

СМЕШИВАНИЕ НЕЙТРИНО И ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Х.М.Бештоев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматривается теория смешивания и осцилляций нейтрино. Наряду со старой теорией осцилляций нейтрино, основанной на аналогии с K^0 -, \bar{K}^0 -осцилляциями, приводятся модифицированная теория смешивания и осцилляций нейтрино и теория резонансных осцилляций нейтрино (МСВ-эффект) в веществе. Сделан критический анализ уравнения Вольфенштейна, из которого получен этот эффект. Рассматривается теория усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе, которое возникает за счет слабого взаимодействия виртуально осциллирующего нейтрино с веществом очень большой толщины (Солнце). Анализируются возможные способы решения проблемы дефицита солнечных нейтрино. Проведена оценка вакуумного угла смешивания нейтрино в предположении, что дефицит солнечных нейтрино связан с усилением осцилляций нейтрино в веществе. Сделан следующий вывод: для того, чтобы доказать существование осцилляций солнечных нейтрино, необходим эксперимент по модельно-независимой его проверке.

The theory of neutrino mixing and oscillations is given. Together with the old neutrino oscillation theory, constructed by analogy with the K^0 -, \bar{K}^0 oscillation, the modified neutrino oscillation theory, taking into account the dynamical nature of this process, is considered. The theory of resonance neutrino oscillations in matter (the MSW effect) is presented. A critical analysis of the Wolfenstein equation from which the effect was deduced is given. The theory is presented of the enhancement of neutrino oscillations in matter for neutrinos of different masses. This mechanism arises in the case of virtually oscillating neutrinos interacting weakly in passage through a bulk of matter (the Sun). Some possible methods are considered for solving the problem of the deficit of Sun neutrinos. Estimation of the vacuum neutrino mixing angle is made under the assumption that the deficit of Sun neutrinos is due to enhancement of neutrino oscillations in matter. The following conclusion is made: to provide a proof for the existence of Sun neutrino oscillations a model-independent verification experiment must be performed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена обсуждению проблемы смешивания (осцилляций) нейтрино и дефицита солнечных нейтрино.

История физики нейтрино началась с письма В.Паули Тюбингенскому физическому обществу [1], в котором он постулировал существование но-

вой частицы — нейтрино, чтобы объяснить наблюдаемый непрерывный спектр электронов от ядерного бета-распада. Ознакомившись с этой гипотезой, Ферми предложил свою знаменитую теорию бета-распада [2]. Впервые взаимодействие, вызванное нейтрино, наблюдалось в эксперименте Райниса и Коузена [3].

Помимо электронного нейтрино, испускаемого в ядерном бета-распаде, были открыты два других нейтрино: мюонное [4] и тау-нейтрино [5]. Дальнейшее развитие эксперимента и теории привели к созданию современной теории электрослабого взаимодействия [6], которая в расширенном виде с включением всех поколений лептонов и кварков получила название — стандартная модель электрослабого взаимодействия.

Предложение о возможности осцилляций нейтрино, по аналогии с K^0 -, \bar{K}^0 -осцилляциями (т.е. возможность нейтрино-антинейтринных осцилляций $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$), было рассмотрено Б.Понтекорво [7] в 1957 г. В последующем была выдвинута гипотеза о возможности смешивания (и осцилляций) нейтрино разных типов Маки и др. [8] (1962) и Понтекорво [9] (1967).

Несмотря на большие успехи стандартной модели, все же она нуждается в расширении и обобщении, так как в нынешнем виде модель не объясняет существование семейств кварков и лептонов и не описывает их массы и смешивания. Изучение свойств нейтрино является одним из путей, которые могут привести к новой физике, и это делает весьма важным изучение нейтрино. Одним из интересных вопросов является существование массы у нейтрино, на которое имеются экспериментальные указания [10]. Кроме того, участие нейтрино симметрично вместе с заряженными лептонами в заряженном токе слабого взаимодействия указывает на то, что нейтрино, возможно, является массивной частицей [11].

Другой аспект физики нейтрино — проблема лептонных семейств и связанные с ними законы сохранения лептонных чисел. С помощью нейтрино можно с большой точностью проверить законы сохранения лептонных чисел.

Проблема солнечных нейтрино возникла после первого опыта по измерению потока нейтрино от Солнца ^{37}Cl - ^{37}Ar -методом [12]. Поток оказался в несколько раз меньше, чем ожидался из расчетов по стандартной солнечной модели (ССМ) [13]. В работе [14] была высказана идея о возможности объяснения дефицита солнечных нейтрино за счет осцилляций нейтрино.

Дж.Бокал и др. уточнили параметры ССМ и произвели расчет светимости и потока нейтрино от Солнца [15], обеспечиваемых ядерными процессами [16], протекающими внутри него. Впоследствии, когда результаты эксперимента в Камиоканде [17] подтвердили наличие дефицита солнечных нейтрино относительно расчетов по ССМ, одним из привлекательных подходов для объяснения дефицита солнечных нейтрино стало резо-

нансное усиление осцилляций нейтрино в веществе [18], оно было получено из уравнения Вольфенштейна для нейтрино в веществе (МСВ-эффект) [19]. В работе [20] отмечено, что уравнение Вольфенштейна для нейтрино в веществе является уравнением, где нейтрино взаимодействует с веществом не через слабое, а через гипотетическое взаимодействие, которое является лево-право-симметричным (более детальное обсуждение этого вопроса см. в разд.3). В результате возник вопрос об обоснованности механизма резонансного усиления нейтрино в веществе.

Далее были получены первые результаты в ^{71}Ga - ^{71}Ge -эксперименте в Гран-Сассо [21], который в пределах 3σ не противоречил расчетам по ССМ. Новые данные из эксперимента SAGE [22] достаточно близки к результатам [21].

В работе [23] предложен новый механизм усиления осцилляций нейтрино в веществе, который реализуется за счет слабого взаимодействия осциллирующего нейтрино с веществом, если толщина этого вещества достаточно большая (см. разд.3). Появились данные [24], которые можно интерпретировать как проявление осцилляций атмосферных нейтрино, прошедших сквозь толщу Земли. Кроме отмеченных выше установок, регистрирующих солнечные нейтрино, в настоящее время готовятся новые установки Super-Kamiokande [25], SNO [26] для регистрации нейтрино от Солнца, и полученные на них данные (SNO) можно использовать для модельного-независимого анализа осцилляций нейтрино.

Второй раздел посвящен обсуждению теории смешивания и осцилляций нейтрино, в нем рассматриваются лептонные числа, элементы стандартной теории электрослабого взаимодействия, схема смешивания нейтрино; осцилляции нейтрино. В третьем разделе обсуждаются вопросы осцилляций нейтрино в веществе: резонансные осцилляции нейтрино, усиление осцилляций нейтрино разных масс в веществе. В четвертом разделе обсуждаются возможные способы решения проблемы дефицита солнечных нейтрино, кратко описываются экспериментальные установки по измерению потока нейтрино от Солнца.

2. ТЕОРИЯ СМЕШИВАНИЯ И ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО

Прежде чем переходить к вопросу о смешивании и осцилляциях нейтрино, сформулируем законы сохранения лептонных чисел и рассмотрим элементы теории электрослабых взаимодействий.

1. Лептонные числа. В настоящее время установлено существование трех семейств лептонов и кварков (кварковый сектор нами приводится, т.к.

мы будем в дальнейшем использовать аналогию лептонного и кваркового секторов):

$$\begin{aligned} & u\nu_e; c\nu_\mu; t\nu_\tau; \\ & de; s\mu; b\tau. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Следуя имеющимся экспериментальным данным, будем считать, что каждое семейство лептонов имеет свое сохраняющееся лептонное число $\ell_e, \ell_\mu, \ell_\tau$ [27]:

$$\begin{aligned} \sum_i \ell_e^i &= \text{const}, \\ \sum_i \ell_\mu^i &= \text{const}, \\ \sum_i \ell_\tau^i &= \text{const}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

т.е. электронное, мюонное, тау-лептонное числа сохраняются в процессах по отдельности. Но при этом имеется в виду, что сохранение этих лептонных чисел нужно связать с определенными типами взаимодействия. Например, лептонные числа (по отдельности) сохраняются в сильных, электромагнитных и слабых (имеется в виду обмен W -, Z^0 -бозонами) процессах. А в расширенной теории электрослабого взаимодействия с включением матрицы типа Кобаяши — Маскавы эти лептонные числа уже не сохраняются, так как эта матрица содержит недиагональные элементы, которые отвечают за смешивание лептонных чисел. Матрица типа Кобаяши — Маскавы параметризует процессы с учетом нарушения лептонных чисел, видимо, в основе таких нарушений должны лежать динамические теории [20].

В табл.1 приводятся верхние пределы для относительных вероятностей процессов, запрещенных законом сохранения лептонных чисел (2.2), кото-

Таблица 1. Верхние пределы на относительные вероятности процессов, запрещенных законом сохранения лептонных зарядов [27]

Процесс	R
$\mu \rightarrow e \gamma$	$< 4,9 \cdot 10^{-11}$
$\mu \rightarrow e e \bar{e}$	$< 1,0 \cdot 10^{-12}$
$\mu \rightarrow e 2\gamma$	$< 7,2 \cdot 10^{-11}$
$K_L \rightarrow e^\pm + \mu^\mp$	$< 8 \cdot 10^{-6}$
$\mu^- + I \rightarrow e^+ + S_b$	$< 3 \cdot 10^{-10}$

рые могут использоваться для получения соответствующих ограничений на параметры матриц типа Кобаяши — Маскавы или соответствующих теорий с нарушением лептонных чисел.

Из выражения (2.1) можно увидеть аналогию между кварковым и лептонным секторами. Тогда, исходя из экспериментального факта смешивания d -, s -, b -кварков, можно сделать предположение, что нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ также могут смешиваться, т.е. будет иметь место нарушение лептонных чисел, которое приведет к осцилляциям нейтрино.

2. Элементы стандартной теории электрослабого взаимодействия. В настоящее время все имеющиеся экспериментальные данные хорошо согласуются со стандартной теорией электрослабого взаимодействия [6], предложенной Глэшоу — Вайнбергом — Саламом. Приведем основные элементы этой теории. В лагранжиан входят левые дублеты лептонов и кварков:

$$\Psi_{lL} = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad \Psi_{lR}, \quad l = e, \mu, \tau,$$

$$\Psi_{iL} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad (2.3)$$

$$\Psi_{iR} = u_R, d_R; \quad c_R, s_R; \quad t_R, b_R$$

и правые синглеты заряженных лептонов и кварков.

Теория строится на локальной группе $SU(2)_L \times U(1)$ и содержит две константы связи g, g' ; удлиненные производные имеют следующий вид:

$$\partial_\alpha \Psi_{lL} \rightarrow \left[\partial_\alpha - ig \frac{\tau^i}{2} A_\alpha^i - ig' \Upsilon_L^{\text{lep}} B_\alpha \right] \Psi_{lL},$$

$$\partial_\alpha \Psi_{iL} \rightarrow \left[\partial_\alpha - ig \frac{\tau^i}{2} A_\alpha^i - ig' \Upsilon_L^{\text{quark}} B_\alpha \right] \Psi_{iL},$$

$$\partial_\alpha \Psi_{lR} \rightarrow \left[\partial_\alpha - i \frac{g'}{2} \Upsilon_R^{\text{lep}} B_\alpha \right] \Psi_{lR}, \quad (2.4)$$

$$\partial_\alpha \Psi_{iR} \rightarrow \left[\partial_\alpha - i \frac{g'}{2} \Upsilon_R^{\text{quark}} B_\alpha \right] \Psi_{iR},$$

где A_α^i, B_α — калибровочные поля, ассоциированные с $SU(2)_L$ и $U(1)$ группами; Υ — гиперзаряд лептонов и кварков.

Аналогом соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы в рассматриваемом случае является соотношение

$$Q = T_3^W + \frac{Y}{2}, \quad (2.5)$$

где Q — электрический заряд, а T_3^W — третья проекция слабого изоспина.

Для гиперзаряда лептонов и кварков из выражения (2.5) получаем значения

$$\begin{aligned} \Upsilon_L^{\text{lep}} &= -1, & \Upsilon_L^{\text{quark}} &= \frac{1}{3}, \\ \Upsilon_R^{\text{lep}} &= -2, & \Upsilon_R^{\text{quark}} &= 2e_q, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где e_q — электрический заряд соответствующих кварков.

