

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ імені М.М. БОГОЛЮБОВА

Горкавенко Володимир Миколайович

УДК 530.145; 539.12

**Пошук проявів частинок та топологічних струно-
подібних об'єктів за межами Стандартної моделі**

01.04.02 – теоретична фізика

РЕФЕРАТ

на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ – 2023

Дисертацією є рукопис:

Робота виконана в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор,
Горенштейн Марк Ісакович,
Інститут теоретичної фізики ім. М.М Боголюбова
Національної академії наук України,
головний науковий співробітник

член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор,
Пугач Валерій Михайлович,
Інститут ядерних досліджень
Національної академії наук України,
завідувач відділу фізики високих енергій

член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник,
Холодов Роман Іванович,
Інститут прикладної фізики
Національної академії наук України,
в.о. директора

Захист відбудеться «13» лютого 2024 р. об 11 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01 Інституту теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України за адресою: 03143 м.Київ, вул. Метрологічна 14-б.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України.

Учений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01,
доктор фізико-математичних наук

Золотарюк Я.О.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Обґрунтування вибору теми досліджень. Стандартна модель фізики елементарних частинок (СМ) — це теоретична модель, яка з високою точністю описує процеси електромагнітної, слабкої та сильної взаємодії за участю елементарних частинок. Вона є самоузгодженою до великого енергетичного масштабу (можливо, до масштабу Планка) і перевірена в численних експериментах на прискорювачах до енергії ~ 15 TeV. Однак СМ не може пояснити деякі явища, такі як масивність нейтрино, темну матерію, баріонну асиметрію Всесвіту тощо. Тому СМ вважається неповною теорією і потребує модифікації, або розширення.

Багато з наведених проблем СМ можна пояснити розширенням СМ за допомогою введення нових частинок та нових взаємодій. Значення мас частинок за межами СМ можуть лежати в дуже широкому діапазоні значень. Наприклад, малі маси нейтрино, темну матерію та баріонну асиметрію Всесвіту можна пояснити введенням нових частинок як з масами меншими за 1 eV, так і з масами аж до масштабів теорії великого об'єднання. З іншого боку, можна припустити, що нових частинок в "прихованому" секторі СМ може бути досить багато і не всі з них мають пряме відношення до вирішення наведених вище проблем СМ.

Той факт, що ми не спостерігаємо частинок нової фізики в експериментах на прискорювачах, має два можливі пояснення. Або ці частинки занадто масивні, щоб їх можна було утворити на сучасних прискорювачах, таких як Великий адронний колайдер, або вони дуже слабо взаємодіють з частинками СМ. Якщо частинки нової фізики досить важкі, тоді для їх пошуку необхідно будувати більш потужні, дорожчі прискорювачі та проводити високоенергетичні експерименти (energy frontier experiments). Але випадок легких, дуже слабо взаємодіючих частинок нової фізики є також дуже актуальним для експериментального пошуку проявів частинок нової фізики прямо зараз, на вже існуючих прискорювачах. Щоб знайти їх, нам потрібні експерименти з високою світністю, тобто з великою кількістю подій (intensity frontier experiments). За останні декілька років було запропоновано кілька таких експериментів: MATHUSLA, FACET, FASER, SHiP, NA62, DUNE тощо.

На даний час немає відповіді на запитання, якими саме мають бути частинки нової фізики: це можуть бути скалярні, псевдоскалярні, векторні, ферміонні частинки. Жодному з існуючих варіантів не можна надати

переваги, тому пошуки частинок нової фізики потрібно проводити, перебираючи всі можливі варіанти. При цьому в якості лагранжіанів взаємодії частинок нової фізики з частинками СМ зручно брати найбільш загальні калібрувальні-інваріантні та, по можливості, перенормовні вирази. Такі лагранжіани взаємодії отримали назви порталів. Виділяють такі портали для частинок нової фізики: скалярний, векторний, нейтринний, аксіоноподібних частинок та зі взаємодією Черна-Саймонса.

Напрямок пошуку проявів частинок нової фізики на прискорювачах є дуже перспективним та обнадійливим. Але експерименти на прискорювачах мають обмеження по енергії. З іншого боку, високоенергетичні процеси (при енергіях, недосяжних для сучасних прискорювачів) могли активно відбуватися у ранньому Всесвіті. Більш того, сліди або релікти цих процесів можуть спостерігатися і в наш час, даючи інформацію про події в далекому минулому.

Згідно зі Стандартною космологічною моделлю, після Великого Вибуху Всесвіт розширювався та охолоджувався. В процесі свого охолодження Всесвіт проходив через ряд фазових переходів. Передбачається, що у ранньому Всесвіті мав відбутися фазовий перехід, що відділяє електромагнітну взаємодію від слабкої, а також фазовий перехід деконфайнмент-конфайнмент. Згідно з теорією Великого об'єднання взаємодій є теоретичні передбачення існування фазового переходу, що відділяє електрослабку та сильну взаємодії (при температурі $T_{GUT} \sim 10^{16}$ ГеВ). Не виключено, що у ранньому Всесвіті могли відбутися і інші фазові переходи при температурах $T_{EW} < T < T_{GUT}$. Якщо певний фазовий перехід незалежно відбувався в різних ділянках простору-часу, то на границі цих ділянок могли утворитися топологічні об'єкти різних типів: доменні стінки, струни, монополі тощо. Одновимірні топологічні дефекти отримали назву космічних струн. В астрофізиці космічні струни можуть проявити себе по впливу на анізотропію реліктового випромінення, можуть виступати в ролі гравітаційних лінз, джерела гравітаційних хвиль. Однак ще не всі макроефекти, обумовлені космічними струнами, є достатньо дослідженими. Зокрема, ще не достатньо теоретично досліджені явища, пов'язані з впливом космічної струни на вакуум полів матерії.

Якщо космічні струни утворилися в результаті спонтанного порушення симетрії деякої групи $U_X(1)$, то в наш час вони можуть містити в собі аналог магнітного поля, що відповідає калібрувальному полю даної гру-

пи (потік якого всередині струни є квантованим $\Phi = 2\pi n/e_H$, де e_H – стала зв'язку поля Гігсівського конденсату з калібрувальним полем групи $U_X(1)$). Розглянемо тепер квантовані поля матерії на фоні космічної струни, частинки яких взаємодіють з калібрувальним полем групи $U_X(1)$ зі сталою зв'язку e_{matter} . Виявляється, що польові розв'язки будуть визначатися параметром $e_{matter}\Phi/(2\pi) = ne_{matter}/e_H$, що може приймати нецілі значення. Квантові ефекти призводять до виникнення вакуумного струму полів матерії навколо космічної струни. Якщо припустити, що поля матерії заряджені також відносно електромагнітної групи $U_{EM}(1)$, то відповідний струм електрично заряджених частинок створюватиме навколо космічної струни магнітне поле, прояви якого можна шукати з даних спостережень. Можуть спостерігатися і інші ефекти поляризації вакууму.

Представлена робота присвячена дослідженню фізики за межами СМ на різних енергетичних масштабах. На масштабі енергій, доступних на сучасних прискорювачах, розглядалися різні аспекти можливих експериментальних проявів частинок фізики за межами Стандартної моделі, а саме: скалярного, нейтринного та зі взаємодією типу Черна-Саймонса розширень СМ. Також розглядалися можливі прояви топологічних об'єктів у вигляді космічних струн з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що могли утворитися внаслідок фазових переходів у ранньому Всесвіті на масштабі енергій, що значно перевищує можливості сучасних прискорювачів. А саме, розглядалися квантові ефекти у вакуумі полів скалярної та ферміонної матерії в присутності космічної "магнітної" струни, що моделювалася непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем. Використана модель дозволила розглянути квантові ефекти у вакуумі полів матерії в найбільш загальному випадку незалежно від конкретної природи утворення космічної струни.

Зв'язок роботи з науковими програмами і темами. Робота виконана у рамках досліджень, що проводяться на кафедрі квантової теорії поля та космофізики фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка: тема №16БФ051-05 "Дослідження фундаментальних проблем фізики ядра, елементарних частинок та космофізики"(ДР №0116U002562); тема №19БФ051-06 "Топологічні властивості кіральної матерії та бозе-айнштайнівських конденсатів у магнітному полі"(ДР №0119U100335); тема №22БФ051-06 "Фундаментальні закони фізики в космології раннього Всесвіту"(ДР №0122U001957). Робота також

виконувалася в рамках проекту ДФФД №Ф54.1/019 "Ефекти неевклідової геометрії і топології в мікро- та макросистемах у зовнішніх полях" та гранту Швейцарського національного наукового фонду SCOPE IZ 7370-152581. Згідно з договором між Київським національним університетом та Європейською організацією з ядерних досліджень (ЦЕРН), Горкавенко В.М. є членом міжнародної колаборації SHiP (Search for hidden particles), що займається пошуком частинок нової фізики.

Мета дослідження: розгляд можливих експериментальних проявів частинок нової фізики в експериментах на прискорювачах та проявів лінійних топологічних дефектів у вигляді космічних струн з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що виникли внаслідок фазових переходів у ранньому Всесвіті.

Завдання дослідження:

1. В скалярному розширенні СМ знайти та дослідити домінуючі канали народження та розпаду нових скалярів з масою в декілька GeV для експериментів DUNE (Fermilab), SHiP (SPS CERN) та експериментів на LHC.
2. У нейтринному розширенні СМ трьома масивними правокіральними нейтрино дослідити зв'язок юкавівської матриці, що визначає взаємодію правокіральних нейтрино з параметрами активних нейтрино.
3. У нейтринному розширенні СМ дослідити коректність використання матричних елементів в середовищі RUTHIA для опису народження правокіральних (стерильних) нейтрино в тричастинкових розпадах мезонів в умовах експерименту SHiP.
4. В розширенні СМ зі взаємодією типу Черна-Саймонса побудувати ефективний лагранжіан взаємодії нових калібрувальних векторних бозонів з кварками різних ароматів та дослідити народження зазначених бозонів в мезонних розпадах.
5. Дослідити індуковану густину енергії та повну індуковану енергію у вакуумі квантованого масивного скалярного поля зарядженого відносно поля калібрувальної групи $U_X(1)$ в присутності космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем у просторі довільної розмірності за наявності сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу.
6. Дослідити індукований магнітний потік у вакуумі квантованого ма-

сивного скалярного поля зарядженого відносно поля калібрувальної групи $U_X(1)$ та електромагнітного поля в присутності космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем у конічному просторі довільної розмірності в загальному випадку граничної умови типу Робена. Дослідити залежність індукованого магнітного потоку в цьому випадку від значень параметра граничної умови.

7. Дослідити індукований магнітний потік у вакуумі квантованого масивного ферміонного поля зарядженого відносно поля калібрувальної групи $U_X(1)$ та електромагнітного поля в присутності космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем у конічному просторі-часі розмірності $2+1$.
8. Записати загальний вигляд граничної умови на ферміонне поле матерії на поверхні трубки скінченного радіуса, виходячи з умови самоспряженого розширення оператора діраковського гамільтоніана. Накласти фізичні обмеження на можливі значення параметра самоспряженого розширення, виходячи з умови скінченності значень індукованого магнітного потоку.

Об'єктом дослідження є скалярні, ферміонні та векторні масивні частинки за межами Стандартної моделі фізики елементарних частинок; вакуум бозе та фермі полів матерії за наявності лінійного топологічного дефекту у вигляді "магнітної" космічної струни.

Предметом дослідження є канали народження та розпаду нових скалярів з масою в декілька ГеВ (в скалярному розширенні СМ) для експериментів DUNE, SHiP та експериментів на LHC; народження масивних правокіральных нейтрино (в нейтринному розширенні СМ) в тричастинкових розпадах мезонів в умовах експерименту SHiP; зв'язок юкавівської матриці, що визначає взаємодію правокіральных нейтрино нейтринного розширення СМ з параметрами активних нейтрино; народження масивних векторних бозонів в розпадах мезонів в розширенні СМ зі взаємодією типу Черна-Саймонса; індукування енергії у вакуумі скалярного поля в присутності топологічного дефекту у вигляді "магнітної" космічної струни; індукування магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного та ферміонного полів в присутності топологічного дефекту у вигляді

"магнітної" космічної струни.

Методи дослідження полягають у застосуванні апарату вторинного квантування, методів регуляризації і перенормування в квантовій теорії поля, формалізму діаграмної техніки Фейнмана, а також чисельних методів для розрахунку на комп'ютері функцій розподілу народжених частинок, розрахунку значень інтегралів та суми рядів.

Наукова новизна одержаних результатів. Наукова новизна результатів, наведених в дисертаційній роботі, міститься в дослідженнях пошуку проявів частинок нової фізики скалярного, нейтринного та векторного розширень СМ, а також дослідженнях квантових ефектів, що індукуються у вакуумі скалярного та ферміонного полів матерії топологічним дефектом у вигляді космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем. Дана модель дозволила розглянути квантові ефекти у вакуумі полів матерії в найбільш загальному випадку незалежно від конкретної природи утворення космічної струни, припускаючи, що поля матерії заряджені відносно калібрувальної групи $U_X(1)$.

Основними науковими результатами, що виносяться на захист, є такі:

- Знайдено та розраховано домінуючі канали народження та розпаду масивних скалярів в скалярному розширенні СМ для умов експериментів DUNE, SHiP та експериментів на LHC.
- Отримано ефективний лагранжіан взаємодії масивного векторного бозону (в розширенні СМ зі взаємодією типу Черна-Саймонса) з кварками різних ароматів. Показано, що взаємодією векторного бозону з верхніми кварками різних ароматів можна знехтувати.
- Розраховано бранчіниги для домінуючих каналів народження масивного векторного бозону (в розширенні СМ зі взаємодією типу Черна-Саймонса) з розпадів K - та B -мезонів, включаючи народження векторних бозонів у розпадах B -мезонів у різні збуджені стани каонів.
- Отримано оригінальні розв'язки та виражено елементи юкавівської матриці в нейтринному розширенні СМ з параметрами масової матриці активних нейтрино.
- Проаналізовано коректність використання матричних елементів середовища RUTHIA для опису народження правокіральных (стерильних) масивних нейтрино в тричастинкових розпадах мезонів в умовах експерименту SHiP. Запропоновано вибір спрощених матричних елемен-

тів середовища РУТНІА, що дають найменше відхилення від коректних розрахунків.

