

## ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ НЕЙТРИНО

*Д. В. Наумов*<sup>1</sup>

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Это конспект лекций, прочитанных автором на Байкальской летней школе по физике элементарных частиц и астрофизике в 2010 г. Лекции предназначены в первую очередь студентам, аспирантам и молодым ученым как введение в предмет физики нейтрино.

This is a manuscript of lectures presented by the author at the Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics 2010. The lectures are intended mainly for students and young researchers as an introductory course of neutrino physics.

PACS: 11.80.-m; 13.15.+g

### 1. ВВЕДЕНИЕ. ЗАЧЕМ ИЗУЧАТЬ НЕЙТРИНО?

**1.1. Краткая история нейтрино.** Нейтрино — легкая, слабодействующая нейтральная частица со спином<sup>2</sup>  $1/2$ . Нейтрино окружают нас со всех сторон. Мы живем в потоке реликтовых нейтрино, оставшихся после Большого взрыва — пожалуй, самых старых частиц во Вселенной. Их энергия ничтожна — порядка  $10^{-4}$  эВ, однако их поток один из самых интенсивных на Земле  $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Число антинейтрино, вылетающих из ядерного реактора, порядка  $10^{20} \bar{\nu}_e$  за 1 с при мощности реактора в 1 ГВт. Таким образом, на расстоянии в 10 м от центра реактора поток антинейтрино составляет  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Характерные энергии  $\bar{\nu}_e$  от реактора — это сотни кэВ — несколько МэВ. Нейтрино также летят к нам и от Солнца, рождаясь там в ходе ядерных реакций в солнечной плазме с энергиями от кэВ до полутора десятков МэВ и с потоком до  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Недра земли в ходе слабых распадов ядер излучают антинейтрино с энергиями от кэВ до десятка МэВ и с потоками порядка  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  на поверхности земли. Космические лучи (в основном протоны и легкие ядра), бомбардируя атмосферу Земли, рождают нейтрино и антинейтрино с энергиями 100 МэВ и выше и потоком порядка  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Аналогичные по порядку величины потоки (анти)нейтрино, но с энергиями выше ТэВ, ожидаются от активных галактических ядер. Наконец, рассеяние космических лучей ультравысоких энергий на микроволновом фоне в цепочке слабых распадов дает диффузные космические нейтрино с энергиями выше  $10^3$  ТэВ и ничтожными потоками порядка  $10^{-12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

---

<sup>1</sup>E-mail: [dnaumov@jinr.ru](mailto:dnaumov@jinr.ru)

<sup>2</sup>Мы используем систему единиц, принятую в физике высоких энергий,  $\hbar = c = 1$ .

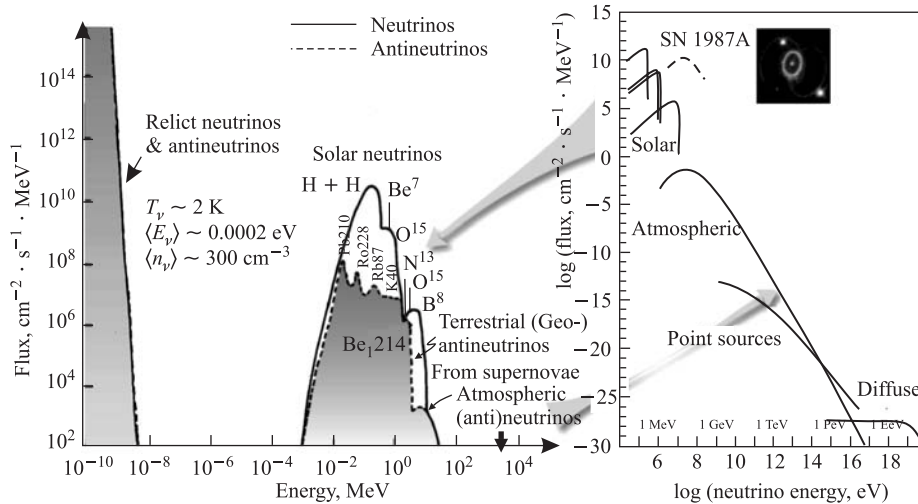


Рис. 1. Характерные потоки нейтрино и антинейтрино от различных естественных источников

На рис. 1 приведены характерные потоки нейтрино и антинейтрино от перечисленных выше источников.

Как было открыто нейтрино? Началось все, как это обычно бывает, с экспериментальной загадки. В начале прошлого века, после открытия атомной структуры вещества, начались активные экспериментальные исследования различных атомов и ядер, и вскоре было обнаружено, что некоторые ядра нестабильны — они излучают  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -лучи. Эти лучи, получившие названия от первых трех букв греческого алфавита, отличались друг от друга электрическим зарядом (положительно и отрицательно заряженные  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучи соответственно и нейтральные  $\gamma$ -лучи) и разной проникающей способностью. У  $\alpha$ - и  $\gamma$ -лучей была одна общая черта — монохроматичность линий в спектрах энергий. Линии в спектрах определяются разностью энергий начального и конечного ядер, что, безусловно, находится в согласии с законом сохранения энергии. На этом фоне наблюдаемый непрерывный спектр электронов в  $\beta$ -распадах ядер выглядел противоречащим законам сохранения энергии-импульса и момента количества движения.

Первым, кто дал правильное объяснение наблюдаемым фактам, был В. Паули, написавший в своем знаменитом письме «радиоактивным дамам и господам» от 4 декабря 1930 г. среди прочего следующее: «Непрерывность бета-спектра станет понятной, если предположить, что при бета-распаде с каждым электроном испускается нейтрон, причем сумма энергии нейтрона и электрона постоянна . . . ». Предложенный В. Паули «нейтрон» должен был обладать очень малой массой и слабо взаимодействовать с веществом, чтобы покинуть экспериментальную установку незамеченным. Поэтому, когда спустя короткое время Чедвиком был обнаружен нейтрон — нейтральная, но сильно взаимодействующая, и, главное, тяжелая частица, Э. Ферми предложил называть гипотетический «нейтрон» Паули «маленьким нейтроном», или, по-итальянски, нейтрино. Только через 26 лет после гипотезы Паули Райнес (Reines) и Коуэн (Cowan) экспериментально обнаружили

электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  в последовательности реакций

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_e + p &\rightarrow e^+ + n \\ &\hookrightarrow e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma \\ &\hookrightarrow n + \text{Cd} \rightarrow \gamma + \dots,\end{aligned}$$

за что в 1995 г. Райнес получил Нобелевскую премию<sup>1</sup>. В 1962 г. Ледерман (Lederman), Шварц (Schwartz) и Штейнбергер (Steinberger) обнаружили мюонное нейтрино, рождавшееся в паре с мюоном в распадах пионов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ . Детектор нейтрино был отделен от области рождения мюонов и нейтрино защитой из стали толщиной в 13,5 м, через которую мюоны проникнуть не могли, в отличие от нейтрино. Взаимодействия прошедших нейтрино в детекторе в большинстве случаев сопровождалось рождением мюонов, а не электронов, что свидетельствует о том, что  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  — это две разные частицы. В 1988 г. Ледерман, Шварц и Штейнбергер за свое открытие мюонных нейтрино получили Нобелевскую премию. Наконец, только в 2000 г. в эксперименте коллаборации DONUT было доказано существование третьего типа нейтрино  $\nu_\tau$  в последовательности реакций

$$\begin{aligned}p + \text{мишень} &\rightarrow D_s X \\ &\hookrightarrow D_s \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau \\ &\hookrightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau X \\ &\hookrightarrow \nu_\tau + \text{фотоэмульсия} \rightarrow \tau X.\end{aligned}$$

Таким образом, целых 44 года понадобилось для того, чтобы открыть три поколения нейтрино, и 70 лет прошло со дня знаменитого письма Паули до открытия третьего типа нейтрино.

**1.2. Нейтрино и стандартная модель (СМ).** Пожалуй, не будет большим преувеличением сказать, что нейтрино сыграло значительную роль в построении СМ, ведь именно слабое взаимодействие с участием нейтрино максимальным образом нарушает  $P$ -четность, что подсказало теоретикам правильную группу симметрии СМ. Нарушение  $P$ -четности дало ключ к построению СМ, в которой все фермионы и кварки объединены в левокиральные<sup>2</sup> дублеты вида

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L^f \\ \ell_L^f \end{pmatrix} \quad (1)$$

для лептонов, где  $f = e, \mu, \tau$ , и аналогично для кварков

$$Q = \begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $U = (u, c, t), D = (d, s, b)$ . СМ подробно обсуждается в лекциях М. И. Высоцкого в этом сборнике [1], поэтому в нашей лекции мы лишь кратко обсудим основные принципы построения модели. Можно выделить три наиболее важных момента: калибровочная инвариантность, спонтанное нарушение калибровочной инвариантности и возникновение массы фермионов за счет взаимодействия Юкавы.

<sup>1</sup> Коуэн, увы, не дожил до этих дней.

<sup>2</sup> Лево(право)киральное поле определяется согласно  $\psi_{L,R} \equiv 1/2(1 \mp \gamma_5)\psi$ .

1.2.1. *Калибровочная инвариантность.* СМ — это калибровочно-инвариантная теория, в которой требуется, чтобы лагранжиан модели не изменялся при преобразовании  $\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x)$ , где  $\alpha(x)$  — это произвольный параметр, зависящий от пространственно-временной точки  $x$ . Чтобы удовлетворить этому требованию, необходимо введение в лагранжиан калибровочных бозонов ( $\gamma, W^\pm, Z, g$ ), компенсирующих дополнительные члены в кинетическом члене лагранжиана, возникающие вследствие дифференцирования  $\partial_\mu e^{-i\alpha(x)}\psi(x)$ . Приходится постулировать, однако, *безмассовость* полей в лагранжиане СМ, чтобы СМ была перенормируемой теорией<sup>1</sup>. Группа калибровочных преобразований СМ — группа  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , где  $C$  — цвет,  $L$  обозначает левые киральные поля, и  $Y$  — гиперзаряд поля  $\psi$ . Добавленные калибровочные поля размещаются в кинетическом члене лагранжиана  $\mathcal{L}_{\text{kin}}$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{kin}} &= \sum_{\psi} \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi - \sum_{A=B,W,g} \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a(A) F^{a\mu\nu}(A), \\ D_\mu &= \partial_\mu + i g_s g_\mu^A T_A + i g W_\mu^a T_a + i g' B_\mu Y, \\ F_{\mu\nu}^a(A) &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $g_s, g, g'$  — константы взаимодействия с калибровочными полями глюонов ( $g_\mu^A, A \in (1, 8)$ ),  $W_a$ -бозонов ( $W_\mu^a, a \in (1, 3)$ ) и полем  $B_\mu$ .  $f_{abc}$  — структурные константы соответствующей группы с коммутатором генераторов группы  $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$ . Суммирование  $\sum_\psi$  производится по полям лептонов и кварков. При этом каждое поле может нести на себе до трех индексов по группе  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Например, все левые компоненты полей размещаются в дублетах вида (1), (2), а правые — синглеты. Кроме того, кварки располагаются в цветовых триплетах, а лептоны — синглеты по этой группе. Наконец, каждое поле — синглет по группе «гиперзаряда».  $T_A, T_a, Y$  — генераторы калибровочных преобразований:  $T_A = \lambda_A/2$ , где  $\lambda_A$  —  $3 \times 3$  матрицы Гелл-Манна,  $T_a = \tau_a/2$ , где  $\tau_a$  —  $2 \times 2$  матрицы Паули,  $Y$  — это числа (или матрицы размерности 1). Размещение по мультиплетам СМ по группе  $SU_L(2)$  связано с экспериментальным фактом — максимальным нарушением  $P$ -четности в слабых взаимодействиях. Таким образом, с  $W$ -бозоном взаимодействуют только левокиральные дублеты полей  $L$  и  $Q$  (см. формулы (1) и (2)). Нетрудно видеть также, что напрямую невозможны переходы из одного дублета в другой, т. е. не существует вершин взаимодействия полей  $\nu_f, \ell_{f'}$  и  $W$  для  $f \neq f'$ .

1.2.2. *Спонтанное нарушение калибровочной инвариантности.* В лагранжиан СМ добавляется лагранжиан  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$  со скалярным (хиггсовским) полем  $H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |D_\mu H|^2 - \frac{\lambda^2}{4} (|H|^2 - v^2)^2.$$

Добавленный лагранжиан обладает минимумом потенциала самодействия при ненулевом вакуумном среднем поля  $v = \langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle$ , что приводит к интересному эффекту — сам лагранжиан и уравнения движения обладают калибровочной симметрией, а решения этих

<sup>1</sup> Легко видеть, что массовый член вида  $m_e \bar{\psi}_L \psi_R$  не инвариантен при калибровочных преобразованиях, поскольку  $\psi_R$  преобразуется по группе  $U(1)$ , а  $\psi_L$  по группе  $SU(2)$ .

уравнений, в общем случае, могут не обладать такой симметрией. Причина этого в том, что система «спонтанно» сваливается в один из локальных минимумов. При спонтанном нарушении калибровочной симметрии  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$  дает ненулевые массы трем из четырех калибровочных бозонов  $W^1, W^2, W^3, B$ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}},$$

которые интерпретируются как поля  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов соответственно, с массами  $m_{W^\pm} = gv/2$ ,  $m_Z = gv/2 \cos \theta_W$ . Поскольку калибровочная симметрия  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  нарушается не полностью, а до  $U(1)$ , одно из калибровочных полей остается безмассовым:

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3, \quad m_\gamma = 0.$$

*1.2.3. Массы фермионов за счет взаимодействия Юкавы.* Хотя векторные бозоны приобретают массу за счет механизма Хиггса, кратко изложенного выше, фермионы остаются в теории пока что безмассовыми. Чтобы и они могли приобрести массу, приходится постулировать, что фермионы могут взаимодействовать со скалярным полем Хиггса. Такое взаимодействие называется взаимодействием Юкавы и дается лагранжианом  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \lambda_{ij} \psi_i \psi_j H + \text{э.с.}, \quad (4)$$

где  $\lambda_{ij}$  — безразмерные константы. В (4) подразумевается, что берутся все возможные комбинации полей  $\psi_i, \psi_j$  и  $H$ , чтобы в итоге получился скаляр  $\psi_i \psi_j H$ , синглетный при преобразованиях по группе СМ. Например, член  $\lambda_e \bar{L}^e H e_R$  после спонтанного нарушения симметрии превращается в  $\lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e v$ , что интерпретируется как массовый член поля электрона  $m \bar{\psi}_e \psi_e$  с  $m = \lambda_e v$ . Поскольку же, в общем случае, поля из разных дублетов могут взаимодействовать с полем Хиггса, то для того чтобы интерпретировать члены в (4) попуте спонтанного нарушения симметрии как «массовые», их необходимо сначала диагонализировать в терминах новых полей — линейных комбинаций безмассовых полей взаимодействия. Унитарная матрица  $V$ , связывающая состояния с определенной массой с безмассовыми полями взаимодействия для кварков, известна под названием матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, а для нейтрино как матрица Понтекорво–Маки–Накагава–Сакавы (в англоязычной литературе матрицы СКМ и PMNS соответственно). В результате, невозможные для безмассовых полей переходы из одного дублета в другой, отмеченные в п. 1.2.2, становятся теперь возможными для *массивных* полей с амплитудой перехода, пропорциональной соответствующему элементу матрицы смешивания  $V_{ff'}$ . Например, амплитуда перехода между  $u$ - и  $d$ -кварком пропорциональна матричному элементу  $U_{ud}$ , а между  $u$ - и  $s$ -кварком  $\sim U_{us}$  и т.д. Аналогично, для нейтрино и лептонов амплитуда перехода между лептоном сорта  $\alpha$  и нейтрино с массой  $m_i$  пропорциональна  $V_{\alpha i}$ . Обратим внимание на одну «номенклатурную» путаницу, которая часто встречается в литературе. В результате спонтанного нарушения симметрии диагональная (в массовом базисе) линейная комбинация полей взаимодействия приобретает определенную массу, тогда как сами поля взаимодействия не обладают определенной массой, поэтому они не могут описывать частицы — состояния с определенной массой. И действительно, мы никогда не называем частицей кварковую линейную комбинацию полей, диагональную в базисе взаимодействия, вроде  $U_{ud}u + U_{cd}c + U_{td}t$ , что вполне разумно, поскольку такая

линейная комбинация включает в себя поля с массами от нескольких МэВ до 175 ГэВ и вряд ли может считаться «частицей». Тем не менее мы до сих пор называем аналогичную комбинацию  $V_{e1}\nu_1 + V_{e2}\nu_2 + V_{e3}\nu_3$  электронным нейтрино. Кроме того, в литературе часто встречаются ограничения на «массы флэйворных» нейтрино, что, конечно, должно восприниматься не более, чем жаргон.

Итак, подведем краткие итоги. Взаимодействия фермионов и бозонов вводятся через требование калибровочной инвариантности теории. Она же запрещает фермионам и бозонам иметь массу. В теорию вводится поле скалярного бозона Хигса с потенциалом самодействия с ненулевым вакуумным средним. Хигсовское поле взаимодействует как со всеми калибровочными бозонами теории, так и с фермионами. Ненулевое вакуумное среднее спонтанно нарушает калибровочную симметрию, что дает массы  $W^{\pm}$ -,  $Z$ -бозонам и фермионам. Постулируется минимально возможная группа калибровочной симметрии  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ <sup>1</sup>.

В результате получаем красивую и простую теорию, прекрасно согласующуюся с экспериментом! Лагранжиан СМ состоит из трех слагаемых:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{kin}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}.$$

В СМ невозможно вычислить ряд параметров, которые приходится считать свободными. Это константы взаимодействия ( $g_i = g_s, g, g'$ ), массы лептонов ( $m_l, m_\nu$ ) и кварков ( $m_q$ ), углы смешивания нейтрино ( $\theta_{12}^\nu, \theta_{23}^\nu, \theta_{13}^\nu$  и  $CP$ -нарушающая фаза  $\delta_{CP}^\nu$ ) и кварков ( $\theta_{12}^q, \theta_{23}^q, \theta_{13}^q$  и  $CP$ -нарушающая фаза  $\delta_{CP}^q$ ), угол КХД вакуума<sup>2</sup> ( $\theta_{\text{QCD}}$ ), параметры потенциала самодействия поля Хигса ( $\lambda$  и  $v$ ). Их число в СМ — 19, если нейтрино безмассовые ( $3m_l + 6m_q + 4\theta_i^q + 3g_i + \theta_{\text{QCD}} + v + \lambda$ ), или 26, если у нейтрино есть масса ( $19 + 3m_\nu + 4\theta_i^\nu$ ).

