

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Проблема массы нейтрино в современной нейтринной физике

Ю.В. Козлов, В.П. Мартемьянов, К.Н. Мухин

В обзоре рассмотрено современное состояние вопросов о массе нейтрино, двойном β -распаде и нейтринных осцилляциях с подробным описанием последних экспериментов. Кратко изложена история открытия ν_e , ν_μ и ν_τ и исследования их основных свойств. Описаны проекты новых экспериментов и методик, а также проекты практического использования нейтрино.

PACS numbers: 14.60.Pq, 12.15.Ff

Содержание

1. Введение (849).
2. Современный статус физики нейтрино (850).
 - 2.1. Общая картина. 2.2. История основных открытий в области физики нейтрино и слабого и электрослабого взаимодействия. Стандартная модель.
3. Проблема массы нейтрино (852).
 - 3.1. Общие замечания. 3.2. Оценка массы ν_e из анализа β -спектра трития и наблюдения вспышки сверхновой SN 1987 A. 3.3. Оценка масс, спинов и спиральностей мюонного ν_μ и тауонного ν_τ нейтрино.
4. Двойной β -распад (859).
 - 4.1. $2\beta 2\nu$ - и $2\beta 0\nu$ -распады. Связь с теорией и идея поиска. 4.2. Исследование 2β -распада с ксеноновым детектором TPC. 4.3. Изучение 2β -распада ^{100}Mo и ^{116}Cd на установке NEMO. 4.4. Исследование 2β -распада с детектором из обогащенного ^{76}Ge . 4.5. Сводка результатов по 2β -распаду.
5. Нейтринные осцилляции (865).
 - 5.1. Гипотеза смешивания нейтрино и существования нейтринных осцилляций. 5.2. Математический формализм нейтринных осцилляций. 5.3. Общая схема обработки экспериментальных результатов. 5.4. Поиски осцилляций солнечных нейтрино. Дефицит ν_e и эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштайна. Гипотеза о существовании у нейтрино магнитного момента. 5.5. Поиски осцилляций атмосферных нейтрино. Атмосферная аномалия. 5.6. Поиски осцилляций ускорительных нейтрино в экспериментах с длинной и короткой базой. 5.7. Поиски осцилляций реакторных антинейтрино: исторический очерк и современные эксперименты. 5.8. Сравнение результатов поиска осцилляций ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ в различных экспериментах.
6. Проекты новых экспериментов и методик (876).

- 6.1. Сверхбольшие детекторы μ и ν с мишенями неограниченных размеров. 6.2. Superkamiokande. 6.3. Подземная нейтринная обсерватория SNO. 6.4. Другие проекты детекторов солнечных и атмосферных нейтрино. 6.5. Проекты новых нейтринных экспериментов на ускорителях. 6.6. Проекты новых реакторных экспериментов. 6.7. Проект создания пучков меченых нейтрино. 6.8. Искусственные радиоактивные изотопы как источники нейтрино.
 7. О возможности практического использования нейтрино (879).
 - 7.1. Нейтринная диагностика ядерных реакторов. Оценка мощности реактора и состава активной зоны. 7.2. Нейтрино в геофизике. Нейтринная геология и геодезия.
 8. Заключение (881).
- Список литературы (882).

1. Введение

В декабре 1930 г. участники физического семинара в Тюбингене (Германия) получили от молодого швейцарского физика-теоретика В. Паули (который не смог приехать на семинар) письмо, начинавшееся словами: "Дорогие радиоактивные леди и джентльмены...". Несмотря на столь необычное обращение и общий беллетристический стиль этого письма [1, 2], оно сыграло роль одной из самых выдающихся научных работ в области ядерной физики. В нем было предсказано существование легкой нейтральной сильнопроникающей частицы со спином $1/2$, названной позднее нейтрино (Паули называл ее нейтроном). Гипотеза о существовании нейтрино позволила преодолеть две серьезнейшие трудности ядерной физики того времени — неправильную статистику ядра азота ("азотная катастрофа") и непрерывный спектр электронов β -распада.

Но эта гипотеза выглядела столь неправдоподобной, что многие физики не принимали ее всерьез. А сам Паули хотя и верил в нее, однако считал, что из-за очень малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом доказать его существование экспериментаторы никогда не смогут. Он даже поспорил по этому поводу, но, к счастью, проиграл.

Через 23 года, в 1953–1956 гг. существование нейтрино было доказано в эксперименте Рейнеса и Коуэна [3].

Ю.В. Козлов, В.П. Мартемьянов, К.Н. Мухин. Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики, 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Россия
Тел. (095) 196-77-29, 196-76-48, 196-75-71. Факс (095) 196-91-33
E-mail: kozlov@chen.net.kiae.su, vpm@vpmar.kiae.su, mukhin@chen.net.kiae.su

Статья поступила 18 декабря 1996 г.,
после доработки 30 апреля 1997 г.

По современной классификации это нейтрино называется электронным (ν_e)¹. С тех пор оно и открытые позже мюонное нейтрино (ν_μ) и тау-нейтрино (ν_τ) остаются в центре внимания физики элементарных частиц². И судя по современному статусу нейтринной физики, числу нерешенных труднейших проблем особый интерес к этим частицам будет сохраняться еще очень долго и, во всяком случае, перешагнет через рубеж XX столетия.

В настоящей статье предпринята попытка достаточно просто изложить сложный вопрос о современном состоянии физики нейтрино с упором на его массу.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 дан исторический обзор развития физики нейтрино в рамках физики слабых и электрослабых взаимодействий. В разделе 3 рассмотрена проблема массы нейтрино. Здесь приведены экспериментальные и космологические оценки масс нейтрино различных типов (ν_e , ν_μ , ν_τ) с подробным описанием современных экспериментов, рассмотрены условия возможности существования $m_\nu = 0$ и $m_\nu \neq 0$ и взаимосвязь $m_\nu \neq 0$, $2\beta 0\nu$ -распада и нейтринных осцилляций. Раздел 4 посвящен безнейтринному и двухнейтринному 2β -распадам, их особенностям, методике экспериментов и результатам. В разделе 5 рассмотрены нейтринные осцилляции: условия возможности их существования, математический формализм и используемые параметры. Рассказано о поисках нейтринных осцилляций солнечных, атмосферных, ускорительных и реакторных нейтрино. В разделе 6 рассмотрены проекты новых экспериментов и методик. В разделе 7 описаны проекты практического использования нейтрино. В разделе 8 подведены итоги изложенного.

В статье использованы материалы из книг, статей, препринтов и докладов на конференциях до 1996 г. включительно. Из обзоров, близких по тематике к отдельным главам настоящей статьи, можно указать работы [5, 6] (общие свойства нейтрино), [7, 8] (нейтринные массы), [9] (нейтринные осцилляции и массы ν_μ и ν_τ), [10, 11] и [12] (двойной β -распад), [13] (эксперименты с реакторными антинейтрино), [14, 15] (массы ν_e), [16] (сверхновая SN 1987A). Для некоторых величин приведены значения, полученные к апрелю 1997 г.

Статья написана физиками-экспериментаторами для широкого круга читателей-физиков (не только специалистов по нейтринной физике). Поэтому узкоспециальные теоретические вопросы в ней не обсуждаются, а только иногда упоминаются для обозначения существующей проблемы.

2. Современный статус физики нейтрино

2.1. Общая картина

Если не касаться пока тонких вопросов (массы, $2\beta 0\nu$ -распадов, осцилляций) и ограничиться только описанием

того, что на сегодня известно достаточно надежно, то можно нарисовать следующую картину современного состояния физики нейтрино³.

Наряду с тремя заряженными лептонами с полужелтыми спинами: электроном e^- , мюоном μ^- и тяжелым лептоном τ^- , имеющими соответственно массы около 0,5; 106 и 1784 МэВ, в природе существуют три нейтральных лептона тоже с полужелтыми спинами, но с неизвестными массами, значения которых, скорее всего, очень близки к нулю (а, может быть, даже просто равны ему). Этими тремя нейтральными лептонами являются три разных нейтрино: электронное (ν_e), мюонное (ν_μ) и тау-нейтрино (ν_τ), названные так потому, что в процессе взаимодействия с веществом (нуклонами) они обычно выступают вместе с соответствующими заряженными лептонами⁴.

Феноменологически различие нейтрино разных типов (ароматов), так же как и различие заряженных лептонов e^- , μ^- , τ^- , описывается введением трех независимых лептонных чисел $L_i = +1$ ($i = e, \mu, \tau$) и соответствующих законов сохранения. Всем антилептонам (e^+ , μ^+ , τ^+ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$) приписывается $L_i = -1$, а адронам — $L_i = 0$.

В соответствии с законами сохранения лептонных чисел (с учетом античастиц) возможны, например, такие процессы:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, & \bar{\nu}_e + p &\rightarrow n + e^+, \\ \nu_\mu + n &\rightarrow \mu^- + p, & \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow \mu^+ + n, \end{aligned} \quad (1)$$

но запрещены процессы

$$\begin{aligned} \nu_e + p &\not\rightarrow n + e^+, & \nu_e + n &\not\rightarrow \mu^- + p, \\ \bar{\nu}_e + p &\not\rightarrow \mu^+ + n. \end{aligned} \quad (2)$$

Справедливость реакций (1), (2) (и многих других, удовлетворяющих или не удовлетворяющих законам сохранения лептонных чисел) подтверждается экспериментально, в частности, доказательство существования $\bar{\nu}_e$ было получено с помощью реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ [3], а различие $\bar{\nu}_e$ и ν_e было доказано отсутствием реакции $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ [22] (аналогично для ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$).

Различие $\bar{\nu}_e$ и ν_e , ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$ может быть оценено величиной перекрытия соответствующих волновых функций $|\Psi_i \Psi_j|^2$ (которое должно быть равно нулю при абсолютном различии соответствующих частиц). Из экспериментов следует, что $|\Psi_{\nu_e} \Psi_{\nu_\mu}|^2 \approx 0,001$, $|\Psi_{\nu_e} \Psi_{\nu_\tau}|^2 \approx |\Psi_{\nu_\mu} \Psi_{\nu_\tau}|^2 \approx 0,01$ [5]. Оценки различия ν_e и $\bar{\nu}_e$ приведены в разделе 3.1.

Все разновидности нейтрино (и антинейтрино) участвуют только в слабом и гравитационном взаимодействиях с обычным веществом (нуклонами и электро-

¹ Строго говоря, в этом опыте было зарегистрировано не ν_e , а $\bar{\nu}_e$, но согласно принципу зарядового сопряжения у каждой частицы есть античастица. За доказательство существования свободного нейтрино в прямом эксперименте по регистрации процесса $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ Ф. Рейнес был удостоен в 1995 г. Нобелевской премии по физике [4]. (Нобелевская премия посмертно не присуждается.)

² На самом деле существование ν_τ пока не доказано в опыте типа опыта Рейнеса—Коуэна, но оно с достоверностью следует из схем распада t -лептона и теории слабого взаимодействия.

³ Более подробно об общем состоянии нейтринной физики и физики слабых взаимодействий в целом (на период до 1965 г.) рассказано в книге Ву и Мошковского [2] и (до 1980 г.) в статье Б.М. Понтекорво [17]. С элементарным изложением современных вопросов экспериментальной физики нейтрино можно познакомиться, например, в книге [18], а с более теоретизированным — в книге Л.Б. Окуня [19]. Наконец, об истории вопроса и роли отдельных ученых в развитии представлений о нейтрино очень подробно (с многочисленными цитатами из работ) рассказано в книге М.П. Рекало [20]. Значения масс и других параметров элементарных частиц приводятся по таблицам "Review of Particle Properties" 1996 г. [21].

⁴ Число разных типов нейтрино (три) следует из экспериментально измеренной ширины Z^0 -бозона (см. раздел 2.3).

нами), так как они не имеют ни электрического, ни цветового заряда, ни достаточно заметного магнитного момента (см. раздел 5.4.5). Сечение взаимодействия нейтрино с веществом (нуклонами) при $E_\nu \approx 1$ МэВ примерно равно 10^{-43} см² и вначале квадратично, а затем линейно растет с энергией ($\sigma_\nu(1 \text{ ГэВ}) \approx 0,7 \times 10^{-38}$ см²). Именно из-за столь малого сечения взаимодействия существование электронного антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) было экспериментально подтверждено только в 1953–1956 гг., т.е. примерно через четверть века после его блестящего теоретического предсказания.

Накопление экспериментальных данных о свойствах нейтрино шло параллельно со становлением универсальной теории четырехфермионного слабого взаимодействия, которая и сегодня лежит в основе современной теории электрослабого взаимодействия (Стандартной модели) и дает правильные результаты в области малых энергий ($E \ll m_W$), где $m_W \approx 90$ ГэВ — масса промежуточного векторного W-бозона.

2.2. История основных открытий в области физики нейтрино и слабого и электрослабого взаимодействия. Стандартная модель

Первый (векторный) вариант теории слабого взаимодействия был построен в 1934 г. Э.Ферми [23], который для объяснения β -распада ядер предложил идею точечного (контактного) взаимодействия четырех фермионов: p , r , e^- и ν .

Теория Ферми сыграла исключительно важную роль в развитии физики слабого взаимодействия. С ее помощью оказалось возможным объяснить оба известных к тому времени вида β -распада (β^- - и β^+ -распады), описать спектры электронов и позитронов, классифицировать β -радиоактивные ядра по вероятностям распада (разрешенные и запрещенные переходы), оценить константу слабого взаимодействия G , а также предсказать новые, еще не обнаруженные в то время явления (e -захват, обратный β -распад, рассеяние ν_e на e и слабые ядерные силы). Важную роль теория Ферми сыграла и в нейтринной физике. Фактически именно она определила направление экспериментов по поиску нейтрино как в косвенных (Лейпунский, 1936 г. [24], Аллен, 1942 г. [25]), так и в прямых (Рейнес и Коуэн, 1953–1956 гг. [3]) опытах. Однако чисто векторный вариант теории не позволял объяснить β -распад некоторых ядер, например ${}^6\text{He}$, хотя он, как показал эксперимент, протекал с большой вероятностью. Поэтому в дальнейшем в теорию кроме векторного варианта (V) был введен аксиально-векторный (A) вариант в форме (V–A).

Важную роль в становлении (V–A)-теории сыграли следующие теоретические и экспериментальные достижения. В 1956 г. Т.Д. Ли и Ч. Янг теоретически [26], а в 1957 г. Ву и др. [27] и Л. Ледерман и др. [28] экспериментально доказали нарушение закона сохранения пространственной четности (и C-инвариантности) в слабых взаимодействиях, а также левую поляризацию масштаба v/c для лептонов и правую (масштаба $-v/c$) для антилептонов. Непосредственное измерение поляризации электронного нейтрино выполнил в 1958 г. М. Гольдхабер [29]. В 1957 г. Л.Д. Ландау [30], А.Салам [31] и Т.Д. Ли и Ч. Янг [32] предложили теорию двухкомпонентного нейтрино, согласно которой нейтрино и антинейтрино имеют противоположные спиральности и нулевые массы.

В конце концов совокупность экспериментальных фактов и теоретических взглядов позволила Гелл-Ману и Фейнману [33], с одной стороны, и независимо от них Маршаку и Сударшану [34], а также Сакураи [35], с другой, сформулировать в 1957–1958 гг. универсальную четырехфермионную теорию слабого взаимодействия. Основные положения этой теории заключаются в следующем:

- 1) универсальность и точечность четырехфермионного взаимодействия;
- 2) (V–A)-вариант;
- 3) сохранение слабого векторного тока;
- 4) 100 %-ное нарушение P- и C-инвариантности;
- 5) левая поляризация всех лептонов и правая всех антилептонов;
- 6) 100 %-ное сохранение лептонных чисел, $\tilde{\nu} \neq \nu$;
- 7) согласие выводов теории с предположением о $m_\nu \equiv 0$.

Универсальная теория слабого взаимодействия проверялась и продолжает проверяться в многочисленных экспериментах.

Большое внимание (вот уже 40 лет!) уделяется экспериментам по измерению времени жизни нейтрона и угловым корреляциям между его спином и импульсами продуктов распада, а также определению времени жизни β -радиоактивных ядер с ($0^+ - 0^+$)-переходами.

Выбор этих ядер и нейтрона определяется тем, что в обоих случаях точно известны квадраты матричных элементов β -переходов, в связи с чем (V–A)-теория позволяет для каждого из них определить векторную константу G_V . При этом из закона сохранения слабого векторного тока (Я.Б. Зельдович и С.С. Герштейн [36]) следует, что G_V для β -распада ядер и β -распада нейтрона должны быть одинаковы. Это требование теории подтверждалось, пока точности определения констант G_V были не очень высокими, но в последние годы между ними намечилось расхождение, которое может быть вызвано (помимо неточностей экспериментов) либо примесью правых (V+A)-токов в пределах (V, A)-варианта, либо примесью других (S, T)-вариантов (подробнее см. обзор [37] и работы [38–40], а также более раннюю работу [254]). Таким образом, описанные опыты являются хорошим тестом для проверки (V–A)-теории.

Перечислим еще несколько важных проблем и открытий, имеющих самое непосредственное отношение к физике нейтрино и слабых взаимодействий. В 1961 г. С. Глэшоу предложил калибровочную теорию электрослабых взаимодействий [41]. В 1962 г. Ледерман, Шварц и др. выполнили опыт по доказательству отличия ν_μ от $\bar{\nu}_\mu$ [42], поставленный по предложению Б.М. Понтекорво [43]. В следующем году было доказано различие ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ [44].

В 1964 г. Гелл-Ман [45] и Цвейг [46] выдвинули гипотезу о существовании трех кварков (u , d , s) с дробными барионным и электрическим зарядами:

$$B_{u,d,s} = \frac{1}{3}, \quad q_u = +\frac{2}{3}|e|, \quad q_d = q_s = -\frac{1}{3}|e|.$$

В (V–A)-теорию взаимодействия они естественным образом вошли вместо p , n и Λ соответственно.

Был богат 1964 г. и экспериментальными достижениями. Фитч, Кронин, Торндайк и Кристиансен обнаружили нарушение CP-инвариантности в распаде K_L^0 -мезонов [47]. Это открытие вдохновило физиков на

продолжающийся до сих пор (см. [37]) поиск электрического дипольного момента нейтрона, для существования которого необходимо одновременное нарушение Р-четности и Т-инвариантности (что согласно СРТ-теореме эквивалентно нарушению СР-инвариантности). В том же 1964 г. Ю.А. Абов, П.А. Крупчицкий и Ю.А. Оратовский обнаружили нарушение закона сохранения Р-четности в ядерных взаимодействиях, т.е. фактически открыли слабые нуклон-нуклонные силы [48]. В 1966 г. аналогичный результат был получен другим методом В.М. Лобашевым с сотрудниками [49].

В 1967–1968 гг. А. Салам и С. Вейнберг построили единую перенормируемую калибровочную теорию электромагнитных и слабых взаимодействий с четырьмя векторными бозонами W^+ , W^- , Z^0 и γ [50, 51]. Теория Вейнберга–Глэшоу–Салама предсказала существование четвертого с-кварка ($B_c = 1/3$, $q_c = (+2/3)|e|$), нейтральных слабых токов, масс $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, значение угла Вейнберга θ_W и др. В 1970 г. С. Глэшоу с сотрудниками ввели с-кварк в теорию, симметризовав ее тем самым относительно числа кварков и лептонов [52]. В 1973 г. Ф. Хазерт и др. на примере реакции $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}$ открыли слабые нейтральные токи [53], которые в отличие от слабых заряженных токов (ср., например, реакцию $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$) не изменяют электрического заряда лептона. В 1974 г. С. Тинг с сотрудниками [54] и Б. Рихтер с сотрудниками [55] одновременно открыли J/Ψ -частицу (связанное состояние с- и $\bar{c}$ -кварков).

В 1975–1977 гг. М. Перл и сотрудники открыли третий заряженный лептон — тяжелый τ -лептон [56]. Изучение его схем распада привело к заключению о существовании третьего нейтрино ν_τ . Лептонов стало шесть. В 1977 г. Ледерман и сотрудники открыли ипсилон-мезон (связанное состояние b- и $\bar{b}$ -кварков) [57] и кварков стало пять ($B_b = 1/3$, $q_b = (-1/3)|e|$). Симметрия в свойствах лептонов и кварков требует, чтобы их количества были равными, но шестой t-кварк, основные параметры которого были давно предсказаны ($B_t = 1/3$, $q_t = (+2/3)|e|$), удалось открыть только в 1996 г. Его масса равна [21]

$$m_t = 180 \pm 12 \text{ ГэВ}. \quad (3)$$

Возвращаясь к изложению истории развития физики нейтрино и электрослабых взаимодействий, напомним, что в 1983 г. были открыты кванты слабого взаимодействия — $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны [58–60] с массами, соответственно равными

$$m_{W^\pm} = 81,0 \pm 1,3 \text{ ГэВ}, \quad m_{Z^0} = 92,4 \pm 1,8 \text{ ГэВ}, \quad (4)$$

в полном согласии с предсказаниями теории Вейнберга–Глэшоу–Салама. В последующие годы было получено много новых экспериментальных подтверждений справедливости этой теории, которую стали называть Стандартной моделью электрослабых взаимодействий. В отличие от универсальной четырехфермионной теории слабого точечного взаимодействия в Стандартной модели электрослабое взаимодействие осуществляется посредством обмена векторными бозонами W^+ , W^- , Z^0 и γ . Другие положения универсальной теории слабого взаимодействия, перечисленные выше ($\bar{\nu} \neq \nu$, $m_\nu \equiv 0$, 100 %-ное нарушение Р- и С-инвариантности и, наоборот, сохранение лептонных чисел, левая поляризация

нейтрино и правая у антинейтрино и др.), остаются справедливыми и в Стандартной модели.

В 90-е годы вступили в строй несколько суперускорителей, на которых были зарегистрированы сотни тысяч рождений и распадов Z^0 -бозона, в результате чего его масса была измерена с очень высокой точностью [21]:

$$m_{Z^0} = 91,187 \pm 0,007 \text{ ГэВ}. \quad (5)$$

Из измерений параметров распада Z^0 (полная и парциальные ширины) было получено ограничение на число легких нейтрино

$$n_\nu = 3,09 \pm 0,13. \quad (6)$$

Было также уточнено и значение массы $W^\pm$ -бозона:

$$m_{W^\pm} = 80,33 \pm 0,15 \text{ ГэВ}. \quad (7)$$

Общая калибровочная природа сильных и электрослабых взаимодействий позволяет рассчитывать на создание теории, обобщающей эти взаимодействия, — Великое объединение с более широкой группой симметрии (возможно, $SU(5)$), чем у ее составляющих ($U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$). Поскольку в эту группу входят как кварки, так и лептоны, между ними становятся возможными переходы с нарушением лептонного и барионного чисел, например распад протона. Современная оценка времени жизни протона

$$\tau_p > 10^{31} - 5 \times 10^{32} \text{ лет} \quad (8)$$

(в зависимости от моды распада).

3. Проблема массы нейтрино

3.1. Общие замечания

Основные свойства нейтрино ν_e , в том числе приблизительное значение массы⁵, были очевидны еще в момент теоретического предсказания его существования. В своем знаменитом письме [1] Паули писал, что масса нейтрино должна быть порядка массы электрона и, во всяком случае, не больше 0,01 массы протона.

Естественно, что, предсказав основные параметры нейтрино (нейтральность, спин, большую проникающую способность и довольно небольшую массу), Паули не мог в точности указать все свойства этой частицы, так что по некоторым пунктам его предсказания не подтвердились. Кроме упомянутого слишком большого значения массы он, например, считал, что нейтрино входит в состав атомного ядра.

Следующий шаг по уточнению свойств нейтрино сделал Ферми (который, кстати говоря, и ввел общепринятое теперь название для этой частицы) в своей замечательной работе (1934 г.) "К вопросу о β -распаде" [23]. В это время уже был открыт нейтрон (1932 г.) и на смену протон-электронной модели атомного ядра пришла протон-нейтронная модель, в соответствии с которой электронов в ядре нет. Согласно Ферми нейтрино в ядре тоже нет. Оно и электрон возникают (рождаются) в ядре в момент β -распада и сразу вылетают из него. При этом Ферми считал, что масса нейтрино должна быть мала по

⁵ В обсуждаемое время еще не было известно о существовании трех разных нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ и во всех работах говорили о "просто" нейтрино ν (и даже называли его нейтроном). Однако во избежание путаницы мы будем употреблять современное обозначение ν_e .

сравнению с массой электрона или даже равна нулю, и предложил метод экспериментальной оценки значения массы нейтрино по характеру кривой β -спектра вблизи его границы (подробнее см. раздел 3.2).

Оказывается, очень важно знать, какая из двух возможностей ($m_\nu = 0$ или $m_\nu \neq 0$) реализуется в природе. Обсудим эту проблему, опираясь на современный эксперимент и существующие теоретические взгляды.

В настоящее время из эксперимента известны только верхние границы для масс нейтрино. Для m_{ν_e} она составляет ~ 5 эВ (раздел 3.2.4), для $m_{\nu_\mu} = 0,17$ МэВ, для $m_{\nu_\tau} = 24$ МэВ (раздел 3.3). Таким образом, современный эксперимент на поставленный вопрос ответа пока не дает. А что следует из теории? Прежде всего заметим, что теоретическое представление о массе нейтрино модельно зависимо, т.е. что оно определяется теоретической моделью природы нейтрино. Рассмотрим самые известные из них: Стандартную модель и теории Дирака, Майораны и Вейля, начав со Стандартной модели.

Напомним, что согласно Стандартной модели $m_\nu = 0$ (безмассовое нейтрино) и существуют полностью поляризованные левые нейтрино и правые антинейтрино, слабое взаимодействие управляется левыми ($V-A$)-токами и строго сохраняются лептонные числа. Это общепринятая и очень удобная модель (недаром ее называют Стандартной), которой не противоречит ни один экспериментальный факт. Однако, если масса нейтрино была бы отлична от нуля (массивное нейтрино), то это привело бы к таким важнейшим следствиям (нестабильности нейтрино, наличию у него магнитного момента, осцилляциям, возможности решения некоторых важных астрофизических проблем⁶), что, может быть, стоит попытаться выйти за пределы Стандартной модели? Тем более, что эксперименты, подтверждающие теорию, верны не абсолютно, а с некоторой погрешностью и что не существует какого-либо физического первопринципа, требующего безмассовости нейтрино. Расширение и обобщение Стандартной модели рассмотрено в работах [7, 8]. Мы попытаемся это сделать по возможности наглядно.

Предположим, например, что поляризация нейтрино не 100 %-ная, или что нарушается сохранение лептонного числа, или что существует примесь правых слабых ($V+A$)-токов. Что будет в этом случае с массой нейтрино: останется ли она равной нулю (как в Стандартной модели) или сделается отличной от него? Рассмотрим обе возможности, начав со случая $m_\nu \neq 0$, с позиций теорий Дирака и Майораны (дираковская и майорановская массы соответственно). Согласно теории Дирака (первоначально развитой в 1928 г. для электрона) в общем виде (безотносительно к варианту теории слабого взаимодействия, реализующегося в природе) может существовать четыре типа массивных нейтрино и антинейтрино ν^L , ν^R , $\bar{\nu}^L$ и $\bar{\nu}^R$, которые отличаются знаком лептонного числа ($L = +1$ у ν^L и ν^R и $L = -1$ у $\bar{\nu}^L$ и $\bar{\nu}^R$) и спиральности (левая у ν^L и $\bar{\nu}^L$ и правая у ν^R и $\bar{\nu}^R$). Уравнения движения дираковских нейтрино и соответствующий лагранжиан S -, P - и CP -инвариантны, а также обладают L -симметрией (отвечающей за сохранение

лептонного числа). Переходы вида $\nu^L \leftrightarrow \nu^R$ и $\bar{\nu}^R \leftrightarrow \bar{\nu}^L$ могут осуществляться за счет лоренц-преобразования (что возможно при $m_\nu \neq 0$), а типа $\nu^L \leftrightarrow \bar{\nu}^R$ и $\nu^R \leftrightarrow \bar{\nu}^L$ обусловлены CPT -теоремой. Магнитный момент дираковского нейтрино отличен от нуля и согласно Стандартной модели равен

$$\mu_\nu \approx 3 \times 10^{-19} \frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \mu_B.$$

Согласно теории Майораны, построенной в 1937 г. [61], нейтрино и антинейтрино — истинно нейтральные частицы, т.е. антинейтрино тождественно равно нейтрино ($\bar{\nu}_e \equiv \nu_e$), но существует два типа нейтрино — левое ($\nu_e^L \equiv \bar{\nu}_e^L$) и правое ($\nu_e^R \equiv \bar{\nu}_e^R$), отличающиеся друг от друга знаком спиральности. Переходы между ними возможны как за счет лоренц-преобразования (поскольку $m_\nu \neq 0$), так и за счет CPT -отражения. Магнитный момент майорановского нейтрино равен нулю. Уравнение и лагранжиан свободного движения S -, P - и CP -инвариантны. Лептонное число не сохраняется. Что дает эксперимент?

Выше мы видели, что главное отличие обеих теорий в интересующем нас плане заключается в том, что в теории Дирака $\bar{\nu} \neq \nu$ (по лептонному числу и спиральности) и выполняется закон сохранения лептонного числа, а в теории Майораны $\bar{\nu} \equiv \nu$, лептонное число не сохраняется, но имеется два типа нейтрино с разными спиральностями.

