

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Массы, смешивание и осцилляции нейтрино

С.М. Биленький

*Обзор содержит основные сведения по смешиванию нейтрино и их осцилляциям в вакууме. Представлены недавние свидетельства существования нейтринных осцилляций, которые получены в экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино. Нейтринные осцилляции в интервалах солнечных и атмосферных значений  $\Delta m^2$  рассмотрены в рамках минимальной схемы со смешиванием трех массивных нейтрино. Обсуждаются также эксперименты по измерению масс нейтрино путем исследования высокоэнергетического края  $\beta$ -спектра трития и опыты по поискам безнейтринного двойного  $\beta$ -распада.*

PACS numbers: 13.15.+g, 14.60.Pq, 14.60.St

Содержание

1. Введение (1171).
  2. Смешивание нейтрино (1172).
  3. Осцилляции нейтрино в вакууме (1173).
  4. Осцилляции между двумя типами нейтрино в вакууме (1174).
  5. Экспериментальные данные по осцилляциям нейтрино (1175).
    - 5.1. Свидетельства об осцилляциях атмосферных нейтрино.
    - 5.2. Свидетельства о переходах солнечных нейтрино  $\nu_e$  в  $\nu_\mu, \nu_\tau$ .
    - 5.3. Реакторные эксперименты CHOOZ и Palo Verde.
  6. Нейтринные осцилляции в рамках смешивания трех типов нейтрино (1178).
    - 6.1. Нейтринные осцилляции в атмосферном интервале разностей квадратов масс нейтрино.
    - 6.2. Нейтринные осцилляции в солнечном интервале разностей квадратов масс нейтрино.
    - 6.3. Верхняя граница параметра  $|U_{e3}|^2$  из данных эксперимента CHOOZ.
  7. Масса нейтрино по измерениям высокоэнергетической части  $\beta$ -спектра трития (1180).
  8. Безнейтринный двойной  $\beta$ -распад (1182).
  9. Заключение (1184).
  10. Добавление (1184).
    - 10.1. Свидетельства об осцилляциях нейтрино, полученные в эксперименте KamLAND.
    - 10.2. Свидетельства об осцилляциях нейтрино, полученные в эксперименте K2K.
- Список литературы (1185).

1. Введение

В настоящее время имеются убедительные свидетельства наличия нейтринных осцилляций, которые получены в

экспериментах с нейтрино от естественных источников: в опытах с атмосферными [1–3] и солнечными [4–10] нейтрино.

Наблюдение нейтринных осцилляций дало нам первое указание на наличие у нейтрино ненулевых масс и их смешивание. Из всех имеющихся данных, включая астрофизические, следует, что массы нейтрино на много порядков величины меньше масс других фундаментальных фермионов — лептонов и кварков. Малость масс нейтрино обычно рассматривается как указание в пользу новой физики вне рамок Стандартной модели.

В настоящем обзоре представлена феноменологическая теория масс нейтрино и их смешивания. Затем рассматривается теория нейтринных осцилляций в вакууме. Обсуждаются результаты эксперимента Super-Kamiokande [1] с атмосферными нейтрино, в котором обнаружена значительная асимметрия "верх–низ" в событиях с высокоэнергичными мюонами, и недавние результаты эксперимента SNO с солнечными нейтрино [8–10], в котором получено прямое свидетельство перехода солнечных нейтрино  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Обсуждаются также данные реакторных экспериментов на большой базе CHOOZ [11] и Palo Verde [12], в которых не найдено каких-либо указаний на присутствие нейтринных осцилляций. Эти результаты важны с точки зрения смешивания нейтрино. Нейтринные осцилляции в интервалах атмосферных и солнечных значений разности квадратов масс нейтрино рассматриваются в рамках смешивания трех типов нейтрино. Показано, что в лидирующем приближении осцилляции нейтрино в двух этих интервалах являются несвязанными и описываются формулами, которые характеризуются параметрами двухнейтринных осцилляций. В последних разделах обзора обсуждаются результаты экспериментов по измерению масс нейтрино путем детального изучения высокоэнергетической части конца  $\beta$ -спектра трития и безнейтринного двойного  $\beta$ -распада.

Исследование нейтринных осцилляций основывается на двух следующих положениях.

С.М. Биленький. Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация  
 Тел. (096) 216-54-00. Факс (096) 216-50-84  
 E-mail: bilenky@ph.dum.de; bilenky@to.infn.it  
 INFN, Sez. di Torino and Dip. di Fisica Teorica, Univ. di Torino, I-10125 Torino, Italy

Статья поступила 24 июля 2003 г.

1. Всеми имеющимися данными, включая результаты очень точных экспериментов LEP, подкреплено предположение, что *взаимодействие нейтрино с другими частицами описывается Стандартной моделью электрослабого взаимодействия*. Стандартные лагранжианы заряженных (CC) и нейтральных (NC) токов имеют вид

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_I^{\text{CC}} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}}j_x^{\text{CC}}W^\alpha + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_I^{\text{NC}} &= -\frac{g}{2\cos\theta_w}j_x^{\text{NC}}Z^\alpha.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $g$  — калибровочная SU(2)-константа связи,  $\theta_w$  — слабый угол,  $W^\alpha$  и  $Z^\alpha$  — поля заряженного ( $W^\pm$ ) и нейтрального ( $Z^0$ ) векторных бозонов, а лептонный заряженный ток  $j_x^{\text{CC}}$  и нейтринный нейтральный ток  $j_x^{\text{NC}}$  даются выражениями

$$j_x^{\text{CC}} = \sum_l \bar{\nu}_{l,L}\gamma_\alpha l_L, \quad j_x^{\text{NC}} = \sum_l \bar{\nu}_{l,L}\gamma_\alpha \nu_{l,L}. \quad (2)$$

2. В опытах на SLC и LEP установлен экспериментальный факт, что *в природе существуют нейтрино трех типов (флейворов):  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$* .

Из экспериментов на LEP по измерению ширины распада  $Z \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l$  для числа  $n_{\nu_l}$  нейтринных флейворов получено значение [13]

$$n_{\nu_l} = 3,00 \pm 0,06. \quad (3)$$

Из глобального фита результатов LEP для  $n_{\nu_l}$  найдено значение

$$n_{\nu_l} = 2,984 \pm 0,008. \quad (4)$$

## 2. Смешивание нейтрино

Гипотеза смешивания нейтрино основывается на предположении, что в полный лагранжиан входит *нейтринный массовый член*. Было предложено несколько механизмов генерации нейтринного массового члена. Ниже обсуждается наиболее популярный механизм see-saw [14].

Мы начнем с феноменологической теории масс нейтрино и их смешивания. Существуют два типа возможных нейтринных массовых членов (см. [15, 16]).

1. Член с дираковской массой

$$\mathcal{L}^{\text{D}} = -\bar{\nu}'_R M^{\text{D}} \nu'_L + \text{h.c.} \quad (5)$$

Здесь

$$\nu'_L = \begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ \nu_{\mu,L} \\ \nu_{\tau,L} \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad \nu'_R = \begin{pmatrix} \nu_{e,R} \\ \nu_{\mu,R} \\ \nu_{\tau,R} \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (6)$$

а  $M^{\text{D}}$  — комплексная недиагональная матрица. Мы предположили, что в колонке  $\nu'_L$  могут присутствовать не только поля левых флейворных нейтрино  $\nu_{l,L}$ , но и так называемые стерильные поля, не входящие в состав стандартного заряженного и нейтрального токов (2). После диагонализации матрицы  $M^{\text{D}}$  для флейворных полей  $\nu_{l,L}$  получается соотношение [15, 16]

$$\nu_{l,L} = \sum_i U_{li} \nu_{i,L}, \quad (7)$$

где  $U$  — унитарная матрица смешивания, а  $\nu_i$  — поле нейтрино с массой  $m_i$ .

Полный лагранжиан с массовым членом (5) инвариантен относительно глобального калибровочного преобразования

$$\nu'_L \rightarrow \exp(i\alpha) \nu'_L, \quad \nu'_R \rightarrow \exp(i\alpha) \nu'_R, \quad l \rightarrow \exp(i\alpha) l,$$

где  $\alpha$  — произвольная постоянная фаза. Эта инвариантность означает, что имеет место сохранение полного лептонного числа  $L = \sum_l L_l$ , а  $\nu_i$  есть поле *дираковских нейтрино и антинейтрино* ( $L(\nu_i) = 1$ ,  $L(\bar{\nu}_i) = -1$ ).

2. Член с майорановской массой

$$\mathcal{L}^{\text{Mj}} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}'_L)^c M^{\text{Mj}} \nu'_L + \text{h.c.} \quad (8)$$

Здесь  $M^{\text{Mj}}$  — комплексная недиагональная *симметричная* матрица,  $(\nu'_L)^c = C\bar{\nu}'_L{}^T$ , где  $C$  — унитарная матрица зарядового сопряжения, которая удовлетворяет условиям  $C\gamma_\alpha^T C^{-1} = -\gamma_\alpha$ ,  $C^T = -C$ . После диагонализации симметричной матрицы  $M^{\text{Mj}}$  для флейворных полей  $\nu_{l,L}$  получается соотношение [15, 16]

$$\nu_{l,L} = \sum_i U_{li} \nu_{i,L}, \quad (9)$$

где  $U$  — унитарная матрица, а  $\nu_i$  — поле нейтрино с массой  $m_i$ , которое удовлетворяет условию

$$\nu_i = \nu_i^c = C\bar{\nu}_i^T. \quad (10)$$

Поле  $\nu_i$  является полем *майорановских нейтрино*.

В случае майорановского массового члена нет никакой глобальной калибровочной инвариантности полного лагранжиана. Следовательно, майорановские нейтрино являются истинно нейтральными частицами: они не несут не только никакого электрического заряда, но и лептонных чисел, которые могли бы отличить нейтрино и антинейтрино.

Если в колонке  $\nu'_L$  имеются только флейворные поля  $\nu_{l,L}$ , то число массивных нейтрино  $\nu_i$  равно числу флейворных нейтрино (три), а  $U$  является унитарной  $3 \times 3$ -матрицей.

Если в колонке  $\nu'_L$  имеются также стерильные поля  $\nu_{s,L}$ , то число массивных нейтрино  $\nu_i$  будет больше, чем три. В этом случае смешивание дается соотношениями

$$\nu_{l,L} = \sum_{i=1}^{3+n_s} U_{li} \nu_{i,L}, \quad \nu_{s,L} = \sum_{i=1}^{3+n_s} U_{si} \nu_{i,L}, \quad (11)$$

где  $n_s$  — число стерильных полей,  $U$  — унитарная  $(3+n_s) \times (3+n_s)$ -матрица,  $\nu_i$  — поле нейтрино с массой  $m_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 3+n_s$ ).

Стерильные поля могут быть правыми полями нейтрино, SUSY-полями и т.п. В случае малости более трех нейтринных масс становится возможным переход флейворных нейтрино  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  в стерильные состояния<sup>1</sup>.

Особый интерес представляет собой так называемый дираковско-майорановский массовый член. Пусть  $(\nu_{l,R})^c$  — это левые стерильные поля, а  $\nu_{l,R}$  — правые нейтринные поля ( $l = e, \mu, \tau$ ). При этом майорановский массовый член можно представить в виде суммы левого майорановского, дираковского и правого майоранов-

<sup>1</sup> Если результаты ускорительного эксперимента LSND [17] будут подтверждены, рассмотрение смешивания четырех (или большего числа) массивных нейтрино станет необходимым (см. ниже).

ского массовых членов:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{D+Mj} &= -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L)^c M_L^{Mj} \nu_L - \bar{\nu}_R M^D \nu_L - \\ &- \frac{1}{2} \bar{\nu}_R M_R^{Mj} (\nu_R)^c + \text{h.c.} = \\ &= -\frac{1}{2}(\bar{\nu}'_L)^c M^{D+Mj} \nu'_L + \text{h.c.}\end{aligned}\quad (12)$$

Здесь

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ \nu_{\mu,L} \\ \nu_{\tau,L} \end{pmatrix}, \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{e,R} \\ \nu_{\mu,R} \\ \nu_{\tau,R} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$M_L^{Mj}$  и  $M_R^{Mj}$  — комплексные недиагональные симметричные майорановские  $3 \times 3$ -матрицы,  $M^D$  — комплексная недиагональная дираковская  $3 \times 3$ -матрица. После диагонализации массового члена (12) получаем

$$\nu_{i,L} = \sum_{i=1}^6 U_{ii} \nu_{i,L}, \quad (\nu_{i,R})^c = \sum_{i=1}^6 U_{ii} \nu_{i,L}, \quad (14)$$

где  $U$  — унитарная  $6 \times 6$ -матрица смешивания, а  $\nu_i$  — поле майорановского нейтрино с массой  $m_i$ .