- Отримано аналітичні вирази у вигляді інтегралів від рядів з нескінченними межами для поляризації вакууму квантованого масивного зарядженого скалярного поля матерії в присутності "магнітної" космічної струни в просторі-часі довільної розмірності. За допомогою чисельних методів побудовано графічні залежності індукованої густини енергії у вакуумі скалярного поля матерії за різних значень сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу для випадку граничної умови на поверхні трубки типу Діріхле.
- Отримано чисельні значення повної індукованої енергії у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в просторі-часі довільної розмірності в присутності "магнітної" космічної струни в просторі-часі довільної розмірності. Показано, що у випадку граничної умови на поверхні трубки типу Діріхле повна індукована енергія не залежить від сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу.
- Показано, що ефект поляризації вакууму квантованого зарядженого скалярного поля матерії в присутності "магнітної" космічної струни у випадку граничної умови на поверхні трубки типу Неймана є суттєво більшим в порівнянні з випадком граничної умови на поверхні трубки типу Діріхле.
- Показано, що поляризація вакууму буде суттєвою у випадку, коли маса квантованого поля матерії є значно меншою за масу Гігсівського поля, що призвело до спонтанного порушення симетрії і виникнення топологічного ефекту у вигляді "магнітної" космічної струни. Іншими словами, "магнітна" космічна струна, що була сформована на масштабах теорії Великого об'єднання, буде поляризувати вакуум сучасних полів матерії, але не зможе впливати на вакуум полів з масою порядку масштабу теорії Великого об'єднання.
- Отримано аналітичні вирази у вигляді інтегралів від рядів з нескінченними межами для індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни у кінцічному просторі довільної розмірності в загальному випадку граничної умови типу Робена. Для генерації в системі магнітного поля кванти поля матерії повинні також мати еле-

ктричні заряди.

- За допомогою чисельних методів досліджено поведінку індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни від значень параметра граничної умови типу Робена на всьому проміжку можливих значень цього параметра $-\pi/2 \leq \theta < \pi/2$.
- Показано, що за недодатних значень параметра $-\pi/2 \leq \theta \leq 0$ індукований магнітний потік у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни є найбільшим для випадку $\theta = -\pi/2$ (гранична умова типу Неймана), а найменшим він є для випадку $\theta = 0$ (гранична умова типу Діріхле).
- Показано, що за додатних значень параметра $0 < \theta < \pi/2$ існують розв'язки, що відповідають зв'язаним станам. Індукований магнітний потік у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни має складну поведінку з особливими точками, яких тим більше, чим ближче значення параметра θ до нуля. Індукований магнітний потік може бути більшим та не занулятися при значно більших товщинах космічної струни в порівнянні з потоком, що індукується за граничної умови типу Робена з недодатним значенням параметра θ .
- Отримано загальний вигляд граничної умови на ферміонне поле матерії на поверхні трубки скінченного радіусу, виходячи з умови самоспряженого розширення оператора діраковського гамільтоніана в присутності "магнітної" космічної струни у кінчному просторі-часі розмірності $2+1$.
- Отримано аналітичні вирази у вигляді інтегралів від рядів з нескінченними межами для індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого ферміонного поля в присутності "магнітної" космічної струни у кінчному просторі-часі розмірності $2+1$.
- За допомогою чисельних методів в просторі-часі розмірності $2+1$ досліджено поведінку індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого ферміонного поля в присутності "магнітної" космічної струни від значень параметра самоспряженого розширення. Знайдені значення параметра самоспряженого розширення, за яких повний індукований потік є скінченим.

- Показано, що умова скінченності значення індукованого потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого ферміонного поля в присутності "магнітної" космічної струни є недостатньою для визначення фізичних значень параметра самоспряженого розширення. Існує значення параметра самоспряженого розширення, при якому індукований потік є скінченним, а квантові ефекти зростають при збільшенні товщини космічної струни, що є нефізичним.

Практичне значення одержаних результатів. Результати, представлені в дисертації, є важливими для експериментального пошуку легких частинок нової фізики (скалярних, ферміонних та векторних) на прискорювачах в сучасних експериментах типу SHiP (SPS CERN), DUNE (Fermilab) та експериментах на ЛНС. Отримані результати можуть бути застосовані в астрофізиці для опису прояву ефектів, викликаних топологічними дефектами, утвореними у ранньому Всесвіті, а саме, космічними струнами з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$. Результати, представлені в дисертації, також мають фундаментальне значення, розкриваючи теоретико-польовий прояв ефекту Казимира-Ааронова-Бома.

Особистий внесок здобувача. У виконаних зі співавторами роботах здобувачеві належить:

- постановка задачі; запис аналітичних виразів для перенормованої індукованої густини енергії; розробка методу чисельного розрахунку поляризації вакууму масивного зарядженого поля матерії в присутності космічної струни, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем; проведення чисельного розрахунку поляризації вакууму [1].
- постановка задачі; розв'язок рівняння, що пов'язує елементи юкавівської матриці з параметрами активних нейтрино; проведення чисельних розрахунків; підготовка рукопису статті [2].
- проведення чисельного розрахунку індукованої густини енергії та повної енергії вакууму масивного зарядженого поля матерії в присутності космічної струни, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем в $(2+1)$ -вимірному просторі-часі; доведення незалежності повної індукованої енергії вакууму скалярного поля від сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу [3].

- проведення чисельного розрахунку індукованої густини енергії та повної енергії вакууму масивного зарядженого поля матерії в присутності космічної струни, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем в $(d + 1)$ -вимірному просторі-часі; отримання аналітичних виразів для величини, що є аналогом сили Казимира й намагається збільшити радіус непроникливої трубки з "магнітним" полем; чисельний розрахунок величини, що є аналогом сили Казимира, [4].
- постановка задачі; проведення чисельного розрахунку індукованого струму, магнітного поля та магнітного потоку у вакуумі скалярного поля у випадку простору-часу розмірності $2 + 1$ та $3 + 1$ [5].
- проведення чисельного розрахунку індукованого струму та магнітного потоку у вакуумі ферміонного поля; знаходження значень параметра самоспряженого розширення діраковського гамільтоніана, при яких індукований магнітний потік є скінченим; доведення, що умова скінченності значення індукованого потоку є недостатньою для визначення фізичних значень параметра самоспряженого розширення; знаходження значення параметра самоспряженого розширення при якому індукований потік є скінченим, а квантові ефекти зростають при збільшенні товщини космічної струни, що є нефізичним [6].
- проведення розрахунків утворення скалярів в розпадах B - та D -мезонів; проведення розрахунків утворення скалярів в результаті фотонної взаємодії при розсіянні протонів на ядрах мішені [7].
- проведення аналітичних розрахунків; перевірка коректності проведення чисельних розрахунків; аналіз та інтерпретація результатів; підготовка рукопису статті [8].
- розрахунок петльової діаграми, що визначає взаємодію векторного бозона (розширення СМ зі взаємодією типу Черна-Саймонса) з кварками різних ароматів; запис в спрощеному вигляді ефективного лагранжіану взаємодії векторного бозона з кварками різних ароматів; розрахунок ймовірності народження векторних бозонів з розпадів нейтральних каонів; підготовка рукопису статті [9].
- проведення чисельних розрахунків індукованого магнітного потоку; доведення необхідності врахування внеску зв'язаних станів; знаходження значень енергії зв'язаних станів та їхнього внеску в індукований

магнітний потік; трактування поведінки індукованого магнітного потоку за наявності зв'язаних станів в системі [10].

- постановка задачі; проведення чисельних розрахунків густини індукованого вакуумного струму у випадку простору-часу розмірності $2 + 1$ та $3 + 1$; підготовка рукопису статті [11].
- постановка задачі; запис аналітичних виразів для перенормованої індукованої густини енергії; перевірка проведення чисельних розрахунків індукованої густини енергії; підготовка рукопису статті [12].

Апробація результатів дисертації. Основні результати досліджень доповідалися на наукових семінарах кафедри квантової теорії поля та космофізики фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка та наукових конференціях:

- Міжнародна конференція молодих вчених та аспірантів “ІЕФ, 2011”, Інститут Електронної Фізики НАН України (Україна, Ужгород, 24-27 травня 2011 р).
- 3th, 10th, 11th Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. 21-23 December 2011; 23-24 December 2019; 21-23 December 2020 (Kyiv, Ukraine).
- 20-th Open Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics. April 22-27, 2013, Kyiv, Ukraine.
- International Conference on p-Adic Mathematical Physics and its Applications (Belgrade, Serbia, 07-12 September 2015).
- 3-rd Walter THIRRING International School "Fundamentals of Astroparticle and Quantum Physics", 17 - 23 September 2017, BITP, Kyiv, Ukraine.
- The International Conference “CERN-Ukraine Cooperation: Current State and Prospects” (Institute for Scintillation Materials NAS of Ukraine, Kharkiv, 15-17 May, 2018).
- New trends in high-energy physics, 21-th International conference organized by the Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, held in Odessa (Ukraine) on May 12–18, 2019.
- XI Bolyai-Gauss-Lobachevsky Conference: Non-Euclidean, Non-Commutative Geometry and Quantum Physics. May 19-24, 2019, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kyiv (Ukraine).

Публікації. Результати дисертації викладено у 10 статтях (опублікованих у виданнях, віднесених до першого і другого квартилів (Q1 і Q2) відповідно до класифікації SCImago Journal and Country Rank або Journal Citation Reports), 2 статтях квартилю Q3 та 12 тезах міжнародних конференцій.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

Дисертацією є **сукупність наукових статей за науковою тематикою** із детальним аналізом сучасного стану наукової проблеми та запропонованим рішенням проведеними дослідженнями, що детально представлено в опублікованих працях.

У вступі коротко висвітлено стан наукової проблеми необхідності розширення СМ та пошуку проявів частинок та топологічних струноподібних об'єктів за межами СМ, сформульовано мету роботи та основні завдання. Представлено наукову новизну та практичне значення одержаних результатів. Надана інформація про зв'язок роботи з науковими темами та інформація про апробацію результатів дисертації, вказана кількість публікацій та особистий внесок у них здобувача.

У розділі 1 розглянуто питання пошуку проявів легких (з масою в декілька ГеВ) частинок за межами СМ.

У розділі 1.1 розглянуто скалярне розширення СМ. В цьому випадку до лагранжіану СМ додаються доданки нового скалярного поля S та його взаємодії з частинками СМ (полем Гігса) у найбільш загальному калібрувально-інваріантному та перенормованому вигляді:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S + (\alpha_1 S + \alpha_2 S^2)(H^\dagger H) - \frac{m_S^2}{2} S^2.$$

В околі стану поля Гігса з мінімумом енергії масові доданки поля Гігса та нового скалярного поля будуть записані в недиагональному базисі. Для переходу в масовий базис потрібно провести унітарні перетворення полів, що призведе до фактичної заміни $h \rightarrow h + \theta S$ та генерації взаємодії з ферміонами та векторними бозонами СМ

$$\mathcal{L}_{SM}^S = -\theta \frac{m_f}{v} S \bar{f} f + 2\theta \frac{m_W^2}{v} S W^+ W^- + \theta \frac{m_Z^2}{v} S Z^2 + 2\alpha_2 v \left(\frac{1}{4v} S^2 h^2 + \frac{1}{2} S^2 h \right).$$

За рахунок петльових взаємодій будуть генеруватися і інші взаємодії з частинками СМ, див. Рис.1. Зокрема, важливою є взаємодія, що змінює аромат кварків

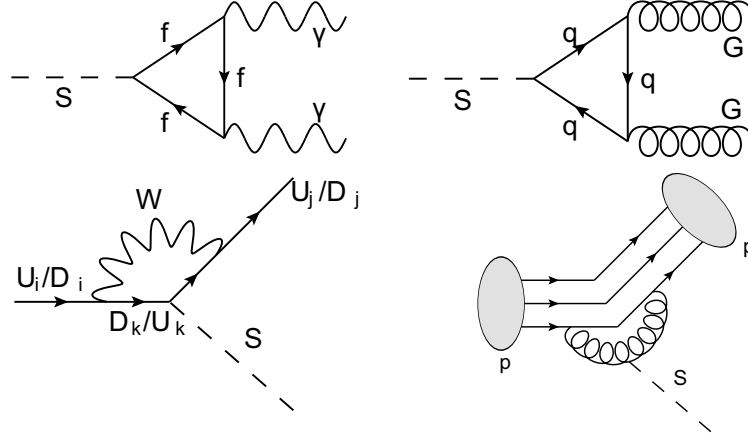


Рис. 1: Петльові діаграми, що генерують ефективні взаємодії з фотонами, глюонами, нуклонами та кварками різних ароматів.

$$\mathcal{L}_{eff}^{Sqq} = \theta \frac{S}{v} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^3 (\xi_d^{ij} m_{d_j} \bar{d}_i P_R d_j + \xi_u^{ij} m_{u_j} \bar{u}_i P_R u_j + h.c.),$$

де найбільша стала зв'язку при взаємодії d та s кварків: $\xi_d^{sb} = 3.6 \cdot 10^{-4}$.

