

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Природа массы нейтрино и нейтринные осцилляции

С.С. Герштейн, Е.П. Кузнецов, В.А. Рябов

Изложены вопросы, касающиеся проблемы массы нейтрино, предсказываемой в различных теоретических моделях и исследуемой в многочисленных экспериментах. Рассматриваются механизмы генерации и возможные иерархии нейтринных масс в калибровочных теориях, в частности в наиболее сейчас популярных моделях "flipped see-saw". Подробно описываются космологические ограничения и следствия ненулевой нейтринной массы исходя из современных астрофизических данных об общей плотности вещества во Вселенной и из измерений анизотропии в спектре реликтового космического излучения. Приводятся данные экспериментов, в которых различными методами определялась нейтринная масса. Значительная часть материала посвящена осцилляциям массивных нейтрино. Подробно рассмотрены механизмы возникновения осцилляционного эффекта в вакууме и в случае прохождения нейтрино через вещество. Описаны эксперименты по изучению осцилляций при низких и высоких энергиях, а также новое поколение физических установок, расположенных на большой пролетной базе нейтрино. Отдельно отражено современное состояние проблем осцилляций солнечных и атмосферных нейтрино.

PACS numbers: 14.60.Pq, 12.15.Ff

Содержание

1. Введение (811).
2. Формализм дираковской и майорановской масс нейтрино (813).
3. Масса нейтрино в калибровочных теориях (817).
 - 3.1. Масса нейтрино в стандартной модели.
 - 3.2. Расширение хиггсовского сектора и генерация майорановской массы.
 - 3.3. Расширение лептонного сектора и генерация дираковской массы.
 - 3.4. Расширение хиггсовского и лептонного секторов. "See-saw"-модели
4. Масса нейтрино в космологии (820).
5. Экспериментальное определение массы нейтрино (824).
 - 5.1. Кинематический анализ слабых распадов.
 - 5.2. Безнейтринный двойной бета-распад.
 - 5.3. Распады тяжелых нейтрино.
 - 5.4. Нейтрино от сверхновой SN 1987A
6. Нейтринные осцилляции: общий формализм (827).
 - 6.1. Вакуумные осцилляции.
 - 6.2. Осцилляции нейтрино в веществе с постоянной плотностью.
 - 6.3. Осцилляции нейтрино в веществе с переменной плотностью
7. Изучение нейтринных осцилляций при низких энергиях: эксперименты на реакторах (831).
8. Исследование нейтринных осцилляций при высоких энергиях: эксперименты на ускорителях (833).

9. Осцилляции дальних нейтрино (836).
 10. Осцилляции солнечных нейтрино (840).
 11. Осцилляции атмосферных нейтрино (843).
 12. Заключение (845).
- Список литературы (846).

1. Введение

Нейтрино стало известно в физике с того момента, когда В.Паули в письме Физическому обществу Тюбингена [1] постулировал существование частицы с полужелтым спином и с близкой к нулю массой, для того чтобы обеспечить сохранение энергии, импульса и углового момента в бета-распаде ядер. Несколько позже Э.Ферми эту частицу назвал нейтрино [2]. С того момента прошло более шести десятилетий, но до сих пор нейтрино остается самой загадочной из известных элементарных частиц. В отличие от лептонов и кварков нейтрино не имеет ни электрического, ни цветового заряда и взаимодействует с веществом только в слабых процессах за счет обмена заряженными и нейтральными промежуточными бозонами. Как единственный нейтральный фермион нейтрино может быть безмассовым. По крайней мере *a priori* нет фундаментальных причин для требования нулевой массы нейтрино, и в современных теоретических моделях, построенных на стандартной электрослабой теории, предполагающей кварк-лептонную универсальность, малая, но не нулевая масса нейтрино предполагается как основа [3].

До настоящего времени главные вопросы о природе нейтрино остаются открытыми:

1. Массивны ли нейтрино, и если да, то каковы значения этих масс?
2. За счет какого механизма генерируются нейтринные массы?

С.С. Герштейн. Государственный научный центр "Институт физики высоких энергий",
142284 Протвино, Московская обл., Россия
Тел. (277) 1-38-33
Е.П. Кузнецов, В.А. Рябов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия
Тел. (095) 132-64-39, 132-64-88. Факс (095) 135-78-80
E-mail: ryabov@sgi.lpi.msk.su

Статья поступила 26 декабря 1996 г.

3. Идентичны ли состояния по слабому взаимодействию собственным массовым состояниям или имеет место нейтринное смешивание?

4. Аналогичны ли нейтрино своим античастицам и являются истинно нейтральными (майорановскими) частицами или нет (дираковскими)?

5. Стабильно ли нейтрино?

Ответы на эти вопросы имеют важнейшее значение в физике частиц, определяя применимость теорий GUT (Grand Unification Theories). В стандартной модели с обычным набором кварков и лептонов нельзя ввести перенормированное взаимодействие, которое могло бы нарушить закон сохранения лептонного числа и дать массу нейтрино. Обнаружение новой физики, лежащей далеко за пределами стандартной модели, вполне вероятно, на масштабах GUT-теорий, в области 10^{15} ГэВ.

Не меньшее значение имеет наличие массы нейтрино в современной астрофизике и космологии, формируя наши взгляды на строение и эволюцию Вселенной. Роль массивного нейтрино как основного кандидата на "темную" материю будит воображение теоретиков и экспериментаторов. Если реликтовые нейтрино вносят основной вклад в среднюю плотность вещества во Вселенной, то именно они определяли развитие гравитационной неустойчивости на стадии формирования крупномасштабной структуры. Нелинейная стадия эволюции неоднородностей в газе массивных нейтрино приводит к образованию сверхскоплений галактик с массивными нейтринными гало на периферии вытянутых "блинов" — конденсатов барионного вещества и нейтрино. Нейтрино может также определять механизм образования сверхновых звезд, унося большую часть энергии, эквивалентной дефекту массы нейтронной звезды или черной дыры при гравитационном коллапсе.

Впервые идея о возможности детектирования свободного нейтрино от реакторов с помощью радиохимического (и в частности хлор-аргонового) метода была высказана Понтекорво в 1946 г. [4]. Нейтринные эксперименты берут начало с пионерских опытов Коузена и Райнеса, которые на реакторе в Хэнфорде впервые наблюдали взаимодействие антинейтрино с веществом в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ [5]. Появление первых ускорителей дало возможность формировать релятивистские пионные и мюонные пучки и ознаменовало рождение нейтринной физики высоких энергий. Гипотеза о продольной поляризации нейтрино, связанная с несохранением четности [5,6], была блестяще подтверждена экспериментально в реакциях $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$ [7]. Следующий важный шаг в теории двухкомпонентного нейтрино был связан с отсутствием распада $\mu \rightarrow e + \gamma$, которое нельзя было объяснить без предположения о существовании двух типов нейтрино. Идея эксперимента, сформулированная Понтекорво [8] и независимо Файнбергом, Ли и Янгом заключалась в сравнении числа мюонов и электронов, образованных при взаимодействии с веществом детектора мюонных нейтрино от ускорителя. Такой эксперимент был осуществлен Ледерманом, Шварцом и Штейнбергером в Брукхейвене на ускорителе AGS. Большое преобладание мюонных событий позволило сделать вывод о том, что $\nu_e \neq \nu_\mu$ и существует два типа нейтрино [9]. Существенно позднее Ледерман в своей нобелевской лекции писал: "Открытие двух типов нейтрино стало решающим ранним шагом в

"сборке" современной картины мира, которую в физике элементарных частиц мы называем стандартной моделью" [10].

Разработка Глешоу [11], Вайнбергом [12] и Саламом [13] единой калибровочной теории электрослабого взаимодействия получила первое экспериментальное подтверждение в 1973 г., когда в пузырьковой камере "Гаргамель" (ЦЕРН) были обнаружены безмюонные реакции $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны}$, обусловленные взаимодействием нейтральных токов [14], и открыты процессы рассеяния нейтрино на электронах атома, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ [15], имеющие ту же природу. Из отношения сечений взаимодействия нейтрино по каналам нейтрального и заряженного токов было определено значение угла Вайнберга ($\sin^2 \theta_W$) — параметра стандартной модели.

Подтверждением дублетной структуры кваркового слабого тока, введенной Глешоу, Иллиопулосом и Майани [16], а также кварковой структуры нуклона явилось наблюдение в нейтринных реакциях на ускорителе FNAL событий с двумя мюонами, имеющими разные знаки заряда в конечном состоянии, один из которых образуется при распаде очарованного кварка [17]. Открытие τ -лептона на e^+e^- -коллайдере в Стэнфорде [18] и наблюдение димюонного резонанса при 9,5 ГэВ в протон-ядерных столкновениях с энергией 400 ГэВ на ускорителе FNAL, интерпретированного как связанное состояние b -кварка с его античастицей \bar{b} [19], добавило в стандартную модель частицы третьего поколения. Прямое наблюдение W^\pm - и Z^0 -бозонов на SPS-коллайдере в ЦЕРНе [20] стало триумфом стандартной модели и окончательно оформило ее в качестве объединенной теории электрослабого взаимодействия. Эксперименты на коллайдере LEP доказали, что существует только три поколения легких нейтрино с массой $m_\nu \leq 50$ ГэВ и, согласно кварк-лептонной симметрии, три поколения кварков. Таким образом, нейтринные эксперименты сыграли фундаментальную роль в становлении стандартной модели, но дальнейшее изучение фундаментальных свойств и, в первую очередь, определение массы нейтрино, открывает еще более захватывающие перспективы.

Основные надежды на определение массы нейтрино связаны с экспериментальным наблюдением нейтринных осцилляций, на возможность которых впервые указал Понтекорво [21, 22]. Он рассмотрел переходы с максимальной амплитудой между одним известным в то время типом нейтрино и его стерильной античастицей $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}_{\text{ster}}$. Обобщение гипотезы осцилляций для случая двух поколений нейтрино ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$) было введено в работах Маки и др. [23] и Понтекорво [24]. В последней работе также рассматривались вопросы постановки опытов по изучению осцилляций нейтрино на реакторах, ускорителях, в космических лучах, а также в области нейтринной астрономии Солнца: была показана высокая чувствительность метода осцилляций к малым значениям масс нейтрино.

Наиболее последовательное изложение проблемы осцилляций в случае двух двухкомпонентных состояний нейтрино с массовым членом в лагранжиане, учитывающем реальные и виртуальные переходы, нарушающие сохранение лептонного числа, было представлено в работе Понтекорво и Грибова [25], которая "оказала решающее влияние на все последующие теоретические и

экспериментальные работы в области физики осцилляций нейтрино" [26]. Описание смешивания нейтринных состояний для случая трех поколений нейтрино, отвечающее современному пониманию вопроса, приведено в обзоре [27].

В действительности на сегодняшний день количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных осцилляциям массивных нейтрино, исчисляется тысячами. Изучение осцилляций становится одним из главных направлений в физике элементарных частиц. В теории разрабатываются модели, в которых дираковская или майорановская нейтринная массы генерируются операторами высокой размерности и связаны с массами других фермионов m_f (в диапазоне от массы электрона до массы t -кварка) зависимостью $m_\nu \sim m_f(m_f/M_x)^n$, где M_x — высокоэнергетический предел новой физики, на котором ожидается объединение взаимодействий, простирающийся от нескольких ТэВ до планковских масс. Такие "see-saw"-модели (например, [28]) приводят к трем легким левым майорановским нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) с собственными состояниями массовой матрицы $m_\nu = m_f M_x^{-1} m_f^T$ и трем супертяжелым ненаблюдаемым майорановским частицам. Малость нейтринной массы обеспечивается большой величиной M_x как в квадратичной "see-saw"-модели с $m_\nu = m_f^2/M_x$ и иерархией $m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_u^2 : m_c^2 : m_t^2$, так и в линейной с $m_\nu = m_f/M_x$ и иерархией $m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_u : m_c : m_t$.

Экспериментально масса нейтрино определяется различными методами. Наилучшие ограничения получены на основе кинематического анализа бета-распада трития, распада заряженных пионов и τ -лептонов и к настоящему времени составляют: $m_{\nu_e} < 4,5$ эВ [29, 30], $m_{\nu_\mu} < 160$ кэВ [31], $m_{\nu_\tau} < 29$ МэВ [32]. Нет указаний на наличие ненулевой массы нейтрино из экспериментов по обнаружению двойного безнейтринного β -распада, распада нейтрино, дополнительных пиков в ядерном β -спектре, осцилляций нейтрино от реакторов и ускорителей, а также при анализе нейтринных событий от сверхновой SN 1987A.

Хотя все эксперименты по определению массы нейтрино согласуются с ее нулевым значением, существуют веские основания считать, что она отлична от нуля. С теоретической точки зрения отсутствие специфических дальнедействующих сил между лептонами наводит на мысль, что сохранение лептонного числа не является точным законом. В этом случае смешивание нейтрино неизбежно ведет к появлению его массы. С другой стороны, 1) дефицит солнечных нейтрино, 2) возможный дефицит атмосферных нейтрино, 3) наличие "темной" материи, приводящей к критической плотности вещества во Вселенной, находят естественное объяснение, если нейтрино (самое тяжелое — ν_τ) обладает массой ~ 10 эВ [33] и имеют место смешивание и осцилляции, которые в веществе могут резонансно усиливаться [34]. Для экспериментального разрешения этих проблем физиками во всем мире предпринимаются усилия к подготовке и проведению новых исследований, беспрецедентных по своим масштабам, уровню технологической оснащенности и финансовым затратам [35].

Дальнейший прогресс в изучении свойств нейтрино будет связан с новым поколением детекторов, которые позволят увеличить чувствительность экспериментов к определению массы. Наибольшая чувствительность для m_{ν_e} и m_{ν_μ} составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-1}$ эВ, а для $m_{\nu_\tau} < 1$ эВ

может быть достигнута в осцилляционных экспериментах с двумя детекторами, расположенными на большом расстоянии друг от друга в направлении нейтринного пучка [36].

2. Формализм дираковской и майорановской масс нейтрино

Для описания физики нейтрино сформулируем основные понятия и определения в терминах общего нейтринного лагранжиана, в который входят дираковские и майорановские массовые члены и член слабого взаимодействия, связывающий нейтринные поколения с калибровочными бозонами. Сначала введем некоторые математические преобразования симметрии, которые нам потребуются для построения лагранжиана, описывающего нейтринные поля.

Преобразования пространственно-временной симметрии:

1. Однородное преобразование Лоренца в виде линейного преобразования координат $x = x_\mu$ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) четырехмерного пространства-времени,

$$x'_\mu = L_{\mu\lambda} x_\lambda, \quad (2.1)$$

сохраняющее инвариантным интервал

$$x'_\mu x'_\mu = L_{\mu\lambda} x_\lambda L_{\mu\rho} x_\rho = \delta_{\lambda\rho} x_\lambda x_\rho = x_\lambda x_\lambda = \text{inv} \quad (2.2)$$

с элементами $L_{\mu\rho}$ матрицы 4×4 преобразования Лоренца L , удовлетворяющей условиям ортогональности

$$L_{\mu\lambda} L_{\mu\rho} = \delta_{\lambda\rho} \quad (2.3)$$

и унитарности

$$\det L = 1. \quad (2.4)$$

Совокупность матриц L образует ортогональную группу Лоренца $O(3,1)$.

2. Дискретные преобразования, для описания которых будем пользоваться матрицами Дирака γ^μ в представлении

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3, \\ \gamma_5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

где σ_i — матрицы Паули:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Матрицы Дирака — это 4×4 -матрицы, записанные как блочные 2×2 -матрицы с 2×2 -блоками и удовлетворяющие антикоммутационному соотношению

$$\gamma^{\mu\lambda} + \gamma^{\lambda\mu} = 2g^{\mu\lambda}, \quad \mu, \lambda = 0, 1, 2, 3. \quad (2.7)$$

Матрицы Дирака действуют на четырехкомпонентные биспиноры $\psi(x^0, \mathbf{x})$, отвечающие полям фермионов со спином $1/2$.

К дискретным преобразованиям относятся:

а) Преобразование пространственного отражения $P(x^0, \mathbf{x}) = (x^0, -\mathbf{x})$ (где \mathbf{x} — трехмерный вектор) описы-

вается оператором

$$S(P) = \eta_P \gamma^0, \quad \psi'(x^0, -\mathbf{x}) = S(P)\psi(x^0, \mathbf{x}) \quad (2.8)$$

с фазовым множителем $\eta_P = \pm i$ или $\eta_P = \pm 1$.

б) Преобразование отражения времени $T(x^0, \mathbf{x}) = (-x^0, \mathbf{x})$ описывается оператором

$$S(T) = \eta_T \gamma^0 \gamma^1 \gamma^3, \quad \psi'(-x^0, \mathbf{x}) = S(T)\bar{\psi}^T(x^0, \mathbf{x}) \quad (2.9)$$

с фазовым множителем $|\eta_T| = 1$, где $\bar{\psi}(x^0, \mathbf{x}) = \psi^H(x^0, \mathbf{x})\gamma^0$, $\psi^H(x^0, \mathbf{x})$ — эрмитово-сопряженный биспинор.

в) Преобразование $R(x^0, \mathbf{x}) = T(x^0, \mathbf{x})P(x^0, \mathbf{x}) = (-x^0, -\mathbf{x})$ описывается оператором

$$S(R) = S(T)S(P). \quad (2.10)$$

Кроме пространственно-временных преобразований определим преобразование зарядового сопряжения

$$\psi^C = \eta_C C \bar{\psi}^T, \quad (2.11)$$

где матрица C удовлетворяет условиям

$$\begin{aligned} C \bar{\gamma}^\mu C^{-1} &= -\gamma^\mu, \\ C^T &= -C \end{aligned} \quad (2.12)$$

и требованию унитарности

$$C^H = C^{-1}. \quad (2.13)$$

Здесь $\bar{\gamma}^\mu = (\gamma^\mu)^T$ — транспонированные матрицы Дирака.

В выбранном представлении матриц Дирака (2.5) матрица C имеет вид

$$C = \gamma^0 \gamma^2. \quad (2.14)$$

Лагранжиан свободного фермиона с массой m

$$L_\psi = \bar{\psi}(x)(\gamma^\mu i\partial_\mu - m)\psi(x) \quad (2.15)$$

приводит к уравнению Дирака

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu + m)\psi(x) = 0. \quad (2.16)$$

Комплексно-сопряженное к нему

$$[-i(\gamma^\mu)^T \partial_\mu - m]\bar{\psi}^T(x) = 0 \quad (2.17)$$

можно представить в форме

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi^C(x) = 0, \quad (2.18)$$

где $\psi^C(x) = C\bar{\psi}(x)$ — поле, зарядово-сопряженное по отношению к $\psi(x)$.

Произведение пространственных четностей частицы (η_P) и античастицы (η_P)^C равно

$$\eta_P(\eta_P)^C = -1, \quad (2.19)$$

поэтому частицы и античастицы имеют одинаковую пространственную четность, если $\eta_P = \pm i$, и разную, если $\eta_P = \pm 1$.

Наконец, введем операторы проектирования на спиральность частицы

$$P_L = \frac{1 + \gamma_5}{2}, \quad P_R = \frac{1 - \gamma_5}{2}, \quad (2.20)$$

удовлетворяющие условиям

$$P_L + P_R = 1, \quad P_{L,R}^2 = P_{L,R}. \quad (2.21)$$

Общее решение уравнения Дирака (2.16) для фермионного поля является линейной комбинацией плоских волн с амплитудами $a(p, s)$ и $b^+(p, s)$:

$$\begin{aligned} \psi(x) = \sum_{p,s=\pm 1/2} \frac{1}{\sqrt{2k}} [a(p, s)u(p, s) \exp(-ipx) + \\ + b^+(p, s)u^C(p, s) \exp(ipx)], \end{aligned} \quad (2.22)$$

где суммирование проводится по всем возможным значениям импульса \mathbf{p} от $-\infty$ до ∞ и по всем допустимым проекциям спина s , $\varepsilon_p = (\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2}$, $u(p, s)$ и $u^C(p, s) = C\bar{u}(p, s)$ — амплитуды разложения Фурье, нормируемые условием $\bar{u}u = 2m$ и имеющие вид

$$u(p, s) = \begin{pmatrix} \sqrt{k+m} \chi(s) \\ \sqrt{k-m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \chi(s) \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, а $\chi(s)$ — двухкомпонентный спинор, спиральные состояния которого

$$\chi\left(\frac{1}{2}\right) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi\left(-\frac{1}{2}\right) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

отвечают проекциям $s = \pm 1/2$ спина на ось квантования, для которых $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})\chi(s) = 2s\chi(s) = \pm\chi(s)$.

Состояние свободного нейтрино определяется при действии оператора P_L вида (2.20) на волновую функцию $v(x) = u(p, s) \exp(-ipx)$:

$$\begin{aligned} v_L = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &(\sqrt{k+m} - \sqrt{k-m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})\chi(s) \\ &-(\sqrt{k+m} + \sqrt{k-m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})\chi(s) \end{aligned} \right\} \exp(-ipx) \simeq \\ \simeq \sqrt{k} \left\{ \begin{aligned} &\frac{1 - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}}{2} \chi(s) \\ &-\frac{1 + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}}{2} \chi(s) \end{aligned} \right\} \exp(-ipx). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Приближенное равенство соответствует ультрарелятивистскому пределу $k \gg m$ (в частности при $m = 0$) и спинор v_L отличен от нуля только при левой поляризации нейтрино, соответствующей собственному значению спиральности $2s = \lambda = -1$, когда спин направлен против импульса. Правокиральные состояния нейтрино $v_R = P_R v(x)$ в случае $k \gg m$ имеют волновую функцию, отличную от нуля только при значении $\lambda = 1$, и на опыте не наблюдаются. Экспериментально обнаружены только левокиральные нейтринные состояния.

Подставим теперь левокиральные и правокиральные нейтринные поля

$$v_{iL} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)v_i, \quad v_{iR} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)v_i \quad (i = e, \mu, \tau) \quad (2.25)$$

в фермионный лагранжиан (2.15). В случае нулевой массы нейтрино он преобразуется к виду

$$L_\nu = \sum_i^n (\bar{\nu}_{iL} \gamma^\mu i\partial_\mu \nu_{iL}) + \sum_i^n (\bar{\nu}_{iR} \gamma^\mu i\partial_\mu \nu_{iR}) \quad (2.26)$$

и возникает киральная симметрия относительно преобразований

$$v'(x) = \exp\left(-\frac{i\gamma_5\omega}{2}\right)v(x), \quad \bar{v}'(x) = \bar{v}(x)\exp\left(-\frac{i\gamma_5\omega}{2}\right), \quad (2.27)$$

где ω — произвольное число. Так как матрица γ_5 антикоммутирует со всеми γ^μ , то в лагранжиане (2.26) экспоненты (2.27) сокращаются, и он является кирально-инвариантным.

Введение в лагранжиан массового члена вида $m_v(\bar{v}v)$ нарушает симметрию лагранжиана (2.26) относительно киральных преобразований.

Наиболее общий вид эрмитова и лоренц-инвариантного нейтринного массового лагранжиана может быть представлен как сумма массовых членов дираковского типа, связывающего лево- и правокиральные компоненты одного и того же поля,

$$L_D = M_D(\bar{v}_L v_R + \bar{v}_R v_L) = M_D(\bar{v}v), \quad (2.28)$$

с собственным состоянием массовой матрицы $v = v_L + v_R$, и майорановского типа, связывающего лево- и правокиральные компоненты сопряженных полей,

$$L_{LM} = M_{LM}(\bar{v}_L^C v_L + \bar{v}_L v_L^C) = M_{LM}(\bar{v}'_L v'_L), \\ L_{RM} = M_{RM}(\bar{v}_R^C v_R + \bar{v}_R v_R^C) = M_{RM}(\bar{v}'_R v'_R), \quad (2.29)$$

с собственными состояниями массовой матрицы в виде самосопряженных полей

$$v'_L = v_L + v_L^C, \quad v_L^C = v'_L, \\ v'_R = v_R + v_R^C, \quad v_R^C = v'_R, \quad (2.30)$$

где v_L^C имеет правую, а v_R^C — левую спиральность. В пространстве спиноров

$$v = \begin{pmatrix} v'_L \\ v'_R \end{pmatrix}$$

можно перейти к новому базису

$$\xi_1 = \frac{v'_L + v'_R}{\sqrt{2}}, \quad \xi_2 = \frac{v'_L - v'_R}{\sqrt{2}}, \quad (2.31)$$

в котором "полуспиноры" ξ_1 и ξ_2 преобразуются независимо при преобразованиях Лоренца и переходят друг в друга ($\xi_1 \rightarrow \xi_2$ и $\xi_2 \rightarrow \xi_1$) при пространственном отражении $P(x^0, \mathbf{x}) = P(x^0, -\mathbf{x})$.

В матричном виде нейтринный массовый лагранжиан может быть записан в виде

$$L_M = \frac{1}{2}(\bar{v}_L, \bar{v}_R^C) \begin{pmatrix} M_{LM} & M_D \\ M_D^T & M_{RM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_L^C \\ v_R \end{pmatrix} + \text{H.c.}, \quad (2.32)$$

где v_L — трехкомпонентный вектор левых нейтрино, являющийся компонентой электрослабого лептонного дублета

$$l_L(x) = \begin{pmatrix} \nu_L(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix}$$

и преобразующийся как компонента спиноров группы SU(2) при глобальных вращениях изотопического про-

странства, v_R — вектор размерности n правых нейтринных электрослабых синглетов, M_{LM} — матрица размерности 3×3 левокомпонентных майорановских масс с числом параметров $3(3+1) = 12$, M_{RM} — матрица размерности $n \times n$ правокомпонентных майорановских масс с числом параметров $n(n+1)$, M_D — матрица размерности $3 \times n$ дираковских масс с $2(3 \times n)$ параметрами. Все матрицы в (2.32) в основном комплексные.

Свойство антикоммутации фермионных полей и предположение о симметрии майорановской матрицы

$$M_{LM} = M_{LM}^T, \quad M_{RM} = M_{RM}^T \quad (2.33)$$

дают возможность диагонализировать полную массовую матрицу размерности $(3+n)(3+n)$ в (2.32) с помощью двойных унитарных преобразований, при которых для любой массовой матрицы M можно найти унитарные U - и H -матрицы такие, что будет выполняться условие

$$U^H M H = M_{\text{diag}}, \quad (2.34)$$

где M_{diag} — диагональная матрица с $3+n$ положительными собственными значениями массовых нейтринных состояний M_i :

$$M_{\text{diag}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{pmatrix}, \quad M_i > 0. \quad (2.35)$$

В диагональной матрице M_{diag} оператор $M_i = M_{iL} + M_{iR}$ описывает майорановскую частицу с массой m_i , а операторы M_{iL} и M_{iR} есть проекции, обладающие определенной киральностью, т.е. собственные состояния оператора зарядового сопряжения (2.14) и оператора (2.20). Собственными же состояниями лагранжиана являются поля M_i . В результате имеем связь между калибровочными состояниями нейтрино, участвующими в слабом взаимодействии, и собственными состояниями массовой матрицы с собственными значениями M_i :

$$\bar{v}_L M v_R = (\bar{v}_L U)(U^H M H)(H^H v_R) = \bar{v}'_L M_{\text{diag}} v'_R, \quad (2.36)$$

где

$$v_L = U v'_L, \quad v_R = H v'_R. \quad (2.37)$$

Если ограничиться одним поколением фермионов, то v_L в лагранжиане (2.32) содержит только одну ароматовую компоненту, например $v_L \equiv \nu_{eL}$, и имеются два собственных значения массовой матрицы

$$M_i = M_{1,2} = (M_{LM} + M_{RM}) \pm \pm [(M_{LM} - M_{RM})^2 + M_D^2]^{1/2}, \quad (2.38)$$

соответствующих собственным векторам

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v'_L \\ v'_R \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

угол смешивания θ выражается через параметры исходного лагранжиана:

$$\tan(2\theta) = \frac{2M_D}{M_{LM} - M_{RM}}. \quad (2.40)$$

Диагональные состояния v_1 и v_2 с определенными массами M_1 и M_2 являются ортогональными супер-

позициями состояний v'_L и v'_R и описывают майорановские нейтрино.

Выразив явно дираковский и майорановские массовые члены из (2.38) и (2.40), получим

$$\begin{aligned} M_D &= (M_1 - M_2) \sin(2\theta), \\ M_{LM} &= M_1 \cos^2 \theta + M_2 \sin^2 \theta, \\ M_{RM} &= M_1 \sin^2 \theta + M_2 \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Из этих выражений видно, что массовый член в лагранжиане (2.32) описывает две майорановские частицы с разными массами. В пределе (при $\theta = \pi/4$) $M_{LM} = M_{RM} = 0$ массовый член является диагональным с собственным значением $\pm M_D$. Отрицательный нефизический знак массы можно изменить, проведя киральное преобразование

$$\gamma_5 \begin{pmatrix} v'_L \\ v'_R \end{pmatrix}.$$

При переходе к новому базису (2.31) поля

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v_L + v_L^C + v_R + v_R^C), \\ \xi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\gamma_5 (v_L + v_L^C) - \gamma_5 (v_R + v_R^C)] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [-v_L + v_L^C - v_R + v_R^C] \end{aligned} \quad (2.42)$$

будут соответствовать одному и тому же собственному значению M_D . Такое вырождение позволяет использовать любую комбинацию полей, полученную некоторым поворотом в плоскости $\xi_1 \xi_2$. Билинейная форма вида

$$M_D (\bar{\xi}_1 \xi_1 + \bar{\xi}_2 \xi_2) \quad (2.43)$$

соответствует массовому члену (2.28), и, следовательно, дираковское нейтрино соответствует вырожденному пределу $M_{LM} = M_{RM} = 0$ более общего случая двух майорановских частиц. Майорановские массовые члены M_{LM} и M_{RM} в (2.29) приводят к несохранению лептонного квантового числа L , переносимого полем ν , нарушая закон сохранения на две единицы: $|\Delta L| = 2$.