*See-saw-механизм генерации масс нейтрино* [14] основан на предположении, что нейтринный массовый член является дираковско-майорановским. Чтобы объяснить идею механизма, следует рассмотреть простейший случай одного типа нейтрино. Предположим, что стандартный хиггсовский механизм с одним дублетом хиггсов, который отвечает за генерацию масс кварков и лептонов, генерирует также и дираковский массовый член

$$\mathcal{L}^D = -m \bar{\nu}_R \nu_L + \text{h.c.} \quad (15)$$

Естественно ожидать, что масса  $m$  будет того же порядка величины, что и массы соответствующих лептонов или кварков. Однако, как известно из экспериментальных данных, массы нейтрино много меньше масс лептонов и кварков. Для такого "подавления" масс нейтрино следует допустить существование механизма, который нарушает квантовое лептонное число вне рамок Стандартной модели и генерирует правый майорановский массовый член

$$\mathcal{L}_R^{Mj} = -\frac{1}{2} M \bar{\nu}_R (\nu_R)^c + \text{h.c.} \quad (16)$$

с  $M \gg m$  (обычно считается, что  $M \simeq M_{\text{GUT}} \simeq 10^{15} - 10^{16}$  ГэВ).

Полный массовый член является дираковско-майорановским с

$$M^{D+Mj} = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}, \quad \nu'_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix}. \quad (17)$$

После диагонализации массового члена получаем

$$\begin{aligned}\nu_L &= i\nu_{1,L} \cos \theta + \nu_{2,L} \sin \theta, \\ (\nu_R)^c &= -i\nu_{1,L} \sin \theta + \nu_{2,L} \cos \theta,\end{aligned}\quad (18)$$

где  $\nu_1$  и  $\nu_2$  — поля майорановских нейтрино с массами

$$\begin{aligned}m_1 &= -\frac{1}{2} M + \frac{1}{2} (M^2 + 4m^2)^{1/2} \simeq \frac{m^2}{M} \ll m, \\ m_2 &= \frac{1}{2} M + \frac{1}{2} (M^2 + 4m^2)^{1/2} \simeq M.\end{aligned}\quad (19)$$

Угол смешивания  $\theta$  дается соотношением

$$\tan 2\theta = 2m/M \ll 1. \quad (20)$$

Таким образом, механизм *see-saw* основывается на предположении, что в дополнение к стандартному хиггсовскому механизму генерации дираковского массового члена вне Стандартной модели существует механизм генерации<sup>2</sup> правого майорановского массового члена, который меняет на 2 лептонное число и характеризуется массой  $M \gg m$ . Дираковский массовый член смешивает левое поле  $\nu_L$  (компоненту дублета) и синглетное поле  $(\nu_R)^c$ . В результате этого смешивания нейтрино приобретает майорановскую массу, которая оказывается много меньшей, чем массы лептонов или кварков.

В общем случае трех поколений для масс нейтрино получается соотношение

$$m_i \simeq \frac{(m_i^f)^2}{M_i} \ll m_i^f. \quad (21)$$

Здесь  $m_i^f$  — масса кварка или лептона  $i$ -го поколения.

Важно, что если массы нейтрино обусловлены механизмом *see-saw*, то:

- нейтрино с определенными массами являются майорановскими частицами;
- существуют три легких нейтрино;
- массы нейтрино удовлетворяют иерархии  $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ ;
- должны существовать тяжелые майорановские частицы.

Существование тяжелых майорановских частиц, партнеров нейтрино по механизму *see-saw*, может быть источником барионной асимметрии Вселенной [18].

### 3. Осцилляции нейтрино в вакууме

Далее мы обсудим явление осцилляций нейтрино [19, 16]. Если нейтрино смешиваются, то полный лагранжиан не сохраняет лептонные квантовые числа  $L_e, L_\mu, L_\tau$ . Флейворные нейтрино  $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  являются частицами, которые участвуют в стандартном слабом взаимодействии. Например, нейтрино, которое рождается вместе с  $\mu^+$  в распаде  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ , является мюонным нейтрино  $\nu_\mu$ , а электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  рождает  $e^+$  в процессе  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  и т.п.

Если имеет место смешивание нейтрино

$$\nu_{\alpha,L} = \sum_i U_{\alpha i} \nu_{i,L}, \quad (22)$$

то вектор состояния флейворного нейтрино дается выражением

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |i\rangle, \quad (23)$$

где  $|i\rangle$  — вектор состояния нейтрино с массой  $m_i$ .

Вероятность перехода  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$  (индексы  $\alpha$  и  $\alpha'$  принимают значения  $e, \mu, \tau, s_1, \dots$ , где  $s$  означает стерильное нейтрино) может быть представлена в виде<sup>3</sup>

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \left| \delta_{\alpha'\alpha} + \sum_i U_{\alpha'i} U_{\alpha i}^* \left[ \exp\left(-i\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2. \quad (24)$$

<sup>2</sup> Очевидно, что для заряженных частиц такого механизма нет.

<sup>3</sup> Принят такой порядок нумерации масс нейтрино:  $m_1 < m_2 < m_3 < \dots$

Здесь  $L \simeq t$  — расстояние между источником нейтрино и детектором,  $E$  — энергия нейтрино, а  $\Delta m_{i1}^2 = m_i^2 - m_1^2$ .

Аналогично, для вероятности перехода  $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}$  получается выражение

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}) = \left| \delta_{\alpha'\alpha} + \sum_i U_{\alpha'i}^* U_{\alpha i} \left[ \exp\left(-i\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2. \quad (25)$$

Отметим общие свойства вероятностей переходов.

- Вероятности переходов зависят от  $L/E$ .
- Нейтринные осцилляции можно наблюдать, если по крайней мере для одного из значений  $i$  удовлетворяется условие

$$\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{E} \gtrsim 1.$$

- Из сравнения (24) и (25) следует соотношение

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = P(\bar{\nu}_{\alpha'} \rightarrow \bar{\nu}_\alpha).$$

Это равенство есть следствие СРТ-инвариантности, присущее любой локальной квантовой теории поля.

- Сохранение СР-инвариантности в лептонном секторе означает действительность матрицы смешивания  $U$  в случае дираковских нейтрино. Для майорановских нейтрино матрица смешивания удовлетворяет условию [20]

$$U_{\alpha i} = U_{\alpha i}^* \eta_i, \quad (26)$$

где  $\eta_i = \pm i$  есть СР-четность майорановского нейтрино  $\nu_i$ . Из (24)–(26) следует, что в случае СР-инвариантности в лептонном секторе мы имеем соотношение

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}).$$

Мы рассмотрели осцилляции нейтрино в вакууме. Амплитуды упругого рассеяния  $\nu_e$  и  $\nu_{\mu,\tau}$  на электронах в веществе различны. Поэтому коэффициенты преломления для  $\nu_e$  и  $\nu_{\mu,\tau}$  в среде неодинаковы. А сильная (экспоненциальная) зависимость плотности числа электронов внутри Солнца от радиуса приводит к важным эффектам среды для солнечных нейтрино [21, 22]. Об эффектах среды см. обзоры [23, 16, 24].

#### 4. Осцилляции между двумя типами нейтрино в вакууме

Ниже рассматривается простейший случай переходов между двумя типами нейтрино ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  или  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и т.п.). При этом индекс  $i$  в выражении (24) принимает только одно значение ( $i = 2$ ) и вероятность перехода имеет вид

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \left| \delta_{\alpha'\alpha} + U_{\alpha'2} U_{\alpha 2}^* \left[ \exp\left(-i\Delta m^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2, \quad (27)$$

где  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ .

Из (27) для вероятности появления нейтрино другого типа ( $\alpha' \neq \alpha$ ) следует выражение

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \frac{1}{2} A_{\alpha',\alpha} \left[ 1 - \cos\left(\Delta m^2 \frac{L}{2E}\right) \right], \quad (28)$$

где амплитуда  $A_{\alpha',\alpha}$  дается соотношением

$$A_{\alpha',\alpha} = 4|U_{\alpha'2}|^2|U_{\alpha 2}|^2 = A_{\alpha,\alpha'}.$$

Введем теперь угол смешивания  $\theta$ :

$$|U_{\alpha 2}|^2 = \sin^2 \theta, \quad |U_{\alpha' 2}|^2 = 1 - |U_{\alpha 2}|^2 = \cos^2 \theta.$$

При этом для амплитуды  $A_{\alpha',\alpha}$  получается равенство

$$A_{\alpha',\alpha} = \sin^2 2\theta.$$

В итоге, вероятность двухнейтринного перехода приобретает стандартный вид:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos\left(\Delta m^2 \frac{L}{2E}\right) \right], \quad \alpha' \neq \alpha. \quad (29)$$

Очевидно, что для двухнейтринного случая справедливы соотношения

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = P(\nu_{\alpha'} \rightarrow \nu_\alpha) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}). \quad (30)$$

Таким образом, в переходах между двумя типами нейтрино СР-нарушение проявиться не может.

Вероятность  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$  выживания первоначального нейтрино (т.е. непоявления нейтрино другого типа) определяется условием сохранения вероятности:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos\left(\Delta m^2 \frac{L}{2E}\right) \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Из (30) и (31) следует, что двухнейтринные вероятности выживания удовлетворяют соотношению

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = P(\nu_{\alpha'} \rightarrow \nu_{\alpha'}). \quad (32)$$

Таким образом, в случае переходов между двумя типами нейтрино все вероятности переходов характеризуются двумя осцилляционными параметрами:  $\sin^2 2\theta$  и  $\Delta m^2$ .

Выражения (29) и (31) описывают периодические переходы между двумя типами нейтрино (нейтринные осцилляции). Они широко используются в анализе экспериментальных данных<sup>4</sup>. Выражение (29) для вероятности двухнейтринного перехода можно представить в виде

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos\left(2\pi \frac{L}{L_0}\right) \right], \quad (33)$$

где длина осцилляций  $L_0$  определена равенством

$$L_0 = 4\pi \frac{E}{\Delta m^2}. \quad (34)$$

В итоге, вероятность двухнейтринного перехода и длина осцилляций приобретают вид

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos\left(2,53\Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \right], \quad (35)$$

$$L_0 \simeq 2,48 \frac{E}{\Delta m^2}. \quad (36)$$

Здесь  $E$  — энергия нейтрино в МэВ,  $L$  — расстояние в м,  $\Delta m^2$  — разность квадратов масс нейтрино в эВ<sup>2</sup>.

<sup>4</sup> Как мы увидим ниже, в случае трехнейтринного смешивания нейтринные осцилляции описываются в лидирующем приближении двухнейтринными формулами.

## 5. Экспериментальные данные по осцилляциям нейтрино

### 5.1. Свидетельства об осцилляциях атмосферных нейтрино

Атмосферные нейтрино образуются, в основном, в распадах пионов и мюонов:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu, \quad \mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e. \quad (37)$$

Сами пионы рождаются в процессах взаимодействия космических лучей в атмосфере. В эксперименте Super-Kamiokande (S-K) [1] нейтрино регистрируются по черенковскому излучению электронов и мюонов в большом водном черенковском детекторе (50 килотонн  $\text{H}_2\text{O}$ ).

При энергиях, меньших 1 ГэВ, практически все мюоны распадаются в атмосфере и, как следует из (37), для отношения  $R_{\mu/e}$  чисел нейтринных событий с мюонами и электронами получается оценка  $R_{\mu/e} \simeq 2$ . При более высоких энергиях отношение  $R_{\mu/e}$  становится большим, чем 2, но может быть предсказано с точностью лучше 5 %.

Величина  $R_{\mu/e}$ , измеренная в экспериментах с атмосферными нейтрино S-K [1] и Soudan 2 [2], оказалась существенно меньше предсказанного значения  $(R_{\mu/e})_{\text{MC}}$ . В эксперименте S-K для отношения измеренного и предсказанного значений  $R_{\mu/e}$  в областях энергий sub-GeV ( $E_{\text{vis}} \leq 1,33$  ГэВ) и multi-GeV ( $E_{\text{vis}} > 1,33$  ГэВ) получены соответственно следующие значения:

$$\frac{(R_{\mu/e})_{\text{meas}}}{(R_{\mu/e})_{\text{MC}}} = 0,638 \pm 0,016 \pm 0,050,$$

$$\frac{(R_{\mu/e})_{\text{meas}}}{(R_{\mu/e})_{\text{MC}}} = 0,658 \pm 0,030 \pm 0,078.$$

Тот факт, что  $(R_{\mu/e})_{\text{meas}}$  существенно меньше  $(R_{\mu/e})_{\text{MC}}$  был известен еще по результатам более ранних экспериментов с атмосферными нейтрино Kamiokande [25] и IMB [26]. В течение многих лет "атмосферная нейтринная аномалия" рассматривалась как указание на нейтринные осцилляции.

Неопровержимое свидетельство существования нейтринных осцилляций недавно получено коллаборацией S-K [1] из наблюдения большой асимметрии "верх – низ" в числе атмосферных мюонных событий при большой энергии.

При отсутствии нейтринных осцилляций для числа электронных (мюонных) событий имеет место соотношение

$$N_l(\cos \theta_z) = N_l(-\cos \theta_z), \quad l = e, \mu, \quad (38)$$

где  $\theta_z$  — азимутальный угол. Данные S-K для электронных событий хорошо согласуются с этим соотношением.