Були послідовно розглянуті всі канали народження нових скалярів:

- прямі канали народження (при протон-нуклонних зіткненнях): гальмівне випромінювання протона (proton bremsstrahlung) $p + p \rightarrow S + X$,

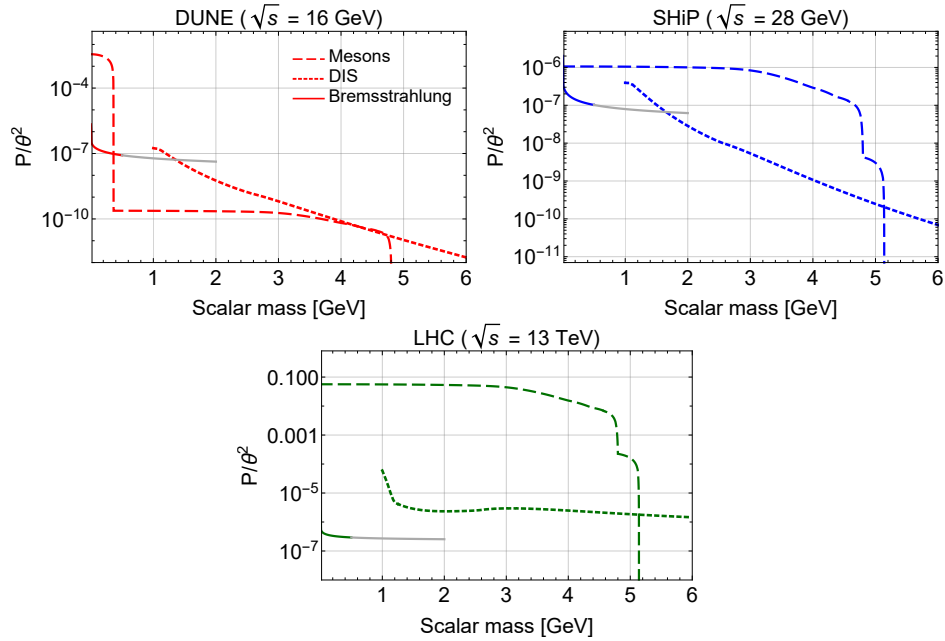


Рис. 2: Ймовірності народження скалярів в різних домінуючих каналах реакцій для експериментів DUNE, SHiP, LHC.

Process	final meson	$\text{BR}(m_S = 0)/\theta^2$
$K^\pm \rightarrow S\pi^\pm$	pseudo scalar	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$K_L^0 \rightarrow S\pi^0$	pseudo scalar	$7 \cdot 10^{-3}$
$K_S^0 \rightarrow S\pi^0$	pseudo scalar	$1.2 \cdot 10^{-5}$
$B^\pm \rightarrow S\pi^\pm$	pseudo scalar	$1.3 \cdot 10^{-2}$
$B^\pm \rightarrow SK^\pm$	pseudo scalar	$4.3 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK_0^{*,\pm}(700)$	scalar	$7.6 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK^{*,\pm}(892)$	vector	$4.7 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK_1^\pm(1270)$	pseudo vector	$9.1 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK_1^\pm(1400)$	pseudo vector	$1.6 \cdot 10^{-2}$
$B^\pm \rightarrow SK^{*,\pm}(1410)$	vector	$2.1 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK_0^{*,\pm}(1430)$	scalar	$8.1 \cdot 10^{-2}$
$B^\pm \rightarrow SK_2^{*,\pm}(1430)$	tensor	$3.0 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow SK^{*,\pm}(1680)$	vector	$1.3 \cdot 10^{-1}$

Табл. 1: Бренчіни реакцій народження нових скалярів в мезонних розпадах представлені для часткового випадку маси скаляра $m_S = 0$.

народження від реакції з двома фотонами $\gamma + \gamma \rightarrow S$, народження при глибоко непружному розсіянні (народження в реакціях з двома глюонами, з кварк-антикварком);

- непрямі канали народження – народження в розпадах мезонів.

Досліджувалося народження скалярів в протон-нуклонних зіткненнях в трьох експериментах: "DUNE" ($\sqrt{s_{pp}}=16$) ГеВ, "SHiP" ($\sqrt{s_{pp}}=28$) ГеВ, "ЛНС" ($\sqrt{s_{pp}}=13$) ТеВ. Було показано, що в експериментах "SHiP" та в експериментах на "ЛНС" домінуючим каналом народженням скалярів є розпад мезонів, в експерименті "DUNE" – народження при глибоко непружному розсіянні. На Рис.2 представлені результати розрахунків для

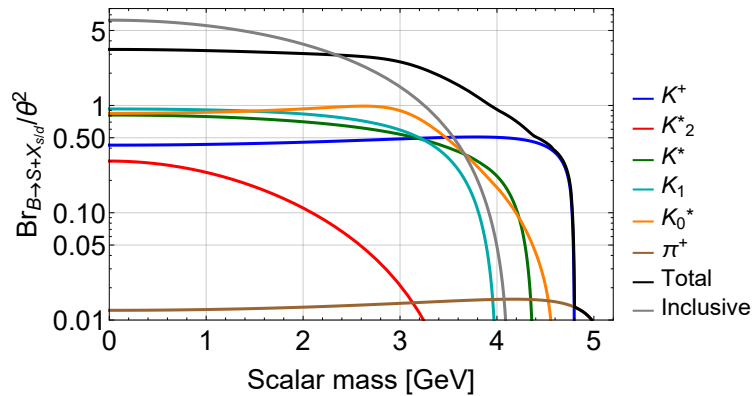


Рис. 3: Бренчінг двочастинкових розпадів $B^+ \rightarrow SX_{s/d}$, де K^* – сумарний бренчінг для $K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$; K_0^* – для $K_0^*(700)$, $K_0^*(1430)$; K_1 – для $K_1(1270)$, $K_1(1400)$.

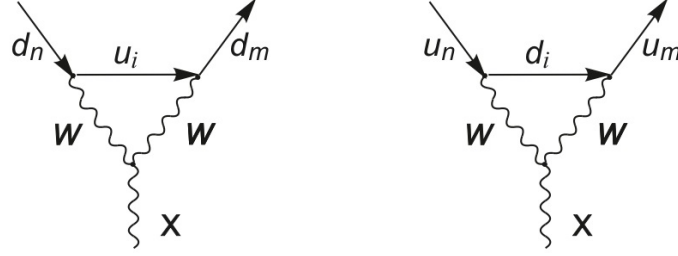


Рис. 4: Петльова взаємодія бозонів ЧС з кварками різних ароматів.

ймовірності народження нових скалярів.

Також для народження нових скалярів з мезонних розпадів були побудовані брэнчінги (відношення ширини розпаду мезона за певним каналом до повної ширини розпаду) домінуючих реакцій типу $X \rightarrow X'S$ (визначаються сталою θ ; X, X' – початковий та кінцевий мезон в реакції) та $X \rightarrow X'SS$ (визначаються сталою α_2), див. в якості прикладу Таб.1 та Рис.3 для реакцій, що визначаються сталою θ .

У розділі 1.2 розглянуто розширення СМ типу Черна-Саймонса. Розширення полягає у додаванні до лагранжіану СМ нових масивних векторних бозонів (X), що взаємодіють з полями СМ за допомогою доданків, що мають вигляд операторів розмірності 6:

$$\mathcal{L}_1 = \frac{c_1}{v^2} \cdot X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger H B_{\lambda\rho} \cdot \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + h.c.$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{c_2}{v^2} \cdot X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger F_{\lambda\rho} H \cdot \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + h.c.$$

В околі стану поля Гігса з мінімумом енергії можна виділити доданки тричастинкової взаємодії векторного масивного бозона Черна-Саймонса (X) з векторними полями СМ у вигляді операторів розмірності 4:

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

де c_w – комплексна стала зв'язку: $c_w = \Theta_{W1} + i\Theta_{W2}$.

Використовуючи останній лагранжіан, в унітарному калібруванні було розраховано петльову взаємодію векторного бозона Черна-Саймонса (ЧС) з кварками, див. Рис.4, та побудовано ефективний лагранжіан взаємодії бозона ЧС з нижніми кварками різних ароматів:

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

Process	final meson	$\lim_{m_X \rightarrow 0} \left(\frac{m_X}{1\text{GeV}} \right)^2 \frac{\text{Br}(m_X)}{\theta_{W1}^2}$
$K^\pm \rightarrow X\pi^\pm$	pseudo scalar	$2.49 \cdot 10^1$
$K_L^0 \rightarrow X\pi^0$	pseudo scalar	$1.56 \cdot 10^1$
$K_S^0 \rightarrow X\pi^0$	pseudo scalar	$1.61 \cdot 10^{-1}$
$B^\pm \rightarrow X\pi^\pm$	pseudo scalar	$2.37 \cdot 10^2$
$B^\pm \rightarrow XK^\pm$	pseudo scalar	$7.73 \cdot 10^3$
$B^\pm \rightarrow XK_0^{*\pm}(700)$	scalar	$1.43 \cdot 10^4$
$B^\pm \rightarrow XK^{*\pm}(892)$	vector	$9.14 \cdot 10^3$
$B^\pm \rightarrow XK_1^\pm(1270)$	pseudo vector	$1.72 \cdot 10^4$
$B^\pm \rightarrow XK_1^\pm(1400)$	pseudo vector	$2.34 \cdot 10^2$
$B^\pm \rightarrow XK^{*\pm}(1410)$	vector	$3.99 \cdot 10^3$
$B^\pm \rightarrow XK_0^{*\pm}(1430)$	scalar	$1.85 \cdot 10^3$
$B^\pm \rightarrow XK_2^{*\pm}(1430)$	tensor	$6.03 \cdot 10^3$
$B^\pm \rightarrow XK^{*\pm}(1680)$	vector	$2.53 \cdot 10^3$

Табл. 2: Значення брєнчїнгїв реакцїї народження бозона ЧС в мезонних розпадах.

$$C_{mn} = \frac{3a}{2\sqrt{2}\pi^2} G_F m_t^2 V_{dmt}^+ V_{tdn}.$$

Чисельні значення відповідних сталих взаємодїї дорівнюють:

$$|C_{sb}| = 1.97 \cdot 10^{-4}, \quad |C_{db}| = 4.43 \cdot 10^{-5}, \quad |C_{ds}| = 1.77 \cdot 10^{-6}.$$

Зазначенї реакцїї визначаються лише сталою взаємодїї c_w бозона Черна-Саймонса з W бозонами та враховують лише W бозони в петльових діаграмах. Було показано, що взаємодїєю бозона ЧС з кварками верхнїх ароматїв можна знехтувати. Це дозволило розрахувати реакцїї народження бозона ЧС в мезонних розпадах, див. Табл.2 та Рис.5.

У роздїлі 1.3 розглядається мїнїмальне нейтринне розширення СМ νMSM . До СМ додається три масивних нейтрино з правою кїральнїстю (стерильнї нейтрино): $\alpha = e, \mu, \tau, I = 1, 2, 3$

$$\mathcal{L}^{ad} = -F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{H} \nu_{IR} - \frac{M_{IJ}}{2} \bar{\nu}_{IR}^c \nu_{JR} + h.c.$$

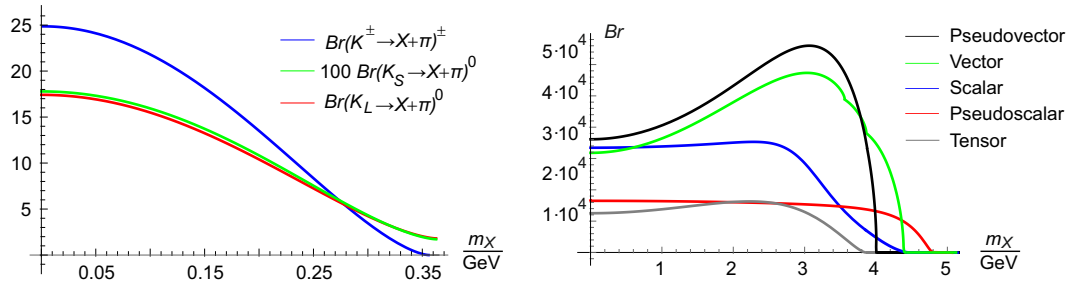


Рис. 5: Брєнчїнгї реакцїї народження бозона ЧС в мезонних розпадах.

Це додає 18 нових параметрів до СМ: 3 маси активних нейтрино, 3 маси стерильних нейтрино, 6 кутів змішування та 6 СР-порушуючих фаз.

В так званому калібрувальному базисі, коли в нульовому наближенні в теорії зі стерильними нейтрино будуть виконуватися закони збереження лептонних чисел, були отримані рівняння, що пов'язують елементи юкавівської матриці F з відомими з даних спостережень нейтринних осциляцій, елементами масової матриці активних нейтрино у випадку нормальної та оберненої ієрархії мас активних нейтрино. Це дозволило отримати можливі значення відношень між елементами юкавівської матриці, див. Рис.6.

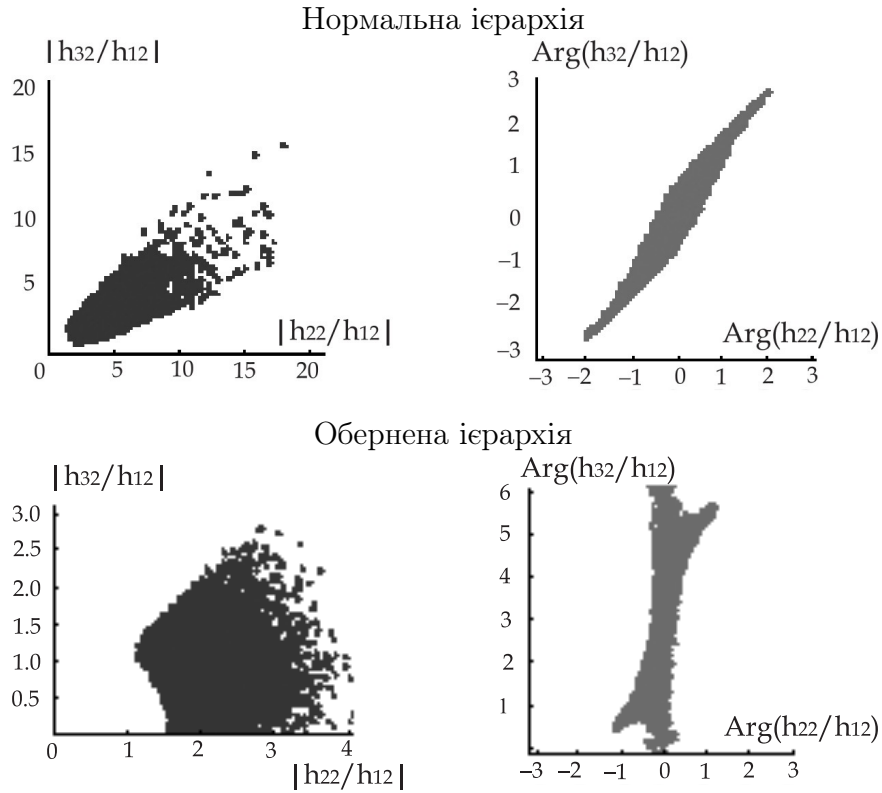


Рис. 6: Діапазон значень відношень між елементами юкавівської матриці в нейтринному розширенні СМ.

