

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ РАСПАДА НЕЙТРОНА НА ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПРАВОГО ВЕКТОРНОГО БОЗОНА W_R

*А. П. Серебров¹, О. М. Жеребцов, А. К. Фомин,
Р. М. Самойлов, Н. С. Буданов*

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

Проведен анализ последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона на возможность существования правого векторного бозона W_R . В результате анализа обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ ГэВ и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0,034 \pm 0,013$. Этот результат, с одной стороны, следует рассматривать как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах, где верхний предел на массу правого векторного бозона W_R значительно выше, а с другой — он указывает на необходимость проведения еще более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа.

An analysis of the latest most accurate experimental data on neutron decay for the possibility of the existence of the right vector boson W_R is 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 the mass $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ GeV and mixing angle with W_L : $\zeta = -0.034 \pm 0.013$. This result, on the one hand, should be considered as a challenge to experimental physics at colliders, where the upper limit on the mass of the right vector boson W_R is significantly higher, and, on the other hand, indicates the need for even more accurate measurements of neutron decay and its theoretical analysis.

PACS: 14.20.Dh

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 в том случае, если существуют правые векторные бозоны: W_R^\pm , Z_R . В связи с этим

¹E-mail: serebrov_ap@npni.nrcki.ru

был проведен представленный ниже 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. Прежде чем проводить анализ современной экспериментальной ситуации в распаде нейтрона на возможное присутствие правых токов, представим обзор, иллюстрирующий увеличение точности измерений и тенденции в изменении времени жизни и асимметрий распада нейтрона.

1. ОБЗОР, ИЛЛЮСТРИРУЮЩИЙ УВЕЛИЧЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерений времени жизни нейтрона, электронной и нейтринной асимметрий распада нейтрона представлены на рис. 1, 2, 3 и 4. Можно видеть, что за последние 25 лет был достигнут значительный прогресс в точности измерений времени жизни нейтрона. В 2005 г. произошло революционное изменение времени жизни нейтрона благодаря работе [9] — измерению времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов (УХН). В дальнейшем этот результат был подтвержден измерениями с магнитной ловушкой УХН в ПИЯФ [11, 12] в 2009 г. и наконец, с еще большей точностью измерениями с магнитной ловушкой УХН в LANL в 2018 г. [13] и в 2021 г. [14].

Тенденции в измерениях электронной асимметрии распада нейтрона представлены на рис. 2. В измерениях электронной асимметрии распада значительные изменения точности произошли на установке PERKEO II [15] и PERKEO III [16, 17]. Точность измерений асимметрии распада сначала возросла в 3 раза и затем еще в 2,5 раза и в итоге составила 0,17%. В то же время абсолютное значение электронной асимметрии распада возросло на 2%.

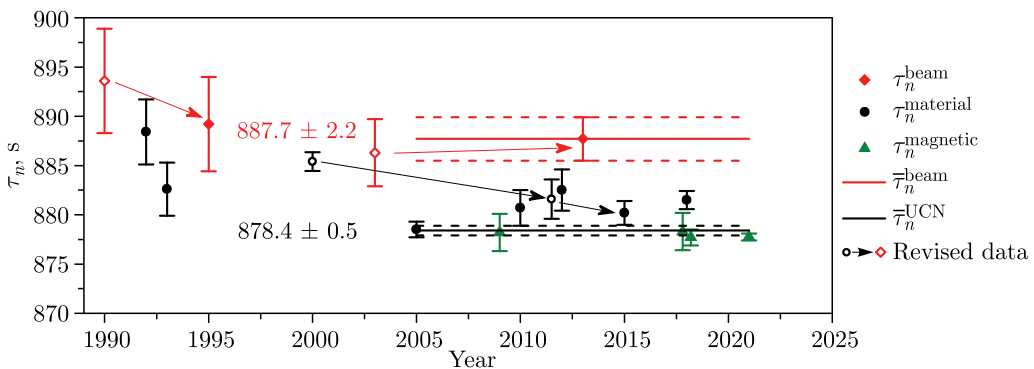


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Данные экспериментальных результатов для времени жизни нейтрона, начиная с 1990 г., из [8], расхождение данных в 2005 г. [9] с данными 2000 г. [10], новые результаты с магнитной ловушкой (отмеченные зеленым), которые являются определяющими [11–14]

