Прецизионные исследования распада нейтрона, лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия, CP-нарушение и барионная асимметрия Вселенной

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

НИЦ «Курчатовский институт» - Петербургский институт ядерной физики, 188300, Гатчина, Россия
**e-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru*

Анализ последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона указывает на необходимость расширения Стандартной Модели введением примеси правого векторного бозона W_R. Представлена лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия, в которой знак угла смешивания W_R и W_L изменяется на противоположный при переходе от W^- к W^+. В этой модели возникает CP-нарушение, связанное с наличием примеси правого векторного бозона. Параметр модели: угол смешивания $\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$ извлечен из распада нейтрона – времени жизни и асимметрий распада, а также из исследования распада протона в ядрах, так называемых сверхразрешённых $0^+ - 0^+$ переходов. Оценка на массу W_R $M_{W_R} = (340 \pm 60)$ ГэВ даётся соотношением: из параметра $\delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$, который есть отношение квадратов массовых состояний векторных бозонов. Причём, знак CP-нарушения противоположный для частиц и античастиц, т.е. фаза CP-нарушения равна $\pi/2$, что соответствует 100-процентному CP-нарушению. Результаты расчётов в рамках лево-правой асимметричной модели с параметром ζ подтверждается экспериментальными результатами с нейтральными мезонами. Рассмотрен процесс формирования барионной асимметрии Вселенной в лево-правой асимметричной модели слабого взаимодействия с примесью правого векторного бозона с разным знаком угла смешивания с W^- и W^+. Это приводит к тому, что времена жизни нейтронов и антинейтронов, которые распадаются через W^- и W^+, отличаются. Из этого отличия формируется барионная асимметрия в процессе адронизации кварк глюонной плазмы при температуре ниже 150 МэВ. В процессе фазового перехода от кварк-глюонной плазмы к адронной жидкости выполняются все три условия А.Д. Сахарова для возникновения барионной асимметрии Вселенной: CP-нарушение, нестационарность процесса, и в результате этого происходит нарушение барионного числа из-за различия вероятности распадов нейтронов и антинейтронов.

Ключевые слова: бета-распад нейтрона, правый векторный бозон

Прецизионные исследования распада нейтрона позволяют проводить поиск отклонений от Стандартной Модели. Распад нейтрона изучался на протяжение уже более половины века. Точность измерений планомерно увеличивалась и в настоящее время составляет $4 \cdot 10^{-4}$ для времени жизни нейтрона и 10^{-3} для асимметрии распада. В этот процесс исследований вовлечены многие научные группы в широко известных научных центрах по всему миру. Значительный вклад внесён исследованиями в России, начиная с середины

прошлого века, особенно исследованиями с ультрахолодными нейтронами и точными измерениям времени жизни нейтрона, а также измерениями нейтринной асимметрии.

Краткий обзор современного состояния исследований распада нейтрона представлен в работе [1], где показано, что имеется отклонение от Стандартной Модели на уровне 3.7 сигма. В этой же работе обсуждаются исследования распада протона в ядрах, так называемые сверхразрешённые $0^+ - 0^+$ переходы, которые тщательно изучались на протяжение более 30-ти лет [2,3]. Эти исследования позволяют независимо определить V_{ud} элемент матрицы ККМ. При этом, было показано, что значение V_{ud}^{00}, полученное из этих исследований отличается от значения V_{ud}^{unit}, полученного из унитарности первой строки матрицы ККМ на 2.4 сигма [4], где $V_{ud}^{unit} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2}$. Хотя это разница не превышает 3 сигма, это настораживает, т.к. вопрос о унитарности матрицы ККМ является принципиально важным, и особенно в совокупности с отклонением от СМ в распаде нейтрона. Попытка согласовать значение V_{ud}^{n}, полученное из распада нейтрона и V_{ud}^{00} из распада протона в ядрах в рамках простейшей лево правой манифест модели [5-9] не удалась, однако, оказалось, что лучшее согласие можно получить, если знак угла смешивания изменить на противоположный знак при изменении знака заряда векторного бозона. Таким образом, возник так называемый асимметричный вариант лево-правой модели, где схема смешивания имеет следующий вид:

В общем случае:

$$\begin{pmatrix} W_L^{\pm} \\ W_R^{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\zeta & e^{i(-\pi/2+\vartheta^{\pm})}\sin\zeta \\ e^{i(-\pi/2+\vartheta^{\mp})}\sin\zeta & \cos\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^{\pm} \\ W_2^{\pm} \end{pmatrix} (1), \quad \begin{pmatrix} W_L^{\pm} \\ W_R^{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\zeta & \mp\sin\zeta \\ \pm\sin\zeta & \cos\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^{\pm} \\ W_2^{\pm} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

где ζ – угол смешивания флейворных состояний W_L и W_R, а δ – отношение квадратов масс состояний W_1 и W_2, ϑ - фаза CP-нарушения.

На основе опыта подгонки экспериментальных данных мы получили указание, что наилучшее согласие можно получить при $\vartheta^+ = -\pi/2$ и $\vartheta^- = \pi/2$. В этом случае матрица (1) переходит в матрицу (2). Обе матрицы для W^- и для W^+ эрмитовы и унитарны. Но матрица для W^+ не переходит в матрицу для W^- при комплексном сопряжение из-за CP-нарушения, что как раз соответствует тому, что мы вводим CP-нарушение, причём 100%. Это вводит асимметрию между частицами и античастицами, позволяющую объяснить асимметрию Вселенной.