Для мюонных событий типа multi-GeV наблюдается существенное нарушение равенства (38): отношение числа мюонов "вверх"  $U_\mu$  ( $-1 \leq \cos \theta_z \leq -0,2$ ) к числу мюонов "вниз"  $D_\mu$  ( $0,2 \leq \cos \theta_z \leq 1$ ) оказалось равным

$$\frac{U_\mu}{D_\mu} = 0,54 \pm 0,04 \pm 0,01.$$

При больших энергиях лептоны испускаются практически в направлении нейтрино. Поэтому мюоны, летящие вверх, рождаются нейтрино, которые прошли расстояние в интервале от 500 до 13000 км, а мюоны, летящие вниз,

рождаются нейтрино, которые прошли расстояние в интервале от 20 до 500 км. Наблюдение асимметрии "верх – низ" явно демонстрирует зависимость числа мюонных нейтрино от расстояния, которое они проходят от места рождения в атмосфере до детектора.

Данные S-K [1] и результаты других экспериментов с атмосферными нейтрино (Soudan 2 [2], MACRO [3]) хорошо описываются в предположении двухнейтринных осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Из анализа данных S-K найдено [1], что на уровне 90 % C.L. параметры нейтринных осцилляций  $\Delta m_{\text{atm}}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{\text{atm}}$  (см. (29)) лежат в областях значений

$$1,6 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \leq \Delta m_{\text{atm}}^2 \leq 3,9 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2,$$

$$\sin^2 2\theta_{\text{atm}} > 0,92.$$

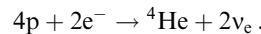
Значения этих параметров, отвечающие наилучшему фиту, равны

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, \quad (39)$$

$$\sin^2 2\theta_{\text{atm}} = 1,0, \quad \chi_{\text{min}}^2 = 163,2/170 \text{ d.o.f.}$$

### 5.2. Свидетельства о переходах солнечных нейтрино $\nu_e$ в $\nu_{\mu, \tau}$

Энергия Солнца высвобождается в процессах термоядерных pp- и CNO-циклов, в которых протоны и электроны превращаются в атомы гелия и электронные нейтрино:



Реакции, наиболее важные для экспериментов с солнечными нейтрино, представлены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, основную часть потока солнечных нейтрино составляют нейтрино pp-цикла с малой энергией. Согласно модели SSM BP00 [27] моноэнергетические нейтрино промежуточных энергий от  ${}^7\text{Be}$  дают около 10 % полного потока. Только около 10<sup>-2</sup> % полного потока приходится на высокоэнергичные нейтрино от  ${}^8\text{B}$ . Однако вследствие высоких порогов в экспериментах S-K [7] и SNO [8–10] практически только эти нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  могут быть детектированы<sup>5</sup>. Нейтрино от  ${}^8\text{B}$  дают доминирующий вклад в темп набора событий, регистрируемых в эксперименте Homestake [4] на ядрах Cl.

**Таблица 1.** Основные источники солнечных нейтрино, максимальные значения энергий нейтрино и их потоки согласно Стандартной солнечной модели SSM BP00

Реакция	Энергия нейтрино	Поток $\nu_e$ (SSM BP00)
$pp \rightarrow de^+\nu_e$	$\leq 0,42$ МэВ	$5,95 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow \nu_e {}^7\text{Li}$	0,86 МэВ	$4,77 \times 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* e^+\nu_e$	$\leq 15$ МэВ	$5,05 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

Измеренные во всех экспериментах с солнечными нейтрино темпы набора событий оказались существенно меньше предсказанных Стандартными солнечными моделями. Для отношения  $R$  этих величин, найденных в экспериментах Homestake [4], GALLEX–GNO [5], SAGE [6] и S-K [7] и предсказанных SSM BP00 [27], получены

<sup>5</sup> В соответствии с SSM BP00 поток высокоэнергичных *hep*-нейтрино, образующихся в реакции  ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ , приблизительно на три порядка величины меньше потока нейтрино от  ${}^8\text{B}$ .

следующие оценки<sup>6</sup>:

$$\begin{aligned}
 R &= 0,34 \pm 0,03 \quad (\text{Homestake}) \\
 \nu_e + {}^{37}\text{Cl} &\rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}, \\
 R &= 0,58 \pm 0,05 \quad (\text{GALLEX-GNO}) \\
 \nu_e + {}^{71}\text{Ga} &\rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}, \\
 R &= 0,60 \pm 0,05 \quad (\text{SAGE}) \\
 \nu_e + {}^{71}\text{Ga} &\rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}, \\
 R &= 0,465 \pm 0,018 \quad (\text{S-K}) \\
 \nu_e + e &\rightarrow \nu_e + e.
 \end{aligned}$$

Если осуществляется смешивание нейтрино, то исходные солнечные нейтрино  $\nu_e$  за счет нейтринных осцилляций или MSW-переходов в среде превращаются в нейтрино других типов, которые не могут быть зарегистрированы в радиохимических экспериментах Homestake, GALLEX-GNO и SAGE. В эксперименте S-K в основном детектируются  $\nu_e$ : чувствительность этого эксперимента к  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  приблизительно в шесть раз меньше, чем к  $\nu_e$ . Поэтому нейтринные осцилляции или MSW-переходы в среде дают естественное объяснение ослаблению потоков солнечных нейтрино  $\nu_e$ .

Недавно в эксперименте SNO получено [8–10] сильное модельно-независимое свидетельство о переходах солнечных нейтрино  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Регистрация нейтрино в эксперименте SNO происходит в черенковском детекторе с тяжелой водой (1 килотонна  $\text{D}_2\text{O}$ ). Нейтрино от Солнца детектируются путем регистрации трех следующих процессов<sup>7</sup>:

- 1) CC-реакции
 
$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p, \quad (40)$$
- 2) NC-реакции
 
$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + n + p, \quad (41)$$
- 3) реакции упругого рассеяния на электронах (ES)
 
$$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e. \quad (42)$$

В эксперименте SNO в ходе 306,4 дней работы было зарегистрировано  $1967_{-60,9}^{+61,9}$  CC-событий,  $576,5_{-48,9}^{+49,5}$  NC-событий и  $263,6_{-25,6}^{+26,4}$  ES-событий. Порог детектирования электронов по их кинетической энергии составлял 5 МэВ, NC-порог равнялся 2,2 МэВ. Поэтому в эксперименте SNO практически регистрировались нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ . Для интерпретации этого опыта существенно, что начальный спектр электронных нейтрино от распада  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$  известен [28].

Полный темп набора CC-событий определяется равенством

$$R_{\nu_e}^{\text{CC}} = \langle \sigma_{\nu_e d}^{\text{CC}} \rangle \Phi_{\nu_e}^{\text{CC}}, \quad (43)$$

где  $\langle \sigma_{\nu_e d}^{\text{CC}} \rangle$  — сечение CC-процесса (40), усредненное по известному начальному спектру нейтрино от  ${}^8\text{B}$ , а  $\Phi_{\nu_e}^{\text{CC}}$  — поток  $\nu_e$  на Земле. Поток  $\Phi_{\nu_e}^{\text{CC}}$  задается соотношением

$$\Phi_{\nu_e}^{\text{CC}} = \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle_{\text{CC}} \Phi_{\nu_e}^0, \quad (44)$$

где  $\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle_{\text{CC}}$  — усредненная вероятность выживания  $\nu_e$ , а  $\Phi_{\nu_e}^0$  — полный начальный поток  $\nu_e$ .

Все флейворные нейтрино  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  регистрируются путем детектирования NC-процесса (41). Принимая во внимание  $\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$ -универсальность NC-процесса, для темпа набора NC-событий получаем

$$R_{\nu}^{\text{NC}} = \langle \sigma_{\nu d}^{\text{NC}} \rangle \Phi_{\nu}^{\text{NC}}. \quad (45)$$

Здесь  $\langle \sigma_{\nu d}^{\text{NC}} \rangle$  — сечение процесса (41), усредненное по начальному спектру нейтрино от  ${}^8\text{B}$ , а полный поток нейтрино всех флейворов на Земле

$$\Phi_{\nu}^{\text{NC}} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \Phi_{\nu_l}^{\text{NC}}, \quad (46)$$

где

$$\Phi_{\nu_l}^{\text{NC}} = \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_l) \rangle_{\text{NC}} \Phi_{\nu_e}^0, \quad (47)$$

$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_l) \rangle_{\text{NC}}$  — усредненная вероятность перехода  $\nu_e \rightarrow \nu_l$ .

Нейтрино всех типов детектируются также путем наблюдения ES-процесса (42). Однако сечение NC-рассеяния  $\nu_{\mu,\tau} + e \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e$  приблизительно в шесть раз меньше сечения (CC + NC)-рассеяния  $\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$ . Полный темп набора ES-событий можно представить в виде

$$R_{\nu}^{\text{ES}} = \langle \sigma_{\nu_e e} \rangle \Phi_{\nu}^{\text{ES}}. \quad (48)$$

Здесь  $\langle \sigma_{\nu_e e} \rangle$  — сечение процесса  $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ , усредненное по начальному спектру нейтрино от  ${}^8\text{B}$ , а

$$\Phi_{\nu}^{\text{ES}} = \Phi_{\nu_e}^{\text{ES}} + \frac{\langle \sigma_{\nu_\mu e} \rangle}{\langle \sigma_{\nu_e e} \rangle} \Phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{\text{ES}}, \quad (49)$$

где  $\Phi_{\nu_e}^{\text{ES}}$  — поток  $\nu_e$ ,  $\Phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{\text{ES}}$  — поток  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ,

$$\frac{\langle \sigma_{\nu_\mu e} \rangle}{\langle \sigma_{\nu_e e} \rangle} \simeq 0,154, \quad (50)$$

$$\Phi_{\nu_l}^{\text{ES}} = \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_l) \rangle_{\text{ES}} \Phi_{\nu_e}^0, \quad (51)$$

$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_l) \rangle_{\text{ES}}$  — усредненная вероятность перехода  $\nu_e \rightarrow \nu_l$ .

Из данных эксперимента SNO [10] получено значение  $(\Phi_{\nu_e}^{\text{ES}})_{\text{SNO}} = [2,39_{-0,23}^{+0,24} (\text{stat.}) \pm 0,12 (\text{syst.})] \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , (52)

которое находится в хорошем согласии с экспериментом S-K. Солнечные нейтрино в эксперименте S-K [7] детектировались путем наблюдения ES-процесса  $\nu_x e \rightarrow \nu_x e$ . За 1496 дней работы было зарегистрировано большое число событий с солнечными нейтрино при пороге по полной энергии отдачи 5 МэВ: всего  $22\,400 \pm 800$ .

Из данных эксперимента S-K получено  $(\Phi_{\nu_e}^{\text{ES}})_{\text{S-K}} = [2,35 \pm 0,02 (\text{stat.}) \pm 0,08 (\text{syst.})] \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . (53)

В этом эксперименте измерялся спектр электронов отдачи, причем никаких заметных его искажений по сравнению с ожидаемым спектром не наблюдалось. Спектр электронов, образующихся в CC-процессе (40), регистрировался в эксперименте SNO [10]. В этом опыте также не было обнаружено искажения спектра электронов<sup>8</sup>.

<sup>6</sup> Приведены также реакции детектирования нейтрино.

<sup>7</sup>  $\nu_x$  означает нейтрино *любого* флейвора.

<sup>8</sup> Ожидаемые спектры вычислялись в предположении, что форма спектра  $\nu_e$  на Земле задается известным начальным спектром нейтрино от  ${}^8\text{B}$ .

Таким образом, данные экспериментов S-K и SNO совместимы с предположением, что для высокоэнергичных нейтрино от  $^8\text{B}$  вероятность выживания является константой:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq \text{const}. \quad (54)$$

Из (54) следует, что

$$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle_{\text{CC}} \simeq \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle_{\text{NC}} \simeq \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle_{\text{ES}}.$$

При учете этих соотношений из (44), (47) и (51) следует, что для высокоэнергичных нейтрино от  $^8\text{B}$  потоки электронных нейтрино, определяемые по CC-, NC- и ES-процессам, одинаковы:

$$\Phi_{\nu_e}^{\text{CC}} \simeq \Phi_{\nu_e}^{\text{NC}} \simeq \Phi_{\nu_e}^{\text{ES}}. \quad (55)$$

Как следует из результатов эксперимента SNO [10], поток  $\nu_e$  на Земле равен

$$(\Phi_{\nu_e}^{\text{CC}})_{\text{SNO}} = [1,76_{-0,05}^{+0,06} (\text{stat.})_{-0,09}^{+0,09} (\text{syst.})] \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (56)$$

Для потока всех флейворных нейтрино найдено значение

$$(\Phi_{\nu}^{\text{NC}})_{\text{SNO}} = [5,09_{-0,43}^{+0,44} (\text{stat.})_{-0,43}^{+0,46} (\text{syst.})] \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (57)$$

которое приблизительно в три раза больше потока электронных нейтрино. Очевидно, что NC-поток равен

$$\Phi_{\nu}^{\text{NC}} = \Phi_{\nu_e}^{\text{NC}} + \Phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{\text{NC}}, \quad (58)$$

где  $\Phi_{\nu_e}^{\text{NC}}$  — поток  $\nu_e$ , а  $\Phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{\text{NC}}$  — поток  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$ .