В случае двух поколений фермионов поля нейтрино имеют вид

$$v'_L = \begin{pmatrix} v_{eL} + v_{eL}^C \\ v_{\mu L} + v_{\mu L}^C \end{pmatrix}, \quad v'_R = \begin{pmatrix} v_{eR} + v_{eR}^C \\ v_{\mu R} + v_{\mu R}^C \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

и диагонализация массовой матрицы в лагранжиане (2.32) [25] приводит к двум собственным состояниям, четным относительно оператора зарядового сопряжения (2.14) с собственными значениями, являющимися собственными значениями оператора $M_D + (M_{LM} + M_{RM})$, и к двум нечетным состояниям относительно оператора S с собственными значениями, соответствующими собственным значениям оператора $M_D - (M_{LM} - M_{RM})$. Таким образом, имеются четыре майорановских собственных состояния массового члена, а матрица смешивания в этом случае — унитарная матрица размерности 4×4 . Собственные состояния аромата ν_e и ν_μ , а также соответствующие им античастицы ν_e^C и ν_μ^C выражаются через один и тот же набор четырех майорановских массовых состояний.

Из результатов измерения ширины распада Z^0 -бозона в экспериментах ALEPH [37], OPAL [38], DELPHI [39], L3 [40] на коллайдере LEP известно, что есть только три левых нейтрино (точнее, $N_\nu = 2,985 \pm 0,023 \pm 0,004$ [41]), которые вносят вклад в реакцию $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$, если $m_\nu < m_Z/2$. Поэтому в случае трех фермионных поколений поле

$$v'_L \equiv \begin{pmatrix} v_{eL} + v_{eL}^C \\ v_{\mu L} + v_{\mu L}^C \\ v_{\tau L} + v_{\tau L}^C \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

и существует девять майорановских массовых собственных состояний с возможностью существования n стерильных $SU(2) \otimes U(1)$ -синглетов v'_R с, соответственно, $n \times n$ массовыми собственными состояниями. При этом три массовые матрицы M_D , M_{LM} и M_{RM} в лагранжиане (2.32) можно представить в виде одной $2(3 \times 2n)$ -матрицы вида

$$\begin{pmatrix} M_{LM}^{ik} & M_D^{ik} \\ (M_D^k)^T & M_{RM}^{ik} \end{pmatrix}. \quad (2.46)$$

Процедура диагонализации такой массовой матрицы подробно изложена в работах [42–45] и сводится к отысканию унитарной $2(3 \times 2n)$ -матрицы U , выражающей нейтрино определенного сорта ($l = e, \mu, \tau$) через диагональные майорановские состояния, число которых равно $3 + n$.

Левые компоненты нейтрино могут быть записаны в виде

$$(v_{ij})_L = \sum_i U_{ji} (v_i)_L, \quad (2.47)$$

где v_i — массовые собственные состояния, v_{ij} ($l = e, \mu, \tau$, $j = 1, 2, 3$) — собственное состояние лагранжиана электрослабого взаимодействия, а U_{ji} — унитарная матрица смешивания, которая в случае трех поколений лептонов, левые компоненты которых участвуют в электрослабом взаимодействии, может быть параметризована в виде, аналогичном кварковой матрице смешивания Кобаяши–Маскава [46]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_1 & S_1 C_3 & S_1 S_3 \\ -S_1 C_2 & K_1 & K_2 \\ S_1 S_2 & K_3 & K_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (2.48)$$

где $S_i = \sin \theta_i$, $C_i = \cos \theta_i$, $K_1 = C_1 C_2 C_3 - S_1 S_3 \exp(i\varphi)$, $K_2 = C_1 C_2 S_3 - S_2 C_3 \exp(i\varphi)$, $K_3 = -C_1 S_2 C_3 - S_2 S_3 \exp(i\varphi)$, $K_4 = -C_1 S_2 S_3 + C_2 C_3 \exp(i\varphi)$, $i = 1, 2, 3$.

Такая матрица содержит четыре параметра — три угла смешивания $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ($0 < \theta_i < \pi/2$) и комплексную фазу φ ($-\pi \leq \varphi \leq \pi$). При $\varphi \neq 0$ это приводит к нарушению CP-четности вследствие комплексности вершин, описываемых лагранжианом взаимодействия заряженных лептонных токов в стандартной теории слабых взаимодействий:

$$L_{\text{int}}^{\text{CC}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\mu^+ W_\mu^- + J_\mu^- W_\mu^+), \quad (2.49)$$

где $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ — константа Ферми, W_μ^\pm — поля W-бозонов, а

$$J_\mu^+ = \bar{\nu}_L \gamma^\mu l_L^- = \frac{1}{2} \sum_l^n \bar{\nu}_L \gamma^\mu (1 + \gamma_5) l^- \quad (2.50)$$

— левый лептонный ток, который теперь можно выразить через массовые нейтринные состояния:

$$J_{\mu}^{+} = \bar{\nu}_{L}^{\mu} U^{\text{H}} \gamma^{\mu} l_{L}^{-}. \quad (2.51)$$

Все реакции, включающие нейтрино, можно интерпретировать как некогерентную сумму всех каналов i нейтрино ν_i ($i = 1, 2, 3$) с кинематически допустимой массой m_i и весом $|U_{ij}|^2$. Таким образом, слабые взаимодействия недиагональны, если выражены через массовые собственные состояния. Вполне вероятно, что матрица U близка к диагональной: $|U_{ii}| \geq |U_{ik}|$, $i \neq k$ (это не означает, что $m_{\nu_i} > m_{\nu_k}$).

3. Масса нейтрино в калибровочных теориях

3.1. Масса нейтрино в стандартной модели

В стандартной модели электрослабого взаимодействия, основанной на группе $SU(3)_{\text{L}} \otimes SU(2) \otimes U(1)$ [12, 47], генерация масс фермионов описывается лагранжианом юкавского типа взаимодействия скалярных хиггсовских полей $\varphi(x)$ с фермионным полем, сохраняющего четность и фермионные ароматы:

$$L_{\text{int}} = f_{\text{e}}^{ij} \bar{e}_{\text{R}} (\varphi^{+} l_{\text{L}}) + f_{\text{v}}^{ij} \bar{\nu}_{\text{R}} ((\varphi^{\text{C}})^{+} l_{\text{L}}) + \text{с. с.}, \quad (3.1)$$

где

$$l_{\text{L}} = \begin{pmatrix} \nu_{\text{L}} \\ e_{\text{L}} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

— слабые левые лептонные дублеты ($i = \text{e}, \mu, \tau$ — лептонные ароматы), преобразующиеся как компоненты спиноров группы $SU(2)$ при глобальных вращениях изотопического пространства и являющиеся слабыми собственными состояниями, а $e_{\text{R}}(x)$ и $\nu_{\text{R}}(x)$ — правые синглеты, f_{e}^{ij} и f_{v}^{ij} — матрицы безразмерных констант, определяющие массы лептонов.

При спонтанном нарушении симметрии группы $SU(2) \otimes U(1)$ вакуумное среднее скалярного изодублета

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^{+} \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$$

отлично от нуля:

$$\langle \varphi(x) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ V \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

где

$$V = \left(\frac{1}{\sqrt{2} G_{\text{F}}} \right)^{1/2} \simeq 250 \text{ ГэВ}. \quad (3.4)$$

Подстановка полей $\varphi(x)$ в виде (3.3) в лагранжиан (3.1) приводит его к виду

$$\begin{aligned} L_{\text{int}} &= \frac{V}{\sqrt{2}} [f_{ij}(\bar{e}_i e_i) + f_{ij}(\bar{\nu}_i \nu_i)] = \\ &= m_{ij} [(\bar{e}_i e_i) + (\bar{\nu}_i \nu_i)], \end{aligned} \quad (3.5)$$

где

$$\bar{\nu}_i \nu_i = \bar{\nu}_{\text{R}} \nu_{\text{L}} + \bar{\nu}_{\text{L}} \nu_{\text{R}}, \quad \bar{e}_i e_i = \bar{e}_{\text{R}} e_{\text{L}} + \bar{e}_{\text{L}} e_{\text{R}}, \quad (3.6)$$

а

$$m_{ij} = \frac{V}{\sqrt{2}} f_{ij} \quad (i, j = \text{e}, \mu, \tau) \quad (3.7)$$

— матрица фермионных масс, элементы которой определяют массы лептонов всех ароматов, например

$$m_{\text{e}} = \frac{f_{\text{e}} V}{\sqrt{2}}, \quad m_{\text{v}} = \frac{f_{\text{v}} V}{\sqrt{2}}, \quad (3.8)$$

и являются произвольными параметрами, которые не могут быть вычислены вследствие бесконечной перенормировки массы и константы связи калибровочной теории.

Матрица лептонных масс пропорциональна матрице констант юкавского взаимодействия и ее можно диагонализировать:

$$L_{\text{int}} = m_i [\bar{e}'_i e'_i + \bar{\nu}'_i \nu'_i], \quad (3.9)$$

где поля со штрихами являются собственными состояниями массовой матрицы.

В стандартной $SU(2) \otimes U(1)$ -теории массы нейтрино (дираковская и майорановская) должны быть равны нулю, так как структура хиггсовского сектора приводит к глобальной симметрии, соответствующей сохранению лептонного числа. Эта симметрия запрещает появление майорановских массовых членов в виде билинейной формы $f \bar{\nu}_{\text{L}}^{\text{C}} \nu_{\text{L}}$, нарушающих закон сохранения лептонного числа L с правилом отбора $\Delta L = 2$. Дираковские массовые члены $f \bar{\nu}_{\text{L}} \nu_{\text{R}}$ сохраняют полное лептонное число, но так как правые нейтрино ν_{R} отсутствуют в природе, все $f_{ij} \equiv 0$ и, следовательно, $m_{ij} \equiv 0$. Таким образом, в стандартной модели нулевая масса нейтрино обусловлена ограниченным числом полей частиц, которые образуют простейшие представления группы $SU(2) \otimes U(1)$. В теориях GUT, описывающихся группами более высокой размерности и соответствующих более полному объединению, число полей возрастает, что приводит к появлению массовых нейтринных членов.

Существует несколько возможностей расширения стандартной модели, в которых масса нейтрино возникает непротиворечивым образом.

3.2. Расширение хиггсовского сектора и генерация майорановской массы

Можно постулировать существование дополнительного к (3.3) триплета хиггсовских полей \mathbf{H} с гиперзарядом $Y = 2$ [48, 49], который можно представить в виде

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H} = \begin{pmatrix} H^{+} & \sqrt{2} H^{++} \\ \sqrt{2} H^0 & -H^{+} \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Тогда в фермионном лагранжиане появляются дополнительные члены юкавского взаимодействия:

$$L_{\text{int}}^{\text{M}} = f_{ij} \bar{l}_{\text{L}}^{\text{C}} l_{\text{L}} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H}) + \text{H.с.} \quad (3.11)$$

Подстановка отличного от нуля вакуумного среднего поля \mathbf{H}

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H} \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ V_{\text{H}} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

в (3.11) приводит к майорановскому нейтринному члену вида

$$(f_{ij}V_H)\bar{\nu}_i^C\nu_{jL} \quad (3.13)$$

с майорановской массой

$$M_M = \frac{f_{ij}V_H}{\sqrt{2}}. \quad (3.14)$$

Вакуумное среднее V_H не может быть слишком большим по той причине, что среднее изотриплетного поля дает разный вклад в массы W^\pm - и Z -бозонов:

$$\frac{\Delta M_W^2}{M_W^2} = \frac{2V_H^2}{V^2}, \quad \frac{\Delta M_Z^2}{M_Z^2} = \frac{4V_H}{V}, \quad (3.15)$$

где $V = 250$ ГэВ — стандартное дублетное вакуумное среднее. Поэтому, чтобы соотношение $M_W = M_Z \cos \theta_W$ выполнялось с точностью, соответствующей экспериментальным данным (порядка процента), необходимо условие $V_H \leq 0,1V$, т.е. $V_H \leq 25$ ГэВ.

Такая модель с триплетом хиггсовских полей предсказывает также существование безмассовой частицы — майорана [48]. Она возникает вследствие неортогональности преобразований глобальной симметрии исходного лагранжиана относительно преобразований калибровочной $U(1)$ -симметрии. При этом возникает смешивание мнимой части компоненты H^0 поля $\mathbf{H} = (H^{++}, H^+, H^0)$ с мнимой частью компоненты хиггсовского дублетного поля φ и образуется нефизическое поле

$$\psi = \frac{V \operatorname{Im} \varphi + 2V_H \operatorname{Im} H^0}{\sqrt{V^2 + 4V_H^2}}, \quad (3.16)$$

которое поглощается массивным Z^0 -бозоном, а ортогональная комбинация

$$\chi = \frac{V \operatorname{Im} \varphi - 2V_H \operatorname{Im} H^0}{\sqrt{V^2 + 4V_H^2}} \quad (3.17)$$

описывает безмассовый голдстоуновский бозон — майоран. Это реальный физический объект, который появляется за счет расширения хиггсовского сектора стандартной модели с отличным от нуля вакуумным средним и приводит к явлению двойного безнейтринного бета-распада [50].

3.3. Расширение лептонного сектора и генерация дираковской массы

Лептонный сектор можно расширить на электрослабом уровне за счет введения правых нейтринных полей ν_R , которые либо могут быть синглетами группы $SU(2) \otimes SU(1)$, либо могут связываться в дублеты с e_R , аналогично ν_L и e_L [51]. В этом случае в лагранжиане (3.1) появляется дополнительный массовый член

$$L_{\text{int}}^D = M_D \bar{\nu}_L \nu_R + \text{H.c.}, \quad (3.18)$$

где

$$M_D = \frac{1}{\sqrt{2}} f_v V \quad (3.19)$$

— дираковская масса, которая появляется в результате спонтанного нарушения симметрии, вызванного ненуле-

вым вакуумным средним $\langle \varphi \rangle = V/\sqrt{2}$. Но при этом остается открытым вопрос: если отсутствуют дополнительные вклады в массовую матрицу нейтрино, почему взаимодействие нейтринного поля с хиггсовским полем φ на несколько порядков слабее, чем взаимодействие электронов с полем φ ? Различие констант взаимодействия частиц одного поколения ($f_e/\sqrt{2} = m_e/V \simeq 10^{-5}$, $f_\nu/\sqrt{2} = m_\nu/V = 0$ или $m_\nu/V = 10^{-10}$, если $m_\nu \simeq 10$ эВ) с одним и тем же полем φ нельзя объяснить, оставаясь в рамках стандартной модели.

3.4. Расширение хиггсовского и лептонного секторов. "See-saw"-модели

Если предположить, что существуют правые нейтрино ν_R и дополнительное к дублету

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$$

скалярное хиггсовское поле χ , являющееся синглетом по отношению к стандартной группе $SU(2) \otimes U(1)$, то в лагранжиане взаимодействия появляются как дираковские, так и майорановские нейтринные члены:

$$L_{\text{int}} = M_D \bar{\nu}_L \nu_R + M_M \bar{\nu}_R^C \nu_R + \text{H.c.} \quad (3.20)$$

При этом дираковская масса

$$M_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \varphi(x) \rangle f_L \quad (3.21)$$

по порядку величины равна массе заряженного фермиона (лептона или кварка с электрическим зарядом $Q = 2/3$), а майорановская масса

$$M_M = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \chi(x) \rangle f_R \quad (3.22)$$

близка к масштабу энергий, на котором происходит нарушение симметрии группы, описывающей ту или иную объединенную теорию GUT до группы $SU(3)_L \otimes SU(2) \times U(1)$. Появление майорановской массы M_M происходит вследствие нейтральности ν_R относительно преобразований группы $SU(2) \otimes U(1)$. В этом случае взаимодействие $f_R \bar{\nu}_R (\chi^C)^+ \nu_R$ не изменяет свойств симметрии теории, а лептонное число будет сохраняться, если полно χ приписать удвоенный лептонный заряд. Спонтанное нарушение симметрии глобальной группы $U(1)_L$, ассоциируемой с сохранением лептонного числа и являющейся внешней по отношению к калибровочной группе $SU(2) \otimes U(1)$, за счет отличного от нуля вакуумного среднего хиггсовского поля χ приводит к возникновению майорановской массы у правого нейтрино M_M и сопровождается появлением безмассового майорана, поле которого описывается мнимой компонентой $2^{-1/2} \operatorname{Im} \chi$ [52].

Диагонализация массовой матрицы в лагранжиане (2.32)

$$(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R^C) \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^C \\ \nu_R \end{pmatrix}$$

выполняется тривиально, и состояния

$$\nu'_L = \nu_L + \nu_L^C, \quad \nu'_R = \nu_R + \nu_R^C,$$

участвующие в слабых взаимодействиях, являются суперпозицией двух массовых майорановских собственных состояний:

$$v_1 \approx v'_L - \frac{M_D}{M_M} v'_R, \quad v_2 \approx v'_R + \frac{M_D}{M_M} v'_L. \quad (3.23)$$

При этом нейтрино v'_L представляет собой преимущественно легкое нейтрино с массой порядка массы фермионов:

$$m_{v'_L} \approx \frac{M_D^2}{M_M} = \frac{(M_1 - M_2)^2 \sin(2\theta)}{M_1 \sin^2 \theta + M_2 \cos^2 \theta} \quad (3.24)$$

с малой примесью,

$$\sim \frac{(M_1 - M_2)^2 \sin(2\theta)}{M_1 \sin^2 \theta + M_2 \cos^2 \theta}, \quad (3.25)$$

тяжелого нейтрино с массой

$$m_{v'_R} \approx M_1 \sin^2 \theta + M_2 \cos^2 \theta. \quad (3.26)$$

Угол, при котором смешиваются легкие и тяжелые нейтрино, очень мал:

$$\tan^2 \theta \approx \frac{m_{\bar{t}}^2}{M_{\text{GUT}}}. \quad (3.27)$$

Механизм генерации нейтринных масс, при котором имеются два масштаба масс (m_t , M_{GUT}), определяющих массовую матрицу в объединенных GUT-теориях, получил название "see-saw" [53].

В минимальной теории GUT, основанной на группе SU(5) и объединяющей сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия [54], правое нейтрино v_R , как и в стандартной модели, отсутствует и, следовательно, отсутствует дираковская масса. Существование майорановской массы невозможно вследствие возникновения переходов с $\Delta(B-L) = 2$ при спонтанном нарушении симметрии $U(1)_{(B-L)}$, которая еще для группы SU(5) является глобальной и ассоциируется с сохранением разности барионного и лептонного зарядов ($B-L$). Как и в стандартной модели, отличную от нуля массу нейтрино в минимальной GUT-SU(5)-теории можно получить с дополнительным введением v_R и расширением хиггсовского сектора. Все предсказания для масс аналогичны оценкам (3.24)–(3.27) с $M_{\text{GUT}} = M_{\text{SU}(5)} = 4 \times 10^{14}$ ГэВ.

Принципиально другая ситуация возникает в GUT-теории, основанной на группе SO(10). В этой теории сохранение заряда $B-L$ ассоциируется с калибровочной симметрией, которая не является точной вследствие отсутствия второго безмассового бозона — аналога фотона, взаимодействующего с зарядом $B-L$ с константой связи, по величине равной электромагнитной. При спонтанном нарушении калибровочной ($B-L$)-симметрии безмассовые бозоны поглощаются посредством механизма Хиггса, а соответствующее калибровочное поле приобретает массу [55, 56].

Дираковские массовые состояния нейтрино в этой теории появляются естественным образом, как и у заряженных фермионов, в силу того, что поля v_L и v_R входят в фундаментальное представление группы SO(10),

в 16-плет [57–59]. Тогда дираковская масса нейтрино должна быть порядка масс верхних кварков соответствующего поколения:

$$m_{v_i} \sim m_{q_i} \quad (v_i = v_e, v_\mu, v_\tau; q_i = u, c, t) \quad (3.28)$$

и, например, для v_e иметь значение \sim МэВ. Но такая ситуация явно противоречит экспериментальным данным, так как в этом случае дираковская масса $M_D \equiv m_{v_i}$ является собственным значением собственного состояния v_i исходного лагранжиана (2.32).

Генерация майорановской массы в модели, основанной на группе SO(10), возможна при спонтанном нарушении калибровочной симметрии, когда хиггсовский сектор описывается 126-представлением SO(10) [60]. Вакуумное среднее хиггсовского поля $\langle H \rangle$ несет удвоенный лептонный заряд и по величине равно масштабу объединения взаимодействий $M_{\text{GUT}} = 10^{15} - 10^{19}$ ГэВ. Взаимодействие $\langle H \rangle$ с майорановским членом $f \bar{v}_R v_R \langle H \rangle$ приводит к двум диагональным массовым состояниям нейтрино (см. выражения (3.24), (3.26)):

$$M_1 = \frac{M_D^2}{M_M}, \quad M_2 = M_M \sim M_{\text{GUT}} = 10^{15} \text{ ГэВ}, \quad (3.29)$$

первое из которых легкое, а второе — тяжелое. Экспериментально наблюдаемые левые нейтрино есть в основном легкое массовое состояние с небольшой примесью тяжелого, и справедлива иерархия масс

$$m_{v_e} : m_{v_\mu} : m_{v_\tau} = m_u^2 : m_c^2 : m_t^2. \quad (3.30)$$

В соотношении (3.30) отсутствует в явном виде зависимость массы нейтрино от масштаба объединения M_{GUT} и кварковой массы m_q и предполагается независимость от майорановской массы M_M . Более точное соотношение для нейтринных масс, свободное от этих недостатков, получено в работах [61, 62]:

$$\frac{m_e}{m_\mu} = \left(\frac{\lambda_u(M_{\text{GUT}})}{\lambda_c(M_{\text{GUT}})} \right)^2 \frac{M_2}{M_1} \approx \left(\frac{m_u}{m_c} \right)^2 \frac{M_2}{M_1}, \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{m_\mu}{m_\tau} &= \left(\frac{\lambda_c(M_{\text{GUT}})}{\lambda_t(M_{\text{GUT}})} \right)^2 \frac{M_3}{M_2} = \left(\frac{\lambda_c(m_t)}{\lambda_t(m_t)} \right)^2 \left(1 - \frac{\lambda_t^2(m_t)}{\lambda_L^2} \right) \frac{M_3}{M_2} \\ &= \left(\frac{m_c}{\eta_c m_t} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{m_t}{190} \right)^2 \right] \frac{M_3}{M_2}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

В выражениях (3.31), (3.32) введены следующие величины:

$$\begin{aligned} m_u &= m_u(1 \text{ ГэВ}) = 5,1 \pm 1,5 \text{ МэВ}, \\ m_c(m_c) &= 1,27 \pm 0,05 \text{ ГэВ}, \\ M_M &\equiv \text{diag}(M_1, M_2, M_3), \\ \eta_c &= \frac{m_c(m_c)}{m_c(m_t)} \approx 1,9 \text{ в области } \alpha_3(M_Z), \\ \frac{\lambda_t(m_t)}{\lambda_L} &\approx \frac{m_t}{190} \text{ ГэВ} \end{aligned} \quad (3.33)$$

($\lambda_u, \lambda_c, \lambda_t$ — бегущие юкавские константы связи кварков, λ_L — предельное значение юкавской константы связи t-кварка, α_3 — константа сильного взаимодействия).

В принципе, "see-saw"-механизм может также предсказать параметры нейтринного смешивания при низких энергиях по аналогии с кварковой матрицей Кобаяши – Маскава. Однако в этом случае все намного сложнее, так как генерация масс описывается "see-saw"-матрицей 6×6 , которая должна быть известна. Без потери общности можно принять, что при низких энергиях тяжелые нейтрино описываются симметричной диагональной массовой матрицей M_ν и существует базис, в котором матрица смешивания заряженных лептонов диагональна, а матрица U , диагонализующая M_ν , содержит относительные углы смешивания и в случае очень малого угла $\theta_{e\tau}$ параметризуется в виде

$$U \approx \begin{pmatrix} 1 & \theta_{e\mu} & 0 \\ \theta_{e\mu} & 1 & \theta_{\mu\tau} \\ 0 & \theta_{\mu\tau} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

Для углов смешивания справедливы следующие феноменологические соотношения [58, 59]:

$$\theta_{e\mu} = \left(\frac{m_{\nu_e}}{m_{\nu_\mu}}\right)^{1/2}, \quad \theta_{\mu\tau} = \left(\frac{m_{\nu_\mu}}{m_{\nu_\tau}}\right)^{1/2}, \quad \theta_{e\tau} \approx 0. \quad (3.35)$$

Из выражений (3.31), (3.32) и вида матрицы (3.34) можно получить выражения для углов смешивания нейтрино, определенные через массы кварков и массовые нейтринные состояния:

$$\sin^2(2\theta_{e\mu}) = 4 \left(\frac{m_u}{m_c}\right) \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{1/2}, \quad (3.36)$$

$$\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 4 \left(\frac{m_c}{\eta_c m_t}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{m_t}{190}\right)^2\right] \frac{M_3}{M_2}. \quad (3.37)$$

Эти выражения удобны для сопоставления с экспериментальными результатами.

Расчеты, выполненные по этим формулам при значениях $M_3/M_2 = 10$, $m_{\nu_\mu} = 2 \times 10^{-3}$ эВ и в области масс t -кварка $90 \leq m_t \leq 150$ ГэВ [63, 64], приводят к интервалу значений масс тау-нейтрино

$$4,7 \leq m_{\nu_\tau} \leq 27 \text{ эВ} \quad (3.38)$$

и к параметрам $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -смешивания, лежащим в диапазонах

$$3,0 \times 10^{-4} \leq \sin^2(2\theta_{\mu\tau}) \leq 1,7 \times 10^{-3}, \quad (3.39)$$

$$22 \leq \Delta m_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}^2 \leq 715 \text{ эВ}^2. \quad (3.40)$$

Остановимся теперь на суперсимметричных моделях, которые в рамках механизма "flipped see-saw" предсказывают массы нейтрино. Рассмотрим простейшее суперсимметричное расширение стандартной модели в контексте группы $SU(5)$ [64–66]. В такой схеме "see-saw"-матрица для каждого поколения включает в себя три поля — ν_i , ν_i^C и ϕ_i [67–69]:

$$(\nu_i, \nu_i^C, \phi_i) \begin{pmatrix} 0 & m_{ui} & 0 \\ m_{ui} & \lambda_{9i} M_{\text{GUT}}^2 / M_{\text{nr}} & \lambda_{6i} M_{\text{GUT}} \\ 0 & \lambda_{6i} M_{\text{GUT}} & \mu_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_i^C \\ \phi_i \end{pmatrix}, \quad (3.41)$$

где ϕ_i — синглетное поле группы $SU(5) \otimes U(1)$, а различные состояния матрицы получаются из следующих комбинаций полей суперсимметричной $SU(5)$ -теории:

$$\lambda_{ui} F_i \bar{f}_i \bar{\phi} \rightarrow m_{ui} \nu_i \nu_i^C, \quad (3.42)$$

$$\lambda_{6i} F_i \bar{H} \phi_i \rightarrow \lambda_{6i} \bar{V} \nu_i^C \phi_i \approx \lambda_{6i} M_{\text{GUT}} \nu_i^C \phi_i, \quad (3.43)$$

$$\lambda_{9i} \frac{1}{M_{\text{nr}}} F_i F_i \bar{H} \bar{H} \rightarrow \lambda_{9i} \frac{\bar{V}^2}{M_{\text{nr}}} \nu_i^C \nu_i^C \approx \lambda_{9i} \frac{M_{\text{GUT}}^2}{M_{\text{nr}}} \nu_i^C \nu_i^C, \quad (3.44)$$

а массовый член есть $\mu_i \phi_i \phi_i$. В этих выражениях F_i и \bar{f}_i — обычные поля материи в представлении $\mathbf{10}$ и $\bar{\mathbf{5}}$, H и \bar{H} — хиггсовские поля в представлении $\mathbf{10}$ и $\bar{\mathbf{10}}$, нейтральная компонента которых (V_{H}^C , V_{H}^C) при спонтанном нарушении симметрии группы $SU(5) \otimes U(1)$ приобретает вакуумное среднее порядка $V = \bar{V} \approx M_{\text{GUT}}$, а $M_{\text{nr}} \approx 10^{18}$ ГэВ — масштаб, на котором рассчитываются неперенормируемые члены в суперпотенциале [70, 71]. Расчет такого неперенормируемого взаимодействия, по-видимому, будет осуществим в рамках струнных моделей [72].

Состояние легкого нейтрино в "see-saw"-матрице 3×3 такое, что

$$m_{\nu_i} \approx \frac{m_{ui}^2}{M_i}, \quad (3.45)$$

$$M_i = \lambda_{6i}^2 \frac{M_{\text{GUT}}^2}{\mu_i} \left(1 - \frac{\lambda_{9i} \mu_i}{\lambda_{6i}^2 M_{\text{nr}}}\right). \quad (3.46)$$

Пренебрегая тяжелым состоянием, т.е. полагая $\lambda_{9i} \equiv 0$, можно получить соотношение между массовыми состояниями:

$$\frac{M_3}{M_2} = \frac{\lambda_{63}^2 \mu_2}{\lambda_{62}^2 \mu_3}. \quad (3.47)$$

В струнных моделях [70–72] принимается, что существуют три поколения юкавских констант, причем два первых сильно подавлены: $\sim \mu / M_{\text{nr}} \sim 1/10$. Массы μ_i должны подчиняться такой иерархии и, если $\lambda_{62}/\lambda_{63} \sim 1/10$, то из (3.47) следует, что $M_3/M_2 \sim 1-100$. Теперь из выражений (3.45), (3.46)

$$m_{\nu_\tau} = \frac{m_{\nu_\tau}^2 (M_{\text{GUT}})}{M_3} = m_{\nu_\tau}^2 \left[1 - \left(\frac{m_t}{190}\right)^2\right]^{-1} \frac{1}{\eta M_3}, \quad (3.48)$$

и значение $m_{\nu_\tau} \sim 1-10$ эВ получается для $M_3 \sim 10^{12}$ ГэВ ($\eta = 10$). Из выражения (3.46) величина $M_3 \sim \lambda_{63}^2 M_{\text{GUT}}^2 / \mu_3 \sim 10^{12}$ ГэВ получается для $M_{\text{GUT}} \sim 10^{15}$ ГэВ, $\mu_3 \sim 10^{17}$ ГэВ и $\lambda_{63} \sim 1/3$.

