

Д2-2001-292

Х. М. Бештоев

**ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО.
ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ**

1 Введение

Идея о возможности осцилляции нейтрино по аналогии с K^0, \bar{K}^0 -осцилляцией (т.е. возможность нейтрино-антинейтринных осцилляций $\nu \rightarrow \bar{\nu}$) была рассмотрена Б.Понтекорво [1] в 1957 г. В последующем была выдвинута гипотеза о возможности смешивания (и осцилляции) нейтрино разных типов (т.е. $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходов) Маки и др. [2] и Понтекорво [3].

Проблема солнечных нейтрино возникла после первого опыта по измерению потока нейтрино от Солнца $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ методом [4]. Поток, полученный этим методом, оказался в несколько раз меньше, чем ожидалось из расчетов по стандартной солнечной модели (ССМ) [5]. В работе [6] была высказана идея о возможности объяснения дефицита солнечных нейтрино за счет осцилляций нейтрино. Впоследствии, когда результаты эксперимента в Камбюке [7] подтвердили наличие дефицита солнечных нейтрино относительно расчетов по ССМ, одним из привлекательных подходов для объяснения дефицита солнечных нейтрино стало резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе [8]. Резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе было получено из уравнения Вольфенштейна для нейтрино в веществе [9]. В работе [10] было замечено, что уравнение Вольфенштейна для нейтрино в веществе является уравнением для нейтрино, где нейтрино взаимодействует с веществом не через слабое взаимодействие, а через гипотетическое взаимодействие, которое является лево-право-симметричным. Так как в стандартных слабых взаимодействиях принимают участие только левые компоненты нейтрино, то результаты, полученные из уравнения Вольфенштейна, не имеют прямого отношения к реальным нейтрино.

Далее были получены первые результаты на $^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ эксперименте в Gran Sasso [11], которые в пределах 3σ не противоречили расчетам по ССМ. Новые данные из SAGE-эксперимента [12] достаточно близки к результатам Gran Sasso.

В работе [13] предложен новый механизм усиления осцилляции

нейтрино в веществе. В последующем в работах [14] было показано: из-за того, что слабое взаимодействие не может генерировать массу, резонансное усиление осцилляции нейтрино в веществе не может происходить без нарушения закона сохранения энергии-импульса.

Кроме отмеченных выше установок, регистрирующих солнечные нейтрино, в настоящее время работают установки Super-Kamiokande [15-17] и детектор SNO [18]. Получаемые на SNO данные представляют огромный интерес для физики нейтрино из-за возможности модельно-независимого анализа осцилляций нейтрино.

После обнаружения осцилляции нейтрино в Super-Kamiokande [19] непрямым методом и прямым в SNO [20] возникла необходимость в анализе ситуации, сложившейся в исследовании осцилляции нейтрино.

В данной работе рассматриваются теоретические схемы и их анализ, а также приводятся экспериментальные результаты по осцилляции нейтрино, полученные в Super-Kamiokande (Япония) и SNO (Канада). Проводится сравнение этих данных с теоретическими схемами для выбора работающей теоретической схемы.

2 Теория

2.1 Следствия отличительной черты слабых взаимодействий

Сильные и электромагнитные взаимодействия являются теориями с лево-право-симметричными взаимодействиями (т.е. все компоненты спиноров принимают участие симметричным образом). В слабых взаимодействиях, в отличие от них, принимают участие только левые компоненты спиноров. Рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из этой особенности слабого взаимодействия.

Сохраняющийся локальный ток $j^{\mu i}$ слабого взаимодействия имеет следующий вид:

$$j^{\mu i} = \bar{\Psi}_L \tau^i \gamma^\mu \Psi_L, \quad (1)$$

где $\bar{\Psi}_L, \Psi_L$ - лептонные и кварковые дублеты

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_{iL}, \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}_{iL}, \quad i = 1 - 3,$$

i - ароматические числа лептонов и кварков.

Токи S_i^μ , полученные при глобальных калибровочных преобразованиях с использованием теоремы Нетер [21], имеют вид:

$$S_i^\mu = i(\bar{\Psi}_i \partial_\mu \Psi_i), \quad (3)$$

(где i характеризуют тип калибровочных преобразований) и соответствующий сохраняющийся ток (четвертая компонента S_i^μ) есть

$$I_i = \int S_i^0 d^3x = \int \epsilon \bar{\Psi}_i \Psi_i d^3x, \quad (4)$$

где ϵ - энергия фермиона Ψ_i .

Так как мы не можем отключить слабые взаимодействия при движении частицы в вакууме, все эффекты, связанные со слабыми взаимодействиями, будут реализовываться.

Теперь, если мы учтем, что правые компоненты спиноров $\bar{\Psi}_{iR}, \Psi_{iR}$ не принимают участия в слабых взаимодействиях, то из выражения (4) для абелевых токов мы получим

$$I_i = \int \epsilon \bar{\Psi}_{iL} \Psi_{iL} d^3x \equiv 0, \quad (5)$$

т.е. (в отличие от сильных и электромагнитных взаимодействий) в слабых взаимодействиях никакие сохраняющиеся аддитивные числа не появляются. Но из эксперимента мы можем сделать вывод, что имеет место иерархическое нарушение этих аддитивных чисел (см. [22] и ссылки, указанные там).

2.2 Масса нейтрино

а) Гипотеза: Безмассовая свободная частица не может иметь заряд. Конкретным примером этого случая является фотон (носитель электромагнитных взаимодействий), не имеющий никакого заряда. На глюоны, которые находятся в запертом состоянии, эта гипотеза не распространяется. Применительно к нейтрино, которое имеет слабый заряд, эта гипотеза приводит к заключению: нейтрино, участвующее в слабых взаимодействиях, не может быть безмассовым. В работе [23] эта гипотеза была доказана в рамках достаточно общих предположений.

б) Обнаружение осцилляции нейтрино является дополнительным подтверждением наличия массы у нейтрино.

2.3 Общая теория осцилляции нейтрино

В старой теории осцилляции нейтрино [24, 6], построенной в рамках квантовой механики, по аналогии с теорией K^0, \bar{K}^0 -осцилляции, предполагалось, что собственными массовыми состояниями являются нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 , а не физические состояния нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , и что физические нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ рождаются как суперпозиции нейтринных состояний ν_1, ν_2, ν_3 . Это означает, что нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ не имеют определенной массы, т.е. их массы меняются в зависимости от смеси нейтринных состояний ν_1, ν_2, ν_3 . Естественно, в этом случае закон сохранения энергии-импульса не выполняется. Кроме того, каждая частица рождается на своей массовой поверхности и остается на своей массовой поверхности при движении в вакууме. Очевидно, что такая картина не может быть корректной.

В современной теории осцилляций нейтрино [26-26], построенной в рамках теории элементарных частиц, предполагается, что:

1) Физические нейтринные состояния ν_e, ν_μ, ν_τ являются собственными состояниями слабых взаимодействий, естественно, массовая матрица нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ является диагональной. Все до-

ступные экспериментальные данные показывают, что лептонные числа l_e, l_μ, l_τ хорошо сохраняются в стандартных слабых взаимодействиях.

2) Затем, чтобы нарушить лептонные числа, необходимо ввести взаимодействие, нарушающее эти числа. Это эквивалентно введению недиагональных массовых членов в массовую матрицу нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Диагонализируя эту матрицу, мы переходим к нейтринным состояниям ν_1, ν_2, ν_3 . Точно так же, как и в случае K^0 -осцилляций, когда в основном рождаются K^0, \bar{K}^0 -мезоны, в рассматриваемом случае в основном рождаются нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , а не ν_1, ν_2, ν_3 , так как вклад взаимодействия, нарушающий лептонные числа, является очень малым. Когда рождаются нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 (они рождаются с малой вероятностью, как отмечалось выше), то никакая осцилляция не будет возникать.