Объединяя данные по значениям CC- и NC-потоков и используя соотношение (55), можно определить поток  $\Phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{\text{NC}}$ . С учетом значения ES-потока (52) для потока  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$  на Земле получено значение [10, 9]

$$(\Phi_{\nu_{\mu,\tau}})_{\text{SNO}} = [3,41_{-0,45}^{+0,45} (\text{stat.})_{-0,45}^{+0,48} (\text{syst.})] \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (59)$$

Итак, детектирование солнечных нейтрино путем одновременного наблюдения CC-, NC- и ES-процессов позволило коллаборации SNO получить *прямое модельно-независимое свидетельство на уровне  $5,3\sigma$  присутствия  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$  в потоке солнечных нейтрино на Земле.*

Полный поток нейтрино от  $^8\text{B}$ , предсказываемый SSM BP00 [27], равен

$$(\Phi_{\nu_e}^0)_{\text{SSM BP00}} = (5,05_{-0,81}^{+1,01}) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (60)$$

Это значение совместимо с полным потоком всех флейворных нейтрино (57), измеренным в эксперименте SNO.

Поток  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$  на Земле можно получить также из CC-данных SNO и ES-данных S-K. В первой публикации SNO [8] указано значение

$$(\Phi_{\nu_{\mu,\tau}})_{\text{S-K, SNO}} = (3,69 \pm 1,13) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (61)$$

которое хорошо согласуется с (59).

Данные по всем экспериментам с солнечными нейтрино можно описать, если предположить, что имеют место переходы солнечных нейтрино  $\nu_e$  в  $\nu_{\mu,\tau}$ , а вероятность выживания  $\nu_e$  дается двухнейтринным выражением, которое характеризуется двумя осцилляционными параметрами:  $\Delta m_{\text{sol}}^2$  и  $\tan^2 \theta_{\text{sol}}$ . Из глобального фита по  $\chi^2$  для полных темпов набора событий, измеренных во всех экспериментах с солнечными нейтрино, получено несколько разрешенных областей в плоскости

указанных осцилляционных параметров (см., например, [29]): области MSW-решений с большими углами смешивания LMA и LOW, область MSW-решения с малыми углами смешивания SMA, область осцилляций в вакууме VO и др. Эта ситуация изменилась после того, как были измерены дневные и ночные спектры электронов отдачи в эксперименте S-K [7] и получены данные SNO [8–10]. Из результатов всех анализов имеющихся данных по солнечным нейтрино следует, что наиболее вероятная разрешенная область отвечает MSW-решению LMA (см. доклад [30] и приведенные в нем ссылки).

В работе [10] в качестве свободных варьируемых параметров брались  $\Delta m_{\text{sol}}^2$ ,  $\tan^2 \theta_{\text{sol}}$  и начальный поток нейтрино  $\Phi_{\nu_e}^0$  от  $^8\text{B}$ . При фитировании всех данных по солнечным нейтрино получены следующие наилучшие значения ( $\chi_{\text{min}}^2 = 57/72 \text{ d.o.f.}$ ):

$$\Delta m_{\text{sol}}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad \tan^2 \theta_{\text{sol}} = 0,34, \quad (62)$$

$$\Phi_{\nu_e}^0 = 5,89 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Если параметры нейтринных осцилляций лежат в области решения LMA, то осцилляции нейтрино в солнечном интервале  $\Delta m^2$  можно исследовать в экспериментах с реакторными  $\bar{\nu}_e$  при расстояниях от реакторов до детекторов порядка 100 км. В эксперименте KamLAND [31], который начался в январе 2002 г.,  $\bar{\nu}_e$  от нескольких японских реакторов регистрируются с помощью большого жидкостного сцинтилляционного детектора (1 килотонна жидкого сцинтиллятора). Расстояние от реакторов до детектора составляет  $175 \pm 35$  км. Средняя энергия  $\bar{\nu}_e$  от реактора приблизительно равна 3 МэВ. Таким образом, при больших углах смешивания эксперимент KamLAND чувствителен к солнечному LMA-интервалу разностей квадратов масс нейтрино:  $\Delta m^2 \simeq E/L \simeq 2 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ .

### 5.3. Реакторные эксперименты CHOOZ и Palo Verde

Для изучения смешивания нейтрино очень важными являются результаты реакторных экспериментов на большой базе CHOOZ [11] и Palo Verde [12]. Целью этих опытов были поиски дефицита реакторных  $\bar{\nu}_e$  в атмосферном интервале  $\Delta m^2$ .

В эксперименте CHOOZ  $\bar{\nu}_e$  от двух реакторов, находящихся на расстоянии около 1 км от детектора, регистрировались путем наблюдения процесса

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n.$$

В эксперименте не было обнаружено никаких указаний на дефицит  $\bar{\nu}_e$ . Для отношения  $R$  полного числа зарегистрированных  $\bar{\nu}_e$ -событий к ожидаемому их числу было найдено значение

$$R = 1,01 \pm 2,8\% (\text{stat.}) \pm 2,7\% (\text{syst.}) (\text{CHOOZ}).$$

В аналогичном эксперименте Palo Verde было получено:

$$R = 1,01 \pm 2,4\% (\text{stat.}) \pm 5,3\% (\text{syst.}) (\text{Palo Verde}).$$

Анализ [11, 12] результатов этих опытов в рамках двухнейтринных осцилляций определил запрещенные области в плоскости осцилляционных параметров  $\Delta m^2$  и  $\sin^2 2\theta$ . Из запрещенной области CHOOZ при значении  $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$  (отвечающем наилучшему фиту данных S-K) получается ограничение

$$\sin^2 2\theta \lesssim 1,5 \times 10^{-1}.$$

## 6. Нейтринные осцилляции в рамках смешивания трех типов нейтрино

### 6.1. Нейтринные осцилляции в атмосферном интервале разностей квадратов масс нейтрино

Мы обсудили свидетельства наличия нейтринных осцилляций, которые получены в экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино. В настоящее время имеется также указание на переходы  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , зарегистрированное в единственном ускорительном эксперименте LSND [17]. Результаты LSND можно объяснить наличием нейтринных осцилляций. Анализ этих данных дает следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} 2 \times 10^{-1} \text{ эВ}^2 &\lesssim \Delta m^2 \lesssim 1 \text{ эВ}^2, \\ 3 \times 10^{-3} &\lesssim \sin^2 2\theta \lesssim 4 \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

Таким образом, для описания результатов экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино и опыта LSND, которые требуют трех различных значений разностей квадратов масс нейтрино, необходимо допустить, что существуют (по крайней мере) четыре массивных смешивающихся нейтрино (см., например, [16]). Данные эксперимента LSND требуют подтверждения. В 2002 г. начался эксперимент MiniBooNE (Fermilab) [32], целью которого является проверка результата LSND.

Ниже рассматривается *минимальная* схема смешивания трех нейтрино:

$$\nu_{\alpha, L} = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_{i, L}, \quad (63)$$

где  $U$  — унитарная  $3 \times 3$ -матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (PMNS) [33, 34]. Эта схема содержит две независимые разности  $\Delta m^2$  и позволяет описать данные по осцилляциям солнечных и атмосферных нейтрино.

Начнем с рассмотрения осцилляций нейтрино в атмосферном интервале  $\Delta m^2$ , который можно исследовать в экспериментах с атмосферными нейтрино и с ускорительными (реакторными) нейтрино на большой базе. В рамках смешивания нейтрино трех типов (63) с  $m_1 < m_2 < m_3$  и  $\Delta m_{ik}^2 = m_i^2 - m_k^2$  имеются две возможности:

1) иерархия разностей квадратов масс нейтрино в виде

$$\Delta m_{21}^2 \simeq \Delta m_{\text{sol}}^2, \quad \Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{\text{atm}}^2, \quad \Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2; \quad (64)$$

2) обратная иерархия разностей квадратов масс нейтрино в виде

$$\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{\text{sol}}^2, \quad \Delta m_{21}^2 \simeq \Delta m_{\text{atm}}^2, \quad \Delta m_{32}^2 \ll \Delta m_{21}^2. \quad (65)$$

Вначале предположим, что спектр масс нейтрино удовлетворяет условиям 1). Для значений  $L/E$ , отвечающих нейтринным осцилляциям в атмосферном интервале разностей квадратов масс нейтрино (т.е. при  $\Delta m_{32}^2 L/E \gtrsim 1$ ), имеем соотношение

$$\Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \ll 1.$$

Вкладом  $\Delta m_{21}^2$  в выражении для вероятности перехода (24) можно пренебречь. В этом случае вероятность пере-

хода  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$  дается выражением

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) \simeq \left| \delta_{\alpha'\alpha} + U_{\alpha'3} U_{\alpha 3}^* \left[ \exp\left(-i\Delta m_{32}^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2. \quad (66)$$

Следовательно, вероятности переходов в атмосферном интервале  $\Delta m^2$  в лидирующем приближении определяются наибольшей разностью квадратов масс  $\Delta m_{32}^2$  и элементами третьего столбца матрицы смешивания нейтрино, которые связывают флейворные поля нейтрино  $\nu_{\alpha L}$  с полем самого тяжелого нейтрино  $\nu_{3L}$ .

Из общего выражения (66) получается вероятность появления нейтрино другого типа в виде

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \frac{1}{2} A_{\alpha',\alpha} \left[ 1 - \cos\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{2E}\right) \right], \quad \alpha \neq \alpha', \quad (67)$$

где амплитуда осцилляций дается равенством

$$A_{\alpha',\alpha} = 4|U_{\alpha'3}|^2|U_{\alpha 3}|^2. \quad (68)$$

Вероятность выживания можно найти из условия сохранения вероятности и выражения (67):

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - \sum_{\alpha' \neq \alpha} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \\ &= 1 - \frac{1}{2} B_{\alpha,\alpha} \left[ 1 - \cos\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{2E}\right) \right]. \end{aligned} \quad (69)$$

Учитывая унитарность матрицы смешивания, для осцилляционной амплитуды  $B_{\alpha,\alpha}$  приходим к равенству

$$B_{\alpha,\alpha} = \sum_{\alpha' \neq \alpha} A_{\alpha',\alpha} = 4|U_{\alpha 3}|^2(1 - |U_{\alpha 3}|^2). \quad (70)$$

Следует отметить, что в случае обратной иерархии разностей квадратов масс нейтрино вероятности переходов можно найти из (67)–(70) с помощью замены  $\Delta m_{32}^2 \rightarrow \Delta m_{21}^2$  и  $|U_{\alpha 3}|^2 \rightarrow |U_{\alpha 1}|^2$ .

Вероятности переходов (67) и (68) зависят только от  $|U_{\alpha 3}|^2$  и  $\Delta m_{32}^2$ . CP-фаза не входит в выражения для вероятностей переходов. Это означает, что в лидирующем приближении автоматически выполняется соотношение

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}). \quad (71)$$

Таким образом, исследование эффектов CP-нарушения в лептонном секторе в будущих экспериментах с нейтринными осцилляциями на большой базе окажется трудной проблемой: возможные эффекты подавлены вследствие малости отношения параметров  $\Delta m_{12}^2/\Delta m_{32}^2$ . Высокоточные эксперименты по поискам эффектов CP-нарушения в лептонном секторе планируются на модернизированных пучках Neutrino Superbeam [35] и на нейтринных фабриках [36, 37].

Вероятности переходов в виде (67)–(69) в каждом из каналов имеют *двухнейтринную форму*. Этот результат является очевидным следствием того факта, что в вероятности переходов вклад дает только наибольшая разность квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{32}^2$ .

Множители  $|U_{\alpha 3}|^2$ , определяющие значения амплитуд осцилляций, удовлетворяют условию унитарности

$$\sum_{\alpha} |U_{\alpha 3}|^2 = 1.$$



Следовательно, в лидирующем приближении вероятности переходов характеризуются тремя параметрами. В стандартной параметризации матрицы смешивания нейтрино (см. [13]) имеем

$$\begin{aligned} U_{\mu 3} &= (1 - |U_{e3}|^2)^{1/2} \sin \theta_{23}, \\ U_{\tau 3} &= (1 - |U_{e3}|^2)^{1/2} \cos \theta_{23}, \end{aligned} \quad (72)$$

где  $\theta_{23}$  — угол смешивания.

Для амплитуд переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  из (68) и (72) соответственно получается

$$\begin{aligned} A_{\tau, \mu} &= (1 - |U_{e3}|^2)^2 \sin^2 2\theta_{23}, \\ A_{e, \mu} &= 4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) \sin^2 \theta_{23}. \end{aligned} \quad (73)$$

Для амплитуды  $B_{e, e}$  имеем<sup>9</sup>

$$B_{e, e} = 4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2). \quad (74)$$

В эксперименте S-K с атмосферными нейтрино [1] не обнаружено никаких указаний на наличие переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Данные эксперимента хорошо описываются в предположении  $|U_{e3}|^2 \simeq 0$ . В этом приближении в атмосферном интервале  $\Delta m^2$  осцилляции являются чисто двухнейтринными переходами  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Полученные из анализа результатов эксперимента S-K значения двухнейтринных осцилляционных параметров  $\Delta m_{\text{atm}}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$  и  $\sin^2 \theta_{\text{atm}} \simeq \sin^2 \theta_{23}$ , приведены в (39).

