

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ СТЕРИЛЬНОГО НЕЙТРИНО

А. П. Серебров, Р. М. Самойлов, О. М. Жеребцов,
А. К. Фомин, Н. С. Буданов*

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального
исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

В связи с предположением о том, что стерильные нейтрино являются правыми нейтрино, проведен анализ современной экспериментальной ситуации в распаде нейтрона на предмет правых токов. В результате анализа обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} = 304^{+28}_{-22}$ ГэВ и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0,038 \pm 0,014$, что не противоречит экспериментам на коллайдерах по поиску гипотетического векторного бозона. Это обстоятельство является основанием для обсуждения возможности расширения Стандартной модели дополнительным калибровочным векторным бозоном W_R с малым смешиванием с левым векторным бозоном W_L . Кроме того, появляются основания для рассмотрения возможности существования правых нейтрино. Можно предполагать, что стерильные нейтрино, по существу, являются правыми нейтрино. В связи с этим проанализирована возможность объяснения темной материи во Вселенной правыми нейтрино. Обсуждаются различные аспекты такого подхода к проблеме темной материи: динамика зарождения темной материи и стабильность темной материи, состоящей из правых нейтрино.

Due to the assumption that sterile neutrinos are right neutrinos, an analysis of the modern experimental situation in neutron decay for right currents was carried out. As a result of the analysis, it was found that there is an indication of the existence of the right vector boson W_R with a mass of $M_{W_R} = 304^{+28}_{-22}$ GeV and a mixing angle with W_L : $\zeta = -0.038 \pm 0.014$. It is shown that this result does not contradict experiments at colliders to search for the hypothetical vector boson. This circumstance is the basis for discussing the possibility of extending the Standard Model with an additional gauge vector boson W_R with little mixing with the left vector boson W_L . In addition, there are grounds for considering the possibility of the existence of right neutrinos. It can be assumed that sterile neutrinos are essentially right neutrinos. In this regard, the possibility of explaining dark matter in the Universe by right neutrinos is analyzed. Various aspects of such an approach to the problem of dark matter are discussed: dynamics of dark matter formation and stability of dark matter consisting of right neutrinos.

PACS: 14.60.Lm; 14.60.St; 14.70.Fm

* E-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

ВВЕДЕНИЕ

Существует гипотеза о том, что стерильные нейтрино на самом деле являются правыми нейтрино [1, 2]. Такая гипотеза вполне уместна, например, она обсуждается в связи с возможностью объяснения темной материи правыми нейтрино. Однако эта идея нуждается в экспериментальном обосновании. Правые нейтрино могут появляться совместно с правыми векторными бозонами: $W_R^\pm$, Z_R . В связи с этим был проведен анализ экспериментальных данных распада нейтрона на возможность существования правого векторного бозона W_R . Теоретические модели с введением в рассмотрение правых векторных бозонов хорошо известны [3–6] с конца 1970-х гг. Наиболее подробно анализ распада нейтрона представлен в работе [7], где аспекты возможного вклада правых токов также рассматриваются.

В нашей статье (Письма в ЭЧАЯ. 2025. Т. 22, № 1(258). С. 134–145) представлен подробный обзор экспериментальных данных по распаду нейтрона за последние 30 лет. Из представленной картины экспериментальных данных следует, что достигнут значительный прогресс в точности измерений, которая возросла более чем на порядок. И вместе с тем обнаружены отклонения в интерпретации данных в рамках V-A-теории слабого взаимодействия. В связи с этим был проведен анализ с учетом возможного влияния правых токов. В данной работе мы проводим более детальный анализ и включаем в рассмотрение данные экспериментов с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходами [8–10]. Мы рассматриваем ограничения на массу правого векторного бозона из мюонного распада. Мы постараемся ответить на вопрос, почему правый векторный бозон с массой $M_{W_R} = 304^{+28}_{-22}$ ГэВ и углом смешивания с W_L $\zeta = -0,038 \pm 0,014$ не был обнаружен на коллайдерах.

В заключительной части статьи рассмотрены возможные следствия предположения о существовании правых нейтрино и проанализирована возможность объяснения темной материи во Вселенной правыми нейтрино. Рассмотрена простейшая модель зарождения темной материи и стабильность темной материи, состоящей из правых (стерильных) нейтрино. Представлены анализ астрофизических ограничений на массу правых нейтрино и возможная схема смешивания активных левых нейтрино с правыми стерильными нейтрино.

АНАЛИЗ РАСПАДА НЕЙТРОНА В РАМКАХ V-A-ТЕОРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И В РАМКАХ ЛЕВО-ПРАВОЙ МАНИФЕСТ-МОДЕЛИ С УЧЕТОМ ПРАВЫХ ТОКОВ

Экспериментальные исследования распада нейтрона дают исключительно важную информацию для проверки Стандартной модели физики элементарных частиц (СМ). В рамках СМ распад нейтрона описывается V-A-вариантом теории слабого взаимодействия. Вероятность распада

определяется целым рядом параметров, извлекаемых из эксперимента. Общая формула для описания распада нейтрона в рамках V-A-теории слабого взаимодействия может быть представлена следующим выражением:

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \times \\ \times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\vec{\sigma}_n} \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]. \quad (1)$$

Вероятность распада пропорциональна квадрату константы слабого взаимодействия G_F с достаточно хорошей точностью, полученной из распада мюона, а также пропорциональна квадрату матричного элемента V_{ud} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ). Матричный элемент достаточно точно определяется из унитарности матрицы СКМ при том, что элементы матрицы V_{us} и V_{ub} определены из распада странных и очарованных мезонов. Остальные параметры в этой формуле — a , A , B и D , а также время жизни нейтрона τ должны быть определены из эксперимента. Параметр λ , который является отношением аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия G_A/G_V , должен быть определен с помощью экспериментальных значений a , A , B и τ , исходя из V-A-варианта теории слабого взаимодействия. Отношение G_A/G_V перенормируется сильным взаимодействием кварков, поэтому отличается от единицы. Для V-A-варианта теории фирцевский член b равен нулю. В дальнейшем рассмотрении будем считать, что отсутствует CP-нарушение, так как $D = -1,2(2,0) \cdot 10^{-4}$ [11].

Для экспериментальных результатов a , A , B и τ в рамках V-A-варианта теории и в рамках лево-правой манифест-модели можно написать следующие формулы:

$$\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2(1 + 3\lambda^2)}, \quad a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}, \quad (2)$$

$$A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}, \quad B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2},$$

$$\tau_{\text{exp}} = 877,75(35), \quad a_{\text{exp}} = -0,10402(82), \quad A_{\text{exp}} = -0,11958(21), \quad (3)$$

$$B_{\text{exp}} = 0,9807(30), \quad V_{ud}^{\text{unit}} = 0,97452(18),$$

$$\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2[1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)]}, \\ a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}{(1 + 3\lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}, \quad (4)$$

$$A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda[\lambda(1-y^2) + (1-xy)]}{1+x^2+3\lambda^2(1+y^2)},$$

$$B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda[\lambda(1-y^2) - (1-xy)]}{1+x^2+3\lambda^2(1+y^2)},$$

где $x = \delta - \zeta$, $y = \delta + \zeta$.

Из формул для асимметрий A_{exp} и B_{exp} следует, что $A_{\text{exp}}/B_{\text{exp}} = (1+\lambda)/(1-\lambda)$ или $\lambda = (A_{\text{exp}} - B_{\text{exp}})/(A_{\text{exp}} + B_{\text{exp}})$.