3) Затем, при прохождении нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ через вакуум они будут переходить в суперпозицию нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 из-за присутствия взаимодействия, нарушающего лептонные числа, и будут оставаться на своих массовых поверхностях. Тогда осцилляции нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ будут происходить согласно стандартной схеме [24-26]. Будут ли эти осцилляции реальными или виртуальными, определяется массами физических нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ .

i) Если массы ν_e, ν_μ, ν_τ равны, то будут иметь место реальные осцилляции.

ii) Если массы ν_e, ν_μ, ν_τ не равны, то будут происходить виртуальные осцилляции. Чтобы сделать эти осцилляции реальными, нейтрино должны участвовать в квазиупругих взаимодействиях, чтобы перейти на массовую поверхность соответствующего нейтрино по аналогии с $\gamma - \rho^0$ -переходом в модели векторной доминантности.

В случае ii) будет иметь место усиление осцилляций нейтрино при их прохождении через толстый слой вещества [13, 27], если углы смешивания нейтрино будут маленькими.

Итак, смешивания (осцилляции) возникают, так как рождаются нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , собственные состояния слабых взаимо-

действий, а не нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 , собственные состояния взаимодействия, нарушающего лептонные числа. Тогда при прохождении этих нейтрино через вакуум они переходят в суперпозиции нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 . Если первоначально рождались бы нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 , то смешивания (или осцилляции) нейтрино не могли бы возникнуть, так как слабые взаимодействия не нарушают лептонных чисел.

Перейдем к более детальному рассмотрению осцилляций. Для упрощения рассмотрим осцилляции (переходы) между двумя типами нейтрино ν_e, ν_μ , имеющими числа l_{ν_e}, l_{ν_μ} . Для рассмотрения перехода между этими типами нейтрино, в рамках теории элементарных частиц, мы можем использовать массовую матрицу этих нейтрино ν_e, ν_μ , так как массовая матрица является собственным состоянием взаимодействия, в котором рождаются эти нейтрино (частицы) (см. ниже).

Массовая матрица нейтрино ν_e и ν_μ имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Из-за присутствия взаимодействия, нарушающего лептонные числа, в массовой матрице появляются недиагональные члены, и тогда эта матрица приобретает следующий вид (CP сохраняется):

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e\nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu\nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

а массовый лагранжиан этих нейтрино есть

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\frac{1}{2} [m_{\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e\nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e)] \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e\nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu\nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad (8) \end{aligned}$$

который диагонализуется поворотом на угол θ (см. ссылки в [24]), и тогда массовый лагранжиан приобретает следующий вид:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} [m_1 \bar{\nu}_1 \nu_1 + m_2 \bar{\nu}_2 \nu_2], \quad (9)$$

где

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \left[(m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu}) \pm \left((m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e\nu_\mu}^2 \right)^{1/2} \right],$$

а угол θ определяется выражением

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2m_{\nu_e\nu_\mu}}{(m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e})}. \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos\theta\nu_1 + \sin\theta\nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin\theta\nu_1 + \cos\theta\nu_2. \end{aligned} \quad (11)$$

Из выражения (10) мы видим, что если $m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu}$, то угол смешивания есть $\pi/4$ независимо от величин $m_{\nu_e\nu_\mu}$.

Выражение для $\sin^2 2\theta$ угла смешивания есть:

$$\sin^2 2\theta = \frac{(2m_{\nu_e\nu_\mu})^2}{(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + (2m_{\nu_e\nu_\mu})^2}. \quad (12)$$

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 \\ 0 & m_{\nu_2} \end{pmatrix}.$$

Интересно отметить, что выражение (12) можно получить из формулы Брейта–Вигнера [28]

$$P \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (13)$$

с помощью замены

$$E = m_{\nu_e}, \quad E_0 = m_{\nu_\mu}, \quad \Gamma/2 = 2m_{\nu_e\nu_\mu},$$

где $\Gamma/2 \equiv W(\dots)$ есть ширина $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходов, тогда мы можем использовать стандартные методы [26, 29] для расчета этой величины.

Нейтрино ν_1, ν_2 (см. (9), (11)) с массами m_1 и m_2 эволюционируют во времени по закону

$$\nu_1(t) = e^{-iE_1 t} \nu_1(0); \quad \nu_2(t) = e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \quad (14)$$

где

$$E_k^2 = (p^2 + m_k^2), k = 1, 2.$$

Если эти нейтрино распространяются без взаимодействия, то

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= \cos\theta e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \sin\theta e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \\ \nu_\mu(t) &= -\sin\theta e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \cos\theta e^{-iE_2 t} \nu_2(0). \end{aligned} \quad (15)$$

Используя выражение для ν_1 и ν_2 из (11) и подставляя его в (15), получим

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= [e^{-iE_1 t} \cos^2\theta + e^{-iE_2 t} \sin^2\theta] \nu_e(0) + \\ &+ [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin\theta \cos\theta \nu_\mu(0), \\ \nu_\mu(t) &= [e^{-iE_1 t} \sin^2\theta + e^{-iE_2 t} \cos^2\theta] \nu_\mu(0) + \\ &+ [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin\theta \cos\theta \nu_e(0). \end{aligned} \quad (16)$$

Вероятность того, что нейтрино, образовавшееся как ν_e в момент $t = 0$, будет в момент t в состоянии ν_μ , дается квадратом абсолютной величины амплитуды $\nu_\mu(0)$ в (16), т.е.

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |(\nu_\mu(0) \cdot \nu_e(t))|^2 = \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos((m_2^2 - m_1^2)/2p)t], \end{aligned} \quad (17)$$

где предполагается, что $p \gg m_1, m_2$; $E_k \simeq p + m_k^2/2p$.

Выражение (17) описывает осцилляцию нейтринного аромата. Угол θ (угол смешивания) характеризует степень смешивания. Вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ изменяется по периодическому закону с расстоянием с периодичностью, определяемой выражением

$$L_o = 2\pi \frac{2p}{|m_2^2 - m_1^2|}.$$

Вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ того, что нейтрино ν_e , образовавшееся в момент времени $t = 0$, остается ν_e в момент времени t , дается квадратом абсолютной величины амплитуды при $\nu_e(0)$ в (16). Т.к. состояние (16) нормированное, то

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) + P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1. \quad (19)$$

Таким образом, мы видим, что осцилляции аромата, обусловленные недиагональностью массовой матрицы нейтрино, нарушают закон сохранения лептонных чисел $-\ell_e$ и ℓ_μ . Однако при этом полное лептонное число $\ell = \ell_e + \ell_\mu$ сохраняется, как это видно из (19).

Мы видим, что тут имеют место два типа переходов (осцилляций) ν_e -, ν_μ -нейтрино [26, 29].

1. Если мы рассматриваем переход ν_e -нейтрино в ν_μ -нейтрино то

$$\sin^2 2\beta \cong \frac{4m_{\nu_e, \nu_\mu}^2}{(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e, \nu_\mu}^2}, \quad (20)$$

а если вероятность перехода ν_e -нейтрино в ν_μ -нейтрино (т.е. m_{ν_e, ν_μ}) очень малая величина, то

$$\sin^2 2\beta \cong \frac{4m_{\nu_e, \nu_\mu}^2}{(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2} \cong 0. \quad (21)$$

Как мы можем понять этот $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переход?

Если $2m_{\nu_e, \nu_\mu} = \frac{\Gamma}{2}$ отлично от нуля, то это означает, что средняя масса ν_e -нейтрино есть m_{ν_e} , и эта масса распределена по формуле $\sin^2 2\beta$ (или по формуле Брейта - Вигнера), и вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода отлична от нуля и определяется массами ν_e - и ν_μ -нейтрино и m_{ν_e, ν_μ} и она рассчитывается в рамках стандартного метода, как это отмечалось выше.

Это есть решение проблемы происхождения угла смешивания в теории вакуумной осцилляции нейтрино (частиц).

Вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода (осцилляций) в этом случае описывается выражением

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = \sin^2 2\beta \sin^2 \left[\pi t \frac{|m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2|}{2p_{\nu_e}} \right], \quad (22)$$

где p_{ν_e} - импульс ν_e -нейтрино.

Первоначально предполагалось [5, 24], что эти осцилляции являются реальными. Однако мы видим, что эти осцилляции являются виртуальными, так как если ν_e реально переходит в ν_μ , то

ν_μ может распадаться на электронное нейтрино плюс что-то, и мы получаем энергию их вакуума, которая равна $\Delta m = m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e}$ (при осцилляции импульсы ν_e и ν_μ равны). Очевидно, что при реальных $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходах закон сохранения энергии-импульса нарушается. Этот закон может выполняться, только если переходы $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ являются виртуальными.

2. Если мы рассматриваем виртуальные переходы ν_e - в ν_μ -нейтрино при $m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu}$ (т.е. без изменения массовой поверхности), тогда

$$\operatorname{tg} 2\beta = \infty,$$

$\beta = \pi/4$, и

$$\sin^2 2\beta = 1. \quad (23)$$

В этом случае вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода (осцилляций) описывается следующим выражением:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = \left[\pi t \frac{4m_{\nu_e, \nu_\mu}^2}{2p_a} \right]. \quad (24)$$

Для того чтобы сделать эти виртуальные осцилляции (переходы) реальными, необходимо их участие в квазиупругих взаимодействиях для их перехода на соответствующие массовые поверхности [29].

Очевидно, что процесс $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода является динамическим процессом.

Вернемся к рассмотрению общего случая. В этом случае массовый лагранжиан будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\bar{\nu}_R M \nu_L + \text{эрмит.сопряж.} \equiv \\ &\equiv \sum_{l, l' = e, \mu, \tau} \nu_{lR} M_{ll'} \nu_{lL} + \text{эрмит.сопряж.}, \end{aligned} \quad (25)$$

где M - комплексная 3×3 матрица. Необходимо отметить, что ν_R отсутствует в лагранжиане электрослабого взаимодействия. С помощью преобразования

$$M = V m U^+ \quad (26)$$

(где V, U - унитарные матрицы) приведем \mathcal{L}_M к диагональному виду

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\bar{\nu}_R m \nu_L + \text{эрмит.сопряж.} \equiv \\ &\equiv \sum_{k=1}^3 m_k \bar{\nu}_k \nu_k + \text{эрмит.сопряж.}, \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$m_{ik} = m_k \delta_{ik},$$

а

$$\nu'_L = U^+ \nu_L, \quad \nu'_R = V^+ \nu_R, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Отметим, что лагранжиан (25) инвариантен относительно глобального калибровочного преобразования

$$\nu_k(x) \rightarrow e^{\Lambda} \nu_k(x), \quad (29)$$

или $l(x) \rightarrow e^{\Lambda} l(x)$, $l = e, \mu, \tau$,

т.е. лептонные числа по отдельности уже не сохраняются (т.е. нейтрино смешиваются), но появляется лептонное число l , связанное с общим калибровочным преобразованием, которое сохраняется.

2.4 Теоретические схемы по осцилляции нейтрино

Рассмотрим различные схемы осцилляций нейтрино.

2.4.а. Нейтрино-антинейтринные осцилляции

Б. Понтекорво в работе [1] было выдвинуто предположение о возможности существования $\nu, \bar{\nu}$ -осцилляции по аналогии с K^0, \bar{K}^0 -осцилляциями.

В этом случае массовый лагранжиан имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}'_M = -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_e, \nu_e) \begin{pmatrix} m_{\nu_e \nu_e} & m_{\bar{\nu}_e \nu_e} \\ m_{\nu_e \bar{\nu}_e} & m_{\bar{\nu}_e \bar{\nu}_e} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Диагонализируя эту массовую матрицу стандартным методом, получаем следующее выражение:

$$\mathcal{L}'_M = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2) \begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 \\ 0 & m_{\bar{\nu}_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (31)$$

где

$$\nu_1 = \cos\theta\nu_e - \sin\theta\bar{\nu}_e,$$

$$\nu_2 = \sin\theta\nu_e + \cos\theta\bar{\nu}_e.$$

Эти осцилляции нейтрино описываются выражениями (14)-(19) с заменой $\nu_{\mu L} \rightarrow \bar{\nu}_{eL}$.

Необходимо отметить, что если эти нейтрино являются дираковскими, то вероятность наблюдения $\bar{\nu}_{eL}$ (сечения) намного меньше, чем вероятность наблюдения (сечения) ν_{eL} (такие нейтрино можно назвать стерильными нейтрино, см. ссылку [3]). Очевидно, что в этом случае лептонное число не сохраняется, т.е. калибровочная инвариантность нарушается, так как нейтрино превращается в античастицу в отличие от $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода, где нарушаются только ароматические числа.

2.4.b. Осцилляции ароматических нейтрино

В работе [2] Маки и др. выдвинули предположение, что могут иметь место переходы между ароматическими ν_e, ν_μ . Впоследствии, когда ν_τ были обнаружены, открылось, что возможны переходы между нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Автор этой работы развивал это направление (см. [30] и ссылки в этой работе). Выражения (14)-(19), данные выше, описывают осцилляции, возникающие в этом случае.

2.4.c. Осцилляции майорановских нейтрино

Сперва дадим определение майорановского нейтрино (более общее формальное рассмотрение этого вопроса см. в [24]). Майо-

рановский фермион в дираковском представлении имеет вид [24], [31]:

$$\begin{aligned}\chi^M &= \frac{1}{2}[\Psi(x) + \eta_C \Psi^C(x)], \\ \Psi^C(x) &\rightarrow \eta_C C \bar{\Psi}^T(x),\end{aligned}\quad (32)$$

где η_C - фаза, C - зарядовое сопряжение, T - транспонирование.

Как видно из (32), майорановский фермион χ^M имеет две проекции спина $\pm \frac{1}{2}$, и майорановский спинор можно переписать в виде

$$\chi^M(x) = \begin{pmatrix} \chi_{+\frac{1}{2}}(x) \\ \chi_{-\frac{1}{2}}(x) \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Массовый лагранжиан в случае двух майорановских χ_e, χ_μ ($-\frac{1}{2}$ нейтрино $\bar{\chi}...$ есть то же самое майорановское нейтрино с противоположной проекцией спина) в общем случае имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}'_M = -\frac{1}{2}(\bar{\chi}_e, \bar{\chi}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\chi_e} & m_{\chi_e \chi_\mu} \\ m_{\chi_\mu \chi_e} & m_{\chi_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_e \\ \chi_\mu \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Диагонализируя эту массовую матрицу стандартным методом, получаем следующее выражение

$$\mathcal{L}'_M = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2) \begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 \\ 0 & m_{\nu_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (35)$$

где

$$\begin{aligned}\nu_1 &= \cos\theta \chi_e - \sin\theta \chi_\mu, \\ \nu_2 &= \sin\theta \chi_e + \cos\theta \chi_\mu.\end{aligned}$$

Осцилляции нейтрино описываются выражениями (14)-(19) с заменой $\nu_{e\mu} \rightarrow \chi_{e\mu}^M$.

Стандартная теория слабого взаимодействия строится на теории локальной калибровочной инвариантности дираковских фермионов. При этом у дираковских лептонов имеются сохраняющиеся лептонные числа l_l ,

$$l_l, l = e, \mu, \tau, \quad (36)$$

а у соответствующих дираковских античастиц знак лептонных чисел противоположен:

$$\bar{l} = -l_l. \quad (37)$$

Калибровочное преобразование для майорановской частицы можно записать в виде

$$\begin{aligned} \chi'_{+\frac{1}{2}}(x) &= \exp(-i\beta)\chi_{+\frac{1}{2}}(x), \\ \chi'_{-\frac{1}{2}}(x) &= \exp(+i\beta)\chi_{-\frac{1}{2}}(x). \end{aligned} \quad (38)$$

А лептонные числа майорановского фермиона будут:

$$l^M = \sum_i l_i^M(+1/2) = - \sum_i l_i^M(-1/2),$$

т. е. у майорановского фермиона античастицей является такой же фермион с противоположной проекцией спина.

