

# Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения на стерильные нейтрино (Миниобзор)

А. П. Серебров<sup>1)</sup>, Р. М. Самойлов, М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов

Петербургский институт ядерной физики Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,  
188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.

После переработки 4 октября 2022 г.

Принята к публикации 6 октября 2022 г.

Представлен краткий анализ результата эксперимента Нейтрино-4 и результатов других экспериментов по поиску стерильного нейтрино. Сделана оценка вклада в плотность энергии Вселенной стерильных нейтрино с параметрами  $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$ , измеренными в эксперименте Нейтрино-4. Обсуждается проблема противоречия между измеренными параметрами стерильного нейтрино и наблюдаемыми космологическими ограничениями. Этой статьей мы хотим привлечь внимание к ситуации, возникающего противоречия между экспериментом и теорией, с целью поиска теоретических обоснований существования стерильного нейтрино в области масс порядка нескольких электронвольт, а также к необходимости значительного увеличения точности эксперимента.

DOI: 10.31857/S1234567822220025, EDN: lxxrle

**1. Введение.** Начиная с эксперимента LSND в 2001 г., накопилось достаточно много указаний на возможность существования стерильного нейтрино. Аномалии наблюдались в нескольких ускорительных и реакторных экспериментах: LSND на уровне достоверности  $3.8\sigma$  [1], MiniBooNE  $4.7\sigma$  [2], реакторная аномалия (РАА)  $3\sigma$  [3, 4], а также в экспериментах с радиоактивными источниками GALLEX/GNO, SAGE  $3.2\sigma$  и BEST [5–7].

В 2018 году в эксперименте Нейтрино-4 [8] наблюдался прямой процесс осцилляций с достаточно высокой частотой. Это было первое прямое наблюдение эффекта осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние, в котором можно было определить одновременно частоту и амплитуду колебаний. Параметры этого процесса составили  $\Delta m_{14}^2 \approx 7.26 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.38$  при CL  $3.5\sigma$ . Был предложен и реализован метод когерентного сложения результатов измерений, позволивший непосредственно наблюдать процесс осцилляций. В 2021 году было опубликовано [9] подробное описание эксперимента, начиная от подготовительных операций до конечного результата с детальным анализом возможных систематических ошибок и МС моделированием. Результат был подтвержден: на уровне  $2.9\sigma$  с параметрами  $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{\text{st}} + 1.16_{\text{sys}}) \text{ эВ}^2 = (7.3 \pm 1.17) \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12_{\text{stat}} (2.9\sigma)$ . Статистический ана-

лиз на основе Монте-Карло дал оценку уровня достоверности в  $2.7\sigma$ .

В работе 2022 г. [10] представлен анализ результатов, полученных в эксперименте “Нейтрино-4”, в сравнении с результатами экспериментов NEOS, DANSS, STEREO, PROSPECT на реакторах, экспериментами MiniBooNE, LSND, MicroBooNE на ускорителях, с экспериментом IceCube и экспериментом BEST с источником нейтрино  $^{51}\text{Cr}$ . Объединением результата эксперимента Нейтрино-4 и результата эксперимента BEST  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.34^{+0.14}_{-0.09}$ , можно получить уточнение амплитуды осцилляций:  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.35^{+0.09}_{-0.07} (4.9\sigma)$ . Было показано, что результаты вышеупомянутых прямых экспериментов по поиску стерильных нейтрино согласуются в рамках нейтринной модели  $3 + 1$  при имеющейся экспериментальной точности. Параметры стерильного нейтрино позволяют оценить массу стерильного нейтрино  $m_4 = (2.70 \pm 0.22) \text{ эВ}$  и эффективную массу электронного нейтрино  $m_{4\nu_e} = (0.82 \pm 0.16) \text{ эВ}$ . Наконец, можно представить PMNS матрицу нейтринной модели  $3 + 1$  и схему смешивания флейверов.

Следует отметить, что полученное в реакторном эксперименте значение  $\sin^2 2\theta_{14}$  вступает в противоречие с интерпретируемыми на основе Солнечной модели, результата измерений солнечных нейтрино. Но главной проблемой для полученного экспериментального результата является ограничение на стерильное нейтрино из космологии. Рассмотрению этой

<sup>1)</sup>e-mail: serebrov\_ap@npni.nrcki. ru

проблемы и определению роли стерильного нейтрино в космологии посвящена эта статья.

**2. Результаты эксперимента Нейтрино-4 в сравнении с результатами других экспериментов.** Подробное сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других экспериментов представлено в нашей работе [10]. Здесь мы ограничимся только двумя иллюстрациями: демонстрацией экспериментальной кривой осцилляций (рис. 1) и сравнением результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других экспериментов в графической форме (рис. 2).

На рисунке 2 область параметров стерильных нейтрино выделена синим цветом. Эта область определяется экспериментами Троицк, KATRIN, BEST, DANSS и результатом эксперимента “Нейтрино-4” и

находится в области параметров:  $m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{\text{st}} + 1.16_{\text{sys}}) \text{эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12_{\text{stat}}$ . Красный эллипс соответствует уровню достоверности 95% в эксперименте Нейтрино-4 с учетом систематической ошибки. Важно отметить, что результат эксперимента KATRIN [11, 12] не исключает область параметров, полученную в эксперименте Нейтрино-4.

**3. Матрица PMNS в модели нейтрино 3 + 1.** В работе [10] полученные параметры осцилляций были использованы для получения PMNS матрицы в модели нейтрино 3 + 1. Для дальнейшего анализа роли стерильного нейтрино в космологии, мы будем использовать полученную матрицу и схему смешивания ароматов активных и стерильного нейтрино для прямой иерархии масс (рис. 3).

$$U_{\text{PMNS}}^{(3+1)} = \begin{pmatrix} 0.782^{+0.017}_{-0.016} & 0.524^{+0.017}_{-0.016} & 0.148^{+0.004}_{-0.004} & 0.301^{+0.035}_{-0.035} \\ 0.484^{+0.028}_{-0.034} & 0.473^{+0.027}_{-0.036} & 0.732^{+0.016}_{-0.025} & 0.074^{+0.021}_{-0.021} \\ 0.280 \div 0.330 & 0.678 \div 0.705 & 0.622 \div 0.657 & 0 \div 0.194 \\ 0.210 \div 0.273 & 0.060 \div 0.203 & 0.104 \div 0.236 & 0.931 \div 0.951 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Следует отметить важнейшие особенности этой схемы смешивания ароматов активных нейтрино и стерильного нейтрино, проиллюстрированные на рис. 3. Во-первых, массовые состояния  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  представляют собой смесь электронных, мюонных и тау флейворов с малой долей стерильного состояния. Поэтому массовые состояния  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  обладают слабым взаимодействием, в то время как массовое состояние  $m_4$  в основном стерильное и обладает слабым взаимодействием только за счет малого вклада электронных, мюонных и тау флейворов. В результате стерильные нейтрино  $m_4$ , возникающие в результате осцилляций активных нейтрино, будут достаточно долго распространяться в космической плазме до взаимодействия и обратного превращения в активные нейтрино. Это обстоятельство создает возможность накопления стерильных нейтрино и возможность их отделения от космической плазмы на более ранней стадии по сравнению с активными нейтрино.

**4. Роль стерильного нейтрино в космологии.** Как хорошо известно, процесс осцилляций нейтрино в веществе изменяется в результате взаимодействия нейтрино с веществом (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна). Особенно ярко этот процесс проявляется в космической плазме. Начнем изучение этого процесса со случая двух нейтрино. Здесь и в дальнейшем мы будем опираться

на известную обзорную публикации [13] и монографию [14].

В двухнейтринном случае эффективная матрица смешивания определяется одним углом:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_s\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_4\rangle \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Естественной является нумерация состояний, в которой в вакууме эффективные состояния перейдут в соответствующие массовые состояния, т.е.  $|\nu_1\rangle \rightarrow |\nu_{m1}\rangle$  и  $|\nu_4\rangle \rightarrow |\nu_{m4}\rangle$ . В массовом базисе гамильтониан нейтрино имеет вид:

$$H = H_m + U^+ V U, \quad (3)$$

где вклад  $H_m$  отвечает за разность энергий связанную с массами нейтрино, и в массовом базисе имеет вид:

$$H_m = \text{diag} \left( \frac{m_1^2}{E}, \frac{m_4^2}{E} \right). \quad (4)$$

$V$  – матрица взаимодействия, диагональная во флейворном базисе, а  $U$  – матрица смешивания.