Используя эти соотношения и экспериментальные результаты с учетом внутренних и внешних радиационных поправок, можно вычислить соответствующие значения параметра λ . Результаты этих вычислений представлены на рис. 1. Можно видеть, что предполагаемое описание в рамках V-A-варианта теории оказывается неудовлетворительным. В связи со сложившейся ситуацией в определении параметра λ мы решили провести анализ на возможный вклад правых токов в слабом взаимодействии, т. е. на присутствие правого векторного бозона W_R . Формулы, описывающие возможное смешивание W_L и W_R , подробно представлены в обзорной работе [7].

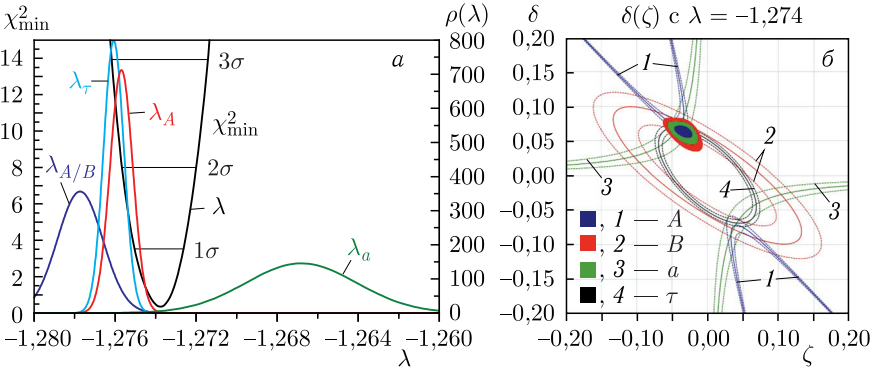


Рис. 1. а) Результаты вычисления значения параметра λ в рамках V-A-варианта теории слабого взаимодействия, которое не описывается единым значением параметра λ . б) Зависимость параметра δ от параметра ζ из уравнений (4) для результатов измерения величин a , A , B и τ (3) для оптимального набора параметров λ , δ и ζ при едином значении $\lambda_{\text{опт}} = -1,2740$

Задача планируемого анализа на возможный вклад правых токов в слабом взаимодействии состоит в том, чтобы найти наилучшее согласие экспериментальных величин τ_0 , a_0 , A_0 , B_0 при едином наборе параметров λ , δ и ζ . В этом анализе используется значение величины V_{ud}^2 , полученное из унитарности СКМ, т. е. $V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0,97452(18)$.

В рамках лево-правой манифест-модели отношения разности между экспериментальными значениями и значениями, которые получаются по

стандартной V-A-модели, к значению Стандартной модели может быть представлено (в разложении по δ и ζ не выше второго порядка) следующими выражениями:

$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq - \left[\delta^2 + \zeta^2 + 2 \frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)} \delta\zeta \right], \quad (5)$$

$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq - \frac{16}{(1 - \lambda^2)(1 + 3\lambda^2)} \delta\zeta, \quad (6)$$

$$\frac{A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} - A_{V-A}}{A_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 + 3\lambda^2 - 1]}{(\lambda + 1)(1 + 3\lambda^2)} - 2 \frac{\lambda}{\lambda + 1} \zeta^2, \quad (7)$$

$$\frac{B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} - B_{V-A}}{B_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 - 3\lambda^2 + 1]}{(\lambda - 1)(1 + 3\lambda^2)} - 2 \frac{\lambda}{\lambda - 1} \zeta^2. \quad (8)$$

По существу, это переход к представлению в относительных отклонениях эксперимента от V-A-модели. Каждое из уравнений дает три линии на плоскости δ , ζ — для положительного, отрицательного и нулевого значения ошибки измерений. Для получения оптимального набора параметров λ , δ и ζ были проведены расчеты на плоскости δ , ζ по приведенным формулам для разных значений λ . Как и следовало ожидать, для крайних значений $\lambda = -1,2677$ и $\lambda = -1,2789$ невозможно найти точку на плоскости δ , ζ , удовлетворяющую вышеуказанным уравнениям. Однако получить оптимальный набор параметров λ , δ и ζ оказалось возможным при значении $\lambda_{\text{опт}} = -1,2740 \pm 0,0011$.

Расчеты были проведены по формулам (4) и (5)–(8), значимого отличия не обнаружено.

Более точный поиск оптимальных значений был сделан методом χ^2 . Результат анализа для $\lambda_{\text{опт}}$ представлен на рис. 1,а, а для $\delta_{\text{опт}}$ и $\zeta_{\text{опт}}$ — на рис. 1,б. Благодаря этому анализу найдены оптимальные значения и точность их определения. Анализ был сделан на основе наиболее точных данных и данных PDG-24 [11].

Используя наиболее точные экспериментальные данные, мы получили

$$\lambda_{\text{опт}} = -1,2738 \pm 0,0012, \quad \delta_{\text{опт}} = 0,072 \pm 0,007,$$

$$M_{W_R} = 298_{-14}^{+15} \text{ ГэВ}, \quad \zeta_{\text{опт}} = -0,039 \pm 0,015$$

и, используя данные PDG,

$$\lambda_{\text{опт}} = -1,2740 \pm 0,0011, \quad \delta_{\text{опт}} = 0,063 \pm 0,009,$$

$$M_{W_R} = 319_{-20}^{+26} \text{ ГэВ}, \quad \zeta_{\text{опт}} = -0,034 \pm 0,013.$$

Эти результаты представлены на рис. 2.

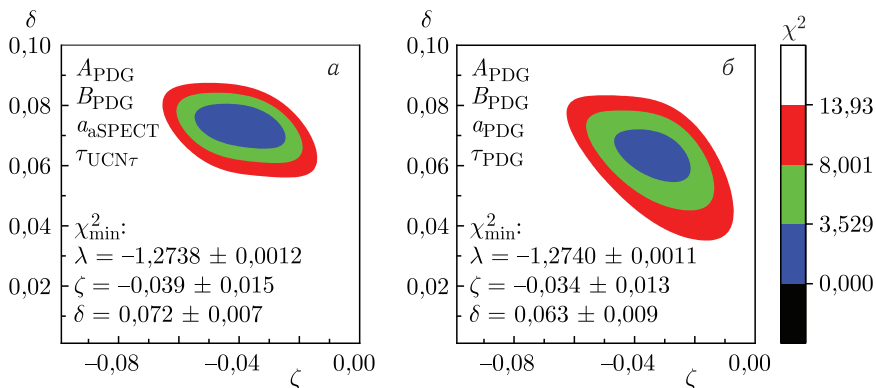


Рис. 2. Оптимальные значения параметров λ , δ и ζ , полученные методом χ^2 на основе экспериментальных данных нейтронного распада для a , A , B и τ : а) наиболее точные экспериментальные данные; б) экспериментальные данные PDG

АНАЛИЗ ФЕРМИЕВСКИХ СВЕРХРАЗРЕШЕННЫХ $0^+ - 0^+$ -ПЕРЕХОДОВ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПРАВЫХ ТОКОВ

Теперь следует перейти к анализу ситуации с фермиевскими сверхразрешенными $0^+ - 0^+$ -переходами. Эти переходы происходят посредством захвата электрона с атомной оболочки. При этом процессе сохраняются спин ядра, равный нулю, и положительная четность ядра, поэтому это чисто векторный переход. Аксиальная часть отсутствует, и параметр λ не входит в определение величины $(F\tau)^{00}$, которое представляет собой произведение объема фазового пространства и времени жизни перехода. Именно эта величина была тщательно определена в работах J. C. Hardy и I. S. Towner [9, 10]. Они получили средние значения $F\tau$ для каждого из 21 перехода, которые имеют полный набор данных, а затем учли радиационные и изоспиновые поправки, нарушающие симметрию. 15 из этих значений $F\tau$ имеют точность 0,3 % или лучше, и все принимают одно и то же значение в пределах статистики, как и ожидалось из сохранения векторного тока. Их среднее значение, $F\tau$, в сочетании со временем жизни мюона дает V_{ud} -элемент смешивания кварков матрицы СКМ, равный $0,97373 \pm 0,00031$. Таким образом, значение матричного элемента, полученное в рамках V-A-теории, $V_{ud,SM}^{00} = 0,97373 \pm 0,00031$.

