

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ДНІПРОВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ОЛЕСЯ ГОНЧАРА

Гулов Олексій Володимирович



УДК 530.145:539.12

**СИГНАЛИ Z' БОЗОНА В СУЧАСНИХ ТА МАЙБУТНІХ  
ЕКСПЕРИМЕНТАХ З ФІЗИКИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат  
дисертації на здобуття наукового ступеня  
доктора фізико-математичних наук

Дніпро – 2017

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Дніпровському національному університеті імені Олеся Гончара Міністерства освіти і науки України

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор  
**Скалозуб Володимир Васильович**,  
Дніпровський національний університет імені  
Олеся Гончара, завідувач кафедри теоретичної фізики.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор  
**Вільчинський Станіслав Йосипович**,  
Київський національний університет імені Тараса  
Шевченка, завідувач кафедри квантової теорії поля;  
доктор фізико-математичних наук, старший науковий  
співробітник  
**Корчин Олександр Юрійович**,  
Інститут теоретичної фізики імені О. І. Ахієзера  
Національного наукового центру «Харківський фізико-  
технічний інститут» НАН України, завідувач відділу  
квантово-електродинамічних явищ і електродинаміки  
адронів;  
доктор фізико-математичних наук, професор  
**Синюков Юрій Михайлович**,  
Інститут теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова  
НАН України, головний науковий співробітник відділу  
фізики високих густин енергії.

Захист відбудеться « 22 » грудня 2017 р. о 14<sup>15</sup> на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 08.051.02 Дніпровського національного університету імені Олеся Гончара за адресою: вул. Наукова 9, корпус 12, ауд. 512.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Дніпровського національного університету імені Олеся Гончара.

Автореферат розісланий « 19 » вересня 2017 р.

Учений секретар  
спеціалізованої вченої ради



О. М. Галдіна

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Останні десятиріччя у фізиці елементарних частинок відзначені безпрецедентними експериментами на передньому фронті фундаментальної науки. Ці експерименти відкривають нові горизонти для теоретичної фізики і виступають джерелом новітніх інженерних та комунікаційних технологій. У результаті роботи Великого електрон-позитронного колайдера (LEP), прискорювача Теватрон та Великого гадронного колайдера (LHC) відкрито всі елементарні частинки, передбачені стандартною моделлю елементарних частинок (СМ), перевірено здатність теорії описувати процеси зіткнення частинок при надвисоких енергіях. Разом із успіхом теорії постають питання про пошук нових явищ поза вже дослідженими енергетичними масштабами. Питання про фізику поза СМ є актуальним, оскільки проблеми ієрархії мас, можливого об'єднання фундаментальних взаємодій при високих енергіях, асиметрії між матерією та антиматерією, темної маси та темної енергії, фазових переходів у ранішньому Всесвіті та ін. не мають вичерпного розв'язання в межах СМ. Це надихає розробку програм для майбутніх експериментів та пошук їх фінансування. До етапу практичної реалізації наближаються Міжнародний лінійний колайдер (ILC) та/або Компактний лінійний колайдер (CLIC).

Кожен із реалізованих чи майбутніх експериментів є доволі повільним проектом, що займає не менше двох десятиліть років. Він проходить стадії теоретичного та інженерного обґрунтування, виготовлення та запуску устаткування в роботу, декількох модернізацій, збору та обробки даних, публікації фінальних даних. Тому кожен із таких експериментів є надзвичайно цінним джерелом інформації про фізику високих енергій та всебічно аналізується з метою перевірки різних наукових методик та гіпотез. Паралельно реальним проектам йде обговорення та відбір параметрів майбутніх амбітних експериментів. Стандартна програма експерименту, що виконується безпосередньо колабораціями на відповідних прискорювачах, доповнюється альтернативними чи додатковими ідеями та методами, що розробляються й проводяться в наукових інституціях по всьому світу. Ця діяльність є актуальною та широко представленою в літературі.

Обов'язковою частиною стандартних експериментальних програм на прискорювачах надвисоких енергій є пошук нового важкого нейтрального векторного бозона – так званого  $Z'$  бозона. Ця частинка передбачена багатьма моделями великого об'єднання взаємодій і з високою ймовірністю виникатиме як проміжний стан, особливо в анігіляційних ферміонних процесах. Стандартні пошуки  $Z'$  бозона в експериментах засновані на модельно-залежному аналізі даних. Традиційно обговорюються приблизно десять моделей, що передбачають існування цієї частинки. Цей підхід має певні проблеми та відкриті питання: чи є перелік моделей репрезентативним та вдалим, чи великою є ймовірність загубити натяк на сигнал, якщо розглянуті моделі не реалізовані в природі? Над розв'язанням цих проблем працюють групи дослідників поза межами експериментальних колаборацій. Зі значних та популярних розробок, які є альтернативою до модельно-залежного пошуку  $Z'$  бозона в експериментах, можна виділити метод ефективних лагранжіанів, статистичні методи обробки даних з метою розділення моделей, розробка спеціальних спостережуваних для виділення потрібного сигналу, розробка екзотичних моделей на доповнення до традиційного

переліку та ін. Деякі з розроблених підходів є повністю модельно-незалежними, але містять велику кількість невідомих параметрів, що суттєво ускладнює їх практичне застосування. Інші підходи комбінують модельні та модельно-незалежні властивості  $Z'$  бозона. Актуальною проблемою є модельно-незалежне вимірювання констант взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками за даними експериментів. На вирішення цієї задачі й спрямовано дисертаційну роботу.

**Зв'язок роботи з науковими програмами та темами.** Дисертаційна робота виконана в рамках держбюджетних дослідних робіт «Квантові процеси і фазові переходи в екстремальних зовнішніх умовах» (№ держреєстрації 0110U001283), «Змінні спостереження для нових елементарних частинок та процесів в екстремальних зовнішніх умовах» (№ держреєстрації 0113U003031), «Сигнали нових важких частинок, станів матерії та процесів у зіткненнях гадронів на сучасних колайдерах високих енергій» (№ держреєстрації 0116U001523), що виконувалася в Дніпропетровському національному університеті імені Олеся Гончара в науково-дослідній лабораторії квантової хромоплазми.

**Мета і задачі дослідження.** Метою роботи є розробка методів виділення та посилення сигналу  $Z'$  бозона в різних експериментах на сучасних та майбутніх прискорювачах елементарних частинок, обробка наявних експериментальних даних із метою обмеження параметрів  $Z'$  бозона, встановлення залежності спонтанного порушення симетрії в моделях скалярного поля від константи взаємодії.

Мета роботи досягається розв'язуванням таких задач:

1. Знайти спостережувані з мінімальною кількістю незалежних параметрів для пошуку сигналу абелевого  $Z'$  бозона в анігіляційних лептонних процесах за умов помірної статистики. Розв'язати задачу про максимальне статистичне посилення сигналу. Оцінити ефективність запропонованих спостережуваних для майбутнього колайдера ІІС. За допомогою введених спостережуваних проаналізувати наявні дані експериментів на прискорювачі LEP.

2. Запропонувати нові однопараметричні спостережувані для пошуку сигналу абелевого або кірального  $Z'$  бозона в процесі розсіювання електрона на позитроні (процес Баба). За допомогою введених спостережуваних проаналізувати дані експериментів на прискорювачі LEP. Встановити, який тип  $Z'$  бозона – абелевий чи кіральний – є більш ймовірним з точки зору наявної статистики.

3. Провести багатопараметричну обробку даних експериментів на прискорювачі LEP та комбінований фіт даних експериментів LEP I та LEP II для всіх лептонних процесів розсіювання. Отримати значення максимальної правдоподібності та інтервали довіри для констант взаємодії абелевого  $Z'$  бозона з ферміонними струмами.

4. Знайти спостережувану з мінімальною кількістю незалежних параметрів для пошуків сигналу абелевого  $Z'$  бозона в процесі анігіляції протона й антипротона (процес Дрелла – Яна) при енергіях поблизу піку  $Z$  бозона, для яких зібрано дані на прискорювачі Теватрон. Окремо проаналізувати випадки лептофобного  $Z'$  бозона та універсальних взаємодій  $Z'$  бозона з ферміонними поколіннями.

5. За результатами аналізу даних експериментів LEP оцінити переріз народження  $Z'$  бозона в протон-антипротонних та протон-протонних зіткненнях та частку розпаду  $Z'$  бозона в діелектронний чи дімюонний канал. Отримати значення констант вза-

ємодії  $Z'$  бозона з кварками та електронами, дозволені сучасними експериментами на прискорювачі LHC щодо прямих пошуків  $Z'$  бозона у вигляді резонансу в перерізі розсіювання процесу Дрелла – Яна. Порівняти результати роботи прискорювачів LEP та LHC щодо пошуків  $Z'$  бозона.

6. Моделюванням Монте-Карло дослідити род температурного фазового переходу в однокомпонентній скалярній моделі в залежності від константи зв'язку. Розробити метод автоматичного налаштування розмірних параметрів моделі та прискорення збіжності для процедури Монте-Карло в околі фазового переходу в широкому діапазоні значень константи взаємодії. Встановити, чи існує нижня границя константи зв'язку, при якій спонтанне порушення симетрії не реалізується (явище, аналогічне границі Лінде – Вайнберга в моделях калібрувальних полів).

7. Дослідити залежність від константи взаємодії спонтанного порушення симетрії при нульовій температурі в багатокомпонентній моделі скалярного поля на ґратках. Встановити, чи відбувається порушення симетрії при надзвичайно слабкій взаємодії.

*Об'єкт дослідження:* процеси розсіювання елементарних частинок за участі  $Z'$  бозона, методи статистичної обробки експериментальних даних із метою виділення сигналу важкої частинки, ґраткові моделі скалярного поля.

*Предмет дослідження:* спостережувані, що виділяють сигнал  $Z'$  бозона в експериментах, параметри  $Z'$  бозона, род фазового переходу та наявність порушення симетрії в скалярних моделях.

*Методи дослідження.* У роботі використовуються аналітичні та чисельні методи квантової теорії поля, математичної статистики, статистичної фізики, зокрема теорія збурень на основі діаграм Фейнмана, обробка даних за допомогою функції максимальної правдоподібності, моделювання методом Монте-Карло, комп'ютерні програми для фізики високих енергій, засоби програмування на графічних картах.

### **Наукова новизна отриманих результатів.**

1. Запропоновані нові модельно-незалежні однопараметричні інтегральні перерізи розсіювання в процесах анігіляції електрона та позитрона в пару мюонів чи тау-лептонів або електрон-позитронну пару, які не мають аналогів у літературі. Вперше розроблено спостережувані з найкращим співвідношенням сигналу до статистичної невизначеності.

2. Вперше проведено всебічний статистичний аналіз даних експериментів LEP I та LEP II для всіх лептонних процесів з метою отримати оцінку констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами. Знайдено сигнали абелевого  $Z'$  бозона на рівні одного-двох стандартних відхилень, вперше отримано значення максимальної правдоподібності та інтервали довіри для констант взаємодії  $Z'$  бозона з векторними та аксіально-векторними струмами.

3. Запропоновано нові спостережувані з мінімальною кількістю параметрів для пошуку сигналів абелевого  $Z'$  бозона в процесі анігіляції протона й антипротона (процес Дрелла – Яна) при енергіях в околі резонансу  $Z$  бозона. У випадках лептофобного  $Z'$  бозона або універсальних взаємодій з ферміонними поколіннями знайдено однопараметричні спостережувані.

4. Вперше проведено статистичну оцінку констант взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками за даними експериментів Tevatron та LHC щодо пошуків резонансу в

процесі Дрелла – Яна. Отримано найсучасніші інтервали довіри для констант взаємодії  $Z'$  бозона з векторними та аксіально-векторними струмами, які не мають аналогів у літературі.

5. Вперше моделюванням Монте-Карло на ґратках відкрито зміну роду температурного фазового переходу в однокомпонентній скалярній моделі з потенціалом  $\lambda\phi^4$  в залежності від значення константи взаємодії. Знайдено явище, аналогічне границі Лінде – Вайнберга в калібрувальних моделях, – зникнення порушення симетрії при надзвичайно слабкій взаємодії. Вперше розроблено метод автоматичного налаштування розмірних параметрів скалярної моделі при моделюванні Монте-Карло в широкому інтервалі значень константи взаємодії. Систематичні дослідження малих значень константи взаємодії в ґраткових моделях скалярного поля в літературі до цього взагалі не проводилися.

**Практичне значення одержаних результатів.** Запропоновані спостережувані дозволяють вимірювати векторні або аксіально-векторні взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками при різних енергіях зіткнень на сучасних та майбутніх прискорювачах та максимально посилюють можливі сигнали  $Z'$  бозона при обробці експериментальних даних у порівнянні з іншими існуючими спостережуваними. Розроблені методи є новим перспективним доповненням для традиційних підходів щодо пошуку сигналів  $Z'$  бозона в експериментах на прискорювачах LHC, ILC, CLIC. Отримані оцінки констант взаємодії  $Z'$  бозона можуть використовуватися при плануванні майбутніх експериментів, при обробці даних та в теоретичних дослідженнях. Знайдені властивості фазового переходу в скалярній моделі можуть застосовуватися у квантовій теорії поля та фізиці конденсованого стану, оскільки скалярні моделі часто описують феноменологію різних природних явищ (низькотемпературна квантова хромодинаміка, високотемпературна надпровідність та ін.). Інтервали значень константи взаємодії скалярного поля, при яких відбувається фазовий перехід першого чи другого роду можуть використовуватися як «дороговказ» щодо перевірки адекватності різних аналітичних схем пересумування розвинень за малими параметрами.

**Особистий внесок здобувача.** Всі результати, що винесені на захист, отримані здобувачем особисто. Особистий внесок складається з постановки задач та проведення всіх обчислень [1, 4–8, 10], формулювання задачі та методів розв'язування, аналізу отриманих результатів та оцінки їх достовірності [11, 14, 16–18, 21], формулювання методів розв'язування задачі, аналітичних розрахунків, аналізу результатів чисельних експериментів та оцінки їх достовірності [3, 15], формулювання методів розв'язування задачі, виконання понад 50% аналітичних розрахунків, аналізу результатів чисельних експериментів та оцінки їх достовірності [20], виконання обчислень щодо абелевого  $Z'$  бозона [2, 9, 12, 13]. Робота [19] повністю виконана здобувачем.