Матрица для W^+ и для W^- связаны через δ и ζ. Каждая матрица применяется к гамильтониану, соответствующему своей задаче (распад нейтрона через W^-, распад антинейтрона через W^+, распад протона в ядре через W^+, распад мезона через W^-, распад антимезона через W^+). В принципе, мы имеем систему независимых уравнений, из которых можно независимым образом определить модельные параметры δ и ζ. Но исходя из того в основе процесса распада нейтрона и протона в ядре ($0^+ - 0^+$ переходы), мы имеем схожий кварковый объект следует ожидать, что подгонка всего набора экспериментальных данных может производиться с единым набором δ и ζ. Дальнейший анализ данных покажет на сколько данный подход окажется плодотворен.

Таким образом, лево-правая асимметричная модель не требует нового теоретического обоснования, а является всего лишь частным случаем применения традиционного гамильтониана слабого взаимодействия к соответствующему процессу, где особый подход

применяется только к выбору соответствующей схемы CP-нарушения. Особенностью данной схемы CP-нарушения в лево-правой асимметричной модели является выбор фазы CP-нарушения для W^- фаза $\vartheta^- = \pi/2$, а для W^+ фаза $\vartheta^+ = -\pi/2$. Такой выбор фаз является интуитивным на основе набора экспериментальных данных с учётом главной задачи – объяснения асимметрии Вселенной.

Сами действительные параметры δ и ζ могут зависеть от структуры кваркового объекта и должны использоваться для корректировки значений матричных элементов ККМ для выполнения унитарности ККМ.

В частности, после определения V_{ud} должен быть скорректирован матричный элемент V_{us} и т.д. . Таким образом, основные изменения будут относиться к природе CP-нарушения в связи возможностью существования правого векторного бозона.

Анализ экспериментальных данных распада нейтрона в рамках лево-правой асимметричной модели в соответствии с формулой (1) был реализован в нашей работе [1], при этом для анализа данных для коэффициентов асимметрии были использованы соотношения из работы [9], которая содержит достаточно полный обзор, как теоретической, так и экспериментальной ситуации, связанной с распадом нейтрона и другими сопряжёнными вопросами. В частности, в приложение приведены формулы для коэффициентов асимметрии в распаде нейтрона для лево-правой манифест модели. Они были выведены в разложение по малым модельным параметрам δ и ζ. В нашей работе [1] они же были использованы, хотя приведены в виде более удобном для анализа. Результаты анализа представлены в работе [1]. Основная трудность в интерпретации полученных результатов для модельных параметров δ и ζ, состоит в том, что масса правого W приблизительно 300 ГэВ противоречит результатам исследований на ускорителях по поиску дополнительного векторного бозона. Единственный аргумент о возможности подавления резонанса из-за малости угла смешивания требует детального обоснования. В связи с эти мы вернулись к рассмотрению задачи, начиная с самого начала.

Гамильтониан описывающий распад нуклона через векторный и аксиальный токи имеет вид [5-9]:

$$H_{V,A}^{(N)} = C_V \langle \bar{e}|\gamma_\mu|\nu\rangle\langle \bar{p}|\gamma_\mu|n\rangle + C_V' \langle \bar{e}|\gamma_\mu\gamma_5|\nu\rangle\langle \bar{p}|\gamma_\mu|n\rangle - C_A \langle \bar{e}|\gamma_\mu\gamma_5|\nu\rangle\langle \bar{p}|\gamma_\mu\gamma_5|n\rangle - C_A' \langle \bar{e}|\gamma_\mu|\nu\rangle\langle \bar{p}|\gamma_\mu\gamma_5|n\rangle + \text{h.c.} \quad (3)$$

Для нейтрона $C_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}}\left((1+\delta)-(1-\delta)\sin 2\zeta\right)$, $C_V' = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}}(1-\delta)\cos 2\zeta$ (4)

$$C_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}}\left((1+\delta)+(1-\delta)\sin 2\zeta\right), \quad C_A' = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}}(1-\delta)\cos 2\zeta \quad (5)$$

Вычисление вероятности распада нуклона с гамильтонианом (3) дает следующий результат

$$(f\tau_n)^{-1} \approx \left(|M_F|^2\left(|C_V|^2+|C_V'|^2\right)+|M_{GT}|^2\left(|C_A|^2+|C_A'|^2\right)\right) \quad (6)$$

где f - фазовый объем для данного распада, τ_N - время жизни частицы. В случае нейтрона $M_F = 1$, $M_{GT} = \sqrt{3}$, а распад происходит через W^-

$$\left(f\tau_n\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}\right|^2 \left(1+3\lambda_n^2\right)\left[1+\delta^2-\left(1-\delta^2\right)\frac{\left(1-3\lambda_n^2\right)}{\left(1+3\lambda_n^2\right)}\sin 2\zeta\right]$$

$$\left(f\tau_{00}\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}\right|^2 \left[1+\delta^2+\left(1-\delta^2\right)\sin 2\zeta\right]$$