Для двухнейтринной схемы матрица взаимодействия имеет вид [14]:

$$V = \text{diag}\{V_e, 0\}, \\ V_e = -25 \cdot 3.5 \cdot G_f^2 \cdot T^4 \cdot E. \quad (5)$$

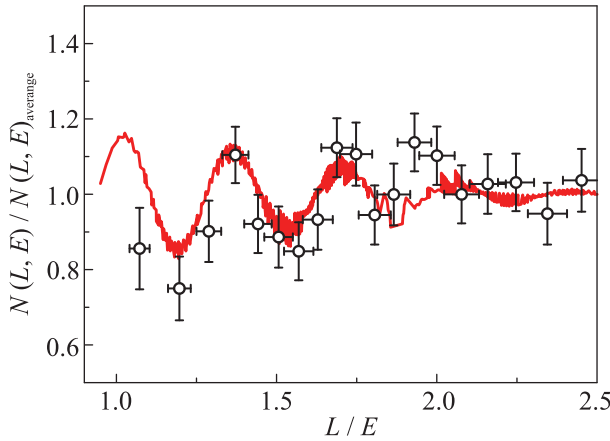


Рис. 1. (Цветной онлайн) Осцилляционная кривая нейтринного сигнала. Красная линия – ожидаемая зависимость при  $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.36$ , разрешение 250 кэВ,  $\chi^2/\text{DoF} = 20.61/17(1.21)$ ,  $\text{GoF} = 0.24$  – для  $m_{14}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.36$ ,  $\chi^2/\text{DoF} = 31.90/19(1.68)$ ,  $\text{GoF} = 0.03$  для отсутствия осцилляций

Здесь мы рассматриваем только вклад второго порядка в нейтринный потенциал, учитывая малую величину барионной асимметрии. Эффект MSW в Солнце появляется из-за вклада в потенциал, пропорционального первой степени константы Ферми  $G_f$  и имеет вид  $V = \sqrt{2}G_f(n_e - n_{e^+})$  [13]. Но этот потенциал рассматривается в предположении отсутствия позитронов, что верно для Солнца, но не выполняется для первичной плазмы, в которой число электронов и позитронов почти одинаковое. Поэтому вклад первого порядка в потенциал сокращается и нужно рассматривать вклад второго порядка (3), вычисленный в работе [14]. Главная особенность вклада второго порядка состоит в том, что он имеет одинаковый отрицательный знак для нейтрино и для антинейтрино. В результате, углы смешивания обеих частиц подавлены на ранних стадиях эволюции Вселенной, когда вклад потенциальной энергии доминирует над кинетической частью. Это означает, что MSW резонанс не происходит в ранней Вселенной, угол смешивания стерильных нейтрино постепенно увеличиваются с течением времени и не превосходит своего вакуумного значения.

Параметры плазмы постепенно меняются, поэтому изменяются и эффективные уровни нейтрино. В каждый момент времени мы считаем, что энергия нейтрино равна  $3.15T$ , т.е. средней энергии для нейтрино в ультрарелятивистском случае. Эффективные уровни энергии являются собственными числами гамильтониана и соответствуют собственным состояниям в плазме в данный момент времени. Раз-

ность между уровнями определяет разность фаз между нейтринными состояниями, распространяющимися в плазме, и имеет вид:

$$E_2 - E_1 = \quad (6)$$

$$= \left( \left( \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} - V \right)^2 + \left( \frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{2E} \right)^2 \right)^{1/2},$$

где  $\Delta m_{14}^2 = 7.3$ ,  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$ , в соответствии с результатами эксперимента Нейтрино-4.

Получающаяся в соответствии с приведенным выражением разность уровней имеет минимум в области 0.0025 с.

Уровни энергии, представленные на рис. 4, не пересекаются, но значительно сближаются. Минимум разности энергии достигается, когда значение энергии  $E$  в формуле (6) уже достаточно мало, чтобы выполнялось соотношение  $\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} > V$ . При дальнейшем развитии системы роль потенциала становится исчезающе мала и уровень определяется только энергией  $E$ , а угол асимптотически приближается к вакуумному значению. Именно в этот момент взаимодействия внутри плазмы перестают подавлять процесс осцилляций.

Удобной характеристикой угла смешивания является  $\sin^2 2\theta_m$ , так как вероятность осцилляций на временах больше периода осцилляций равна  $\frac{1}{2} \sin^2 2\theta_m$ . Для этого параметра можно написать формулу:

$$\sin^2 2\theta_m =$$

$$= \sin^2 2\theta \cdot \left( \left( \cos^2 2\theta - \frac{2 \cdot E \cdot V_e}{\Delta m^2} \right)^2 + \sin^2 2\theta \right)^{-1}. \quad (7)$$

Это выражение монотонно зависит от времени (рис. 5).

Для случая 4-х нейтрино мы учитываем следующие потенциалы из работ [14, 15]:

$$\begin{aligned} V_e &= -3.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E, \\ V_\mu &= -2 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E, \\ V_\tau &= -25 \times G_f^2 \times T^4 \times E, \\ V_s &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Считается, что на смешивание нейтрино влияют только относительные потенциальные энергии. Поэтому можно сделать все вклады положительными, переопределив 0 на потенциал с наименьшим значе-

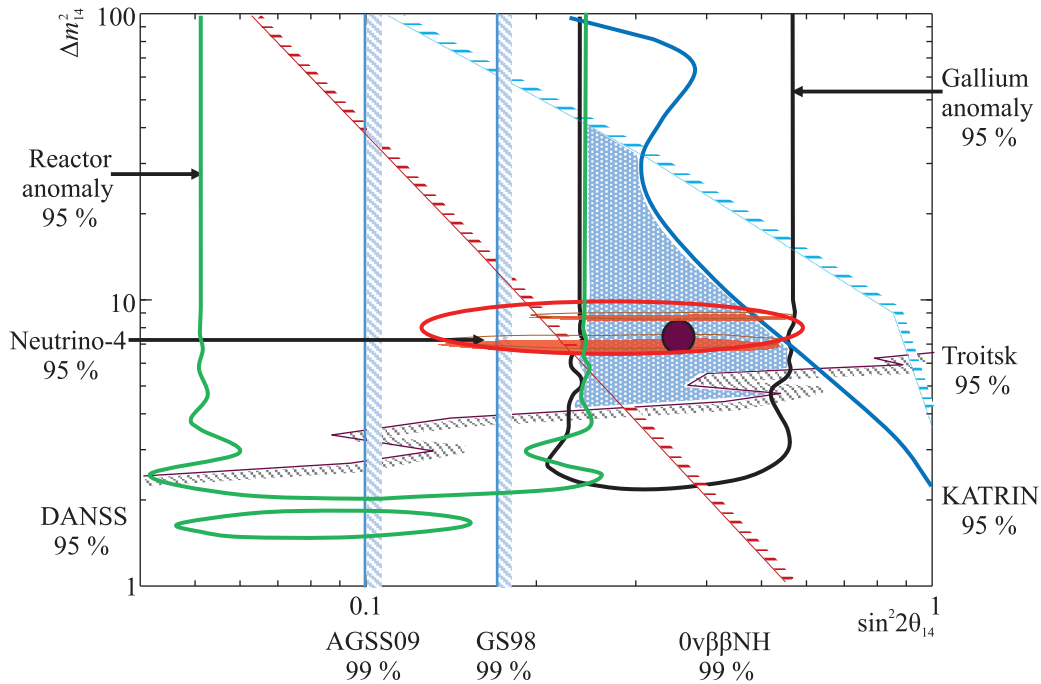


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других экспериментов

нием, т.е. потенциал  $V_e$ . Тогда потенциалы примут вид:

$$\begin{aligned} V_e &= 0, \\ V_\mu &= 1.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E, \\ V_\tau &= 2.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E, \\ V_s &= 3.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E. \end{aligned} \quad (9)$$

Это удобное приближение для расчетов, но в действительности, мюонный потенциал на рассматриваемом масштабе температур постепенно меняется. Множитель постепенно преобразуется от значения 1 до 3.5 с уменьшением числа мюонов в плазме.

Для проведения расчетов требуется ввести вакуумные углы смешивания и массы нейтрино. Для масс взяты значения  $m_1 = 0.003$  эВ;  $m_2 = 0.0091$  эВ;  $m_3 = 0.0502$  эВ;  $m_4 = 2.7$  эВ, так чтобы  $m_2^2 - m_1^2 = 7.38 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup> и  $m_3^2 - m_2^2 = 2.44 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>.

Вводя матрицу смешивания:

$$\begin{pmatrix} 0.784 & 0.525 & 0.1432 & 0.301 \\ -0.481 & 0.476 & 0.733 & 0.073 \\ 0.309 & -0.693 & 0.643 & 0.1 \\ -0.245 & -0.131 & -0.17 & 0.946 \end{pmatrix} \quad (10)$$

и учитывая ее изменение из-за взаимодействий в космической плазме, получаем уровни энергии нейтрино, приведенные на рис. 6. Значения элементов матриц указаны без погрешностей. Основной вклад

в ошибку результата будет вносить погрешность  $\sin^2 2\theta_{14}$ .