Существует несколько экспериментальных оценок нетождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$, т.е. отличия от нуля степени перекрытия волновых функций электронных нейтрино и антинейтрино $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2$. Из результатов упомянутого выше опыта Девиса [22] следует, что $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2 \approx 0,05$, т.е. довольно сильно отличается от нуля. Примерно в 10 раз меньше получается значение $|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2$ из ускорительных экспериментов по изучению $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0$ -распада. Но гораздо более сильное указание в пользу $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$ ($|\Psi_{\bar{\nu}_e} \Psi_{\nu_e}|^2 = 10^{-12}$) дает отсутствие положительного результата многочисленных длительных поисков разрешенного в теории Майораны двойного безнейтринного β -распада ($2\beta 0\nu$ -распада)

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-, \quad (9)$$

который в теории Дирака запрещен законом сохранения лептонного числа. Эта теория разрешает только двухнейтринный двойной β -распад ($2\beta 2\nu$ -распад), идущий с сохранением лептонного числа по схеме

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (10)$$

(подробнее см. раздел 4).

Обнаружение $2\beta 0\nu$ -распада позволило бы определить природу нейтрино как майорановскую и оценить значение его майорановской массы. Но пока $2\beta 0\nu$ -распад не обнаружен и спор между теориями Дирака и Майораны не разрешен. Различие ν_e и $\bar{\nu}_e$, наблюдаемое в экспериментах, можно объяснить (независимо от сохранения или несохранения лептонного числа) различием спиральностей, которое существует в обеих теориях и дает вклад в перекрытие волновых функций масштаба $(m_\nu/E_\nu)^2$.

В заключение обсуждения случая $m_\nu \neq 0$ заметим, что при $m_\nu \neq 0$ в обеих теориях разрешены нейтринные осцилляции, хотя это условие является только необходимым, но не достаточным (подробнее см. раздел 5).

⁶ При массе нейтрино, равной нескольким электронвольтам, и времени жизни, сравнимом с временем жизни Вселенной, нейтрино могут составлять основную массу вещества последней.

Рассмотрим теперь случай $m_\nu = 0$. В теории Дирака нейтрино массивно ($m_\nu \neq 0$), но если наложить на эту теорию условие несохранения Р-четности и отсутствия С-инвариантности с сохранением СР-инвариантности, то она преобразуется в двухкомпонентную теорию продольно-поляризованных нейтрино с $m_\nu = 0$ — теорию Вейля [62]. В этой теории $\nu_\nu \equiv c$, т.е. спиральность является внутренним свойством нейтрино, не зависящим от системы координат. Нейтрино всегда имеет левую спиральность, а антинейтрино — правую. Переходы между ν и $\bar{\nu}$ запрещены не только из-за сохранения лептонного числа, но и из-за неизменности спиральности, т.е. в этой теории $2\beta 0\nu$ -распад как бы запрещен дважды, $|\Psi_\nu \Psi_\nu|^2 \equiv 0$. Запрещены также и нейтринные осцилляции, для которых необходимы $m_\nu \neq 0$.

В теории Майораны предположение о $m_\nu = 0$, казалось бы, тоже запрещает и осцилляции, и $2\beta 0\nu$ -распад (последний — по спиральности). Однако существует точка зрения (см., например, [12, 63]), согласно которой при допущении в слабых взаимодействиях примеси правых токов $2\beta 0\nu$ -распад становится возможным при любых сколь угодно малых массах нейтрино, что мы и будем называть $m_\nu = 0$. В этом случае примесь правых токов может взаимодействовать с правополяризованными нейтрино, испущенными в первом акте 2β -распада, делая тем самым возможным его второй акт (захват нейтрино вторым нейтроном). $2\beta 0\nu$ -распад при $m_\nu = 0$ будет отличаться от $2\beta 0\nu$ -распада при $m_\nu \neq 0$ характером спектра одиночных электронов 2β -распада.

Итак, резюмируя, можно сказать следующее.

1. Природа нейтрино (дираковская или майорановская) пока не известна, но ее можно определить, если будет обнаружен $2\beta 0\nu$ -распад. Другой способ — экспериментальная оценка магнитного момента нейтрино — вряд ли осуществим ввиду чрезвычайной малости его дираковского значения.

2. Масса нейтрино ($m_\nu = 0$ или $m_\nu \neq 0$) пока тоже не известна, ее можно пытаться определить либо в прямом эксперименте по изучению β -спектра вблизи его границы, либо косвенным путем, обнаружив осцилляции (для $m_\nu \neq 0$) или $2\beta 0\nu$ -распад (для $m_{\nu_e} \neq 0$ и $m_{\nu_\mu} = 0$).

3. Случаи существования майорановских нейтрино с $m_{\nu_e} = 0$ или $m_{\nu_e} \neq 0$ можно отличить по характеру энергетического и углового спектров для одиночных электронов 2β -распада.

4. Если в прямом эксперименте будет обнаружено, что $m_\nu \neq 0$, то из этого не следует ни существование $2\beta 0\nu$ -распада (для которого нужна майорановская природа нейтрино), ни существование осцилляций (для которых необходимо $m_1 \neq m_2$).

В заключение этого раздела заметим, что $m_\nu \neq 0$ очень нужна астрофизикам, которые уже в 1980 г. дали следующую оценку суммы масс всех трех нейтрино [64]:

$$\sum m_\nu = m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 40 \text{ эВ} \quad (11)$$

(сравните с современными экспериментальными данными в разделах 3.2 и 3.3, согласно которым $\sum m_\nu < 24 \text{ МэВ}$).

В 1995 г. были даны более жесткие ограничения на массы нейтрино, при оценке которых исходили из необходимости объяснить проблему недостачи солнечных нейтрино и аномалию атмосферных нейтрино (см. раздел 5). Как отмечает Вейнхеймер [65], ссылаясь на

Клейнхехта (не опубликовано), обе эти проблемы можно решить, допустив существование осцилляций типа $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ с таким параметром Δm^2 , который позволяет получить (в так называемом механизме see-saw) оценку масс трех базовых нейтрино ν_1, ν_2 и ν_3 :

$$m_{\nu_1} \leq 2 \times 10^{-4} \text{ эВ}; \quad m_{\nu_2} \leq 3 \times 10^{-3} \text{ эВ}; \quad m_{\nu_3} \leq 10^{-1} \text{ эВ}. \quad (12)$$

Другая современная оценка исходит из попытки объяснить трудности модели горячей скрытой материи. Для этого нужна масса электронного нейтрино $\sim 2 \text{ эВ}$ [65], к которой приближается современный эксперимент (см. разделы 3.2.2 и 3.2.3).

Очень интересные предсказания относительно значений массы майорановских нейтрино получаются из рассмотрения сравнительно недавно предложенных ветвей $2\beta 0\nu$ -распада с участием гипотетической частицы — майорона M^0 (см. раздел 4).

3.2. Оценка массы ν_e из анализа β -спектра трития и наблюдения вспышки сверхновой SN 1987A

3.2.1. Идея метода оценки массы нейтрино из анализа β -спектра трития. Из гипотезы Паули о существовании нейтрино, уносящего недостающую энергию при β -распаде, следует, что с точностью до пренебрежимо малой (при современных погрешностях экспериментов) энергии отдачи энергия β -распада E_0 равна

$$E_0 = M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_e = E_e + E_\nu = E_e^{\max} + m_\nu c^2, \quad (13)$$

где $M(A, Z)$ и $M(A, Z + 1)$ — массы исходного и конечного ядер, m_e — масса электрона, E_e — кинетическая энергия электрона, E_ν — полная энергия нейтрино, $m_\nu c^2$ — его масса.

Очевидно также, что результат оценки m_ν будет тем точнее, чем меньше E_0 . Поэтому в настоящее время оценку массы нейтрино обычно получают из анализа β -спектра трития ${}^3\text{H}$, имеющего $E_0 \approx 0,0186 \text{ МэВ}$ и энергию отдачи меньше $0,6 \text{ эВ}$.

Идея метода (предложенного Ферми) заключается в исследовании правого края электронного спектра вблизи его границы. Оказывается, при $m_\nu \equiv 0$ кривая спектра должна асимптотически приближаться к нулю, а при $m_\nu \neq 0$ круто обрываться на расстоянии $m_\nu c^2$ от значения E_0 . Посмотрим, откуда это следует [2].

По теории Ферми форма спектра электронов определяется статистическим множителем $p_e E_e p_\nu E_\nu$ (p_e и p_ν — импульсы электрона и нейтрино соответственно):

$$N(E_e) \sim p_e E_e p_\nu E_\nu [(E_0 - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/2} (E_0 - E_e) = p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \sqrt{1 - \frac{m_\nu^2 c^4}{(E_0 - E_e)^2}}. \quad (14)$$

Если $m_\nu \equiv 0$, то выражение (14) упрощается:

$$N(E_e) \sim p_e E_e (E_0 - E_e)^2, \quad (15)$$

откуда видно, что с ростом E_e спектр электронов действительно асимптотически приближается к нулю и достигает его в точке $E_e = E_0$ (рис. 1а).

Аналогично, дифференцируя выражение (14), при $m_\nu \neq 0$ можно убедиться, что оно имеет вертикальную

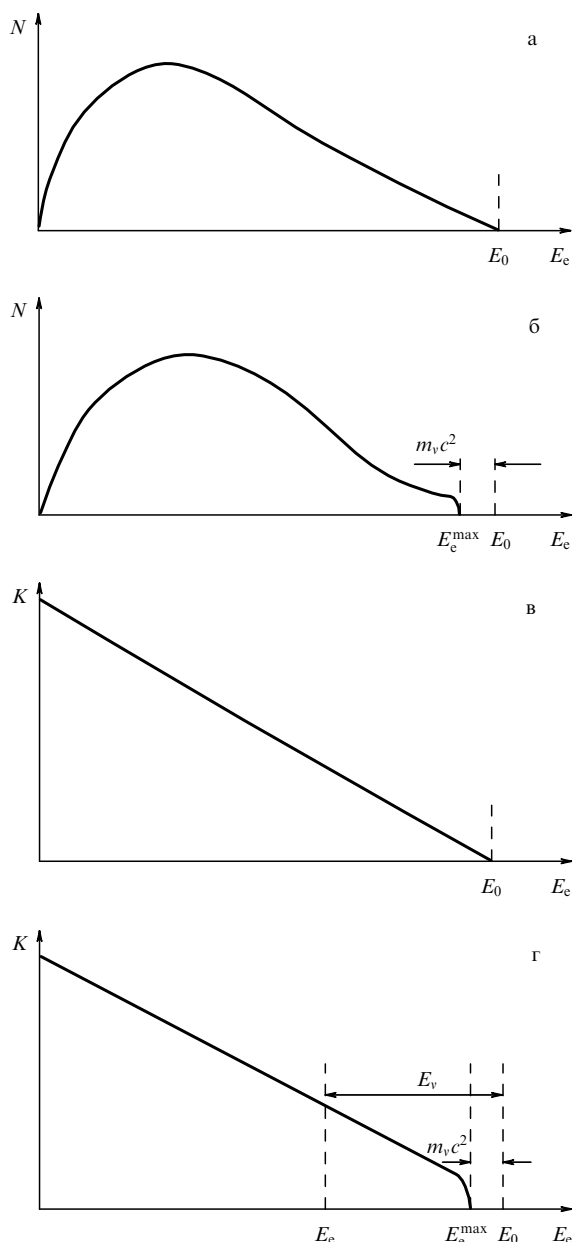


Рис. 1. Форма β -спектра в случае $m_v = 0$ (а); $m_v \neq 0$ (б) и графики Кюри при $m_v = 0$ (в) и $m_v \neq 0$ (г).

производную при $E_e = E_e^{\max} = E_0 - m_v c^2$ (рис. 1б). На практике, однако, для сравнения с экспериментом чаще используют более удобную теоретическую кривую, которая называется графиком Кюри:

$$K(E_e) = \left(\frac{N(E_0)}{p_e E_e} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Из сравнения (15) и (16) при $m_v \equiv 0$ видно, что $K(E_e) \sim (E_0 - E_e)$, т.е. что график Кюри представляет собой прямую линию, пересекающую ось энергии при $E_e = E_0$ (рис. 1в). В случае $m_v \neq 0$ график Кюри передается выражением

$$K(E_e) \sim (E_0 - E_e) \sqrt{1 - \left(\frac{m_v c^2}{E_0 - E_e} \right)^2}, \quad (17)$$

дифференцирование которого снова приводит к вертикальной производной при $E_e = E_e^{\max}$. Таким образом, в этом случае график Кюри представляет собой прямую линию почти на всем своем протяжении, кроме правого конца, где он пересекает ось энергии под прямым углом в точке, отстоящей от E_0 на величину $m_v c^2$ (рис. 1г).

Конечно (как это всегда бывает), теоретические графики, представленные на рис. 1в,г, изображают идеализированную картину, которая в условиях эксперимента искажается из-за конечного разрешения спектрометра, эффектов рассеяния и поглощения, а также наложения спектров от переходов в возбужденные состояния конечного ядра, кулоновских сдвигов и др. На все это в теоретическую формулу вносят поправки, которые делают кривую гораздо менее выразительной по сравнению с рис. 1г, что значительно затрудняет оценку массы, особенно если ее возможное значение близко к нулю. И, конечно, все осложняется тем, что на краю спектра полезных электронов очень мало по сравнению с фоном.

Практически проводится большая серия измерений формы спектра вблизи его края, результаты которых сравниваются с исправленными теоретическими формулами, полученными для различных масс нейтрино, разных значений E_0 (в пределах экспериментального разброса $E_0 \pm \Delta E_0$), различных энергий возбуждения конечного ядра и др. Полученные результаты обрабатываются затем по критерию χ^2 .

3.2.2. Оценка массы $\tilde{m}_e$ из β -спектра трития. Первые результаты по исследованию β -спектра трития ${}^3\text{H}$ относятся к 1949 г., когда Ханна и Понтекорво получили для верхней границы массы нейтрино значение 1 кэВ. Работа проводилась с помощью пропорционального счетчика, заполненного газообразным тритием [66]. В 1952 г. Лэнжер и Моффат [67] исследовали β -спектр трития с помощью магнитного спектрометра и получили для верхнего предела массы нейтрино 250 эВ. В работе использовался тонкий (0,5 мкг/см²) источник, приготовленный выпариванием янтарной кислоты, насыщенной тритием.

Дальнейший прогресс в оценке верхней границы массы нейтрино связан с усовершенствованием метода магнитного спектрометра. На этом пути Бергквист в 1972 г. получил [68] $m_v < 55$ эВ, а Е.Ф. Третьяков и др. [69] (Москва, ИТЭФ) в 1976 г. получили рекордное для того времени значение $m_{\tilde{v}_e} < 35$ эВ.

Принципиально новый шаг был сделан после дополнительного усовершенствования магнитного спектрометра в 1980–1981 гг. В.А. Любимовым с сотрудниками (там же), которые получили ограничение на значение массы нейтрино не только сверху, но и снизу [70]:

$$14 \leq m_v c^2 \leq 46 \text{ эВ} \quad (18)$$

и уточнили значение $E_0 = 18577 \pm 13$ эВ.

Основной трудностью этой работы являлось использование в качестве источника электронов не атомарного трития, а тритированного валина, который, вообще говоря, мог исказить форму спектра. В результате исследования этого вопроса С.Д. Борис и др. получили новые пределы для значения массы нейтрино [71]:

$$17 \leq m_v c^2 \leq 40 \text{ эВ}. \quad (19)$$

В 1986 г. Фитчи в Цюрихе получил первый результат [72], не согласующийся с данными работ [70, 71]. Он использовал магнитный спектрометр типа спектрометра Е.Ф. Третьякова [73] с тороидальным магнитным полем и радиальным электростатическим тормозящим полем вокруг источника. Источником служил слой трития, нанесенный на тонкую углеродную подложку. На выходе из спектрометра перед попаданием в счетчик электроны тормозились напряжением 15 кВ.

При обработке β -спектра использовалась несколько видоизмененная формула типа (14), в которой были учтены все конечные состояния электронов, фон и др. В результате обработки данных было получено значение

$$m_\nu c^2 < 18 \text{ эВ}, \quad (20)$$

не противоречащее значению $m_\nu = 0$.

В последующих работах, выполненных другими группами из Токио, Цюриха, Лос-Аламоса, Ливермора и Майнца, значения верхней границы для массы нейтрино были снижены до 13,0 [74]; 11,0 [75]; 9,3 [76]; 8,0 [77] и 7,2 эВ [14].

Таким образом, результаты работ [70] и [71] не подтвердились, однако они сыграли очень важную роль, пробудив живой интерес к исследованию β -спектра трития вблизи его конца со все большей и большей точностью. В частности, в [76] был впервые использован газовый источник из молекулярного трития T_2 , молекулы которого представляют собой простую для расчета двухэлектронную систему в отличие от многоэлектронных молекул твердых источников.

Ниже мы более подробно расскажем о двух последних из известных нам работах, в которых получены рекордные значения оценки верхней границы массы электронного антинейтрино из анализа β -спектра трития.

3.2.3. Нейтринный эксперимент группы из университета в Майнце. На конференции 1995 г., проходившей в Японии и посвященной физике слабых и электромагнитных взаимодействий в ядрах, был представлен доклад Вейнхеймера [65] с кратким обзором прежних измерений 1991 г. [14], в которых было получено значение $m_\nu c^2 < 7,2 \text{ эВ}$, и сообщением о новом результате $m_\nu c^2 < 6,0 \text{ эВ}$.

В работе был тщательно исследован короткий приграничный участок β -спектра трития. Измерения проводились с помощью оригинального спектрометра, идея устройства которого базируется на использовании комбинации аксиального магнитного канала и тормозящего электростатического поля. Спектрометр адиабатически трансформирует кинетическую энергию циклотронного движения электронов вокруг линий магнитного поля в продольную энергию анализирующего электрического поля. Прибор подобной конструкции обладает очень высокими разрешением и светимостью, позволяющими исследовать узкую часть спектра вблизи его конца при высоком отношении сигнала к фону.

В качестве источника использовалась пленка молекулярного трития толщиной 40 монослоев (активность 4 мКи), сконденсированная (намораживанием) на алюминиевой (в 1991 г.) или графитовой (в 1994 г.) подложке. Измеренная скорость счета $dN(E_e)/dt$ аппроксимировалась следующим теоретическим выражением (которое

можно легко получить из (14) после учета перечисленных ниже факторов):

$$\frac{dN(E_e)}{dt} = \left(AF \sum_i W_i \varepsilon_i \sqrt{\varepsilon_i^2 - m_i^2 c^4} \right) \times \\ \times TF \times E_e L \times BS + BG, \quad (21)$$

где A — амплитуда, F — функция Ферми, W_i — относительная амплитуда перехода в i -е возбужденное конечное состояние с энергией возбуждения V_i , $\varepsilon_i = E_0 - V_i - E_e$ — отрезок спектра до конечной точки, TF — функция, описывающая пропускание спектрометра, BS — фоновое рассеяние в подложке источника, EL — энергетические потери в источнике и BG — фон.

Из структуры формулы (21) видно, что экспериментальная оценка массы нейтрино получается для величины m_ν^2 , которая, в принципе (из-за погрешности эксперимента и теоретического анализа), может принимать не только положительные, но и нефизические отрицательные значения $m_\nu^2 < 0$. В частности, окончательный результат, полученный в измерениях 1991 г. [14], имеет вид

$$m_\nu^2 c^4 = -39 \pm 34_{\text{stat}} \pm 15_{\text{syst}} \text{ эВ}^2, \quad (22)$$

что позволило получить для оценки m_ν значение

$$m_\nu c^2 < 7,2 \text{ эВ} \text{ (95 \% - ный уровень достоверности)}. \quad (23)$$

Обсуждая причину появления нефизических отрицательных значений m_ν^2 , авторы считают, что они возникают из-за какой-то систематической погрешности, приводящей к завышению скорости счета.

В измерениях 1994 г., благодаря лучшему качеству источника, удалось приблизительно вдвое увеличить статистику так, что уже на расстоянии 13 эВ ниже конечной точки E_0 сигнал был ясно виден над фоном (рис. 2а). Для анализа были использованы последние 143 эВ спектра. Оказалось, что в районе конечной точки значения $m_\nu^2 c^4$ стабильны относительно используемых подгоночных интервалов и совместимы с нулем. Окончательный результат равен (рис. 2б)

$$m_\nu^2 c^4 = -22 \pm 17_{\text{stat}} \pm 17_{\text{syst}} \text{ эВ}^2, \quad (24)$$

что значительно лучше результата (22), полученного в 1991 г., и дает для верхней границы массы $\bar{\nu}_e$ значение

$$m_\nu c^2 < 6,0 \text{ эВ} \text{ (95 \% - ный уровень достоверности)}. \quad (25)$$

В перспективе авторы обсуждаемой работы предполагают значительно уменьшить фон установки, что позволит им снизить верхнюю границу массы электронного антинейтрино до 2 эВ, но и достигнутое значение $m_\nu c^2 < 6,0 \text{ эВ}$ является сегодня одним из рекордных.

3.2.4. Нейтринный эксперимент группы из Троицка. Второе рекордное и даже еще более низкое значение для верхней границы массы $\bar{\nu}_e$ ($m_{\bar{\nu}_e} < 4,35 \text{ эВ}$) было получено в работах [15] и [78], выполненных в Институте ядерных исследований РАН в г. Троицке (Московская обл.). Основная идея этого эксперимента предложена В.М. Лобашевым и П.Е. Спиваком [79], а экспериментальное устройство описано в работе [80]. Отличия

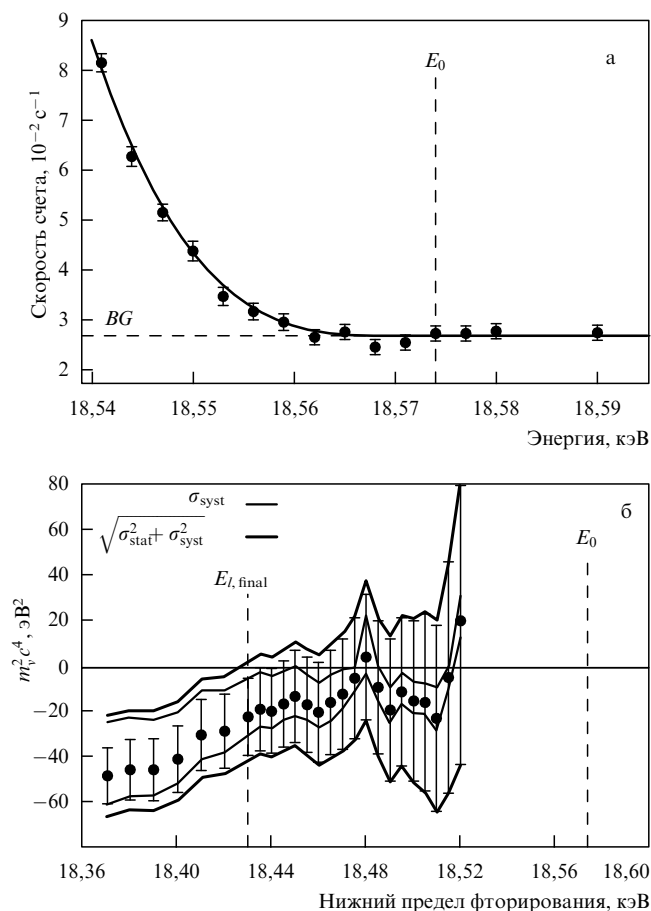


Рис. 2. Результаты работы группы из Майнца: (а) участок β -спектра вблизи границы; (б) результаты для $m_\nu^2 c^4$.

тельная особенность эксперимента заключается в использовании интегрального электростатического спектрометра с адиабатической магнитной коллимацией и газовым тритиевым источником.

Схема экспериментального устройства [80] приведена на рис. 3. Существенной частью спектрометра и газового

тритиевого источника является ряд сверхпроводящих соленоидов, которые создают непрерывное продольное магнитное поле через все устройство. Поле изменяется от 1 до 5 Тл внутри источника и до 8 Тл на входе в спектрометр. После этого оно уменьшается до 1 мТл в средней плоскости спектрометра и, наконец, возрастает до 2,6 Тл в области детектора.

Интегральным электростатическим анализатором является цилиндрический электрод в центральной части детектора. Все магнитные и электрические поля были рассчитаны и отрегулированы так, чтобы обеспечить адиабатическое движение электронов через источник и спектрометр вдоль линий магнитного поля в детектор электронов.

В качестве детектора использовался дрейфовый кремниевый счетчик с литиевым покрытием диаметром 20 мм. Поскольку он регистрировал только электроны, приходящие по линиям поля, фона от распада атомов трития, адсорбированных стенками спектрометра и источника, практически не было.

Тритиевый газ инжектировался в середину трехметровой трубы, идущей внутри соленоидов, откачивался с обоих ее концов, очищался и снова инжектировался, участвуя, таким образом, в процессе непрерывной двухнедельной циркуляции с регулярным добавлением свежего трития. Типичный состав газа — смесь $T_2 + HT + H_2$ в соотношении 6:8:2.

Разрешение спектрометра определялось по формуле

$$\Delta E_e = E_e \frac{H_{\min}}{H_{\max}}, \quad (26)$$

где E_e — энергия электронов, $H_{\max}$ — напряженность магнитного поля на входе соленоида в спектрометр, а $H_{\min}$ — в средней плоскости спектрометра [79]. Для большинства измерений оно составляла 3,7 эВ. Фон детектора при $E_e = 15\text{--}19,5$ кэВ, высоком напряжении 18,7 кВ и номинальном магнитном поле составлял 5–7 мГц, а при полной интенсивности тритиевого источника 15–25 мГц. Вакуум поддерживался на уровне 10^{-9} Торр.

Измерения были выполнены в пределах изменения потенциала спектрометра 18000–18770 кВ. Функция

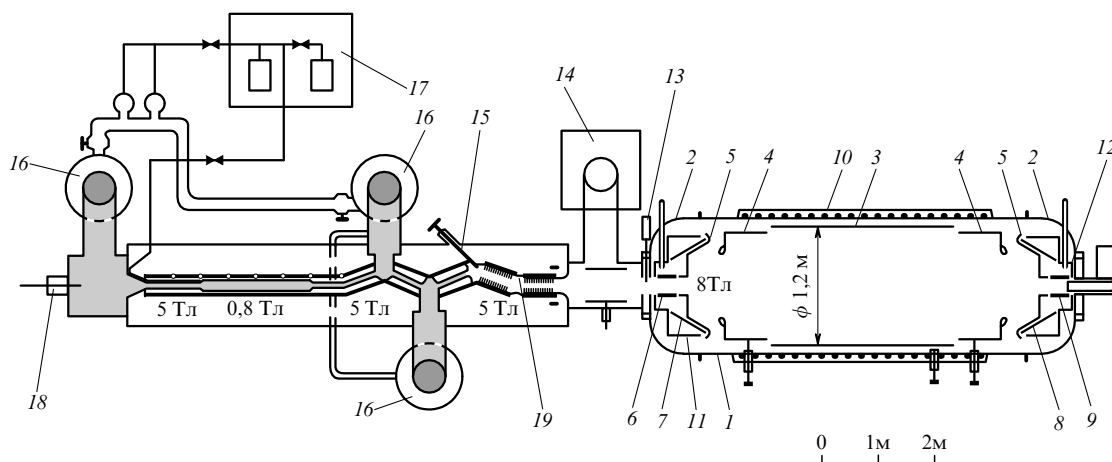


Рис. 3. Схема установки группы из Троицка: 1, 2 — вакуумированная камера; 3, 4 — электростатический анализатор; 5 — заземленный электрод; 6–9 — сверхпроводящие соленоиды; 10 — теплая катушка; 11 — азотный экран; 12 — детектор; 13 — быстрая заслонка; 14 — титановый насос; 15 — холодный клапан; 16 — ртутный диффузионный насос; 17 — система очистки T_2 ; 18 — электронная пушка; 19 — аргонный насос.

разрешения спектрометра измерялась с помощью фотоэмиссионной электронной пушки с ультрафиолетовой лампой.

На рисунке 4 представлена часть измеренного спектра и графика Кюри вблизи конечной точки. Можно заметить, что первая статистически значимая точка в спектре появляется на расстоянии 6 В от эффективной конечной точки $E_0 = 18570,5$ В. Экспериментальный спектр выражался в шкале потенциала спектрометра, а подогнанный фитированием теоретический — в шкале энергии электронов.

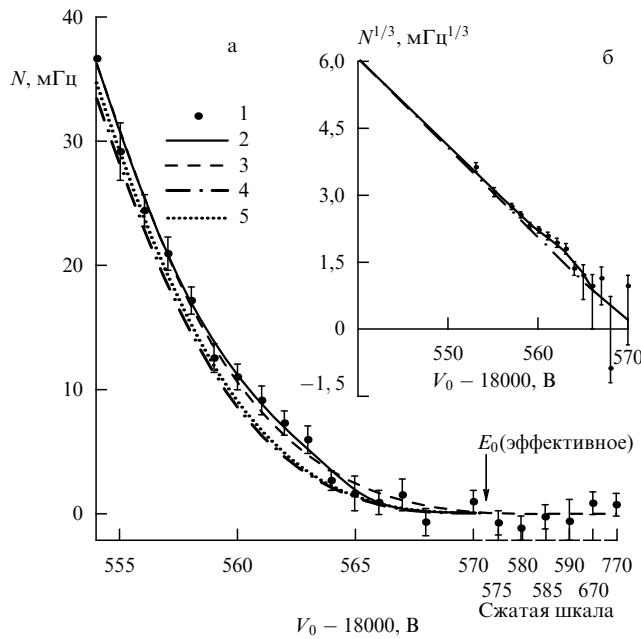


Рис. 4. Часть тритиевого спектра (а) и графика Кюри (б) вблизи границы, полученные в г. Троицке. V_0 — напряжение спектрометра, N_1 — экспериментальный спектр, N_2 – N_5 — расчетные спектры с различными переменными.

Расчет дифференциального теоретического спектра при $m_\nu^2 \geq 0$ проводился по обычной формуле (ср. с формулами (14) и (21))

$$\varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - m_\nu^2 c^4}, \quad (27)$$

а в случае $m_\nu^2 < 0$ по формуле

$$2\varepsilon^2 - \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - |m_\nu^2| c^4}, \quad (28)$$

где $\varepsilon = E_0 - E_c$, E_c — энергия электронов, E_0 — энергия конечной точки. Из структуры формул (27) и (28) видно, что при $m_\nu^2 = 0$ они сшиваются.