4. Масса нейтрино в космологии

Массивные нейтрино могли образовываться в условиях ранней Вселенной и сохраниться на значительно более поздних стадиях ее расширения. Взаимодействуя гравитационным образом с полями материи на разных этапах эволюции, массивные нейтрино могли влиять на формирование и стабильность структур во Вселенной.

На больших масштабах Вселенная однородна и изотропна. Эволюция масштабного фактора Вселенной

$R(t)$ описывается уравнениями Эйнштейна [73]:

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4\pi}{3} G_N (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (4.1)$$

$$H^2 \equiv \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho - \frac{K}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (4.2)$$

где ρ — плотность энергии вещества во Вселенной, p — давление этого вещества, $G_N = M_P^{-2}$ — гравитационная постоянная, выражаемая через массу Планка $M_P = 1,2 \times 10^{19}$ ГэВ,

$$H = \frac{dR}{dt} \frac{1}{R}$$

— зависящая от времени постоянная Хаббла, $K = +1, -1, 0$ — три сигнатуры соответственно для замкнутой, открытой и плоской Вселенной Фридмана, Λ — космологическая постоянная, которую будем предполагать равной нулю.

Постоянная Хаббла в современную эпоху

$$H_0 = 100h \text{ км (с Мпс)}^{-1} \sim h \times 10^{-10} \text{ лет}^{-1} \quad (4.3)$$

определяется с точностью до значений h , лежащих в интервале $h = 0,5 - 1$. Для плоской Вселенной плотность энергии вещества и постоянная Хаббла однозначно связаны уравнением (4.2) со значением критической плотности

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} = \frac{3H^2 M_P^2}{8\pi}, \quad (4.4)$$

выше которого (при заданной величине H) Вселенная замкнута, а ниже — открыта. В настоящее время критическая плотность Вселенной

$$\rho_c = 1,88 \times 10^{-29} h^2 \text{ г см}^{-3}, \quad (4.5)$$

а отношение средней плотности вещества во Вселенной к критической характеризуется величиной

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (4.6)$$

Астрофизические наблюдения за светящимися частями галактик дают значение $\Omega_{\text{gal}} = 0,01$, т.е. барионной материи видимых звезд на два порядка меньше для того, чтобы исключить бесконечное расширение Вселенной.

Другая группа наблюдательных данных связана с определением гравитационной массы спиральных галактик на основе динамики их вращательного движения [74]. Значения орбитальных скоростей объектов, находящихся за пределами таких галактик, в предположении компактного центра притяжения с массой $M(R)$, сосредоточенного внутри сферы радиуса R , должны убывать с расстоянием:

$$V^2 = \frac{G_N M(R)}{R}. \quad (4.7)$$

Однако наблюдаемый спектр излучения, определяемый доплеровским смещением спектральных линий окружающего галактики водорода, приводит к не зависящему от R значению $V = \text{const}$. Плоская кривая вращения подразумевает полную массу

$$M_{\text{tot}} = G_N^{-1} V^2 R, \quad (4.8)$$

что примерно на

$$10^{11} M_{\odot} \left(\frac{V [\text{км с}^{-1}]}{200} \right)^2 \frac{R [\text{кпс}]}{10}$$

превосходит видимую массу.

Данные о дисперсии скоростей групп и скоплений галактик [75] коррелируют с данными об эмиссии рентгеновского излучения горячего газа, находящегося в этих скоплениях [76], и соответствуют гравитационному потенциалу и полной галактической массе, на порядок превышающей суммарную массу галактик и газа. Чтобы согласовать данные наблюдений, необходимо предположить существование несветящегося вещества, сконцентрированного на периферии галактик и их скоплений, со средней плотностью

$$\Omega_0 \simeq 0,2 - 0,4. \quad (4.9)$$

Расчет плотности барионной материи на основе темпа расширения Вселенной во время нуклеосинтеза, а также сравнение расчетной и наблюдаемой распространенности реликтовых ядер водорода и изотопов ^3He и ^4He приводят к значению плотности барионов [77]

$$\rho_{\text{bar}} = (2,82 \pm 0,94) \times 10^{-31} \text{ г см}^{-3}, \quad (4.10)$$

что составляет только около 6 % критической плотности:

$$\Omega_{\text{bar}} = (0,06 \pm 0,02) h^{-2}. \quad (4.11)$$

Превышение Ω_0 над Ω_{bar} говорит о том, что большая часть массы Вселенной сконцентрирована в несветящемся веществе. Вряд ли может существовать значительное количество невидимого барионного вещества, и оно не может давать большого вклада в темную материю [78] во Вселенной, чтобы обеспечить значение $\Omega = 1$. Наиболее вероятным кандидатом на темную материю является массивное нейтрино.

Значение массы нейтрино можно получить из космологических соображений, связанных с горячей моделью Вселенной [79], привлекая данные современных астрофизических наблюдений за плотностью вещества и спектром микроволнового фонового излучения. Впервые такой подход был реализован в работе [80], где получена верхняя оценка массы покоя мюонного нейтрино $m_\nu < 400$ эВ с^{-2} . Затем появился ряд работ, посвященных ключевой роли реликтовых нейтрино в образовании скоплений галактик и их скрытой массе [81, 82].

На ранних стадиях расширения горячей Вселенной нейтрино находилось в термодинамическом равновесии с фотонами, электронами, кварками и их античастицами. Это позволяет рассчитывать все параметры распределения нейтрино в настоящую эпоху. Плотность числа частиц в радиационной Вселенной связана с температурой формулой излучения черного тела [83]:

$$n = (kT)^3 \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp(x) - 1} \left(\sum_b g_b + \frac{3}{4} \sum_f g_f \right), \quad (4.12)$$

где

$$\zeta(3) = \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp(x) - 1} = 1,2$$

— функция Римана, g_b и g_f — число соответственно бозонных и фермионных степеней свободы состояний спиральности). Для фотонного газа $g_b = 2$, а для нейтрино майорановского и дираковского типов соответственно $g_f = 2$ и 4. Связь плотности энергии с давлением описывается уравнением ультрарелятивистского горячего газа частиц:

$$\rho = 3p = \frac{\pi^2}{30} (kT)^4 \left[\sum_b g_b + \frac{7}{8} \sum_f g_f \right]. \quad (4.13)$$

Для фотонов при температуре реликтового излучения

$$T_0 = 2,726 \pm 0,005 \text{ К}, \quad (4.14)$$

прецизионно измеренной на спутнике COBE [84], значение плотности в настоящее время согласно (4.12) есть

$$n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} (kT_0)^3 \approx 411 \text{ см}^{-3}, \quad (4.15)$$

а соответствующая плотность энергии из (4.13)

$$\rho_\gamma = 4,65 \times 10^{-34} \text{ Г см}^{-3} = 0,26 \text{ эВ см}^{-3}, \quad (4.16)$$

что на пять порядков меньше критической плотности.

Аналогично можно получить значение плотности реликтовых нейтрино. В равновесии с излучением отношение плотности майорановских нейтрино каждого аромата n_{ν_i} и n_γ в соответствии с (4.12) равно

$$\frac{n_{\nu_i}}{n_\gamma} = \frac{3}{4}. \quad (4.17)$$

Это отношение сохраняется неизменным и после выхода нейтрино из термодинамического равновесия вплоть до значений $kT_\nu \simeq 0,2 m_e c^2$, когда во Вселенной начала происходить e^+e^- -аннигиляция, нагревшая фоновое излучение. Сохранение полной энтропии Вселенной приводит к увеличению числа фотонов в единице объема при постоянной плотности нейтрино на фактор

$$1 + \frac{7}{8} g_{\nu_i} = \frac{11}{4}. \quad (4.18)$$

Тогда современная плотность для каждого аромата майорановских нейтрино должна составлять

$$(n_{\nu_i})_M = \frac{3}{4} \left(\frac{T_{\nu_i}}{T_\gamma} \right)^3 n_\gamma = \frac{3}{11} n_\gamma \simeq 115 \text{ см}^{-3}, \quad (4.19)$$

а для дираковских нейтрино

$$(n_{\nu_i})_D = \frac{6}{11} n_\gamma \simeq 230 \text{ см}^{-3}. \quad (4.20)$$

Переходя к собственным нейтринным массовым состояниям, плотность энергии нейтрино можно записать в виде

$$\rho_{\nu_i} = \frac{3}{11} n_\gamma \sum_i \frac{g_{\nu_i}}{2} m_i \simeq 2 \times 10^{31} \sum_i \frac{g_{\nu_i}}{2} m_i \text{ [эВ]}. \quad (4.21)$$

Если предположить, что недостаток вещества во Вселенной до значения $\Omega = 1$ связан с массивными нейтрино, то из (4.5) и (4.21) для массы нейтрино следует

ограничение сверху:

$$\sum_i \frac{g_{\nu_i}}{2} m_i \text{ [эВ]} \leq 91,8 h^2. \quad (4.22)$$

В случае иерархии нейтринных масс $m_{\nu_\tau} \gg m_{\nu_\mu} \gg m_{\nu_e}$ основной вклад в темную материю дает тау-нейтрино со значением $m_{\nu_\tau} = 23 \text{ эВ}$ для $h = 0,5$ и $m_{\nu_\tau} = 91,8 \text{ эВ}$ для $h = 1$. Предпочтительное с космологической точки зрения значение $m_{\nu_\tau} \approx 30 \text{ эВ}$ хорошо согласуется с предсказаниями моделей "flipped see-saw". Это значение массы при $h \geq 5$ соответствует возрасту Вселенной

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^1 \left(1 - \Omega_0 + \frac{\Omega_0}{x} \right)^{-1/2} dx \geq 13 \times 10^9 \text{ лет}, \quad (4.23)$$

что не противоречит оценкам возраста наиболее старых звезд в звездных скоплениях ($t_0 \geq (14-16) \times 10^9$ лет) и данным ядерной космохронологии. Изучение современного изотопного состава урана дает оценку $t_0 > 8 \times 10^9$ лет [85], а исследование радиоактивного распада рения в осмий дает значение $t_0 > (11-18) \times 10^9$ лет [86].

Рассмотрим теперь космологическую роль нейтрино в формировании крупномасштабной структуры Вселенной. Среди работ, посвященных этим вопросам, отметим обзоры [87–91].

Эволюция Вселенной, описываемой уравнением состояния горячего ультрарелятивистского газа частиц (фотонов, электронов, нейтрино, кварков и их античастиц) с давлением $p = \rho/3$, приводит к значениям масштабного фактора

$$\left[\frac{dR(t)}{dt} \right]^{-2} \sim t. \quad (4.24)$$

Из уравнения (4.2) следует

$$|\Omega - 1| = \frac{|\rho(t) - \rho_c|}{\rho_c} = \left[\frac{dR(t)}{dt} \right]^{-2}, \quad (4.25)$$

и для того чтобы современное значение Ω находилось в интервале

$$0,1 \leq \Omega \leq 2, \quad (4.26)$$

необходимо потребовать на ранней стадии эволюции горячей Вселенной выполнения неравенства

$$|\Omega - 1| \leq 10^{-59} \frac{M_P}{T^2}. \quad (4.27)$$

При температуре $T \sim M_P$ в планковский момент времени $t_P \simeq M_P^{-2}$ и Вселенная должна была иметь плотность близкую к критической с точностью

$$|\Omega - 1| = \left| \frac{\rho}{\rho_c} - 1 \right| \leq 10^{-59}. \quad (4.28)$$

Наиболее просто реализуется сценарий при $\Omega = 1$, так как в этом случае величина Ω остается равной единице в течение всего времени эволюции Вселенной. Приближенное же равенство в современную эпоху $\Omega \approx 1$ подразумевает, согласно (4.28), соответствие критической плотности на планковских масштабах с точностью 10^{-59} .

Решение этой проблемы было найдено в инфляционных моделях Вселенной, в которых предполагается существование на ранних стадиях эволюции неустойчивого вакуумоподобного состояния с большой плотностью энергии $p = -\rho$ [92–95]. Из (4.2) в этом случае при больших временах следует экспоненциальный характер расширения — раздувания Вселенной:

$$a(t) = a_0 \exp\left(\int_0^t H(t) dt\right), \quad (4.29)$$

который сохраняется до того момента, пока энергия вакуума целиком не перейдет в тепловую энергию. Разогретая до высоких температур Вселенная с этого времени описывается обычной теорией эволюции.

В эволюции нейтринной Вселенной можно выделить несколько характерных масштабов, определяющих развитие возмущений. Первый из них напрямую зависит от массы нейтрино и в момент времени $t = t_v$ при $3kT_v \approx m_\nu c^2$, когда нейтрино становятся нерелятивистскими, определяет масштаб горизонта $R_{\text{hor}}(t_v) \approx 2ct$. До момента $t < t_v$ нейтрино нерелятивистские, и возмущения на больших масштабах возрастают по закону

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t. \quad (4.30)$$

Границу между большими и малыми масштабами определяет масштаб Джинса

$$R_J \approx \frac{2ct}{\sqrt{3}}, \quad (4.31)$$

который близок к масштабу горизонта $R_{\text{hor}}(t_v)$. Еще один характерный масштаб связан с моментом равновесия t_{eq} , когда материя и излучение имеют одинаковую плотность. При $t > t_{\text{eq}}$ плотность нейтрино ρ_ν начинает превышать плотность излучения, и с этого момента времени именно нейтрино начинает определять общее расширение и эволюцию неоднородностей по закону

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t^{2/3} \propto \frac{h^2}{1+Z}, \quad (4.32)$$

где Z — красное смещение, определяемое соотношением между длинами волн испущенного λ_1 и зарегистрированного λ_2 света:

$$1 + Z = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}. \quad (4.33)$$

Нейтрино выходят за горизонт практически в момент равновесия, что в линейной теории гравитационной неустойчивости определяет естественный масштаб затухания нейтринных возмущений R , который можно выразить через массу Джинса:

$$M_J = \rho_\nu R_\nu^3 = \frac{M_P^3}{m_\nu^2} = 10^5 M_\odot \frac{m_\nu}{30} \quad [\text{эВ}]. \quad (4.34)$$

Масса Джинса (4.34) соответствует массам крупномасштабных структур во Вселенной — суперкластерам галактик.

Эволюция возмущений, масштаб которых существенно превышает масштаб Джинса ($M \gg M_J$), описы-

вается нелинейной теорией гравитационной неустойчивости [96] и определяет образование структуры Вселенной, заполненной как массивными, так и безмассовыми нейтрино. Эволюция возмущений плотности, возрастающих по закону (4.32), может быть описана приближенным нелинейным решением в виде зависимости эйлеровых координат частиц r_i от лагранжевых координат q_i и времени:

$$r(\mathbf{q}, t) = (1 - Z)^{-1} [q_i - B(Z)S_i(\mathbf{q})]. \quad (4.35)$$

Здесь множитель $(1 - Z)^{-1}$ — возрастающая функция времени, определяющая общее расширение Вселенной, $B(Z)$ — возрастающая функция времени, описывающая рост возмущений, а $S_i(\mathbf{q})$ — потенциальное векторное поле, задающее начальное возмущение в виде функции лагранжевых координат. Решение (4.35) предсказывает образование сильно сплюснутых облаков сжатого газа и нейтрино в виде "блинов". Нейтринные "блины" образуются одновременно с газовыми и имеют границу в виде каустики — поверхности бесконечной плотности. Такая граница "блина" размывается вследствие начального теплового разброса скоростей нейтрино, что ограничивает максимальную плотность на уровне [97]

$$\rho_{\text{max}} \approx (10-20)\langle\rho_\nu\rangle. \quad (4.36)$$

Структура нейтринной Вселенной определяется единственным малым параметром — амплитудой возмущения метрики $h_\nu \approx 10^{-4}$. Этот параметр, согласно уравнению состояния нейтринного газа $p \propto \rho_\nu^2$, ограничивает достижимую плотность нейтрино в момент образования блина [98]:

$$\rho_{\text{max}} \approx h_\nu^{-1/3}. \quad (4.37)$$

В целом, нелинейная стадия эволюции возмущений определяет структуру Вселенной в виде "блинов" газа и нейтрино с массами и размерами, соответствующими суперкластерам Галактик.

Таким образом, нейтрино с массой $m_\nu \approx 30$ эВ хорошо определяют типичную структуру на масштабах, соответствующих (4.34), а фрагментация суперкластеров в галактики происходит при вращении последних.

Информацию о спектре возмущений плотности нейтрино можно получить из результатов измерения крупномасштабной моды флуктуаций температуры реликтового излучения. Рекомбинация водорода во Вселенной при $T \approx (3-4) \times 10^3$ К приводит к прекращению взаимодействия излучения и вещества, однако в нейтринной Вселенной с низкой плотностью барионов этот процесс протекает очень медленно и уменьшает флуктуации температуры реликтового излучения [91], которые при современной структуре Вселенной в масштабах ≈ 100 Мпс являются минимальными. Измерения в эксперименте на спутнике СОВЕ квадрупольной моды в анизотропии реликтового излучения, которая не связана с движением Солнца, Земли и самого спутника, дают значение [99]

$$Q = 17 \times 10^{-6} \text{ К}. \quad (4.38)$$

Если отклонение спектра реликтового излучения от равновесного теплового распределения с температурой

(4.14) связано с гравитационным влиянием неоднородностей нейтринной компоненты в виде массивных нейтрино, то можно рассчитать инвариантную амплитуду в спектре возмущений в различные моменты времени, что иллюстрирует рис. 1 [33].

На масштабах горизонта возмущения плотности имеют значение

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{\text{hor}} = \frac{9\sqrt{3}}{2\sqrt{5}} \frac{Q}{T} = 2,15 \times 10^{-5}. \quad (4.39)$$

Амплитуда этих возмущений возрастает в течение эпохи доминирования материи согласно (4.32) на фактор $(1 + Z_{\text{eq}})$, $Z_{\text{eq}} = 2,77 \times 10^4 h^2$ — красное смещение в момент равновесия. Следовательно, на джинсовских масштабах в эпоху формирования крупномасштабной структуры с $Z_f \approx 3-5$ значение

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{Z_f} = \frac{0,6}{1 + Z_f} h^2 \quad (4.40)$$

всегда меньше единицы.

Таким образом, как ни привлекательна модель горячей темной материи (HDM) [100], покрывающая недостаток плотности Вселенной до значения $\Omega = 1$ в виде массивных нейтрино с массой $m_\nu \simeq 30$ эВ [101, 102], она не обеспечивает необходимой амплитуды для начала нелинейной стадии эволюции, чтобы спектр возмущений в настоящую эпоху был согласован с экспериментальными данными COBE [99]. Искусственное увеличение амплитуды возмущений путем введения возмущений постоянной кривизны в виде космических струн [103, 104] проблему не решает, так как добавки в амплитуду незначительны. Радикальный путь увеличить амплитуду в (4.40) состоит в введении холодной темной материи (CDM). Частицы — кандидаты на CDM имеют место в минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM): нейтралино, аксион и аксино. Однако чистая CDM также не объясняет спектры возмущений, так как кривая на рис. 1 для CDM не может одновременно фитировать наблюдения на больших и малых длинах волн, полученных на спутниках COBE и IRAS [105]. Наилучшее согласие с экспериментальными данными

дает спектр возмущений, рассчитанный в рамках модели MDM (Mixed Dark Matter) [106] со значением плотностей $\Omega_{\text{CDM}} = 0,69$, $\Omega_{\text{HDM}} = 0,3$ и $\Omega_{\text{bar}} = 0,01$, когда холодная материя состоит из нейтралино, а горячая — из нейтрино (вероятнее всего, ν_τ) [107]. Теперь в соответствии с уравнением (4.22) [33]

$$\frac{m_\nu}{91,8} = \Omega_\nu h^2, \quad (4.41)$$

и, следовательно, наиболее точное на сегодняшний день космологическое ограничение для массы нейтрино есть

$$m_\nu = 7 \text{ эВ} \text{ для } \Omega_\nu = 0,3 \text{ и } h = 0,5. \quad (4.42)$$

5. Экспериментальное определение массы нейтрино

5.1. Кинематический анализ слабых распадов

Для измерения массы электронного нейтрино (точнее, $\bar{\nu}_e$) наиболее чувствительным методом является восстановление формы энергетического спектра электронов вблизи конечной точки в бета-распаде трития:



Преимуществом использования трития является малое энерговыделение в реакции (5.1): $E_e^{\text{max}} \simeq 18,6$ кэВ. Экспериментальные данные обычно представляются в виде линеаризованного спектра, называемого плотом Кюри:

$$K(E_e) \equiv \left[\frac{dN}{dP_e} \frac{1}{P_e^2 F(E_e)} \right]^{1/2} \sim (E_e^{\text{max}} - E_e)^{1/2} [(E_e^{\text{max}} - E_e)^2 - m_{\nu_e}^2]^{1/4}, \quad (5.2)$$

где $F(E_e)$ — кулоновский отталкивающий фактор, а P_e и E_e — импульс и энергия электрона. В таком представлении для нулевой массы нейтрино спектр (5.2) оканчивается прямой линией, а в случае $m_\nu \neq 0$ кривая спектра имеет вертикальную тангенциальную составляющую. Основная трудность метода заключается в том, что тритий содержится в молекулярных соединениях и структура результирующего спектра искажается молекулярными возбуждениями с типичным масштабом ~ 10 эВ, которые трудно надежно рассчитать.

Первые результаты, полученные группой Берквиста на магнитном β -спектрометре и тонкой Al-мишени с имплантированным молекулярным тритием [108], согласовывались с формой спектра для нулевой массы нейтрино. Затем последовал ряд работ группы ИТЭФ под руководством Любимова, в которых на тороидальном спектрометре с источником в виде тонкой пленки тритированного валина ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2$) получены экспериментальные указания на ненулевую массу нейтрино [109, 110] в интервале от 17 до 40 эВ. Однако эксперименты, проведенные другими группами, не подтвердили этот результат. Так, в частности, на спектрометре, аналогичном использовавшемуся Любимовым с сотрудниками, группой Кюндига в Цюрихе получены результаты ($m_{\nu_e} < 18$ эВ) [111], находящиеся в противоречии с данными [109, 110]. Последние данные по определению массы ν_e из β -распада ${}^3\text{H}$ имеют устойчивую тенденцию к снижению верхней границы: $m_{\nu_e} < 13,1$ эВ [112], $< 11,7$ эВ [113], $< 9,3$ эВ [114], $< 7,2$ эВ [115]. Наилучшее на

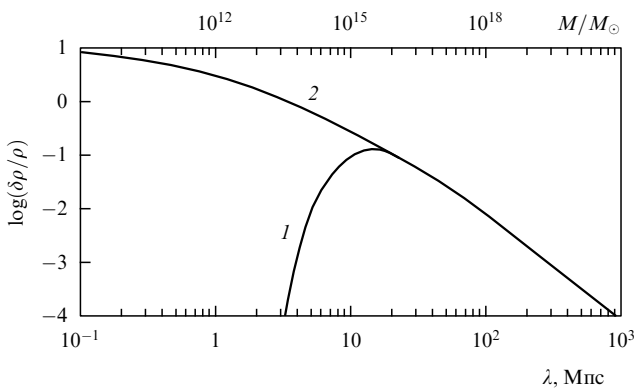


Рис. 1. Спектр возмущений в настоящую эпоху, нормированный в соответствии с данными COBE: 1 — кривая для горячей темной материи в виде нейтрино, 2 — для холодной темной материи. Максимум амплитуды для горячей темной материи составляет $\delta\rho/\rho \sim 0,1$, что меньше, чем необходимо для начала нелинейной стадии эволюции [33].

сегодняшний день ограничение, поставленное группой Лобашева (г. Троицк) составляет $m_{\bar{\nu}_e} < 4,5$ эВ [29, 30].

Предел для массы мюонного нейтрино можно получить из анализа кинематики распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Измеряя импульс мюонов в таком распаде, когда пучок пионов останавливается в мишени, можно оценить массу ν_μ :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + P_\mu^2}. \quad (5.3)$$

Наилучшая оценка массы мюонного нейтрино получена в работе [31] и составляет $m_{\nu_\mu} < 160$ кэВ.

Ограничения на массу τ -нейтрино получены при восстановлении нейтринного энергетического спектра (форма которого чувствительна к массе в низкоэнергетической области) из кинематики наблюдаемых пионных мод распада τ -лептона. Наилучшие ограничения получены группой ARGUS в DESY при анализе моды $\tau^- \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \nu_\tau$ ($m_{\nu_\tau} < 31$ МэВ [116]), группой CLEO на ускорителе CESR при анализе мод распада $\tau^- \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow 2\pi^- \pi^+ 2\pi^0 \nu_\tau$ ($m_{\nu_\tau} < 32,6$ МэВ [117]) и группой ALEPH на ускорителе LEP ($m_{\nu_\tau} < 29$ МэВ [32]).

5.2. Безнейтринный двойной бета-распад

Наличие ненулевой майорановской массы нейтрино должно приводить с отличной от нуля вероятностью к двойному безнейтринному β -распаду ($2\beta(0\nu)$) ядер, содержащих Z протонов и $A = Z + N$ нуклонов:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-. \quad (5.4)$$

Безнейтринный двойной β -распад — это единственный процесс, исследуя который можно обнаружить природу (дираковская или майорановская) нейтринной массы. Теория этого процесса детально рассмотрена в литературе, среди которой можно выделить обзоры [50, 118, 119]. Вероятность распада (5.4) определяется соотношением [120]

$$W \propto \left| \sum_i \eta_i U_{xi}^2 m_{\nu_i} \right|^2, \quad (5.5)$$

где $\eta_i = \pm 1$ — собственные значения оператора CP , т.е. собственные значения майорановских полей, а m_{ν_i} — собственное массовое состояние нейтрино. Ограничение на массу нейтрино, следующее из анализа выхода процессов безнейтринного двойного β -распада, коррелирует со значением величины

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_i^n U_{xi}^2 m_{\nu_i} \right|. \quad (5.6)$$

Экспериментальное изучение безнейтринного 2β -распада является чрезвычайно сложной задачей, так как если $2\beta(0\nu)$ -распад существует, то его период полураспада составляет не менее $10^{21} - 10^{22}$ лет, а характерные энергии продуктов распада не превышают нескольких МэВ. В косвенных экспериментах можно определить период полураспада изотопов, содержащихся в горных породах (Te^{130} , Te^{128} , Se^{82}), которые при двойном β -распаде переходят соответственно в Xe^{130} , Xe^{128} , Kr^{82} . Сравнивая экспериментальное значение с теоретическими предсказаниями, можно оценить вероятность $2\beta(0\nu)$ -распада. Неопределенности, связанные с оценкой ядерного мат-

ричного элемента, не позволяют сделать однозначный вывод об отличном от нуля значении майорановской массы нейтрино [121]. В прямых экспериментах ограничения на массу майорановского нейтрино определены при анализе переходов $\text{Mo}^{100} \rightarrow \text{Ru}^{100}$ ($m_\nu < 6,6$ эВ [122]), $\text{Xe}^{136} \rightarrow \text{Ba}^{136}$ ($m_\nu < 2,8 - 4,3$ эВ [123]), $\text{Ge}^{76} \rightarrow \text{Se}^{76}$ ($m_\nu < 1,5$ эВ [124]). Наилучшее на сегодняшний день ограничение на массу майорановского нейтрино, полученное из анализа перехода $\text{Ge}^{76} \rightarrow \text{Se}^{76}$ коллаборацией Гейдельберг – Москва, составляет $m_\nu < 0,9$ эВ [125].

Существование майорановской массы нейтрино должно приводить к нарушению лептонного числа, для сохранения которого по аналогии с кварковым сектором нет фундаментальных причин. Сохранение лептонного числа было прецизионно измерено в процессах, изменяющих аромат. Относительная вероятность распада $\mu \rightarrow e\gamma$ измерена с точностью лучшей, чем $4,9 \times 10^{-11}$ [126], а для процесса $K_L \rightarrow \mu e$ — лучшей, чем $3,3 \times 10^{-11}$ [127], однако, если нейтринная масса меньше 1 эВ, то выход реакции $\mu \rightarrow e\gamma$ должен составлять не более чем 10^{-48} .

5.3. Распады тяжелых нейтрино

К процессам с изменением аромата близко примыкают распады тяжелых нейтрино ν_i [128–130], которые в виде суперпозиции с легкими нейтрино ν_x могли бы образовывать слабое состояние. Такие тяжелые нейтрино могут существовать с достаточно малым смешиванием U_{ix} и проявляться как вторичные пики в спектре заряженных лептонов, сопровождающих нейтрино в лептонном распаде мезонов ($\pi \rightarrow \mu\nu$, $\pi \rightarrow e\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$) с интенсивностью $|U_{ix}|^2$ в добавление к основному пику, соответствующему ν_x . Современное понимание ситуации с возможностью наблюдения тяжелого (17 кэВ) нейтрино подробно изложено в обзоре [131]. Верхняя граница для параметров смешивания тяжелых нейтрино с электронным и мюонным $|U_{ix}|^2$ как функция $m(\nu_i)$ определялась в различных экспериментах [132, 133]. Наилучшее ограничение $|U_{ix}|^2 < 10^{-7}$ при значении $50 \text{ МэВ} < m_{\nu_e} < 130 \text{ МэВ}$ получено в работе [134] при анализе возможных добавочных пиков в спектре позитронов из распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$.

Тяжелые нейтрино ν_i могут быть также обнаружены в beam-dump-экспериментах или детектированы на выведенном ускорительном пучке с интенсивностью пропорциональной $|U_{ix}|^2$. Если они тяжелее 1 МэВ, то возможно обнаружение по лептонному каналу $\nu_i \rightarrow e^+ e^- \nu_e$. Наблюдение таких нейтрино принесло негативные результаты [135, 136] и увеличило предел массы тяжелого нейтрино.