**Ступінь достовірності наукових результатів.** Достовірність наукових результатів, представлених у дисертаційній роботі, досягнуто таким чином:

1. Використано стандартні аналітичні та чисельні методи квантової теорії поля, математичної статистики, статистичної фізики, зокрема теорія збурень на основі діаграм Фейнмана, обробка даних за допомогою функції максимальної правдоподібно-

сті, моделювання методом Монте-Карло, відомі комп'ютерні програми для фізики високих енергій.

2. Всебічно враховувалися систематичні похибки та доводилася стійкість результатів відносно них.

3. Результати роботи у випадках, які вже розглядалися у літературі, збігаються з відомими результатами.

**Апробація результатів дисертації.** Матеріали дослідження доповідались на 8 міжнародних конференціях: «The 2nd International Conference on Quantum Electrodynamics at Statistical Physics» (Kharkov, Ukraine, September 19-23, 2006), «The 4th International Sakharov Conference on Physics» (Moscow, Russia, May 18-23, 2009), «The 20th Hadron Collider Physics Symposium» (Evian, France, November 16-20, 2009), «International School-Seminar on New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions» (Dnipropetrovsk, Ukraine, May 3-6, 2009), «International School-Seminar on New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions» (Dnipropetrovsk, Ukraine, May 3-6, 2011), «International School-seminar on New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions» (Dnipropetrovsk, Ukraine, May 22-24, 2013), «The 12th International School-Seminar on The Actual Problems of Microworld Physics» (Gomel, Belarus, July 22 – August 2, 2013), Международный семинар «Проблемы физики фундаментальных взаимодействий – теория, феноменология, эксперимент» (Гомель, Беларусь, 19-20 ноября, 2015).

**Публікації.** Результати дисертації опубліковані у 21 статті у фахових наукових журналах [1–21], в 6 збірниках праць міжнародних конференцій [22–27], одному препринті [28] та 2 тезах міжнародних конференцій [29–30]. 11 статей індексуються в наукометричній базі SCOPUS.

**Структура дисертації.** Робота складається зі вступу, шести розділів, висновків та списку використаних джерел (198 найменувань). Повний обсяг дисертації складає 315 сторінок (з них список джерел на 25 стор.), обсяг основного тексту – 272 стор. (з них огляд на 54 стор.). Дисертація містить 48 малюнків та 18 таблиць.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

**У вступі** обґрунтована актуальність теми дисертації, визначені мета й основні завдання досліджень, об'єкт, предмет і методи досліджень. Наведені відомості щодо наукових програм і тем ДНУ імені Олесея Гончара МОН України, у рамках яких проведені дослідження. Описано особистий внесок здобувача в публікаціях. Викладено наукову новизну й практичну значимість отриманих результатів, наведені відомості щодо апробації роботи, публікацій за темою дисертації, а також її структури й обсягу.

**Перший розділ** дисертації присвячено огляду літератури. Найважливіші з точки зору сучасної фізики надвисоких енергій експерименти – LEP, Теватрон та LHC – підтвердили всі передбачення СМ елементарних частинок та поставили питання про практичний пошук нових явищ поза вже дослідженими енергетичними масштабами. Необхідність теоретичного обчислення процесів розсіювання елементарних частинок в умовах експериментів надала суттєвий поштовх розробці реалістичних спо-

стережуваних (Д. Бардін, А. Деннер та ін.) та комплексним автоматизованим системам комп'ютерного обчислення в квантовій теорії поля, серед яких можна відзначити проекти як на основі аналітичних алгоритмів (FeynArts, FeynCalc, FormCalc, LoopTools, ZFITTER), так і на основі генераторів Монте-Карло (FEWZ, PYTHIA).

Пошук фізики поза СМ елементарних частинок (так звана «нова фізика») складає значну частину в публікаціях експериментальних колаборацій та активно обговорюється в літературі. Чи не найпершим варіантом у цих пошуках є гіпотетичні нові важкі калібрувальні бозони (заряджені  $W'$  чи нейтральні  $Z'$ ). Фактично  $Z'$  бозон виникає в будь-якому розширенні калібрувальної групи електрослабкої симетрії за рахунок додаткового діагонального генератора, є ймовірним проміжним станом у процесах анігіляції та в процесах розсіювання лептонів та кварків і тому є перспективним сценарієм «нової фізики» для експериментальних пошуків.

Основними параметрами  $Z'$  бозона окрім його маси є константи взаємодії з векторними та аксіально-векторними струмами кожного ферміону  $f$  (відповідно  $v_f$  та  $a_f$ ) та кут змішування між  $Z$  і  $Z'$  бозонами  $\theta_0$ . Вони визначають лагранжіан нейтрального струму  $Z'$  бозона у вигляді

$$\begin{aligned} L_{Zff} &= \frac{1}{2} Z_\mu \bar{f} \gamma^\mu [(v_f^{\text{CM}} + \gamma^5 a_f^{\text{CM}}) \cos \theta_0 + (v_f + \gamma^5 a_f) \sin \theta_0] f, \\ L_{Z'ff} &= \frac{1}{2} Z'_\mu \bar{f} \gamma^\mu [(v_f + \gamma^5 a_f) \cos \theta_0 + (v_f^{\text{CM}} + \gamma^5 a_f^{\text{CM}}) \sin \theta_0] f, \end{aligned} \quad (1)$$

де «СМ» позначає константи взаємодії із  $Z$  бозоном згідно до СМ. Існування  $Z'$  бозона призведе до відхилень спостережуваних величин від передбачень СМ. Первинною спостережуваною в експериментах є диференціальний переріз розсіювання, який у випадку взаємодії двох ферміонних струмів  $f$  та  $f'$  можна записати наступним чином:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{\text{CM}}}{d\Omega} + [a_f \quad v_f \quad \theta_0] \cdot F_{ff'}(\Omega, m_{Z'}) \cdot [a'_f \quad v'_f \quad \theta_0]^T + \dots, \quad (2)$$

де  $\Omega$  – фазовий об'єм ферміонів кінцевого стану реакції,  $F_{ff'}(\Omega, m_{Z'})$  –  $3 \times 3$  матриця факторів,  $T$  позначає транспонування, а крапками відображено вищі порядки теорії збурень. Тобто, внески від  $Z'$  бозона до спостережуваних є білінійними комбінаціями параметрів лагранжіана (1).

При низьких енергіях константи взаємодії  $Z'$  бозона потрапляють до спостережуваних разом з оберненою масою  $Z'$  бозона й не можуть бути відділені від неї в основному наближенні. Тому в результаті обробки даних виникають наступні безрозмірні константи:

$$\bar{a}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} a_f, \quad \bar{v}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} v_f. \quad (3)$$

Експериментальні колаборації використовують стандартний модельно-залежний підхід щодо пошуку сигналів  $Z'$  бозона. Зазвичай розглядається близько десяти моделей: це моделі на основі різних гілок спонтанного порушення калібрувальної групи  $E_6$  ( $\chi - \psi$  модель, ліво-права модель), моделі Калуци – Кляйна з додат-



ковими розмірностями простору (у цих моделях  $Z'$  бозон є збудженою модою нейтральної об'ємної калібрувальної симетрії) та більш екзотичні теорії (моделі динамічного порушення електрослабкої симетрії, розширення Штюкельберга та ін.). У кожній моделі константи взаємодії  $Z'$  бозона є відомими, а єдиним вільним параметром залишається маса  $Z'$  бозона, в залежності від якої обчислюється спостережуваний сигнал частинки. Якщо сигнал не спостерігається на фоні статистичних похибок, то маса  $Z'$  бозона обмежується знизу на певному рівні довіри. Згідно до найсучасніших даних маса  $Z'$  бозона для переліку популярних моделей є вищою за 3-3,5 TeV. Проблемою модельно-залежного підходу є відкритість переліку моделей та відсутність гарантії щодо його відповідності можливому реалістичному  $Z'$  бозону.

У найбільш радикальних версіях модельно незалежного пошуку сигналів  $Z'$  бозона його константи взаємодій та кут змішування з  $Z$  бозоном розглядаються як незалежні вільні параметри. Відомим модельно-незалежним методом є ефективні лагранжіани (так звані «ефективні контактні взаємодії», «спіральні моделі нової фізики»), які описують при низьких енергіях усі можливі контактні взаємодії між ферміонами за рахунок проміжного стану  $Z'$  бозона. Завелика кількість невідомих параметрів є проблемою модельно-незалежних підходів, бо суттєво ускладнює їх вимірювання в експерименті та знижує ефективність статистичних оцінок. Зіткнувшись із цією проблемою при фітуванні «спіральних моделей» для відхилень від СМ, колаборації LEP обмежилися лише одною відмінною від нуля контактною взаємодією (AA-модель, VV-модель і т.ін.), що не відповідає жодній реалістичній частинці. Більш загальний чотирипараметричний аналіз на основі спіральної моделі контактних взаємодій ферміонів було проведено в роботах П. Осланда, А. Панкова та ін. У результаті обробки експериментальних даних були отримані допустимі домени в параметричному просторі моделей, але в цьому аналізі також у принципі неможливо розрізнити конкретну частинку поза СМ. Цікавим модельно-незалежним підходом зазначених авторів є також побудова інтегральних перерізів розсіювання типу асиметрії «вперед-назад» чи «центр-границя» задля виділення сигналу від проміжного стану з тим чи іншим спіном – сигнал  $Z'$  бозона відповідає спіну одиниця та може бути відділений від сигналу скалярної частинки (спін нуль) або гравітонів (спін два). Серед інших підходів до пошуку  $Z'$  бозона слід згадати прецизійні вимірювання в процесах із так званими нейтральними струмами низької енергії (дані про порушення парності в цезії та спільний аналіз даних з порушень парності в атомах, непружного розсіювання нейтрино й розсіювання нейтрино на електронах, виконаний Г. Чо та ін.), які також обмежують контактні взаємодії, що індуковані при низьких енергіях проміжним станом  $Z'$  бозона.

Для спостереження сигналу  $Z'$  бозона його необхідно виділити та посилити у вигляді відповідної спостережуваної. Поняття «сигнал» зазвичай означає відхилення від нуля деякого параметра  $Z'$  бозона (константи зв'язку, маси тощо) при обробці даних експерименту при заданому рівні достовірності. Чим більше таких параметрів інтерферують у спостережуваний, тим слабші обмеження на параметри виходять у результаті фітування. Таким чином, ключовою проблемою для відкриття сигналу  $Z'$  бозона є скорочення числа невідомих параметрів у спостережуваний, яка використовується для обробки даних. Найбільш статистично ефективний сценарій передбачає

однопараметричні спостережувані. Однак, і двопараметричні спостережувані також можуть бути корисними й доволі ефективними. Стратегія побудови спостережуваних, що залежать від одного чи двох параметрів та їх застосування для аналізу даних експериментів, є однією з ключових ідей дослідження, проведеного в дисертації.

Шляхом вирішення проблеми великої кількості невідомих параметрів  $Z'$  бозона можуть виступати певні обмеження на вибір тих чи інших значень параметрів, що впливають із самоузгодженості теорії. Наприклад, важливою вимогою до послідовної замкненої теорії є її ренормовність, яка призводить до певних зв'язків між параметрами, що забезпечують скорочення ультрафіолетових розбіжностей у спостережуваних величинах. Вимога ренормовності дозволяє обмежитися розглядом локальних фундаментальних взаємодій із мінімальною кількістю вільних параметрів. У попередніх роботах здобувача було отримано взаємозв'язки між константами взаємодії  $Z'$  бозона при деяких достатньо загальних припущеннях, що охоплюють, зокрема, низку популярних моделей, які обговорюються в літературі. Це надає можливість відійти від модельно залежного аналізу, зберігаючи при цьому мінімальний набір невідомих параметрів для фітування в експерименті. Існують два різні типи співвідношень між константами взаємодії  $Z'$  бозона, які можна назвати *абелевим* та *кіральним*  $Z'$  бозоном. Найбільш цікавим випадком є абелевий  $Z'$  бозон, що більшою мірою відповідає популярним моделям та характеризується наступними співвідношеннями між константами взаємодії в лагранжіані (1):

$$\begin{aligned} a_l &= a_d = -a_\nu = -a_u = a, \\ v_d &= v_u + 2a, \quad v_l = v_\nu + 2a, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $l, \nu, d, u$  – заряджений лептон, нейтрино, кварк нижнього та верхнього типу. Основною рисою абелевого  $Z'$  бозона є те, що константа взаємодії з аксіально-векторними ферміонними струмами має універсальне абсолютне значення пропорційне до взаємодії  $Z'$  бозона зі скалярним полем. Кут змішування також визначається аксіально-векторною константою:

$$\theta_0 \approx -a \frac{\sin 2\theta_W}{\sqrt{4\pi\alpha}} \frac{m_Z^2}{m_{Z'}^2}, \quad (5)$$

де  $\theta_W$  – кут Вайнберга,  $\alpha$  – стала тонкої структури. У результаті число невідомих незалежних параметрів  $Z'$  істотно скорочується.

Кіральний тип  $Z'$  бозона взаємодіє лише з лівими кіральними станами ферміонів, причому абсолютне значення константи взаємодії є універсальним у межах кожного дублету СМ:

$$v_f = -a_f, \quad v_d = -v_u, \quad v_l = -v_\nu. \quad (6)$$

Кут змішування  $\theta_0$  для кірального  $Z'$  бозона виступає незалежним параметром.

Для побудови спостережуваних із найменшою кількістю невідомих параметрів  $Z'$  бозона в дисертації розвинуто ідею про виділення характерних областей для інтегрування перерізу розсіювання у фазовому просторі продуктів реакції. Ця ідея узагальнює відоме поняття асиметрії «вперед-назад», що використовується при аналізі даних експериментів. Таким чином, ми можемо виділяти та вимірювати константи

взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками за всією сукупністю сучасних експериментальних даних. Така задача є новою і суттєво доповнює традиційні підходи щодо обмежень на масу  $Z'$  бозона.

