

УДК 539.120.7

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕАКТОРНОЙ АНОМАЛИИ НЕЙТРИННЫХ ДАННЫХ В МОДЕЛЯХ СО СТЕРИЛЬНЫМИ НЕЙТРИНО

© 2020 г. В. В. Хрущев¹, *, С. В. Фомичев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: Khruschov_VV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Рассматривается возможность объяснения реакторной антинейтринной аномалии как эффекта одного или трех стерильных нейтрино. Найдены поправки за счет введения дополнительных двух стерильных нейтрино для значений вероятности сохранения электронных (анти)нейтрино, а также асимметрия вероятности перехода мюонных (анти)нейтрино в электронные (анти)нейтрино, и проведено сравнение с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676520040134

ВВЕДЕНИЕ

Осцилляции известных активных нейтрино (АН) объясняются смешиванием состояний массивных нейтрино. Величины смешивания этих состояний определяются элементами матрицы Понтекорво–Маки–Накагава–Сакаты [1] $U_{\text{PMNS}} \equiv U = V \times P$, т.е. $\psi_a^L = \sum_i U_{ai} \psi_i^L$, где $\psi_{a,i}^L$ – левые киральные поля с флэйвором a или массой m_i , $a = \{e, \mu, \tau\}$ и $i = \{1, 2, 3\}$. Для трех АН, матрица V выражается в стандартной параметризации [2] через углы смешивания θ_{ij} и CP-фазу $\delta = \delta_{\text{CP}}$, связанную с CP-нарушением в лептонном секторе для дираковских или майорановских нейтрино, $P = \text{diag}\{1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}\}$, где $\alpha \equiv \alpha_{\text{CP}}$ и $\beta \equiv \beta_{\text{CP}}$ – фазы, связанные с CP-нарушением только для майорановских нейтрино. В осцилляционных экспериментах нельзя измерить α_{CP} и β_{CP} и отнести нейтрино к дираковскому или майорановскому типу частиц, однако полученные данные свидетельствуют о нарушении сохранения лептонных чисел L_e , L_μ и L_τ . Экспериментально также найдены значения углов смешивания и разностей квадратов масс нейтрино Δm_{21}^2 и Δm_{31}^2 (где $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$) [2, 3]. Для Δm_{31}^2 известно только абсолютное значение, так что абсолютные значения масс нейтрино могут быть упорядочены двумя способами: $m_1 < m_2 < m_3$ или $m_3 < m_1 < m_2$. Эти способы названы нормальной иерархией (НИ) и обратной иерархией спектра масс нейтрино. Учет ненулевых масс нейтрино приводит к Минимально расширенной Стан-

дартной модели (νSM) вместо Стандартной модели (СМ). Хотя значение δ_{CP} еще не определено экспериментально, в ряде работ была получена ее оценка [3–6]. Для НИ-случая спектра масс АН $\sin \delta_{\text{CP}} < 0$ и $\delta_{\text{CP}} \approx -\pi/2$. Принимая во внимание результаты эксперимента T2K [6] и ограничения на сумму масс нейтрино из космологических наблюдений [7], предпочтителен НИ-случай спектра масс АН. Поэтому при проведении дальнейших вычислений ограничимся НИ-случаем и условием $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$.

В тоже время для некоторых процессов имеются указания на аномальные значения нейтринных потоков на малых расстояниях, которые не могут быть объяснены смешиванием только трех АН. Эти аномалии включают реакторную антинейтринную аномалию (РАА) [8–12], галлиевую (ГА) и ускорительную (УА) аномалии [13]. РАА проявляется на малых расстояниях или на “короткой базе” (КБ) (более точно, на расстояниях L , на которых численное значение параметра $\Delta m^2 L/E$, где E – энергия нейтрино, порядка единицы) как дефицит реакторных электронных антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). РАА можно объяснить существованием одного или нескольких нейтрино, названных стерильными (СН), которые не взаимодействуют с калибровочными СМ-бозонами. Шкала СН-масс, используемая для объяснения РАА, характеризуется величиной 1 эВ.