Возможно существование очень тяжелых нейтрино, распады на которые Z^0 -бозона не запрещены фазовым объемом [137]. Поиск таких сверхтяжелых нейтрино в реакции $e^+ e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ также не увенчался успехом.

5.4. Нейтрино от сверхновой SN 1987A

Информация с подземных детекторов, зарегистрировавших 23 февраля 1987 г. нейтринное излучение, сопровождающее гравитационный коллапс звезды в Большом Магеллановом Облаке, позволяет получить ограничения на массу нейтрино. Впервые на возможность такой оценки более 20 лет назад указал Зацепин в работе [138]. Если масса нейтрино m_ν отлична от нуля, а нейтринный источник, которым является взрыв сверхновой, испускает нейтрино в энергетическом диапазоне ΔE , то в

детекторе, удаленном на расстояние D от источника, сначала будут зарегистрированы нейтрино с более высокой энергией. Одновременно испущенные источником два нейтрино с энергиями $E_2 > E_1 \gg m_\nu c^2$ дадут в детекторе сигналы, разделенные временным интервалом

$$\Delta t_\nu = \frac{D}{2c} (m_\nu c^2)^2 \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right). \quad (5.7)$$

Если все величины (кроме m_ν), входящие в (5.7), экспериментально измерены, то можно вычислить массу нейтрино. Однако реально нейтринная вспышка происходит не одновременно, а в течение некоторого конечного промежутка времени. Ее начальная стадия длится $\sim 10^{-3}$ с и характеризуется электронными нейтрино от процессов электронного захвата, приводящих к гравитационному коллапсу. В дальнейшем нейтринное излучение представляет собой статистическую смесь $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ и уносит порядка 0,1 массы ядра звезды [139]. Полная продолжительность нейтринного сигнала, испущенного сколлапсировавшим ядром звезды, по данным разных авторов, составляет $\Delta T = 2 - 20$ с [139–142]. Такая неопределенность во времени испускания нейтрино не позволяет однозначно определить массу в соответствии с выражением (5.7). Однако возможно получить ограничение на массу нейтрино исходя из условия $\Delta t_\nu < \Delta T$, т.е. разность во времени регистрации двух нейтрино в детекторе Δt_ν должна быть меньше характерного времени нейтринной вспышки ΔT . В этом случае масса нейтрино не оказывает заметного влияния на временную структуру интегральных характеристик нейтринного сигнала.

Экспериментально нейтрино от вспышки сверхновой могут быть детектированы за счет реакции



а также процессов упругого рассеяния



В момент вспышки сверхновой SN 1987A функционировали четыре детектора: Kamiokande II, IMB, LSD и Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп.

Kamiokande II — большой водный черенковский детектор закрытого типа, расположенный в шахте Камиока на глубине 1000 м (2700 м водного эквивалента) у Западного побережья о. Хонсю в 250 км к западу от Токио. Эксперимент Kamiokande II имеет широкую исследовательскую программу: изучение распада протона, детектирование солнечных и атмосферных нейтрино, а также нейтрино от вспышек сверхновых. Этим вопросам посвящено множество работ как научного, так и технического характера [143–146]. Детектор состоит из двух коаксиальных цилиндров: внешнего, диаметром 19,6 м и высотой 22,5 м, и внутреннего, диаметром 15,6 м и высотой 16 м, который содержит 2140 т воды. Черенковское излучение детектируется 948 ФЭУ Hamamatsu R1449 с диаметром фотокатода 508 мм, которые равномерно с шагом около 1 м расположены на внутренней поверхности детектора и обращены внутрь установки. Чувствительная область, перекрываемая фотокатодами, составляет 20% поверхности внутреннего цилиндра. Вода является одновременно мишенью для проходящих нейтрино и радиатором черенковского

излучения для заряженных продуктов реакции взаимодействия. Слой воды между цилиндрами также используется в качестве радиатора черенковских фотонов, просматривается 123 ФЭУ и служит счетчиком антисовпадений. Такая система антисовпадений необходима для защиты от гамма-излучения, нейтронов и космических мюонов.

Релятивистская частица, проходя со скоростью $\beta c \approx 1$ через объем детектора с коэффициентом преломления $n \approx 1,33$, генерирует черенковское излучение с углом раствора

$$\theta_C = \arccos \frac{1}{n\beta} \approx 40^\circ. \quad (5.10)$$

Число излученных фотонов при этом составляет

$$N_{ph} \approx 370 \sin^2 \theta_C \approx 200 \text{ фотон см}^{-1}. \quad (5.11)$$

Система электроники в детекторе Kamiokande II регистрирует сигналы с амплитудой большей, чем энергия выхода 0,35 фотоэлектронов. Триггерный импульс формируется при срабатывании во временном интервале $\tau = 100$ нс более 20 ФЭУ, что соответствует энергии электрона 7,5 МэВ. Используя информацию от каждого сработавшего ФЭУ об измерении времени прихода и амплитуде зарегистрированного импульса, пропорциональной Z^2 (Z — заряд частицы), можно определить величину энергосвечения и углы траекторий частиц. Вершина события типа (5.8) восстанавливается с ошибкой $1\sigma \approx 1,7$ м для электрона с энергией 10 МэВ во всем объеме детектора. Во время вспышки SN 1987A детектор Kamiokande II был настроен на исследование солнечных ^8B -нейтрино и имел порог регистрации электронов $E_{e,thr} = 9$ МэВ. Нейтрино от коллапса звезды имеют энергии ~ 10 МэВ и уверенно регистрируются этим детектором.

IMB (Иллинойс – Мичиган – Брукхейвен) — большой черенковский детектор закрытого типа — установлен на глубине 600 м (1570 м водного эквивалента) в выработанном солевом руднике вблизи г. Кливленда, штат Огайо, США. Структура детектора, программа физических исследований, а также процесс регистрации событий подробно описаны в [147–150]. Конструктивно последняя модификация детектора IMB-3 представляет собой прямоугольную емкость с размерами $22,5 \times 17 \times 18$ м³, заполненную очищенной водой. Рабочий объем около 5000 м³ просматривается 2048 фотоумножителями Hamamatsu R4558 с диаметром фотокатода 200 мм, размещенными на решетке с шагом 1 м. Вода, как и в детекторе Kamiokande II, является одновременно мишенью для приходящих нейтрино и радиатором черенковского света. Триггером служит срабатывание не менее 25 ФЭУ в течение $\tau = 50$ нс. Временные, геометрические и амплитудные характеристики сигналов с ФЭУ анализируются ЭВМ, и в каждом событии восстанавливается точка взаимодействия нейтрино, направление треков и энергия вторичных заряженных частиц. По сравнению с Kamiokande II детектор IMB-3 вследствие меньшей эффективности сбора черенковского света имеет более высокий порог регистрации нейтринных событий ~ 20 МэВ, при котором эффективность составляет 14%. С увеличением энергии до 50 МэВ эффективность регистрации возрастает до 90%.

LSD — жидкостной сцинтилляционный детектор — расположен на глубине 5200 м водного эквивалента в тоннеле под Монбланом и предназначен для наблюдения звездных коллапсов в Галактике [151–153]. Конструкция выполнена в виде трехэтажного параллелепипеда с площадью основания $6 \times 7 \text{ м}^2$ и высотой 4,5 м, элементами которого являются 72 модуля размерами $1 \times 1,5 \times 1 \text{ м}^3$, заполненные жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита. Полная активная масса детектора составляет около 90 т. Каждый модуль просматривается тремя ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 150 мм, и при совпадении сигналов от них в течение $\tau = 200 \text{ нс}$ анализируется энерговыделение в модуле. Порог регистрации соответствует энерговыделению 5–7 МэВ.

Баксанский подземный нейтринный телескоп — жидкостной сцинтилляционный детектор — расположен на глубине 850 м водного эквивалента под горой Андырчи на Северном Кавказе [154, 155] и ведет непрерывное наблюдение за коллапсом звезд в Галактике. Детектор имеет кубическую форму с ребром 14 м и представляет собой четырехъярусное сооружение сотово-модульной конструкции. Полное число модулей составляет 3130, каждый из которых имеет размер $0,7 \times 0,7 \times 0,3 \text{ м}^3$, заполнен уайт-спиритом и просматривается одним ФЭУ-495 с диаметром фотокатода 150 см. Порог регистрации составляет 10 МэВ.

Анализ нейтринных событий от взрыва сверхновой SN 1987A, зарегистрированных в подземных детекторах Kamiokande II, IMB, LSD и на Баксанском нейтринном телескопе, подробно проводится в [139–142, 156, 157]. Основные характеристики нейтринных событий представлены в табл. 1.

Экспериментальные результаты Kamiokande II, IMB и Баксанского телескопа синхронизированы по времени, а события, зарегистрированные детектором LSD, опережают их на 4,7 ч и могут быть не связаны с SN 1987A.

Оценить верхнюю границу для массы нейтрино можно исходя из соотношения (5.7) и данных табл. 1. Если принять расстояние до Магелланова Облака $D = 50 \text{ кпс}$, характерные значения $\Delta T = 10\text{--}15 \text{ с}$, $E_{\min} = 10 \text{ МэВ}$, $E_{\max} = 20 \text{ МэВ}$ и считать выполненным условие $\Delta t_v < \Delta T$, ограничение на массу составит $m_\nu < 23\text{--}28 \text{ эВ}$ [139]. Эта оценка сравнима с ограничениями на массу, полученными в экспериментах, обсуждавшихся в разделах 5.1–5.3.

Расчеты, выполненные Бакалом и Глешоу [158], показали отсутствие корреляций энергии, выделившейся в событии, со временем, как это было бы в случае конечной массы нейтрино. Анализ тонкой структуры нейтринного всплеска, сделанный в предположении специальных физических процессов, приводит ряд авторов [159–163] к более консервативной оценке: $m_\nu < 14\text{--}16 \text{ эВ}$.

С вводом в эксплуатацию нового поколения нейтринных детекторов, которые мы опишем ниже, можно надеяться, что следующая сверхновая будет детально изучена в нейтринном "свете" и результаты будут иметь достаточную статистическую обеспеченность для более надежного определения нейтринной массы.

6. Нейтринные осцилляции: общий формализм

6.1. Вакуумные осцилляции

Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс, при котором пучок нейтрино определенного аромата ν_l , двигаясь в вакууме, полностью или частично превращается в пучок нейтрино другого аромата $\nu_{l'}$ ($\nu_l \leftrightarrow \nu_{l'}$). В разделе 2 мы рассматривали нейтринные состояния ν_e, ν_μ, ν_τ , которые образуются в процессах слабого взаимодействия и представляют собой стационарные состояния свободного лагранжиана. Одним из условий существования осцилляций является наличие массы у нейтрино. В этом случае массовая матрица в лагранжиане, выраженная через слабые собственные состояния, является недиагональной и комплексной. Слабые состояния не имеют определенной массы, а являются линейной комбинацией (2.47) массовых собственных состояний, которые диагонализуют лагранжиан (2.32). Такое смешивание, когда нейтринное состояние ν_l существует в виде комбинации нескольких собственных состояний лагранжиана, является другим необходимым условием существования осцилляций.

Волновую функцию $|\nu_l\rangle$, описывающую свободное распространение нейтрино, можно разложить по волновым функциям массовых состояний. Различные массовые состояния $|\nu_i\rangle$ имеют разные скорости при движении в вакууме, вследствие чего в зависимости от времени изменяются относительные фазы в коэффициентах разложения. Таким образом, нейтринные осцилляции являются следствием разных фазовых скоростей состояний с определенными массами, т.е. собственных состояний лагранжиана (2.32).

Рассмотрим общий случай нейтринных осцилляций, когда матрица смешивания параметризована в виде (2.48). Волновую функцию нейтрино (например, ν_e), возникшего в слабом процессе в момент времени $t = 0$, можно представить в виде суперпозиции собственных состояний массовой матрицы:

$$|\nu_e(0)\rangle = C_1|\nu_1\rangle + S_1C_3|\nu_2\rangle + S_1S_3|\nu_3\rangle. \quad (6.1)$$

Эволюция волновой функции со временем определяется соответствующими собственными значениями

Таблица 1. Характеристики нейтринных событий от сверхновой SN 1987A

Детектор	Порог регистрации, МэВ	Количество событий	Энергия электрона, МэВ		Временной интервал регистрации, с
			Минимальная	Максимальная	
Kamiokande II [143]	7–14	11	7,5±2,0	35,4±8,0	12,4
IMB [149]	20–15	8	20,0±5,0	40,0±10,0	5,6
LSD [152, 153]	5–7	5	6,2±0,7	7,8±0,9	7,0
Баксанский телескоп [154, 155]	10	6	12,0±2,4	23,0±4,7	14,0

оператора энергии

$$E_i = \sqrt{p_v^2 + m_i^2} \quad (6.2)$$

при условии, что все нейтрино в пучке имеют одинаковый фиксированный импульс p_v . Тогда

$$|v_e(t)\rangle = C_1 \exp(-iE_1 t) |v_1\rangle + S_1 C_3 \exp(-iE_2 t) |v_2\rangle + S_1 S_3 \exp(-iE_3 t) |v_3\rangle. \quad (6.3)$$

Вероятность обнаружить нейтрино с исходным слабым состоянием $|v_e(0)\rangle$ в момент времени t в том же самом состоянии определяется соотношением

$$\begin{aligned} P(v_e \leftrightarrow v_e) &= |\langle v_e(0) | v_e(t) \rangle|^2 = \\ &= 1 - 2C_1^2 S_1^2 C_3^2 [1 - \cos(E_1 - E_2)t] - \\ &- 2C_1^2 S_1^2 S_3^2 [1 - \cos(E_1 - E_3)t] - \\ &- 2S_1^4 S_3^2 C_3^2 [1 - \cos(E_2 - E_3)t]. \end{aligned} \quad (6.4)$$

В общем случае вероятность перехода из состояния $|v_l\rangle$ в состояние

$$|v_{l'}\rangle = \sum_i U_{li'} v_i \exp(-iE_i t) \quad (6.5)$$

равна

$$\begin{aligned} P(v_l \leftrightarrow v_{l'}) &= |\langle v_l(0) | v_{l'}(t) \rangle|^2 = \\ &= \sum_{ij} U_{li} U_{li'}^* U_{lj}^* U_{lj} \exp[-i(E_i - E_j)t]. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Наименьшее возможное значение усредненной вероятности можно найти, минимизируя функционал вида

$$F = \sum_i (|U_{li}|^2)^2 + \lambda \left[\left(\sum_i |U_{li}|^2 \right) - 1 \right], \quad (6.7)$$

что приводит к значению

$$\langle P(v_l \leftrightarrow v_{l'}) \rangle = -\frac{\lambda}{2} = \frac{1}{N}, \quad (6.8)$$

где $N = 3$ — полное число нейтринных ароматов. Таким образом, исходный поток нейтрино в случае трех ароматов может при движении в вакууме максимально уменьшиться в три раза.

В экспериментах обычно анализируют явное решение задачи осцилляций нейтрино двух ароматов. Поэтому мы запишем матрицу смешивания в виде ортогональной комбинации с одним параметром — углом смешивания θ :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (6.9)$$

а состояния аромата — в виде

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (6.10)$$

Тогда эволюция волновой функции во времени описывается векторами состояния

$$\begin{aligned} |v_e(t)\rangle &= \exp(-iE_i t) |v_e(0)\rangle = \exp(-iE_1 t) \cos \theta |v_1\rangle + \\ &+ \exp(-iE_2 t) \sin \theta |v_2\rangle, \end{aligned} \quad (6.11)$$

где E_1 и E_2 — энергии двух массовых состояний с одинаковыми импульсами. Перейдем теперь к ароматовым состояниям:

$$\begin{aligned} |v_e(t)\rangle &= |v_e\rangle [\cos^2 \theta \exp(-iE_1 t) + \sin^2 \theta \exp(-iE_2 t)] + \\ &+ |v_\mu\rangle [\exp(-iE_2 t) - \exp(-iE_1 t)] \sin \theta \cos \theta. \end{aligned} \quad (6.12)$$

Вероятность нейтрино с исходным слабым состоянием $|v_e\rangle$ в течение времени t остаться в этом же состоянии следующая:

$$P(v_e \leftrightarrow v_e) = |\langle v_e | v_e \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[\frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]. \quad (6.13)$$

С хорошим приближением можно считать $E_i \gg m_i$ и, следовательно,

$$E_i \simeq p_v^2 + \frac{m_i^2}{2p_v^2}. \quad (6.14)$$

Тогда

$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E_v} = \pm \frac{\Delta m^2}{2E_v}, \quad (6.15)$$

где Δm^2 — всегда положительно определенная величина. Теперь соотношение (6.13) можно представить в виде

$$P(v_e \leftrightarrow v_e) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\pi L}{L_{\text{vac}}} \right), \quad (6.16)$$

где $L = ct$ — расстояние, которое за время t пролетает нейтрино (в экспериментах это расстояние от источника нейтрино до детектора),

$$L_{\text{vac}} = 2\pi \frac{2p_v}{m_2^2 - m_1^2} \simeq 2\pi \frac{2E_v}{\Delta m^2} \quad (6.17)$$

— вакуумная длина осцилляций, отражающая для каждой пары масс (m_1 , m_2) периодическую зависимость сигнала в детекторе от расстояния L . Используя размерность единиц, удобную при расчетах осцилляционных экспериментов, когда E_v измеряется в МэВ, Δm^2 — в эВ², получаем

$$L_{\text{vac}} [\text{М}] = 2,48 \frac{E_v}{\Delta m^2}. \quad (6.18)$$

Вероятность того, что нейтрино с исходным слабым состоянием $|v_l\rangle$ на расстоянии L от источника в результате осцилляционного эффекта превратится в $|v_{l'}\rangle$, есть

$$\begin{aligned} P(v_l \leftrightarrow v_{l'}) &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\pi L}{L_{\text{vac}}} \right) = \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1,27 L \Delta m^2}{E_v} \right). \end{aligned} \quad (6.19)$$

Выражения (6.16)–(6.19) описывают модель осцилляций нейтрино двух ароматов, в которой амплитуда процесса зависит от одного угла смешивания θ , а фаза и, соответственно, вероятность осцилляций зависят от величины $L\Delta m^2/E_v$. Поэтому в экспериментах по поиску нейтринных осцилляций определяется не значение массы

нейтрино, а величина $\Delta m^2 = |m_i^2 - m_j^2|$, которая входит в выражения (6.17), (6.18) для вакуумной осцилляционной длины, а также область допустимых углов смешивания θ . Из выражения (6.19) следует, что отношение L/E_ν определяется областью масс нейтрино, к которым эксперимент чувствителен. Чтобы определять минимально возможные значения Δm_{\min}^2 ,

$$\Delta m_{\min}^2 \sin(2\theta) = \frac{1}{1,27} \frac{E_\nu}{L} \sqrt{\Delta P(\nu_l \leftrightarrow \nu_{l'})}, \quad (6.20)$$

где $\Delta P(\nu_l \leftrightarrow \nu_{l'})$ — минимальная вероятность, т.е. минимальное различие ароматовых композиций в начальном и детектируемом в эксперименте нейтринных потоках, необходимо проводить измерения при максимально возможных значениях L/E_ν . Чувствительность различных экспериментов к величине Δm^2 показана в табл. 2.

Экспериментальные результаты представляются обычно в виде границ допустимых областей исследуемых значений параметров осцилляций ($\sin^2(2\theta)$, Δm^2). На рисунке 2 представлены области возможных значений параметров осцилляций по данным экспериментов на

Таблица 2. Области возможных значений величины L/E в экспериментах по поиску вакуумных осцилляций

Тип эксперимента	L/E , м МэВ ⁻¹
Ускоритель	$10^{-3} - 10^1$
Мезонная фабрика	$10^0 - 10^1$
Реактор	$10^0 - 10^2$
Атмосфера	$10^2 - 10^4$
Солнце	$10^{10} - 10^{11}$
Сверхновая	$10^{19} - 10^{20}$

ускорителях высоких энергий, реакторах, а также в опытах с солнечными и атмосферными нейтрино.

6.2. Осцилляции нейтрино в веществе с постоянной плотностью

Наличие вещества на пути пучка нейтрино может существенно изменить картину осцилляций. Это связано с тем, что при прохождении через вещество нейтрино испытывает преломление. Величина коэффициента преломления n для нейтрино с ароматом l и импульсом p_ν

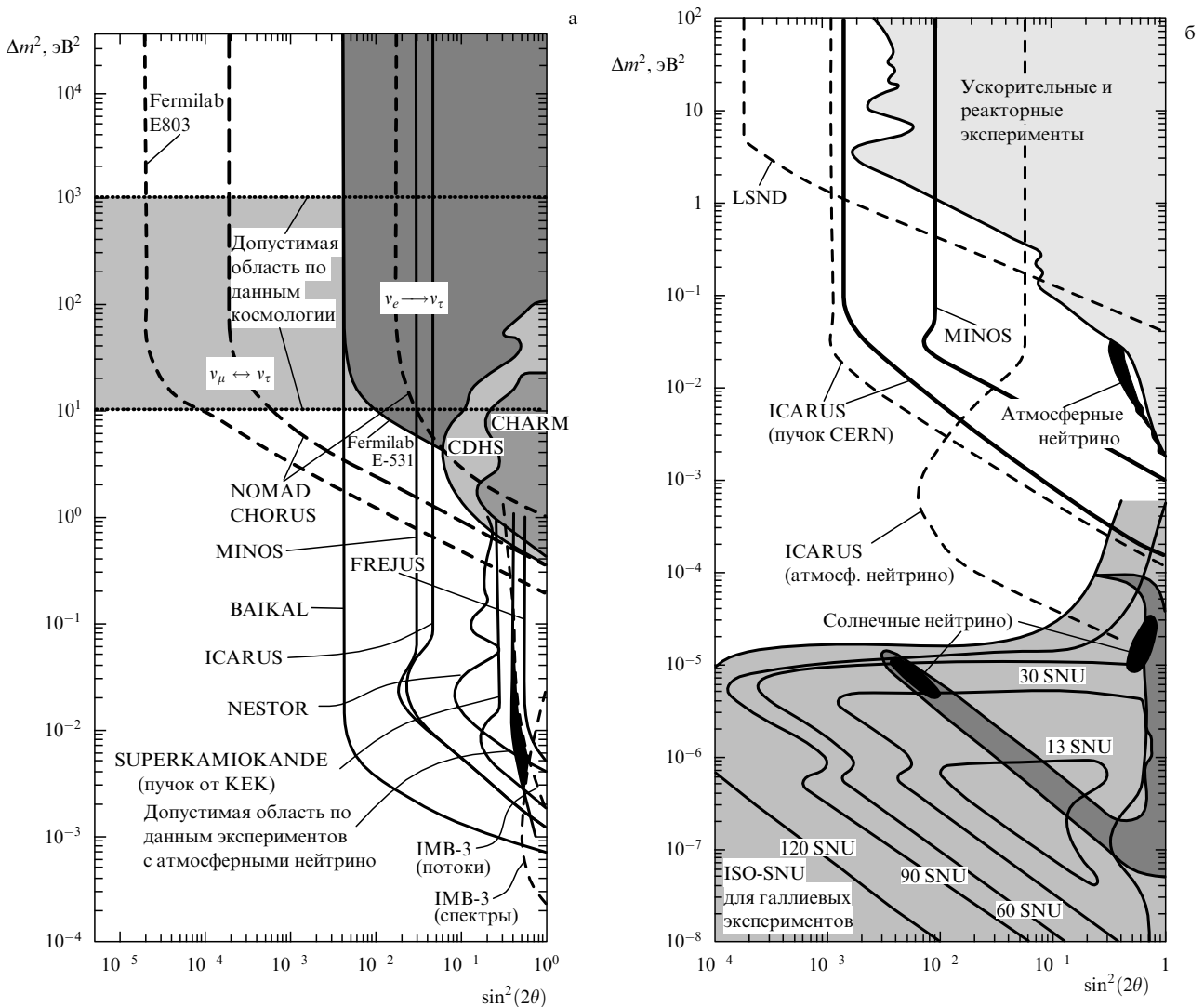


Рис. 2. Границы областей параметров осцилляций, полученных в различных экспериментах, а также достижимых в экспериментах ближайшего будущего. Исключенная область расположена справа от кривых. Эксперименты по исследованию моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ и $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ (а). Эксперименты по исследованию моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ (б).

определяется оптической теоремой:

$$p_v^2(n-1) = 2\pi N f_i(0), \quad (6.21)$$

где $f_i(0)$ — амплитуда рассеяния вперед, возникающая благодаря слабому взаимодействию, N — плотность рассеивающих центров. Мнимая часть коэффициента преломления связана с сечением поглощения нейтрино в веществе, которое мало, и им можно пренебречь. Действительная часть амплитуды рассеяния состоит из двух частей: первая часть является общей для нейтрино всех ароматов и описывается диаграммой Фейнмана, представленной на рис. 3а, а вторая связана с несимметрией взаимодействия электронных нейтрино и нейтрино других типов (ν_μ и ν_τ) с электронами среды за счет вклада заряженного тока в рассеяние $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ (рис. 3б).

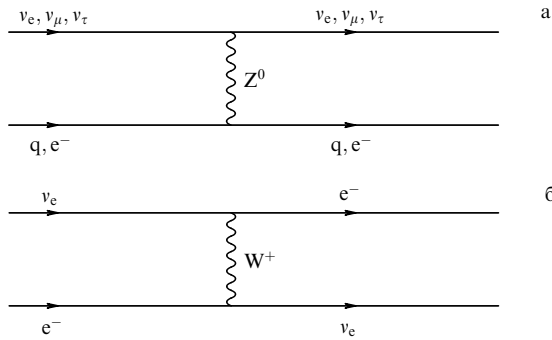


Рис. 3. Диаграммы Фейнмана, описывающие взаимодействие нейтрино с веществом: (а) вклад нейтрального тока в амплитуду рассеяния вперед является общим для нейтрино всех типов и изменяет фазу всех компонент нейтринного пучка одинаковым образом; (б) вклад заряженного тока, который имеет место только для ν_e , но не для ν_μ и ν_τ .

Как следует из вычисления диаграмм рис. 3а,б, амплитуда рассеяния электронных нейтрино на электронах среды больше, чем амплитуда рассеяния ν_μ и ν_τ на величину

$$\Delta f(0) = f_e(0) - f_{\mu,\tau}(0) = -\sqrt{2} \frac{G_F p_v}{2\pi}, \quad (6.22)$$

где $G_F = 10^{-5} M_p^{-2}$ — константа Ферми, M_p — масса протона.

Впервые результат (6.22) получен Вольфенштейном, который в работах [164, 165] показал отличие характера осцилляций пучка нейтрино в веществе от вакуумных осцилляций. Эти вопросы получили дальнейшее развитие в работах [34, 166–168].

Вклад (6.22) в амплитуду рассеяния приводит к дополнительному члену W в операторе энергии (6.14), который является потенциальной энергией взаимодействия электронного нейтрино со средой:

$$E_i \simeq p_v + \frac{m^2}{2p_v} + W = p_v + \frac{m^2}{2p_v} + \sqrt{2} G_F N_e, \quad (6.23)$$

где N_e — плотность электронов в среде,

$$W = -\frac{2\pi \Delta f(0) N_e}{p_v}. \quad (6.24)$$

Тогда эволюция волновой функции (6.11) будет описываться вектором состояния

$$|\nu_e(t)\rangle = \exp \left[-it \left(\frac{m^2}{2p_v} + \sqrt{2} G_F N_e \right) \right] |\nu_e(0)\rangle. \quad (6.25)$$

Осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ в среде можно описать уравнением Шрёдингера для двухкомпонентной амплитуды $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu,\tau} \end{pmatrix}$:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu,\tau} \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu,\tau} \end{pmatrix}, \quad (6.26)$$

$$H \equiv E_i. \quad (6.27)$$

Если решение уравнения (6.26) в вакууме приводит к собственным значениям энергии в виде (6.15), то в веществе, когда рассматриваются осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$, собственные значения энергии определяются выражением

$$E_2 - E_1 = \pm \left[\left(\pm \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} - \sqrt{2} G_F N_e \right)^2 + \left(\pm \frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{2E} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6.28)$$

Определим длину Вольфенштейна, характеризующую длину нейтринно-электронного взаимодействия:

$$L_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F N_e} \simeq \frac{1,6 \times 10^4 \text{ [км]}}{\rho}. \quad (6.29)$$

Тогда выражение для вероятности $P(\nu_e \leftrightarrow \nu_e)$ электронному нейтрино в течение времени t остаться электронным в случае взаимодействия ν_e со средой с постоянной плотностью $\rho = \text{const}$ дается выражением [164]

$$P(\nu_e \leftrightarrow \nu_e) = 1 - \frac{\sin^2(2\theta)}{\omega^2} \sin^2 \left(\frac{\omega \pi L}{L_{\text{vac}}} \right), \quad (6.30)$$

а вероятность проосциллировать в другой аромат есть

$$P(\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}) = \frac{\sin^2(2\theta)}{\omega^2} \sin^2 \left(\frac{\omega \pi L}{L_{\text{vac}}} \right), \quad (6.31)$$

где введено обозначение

$$\omega = \left[1 - 2 \cos(2\theta) \frac{L_{\text{vac}}}{L_0(\rho)} + \left(\frac{L_{\text{vac}}}{L_0(\rho)} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6.32)$$

Сравнение выражений (6.16) и (6.19) для вероятности осцилляций в вакууме с соответствующими выражениями (6.30) и (6.33) для вероятностей осцилляций в веществе позволяет получить эффективный угол смешивания и длину осцилляций с учетом влияния вещества:

$$\sin(2\theta_m) = \frac{\sin(2\theta)}{\omega}, \quad L_m = \frac{L_{\text{vac}}}{\omega}. \quad (6.33)$$

Вероятность перехода $P(\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau})$ в веществе может существенно отличаться от аналогичной вероятности в случае вакуума. Вещество может как подавлять осцилляции (при $\cos(2\theta) \simeq 0$), так и усиливать их. Можно рассмотреть три предельных случая:

1. $L_{\text{vac}}/L_0 \ll 1$. В этом случае вещество практически не влияет на осцилляции и они сводятся к вакуумным. Для

изучения вакуумных осцилляций, как следует из соотношения (6.29), эксперимент предпочтительно проводить на таких расстояниях от источника до детектора, чтобы выполнялось условие $L \ll L_0 \ll (1-2) \times 10^3$ км.