В случае смешивания W_L и W_R мы должны учитывать значения параметров δ и ζ . Вводя поправки, чтобы найти значение матричного элемента V_{ud}^{00} из значения $V_{ud,SM}^{00}$, полученного в рамках V-A-теории, мы должны написать:

$$(V_{ud}^{00})^2 = (V_{ud,SM}^{00})^2 \left[1 + (\delta + \zeta)^2 \right]. \quad (9)$$

Заметим, что в формуле для $0^+ - 0^+$ -переходов по сравнению с формулой для распада нейтрона изменен знак перед ζ . Это связано с тем, что в процессе распада нейтрона происходит испускание электрона, а в процессе $0^+ - 0^+$ -переходов происходит поглощение электрона. Процесс в случае нейтронного распада идет через отрицательные векторные бозоны, а в случае $0^+ - 0^+$ -переходов — через положительные векторные бозоны, т. е. фаза векторного тока меняет знак.

Таким образом, определение матричного элемента V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ -переходов с использованием оценки по V-A-теории и поправки за счет δ и ζ дает значение $V_{ud}^{00} = 0,97426(31)$. Этот результат представлен на рис. 3 совместно с результатами определения V_{ud} из унитарности СКМ и нейтронного распада.

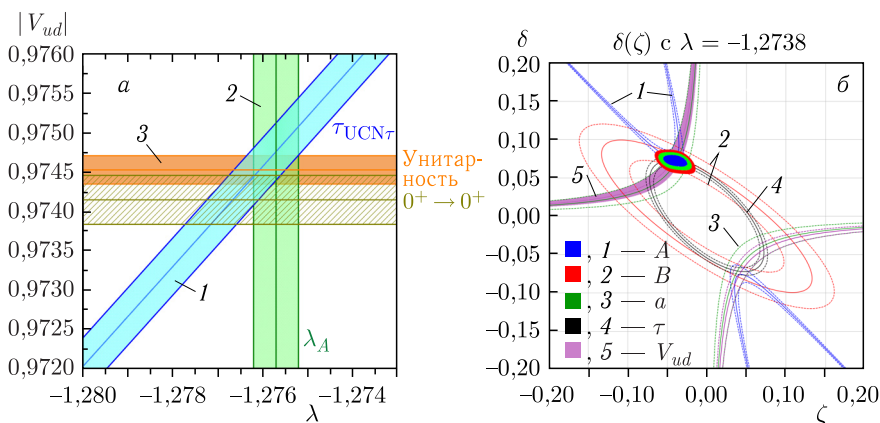


Рис. 3 (цветной в электронной версии). а) Зависимость матричного элемента смешивания кварков V_{ud} от λ , вычисленная по формулам СМ из распада нейтрона (голубая область, 1). Определения λ из электронной асимметрии распада нейтрона — А (зеленая область, 2), определение V_{ud} из унитарности СКМ-матрицы с использованием измерений V_{us} [11] (оранжевая область, 3), а также из экспериментов с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ - 0^+$ -переходами после введения поправки на оптимальные параметры δ и ζ , полученные в анализе нейтронного распада (заштрихованная область). б) Зависимость параметра δ от параметра ζ из уравнений (5)–(8) для результатов измерения величин a , A , B и τ при значении $\lambda_{\text{опт}} = -1,2738$ с дополнительным анализом для $0^+ - 0^+$ -переходов из уравнения (10). Этому дополнительному анализу соответствуют фиолетовые линии

Как можно видеть, три результата определения матричного элемента V_{ud} матрицы СКМ: из нейтронного распада $V_{ud}^n = 0,97477(37)$, из унитарности СКМ $V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0,97452(18)$ и из $0^+ - 0^+$ -переходов $V_{ud}^{00} = 0,97426(31)$ — находятся в удовлетворительном согласии.

Наконец, можно проанализировать отношение $(F\tau)^n/(F\tau)^{00}$ для нейтрона и $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов в рамках лево-правой манифест-модели или отношение $(V_{ud}^{00})^2/(V_{ud}^n)^2$. Это отношение должно быть равно единице, если вычисления в рамках V-A-теории поправить на оптимальные параметры λ , δ и ζ . Но можно и наоборот, приравняв это отношение единице, определить оптимальные параметры λ , δ и ζ :

$$\frac{(V_{ud}^{00})^2}{(V_{ud}^n)^2} = \frac{(V_{ud,SM}^{00})^2[1 + (\delta + \zeta)^2]}{(V_{ud,SM}^n)^2 \left[1 + \delta^2 + \zeta^2 + 2\frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)}\delta\zeta \right]} = 1. \quad (10)$$

Можно провести определения оптимальных параметров δ и ζ , зафиксировав значение λ , равное оптимальному значению из нейтронного распада. Результат представлен на рис. 3, б.

Как можно видеть, этот результат (фиолетовые линии (4) на рис. 3, б) совпадает с результатом анализа для электрон-нейтринной асимметрии (зеленые линии (3) на рис. 3, б), но является более точным. Важно отметить, что совпадение получено из исследования разных объектов — из распада нейтрона и из ядерных переходов. Также обратим внимание на то, что противоречие, отмеченное в [10] как нарушение унитарности, устранено. Мы объясняем это несоответствие в рамках лево-правой манифестной модели.

ОКОНЧАТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ С УЧЕТОМ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК И ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УНИТАРНОСТИ МАТРИЦЫ СКМ

В проведенном выше анализе пока не была учтена точность расчета радиационных поправок и точность определения V_{ud}^{unit} из экспериментов со странными и очарованными мезонами $V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0,97452(18)$. Поэтому был проведен завершающий анализ, учитывающий точность расчета радиационных поправок для времени жизни нейтрона и точность определения V_{ud}^{unit} . На рис. 4 представлены результаты, полученные для данных PDG, на основе экспериментальных данных нейтронного распада для a , A , B и τ и данных для $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов, без учета и с учетом точности расчета радиационных поправок и точности условия унитарности:

$$\lambda_{\text{опт}} = -1,2738 \pm 0,0012, \quad \delta_{\text{опт}} = 0,067 \pm 0,010,$$

$$M_{W_R} = 309_{-21}^{+26} \text{ ГэВ}, \quad \zeta_{\text{опт}} = -0,038 \pm 0,013;$$

$$\lambda_{\text{опт}} = -1,2738 \pm 0,0013, \quad \delta_{\text{опт}} = 0,069 \pm 0,011,$$

$$M_{W_R} = 304_{-22}^{+28} \text{ ГэВ}, \quad \zeta_{\text{опт}} = -0,038 \pm 0,014.$$