Из (2.4) и (2.6) по стандартной схеме можно прийти к следующему выражению для лагранжиана взаимодействия:

$$\mathcal{L}_I = igj^{K, \alpha} A_\alpha^K + ig' \frac{1}{2} j^{\Upsilon, \alpha} B_\alpha, \quad (2.7)$$

где

$$j^{K, \alpha} = \sum_{i=1}^3 \bar{\Psi}_{i,L} \gamma^\alpha \frac{\tau^K}{2} \Psi_{i,L} + \sum_{l=e, \mu, \tau} \bar{\Psi}_{l,L} \gamma^\alpha \frac{\tau^K}{2} \Psi_{l,L}, \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{2} j^{\Upsilon, \alpha} = j^{em, \alpha} - j^{3, \alpha} \quad (2.9)$$

($j^{em, \alpha}$ — электромагнитный ток кварков и лептонов).

При переходе от полей A_α^3, B_α к полям Z_α, A_α

$$\begin{aligned} Z_\alpha &= A_\alpha^3 \cos \theta_W - B_\alpha \sin \theta_W, \\ A_\alpha &= A_\alpha^3 \sin \theta_W + B_\alpha \cos \theta_W \end{aligned} \quad (2.10)$$

лагранжиан взаимодействия для полей Z_α, A_α приобретает следующий вид:

$$\mathcal{L}_I^0 = i \frac{g}{2 \cos \theta_W} j^{0, \alpha} Z_\alpha + iej^{em, \alpha} A_\alpha, \quad (2.11)$$

где $j^{0, \alpha} = 2j^{3, \alpha} - 2 \sin^2 \theta_W \cdot j^{em, \alpha}$ — нейтральный ток стандартной модели.

Заметим, что лагранжианы (2.7) и (2.11) получены для дираковских (частиц) лептонов и кварков с зарядами g, g' или e, g с использованием принципа локальной калибровочной инвариантности. При требовании $SU(2)_L \times U(1)$ калибровочной инвариантности массы всех частиц должны равняться нулю (т.е. в этой теории не могут появляться массы у частиц [28,29]). Чтобы получить массы у частиц, стандартная теория электрослабого взаимодействия, основанная на предположении $SU(2)_L \times U(1)$ калибровочной инвариантности, нарушается спонтанно (до $U(1)$) через механизм Хиггса [30]. Кратко рассмотрим этот механизм.

Вводится дублет скалярных хиггсовских полей

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^{(+)} \\ \Phi^{(0)} \end{pmatrix}$$

с гиперзарядом, равным единице (2.5). Предполагается, что этот дублет взаимодействует с векторными и фермионными полями таким образом, что локальная калибровочная инвариантность не нарушается. К лагранжиану электрослабой теории подключается хиггсовский потенциал $V(\Phi^+, \Phi)$:

$$V(\Phi^+, \Phi) = k(\Phi^+, \Phi)^2 - \mu^2(\Phi^+, \Phi), \quad (2.12)$$

k, μ^2 — положительные константы, которые приводят к вырождению вакуума и к ненулевому вакуумному среднему $\langle \Phi^0 \rangle$ поля Φ^0 :

$$\langle \Phi^0 \rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{2k}}, \quad (2.13)$$

т.е. (фиксируя вакуумное состояние) мы можем генерировать массовый член полей промежуточных бозонов, фермионов и хиггсовского бозона. В качестве примера рассмотрим схему получения массы кварков. Для этой цели используется лагранжиан юкавского типа, который является инвариантом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= -\frac{\sqrt{2}}{\lambda} \sum_i \bar{\Psi}_{iL} M_{iq}^{(1)} q_R \bar{\Psi} + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_2 &= -\frac{\sqrt{2}}{\lambda} \sum_i \bar{\Psi}_{iL} M_{iq}^{(2)} q_R \bar{\Psi} + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

где $M^{(1)}, M^{(2)}$ — комплексные 3×3 матрицы,

$$\bar{\Phi} = i \tau_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^{+*} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

есть дублет хиггсовских полей с гиперзарядом, равным -1 .

Учитывая (2.13) и используя калибровочную инвариантность лагранжиана (2.12), (2.14), можно выбрать (в унитарной калибровке)

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\lambda + H^0(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \bar{\Phi} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda + H^0(x)}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

где $H^0(x)$ — нейтральное скалярное поле Хиггса.

Подставляя (2.16) в (2.14), получим следующие выражения для масс кварков:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= -\bar{p}_L M'_1 p_R + \text{h.c.} \\ \mathcal{L}_2 &= -\bar{n}_L M'_2 n_R + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

где

$$p_{L,R} = \begin{pmatrix} u_{L,R} \\ c_{L,R} \\ t_{L,R} \end{pmatrix}, \quad n_{L,R} = \begin{pmatrix} d_{L,R} \\ s_{L,R} \\ b_{L,R} \end{pmatrix}.$$

Итак, элементы массовой матрицы кварков M'_1 , M'_2 совпадают с константами юкавской связи кварк — хиггс-бозон с точностью до фактора $\sqrt{2}/\lambda$.

Диагонализацию матриц M'_1 и M'_2 в (2.17) можно осуществить стандартным способом:

$$\begin{aligned} M'_1 &= U_L m_1 U_R^+, \\ M'_2 &= V_L m_2 V_R^+, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где $U_{L,R}$ и $V_{L,R}$ — унитарные матрицы, а m_1 , m_2 — диагональные матрицы с положительными элементами. Тогда выражение для массового лагранжиана (2.17) приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 = -\bar{p}' m_1 p' - \bar{n}' m_2 n' = \\ &= \sum_{q=u,\dots} m_q \bar{q}' q'; \quad p' = p'_L + p'_R, \quad n' = n'_L + n'_R, \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$p'_{L,R} = U_{L,R}^+ p_{L,R}, \quad n'_{L,R} = V_{L,R}^+ n_{L,R} \quad (2.20)$$

и $q'(x) \rightarrow d'(x), s'(x), \dots, t'(x)$ — кварковые поля с определенными массами.

При учете (2.20) выражение для заряженного и нейтрального токов кварков приобретает вид

$$j^{(+)\alpha} = 2\bar{p}_L \gamma^\alpha n_L = 2\bar{p}'_L \gamma^\alpha U_{KM} n'_L, \\ j^{0,\alpha} = \bar{p}'_L \gamma^\alpha p'_L - \bar{n}'_L \gamma^\alpha n'_L - 2 \sin^2 \theta_W \left[\frac{2}{3} \bar{p}' \gamma^\alpha p' + \left(-\frac{1}{3} \right) \bar{n}' \gamma^\alpha n' \right], \quad (2.21)$$

где $U_{KM} = U_L^+ V_L$.

Индекс КМ матрицы U связан с именами ученых Кобаяши и Маскавы, впервые получивших вид этой матрицы в параметризованном виде [31].

В принципе можно всю процедуру (2.14)—(2.21) с кварковыми массами повторить для лептонов, если предположить, что нейтрино является массивным, и ввести для них правые компоненты. Прежде чем переходить к следующему разделу, отметим, что вся вышеприведенная процедура с массами кварков является чисто формальной, т.к. при более строгом подходе нужно сформулировать общую группу, которая объединяет кварки и бозоны. В рамках этой группы уже должно происходить нарушение ароматических чисел и, в принципе, должны вычисляться массы (или возникать соотношения между массами) кварков и лептонов. В этом направлении была проделана большая работа [32]. Однако проблема с массами кварков и лептонов пока остается нерешенной. По этой причине, видимо, более корректным является рассмотрение матриц типа U_{KM} как феноменологических матриц, параметризующих смешивание кварков (как уже отмечалось выше, такую же феноменологическую матрицу можно ввести и для случая лептонов). В качестве примера построения динамической теории со смешиванием кварков укажем на работу [33], где с помощью введения трех дублетов B^\pm, C^\pm, D^\pm тяжелых векторных бозонов решалась эта проблема.

3. Схема смешивания нейтрино. Следуя установившейся традиции, опишем смешивание нейтрино с помощью введения массового лагранжиана. Кроме того, по причине, указанной в [34], мы не будем рассматривать майорановские нейтрино. (Из всей совокупности имеющихся экспериментальных результатов, видимо, можно сделать вывод, что все существующие фермионы являются дираковскими частицами). Взаимодействие между фермионами в электрослабой теории вводится с помощью принципа локальной калибровочной инвариантности (2.4), т.е. фермионы посредством принципа локальной калибровочной инвариантности приобретают заряд, а

майорановскую частицу в силу ее нейтральности (эта частица не имеет калибровочного слабого заряда g) не удастся подключить к электрослабому взаимодействию.

Сперва рассмотрим случай смешивания двух типов нейтрино (которое строится по аналогии с K^0 -, \bar{K}^0 -мезонами (см. работу [9] Понтекорво)), а потом рассмотрим более общий случай.

Массовый лагранжиан двух типов нейтрино (ν_e, ν_μ) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_M &= -[m_{\nu_e \nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu \nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e \nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e)] \equiv \\ &\equiv -(\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\nu_e \nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu \nu_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

В выражении (2.22) третий член отвечает за смешивание нейтрино и нарушает лептонные числа l_e, l_μ , очевидно, введение такого члена эквивалентно введению взаимодействия, нарушающего лептонные числа. С помощью замены

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta \cdot \nu_1 + \sin \theta \cdot \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \theta \cdot \nu_1 + \cos \theta \cdot \nu_2 \end{aligned} \quad (2.23)$$

мы можем диагонализировать массовый лагранжиан \mathcal{L}'_M и тогда

$$\mathcal{L}'_M = -[m_1 \bar{\nu}_1 \nu_1 + m_2 \bar{\nu}_2 \nu_2], \quad (2.24)$$

где

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

а угол θ определяется выражением

$$\operatorname{tg} 2\theta = 2m_{\nu_e \nu_\mu} / (m_{\nu_\mu \nu_\mu} - m_{\nu_e \nu_e}). \quad (2.25)$$

Как видно из выражения (2.25), если $m_{\nu_e \nu_e} = m_{\nu_\mu \nu_\mu}$, то угол смешивания равен $\pi/4$ независимо от величины $m_{\nu_e \nu_\mu}$.

Перейдем к рассмотрению общего случая. Тогда массовый лагранжиан будет иметь вид

$$\mathcal{L}_M = -\bar{\nu}_R M \nu_L + \text{h.c.} \equiv \sum_{l, l' = e, \mu, \tau} \nu_{lR} M_{ll'} \nu_{lL} + \text{h.c.}, \quad (2.26)$$

где M — комплексная 3×3 матрица. Необходимо отметить, что ν_R отсутствует в лагранжиане электрослабого взаимодействия (2.3), (2.4). С помощью преобразования

$$M = VmU^+, \quad (2.27)$$

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

$$\mathcal{L}_M = -\bar{\nu}_R m \nu_L + \text{h.c.} \equiv \sum_{k=1}^3 m_k \bar{\nu}_k \nu_k + \text{h.c.}, \quad (2.28)$$

где

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

$$\nu'_L = U^+ \nu_L, \quad \nu'_R = V^+ \nu_R, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Отметим, что лагранжиан (2.26) инвариантен относительно глобального калибровочного преобразования

$$\nu_k(x) \rightarrow e^{i\Lambda} \nu_k(x)$$

или

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

т.е. лептонные числа по отдельности уже не сохраняются (нейтрино смешиваются), но появляется лептонное число ζ связанное с калибровочным преобразованием $e^{\pm i\Lambda}$, которое будет сохраняться.

4. Осцилляции нейтрино. Теория осцилляций нейтрино строится по аналогии с $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ осцилляциями (более детальное рассмотрение $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ осцилляций будет приведено ниже). Предположим, что вектор состояния нейтрино $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$, принимающего участие в слабых взаимодействиях, является суперпозицией векторов состояния с различными массами. Тогда как будет себя вести нейтринный пучок? Ясно, что на некотором расстоянии от источника вектор состояния нейтрино приобретет дополнительные фазы из-за того, что разные нейтрино имеют различные массы. Тогда вероятность найти нейтрино заданного типа будет периодической функцией расстояния между источником и детектором. Это явление названо осцилляциями нейтрино [7].