2. $L_{\text{vac}}/L_0 \gg 1$. В этом случае амплитуда осцилляционного эффекта подавлена именно этим множителем $\simeq L_{\text{vac}}/L_0$.

3. Случай резонансного усиления осцилляций,

$$\frac{L_{\text{vac}}}{L_0} = \cos(2\theta), \quad (6.34)$$

который носит название эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (MSW) [34, 168]. При выполнении этого условия имеем $\omega = \sin(2\theta)$ и амплитуда осцилляций становится равной единице при любом угле смешивания θ . В соответствии с этим на заданном уровне наблюдения вероятности перехода $P(\nu_e \leftrightarrow \nu_{e'})$ из эксперимента получают ограничения на параметры Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$ не такие, как в случае вакуумных осцилляций.

Заметим, что в веществе Земли условие резонанса (6.34)

$$\frac{L_{\text{vac}}}{L_0} = \frac{E_\nu \rho}{1,4 \times 10^4 \Delta m^2} \quad (6.35)$$

выполняется в широкой области значений Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$, допускаемых современными экспериментальными данными и возможностью изменения энергии пучка нейтрино в диапазоне $1 < E_\nu < 10^3$ ГэВ. Длина Вольфенштейна при характерных для вещества Земли плотностях $\rho \simeq 3-10$ г см⁻³ составляет $L_0 \simeq 3,5 \times 10^3 - 1,2 \times 10^4$ км и определяет оптимальную пролетную базу нейтрино для экспериментов по проверке влияния эффекта материи на величину параметров осцилляций.

6.3. Осцилляции нейтрино в веществе с переменной плотностью

Когда плотность вещества, пересекаемого пучком нейтрино, переменна, осцилляционный эффект может быть выражен наиболее ярко: возможен случай практически полного перехода нейтрино одного аромата в другой. Для описания осцилляций в среде с переменной плотностью электронов воспользуемся уравнением Шрёдингера (6.26) с оператором H в виде [169]

$$H(\tau) = \mathbf{\omega}(\tau) \cdot \mathbf{\sigma}, \quad (6.36)$$

где $\tau = \pi L/L_{\text{vac}}$, $\mathbf{\omega}(\tau) = (-\sin(2\theta), 0, \cos(2\theta) - L_{\text{vac}}/L_0(\tau))$, $\mathbf{\sigma}$ — матрицы Паули, или в явном виде

$$H = \pi \begin{pmatrix} \frac{\cos(2\theta)}{L_{\text{vac}}} - \frac{1}{L_0(t)} & -\frac{\sin(2\theta)}{L_{\text{vac}}} \\ -\frac{\sin(2\theta)}{L_{\text{vac}}} & -\frac{\cos(2\theta)}{L_{\text{vac}}} + \frac{1}{L(t)} \end{pmatrix}, \quad (6.37)$$

где $t = L/c = L$, тогда

$$\begin{pmatrix} \nu_l(t) \\ \nu_{l'}(t) \end{pmatrix} = T \exp \left[-i \int_0^t H(t) dt \right] \begin{pmatrix} \nu_l(0) \\ \nu_{l'}(0) \end{pmatrix}. \quad (6.38)$$

Теперь, следуя [169], исключим компоненту $|\nu_l\rangle$ и приведем (6.38) к уравнению второго порядка для

амплитуды $|\nu_{l'}\rangle \equiv \xi$:

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + f(t) \xi = 0, \quad (6.39)$$

$$f(t) = \pi^2 \left[\frac{1}{L_0^2(t)} - \frac{2 \cos(2\theta)}{L_{\text{vac}} L_0(t)} + \frac{1}{L_{\text{vac}}^2} \right] + i\pi \frac{d}{dt} \frac{1}{L_0(t)} \quad (6.40)$$

с начальными условиями (для первоначального пучка $\nu_{l'}$)

$$\xi(0) = 0, \quad \frac{d\xi(0)}{dt} = i \sin(2\theta). \quad (6.41)$$

Решение уравнения (6.39), (6.40) с (6.41) начальными условиями приводит к вероятности перехода $\nu_l \leftrightarrow \nu_{l'}$

$$P(\nu_l \leftrightarrow \nu_{l'}) = |\xi(t)|^2. \quad (6.42)$$

В случае постоянной плотности $\rho(t) = \rho = \text{const}$, $d\rho/dt \equiv 0$ и для вероятности осцилляций из (6.42) имеем результат (6.31).

Знак амплитуды рассеяния $\bar{\nu}_l l \leftrightarrow \bar{\nu}_{l'} l'$ противоположен знаку амплитуды рассеяния $\nu_l l \leftrightarrow \nu_{l'} l$, что эквивалентно замене знака характерной длины Вольфенштейна $L_0 \rightarrow -L_0$. В соответствии с этим резонансный эффект возможен либо для нейтрино, либо для антинейтрино, но не для обоих случаев одновременно. Это означает, что наблюдение осцилляций в веществе дает принципиальную возможность определения знака

$$L_{\text{vac}} \propto (m_2^2 - m_1^2)^{-1}. \quad (6.43)$$

Характер изменения осцилляций при прохождении нейтрино через вещество, описываемых уравнениями (6.39)–(6.41) с распределением плотности в Земле согласно [170], по сравнению с вакуумными осцилляциями (6.12) продемонстрирован на рис. 4. Рассчитаны достижимые уровни параметров осцилляций для случая прохождения пучка мюонных нейтрино с энергией $\langle E_{\nu_\mu} \rangle \simeq 30$ ГэВ вдоль хорды Земли длиной $L = 4200$ км и для случая распространения пучка в вакууме [171]. Видно, что наличие вещества позволяет продвинуться в область меньших углов смешивания примерно на 20 % и практически не влияет на достижимый уровень по Δm^2 даже при максимальных углах смешивания

7. Изучение нейтринных осцилляций при низких энергиях: эксперименты на реакторах

Чувствительность экспериментов к измерению осцилляционного параметра Δm^2 определяется выражением (6.20). В приближении максимального смешивания ($\sin^2(2\theta) \simeq 1$) чувствительность опытов однозначно связана с отношением E_ν/L . Поэтому для наблюдения осцилляций предпочтительны источники с минимальной энергией испускаемых нейтрино, максимально удаленные от детектора, регистрирующего нейтринные взаимодействия [172].

Ядерные реакторы являются мощными искусственными источниками электронных антинейтрино с энергиями $E_{\bar{\nu}_e} \leq 8$ МэВ, которые могут быть детектированы в процессе

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (7.1)$$

В реакторных экспериментах поиск осцилляций основан на регистрации "исчезновения" первоначального нейт-

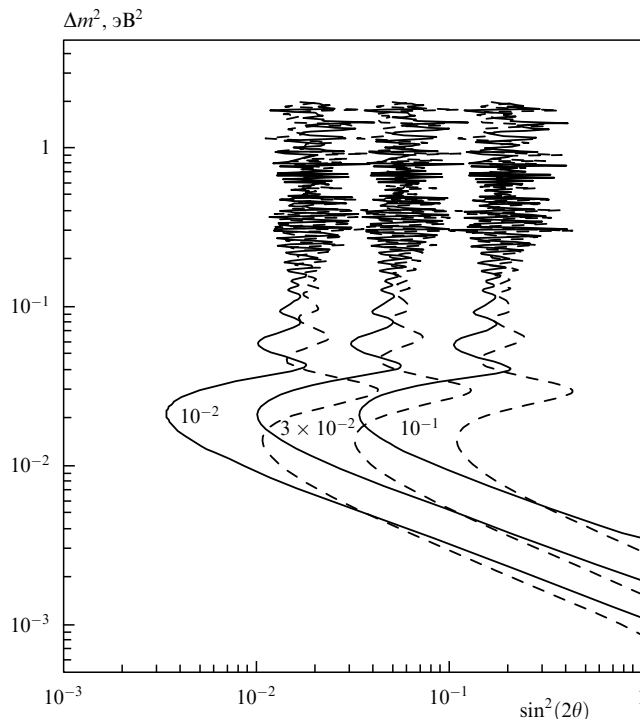


Рис. 4. Рассчитанные достижимые значения параметров осцилляций (области справа от соответствующих кривых) для мюонных нейтрино с энергией $\langle E_{\nu_\mu} \rangle \simeq 30$ ГэВ при измерении вероятности перехода $P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ с точностью 1, 3, 10%. Сплошные линии соответствуют расчету с учетом эффекта материи, штриховые линии — вакуумным осцилляциям.

ринного (точнее антинейтринного) пучка по инклюзивному каналу $\bar{\nu}_e \rightarrow x$, когда наблюдается (или не наблюдается) более быстрое уменьшение потока ν_e при удалении от источника, чем следует из рассчитанных на основе геометрии пучка данных, полученных в предположении отсутствия осцилляций.

Используются два основных метода регистрации осцилляционного эффекта: абсолютный и относительный. Суть абсолютного метода заключается в сравнении экспериментально зарегистрированной и расчетной интенсивностей взаимодействий нейтрино. Если в детекторе, расположенном на расстоянии L от реактора, возможно измерить сечение реакции (7.1) σ_{exp} , то эта величина сравнивается с расчетным сечением σ_{cal} , которое усреднено по спектру антинейтрино. В результате при наличии осцилляций вероятность (6.16) должна быть отлична от единицы:

$$\begin{aligned} \langle P(\bar{\nu}_e \leftrightarrow x) \rangle &= \frac{\langle \sigma_{\text{exp}} \rangle}{\langle \sigma_{\text{cal}} \rangle} = 1 - \sin^2(2\theta) \left\langle \sin^2 \frac{1,27 \Delta m^2 L}{E_{\bar{\nu}}} \right\rangle = \\ &= 1 - \sin^2(2\theta) \int_{E_{\text{thr}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E) N_{\bar{\nu}} \frac{1,27 \Delta m^2 L}{E_{\bar{\nu}}} dE_{\bar{\nu}} \times \\ &\times \left[\int_{E_{\text{thr}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E) N_{\bar{\nu}}(E) dE_{\bar{\nu}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Здесь интегрирование проводится от порога регистрации $\bar{\nu}_e$ в реакции (7.1) $E_{\text{thr}} = M_n + m_e - M_p = 1,8$ МэВ до верхней границы по энергии, возможной для нейтрино от реактора E_{max} . Основная сложность метода заключается в необходимости точного вычисления нейтринного

спектра от всех делящихся изотопов ядерного топлива реактора. Эти спектры получаются суммированием парциальных спектров продуктов деления, зависят от выходов соответствующих осколков, схем распада и ряда других факторов. Точность восстановления нейтринного спектра может быть увеличена, если восстанавливается (по тем же самым расчетным данным) спектр электронов осколков деления и сравнивается с экспериментально измеренным.

Если в эксперименте сечение реакции (7.1) σ_{exp} не определяется, то поиск осцилляционного эффекта основывается на сравнении интегральных выходов позитронов:

$$\langle P(\bar{\nu}_e \leftrightarrow x) \rangle = \int N_{\text{exp}}(E_{e^+}) dE_{e^+} \left[\int N_{\text{cal}}(E_{e^+}) dE_{e^+} \right]^{-1}, \quad (7.3)$$

где первый интеграл определяет число позитронов, детектированных в реакции (7.1) в интервале энергий dE_{e^+} , а выражение в квадратных скобках дает значение числа позитронов, рассчитанное в предположении отсутствия осцилляций с учетом функции отклика детектора.

Большинство трудностей, связанных с неопределенностью спектра реакторных нейтрино, снимаются, если применяется относительный метод поиска осцилляций. В этом случае используются два одинаковых детектора, установленных на двух расстояниях L_1 и L_2 от активной зоны реактора, либо один детектор, который возможно перемещать и устанавливать на разных расстояниях. Существование осцилляций возможно обнаружить по относительному изменению сечения $\sigma_{\text{exp}}(L_1)/\sigma_{\text{exp}}(L_2)$, либо по деформации интегрального спектра позитронов в реакции (7.1) в зависимости от расстояния от реактора: $\int N_{\text{exp}}(E_{e^+}, L_1) dE_{e^+} / [\int N_{\text{exp}}(E_{e^+}, L_2) dE_{e^+}]^{-1}$.

Нейтринные детекторы в экспериментах на различных реакторах имеют подобную структуру, которая позволяет регистрировать коррелированный во времени сигнал от позитрона и нейтрона в реакции (7.1). Позитроны регистрируются в ячеисто-секционном счетчике, заполненном жидким сцинтиллятором, который одновременно является протонной мишенью (для этого выбираются сцинтилляторы с высоким содержанием протонов) и замедлителем нейтронов. Каждая ячейка счетчика просматривается ФЭУ, и по амплитуде сигнала определяется энергия позитрона. Между секциями сцинтилляционных счетчиков располагаются проволочные пропорциональные камеры, заполненные ^3He , которые служат для регистрации нейтронов. Необходимые фоновые условия обеспечиваются активной и пассивной защитой: нейтринный детектор окружается эффективными счетчиками антисовпадений, помещается в бетонный бункер, внутри которого расположены слои полиэтилена или воды, а также слои радиационно чистого свинца. Эксперимент, проводимый в момент остановки реактора, определяет собственный фон установки.

Допустимые параметры осцилляций рассчитываются методом максимального правдоподобия при варьировании величин $\sin^2(2\theta)$, Δm^2 в ожидаемом нейтринном спектре. Границы областей разрешенных параметров осцилляций соответствуют наилучшему описанию экспериментального спектра, при котором величина $\chi^2(\sin^2(2\theta_i), \Delta m_i^2)$ для каждого фитируемого параметра имеет минимальное значение. Ограничение на величину Δm^2 определяется обычно в предположении максималь-

ного смешивания, $\sin^2(2\theta) = 1$:

$$\Delta m^2 = \frac{\sqrt{P(\bar{\nu}_e \leftrightarrow \chi)}}{1,27 \langle L/E_{\bar{\nu}_e} \rangle}. \quad (7.4)$$

Подробное описание методики исследования осцилляций в реакторных экспериментах, структура и конфигурация нейтринных детекторов, чувствительных к продуктам реакции (7.1), процедура восстановления позитронных и нейтринных спектров, а также алгоритмы определения параметров $\sin^2(2\theta)$, Δm^2 приводятся в монографиях [173, 174]. Ограничения на параметры осцилляций, полученные в реакторных экспериментах, представлены в табл. 3.

Таблица 3. Результаты основных экспериментальных групп по поиску нейтринных осцилляций на детекторах, облучаемых пучками электронных антинейтрино от ядерных реакторов

Местоположение реактора	Расстояния от реактора до детекторов, м	Ограничение на параметр Δm^2 при $\sin^2(2\theta) = 1$, эВ	Ссылка
Гренобль	8,76	$< 0,15$	[175, 176]
Госген	37,9/45,9	$< 0,016$	[177]
Госген	37,9/45,9/64,7	$< 0,019$	[178]
Буже	13,6/18,3	$6 \times 10^{-2} - 10^{-1}$	[179]
Ровно	18,5/25	$< 0,04$	[180]
Ровно	32,8/92,3	$< 0,0083$	[181]
Саванна-Ривер	18,5/23,7	$< 0,02$	[182, 183]

Результаты, полученные в реакторных экспериментах за исключением группы Буже (данные которой не могут быть интерпретированы однозначно), указывают на отсутствие нейтринных осцилляций для широкой области параметров $\sin^2(2\theta) = 0,1 - 1$ и $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-2} - 10^{-1}$.

Будущие эксперименты с реакторными нейтрино связаны с поиском осцилляций на больших расстояниях от реактора. Мягкий спектр реакторных нейтрино наряду с пролетной базой $L \simeq 1$ км дает возможность продвинуться по чувствительности к параметру Δm^2 до значений $\simeq 10^{-3} - 10^{-4}$ в области больших углов смешивания, особенно в случае влияния эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (6.34). Постановка таких экспериментов требует нового поколения нейтринных детекторов большого объема. Имеются предложения о создании детектора, содержащего 5 т жидкого сцинтиллятора, в состав которого входит гадолиний, и расположенного на расстоянии $L = 1$ км от двух новых реакторов во Франции, а также об организации группы, проектирующей подобный по масштабам детектор в Калифорнии для исследования осцилляций в нейтринном пучке от реактора в Сан-Онофре [184].

8. Исследование нейтринных осцилляций при высоких энергиях: эксперименты на ускорителях

В теориях GUT механизм "see-saw" предполагает иерархию нейтринных масс $m_{\nu_{e,\mu,\tau}} \simeq (m_{u,c,t})^2/M_{GUT}$, при которой самым тяжелым оказывается τ -нейтрино, $m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\mu} \ll m_{\nu_\tau}$, а углы смешивания находятся в соотношении $\theta_{e\mu} = (m_{\nu_e}/m_{\nu_\mu})^{1/4} \gg \theta_{\mu\tau} = (m_{\nu_\mu}/m_{\nu_\tau})^{1/2} \gg \theta_{e\tau} \simeq 0$. В разделе 3 мы показали, что если в этой схеме масса τ -

нейтрино лежит в области 5–30 эВ, то область параметров осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ допускает значения $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 2 \times 10^{-3} - 3 \times 10^{-4}$, $\Delta m_{\mu\tau}^2 = 22 - 715$ эВ² [63, 64], а для параметров осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ наиболее вероятными являются значения $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = (0,3 - 1,0) \times 10^{-2}$, $\Delta m_{\mu e}^2 = (0,5 - 1,2) \times 10^{-3}$ эВ² [185–187]. В такой схеме масса τ -нейтрино и угол смешивания $\theta_{\mu\tau}$ оказываются в области значений параметров осцилляций, доступных для ускорительных экспериментов. Поэтому исследования осцилляций в пучках мюонных нейтрино от ускорителей CERN, FNAL, УНК-I направлены в первую очередь на изучение моды $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

На протонных ускорителях формируются пучки мюонных нейтрино с широким энергетическим спектром с примесью нейтрино другого аромата на уровне одного или нескольких процентов. Источником ν_μ являются распады вторичных π и K -мезонов, образованных при взаимодействии протонов с мишенью и сформированных фокусирующим устройством в параллельный пучок. Ускорительные нейтринные пучки характеризуются контролируемыми условиями: энергия, интенсивность, временная структура и направление пучка хорошо известны. Поэтому их спектры, а также примеси фоновых, в основном электронных нейтрино могут быть рассчитаны с большой точностью. Однако, чтобы достичь уровня чувствительности эксперимента $P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{e,\tau}) \simeq 10^{-4}$, необходимо проводить исследования в монохроматическом нейтринном пучке.

В экспериментах с пучками ускорительных нейтрино возможно изучение как моды "исчезновения" $\nu_\mu \leftrightarrow \chi$, так и инклюзивных мод "возникновения" $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Для прямой регистрации избытка ν_e и ν_τ в потоке ν_μ необходимо, чтобы энергия E_{ν_μ} превышала массу покоя электрона (τ -лептона), образующегося в реакции детектирования:

$$\nu_{e(\tau)} N \rightarrow e^-(\tau^-) X, \quad (8.1)$$

где N — нуклон вещества детектора, X — конечное адронное состояние.

Идентификация электронов в реакции (8.1) проводится по образуемому ими электромагнитному ливню в веществе детектора (электромагнитного калориметра, пузырьковой камеры, ...), входящего в состав нейтринной установки. Для регистрации τ -лептонов в реакции (8.1) используют две возможности. Первая состоит в прямом наблюдении пробега τ -лептона от точки рождения до распада ($c\tau \simeq 91$ мкм). Для решения этой задачи необходимо иметь трековый детектор с разрешением $\sigma \leq 10$ мкм. В качестве такого прецизионного вершинного детектора используют ядерные фотоэмульсии, пузырьковые камеры с голографическим съемом информации, а также мишени, собранные из сцинтилляционных волокон. Другая возможность регистрации τ -лептона заключается в кинематическом анализе продуктов реакции (8.1) — определении дисбаланса по поперечному импульсу между τ -лептоном и струей адронов. Для этого необходим прецизионный калориметрический детектор.

Теперь мы более подробно остановимся на экспериментальных установках, которые использовались для изучения нейтринных осцилляций, и полученных ограничений на параметры $\sin^2 2\theta$, Δm^2 .

Осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \chi$ изучались в нейтринном пучке ускорителя CERN PS со средней энергией $\langle E_\nu \rangle = 1,5$ ГэВ

на установках CHARM и CDHS, а также в нейтринном пучке ускорителя FNAL при энергиях $E_\nu = 40 - 230$ ГэВ на установке CCFR. Во всех этих экспериментах использовались два детектора, расположенные на разных расстояниях от мишени нейтринного канала. Регистрируемые в детекторах взаимодействия нейтрино по каналу нейтрального тока (NC) имеют одинаковые сечения для всех ароматов и не могут быть использованы для измерения нейтринного аромата. Взаимодействия заряженного тока (CC), наоборот, характеризуются различными заряженными лептонами в конечном состоянии. Поэтому осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \chi$ должны приводить к уменьшению мюонных событий заряженного тока

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X \quad (8.2)$$

по сравнению с расчетным в предположении отсутствия осцилляций. Увеличение расстояния до детектора также приводит к уменьшению событий типа (8.2). Для определения параметров осцилляций наблюдаемые потоки нейтрино в ближнем и дальнем детекторах сравниваются с расчетными в предположении осцилляций с параметрами $\sin^2(2\theta)$, Δm^2 . Затем методом максимального правдоподобия находится область значений параметров осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \chi$, которая исключена для данного эксперимента. Основные результаты представлены в табл. 4.

Осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ широко изучались в экспериментах на ускорителях CERN PS, BNL AGS, FNAL и У-70. Методика регистрации канала "возникновения" электронных нейтрино ν_e в пучке мюонных ν_μ основана на сравнении экспериментально наблюдаемого отношения ν_e - и ν_μ -событий

$$R^{\text{exp}} = \frac{N_{\nu_e}^{\text{exp}}}{N_{\nu_\mu}^{\text{exp}}} = \frac{n_{\nu_e} \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \sigma_{\nu_e} \rangle + n_{\nu_\mu} \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sigma_{\nu_e} \rangle}{n_{\nu_\mu} \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sigma_{\nu_\mu} \rangle + n_{\nu_e} \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \sigma_{\nu_\mu} \rangle} \quad (8.3)$$

с расчетным значением R^{cal} в предположении отсутствия осцилляций. В выражении (8.3) n_{ν_i} — начальное число нейтрино i -го аромата ($i = e, \mu$), σ_{ν_i} — сечение νN -взаимодействия по каналу заряженного тока для нейт-

рино i -го аромата, а усреднение проводится по исходному нейтринному спектру. Отношение n_{ν_e}/n_{ν_μ} в предположении

$$\frac{\sigma_{\nu_e}}{E_{\nu_e}} = \frac{\sigma_{\nu_\mu}}{E_{\nu_\mu}} = \text{const}$$

можно получить исходя из расчетных значений числа ν_e - и ν_μ -событий и усредненных по спектру энергий нейтрино соответствующего аромата:

$$\frac{n_{\nu_e}}{n_{\nu_\mu}} = \frac{N_{\nu_e}^{\text{cal}} \langle E_{\nu_e} \rangle^{-1}}{N_{\nu_\mu}^{\text{cal}} \langle E_{\nu_\mu} \rangle^{-1}} = R^{\text{cal}} \frac{\langle E_{\nu_e} \rangle}{\langle E_{\nu_\mu} \rangle}. \quad (8.4)$$

Тогда выражение (8.3) можно переписать в виде

$$R^{\text{exp}} = \frac{R^{\text{cal}} \langle E_{\nu_\mu} \rangle \langle E_{\nu_e} \rangle^{-1} \langle [1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)] E_{\nu_e} \rangle + \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) E_{\nu_\mu} \rangle}{\langle [1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)] E_{\nu_\mu} \rangle + R^{\text{cal}} \langle E_{\nu_\mu} \rangle \langle E_{\nu_e} \rangle^{-1} \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) E_{\nu_e} \rangle}. \quad (8.5)$$

В случае существования осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ отношение $R^{\text{exp}}/R^{\text{cal}}$ должно быть отлично от единицы. Ограничение на величину $P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$ и, следовательно, на соотношения параметров осцилляций $\sin^2(2\theta)$ и Δm^2 , совместимых на заданном уровне достоверности с R^{exp} , определяется из (8.5). Данные экспериментов по поиску осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ представлены в табл. 5.

Осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ впервые начали изучаться в нейтринных экспериментах в пузырьковой камере BEBC в CERN и 15-футовой камере FNAL. В этих ранних опытах вершины от распадов τ -лептонов не могли быть зарегистрированы визуально, поэтому оценки осцилляционных параметров были получены на основе предположения о том, что часть нейтринных событий с электронами в конечном состоянии обусловлена взаимодействиями τ -нейтрино в реакции $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ с последующим распадом τ -лептона по моде $\tau \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$. Такой метод нахождения параметров осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ предполагает высокую точность определения фоновых взаимодействий от ν_e и требует кинематиче-

Таблица 4. Результаты исследования осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \chi$ в экспериментах на ускорителях

Ускоритель, эксперимент	Структура детектора	Расстояния от мишени до детекторов, м	Δm^2 при $\sin^2(2\theta) = 1$, ГэВ ²	$\sin^2(2\theta)$	Ссылка
CERN PS, CHARM	Структурированный калориметр: мраморные пластины, прослоенные плоскостями сцинтилляционных счетчиков, пропорциональных дрейфовых трубок (PDT) и стримерных трубок. Мюонный спектрометр: пластины намагниченного железа, прослоенные PDT	123 (ближний) 903 (дальний)	< 0,29 или > 22	< 0,17 ($\Delta m^2 = 0,7 - 9,0$ эВ ²)	[188]
CERN PS, CDGS	Тороидально намагниченные пластины железа, прослоенные сцинтилляционными пластинами и дрейфовыми камерами	130 (ближний) 885 (дальний)	< 0,23 или > 100	< 0,1 ($m^2 = 1,0 - 10,0$ эВ ²)	[189]
FNAL, CCFR	Структурированный калориметр с мюонным спектрометром	715 (ближний) 1115 (дальний)	< 8 или > 1250	< 0,02 ($\Delta m^2 = 110$ эВ ²)	[190]

Таблица 5. Результаты исследования осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ в экспериментах на ускорителях

Ускоритель, эксперимент	Структура детектора	Расстояния от мишени до детекторов, м	Δm^2 при $\sin^2(2\theta) = 1$, ГэВ ²	$\sin^2(2\theta)$	Ссылка
CERN, BEBS	Пузырьковая камера большого размера	850	< 0,09	$< 2 \times 10^{-2} (\Delta m^2 \simeq 2 \text{ эВ}^2)$	[191]
CERN PS, CHARM	Структурированные мишени-калориметры, расположенные на двух расстояниях; мюонный поглотитель	123 (ближний) 903 (дальний)	< 0,19	$< 8 \times 10^{-3} (\Delta m^2 \geq 30 \text{ эВ}^2)$	[188]
BNL AGS, E-734	Структурированный калориметр: плоскости жидкого сцинтиллятора, железные пластины и пропорциональные дрейфовые камеры; ливневые счетчики	96	< 0,43	$< 3,4 \times 10^{-3}$	[192] [193]
FNAL	15-футовая пузырьковая камера	1056	< 2,2	$< 1,1 \times 10^{-2}$	[194]
У-70 СКАТ	Пузырьковая камера большого размера	270	< 1,3	$< 2,5 \times 10^{-3}$	[195]

ских обрезаний для выделения искомой моды распада τ -лептона.

В более поздних экспериментах E-531 и E-564 с использованием ядерных фотоэмульсий появилась возможность непосредственной регистрации τ -лептона и, следовательно, идентификации взаимодействий ν_τ в реакции заряженного тока. Это существенно повысило чувствительность экспериментов к параметрам осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Отметим также опыт коллаборации CHARM-II по поиску квазиупругой реакции

$$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- (\pi^- \nu_\tau) N'$$

на фоне однолучевых событий в реакции нейтрального тока $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N' \pi^-$. Результаты всех упомянутых экспериментов сведены в табл. 6.

В настоящее время в ν_μ -пучке ускорителя CERN SPS ведется набор статистики нейтринных взаимодействий в эксперименте CHORUS (CERN Hybrid Oscillation Research Apparatus US) [201, 202]. В эксперименте используется магнитный спектрометр со сцинтилляционными фибрами [203], служащими для указания на вершину события в фотоэмульсионной мишени весом 800 кг. Ведется поиск взаимодействий заряженного тока

$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$ с последующим распадом τ -лептона. Мюонные треки экстраполируются в эмульсию на основе координатной информации, полученной с фибровой мишени [204], а сигнатурой для распада τ -лептона являются однолучевые события типа "кинк". Все события — кандидаты на взаимодействие τ -нейтрино — проходят предварительный кинематический отбор на основании калориметрической информации [205]; поиск в фотоэмульсии осуществляется на полностью автоматизированных микроскопах. Первые результаты анализа набранной статистики представлены в [202].

Также в нейтринном пучке CERN SPS подготавливается эксперимент NOMAD (Neutrino Oscillation Magnetic Detector). В этом эксперименте прецизионный вершинный детектор отсутствует, а выделение сигнала от ν_τ основывается на известных кинематических критериях и обеспечивается развитой трековой системой, включающей 150 дрейфовых камер, помещенных внутри магнита от установки UA (1) [202, 206].

Чувствительность экспериментов CHORUS и NOMAD к параметру смешивания $\sin^2(2\theta)$ рассчитана в [64] и в случае $m_{\nu_\tau} > 7 \text{ эВ}$ на 90 %-ном уровне достоверности будет составлять $\sin^2(2\theta) > 2 \times 10^{-4}$.

