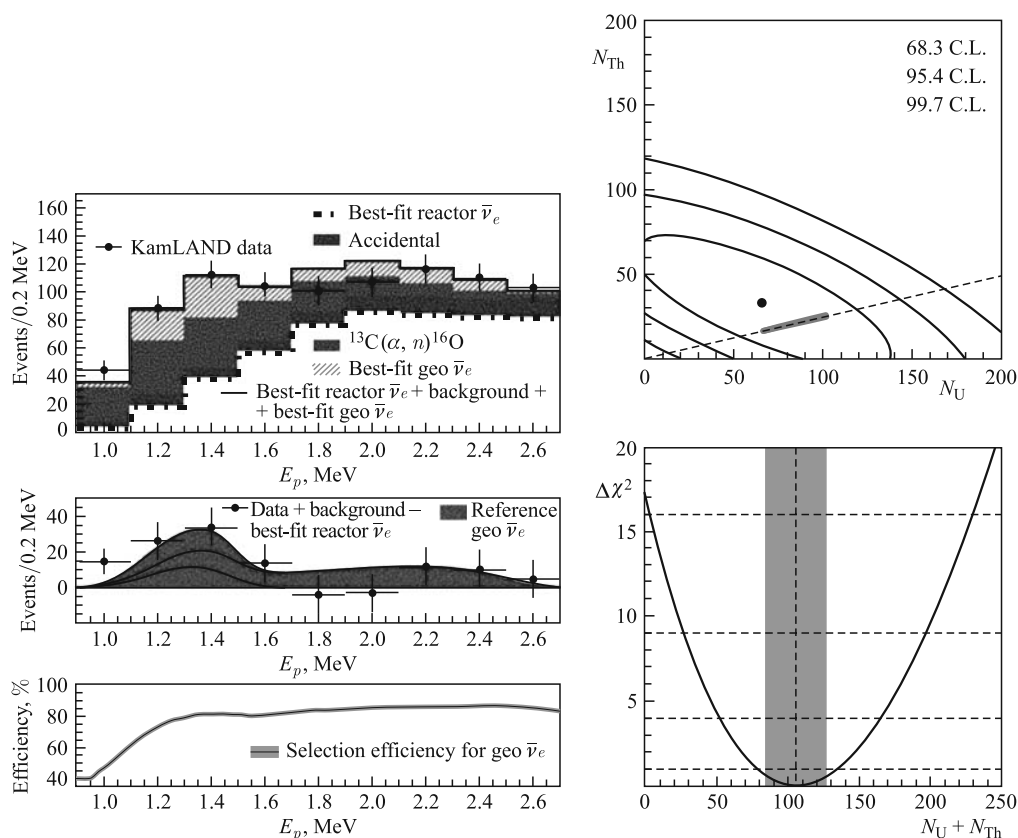


Рис. 13. Слева: данные KamLAND в «геонейтринном» окне энергий (0,9–2,6 МэВ). Результат статистического выделения геонейтринного спектра показан на среднем графике, нижний график показывает эффективность детектирования антинейтрино в зависимости от энергии. Справа: допустимые области значений для сигнала KamLAND в отсутствие ограничения на отношение концентраций тория-232 (N_{Th}) и урана-238 (N_{U}) для уровня достоверности 68, 90 и 99,73 % соответственно. Как видно, предсказание опорной модели находится в согласии с измерением

4.6. Будущие проекты по детектированию геонейтрино. В настоящее время близок к запуску детектор SNO+ (модернизированный вариант детектора SNO, нацеленный на измерение солнечных нейтрино) в лаборатории в Садбери [114], который будет чувствителен к геонейтрино. Детектор расположен в глубокой шахте на глубине 6010 м в.э (ожидается всего 70 мюонов в день, для сравнения в «Борексине» их более 4000 при меньших размерах детектора), активный объем сцинтиллятора составит 780 т, используется сцинтиллятор на основе LAB. Ожидаемый геонейтринный сигнал составляет 29 событий в год при сигнале от реакторов в 26 событий в той же области энергий. Для очистки сцинтиллятора используется методика, отработанная на детекторе «Борексине». Проект SNO+ выглядит многообещающим: с одной стороны, космогенный фон намного меньше, чем у любого из существующих детекторов, с другой стороны, детектор находится в области, где в свое время была произведена тщательная геологическая разведка

(напомним, что сама лаборатория располагается в бывшей шахте), что упрощает задачу моделирования геонейтринного сигнала. Заполнение детектора сцинтиллятором начнется весной 2012 г.