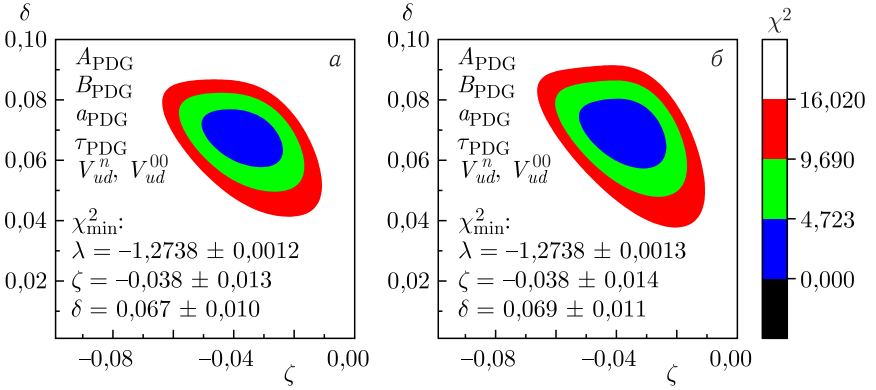


Рис. 4. Оптимальные значения параметров δ и ζ , полученные методом χ^2 с использованием экспериментальных данных нейтронного распада и данных для 0–0-переходов из PDG-24 [11] для a , A , B и τ без учета (а) и с учетом (б) точности расчета радиационных поправок и точности условия унитарности. Указаны области 1σ , 2σ и 3σ

Как можно видеть, точность определения основных параметров лево-правой манифест-модели практически не изменилась.

ОГРАНИЧЕНИЕ НА МАССУ ПРАВОГО ВЕКТОРНОГО БОЗОНА И УГОЛ СМЕШИВАНИЯ ИЗ МЮОННОГО РАСПАДА

Полученный результат следует сравнить с ограничениями на массу W_R и угол смешивания, которые были получены ранее — в 1998 г. в работе [12] и в 2011 г. в работе [13]. Результаты работы 1998 г. для параметров δ и ζ находятся внутри области, не закрытой работой [13].

Более точные ограничения на массу W_R и угол смешивания были получены в распаде мюона: $-0,020 < \zeta < +0,017$ (90 % C.L.) и $M_{W_R} > 592$ ГэВ (90 % C.L.). В этом эксперименте измеряется произведение поляризации мюонов и асимметрии вылета позитронов по отношению к спину мюона ξ . Это произведение связано с параметрами лево-правой манифест-модели следующим образом: $P_\mu^\pi \xi = 1 - 4\delta^2 - 4\zeta^2 - 4\delta\zeta$. Однако в этом эксперименте имеется систематическая ошибка, которая приводит к тому, что экспериментальные результаты для $P_\mu^\pi \xi$ превышают единицу. Результаты коллаборации TWIST представлены на рис. 5. Для значений $P_\mu^\pi \xi$, превышающих единицу, нет решения уравнения $P_\mu^\pi \xi = 1 - 4\delta^2 - 4\zeta^2 - 4\delta\zeta$. Экспериментальные результаты находятся в нефизической области. Поэтому делать ограничения на параметры δ и ζ невозможно, пока не сделана поправка на систематическую ошибку. Авторы обходят эту трудность и получают представленные выше ограничения. Причины систематических ошибок недостаточно понятны, что оставляет некоторые сомнения. Тем не менее следует принять, что рас-

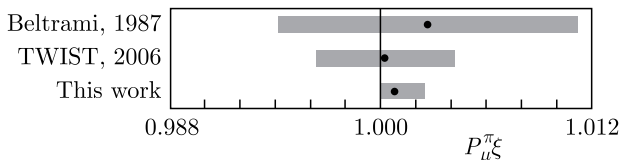


Рис. 5. Результаты работы коллаборации TWIST

хождения между результатами мюонного и нейтронного экспериментов отличаются приблизительно в два раза как по параметру δ , так и по параметру ζ .

Возникает естественный вопрос: может ли это быть связано с тем, что в первом случае мы имеем дело с переходом мюона в нейтрино с испусканием векторного бозона, а во втором случае — с переходом d -кварка в u -кварк с испусканием векторного бозона в присутствии других кварков. Массы распадающихся частиц отличаются приблизительно на порядок величины, а время жизни — на 9 порядков.

ПОЧЕМУ ПРАВЫЙ ВЕКТОРНЫЙ БОЗОН С МАССОЙ $M_{W_R} = 304$ ГэВ И УГЛОМ СМЕШИВАНИЯ $\zeta = -0,038$ НЕ БЫЛ ОБНАРУЖЕН В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРАХ

Вместе с тем в PDG имеются значительно более сильные (> 6 ТэВ) ограничения на гипотетический векторный бозон W' , полученные в ускорительных экспериментах. Следует различать эти ограничения, и не случайно они находятся в разных подразделах в PDG. Дело в том, что ограничения на массу W_R могут быть получены в распаде нейтрона и ядер, эти исследования проводятся методом прецизионных измерений, альтернативным коллайдерным исследованиям. Это целое направление экспериментов, которые обсуждались ранее, а также большое количество теоретических работ, посвященных анализу этих экспериментальных данных на возможные отклонения от СМ [3–6, 14–21]. Наша работа дополняет этот список и сосредоточена в основном на правых токах, т. е. на поисках примеси правого векторного бозона.

Ограничения на гипотетический векторный бозон W' , полученные в ускорительных экспериментах, означают, что не обнаружено каких-либо резонансов в различных модах распада вплоть до энергии 6 ТэВ при сечении, статистически доступном в настоящее время. Конечно, сигналы $e\nu$ и $e\mu$ от распада правого векторного бозона ничем не отличаются от сигналов от распада левого векторного бозона, поэтому поиски происходят на фоне аналогичных событий и на фоне других мод распада, связанных с взаимодействием кварков и глюонов.

Рассмотрим процесс регистрации левого векторного бозона на тэватроне в Фермилаб из работы [22], где приведен пример расчетного сигнала для резонанса W' с массой 500 ГэВ (рис. 6). Легко интерполировать картинку для полномасштабного резонанса с массой 300 ГэВ и затем

учесть фактор подавления из-за малого угла смешивания. Этот фактор подавления оказывается весьма значительным — $1,4 \cdot 10^{-3}$, так как пропорционален квадрату угла смешивания. Ожидаемый эффект изображен на рис. 6 черным резонансом с амплитудой, размер которой ниже статистической точности эксперимента. Таким образом, правый векторный бозон с массой 300 ГэВ и углом смешивания $-0,038$ не мог быть обнаружен в этом эксперименте.

