

РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

**ПРОБЛЕМЫ УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

**PROBLEMS OF ACCELERATING TECHNOLOGY
AND HIGH-ENERGY PHYSICS**

Труды международной конференции
«XXIV Харитоновские тематические научные чтения»
24–28 июля 2023 г.

Proceedings of international conference
«XXIV Khariton's Topical Scientific Readings»
24–28 July 2023

Сборник докладов

Саров
2024

УДК 539.12
ББК 22.3
П78

Составитель Е. Ю.Ляскина
Под редакцией доктора физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН Н. В. Завьялова

Проблемы ускорительной техники и физики высоких энергий. Труды международной
П78 конференции «XXIV Харитоновские тематические научные чтения» : сборник докладов. – Саров:
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2024. – 309 с., ил.

ISBN 978-5-9515-0573-6

В сборник включены доклады международной конференции «XXIV Харитоновские тематические научные чтения» по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий, подготовленные учеными и специалистами ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», ИЯФ СО РАН, ФИАН, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», ФГУП «ВНИИА» им. Н. Л. Духова, ОИЯИ, ИЯИ РАН, НИИЯФ МГУ им. Д. В. Скобельцына, НИЦ «Курчатовский институт» и др.

УДК 539.12
ББК 22.3

ISBN 978-5-9515-0573-6

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2024

**XXIV ХАРИТОНОВСКИЕ ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ
по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий**

Международная конференция
Саров, 24–28 июля 2023 г.

Организатор конференции:
ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики»

Hosting Institution
Russian Federal Nuclear Centre – All-Russian Research Institute of Experimental Physics

Председатель оргкомитета
Костюков В. Е. – директор РФЯЦ-ВНИИЭФ

Organizing Committee Chairman
Valentin E. Kostyukov – Director of RFNC-VNIIEF

Сопредседатель оргкомитета
Соловьёв В. П. – научный руководитель
РФЯЦ-ВНИИЭФ – директор ИТМФ

Organizing Committee Co-Chairman
Vyacheslav P. Solovyev – Scientific Director
of RFNC-VNIIEF, Director of Institute of Theoretical
and Mathematical Physics

Заместители председателя оргкомитета

Логачёв П. В. – директор ИЯФ СО РАН,
академик РАН

Завьялов Н. В. – директор ИЯРФ,
член-корреспондент РАН

Organizing committee Vice-Chairmen

Pavel V. Logachev – Director of Budker Institute
of Nuclear Physics, Academician of RAS

Nikolay V. Zavyalov – Director of Institute of Nuclear
and Radiation Physics, RFNC-VNIIEF,
member-corr. of RAS

Председатель программного комитета

Бондарь А. Е. – заместитель директора
по научной работе ИЯФ СО РАН,
академик РАН

Program Committee Chairman

Aleksander E. Bondar – Deputy Director for Science
of Budker Institute of Nuclear Physics, Academician
of RAS

Заместители председателя

Незнамов В. П. – первый заместитель научного
руководителя РФЯЦ-ВНИИЭФ, академик РАН

Левичев Е. Б. – заместитель директора
по научной работе ИЯФ СО РАН,
член-корреспондент РАН

Program Committee Vice-Chairmen

Vasiliy P. Neznamov – First Deputy Scientific Director
of RFNC-VNIIEF, Academician of RAS

Evgeniy B. Levichev – Deputy Director for Science
of Budker Institute of Nuclear Physics,
member-corr. of RAS

Программный комитет

Боос Э. Э. (НИИЯФ МГУ, Москва)
Гордеев В. С. (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров)
Логашенко И. Б. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск)
Мешков И. Н. (ОИЯИ, Дубна)
Пахлов И. Н. (ФИАН, Москва)
Тельнов А. В. (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров)

Program Committee

Boos E. E.
Gordeev V. S.
Logashenko I. B.
Meshkov I. N.
Pakhlov I. N.
Telnov A. V.