LENA — проект 50-кт подземного жидкосцинтилляционного детектора, ожидающий финансирования [97]. Здесь также предполагается использовать методику очистки сцинтиллятора, отработанную на детекторе «Борексино» (большая группа физиков из коллаборации «Борексино» выразила желание принять участие в этом эксперименте). Ожидаемый геонейтринный сигнал составит около 1500 событий в год, что станет своеобразным рекордом.

Nanohano — проект подводного 10-кт жидкосцинтилляционного детектора [115]. Nanohano планируется как мобильный детектор, расположенный на специально сконструированной морской платформе. Детектор можно будет перемещать для измерений в различных точках. Программа измерений нацелена на измерение вклада мантии в полный геонейтринный сигнал (океаническая земная кора тонкая, и вклад ее намного меньше, чем на континентах), что чрезвычайно важно с точки зрения подгонки геофизических моделей. Ожидаемый геонейтринный сигнал составит около 100 событий в год.

Комбинация геонейтринных данных из различных точек земного шара обеспечит детальное изучение вклада радиоактивных элементов в разогрев Земли.

4.7. В заключение. Экспериментальная нейтринная геофизика родилась как наука в 2004 г., с первой публикацией на эту тему коллаборации KamLAND. Существование геонейтрино и, соответственно, вклада радиоактивных элементов в разогрев Земли, подтверждено на уровне $4,2\sigma$ (99,997 %) независимо в двух экспериментах: «Борексино» и KamLAND. Точность измерения суммарных потоков геонейтрино при анализе с фиксированным отношением U/Th пока что низкая в обоих экспериментах, $\simeq 40$ и 27 % соответственно. Анализ со свободным отношением U/Th практически не дает осмысленных ограничений. В настоящий момент разные геофизические модели хорошо согласуются с измерениями, для подгонки моделей требуются более точные измерения потока геонейтрино. С другой стороны, уже сегодня можно утверждать, что экзотические сценарии разогрева Земли за счет внутреннего геореактора практически исключены, вклад такого реактора в полную генерацию тепла с вероятностью 95 % не превышает 3 ТВт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время нейтринная физика все еще представляет собой обширное поле для исследователей, многие проблемы до сих пор не решены, многие измерения требуют уточнения. В ближайшие годы ожидаются новые интересные результаты: начали набор данных три реакторных эксперимента по поиску угла смешивания θ_{13} ; в 2013 г. заработает SNO+; продолжит работу эксперимент «Борексино». Ожидаются новые данные по геонейтрино. В ближайшее время должен решиться вопрос о финансировании проекта LENA. Есть несколько интересных проектов по поиску осцилляций на малой базе, призванных подтвердить или опровергнуть существование реакторной аномалии. Таким образом, неускорительные эксперименты играют все более важную роль в физике нейтрино, и ближайшие годы обещают быть очень насыщенными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *von Weizsacker C. F.* // Phys. Zeitschrift. 1937. V. 38. P. 176; Phys. Zeitschrift. 1938. V. 39. P. 633.
2. *Bethe H.A., Critchfield C.L.* The Formation of Deuterons by Proton Combination // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 248–254.
3. *Bethe H.A.* Energy Production in Stars // Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 434–456.
4. *Gamow G., Schoenberg M.* The Possible Role of Neutrinos in Stellar Evolution // Phys. Rev. 1940. V. 58. P. 1117.
5. *Gamow G., Schoenberg M.* Neutrino Theory of Stellar Collapse // Phys. Rev. 1941. V. 59. P. 539–547.
6. *Bonetti R. et al.* First Measurement of the ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ Cross Section down to the Lower Edge of the Solar Gamow Peak // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 5205;
Casella C. et al. First Measurement of the $d(p, \gamma){}^3\text{He}$ Cross Section down to the Solar Gamow Peak // Nucl. Phys. A. 2002. V. 706. P. 203;
Imbriani G. et al. The Bottleneck of the CNO Burning and the Age of the Globular Clusters // Astron. Astrophys. 2004. V. 420. P. 625;
Bemmerer D. et al. Low Energy Measurement of the ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ Total Cross Section at LUNA // Nucl. Phys. A. 2006. V. 779. P. 297;
Confortola F. et al. Astrophysical S-factor of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ Reaction Measured at Low Energy via Prompt and Delayed γ Detection // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 065803;
Raiola F. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 547. P. 193.
7. *Schwartzschild M. et al.* // Astrophys. J. 1957. V. 125. P. 233.
8. *Schwarzschild M.* Structure and Evolution of the Stars. Princeton: Princeton Univ. Press, 1958.
9. *Bahcall J.N., Serenelli A.M., Basu S.* // Astrophys. J. 2005. V. 621. P. L85.
10. *Бакал Дж.* Нейтринная астрофизика. М.: Мир, 1993.
11. *Дэвис Р. (мл.).* Полвека с солнечными нейтрино // УФН. 2004. Т. 174, № 4. С. 408.
12. *Davis R. (Jr.), Harmer D.S., Hoffman K.C.* Search for Neutrinos from the Sun // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1205.
13. *Cleveland B.T. et al.* Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector // Astrophys. J. 1998. V. 496. P. 505.
14. *Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., Basu S.* Solar Models: Current Epoch and Time Dependences, Neutrinos, and Helioseismological Properties // Astrophys. J. 2001. V. 555. P. 990.
15. *Gribov V., Pontecorvo B.* Neutrino Astronomy and Lepton Charge // Phys. Lett. B. 1969. V. 28. P. 493.
16. *Wolfenstein L.* Neutrino Oscillations in Matter // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 2369.
17. *Михеев С.П., Смирнов А.Ю.* Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1441.
18. *Моррисон Д.П.О.* Постепенное исчезновение трех проблем солнечных нейтрино // УФН. 1995. Т. 165, № 5. С. 579.
19. *Heeger K.H., Robertson R.G.H.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3720.
20. *Hirata K.S. et al.* Search for Correlation of Neutrino Events with Solar Flares in Kamiokande // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2653–2656.
21. *Hirata K.S. et al.* Observation of ${}^8\text{B}$ Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 16–19.
22. *Hirata K.S. et al.* Real-Time, Directional Measurement of ${}^8\text{B}$ Solar Neutrinos in the Kamiokande II Detector // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1297.