Застосування розв'язків на відношення елементів юкавівської матриці дозволяє знайти явний вираз для СР-порушуючого фактора (δ_{CP}), що визначає генерацію баріонної асиметрії Всесвіту в моделі νMSM як функції параметрів масової матриці активних нейтрино та лише двох параметрів матриці Юкави: $\xi = arg[h_{12}]$, $\varepsilon = |h_{13}/h_{12}|$. Отримано загальні обмеження: нормальна ієрархія $|\delta_{CP}| \lesssim 0.27$, зворотня – $|\delta_{CP}| \lesssim 0.08$. Показано, що при довільному виборі параметрів активних нейтрино та юкавівських параме-

трів ξ , ε , функція $\delta_{CP} \neq 0$. Існують лише окремі виняткові точки в множині параметрів, за яких $\delta_{CP} = 0$. Показано, що навіть за умови дійсності масової матриці активних нейтрино значення δ_{CP} з великою ймовірністю може бути ненульовим.

У розділі 1.4 в нейтринному розширенні СМ розглядалося питання пошуку стерильного нейтрино в експериментах на прискорювачах. Зокрема, для умов експерименту CERN SHiP детально розглядалося питання народження стерильних нейтрино в тричастинкових мезонних розпадах, що є важливим для побудови області чутливості експерименту SHiP в певній області мас стерильних нейтрино. В колабораційній роботі експерименту SHiP це питання розглядалося в середовищі РҮТНІА (комп'ютерна програма для симуляції зіткнень та розпадів частинок на прискорювачах) з використанням спрощених матричних елементів РҮТНІА B та D типу:

$$\overline{|M_{fi}|_B^2} = (p_B p_\nu)(p_D p_\ell), \quad \overline{|M_{fi}|_D^2} = (p_D p_\ell)(p_K p_\nu).$$

При розрахунку області чутливості важливим параметром є добуток ймовірності того, що народжене стерильне нейтрино полетить в напрямку детектора ϵ_{geom} , на ймовірність того, що стерильне нейтрино розпадеться на частинки СМ у вакуумній камері перед детектором P_{decay} . Дані ймовірності були побудовані з використанням матричних елементів РҮТНІА B та D типу та коректних складних матричних елементів. Для оцінки відмінностей у розрахунках були побудовано відношення $\frac{\epsilon_{geom}^{PYTH} P_{decay}^{PYTH} - \epsilon_{geom} P_{decay}}{\epsilon_{geom} P_{decay}}$ для стерильних нейтрино, народжених у розпадах B -мезонів, див. Рис.7.

Показано, що для опису реакцій тричастинкового розпаду псевдоскалярного мезона в інший псевдоскалярний мезон ($B^- \rightarrow D^0 + \ell^- + N$ та $D^- \rightarrow K^0 + \ell^- + N$) краще використовувати матричні елементи РҮТНІА типу B . Для опису реакцій тричастинкового розпаду псевдоскалярного мезона у векторний мезон ($B^- \rightarrow D^*(2007)^0 + \ell^- + N$ та $D^- \rightarrow K^*(892) + \ell^- + N$) краще використовувати матричні елементи РҮТНІА типу D . Серед розглянутих тричастинкових реакцій при доречному виборі матричних елементів РҮТНІА (типів B та D) можна отримати найменшу різницю з коректним матричним елементом для реакції $B^- \rightarrow D^0 + e^- + N$ (відхилення $\sim 0.5\%$ для $m_N > 2$ GeV), а найбільша неусувна різниця буде для реакції $D^- \rightarrow K^*(892) + e^- + N$ (відхилення $\sim 3\%$ для $m_N > 0.5$ GeV) для відповідного діапазону мас стерильних нейтрино, важливого для врахування тричастинкових реакцій.

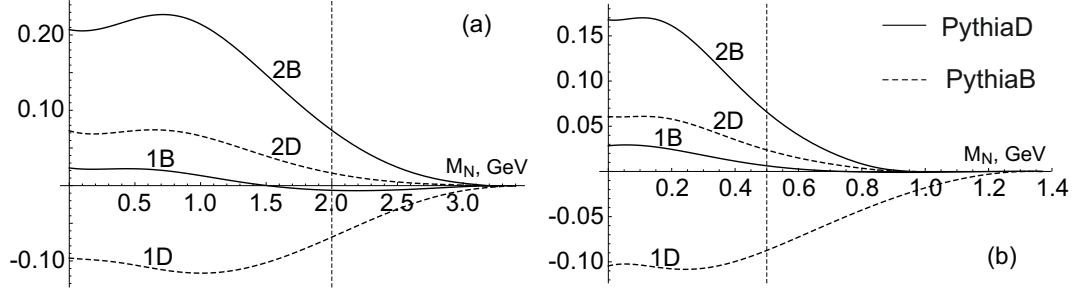


Рис. 7: Відношення $\frac{\epsilon_{geom}^{PYTH} P_{PYTH} - \epsilon_{geom} P_{decay}}{\epsilon_{geom} P_{decay}}$ для стерильних нейтрино, народжених у розпадах B -мезонів (рис.а, лінії 1B та 1D: $B^\pm \rightarrow D^0 + \ell^\pm + N$, лінії 2B та 2D: $B^\pm \rightarrow D^*(2007)^0 + \ell^\pm + N$) та D -мезонів (рис.б, лінії 1D та 1B: $D^\pm \rightarrow K^0 + \ell^\pm + N$, лінії 2D та 2B: $D^\pm \rightarrow K^*(892) + \ell^\pm + N$). Штриховані та суцільні лінії відповідають обчисленням за допомогою матричного елемента PYTHIA для розпадів D - та B -мезонів відповідно. Нас цікавить тільки область мас стерильних нейтрино праворуч від вертикальної штрихованої лінії.

Для реакцій з розпаду D -мезона важливим діапазоном мас стерильних нейтрино є $0.5 \text{ GeV} < M_N < 2 \text{ GeV}$ (в області $M_N < 0.5 \text{ GeV}$ результати інших експериментів фактично повністю закривають теорію важких стерильних нейтрино, в області $M_N > 2 \text{ GeV}$ внесок двочастинкових реакцій розпаду D -мезона буде домінувати над реакціями тричастинкового розпаду D -мезона). Для реакцій з розпаду B -мезона важливим діапазоном мас стерильних нейтрино є $2 \text{ GeV} < M_N < 3 \text{ GeV}$ (в області $M_N < 2 \text{ GeV}$ головним буде внесок в народження стерильних нейтрино від розпадів D -мезонів, в області $M_N > 3 \text{ GeV}$ внесок двочастинкових реакцій розпаду B -мезона буде домінувати над реакціями тричастинкового розпаду B -мезона).

У розділі 2 розглядалася задача індукування вакуумної енергії масивного скалярного поля матерії (з масою кванта поля m) топологічним дефектом у вигляді космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що моделюється непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса r_0 з "магнітним" полем. Дана модель дозволила розглянути квантові ефекти у вакуумі полів матерії в найбільш загальному випадку незалежно від конкретної природи утворення космічної струни, припускаючи, що поля матерії заряджені відносно певної калібрувальної групи $U_X(1)$ раннього Всесвіту.

Лагранжіан скалярного поля, що взаємодіє з кривизною простору-часу

$$\mathcal{L} = \nabla^\mu \Psi^\dagger \nabla_\mu \Psi - (m^2 + \xi R) \Psi^\dagger \Psi$$

генерує рівняння руху $\{-\nabla^2 + (m^2 + \xi R(\mathbf{x}))\} \psi_\lambda(\mathbf{x}) = E_\lambda^2 \psi(\mathbf{x})$, де подовже-

на похідна має вигляд $\nabla = \partial - i\tilde{e}\mathbf{V}$, $V_\varphi = \Phi/2\pi$.

Густина енергії вакууму визначається як

$$t^{00} = \varepsilon = \sum_{\lambda} E_{\lambda} \psi_{\lambda}^*(\mathbf{x}) \psi_{\lambda}(\mathbf{x}) - (\xi - 1/4)\Delta \sum_{\lambda} E_{\lambda}^{-1} \psi_{\lambda}^*(\mathbf{x}) \psi_{\lambda}(\mathbf{x})$$

Стала зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу (ξ) входить у визначення $T^{\mu\nu}$ скалярного поля навіть для випадку $R^{\mu\nu} = 0$. При $\xi = \xi_c = (d-1)/4d$ (d – кількість просторових вимірів) теорія стає конформно інваріантною. При $\xi = 1/4$ реалізується випадок теорії скалярного поля без взаємодії з кривизною простору-часу. Розрахунки проводилися для напівцілого значення "магнітного" потоку всередині космічної струни $F = 1/2$. Це значення було обрано у зв'язку з тим, що для випадку сингулярної космічної струни можна аналітично показати, що ефект індукування вакуумної енергії саме за цього значення "магнітного" потоку буде максимальним.

У розділах 2.1 та 2.2 розглянуто спрощений випадок індукування вакуумної густини енергії масивного скалярного поля для випадку простору-часу розмірності $2+1$ та $\xi = 1/4$. В розділі 2.1 розглянуто випадок граничної умови на поверхні непроникливої трубки на скалярне поле матерії типу Діріхле ($\psi(r_0) = 0$), а в розділі 2.2 – випадок граничної умови типу Неймана ($\partial_r \psi|_{r=r_0} = 0$).

В цьому випадку одночастинкові розв'язки рівняння Клейна-Гордана ззовні непроникливої трубки з "магнітним" полем мають вигляд:

$$\psi_{kn\mathbf{p}}^{(d+1)}(\mathbf{x}) = \frac{e^{in\varphi} e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}_{d-2}}}{(2\pi)^{\frac{d-1}{2}}} \Omega_{|n-\tilde{e}\Phi/2\pi|}(kr, kr_0), \quad \Omega_{\rho}(u, v) = \frac{A_{\rho}(v)J_{\rho}(u) - B_{\rho}(v)Y_{\rho}(u)}{(A_{\rho}^2(v) + B_{\rho}^2(v))^{1/2}}.$$

де d – кількість просторових координат (для $(2+1)$ -вимірного простору-часу $d = 2$). У випадку граничної умови Діріхле:

$$\Omega_{\rho}(u, v) = \frac{Y_{\rho}(v)J_{\rho}(u) - J_{\rho}(v)Y_{\rho}(u)}{(Y_{\rho}^2(v) + J_{\rho}^2(v))^{1/2}}.$$

У випадку граничної умови типу Неймана:

$$\Omega_{\rho}(u, v) = \frac{Y'_{\rho}(v)J_{\rho}(u) - J'_{\rho}(v)Y_{\rho}(u)}{(Y_{\rho}'^2(v) + J_{\rho}'^2(v))^{1/2}}.$$

Результати чисельних розрахунків представлені на Рис.8. Було показано, що квантовий ефект залежить лише від дробової частини "магнітного"

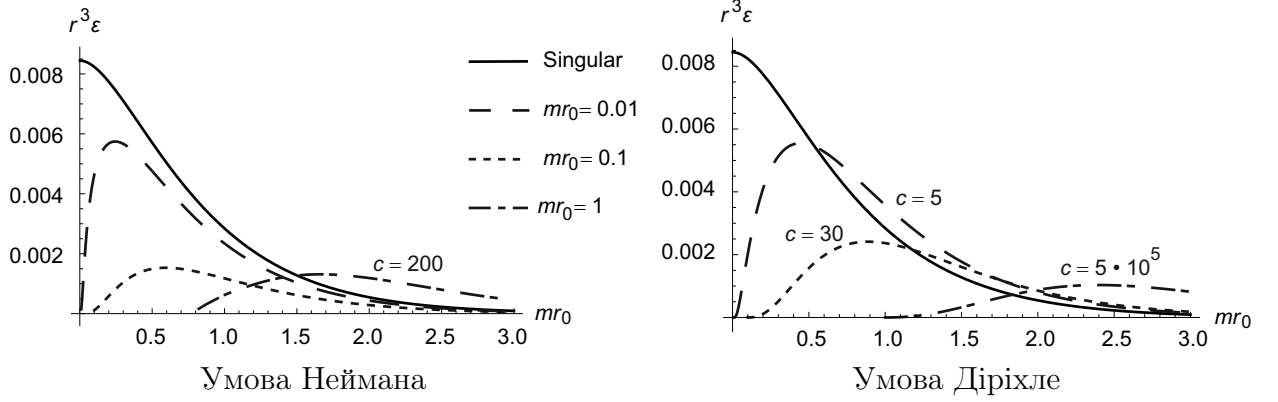


Рис. 8: Обезрозмірена індуквана густина вакуумної енергії зарядженого скалярного поля у $(2 + 1)$ -вимірному просторі-часі навколо непроникливого кільця з "магнітним" потоком $F = 1/2$ та з граничними умовами Діріхле та Неймана на його поверхні. Позначення біля ліній $c = x$ означає, що значення для відповідної лінії були збільшені у x разів. Представлена залежність від обезрозміреного параметра товщини кільця mr_0 .