СЛЕДСТВИЯ РАСШИРЕНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ ТРЕМЯ ПОКОЛЕНИЯМИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

EFFECTS OF STANDARD MODEL EXTENSIONS BY THREE GENERATIONS OF NEUTRAL HEAVY LEPTONS

М. Н. Дубинин¹ (dubinin@theory.sinp.msu.ru), Д. М. Казаркин² (kazarkin.dm17@physics.msu.ru),
Е. Ю. Федотова¹ (fedotova@theory.sinp.msu.ru)

M. N. Dubinin, D. M. Kazarkin, E. Yu. Fedotova

¹ НИИЯФ МГУ, Москва,

² Физический факультет МГУ, Москва

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

Рассматриваются возможные феноменологические и астрофизические следствия расширения лептонного сектора Стандартной Модели взаимодействий частиц тремя поколениями стерильных майорановских нейтрино (HNL). В моделях с активными майорановскими нейтрино вычислены ширины двух- и трехчастичных распадов и исследованы эффекты нарушения лептонной универсальности в распадах π и K -мезонов, получены ограничения на параметры смешивания HNL с учетом результатов коллабораций NA62, E949 и др. В предположении, что тяжелый лептон первого поколения является частицей темной материи проанализированы астрофизические следствия неоднозначности выбора матрицы смешивания для трех поколений активных и стерильных нейтрино.

Введение

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц не объясняет наблюдаемые в экспериментах осцилляции нейтрино [1], свидетельствующие о наличии масс нейтрино и смешиваний между тремя поколениями нейтрино. Имеющиеся данные согласуются с осцилляциями между ν_e, ν_μ и ν_τ , спектр масс которых описывается т. н. «нормальной иерархией» (NH) либо «обратной иерархией» (IH). В случае NH $m_1 \leq m_2 < m_3$, $m_2 \sim (\Delta m_{21}^2)^{1/2} \sim 8,6 \times 10^{-3}$ эВ, $m_3 \sim \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 \sim 0,05$ эВ [2].

Наиболее простой возможностью добавления нейтринных масс является расширение СМ тремя правыми майорановскими фермионами, синглетами относительно калибровочной группы $SU(2)_L \times U(1)$ [3, 4]. Лагранжиан расширения имеет вид

$$L = L_{SM} + i\bar{\nu}_R \partial_\mu \gamma^\mu \nu_R - (F \bar{l}_L \nu_R \tilde{H} + \frac{M_M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c.), \quad (1)$$

где $l_L = (\nu_L, e_L)^T$ – левокиральный лептонный дублет, ν_L – состояние нейтрального тяжелого лептона (HNL) в калибровочном базисе, ν_R^c – зарядово сопряженный правокиральный лептон, H – хиггсовский дублет, F – матрица констант Юкавы, а M_M является майорановской массовой матрицей. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии матрица юкавских членов (или матрица дираковских массовых членов) $m_D = Fv$ ($v = 174$ ГэВ). Активные нейтрино приобретают небольшие массы, если собственные значения $M_M \geq m_D$.

Расширение лептонного сектора СМ стерильными майорановскими нейтрино хорошо известно в связи с привлекательными особенностями, а именно: (1) наличия частицы – кандидата на роль темной материи, (2) восстановлением симметрии между правыми и левыми нейтрино, при

котором не обязательно вводить новый большой энергетический масштаб, (3) успешным объяснением осцилляций нейтрино и генерации их масс с помощью механизма seesaw, (4) ряда важных космологических следствий модели, таких как барионная асимметрия во Вселенной, описание инфляционной стадии и проч. [1, 5]. Отметим в этой связи так называемую минимальную нейтринную СМ (или vMSM) [6], где массы HNL не превышают электрослабого масштаба. Модель vMSM включает в себя три стерильных нейтрино, одно из которых является кандидатом на роль темной материи с массовым масштабом порядка кэВ, в то время как два более тяжелых HNL обеспечивают механизм генерации массы активных нейтрино, и их массы могут варьироваться в широком диапазоне значений вплоть до ГэВ-масштаба. Достаточная барионная асимметрия может возникать даже если они имеют порядок МэВ и расщепление масс для них мало [7]. Случай с параметром массы M_{HNL} порядка кэВ представляет особый интерес. Прямые астрофизические ограничения на γ – излучение при радиационных распадах HNL согласуются с $M_{\text{HNL}} \sim 10$ кэВ [8].

В дальнейшем рассматривается общий случай диагонализации [9] лептонного сектора модели для трех поколений HNL. В этом смысле рассматриваемая модель является обобщением vMSM на случай произвольной недиагональной матрицы смешивания в секторе тяжелых нейтральных лептонов.