Теперь перейдем к обсуждению вопроса о месте майорановского фермиона в стандартной теории [32].

При конструировании стандартной теории электрослабых взаимодействий [33] используются дираковские фермионы. Отсутствие противоречий этой теории с экспериментом указывает на то, что все фермионы являются дираковскими частицами. И, как отмечалось выше, в этой теории появляются числа (заряды), которые можно связать с сохраняющимися токами в этой теории, которые нарушаются иерархически.

Теперь, если мы хотим включить в эту теорию майорановские фермионы, мы должны учитывать, что, в общем случае, калибровочные заряды дираковских и майорановских фермионов не идентичны (в особенности, ясно, что дираковские фермионы, имеющие электрический заряд, не могут обладать майорановским зарядом, т. к. в ток фермионы включаются парами). В таком случае мы не

можем подключить напрямую майорановские фермионы к стандартной теории калибровочно-инвариантным способом. Тогда в стандартной теории майорановские фермионы не могут появляться.

2.4.d. Осцилляции нейтрино в случае смешанного типа Дирака - Майораны

Мы не будем обсуждать этот механизм по причине, указанной выше. Рассмотрение этого вопроса можно найти в [24].

2.4.e. Усиление осцилляции нейтрино в веществе

В настоящее время предложены два механизма усиления осцилляции нейтрино в веществе. Проведем краткое рассмотрение и анализ этих механизмов.

2.4.e.1. Механизм резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе

В сильных и электромагнитных взаимодействиях левые и правые компоненты симметричным образом участвуют во взаимодействиях. В отличие от этих взаимодействий в слабых взаимодействиях принимают участие только левые компоненты нейтрино, как это отмечалось выше. Это отличительная черта слабых взаимодействий.

В ультрарелятивистском случае уравнение для инволюций волновой функций нейтрино ν_Φ в веществе имеет следующий вид [8], [9]:

$$i \frac{d\nu_\Phi}{dt} = (p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W})\nu_\Phi, \quad (39)$$

где p , \hat{M}^2 , \hat{W} есть, соответственно, импульс, массовая (недиагональная) матрица в квадрате в вакууме и матрица, учитывающая вза-

имодействия нейтрино в веществе,

$$\nu_{\Phi} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix}, \quad \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\hat{M}^2 = \begin{pmatrix} m_{\nu_e \nu_e}^2 & m_{\nu_e \nu_{\mu}}^2 \\ m_{\nu_{\mu} \nu_e}^2 & m_{\nu_{\mu} \nu_{\mu}}^2 \end{pmatrix}.$$

Если мы предполагаем, что нейтрино в веществе ведет себя аналогично фотону в веществе, то коэффициент преломления нейтрино определяется выражением

$$n_i = 1 + \frac{2\pi N}{p^2} f_i(0) = 1 + 2 \frac{\pi W_i}{p} \quad (40)$$

(где i - тип нейтрино (e, μ, τ), N - плотность вещества, $f_i(0)$ - реальная часть амплитуды рассеяния вперед), W характеризует поляризацию вещества нейтрино (т.е. это энергия поляризации вещества).

Электронное нейтрино (ν_e) в веществе взаимодействует через W^{\pm} , Z^0 -бозоны, а ν_{μ^-} , ν_{τ^-} -нейтрино только через Z^0 -бозон. Это различие во взаимодействиях ведет к следующей разнице в коэффициентах преломления ν_e - и ν_{μ^-} , ν_{τ^-} -нейтрино:

$$\Delta n = \frac{2\pi N}{p^2} \Delta f(0), \quad (41)$$

$$\Delta f(0) = -\sqrt{2} \frac{G_F}{2\pi},$$

где G_F - константа Ферми.

Следовательно, скорости (или эффективные массы) нейтрино ν_e и ν_{μ} , ν_{τ} в веществе являются различными, и при подходящих плотностях вещества эта разница может привести к резонансному усилению осцилляций нейтрино в "веществе" [8, 34].

Из формы уравнения (39) мы видим, что оно содержит лево-право-симметричную волновую функцию нейтрино $\Psi(x) = \Psi_L(x) + \Psi_R(x)$. Это уравнение содержит член W , который возникает от

слабых взаимодействий (вклад W -бозона), и содержит только левостороннее взаимодействие нейтрино. Это подставляется в лево-право-симметричное уравнение (39) без указания его левостороннего характера. Тогда мы видим, что уравнение (39) есть уравнение, которое включает член W , возникающий не от слабых взаимодействий, а от гипотетического лево-право-симметричного взаимодействия (см. работы [10, 30, 35]). Следовательно, это не уравнение для прохождения реального нейтрино в веществе. Проблема прохождения реального нейтрино через вещество обсуждалась в следующих работах автора [10, 30, 35, 36].

В трех различных подходах: с использованием массового лагранжиана [35, 30], уравнения Дирака [35, 30] и операторного формализма [36] - автор обсуждал проблему генерации масс в стандартной теории слабых взаимодействий. Было получено: стандартная теория слабых взаимодействий не может генерировать массы, так как правые компоненты спиноров не участвуют в этих взаимодействиях. Также было показано [37], что уравнение для функции Грина слабо взаимодействующего нейтрино в веществе совпадает с уравнением для функции Грина в вакууме и закон сохранения энергии-импульса нейтрино в веществе может выполняться, только если энергия поляризации нейтрино вещества W или соответствующий член в уравнении Вольфенштейна есть нуль [36] (это означает, что нейтрино не может поляризовать вещество). Это приводит к заключению: резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе не может существовать.

Приведем простейшее доказательство отсутствия резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе.

Если мы внесем электрически (или сильно) заряженную частицу в вещество, то там возникает поляризация вещества. Так как поле вокруг электрически (или сильно) заряженной частицы является сферически-симметричным, то поляризация вокруг частицы также является сферически-симметричной. Тогда частица остается в покое и закон сохранения энергии-импульса выполняется.

Если мы внесем слабо взаимодействующую частицу (нейтрино)

в вещество, то из-за того, что поле вокруг частицы лево-право-асимметрично (слабое взаимодействие является левосторонним по отношению к направлению спина), поляризация вещества вокруг частицы должна быть также асимметричной, т.е. с левой стороны возникает максимальная поляризация, а с правой стороны возникает нулевая поляризация. Так как поляризация вещества является асимметричной, то возникает асимметричное взаимодействие частицы (нейтрино) с веществом. Тогда частица не может оставаться в покое и будет ускоряться, и тогда закон сохранения энергии-импульса нарушается. Единственный способ выполнения закона сохранения энергии-импульса есть: требование отсутствия поляризации среды в слабых взаимодействиях. Точно такая же ситуация возникает при внесении слабо взаимодействующей частицы в вакуум.

Интересно отметить, что в гравитационных взаимодействиях также отсутствует поляризация [38].

2.4.е.2. Усиление осцилляций нейтрино разных масс в веществе

1) Если нейтрино различных типов имеют равные массы, то будут происходить реальные осцилляции по аналогии с K^0, \bar{K}^0 -осцилляциями.

2) Если массы различных типов нейтрино будут различаться, то возможны только виртуальные осцилляции нейтрино, и для того чтобы осуществить реальные осцилляции нейтрино, необходимо их участие во взаимодействиях для перехода на соответствующие массовые поверхности по аналогии с переходом γ -кванта в ρ^0 -мезон в модели векторной доминантности.

