В. ГОРКАВЕНКО,[1] О. ХАСАЙ,[2] О. РУЧАЙСЬКИЙ,[3] М. ЦАРЕНКОВА [1]

[1] Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601)

[2] Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14b, Київ 03143)

[3] Копенгагенський університет, Інститут Нільса Бора
(Blegdamsvej 17, DK-2010, Копенгаген, Данія)

ОБМЕЖЕННЯ НА НЕЙТРИННЕ РОЗШИРЕННЯ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ І БАРІОННА АСИМЕТРІЯ ВСЕСВІТУ [1]

УДК 539

Важкі нейтральні лептони можуть призводити до появи нових ефективних взаємодій між частинками Стандартної моделі (СМ), зокрема вони можуть викликати реакції з порушенням аромату заряджених лептонів (cLFV). Таким чином, відсутність спостереження реакцій cLFV накладає обмеження на параметри нейтринного розширення СМ. Ми знаходимо співвідношення між ефективними операторами cLFV у реалістичному випадку, коли маси активних нейтрино відмінні від нуля, а маси важких нейтральних лептонів є невиродженими. Це дозволяє посилити існуючі обмеження на оператори cLFV. Ми також пов'язуємо баріонну асиметрію Всесвіту з тими самими ефективними операторами cLFV, що накладає нові обмеження на їхні значення.

Ключові слова: фізика за межами Стандартної моделі, нейтринне розширення Стандартної моделі, стерильні нейтрино, баріонна асиметрія Всесвіту.

1. Вступ

Стандартна модель (СМ) ефективно описує електрослабку і сильну взаємодію елементарних частинок і була підтверджена аж до ∼15 ТеВ в експериментах на колайдері [1]. Однак такі явища, як маси нейтрино [2–4], темна матерія [5–7] і баріонна асиметрія Всесвіту [8–10] залишаються без пояснення. Ці явища демонструють неповноту СМ і вказують на існування нових прихованих частинок.

У цій статті ми розглядаємо нейтринне розширення СМ з правокіральними (RH) або стерильними нейтрино. Додавання одного стерильного нейтрино до СМ приводить до того, що лише одне активне нейтрино стає масивним. Це суперечить даним про активні осциляції нейтрино. Додавання двох стерильних нейтрино до СМ приводить до того, що два активних нейтрино стають масивними, а одне нейтрино безмасовим, що є сумісним з даними осциляцій нейтрино. Найцікавіший випадок має місце в мінімальному нейтринному розширенні Стандартної Моделі (νMSM) [11, 12], при додаванні трьох RH нейтрино

$$\delta\mathcal{L} = i\bar{N}_I\partial_\mu\gamma^\mu N_I - F_{\alpha I}\bar{L}_\alpha N_I\Phi - \frac{M_I}{2}\bar{N}_I^c N_I + \text{h.c.} \quad (1)$$

У цьому випадку N_I $(I = 1, 2, 3)$ – RH-нейтрино, α відповідає ароматам лептонів (e, μ, τ), Φ та L_α – дублети Хіггса та лептонів, відповідно, $F_{\alpha I}$ – елементи матриці Юкави, M_I – майоранівські маси RH-нейтрино.

Належний вибір значень 18 нових параметрів νMSM може вирішити вищезазначені три проблеми СМ. У цьому випадку найлегше RH-нейтрино є частинкою темної матерії з масою ∼10 кеВ. Два інших RH-нейтрино є важкими частинками з майже рівними масами. Вони забезпечують генерацію

Цитування: Горкавенко В., Хасай О., Ручайський О., Царенкова М. Обмеження на нейтринне розширення Стандартної моделі і баріонна асиметрія Всесвіту. *Укр. фіз. журн.* **69**, №11, 859 (2024).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

[1] Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції "New Trends in High-Energy and Low-x Physics" (2024 р.).

