

В. ГОРКАВЕНКО,¹ І. ГРИНЧАК,¹ О. ХАСАЙ,² М. ЦАРЕНКОВА¹

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

² Інститут теоретичної фізики ім. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14-б, Київ 03143)

РОЗШИРЕННЯ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ЗІ ВЗАЄМОДІЄЮ ТИПУ ЧЕРНА–САЙМОНСА¹

УДК 539

Розширення Стандартної Моделі (СМ) зі взаємодією типу Черна–Саймонса містить новий векторний масивний бозон (бозон Черна–Саймонса), який взаємодіє з електро-слабкими калібрувальними бозонами. В даному розширенні немає прямої взаємодії між бозонами Черна–Саймонса та ферміонами СМ. Ми розглядаємо існуючі обмеження на параметри цього розширення СМ, ефективну петлеву взаємодію нового векторного бозона з ферміонами СМ та можливість прояву довгоживучих бозонів Черна–Саймонса з масою в декілька GeV в експериментах на колайдері.

Ключові слова: за межами Стандартної моделі, розширення калібрувального сектора, теорії Черна–Саймонса.

1. Вступ

Відтоді як Стандартна модель (СМ) виявилася досить успішною в описі експериментів на колайдері [1], є переконливі непрямі докази існування нової фізики. Деякі приклади явищ, які СМ не може пояснити, є активні осциляції нейтрино [2–4], темна матерія [5–8], а також баріонна асиметрія Всесвіту [9–11]. Ми можемо припустити існування нових частинок за межами СМ (частинки BSM) для вирішення проблем СМ. Однак також існує ймовірність того, що існують нові частинки, не пов'язані з вирішенням цих проблем.

Виникає закономірне питання: якщо існують нові частинки, то чому вони не були виявлені в численних експериментах? Існують дві можливі відповіді. По-перше, ці частинки можуть бути занадто важкими, а поточна енергія прискорювача недостатня для їх утворення. У цьому випадку їх виявлення потребує нових, більш потужних прискорювачів, таких як FCC [12, 13]. З іншого боку, нові частинки можуть бути досить легкими для того, щоб народжувати їх на існуючих прискорю-

вачах [14–17], але їх взаємодія з частинками СМ настільки слабка, що досі не спостерігалась. Пошуки таких довгоживучих частинок уже ведуться в так званих експериментах на межі інтенсивності, таких як MATHUSLA [18], FACET [19], FASER [20, 21], SHiP [22, 23], NA62 [24–26], DUNE [27, 28], LHCb [29], тощо.

Щоб розвинути феноменологію цих частинок, нам потрібно розглянути різні їх можливі типи. А саме, вони можуть бути скалярами [30–32], псевдоскалярами (аксіоноподібні) [33–36], ферміонами (важкими нейтральними лептонами) [37–40], або векторними частинками (темні фотони) [41–44], див. деталі, наприклад, у оглядах [18, 23]. Кожна з цих можливостей приводить до теорії, яка вводить різні нові члени в лагранжіан СМ, які часто називають порталами. Ця робота зосереджена на порталі, що містить новий масивний векторний бозон із взаємодією, подібною до Черна–Саймонса.

Відомо, що взаємодії Черна–Саймонса виникають у різноманітних теоретичних моделях, у тому числі з додатковими вимірами і в рамках теорії струн [45–50].

Ідея створення порталу Черна–Саймонса базується на явищі скорочення кіральної аномалії у фізичних теоріях. Інтерес до членів лагранжі-

Цитування: Горкавенко В.М., Гринчак І.В., Хасай О.В., Царенкова М.С. Розширення стандартної моделі зі взаємодією типу Черна–Саймонса. *Укр. фіз. журн.* **69**, № 11, 838 (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/>).

838

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

ана, породжених кіральною аномалією, пояснюється тим, що їх поява не залежить від маси частинки, яка рухається по внутрішній трикутній петлі. Це означає, що якщо існує дуже важка частинка, яка не може народитися в експериментах на колайдері і виявлена безпосередньо, тоді ця важка частинка може проявити себе, генеруючи відповідний кіральний член взаємодії. Власне, тільки так важкі ферміони з масою, яка на багато порядків перевищує можливості сучасних прискорювачів, можуть проявити себе в низькоенергетичних експериментах. Наприклад, якщо припустити, що потужностей сучасних прискорювачів недостатньо для відкриття важкого t -кварка, тоді це проявилось б як необхідний додатковий член для анулювання кіральних аномалій у СМ.