В случае $0^+ \to 0^+$ переходов вклад в вероятность распада дает только векторный ток и распад идет через W^+, что требует изменения знака при ζ в коэффициентах (4). Вероятность $0^+ \to 0^+$ перехода равна:

$$\left(f\tau_{00}\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}\right|^2 \left[1+\delta^2-\left(1-\delta^2\right)\sin 2\zeta\right] \qquad (7)$$

Дифференциальное распределение по направлению импульсов электронов и антинейтрино при распаде поляризованного нуклона в зависимости от энергии электрона приведено в работах [10,11]:

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

(8)

где $\qquad \xi = \left|M_F\right|^2\left(\left|C_V\right|^2+\left|C_V'\right|^2\right)+\left|M_{GT}\right|^2\left(\left|C_A\right|^2+\left|C_A'\right|^2\right)$

Формулы для времени жизни нейтрона τ_n и коэффициентов асимметрии a, A и B в распаде нейтрона в данной работе построены на представленных выше соотношениях, не используя разложение по малым модельным параметрам δ и ζ в отличие от ранее полученных в работе [9] и использованных в работе [1]:

$$\tau_n = \frac{K}{G_F^2\left|V_{ud}\right|^2 g_V^2\left(1+3\lambda_n^2\right)}\cdot\frac{1}{\left[1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1-3\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\sin 2\zeta\right]} \qquad a = \frac{1-\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\cdot\frac{1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1+\lambda_n^2}{1-\lambda_n^2}\sin 2\zeta}{1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1-3\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\sin 2\zeta}$$

$$A = -\frac{2\lambda_n\left(\lambda_n+1\right)}{1+3\lambda_n^2}\cdot\frac{1-\delta^2+\frac{\lambda_n}{\lambda_n+1}\left(1-\delta\right)^2\sin 2\zeta}{1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1-3\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\sin 2\zeta}\cdot\cos 2\zeta$$

$$B = \frac{2\lambda_n\left(\lambda_n-1\right)}{1+3\lambda_n^2}\cdot\frac{1-\delta^2+\frac{\lambda_n}{\lambda_n-1}\left(1-\delta\right)^2\sin 2\zeta}{1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1-3\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\sin 2\zeta}\cdot\cos 2\zeta$$

$$\frac{A}{B} = -\frac{\lambda_n+1}{\lambda_n-1}\cdot\frac{1-\delta^2+\frac{\lambda_n}{\lambda_n+1}\left(1-\delta\right)^2\sin 2\zeta}{1-\delta^2+\frac{\lambda_n}{\lambda_n-1}\left(1-\delta\right)^2\sin 2\zeta} \qquad C = \kappa_C\frac{4\lambda_n}{1+3\lambda_n^2}\cdot\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2-(1-\delta^2)\frac{1-3\lambda_n^2}{1+3\lambda_n^2}\sin 2\zeta}\cdot\cos 2\zeta$$

где первые сомножители имеют такую же форму записи, как в V-A варианте теории, но новые значения λ и V_{ud} должны быть определены из анализа экспериментальных данных совместно с модельными параметрами δ и ζ, $\kappa_C = 0.27484$ - кинематический фактор, фактор K дается выражением: $\mathcal{K} = \frac{2\pi^3\hbar^7c^6}{G_F^2 m_e^5 c^4}$, где G_F – константа связи слабого взаимодействия Ферми, определенная из μ-распада.

В рамках V-A варианта теории слабого взаимодействия все представленные в таблице 1 параметры распада нейтрона могут быть выражены через единственный параметр теории $\lambda_n = g_A / g_V$. На рис. 1 представлено распределение значений λ_n, извлечённых из

результатов соответствующих измерений: $\lambda_{A/B}$, λ_τ, λ_A и λ_a. Как можно видеть, описание экспериментальных результатов в рамках СМ оказалось неудовлетворительным. Наибольшее расхождение наблюдается между $\lambda_{A/B}$ и λ_a, оно составляет 3.7 сигма. Заметим, что это расхождение 3.7 сигма относится к эксперименту aSPECT, и вместе с тем имеется результат эксперимента aCORN, где расхождение несколько ниже. В связи с этим был проведен раздельный анализ и было показано, что оптимальная подгонка параметра χ^2 происходит с результатами aCORN. Более детальный анализ этого вопроса представлен в работе [18]. Ниже мы представляем результат анализа с данными эксперимента aCORN.

Теперь займёмся анализом ситуации с $0^+ \to 0^+$ сверхразрешёнными переходами. Сравним распад протона в ядре и распад нейтрона в рамках лево-правой асимметричной модели с учётом того, что распад протона в ядре идёт через W^+, а распад нейтрона идёт через W^-. Поэтому знак параметра ζ для распада протона в ядре в лево-правой асимметричной модели изменяется на противоположный.

$$\left(f\tau_{00}\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}\right|^2 \left[1+\delta^2+\left(1-\delta^2\right)\sin 2\zeta\right],$$

$$\left(f\tau_{n}\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}\right|^2 \left[1+\delta^2-\left(1-\delta^2\right)\frac{\left(1-3\lambda_n^2\right)}{\left(1+3\lambda_n^2\right)}\sin 2\zeta\right]$$

$$\frac{\left|\tilde{V}_{ud}^{00}\right|^2-\left|\tilde{V}_{ud}^{n}\right|^2}{\left|\tilde{V}_{ud}^{00}\right|^2+\left|\tilde{V}_{ud}^{n}\right|^2} \approx \frac{2\zeta}{3\lambda_n^2+1} \approx 0.34\zeta \qquad (9)$$