Массовый базис активных и стерильных нейтрино

Полная массовая матрица 6×6 , описываемая лагранжианом (1), является комплексной симметричной матрицей и может быть представлена как $M = \mathcal{U} D \mathcal{U}^T$ (т. н. факторизация Такаги), где M – массовая матрица, $\mathcal{U}$ – унитарная матрица, D – диагональная неотрицательная матрица

$$U^* \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix} U^* = \begin{pmatrix} \hat{m} & 0 \\ 0 & \hat{M} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{U} = W \begin{pmatrix} U_\nu & 0 \\ 0 & U_N^* \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\hat{m} = \text{diag}\{m_1, m_2, m_3\}$ – диагональная матрица масс стандартных (активных) нейтрино, $\hat{M} = \text{diag}\{M_1, M_2, M_3\}$ – диагональная матрица масс для HNL состояний N_i , а W представим [9] в виде экспоненты от некоторой антиэрмитовой (в силу унитарности $\mathcal{U}$) матрицы

$$W = \exp \begin{pmatrix} 0 & \theta \\ -\theta^\dagger & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \theta \theta^\dagger & \theta \\ -\theta^\dagger & 1 - \frac{1}{2} \theta^\dagger \theta \end{pmatrix} + O(\theta^3), \quad (3)$$

где θ – комплексная матрица 3×3 . Связь между калибровочным и массовым базисом имеет вид

$$\begin{aligned} \nu_L &= (1 - \frac{1}{2} \theta \theta^\dagger) U_\nu P_L \nu + \theta U_N^* P_L N, \\ \nu_R^c &= -\theta^\dagger U_\nu P_L \nu + (1 - \frac{1}{2} \theta^\dagger \theta) U_N^* P_L N, \end{aligned} \quad (4)$$

где P_L – левокиральный проектор. Из выражений (3) и (4) следует связь U_ν с неунитарной матрицей PMNS [10] $U_{\text{PMNS}} = (1 + \eta) U_\nu$. Параметр $\eta = -\theta \theta^\dagger$ характеризует отклонение PMNS матрицы от унитарности. Заряженные и нейтральные токи активных нейтрино и HNL имеют вид

$$\begin{aligned} L_{CC}^\nu &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L} \gamma^\mu U_{\text{PMNS}} \nu_L W_\mu^- + h.c., \\ L_{NC}^\nu &= -\frac{g}{2c_W} \gamma^\mu \bar{L} U_{\text{PMNS}}^\dagger U_{\text{PMNS}} \nu_L Z_\mu + h.c., \\ L_{CC}^N &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L} \gamma^\mu \theta U_N^* N_L W_\mu^- + h.c., \\ L_{NC}^N &= -\frac{g}{2c_W} \bar{N} \gamma^\mu U_N^T \theta^\dagger \theta U_N^* N_L Z_\mu - \\ &\quad - \left(\frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_L \gamma^\mu U_\nu^\dagger \theta U_N^* N_L Z_\mu + h.c. \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где в правых частях находятся массовые состояния активных нейтрино и HNL, W и Z – поля векторных бозонов стандартной модели (СМ). Смешивание HNL и левых активных нейтрино характеризуется матрицей $\Theta = \theta U_N^*$. Разрешая уравнения диагонализации, получаем $\theta = m_D M_M^{-1}$, $m_\nu = -\theta M_M \theta^T$, $M_N = M_M$, что приводит к известному уравнению seesaw $m_\nu = m_D M_N^{-1} m_D^T$. Перепишем уравнение seesaw в виде $U_N^* \hat{M} U_N^\dagger = M_M = -m_D^T m_\nu^{-1} m_D = -m_D^T U_\nu^* \hat{m}^{-1} U_\nu^\dagger m_D$ получаем условие $I = \Omega^T \Omega$, где $\Omega = -i \sqrt{\hat{m}^{-1}} U_\nu^\dagger m_D U_N^* \sqrt{\hat{M}^{-1}}$ – ортогональная матрица, которая может зависеть от произвольных дополнительных параметров. Члены третьего порядка в разложении W и условие самосогласованности

процедуры диагонализации с учетом слагаемых $O(\theta m_D)$ рассмотрены в работе [11]. Варианты выбора матрицы Ω и их следствия рассмотрены ниже.

Общие космологические ограничения для легкого HNL

В дальнейшем предполагаем, что тяжелые нейтральные лептоны $N_{1,2,3}$ упорядочены по массе, а N_1 – самый легкий из них. На масштабе M_1 порядка кэВ основной канал распада HNL – распад в три нейтрино $N_1 \rightarrow \nu\nu\nu$. Ширина распада в дираковском пределе, соответствующая эффективной четырехфермионной амплитуде, определяемой (5) имеет вид

$$\Gamma\left(N_1 \rightarrow \sum_{\alpha,\beta} \nu_\alpha, \nu_\beta, \bar{\nu}_\beta\right) = \frac{G_F^2 M_1^5}{192\pi^3} \sum_{\alpha} |\Theta_{\alpha 1}|^2, \quad (6)$$

где $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$. Вклад сопряженной моды распада для майорановского N_1 дает фактор 2.