Процедура фитирования включала вариации четырех параметров: нормировочного коэффициента, энергии конечной точки, значения m_ν^2 и фона. Нижний конец подгоночного интервала спектра $E_{\text{ниж}}$ изменялся в пределах от 18000 до 18500 В. Верхний был зафиксирован при 18770 В. Результаты подгонки дали $m_\nu^2 < 0$ при всех значениях $E_{\text{ниж}}$, причем абсолютное значение $|m_\nu^2|$ растет при приближении как к верхнему, так и к нижнему пределам выбранных значений $E_{\text{ниж}}$.

В интервале значений $E_{\text{ниж}}$ от 18300 до 18450 В m_ν^2 не зависит от $E_{\text{ниж}}$ и обработка полученных результатов

дает наилучшее χ^2 . Для этого интервала варьировалось только два параметра — коэффициент нормировки и конечная энергия. В результате было получено значение

$$m_\nu^2 = -22 \pm 4,8 \frac{\text{эВ}^2}{c^4}. \quad (29)$$

Авторы работы отмечают, что происхождение нефизических значений $m_\nu^2 < 0$ связано с наличием в экспериментальном спектре некоторых систематических особенностей (изгибов кривой), не учитываемых при обычном способе расчета теоретического спектра по формуле (27). Из рисунка 4 видно, что отличие экспериментального и теоретического спектров в основном сосредоточено на расстоянии 7–15 эВ от конечной точки и сохраняется (в меньшей степени) и при более низких значениях энергии. Учет этой аномалии с помощью формулы (28) позволяет получить для верхнего предела положительного значения m_ν^2 величину $19,0 \text{ эВ}^2 c^{-4}$, что дает

$$m_\nu < 4,35 \frac{\text{эВ}}{c^2} \quad (95\% \text{-ный уровень достоверности}). \quad (30)$$

Следует, однако, заметить, что упомянутая аномалия представляется авторам [21] известными таблиц "Review of Particle Properties" настолько серьезной, что в разделе "Lepton Summary Table" они не приводят последних точных оценок m_{ν_e} , считая, что начиная с $m_{\nu_e} < 10$ –15 эВ эти значения искажаются при измерении.

3.2.5. Оценка m_{ν_e} из наблюдения вспышки сверхновой SN 1987A. Кроме исследования β -спектра трития массу ν_e можно попытаться оценить, как предложил в 1968 г. Г.Т. Зацепин [81], по наблюдению нейтринного сигнала от гравитационного коллапса звезды. Согласно модели горячей Вселенной в каждом 1 см^3 космического пространства содержится ~ 300 реликтовых нейтрино с энергией 10^{-4} эВ. На этом нейтринном фоне в результате взаимодействия космических лучей с межзвездной средой непрерывно генерируются потоки высокоэнергетичных (до 10^{21} эВ) нейтрино [5]. Кроме того, при очень редких вспышках сверхновых звезд в результате гравитационного коллапса их ядер возникают мощные потоки нейтрино средних энергий (10–20 МэВ). Идея предложенного метода заключается в регистрации последовательных сигналов от возникших в момент коллапса нейтрино разных энергий, которые из-за различных скоростей должны достигать Земли за разное время. Разность времен прихода Δt_ν двух нейтрино, испущенных одновременно с энергиями ε_1 и ε_2 и пролетевших расстояние D , дается формулой

$$\Delta t_\nu = \frac{D}{2c} (m_\nu c^2)^2 (\varepsilon_1^{-2} - \varepsilon_2^{-2}). \quad (31)$$

В ночь с 23 на 24.02.87 на астрономической станции Торонтского университета в Лас-Кампанес (Чили) была впервые наблюдаена вспышка сверхновой звезды, названной SN 1987A, которую затем изучали во многих обсерваториях мира [16, 82]. Приблизительно в то же время в четырех нейтринных лабораториях было зарегистрировано 29 нейтринных событий, которые могут быть приписаны взаимодействиям нейтрино, возникших при коллапсе этой звезды. Наибольшее число событий (8 надежных и 3 сомнительных) было зарегистрировано в Японии с помощью черенковского водного (2140 т

H₂O) детектора Kamiokande [83], размещенного в руднике Kamioka на глубине 2700 м водного эквивалента. Еще 8 событий было зарегистрировано в США с помощью IMB (Irvin–Michigan–Brookhaven) водного черенковского детектора (5000 т H₂O), находящегося в соляной шахте под озером Эри на глубине 1570 м водного эквивалента [84], и, наконец, по 5 событий в детекторе LSD (Liquid Stintillation Detektor) с массой 90 т, установленном в туннеле под Монбланом на советско-итальянской подземной обсерватории (5200 м водного эквивалента [85, 86]) и с помощью подземного Баксанского сцинтилляционного телескопа БСТ (200 т), размещенного на глубине 850 м водного эквивалента в горах Приэльбрусся (Северный Кавказ) [87, 88].

В обзоре [16], посвященном SN 1987A, приведена оценка верхней границы массы нейтрино, полученная из данных о регистрации нейтринного сигнала от вспышки этой сверхновой,

$$m_{\nu_e} c^2 < 23 - 28 \text{ эВ}. \quad (32)$$

Полученная оценка опирается на предположение о том, что длительность нейтринного сигнала при коллапсе звезды равна 10–15 с, а характерные энергии нейтрино составляют 10 и 20 МэВ (расстояние от SN 1987A до Земли известно с хорошей точностью).

Из других результатов, полученных при изучении вспышки SN 1987A [16], отметим оценку электрического заряда нейтрино $q_{\nu_e} < 10^{-17}e$ и ограничение на магнитный момент $\mu_{\nu_e} \leq 10^{-14} - 10^{-12} \mu_B$, где μ_B — электронный магнетон Бора.

Заметим, что извлечение результатов от нейтринной вспышки сверхновой SN 1987A весьма затруднительно из-за неточного знания механизма коллапса, малости зарегистрированных событий (29 в четырех детекторах) и недостаточно хорошей синхронизации различных детекторов между собой. В этой связи можно отметить, что данные с одного детектора Kamiokande дают для верхней границы m_{ν_e} несколько меньшие значения [89, 90]:

$$m_{\nu_e} < 10 - 20 \text{ эВ}. \quad (33)$$

В настоящее время создаются новые более чувствительные детекторы: Superkamiokande [91], SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [92], которые будут работать в синхронизированном режиме (см. раздел 6).

3.3. Оценка масс, спинов и спиральностей мюонного ν_μ и тауонного ν_τ нейтрино

Получить точные значения масс ν_μ и тем более ν_τ пока не удалось, но грубые оценки существуют. Оценка массы ν_μ была получена из двухчастичной схемы ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$)-распада, в которой известны массы пиона и мюона и кинетическая энергия (импульс) последнего. Общепринятым значением m_{ν_μ} на сегодня считается [21]

$$m_{\nu_\mu} < 0,17 \text{ МэВ (90 \% -ный уровень достоверности)}. \quad (34)$$

В упомянутом способе оценки m_{ν_μ} есть одна тонкость, неучет которой может привести к искажению получаемого значения m_{ν_μ} . Если ($\pi \rightarrow \mu$)-распад происходит в состоянии покоя, то из сохранения полной энергии и импульса: $m_\pi = E_\mu + E_{\nu_\mu}$; $p_\mu^2 = p_{\nu_\mu}^2$ легко получить следующее выражение для оценки массы ν_μ :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}. \quad (35)$$

Знак правой части этого выражения очень чувствителен к значению массы пиона, так что при некоторых значениях m_π может получиться (и получалось в некоторых работах) нефизическое значение для $m_{\nu_\mu}^2$. Но, разумеется, эта "нефизичность" более понятна по сравнению с той, которая нам встретилась при определении m_{ν_e} из β -распада трития.

Спин ν_μ (1/2) и спиральность (левая у ν_μ и правая у $\bar{\nu}_\mu$) были установлены из рассмотрения схем ($\pi \rightarrow \mu$)- и ($\mu \rightarrow e$)-распадов, в которых спины и спиральности всех заряженных частиц известны экспериментально. Зная массу ν_μ и его энергию ($E_\nu \simeq 29$ МэВ) легко оценить степень нетождественности ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ по спиральности $|\Psi_{\nu_\mu} \Psi_{\bar{\nu}_\mu}| \simeq (m_{\nu_\mu}/E_{\nu_\mu})^2 \approx 4 \times 10^{-5}$.

Для оценки верхней границы массы тау-нейтрино обычно используются многоадронные моды распада τ -лептона, например $\tau \rightarrow 5\pi^\pm + \nu_\tau$.

Как и в случае с оценкой m_{ν_μ} , масса ν_τ оценивается по значениям массы первичной частицы (τ -лептона) и масс и кинетических энергий образующихся частиц ($\pi^\pm$ -мезонов). Этим способом в работе [93] для верхней границы m_{ν_τ} было получено значение $m_{\nu_\tau} < 31$ МэВ, а в работе [94] — $m_{\nu_\tau} < 32,6$ МэВ.

Еще один способ оценки массы ν_τ , заключающийся в использовании двухступенчатого процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow 5\pi^\pm + \nu_\tau + \tau^\mp, \quad (36)$$

дал для верхней границы m_{ν_τ} [95]

$$m_{\nu_\tau} < 23,8 \text{ МэВ (95 \% -ный уровень достоверности)}. \quad (37)$$

Наконец, массу ν_τ можно оценить стандартным методом, принятым для оценки m_{ν_e} , т.е. анализируя спектр электронов распада τ -лептона. Этот анализ показал, что распад $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ согласуется с (V–A)-теорией и дает значение m_{ν_τ} , совпадающее с общепринятым [21]:

$$m_{\nu_\tau} < 24 \text{ МэВ (95 \% -ный уровень достоверности)}. \quad (38)$$

Из отношения ширины двух каналов распада τ -лептона

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0,52 \pm 0,07, \quad (39)$$

которое в пределах погрешности эксперимента совпадает с теоретическим (0,6), следует, что $\sigma_{\nu_\tau} = 1/2$. Наиболее естественным значением спиральности ν_τ является левое.

Таким образом, все три типа нейтрино имеют спин $\sigma = 1/2$, левую спиральность и, скорее всего, имеют, как это следует из астрофизических данных (а для ν_e и из анализа β -распада трития), очень небольшие или равные нулю массы.

4. Двойной β -распад

4.1. $2\beta 2\nu$ - и $2\beta 0\nu$ -распады.

Связь с теорией и идея поиска

В разделе 3.1 мы уже немного говорили о двойном β -распаде в том объеме, который был необходим для обсуждения проблемы массы нейтрино. Рассмотрим теперь этот вопрос более подробно.

Двойным β -распадом называется процесс одновременного испускания двух электронов (позитронов) из одного и того же атомного ядра. Теория рассматривает две разновидности 2β -распада — двухнейтринный 2β -распад ($2\beta 2\nu$) и безнейтринный 2β -распад ($2\beta 0\nu$). Эти моды 2β -распада рассматриваются уже в течение 60 лет [96, 97]. Кроме того, начиная с 60-х годов и особенно в последнее время обсуждается возможность существования 2β -распада с испусканием гипотетических частиц — майоронов M^0 (см., например, [12]), на котором мы кратко остановимся в конце этого раздела.

$2\beta 2\nu$ -распад разрешен в универсальной (V – A)-теории слабого взаимодействия и в Стандартной теории электрослабого взаимодействия как эффект второго порядка, идущий по схеме

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (\text{или } 2p \rightarrow 2n + 2e^+ + 2\nu_e),$$

удовлетворяющей закону сохранения электронного лептонного числа. Нейтрино в этих схемах отличается от антинейтрино ($\nu \neq \bar{\nu}$) знаком лептонного числа и характером взаимодействия, причем возможна как $m_\nu = m_{\bar{\nu}} \neq 0$, так и $m_\nu = m_{\bar{\nu}} = 0$ (рис. 5а).

$2\beta 0\nu$ -распад находится за пределами Стандартной модели. Он разрешен, если нарушается закон сохранения лептонного числа и $\bar{\nu}_e \equiv \nu_e$, т.е. если нейтрино имеет майорановскую природу (рис. 5б). При этом, как мы уже говорили в разделе 3, если слабый заряженный ток строго левый, то $2\beta 0\nu$ -распад возможен только при $m_\nu \neq 0$. В этом случае первое правоспиральное нейтрино имеет небольшую примесь ($\sim m_\nu/E_\nu$) левой спирально-

сти, за счет которой может взаимодействовать со вторым нейтроном. Если же заряженный лептонный ток содержит примесь η' правой компоненты:

$$j_\mu = \bar{e}\gamma_\mu[(1 + \gamma_5) + \eta'(1 - \gamma_5)]\nu, \quad (40)$$

то масса нейтрино может быть сколь угодно мала [12]. В этом случае правополяризованное нейтрино, испущенное первым нейтроном, может взаимодействовать со вторым нейтроном за счет примеси правых токов. Простейшая схема $2\beta 0\nu$ -распада записывается в виде

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (\text{или } 2p \rightarrow 2n + 2e^+),$$

в которой нарушается закон сохранения лептонного числа ($\Delta L_e = 2$, рис. 5б). Таким образом, $2\beta 0\nu$ -распад является чувствительным тестом на несохранение лептонного числа, майорановскую природу нейтрино и существование слабых правых заряженных токов.

Спрашивается, каким образом можно обнаружить 2β -распад и как отличить $2\beta 2\nu$ -распад от $2\beta 0\nu$ -распада? Начнем с первого вопроса.

И для $2\beta 2\nu$ -, и для $2\beta 0\nu$ -распадов условием их возможности является существование таких ядер (A, Z), для которых запрещены (энергетически (рис. 5в) или правилами отбора) как β^- -, так и β^+ -переходы в соседние по заряду ядра ($A, Z \pm 1$), но разрешены 2β -переходы с изменением заряда на две единицы ($\Delta Z = \pm 2$). Поэтому идея экспериментального наблюдения 2β -распада заключается либо в попытке обнаружения "внучатых" ядер ($A, Z \pm 2$), образовавшихся в результате разрешенного 2β -распада исходных ядер (A, Z), для которых запрещены два последовательных β -перехода в "дочерние" ядра

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 1) \text{ и } (A, Z \pm 1) \rightarrow (A, Z \pm 2),$$

либо в попытке регистрации двух электронов (позитронов), одновременно вылетевших из одного и того же атомного ядра (A, Z).

Столь же прост по идее и ответ на второй вопрос: как отличить $2\beta 0\nu$ -распад от $2\beta 2\nu$ -распада? Действительно, в первом случае одновременно из одного и того же ядра испускаются две пары однотипных частиц ($2p$ и $2e^-$), т.е. имеет место двухчастичный процесс, во втором испускаются три пары частиц ($2p$, $2e^-$ и $2\nu_e$), что характерно для трехчастичного процесса. Отсюда следует, что в первом случае пара электронов должна иметь строго определенную суммарную энергию, равную граничной энергии 2β -перехода (пик $2\beta 0\nu$ на рис. 6), а во втором энергия пары электронов будет характеризоваться непрерывным спектром в интервале от нуля до граничной энергии (кривая $2\beta 2\nu$ на том же рисунке).

В соответствии со сказанным опыты по поискам 2β -распада ставились двумя способами. В первом пытались обнаружить ядра "внучатого" вещества, во втором изучался энергетический спектр электронных пар.

В качестве примера использования первого способа можно привести предложенное в 1949 г. [98] геохимическое исследование теллурических и селеновых руд, позволяющее оценить количество вещества, образующегося при 2β -распаде ^{130}Te и ^{82}Se :

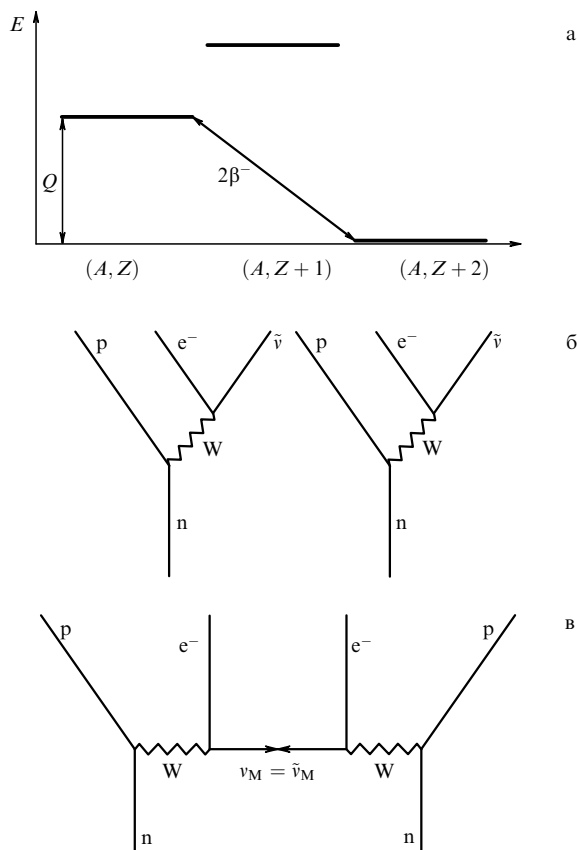
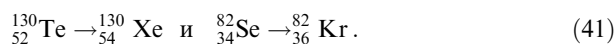


Рис. 5. Диаграммы Фейнмана для 2β -распада (а), $2\beta 2\nu$ -распада (б) и $2\beta 0\nu$ -распада (в).

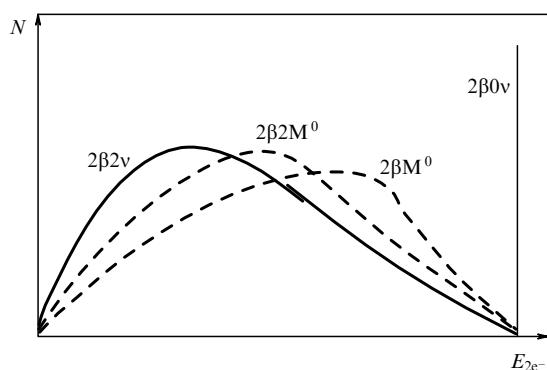


Рис. 6. Форма 2β-спектра для 2β2ν-, 2βM⁰-, 2β2M⁰- и 2β0ν-распадов.

Выбор схем распада (41) из других возможных определялся химической инертностью конечных продуктов (Xe и Kr), облегчающей их выделение из исследуемых образцов. Этим способом значащий результат для 2β-распада ¹³⁰Te был получен уже в 1949 г. [98]:

$$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta)_{\text{Te}} = 1,4 \times 10^{21} \text{ лет}. \quad (42)$$

Позднее (1992–1993 гг.) для ¹³⁰Te и ¹²⁸Te были получены следующие значения $T_{1/2}$ [99, 100]:

$$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta)_{^{130}\text{Te}} = (2,7 \pm 0,1) \times 10^{21} \text{ лет}, \quad (43)$$

$$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta)_{^{128}\text{Te}} = (7,7 \pm 0,4) \times 10^{24} \text{ лет}. \quad (44)$$

Для 2β-распада ⁸²Se типичны значения $T_{1/2}$, равные $(1-3) \times 10^{20}$ лет. В качестве примера можно привести результаты работы [101, 102], в которых получены

$$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta)_{^{82}\text{Se}} = (1,37 \pm 0,28) \times 10^{20} \text{ лет}, \quad (45)$$

$$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta)_{^{82}\text{Se}} = (1,08_{-0,06}^{+0,26}) \times 10^{20} \text{ лет}. \quad (46)$$

Конечно, описанный способ не позволяет отличить 2β2ν-распад от 2β0ν-распада.

Еще более трудным является второй способ, основанный на регистрации электронных пар, одновременно вылетающих из одного и того же ядра, и измерении их энергии. В этом случае из-за чрезвычайно малой вероятности 2β-распада особую заботу вызывает проблема фона, для уменьшения которого исследования приходится вести в специально оборудованных лабораториях, расположенных глубоко под землей. Кроме защиты от космического фона, предпринимаются меры для уменьшения собственного радиоактивного фона детектора и помещения.

Представление о трудностях подобных экспериментов можно получить из масштаба наблюдаемого эффекта. В неделю удастся зарегистрировать примерно одно событие, имитирующее эффект 2β-распада. Обнаружить 2β0ν-распад пока не удалось ни в одном из экспериментов, поставленных со многими 2β-радиоактивными ядрами. Практически каждый из них дает или скоро даст определенное значение $T_{1/2}$ для 2β2ν-распада, подтверждая тем самым его существование. Однако для 2β0ν-распада все они дают только оценку нижней гра-

ницы $T_{1/2}$, из которого существование этого процесса не следует (хотя и не запрещается). Тем не менее оба эти значения несут важную информацию. Знание $T_{1/2}$ 2β2ν-распада важно для сравнения с выводами Стандартной теории, позволяющей вычислять матричные элементы, характеризующие вероятность этого процесса. Величина оценки $T_{1/2}$ для 2β0ν-распада играет роль упомянутого выше теста и, в частности, позволяет оценить верхнюю границу майорановской массы нейтрино.

В заключение этого раздела скажем несколько слов о третьей разновидности 2β-распада, широко обсуждаемой в настоящее время теоретиками. Речь идет о трехчастичных схемах 2β-распада с участием гипотетических частиц — майоронов (M^0)⁷

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + M^0, \quad (47)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2M^0. \quad (48)$$

Подобно безнейтринному 2β-распаду эти схемы находятся за пределами Стандартной теории. Майорон, участвующий в них, первоначально был введен в физику элементарных частиц как слабо взаимодействующая с веществом гипотетическая частица с $Z = 0$, $\sigma = 0$, $m = 0$ (или очень малой). Его существование предсказывалось в моделях со спонтанным нарушением лептонного числа. Позднее понятие майорона было расширено включением в него частиц с разными лептонными числами ($L = 0$ и $L = 2$), голдстоуновских бозонов (безмассовых псевдоскалярных частиц, сопровождающих спонтанное нарушение симметрии), промежуточных скаляров, промежуточных фермионов...

В работах [103, 104] обсуждалось девять различных моделей 2β-распада по схемам (47) и (48). Все они характеризуются непрерывными энергетическими спектрами для электронных пар, отличающимися друг от друга и от спектра 2β2ν-распада положением и высотой максимума (кривые 2βM⁰ и 2β2M⁰ на рис. 6). Сопоставляя с ними экспериментально измеренные спектры β-распада, можно с учетом вычисленных матричных элементов оценить $T_{1/2}$ для различных схем распада с эмиссией майоронов.

4.2. Исследование 2β-распада с ксеноновым детектором ТРС

Одним из наиболее эффективных детекторов 2β-распада является установка ТРС, размещенная в Готхардовском туннеле. Толща породы над туннелем составляет 3000 м водного эквивалента, что обеспечивает снижение мюонного фона в 10⁶ раз.

В качестве источника 2β-распада в ТРС-детекторе используется 180 л обогащенного до 62,5% ¹³⁶Xe под давлением 5 атм. Отличительной особенностью детектора является возможность с его помощью записывать электронные треки, что облегчает распознавание событий 2β-распада от фона. В частности, из-за увеличения ионизационных потерь с уменьшением скорости электрона можно легко различить начало и конец его трека. На конце трека наблюдается своеобразный сгусток — "блоб". Таким образом, событие, относящееся к 2β-распаду, должно характеризоваться двумя электронными треками, исходящими из одной и той же точки и имеющими на своих концах два "блоба". Энергетическое

⁷ Употребляется также обозначение χ .

разрешение при энергии, соответствующей $2\beta 0\nu$ -распаду, $Q = 2,48$ МэВ равно $\Delta E/E \approx 0,066$.

Схема установки ТРС приведена на рис. 7 [105]. Основными узлами установки являются анодная система с записывающим устройством и катод, между которыми с помощью группы формирующих колец создается однородное электростатическое поле. Для уменьшения фона от естественной радиоактивности установка защищена слоем свинца толщиной 20–30 см. Свинцовая защита заключена в пластиковый мешок, непрерывно промываемый азотом для удаления радона. Дополнительную защиту обеспечивает медная камера давления с толщиной стенки 5 см.

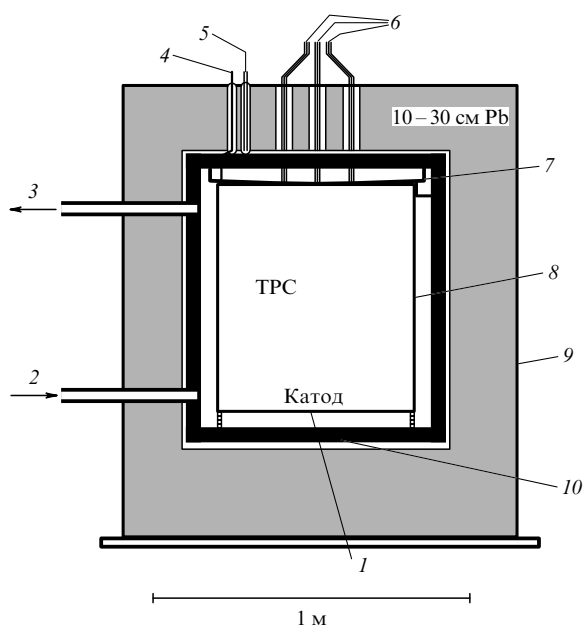


Рис. 7. Схема установки ТРС: 1 — катод, 2 — вход газа, 3 — выход газа, 4 — сетка, 5 — анод, 6 — предусилители, 7 — новая анодная система, 8 — формирующие кольца, 9 — нейтронная защита, 10 — медная камера.

Идентификация событий производится с помощью специального устройства, расположенного сзади анодной плоскости, которое автоматически записывает проекции X и Y координат трека. Для определения координаты Z измеряется время дрейфа электронов ионизации в камере. Выделенные слова расшифровывают название установки ТРС (Time Projection Chamber).

Описанный и модернизированный в 1992 г. варианты установки проработали 13 357 ч. Полученный спектр 2β -событий представлен на рис. 8, из которого видно, что ожидаемого пика от $2\beta 0\nu$ -распада при $E_{2e} = 2,48$ МэВ нет. Обработка результатов с учетом фона приводит к оценке

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) \geq 4,2 \times 10^{23} \text{ лет} \quad (90\% \text{ - ный уровень достоверности}). \quad (49)$$

Если воспользоваться подсчетами матричных элементов, выполненных в работах [106, 107], то можно получить следующие оценки верхней границы массы майорановского нейтрино: $m_\nu \leq 2,4\text{--}2,8$ эВ [106], $m_\nu \leq 2,4$ эВ [107]. По новым данным 1994–1995 гг. была

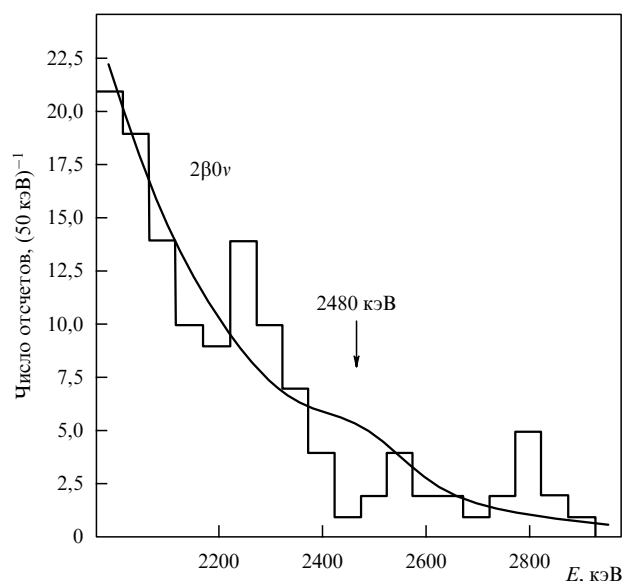


Рис. 8. Энергетический спектр двухэлектронных событий типа $2\beta 0\nu$, измеренный на установке ТРС.

сделана оценка $T_{1/2}$ для $2\beta 2\nu$ -распада:

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) \geq 5,6 \times 10^{20} \text{ лет} \quad (90\% \text{ - ный уровень достоверности}) \quad (50)$$

и 2β -распада с эмиссией майорона:

$$T_{1/2}^{M^0} \geq (1,1\text{--}1,5) \times 10^{22} \text{ лет} \quad (90\% \text{ - ный уровень достоверности}) \quad (51)$$

Полученный результат (50) для $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ -распада близок к предсказанному в работе [106] значению $(8\text{--}20) \times 10^{20}$ лет для ^{136}Xe , но сильно отличается от другого предсказанного [107] значения $T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (14\text{--}211) \times 10^{20}$ лет. Авторы обсуждаемой работы [105] своей ближайшей задачей считают непосредственное наблюдение $2\beta 2\nu$ -моды 2β -распада ^{136}Xe .

4.3. Изучение 2β -распада ^{100}Mo и ^{116}Cd на установке NEMO

В работе [108] описан детектор, созданный коллаборацией NEMO (Neutrino Experiment with Molybdenum), который подобно ТРС-установке позволяет непосредственно детектировать электроны, испускаемые при 2β -распаде. Отличительными особенностями установки NEMO являются: взаимная независимость источника и детектора, позволяющая изучать разные 2β -источники; возможность получения полной характеристики двухэлектронных распадов, включая реконструкцию траектории, измерение энергии и пролетного времени; возможность экстраполяции к большим размерам источников; высокая стабильность работы установки во времени и низкий собственный фон.