Експериментальне відкриття бозону Хігса актуалізує питання про механізм генерації мас елементарних частинок та про характер фазових переходів у ранішньому Всесвіті. СМ передбачує виникнення мас частинок за рахунок взаємодії з макроскопічним конденсатом скалярного поля, який заповнює вакуум при низькій температурі та порушує низку симетрій, які потрібні з точки зору теорії для стабільної поведінки фундаментальних взаємодій при високих енергіях. Таким чином, скалярний сектор СМ та пов'язане з ним спонтанне порушення симетрії визначає певний фазовий перехід у ранішньому Всесвіті – електрослабкий фазовий перехід – та багато аспектів щодо космологічних властивостей Всесвіту в цілому. Зокрема, електрослабкий фазовий перехід першого роду може пояснити виникнення асиметрії між матерією та антиматерією (умови Д. Сахарова стосовно баріогенезу). Це пояснює незмінну увагу до скалярних моделей у квантовій теорії поля протягом понад 40 років та величезну кількість публікацій за цією тематикою. Окрім квантової теорії поля, моделі скалярного поля зі спонтанним порушенням симетрії розглядаються в інших областях фізики, зокрема, в теорії колективних явищ, квантових точок, високотемпературної надпровідності й т.ін. У літературі в численних публікаціях обговорюються моделі з різним числом компонент скалярного поля та різною розмірністю простору-часу.

Моделі з розширеними калібрувальними групами, що містять  $Z'$  бозон, також потребують механізми порушення симетрії та генерації важких мас. Найпопулярнішим варіантом є включення в модель скалярного сектору із взаємодією, що спонтанно порушує симетрією. Отже, властивості спонтанного порушення симетрії в скалярних моделях можуть виявитися корисними в майбутньому для розуміння, які саме варіанти моделей  $Z'$  бозона є сумісними з космологією та еволюцією Всесвіту.

Найбільш інтригуюче з точки зору космології питання – це умови, за які спонтанне порушення симетрії відбувається через фазовий перехід першого роду. Аналітичні методи пересумування розвинень теорії збурень призводять до протиріч між висновками різних авторів: другий род фазового переходу отримано, наприклад, у роботах Й. Бааке, Е. Накано та ін., перший род – у роботах М. Бордага, В. Скалосуза та ін. Чисельні експерименти методами Монте-Карло здебільшого показують другий род фазового переходу. У дисертаційній роботі вважається, що така нібито заплутана картина є наслідком того, що існує залежність роду фазового переходу від константи взаємодії скалярного поля, а, отже, певні методи можуть добре працювати при одних значеннях цього параметру та хибити при інших.

Дослідження фазового переходу ускладнюється тим, що в околі критичної температури зростає роль непертурбативних ефектів та губиться малий параметр для розвинень, що використовуються при аналітичних розрахунках. У цій ситуації зростає роль комп'ютерного експерименту – чисельного моделювання. Чи не найпопулярнішим комп'ютерним експериментом є метод Монте-Карло в дискретизованому просторі-часі (так звані ґраткові моделі). Однак, ґраткові моделі багатоконпонентного скалярного поля (з неперервною симетрією) стикаються з проблемою частинок

Голдстоуна: при спонтанному порушенні неперервної симетрії деякі компоненти скалярного поля набувають масу, тоді як решта, що відповідають непорушеній підгрупі, залишаються безмасовими (частинками Голдстоуна). При дискретизації простору часу та скінченних розмірах ґратки виникає обрізання в м'якій (інфрачервоній) частині спектру, тому ґратка викривляє голдстоунівські моди з великою довжиною хвилі. Якщо важливі непертурбативні ефекти, пов'язані з голдстоунівськими модами, будуть загублені, комп'ютерний експеримент призведе до хибного результату. Тому в дисертаційній роботі досліджується або однокомпонентна модель із дискретною симетрією, або ефективна низькотемпературна модель з аналітично врахованими голдстоунівськими модами. Метою дослідження є встановлення залежності механізму порушення симетрії від значення константи взаємодії в надзвичайно широкому інтервалі значень. Такі задачі досі не вирішувалися й потребують розробляти методи автоматичного налаштування розмірних параметрів моделі та кроку ґратки.

**Другий розділ** присвячений однопараметричним спостережуванним для пошуку сигналу абелевого  $Z'$  бозона в анігіляційних лептонних процесах  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ . Спостережувані будуються як інтегральні перерізи розсіювання:

$$J = \int_{-1}^1 dz p(z) \frac{d\sigma}{dz}, \quad (7)$$

де  $z$  – косинус кута розсіювання,  $d\sigma/dz$  – диференціальний переріз розсіювання,  $p(z)$  – вагова функція, яка обирається таким чином, щоб виділити той чи інший лінійно-незалежний внесок  $Z'$  бозона.

Спочатку розглядаються найбільш прості інтегральні перерізи розсіювання із ступінчастою ваговою функцією

$$p(z) = \begin{cases} 1, & z > z^*, \\ -1, & z < z^*. \end{cases} \quad (8)$$

Така спостережувана узагальнює переріз розсіювання вперед-назад ( $z^* = 0$ ). Виявляється, що існує такий граничний кут  $z^*$ , що в спостережуваній залишається лише внесок із квадратом аксіально-векторної константи  $a$ :

$$J \sim \bar{a}^2. \quad (9)$$

Таблиця 1

**Граничний кут  $z^*$  для спостережуваної зі ступінчастою ваговою функцією**

$\sqrt{s}$ , GeV	130	136	161	172	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mu^+\mu^-$	0,45	0,44	0,40	0,39	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38	0,37	0,37
$\tau^+\tau^-$	0,46	0,44	0,40	0,39	0,39	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38	0,37	0,37

Наприклад,  $z^* = 0,38$  при енергіях зіткнень у системі центру мас 200 GeV, практично не залежить від типу лептона кінцевого стану і дещо зменшується з ростом енергії (табл. 1). Отже, спостережувана описує однопараметричний додатний сигнал  $Z'$  бозона. За її допомогою можна вимірювати константу взаємодії  $Z'$  бозона з аксіально-векторними ферміонними струмами.

Далі в другому розділі розглянуто загальний випадок спостережуваної з довільною ваговою функцією. Знаходяться вагові функції, що розв'язують задачу про максимальне статистичне посилення однопараметричного сигналу абелевого  $Z'$  бозона в анігіляційних лептонних процесах у широкому діапазоні енергій, що покриває як завершені, так і майбутні експерименти. Максимальне статистичне посилення сигналу означає, що сигнал (відхилення спостережуваної від СМ) має бути якомога більшим відносно статистичної похибки експерименту:

$$\left| \frac{\mathcal{J} - \mathcal{J}^{\text{СМ}}}{\delta\mathcal{J}} \right| \rightarrow \max. \quad (10)$$

Статистична похибка експерименту визначається розподілом Пуассона для подій, що відповідають кінцевому стану реакції. У результаті вона обчислюється через переріз розсіювання і має наступний вигляд:

$$\delta\mathcal{J} \cong \sqrt{\frac{1}{\mathcal{L}} \int_{-1}^1 dz p^2(z) \frac{d\sigma^{\text{СМ}}}{dz}}, \quad (11)$$

де  $\mathcal{L}$  – світність прискорювача. Таким чином (10) є функціоналом, а оптимізація здійснюється за ваговою функцією  $p(z)$ .

Для проведення оптимізації функціонала (10) на практиці використовується поліноміальний базис у гільбертовому просторі:

$$p(z) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k p_k(z), \quad p_1 \sim z, \quad p_2 \sim z^2 + 1, \dots, \quad (12)$$

де перші два поліноми відповідають кінематичній структурі диференціального перерізу розсіювання, а решта поліномів обирається таким чином, щоб утворювалась ортонормована система функцій. Для побудови третього та вищих поліномів послідовно збільшуємо вищий степінь, починаючи з другого, та застосовуємо звичайну процедуру ортогоналізації Грама – Шмідта. У дисертаційній роботі показано, що достатньо восьми поліномів, щоб забезпечити відносну похибку на рівні менше 1%. Технічно можливе використання поліномів Лежандра замість (12), однак, у цьому випадку два поліноми в диференціальному перерізі розсіювання ( $p_1$  і  $p_2$ ) виражаються через перші три поліноми Лежандра, що ускладнює опис кінематичної структури спостережуваної.

Статистична похибка (11) є нелінійною функцією перерізу розсіювання та вагової функції. Тому двох поліномів  $p_1$  та  $p_2$ , які присутні в диференціальному перерізі розсіювання, недостатньо для опису найбільш оптимальної вагової функції  $p(z)$  – потрібно використовувати поліноми всіх вищих степенів. У цьому аспекті запропонований у дисертації підхід відрізняється від методів побудови спостережуваних на основі перших трьох поліномів Лежандра, які можна знайти в літературі (наприклад, Т. Ріццо).

Після вибору базису (12) в гільбертовому просторі задача зводиться до звичайної чисельної оптимізації за коефіцієнтами розвинення  $c_k$ . Лише відношення  $c_2/c_1$  між першими двома коефіцієнтами розвинення визначає, у якій пропорції той чи

інший внесок від  $Z'$  бозона увійде до спостережуваної. Решта коефіцієнтів впливає на загальний рівень сигналу та на статистичну похибку спостережуваної.

Співвідношення  $c_2/c_1$  є певним напрямком у гільбертовому просторі, який потрібно зафіксувати таким чином, щоб виділити один з двох домінуючих внесків від  $Z'$  бозона в перерізі розсіювання: або з квадратом аксіально-векторної константи  $a^2$ , або з добутком векторних констант  $v_e v_l$  (табл. 2).

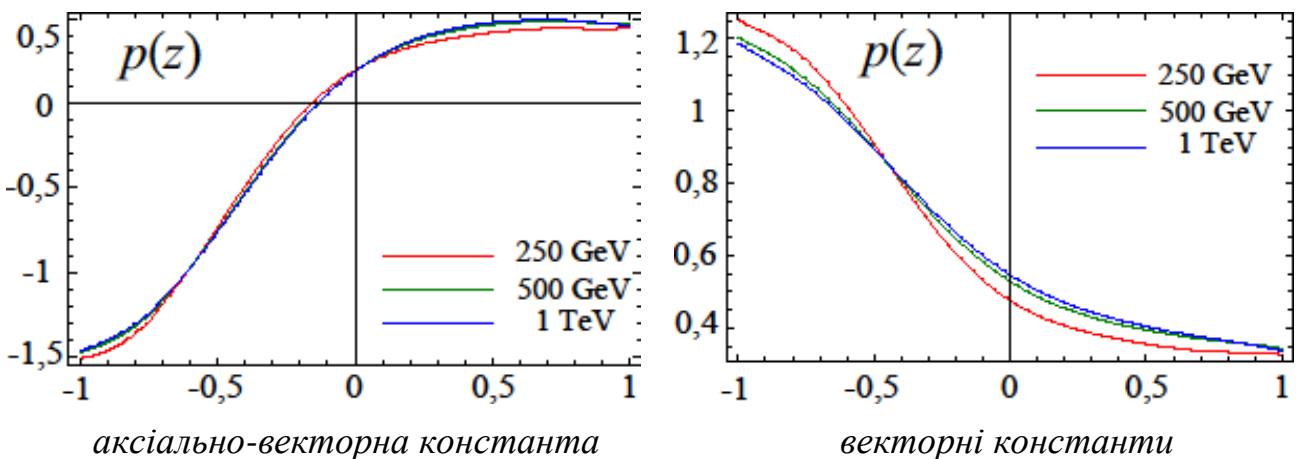
Приклад знайдених вагових функцій зображений на рис. 1. Спостережувана, що виділяє аксіально-векторну константу, може бути охарактеризована як переріз вперед-назад із гладкою ступінчастою функцією, яка за формою близька до зміщеного гіперболічного тангенса. Куті розсіювання вперед беруться з приблизно однаковою вагою, тоді як вага кутів розсіювання назад збільшується при наближенні до розсіювання у зворотному напрямку.

Спостережувана з добутком констант векторної взаємодії може бути описана як переріз зі збільшеною вагою розсіювання назад. Вагова функція є стабільною для різних енергій експериментів ILC та LEP II, причому вага області розсіювання назад монотонно посилюється зі зменшенням енергії зіткнень. У дисертаційній роботі розглядалися різні можливі систематичні похибки для перерізу розсіювання та була доведена стійкість отриманих результатів відносно них.

Таблиця 2

**Напрямок у гільбертовому просторі  $c_2/c_1$ , що визначає однопараметричні спостережувані**

$\sqrt{s}$ , GeV	$\mathcal{J}$ для $a^2$	$\mathcal{J}$ для $v_e v_l$
130	-0,567	-1,258
136	-0,524	-1,362
161	-0,425	-1,678
172	-0,402	-1,775
183	-0,385	-1,856
189	-0,377	-1,894
192	-0,374	-1,912
196	-0,369	-1,934
200	-0,365	-1,955
202	-0,363	-1,965
205	-0,361	-1,980
207	-0,359	-1,989
250	-0,334	-2,139
500	-0,300	-2,384
1000	-0,292	-2,445



аксіально-векторна константа

векторні константи

**Рис. 1. Вагові функції для однопараметричних спостережуваних із максимальним статистичним посиленням сигналу**

За допомогою введених спостережуваних проаналізовано дані експериментів на прискорювачі LEP II. Отримано значення максимальної правдоподібності для констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами SM (табл. 3), а також інтервали довіри для них (табл. 4). Значення максимальної правдоподібності відповідають сигналу на рівні близько одного стандартного відхилення. Оскільки експеримент вимірює контактні взаємодії (3), в табл. 3 і 4 присутня маса  $Z'$  бозона в одиницях TeV (позначена як  $M$ ).

Таблиця 3

**Значення максимальної правдоподібності для констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами**

Процес	$ \theta_0 , \times 10^{-3}$	$ v_e , \times 10^{-1}$	$ a , \times 10^{-1}$	Розділ дисертації
LEP I				
$e^+e^-$	$3,2M^{-1}$		$1,4 M$	3
LEP II, однопараметричне фітування				
$e^+e^-$	-	$5,8 M$		3
$\mu^+\mu^-$	$5,4M^{-1}$		$2,4 M$	2
$\mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	$3,3M^{-1}$		$1,4 M$	2
LEP II, багатопараметричне фітування				
$e^+e^-, z < 0$		$5,8 M$		3

Експериментальні дані оброблялися у двох різних підходах. По-перше, спостережувані зі ступінчастою ваговою функцією (8) обчислювалися з комбінованих за всіма колабораціями значень повного перерізу та асиметрії вперед-назад. Ці дані є більш точними та повними в порівнянні з диференціальними перерізами розсіювання, оскільки диференціальні перерізи опубліковані не для всіх енергій та колаборацій. Таке переобчислення можливо завдяки простій кінематиці процесу: двох спостережуваних достатньо для вимірювання коефіцієнтів при двох поліномах у диференціальному перерізі розсіювання з певною точністю. Систематична похибка, яка виникає в такій схемі обчислення спостережуваної, є значно меншою ніж точність даних експериментів LEP II. У результаті отримано наступні сигнали:

$$\begin{aligned} \bar{a}^2 &= (3,7 \pm 4,9) \times 10^{-5} \quad (\text{процес } \mu^+\mu^-), \\ \bar{a}^2 &= (1,3 \pm 3,9) \times 10^{-5} \quad (\text{процеси } \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-), \end{aligned} \quad (13)$$

де безрозмірні константи, що описують контактні взаємодії лептонів, визначені в (3).