, где $\tilde{V}_{ud}^{00} =$ 0.97373(32) и $\tilde{V}_{ud}^{n} =$ 0.97477(37) экспериментальные значения, полученные в рамках V-A варианта теории. Заметим, что в последнем выражении сокращается зависимость от $\left|V_{ud}\right|^2$. Расхождение между значениями V_{ud} для $0^+ \to 0^+$ переходов ($\tilde{V}_{ud}^{00}$) и V_{ud} для нейтрона ($\tilde{V}_{ud}^{n}$) составляет: $\left(\tilde{V}_{ud}^{00}\right)^2-\left(\tilde{V}_{ud}^{n}\right)^2 = -(0.00104 \pm 0.00052)$ (2.0σ). А расхождение между значениями V_{ud} для $0^+ \to 0^+$ переходов ($\tilde{V}_{ud}^{00}$) и V_{ud} из унитарности ($\tilde{V}_{ud}^{unit}$) составляет: $\left(\tilde{V}_{ud}^{00}\right)^2-\left(\tilde{V}_{ud}^{unit}\right)^2 = -(0.00079 \pm 0.00036)$ (2.2σ). Из этой разности, используя формулу (9) можно сделать оценки на модельный параметр ζ. На рис. 2 а) показана экспериментальная ситуация расхождений между значениями V_{ud}^{00} и V_{ud}^{n}, а также между значениями V_{ud}^{00} и V_{ud}^{unt}. На рис 2 б) показан результат вычислений модельного параметра ζ из расхождений в определении V_{ud}. Заметим, что значение V_{ud}^{unt} является более точным и может рассматриваться как альтернативный способ определения V_{ud}^{n}, поэтому целесообразно использовать оба результата и привести средневзвешенное значение. В этих вычислениях использовано оптимальное значение λ, которое будет получено позже методом полной подгонки всех данных (по нейтронному распаду, $0^+ \to 0^+$ переходам и по унитарности), используя метод χ^2.

Оптимальные значения: δ, ζ, λ, а также V_{ud} должны быть найдены методом χ^2, используя все экспериментальные данные для распада нейтрона и для $0^+ \to 0^+$ переходов. В этом наборе экспериментальных данных для коэффициента «а» использованы

результаты эксперимента a_{ev}^{PDG}. Результат такого анализа представлен на рис. 3. На плоскости δ, ζ - рис 3. а) и на плоскости M_{W_R}, ζ - рис 3 б).

На рис. 3 приведены срезы распределения χ^2 в области минимума, а ошибки получены при анализе сразу для четырех параметров, и поэтому на величину ошибки повлияла корреляция параметров.

Таким образом, из экспериментальных данных распада нейтрона и $0^+ \to 0^+$– переходов получены следующие значения модельных параметров лево-правой асимметричной модели слабого взаимодействия: $\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$. Из отношения квадратов масс состояний W_1 и W_2 : $\delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$ следует, что масса $M_{W_R} = (340 \pm 60)$ ГэВ. Заметим, что в этом анализе получено значение угла смешивания на порядок меньше, чем в работе [1]. Причина такого расхождения подробно проанализирована в работе [18].

Теперь следует, перейти к очень важному вопросу о природе СР-нарушения в лево-правой асимметричной модели. В лево-правой асимметричной модели *CP*-нарушение имеет особую структуру из-за примеси правого векторного бозона, которое связано со смешиванием лево- и правосторонних токов в противофазе. Это приводит к фазе $\pm\ \pi/2$ в эффективных гамильтонианах (как мы видели в матрицах (2)). Такая фаза может проявляться и в мезонных осцилляциях, и в нейтринных осцилляциях . Ключевая идея в том, что если в лево-правой асимметричной модели *CP*-нарушение устроено так, что даёт фазу $\pm\ \pi/2$, то эта модель может одновременно объяснять: *CP*-асимметрию в мезонах [19], и *CP*-нарушение в нейтринных осцилляциях [20, 21] . T2K и NOvA — это эксперименты по изучению нейтринных осцилляций. Они измеряют вероятности переходов: $\nu_\mu \to \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$, и сравнивают их, чтобы найти *CP*-асимметрию:

$$A_{CP}^{\nu} = \frac{P(\nu_\mu \to \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \to \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e)},\ A_{CP}^{M} = \frac{\mathrm{P}(M^0 \to f) - \mathrm{P}(\bar{M}^0 \to f)}{\mathrm{P}(M^0 \to f) + \mathrm{P}(\bar{M}^0 \to f)},\ A_{CP}^{n} = \frac{P(n \to p, e^-, \bar{\nu}_e) - P(\bar{n} \to \bar{p}, e^+, \nu_e)}{P(n \to p, e^-, \bar{\nu}_e) + P(\bar{n} \to \bar{p}, e^+, \nu_e)}$$

Лево-правая асимметричная модель даёт единый механизм *CP*-нарушения, который работает и для кварков (мезоны, нуклонов), и для лептонов (нейтрино). Это не просто совпадение: в обеих системах *CP*-нарушение возникает из-за одной и той же структуры — смешивания лево- и правосторонних токов. Поэтому, если в модели есть параметр ζ, который даёт фазу $\pm\ \pi/2$, то он может одновременно объяснить оба эффекта.