Всего существует три прототипа установки NEMO. Первый прототип (NEMO-1) не содержал источника 2β -распада и служил только для регистрации одноэлектронных треков с энергией больше 100 кэВ с помощью системы гейгеровских счетчиков и пластиковых сцинтилляторов. Второй прототип NEMO-2 (рис. 9а) кроме

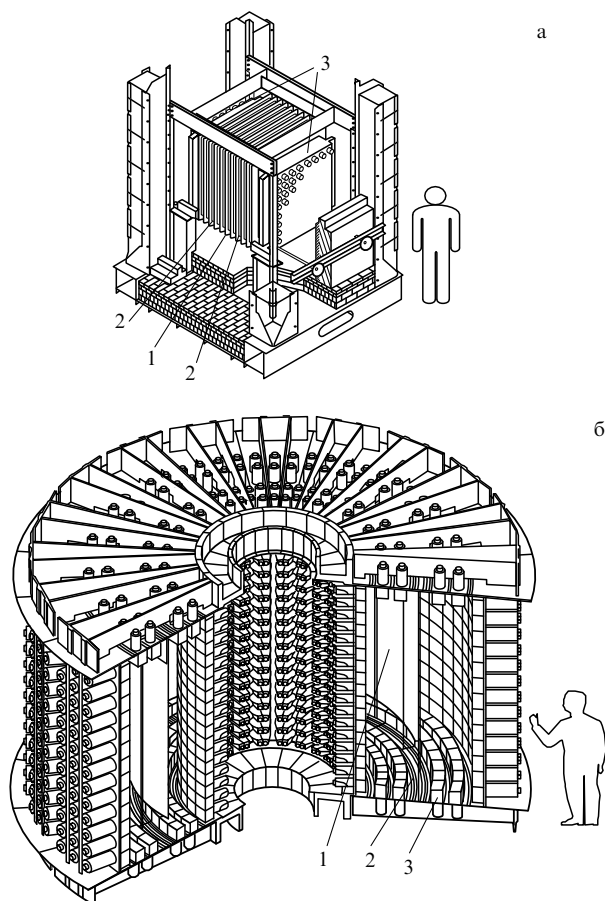


Рис. 9. Детекторы NEMO-2 (а) и NEMO-3 (б). 1 — центральная рама с металлической фольгой, 2 — трековое устройство из 10 рам с 2×32 гейгеровскими счетчиками в каждой, 3 — сцинтилляционное устройство из 8×8 счетчиков (а); 1 — фольга-источник, 2 — трековые детекторы, 3 — сцинтилляторы (б).

детектирующей части содержал источник 2β -распада, которым служила пластина размерами $1 \text{ м} \times 1 \text{ м} \times 40 \text{ мкм}$, делящая объем детектора на две части. Одна сторона пластины содержит 172 г обогащенного до 98,4 % ^{100}Mo (толщина слоя 40 мкм), другая — 163 г естественного Mo (9,6 % ^{100}Mo) с толщиной слоя 44 мкм. Каждая (из двух) частей объема детектора состоит из 10 слоев по 32 гейгеровских счетчика (ориентированных вертикально и горизонтально) в слое. Энергия и пролетное время измерялись двумя внешними рядами пластиковых счетчиков. Для уменьшения многократного рассеяния трековый объем был заполнен гелием при давлении 1 атм с 4 %-ной добавкой спирта.

Установка NEMO-2 (так же как и NEMO-1), размещенная в подземной лаборатории Frejus (Франция), была использована для тщательного изучения фона и оценки $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ и $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ для ^{100}Mo :

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (0,95 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,09_{\text{syst}}) \times 10^{19} \text{ лет}, \quad (52)$$

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) \geq 6,4 \times 10^{21} \text{ лет} \\ (90\% \text{ - ный уровень достоверности}). \quad (53)$$

Во втором эксперименте, поставленном с помощью NEMO-2, источником служила центральная фольга площадью 1 м^2 , содержащая с одной стороны 152 г обогащенного до 93,2 % ^{116}Cd , а с другой — 143 г естественного Cd (7,58 % ^{116}Cd). После вычитания фона

для ^{116}Cd было определено

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (3,4 \pm 0,4_{\text{stat}} \pm 0,3_{\text{syst}}) \times 10^{19} \text{ лет}. \quad (54)$$

Авторы отмечают, что полученные ими значения матричных элементов, оцененные по измеренным $T_{1/2}$ ^{100}Mo и ^{116}Cd , практически совпадают с оценками, полученными для других экспериментов, и не противостоят теоретическим расчетам.

В 1995 г. NEMO-коллорабация приступила к конструированию третьего варианта детектора — NEMO-3 (рис. 9б). Он имеет цилиндрическую форму с центральной тонкой фольгой высотой 2 м и диаметром 2,8 м, помещенной посередине между двумя concentрическими объемами трековых детекторов. Для идентификации e^+e^- -пар, возникающих под действием высокоэнергетичных γ -квантов от захвата нейтронов, в установку будет введено магнитное поле 30 Гс.

Первые эксперименты с детектором NEMO-3 намечены на 1998 г. В качестве источника будет использовано 10 кг обогащенного ^{100}Mo , хотя авторы отмечают принципиальную возможность использования на NEMO-3 других 2β -источников, например ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{116}Cd и др.

4.4. Исследование 2β -распада с детектором из обогащенного ^{76}Ge

Наиболее чувствительным экспериментом в настоящее время является исследование 2β -распада, предпринятое коллаборацией Гейдельберг–Москва, которая использовала обогащенный до 86 % ^{76}Ge . В этой работе [109, 110] было получено наиболее точное значение $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ и наибольшая граница для $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$, из которой следует наименьшая оценка массы майорановского нейтрино ($m_\nu < 0,6 \text{ эВ}$).

Замечательная особенность детектора, изготовленного из ^{76}Ge , заключается (так же как и детектора ТРС из ^{136}Xe) в совмещении в нем обеих функций — излучателя и регистратора, причем в отличие от ^{136}Xe детектирование с помощью ^{76}Ge характеризуется чрезвычайно высокой разрешающей способностью $\Delta E/E \approx 3 \times 10^{-3}$ и практически 100 %-ной эффективностью. $2\beta 0\nu$ -распад ^{76}Ge должен давать в энергетическом спектре для пары электронов монохроматическую линию $2038,58 \pm 0,31 \text{ кэВ}$.

Коллорабация Гейдельберг–Москва располагала 19,2 кг обогащенного ^{76}Ge , из которого было изготовлено пять высокочистых полупроводниковых детекторов р-типа общей массой 11,5 кг. В настоящее время все детекторы находятся в постоянной работе в подземной лаборатории Gran Sasso (Италия), глубина которой соответствует 3500 м водного эквивалента. Подробное описание установки дано в работах [111–115]. На рисунке 10а,б приведен интегральный спектр, содержащий все данные для детекторов со статистической значимостью $12 \text{ кг} \times \text{год}$, за исключением первых 200 дней работы (с целью устранения эффекта от короткоживущих примесей). На рисунке 10в приведена часть спектра в районе расположения гипотетического пика, соответствующего $2\beta 0\nu$ -распаду ^{76}Ge . Видно, что сигнал от $2\beta 0\nu$ -распада отсутствует, из чего может быть получена оценка нижней границы периода полураспада для этого процесса:

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 6,4(10,0) \times 10^{24} \text{ лет} \quad (55)$$

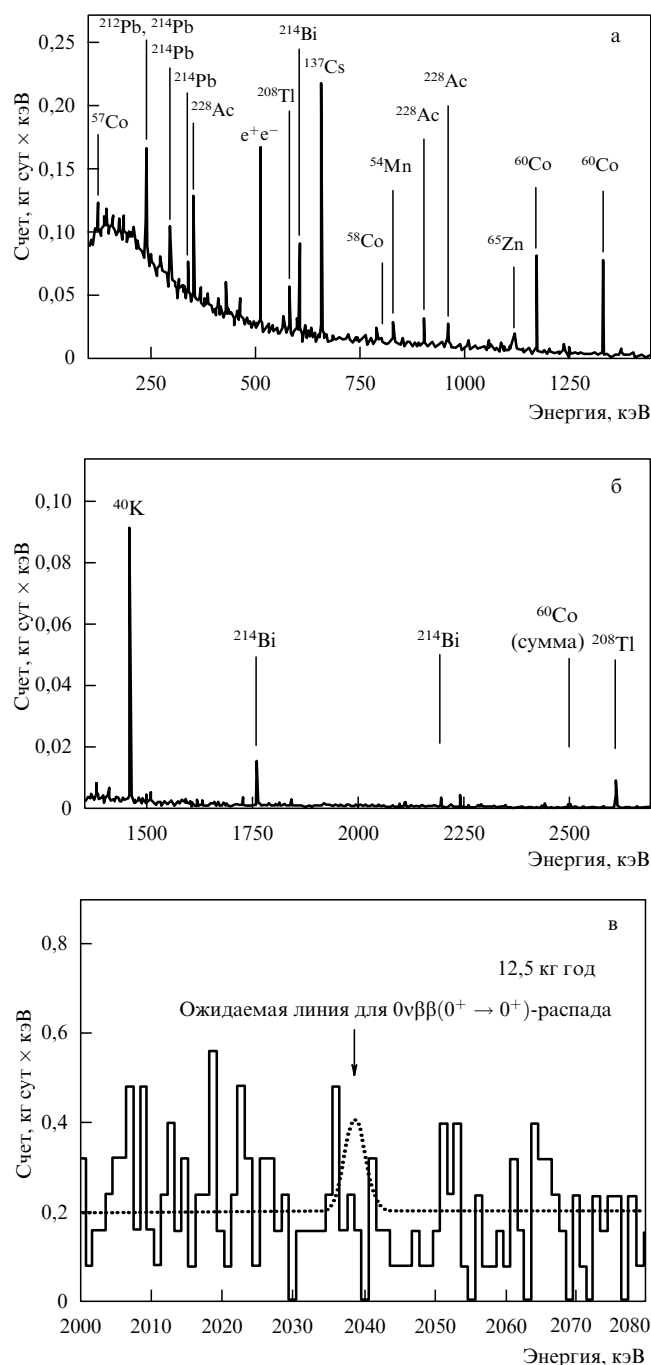


Рис. 10. Двухэлектронные спектры, зарегистрированные ^{76}Ge -детектором: (а, б) интегральные спектры, (в) часть спектра в области ожидаемого $2\beta 0\nu$ -распада.

с 90 %-ным (68 %-ным) уровнем достоверности. По полученному нижнему пределу для $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ и подсчитанному в работе [107] матричному элементу был оценен верхний предел для эффективной майорановской массы электронного нейтрино (в пренебрежении слабыми правыми токами):

$$\langle m_\nu \rangle \leq 0,6 \text{ эВ} \quad (90\% \text{-ный уровень достоверности}), \quad (56)$$

$$\langle m_\nu \rangle \leq 0,5 \text{ эВ} \quad (68\% \text{-ный уровень достоверности}). \quad (57)$$

Кроме того, из найденного значения $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$, следуя рецепту работы [116], были получены оценки

нижней границы массы левого сверхтяжелого нейтрино

$$\langle m_{\nu_H} \rangle \geq 5,5 \times 10^7 \text{ ГэВ}, \quad (58)$$

а при использовании [104] — нижней границы массы правого W-бозона

$$m_{W_R} \geq 1 \text{ ТэВ}. \quad (59)$$

Если поиск $2\beta 0\nu$ -распада пока приводит только к оценкам нижней границы $T_{1/2}$ и вытекающим из нее оценкам других величин, то для $T_{1/2}$ $2\beta 2\nu$ -распада ^{76}Ge описываемый эксперимент позволил получить его достаточно точное значение:

$$T_{1/2}(2\beta 2\nu) = (1,7^{+0,13}_{-0,11}) \times 10^{21} \text{ лет}. \quad (60)$$

Кроме перечисленных выше результатов, относящихся к $2\beta 0\nu$ - и $2\beta 2\nu$ -распадам, авторы обсуждаемой работы [109], опираясь на свои измерения, вычислили ожидаемые значения $T_{1/2}$ для различных схем (47) и (48) с разными типами майоронов и получили для них значения $T_{1/2}$, заключенные в пределах от $5,85 \times 10^{21}$ до $7,91 \times 10^{21}$ лет. Работа коллаборации в последующие 5 лет рассчитана на продвижение в субэлектронвольтовую область масс до 0,1 эВ.

4.5. Сводка результатов по 2β -распаду

На рисунке 11а, позаимствованному из работы [109], представлены наилучшие современные результаты работ по изучению 2β -распада, в которых были полу-

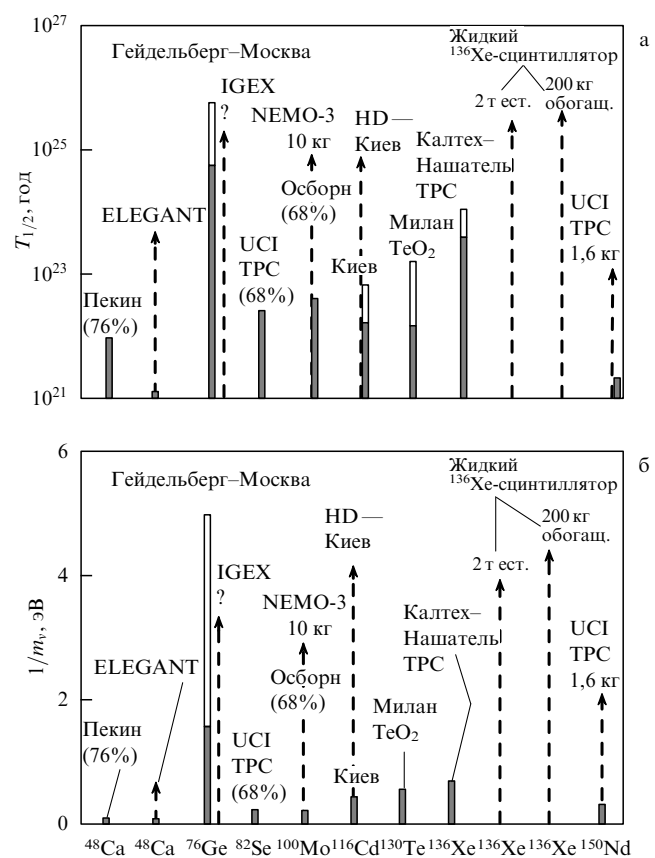


Рис. 11. Основные результаты по $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ и $1/m_\nu$, полученные к 1995 г. и прогнозы на 2000 г.: (а) пределы для $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$, (б) пределы для $1/m_\nu$.

чены оценки периода полураспада, превышающие 10^{21} лет. Здесь кроме рекордных данных из работы [109] с ^{76}Ge приведены результаты исследования 2β -распада ^{48}Ca [117], ^{82}Se [118], ^{100}Mo [119], ^{116}Cd [120], ^{130}Te [121], ^{136}Xe [122], ^{150}Nd [123], ^{100}Mo [124], ^{48}Ca [125], ^{136}Xe [11]. На рисунке 116 приведены оценки значения $1/m_\nu$, полученные из данных рис. 11а.

5. Нейтринные осцилляции

В 1957–1958 гг. Б.М. Понтекорво высказал гипотезу о возможности существования явления осцилляций нейтрино [126, 127]. В это время, с одной стороны, уже были известны открытые в 1955 г. осцилляции нейтральных К-мезонов, происходящие с нарушением закона сохранения странности ($\Delta S = 2$), а с другой — обсуждались гипотеза о возможности нарушения закона сохранения лептонного числа ($\Delta L = 2$) и возможность отличия массы нейтрино от нуля.

Аналогия этих двух нарушений, каждое из которых связывает между собой частицу и античастицу ($K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$), и привела Б.М. Понтекорво к первоначальной схеме ν -осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e^L$, где $\bar{\nu}_e^L$ — левое (стерильное относительно (V–A)-взаимодействия) анти-нейтрино.

После того, как в 1962 г. было открыто мюонное нейтрино ν_μ , Маки и др. [128] рассмотрели другую схему осцилляций нейтрино — с изменением их типа (аромата) $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, в которой закон сохранения лептонного числа нарушается в смысле $\Delta L_e = 1$ и $\Delta L_\mu = 1$. Независимо от Маки идея о смешивании двух разных типов нейтрино была подробно рассмотрена в 1967 г. Б.М. Понтекорво [129] и дополнительно развита в 1969 г. В.Н. Грибовым и Б.М. Понтекорво [130], которые, в частности, обратили внимание на то, что с помощью осцилляций солнечных нейтрино можно объяснить замеченный в опыте Девиса [131] их дефицит. Интерес к нейтринным осцилляциям в эти и последующие годы возрос в связи с резко усилившейся дискуссией о возможности отличия массы нейтрино от нуля.

После открытия в 1975–1978 гг. τ -лептона и детального изучения схем его распада появилась уверенность в существовании третьего типа нейтрино ν_τ , которое также может участвовать в процессе осцилляций по схемам $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ и $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Процесс смешивания нейтрино всех трех типов (ν_e , ν_μ и ν_τ) подробно рассмотрен в 1987 г. С.М. Биленьким [132].

5.1. Гипотеза смешивания нейтрино и существования нейтринных осцилляций

Изложим очень кратко гипотезу смешивания нейтрино, которое в случае его существования должно приводить к нейтринным осцилляциям. В соответствии с этой гипотезой кроме хорошо известных физических нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ , которые являются собственными состояниями гамильтониана слабого взаимодействия, существуют еще три вида нейтрино ν_1 , ν_2 и ν_3 , являющиеся собственными состояниями массы. Первые характеризуют слабые процессы рождения и поглощения нейтрино, идущие с сохранением лептонных чисел. Они не имеют определенных значений масс (сравните с K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонами, участвующими в процессе рождения и поглощения с сохранением странности). Вторые имеют определенные значения масс и, следовательно, характеризуют про-

цессы движения в пространстве–времени (сравните со свойствами K_S^0 - и K_L^0 -мезонов). При этом, подобно тому как пара волновых функций ($K^0 - \bar{K}^0$)-мезонов выражается через пару волновых функций ($K_S^0 - K_L^0$)-мезонов и наоборот, тройка физических нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ может быть выражена через тройку нейтрино с определенными массами (и наоборот). Наглядно можно представлять себе любое физическое нейтрино (ν_e , ν_μ и ν_τ) в виде своеобразной "смеси" из трех нейтрино (ν_1 , ν_2 , ν_3) с определенными массами, в связи с чем само оно определенной массы не имеет. Мы увидим ниже, что при различии масс ν_1 , ν_2 и ν_3 это должно приводить к преобразованию ν_e в ν_μ и ν_τ и подобным процессам, т.е. к явлению осцилляций.

Подчеркнем еще раз, что в отличие от реально существующего смешивания K^0 -мезонов смешивание нейтрино является пусть правдоподобной, но все-таки гипотезой, не доказанной экспериментально. Доказательством ее справедливости будет обнаружение нейтринных осцилляций, если это произойдет.

5.2. Математический формализм нейтринных осцилляций

Предположим, что нейтрино ν_1 , ν_2 и ν_3 имеют собственные значения массы m_1 , m_2 и m_3 , и рассмотрим математическую схему процесса смешивания, который должен приводить к явлению осцилляций. При этом в связи с некоторой сложностью описания общего процесса смешивания с участием нейтрино трех типов (см. [132]) ограничимся рассмотрением более простого случая осцилляций с участием физических нейтрино двух видов, например ν_e и ν_μ (хотя это могут быть и пары ν_e , ν_τ и ν_μ , ν_τ) и двух видов нейтрино с определенными массами ν_1 и ν_2 .

В этом случае коэффициенты преобразования сводятся к двухрядной матрице типа матрицы Кабиббо:

$$\begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{vmatrix} \quad (61)$$

с единственным параметром — углом смешивания. С помощью этой матрицы волновые функции физических нейтрино ν_e и ν_μ можно выразить через волновые функции ν_1 и ν_2 :

$$\begin{aligned} \psi_{\nu_e} &= \psi_{\nu_1} \cos \theta + \psi_{\nu_2} \sin \theta, \\ \psi_{\nu_\mu} &= -\psi_{\nu_1} \sin \theta + \psi_{\nu_2} \cos \theta. \end{aligned} \quad (62)$$

Для наглядности можно считать, что угол смешивания θ определяет процент "содержания" состояний ν_1 и ν_2 в ν_e и ν_μ . При $\theta = 0^\circ$ $\psi_{\nu_e} = \psi_{\nu_1}$ и $\psi_{\nu_\mu} = \psi_{\nu_2}$, т.е. законы сохранения лептонных чисел выполняются строго и смешивание отсутствует, а ν_e и ν_μ имеют определенные массы, равные соответственно m_1 и m_2 . При $\theta = 45^\circ$ смешивание максимально, т.е. состояния ν_1 и ν_2 в равной степени присутствуют как в ν_e , так и в ν_μ . Состояния ν_e и ν_μ имеют определенные лептонные числа, но массы их не определены.

Если формулы (62) обратить, то они превращаются в выражения

$$\begin{aligned} \psi_{\nu_1} &= \psi_{\nu_e} \cos \theta - \psi_{\nu_\mu} \sin \theta, \\ \psi_{\nu_2} &= \psi_{\nu_e} \sin \theta + \psi_{\nu_\mu} \cos \theta, \end{aligned} \quad (63)$$

которые описывают нейтринные состояния с определенными массами, но неопределенными лептонными числами.

Рассмотрим теперь "динамику" смешивания во времени. Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ образуются только ν_e . Тогда $\psi_{\nu_e}(0) = 1$, а $\psi_{\nu_\mu}(0) = 0$. В момент времени t согласно (62) будет

$$\psi_{\nu_e}(t) = \psi_{\nu_1}(t) \cos \theta + \psi_{\nu_2}(t) \sin \theta, \quad (64)$$

где $\psi_{\nu_1}(t)$ и $\psi_{\nu_2}(t)$, как состояния с определенными массами, изменяются по схемам

$$\begin{aligned} \psi_{\nu_1}(t) &= \psi_{\nu_1}(0) \exp(-iE_1 t), \\ \psi_{\nu_2}(t) &= \psi_{\nu_2}(0) \exp(-iE_2 t), \end{aligned} \quad (65)$$

в которых в предположении $m_{1,2} \ll p$ для $E_{1,2}$ принимаем ($\hbar = c = 1$)

$$E_{1,2} = p + \frac{m_{1,2}^2}{2p}. \quad (66)$$

В результате подстановки в (64) выражений (63) и (65) с учетом $\psi_{\nu_e}(0) = 1$ получим

$$\psi_{\nu_e}(t) = \cos^2 \theta \exp(-iE_1 t) + \sin^2 \theta \exp(-iE_2 t), \quad (67)$$

что после несложных преобразований приводит к

$$|\psi_{\nu_e}(t)|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2}. \quad (68)$$

Выражение (68) дает вероятность $P_{\nu_e, \nu_e}(t)$ того, что нейтрино, которое в момент $t = 0$ было чисто электронным (ν_e), остается им же и в момент t , т.е. вероятность неисточновения ν_e из-за осцилляций (вероятность "выживания" ν_e). Заменив в соответствии с (66) $E_2 - E_1$ на $(m_2^2 - m_1^2)/2p = \Delta m^2 c/2E$ и пролетное время t на расстояние от источника $R = ct$, получим

$$P_{\nu_e, \nu_e}(t) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 R}{4E}, \quad (69)$$

или

$$P_{\nu_e, \nu_e}(t) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi R}{L}, \quad (70)$$

где величина

$$L = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (71)$$

называется длиной осцилляций.

Вычтя $P_{\nu_e, \nu_e}(t)$ из единицы, получим вероятность $P_{\nu_e, \nu_\mu}(t)$ исчезновения ν_e из-за осцилляций, т.е. превращения ν_e в ν_μ после пролета расстояния R :

$$P_{\nu_e, \nu_\mu}(t) = 1 - P_{\nu_e, \nu_e}(t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi R}{L}. \quad (72)$$

Из выражений (70) и (72) видно, что длина осцилляций L определяет чередование максимумов и минимумов P_{ν_e, ν_e} и P_{ν_e, ν_μ} в зависимости от расстояния до источника. Первый максимум вероятности $P_{\nu_e, \nu_\mu}(R)$ появления ν_μ вместо исчезнувших ν_e можно ожидать на расстоянии $R = L/2$, а первый максимум вероятности "возрождения" ν_e — при $R = L$. Последующие максимумы (при

$R = 3L/2$ и $2L$ и т.д.) использовать невыгодно из-за уменьшения интенсивности пучка (для изотропных источников) с ростом расстояния. При $R \gg L$ ($R \ll L$) осцилляции не будут видны из-за усреднения (зануления) $\sin^2(\pi R/L)$.

Таким образом, длина осцилляций L определяет оптимальное расстояние R , на котором следует искать эффект осцилляций в области значений $\Delta m^2 = 4\pi E/L$. Для изменения области поиска осцилляций Δm^2 надо менять E/L , т.е. E/R . Заметим также, что из выражения $L = 4\pi E/\Delta m^2$ особенно наглядно видна необходимость $m_1 \neq m_2 \neq 0$ для возможности осцилляций. Осцилляции отсутствуют ($L = \infty$) при $\Delta m^2 = 0$, т.е. как при $m_1 = m_2 \neq 0$, так и при $m_1 = m_2 = 0$.

5.3. Общая схема обработки экспериментальных результатов

Формулы (70) и (72) вполне наглядны, но не очень удобны для практических расчетов при обработке экспериментов. В этом случае используются другие формулы:

$$P_{\nu_e, \nu_e}(R, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E}, \quad (73)$$

$$P_{\nu_e, \nu_\mu}(R, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E}, \quad (74)$$

в которых $[\Delta m^2] = \text{эВ}^2$, $[R] = \text{м}$, а $[E] = \text{МэВ}$ (или $[R] = \text{км}$, а $[E] = \text{ГэВ}$). Длина осцилляций в этих единицах равна

$$L = \frac{\pi E}{1,27 \Delta m^2} \simeq 2,5 \frac{E}{\Delta m^2}. \quad (75)$$

Из формул (73) и (74) видно, что эффект исчезновения ν_e (появления ν_μ) из-за осцилляций может быть обнаружен, если величина $\sin^2 2\theta \sin^2(1,27 \Delta m^2 R/E)$ заметно отличается от нуля. В частности, если погрешность эксперимента примерно равна 25 %, это условие может выполняться, когда $\sin^2 2\theta = 1$, т.е. при $\theta = 45^\circ$ (полное смешивание), а второй множитель равен $\sin^2(1,27 \Delta m^2 R/E) = 0,25$, т.е. $1,27 \Delta m^2 R/E \simeq 0,5$ (30°), что дает для граничного значения $\Delta m^2 R \simeq 0,4E/R$, где R — максимально возможное расстояние от источника, на котором можно проводить измерения с данной погрешностью.

Предположив, например, что источником нейтрино является реактор ($\bar{E}_\nu \simeq 4$ МэВ) настолько большой интенсивности, что с его помощью можно производить измерения на расстоянии $R \simeq 100$ м, мы получим для минимального граничного значения Δm^2 величину $\Delta m^2 = 0,4(4/100) = 1,6 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2$.

Если смешивание не полное ($\sin^2 2\theta < 1$), то наблюдение осцилляций при тех же R остается возможным, но в области больших значений Δm^2 . Рассмотрев, например, "симметричный" случай, когда $\sin^2 2\theta = 0,25$, а $\sin^2(1,27 \Delta m^2 R/E) = 1$, получим при $R = 100$ м $\Delta m^2 = 5 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2$.

Таким образом, кривые, ограничивающие области возможного существования осцилляций, имеют вид, показанный на рис. 12 из работы 1987 г., выполненной в Красноярске [133]. Область над кривыми и справа от них соответствует доказанному экспериментально отсутствию осцилляций. В области под кривой и слева от нее их можно продолжать искать.

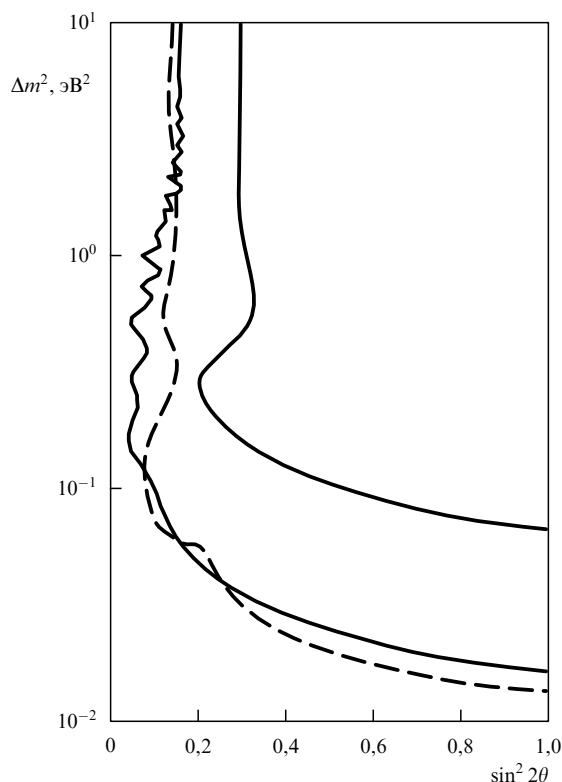


Рис. 12. Типичные кривые, получаемые в экспериментах по изучению нейтринных осцилляций.

Рассмотренные формулы (73) и (74) описывают вероятности исчезновения ν_e . Поэтому неявно предполагается сравнение измеренного значения интенсивности нейтринного пучка на данном расстоянии R от реактора с расчетным значением, учитывающим убывание интенсивности с расстоянием (без учета осцилляций).

Однако, если есть возможность измерить интенсивность пучка нейтрино на разных расстояниях от источника, то возможен другой способ — сравнение измеренного отношения интенсивностей пучка на этих расстояниях с расчетным отношением. Преимуществом этого метода является практическая независимость результатов от формы спектра нейтрино.