Таблица 6. Результаты исследования осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ в экспериментах на ускорителях

Ускоритель, эксперимент	Структура детектора	Расстояния от источника нейтрино до детекторов, м	Δm^2 при $\sin^2(2\theta) = 1$, ГэВ ²	$\sin^2(2\theta)$	Ссылка
CERN PS, BEBC	Большая пузырьковая камера	850	< 6	$< 5 \times 10^{-2}$	[196]
FNAL	15-футовая пузырьковая камера	1056	< 3	$< 6 \times 10^{-2}$	[197]
FNAL, E-531	Гибридный спектрометр: ядерная фотоэмульсия, времяпролетная система, дрейфовая камера	951	< 0,9	$< 4 \times 10^{-3}$	[198]
FNAL, E-564	Ядерная фотоэмульсия, помещенная внутри 15-футовой пузырьковой камеры	1466	< 4,5	$< 6 \times 10^{-2}$	[199]
CERN SPS, CHARM II	Структурированные мишени-калориметры, расположенные на двух расстояниях; мюонный спектрометр	123 (ближний) 903 (дальний)	< 0,5	$< 5 \times 10^{-3} (\Delta m^2 \simeq 50 \text{ эВ}^2)$	[200]

9. Осцилляции дальних нейтрино

Дальнейший прогресс в измерении нейтринных масс и достижении уровня чувствительности экспериментов до значений m_{ν_e} и $m_{\nu_\mu} \simeq 10^{-3} - 10^{-1}$ эВ и $m_{\nu_\tau} < 1$ эВ может быть связан только с осцилляционными экспериментами, использующими пучки дальних нейтрино и новое поколение детекторов с большими чувствительными массами. Термин "дальние" (long-baseline) нейтрино специально введен для нейтрино, регистрируемых на расстояниях ($\simeq 1$ км) от ускорителя. Большая длина пролета нейтрино и значительное количество вещества, пересекаемого ими на своем пути от места рождения до детектора, позволяют увеличить чувствительность экспериментов к параметрам осцилляций, а также проверить влияние MSW-эффекта на механизм осцилляций.

Создание пучков дальних нейтрино для экспериментов по изучению осцилляций планируется на ускорительном комплексе CERN SPS, Главном инжекторе FNAL (Fermilab Main Injector), ускорителе КЕК в Японии, а также в России на УНК-600 в г. Протвино. Нейтринные программы с пучками дальних нейтрино широко обсуждаются в настоящее время [35, 36, 207–210]. Некоторые новые типы детекторов, которые будут использованы для будущих осцилляционных экспериментов, описаны в [35, 36, 211, 212].

В экспериментах ближайшего будущего будут использованы все известные методы обнаружения нейтринных осцилляций:

1. Измерения вариации доли событий, идущих через заряженный ток (CC-события), при изменении расстояния от ускорителя до детектора (L_D). Или измерения при фиксированном расстоянии L_D при изменении энергии нейтрино. Эти исследования требуют достаточно хорошего знания спектра нейтрино.

2. Регистрация изменения отношения числа событий, идущих через нейтральный ток (NC-события), к числу CC-событий в зависимости от расстояния L_D или в зависимости от энергии нейтрино (при фиксированном L_D) — NC/CC-способ.

3. Прямая регистрация нейтрино иной природы в потоке нейтрино одного сорта (например, обнаружение в ν_μ -потоке "избытка" ν_e, ν_τ).

4. Измерение потока равновесных мюонов, образующихся в веществе перед детектором (измерение потока, импульсного спектра, зарядного соотношения при фиксированном расстоянии L_D).

Возможности формирования пучка дальних нейтрино от ускорителя CERN SPS (энергия падающих на мишень протонов 450 ГэВ, интенсивность 2×10^{13} , период 14,4 с) подробно рассматриваются в работе [213]. Основные надежды связываются с направлением нейтринного пучка на детекторы, расположенные в подземной лаборатории Гран-Сассо, в 120 км к востоку от Рима и в 730 км от CERNa. Лаборатория Гран-Сассо находится в горной выработке Аппенинского массива на глубине 4,5 км водного эквивалента. В лаборатории создана целая система помещений для нескольких крупных детекторов, предназначенных для решения ряда астрофизических проблем и поиска распада протона. Рассмотрим некоторые из этих приборов.

ICARUS (Imaging Cosmic and Rare Underground Signals) — идеальный детектор для изучения редких событий, в том числе и нейтринных взаимодействий [35,

36, 214, 215]. Это детектор нового поколения — жидкоаргоновая времяпроекционная (TPC) камера (3 модуля весом 5 т каждый) с электронным считыванием информации. В ICARUSe взаимодействия нейтрино идентифицируются по электронам отдачи от вторичных заряженных частиц, которые регистрируются времяпроекционной камерой. Вследствие дрейфа электронов в однородном электрическом поле на считывающих плоскостях регистрируется заряд и формируется трехмерное электронное изображение. Две пространственные координаты точек анализируемого трека определяются по месту прихода дрейфующих электронов на плоскость считывания, третья координата определяется временем дрейфа. Основная сложность в реализации формирования изображения в детекторе на жидком аргоне связана со способностью дрейфа электронов ионизации на большие расстояния. Эта проблема была решена на прототипе детектора весом 3 т [214]. Детектор ICARUS имеет высокое пространственное разрешение (от ± 1 мм до сотен мкм) и хорошее разрешение по энергии ($\simeq 3\%$ для e^\pm и γ с энергией 1 МэВ). Первый модуль будет полностью готов в 1998 г. [216].

Изучение нейтринных осцилляций предполагается двумя методами. Первый состоит в измерении отношения числа событий нейтрального тока без мюона к числу событий заряженного тока с одним мюоном в конечном состоянии [36]:

$$R_1 \simeq 0,31 [1 + 1,95 \sin^2(2\theta)(\Delta m^2 \cdot 1,27 L_D)^2 \langle E^{-2} \rangle], \quad (9.1)$$

где для протонного пучка CERN SPS с энергией $E_p = 450$ ГэВ справедливы соотношения

$$\frac{\sigma_{NC}^\mu}{\sigma_{CC}^\mu} \simeq 0,31, \quad \frac{\sigma_{NC}^\tau}{\sigma_{CC}^\mu} \simeq 0,5. \quad (9.2)$$

Достоинство такого метода "возникновения" состоит в том, что он не требует ближнего детектора и в меньшей степени чувствителен к величине потока ν_μ .

Второй метод — "исчезновения" — также может быть использован. В этом случае измеряется отношение числа мюонов, зарегистрированных в ближнем детекторе, расположенном около CERNa (это число мюонов пропорционально числу ν_μ в пучке), к числу взаимодействий нейтрино всех ароматов, которые регистрируются в ICARUS. Суммарная чувствительность детектора ICARUS для обоих методов в случае осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ составляет $\sin^2(2\theta) = 1,5 \times 10^{-3}$ и $\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4}$, а для $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -осцилляций $\sin^2(2\theta) = 5,0 \times 10^{-2}$ и $\Delta m^2 = 2,0 \times 10^{-3}$ эВ².

LVD (Liquid Volume Detector) — детектор большого объема, в котором регистрируются световые вспышки в жидком сцинтиляторе от электронов отдачи в процессах ν -e-рассеяния [217]. Он предназначен для решения широкого круга задач, включающих наблюдение за нейтринным излучением из нашей Галактики, для изучения нейтринных потоков от коллапсирующих звезд, а также может быть использован для регистрации нейтрино от ускорителей. Детектор состоит из двух частей: подземной нейтринной обсерватории, содержащей $1,8 \times 10^3$ т жидкого сцинтилятора, и трековой системы на основе $1,6 \times 10^4$ стримерных трубок, расположенных в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Полное число детектирующих каналов составляет более 10^5 . Базовым модулем детектора LVD являются элементы

объемом $1 \times 1 \times 1,5 \text{ м}^3$, заполненные жидким сцинтиллятором. Каждый модуль просматривается тремя ФЭУ-49В, полное число таких модулей около 200. Общие размеры детектирующей системы установки $10 \times 5 \times 44 \text{ м}^3$. Для увеличения массы вещества мишени модули прослоены листами железа. Число свободных электронов, содержащихся в рабочем веществе детектора, составляет 7×10^{32} .

Детектор MACRO предназначен для регистрации γ -излучения, мюонов и нейтрино от галактических и внегалактических источников и может быть использован для детектирования нейтрино от ускорителей [218]. Общие размеры детектора $72 \times 12 \times 9 \text{ м}^3$, он komponуется из блоков горизонтальных жидкостных сцинтилляторов длиной 12 м (общий объем $\approx 100 \text{ м}^3$), вертикальных сцинтилляторов, слоев горизонтальных и вертикальных стримерных трубок, свинцовых поглотителей (для выделения мюонов) и других трековых детекторов. Предполагается регистрировать около 1000 нейтринных событий в год от ускорителя CERN SPS.

NOE (Neutrino Oscillation Experiment) представляет собой новый тип калориметра с использованием фибровых сцинтилляционных волокон и предназначен для поиска нейтринных осцилляций [219, 220]. Детектор имеет блочную структуру и может легко наращивать полезную массу. Каждый блок имеет массу 10^3 т , объем $8 \times 6,4 \times 8 \text{ м}^3$ и состоит из базовых модулей размером $0,3 \times 0,3 \times 8 \text{ м}^3$ и весом по 2 т каждый. Модули собираются по четыре штуки и окружаются стримерными трубками. Каждый модуль представляет собой железобетонную мишень, в которой в качестве активного элемента по всей длине (8 м) протянуто 400 фибровых волокон диаметром 2 мм с длиной поглощения 5–6 м. Считывание с фибровых волокон двухкоординатное, третья координата может быть определена трековой системой на основе стримерных трубок. Трековая система позволяет проводить идентификацию частиц при измерении ионизации $\Delta E/\Delta l$ вдоль трека в каждом элементе калориметра.

GENIUS (GEV Neutrino Induced Underground Shower) — большой 17-килотонный тонкоструктурный магнитный калориметр для изучения нейтринных осцилляций [221]. Предполагается иметь ближний и дальний детекторы размером $3 \times 3 \times 10 \text{ м}^3$ и $12 \times 10 \times 24 \text{ м}^3$ соответственно. Детекторы представляют собой пластины железа толщиной 4 см с двухсантиметровым зазором для активного элемента в виде плоских резистивных счетчиков (RPC) либо пропорциональных или стримерных трубок. Детекторы окружены тороидальными магнитами, обеспечивающими напряженность поля 20 кГс. Для нейтринного пучка ускорителя CERN SPS такая установка будет иметь 4×10^4 событий заряженного тока за 2 года эксплуатации, что обеспечит вероятность определения эффекта осцилляций на 1% уровня достоверности.

Наряду с использованием детекторов, расположенных в лаборатории Гран-Сассо, для изучения осцилляций нейтрино от ускорителя CERN SPS активно разрабатываются и другие проекты экспериментов с большой пролетной базой. Наиболее интересное и перспективное предложение связано с уже создаваемой для целей галактической и внегалактической нейтринной астрономии подводной нейтринной лабораторией NESTOR, удаленной от ускорителя CERN SPS на 1676 км.

NESTOR (Neutrinos from Supernovae and Tevesources Ocean Range) — большой водный детектор черенковского излучения, расположенный к юго-западу от Греции, недалеко от острова Пилос на глубине 3800 м [222]. В этом приборе морская вода служит одновременно радиатором черенковского излучения, мишенью для нейтринных взаимодействий, а также адсорбером и фильтром космических лучей. Основным элементом детектора являются вертикальные башни, собранные из 12 плоскостей, на которых закреплены пары фотоумножителей (направленных вверх-вниз) с 15-дюймовыми фотокатодами, составляющие гексагональную структуру. Радиус башни составляет 16 м, расстояние между плоскостями фотоумножителей 20–30 м. Предполагается использовать семь таких башен. При этом полное число фотоумножителей составит 1176, а чувствительный объем, просматриваемый ими с угловым разрешением 1° , будет достигать более 10^4 м^3 . Наличие осцилляционного эффекта будет определяться при сравнении количества зарегистрированных в детекторе безмюонных событий нейтрального тока и событий заряженного тока с мюоном в конечном состоянии. Различие NC/CC-сигнатуры основано на том, что черенковский свет, генерируемый мюоном, регистрируется раньше, чем сигнал от адронного каскада или электромагнитного ливня. Систематическая ошибка такого статистического разделения событий по оценкам [222] не будет превышать 10%. В течение годовой экспозиции детектора в нейтринном пучке CERN SPS (при энергии протонного пучка $E_p = 450 \text{ ГэВ}$) можно ожидать нескольких тысяч зарегистрированных событий.

Программа ускорителя КЕК в Японии по изучению осцилляций "дальних" нейтрино связана с вводом в эксплуатацию детектора Superkamiokande, который расположен на расстоянии 250 км от ускорителя. Нейтринный пучок предположительно будет готов к 1999 г. Для исследований предполагается на пути нейтринного пучка расположить три детектора: ближний, весом $1,7 \times 10^3 \text{ т}$ на расстоянии 0,5 км от мишени нейтринного канала, промежуточный, на расстоянии 25 км, и дальний, основной детектор Superkamiokande.

Superkamiokande — водный черенковский детектор, являющийся развитием эксперимента Kamiokande II, который описан в разделе 5 [223, 224]. Чувствительный объем детектора будет иметь массу от $22 \times 10^3 \text{ т}$ (с порогом регистрации 5 МэВ) для наблюдения осцилляций солнечных нейтрино до $32 \times 10^3 \text{ т}$ для наблюдения нейтрино от сверхновых и ускорителя. Это более чем на порядок превышает массу Kamiokande II. Около $1,1 \times 10^4$ ФЭУ Hamamatsu с диаметром фотокатода 50 см будут покрывать (эффективная площадь перекрытия составляет 40%) внутреннюю поверхность стального резервуара, содержащего очищенную воду. При энергии нейтринного пучка $E_\nu = 1,4 \text{ ГэВ}$ в детекторе Superkamiokande ежедневно предполагается регистрировать около 400 взаимодействий нейтрино по каналу заряженного тока.

Кроме Superkamiokande в Японии разрабатывается проект создания водного черенковского детектора в озере Мотоссу в 150 км от Токио [225]. Эффективная масса детектора предположительно составит $20 \times 10^3 \text{ т}$. Рабочий объем детектора $30 \times 30 \times 23 \text{ м}^3$ будет отделен от основного объема озера светонепроницаемыми стенками и заполнен фильтрованной водой. Для регистрации

черенковского света предполагается использовать многослойную структуру, собранную на основе 20-дюймовых фотоумножителей Hamamatsu. Глубина погружения детектора в озере около 1000 м.

В настоящее время имеется несколько предложений по исследованию дальних нейтрино от ускорителей BNL AGS и FNAL в США.

Эксперимент в BNL (E-889) нацелен на изучение "исчезновения" пучка ν_μ -нейтрино с энергией $\simeq 1$ ГэВ и высокой интенсивностью от ускорителя AGS [226]. Для исследований будет использовано четыре идентичных водных черенковских детектора, расположенных на расстояниях 1 км, 3 км, 24 км и 68 км от нейтринной мишени под углом $1,5^\circ$ к оси пучка. Предполагается, что в двух последних по направлению пучка нейтрино детекторах в течение полутора лет будет зарегистрировано соответственно 9×10^3 и 1×10^3 событий заряженного тока. Расчеты пучка показали, что различие его интенсивности поперек первого детектора достигает 33 %, 10 % — для второго и незначительно для двух последних детекторов. Фон космических лучей, имитирующий CC-события, пренебрежимо мал.

Одним из действующих в настоящее время детекторов, который возможно использовать для регистрации взаимодействий нейтрино от Главного инжектора FNAL с энергией 120 ГэВ, является установка Soudan II.

Soudan II — многоцелевой детектор, расположенный в выработанных железнорудных шахтах около озера Верхнее, штат Миннесота, на глубине 2090 м водного эквивалента. Он состоит из 224 идентичных 4,3-тонных калориметрических модулей, каждый из которых содержит 240 слоев стальных пластин размером $1 \times 1 \times 16 \text{ м}^3$, прослоенных плоскостями дрейфовых трубок в количестве 7560 штук [227]. Детектор регистрирует мюоны, электроны, γ -кванты. Начиная с 1988 г. масса детектора наращивалась с 275 т до $\simeq 1000$ т (1991 г.). Для детектирования нейтринного пучка от ускорителя FNAL предполагается увеличить массу стали — прослойки — и довести массу детектора до $(7-8) \times 10^3$ т.

В настоящее время в ведущих университетах и лабораториях США, Англии и России активно разрабатываются проекты полномасштабного эксперимента по изучению нейтринных осцилляций. Рядом с подземным залом, в котором находится детектор Soudan II, предполагается прорыть новую шахту длиной 75 м и шириной 14 м, в которой разместится новый детектор MINOS.

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) — эксперимент, нацеленный на изучение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с использованием нового нейтринного пучка от Главного инжектора FNAL с энергией выше порога образования τ -лептона [228]. Эффект осцилляций будет регистрироваться на основе сравнения сигналов в ближнем детекторе, расположенном в FNAL, и дальнем — удаленном на расстояние 730 км в сторону подземной лаборатории Soudan и находящемся на глубине 713 м (2090 м водного эквивалента). Создаваемый детектор MINOS имеет длину 36 м, диаметр 8 м и представляет собой сэндвич из 600 октагональных железных пластин, толщиной 4 см, прослоенных сантиметровыми стримерными трубками. Активный элемент детектора имеет полную площадь 32000 м^2 и 480000 стриповых и волоконных каналов считывания информации. Вдоль оси детектора имеется отверстие, в котором расположена катушка электромагнита, создающая в объеме

тороидальное магнитное поле напряженностью 1,5 Тл. Полная масса детектора будет составлять около 10^4 т. Ближний детектор предполагается выполнить аналогично дальнему: он будет обладать такой же структурой и детекторной техникой и иметь поперечные размеры, сравнимые с диаметром пучка.

В эксперименте может быть использован нейтринный пучок широкого спектра с энергией до $E_\nu \simeq 30$ ГэВ (средняя энергия $\langle E_\nu \rangle \simeq 10$ ГэВ) и узкий пучок, настроенный на любую энергию в диапазоне $E_\nu = 10-30$ ГэВ с энергетическим разбросом $\sigma_{E_\nu} = \pm 15\%$.

Анализ осцилляционного эффекта при исследовании в широком пучке будет основан на традиционной методике: на сравнении отношения CC-событий к полному числу взаимодействий в ближнем и дальнем детекторах, сравнении энергетических распределений событий заряженного тока в двух детекторах, наблюдении сигнатуры $\tau \rightarrow \nu +$ адроны, исследовании энергетического распределения NC-событий и на других тестах. Предполагается, что при использовании широкого нейтринного пучка с энергией E_ν до 30 ГэВ в детекторе MINOS будет регистрироваться $\simeq 2100$ ν_μ -событий заряженного тока на 10^3 т полезной массы в год. При максимальном смешивании $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ожидается около 300 CC-событий с ν_τ на 10^3 т в год.

В узком пучке имеется возможность проведения новых исследований: измерение полной энергии событий с мюоном в конечном состоянии (для ν_τ -взаимодействий с последующим распадом $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$), аналогично для электронных событий при распаде $\tau \rightarrow e\nu\nu$, сравнение энергетических распределений в ближнем и дальнем детекторах.

Чувствительность эксперимента позволит исследовать величины параметров осцилляций до значений $\Delta m^2 \simeq 0,002 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta) \simeq 0,01$.

Наряду с чисто осцилляционными экспериментами BNL/E-889 и FNAL (MINOS) в США имеются проекты использования больших водных черенковских детекторов DUMAND, AMANDA и GRANDE, предназначенных для решения широкого круга астрофизических задач. Кроме традиционных проблем нейтринной и гамма-астрономии, на них предполагается изучать осцилляции от Главного инжектора FNAL.

DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) — глубоководный детектор мюонов и нейтрино, находящийся в океане вблизи Гавайских островов. Проект DUMAND имеет очень длительную историю [229]. Первоначально, в 70-е годы, предполагалось создать детектор массой до сотен мегатонн. В дальнейшем проект несколько раз модифицировался и начал осуществляться более реалистичный проект DUMAND-II. Детектор DUMAND-II предполагалось расположить на глубине 4800 м у восточного берега Большого Гавайского острова. Он должен состоять из 216 оптических модулей, включающих 15-дюймовые фотоумножители с временным разрешением $\simeq 2$ нс. Модули расположены на девяти вертикальных троссах (стрингах), восемь из которых образуют октагон со стороной 40 м, а девятый находится в середине. На каждом стринге расположено по 24 модуля с интервалом 10 м вдоль стринга. Конструктивно детектор замыкает объем высотой 240 м и диаметром 106 м, содержащий около двух мегатонн воды. Детектор способен регистрировать взаимодействия нейтрино, произошедшие как внутри контролируе-

мого объема, так и вне его — по мюонам, образовавшимся в результате взаимодействия ν_{μ} -нейтрино. Высокая прозрачность воды в этом районе океана (длина поглощения 50 м) позволяет раздвинуть стринги на расстояние 40 м, а высокая временная разрешающая способность ФЭУ и электроники даст возможность измерять направление движения мюона с угловым разрешением 0,01 рад.

Детектор DUMAND-II был оптимизирован для детектирования нейтрино с энергией ≈ 100 ГэВ. Однако и для нейтринного пучка от Главного инжектора FNAL с $\langle E_{\nu} \rangle \approx 10$ ГэВ при расстоянии от ускорителя до детектора $L_D = 6283$ км эффективность регистрации взаимодействий остается достаточно высокой для изучения осцилляций [230]. В 1992 г. были испытаны два стринга, закрепленные на подводной лодке. Постоянное волнение океана в месте расположения детектора оказалось неразрешимой проблемой для участников коллаборации DUMAND, и в настоящее время все работы по проекту практически прекращены.

AMANDA — большой черенковский детектор с полезной массой 10^7 т [209]. Он устанавливается на Южном полюсе и использует полярный лед в качестве черенковского радиатора. Высокая чистота антарктического льда обеспечивает передачу черенковского света на большое расстояние. В настоящее время готовится к погружению один из вертикальных стрингов с закрепленными на нем фотоумножителями. Расстояние, которое проходит нейтринный пучок от ускорителя FNAL до детектора AMANDA, является наибольшим из всех планируемых экспериментов с дальними нейтрино — около 12 000 км. Ожидается около 10^5 нейтринных событий (при интегральном сбросе $I_p = 2 \times 10^{20}$ протонов на мишень) за год облучения детектора.

GRANDE — универсальный водный черенковский детектор массой в 10^6 т будет находиться в искусственном водоеме вблизи г. Литтл-Рок, штат Арканзас [231]. Он представляет собой цилиндр высотой 50 м и диаметром 196 м, просматриваемый 1600 фотоумножителями с 9-дюймовыми фотокатодами. Чувствительный объем детектора заполняется фильтрованной водой и отделяется от общего водного объема черной пластиковой пленкой. Расстояние от ускорителя FNAL до детектора GRANDE около 800 км.

Программа физических исследований на строящемся недалеко от Москвы в г. Протвино ускорительно-накопительном комплексе УНК-I с энергией протонов $E_p = 600$ ГэВ [232] предполагает изучение нейтринных осцилляций в качестве одной из приоритетных задач [233]. В разработанном проекте создания комплекса дальних нейтрино предусмотрена возможность формирования нейтринного пучка с широким и узким энергетическими спектрами [210]. Рассматривается вопрос о выборе направления пучка дальних нейтрино на различные детекторы, предназначенные для подобных исследований. Наиболее разработанным с точки зрения определения конфигурации эксперимента и эффективности набора статистики является предложение об изучении осцилляций нейтрино от ускорителя УНК-I на нейтринном телескопе NT-200 в озере Байкал [234], а также на детекторах, расположенных в лаборатории Гран-Сассо [171, 235].

Нейтринный телескоп NT-200 — глубоководная установка для регистрации мюонов и нейтрино на озере

Байкал [236, 237]. В настоящее время NT-200 находится в процессе сооружения. Детектор расположен в южной части озера Байкал, приблизительно в 3,5 км от берега на глубине ≈ 1 км. В этой части озера величина природной люминесценции воды минимальна, а длина поглощения составляет более 20 м на длине волны $\lambda = 420$ нм. Первая очередь детектора будет состоять из 196 оптических черенковских модулей, расположенных на девяти вертикальных стрингах (один центральный и восемь его окружающих). Стринги закреплены на жесткой раме, состоящей из семи штанг длиной 21,5 м каждая. Эта зонтикоподобная конструкция располагается в 300 м от дна озера. Установка детектора производится в зимнее время, когда озеро покрыто льдом. В качестве регистратора черенковского излучения используется фотоэлектронный прибор "Квазар", представляющий собой комбинацию электронно-оптического предусилителя со сферическим фотокатодом диаметром 37 см и фотоумножителя ФЭУ-115 М. Оптические модули группируются парами вдоль стринга, смотря по очереди в верхнюю и нижнюю полусферы. Расстояние между парами "Квазаров" на стринге 7,5 м. Триггерная логика установки позволяет достичь углового разрешения $1 - 1,5^\circ$ для одиночного мюона в зависимости от длины трека мюона, пересекающего установку. NT-200 может контролировать около 2880 м² площади по направлению нейтринного пучка от УНК-I, эффективный объем детектора $\approx 10^5$ м³. Контролируемая площадь детектора по пучку может быть увеличена до ≈ 17500 м² за счет увеличения числа систем типа NT-200.

Байкальский нейтринный детектор находится на расстоянии 4200 км от ускорителя УНК-I. Для уменьшения систематических ошибок, связанных с нестабильностью интенсивности нейтринного пучка, предполагается использование ближнего детектора на расстоянии 650 м от окончания распадного канала ускорителя. Предполагается, что ближний детектор будет состоять из 60 намагниченных ($B \approx 1,5$ Тл) железных фильтров толщиной 10 см и поперечным размером 3×3 м². Между железными пластинами устанавливаются поочередно плоскости горизонтально и вертикально расположенных пропорциональных счетчиков длиной 3 м и сечением $0,06 \times 0,06$ м². Для выработки триггерного сигнала равномерно по всей длине детектора располагаются плоскости сцинтилляционных счетчиков. Такая структура калориметра обеспечивает энергетическое разрешение адронного ливня $\Delta E/E = 0,7/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$. В детекторе будут отбираться нейтринные события по каналу заряженного тока. События должны иметь трек, прошедший без видимого взаимодействия более 300 см железа (≈ 15 ядерных длин), что соответствует пробегу мюона с энергией $E_{\mu} \geq 5$ ГэВ. Это позволяет надежно выделить трек мюона на фоне ядерного каскада адронов, образовавшихся в нейтринном взаимодействии.

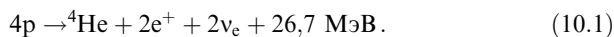
Такая же конструкция ближнего детектора рассмотрена в предложении о формировании нейтринных пучков от ускорителя УНК-I в направлении лаборатории Гран-Сассо и изучении осцилляций нейтрино с использованием установки ICARUS [210]. В этом случае пролетная база нейтрино составляет $L_D = 2200$ км. Совокупность расчетных данных [171, 210, 234, 235], полученных для различных вариантов формирования нейтринных пучков показывает, что за время сеанса ускорителя (1–2 месяца) обеспечивается регистрация как в Байкальском детек-

торе, так и в ICARUSE, до 10^3 СС-взаимодействий. Ожидаемая область параметров осцилляций в зависимости от условий проведения эксперимента составит $\Delta m^2 \leq 10^{-3}$ эВ² при полном смешивании и $\sin^2(2\theta) \leq 6 \times 10^{-3}$ при значении $\Delta m^2 \simeq 2 \times 10^{-2}$ эВ².

Если хотя бы часть рассмотренных предложений по проведению экспериментов с дальними нейтрино будет реализована, то возможно, что в самое ближайшее время мы получим однозначный ответ на фундаментальный вопрос о существовании осцилляций нейтрино.

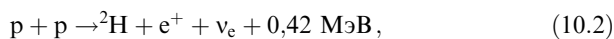
10. Осцилляции солнечных нейтрино

Согласно стандартной солнечной модели [238–240], основным источником энергии Солнца является процесс горения водорода:

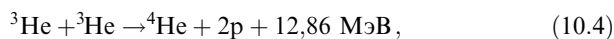


Процесс (10.1) представляет собой последовательный ряд экзотермических термоядерных реакций, протекающих в результате протон-протонного (pp), протон-электрон-протонного (pep) и углеродно-азотного (CNO) циклов.

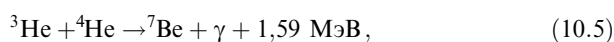
Протон-протонный цикл составляет более 99 % конечных состояний (10.1) и всегда содержит две начальные реакции:



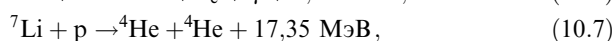
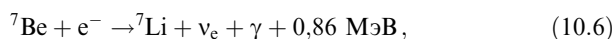
Далее pp-цикл может протекать по главной и двум побочным ветвям. Главная ветвь замыкается реакцией



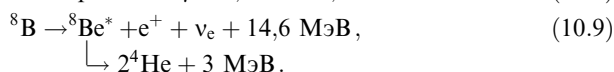
протекающей в 86 % случаев. Объединение четырех протонов в ядро гелия сопровождается испусканием двух позитронов, которые, аннигилируя с электронами, вносят энергию $2m_e c^2$ в общее энерговыделение реакции (10.1), а также двух электронных нейтрино, каждое из которых уносит энергию $E_{\nu_e} \leq 0,42$ МэВ. В побочных ветвях вместо (10.4) протекает реакция



которая в 99,89 % случаев имеет продолжение в виде



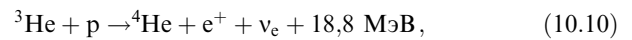
а в оставшихся 0,11 % случаев —



Итог побочных ветвей (10.5)–(10.7) и (10.5), (10.8), (10.9) остается таким же, как и в случае главной ветви (10.4), но их основным отличием является то, что возникают более энергичные нейтрино. В случае реакций (10.8), (10.9) образуются так называемые борные нейтрино с энергиями до 14 МэВ и, хотя эта ветвь протекает крайне

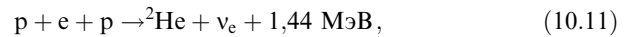
редко (один исход на 5×10^3 конечных состояний (10.1)), именно на регистрацию этих нейтрино ориентировано большинство экспериментов.