Верхні межі параметрів моделі гойдалки $\hat{S}_{\alpha\beta}$ і $\hat{R}_{\alpha\beta}$ із теперішніх і очікуваних у найближчому майбутньому експериментів див. деталі в [25]

Величина	Верхня межа	
	Наявні експерименти	Майбутні експерименти
$\hat{S}_{ee}+\hat{S}_{\mu\mu}$	$0{,}53\cdot10^{-3}$	–
$\hat{S}_{\tau\tau}$	$0{,}64\cdot10^{-3}$	–
$\lvert\hat{S}_{e\mu}\rvert$	$6{,}8\cdot10^{-6}$	$2{,}6\cdot10^{-6}$
$\lvert\hat{S}_{e\tau}\rvert$	$4{,}5\cdot10^{-3}$	$1{,}8\cdot10^{-3}$
$\lvert\hat{S}_{\mu\tau}\rvert$	$5{,}2\cdot10^{-3}$	$1{,}4\cdot10^{-3}$
$\lvert\hat{R}_{e\mu}\rvert$	$2{,}4\cdot10^{-7}$	$1{,}7\cdot10^{-8}$
$\lvert\hat{R}_{e\tau}\rvert$	0,022	$3{,}0\cdot10^{-3}$
$\lvert\hat{R}_{\mu\tau}\rvert$	0,019	$4{,}2\cdot10^{-3}$

баріонної асиметрії у Всесвіті через механізм лептогенезу [13–19]. Результати [11] пізніше були переглянуті для випадку двох [20,21] і трьох [22] RH-нейтрино. Зокрема, було показано, що умова майже рівних мас RH-нейтрино для баріогенезу не є необхідною [23].

Оскільки ми будемо зацікавлені в експериментальному пошуку важких нейтральних лептонів, має сенс розглянути модель лише з двома важкими RH-нейтрино, оскільки найлегше RH-нейтрино (кандидат темної матерії) має суттєво меншу сталу зв'язку із частинками СМ.

У цій статті ми розглядаємо зв'язок між експериментально спостережуваними параметрами нейтринного розширення СМ. Верхні межі параметрів лагранжіана випливають з експериментів на колайдері. Ми хочемо розглянути нижню межу для цих параметрів, яка випливає із баріонної асиметрії Всесвіту в νMSM, і порівняти нижню та верхню межі між собою.

2. Теоретичні співвідношення між спостережуваними параметрами $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$

Параметри лагранжіана (1), які можна виміряти в експериментах на колайдері, визначаються таким чином [25]

$$S_{\alpha\beta}=\sum_I F_{\alpha I}F^{\dagger}_{I\beta}M_I^{-2}, \tag{2}$$

$$R_{\alpha\beta}=\sum_I F_{\alpha I}F^{\dagger}_{I\beta}M_I^{-2}\ln\frac{M_I}{M_W}. \tag{3}$$

Обмеження зверху на параметри (2) і (3) походять від неспостережування процесів, що порушують лептонне число (наприклад, $Z\to e\mu$, $\mu\to e\gamma$ і ін.), або від похибок вимірювань спостережуваних процесів СМ (наприклад, $Z\to\ell^+\ell^-$ і ін.). Верхні межі з експериментів для $\hat{S}_{\alpha\beta}=M_W^2S_{\alpha\beta}$, $\hat{R}_{\alpha\beta}=M_W^2R_{\alpha\beta}$, де M_W є масою W-бозона, наведені в таблиці.

Для подальшого аналізу необхідно виразити спостережувані $S_{\alpha\beta}$, $R_{\alpha\beta}$ через параметри νMSM, а саме:

- параметри осциляцій активного нейтрино (кути змішування θ_{ij}, маси активних нейтрино m_α);
- маси стерильних нейтрино M_I;
- параметр $U^2_{\rm tot}$, який можна виразити як $U^2_{\rm tot}=\sum_{\alpha,I}|\Theta_{\alpha I}|^2=\frac{v^2}{M^2}{\rm tr}(FF^\dagger)=\frac{\sum_i m_i}{M}\cosh2\mathfrak{Im}\omega$, де M позначає масу правокіральних нейтрино, якщо $M_1\approx M_2\approx M$, $\Delta M/M\ll1$, і $\Theta_{\alpha I}$ являє собою кут змішування між лівокіральними нейтрино (ν_α) і правокіральними нейтрино (N_I), ω – комплексний кут параметризації Касаса–Ібари [24].