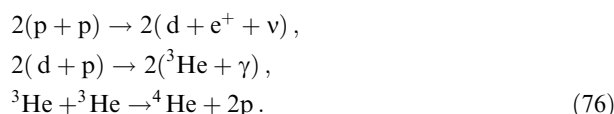
5.4. Поиски осцилляций солнечных нейтрино. Дефицит ν_e и эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштайна. Гипотеза о существовании у нейтрино магнитного момента

Пожалуй, именно солнечные нейтрино (а также, как мы увидим позже, реакторные антинейтрино) вошли в историю поисков осцилляций наиболее впечатляющим образом. Мы имеем в виду драматическую историю с обнаружением дефицита солнечных нейтрино и многообещающий потенциально возможный резонансный эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштайна, а также гипотезу о возможности взаимодействия гипотетического магнитного момента нейтрино с магнитным полем Солнца.

5.4.1. Нейтринная модель Солнца. Напомним, что согласно общепринятой точке зрения на природу происхождения солнечной энергии ее источником являются

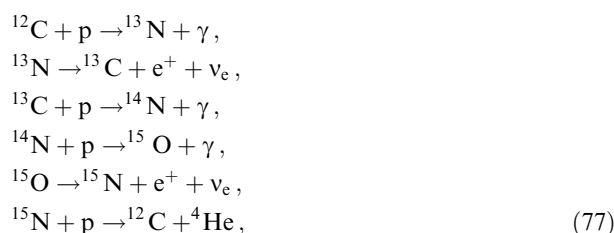
термоядерные процессы, названные протон-протонным и углеродно-азотно-кислородным (CNO) циклами.

Протон-протонный цикл, в основном, содержит три реакции:



Энерговыделение в этой цепочке реакций равно $Q = 26$ МэВ, а рождающиеся в ней нейтрино имеют энергию $\leq 0,42$ МэВ.

Углеродно-азотно-кислородный цикл изображается цепочкой из шести реакций:



среди которых 2-я и 6-я являются источниками нейтрино с энергиями, равными соответственно

$$E_\nu(^{13}\text{N}) \leq 1 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad E_\nu(^{15}\text{O}) \leq 1,5 \text{ МэВ}. \quad (78)$$

Кроме того, в состав протон-протонного цикла входит дополнительная ветвь, содержащая реакции



и



в которых соответственно образуются так называемые бериллиевые нейтрино с энергиями $E_\nu = 0,86$ МэВ (90 %) и $E_\nu = 0,38$ МэВ (10 %) и высокоэнергетичные борные нейтрино с энергией $E_\nu \leq 14$ МэВ (рис. 13а [134]). На этом рисунке также показаны еще две составляющие pp-цикла: моноэнергетическая линия от реакции $p + e + p \rightarrow d + \nu$ (пер) при $E_\nu = 1,44$ МэВ и нейтрино от реакции $^3\text{He} + p$ (пер) с $E_\nu \leq 18,7$ МэВ.

Из рисунка 13а видно, что основную часть потока составляют сравнительно мягкие протонные нейтрино ($E_\nu \leq 0,42$ МэВ), которых примерно в 10^4 раз больше, чем жестких борных нейтрино ($E_\nu \leq 14$ МэВ).

Первые эксперименты Девиса [131] по регистрации солнечных нейтрино на Земле проводились с помощью реакции



имеющей порог 0,814 МэВ⁸.

Таким образом, с помощью реакции (81) можно регистрировать только очень малую часть солнечных нейтрино, что, конечно, неудобно, так как требует создания огромных детекторов и очень длительных экспозиций. Поэтому более удобной радиохимической реакцией для регистрации нейтрино является его взаимодействие с редким элементом Ga:



⁸ Радиохимические методы детектирования нейтрино были предложены в 1946 г. Б.М. Понтекорво [17].

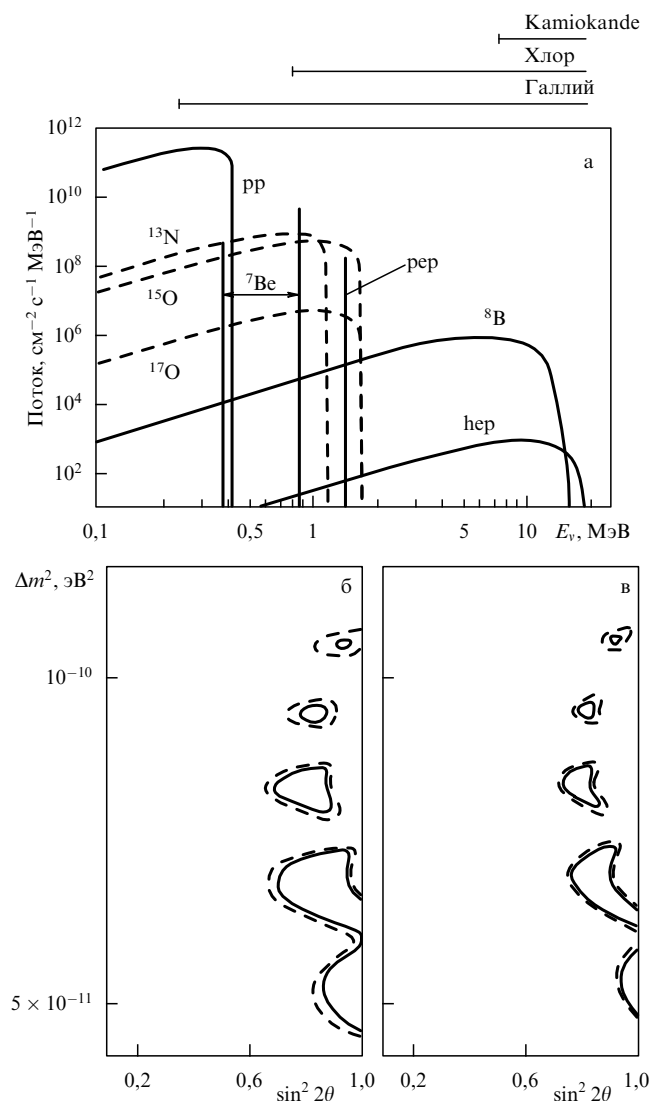


Рис. 13. Параметры солнечных нейтрино: (а) плотность потока нейтрино от pp (сплошные линии) и CNO (штриховые линии) циклов у поверхности Земли. Для моноэнергетических нейтрино используются единицы $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а для нейтрино с непрерывным спектром — $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{МэВ}^{-1}$. Наверху показаны области чувствительности различных детекторов; (б) разрешенные параметры $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ для вакуумных осцилляций солнечных нейтрино с учетом теоретических неопределенностей анализа; (в) то же без учета.

Эта реакция имеет очень низкий порог $E = 0,23$ МэВ, который позволяет регистрировать основную часть потока нейтрино (что дает возможность уменьшить объем детектора и сократить время экспозиции), а также обладает важным преимуществом меньшей зависимости от модели Солнца, в частности от его температуры, к изменению которой весьма чувствителен поток бериллиевых ($\sim T_C^8$) и особенно борных ($\sim T_C^{18}$) нейтрино.

5.4.2. Дефицит солнечных и проблема бериллиевых нейтрино. Первые опыты Девиса [131] по регистрации солнечных нейтрино с помощью реакции (81) были выполнены в 1968 г. в глубокой (1,5 км) золотоносной шахте штата Южная Дакота (США). В качестве мишени в детекторе использовалось 610 т тетрахлорэтилена C_2Cl_4 объемом 380 м^3 . В результате сложных технологических процедур

из огромного объема мишени периодически выделяли очень небольшие количества радиоактивного ^{37}Ar ($0,3 \pm \pm 0,2$ атома в день), которые сопоставляли с теоретическими расчетами, основанными на общепринятой термоядерной модели Солнца.

Оказалось, что наблюдаемый эффект примерно в 3 раза меньше ожидаемого. Этот дисбаланс не удавалось устранить никаким усовершенствованием модели Солнца (включая гипотезу о нетермоядерной природе солнечной энергии!). Вот тогда впервые и была высказана в работе [130] идея об осцилляциях солнечных нейтрино, согласно которой часть ν_e на пути от Солнца к Земле превращается в ν_μ (в то время еще не знали о существовании ν_τ), а они не могли быть зарегистрированы в реакции (81).

Обнаруженный дефицит солнечных нейтрино неоднократно подтверждался в последующих опытах Девиса. Современные данные, полученные хлорным методом в эксперименте Homestake [135], показали, что детектор регистрирует только 27,5 % от расчетного количества нейтрино.

Дефицит солнечных нейтрино был замечен и в экспериментах, выполненных с применением другой методики. В двух из них — GALLEX [136, 137] и SAGE [138, 139] — использовалась реакция (82), которая позволяла регистрировать основную часть потока нейтрино с относительно невысокой энергией. В этих работах, так же как в первом случае, применялся радиохимический способ выделения продуктов реакции.

В эксперименте коллаборации GALLEX (подземная лаборатория Gran Sasso, Италия) использовалось 30 т галлия, содержащегося в 101 т водного раствора хлорида галлия. Образующийся после облучения солнечными нейтрино летучий тетрахлорид германия извлекался из раствора и после переработки в гидрид германия вместе с ксеноном использовался для наполнения пропорциональных счетчиков (детектируются электроны Оже и Х-лучи от захвата электрона с энергией 10,4 и 1,2 кэВ).

В эксперименте SAGE участвовала русско-американская коллаборация, работающая в Баксанской нейтринной лаборатории, расположенной в Кавказских горах на глубине 4800 м водного эквивалента. В эксперименте было использовано 55 т галлия, содержащегося в восьми химических реакторах. Перед облучением галлия в него в качестве носителя добавлялось ~ 700 мг естественного Ge в виде Ge–Ga-примеси. По окончании облучения образовавшиеся ядра ^{71}Ge извлекались химически вместе с носителем. Остальная процедура сходна с примененной в эксперименте GALLEX.

Оба эксперимента подтвердили существование дефицита солнечных нейтрино, дав для отношений измеренного количества нейтрино к расчетному 57 % (GALLEX) и 51 % (SAGE).

Еще один эксперимент по регистрации солнечных нейтрино был выполнен несколько раньше с уже упоминавшимся в разделе 3.3.1 большим водным черенковским детектором KamioKande [140]. В этом случае измерялось угловое распределение упруго рассеянных электронов в процессе $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ и отбирались события, соответствующие вылету электронов под малым углом к направлению Солнце–Земля. Метод основан на том, что в процессе ν_e -рассеяния участвуют заряженные и нейтральные токи, а в процессе ν_μ - и ν_τ -рассеяния только нейтральные, благодаря чему

$\sigma(\nu_e e) > \sigma(\nu_\mu e)$ и $\sigma(\nu_e e) > \sigma(\nu_\tau e)$. Порог регистрации рассеянных электронов равен 7,5 МэВ (см. верхнюю часть рис. 13а). Количество обнаруженных в измерениях нейтрино составило 44 % расчетного количества⁹.

Таким образом, во всех четырех экспериментах детекторы зарегистрировали меньше половины солнечных нейтрино по сравнению с расчетным значением, вытекающим из Стандартной модели Солнца, однако при попытке совместного рассмотрения всех этих экспериментов возникают серьезные трудности.

С одной стороны, Стандартная солнечная модель дает достаточно надежное представление о спектральном составе солнечных нейтрино (рис. 13а) и позволяет оценить эффект от отдельных составляющих нейтринного спектра в разных детекторах. Например, эффект от ${}^7\text{Be}$ -нейтрино в галлиевом детекторе должен составлять 34 SNU, а в хлорном — 1,1 SNU, где 1 SNU = 10^{-36} захватов нейтрино на атом в секунду.

С другой стороны, комбинируя результаты измерений, выполненных с помощью разных детекторов (хлорный, галлиевый, Kamiokande), можно выделить экспериментальные значения этих же эффектов. Так, комбинация галлиевого метода с Kamiokande дает для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино -4_{-7}^{+11} SNU, а хлорного и Kamiokande для $({}^7\text{Be} + \text{per} + \text{CNO})$ -нейтрино $-0,66 \pm 0,58$ SNU. Таким образом, из совместного рассмотрения всех четырех экспериментов следует, что в нейтринном спектре Солнца не должно быть ${}^7\text{Be}$ -нейтрино.

Это несоответствие получило название проблемы солнечных нейтрино, которая допускает четыре возможных альтернативных истолкования.

1. Поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, регистрируемый на Земле, действительно существенно (по крайней мере в 2 раза) меньше предсказываемого Стандартной солнечной моделью. Причиной этого уменьшения могли бы быть вакуумные осцилляции ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, сопровождающиеся превращением их в ν_μ и (или) ν_τ . В этом предположении разрешенные области на плоскости $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ выглядят, как показано на рис. 13б, в [141]. Заметим, что принципиальная возможность проверки этой гипотезы проведением сезонных измерений нейтринного потока практически нереальна из-за малости эксцентриситета $\sim 0,017$ орбиты Земли.

2. Стандартная Солнечная модель верна, но работает MSW-эффект (см. разделы 5.4.3 и 5.4.4).

3. Стандартная Солнечная модель верна, но ${}^7\text{Be}$ -нейтрино переориентируются в стерильные нейтрино из-за взаимодействия магнитного момента нейтрино с магнитным полем Солнца (см. разделы 5.4.5 и 5.4.6).

4. Стандартная Солнечная модель верна и с нейтрино ничего не случается (нет осцилляций и магнитной переориентации), но неверны три из четырех описанных выше экспериментов.

В любом случае очень важны новые измерения и особенно более прямой эксперимент по оценке потока ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, который предполагается осуществить с помощью детектора Bogexino (см. раздел 6.4).

⁹ К апрелю 1997 г. на установке Superkamiokande (см. раздел 6.2) был измерен поток нейтрино от Солнца за 201,6 дней живого времени, который в сравнении с потоком нейтрино, рассчитанным по Стандартной модели Солнца, составил $0,400_{-0,012}^{+0,013}(\text{stat})_{-0,014}^{+0,020}(\text{theor})$ при пороге 6,5 МэВ. При этом вариации потока день – ночь, о которых говорилось раньше, замечены не были.

5.4.3. Уравнения Вольфенштайна. В предыдущем разделе дефицит солнечных нейтрино интерпретировался на языке так называемых вакуумных осцилляций, в которых не учитывается то обстоятельство, что часть своего пути нейтрино проходит в недрах очень плотного солнечного вещества. Между тем, продолжая аналогию с осцилляциями K^0 -мезонов, уместно вспомнить, что при их прохождении через плотное вещество наблюдается явление когерентной регенерации ($K^0 - \tilde{K}^0$ - и $(K_L^0 - K_S^0)$ -мезонов с максимальной амплитудой взаимного преобразования.

Опираясь на эту аналогию, Л. Вольфенштайн написал [142, 143] в 1977–1978 гг. систему временных уравнений, описывающих эволюцию волновых функций $\psi_f = (\psi_{\nu_e}, \psi_{\nu_\mu})$:

$$i \frac{d\psi_f}{dt} = \left(p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W} \right) \psi_f. \quad (83)$$

Система уравнений (83) является обобщением уравнения Шрёдингера для одной частицы с массой m , кинетической энергией E (в приближении $m \ll p$ и при $\hbar = c = 1$) и потенциальной W :

$$i \frac{d\psi}{dt} = (E + W)\psi \approx \left(p + \frac{m^2}{2p} + W \right) \psi, \quad (84)$$

в котором m^2 заменен на квадрат массовой матрицы $\hat{M}^2$ нейтрино в вакууме, W — на матрицу $\hat{W}$, учитывающую взаимодействие нейтрино со средой, а вместо p записывается $p\hat{I}$, где $\hat{I}$ — единичная матрица.

Эта система уравнений была рассмотрена в приближении *постоянной плотности* среды, что позволило получить некоторые новые особенности осцилляций нейтрино в массе Земли, Солнца и коллапсирующих звезд. Оказалось, что благодаря различию взаимодействия ν_e и ν_μ с компонентами среды последняя характеризуется разными показателями преломления по отношению к волнам, описывающим их распространение. В конечном итоге это приводит к тому, что в процессе смешивания ν_e и ν_μ теперь участвуют новые массовые состояния нейтрино ν'_1 и ν'_2 , отличные от ν_1 и ν_2 . Меняется также длина осцилляций и их характер: осцилляции в среде могут усиливаться или ослабевать.

5.4.4. Эффект Михеева – Смирнова¹⁰. В 1984–1985 гг. С.П. Михеев и А.Ю. Смирнов рассмотрели осцилляции нейтрино в среде с *переменной плотностью*, которая характерна, например, для Солнца. В работах [145–147] было показано, что зависимость параметра $\sin^2 2\theta'$ (где θ' — угол смешивания в среде) от плотности ρ среды или энергии нейтрино носит резонансный характер. При резонансных значениях ρ_{res} (или E_{res}) смешивание становится максимальным и возникают качественно новые эффекты [145–148]. Остановимся на двух из них.

В процессе движения нейтрино варьируются глубина осцилляций и их среднее значение. В широком интервале энергий возможны практически полные переходы одного типа нейтрино в другой и при малых углах смешивания (сравните с вакуумом, где полные переходы происходят только при максимальном угле смешивания $\theta = 45^\circ$).

¹⁰ На западе этот эффект называют эффектом Михеева – Смирнова – Вольфенштайна (MSW).

Второй важный эффект заключается в том, что в отличие от вакуума и среды с постоянной плотностью, где интенсивные преобразования $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ происходят только при дискретных значениях энергии, в среде с переменной плотностью они могут осуществляться в непрерывном диапазоне энергии. При этом, если начальная плотность $\rho \gg \rho_{\text{res}}$, превращение одного нейтрино в другое по мере изменения плотности может происходить практически без осцилляций [147].

Условием возможности осуществления описанных эффектов, кроме резонанса, является достаточно медленное (близкое к адиабатическому режиму) изменение плотности среды. При этом толща плотного вещества должна быть большой [144], т.е. практическое приложение новой теории возможно в областях нейтринных космологии, астрофизики и геофизики.

Конкретно речь может идти о коллапсирующих звездах, Солнце и Земле, где из-за резонансного эффекта параметры Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ могут изменяться на несколько порядков. В частности, вследствие резонансных осцилляций солнечных нейтрино могут появиться области $\Delta m^2 \leq 10^{-4}$ эВ, в которых возможно (2–4)-кратное увеличение потерь ν_e , чем можно объяснить результаты измерений Девиса. Если это верно, то общепринятая форма энергетического спектра солнечных нейтрино должна измениться. Проверить это обстоятельство можно, проведя полную нейтринную спектроскопию Солнца (см. раздел 6.4). Эта задача, очень важная сама по себе, имеет интересный выход на физику частиц. Дело в том, что упомянутая выше область Δm^2 , в которой, возможно, происходят интенсивные потери ν_e , по порядку величины равна $\Delta m^2 \leq 10^{-4}$ эВ. А это означает, что в случае существования иерархии масс нейтрино масса электронного нейтрино будет $m_{\nu_e} \leq 10^{-2}$ эВ!

Таким образом, резонансный эффект Михеева – Смирнова в случае его существования может привести к сверхточной оценке верхней границы массы нейтрино.

5.4.5. Гипотеза о существовании у нейтрино магнитного момента. В 1986 г. в работах [149, 150] была высказана гипотеза о том, что причиной дефицита солнечных нейтрино является прецессия магнитного момента нейтрино в переменных полях Солнца, которая может привести к преобразованию обычного левого нейтрино ν_e^L в стерильное правое нейтрино ν_e^R , не регистрируемое в опытах Девиса. Обоснованием этой гипотезы послужила замеченная антикорреляция между вариациями потока солнечных нейтрино, регистрируемых на Земле, и числом солнечных пятен, которое связано с изменением солнечной активности и магнитного поля на поверхности Солнца.

В 1994 г. в работе [151] была проанализирована более прямая антикорреляция скорости счета солнечных нейтрино в эксперименте Homestake (см. раздел 5.4.2) непосредственно с результатами измерения магнитного поля на поверхности Солнца. Таким образом, гипотеза, высказанная в работах [149, 150], получила серьезную поддержку.

Для того чтобы обсуждаемый эффект был возможен, магнитный момент нейтрино должен быть по порядку величины равен

$$\mu_\nu \simeq 10^{-11} \mu_B, \quad (85)$$

где $\mu_B = e\hbar/2m_e c$ — электронный магнетон Бора. Между тем в Стандартной модели электрослабого взаимодействия его предсказываемое значение на много порядков меньше [149, 152]. Поэтому обнаружение у нейтрино магнитного момента порядка $10^{-11} \mu_B$ не только серьезно поддержало бы гипотезу о происхождении дефицита солнечных нейтрино, но и внесло бы весьма существенный вклад в физику электрослабых взаимодействий (выход за пределы Стандартной модели).

В принципе, обнаружить магнитный момент нейтрино можно, изучая $(\nu-e)$ -рассеяние реакторных антинейтрино с целью выявления в нем на фоне обычного слабого рассеяния вклада от рассеяния из-за магнитного момента. Подобные работы требуют знания спектра антинейтрино, испускаемых осколками деления и радиоактивными ядрами, образующимися в реакторе в результате радиационного захвата нейтронов. Спектры антинейтрино с $E_{\bar{\nu}} > 2$ МэВ (их доля равна $\sim 25\%$) были получены в работах Шрекенбаха и сотрудниками путем конвертирования измеренных β -спектров [153, 154] и с помощью расчетов в работе Р. Фогеля и др. [155]. Спектры с $E_{\bar{\nu}} < 2$ МэВ (их доля составляет $\sim 75\%$) были получены для осколков деления в работах В.Г. Александкина и др. [156], П.М. Рубцова и др. [157], Р. Фогеля и Ж. Янгеля [152], а для радиоактивных ядер, образующихся после захвата нейтронов, — в работах Л.А. Микаэляна с сотрудниками [158, 159]. В качестве примеров в последних работах приведены полные спектры антинейтрино для реакторов разных типов.

Измерения $(\bar{\nu}-e)$ -рассеяния проводились с реакторными антинейтрино на упоминавшихся раньше реакторах в Саванна-Ривере [160], Красноярске [161] и на АЭС в Ровно [162] и дали для верхней границы магнитного момента нейтрино значение [163]

$$\mu_\nu < 1,8 \times 10^{-10} \mu_B, \quad (86)$$

которое примерно в 20 раз больше требуемого для объяснения дефицита солнечных нейтрино.

Проблема дальнейшего снижения верхней границы μ_ν обсуждается в работах [158] и [159], где для свободного покоящегося электрона сравнивается дифференциальное сечение рассеяния нейтрино, обладающего магнитным моментом μ_ν [164], с дифференциальным сечением слабого рассеяния (см., например, [149]) при разных значениях энергии нейтрино E_ν и кинетической энергии электронов отдачи T_e . Из расчетов следует, что чувствительность эксперимента по изучению $(\nu-e)$ -рассеяния к магнитному моменту нейтрино растет с уменьшением энергии электронов отдачи T_e . Чтобы почувствовать $\mu \simeq 10^{-11} \mu_B$ на "фоне" слабого рассеяния, нужно регистрировать электроны отдачи с энергией ≤ 10 кэВ.

Насколько трудна эта задача, видно из того, что в настоящее время еще только проектируются установки, которые позволят регистрировать электроны отдачи с энергией в несколько сот килоэлектронвольт, что, возможно, позволит снизить значение (86) в несколько раз: до $4 \times 10^{-11} \mu_B$ при $T_e \simeq 200$ кэВ и $3 \times 10^{-11} \mu_B$ при $T_e \simeq 100$ кэВ.

5.4.6. Гипотеза о спин-флейворной прецессии нейтрино. В 1987 г. Е.Х. Ахмедов и М.Ю. Хлопов предложили механизм резонансного усиления переходов между состояниями нейтрино разных ароматов, даже при

малом смешивании этих состояний в вакууме, в случае прохождения нейтрино, обладающего магнитным моментом (в том числе переходным), в продольном магнитном поле — спин-флейворная прецессия (flavour — аромат) [165]. В дальнейшем эта идея была развита в работе [166] и рассмотрено влияние выше упомянутого эффекта на прохождение нейтрино внутри Солнца. В работе [167] представлены расчеты возможных эффектов спин-флейворной прецессии нейтрино для девяти различных профилей магнитного поля Солнца. В этой же работе предсказываются скорости счета нейтринных событий для планирующихся в ближайшем будущем экспериментов с детекторами солнечных нейтрино, таких как SNO, Superkamiokande и Borexino (см. раздел 6).

5.5. Поиски осцилляций атмосферных нейтрино.

Атмосферная аномалия

Атмосферными нейтрино называются нейтрино, которые образуются при $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ -распаде $\pi^\pm$ -мезонов и $(K \rightarrow \mu \nu_\mu)$ -, $(K \rightarrow \mu \pi^0 \nu_\mu)$ -распадах $K^\pm$ -мезонов, рождающихся в первичных космических процессах.

Энергия атмосферных нейтрино может достигать 10–100 ГэВ, а прилетать в детектор они могут либо с предельно больших расстояний (с противоположной стороны Земли), либо из ближайших слоев атмосферы.

Идея поисков осцилляций атмосферных нейтрино заключается в сравнении измеренного отношения числа мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино к рассчитанному методом Монте-Карло:

$$\left[\frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \right]_{\text{exp}} / \left[\frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \right]_{\text{theor}}. \quad (87)$$

Из основных схем распада следует, что мюонных нейтрино и антинейтрино должно возникать вдвое больше, чем электронных. Оказывается, это отношение модельно независимо (от модели ливня) и выполняется в широком интервале энергий нейтрино $0,1 \leq E_\nu \leq 1$ ГэВ. Поэтому сравнение измеренного отношения чисел ν_μ и ν_e с нормировочным расчетным отношением (которое учитывает особенности детектирования тех и других) является хорошим инструментом для поиска осцилляций ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$.

Величина (87) была измерена в 1992 г. в эксперименте Kamiokande [168]:

$$R = \left(\frac{N_\mu}{N_e} \right)_{\text{exp}} / \left(\frac{N_\mu}{N_e} \right)_{\text{theor}} = 0,6^{+0,07}_{-0,06}. \quad (88)$$

Этот результат был назван аномалией атмосферных нейтрино и может быть интерпретирован как потеря части мюонных нейтрино из-за $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ - и $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ -осцилляций¹¹.

В связи с тем, что атмосферные нейтрино могут попасть в детектор как сверху, пройдя до него сравнительно небольшое расстояние $R_1 \simeq 10^4$ м, так и снизу (когда они предварительно пронизывают по диаметру весь земной шар, проходя путь $R_2 \simeq 1,2 \times 10^7$ м), пара-

метры возможных осцилляций должны зависеть от зенитного угла взаимодействующих нейтрино. Подобный анализ был выполнен в 1994 г. в работе [169] и показал, что отношение (87) падает примерно в 4 раза (от $\sim 1,2$ до $\sim 0,3$) при изменении зенитного угла от 0 до 180° . Этот анализ позволил получить параметры возможных $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ - и $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ -осцилляций, показанных на рис. 14 отдельно для нейтрино с энергией меньше (штриховые линии) и больше 1 ГэВ (жирные сплошные линии). Очевидно, что нижние пределы $\Delta m^2 \simeq 10^{-3}$ эВ² соответствуют регистрации "потусторонних" нейтрино ($R \simeq 1,2 \times 10^7$ м), а верхние $\Delta m^2 \simeq 10^{-1}$ эВ² — "зенитных" ($R \simeq 10^4$ м).

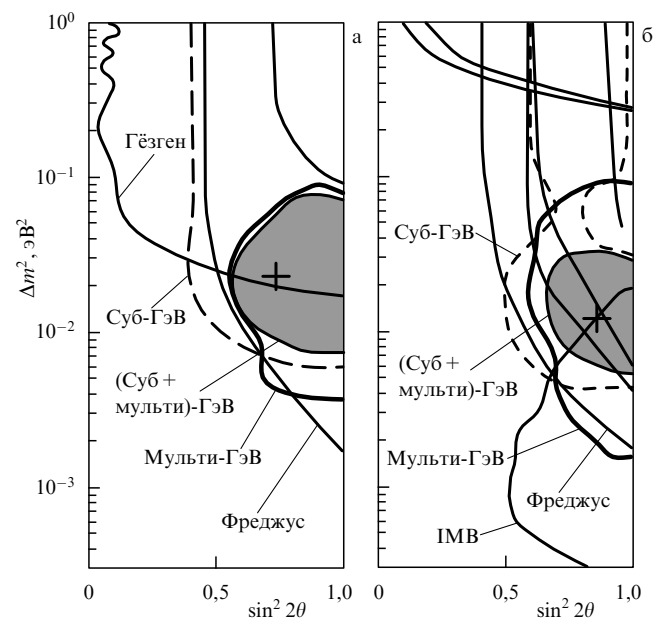


Рис. 14. Разрешенные параметры нейтринных осцилляций, полученные в эксперименте Kamiokande для гипотез $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ (а) и $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (б). Крестиками отмечены наиболее вероятные значения $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$. Сплошными тонкими линиями ограничены области, исключаемые другими экспериментами.

Мюонные нейтрино с противоположной стороны Земли регистрировались также в Баксанской нейтринной лаборатории [170]. В этой работе отношение потока зарегистрированных ν_μ к ожидаемому их потоку получено равным $0,98 \pm 0,20$, что дает

$$\Delta m^2 < 6 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ при } \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta < 0,65 \text{ для больших } \Delta m^2. \quad (89)$$

В других экспериментах отношение вида (87) также получилось отличающимся примерно в 2 раза. Значения, близкие к результатам Kamiokande (0,6), были получены с помощью водного черенковского детектора IMB [171] и электронного детектора (газовые счетчики) SUDAN-2 [172], а значения, близкие к единице, — с помощью электронного детектора с железными пластинами Frejus [173] и другого аналогичного детектора NUSEX [174] (см. табл.)

Таким образом, хотя из рис. 14 видно, что почти вся область, полученная в эксперименте Kamiokande, обретаема результатами других экспериментов, вопрос о существовании аномалии атмосферных нейтрино, по-

¹¹ К апрелю 1997 г. для отношения (87), измеренного на новой установке Superkamiokande (см. раздел 6.2), было получено значение $0,52 \pm 0,09 \pm 0,06$ (в мультигэвном диапазоне), причем этот результат равномерен по объему детектора, так что его нельзя объяснить возможным эффектом от нейтронов.