Згідно з [51], нас буде цікавити можливість прояву взаємодії нового векторного масивного калібрувального поля X_μ , наприклад, групи $U_1(X)$, з частинками СМ, які породжені умовою анулювання кіральної аномалії. Припустимо, що існують нові важкі ферміони, заряджені відносно калібрувальної групи СМ $U_Y(1)$ і певної додаткової групи $U_X(1)$. У той самий час ферміони СМ розглядаються як незаряджені відносно $U_X(1)$ групи і, відповідно, безпосередньо не взаємодіють з полем X_μ . Важкі ферміони не можуть проявити себе на сучасних прискорювачах; відповідно, здавалося б, що поле X_μ також не може проявлятися при низьких енергіях. В [51] СМ модифікується до теорії з симетрією $SU_C(3) \times SU_W(2) \times U_Y(1) \times U_X(1)$, у якій X_μ бозон проявляється у взаємодії з векторними полями СМ завдяки діаграмам, представленим на рис. 1.

В результаті ефекту кіральної аномалії взаємодія між новими векторними бозонами (надалі ми будемо називати їх бозонами Черна–Саймонса або ЧС-бозонами) і частинками СМ індукується у формі калібрувально-інваріантного лагранжіана, який описується операторами з мінімальною розмірністю 6 [23, 51]:

$$\mathcal{L}_1 = \frac{C_Y}{\Lambda_Y^2} \cdot X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger H B_{\lambda\rho} \cdot \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{C_{SU(2)}}{\Lambda_{SU(2)}^2} \cdot X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger F_{\lambda\rho} H \cdot \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \text{h.c.} \quad (2)$$

Тут Λ_Y і $\Lambda_{SU(2)}$ являють собою нові масштаби теорії, при цьому C_Y і $C_{SU(2)}$ є безрозмірними па-

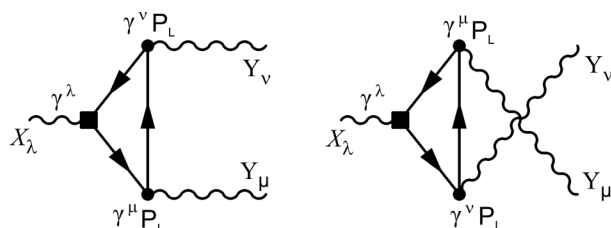


Рис. 1. Діаграми, що породжують взаємодію Черна–Саймонса. Важкі ферміони, за межами стандартної моделі, рухаються в петлевих трикутних діаграмах

раметрами зв'язку. $\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ позначає тензор Леві–Чівіта ($\epsilon^{0123} = +1$), і X_μ є векторним бозоном ЧС. Зверніть увагу на те, що X_μ – це поле Штюкельберга [52, 53], що забезпечує калібрувальну інваріантність лагранжіанів (1) і (2). Скалярне дублетне поле Хіггса позначається як H , а $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ і $F_{\mu\nu} = -ig \sum_{i=1}^3 \frac{\tau^i}{2} V_{\mu\nu}^i$ відносяться до тензорів напруженості поля калібрувальних полів $U_Y(1)$ і $SU_W(2)$ Стандартної моделі, відповідно.

Після порушення електрослабкої симетрії лагранжіани (1) і (2) породжують багато членів, у тому числі трипольові взаємодії, записані як оператори розмірності 4

$$\mathcal{L}_{CS} = c_z \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu Z_\nu \partial_\lambda Z_\rho + c_\gamma \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu Z_\nu \partial_\lambda A_\rho + \{c_w \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu W_\nu^- \partial_\lambda W_\rho^+ + \text{h.c.}\}, \quad (3)$$

де A_μ – це електромагнітне поле, а W_μ^\pm і Z_μ – це поля, пов'язані зі слабкими взаємодіями. Коефіцієнти c_z , c_γ і c_w є незалежними і безрозмірними. Обидва коефіцієнти c_z і c_γ є дійсними, але c_w можуть бути комплексними $c_w = \Theta_{W1} + i\Theta_{W2}$. Важливо, що векторний бозон СС X_μ безпосередньо не взаємодіє з ферміонами СМ.