Несмотря на грандиозные успехи СМ, есть ряд указаний на то, что СМ — не окончательная теория. Например, чем объясняются измеренные значения констант связи? Почему в СМ такая иерархия масс?

На рис. 2 приведены массы кварков и лептонов для каждого из трех поколений. Обращают на себя внимание два момента: иерархия масс между поколениями лептонов и кварков и сильная иерархия масс внутри одного поколения. Особенно выделяются массы нейтрино, меньшие масс самых легких заряженных лептонов и кварков по крайней мере на шесть порядков. Масса бозона Хигса требует тонкой подстройки параметров теории, чтобы она не стала равной бесконечности. Разумеется, СМ не может считаться окончательной до тех пор, пока не будет обнаружен бозон Хигса. Кроме того, СМ не может объяснить темную материю и барионную асимметрию Вселенной, так же как ин-

<sup>1</sup>Группа  $SU(2)_L$  действует только на киральные «левые» компоненты полей частиц. Такая группа была выбрана в связи с измерением *спиральности* нейтрино. Хорошо известно, что спиральность и киральность — это разные квантовые числа, совпадающие только для безмассовых частиц. Хороший вопрос, над которым можно было бы подумать в этой связи, такой: «какую группу выбрали бы создатели СМ, если бы в то время было хорошо измерена не равная нулю масса нейтрино?».

<sup>2</sup>Одной из нерешенных загадок КХД является проблема  $CP$ -нарушения в сильных взаимодействиях, а именно вопрос «почему сильные взаимодействия не нарушают  $CP$ -четность» (в англоязычной литературе это называется *strong CP problem*), в то время как слабые взаимодействия не обладают  $CP$ -инвариантностью. Ненулевое значение угла  $\theta_{\text{QCD}}$  в кинетическом члене КХД лагранжиана могло бы привести к  $CP$ -нарушающим сильным взаимодействиям. Выбор  $\theta_{\text{QCD}} \approx 0$  является одним из примеров тонкой подстройки СМ.

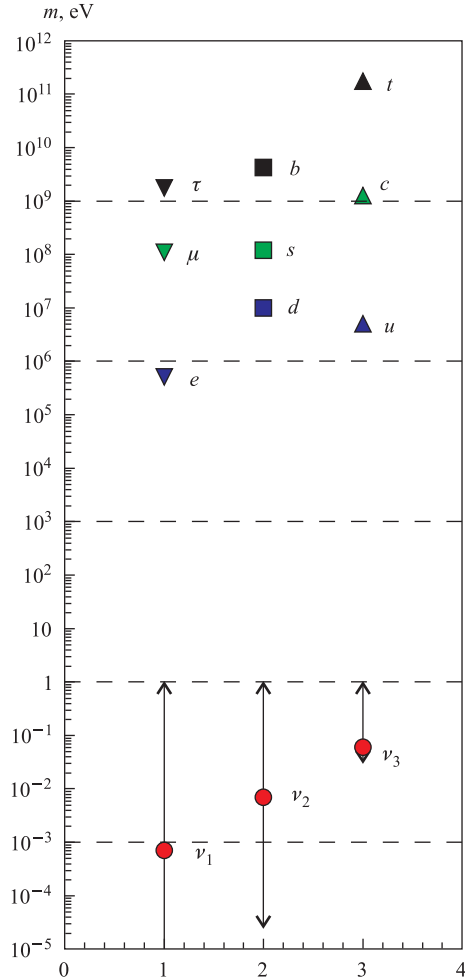


Рис. 2. Массы кварков и лептонов для каждого из трех поколений

полями  $(\nu_R)^c = ((\nu_{eR})^c, (\nu_{\mu R})^c, (\nu_{\tau R})^c, \dots)^T$ .

Лагранжиан вида (5) обладает широким спектром предсказаний для масс нейтрино. Рассмотрим сначала случай одного поколения нейтрино, тогда  $m_L, m_R, m_D$  — это просто числа, или матрицы размерности 1. В этом случае диагонализация (5) дает следующие собственные значения масс нейтрино  $|m_1|, |m_2|$  и угла смешивания  $\theta$ :

$$m_{1,2} = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_L - m_R)^2}{4} + m_D^2}, \quad \text{tg } 2\theta = \frac{2m_D}{m_R - m_L}. \quad (6)$$

<sup>1</sup>Математически это означает, что  $\nu(x) = \nu^c(x)$ , где  $\nu(x)$  — оператор поля нейтрино и  $\nu^c(x) = C(\bar{\nu}(x))^T$  — зарядово-сопряженный оператор,  $C$  — матрица зарядового сопряжения.

фляцию и природу космологических пертурбаций плотности. Наконец, СМ необходимо расширить, чтобы включить массу нейтрино.

Каким образом это можно сделать? Если нейтрино — это такой же дираковский фермион, как другие лептоны, то сделать это довольно легко. Достаточно добавить для каждого поколения лептонов еще один член взаимодействия в  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$  вида

$$\lambda_\nu (\bar{\nu}_L, \bar{l}_L) \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \nu_R = m_\nu \bar{\nu}_L \nu_R,$$

где  $m_\nu \equiv \lambda_\nu v$ . Разумеется, малость  $\lambda_\nu$  не может быть объяснена в СМ, так же как и для других фермионов. Однако тот факт, что нейтрино не несет электрического заряда, открывает еще одну возможность — нейтрино может быть частицей Майораны, т. е. частица и античастица<sup>1</sup> могут быть тождественны друг другу. Априори узнать, является ли нейтрино частицей Дирака или Майораны, невозможно. Предположение, что нейтрино — частица Майораны, расширяет наши возможности по конструированию  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$  для нейтрино. В общем случае «массовый» член состоит из дираковского и майорановского слагаемых

$$-\frac{1}{2} (\bar{\nu}_L, \overline{(\nu_R)^c}) \begin{pmatrix} m_L & m_D^T \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_L)^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + \text{э. с.} \quad (5)$$

В (5)  $m_L, m_R, m_D$  — это массовые матрицы. Вектор *левых* нейтрино, участвующих во взаимодействии с  $W$ -,  $Z$ -бозонами  $\nu_L = (\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}, \dots)^T$ , объединяется с вектором *левых* полей нейтрино, зарядово-сопряженных с правыми киральными не взаимодействующими

Феноменологически интересны некоторые специальные случаи формулы (6):

а)  $m_L = m_R = 0$ . В этом случае  $m_{1,2} = m_D$ ,  $\theta = \pi/4$  и имеется максимальное смешивание. При этом два майорановских поля нейтрино эквивалентны одному полю Дирака.

б)  $m_L = m_R \ll m_D$ . В этом случае имеется два почти вырожденных майорановских состояния с массами  $m_{1,2} = m_L \pm m_D$  и почти максимальным углом смешивания  $\text{tg } 2\theta \gg 1$ . Такие нейтрино называют псевдодираковскими, и в этом случае возможны осцилляции между  $\nu_L$  («активным») и  $(\nu_R)^c$  («стерильным») нейтрино.

в)  $m_L = 0$ ,  $m_R \gg m_D$ . Этот случай интересен тем, что естественным образом возникает сильная иерархия масс нейтрино: одно очень тяжелое с массой  $m_1 = m_R(1 + m_D^2/m_R^2) \approx m_R$ , второе очень легкое с массой  $m_2 = m_D^2/m_R \ll m_D$ . Например, если предположить, что масса  $m_D$  по порядку величины близка к массам лептонов или кварков, т. е. в пределах от 0,5 МэВ до 200 ГэВ, и масса  $m_R \sim 10^{15} - 10^{16}$  ГэВ, то масса  $m_2$  может быть в пределах от  $10^{-14}$  до 0,04 эВ. При этом угол смешивания легкого нейтрино с тяжелым очень мал  $\theta \approx m_D/m_R \sim 10^{-20} - 10^{-13} \ll 1$ . Этот механизм называется механизмом качелей, или в англоязычной литературе «see-saw mechanism». Тяжелое нейтрино в современных экспериментах практически не наблюдаемо. Лишь ничтожно малая масса легкого нейтрино может указывать на существование сверхтяжелого нейтрино так же, как тающая в воздухе улыбка чеширского кота может говорить о реальности самого кота из графства Честершир.

Появление больших масс  $m_R \sim 10^{15} - 10^{16}$  ГэВ характерно для теорий Большого объединения, таких, как лево-право симметричная  $SO(10)$ -модель. Механизм качелей естественным образом дает возможность получить малую массу нейтрино при наличии довольно тяжелых масс лептонов и кварков  $m_D$  и очень тяжелого майорановского нейтрино. Если в СМ нейтрино — частицы Майораны, то это может иметь далеко идущие последствия. Например, можно что-то узнать о физике за рамками СМ на шкале энергий  $m_R \sim 10^{15}$  ГэВ, много превышающей возможности (по крайней мере современные) ускорительной техники. Кроме того, существование майорановского нейтрино с массой  $m_R$  позволяет объяснить барионную асимметрию Вселенной посредством лептогенезиса на ранней стадии ее эволюции.

В случае нескольких поколений нейтрино, когда  $m_L, m_R, m_D$  — это массовые матрицы в (5), диагонализацию  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$  необходимо проводить с учетом этой матричной структуры. В целом картина усложняется только технически и сценарии а), б), в) по-прежнему имеют место.

По-видимому, ответ на вопрос, почему массы нейтрино такие маленькие по сравнению с массами других фермионов, даст ключ к теории за рамками СМ, так же, как в свое время сам факт существования нейтрино и нарушения четности дал ключ к построению СМ.

**1.3. Масса, смешивание и число поколений нейтрино.** На сегодняшний день мы знаем о нейтрино далеко не все, но уже многое. Эксперименты по прямому измерению массы нейтрино из кинематического анализа распадов частиц дают ограничения сверху на следующие комбинации масс [2]:

$$m_{\nu_e} < 2,2 \text{ эВ}, \quad m_{\nu_\mu} < 170 \text{ кэВ}, \quad m_{\nu_\tau} < 15,5 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

где  $m_{\nu_\alpha}^2 = \sum_i |V_{\alpha i}|^2 m_i^2$  для  $\alpha = e, \mu, \tau$ . Кроме того, из космологии (анализ данных по анизотропии микроволнового фона, кластеризация крупномасштабных структур...)



следует модельно-зависимое ограничение [3]

$$\sum_i m_i < 0,58 \text{ эВ.} \quad (8)$$

Наиболее прецизионные данные по разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  следуют из анализа экспериментов по нейтринным осцилляциям. Известно, что по крайней мере у двух из трех нейтрино масса отлична от нуля, а матрица смешивания нейтрино отлична от единичной:

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= (7,65_{-0,20}^{+0,23}) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2, & \sin^2 \theta_{12} &= 0,30_{-0,02}^{+0,02}, \\ |\Delta m_{13}^2| &= (2,40_{-0,11}^{+0,12}) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2, & \sin^2 \theta_{23} &= 0,50_{-0,06}^{+0,07}, \\ \sin^2 \theta_{13} &< 0,040 \quad (2\sigma \text{ bound}), & \delta_{CP}' &\in [0, 2\pi]. \end{aligned} \quad (9)$$

Из (9) можно утверждать, что масса самого тяжелого нейтрино  $m_{\text{heavy}}$  должна быть по крайней мере больше, чем  $\sqrt{|\Delta m_{13}^2|} \approx 0,05 \text{ эВ}$ . С другой стороны, на сумму масс есть ограничения сверху (7), (8), откуда следует, что  $0,05 < m_{\text{heavy}} < 1-2 \text{ эВ}$ , поэтому масса самого тяжелого из трех нейтрино уже зажата в довольно узком интервале!

Обратим внимание также на то, что матрицы смешивания нейтрино и кварков довольно сильно отличаются (мы рассматриваем абсолютные значения матричных элементов):

$$|V_{\text{PMNS}}| \sim \begin{pmatrix} 0,8 & 0,5 & < 0,2 \\ 0,4 & 0,6 & 0,7 \\ 0,4 & 0,6 & 0,7 \end{pmatrix}, \quad |U_{\text{CKM}}| \sim \begin{pmatrix} 1 & 0,2 & 0,001 \\ 0,2 & 1 & 0,01 \\ 0,001 & 0,01 & 1 \end{pmatrix},$$

что может свидетельствовать о том, что механизмы генерации массы нейтрино и кварков могут отличаться. Это, в свою очередь, может указывать на физику вне рамок СМ [4].

Чего же мы не знаем о нейтрино? Неизвестна масса самого легкого нейтрино, а также, какое нейтрино тяжелее,  $\nu_1$  или  $\nu_3$ , т. е. какова иерархия масс нейтрино. Не измерены углы  $\theta_{13}$  и  $\delta_{CP}$ , не известен знак  $\cos 2\theta_{23}$ . Наконец, остается открытым вопрос о том, является ли нейтрино частицей Дирака или Майораны.

*1.3.1. Осцилляции нейтрино в вакууме.* Как упоминалось выше, данные о матрице смешивания и наиболее точные измерения  $\Delta m_{ij}^2$  нейтрино были получены из обработки экспериментальных данных по поиску нейтринных осцилляций. Это красивый квантовый эффект когерентности на макроскопических временах и расстояниях линейной суперпозиции массовых состояний. Такая когерентная суперпозиция периодически (со временем и расстоянием от точки рождения) выглядит как разное флейворное нейтрино. Рассмотрим вначале амплитуду свободного распространения собственного массового состояния  $|\nu_i(x)\rangle$  из точки  $x$  в точку  $y$ :

$$\phi_i(x-y) = \langle \nu_i(y) | e^{-i\hat{H}_0(y_0-x_0)} | \nu_i(x) \rangle, \quad (10)$$

где  $e^{-i\hat{H}_0 t}$  — оператор эволюции по времени свободного поля;  $\hat{H}_0$  — свободный гамильтониан. Если  $|\nu_i(x)\rangle$  — состояние с определенными энергией и импульсом, то  $\phi_i(x-y) = e^{-ip_i(x-y)}$  и, соответственно,  $|\phi_i(x-y)|^2 = 1$ . В случае, когда  $|\nu_i(x)\rangle$

не обладает определенной энергией и/или импульсом, вероятность обнаружить массовое состояние в  $y$  есть  $|\phi_i(x-y)|^2 \leq 1$ . Это соответствует локализованному во времени и/или пространстве состоянию нейтрино. Очевидно, что амплитуда и вероятность обнаружить другое массовое нейтрино  $|\nu_j(y)\rangle$  в точке  $y$  равна нулю:  $\langle \nu_j(y) | \nu_i(x) \rangle = 0$ . Ясно также, что если в точке  $x$  присутствует только одно собственное массовое состояние  $|\nu_i(x)\rangle$ , то оно не сможет превратиться в суперпозицию массовых состояний в  $y$ , например, в  $|\nu_\alpha(x)\rangle = \sum_i V_{\alpha i}^* |\nu_i(x)\rangle$ . Соответствующая амплитуда перехода есть

$\mathcal{A}_{\alpha i} = \langle \nu_\alpha(y) | e^{-i\hat{H}_0(y_0-x_0)} |\nu_i(x)\rangle = V_{\alpha i} \phi_i(x-y)$  с вероятностью  $|V_{\alpha i}|^2 |\phi_i(x-y)|^2$ . Наконец, если в точке  $x$  родилась когерентная смесь массовых нейтрино, например,  $|\nu_\alpha(x)\rangle$ , то амплитуда обнаружить массовое состояние  $|\nu_i(y)\rangle$  в точке  $y$  есть  $\mathcal{A}_{\alpha i} = V_{\alpha i}^* \phi_i(x-y)$  с вероятностью  $|\mathcal{A}_{\alpha i}|^2 = |V_{\alpha i}|^2 |\phi_i(x-y)|^2$ . Во всех рассмотренных нами случаях *отсутствует* характерная для нейтринных осцилляций периодическая зависимость<sup>1</sup> вероятности от  $x-y$ . Такая зависимость появляется, только когда мы интересуемся вероятностью перехода из точки  $x$  одной *суперпозиции* массовых состояний в ту же или другую *суперпозицию* массовых состояний в точке  $y$ . Рассмотрим, что представляет собой теория нейтринных осцилляций, используемая при анализе экспериментальных данных.

Предположим, что в какой-то реакции в четырехмерной точке пространства-времени  $x$  вместе с рождением лептона  $\ell_\alpha^-$  рождается когерентная суперпозиция массовых состояний нейтрино  $|\nu_\alpha(x)\rangle$ . Будет ли такая квантовая смесь выглядеть точно так же в точке  $y$  или как другое состояние  $|\nu_\beta(y)\rangle$ ? Простой расчет дает

$$\mathcal{A}_{\alpha\alpha} = \langle \nu_\alpha(y) | e^{-i\hat{H}_0(y_0-x_0)} |\nu_\alpha(x)\rangle = \sum_i |V_{\alpha i}|^2 \phi_i(x-y), \quad (11)$$

$$\mathcal{A}_{\beta\alpha} = \langle \nu_\beta(y) | e^{-i\hat{H}_0(y_0-x_0)} |\nu_\alpha(x)\rangle = \sum_i V_{\alpha i}^* V_{\beta i} \phi_i(x-y). \quad (12)$$

В упрощенной теории нейтринных осцилляций *предполагается*, что массивные нейтрино обладают определенной энергией-импульсом, т.е.  $\phi_i(x-y) = e^{-ip_i(x-y)}$ . Кроме того, *предполагается*, что 3-импульсы у всех нейтрино одинаковы  $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_\nu$  и что скорость нейтрино равна скорости света. Тогда легко получить, что вероятность  $P_{\alpha\alpha} \equiv |\mathcal{A}_{\alpha\alpha}|^2$  обнаружить в точке  $y$  ту же самую квантовую смесь нейтрино, что и в точке  $x$ , есть

$$P_{\alpha\alpha} = \sum_{i,j} |V_{\alpha i}|^2 |V_{\alpha j}|^2 \exp(-i\Delta E_{ij}t) = \sum_{i,j} |V_{\alpha i}|^2 |V_{\alpha j}|^2 \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2|\mathbf{p}_\nu|}\right), \quad (13)$$

где  $t = y_0 - x_0$ ,  $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$ , а вероятность  $P_{\beta\alpha} \equiv |\mathcal{A}_{\beta\alpha}|^2$  обнаружить состояние  $|\nu_\beta(y)\rangle$  равна

$$P_{\beta\alpha} = \sum_{i,j} V_{\alpha i}^* V_{\beta i} V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \exp(-i\Delta E_{ij}t) = \sum_{i,j} V_{\alpha i}^* V_{\beta i} V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2|\mathbf{p}_\nu|}\right). \quad (14)$$

<sup>1</sup>Это утверждение очевидно для состояний  $|\nu_i(x)\rangle$  с определенными энергией и импульсом, поскольку тогда  $|\phi_i(x-y)|^2 = 1$ . В общем случае  $|\phi_i(x-y)|^2$  может быть, в том числе, и периодической функцией с затухающими колебаниями, однако масштаб таких осцилляций будет определяться размерами волновых функций состояний  $|\nu_i(x)\rangle$  и  $|\nu_j(x)\rangle$  и не будет иметь никакого отношения к обсуждаемым масштабам в нейтринных осцилляциях.