23. *Fukuda Y. et al. (KamiokaNDE Collab.). Solar Neutrino Data Covering Solar Cycle 22 // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1683–1686.*
24. <http://physicsworld.com/cws/article/news/3446>
25. *Abe K. et al. (Super-KamiokaNDE Collab.). Solar Neutrino Results in Super-Kamiokande-III // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 052010.*
26. *Abe K. et al. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam. arXiv:1106.2822v2[hep-ex]. 2011.*
27. *Abe K. et al. Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential. arXiv:1109.3262v1[hep-ex]. 2011.*
28. *Kajita T., Totsuka Y. Observation of Atmospheric Neutrinos // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. P. 85–118.*
29. *Hirata K. S. et al. (KamiokaNDE Collab.). Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux // Phys. Lett. B. 1988. V. 205. P. 416–420.*
30. *Hirata K. S. et al. (KamiokaNDE Collab.). Observation of a Small Atmospheric ν_μ/ν_e Ratio in Kamiokande // Phys. Lett. B. 1992. V. 280. P. 146–152.*
31. *Fukuda Y. et al. (KamiokaNDE Collab.). Atmospheric ν_μ/ν_e Ratio in the Multi-GeV Energy Range // Phys. Lett. B. 1994. V. 335. P. 237–245.*
32. *Casper D. et al. (IMB Collab.). Measurement of Atmospheric Neutrino Composition with the IMB-3 Detector // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2561.*
33. *Becker-Szendy R. et al. Electron and Muon–Neutrino Content of the Atmospheric Flux // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 3720–3724.*
34. *Berger Ch. et al. (Fréjus Collab.) // Phys. Lett. B. 1989. V. 227. P. 489;*
Daum K. (Fréjus Collab.). Determination of the Atmospheric Neutrino Spectra with the Fréjus Detector // Z. Phys. C. 1995. V. 66. P. 417–428.
35. *Aglietta M. et al. (The NUSEX). Experimental Study of Atmospheric Neutrino Flux in the NUSEX Experiment // Europhys. Lett. 1989. V. 8. P. 611–614.*
36. *Mikheyev S. (Baksan Collab.) // 5th TAUP Workshop Proc., Gran Sasso, Italy, 1997.*
37. *Allison W. W. M. et al. Measurement of the Atmospheric Neutrino Flavor Composition in Soudan-2 // Phys. Lett. B. 1997. V. 391. P. 491.*
38. *Ahlen S. et al. (MACRO Collab.). Atmospheric Neutrino Flux Measurement Using Upgoing Muons // Phys. Lett. B. 1995. V. 357. P. 481.*
39. *Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1562–1567.*
40. *Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2644–2648.*
41. *Ashie Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillations // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 101801.*
42. *Ashie Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) Three Flavor Neutrino Oscillation Analysis of Atmospheric Neutrinos in Super-Kamiokande // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 032002.*
43. *Кузьмин В. А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 1532 (Kuz'min V. A. // Sov. Phys. JETP. 1966. V. 22. P. 1051).*
44. http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first_results/
45. *Aharmim B. et al. (SNO Collab.). Determination of the ν_e and Total ^8B Solar Neutrino Fluxes Using the Sudbury Neutrino Observatory Phase I Data Set // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 045502.*