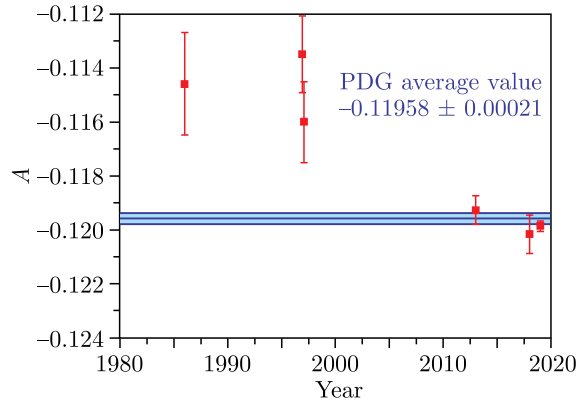


Рис. 2. Измерения электронной асимметрии распада нейтрона (A) и усредненный результат из PDG [18]

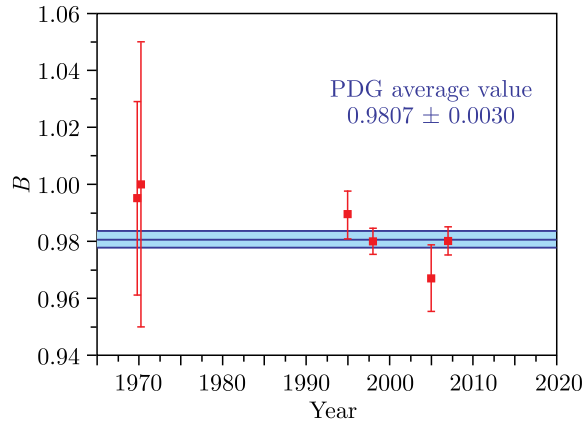


Рис. 3. Экспериментальные результаты нейтринной асимметрии распада нейтрона (B) и усредненный результат из PDG

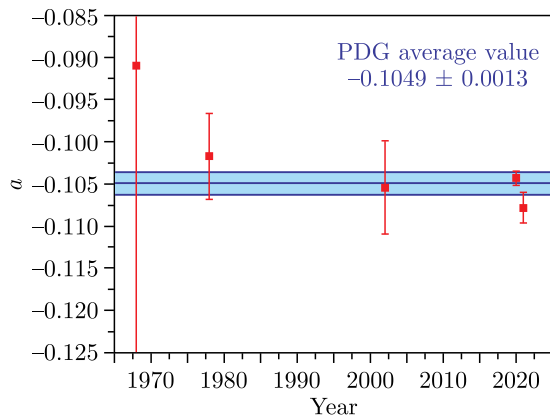


Рис. 4. Экспериментальные результаты электрон-нейтринной асимметрии распада нейтрона a и усредненный результат из PDG [18]

И наконец, что особенно важно для нашего анализа на правые токи, нужно использовать результаты измерений нейтринной асимметрии распада нейтрона, где точность измерений значительно возросла в 1998 г. благодаря эксперименту [19]. В дальнейшем результат был подтвержден экспериментом [20] с такой же точностью. В итоге определилось значение нейтринной асимметрии, представленное в PDG [18].

Значительный прогресс в измерениях электрон-нейтринной асимметрии распада нейтрона был достигнут в последние годы. Экспериментальные результаты электрон-нейтринной асимметрии распада нейтрона и усредненный результат из PDG представлены на рис. 4.

Кроме того, для дальнейшего анализа следует использовать условие унитарности матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) [21] и данные экспериментов с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ - 0^+$ -переходами [22]. Графический анализ перечисленных результатов измерений представлен на рис. 2–5.

В рамках СМ или V-A-теории слабого взаимодействия все три способа определения V_{ud} (из распада нейтрона, из экспериментов с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ - 0^+$ -переходами и из унитарности СКМ-матрицы) должны совпадать. Результаты определения V_{ud} из распада нейтрона определяются точностью измерения времени жизни нейтрона ($877,75 \pm 0,35$) с [14] (голубая область (1) на рис. 6) и точностью измерения отношения аксиальной и векторной констант из электронной асимметрии распада нейтрона — $\lambda = -1,2757(5)$ [17] (зеленая область (2) на рис. 6). Пересечение данных для времени жизни нейтрона и значения отношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия из электронной асимметрии распада нейтрона A дают значение $V_{ud}^n = 0,97477(37)$.