Таблица

Эксперимент	Результат	Ссылка
Kamiokande (суб-ГэВ)	$0,60^{+0,07}_{-0,06} \pm 0,05$	[168]
Kamiokande (мульти-ГэВ)	$0,67^{+0,08}_{-0,07} \pm 0,07$	[169]
Баксан	$0,98 \pm 0,20$	[170]
IMB	$0,54 \pm 0,05 \pm 0,12$	[171]
SUDAN-2	$0,69 \pm 0,19 \pm 0,09$	[172]
Frejus	$1,06 \pm 0,18 \pm 0,15$	[173]
NUSEX	$0,99^{+0,35}_{-0,25}$	[174]

видимому, надо пока считать открытым, в связи с чем необходимы новые измерения (см. раздел 6).

5.6. Поиски осцилляций ускорительных нейтрино в экспериментах с длинной и короткой базой

В связи со спецификой постановки экспериментов по поиску осцилляций на ускорителях разных классов их полезно рассмотреть отдельно.

5.6.1. Эксперименты с длинной пролетной базой на ускорителях высоких энергий. Поиск осцилляций в опытах с большой пролетной базой проводился на ускорителях высоких энергий в ЦЕРНе и Батавии. Особенностью этих экспериментов была регистрация нейтринных событий типа $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ одновременно двумя детекторами.

Один из экспериментов был выполнен в ЦЕРНе группой CDUS [175], детекторы которой располагались на расстояниях 130 и 885 м от источника мюонных нейтрино энергией около 1 ГэВ. В результате этих измерений было показано, что осцилляции исключаются в интервалах

$$0,26 \leq \Delta m^2 \leq 90 \text{ эВ}^2 \text{ при } \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta \geq 0,053 \text{ при } \Delta m^2 \simeq 2,5 \text{ эВ}^2. \quad (90)$$

Другой эксперимент был также проведен в ЦЕРНе группой CHARM [176] с детекторами, расположенными на расстояниях 123 и 903 м, и дал следующие значения Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, при которых осцилляции исключаются:

$$0,29 \leq \Delta m^2 \leq 22 \text{ эВ}^2 \text{ при } \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta \geq 0,20 \text{ при } \Delta m^2 = 2 \text{ эВ}^2. \quad (91)$$

Рекорд по ширине области Δm^2 и нижнему значению области $\sin^2 2\theta$, проверенных на отсутствие осцилляций, был поставлен в работе, выполненной на ускорителе в Батавии группой CCFR [177], детекторы которой располагались на расстояниях 715 и 1116 м от источника нейтрино с энергиями 40–230 ГэВ:

$$15 \leq \Delta m^2 \leq 1600 \text{ эВ}^2 \text{ при } \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta \geq 0,002 \text{ при } \Delta m^2 \simeq 100 \text{ эВ}^2. \quad (92)$$

Еще один рекорд по размеру исследованной запрещенной области Δm^2 ($0,5\text{--}10^3 \text{ эВ}^2$) и значению $\sin^2 2\theta$

(3×10^{-3}) был установлен в эксперименте, выполненном в BNL [178]. Особенностью этого эксперимента, в котором регистрировались нейтрино с энергиями 1,5 ГэВ на расстоянии 100 м, было детектирование квазиупругих процессов

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad \nu_e + n \rightarrow e^- + p, \quad (93)$$

что позволяло получить отношение потоков ν_μ и ν_e , т.е. исследовать конкретную разновидность ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$)-осцилляций. В результате эксперимента BNL были получены следующие ограничения для областей возможного существования осцилляций:

$$\Delta m^2 \leq 0,5 \text{ эВ}^2 \text{ при } \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta < 3 \times 10^{-3} \text{ при } \Delta m^2 \simeq 10 \text{ эВ}^2. \quad (94)$$

(Позднее при $\sin^2 2\theta = 1$ была получена оценка $\Delta m^2 \leq 0,09 \text{ эВ}^2$.)

5.6.2. Ускорительные эксперименты с короткой пролетной базой. Если на пути высокоэнергетичных пионов и мюонов расположить поглотитель пучка (медный бак с водой) такой длины, чтобы полностью их затормозить, то подобное устройство (cooper beam stop) будет служить источником ν_μ (при распаде по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ остановившихся π^+ -мезонов) и $\bar{\nu}_\mu$ и ν_e (при распаде по схеме $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ остановившихся μ^+ -мюонов).

Поместив вблизи источника нейтрино детектор, можно ставить опыты по исследованию осцилляций ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ с короткой пролетной базой. Эксперименты такого рода были поставлены в двух местах: в Лос-Аламосе на мезонной фабрике LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility) — эксперимент LSND ([179] и в Резерфордской лаборатории [180]), где π^+ -мезоны рождались от протонного пучка ISIS, — эксперимент KARMEN [181, 182]. В первом случае детектор располагался в 30 м от источника нейтрино, во втором — в 17,5 м.

Детектор LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) представляет собой большой бак длиной 8,7 м и диаметром 5,7 м, расположенный под углом 12° относительно направления протонного пучка. На внутренней поверхности бака было размещено 1220 восьмидюймовых фотоумножителей, а его объем был заполнен жидким сцинтиллятором такого состава и концентрации, чтобы можно было детектировать и сцинтилляции, и черенковское свечение. Это давало возможность регистрировать пространственно-временную последовательность сигналов от позитрона и γ -кванта, образовавшихся в реакциях

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad n + p \rightarrow d + \gamma.$$

В работе ставилась задача обнаружения $\bar{\nu}_e$, появившихся в результате осцилляций типа $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (эксперимент на появление). Авторами [179] после учета фона ($2,1 \pm 0,3$ событий) был обнаружен избыток в 6,9 событий. Если их интерпретировать как свидетельство осцилляций типа $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$, то область возможных значений Δm^2 — $\sin^2 2\theta$ будет выглядеть как тонированная полоса на рис. 15. Однако справедливости ради надо заметить, что альтернативный анализ, сделанный на основе того же материала в работе [183], избытка событий над фоном не показал.

Детектор KARMEN (Karlsruhe-Rutherford Medium Energy Neutrino experiment) имеет сходную конструк-

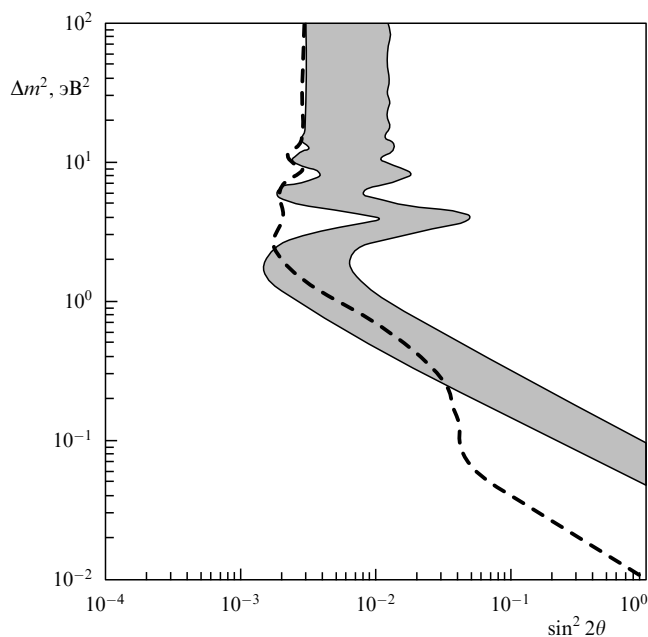
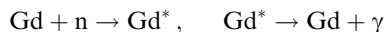
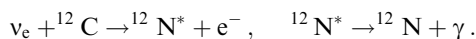


Рис. 15. Результаты LSND-эксперимента.

цию с детектором LSND, но в отличие от последнего разделен на 512 независимых длинных ($350 \times 18 \times 18$ см) модулей, изолированных слоями бумаги, покрытой Gd_2O_3 . Каждый модуль просматривался с обоих концов двумя фотоумножителями. Дополнительное поглощение нейтронов в Gd по схеме



позволяет удобнее выделять пространственно-временные $e^+\gamma$ -совпадения. Установка позволяла также исследовать осцилляции типа $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ по пространственно-временным совпадениям e^+ и γ от реакций



Событий сверх фона найдено не было. Использование данных этого эксперимента и некоторых других [184, 185] сильно ограничивает тонированную область на рис. 15, оставляя от нее только узкую полоску под штриховой кривой.

5.7. Поиски осцилляций реакторных антинейтрино: исторический очерк и современные эксперименты

История поиска осцилляций реакторных антинейтрино столь же драматична, как и еще неоконченная история поиска осцилляций солнечных нейтрино, где появились новые надежды. Но в свое время драматизм ситуации с реакторными антинейтрино выглядел, пожалуй, даже более явно, чем в случае солнечных нейтрино: осцилляции реакторных антинейтрино два раза "открывали" и столько же раз закрывали. Ниже мы кратко расскажем об истории поисков осцилляции реакторных антинейтрино (подробнее см. [13]) и о современных экспериментах на реакторах.

5.7.1. Первое "открытие" осцилляций реакторных антинейтрино. В 1980 г. Ф. Рейнес с сотрудниками опублико-

вали статью [186], в которой они проанализировали результаты работы 1979 г. [187] по изучению взаимодействия электронного антинейтрино с дейтронами¹²



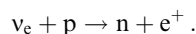
Идея использования этих реакций для поисков осцилляций заключается в сравнении экспериментального отношения R_{exp} числа событий, зарегистрированных в реакциях (95) и (96), с расчетным отношением R_{theor} для тех же реакций, подсчитанным в предположении отсутствия осцилляций. Если часть ν_e из-за осцилляций преобразуется в $\bar{\nu}_\mu$ или $\bar{\nu}_\tau$, то число событий в реакции (95) (которая может идти только под действием $\bar{\nu}_e$) должно уменьшиться, а в реакции (96) (которая не чувствительна к виду $\bar{\nu}$) останется без изменения. В результате значение R_{exp} должно стать меньше значения R_{theor} .

В работе [186] для величины $R_{\text{exp}}/R_{\text{theor}}$ было получено значение

$$\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{theor}}} = 0,53 \pm 0,20 \quad (97)$$

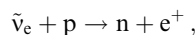
(исправленное позднее [188] на $0,69 \pm 0,18$). Отличие величины $R_{\text{exp}}/R_{\text{theor}}$ от единицы, по мнению авторов [186], свидетельствовало о наличии осцилляций, для которых были определены две области значений $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$, ограниченные кривыми 1 на рис. 16.

В 1980–1985 гг. поисками осцилляций $\bar{\nu}_e$ занималась группа Р. Мёссбауэра сначала на исследовательском реакторе в Гренобле [189] (расстояние до детектора $R_1 = 8,8$ м), а затем на реакторе в Гёзгене ($R_2 = 37,9$ м [190], $R_3 = 45,9$ м [191], $R_4 = 64,7$ м [192]). В экспериментах измерялся спектр позитронов, рождающихся в реакции



События этого типа регистрировались в установке, состоящей из 30 баков (размером $8 \times 20 \times 78$ см каждый) с жидким сцинтиллятором, объединенных в пять секций, и четырех проволочных камер с ${}^3\text{He}$, расположенных между этими секциями. Общий объем сцинтиллятора 377 л.

Поиск осцилляций сводился к сравнению экспериментально измеренного спектра позитронов, удовлетворяющих определенным критериям отбора событий реакции



с расчетным спектром позитронов, который должен был бы зарегистрировать детектор при отсутствии осцилляций. Результаты этого сравнения были выражены в виде ограничений на параметры осцилляций, даваемых кривыми 2 и 3 на рис. 16. Из сравнения хода кривых 1–3 на рис. 16, а также из данных работы [193], в которой были подтверждены результаты Р. Мёссбауэра, видно, что осцилляций в областях, указанных в работе [186], нет. Таким образом, первое "открытие" осцилляций реакторных антинейтрино не состоялось.

¹² Изучать взаимодействие нейтрино с дейтроном под действием слабых нейтральных токов предложили в 1964 г. Ю.В. Гапонов и др. в работе [255], где было рассчитано сечение реакции $\nu + d \rightarrow \nu + n + p$.

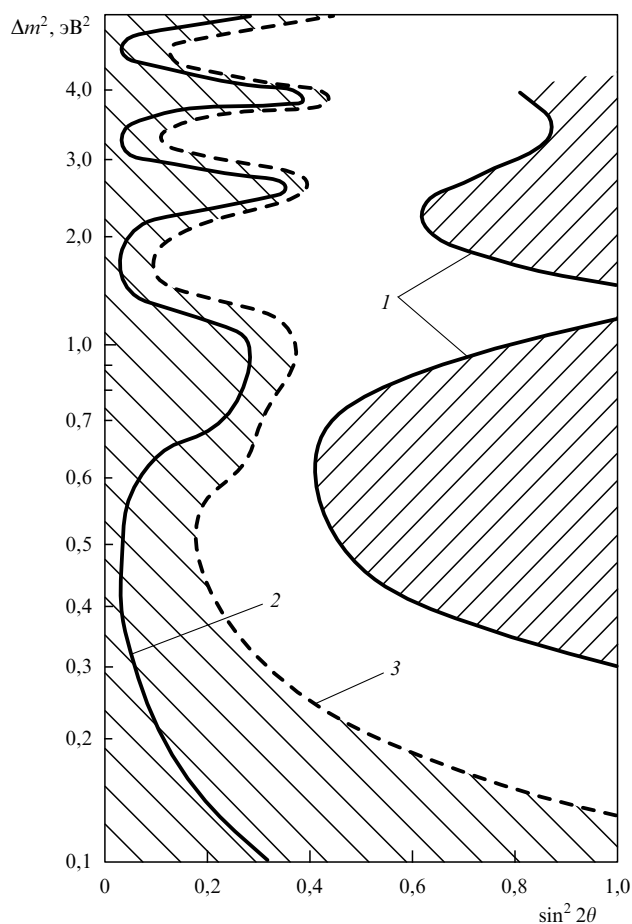


Рис. 16. Разрешенные области параметров $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$: 1 — в эксперименте группы Рейнеса, 2, 3 — в эксперименте группы Мёссбауэра (уровень достоверности 68 % и 90 % соответственно).

5.7.2. Второе "открытие" осцилляций реакторных антинейтрино. Драматическая история поисков осцилляций реакторных антинейтрино имела интересное продолжение. Первое "открытие" осцилляций было закрыто группой Мёссбауэра, но отпочковавшаяся от нее подгруппа, работавшая на реакторе в Буже, объявила в 1984 г., что она обнаружила осцилляции [194]. Детектор и использованная методика аналогична предыдущему случаю, измерения велись на расстояниях $R_1 = 13,63$ м и $R_2 = 18,30$ м от центра активной зоны реактора. Результаты представлены на рис. 17 в виде заштрихованной области. Так состоялось второе "открытие" осцилляций реакторных антинейтрино.

Область, в которой, по мнению авторов [194], были обнаружены осцилляции, заметно сдвинулась вниз по значениям Δm^2 по сравнению с работой Рейнеса. Поэтому проверить этот результат оказалось значительно труднее. Тем не менее и это второе "открытие" осцилляций $\bar{\nu}_e$ усилиями нескольких групп, в том числе и авторов [194], было в конце концов закрыто.

На том же рис. 17 показано, как по мере появления новых результатов от заштрихованной области Буже отсекались все большие куски, пока от нее почти ничего не осталось. При этом рекордное значение в смысле продвижения вниз по Δm^2 до $0,014$ эВ² было получено в работе сотрудников ИАЭ им. И.В. Курчатова, проводившейся на двух реакторах в Красноярске [133].

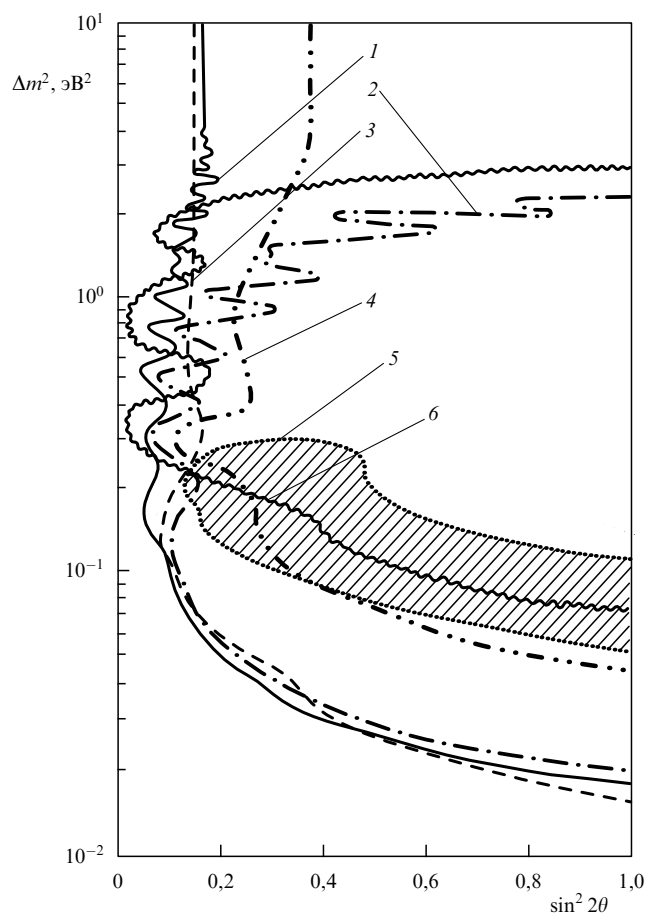
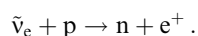


Рис. 17. Ограничения на параметры осцилляций, полученные в реакторных экспериментах (разрешенная область параметров — слева и снизу от кривых и внутри заштрихованной полосы): 1 — Гёзген (абсолютный результат), 2 — Гёзген (относительный результат), 3 — ИАЭ (абсолютный результат), 4 — Ровно (абсолютный и относительный результаты), 5 — Буже (относительный результат), 6 — Саванна-Ривер (относительный результат).

В этой работе поиск осцилляций проводился как абсолютным методом сравнения измеренного сечения взаимодействия $\bar{\nu}_e$ с расчетным, так и по отношению эффектов, полученных при разных расстояниях до детектора (32,8 и 92,3 м). В работе использовался интегральный нейтринный детектор ИНД, позволяющий измерять сечение реакции обратного β -распада. Детектор представлял собой параллелепипед размерами $80 \times 80 \times 97$ см, изготовленный из плексигласа, который одновременно служил мишенью для $\bar{\nu}_e$ и замедлителем для нейтронов, образующихся в реакции



Замедлившийся до тепловой энергии нейтрон поглощался в одном из 105 пропорциональных счетчиков с ^3He . Эффективность детектора, как показали расчеты и эксперименты, равна $\varepsilon_{\text{вп}} = 31,1 \pm 0,9\%$.

Защита детектора состояла из слоя борированного полиэтилена толщиной ≥ 30 см, окружающего детектор со всех сторон и 10-сантиметрового слоя электролитической меди, защищающей его с четырех сторон. Полное количество вещества над детектором соответствовало 600 м водного эквивалента. Кроме того, сверху детектор имел активную защиту от космического излучения из пластин сцинтиллятора.

Эксперимент продолжался около 3 лет при разных режимах работы реакторов и дал для сечения реакции $\bar{\nu}_{e p} \rightarrow n e^{+}$ значение

$$\sigma_{\bar{\nu}_{e p}} = (6,19 \pm 0,2_{\text{stat}} \pm 0,3_{\text{syst}}) \times 10^{-43} \frac{\text{см}^2}{\text{дел}} \quad (68\% - \text{ный уровень достоверности}). \quad (98)$$

Для параметров нейтринных осцилляций были получены значения:

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &< 0,014 \text{ эВ}^2 \quad \text{при} \quad \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta &< 0,14 \quad \text{при} \quad \Delta m^2 \geq 1 \text{ эВ}^2 \end{aligned} \quad (68\% - \text{ный уровень достоверности}). \quad (99)$$

В другой работе сотрудников ИАЭ им.И.В. Курчатова [195] применялся относительный метод измерения с помощью детектора НД-1, который устанавливался на двух расстояниях (18 и 25 м) от реактора Ровенской АЭС в нейтринной лаборатории [196, 197]. Детектор НД-1 представлял собой бак с 240 л (позднее 1000 л) сцинтиллятора с добавкой растворимой соли гадолиния. Результаты этой работы также приведены на рис. 17.

Кроме перечисленных выше на рис. 17 изображен предварительный результат группы Рейнеса, полученный на реакторе в Саванна-Ривере [198]. Конструкция детектора описана в [188] и еще раньше в [199]. Мишень детектора состоит из центральной части, содержащей 300 л жидкого сцинтиллятора с добавкой гадолиния (для детектирования нейтронов), и периферийной части, содержащей 1100 л сцинтиллятора.

5.7.3. Современные эксперименты на реакторах. В последние несколько лет работы по поиску осцилляций электронных антинейтрино шли спокойно, без особых сенсаций. Результатами этих работ было только постепенное снижение значений Δm^2 , проверенных на отсутствие осцилляций. Сейчас минимальное значение Δm^2 при $\sin^2 2\theta = 1$ уже слегка перешагнуло через порог 10^{-2} эВ^2 и будет двигаться дальше к 10^{-3} эВ^2 (см. раздел 6.6).

На рисунке 18 показаны три последних из известных нам результата, полученных в 1986 г. в Гёзгене [200], в 1994 г. в Красноярске [201] и в 1995 г. в Буже [185]. Об экспериментах, проведенных в Гёзгене, мы довольно подробно говорили в разделе 5.7.1. Нижний предел по Δm^2 (при $\sin^2 2\theta = 1$), достигнутый в них, равен $2 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2$.

Особенностью эксперимента в Буже [185] является то, что он проводился на двух реакторах, находившихся на расстоянии 95 м друг от друга, с помощью трех детекторов. Это позволило провести измерения потока антинейтрино на трех расстояниях от их источника ($R_1 = 15 \text{ м}$, $R_2 = 40 \text{ м}$ и $R_3 = 95 \text{ м}$). Применялся обычный способ сравнения скорости счета и спектра позитронов в эксперименте с расчетом, сделанным по методу Монте-Карло. Минимальное значение Δm^2 при $\sin^2 2\theta = 1$, до которого удалось прийти в этой работе, равно 10^{-2} эВ^2 .

В эксперименте, выполненном сотрудниками Российского научного центра "Курчатовский институт" в подземной лаборатории на территории Красноярского комбината, было использовано три реактора, расположенных на расстояниях 57,0; 57,6 и 231,4 м от детектора. Конструкция детектора описана в работе [202]. Он представлял собой шестигранную призму, заполненную

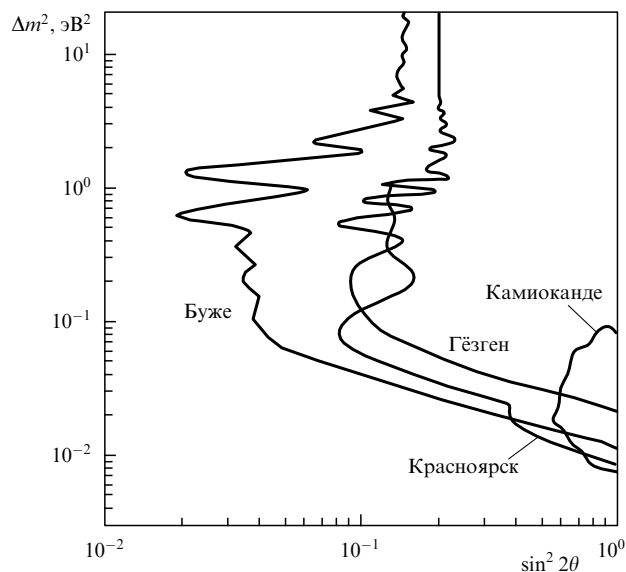


Рис. 18. Результаты экспериментов в Буже, Гёзгене и Красноярске, а также гипотетическая область значений для $(\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_e)$ -осцилляций, полученная в эксперименте Камиоканде.

458,4 кг гранулированного полиэтилена и пронизанную 90 пропорциональными ^3He -счетчиками с пониженным собственным альфа-фоном [203]. Эффективность детектора к нейтронам из реакции $\bar{\nu}_{e p} \rightarrow n e^{+}$ равна $\varepsilon = 29,4 \pm 1\%$.

Измерения проводились в течение живого времени $800 \times 10^5 \text{ с}$ при разных режимах работы реакторов (последовательная остановка одного, двух или всех трех реакторов) и в результате решения переопределенной системы уравнений дали для сечения реакции обратного β -распада протона значение

$$\sigma_{\bar{\nu}_{e p}} = (6,26 \pm 0,26) \times 10^{-43} \frac{\text{см}^2}{\text{дел}}. \quad (100)$$

Полученные ограничения на параметры нейтринных осцилляций равны

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &\leq 7,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \quad \text{при} \quad \sin^2 2\theta = 1, \\ \sin^2 2\theta &\leq 0,15 \quad \text{для} \quad \Delta m^2 > 5 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2. \end{aligned} \quad (101)$$

Они являются рекордными до настоящего времени.

5.8. Сравнение результатов поиска осцилляций ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$ в различных экспериментах

Выше были подробно рассмотрены эксперименты по поиску осцилляций солнечных электронных нейтрино, атмосферных и ускорительных мюонных нейтрино и антинейтрино и реакторных электронных антинейтрино. Вспоминая содержание соответствующих разделов, пожалуй, можно сказать, что только в случае реакторных антинейтрино есть определенный ответ на вопрос о существовании осцилляций: вплоть до полученного в 1994 г. в г. Красноярске рекордного значения $\Delta m^2 = 7,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (при $\sin^2 2\theta = 1$) их нет. Во всех остальных случаях пока остаются непровергнутыми предположения о их существовании. Рассмотрим их по порядку, начав с солнечных нейтрино.

Напомним, что предположение о существовании осцилляций солнечных нейтрино было высказано в

связи с обнаружением их дефицита в опытах Девиса, результаты которых были подтверждены затем еще в четырех независимых экспериментах. Однако, хотя дефицит солнечных нейтрино установлен достаточно убедительно, объяснение его пока неоднозначно: потери ν_e могут объясняться либо $(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu)$ - или $(\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau)$ -осцилляциями (в вакууме или в массе Солнца), либо превращениями вида $\nu_e^L \rightarrow \nu_e^R$ (при наличии у нейтрино магнитного момента), либо, наконец, неправильностью Стандартной солнечной модели или ошибочностью трех из четырех сделанных экспериментов.

В случае атмосферных нейтрино не вполне убедительны и сами эксперименты. Для отношения потоков $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ к $\nu_e + \bar{\nu}_e$ из данных разных экспериментов получаются значения, либо совпадающие с расчетными, либо меньше их почти в 2 раза.

Если все же последующие эксперименты подтвердят уменьшение потока мюонных нейтрино и антинейтрино, то это будет свидетельствовать о наличии осцилляций вида $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ и (или) $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (но не $\nu_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$) в районе $\Delta m^2 \simeq 10^{-3} - 10^{-1}$ эВ², причем проблема существования (или отсутствия) осцилляций вида $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ скоро будет решена в реакторных экспериментах, в которых исследуются "обратные" осцилляции вида $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (см. раздел 6.6).

Из ускорительных данных работ с короткой базой обращают на себя внимание результаты эксперимента LSND, которые свидетельствуют в пользу конкретной моды $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ -осцилляций с Δm^2 в интервале $10^{-1} - 10$ эВ², $\sin^2 2\theta = 10^{-3} - 10^{-2}$ (эксперимент на появление). Однако эти результаты пока не подтверждены в других работах (но и не закрыты в реакторных опытах по параметру $\sin^2 2\theta$).

Ускорительные данные работ с длинной базой, как правило, отличаются исследованием областей с большими Δm^2 (до 1600 эВ²) и рекордно малыми $\sin^2 2\theta$ (до 0,002). Изучение области больших Δm^2 оправдано тем, что для массы ν_τ пока нельзя исключить большие значения порядка 10 эВ.

Реакторные данные, наоборот, позволяют продвигаться ко все более низким значениям Δm^2 при сравнительно высоких значениях $\sin^2 2\theta$.

В заключение этого раздела приведем два итоговых рисунка. На рисунке 19 показана схема заполнения плоскости $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ основными данными из разных экспериментов, упомянутых выше. Тонирован остаток области, в которой были предсказаны осцилляции в опытах Камиоканде-II и IMB. Видно, что по отношению к $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ -осцилляциям он может быть исследован в реакторных эксперимента ближайшего будущего (см. раздел 6.6). На рисунке 20 приведена наглядная характеристика результатов основных опытов в виде отношения зарегистрированного эффекта N_{exp} к расчетному N_{theor} , полученному в предположении отсутствия осцилляций. Случай $N_{\text{exp}}/N_{\text{theor}} = 1$ соответствует отсутствию осцилляций, при $N_{\text{exp}}/N_{\text{theor}} < 1$ надежда на их существование пока остается.

6. Проекты новых экспериментов и методик

В этом разделе мы вначале рассмотрим проекты гигантских сооружений, полное завершение строительства которых потребует еще много времени и сил, а затем проекты тоже очень больших детекторов, полу-

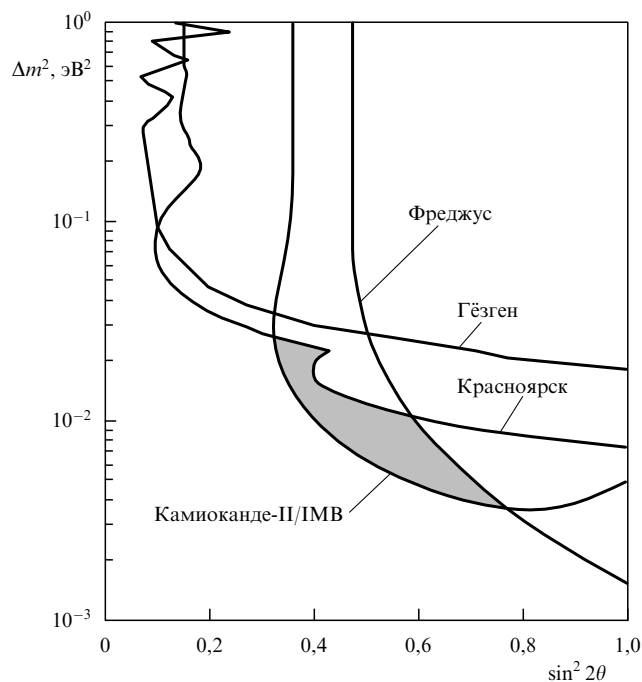


Рис. 19. Современное ограничение на область разрешенных осцилляций.