Взаимодействия нейтрино с космической плазмой радикально подавляют процесс осцилляций, особенно на ранних стадиях. Эффективная матрица смешивания постепенно меняется от диагональной матрицы при  $t = 10^{-5}$  с

$$\begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0. \\ 0. & 1. & 0. & 0. \\ 0. & 0. & 1. & 0. \\ 0. & 0. & 0. & 1. \end{pmatrix} \quad (11)$$

до вида почти совпадающего с вакуумной матрицей смешивания при  $t = 1$  с:

$$\begin{pmatrix} 0.784 & 0.525 & 0.1432 & 0.301 \\ 0.481 & 0.476 & 0.733 & 0.073 \\ 0.309 & 0.693 & 0.643 & 0.1 \\ 0.245 & 0.131 & 0.17 & 0.946 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Промежуточные значения:

$$U_{\text{ef}}(10^{-4} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0. \\ 0. & 1. & 0. & 0. \\ 0. & 0. & 1. & 0. \\ 0. & 0. & 0. & 1. \end{pmatrix}, \quad (13)$$

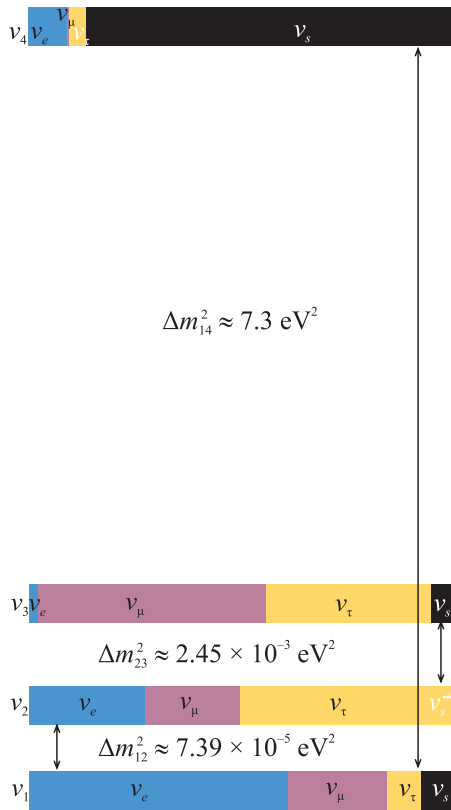


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема смешивания ароматов активных нейтрино и стерильного нейтрино для прямой иерархии масс

$$U_{ef}(10^{-3} \text{ c}) = \begin{pmatrix} 0.999 & 0.007 & 0.005 & 0.044 \\ 0.008 & 1. & 0.003 & 0.017 \\ 0.006 & 0.004 & 0.999 & 0.038 \\ 0.044 & 0.017 & 0.038 & 0.998 \end{pmatrix}, \tag{14}$$

$$U_{ef}(10^{-2} \text{ c}) = \begin{pmatrix} 0.953 & 0.048 & 0.024 & 0.299 \\ 0.075 & 0.988 & 0.11 & 0.073 \\ 0.05 & 0.121 & 0.986 & 0.1 \\ 0.29 & 0.079 & 0.12 & 0.946 \end{pmatrix}, \tag{15}$$

$$U_{ef}(10^{-1} \text{ c}) = \begin{pmatrix} 0.835 & 0.438 & 0.142 & 0.301 \\ 0.427 & 0.527 & 0.731 & 0.073 \\ 0.233 & 0.721 & 0.645 & 0.1 \\ 0.257 & 0.104 & 0.17 & 0.946 \end{pmatrix}. \tag{16}$$

Резкое изменение происходит в области  $10^{-3} \div 10^{-1}$  с, в которой вклады потенциальных и кинетических членов становятся сравнимыми.

Теперь нас интересуют плотности стерильного, тау, мюонного и электронного нейтрино в разные моменты времени. Для их оценки нужно рассматривать

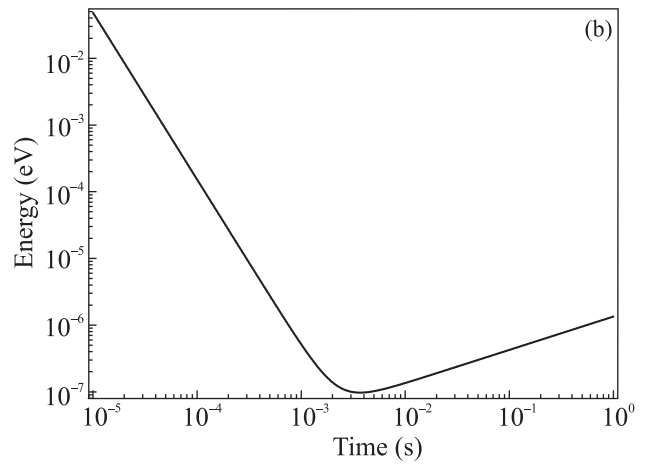
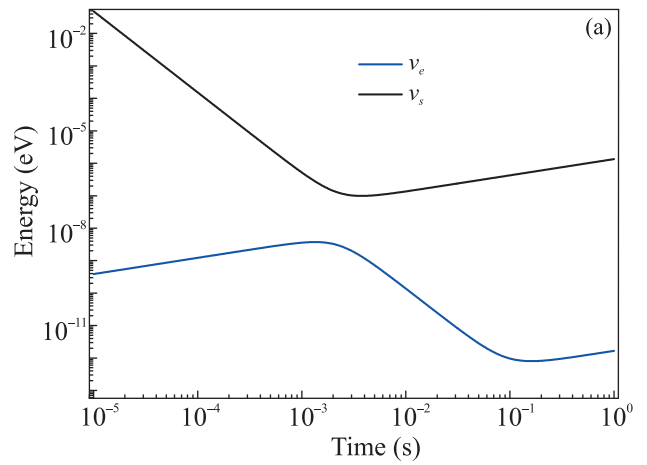


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Адиабатические уровни энергии в двух нейтринной системе. (б) – Разность энергии между уровнями

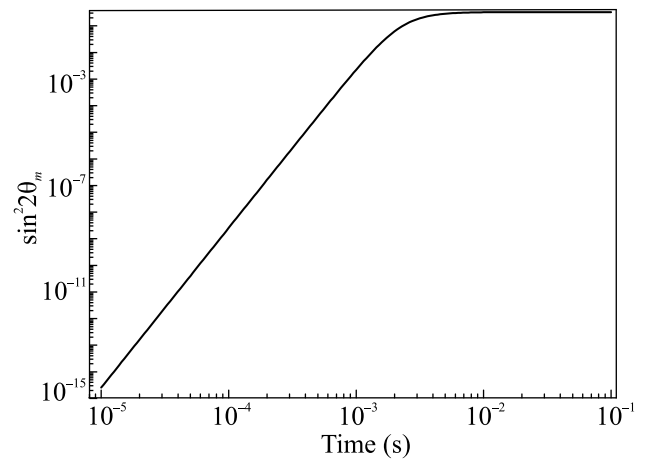


Рис. 5. Поведение амплитуды осцилляций электронного нейтрино в стерильное состояние в космической плазме в зависимости от времени

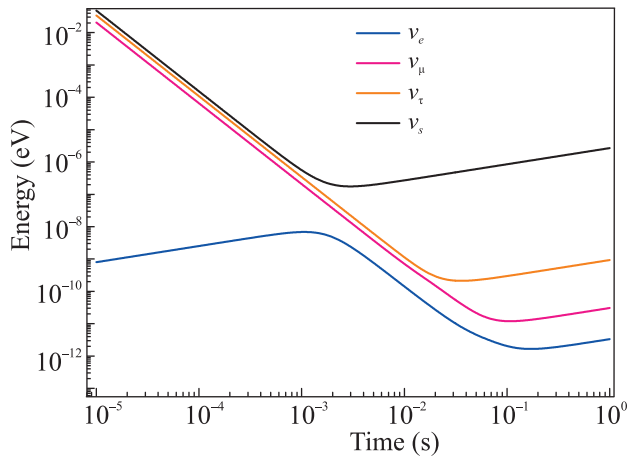


Рис. 6. (Цветной онлайн) Поведение адиабатических уровней энергии в системе 4-х нейтрино

динамику процессов рождения и уничтожения различных типов нейтрино, решая дифференциальное уравнение. Мы рассматриваем поведение нейтрино в эпоху после аннигиляции барионов и антибарионов (рис. 7). В эту эпоху вклад во взаимодействия нейтрино дают процессы рассеяния на электронах, позитронах, нейтрино и антинейтрино, а также процесс аннигиляции нейтрино и антинейтрино.

Средняя по времени вероятность появления нейтрино вследствие осцилляций  $\sim \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$ . Вероятность генерации нейтрино при этом определяется частотой соударений  $1/\tau$  или длиной свободного пробега, которая пропорциональна плотности среды и сечением взаимодействия  $1/\tau = n_\nu \sigma$ . Полная частота процессов электронного нейтрино, пренебрегая барионной асимметрией, может быть выражена как [14, 15]:

$$\frac{1}{\tau_{\nu_e}} = \Gamma_{\nu_e} = \frac{13}{9} \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E. \quad (17)$$

Для мюонного и тау нейтрино используются меньшие величины частоты взаимодействий:

$$\frac{1}{\tau_{\nu_\mu}} = \frac{1}{\tau_{\nu_\tau}} = \Gamma_{\nu_\mu} = \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E. \quad (18)$$

На динамику плотности стерильного нейтрино влияет три процесса: 1) расширение Вселенной, 2) переходы активного нейтрино в стерильное и 3) обратные переходы стерильного нейтрино в активное состояние.

Обратный переход стерильного нейтрино рассматривается как осцилляция стерильного состояния в активное с последующим взаимодействием активной компоненты.

Ниже представлено уравнение, учитывающее генерацию  $\nu_s$  и их “сток”. В уравнение (19) входит эф-

фективное взаимодействие стерильного нейтрино с плазмой за счет осцилляций:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = & \frac{1}{2} \left( \frac{\sin^2 2\theta_{m14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \right. \\ & \left. + \frac{\sin^2 2\theta_{m24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) - \\ & - \frac{1}{2} \left( \frac{\sin^2 2\theta_{m14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $n_{\nu_s}$ ,  $n_{\nu_e}$ ,  $n_{\nu_\mu}$  и  $n_{\nu_\tau}$  – плотности стерильного, электронного, мюонного и тау нейтрино, соответствующих распределению Ферми–Дирака с нулевым химическим потенциалом [14]. Мы использовали для квадратов синусов двойного угла следующие значения:  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$ ,  $\sin^2 2\theta_{24} = 0.024$  и  $\sin^2 2\theta_{34} = 0.043$ .