У цій роботі ми розглядаємо існуючі обмеження на параметри цього розширення СМ для випадку легких ЧС-бозонів, ефективну петлеву взаємодію нового векторного бозона з ферміонами СМ і можливість прояву довгоживучого ЧС-бозону масштабу ГеВ в експериментах на колайдері.

2. Обмеження від взаємодії з векторними полями СМ

У випадку $M_X < M_W, M_Z$ взаємодія у формі (3) веде до додаткового каналу розпаду W^\pm - і Z -бозона. Зокрема, дозволені такі процеси: $Z_\mu \rightarrow X_\mu + \gamma$, $W_\mu^\pm \rightarrow X_\mu + q_n + \bar{q}_m$, $W_\mu^+ \rightarrow X_\mu + l_n + \bar{\nu}_m$.

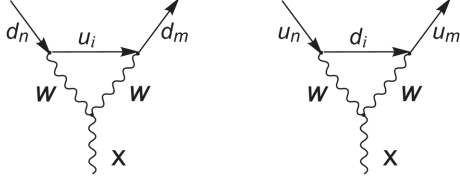


Рис. 2. Взаємодія ЧС-бозонної петлі з двома кварками різного аромату

Відповідну ширину розпаду Z -бозона можна легко обчислити:

$$\Gamma(Z \rightarrow X\gamma) = c_\gamma^2 \frac{M_Z}{96\pi} \left(1 - \frac{M_X^2}{M_Z^2}\right)^3 \left(1 + \frac{M_Z^2}{M_X^2}\right). \quad (4)$$

В границі малого M_X , $M_X/M_Z \ll 1$ ми маємо

$$\Gamma_{ZX} = c_\gamma^2 \frac{M_Z}{96\pi} \left(\frac{M_Z}{M_X}\right)^2. \quad (5)$$

Відповідну ширину розпаду W^\pm -бозона також можна аналітично розрахувати в наближенні безмасових кварків і лептонів та без урахування ефектів адронізації

$$\Gamma(W^+ \rightarrow Xu\bar{d}) = \frac{N_C M_W^3 G_F V_{ud}^2}{3456\sqrt{2}\pi^3} \times (\Theta_{W1}^2 F_1(x) + \Theta_{W2}^2 F_2(x)), \quad (6)$$

де $x = M_W/M_X$, $N_C = 3$ – кількість кольорів кварків, а F_1 , F_2 є безрозмірними функціями

$$F_1(x) = \frac{4}{x^2} - 6 \ln x (24 - 108x^2 + 20x^4 - x^6) - 392 + 639x^2 - 274x^4 + 23x^6 + 3x(14-x^2)(4-x^2)^{3/2} \left(\pi - 2 \arctan \frac{x(3-x^2)}{\sqrt{4-x^2}(1-x^2)}\right),$$

$$F_2(x) = 4 + 6x^6 \ln x - 45x^2 + 18x^4 + 23x^6 + \frac{3x^3(20+2x^2-x^4)}{\sqrt{4-x^2}} \left(\pi - 2 \arctan \frac{x(3-x^2)}{\sqrt{4-x^2}(1-x^2)}\right).$$

Слід зазначити, що в (6) немає членів $\sim \Theta_{W1}\Theta_{W2}$. Тому внески від дійсної і уявної частин зв'язку c_w не перебиваються.

В границі малого M_X , $M_X/M_W \ll 1$ ми маємо

$$\Gamma(W^+ \rightarrow Xu\bar{d}) = \Theta_{W1}^2 \frac{N_C M_W^3 G_F V_{ud}^2}{864\sqrt{2}\pi^3} \left(\frac{M_W}{M_X}\right)^2. \quad (7)$$

Враховуємо канали розпаду W -бозона в X -бозон і кварки (основний внесок дає розпад в u, \bar{d} and c, \bar{s} через діагональні елементи матриці СКМ), а

також у три покоління зарядженого лептона і відповідного нейтрино. Отже, повна ширина розпаду W^+ -бозона із народженням X -бозона для випадку $M_X/M_W \ll 1$ може бути записана як

$$\Gamma_{WX} = \Gamma(W^+ \rightarrow Xu\bar{d}) (V_{ud}^2 + V_{cs}^2 + 3/N_C) \approx \Theta_{W1}^2 \frac{M_W^3 G_F M_W^2}{96\sqrt{2}\pi^3 M_X^2}. \quad (8)$$