потоку всередині трубки: $F = \frac{\tilde{e}\Phi}{2\pi} - \left[\left[\frac{\tilde{e}\Phi}{2\pi} \right] \right]$, ($0 \leq F < 1$), що є проявом ефекту Ааронова-Бома. Можна побачити, що ефект індукування вакуумної енергії швидко спадає зі збільшенням радіусу кільця r_0 . Було показано, що випадок граничної умови Неймана домінує в порівнянні з випадком граничної умови Діріхле.

У розділі 2.3 розглянуто індукування вакуумної густини енергії масивного скалярного поля для випадку простору-часу розмірності $2 + 1$ та довільного значення параметра ξ у випадку граничної умови типу Діріхле. Результати чисельних розрахунків представлені на Рис.9.

Було розглянуто повну індуковану енергію ззовні "магнітної" космічної струни і показано, що вона є швидкоспадаючою функцією від товщини струни та не залежить від значення сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу (ξ). Відповідно, її можна розраховувати для випадку $\xi = 1/4$, коли підінтегральні вирази набувають найбільш простої форми.

У розділі 2.4 розглянуто задачу індукування вакуумної енергії масивного скалярного поля для випадку простору-часу довільної розмірності $d + 1$ у випадку граничної умови типу Діріхле. Аналітично отримано співвідношення, що виражає індуковану енергію в площині, що перпендикулярна космічній струні з "магнітним" полем, в просторі довільної розмірності

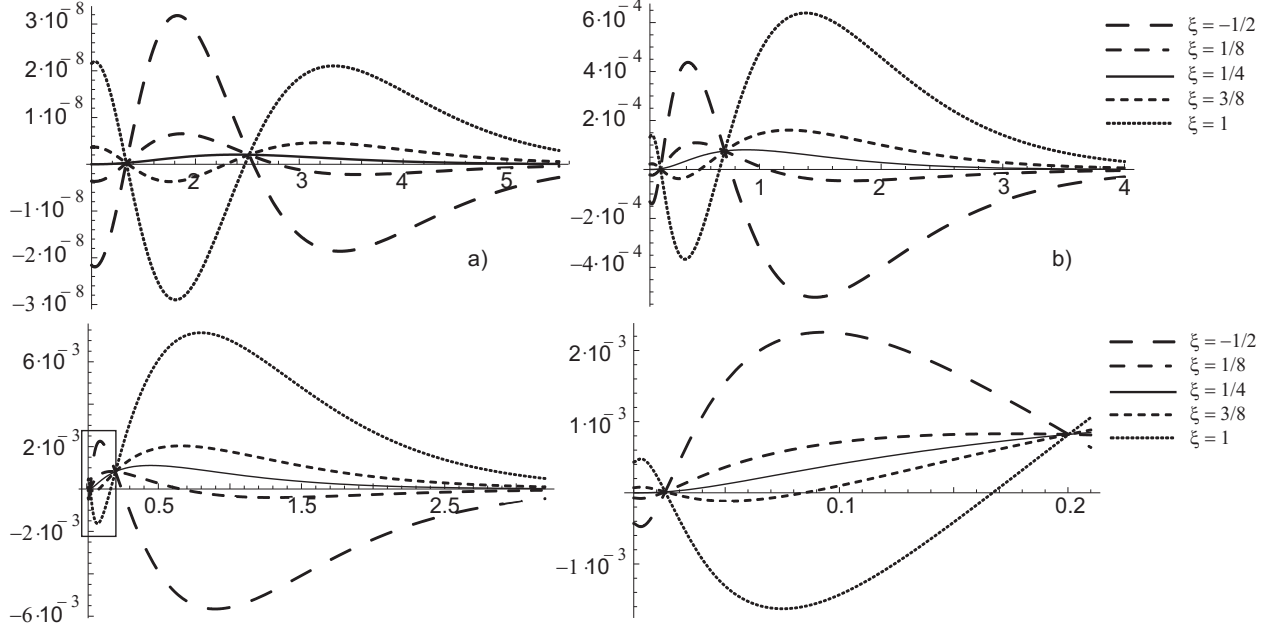


Рис. 9: Обезрозмірена індукована густина енергії $r^3 \varepsilon_{ren}(x_0, x)$ за різних значень сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу (ξ) та "магнітного" потоку $F = 1/2$ у $(2 + 1)$ -вимірному просторі-часі для випадків а) $mr_0 = 1$, б) $mr_0 = 10^{-1}$. На нижніх малюнках представлено випадок $mr_0 = 10^{-2}$. Прямокутна область на нижньому лівому малюнку в збільшеному вигляді представлена на нижньому правому малюнку. Обезрозмірена відстань від центру космічної струни (mr) відкладена вздовж вісі абсцис.

через повну індуковану енергію у $(2 + 1)$ -вимірному просторі-часі:

$$E_{(d+1)} = m^{d-1} \frac{(4\pi)^{1-d/2}}{\Gamma(d/2)} \int_0^\infty du \sqrt{1 + u^{2/(d-2)}} \mathcal{D} \left(x_0 \sqrt{1 + u^{2/(d-2)}} \right),$$

де повна енергія у $(2 + 1)$ -вимірному просторі-часі виражається як $E_{(2+1)} = m\mathcal{D}(mr_0)$. Відповідно, повна індукована "магнітною" космічною струною енергія у просторі довільної розмірності не залежить від значення сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу (ξ). Результати чисельних розрахунків повної енергії в площині, перпендикулярній космічній струні, для простору-часу розмірностей $2+1$ та $3+1$ представлені на Рис.10 та Табл.3. Показано, що ефекти поляризації вакууму є незначними при $mcr_0 > \hbar$, вони максимально проявляють себе за умови $mcr_0 \ll \hbar$, де r_0 – товщина космічної струни, а m – маса кванта поля матерії. Показано, що поляризація вакууму буде суттєвою у випадку, коли маса квантованого поля матерії є значно меншою за масу Гігсівського поля, що призвело

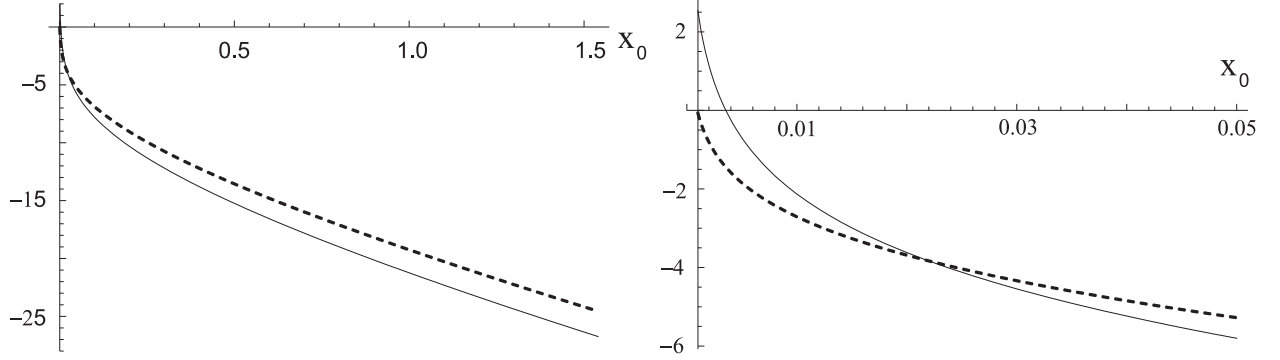


Рис. 10: Індукована енергія в площині, перпендикулярній космічній струні з "магнітним" потоком $F = 1/2$, як функція обезрозміреної товщини струни $x_0 = mr_0$ для $mr_0 > 10^{-3}$ для випадків простору-часу розмірності $2 + 1$ та $3 + 1$: $\ln \frac{E_2}{m}$ (штрихована лінія) та $\ln \frac{E_3}{m^2}$ (суцільна лінія).

mr_0	$3/2$	1	$1/2$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
$E_{(2+1)}/m$	$3.15 \cdot 10^{-11}$	$4.363 \cdot 10^{-9}$	$1.299 \cdot 10^{-6}$	$1.038 \cdot 10^{-3}$	0.0666	0.933
$E_{(3+1)}/m^2$	$3.577 \cdot 10^{-12}$	$5.942 \cdot 10^{-10}$	$2.411 \cdot 10^{-7}$	$4.162 \cdot 10^{-4}$	0.119	12.704

Табл. 3: Індукована енергія в площині, перпендикулярній космічній струні з "магнітним" потоком $F = 1/2$ для випадків простору-часу розмірності $2 + 1$ та $3 + 1$.

до спонтанного порушення симетрії і виникнення топологічного ефекту у вигляді "магнітної" космічної струни.

У розділі 3 розглядалася задача індукування магнітного потоку у вакуумі скалярного та ферміонного полів матерії топологічним дефектом у вигляді космічної струни з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$ раннього Всесвіту. Так само, як і в розділі 2, використана модель космічної струни у вигляді непроникливої для полів матерії трубки скінченного радіуса r_0 з "магнітним" полем.

У розділі 3.1 та 3.2 розглядалася задача індукування магнітного потоку у вакуумі скалярного поля (маса кванта поля m) в площині, перпендикулярній космічній "магнітній" струні, в просторі-часі довільної розмірності. В розділі 3.1 розглянуто випадок граничної умови на поверхні непроникливої трубки на скалярне поле матерії типу Діріхле ($\psi(r_0) = 0$), а в розділі 3.2 – випадок граничної умови типу Неймана ($\partial_r \psi|_{r=r_0} = 0$).

Для масивного зарядженого скалярного поля вираз для індукованої густини струму у вакуумі знаходиться як вакуумне середнє від операторів вторинноквантованих полів:

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2i} \langle \text{vac} | \{ [\Psi^+(x^0, \mathbf{x}), \nabla \Psi(x^0, \mathbf{x})]_+ - [\nabla \Psi^+(x^0, \mathbf{x}), \Psi(x^0, \mathbf{x})]_+ \} | \text{vac} \rangle$$

$$\Psi(x^0, \mathbf{x}) = \int \frac{1}{\sqrt{2E_\lambda}} \left[e^{-iE_\lambda x^0} \psi_\lambda(\mathbf{x}) a_\lambda + e^{iE_\lambda x^0} \psi_\lambda^*(\mathbf{x}) b_\lambda^\dagger \right]$$

де $\psi_\lambda(\mathbf{x})$ – одночастинкові розв'язки рівняння Клейна-Гордона ззовні непроникливої магнітної трубки

$$\{-\nabla^2 + m^2\} \psi_\lambda(\mathbf{x}) = E_\lambda^2 \psi_\lambda(\mathbf{x}), \quad \nabla = \partial - i\tilde{e}\mathbf{V}, \quad V_\varphi = \Phi/2\pi,$$

що задовільняють відповідній граничній умові на поверхні трубки (розв'язки наведені у розділі 2). Стала \tilde{e} визначає взаємодію скалярного поля з калібрувальним полем групи $U_X(1)$. В нашому випадку лише компонента j_φ буде ненульовою та індукуватиме магнітне поле ззовні трубки $B^{3\dots d}$, що напрямлене вздовж трубки:

$$r\partial_r B_I^{3\dots d} = -e j_\varphi(r),$$

що призводить до появи магнітного потоку через площину, перпендикулярну до трубки:

$$\Phi_d^{(I)} = 2\pi \int_{r_0}^{\infty} dr r B_{(I)}^{3\dots d}(r) = e\pi \int_{r_0}^{\infty} dr r j_\varphi(r) \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right).$$

Було показано, що квантовий ефект залежить лише від дробової частини "магнітного" потоку всередині трубки: $F = \frac{\tilde{e}\Phi}{2\pi} - \left[\left[\frac{\tilde{e}\Phi}{2\pi}\right]\right]$, ($0 \leq F < 1$), що є проявом ефекту Ааронова-Бома. Значення "магнітного" потоку всередині трубки бралось рівним F_+ , де $F_\pm = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{3}}\right)$. Це значення було обрано у зв'язку з тим, що для випадку сингулярної космічної струни можна аналітично показати, що ефект індукування вакуумного струму та магнітного потоку саме за цього значення потоку буде максимальним. Зміна F_+ на F_- призводить до зміни знака індукованого струму та потоку.

Аналітично було отримано співвідношення, що пов'язує потік у просторі-часі довільної розмірності $d+1$ через площину, перпендикулярну до трубки з потоком, у $(2+1)$ -вимірному просторі-часі:

$$\Phi_{d+1}^{(I)} = em^{d-3} \frac{(4\pi)^{(2-d)/2}}{2\Gamma(d/2)} \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{1+u^{2/(d-2)}}} \mathcal{D}(mr_0 \sqrt{1+u^{2/(d-2)}}),$$

mr_0	1	2/3	1/3	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
$\frac{m}{e} \Phi_2^{(I)}, \text{NC}$	$7.09 \cdot 10^{-6}$	$7.79 \cdot 10^{-5}$	$9.05 \cdot 10^{-4}$	$5.34 \cdot 10^{-3}$	$9.92 \cdot 10^{-3}$	0.01
$\frac{m}{e} \Phi_2^{(I)}, \text{DC}$	$2.36 \cdot 10^{-8}$	$5.76 \cdot 10^{-7}$	$2.07 \cdot 10^{-5}$	$4.88 \cdot 10^{-4}$	$3.66 \cdot 10^{-3}$	$6.22 \cdot 10^{-3}$
$\frac{1}{e} \Phi_3^{(I)}, \text{NC}$	10^{-6}	$1.41 \cdot 10^{-5}$	$2.26 \cdot 10^{-4}$	$2.14 \cdot 10^{-3}$	$9.34 \cdot 10^{-3}$	$1.64 \cdot 10^{-2}$
$\frac{1}{e} \Phi_3^{(I)}, \text{DC}$	$3.07 \cdot 10^{-9}$	$8.83 \cdot 10^{-8}$	$4.13 \cdot 10^{-6}$	$1.48 \cdot 10^{-4}$	$2.22 \cdot 10^{-3}$	$6.55 \cdot 10^{-3}$
$\frac{1}{me} \Phi_4^{(I)}, \text{NC}$	$7.5 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$3.02 \cdot 10^{-5}$	$5.58 \cdot 10^{-4}$	$1.08 \cdot 10^{-2}$	$1.15 \cdot 10^{-1}$
$\frac{1}{me} \Phi_4^{(I)}, \text{DC}$	$2.06 \cdot 10^{-10}$	$7.06 \cdot 10^{-9}$	$4.43 \cdot 10^{-7}$	$2.68 \cdot 10^{-5}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$1.32 \cdot 10^{-2}$

Табл. 4: Обезрозмірений індукований магнітний потік в просторі розмірності $d = 2, 3, 4$, що індукується "магнітною" трубкою певної товщини mr_0 у випадку граничних умов на поверхні трубки типу Неймана (NC) та Діріхле (DC).