Далее учитываем оценку 0,4 кэВ снизу на массу N_1 , так как распределение HNL как фермионной темной материи в фазовом пространстве галактики, ограничено распределением для вырожденного ферми-газа (ограничение Трэмэйна–Ганна, [12]). Поскольку N_1 не должен распадаться на космологических временных масштабах порядка возраста Вселенной, то $\tau_{N_1} > 4 \times 10^{17}$ с. Имеется также радиационная однопетлевая мода распада $N_1 \rightarrow \gamma\nu$, сопровождаемая сигналом фотона с энергией $E_\gamma = M_1/2$, ширина которой имеет вид

$$\Gamma(N_1 \rightarrow \gamma, \nu) = \frac{9\alpha_{EM} G_F^2 M_1^5}{256\pi^4} \sum_{\alpha} |\Theta_{\alpha 1}|^2. \quad \text{Хотя она}$$

в 128 раз меньше ширины распада в три нейтрино и радиационный распад не вносит существенных поправок к времени жизни, ограничение для последней может усиливаться на 8 порядков за счет специфики данных гамма-астрономических

наблюдений, см. [13]. Далее мы будем использовать оценку $\tau_{N_1} > 10^{25}$ секунд. Введем обозначение $(m_D)_{\alpha l} = |\sum_k \sqrt{m_k} U_{\alpha k} \Omega_{kl}|^2$, тогда время

жизни $\tau_{N_1} = 3 \times 10^{22} \left(\frac{M_1}{1 \text{ кэВ}}\right)^{-4} \left(\sum_l \frac{(m_D)_{\alpha l}}{1 \text{ эВ}}\right)^{-1}$ сек и для m_D получаем

$$\overline{(m_D)}_{X\text{-ray}} \approx 3 \times 10^{-3} \left(\frac{M_1}{1 \text{ кэВ}}\right)^{-4} \text{ эВ}. \quad (7)$$

Эта оценка изображена сплошной синей линией на рис. 1.

Космологическое ограничение в секторе HNL для плотности темной материи во Вселенной появляется в рамках картины, где смешивание активных и стерильных нейтрино Θ достаточно мало, а стерильное нейтрино никогда не находилось в тепловом равновесии. Доминирующий механизм образования стерильных нейтрино (механизм Додельсона–Видроу [14]) возникает из-за осцилляций активных и стерильных нейтрино. Доля энергии во Вселенной в случае нерезонансного рождения [15] задается формулой

$$\Omega_N h^2 = 0,1 \sum_{l=1}^3 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \left(\frac{|\Theta_{\alpha l}|^2}{10^{-8}}\right) \left(\frac{M_l}{1 \text{ кэВ}}\right)^2, \quad \text{откуда}$$

$$\Omega_{N_1} h^2 = \left(\frac{\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1}}{10^{-4} \text{ эВ}}\right) \left(\frac{M_1}{1 \text{ кэВ}}\right)^2 \quad (8)$$

и ограничение сверху для M_D после суммирования по всем активным нейтрино $\overline{(m_D)}_{DM} = 10^{-5} \left(\frac{M_1}{1 \text{ кэВ}}\right)^{-1} \text{ эВ}$. Соответствующая область $\Omega_N > \Omega_{DM}$ на рис. 1 заштрихована. Рассмотренные ограничения не зависят от матрицы смешивания, основные формы для которой рассмотрим далее.

