

УДК 539.123

## НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ: НА ПУТИ К ЭКСПЕРИМЕНТАМ С ДАЛЬНИМИ НЕЙТРИНО

*В. А. Рябов\**

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1256
ФОРМАЛИЗМ ОПИСАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ	1259
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО	1267
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ПОИСКУ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ	1281
МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВА- НИЕМ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ ОТ УСКОРИТЕЛЕЙ	1287
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ПУЧКАХ ДАЛЬНИХ НЕЙТРИНО	1293
МЮОННЫЕ НАКОПИТЕЛЬНЫЕ КОЛЬЦА И НЕЙТРИННЫЕ ФАБРИКИ	1306
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1309
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1311

---

\*E-mail: ryabov@x4u.lpi.ruhep.ru; ryabov@fnal.gov

УДК 539.123

## НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ: НА ПУТИ К ЭКСПЕРИМЕНТАМ С ДАЛЬНИМИ НЕЙТРИНО

*В. А. Рябов\**

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В обзоре рассматриваются предпосылки проведения и физические задачи экспериментов по поиску осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\tau$  в пучках дальних нейтрино от ускорителей. Обсуждаются нейтринные пучки, детекторная техника и методы наблюдения осцилляций (регистрация  $\nu_\mu$ -выбывания и  $\nu_e, \nu_\tau$ -появления) в действующем эксперименте K2K (KEK–«Super-Kamiokande») и экспериментах ближайшего будущего MINOS (FNAL–«Soudan») и OPERA (CERN–Гран-Сассо). Возможности измерения параметров осцилляций в этих исследованиях обсуждаются в свете недавних данных, полученных в реакторных экспериментах CHOOZ и «Пало-Верде», наблюдения в подземных детекторах большого дефицита солнечных и  $\nu_\mu/\nu_e$ -аномалии атмосферных нейтрино, а также избытка событий с  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино в эксперименте LSND. Рассмотрены сценарии осцилляций, используемые в моделях с тремя и четырьмя (включая стерильное) нейтрино, и возможности их проверки в экспериментах с дальними нейтрино, а также в следующем поколении экспериментов на нейтринных фабриках.

A review is presented of motivations and physical goals for long-baseline accelerator neutrino experiments aimed at the search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\tau$  oscillations. Neutrino beams, relevant detectors, and methods of neutrino oscillation detection (disappearance of  $\nu_\mu$  and appearance of  $\nu_e$  and  $\nu_\tau$ ) in the K2K (KEK–Super-Kamiokande) experiment being performed and in the MINOS (FNAL–Soudan) and OPERA (CERN–Gran-Sasso) near-future experiments are discussed. The potentialities of the long-baseline experiments are analyzed in the light of the recent data of the CHOOZ and Palo Verde nuclear-reactor experiments, the deficiency of solar neutrinos,  $\nu_\mu/\nu_e$  atmospheric-neutrino anomaly observed in large-scale underground detectors, and an excess of  $\bar{\nu}_e$ -events detected in the LSND experiment. Neutrino oscillation scenarios in the framework of three- and four-neutrino (including sterile) models are considered. Feasibilities to verify these models in long-baseline neutrino experiments and in next-generation experiments based on neutrino factory beams are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных задач физики элементарных частиц, астрофизики и космологии является измерение массы нейтрино — величины, которая определяет не только свойства слабых взаимодействий, но и картину эволюции Вселенной. Подтверждение ненулевой массы нейтрино могло бы прояснить степень и механизм несохранения лептонного числа и, возможно, разрешить проблему скрытой материи во Вселенной.

---

\*E-mail: ryabov@x4u.lpi.ruhep.ru; ryabov@fnal.gov

С теоретической точки зрения для нулевой массы нейтрино нет фундаментальных причин. Безмассовость нейтрино в стандартной модели обусловлена исключительно ограниченным набором содержащихся в ней частиц. Однако введением на электрослабом уровне правого нейтрино и расширением хиггсовского сектора стандартной модели можно получить калибровочно- и лоренц-инвариантные нейтринные массовые члены соответственно дираковского и майорановского типов. В последнем случае глобальная симметрия, ассоциируемая с сохранением лептонного числа, будет нарушена. Во всех GUT-теориях, описывающих более полное по сравнению со стандартной моделью объединение взаимодействий, число полей возрастает и нейтрино естественным образом приобретает массу. Так, в моделях, построенных на группе  $SO(10)$ , правые нейтрино изначально входят в спинорное представление группы, а генерация майорановской массы связана с нарушением калибровочной симметрии, которая не является точной.

По всей видимости, масса нейтрино столь мала, что чувствительности различного рода экспериментов пока недостаточно, чтобы ее надежно измерить. С нулевым значением нейтринной массы согласуются результаты всех экспериментов, в которых она определялась прямым методом исходя из кинематики слабых распадов [1, 2], вероятностей безнейтринного  $2\beta$ -распада [3] и распадов тяжелых нейтрино [4], а также при исследовании нейтринных сигналов от сверхновой SN 1987 [5].

Смешивание массивных нейтрино должно с неизбежностью приводить к существованию нейтринных осцилляций. В экспериментах по их поиску можно достичь высокой чувствительности к малым значениям масс нейтрино. Идеи основы изучения нейтринных осцилляций были заложены Б. М. Понтекорво. В его работах [6] рассматривались возможные эксперименты с искусственными источниками нейтрино (реакторы и ускорители), а также с природными, возникающими в результате протекающих на Солнце термоядерных реакций и при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли.

В современных экспериментах, в которых нейтринные осцилляции изучаются на детекторах, расположенных вблизи реакторов и ускорителей, не наблюдают этого явления [7–11]. Исключение составляет лишь эксперимент LSND [12]. Результаты же исследований взаимодействий потоков солнечных [13–17], а в особенности атмосферных нейтрино [18–22] в детекторах с большой чувствительной массой имеют неоднозначную интерпретацию. Недавно полученные группой «Super-Kamiokande» данные, связанные с наблюдением зависимости интенсивности потока атмосферных нейтрино от зенитного угла, были представлены как открытие нейтринных осцилляций с параметрами  $\sin^2 2\theta = 0,8-1$  и  $\Delta m^2 \cong (1,2-8,0) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  [23]. Именно эта область параметров может быть с прецизионной точностью исследована в

экспериментах нового поколения, использующих пучки дальних нейтрино и детекторы с чувствительной массой в несколько килотонн.

История вопроса формирования интенсивных ускорительных нейтринных пучков для поиска нейтринных осцилляций восходит к упомянутым работам Б. М. Понтекорво, а также М. И. Маркова [24]. Идеи создания таких пучков, которые могли бы детектироваться на больших расстояниях от ускорителя и которые впоследствии получили название «пучков дальних нейтрино», нашли развитие в связи с предложением экспериментов DUMAND [25] и БАТИСС [26]. Также в ряде работ [27–29] использование пучков дальних нейтрино рассматривалось применительно к проведению геологических исследований и изучению строения Земли.

В конце 80-х гг. начали появляться предложения о постановке и проведении экспериментов с пучками дальних нейтрино от ускорителей. За прошедшее время широко обсуждалось более 10 проектов, в которых интенсивные нейтринные пучки от ускорителей УНК-I, FNAL, BNL, ЦЕРН и КЕК предлагалось направить на различные детекторы с большой чувствительной массой. По разным причинам значительная их часть осталась нереализованной.

В связи с замораживанием ускорительно-накопительного комплекса в г. Протвино печальная судьба постигла российские проекты «УНК-I–Байкал» [30, 31] и «УНК-I–Гран-Сассо» [31, 32].

Из ряда американских проектов [33–36] дальнейшее развитие получил только эксперимент MINOS [37]. На 2003 г. запланировано введение в строй нейтринного пучка NuMI от главного инжектора тэватрона FNAL [38]. Он будет иметь среднюю энергию  $E_\nu \cong 17$  ГэВ и направляться в подземную шахту «Soudan» (пролетное расстояние 732 км), где к 2004 г. будет сооружен детектор MINOS.

Европейская программа ЦЕРН предусматривает формирование нового нейтринного пучка от ускорителя SPS со средней энергией  $E_\nu \cong 25$  ГэВ [39] в направлении подземной лаборатории Гран-Сассо, удаленной на расстояние 732 км (волей случая такое же, как и в американском эксперименте). В рамках этой программы рассматривался ряд проектов: OPERA [40], ICARUS [41], NOE [42], ICANOE [43], AQUARICH [44], NICE [45]. Среди них лишь коллаборация OPERA будет проводить исследование осцилляций в пучке дальних нейтрино. Начало эксперимента запланировано на 2005 г. [46].

В настоящее время в Японии ведется набор статистики нейтринных взаимодействий в эксперименте K2K — первом эксперименте с пучком дальних нейтрино. Сформированный на ускорителе КЕК нейтринный пучок имеет среднюю энергию  $E_\nu \cong 1,4$  ГэВ и проходит внутри Земли расстояние 250 км до детектора «Super-Kamiokande» [47]. Первые результаты свидетельствуют о регистрации эффекта осцилляций [48, 49].

В отличие от экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино, исследования с дальними нейтрино характеризуются отсутствием неопре-

деленностей в энергетическом спектре, составе, направлении и временной структуре пучка. Важно, что все дальние детекторы («Super-Kamiokande», MINOS и OPERA) способны регистрировать и события с нейтрино атмосферного происхождения. Результаты этих экспериментов позволят провести трехароматовый анализ и надежно определить тип нейтринных осцилляций ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ ), а также изучить область их параметров, если  $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

Обсуждение проблем, связанных с исследованием нейтринных осцилляций в экспериментах с пучками дальних нейтрино, является основной задачей настоящего обзора. Частично этот круг вопросов обсуждался в нашем предыдущем обзоре [50]. Однако последние результаты «Super-Kamiokande», введение в эксплуатацию установки K2K, развитие американского проекта MINOS и перспективы европейского проекта ЦЕРН–Гран-Сассо требуют отдельного рассмотрения.

## 1. ФОРМАЛИЗМ ОПИСАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс полного или частичного изменения аромата движущегося в вакууме или веществе нейтринного пучка. Наблюдение нейтринных осцилляций возможно, если нейтрино имеет массу и реализуется гипотеза смешивания. В этом случае левые компоненты нейтринных полей  $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , являющиеся собственными состояниями лагранжиана слабого взаимодействия, не тождественны собственным массовым состояниям нейтрино  $\nu_i$  (дираковского или майорановского типа), а представляют собой линейные комбинации

$$\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i, \quad (1)$$

где  $U_{\alpha i}$  есть унитарная матрица смешивания.

Исследование нейтринных осцилляций основано на использовании нейтринных пучков, образованных в различных процессах слабого взаимодействия ( $\beta$ -распады ядер, распады пионов и др.) и имеющих в момент времени  $t = 0$  определенный аромат  $\nu_\alpha$ .

**Вакуумные осцилляции.** В экспериментах обычно анализируют решение задачи вакуумных осцилляций нейтрино двух ароматов. В этом случае матрица смешивания  $U_{\alpha i}$  имеет простой вид

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

и содержит только один свободный параметр — угол смешивания  $\theta$ . Этот угол (вернее,  $\sin^2 2\theta$ ), наряду с другим параметром осцилляций —  $\Delta m^2$ , определяется методом  $\chi^2$  при анализе вероятности наблюдения осцилляций в пучке нейтрино с энергией  $E_\nu$  на расстоянии  $L$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left( 1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E_\nu} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}, \quad (3)$$

измеренной в эксперименте с учетом статистических и систематических ошибок.

Переходя в (3) от системы единиц  $\hbar = c = 1$  к размерности, удобной при расчетах осцилляционных экспериментов, когда  $\Delta m^2$  измеряется в эВ<sup>2</sup>,  $L$  — в м,  $E_\nu$  — в МэВ, получаем

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left( 1 - \cos 2,54 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right) = \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Из выражений (3), (4) следует несколько важных выводов:

1) в экспериментах по поиску осцилляций определяется не масса нейтрино, а величина

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2;$$

2) для наблюдения осцилляций необходимо, чтобы хотя бы для одной разности квадратов нейтринных масс выполнялось условие

$$\Delta m_{ij}^2 \geq E_\nu / L; \quad (5)$$

3) амплитуда осцилляционного перехода определяется параметром  $\sin^2 2\theta$ , а осциллирующая часть вероятности связана с величиной  $\Delta m^2 L / E_\nu$ ;

4) вероятность осцилляций представляет собой сумму периодических функций, и, следовательно, можно ввести величину

$$L_{\text{vac}} = 4\pi \frac{E_\nu}{\Delta m_{ij}^2}, \quad (6)$$

называемую вакуумной длиной осцилляций, которая для каждой пары масс ( $m_i, m_j$ ) отражает периодическую зависимость сигнала в детекторе от расстояния  $L$ . Для регистрации вакуумных осцилляций необходимо, чтобы

$$L_{\text{vac}} \leq L. \quad (7)$$

Из условия наблюдения осцилляций нейтрино (7) следует, что для проведения ускорительного эксперимента с пучком нейтрино со средней энергией

$\langle E_\nu \rangle \approx 10$  ГэВ, нацеленного на изучение атмосферной аномалии с предполагаемым значением  $\Delta m^2 \approx 10^{-2}-10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>, пролетное расстояние должно составлять  $L \approx 1000$  км. Нейтринные пучки, направляемые на детекторы на такие расстояния, получили название «дальних», а эксперименты — «дальнобазовых» (long-baseline). Эксперименты с детектором, установленным на близком расстоянии от ускорителя ( $L \approx 1$  км), получили название «короткобазовых» (short-baseline). Они чувствительны к  $\Delta m^2 = 1-10$  эВ<sup>2</sup>.

В любом эксперименте величины  $L$  и  $E_\nu$  в большей или меньшей степени размыты, поэтому реально измеряется не величина (4), а средняя вероятность

$$\begin{aligned} \langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle &= \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos \left( 2,54 \left( \frac{L}{E_\nu} \right)_0 \Delta m^2 \right) \exp(-2\sigma^2(\Delta m^2)^2) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\sigma$  — стандартное отклонение в распределении Гаусса величины  $L/E_\nu$  с центральным значением  $(L/E_\nu)_0$ . Из (8) следует, что для больших  $\Delta m^2$

$$\sin^2 2\theta \cong 2\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle \quad (9)$$

и вероятность перестает зависеть от  $L$ , а для  $\sin^2 2\theta \cong 1$

$$\Delta m^2 = \frac{1}{1,27} \left( \frac{E_\nu}{L} \right)_0 \sqrt{\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle}. \quad (10)$$

В эксперименте можно исследовать параметры осцилляций вплоть до значений

$$(\sin^2 2\theta)_{\min} = \langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle, \quad (11)$$

$$(\Delta m^2)_{\min} = n\pi/2,54 \left( \frac{L}{E_\nu} \right)_0. \quad (12)$$

Результаты исследований представляются в виде областей допустимых параметров осцилляций  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ , согласующихся (обычно на уровне достоверности 90 %) с измеренным значением вероятности (8). Граница области разрешенных параметров осцилляций соответствует наилучшему описанию спектра экспериментальных значений, при котором величина  $\chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  имеет минимальное значение для каждого фитируемого параметра. Наиболее важные ограничения на параметры осцилляций, полученные в существующих и планируемых экспериментах, показаны на рис. 1 [51].

В общем случае смешивания произвольного числа массивных нейтрино (включая стерильные) вероятность осцилляций может быть записана [52] следующим образом:

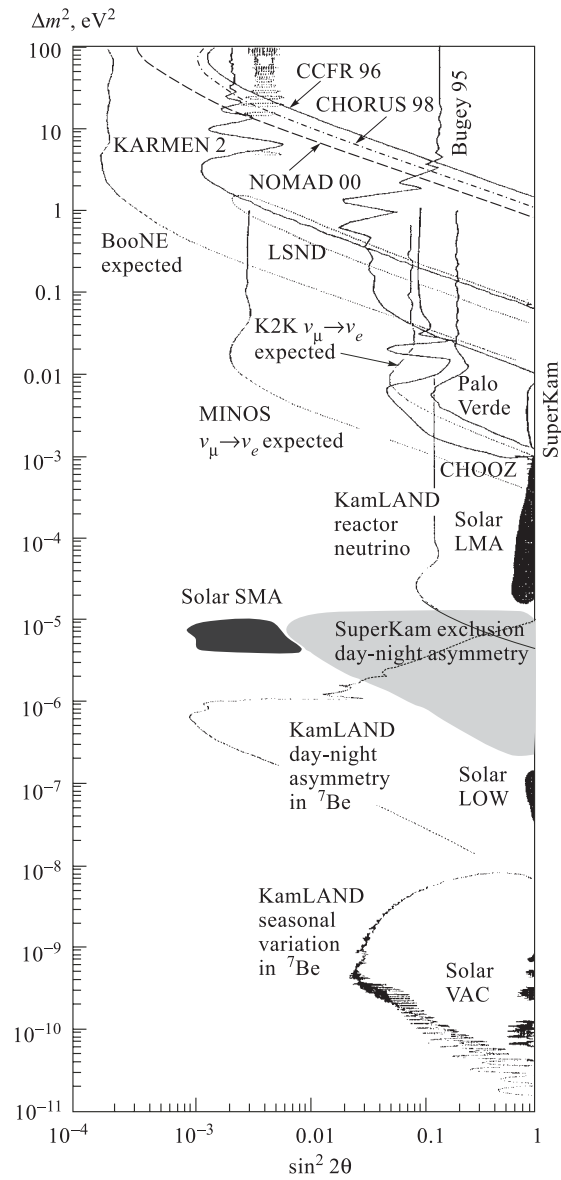


Рис. 1. Границы областей параметров осцилляций, полученных в различных экспериментах, а также достижимых в экспериментах ближайшего будущего. Исключенная область расположена справа от кривых [51]



$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = & \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \\
 & + 2 \sum_{\kappa > j} \operatorname{Re} [U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha \kappa}^* U_{\beta \kappa}] \cos \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2p} \pm \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$D_{\alpha\beta} = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \quad (14)$$

величина асимметрии. Экспериментальное наблюдение  $D_{\mu e} \neq 0$  или  $D_{\mu\tau} \neq 0$  будет указанием на  $CP$ -нарушение, возникающее из-за комплексной  $T$ -нарушающей фазы в матрице смешивания. Такая фаза отсутствует только в двухароматовой схеме. Оценить величину  $CP$ -нарушения очень сложно, так как она зависит от неизвестных параметров матрицы смешивания и для ее наблюдения необходим трехароматовый анализ экспериментальных данных. Так как  $CP$ -нарушение возникает из-за интерференции между  $\Delta m_{32}^2$  и  $\Delta m_{21}^2$ , то для наблюдения большего эффекта эксперимент должен быть чувствителен к меньшему из двух  $\Delta m^2$ .

В (13) первое диагональное слагаемое не зависит от времени и дает среднюю вероятность перехода  $\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle$ , а временная зависимость вероятности модулируется зависящим от расстояния пролета нейтрино вторым слагаемым.

Когда рассматриваются вакуумные осцилляции трех типов нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), матрица смешивания  $U_{\alpha i}$  может быть параметризована аналогично матрице Кобаяши–Маскава для кваркового сектора стандартной модели [53]:

$$\begin{aligned}
 U_{\alpha i} = U_{\alpha i}(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta) = \\
 = \begin{pmatrix} C_1 & -S_1 C_3 & -S_1 S_3 \\ S_1 C_2 & C_1 C_2 C_3 - S_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 C_2 S_3 + S_2 C_3 e^{i\delta} \\ S_1 C_2 & C_1 S_2 C_3 + C_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 S_2 S_3 - C_2 C_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (15)
 \end{aligned}$$

где  $C_i = \cos \theta_i$ ,  $S_i = \sin \theta_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Таким образом, при смешивании трех типов нейтрино имеются три угла смешивания ( $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ) и одна  $CP$ -нарушающая фаза  $\delta$ . Углы смешивания  $\theta_{ij}$  определяют три ортогональных вращения, которые осуществляют переходы между ароматовыми и массовыми базами. Кроме того, из трех возможных значений  $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \Delta m_{13}^2$  независимыми являются только два значения. Таким образом, в формализме трехароматовых осцилляций присутствуют 6 независимых параметров. Очень привлекательно проводить анализ и фитировать экспериментальные данные в этом 6-параметрическом пространстве ( $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta$ ), с тем чтобы различить все параметры смешивания. Однако это трудная и практически нереализуемая задача. Поэтому при анализе обычно используются разного рода упрощения.