Сучасні вимірювання ширини розпаду W^\pm - і Z -бозонів узгоджуються з прогнозами СМ. Однак експериментальні вимірювання мають деякі невизначеності [54], отже ми маємо $\Gamma_W = 2,085 \pm 0,042$ ГеВ і $\Gamma_Z = 2,4955 \pm 0,0023$ ГеВ. Отже, нові можливі канали розпаду W^\pm , Z на ЧС-бозон можуть існувати лише за умови $\Gamma_{ZX} < 2\Delta\Gamma_Z$ і $\Gamma_{WX} < 2\Delta\Gamma_W$, де $\Delta\Gamma_Z = 0,0023$ ГеВ, $\Delta\Gamma_W = 0,042$. Тому ми можемо приблизно оцінити зверху величини параметрів зв'язку [23]

$$c_\gamma^2 \lesssim 10^{-6} \left(\frac{M_X}{1 \text{ ГеВ}}\right)^2, \quad [\text{Re } c_w]^2 \lesssim 10^{-2} \left(\frac{M_X}{1 \text{ ГеВ}}\right)^2. \quad (9)$$

Слід зазначити, що у випадку c_γ значно сильніше обмеження впливає з вимірювань однофотонних подій на Великому електронно-позитронному колайдері (LEP) [55]. Розгалуження на рівні $Br = \Gamma_{ZX}/\Gamma_{Z,\text{total}} < 10^{-6}$ було встановлено для фотонів з енергією понад 15 ГеВ. Це веде до більш сильного обмеження $c_\gamma^2 \lesssim 10^{-9} \left(\frac{M_X}{1 \text{ ГеВ}}\right)^2$. У випадку легких ЧС-бозонів ($M_X/M_W \ll 1$) ми очікуємо, що $Z \rightarrow X\gamma$ розпадається з енергією фотона $E \lesssim 45$ ГеВ.

3. Ефективна петлева взаємодія з ферміонами різного аромату

Крім взаємодії з векторними полями СМ, ЧС-бозон може ефективно взаємодіяти з ферміонами СМ завдяки петлевим діаграмам. Таку взаємодію ЧС-бозонів з кварками різного аромату, див. рис. 2, розглянуто в [56–58]. У цьому випадку ефективна взаємодія відбувається лише за рахунок взаємодії ЧС-бозона з W^\pm -бозоном через параметри зв'язку $c_w = \Theta_{W1} + i\Theta_{W2}$.

Показано, що розбіжна частина петлевих діаграм пропорційна недіагональному елементу одичної матриці V^+V (V – це матриця Кабіббо–Кобаяші–Маскави), і вона усувається. Це дозволяє побудувати ефективний лагранжیان взаємодії ЧС-бозонів з кварками різного аромату. Якщо

$\Theta_{W1} \neq 0$, тоді головні члени цього лагранжіана мають вигляд [58]

$$\mathcal{L}_{\text{quarks}}^{\text{CS}} = \sum_{m < n} \Theta_{W1} \times \left(C_{mn} \bar{d}_m \gamma^\mu \hat{P}_L d_n X_\mu + C_{nm}^+ \bar{d}_n \gamma^\mu \hat{P}_L d_m X_\mu \right), \quad (10)$$

де d_n є кварком d -типу, підсумовування відбувається за поколіннями кварків,

$$C_{mn} = \frac{3a}{2\sqrt{2}\pi^2} G_F m_t^2 V_{d_m t}^+ V_{t d_n}, \quad (11)$$

$$a = 0.13, \quad |C_{sb}| = 1,97 \cdot 10^{-4}, \quad |C_{db}| = 4,43 \cdot 10^{-5}, \quad |C_{ds}| = 1,77 \cdot 10^{-6}. \quad (12)$$

Як видно, ефективний лагранжіан залежить лише від одного з двох невідомих зв'язків (Θ_{W1}) взаємодії ЧС-бозона з W -бозоном. Було показано, що взаємодією ЧС-бозона масштабу ГеВ з кварками u -типу можна знехтувати.