Сначала рассмотрим осцилляции двух типов нейтрино ν_e, ν_μ , а затем приведем формулы для осцилляций в случае трех нейтрино. Частицы ν_1, ν_2 (см. (2.23), (2.24)) с массами m_1 и m_2 эволюционируют во времени по закону

$$\nu_1(t) = e^{-iE_1 t} \nu_1(0); \quad \nu_2(t) = e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \quad (2.30)$$

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

Если эти частицы распространяются без взаимодействия, то

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= \cos \theta \cdot e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \sin \theta \cdot e^{-iE_2 t} \nu_2(0), \\ \nu_\mu(t) &= -\sin \theta \cdot e^{-iE_1 t} \nu_1(0) + \cos \theta \cdot e^{-iE_2 t} \nu_2(0). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Используя выражения для ν_1 и ν_2 из (2.23) и подставляя его в (2.31), получим

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= [e^{-iE_1 t} \cos^2 \theta + e^{-iE_2 t} \sin^2 \theta] \nu_e(0) + \\ &+ [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \nu_\mu(0), \\ \nu_\mu(t) &= [e^{-iE_1 t} \sin^2 \theta + e^{-iE_2 t} \cos^2 \theta] \nu_\mu(0) + \\ &+ [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \nu_e(0). \end{aligned} \quad (2.32)$$

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 (2.32), т.е.

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |(\nu_\mu(0)/\nu_e(t))|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos((m_2^2 - m_1^2)/2p)t], \quad (2.33)$$

где предполагается, что $p \gg m_1, m_2$; $E_k \cong p + m_k^2/2p$. Выражение (2.33) описывает осцилляции 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 $L_0 = 2\pi(2p/|m_2^2 - m_1^2|)$. Эти осцилляции являются

типичным интерференционным эффектом, обусловленным недиагональной формой массовой матрицы (2.22).

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 $\nu_e(0)$ в (2.32); т.к. состояние (2.32) — нормированное, то

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) + P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1. \quad (2.34)$$

Таким образом, мы видим, что осцилляции аромата, обусловленные недиагональностью массовой матрицы нейтрино, нарушают закон сохранения лептонных чисел l_e и l_μ . Однако при этом полное лептонное число $l = l_e + l_\mu$ сохраняется, как это видно из (2.34).

Перейдем теперь к рассмотрению осцилляций трех типов нейтрино. Для этой цели будем использовать выражение типа (2.20) и запишем его в компонентах

$$\nu_e = \sum_{k=1}^3 U_{lk}^* \nu_k, \quad l = e, \mu, \tau, \quad (2.35)$$

где ν_k — вектор состояния нейтрино с импульсом p и массой m_k . Выражение (2.35) базируется на том, что разности масс нейтрино ν_k так малы, что когерентная суперпозиция векторов состояния нейтрино с различными массами формируется в слабых взаимодействиях

$$\nu_k(t) = e^{-iE_k t} \nu_k(0). \quad (2.36)$$

Тогда

$$\nu_l(t) = \sum_{k=1}^3 e^{-iE_k t} U_{lk}^* \nu_k(0). \quad (2.37)$$

Используя унитарность матрицы U , можно переписать (2.37) в виде

$$\nu_l(t) = \sum_{l'=e,\mu,\tau} \nu_{l'}(0) \sum_{k=1}^3 U_{l'k} e^{-iE_k t} U_{lk}^*, \quad (2.38)$$

и, вводя обозначение

$$a_{\nu_l, \nu_{l'}}(t) = \sum_{k=1}^3 U_{l'k} e^{-iE_k t} U_{lk}^*, \quad (2.39)$$

получим

$$v_l(t) = \sum_{l'=e, \mu, \tau} a_{v_{l'}, v_l}(t) v_{l'}(0), \quad (2.40)$$

где $a_{v_{l'}, v_l}(t)$ — амплитуда вероятности перехода $v_l \rightarrow v_{l'}$. Соответствующая вероятность перехода $v_l \rightarrow v_{l'}$:

$$P_{v_{l'}, v_l}(t) = \left| \sum_{k=1}^3 U_{l'k} e^{-iE_k t} U_{lk}^* \right|^2. \quad (2.41)$$

Очевидно, что

$$\sum_{l'=e, \mu, \tau} P_{v_{l'}, v_l}(t) = 1. \quad (2.42)$$

Используя $E_k \equiv p + \frac{m_k^2}{2p}$, выражение (2.41) можно переписать в виде

$$P_{v_{l'}, v_l}(R, p) = \sum_{k=1}^3 |U_{lk}|^2 |U_{l'k}|^2 + 2 \sum_{k>j} |U_{l'k} U_{lk}^* U_{l'j} U_{lj}| \cos \left[\frac{m_k^2 - m_j^2}{2p} R - \Phi_{kj, l'l} \right], \quad (2.43)$$

где R — расстояние от источника до детектора, а

$$\Phi_{kj, l'l} = \arg (U_{l'k} U_{lk}^* U_{l'j} U_{lj}).$$

Выражение (2.43) можно переписать в виде

$$P_{v_{l'}, v_l}(R, p) = \delta_{ll} + 2 \sum_{k>j} |U_{l'j} U_{lj}^* U_{l'k} U_{lk}| \times \left[\cos \left(\frac{m_k^2 - m_j^2}{2p} R - \Phi_{jk, l'l} \right) - \cos \Phi_{jk, l'l} \right]. \quad (2.44)$$

Из выражений (2.33) и (2.44) видно, что длина осцилляций нейтрино определяется выражением

$$L_0(m) = \frac{2,48E \text{ (МэВ)}}{|m_k^2 - m_j^2| \text{ (эВ}^2\text{)}}; \quad k \neq j; \quad k, j = 1 \div 3, \quad (2.45)$$

где $E = pc$ — энергия.

Как видно из (2.33), (2.43) и (2.45), осцилляции нейтрино зависят от отношения расстояния R к энергии E . На рис.1 для наглядности показаны

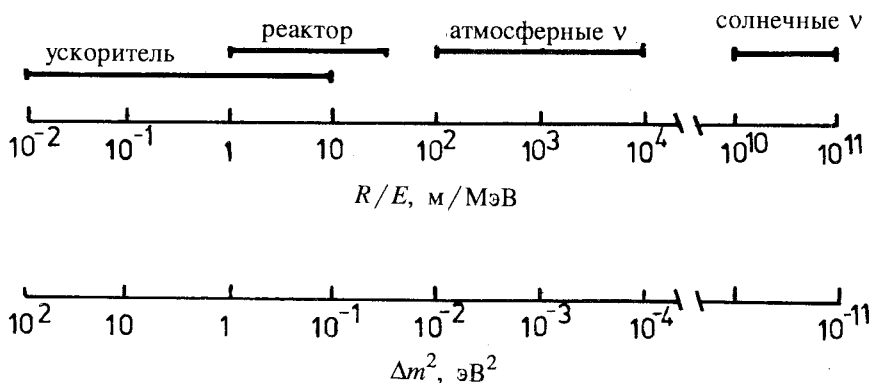


Рис. 1. Области значений R/E и $\Delta m^2(\text{эВ})^2$, доступные в различных экспериментах

диапазоны чувствительности различных осцилляционных экспериментов и разности масс в квадрате Δm^2 .

До сих пор мы рассматривали стандартную теорию осцилляций нейтрино. Однако нужно отметить, что эта теория описывает осцилляции нейтрино чисто кинематическим способом, т.е. все параметры массовой матрицы M в (2.26) являются постоянными величинами и не зависят от времени. Однако, как мы отмечали ранее, такой недиагональной массовой матрице должна соответствовать динамическая теория, которая нарушает лептонные числа. Если это так, то постоянные параметры недиагональной массовой матрицы являются усредненными величинами, получаемыми из динамической теории. Тогда та картина осцилляции нейтрино, которую мы приводили выше, является грубым усредненным описанием реальной картины осцилляций нейтрино. При более детальном динамическом описании проявляются новые черты осцилляций нейтрино. Перейдем к качественному динамическому анализу осцилляций K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов, т.к. этот процесс изучен достаточно хорошо, а затем к применению полученных результатов в случае осцилляций нейтрино [28,29,23].

K^0 -, \bar{K}^0 -осцилляции. Предположим, что K^0 -, \bar{K}^0 рождаются в сильных взаимодействиях (случай, когда K^0 -, \bar{K}^0 рождаются в слабых процессах, мы обсудим ниже), тогда массовая матрица \bar{K}^0 -, K^0 -мезонов будет иметь диагональный вид (т.е. странность в сильных взаимодействиях сохраняется). Время рождения K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов есть характерное время сильного взаимодействия $\Delta t_{\text{strong}} \cong 10^{-23}$ с.

$$\begin{vmatrix} m_{K^0 K^0} & 0 \\ 0 & m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0} \end{vmatrix}, \quad m_{K^0 K^0} = m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0} \equiv m_{K^0}. \quad (2.46)$$

Но, наряду с сильным, имеет место и слабое взаимодействие кварков, которое приводит к нарушению странности, тогда массовая матрица (2.46) станет недиагональной:

$$\begin{vmatrix} m_{K^0 K^0} & m_{K^0 \bar{K}^0} \\ m_{\bar{K}^0 K^0} & m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0} \end{vmatrix} \quad (2.47)$$

(оценки недиагонального члена массовой матрицы (2.47) и соответствующие ссылки можно найти в [34]). Теперь мы видим, что так как массовый член $m_{K^0 \bar{K}^0}$ возникает динамическим путем, то для его возникновения требуется определенное время — характерное время слабого взаимодействия $\Delta t_{\text{weak}} \cong 10^{-8}$ с. В результате при более детальном рассмотрении процесса эволюции K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов мы видим, что процесс рождения K^0 , \bar{K}^0 и процесс нарушения странности, приводящий к осцилляциям K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов, идут со своими характерными временами, и очевидно, что эти процессы нужно рассматривать по отдельности (как уже отмечалось выше, в стандартном подходе [7,9,35] производится лишь усредненно кинематическое описание осцилляций K^0 , \bar{K}^0).

Теперь, учитывая динамику, произведем феноменологическое описание процесса осцилляций K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов. Рассмотрим процесс рождения K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов как квазистационарный процесс с характерным временем $\Delta t_{\text{strong}} \cong 10^{-23}$ с. За это характерное время слабое взаимодействие будет нарушать странность и в результате массовая матрица K^0 -, \bar{K}^0 станет недиагональной. Оценим вероятность этого процесса:

$$W(t = \pi \Delta t_{\text{strong}}) = \frac{(1 - e^{-t/\Delta t_{\text{weak}}})}{(1 - e^{-t/\Delta t_{\text{strong}}})} \cong \pi \frac{\Delta t_{\text{strong}}}{\Delta t_{\text{weak}}} \cong \pi \cdot 10^{-15}, \quad (2.48)$$

где $1 - e^{-t/\Delta t}$ — вероятность распада квазистационарного состояния за характерное время Δt . За время $t \cong 10^{-23}$ с с вероятностью $\pi \cdot 10^{-15}$ массовая матрица K^0 -, \bar{K}^0 будет недиагональной. В этом случае, чтобы определить, что будет происходить с квазистационарной системой, нужно диагонализировать массовую матрицу (2.47):

$$\begin{vmatrix} m_{K^0 K^0} & m_{K^0 \bar{K}^0} \\ m_{\bar{K}^0 K^0} & m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0} \end{vmatrix} \rightarrow \begin{vmatrix} m_{K_1^0 K_1^0} & 0 \\ 0 & m_{K_2^0 K_2^0} \end{vmatrix},$$

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}},$$

$$m_{K_1^0 K_1^0} = m_{K^0 K^0} + m_{K^0 \bar{K}^0},$$

$$m_{K^0 K^0} = \frac{(m_{K_1^0 K_1^0} + m_{K_2^0 K_2^0})}{2}, \tag{2.49}$$

и угол смешивания $\theta = \pi/4$, так как $m_{K^0 K^0} = m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0}$. Из (2.49) видно, что собственными массовыми состояниями в этом случае будут состояния K_1^0 , K_2^0 , т.е. с вероятностью $\pi \cdot 10^{-15}$ будут рождаться K_1^0 , K_2^0 , а в остальных случаях K^0 -, \bar{K}^0 -мезоны.

Посмотрим, что будет происходить в дальнейшем с K^0 -, \bar{K}^0 -мезонами (будем считать, что они двигаются в вакууме) из-за присутствия слабого взаимодействия, нарушающего странность.