де потік у $(2 + 1)$ -вимірному просторі-часі має вигляд $\Phi_{2+1}^{(I)} = \frac{e}{2m} \mathcal{D}(mr_0)$. Результати чисельних розрахунків індукованого магнітного потоку представлені в Табл.4. Можна побачити, що квантовий ефект індукування у вакуумі магнітного потоку є суттєво більшим у випадку граничної умови типу Неймана. Сам же квантовий ефект експоненційно спадає зі збільшенням товщини трубки.

У розділі 3.3 було розглянуто випадок індукування магнітного потоку у вакуумі скалярного поля (маса кванта поля m) в площині, перпендикулярній космічній "магнітній" струні, в кінчному просторі-часі довільної розмірності $d + 1$

$$ds^2 = dr^2 + (1 - 4GM)^2 r^2 d\varphi + d\mathbf{z}_{d-2}^2,$$

з лінійною густиною маси космічної струни M , дефіцитом кута $\Delta\varphi = 8GM$ та за граничної умови найбільш загального вигляду на поверхні непроникливої трубки на скалярне поле матерії типу Робена:

$$(\cos \theta \psi + \sin \theta r \partial_r \psi)|_{r_0} = 0,$$

де $-\pi/2 \leq \theta < \pi/2$ – довільний параметр. Випадок $\theta = 0$ відповідає граничній умові Діріхле $\psi|_{r_0} = 0$, випадок $\theta = -\pi/2$ відповідає граничній умові Неймана $r \partial_r \psi|_{r_0} = 0$.

Одночастинкові розв'язки отримуються з рівняння Клейна-Гордона, в якому оператор Лапласа слід узагальнити на оператор Лапласа-Белтрамі

$$\nabla^2 = r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + (1 - 4GM)^{-2} r^{-2} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{ie\Phi}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{z}_{d-2}} \right)^2,$$

та мають значно складніший вигляд, ніж у випадку задачі з граничними умовами Діріхле або Неймана.

Для всіх значень параметра граничної умови Робена θ існують розв'язки з неперервним спектром:

$$\psi_{knp}(\mathbf{x}) = (2\pi)^{(1-d)/2} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{z}_{d-2}} e^{in\varphi} \nu^{1/2} \times \left[\sin(\mu_n) J_{\nu|n-F|(2\pi)}(kr) + \cos(\mu_n) Y_{\nu|n-F|(2\pi)}(kr) \right],$$

де введено позначення $\nu = (1 - 4GM)^{-1}$ та

$$\tan \mu_n = - \frac{\left[(\cot \theta + r \frac{\partial}{\partial r}) Y_{\nu|n-F|}(kr) \right] \Big|_{r=r_0}}{\left[(\cot \theta + r \frac{\partial}{\partial r}) J_{\nu|n-F|}(kr) \right] \Big|_{r=r_0}}.$$

Для додатних значень параметра граничної умови Робена θ існують також розв'язки з дискретним спектром:

$$\psi_{\kappa np}^{(BS)}(\mathbf{x}) = (2\pi)^{(1-d)/2} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{z}_{d-2}} e^{in\varphi} \frac{\sqrt{2\nu}}{r_0} \times \left[K_{\nu|n-F|+1}(\kappa_n r_0) K_{\nu|n-F|-1}(\kappa_n r_0) - K_{\nu|n-F|}^2(\kappa_n r_0) \right]^{-1/2} K_{\nu|n-F|}(\kappa_n r),$$

де дискретні значення отримуються з рівняння, див. Рис.11,

$$\left[\left(\cos \theta + \sin \theta \frac{r \partial}{\partial r} \right) K_{\nu|n-F|}(\kappa_n r) \right] \Big|_{r=r_0} = 0, \quad E_n^{(BS)} = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2 - \kappa_n^2}.$$

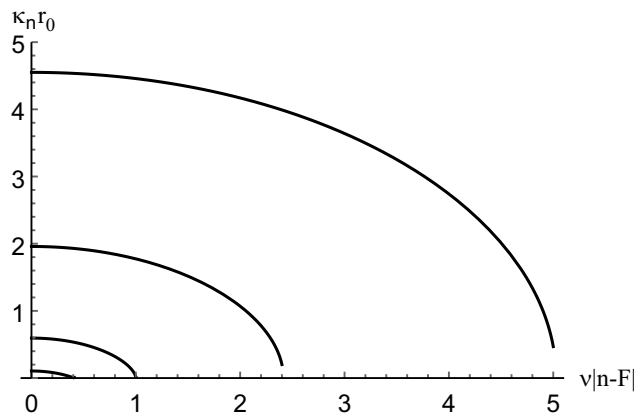


Рис. 11: Розв'язки рівняння на дискретний спектр $\kappa_n r_0$ в залежності від $\nu|n-F|$: криві згори донизу відповідають значенням $\theta = \pi/16, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8$.

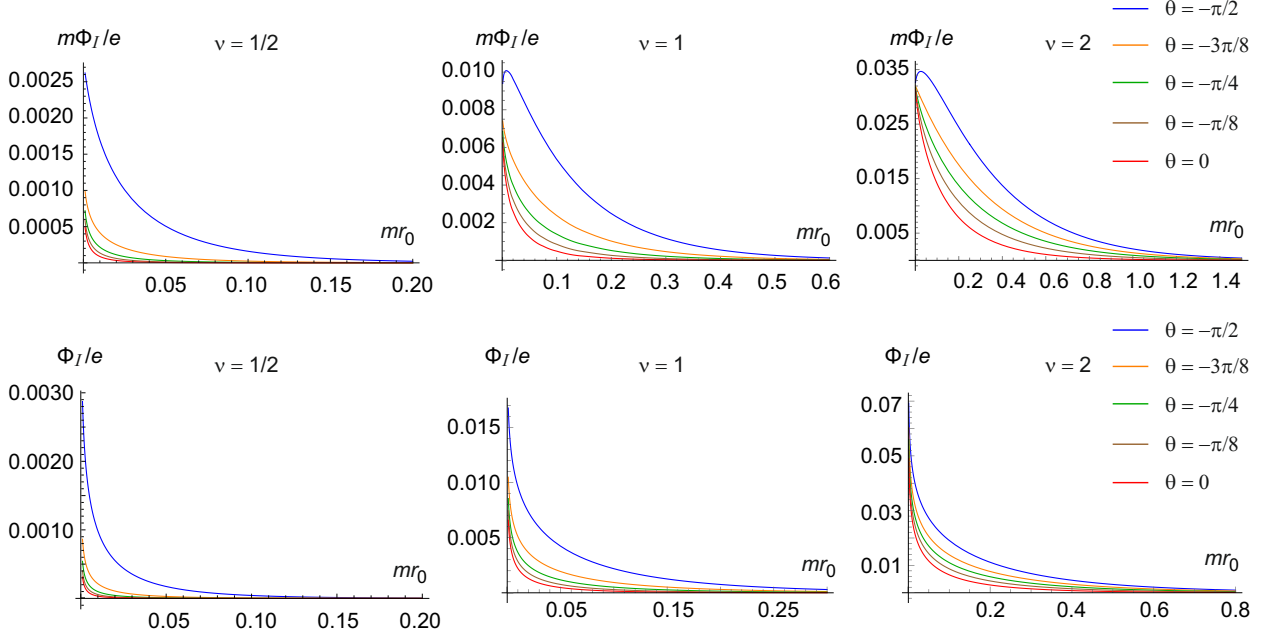


Рис. 12: Індукований потік магнітного поля у вакуумі скалярного поля матерії на фоні космічної "магнітної" струни для випадків простору розмірності $d = 2$ (верхні малюнки) та $d = 3$ (нижні малюнки), недодатних значень параметра граничної умови Робена $-\pi/2 \leq \theta \leq 0$ та різних значеннях параметра ν , пов'язаного з конічністю простору.

Виявилося, що результати розв'язку задачі індукування магнітного потоку у вакуумі скалярної матерії в присутності космічної "магнітної" струни для недодатних значень параметра граничної умови Робена $-\pi/2 \leq \theta \leq 0$ виявилися схожими на результати задачі з граничними умовами типу Діріхле або Неймана, див. Рис.12.

Для випадку додатних значень параметра граничної умови Робена $0 < \theta < \pi/2$ внесок від неперервного внеску буде містити розбіжність, але ця розбіжність буде компенсуватися внеском від розв'язків з дискретним спектром. В результаті, отримані значення індукованого магнітного потоку містять особливі точки, див. Рис.13 та Рис.14.

У розділі 3.4 розглядалося індукування магнітного потоку у вакуумі ферміонного поля (маса кванта поля m) в кінцічному просторі-часі розмірності $2 + 1$ за наявності космічної "магнітної" струни.

Для ферміонного поля вакуумний струм визначається як

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}) = \langle \text{vac} | \Psi^\dagger(\mathbf{x}, t) \boldsymbol{\alpha} \Psi(\mathbf{x}, t) | \text{vac} \rangle = -\frac{1}{2} \sum_f \text{sgn}(E) \psi^\dagger(\mathbf{x}) \boldsymbol{\alpha} \psi(\mathbf{x}),$$

а знаючи індукований струм, індукований магнітний потік можна знайти за допомогою рівнянь Максвелла.

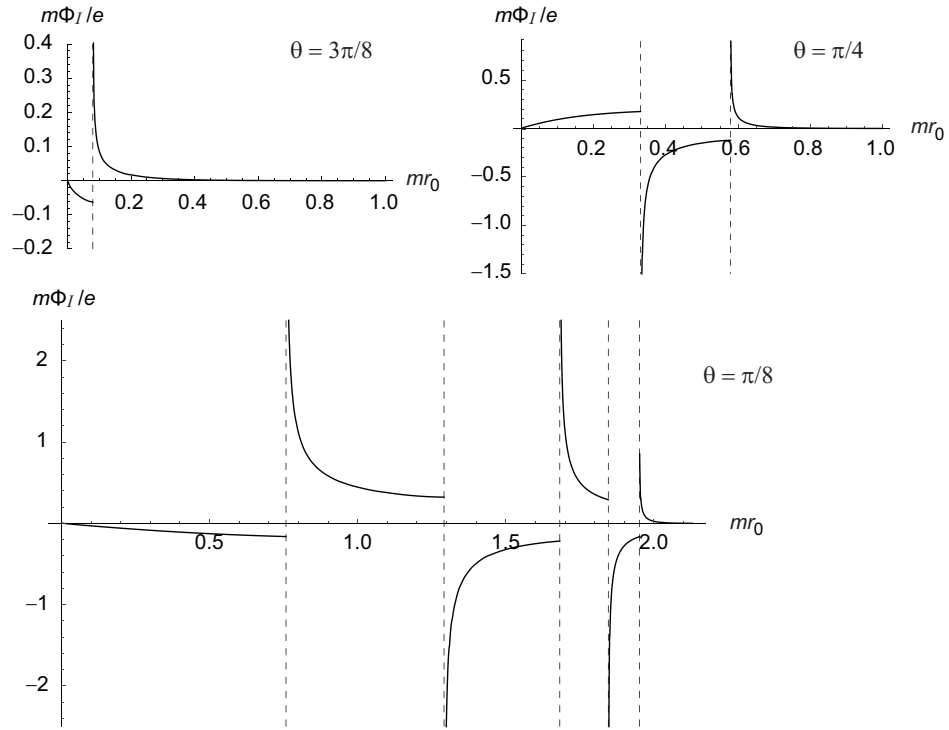


Рис. 13: Індукований потік магнітного поля для додатних значень параметра граничної умови Робена $0 < \theta < \pi/2$ для простору розмірності $d = 2$ та $\nu = 1$.