Так, если  $\theta_{23} = \theta_{13} = 0$ , то мы возвращаемся к двухароматовым осцилляциям  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , если  $\theta_{12} = \theta_{13} = 0$ , то к  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ , а если  $\theta_{12} = \theta_{23} = 0$ , то к  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляциям. Другая возможность уменьшить число свободных параметров и тем самым упростить анализ осцилляций в трехароматовом формализме заключается в упорядочивании нейтринных масс. Иерархия, когда два состояния  $\nu_1$  и  $\nu_2$  имеют близкую малую массу  $m_1 \cong m_2$ , а  $\nu_3$  — существенно большую  $m_3 \cong m$ :

$$\delta m \equiv |m_2^2 - m_1^2| \ll |m_3^2 - m_{1,2}^2| \equiv m^2, \quad (16)$$

получила название OMSD-приближения (one mass scale dominance) [54]. Таким образом, в OMSD-модели имеется только один массовый параметр —  $m^2$ . Угол  $\theta_{12}$  (ввиду вырожденности состояний  $\nu_1$  и  $\nu_2$ ) и фаза  $\delta$  ненаблюдаемы, и 6-параметрическое пространство  $(\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta)$  редуцируется в пространство  $(m^2, \theta_{23}, \theta_{13})$ . В работах [54] определяются вероятности

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - 4U_{\mu 3}^2(1 - U_{\mu 3}^2) \sin^2(1, 27\Delta m^2 L/E_\nu), \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= 4U_{\mu 3}^2 U_{e 3}^2 \sin^2(1, 27\Delta m^2 L/E_\nu), \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= 4U_{\mu 3}^2 U_{\tau 3}^2 \sin^2(1, 27\Delta m^2 L/E_\nu) \end{aligned} \quad (17)$$

и дается простое графическое представление трехароматового смешивания в OMSD-модели. На рис. 2 показан равносторонний треугольник единичной высоты, в котором вершины есть чистые ароматовые состояния  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Тяжелое массовое состояние  $\nu_3$  откладывается внутри треугольника и удовлетворяет условию унитарности  $U_{e 3}^2 + U_{\mu 3}^2 + U_{\tau 3}^2 = 1$ . Точка  $\nu_3$  параметризуется

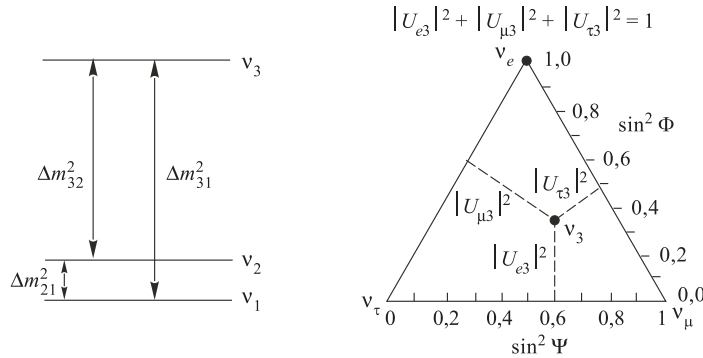


Рис. 2. Графическое представление трехароматового смешивания в модели OMSD [54]

двумя эйлеровыми углами  $\Psi = \theta_{23}$  и  $\Phi = \theta_{13}$ , а матричные элементы имеют вид

$$\begin{aligned} U_{e3}^2 &= \sin^2 \Phi, \\ U_{\mu 3}^2 &= \cos^2 \Phi \sin^2 \Psi, \\ U_{\tau 3}^2 &= \cos^2 \Phi \cos^2 \Psi. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, если состояние  $\nu_3$  совпадает с одной из ароматовых вершин  $\nu_e, \nu_\tau, \nu_\mu$ , то осцилляции отсутствуют. Осцилляции между двумя ароматами нейтрино представляются движением вдоль одной из сторон треугольника. Наконец, если  $\nu_3$  лежит во внутренней области треугольника, то имеет место трехароматовое смешивание.

В реакторных и ускорительных экспериментах, а также в опытах с атмосферными нейтрино исследуется подпространство параметров ( $m^2, U_{e3}^2, U_{\mu 3}^2, U_{\tau 3}^2$ ), которое определяется большими  $m^2$  и матричными элементами, связанными с  $\nu_3$ . Эксперименты с солнечными нейтрино чувствительны к подпространству ( $\delta m^2, U_{e3}^2, U_{\mu 3}^2, U_{\tau 3}^2$ ), так что малая масса и три матричных элемента связаны с  $\nu_e$ .

Следует сказать, что если реализуется трехароматовое смешивание, то при анализе результатов эксперимента, использующего пучок чистого аромата  $\nu_\mu$ , всегда присутствуют две области решений. Это связано с тем, что, измерив  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ , можно определить  $U_{\mu 3}^2$ . Дополнительное измерение вероятностей  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  и  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$  ничего не дает, так как из (17) следует, что обе они зависят от  $U_{\mu 3}^2$ . Эта проблема решается при измерении вероятности  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  в пучке нейтрино другого аромата ( $\nu_e$ ) с покрытием аналогичной области по  $L/E_\nu$ .

**Осцилляции нейтрино в веществе.** Наличие вещества на пути пучка нейтрино может существенно изменить картину осцилляций. Как показал Вольфенштейн в [55], вещество, состоящее из кварков и из электронов, по-разному влияет на распространение различных типов нейтрино. Нейтринно-кварковое рассеяние происходит только за счет нейтральных токов, и его амплитуда одинакова для всех типов нейтрино. Иная ситуация в случае рассеяния нейтрино на электронах. Все типы нейтрино взаимодействуют с электроном посредством нейтрального тока, и только процесс  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$  может протекать также и за счет заряженного тока. В работах [56] было показано, что такой дополнительный вклад в амплитуду рассеяния приводит к тому, что вероятность осцилляций в веществе отлична от вакуумного случая (3) и для постоянной плотности вещества определяется в виде

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi L}{L_m}, \quad (19)$$

где угол смешивания в веществе  $\theta_m$  связан с углом смешивания в вакууме  $\theta$  соотношением

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + L_{\text{vac}}/L_0}. \quad (20)$$

Здесь  $L_{\text{vac}}$  — длина осцилляций в вакууме (6);  $L_0$  — длина Вольфенштейна, характеризующая длину нейтринно-электронного взаимодействия:

$$L_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2}G_F N_e}, \quad (21)$$

где  $G_F = 10^{-5}M_p^{-2}$  — константа Ферми;  $M_p$  — масса протона;  $N_e = \pi N_0 Z/A$  — плотность электронов в веществе;  $N_0$  — число Авогадро;  $Z/A$  — среднее отношение заряда к массе, а  $L_m$  — эффективная длина осцилляций в веществе

$$L_m = L_{\text{vac}}[1 + (L_{\text{vac}}/L_0)^2 + (2L_{\text{vac}}/L_0) \cos 2\theta]^{-1/2}. \quad (22)$$

Из выражений (20) и (22) видно, что  $\theta_m$  и  $L_m$  зависят от угла  $\theta$  и от длины вакуумных осцилляций  $L_{\text{vac}}$  и, следовательно, от  $\Delta m^2/E_\nu$ . При плотности электронов  $N_e \rightarrow 0$   $\theta_m \rightarrow \theta$ , а  $L_m \rightarrow L_{\text{vac}}$  и вероятность осцилляций в веществе (19) переходит в выражение (3) для случая вакуума.

В существующих дальнебазовых экспериментах и проектах пучки дальних нейтрино проходят в Земле расстояния 250 км (K2K) и 730 км (MINOS и ЦЕРН–Гран-Сассо). Хотя Земля и обладает ненулевой плотностью электронов, но в земных условиях длина Вольфенштейна  $L_0 \approx 3500\text{--}12000$  км, и поэтому в экспериментах на пролетных базах  $L \leq 1000$  км влияние эффекта материи незначительно и осцилляции сводятся к вакуумным.

В веществе при условии  $L_{\text{vac}}/L_0 \approx \cos 2\theta$  осцилляции могут усилиться за счет резонансного эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (MSW) [57]. При выполнении этого условия угол смешивания достигает максимума  $\theta_m \approx \pi/4$ , а вероятность (19) принимает вид

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 \left( \sin 2\theta \frac{\pi L}{L_{\text{vac}}} \right). \quad (23)$$

На сегодняшний день это одно из наиболее вероятных и красивых решений проблемы солнечных нейтрино. В исследованиях с солнечными нейтрино возможно наблюдение явления регенерации, когда  $\nu_e$ , превратившись на пути сквозь Солнце в  $\nu_\mu$ , при прохождении через Землю в ночное время частично претерпевают обратное превращение. В этом случае должна наблюдаться зависимость потока  $\nu_e$  от времени суток — эффект «день/ночь». Так как расстояние и средняя плотность материи, проходимые нейтрино на пути от

Солнца до Земли, зависят от времени года, то возможны также сезонные вариации потока  $\nu_e$  с максимумом весной и осенью.

Резонансный эффект может также проявляться и в Земле, но только в экспериментах с пролетным расстоянием нейтрино порядка ее диаметра ( $\sim L_0$ ). Следует заметить, что влияние материи, приводящее к резонансному усилению осцилляций в Земле,  $CP$ -несимметрично. Выделение малых  $CP$ -нарушающих эффектов в материи в совокупности с наблюдением  $L/E_\nu$ -зависимости в вероятности осцилляций при проведении двух экспериментов с дальними нейтрино на различных пролетных базах было предложено в работах [58]. Если справедливы 4-нейтринные модели со стерильным нейтрино, то предсказания возможностей обнаружения эффектов  $CP$ -нарушения в экспериментах с пучками дальних нейтрино можно найти в [59].

Чистый сигнал  $CP$ -нарушения можно наблюдать при исследовании в экспериментах с дальними нейтрино  $T$ -нарушения. Таким сигналом служит измерение ненулевой  $T$ -асимметрии

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \text{ или} \\ \bar{T}_{\alpha\beta} &= P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) - P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha). \end{aligned} \quad (24)$$

Для подобных исследований требуется нейтринный пучок смешанного аромата ( $\nu_\mu + \bar{\nu}_e$  или  $\bar{\nu}_\mu + \nu_e$ ), получение которого не планируется в экспериментах с дальними нейтрино первого поколения, но он может быть получен на проектируемых нейтринных фабриках.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО

**Составные элементы эксперимента.** В основе любого эксперимента, исследующего осцилляции нейтрино, лежат три основные составляющие: нейтринный пучок, детекторы и расчеты спектра нейтринного источника для предсказания количества  $\nu$ -взаимодействий в детекторах.

*Нейтринные пучки.* Ядерные реакторы являются мощными источниками  $\bar{\nu}_e$  с энергиями до 8 МэВ. Солнце генерирует потоки  $\nu_e$  со спектром энергий, заключенным в интервале от долей до 18,5 МэВ. Атмосфера при взаимодействии в ней частиц первичного космического излучения производит потоки  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e + \bar{\nu}_e$  широкого спектра энергий.

В отличие от перечисленных нейтринных источников, ускорительные пучки обладают рядом преимуществ, среди которых отметим следующие:

1. Возможность формирования потока нейтрино определенного сорта ( $\nu_\mu$  или  $\bar{\nu}_\mu$ ) с хорошо известным (расчетным и непосредственно измеренным) спектром как основного пучка, так и примесей. Примесь  $\nu_e$  составляет обычно менее 1%, а примесь  $\nu_\tau$  — менее  $10^{-5}$ .

2. Обеспечение контроля интенсивности, временной структуры, направления и профиля пучка.

3. Возможность варьирования энергии родителей нейтрино ( $\pi$ - и  $K$ -мезонов) и различных схем их магнитооптической фокусировки. Это позволяет иметь нейтринные пучки широкого спектра (обычно от нескольких до  $\cong 100$  ГэВ), низкоэнергетические пучки (с максимумом в области 5–7 ГэВ), а также монохроматические пучки, настроенные на выделенную область энергий.

*Детекторы.* В детекторах регистрируются события взаимодействия нейтрино того или иного аромата по каналам заряженного (СС-взаимодействия)

$$\nu_l + N \rightarrow l + \text{адроны}, \quad l = e, \mu, \tau, \quad (25)$$

и нейтрального (НС-взаимодействия)

$$\nu_e + N \rightarrow \nu_e + \text{адроны} \quad (26)$$

токов.

В осцилляционных экспериментах существует три подхода к установке детектора относительно источника нейтрино:

1. Использовать один детектор, располагая его на известном расстоянии  $L$ . В этом случае детектор должен регистрировать взаимодействия нейтрино первоначального аромата  $\nu_l$  ( $\nu_\mu$  — для ускорительного эксперимента), регистрировать появившиеся в результате осцилляций нейтрино других ароматов ( $\nu_e$ ,  $\nu_\tau$ ), а также измерять энергетические спектры всех этих типов нейтрино.

2. Устанавливать детектор на разных расстояниях от источника и измерять изменение потока нейтрино начального аромата  $\nu_l$ . В отсутствие осцилляций должна сохраняться зависимость потока от расстояния  $1/L^2$ .

3. Использовать несколько детекторов (обычно два) на разных расстояниях. В ускорительных экспериментах ближний детектор устанавливается на выходе пучка из нейтринного канала ускорителя и контролирует  $\nu_\mu$ -взаимодействия в исходном пучке, а дальний детектор фиксирует изменение числа взаимодействий вследствие эффекта осцилляций. Обычно ближний детектор является уменьшенным аналогом дальнего. В этом случае отношение измеряемых нейтринных потоков не зависит от систематических ошибок и от функции отклика детекторов.

Все установки, изучающие осцилляции, для защиты от фона космического излучения располагаются в глубоких подземных шахтах. Ввиду малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом ( $\sigma(\nu - N) \cong 10^{-38}$  см<sup>2</sup>) такие детекторы (особенно дальние — на расстояниях  $L \sim 1000$  км, в которых из-за расходимости пучка число взаимодействий в пересчете на единицу массы детектора на 5–6 порядков меньше, чем в ближних) должны иметь огромные массы.

*Моделирование нейтринных потоков и взаимодействий в детекторах.* В экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино восстановление спектров основано исключительно на расчетах Монте-Карло, которые носят модельно-зависимый характер. В реакторных опытах нейтринные спектры восстанавливаются на основе пересчета измеренных спектров электронов. Исследования в пучках нейтрино от ускорителя не имеют этих недостатков. Нейтринный поток на дальний детектор, который в результате осцилляций может отличаться от расчетного, всегда нормирован на число взаимодействий, зарегистрированных в ближнем детекторе.

Моделирование нейтринных потоков обычно основано на использовании стандартного пакета программ GEANT или его разновидностей [60]. Взаимодействие нейтрино в детекторах разыгрывается при помощи специального генератора  $\nu$ -событий. События генерируются в соответствии с энергетическим спектром пучка, нейтринным потоком, падающим на детектор, и сечениями процессов нейтринных взаимодействий, которые извлекаются из множества экспериментальных данных. На рис. 3 представлены сечения нейтринных взаимодействий, рассчитанные с использованием программного пакета NEUGEN [61]. Из этого рисунка видно, что при энергиях  $E_\nu < 1$  ГэВ основной вклад в полное сечение вносят квазиупругие процессы (QEL), при  $E_\nu \cong 2$  ГэВ наблюдается равенство вкладов квазиупругих, однопионных ( $1\pi$ ) и глубоконеупругих реакций (DIS), а при энергиях выше 2 ГэВ доминируют DIS-процессы. Вследствие  $\nu_e - \nu_\mu$ -универсальности с хорошим приближением справедливо равенство  $\sigma_{CC}(\nu_e N) \cong \sigma_{CC}(\nu_\mu N)$ . Ввиду большой массы  $\tau$ -лептона (по сравнению с  $e$  и  $\mu$ ) сечение  $\sigma_{CC}(\nu_\tau N)$  подавлено и в области энергий ускорительных пучков (15–30 ГэВ) составляет  $(0,2-0,4)\sigma_{CC}(\nu_\mu N)$ . Расчетная энергетическая зависимость  $\sigma_{CC}(\nu_\tau N)$  также представлена на рис. 3. Сечения NC-реакций не зависят от аромата нейтрино:  $\sigma_{NC}(\nu_e N) = \sigma_{NC}(\nu_\mu N) = \sigma_{NC}(\nu_\tau N)$ . Продукты нейтринного взаимодействия, с учетом развития электромагнитных и адронных каскадов, прослеживаются программой GEANT либо до их выхода из установки, либо до полной диссипации их энергии.

Процедура моделирования осцилляций строится, как правило, следующим образом: генерируются два образца событий. Первый представляет собой чистую выборку  $\nu_\mu$ -CC-взаимодействий, второй имитирует экспериментально зарегистрированные события с учетом возможных осцилляций нейтрино двух ароматов ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$ ). Вес события  $W = \sin^2 2\theta \sin^2(1,27\Delta m^2 L/E_\nu)$  рассчитывается для каждой пары  $(\sin^2 2\theta_i, \Delta m_j^2)$ , и оно попадает во второй образец, если случайная величина  $M < W$ , где  $0 < M < 1$ . Если нормировать выборки на одинаковое число первоначальных взаимодействий, их отношение будет имитировать величину  $R = N^{\text{calc}}/N^{\text{exp}}$ . Ее значимое отклонение от единицы свидетельствует о наличии нейтринных осцилляций.

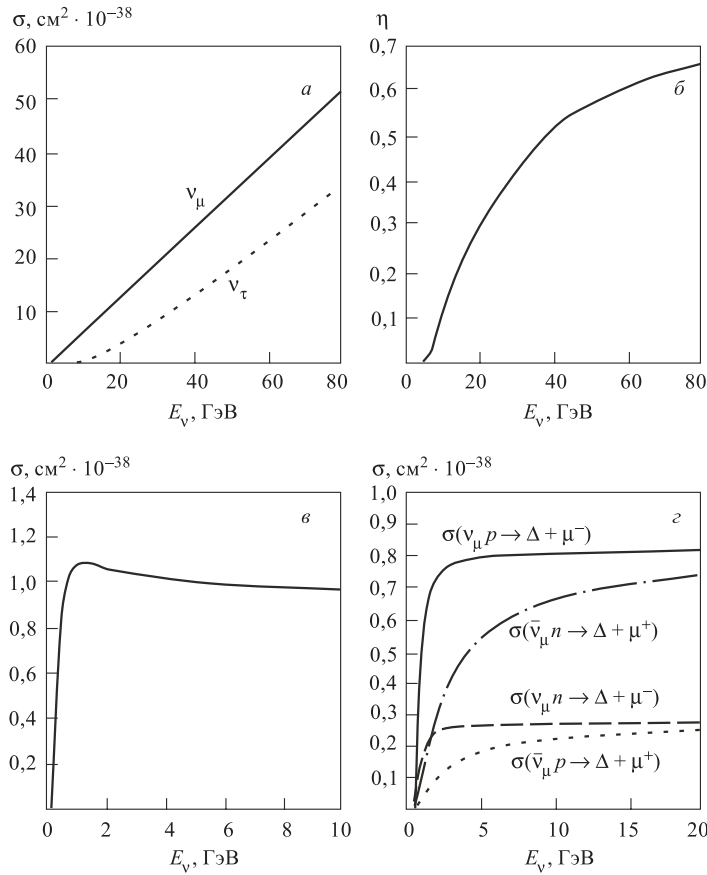


Рис. 3. Расчетные сечения взаимодействия нейтрино по каналу заряженного тока: а) глубоконеупругие  $\nu_\mu$ -CC и  $\nu_\tau$ -CC; б)  $\sigma(\nu_\tau\text{-CC})/\sigma(\nu_\mu\text{-CC})$ ; в) квазиупругое; г) однопсионные [36]

**Реакторные эксперименты** чувствительны только к инклюзивному каналу  $\nu_e \rightarrow \nu_x$ . Результаты ранних исследований с нейтрино от реакторов указывают на отсутствие нейтринных осцилляций в широкой области параметров:  $\sin^2 2\theta = 0,1-1$  и  $\Delta m^2 > 2 \cdot 10^{-2}$  [62–64]. Новые результаты получены на реакторах CHOOZ [7] и «Пало-Верде» [65].

CHOOZ дает интенсивный поток  $\bar{\nu}_e$  со средней энергией 3 МэВ. Взаимодействие антинейтрино в реакции обратного  $\beta$ -распада





детектируется по временной корреляции между быстрым сигналом от позитрона и захватом замедленного нейтрона с испусканием  $\gamma$ -квантов. Эти сигналы регистрируются в 5-тонной мишени из жидкого сцинтиллятора, обогащенного гадолинием. Мишень окружена внешним объемом необогащенного сцинтиллятора весом в 17 т и просматривается 192 ФЭУ. Число зарегистрированных в эксперименте CHOOZ нейтринных событий согласуется с расчетным темпом счета реакции (27) в отсутствие осцилляций, что дает ограничение по  $\bar{\nu}_e$ -выбыванию и, следовательно, является верхним пределом на  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ -осцилляции:  $\Delta m^2 > 7 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^2$  при  $\sin^2 2\theta = 1$  и  $\sin^2 2\theta = 0$ , 1 для больших  $\Delta m^2$  (рис. 1). Согласно СРТ-теореме  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ , поэтому ограничения CHOOZ также являются верхним пределом на  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляции [7].

*Эксперимент «Пало-Верде»* с тремя реакторами, находящимися на расстоянии 800 м от сегментированного детектора (жидкий, обогащенный гадолинием сцинтиллятор), подтвердил результаты эксперимента CHOOZ. Корреляции позитрон-нейтронных событий от реакции (27) были записаны за период 200 дней, включая 55 дней, когда один из трех реакторов был выключен. Обнаружено, что поток антинейтрино соответствует предсказаниям отсутствия осцилляций с 5%-й точностью. На уровне достоверности 90% осцилляции  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$  исключены для максимального смешивания и значений  $\Delta m^2 \geq 1,12 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  и для больших  $\Delta m^2$  в области  $\sin^2 2\theta > 0,21$ .

*Развитие реакторных экспериментов.* Дальнейшее направление исследований в реакторных экспериментах будет связано с изучением области параметров нейтринных осцилляций, предсказываемой MSW-решением проблемы солнечных нейтрино с большими углами смешивания ( $\Delta m^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta \sim 0,7$ ). В двух экспериментах — KamLAND в Японии и BOREXINO в Гран-Сассо предполагается вскоре начать регистрировать взаимодействия нейтрино от реакторов, расположенных соответственно на расстояниях 200 и 800 км от детекторов [66].

Также имеется предложение о исследовании малых углов смешивания в области нейтринных масс, предсказываемых экспериментами с атмосферными нейтрино, в эксперименте с двумя детекторами, расположенными на расстояниях 1100 и 250 м от реактора в Красноярске [67].

**Мезонные фабрики.** На протяжении нескольких лет на мезонной фабрике в Лос-Аламосе проводится эксперимент LSND [68], а в Резерфордской лаборатории — эксперимент KARMEN [11], в которых изучаются  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ - и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляции в области значений  $\Delta m^2 \geq 10^{-1} \text{ эВ}^2$ .

В эксперименте LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) протоны с энергией 800 МэВ выводятся из ускорителя LAMPF и направляются на водяную мишень, в которой в основном образуются  $\pi^+$ -мезоны. На расстоянии 30 м от мишени располагается детектор — цилиндрический бак весом 167 т, заполненный минеральным маслом со сцинтиллирующей добавкой. Свет от

сцинтилляций и черенковского излучения регистрируется 1220 ФЭУ. Большая часть  $\pi^+$  распадается в состоянии покоя (decay at rest (DAR)) по каналу  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  с последующим распадом мюона  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ . Поток  $\bar{\nu}_\mu$  имеет максимальную энергию 52,8 МэВ. Распады  $\pi^+$ -мезонов обуславливают присутствие  $\bar{\nu}_e$ -компоненты на уровне  $7,8 \cdot 10^{-4}$  от потока  $\bar{\nu}_\mu$ . Это значение необходимо рассчитывать с очень высокой точностью, так как в LSND детектируется реакция (27). Сигнатурой этого процесса является наблюдение позитрона с энергией 36–60 МэВ, коррелированное в пространстве и времени с 2,2-МэВ фотоном от реакции захвата нейтрона  $NP \rightarrow d\gamma$ . Фон не ускорительной природы подавляется мощной защитой, триггированием установки и измеряется в промежутках между сбросами ускорителя.