По-друге, використовувалися спостережувані з ваговими функціями (12) із максимальним статистичним посиленням сигналу. У цьому випадку оброблено 21 диференціальний переріз розсіювання (всі опубліковані дані для різних енергій та колаборацій LEP II). Отримані значення спостережуваних дають сигнали:

$$\bar{a}^2 = (1,4 \pm 4,9) \times 10^{-5}, \quad \bar{v}_e \bar{v}_\mu = (-7,6 \pm 6,0) \times 10^{-5}. \quad (14)$$

Можна побачити, що статистична похибка для аксіально-векторної константи в (14) практично співпадає зі статистичною похибкою у випадку ступінчастої вагової функції (13), хоча обсяг та точність даних є меншими. Цей приклад доводить практичну цінність спостережуваних із максимальним статистичним посиленням сигналу – за меншої статистичної значущості даних вони забезпечують покращений результат фітування.

Оцінено ефективність запропонованих спостережуваних для майбутнього колайдера ІІС. Показано, що за їхньою допомогою можна виділити сигнал  $Z'$  бозона на рівні 3-4 стандартних відхилень навіть у разі, коли традиційні методи обробки навряд чи побачать сигнал. Таким чином, нові спостережувані є ефективним доповненням до стандартних підходів до пошуку сигналів  $Z'$  бозона в майбутньому експерименті.

Таблиця 4

**Інтервали довіри для вимірюваних констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами**

Процес	Рівень довіри	$ \theta_0 , \times 10^{-3}$	$ v_e , \times 10^{-1}$	$ a , \times 10^{-1}$
LEP I				
$e^+e^-$	68%	$(0; 4,5) M^{-1}$		$(0; 2,0) M$
LEP II, однопараметричне фітування				
$e^+e^-$	95%	-	$(2,5; 7,9) M$	
$\mu^+\mu^-$	95%	$(0; 10,4) M^{-1}$		$(0; 4,5) M$
$\mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	95%	$(0; 8,7) M^{-1}$		$(0; 3,8) M$
LEP II, багатопараметричне фітування				
$e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	95%	$(0; 17) M^{-1}$	$(0; 5,1) M$	$(0; 7,4) M$
$e^+e^-, z < 0$	68%	$(0; 28) M^{-1}$	$(1,7; 7,8) M$	$(0; 12) M$

**Третій розділ** містить розгляд однопараметричних спостережуваних для пошуку сигналів абелевого та кірального  $Z'$  бозона в процесі розсіювання електрона та позитрона (процес Баба), а також багатопараметричну та комбіновану обробку даних експериментів LEP II.

У процесі Баба при фіксованому куті розсіювання коефіцієнти  $F(z)$  у розвиненні (3) є гладкими функціями енергії зіткнення. Однак, кожен із них необмежено зростає при малих кутах розсіювання, тобто при  $z \rightarrow 1$ . Це викликано обміном м'якими фотонами в t-каналі реакції. Через таку особливу поведінку експериментальні значення і невизначеності істотно змінюються за величиною зі збільшенням  $z$ . Доцільно зробити коефіцієнти  $F(z)$  скінченними для будь-яких значень кута розсіювання шляхом ділення (нормування) диференціального перерізу розсіювання на деяку відому монотонну функцію, що містить вказану особливу поведінку при малих кутах розсіювання. У дисертації для нормування застосовується фактор при квадраті векторної константи взаємодії  $Z'$  бозона з електроном  $F(v^2, z)$ , який є позитивною монотонною функцією  $z$ . Така нормалізація дає дві переваги. По-перше, отримані коефіцієнти є скінченними навіть при малих кутах розсіювання. По-друге, експеримен-



тальні похибки для різних кутів розсіювання також вирівнюються, що забезпечує статистичну еквівалентність різних бінів у вимірному перерізі розсіювання при інтегруванні. Останнє надзвичайно важливо для побудови спостережуваних у вигляді інтегральних перерізів.

Спостережувані будуються як інтегральні нормовані перерізи розсіювання:

$$\mathcal{J} = \int_{\Omega} dz \frac{1}{F(v^2, z)} \frac{d\sigma}{dz}, \quad (15)$$

де інтегрування ведеться за найширшим інтервалом кутів, що виділяє внесок векторної константи. У результаті чисельної оптимізації знайдено наступні інтервали для інтегрування:

$$-0,6 < z < 0,2 \text{ (200 GeV)}, \quad -0,3 < z < 0,7 \text{ (500 GeV)}. \quad (16)$$

Також було побудовано спостережувані для вимірювання аксіально-векторної константи. Однак, аксіально векторна константа не є домінантною в процесі Баба, тому ця спостережувана не може бути успішно застосована для практичної обробки сучасних даних, які є для неї недостатньо статистично значущими.

За допомогою знайденої спостережуваної оброблено дані експериментів LEP II з метою виміряти константи взаємодії  $Z'$  бозона з електронами (див. табл. 3-4, однопараметричне фітування LEP II, рядок  $e^+e^-$ ). Значення максимальної правдоподібності відповідає сигналу абелевого  $Z'$  бозона на рівні близько двох стандартних відхилень:

$$\bar{v}_e^2 = (2,2 \pm 0,9) \times 10^{-4}. \quad (17)$$

Запропоновано однопараметричні спостережувані для пошуку кірального  $Z'$  бозона в процесі розсіювання електрона на позитроні, метод отримання яких є аналогічним випадку абелевого  $Z'$  бозона. Інтегральні нормовані перерізи розсіювання вперед-назад

$$\mathcal{J}_{\text{кіральн.}} = \int_{-z_0}^{z_{\max}} dz \frac{1}{F(v^2, z)} \frac{d\sigma}{dz} - \int_{-z_{\max}}^{-z_0} dz \frac{1}{F(v^2, z)} \frac{d\sigma}{dz} \quad (18)$$

будуть пропорційні квадрату константи взаємодії кірального  $Z'$  бозона з електронами, тоді як залежність від іншого параметру – кута змішування – зникне. Границі інтегрування залежать від конкретного експерименту. Наприклад, для експериментів DELPHI і L3 на прискорювачі LEP  $z_{\max} \approx 0,7$ , а для експериментів ALEPH і OPAL  $z_{\max} \approx 0,9$ . Від цього вибору залежить і значення  $z_0$  (табл. 5).

Таблиця 5

### Граничний кут $z_0$ в умовах експериментів LEP

$\sqrt{s}$ , GeV	130	136	161	172	183	189	192	196	200	202	205	207
$z_{\max} = 0,9$	0,22	0,27	0,37	0,40	0,42	0,44	0,44	0,45	0,45	0,46	0,46	0,46
$z_{\max} = 0,7$	-	-	-	-	0,25	0,25	0,26	0,26	0,26	0,27	0,27	0,27

За допомогою спостережуваних  $\mathcal{J}_{\text{кіральн.}}$  оброблено дані експериментів LEP II. У результаті натяків на сигнал кірального  $Z'$  бозона не виявлено:

$$\bar{\nu}_{\text{кіральн.}}^2 = (-0,1 \pm 1,2) \times 10^{-4}. \quad (19)$$

Також не дає сигналу двопараметрична обробка даних, а результати експериментів LEP I щодо вимірювання констант взаємодії  $Z$  бозона з відхиленням від СМ протирічають гіпотезі про кіральний  $Z'$  бозон.

Для сумісної обробки всіх опублікованих даних експериментів LEP II проведено багатопараметричне фітування. У якості спостережуваних у процесі Баба обрано диференціальні перерізи розсіювання, виміряні колабораціями ALEPH (130-183 ГеВ), DELPHI (189-207 ГеВ), L3 (183-189 ГеВ) і OPAL (130-207 ГеВ). Разом обсяг даних складає 299 бінів.

У якості спостережуваних для анігіляційних процесів  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$  розглянуто повний переріз розсіювання й асиметрію вперед-назад для 12 енергій у системі центру мас від 130 до 207 ГеВ (об'єднані дані всіх колаборацій LEP II, 24 виміряних значення для кожного процесу). Ці дані є більш точними порівняно з відповідними диференціальними перерізами розсіювання. Кінематика анігіляційних ( $s$ -канальних) процесів досить проста й диференціальний переріз розсіювання є ефективно двопараметричною функцією кута розсіяння. Таким чином, повний переріз і асиметрія вперед-назад включають майже повну статистичну інформацію про кінематику процесу і є гідною альтернативою для диференціальних перерізів при обробці даних.

Дані аналізуються за допомогою статистики  $\chi^2$ :

$$\chi^2(\text{параметри}) = \sum_{\text{експ.}} \left( \frac{\mathcal{J}_{\text{експ.}} - \mathcal{J}^{\text{СМ}} - \mathcal{J}^{Z'}(\text{параметри})}{\delta \mathcal{J}_{\text{експ.}}} \right)^2, \quad (20)$$

де сума включає описані вище експериментальні дані. Мінімізація функції  $\chi^2$  дає оцінку максимальної правдоподібності для невідомих параметрів – констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами. Також функція  $\chi^2$  використовується для знаходження областей довіри заданого рівня в просторі параметрів. Область довіри визначається наступним чином:

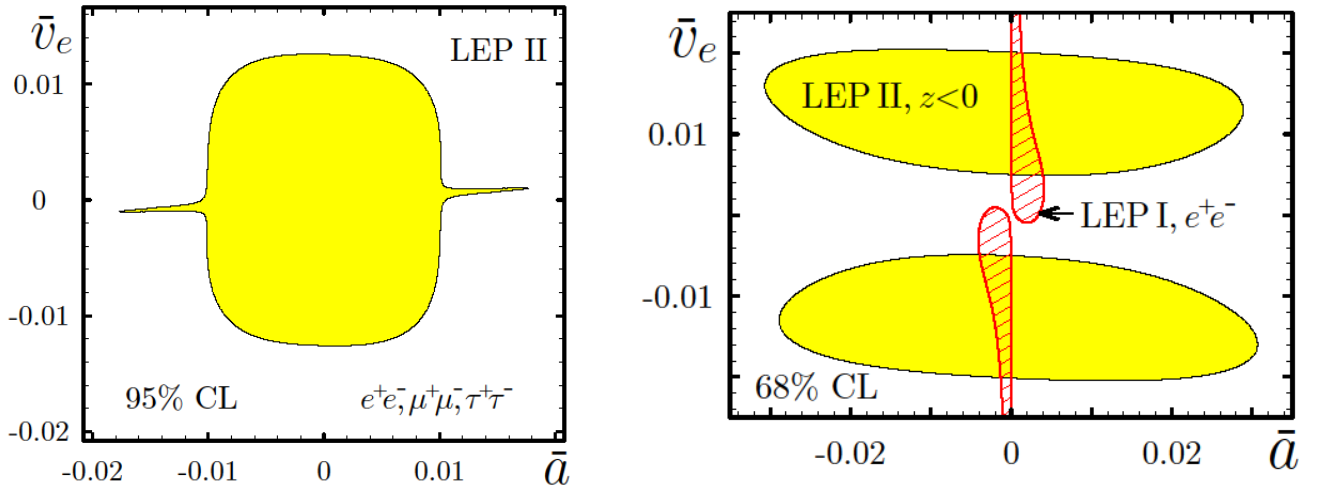
$$\chi^2(\text{параметри}) < \chi_{\text{min}}^2 + \chi_{\text{CL},n}^2, \quad (21)$$

де  $\chi_{\text{min}}^2$  – значення  $\chi^2$  у мінімумі,  $\chi_{\text{CL},n}^2$  – квантиль розподілу  $\chi^2$  із  $n$  ступенями свободи, що відповідає обраному рівню довіри. При лінійній залежності спостережуваної від параметрів кількість ступенів свободи дорівнює кількості параметрів. Такий самий результат спостерігається і при асимптотично великих обсягах даних (теорема Вілкса) для довільної залежності від параметрів. Оскільки сукупність порядку 100 експериментальних вимірювань є в загальному випадку тільки перехідною до асимптотичної, у дисертаційній роботі число ступенів свободи оцінюється консервативно згідно до лінійної моделі, тобто за кількістю лінійно незалежних внесків у спостережуваній.

Знайдено області на рівні довіри 95% як для окремих каналів реакції, так і для всіх лептонних процесів розсіювання разом (табл. 4, рис. 2). Процес Баба добре обмежує значення як аксіально-векторної, так і векторної констант взаємодії  $Z'$  бозона

зі струмом електронів. Що стосується анігіляційних процесів  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ , значно обмеженою виявляється тільки аксіально-векторна константа взаємодії  $Z'$  бозона. При цьому області довіри для значущих ймовірностей включають випадок відсутності  $Z'$  бозона, не показуючи значущого сигналу.

Оскільки область розсіювання вперед для процесу Баба характеризується зростаючими систематичними похибками (теоретичними та експериментальними), у дисертації проведена багатопараметрична обробка даних з 113 бінами виключно в області розсіювання назад ( $z < 0$ ). У цьому випадку можна побачити сигнал на рівні довіри в 1.3 стандартних відхилення (рис. 2), а відповідне значення максимальної правдоподібності для константи взаємодії  $Z'$  бозона з векторним струмом електронів перебуває у відмінній згоді зі значенням максимальної правдоподібності, отриманим у випадку однопараметричної обробки даних (табл. 3). Область з рівнем довіри 68% для параметрів показана в табл. 4. Як можна побачити, багатопараметрична обробка виявляється статистично менш точною, ніж при аналізі однопараметричних спостережуваних.