В данной работе рассматривается возможность объяснения РАА эффектом существования одного или трех СН. Заметим, что новые ней-

тральные частицы вводятся во многих моделях, обобщающих СМ, таких как суперсимметричные модели, феноменологические модели, теории великого объединения и т.д. Такие частицы используются для объяснения ряда явлений в космологии, астрофизике и физике частиц. В качестве примера приведем нейтральные фермионы, входящие в число частиц темной материи (ЧТМ), из которых, видимо, состоит темная материя (ТМ). Заметим, что ТМ не имеет барионную природу и в свою очередь состоит из холодной темной материи, теплой темной материи и горячей темной материи. Модели с многокомпонентной ТМ используются для описания структур на различных масштабах во Вселенной. Больше подробностей относительно свойств ЧТМ, включая СН, можно найти в статьях [13–19].

Так как существование СН выходит за рамки ν СМ, были предложены феноменологические модели для задания их характеристик и оценки их эффектов [4, 16, 20–26]. Такие модели обозначаются как $(3+N)$ -модели, или более детально как $(k+3+n+m)$ -модели, где k – число новых нейтрино с массами меньшими масс АН, n и m – число новых нейтрино с массами больше и значительно больше, соответственно, чем массы АН [1, 13, 22, 23, 27–29].

НЕКОТОРЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ (3 + 1 + 2)-МОДЕЛИ ДЛЯ АН И СН

Ниже для описания эффектов СН используется $(0 + 3 + 1 + 2)$ -модель или, короче, $(3 + 1 + 2)$ -модель. Эта модель включает три АН ν_a ($a = e, \mu, \tau$) и три новых нейтрино: стерильное нейтрино ν_s , скрытое нейтрино ν_h и темное нейтрино ν_d . Данная $(3 + 1 + 2)$ -модель является обобщением $(3 + 3)$ -модели, ранее изученной в работах [4, 22, 23], и подробно изложена в работе [29]. В модели используется 6×6 -матрица смешивания U_{mix} . Для компактности формул вводятся символы h_s и h_r для дополнительных левых флэйворных и массовых полей, соответственно. Через s обозначен набор индексов, которые выделяют ν_s, ν_h и ν_d поля среди h_s , через i' – набор индексов 4, 5 и 6. Тогда U_{mix} можно выбрать в виде:

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ h_s \end{pmatrix} = U_{mix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ h_{i'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa U & \sqrt{1-\kappa^2}a \\ \sqrt{1-\kappa^2}bU & \kappa c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ h_{i'} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$\kappa = 1 - \epsilon$, где ϵ – малая величина, $U \equiv U_{PMNS}$, U_{PMNS} – известная унитарная 3×3 матрица смешивания АН ($U_{PMNS} U_{PMNS}^\dagger = I$). a, b – произвольные унитарные 3×3 -матрицы, причем $c = -b \times a$. Матри-

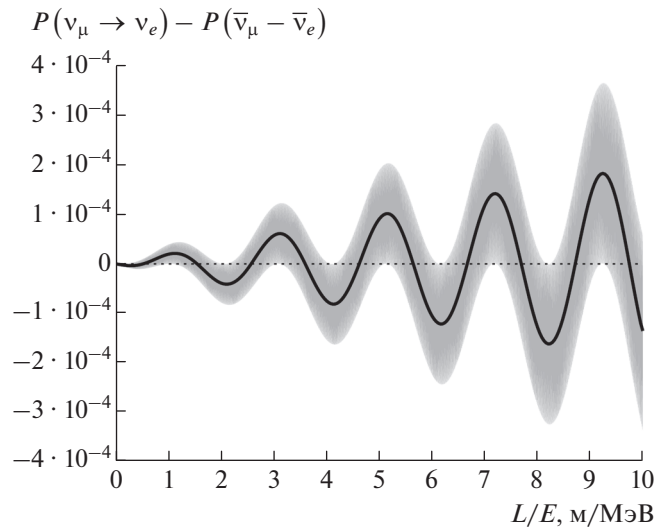


Рис. 1. Разность вероятностей появления $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Для матрицы U_{mix} $\epsilon = 0.01$ и $\eta_2 = \pi/6$. Разность квадратов масс равна $\Delta m_{41}^2 = 1.21 \text{ эВ}^2$. Серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого нейтрино с массой порядка 1 кэВ, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности.

ца U_{mix} при этих условиях унитарна. Будем использовать следующие матрицы a и b :

$$a = \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_2} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$b = \begin{pmatrix} \cos \eta_1 & \sin \eta_1 & 0 \\ -\sin \eta_1 & \cos \eta_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_1} \end{pmatrix}$$

Матрица a в виде (2) была предложена в работе [4]. Будем использовать следующие тестовые значения: $\kappa_1 = \kappa_2 = -\pi/2$, $\eta_1 = 5^\circ$, $\eta_2 = \pm 30^\circ$, $\epsilon < 0.03$.