Далі ми зосередимося на області, яка становить інтерес для поточних експериментів, де важкі нейтральні лептони досліджуються вище порога моделі гойдалки:

$$\cosh2\mathfrak{Im}\omega\approx\sinh2\mathfrak{Im}\omega\approx\frac{\exp2\mathfrak{Im}\omega}{2}\gg1. \tag{4}$$

Це припущення має бути справедливим також і для різних мас важких нейтрино M_I.

У лагранжіані розширеної Стандартної Моделі (1), елементи матриці Юкави $F_{\alpha I}$ зручно описати за допомогою параметрів, пов'язаних з активними нейтрино через параметризацію Касаса-Ібари [24]. Оскільки ця параметризація досить складна для подальших розрахунків і аналітичної роботи, вводимо нову 3×3 комплексну матрицю $X=\frac{i}{v}U_\nu\sqrt{m_\nu^{\rm diag}}$ для спрощення розрахунків. Використовуючи цю нову матрицю, ми можемо отримати відносно прості вирази для спостережуваних $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$.

Для нормальної ієрархії мас активних нейтрино отримуємо

$$S_{\alpha\beta}=\frac{e^{2\mathfrak{Im}\omega}}{4}\frac{M_1+M_2}{M_1M_2}(X_{\alpha2}-iX_{\alpha3})\times$$

$$\times(X^*_{\beta2}+iX^*_{\beta3}), \tag{5}$$

$$R_{\alpha\beta} = \frac{e^{2\mathfrak{Im}\omega}}{4} \frac{\left(M_1 \ln \frac{M_2}{M_W} + M_2 \ln \frac{M_1}{M_W}\right)}{M_1 M_2} \times$$
$$\times (X_{\alpha 2} - iX_{\alpha 3})(X^*_{\beta 2} + iX^*_{\beta 3}). \quad (6)$$

Як можна без зусиль побачити, діагональні елементи $S_{\alpha\alpha}$ є дійсними і додатними. Відповідні співвідношення для випадку оберненої ієрархії активних нейтрино можна отримати заміною других індексів в елементах X матриці $3 \to 2$, $2 \to 1$.

Можна вивести зв'язок між експериментально вимірюваними величинами, зокрема елементами матриць $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$, використовуючи вирази (5), (6):

$$S_{\alpha\beta}\left(M_1 \ln \frac{M_2}{M_W} + M_2 \ln \frac{M_1}{M_W}\right) = R_{\alpha\beta}(M_1 + M_2). \quad (7)$$

Ми можемо отримати сильні обмеження на спостережувані параметри $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$, використовуючи явні вирази (5), (6):

$$|S_{\alpha\beta}|^2 = S_{\alpha\alpha} S_{\beta\beta}, \quad |R_{\alpha\beta}|^2 = R_{\alpha\alpha} R_{\beta\beta}. \quad (8)$$

Ці нові вирази справедливі навіть тоді, коли активні нейтрино є масивними, а маси двох правокіральних (RH) важких нейтрино відрізняються. Єдиними необхідними умовами є те, що припущення в (4) залишається справедливим, і що маси активних нейтрино є набагато меншими за маси RH-нейтрино. Ці обмеження (8) є суттєвими, оскільки попередні подібні обмеження, такі як насичена нерівність Шварца, були отримані лише в окремих випадках безмасових активних нейтрино і важких стерильних нейтрино з виродженими масами [25, 26].