Повна сукупність даних LEP II

Дані LEP I та область  $z < 0$  для LEP II

Рис. 2. Области довіри для констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами в багатопараметричній обробці даних експерименту LEP

В експериментах LEP I були точно виміряні константи взаємодії  $Z$  бозона до векторних і аксіально-векторних струмів лептонів. Було повідомлено, що процес Баба показує відхилення від значень СМ на рівні довіри в одне стандартне відхилення. Зазначене відхилення може розглядатися як ефект від змішування між  $Z$  і  $Z'$  бозонами. Припускаючи, що відхилення експериментів від СМ описується рівнянням (1), та приймаючи до уваги вираз для кута змішування (4), знаходимо наступні вирази для векторної та аксіально-векторної константи взаємодії  $Z$  бозона з електронами (відповідно до визначень Particle Data Group):

$$g_V - g_V^{\text{CM}} = -49,06 \bar{a} \bar{v}_e, \quad g_A - g_A^{\text{CM}} = 49,06 \bar{a}^2. \quad (22)$$

За допомогою (22) опублікована область довіри в одне стандартне відхилення від СМ для процесу Баба може бути перетворена в область довіри для констант взаємо-

дії  $Z'$  бозона. Результати наведено в табл. 3-4: значення максимальної правдоподібності для константи аксіально-векторної взаємодії добре узгоджується з однопараметричною обробкою даних експериментів LEP II для анігіляційних процесів. У термінах контактних взаємодій сигнал записується як

$$\bar{a}^2 = (1,25 \pm 1,25) \times 10^{-5}. \quad (23)$$

У четвертому розділі розглядаються спостережувані з мінімальною кількістю незалежних параметрів для пошуку сигналів віртуального проміжного стану абелевого  $Z'$  бозона в зіткненнях протона й антипротона з утворенням пари заряджених лептонів (процес Дрелла – Яна). Цей процес вимірювався на прискорювачі Теватрон. Значна кількість даних експериментів на Теватроні зібрана в околі піку  $Z$  бозона при енергіях лептонної пари 66-116 ГеВ. При цих енергіях  $Z'$  бозон проявляється в першу чергу через кут змішування між  $Z$  і  $Z'$  бозонами. Такий підхід доповнює традиційні пошуки резонансу  $Z'$  бозона в перерізі розсіювання процесу Дрелла – Яна в діапазоні високих енергій.

Переріз процесу Дрелла – Яна при надвисоких енергіях обчислюється в межах партонної моделі, яка є наслідком асимптотичної свободи сильних взаємодій. Згідно з партонною моделлю, переріз розсіювання утворюється за допомогою згортки перерізів розсіювання для партонів – кварків чи глюонів – з ймовірностями знайти відповідний партон у гадроні – функціями розподілу партонів:

$$\frac{\partial^3 \sigma(A + B \rightarrow l^+ l^-)}{\partial x_q \partial x_{\bar{q}} \partial \hat{t}} = \sum_{q, \bar{q}} f_{q,A}(x_q) f_{\bar{q},B}(x_{\bar{q}}) \frac{\partial \sigma(q \bar{q} \rightarrow l^+ l^-)}{\partial \hat{t}}, \quad (24)$$

де  $A, B$  – початкові гадрони,  $f_{q,A}(x)$  – ймовірність знайти партон  $q$  в гадроні  $A$  з частиною чотириімпульса гадрона  $x$  (функція розподілу партонів),  $\hat{t}$  – кінематична змінна Мандельстама, пов'язана з кутом розсіювання, яка часто замінює його при описі гадронних реакцій. У дисертаційній роботі використовуються функції розподілу партонів MSTW 2008 (А. Мартін, У. Стірлінг, Р. Торн, Г. Уатт) та враховуються невизначеності на рівні довіри 90%.

Потрійний диференціальний переріз розсіювання для процесу Дрелла – Яна виражається в термінах трьох кінематичних змінних: маси проміжного стану  $M$  (інваріантна маса лептонної пари), псевдострімкості проміжного стану

$$Y = (\eta_+ + \eta_-)/2 \quad (25)$$

та відносної псевдострімкості в лептонній парі

$$y = (\eta_+ - \eta_-)/2, \quad (26)$$

де псевдострімкість лептону кінцевого стану із відповідним зарядом визначається як

$$\eta_{\pm} = \operatorname{atanh} v_{\pm, \text{beam}}/c, \quad (27)$$

$v_{\pm, \text{beam}}$  – швидкість уздовж променю прискорювача. При цьому відносна псевдострімкість входить лише до партонного перерізу розсіювання, а псевдострімкість проміжного стану – лише до множника, пов'язаного з функціями розподілу партонів.

Усі множники в диференціальному перерізі розсіювання (добуток функцій розподілу партонів та переріз розсіювання партонного процесу) спочатку обчислюються в провідному порядку теорії збурень за константою сильних взаємодій (так зване «наближення LO»). Поправки «наступного до наступного» за провідним порядком квантової хромодинаміки (так зване «наближення NNLO») враховуються після цього шляхом множення перерізу провідного наближення на  $K$ -фактор наступного-занаступним наближення, що є загальноприйнятою методикою для сучасних гадронних прискорювачів.  $K$ -фактор обчислюється статистично методом Монте-Карло за допомогою програмного забезпечення FEWZ. Розрахунок  $K$ -фактора з великою точністю вимагає значного часу та ресурсів для проведення комп'ютерних обчислень. Задля економії часу в дисертаційній роботі отримані статистичні дані з помірною точністю фітуються поліномом від кінематичних параметрів:

$$K = 1,30 + 0,00145 \frac{M}{\text{GeV}} + 0,00735 Y^2. \quad (28)$$

Для врахування радіаційних поправок від електромагнітних та слабких взаємодій ми вводимо до розгляду ширини розпаду частинок та використовуємо значення ренормованої константи електромагнітної взаємодії при енергії, що відповідає піку  $Z$  бозона.

У випадку неуніверсальних взаємодій з поколіннями ферміонів диференціальний переріз розсіювання містить шість невідомих комбінацій констант взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками:  $a^2, av_u, av_l, v_u v_l, av_c, v_c v_l$ , оскільки партонні функції розподілу протона дозволяють у якості партона кварк (антикварк) першого або другого покоління. За умови універсальності поколінь кількість лінійно-незалежних параметрів скорочується до чотирьох.

Пропонований підхід до побудови спостережуваних включає в себе наступні кроки. Спочатку застосовується інтегрування диференціального перерізу розсіювання за інваріантною масою лептонної пари та за псевдострімкістю проміжного стану, а потім – за відносною псевдострімкістю в лептонній парі. Інтегрування за псевдострімкістю здійснюється з ваговими функціями для виключення максимальної кількості невідомих параметрів  $Z'$  бозона.

У дисертації аналізується випадок анігіляції протона й антипротона в околі піку  $Z$  бозона:

$$\mathcal{J} = \int_{-y_{\max}}^{y_{\max}} dy w(y) \int_{66 \text{ GeV}}^{116 \text{ GeV}} dM \int_{-Y_{\max}}^{Y_{\max}} dY W(M, Y) \frac{\partial^3 \sigma(p\bar{p} \rightarrow l^+ l^-)}{\partial M \partial Y \partial y}, \quad (29)$$

де межі інтегрування обираються з врахуванням конкретного кінцевого стану (електрон чи мюон) і детектора. В умовах прискорювача Теватрон  $Y_{\max} = y_{\max} = 2$ . Ці значення обрано для проведення чисельних розрахунків.

Оскільки функції розподілу партонів відрізняються для першого та другого покоління кварків та не залежать від відносної псевдострімкості  $y$ , нетривіальне інтегрування за  $Y$  має на меті мінімізацію внесків другого покоління кварків до спостережуваної (менше 1%), щоб можна було знехтувати останніми двома з шести неві-

домими комбінаціями констант взаємодії  $Z'$  бозона. За рахунок парності перерізу відносно  $Y$  найпростіша нетривіальна вагова функція відповідає перерізу «центр-границя»: інтервал псевдострімкості проміжного стану ділимо на центральну ( $|Y| < Y_{\text{mid}} = 0,75$ ) та периферійну ( $Y_{\text{mid}} < |Y| < Y_{\text{max}}$ ) області, які беруться з різною вагою. Межі інтегрування обираються з врахуванням конкретного кінцевого стану ( $e^+e^-$  чи  $\mu^+\mu^-$ ) і детектора в індивідуальному порядку. У результаті чисельної оптимізації знаходимо:

$$W(M, Y) = \begin{cases} 0,547 \frac{M}{m_Z} - 1,326, & |Y| < Y_{\text{mid}}, \\ 1, & Y_{\text{mid}} < |Y| < Y_{\text{max}}. \end{cases} \quad (30)$$

У випадку універсальності поколінь ферміонів інтегрування за псевдострімкістю проміжного стану не може змінити кількість невідомих параметрів  $Z'$  бозона, тому обираємо спрощену спостережувану з одиничною ваговою функцією при будь-якій інваріантній масі лептонної пари:  $W(M, Y) = 1$ .

Переріз розсіювання інтегрується за інваріантною масою лептонної пари  $M$  у симетричному навколо піку  $Z$  бозона інтервалі. Завдяки кінематичній структурі перерізу в околі резонансу таке інтегрування пригнічує внесок  $\nu_u \nu_l$  у перерізі розсіювання, оскільки він не пов'язаний із доміантним внеском від змішування ( $\theta_0 \sim a$ ) й описується непарною відносно  $m_Z$  функцією. Таким чином, кількість невідомих внесків у спостережуваній скорочується до трьох:  $a^2, av_u, av_l$ .

Подальше інтегрування за відносною стрімкістю в лептонній парі  $u$  дозволяє позбутися ще одного з внесків  $Z'$  бозона до спостережуваної на вибір. Оскільки залежність перерізу розсіювання від  $u$  не характеризується парністю, найпростішою ваговою функцією буде асиметрія «вперед-назад»:

$$w(y) = \begin{cases} k, & y > 0, \\ -1, & y < 0. \end{cases} \quad (31)$$

Таблиця 6

Спостережувані в процесі  $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-$  в околі піку  $Z$  бозона

	$\mathcal{J}(a^2, av_u)$	$\mathcal{J}(a^2, av_l)$	$\mathcal{J}(av_u, av_l)$
Неуніверсальні взаємодії з поколіннями ферміонів			
$k$	-0,79	0,35	0,96
СМ, pb	$-44 \pm 4$	$-14 \pm 1$	$2,1 \pm 0,3$
Фактор при $a^2$ , pb	$0,89 \pm 0,06$	$0,31 \pm 0,02$	-
Фактор при $av_u$ , pb	$0,049 \pm 0,005$	-	$-0,027 \pm 0,000$
Фактор при $av_l$ , pb	-	$0,23 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,03$
Універсальні взаємодії з поколіннями ферміонів			
$k$	-0,80	-2,0	0,98
СМ, pb	$-196 \pm 12$	$-335 \pm 21$	$12,1 \pm 0,8$
Фактор при $a^2$ , pb	$3,6 \pm 0,2$	$6,0 \pm 0,3$	-
Фактор при $av_u$ , pb	-	-	$-0,067 \pm 0,000$
Фактор при $av_l$ , pb	-	$-1,09 \pm 0,07$	$1,6 \pm 0,1$

У табл. 6 показано результати оптимізації вагової функції та отримані двопараметричні спостережувані. Окремо розглядається випадок універсальних взаємодій для всіх поколінь та випадок лептофобного  $Z'$  бозона (домінуючий фактор при  $av_u$ ).

Спостережувані можуть бути використані при фітуванні експериментальних даних у процесі розсіювання  $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-$ , що зібрані колабораціями Теватрон. Це фітування дозволить обмежити векторну та аксіально-векторну константи взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами СМ. У випадку універсальних взаємодій  $Z'$  бозона з ферміонними поколіннями існує однопараметрична спостережувана, пов'язана з комбінацією  $a^2$ .

У п'ятому розділі розглядаються пошуки резонансу  $Z'$  бозона в умовах експериментів Теватрон та ЛНС. Зазвичай експериментальні дані обробляються в так званому «наближенні вузької ширини». При цьому в якості сигналу розглядається кількість подій, що відповідає перерізу розсіювання, проінтегрованому в околі піку  $Z'$  бозона. Такий внесок до спостережуваного перерізу розсіювання можна записати у вигляді

$$\sigma = \sigma^{\text{CM}} + \sigma_{Z'} \times \text{BR}, \quad (32)$$

де  $\sigma_{Z'}$  – переріз народження  $Z'$  бозона, обчислений у припущенні, що енергія проміжного стану дорівнює масі  $Z'$  бозона, а  $\text{BR}$  – частка розпаду  $Z'$  бозона в канал спостереження (звичайно розглядається пара лептонів, тобто процес Дрелла – Яна). Хоча переріз (32) публікується у вигляді функції від інваріантної маси лептонної пари, він не є диференціальним перерізом розсіювання відносно енергії проміжного стану – кожне значення маси  $Z'$  бозона має розглядатися окремо від інших значень маси. Частка розпаду – це відношення ширини розпаду  $Z'$  бозона в зазначений канал реакції до повної ширини розпаду. Таким чином, теоретичний опис сигналу  $Z'$  бозона при резонансних пошуках на сучасних гадронних прискорювачах зводиться на практиці до двох величин – перерізу народження та ширини розпаду частинки.

Переріз народження обчислюється в межах партонної моделі:

$$\sigma_{Z'} = \sum_{q,\bar{q}} \int dx_q \int dx_{\bar{q}} f_{q,A}(x_q) f_{\bar{q},B}(x_{\bar{q}}) \sigma(q\bar{q} \rightarrow Z'), \quad (33)$$

де позначення відповідають (24). Для врахування вищих порядків теорії збурень застосовується  $K$ -фактор, який складає приблизно 1,4 при 2-3 TeV.

При енергіях понад 1 TeV можна знехтувати константами, що відповідають другому та третьому поколінню кварків. Таким чином, переріз народження  $Z'$  бозона залежить від трьох комбінацій констант взаємодії  $Z'$  бозона з кварками:  $a^2$ ,  $av_u$ ,  $v_u^2$ .

Ширина розпаду  $Z'$  бозона обчислюється стандартним чином за допомогою так званої «оптичної теореми»:

$$\Gamma_{Z'} = -\frac{1}{m_{Z'}} \text{Im}[G_{Z',Z'}], \quad (34)$$

де  $G_{Z',Z'}$  – поляризаційний оператор  $Z'$  бозона (функція Гріна, що не зводиться до одночастинкової). Наприклад, ширина розпаду  $Z'$  бозона в діферміонний канал залежить від трьох комбінацій констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміоном:  $a^2$ ,  $av_f$ ,  $v_f^2$ .

Коефіцієнти при цих комбінаціях зводяться до відомих у квантовій теорії поля інтегралів Велтмана – Пассаріно.