В первой серии измерений для DAR-событий было зарегистрировано 22 события с  $e^+$  при ожидаемом фоне  $4,6 \pm 0,6$ . Если этот избыток позитронных событий связан с осцилляциями  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , то значение вероятности составляет  $P_{\text{LSND}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = (0,31 \pm 0,12 \pm 0,05)$  [12] и определяет область допустимых для осцилляций параметров, представленных на рис. 1. Новый анализ данных LSND, сделанный на основе добавленной статистики последних лет, свидетельствует о постепенном снижении вероятности до  $P_{\text{LSND}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = (0,25 \pm 0,06 \pm 0,04)$ .

*KARMEN* представляет собой сегментированный жидкосцинтилляционный калориметр весом 56 т, который расположен на расстоянии 17,5 м от места остановки протонного пучка с энергией 800 МэВ. В эксперименте исследуется канал осцилляций  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  в моде появления по наблюдению реакций (27). Анализ данных, собранных с февраля 1997 г. по март 2000 г. установкой *KARMEN-II*, выявил 11 событий появления  $\bar{\nu}_e$ , что находится в соответствии с ожиданием фоновых событий —  $12,3 \pm 0,6$  и соответствует вероятности  $P(\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \leq 3,75 \cdot 10^{-3}$ . Это позволило поставить верхний предел (на 90%-м уровне достоверности) на возможные параметры осцилляций: для полного смешивания  $\Delta m^2 < 0,049 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta < 1,3 \cdot 10^{-3}$  при больших  $\Delta m^2$  [69]. Результат *KARMEN* также представлен на рис. 1. Видно, что существует узкая область значений параметров осцилляций, для которой избыток событий LSND пока не противоречит данным *KARMEN*. В ближайшее время улучшение защиты от космических лучей и увеличение эффективности регистрации нейтронов позволят полностью исследовать область параметров, в которой LSND имеет положительный результат.

**Ускорительные эксперименты с ближним детектором.** Недавно в нейтринном пучке ускорителя ЦЕРН SPS завершились эксперименты CHORUS [70] и NOMAD [71]. Эти исследования были нацелены на изучение осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  по наблюдению появления  $\nu_\tau$  в пучке  $\nu_\mu$ . Возникновение  $\nu_\tau$  идентифицировалось по сигнатуре распада  $\tau$ -лептона, образовавшегося в реакции  $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ .

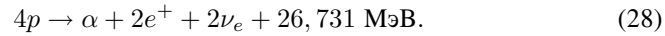
В эксперименте *CHORUS* для этого использовалась фотоэмульсионная мишень, в которой анализировались однолучевые события типа «кинк». Все события — кандидаты на взаимодействие  $\tau$ -нейтрино — проходили кинематический отбор на основании калориметрической информации, полученной с магнитного спектрометра со сцинтилляционными фибрами. Поиск событий осуществлялся на автоматизированных микроскопах. При анализе образца, содержащего 31423 нейтринных взаимодействия, не было зарегистрировано ни одного, удовлетворяющего топологии  $\tau$ -распада. На несколько расширенном образце событий наблюдался распад  $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \nu_\mu$  (или  $h^- \nu_\tau \nu_\mu$ ) и были поставлены ограничения на параметры осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ : для полного смешивания  $\Delta m^2 < 1,5 \text{ эВ}^2$ , а для больших  $\Delta m^2$  величина  $\sin^2 2\theta < 1,8 \cdot 10^{-4}$  [9].

В эксперименте *NOMAD* прецизионный вершинный детектор отсутствовал, а выделение сигнала от  $\tau$ -распада основывалось на кинематических критериях и обеспечивалось развитой трековой системой и калориметрией. Было проанализировано  $\sim 950000$   $\nu_\mu$ -СС-взаимодействий, и ограничения на параметры  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций составили: для полного смешивания  $\Delta m^2 < 1,2 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta < 1,2 \cdot 10^{-4}$  для больших  $\Delta m^2$  [10].

Эксперимент *DONUT (Direct Observation of the NU Tau) (FNAL)*. Его результатом стало первое прямое наблюдение  $\tau$ -нейтрино [72]. В *DONUT* использовалась традиционная постановка эксперимента «beam-dump», когда интенсивный пучок протонов от тэватрона FNAL с энергией 800 ГэВ сбрасывается на толстую мишень большого размера. Затем с помощью магнитов все заряженные частицы уводятся с линии пучка и поглощаются в окружающей защите, а образовавшиеся в мишени нейтрино продолжают двигаться до детектора. Сам детектор представляет собой «сэндвич», состоящий из 1-мм плоскостей железа, прослоенных пластиком толщиной 200 мкм, на который с каждой стороны полит 100-мкм слой фотоэмульсии. По оценкам, на  $10^{12}$   $\nu_\tau$ , прошедших через детектор, ожидалось 1  $\nu_\tau$ -взаимодействие с ядром железа. Распад короткоживущего  $\tau$ -лептона идентифицировался по излому на треке. Анализ всех фотоэмульсионных слоев был сделан группой из Нагой на новом поколении автоматизированных микроскопов — трек-селекторах. Из 203 зарегистрированных нейтринных событий 4 события удовлетворили всем критериям короткоживущего распада и были интерпретированы как взаимодействия  $\tau$ -нейтрино с последующим распадом  $\tau$ -лептона (два распада  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$  и два  $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$ ). Ожидаемое число событий, основанное на расчетах, в которые заложены сечения взаимодействий и эффективности регистрации, составило  $4,1 \pm 1,4$ . При этом фон не превышал  $0,34 \pm 0,09$ .

**Эксперименты с солнечными нейтрино.** Источником солнечной энергии и солнечных нейтрино являются цепочки термоядерных реакций, которые

обобщенно представляются в виде процесса горения водорода:



Согласно стандартной солнечной модели (SSM) [73] только 0,6 МэВ от полной энергии, высвобождаемой в процессе (28), уносится нейтрино. Расчет нейтринных потоков в SSM включает множество параметров: солнечную светимость, возраст и размеры Солнца, распространенность химических элементов, радиационную непрозрачность, сечения ядерных реакций, а также плотность и температуру Солнца, входящие в уравнение состояния [73].

Основные результаты, связанные с солнечными нейтрино, получены в радиохимических экспериментах «Homestake» [13], SAGE [14], GALLEX [15], в которых число событий, выраженное в единицах SNU, является усредненной по времени экспозиции характеристикой, а также в больших водных черенковских детекторах «Kamiokande» [16] и «Super-Kamiokande» [17, 74], набор статистики в которых проводился в реальном времени. Эти результаты представлены в табл. 1. Явный дефицит измеряемого потока солнечных нейтрино по сравнению с SSM, в той или иной мере наблюдаемый в различных экспериментах, называют проблемой солнечных нейтрино.

Таблица 1. Результаты экспериментов с солнечными нейтрино

Эксперимент	Реакция детектирования	Поток $\nu_e$ из эксперимента, $\Phi^{\text{exp}}$	Поток $\nu_e$ по SSM, $\Phi^{\text{CCM}}$	Ссылка
«Homestake»	$^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$	$(2,56 \pm 0,16 \pm 0,16) \text{ SNU}$	$7,7_{-1,0}^{+1,2} \text{ SNU}$	[13]
SAGE	$^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$	$75,2_{-7,4}^{+7,8} \text{ SNU}$	$129_{-6}^{+8} \text{ SNU}$	[14]
GALLEX	$^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{31}\text{Ge} + e^-$	$(77,5 \pm 6,2_{-4,7}^{+4,3}) \text{ SNU}$	$129_{-6}^{+8} \text{ SNU}$	[15]
«Kamiokande»	$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	$(2,80 \pm 0,19 \pm 0,33) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$5,15_{-0,14}^{+0,19} \times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	[16]
«Super-Kamiokande»	$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	$2,436_{-0,047-0,071}^{+0,053+0,085} \times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$5,15_{-0,14}^{+0,19} \times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	[17]

Совокупность экспериментальных данных по солнечным нейтрино оставляет возможными следующие осцилляционные решения [75–78]:

1) вакуумные осцилляции с параметрами  $\sin^2 2\theta = 0,75-1,0$  и  $\Delta m^2 \cong 6,5 \cdot 10^{-11} - 10^{-10} \text{ эВ}^2$ , получившие название «just-so»-решения;

2) осцилляции в веществе Солнца с привлечением MSW-эффекта. В согласии с экспериментами возможны две группы решений:

а) большие углы смешивания:  $\sin^2 2\theta = 0,8-1$  и  $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ эВ}$ ;

б) малые углы смешивания:  $\sin^2 2\theta \cong 10^{-3}$  и  $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ эВ}$ .

Новые эксперименты и результаты по солнечным нейтрино:

*GNO (Gallium Neutrino Observatory)* является развитием эксперимента GALLEX в Гран-Сассо. Первый результат GNO по наблюдению потоков нейтрино от Солнца получен исходя из экспозиции 1998–2000 гг. —  $\Phi_{\text{GNO}} = 65, 8_{-9,6}^{+10,2}$  (стат.)  $_{-3,6}^{+3,4}$  (сист.) SNU на уровне  $1\sigma$  [79]. Совместный анализ данных GALLEX/GNO дает величину потока  $\Phi_{\text{GALLEX/GNO}} = 65, 8_{-9,6}^{+10,2}$  (стат.)  $_{-3,6}^{+3,4}$  (сист.) SNU [80].

Группа «*Super-Kamiokande*» представила новые данные, полученные за 1258 дней эксплуатации установки [81]. Проанализировано  $2,0 \cdot 10^9$  зарегистрированных (по черенковскому излучению) реакций упругого рассеяния нейтрино на электронах атома в энергетической области 5,0–20,0 МэВ. Измеренный поток солнечных нейтрино  $\Phi_{\text{SK}}^{\text{exp}} = 2, 32 \pm 0, 03$  (стат.)  $_{-0,07}^{+0,08}$  (сист.)  $\times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  составил  $(45, 1 \pm 0, 5)$  (стат.)  $_{-1,4}^{+1,6}$  (сист.) % от потока, рассчитываемого по SSM [73]. В эксперименте эффект «день/ночь» незаметен: асимметрия дневных  $\Phi_d$  и ночных  $\Phi_n$  потоков  $A = (\Phi_n - \Phi_d)/\langle\Phi\rangle = 0, 033 \pm$  (стат.)  $_{-0,012}^{+0,013}$  (сист.), где  $\langle\Phi\rangle = 1/2(\Phi_n + \Phi_d)$  [81]. Это полностью исключает область между большими и малыми углами смешивания в MSW-решении, а решения малых углов в MSW и «just-so» исключены на 97%-м уровне достоверности [81]. Область  $\Delta m^2 \geq 10^{-4}$  эВ исключена вследствие того, что «*Super-Kamiokande*» не обнаруживает существенных искажений в энергетическом спектре электронов отдачи [81]. Сезонные вариации потоков, измеренных «*Super-Kamiokande*», находятся в согласии с ожидаемыми из изменения эксцентриситета земной орбиты вокруг Солнца, что на 93 % исключает «just-so»-решение. Совокупность данных «*Super-Kamiokande*» за 1258 дней работы детектора согласуется с большими углами в MSW-решении на 95%-м уровне достоверности.

Канадская подземная лаборатория *SNO* в Садбери, провинция Онтарио [82], была официально открыта 29 апреля 1998 г. Мишень содержит 1 кт тяжелой воды и способна по черенковскому излучению регистрировать характерную для  $\nu_e$  CC-реакцию на дейтерии (порог 6,4 МэВ)

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-, \quad (29)$$

равновероятные для всех типов нейтрино NC-реакции (порог 2,2 МэВ)

$$\nu_i + d \rightarrow p + n + \nu_i, \quad i = e, \mu, \tau, \quad (30)$$

а также реакцию упругого рассеяния (ES)

$$\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^-, \quad (31)$$

чувствительную в основном к  $\nu_e$  и в меньшей степени (из-за меньших на  $\sim 6$  порядков сечений) к  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Детектирование всех типов реакций позволяет интерпретировать данные независимо от расчетных потоков. Сравнение

измеренных потоков  $\Phi^{CC}(\nu_e)$ ,  $\Phi^{NC}(\nu_i)$  и  $\Phi^{ES}(\nu_i)$  дает указание на решение проблемы солнечных нейтрино: одинаковое подавление счета CC-, NC- и ES-событий означает серьезные претензии к SSM, если же подавляются только CC-взаимодействия, то имеют место ароматовые переходы нейтрино на пути от Солнца.

Первые результаты анализа CC- и ES-реакций, полученные исходя из 240 дней экспозиции детектора SNO, представлены в [83]. Измеренный в CC-реакции полный поток  ${}^8\text{B}-\nu_e$  составил  $\Phi_{\text{SNO}}^{CC} = 1,75 \pm 0,07$  (стат.)  ${}_{-0,11}^{+0,12}$  (сист.)  $\cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а поток  $\nu_i$  в ES-реакции  $\Phi_{\text{SNO}}^{ES}(\nu_i) = 2,39 \pm 0,34$  (стат.)  ${}_{-0,14}^{+0,16}$  (сист.)  $\cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Разница нейтринных потоков в SNO  $\Phi_{\text{SNO}}^{ES} - \Phi_{\text{SNO}}^{CC}(\nu_i) = (0,64 \pm 0,40) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  на уровне  $1,6\sigma$  свидетельствует о присутствии в потоке солнечных нейтрино активной нейтринной компоненты, не связанной с  $\nu_e$  [83]. Так как в детекторе «Super-Kamiokande» получена существенно большая статистика ES-реакций, то разница  $\Phi_{\text{SK}}^{ES} - \Phi_{\text{SNO}}^{CC}(\nu_i) = (0,57 \pm 0,17) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  является сильным аргументом (уровень достоверности —  $3,3\sigma$ ) в пользу  $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ -осцилляций [83].

**Эксперименты с атмосферными нейтрино.** Взаимодействия первичных космических лучей (в основном протонов) в верхних слоях земной атмосферы приводят к возникновению каскадов элементарных частиц, значительную часть которых составляют пионы. Их основная мода распада

$$\pi^+ \rightarrow (\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu) + \bar{\nu}_\mu \quad (32)$$

обуславливает образование мюонных и электронных нейтрино в соотношении

$$R(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/R(\nu_e + \bar{\nu}_e) \approx 2 : 1. \quad (33)$$

Для более точных оценок потоков нейтрино атмосферного происхождения необходимо учитывать каналы распада каонов, содержащие  $\nu_\mu^{(-)}$  и  $\nu_e^{(-)}$  (основная мода  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ ), а также энергетическую зависимость нейтринных потоков. С увеличением энергии все большая часть мюонов достигает поверхности Земли без взаимодействия, увеличивая отношение (33).

Расчетное значение отношения

$$R^{\text{calc}} = R^{\text{calc}}(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/R^{\text{calc}}(\nu_e + \bar{\nu}_e) \quad (34)$$

модельно-зависимо, так как потоки первичных космических лучей и процессы адронобразования в верхней атмосфере определяются неоднозначно. Обычно принимается, что абсолютные потоки  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  известны с 20%-й неопределенностью [84]. Расчет нейтринных потоков для энергий ниже 2 ГэВ дает значение  $R^{\text{calc}} \approx 2$  [85], а для энергий  $E_\nu \approx 100$  ГэВ —  $R^{\text{calc}} \approx 8$  [86]. Считается, что отношение потоков  $R^{\text{calc}}$  в области энергий от 0,1 до 10 ГэВ

рассчитывается с 5%-й неопределенностью [87]. Обзор расчетных работ по потокам атмосферных нейтрино можно найти в [88].

В экспериментах отношение  $\nu_{\mu}$ - и  $\nu_e$ -потоков измеряется при определении количества нейтринных событий заряженного тока, содержащих мюон и электрон:

$$R^{\text{exp}} = \frac{R^{\text{exp}}(\bar{\nu}_{\mu} N \rightarrow \mu^{\pm} + X)}{R^{\text{exp}}(\bar{\nu}_e N \rightarrow e^{\pm} + X)}. \quad (35)$$

Результаты экспериментов с атмосферными нейтрино представляются в виде «отношения отношений»

$$R = R^{\text{exp}}/R^{\text{calc}}. \quad (36)$$

*Изучение взаимодействий атмосферных нейтрино* проводилось на калориметрических детекторах NUSEX [18], «Frejus» [19], «Soudan-2» [20], а также на водных черенковских детекторах IMB [21] и «Kamiokande» [22]. Результаты измерения величины  $R$  в этих экспериментах представлены на рис. 4. Видно, что только первые два эксперимента не показали значимого отличия отношения  $R$  от единицы, имея при этом большие статистические ошибки. Все другие эксперименты указывают на значительный недостаток потока мюонных нейтрино. Последние результаты группы «Soudan-2» подтверждают дефицит  $\nu_{\mu}$ :  $R = 0,68 \pm 0,11 \pm 0,06$  [89].

На детекторе «Super-Kamiokande» на протяжении всего времени работы наблюдают недостаток  $\nu_{\mu}$ -потока из атмосферы, что интерпретируется как

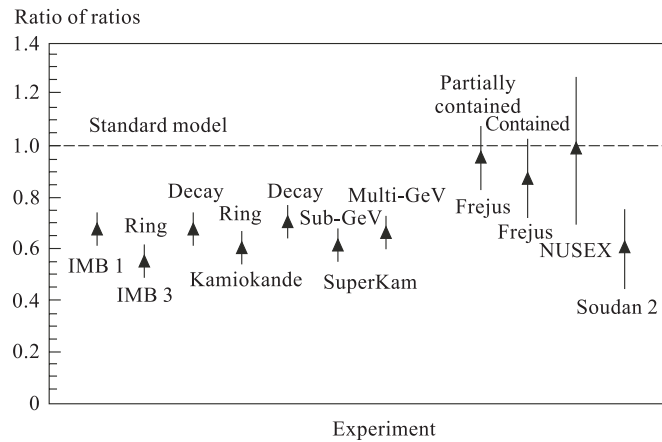


Рис. 4. Дефицит атмосферных нейтрино, наблюдаемый в различных экспериментах [18–23]

открытие нейтринных осцилляций [23, 90, 91]. В «Super-Kamiokande» взаимодействия атмосферных нейтрино регистрируются в CC-реакции (25). Аромат образовавшегося лептона идентифицируется по кольцу черенковского излучения: в случае  $\mu$ -трека (от реакции  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ ) в детекторе имеется четкий образ кольца, а в случае электрона (ливневое событие  $\nu_e + N \rightarrow e^-$  (каскад) +  $X$ ) черенковское кольцо размытое, так как представляет собой суперпозицию множества частиц электромагнитного каскада. Энергетическая зависимость нейтринных потоков обуславливает независимый анализ регистрируемых событий в двух интервалах энергий: «sub-GeV» ( $E_{\text{vis}} < 1,33$  ГэВ) и «multi-GeV» ( $E_{\text{vis}} > 1,33$  ГэВ), где  $E_{\text{vis}}$  — видимая энергия, определяемая по черенковскому свету.

По данным, полученным за 1289 дней экспозиции детектора, «отношения отношений» составили:  $R(\text{«sub-GeV»}) = 0,638_{-0,017}^{+0,017} \pm 0,050$  и  $R(\text{«multi-GeV»}) = 0,675_{-0,032}^{+0,034} \pm 0,080$  [92]. Такой дефицит атмосферных  $\nu_\mu$ -потоков может быть связан с осцилляциями  $\nu_\mu$ , проходящими расстояние  $L$  до детектора. Это расстояние различно: для нейтрино, которые через установку идут сверху вниз («down-going»-события), оно составляет  $L_1 \cong 20$  км, т. е. толщину атмосферы, а для нейтрино, проходящих сквозь Землю и, следовательно, через установку снизу вверх («up-going»-события), оно составляет  $L_2 \cong 13000$  км, т. е. диаметр Земли. Если длина осцилляций лежит в интервале  $L_1 \leq L_{\text{осц}} \leq L_2$ , то наиболее ярко эффект осцилляций заметен в распределении по зенитному углу  $\Theta$  квазиупругих событий (FC), в которых регистрируется одно черенковское кольцо, полностью лежащее в чувствительном объеме ( $\cos \Theta = 0$  для горизонтальных нейтрино,  $\cos \Theta > 0$  для «down-going»- и  $\cos \Theta < 0$  для «up-going»-событий). Зависимость расчетных  $\nu_\mu$ - и  $\nu_e$ -потоков от  $\cos \Theta$  в отсутствие осцилляций при энергиях  $E_\nu \geq 1$  ГэВ имеет симметричную форму с максимумом при  $\cos \Theta = 0$ . В «Super-Kamiokande» наблюдается сильная угловая асимметрия в угловом распределении  $\nu_\mu$ -событий и не наблюдается этого эффекта для  $\nu_e$ -событий (см. рис. 5). Из этого рисунка видно, что аномалия атмосферных нейтрино не связана с осцилляциями  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Для описания экспериментальных данных FC-образца событий лучший  $\chi^2$ -фит составил ( $\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>;  $\sin^2 2\theta = 1$ ) как для моды  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , так и для  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$  [91].