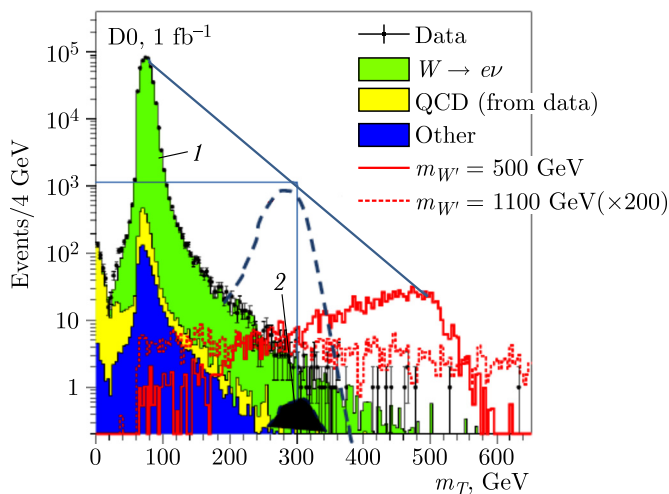


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Процесс регистрации левого векторного бозона на тэватроне в Фермилаб из работы [22]. Слева зеленым цветом (1) показан резонанс от левого векторного бозона. Справа приведен пример расчетного сигнала для резонанса W' с массой 500 ГэВ. В центре черной пунктирной линией показан интерполированный полномасштабный резонанс с массой 300 ГэВ, а черным пятном (2) — ожидаемый резонанс с учетом фактора подавления $1,4 \cdot 10^{-3}$

Теперь рассмотрим результаты эксперимента ATLAS [23], где статистическая точность должна быть выше. На рис. 7 представлены опубликованные результаты эксперимента, которые дополнены анализом, учитывающим вклад резонанса с массой 300 ГэВ и фактор подавления $1,4 \cdot 10^{-3}$ (красная линия, 1). В данном случае статистика могла бы позволить выделить резонанс, если бы не систематические ошибки эксперимента, которые на порядок превышают статистические. Систематические ошибки указаны на нижних панелях зеленым цветом. В области резонанса имеются только три точки, которые превышают систематические ошибки в 1,1, 1,6 и 2,2 раза. Этого недостаточно для надежного наблюдения резонанса. Таким образом, в эксперименте ATLAS уровень систематических ошибок не позволил выделить обсуждаемый резонанс.

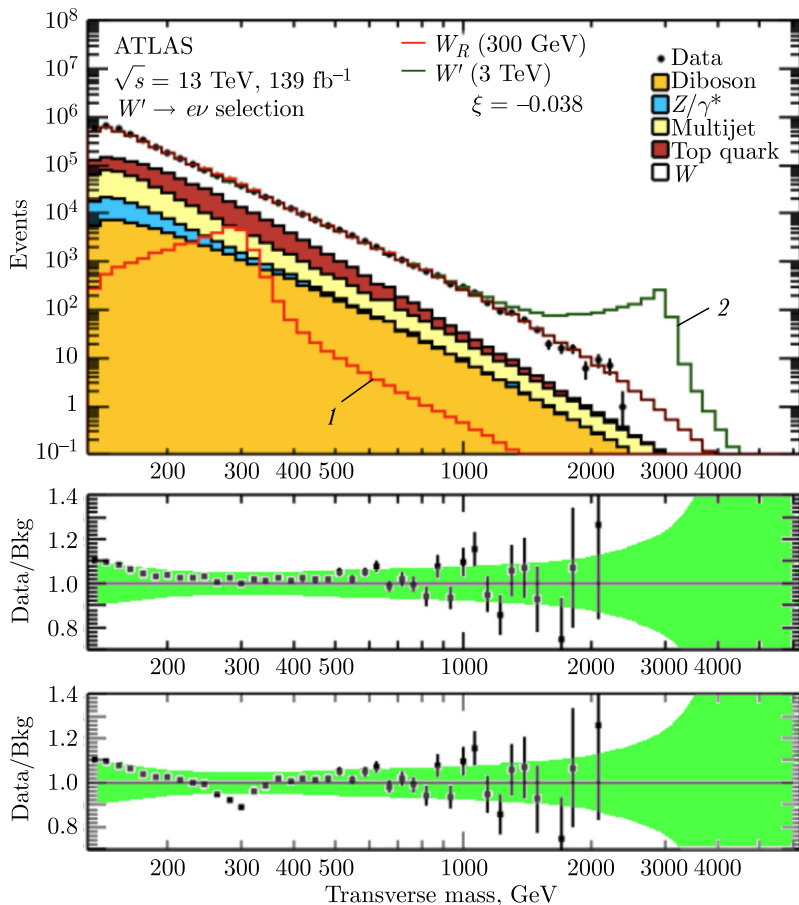


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Результаты эксперимента ATLAS. Опубликованные результаты эксперимента дополнены анализом, учитывающим вклад резонанса с массой 300 ГэВ и фактор подавления $1,4 \cdot 10^{-3}$ (красная линия, 1). Вверху — без примеси правого векторного бозона, внизу — с учетом примеси правого векторного бозона

В целом можно заключить, что на сегодня чувствительность нейтронного эксперимента оказалась выше. Однако есть основания надеяться, что более детальный анализ систематических ошибок и увеличение статистической точности эксперимента позволят ответить на поставленный вопрос. Наконец, следует заметить, что представленный здесь анализ данных эксперимента ATLAS был сделан без учета возможной интерференции резонансов и с обычной зависимостью ширины резонанса от его массы. На самом деле из-за эффекта интерференции возможны иска-

жения формы резонанса как в области массы левого векторного бозона, так и в области массы правого векторного бозона. В частности, нужно выяснить, чем определяется заметный систематический эффект в области от 100 до 200 ГэВ, который присутствует в данных эксперимента ATLAS.

ВОПРОС О ВОЗМОЖНОСТИ ОБЪЯСНЕНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ ПРАВЫМИ НЕЙТРИНО

Для решения этой задачи мы используем уравнение баланса между возникновением и уничтожением правых нейтрино в результате осцилляций активных нейтрино и последующим столкновением с другим нейтрино, когда реализуется состояние правого нейтрино, и обратным процессом, когда стерильное нейтрино возвращается в активное состояние аналогичным образом. Эта задача подробно изложена в нашей статье [24], она основана на использовании уравнения баланса:

$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14}n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24}n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34}n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}. \quad (11)$$

Кроме того, необходимо отметить, что между величинами, входящими в уравнение, имеются следующие связи:

$$E_\nu = 3,15T, \quad (12)$$

$$H(T) = \frac{T^2}{M_{Pl}^*}, \quad (13)$$

$$T[\text{эВ}] \sim \frac{887734}{\sqrt{t[\text{с}]}}. \quad (14)$$

Первый член в левой части уравнения (11) является производной, учитывающей изменение плотности нейтрино во времени. Второй член определяется постоянной Хаббла, зависящей от температуры, которая, в свою очередь, зависит от времени. Первый член в правой части уравнения отвечает за переход активных нейтрино в стерильные, а второй член в правой части — за переход стерильных нейтрино в активные нейтрино. Рассматривается упрощенный вариант с одним стерильным нейтрино, хотя стерильных нейтрино должно быть столько же, сколько и активных, т. е. электронные, мюонные и тау-нейтрино, — всего 12 нейтрино с учетом всех антинейтрино.

Вклад стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной определяется массой стерильного нейтрино и их плотностью по отношению

к плотности активных нейтрино следующим соотношением:

$$\Omega_{\nu_4} \approx \left(\frac{m_{\nu_4} [\text{эВ}]}{1 \text{ эВ}} \right) 0,01 h^{-2} \frac{n_{\nu_4}}{n_{\nu_e}}. \quad (15)$$

Задача состоит в том, чтобы вычислить зависимость плотности стерильных нейтрино от времени. Простое на вид уравнение включает в себя много зависимостей от времени величин, в него входящих. Например, углы смешивания зависят от потенциала нейтринной плазмы, потенциал — от плотности нейтрино, плотность — от температуры, а температура — от времени. Углы смешивания зависят от массы стерильного нейтрино, точнее, от соотношения массы и потенциала плазмы. Время жизни нейтрино в плазме зависит от сечения взаимодействия, которое, в свою очередь, зависит от плотности нейтрино и энергии нейтрино, плотность — от температуры, а температура — от времени. Все эти связи были учтены при решении уравнения численным методом.