$P_{\alpha\alpha}$  интерпретируется как вероятность «выживания флэйворного нейтрино»  $\nu_\alpha$ , а  $P_{\beta\alpha}$  как вероятность «перехода»  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  при распространении нейтрино из точки  $x$  в точку  $y$ . Нетрудно видеть, что  $P_{\beta\alpha}$  имеет периодическую зависимость от времени  $t$  распространения нейтрино (и расстояния  $L \approx t$ ). Например, рассмотрев для простоты случай двух поколений нейтрино, легко получить из (13), (14), что

$$P_{\beta\alpha} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{L_{\text{vac}}}, \quad P_{\alpha\alpha} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{L_{\text{vac}}},$$

где длина осцилляций  $L_{\text{vac}} = 4\pi E/\Delta m^2 = 2,48(E/\text{ГэВ})(\text{эВ}^2/\Delta m^2)$  км — макроскопически большая величина! Чтобы почувствовать порядки величин, оценим длину осцилляций для двух практически важных случаев: атмосферных и реакторных нейтрино. Для атмосферных нейтрино с  $\Delta m^2 = |\Delta m_{13}^2| = 2,40 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  и  $E \sim 1 \text{ ГэВ}$  получаем  $L_{\text{vac}}$  порядка 1000 км. Для реакторных нейтрино с  $\Delta m^2 = \Delta m_{12}^2 = 7,65 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$  и  $E \sim 4 \text{ МэВ}$  длина  $L_{\text{vac}}$  оказывается порядка 120 км<sup>1</sup>.

Изложенная в этом разделе теория нейтринных осцилляций, к сожалению, не полна и противоречива, хотя, подчеркнем еще раз, что именно она используется при анализе экспериментальных данных. Со списком вопросов к теории можно ознакомиться, например, в обзорах [5,6]. Мы приведем лишь несколько критических замечаний, которые помогут понять суть вопроса. Предположение об *одинаковости импульсов*  $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_\nu$ , хотя и выглядит безобидным, на деле зависит от системы отсчета, а кроме того, не является физическим. Точно такое же замечание относится и к предположению об одинаковости энергий нейтрино  $E_i = E_\nu$ . Следующее предположение об *определенном импульсе* также сомнительно по ряду причин. Строго определенному импульсу частицы (нейтрино в нашем случае) соответствует полностью неопределенное местоположение этой частицы. В этом случае трудно придать смысл величине  $L$ . Это «расстояние» между чем и чем, если координата нейтрино не определена? Кроме того, не понятно, как быть с законом сохранения энергии в распадах частиц, порождающих нейтрино. Действительно, если рожденное «флэйворное» нейтрино обладает определенным импульсом, то и все остальные частицы обладают определенным импульсом. Однако у «флэйворного» нейтрино нет определенной энергии, в то время как у всех остальных частиц в распаде энергия строго определена. Эти и подобные вопросы демонстрируют несамосогласованность такого упрощенного подхода и требуют выхода за его рамки. Возможным решением было бы использование волновых пакетов нейтрино вместо плоских волн, что модифицирует функции  $\phi_i(x-y)$  в (11), (12). Тогда функция  $\phi_i(x-y)$  характеризуется средними значениями 4-импульса и разбросом около среднего, который можно интерпретировать также как неопределенность энергии-импульса нейтрино  $\delta p_\nu \approx \delta E_\nu(1, \mathbf{L}/|\mathbf{L}|)$ . Пространственно-временной размер  $\phi_i(x-y)$  по порядку величины  $\delta x_\nu \approx 1/\delta E_\nu$ . На таком пути, действительно, ряд противоречий устраняется. Кроме того, теория осцилляций нейтрино с волновыми пакетами привносит в формулу для вероятности осцилляций новые факторы, подавляющие осцилляции в двух важных случаях:

<sup>1</sup>Дочитав до следующего раздела, где мы обсуждаем эксперименты по исследованию осцилляций нейтрино, читатель может обратить внимание на то, что многие эксперименты ставились при расстояниях между источником и детектором нейтрино, не оптимальных для наблюдения осцилляций с характерными  $\Delta m^2$ . Причина этого в том, что заранее  $\Delta m^2$  не были известны и оценивались из других соображений.

1. На расстояниях  $L \gg L_{\text{coh}}$ , где  $L_{\text{coh}}$  — так называемая длина когерентности  $L_{\text{coh}} \sim (E_\nu/\delta E_\nu)L_{\text{vac}}$ . Причина этого подавления заключается в том, что волновые пакеты, движущиеся со средними скоростями  $v_i$  и  $v_j$ , перестают перекрываться в пространстве-времени, если  $L \gg L_{\text{coh}}$ , где  $L_{\text{coh}}$  определяется из  $(v_i - v_j)L_{\text{coh}} \sim \delta x_\nu$ .

2. Если  $\delta E_\nu \ll \Delta E_{ij}$ , то осцилляции подавляются независимо от  $L$ . Причина такого подавления становится более прозрачной, если переписать это неравенство в виде  $\delta x_\nu \gg L_{\text{vac}}$ , т.е. осцилляции подавлены, если пространственно-временной размер области перекрытия пакетов много больше длины осцилляций.

Заметим, что эти важные результаты получены в предположении о виде волновой функции нейтрино, которая не вычисляется в такой теории. В ряде работ авторы вышли еще дальше за рамки упрощенной теории нейтринных осцилляций и рассмотрели макроскопический процесс с рождением и регистрацией нейтрино в  $S$ -матричном формализме квантовой теории поля. В таком подходе все внешние частицы, кроме нейтрино, описываются волновыми пакетами, что обеспечивает локализацию в пространстве-времени источника и детектора, а само нейтрино *виртуально* распространяется на макроскопически большое расстояние [5,7,8]. В рамках такого подхода «осцилляции» нейтрино есть не что иное, как интерференция диаграмм с промежуточными нейтрино  $\nu_i$  с массами  $m_i$ . Флэйворными «метками» служат заряженные лептоны  $\ell_\alpha, \ell_\beta$ , рожденные в источнике и детекторе, как показано на рис. 3, а. К линиям  $W$ -бозонов могут быть присоединены любые другие частицы, участвующие во взаимодействиях в источнике и детекторе нейтрино. В рамках таких теорий удастся *вычислить* волновую функцию нейтрино и воспроизвести результаты теории с предполагаемой формой волнового пакета нейтрино, а также предсказать некоторые новые эффекты.

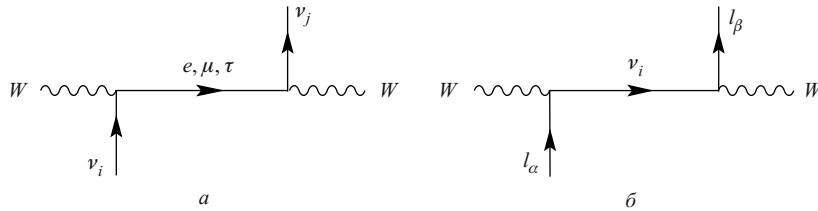


Рис. 3. а) Интерференция диаграмм с промежуточным виртуальным нейтрино приводит к осцилляторной зависимости числа событий с  $\ell_\alpha, \ell_\beta$ , рожденными в источнике и детекторе, от расстояния между ними. б) Интерференция диаграмм с промежуточным заряженным лептоном приводит к «осцилляциям заряженных лептонов»

В частности, в [8] вычислена лоренц-инвариантная амплитуда распространения между 4-точками  $x$  и  $y$  нейтрино с 4-импульсом  $p_i$  и массой  $m_i$ , которая при дополнительных упрощающих предположениях (которые мы здесь опускаем) выражается в виде

$$\phi_i(z) = \exp \left( ip_i z + 2 \left( \frac{\delta E_\nu}{E_\nu} \right)^2 [(p_i z)^2 - m_i^2 z^2] \right), \quad z = y - x,$$

где функция  $\delta E_\nu$  играет роль неопределенности энергии-импульса массивного нейтрино  $\nu_i$ , возникающей вследствие локализации в пространстве-времени частиц, участвующих в процессах рождения и детектирования нейтрино. В [8] величины  $(\delta E_\nu, x, y)$  — не просто

параметры, а функции 4-импульсов и их неопределенностей, а также положения частиц, участвующих в рождении и детектировании нейтрино. Поэтому вероятность осцилляций нейтрино в таком подходе получается после макроскопического усреднения по ансамблю частиц в источнике и детекторе.

Кроме того, в [8] предсказывается зависимость «вероятности осцилляций» от ширин временных интервалов работы источника ( $\tau_s$ ) и детектора ( $\tau_d$ ), что может быть измерено в современных экспериментах с ускорительными нейтрино (Mini(Sci)BooNe, T2K, OPERA, MINOS, Nova и т.д.), в которых  $\tau_s$  варьируется в пределах от нескольких наносекунд до десятка микросекунд, а  $\tau_d$  несколько больше, но сопоставимо по порядку величины. В рамках такого более общего и детального подхода можно ответить на вопрос о том, «осциллируют ли заряженные лептоны»? (См. также обсуждение в [9].) Дело в том, что с точки зрения лагранжиана СМ взаимодействия лептонов с заряженными  $W$ -бозонами

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \sum_{i=1,2,3} V_{\alpha i} \bar{\ell}_{\alpha}(x) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_i(x) W^{\mu}(x) + \text{э.с.},$$

введение флэйворной комбинации  $\nu_{\alpha} = \sum_i V_{\alpha i} \nu_i$  столь же закономерно, как и формальное определение  $\ell_i = \sum_{\alpha} V_{\alpha i}^* \ell_{\alpha}$ , — в обоих случаях  $\mathcal{L}_{cc}$  становится диагонален в следующем базисе:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\ell}_{\alpha}(x) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_{\alpha}(x) W^{\mu}(x) + \text{э.с.}, \\ &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{i=1,2,3} \bar{\ell}_i(x) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_i(x) W^{\mu}(x) + \text{э.с.} \end{aligned}$$

Поэтому аналогично тому, как сумма диаграмм с промежуточным виртуальным нейтрино, приведенных на рис. 3, а, дает эффект осцилляций нейтрино, так и сумма диаграмм с промежуточным заряженным лептоном (рис. 3, б) должна приводить к эффекту осцилляций заряженных лептонов. Формально так оно и есть, однако тут вступает в игру множитель, подавляющий интерференцию диаграмм. Этот множитель зависит от отношения  $\Delta E / \delta E$ , где  $\Delta E$  — разница энергий промежуточных частиц, а  $\delta E$  — неопределенность энергии в процессах рождения и регистрации промежуточной частицы. Нетрудно видеть, что с учетом очень малой разницы масс  $\nu_i$  и  $\nu_j$  разница их энергий  $\Delta E$  много меньше  $\delta E$ :  $\Delta E = \Delta E_{ij} \ll \delta E$ . Поэтому нейтрино рождаются в когерентной смеси<sup>1</sup>, которая все же теряет когерентность при  $L \gg L_{\text{coh}}$ . Большая разница в массах заряженных лептонов приводит к тому, что для большинства реакций  $\Delta E = \Delta E_{\alpha\beta} \gg \delta E$ . В результате интерференция диаграмм с разными заряженными лептонами практически полностью подавлена. Поэтому нейтрино осциллируют, а заряженные лептоны практически нет! Есть тем не менее пример, когда заряженные лептоны рождаются в когерентной смеси — это распады  $W$ -бозонов, ширина распада которых много больше разницы энергий заряженных лептонов. Если  $W$ -бозон распадается в покое, то длина «осцилляций заряженных лептонов» крайне мала,  $\sim 2 \cdot 10^{-9}$  см для пары  $e, \mu$ . Любопытно, что длина таких осцилляций может достичь вполне макроскопических размеров порядка 2 см для  $W$ -бозона с энергией  $E_W = 0,8 \cdot 10^{20}$  эВ. Правда, уже через 40 см «осцилляции» затухнут.

<sup>1</sup>Важным исключением могут быть так называемые мессбауэровские нейтрино.

Подведем краткий итог этого подраздела. Осцилляции нейтрино являются проявлением интерференции амплитуд процессов с промежуточными нейтрино разной массы. Возможность интерференции амплитуд присуща не только нейтрино. Можно придумать довольно много таких примеров, одним из которых являются заряженные лептоны. Однако большая разница масс заряженных лептонов (или других частиц) приводит к подавлению интерференции между ними. Уникальность нейтринных осцилляций заключается в крайне малой разнице масс нейтрино, что приводит к возможности их когерентного рождения, макроскопически большой длине «осцилляций» и астрономически большой длине, на которой квантовая смесь нейтрино остается когерентной.

*1.3.2. Осцилляции нейтрино в веществе.* Аналогично тому, как в СМ массы фермионов возникают за счет взаимодействия с полем Хиггса с ненулевым вакуумным средним (см. п. 1.2.3), нейтрино, распространяясь в среде и рассеиваясь на нулевой угол, приобретают эффективную массу, зависящую от плотности частиц среды. Матрица смешивания нейтрино в среде также отличается от вакуумной матрицы смешивания. В результате осцилляции нейтрино в среде происходят с новыми эффективными массами и углами смешивания. Рассеяние за счет обмена  $Z$ -бозоном одинаково для всех  $\nu_i$ , что дает одинаковую добавку в массу каждого типа нейтрино и не дает вклада в разность квадратов масс. Таким образом, эти рассеяния не изменяют осцилляционную картины. Присутствие в среде электронов с плотностью частиц  $n_e$  (и отсутствие в обычной среде мюонов и тау-лептонов) открывает канал рассеяния посредством обмена  $W^+$ -бозоном. Амплитуда этого процесса  $\nu_i e \rightarrow \nu_j e$  пропорциональна  $V_{ei}^* V_{ej}$ , таким образом, вклад от такого рассеяния отличается для разных нейтрино. Кроме того, рассеяние на электронах «перемешивает»  $\nu_i, \nu_j$ .

Это приводит к тому, что собственные состояния энергии нейтрино в веществе  $\nu^M = (\nu_1^M, \nu_2^M, \nu_3^M)^T$  и в вакууме  $\nu = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T$  — это разные состояния:  $\nu^M = U_M \nu$ . Матрица  $U_M$  диагонализует оператор энергии  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}$  посредством  $\hat{H}_{\text{diag}} = U_M \hat{H} U_M^\dagger$ . Матричные элементы гамильтониана являются суммой свободной энергии нейтрино и энергии взаимодействия нейтрино с электронами:

$$H_{ij} = \left( E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu} \right) \delta_{ij} + V_{ei}^* V_{ej} \sqrt{2} G_F n_e. \quad (15)$$

Энергия упругого взаимодействия нейтрино с электроном совсем невелика — порядка  $10^{-10} - 10^{-11}$  эВ в центре Солнца. Тем не менее она играет важную роль в осцилляциях нейтрино в веществе, поскольку сопоставима по порядку величины с вакуумной разницей энергий  $\Delta E_{ij} = \Delta m_{ij}^2 / 2E_\nu$  для  $\Delta m^2$  порядка  $10^{-4} - 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup> и  $E_\nu$  порядка нескольких МэВ.

Чтобы это было проще увидеть, рассмотрим сначала среду с постоянной плотностью и случай двух поколений нейтрино с углом смешивания  $\theta$ . Гамильтониан  $\hat{H}$  — матрица размерности  $2 \times 2$ :

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_\nu + \frac{m_1^2}{2E_\nu} + \cos^2 \theta \sqrt{2} G_F n_e & \cos \theta \sin \theta \sqrt{2} G_F n_e \\ -\cos \theta \sin \theta \sqrt{2} G_F n_e & E_\nu + \frac{m_2^2}{2E_\nu} + \sin^2 \theta \sqrt{2} G_F n_e \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Чтобы диагонализировать (16), нужно перейти от базиса  $\nu = (\nu_1, \nu_2)^T$  к состояниям  $\nu^M = (\nu_1^M, \nu_2^M)^T$ , связанным друг с другом матрицей «поворота»  $U_M$  также размерности

$2 \times 2$ . Новые угол смешивания и разница квадратов масс:

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\cos^2 2\theta(1-\lambda)^2 + \sin^2 2\theta}, \quad \Delta m_M^2 = \Delta m^2 \frac{\sin 2\theta}{\sin 2\theta_M}, \quad \lambda = \frac{2\sqrt{2}G_F E_\nu n_e}{\Delta m^2 \cos 2\theta}.$$

Безразмерное число  $\lambda$  можно записать в виде отношения

$$\lambda = \frac{L_{\text{vac}}}{L_e \cos 2\theta},$$

где  $L_{\text{vac}}$  — это вакуумная длина осцилляций, а  $L_e = 2\pi/\sqrt{2}G_F n_e$ .  $L_e \approx 110$  км при плотности вещества в центре Солнца порядка  $150 \text{ г/см}^3$ . Собственные энергетические состояния в веществе:

$$\begin{aligned} |\nu_1^M\rangle &= |\nu_e\rangle \cos \theta_M - |\nu_\mu\rangle \sin \theta_M = |\nu_1\rangle \cos(\theta_M - \theta) - |\nu_2\rangle \sin(\theta_M - \theta), \\ |\nu_2^M\rangle &= |\nu_e\rangle \sin \theta_M + |\nu_\mu\rangle \cos \theta_M = |\nu_1\rangle \sin(\theta_M - \theta) + |\nu_2\rangle \cos(\theta_M - \theta). \end{aligned}$$

Длина осцилляций нейтрино в веществе равна

$$L_M = L_{\text{vac}} \frac{\sin 2\theta_M}{\sin 2\theta} = L_{\text{vac}} \left[ 1 + \left( \frac{L_{\text{vac}}}{L_e} \right)^2 - \frac{2L_{\text{vac}}}{L_e} \cos 2\theta \right]^{-1/2}.$$

Вероятность осцилляций записывается аналогично вакуумному случаю, но с заменой  $\theta \rightarrow \theta_M$ ,  $L_{\text{vac}} \rightarrow L_M$ :

$$P_{ee} = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \frac{\pi L}{L_M}, \quad P_{e\mu} = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \frac{\pi L}{L_M}.$$

Считаем для определенности, что  $|\theta| < \pi/4$ , тогда  $|\nu_1\rangle$  доминирует в  $|\nu_e\rangle$ . Вещество может как усиливать, так и ослаблять осцилляции нейтрино в зависимости от знака  $\Delta m^2$ . При  $\Delta m^2 < 0$  имеем  $\theta_M < \theta$ , т. е. вещество в этом случае подавляет смешивание нейтрино и нейтринные осцилляции. Разница  $\Delta m_M^2$  увеличивается по модулю по сравнению с вакуумной разностью квадратов масс. Если  $\Delta m^2 > 0$ , то в этом случае  $\theta_M$  может достигать значения  $\pi/2$  даже при малом угле смешивания  $\theta$  в вакууме. В этом случае осцилляции нейтрино усиливаются и разность  $\Delta m_M^2$  уменьшается по сравнению с  $\Delta m^2$ . Обратим внимание на три важных предельных случая.