Уравнение (19) является упрощением, в котором не учитывается влияние переходов активных нейтрино в стерильные на плотность самих активных нейтрино, а рассматривается только переход в стерильные нейтрино с последующим переходом стерильных нейтрино в активные. В качестве начальных условий выбрано, что плотность стерильных нейтрино в начальный момент времени равна нулю.

Это уравнение можно применять вплоть до температуры закалки нейтрино, т.е. до температуры, при которой плотность уменьшается настолько, что взаимодействием нейтрино с веществом плазмы можно пренебречь. В этот момент взаимодействие нейтрино с веществом прекращается и на дальнейшую динамику плотности влияет только расширение пространства. Величина  $\sin 2\theta_{m14}$  связана с вакуумным значением  $\sin 2\theta_{014}$  формулой (7), где из-за отсутствия взаимодействия стерильного нейтрино с веществом  $V_e$  равен потенциалу взаимодействия электронного нейтрино с плазмой. В силу отрицательности величины  $V_e$  резонанс Михеева–Смирнова не наблюдается.

Скорость увеличения плотности стерильного нейтрино определяется разностью в вероятностях рождения и уничтожения стерильного нейтрино. Оба процесса пропорциональны амплитуде осцилляций электронного нейтрино в стерильное нейтрино (или наоборот) с фактором  $1/2$ . Процесс рождения стерильного нейтрино пропорционален плотности электронных нейтрино  $n_{\nu_e}$  и частоте взаимодействия электронных нейтрино  $\frac{1}{\tau_{\nu_e}}$ . Процесс перехода стерильного нейтрино в электронное нейтрино пропорционален плотности стерильных нейтрино  $n_{\nu_s}$  и частоте взаимодействия электронных нейтрино  $\frac{1}{\tau_{\nu_e}}$ . По-

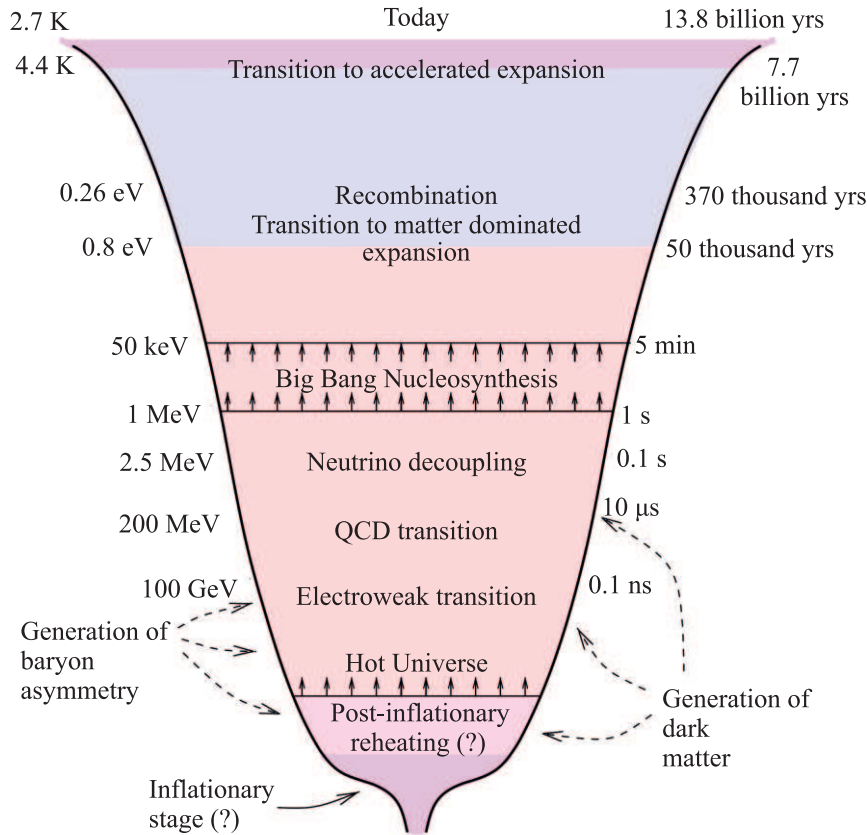


Рис. 7. (Цветной онлайн) Этапы развития Вселенной из [14]

этому множитель  $\frac{1}{2} \frac{\sin^2 2\theta_m}{\tau_{\nu_e}}$  входит как в генерацию, так и в “сток” стерильных нейтрино.

Плотность электронных нейтрино зависит от температуры:

$$n_{\nu_e}(T) = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3. \tag{20}$$

В уравнение (19) также входит параметр Хаббла  $H$ , который зависит от числа релятивистских степеней свободы. Мы используем значение  $43/4$ , приведенное в обзоре PDG для температуры меньше массы мюона. В ультрарелятивистском случае постоянная Хаббла связана с температурой следующим выражением [14]:

$$H(T) = \frac{T^2}{M_{Pl}^*}, \tag{21}$$

где  $M_{Pl}^*$  – приведенная планковская масса (формула (3.32) из [14]).

Величина времени осцилляций в плазме вычисляется по формуле:

$$\tau_{osc} = \tau_0 \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta_0}, \tag{22}$$

где  $\tau_0$  – период осцилляций в вакууме  $\tau_0 = 4\pi E / \Delta m^2$ ,  $\Delta m^2$  – разность квадратов масс нейтрино,  $\sin 2\theta_m$  – синус двойного угла смешивания двух нейтрино в плазме,  $\sin 2\theta_0$  – синус двойного угла смешивания двух нейтрино в вакууме.

Рисунок 8 иллюстрирует соотношение между частотой осцилляций и частотой столкновений для нейтрино разных флейворов в зависимости от времени. В нижней части рис. 8 показана зависимость амплитуды осцилляций между разными флейворами от времени. Можно отметить наличие трех критических моментов – выход амплитуды осцилляций на уровень амплитуды осцилляций в вакууме. Эти критические моменты сопряжены также со стабилизацией частоты осцилляций на уровне частоты вакуумных осцилляций, которая увеличивается из-за уменьшения энергии нейтрино в связи с расширением пространства. Это и есть моменты отщепления нейтрино от плазмы – так называемые моменты “закалки” нейтрино.

Время и температуру закалки для разных нейтрино можно фиксировать по минимумам в поведении адиабатических уровней на рис. 6 и по мини-



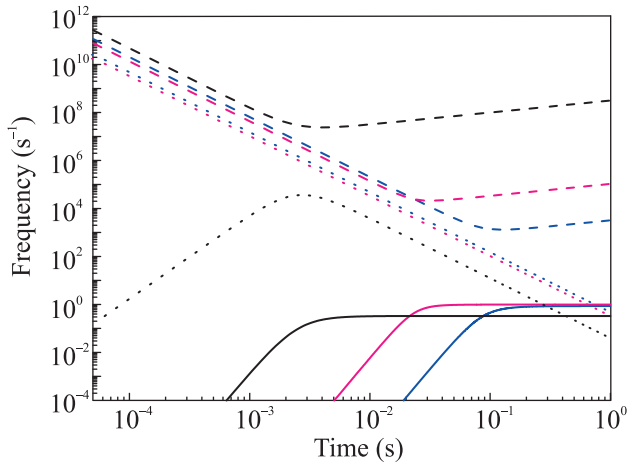


Рис. 8. (Цветной онлайн) Времена “закалки” нейтрино. Линии коротким пунктиром – частота взаимодействий: синяя –  $\nu_e$ , красная –  $\nu_\mu$ , черная – частота “взаимодействий”  $\nu_s$ . Пунктирные линии – частота осцилляций: синяя –  $\nu_e\nu_\mu$ , красная –  $\nu_\mu\nu_\tau$ , черная –  $\nu_e\nu_s$ . Сплошные линии: синяя –  $\sin^2 2\theta_{21}$ , красная –  $\sin^2 2\theta_{32}$ , черная –  $\sin^2 2\theta_{14}$

мумам в поведение частоты осцилляций на рис. 8. Именно в этот момент частота и амплитуда осцилляций почти выходят на уровень вакуумных параметров.

Для стерильного нейтрино закалка происходит при  $3 \cdot 10^{-3}$  с, и температуре плазмы  $1.9 \cdot 10^{11}$  К. Для тау нейтрино закалка происходит при  $3 \cdot 10^{-2}$  с, и температуре плазмы  $6 \cdot 10^{10}$  К. Для мюонного нейтрино закалка происходит при  $1 \cdot 10^{-1}$  с и температуре плазмы  $3.3 \cdot 10^{10}$  К. Для электронного нейтрино закалка происходит при  $2 \cdot 10^{-1}$  с и температуре плазмы  $2.3 \cdot 10^{10}$  К.

Рисунок 9 иллюстрирует скорость рождения и уничтожения стерильных нейтрино при параметрах осцилляций, полученных в эксперименте Нейтрино-4. В определенный момент достигается баланс между рождением и уничтожением стерильных нейтрино и устанавливается равновесие.