В 2×10^{-5} % случаев вместо (10.4) и (10.5) протекает так называемая hep-реакция,



в результате которой образуются солнечные нейтрино самой высокой энергии — до 18,8 МэВ.

Протон-электрон-протонный цикл определяется начальной реакцией



которая происходит вместо (10.2), а в дальнейшем протекает аналогично реакциям pp-цикла. В результате реакции (10.11) образуются моноэнергетические нейтрино с $E_{\nu_e} = 1,4$ МэВ, которые в экспериментах легче детектировать по сравнению с нейтрино от начальной реакции pp-цикла (10.2). Важно отметить, что отношение выходов нейтрино от реакций pp- и hep-циклов не зависит от вида солнечной модели и поэтому регистрация нейтрино в реакции (10.11) с точки зрения определения скоростей основных реакций термоядерного синтеза эквивалентна детектированию нейтрино в реакции (10.2).

Все вышеприведенные рассуждения сводятся к тому, что порог регистрации конкретного эксперимента определяет возможность детектирования нейтрино следующих энергий:

а) $< 0,42$ МэВ от начальной реакции pp-цепи;

б) $1,44$ МэВ от начальной реакции hep-цепи;

в) $0,86$ МэВ от побочной ветви pp- и hep-циклов в реакции (10.6);

г) борных нейтрино с энергией $< 14,6$ МэВ;

д) нейтрино от hep-реакции с энергией $< 18,6$ МэВ.

CNO-цикл протекает с участием изотопов углерода ${}^{12}\text{C}$ и азота ${}^{14}\text{N}$, ядра которых являются катализатором процесса термоядерного синтеза (10.1), а их количество в цикле остается неизменным. Полная выделяемая энергия имеет то же значение, что и в pp- и hep-цепях, $26,7$ МэВ, а нейтрино уносит энергию $\leq 1,2$ МэВ в случае реакции



и $E_{\nu_e} \leq 1,73$ МэВ в случае



Стандартная солнечная модель [238–240] позволяет рассчитывать потоки солнечных нейтрино с точностью до 2 %. Теоретические предсказания и экспериментальные результаты выражаются в единицах солнечных нейтрино (SNU) — величине, равной произведению расчетного нейтринного потока ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) на сечение поглощения нейтрино в мишени детектора (см^2). Проблема солнечных нейтрино заключается в расхождении теоретически рассчитанной вероятности и экспериментально определенного числа событий взаимодействия нейтрино в веществе различных детекторов.

В настоящее время постоянно функционируют несколько экспериментальных установок, способных регистрировать нейтрино от Солнца. В основном результаты независимых экспериментов сводятся к тому, что потоки нейтрино от Солнца ниже ожидаемых, основанных на расчетах по стандартной солнечной модели.

Хлор-аргоновый эксперимент — классический эксперимент по регистрации солнечных нейтрино, проводи-

мый на протяжении более 25 лет под руководством Дэвиса в шахте бывшего золотоносного прииска Хоумстейк, штат Южная Дакота. Этому эксперименту и интерпретации его результатов посвящено огромное количество публикаций, среди которых можно выделить работы, где описаны предпосылки проведения эксперимента [241], общая идеология [242] и результаты обработки сеансов наблюдений [243, 244]. Все эти вопросы подробно рассмотрены в прекрасной монографии [157].

В эксперименте Дэвиса для регистрации солнечных нейтрино используется реакция



в которой образуется радиоактивный изотоп ${}^{37}\text{Ar}$, имеющий период полураспада $\tau_{1/2} = 35,1$ сут и энергию распада $Q = 3$ кэВ, достаточную для надежной регистрации каждого отдельного случая. Реакция (10.14) имеет порог $E_{\nu} = 0,81$ МэВ, что приводит к возможности регистрации только ${}^8\text{B}$ - и ${}^7\text{Be}$ -нейтрино.

Детектор-мишень находится на глубине 4100 м водного эквивалента и представляет собой бак объемом 400 м³, заполненный 615 тоннами жидкого перхлорэтилена C_2Cl_4 , в составе которого содержится 133 тонны ${}^{37}\text{Cl}$ ($2,2 \times 10^{30}$ атомов). После сеанса экспозиции, длящегося до трех месяцев, образовавшиеся атомы ${}^{37}\text{Ar}$ нетривиальным образом извлекаются и их количество подсчитывается в прецизионном пропорциональном счетчике. Подробно техника эксперимента изложена в [157]. Ввиду невозможности проведения чистого калибровочного опыта с "выключенным" Солнцем в эксперименте постоянно совершенствовалась техника контрольных тестов по определению эффективности извлечения ${}^{37}\text{Ar}$, выделения ионов ${}^{37}\text{Ar}^+$, определения фона и др.

Расчитанная по стандартной солнечной модели частота событий захвата солнечных нейтрино в объеме ${}^{37}\text{Cl}$ -детектора [240]

$$R_{\text{cal}} = (7,9 \pm 2,6) \text{ SNU}, \quad (10.15)$$

а экспериментально измеренная на протяжении более 90 сеансов экспозиции

$$E_{\text{exp}} = (2,1 \pm 0,9) \text{ SNU}. \quad (10.16)$$

Ошибки в (10.15) и (10.16) соответствуют трем стандартным отклонениям.

GALLEX — экспериментальная установка, размещенная в подземной лаборатории Гран-Сассо, в которой для детектирования солнечных нейтрино используется реакция захвата



с пороговой энергией $E_{\nu} = 0,23$ МэВ [245]. В эксперименте используется 30 т ${}^{71}\text{Ga}$ в растворе GaCl_3 . Детектор может регистрировать около 70 % pp-нейтрино от основной реакции (10.2). Методика выделения атомов радиоактивного изотопа ${}^{71}\text{Ge}$ и их регистрации во многом сходна с используемой в эксперименте Дэвиса. В экспозициях детектора, проведенных в последние годы, был обнаружен дефицит солнечных нейтрино: расчетное для галиевого детектора значение [240]

$$R_{\text{cal}} = 132^{+20}_{-17} \text{ SNU} \quad (10.18)$$

существенно превышает экспериментальное

$$R_{\text{exp}} = (79 \pm 10^{+8}_{-5}) \text{ SNU}. \quad (10.19)$$

Недавняя калибровка детектора GALLEX источником ${}^{51}\text{Cr}$ добавила уверенности в надежности измерения нейтринных потоков [246].

SAGE — детектор, расположенный в подземной пещере Баксанской нейтринной обсерватории, использует в качестве мишени 60 т металлического ${}^{71}\text{Ga}$ и реакцию детектирования (10.17) [247]. Первые данные также подтверждают эффект дефицита солнечных нейтрино даже больший, чем в эксперименте GALLEX [248]:

$$\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{cal}}} = 0,55 \pm 0,14_{\text{exp}} \pm 0,03_{\text{cal}}. \quad (10.20)$$

Kamiokande II — детектор, описанный в разделе 5.4, использует для детектирования нейтрино реакцию упругого рассеяния



с порогом $E_{\text{thr}} = 7,5$ МэВ и может анализировать только потоки ${}^8\text{B}$ - и hep -нейтрино [249]. Результаты анализа экспериментальных данных предсказывают существенный недостаток потока борных нейтрино [250]:

$$\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{cal}}} = 0,50 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,06_{\text{sist}} \pm 0,07_{\text{cal}}. \quad (10.22)$$

Существует несколько возможных интерпретаций проблемы дефицита солнечных нейтрино. Их можно разделить на три группы. Первая — ядерно-физическая, связанная с недостаточным знанием сечений реакций (10.4), (10.5) и в особенности (10.8). Справедливость расчетных выходов реакций необходимо проверять в еще более прецизионных калибровочных экспериментах. Вторая группа вопросов — астрофизическая, связанная с используемой в расчетах стандартной солнечной моделью. В этой модели задаются начальные условия, включающие сферическую симметрию, химическую однородность, предположение о гидростатическом равновесии и лучистом характере переноса энергии. Эволюция Солнца рассчитывается при варьировании начальных условий и отношения ${}^4\text{He}/{}^2\text{H}$ с фиксированным значением распространенностей тяжелых элементов. Возможно, эта модель неполна и требует привлечения нетривиальных решений. Нестандартные модели Солнца и альтернативные возможности подробно рассмотрены в [157, 251, 252].

Наконец, третья группа возможностей связана с фундаментальными аспектами физики элементарных частиц. Укажем возможные гипотезы, совместимые с измеренными потоками солнечных нейтрино:

1) вакуумные осцилляции, требующие тонкой настройки для масс $\Delta m^2_{\nu} \simeq 10^{-10}$ эВ² и больших углов смешивания;

2) модель осцилляций нейтрино с привлечением MSW-эффекта, предполагающая параметры $\Delta m^2 \simeq 10^{-5}$ эВ² и $\sin^2(2\theta) \simeq 0,01$ или $\sin^2(2\theta) \simeq 0,8$ [34, 168, 252, 253];

3) наличие большого магнитного момента у ν_e , способствующего перевороту спина нейтрино в конвективной зоне Солнца и приводящего к невозможности регистрации его левой компоненты [254–256];

4) распад тяжелого массового состояния нейтрино ν_1 в более легкое ν_2 с испусканием безмассового скалярного бозона ϕ : $\nu_1 \rightarrow \nu_2 + \phi$ [257];

5) радиационный распад массивного нейтрино в постоянном электромагнитном скрещенном поле [258, 259];

6) существование стерильных невзаимодействующих нейтрино [260];

7) существование слабовзаимодействующих частиц (WIMP), которые будучи захваченными Солнцем гравитационным образом могли бы переносить независимо от фотонов часть энергии и уменьшить температурный градиент в центре Солнца, что в свою очередь уменьшило бы поток ^8B -нейтрино [261].

Из всех вышеперечисленных возможностей наиболее красивым и естественным решением проблемы дефицита солнечных нейтрино представляется осцилляционный сценарий, основанный на "see-saw"-механизме генерации нейтринных масс и MSW-эффекте и обеспечивающий конверсию электронных нейтрино в мюонные. В этом случае теоретические расчеты нейтринных потоков, сделанные на основе стандартной модели Солнца, наилучшим образом согласуются с данными экспериментов Homestake, GALLEX, SAGE, Kamiokande II при значениях параметров осцилляций [64, 253, 262, 263]

$$\Delta m^2(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) = (0,3-1,2) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad (10.23)$$

$$\sin^2(2\theta_{\text{см}}) = (0,4-1,5) \times 10^{-2}. \quad (10.24)$$

Если осцилляции существуют, то именно солнечные нейтрино с энергиями, лежащими в мегаэлектронвольтовом диапазоне, являются идеальным "инструментом" для их изучения в области значений $\Delta m^2 \simeq 10^{-15} \text{ эВ}^2$ [263].

Однозначно ответить на вопрос о существовании осцилляций нейтрино разных ароматов, возможно усиленных влиянием вещества, исходя из результатов экспериментов с солнечными нейтрино можно будет лишь при измерении полного энергетического спектра нейтрино и идентификации его источника. Эта задача будет решаться на детекторах нового поколения, обнаруживающих кроме ν_e также и ν_μ - и ν_τ -нейтрино, регистрируя их взаимодействия через нейтральные токи. Некоторые из этих детекторов были описаны в разделе 9.

Superkamiokande будет регистрировать реакцию упругого рассеяния нейтрино на электронах [35, 36]:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-. \quad (10.25)$$

Установка может регистрировать только ^8B -нейтрино, но будет иметь высокую статистику за реальное время измерений. Предполагается в чувствительном объеме детектора массой $15 \times 10^3 \text{ т}$ регистрировать 23 события типа (10.25) ежедневно ($\simeq 8 \times 10^3$ в год) при энергии электронов около 7 МэВ.

ICARUS предполагает для наблюдения солнечных ^8B -нейтрино изучать две реакции [35, 36]:

а) упругое ν_e -рассеяние

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-, \quad (10.26)$$

б) ν_e -захват

$$\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}\text{K}^* + e^- \quad (10.27)$$

в основном за счет разрешенного перехода ${}^{40}\text{K}^* \rightarrow {}^{40}\text{K} + \gamma(2\gamma)$ с выделением энергии 2 МэВ. Расчет

нейтринных потоков по стандартной солнечной модели приводит при пороге регистрации электронов отдачи $E_{\text{thr}} = 5 \text{ МэВ}$ к наблюдению $2,7 \times 10^3$ событий реакции (10.26) и 3×10^3 фермиевских переходов реакции (10.27) за год экспозиции детектора. Отношение числа событий, полученных по реакциям (10.26) и (10.27), обеспечит измерение доли ν_e -нейтрино, которые в результате осцилляции могут перейти в другие (ν_μ, ν_τ)-ароматы. Это отношение не зависит от вида модели Солнца, а также от первоначального нейтринного потока. Полномасштабный детектор ICARUS сможет в течение двух лет детектировать осцилляции солнечных нейтрино с вероятностью 20 %.

Следуя [36], заметим, что проверка существования эффекта нейтринных осцилляций возможна на основе изучения изменения потоков солнечных нейтрино в зависимости от изменения расстояния от Земли до Солнца. При отсутствии осцилляций число событий в детекторе N изменяется в соответствии с соотношением

$$N \simeq \frac{1}{L^2}, \quad (10.28)$$

где L — расстояние от Земли до Солнца. Если же имеют место вакуумные осцилляции, то

$$N \simeq \frac{1}{L^2} [1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_x)]. \quad (10.29)$$

Тогда

$$\frac{N(L_{\text{max}})}{N(L_{\text{min}})} = A \frac{L_{\text{min}}^2}{L_{\text{max}}^2}, \quad (10.30)$$

$$A = \frac{1 - \sin^2(2\theta) \langle \sin^2[1,27\Delta m^2(L_{\text{max}}/E)] \rangle}{1 - \sin^2(2\theta) \langle \sin^2[1,27\Delta m^2(L_{\text{min}}/E)] \rangle}. \quad (10.31)$$

В выражениях (10.30) и (10.31) $L_{\text{min}} = 1,465 \times 10^{11} \text{ м}$, $L_{\text{max}} = 1,516 \times 10^{11} \text{ м}$ и проводится усреднение по энергетическому спектру нейтрино. В случае отсутствия осцилляций

$$\frac{N(L_{\text{max}})}{N(L_{\text{min}})} = 0,934. \quad (10.32)$$

Экспериментально влияние осцилляционного эффекта будет проявляться в различии амплитуды годовых модуляций нейтринных потоков от Солнца, расчет которых представлен на рис. 5. Чтобы осцилляции были зарегистрированы на основе этой методики, необходимо около двух лет сбора данных с детекторов Superkamiokande и ICARUS.

Опишем также установки ближайшего будущего, проектируемые и создаваемые специально для изучения нейтрино от Солнца.

SNO (Sadbury Neutrino Observatory) — нейтринная обсерватория, расположенная на глубине 2 км вблизи г. Сэдбери в Канаде [264]. Это черенковский детектор, использующий в качестве мишени 10^3 т тяжелой воды D_2O , помещенной в акриловую емкость, которая окружена слоями защиты (ультрачистая вода H_2O , бетон) от наведенной радиоактивности окружающих пород. В SNO будут излучаться упругое рассеяние (10.26), процессы заряженного тока

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (Q = -1,4 \text{ МэВ}) \quad (10.33)$$

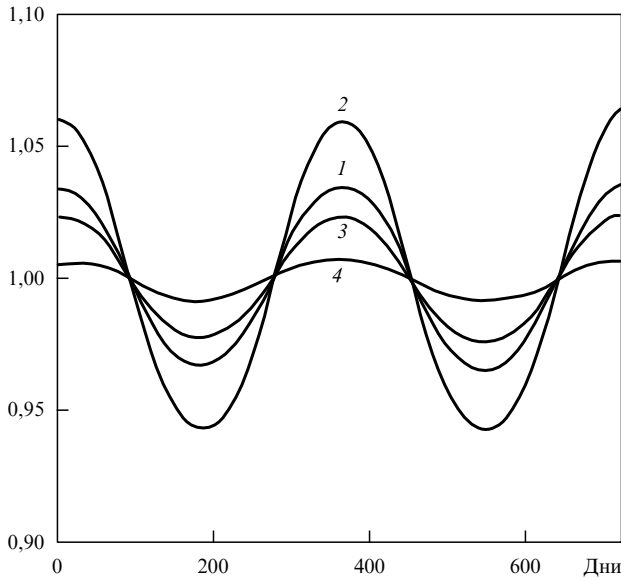
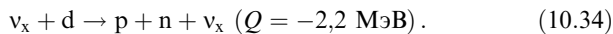


Рис. 5. Изменение во времени нормированного числа нейтринных событий для следующих случаев: 1 — отсутствие осцилляций; 2 — осцилляций с параметрами $\Delta m^2 = 5 \times 10^{-11} \text{ эВ}^2$, $\sin^2(2\theta) = 1$; 3 — $\Delta m^2 = 8 \times 10^{-11} \text{ эВ}^2$, $\sin^2(2\theta) = 0,8$; 4 — $\Delta m^2 = 1,1 \times 10^{-10} \text{ эВ}^2$, $\sin^2(2\theta) = 0,9$.

и реакции нейтральных токов



Электроны, образовавшиеся в реакции обратного β -распада (10.33), имеют энергию равную энергии нейтрино за вычетом пороговой энергии реакции, и в случае MSW-эффекта искажение в их спектре коррелирует с искажением спектра $^8\text{В}$ -нейтрино. Реакция (10.34) имеет одинаковое сечение для всех типов нейтрино (ν_e , ν_μ , ν_τ) и будет идентифицироваться по времени задержки электрона, образующегося в результате комптоновского рассеяния γ -кванта, излучаемого при захвате замедленного нейтрона. Для увеличения чувствительности к процессу (10.34) периодически в объем детектора будет добавляться (а затем снова устраниваться) около 2,5 т NaCl с целью захвата нейтрона из хлорида. Образовавшийся при этом протон с энергией 8,5 МэВ будет излучать черенковский свет. В установке SNO предполагается высокий темп счета нейтринных событий от Солнца — до 20 в день, но чувствительна она только к $^8\text{В}$ -нейтрино. Однако детектирование трех типов реакций, (10.26), (10.33) и (10.34), позволит интерпретировать экспериментальные данные независимо от расчетных нейтринных потоков и определять все моды осцилляционных переходов.

BOREXINO — эксперимент, подготавливаемый в лаборатории Гран-Сассо и нацеленный на изучение солнечных нейтрино низкой энергии в реакции захвата электронов ^7Be (10.6) [265]. Детектор представляет собой 100 т жидкого сцинтиллятора, обогащенного бором ^{11}B , в котором будут регистрироваться электроны отдачи в реакции рассеяния (10.26). Предполагается прецизионное измерение распределения электронов по их кинетической энергии. Ожидается иметь рекордную статистику — до 50 событий в день в области энергий электронов 250–700 кэВ. Осцилляции могут наблюдаться, если масса

нейтрино лежит в диапазоне $10^{-8} \text{ эВ}^2 > \Delta m^2 > 10^{-11} \text{ эВ}^2$ [266]. Основная трудность эксперимента заключается в контроле фона, так как низкий порог метода требует высокочистого сцинтиллятора.

HELLAZ (Helium Liquid Azote Temperature) — еще одна установка, которая будет располагаться в лаборатории Гран-Сассо и позволит измерить практически весь спектр солнечных нейтрино [267]. Для регистрации нейтрино, включая pp-реакцию (10.2), используется процесс упругого рассеяния (10.26). Детектор будет иметь большую массу, около 6 т смеси (He + 2% CH), находящуюся при температуре жидкого азота (77 К) и высоком давлении (5 бар). Экспериментальная техника состоит из времяпролетной ТРС-камеры, чувствительной к одиночным электронам отдачи в реакции (10.25). Точность измерения энергии составляет $\Delta E_e/E_e = 2-4\%$ при $E_e = 300 \text{ кэВ}$. Детектор при пороге регистрации электронов 100 кэВ (217 кэВ для нейтрино) будет иметь большую статистику — 5×10^3 нейтринных событий в год.

Прецизионное измерение в вышеперечисленных установках нейтринного спектра в низкоэнергетической области и восстановление направления ($\cos \vartheta$) движения нейтрино относительно Солнца,

$$E_\nu = m_e \left[\cos \vartheta \left(1 + \frac{2m_e}{T_e} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1}, \quad (10.35)$$

дают уникальную возможность решения проблемы солнечных нейтрино.

11. Осцилляции атмосферных нейтрино

Атмосферные нейтрино возникают при распадах пионов $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ и каонов $K \rightarrow \mu \nu_\mu$, которые образуются в результате взаимодействия первичных космических лучей с атмосферой Земли. Последующий распад мюона $\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$ определяет ожидаемое отношение потоков атмосферных нейтрино:

$$\frac{R(\nu_\mu)}{R(\nu_e)} = 2. \quad (11.1)$$

Для исследования осцилляций атмосферных нейтрино необходимо точное знание их энергетического спектра и пролетного расстояния для каждого (ν_e , ν_μ)-аромата. Большинство нейтрино из атмосферы имеют энергию ниже порога образования τ -лептона, поэтому постановка эксперимента по возникновению ν_τ не представляется реальной. Чувствительность экспериментов с ν_e и ν_μ к осцилляционным параметрам ограничивается при определении $\sin^2(2\theta)$ главным образом статистикой, а при определении Δm^2 — энергией E_ν . Восстановление вида спектра атмосферных нейтрино и нормировка потоков представляют собой нетривиальную задачу. Это связано с неточным знанием абсолютных потоков первичных космических лучей, а также с неопределенностью в образовании π - и K -мезонов во взаимодействиях ускоренных до высоких энергий протонов и легких ядер с ядрами атомов атмосферы и низкоэнергетическими фотонами. По этой причине в экспериментальных установках измеряют отношение числа взаимодействий ν_μ - и ν_e -нейтрино по каналу заряженного тока: $R_{\text{exp}} = N_{\text{exp}}(\nu_\mu)/N_{\text{exp}}(\nu_e)$.

Практически такое отношение потоков нейтрино разного аромата определяется из отношения выходов безливневых событий, содержащих мюоны, к числу событий с наличием электромагнитного каскада:

$$R' = \frac{N(\mu\text{-track})}{N(e\text{-cascade})}.$$

Это отношение сравнивают с расчетным по методу Монте-Карло значением

$$R_{\text{cal}} = \frac{N_{\text{cal}}(v_{\mu})}{N_{\text{cal}}(v_e)},$$

учитывающим развитие каскадов в атмосфере, функцию отклика детектора и др.

Результаты основных экспериментов с атмосферными нейтрино представлены в табл. 7.

Таблица 7. Отношение экспериментально измеренных и расчетных потоков атмосферных ν_{μ} - и ν_e -нейтрино

Эксперимент	Экспозиция, 10^3 т год $^{-1}$	$R'_{\text{exp}}/R_{\text{cal}}$	Ссылка
IMB-3	7,7	а) $0,54 \pm 0,05$ б) $0,64 \pm 0,07$	[268]
Kamiokande II	4,92	а) $0,60 \pm 0,06$ б) $0,69 \pm 0,06$	[269]
Frejus	2,0	$0,87 \pm 0,13$	[270]
Soudan II	1,0	$0,64 \pm 0,19$	[271]
NUSEX	0,5	$0,96 \pm 0,29$	[272]

Из данных табл. 7 следует, что в экспериментах с атмосферными нейтрино, поставленными в подземных лабораториях с использованием больших водных черенковских детекторов IMB-3 и Kamiokande II, наблюдаются аномалии во взаимодействиях заряженного тока по каналам ν_{μ} и ν_e . Это различие определяется двумя способами: а) по форме черенковского кольца, зарегистрированного ФЭУ; б) по идентификации μ -распада, заключающегося в регистрации избытка сработавших ФЭУ в течение временного промежутка порядка нескольких микросекунд после события рассеяния. Табличные значения $R'_{\text{exp}}/R_{\text{cal}}$, определенные детекторами IMB-3 и Kamiokande II, приведены соответственно для каждого метода и свидетельствуют о недостатке ν_{μ} -событий или избытке ν_e -событий примерно на 30–40 %.

Нейтрино, образованные в атмосфере Земли, проходят расстояние $L = 10 - 13000$ км до взаимодействия в детекторе и имеют энергию $E_{\nu} = 0,3 - 1,2$ ГэВ. Тогда дефицит ν_{μ} -нейтрино, образованных во взаимодействии космических лучей в атмосфере Земли, может быть интерпретирован как доказательство существования осцилляций $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ или $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_e$ со значениями параметров

$$\Delta m^2 = 10^{-2} - 10^{-4} \text{ эВ}^2, \quad (11.2)$$

$$\sin^2(2\theta) = 0,3 - 0,6. \quad (11.3)$$

С другой стороны, калориметрические эксперименты, такие как Frejus, NUSEX, не обнаруживают этого эффекта. Однако недавние результаты, полученные на калориметре Soudan II также свидетельствуют о том, что

отношение $R(\mu)/R(e)$ по каналу заряженного тока меньше предсказываемого теорией значения.

Наиболее впечатляющий результат

$$\frac{R'_{\text{exp}}}{R_{\text{cal}}} = 0,59 \pm 0,08, \quad (11.4)$$

подтверждающий дефицит атмосферных нейтрино, был получен коллаборацией Kamiokande II [273] путем анализа событий со средней энергией $\langle E_{\nu} \rangle = 6$ ГэВ, полностью попавших в чувствительный объем детектора. Результат (11.4) хорошо описывает ν_e -потоки и дает небольшой дефицит для ν_{μ} -потоков, согласующийся с тем, что ожидается исходя из $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ -гипотезы.

На рисунке 6 представлено распределение событий по зенитному углу из данных Kamiokande II. Если длина осцилляций составляет несколько тысяч километров, то зенитный угол будет изменяться для нейтрино, идущих снизу и проходящих сквозь Землю, но такого эффекта не должно наблюдаться для нейтрино, приходящих сверху.

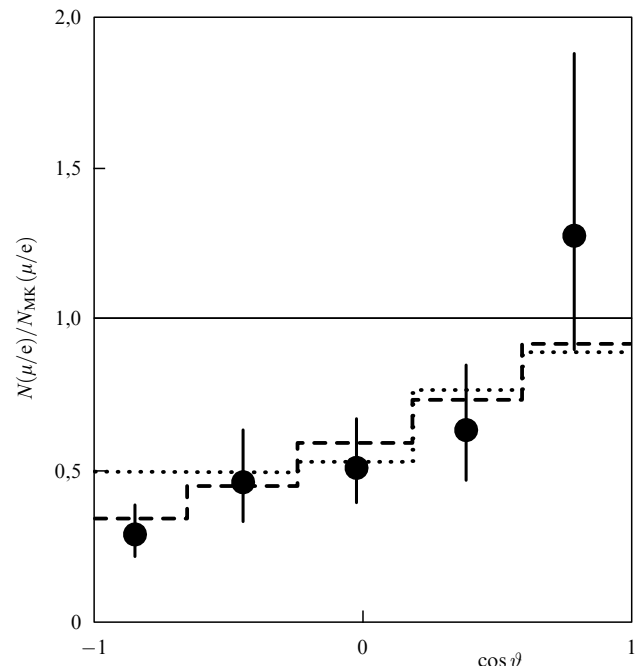


Рис. 6. Распределение по зенитному углу событий из данных, полученных Kamiokande II. Показаны результаты расчета методом Монте-Карло с параметрами $\Delta m^2 = 1,8 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta) = 1,0$ для осцилляций $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_e$ (штриховая линия) и $\Delta m^2 = 1,6 \times 10^{-2} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta) = 1,0$ для осцилляций $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ (точечная линия).

Другая интересная возможность объяснения дефицита атмосферных ν_{μ} -нейтрино, связанная с влиянием MSW-эффекта, рассмотрена в работе [274]. Если эффект материи существует, то на Солнце резонанс должен иметь место для нейтрино с энергиями $E_{\nu} = 1 - 15$ МэВ, а так как плотность Земли в 10–100 раз меньше, чем в центре Солнца, то мы можем ожидать резонанс в Земле для нейтрино с энергией $E_{\nu} = 10 - 1500$ МэВ. Именно эта энергетическая область характерна для атмосферных нейтрино.

Нейтринные осцилляции могут быть также инициированы гравитационным MSW-эффектом [275, 276]. Этот

экзотический эффект будет изучаться в новых экспериментах.

Интерпретация дефицита атмосферных нейтрино как результат наличия осцилляций не является единственной. Вероятно, что различие экспериментальных данных с теоретическими связано с некорректным использованием в расчетах модели ферми-газа и ее возможно реализовать более успешно [277].

В работе [278] показано, что если отношение числа π^+ и π^- -мезонов, образованных при взаимодействии протонов с атмосферой Земли, выше, чем обычно принимается в расчетах, то никакого дефицита атмосферных нейтрино не наблюдается.

Изучается возможность систематической ошибки в определении отношения $R(\nu_\mu)/R(\nu_e)$, связанной с дополнительным влиянием нейтронов в составе космических лучей и их распадами в атмосфере, а также с возможностью распада протона $p \rightarrow e\nu\nu$ [279, 280].

Для успешного решения проблемы атмосферных нейтрино необходимы калибровки существующих и будущих детекторов. Первые результаты калибровки установки Kamiokande II в электронном и мюонном пучках ускорителя КЕК показали, что детектор достаточно хорошо разделяет электронные и мюонные события. Кроме калибровки самих детекторов, необходимо провести точные измерения интенсивности мюонных потоков на высоте 10–20 км, где образуются атмосферные нейтрино. В некотором смысле такие измерения являются аналогом ближнего детектора в ускорительных long-baseline-экспериментах. Сегодняшние экспериментальные данные по измерению мюонных потоков на высоте атмосферы [280] согласуются с нормировкой, принятой в расчетах.