Как уже отмечалось выше, K^0 -, \bar{K}^0 -мезоны, рождающиеся в сильных взаимодействиях, являются собственным состоянием этого взаимодействия и рождаются на определенных массовых поверхностях [36]:

$$P_{K^0}^2 = m_{K^0}^2, \quad P_{\bar{K}^0}^2 = m_{\bar{K}^0}^2. \tag{2.50}$$

Из-за наличия слабого взаимодействия странность будет нарушаться, в результате чего массовая матрица станет недиагональной (см. (2.49)). Диагонализация этой массовой матрицы приведет к возникновению состояний K_1^0 и K_2^0 . Далее, т.к. K^0 -, \bar{K}^0 -мезоны родились и двигаются в вакууме и находятся на соответствующих массовых поверхностях, то состояния K^0 -, \bar{K}^0 превратятся в суперпозицию K_1^0 и K_2^0 , и этот процесс должен быть динамическим (очевидно, такой процесс можно грубо описать кинематически по средним характеристикам, но при этом будет теряться информация о деталях процесса). Далее K_1^0 и K_2^0 распадаются [37], и на фоне этих распадов происходят осцилляции K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов. Длина осцилляций (см. (2.33), (2.45))

$$L_{\text{osc}}(M) = \frac{2,48\rho \text{ (МэВ)}}{4m_{K^0\bar{K}^0} m_{K^0}(\text{эВ})^2}. \quad (2.51)$$

Интересно отметить, что благодаря тому, что K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны состоят из \bar{s} -, d - и \bar{d} -, s -кварков (массы s -, d -кварков различаются), массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов равны, и имеют место реальные, а не виртуальные осцилляции K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов.

Обсудим вкратце смешивание и осцилляции K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов в случае, когда они рождаются в слабых взаимодействиях. Нужно отметить, что такие каналы рождения этих мезонов трудно наблюдать из-за конкуренции других каналов. Но, в принципе, рождение K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов в слабых взаимодействиях возможно. Это связано с тем, что заряженный ток

$$j_F^\mu = (\bar{u} \bar{c})_L \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L, \quad (2.52)$$

где $V = \begin{vmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{vmatrix}$ — матрица Кабиббо [38], можно разбить на два члена: диагональный член, пропорциональный $\cos \theta_C$, и недиагональный, пропорциональный $\sin \theta_C$, т.е. слабое взаимодействие без учета и с учетом смешивания кварков. В слабых взаимодействиях без смешивания кварков (с сохранением странности) собственными массовыми состояниями являются K^0 -, \bar{K}^0 -мезоны, которые совпадают с собственным массовым состоянием сильного взаимодействия. А в слабых взаимодействиях, со смешиванием кварков, собственными массовыми состояниями являются K_1^0 -, K_2^0 -состояния. Разбив ток слабого взаимодействия таким образом и зная, что вклады этих частей соотносятся как $\text{tg} \theta_C$ (θ_C — угол Кабиббо), мы можем оценить вероятность, с которой будут рождаться состояния K^0 -, \bar{K}^0 и K_1^0 -, K_2^0 в слабых взаимодействиях. Отношение амплитуд таких процессов

$$\frac{A(K_1^0, K_2^0)}{A(K^0, \bar{K}^0)} \cong \text{tg}^2 \theta_C, \quad (2.53)$$

$$P = \left| \frac{A(K_1^0, K_2^0)}{A(K^0, \bar{K}^0)} \right|^2 \cong \text{tg}^4 \theta_C, \quad (2.54)$$

т.е. в слабых взаимодействиях с вероятностью P рождаются K_1^0 -, K_2^0 -мезоны, а с вероятностью $1 - P$ рождаются K^0 -, \bar{K}^0 -мезоны. Осцилляции

родившихся при этом K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов происходят аналогично описанным выше.

Возникает вопрос: как происходили бы осцилляции K^0 -, \bar{K}^0 -мезонов в вакууме, если бы массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов были различны? Детальное обсуждение этого вопроса с учетом ширины распадов проведено в работе [36].

Чтобы далее применить полученные результаты к случаю нейтринных осцилляций, мы здесь кратко обсудим широко известный пример из физики частиц — модель векторной доминантности, где происходит смешивание частиц с разными массами.

$\gamma \leftrightarrow \rho^0$ *осцилляции*. Рассмотрим смешивания (осцилляции), которые возникают в модели векторной доминантности [39]. В этой модели рассматривается смешивание векторных полей сильного $V_\mu(\rho^0)$ и электромагнитного A_μ взаимодействий. Начальные поля $\begin{pmatrix} V_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$ смешиваются, когда сильное и электромагнитные взаимодействия включаются [40]:

$$\begin{aligned} V'_\mu &= \cos \varphi \cdot V_\mu - \sin \varphi \cdot A_\mu, \\ A'_\mu &= \sin \varphi \cdot V_\mu + \cos \varphi \cdot A_\mu, \end{aligned} \quad (2.55)$$

где

$$\cos \varphi = \frac{G}{\sqrt{G^2 + e^2}}$$

и G , e — константы сильного и электромагнитного взаимодействия.

Благодаря калибровочной инвариантности электромагнитного взаимодействия и сохранению изоспина в сильных взаимодействиях массовая матрица полей V_μ , A_μ должна быть диагональной

$$\begin{vmatrix} m_A^2 & \mu^2 \\ \mu^2 & m_V^2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & m_\rho^2 \end{vmatrix}. \quad (2.56)$$

Как будут происходить осцилляции $\gamma \leftrightarrow \rho^0$? Так как поля A_μ и V_μ имеют заметно различные массы, здесь не должно быть реальных осцилляций между ними, как это имеет место между K^0 и \bar{K}^0 ($m_{K^0} = m_{\bar{K}^0}$). Между этими полями (частицами) должны быть виртуальные осцилляции. Это означает, что переходы к полям A'_μ , V'_μ виртуальные (нет реального перехода γ -кванта в ρ^0 -мезон с последующим его распадом). Для того, чтобы

сделать такой переход $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ реальным (а не виртуальным), γ -квант должен принимать участие во взаимодействии, с тем чтобы перейти на массовую поверхность ρ^0 -мезона.

Рассмотрим систему осциллирующих частиц как связанную систему. Феноменологически степень связанности этих частиц определяется недиагональными членами массовой матрицы (это массовая матрица (2.49) в случае K^0 , \bar{K}^0 -мезонов и M в (2.27) в случае нейтрино), или, точнее, отношением недиагональных членов к диагональным членам массовой матрицы:

$$A_{ik} = m_{ik}/m_{ii}, \quad i \neq k, \quad i, k = 1 \div 2(3). \quad (2.57)$$

Если $A_{ik} \ll 1$, то заданную систему можно рассматривать как слабосвязанную систему, и физические состояния ν_e , ν_μ , ν_τ или K^0 существуют как реальные (а не виртуальные) состояния, т.е. в основном рождаются эти состояния. Если $A_{ik} < 1$, то в основном рождаются собственные состояния, соответствующие диагонализированной массовой матрице, т.е. ν_1 , ν_2 , ν_3 и K_1^0 , K_2^0 . Асимптотические состояния (когда ν_e , ν_μ , ν_τ и K^0 , \bar{K}^0 становятся суперпозицией ν_1 , ν_2 , ν_3 и K_1^0 , K_2^0) появляются, когда $A_{ik} \ll 1$. Являются ли эти асимптотические состояния и осцилляции реальными или виртуальными, определяется отношениями диагональных элементов массовой матрицы (например, в случае K^0 , \bar{K}^0 , когда $m_{K^0} = m_{\bar{K}^0}$, осцилляции будут реальными).

Зная, что лептонные числа ℓ_e , ℓ_μ , ℓ_τ хорошо сохраняются в стандартной теории слабого взаимодействия [6], мы можем сделать заключение, что система нейтрино (см. массовую матрицу (2.27)) является слабосвязанной системой (т.е. $m_{ik}/m_{ii} \ll 1$, где $i \neq k$; $i, k = 1 \div 3$). Тогда в основном рождаются физические состояния нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ (массовая матрица диагональна). Асимптотические состояния (т.е. когда ν_e , ν_μ , ν_τ являются суперпозицией ν_1 , ν_2 , ν_3 , при этом происходит нарушение ℓ_e , ℓ_μ , ℓ_τ) возникают при движении родившихся нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ в вакууме.

Вернемся теперь к вопросу осцилляций нейтрино, имея в качестве примера $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ осцилляции, и проведем классификацию возможных типов осцилляций нейтрино.

1) Если массы ν_e , ν_μ , ν_τ равны, то должны иметь место реальные осцилляции между этими нейтрино в полной аналогии с K^0 , \bar{K}^0 -осцилляциями.

В этом случае асимптотические состояния (т.е. состояния ν_1, ν_2, ν_3) существуют в вакууме как реальные состояния (по аналогии с K_1^0, K_2^0 -мезонами).

2) Если массы ν_e, ν_μ, ν_τ разные, то должны быть виртуальные осцилляции между ними по аналогии с $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ осцилляциями (асимптотические состояния также существуют как виртуальные). Чтобы обнаружить в этом случае реальные осцилляции нейтрино, они должны участвовать во взаимодействии для перехода на соответствующую массовую поверхность. Например, если нейтрино ν_e осциллируют в ν_μ, ν_τ , и эти нейтрино имеют моды распада, то эти осцилляции и моды распада могут быть обнаружены, если ν_e участвуют во взаимодействии, и происходит переход на соответствующие массовые поверхности ν_μ, ν_τ .

Не представляет труда, исходя из сказанного, проанализировать промежуточные случаи, когда массы двух нейтрино одинаковы. Анализ показывает, что если массы нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ различны, то осцилляции, описываемые формулами (2.33), (2.43), виртуальные, и длины осцилляции L_0 (см. (2.45)) определяются квадратами разностей масс ν_1, ν_2, ν_3 . Существенное отличие этой картины осцилляций нейтрино от старой заключается в том, что нейтрино остаются на своих массовых поверхностях, если они двигаются в вакууме.

К каким последствиям может привести это отличие, мы обсудим в следующем разделе.

3. ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО В ВЕЩЕСТВЕ

Рассматривается теория резонансных осцилляций нейтрино в веществе [18,41] (эффект МСВ), получаемая из уравнения Вольфенштейна [19]. Дается критический анализ уравнения Вольфенштейна. Далее приводится теория усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе [23].

1. Теория резонансных осцилляций нейтрино в веществе. Для описания осцилляций нейтрино в веществе Вольфенштейн предложил уравнение [23]:

$$i \frac{d\nu}{dt} = \left(pI + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W} \right) \nu_\phi, \quad (3.1)$$

где p, \hat{M}^2, \hat{W} — импульс, квадрат массовой матрицы нейтрино в вакууме и матрица, учитывающая взаимодействия нейтрино с веществом,

$$\mathbf{v}_\phi = \begin{pmatrix} v_{\nu_e} \\ v_{\nu_\mu} \end{pmatrix}; \quad \hat{I} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Смешивание в (3.1) обусловлено недиагональностью матрицы \hat{M}^2 . Если энергия нейтрино не слишком велика, $S \ll G_F^{-1}$, и размер слоя вещества меньше длины поглощения, то взаимодействие нейтрино с веществом сводится к упругому рассеянию вперед на угол θ^0 . Выражения для W_e, W_μ можно получить, рассматривая изменение волновой функции за время dt . Оно связано с появлением дополнительной волны, являющейся результатом сложения волн рассеяния на частицы в слое $dR \equiv cdt$:

$$dv_\alpha = -iW_\alpha v_\alpha dR, \\ W_\alpha = \sum f_i^\alpha(0) N_i p^{-1} \quad (\alpha = e, \mu), \quad (3.2)$$

где $f_i^\alpha(0)$ — амплитуда рассеяния v_α на i -й компоненте вещества ($i = e, p, n$). N_i — концентрация распределения компонент.

Физические следствия для осцилляций определяются разностью диагональных членов в матрицах M^2 и W :

$$W = W_e - W_\mu = \sum \Delta f_i N_i p^{-1}, \quad (3.3)$$

где $\Delta f_i = f_i^e(0) - f_i^\mu(0)$.

Как видно из (3.3), если взаимодействие v_e и v_μ одинаково, то влияние вещества исчезает. Для существования эффекта необходимо несимметричное взаимодействие нейтрино — v_e, v_μ . Так как при низких энергиях нет рассеяния через заряженный ток у ν_μ, ν_τ то

$$\Delta f_i(0) = \sqrt{2} G_F p, \quad W = \sqrt{2} G_F N_e. \quad (3.4)$$

С.П.Михеев и А.Ю.Смирнов [18,42] показали, что уравнение (3.1) имеет решения резонансного характера (эффект МСВ), которые приводят к большим осцилляциям нейтрино. Этот эффект усиления осцилляций нейтрино в веществе вызвал большой интерес в связи с возможностью объяснения расхождения между измеренными в экспериментах потоками нейтрино от Солнца и расчетами по ССМ.