У дисертації оцінено переріз народження  $Z'$  бозона в протон-антипротонних та протон-протонних зіткненнях та частку розпаду в діелектронний чи димюонний канал на основі вимірювань за даними LEP констант взаємодії  $Z'$  бозона. Ці передбачення можна застосовувати до експериментів на прискорювачі Теватрон та ЛНС. При цьому зроблено два типи оцінок. По-перше, для аксіально-векторної константи береться значення максимальної правдоподібності  $a = 0,14 m_{Z'}/\text{TeV}$ , яке відповідає середній оцінці експериментів LEP I та комбінованого анігіляційного каналу LEP II (див. табл. 3). Решта констант береться з інтервалів рівня довіри 95%. На рис. 3 відповідний переріз народження позначений як «ML». По-друге, всі константи, включаючи аксіально-векторну, беруться з інтервалів рівня довіри 95%. На рис. 3 відповідний переріз народження позначений як «95% CL». Для порівняння з експериментом потрібно помножити зазначений переріз на частку розпаду BR у спостережуваний канал реакції. Для процесу Дрелла – Яна (діелектронний чи димюонний канал)  $BR < 0,1$ , отже вертикальну шкалу слід зменшити принаймні на порядок.

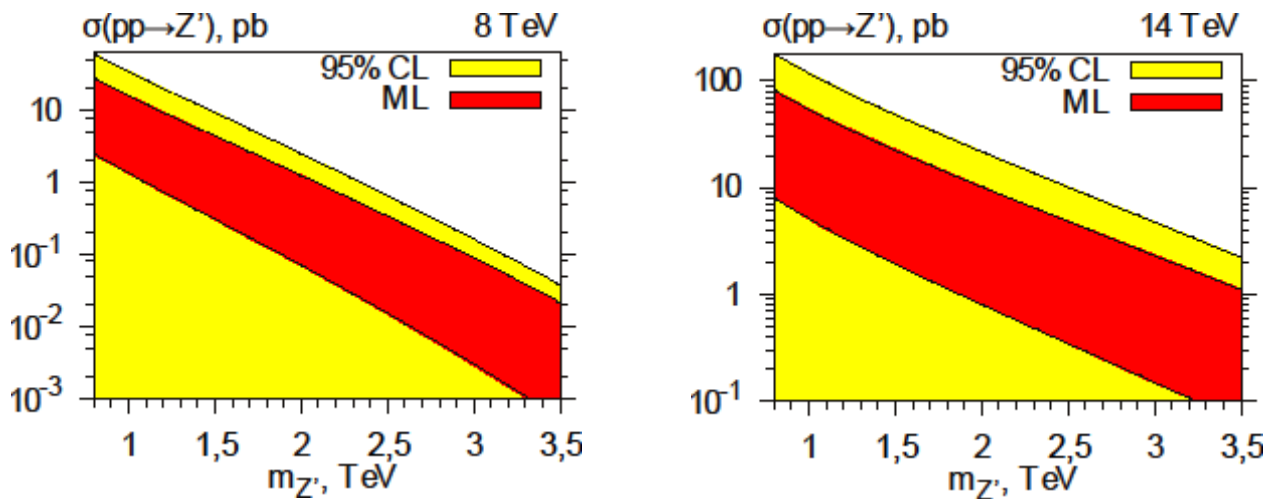


Рис. 3. Переріз народження  $Z'$  бозона в протон-протонних зіткненнях

Застосовуючи інтервали рівня довіри 95% для констант взаємодії  $Z'$  бозона з табл. 4, можна оцінити повну ширину розпаду, часткові ширини розпаду та частку розпаду  $Z'$  бозона. Найбільший інтерес викликає частка розпаду в діелектронний канал. Оскільки константи взаємодії  $Z'$  бозона з електронами найкраще обмежені експериментами LEP, отримуємо наступний результат:

$$0,004 < BR(Z' \rightarrow e^+e^-) < 0,21. \quad (35)$$

У літературі досить часто розглядають пошук розпадів  $Z'$  бозона на пари бозонів  $W^+W^-$ . Для абелевого  $Z'$  бозона взаємодії між  $Z'$  бозоном та векторним бозоном SM визначаються кутом змішування  $\theta_0$ , який, у свою чергу, пов'язаний з аксіально-векторною константою. Тому можна оцінити ширину розпаду  $Z'$  бозона на пари бозонів  $W^+W^-$ :

$$\Gamma_{W^+W^-} = 0,27 \text{ GeV (мінімальна CM)}, \quad (36)$$



$$\Gamma_{W^+W^-} = 0,53 \text{ GeV (SM з двома скалярними дублетами)}. \quad (37)$$

Відповідні частки розпаду складають менше 2,5%, тому пошуки сигналів  $Z'$  бозона в каналі розпаду  $Z' \rightarrow W^+W^-$  можуть виявитися неоптимальними.

У дисертації отримано нижню модельно-незалежну границю на масу  $Z'$  бозона за даними експерименту Теватрон, а також показано її порівняння з відповідними границями для популярних моделей  $Z'$  бозона. Приклад діелектронного каналу реакції показано на рис. 4. Суцільна область відповідає сигналу абелевого  $Z'$  бозона, знайденого при обробці даних прискорювача LEP, а набір ліній «моделі» – популярним моделям  $Z'$  бозона, які проаналізували колаборації експерименту Теватрон. Значення спостережуваної (32) вище експериментальної границі сигналу (ломана лінія) мають бути виключені як такі, що протирічать вимірюванням, тоді як значення нижче вказаної границі є дозволеними. На рис. 4 можна побачити дві характерні риси модельно-незалежного аналізу. По-перше, область модельно-незалежного сигналу включає всі модельно-залежні передбачення. По-друге, вона включає варіанти  $Z'$  бозона, які достатньо відрізняються від переліку популярних моделей. Це доводить, що навіть десяток моделей  $Z'$  бозона може виявитися нерепрезентативним. Висновок колаборацій CDF і D0 про те, що  $Z'$  бозон має бути важче ніж 0,8-0,9 TeV суттєво коригується при модельно-незалежному аналізі: сигнал максимальної правдоподібності з експериментів LEP не протирічить вимірюванням на прискорювачі Теватрон для  $Z'$  бозона з масою від 300 GeV до 1,2 TeV. Таким чином, модельно-незалежна нижня границя маси  $Z'$  бозона, сумісна з результатами експериментів LEP, становить близько 300 GeV. Цей результат показує, що популярні моделі можуть давати лише приблизне уявлення про параметри  $Z'$  бозона, а їх узагальнення на модельно-незалежний випадок має бути обережним. Також зазначимо, що маси більше 1,2 TeV не виключаються експериментом Теватрон незалежно від тієї чи іншої моделі  $Z'$  бозона.

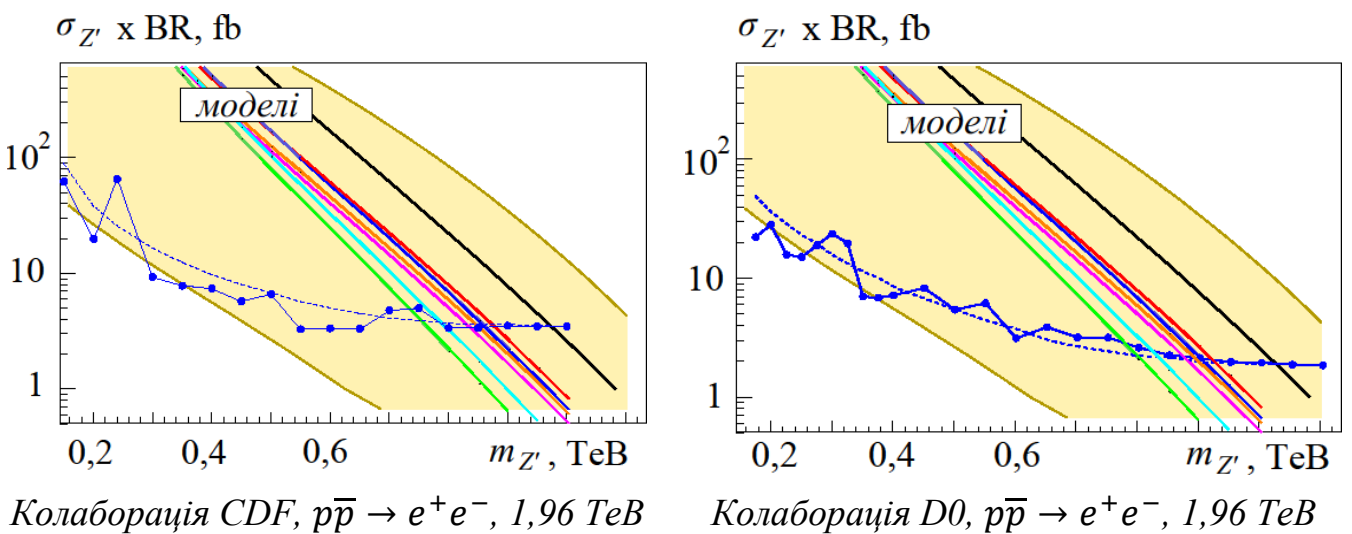


Рис. 4. Нижня модельно-незалежна границя на масу  $Z'$  бозона за даними експерименту Теватрон та її порівняння з популярними моделями  $Z'$  бозона

У дисертації отримано область значень векторних констант взаємодії  $Z'$  бозона з кварками та електронами ( $\nu_u$  та  $\nu_e$ ), дозволених найсучаснішими експериментами на прискорювачі ЛНС щодо прямих пошуків  $Z'$  бозона у вигляді резонансу. При цьому задля зменшення кількості невідомих параметрів зроблено різні припущення стосовно аксіально-векторної константи. Перший варіант – «оптимістична» оцінка, коли береться значення максимальної правдоподібності  $a = 0,14 m_{Z'}/\text{TeV}$  з експериментів LEP. Другий варіант – «песимістична» оцінка, коли аксіально-векторна взаємодія відсутня взагалі ( $a = 0$ ), а сигнал з експериментів LEP вважається випадковою флуктуацією або систематичною похибкою експерименту. Третій варіант – «проміжна» оцінка, коли береться значення між двома вище згаданими оцінками. У дисертації в якості «проміжної» оцінки обрано  $a = 0,07 m_{Z'}/\text{TeV}$ .

Типовий результат щодо пошуку сигналів  $Z'$  бозона в експерименті можна описати наступним чином. Оскільки за кількістю подій у процесі Дрелла – Яна не спостерігається виразного резонансу  $Z'$  бозона, то його сигнал не може бути відділений від фонового процесу – розсіювання згідно до СМ. У цьому випадку оцінюється найбільший можливий внесок від існування  $Z'$  бозона, який би разом із фоновим процесом був сумісний зі спостережуваною кількістю подій. Таким чином виникає верхня межа на рівні довіри 95% для кількості подій, пов'язаних із розпадом  $Z'$  бозона, яка публікується колабораціями. Зазвичай експериментальні колаборації користуються комп'ютерними програмами для статистичних обрахунків, розробленими в інтерпретації теорії ймовірностей за Байєсом, а рівень довіри встановлюється шляхом інтегрування апостеріорного розподілу ймовірностей. Строго кажучи, такі інтервали довіри не співпадають із канонічним визначенням, оснований на малій ймовірності відхилити істинну гіпотезу при перевірці. Однак, вони є близькими до канонічних інтервалів довіри і цілком придатні для отримання оцінок констант взаємодій  $Z'$  бозона. У дисертаційній роботі експериментальний інтервал довіри для (32) відображається на площину параметрів  $\nu_u$  та  $\nu_e$ , відділяючи припустимі значення параметрів від виключених.

Колаборація ATLAS встановила верхню межу сигналу  $Z'$  бозона в діелектронному каналі процесу Дрелла – Яна при зіткненнях протонів з енергією 8 TeV на наступному рівні

$$\sigma_{Z'} \times \text{BR} < 1,5 \times 10^{-3} \text{ pb для } m_{Z'} = 2 \text{ TeV,} \quad (38)$$

$$\sigma_{Z'} \times \text{BR} < 2,5 \times 10^{-3} \text{ pb для } m_{Z'} = 3 \text{ TeV.} \quad (39)$$

Співставляючи ці значення з перерізом народження на рис. 3, бачимо, що при частці розпаду  $\text{BR} = 0,1$  (вертикальна шкала зменшується на порядок), оцінка максимальної правдоподібності LEP для аксіально-векторної константи виключається (38)-(39). Для узгодженості з експериментом ЛНС аксіально-векторну константу взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами треба зменшити щонайменше в два рази. Отже, для  $m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$  значення максимальної правдоподібності за даними LEP має бути замінене оцінкою принаймні вдвічі меншою. Таким чином, взаємодія з аксіально-векторними струмами є слабкішою, ніж можна було сподіватися раніше. Відповідно, кут змішування між  $Z$  та  $Z'$  бозонами в цьому випадку можна очікувати в інтервалі

не більше ніж  $10^{-4}$ , що також приблизно на порядок зменшує результати, отримані в експерименті LEP I.

У результаті обробки даних зроблено висновок, що експеримент LHC обмежує векторні константи  $Z'$  бозона на наступному рівні:

$$v_u, v_e < 0,26 \frac{m_{Z'}}{\text{TeV}} \quad \text{для } m_{Z'} < 3,5 \text{ TeV}, \quad (40)$$

що також є в декілька разів нижче, ніж межі, виміряні за даними прискорювача LEP. Для  $Z'$  бозона важче 3 TeV розглянуті результати пошуку резонансу не мають сенсу, а оцінки LEP все ще можуть бути актуальними.

Границі (40) слід розглядати як обмеження за порядком величини. Вони можуть бути уточнені, але для цього треба задавати конкретну аксіально-векторну константу та масу  $Z'$  бозона, а також враховувати умову «вузької ширини» як невід'ємну складову опублікованих даних. Приклад таких границь наведено на рис. 5: дозволеною областю слід вважати перетин областей «LHC» та «вузька ширина».