## 6.2. Нейтринные осцилляции в солнечном интервале разностей квадратов масс нейтрино

Рассмотрим теперь в рамках трехнейтринного смешивания осцилляции нейтрино в солнечном интервале  $\Delta m^2$ . Вероятность выживания  $\nu_e$  в вакууме можно представить в виде

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= \left| \sum_{i=1,2} |U_{ei}|^2 \exp\left(-i\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{2E}\right) + \right. \\ &\quad \left. + |U_{e3}|^2 \exp\left(-i\Delta m_{31}^2 \frac{L}{2E}\right) \right|^2. \end{aligned} \quad (75)$$

Мы будем интересоваться вероятностью выживания, усредненной по области, в которой рождаются нейтрино, по энергетическому спектру нейтрино и т.д. Ввиду справедливости иерархии  $\Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{21}^2$  интерференция между первым и вторым членами в выражении (75) для усредненной вероятности выживания исчезает. При этом усредненную вероятность выживания можно представить как

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |U_{e3}|^4 + (1 - |U_{e3}|^2)^2 P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e), \quad (76)$$

где  $P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  дается выражением

$$P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2} A^{(1,2)} \left[ 1 - \cos\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{2E}\right) \right]. \quad (77)$$

Для амплитуды  $A^{(1,2)}$  имеем соотношение

$$A^{(1,2)} = 4 \frac{|U_{e1}|^2 |U_{e2}|^2}{(1 - |U_{e3}|^2)^2}. \quad (78)$$

В стандартной параметризации матрицы смешивания нейтрино элементы  $U_{e1,2}$  определяются равенствами

$$U_{e1} = (1 - |U_{e3}|^2)^{1/2} \cos \theta_{12}, \quad U_{e2} = (1 - |U_{e3}|^2)^{1/2} \sin \theta_{12}, \quad (79)$$

где  $\theta_{12}$  — угол смешивания. Из (78) и (79) для амплитуды  $A^{(1,2)}$  получается выражение

$$A^{(1,2)} = \sin^2 2\theta_{12}. \quad (80)$$

Поэтому вероятность  $P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  характеризуется двумя параметрами и имеет стандартный двухнейтринный вид.

Выражение (76) справедливо также при наличии среды [38, 16]. В этом случае  $P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  является двухнейтринной вероятностью выживания в среде, вычисленной при условии, что плотность электронов  $\rho_e(x)$  в эффективном гамильтониане взаимодействия нейтрино с веществом заменена на  $(1 - |U_{e3}|^2) \rho_e(x)$ .

Как будет показано в следующем разделе, из данных реакторных экспериментов CHOOZ и Palo Verde следует, что элемент  $|U_{e3}|^2$  мал. Пренебрегая им в выражении (76), мы приходим к заключению, что в рамках трехнейтринного смешивания вероятность выживания  $\nu_e$  в солнечном интервале разностей квадратов масс нейтрино имеет двухнейтринный вид:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq P^{(1,2)}(\nu_e \rightarrow \nu_e). \quad (81)$$

Значения параметров  $\Delta m_{\text{sol}}^2 \simeq \Delta m_{21}^2$  и  $\tan^2 \theta_{\text{sol}} \simeq \tan^2 \theta_{12}$ , получающиеся из анализа данных по солнечным нейтрино, приведены в (62).

Итак, вследствие малости параметра  $|U_{e3}|^2$  и при наличии иерархии разностей квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{32}^2$  нейтринные осцилляции в атмосферном и в солнечном интервалах разностей квадратов масс нейтрино в лидирующем приближении становятся несвязанными [39] и описываются двухнейтринными формулами, которые характеризуются, соответственно, параметрами  $\Delta m_{32}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23}$  и  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\tan^2 \theta_{12}$ .

## 6.3. Верхняя граница параметра $|U_{e3}|^2$ из данных эксперимента CHOOZ

Реакторные эксперименты на большой базе CHOOZ [11] и Palo Verde [12] чувствительны к атмосферному интервалу  $\Delta m^2$ . В этих экспериментах не обнаружены указания на дефицит реакторных  $\bar{\nu}_e$ . Из анализа данных CHOOZ и Palo Verde получено строгое ограничение значения параметра  $|U_{e3}|^2$ .

В рамках трехнейтринного смешивания вероятность выживания  $\bar{\nu}_e$  определяется выражением

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \frac{1}{2} B_{e, e} \left[ 1 - \cos\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{2E}\right) \right], \quad (82)$$

где амплитуды  $B_{e, e}$  даются равенством (74).

В работах [11, 12] определены запрещенные области в плоскости параметров  $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{32}^2$  и  $\sin^2 2\theta \equiv B_{e, e}$ , из которых следует, что

$$B_{e, e} \leq B_{e, e}^0, \quad (83)$$

где верхняя граница  $B_{e, e}^0$  зависит от  $\Delta m_{32}^2$ . Для разрешенных экспериментом S-K значений  $\Delta m_{32}^2$  запрещенная экспериментом CHOOZ область определяет для  $B_{e, e}^0$

<sup>9</sup> Отметим следующее соотношение между амплитудами осцилляций:  $A_{e, \mu} = B_{e, e} \sin^2 \theta_{23}$ .

ограничение

$$1 \times 10^{-1} \leq B_{e,e}^0 \leq 2,4 \times 10^{-1}. \quad (84)$$

Из (74) и (83) для параметра  $|U_{e3}|^2$  получаются ограничения в виде

$$|U_{e3}|^2 \leq \frac{1}{2} [1 - (1 - B_{e,e}^0)^{1/2}] \lesssim \frac{1}{4} B_{e,e}^0 \quad (85)$$

или

$$|U_{e3}|^2 \gtrsim \frac{1}{2} [1 + (1 - B_{e,e}^0)^{1/2}] \geq 1 - \frac{1}{4} B_{e,e}^0. \quad (86)$$

Таким образом, параметр  $|U_{e3}|^2$  может быть мал или велик (близок к единице). Эта последняя возможность исключается данными по солнечным нейтрино. Действительно, если  $|U_{e3}|^2$  велико, то из (76) следует, что в полном интервале энергий солнечных нейтрино вероятность выживания  $\nu_e$  оказывается близкой к единице — в очевидном противоречии с данными по солнечным нейтрино. Следовательно, верхняя граница величины параметра  $|U_{e3}|^2$  определяется неравенством (85). При значении  $\Delta m_{32}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ , отвечающем наилучшему фиту данных S-K, получаем

$$|U_{e3}|^2 \leq 4 \times 10^{-2} \text{ (95\% C.L.)}. \quad (87)$$

## 7. Масса нейтрино по измерениям высокоэнергетической части $\beta$ -спектра трития

Метод измерения массы нейтрино путем детального исследования высокоэнергетической части  $\beta$ -спектра был предложен Э. Ферми [40] и Ф. Перреном [41] в 1933 г.

Стандартным процессом, который исследуется с целью измерения массы нейтрино, является распад трития



Изучение этого распада имеет несколько преимуществ. Поскольку распад является сверхразрешенным, его матричный элемент является константой и спектр электронов определяется фазовым объемом. Распад (88) имеет малое энерговыделение ( $E_0 \simeq 18,6 \text{ кэВ}$ ), удобное время жизни ( $T_{1/2} \simeq 12,3 \text{ года}$ ) и др.

Рассмотрим распад (88) в случае смешивания нейтрино. Эффективный гамильтониан процесса таков:

$$\mathcal{H}_I^{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2\bar{e}_L \gamma_\alpha \nu_{e,L} j^\alpha + \text{h.c.}, \quad (89)$$

где  $j^\alpha$  — заряженный адронный ток. Нейтринное поле  $\nu_{e,L}$  дается соотношением

$$\nu_{e,L} = \sum_i U_{ei} \nu_{i,L}, \quad (90)$$

где  $\nu_i$  — поле нейтрино с массой  $m_i$ , а  $U$  — унитарная матрица смешивания.

Пренебрегая отдачей конечного ядра, из (89) и (90) получаем следующее выражение для спектра электронов:

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \sum_i |U_{ei}|^2 \frac{d\Gamma_i}{dE}. \quad (91)$$

Здесь

$$\frac{d\Gamma_i}{dE} = C p(E + m_e)(E_0 - E)((E_0 - E)^2 - m_i^2)^{1/2} \times \\ \times F(E) \theta(E_0 - E - m_i), \quad (92)$$

где  $E$  — кинетическая энергия электрона,  $p$  — его импульс,  $E_0$  — энергия, выделяемая в распаде,  $m_e$  — масса электрона. Функция Ферми  $F(E)$  описывает кулоновское взаимодействие конечных частиц. Константа  $C$  определяется равенством

$$C = G_F^2 \frac{m_e^5}{2\pi^3} \cos^2 \theta_C |M|^2,$$

где  $G_F$  — постоянная Ферми,  $\theta_C$  — угол Кабиббо,  $M$  — ядерный матричный элемент (константа).

Заметим, что масса нейтрино входит в выражение (92) через импульс нейтрино  $|\mathbf{p}_i| = ((E_0 - E)^2 - m_i^2)^{1/2}$ , а ступенчатая функция  $\theta(E_0 - E - m_i)$  обеспечивает выполнение условия  $E \leq E_0 - m_i$ .

В настоящее время проводятся два эксперимента по прямому измерению массы нейтрино: в Троицке [42] и в Майнце [43]. Чувствительность этих опытов к массе нейтрино составляет 2–3 эВ, а у будущего эксперимента KATRIN [44] она ожидается на уровне 0,35 эВ. Рассмотрев  $\beta$ -распад трития, имея в виду эти значения чувствительности.

Как видно из (92), наибольшее искажение  $\beta$ -спектра за счет наличия у нейтрино массы наблюдается в области

$$E_0 - E \simeq m_i. \quad (93)$$

Однако при  $m_i \simeq 1 \text{ эВ}$  в область (93) дает вклад только очень малая часть (около  $10^{-13}$ ) распадов трития. По этой причине необходимо анализировать данные из относительно большой части  $\beta$ -спектра. (Например, в эксперименте в Майнце для анализа используются данные в интервале последних 70 эВ спектра.) Принимая это во внимание, можно представить  $\beta$ -спектр трития в виде [43, 45]

$$\frac{d\Gamma}{dE} = C p(E + m_e)(E_0 - E)((E_0 - E)^2 - m_\beta^2)^{1/2} F(E), \quad (94)$$

где эффективная масса  $m_\beta$  определяется выражением

$$m_\beta^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2. \quad (95)$$

Мы будем рассматривать случай трех массивных смешивающихся нейтрино. Эксперименты по нейтринным осцилляциям позволяют определить разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{21}^2$  и  $\Delta m_{32}^2$ . Для масс нейтрино  $m_2$  и  $m_3$  мы имеем равенства

$$m_2 = (m_1^2 + \Delta m_{21}^2)^{1/2}, \quad m_3 = (m_1^2 + \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2)^{1/2}. \quad (96)$$

Минимальная масса  $m_1$  и характеристики спектра масс нейтрино сейчас неизвестны.

Мы обсудим три типа спектров масс нейтрино.

1. В случае иерархии масс нейтрино в виде

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3$$

для эффективной массы нейтрино  $m_\beta$  получается соотношение

$$m_\beta \simeq (\sin^2 \theta_{\text{sol}} \Delta m_{\text{sol}}^2 + |U_{e3}|^2 \Delta m_{\text{atm}}^2)^{1/2}. \quad (97)$$

Используя значения осцилляционных параметров (39) и (62) и ограничение CHOOZ (87), из (97) находим верхний

предел

$$m_{\beta} \lesssim 1,1 \times 10^{-2} \text{ эВ}. \quad (98)$$

Это значение существенно меньше ожидаемой чувствительности будущего эксперимента KATRIN [44].

2. В случае обратной иерархии масс нейтрино в виде

$$m_1 \ll m_2 < m_3$$

имеем

$$m_2 \simeq m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \simeq 5 \times 10^{-2} \text{ эВ}, \quad m_1 \ll \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}. \quad (99)$$

Принимая во внимание, что  $|U_{e1}|^2 \ll 1$ , и используя унитарность матрицы смешивания, получаем следующую оценку эффективной массы нейтрино  $m_{\beta}$ :

$$m_{\beta} \simeq \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \simeq 5 \times 10^{-2} \text{ эВ}. \quad (100)$$

Это значение также много меньше ожидаемой чувствительности эксперимента KATRIN.

3. В случае спектра с практически вырожденными массами нейтрино предположим, что

$$m_1 \gg \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}. \quad (101)$$

Тогда

$$m_{3,2} - m_1 \leq \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2}{2m_1} \ll m_1. \quad (102)$$

Учитывая унитарность матрицы смешивания, получаем

$$m_{\beta} \simeq m_1. \quad (103)$$

Таким образом, в будущих экспериментах по  $\beta$ -распаду положительный эффект наличия у нейтрино массы можно наблюдать в случае спектра с практически вырожденными значениями масс нейтрино и при значении минимальной массы  $m_1$ , которое должно быть не меньше чувствительности опыта (около 0,35 эВ).