Из унитарности СКМ-матрицы, используя значение $V_{us} = 0,2243(8)$ [18] и $|V_{ub}|^2 = 1,7 \cdot 10^{-5}$ [18], можно вычислить $V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0,97452(18)$. Это значение согласуется в рамках ошибок со значением из нейтронного распада V_{ud}^n , однако матричный элемент V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ -переходов заметно отличается: $V_{ud}^{00} = 0,97367(32)$ [22] (см. рис. 6). Разность V_{ud} между согласующимися значениями V_{ud}^n и значением V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ -переходов составляет $2,6\sigma$. Важно отметить, что

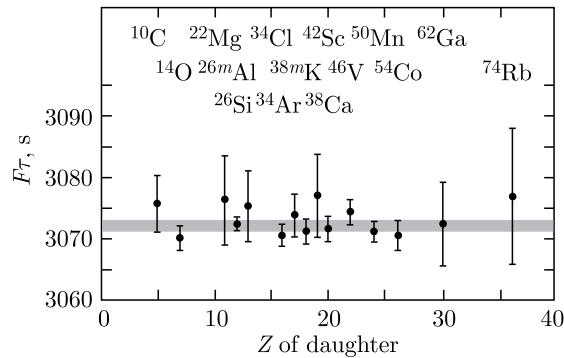


Рис. 5. Результаты измерения величины Ft в экспериментах с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ - 0^+$ -переходами из работы [22]

в работе [22] указывается на нарушение унитарности на $2,4\sigma$, что также обсуждается в работе [23].

На рис. 7 представлено сравнение значения экспериментальной нейтринной асимметрии распада нейтрона $B = 0,9807(30)$ [19] и вычисленной асимметрии в рамках СМ в зависимости от λ . В этом случае также наблюдается расхождение между экспериментальным значением нейтринной асимметрии и предсказанием СМ. Раз-

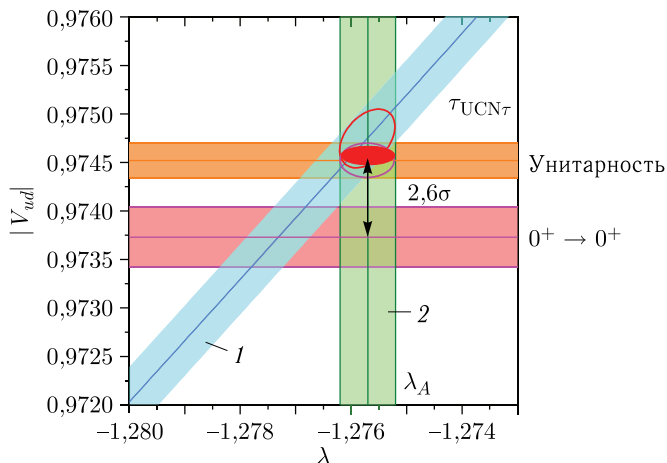


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Зависимость матричного элемента смешивания кварков V_{ud} от λ , вычисленная по формулам СМ из распада нейтрона, из экспериментов с фермиевскими сверхразрешенными ядерными $0^+ - 0^+$ -переходами и из унитарности СКМ-матрицы по измерениям V_{us} [18]

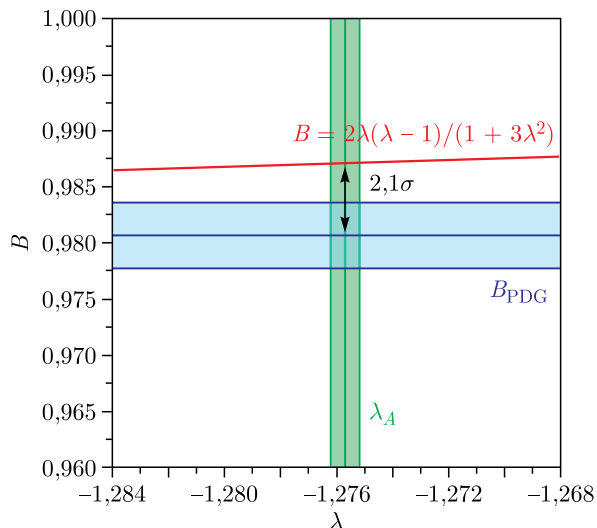


Рис. 7. Сравнение экспериментальной нейтринной асимметрии распада нейтрона и вычисленной в рамках СМ в зависимости от отношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия

ность этих величин составляет $2,1\sigma$. Лучшим экспериментальным тестом является измерение нейтринной асимметрии распада нейтрона. Заметим, что радиационных поправок для нейтринной асимметрии практически нет, внутренние радиационные поправки возникают на уровне порядка 10^{-5} [24], поэтому измерение нейтринной асимметрии является наиболее чистым тестом на правые токи. Именно с этой целью были проведены работы [19, 20, 25].