Оценим вероятность перехода нейтрино одного типа ν_l в нейтрино другого типа $\nu_l' (m_{\nu_l} \neq m_{\nu_l'})$ при его прохождении через толщу вещества. Переход на массовую поверхность соответствующего нейтрино будет происходить при слабом взаимодействии нейтрино в веществе (по аналогии с $\gamma - \rho^0$ - переходом). Будем предпо-

лагать, что разность масс нейтрино ν_l, ν_l' будет достаточно маленькой, и поэтому можно считать, что вероятность перехода на массовую поверхность ν_l' будет пропорциональна полному упругому сечению слабого взаимодействия нейтрино - $\sigma^{el}(p)$ (для упрощения будем рассматривать осцилляцию двух нейтрино). Тогда длина упругого взаимодействия нейтрино в веществе с плотностью, зарядом и атомным номером - ρ, z, A и импульсом p будет определяться выражением

$$\Lambda_0 \sim \frac{1}{\sigma^{el}(p)\rho(z/A)}.$$

Если разность масс между нейтрино будет достаточно большой, то учет этого можно произвести, используя технику модели векторной доминантности [39]. Как отмечалось выше, мы будем считать эту разницу очень маленькой величиной и поэтому будем использовать эту формулу.

За упругое рассеяние нейтрино в веществе отвечает действительная часть амплитуды рассеяния вперед - $Re f_i(p, 0)$ (предполагается, что при низких энергиях этот процесс является когерентным). Амплитуда рассеяния вперед появляется как множитель к импульсу в экспоненциальном фазовом $exp(-p\Delta_i r)$ множителе волновой функции $\Psi(r, \dots)$ частицы и имеет вид

$$p\Delta_i \simeq \frac{2\pi N_e f_i(p, 0)}{p}, \quad i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau. \quad (42)$$

Учитывая, что [33]

$$f_i(p, 0) \simeq \sqrt{2}G_{FP} \left(\frac{M_W^2}{M_i^2} \right), \quad (43)$$

$$\text{если } i = \nu_e, \quad M_i^2 = M_W^2,$$

$$\text{если } i = \nu_\mu, \nu_\tau, \quad M_i^2 = M_Z^2,$$

получаем

$$p(\Delta_i) \simeq \sqrt{2} G_F N_e \left(\frac{M_W^2}{M_i^2} \right).$$

Фаза амплитуды упругого рассеяния изменяется на 2π на длине

$$\Lambda_{i0} \simeq \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F \rho(z/A) \left(\frac{M_W^2}{M_i^2} \right)} = 2\pi L_{i0} \sim \Lambda_0. \quad (44)$$

Для упрощения будем предполагать, что $M_e^2 \simeq M_\mu^2 \simeq M_\tau^2$, и тогда $\Lambda_i = \Lambda$. (Поглощением или мнимой частью амплитуды рассеяния вперед можно пренебречь для нейтрино невысоких энергий).

Теперь, зная, что длина упругого взаимодействия нейтрино в веществе есть Λ_0 , нужно оценить вероятность осцилляции нейтрино при его прохождении через вещество толщины L . Вероятность упругого взаимодействия нейтрино ν_l в веществе толщины L есть

$$P(L) = 1 - \exp(-2\pi L/\Lambda_0). \quad (45)$$

Тогда, используя формулы (44), (45), можно определить вероятность осцилляции нейтрино - для различных толщин L . Для этого усредним по R выражение для вероятности осцилляции нейтрино [13]

$$P_{\nu_l \nu_{l'}}(R) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l \nu_{l'}} \left(1 - \cos 2\pi \frac{R}{L_0} \right), \quad (46)$$

где $L_0 = \frac{4\pi p}{\Delta m^2}$, в результате чего получаем

$$\bar{P}_{\nu_l \nu_{l'}}(R) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l \nu_{l'}}.$$

Тогда вероятность осцилляции $\rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L)$ или угол смешивания β для случая $\Lambda_0 \geq L_0$ будут определяться выражениями (для упрощения предполагается, что $\Lambda_e = \Lambda_\mu = \Lambda_\tau$):

а) для L , сравнимых с Λ_0 ,

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L) = \frac{1}{2} \sin^2 2\beta \simeq \bar{P}_{\nu_l \nu_{l'}} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l \nu_{l'}}, \quad (47)$$

где $\beta \simeq \theta_{\nu_l \nu_{l'}}$;

б) для очень больших L , $\frac{L}{\Lambda_0} > \frac{1}{\sin^2 2\theta_{\nu_l \nu_{l'}}} \gg 1$,

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L) = \frac{1}{2} \sin^2 2\beta \simeq \frac{1}{2}, \quad (48)$$

и $\beta \simeq \frac{\pi}{4}$;

в) для промежуточных L

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l \nu_{l'}} \leq \rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L) \leq \frac{1}{2}, \quad (49)$$

и $\theta_{\nu_l \nu_{l'}} \leq \beta \leq \frac{\pi}{4}$.

В случае $L_0 \geq \Lambda_0$ также будут иметь место выражения типа (47)-(49), но в этом случае необходимо заменить Λ_0 на L_0 , и тогда толщина вещества будет определяться в единицах L_0 . Кроме того, т.к. длина осцилляции L_0 в этом случае растет с ростом импульса нейтрино (см. (46)), то число длин осцилляции $n = L/L_0$, укладывающихся на заданной толщине L , будет падать с ростом импульса нейтрино и соответственно вероятность осцилляции нейтрино $\rho_{\nu_l \nu_{l'}}(L)$ будет уменьшаться с ростом импульса.

Рассмотрим более детально вопрос о вероятности осцилляции нейтрино для промежуточных значений числа взаимодействий n . Вероятность распределения n -кратного упругого взаимодействия нейтрино для толщин L со средним значением $\bar{n} = L/\Lambda_0$ при не очень больших \bar{n} будет определяться пуассоновским распределением

$$f(n, \bar{n}) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (50)$$

которое при больших \bar{n} переходит в гауссово распределение

$$f(n, \bar{n}, \bar{n}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}; \quad (51)$$

A - вероятность перехода нейтрино ν_l в ν_l и $\nu_{l'}$ при n -кратном упругом взаимодействии нейтрино определяется рекуррентными соотношениями, где $\theta \equiv \theta_{\nu_l \nu_{l'}}$ даны в работах [13, 27].

Здесь мы приведем только выражения для нейтринных переходов при $\sin^2 2\theta \ll 1$ для двух типов нейтрино (ν_e, ν_μ)

$$\rho(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \bar{n} \frac{1}{2} \sin^2 2\theta, \quad (52)$$

$$\rho(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \bar{n} \frac{1}{2} \sin^2 2\theta.$$

Тогда будет иметь место усиление осцилляции нейтрино в веществе, т.е. ν_e -нейтрино будут переходить в нейтрино ν_μ, ν_τ , но при этом необходимо учесть, что среднее число длин взаимодействий $L_\mu^o, L_\tau^o, \nu_{\mu\tau}$, ν_τ -нейтрино будет в δ раз меньше и соответственно \bar{n} в (52) изменится на $\bar{n}_\mu, \bar{n}_\tau$.

$$\bar{n}_e / \bar{n}_\mu = \bar{n}_e / \bar{n}_\tau \simeq 2, 49. \quad (53)$$

Среднее число упругих взаимодействий электронных нейтрино, родившихся на Солнце, есть

$$\Lambda_{Sun} \simeq 1, 7 \cdot 10^7 \text{м}, \quad \bar{n}_e^{Sun} \simeq 40, \quad \bar{n}_\mu^{Sun} \simeq 16, \bar{n}_\tau^{Sun} \simeq 16.$$

В заключение отметим, что рассмотренные механизмы усиления осцилляции нейтрино в веществе приводят только лишь к изменению угла смешивания нейтрино и для их реализации требуется существование вакуумного угла смешивания нейтрино.