Отриманий ефективний лагранжіан (10) дозволяє обчислити домінуючі канали утворення ЧС-бозонів масштабу ГеВ у розпадах мезонів внаслідок реакцій $b \rightarrow s + X$, $b \rightarrow d + X$, $s \rightarrow d + X$. Ці реакції відповідають утворенню ЧС-бозонів у таких розпадах заряджених і нейтральних мезонів: $B \rightarrow K + X$, $B \rightarrow \pi + X$, $K \rightarrow \pi + X$, де кінцеві мезони можуть бути також і в збуджених станах, деталі див. в [58].

4. Ефективна петлева взаємодія з ферміонами того самого аромату

На відміну від випадку ефективної петлевої взаємодії ЧС-бозонів з кварками різних ароматів, де взаємодія визначається лише діаграмами з W -бозонами, див. рис. 2, і параметром зв'язку c_w , у випадку взаємодії ЧС-бозона з кварками тих самих ароматів або з лептонами також важливими є діаграми з Z -бозонами і фотонами, див. рис. 3. Таким чином, взаємодія з кварками тих самих ароматів або лептонами залежить від параметрів зв'язку c_w , c_γ і c_Z лагранжіана (3).

Хотілося б, щоб розбіжності в петлевих діаграмах взаємодії ЧС-бозонів з ферміонами однакових ароматів також автоматично анулювалися, інакше у нас виникнуть проблеми. Ці розбіжності неможливо усунути за допомогою контрчленів, оскільки початковий лагранжіан (3) не містить членів взаємодії ЧС-бозона і СМ-ферміонів.

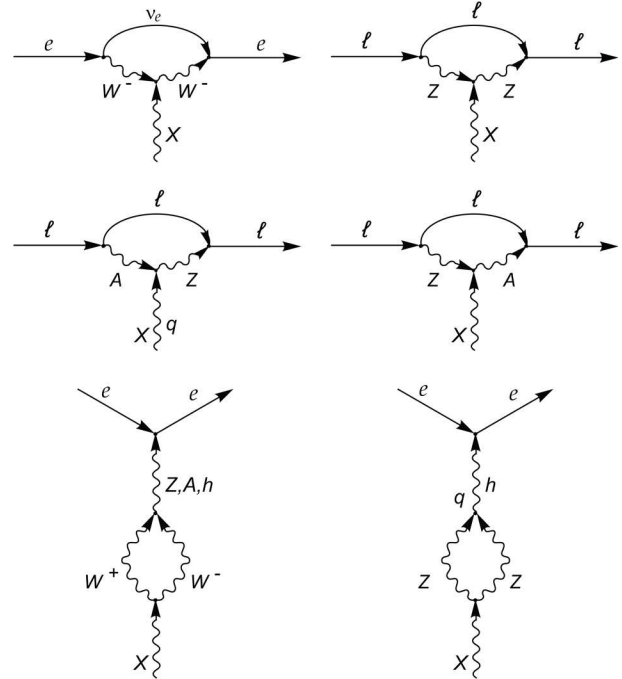


Рис. 3. Діаграми розпаду ЧС-бозона на лептони в унітарному калібруванні. Взаємодія залежить від c_w , c_γ і c_Z зчеплень

Як було показано в [58], для ефективної петлевої взаємодії ЧС-бозонів з кварками тих самих ароматів або з лептонами, розбіжності в петлевих діаграмах з вершиною XWW не усуваються автоматично під час обчислень. В [59] цю взаємодію розглядали в унітарному калібруванні з урахуванням усіх відповідних діаграм, див. рис. 3. Було сподівання, що суму різниць усіх діаграм можна анулювати при певному співвідношенні між c_w , c_γ і c_Z . На жаль, було зроблено висновок про те, що в рамках лагранжіана (3) ми не можемо усунути розбіжності в ефективній взаємодії ЧС-бозонів з ферміонами однакових ароматів.

Залишається тільки сподіватися, що, можливо, подальший розгляд цієї проблеми в неунітарному калібруванні допоможе вирішити проблему розбіжностей. Інакше це означатиме, що взаємодію ЧС-бозонів із ферміонами однакових ароматів необхідно розглядати в рамках ефективної теорії поля, а саме за допомогою відповідних ефективних операторів із набором нових параметрів зв'язку. Або, можливо, потрібно буде доповнити початковий лагранжіан (3) членами, які дозволять нам усунути розбіжності за допомогою відповідних контрчле-

нів. В обох випадках додаткові параметри зв'язку з'являються на додаток до c_w , c_γ і c_Z , що ускладнює задачу пошуку проявів ЧС-бозонів в експериментах.