Из представленной картины экспериментальных данных следует, что достигнут значительный прогресс в точности измерений и вместе с тем обнаружены отклонения в интерпретации данных в рамках V-A-теории слабого взаимодействия. В связи с этим целесообразно провести анализ с учетом возможного влияния правых токов.

2. ЛЕВО-ПРАВЯЯ МАНИФЕСТ-МОДЕЛЬ СМЕШИВАНИЯ ЛЕВЫХ И ПРАВЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ (LRS)

Анализ наблюдаемого расхождения можно сделать в рамках модели с учетом правых токов. В простейшей лево-правой манифест-модели [3, 5] рассматривается смешивание левых и правых векторных бозонов, причем для токовых состояний W_L , W_R и массовых состояний W_1 и W_2 можно написать

$$W_L = W_1 \cos \zeta + W_2 \sin \zeta, \quad (1)$$

$$W_R = e^{-i\omega}(-W_1 \sin \zeta + W_2 \cos \zeta), \quad (2)$$

где ζ — угол смешивания токовых состояний W_L и W_R , а δ — отношение квадратов масс состояний W_1 и W_2 ; ω — CP-нарушающая фаза. Полное нарушение CP — при $\omega = \pi/2$ и отсутствие CP-нарушения при $\omega = 0$.

Мы предполагаем, что причиной и того, и другого расхождения являются правые токи, а унитарность для СКМ-матрицы, учитывающей влияние правого векторного бозона, сохранится. Действительно, из эксперимента мы можем извлечь только элементы матрицы с учетом смешивания векторных бозонов, т. е. \tilde{V}_{ui} , где $i = d, s, b$. Это означает, что мы должны перенормировать элементы матрицы для модельно независимого подхода, рассматриваемого в работе P. Herczeg [6]. В линейном приближении это означает $\tilde{V}_{ud} = V_{ud} - \zeta V_{ud} = V_{ud} (1 - \zeta)$.

Действительно, если в рамках простейшей лево-правой манифест-модели представить вероятность β -распада нейтрона (ξ_n), то мы получим

$$\begin{aligned} \xi_n &= G_F^2 |M_{F,n}|^2 |g_V V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2 \\ &\left\{ \left(1 + (\delta - \zeta)^2 \right) + \frac{|M_{,n}|^2 |g_A|^2 (1 + \zeta)^2}{|M_{F,n}|^2 |g_V|^2 (1 - \zeta)^2} \left(1 + (\delta + \zeta)^2 \right) \right\} = \\ &= G_F^2 |M_{F,n}|^2 |g_V|^2 |\tilde{V}_{ud}|^2 \left\{ 1 + (\delta - \zeta)^2 + 3\tilde{\lambda}_n^2 \left(1 + (\delta + \zeta)^2 \right) \right\}, \end{aligned}$$

где $\tilde{\lambda}_n \equiv \frac{|g_A| (1 + \zeta)}{|g_V| (1 - \zeta)}$, что совпадает (с учетом обозначений) с определением λ в формуле (29) из работы P. Herczeg [6].

Таким образом, $|\tilde{V}_{ud}|^2 = |V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2$, а $\tilde{\lambda} \equiv \frac{|g_A|(1 + \zeta)}{|g_V|(1 - \zeta)}$. Заметим, что из эксперимента мы извлекаем величины, которые пропорциональны перенормированным матричным элементам, т. е. \tilde{V}_{ud} и $\tilde{\lambda}$. Унитарность перенормированной СКМ-матрицы должна сохраняться с точностью до квадратичных поправок. Влияние правых токов может проявляться через квадратичные члены в измерении относительных величин — в измерениях асимметрий и поляризаций.

Таким образом, СКМ-матрица в простейшей лево-правой манифест-модели получена посредством добавления малой примеси правых токов с последующей перенормировкой. Поэтому унитарность СКМ-матрицы в простейшей лево-правой манифест-модели выполняется с точностью до членов второго порядка по ζ .

3. ГЛОБАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСПАДА НЕЙТРОНА НА ПРАВЫЕ ТОКИ

Экспериментальные исследования распада нейтрона дают исключительно важную информацию для проверки Стандартной модели физики элементарных частиц. 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:

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

Вероятность распада пропорциональна квадрату константы слабого взаимодействия G_F с достаточно хорошей точностью из распада мюона, а также пропорциональна квадрату матричного элемента V_{ud} матрицы 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 использованием 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 $D = -1,2(2,0) \cdot 10^{-4}$.

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

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

$$\begin{aligned} \tau_{\text{exp}} &= 878,4(5), & a_{\text{exp}} &= -0,1049(13), \\ A_{\text{exp}} &= -0,11958(21), & B_{\text{exp}} &= 0,9807(30), & V_{ud}^{\text{unit}} &= 0,97452(18). \end{aligned} \quad (4)$$

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

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. 8.

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].

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. $V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0,97452(18)$.

$$\begin{aligned} \tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} &= \frac{4905,7}{V_{ud}^2[1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)]}, \\ a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} &= \frac{(1 - \lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}{(1 + 3\lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}, \\ A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} &= -\frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) + (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)}, \\ B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} &= \frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) - (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)}, \end{aligned} \quad (5)$$

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

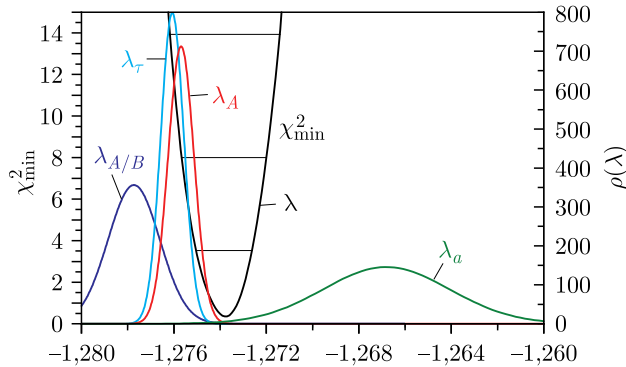


Рис. 8. Результаты вычисления значения параметра λ в рамках V-A-варианта теории слабого взаимодействия