2.4.f. Осцилляции нейтрино в суперсимметричных моделях

В работах [40-42] рассматривались осцилляции нейтрино в суперсимметричных моделях. Мы здесь не будем детально рассматривать эти схемы, но отметим, что в них наряду с осцилляциями нейтрино должны наблюдаться суперпартнеры фермионов и бозонов.

3 Экспериментальные данные

3.а. Экспериментальные данные SNO (Канада)

Детектор SNO [18], содержащий 1000 т тяжелой воды (D_2O), размещен в шахте Садбери на глубине 2073 м в.э. (Садбери нейтринная обсерватория).

Нейтрино детектируется в следующих реакциях:

1. $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$, $E_{thre} \simeq 6$ МэВ (ЕС),
2. $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$, $E_{thre} \simeq 1,45$ МэВ (СС),
3. $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$, $E_{thre} \simeq 2,23$ МэВ (NC),
 $x = e, \mu, \tau$.

Реакция 1 идет через заряженный и нейтральный токи, если $x = e$, и нейтральный ток, если $x = \mu, \tau$; реакция 2 идет через заряженный ток, а реакция 3 идет через нейтральный ток. Используя любую пару из этих реакций, мы можем определить первичный поток солнечных нейтрино. Первые результаты SNO доложены в [20, 43]. В этих работах приведены результаты по потоку солнечных нейтрино с энергетическим порогом $E_{eff} \geq 6,75$ МэВ.

На рис. 1 показаны распределения по $\cos\theta$ а), кинетической энергии со статистическими ошибками б), с спектром 8B , масштабированным к данным [44]. Отношение данных к предсказаниям [45] дано в в). Границы представляют область с 1σ -неопределенностью. Здесь не получено никакого указания на отклонение характера энергетического спектра от предсказания в случае отсутствия осцилляций.

Поток нейтрино, нормализованный на интегрированную норму, выше порога $E_{eff} = 6,75$ МэВ (из реакций 2 и 1) есть

$$\phi_{SNO}^{CC}(\nu_e) = 1,75 \pm 0,07(stat.) + 0,12(-0,11)(syst.) \pm 0,05(theor.) \quad (54)$$

$$\times 10^6 \text{см}^{-2} \text{с}^{-1},$$

$$\phi_{SNO}^{ES}(\nu_x) = 2,39 \pm 0,34(stat.) + 0,16(-0,14)(syst.) \times 10^6 \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}, \quad (55)$$

где теоретическая неопределенность есть неопределенность в сечении через заряженный ток (CC). Величина нейтринного потока, измеренная на SNO, находится в согласии с величиной потока, измеренной в Super-Kamiokande (58).

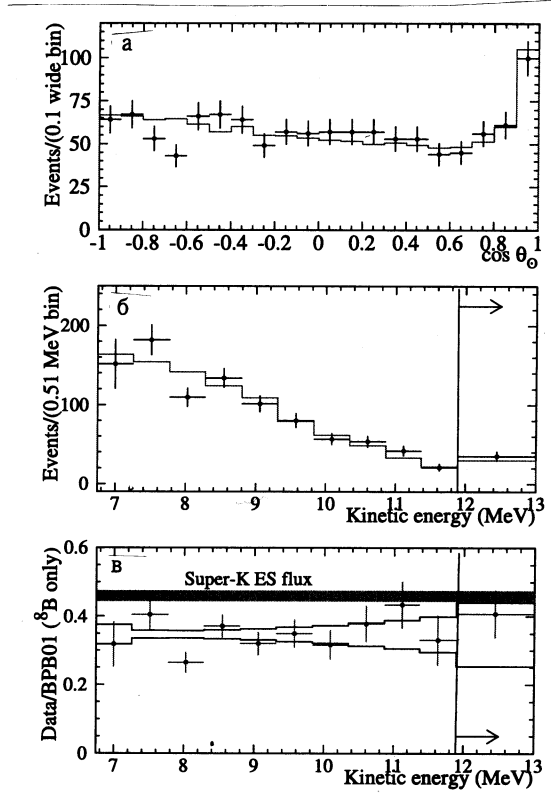


Рис. 1: а) Распределение по $\cos \theta_{sun}$, б) спектр по выделенной кинетической энергии для событий с нейтральными токами с $R \leq 5,50 \text{ м}$ и $T_{eff} \geq 6,75 \text{ МэВ}$. Монте-карловские симуляции для неискаженного ${}^8\text{B}$ спектра показаны в виде гистограммы. Отношение данных к ожидаемым распределениям по кинетической энергии с коррелированными систематическими ошибками показано в в). Неопределенности в ${}^8\text{B}$ -спектре не включены.

Разница между потоком ν , извлеченным из упругого рассеяния

(ЕС), и из взаимодействия через заряженный ток (СС) есть:

$$\phi_{SNO} = 0,64 \pm 0,40 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Она возникает от вклада ν_μ, ν_τ через нейтральный ток (NC).

Лучшая подгонка к $\phi_{SNO}(\nu_{\mu\tau}$ -потока) есть

$$\phi_{SNO}(\nu_{\mu\tau}) = 3,69 \pm 1,13 \times (10)^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (56)$$

Отношение SNO (СС) величины потока к величине потока в солнечной модели [44] есть:

$$\frac{\phi_{SNO}^{CC}}{\phi_{BPR00}} = 0,347 \pm 0,029.$$

Полученный полный поток нейтрино есть:

$$\phi_{SNO}(\nu_x) = 5,44 \pm 0,99 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (57)$$

Этот результат находится в хорошем согласии с предсказаниями стандартной солнечной модели [45, 46].

Результат, полученный в SNO, является первым прямым указанием на наличие незлектронного нейтрино в потоке солнечных нейтрино, и этот поток практически есть полный поток ${}^8\text{B}$ нейтрино, генерированных на Солнце [45, 46].

3.6. Нейтринные экспериментальные данные в Super-Kamiokande (Япония)

Детектор Super-Kamiokande [15, 15] – цилиндрический детектор с 50000т ультрачистой воды. Он расположен в шахте Камиока на глубине около 1000м (или 2700 м в.э.). Super-Kamiokande – многоцелевой детектор, предназначенный главным образом для изучения атмосферных и солнечных нейтрино.

i). Поток солнечных нейтрино на детекторе в Super-Kamiokande [47] через рассеяния на электроне 1. $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ $E_{thre} \simeq 5$ МэВ есть:

$$\phi_{SK}^{ES}(\nu_e) = 2,32 \pm 0,03(stat.) + 0,08(-0,07)(syst.) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (58)$$

Этот поток находится в хорошем согласии с потоком солнечных нейтрино, измеренным на SNO.

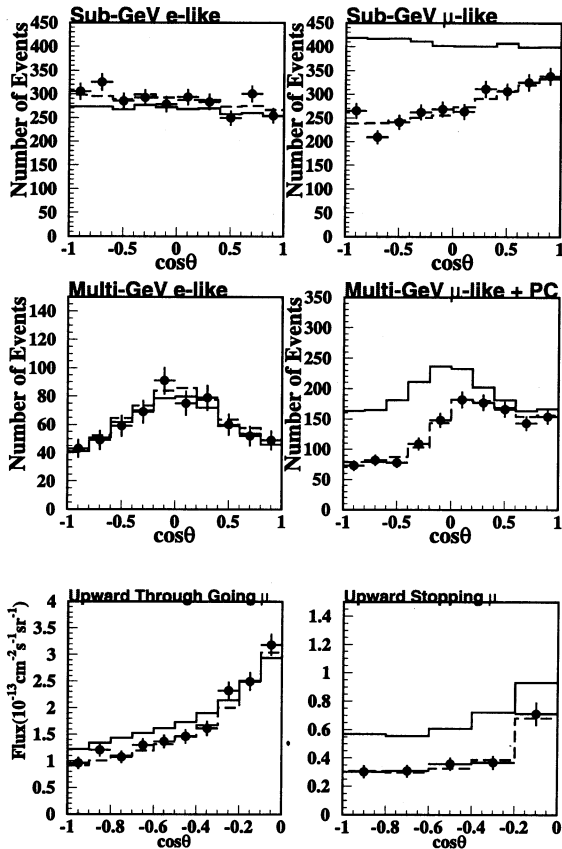


Рис. 2: Распределение по зенитному углу в Super-Kamiokande за 1289 дней работы для образцов FC, PC и UPMU. Точки, сплошные и пунктирные линии соответствуют данным по Монте-Карло (MC) без осцилляций и MC с лучшими подгоночными параметрами соответственно