Разделение гипотез  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$  было сделано независимо для трех различных классов событий [91, 92]. Так как  $\nu_{\text{ster}}$  не имеют ни CC-, ни NC-взаимодействий, а  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  за счет NC взаимодействуют одинаково, то анализировалось зенитно-угловое распределение NC-«up/down»-взаимодействий («up» принималось с  $\cos \Theta < -0,4$ , «down» — с  $\cos \Theta > +0,4$ ), выделенных из образца, содержащего многокольцевые события. В случае осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  это отношение  $\sim 1$ , а в случае, если преобладают  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -переходы, — меньше единицы. Было показано, что для  $\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>



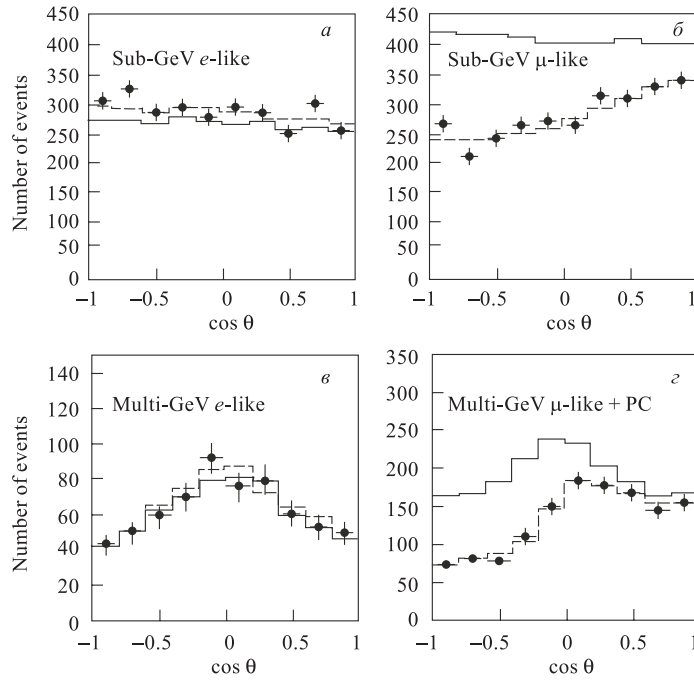


Рис. 5. Распределения по зенитному углу  $e$ -подобных ( $a, в$ ) и  $\mu$ -подобных ( $б, г$ ) событий в «sub-GeV» ( $a, б$ ) и «multi-GeV» ( $в, г$ ) областях энергий, по данным «Super-Kamiokande» [91]. Точки — экспериментальные данные; сплошные и пунктирные линии — расчеты Монте-Карло соответственно в отсутствие и в предположении осцилляций с параметрами  $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 1$

экспериментальные данные совместимы с  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , в то время как для  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -гипотезы они отличаются от расчетных на  $2,4\sigma$ . Также изучался образец событий, в которых черенковские кольца частично выходят во внешний объем, оптически изолированный от внутреннего (PC). Эта выборка на 97% состоит из  $\nu_\mu$ -CC-событий со средней энергией 10 ГэВ. При анализе распределения этих событий по зенитному углу получено, что при значении  $\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  экспериментальные данные согласуются с  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -гипотезой и отличаются от  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -гипотезы на  $2,3\sigma$ . Наконец, при исследовании образца «up-going»-мюонов также подтверждено соответствие экспериментальных данных гипотезе  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций и их отклонение в  $2,9\sigma$ , если фитируется мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ . Все полученные результаты представлены на рис. 6.

*Глобальный анализ данных по атмосферным нейтрино с установок «Frejus», NUSEX, IMB, «Kamiokande», «Soudan-2», «Super-Kamiokande», а также*

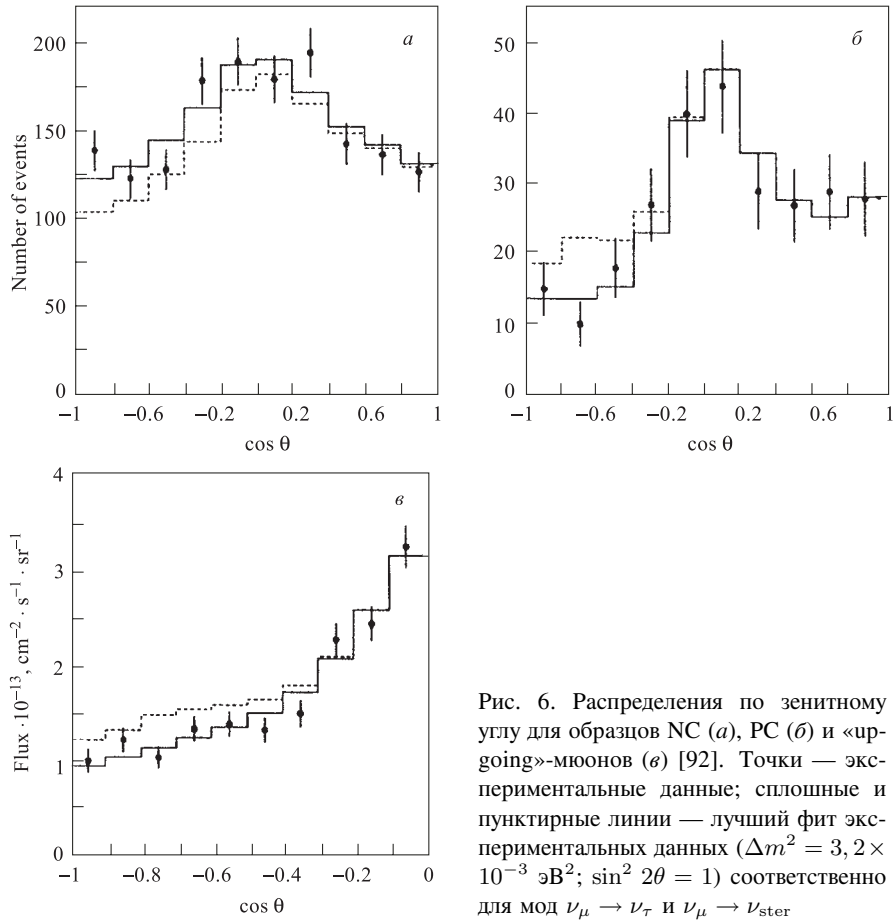


Рис. 6. Распределения по зенитному углу для образцов NC (а), PC (б) и «up-going»-мюонов (в) [92]. Точки — экспериментальные данные; сплошные и пунктирные линии — лучший фит экспериментальных данных ( $\Delta m^2 = 3,2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ;  $\sin^2 2\theta = 1$ ) соответственно для мод  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$

результаты MACRO [93] по мюонным потокам в формализме нейтринных осцилляций проведен в [94]. Показано, что мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  обеспечивает наилучшее описание комбинации экспериментальных данных с лучшим фитом  $\sin^2 2\theta = 0,99$  и  $\Delta m^2 = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ . Каналы  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$  не подходят для описания совокупности данных.

**Новое поколение экспериментов с атмосферными и солнечными нейтрино.** Имеются веские основания полагать, что в ближайшем будущем проблема солнечных и атмосферных нейтрино будет решена, так как, во-первых, предполагается существенное увеличение статистики нейтринных событий в «Super-Kamiokande» и SNO, а во-вторых, ожидается последовательное введение в строй ряда новых детекторов.

*Детектор BOREXINO* в лаборатории Гран-Сассо предполагалось ввести в строй в 2001 г. [95]. Это сцинтиляционный детектор взаимодействий солнечных нейтрино с очень низким порогом (246 кэВ) и с темпом счета от 12 до 40 событий в сутки в зависимости от нейтринного сценария. Он позволит изучить спектральные искажения и временные вариации потоков. Малый темп счета событий (менее 16 событий в сутки) будет указывать на  $\nu$ -осцилляции в веществе, а высокий темп счета — на вакуумные осцилляции.

*UNO* (Underground Nucleon decay and neutrino Observatory) — прибор следующего поколения подземных водных черенковских детекторов. Коллаборация UNO планирует создать детектор линейной конфигурации размером  $60 \times 60 \times 180$  м и массой 650 кт, который по полному объему будет в 13 раз, а по чувствительному — в 20 раз превосходить детектор «Super-Kamiokande» [96]. Физические задачи UNO связаны с наблюдением распада протона, проведением исследований с солнечными и атмосферными нейтрино, а также с детектированием нейтрино от сверхновых.

*Детектор ICARUS* (Imaging Cosmic and Rare Underground Signals) будет установлен в подземной шахте Гран-Сассо на месте детектора MACRO [41]. Это жидкоаргоновая времяпроекционная камера с электронным считыванием информации, в которой с высокой точностью определяются импульсы как релятивистских, так и нерелятивистских частиц и обеспечивается калориметрия с высоким энергетическим разрешением. Детектор ICARUS последовательно развивался: в 1997 г. был сооружен прототип объемом  $10 \text{ м}^3$ , сейчас готов к эксплуатации основной 600-тонный детектор T600 [41, 43]. В новом проекте [97] предполагается создание детектора, в котором масса жидкого аргона будет постоянно наращиваться и в окончательной конфигурации достигнет 5000 т и более. ICARUS будет способен ответить на фундаментальный вопрос о природе дефицита солнечных и атмосферных нейтрино, изучать нейтрино от сверхновых, а также распад протона.

*MONOLITH* (Massive Observatory for Neutrino Oscillation or Limits on Their existence) — детектор с общей массой 34 кт, сооружаемый в Гран-Сассо для изучения атмосферных нейтрино [98]. Его структура проста: горизонтальные 8-см железные пластины прослаиваются в двух направлениях плоскостями RPC-камер с временным разрешением 1–2 нс. Для восстановления импульса частиц будет создано вертикальное магнитное поле напряженностью 1,2 Тл.

### **3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ПОИСКУ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ**

Существует множество теоретических моделей, в которых на основе той или иной совокупности экспериментальных данных предлагаются последо-

вательные схемы генерации масс и углов смешивания нейтрино. В широко обсуждаемых «see-saw»-моделях [99] предсказывается линейная ( $n = 1$ ) или квадратичная ( $n = 2$ ) по кварковому сектору ( $u, c, t$ ) иерархия нейтринных масс:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = \frac{m_u^n}{M_{\text{GUT}}} : \frac{m_c^n}{M_{\text{GUT}}} : \frac{m_t^n}{M_{\text{GUT}}}. \quad (37)$$

Масса  $M_{\text{GUT}} = 10^{14} - 10^{16}$  ГэВ (в зависимости от группы, описывающей теорию) определяет масштаб объединения взаимодействий и обуславливает малость нейтринных масс. Так, в модели [100], построенной на группе  $SO(10)$ , имеется три легких нейтрино с массами  $m_{\nu_e} \approx m_u^2/M_{SO(10)}$ ,  $m_{\nu_\mu} \approx m_c^2/M_{SO(10)}$ ,  $m_{\nu_\tau} \approx m_t^2/M_{SO(10)}$ , наиболее тяжелое из которых —  $\nu_\tau$  имеет массу от 5 до 30 эВ. Имеется также три супертяжелых майорановских нейтрино с массой  $m_\nu \approx M_{SO(10)} = 10^{15}$  ГэВ, которые экспериментально невозможно обнаружить.

В контексте  $SO(10)$  в работе [101] получено соотношение для нейтринных масс

$$m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} \cong 16(m_c : m_t), \quad (38)$$

которое согласуется со значением  $\Delta m^2$ , измеряемым в экспериментах с атмосферными нейтрино.

Если «see-saw»-модели верны, то для разностей квадратов собственных состояний массовой матрицы справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \Delta m^2(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &\cong m_{\nu_\tau}^2, \\ \Delta m^2(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) &\cong m_{\nu_\tau}^2, \\ \Delta m^2(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &\cong m_{\nu_\mu}^2 \equiv \varepsilon^2 m_{\nu_\tau}^2, \quad \text{где } \varepsilon \ll 1. \end{aligned} \quad (39)$$

Отсюда следует, что эксперименты по поиску осцилляций должны быть чувствительны к модам переходов, содержащим наиболее тяжелое из всех нейтрино —  $\nu_\tau$ . Так как в экспериментах измеряется  $\Delta m^2$ , то они не дают автоматического различия между моделями с сильной «see-saw» массовой иерархией и моделями с вырожденными массами.

Для объяснения наблюдаемых результатов можно рассмотреть несколько общих сценариев, связанных с возможной иерархией нейтринных масс и объясняющих тот или иной класс экспериментов. Из результата LEP о существовании трех легких нейтрино [102] следует, что в экспериментах по наблюдению нейтринных осцилляций можно измерить три определенных значения  $\Delta m^2$ , из которых только два являются независимыми. Если недостаток солнечных и атмосферных нейтрино, а также избыток событий в LSND связаны с проявлением нейтринных осцилляций, то все эти аномалии должны быть

объяснены в рамках единого формализма. Однако результаты этих трех исследований различного класса указывают на невозможность такого описания, так как приводят к трем независимым значениям  $\Delta m^2$ . Примирить наблюдаемые данные с теорией возможно в следующих случаях:

1) если неверен какой-либо класс экспериментов (наиболее слаба позиция LSND, так как в его области значений по  $\Delta m^2$  пока нет других независимых подтверждений);

2) если неверны модельные предположения (сечения реакций и т.д.), исходя из которых нормируются экспериментальные потоки солнечных и атмосферных нейтрино;

3) если существует одно или несколько не взаимодействующих (нерегистрируемых) стерильных нейтрино  $\nu_{ster}$ , в которые могут осциллировать нейтрино обычных ароматов.

Наглядная интерпретация существующих экспериментальных данных приводится в работах [103]. Эта модель, названная «threefold maximal mixing», основана на предположении максимального смешивания с циклическими вероятностями  $P(l \rightarrow l')$ ,  $l = e, \mu, \tau$ , являющимися универсальными функциями  $L/E_\nu$ . На рис. 7 представлены результаты большинства экспериментов в виде зависимости  $P(l \rightarrow l) = f(L/E_\nu)$ . Видно, что в случае иерархии нейтринных масс, аналогичной лептонному и кварковому сектору

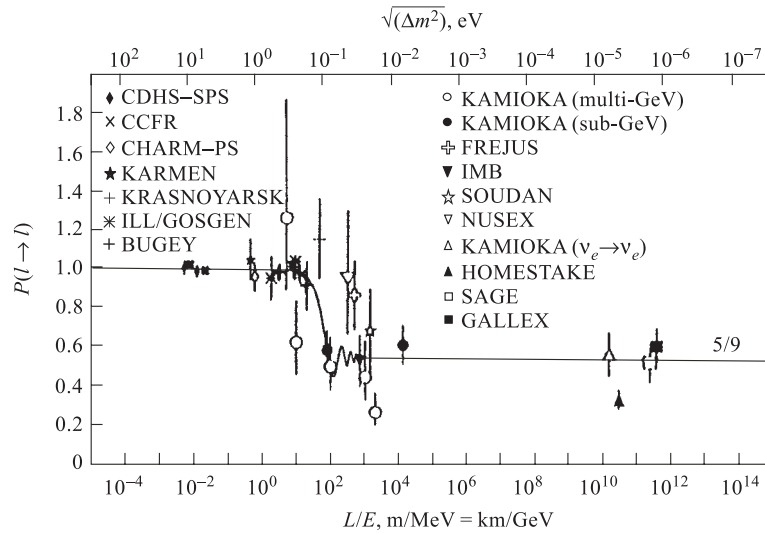


Рис. 7. Зависимость вероятности отсутствия осцилляций  $P(l \rightarrow l)$ , полученной в различных экспериментах, от величины  $L/E_\nu$  [103]

( $\Delta m_{23}^2 \equiv \Delta m^2$  и  $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m^2$ ), при малых  $L/E_\nu \ll (\Delta m^2/2)^{-1}$  вероятность  $P(l \rightarrow l) = 1$ . В области  $L/E_\nu \sim 20-80$  км/ГэВ, соответствующей массам  $\Delta m^2 \sim 10^{-2}$  эВ<sup>2</sup>, наблюдается резкий провал с наступлением постоянного плато при  $L/E_\nu > 80$  км/ГэВ, которому отвечает вероятность  $P(l \rightarrow l) = 5/9$ . Для проверки этой феноменологической модели чрезвычайно важны эксперименты с пучками дальних нейтрино, в которых возможна прямая проверка предсказания  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ .

Мы уже упоминали OMSD-модель, авторы которой объясняют атмосферную аномалию осцилляциями с  $\Delta m^2 \sim 10^{-2}$ , а проблему солнечных нейтрино — посредством MSW-механизма в гипотезе  $\delta m^2 = 1,5 \cdot 10^{-4} - 2,2 \times 10^{-6}$  эВ<sup>2</sup>  $\ll \Delta m^2$  [54]. Однако результат LSND остается вне рамок этой схемы. Новые данные «Super-Kamiokande» на основе OMSD-модели проанализированы в работах [104], где для объяснения распределения событий по зенитному углу предполагается наряду с основным  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  переходом небольшое смешивание  $\nu_e$  (вне ограничений CHOOZ).

В модели [105], построенной на группе  $SO(10)$ , исходя из экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино (без учета LSND) предсказывается вид матрицы смешивания, соответствующий большому смешиванию  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  и малым углам для всех переходов  $\nu_e$ .

В модели «bi-maximal mixing» [106] для потоков солнечных и атмосферных нейтрино предполагается существование вакуумных осцилляций с максимальным смешиванием. Однако, как показано в работе [107], бимаксимальное смешивание нестабильно, и обсуждается возможность существования трех легких нейтрино с вырожденными массами. Такое вырождение может быть следствием «see-saw»-механизма с тяжелыми нейтрино, имеющими массу  $\sim 10^{13}$  ГэВ, или неперенормируемого взаимодействия на масштабе  $\sim 10^5$  ГэВ. Модель без максимального смешивания, с сильным вырождением между двумя состояниями масс, в наибольшей степени связанными с  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ , обсуждается в [108].

Интересное решение проблемы в рамках трехароматовой схемы рассмотрено в работе [109]. Авторы предположили возможность существования у  $\nu_\tau$  нестандартного диагонального взаимодействия с кварком, обладающим большой константой связи. Например, может существовать тяжелый векторный бозон, объединяющий лептоны только третьего поколения. В этом случае аппроксимация массовых состояний вида  $\nu_1 \sim \nu_e$ ,  $\nu_2 \sim \cos \theta_0 \nu_\mu + \sin \theta_0 \nu_\tau$ ,  $\nu_3 \sim -\sin \theta_0 \nu_\mu + \cos \theta_0 \nu_\tau$  (угол  $\theta_0$  не мал) в предположении иерархии  $m_1 \sim 0$ ,  $m_2 \sim 10^{-2}$  эВ,  $m_3 \sim 0,5$  эВ следующим образом объясняет экспериментальные результаты. Наблюдаемые LSND  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -осцилляции предположительно имеют  $\Delta m_{31}^2 \sim 0,25$  эВ<sup>2</sup>. Осцилляции солнечных нейтрино происходят между  $\nu_e$  и  $\nu_2$  с  $m_2 > m_1 - \Delta m_{21}^2 \sim 10^{-4}$  эВ<sup>2</sup>. Такое значение  $m_2$  согласуется с резонансным усилением при конверсии солнечных нейтрино. Атмосферная аномалия объясняется  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляциями,

которые происходят между физическими состояниями  $\nu_2$  и  $\nu_3$  с  $\Delta m_{32}^2 \sim 0,25 \text{ эВ}^2$ . При этом аномальное взаимодействие влияет на происходящие в Земле  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляции и индуцирует зависимость от зенитного угла в соответствии с результатом «Super-Kamiokande». Для «down-going»-нейтрино плотность атмосферы для нового взаимодействия  $\nu_\tau$ -кварк пренебрежимо мала, в отличие от «up-going»-нейтрино, для которых плотность Земли существенна. Если эта модель верна, то при одном  $\Delta m^2 \sim 0,25 \text{ эВ}^2$  должно наблюдаться две области решений —  $\sin 2\theta_{\mu e} \sim 0,036$  и  $\sin 2\theta_{\mu\tau} \sim 0,69$  [109].

Попытки объяснить, почему нейтрино массивно, и одновременно воедино связать все наблюдаемые данные по осцилляциям сделаны на основе струнных «extra dimensions»-моделей, в которых допускается существование правых нейтрино в некотором дополнительном пространственном измерении [110].

Описание всех результатов нейтринных экспериментов в едином формализме нейтринных осцилляций возможно при введении стерильного массивного состояния — электрослабого синглета  $\nu_{\text{ster}}$ . Различные четырехароматовые модели дают разные предсказания для мод осцилляций, описывающих атмосферную аномалию. Эта свобода следует из плохой дискриминации между  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ - и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -осцилляциями. В работе [111] из данных «Super-Kamiokande» по измерению энергии и углового распределения электроподобных событий сравниваются вероятности  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ - и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -переходов. Показано, что если  $\nu_\mu$  смешивается с  $\nu_{\text{ster}}$ , то из-за влияния вещества Земли угловая зависимость вероятности осцилляций должна модифицироваться, что важно для событий с  $E_\nu/|\Delta m^2| > 10^3 \text{ ГэВ/эВ}^2$ . Как показано в работе [112], наблюдаемые данные можно объяснить схемой осцилляционных переходов  $\nu_e \rightarrow \nu_{\text{ster}}$  (солнечные),  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (атмосферные) и  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  (LSND). При этом обнаруживается интересное соотношение между массами  $(\Delta m^2)_{\text{atm}} \cong 2[(\Delta m^2)_{\text{sun}}(\Delta m^2)_{\text{LSND}}]^{1/2}$ .

В четырехароматовой модели [113] предлагается схема смешивания, включающая как малое, так и максимальное смешивание между различными типами нейтрино, на основе которой сделана попытка непротиворечивым образом объяснить весь спектр наблюдаемых результатов.

В работе [114] предполагается для трех активных и одного стерильного нейтрино такая иерархия масс, когда две пары почти вырожденных массовых состояний разделены промежутком  $\sim 1 \text{ эВ}$ . Во всех рассматриваемых вариантах четырехароматовой матрицы смешивания подразумевается максимальное смешивание при осцилляциях атмосферных нейтрино, а дефицит солнечных объясняется либо вакуумными осцилляциями, либо большими или малыми углами в MSW-решении. В модели [115] проблема солнечных и атмосферных нейтрино объясняется введением максимального смешивания между обычным и стерильным нейтрино.

Исходя из того, что данные «Super-Kamiokande» [74,91] исключают как чистые  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -осцилляции атмосферных нейтрино, так и чистые

$\nu_e \rightarrow \nu_{ster}$ -осцилляции солнечных нейтрино, в работе [116] предлагается 4-нейтринная модель с одним массовым состоянием, далеко отстоящим от других, и с малым смешиванием стерильного и активных нейтрино, которая может быть согласована и с результатом LSND.

Мы упомянули лишь некоторые из трех- и четырехароматовых моделей, в той или иной степени описывающих наблюдаемые в экспериментах результаты. Большое количество моделей есть следствие как недостаточной точности экспериментально определяемых параметров осцилляций, так и относительной свободы в конструкции физики за пределами стандартной модели. Наиболее вероятные сценарии осцилляций рассмотрены в табл. 2.