Как уже отмечалось ранее, массовые состояния  $m_1, m_2, m_3$  представляют собой смесь электронных, мюонных и тау флейворов с малой долей стерильного состояния. Поэтому массовые состояния  $m_1, m_2, m_3$  обладают слабым взаимодействием, в то время как массовое состояние  $m_4$  в основном стерильное и обладает слабым взаимодействием только за счет малого вклада электронных, мюонных и тау флейворов. Отношение плотности стерильного нейтрино к плотности электронного нейтрино в момент времени 1 с будет  $\sim 1$ . Значение отношения рассчитано при параметрах осцилляций из [8].

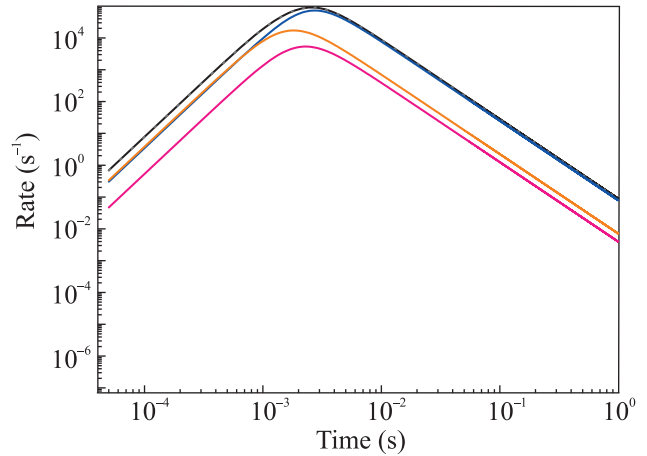


Рис. 9. (Цветной онлайн) Генерация и сток стерильных нейтрино. Черная линия – скорость рождения  $\nu_s$  из  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Синяя линия – скорость рождения  $\nu_s$  из  $\nu_e$ . Красная линия – скорость рождения  $\nu_s$  из  $\nu_\mu$ . Желтая линия – скорость рождения  $\nu_s$  из  $\nu_\tau$ . Короткий пунктир – полная скорость уничтожения  $\nu_s$

Следствием протекающих процессов является очень важный результат: к моменту закалки всех нейтрино плотность стерильных нейтрино оказывается приблизительно той же, что и плотность электронных нейтрино, так же, как и плотности тау и мюонных нейтрино оказываются одинаковыми. Эту ситуацию отражает рис. 10, где представлена динамика в отношении плотностей нейтрино различного типа.

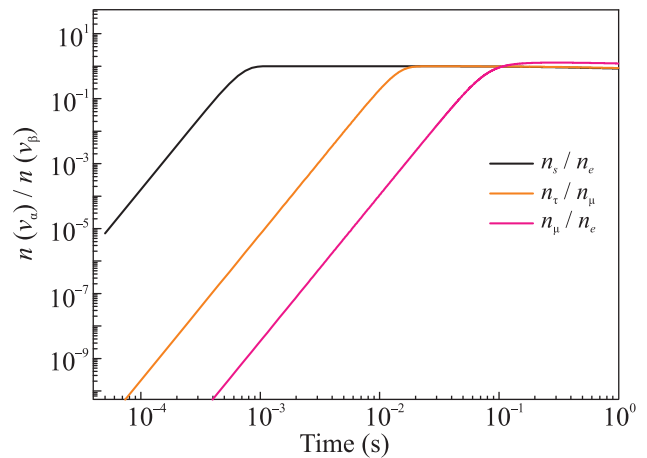


Рис. 10. (Цветной онлайн) Относительные плотности нейтрино

Теперь следует сделать оценку вклада активных и стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной. Достаточно очевидно, что вклад рассматриваемого стерильного нейтрино является определяющим,



плотность числа частиц стерильного нейтрино такая же, как и плотность активных нейтрино, а масса значительно больше  $m_{\nu_4} = 2.7 \text{ эВ}$ . Вклад активных нейтрино в плотность энергии Вселенной определяется соотношением [14]:  $\Omega_{\nu_1\nu_2\nu_3} \approx (m_{\nu_1\nu_2\nu_3}/1 \text{ эВ}) \cdot 0.01h^{-2}$ , где  $h$  – постоянная Хаббла.

Вклад стерильного нейтрино в плотность энергии Вселенной дается выражением:

$$\Omega_{\nu_4} \approx \left( \sum m_{\nu_i}/1 \text{ эВ} \right) 0.01h^{-2} \cdot n_{\nu_4} m_{\nu_4} / \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i}),$$

$$n_{\nu_i} = n_{\nu_e}, \quad \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i}) = n_{\nu_e} \sum m_{\nu_i}, \quad (23)$$

$$\Omega_{\nu_4} \approx (2.7 \text{ эВ}/1 \text{ эВ}) \cdot 0.01h^{-2} \cdot 5.1 = 0.053$$

и составляет 5.3 % плотности энергии во Вселенной.

Такие же вычисления можно провести и для нейтрино с другими параметрами. На рисунке 11 представлена зависимость  $\Omega_{\nu_4}$  от параметров смешивания стерильного нейтрино, рассчитанная на основе данных выражений.

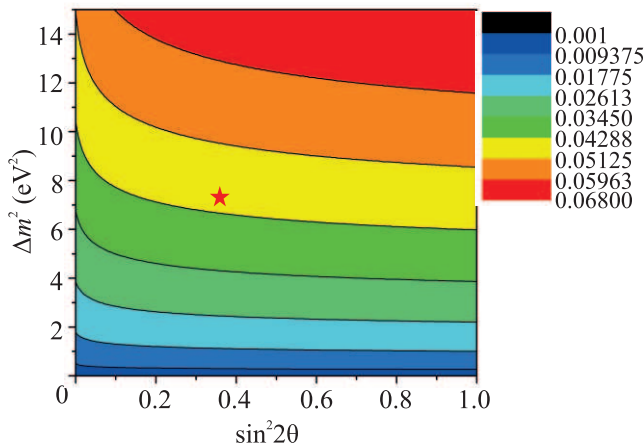


Рис. 11. (Цветной онлайн) Зависимость  $\Omega_{\nu_4}$  от  $\Delta m_{14}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14}$ . Звездой обозначена точка лучшего фита эксперимента Нейтрино-4.

В результате проведенных расчетов была получена оценка на вклад стерильного нейтрино с параметрами  $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$  в плотность энергии Вселенной. Итоговое значение  $\sim 5\%$ . При заданной массе эту величину стоит рассматривать как вклад в теплую темную материю. Также в рамках описанного подхода к рассмотрению динамики плотности стерильного нейтрино была получена зависимость этого вклада от параметров  $\Delta m_{14}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14}$ .

До этого нас интересовала оценка вклада в темную материю стерильного нейтрино с параметрами, близкими к полученным в рамках эксперимента

Нейтрино-4 [8]. Но проведенный анализ можно расширить в область больших значений массы стерильного нейтрино. Мы ограничимся вариантом уравнения (19), включающим только электронное и стерильное нейтрино. Из анализа уравнения следует, что вклад в темную материю при значениях  $\sin^2 2\theta_{14} > 0.1$  зависит в основном от массы нейтрино, что наглядно показано на рис. 11. Но при малых значениях угла смешивания увеличивается его влияние на величину вклада в темную материю.

Нас интересует вопрос о том, какие углы смешивания для тяжелых нейтрино оставляют вклад стерильного нейтрино в темную материю ниже ограничения в 25 %. Результат расчетов продемонстрирован на рис. 12. Этот результат показывает, что тяжелые стерильные нейтрино должны иметь малые углы смешивания, чтобы не противоречить космологическим ограничениям на полный вклад темной материи в плотность энергии во Вселенной. Такому характеру зависимости угла от массы можно дать простое объяснение.

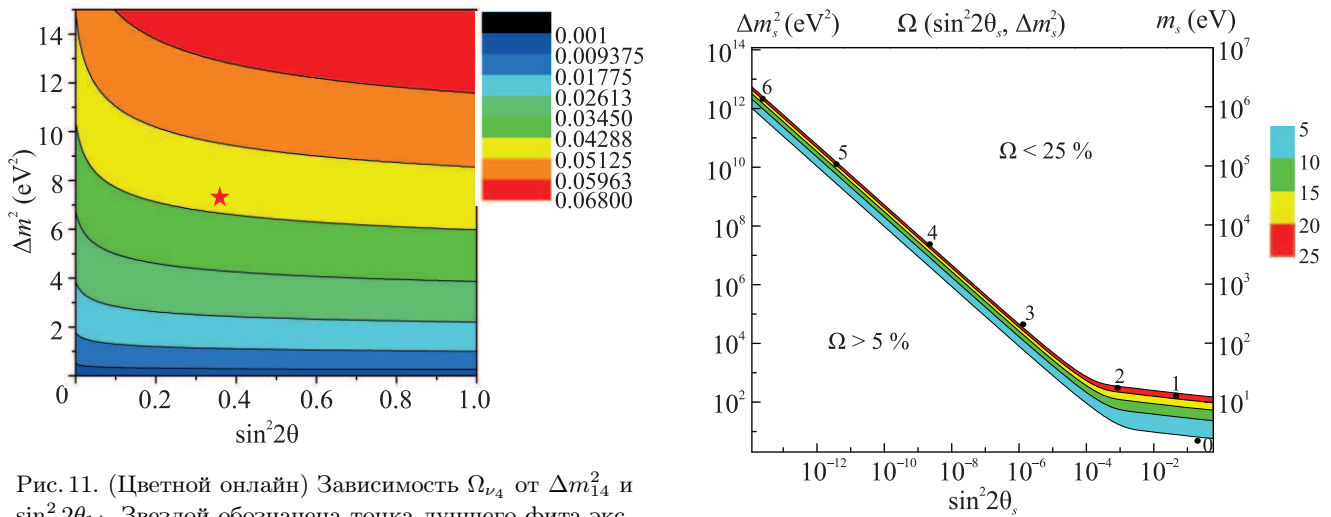


Рис. 12. (Цветной онлайн) Область  $\Delta m_{14}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14}$  приводящих к допустимым значениям вклада в темную материю

На рисунке 10 показано, что легкие стерильные нейтрино при достаточно больших углах смешивания приходят в термодинамическое равновесие с плазмой и их плотность сравнивается с плотностью активных нейтрино. Но для больших масс термодинамическое равновесие недопустимо, так как приведет к превышению порога в 25 %. А значит, чтобы остаться в рамках ограничения, при увеличении массы нейтрино угол смешивания должен уменьшаться.