Массы нейтрино задаются нормально упорядоченным набором значений $\{m\} = \{m_j, m_r\}$, причем в единицах эВ: $m_1 \approx 0.0016$, $m_2 \approx 0.0088$, $m_3 \approx 0.0497$ [4, 22, 26]. Значения θ_{ij} для U_{PMNS} берем из условий $\sin^2 \theta_{12} \approx 0.297$, $\sin^2 \theta_{23} \approx 0.425$ и $\sin^2 \theta_{13} \approx 0.0215$ [2]. Для масс СН используем ЛМО-вариант работы [29], когда m_4 порядка 1, m_5 и m_6 равны $1.5 \cdot 10^3$ и $7.5 \cdot 10^3$ в единицах эВ.

Амплитуды вероятности для распространения нейтринных флэйворов находятся путем реше-

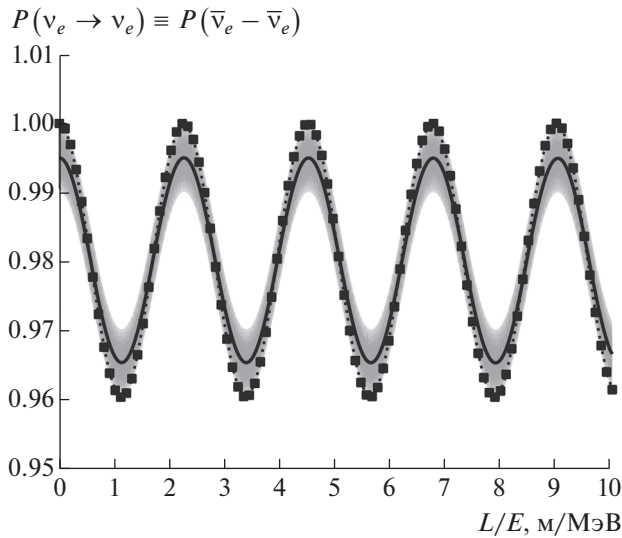


Рис. 2. Вероятности сохранения $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках $\nu_e(\bar{\nu}_e)$. Для матрицы U_{mix} $\epsilon = 0.01$ и $\eta_2 = \pi/6$. Разность квадратов масс $\Delta m_{41}^2 = 1.1 \text{ эВ}^2$. Серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого нейтрино с массой порядка 1 кэВ, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности. Пунктирная кривая с черными квадратиками показывает значения вероятности, вычисленные в приближении двух нейтринных состояний в $(3+1)$ -модели при $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.0396$ и $\Delta m_{41}^2 = 1.1 \text{ эВ}^2$, которые получены при совместной обработке экспериментальных данных по РАА и ГА.

ния известных уравнений (см., например, [4, 30]). С помощью этих уравнений были получены аналитические выражения для вероятностей перехода и сохранения нейтринных флейворов в пучках (анти)нейтрино в вакууме как функций расстояния от источника [28].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ АН ОСЦИЛЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК С УЧЕТОМ СМЕШИВАНИЯ АН И СН

Чтобы найти особенности $(3+1+2)$ -модели и подходящие области значений ее параметров, рассмотрим совокупность данных по всем КБ-аномалиям, для которых обычно отношение расстояния L , проходимое нейтрино перед регистрацией, к ее энергии E составляет несколько метров к одному МэВ. Заметим, что статус РАА и недавно замеченного увеличения числа антинейтрино в области 5 МэВ рассмотрены, например, в работах [31–33]. Приведем некоторые последние результаты, относящиеся к РАА. В первую очередь отметим

результаты экспериментов DANSS и NEOS/Daya Bay, которые не зависят от интерпретаций теоретических расчетов потока нейтрино [8, 10] и превышения спектра нейтрино в области 5 МэВ. Обладая наилучшего согласия совместного анализа [33] отношения спектров в экспериментах NEOS и Daya Bay [11] и отношения спектров, измеренных при 10.7 и 12.7 м на реакторе Калининской атомной станции в эксперименте DANSS [12], приводит к следующим значениям: $|\tilde{U}_{e4}|^2 = 0.012 \pm 0.003$, $\Delta m_{41}^2 = 1.29 \pm 0.03 \text{ эВ}^2$. Имеются также последние результаты для осцилляционных параметров СН, которые значительно отличаются как от результатов других экспериментов, так и между собой. Результат эксперимента NEUTRINO-4 [34]: $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.39$, $\Delta m_{41}^2 = 7.3 \text{ эВ}^2$. Результат эксперимента MiniBooNE [35]: $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 0.84$, $\Delta m_{41}^2 = 0.039 \text{ эВ}^2$.