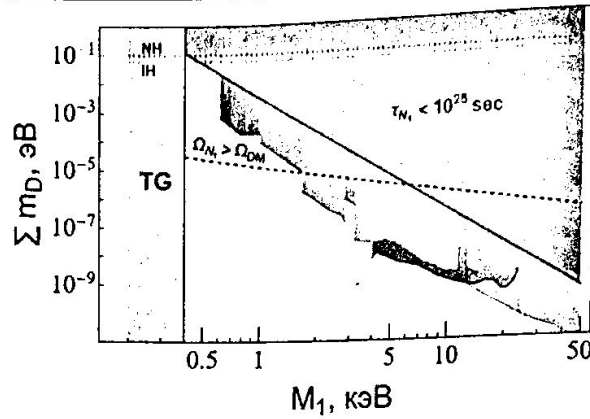


Рис. 1. Ограничения на массу самого легкого активного нейтрино в зависимости от массы HNL – частицы темной материи. Универсальное ограничение из гамма астрономических наблюдений: $\tau_{N_1} > 10^{25}$ секунд. Области ниже отражают уточненные контуры из данных HEAO-1, XMM и Chandra и соответствуют работе [16]. Ограничение Трэмэйна–Ганна: TG [12]. Горизонтальные точечные линии соответствуют экспериментальным данным по нейтринным осцилляциям в случае прямой (NH) и обратной (IH) иерархии масс активных нейтрино. Пунктирная линия обозначает границу области, в которой плотность темной материи реализуется механизмом Додельсона-Уидроу [14]. Заштрихованная исключенная область соответствует плотности стерильных нейтрино больше наблюдаемого значения для темной материи

Ограничения для различных форм смешивания

Рассмотрим основные варианты выбора матрицы Ω (или «сценарии смешивания»), встречающиеся в литературе.

Сценарий 1. «Минимальное параметрическое смешивание». Рассмотрим единичную или антидиагональную единичную матрицу Ω для прямой/обратной иерархии масс активных нейтрино, тогда

$$\Theta_{\min}^{(NH)} = \begin{pmatrix} iU_{e1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{e2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\mu1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\mu2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ iU_{\tau1}\sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & iU_{\tau2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau3}\sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \end{pmatrix},$$

$$\Theta_{\min}^{(IH)} = \begin{pmatrix} iU_{e3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{e2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{e1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\mu3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\mu2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\mu1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \\ iU_{\tau3}\sqrt{\frac{m_3}{M_1}} & iU_{\tau2}\sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & iU_{\tau1}\sqrt{\frac{m_1}{M_3}} \end{pmatrix}.$$

В таком сценарии отсутствуют избыточные параметры, помимо масс трех HNL, поэтому он не включает настройку смешивания между N_2 и N_3 , представляя собой предельный случай смешивания с произвольной вещественной матрицей Ω . Для введенного параметра имеем

$$\sum_{\alpha} (m_D)_{\alpha 1} = \sum_{\alpha, k} |\sqrt{m_k} U_{\alpha 1} \delta_{k1(k3)}|^2 = m_{1(3)}, \quad (9)$$

где использована унитарность матрицы PMNS, $U_{PMNS} = U_N$, при разложении до членов $O(\theta^2)$.

Частным случаем сценария 1 является оценка работы [6], где не использована явная форма Ω , но зафиксирован массовый базис для $U_N = I$. Отметим, что малый масштаб массы $m_{1(3)}$ не фиксируется данными по осцилляциям стандартных нейтрино.

Сценарий 2. «Экспоненциальное смешивание». В рамках этого сценария

$$\Omega_{NH} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\omega) & -\sin(\omega) \\ 0 & \xi \sin(\omega) & \xi \cos(\omega) \end{pmatrix},$$

$$\Omega_{IH} = \begin{pmatrix} 0 & \cos(\omega) & -\sin(\omega) \\ 0 & \xi \sin(\omega) & \xi \cos(\omega) \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

для прямой и обратной иерархий. Параметр ω комплексный, $\xi = \pm 1$. По сравнению со сценарием 1 в смешивании возникают вклады N_2 и N_3 . Сценарий экспоненциального смешивания часто рассматривается в литературе для двух поколений HNL на безальтернативной основе, включая в анализ очень большие параметры порядка $\exp(\text{Im } \omega)$, в связи с чем также необходимо учитывать ограничение для матричных элементов Ω , см. [11]. В частном случае действительного параметра ω вычислим наибольшее возможное отклонение матрицы смешивания от сценария 1, считая самое легкое активное нейтрино безмассовым. В качестве оценки для масс оставшихся активных нейтрино используем данные для разностей квадратов масс из экспериментов по нейтринным осцилляциям [2]. Ограничение на m_D сверху порядка 10^{-5} эВ достигается при соответствующих углах, близких к нулю или $\pi/2$ для NH или IH, см. рис. 2.

В случае комплексных параметров $\omega_i = \alpha_i + i\beta_i$ фактор смешивания в ширине распада N_1 будет функцией пяти вещественных переменных: 4 вещественных параметров для двух комплексных углов Эйлера ω_1, ω_2 и массы M_1 , что затрудняет полный анализ допустимых значений всех параметров. Малость параметра $\sum m_D$ может обеспечиваться за счет малых $\sin h \beta_i$, $i = 1, 2$.