В вакууме $\hat{W} = 0$, и тогда (3.1) имеет вид

$$i \frac{d\mathbf{v}_\phi}{dt} = \left(p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} \right) \mathbf{v}_\phi. \quad (3.5)$$

Связь между v_ϕ и $v = (v_1, v_2)$ (2.33) устанавливается диагонализацией массовой матрицы \hat{M}^2 :

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

$$U(\theta)^+ M U(\theta) = m^2 = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Длина осцилляций нейтрино определяется формулой (2.45):

$$L_0 = \frac{4\pi p}{|m_1^2 - m_2^2|}, \quad E = pc. \quad (3.7)$$

Уравнение (3.1), при учете вклада взаимодействия нейтрино с веществом (3.3), имеет вид

$$i \frac{dv_\phi}{dt} = \hat{H} v_\phi, \quad \text{где } \hat{H} = \begin{vmatrix} H_e & \frac{1}{2} \bar{H} \\ \frac{1}{2} \bar{H} & H_\mu \end{vmatrix},$$

$$\bar{H} = -\frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{2p}; \quad H = H_e - H_\mu = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2p} + \frac{\sum \Delta f_i N_i}{2p}. \quad (3.8)$$

В среде с переменной плотностью $N_i = N_i(x)$, и уравнение (3.8) есть система дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами.

Собственная длина (длина дифракции) определяется как

$$L^0 = 2\pi W^{-1} = 2\pi \left(\frac{\sum \Delta f(0) N_i}{p} \right)^{-1} =$$

$$= 2\pi m_N (\sqrt{2} G_F \rho Y_e)^{-1} = (3 \cdot 10^7 \text{ м}) (\rho (\text{г/см}^3) \cdot 2Y_e)^{-1}, \quad (3.9)$$

где Y_e — число электронов на один нуклон.

Используя (3.9), H , \bar{H} можно представить в виде

$$H = -2\pi L_0^{-1} \left(\cos 2\theta - \frac{L_0}{L^0} \right),$$

$$\bar{H} = 2\pi L_0^{-1} \sin 2\theta. \quad (3.10)$$

Определим матрицу $U_m(\theta_m)$, диагонализующую массовую матрицу в случае взаимодействия нейтрино с веществом:

$$v_\phi = \hat{U}_m(\theta_m) v_m, \quad \hat{U}_m(\theta_m) = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix},$$

$$\hat{U}_m^+(\theta_m) \hat{H} \hat{U}_m(\theta_m) = \hat{H}_m = \text{diag}(H_1^d, H_2^d), \quad (3.11)$$

где θ_m — угол смешивания в веществе.

Из (3.8) и (3.11) следует

$$\sin 2\theta_m = \bar{H}(H^2 + \bar{H}^2)^{-1/2}, \quad (3.12)$$

$$H_{1,2}^d = \frac{1}{2} [H_e + H_\mu \pm (H^2 + \bar{H}^2)^{-1/2}],$$

$$M_i^2 = 2pH_i^d, \quad (3.13)$$

где v_{im} , M_i^2 — аналоги v_i , m_i^2 в веществе.

Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta_m$ от энергии нейтрино или плотности среды имеет резонансный характер. Из (3.12) и из выражения для H , \bar{H} (3.10) следует

$$\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot [(\cos 2\theta - L_0(L^0)^{-1})^2 + \sin^2 2\theta]^{-1}, \quad (3.14)$$

при (условие резонанса!)

$$\cos 2\theta \cong \frac{L_0}{L^0}, \quad \sin^2 2\theta_m \cong 1, \quad \theta_m \cong \frac{\pi}{4}. \quad (3.15)$$

Напомним, что из (2.45) и (3.9) следует $L_0/L^0 \sim \rho E$ ($E \cong pc$).

Полуширина резонанса на полувысоте определяется углом смешивания в вакууме

$$\Delta(L_0/L^0) = \frac{L_0}{L^0} \text{tg } 2\theta = \sin 2\theta. \quad (3.16)$$

Из (3.16) видно, что чем меньше угол вакуумного смешивания, тем уже резонансный пик.

Как видно из (3.15), резонансная плотность ($\rho_R = \rho Y_e$) есть

$$\rho_R = -m_N \Delta m^2 \cos 2\theta (2\sqrt{2} G_F E)^{-1}. \quad (3.17)$$

Перепишем (3.17) в виде

$$\frac{E\rho_R}{\Delta m^2} = -m_N (2\sqrt{2} G_F)^{-1}. \quad (3.18)$$

Из (3.18) видно, что если среда имеет переменную плотность (например, Солнце), то условие резонанса будет выполняться для нейтрино в широком диапазоне энергии.

Вероятность обнаружить нейтрино ν_e на расстоянии R от источника

$$P(E, R, \dots) = 1 - \sin^2 2\theta_m \cdot \sin^2 \frac{2\pi R}{L_m}, \quad (3.19)$$

где $L_m = \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta}$.

Из (3.14) видно, что

$$\text{при } L_0/L \rightarrow 0 \quad \sin_m^2 2\theta \equiv \sin^2 2\theta,$$

$$\text{при } L_0/L \rightarrow \infty \quad \sin_m^2 2\theta \equiv \sin^2 2\theta \cdot (L_0/L)^{-2}.$$

Более полное изложение теории МСВ-эффекта можно найти в обзоре [41].

В работах [20] проведен анализ уравнения Вольфенштейна (3.1). Это

есть уравнение Шредингера (точнее, Паули) для функции $\nu_{\phi} = \begin{pmatrix} \nu_{\nu_e} \\ \nu_{\nu_{\mu}} \end{pmatrix}$, где

$\nu_e = \nu_{Le} + \nu_{Re}$, $\nu_{\mu} = \nu_{L\mu} + \nu_{R\mu}$, т.е. оно является лево-право-симметричным уравнением для спинорных функций. В этом уравнении присутствует член \hat{W} , возникающий от слабого взаимодействия (вклад W -бозонов), содержащий только левое взаимодействие спиноров (2.8) (нейтрино), который подставляется в лево-право-симметричное уравнение (3.1) без указания его левого происхождения. И тогда мы видим, что это уравнение включает в себя член \hat{W} , происходящий не от слабого взаимодействия, а от гипотетического лево-право-симметричного взаимодействия, и получаемый эффект резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе связан именно с этим гипотетическим лево-право-симметричным взаимодействием. Для правильного учета левого характера слабого взаимодействия, видимо, необходимо сформулировать не уравнение типа Шредингера, а уравнение типа Дирака.

Как видно из уравнений (3.1) и (3.13), для существования эффекта усиления осцилляций нейтрино в веществе необходимо, чтобы результат от взаимодействия нейтрино с веществом сводился к изменению эффективной массы ν_e нейтрино. Если эффективная масса ν_e нейтрино будет расти в веществе за счет вклада гипотетического взаимодействия и $m_{\nu_e} \equiv m_{\nu_{\mu}}$, то

угол смешивания $\theta \equiv \frac{\pi}{4}$. В связи с этим интересно проследить, может ли вклад слабого взаимодействия нейтрино в веществе привести к изменению эффективной массы ν_e .

Стандартный массовый лагранжиан фермионов имеет вид

$$L_{M_0} = -\bar{\Psi} M_0 \Psi. \quad (3.21)$$

Во всех существующих методах и подходах в нерелятивистской и релятивистской квантовой теории [43], используемых для получения (вычисления) масс (или собственных энергий) частиц, предполагается, что левые и правые компоненты фермионов симметричным образом принимают участие во взаимодействиях. Тогда при учете вклада взаимодействия в массу фермионов M_{ef} массовый лагранжиан приобретает вид:

$$L_M = -\bar{\Psi} M_0 \Psi - \bar{\Psi} M_{ef} \Psi = -\bar{\Psi} (M_0 + M_{ef}) \Psi = -\bar{\Psi} M \Psi. \quad (3.22)$$

Определим теперь массовый лагранжиан фермиона (нейтрино) с учетом того, что правая компонента фермиона (нейтрино) не принимает участия в (слабых) взаимодействиях (2.8). Тогда массовый лагранжиан фермиона (нейтрино) имеет вид

$$L_M = -\bar{\Psi} M_0 \Psi - \bar{\Psi}_L M_{ef} \Psi_R - \bar{\Psi}_R M_{ef} \Psi_L. \quad (3.23)$$

Так как $\Psi_R, \bar{\Psi}_R$ не принимают участия в (слабых) взаимодействиях, то получаем

$$L_M = -\bar{\Psi} M_0 \Psi + 0; \quad M = M_0. \quad (3.24)$$

Итак, слабое взаимодействие не может давать вклад в массовый лагранжиан.

Естественно тогда задаться вопросом: что происходит с нейтрино при его прохождении в веществе? Из предыдущих обсуждений мы приходим к такому выводу. При прохождении через вещество левая компонента нейтрино, взаимодействующая с веществом через W -бозоны, получает дополнительную кинетическую энергию, которую мы не можем пересчитать в эффективную массу (как, например, это можно сделать для электрона в металле, где эффективная масса электрона может меняться), т.к. правая компонента нейтрино не взаимодействует с веществом через W -бозоны.

Более полное обсуждение вопроса, связанного с массой нейтрино, можно найти в [28,29].

Вернемся снова к уравнению Вольфенштейна и посмотрим, может ли это уравнение с содержащимся в нем гипотетическим (лево-правосимметричным) взаимодействием привести к существованию резонансного усиления осцилляций в веществе? Ответ, видимо, является однозначным.

Это уравнение в таком виде приводит к резонансному усилению осцилляций в веществе. Однако опять возникает вопрос, относящийся к самому уравнению: можно ли в это уравнение одновременно подставлять недиагональный массовый член $\frac{\hat{M}^2}{2p}$, ответственный за смешивание нейтрино, и член \hat{W} , связанный с гипотетическим лево-право-симметричным взаимодействием? Появление этого вопроса связано с тем, что в области действия гипотетического взаимодействия (действие которого совпадает со слабым взаимодействием), т.е. на расстояниях порядка $\frac{1}{m_W}$, не обнаружено заметного нарушения лептонных чисел. Тогда можно сделать вывод, что нарушение лептонных чисел происходит на более малых расстояниях, т.е. недиагональный массовый член \hat{M}^2 должен возникать на более малых расстояниях. Тогда встает вопрос: может ли этот массовый член, возникающий на более малых расстояниях, чувствовать массу, возникающую на расстояниях порядка $\frac{1}{m_W}$? Ответ на этот вопрос, видимо, является однозначным: массовый член \hat{M}^2 может чувствовать только те массы, которые возникают на расстояниях, сравнимых с расстоянием, при котором возникает сам этот массовый член, т.е. если мы хотим учесть вклад гипотетического взаимодействия в уравнении (3.1), в массе нейтрино мы должны учитывать только ту часть, которая возникает от этого гипотетического взаимодействия на расстояниях порядка расстояний, при которых возникает массовый член \hat{M}^2 . Итак, мы пришли к выводу, что уравнение (3.1) в таком виде не учитывает то, что члены \hat{M}^2 и \hat{W} возникают на разных расстояниях, и для правильной формулировки уравнения необходимо их совмещение.

В подтверждение отмеченной проблемы приведем пример, связанный со смешиванием кварков. В рассматриваемом примере аналогом гипотетического лево-право-симметричного взаимодействия в уравнении (3.1) является сильное взаимодействие, а аналогом массового члена \hat{M}^2 , ответственного за смешивание нейтрино (видимо, можно предположить, что за этой матрицей стоит взаимодействие, нарушающее лептонные числа), является смешивание s - и d -кварков или слабое взаимодействие, ответственное за это смешивание. Рассмотрим слабый распад Λ^0 [37]. Матричный элемент этого распада пропорционален $\sin \theta_C$ (θ_C — угол Кабиббо [38]). Так как странный кварк в Λ^0 -гипероне является конституентным кварком (как известно [44], конституентные кварки имеют массы 300 МэВ) и $m_s^0 \cong m_d^0$ то угол смешивания θ_C , который можно выразить через массы этих кварков

$(\sin \theta_C \sim \sqrt{m_d^0/m_s^0}$ [45]), должен быть большим из-за вклада сильного взаимодействия массы s - и d -кварков в Λ^0 -гипероне $\left(\theta_C \cong \frac{\pi}{4} \right)$. На самом деле, так как слабое взаимодействие, смешивающее s - и d -кварки, действует на малых расстояниях и не чувствует массы, генерируемые сильным взаимодействием на характерных для него расстояниях, то угол смешивания θ_C должен определяться токовыми массами кварков [45] m_d, m_s , и в результате этот угол смешивания θ_C не увеличивается за счет вклада сильного взаимодействия.

В заключение отметим, что эффект усиления осцилляций, полученный из уравнения (3.1), является красивым эффектом, но, к сожалению, отмеченные выше два недостатка этого уравнения приводят к необходимости дальнейшего обоснования возможности существования этого эффекта.