5. Обговорення

У цій статті ми розглянули розширення СМ, яке містить новий легкий масивний векторний бозон із взаємодією Черна–Саймонса. Ми розглянули низькоенергетичний лагранжіан взаємодії ЧС-бозона з векторними полями СМ (3) і ми навели відомі обмеження на параметри цього лагранжіана c_w , c_Z , c_γ . Також ми розглянули ефективну петлеву взаємодію ЧС-бозонів з ферміонами. У той час як взаємодія з кварками різних ароматів добре визначена, взаємодія з ферміонами тих самих ароматів містить розбіжності, які ще не усунуті [59].

Попри те, що немає надії побачити пряму взаємодію частинок BSM з детекторами колайдера, довгоживучі частинки BSM все ще можна шукати в експериментах на колайдері. Основна ідея таких експериментів полягає не в безпосередньому пошуку частинок BSM, а в пошуку продуктів його розпаду на частинки СМ. Для цього необхідно утворити якомога більше частинок BSM в результаті реакцій СМ, наприклад, при протон-протонних зіткненнях. Народжені частинки BSM повинні бути додатково ізольовані від частинок СМ, щоб уникнути фонових явищ, а потім потрібно шукати дуже рідкісні події розпаду частинок BSM. Це ідея експериментів на межі інтенсивності, згаданих у Вступі.

Як відомо, перед пошуком частинки BSM в експериментах на межі інтенсивності необхідно обчислити область чутливості цих експериментів, а саме область параметрів нової частинки (маси та константи взаємодії з частинками СМ), де частинка проявить себе в експерименті. Процедура обчислення області чутливості добре відома, див. [60]. Слід зазначити, що для розрахунку області чутливості необхідно знати технічні параметри експериментальної установки і всі домінуючі канали народження і розпаду частинок BSM.

Тепер розглянемо можливість експериментального пошуку ЧС-бозона в експериментах на межі інтенсивності.

Щодо каналів утворення, то нині розраховується лише утворення під час розпаду важких ме-

зонів на легші мезони [56–58] завдяки отриманому ефективному лагранжіану (10) взаємодії ЧС-бозона з кварками різних ароматів. Але ЧС-бозон може бути отриманий і через взаємодію ЧС-бозона з кварками одного аромату. Наприклад, у реакціях $\pi^0 \rightarrow X\gamma$, $\omega \rightarrow \eta X$, $\phi \rightarrow \eta X$, або за рахунок гальмівного випромінювання, або у процесах глибоко непружного розсіювання при протон-протонних взаємодіях.

Що стосується каналів розпаду, ми можемо розглядати лише розпади ЧС-бозонів на кварки різних ароматів з наступною адронізацією, але навіть розпади на лептонні пари ще недоступні для розрахунку.

Як бачимо, питання про ефективну взаємодію ЧС-бозонів з ферміонами одного аромату є вирішальним для експериментального пошуку бозонів Черна–Саймонса. Саме на це мають бути спрямовані подальші дослідження.

Автори дякують організаторам конференції “New Trends in High-Energy and Low-x Physics” у Сфінту-Георге (Румунія) за гостинність під час цієї надзвичайно цікавої та надихаючої зустрічі.

Роботи Володимира Горкавенко, Івана Гринчака, 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: *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. M. Cirelli, A. Strumia, J. Zupan. Dark matter. arXiv:hep-ph/2406.01705 (2024).
9. G. Steigman. Observational tests of antimatter cosmologies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14**, 339 (1976).