Для этого случая действительные части $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ для NH и равны $\pi/2$ для IH, то есть матрица Ω для сценария 2 экспоненциального смешивания равна произведению матрицы Ω минимального смешивания на матрицу

$$\begin{pmatrix} C_2 & -iS_2 & 0 \\ iC_1S_2 & C_1C_2 & -iS_1 \\ -S_1S_2 & iS_1C_2 & C_1 \end{pmatrix}_{NH}, \quad (11)$$

$$\begin{pmatrix} -iS_2 & -C_2 & 0 \\ -iS_1C_2 & -S_1S_2 & -C_1 \\ C_1C_2 & -iC_1S_2 & -iS_1 \end{pmatrix}_{IH}$$

для прямой (NH) или обратной иерархии (IH), где $S_i = \sinh \beta_i$, $C_i = \cosh \beta_i$, $i = 1, 2$. При переходе к пределу вещественных параметров сценарий 2 переходит в сценарий 1 минимального смешивания. Для обратной иерархии масс допустимы значения мнимых частей на два-три порядка меньше, чем для нормальной иерархии.

Для анализа в следующем разделе распадов мезонов в рамках двух сценариев используются главные члены для параметров Θ_{22} и Θ_{33} сценария 2 и в предельном случае $\text{Im } \omega \rightarrow 0$ переходят в параметры «минимального смешивания» вещественной матрицы Ω сценария 1, когда все члены одного порядка.

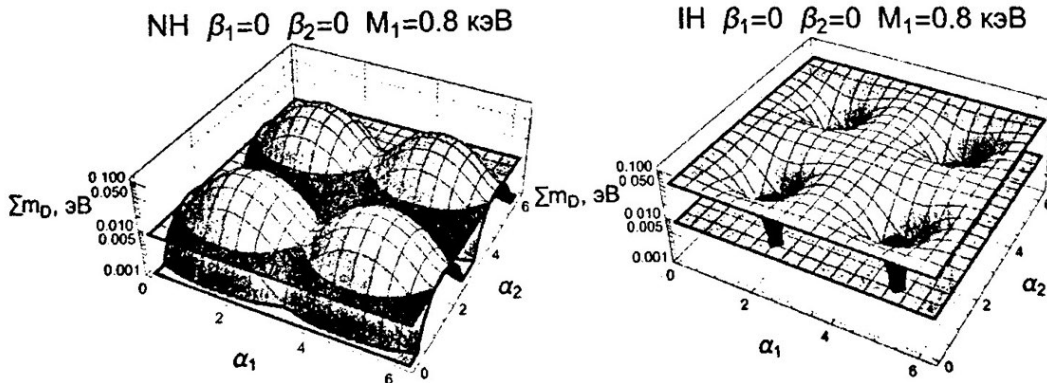


Рис. 2. Поверхности для масштаба параметра $\sum m_D$ в зависимости от углов α_1 и α_2 , параметризующих вещественную ортогональную матрицу Ω для случаев прямой иерархии масс активных нейтрино (рисунок слева) и обратной (рисунок справа). Горизонтальная плоскость – верхняя граница $\sum m_D$ (X-гау), полученная из ограничений на время жизни $\tau_{N_1} > 10^{25}$ секунд и взятая при массе стерильного нейтрино темной материи $M_1 = 0,8$ кэВ

Нарушение лептонной универсальности в распадах $\pi^\pm$ и K мезонов

Смешивание достаточно легких состояний HNL со стандартными состояниями нейтрино может привести к наблюдаемому образованию HNL при распадах заряженных мезонов, таких как $\pi^+ \rightarrow e^+ N$ и $K^+ \rightarrow l^+ N$, $l = e, \mu$, что могло бы нарушить принцип лептонной универсальности, демонстрируя отклонения от отношения СМ $R_{\pi, K} = \Gamma(\pi, K \rightarrow e\nu) / \Gamma(\pi, K \rightarrow \mu\nu)$ [16, 17], которое является величиной, стабильной по отношению к радиационным поправкам и неопределенностям адронизации.