Обсудим теперь результаты тритиевых экспериментов. В эксперименте [43] в Майнце в качестве мишени использовался молекулярный тритий, замороженный на графитовую подложку. Измерение спектра электронов осуществлялось на интегральном спектрометре MAC-E-Filter (Магнитный Адиабатический Коллиматор с задерживающим Электростатическим фильтром). Этот спектрометр соединял в себе высокую светосилу с высоким разрешением, равным 4,8 эВ. В анализе экспериментальных данных использовались четыре свободных параметра: нормировка  $C$ , фон  $B$ , энерговыделение  $E_0$  и квадрат массы нейтрино  $m_{\beta}^2$ . Из фита результатов было найдено, что  $E_0 = 18\,575$  кэВ. В последних 70 эВ спектра объединенная статистическая и систематическая погрешность была минимальной.

Из анализа данных 1998, 1999 и 2001 гг. получено значение

$$m_{\beta}^2 = (-1,2 \pm 2,2 \pm 2,1) \text{ эВ}^2, \quad (104)$$

соответствующее верхней границе

$$m_{\beta} < 2,2 \text{ эВ} \quad (95\% \text{ C.L.}). \quad (105)$$

В нейтринном эксперименте [42] в Троицке, так же как и в опыте в Майнце, использовался интегральный электростатический спектрометр с сильным однород-

ным магнитным полем для фокусировки электронов. Разрешение спектрометра равно 3,5–4 эВ. Существенное различие этих экспериментов состоит в том, что в Троицке тритиевый источник является газообразным молекулярным источником.

Из четырехпараметрического фита данных в Троицке для параметра  $m_{\beta}^2$  было получено большое отрицательное значение:  $-(10-20)$  эВ<sup>2</sup>. Изучение вида измеренного спектра наводит на мысль, что эффект отрицательных значений  $m_{\beta}^2$  обусловлен ступенчатой функцией, наложенной на непрерывный интегральный спектр. Ступенчатая функция в интегральном спектре соответствует узкому пику в дифференциальном спектре. Для описания данных авторы эксперимента [42] добавили в теоретический интегральный спектр ступенчатую функцию с двумя варьируемыми параметрами (положением ступеньки  $E_{\text{step}}$  и ее высотой).

Из шестипараметрического фита данных в Троицке для параметра  $m_{\beta}^2$  было получено значение

$$m_{\beta}^2 = -2,3 \pm 2,5 \pm 2,0 \text{ эВ}^2, \quad (106)$$

которое отвечает верхней границе

$$m_{\beta} < 2,2 \text{ эВ} \quad (95\% \text{ C.L.}). \quad (107)$$

Положение ступеньки  $E_0 - E_{\text{step}}$  периодически менялось в интервале 5–15 эВ, а средняя ее высота составляла около  $6 \times 10^{-11}$ . Наличие такой аномалии не было подтверждено в эксперименте в Майнце [46].

До сих пор мы обсуждали эксперименты по измерению массы нейтрино в  $\beta$ -спектре трития. Группы в Генуе [47] и в Милане [48] разрабатывают низкотемпературные криогенные детекторы для исследования  $\beta$ -спектра  $^{187}\text{Re}$ . Этот элемент имеет наименьшее из известных энерговыделение ( $E_0 \simeq 2,5$  кэВ). Доля высокоэнергичной части в спектре пропорциональна  $E_0^{-3}$ . Поэтому распады с малым энерговыделением  $E_0$  очень подходят для калориметрических экспериментов, в которых измеряется полный спектр. Существующий в настоящее время предел для массы нейтрино, полученный в [47], составляет

$$m_{\beta} < 26 \text{ эВ}. \quad (108)$$

В дальнейшем ожидается достичь чувствительности  $\simeq 10$  эВ.

В будущем тритиевом эксперименте KATRIN [44] планируется использовать два тритиевых источника: газообразный молекулярный (подобный примененному в Троицке) и замороженный тритиевый источник (аналогичный примененному в Майнце). Интегральный спектрометр MAC-E-Filter будет состоять из двух частей: преспектрометра, отбирающего электроны из последних  $\simeq 100$  эВ спектра, и основного спектрометра. Спектрометр обеспечит разрешение на уровне  $\simeq 1$  эВ. Предполагается, что эксперимент KATRIN начнет набор данных в 2007 г. Ожидается, что после трех лет работы точность измерения параметра  $m_{\beta}^2$  составит  $0,08$  эВ<sup>2</sup>. Это позволит достичь чувствительности 0,35 эВ в определении эффективной массы нейтрино  $m_{\beta}$ .

В эксперименте KATRIN планируется измерить не только интегральный, но также и дифференциальный спектр. Эти измерения позволят прямым путем прояснить проблему троицкой аномалии.

## 8. Безнейтринный двойной $\beta$ -распад

Наиболее чувствительный и прямой путь исследования природы нейтрино с определенным типом массы (майорановской или дираковской) является поиск безнейтринного двойного  $\beta$ -распада некоторых четно-четных ядер:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-. \quad (109)$$

В процессе (109) полное лептонное число не сохраняется; распад разрешен только в случае, если нейтрино  $\nu_i$  являются майорановскими частицами.

Будем предполагать, что гамильтониан процесса (109) имеет стандартный вид (89), а флейворное поле  $\nu_{e,L}$  определяется соотношением

$$\nu_{e,L} = \sum_i U_{ei} \nu_{i,L}, \quad (110)$$

где  $\nu_i$  — майорановские поля.

Безнейтринный двойной  $\beta$ -распад ( $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распад) является процессом второго порядка по константе Ферми  $G_F$  с участием виртуальных нейтрино. Пропагатор нейтрино определяется выражением

$$\langle 0 | T(\nu_{e,L}(x_1) \nu_{e,L}^T(x_2)) | 0 \rangle \simeq \langle m \rangle \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^4 p \exp[-ip(x_1 - x_2)] \frac{1}{p^2} \frac{1 - \gamma_5}{2} C. \quad (111)$$

Здесь

$$\langle m \rangle = \sum_i U_{ei}^2 m_i. \quad (112)$$

Отметим, что в (111) учтен тот факт, что массы нейтрино намного меньше энергии связи нуклонов в ядре.

Матричный элемент безнейтринного двойного  $\beta$ -распада пропорционален произведению эффективной майорановской массы  $\langle m \rangle$ , которая зависит от масс нейтрино  $m_i$  и элементов  $U_{ei}^2$ , и ядерного матричного элемента, который от масс нейтрино не зависит.

Элементы  $U_{ei}$  матрицы смешивания нейтрино являются комплексными величинами. В случае CP-инвариантности в лептонном секторе элементы  $U_{ei}$  удовлетворяют условию [20]

$$U_{ei}^* = \eta_i^* U_{ei}, \quad (113)$$

где  $\eta_i = i\rho_i$  — CP-четность нейтрино с массой  $m_i$  ( $\rho_i = \pm 1$ ). Запишем  $U_{ei}$  в виде

$$U_{ei} = |U_{ei}| \exp(i\alpha_i).$$

Из (113) следует, что

$$2\alpha_i = \frac{\pi}{2} \rho_i.$$

В настоящее время имеются результаты многих экспериментов по поискам  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада (см. [49, 50]). Но до сих пор не было обнаружено никаких указаний на их существование<sup>10</sup>. Наиболее строгие нижние пределы времени жизни  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада получены в экспериментах

на  $^{76}\text{Ge}$  (Heidelberg–Moscow [54] и IGEX [55]):

$$T_{1/2}^{0\nu} \geq 1,9 \times 10^{25} \text{ лет (90 \% C.L.) (Heidelberg–Moscow),}$$

$$T_{1/2}^{0\nu} \geq 1,57 \times 10^{25} \text{ лет (90 \% C.L.) (IGEX).}$$

С учетом различия в расчетах ядерного матричного элемента из результатов этих опытов найдены следующие верхние границы для эффективной майорановской массы:

$$|\langle m \rangle| \leq 0,35 - 1,24 \text{ эВ (Heidelberg–Moscow),} \quad (114)$$

$$|\langle m \rangle| \leq 0,33 - 1,35 \text{ эВ (IGEX).}$$

В настоящее время готовится много новых экспериментов по поискам безнейтринного двойного  $\beta$ -распада (см. [49]). Ожидается, что в этих экспериментах будет достигнута чувствительность на уровне<sup>11</sup>

$$|\langle m \rangle| \simeq (1,5 - 8,6) \times 10^{-2} \text{ эВ.} \quad (115)$$

В криогенном эксперименте CUORICINO (затем CUORE) на  $^{130}\text{Te}$  [57] ожидается достижение нижнего предела  $T_{1/2}^{0\nu} \geq 1,5 \times 10^{25}$  лет ( $T_{1/2}^{0\nu} \geq 7 \times 10^{26}$  лет). Это ограничение отвечает чувствительности  $|\langle m \rangle| \simeq 1,9 \times 10^{-1}$  эВ ( $|\langle m \rangle| \simeq 2,7 \times 10^{-2}$  эВ).

В опыте TPC EXO на  $^{136}\text{Xe}$  [58] надеются получить предел  $T_{1/2}^{0\nu} \geq 8 \times 10^{26}$  лет, что отвечает чувствительности  $|\langle m \rangle| \simeq 5,2 \times 10^{-2}$  эВ. В эксперименте GENIUS на  $^{76}\text{Ge}$  [59] планируется достичь предела  $T_{1/2}^{0\nu} \geq 1 \times 10^{28}$  лет, который отвечает чувствительности  $|\langle m \rangle| \simeq 1,5 \times 10^{-2}$  эВ. В опыте MOON на  $^{100}\text{Mo}$  [60] планируется достичь нижнего предела  $T_{1/2}^{0\nu} \geq 1 \times 10^{27}$  лет и чувствительности  $|\langle m \rangle| \simeq 3,6 \times 10^{-2}$  эВ.

Свидетельство существования безнейтринного двойного  $\beta$ -распада было бы доказательством того, что нейтрино с определенными массами  $\nu_i$  являются майорановскими частицами и что источник массивности нейтрино находится вне Стандартной модели. Знание величины эффективной майорановской массы  $|\langle m \rangle|$  совместно со значениями нейтринных осцилляционных параметров, найденными из результатов экспериментов по осцилляциям нейтрино, позволило бы получить важную информацию о характере спектра масс нейтрино, минимальной массе нейтрино  $m_1$  и майорановской CP-фазы (см. работу [61] и ссылки в ней).

Ниже мы рассмотрим те же самые три типа спектра нейтринных масс в трехнейтринном случае, как в предыдущем разделе.

1. В случае иерархии масс нейтрино в виде

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3$$

для эффективной майорановской массы  $|\langle m \rangle|$  получается верхняя граница

$$|\langle m \rangle| \leq \sin^2 \theta_{\text{sol}} \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2} + |U_{e3}|^2 \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}. \quad (116)$$

Используя для осцилляционных параметров величины, отвечающие наилучшему фиту, и ограничение для  $|U_{e3}|^2$  из эксперимента CHOOZ (см. (39), (62) и (87)), находим

$$|\langle m \rangle| \leq 3,8 \times 10^{-3} \text{ эВ.} \quad (117)$$

<sup>10</sup> Недавнее заявление [51], свидетельствующее в пользу  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада, которое получено из нового анализа данных эксперимента Heidelberg–Moscow, было подвергнуто критике в [52, 53].

<sup>11</sup> При вычислении чувствительности использовались ядерные матричные элементы из работы [56].

Значение верхней границы (117) существенно меньше, чем ожидаемая чувствительность (115) будущих  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -опытов.

Иерархия масс нейтрино является естественным следствием механизма see-saw, генерирующего массы нейтрино. Поэтому наблюдение  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада в экспериментах следующего поколения может создать проблемы для see-saw-механизма<sup>12</sup>.

2. В случае обратной иерархии масс нейтрино в виде

$$m_1 \ll m_2 < m_3$$

эффективная майорановская масса определяется выражением

$$|\langle m \rangle| \simeq (1 - \sin^2 2\theta_{\text{sol}} \sin^2 \alpha)^{1/2} \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}, \quad (118)$$

где  $\alpha = \alpha_3 - \alpha_2$  — разность майорановских CP-фаз. Из этого выражения следует, что

$$\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} |\cos 2\theta_{\text{sol}}| \lesssim |\langle m \rangle| \lesssim \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}, \quad (119)$$

где верхняя и нижняя границы отвечают CP-сохранению с равными и противоположными CP-четностями  $\nu_3$  и  $\nu_2$ .

Используя для параметра  $\tan^2 \theta_{\text{sol}}$  значение, отвечающее наилучшему фиту (см. (62)), получаем

$$\frac{1}{2} \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \lesssim |\langle m \rangle| \lesssim \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}. \quad (120)$$

Таким образом, в случае обратной иерархии масс масштаб  $|\langle m \rangle|$  определяется величиной  $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ . Если значение  $|\langle m \rangle|$  находится в интервале (120), который может быть достигнут в будущих экспериментах по поискам  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада, это послужит аргументом в пользу обратной иерархии масс нейтрино.