День-ночь-асимметрия A есть

$$A = \frac{(\Phi_n - \Phi_d)}{((\Phi_n + \Phi_d)/2)} = 0,033 \pm 0,022(stat) + 0,013(-0,012)(syst).$$

Отличие от нуля асимметрии составляет $1,3\sigma$.

ii). Атмосферные нейтрино рождаются при распаде мезонов π, μ , родившихся, при столкновении первичных космических лучей с ядрами атомов атмосферы Земли. При нескольких ГэВ отношение $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ для атмосферных нейтрино составляет 2. Наблюдаемые на Super-Kamiokande нейтрино разбиты на четыре типа: 1) события, полностью наблюдаемые в детекторе; 2) события, вершина которых лежит в детекторе и по крайней мере одна частица лежит в детекторе; 3) снизу вверх проходящие мюоны, которые рождаются ν_μ -нейтрино через заряженный ток в скале вокруг детектора; 4) снизу вверх идущие нейтрино, которые рождаются ν_μ -нейтрино через заряженный ток в скале вокруг детектора и остановившиеся в детекторе. Энергия первоначальных (ν_e -like и ν_μ -like) нейтрино делится на две области: (1) $E_\nu \leq 1,33$ ГэВ – sub-GeV, (2) $E_\nu > 1,33$ ГэВ – multi-GeV.

На рис. 2 даются зенитное угловое распределение в Super-Kamiokande за 1289 дней работы [48]. Точки, сплошная и пунктирные линии, соответственно, экспериментальные данные, Монте-Карло (MC)-без осцилляции и MC со следующими параметрами осцилляции $\Delta m = 2,5 \times (10)^{-3} \text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta = 1,00$ [49]. Эти данные хорошо объясняются $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ двухароматическими нейтринными осцилляциями и не противоречат появлению ν_τ на уровне двух сигма.

4 Выводы из сравнения экспериментальных данных по осцилляции нейтрино с теоретическими схемами

1. В эксперименте по атмосферным нейтрино в Super-Kamiokande наблюдается дефицит нейтрино. Анализ показывает, что они мо-

гут переходить только в ν_τ . Переход $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в этом эксперименте не наблюдается. Из этого можно сделать вывод (учитывая результаты эксперимента SNO), что длина $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ переходов порядка диаметра Земли. А длина $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ переходов гораздо больше диаметра Земли. Угол смешивания θ $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ близок к максимальному $\theta \cong \pi/4$. Экспериментальные данные в SNO, полученные через регистрацию по нейтральному току, также подтверждают наличие $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ переходов с таким же углом смешивания.

2. Из данных SNO по прямой регистрации нейтрино (через нейтральный и заряженный токи в случае ν_e и нейтральный ток в случае ν_μ, ν_τ) можно сделать вывод, что первоначальные ν_e переходят в μ_e, ν_μ, ν_τ в равных пропорциях, т.е. углы смешивания $\theta(\dots)$ ν_e, ν_μ, ν_τ равны максимальному углу $\theta(\dots) = \pi/4$. Длина осцилляции $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \mu_\tau$ меньше, чем расстояние до Солнца.

Проведем сравнение этих результатов с предсказаниями, получаемыми в рассмотренных выше теоретических схемах по осцилляции нейтрино.

4.a. Нейтрино-антинейтринные осцилляции

В экспериментах исчезновения нейтрино не наблюдается, т. е. этот механизм не подтверждается.

4.b. Осцилляции ароматических нейтрино

Эта схема подтверждается экспериментом.

В типе осцилляции Понтекорво-Грибова максимальные углы смешивания могут появляться только при равенстве масс $m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu} = m_{\nu_\tau}$. Очень мало вероятно, что массы нейтрино могут оказаться равными. Длина осцилляций $\mu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ порядка диаметра Земли, а длина $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций гораздо больше диаметра Земли. Тогда более вероятным является тип осцилляции, предложенный автором [36] ($\theta(\dots) = \pi/4$), а переходы между нейтрино виртуальные). Здесь могут также происходить осцилляции ней-

трино в схеме зарядового смешивания [50]. Обычно считается, что смешивания лептонов или кварков происходят через слабые взаимодействия, и если смешивание частиц происходит в этой схеме, то угол смешивания нейтрино a, b есть

$$\sin\theta \cong \frac{g_w(a)}{\sqrt{g_w^2(a) + g_w^2(b)}} \cong \frac{1}{\sqrt{2}},$$

так как $g_w(a) \cong g_w(b)$, где $g_w(a), g_w(b)$ - константы слабых взаимодействий частиц a, b .

4.с. Осцилляции майорановских нейтрино

По приведенным выше соображениям (см. разд. 2.4.с) о том, что дираковские и майорановские калибровочные заряды являются различными, мы не можем в дираковскую теорию вставлять майорановский фермион. Очевидно, что эта схема осцилляции не может реализоваться.

4.d. Осцилляции нейтрино в случае смешанного типа Дирака-Майораны

По приведенным выше соображениям (см. разд. 2.4.с) мы не будем обсуждать такой тип осцилляций.

4.e. Механизмы усиления осцилляции нейтрино в веществе

4.e.1. Механизм резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе

Имеющиеся экспериментальные данные по энергетическому спектру нейтрино и по эффекту день-ночь в Super-Kamiokande (энергетический спектр не искажен, а эффект день-ночь лежит в пределах

ошибок), а также результаты, полученные в SNO, доказывают отсутствие этого эффекта. Кроме того, этот эффект может реализоваться только при нарушении закона сохранения энергии-импульса (см. раздел 2.4.e.1) в этой работе и в [26]).

4.e.2. Механизм накопления нейтрино разных масс в веществе

Этот механизм эффективно работает только при малых углах смешивания. Так как углы смешивания нейтрино, обнаруженные в экспериментах, являются максимальными, то вкладом этого механизма в осцилляции нейтрино можно пренебречь.

4.f. Осцилляции нейтрино в суперсимметричных моделях

Этот тип осцилляции можно подтвердить только при наблюдении суперпартнеров фермионов и бозонов наряду с осцилляциями нейтрино.

Итак, мы видим, что экспериментальные данные, полученные в SNO и в Super-Kamiokande, подтверждают только осцилляции ароматических нейтрино с максимальными углами смешивания.

5 Заключение

Рассматриваются теоретические схемы по осцилляции нейтрино. Приводятся экспериментальные данные по осцилляции нейтрино, полученные в Super-Kamiokande (Япония) и SNO (Канада). Проводится сравнение этих данных с теоретическими схемами. Вывод: эксперимент подтверждает только схему с переходами (осцилляцией) между электронными, мюонными и тау-нейтрино с макси-

мальными углами смешивания. Эта схема была предложена в работе З. Маки и др. в 1962 [2] и повторена Б. Понтекорво в 1967 [3] и в дальнейшем развивалась в работах Х. Бештоева (см. ссылки в этой работе).