Наконец, эта аналогия может быть продолжена для случая нейтрон-антинейтронной асимметрии, т.е. для СР-нарушения в нуклонах. В этом случае имеет место быть асимметрия в распаде нейтронов и антинейтронов, т.е. возможны нейтрон-антинейтронные осцилляции и разница во времени жизни для нейтронов и антинейтронов. Последнее обстоятельство имеет большое значение для формирования барионной асимметрии Вселенной. Детальное рассмотрение данного вопроса представлено в работе [18], где затрагиваются вопросы о формировании лептонной асимметрии и темной материи за счет стерильных нейтрино. Ниже мы представим только ту часть, которая связана барионной асимметрией Вселенной.

Барионная асимметрия Вселенной принципиально важный вопрос физики – главная загадка физики элементарных частиц. Барионная асимметрия — это наблюдаемое во Вселенной преобладание материи (барионов) над антиматерией (антибарионами). При встрече частицы и античастицы происходит аннигиляция — они взаимно уничтожаются с выделением энергии. Если бы в ранней Вселенной материи и антиматерии было

поровну, они бы полностью аннигилировали, и сегодня Вселенная была бы заполнена лишь фотонами и нейтрино. Но мы наблюдаем мир, состоящий из вещества — значит, изначально существовал перевес в пользу материи. Стандартная модель физики элементарных частиц в её классическом виде не может объяснить наблюдаемую асимметрию. Она предполагает симметрию между материей и антиматерией, что противоречит реальности.

Основная идея, предлагающая объяснение барионной асимметрии Вселенной, принадлежит А.Д. Сахарову [22,23]. Точнее им сформулированы три необходимых условия для возникновения барионной асимметрии в знаменитой статье А.Д. Сахарова [22,23]. В этой статье сформулированы: (цитата)

«Три основные предпосылки космологического образования барионной асимметрии (ВА).

I. Отсутствие закона сохранения барионного заряда.

II. Отличие частиц от античастиц, проявляющееся в нарушении CP-инвариантности.

III. Нестационарность. Образование ВА возможно лишь в нестационарных условиях при отсутствии локального термодинамического равновесия.»

В равновесной системе процессы и обратные к ним идут с одинаковой скоростью, что не позволяет накопить избыток материи. Ранняя Вселенная должна была пройти фазу неравновесного расширения.

Теперь исходя из того, что природа CP-нарушения связана с различием левого и правого слабого взаимодействия, можно предлагать следующий сценарий формирования барионной асимметрии Вселенной в рамках расширенной лево-правой модели. При температурах порядка 10^4 ГэВ степень симметрии между левыми и правыми процессами (процессами с противоположной CP-чётностью) была достаточно высока. Но при понижении температуры ниже массы W_R возникло преимущество в процессах с участием W_L, но с примесью W_R с разным знаком угла смешивания для W^+ и W^-, что привело к нарушению CP-чётности.

Таким образом, в рамках лево-правой асимметричной модели условие «**II.** Отличие частиц от античастиц, проявляющееся в нарушении CP-инвариантности» выполнено за счёт процессов с участием W_R с разным знаком угла смешивания для W^+ и W^-. Для нарушения барионного числа в рамках лево-правой асимметричной модели мы имеем разницу времени жизни нейтрона и антинейтрона, которая может быть вычислена в рамках лево-равой асимметричной модели из соотношений:

$$\left(f\tau_n\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}^{LRAM}\right|^2 \left(1+3\lambda_n^2\right)\left[1+\delta^2-\left(1-\delta^2\right)\frac{\left(1-3\lambda_n^2\right)}{\left(1+3\lambda_n^2\right)}\sin 2\zeta\right] \qquad (10)$$

$$\left(f\tilde{\tau}_n\right)^{-1} \approx G_F^2 \left|V_{ud}^{LRAM}\right|^2 \left(1+3\lambda_n^2\right)\left[1+\delta^2+\left(1-\delta^2\right)\frac{\left(1-3\lambda_n^2\right)}{\left(1+3\lambda_n^2\right)}\sin 2\zeta\right] \qquad (11)$$

$$(\tau_n-\tilde{\tau}_n)/\tau_n \approx 2\times\left[\left(1-\delta^2\right)\frac{\left(1-3\lambda_n^2\right)}{\left(1+3\lambda_n^2\right)}\sin 2\zeta\right] \approx (7.1\pm 2.3)\times 10^{-3} \qquad (12)$$

Условие «**III.** Нестационарность. Образование ВА возможно лишь в нестационарных условиях при отсутствии локального термодинамического равновесия.» тоже может быть выполнено, т.к. скорость распада нейтронов и антинейтроно много меньше, чем скорость

расширения Вселенной в процессе адронизации кварк глюонной плазмы. Действительно, скорость распада нейтронов и антинейтронов имеет порядок величины $10^{-3}c^{-1}$, а скорость расширения Вселеннойй в процессе адронизации кварк глюонной плазмы 10^3 c^{-1}.