- $\lambda \rightarrow 0$  соответствует малой плотности числа электронов  $n_e \rightarrow 0$ . В этом случае осцилляции в веществе совпадают с вакуумными осцилляциями:

$$\theta_M \rightarrow \theta, \quad |\nu_1^M\rangle = |\nu_1\rangle \quad \text{и} \quad |\nu_2^M\rangle = |\nu_2\rangle.$$

- $\lambda \rightarrow \infty$  отвечает бесконечно большой плотности электронов. Тогда  $\theta_M \rightarrow \pi/2$ ,  $|\nu_1^M\rangle = -|\nu_\mu\rangle$  и  $|\nu_2^M\rangle = |\nu_e\rangle$ . Вероятность осцилляций в этом случае сильно подавлена:

$$P_{e\mu} = \left( \frac{L_e}{L_{\text{vac}}} \right)^2 \sin^2 2\theta \sin^2 \pi L/L_e \ll 1.$$

•  $\lambda \rightarrow 1$ . В этом случае имеется резонансный эффект:  $\theta_M \rightarrow \pi/4$ . Длина осцилляций становится  $L_M = L_{\text{vac}}/\sin 2\theta$  и вероятность  $P_{e\mu} = \sin^2 \pi(\sin 2\theta L/L_{\text{vac}})$ . Резонансная плотность

$$n_e^{\text{res}} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E_\nu}$$

зависит от энергии нейтрино, так что в среде с постоянной плотностью можно реализовать сценарий конверсии  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  для «окна» энергий нейтрино, удовлетворяющего соотношению  $n_e E_\nu = \Delta m^2 \cos 2\theta / 2\sqrt{2}G_F$ . Обратим внимание на то, что одного резонанса, однако, недостаточно для конверсии  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ , поскольку столь же эффективно происходит обратный процесс  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

В случае среды с переменной плотностью комбинация всех трех предельных случаев в определенной области параметров  $\Delta m^2, \sin^2 2\theta, E_\nu$  приводит к красивому физическому эффекту — конверсии  $\nu_e$  в массовое состояние  $\nu_2$ . Происходит это следующим образом. Если в точке рождения электронного нейтрино плотность электронов бесконечно велика, то состояние  $\nu_e$  совпадает со вторым массовым состоянием в веществе  $|\nu_e\rangle = |\nu_2^M\rangle$ . Если плотность среды меняется достаточно медленно по сравнению с  $L_e$ , то выход нейтрино из среды можно считать адиабатическим. В этом случае нейтрино остается все время во втором массовом состоянии в веществе  $|\nu_2^M\rangle$ , которое на выходе из вещества совпадает с  $\nu_2$  в вакууме. Дальше такое нейтрино уже не осциллирует, как обсуждалось в начале предыдущего подраздела  $\nu_2$  взаимодействует в детекторе на земле посредством обмена  $W$ -бозоном менее интенсивно, чем  $\nu_e$ , в  $\sin^2 \theta$  раз. Это в конечном итоге приводит к уменьшению электронно-подобных событий, тем более сильному, чем меньше угол смешивания в вакууме  $\theta$ . Данное явление названо МСВ-эффектом (в англоязычной литературе MSW effect) по имени Михеева, Смирнова, Вольфенштейна [10], которые первыми его предсказали. Эффект МСВ важен для понимания проблемы солнечных нейтрино, о чем мы будем говорить далее в п. 2.2.1. Разумеется, распространение нейтрино в Солнце является более сложной задачей, чем рассмотрено нами. Решать такую задачу приходится, вообще говоря, численно.

**1.3.3. Число поколений нейтрино.** Сегодня известно о существовании трех поколений массивных нейтрино ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ), из которых можно составить флэйворные комбинации ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Обсудим экспериментальные ограничения на число поколений нейтрино. Первое ограничение следует из экспериментов с распадами  $Z$ -бозонов, рожденных в  $e^+e^-$ -аннигиляции.  $Z$ -бозон распадается на пару  $f\bar{f}$ , где  $f$  может быть кварком, заряженным лептоном или нейтрино. Полная ширина распада  $Z$ -бозона складывается из парциальных ширин распадов на упомянутые фермионы и равна примерно 2500 МэВ, из которых почти 500 МэВ приходится на три невидимые моды распада на пары  $\nu_i\bar{\nu}_i$ . Экспериментальная погрешность измерения невидимой ширины распада составляет всего 1,5 МэВ, что много меньше вклада в ширину от одной пары нейтрино (порядка 166 МэВ).

Экспериментальный результат

$$N_\nu^{\text{LEP}} = 2,9841 \pm 0,0083$$

прекрасно согласуется с вычислениями в рамках СМ с тремя поколениями нейтрино, что видно на рис. 4, на котором приведено сравнение измеренного сечения аннигиляции  $e^+e^-$  как функции полной энергии пары  $e^+e^-$  с теорией в разных предположениях о числе поколений нейтрино.



Другое ограничение следует из космологии. Как известно, сейчас Вселенная заполнена реликтовыми фотонами с распределением по энергии, хорошо описываемым планковским спектром с температурой  $T_\gamma = 2,725$  К. Плотности фотонов и их энергии есть

$$n_\gamma = (2\zeta(3)/\pi^2)T_\gamma^3 \approx 411/\text{см}^3 \text{ и } \rho_\gamma = (\pi^2/15)T_\gamma^4 \approx 0,26 \text{ эВ}/\text{см}^3.$$

В какую бы точку на небе ни посмотреть, мы увидим всюду один и тот же спектр все с той же температурой с точностью до милликельвина. Измерив температуру более точно, мы обнаружим, что в направлении на сверхскопление Гидра-Центавра фотоны приходят немного «горячее», в среднем на  $(3,335 \pm 0,008) \cdot 10^{-3}$  К. Эта анизотропия, называемая дипольной, объясняется эффектом Доплера, возникающим вследствие того, что Солнечная система движется в направлении на сверхскопление Гидра-Центавра. Движение наблюдателя со скоростью  $v$  относительно изотропного планковского поля излучения с температурой  $T_0$  искажает спектр этого излучения в направлении  $\theta$  согласно

$$T(\theta) = T_0 \frac{\sqrt{1-v^2}}{1-v \cos \theta}.$$

Если увеличить точность измерения еще на два-три порядка и вычесть эффект Доплера, то мы обнаружим, что фотоны с

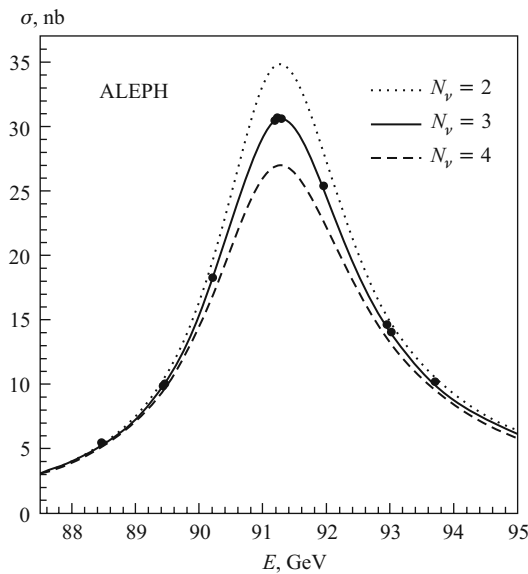


Рис. 4. Кривые — сечения аннигиляции  $e^+e^-$  как функция полной энергии лептонов  $\sqrt{s}$  для трех гипотез числа нейтрино  $N_\nu^{\text{LEP}} = 2, 3, 4$ . Точки с ошибками — экспериментальные данные коллаборации ALEPH

некоторых направлений приходят чуть более горячими, всего лишь на величину порядка  $10^{-5}$  К, как видно на рис. 5. Сегодня считается, что причина этой анизотропии в возмущениях плотности в ранней Вселенной на стадии рекомбинации, когда атомы водорода и гелия были в термодинамическом равновесии с фотонами. Ядра водорода и гелия захватывали электроны из плазмы, образуя соответствующие атомы и излучая фотоны. При этом фотоны разрушали атомы, выбивая из них электроны. На этой стадии фотоны и барионы были тесно связаны друг с другом. Вселенная была в тот момент непрозрачна для фотонов. Небольшие возмущения плотности барионов усиливались гравитационным притяжением атомов друг к другу.

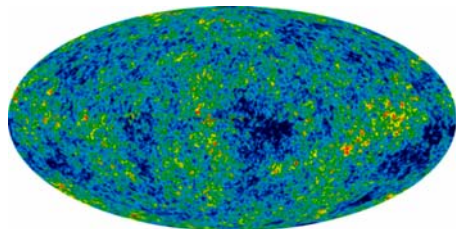


Рис. 5. Температурная карта реликтовых фотонов за вычетом их средней температуры и дипольной компоненты, связанной с движением Солнечной системы. Температура меняется от  $-200$  до  $200$  мкК (темно-синие и красные области соответственно на цветном рисунке, доступном в электронной версии журнала по адресу <http://www.jinr.ru/publish/>)

Давление газа фотонов, тесно связанных с барионами, противодействовало гравитационной конденсации атомов, что приводило к *акустическим колебаниям* барионов, по аналогии со звуковыми волнами в воздухе с характерной длиной волны

$$\lambda = \frac{2ct_{\text{dec}}}{\sqrt{3}} \approx 134 \text{ кпс},$$

где  $c$  — скорость света;  $c/\sqrt{3}$  — скорость «звука» в плазме, а  $t_{\text{dec}} = 379\,000$  лет — возраст Вселенной на момент рекомбинации. В более плотных областях фотоны тратили свою энергию, расталкивая вещество, и соответственно, в менее плотных фотоны оставались несколько более «горячими». Когда Вселенная расширилась настолько, что развал атомов стал менее эффективен, чем их образование, фотоны «отделились» от барионов, т. е. Вселенная стала для них прозрачна. Спектр фотонов в этот момент «заморозился», и далее температура фотонов уменьшилась примерно в 1000 раз и во столько же раз вырос размер Вселенной за время ее расширения.

Важно, что при этом относительные флуктуации температуры реликтовых фотонов не изменились со временем и остались точно такими же сегодня ( $t = t_0$ ), как и на момент отделения света от вещества ( $t = t_{\text{dec}}$ ):  $\delta T(t_0)/T(t_0) = \delta T(t_{\text{dec}})/T(t_{\text{dec}})$ .

Разницу температур в направлении единичного вектора  $\mathbf{n}$  и средней температуры, за вычетом дипольной анизотропии, удобно выразить через сферические функции  $Y_{lm}(\mathbf{n})$ :

$$\delta T(\mathbf{n}) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\mathbf{n}).$$

Угловые моменты  $l$  соответствуют флуктуациям температуры с типичным угловым масштабом  $\pi/l$ . Корреляция между флуктуациями температур двух участков неба в направлениях  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$ , усредненная по  $m$ , есть

$$\langle \delta T(\mathbf{n}_1) \delta T(\mathbf{n}_2) \rangle = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} C_l P_l(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2),$$

где  $C_l = \langle a_{lm} a_{lm}^* \rangle$  и  $P_l$  — полиномы Лежандра. Для  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}_2$  эта формула определяет среднеквадратичную флуктуацию температуры:

$$\langle \delta T^2 \rangle = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} C_l \approx \int \frac{l(l+1)C_l}{2\pi} d \ln l.$$

Величина  $l(l+1)C_l/2\pi$  отвечает суммарному вкладу угловых моментов одного порядка, и именно ее используют для характеристики среднеквадратичной флуктуации температуры реликтовых фотонов, как показано на рис. 6. Обнаружение акустических пиков в распределении — одно из самых значительных открытий последних лет<sup>1</sup>.

Не вдаваясь в подробности, приведем лишь некоторые результаты, полученные коллаборацией WMAP [11], измерившей с наилучшей точностью анизотропию температуры

---

<sup>1</sup>Начиная с 2000 г. три наиболее цитируемые статьи в физике и астрономии — это работы коллаборации WMAP!

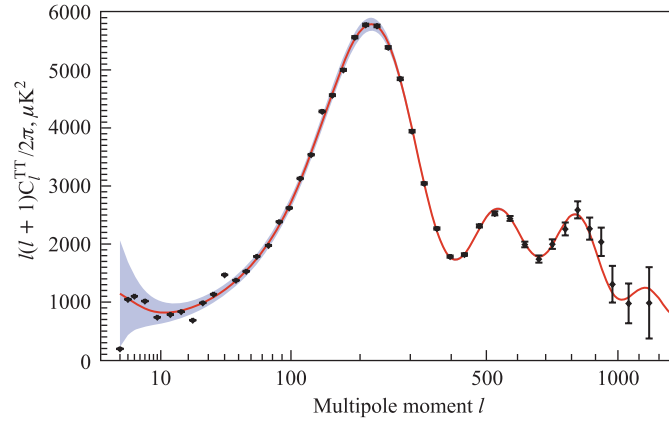


Рис. 6.  $l(l+1)C_l^{TT}/2\pi$  как функция  $l$ , измеренная коллаборацией WMAP [11] после семи лет набора данных. Хорошо промерены три акустических пика. Сплошная линия — наилучший фит данных в модели  $\Lambda$ CDM

реликтовых фотонов. Возраст Вселенной, измеренный с точностью около 1%, составляет 13,73 млрд лет. Измеренная кривизна Вселенной соответствует плоской евклидовой геометрии также с точностью около 1%. Средняя плотность энергии распределена следующим образом:  $(72,1 \pm 1,5)$  % приходится на темную энергию,  $(23,3 \pm 1,3)$  % на темную материю и только  $(4,6 \pm 0,1)$  % остается на обычное вещество. Кроме того, форма распределения  $l(l+1)C_l/2\pi$  чувствительна к числу поколений нейтрино и антинейтрино ( $N_\nu^{\text{LEP}}$ ), которые были в термодинамическом равновесии с барионами в ранней Вселенной. Наилучший фит данных WMAP вместе с другими астрофизическими данными, упоминание о которых уведет нас слишком далеко от предмета лекций, дает

$$N_\nu^{\text{cosm}} = 4,34_{-0,88}^{+0,86}$$

Число поколений нейтрино  $N_\nu^{\text{cosm}}$  в пределах ошибок согласуется с результатами LEP:  $N_\nu^{\text{LEP}}$ , но центральное значение указывает на заметное отличие, которое может быть очень важно, если значение  $N_\nu^{\text{cosm}}$  подтвердится с меньшими ошибками.

Наконец, определив с хорошей точностью доли, приходящиеся на темную энергию, темное и обычное вещество, можно поставить ограничение на вклад нейтрино в плотность энергии во Вселенной:

$$\Omega_\nu \equiv \frac{\rho_\nu}{\rho_{\text{crit}}} = \frac{\sum_i m_{\nu_i} n_{\nu_i}}{3H^2/8\pi G_N} = \frac{10^{-3}}{h^2} \frac{\sum_i m_{\nu_i}}{0,1 \text{ эВ}},$$

где  $H = 100h$  км/с · Мпс с  $h \approx 0,7$ . Отсюда следует предел на сумму масс нейтрино (8).

## 2. НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ: ПРОШЛОЕ И НАСТОЯЩЕЕ

**2.1. Прямое определение массы нейтрино.** Заметная экспериментальная активность в области физики нейтрино и в прошлом, и в настоящем связана с попытками прямых измерений массы нейтрино. Метод таких измерений основан на кинематическом анализе

реакций с участием нейтрино. Например, в распаде нейтрона  $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$  максимально возможная энергия конечного электрона будет тем меньше, чем больше масса антинейтрино. Таким образом, аккуратно измерив высокоэнергетичный конец  $\beta$ -спектра, можно либо измерить массу (анти)нейтрино, либо поставить на нее ограничение. Этот метод был предложен Перреном (Perren) (1933) и Ферми (Fermi) (1934). Первые эксперименты по измерению массы нейтрино таким методом были сделаны Курраном (Curran), Энджусом (Angus) и Кокрофтом (Cockcroft) (1948), а также Ханной (Hanna) и Понтекорво (Pontecorvo) (1949).