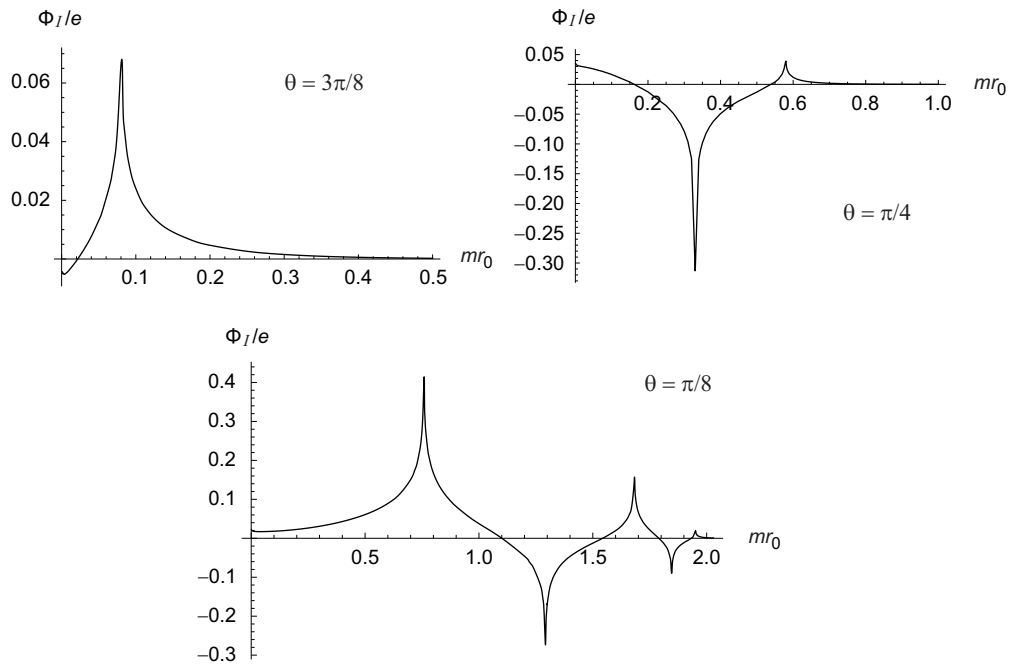


Рис. 14: Індукований потік магнітного поля для додатних значень параметра граничної умови Робена $0 < \theta < \pi/2$ для простору розмірності $d = 3$ та $\nu = 1$.

Одночастинкові розв'язки отримуються з розв'язку рівняння Дірака для гамільтоніана

$$H = -i\boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\boldsymbol{\partial} - i\tilde{e}\mathbf{V} + \frac{i}{2}\boldsymbol{\omega} \right) + \beta m,$$

де $\boldsymbol{\omega}$ – спінова зв'язність. В нашому випадку лише одна компонента вектора потенціалу та спінової зв'язності є ненульовими: $V_\varphi = \frac{\Phi}{2\pi}$, $w_\varphi = i\frac{\nu-1}{r}\alpha_\varphi\alpha_r$.

У випадку ферміонного поля накладання граничних умов типу Діріхле або Неймана призводить до суперечностей, бо рівняння на верхню та нижню компоненти хвильової функції є різними. В дисертаційній роботі показано, що для космічної струни скінченної товщини (непроникливої "магнітної" трубки) коректною граничною умовою на фермінне поле матерії є умова самоспряженого розширення оператора гамільтоніана:

$$\psi|_{r=r_0} = K\psi|_{r=r_0}, \quad K = \sin\theta + i\cos\theta\beta\alpha^r = i\beta\alpha^r e^{-i\theta\alpha^r},$$

де θ – довільний параметр самоспряженого розширення. У випадку $\theta = 0$ ця умова відома як гранична умова MIT (The M.I.T. Bag Model), що забезпечує конфайнмент поля матерії: забороняє потік матерії через границю.

Отримано аналітичні вирази для індукованого струму, магнітного поля та магнітного потоку у вигляді двох доданків (a)0 та (b): перший доданок відповідає величинам, що не залежать від товщини трубки, а другий – визначає залежність від товщини. Аналіз виразу для другого доданку індукованого потоку

$$\Phi_I^{(b)} = e\pi \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r} j_\varphi^{(b)}(r) (r^2 - r_0^2)$$

показав, що індукований потік буде скінченним лише для випадку двох значень параметра самоспряженого розширення $\theta = 0$, $\theta = \pi$, див. Рис.15.

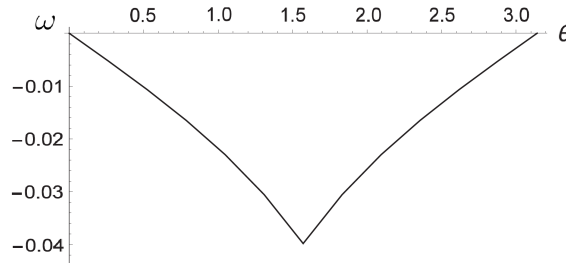


Рис. 15: Підінтегральна функція $\omega = \lim_{r \rightarrow r_0} \nu r j_\varphi(r) \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right)^2$ визначається лише значенням параметра самоспряженого розширення оператора гамільтоніана θ .

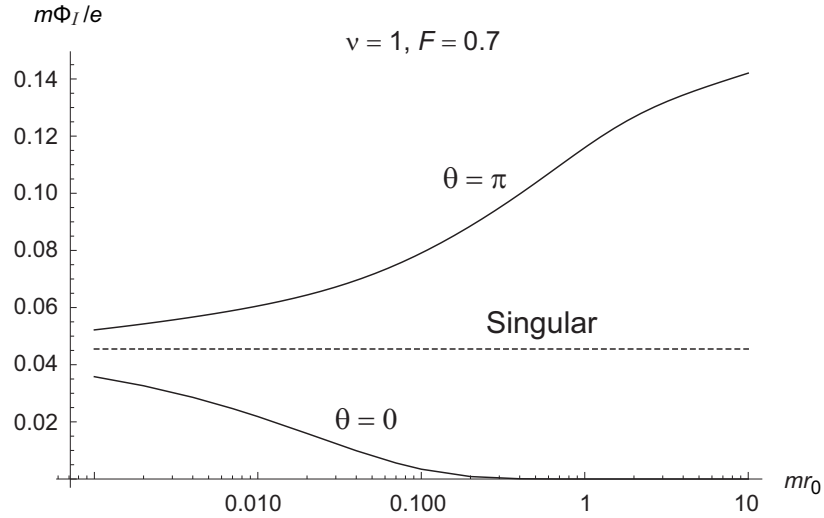


Рис. 16: Обезрозмірений індукований магнітний потік у вакуумі ферміонної матерії в присутності космічної "магнітної" струни як функція обезрозміреної товщини космічної струни mr_0 .

Розрахований за вказаних значень параметра самоспряженого розширення індукований магнітний потік у вакуумі ферміонної матерії в присутності космічної "магнітної" струни представлений на Рис.16. Слід відмітити, що при $\theta = 0$ індукований потік спадає при збільшенні товщини трубки, а при $\theta = \pi$ індукований потік зростає при збільшенні товщини трубки, що виглядає нефізичним для квантового ефекту. Також було досліджено залежність індукованого магнітного потоку від "магнітного" потоку космічної струни та параметра, що пов'язаний з конічністю простору ν , див. Рис.17.

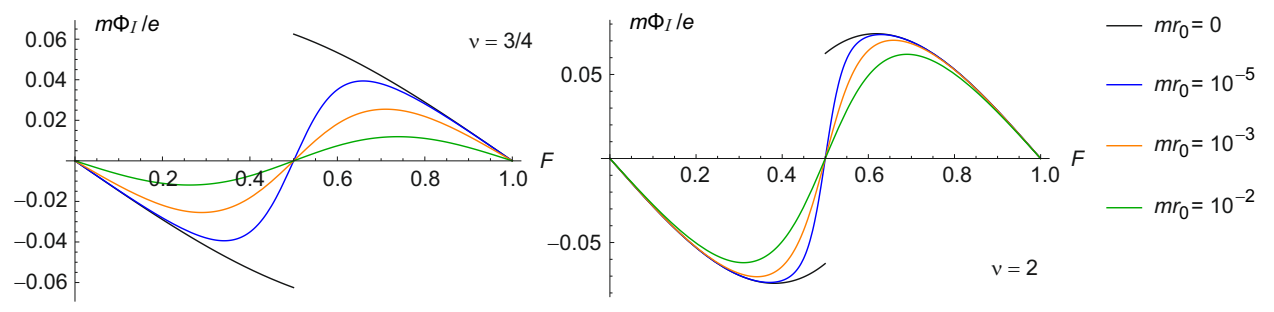


Рис. 17: Обезрозмірений індукований магнітний потік при $\theta = 0$ як функція "магнітного" потоку в космічній струні (F) при різних значеннях обезрозміреної товщини космічної струни mr_0 та параметра ν , пов'язаного з конічністю простору.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі досліджено можливі експериментальні прояви в експериментах на прискорювачах частинок нової фізики, що дуже слабо взаємодіють з частинками Стандартної моделі, та прояви лінійних топологічних дефектів у вигляді космічних струн з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що виникли внаслідок фазових переходів у ранньому Всесвіті. Для опису ефектів, що викликаються космічною "магнітною" струною, використовується модель непроникливої для полів матерії трубки скінченного радіуса з "магнітним" полем. Дана модель дозволила розглянути квантові ефекти у вакуумі полів матерії в найбільш загальному випадку незалежно від конкретної природи утворення космічної струни, припускаючи, що поля матерії заряджені відносно калібрувальної групи $U_X(1)$.

В дисертаційній роботі отримано такі основні результати.

1. Знайдено та розраховано домінуючі канали народження та розпаду масивних скалярів (з масою в декілька GeV) в скалярному розширенні SM для умов експериментів DUNE, SHiP та експериментів на LHC.
2. Встановлено, що в експерименті DUNE домінуючим каналом народження скалярів є процес глибоконепружнього розсіяння нуклонів, а в експерименті SHiP та експериментах на LHC домінуючим каналом народження скалярів є розпад мезонів.
3. Розраховано бранчіngи для домінуючих каналів народження скалярів з розпадів K - та B -мезонів, включаючи народження скалярів у розпадах B -мезонів у різні збуджені стани каонів.
4. Отримано ефективний лагранжіан взаємодії масивного векторного бозону (в розширенні SM зі взаємодією типу Черна-Саймонса) з кварками різних ароматів. Показано, що ефективна взаємодія векторного бозону з кварками різних ароматів не вимагає застосування процедури перенормування. Показано, що взаємодією векторного бозону з верхніми кварками різних ароматів можна знехтувати.
5. Розраховано бранчіngи для домінуючих каналів народження масивного векторного бозону (в розширенні SM зі взаємодією типу Черна-Саймонса) з розпадів K - та B -мезонів, включаючи народження векторних бозонів у розпадах B -мезонів у різні збуджені стани каонів.
6. Отримано оригінальні розв'язки та виражено елементи юкавівської

матриці в нейтринному розширенні СМ з параметрами масової матриці активних нейтрино.

7. Зроблена оцінка похибки в розрахунках області чутливості експерименту SHiP, пов'язаної з використанням для опису народження правокіральных масивних нейтрино в тричастинкових розпадах мезонів спрощених матричних елементів, що використовуються в програмі моделювання процесів зіткнення частинок при високих енергіях РҮТНІА, в порівнянні з використанням коректних матричних елементів.
8. Запропоновано вибір спрощених матричних елементів в комп'ютерній програмі РҮТНІА для опису реакцій народження правокіральных масивних нейтрино в тричастинкових розпадах псевдоскалярного мезона в інший псевдоскалярний мезон та розпадах псевдоскалярного мезона у векторний мезон, що дають найменше відхилення від коректних розрахунків.
9. Отримано аналітичні вирази та побудовано графічні залежності індукованої густини енергії у вакуумі скалярного поля матерії за різних значень сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу для випадку граничної умови на поверхні трубки типу Діріхле в присутності "магнітної" космічної струни в просторі-часі довільної розмірності.
10. Показано, що у випадку граничної умови на поверхні трубки типу Діріхле повна індукована енергія не залежить від сталої зв'язку скалярного поля з кривизною простору-часу.
11. Показано, що ефект поляризації вакууму квантованого зарядженого скалярного поля матерії в присутності "магнітної" космічної струни у випадку граничної умови на поверхні трубки типу Неймана є суттєво більшим в порівнянні з випадком граничної умови типу Діріхле.
12. Показано, що ефекти поляризації вакууму визначаються лише дробовою частиною "магнітного" потоку космічної струни, що є проявом ефекту Ааронова-Бома. Показано, що ефекти поляризації вакууму є незначними при $mcr_0 > \hbar$, вони максимально проявляють себе за умови $mcr_0 \ll \hbar$, де r_0 – товщина космічної струни, а m – маса кванта поля матерії.
13. Показано, що поляризація вакууму буде суттєвою у випадку, коли маса квантованого поля матерії є значно меншою за масу Гігсівського

поля, що призвело до спонтанного порушення симетрії і виникнення топологічного ефекту у вигляді "магнітної" космічної струни.