Совокупность полученных к настоящему времени опытных данных говорит, скорее всего, в пользу $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -интерпретации загадки атмосферных нейтрино, но основные надежды возлагаются на результаты экспериментов ближайшего будущего — Superkamiokande и ICARUS. Superkamiokande будет иметь около 3×10^3 событий с атмосферными нейтрино ежегодно. ICARUS предполагает с высоким разрешением и совершенной электрон-мюонной идентификацией детектировать в каждом модуле массой 5×10^3 т около $1,2 \times 10^3$ событий с атмосферным нейтрино ежегодно. Эффект материи будет изучаться на основе возможности различать взаимодействия нейтрино и антинейтрино по каналу заряженного тока [36].

12. Заключение

В настоящем обзоре мы, во-первых, попытались в общих чертах изложить основные теоретические идеи, которые на протяжении последних 20 лет стимулировали развитие нейтринной физики. Во-вторых, мы хотели продемонстрировать физическую мотивацию некоторых моделей генерации нейтринных масс и как их следствие возможность наблюдения процесса нейтринных осцилляций. И, наконец, в-третьих, нам хотелось показать все многообразие экспериментальных задач, решение которых направлено на понимание фундаментальных свойств нейтрино.

На протяжении многих лет перенормируемость являлась неперменным атрибутом любой фундаментальной теории поля. Именно поэтому нейтрино в рамках стандартной $SU(2) \otimes U(1)$ -модели, не содержащей электрослабых нейтринных синглетов, было безмассовым, и доминировала точка зрения, что нет фундаментальных причин для его массивности. Прогресс в создании теорий великого объединения потребовал изменения общих взглядов на квантовую теорию поля. Расширение стандартной модели за счет хиггсовского и лептонного секторов и возможности генерации нейтринных масс из инвариантных операторов высших размерностей, которые подавляются на масштабе объединения теории $\simeq 1/M_{\text{GUT}}$, привело к появлению у нейтрино массы, причем очень малой. Оставляя необходимость перенормировки на масштабах квантовой гравитации за будущими суперструнными теориями, отметим, что малые нейтринные массы со стабильной иерархией $m_{\nu_{e,\mu,\tau}} \simeq (m_{u,c,t})^2/M_{\text{GUT}}$ естественным образом возникают в результате "see-saw"-механизма в GUT-теории, построенной на группе $SO(10)$. Этот механизм обеспечивает наиболее тяжелому из всех нейтрино — ν_τ — массу порядка 5–30 эВ.

В настоящее время есть три независимых указания, следующих из экспериментальных данных, на то, что нейтрино должно обладать массой, лежащей именно в этом диапазоне. Первое из них связано с проблемой темной материи во Вселенной. Массивные нейтрино предсказываются в современных космологических моделях, совместимых с наблюдением квадрупольной моды реликтового излучения на спутнике COBE. Так, в модели Mixed Dark Matter массивные нейтрино (ν_τ) с массой $\simeq 20$ эВ рассматриваются как наиболее вероятный кандидат на роль горячей темной материи, вносящей около

Таблица 8. Значения нейтринных масс и возможность объяснения проблем скрытой массы и дефицита солнечных и атмосферных нейтрино, следующие из различных теоретических моделей

Модель, ссылка	Предсказываемая масса		Объясняет ли модель:		
	m_{ν_μ} , эВ	m_{ν_τ} , эВ	недостаток темной материи	дефицит солнечных нейтрино	дефицит атмосферных нейтрино
Стандартная модель	0	0	нет	нет	нет
Akhmedov E. [282]	10^{-1}	10	да	нет	да
Hall L. [283]	10^{-3}	10	да	да	нет
GINO [284]	0	0	нет	да	да
Cadwell D. [285]	3	3	да	да	да
Wolfenstein L.	3×10^{-4}	3×10^{-3}	нет	да	нет
Максимальное смешивание	0,085	$< 3 \times 10^{-6}$	нет	да	нет
Тяжелое ν_τ , Dodelson S. [286]	—	10^6	нет	да	да
Pakvasa S. [287]	10^{-3}	10^{-1}	нет	да	да

30 % в общую плотность Вселенной. Нейтрино с массой около 30 эВ также хорошо описывает и формирование крупномасштабной структуры Вселенной.

Второе и третье указание связаны с наблюдаемым во многих экспериментах дефицитом солнечных и атмосферных нейтрино. Наиболее красивым объяснением этих парадоксов может быть влияние нейтринных осцилляций в веществе, проходимом нейтрино на пути к детектору.

Существует большое количество теоретических моделей, интерпретирующих проблемы скрытой массы, а также недостатка солнечных и атмосферных нейтрино [281]. Предсказания некоторых из них мы представляем в табл. 8.

Если реальный мир устроен таким образом, что нейтрино имеют массу, то наряду с нарушением лептонного числа это является необходимым условием существования осцилляций. Если, кроме того, эта масса составляет несколько электронвольт, то осцилляции, допустимые в области параметров, которые представлены на рис. 2, будут обнаружены в экспериментах ближайшего будущего [288]. Основные надежды авторы возлагают на ускорительные long-baseline-эксперименты с двумя прецизионными детекторами.

В любом случае новые эксперименты будут изменять наше понимание теории великого объединения по мере того, как будут решаться фундаментальные вопросы природы нейтрино и темной материи Вселенной.

Список литературы

1. Паули В *Неопубликованное письмо Физическому обществу Тюбингена*. Воспроизведено в работе: Brown L M *Physics Today* No 9 23 (1930)
2. Fermi E Z. *Phys.* **88** 161 (1934)
3. Weinberg S, in *Proc. of the XXVI Int. Conf. on HEP* (New York, 1993) p. 346
4. Pontecorvo B Preprint PD-205 (Chalk River, 1946)
5. Reines F, Cowen C L *Phys. Rev. Lett.* **92** 8304 (1953); Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
6. Landau L *Nucl. Phys.* **3** 127 (1957)
7. Garwin R, Lederman L, Weinrich M *Phys. Rev.* **105** 1415 (1957)
8. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **37** 1751 (1959)
9. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 36 (1962)
10. Ледерман Л М *УФН* **160** 299 (1990)
11. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
12. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
13. Salam A, in *Proc. of 8th Nobel Symposium* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almqvist and Wiksells, 1968) p. 367
14. Hasert F J et al. *Phys. Lett. B* **46** 138 (1973)
15. Hasert F J et al. *Phys. Lett. B* **46** 121 (1973)
16. Glashow S L, Piopoulos J, Maiani L *Phys. Rev.* **2** 1285 (1970)
17. Benvenuti A et al. *Phys. Rev. Lett.* **34** 419 (1975)
18. Perl M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **35** 1489 (1975)
19. Herb S W et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 252 (1977)
20. Arnison G et al. *Phys. Lett. B* **122** 103 (1983)
21. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957)
22. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** 247 (1958)
23. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
24. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **53** 1717 (1967)
25. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
26. Понтекорво Б М *УФН* **141** 675 (1983)
27. Биленький С М *ЭЧАЯ* **18** 449 (1987)
28. Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R, in *Proc. of the Supergravity Work-shop at Stony Brook* (Amsterdam: North-Holland, 1979) p. 315
29. Belevsev A I et al. *Phys. Lett. B* **350** 263 (1995)
30. Lobashev V, in *Proc. of 27th Int. Conf. on HEP* (Glasgow, Scotland, 1994)
31. Assamagan K et al. *Phys. Lett. B* **335** 231 (1994)
32. ALEPH Collaboration Preprint CERN-PPE/94-107 (Geneve, 1994)
33. Berezinsky V Preprint INFN 93-85 (Gran Sasso, 1993)
34. Михеев С П, Смирнов А Ю *УФН* **153** 3 (1987)
35. Rubbia C Preprint CERN-PPE/93-08 (Geneve, 1993)
36. Revol J P Preprint CERN-PPE/93-84 (Geneve, 1993)
37. Abreu P et al. *Nucl. Phys. Ser. B* **418** 403 (1994)
38. Acciarri M, Adam A, Adriani O Z. *Phys.* **62** 551 (1994)
39. Akers R et al. *Z. Phys.* **61** 19 (1994)
40. Buskulic D, Casper D, De Bonis I Z. *Phys.* **62** 539 (1994)
41. LEP Electroweak Working Group, Preprint LEPEWWG/94-01 (1994)
42. Bilenky S M, Pontecorvo B M *Phys. Lett. B* **95** 233 (1980)
43. Кобзарев И Ю и др. *ЯФ* **32** 1590 (1980)
44. Barger V et al. *Phys. Rev. Lett.* **45** 692 (1980)
45. Barger V et al. *Z. Phys. C* **8** 63 (1981)
46. Kobayashi M, Maskawa T *Progr. Theoret. Phys.* **49** 652 (1973)
47. Georgi H, Glashow S L *Phys. Rev. Lett.* **28** 1494 (1972)
48. Gelmini G B, Roncadelli M *Phys. Lett. B* **99** 411 (1981)
49. Georgi H, Glashow S L, Nussinov S *Nucl. Phys. B* **193** 297 (1981)
50. Щепкин М Г *УФН* **143** 513 (1984)
51. Barber D P et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** 830 (1979)
52. Chikashige Y, Mohapatra R N, Peccei R D *Phys. Lett. B* **98** 265 (1981)
53. Yanagida T *Progr. Theor. Phys.* **135** 66 (1978)
54. Georgi H, Glashow S L *Phys. Rev. Lett.* **32** 438 (1974)
55. Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
56. Higgs P W *Phys. Rev.* **145** 1156 (1966)
57. Georgi H, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **82** 392 (1979)
58. Georgi H, Nanopoulos D V *Nucl. Phys. B* **155** 52 (1979)
59. Georgi H, Nanopoulos D V *Nucl. Phys. B* **159** 16 (1979)
60. Bludman S A, Kennedy C, Langacker P G *Phys. Rev. D* **45** 1810 (1992)
61. Dimopoulos S, Hall L, Raby S *Phys. Rev. Lett.* **68** 1984 (1992)
62. Dimopoulos S, Hall L, Raby S *Phys. Rev. D* **45** 4192 (1992)
63. Ellis J, Fogli G L, Lisi E *Phys. Lett. B* **274** 456 (1992)
64. Ellis J, Lopez J L, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **292** 189 (1992)
65. Antoniadis I et al. *Phys. Lett. B* **194** 231 (1987)
66. Barr S M *Phys. Rev. D* **40** 2457 (1989)
67. Leontaris G, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **212** 327 (1988)
68. Abel S *Phys. Lett. B* **234** 113 (1990)
69. Leontaris G, Vergados J D *Phys. Lett. B* **305** 242 (1993)
70. Kalara S, Lopez J L, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **245** 421 (1990)
71. Kalara S, Lopez J L, Nanopoulos D V *Nucl. Phys. B* **353** 650 (1991)
72. Lopez J L, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **251** 73 (1990)
73. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
74. Faber S M, Gallagher J J *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **17** 135 (1979)
75. Fabricant D, Gorenstein P *Astrophys. J.* **267** 535 (1983)
76. Mushotzky R, in *Proc. Relativistic Astrophysics and Particle Cosmology. Texas. 1992* (Ann. New York Acad. Sci., 1993) Vol. 688, p. 1984
77. Walker T P et al. *Astrophys. J.* **376** 51 (1991)
78. Heggli D J, Olive K A *Astrophys. J.* **303** 56 (1986)
79. Зельдович Я Б *УФН* **89** 647 (1966)
80. Герштейн С С, Зельдович Я Б *Письма в ЖЭТФ* **4** 174 (1966)
81. Cowsik R, McClelland J *Phys. Rev. Lett.* **29** 669 (1972)
82. Szalay A S, Marx G *Astron. Astrophys.* **49** 437 (1976)
83. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. I* (М.: Наука, 1990)
84. Mather J C et al. *Astrophys. J.* **420** 439 (1994)
85. Schramm D N *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **12** 383 (1974)
86. Steigmann G, Schramm D N, Gunn J E *Phys. Lett. B* **66** 202 (1977)
87. Дорошкевич А Г и др. *Письма в АЖ* **6** 457, 465 (1980)
88. Долгов А Д, Зельдович Я Б *УФН* **130** 559 (1980)
89. Зельдович Я Б, Хлопов М Ю *УФН* **135** 45 (1981)
90. Peebles P J E *Astrophys. J.* **238** 415 (1982)
91. Шандарин С Ф, Дорошкевич А Г, Зельдович Я Б *УФН* **139** 83 (1983)
92. Guth A H *Phys. Rev. D* **23** 347 (1981)
93. Linde A D *Phys. Lett. B* **108** 389 (1982)
94. Albrecht A, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **48** 1220 (1982)
95. Линде А Д *УФН* **144** 177 (1984)

96. Зельдович Я Б *Астрофизика* **6** 319 (1970); Zeldovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
97. Зельдович Я Б, Шандарин С Ф *Письма в АЖ* **8** 259 (1982)
98. Зельдович Я Б *Письма в АЖ* **8** 195 (1982)
99. Smoot G F et al. *Astrophys. J.* **396** L1 (1992)
100. Berezhinsky V, Masiero A, Valle J *Phys. Lett. B* **266** 382 (1991)
101. Harrari H *Phys. Lett. B* **216** 413 (1989)
102. Dodelson S et al. *Preprint Fermilab-Pub-94/026-A* (1994)
103. Dobyms Y *Astrophys. J.* **329** 5 (1988)
104. Albrecht A, Stebbins A *Phys. Rev. Lett.* **69** 2615 (1992)
105. Fisher K B et al. *Astrophys. J.* **402** 42 (1993)
106. Taylor A N, Rowan-Robinson M *Nature* **359** 396 (1992)
107. Ostriker J B *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31** 689 (1993)
108. Bergkvist K-E *Nucl. Phys. B* **39** 317 (1972)
109. Lubimov V A et al. *Phys. Lett. B* **94** 266 (1980)
110. Boris S et al. *Phys. Lett. B* **159** 217 (1985)
111. Fritschci M et al. *Phys. Lett. B* **173** 458 (1986)
112. Kawakami H et al. *Phys. Lett. B* **256** 105 (1991)
113. Holzschuh E, Fritschci M, Kundig W *Phys. Lett. B* **287** 381 (1992)
114. Robertson R G H et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 957 (1991)
115. Winheimer Ch et al. *Phys. Lett. B* **300** 210 (1993)
116. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **292** 221 (1992)
117. Cinabro D, Henderson S, Kinoshita K *Phys. Rev. Lett.* **70** 3700 (1993)
118. Vergados J D *Nucl. Phys. B* **218** 109 (1983)
119. Vergados J D *Phys. Rep.* **133** 1 (1986)
120. Wolfenstein L *Phys. Lett. B* **107** 77 (1981)
121. Hennecke E W, Manuel O K, Sabu D D *Phys. Rev. C* **11** 1378 (1975)
122. Alston-Garnjost M et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 831 (1993)
123. Vuilleumier J C et al. *Phys. Rev. D* **48** 1009 (1993)
124. Balysh A et al. *Phys. Lett. B* **283** 32 (1992)
125. Zuber K et al., in *Proc. 27 Int. Conf. on HEP* (Glasgow, Scotland, 1994)
126. Bolton R D et al. *Phys. Rev. D* **38** 2077 (1988)
127. Arisaka K et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 1049 (1993)
128. Shrock R E *Phys. Rev. D* **24** 1232 (1981)
129. Shrock R E *Nucl. Phys. B* **206** 359 (1982)
130. Berezhiani Z G, Vysotsky M J *Phys. Lett. B* **119** 281 (1987)
131. Wietfeldt F E, Norman E B *Phys. Rep.* **273** 151 (1996)
132. Bergsma F et al. *Phys. Lett. B* **128** 361 (1983)
133. Deleener-Rosier N et al. *Phys. Lett. B* **177** 228 (1986)
134. Britton D I et al. *Phys. Rev. D* **49** 28 (1994)
135. Dorenbosch J et al. *Phys. Lett. B* **166** 473 (1986)
136. Bernardi G et al. *Phys. Lett. B* **203** 332 (1988)
137. Коноплич Р В, Хлопов М Ю *ЯФ* **57** 452 (1994)
138. Зацепин Г Т *Письма в ЖЭТФ* **8** 333 (1968)
139. Имшенник В С, Надежин Д К *УФН* **156** 561 (1988)
140. Bowers R, Wilson J R *Astrophys. J.* **263** 366 (1982)
141. Woosley S E et al. *Astrophys. J.* **318** 664 (1987)
142. Моррисон Д Р *УФН* **156** 561 (1988)
143. Hirata K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1490 (1987)
144. Hirata K J et al. *Phys. Rev. D* **38** 448 (1988)
145. Hirata K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2653 (1988)
146. Nakahata M et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 3786 (1986)
147. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **51** 27 (1983)
148. Haines T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 1986 (1986)
149. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1494 (1987)
150. Becker-Szen dy R et al. Preprint BUHEP-92-6 (Boston: Boston University, 1992)
151. Aglietta M et al. *Nuovo Cim. C* **9** 185 (1986)
152. Дадькин В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 464 (1987)
153. Aglietta M et al. *Europhys. Lett.* **3** 1315 (1987)
154. Алексеев Е Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 461 (1987)
155. Alekseev E N et al. *Phys. Lett. B* **205** 209 (1988)
156. Дадькин В Л, Зацепин Г Т, Рязжская О Г *УФН* **158** 139 (1989)
157. Бакал Дж *Нейтронная астрофизика* (М.: Мир, 1993)
158. Bahcall J N, Glashow S *Nature* (London) **326** 476 (1987)
159. Kolb E W, Stebbins A J, Turner M S *Phys. Rev. D* **35** 3598 (1987)
160. Spergel D N, Bahcall J N *Phys. Lett. B* **200** 366 (1987)
161. Spergel D N, Weinberg D H, Gott J R *Phys. Rev. D* **38** 2014 (1988)
162. Abbott L F, de Rújula A, Walker T P *Nucl. Phys. B* **299** 734 (1988)
163. Avignone F T, Collar J I *Phys. Rev. D* **41** 682 (1990)
164. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
165. Wolfenstein L *Phys. Lett. B* **107** 77 (1981)
166. Lewis R R *Phys. Rev. D* **21** 663 (1980)
167. Langacker P, Leveille J P, Sheiman J *Phys. Rev. D* **27** 1228 (1983)
168. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985)
169. Ермилова В К, Царев В А, Чечин В А *Письма в ЖЭТФ* **43** 353 (1986)
170. Жарков В Н *Внутреннее строение Земли и планет* (М.: Наука, 1983)
171. Васильев П С и др. *ЯФ* **58** 2210 (1995)
172. Kajita T, in *Proc. Workshop on Long Baseline Neutrino Oscillation* (Ed. M Goodman) (FNAL, Illinois, USA, 1992) p. 145
173. Боум Ф, Фогель П *Физика массивных нейтрино* (М.: Мир, 1990)
174. Боровой А А, Хакимов С Х *Нейтронные эксперименты на ядерных реакторах* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
175. Boehm F et al. *Phys. Lett. B* **97** 310 (1980)
176. Kwon H et al. *Phys. Rev. D* **24** 1097 (1981)
177. Gabathuler K G et al. *Phys. Lett. B* **138** 449 (1984)
178. Zacek G et al. *Phys. Rev. D* **34** 2621 (1986)
179. Cavaignac J F et al. *Phys. Lett. B* **148** 387 (1984)
180. Афонин А И и др. *ЖЭТФ* **94** (2) (1988)
181. Видякин Г С и др. *ЖЭТФ* **98** 764 (1990)
182. Reines F *Nucl. Phys. A* **396** 469 (1983)
183. Boehm F, Vogel P *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **34** 125 (1984)
184. Vogel P *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 204 (1995)
185. Krastev P I, Petrov S T *Phys. Lett. B* **229** 99 (1993)
186. Krauss L M, Gates E, White M *Phys. Lett. B* **298** 94 (1993)
187. Krauss L M, Gates E, White M *Phys. Rev. Lett.* **70** 375 (1993)
188. Bergsma F et al. *Z. Phys. C* **40** 171 (1988)
189. Didak F et al. *Phys. Lett. B* **134** 281 (1984)
190. Stockdale I E et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 1384 (1984)
191. Angelini C et al. *Phys. Lett. B* **179** 307 (1986)
192. Ahrens L A et al. *Phys. Rev. D* **31** 2732 (1985)
193. Astier P et al. *Phys. Lett. B* **220** 646 (1989)
194. Brucker E B et al. *Phys. Rev. D* **34** 2183 (1986)
195. Ammosov V et al. *Z. Phys. C* **40** 487 (1988)
196. Erriquez O et al. *Phys. Lett. B* **102** 73 (1981)
197. Baker N J et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1576 (1981)
198. Ushida N et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 2897 (1986)
199. Batusov Y A et al. *Z. Phys. C* **48** 209 (1990)
200. Gruwe M et al. *Phys. Lett. B* **309** 463 (1993)
201. Armenise N et al. Preprint CERN-PPE/93-131 (Geneve, 1993)
202. Winter K Preprint CERN-PPE/95-165 (Geneve, 1995)
203. Asakawa T et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **340** 458 (1994)
204. Aoki S et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **344** 143 (1994)
205. Buontempo S et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **344** 85 (1994)
206. Astier P et al. Preprint CERN-SPSLC/91-48 (Geneve, 1991)
207. Eggert E et al. *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 40 (1995)
208. Otten E *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 26 (1995)
209. Carrigan R A Preprint Fermilab-Pub-95/365 (1995)
210. Булгаков М К и др. Препринт ИФВЭ 95-18 (Протвино, 1995)
211. Dar A, Eilam G, Gronau M *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 56 (1995)
212. Goodman M *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **38** 337 (1995)
213. Ball A et al. Preprint CERN-SL/92-75 (Geneve, 1992)
214. Cennini P et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **345** 230 (1994)
215. ICARUS collaboration Preprint LNGS-94/99-II (May, 1994)
216. Benetti P et al. Preprint LNGS-95/59 (September, 1995)
217. Bari G et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **277** 11 (1989)
218. Cecchini S et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **264** 18 (1988)
219. Ambrosio M et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **363** 604 (1995)
220. Cavanna F Preprint CERN-PPE/95-133 (Geneve, 1995)
221. Alner G J et al. LNGS-GENIUS Proposal (May, 1994)
222. Resvanis L K et al. *Nucl. Phys. B* **35** 294 (1994)
223. Totsuka Y ICRR Report 227-90-20 (1990)
224. Nakamura K ICRR Report 309-94-4 (1994)
225. Nishikama T, in *Proc. in the Workshop on Long Baseline Neutrino Oscillation* (Fermilab., November 17-20, 1991) p. 171
226. E-889 Collaboration *Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment* (BNL Design Report 52459, April, 1995)
227. Thron J L et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **283** 642 (1989)
228. Ables E et al. (P-875) *A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab* (February, 1995)
229. Березинский В С, Зацепин Г Т *УФН* **122** 3 (1977)

230. *A Neutrino Beam from MI FNAL to DUMAND* (Fermilab Letter of Intend P-824) (October, 1990)
231. Adams A et al. Preprint GRANDE facility SSC-90/07 (1990)
232. Исаев П С, Царев В А *ЭЧАЯ* **21** 5 (1990)
233. *Материалы рабочего совещания "УНК-600", Протвино. 23-24 ноября 1993 г.* (Протвино: Изд-во ИФВЭ, 1994)
234. Арефьев А С и др. Припринт ИФВЭ 94-36 (Протвино, 1994)
235. Fedotov Yu et al. Preprint ИФВЭ 94-34 (1994)
236. Belolaptikov J A et al. *Nucl. Phys. B* **19** 338 (1991)
237. Belolaptikov J A et al., in *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary, 1993* (University of Calgary, 1993) Vol. 4, p. 573
238. Bahcall J N et al. *Rev. Mod. Phys.* **54** 767 (1982)
239. Bahcall J N, Ulrich R N *Rev. Mod. Phys.* **60** 297 (1988)
240. Bahcall J N, Pinsonneault M N *Rev. Mod. Phys.* **64** 885 (1992)
241. Davis R *Phys. Rev. Lett.* **12** 303 (1964)
242. Bahcall J N, Davis R *Science* **191** 264 (1976)
243. Davis R, Mann A K, Wolfenstein L *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39** 467 (1989)
244. Davis R, in *Proc. of 21 Intern. Cosmic Ray Conf.* (Ed. R J Protheroe) (Adelaide: University of Adelaide Press, 1990) p. 143
245. Anselmann P et al. *Phys. Lett. B* **314** 445 (1993)
246. Anselmann P et al. *Phys. Lett. B* **342** 440 (1995)
247. Pomansky A A *Nucl. Instr. Meth. A* **271** 254 (1988)
248. Abazov A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3332 (1991)
249. Hirata K S et al. *Phys. Rev. D* **44** 2241 (1991)
250. Hirata K S et al. *Phys. Lett. B* **280** 146 (1992)
251. Kennedy D, Langasker P *Nucl. Phys. B* **374** 373 (1992)
252. Anselmann P et al. *Phys. Lett. B* **285** 390 (1992)
253. Krastev P I, Petcov S T *Phys. Lett. B* **299** 99 (1992)
254. Волошин М Б, Высоцкий М И, Окунь Л Б *ЖЭТФ* **91** 754 (1986)
255. Ахмедов Е Х *ЯФ* **48** 382 (1988)
256. Lim C-S, Marciano W J *Phys. Rev. D* **37** 1368 (1988)
257. Frieman J, Haber H E, Freese K *Phys. Lett. B* **200** 115 (1988)
258. Gvozdev A A, Mikheev N V, Vasilevskaya L A *Phys. Lett. B* **289** 103 (1992)
259. Василевская Л А, Гвоздев А А, Михеев Н В *ЯФ* **57** 124 (1994)
260. Krastev P I, Petcov S T *Phys. Lett. B* **285** 85 (1992)
261. Press. W H, Spergel D N, in *Proc. Dark Matter in the Universe* (Eds J N Bahcall et al.) (Singapore: World Sci., 1988) p. 206
262. Krauss L M, Gates E, White M *Phys. Lett. B* **298** 94 (1993)
263. Parke S *Phys. Rev. Lett.* **74** 839 (1995)
264. Ewan G T *Nucl. Instr. Meth. A* **314** 373 (1992)
265. Campanella M, in *Proc. of the 3-rd Intern. Workshop on Neutrino Telescopes, 1991, Venezia(Venice), Italy* (Ed. M Baldo-Geolin) (Inst. Nazionale D.: Fizika Nucleare; 1991) p. 73
266. De Rujula A, Glashow S L Preprint CERN-TH6665/92 (Geneve, 1992)
267. Laurenti G et al. Preprint CERN-LAA-PC/93-10 (Geneve, Feb. 1993)
268. Becker-Szendy R. et al. *Phys. Rev. D* **46** 378 (1992)
269. Hirata K S et al. *Phys. Lett. B* **280** 146 (1992)
270. Berger et al. *Phys. Lett. Ser. B* **245** 305 (1990)
271. Goodman M C, in *Proc. of 23 Intern. Cosmic Ray Conf.* (Calgary, 1993) Vol. 4, p. 446
272. Aglietta M et al. *Europhys. Lett.* **8** 611 (1989)
273. Fukuda J et al. *Phys. Lett. B* **335** 205 (1994)
274. Akhmedov E, Lipari P, Lisignoli C *Phys. Lett. B* **300** 128 (1993)
275. Gasperini M *Phys. Rev. D* **39** 3606 (1989)
276. Halprin A, Leung C N *Nucl. Phys. B* **28** 139 (1992)
277. Engel J et al. *Phys. Rev. D* **48** 3048 (1993)
278. Volkova L V *Phys. Lett. B* **316** 178 (1993)
279. Mann W A, Kafka T, Leeson W *Phys. Lett. B* **291** 200 (1992)
280. Perkins D H *Astroparticle Phys.* **2** 249 (1994)
281. Valle J W F *Nucl. Phys.* **26** 91 (1991)
282. Akhmedov E et al. *Phys. Lett. B* **69** 3013 (1992)
283. Dimopoulos S, Hall L J, Raby S *Phys. Rev. D* **47** R3697 (1993)
284. Pantaleone J, Halprin A, Leung C *Phys. Rev. D* **47** R4199 (1993)
285. Caldwell D, Mohapatra R *Phys. Rev. D* **50** 3477 (1994)
286. Dodelson S, Gyuk G, Turner M *Phys. Rev. Lett.* **72** 3754 (1994)
287. Learned J, Pakvasa S, Weiler T J *Phys. Lett. B* **207** 79 (1988)
288. Gonzalez-Garcia M C, Preprint CERN-TH/95-285 (1995)

The nature of neutrino mass and the phenomenon of neutrino oscillations

S.S. Gershtein

State Research Centre 'Institute for High Energy Physics'

142284 Protvino, Moscow Region, Russia

Tel. (7-277) 1-38 33

E.P. Kuznetsov, V.A. Ryabov

P.N. Lebedev Institute of Physics, Russian Academy of Sciences

Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 132-64 39, 132-64 88

Fax (7-095) 135-78 80

E-mail: ryabov@sgi.lpi.msk.su

Various aspects of the neutrino mass problem are discussed in the light of existing model predictions and extensive experimental data. Generation mechanisms are considered and possible gauge-theoretical neutrino mass hierarchies, in particular the most popular 'flipped see-saw' models, are discussed. Based on the currently available astrophysical data on the integral density of matter in the Universe and on the spectral anisotropy of the relic cosmic radiation, the cosmological implications of nonzero neutrino mass are described in detail. Results from various mass-measuring methods are presented. Considerable attention is given to heavy neutrino oscillations. Oscillation mechanisms in a vacuum and a substance are considered in detail. Experiments on oscillations at low and high energies and new generation large-flight-base facilities are described. The state of the art in oscillations of the sun and atmospheric neutrino is reviewed.

PACS numbers: 14.60.Pq, 12.15.Ff

Bibliography — 288 references

Received 26 December 1996