Другие КБ-эксперименты привели к важным результатам, которые также можно интерпретировать в рамках моделей со СН [31, 36–39]. Как правило, при этом используется простая $(3+1)$ -модель в приближении учета осцилляций между двумя нейтринными состояниями, в котором вычисляются вероятности появления и исчезновения АН с характерным параметром Δm_{41}^2 . В этом приближении вероятности переходов нейтрино и антинейтрино равны друг другу. В рамках нашей $(3+1+2)$ -модели возникает асимметрия, например, между вероятностями перехода ν_μ в ν_e и перехода $\bar{\nu}_\mu$ в $\bar{\nu}_e$ (см. рис. 1).

Для сравнения с экспериментальными данными будем использовать общий анализ нейтринных осцилляций с учетом СН на шкале порядка 1 эВ, который был сделан в работе [31]. Результаты для Δm_{41}^2 , $\sin^2(2\theta_{ee}) = 4|\tilde{U}_{e4}|^2(1 - |\tilde{U}_{e4}|^2)$ и $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 4|\tilde{U}_{e4}|^2|\tilde{U}_{\mu 4}|^2$, полученные в этом анализе, используются ниже для оценок массы легкого СН и параметра ϵ путем сравнения с результатами численных модельных расчетов.

На рис. 2 показаны вероятности сохранения ν_e и $\bar{\nu}_e$ в пучках ν_e и $\bar{\nu}_e$, соответственно, как функции отношения расстояния L к энергии нейтрино E . На рис. 2 приводится интерполяция экспериментальных данных по проверке РАА и ГА с помощью приближения двух нейтринных состояний в виде пунктирной кривой, отмеченной черными квадратиками. Параметры этой кривой Δm_{41}^2 и $\sin^2(2\theta_{ee})$ выбраны из “области со звездой” на рис. 3 из работы [31]. Другие кривые на рис. 2 получены с помощью вычислений в рамках нашей модели с параметрами $\Delta m_{41}^2 = 1.1 \text{ эВ}^2$ и $\epsilon = 0.005$.

На рис. 3 показаны вероятности перехода ν_μ в ν_e (верхняя панель) и $\bar{\nu}_\mu$ в $\bar{\nu}_e$ (нижняя панель) в пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, соответственно, для данных, полученных в экспериментах по проверке УА. Интерполяция экспериментальных данных с помощью приближения двух нейтринных состояний отражена на рис. 3 пунктирной кривой, отмеченной черными кружочками. Параметры этой кривой Δm_{41}^2 и $\sin^2(2\theta_{\mu e})$ выбраны среди допустимых значений вблизи “составной области” рис. 4 (правая панель) из работы [31]. Другие кривые на рис. 3 настоящей работы получены с помощью наших модельных вычислений с теми же значениями параметров Δm_{41}^2 и ϵ , как для модельных кривых на рис. 2.

Сравнивая результаты, представленные на рис. 2 и 3, видно, что экспериментальные данные по РАА и ГА воспроизводятся модельными вычислениями с выбранными параметрами, однако это не так для данных по УА, для которых видно расхождение между экспериментальными данными и данными модельных вычислений (см. также работу [29]). Можно отнести это к недостаткам при совместной обработке УА-данных по нейтрино и антинейтрино без учета возможной асимметрии. Другой проблемой является малость вероятностей переходов $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ в $\nu_e(\bar{\nu}_e)$, как это видно на модельных кривых на рис. 3.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Были рассмотрены следствия феноменологических (3 + 1)- и (3 + 1 + 2)-нейтринных моделей для описания КБ-аномалий и получены осцилляционные характеристики АН в вакууме с учетом вкладов СН. Численно исследованы свойства этих характеристик при тестовых значениях модельных параметров. Вычисления выполнялись для НИ-случая спектра масс АН с учетом СР-нарушения в лептонном секторе при $\delta_{CP} = -\pi/2$. Приведены графические представления для вероятностей сохранения и появления ν_e и $\bar{\nu}_e$ при значениях ряда параметров модели, полученных из сравнения с экспериментальными данными (см. рис. 2 и 3). Полученные результаты позволяют интерпретировать осцилляционные экспериментальные данные в пользу существования РАА и ГА (см. рис. 2).