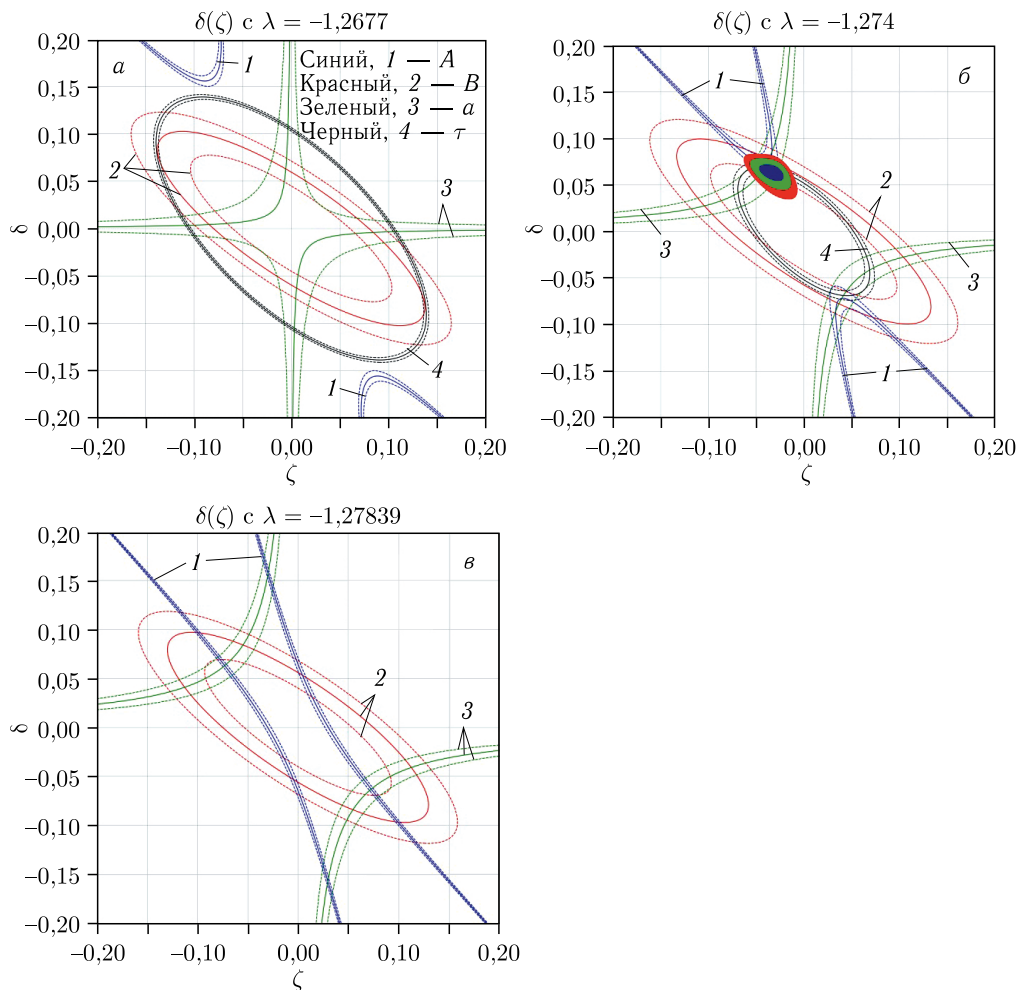


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Зависимость параметра δ от параметра ζ из уравнений (5) для результатов измерения величин a , A , B и τ при разных значениях параметра λ . Рис. а и в для крайних значений $\lambda = 1,2677$ и $\lambda = 1,2783$, где невозможно найти точку на плоскости δ , ζ , удовлетворяющую указанным уравнениям. Рис. б для оптимального набора параметров λ , δ и ζ при значении $\lambda_{\text{опт}} = 1,2740$

В рамках лево-правой манифест-модели отношение 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:

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

$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq -\frac{16}{(1-\lambda^2)(1+3\lambda^2)}\delta\zeta, \quad (7)$$

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

$$\frac{B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} - B_{V-A}}{B_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 - 3\lambda^2 + 1]}{(\lambda - 1)(1 + 3\lambda^2)} - 2\frac{\lambda}{\lambda - 1}\zeta^2. \quad (9)$$

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 указанным выше уравнениям. Это рис. 9, *a* и *в*. Однако получить оптимальный набор параметров λ, δ и ζ оказалось возможным при значении $\lambda_{\text{опт}} = -1,2740 \pm 0,0011$ (рис. 9, *б*).

Расчеты проведены по формулам (5) и по формулам (6)–(9), значимого отличия не обнаружено.

Более точный поиск оптимальных значений был сделан методом χ^2 . Результат анализа для $\lambda_{\text{опт}}$ представлен на рис. 8, а для $\delta_{\text{опт}}$ и $\zeta_{\text{опт}}$ — на рис. 10. Благодаря этому анализу определены оптимальные значения и точность их определения. Анализ был сделан с использованием данных PDG 24.

В результате мы получили

$$\lambda_{\text{опт}} = -1,2740 \pm 0,0011, \quad \delta_{\text{опт}} = 0,063 \pm 0,009, \\ M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26} \text{ ГэВ}, \quad \zeta_{\text{опт}} = -0,034 \pm 0,013.$$

Эти результаты представлены на рис. 10.

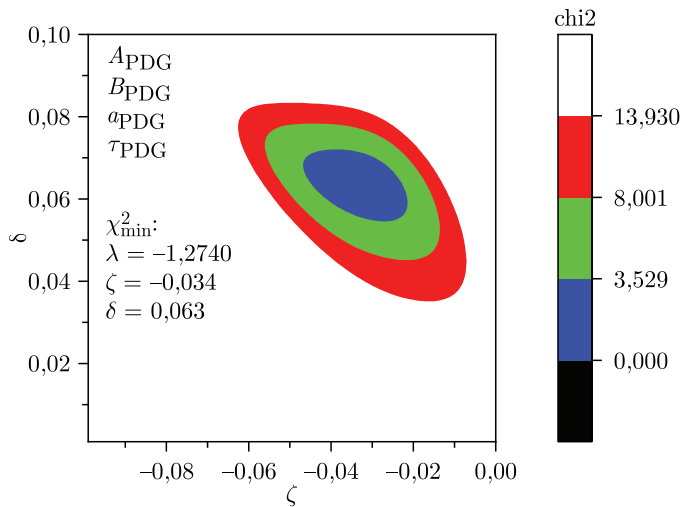


Рис. 10. Оптимальные значения параметров λ, δ и ζ , полученные методом χ^2 с использованием экспериментальных данных нейтронного распада из PDG 24 [18] для a, A, B и τ