Перейдем к обсуждению другого механизма [23] усиления осцилляций нейтрино в веществе.

2. Теория усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе.

Как указывалось во втором разделе, если массы различных типов нейтрино различаются, 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 вещество. Переход на массовую поверхность соответствующего нейтрино будет происходить при слабом взаимодействии нейтрино в веществе (по аналогии с γ - ρ^0 -переходом). Будем предполагать, что разность масс $\nu_l, \nu_{l'}$ нейтрино достаточно мала, и поэтому можно считать, что вероятность перехода на массовую поверхность $\nu_{l'}$ пропорциональна полному упругому сечению слабого взаимодействия нейтрино $\sigma^{el}(p)$ (для упрощения рассматриваем осцилляции двух нейтрино). Тогда длина упругого взаимодействия нейтрино в веществе с плотностью, зарядом и атомным номером ρ, z, A и импульсом p определяется выражением

$$\Lambda_0 \sim \frac{1}{\sigma^{el}(p) \rho (z/A)}. \quad (3.25)$$

Если разность масс нейтрино достаточно большая, то можно это учесть, используя технику модели векторной доминантности [39]. Как отмечалось

выше, мы считаем эту разность очень маленькой величиной, и поэтому используем формулу (3.25).

За упругое рассеяние нейтрино в веществе отвечает действительная часть амплитуды рассеяния вперед $\text{Re } f_i(p, 0)$, которая связана с коэффициентом рефракции выражением

$$p(n_i - 1) \equiv \frac{2\pi N_e f_i(p, 0)}{p}, \quad i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau. \quad (3.26)$$

Учитывая, что [19]

$$f_i(p, 0) \equiv \frac{\sqrt{2}}{2\pi} G_F p \left(\frac{M_i^2}{M_W^2} \right), \quad (3.27)$$

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

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

получаем

$$p(n_i - 1) \equiv \sqrt{2} G_F N_e \left(\frac{M_i^2}{M_H^2} \right).$$

Фаза амплитуды упругого рассеяния изменяется на 2π на длине

$$\Lambda_0 \equiv \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F \rho (z/A)} = 2\pi L^0. \quad (3.28)$$

(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 осцилляций нейтрино при прохождении через вещество толщиной L . Эта вероятность равна

$$P(L) = 1 - e^{-2\pi L/\Lambda_0}. \quad (3.29)$$

Тогда, используя формулы (3.28), (3.29), можно определить вероятность осцилляций нейтрино $P_{\nu_i \nu_{i'}}(L)$ для различных толщин L . Для этого усредним по R выражение для вероятности осцилляции нейтрино [35]:

$$P_{\nu_i \nu_{i'}}(R) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_i \nu_{i'}} \left(1 - \cos 2\pi \frac{R}{L_0} \right), \quad (3.30)$$

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

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

Тогда вероятность осцилляций $\rho_{\nu_l\nu_{l'}}(L)$ или угол смешивания β для случая $\Lambda_0 \geq L_0$ определяется выражениями:

а) для толщин L , сравнимых с Λ_0 ,

$$\rho_{\nu_l\nu_{l'}}(L) = \frac{1}{2} \sin^2 2\beta \equiv \bar{P}_{\nu_l\nu_{l'}} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l\nu_{l'}}, \quad (3.31)$$

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

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

$$\rho_{\nu_l\nu_{l'}}(L) = \frac{1}{2} \sin^2 2\beta \equiv \frac{1}{2} \quad (3.32)$$

при $\beta \equiv \frac{\pi}{4}$;

в) для промежуточных толщин L

$$\frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{\nu_l\nu_{l'}} \leq \rho_{\nu_l\nu_{l'}}(L) \leq \frac{1}{2} \quad (3.33)$$

или

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

В случае $L_0 \geq \Lambda_0$ также выполняются (3.31)—(3.33), но тогда необходимо заменить Λ_0 на L_0 , и толщина вещества будет определяться в единицах L_0 . Кроме того, т.к. длина осцилляций L_0 в этом случае увеличивается с ростом импульса нейтрино (см. (3.30)), то число длин осцилляций $n = L/L_0$, укладывающихся на заданную толщину L , будет падать с ростом импульса нейтрино, и, соответственно, вероятность осцилляций нейтрино $\rho_{\nu_l\nu_{l'}}(L)$ будет уменьшаться с ростом импульса.

Рассмотрим более детально вопрос о вероятности осцилляций нейтрино для промежуточных значений числа взаимодействий n . Распределение вероятностей n кратного упругого взаимодействия нейтрино для толщин L со средним значением $\bar{n} = L/\Lambda_0$ при не очень больших \bar{n} определяется формулой Пуассона:

$$f(n, \bar{n}) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (3.34)$$

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

$$f(n, \bar{n}, \bar{n}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}. \quad (3.35)$$

А вероятность перехода нейтрино ν_l в ν_l и $\nu_{l'}$ при n -кратном упругом взаимодействии нейтрино определяется рекуррентными соотношениями,

$$\theta \equiv \theta_{\nu_l \nu_{l'}}.$$

$$\rho_{\nu_l \nu_l}^{(1)} = 1 - (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta,$$

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(1)} = (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta,$$

$$\vdots$$

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n)} = \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta) + \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta, \quad (3.36)$$

$$\rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n)} = \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta) + \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - e^{-B}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta.$$

Если положить $B = 2\pi$, то членом e^{-B} в (3.36) можно пренебречь. Для средних оценок можно воспользоваться тем, что

$$\bar{n} = \int f(n, \bar{n}, \bar{n}) dn = \bar{n}. \quad (3.37)$$

Тогда средняя вероятность осцилляций нейтрино равна

$$\rho(\nu_l \rightarrow \nu_l) \equiv \rho_{\nu_l \nu_l}^{(\bar{n})},$$

$$\rho(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \equiv \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(\bar{n})}. \quad (3.38)$$

Из (3.36) и (3.38), если $\sin^2 2\theta$ является достаточно малой величиной ($\sin^2 2\theta \ll 1$), можно получить (в (3.36) сохранены члены первого порядка по $\sin^2 2\theta$):

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

$$\rho(\nu_1 \rightarrow \nu_\mu) = \bar{n} \frac{1}{2} \sin^2 \theta. \quad (3.39)$$

При получении выражений (3.31)—(3.33) использовалось приближение (которое хорошо работает при высоких энергиях) $L^0 = L_e^0 \cong L_\mu^0 \cong L_\tau^0$. На самом деле длины взаимодействия ν_e и ν_μ , ν_τ при низких энергиях различаются, так как рассеяние ν_e происходит через нейтральный и заряженный токи (2.8), (2.11), в то время как рассеяние ν_μ , ν_τ проходит через нейтральный ток. Отношение $L_\mu^0(L_\tau^0)$ к L_e^0 можно найти из (2.8) и (2.11) [23]:

$$L_\mu^0 = L_\tau^0; \quad \delta = \frac{L_\mu^0}{L_e^0} \cong 2,49. \quad (3.40)$$

Тогда отношение средних чисел длин взаимодействия ν_e , ν_μ , ν_τ равно

$$\bar{n}_e / \bar{n}_\mu = \bar{n}_e / \bar{n}_\tau \cong 2,49. \quad (3.41)$$

Если учесть (3.40) (при низких энергиях), то картина усиления осцилляций нейтрино в веществе будет существенно зависеть от вакуумного угла смешивания θ . Если

$$\sin^2 2\theta \geq \frac{1}{\delta}, \quad (3.42)$$

то происходит преимущественный переход в ν_e нейтрино. Это означает, что при прохождении ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино через вещество происходит преимущественный переход к ν_e нейтрино, а ν_e нейтрино преимущественно будет оставаться в том же состоянии (этот эффект усиления осцилляций нейтрино сильно влияет на состав нейтрино при взрыве сверхновой).

В случае, когда

$$\sin^2 2\theta \ll 1, \quad (3.42)$$

происходит усиление осцилляций нейтрино в веществе (т.е. переход ν_e в ν_μ , ν_τ), но при этом нужно учесть, что среднее число длин взаимодействия ν_μ , ν_τ меньше в δ раз, и, соответственно, в выражении (3.39) \bar{n} заменяется на \bar{n}_μ , \bar{n}_τ .

В выражении (3.39) можно восстановить временную зависимость, по которой произведено усреднение в (3.30), тогда

$$\rho(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \bar{n} \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{2\pi R}{L_0} \right). \quad (3.43)$$

В заключение отметим, что рассмотренные механизмы усиления осцилляций нейтрино в веществе приводят только к изменению угла

смешивания нейтрино, и для их реализации требуется существование вакуумного угла смешивания нейтрино.

4. ВОЗМОЖНЫЕ СПОСОБЫ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ДЕФИЦИТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Прежде чем приступить к обсуждению возможных способов решения проблемы дефицита солнечных нейтрино, приведем необходимые для этого материалы: элементы ССМ и расчетные результаты по этой модели; краткое описание экспериментальных установок по изучению потоков нейтрино от Солнца вместе с измеренными на них потоками нейтрино.

1. Элементы ССМ. Хорошо известно [16], что светимость Солнца (звезд) обеспечивается ядерными процессами, происходящими внутри звезд. В простейшем виде уравнение баланса гравитационных сил и сил давления, возникающих за счет энерговыделения, имеет вид

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (4.1)$$

где r — расстояние от центра, $P(r)$, $\rho(r)$, $T(r)$ и $M(r)$ — давление, плотность, температура и масса соответственно. Величины $M(r)$ и $\rho(r)$ связаны соотношением

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (4.2)$$

Поток энергии $L(r)$ (при заданном r) в единицу времени через сферу радиуса r выражается формулой

$$L(r) = -4\pi r^2 \frac{ac}{3k\rho(r)} \frac{dT^4(r)}{dr},$$

где k — коэффициент непрозрачности, который зависит от ядерного состава звезды, a — постоянная Стефана — Больцмана, c — скорость света. Полная генерируемая энергия (без учета энтропийного члена, которым можно пренебречь)

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi\rho(r)\epsilon. \quad (4.3)$$

И, наконец, наблюдаемая полная светимость

$$L_{\odot} = \int_0^{R_{\odot}} \frac{dL(r)}{dr} dr. \quad (4.4)$$

В (4.3) и (4.4) ε — энергия, производимая в единицу времени и массы

$$\varepsilon = \sum_{i,j} (Q - \langle q_\nu \rangle)_{ij} n_i(r) n_j(r) \langle \sigma v \rangle_{ij} \frac{1}{(1 + \delta_{ij})}, \quad (4.5)$$

где Q — энергия от реакции ядер i и j , $\langle q_\nu \rangle$ — средняя энергия, уносимая нейтрино, $n_i(r)$, $n_j(r)$ — плотность содержания ядер i , j , σ — полное сечение, v — относительная скорость между i и j , δ_{ij} — символ Кронекера, $\langle \sigma v \rangle$ — усреднение по максвелл-больцмановскому распределению.

Величину $\sigma(E)$ можно записать в виде

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{(-2\pi\eta)}, \quad (4.6)$$

$$\eta = Z_i Z_j \left(\frac{e^2}{\hbar v} \right).$$

Величина $S(E)$ слабо зависит от энергии, поэтому

$$\langle \sigma v \rangle = \left[\frac{8}{\pi \mu (KT)^3} \right]^{1/2} f_0 \int_0^\infty dE S(E) \exp \left(-2\pi\eta - \frac{E}{KT} \right), \quad (4.7)$$

где μ — приведенная масса ядер i и j , f_0 — величина, учитывающая эффект экранирования.

При решении уравнения (4.4) необходимо учесть начальную температуру Солнца, которая обычно считается равной $\sim 10^7$ К или 1 кэВ.

В табл.2 и 3 приведены два цикла реакций pp и CNO, являющихся основными источниками потока энергии и нейтрино от Солнца.

Кроме того, для решения уравнения (4.4) необходима детальная информация о коэффициенте непрозрачности k и химическом составе Солнца. Тогда, зная L_\odot , M_\odot и R_\odot , уже можно численно решить уравнение (4.4) и получить все выходные параметры Солнца. На рис.2 приведен энергетический спектр нейтрино [15] от различных источников. Также были оценены [15] температурные зависимости потоков нейтрино, которые оказались пропорциональны T^{18} , T^8 и $T^{-1.2}$ для ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ и pp нейтрино соответственно. В табл.4 приведены вычисленные потоки солнечных нейтрино от некоторых источников, а также оценка их погрешности (3 σ).

2. Краткое описание экспериментальных установок по измерению потока нейтрино от Солнца. Приводятся измеренные на этих установках и рассчитанные по ССМ потоки нейтрино.