Достоинством рассмотренной модели является демонстрация асимметрии вероятностей появления ν_e и $\bar{\nu}_e$ (см. рис. 1 и 3), которая возникает благодаря структуре матрицы U_{mix} (см. уравнение (1)). Отметим, что осциллирующий характер УА на малых расстояниях зависит от значения наименьшей массы СН. Результаты, полученные для вероятностей появления ν_e и $\bar{\nu}_e$ (см. рис. 3), показывают

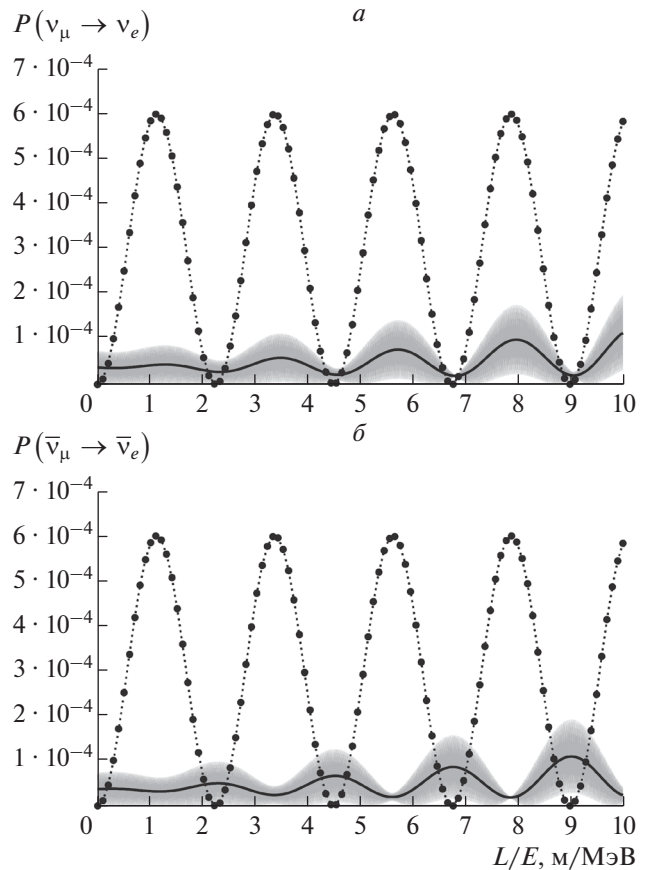


Рис. 3. Вероятность появления ν_e (верхняя панель) и $\bar{\nu}_e$ (нижняя панель) в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, соответственно. Для матрицы U_{mix} $\epsilon = 0.005$ и $\eta_2 = \pi/6$. Разность квадратов масс $\Delta m_{41}^2 = 1.1 \text{ эВ}^2$. Серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого нейтрино с массой порядка 1 кэВ, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности. Пунктирная кривая с черными кружочками показывает значения вероятности, вычисленные в приближении двух нейтринных состояний в (3 + 1)-модели при $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 0.0006$ и $\Delta m_{41}^2 = 1.1 \text{ эВ}^2$, которые получены при совместной обработке экспериментальных данных по УА.

проблемы, связанные с наблюдением LSND и MiniBooNE аномалий, в частности, проблему ($\nu-\bar{\nu}$)-асимметрии и проблему весьма малого значения вероятности перехода $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ в $\nu_e(\bar{\nu}_e)$. Выбранное значение ϵ может объяснить наличие РАА и ГА, как это видно на рис. 2, но оно не подходит для объяснения УА (см. рис. 3) при той величине эффекта, которая следует из ряда существующих экспериментальных данных. В связи с