Таким образом, необходимо найти решение уравнения баланса:

$$\frac{dn(t)}{dt}+3H(t)n(t)=-\frac{n(t)}{\tau} \quad (13) \qquad H(t)=\frac{0.53}{t[s]} \quad (14) \qquad \frac{dn(t)}{dt}+1.6\frac{n(t)}{t}=-\frac{n(t)}{\tau} \quad (15)$$

τ - время жизни частицы, $n(t)$ - плотность частицы. Используем значение Хаббла - $H(t)$ в стадии радиационного доминирования. Пусть в начальный момент времени t_0 плотность частиц - n_0, тогда решение даёт следующие соотношения для плотности частиц и асимметрии между нейтронами и антинейтронами.

$$n(t)=n_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{-1.6} e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)} \quad (16) \qquad A(t)=\frac{n(t)-\bar{n}(t)}{n(t)+\bar{n}(t)}=\frac{1-e^{-(t-t_0)\left(\frac{1}{\tau_n}-\frac{1}{\tilde{\tau}_n}\right)}}{1+e^{-(t-t_0)\left(\frac{1}{\tau_n}-\frac{1}{\tilde{\tau}_n}\right)}} \quad (17)$$

Поскольку в (16) $t>t_0$, то учет расширения пространства приводит к тому, что плотность частиц спадает быстрее, чем по экспоненциальному закону. Для двух различных времен жизни частицы и античастицы - τ_n и $\tilde{\tau}_n$ ($\tau_n>\tilde{\tau}_n$) и поскольку показатель экспоненты много меньше единицы получается, что асимметрия равна:

$$A(t)=\frac{(t-t_0)}{2\tau_n}\frac{\tau_n-\tilde{\tau}_n}{\tau_n} \quad (18) \qquad A\left(t=10^{-3}\ c\right)=-\frac{t}{2\tau}\frac{\tau_n-\tilde{\tau}_n}{\tau_n}=(3.55\pm1.15)\times10^{-9} \quad (19)$$

Сделаем оценку по порядку величины. Время жизни нейтрона и антинейтрона $\tau\sim10^3$, t_0 - момент синтеза нейтронов и антинейтронов — это процесс адронизации кварков при температуре 150 МэВ; $t_0\sim10^{-5}$ с; t - текущее время. Выберем текущее время 10^{-3} с, в соответствие с предположением, что к этому моменту процесс анигилляции адронов практически завершится. Таким образом, асимметрия на текущий момент времени 10^{-3} с равна $(3.55\pm1.15)\times10^{-9}$. Текущий момент времени определён завершением процесса адронизации приблизительно при 10^{-3} с. А начало процесса адронизации определяется тем, что при расширении пространства свободные кварки объединяются в адроны: мезоны и барионы. Это происходит приблизительно при $t_0\sim10^{-5}$ с. Таким образом, $A\left(t=10^{-3}c\right)=(3.55\pm1.15)\times10^{-9}=\frac{n-\bar{n}}{n+\bar{n}}$ Теперь следует сравнить полученный результат с наблюдаемой асимметрией Вселенной по микроволновому реликтовому излучению. Согласно наиболее точным современным данным, величина барионной асимметрии Вселенной составляет $\eta=\frac{n_B-n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$ = 6,1 × 10^{-10}. Это означает, что на 1 барион приходится около 10^9 реликтовых фотонов. Полученный нами результат $A\left(t=10^{-3}c\right)=(3.55\pm1.15)\times10^{-9}$ означает, что на один выживший нейтрон приходилось приблизительно $3*10^8$ (суммарно) нейтронов и антинейтронов или (с учетом протонов и антипротонов) $6*10^8$ нуклонов или $1.8*10^9$ кварков. В принципе все кварки могут проанигиллировать, в конечном счёте, в гамма кванты и нейтрино. Таким образом, на

один выживший нейтрон будет приходится в 3 раз больше гамма квантов, чем на число нейтронов и антинейтронов. Таким образом, соотношение между наблюдаемой асимметрией Вселенной по микроволновому реликтовому излучению $\eta = \frac{n_B - n_{\tilde{B}}}{n_\gamma}$ и нейтрон-антинейтроной асимметрией при завершении процесса адронизации кварк глюонной плазмы даётся следующим соотношением: $\eta = \frac{1}{3} A\left(t = 10^{-3} c\right) = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-9}$, а по реликтовому излучению $\eta = \frac{n_B - n_{\tilde{B}}}{n_\gamma}$ = 6,1 × 10⁻¹⁰. Конечно, сравнение можно делать только по порядку величины. Оценка, числа гамма-квантов является весьма условной, но рассмотрение всего последовательного процесса формирования плотности реликтового излучения не представляется возможным. Также необходимо сказать, что оценка момента завершения процесса адронизации и момента анигилляции является приближённой. Однако, в данном рассмотрении важен принципиальный подход, объясняющий причину возникновения барионной асимметрии Вселенной в расширенной лево-правой модели слабого взаимодействия.