46. *Aharmim B. et al. (SNO Collab.)*. Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day-Night Asymmetries of ^8B Solar Neutrinos from Measurements with NaCl Dissolved in the Heavy-Water Detector at the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. C*. 2005. V. 72. P. 055502.
47. *Aharmim B. et al. (SNO Collab.)*. Independent Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux Using an Array of ^3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 111301.
48. *Aharmim B. et al. (SNO Collab.)*. Low-Energy-Threshold Analysis of the Phase I and Phase II Data Sets of the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 81. P. 055504.
49. *Raghavan R. S., Pakvasa S.* Probing the Nature of the Neutrino: The Boron Solar-Neutrino Experiment // *Phys. Rev. D*. 1988. V. 37. P. 849–857.
50. *Alimonti G. et al. (Borexino Collab.)*. A Large Scale Low-Background Liquid Scintillator Detector: the Counting Test Facility at Gran Sasso // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1998. V. 406. P. 411–426.
51. *Alimonti G. et al. (Borexino Collab.)*. Ultra-Low Background Measurements in a Large Volume Underground Experiment // *Astropart. Phys.* 1998. V. 8. P. 141–157.
52. *Derbin A. V., Smirnov O. Yu., Zaimidoroga O. A.* Non-accelerator Experiments on the Search for Rare Processes with Low-Background Detectors // *Phys. Part. Nucl.* 2005. V. 36, No. 3. P. 604–649.
53. *Belini G. et al. (Borexino Collab.)*. First Real Time Detection of ^7Be Solar Neutrinos by Borexino // *Phys. Lett. B*. 2008. V. 658. P. 101–108.
54. *Arpesella C. et al. (Borexino Collab.)*. Direct Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 091302.
55. *Belini G. et al. (Borexino Collab.)*. Precision Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 141302.
56. *Belini G. et al. (Borexino Collab.)*. Measurement of the Solar ^8B Neutrino Rate with a Liquid Scintillator Target and 3 MeV Energy Threshold in the Borexino Detector // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 81. P. 034602.
57. *Belini G. et al. (Borexino Collab.)*. First Evidence of *pep* Solar Neutrinos by Direct Detection in Borexino // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 051302.
58. *Back H. et al. (Borexino Collab.)*. CNO and *pep* Neutrino Spectroscopy in Borexino: Measurement of the Deep-Underground Production of Cosmogenic ^{11}C in an Organic Liquid Scintillator // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74. P. 045805.
59. *Belini G. et al. (Borexino Collab.)*. Absence of Day/Night Asymmetry of 862 keV ^7Be Solar Neutrino Rate in Borexino and MSW Oscillation Parameters. arXiv:1104.2150v1 [hep-ex].
60. *Shaun A. Th., Filipe B. A., Ofer L.* Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 031301.
61. *Bonn J. et al.* Results from the Mainz Neutrino Mass Experiment // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2002. V. 48. P. 133–139;
Kraus Ch. et al. The Mainz Neutrino Mass Experiment // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 2005. V. 143. P. 499.
62. *Bahcall J. N.* Neutrino Astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989;
Raffelt G. G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics. Chicago: Univ. of Chicago Press, 1996.
63. *Ranucci G.* Likelihood Scan of the Super-Kamiokande I Time Series Data // *Phys. Rev. D*. 2006. V. 73. P. 103003.
64. *Sturrock P. A., Scargle J. D.* False-Alarm Probability in Relation to Oversampled Power Spectra, with Application to Super-KamiokaNDE Solar Neutrino Data // *Astrophys. J.* 2010. V. 718. P. 527.