Измерение эффективной майорановской массы  $|\langle m \rangle|$  позволит получить информацию о CP-фазе  $\alpha$  [63, 64]. Действительно, из (118) имеем

$$\sin^2 \alpha \simeq \left(1 - \frac{|\langle m \rangle|^2}{\Delta m_{\text{atm}}^2}\right) \frac{1}{\sin^2 2\theta_{\text{sol}}}. \quad (121)$$

3. В случае спектра с практически вырожденными массами нейтрино предположим, что

$$m_1 \gg \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}.$$

Тогда

$$m_2 \simeq m_3 \simeq m_1.$$

Независимо от характера спектра масс для эффективной майорановской массы имеем соотношение

$$|\langle m \rangle| \simeq m_1 \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \right|. \quad (122)$$

Пренебрегая малым вкладом  $|U_{e3}|^2$  ( $|U_{e1}|^2$  в случае обратной иерархии), для  $|\langle m \rangle|$  получаем соотношения (118)–(120), в которых  $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$  следует заменить на  $m_1$ .

Таким образом, если окажется, что  $|\langle m \rangle| \gg \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ , это будет свидетельством существования вырожденного спектра масс нейтрино. В этом случае масса нейтрино  $m_1$

будет заключена в области

$$|\langle m \rangle| \leq m_1 \leq \frac{|\langle m \rangle|}{|\cos 2\theta_{\text{sol}}|} \lesssim 2|\langle m \rangle|. \quad (123)$$

Параметр  $\sin^2 \alpha$ , характеризующий нарушение CP-инвариантности в лептонном секторе, в этом случае дается соотношением [61, 64]

$$\sin^2 \alpha \simeq \left(1 - \frac{|\langle m \rangle|^2}{m_\beta^2}\right) \frac{1}{\sin^2 2\theta_{\text{sol}}}. \quad (124)$$

Если в планируемых опытах по  $\beta$ -распаду будет измерена масса  $m_1$ , а в опытах с солнечными нейтрино, в экспериментах KamLAND [31], BOREXINO [65] и в других опытах будет определен параметр  $\sin^2 2\theta_{\text{sol}}$ , то из результатов  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -экспериментов можно будет получить информацию о майорановской CP-фазе.

Все предыдущие выводы основывались на предположении, что величину эффективной майорановской массы  $|\langle m \rangle|$  можно получить из измерений времени жизни  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада. Имеется, однако, серьезная теоретическая проблема определения  $|\langle m \rangle|$  из экспериментальных данных. Она связана с ядерными матричными элементами.

В рамках смешивания майорановских нейтрино полная вероятность  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада имеет общий вид [66]:

$$\Gamma^{0\nu}(A, Z) = |\langle m \rangle|^2 |M(A, Z)|^2 G^{0\nu}(E_0, Z). \quad (125)$$

Здесь  $M(A, Z)$  — ядерный матричный элемент, а  $G^{0\nu}(E_0, Z)$  — известный множитель фазового объема ( $E_0$  — энергвыделение). Таким образом, чтобы определить  $|\langle m \rangle|$  из экспериментальных данных, необходимо вычислить ядерный матричный элемент  $M(A, Z)$ .

В настоящее время в расчетах ядерных матричных элементов  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада имеются большие неопределенности (см., например, [67–69]). При их вычислении используются два основных подхода: приближение случайных фаз квазичастиц и оболочечная модель ядра. Результаты разных расчетов времени жизни  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада различаются приблизительно на порядок величины. Например, время жизни  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада  $^{76}\text{Ge}$  получается в пределах [69]<sup>13</sup>

$$6,8 \times 10^{26} \text{ лет} \leq T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) \leq 70,8 \times 10^{26} \text{ лет}. \quad (126)$$

Проблема вычисления ядерных матричных элементов безнейтринного двойного  $\beta$ -распада является реальным вызовом теории. Очевидно, что без ее решения нельзя с разумной точностью определить эффективную майорановскую массу нейтрино  $|\langle m \rangle|$  из экспериментальных данных (см. обсуждение в [70, 64]).

В работе [71] предложен метод, который позволяет проверить результаты вычислений ядерных матричных элементов  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада различных ядер модельно-независимым способом. Учтем вначале следующие обстоятельства:

1) при малых массах нейтрино ( $m_i \lesssim 10$  МэВ) ядерные матричные элементы не зависят от масс нейтрино [66];

2) в экспериментах по поискам безнейтринного двойного  $\beta$ -распада различных ядер планируется достичь чувствительности по величине  $|\langle m \rangle|$  порядка нескольких единиц  $10^{-2}$  эВ.

<sup>12</sup> Отметим, что на следующей стадии эксперимента GENIUS с 10 тоннами обогащенного  $^{76}\text{Ge}$  планируется достичь чувствительности в величине  $|\langle m \rangle|$  порядка нескольких единиц  $10^{-3}$  эВ [62].

<sup>13</sup> Величины, приведенные в (126), вычислены в предположении, что  $|\langle m \rangle| = 5 \times 10^{-2}$  эВ.

**Таблица 2.** Результаты вычисления отношений времен жизни для  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада различных ядер в шести разных моделях

Отношение времен жизни	[72]	[73]	[74]	[56]	[75]	[76]
$R(^{76}\text{Ge}/^{130}\text{Te})$	11,3	3	20	4,6	3,6	4,2
$R(^{76}\text{Ge}/^{136}\text{Xe})$		1,5	4,2	1,1	0,6	2
$R(^{76}\text{Ge}/^{100}\text{Mo})$			14	1,8	10,7	0,9

Используя (125), определим отношение периодов полураспада двух ядер:

$$R(A, Z/A', Z') = \frac{T_{1/2}^{0\nu}(A, Z)}{T_{1/2}^{0\nu}(A', Z')} = \frac{|M(A', Z')|^2 G^{0\nu}(E'_0, Z')}{|M(A, Z)|^2 G^{0\nu}(E_0, Z)}. \quad (127)$$

Таким образом, если будет наблюден двойной безнейтринный  $\beta$ -распад различных ядер, то вычисленные отношения квадратов соответствующих ядерных матричных элементов можно будет сопоставить с экспериментальными величинами.

В таблице 2 даны отношения времен жизни  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада разных ядер, вычисленные в шести различных моделях с использованием времен жизни, приведенных в [69]. Из таблицы видно, что вычисленные отношения варьируются приблизительно в пределах одного порядка величины.

Как следует из табл. 2, отношения  $R(^{76}\text{Ge}/^{130}\text{Te})$ , вычисленные в [56] и в [75], равны соответственно 4,6 и 3,6. Ясно, что различить модели [56] и [75] по наблюдению безнейтринного двойного  $\beta$ -распада  $^{76}\text{Ge}$  и  $^{130}\text{Te}$  будет трудно. Однако сделать это по наблюдению  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада  $^{76}\text{Ge}$  и  $^{100}\text{Mo}$  (соответствующие отношения равны 1,8 и 10,7) не представит никаких проблем. Приведенный пример иллюстрирует важность исследования  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада более чем двух ядер.

Ядерная часть матричного элемента  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада определяется матричным элементом Т-произведения двух адронных заряженных токов, связанных пропагатором безмассового бозона (см., например, [66, 15]). Этот матричный элемент нельзя связать с матричным элементом какого-либо наблюдаемого процесса. Предложенный в [71] метод основывается только на малости масс нейтрино и на факторизации нейтринной и ядерной частей матричного элемента  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада. Он требует наблюдения  $(\beta\beta)_{0\nu}$ -распада различных ядер.

## 9. Заключение

Убедительные свидетельства существования нейтринных осцилляций — явления, предвиденного Б. Понтекорво более 40 лет назад [33] — были получены в последнее время в экспериментах S-K [1], SNO [8–10] и других опытах с атмосферными и солнечными нейтрино. Эти данные открыли новую область исследований в физике частиц и астрофизике — физику массивных смешивающихся нейтрино.

Из результатов экспериментов следует, что массы нейтрино на много порядков величины меньше, чем массы других фундаментальных фермионов (лептонов и кварков). Имеется общее согласие, что источник нейтрино с очень малыми массами находится вне рамок Стандартной модели.

В физике массивных смешивающихся нейтрино остается еще много нерешенных проблем. В ближайшие годы

в экспериментах KamLAND [31] и BOREXINO [65] будет проверено решение LMA для солнечных нейтрино. Если параметры нейтринных осцилляций  $\Delta m_{\text{sol}}^2$  и  $\tan^2 \theta_{\text{sol}}$  лежат в LMA-области, то нейтринные осцилляции в солнечном интервале  $\Delta m^2$  можно будет детально изучать в земных экспериментах в условиях хорошо известных начальных спектров антинейтрино.

Другая проблема, которая будет, по-видимому, решена в ближайшие годы, это аномалия LSND [17]. Если результат LSND будет подтвержден экспериментом MiniBOONE [32], это будет означать, что число легких нейтрино больше трех и, помимо трех флейворных нейтрино, должны существовать одно или несколько стерильных нейтрино. Если данные LSND будут опровергнуты, то наиболее правдоподобной будет минимальная схема с тремя массивными смешивающимися нейтрино.

Одна из наиболее фундаментальных проблем связана с природой массивных нейтрино (дираковской или майорановской). Эта проблема может быть решена экспериментами по поиску безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. Из имеющихся данных получено следующее ограничение для эффективной майорановской массы:

$$|\langle m \rangle| \leq 0,3 - 1,3 \text{ эВ}.$$

В будущих экспериментах предполагается достичь чувствительности на уровне

$$|\langle m \rangle| \simeq 1,5 \times 10^{-2} - 1 \times 10^{-1} \text{ эВ}.$$

Одной из наиболее важных является проблема  $|U_{e3}|^2$ . Для того чтобы в будущих нейтринных экспериментах на больших базах можно было увидеть эффекты смешивания трех типов нейтрино и, в частности, найти проявления CP-нарушения в лептонном секторе, необходимо, чтобы параметр  $\Delta m_{21}^2$  находился в LMA-области, а параметр  $|U_{e3}|^2$  был больше, чем  $10^{-4} - 10^{-5}$  (см. [36]). Наилучшие ограничения для  $|U_{e3}|^2$  были найдены из результатов реакторного эксперимента CHOOZ [11]. В ближайшие годы в экспериментах MINOS [77], ICARUS [78] и JHF [79] будет получена новая информация о  $|U_{e3}|^2$ .

Физика реакций, идущих с участием нейтрино, началась из чок-риверского отчета Б. Понтекорво [80], в котором он впервые предложил способ детектирования нейтрино (радиохимический метод, используемый ныне в экспериментах Homestake, GALLEX – GNO и SAGE с солнечными нейтрино) и обратил внимание на Солнце и ядерные реакторы как интенсивные источники нейтрино. В настоящее время наблюденное новое явление — нейтринные осцилляции, что дает нам указание на новую физику, лежащую вне рамок Стандартной модели. Нам хотелось бы отметить, что не раз прорыв в область новой физики был связан с нейтрино. На гипотезе существования нейтрино Паули была основана первая теория  $\beta$ -распада Ферми. Феноменологическая ( $V-A$ )-теория слабых взаимодействий началась с двухкомпонентной теории нейтрино, рассмотренной Ландау, Ли и Янгом и Саламом. Свидетельство в пользу Стандартной модели слабого взаимодействия Глэшоу, Вайнберга и Салама было получено на нейтринном пучке (открытие нейтральных токов).

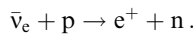
## 10. Добавление

Уже после того, как текст настоящего обзора был подготовлен и представлен в редакцию УФН, были

опубликованы первые результаты реакторного эксперимента на большой базе KamLAND [81]. Появились также первые данные ускорительного эксперимента на большой базе K2K [82]. Ниже мы обсуждаем эти новые результаты.

### 10.1. Свидетельства об осцилляциях нейтрино, полученные в эксперименте KamLAND

В эксперименте KamLAND [81] электронные антинейтрино от многих японских и корейских реакторов детектировались с помощью классической реакции



Порог этого процесса составляет примерно 1,8 МэВ. Около 80 % всего количества ожидаемых событий связано с  $\bar{\nu}_e$  от 26 реакторов, находящихся на расстоянии от 138 до 214 км.

Детектор эксперимента KamLAND с жидким сцинтиллятором (1 килотонна) располагался в шахте Kamioka на глубине около 1 км. В нем регистрировались  $\gamma$ -кванты как от мгновенной аннигиляции  $e^+$  в сцинтилляторе, так и от захвата нейтрона в процессе  $n + p \rightarrow d + \gamma$  с энергией 2,2 МэВ и средним временем задержки  $188 \pm 23$  мкс. При этом использовалось обрезание  $E_{\text{prompt}} > 2,6$  МэВ, чтобы освободиться от фона, обусловленного в основном распадами  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в земных породах.