Энергетический спектр электронов в распаде  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$  определяется некогерентной суммой парциальных ширин распадов на массивные антинейтрино:

$$\frac{d\Gamma}{dT} = \sum_k |V_{ek}|^2 \frac{d\Gamma_k}{dT}, \quad (17)$$

$$\frac{d\Gamma_k}{dT} = \frac{(G_F \cos \theta_C)^2}{2\pi^3} p p_k (T + m_e) (Q - T) |\mathcal{M}|^2 F(T) \theta(Q - T - m_k), \quad (18)$$

где  $\theta_C$  — угол Кабиббо;  $m_e$  — масса;  $p$  — модуль импульса и  $T$  — кинетическая энергия электрона;  $p_k = \sqrt{E_k^2 - m_k^2} = \sqrt{(Q - T)^2 - m_k^2}$  — импульс нейтрино;  $Q$  — энергия, выделенная в распаде (конечная точка  $\beta$ -спектра в случае нулевой массы нейтрино);  $\mathcal{M}$  — ядерный матричный элемент и  $F(T)$  — функция Ферми, описывающая кулоновское взаимодействие конечных частиц.  $\theta$  — функция, учитывающая, что нейтринное состояние  $\nu_k$  рождается только, если полная энергия больше массы нейтрино:  $E_k = Q - T \geq m_k$ .

Как видно из (17), наибольшее искажение  $\beta$ -спектра из-за массы нейтрино может быть обнаружено в области

$$Q - T \sim m_k. \quad (19)$$

Однако для  $\max(m_k) \simeq 1$  эВ только очень маленькая часть (около  $10^{-13}$ ) от всех распадов дает вклад в область (19). Поэтому при анализе результатов используется большая часть  $\beta$ -спектра. Например, в тритиевом эксперименте в Майнце [2] использовалась область 70 эВ в конце спектра. Используя унитарность матрицы смешивания и предположив  $\max(m_k^2) \ll 4(Q - T)^2$ , можно получить

$$\sum_k |V_{ek}|^2 p_k \approx \sum_k |V_{ek}|^2 (Q - T) \left[ 1 - \frac{m_k^2}{2(Q - T)^2} \right] \approx \sqrt{(Q - T)^2 - m_\beta^2},$$

где эффективная масса нейтрино  $m_\beta$  определена как  $m_\beta^2 = \sum_k |V_{ek}|^2 m_k^2$ . В результате можно выразить ширину распада нейтрона через эффективную массу нейтрино  $m_\beta$ , на которую и устанавливается экспериментальный предел:

$$\frac{d\Gamma}{dT} \propto p(T + m_e) |\mathcal{M}|^2 F(T) K^2(T), \quad \text{где} \quad K(T) \approx (Q - T) \left[ 1 - \frac{m_\beta^2}{(Q - T)^2} \right]^{1/4}.$$

Диаграмма Кюри (см. рис. 7, а) для разрешенных процессов — чувствительный тест эффективной массы нейтрино  $m_\beta$ . На рис. 7, б приведены опубликованные результаты о величине  $m_\beta^2$ , полученные из тритиевых распадов, начиная с 1990 г. В экспериментах

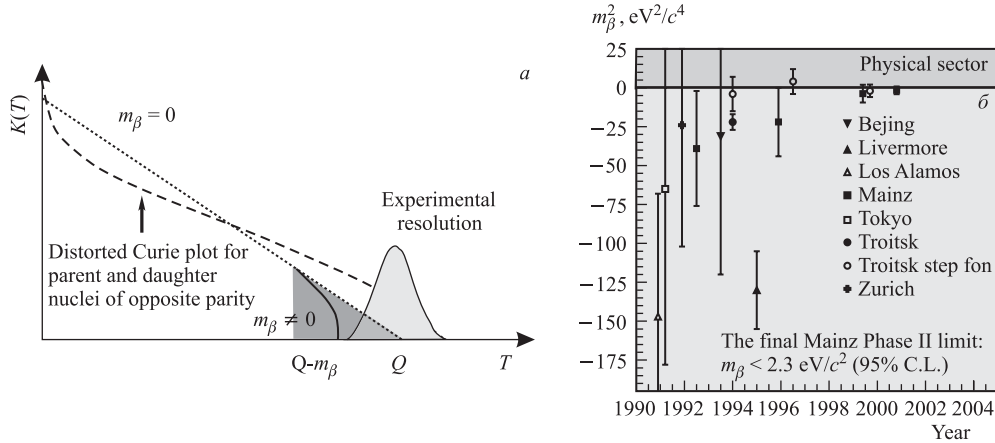
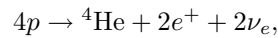


Рис. 7. а) Функция  $K(T)$  для  $m_\beta = 0$  и  $m_\beta \neq 0$ . Хорошо видно искажение формы распределения в конце спектра. Также показано характерное экспериментальное разрешение. Реальная форма спектра искажается еще больше из-за ядерных эффектов и учета взаимодействия вылетевшего электрона с частицами вещества в экспериментальной установке. б) Измеренное значение эффективной массы нейтрино  $m_\beta^2$  в зависимости от года публикации

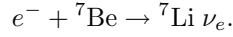
в Лос-Аламосе, Цюрихе, Токио, Пекине и Ливерморе использовались магнитные спектрометры, а в экспериментах в Троицке и Майнце использовались электростатические фильтры с магнитным адиабатическим коллиматором. Наиболее точный результат дается Майнцем (улучшение точности на два порядка). Наилучший результат на сегодня  $m_\beta^2 = (-2,3 \pm 2,5(\text{стат.}) \pm 2,0(\text{сист.})) \text{ эВ}^2$ , откуда следует предел:  $m_{\nu_e} < 2,2 \text{ эВ}$ . Экспериментом следующего поколения с чувствительностью к массе нейтрино  $0,2 \text{ эВ}$  будет детектор KATRIN [12].

**2.2. Солнечные, реакторные и геонейтрино.** 2.2.1. *Солнечные нейтрино.* Физика Солнца и солнечные нейтрино подробно обсуждаются в лекциях В. А. Наумова в этом сборнике [13]. Кроме того, можно порекомендовать книгу Дж. Бакала (J. Bahcall) [14]. Мы лишь кратко рассмотрим основные моменты в исследовании этой увлекательной области. Солнце горит за счет протекающих в нем ядерных реакций. Наибольший вклад в энергетику Солнца дает так называемый  $pp$ -цикл, состоящий из четырех ветвей. Эффект этих реакций можно выразить простой формулой:



из которой видно, что четыре протона превращаются в ядро гелия с испусканием двух позитронов и двух электронных нейтрино. Таким образом, в Солнце водород «перерабатывается» в гелий. Подчеркнем, что ядерные реакции в Солнце возможны только благодаря квантовому туннелированию через кулоновский потенциальный барьер, создаваемый электрическими зарядами сталкивающихся ядер. «Зажигается» Солнце в результате реакции  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ , которая из-за кулоновского барьера идет довольно медленно и «задает» темп всем ядерным реакциям в Солнце. Родившиеся позитроны аннигилируют с электронами, испуская два фотона. Сопровождающие их  $\nu_e$ , называемые  $pp$ -нейтрино, — самые низкоэнергичные из солнечных нейтрино, зато самые интенсивные с потоком около  $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

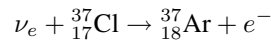
Следующие по интенсивности — это так называемые бериллиевые нейтрино, которые рождаются в реакции



Ядро лития в 10% случаев оказывается в возбужденном состоянии. Переход в основное состояние сопровождается излучением фотона. Поток бериллиевых нейтрино составляет  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Обратим внимание также на борные нейтрино, которые рождаются в реакции



Интенсивность борных нейтрино порядка  $6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Энергия этих нейтрино позволяет их регистрацию водными детекторами по черенковскому излучению рассеянных электронов. На рис. 8 приведены потоки солнечных нейтрино как функция их энергии в рамках стандартной солнечной модели [15]. Пионерским экспериментом по детектированию солнечных нейтрино был эксперимент HOMESTAKE [16], использовавший предложенную Б. Понтекорво реакцию



с порогом по энергии нейтрино  $E_\nu^{\text{th}} \approx 814 \text{ кэВ}$ . Атомы аргона  ${}^{37}_{18}\text{Ar}$  распадаются, захватывая орбитальный электрон. Период полураспада этих атомов около 35 сут. Каждые 2–3 периода полураспада атомы аргона извлекались химическим путем из установки и помещались в низкофоновый пропорциональный счетчик для оценки их количества. Число нейтрино от Солнца, пересчитанное от числа атомов аргона, было примерно в три раза меньше теоретически вычисленного. Таким образом родилась «проблема солнечных нейтрино». Следующими экспериментами, использующими предложенную В. А. Кузьминым реакцию  $\nu_e + {}^{71}_{31}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge} + e^-$  с порогом ( $E_\nu^{\text{th}} \approx 232,696 \text{ кэВ}$ ), были GALLEX [17], закончивший набор данных в 1997 г., GNO [18], набравший данные с 1998 по 2003 г., и

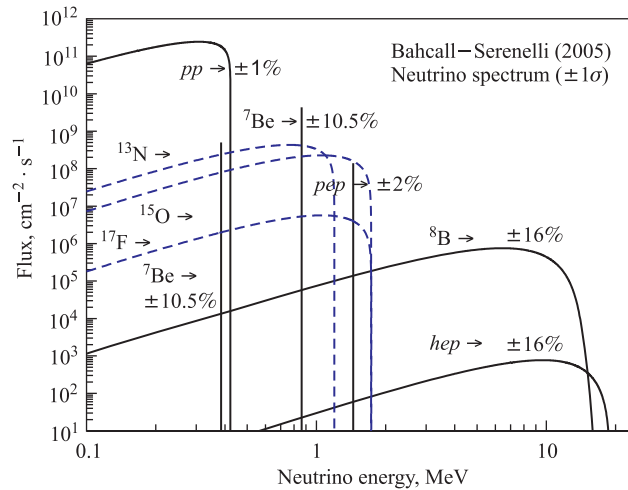


Рис. 8. Спектры солнечных нейтрино, вычисленные в рамках стандартной солнечной модели [15] (ССМ)

SAGE [19], продолжающий набор данных по сей день. Первым экспериментом, наблюдавшим нейтрино от Солнца в режиме реального времени, был детектор Kamiokande [20] в Японии. Детектор представлял собой большой водный детектор, регистрирующий черенковское излучение рассеянных электронов в реакции

$$\nu_x e \rightarrow \nu_x e.$$

Угол вылета электронов сильно коррелирует с направлением потока нейтрино, так что Kamiokande стал первым экспериментом, в котором было доказано, что нейтрино летят от Солнца. Позднее новый детектор SuperKamiokande [21] с массой воды 50 000 т заменил Kamiokande. Пороги по энергии нейтрино в экспериментах Kamiokande и SuperKamiokande были  $E_\nu^{\text{th}} \approx 7$  МэВ и  $E_\nu^{\text{th}} \approx 5$  МэВ соответственно, что означало возможность измерения только борных нейтрино. Малые (по сравнению с потоком  $pp$ -нейтрино) потоки последних диктуют необходимость больших объемов детекторов, таких как Kamiokande и SuperKamiokande. Заметим, что сечение реакции  $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$  больше сечения реакции  $\nu_{\mu,\tau} e \rightarrow \nu_{\mu,\tau} e$  примерно в шесть раз из-за дополнительного вклада заряженного тока. Таким образом, рассеяние на электронах, в основном, чувствительно к  $\nu_e$ . Все упомянутые выше эксперименты наблюдали дефицит потока солнечных нейтрино, что породило бум теоретических статей в литературе с попытками объяснить аномалию. Модельно-независимый анализ потоков нейтрино не оставлял места для бериллиевых нейтрино. В связи с этим был особенно популярен эффект МСВ, позволявший «вырезать» нейтрино в узком интервале энергий за счет МСВ-резонанса (см. п. 1.3.2). Осцилляции нейтрино были одним из популярных объяснений, но и десятки других имели право на существование. Ситуация изменилась после опубликования данных эксперимента SNO [22]. Детектор SNO состоял из 1000 т сверхчистой тяжелой воды  $D_2O$ , окруженной обычной водой для защиты от фона. SNO измерял борные нейтрино посредством их взаимодействия по каналам заряженного (CC) и нейтрального (NC) токов на дейтерии и упругого рассеяния (ES) на электронах:

$$\nu_e d \rightarrow ppe^- \text{ (CC)}, \quad (20)$$

$$\nu_x d \rightarrow pn\nu_x \text{ (NC)}, \quad (21)$$

$$\nu_x e \rightarrow \nu_x e \text{ (ES)}. \quad (22)$$

Порог регистрации  $E_\nu^{\text{th}} \approx 4$  МэВ. Нейтральный ток на дейтерии не подавлен по сравнению с водной мишенью потому, что энергия связи в ядре кислорода ( $E_{\text{bin}}^{\text{O}_2} \approx 15$  МэВ) превышает максимальную энергию борных нейтрино, а у дейтерия энергия связи невелика ( $E_{\text{bin}}^{\text{D}_2} \approx 2$  МэВ). Реакция (20) чувствительна только к  $\nu_e$ , в то время как все нейтрино взаимодействуют по реакции (21). Это стало ключом к решению проблемы солнечных нейтрино. Если нейтрино осциллируют, то SNO должен был бы наблюдать существенную разницу в потоках нейтрино, измеренных по заряженной, нейтральной и упругой модам. Измеренные потоки, действительно, оказались разными! В результате (в единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) потоки электронных  $\phi_e$  и прочих сортов нейтрино  $\phi_{\mu\tau}$ :

$$\phi_e = \left(1,76_{-0,05}^{+0,06}(\text{стат.})_{-0,09}^{0,09}(\text{сист.})\right) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (23)$$

$$\phi_{\mu\tau} = \left(3,41_{-0,45}^{+0,45}(\text{стат.})_{-0,47}^{0,47}(\text{сист.})\right) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

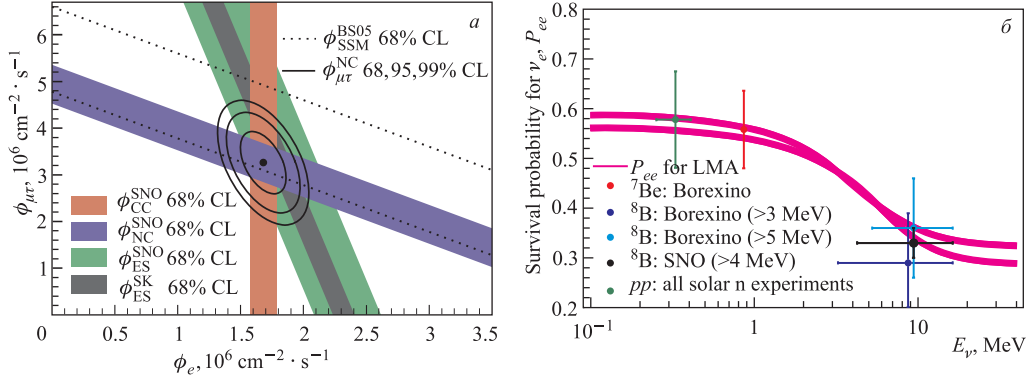


Рис. 9. а) Потоки  $\phi_e$ ,  $\phi_{\mu\tau}$ , полученные из анализа данных SNO [22] по измерению CC-, NC- и ES-реакций и из ES-реакции в SuperKamiokande. Ширина полос соответствует ошибке в  $1\sigma$ . Контурами обведены области совместного измерения потоков  $\phi_e$ ,  $\phi_{\mu\tau}$  с вероятностями 68, 95 и 99%. Пунктирными линиями отмечена область предсказания ССМ вместе с неопределенностями модели [15] (график взят из [22]). б) Вероятность выживания электронного нейтрино как функция его энергии, вычисленная в BPS09(GS98)-варианте ССМ и с параметрами осцилляций  $\Delta m^2 = 7,60 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$  и  $\text{tg}^2\theta = 0,45$ . Точками с ошибками показаны результаты измерений  $pp$ -нейтрино, SNO и Borexino [23]. График взят из [23]

Из рис. 9, а, на котором приведены результаты SNO и SuperKamiokande, видно, что наилучшее согласие достигается при потоках (23). Суммарный поток  $\phi_e + \phi_{\mu\tau}$  согласуется с предсказаниями ССМ [15]. Отличное от нуля значение  $\phi_{\mu\tau}$  является сильным указанием на осцилляции нейтрино.

Другим важным экспериментом, измеряющим потоки нейтрино от Солнца в режиме реального времени, является Borexino. Детектор, использующий сверхчистый жидкий сцинтиллятор в качестве мишени, расположен в Гран-Сассо (Италия) и набирает данные с 2007 г. с порогом регистрации  $E_\nu^{\text{th}} \approx 0,4$  МэВ. Такой порог по энергии позволяет измерить бериллиевую линию с энергией 0,862 МэВ, а также детектор наблюдает и борные нейтрино [23]. Эти важные эксперименты позволяют изучить МСВ-эффект в области энергии от сотен кэВ до десятка МэВ. На рис. 9, б приведены результаты для вероятности выживания электронного нейтрино как функции его энергии, вычисленной в BPS09(GS98)-варианте ССМ и с параметрами осцилляций  $\Delta m^2 = 7,60 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$  и  $\text{tg}^2\theta = 0,45$ . На рис. 9, б также приведены экспериментальные результаты, полученные из измерений  $pp$ -нейтрино, SNO и из данных Borexino [23].

2.2.2. Реакторные нейтрино. Эксперименты с реакторными антинейтрино, образующимися в ходе «горения» ядерного топлива, проводились уже давно и проводятся до сих пор. Наблюдаемые потоки антинейтрино в детекторах, расположенных на расстояниях от реактора от нескольких десятков метров до километра, находились в согласии с гипотезой отсутствия осцилляций [24]. Первым реакторным экспериментом, обнаружившим осцилляции антинейтрино, стал KamLAND, расположенный в шахте старого эксперимента Kamiokande. Изобилие ядерных реакторов в Японии позволило KamLAND получить достаточно большую статистику взаимодействий  $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$  в детекторе, ис-



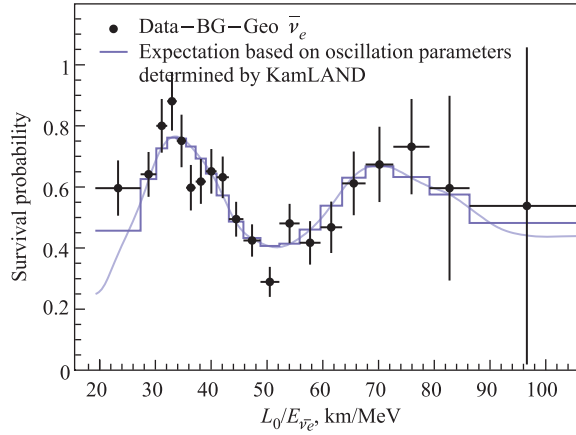


Рис. 10. Отношение числа наблюдаемых событий в KamLAND за вычетом фона и геонейтрино к теоретическому предсказанию в отсутствие осцилляций как функция отношения  $L_{osc}/E_{\bar{\nu}_e}$  при  $L_{osc} = 180$  км. Кривая соответствует ожиданию в предположении осцилляций с наилучшими параметрами

пользующем 1000 т сверхчистого жидкого сцинтиллятора, находящемся в среднем на расстоянии 180 км от реакторов. KamLAND обнаружил не только дефицит антинейтрино по сравнению с гипотезой отсутствия осцилляций, но и увидел характерную для нейтринных осцилляций периодическую зависимость вероятности выживания  $\bar{\nu}_e$  от энергии  $E_{\bar{\nu}_e}$  (рис. 10).