65. Raffelt G. G. New Bound on Neutrino Dipole Moments from Globular-Cluster Stars // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2856–2858;
Raffelt G. G. Limits on Neutrino Electromagnetic Properties — An Update // Phys. Rep. 1999. V. 320. P. 319–327.
66. Ayala A., D’Olivo J. C., Torres M. Bound on the Neutrino Magnetic Moment from Chirality Flip in Supernovae // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 111901(R).
67. Liu D. W. et al. (SuperKamioKande Collab.). Limit On the Neutrino Magnetic Moment Using 1496 Days of Super-KamioKande-I Solar Neutrino Data // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 021802.
68. Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.). High Sensitivity Search for $\bar{\nu}_e$'s from the Sun and Other Sources at KamLAND // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 071301.
69. Belini G. et al. (Borexino Collab.). Study of Solar and Other Unknown Anti-neutrino Fluxes with Borexino at LNGS // Phys. Lett. B. 2011. V. 696. P. 191–196.
70. Gando A. et al. (KamLAND Collab.). Search for Extraterrestrial Antineutrino Sources with the KamLAND Detector // Astrophys. J. 2012. V. 745. P. 193.
71. Wang K. Ch. A Suggestion on the Detection of the Neutrino // Phys. Rev. 1942. V. 61. P. 97.
72. Smith P. B., Allen J. S. Nuclear Recoils Resulting from the Decay of Be-7 // Phys. Rev. 1951. V. 81. P. 381.
73. Davis R. (Jr.). Nuclear Recoil Following Neutrino Emission from Beryllium-7 // Phys. Rev. 1952. V. 86. P. 976.
74. The Reines-Cowan Experiments: Detecting the Poltergeist. Los Alamos Science. 1997. V. 25. P. 3; <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?25-02.pdf>.
75. Reines F., Cowan C. L. A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 49;
Cowan C. L. et al. Large Liquid Scintillation Detectors // Ibid. P. 493–494.
76. Cowan C. L. et al. Detection of the Free Neutrino: A Confirmation // Science. 1956. V. 124. P. 103–104;
Reines F., Cowan C. L. Neutrino Physics // Phys. Today. 1957. V. 10. P. 18;
Reines F., Cowan C. L. The Neutrino // Nature. 1956. V. 178. P. 446–449.
77. Davis R. (Jr.). An Attempt to Observe the Capture of Reactor Neutrinos in Chlorine-37 // Proc. of the 1st UNESCO Conf. Paris, 1958. V. 1. P. 728.
78. Adamson P. et al. (MINOS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 181801.
79. Achkar B. et al. // Nucl. Phys. B. 1995. V. 434. P. 503.
80. Apollonio M. et al. // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 27. P. 331.
81. Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.). First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-neutrino Disappearance // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 021802.
82. Araki T. et al. (KamLAND Collab.). Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 081801.
83. Abe S. et al. (KamLAND Collab.). Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 221803.
84. Gando A. et al. (KamLAND Collab.). Constraints on θ_{13} from a Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 052002.
85. Дербин А. И. и др. Эксперимент по рассеянию антинейтрино на электроны на реакторе Ровенской АЭС // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57, вып. 12. С. 755;
Derbin A. V. // Phys. Atom. Nucl. 1994. V. 57. P. 236.
86. Li H. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 131802.