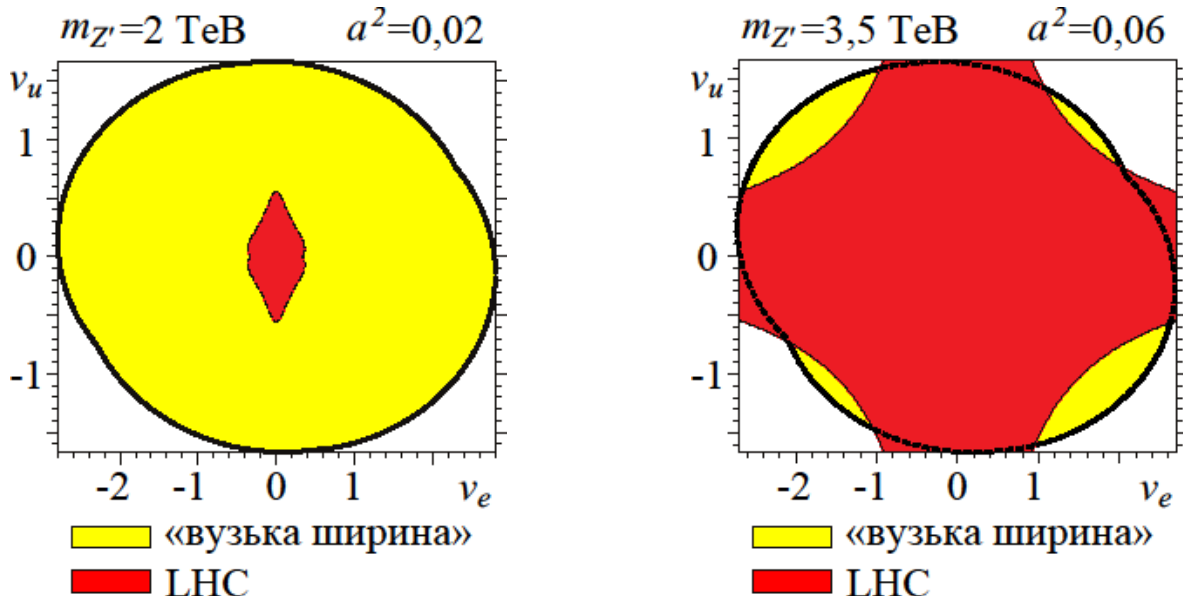


Рис. 5. Границі для векторних констант  $Z'$  бозона за даними експерименту LHC для зіткнень протонів з енергією 8 TeV та застосовність «наближення вузької ширини»

У шостому розділі методом Монте-Карло досліджується род температурного фазового переходу в однокомпонентній скалярній моделі на ґратці. У неперервному просторі термодинамічні властивості моделі описуються твірним функціоналом

$$Z = \int [D\varphi(x)] \exp \left[ - \int_0^{1/T} dx_0 \int d^3x \left( \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{m^2}{2} \varphi^2 + \frac{\lambda}{4} \varphi^4 \right) \right], \quad (41)$$

де додатковий «часовий» вимір описує мацубарівські частоти,  $T$  – температура,  $\varphi$  – дійсне поле. При  $m^2 > 0$  мінімум «потенціальної енергії» (доданки без похідних) досягається при ненульовому значенні поля (класичний конденсат):

$$\varphi = \pm \varphi_c, \quad \varphi_c = \frac{m}{\sqrt{\lambda}}. \quad (42)$$

Вибір одного з двох розв'язків у якості вакууму порушує початкову симетрію моделі відносно зміни знаку поля  $\varphi$  (спонтанне порушення симетрії). Порушена симетрія очікується при низькій температурі. При високій температурі домінує внесок «кінетичної енергії» (доданок із похідними), роль «потенціальної енергії» нівелюється, а система переходить у фазу, симетричну відносно зміни знаку поля  $\varphi$  (відновлення симетрії). При певній критичній температурі відбувається фазовий перехід.

У комп'ютерних симуляціях Монте-Карло на гратці простір-час вважається дискретним із кроком  $a$ , а для полів в кожній точці простору-часу проводиться підстановка випадкових значень з метою побудови ансамблю Больцмана польових конфігурацій. Будь-яка макроскопічна спостережувана вимірюється шляхом усереднення відповідної мікроскопічної величини за цим ансамблем. У дисертаційній роботі розглядається чотиривимірна (гіперкубічна) гратка з геометрією гіпертора (уздовж кожної координатної осі протилежні границі гратки ототожнюються). Для реалізації температури в (41) використовується різний крок уздовж просторового й часового напрямків: крок у часовому напрямку вважається в  $\zeta$  разів меншим, ніж у просторовому. Великі значення  $\zeta$  відповідають великій температурі, а  $\zeta = 1$  (симетрична гратка) – нульовій температурі.

Скалярна модель на гратці містить три енергетичні масштаби: масовий параметр  $m$ , температуру  $T$  та обернений крок гратки  $a^{-1}$ . Масовий параметр можна обрати в якості одиниці вимірювання, тоді температура (разом з константою взаємодії  $\lambda$ ) визначає фізично важливі (найбільш ймовірні) значення скалярного поля  $\varphi$ . Період гратки повинен узгоджуватись за порядком із цими значеннями задля успішного моделювання польових конфігурацій. Оскільки поле  $\varphi$  формально розподілене за своїми значеннями в нескінченному інтервалі  $(-\infty; \infty)$ , характерний масштаб для найбільш ймовірних його значень може зміщуватися в надзвичайно широкому інтервалі зі зміною константи взаємодії  $\lambda$ . У принципі, алгоритм Монте-Карло може знаходити цей невідомий масштаб на нескінченному інтервалі в процесі симуляцій. Однак, така стратегія вимагає нетривіального налаштування розмірних параметрів для різних значень  $\lambda$ . Замість цього, вважаємо за краще переписати модель через безрозмірні змінні, що приймають значення зі скінченних інтервалів, автоматизуючи таким чином правильний вибір періоду гратки.

Розглянемо взаємно однозначне відображення скалярного поля в нову польову змінну  $U$ , що має область значень у вигляді скінченного одиничного інтервалу, причому середина інтервалу відповідає нульовому полю, а саме відображення є симетричним відносно цієї середини:

$$\varphi \leftrightarrow U \in (0;1), \quad J = \det \left( \frac{\partial \varphi}{\partial U} \right) = \exp \left[ \frac{T}{V} \int_0^{\frac{1}{T}} dx_0 \int d^3x \log \left( \frac{\partial \varphi}{\partial U} \right) \right], \quad (43)$$

де  $J$  – якобіан, що змінює міру інтегрування в (41). З урахуванням якобіану та відомої тотожності  $\log \det A = \text{Tr} \log A$ , отримуємо модель для  $U$  поля з наступним потенціалом:

$$V[U] = -\log\left(\frac{\partial\varphi[U]}{\partial U}\right) + \frac{a^4}{\zeta}\left(-\frac{m^2}{2}\varphi^2[U] + \frac{\lambda}{4}\varphi^4[U]\right). \quad (44)$$

Потенціал (44) описує статичне поле. Він є топологічно еквівалентним до вихідного потенціалу моделі й у випадку спонтанного порушення симетрії має один локальний максимум у середині інтервалу та два симетричні глобальні мінімуми в точках  $U_0$  і  $1 - U_0$ .

Положення глобального мінімуму потенціалу  $U_0$  та глибина мінімуму відносно середньої точки відіграють визначну роль при симуляціях методом Монте-Карло. У симуляціях, що описують фазовий перехід, потрібно забезпечити, щоб алгоритм Монте-Карло пропонував для відбору конфігурацій до ансамблю Больцмана чисельні значення для полів, які б відповідали обом можливим фазам. Якщо положення мінімумів потенціалу буде зливатися з центром інтервалу,  $U_0 \approx 0,5$ , то в симуляціях загубиться несиметрична, «порушена» фаза: явно несиметричні конфігурації поля будуть вкрай рідкісними подіями на фоні симетричних конфігурацій з асимптотично великими значеннями скалярного поля. З іншого боку, якщо положення мінімумів потенціалу буде наближатися до границі інтервалу,  $U_0 \approx 0$  або  $U_0 \approx 1$ , то будуть домінувати конфігурації в околі локальних мінімумів потенціалу, і можна втратити симетричну, «відновлену» фазу з великими значеннями скалярного поля. У дисертаційній роботі обрані наступні умови щодо параметрів потенціалу:

$$U_0 = 0,25, \quad dV/dU|_{U_0} = 0, \quad V[0,5] - V[U_0] = 1 \quad (45)$$

Таким чином, приблизно половина значень полів, що генеруються, буде перебувати між глобальними мінімумами ефективного потенціалу, і жодна фаза не буде відсутня серед первинних конфігурацій, що відбираються в алгоритмі Монте-Карло. Імовірність прийняття або відхилення пробної конфігурації з однорідним конденсатом скалярного поля в алгоритмі Метрополіса буде порядку 0,5, що забезпечує швидку збіжність алгоритму Монте-Карло в цілому. У дисертації показано, що такі умови успішно працюють у надзвичайно широкому інтервалі значень константи взаємодії  $10^{-5} < \lambda < 0,5$ .

Щоб задовольнити дві умови стосовно положення та глибини глобальних мінімумів потенціалу, використовуємо перетворення полів у вигляді зручної функції двох додатних параметрів  $\xi_1$  та  $\xi_2$ :

$$\varphi[U] = m\xi_1 \operatorname{arctanh}[\xi_2(2U - 1) + (1 - \xi_2)(2U - 1)^3]. \quad (46)$$

Конденсат скалярного поля, який вимірюється як середнє значення поля  $\varphi$  за всією ґраткою, є параметром порядку. Його ненульове значення відповідає фазі з порушеною симетрією. Для визначення роду фазового переходу в дисертації використовується метод, який, наприклад, застосовувався в літературі про фазовий перехід у квантовій хромодинаміці.

Фазовий перехід першого роду характеризується метастабільними станами в околі критичної температури: це переохолоджений стан (симетрична фаза нижче критичної температури) або перегрітий стан (порушена фаза вище критичної температури). В умовах симуляцій Монте-Карло вони можуть виникати наступним чином: для гарячого старту (випадкові, симетричні значення поля на початку) з більшою ймовірністю виникне симетрична фаза, тоді як для холодного старту (однорідний конденсат на початку) ймовірнішою буде порушена фаза. Таким чином, для фазового переходу першого роду виникає розщеплення графіків залежності конденсату від температури для гарячого та холодного старту. Певною мірою ця ситуація моделює реальне явище гістерезису, що виникає при зміні температури в околі фазового переходу першого роду, хоча, звичайно, мова не йде про динаміку цього процесу. При другому роді фазового переходу метастабільні стани не виникають та розщеплення графіків гарячого та холодного старту не відбувається.

Кожний запуск алгоритму Монте-Карло в проведених дослідженнях становить 5000 ітерацій для термалізації, а потім для вимірювань використовуються 1024 конфігурації, розділені між собою 10 оновленнями для усунення можливих кореляцій. Приклади результатів комп'ютерного експерименту наведені на рис. 6-7. Результати запусків зібрано в біни відповідно до значень константи взаємодії. Для кожного біна показано середні значення та інтервали рівня довіри 95%. Кожен бін містить 150 запусків із малим кроком за константою взаємодії.

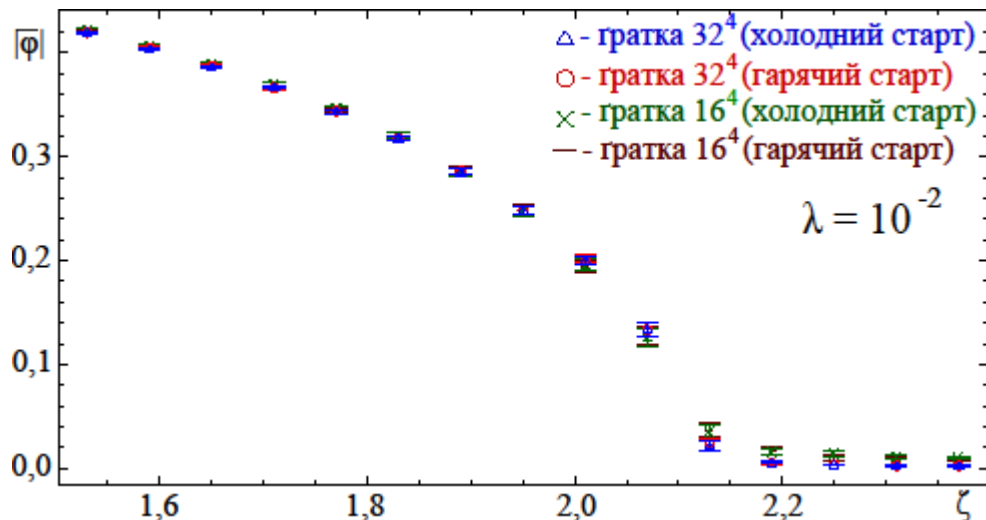


Рис. 6. Фазовий перехід другого роду при  $\lambda = 10^{-2}$  в однокомпонентній моделі скалярного поля

Род температурного фазового переходу в однокомпонентній скалярній моделі залежить від величини константи зв'язку. При помірних значеннях  $10^{-3} < \lambda \leq 10^{-1}$  відбувається фазовий перехід другого роду (рис. 6), про що свідчить збіжність результатів симуляцій із гарячим та холодним стартадами. Такі значення  $\lambda$  як раз зазвичай і розглядаються в літературі. Отже, результати дисертаційної роботи збігаються з існуючими щодо фазового переходу другого роду. Однак, при менших значеннях константи взаємодії, в інтервалі  $10^{-5} \leq \lambda \leq 10^{-3}$ , виникає розщеплення графіків і спостерігається фазовий перехід першого роду (рис. 7). Більш того, існує нижня

границя  $\lambda_0 \approx 10^{-5}$ , при якій гарячий та холодний старт не збігаються навіть при нульовій температурі, що, ймовірно, означає відсутність спонтанного порушення симетрії на практиці. Явище зникнення порушення симетрії при надзвичайно слабкій взаємодії відоме в калібрувальних теоріях як границя Лінде – Вайнберга. У дисертаційній роботі отриманий ефект інтерпретується як аналогічне явище, але в межах «чистої» скалярної моделі.