Можно надеяться, что эксперименты с дальними нейтрино прольют свет на природу массы нейтрино и существование нейтринных осцилляций. Уже сегодня результат CHOOZ практически закрыл схемы, предсказывающие большое смешивание  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  для атмосферных нейтрино. Чувствительность экспериментов MINOS и OPERA к  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -смешиванию позволит поставить ограничения на параметры осцилляций ниже CHOOZ, что обеспечит дальнейшее сужение возможных моделей. В экспериментах с дальними нейтрино, имеющих хорошую идентификацию  $e^-$  и  $\tau$ -лептона (OPERA, частично MINOS), возможно прояснить ситуацию с выбором между моделями,

**Таблица 2. Сценарии возможной иерархии масс нейтрино и предполагаемые гипотезы осцилляций для объяснения экспериментальных результатов LSND, а также дефицита атмосферных и солнечных нейтрино**

Эксперимент	Предполагаемый спектр масс нейтрино	
	Два масштаба масс: $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-5}$ или $10^{-10}$ эВ <sup>2</sup> ; $\Delta m_{23}^2 \approx 0,01$ эВ <sup>2</sup>	Три масштаба масс: $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-5}$ или $10^{-10}$ эВ <sup>2</sup> ; $\Delta m_{23}^2 \approx 10^{-2}$ эВ <sup>2</sup> ; $\Delta m_{34}^2 \approx 1$ эВ <sup>2</sup>
LSND	Не согласуется	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с $\Delta m_{34}^2$ и $\sin^2 2\theta \sim 10^{-2}$
Атмосферные нейтрино: «Super-Kamiokande», «Kamiokande», «Soudan-2», IMB	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с $\Delta m_{23}^2$ и $\sin^2 2\theta \sim 1$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с $\Delta m_{23}^2$ и $\sin^2 2\theta \sim 1$ или $\nu_\mu \rightarrow \nu_{ster}$
Солнечные нейтрино: «Super-Kamiokande», «Kamiokande», SAGE, GALLEX, «Homestake»	$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ или $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ а) осцилляции в веществе: MSW-решение с $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-5}$ эВ <sup>2</sup> , $\sin^2 2\theta \sim 10^{-3}$ или $\sin^2 2\theta \sim 1$ ; б) вакуумные осцилляции: «just-so»-решение с $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-10}$ эВ <sup>2</sup> и $\sin^2 2\theta \sim 1$	$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ или $\nu_e \rightarrow \nu_{ster}$ MSW-решение с $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-5}$ эВ <sup>2</sup> или «just-so»-решение с $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-10}$ эВ <sup>2</sup> и $\sin^2 2\theta \sim 1$



предсказывающими большое смешивание  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ . Эти эксперименты также могут обеспечить прямое измерение  $\Delta m^2$  вплоть до значений  $\sim 0,25 \text{ эВ}^2$ , предсказываемых LSND, и, следовательно, напрямую проверить справедливость моделей осцилляций с большими  $\Delta m^2$ .

#### 4. МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ ОТ УСКОРИТЕЛЕЙ

Исследования осцилляций в  $\nu_\mu$ -пучках нейтрино от ускорителя в зависимости от методики регистрации эффекта и структуры детекторной техники подразделяются на эксперименты, наблюдающие убывание первоначального потока мюонных нейтрино, наблюдающие появление нейтрино других ароматов ( $\nu_e$  и  $\nu_\tau$ ), а также комбинированные, совмещающие оба указанных метода.

**Инклюзивные эксперименты — наблюдение убывания первоначального потока  $\nu_\mu$ .** Инклюзивные измерения эффекта нейтринных осцилляций основаны на экспериментальном определении вероятности (8) и предполагают детектирование изменения потока основной компоненты пучка ( $\nu_\mu$ ) в зависимости от расстояния  $L$  либо от  $E_\nu$ . Параметры осцилляций извлекаются из реконструируемого спектра нейтрино. Такой тип экспериментов наиболее подходит для измерения больших углов смешивания и  $\Delta m^2$ , удовлетворяющих условию (12), при котором эффект выбывания потока  $\nu_\mu$  максимален. В инклюзивных экспериментах применяется статистический анализ накопленных  $\nu_\mu$ -взаимодействий и необходима минимизация статистических флуктуаций. Чувствительность экспериментов данного класса ограничивает систематическая неопределенность в знании спектра  $\nu_\mu$ -пучка и вкладов примесей ( $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\tau$ ). Использование ближнего детектора уменьшает систематическую ошибку до уровня 1–2 %.

Экспериментальные методы обнаружения осцилляций в зависимости от возможностей детекторной техники можно разделить на относительный СС-метод, абсолютный НС/СС-метод и спектрально-энергетический.

*СС-метод* требует наличия двух детекторов, расположенных на разных расстояниях от ускорителя, каждый из которых регистрирует  $\nu_\mu$ -взаимодействия заряженного тока (25). Эффект осцилляций будет проявляться в уменьшении измеренного числа  $N_{\text{CC}}$   $\nu_\mu$ -событий в дальнем детекторе по сравнению с ближним (при нормировке  $\nu_\mu$ -потока на единицу площади и взаимодействий — на единицу массы детектора):

$$\begin{aligned} N_{\text{CC}} (\text{ближний детектор})/N_{\text{CC}} (\text{дальний детектор}) &\cong \\ &\cong 1/[1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau})]. \end{aligned} \quad (40)$$

Естественно, что при отсутствии осцилляций вероятность  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}) = 0$ .

*NC/CC-метод* основан на способности детектора отделять CC-события (25) с мюоном в конечном состоянии от NC-событий (26), в которых мюонный трек отсутствует. Так как CC-события чувствительны, а NC-события нечувствительны к осцилляционным переходам, этот метод позволяет использовать только дальний детектор. Экспериментально измеренные сечения  $\sigma_{CC}$  и  $\sigma_{NC}$  (при усреднении по энергии  $\nu_\mu$ ) согласуются с отсутствием осцилляций при значении

$$R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC} = 0,31 \pm 0,01. \quad (41)$$

Следовательно, если в эксперименте накоплена полная статистика в  $N$  нейтринных взаимодействиях ( $N = N_{CC} + N_{NC}$ ), то в отсутствие осцилляций число зарегистрированных взаимодействий должно удовлетворять соотношениям

$$N_{CC} = N/(1 + R), \quad N_{NC} = NR/(1 + R). \quad (42)$$

Измеряя отношение числа безмюонных событий (NC) к числу событий, содержащих мюон (CC):

$$R^{\text{exp}} = N_{NC}^{\text{exp}}/N_{CC}^{\text{exp}} \approx \sigma_{NC}^{\text{exp}}/\sigma_{CC}^{\text{exp}} \quad (43)$$

и сравнивая его с ожидаемым в отсутствие осцилляций значением (41), можно оценить величину эффекта. При наличии осцилляций число  $\nu_\mu$ -CC-взаимодействий в детекторе будет уменьшаться, а число безмюонных событий, ассоциируемых с  $\nu_\mu$ -NC, — визуально увеличиваться.

Для случая осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , в предположении равенства сечений как заряженного ( $\sigma_{CC}(\nu_\mu N) = \sigma_{CC}(\nu_e N)$ ), так и нейтрального ( $\sigma_{NC}(\nu_\mu N) = \sigma_{NC}(\nu_e N)$ ) токов, измеренное в детекторе отношение (43) можно представить в виде

$$R^{\text{exp}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \frac{[(1 - P)\sigma_{NC} + P(\sigma_{NC} + \sigma_{CC}) + \varepsilon(\sigma_{NC} + \sigma_{CC})]}{(1 - P)\sigma_{CC}}, \quad (44)$$

где  $P$  — вероятность осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , а  $\varepsilon$  — коэффициент, характеризующий примесь  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$ -пучке (обычно  $\varepsilon \cong 0,01$ ). В этом выражении первый член в числителе связан с сечением  $\sigma_{NC}$  от взаимодействий  $\nu_\mu$ -NC, второй — с безмюонными событиями взаимодействий электронных нейтрино, которые возникли в результате  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляций, а последний член связан с примесью  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$ -пучке. Полагая ожидаемое в отсутствие осцилляций значение  $R$  в соответствии с (41), из (44) можно получить значение вероятности в виде

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = [R^{\text{exp}} - R - \varepsilon(R + 1)]/(1 + R^{\text{exp}}). \quad (45)$$

В случае  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций анализ вероятности несколько усложняется. Во-первых, необходимо учитывать зависимость сечений  $\sigma_{CC}(\nu_\mu N)$  и  $\sigma_{CC}(\nu_\tau N)$  от энергии введением величины

$$\eta = \frac{\int \Phi_\nu(E_\nu) \sigma_{\nu_\tau}(E_\nu) dE_\nu}{\int \Phi_\nu(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu}(E_\nu) dE_\nu}, \quad (46)$$

значение которой определяется на основе известного интегрального потока  $\int \Phi_\nu(E_\nu) dE_\nu$  и величин сечений, представленных на рис. 3. Для новых нейтринных пучков широкого спектра от ускорителей FNAL и ЦЕРН значение  $\eta = 0,24-0,25$  [38, 39]. Вторая причина усложнения анализа  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций связана с необходимостью учета фонового процесса — распада  $\tau \rightarrow \mu + X$ , образовавшегося в реакции  $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ . Такой распад имитирует в детекторе обычную CC-реакцию (25). Остальные моды распада  $\tau$ -лептона ( $\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow \nu_\tau +$  адроны) будут выглядеть в детекторе как безмюонные NC-события. Примесь  $\nu_\tau$  в пучке  $\nu_\mu$  ( $\cong 10^{-5} \div 10^{-7}$ ) можно не учитывать. В итоге аналогичное (45) выражение для  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций имеет вид

$$R^{\text{exp}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \frac{(1-P)\sigma_{\text{NC}} + P\eta\sigma_{\text{CC}}(1-B) + \varepsilon(\sigma_{\text{NC}} + \sigma_{\text{CC}})}{(1-P)\sigma_{\text{CC}} + P\eta\sigma_{\text{CC}}B}, \quad (47)$$

где  $B$  — брэнчинг моды распада  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ . Здесь, как и в (45), первый и последний члены в числителе связаны соответственно с  $\nu_\mu$ -NC-взаимодействиями и примесью  $\nu_e$  в пучке  $\nu_\mu$ , второй член — с  $\nu_\tau$ -NC-взаимодействиями, а третий определяет безмюонные (электронную и адронную) моды распады  $\tau$ -лептона. Дополнительный вклад в знаменателе связан с модой  $\tau \rightarrow \mu + X$ .

Вероятность  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций непосредственно извлекается из (47):

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \frac{R^{\text{exp}} - R - \varepsilon(R+1)}{R^{\text{exp}}(1-\eta B) + \eta(1-B)}. \quad (48)$$

*Метод анализа энергетического распределения  $\nu_\mu N$ -CC-событий* основан на сравнении восстановленных нейтринных спектров в детекторах, расположенных на разных расстояниях от ускорителя. На фоне гладкого энергетического спектра  $\nu_\mu N$ -взаимодействий в ближнем детекторе в дальнем детекторе (при наличии осцилляций) будут наблюдаться характерные пики в энергетическом распределении. Возможности метода можно продемонстрировать, исходя из (4), преобразуя вероятность безосцилляционного перехода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  к виду

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - (\sin^2 2\theta)/2 + [\sin^2 2\theta \cos(2,54\Delta m^2 L/E_\nu)]/2. \quad (49)$$

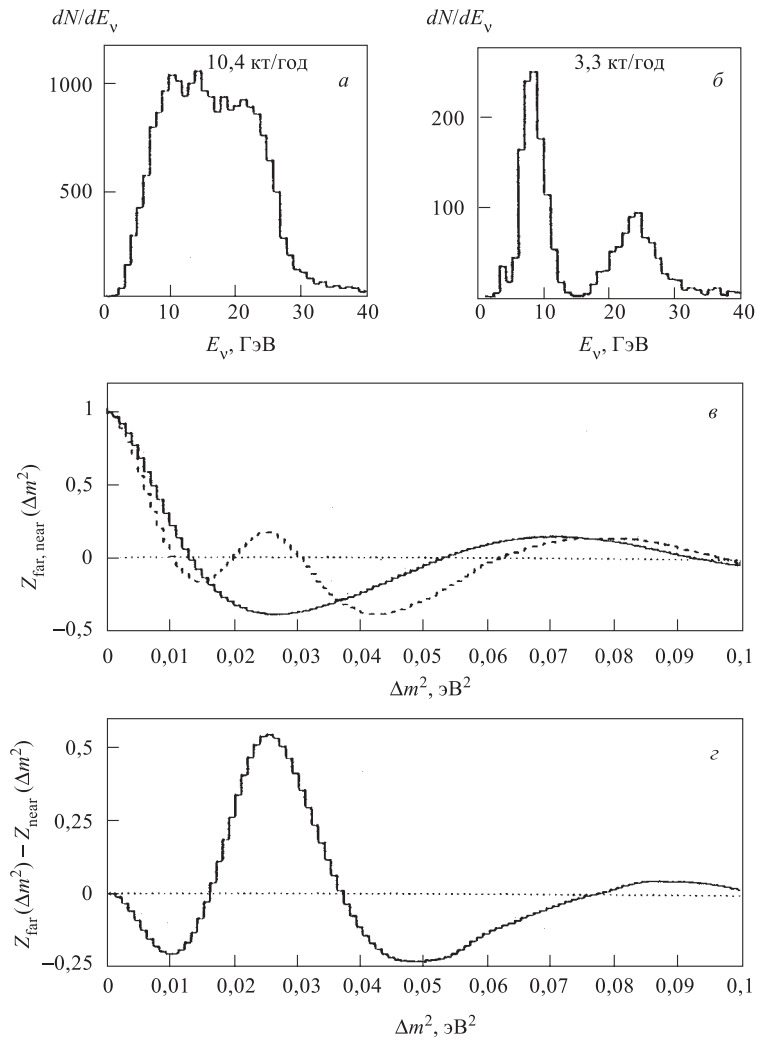


Рис. 8. Регистрация осцилляционного сигнала при анализе энергетического распределения  $\nu_\mu$ -СС-событий: а, б) энергетические распределения  $\nu_\mu$ -СС-событий в ближнем детекторе (при отсутствии осцилляций) и в дальнем (при  $L = 730$  км,  $\Delta m^2 = 0,025$  эВ<sup>2</sup>,  $\sin^2 2\theta = 1$ ); в) амплитуды Фурье для ближнего (сплошная линия) и дальнего (штриховая линия) детекторов в зависимости от  $\Delta m^2$ ; г) разница между этими двумя распределениями  $\Delta Z(\Delta m^2) = Z_{\text{far}}(\Delta m^2) - Z_{\text{near}}(\Delta m^2)$  [36, 117]

Если в детекторе зарегистрировано  $N$  событий  $\nu_\mu$ -СС-взаимодействий, то, следуя работе [117], можно ввести статистическую величину

$$Z(\Delta m^2) = \frac{1}{N} \sum_{i=1, \dots, N} \cos(2,54\Delta m^2 L/E_i), \quad (50)$$

которая является частичной суммой ряда Фурье спектральной функции энергетического распределения  $dN/dE_\nu$ . Величина  $Z$  может быть рассчитана как функция  $\Delta m^2$  для событий, зарегистрированных в ближнем и дальнем детекторах. Статистическая разница между этими двумя значениями  $Z_{\text{near}}(\Delta m^2)$  и  $Z_{\text{far}}(\Delta m^2)$  является чистой демонстрацией осцилляций, что явно видно на рис. 8. Положение максимума величины  $\Delta Z(\Delta m^2) = Z_{\text{far}}(\Delta m^2) - Z_{\text{near}}(\Delta m^2)$  определяет  $\Delta m^2$ , а высота связана с  $\sin^2 2\theta$ .

Для анализа энергетического распределения  $\nu_\mu$ -СС-событий необходима точная реконструкция энергии нейтринного взаимодействия, что подразумевает наличие мюонного спектрометра и высокогранулированного адронного калориметра.

*Метод измерения потока равновесных мюонов* требует наличия двух детекторов, расположенных на большой пролетной базе, каждый из которых обеспечивает надежную регистрацию мюона, образовавшегося в веществе перед детектором в реакции (25). Этот метод наиболее эффективен при использовании высокоэнергетического нейтринного пучка. Число нейтринных взаимодействий  $N_\nu$  в единице массы детектора пропорционально энергии пучка:

$$N_\nu = N_A \int \frac{d\Phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} \sigma_{\text{CC}}(E_\nu) dE_\nu \approx \langle E_\nu \rangle, \quad (51)$$

а число равновесных мюонов квадратично зависит от  $E_\nu$ :

$$N_\mu = \frac{N_A \sigma_0}{2A} \int \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} E_\nu^2 f(BE_\nu) dE_\nu \approx \langle E_\nu^2 \rangle. \quad (52)$$

В этих выражениях  $\Phi_\nu(E_\nu)$  — поток нейтрино от ускорителя;  $\sigma_{\text{CC}}(E_\nu) = \sigma_0 E_\nu$ ,  $\sigma_0 = 0,67 \cdot 10^{-38}$  ГэВ $^{-1} \cdot$  см $^2$ ;  $N_A$  — число Авогадро, а коэффициенты  $A$  и  $B$  связаны с энергетическими потерями мюонов в веществе соотношением  $dE_\mu/dx = \rho A(1 + BE_\mu)$ .

Следует отметить, что при прохождении в Земле нейтринным пучком расстояния  $L = 1000$  км, что соответствует количеству вещества  $\approx 3 \cdot 10^8$  г/см $^2$ , поглощение нейтрино не превышает десятых долей процента. Поэтому при измерении потоков равновесных мюонов в дальнем и ближнем детекторах в отсутствие осцилляций должна сохраняться зависимость  $\approx 1/L^2$ . При прочих равных условиях метод регистрации потоков равновесных мюонов обладает в

несколько раз худшей чувствительностью к параметру  $\Delta m^2$  по сравнению с СС- и NC/СС-методами.

**Эксклюзивные эксперименты — детектирование появления  $\nu_e$  и  $\nu_\tau$  в пучке  $\nu_\mu$ .** Эксперименты на «появление» основаны на способности детекторов регистрировать как взаимодействия нейтрино основного пучкового аромата ( $\nu_\mu$ ), так и  $\nu_e$  и  $\nu_\tau$ . Регистрация  $\nu_e$  или  $\nu_\tau$  в количестве, превышающем уровень фона, будет свидетельством осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  или  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Чувствительность экспериментов на «появление» ограничена только неопределенностью вкладов в пучок нейтрино других ароматов.

Появление  $\nu_e$  и  $\nu_\tau$  регистрируется при их взаимодействиях с веществом детектора-мишени по каналу заряженного тока, и, следовательно, нейтрино должно иметь достаточную энергию для производства соответствующего лептона. Энергия нейтрино в среднем делится поровну между лептоном и адронной струей:  $\langle E_{e,\mu,\tau} \rangle \cong \langle E_{\text{hadr}} \rangle \cong E_\nu/2$ . Большая масса  $\tau$ -лептона ( $m_\tau \cong 1,77$  ГэВ) обуславливает высокий энергетический порог его рождения —  $E_{\text{th}} \cong 3,5$  ГэВ, который при регистрации моды  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  приводит к необходимости иметь пучок с энергией  $E_\nu > 3,5$  ГэВ.

*Мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .* Появление электронных нейтрино в пучке мюонных может регистрироваться на основе сравнения наблюдаемого в детекторе отношения  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -событий  $R^{\text{exp}}$  с расчетным

$$R^{\text{calc}} = \frac{N_{\nu_e}^{\text{calc}}}{N_{\nu_\mu}^{\text{calc}}} = \frac{N_{\nu_e}^0 \int P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E_\nu) \sigma_{\nu_e} dE_\nu + N_{\nu_\mu}^0 \int P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E_\nu) \sigma_{\nu_e} dE_\nu}{N_{\nu_\mu}^0 \int P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu} dE_\nu + N_{\nu_e}^0 \int P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu} dE_\nu}, \quad (53)$$

где  $N_i^0$  — начальное число нейтрино  $i$ -го аромата ( $i = e, \mu, \tau$ ). В случае существования  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляций отношение  $R^{\text{exp}}/R^{\text{calc}} \neq 1$ .

Идентификация электроподобного события в реакции  $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$  требует соответствующей детекторной техники. Так, в детекторе «Super-Kamiokande» она основана на анализе структуры черенковского кольца, а в калориметрах типа MINOS — на использовании различных кинематических и топологических критериев отбора, позволяющих с некоторой эффективностью (сильно зависящей от  $E_\nu$ ) выделять  $\nu_e$ -СС-события от фоновых NC-событий.

*Мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$*  ввиду малости вклада  $\nu_\tau$  в первоначальный пучок может быть определена очень чисто. Число  $\nu_\tau$ -взаимодействий в детекторе определяется формулой

$$N_\tau = N_A M_d \int \frac{d\Phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E_\nu) \sigma_{\nu_\tau}(E_\nu) \varepsilon(E_\nu) dE_\nu, \quad (54)$$

где  $M_d$  — масса детектора;  $\varepsilon(E_\nu)$  — эффективность регистрации  $\tau$ -лептона.

Для изучения моды  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций используется два метода регистрации событий с  $\tau$ -лептоном, возникающим в реакции  $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ .

Первый метод связан с прямым наблюдением в детекторе распада  $\tau$ -лептона. При характерных энергиях нейтринных пучков  $E_\nu \cong 10\text{--}30$  ГэВ типичный пробег  $\tau$ -лептона составляет несколько сотен микрон. В 85,5% случаев наблюдается распад на одну заряженную частицу (адрон, мюон или электрон) в сопровождении нейтралов ( $\nu_\tau, \bar{\nu}_\mu\nu_\tau, \bar{\nu}_e\nu_\tau$  и каналы  $\pi^0$ ). Такой распад имеет очень специфическую сигнатуру — излом (кинк) на прямом треке. Высокую эффективность регистрации распада  $\tau$ -лептона ( $\sim 50\%$ ) может обеспечить ядерная фотоэмульсия, имеющая разрешение около 1 мкм. Фотоэмульсионная техника детектирования нейтринных взаимодействий в детекторе большого объема была успешно отработана в эксперименте CHORUS в ЦЕРН [70]. Это послужило толчком для разработки казавшихся ранее фантастическими проектов с использованием фотоэмульсионных детекторов с общей массой более 100 т. Таковым является эксперимент OPERA в Гран-Сассо [40]. В калориметрическом эксперименте MINOS также рассматривался вопрос о создании эмульсионного детектора [118].