Итак, в заключение можно сказать, что лево-правая асимметричная модель, построенная на примеси правого векторного бозона, даёт два важнейших следствия: объясняет природу CP-нарушения и причину возникновения барионной асимметрии Вселенной.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Отделения Физики Высоких Энергий ПИЯФ за обсуждение работы на семинарах ОФВЭ НИЦ КИ - ПИЯФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект No. 24-12-00091 https://rscf.ru/project/24-12-00091/).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Serebrov A.P., Zherebtsov O.M., Fomin A.K., Samoilov R.M., Budanov N.S., Phys . Rev. D 112, 115012

[2] J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C 91, 025501 (2015)

[3] J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C 102, 045501 (2020)

[4] F. Takahashi et al. (Particle Data Group), Int. J. Mod. Phys. A41, 2630011 (2026)

[5] M. A. Beg, R. V. Budny, R. N. Mohapatra, and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 38, 1252 (1977),

[6] BR Holstein and SB Treiman, Phys. Rev. D 16, 2369 (1977),

[7] P. Herczeg, Phys. Rev. D 34, 3449 (1986),

[8] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. 46, 413 (2001)

[9] N. Severijns, M. Beck and O. Naviliat-Cuncic, Rev. Mod. Phys. **78** , 991 (2006)]

[10] Jackson, Treiman, Wyld - Nucl.Phys. 4 p.206 (1957)

[11] Jackson, Treiman, Wyld - Phys.Rev. 106 p.517 (1957)

[12] F. M. Gonzalez, et al., Phys. Rev. Lett., 127:162501, Oct 2021.

[13] B. Märkisch, et al., Phys. Rev. Lett., 122:242501, Jun 2019.
[14] M. Schumann, et al., Phys. Rev. Lett., 99:191803, Nov 2007.
[15] F. E. Wietfeldt, et al., Phys. Rev. C, 110:015502, Jul 2024.
[16] M. Beck, W. Heil, C. Schmidt, S. Baeßler, F. Glück, G. Konrad, and U. Schmidt. Reanalysis of the β − ν_e angular correlation measurement from the aspect experiment with new constraints on fierz interference, 2024.
[17] M. Schumann, et al., Phys. Rev. Lett., 100:151801, Apr 2008.
[18] A.P. Serebrov, O.L. Fedin, O.M. Zherebtsov, A.K. Fomin, R.M. Samoilov, N.S. Budanov, V.A. Kayaikin., arXiv:2605.15771v3
[19] A.P. Serebrov, O.M. Zherebtsov, A.K. Fomin, R.M. Samoilov, N.S. Budanov, arXiv:2604.04716v2
[20] Abe, K. et al. Eur. Phys. J. C 83, 782 (2023).
[21] Acero, M. A. et al. Phys. Rev. D 106, 032004 (2022).
[22] A.D. Sakharov, Letter Zh.Eksp.Teor .Fiz , 5, 1, 32–35, (1967)
[23] A.D. Sakharov, Sov. Phys. Usp. 34 (1991) 5, 417–421

ТАБЛИЦЫ

Таблица 1. Измеренные значения параметров распада нейтрона.

Параметр	Значение	Отн. точ.	PDG	Ссылка
τ_n	877.75^{+36}_{-32}	$4 * 10^{-4}$	878.4(5)	[12]
A	-0.11985(21)	$1.7 * 10^{-3}$	-0.11958(21)	[13]
B	0.9802(49)	$5 * 10^{-3}$	0.9807(30)	[14]
a_{ev}^{aCORN}	-0.1053(18)	$1.7 * 10^{-2}$	-0.1044(7)	[15]
$a_{ev}^{aSPECT}(2023)$	-0.10402(82)	$8 * 10^{-3}$		[16]
C	-0.2377(26)	$1.1 * 10^{-2}$		[17]
A/B	-0.1223(52)	$5.2 * 10^{-3}$	-0.1219(43)	

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис 1. Функции распределения вероятностей для параметров λ в рамках СМ, извлеченных из параметров распада нейтрона и результат сканирования профиля функции χ^2.

Рис. 2 а) показана экспериментальная ситуация в определении значения V_{ud} из нейтронных данных (τ_n и A), 00 переходов и унитарности. б) результат вычислений модельного параметра ζ с V_{ud}^{00}, с V_{ud}^{n}, с V_{ud}^{unt} и средневзвешенное значение модельного параметра ζ .

Рис. 3. Распределение χ^2 для параметров модели: а) на плоскости δ, ζ , б) на плоскости M_{W_R}, ζ при использовании данных a_{ev}^{PDG} из PDG.

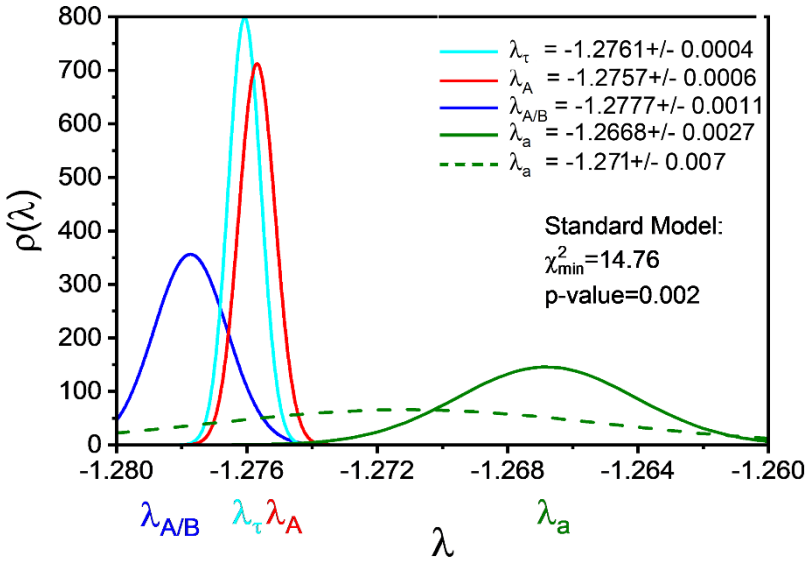

Рис 1.