Для вычисления параметра LUV необходимо учесть космологические ограничения на время жизни $N_{2,3}$ согласно первичному нуклеосинтезу (далее BBN), а также экспериментальные данные по распадам мезонов. Время жизни HNL было вычислено с учетом двухчастичных полу-лептонных распадов (нейтральные и заряженные, скалярные и векторные мезоны в конечном состоянии) и трехчастичных лептонных распадов. Для каналов распада $\pi, K \rightarrow e, \mu + E_{\text{miss}}$ имеются экспериментальные данные по восстановлению недостающей энергии, а также идентификации смещенных вершин распада HNL. Комбинация

ограничений для двух типов экспериментов показана на рис. 3 который устанавливает допустимые значения массы $M > 450$ МэВ для U_e^2 и $M > 370$ МэВ для U_μ^2 . Следовательно, в случае распада π

универсальность может нарушаться только за счет неунитарности PMNS матрицы. Для сценария 2 в интервале масс HNL $450 < M < 493$ МэВ нарушение лептонной универсальности может происходить за счет открытого канала распада $K^+ \rightarrow e^+, N_{2(3)}$. Для масс более 493 МэВ LUV

за счет неунитарности порядка 10^{-5} при массах до 5 ГэВ, что намного меньше экспериментальных ограничений. Для сценария 1 минимального смешивания LUV меньше наблюдаемого уровня на два-три порядка в широкой области масс.

Заключение

Связь матриц смешивания $U_{PMNS} - U_N - M_D$ в моделях с расширенным лептонным сектором неоднозначна, поэтому определенная форма смешивания в рамках seesaw типа I может быть фиксирована путем объединения верхних границ на компоненты матрицы из-за отсутствия сигналов на коллайдерах, в то время как ограничения на смешивание снизу обеспечиваются сценариями

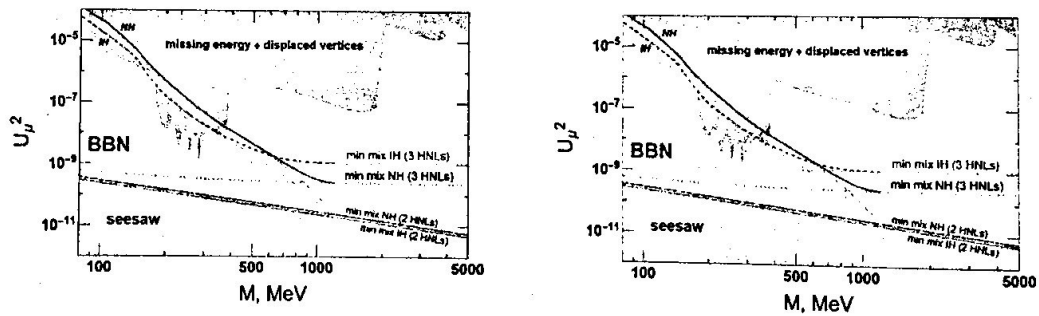


Рис. 3. Ограничения на U_e^2 и U_μ^2 для различных масс HNL. Нижние границы, полученные из предела для времени жизни BBN $\tau < 0,02$ сек; пунктирные линии – NH, сплошные линии – IH; тонкие линии для упрощенной модели с двумя HNL, толстые линии – для полной модели с тремя HNL и наименьшей массой нейтрино m_1 или m_3 , равной 10^{-5} эВ. Исключенные области соответствуют верхним границам двух типов экспериментов на ускорителях: эксперименты с восстановлением недостающей энергии (TRIUMPH, PIENU (распад π), NA62, E949, KEK, (распад K) и эксперименты для смещенных вершин (DELPHI, PS-191, CHARM, NuTeV), разделение областей на подобласти, соответствующие различным экспериментам на ускорителях, можно найти в [18]. Минимальное смешивание для U_e^2 и U_μ^2 в упрощенном случае двух HNL и полном случае трех HNL с $m_1 = 0$ показано точечными линиями. Они соответствуют так называемой «границе seesaw», см. [19]. Пунктирные серые и пунктирно-коричневые линии аналогичны сплошным линиям того же цвета, но для случая трех поколений HNL с $m_1 = 10^{-5}$ эВ

первичного нуклеосинтеза, а также экспериментами по нейтринным осцилляциям. Критическим тестом может быть нарушение лептонной универсальности вследствие вклада HNL. Космологическое ограничение на время жизни HNL, вычисленное с учетом трехчастичных каналов распада, играющих основную роль ниже двухчастичных порогов, имеет большое значение для определения нижней границы масс HNL второго и третьего поколений, которые могли бы быть обнаружены в экспериментах на ускорителях. Основные результаты комбинации космологических и ускорительных ограничений можно резюмировать следующим образом:

1. Космологические ограничения на и данные астрофизических наблюдений для m_D ограничивают массу HNL темной материи в пределах 0,5–40 кэВ (если стерильные нейтрино первого поколения дают 100 % темной материи), предпочтительна нормальная иерархия масс стандартных нейтрино.