Уменьшение угла смешивания приводит к тому, что стерильное нейтрино не успевает прийти в равновесие с электронным нейтрино до момента отделения нейтрино от плазмы, т.е. отношение  $n_{\nu_s}/n_{\nu_e}$  остается меньше 1. На рисунке 12 выделены 7 точек на плоскости  $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ , для которых на рис. 13 построены кривые отношения числа стерильных нейтрино к числу электронных нейтрино. С уменьшением угла смешивания и увеличением массы это отношение уменьшается.

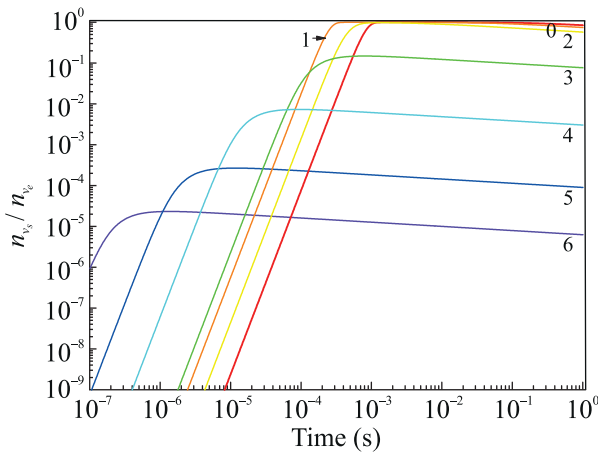


Рис. 13. (Цветной онлайн) Отношение числа стерильных нейтрино к числу электронных нейтрино для нескольких значений параметров на плоскости  $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ . Красная линия относится к точке “0” на рис. 12 и соответствует  $\Delta m^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.36$

Из приведенного анализа можно сделать вывод, что тяжелые дираковские нейтрино должны обладать малым углом смешивания из-за космологических ограничений. Это означает, что тяжелые стерильные нейтрино не вносят вклад в реакторные нейтринные эксперименты.

Из этого анализа также можно сделать следующие выводы.

1. Стерильное нейтрино с параметрами  $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$  дает вклад в темную материю приблизительно 5%, но является релятивистским и не объясняет структуру Вселенной.

2. Для объяснения структуру Вселенной нужны тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания.

3. Расширение нейтринной модели введением еще двух тяжелых стерильных нейтрино позволит объяснить структуру Вселенной и довести вклад стерильных нейтрино в темную материю Вселенной до уровня 27%.

Выше мы обсуждали вклад стерильного нейтрино в темную материю и рассматривали ограничения, связанные с полной энергией темной материи. Мы пришли к выводу, что полученные в эксперименте параметры не противоречат ограничению на плотность энергии, и более того, остается пространство для введения и более тяжелых стерильных состояний.

Однако существуют другие ограничения, основанные на космологических моделях и наблюдениях. Можно выделить три типа наблюдений, которые накладывают ограничения на стерильное нейтрино: 1) первичный нуклеосинтез и распределение легких ядер [16, 17], 2) космический микроволновый фон [18], 3) кластеризация крупномасштабных космологических структур [19, 20].

Добавление в модель развития ранней Вселенной стерильного нейтрино массой порядка эВ изменяет число релятивистских степеней свободы в период нуклеосинтеза и влияет на характер расширения Вселенной в момент отделения фотонов от вещества. В итоге стерильное нейтрино смещает момент закалки нейтронов, а значит влияет на соотношения легких ядер во Вселенной. Анизотропия микроволнового фона также оказывается чувствительной к параметрам стерильного нейтрино. Влияние нейтрино принято выражать через эффективное число релятивистских степеней свободы  $N_{\text{eff}}$ . Модель с тремя активными нейтрино предсказывает значение  $N_{\text{eff}}^3 = 3.046$ . Современные ограничения на эффективное число степеней свободы полученные из фитирования данных по легким элементам во Вселенной  $N_{\text{eff}} = 2.843 \pm 0.154$  [21], а наблюдения микроволнового фона приводят к величине  $N_{\text{eff}} = 2.99 \pm 0.17$  [18]. Эти результаты хорошо согласуются с моделью 3-х активных нейтрино и оставляют открытой только ограниченную область параметров для стерильного нейтрино.

Приближенное значение  $\Delta N_{\text{eff}}$  соответствующее параметрам стерильного нейтрино можно определить по формуле [16]:

$$\left(\frac{\Delta m_{e s}^2}{\text{эВ}^2}\right) \cdot \sin^4 2\theta_{\text{vac}}^{\nu_e \nu_s} = 3.16 \cdot 10^{-5} \left(\frac{g_*(T_{\text{prod}}^{\nu_s})}{10.75}\right)^3 \Delta N_{\nu}^2, \quad (24)$$

где  $T_{\text{prod}}^{\nu_s}$  – температура, при которой генерация нейтрино имеет максимум.

Применяя это уравнение с  $\Delta N_{\nu} = 1$ , мы получаем ограничения на параметры стерильного нейтрино, представленные на рис. 14. Основной вклад эти ограничения дают в области малых масс и больших углов смешивания и, в том числе, закрывают стериль-

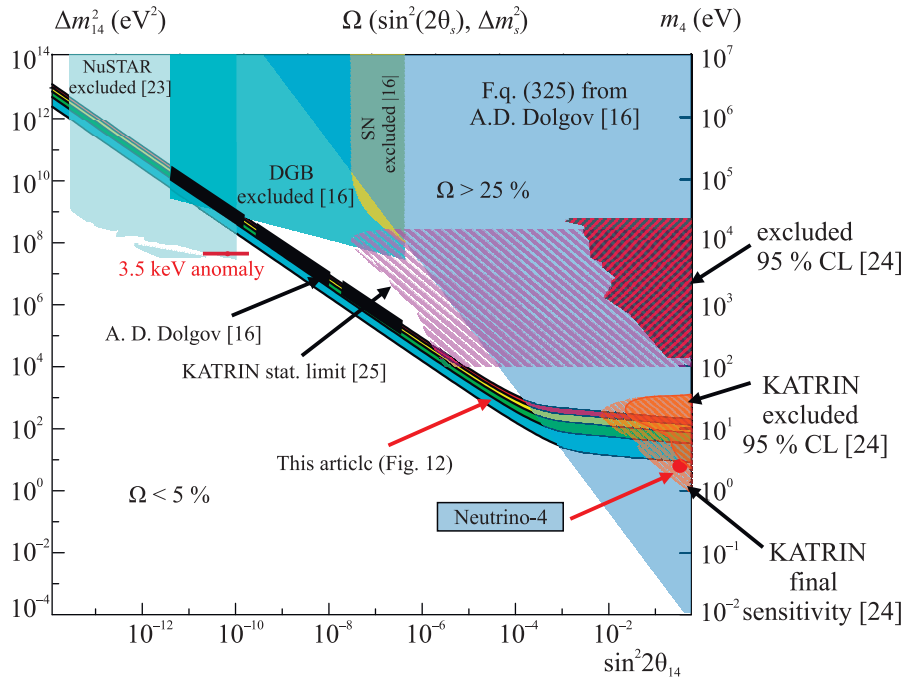


Рис. 14. (Цветной онлайн) Ограничения на параметры стерильного нейтрино. 1) Красная точка – результат эксперимента Нейтрино-4; 2) This article (Fig. 12) – область значений  $\Omega_s$  в диапазоне 5–25%; 3) A. D. Dolgov [16] – результат из работы [16] для смешивания  $\nu_e - \nu_s$  при  $\Omega_s = 30\%$  (следует заметить, что результаты расчетов данной работы на основе уравнения (20) совпадают с результатами А. Д. Долгова в обзоре [16]); 4) Eq. (325) from A. D. Dolgov [16] – ограничения из уравнения (325) работы [16]; 5) DGB – экспериментальные ограничения по  $\gamma$ -фону; 6) экспериментальные ограничения из наблюдений за SN1987; 7) ограничения из эксперимента NuSTAR [23]; 8) KATRIN excluded 95% CL – ограничения из эксперимента KATRIN для стерильных нейтрино с массой  $\sim 1$  эВ; 9) KATRIN final sensitivity – предел чувствительности KATRIN для стерильных нейтрино  $\sim 1$  эВ; 10) excluded 95% CL – ограничения из экспериментов по измерению массы электронного нейтрино из работы [25]; 11) KATRIN stat. limit [25] – статистический предел эксперимента KATRIN для масс стерильного нейтрино  $\sim 1$  кэВ

ное нейтрино с параметрами, полученными в нашем эксперименте. При этом остается возможность для тяжелых стерильных нейтрино, но с малым параметром, смешивания ограниченным вкладом нейтрино в темную материю.