На рис. 11 приведены разрешенные области параметров осцилляций на уровнях достоверности в 68, 95 и 99,73 %, а также показаны наилучшие значения параметров из гло-

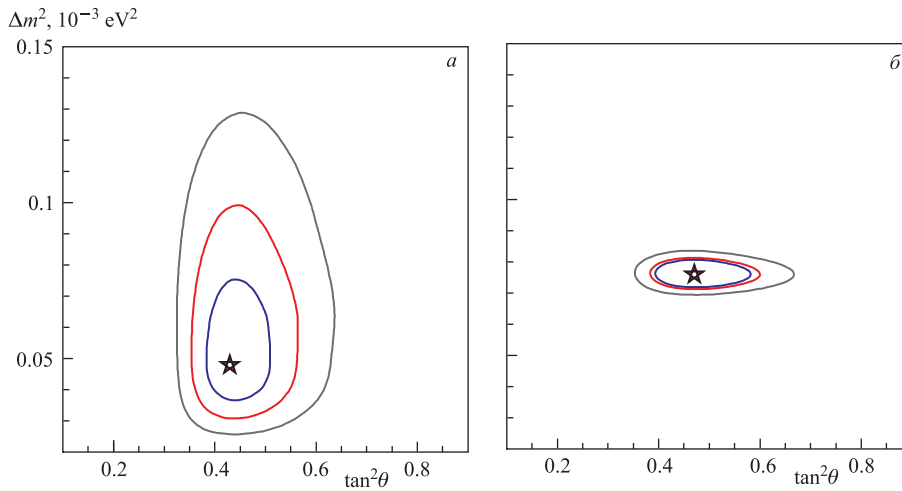


Рис. 11. Разрешенные области параметров осцилляций на уровнях достоверности в 68, 95 и 99,73 %, а также наилучшие значения параметров (показанные звездочкой) из глобального анализа экспериментов с солнечными нейтрино (а) и с учетом результатов KamLAND (б)

бального анализа экспериментов с солнечными нейтрино (рис. 11, *а*) с учетом результатов KamLAND (рис. 11, *б*). Фактически совместный анализ всех данных не оставляет других решений, кроме единственного, показанного на рис. 11, *б*.

На момент написания этих лекций появилась работа [25], в которой выполнен новый расчет потоков антинейтрино от реактора. По утверждению авторов в предыдущих вычислениях недооценивался поток примерно на 3%. Таким образом, хорошее согласие старых экспериментов с теоретическими ожиданиями в предположении отсутствия нейтринных осцилляций на расстояниях до сотни метров теперь находится под сомнением. В среднем на всех реакторных экспериментах на этих расстояниях наблюдается на 6–7% (с ошибкой 2,7%) меньшее число антинейтрино (рис. 12). Объяснить этот дефицит осцилляциями с  $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{13}^2$  не удастся, поэтому авторы [25] предлагают в качестве объяснения осцилляции в четвертое «стерильное» нейтрино. Заметим, что возможным объяснением также может быть неунитарность  $3 \times 3$  матрицы смешивания нейтрино, для чего также требуется существование дополнительных типов нейтрино.

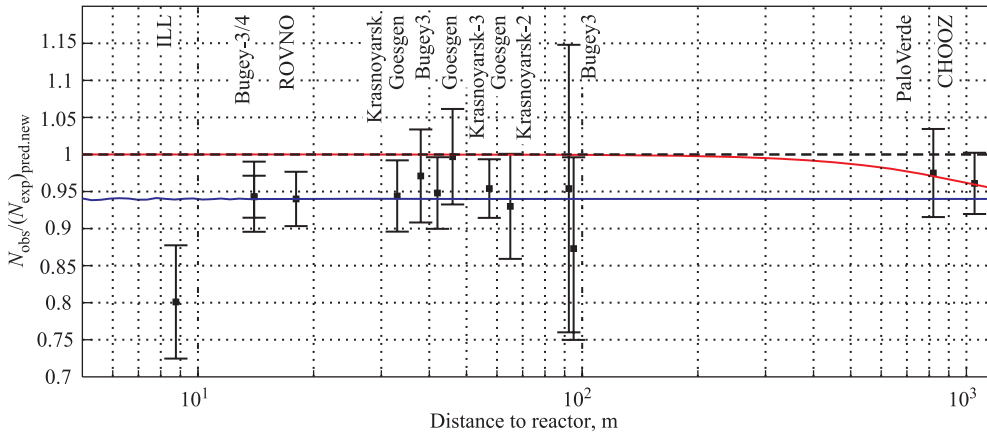


Рис. 12. Иллюстрация «реакторной аномалии». Во всех реакторных экспериментах наблюдается дефицит числа антинейтрино по сравнению с новым расчетом [25]

**2.2.3. Геонейтрино.** Буквально в последние годы впервые удалось увидеть антинейтрино, рождающиеся в недрах нашей планеты. Это очень важные наблюдения, связанные с исследованием вопроса о природе тепла внутри Земли. О том, что Земля внутри все горячее и горячее, если следовать к ее центру, сегодня знают даже школьники. Ответить на вопрос, *почему это так*, невозможно, если исходить только из умозрительных соображений. В литературе обсуждаются гипотезы об остаточном первоначальном тепле, которым обладала прото-Земля на стадии, когда она еще не сформировалась как планета. Также популярна идея о том, что Земля разогревается прямо сейчас за счет слабых радиоактивных распадов, сопровождающихся испусканием антинейтрино. Основной вклад вносят ядра  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ , поскольку у них достаточно большие времена полураспада, исчисляющиеся миллиардами лет, чтобы разогреть Землю сегодня. Всерьез обсуждается возможность существования геореактора в центре планеты, а также другие гипотезы, обсуждать которые здесь мы не имеем возможности. Разумеется, не

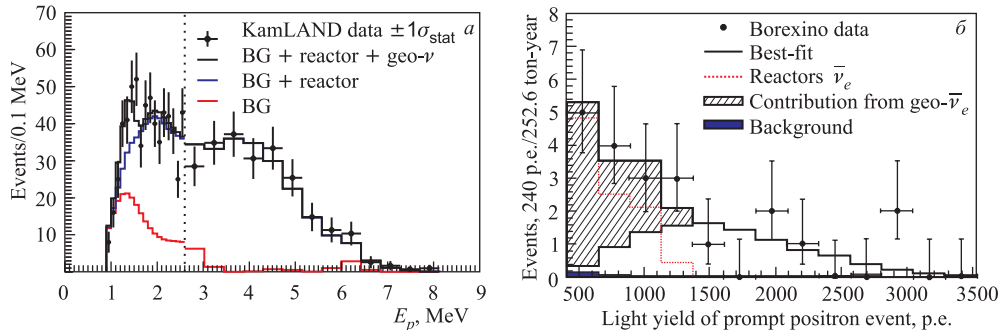


Рис. 13. *а*) Видимая энергия в эксперименте KamLAND для реакторных  $\bar{\nu}_e$ , фона и геонейтрино (гистограммы), данные KamLAND (точки с ошибками). Рисунок взят из [27]. *б*) Число фотоэлектронов на фотоумножителях в эксперименте Borexino. 500 фотоэлектронов на шкале по горизонтальной оси соответствуют видимой энергии около 1 МэВ. Гистограммами показаны ожидания для реакторных  $\bar{\nu}_e$ , фона и геонейтрино. Точки с ошибками представляют наблюдаемые данные. Рисунок взят из [26]

исключено, что на практике работает комбинация этих механизмов. Наблюдение геонейтрино напрямую проверяет гипотезу о современном разогреве Земли посредством радиоактивных распадов нестабильных ядер. Геонейтрино были обнаружены в экспериментах Borexino [26] и KamLAND [27]. На рис. 13 приведены результаты этих экспериментов. Обратим внимание на то, что в эксперименте Borexino удалось наблюдать геонейтрино в области энергий, в которой примесь фоновых событий очень мала. Это связано, в первую очередь, с рекордной очисткой жидкого сцинтиллятора от радиоактивных примесей и с удаленностью от европейских реакторов (в самой Италии ядерных реакторов нет). Существование геонейтрино подтверждено на уровне  $4,2\sigma$  (99,997%) независимо данными Borexino и KamLAND. Совместный анализ данных KamLAND и Borexino, однако, показывает, что области возможных концентраций урана и тория, даваемые этими экспериментами, пересекаются лишь частично [28]. Точность измерений концентрации урана и тория пока что недостаточна для того, чтобы проверить различные модели структуры Земли. Тем не менее удастся поставить ограничение на максимально возможную мощность гипотетического геореактора в центре Земли. Такой геореактор, если и существует, должен излучать не более 3 ГВт тепловой мощности. В будущих экспериментах SNO+, LENA, NanoNano<sup>1</sup> будет накоплена большая статистика геонейтрино, что поможет улучшить наши знания о внутреннем строении Земли.

**2.3. Атмосферные и ускорительные нейтрино.** *2.3.1. Атмосферные нейтрино.* Атмосферные нейтрино образуются при распадах нестабильных частиц, рождающихся в результате развития широкого атмосферного ливня (ШАЛ). ШАЛ вызываются космическими протонами, бомбардирующими атмосферу. Расчет потоков нейтрино и антинейтрино в ШАЛ — это весьма сложная и трудоемкая задача, в которой пересекаются

<sup>1</sup><http://geoscience.lngs.infn.it/>

астрофизика, физика частиц, атмосферная физика, физика магнитного поля Земли, солнечный ветер и другие разделы физики. Тем не менее нетрудно понять «на пальцах» основные характеристики рождения нейтрино. Поскольку нейтрино рождается в распадах и наибольший вклад в число нейтрино вносят легчайшие  $\pi^\pm, K^\pm$ , то можно ожидать в среднем в два раза большее число мюонных нейтрино и антинейтрино по сравнению с электронными нейтрино и антинейтрино, поскольку доминирующими процессами являются распады вида

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ \hookrightarrow \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu, & \hookrightarrow \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu. \end{aligned}$$

Потоки атмосферных мюонных и электронных (анти)нейтрино измерялись в ряде экспериментов. Наиболее важным оказался эксперимент SuperKamiokande, в котором детектировались мюоно- и электроноподобные события взаимодействия (анти)нейтрино с ядрами в водном детекторе. Мюоны и электроны идентифицировались по черенковскому свету. Нейтринные события, зарегистрированные в объеме детектора, классифицировались как полностью или частично содержащиеся в детекторе (fully contained (FC) и partially contained (PC)). FC-события позволяли провести идентификацию мюонов и электронов по структуре черенковского кольца: мюоны оставляют более четкие кольца по сравнению с электронами, которые из-за активной потери энергии в электромагнитных взаимодействиях оставляют диффузные кольца. PC-события считаются мюонами.

Экспериментально измеренное коллаборацией SuperKamiokande отношение  $N(\nu_\mu)/N(\nu_e) |_{\text{данные}}$  оказалось, однако, ближе к единице, чем к двойке — числу, следующему из теоретических расчетов  $N(\nu_\mu)/N(\nu_e) |_{\text{теор}}$ :

$$\frac{N(\nu_\mu)/N(\nu_e) |_{\text{данные}}}{N(\nu_\mu)/N(\nu_e) |_{\text{теор}}} = 0,638 \pm 0,16 \pm 0,05.$$

Интерпретация этого результата не однозначна. Возможно, мюонных нейтрино пришло в детектор меньше, чем должно было прийти, например, из-за осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . В таком случае число электронных нейтрино должно быть в согласии с теоретическим предсказанием. Возможно, однако, другое объяснение — мюонных нейтрино зарегистрировано столько же, сколько было предсказано теоретически, а электронных нейтрино в детекторе оказалось больше, чем следует, например, из-за распадов протона в водном детекторе. В связи с последним объяснением напомним расшифровку аббревиатуры Kamiokande: Kamioka Nucleon Decay Experiment (эксперимент по поиску распада нуклона в Камиоке). Поиск распада протона был основной задачей эксперимента Kamiokande, а атмосферные нейтрино служили фоном к этим процессам. В пользу осцилляций нейтрино свидетельствует угловое распределение  $e$ -подобных и  $\mu$ -подобных событий, демонстрирующее возрастающий дефицит  $\mu$ -подобных событий с приближением  $\theta$  к  $\pi$ , что соответствует приходу нейтрино снизу вверх (рис. 14, а).

При этом  $e$ -подобные события не обнаруживают такого искажения. Такая зависимость находит объяснение в гипотезе осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Чтобы убедиться в справедливости гипотезы, необходимо, однако, наблюдать  $\nu_\tau$  в пучке  $\nu_\mu$  за счет осцилляций. В SuperKamiokande был проделан соответствующий анализ по поиску  $\nu_\tau$  и были найдены кандидаты на такие события, имеющие направление прихода снизу

вверх. Однако статистическая значимость обнаружения  $\nu_\tau$  невелика. Гипотеза о том, что эти события не являются  $\nu_\tau$ , исключена всего лишь на уровне  $2,4\sigma$ . Необходимость наблюдения  $\nu_\tau$  в пучке с изначально  $\nu_\mu$  за счет  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилляций с параметрами, найденными коллаборацией SuperKamiokande, была основной идеей эксперимента OPERA. О первых результатах этого эксперимента мы расскажем в п. 2.3.2. Возвращаясь к атмосферным нейтрино в эксперименте SuperKamiokande, заметим, что этой коллаборацией был также проделан анализ вероятности выживания мюонных нейтрино как функции  $L/E_\nu$ . Измеренное распределение также обладает характерной для осцилляций нейтрино периодической зависимостью от  $L/E_\nu$  (см. рис. 14, б). Тема атмосферных нейтрино, на самом деле, более сложна и обширна, чем изложено здесь. Мы предлагаем заинтересованному читателю обратиться к оригинальным статьям и обзорам [31].

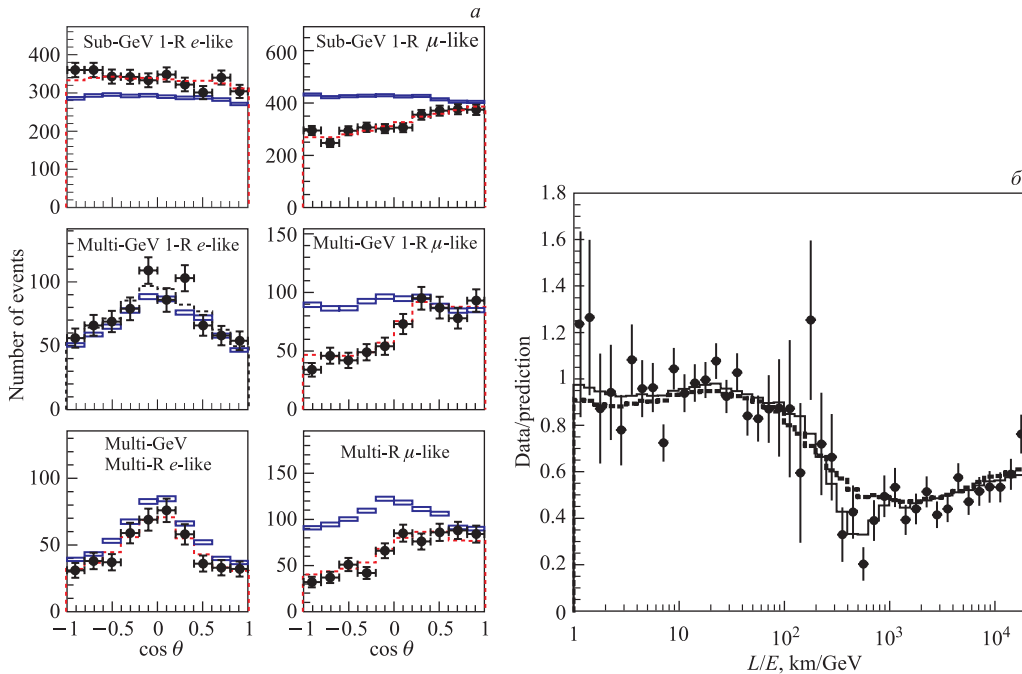


Рис. 14. а) Распределение по зенитному углу  $\cos \theta$  для  $e$ -подобных (левая колонка) и  $\mu$ -подобных (правая колонка) событий с видимой энергией  $< 1,33$  ГэВ (sub-GeV) и  $> 1,33$  ГэВ (multi-GeV). События также разбиты на однокольцевые (верхний ряд) и многокольцевые (нижний ряд). Точки с ошибками — экспериментальные данные SuperKamiokande [29]. Сплошная гистограмма — теоретическое предсказание в гипотезе отсутствия осцилляций нейтрино. Пунктирной линией показан результат осцилляционного фита с наилучшими параметрами. Рисунок взят из [29]. б) Результаты  $L/E$ -анализа атмосферных данных SuperKamiokande. Точки с ошибками — отношение данных к результатам программы моделирования в гипотезе отсутствия осцилляций нейтрино как функция реконструированного  $L/E$ . Сплошная линия соответствует осцилляционному фиту  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  с наилучшими параметрами. Пунктирной линией дается предсказание для гипотезы распада нейтрино. Рисунок взят из [30]

2.3.2. *Ускорительные нейтрино.* Нейтринные осцилляции изучаются также в экспериментах с пучками нейтрино от ускорителя. В первых экспериментах детекторы располагались на расстояниях порядка сотен метров. Такой выбор был связан, в основном, с тем, что в те годы нейтрино считалось хорошим кандидатом на роль темной материи во Вселенной с массой порядка одного эВ. Сегодня нейтрино как темная материя утратило свою привлекательность для космологов, поскольку такое легкое нейтрино быстро бы размывало любые неоднородности плотности на ранних стадиях кластеризации вещества. Наблюдение за кластеризацией галактик при разных  $z$  (парамetre красного смещения) дает основания думать, что нейтрино с массой около 1 эВ противоречит наблюдаемым данным. Тем не менее был осуществлен ряд экспериментов с ускорительными нейтрино [32] на короткой базе и, за невозможностью обнаружения осцилляций нейтрино, были получены ограничения на параметры осцилляций ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ). Единственным исключением является эксперимент LSND в Лос-Аламосе, который обнаружил избыток в  $87,9 \pm 22,4 \pm 6,0$   $\bar{\nu}_e$ -подобных событий над фоном от распадов  $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$  в покое. Этот избыток интерпретируется как осцилляции  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  с вероятностью  $0,264 \pm 0,067 \pm 0,045$  и  $\Delta m^2 \sim 0,2-10$  эВ<sup>2</sup>. На плоскости ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) избыток  $\bar{\nu}_e$  в LSND занимает область параметров, которую пытались исключить другие эксперименты, такие как NOMAD, CHORUS, CCFR. Большую часть этой области закрыли KARMEN и Bugey, но формально небольшая часть параметров осталась не исключенной. Эксперимент MiniBooNE [33], работающий до сих пор, был создан, в основном, чтобы проверить «аномалию LSND» — такое звучное название дали обсуждаемому нами избытку  $\bar{\nu}_e$ -подобных событий в LSND, поскольку найденные значения  $\Delta m^2 \sim 0,2-10$  эВ<sup>2</sup> не согласуются ни с солнечными, ни с атмосферными данными по осцилляциям нейтрино. Эта тема породила более 800, в основном, теоретических статей с попыткой объяснить «аномалию LSND». Популярное решение — дополнительные *стерильные нейтрино* (см. п. 1.2.3, пункт б)). Эксперимент MiniBooNE может работать в двух модах: с пучком нейтрино  $\nu_\mu$  и с пучком антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$ . С пучком  $\nu_\mu$  MiniBooNE не обнаружил к настоящему времени избытка  $\nu_e$ -подобных событий, которые ожидалось на основе результатов LSND. С пучком  $\bar{\nu}_\mu$  такой избыток был обнаружен в согласии с измерениями LSND. Статистическая точность последнего результата MiniBooNE незначительна и не позволяет утверждать, что результаты LSND подтверждены, так что вопрос остается открытым.