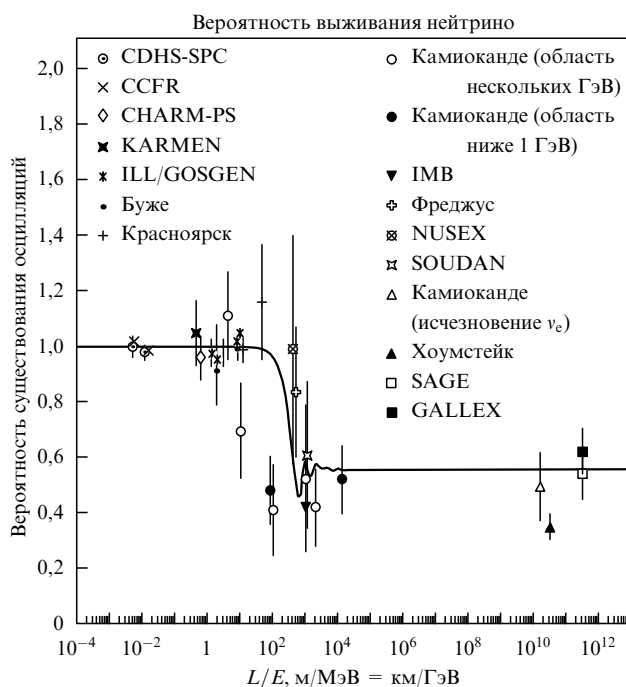


Рис. 20. Вероятность "выживания" нейтрино в процессе осцилляций.

чение данных с которых ожидается в ближайшие годы.

Материал этого раздела опирается на прекрасную лекцию Stanley Wojcicki [9], которому мы выражаем нашу глубокую благодарность.

6.1. Сверхбольшие детекторы μ и ν с мишенями неограниченных размеров

Все более высокие требования к эффективности детекторов нейтрино и мюонов породили идею использования в них в качестве мишени естественных бассейнов, заполненных водой [204] (или льдом). Неограниченные размеры этих бассейнов позволяют проектировать детекторы с фантастически большим объемом активного вещества порядка 1 км^3 . Для регистрации событий предполагается использовать фотоумножители, подвешенные на тросах на глубине нескольких километров на расстояниях 15–20 м друг от друга. Большая толщина воды над ними будет служить отличной защитой от космических лучей.

Существует три проекта подобного рода: DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) [205–207], NESTOR [208] и "Байкал" [209]. Все они достигли стадии действующих прототипов, с которых начинается сбор данных. Оригинальный детектор с использованием огромной глыбы льда Антарктиды разработан коллаборацией AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) [210]. Антарктическим летом 1993–1994 гг. в районе Южного полюса в просверленные с применением горячей воды каналы были опущены на глубину 800–1000 м четыре троса с 20 ФЭУ на каждом, и с помощью лазерного источника света исследованы свойства глубинного льда. Оказалось, что его прозрачность сравнима с прозрачностью ультрачистой воды, используемой в детекторах IMB и Kamiokande, а плотность воздушных пузырьков убывает с глубиной. В дальнейшем было показано, что на глубине $\geq 1200 \text{ м}$ пузырьки практически отсутствуют и свет распространяется в основном без рассеяния.

Основные задачи перечисленных сверхдетекторов лежат в области астрофизики и космологии, но их можно также будет использовать для исследования нейтринных осцилляций (пролетная база CERN SPS–NESTOR составляет 1680 км).

6.2. Superkamiokande

В разделах 3.2.5 и 5.4.2 мы рассказали об использовании для регистрации нейтрино от вспышки сверхновой SN 1987A и солнечных нейтрино большого водного черенковского детектора Kamiokande. В мае 1996 г. завершено сооружение еще более крупного детектора — Superkamiokande [91]. В качестве резервуара для мишени используется большая пещера в руднике Kamioka (250 км от КЕК), которая была заполнена 50 кт воды и размещенными в ней фотоумножителями. Измерена прозрачность воды и проведены первые экспозиции, в которых зарегистрированы солнечные и атмосферные нейтрино.

Ожидается, что новый детектор будет иметь более низкий порог (5 МэВ) регистрации электронов, чем Kamiokande, и позволит получать до 8000 событий в год от солнечных нейтрино. Этот детектор также можно использовать для изучения аномалии атмосферных нейтрино, нейтринных вспышек от будущих сверхновых и нейтринных осцилляций ускорительных нейтрино (см. раздел 6.5).

6.3. Подземная нейтринная обсерватория SNO

Детектор SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [211] будет размещен в никелевом руднике (Канада) на глубине

2070 м. Он представляет собой сферу диаметром 12 м, заполненную 1 кт тяжелой воды и окруженную 7 кт обычной воды. В сфере размещено на расстояниях $\sim 50 \text{ см}$ друг от друга 9500 фотоумножителей.

Замечательной особенностью этого детектора является возможность регистрации полного потока нейтрино (в основном, борных), т.е. наблюдения реакции не только с заряженными, но и с нейтральными токами:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-, \quad (102)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-, \quad (103)$$

$$\nu_x + d \rightarrow n + p + \nu_x \quad (104)$$

(нейтроны можно регистрировать либо ^3He -счетчиками, либо по захвату в хлоре, который вводится в мишень в виде раствора MgCl_2).

Возможность регистрации реакций с нейтральными каналами очень важна, так как из расчетов эффекта Михеева–Смирнова следует, что отношение заряженных токов к нейтральным может находиться в интервале 0,2–0,6.

Для надежного исследования возможных в будущем сверхновых детектор SNO будет синхронизирован с детектором Superkamiokande. Он должен войти в строй в 1998 г.

6.4. Другие проекты детекторов солнечных и атмосферных нейтрино

Перечислим (с очень краткими характеристиками) еще несколько проектов детекторов нейтрино, работа которых позволит уточнить энергетический спектр солнечных нейтрино, что необходимо для лучшего согласования отдельных экспериментов между собой (напомним, что интерпретация опытов по измерению дефицита солнечных нейтрино требует, чтобы в спектре не было бериллиевых нейтрино (см. раздел 5.4.2)).

В лаборатории Gran Sasso (Италия, 730 км от SPS) предполагается разместить детектор IGARUS [212] (типа TPC, описанного в разделе 4.2) с жидким аргоном. Он будет состоять из трех модулей по 5 кт каждый и позволит исследовать для борных нейтрино отдельно процессы, обусловленные заряженными и нейтральными токами.

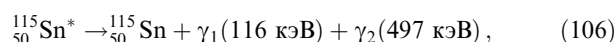
Для регистрации $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино предназначаются проекты двух детекторов с использованием гелия (для уменьшения кулоновского рассеяния электронов низких энергий). Один из них — Hegan, в котором будут регистрироваться взаимодействия нейтрино со сверхтекучим гелием [213], второй — Hellaz типа TPC с гелиевым газом при высоком давлении [214] или с 12 т жидкого гелия [215].

Для регистрации бериллиевых нейтрино из солнечного спектра ($E_\nu = 0,86 \text{ МэВ}$) в лаборатории Gran-Sasso предназначен детектор Borexino [216], содержащий 100 т (в дальнейшем будет 300 т) ультрачистого жидкого сцинтиллятора с чрезвычайно низким радиоактивным фоном. Фотоумножители и материалы защиты также удовлетворяют этому условию. Принцип работы детектора — наблюдение упругого рассеяния. Высокий световой выход сцинтиллятора должен обеспечить возможность измерения спектра до 50 кэВ. Кроме бериллиевых нейтрино детектор Borexino позволит также регистрировать события с большими энергиями (от борных нейтрино).

Интересный метод регистрации солнечных нейтрино был предложен в 1976 г. Р. Рагваханом [217]. Он заключается в том, что регистрируются продукты реакции



Привлекательность метода заключается, во-первых, в том, что порог реакции (105) составляет всего 119 кэВ, что позволяет регистрировать практически все нейтрино, генерируемые в ядерных реакциях на Солнце; во-вторых, в этой реакции ${}^{115}_{50}\text{Sn}^*$ образуется в возбужденном состоянии, время жизни которого равно 3,3 мкс, а распад происходит по схеме



что позволяет за счет задержанных временных и геометрических совпадений на несколько порядков подавить фон. Работы по созданию сцинтилляционных кристаллов с повышенным (до 30–40 %) содержанием ${}^{115}\text{In}$ ведутся как в России (группа М.Д. Скорохатова, РИЦ "Курчатовский институт") [218, 219], так и во Франции (группа Ж.Ф. Каваньяка, ISN, Гренобль). Первые обнадеживающие результаты были получены с индийсодержащими кристаллами, допированными Се, в 1996 г. И.Н. Мачулиным и др. [220]. Сцинтилляционный детектор большой массы, содержащий индий, позволит измерить почти весь спектр солнечных нейтрино и, таким образом, выбрать наиболее подходящую модель поведения нейтрино на пути от рождения до регистрации.

Напомним, что о новом проекте детектора NEMO-3 для изучения 2β -распада мы уже рассказали в разделе 4.3, а в разделе 4.4 говорили о планируемых результатах, которые могут быть получены с помощью германиевого детектора в ближайшие 5 лет.

6.5. Проекты новых нейтринных экспериментов на ускорителях

Наиболее реальным проектом, который к моменту выхода в свет статьи, по-видимому, уже будет реализован, является исследование нейтринного пучка синхротрона КЕК на 12 ГэВ с помощью детектора Superkamiokande, расположенного на расстоянии ~ 250 км в руднике Kamioka [221]. Доступны Δm^2 около 10^{-2} эВ² при $\sin^2 2\theta \simeq 1$.

Более отдаленный японский проект рассчитан на использование нейтринного пучка от нового протонного синхротрона на 50 ГэВ, сооружение которого предполагается завершить к 2003 году [222].

В США на период после 2000 года планируется проведение эксперимента MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [223] на нейтринном пучке лаборатории Ферми после ее модернизации в связи с сооружением нового главного инжектора. Детектор будет размещен в Суданском руднике на расстоянии 710 км от лаборатории Ферми. Он будет содержать около 10 кт активного вещества с намагниченными железными прослойками (для определения заряда мюонов) и рассчитан на регистрацию рождения и распада τ -лептона.

Кроме нового детектора в эксперименте MINOS будет использован существующий детектор SUDAN-2 и дополнительный детектор, расположенный ближе к лаборатории Ферми. Предполагается, что в эксперименте MINOS будут изучаться не только параметры осцилляций, но и их моды.

Аналогичные планы использования нейтринных пучков от ускорителей высоких энергий разрабатываются и в Европе. В качестве конкретной возможности рассматривается исследование нейтринного пучка от CERN SPS в находящейся на расстоянии 730 км лаборатории Gran Sasso с помощью упомянутого детектора IGARUS [224] и детекторов RICH [225] и NOE [226].

Кроме рассмотренных выше проектов экспериментов с длинной пролетной базой существует ряд проектов с короткой базой, которые позволят исследовать область $\Delta m^2 \simeq (10 - 100)$ эВ² при как можно более низких значениях $\sin^2 2\theta$, что важно, если справедливо космологическое предположение о $m_{\nu_e} \simeq (1 - 10)$ эВ.

Нам известны две программы такого рода. Одна из них развита в ЦЕРНе [227], другая — в лаборатории Ферми [228]. В программе ЦЕРНа предполагается использовать детектор CHORUS [229], представляющий собой большую (~ 1 т) эмульсионную мишень для детектирования рождения и распада τ -лептона, и детектор NOMAD [230], в котором для получения параметров треков τ -лептонов применяются тонкие гранулированные электронные камеры в большом объеме магнитного поля. Предполагается, что первые результаты с этих детекторов начнут поступать в ближайшие годы.

Программа лаборатории Ферми опирается на эксперимент COSMOS [228], который является частью описанного выше эксперимента MINOS. Детектор COSMOS по конструкции близок к детектору CHORUS. Его особенностью являются возможность хорошей локализации вершины события, высокое разрешение и высокая прецизионность слежения. Данные с этого детектора начнут поступать после 2000 года.

6.6. Проекты новых реакторных экспериментов

В экспериментах с Kamiokande получен намек на возможность ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$)- и (или) ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$)-осцилляций в области $\Delta m^2 \simeq 10^{-3}$ эВ². Поэтому было бы очень важно прозондировать этот диапазон Δm^2 в реакторных экспериментах.

В разделе 5.6 мы видели, что современные реакторные эксперименты позволили добраться до $\Delta m^2 \simeq 7,5 \times 10^{-3}$ эВ², причем для этого уже потребовались расстояния более 200 м и детекторы с массой мишени около 1 т. Продвижение по Δm^2 на порядок потребует расстояний около 1 км и массы мишени детектора около 10 т. Сам детектор для защиты от фона желательно разместить под землей. Известны два проекта такого рода: один ориентирован на реакторы Поло-Верде [231] в США, другой — на реакторы Шоз [232] во Франции с расстояниями до детекторов 800–1000 м. Детектирование будет производиться по реакции обратного β -распада водородсодержащим сцинтиллятором с добавками гадолиния для повышения эффективности регистрации нейтронов в схеме задержанных совпадений.

В поло-верде-эксперименте подавление фона достигается сильным сегментированием 12-тонного детектора, а в шоз-эксперименте примерно пятитонная мишень "плавает" внутри 130 т жидкого сцинтиллятора, выполняющего роль одновременно активной и пассивной защит.

Проектируемая чувствительность экспериментов при поиске осцилляций оценивается величиной $\Delta m^2 \simeq 10^{-3}$ эВ² при $\sin^2 2\theta = 1$ и $\sin^2 2\theta \approx 0,1$ при боль-

ших Δm^2 . Это позволит почти на порядок улучшить существующие ограничения на параметры осцилляций вида $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ (или открыть их в этой области Δm^2) и, во всяком случае, решить проблему атмосферной аномалии для моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$. Осенью 1996 г. в шоз-эксперименте получены первые (пока не опубликованные) результаты по измерению фона, которые позволяют надеяться на достижение в предстоящем эксперименте запроектированной чувствительности.

6.7. Проект создания пучков меченых нейтрино

Недостатком существующих нейтринных пучков, будь то реакторные, солнечные, атмосферные или ускорительные нейтрино, является неопределенность значения их энергии. Это обстоятельство приводит к тому, что результаты, полученные на нейтринных пучках, приходится усреднять по энергетическому спектру нейтрино, который и сам-то часто бывает недостаточно хорошо известен. Кроме того, недостатками современных нейтринных пучков являются трудности в определении направления движения нейтрино и величины потока, что сильно осложняет выделение эффекта из, как правило, большого фона.

Именно поэтому результаты, о которых было рассказано в предыдущих разделах, зачастую отличались друг от друга гораздо сильнее, чем это должно было бы быть, если их погрешность была бы оценена правильно.

Аналогичная трудность сравнительно недавно существовала с фотонными пучками, получаемыми в механизме тормозного излучения, спектр которых описывается законом $1/E_\gamma$. Там эту трудность удалось преодолеть, реализовав систему мечения фотонов. Сущность идеи мечения заключается в определении энергии и направления тормозного фотона по энергии и направлению рассеянного электрона, испустившего данный фотон. Естественно, что выделенный по энергии фотон должен быть "привязан" схемой совпадений к продуктам вызываемой им реакции.

Нечто подобное можно организовать и для нейтринных пучков. В ИФВЭ (Серпухов) разработана система мечения нейтрино от распадов К-мезонов¹³ [233, 234]. Идея мечения нейтрино заключается в том, что одновременно с регистрацией реакции, вызванной нейтрино, измеряются характеристики других частиц распада К-мезонов. Эти измерения производятся в конце распадной базы с помощью специальной станции мечения, связанной схемой совпадений с детектором нейтрино. В результате появляется возможность с хорошей точностью восстановить не только энергию нейтрино, но и точку его образования и траекторию до вершины взаимодействия. Критерием правильности этих расчетов является соответствие рассчитанной траектории с реальной геометрией взаимного размещения отдельных элементов установки мечения (пространственная привязка). Реализация системы мечения должна привести к резкому снижению (в $10^2 - 10^3$ раз) фона от немеченых нейтрино и других частиц.

В работах [235, 236] описан проект создания станции мечения нейтрино для ускорительно-накопительного комплекса УНК на энергию 2×3 ТэВ. Область энергий каонов, которые могут рождаться на ускорителе, составляет $1 - 2$ ТэВ. При их распаде будут возникать нейтрино

с энергией ~ 1 ТэВ. Метод меченых нейтрино позволит определять их энергию с точностью в несколько процентов. В настоящее время имеются определенные успехи в реализации проекта.

6.8. Искусственные радиоактивные изотопы как источники нейтрино

В последние годы благодаря технологии, развитой в РНЦ "Курчатовский институт" (Москва), стало возможным изготовление источников радиоактивных изотопов большой мощности, которые можно использовать в качестве источников нейтрино. Привлекательность применения таких изотопов, как $^{55}_{26}\text{Fe}$, $^{51}_{24}\text{Cr}$ [237], $^{147}_{61}\text{Pm}$ [238], $^{90}_{38}\text{Sr}$ - $^{90}_{39}\text{Y}$ [239] и некоторых других, в качестве источников нейтрино заключается в том, что $^{55}_{26}\text{Fe}$ и $^{51}_{24}\text{Cr}$ испускают в процессе К-захвата монолинии нейтрино с энергиями 231 и 756 кэВ соответственно, а остальные дают хорошо известные спектры нейтрино с $E_\nu^{\text{max}} = 224$ кэВ (Pm), $E_\nu^{\text{max}} = 546$ кэВ (Sr) и $E_\nu^{\text{max}} = 2273$ кэВ (Y) при практическом отсутствии сопровождающих γ -квантов. Реальная мощность источников в несколько мегакюри и время жизни от 28 дней (Cr) до 2,9 года (Fe) позволяют вести с их помощью продолжительные нейтринные эксперименты. Искусственные источники нейтрино уже используются для калибровки детекторов солнечных нейтрино (GALLEX и SAGE), а также планируется проведение с их помощью экспериментов по поиску магнитного момента нейтрино, для которых важно располагать источниками нейтрино с относительно невысокими энергиями и хорошо известным спектром.

7. О возможности практического использования нейтрино

7.1. Нейтринная диагностика ядерных реакторов.

Оценка мощности реактора и состава активной зоны

Описывая эксперименты по поиску осцилляций реакторных антинейтрино, мы упоминали сам реактор только как их источник, не заботясь о том, в каких процессах они в нем возникают. Между тем сведения о характере этих процессов имеют весьма большую практическую ценность.

Хорошо известно, что в ядерном реакторе тепловая энергия возникает за счет "сгорания" ядерного топлива в цепной ядерной реакции деления. Этим ядерным топливом обычно является изотоп урана ^{235}U , содержащийся в естественном уране в небольшом ($1/140$) количестве по отношению к основному изотопу — ^{238}U ¹⁴. Известно также, что наряду с "горением" ^{235}U в реакторе происходит превращение ^{238}U в изотопы плутония (^{239}Pu и частично ^{241}Pu), которые подобно ^{235}U тоже являются ядерным топливом и по мере своего появления начинают помогать ему вырабатывать дополнительную энергию. Наконец, известно, что в этом процессе сгорает не весь образующийся Pu, а часть его накапливается ("нарабатывается") и, в принципе, может быть извлечена из реактора для использования при создании других реакторов или ядерного оружия.

Из приведенного выше краткого описания процессов, происходящих в реакторе, ясно, насколько важен конт-

¹³ Мечение нейтрино от ($\pi \rightarrow \mu$)-распада имеет ряд недостатков.

¹⁴ В реакторах на тепловых нейтронах кроме естественного урана используется уран, обогащенный изотопом ^{235}U .

роль за их протеканием и, в частности, за мощностью реактора и наработкой плутония. Обычным способом контроля мощности реактора является использование температурных, нейтронных и других датчиков. Сложнее дело обстоит с контролем наработки плутония, который осуществляется не прямым, а косвенным методом.

Между тем обе эти задачи можно изящно решить прямым методом, используя информацию, выносимую потоком антинейтрино непосредственно из активной зоны реактора и доставляемую в детектор без каких-либо искажений по пути.

7.1.1. Оценка мощности реактора. Решение первой задачи, в принципе, довольно очевидно. Тепловая мощность реактора пропорциональна числу происходящих в нем актов деления в единицу времени. В каждом акте образуются β -активные осколки и продукты деления, являющиеся источниками антинейтрино. При этом среднее число антинейтрино, испускаемых в одном акте деления, известно (~ 6). Таким образом, поток антинейтрино должен быть пропорционален числу актов деления в единицу времени, т.е. тепловой мощности реактора. Отсюда следует, что любой детектор, регистрирующий антинейтрино в реакции обратного β -распада, в принципе, может служить индикатором мощности реактора.

Детальное исследование этого вопроса (а также вопроса о составе активной зоны) было проведено в нейтринной лаборатории, построенной под одним из реакторов АЭС в г. Ровно [240, 241]. Сверху лаборатория была защищена специальным бетоном и сталью от γ -квантов и нейтронов реактора, а также от космического излучения, а с боков, снизу и дополнительно сверху — стальной облицовкой от естественной радиоактивности грунта. В лаборатории был установлен уже упоминавшийся в разделе 5.7.2 нейтринный детектор НД-1. Опыты с детектором НД-1 подтвердили возможность оперативного слежения за мощностью реактора по изменению регистрируемого потока антинейтрино.

7.1.2. Оценка изменения состава активной зоны. Вторая задача — оценка изменения состава активной зоны в процессе кампании реактора оказалась более трудной, так как для ее решения надо не только зарегистрировать достаточно много антинейтрино, но и почувствовать изменение в их энергетическом спектре.

Гипотеза о различии спектров $\bar{\nu}_e$ от продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu впервые была выдвинута в работе [240]. В [242] она была проверена расчетом, а в [243] было экспериментально подтверждено различие спектров электронов от продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , которое свидетельствовало о том, что спектры антинейтрино от этих нуклидов также различны. Наконец, в работе [244] в опытах с детектором НД-1 было получено прямое доказательство различия и самих спектров антинейтрино.

В этих экспериментах сравнивались спектры антинейтрино, измеренные перед остановкой реактора (когда часть ^{235}U выгорела и нарабаталось некоторое количество ^{239}Pu) и после загрузки новой партии ядерного топлива (в результате в реакторе стало относительно больше ^{235}U и меньше ^{239}Pu , чем в первом случае). Полученные результаты носят предварительный характер и имеют значительные погрешности, но положение

экспериментальных точек подтверждает изменение спектра антинейтрино (спектр от ^{239}Pu мягче).

7.2. Нейтрино в геофизике.

Нейтринная геология и геодезия

7.2.1. Идея использования нейтрино в геофизике и оценки таких возможностей. Идея использования нейтрино в геофизике [245–248] основана на двух особенностях этой частицы — ее огромной проникающей способности (которая характеризуется сечением $\sim 0,5 \times 10^{-38} \text{ см}^2$ при $E_\nu = 1 \text{ ГэВ}$) и росте сечения с энергией по линейному закону¹⁵. Сочетание этих двух факторов должно приводить к тому, что при некоторых очень высоких энергиях земной шар делается для нейтрино не вполне прозрачным и оно станет чувствовать неоднородность его состава.

Действительно, приняв для сечения нейтрино с энергией $E_\nu = 1 \text{ ТэВ}$ значение $\sigma \simeq 0,5 \times 10^{-35} \text{ см}^2$, легко получить, что его средний свободный пробег, скажем, в кремнеземе SiO_2 , из которого в основном состоит грунт Земли, будет равен $0,8 \times 10^{11} \text{ см} \simeq 70 D_3$, где $D_3 = 1,2 \times 10^9 \text{ см}$ — диаметр Земли.

Таким образом, из каждых 70 нейтрино с энергией 1 ТэВ, проходящих через Землю по ее диаметру, одно взаимодействует с каким-либо нуклоном, т.е. поток нейтрино, попавших в детектор, уменьшится примерно на 1,5%. А если учесть, что энергия нейтрино на ускорителях следующего поколения будет выше 1 ТэВ и что Земля состоит не из одного кремнезема, а содержит и более тяжелые породы, то эффект делается вполне измеримым. И поскольку число взаимодействий зависит от концентрации нуклонов n , т.е. от плотности вещества, которая различна у разных земных пород, то, меняя направление нейтринного пучка, в принципе, можно обнаружить залежи тех или иных полезных ископаемых или изучить внутреннее строение Земли.

В первом случае, когда нейтринный пучок идет по малой хорде, т.е. вблизи от поверхности Земли, информацию о составе земных пород можно получать, изучая вторичное излучение (мюонное, акустическое или радио), которое регистрируется детекторами, расположенными на поверхности Земли вдоль пути нейтрино в ее недрах. Во втором случае информацию несет сам нейтринный пучок при регистрации его интенсивности на выходе из Земли.

Мы не имеем возможности более подробно говорить о нейтринной диагностике Земного шара. Ограничимся только перечислением нескольких задач, которые сейчас обсуждаются, а в будущем, возможно, будут решаться.

7.2.2. Нейтринная геодезия. Идея метода заключается в прецизионном (с точностью до $\sim 1 \text{ см}$) определении расстояния между двумя точками на поверхности Земли (или на дне океана) по результатам измерения времени пролета этого расстояния нейтрино. Естественно, что для осуществления этого метода необходима точнейшая синхронизация часов, находящихся в обеих точках, и достаточно короткий по линейным размерам сгусток

¹⁵ Измерения полных сечений для ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, выполненные в интервале энергий 1–300 ГэВ дали:

$$\frac{\sigma_{\nu}^{(\nu)}}{E_\nu} = 0,7 \times 10^{-38} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}}; \quad \frac{\sigma_{\bar{\nu}}^{(\bar{\nu})}}{E_{\bar{\nu}}} = 0,3 \times 10^{-38} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}}.$$

нейтрино, одновременно вылетающих из источника. В этом смысле перспективными являются линейные ускорители пионов, спроектированные в Новосибирском институте ядерной физики [249], в которых ускорение до высокой энергии происходит за один пролет ускоряющего промежутка нестабильной частицей, не успевающей распасться за это время. Подобные ускорители должны обладать и другими положительными особенностями (монохроматическим и хорошо сколламированным пучком пионов и, следовательно, нейтрино, относительно высокими энергией и выходом нейтрино по сравнению с кольцевыми ускорителями протонов).

7.2.3. Нейтринная геология. В геологических исследованиях предполагается использовать упомянутые выше вторичные излучения, генерируемые нейтринным пучком вдоль его пути. Первая и, по-видимому, наиболее перспективная возможность связана с изучением мюонного излучения. Оно характеризуется равновесным потоком при прохождении нейтрино через однородный грунт. Однако в местах залежей, отличающихся атомным составом от окружающей породы, возникает отклонение от равновесного потока мюонов, которое может быть зарегистрировано детектором, расположенным на поверхности Земли. По характеру отклонения (уменьшению или увеличению числа мюонов) можно судить о свойствах залежи (более тяжелая или легкая по сравнению с окружающим грунтом).

Другая возможность связана с возникновением вдоль оси нейтринного пучка акустической волны, которая образуется в результате теплового расширения среды из-за выделяемой пучком энергии [250, 251]. Метод основан на том, что акустический сигнал зависит от свойств среды и скорости звука, которую легко измерить, зная глубину прохождения пучка и промежуток времени от момента его прохождения на данной глубине до момента прихода акустического сигнала.

Наконец, обсуждалась и третья возможность, связанная с регистрацией длинноволнового радиоизлучения¹⁶, аналогичного черенковскому, которое может возникать при движении в породе заряженных частиц, сопровождающих нейтринный поток [252, 253]. Однако расчеты, выполненные в работе [248], показывают, что длинноволновый радиосигнал даже от мультитэвных ускорителей нового поколения будет иметь довольно низкую мощность.

7.2.4. Глобальные исследования Земли. Задачи глобального исследования земного шара, т.е. измерение зависимости плотности вещества от глубины, изучение ядра Земли и уже упоминавшиеся геодезические измерения, представляются авторам работы [248] наиболее близкими к реализации, поскольку, как мы видели в начале раздела 7.2, для их решения будет достаточна энергия нейтринных пучков на строящихся ускорителях нового поколения. Однако и эти "простые" задачи, кроме строительства новых мощных ускорителей, требуют решения проблемы создания такого распадного канала, направление которого можно произвольно менять. А это трудно, поскольку при требуемых энергиях нейтрино длина распадного канала может составлять 1–10 км.

Правда, возможно, что эту задачу удастся решить с помощью пучков так называемых прямых нейтрино, возникающих при непосредственном взаимодействии протонов с мишенью и распаде образующихся при этом чрезвычайно короткоживущих ($\tau \simeq 10^{-13}$ с) очарованных частиц. Такие частицы распадаются до того, как они провзаимодействуют с веществом, даже если на их пути стоит поглотитель пучка типа *cooper beam stop*, который, как говорилось в разделе 5.6.2, полностью затормаживает пионы, каоны и мюоны.

8. Заключение

Накопление сведений о свойствах нейтрино протекало очень неравномерно: вслед за каким-либо открытием шел длительный период его изучения. Можно назвать несколько таких опорных дат, ставших поворотными пунктами в развитии физики нейтрино.