87. *Daraktchieva Z. et al.* Limits on the Neutrino Magnetic Moment from the MUNU Experiment // *Phys. Lett. B.* 2003. V. 564. P. 190.
88. *Daraktchieva Z. et al.* Final Results on the Neutrino Magnetic Moment from the MUNU Experiment // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 615. P. 153.
89. *Cowan C. L., Reines F.* // *Phys. Rev.* 1957. V. 107. P. 528.
90. *Beda A. G. et al.* Gemma Experiment: Three Years of the Search for the Neutrino Magnetic Moment // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2010. V. 7. P. 406–409.
91. *Mention G. et al.* Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 073006.
92. *Abe Y. et al. (Double Chooz Collab.)*. Indication for the Disappearance of Reactor $\bar{\nu}_e$ in the Double Chooz Experiment. arXiv:1112.6353v2[hep-ex]. 2012.
93. *Ardellier F.* Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} . arXiv:hep-ex/0606025v4. 2006.
94. *Daya Bay Collab.* A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} Using Reactor Antineutrinos at Daya Bay. arXiv:hep-ex/0701029v1. 2007.
95. *Ahn J. K. et al. (RENO Collab.)*. RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang. arXiv:1003.1391v1[hep-ex]. 2010.
96. <http://snews.bnl.gov/>
97. *von Feilitzsch F.* LENA: Status and Prospects // *Neutrino Geoscience 2010*; http://geoscience.lngs.infn.it/Program/Pdf_presentations/Feilitzsch.pdf.
98. *Patterson C.* Age of Meteorites and the Earth // *Geochimica et Cosmochimica Acta.* 1956. V. 10(4). P. 230–237.
99. *Lay T., Hermlund J., Buffett B. A.* Core–Mantle Boundary Heat Flow // *Nature Geoscience.* 2008. V. 1. P. 25–32.
100. *Hofmeister A. M., Criss R. E.* Earth’s Heat Flux Revised and Linked to Chemistry // *Tectonophysics.* 2005. V. 395. P. 159–177.
101. *Петров Ю. В.* Естественный ядерный реактор Окло // *УФН.* 1977. Т. 123. С. 473–486.
102. *Mantovani F. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 69. P. 013001.
103. *Enomoto S. et al.* // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2007. V. 258. P. 147.
104. *Fogli L. et al.* // *Earth Moon Planets.* 2006. V. 99. P. 111.
105. *Dye S. T.* // *Earth and Planetary Sci. Lett.* 2010. V. 297. P. 1.
106. *Bassin C., Laske G., Masters G.* // *EOS Trans. AGU.* 2000. V. 81. P. F897; *Laske G., Masters G., Reif C.* Crust 2.0 a New Global Crustal Model at 2×2 Degrees. 2001; available online at <http://igppweb.ucsd.edu/gabi/crust2.html>.
107. *Dziewonski A. M., Anderson D. L.* // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 25. P. 297.
108. *Fiorentini G., Lissia M., Mantovani F.* // *Phys. Rep.* 2007. V. 453. P. 117.
109. *Inoue K.* New Geo-neutrino Measurement with KamLAND // *Neutrino-2010 Conf.*; <http://www.neutrino2010.gr/>.
110. *Araki T. et al. (KamLAND Collab.)* // *Nature.* 2005. V. 436. P. 499.
111. *Araki T. et al. (KamLAND Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 221803.
112. *Bellini G. et al. (Borexino Collab.)* // *Phys. Lett. B.* 2010. V. 687. P. 299.
113. *Gando A. et al. (Kamland Collab.)*. Partial Radiogenic Heat Model for Earth Revealed by Geoneutrino Measurements // *Nature Geoscience.* 2011. V. 4. P. 647–651.
114. *Chen M.* SNO+: Status and Prospects // *Neutrino Geoscience.* 2010; http://geoscience.lngs.infn.it/Program/Pdf_presentations/Chen.pdf.
115. *Learned J.* Towards Hanohano // *Neutrino Geoscience.* 2010; http://geoscience.lngs.infn.it/Program/Pdf_presentations/Learned.pdf.