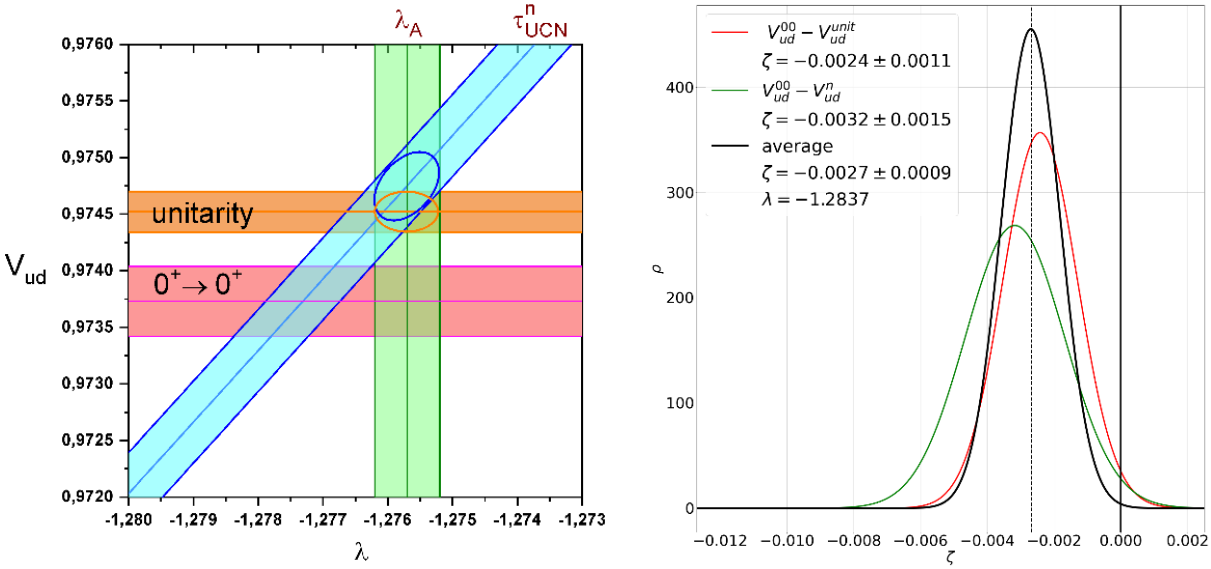

Рис. 2.

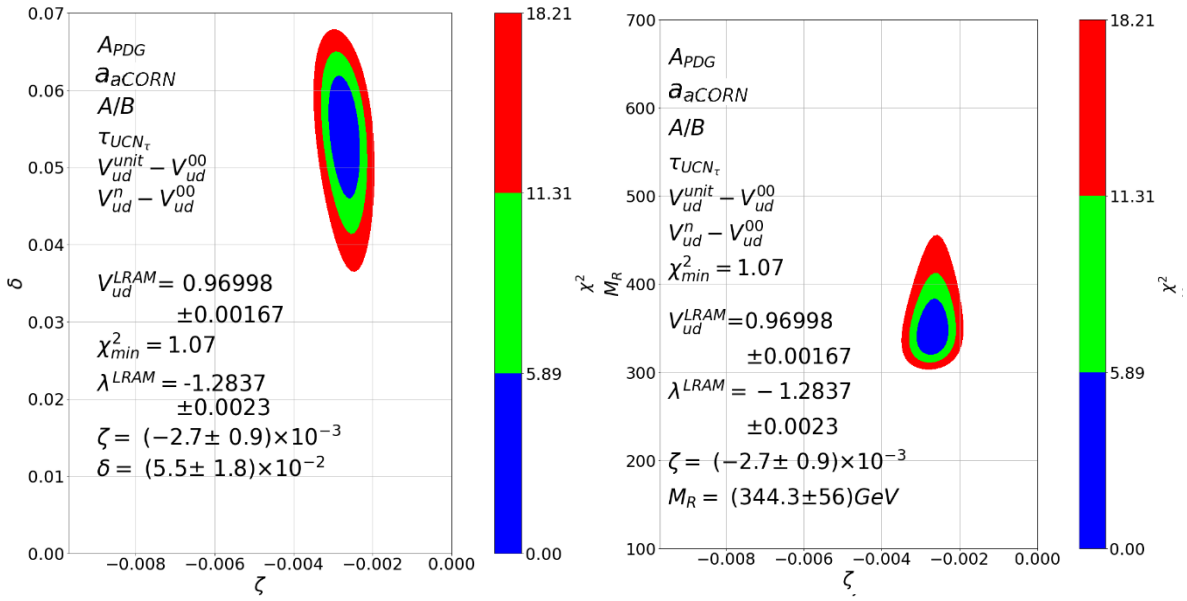

Рис. 3.