Якщо припустити, що умови в (8) зберігаються з достатньою точністю над порогом механізму гойдалки за припущенням (4), верхні межі параметрів гойдалки $\hat{S}_{\alpha\beta}$ в $\hat{R}_{\alpha\beta}$ можуть бути в подальшому уточнені, а саме

$$|\hat{S}_{e\tau}| \le 0.58 \times 10^{-3}, \quad |\hat{S}_{\mu\tau}| \le 0.58 \times 10^{-3}. \quad (9)$$

3. Баріонна асиметрія і спостережувані параметри $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$

Питання про те, як баріонна асиметрія в ранньому Всесвіті може бути породжена в νMSM, було детально розглянуто в [11]. Базуючись на [11], ми виразили баріонну асиметрію через експериментально вимірювані елементи матриць $S_{\alpha\beta}$ і $R_{\alpha\beta}$.

У випадку нормальної ієрархії мас активних нейтрино маємо

$$\frac{n_B}{s} \le \frac{7 \cdot 10^{-4} \pi^{\frac{3}{2}} \sin^3 \phi}{384 \cdot 12^{\frac{1}{3}} \Gamma(\frac{5}{6})} \left(\frac{M}{\Delta M_{21}}\right)^{\frac{2}{3}} \times$$
$$\times \frac{M_0^{\frac{7}{3}} M^{\frac{11}{3}} \sqrt{m_3^2 + 4m_2^2 + 8m_3 m_2}}{T_W v^2 M_W^4} \sum_{\alpha,\beta \ne \alpha} \hat{S}_{\alpha\alpha} |\hat{S}_{\alpha\beta}|, \quad (10)$$

що виконується, якщо $M_1 \approx M_2 \approx M$. m_i – маси активних нейтрино. Для оберненої ієрархії мас активних нейтрино нам потрібно замінити маси $m_3 \to m_2$, $m_2 \to m_1$ у попередньому рівнянні (10).

Також слід відзначити, що для отримання виразу (10) нам потрібно використовувати точні вирази для $S_{\alpha\beta}$, $R_{\alpha\beta}$ без припущення (4). Можна показати, що баріонна асиметрія Всесвіту пропорційна $\mathfrak{Im}[S^*_{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}]$, що за умови (4) дає нуль. Використовуючи експериментальні обмеження на елементи матриць $\hat{R}$ і $\hat{S}$ з таблиці і їх покращені значення (9), ми отримуємо у випадку нормальної ієрархії

$$\frac{n_B}{s} \le 4{,}6 \left(\frac{M}{\Delta M_{21}}\right)^{\frac{2}{3}} (M/1\ \text{ГеВ})^{\frac{11}{3}}, \quad (11)$$

а у випадку оберненої ієрархії:

$$\frac{n_B}{s} \le 10{,}2 \left(\frac{M}{\Delta M_{21}}\right)^{\frac{2}{3}} (M/1\ \text{ГеВ})^{\frac{11}{3}}. \quad (12)$$

Тим не менш, ці вирази мають обмежену практичну цінність. Їх права сторона набагато більша за 1 ($M/\Delta M_{21} \gg 1$ і $M \gtrsim 1$ ГеВ), тоді як ліва сторона набагато менша за 1 ($n_B/s \sim 10^{-10}$). Ця розбіжність свідчить про те, що фактичні значення елементів матриць $\hat{R}$ і $\hat{S}$, ймовірно, на багато порядків менші за експериментальні межі, наведені в таблиці.

4. Висновки

У цій роботі ми розглянули розширення Стандартної моделі (СМ) шляхом додавання двох важких правокіральних (RH) нейтрино з масами, набагато вищими за електрослабкий масштаб. Безпосереднє виявлення цих важких нейтрино є надзвичайно складною задачею. Але теоретично ці нові частинки можуть генерувати процеси, що порушують аромат заряджених лептонів (cLFV). Той

факт, що ці процеси cLFV не спостерігалися, допомагає нам встановити обмеження на параметри важких нейтрино.