14. Досліджено поведінку індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни у конічному просторі довільної розмірності від значень параметра граничної умови типу Робена на всьому проміжку можливих значень цього параметра $-\pi/2 \leq \theta < \pi/2$.
15. Показано, що за недодатних значень параметра $-\pi/2 \leq \theta \leq 0$ індукований магнітний потік у вакуумі квантованого масивного зарядженого скалярного поля в присутності "магнітної" космічної струни є найбільшим для випадку $\theta = -\pi/2$ (гранична умова типу Неймана), а найменшим він є для випадку $\theta = 0$ (гранична умова типу Діріхле).
16. Показано, що за додатних значень параметра $0 < \theta < \pi/2$ існують розв'язки, що відповідають зв'язаним станам. Індукований магнітний потік може мати більші значення та не прямувати до нуля при значно більших товщинах космічної струни в порівнянні з потоком, що індукується за граничної умови типу Робена з недодатним значенням параметра θ .
17. Отримано загальний вигляд граничної умови на ферміонне поле матерії на поверхні трубки скінченного радіусу, виходячи з умови самоспряженого розширення оператора діраковського гамільтоніана в присутності "магнітної" космічної струни у конічному просторі-часі розмірності $2+1$. Показано, що гранична умова характеризується одним параметром.
18. Отримано аналітичні вирази та за допомогою чисельних методів в просторі-часі розмірності $2+1$ досліджено поведінку індукованого магнітного потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого ферміонного поля в присутності "магнітної" космічної струни від значень параметра самоспряженого розширення. Знайдені значення параметра самоспряженого розширення, за яких повний індукований потік є скінченим.
19. Показано, що умова скінченності значення індукованого потоку у вакуумі квантованого масивного зарядженого ферміонного поля в присутності "магнітної" космічної струни є недостатньою для визначення фізичних значень параметра самоспряженого розширення. Дода-

ТКОВОЮ УМОВОЮ Є ВИМОГА СПАДАННЯ ВЕЛИЧИНИ КВАНТОВИХ ЕФЕКТІВ ПРИ ЗБІЛЬШЕННІ ТОВЩИНИ КОСМІЧНОЇ СТРУНИ.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті (фахові видання, віднесені до першого і другого квартилів (**Q1** і **Q2**) відповідно до класифікації SCImago Journal and Country Rank або Journal Citation Reports)

1. **V.M. Gorkavenko**, Yu.A. Sitenko, O.B. Stepanov, Polarization of the vacuum of a quantized scalar field by an impenetrable magnetic vortex of finite thickness, *J. Phys. A: Math. Theor.* **43**(17), 175401 (12 pages) (2010).
2. **V.M. Gorkavenko**, S.I. Vilchynskiy, Some constraints on the Yukawa parameters in the neutrino modification of the Standard Model (ν MSM) and CP-violation, *Eur. Phys. J. C* **70**(4), 1091-1098 (2010).
3. **V.M. Gorkavenko**, Yu.A. Sitenko, O.B. Stepanov, Vacuum energy induced by an impenetrable flux tube of finite radius, *Intern. J. Mod. Phys. A* **26**(22), 3889-3899 (2011).
4. **V.M. Gorkavenko**, Yu.A. Sitenko, O.B. Stepanov, Casimir energy and force induced by an impenetrable flux tube of finite radius, *Intern. J. Mod. Phys. A* **28**(31), 1350161 (17 pages) (2013).
5. **V.M. Gorkavenko**, I.V. Ivanchenko, Yu.A. Sitenko, Induced vacuum current and magnetic field in the background of a vortex, *Intern. J. Mod. Phys. A* **31**(06), 1650017 (11 pages) (2016).
6. Yu.A. Sitenko, **V.M. Gorkavenko**, Induced vacuum magnetic flux in quantum spinor matter in the background of a topological defect in two-dimensional space, *Phys. Rev. D* **100**(8), 085011 (36 pages) (2019).
7. I. Boiarska, K. Bondarenko, A. Boyarsky, **V. Gorkavenko**, M. Ovchynnikov, A. Sokolenko, Phenomenology of GeV-scale scalar portal, *J. High Energ. Phys.* **2019**(11), 1-45 (2019).
8. **V.M. Gorkavenko**, Y.R. Borysenkova, M.S. Tsarenkova, Production of GeV-scale heavy neutral leptons in three-body decays. Comparison with

the PYTHIA approach, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **48**(10), 105001 (25 pages) (2021).

9. Yu. Borysenkova, P. Kashko, M. Tsarenkova, K. Bondarenko, **V. Gorkavenko**, Production of Chern-Simons bosons in decays of mesons, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **49**(8), 085003 (29 pages) (2022).
10. Yu.A. Sitenko, **V.M. Gorkavenko**, M.S. Tsarenkova, Magnetic flux in the vacuum of quantum bosonic matter in the cosmic string background, *Phys. Rev. D* **106**(10), 105010 (20 pages) (2022).

Статті (фахові видання, віднесені до третього квартіля (**Q3**) відповідно до класифікації SCImago Journal and Country Rank або Journal Citation Reports)

11. **V.M. Gorkavenko**, T.V. Gorkavenko, Yu.A. Sitenko, M.S. Tsarenkova, Induced vacuum current and magnetic flux in quantum scalar matter in the background of a vortex defect with the Neumann boundary condition, *Ukr. J. Phys.* **67**(1), 3-10 (2022).
12. **V.M. Gorkavenko**, T.V. Gorkavenko, Yu.A. Sitenko, M.S. Tsarenkova, Induced vacuum energy density of quantum charged scalar matter in the background of an impenetrable magnetic tube with the Neumann boundary condition, *Ukr. J. Phys.* **67**(10), 715-721 (2022).

ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ НА НАУКОВИХ КОНФЕРЕНЦІЯХ

1. **В.М. Горкавенко**, Ю.О. Сітенко, О. Б. Степанов, Густина вакуумної енергії, індукована непроникним магнітним вихором скінченного поперечного розміру. Міжнародна конференція молодих вчених та аспірантів “ІЕФ, 2011”. 24-27 травня, 2011, Інститут Електронної Фізики НАН України, Ужгород (Україна). Науковий вісник Ужгородського університету, серія Фізика, випуск **30**, с. 234-239 (2011).
2. S.I. Vilchinskii, **V.M. Gorkavenko**, I.V Rudenok, The influence of the non-zero value of θ_{13} mixing angle on the parameters of the neutrino modification of the Standard Model (ν MSM). III Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. December 21-23, 2011, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). Book of abstracts, 13 (2011).

3. **V.M. Gorkavenko**, Yu.A. Sitenko, O.B. Stepanov, Casimir force induced by impenetrable flux tube of finite radius. III Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. December 21-23, 2011, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). Book of abstracts, 55 (2011).
4. I. Ivanchenko, **V.M. Gorkavenko**, Yu. A. Sitenko, Induced vacuum current and magnetic field in the background of a cosmic string modeled by impenetrable magnetic-flux-carrying tube. 20-th Open Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics. April 22-27, 2013, Kyiv (Ukraine). Abstracts.– K.: ТОВ “Компанія ВАІТЕ”, 30 (2013).
5. Yu.A. Sitenko, **V.M. Gorkavenko**, Self-adjointness, confinement and the Casimir effect. International Conference on p-Adic Mathematical Physics and its Applications. September 7-12, 2015, Belgrade (Serbia). Conference proceedings: Facta Universitatis, Series Physics, Chemistry and Technology **14**(3), 319-335 (2016).
6. **V. Gorkavenko**, K. Bondarenko, O. Seleznov, S. Vilchynskiy, Search for light Higgs-like particles in proton collisions with a target at the SHiP experiment. 3-rd Walter THIRRING International School "Fundamentals of Astroparticle and Quantum Physics". September 17-23, 2017, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). List of invited speakers <http://quark.itp.tuwien.ac.at/~diefaust/2017/>
7. **V. Gorkavenko**, Search for light Higgs-like particles in proton collisions with a target at the SHiP experiment. The International Conference “CERN-Ukraine Cooperation: Current State and Prospects”. May 15-17, 2018, Institute for Scintillation Materials NAS of Ukraine, Kharkiv (Ukraine). Conference Programme https://kipt.kharkov.ua/conferences/itp/2018/Programme_CERN-Ukraine.pdf
8. **V.M. Gorkavenko**, Search for Hidden Particles in Intensity Frontier Experiment SHiP. New trends in high-energy physics, 21-th International conference organized by the Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine. May 12–18, 2019, Odessa

(Ukraine). Proceeding of the conference, 147-152

https://indico.bitp.kiev.ua/event/1/attachments/3/163/Book_conf.pdf

9. **V.M. Gorkavenko** and Yu.A. Sitenko, Polarization of the vacuum of quantized spinor field by a topological defect in two-dimensional space. XI Bolyai-Gauss-Lobachevsky Conference: Non-Euclidean, Non-Commutative Geometry and Quantum Physics. May 19-24, 2019, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kyiv (Ukraine). Book of Abstracts, 14 (2019).
10. **V. Gorkavenko**, P. Kashko, K. Bondarenko, Chern-Simons portal. X Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. December 23-24, 2019, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). Book of abstracts, 55 (2019).
11. Y. Borysenkova, K. Bondarenko, **V. Gorkavenko**, A. Svetlichnyi, M. Tsarenkova, Production of HNL in 3-body decays of mesons. Comparison with PYTHIA approach. XI Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. December 21-23, 2020, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). Book of abstracts, 7-9 (2021).
12. M. Tsarenkova, K. Bondarenko, Y. Borysenkova, **V. Gorkavenko**, P. Kashko, Phenomenology of GeV-scale Chern-Simons boson. XI Young Scientists Conference Modern Problems of Theoretical Physics. December 21-23, 2020, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv (Ukraine). Book of abstracts, 10-13 (2021).

АНОТАЦІЯ

Горкавенко В.М. Пошук проявів частинок та топологічних струноподібних об'єктів за межами Стандартної моделі.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 "теоретична фізика" (10 – Природничі науки). – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2023.

Дисертацію присвячено дослідженню фізики за межами Стандартної моделі фізики елементарних частинок (СМ) на різних енергетичних масштабах. На масштабі енергій, доступних на сучасних прискорювачах, розглядалися різні аспекти можливих експериментальних проявів частинок фізики за межами Стандартної моделі, а саме: скалярного, нейтринного та зі взаємодією типу Черна-Саймонса розширень СМ. Також розглядалися можливі прояви топологічних об'єктів у вигляді космічних струн з "магнітним" полем калібрувальної групи $U_X(1)$, що могли утворитися внаслідок фазових переходів у ранньому Всесвіті на масштабі енергій, що значно перевищує можливості сучасних прискорювачів. А саме, розглядалися квантові ефекти у вакуумі полів скалярної та ферміонної матерії в присутності космічної "магнітної" струни, що моделювалася непроникливою для полів матерії трубкою скінченного радіуса з "магнітним" полем. Використана модель дозволила розглянути квантові ефекти у вакуумі полів матерії в найбільш загальному випадку незалежно від конкретної природи утворення космічної струни. Квантові ефекти призводять до виникнення вакуумного струму полів матерії навколо космічної струни. Якщо припустити, що поля матерії заряджені також відносно електромагнітної групи, то відповідний струм електрично заряджених частинок створюватиме навколо космічної струни магнітне поле, прояви якого можна шукати з даних спостережень. Можуть спостерігатися і інші ефекти поляризації вакууму.

Ключові слова: фізика за межами Стандартної моделі, рідкісні мезонні розпади, скалярне розширення Стандартної моделі, важкі нейтральні лептони, розширення калібрувального сектора Стандартної моделі, теорія Черна-Саймонса, топологічні дефекти, космічні струни, поляризація вакууму, ефект Казимира, ефект Ааронова-Бома.

ABSTRACT

Gorkavenko V.M. The search for manifestations of particles and topological string-like objects beyond the Standard Model.

Thesis for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences by speciality 01.04.02 – theoretical physics (104 – physics and astronomy). — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv, 2023.

This thesis is dedicated to exploring physics beyond the Standard Model of particle physics (SM) at different energy scales. It examines various aspects of potential experimental manifestations of particles beyond the Standard Model of the scalar, neutrino, and Chern-Simons extensions of the SM at energy scales available for modern accelerators. Possible manifestations of topological objects in the form of cosmic strings with "magnetic" field of gauge group $U_X(1)$, which could have formed due to phase transitions in the early Universe at energy scales significantly exceeding the capabilities of modern accelerators, were also considered. Specifically, quantum effects in the vacuum state of scalar and fermion fields in the presence of a cosmic "magnetic" string, modeled as an impermeable for the fields of matter tube of finite radius with "magnetic" field were considered. The employed model allows for a comprehensive examination of quantum effects in the vacuum of the matter fields in the most general case, irrespective of the specific nature of cosmic string formation. Quantum effects lead to the appearance of the vacuum current of the matter field around the cosmic string. If you assume that the matter field is also charged with respect to the electromagnetic group, then the corresponding current of electrically charged particles will create around the cosmic string a magnetic field, the manifestations of which can be sought from observations. Other effects of vacuum polarization can also be observed.

In the scalar extension of SM dominant channels for the production and decay of new scalars (with mass of the GeV scale) were considered for experiment conditions at DUNE (Fermilab), SHiP (SPS CERN), and LHC experiments. In the SM extension with Chern-Simons-like interactions, an effective Lagrangian for the interaction of a new massive vector boson with quarks of different flavors has been derived. It has been shown that the effective interaction of the vector boson with quarks of different flavors does not require a renormalization procedure. All the production channels of a massive vector boson in decays of B and K mesons were systematically considered.

In the fermion extension of SM Yukawa elements of the neutrino SM extension were expressed via the parameters of active neutrinos' mass matrix. It allows us to estimate the CP-violating factor in the νMSM model. An estimation of the error in the computations of the SHiP experiment sensitivity region, caused by the usage of simplified matrix elements for describing the production of right-handed massive neutrinos in three-particle decays of mesons in PYTHIA (simulation program for particle collisions at high energies), has been made. The choice of simplified matrix elements in the PYTHIA environment that minimizes deviations from exact calculations has been proposed.

The effects of vacuum polarization of a scalar matter field in the form of induction of vacuum energy in the presence of a topological defect, namely a cosmic "magnetic" string, modeled as a finite radius impenetrable tube for matter field with a "magnetic" field inside, for the space-time of the arbitrary dimension were investigated. The cases of Dirichlet and Neumann boundary conditions at the edge of the "magnetic" tube were considered. It was shown that vacuum polarization will be substantial when the mass of the quantized field of matter is considerably smaller than the mass of the Higgs field leading to spontaneous symmetry breaking and the emergence of a "magnetic" cosmic string. It was demonstrated that, the total induced vacuum energy does not depend on the scalar field's coupling to space-time curvature.

The effects of vacuum polarization of scalar and fermion matter fields in the form of induction of vacuum magnetic flux in the presence of a topological defect, specifically a cosmic "magnetic" string, modeled as a finite radius impenetrable tube for matter field with a "magnetic" field inside, were investigated in conic space-time of the arbitrary dimension. It was considered that matter fields are charged with respect to the gauge group $U_X(1)$ and also possess electric charges. The cases of Dirichlet, Neumann, and Robin boundary conditions at the edge of the "magnetic" tube were considered for the scalar matter field. The boundary condition for the fermion matter field was obtained from the condition of the self-adjoint extension of the Dirac Hamiltonian in 2+1 dimensional space-time. It was shown that only for certain values of the self-adjoint extension parameter, the induced magnetic flux will be finite.

Key words: Beyond Standard Model, rare decays of mesons, scalar extension of Standard Model, heavy neutral leptons, extensions of gauge sector, Chern–Simons theories, topological defects, cosmic string, vacuum polarization, Casimir effect, Aharonov–Bohm effect.