${}^{37}\text{Cl} - {}^{37}\text{Ag}$ эксперимент (Хоумстейк, США). С 70-х годов в Брукхэйвенской национальной лаборатории [12,46] проводятся измерения потока

Таблица 2. *pp*-цикл на Солнце

Реакция	Доля, %	Энергия ν , МэВ
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ \nu_e$	100	$\leq 0,420$
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	0,4	1,442
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	100	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$	85	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ или	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	15 (90%) (10%)	0,861 0,383
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	15	
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0,02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	0,02	≤ 15
${}^7\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$		

Таблица 3. Основные реакции цикла CNO на Солнце

Реакция	Энергия ν , МэВ
${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$	$\leq 1,199$
${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	
${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ \nu_e$	$< 1,732$
${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$	

Таблица 4. Вычисленные потоки солнечных нейтрино
(ошибки соответствуют 3σ)

Источники	Поток, $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
<i>pp</i>	6,0 ($1 \pm 0,2$)
<i>pep</i>	0,014 ($1 \pm 0,05$)
${}^7\text{Be}$	0,47 ($1 \pm 0,15$)
${}^8\text{B}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$ ($1 \pm 0,37$)
${}^{13}\text{N}$	0,06 ($1 \pm 0,50$)
${}^{13}\text{O}$	0,05 ($1 \pm 0,58$)

Таблица 5. Скорости реакции (в SNU) для Cl-детектора, рассчитанные по CCM, и среднее число атомов (в SNU), зарегистрированных в $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ эксперименте (Хоумстейк)

Источники	<i>реp</i>	^7Be	^8B	^{15}O	Итого
Потоки (расчет)	0,23	1,7	6,1	0,3	$\cong 7,9 \pm 2,6$
Потоки (эксперимент)	—	—	—	—	2,55 ($\pm 10\%$)

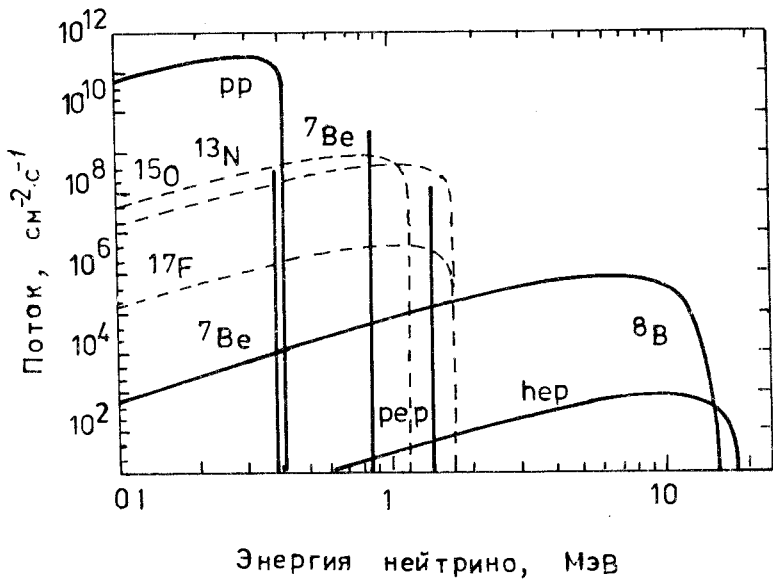


Рис. 2. Спектр солнечных нейтрино, рассчитанный по стандартной модели. Ордината — плотность потока солнечных нейтрино у поверхности Земли. Плотность потока моноэнергетических нейтрино (*реp*, ^7Be) дана в единицах $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, а нейтрино с непрерывным спектром — в единицах $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{МэВ}^{-1}$

солнечных нейтрино на детекторе, который представляет собой большой резервуар, заполненный $3,8 \cdot 10^5$ л перхлорэтилена (C_2Cl_4) ($2,2 \cdot 10^{30}$ атомов), расположенный на глубине 1400 м (4000 м водного эквивалента). Изотоп ^{37}Ar , образующийся вследствие взаимодействия нейтрино с ядрами ^{37}Cl , периодически извлекался для определения числа его атомов. Период полураспада ^{37}Ar составляет $T_{1/2} \cong 35$ суток. Порог регистрации нейтрино $E_{thres} = 0,814$ МэВ. В табл.5 приводится среднее число образовавшихся атомов ^{37}Ar в SNU вместе с расчетами по ССМ (1 SNU — 1 захват в секунду на 10^{36} атомов мишени). Как видно из табл.5, расхождение между расчетом и экспериментом составляет более трех единиц.

Камиоканде (Япония). Детектор Kamiokande — это цилиндр высотой 16 м и диаметром 19 м, заполненный 3000 т воды (H_2O) [17], который расположен на глубине 2700 м водного эквивалента (полезный объем детектора 680 т). Порог регистрации 7,5 МэВ. Нейтрино регистрируются в процессе рассеяния нейтрино на электроне $\nu + e^- \rightarrow e^- + \nu$.

Измеренный поток солнечных нейтрино относительно расчетных данных по ССМ и другим моделям:

Данные/ССМ	$0,5 \pm 0,04 \pm 0,06$	Bahcall [15]
—	$0,66 \pm 0,05 \pm 0,08$	Turch-Chieze [47]
—	$0,80 \pm 0,06$	Dar-Shaviv [48].

$^{71}Ga - ^{71}Ge$ эксперимент в Гран-Сассо (Италия). $^{71}Ga - ^{71}Ge$ детектор GALLEX [21] в Гран-Сассо — это танк, заполненный 29,5 т ^{71}Ga (в растворе гидрохлорида галлия $GaCl_3$). Порог регистрации нейтрино $E_{thres} = 0,233$ МэВ. Атомы ^{71}Ge , образовавшиеся в танке, периодически извлекаются (период полураспада $T_{1/2} = 11,43$ сут) и подсчитываются.

$^{71}Ga - ^{71}Ge$ эксперимент на Баксане — SAGE (Россия). $^{71}Ga - ^{71}Ge$ детектор на Баксане [22] содержит 55 т металлического галлия и состоит из 7 реакторов. Так же, как и в эксперименте GALLEX, образовавшиеся атомы ^{71}Ge периодически извлекаются из реакторов и подсчитывается их число.

В табл.6 приводятся полученные в этих экспериментах данные по потоку нейтрино вместе с расчетами по ССМ. Из этой таблицы можно сделать вывод о наличии определенного дефицита солнечных нейтрино.

Super-Kamiokande (Япония). Детектор Super-Kamiokande [25] будет содержать 50000 т H_2O (полезный объем 22000 т (m^3)). Порог регистрации $E_{thres} = 5-7$ МэВ. Нейтрино наблюдаются в реакции рассеяния нейтрино на

Таблица 6. Измеренные в экспериментах GALLEX и SAGE средние потоки нейтрино и расчетные по CCM потоки нейтрино (в SNU)

Источники	Расчет по CCM	GALLEX	SAGE
$pp + pep$	74		
${}^7\text{Be}$	36		
${}^8\text{B}$	14		
${}^{15}\text{N} + {}^{15}\text{O}$	8		
Итого	132	$79 \pm$ 10 стат. ± 6 сист.	$73 \pm$ 18 стат. ± 5 сист.

электроне. На этом детекторе будет определяться энергетический спектр нейтрино. Запуск этой установки планируется в конце 1996 г.

SNO (Канада). Детектор SNO [26], содержащий 1000 т тяжелой воды (D_2O), размещен в шахте Садбери на глубине 2073 м в.э. (нейтринная обсерватория в Садбери). Начало работы детектора планируется в 1996 г.

Нейтрино наблюдаются в реакциях:

$$1) \nu_X + e^- \rightarrow \nu_X + e^- \quad E_{\text{thres}} \cong 6 \text{ МэВ}$$

$$2) \nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad E_{\text{thres}} \cong 1,45 \text{ МэВ}$$

$$3) \nu_X + d \rightarrow p + n + \nu_X \quad E_{\text{thres}} \cong 2,23 \text{ МэВ}$$

$$X = e, \mu, \tau.$$

Реакция 1 идет через заряженный ток, если $X = e$, и через нейтральный, если $X = \mu, \tau$; реакция 2 идет только через нейтральный ток. Сравнение результатов, полученных в этих двух реакциях (или других пар), позволит модельно-независимым путем проверить существование осцилляций нейтрино.

Borexino (Гран-Сассо, Италия). В новом варианте этого детектора [49] используется $\cong 300$ т жидкого сцинтиллятора, находящегося в сферическом сосуде, который размещен внутри емкости, заполненной сверхчистой водой (H_2O). Полезный объем детектора будет содержать $\cong 100$ т жидкого сцинтиллятора. Нейтрино наблюдаются в реакциях упругого рассеяния и возбуждения ядер сцинтиллятора. Энергетический порог регистрации нейтрино $E_{\text{thres}} > 0,4 \text{ МэВ}$ (при чистоте 10^{-16} г примеси урана или тория на 1 г детектора). Запуск установки планируется в 1996—1997 гг.

3. Возможные способы решения проблемы дефицита солнечных нейтрино. Наиболее традиционными способами, предлагаемыми для решения проблемы солнечных нейтрино, являются:

- а) вакуумные осцилляции нейтрино,
- б) осцилляции нейтрино в веществе,
- в) переверот спина нейтрино в магнитном поле Солнца,
- г) модификация ССМ,
- д) распад нейтрино.

Кратко обсудим указанные способы решения проблемы солнечных нейтрино.

Вакуумные осцилляции нейтрино. Приведенные выше экспериментальные результаты, полученные в Хоумстейке, Камиоканде, Гран-Сассо (GALLEX) и Баксане (SAGE), показывают, что относительные потоки нейтрино ($P_{\text{exp}}/P_{\text{theor}}$) зависят от порогов регистрации нейтрино, т.е. от энергии нейтрино. Поэтому, видимо, представляет большие трудности объяснить эти результаты вакуумными осцилляциями нейтрино.

Осцилляции нейтрино в веществе (толще Солнца). В настоящее время существуют многочисленные публикации, в которых эффект МСВ используется для объяснения дефицита солнечных нейтрино.

Приведенный в третьем разделе критический анализ уравнения Вольфенштейна показывает, что этот эффект не был теоретически обоснован. Поэтому формулу, используемую для описания дефицита солнечных нейтрино (3.19), мы будем рассматривать как параметризационную.

С использованием этой параметризационной формулы осцилляций нейтрино для одновременной обработки результатов экспериментов $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$, Камиоканде и $^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ (GALLEX) в сравнении с расчетными по ССМ потоками нейтрино в работе [50] были получены следующие значения для Δm^2 и $\sin^2 2\theta$:

$$\text{а) } \Delta m^2 = 6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2 2\theta = 7 \cdot 10^{-3},$$

$$\text{б) } \Delta m^2 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2 2\theta = 0,6.$$

Используя механизм усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе (разд.3, п.2), можно провести оценку вакуумного угла смешивания. Для этого определим среднее число упругих взаимодействий электронных нейтрино, родившихся внутри Солнца, по формуле (3.28):

$$\bar{n}_{\nu_e} \cong 40. \quad (4.8)$$

Тогда \bar{n}_{ν_μ} , \bar{n}_{ν_τ} можно получить, используя выражение (3.41):

$$\bar{n}_{\nu_{\mu}} \cong \bar{n}_{\nu_{\tau}} \cong 16. \quad (4.9)$$

Для вероятности перехода $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ из (3.39) имеем

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}) \cong \bar{n}_{\nu_{\mu}} \frac{1}{2} \sin^2 2\theta. \quad (4.10)$$

Если предположить, что дефицит солнечных нейтрино связан с осцилляциями нейтрино, то, используя данные эксперимента GALLEX [21] и предсказания ССМ [15] по потоку нейтрино ($P_{\text{exp}}/P_{\text{theor}} \cong 0,7$) и формулу (4.10), получим

$$\sin^2 2\theta \cong 3,75 \cdot 10^{-2}. \quad (4.11)$$

Выражение (4.11) получено в предположении, что $\sin^2 2\theta \ll 1$. По поводу зависимости n (или \bar{n}) от импульса нейтрино, когда $L_0 > \Lambda_0$, см. формулу (3.30) и с.82. обзора.

Переверот спина нейтрино в магнитном поле Солнца. Результаты, полученные в эксперименте $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ (Хоумстейк), указывают на существование антикорреляции потоков нейтрино с солнечной активностью [46]. Возможным объяснением этого наблюдения может быть наличие магнитного момента у нейтрино [51], который должен быть достаточно большим: $\mu_{\nu} \geq 10^{-11} \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора). Тогда при прохождении нейтрино через магнитные поля в верхних слоях Солнца спин нейтрино может перевернуться и в результате нейтрино станет стерильным. Однако экспериментальные результаты на Камиоканде [17] не подтверждают существование указанной антикорреляции. С другой стороны, теоретически трудно обосновать возникновение такого большого магнитного момента у нейтрино [52]. В принципе, видимо, необходимо учитывать возможность вклада такого механизма в поток активных нейтрино.