За 145,1 дня работы было наблюдено 54  $\bar{\nu}_e$ -события. Число событий, ожидавшихся в случае отсутствия осцилляции нейтрино, равнялось  $86,8 \pm 5,6$ . Для отношения чисел зарегистрированных и ожидавшихся  $\bar{\nu}_e$ -событий было получено значение

$$\frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{BG}}}{N_{\text{exp}}} = 0,611 \pm 0,085 (\text{stat.}) \pm 0,041 (\text{syst.}).$$

В эксперименте KamLAND был также измерен энергетический спектр мгновенных  $\gamma$ -квантов. Их энергия связана с энергией  $\bar{\nu}_e$  соотношением

$$E_{\text{prompt}} = E_{\bar{\nu}_e} - 0,8 \text{ МэВ} - \bar{E}_n,$$

где  $\bar{E}_n$  — средняя энергия нейтрона. Из двухфлейворного анализа данных KamLAND были найдены значения осцилляционных параметров, отвечающие наилучшему фиту:

$$(\Delta m^2)_{\text{KamLAND}} = 6,9 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad (\sin^2 2\theta)_{\text{KamLAND}} = 1.$$

Эти значения совместимы со значениями осцилляционных параметров, соответствующими LMA-решению для солнечных нейтрино.

Результаты KamLAND обеспечивают веское свидетельство наличия у нейтрино массы и осцилляций, впервые полученное в эксперименте с земными антинейтрино с хорошо контролируемым ожидаемым потоком. Это позволяет исключить разрешенные области для параметров нейтринных осцилляций, которые отвечают решениям SMA, LOW и VAC. Единственным решением проблемы солнечных нейтрино оказывается LMA-решение.

### 10.2. Свидетельства об осцилляциях нейтрино, полученные в эксперименте K2K

Нейтринные осцилляции в атмосферном интервале  $\Delta m^2$  исследовались в первом ускорительном эксперименте на большой базе K2K [82]. В этом опыте нейтрино обра-

зуются, в основном, в распадах пионов, рождающихся на 12 ГэВ-ускорителе КЕК (Япония). Их регистрация осуществлялась детектором эксперимента S-K на расстоянии около 250 км от ускорителя. Средняя энергия нейтрино равнялась приблизительно 1,3 ГэВ.

В эксперименте K2K использовались также два ближних детектора на расстоянии около 300 м от мишени, на которую сбрасывается протонный пучок: черенковский детектор с 1 килотонной воды и тонкоструктурный детектор. При этом проводилось сравнение полного числа и спектра мюонных нейтрино, зарегистрированных в детекторе S-K, с вычисленными значениями, полученными на основе измерений на ближних детекторах в предположении отсутствия нейтринных осцилляций. Для измерения энергии нейтрино в детекторе S-K отбирались квазиупругие однокольцевые события реакции  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ . Всего в детекторе было зарегистрировано 56 мюонных событий; ожидаемое их число равнялось  $80,1_{-5,4}^{+6,2}$ . Число наблюдаемых однокольцевых событий, использованное для вычисления спектра нейтрино, равнялось 29; ожидаемое их число было равно 44.

Таким образом, в эксперименте на большой базе K2K были обнаружены указания на дефицит ускорительных  $\nu_\mu$ . Из двухфлейворного анализа данных с целью оценки максимальной вероятности значений осцилляционных параметров были найдены значения, отвечающие наилучшему фиту:

$$(\sin^2 2\theta)_{\text{K2K}} = 1, \quad (\Delta m^2)_{\text{K2K}} = 2,8 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

Эти значения находятся в согласии со значениями осцилляционных параметров, полученными из анализа данных S-K по атмосферным нейтрино. Первые результаты K2K основываются на сбросе  $4,8 \times 10^{19}$  протонов на мишень. Всего в эксперименте планируется использовать  $10^{20}$  протонов на мишень.

## Список литературы

1. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998); **82** 2644 (1999); Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 3999 (2000)
2. Allison W W M et al. (Soudan 2 Collab.) *Phys. Lett. B* **449** 137 (1999)
3. Ambrosio M et al. (MACRO Collab.) *Phys. Lett. B* **517** 59 (2001); hep-ex/0106049; in *NATO Advanced Research Workshop on Cosmic Radiation: From Astronomy to Particle Physics, Oujda, Morocco, 21–23 March 2001* (NATO Sciences, Ser. II, Vol. 42, Eds G Giacomelli, M Spurio, J E Derkaoui) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
4. Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
5. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999); Altmann M et al. (GNO Collab.) *Phys. Lett. B* **490** 16 (2000); Bellotti E (for the GNO Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **91** 44 (2001)
6. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **60** 055801 (1999); *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **110** 315 (2002)
7. Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 5651 (2001); Smy M B (for the Super-Kamiokande Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 25 (2003); hep-ex/0208004
8. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 071301 (2001)
9. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002); nucl-ex/0204008
10. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011302 (2002); nucl-ex/0204009
11. Apollonio M et al. (CHOOZ Collab.) *Phys. Lett. B* **466** 415 (1999)
12. Boehm F et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3764 (2000); *Phys. Rev. D* **62** 072002 (2000)
13. Hagiwara K et al. *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002)
14. Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R, in *Supergravity* (Eds P Van Nieuwenhuizen, D Z Freedman) (Amsterdam: North-Holland, 1979) p. 315; Yanagida T, in *Proc. of the Workshop on the*

- Unified Theory and the Baryon Number of the Universe, Tsukuba, Japan, 1979* (Eds A Sawada, A Sugamoto) (Tsukuba: KEK, 1979) p. 95; Mohapatra R N, Senjanovic G *Phys. Rev. Lett.* **44** 912 (1980)
15. Bilenky S M, Petcov S T *Rev. Mod. Phys.* **59** 671 (1987)
  16. Bilenky S M, Giunti C, Grimus W *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** 1 (1999); hep-ph/9812360
  17. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001); hep-ex/0104049
  18. Buchmüller W, hep-ph/0204288
  19. Биленький С М, Понтекорво Б *УФН* **123** 181 (1977); Bilenky S M, Pontecorvo B *Phys. Rep.* **41** 225 (1978)
  20. Bilenky S M, Nedelcheva N P, Petcov S T *Nucl. Phys. B* **247** 61 (1984); Kayser B *Phys. Rev. D* **30** 1023 (1984)
  21. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985); Mikheyev S P, Smirnov A Yu *Nuovo Cimento C* **9** 17 (1986); Михеев С П, Смирнов А Ю *ЖЭТФ* **91** 7 (1986)
  22. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978); **20** 2634 (1979)
  23. Kuo T K, Pantaleone J *Rev. Mod. Phys.* **61** 937 (1989)
  24. Gonzalez-Garcia M C, Nir Y *Rev. Mod. Phys.* **75** 345 (2003); hep-ph/0202058
  25. Fukuda Y et al. (Kamiokande Collab.) *Phys. Lett. B* **335** 237 (1994)
  26. Clark R et al. (IMB Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **79** 345 (1997)
  27. Bahcall J N, Pinsonneault M H, Basu S *Astrophys. J.* **555** 990 (2001)
  28. Ortiz C E et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2909 (2000); nucl-ex/0003006
  29. Bahcall J N, Gonzalez-Garcia M C, Pena-Garay C *JHEP* **0204** 007 (2002); hep-ph/0111150
  30. Fogli G L et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 177 (2003)
  31. Shirai J (for the KamLAND Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 15 (2003)
  32. Tayloe R (for the MiniBooNE Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 17 (2003)
  33. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); Pontecorvo B, Preprint P-95 (Dubna: JINR, 1957); Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** 247 (1958); **53** 1717 (1967); Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
  34. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
  35. Nakaya T *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 210 (2003)
  36. Lindner M *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 199 (2003); hep-ph/0209083
  37. Dydak F *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 233 (2003)
  38. Shi X, Schramm D N *Phys. Lett. B* **283** 305 (1992)
  39. Bilenky S M, Giunti C *Phys. Lett. B* **444** 379 (1998)
  40. Fermi E *Ricerca Scient.* **2** 12 (1933); *Z. Phys.* **88** 161 (1934)
  41. Perrin F *C.R. Acad. Sci.* **197** 1625 (1933)
  42. Lobashev V M et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **91** 280 (2001)
  43. Weinheimer Ch *Phys. Lett. B* **460** 219 (1999); Bonn J et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **91** 273 (2001)
  44. Osipowicz A et al. (KATRIN Collab.), hep-ex/0109033
  45. Vissani F *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **100** 273 (2001); hep-ph/0012018
  46. Weinheimer Ch *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 279 (2003)
  47. Gatti F et al. *Nature* **397** 137 (1999)
  48. Sisti M et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **110** 369 (2002)
  49. Cremonesi O *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 287 (2003)
  50. Tretyak V I, Zdesenko Y G *Atom. Data Nucl. Data Tables* **80** 83 (2002)
  51. Klapdor-Kleingrothaus H V et al. *Mod. Phys. Lett. A* **16** 2409 (2001)
  52. Feruglio F, Strumia A, Vissani F *Nucl. Phys. B* **637** 345 (2002); **659** 359 (2003); hep-ph/0201291
  53. Aalseth C E et al. *Mod. Phys. Lett. A* **17** 1475 (2002); hep-ex/0202018
  54. Klapdor-Kleingrothaus H V et al. (Heidelberg–Moscow Collab.) *Eur. Phys. J. A* **12** 147 (2001)
  55. Aalseth C E et al. (IGEX Collab.) *ЯФ* **63** 1299 (2000); *Phys. Rev. D* **65** 092007 (2002); hep-ex/0202026
  56. Staudt A, Muto K, Klapdor-Kleingrothaus H V *Europhys. Lett.* **13** 31 (1990)
  57. Fiorini E *Phys. Rep.* **307** 309 (1998)
  58. Danilov M et al. *Phys. Lett. B* **480** 12 (2000)
  59. Klapdor-Kleingrothaus H V, Hellmig J, Hirsch M J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24** 483 (1998)
  60. Ejiri H et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2917 (2000)
  61. Bilenky S M et al. *Phys. Lett. B* **465** 193 (1999); Vissani F *JHEP* **9906** 022 (1999); hep-ph/9906525; Czakon M, Zralek M, Gluza J, hep-ph/0003161; Klapdor-Kleingrothaus H V, Päs H, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **63** 073005 (2001); Bilenky S M, Pascoli S, Petcov S T *Phys. Rev. D* **64** 053010 (2001); Pascoli S, Petcov S T *Phys. Lett. B* **544** 239 (2002); hep-ph/0205022
  62. Klapdor-Kleingrothaus H V *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **110** 364 (2002); hep-ph/0206249
  63. Bilenky S M et al. *Phys. Rev. D* **54** 4432 (1996)
  64. Pascoli S, Petcov S T, Rodejohann W *Phys. Lett. B* **549** 177 (2002); hep-ph/0209059
  65. Bellini G (BOREXINO Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 55 (2003)
  66. Doi M, Kotani T, Takasugi E *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **53** 1 (1985)
  67. Faessler A, Šimkovic F *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24** 2139 (1998)
  68. Suhonen J, Civitarese O *Phys. Rep.* **300** 123 (1998)
  69. Elliott S R, Vogel P *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52** 115 (2002); hep-ph/0202264
  70. Barger V et al. *Phys. Lett. B* **540** 247 (2002)
  71. Bilenky S M, Grifols J A, hep-ph/0207281
  72. Haxton W C, Stephenson G J (Jr) *Prog. Part. Nucl. Phys.* **12** 409 (1984)
  73. Caurier E et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1954 (1996); *Nucl. Phys. A* **654** (Suppl. 1) 973c (1999)
  74. Engel J, Vogel P, Zirnbauer M R *Phys. Rev. C* **37** 731 (1988)
  75. Toivanen J, Suhonen J *Phys. Rev. Lett.* **75** 410 (1995)
  76. Pantis G et al. *Phys. Rev. C* **53** 695 (1996); Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **60** 055502 (1999); Šimkovic F et al. *Phys. Rev. C* **64** 035501 (2001)
  77. Paolone V (MINOS Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **100** 197 (2001)
  78. ICARUS Collab., in *Proc. of the NO-VE Intern. Workshop on "Neutrino Oscillations in Venice", Venice, Italy, July 24–26, 2001* (Ed. M Baldo-Ceolin) (2001) p. 91
  79. Itow Y et al., hep-ex/0106019
  80. Pontecorvo B, Report PD-205 (Chalk River: National Res. Council of Canada, 1946)
  81. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003); hep-ex/0212021
  82. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 041801 (2003); hep-ex/0212007

## Neutrino masses, mixing and oscillations

S.M. Bilen'kiĭ

Joint Institute for Nuclear Research,  
141980 Dubna, Moscow Region, Russian Federation  
Tel. (7-096) 216-5400. Fax (7-096) 216-50-84  
E-mail: bilenky@ph.dum.de; bilenky@to.infn.it  
INFN, Sez. di Torino and Dip. di Fisica Teorica, Univ. di Torino,  
I-10125 Torino, Italy

Neutrino mixing and basics of neutrino oscillations in vacuum are considered. Recent evidence in favour of neutrino oscillations, obtained in the solar and atmospheric neutrino experiments, are discussed. Neutrino oscillations in the solar and atmospheric ranges of  $\Delta m^2$  are considered in the framework of the minimal scheme with the mixing of three massive neutrinos. The experiments on the measurement of neutrino mass via investigation of the high-energy part of the  $\beta$ -spectrum of tritium and experiments on the search for neutrinoless double  $\beta$ -decay are also discussed.

PACS numbers: **13.15.+g**, 14.60.Pq, 14.60.St

Bibliography — 82 references

Received 24 July 2003