Первым экспериментом с базой в сотни километров был японский эксперимент K2K [34] с пучком  $\nu_\mu$ , отправленным из КЕК в SuperKamiokande. Спектр и поток нейтрино измерялся в ближнем детекторе, стоящем по пучку нейтрино на расстоянии 300 м от места рождения нейтрино. Детектор SuperKamiokande зарегистрировал 112  $\nu_\mu$ -событий из КЕК против ожидавшихся  $158,1_{-8,6}^{+9,2}$ , если бы осцилляций нейтрино не было [34]. Дефицит наблюдаемых нейтрино находится в согласии с атмосферными данными SuperKamiokande.

Эксперимент MINOS с пучком нейтрино и антинейтрино, направленным из Fermilab в детектор, расположенный в шахте в Судане (США), стал вторым экспериментом с двумя детекторами, расположенными вблизи и вдали от ускорителя. Дальний детектор находится на расстоянии 735 км от ускорителя. MINOS, так же как и K2K, обнаружил дефицит  $\nu_\mu$  в дальнем детекторе. Если интерпретировать этот дефицит как результат осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , то параметры осцилляций согласуются с результатами SuperKamiokande по атмосферным нейтрино (рис. 15, а). Удивительным

является результат MINOS в антинейтринной моде. В этой моде также обнаружен дефицит  $\bar{\nu}_\mu$  в дальнем детекторе, интерпретация которого в терминах осцилляций дает несколько отличные значения ( $\Delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$ ) по сравнению с  $\nu_\mu$ -модой (см. рис. 15, б), и разрешенные области почти не пересекаются. Разумеется, статистическая значимость этого отличия сегодня невелика, и, возможно, с увеличением статистики эта разница исчезнет.

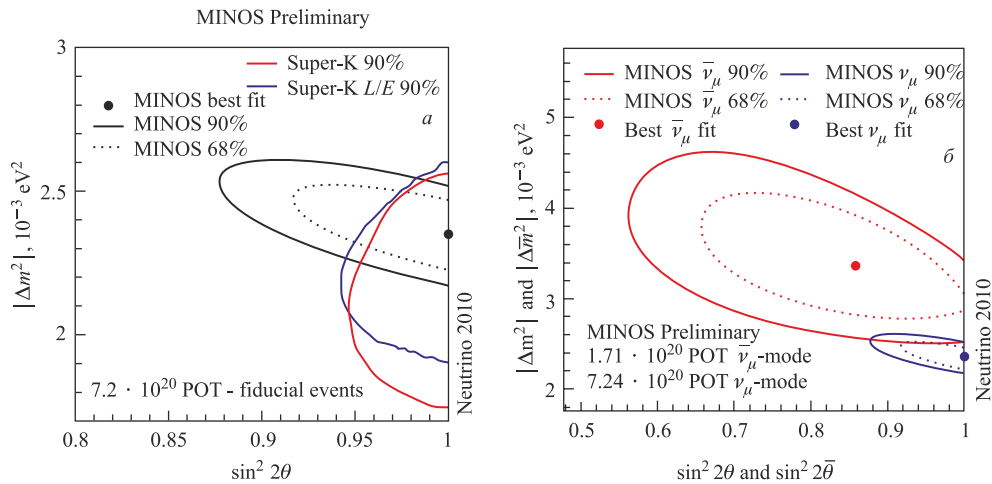


Рис. 15. а) Область допустимых параметров ( $\Delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$ ), измеренная MINOS с пучком  $\nu_\mu$ , в сравнении с результатами SuperKamiokande. б) Области допустимых параметров ( $\Delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$ ), а также наилучшие значения фита данных MINOS с пучком  $\bar{\nu}_\mu$  в сравнении с результатами с пучком  $\nu_\mu$ . Рисунки взяты с сайта коллаборации MINOS: <http://www.numi.fnal.gov/>

Если же разница останется, то это будет драматичным результатом, который противоречит СМ и нашим представлениям о симметрии между частицами и античастицами. Закончим обсуждение этого подраздела последними результатами эксперимента OPERA с пучком  $\nu_\mu$ , посылаемым из ЦЕРН в подземную лабораторию в Гран-Сассо. Расстояние между источником и детектором нейтрино составляет 730 км. Средняя энергия нейтрино в пучке  $\langle E_\nu \rangle \approx 17$  ГэВ достаточна для рождения  $\tau^-$ -лептона в детекторе в случае осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Трек от  $\tau^-$ -лептона длиной от сотен микрон до миллиметра может быть обнаружен в фотоэмульсионном детекторе. OPERA является единственным экспериментом на сегодняшний день, в котором можно обнаружить *появление*  $\nu_\tau$ -нейтрино, а не его исчезновение, что делает такое наблюдение уникальной проверкой гипотезы осцилляций. В 2010 г. коллаборацией OPERA было объявлено о наблюдении первого  $\nu_\tau$ -кандидата в пучке с изначально  $\nu_\mu$ -нейтрино [35]. За пять лет набора статистики ожидается обнаружить около 10  $\nu_\tau$ -событий.

Компиляция результатов по солнечным, атмосферным, ускорительным и реакторным экспериментам, в которых исследовались осцилляции нейтрино и антинейтрино, приведена на рис. 16.

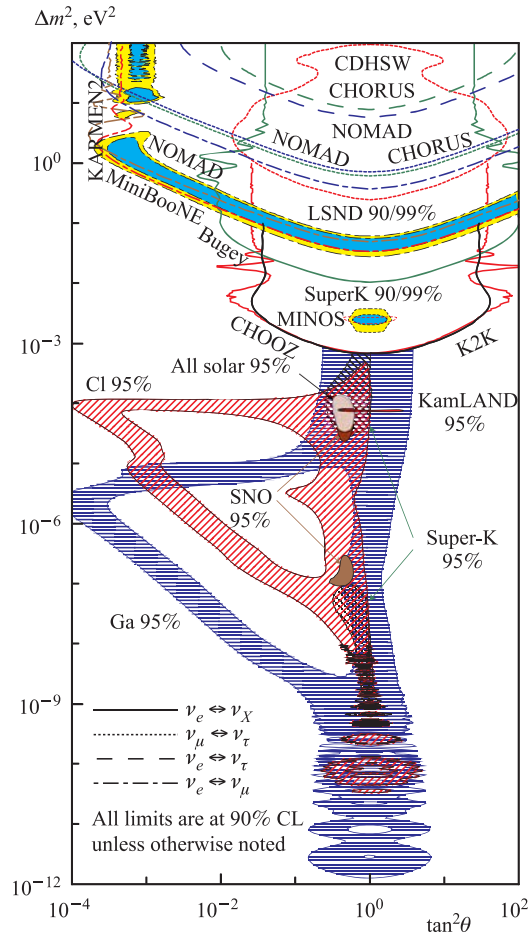


Рис. 16. Области допустимых и исключенных параметров ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ), измеренные различными экспериментами. Рисунок принадлежит Hitoshi Murayama (<http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino>)

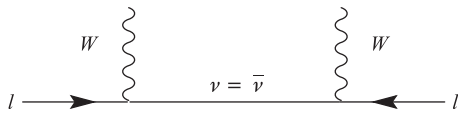
**2.4. Дирак или Майорана?** Эксперименты по исследованию осцилляций нейтрино с той или иной степенью достоверности показали, что у нейтрино есть масса и флейворные состояния  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  — это линейная суперпозиция состояний, соответствующих массивным частицам  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ .

Следующий фундаментальный вопрос, который необходимо разрешить, это вопрос о том, является ли нейтрино частицей Дирака или Майораны. Из исследования осцилляций нейтрино ответить на этот вопрос невозможно, поэтому используются другие идеи. По сути, идея всего одна, и она заключается в экспериментальном поиске процессов, описываемых диаграммой на рис. 17.

Обсудим подробнее эту диаграмму. Она соответствует обмену виртуальным нейтрино (антинейтрино) между двумя парами частиц ( $\ell, W$ ). Легко понять, что такая диаграмма *не существует* в СМ, если нейтрино — частица Дирака. Она возможна только в случае



майорановской природы нейтрино. Таким образом, наблюдение процессов, описываемых этой диаграммой, будет свидетельствовать о том, что нейтрино — частица Майораны. Малость амплитуды процесса на рис. 17 определяется малостью массы нейтрино:

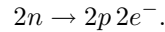


$$A \propto m_{\text{eff}} = \sum_i V_{ei}^2 m_i.$$

Рис. 17. Класс диаграмм, которые возможны только для майорановских нейтрино

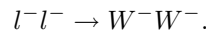
Пропорциональность амплитуды массе нейтрино можно понять, если учесть, что она пропорциональна свертке левой и правой компонент поля нейтрино, равной нулю при нулевой массе поля. Зачастую в литературе это называют переворотом спина нейтрино, что надо воспринимать как научный жаргон. Диаграмма на рис. 17 может описывать следующие процессы.

• Если считать  $W$ -бозоны на этой диаграмме виртуальными частицами, которые взаимодействуют с  $d$ -кварком в нейтроне, переводя его в  $u$ -кварк, а  $l$  считать выходящими электронами, то диаграмма будет соответствовать реакции превращения двух нейтронов в два протона и два электрона без выходящих нейтрино или антинейтрино:



Практически эту реакцию можно наблюдать в распадах ядер (или в нейтронных звездах), и она носит название двойной безнейтринный  $\beta$ -распад и обозначается  $0\nu\beta\beta$ . Данная реакция наиболее чувствительна к природе нейтрино, если его масса не слишком велика. Поиски таких распадов проводились и проводятся в экспериментах с разными ядрами [36], и таких распадов пока не найдено. Только в одном эксперименте Гейдельберг–Москва [37] *частью коллаборации* было объявлено о наблюдении распада  $0\nu\beta\beta$ . Масса майорановского нейтрино оценена авторами в пределах 0,2–0,6 эВ. Однако этот результат подвергся критике со стороны научного сообщества (в том числе и коллегами по коллаборации), и на сегодняшний день он нуждается в экспериментальной проверке [38]. Сегодня планируется ряд новых экспериментов по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада [39].

• Тяжелое нейтрино Майораны (с массой в сотни ГэВ, ТэВ) можно искать на ускорителях в реакции столкновения двух лептонов одинакового заряда с рождением двух  $W$ -бозонов:



Сечение такого процесса сильно зависит от массы майорановского нейтрино. Оно исчезающе мало при  $m_\nu \rightarrow 0$  и  $m_\nu \rightarrow \infty$  и потенциально измеримо на коллайдерах, если  $m_\nu \sim \text{ТэВ}$  [40].

### 3. НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ: БУДУЩЕЕ

Сегодня планируются и проводятся все более амбициозные экспериментальные нейтринные проекты. Ряд современных экспериментов и проектов ставит своей целью измерить  $\theta_{13}$ . В 2011 г. первые результаты по измерению  $\theta_{13}$  ожидаются от ускорительного

эксперимента T2K [41] (Япония), NovA [42] (США), реакторных: DayaBay [43] (Китай), Double Chooz [44] (Франция). Возможно, получится измерить угол  $\delta$  в матрице смешивания нейтрино КKM, ответственный за нарушение  $CP$ -четности. Рассмотрим кратко новые идеи и технологии, которые планируется применить в новых экспериментах.

**3.1. Эксперименты off-axis.** Прецизионные измерения  $\Delta m^2$  в экспериментах по исследованию осцилляций нейтрино  $E_\nu$  требуют знания энергии с наилучшей возможной точностью, поскольку вероятность осцилляций зависит от  $\Delta m^2 L/E_\nu$  и неопределенность в измерении  $E_\nu$  приведет к ошибке в определении  $\Delta m^2$ . Как правило, в ускорительных экспериментах нейтрино имеет довольно широкий спектр энергии. В ряде новых проектов и экспериментов T2K [41], Nova [42] используется следующая новая и, на первый взгляд, парадоксальная идея: поставить детектор не вдоль пучка, а немного в стороне!

Оказывается, существует угол вылета нейтрино  $\theta_\nu^0$  в распаде пиона  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , при котором энергия нейтрино почти не зависит от энергии пиона. Этот угол определяется следующим образом:  $\cos \theta_\nu^0 = v_\pi$ , где  $v_\pi = |\mathbf{p}_\pi|/E_\pi$  — скорость пиона. Если пион релятивистский, то угол  $\theta_\nu^0$  близок к нулю, и можно получить, что  $\theta_\nu^0 = 1/\gamma_\pi$ . На самом деле, как мы видим, угол  $\theta_\nu^0$  зависит от энергии пиона, так что формально для разных энергий пионов угол  $\theta_\nu^0$  свой. Однако практически он меняется довольно слабо, и, действительно, удается заметно сузить спектр энергии нейтрино. Важно, что поток при этом ослабевает всего в четыре раза по сравнению с потоком при  $\theta = 0$ !

**3.2. Жидкоаргонные детекторы.** Очень перспективной технологией детектирования (анти)нейтрино (и других редких процессов), активно развиваемой в последние годы, является применение времяпроекционной камеры с жидким аргоном (в англоязычной литературе используется аббревиатура LArTPC), впервые предложенной нобелевским лауреатом Карло Руббиа (Carlo Rubbia). Принцип действия такого детектора следующий. Объем детектора, заполненного жидким аргоном, ограничен плоскостями с проволочками, находящимися под напряжением. Когда высокоэнергичная частица проходит через такую среду, она оставляет ионизационный след из электронов, дрейфующих в электрическом поле к проволочкам на расстояния вплоть до метров. При попадании на проволочки электроны детектируются. Плоскости ориентированы таким образом, что можно восстановить временные и пространственные координаты каждого пути электронов. Система набора данных эксперимента снимает с большой частотой, порядка 40 МГц, такие «картинки», что позволяет в итоге реконструировать с хорошей точностью трек каждой частицы, как в старых добрых пузырьковых камерах (см. рис. 18, на котором изображено схематическое изображение принципа действия времяпроекционной камеры ICARUS с жидким аргоном).

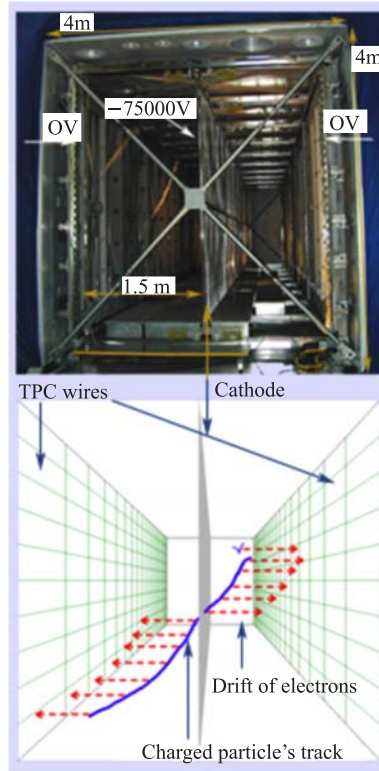


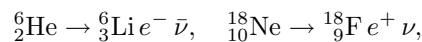
Рис. 18. Схема камеры ICARUS

Исходя из топологии и выделенной энергии, можно определить тип взаимодействия. Сильными сторонами таких детекторов являются: отличное пространственное разрешение и возможность масштабирования детектора от лабораторного до 100 кт и больше.

Пионером в этих исследованиях был проект ICARUS, в котором начат набор первых данных от пучка нейтрино из ЦЕРН в подземной лаборатории в Гран-Сассо в 2010 г. В настоящее время разрабатывается ряд проектов в Европе и США с технологией LArTPC [45].

**3.3. Нейтринные фабрики.  $\beta$ -пучки.** Очевидно, что для решения амбициозных задач в нейтринной физике мало иметь хороший детектор нейтрино, необходим еще и интенсивный их источник. Поэтому в Европе и США ведется активная работа по проектированию таких источников. Одной из опций является мюонный коллайдер. В двух словах, суть заключается в следующем. Мюоны из распавшихся пионов ускоряются до большой энергии за очень короткий промежуток времени, чтобы их время жизни в ускорителе увеличилось настолько, чтобы их можно было накапливать в коллайдере. Далее накопленные мюоны выводятся в распадный канал, где распадаются, производя нейтрино. Таким образом, можно получить сколлиммированные пучки нейтрино больших энергий и большой интенсивности. Технологически это очень сложная задача. Главная проблема заключается в создании пучка мюона с малым разбросом по энергии за время, пока они не успели распасться. Для этого мюоны сначала «охлаждают», пропуская через газ, и лишь затем ускоряют до нужной энергии. Разработкой подобных коллайдеров занимается ряд коллабораций [46].