этим представляется, что наиболее подходящими для проверки существования СН являются эксперименты по проверке ГА, в которых, к тому же, присутствует хорошо известный дискретный нейтринный спектр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Биленький С.М., Понтекорво Б.М.* // УФН. 1977. Т. 123. № 2. С. 181; *Bilenky S.M., Pontekorvo B.M.* // Sov. Phys. Usp. 1977. V. 20. № 10. P. 776.
2. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group)* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. № 3. Art. № 030001.
3. *Esteban I., Gonzalez-Garcia M.C., Maltoni M. et al.* // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. № 1. Art. № 87.
4. *Хрущев В.В., Фомичев С.В., Титов О.А.* // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 483; *Khrushchov V.V., Fomichev S.V., Titov O.A.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. № 5. P. 708.
5. *Petcov S.T., Girardi I., Titov A.V.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30. № 13. Art. № 1530035.
6. *Abe K. et al. (The T2K Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. № 9. Art. № 092006.
7. *Wang S., Wang Y.-F., Xia D.-M.* // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. № 6. Art. № 065103.
8. *Mueller Th.A., Lhuillier D., Fallot M. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. № 5 Art. № 054615.
9. *Mention G., Fechner M., Lasserre Th. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. № 7. Art. № 073006.
10. *Huber P.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. № 2. Art. № 024617.
11. *Ko Y.J. et al. (NEOS Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. № 12. Art. № 121802.
12. *Alekseev I., Belov V., Brudanin V. et al.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 787. P. 56.
13. *Abazajian K.N., Acero M.A., Agarwalla S.K. et al.* // arXiv: 1204.5379. 2012.
14. *Vogelsberger M., Genel S., Springel V. et al.* // Nature. 2014. V. 509. № 7499. P. 177.
15. *Demiański M., Doroshkevich A.G.* // arXiv: 1511.07989v6. 2017.
16. *Abe T., Kitano R., Sato R.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. № 9. Art. № 095004.
17. *Kusenko A.* // Phys. Rep. 2009. V. 481. № 1–2. P. 1.
18. *Liao Y.* // Nucl. Phys. B. 2006. V. 749. № 1–3. P. 153.
19. *Горбунов Д.С.* // УФН. 2014. Т. 184. № 5. С. 545; *Gorbunov D.S.* // Phys. Usp. 2014. V. 57. № 5. P. 503.
20. *Canetti L., Drewes M., Shaposhnikov M.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 6. Art. № 061801.
21. *Conrad J.M., Ignarra C.M., Karagiorgi G. et al.* // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. Art. № 163897.
22. *Зысина Н.Ю., Фомичев С.В., Хрущев В.В.* // ЯФ. 2014. Т. 77. № 7. С. 938; *Zysina N.Yu., Fomichev S.V., Khrushchov V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. № 7. P. 890.
23. *Хрущев В.В., Фомичев С.В.* // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. № 6. С. 962; *Khrushchov V.V., Fomichev S.V.* // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. № 6. P. 990.
24. *Хрущев В.В., Юдин А.В., Надежин Д.К., Фомичев С.В.* // Письма в Астрон. журн. 2015. Т. 41. № 6. С. 286; *Khrushchov V.V., Yudin A.V., Nadyozhin D.K., Fomichev S.V.* // Astron. Lett. 2015. V. 41. № 6. P. 260.
25. *Warren M.L., Mathews G.J., Meixner M. et al.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2016. V. 31. № 25. Art. № 1650137.
26. *Юдин А.В., Надежин Д.К., Хрущев В.В., Фомичев С.В.* // Письма в Астрон. журн. 2016. Т. 42. № 12. С. 881; *Yudin A.V., Nadyozhin D.K., Khrushchov V.V., Fomichev S.V.* // Astron. Lett. 2016. V. 42. № 12. P. 800.
27. *Gariazzo S., Giunti C., Laveder M., Li Y.F.* // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. № 6. Art. № 135.
28. *Bilenky S.M.* // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 4. С. 720; *Bilenky S.M.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. № 4. P. 453.
29. *Khrushchov V.V., Fomichev S.V.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2019. V. 34. № 29. Art. № 1950175.
30. *Blennow M., Smirnov A.Yu.* // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. Art. № 972485.
31. *Dentler M., Hernández-Cabezudo Á., Kopp J. et al.* // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018. № 8. Art. № 10.
32. *Danilov M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. № 012049.
33. *Gariazzo S., Giunti C., Laveder M., Li Y.F.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 782. P. 13.
34. *Серебров А.П., Ивочкин В.Г., Самоилов Р.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 4. С. 209; *Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoilov R.M. et al.* // JETP Lett. 2019. V. 109. № 4. P. 213.
35. *Aguilar-Arevalo A.A. et al. (MiniBooNE Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. № 22. Art. № 221801.
36. *Giunti C., Lasserre T.* // arXiv: 1901.08330. 2019.
37. *Kang S.K.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2019. V. 34. № 10. Art. № 1930005.
38. *Diaz A., Argüelles C.A., Collin G.H. et al.* // arXiv: 1906.00045. 2019.
39. *Böser S., Buck C., Giunti C. et al.* // arXiv: 1906.01739. 2019.