10. A. Riotto, M. Trodden. Recent progress in baryogenesis. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 35 (1999).
11. L. Canetti, M. Drewes, M. Shaposhnikov. Matter and antimatter in the universe. *New J. Phys.* **14**, 095012 (2012).
12. T. Golling *et al.* Physics at a 100 TeV pp collider: Beyond the Standard Model phenomena. arXiv:1606.00947 (2016).
13. A. Abada *et al.* FCC physics opportunities: Future circular collider conceptual design report, Volume 1. *Eur. Phys. J. C* **79**, 474 (2019).
14. V.M. Gorkavenko. Search for hidden particles in intensity frontier experiment SHiP. *Ukr. J. Phys.* **64**, 689 (2019).
15. J. Beacham *et al.* Physics beyond colliders at CERN: Beyond the Standard Model working group report. *J. Phys. G* **47**, 010501 (2020).
16. G. Lanfranchi, M. Pospelov, P. Schuster. The search for feebly interacting particles. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71**, 279 (2021).
17. C. Antel *et al.* Feebly interacting particles: FIPs 2022 workshop report. *Eur. Phys. J. C* **83**, 1122 (2023).
18. D. Curtin *et al.* Long-lived particles at the energy frontier: The MATHUSLA physics case. *Rept. Prog. Phys.* **82**, 116201 (2019).
19. S. Cerci *et al.* FACET: A new long-lived particle detector in the very forward region of the CMS experiment. arXiv:2201.00019 (2021).
20. A. Ariga *et al.* Letter of intent for FASER: ForwArd search experiment at the LHC. arXiv:1811.10243 (2018) [REPORT NUMBER: CERN-LHCC-2018-030, LHCC-I-032, UCL-TR-2018-18, KYUSHU-RCAPP-2018-05].
21. A. Ariga *et al.* FASER's physics reach for long-lived particles. *Phys. Rev. D* **99**, 095011 (2019).
22. M. Anelli *et al.* A facility to search for hidden particles (SHiP) at the CERN SPS. arXiv:1504.04956 (2015).
23. S. Alekhin *et al.* A facility to search for hidden particles at the CERN SPS: The SHiP physics case. *Rept. Prog. Phys.* **79**, 124201 (2016).
24. P. Mermod. Prospects of the SHiP and NA62 experiments at CERN for hidden sector searches. *PoS NuFact2017*, 139 (2017).
25. E. Cortina Gil *et al.* Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays. *Phys. Lett. B* **778**, 137 (2018).
26. M. Drewes, J. Hajer, J. Klaric, G. Lanfranchi. NA62 sensitivity to heavy neutral leptons in the low scale seesaw model. *JHEP* **07**, 105 (2018).
27. R. Acciarri *et al.* Long-baseline neutrino facility (lbnf) and deep underground neutrino experiment (DUNE): Conceptual design report, Volume 2: The physics program for DUNE at LBNF. arXiv:1512.06148 (2015) [REPORT NUMBER: FERMILAB-DESIGN-2016-02].
28. B. Abi *et al.* Prospects for beyond the Standard Model physics searches at the deep underground neutrino experiment. *Eur. Phys. J. C* **81**, 322 (2021).
29. V. Gorkavenko, B.K. Jashal, V. Kholoimov, Y. Kyselov, D. Mendoza, M. Ovchinnikov *et al.* LHCb potential to discover long-lived new physics particles with lifetimes above 100 ps. *Eur. Phys. J. C* **84**, 608 (2024).
30. B. Patt, F. Wilczek. Higgs-field portal into hidden sectors. arXiv:hep-ph/0605188 (2006).
31. F. Bezrukov, D. Gorbunov. Light inflaton Hunter's Guide. *JHEP* **05**, 010 (2010).
32. I. Boiarska, K. Bondarenko, A. Boyarsky, V. Gorkavenko, M. Ovchinnikov, A. Sokolenko. Phenomenology of GeV-scale scalar portal. *JHEP* **11**, 162 (2019).
33. R.D. Peccei, H.R. Quinn. CP conservation in the presence of instantons. *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977).
34. S. Weinberg. A new light Boson? *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223 (1978).
35. F. Wilczek. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 279 (1978).
36. K. Choi, S.H. Im, C.S. Shin. Recent progress in physics of axions or axion-like particles. arXiv:2012.05029 (2020).
37. T. Asaka, M. Shaposhnikov. The ν MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Phys. Lett. B* **620**, 17 (2005).
38. T. Asaka, S. Blanchet, M. Shaposhnikov. The ν MSM, dark matter and neutrino masses. *Phys. Lett. B* **631**, 151 (2005).
39. K. Bondarenko, A. Boyarsky, D. Gorbunov, O. Ruchayskiy. Phenomenology of GeV-scale heavy neutral leptons. *JHEP* **11**, 032 (2018).
40. A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens, O. Ruchayskiy. Sterile neutrino Dark Matter. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **104**, 1 (2019).
41. L.B. Okun. Limits of electrodynamicS: Paraphotons? *Sov. Phys. JETP* **56**, 502 (1982).
42. B. Holdom. Two $U(1)$'s and epsilon charge shifts. *Phys. Lett. B*, **166** 196 (1986).
43. P. Langacker. The physics of heavy Z' Gauge Bosons. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1199 (2009).
44. P. Ilten, Y. Soreq, M. Williams, Wei Xue. Seren10.1007/JHEP06(2018)004dipity in dark photon searches. *JHEP* **06**, 004 (2018).
45. I. Antoniadis, E. Kiritsis, T.N. Tomaras. A D-brane alternative to unification. *Phys. Lett. B* **486**, 186 (2000).
46. C. Coriano, N. Irges, E. Kiritsis. On the effective theory of low scale orientifold string vacua. *Nucl. Phys. B* **746**, 77 (2006).
47. P. Anastasopoulos, M. Bianchi, E. Dudas, E. Kiritsis. Anomalies, anomalous $U(1)$'s and generalized Chern-Simons terms. *JHEP* **11**, 057 (2006).
48. J.A. Harvey, C.T. Hill, R.J. Hill. Standard model gauging of the Wess-Zumino-Witten term: Anomalies, global currents and pseudo-Chern-Simons Interactions. *Phys. Rev. D* **77**, 085017 (2008).
49. P. Anastasopoulos, F. Fucito, A. Lionetto, G. Pradisi, A. Racioppi, Y.S. Stanev. Minimal anomalous $U(1)$ -prime extension of the MSSM. *Phys. Rev. D* **78**, 085014 (2008).
50. J. Kumar, A. Rajaraman, J.D. Wells. Probing the green-schwarz mechanism at the large hadron collider. *Phys. Rev. D* **77**, 066011 (2008).
51. I. Antoniadis, A. Boyarsky, S. Espahbodi, O. Ruchayskiy, J.D. Wells. Anomaly driven signatures of new invisible