Альтернативной идеей является использование слабых распадов ядер типа



в которых производятся нейтрино и антинейтрино. Преимущества такого подхода заключаются в следующем. Спектр (анти)нейтрино из таких распадов хорошо известен, поскольку это обычный  $\beta$ -распадный спектр. Малое значение импульса нейтрино (порядка МэВ) в системе покоя ядра означает малый поперечный импульс нейтрино, когда ядро ускорено, а значит, отличную фокусировку, на два порядка лучшую, чем может обеспечить мюонный коллайдер. Как следствие, такие пучки дадут большой поток (анти)нейтрино по сравнению с мюонным коллайдером за счет лучшей фокусировки. Кроме того, технология для ускорения ядер существует уже давно и хорошо разработана. И, наконец, в распадах ядер нет примеси других флэйворов, кроме электронных (анти)нейтрино [47].

**3.4. Что осталось за рамками?** Несмотря на довольно широкий круг вопросов, которых мы кратко коснулись в настоящих лекциях, физика нейтрино выходит за рамки рассмотренного нами. Приведем некоторые из них, отсылая заинтересованного читателя к соответствующей литературе.

Интересным вопросом, активно исследующимся сегодня на стыке физики частиц, космологии и астрофизики, являются астрофизические нейтрино, которые изучают в нейтринных телескопах: ICECUBE, GOLDSTONE, AMANDA, BAIKAL, NESTOR, ANTARES [48], и в установках, детектирующих ШАЛ, в которых астрофизические нейтрино имеют четкую сигнатуру — они могут давать горизонтальные ШАЛ: Pierre Auger, HIRES, AGASA, The Telescope Array, JEM-EUSO [49].

Кроме того, остались за рамками этих лекций вопросы о магнитном моменте нейтрино, нейтрино от сверхновых, тестах  $CP$ -,  $CPT$ -инвариантности, взаимодействия ней-

трино с веществом и некоторые другие. Хочется порекомендовать заинтересованному читателю замечательную и ежедневно пополняемую коллекцию литературы по нейтринной физике [50].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Думается, не будет большим преувеличением сказать, что сегодня физика нейтрино находится в зените интереса к этой частице и всему, что с ней связано. Об этом свидетельствует непрекращающийся поток теоретических и экспериментальных работ, связанных с нейтрино, введение в строй новых экспериментов и разработка новых проектов. За последние годы многие загадки, связанные с нейтрино, нашли свое решение. Мы сейчас входим в новую эру прецизионных измерений в нейтринной физике, прогресс в которой невозможен без активного участия молодых ученых.

В заключение мне бы хотелось поблагодарить З.Г. Бережани, С.М. Биленького, М.И. Высоцкого, М.О. Гончара, И.П. Иванова, В.А. Ли, В.А. Наумова, В. Потцеля, О.Ю. Смирнова, О.В. Теряева, А.С. Шешукова за полезные обсуждения и критику.

Я особенно благодарен О.Ю. Смирнову, который прочел рукопись и высказал множество замечаний и предложений.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., ГК №02.740.11.5220 при частичной поддержке гранта РФФИ № 10-02-00395-а и при поддержке гранта молодым кандидатам наук ОИЯИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Высоцкий М.И.* Лекции по теории электрослабых взаимодействий // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 7(170). С.1038–1091.
2. *Kraus C. et al.* Final Results from Phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium  $\beta$  Decay // *Eur. Phys. J. C.* 2005. V. 40. P. 447–468.
3. *Fogli G.L. et al.* Observables Sensitive to Absolute Neutrino Masses (Addendum) // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 78. P. 033010;  
*Thomas S.A., Abdalla F.B., Lahav O.* Upper Bound of 0.28 eV on the Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 031301.
4. *Minkowski P.* // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 67. P. 421;  
*Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R.* Supergravity / Eds. D. Freedman et al. Amsterdam: North-Holland, 1980;  
*Yanagida T.* // Proc. of the Workshop on Baryon Number in the Universe / Eds. O. Sawada and A. Sugamoto. KEK, 1979;  
*Mohapatra R., Senjanović G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 912;  
*Babu K.S., Julio J.* Two-Loop Neutrino Mass Generation through Leptoquarks // *Nucl. Phys. B.* 2010. V. 841. P. 130.
5. *Beuthe M.* Oscillations of Neutrinos and Mesons in Quantum Field Theory // *Phys. Rep.* 2003. V. 375. P. 105.
6. *Akhmedov E.Kh., Smirnov A.Yu.* Paradoxes of Neutrino Oscillations // *ЯФ.* 2009. Т. 72. С. 1417; *Phys. At. Nucl.* 2009. V. 72. P. 1363.

7. *Grimus W., Stockinger P.* Real Oscillations of Virtual Neutrinos // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 54. P. 3414;  
*Grimus W., Mohanty S., Stockinger P.* Field Theoretical Treatment of Neutrino Oscillations: The Strength of the Canonical Oscillation Formula. hep-ph/9909341;  
*Grimus W., Mohanty S., Stockinger P.* Neutrino Oscillations and the Effect of the Finite Lifetime of the Neutrino Source // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 61. P. 033001;  
*Stockinger P.* Introduction to a Field-Theoretical Treatment of Neutrino Oscillations // *Pramana.* 2000. V. 54. P. 203;  
*Cardall C. Y.* Coherence of Neutrino Flavor Mixing in Quantum Field Theory // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 61. P. 073006;  
*Beuthe M.* Towards a Unique Formula for Neutrino Oscillations in Vacuum // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 66. P. 013003.
8. *Naumov D. V., Naumov V. A.* A Diagrammatic Treatment of Neutrino Oscillations // *J. Phys. G.* 2010. V. 37. P. 105014;  
*Наумов В. А., Наумов Д. В.* Релятивистские волновые пакеты в квантовом поле в подходе к теории нейтринных осцилляций // *Изв. вузов. Физика.* 2011. Т. 53. С. 5 (*Rus. Phys. J.* 2010. V. 53. P. 549).
9. *Akhmedov E. K.* Do Charged Leptons Oscillate? // *JHEP.* 2007. V. 0709. P. 116.
10. *Mikheev S. P., Smirnov A. Y.* Resonance Enhancement of Oscillations in Matter and Solar Neutrino Spectroscopy // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1985. V. 42. P. 913 (*Yad. Fiz.* 1985. V. 42. P. 1441);  
*Wolfenstein L.* Neutrino Oscillations in Matter // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17. P. 2369.
11. *Larson D. et al.* Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters // *Astrophys. J. Suppl.* 2011. V. 192. P. 16.
12. *Lobashev V. M.* The Search for the Neutrino Mass by Direct Method in the Tritium Beta-Decay and Perspectives of Study it in the Project KATRIN // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 719. P. 153.
13. *Naumov V. A.* Solar Neutrinos. Astrophysical Aspects // *Письма в ЭЧАЯ.* 2011. Т. 8, № 7(170).
14. *Бакал Дж.* Нейтринная астрофизика. М.: Мир, 1993;  
*Bahcall J. N.* Neutrino Astrophysics. Cambridge Univ. Press, 1989.
15. *Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S.* // *Astrophys. J.* 2005. V. 621. P. L85;  
*Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S.* // *Astrophys. J. Suppl.* 2006. V. 165. P. 400;  
*Peña-Garay C., Serenelli A. M.* arXiv:0811.2424.
16. *Cleveland B. T. et al.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 496. P. 505.
17. *Anselmann P. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 285. P. 376;  
*Hampel W. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 447. P. 127.
18. *Altmann M. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 616. P. 174.
19. *Abdurashitov J. N. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 015807.
20. *Hirata K. S. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 16.
21. *Fukuda Y. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 1158;  
*Hosaka J. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 112001.
22. *Ahmad Q. R. et al. (SNO Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 071301;  
*Ahmad Q. R. et al. (SNO Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 011301;  
*Aharmim B. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 055502;  
*Aharmim B. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 111301.
23. *Arpesella C. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 658. P. 101;  
*Arpesella C. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 091302;  
*Bellini G. et al.* Measurement of the Solar  $^8\text{B}$  Neutrino Rate with a Liquid Scintillator Target and 3 MeV Energy Threshold in the Borexino Detector // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 033006.

24. Achkar B. et al. Search for Neutrino Oscillations at 15 meters, 40 meters, and 95 meters from a Nuclear Power Reactor at Bugey // Nucl. Phys. B. 1995. V. 434. P. 503–534;  
Zacek G. et al. Neutrino Oscillation Experiments at the Gosgen Nuclear Power Reactor // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 2621–2636;  
Kwon H. et al. Search for Neutrino Oscillations at a Fission Reactor // Phys. Rev. D. 1981. V. 24. P. 1097–1111;  
Vidyakin G. S. et al. Limitations on the Characteristics of Neutrino Oscillations // JETP Lett. 1994. V. 5. P. 390–393;  
Afonin A. I. et al. Anti-Electron-Neutrino Spectra at Two Distances from the Reactor of the Rovno Nuclear Power Plant: Search for Oscillations // JETP Lett. 1987. V. 45. P. 247–251;  
Greenwood Z. D. et al. Results of a Two Position Reactor Neutrino Oscillation Experiment // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 6054–6064;  
Apollonio M. et al. (CHOOZ). Search for Neutrino Oscillations on a Long Base-Line at the CHOOZ Nuclear Power Station // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 27. P. 331.
25. Mention G. et al. The Reactor Antineutrino Anomaly. arXiv:1101.2755
26. Bellini G. et al. Observation of Geo-Neutrinos // Phys. Lett. B. 2010. V. 687. P. 299–304.
27. Araki T. et al. (KamLAND Collab.). Experimental Investigation of Geologically Produced Antineutrinos with KamLAND // Nature. 2005. V. 436. P. 499.
28. Fogli G. L. et al. Combined Analysis of KamLAND and Borexino Neutrino Signals from Th and U Decays in the Earth's Interior // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 093006.
29. Ashie Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillation // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 101801.
30. Hosaka J. et al. (Super-Kamiokande Collab.). Three Flavor Neutrino Oscillation Analysis of Atmospheric Neutrinos in Super-Kamiokande // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 032002.
31. Honda M. et al. A New Calculation of the Atmospheric Neutrino Flux in a 3-Dimensional Scheme // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 043008;  
Gaisser T. K. et al. Comparison of Atmospheric Neutrino Flux Calculations at Low Energies // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 5578;  
Bugaev E. V. et al. Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 054001;  
Bugaev E. V., Naumov V. A. On the Interpretation of the Kamiokande Experiment // Phys. Lett. B. 1989. V. 232. P. 391;  
Fiorentini G., Naumov V. A., Villante F. L. Atmospheric Neutrino Flux Supported by Recent Muon Experiments // Phys. Lett. B. 2001. V. 510. P. 173.
32. Angelini C. et al. (BEBC Collab.). New Experimental Limits on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillations // Phys. Lett. B. 1986. V. 179. P. 307;  
Borodovsky L. et al. (BNL Collab.). Search for Muon-Neutrino Oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \mu_e$  ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\mu}_e$ ) in a Wide Band Neutrino Beam // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 274–277;  
Naples D. et al. (CCFR/NuTeV Collab.). A High Statistics Search for  $\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$  Oscillations // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 031101;  
Eskut E. et al. (CHORUS Collab.). Final Results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oscillation from the CHORUS Experiment // Nucl. Phys. B. 2008. V. 793. P. 326–343;  
Astier P. et al. (NOMAD Collab.). Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillations in the NOMAD Experiment // Phys. Lett. B. 2003. V. 570. P. 19–31;  
Astier P. et al. (NOMAD Collab.). Final NOMAD Results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  Oscillations Including a New Search for  $\nu_\tau$  Appearance Using Hadronic  $\tau$  Decays // Nucl. Phys. B. 2001. V. 611. P. 3–39.
33. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (The MiniBooNE Collab.). A Search for Electron Neutrino Appearance at the  $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$  Scale // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 231801;

- Aguilar-Arevalo A. A. et al. (The MiniBooNE Collab.). Event Excess in the MiniBooNE Search for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 181801.*
34. *Ahn M. H. et al. (K2K Collab.). Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 072003;*  
*Yamamoto S. et al. (K2K Collab.). An Improved Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillation in a Long-Baseline Accelerator Experiment // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 181801.*
35. *Agafonova N. et al. (OPERA Collab.). Observation of a First  $\nu_\tau$  Candidate in the OPERA Experiment in the CNGS Beam // Phys. Lett. B. 2010. V. 691. P. 138–145.*
36. *Bloxham T. et al. (COBRA Collab.). First Results on Double Beta Decay Modes of Cd, Te and Zn Isotopes with the COBRA Experiment // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025501;*  
*Andreotti E. et al. (CUORICINO Collab.).  $^{130}\text{Te}$  Neutrinoless Double-Beta Decay with CUORICINO. arXiv:1012.3266. 2010;*  
*Abt I. et al. A New  $^{76}\text{Ge}$  Double Beta Decay Experiment at LNGS. hep-ex/0404039. 2004;*  
*Luscher R. et al. Search for Beta Beta Decay in  $^{136}\text{Xe}$ : New Results from the Gotthard Experiment // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 407–414;*  
*Aalseth C. E. et al. (IGEX Collab.). The IGEX  $^{76}\text{Ge}$  Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment: Prospects for Next Generation Experiments // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 092007;*  
*Argyriades J. (NEMO Collab.). Measurement of the Double Beta Decay Half-Life of  $^{150}\text{Nd}$  and Search for Neutrinoless Decay Modes with the NEMO-3 Detector // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 032501;*  
*Arnold R. et al. (NEMO Collab.). First Results of the Search of Neutrinoless Double Beta Decay with the NEMO 3 Detector // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 182302.*
37. *Klapdor-Kleingrothaus H. V., Krivosheina I. V. The Evidence for the Observation of One Beta Beta Decay: The Identification of One Beta Beta Events from the Full Spectra // Mod. Phys. Lett. A. 2006. V. 21. P. 1547–1566;*  
*Klapdor-Kleingrothaus H. V. et al. Search for Neutrinoless Double Beta Decay with Enriched  $^{76}\text{Ge}$  in Gran Sasso 1990–2003 // Phys. Lett. B. 2004. V. 586. P. 198–212.*
38. *Aalseth C. E. et al. Comment on «Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay» // Mod. Phys. Lett. A. 2002. V. 17. P. 1475–1478;*  
*Feruglio F., Strumia A., Vissani F. Neutrino Oscillations and Signals in  $\beta$  and  $(\beta\beta)_{0\nu}$  Experiments // Nucl. Phys. B. 2002. V. 637. P. 345–377.*
39. *Danilov M. et al. Detection of Very Small Neutrino Masses in Double-Beta Decay Using Laser Tagging // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 12–18;*  
*Aalseth C. E. et al. (Majorana Collab.). The Majorana Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 2002;*  
*Ejiri H. Nuclear Spin Isospin Responses for Low-Energy Neutrinos // Phys. Rep. 2000. V. 338. P. 265–351;*  
*Chen Mark C. (SNO+ Collab.). The SNO+ Experiment. arXiv:0810.3694. 2008.*
40. *Heusch C. A. Can Heavy Majorana Neutrinos Be Found in TeV Electron–Electron Scattering? The Nuclear Connection // Nucl. Phys. A. 1998. V. 629. P. 545;*  
*Heusch C. A., Minkowski P. Lepton Flavour Violation Induced by Heavy Majorana Neutrinos // Nucl. Phys. B. 1994. V. 416. P. 3;*  
*Heusch C. A., Minkowski P. A Strategy for Discovering Heavy Neutrinos // Phys. Lett. B. 1996. V. 374. P. 116;*  
*Singhal J. K. et al. Heavy Neutrino Mixing Effects in Helicity Amplitudes for the Process  $\mu^+\mu^- \rightarrow W^+W^-$  // Phys. Rev. D. 2000. V. 63. P. 017302.*
41. *Hayato Y. et al. (T2K Collab.). Letter of Intent: Neutrino Oscillation Experiment at JHF. [http://neutrino.kek.jp/jhfnu/loi/loi\\_JHFcor.pdf](http://neutrino.kek.jp/jhfnu/loi/loi_JHFcor.pdf)*

42. *Ambats I. et al. (NOvA Collab.).* NOvA Proposal to Build a 30-Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamline. hep-ex/0503053. 2005;  
*Ayres D. et al.* Letter of Intent to Build an Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations with the NuMI Neutrino Beam. hep-ex/0210005. 2002.
43. *Guo X. et al. (Daya Bay Collab.).* A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$  Using Reactor Antineutrinos at Daya Bay. hep-ex/0701029.
44. *Ardellier F. et al. (Double Chooz Collab.).* Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$ . hep-ex/0606025. 2006.
45. <http://icarus.lngs.infn.it/index.php>  
<http://www-lartpc.fnal.gov/index.htm>  
<http://arxiv.org/ftp/astro-ph/papers/0604/0604548.pdf>  
<http://t962.fnal.gov>  
<http://www-microboone.fnal.gov>  
<http://arxiv.org/pdf/0704.1422>
46. *Bernabeu J. et al.* EURONU WP6 2009 Yearly Report: Update of the Physics Potential of NuFact, Superbeams and Betabeams. arXiv:1005.3146. 2010.
47. *Zucchelli P.* A Novel Concept for a Neutrino Factory: the Beta-Beam // Phys. Lett. B. 2002. V. 532. P. 166–172; <http://www.nu.to.infn.it/Neutrino.Beta.Beam/>
48. <http://www.physics.ucla.edu/~moonemp/public/>  
<http://amanda.berkeley.edu/>  
<http://baikalweb.jinr.ru>  
<http://www.uoa.gr/~nestor/>  
<http://antares.in2p3.fr/>  
<http://icecube.wisc.edu/>
49. <http://www.auger.org/>  
<http://hires.physics.utah.edu/>  
<http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>  
<http://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp/>  
<http://jemeuso.riken.jp/en/index.html>
50. <http://www.nu.to.infn.it/>