Ми аналітично отримали співвідношення між спостережуваними параметрами активних нейтрино та параметрами нейтринного розширення СМ (з двома важкими RH-нейтрино різних мас), як показано в рівняннях (7) і (8). Щоб ці співвідношення виконувалися, активні нейтрино мають бути надзвичайно легкими порівняно з RH-нейтрино. Крім того, припущення (4), важливе для поточних експериментальних пошуків важких нейтральних лептонів, повинно виконуватися.

Ми робимо висновок про те, що нерівності Шварца $|S_{\alpha\beta}|^2 \leq S_{\alpha\alpha}S_{\beta\beta}$ і $|R_{\alpha\beta}|^2 \leq R_{\alpha\alpha}R_{\beta\beta}$ стають рівностями (насичуватися) лише коли $e^{\Im\mathfrak{m}\omega} \gg 1$. Цей результат не залежить від різниці мас між стерильними нейтрино, що має вирішальне значення, оскільки випадок майже тотожних мас правокіральних нейтрино є лише теоретичним припущенням. Ця гіпотеза використовується для пояснення баріонної асиметрії Всесвіту в мінімальному нейтринному розширенні СМ (νMSM) [11, 12]. Однак, як показано в [23], пояснення можна також дати в рамках моделей, в яких правокіральні нейтрино мають різні маси. Слід зазначити, що попередні подібні співвідношення були отримані лише для окремих випадків, таких як рівні маси важких стерильних нейтрино або активних нейтрино з нульовою масою [25, 26].

Крім того, ми посилили верхні межі спостережуваних параметрів $\hat{S}_{\alpha\beta}$ і $\hat{R}_{\alpha\beta}$ в десять разів, як представлено в (9), припускаючи, що обмеження в (8) виконуються за умови в (4). Ми отримали вираз для баріонної асиметрії Всесвіту з використанням вимірюваних параметрів (елементів матриць $\hat{S}$ і $\hat{R}$) (10). Ми виявили, що за припущення (4) баріонна асиметрія дорівнює нулю. Тільки з урахуванням нерівності $\cosh 2\Im\mathfrak{m}\omega \neq \sinh 2\Im\mathfrak{m}\omega$, виникає ненульова баріонна асиметрія.

Ми продемонстрували, що нижня межа (баріонна асиметрія) і верхня межа (експерименти з прискорювачем частинок) спостережуваних параметрів νMSM відрізняються на багато порядків. Це вказує на те, що якщо баріонна асиметрія справді спричинена важкими правими нейтрино, фактичні значення спостережуваних елементів матриць $\hat{S}$ і $\hat{R}$ значно нижчі за експериментальні межі, наведені в таблиці.

Автори висловлюють подяку організаторам Конференції "New Trends in High-Energy and Low-x Physics" у Сфинту-Георге (Румунія) за гостинність під час цієї надзвичайно цікавої та надихаючої зустрічі. Роботи Володимира Горкавенко і Олександра Хасая підтримано Національним фондом досліджень України за проектом № 2023.03/0149.