2. В диапазоне масс HNL 134–144 МэВ в случае NH имеется область $1,5 \times 10^{-7} < U_e^2 < 2,7 \times 10^{-7}$, согласующаяся с данными о восстановлении недостающей энергии и поиске смещенных вершин. Экспериментальные контуры исключения модельно-зависимы и подвержены теоретическим неопределенностям обработки данных.

3. В случае IH существует область экспериментально допустимых параметров U_μ^2 для масс 155–177 МэВ с $1,2 \times 10^{-6} < U_\mu^2 < 3,5 \times 10^{-7}$.

4. Существует возможный диапазон параметров, согласующихся с экспериментальной верхней границей для U_e^2 , U_μ^2 и ограничениями первичного нуклеосинтеза (BBN) со следующими зависимостями от масс:

$M > 407$ МэВ для U_e^2 с NH, $M > 452$ МэВ для U_e^2 с IH;
 $M > 370$ МэВ для U_μ^2 с NH, $M > 340$ МэВ для U_μ^2 с IH.

5. В модели с тремя поколениями стерильных майорановских нейтрино, где масса самого легкого активного нейтрино составляет 10^{-5} эВ, нижний предел для массы HNL, следующий из U_e^2 границы BBN $M > 407$ МэВ (NH), усиливается по сравнению с упрощенной моделью с двумя поколениями NHL, где $m_1 = 0$ и $M > 340$ МэВ. Таким

образом, учет допустимых ненулевых значений массы легкого активного нейтрино существенно смещает BBN ограничения.

Работа выполнена по программе Национального центра по физике и математике в рамках проекта «Физика частиц и космология».

Список литературы

1. Bellini G., Ludhova L., Ranucci G., Villante F. Neutrino oscillations // *Adv.High Energy Phys.* 2014. Vol. 2014. P. 191960.
2. Zyla P. A. et al. Particle Data Group // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020. Vol. 083C01. P. 1.
3. Mohapatra R. N. and Senjanovic G. Neutrino mass and spontaneous parity violation // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 44, P. 912.
4. Schechter J., Valle J.W.F. Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories // *Phys. Rev. D.* 1980. Vol. 22. P. 2227.
5. Adhikari R. et al. White paper on keV sterile neutrino dark matter // *JCAP.* 2017. Vol. 01. P. 025.
6. Asaka T., Blanchet S., Shaposhnikov M. The ν MSM, dark matter and neutrino masses // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 631. P. 151–156.
7. Asaka T., Shaposhnikov M. The ν MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 620. P. 17–26.
8. Merle A., keV Neutrino Model Building // *Int. J. Mod. Phys. D.* 2013. Vol. 22. P. 1330020.
9. Casas J., Ibarra A. Oscillating neutrinos and $\mu \rightarrow e\gamma$ // *Nucl.Phys. B.* 2001. Vol. 618. P. 171–204.
10. Maki Z., Nakagawa M., and Sakata S. Remarks on the unified model of elementary particles // *Prog. Theor. Phys.* 1962. Vol. 28, P. 870.
11. Dubinin M. N., Fedotova E. Yu. Non-minimal approximation for the type I seesaw mechanism // *Symmetry.* 2023. Vol. 15. P. 679.
12. Tremaine S. and Gunn J. E. Dynamical role of light neutral leptons in cosmology // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 42, P. 407–410.
13. Boyarsky A., Neronov A., Ruchayskiy O., and Shaposhnikov M. Constraints on sterile neutrino as a dark matter candidate from the diffuse x-ray background // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 370. P. 213–218.
14. Dodelson S. and Widrow L. M. Sterile-neutrinos as dark matter // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72. P. 17–20.

15. Abazajian K., Fuller G. M., Patel M. Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter // *Phys. Rev. D*. 2001. Vol. 64. P. 023501.
16. Shrock, R. E. General Theory of Weak Leptonic and Semileptonic Decays. 1. Leptonic Pseudoscalar Meson Decays, with Associated Tests For, and Bounds on, Neutrino Masses and Lepton Mixing. *Phys. Rev. D*. 1981. Vol. 24. P. 1232.
17. Shrock R. E. General Theory of Weak Processes Involving Neutrinos. 2. Pure Leptonic Decays. *Phys. Rev. D*. 1981. Vol. 24. P. 1275.
18. Boyarsky A., Ruchayskiy O. Bounds on Light Dark Matter // *arXiv:0811.2385 [astro-ph]*.
19. Bondarenko K. et al. An allowed window for heavy neutral leptons below the kaon mass // *JHEP*. 2021. Vol. 07. P. 193.