Модификация ССМ. В общем, нельзя исключить, что ССМ [15] требует определенной поправки, и тогда расчеты потоков нейтрино по ССМ могут измениться. Это, в свою очередь, повлечет изменение интерпретации экспериментальных результатов [48,53].

Распад нейтрино. Распад нейтрино может существовать только в теории с реальными вакуумными осцилляциями нейтрино (критику старой теории осцилляций нейтрино см. в разд.2, п.3). Распад нейтрино может происходить при прохождении нейтрино через Солнце в рассмотренном выше механизме усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе, т.е. когда ν_e переходят в ν_{μ}, ν_{τ} . Тогда, если при распаде ν_{μ}, ν_{τ} в ν_e, ν_e имеют малую энергию, из-за чего они уходят за порог регистрации нейтрино на существующих экспериментальных установках, то может наблюдаться дефицит солнечных нейтрино. Однако из-за того, что нейтрино имеют

большие времена жизни [54,35], видимо, не представляется возможным с помощью такого механизма объяснить заметное уменьшение потока солнечных нейтрино.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен анализ старой теории осцилляций нейтрино, построенной по аналогии с K^0 -, \bar{K}^0 -осцилляциями. В этой теории осцилляции нейтрино являются реальными и в случае, когда нейтрино имеют разные массы. Это является следствием предположения, что нейтрино рождаются с нарушенными лептонными числами (т.е. в смешанном состоянии). Показано, что такая возможность может реализоваться с малой вероятностью, и в этом случае рождаются не физические нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), а ν_1, ν_2, ν_3 .

Показано, что когда нейтрино имеют разные массы, то должны быть виртуальные осцилляции нейтрино (см. разд.2). Этот вывод основан на том, что нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) рождаются в слабых взаимодействиях и находятся на своих массовых поверхностях, и если далее существует (действует) взаимодействие, нарушающее лептонные числа, т.е. имеют место осцилляции нейтрино, то это происходит без схода с массовой поверхности (т.е. осцилляции будут виртуальными) по аналогии с γ - ρ^0 -переходами в модели векторной доминантности.

В рамках этого подхода построена теория усиления осцилляций нейтрино в веществе. Механизм этого усиления следующий: в результате слабого взаимодействия (виртуально) осциллирующих нейтрино с веществом происходит переход на массовую поверхность соответствующих нейтрино (например, ν_e переходит в ν_μ). Если толщина вещества (Солнца) достаточно большая (см. (3.39), (4.10)), то нейтрино (ν_μ, ν_τ) накапливаются, и это может происходить (если толщина вещества очень большая) вплоть до установления равновесия между различными типами нейтрино.

2. Показано, что уравнение Вольфенштейна, из которого получен эффект резонансного усиления осцилляций нейтрино (МСВ-эффект), не имеет отношения к слабому взаимодействию, которое является левым взаимодействием. В этом уравнении содержится вклад гипотетического лево-право-симметричного взаимодействия, т.е. МСВ-эффект возникает от этого гипотетического взаимодействия. Кроме того, при выводе уравнения Вольфенштейна на учитывалось также то, что можно использовать только часть эффективной массы, генерируемой этим гипотетическим взаимодействием, возникающей на расстояниях, где происходит нарушение лептонных чисел (см. разд.3, п.1), а не всю эффективную массу.

3. Из полной энергии, выделяемой на Солнце, только несколько процентов (2—4%) энергии уносится нейтрино (точность, с которой определяется поток тепловой энергии Солнца, ~1%). Если учесть очень сильную температурную зависимость (T^{18}) потоков высокоэнергичных солнечных нейтрино и неопределенность, которая может содержаться в ССМ, то, видимо, трудно сделать однозначные выводы из сравнения этих расчетов с измеренными потоками высокоэнергичных нейтрино.

4. Все имеющиеся указания на возможность существования осцилляций нейтрино основываются на сравнении измеренных потоков нейтрино с расчетами по ССМ. Поэтому представляет принципиальный интерес дальнейшее уточнение и подтверждение ССМ.

5. Видимо, для доказательства существования осцилляций нейтрино требуется прямой эксперимент по его обнаружению. Поэтому представляет принципиальный интерес эксперимент SNO (Канада), где возможна (безмодельная) прямая проверка существования осцилляций нейтрино.

6. Как уже отмечалось, аналогия со смешиванием кварков дает надежду на возможность существования осцилляций нейтрино. Обнаружение осцилляций нейтрино послужило бы толчком к выбору дальнейшего пути развития физики высоких энергий и элементарных частиц за рамками стандартной модели.

Я благодарен профессорам Р.Г.Позе и А.А.Тяпкину за постоянную поддержку и профессору А.Н.Сисакяну за внимание и обсуждения данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Паули В. — Письмо Физическому обществу Тюбингена. Воспроизведено в статье: Brown L.M. — *Physics Today*, 1930, vol.31, No.9, p.23.
2. Fermi E. — *Z. Physik*, 1934, vol.88, p.161.
3. Reines F., Cowan C.L. — *Phys. Rev.*, 1953, vol.90, p.492.
4. Danby G. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol.9, p.36.
5. Perl M.L. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, vol.35, p.1489.
6. Glashaw S.L. — *Nucl. Phys.*, 1961, vol.22, p.579;
Weinberg S. — *Phys. Rev. Lett.*, 1967, vol.19, p.1264;
Salam A. — In: Proc. of the 8-th Nobel Symp. (ed. by N.Svarthholm). Almqvist and Wiksell, Stockholm; 1968, p.367.
7. Понтекорво Б.М. — *ЖЭТФ*, 1957, т.33, с.549; *ЖЭТФ*, 1958, т.34, с.247.
8. Maki Z. et al. — *Prog. Theor. Phys.*, 1962, vol.28, p.870.
9. Понтекорво Б.М. — *ЖЭТФ*, 1967, т.53, с.1717.
10. Belotti E. — In: Proc. 27-th Intern. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, July 1994.
11. Бештовев Х.М. — ИЯИ АН СССР, П-577, М., 1988.
12. Davis R. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1968, vol.20, p.1205.

13. **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.
14. **Gribov V., Pontecorvo B.M.** — *Phys. Lett. B*, 1969, vol.28, p.493.
15. **Bahcall J.N.** — 1989, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge, Cambridge Univ. Press).
16. **Bethe H., Peierls C.I.** — *Nature*, 1934, vol.133, p.532;
Burbidge E.M. et al. — *Rev. Mod. Phys.*, 1957, vol.29, p.547;
Koshiha M. — *Phys. Rep.*, 1992, vol.220, p.231.
17. **Hirata K.S. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol.63, p.16.
18. **Mikheyev S.P., Smirnov A.Ju.** — *Nuovo Cim.*, 1986, vol.9, p.17.
19. **Wolfenstein L.** — *Phys. Rev. D*, 1978, vol.17, p.2369.
20. **Beshtoev Kh. M.** — JINR, E2-91-183, Dubna, 1991; *Proc. of III Int. Symp. on Weak and Electromag. Int. in Nucl. World Scient.*, Singapore, p.781, 1992.
21. **Anselmann P. et al.** — *Phys. Lett. B*, 1992, vol.285, p.376; 1992, vol.285, p.391.
22. **Abdurashitov J.N. et al.** — *Phys. Lett. B*, 1994, vol.328, p.234.
23. **Beshtoev Kh. M.** — JINR, E2-93-297, Dubna, 1993; JINR, E2-94-46, Dubna, 1994; *IL Nuovo Cim.*, 1995, vol.108A, p.175; *Hadronic Journal*, 1995, vol.18, No.2, p.169; *JINR Rapid Comm.* No.3(71)-95, p.35; *Proc. of 24-th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Rome*, 1995, vol.4, p.1237.
24. **Suzuki A.** — In: *Proc. of V-th Intern. Workshop on Neutrino Telescopes* (ed. by H.B.Ceolin) Venezia, 1993, p.221.
25. **Totsuka Y.** — In: *Proc. Intern. Symp. on Underground Exp.* (ed. K.Nakamura), Tokyo, 1990, p.129.
26. **Aardsma G. et al.** — *Phys. Lett. B*, 1987, vol.194, p.321.
27. **Review of Part. Prop.** — *Phys. Rev. D*, 1994, vol.50, No.3.
28. **Бештоев Х.М.** — ОИЯИ, P2-93-44, Дубна, 1993.
29. **Beshtoev Kh.M.** — JINR, E2-93-167, Dubna, 1993.
30. **Higgs P.W.** — *Phys. Lett.*, 1964, vol.12, p.132; *Phys. Rev.*, 1966, vol.145, p.1156;
Englert F., Brout R. — *Phys. Rev. Lett.*, 1964, vol.13, p.321;
Guralnik G.S., Hagen C.R., Kibble T.W.B. — *Phys. Rev. Lett.*, 1964, vol.13, p.585.
31. **Kobayashi M., Maskawa K.** — *Prog. Theor. Phys.*, 1973, vol.49, p.652.
32. **Langacker P.** — *Phys. Rep.*, 1981, vol.72, No.4.
33. **Beshtoev Kh.M.** — JINR, E2-94-293, Dubna, 1994.
34. **Beshtoev Kh.M.** — JINR, E2-92-195, Dubna, 1992.
35. **Bilenky S.M., Pontecorvo B.M.** — *Phys. Rep.*, 1978, vol.41, p.226.
Bilenky S.M., Petcov S.T. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1987, vol.99, p.671;
Боум Ф., Фогель П. — *Физика массивных нейтрино*. М.: Мир, 1990.
36. **Beshtoev Kh.M.** — JINR, E2-92-318, Dubna, 1992.
37. **Окунь Л.Б.** — *Лептоны и кварки*. М.: Наука, 1990.
38. **Cabibbo N.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1963, vol.10, p.531.
39. **Sakurai J.J.** — *Currents and Mesons*. Univ. of Chicago Press, 1967.
40. **Бештоев Х.М.** — ИЯИ АН СССР, П-217, М., 1981.
41. **Mikheyev S.P., Smirnov A.Yu.** In: *Proc. in Part and Nucl. Physics*, Pergamon Press, 1989, vol.23, p.41.
42. **Михеев С.П., Смирнов А.Ю.** — *ЯФ*, 1985, т.42, с.1491.
43. **Heitler W.** — *The Quantum Theory of Radiation*. London, 1936;

- Bethe H.A., Salpiter E.E.** — Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems. Hand. der Physik, 1957, Bd. 35, Berlin;
- Dirac P.A.M.** — The Principles of Quantum Mechanics. Oxford, 1947;
- Logunov A.A., Tavkhelidze A.N.** — Nuovo Cim., 1963, vol.20, p.380;
- Kadyshevsky V.G.** — Nucl. Phys. B, 1968, vol.6, p.125;
- Kadyshevsky V.G., Mateev M.D.** — Nuovo Cim. A, 1968, vol.55, p.275;
- Nambu Y., Jona-Lasinio G.** — Phys. Rev., 1961, vol.122, p.345.
44. **Cheng T.-P., Li L.-F.** — Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Oxford Univ. Press, 1984.
45. **Cheng T.P., Li Hing-Fong** — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.224.
46. **Davis B.R.** — In: Proc. 21-st Intern. Cosmic Ray Conf. (ed. R.J. Protheroe), 1990, vol.12 (Univ. of Adelaide Press, Adelaide, Australia), p.143;
Зацепин Г.Т. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.200.
47. **Turch-Cheize S., Lopes I.** — Astrophys. J., 1993, vol.408, p.347.
48. **Dar A., Shaviv G.** — In: Proc. of Int. Conf. Neutrino-94.
49. **Raghavan R.S. et al.** — In: Proc. 25-th Int. Conf. High Energy Phys. (ed. K.K.Phua, K.Yamaguchi) South Asia Phys. Soc. 1992, p.482.
50. **Anselmann P. et al.** — Phys. Lett. B, 1992, vol.285, p.391.
51. **Волошин М.В., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б.** — ЯФ, 1986, т.44, с. 677; ЖЭТФ, 1986, т.91, с.754.
52. **Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.312.
53. **De Rujula A., Glashow S.L.** — CERN-TH 6608/92, 1992.
54. **Петков С.Т.** — ЯФ, 1977, т.25, с.641.