В целом процесс эволюции нейтринной плазмы можно описать следующим образом. В самые ранние времена, при высокой плотности нейтринной плазмы и высокой температуре, потенциал нейтринной плазмы настолько высок, что осцилляции подавлены и все нейтрино находятся в чистом несмешанном состоянии. По мере расширения пространства плотность плазмы уменьшается, потенциал ослабевает и начинается смешивание между нейтрино. Рис. 8, *а* наглядно иллюстрирует этот процесс. Рассмотрен случай с легким стерильным нейтрино с $\Delta m^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$. В момент времени 10^{-4} с нет смешивания между разными типами нейтрино. При 10^{-2} с начинают происходить осцилляции, и активные нейтрино начинают смешиваться, а также примешиваться к стерильному нейтрино. В дальнейшем плотность плазмы уменьшается настолько, что нейтрино отделяются от плазмы, причем первым, в момент времени $3 \cdot 10^{-3}$ с, отделяется легкое стерильное нейтрино, как показывает рис. 8, *б*, иллюстрирующий поведение адиабатических уровней энергии в расширяющейся Вселенной. В дальнейшем отделяются тау-нейтрино, мюонное нейтрино и, наконец, электронное нейтрино соответственно в моменты времени $3 \cdot 10^{-2}$, $1 \cdot 10^{-1}$ и $2 \cdot 10^{-1}$ с.

Аналогичную картину можно представить для более тяжелых, например, килоэлектронвольтных нейтрино, но процесс отделения от плазмы будет происходить еще раньше. Рис. 9, *б* показывает временную зависимость плотности стерильных нейтрино по отношению к плотности активных нейтрино для нейтрино разной массы и разных углов смешивания. Причем были выбраны такие случаи, чтобы получить вклад стерильных нейтрино по формуле (15) в плотность Вселенной, равный 25 %, т.е. равный приблизительно вкладу темной материи. Номера кривых на рис. 9, *б* соответствуют номерам точек на рис. 9, *а*. Таким образом можно получить область, дающую 25 % вклада темной материи (красная область, 1). Таким же образом можно получить область, дающую 5 % вклада темной материи (голубая область, 2). По существу, практически

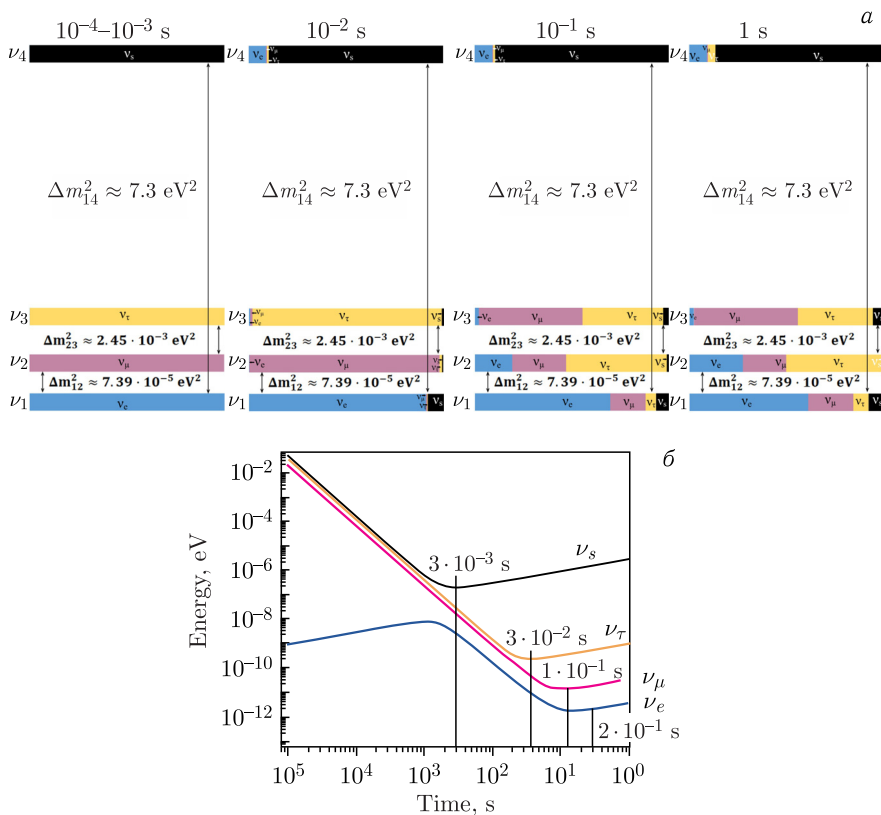


Рис. 8. а) Процесс смешивания нейтрино в расширяющейся Вселенной. б) Поведение адиабатических уровней энергии в расширяющейся Вселенной

вся область параметров стерильного нейтрино, пригодных для объяснения темной материи, определяется этими цветными областями. При более низких значениях углов смешивания или масс мы не получим реального вклада в темную материю. Заметим, что вся область, ответственная за темную материю, состоит из двух частей: практически горизонтальной области с массами меньше 10 эВ и наклонной области с массами порядка нескольких кэВ. Темная материя с массами порядка нескольких электронвольт является так называемой «горячей темной материей», неспособной объяснить структуру Вселенной, поэтому на рис. 9, а в этой области размещена картинка, соответствующая «горячей темной материи». Наклонная область с массами порядка нескольких кэВ относится к варианту «теплой темной материи», для которой моделирование структуры Вселенной представляется возможным.

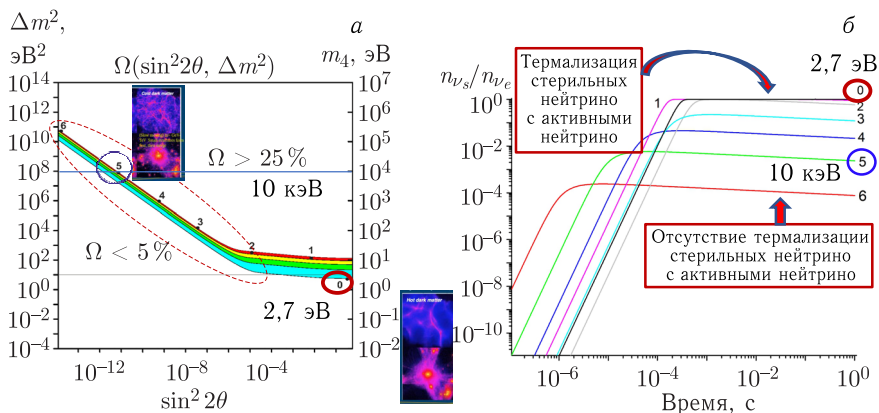


Рис. 9 (цветной в электронной версии). а) Область Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta_{14}$, приводящих к допустимым значениям вклада в темную материю. б) Отношение числа стерильных нейтрино к числу электронных нейтрино для нескольких значений параметров на плоскости $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$. Линия, которая относится к точке «0» на рисунке справа, соответствует $\Delta m^2 = 7,3 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta = 0,38$

В настоящее время в экспериментах «Нейтрино-4» [25] и BEST [26] имеются указания на возможность существование легкого стерильного нейтрино, однако эксперименты STEREO [27] и PROSPECT [28] этого не подтверждают. В эксперименте «Нейтрино-4» завершена модернизация установки с целью увеличения чувствительности и установлены магнитные экраны на все ФЭУ с целью подавления влияния периодических магнитных полей, которые могли быть причиной систематического эффекта. Начат набор статистики. Возможно, указание на существование легкого стерильного нейтрино на уровне $2,7\sigma$ будет закрыто. Однако нужно перейти к рассмотрению ограничений на массы стерильных нейтрино в диапазоне нескольких кэВ.