Второй метод идентификации взаимодействия  $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$  является чисто кинематическим. Он был предложен более 30 лет назад для использования в калориметрах [119]. Суть метода состоит в наблюдении дисбаланса по поперечному импульсу между  $\tau$ -лептоном и струей адронов  $X$  и определении недостающего поперечного импульса, уносимого двумя нейтрино в процессах распада  $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ . Этот метод хорошо зарекомендовал себя в эксперименте NOMAD [71], и его предполагается использовать в эксперименте MINOS [37]. В работе [120] предложены новые критерии, использующие кинематические особенности  $\nu_\tau N$ -реакции с образованием и последующим распадом  $\tau$  по лептонной моде. Показано, что при энергиях NuMI эффективность выделения нейтринных событий с  $\tau$ -лептоном может достигать до 10%. Кинематическое выделение взаимодействий  $\nu_\tau N$  с  $\tau$ -лептоном, распадающимся по модам  $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau X$ , менее надежно, так как недостающий поперечный импульс в таком распаде меньше.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ПУЧКАХ ДАЛЬНИХ НЕЙТРИНО

**Проекты экспериментов** с пучками дальних нейтрино от ускорителей начали появляться в конце 80-х годов. За прошедшее время широко обсуждалось более 10 проектов, в которых интенсивные нейтринные пучки от ускорителей УНК-I, FNAL, BNL, ЦЕРН и КЕК предлагалось направить на

различные детекторы с большой чувствительной массой. По разным причинам значительная их часть осталась нереализованной.

Идеи создания пучков дальних нейтрино получили развитие в связи с решением о сооружении ускорительно-накопительного комплекса в г. Протвино. В работе [121] были проанализированы возможности исследования осцилляций с пучками дальних нейтрино широкого и узкого спектра энергий от УНК-I, проходящих до детекторов большого объема расстояния от 1000 до 12800 км. Затем были предложены и разработаны эксперименты, в которых регистрация нейтринного пучка, сформированного на УНК-I, осуществлялась системой двух детекторов. Предполагалось, что ближний детектор устанавливается в конце нейтринного канала, а в качестве дальнего рассматривались детекторы «Байкал» и ICARUS, удаленные соответственно на расстояния 4200 и 2200 км от ускорителя [30–32]. Байкальский проект с дальними нейтрино имел уникальные возможности, так как пролетное расстояние нейтрино в нем в 6 раз превышало базу подготавливаемых ныне экспериментов с пучками от ускорителей FNAL и ЦЕРН. Остается лишь сожалеть, что эти проекты остались нереализованными.

Концепция создания во FNAL протонного ускорителя MI (Main Injector) для получения нейтринного пучка NuMI (Neutrino MI) очень высокой интенсивности возникла в 1988 г. [122]. В 1990–1991 гг. в соответствующие комитеты и департаменты США было направлено три предложения о проведении экспериментов с нейтринным пучком NuMI: короткобазового эксперимента P-803 COSMOS [33] и двух дальнебазовых — P-805 с использованием водного черенковского детектора IMB и P-822 с калориметром «Soudan-2», удаленных соответственно на расстояния 570 и 730 км от FNAL [34]. Несколько позже появилось предложение о намерении проведения исследований с нейтринным пучком от ускорителя BNL AGS — эксперимент E-889 [35]. Среди этих проектов только эксперимент P-822 получил дальнейшее развитие. В течение нескольких лет он концептуально совершенствовался, и на его основе в 1995 г. возникло предложение о создании в подземной шахте «Soudan» нового детектора с полезной массой около 10 кт. Этот эксперимент — P-875 [36] получил название MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search). Сейчас MINOS активно развивается и должен быть готов к эксплуатации в пучке NuMI к 2004–2005 гг. [37].

Европейская программа исследования осцилляций в пучках дальних нейтрино ориентирована на ускоритель ЦЕРН SPS и удаленную от него на расстоянии 732 км подземную лабораторию Гран-Сассо. В рамках этой программы рассматривался ряд проектов: OPERA [40], ICARUS [41], NOE [42], ICANOE [43], AQUARICH [44], NICE [45]. Еще недавно одними из наиболее проработанных предложений о проведении экспериментов, использующих пучок дальних нейтрино от ускорителя ЦЕРН, являлись проекты ICARUS и NOE. Летом 1999 г. коллаборации ICARUS и NOE представили



объединенный проект эксперимента ICANOE (Imaging and Calorimetric Neutrino Oscillation Experiment) [43]. В ICANOE было возможно исследовать области параметров осцилляций в модах  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  до значений  $\Delta m^2 = 4 \cdot 10^{-4}$  и  $1,3 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> соответственно при максимальном смешивании, а для больших  $\Delta m^2 = \sin^2 2\theta < 1,5 \cdot 10^{-3}$  и  $< 1,2 \cdot 10^{-2}$ . Однако в конце 2000 г. в силу разных причин группа NOE вышла из коллаборации. Сейчас группа ICARUS/ICANOE (но теперь это ICARUS Neutrino Oscillation Experiment) нацелена на изучение осцилляций солнечных и атмосферных нейтрино, а также распада протона [97]. В настоящее время из всех проектов ЦЕРН–Гран-Сассо утвержден единственный эксперимент — OPERA, в котором будет проводиться изучение осцилляций в нейтринном пучке начиная с 2005 г. [46].

**Эксперимент К2К (КЕК–«Super-Kamiokande»)** стал первым реализованным проектом с пучком дальних нейтрино (пролетная база нейтрино составляет 250 км) [47].

Для формирования нейтринного пучка используется штатный протонный пучок ускорителя КЕК PS с энергией 12 ГэВ. Протоны с интенсивностью  $6 \cdot 10^{12}$  в цикле выводятся каждые 2,1 с. Фокусировка вторичных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов от взаимодействий протонов на алюминиевой мишени обеспечивается двумя магнитными горнами. На выходе из распадного канала вторичный пучок гасится в адронном поглотителе, в конце которого расположены мюонные камеры. Они используются как монитор мюонного профиля, по которому восстанавливается распределение  $\nu_\mu$ -пучка в пространстве. Средняя энергия нейтринного пучка  $\langle E_\nu \rangle = 1,4$  ГэВ.

Дальний детектор «Super-Kamiokande» — водный черенковский детектор с чувствительной массой от  $22 \cdot 10^3$  т для наблюдения солнечных нейтрино до  $33 \cdot 10^3$  т для наблюдения атмосферных и ускорительных нейтрино. Около  $1,1 \cdot 10^4$  ФЭУ «Намаматсу» с диаметром фотокатода 50 см покрывают (эффективная площадь перекрытия 40%) внутреннюю поверхность стального резервуара, содержащего очищенную воду. В детекторе «Super-Kamiokande» от нейтринного пучка КЕК предполагается ежегодно регистрировать  $\sim 400$   $\text{CC-}\nu_\mu$ -взаимодействий.

Имеется три ближних детектора, расположенных на расстоянии около 300 м от мишени нейтринного канала. Это черенковский детектор с массой 1 кт, аналогичный «Super-Kamiokande», сцинтилляционно-фибровый трекер и мюонный телескоп.

В эксперименте К2К возможно изучение области атмосферной аномалии с  $\Delta m^2 = 10^{-2} - 10^{-3}$ . Мода осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  исследуется как по убыванию  $\nu_\mu$ , так и по возникновению  $\nu_e$ . Так как средняя энергия нейтринного пучка ускорителя КЕК лежит ниже порога образования  $\tau$ -лептона, то канал осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  изучается только относительным методом — при сравнении отношения счета  $\nu_\mu$ -событий в ближнем и дальнем детекторах.

Первое  $\nu_\mu$ -СС-событие в «Super-Kamiokande», синхронизированное по времени со сбросом протонного пучка ускорителя КЕК на мишень нейтринного канала, было зарегистрировано 19 июня 1999 г. При дальнейшем наборе статистики появились явные указания на существование осцилляций. С увеличением сброса протонов до  $2 \cdot 10^{19}$  наблюдалось 17 событий при ожидаемых 29,2 в отсутствие осцилляций (июнь 2000 г.) [49]. По последним данным [123], на интегральной интенсивности в  $2,6 \cdot 10^{19}$  протонов зарегистрировано 27  $\nu_\mu$ -событий, полностью лежащих в чувствительном объеме при ожидании 40,3. Это в  $2\sigma$  согласуется с существованием осцилляций.

Наряду с тем, что набор статистики в эксперименте К2К будет продолжаться, в Японии планируется создание новой адронной машины JNF (Japanese Hadron Facility) на расстоянии 250 км от детектора «Super-Kamiokande». Первая стадия проекта — создание протонных синхротронов на энергию 3 и 50 ГэВ — была одобрена в июле 2000 г. Предполагается, что ускорительный комплекс будет создаваться в течение 10 лет. При интенсивности  $10^{22}$  протонов, сброшенных за год на мишень нейтринного канала, ожидается регистрация соответственно  $\sim 12000$  и  $\sim 3000$  нейтринных взаимодействий в пучках широкого и узкого спектра энергий.

**Эксперимент MINOS (FNAL—«Soudan»).** *Нейтринный пучок от MI (FNAL)* [38] формируется следующим образом: протонный пучок с энергией 120 ГэВ посредством стандартной техники резонансного вывода в течение 1 мс инжектируется из ускорителя каждые 2 с. Интенсивность однократного вывода в  $4 \cdot 10^{13}$  протонов обеспечивает интегральный поток  $\sim 4 \cdot 10^{20}$  протонов, сбрасываемый на мишень нейтринного канала ежегодно. Выведенный из ускорителя пучок протонов отклоняется внутрь Земли на угол  $3,3^\circ$  и попадает на углеродную мишень малого диаметра, длиной 160 см.

Для получения нейтринного пучка широкого спектра WBB (wide-band beam) фокусирующая система спроектирована из трех магнитных горнов, оптимизированных для получения максимального нейтринного потока в области энергий от 8 до 25 ГэВ. Сфокусированный пучок  $\pi$ - и  $K$ -мезонов проходит через распадный канал длиной 800 м, в результате чего на выходе имеется нейтринный пучок следующего ароматового состава: 98,7%  $\nu_\mu$  (от  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -распадов), 0,85%  $\bar{\nu}_\mu$  (от  $\pi^-$ ), 0,48%  $\nu_e$  (от  $\mu$  и  $K$ ) и 0,02%  $\bar{\nu}_e$  (от  $K_L^0$ ).

На рис. 9 представлены расчетные спектры NuMI-пучков при различных фокусировках. Видно, что в дальнем детекторе MINOS в течение года ожидается регистрация около 3000  $\nu_\mu$ -СС-событий на 1 кт массы. WBB-пучок оптимален для изучения осцилляций, если  $\Delta m^2 \sim 2,5 \cdot 10^{-2}$  эВ<sup>2</sup>. С уменьшением  $\Delta m^2$  чувствительность эксперимента падает, а при  $\Delta m^2 < 5 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> с таким пучком вообще невозможно измерить параметры осцилляций.

Для исследования малых  $\Delta m^2$  обсуждается возможность формирования нейтринного пучка низкой энергии. Один из вариантов такого пучка имеет

среднюю энергию  $\langle E_\nu \rangle = 4,9$  ГэВ с максимумом чувствительности к  $\Delta m^2 \sim 8 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>. Однако в таком пучке число регистрируемых  $\nu_\mu$ -СС-событий составляет 1/6 от WBB-пучка ( $\sim 800$  событий/кт/год). Также исследуется возможность использования пучка узкого спектра энергий — NBB (narrow-band beam).

Дальний детектор [37] эксперимента MINOS находится на расстоянии 732 км от FNAL в подземной лаборатории «Soudan» на глубине 713 м. Он представляет собой 5,4-кт сэндвич-калориметр, состоящий из пластин намагниченного железа, прослоенных плоскостями пластического сцинтиллятора (рис. 10). Калориметр разделен на два одинаковых супермодуля. Каждый

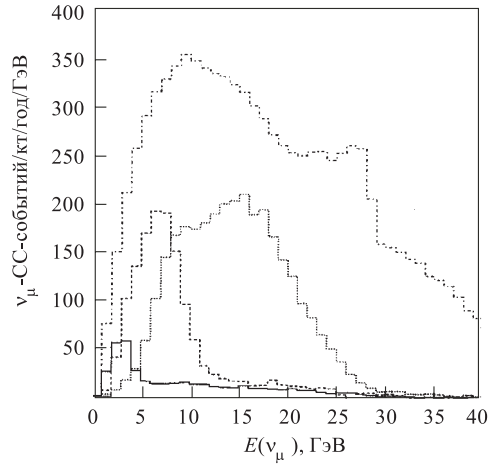


Рис. 9. Расчетные спектры пучков NuMI [38]. Снизу вверх: сплошная, штриховая и точечная линии соответствуют нейтринным пучкам низкой, средней и высокой энергии, штрихпунктирная линия соответствует идеальной фокусировке, когда все  $\pi$ - и  $K$ -мезоны фокусируются в нерасходящийся «карандашный» пучок

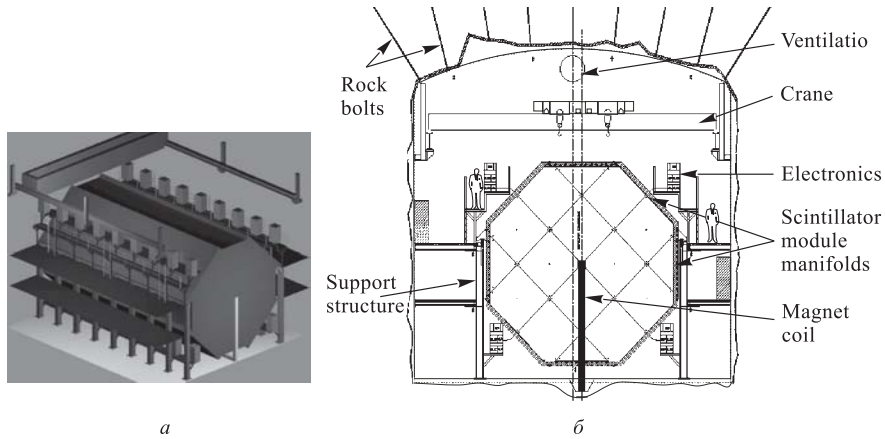


Рис. 10. Дальний детектор MINOS: а) общий вид одного супермодуля; б) поперечное сечение дальнего детектора [37]

из них собран из 243 октагональных железных пластин с поперечным размером 8 м и толщиной 2,54 см и такого же количества плоскостей сцинтиллятора. Вдоль оси каждого супермодуля имеются отверстия, в которых располагаются катушки электромагнитов, создающие в его объеме тороидальное магнитное поле напряженностью 1,5 Тл.

Каждая плоскость сцинтиллятора состоит из 192 полос длиной 8 м и шириной 4 см. Сцинтилляционные полосы имеют в соседних плоскостях взаимно перпендикулярную ориентацию. Они изготавливаются из экструдированного пластического сцинтиллятора (полистирольная основа с добавками 1% PPO и 0,015% POPOP), имеют светоотражающий поверхностный  $\text{TiO}_2$ -слой толщиной 0,25 мм и канавку по всей длине глубиной 1,3 мм под размер вклеиваемого в нее WLS-фибра (wave length shifting fiber). Принцип использования таких фибров состоит в том, что некоторое количество излученного в объеме сцинтиллятора света захватывается фибром, на другой длине волны изотропно переизлучается и транспортируется к фотоприемникам, расположенным с обеих сторон сцинтилляционных полос. Будут использоваться WLS-фибры Vicron VCF-91A диаметром 1 мм, а в качестве фотоприемника — 16-канальный фотоумножитель Hamamatsu R5900U-00-M16.

Для уменьшения общего числа каналов электроники разработана блочная система логической мультипликации сигналов. На каждый пиксель ФЭУ поступают сигналы с 8 фибров, противоположные концы которых в произвольном порядке объединяются в логические модули. В данной структуре дальнего детектора будет использовано 2040 16-канальных ФЭУ.

Сцинтилляционный детектор описанной конфигурации должен обеспечить энергетическое разрешение около  $23\%/\sqrt{E}$  для электромагнитных ливней,  $53\%/\sqrt{E}$  для адронных каскадов ( $E$  в ГэВ) и менее 12% для мюонов во всей области энергий пучка NuMI [37].

В дальнем детекторе MINOS ожидается регистрация 3000  $\nu_\mu$ -СС-событий на 1 кт массы ежегодно. Частота счета фоновых событий от космических лучей  $\sim 1$  Гц.

*Ближний детектор* [37] расположен на территории FNAL в 290 м от конца распадного канала NuMI и представляет собой уменьшенный аналог дальнего. Он имеет полезную массу 1,0 кт и собирается из 280 железных пластин с поперечным размером  $4,8 \times 3,8$  м и толщиной 2,54 см. Диаметр нейтринного пучка в месте расположения ближнего детектора — 1 м.

Меньшие размеры ближнего детектора позволяют считывать сигналы независимо с каждого конца сцинтилляционной полосы без мультипликации. Для съема сигналов используется 588 16-канальных ФЭУ и требуется 9408 электронных каналов регистрации.

Число регистрируемых  $\nu_\mu$ -взаимодействий в ближнем детекторе составит около 20 событий на один сброс ускорителя. Полная загрузка ближнего детектора в пересчете на 1 кт полезной массы за год в  $10^6$  раз больше, чем

в дальнем детекторе. Частота фоновых событий от взаимодействия космических лучей — 270 Гц.

*Методы выделения полезных событий в MINOS.* Дискриминация  $\nu_\mu$ -СС- и NC-взаимодействий в калориметрах MINOS проводится по длине события. Энергетические потери в детекторе из железа составляют  $dE/dx \sim 1,2$  ГэВ/м. При средней энергии нейтринного пучка  $\langle E_\nu \rangle = 17$  ГэВ мюон с  $\langle E_\mu \rangle = 9$  ГэВ в среднем проходит 8 м железа. События NC с видимой энергией 9 ГэВ имеют продольное распространение менее 10 ядерных длин — 1,7 м Fe. Если мюон проходит в калориметре расстояние около 1 м, то в зависимости от энергии эффективность выделения  $\nu_\mu$ -СС от фона  $\nu_\mu$ -NC можно аппроксимировать выражением  $\varepsilon_{CC}(E_\nu) = 1 - 1,47/E_\nu$ . Отсюда следует, что при  $\langle E_\nu \rangle = 17$  ГэВ эта эффективность составляет более 90 %.

Для выделения  $\nu_e$ -СС-событий, содержащих электрон, используются типичные алгоритмы, основанные на том, что: а) события  $\nu_e$ -СС короче, чем  $\nu_\mu$ -СС; б)  $\nu_e$ -СС более компактны, чем события NC, так как ширина электромагнитного ливня меньше и он развивается раньше, чем адронный каскад; в)  $\nu_e$ -СС-события имеют больший вес полного сигнала, тогда как NC-события содержат больше недостающей энергии. Основной фон в  $\nu_e$ -СС-событиях составляют неупругие NC-события, в которых большая часть энергии перешла в единичный  $\pi^0$ . Эффективность отбора  $\nu_e$ -СС-событий — сильная функция  $E_\nu$ . При энергии ниже 2 ГэВ она равна нулю, а максимума она достигает при  $E_\nu = 5$  ГэВ ( $\sim 50$  %). При возрастании энергии электромагнитные ливни удлиняются и эффективность падает. Средняя эффективность выделения  $\nu_e$ -СС-событий составляет около 26 %.

Выделение  $\nu_\tau$ -событий возможно на основе анализа кинематических и топологических особенностей распадов  $\tau$ -лептона. При использовании совокупности различных алгоритмов отбора распадов по модам  $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ ,  $\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow \pi + X$  эффективность выделения лептонных мод достигает в среднем 10 %, а моды  $\tau \rightarrow \pi + X$  — 2,2 %.

*Чувствительность эксперимента MINOS к параметрам  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ - и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляций* показана на рис. 11. Видно, что из NC/СС-теста можно получить ограничения на моду  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ :  $\Delta m^2 > 1 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> (при  $\sin^2 2\theta = 1$ ) и  $\sin^2 2\theta > 1,5 \cdot 10^{-2}$  для больших значений  $\Delta m^2$ . Идентификация  $\nu_\tau$ -СС позволяет достичь  $\Delta m^2 > 4 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> при  $\sin^2 2\theta = 1$ . Тест на появление  $\nu_e$  дает ограничения на моду  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ :  $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-4}$  эВ<sup>2</sup> при  $\sin^2 2\theta = 1$  и  $\sin^2 2\theta > 2 \cdot 10^{-3}$  при больших  $\Delta m^2$ .

*Фотоэмульсионный детектор в эксперименте MINOS.* В калориметре MINOS идентификация распадов  $\tau$ -лептонов от взаимодействий  $\nu_\tau$  возможна только с использованием кинематических методов, и, следовательно, ее эффективность невысока. Для увеличения чувствительности эксперимента к взаимодействиям  $\nu_\tau$  было предложено дополнить калориметр секционированным фотоэмульсионным детектором [118]. Его большую полезную массу обеспе-

чивает мишень — свинцовые пластины толщиной около 1 мм, в которых происходит основная доля  $\nu$ -взаимодействий. Со свинцовыми пластинами чередуются слои фотоэмульсии, необходимые для прецизионных измерений угловых характеристик треков частиц. Более подробно идеология использования слоистой структуры фотоэмульсионного детектора будет рассмотрена ниже в связи с экспериментом OPERA.