В моделях с тяжелым нестабильным нейтрино, которое распадается в результате смешивания с активными нейтрино, появляются ограничения на массы и углы смешивания для тяжелых нейтрино. Распад тяжелого нейтрино на легкое нейтрино и гамма квант создает излучение определенной энергии, равной  $m_s/2$ . Угол смешивания определяет в этом случае интенсивность распада и концентрацию таких нейтрино в момент закалки нейтрино, а значит в итоге определяет интенсивность излучаемых гамма квантов. Наблюдения спектра гамма-излучения в диапазоне нескольких десятков кэВ накладывают ограничения на кэВные распадающиеся нейтрино [22]. Эти ограничения также показаны на рис. 14. Здесь же указан результат экспериментальных на-

блюдений, так называемая аномалия 3.5 кэВ, которая закрыта последующими экспериментами [23].

Для стерильных нейтрино с энергиями порядка нескольких кэВ существует способ лабораторного исследования. Существование такого стерильного нейтрино искажает спектр  $\beta$ -распада, и поэтому может проявляться в экспериментах по прямому измерению массы электронного нейтрино, основанных на детальном изучении  $\beta$ -спектра в распаде трития. На данный момент наилучший результат в экспериментах такого типа получен коллаборацией KATRIN [12]. Возможность установить экспериментальные ограничения на электровольтные и килоэлектровольтные стерильные нейтрино рассматривается в эксперименте KATRIN [24]. На рисунке 14 представлены уже исключенные (заштрихованные) области для электровольтных и килоэлектровольтных стерильных нейтрино, а также области предельной чувствительности эксперимента KATRIN. В области электровольтных стерильных нейтрино KATRIN име-

ет перспективы подтвердить или опровергнуть наш результат, однако в области килоэлектровольтных стерильных нейтрино чувствительности эксперимента KATRIN недостаточно, чтобы достигнуть области, где килоэлектровольтные стерильные нейтрино могли бы рассматриваться в качестве претендентов на частицы темной материи.

Современные ограничения на параметры килоэлектровольтных стерильного нейтрино, полученные в экспериментах по измерению массы нейтрино довольно слабые, и космологические ограничения оказываются значительно сильнее (рис. 14). Область параметров, которую планирует исследовать коллаборация KATRIN, достигает углов смешивания до  $\sin^2 2\theta \sim 10^{-8}$  [24]. Эта область указана на рис. 14. Несмотря на то, что мы считаем, что прямые лабораторные эксперименты более предпочтительны, чем космологические наблюдения и модели, однако мы отмечаем, что область чувствительности эксперимента KATRIN для кэвных нейтрино закрыта ограничениями на полную плотность стерильного нейтрино во Вселенной.

Несмотря на это, мы считаем, что данные исследования необходимо продолжать. Как и в случае со стерильным нейтрино в области параметров эксперимента Нейтрино-4, при прямом наблюдении закрытого космологией сигнала в лабораторном эксперименте потребуется пересматривать космологические модели и их теоретические предпосылки.

Искажения в спектр  $\beta$ -распада вносят и стерильные нейтрино с массой  $\sim \text{эВ}$ . В этой области масс ограничения, полученные в эксперименте KATRIN на данный момент [24] (рис. 14), не противоречат результатам эксперимента Нейтрино-4. Используемый в эксперименте KATRIN метод измерений обладает максимальной чувствительностью в области 100–1000 эВ<sup>2</sup>, и в области нескольких эВ реакторные эксперименты оказываются более эффективными.

Космологические ограничения вступают в противоречие с экспериментальными данными полученными на установке Нейтрино-4. Но мы хотим отметить, что любые выводы из космологических наблюдений являются модельно зависимыми. Расчеты первичного нуклеосинтеза и микроволнового фона требуют большого числа параметров, которые невозможно измерить напрямую, и проводятся с учетом некоторых гипотез относительно состава первичной плазмы. Например, предполагается, что величина лептонной асимметрии пренебрежимо мала –  $10^{-9}$ , а величинами химических потенциалов можно пренебречь. Если эти условия не выполняются, то в потенциале нейтрино нужно учитывать вклад перво-

го порядка по константе  $G_f$ . Вклад первого порядка имеет вид [16]:  $V_f = 0.95 \times G_f \eta T^3$ , где  $\eta$  – величина зарядовой асимметрии. Для электронного нейтрино  $\eta = 2\eta_{\nu_e} + \eta_{\nu_\mu} + \eta_{\nu_\tau} + \eta_e - \eta_n/2$ , а отдельные асимметрии по каждому типу частиц определены как отношения разности плотности числа частиц и античастиц к плотности фотонов:  $\eta_x = (n_x - n_{\bar{x}})/n_\gamma$ . Этот дополнительный вклад не зависит от энергии нейтрино и зависит от температуры как  $T^3$ . Вместе с малым значением асимметрии, при высоких температурах вклад второго порядка по  $G_f$  оказывается доминирующим, поэтому в расчетах для стандартной космологии вкладом первого порядка можно пренебречь.

Если рассматривать достаточно большую величину асимметрии, то адиабатические энергетические уровни активных и стерильных нейтрино могут пересекаться, что приведет к резонансным осцилляциям в стерильное состояние, по аналогии с резонансными осцилляциями между электронными и мюонными нейтрино в Солнце (MSW резонанс).

Рассматривая потенциалы вида:

$$V_e = 0.95 \times G_f \eta T^3 - 3.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E,$$

$$V_s = 0$$

для различных значений  $\eta$  мы получаем кривые зависимости отношения плотности числа стерильных и активных нейтрино. Мы рассмотрели несколько значений от  $10^{-9}$  до  $10^{-7}$  с. При стандартном для космологии значении  $\eta = 10^{-9}$  вклад первого порядка не оказывает никакого влияния на динамику плотности нейтрино, что согласуется с гипотезой о том, что этим вкладом можно пренебречь. Оказалось, что даже при повышении величины асимметрии вплоть до  $\eta = 10^{-7}$  вклад первого порядка по  $G_f$  не влияет на динамику термализации.

Однако для значений  $\eta = 10^{-1}$  и  $\eta = 1$  доля стерильных нейтрино по отношению к электронным нейтрино составляет 0.1 и 0.01 соответственно в интервале времен 1–100 с (рис. 15).

Поэтому в этих случаях стерильные нейтрино оказывают малое влияние на нуклеосинтез, а вклад стерильных нейтрино в темную материю составит 0.5% и 0.05% соответственно. Таким образом стерильное нейтрино с параметрами  $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.36$  не противоречит наблюдаемому нуклеосинтезу, если столь большие значения лептонной асимметрии могут быть обоснованы. В связи с этим можно отметить, что в работе А. Д. Долгова “Осцилляции нейтрино в ранней Вселенной. Резонансный случай” [25] рассматривается подобная ситуа-

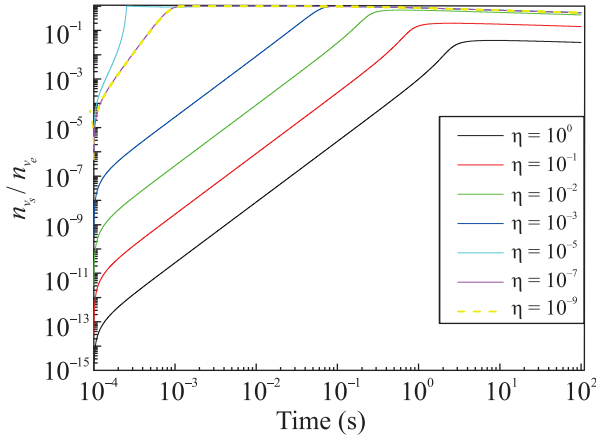


Рис. 15. (Цветной онлайн) Отношение числа стерильных нейтрино к числу электронных нейтрино для нескольких значений параметра  $\eta$ ,  $n_{\nu_s}(t = 0.0001) = 0.0$

ция. Идея этой работы состоит в том, что преобразование  $\nu_\alpha$  в  $\nu_s$  может быть несколько более благоприятным, чем преобразование соответствующих антинейтрино. Эффект обратной связи положителен и приводит к дальнейшему увеличению асимметрии и делает преобразование  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_s$  все более и более эффективным по сравнению с  $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_s$ . Лептонная асимметрия, порожденная в ранней Вселенной нейтринными осцилляциями на стерильных партнерах, достигает асимптотических значений асимметрии на уровне 0.2–0.3 [25]. Конечно, требуется детальное рассмотрение такого сценария с экспериментальными параметрами осцилляций.

Другой вариант расширения теории – учет возможности распада легкого стерильного нейтрино. В работе [23] приводится формула для частоты распада стерильного нейтрино на активное нейтрино и фотон:

$$\begin{aligned} \Gamma_s &= \frac{9}{1024} \frac{\alpha}{\pi^4} G_F^2 m_s^5 \sin^2 2\theta = \\ &= 1.38 \times 10^{-22} \left( \frac{m_s}{1 \text{ кэВ}} \right)^5 \sin^2 2\theta \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

Это очень малая величина, и распад с таким параметром не внесет заметных изменений в приведенные выше вычисления. Поэтому мы предлагаем рассмотреть гипотетическую возможность быстрого распада стерильного нейтрино без обсуждения механизмов и продуктов этого распада, так как нас интересует только влияние скорости распада на количество стерильного нейтрино в ранней Вселенной.