Литература

1. Понтекорво Б.М., ЖЭТФ, 1957, том 33, стр.549; ЖЭТФ, 1958, том 34, стр.247.
2. Maki Z. et al., Prog. Theor. Phys., 1962, vol.28, p.870.
3. Понтекорво Б.М., ЖЭТФ, 1967, том 53, стр.1717.
4. Davis R. et al., Phys. Rev. Letters 1968, vol.20, p.1205.
5. Bahcall J. et al., Phys. Lett.B, 1968, vol.26, p.1;
Bahcall J., Bahcall N., Shaviv G., Phys. Rev. Lett. 1968, vol.20, p.1209.
S. Turck-Chiere et al., Astrophys.J. 335 (1988), p.415.
6. Gribov V., Pontecorvo B.M., Phys. Lett. B 1969, vol.28, p.493.
7. Hirata K.S. et al., Phys. Rev. Lett, 1989, vol.63, p.16.
8. Mikheyev S.P., Smirnov A.Ju., Nuovo Cimento 1986, vol.9, p.17.
9. Wolfenstein L., Phys. Rev.D 1978, vol.17, p.2369.
10. Beshtoev Kh.M., JINR, E2-91-183, Dubna, 1991;
Proceedings of III Int. Symp. on Weak and Electromag. Int. in Nucl. (World Scient., Singapoure, P. 781, 1992);
13-th European Cosmic Ray Symp. CERN, Geneva, HE-5-13.
11. Anselmann P. et al., Phys. Lett. B, 1992, vol.285, p.376; 1992, vol.285, p.391;
Hampel W. et al., Phys. Lett. B, 1999, v.447, p.127.
12. Abdurashitov J.N. et al., Phys. Lett.B, 1994, vol.328, p.234; Phys. Rev. Lett., 1999, v.83, p.4683.
13. Beshtoev Kh.M., JINR, E2-93-297, Dubna, 1993; JINR, E2-94-46; Hadronic Journal, 1995, vol 18, p.165.

14. Beshtoev Kh.M., JINR Commun. E2-96-458, Dubna, 1996;
JINR Commun. E2-97-360, Dubna, 1997; Report on
Intern. Conf. "Neutrino98", Japan, 1998r.
15. Totsuka Y., Proc. Intern. Symp. on Underground Exp. (ed.K.
Nakamura), Tokyo, 1990, p.129.
16. Suzuki Y., Report on Intern. Conf. "Neutrino98", Japan,
June, 1998; Phys. Rev. Lett.- 1998, v.81 p.1158;
Fukuda Y. et al., Phys. Rev. Lett., 1999, v.82, p.2430;
1999, v.82, p.1810.
17. Kajita T., Report on Intern. Conf. "Neutrino98" Japan,
June, 1998;
Fukuda Y. et al., Phys. Rev. Lett., 1999,
v.82, p.2644.
18. Aardsma et al., Phys. Lett. B 1987, vol.194, p.321.
19. Kameda J., Proceedings of ICRC 2001, August 2001, Germany,
Hamburg, p.1057.
20. Ahmad Q. R. et al., Intrenet Pub. nucl-ex/0106015, June 2001.
21. Bogolubov N.N., Shirkov D.V., Introd. to the Quantum Field
Theory, M., Nauka, 1986;
G. Kane G., Modern Elementary Particle Physics,
Add. W. P.C., 1987.
22. Beshtoev Kh.M., JINR Commun. E2-99-81, Dubna, 1999;
hep-ph/99 .
23. Beshtoev Kh. M., INR AC USSR Preprint II-577, Moscow, 1988.
24. Bilenky S.M., Pontecorvo B.M., phys. Rep., C41, 1978, p.225.
Boehm F., Vogel P., Cambridge Univ. Press, 1987, p.27, p.121.
Bilenky S.M., Petcov S.T., Rev. of Mod. Phys., v.59, 1997,
p.631.
25. Beshtoev Kh.M., JINR Commun. E2-92-318, Dubna, 1992;
JINR Rapid Communications, 3(71)-95.

26. Beshtoev Kh.M., Internet Pub. hep-ph/9911513;
The Hadronic Journal, v.23, 2000; p.477;
Proceedings of 27-th Intern. Cosmic Ray Conf., Germany,
Hamburg, 7-15 August 2001, v.3, p. 1186.
27. Beshtoev Kh.M., Hadronic Journal, 1995, vol 18, p.165.
28. Blatt J.M., Waiscopff V.F., The Theory of Nuclear Reactions,
INR T.R. 42.
29. Beshtoev Kh.M., JINR Commun. E2-99-307, Dubna, 1999;
JINR Commun. E2-99-306.
30. Beshtoev Kh.M., Phys. of Elem. Part. and Atomic Nucl.
(Particles and Nuclei), , v.27, 1996, p.53.
31. Rosen S.P., LECTURE Notes on Mass Matrices, LASL preprint,
1983.
32. Beshtoev Kh.M., JINR Commun. E2-92-195, Dubna, 1992;
33. Glashow S.L.- Nucl. Phys. 1961, vol.22, p.579 ;
Weinberg S.- Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264 ;
Salam A.- Proc. of the 8-th Nobel Symp., edited by
N. Svarthholm (Almgvist and Wiksell, Stockholm) 1968,p.367.
34. S.P. Mikheyev, A.Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42**, 1441, (1985);
Sov. Phys. JETP **91**, 7, (1986);
S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, Nuovo Cimento **C 9**, 17, (1986);
J. Boucher et al., Z. Phys. **C 32**, 499, (1986).
35. Kh.M. Beshtoev, JINR Communication E2-93-167, Dubna, 1993;
JINR Communication P2-93-44, Dubna, 1993;
36. Beshtoev Kh.M., HEP-PH/9912532, 1999;
Hadronic Journal, **22**, 235(1999).
37. Beshtoev Kh.M., JINR Communication E2-2000-30, Dubna,
2000; Internet Publ. hep-ph/0003274.
38. Beshtoev Kh.M., JINR Communication P2-2001-65,
Dubna, 2001.

39. Sakurai J.J., Currents and Mesons. The Univ. of Chicago Press, 1967.
40. Haug et al., Nucl. Phys. B565, 2000, p.3848.
41. Bednyakov V. et al., Nucl. Phys. B442, 1998, p.203.
42. Dib C. et al., hep-ph/0011213.
43. C. Waltham, Proceedings of ICRC 2001, August 2001, Hamburg, Germany, v.4, p.3167.
44. Ortz C.E. et al., Phys. rev. Lett., 85(2000)2909.
45. Bahcall J.N. et al., astro-ph/0010346
- 46 S. Turck-Chieze et al., Ap. J. Lett. v.555 July 1, 2001.
47. Fukuda S. et al., Phys Rev. Lett., , v.86, 2001, p.5651.
48. Toshito T., hep-ex/0105023;
Kameda J., Proceeding of 27-th ICRC, August 2001, Hamburg, Germany, v.2 p.1057.
49. Honda M. et al., Phys Rev. D52, 1995, p.4985; Phys. Rev. D53, 1996, p.1313.
50. Beshtoev Kh.M., JINR Communication E2-2000-229, Dubna, 2000.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 2001 года.

Бештоев Х. М.
Осцилляции нейтрино. Теория и эксперимент

D2-2001-292

Рассматриваются теоретические схемы по осцилляции нейтрино. Приводятся экспериментальные данные по осцилляции нейтрино, полученные в Super-Kamiokande (Япония) и SNO (Канада). Проводится сравнение этих данных с теоретическими схемами. Сделан вывод о том, что эксперимент подтверждает только схему с переходами (осцилляцией) между электронными, мюонными и тау-нейтрино с максимальными углами смешивания.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод автора

Beshtoev Kh. M.
Neutrino Oscillations. Theory and Experiment

D2-2001-292

The theoretical schemes on neutrino oscillations are considered. The experimental data on neutrino oscillations of Super-Kamiokande (Japan) and of SNO (Canada) are given. Comparison of these data with theoretical schemes is done. Conclusion is made that the experimental data confirm only the scheme with transitions (oscillations) between aromatic ν_e -, ν_μ -, ν_τ -neutrinos with maximal angle mixings.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор М. И. Зарубина. Макет Н. А. Киселевой

**Подписано в печать 07.02.2002
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,94
Тираж 215. Заказ 53099. Цена 1 р. 94 к.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области**