1. W.N. Cottingham, D.A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics* (Cambridge University Press, 2023) [ISBN: 978-1-00-940168-5].
2. S.M. Bilenky, S.T. Petcov. Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Rev. Mod. Phys.* **59**, 671 (1987); [Erratum: *Rev. Mod. Phys.* **61**, 169 (1989), Erratum: *Rev. Mod. Phys.* **60**, 575 (1988)].
3. A. Strumia, F. Vissani. Neutrino masses and mixings and... arXiv:hep-ph/0606054 (2006).
4. P.F. de Salas, D.V. Forero, C.A. Ternes, M. Tortola, J.W.F. Valle. Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity. *Phys. Lett. B* **782**, 633 (2018).
5. P.J.E. Peebles. Dark Matter. *Proc. Nat. Acad. Sci.* **112**, 2246 (2015).
6. V. Lukovic, P. Cabella, N. Vittorio. Dark matter in cosmology. *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1443001 (2014).
7. G. Bertone, D. Hooper. History of dark matter. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 045002 (2018).
8. G. Steigman. Observational tests of antimatter cosmologies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14**, 339 (1976).
9. A. Riotto, M. Trodden. Recent progress in baryogenesis. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 35 (1999).
10. L. Canetti, M. Drewes, M. Shaposhnikov. Matter and Antimatter in the Universe. *New J. Phys.* **14**, 095012 (2012).
11. T. Asaka, M. Shaposhnikov. The νMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Phys. Lett. B* **620**, 17 (2005).
12. T. Asaka, S. Blanchet, M. Shaposhnikov. The nuMSM, dark matter and neutrino masses. *Phys. Lett. B* **631**, 151 (2005).
13. E.Kh. Akhmedov, V.A. Rubakov, A.Yu. Smirnov. Baryogenesis via Neutrino Oscillations. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1359 (1998).
14. W. Buchmüller, P.Di Bari, M. Plümacher. Leptogenesis for pedestrians. *Annals Phys.* **315**, 305 (2005).
15. A. Pilaftsis, T.E.J. Underwood. Electroweak-scale resonant leptogenesis. *Phys. Rev. D* **72**, 113001 (2005).
16. S. Davidson, E. Nardi, Y. Nir. Leptogenesis. *Phys. Rept.* **466**, 105 (2008).
17. A. Pilaftsis. The little review on leptogenesis. *J. Phys. Conf. Ser.* **171**, 012017 (2009).
18. M. Shaposhnikov. Baryogenesis. *J. Phys. Conf. Ser.* **171**, 012005 (2009).
19. D. Bödeker, W. Buchmüller. Baryogenesis from the weak scale to the grand unification scale. *Rev. Mod. Phys.* **93**, 035004 (2021).

20. J. Klaric, M. Shaposhnikov, I. Timiryasov. Uniting low-scale leptogenesis mechanisms. *Phys. Rev. Lett.* **127**, 111802 (2021).
21. J. Klaric, M. Shaposhnikov, I. Timiryasov. Reconciling resonant leptogenesis and baryogenesis via neutrino oscillations. *Phys. Rev. D* **104**, 055010 (2021).
22. M. Drewes, Y. Georis, J. Klaric. Mapping the viable parameter space for testable leptogenesis. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 051801 (2022).
23. M. Drewes, B. Garbrecht. Leptogenesis from a GeV seesaw without mass degeneracy. *JHEP* **2013**, 96 (2013).
24. J.A. Casas, A. Ibarra. Oscillating neutrinos and $\mu \to$ $\to e, \gamma$. *Nucl. Phys. B* **618**, 171 (2001).
25. R. Coy, M. Frigerio. Effective approach to lepton observables: The seesaw case. *Phys. Rev. D* **99**, 095040 (2019).
26. M. Blennow, E. Fernández-Martínez, J. Hernández-García, J. López-Pavón, X. Marcano, D. Naredo-Tuero. Bounds on lepton non-unitarity and heavy neutrino mixing. *JHEP* **2023**, 30 (2023).

Одержано 07.10.24.

Переклад на українську мову Ю.А. Куца

V. Gorkavenko, O. Khasai,
O. Ruchayskiy, M. Tsarenkovaa

CONSTRAINTS ON THE NEUTRINO EXTENSION OF THE STANDARD MODEL AND BARYON ASYMMETRY OF THE UNIVERSE

Heavy neutral leptons (HNLs) can cause a new effective interactions of particles in the Standard Model, particularly charged lepton flavor violation (cLFV) processes. The non-observation of cLFV processes, therefore, puts constraints on the parameters of the HNLs. We find the relations between the cLFV effective operators in the realistic case where active neutrino masses are non-zero and masses of the HNLs are non-degenerate. This allows us to strengthen the existing cLFV constraints. We also link the baryon asymmetry of the Universe to the same cLFV effective operators, which imposes a new restrictions on their values.

K e y w o r d s: physics beyond the Standard Model, neutrino extension of the Standard Model, sterile neutrinos, baryon asymmetry of the Universe.