- physics at the large hadron collider. *Nucl. Phys. B* **824**, 296 (2010).
52. H. Ruegg, M. Ruiz-Altaba. The stueckelberg field. *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 3265 (2004).
53. G.D. Kribs, G. Lee, A. Martin. Effective field theory of Stückelberg vector bosons. *Phys. Rev. D* **106**, 055020 (2022).
54. S. Navas *et al.* (Particle Data Group). *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024).
55. M. Acciarri *at al.* Search for new physics in energetic single photon production in e^+e^- annihilation at the Z resonance. *Phys. Lett. B* **412**, 201 (1997).
56. J.A. Dror, R. Lasenby, M. Pospelov. New constraints on light vectors coupled to anomalous currents. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 141803 (2017).
57. J.A. Dror, R. Lasenby, M. Pospelov. Dark forces coupled to nonconserved currents. *Phys. Rev. D* **96**, 075036 (2017).
58. Y. Borysenkova, P. Kashko, M. Tsarenkova, K. Bondarenko, V. Gorkavenko. Production of Chern–Simons bosons in decays of mesons. *J. Phys. G* **49**, 085003 (2022).
59. Y. Borysenkova, V. Gorkavenko, I. Hrynychak, O. Khasai, M. Tsarenkova. Divergences in the effective loop interaction of the Chern-Simons bosons with leptons. The unitary gauge case. arXiv:hep-ph/2405.00164 (2024).
60. M. Ovchynnikov, J.-L. Tastet, O. Mikulenko, K. Bondarenko. Sensitivities to feebly interacting particles: Public and unified calculations. *Phys. Rev. D* **108**, 075028 (2023).

Received 02.09.2024

*V.M. Gorkavenko, I.V. Hrynychak,
O.V. Khasai, M.S. Tsarenkova*

EXTENSION OF THE STANDARD MODEL WITH CHERN–SIMONS TYPE INTERACTION

Extension of the Standard Model (SM) with a Chern–Simons type interaction contains a new vector massive boson (Chern–Simons boson) that couples to electroweak gauge bosons by the so-called effective Chern–Simons interaction. There is no direct interaction between the Chern–Simons bosons and SM fermions. We consider the existing restrictions on the parameters of this SM extension, the effective loop interaction of a new vector boson with SM fermions, and the possibility of the manifestation of the long-lived GeV-scale Chern–Simons bosons in collider experiments.

Keywords: beyond the standard model, extensions of gauge sector, Chern–Simons theories.