На рис. 10, а верхняя часть области возможных значений параметров стерильных нейтрино, способных объяснить темную материю, упирается в область астрофизических ограничений при 6 кэВ. Однако область ниже 6 кэВ вплоть до 0,5 кэВ не закрыта, как следует из работы [29]. На рис. 10, б представлены астрофизические ограничения на область масс и углов смешивания. Красный эллипс (1) охватывает часть области возможных масс и углов смешивания правых нейтрино, которая пока не закрыта прямыми астрофизическими наблюдениями. Стоит отметить, что ограничения Лутан-α, отмеченные на рисунке светло-коричневой пунктирной линией (2), являются существенно модельно-зависимыми. Для получения этих ограничений используется сравнение прямых астрофизических наблюдений с результатами симуляций в предположении той или иной космологической модели темной материи. Кроме того,

на наблюдаемый спектр поглощения могут оказывать влияние факторы, вклад которых еще не был корректно оценен, например, доплеровское температурное уширение [29]. При этом в некоторых рассмотрениях наблюдаемый спектр согласуется как с моделью холодной темной материи, так и с моделью теплой темной материи, которую может сформировать стерильное нейтрино массой ~ 1 кэВ [30].

ДИНАМИКА ЗАРОЖДЕНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И СТАБИЛЬНОСТЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПРАВЫХ НЕЙТРИНО

Следующий важный вопрос, который необходимо обсудить, — это время жизни правых нейтрино. В работах [34–36] показано, что распад тяжелых нейтрино возможен по каналу двухчастичного и трехчастичного распада. На рис. 11 представлено время распада в зависимости от массы нейтрино. По вертикальной оси отложено отношение времени жизни к времени существования Вселенной — 13,8 млрд лет. При массе нейтрино 1 МэВ время распада становится равным времени существования Вселенной. Таким образом, правые нейтрино с массой 1 МэВ и более не подходят для темной материи.

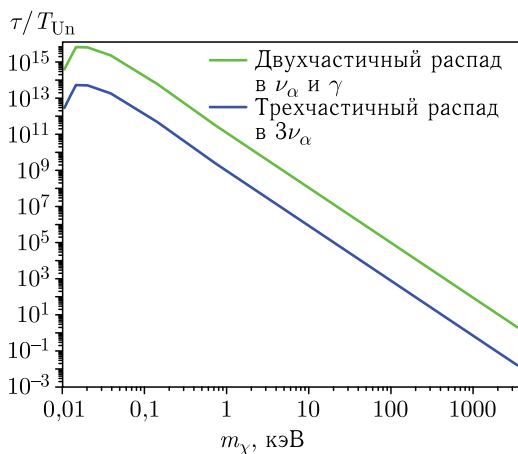


Рис. 11. Время распада правых нейтрино по каналу двухчастичного и трехчастичного распада. Времена жизни приведены к времени существования Вселенной

Трехчастичный распад является определяющим, а двухчастичный распад имеет вероятность на два порядка величины меньше. Однако двухчастичный распад имеет очень важное значение, так как при нем появляются монохроматические гамма-кванты с энергией, равной половине массы тяжелого нейтрино; поскольку масса активного нейтрино

исключительно мала, то энергии гамма-кванта и активного нейтрино практически равны друг другу.

Наличие такого монохроматического излучения является тестом на существование тяжелых нейтрино с соответствующей массой. Трудность состоит в том, что при массе меньше 10 кэВ время жизни таких нейтрино на 8 порядков превышает время существования Вселенной, т.е. вероятность распада нейтрино очень мала. Именно поэтому область экспериментальных ограничений обрывается на массе 6 кэВ. Интересно отметить, что в работе [37] заявлялось о наблюдении монохроматических гамма-квантов с энергией 3,5 кэВ, соответствующих массе тяжелого нейтрино 7 кэВ. Однако это наблюдение было впоследствии закрыто. Таким образом, массы тяжелых правых нейтрино меньше 6 кэВ пока не закрыты, поэтому масса самого тяжелого правого нейтрино $m_{\nu_\tau^R} < 6$ кэВ. Тяжелое правое нейтрино с массой меньше 6 кэВ по-прежнему представляет интерес на роль частицы теплой темной материи. Таким образом, темная материя с массами правых нейтрино $m_{\nu_\tau^R} < 6$ кэВ достаточно стабильна, так как время распада на 10–11 порядков величины больше времени существования.

Динамика зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино, представлена на рис. 9, б. Наиболее тяжелое правое нейтрино отщепляется от плазмы раньше всего и с наименьшим углом смешивания с левыми нейтрино. Менее тяжелое правое нейтрино отщепляется от плазмы позже при большем угле смешивания, который также мал, чтобы не было термализации. Ранее отщепившиеся тяжелые правые нейтрино уже начинают формировать гравитационные области, так как при временах 10^{-5} с плотность частиц темной материи достаточно велика и закон гравитационного притяжения $1/r^2$ работает эффективно. Конечно, для полного понимания динамики зарождения темной материи, состоящей из трех правых нейтрино (антинейтрино), требуется проведение подробных и непростых компьютерных расчетов.

НЕЙТРИННАЯ СХЕМА

В заключение можно провести рассмотрение возможных следствий, полагая, что результат, представленный в этой работе, будет подтвержден. Во-первых, требуется расширение СМ введением правых векторных бозонов $W_R^\pm$, Z_R и правых нейтрино. Во-вторых, правые нейтрино могут рассматриваться в качестве кандидатов на темную материю. Возможная схема смешивания левых и правых нейтрино, которые также называют стерильными, из работы [2] представлена на рис. 12.

Важно отметить, что смешивание происходит между стерильными антинейтрино и активными нейтрино, стерильными нейтрино и активными антинейтрино соответственно. Это необходимое условие, так как осцилляции могут происходить только между состояниями одинаковой киральности из-за сохранения момента количества движения. Как от-

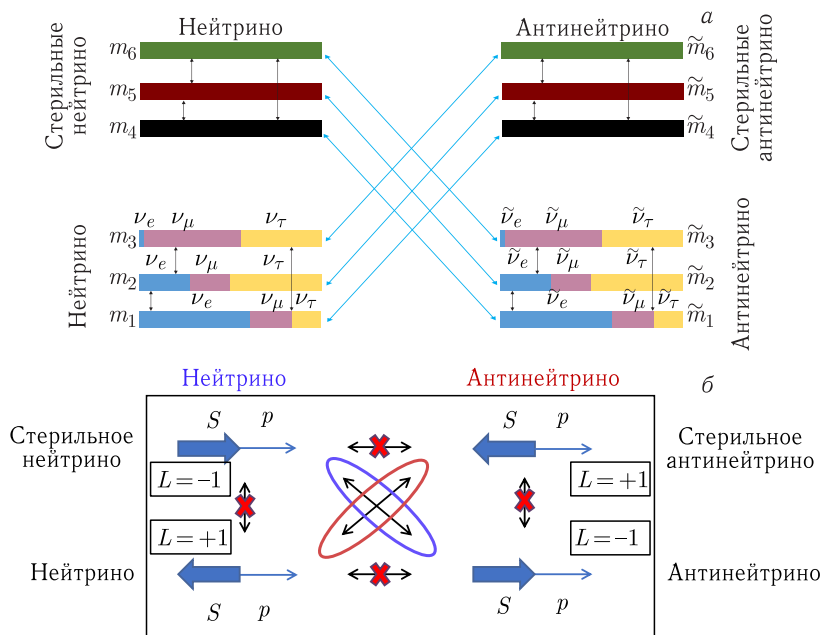


Рис. 12. а) Схема смешивания массовых состояний в лево-правой нейтринной модели. Стрелки указывают на возможное смешивание между массовыми состояниями. Для всех случаев предполагается прямая иерархия масс, хотя это не исключает обратную иерархию масс как для нейтрино, так и для стерильных нейтрино. б) Осцилляции возможны только для состояний одинаковой киральности. Для стерильных нейтрино лептонное число имеет противоположный знак по отношению к нейтрино