В результате проведенного анализа в рамках лево-правой манифест-модели с использованием экспериментальных данных нейтронного распада дана оценка на массу правого векторного бозона и угол смешивания: $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ ГэВ, $\zeta = -0,034 \pm 0,013$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона на возможность существования правого векторного бозона W_R . В результате анализа обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ ГэВ и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0,034 \pm 0,013$.

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 являются 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, 26–29]. Наша работа дополняет этот список и сосредоточена в основном на правых токах.

Ограничения на гипотетический векторный бозон W' получены в ускорительных экспериментах. Они означают, что не обнаружено каких-либо резонансов для событий, в которых мог бы проявиться гипотетический векторный бозон W' с соответствующей массой. Однако в коллайдерных экспериментах достаточно велик уровень фона, что значительно затрудняет поиск узких резонансов. Кроме того, необходимо исследовать значительное число схем для предполагаемых распадов W' . Схема события с участием W_R^\pm предполагает появление n , ν , e^+ или n , $\bar{\nu}$, e^- , при этом детектирование нейтрона является проблематичным, а детектирование нейтрино невозможным. Поэтому не следует отождествлять верхний предел на массу W' с верхним пределом на массу W_R .

Результат на массу W_R , полученный в данной работе, с одной стороны, следует рассматривать, как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах и, с другой — указывает на необходимость проведения еще более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа. Возможно, что это тот случай, когда прецизионные измерения при низких энергиях могут иметь преимущество по сравнению с прямым методом поиска новых частиц в столкновениях протонов высокой энергии на ускорителях. Полученные в этой работе указания на массу W_R могут быть более детально проверены в ускорительных экспериментах.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00091, <https://rscf.ru/project/24-12-00091/>).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Serebrov A. P., Samoiloov R. M., Zherebtsov O. M., Budanov N. S. // PoS 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. Serebrov A. P. // Phys. Usp. 2019. V. 62. P. 596–601.
9. Serebrov A. P., Varlamov V. E., Kharitonov A. G. et al. // Phys. Lett. B. 2005. V. 605. P. 72–78.
10. Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 483, Nos. 1–3. P. 15–22.
11. Ezhov V. // Proc. of the Seventh UCN Workshop. St. Petersburg, 2009; <http://cns.pnpi.spb.ru/7UCN/articles/Ezhov1.pdf>.
12. Ezhov V. F., Andreev A. Z., Ban G. et al. // JETP Lett. 2018. V. 107. P. 671.
13. Pattie R. W., Jr., Callahan N. B., Cude-Woods C. et al. // Science. 2018. V. 360. P. 627.
14. Gonzalez F. M., Fries E. M., Cude-Woods C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 162501.
15. Mund D., Märkisch B., Deissenroth M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 172502.
16. Märkisch B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 242501.
17. Märkisch B. // CKM2023; <https://indico.cern.ch/event/1184945/contributions/5540848/attachments/2719237/4723864/Maerkisch%20CKM%202023%20-1.pdf>.
18. Navas S. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. P. 030001.
19. Serebrov A. P. et al. // JETP. 1998. V. 86. P. 1074.
20. Schumann M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 191803.
21. Czarnecki A., Marciano W. J., Sirlin A. // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 093006.
22. Hardy J. C., Towner I. S. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 045501.
23. Falkowski A., González-Alonso M., Naviliat-Cuncic O., Severijns N. // Eur. Phys. J. A. 2023. V. 59, No. 5. P. 113.
24. Ivanov A. N., Pitschmann M., Troitskaya N. I. // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 073002.
25. Kuznetsov I. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 794.
26. Gudkov V. P. Inst. Yad. Fiziki of AN SSSR. Preprint 1591. L., 1990; https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/22/058/22058530.pdf?r=1.
27. Serebrov A. P., Romanenko N. V. // JETP Lett. 1992. V. 55. P. 490.
28. Czakov M., Gluza J., Zraček M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 458. P. 355.
29. Li G., Ramsey-Musolf M. J., Vasquez J. C. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 151801.

Получено 30 августа 2024 г.