Естественным ограничением из эксперимента является тот факт, что нейтрино успевает оставить осцилляционный сигнал в нашей установке, т.е. не распадается на длине порядка 10 м. Из этого мы по-

лучаем нижний предел на период распада порядка  $\tau_0 = 2 \times 10^{-14}$  с. Однако, если считать, что реакторная аномалия наблюдается вплоть до расстояний порядка 1 км, то нижний предел на период распада можно поднять до  $\tau_0 = 2 \times 10^{-12}$  с. Наконец, оценку можно сделать, если предположить, что в эксперименте IceCube [26] эффект осцилляций также наблюдается, хотя ошибки этого эксперимента пока достаточно велики

$$\Delta m_{24}^2 = 6.7_{-2.5}^{+3.9} \text{ эВ}^2, \sin^2 2\theta_{24} = 0.33_{-0.17}^{+0.20},$$

то, учитывая расстояние (диаметр Земли) и энергию нейтрино (порядка 100 ГэВ), получаем  $\tau_0 = 10^{-12}$  с.

Подставляя время распада в уравнение (20) как дополнительный канал потерь стерильного нейтрино, мы приходим к значению  $n_s/n_e \ll 0.01$  к началу нуклеосинтеза при приблизительно 1 с. На рисунке 16 показано поведение отношений плотности стерильного нейтрино к электронному нейтрино для различных времен распада. Результат вычислений показывает, что в широком диапазоне возможных значений  $\tau_0$  можно добиться вклада стерильного нейтрино в темную материю на уровне, не противоречащем космологическим ограничениям. Например, при  $\tau_0 = 10^{-7}$  с отношение  $n_s/n_e \approx 0.1$ . Значение  $\tau_0 = 10^{-7}$  с можно рассматривать как верхний предел на время распада стерильного нейтрино, установленный из космологических ограничений по нуклеосинтезу. Этим простым рассуждением мы хотим показать, что существуют пути непротиворечиво включить стерильное нейтрино с полученными в эксперименте параметрами в космологию, но для этого понадобится значительно расширить теоретическую модель.

Если результат Нейтрино-4 подтвердится на уровне достоверности более  $5\sigma$  на нашей новой установке втрое большей чувствительности, а также другими научными группами, то вышеперечисленные теоретические ограничения нужно будет пересматривать. Так как прямое наблюдение стерильного нейтрино в лабораторном эксперименте может стать определяющим критерием, то это потребует значительной переработки всей модели динамики ранней Вселенной.

Этой статьей мы хотим привлечь внимание к ситуации, возникающего противоречия между экспериментом и теорией, с целью поиска теоретических обоснований существования стерильного нейтрино в области  $\Delta m_{14}^2 \sim 5\text{--}10 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta_{14} \sim 0.3\text{--}0.4$ . В частности, хотелось бы отметить, что отщепление такого стерильного нейтрино от плазмы происходит раньше приблизительно на два порядка величины по



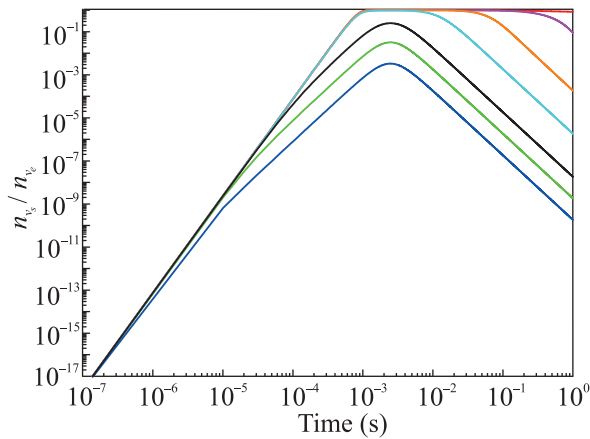


Рис. 16. (Цветной онлайн) Отношение числа стерильных и электронных нейтрино при учете распада стерильного нейтрино. Время жизни стерильного нейтрино в сопутствующей системе координат –  $\tau_0$ . Параметры смешивания  $\sin 2\theta_{14} = 0.36$ ,  $\Delta m_{14}^2 \times 7.3 \text{ эВ}^2$ . Синяя линия –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-15}$  с; зеленая –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-14}$  с; черная –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-13}$  с; бирюзовая –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-11}$  с; оранжевая –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-9}$  с; пурпурная –  $\tau_0 = 2 \times 10^{-7}$  с; красная линия –  $\tau_0 = \infty$

отношению к активным нейтрино. Как можно видеть из рис. 6 и 8, момент отщепления стерильного нейтрино от плазмы приблизительно  $2 \cdot 10^{-3}$  с, а для активного электронного нейтрино  $2 \cdot 10^{-1}$  с. К моменту замораживания соотношения нейтронов и протонов и началу первичного нуклеосинтеза стерильное нейтрино уже практически не взаимодействует с плазмой и оказывают малое влияние на первичный нуклеосинтез. Остается неясным, как изменяются указанные выше ограничения при учете этого обстоятельства.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект # 20-12-00079).

Авторы выражают благодарность В. А. Рубакову, А. Д. Долгову и З. Г. Бережани за советы и комментарии по теоретическим аспектам данной работы. Авторы признательны коллегам НИЦ КИ ПИЯФ и ИЯИ РАН за полезные обсуждения на семинарах.

1. A. Aguilar, L. B. Auerbach, R. L. Burman et al. (LSND collaboration), Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001); hep-ex/0104049; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007>.
2. A. A. Aguilar-Arevalo, B. C. Brown, L. Bugel et al. (MiniBooNE collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 221801 (2018); 1805.12028; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.221801>.
3. G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau,

- Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011); 1101.2755; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006>.
4. C. Giunti and Th. Lasserre, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **69**, 163 (2019); arXiv: 1901.08330; <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101918-023755>
5. W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko et al. (GALLEX Collaboration), Phys. Lett. B **420**, 114 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01562-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01562-1).
6. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), Phys. Rev. C **59**, 2246 (1999); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.2246>.
7. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin et al. (BEST collaboration), Phys. Rev. C **105**, 065502 (2022); arXiv:2201.07364; <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.065502>.
8. A. Serebrov and R. Samoilov, JETP Lett. **112**, 199 (2020); <https://doi.org/10.1134/S0021364020160122>.
9. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, V. G. Ivochkin et al. (Neutrino-4 collaboration), Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.032003>.
10. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, and M. E. Chaikovskii, arXiv:2112.14856.
11. M. Aker, K. Altenmueller, A. Beglarian et al. (KATRIN Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 091803 (2021); arXiv:2011.05087; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.091803>.
12. M. Aker, A. Beglarian, J. Behrens et al. (The KATRIN Collaboration), Nat. Phys. **18**, 160 (2022); <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1>; arXiv:2105.08533.
13. S. S. Gershtein, E. P. Kuznetsov, and V. A. Ryabov, Phys.-Uspekhi **40**(8), 773 (1997); <https://doi.org/10.1070/PU1997v040n08ABEH000272>.
14. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory*, 2nd ed., World Scientific, New Jersey (2017); <https://doi.org/10.1142/7874>.
15. D. Notzold and G. Raffelt, Nucl. Phys. B **307**, 924 (1988); [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(88\)90113-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(88)90113-7).
16. A. D. Dolgov, Phys. Rept. **70**(4–5), 333 (2002); arXiv:hep-ph/0202122; [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(02\)00139-4](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(02)00139-4).
17. R. Barbieri and A. D. Dolgov, Nucl. Phys. B **349**(3), 743 (1991); [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90396-F](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90396-F).
18. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown et al. (Planck Collaboration), Astronomy and Astrophysics **641**, A6 (2020); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
19. E. Giusarma, S. Vagnozzi, Sh. Ho, S. Ferraro, K. Freese, R. Kamen-Rubio, and K.-B. Luk, Phys. Rev. D **98**, 123526 (2018); arXiv:1802.08694; <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.123526>.
20. R. C. Nunes and A. Bonilla, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **473**, 4404 (2018); arXiv:1710.10264; <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2661>.

21. B. D. Fields, K. A. Olive, T.-H. Yeh, and C. Young, *JCAP* **03**, 010 (2020); arXiv:1912.01132; <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/010>; Erratum: *JCAP* **11**, E02 (2020).
22. V. V. Barinov, R. A. Burenin, D. S. Gorbunov, and R. A. Krivonos, *Phys. Rev. D* **103**, 063512 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.063512>.
23. B. M. Roach, S. Rosslund, K. C. Y. Ng, K. Perez, J. F. Beacom, B. W. Grefenstette, Sh. Horiuchi, R. Krivonos, and D. R. Wik, arXiv:2207.04572v2.
24. M. Aker, M. Balzer, D. Batzler et al. (KATRIN Collaboration), arXiv:2203.08059v2.
25. A. D. Dolgov, *Nucl. Phys. B* **610**(1–2, 3), 411 (2001); arXiv: hep/0102125, [https://doi.org/10.1016/S0550-3213\(01\)00323-6](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(01)00323-6).
26. R. Abbasi, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube collaboration), arXiv:2204.00612.