1. Декабрь 1930 г. В. Паули. Предсказание существования нейтрино и его основных свойств.

2. 1934 г. Э. Ферми. Теория β -распада (нейтрино и электрон не "сидят" в ядре, а образуются и вылетают из него в момент β -распада).

3. 1936–1942 гг. А.И. Лейпунский и Дж. Аллен. Косвенные подтверждения существования нейтрино.

4. 1937 г. Теория Майораны.

5. 1949 г. Г. Ханна и Б. Понтекорво. Первая оценка массы нейтрино.

6. 1953–1956 гг. Ф. Рейнес и К. Коуэн. Прямое экспериментальное подтверждение существования электронного антинейтрино.

7. 1955 г. Р. Девис. Доказательство $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$.

8. 1957 г. (V–A)-вариант теории слабого взаимодействия. Спиральность нейтрино. Гипотеза Б. Понтекорво о нейтринных осцилляциях.

9. 1962–1963 гг. Открытие ν_μ и доказательство $\nu_\mu \neq \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \neq \bar{\nu}_e$.

10. 1967–1968 гг. Теория электрослабых взаимодействий С. Вейнберга, С. Глэшоу и А. Салама (Стандартная модель).

11. 1971 г. Первые опыты Р. Девиса по регистрации солнечных нейтрино.

12. 1973 г. Открытие слабых нейтральных токов.

13. 1975–1977 гг. Открытие τ -лептона и гипотеза (очень правдоподобная, но не доказанная в прямом эксперименте) о существовании τ -нейтрино (ν_τ).

14. 1983 г. Открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов — квантов слабого взаимодействия.

Теперь подведем итоги проделанной работы, в особенности за последние годы.

1. (V–A)-теории слабого взаимодействия и Стандартной модели электрослабого взаимодействия пока еще не противоречит ни один экспериментальный факт.

2. О массах нейтрино m_{ν_e} , m_{ν_μ} и m_{ν_τ} известно следующее:

а) из прямых измерений β -распада трития получено $m_{\nu_e} < 4,35$ эВ;

б) из наблюдения нейтринной вспышки сверхновой SN 1987A $m_{\nu_e} < 20$ эВ;

в) из модели горячей скрытой материи $m_{\nu_e} \approx 2$ эВ;

г) из отсутствия $2\beta 0\nu$ -распада ^{76}Ge $m_{\nu_e}^M < 0,6$ эВ;

д) из ($\pi \rightarrow \mu$)-распада $m_{\nu_\mu} < 0,17$ МэВ;

е) из распада τ -лептона $m_{\nu_\tau} < 24$ МэВ;

ж) из астрофизических оценок $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 40$ эВ;

¹⁶ Коротковолновое излучение поглощается в грунте.

з) из механизма see-saw $m_{\nu_1} \leq 2 \times 10^{-4}$ эВ, $m_{\nu_2} \leq 3 \times 10^{-3}$ эВ, $m_{\nu_3} \leq 10^{-1}$ эВ.

3. Из ширины распада Z^0 -бозона число легких нейтрино равно 3, т.е. никакого другого легкого нейтрино вплоть до $m_\nu = M_{Z^0/2} = 45$ ГэВ, кроме ν_e , ν_μ и ν_τ , не существует.

4. Природа массы нейтрино (дираковская или майорановская) пока не определена, поскольку не обнаружено ни одного случая $2\beta 0\nu$ -распада.

5. $2\beta 2\nu$ -распад обнаружен для нескольких ядер и измеренный период полураспада $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ находится в соответствии с предсказаниями Стандартной модели. $2\beta 0\nu$ -распад не обнаружен. Наилучшая оценка $T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 6,4 \times 10^{24}$ лет.

6. Осцилляции с достоверностью не обнаружены ни для солнечных, ни для атмосферных, ни для ускорительных, ни для реакторных нейтрино.

а) Опыты убедительно подтверждают существование дефицита солнечных нейтрино. Но объяснение его происхождения неоднозначно: причиной дефицита могут быть либо вакуумные осцилляции при $\Delta m^2 \simeq 10^{-11} - 10^{-10}$ эВ², либо осцилляции в веществе Солнца при $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} - 10^{-4}$ эВ², либо, наконец, существование у нейтрино магнитного момента $\mu_\nu = 10^{-11} \mu_B$. Но ни то, ни другое, ни третье в эксперименте не проверено. И здесь остается широкое поле деятельности;

б) вопрос о существовании осцилляций у атмосферных нейтрино также остается открытым, так как атмосферная аномалия наблюдалась только примерно в половине выполненных экспериментов. Подозрение на осцилляции конкретной моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ в районе $\Delta m^2 \simeq 10^{-3}$ эВ² требует подтверждения. Относительно моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ проблема скоро будет решена;

в) из ускорительных данных большой интерес вызывают результаты опыта с детектором LSND, в котором были обнаружены "появившиеся" ν_e , что можно интерпретировать как $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ -осцилляции в интервале $\Delta m^2 = 10^{-1} - 10$ эВ², $\sin^2 2\theta > 10^{-3}$. Однако до сих пор этот результат еще не подтвержден в других экспериментах (но и не опровергнут в реакторных опытах по исследованию $(\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_\mu)$ -осцилляций, в которых пока не достигнута область $\sin^2 2\theta \simeq 10^{-3}$);

г) в реакторных экспериментах продолжалось медленное снижение нижней границы исследованной области $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$, которая теперь составляет $0,0075$ эВ² – $(10^{-2} - 10^{-1})$ и в ближайшие годы достигнет 10^{-3} эВ² – 10^{-3} , что, по-видимому, позволит решить проблему атмосферной аномалии для моды $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$.

Таким образом, нейтринная физика сегодняшнего дня находится в ожидании новых открытий. По всем направлениям исследований наблюдается отчаянная борьба с фоном и очень медленное продвижение вперед к новым все более низким значениям m_ν , Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ и все более высоким значениям $T_{1/2}(2\beta)$.

К числу выдающихся достижений последних лет можно отнести рекордно низкую границу массы ν_e (4,35 эВ), полученную в результате исследований β -спектра трития в г. Троицке; рекордно низкую оценку массы майорановского нейтрино ($m_\nu < 0,6$ эВ), полученную коллаборацией Гейдельберг – Москва, и рекордно низкое значение $\Delta m^2 = 0,0075$ эВ², полученное группой, работавшей в г. Красноярске.

Из конкретных важных открытий, которые обязательно должны состояться в ближайшие годы, можно

указать на прямое доказательство существования ν_τ в опыте, аналогичном опыту Рейнеса – Коуэна; решение вопроса о существовании (или отсутствии) осцилляций в области атмосферной аномалии; измерение $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ для нескольких новых ядер (например, ^{136}Xe) и дальнейшее снижение значений массы нейтрино из опытов по исследованию β -распада трития и поисков $2\beta 0\nu$ -распада. Голубой мечтой остается надежда обнаружить безнейтринный двойной β -распад и осцилляции, а также вспышки будущих сверхновых.

В заключение мы позволим себе небольшое лирическое отступление. В стихотворении, посвященном тайнам поэтического ремесла, А. Ахматова писала:

Когда б вы знали, из какого сора

Растут стихи, не ведая стыда,

Как желтый одуванчик у забора,

Как лопухи и лебеда.

В нашем ремесле "стихи" и "цветы" сами по себе из "сора" не растут. Напротив, их зачастую вообще не видно под горой "мусора" — фона, и "букет" приходится составлять годами, собирая по одному "цветочку" в неделю. И все-таки мы не сомневаемся, что новая поэма о тайнах нейтрино в конце концов будет написана. Залогом тому служат многие открытия и достижения, о которых мы говорили выше.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю.В. Гапонова, О.О. Патаракина и В.Г. Тарасенкова за многочисленные плодотворные обсуждения и помощь в работе.

Список литературы

1. Паули В *Открытое письмо участникам семинара в Тюбингене. Цюрих 4 декабря 1930 г.* [2] см. с. 389 – 390
2. Ву Ц С, Мошковский С А *Бета-распад* (М.: Атомиздат, 1970)
3. Рейнес Ф, Коуэн К Л *УФН* **62** 391 (1957); Reines F, Cowan C L *Phys. Rev.* **92** 830 (1953); *J. Science* **124** 103 (1956)
4. Райнес Ф *УФН* **166** (12) 1352 (1996)
5. Зацепин Г Т, Смирнов А Ю *Физическая энциклопедия* Т. 3 (М.: "Большая российская энциклопедия" 1992) с. 258
6. Muto K, Klapdor H V *Neutrinos* (Ed. H V Klapdor) (Berlin – Heidelberg: Springer, 1988)
7. Gelmini G, Roulet E, Preprint UCLA/94/TEP/36, November 1994, hep-ph-9412278
8. Boehm F, Vogel P *Physics of Massive Neutrinos* (Cambridge: University Press, 1987); Боум Ф, Фогель П *Физика массивных нейтрино* (М.: Мир, 1990)
9. Wojcicki S *Prospects in Neutrino Physics* (Stanford: Physics Department Stanford University, 1996)
10. Мое М, Vogel P *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44** 247 (1994)
11. Мое М К *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **38** 36 (1995)
12. Щепкин М Г *УФН* **143** (4) 513 (1984)
13. Боровой А А, Хакимов С Х *Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
14. Weinheimer Ch et al. *Phys. Lett. B* **300** 210 (1993)
15. Belesov A I et al. *Phys. Lett. B* **350** 263 (1995)
16. Имшенник В С, Надежин Д К *УФН* **156** (4) 561 (1988)
17. Понтекорво Б М *УФН* **141** (4) 675 (1983)
18. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 2: *Физика элементарных частиц* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
19. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988)
20. Рекало М П *Нейтрино* (Киев: Наукова думка, 1986)
21. Review of Particle Properties *Phys. Rev. D* **54** 1 (1996)
22. Davis R *Phys. Rev.* **97** 766 (1955)
23. Fermi E Z. *Phys.* **88** 161 (1934)
24. Leipunsky A *Proc. Camb. Phys. Soc.* **32** 301 (1936)
25. Allen J S *Phys. Rev.* **61** 692 (1942)
26. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)

27. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
28. Garwin R L, Lederman L M, Weinrich M *Phys. Rev.* **105** 1415 (1957)
29. Goldhaber M, Grodzins L, Sunyar A W *Phys. Rev.* **109** 1015 (1958)
30. Landau L *Nucl. Phys.* **3** 127 (1957)
31. Salam A *Nuovo Cimento* **5** 299 (1957)
32. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **105** 1671 (1957)
33. Feynman R P, Gell-Mann M *Phys. Rev.* **109** 193 (1958)
34. Sudarshan E, Marshak R *Phys. Rev.* **109** 1860 (1958)
35. Sakurai J J *Nuovo Cimento* **7** 649 (1958)
36. Зельдович Я Б, Герштейн С С *ЖЭТФ* **29** 698 (1955)
37. Мостовой Ю А, Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **166** (9) 987 (1996)
38. Gaponov Yu V, Khafizov R U, in *Proc. of the IV Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 340
39. Гапонов Ю В, Хафизов Р У *ЯФ* **59** (7) 1270 (1996)
40. Gaponov Yu V, Khafizov R U *Phys. Lett. B* **379** 7 (1996)
41. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
42. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 36 (1962)
43. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **37** 1751 (1959)
44. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **10** 260 (1963)
45. Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964)
46. Zweig G, CERN Report 81821/TH 401 (1964)
47. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
48. Abov Yu G, Krupchitsky P A, Oratosky Yu A *Phys. Lett.* **12** 25 (1964); Абов Ю Г, Крупчицкий П А *УФН* **118** (1) 141 (1976)
49. Лобашев В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **3** 268 (1966)
50. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
51. Salam A *Elementary Particle Theory* (Ed. N Svartholm) (Stockholm, 1968)
52. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
53. Hasert F J et al. *Phys. Lett. B* **46** 138 (1973)
54. Aubert J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** (23) 1404 (1974)
55. Augustin J-E et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** (23) 1406 (1974)
56. Перл М *УФН* **129** (4) 671 (1979)
57. Lederman L M *Scientific Am.* **239** (4) 60 (1978); Ледерман Л *УФН* **128** (4) 693 (1979)
58. Arnison G et al. *Phys. Lett. B* **122** (1) 103 (1983); *Phys. Lett. B* **126** 398 (1983)
59. Banner M et al. *Phys. Lett. B* **122** 476 (1983)
60. Руббин К *УФН* **147** (2) 371 (1985)
61. Majorana E *Nuovo Cimento* **14** 171 (1937)
62. Weyl H Z *Physik* **56** 330 (1929)
63. Ахмедов Е Х *Физическая энциклопедия* Т. 1 (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 560
64. Долгов А Д, Зельдович Я Б *УФН* **130** (4) 559 (1980)
65. Weinheimer C, in *Proc. of the IV Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 232
66. Hanna G C, Pontecorvo B *Phys. Rev.* **75** 983 (1949)
67. Langer L M, Moffat R J D *Phys. Rev.* **88** 689 (1952)
68. Bergkvist K-E *Nucl. Phys. B* **39** 317 (1972)
69. Tretyakov E F et al. *Proc. Neutrino Conf. Aachen* 1976
70. Lubimov V A et al. *Phys. Lett. B* **94** 266 (1980); Любимов В А *ЖЭТФ* **81** (4/10) 1158 (1981)
71. Борис С Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 267 (1987)
72. Fritschi M et al. *Phys. Lett. B* **173** (4) 485 (1986)
73. Tretyakov E F *Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz.* **39** 583 (1975)
74. Kawakami H et al. *Phys. Lett. B* **256** 105 (1991)
75. Holzschuh E *Rep. Prog. Phys.* **55** 1035 (1992)
76. Robertson R G H et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** (8) 957 (1991)
77. Robertson R G H *Particle and Nuclear Astrophysics and Cosmology in the Next Millenium Workshop* (Colorado: Snowmass, 1994)
78. Lobashev V M, in *Proc. of the IV Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 165
79. Lobashev V M, Spivak P E, Preprint INR P-0291 (Moscow: 1983); *NIM A* **240** 305 (1985)
80. Balashev S et al., in *Proc. of WEIN-89* (Montreal, 15–19 May 1989. (Ed. Frontieres, Gif-sur-Yvette, France) p. 295
81. Зацепин Г Т *Письма в ЖЭТФ* **8** 333 (1968)
82. Моррисон Д Р О *УФН* **156** (4) 719 (1988)
83. Hirata K et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1490 (1987)
84. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1494 (1987)
85. Aglietta M et al. *Europhys Lett.* **3** 1315, 1321 (1987)
86. Dadykin V L et al. *JETP Lett.* **45** 593 (1987)
87. Alexeev E N et al. *JETP Lett.* **45** 589 (1987)
88. Алексеев Е Н и др. *Письма астроном. ж.* **14** 99 (1988)
89. Bahcall J N, Glashow S L *Nature* (London) **326** 476 (1987)
90. Arnett W, Rosner J *Phys. Rev. Lett.* **58** 1906 (1987)
91. Totsuka Y University of Tokio Report N ICCR-Report-227-90-20 (1987)
92. Ewan G T et al. *Sudbury Neutrino Observatory. Proposal Report* SNO 87-12-1987
93. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **291** 221 (1992)
94. Cinabro D et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3700 (1993)
95. Buskalic D et al. *Phys. Lett. B* **349** 585 (1995)
96. Goepfert-Mayer M *Phys. Rev.* **48** 512 (1935)
97. Mayorana E *Nuovo Cimento* **14** 171 (1937)
98. Inghram M G, Reynolds J H *Phys. Rev.* **76** 1265 (1949)
99. Bernatowicz T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2341 (1992)
100. Bernatowicz T et al. *Phys. Rev. C* **47** 806 (1993)
101. Kirsten T et al., in *Proc. Intern. Conf. Mass Spectroscopy*. Kyoto 1969 (Tokyo, 1970) p. 501
102. Elliott S R et al. *Phys. Rev. C* **46** 1535 (1992)
103. Burgess C, Cline J *Phys. Rev. D* **49** 5925 (1994)
104. Pas H et al., in *Proc. Int. Workshop on Double Beta Decay and Related Topics*. Trento 24.04–5.05.95 (Singapore: WS, 1995)
105. Lou K et al., in *Proc. of the IV Intern. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 192
106. Engel J, Vogel P, Zirnbauer M R *Phys. Rev. C* **37** 731 (1988)
107. Staudt A, Muto K, Klapdor-Kleingrothaus H V *Europhys Lett.* **13** 31 (1990)
108. Hubert Ph, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 184
109. Klapdor-Kleingrothaus H V, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 174
110. Balysh A et al. *Phys. Lett. B* **356** 450 (1995)
111. Klapdor-Kleingrothaus H V *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** 261 (1994)
112. Heidelberg–Moscow Collaboration *Phys. Rev. Lett.* **70** 2853 (1991)
113. Heidelberg–Moscow Collaboration *Phys. Lett. B* **322** 176 (1994)
114. Heidelberg–Moscow Collaboration *Phys. Lett. B* **336** 141 (1994)
115. Hellmig J et al., in *Proc. Intern. School on Particles and Cosmology*. Baksan, Russia, April 19–27 1995
116. Muto K, Bender E, Klapdor-Kleingrothaus H V *Z. Phys. A* **334** 187 (1989)
117. You Ke et al. *Phys. Lett. B* **265** 53 (1995)
118. Elliott S R et al. *Phys. Rev. C* **46** 1535 (1992)
119. Alston-Garnjost M et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 831 (1993)
120. Danevich F A et al. *Phys. Lett. B* **344** 72 (1995)
121. Alessandrello A et al. *Phys. Lett. B* **335** 519 (1994)
122. Vuilleumier J-C et al. *Phys. Rev. D* **48** 1009 (1993)
123. Moe M K et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** 247 (1994); *Nucl. Phys. B* **38** 36 (1995)
124. NEMO-Collaboration *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **35** 369 (1994)
125. Kume K, in *Proc. Intern. Workshop on Double Beta Decay and Related Topics*. Trento 24.04–5.05.95 (Singapore: WS, 1995) p. 000
126. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** (2) 549 (1957)
127. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** (1) 247 (1958)
128. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** (5) 870 (1962)
129. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **53** (5) 1717 (1967)
130. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** (7) 493 (1969)
131. Davis R, Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
132. Биленький С М *УЧАЯ* **18** (3) 449 (1987)

133. Видякин Г С и др. *ЖЭТФ* **93** 2(8) 424 (1987)
134. Bahcall J N, Ulrich R K *Rev. Mod. Phys.* **60** 297 (1988); Bahcall J N, Pinsonneault M H *Rev. Mod. Phys.* **64** 885 (1992); Bahcall J N *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 98 (1995)
135. Cleveland B *Nucl. Phys. B* **38** 54 (1995)
136. Kirsten T, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions on Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 135
137. Anselmann P et al. *Phys. Lett. B* **327** 377 (1994)
138. Nico J, in *Proc. of the XXVII Intern. Conf. on High Energy Physics*. Glasgow UK, July 1994 (Eds P J Bussey, I G Knowles) p. 965
139. Gavrin V A, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions on Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 242
140. Hirata K S et al. *Phys. Rev. D* **44** 2241 (1991)
141. Krastev P, Petcov S T *Phys. Rev. Lett.* **72** 1960 (1994)
142. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
143. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **20** 2634 (1979)
144. Михеев С П, Смирнов А Ю *УФН* **153** (1) 3 (1987)
145. Mikheyev S P, Smirnov A Yu *Talk given at 10-th Intern. Conf. on Week Interaction*. Savonlinna, Finland (1985)
146. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985)
147. Mikheyev S P, Smirnov A Yu *Nuovo Cimento C* **9** 17 (1986)
148. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЖЭТФ* **91** 7 (1986)
149. Волошин М, Высоцкий М, Окунь Л *ЖЭТФ* **91** 754 (1986); Voloshin M, Vysotskiy M, Okun L *Sov. Phys. JETP* **64** 446 (1986)
150. Веселов А И, Высоцкий М И, Юров В П *ЯФ* **45** 1392 (1986)
151. Oakley D et al. *Astrophysical J.* **437** 63 (1994)
152. Vogel P, Engel J *Phys. Rev. D* **39** 3378 (1989)
153. Schreckenbach K et al. *Phys. Lett. B* **160** 325 (1985)
154. Hahn A et al. *Phys. Lett. B* **218** 365 (1989)
155. Vogel P et al. *Phys. Rev. C* **24** 1543 (1981)
156. Алексанкин В Г и др. *Бета- и антинейтринное излучение ядер* (Ред. П М Рубцов) (М.: Энергоатомиздат, 1989)
157. Рубцов П М и др. *ЯФ* **43** 1088 (1987)
158. Бакаляров А М, Копейкин В И, Микаэлян Л А Препринт ИАЭ-5973/2 (Москва, 1996)
159. Kopeikin V, Mikaelian L, Sinev V, Preprint IAE-5980/2 (Moscow, 1996)
160. Reines F, Gurr H S, Sobel H W *Phys. Rev. Lett.* **37** 315 (1976)
161. Видякин Г С и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 212 (1992)
162. Дербин А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 755 (1993)
163. Дербин А В *ЯФ* **57** 236 (1994)
164. Домогацкий Г В, Надежин Д К *ЯФ* **12** 1233 (1970)
165. Ахмедов Е Х, Хлопов М Ю, Препринт N89 ИПМ им. Келдыша АН СССР (Москва, 1987)
166. Ахмедов Е Х, Бычук О В *ЖЭТФ* **95** (2) 442 (1989)
167. Akhmedov E Kh, Lanza A, Petcov S T hep-ph-9411299 FTUV/94/64 IFIC/94/67, SISSA 169/94/A-EP
168. Hirata K S et al. *Phys. Lett. B* **280** 146 (1992)
169. Fukuda Y et al. *Phys. Lett. B* **335** 237 (1994)
170. Болиев М М и др. *ЯФ* **34** 1412 (1981)
171. Becker-Scendy R et al. *Phys. Rev. D* **46** 3720 (1992)
172. Allison W et al. ANL HEP CP-93-34; Goodman M *Nucl. Phys. B* **38** 220 (1994); Kafka T Talk at the TAUP 93 Conf., Gran Sasso, Sept. 1993
173. Berger Ch et al. *Phys. Lett. B* **227** 189 (1989)
174. Aglietta M et al. *Europhys Lett.* **8** 611 (1989)
175. Dydak F et al. *Phys. Lett. B* **134** 281 (1984)
176. Bergama F et al. *Phys. Lett. B* **142** 103 (1984)
177. Stockdale I E et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 1384 (1984)
178. Ahrens L A et al. *Phys. Rev. D* **31** 2732 (1985)
179. Athanassopoulos C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2650 (1995)
180. Ion N Stancu, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 156
181. Drexlin G *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** 375 (1994)
182. Kleinfeller J, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 591
183. Hill J E *Phys. Rev. Lett.* **75** 2654 (1995)
184. Borodovsky L et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 274 (1992)
185. Achkar B et al. *Nucl. Phys. B* **434** 503 (1995)
186. Reines F, Sobel H W, Pasierb E *Phys. Rev. Lett.* **45** (16) 1307 (1980)
187. Pasierb E et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** (2) 96 (1979)
188. Reines F *Nucl. Phys.* **396** 469 (1983)
189. Boehm F et al. *Phys. Lett. B* **97** (2) 310 (1980)
190. Vuilleminier J L et al. *Phys. Lett. B* **141** (4) 298 (1982)
191. Gabathuber K G et al. *Phys. Lett. B* **138** 449 (1984)
192. Zacek O et al. *Phys. Lett. B* **164** 193 (1985)
193. Афонин А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **38** (7) 361 (1983)
194. Cavallignac J F et al. *Phys. Lett. B* **148** 387 (1984)
195. Афонин А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** (3) 111 (1986)
196. Боровой А А, Микаэлян Л А *Атомная энергия* **54** (2) 143 (1983)
197. Боровой А А и др., Припринт ИАЭ-4245/14 (Москва, 1986)
198. Boehm F, in *Proc. Intern. Symp.* Osaka, Japan, June 1986 Osaka Univ. p. 439
199. Рейнес Ф *УФН* **77** (2) 287 (1962)
200. Zacek G et al. *Phys. Rev. D* **34** 2621 (1986)
201. Vidyakin G S et al. *JETP Lett.* **59** 364 (1994)
202. Видякин Г С и др. *ЖЭТФ* **98** 764 (1992)
203. Видякин Г С и др. *ПТЭ* **4** 70 (1989)
204. Markov M A, in *Proc. of 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics* Rochester (1960) p. 578
205. Березинский В С, Зацепин Г Т *УФН* **122** (1) 3 (1977)
206. Лерид Дж, Эйхлер Д *УФН* **137** (3) 449 (1982)
207. Stanger B J *Nucl. Phys. B* **14A** 153 (1990)
208. Katsanowas S *Workshop on Weak Interactions and Neutrinos*. Talloires, France, September 1995
209. Belolaptikov L A et al. *Nucl. Phys. B* **19** 388 (1991)
210. Askebjør P et al. *Nucl. Phys. B* **38** 283 (1995)
211. Aardsma G et al. *Phys. Lett. B* **194** 321 (1987)
212. Revol J P, Preprint CERN PPE/93-01 (1993); Rubbia C, Report CERN PPE/93-08 (1993)
213. Lanou R E, Maris H J, Seidel G M *Phys. Rev. Lett.* **58** 2498 (1987)
214. Arzarello et al., Preprint LPC 94-28 (1994)
215. Ypsilantis T et al., Preprint LPC 92-31 (1992); Bonvicini G *Nucl. Phys. B* **35** 441 (1992)
216. Arpesella C et al. *Nucl. Phys. B* **28A** 486 (1992)
217. Radhavan R S *Phys. Lett.* **37** 254 (1976)
218. Bakalyarov A M et al., Preprint IAE-5921/5 (Moscow, 1995)
219. Бакаляров А М и др., Препринт ИАЭ-5942/2 (Москва, 1995)
220. Мачулин И Н и др., Препринт ИАЭ-6016/2 (Москва, 1996)
221. Nishikawa K INS Report-924, April 1992
222. Nishikawa K *Workshop on Weak Interactions and Neutrinos*. Talloires, France, September 1995
223. Able E et al., MINOS Collaboration P-875, Fermilab, February 1995
224. The IGARUS Collaboration LNGS-24/99 II, May 1994
225. Ypsilantis T et al., Preprint LPC-96-01, January 1996
226. Barbarino G C et al., NOE: atmospheric and long baseline neutrino oscillations experiment, December 1995
227. Winter K *Nucl. Phys. B* **38** 211 (1995)
228. Schneps J *Nucl. Phys. B* **38** 220 (1995)
229. De Jong M et al., CERN PRE/93-131, July 20 (1993)
230. Di Lella L *Nucl. Phys. B* **31** 319 (1993)
231. Piepke A, in *Proc. of the IV Intern. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*. Osaka, Japan, 12–16 June 1995 (Eds H Ejiri, T Kishimoto, T Sato) (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: WS, 1995) p. 599
232. De Kerret H *Workshop on weak interactions*. Talloires France, September 1995
233. Boikov A A et al., Preprint IHEP 80-156 (Protvino, 1980)
234. Boikov A A et al., Preprint IHEP 80-158 (Protvino, 1980)
235. Денисов С П и др., Препринт ИФВЭ 81-98 (Протвино, 1980)
236. Денисов С П и др., в кн. *Материалы рабочего совещания "Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ"* (Серпухов, 1982) с. 3, 167
237. Griber M et al., Preprint DAPNIA-SPP-96-06 (1996)
238. Barabanov I R et al. *Astroparticle Physics* **5** 159 (1996)
239. Zaimidoroga O A *JINR Rapid Comm.* **5** (56) (1992)

240. Боровой А А, Микаэлян Л А, Препринт ИАЭ-2763 (Москва, 1976)
241. Боровой А А, Микаэлян Л А *Атомная энергия* **44** (6) 508 (1978)
242. Боровой А А и др. *ЯФ* **25** (2) 264 (1977)
243. Боровой А А и др. *ЯФ* **37** (6) 1345 (1983)
244. Богатов С А и др., Препринт ИАЭ-4284/2 (Москва, 1986)
245. Placci A, Zavattini E, CERN Report, October 1973
246. Волкова Л В, Зацепин Г Т *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **38** 1060 (1974)
247. Царев В А *УФН* **147** (2) 426 (1985)
248. Царев В А, Чечин В А *ЭЧАЯ* **17** (3) 389 (1986)
249. Балакин В Е, Скринский А И *Линейные встречные пучки — перспективы развития* (М.: МИФИ, 1984)
250. Аскарьян Г А *Атомная энергия* **3** 162 (1957)
251. Аскарьян Г А, Долгошеин Б А *Письма в ЖЭТФ* **25** 232 (1977)
252. Аскарьян Г А *Письма в ЖЭТФ* **39** 334 (1984)
253. Царев В А, Чечин В А, Препринт ФИАН 248 (Москва, 1984)
254. Гапонов Ю В *УФН* **102** (2) 211 (1970)
255. Гапонов Ю В, Тютин Л В *ЖЭТФ* **47** 1826 (1964)

Neutrino mass problem: the state of the art

Yu.V. Kozlov, V.P. Martem'yanov, K.N. Mukhin

Russian Research Center "Kurchatov Institute",

Institute of General and Nuclear Physics

pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

E-mail: kozlov@chen.net.kiae.su, vpm@vpmar.kiae.su, mukhin@chen.net.kiae.su

The current knowledge of the neutrino mass, double β -decay, and neutrino oscillations is reviewed and recent neutrino experiments are discussed in detail. The discovery and basic studies of ν_e , ν_μ , and ν_τ are briefly described in historical perspective. Projected experiments and techniques as well as prospects for the practical use of the neutrino are discussed.

PACS numbers: 14.60.Pq, 12.15.Ff

Bibliography — 255 references

Received 18 December 1996, revised 30 April 1997