мечается в работе [2], угол смешивания между активными нейтрино и стерильными антинейтрино (активными антинейтрино и стерильными нейтрино) исключительно мал — порядка 10^{-10} , поэтому в процессе Большого взрыва стерильные нейтрино и стерильные антинейтрино не термализуются, они отделяются от космической плазмы и объединяются в темную материю гравитационным взаимодействием. В соответствии с работой [2] масса стерильных нейтрино и антинейтрино порядка нескольких кэВ. Малость угла смешивания связана с тем, что переходы между нейтрино и стерильными антинейтрино (активными антинейтрино и стерильными нейтрино) должны быть подавлены, так как это переходы между материей и антиматерией. Малый угол смешивания (порядка 10^{-10}) обеспечивает практическое отсутствие взаимодействия между темной материей и обычной материей. Эта гипотеза обсуждается в работах [1, 2].

Благодарности. Авторы выражают благодарность сотрудникам Отделения физики высоких энергий ПИЯФ за помощь в анализе данных эксперимента ATLAS.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00091).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Serebrov A.P., Samoilov R.M., Zherebtsov O.M., Budanov N.S. // PoS of ICPPCRubakov2023. 2024. V.044.
2. Serebrov A.P., Samoilov R.M., Zherebtsov O.M., Budanov N.S. arXiv:2306.09962v2.
3. Beg M.A.B., Budny R.V., Mohapatra R.N., Sirlin A. // Phys. Rev. Lett. 1977. V.38. P.1252.
4. Holstein B.R., Treiman S.B. // Phys. Rev. D. 1977. V.16. P.2369.
5. Herczeg P. // Phys. Rev. D. 1986. V.34. P.3449.
6. Herczeg P. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2001. V.46. P.413.
7. Severijns N., Beck M., Naviliat-Cuncic O. // Rev. Mod. Phys. 2006. V.78. P.991.
8. Towner I.S., Hardy J.C. // Nucl. Phys. A. 1973. V.205, No.1. P.33–55.
9. Hardy J.C., Towner I.S. // Phys. Rev. C. 2015. V.91. P.025501.
10. Hardy J.C., Towner I.S. // Phys. Rev. C. 2020. V.102. P.045501.
11. Navas S. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2024. V.110. P.030001.
12. Serebrov A.P., Kuznetsov I.A., Stepanenko I.V., Aldushchenkov A.V., Lasakov M.S., Mostovoi Yu.A., Erozolimskii B.G., Dewey M.S., Wietfeldt F.E., Zimmer O., Börner H. // JETP. 1998. V.86. P.1074.
13. Bueno J.F., Bayes R., Davydov Yu.I., Depommier P., Faszner W., Gagliardi C.A., Gaponenko A., Gill D.R., Grossheim A., Gumlinger P., Hasiñoff M.D., Henderson R.S., Hillairet A., Hu J., Koetke D.D., MacDonald R.P., Marshall G.M., Mathie E.L., Mischke R.E., Olchanski K., Olin A., Openshaw R., Poutissou J.-M., Poutissou R., Selivanov V., Sheffer G., Shin B., Stanislaus T.D.S., Tacik R., Tribble R.E. // Phys. Rev. D. 2011. V.84. P.032005.
14. Dubbers D., Abele H., Baessler S., Märkisch B., Schumann M., Soldner T., Zimmer O. // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V.596. P.238–247.
15. Märkisch B. EXA 2017. https://indico.gsi.de/event/5012/contributions/23286/attachments/17026/21492/exa2017_maerkisch_170914.pdf.
16. Gudkov V., Kubodera K., Myhrer F. // J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. 2005. V.110. P.315–318.
17. David Bowman J., Broussard L.J., Clayton S.M., Dewey M.S., Fomin N., Grammer K.B., Greene G.L., Huffman P.R., Holley A.T., Jones G.L., Liu C.-Y., Makela M., Mendenhall M.P., Morris C.L., Mulholland J., Nollett K.M., Pattie R.W. (Jr.), Penttila S., Ramsey-Musolf M., Salvat D.J., Saunders A., Seestrom S.J., Snow W.M., Steyer A., Wietfeldt F.E., Young A.R., Yue A.T. arXiv:1410.5311v1.

18. Konrad G., Abele H. // PoS of INPC2016. P. 359.
19. Darius G., Byron W. A., DeAngelis C. R., Hassan M. T., Wietfeldt F. E., Collett B., Jones G. L., Dewey M. S., Mendenhall M. P., Nico J. S., Park H., Komives A., Stephenson E. J. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 042502.
20. Dubbers D., Märkisch B. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2021. V. 71. P. 139–163.
21. Serebrov A. P. // Phys. Usp. 2019. V. 62. P. 596–601.
22. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 031804.
23. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 052013.
24. Serebrov A. P., Samoilov R. M., Chaikovskii M. E., Zherebtsov O. M. // JETP Lett. 2022. V. 116, No. 10. P. 669–682.
25. Serebrov A. P., Samoilov R. M., Ivochkin V. G. et al. (Neutrino-4 Collab.) // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. P. 032003.
26. Barinov V. V., Cleveland B. T., Danshin S. N. et al. (BEST Collab.) // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. P. 065502.
27. Almazan H. et al. (STEREO Collab.) // Nature. 2023. V. 613. P. 257.
28. Andriamirado M. et al. (PROSPECT Collab.) // Phys. Rev. D. 2021. V. 103. P. 032001.
29. Boyarsky A., Drewes M., Lasserre T., Mertens S., Ruchayskiy O. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2019. V. 104. P. 1–45.
30. Garzilli A., Magalich A., Theuns T., Frenk C. S., Weniger Ch., Ruchayskiy O., Boyarsky A. // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 2019. V. 489. P. 3456.
31. Roach B. M., Rossland S., Ng K. C. Y., Perez K., Beacom J. F., Grefenstette B. W., Horiuchi Shunsaku, Krivonos R., Wik D. R. // Phys. Rev. D. 2023. V. 107. P. 023009.
32. Aker M. et al. (KATRIN Collab.) // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. P. 072004.
33. Aker M. et al. (KATRIN Collab.) // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2022. V. 49. P. 100501.
34. Dasgupta B., Kopp J. // Phys. Rep. 2021. V. 928. P. 1–63.
35. Pal P. B., Wolfenstein L. // Phys. Rev. D. 1982. V. 25. P. 766.
36. Shrock R. E. // Nucl. Phys. B. 1982. V. 206. P. 359.
37. Boyarsky A., Ruchayskiy O., Iakubovskiy D., Franse J. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 251301.