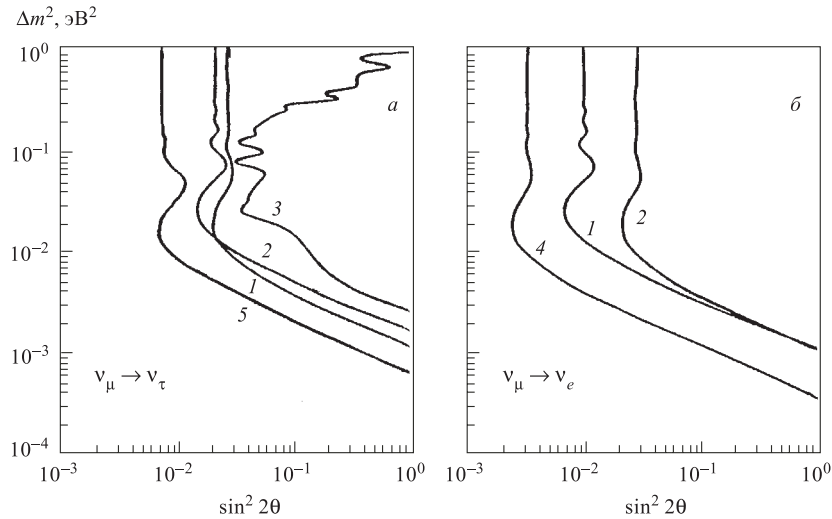


Рис. 11. Области параметров осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (а) и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (б), доступные для изучения в эксперименте MINOS (внутри кривых). Кривые 1, 2 соответствуют чувствительности NC/CC-метода и сравнению числа  $\nu_\mu$ -CC-событий в ближнем и дальнем детекторах; кривая 3 — анализ энергетического распределения  $\nu_\mu$ -CC-событий; 4 — тест на появление электронов; 5 — при использовании фотоэмульсии [37, 118]

Предполагалось, что полная начальная масса фотоэмульсионного детектора составит 100 т, а затем будет увеличена до 1000 т. При этом масса фотоэмульсии должна составлять 10 % от полной массы детектора. Параметры осцилляций, доступные для изучения с использованием фотоэмульсионного детектора MINOS, представлены на рис. 11.

В настоящее время статус фотоэмульсионного детектора неопределен. До введения в строй калориметра все работы по его созданию приостановлены.

*Детекторы «Soudan-2» и MINOS [37].* Диаметр  $\nu_\mu$ -пучка от NuMI в месте расположения дальнего детектора MINOS составляет около 1 км. Поэтому детектор «Soudan-2» [124], регистрирующий потоки атмосферных нейтрино и мюонов [20], интегрирован в проект MINOS и получил название THESEUS.

Детектор «Soudan-2» состоит из 224 идентичных модулей, каждый из которых имеет размер  $2,7 \times 1,0 \times 1,1$  м и весит 4,5 т. Модуль собран из 240 гофрированных стальных листов толщиной 1,6 мм, во впадины которых укладываются однометровые дрейфовые трубки, образуя гексагональную структуру. В каждом модуле имеется 7560 таких дрейфовых трубок. Размер всего детектора «Soudan-2»  $5,4 \times 8 \times 15,4$  м, а вес — 963 т.

Дополнение эксперимента MINOS калориметром «Soudan-2» имеет веские основания. Во-первых, он обеспечит независимую проверку данных по облучению 5,4-кт дальнего детектора. За один год экспозиции калориметра «Soudan-2» в пучке NuMI в нем будет зарегистрировано около 4000  $\nu_\mu$ -CC- и NC-взаимодействий, так что в отсутствие осцилляций величина  $N_{CC}/N_{tot} = 0,314 \pm 0,007$ . Для большого смешивания, когда  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \cong 0,35$  (что соответствует параметрам осцилляций, предсказываемых «Super-Kamiokande» [23]), эта величина составит  $N_{CC}/N_{tot} = 0,264 \pm 0,008$ . Следовательно, в этом случае в течение года будет обнаружен сигнал, статистически превышающий  $6\sigma$ . Во-вторых, существенно лучшая гранулированность (1,6 мм Fe по сравнению с 2,4 см в MINOS) дает возможность более эффективно измерять взаимодействия нейтрино низких энергий ( $\sim 1$  ГэВ) [20]. Наконец, такая структура детектора позволит наблюдать квазиупругие события  $\nu_\tau$ , сопровождаемые распадами  $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ ,  $\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau$  (по характерной сигнатуре — идентификации протона при одновременной регистрации мюона или электромагнитного каскада и наличию недостающего поперечного импульса), что весьма проблематично в калориметре MINOS.

**Эксперимент OPERA (ЦЕРН–Гран-Сассо).** *Нейтринный пучок CNGS* [39]. Начиная с 1976 г. пучок нейтрино высоких энергий от ускорителя ЦЕРН SPS с энергией протонов 450 ГэВ использовался в различных физических экспериментах. Последняя модернизация пучка была проведена в 1992 г. во время подготовки экспериментов CHORUS и NOMAD. Для направления пучка в сторону Гран-Сассо требуется значительная реконструкция его компонентов.

Предполагается, что система быстрого вывода протонного пучка из SPS обеспечит ежегодный интегральный сброс на мишень нейтринного канала около  $3 \cdot 10^{19}$  протонов. Длина канала транспортировки протонного пучка до графитовой мишени составит 830 м. Для формирования нейтринного пучка широкого спектра энергий фокусировка вторичных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов будет осуществляться двухстадийно — магнитными горном и рефлектором. На выходе из распадного канала длиной 1000 м будет построен железный адронный поглотитель размером  $18 \times 4 \times 4$  м. Интенсивность и профиль  $\nu_\mu$ -пучка восстанавливается при измерении интенсивности и профиля  $\mu$ -потока системой кремниевых детекторов.

Расчетный спектр  $\nu_\mu$ -пучка и спектр  $\nu_\mu$ -CC-взаимодействий на детекторах в Гран-Сассо представлен на рис. 12. Средняя энергия пучка составляет

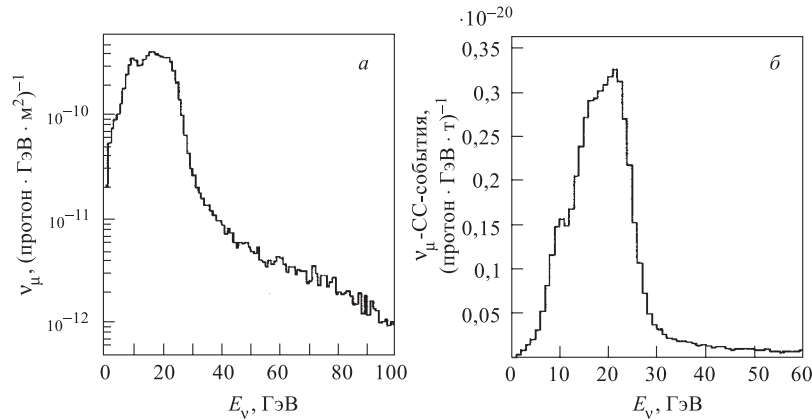


Рис. 12. Поток  $\nu_\mu$  (а) и число  $\nu_\mu$ -СС-событий (б) на детекторах в Гран-Сассо [39]

$\langle E_\nu \rangle = 25$  ГэВ. Число  $\nu_\mu$ -СС-взаимодействий, произошедших в 1 кт массы детектора на каждый сброшенный на мишень протон, составит  $5,44 \cdot 10^{-17}$ . Вклад в  $\nu_\mu$ -пучок нейтрино других типов не превышает следующих значений:  $\nu_e/\nu_\mu = 0,8\%$ ,  $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu = 2,0\%$ ,  $\bar{\nu}_e/\nu_\mu = 0,05\%$ .

*Детектор OPERA* [46]. OPERA — фотоэмульсионный эксперимент на «появление», в котором осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  будут изучаться путем прямого наблюдения распадов  $\tau$ -лептонов, образованных в  $\nu_\tau$ -СС-взаимодействиях [40, 46]. Предполагается идентифицировать моды распадов  $\tau$ -лептонов, содержащие одну заряженную частицу:

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0), \quad \tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu, \quad \tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e.$$

Значительный парциальный выход этих каналов — 49,5, 17,7 и 17,8% соответственно для адронной, мюонной и электронной моды, а также низкий уровень фоновых процессов, имитирующих эти распады, гарантирует высокую надежность регистрации осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . OPERA также чувствителен к осцилляциям  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , что позволит исследовать элементы матрицы смешивания на основе трехароматного анализа.

В эксперименте OPERA ближний детектор отсутствует и будет использован только дальний. Это свинцово-фотоэмульсионный детектор модульной конструкции с полезной массой, достигающей до 2 кт, из которой масса фотоэмульсии составляет около 100 т, что не имеет аналогов в экспериментальной физике. Структура единичного элемента-блока определяется средней длиной пробега  $\tau$ -лептона, которая при энергиях нейтринного пучка CNGS составляет около 1 мм. На рис. 13 показана конфигурация блока: слои ядерной



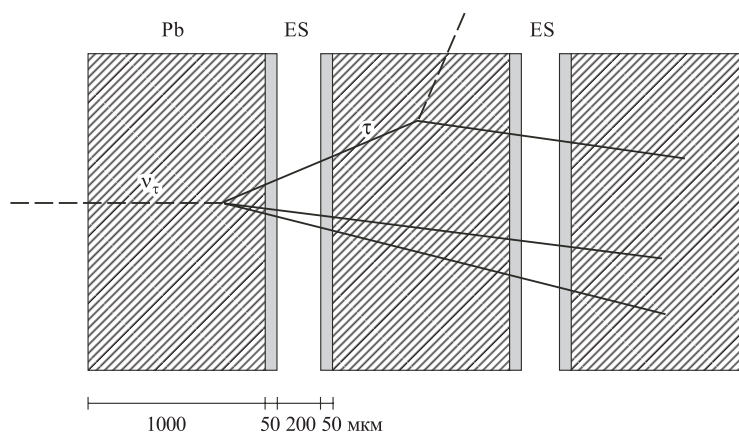


Рис. 13. Структурная схема фотоэмульсионного блока в детекторе OPERA [46]

фотоэмульсии толщиной 50 мкм, политой с двух сторон на 200-мкм пластиковую основу, чередуются с 1-мм свинцовыми пластинами. Координаты траектории заряженной частицы на границе эмульсии определяются с высокой точностью (0,1–0,2 мкм), что обеспечивает точность измерения углов не хуже 5–8 мрад. Если  $\nu_\tau$  взаимодействует в какой-либо из свинцовых пластин, то с наибольшей вероятностью распад  $\tau$ -лептона произойдет в следующей за ней пластине свинца. При прослеживании треков в эмульсионных слоях, прилегающих к этой пластине, на одном из них будет наблюдаться излом. Каждый блок такой конфигурации имеет поперечный размер  $10,2 \times 12,7$  см, вес 8,3 кг (7,9 кг — свинец и 0,4 кг — эмульсия) и содержит 56 свинцовых пластин и 58 пластин с двухсторонней фотоэмульсией, что при толщине 7,5 см соответствует  $10X_0$ .

Стенка, собранная из 3264 блоков, и прилегающие к ней две взаимно перпендикулярные плоскости сцинтилляторов составляют модуль детектора. Его поперечные размеры 6,75 м, а толщина 12 см. С помощью сцинтилляционных плоскостей вырабатывается триггерный сигнал, и в стенке локализуется фотоэмульсионный блок, в котором произошло нейтринное взаимодействие. Такой блок изымается из стенки, содержащаяся в нем фотоэмульсия проявляется и сканируется, а на его место устанавливается новый. Сцинтилляционная плоскость собирается из полос органического сцинтиллятора с WLS-волокнами, которые подсоединяются к 16-канальному ФЭУ «Hamamatsu» R5900-M16. Пространственное разрешение сцинтилляционного детектора определяется шириной полосы сцинтиллятора  $\sim 25$  мм.

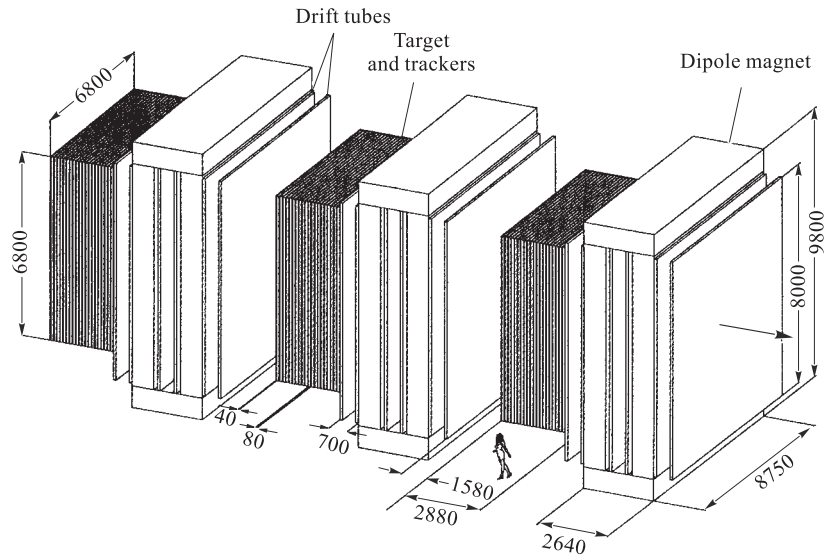


Рис. 14. Общий вид детектора OPERA [46]

Секция мишени, состоящая из 24 последовательных модулей, и замыкающий ее спектрометр мюонов образуют наиболее масштабную структуру детектора — супермодуль весом 652 т (623 т — свинец и 29 т — эмульсия). Три супермодуля образуют детектор OPERA (рис. 14).

В конце каждого супермодуля OPERA устанавливается мюонный спектрометр, состоящий из дипольного магнита и плоскостей позиционно-чувствительных детекторов. Магнит представляет собой две стенки, набранные из 12 железных пластин толщиной 5 см, которые намагничиваются током 1200 А, циркулирующим в верхней и нижней медных обмотках. В результате создается магнитное поле напряженностью  $\sim 1,5$  Тл с вертикальными силовыми линиями, имеющими в стенках противоположное направление. Координатную информацию обеспечивают: вне магнита (между супермодулями) — плоскости, собранные из дрейфовых трубок, внутри — RPC-детекторы. Энергетические потери мюона, пересекающего эмульсионную мишень, составляют 1,7 ГэВ, а в магнитном спектрометре — 0,6 ГэВ. Таким образом, мюоны, которые пересекают весь супермодуль, имеют эффективность идентификации, близкую к 100 %.

*Чувствительность OPERA к параметрам осцилляций.* При значении  $\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  расчетная эффективность регистрации всех мод распадов  $\tau$ -лептона ( $\tau \rightarrow e^-$ ,  $\tau \rightarrow \mu^-$ ,  $\tau \rightarrow h^-$ ) достигает 8,7%. Ожидаемое

Таблица 3. Статистика событий распадов  $\tau$ -лептонов, рассчитанная для эксперимента OPERA при разных  $\Delta m^2$

Мода $\tau$ -распада	Число полезных событий			Фон
	$\Delta m^2 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$	$\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$	$\Delta m^2 = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$	
$\tau \rightarrow e^-$	1,7	7,7	18,5	0,19
$\tau \rightarrow \mu^-$	1,3	5,7	13,8	0,13
$\tau \rightarrow h^-$	1,1	4,9	11,8	0,25
Всего:	4,1	18,3	44,1	0,57

в OPERA количество событий распадов  $\tau$ -лептонов в предположении интегрального сброса за 5 лет работы установки  $2,25 \cdot 10^{20}$  протонов на мишень показано в табл. 3.

Чувствительность эксперимента OPERA к  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляциям показана на рис. 15. При полном смешивании на уровне достоверности 90% можно достичь значения  $\Delta m^2 = 1,2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$  и при больших  $\Delta m^2$  получить ограничение на угол смешивания  $\sin^2 \theta_{\mu\tau} < 6,2 \cdot 10^{-3}$ .

Изучать в OPERA  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляции предполагается по наблюдению  $\nu_e$ -СС-взаимодействий при идентификации электронов посредством измерения энергетических потерь. Эффективность идентификации электронов возрастает с энергией  $E_\nu$ : при 10 ГэВ она составляет около 50%, при 20 ГэВ — 60%, а при 40 ГэВ практически выходит на плато  $\sim 80\%$  [40]. Необходимо корректно учитывать источники фона — вклад  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$ -пучок, а также электроны от далитц-распадов нейтральных пионов, рожденных в НС- $\nu_\mu$ -взаимодействиях ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ), и конверсию  $\gamma$ -квантов в свинцовых пластинах ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Статистические ошибки, связанные с этим фоном, ограничивают чувствительность измерений параметров  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляций значениями  $\Delta m^2 = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  для полного смешивания и  $\sin^2 2\theta_{\mu e} \cong 1,5 \cdot 10^{-2}$  при больших значениях  $\Delta m^2$ .

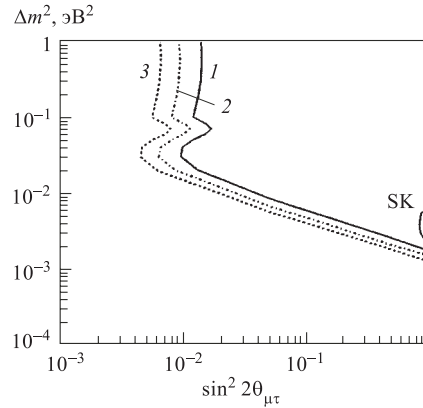


Рис. 15. Чувствительность эксперимента OPERA к наблюдению  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций. На уровне достоверности 90% показаны области параметров осцилляций, достижимые при двух- (кривая 1), трех- (кривая 2) и четырехгодичной (кривая 3) экспозиции детектора [46]

## 6. МЮОННЫЕ НАКОПИТЕЛЬНЫЕ КОЛЬЦА И НЕЙТРИННЫЕ ФАБРИКИ

Эксперименты с пучками дальних нейтрино, запланированные на ближайшие годы, скорее всего, решат вопрос о существовании нейтринных осцилляций. Однако они не будут в состоянии окончательно определить элементы матрицы смешивания, измерить все нейтринные массы и наблюдать  $CP$ -нарушение в лептонном секторе. Поэтому недавно возникли идеи создания новой генерации ускорителей — мюонных коллайдеров, на базе которых возможно формирование пучков нейтрино различных ароматов. Такой ускорительный комплекс получил название нейтринной фабрики, так как является новым типом источника нейтрино, позволяющим получать интенсивности пучков на несколько порядков больше, чем это возможно при традиционной конфигурации нейтринного ускорительного канала [125]. Для того чтобы полностью реализовать потенциал нейтринных фабрик, необходима и новая регистрирующая аппаратура [126]. Эксперименты на нейтринных фабриках должны стать отправной точкой в понимании природы ароматов кварков и лептонов, механизма нарушения  $CP$ -симметрии, а также в выборе правильной GUT-теории или привести к альтернативной физической теории описания природы.

В 1997 г. в США была образована рабочая группа «Muon Collider Collaboration», состоящая из физиков национальных лабораторий BNL, FNAL, Беркли и ряда университетов с целью исследования технических возможностей разработки и создания мюонного коллайдера. Некоторое время спустя в Европе также появилось предложение по строительству в ЦЕРН мюонного накопительного кольца и созданию нейтринной фабрики [127]. Основные задачи, предлагаемые для исследования в этих проектах: наблюдение различных мод осцилляций нейтрино всех ароматов, определение нейтринных масс и выбор моделей, адекватно их описывающих, измерение всех углов смешивания и исследование  $CP$ -нарушения.

В последнее время появилось значительное число работ, в которых обсуждается физический потенциал нейтринных фабрик. В работе [128] рассматривается возможность изучения мод осцилляций  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$  и  $\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$  в эксперименте с использованием нейтринного пучка от 20-ГэВ мюонного накопительного кольца и удаленного от него на 2000 км детектора. Для аналогичной постановки эксперимента в работе [129] обсуждаются перспективы определения нейтринных масс. В ней показано, что при одновременном фитировании каналов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  от распадов  $\mu^-$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  от  $\mu^+$ -распадов возможно определять знак  $\Delta m_{32}^2$ , если чувствительность эксперимента к измерению параметра осцилляций  $\sin^2 2\theta_{13}$  составляет  $10^{-3}$ . Возможность оценки влияния эффектов материи при наблюдении в «дальнобазовых» экспериментах осцилляций нейтрино по каналам

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\tau$ -выбывания и  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ -появления рассмотрена в [130]. Эксперименты по изучению осцилляций на короткой пролетной базе ( $L \approx 100$  км) от нейтринной фабрики обсуждаются в [131]. Анализ всей совокупности информации, которая может быть получена в экспериментах на нейтринных фабриках, проведен в [132].

Создание нового типа ускорителя — мюонного накопительного кольца и его использование для формирования нейтринных пучков [125] основано на новых возможностях современных технологий. В идейном плане на ускорителе необходимо создать банчи, содержащие  $\sim 10^{12}$  мюонов, за время  $\sim 1$  мкс (пока большая часть мюонов не распалась) сжать в  $10^5-10^6$  раз их фазовое пространство, а затем ускорить до энергий в несколько десятков ГэВ. Одна из возможных схем создания на базе мюонного коллайдера нейтринной фабрики представлена на рис. 16. Необходимо использовать сильноточный протонный пучок с энергией несколько ГэВ и мощностью 4 МВт. Этот пучок сбрасывается на жидкометаллическую струйную мишень (твердые мишени разрушаются в пучке такой мощности). Образовавшиеся в мишени пионы фокусируются системой магнитных горнов. Для монохроматизации пионов используются электрические поля с напряженностями  $\sim 1$  МВ/м. В распадном канале происходит их распад  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Мюоны имеют широ-

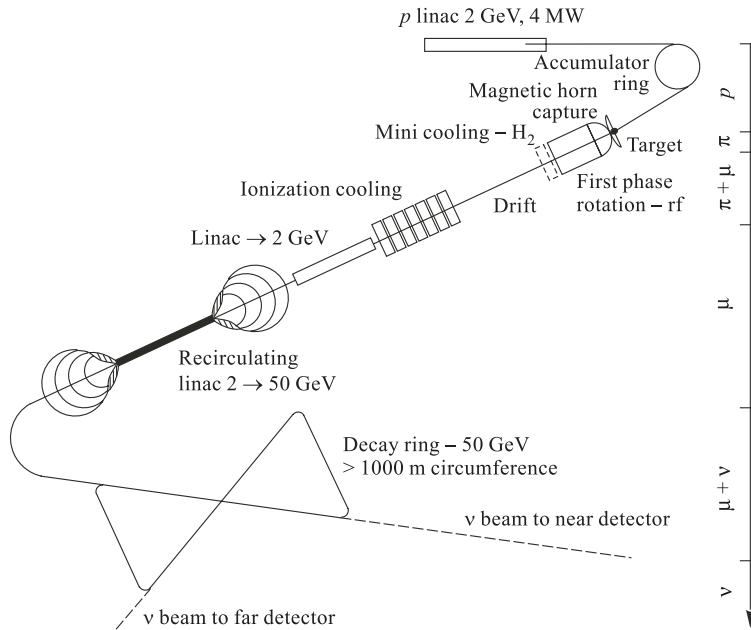


Рис. 16. Одна из возможных схем мюонного коллайдера и нейтринной фабрики [127]

кое фазовое пространство, которое посредством ионизационного охлаждения можно сжать в  $10^5$ – $10^6$  раз. Идея такого охлаждения сводится к тому, что мюон, проходя через систему поглотителей, теряет энергию за счет ионизационных потерь. В результате в конце канала охлаждения мюоны имеют импульс  $\sim 100$  МэВ/с (практически только его продольную составляющую). На следующем этапе мюоны ускоряются сначала в линейном ускорителе до энергии  $\sim 2$  ГэВ, а затем, как показано на рис. 16, в специальном ускорителе с орбитой в форме расширяющейся спирали до энергии  $\sim 50$  ГэВ. При проектировании мюонного коллайдера предполагается выводить в накопительное кольцо банчи мюонов с разными знаками заряда, которые, циркулируя на орбите в противоположных направлениях, будут сталкиваться в точках пересечения пучков до тех пор, пока не распадутся. В режиме работы ускорителя, когда осуществляется вывод протонного пучка с интенсивностью  $10^{16}$  за секунду,  $10^{14}$  мюонов за это же время может быть инжектировано в накопительное кольцо. В течение года суммарная интенсивность мюонов может быть доведена до  $10^{22}$ . Для создания нейтринной фабрики мюоны выводятся в распадный участок петлевидной геометрии, в котором они в зависимости от знака заряда распадаются на электрон или позитрон и два нейтрино (например,  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ). На прямолинейных участках петли распадающиеся мюоны производят высокоинтенсивные нейтринные пучки, которые могут быть направлены на различные, в том числе и на удаленные на большие расстояния, детекторы. При изменении знака заряда отбираемых пионов возможен другой набор нейтрино:  $\bar{\nu}_e + \nu_\mu$ .

Первым шагом на пути исследования возможности функционирования нейтринной фабрики стал эксперимент NARP (Hadron Production) на протонном синхротроне PS в ЦЕРН [133]. Его основной задачей является получение точных данных о выходах пионов, произведенных при взаимодействии протонного пучка с различными мишенями. Другая важная задача эксперимента обусловлена недостаточно хорошим знанием спектра атмосферных нейтрино. NARP позволяет с прецизионной точностью измерить спектры  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, возникающих при взаимодействии протонного пучка PS (энергия от 2 до 15 ГэВ) с ядрами водорода и азота, и тем самым экспериментально устранить неопределенность в расчетах потоков атмосферных нейтрино. Важно, что будет исследован очень большой диапазон импульсов вторичных пионов. Низкоэнергетическая область (начиная от 100 МэВ/с до нескольких ГэВ/с) важна для экспериментов с атмосферными нейтрино, промежуточная ( $\sim 10$  ГэВ/с) важна для надежной интерпретации результатов K2K. Используя пучки ионов гелия, область импульсов вторичных пионов можно расширить до  $\sim 100$  ГэВ/с, что важно для астрофизики при определении спектра заряженной компоненты космических лучей.

Детектор NARP собран на основе детекторов, использовавшихся ранее в различных экспериментах ЦЕРН. Измерения  $dE/dx$  и импульса частиц

обеспечивает прототип времяпроекционной камеры (TPC) из эксперимента ALERH. Импульс частиц, вышедших из TPC, измеряется в дрейфовых камерах эксперимента NOMAD. Спектрометром являются модули калориметра CHORUS с магнитами от спектрометра из Орсэ. Специально для HARP создан только пороговый черенковский газовый детектор, работающий при атмосферном давлении. Эксперимент был проведен в сжатые сроки — весной 2001 г. детектор облучался в протонных пучках, а в 2002 г. — в пучках ядер дейтерия и гелия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведение экспериментов по поиску осцилляций в пучках дальних нейтрино вызвано необходимостью надежного определения фундаментальных свойств нейтрино — его массы и углов смешивания. Хотя осцилляционные эксперименты очень чувствительны к параметрам смешивания нейтрино, имеющаяся на сегодняшний день информация о самом существовании осцилляций довольно противоречива. Это связано с тем, что в экспериментах с естественными и искусственными источниками нейтрино изучаются различные области параметров осцилляций. Чувствительность исследований с солнечными нейтрино соответствует значению величины  $L/E_\nu \sim 10^{10} - 10^{11}$  км/ГэВ, с атмосферными нейтрино —  $L/E_\nu \sim 10 - 10^3$  км/ГэВ, ускорительных и реакторных экспериментов с детекторами, расположенными на короткой базе, —  $L/E_\nu \sim 10^{-2} - 10$  км/ГэВ.

В обзоре были продемонстрированы основные экспериментальные аргументы, свидетельствующие о существовании нейтринных осцилляций. Еще раз выделим допустимые этими исследованиями области параметров осцилляций:

1. Аномалия солнечных нейтрино допускает следующие решения: а) осцилляции  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$  или  $\nu_{\text{ster}}$  в веществе Солнца с MSW-эффектом при  $(\Delta m^2)_{\text{sun}} \approx 10^{-5} - 10^{-6}$  эВ<sup>2</sup> в области малых ( $\sin^2 2\theta \approx 10^{-3}$ ) или больших ( $\sin^2 2\theta \approx 0,8 - 1$ ) углов смешивания; б) вакуумные  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ - или  $\nu_{\text{ster}}$ -осцилляции с «just-so»-механизмом с параметрами  $(\Delta m^2)_{\text{sun}} \approx 10^{-10} - 10^{-11}$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2 2\theta \approx 0,8 - 1$ . Совокупность экспериментальных данных наилучшим образом фитирует гипотеза MSW-осцилляций  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  или  $\nu_\tau$  с большими углами смешивания.

2. Дефицит атмосферных нейтрино может быть объяснен  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ - или  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ -осцилляциями (мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  исключена экспериментом SNOOZ, что подтверждено в эксперименте «Super-Kamiokande») с параметрами  $(\Delta m^2)_{\text{atm}} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2 2\theta \approx 0,8 - 1$ . Наилучшее описание всех экспериментальных данных дает мода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  при значениях  $\Delta m^2 = 3,0 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2 2\theta = 0,99$ .

3. Избыток событий, наблюдаемых в эксперименте LSND, предполагает  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляции в области параметров, не запрещенной другими экспериментами:  $0,3 \leq (\Delta m^2)_{\text{LSND}} \leq 2,2 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ .

Однако канонически лучший фит для этих трех групп измерений не подтверждает гипотезу трех легких ароматов, так как включает три неперекрывающиеся области по  $\Delta m^2$ . Установить истинный источник этого противоречия — основная цель проведения экспериментов с дальними нейтрино. В эксперименте K2K детектор «Super-Kamiokande» способен регистрировать убывание потока пучковых  $\nu_\mu$  и наблюдать появление  $\nu_e$ . Эксперимент OPERA ориентирован на регистрацию  $\nu_\tau$  и превосходит все другие опыты по чувствительности к моде  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . MINOS, дополненный детектором «Soudan-2», в разной степени чувствителен как к убыванию  $\nu_\mu$ -потока, так и к появлению  $\nu_e$  и  $\nu_\tau$ . Совокупность результатов, полученных в этих экспериментах, обеспечит чистую дискриминацию мод  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{ster}}$ .

В области масс  $\Delta m_{\text{LSND}}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$  и углов смешивания  $\sin^2 2\theta \sim 10^{-3}$  чувствительность всех экспериментов с пучками дальних нейтрино достаточна для того, чтобы подтвердить или опровергнуть существование нейтринных осцилляций, обнаруженных на установке LSND.

Все исследования с пучками дальних нейтрино имеют максимум чувствительности, лежащий в области атмосферной аномалии —  $\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta \sim 1$ . Следует особо отметить, что в экспериментах K2K, MINOS и OPERA наряду с взаимодействиями пучковых дальних нейтрино будут параллельно регистрироваться и взаимодействия атмосферных нейтрино.

Все модели, постулирующие существование осцилляций, признают справедливость текущих экспериментов того или иного класса. Если все наблюдаемые сегодня эффекты (избыток событий LSND и дефицит солнечных и атмосферных нейтрино) действительно существуют и являются проявлением нейтринных осцилляций, то они обязательно найдут свое подтверждение в экспериментах с дальними нейтрино. Это будет означать, что трехароматовый сценарий смешивания не реализуется и необходимо существование по крайней мере одного стерильного нейтрино. Если в природе действительно реализуется сценарий с четырьмя массивными нейтрино, то это будет проявлением физики за границами стандартной модели.

Провести 6-параметрический анализ в традиционной трехароматовой схеме с целью определения параметров полной  $3 \times 3$ -матрицы смешивания будет возможно только в экспериментах нового поколения на нейтринных фабриках, где будут доступны пучки нейтрино разного аромата. В свою очередь, это покажет справедливость той или иной теоретической модели, описывающей механизм генерации и спектр нейтринных масс.

В заключение автор хотел бы выразить свою искреннюю благодарность С. С. Герштейну, Г. Т. Зацепину, И. С. Тростину и В. А. Цареву за многочис-



сленные обсуждения вопросов, связанных с темой настоящего обзора, а также членам коллабораций MINOS и NOE, в особенности их лидерам С. Войчитски и Дж. Барбарينو, за многолетнюю совместную работу в рамках подготовки этих экспериментов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lobashev V. M. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 460. P. 227.*
2. *Weinheimer C. et al. (Mainz Collab.) // Ibid. V. 464. P. 352.*
3. *Klapdor-Kleingrothaus H. V. // Intern. J. Mod. Phys. A. 1998. V. 13. P. 3953; Baudis L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 41.*
4. *Britton D. I. et al. // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 28.*
5. *Kernan P. J., Krauss L. M. // Nucl. Phys. B. 1995. V. 437. P. 243.*
6. *Pontecorvo B. M. Chalk River. Reprint PD-205. 1946; Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 549; 1958. Т. 34. С. 247.*
7. *Apollonio M. et al. (CHOOZ Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 466. P. 415.*
8. *Boehm F. et al. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 072002.*
9. *Eskut E. et al. (CHORUS Collab.) // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 205.*
10. *Astier P. et al. (NOMAD Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 453. P. 169.*
11. *Armbruster B., Blair L., Bodmann B. A. (KARMEN Collab.) // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 3414; Vogel P., Beacom J. F. // Phys. Rev. D. 1999. P. 053003.*
12. *Athanassopoulos C. et al. (LSND Collab.) // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2489; Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1774.*
13. *Cleveland B. T. et al. (Homestake Collab.) // Astrophys. J. 1998. V. 496. P. 505.*
14. *Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 0055801; Gavrin V. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 91. P. 36.*
15. *Hampel W. et al. (GALLEX Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 447. P. 127.*
16. *Fukuda Y. et al. (Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1683.*
17. *Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1158.*
18. *Aglietta M. et al. (NUSEX Collab.) // Europhys. Lett. 1989. V. 8. P. 611.*
19. *Daum K. et al. (Frejus Collab.) // Z. Phys. C. 1995. V. 66. P. 417.*
20. *Allison W. W. M. et al. (Soudan-2 Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 449. P. 137.*
21. *Becker-Szendy R. A. et al. (IMB Collab.) // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 3720.*
22. *Fukuda Y. et al. (Kamiokande Collab.) // Phys. Lett. B. 1994. V. 335. P. 237.*
23. *Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1562; 1999. V. 82. P. 2644.*
24. *Марков М. А. Нейтрино. М.: Наука, 1964.*
25. *Березинский В. С., Зацепин Г. Т. // УФН. 1977. Т. 122. С. 3.*
26. *Коломеец Е. В. и др. Эксперимент БАТИСС // Исследование мюонов и нейтрино в больших водных объемах. Алма-Ата, 1983.*

27. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1974. Т. 38. С. 1060.
28. Аскаръян Г. А. // УФН. 1984. Т. 144. С. 523.
29. Царев В. А., Чечин В. А. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17, вып. 3. С. 389.
30. Арефьев А. С., Безруков Л. Б., Белоланчиков И. А. Препринт ИФВЭ 94-36. Протвино, 1994.
31. Bulgakov M. K., Fedotov Y. S., Galkin P. I. Preprint ИИЕР 95-18. Protvino, 1995.
32. Васильев П. С., Гаркуша В. И., Герштейн С. С. // ЯФ. 1995. Т. 58, № 12. С. 2210.
33. Fermilab Proposal P-803: Muon Neutrino to Tau Neutrino Oscillation. 1990.
34. Allison W. W. M. et al. Proposal for a Long-Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using the Soudan-2 Neutrino Detector. Fermilab Proposal P-822. 1991.
35. E-889 Collab. Long-Baseline Neutrino Oscillation Experiment. Physics Design Report BNL. N. Y., 1995.
36. Ables A. et al. (MINOS Collab.). P-875: A Long-Baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab. Fermilab Report. 1995.
37. Adamson P. et al. (MINOS Collab.). The MINOS Detectors Technical Design Report, NuMI-L-337. 1998.
38. Anderson K. et al. NuMI Facility Technical Design Report, Fermilab. 1998.
39. Acquistapace G. et al. The CERN Neutrino Beam to Gran Sasso, Conceptual Technical Design Report. CERN-98-02, INFN/AE-98-05. 1998.
40. Kodama K. et al. (OPERA Collab.). A Long Baseline Appearance Experiment in the CNGS Beam from CERN to Gran-Sasso. CERN/SPSC 99-20. 1999.
41. Cennini P. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 346. P. 550.
42. Ambrosio M. et al. (NOE Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 604.
43. Arneodo F. et al. (ICARUS and NOE Collab.). A Proposal for a CERN-GS Long Baseline and Atmospheric Neutrino Oscillation Experiment. INFN/AE-99-17, CERN/SPSC 99-25, SPSC/P314. 1999.
44. Ypsilantis T. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 371. P. 330.
45. Baldini G. et al. NICE Proposal. LNGS-LOI 98/13. 1998.
46. Guler M. et al. OPERA Experiment Proposal. CERN/SPSC-2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000. 2000.
47. Sakuda M. KEK Preprint 97-254. 1997.
48. Oyama Y. KEK Preprint 2000-7. 2000.
49. Ishida T. KEK Preprint 2000-90. 2000.
50. Герштейн С. С., Кузнецов Е. П., Рябов В. А. // УФН. 1997. Т. 167, № 8. С. 811.
51. Particle Data Group: Review of Part. Phys. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 15. P. 360.
52. Bilenky S. M., Giunti C., Grimis W. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 033001.
53. Kobayashi M., Maskava T. // Progr. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
54. Fogli G. L., Lisi E., Scioscia G. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 5334;  
Fogli G. L., Lisi E., Montanino D. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 2048.
55. Wolfenstein L. // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 2369; 1979. V. 20. P. 2634.
56. Lewis R. R. // Phys. Rev. D. 1980. V. 21. P. 663;  
Langacker P., Leveille J. P., Sheiman J. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 1228.

57. Мухеев С. П., Смирнов А. Ю. // ЖЭТФ. 1986. Т. 64. С. 4; ЯФ. 1986. Т. 42. С. 913.
58. Tamimoto M. // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1653;  
Arafune J., Sato J. // Ibid. V. 56. P. 3093.
59. Hattori T., Hasuike T., Wakaizumi S. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 033006.
60. Braun R. et al. GEANT 3.11, Date Handling Division. CERN Report DD/EE84-1. 1987;  
Hylen J. Fermilab Report. TM-2018. 1997.
61. Jadach S., Was Z., Kuehn J. H. // Comp. Phys. Commun. 1991. V. 64. P. 275.
62. Zacek G. et al. // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 2621.
63. Видякин Г. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59, вып. 6. С. 364.
64. Achkar B. et al. // Nucl. Phys. B. 1995. V. 434. P. 503.
65. Boehm F. et al. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 072002.
66. Gratta G. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2000. V. 85. P. 72.
67. Mikaelyan L. A., Sinev V. V. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 1077.
68. Athanassopoulos C. et al. (LSND Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 388. P. 149.
69. Eitel K. // Proc. of «Neutrino-2000» Conf., Sudbury, June 16–21, 2000.
70. Eskut E. et al. (CHORUS Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 401. P. 7.
71. Altegoer J. et al. (NOMAD Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 404. P. 96.
72. Kodama K. et al. Fermilab-Pub-00/335-E.
73. Bahcall J. N., Pinsonneault M. N. // Rev. Mod. Phys. 1995. V. 67. P. 781;  
Bahcall J. N., Basu S., Pinsonneault M. N. // Phys. Rev. B. 1998. V. 433. P. 1.
74. Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 1810; 2430.
75. Bahcall J. N., Krastev P., Smirnov Yu. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 096016.
76. Barger V., Whisnant K. // Phys. Lett. B. 1999. V. 456. P. 54.
77. Lipari P., Lisignoli M. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 073005; 1999. V. 60. P. 013003.
78. Fogli G. L., Lisi E., Montanio D. // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 333.
79. Altman M. et al. (GNO Collab.) // Phys. Lett. B. 2000. V. 490. P. 16.
80. Bellotti E. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 91. P. 44.
81. Fukuda S. et al. (Super-Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5651; 5656.
82. McDonald A. B. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 91. P. 21.
83. Ahmad Q. R. et al. (SNO Collab.). nucl.-exp/0106015.
84. Gaisser T. K. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 5578.
85. Barr G., Gaisser T. K., Stanev T. // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 3532.
86. Волкова Л. В. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 784.
87. Honda M. et al. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 4985.
88. Gaisser T. K. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2000. V. 87. P. 145.
89. Kafka T. // Ibid. V. 87. P. 186.
90. Fukuda S. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 467. P. 185.
91. Fukuda S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3999.

92. *Toshito T.* Talk presented on XXXVI Rencontres de Moriond «Electroweak Interactions and Unified Theories», March 10–17, 2001; hep-ex/0105023.
93. *Ambrosio M. et al. (MACRO Collab.)* // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 451.
94. *Fornengo N., Gonzales-Garcia M. C., Valle J. W. E.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 580. P. 58.
95. *Alimonti G. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 422. P. 349.
96. *Chang Kee Jung* // Proc. of Next generation Nucleon decay and Neutrino detector (NNN-99) Workshop, Stony Brook, New York, Sept. 23–25, 1999.
97. *Arneodo F. et al.* The ICARUS Experiment: a Second Generation Proton Decay Experiment and  $\nu$ -Observation at Gran-Sasso. LNGS-P28/2001. 2001.
98. *Terranova F.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2000. V. 85. P. 58.
99. *Gell-Mann M., Ramoun P., Slansky R.* Supergravity / Eds. D. Freedman, P. van Nieuwenhuizen. Amsterdam, 1979. P. 315;  
*Mohapatra R., Senjanovic G.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 912; Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 165.
100. *Georgi H., Nanopoulos D. V.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 159. P. 16;  
*Bludman S. A., Kennedy C., Langacker B. G.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 1810;  
*Dimopoulos S., Hall L., Raby S.* // Ibid. P. 4192;  
*Fuller G. M., Primack J. R., Qian Y.-Z.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 1288.
101. *Babu K. S., Barr S. M.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1170.
102. *Ting S. C. C.* // Phys. Rep. 1997. V. 279. P. 204.
103. *Harrison P. E., Perkins D. H., Scott W. G.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 349. P. 137; 1997. V. 396. P. 186.
104. *Fogli G. L. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 425. P. 341;  
*Fogli G. L. et al.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 033001.
105. *Albright C. H., Babu K. S., Barr S. M.* // Phys. Rev. Lett. V. 81. P. 1167.
106. *Barger V. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 437. P. 107.
107. *Ellis J., Lola S.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 458. P. 310.
108. *De Rujula A., Gavelle M. B., Hernandez P.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 61. P. 033001.
109. *Ma E., Roy P.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 4637.
110. *Dienes K. R., Dudas E., Gherghetta T.* // Nucl. Phys. B. 1999. V. 557. P. 25;  
*Barbieri R., Creminelli, Strumia A.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 585. P. 28;  
*Mohapatra R. N., Lorenzana A.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 593. P. 451.
111. *Lipari P., Lisignoli M.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 073005.
112. *Gair N. et al.* // Ibid. P. 071301.
113. *Giunti* // Phys. Lett. B. 1999. V. 467. P. 83.
114. *Barger V. et al.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 093016.
115. *Bowes J., Volkas R. R.* // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 1249.
116. *Barger V. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 489. P. 345.
117. *Cobb J. H.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 372. P. 501.
118. *Adamson P. et al. (MINOS Collab.)*. Fermilab Report NuMI-L-473. 1999; Fermilab Report NuMI-E-548. 1999.
119. *Albright C., Shrock R., Smith J.* // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 2177.

120. *Старков Н. И., Рябов В. А.* // Краткие сообщ. по физике ФИАН. 2000. №12. С. 3.
121. *Исаев П. С., Царев В. А.* // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21, вып. 1. С. 5.
122. *Bjorken J. D.* // Proc. of the Workshop on New Directions in Neutrino Physics, Fermilab, 1988. P. 262.
123. *Boyd S.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2001. V. 98. P. 175.
124. *Allison W. W. M. et al. (Soudan-2 Collab.)* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 381. P. 385.
125. *Autin B.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 451. P. 1.
126. *Bueno A., Campanelli M., Rubbia A.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 589. P. 577.
127. *Autin B., Blondel A., Ellis J.* Prospective Study of Muon Storage Ring at CERN. CERN 99-02, ECFA 99-197. 1999.
128. *Barenboim G., Scheck F.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 171.
129. *Barger V.* // Ibid. P. 379.
130. *Freund M., Huber P., Linder M.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 585. P. 105.
131. *Barger V. et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 033002.
132. *Geer S.* Fermilab-Pub-00/195-T. 2000.
133. *Catanesi M. G. et al.* Proposal to Study Hadron Production for the Neutrino Factory and for the Atmospheric Neutrino Flux. CERN-SPSC/99-35, SPSC/P315. 1999.