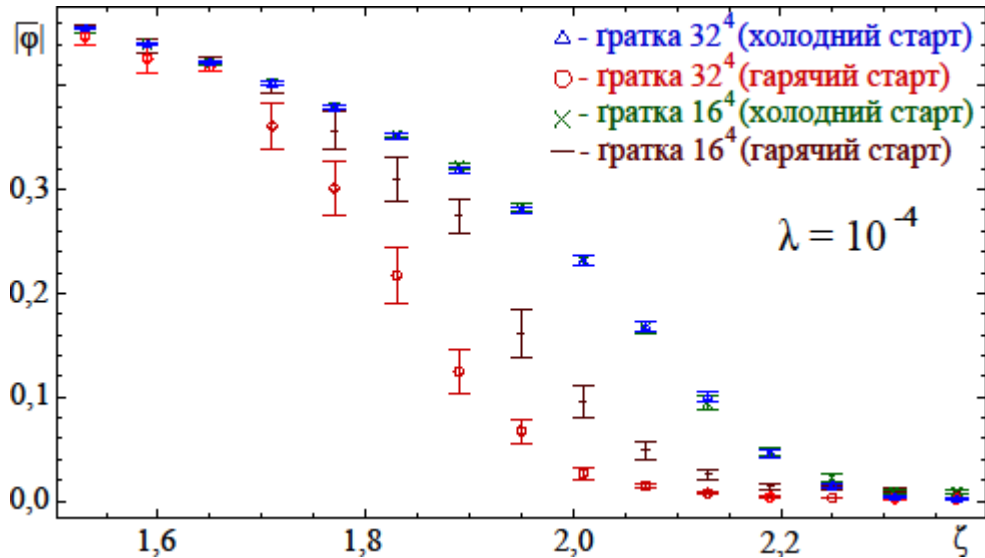


Рис. 7. Фазовий перехід першого роду при  $\lambda = 10^{-4}$  в однокомпонентній моделі скалярного поля

Зазначені типи поведінки спостерігалися на ґратках різних розмірів незалежно від внутрішніх параметрів моделі. Дисертаційна робота зосереджується в основному на якісних аспектах зміни роду фазового переходу в залежності від значень константи взаємодії. Таким чином, перехід від ґраткових величин до фізичних є несуттєвим.

Далі в дисертації перевіряється існування границі зникнення спонтанного порушення симетрії для надзвичайно слабкої взаємодії при нульовій температурі в багатокомпонентній скалярній моделі на ґратці, щоб встановити загальність цього явища. Для цього будуємо ефективну теорію для фази з порушеною симетрією шляхом аналітичного інтегрування безмасових компонент скалярного поля (так званих «голдстоунівських мод»).

Модель багатокомпонентного скалярного поля визначається твірним функціоналом (41), але тепер у ньому скалярне поле є дійсним  $N$ -компонентним вектором. Квадрат вектору визначається як

$$\varphi^2 = \sum_i \varphi_i \varphi_i. \quad (47)$$

Класичний конденсат відповідає  $(N - 1)$ -вимірній сфері з радіусом  $\varphi_c$ . Вибір певної точки на цій сфері в якості вакууму порушує симетрію відносно  $N$ -вимірних обертань у внутрішньому просторі. При цьому зберігається симетрія  $(N - 1)$ -вимірних обертань навколо осі, що визначає вакуум – відповідні квантові збудження є безмасовими частинками Голдстоуна. Для того, щоб відділити непорушену підгрупу си-

метрії й частинки Голдстоуна, скалярне поле параметризується у сферичних координатах у внутрішньому просторі через радіальну компоненту (модуль)  $R$  та одиничний вектор  $n_i$ , що визначає напрямок у внутрішньому просторі й описує точку на  $(N - 1)$ -вимірній сфері:

$$\varphi_i = R n_i, \quad \sum_i n_i n_i = 1. \quad (48)$$

При сталій радіальній компоненті  $R$  функції  $n_i$  описують безмасові голдстоунівські моди.

Подальша мета полягає в аналітичному інтегруванні за неперервними голдстоунівськими модами (тобто кутовими змінними  $n_i$ ), у результаті чого радіальне поле  $R$  залишається єдиною динамічною змінною. Таким чином, отримуємо ефективну теорію, зручну для подальших досліджень у дискретному просторі-часі на ґратці. Для кутових змінних у внутрішньому просторі використовується інтегрування методом сідлової точки.

Метод сідлової точки (також відомий як метод перевалу або метод найкрутішого спуску) для обчислення функціонального інтегралу (41) відповідає у квантовій теорії так званому квазікласичному наближенню, коли враховуються помірні квантові поправки до відомої класичної (макроскопічної) конфігурації поля. Перевага цього метода зумовлюється тим, що його провідне наближення враховує неаналітичні взаємозалежності, що існують між параметрами моделі. Решта внесків може бути обчислена в теорії збурень. Технічною перевагою цього методу є можливість розширити контур інтегрування в комплексній площині від положення точки перевалу до нескінченності, зводячи складне інтегрування у сферичних координатах до звичайних гауссових інтегралів. Надалі буде розглядатися випадок нульової температури, якому відповідають симетричні ґратки.

У дисертаційній роботі в якості фону для квантових флуктуацій обирається стале однорідне поле з фіксованим напрямком у внутрішньому просторі (конденсат). Перетворюючи якобіан переходу до сферичних координат у внутрішньому просторі в додаток у показнику експоненти за допомогою відомої тотожності  $\log \det A = \text{Tr} \log A$ , знаходимо сідлову точку (екстремум показника експоненти) на відстані  $R_0$  в напрямку конденсату, причому

$$R_0^2 = \frac{\varphi_c^2}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + 4(N - 1)z} \right), \quad z = \frac{\lambda}{m^4 a^4}. \quad (49)$$

Квантові флуктуації вважаються малими порівняно з макроскопічним конденсатом. У цьому наближенні інтегрування за кутовими компонентами в околі сідлової точки зводиться до чисельного множника, який не залежить від радіальної компоненти. Таким чином, виникає однокомпонентна модель фази з порушеною симетрією, яка описується «потенціалом»

$$V[R] = -\log \left( \frac{R}{R_0} \right)^{N-1} + a^4 \left( -\frac{m^2}{2} R^2 + \frac{\lambda}{4} R^4 \right). \quad (50)$$



Важливою відмінністю цієї моделі від однокомпонентної моделі скалярного поля, розглянутої вище, є те, що радіальне поле додатне й у моделі немає ніякої дискретної симетрії та фазового переходу.

У дисертації проведено комп'ютерний експеримент із симетричними ґратками з розмірами  $16^4$  і  $32^4$ . Різні розміри ґратки дозволяють контролювати ефекти скінченного об'єму, які не повинні суттєво впливати на фізичний результат. За припущення, що при нульовій температурі відбувається спонтанне порушення симетрії, слід очікувати самоузгоджену картину фази з конденсатом, значення якого коригується помірними квантовими флуктуаціями і дещо відрізняється від  $\varphi_c$ . При цьому радіальна компонента поля має лишитися досі виразною. Якщо ж у результаті комп'ютерного експерименту Монте-Карло будуть отримані результати, які протирічать цьому припущенню, тобто буде спостерігатися розпад радіальної компоненти, то це буде означати, що при нульовій температурі немає ніякої фази з вираженим однорідним конденсатом. Таким чином, обрана стратегія є доказом від противного, а твердженням щодо перевірки є «порушена фаза реалізується при нульовій температурі».

Хоча в запропонованому підході в рамках ефективної однокомпонентної теорії немає ніякого параметру порядку (яким мало би бути середнє значення вектору  $\varphi_i$  в багатокомпонентному внутрішньому просторі), ми, тим не менш, можемо виміряти середнє значення радіального поля  $R$  (середнє абсолютне значення вектору  $\varphi_i$  в багатокомпонентному внутрішньому просторі). Зрозуміло, що ця величина не може зникнути в самоузгодженій картині порушеної фази та має бути близькою до класичного значення конденсату.

Оскільки метою досліджень буде варіювання константи самодії скалярного поля  $\lambda$  в дуже широкому інтервалі значень, треба забезпечити самонастроювання кроку ґратки та інших розмірних параметрів моделі. Для цього введемо безрозмірне поле  $\Phi_x$ :

$$\frac{R(x)}{\varphi_c} = \sqrt{2\Phi_x}, \quad (51)$$

після чого дію для ґраткової моделі можна переписати в зручному для чисельного експерименту вигляді:

$$S = \sum_x \frac{\Phi_x}{z} \left( \Phi_x - 1 + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{z}{\lambda}} \sum_{\mu=1,\dots,4} \log^2 \frac{\Phi_{x+a\hat{\mu}}}{\Phi_x} \right) - \sum_x \frac{N-1}{2} \log \Phi_x, \quad (52)$$

де внесок із квадратом логарифма описує кінетичну частину дії, записану через скінченні різниці замість похідних, а  $\hat{\mu}$  – один з чотирьох ортів ґратки.

Радіальна компонента  $R$  моделюється рівномірно розподіленою випадковою величиною відповідно до твірного функціоналу ефективної теорії. На практиці вона обмежується згори. У дисертаційній роботі використовуються два різних значення верхньої межі:  $R_{\max} = 3,75\varphi_c$  та  $R_{\max} = 4\varphi_c$ , щоб показати незалежність результатів від границі обрізання. З точки зору міри інтегрування ці границі обрізання відповідають області ймовірностей порядку  $10^{-22}$ .

Безрозмірний параметр моделі  $z$  у (52) пов'язаний із розташуванням точки перевалу  $R_0$  через рівняння (49). У дисертації при проведенні чисельного експерименту використовуються  $z=0,67$  та  $z=1$ . Такі значення відповідають положенню точки перевалу в центральній частині інтервалу значень поля,  $\varphi_c < R_0 < 1,5\varphi_c$ . Надзвичайно малі значення  $z$  можуть зробити внесок до ефективної дії, що залежить від кількості компонент скалярного поля  $N$ , мізерним у порівнянні з іншими внесками, у той час як великі значення  $z$  можуть змістити точку перевалу поза межу обрізання для радіального поля, роблячи неможливим застосування ефективної теорії.

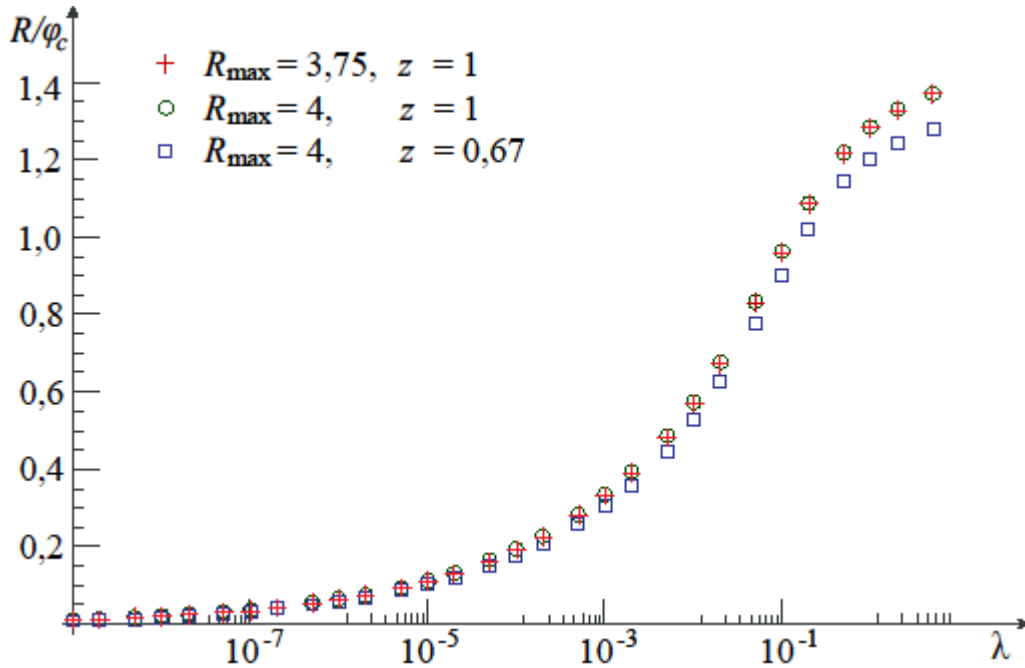


Рис. 8. Розпад фази з порушеною симетрією при послабленні константи взаємодії в багатокомпонентній моделі скалярного поля при нульовій температурі

Результати моделювання Монте-Карло для розмірності внутрішнього простору скалярного поля  $N=4$  наведено на рис. 8. Інші розмірності приводили до подібних результатів. Всі комп'ютерні розрахунки виконані з подвійною точністю. Система термалізується шляхом проведення до  $10^5$  ітерацій Монте-Карло для кожного запуску. Для вимірювання використовуємо  $10^3$  конфігурацій ґратки, розділених між собою 10 оновленнями.

Як можна побачити на рис. 8, середня радіальна компонента насправді близька до класичного конденсату для популярних у літературі значень  $\lambda \geq 10^{-2}$ , квантові поправки до цієї величини складають не більше ніж 40%. Проте, радіальна компонента зникає при дуже малій константі самодії. При значеннях  $\lambda < 10^{-5}$  вона є на порядок меншою за значення класичного конденсату. Цей результат суперечить ідеї про малі квантові флуктуації на фоні однорідного конденсату, що використовується в розрахунках. Отже, порушення симетрії при нульовій температурі має місце для  $\lambda \geq 10^{-5}$ , а при менших значеннях ймовірно не відбувається, що підтверджує ре-

зультати, отримані в межах однокомпонентної скалярної моделі з дискретною симетрією.

Спостереження стосовно фазового переходу в скалярній моделі можуть служити в якості керівництва щодо застосування різного роду підсумовування рядів теорії збурень. Можна побачити, що схема підсумовування «ромашка» і «суперромашка» дають якісно правильні результати для малих значень константи взаємодії. Для великих значень константи взаємодії вони стають неадекватними та не відображають другий рід фазового переходу. У цьому випадку слід використовувати інші більш складні схеми пересумування розвинень теорії збурень.

Зміна роду фазового переходу в залежності від величини константи взаємодії сама по собі не є унікальним явищем. Наприклад, у СМ елементарних частинок добре відомо, що електрослабкий фазовий перехід буде першого роду для малих констант взаємодії скалярного поля та перетворюється в перехресний або навіть у перехід другого роду при досить великих значеннях константи взаємодії. У дисертаційній роботі відкрито, що це відбувається вже в простій моделі з одним скалярним полем.

## ВИСНОВКИ

У результаті теоретичних досліджень у дисертації вирішена важлива наукова проблема вимірювання параметрів нового важкого нейтрального векторного бозона в умовах сучасних та майбутніх експериментів у фізиці високих енергій, відкрито нове явище – зміну типу фазового переходу в моделі скалярного поля на ґратці при послабленні взаємодії.

1. Знайдено нові однопараметричні спостережувані для модельно-незалежного пошуку сигналу абелевого  $Z'$  бозона в анігіляційних лептонних процесах ( $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ). Спостережувані є перерізами розсіювання, проінтегрованими за кутом розсіювання з певною вагою, в найпростішому випадку вони узагальнюють перерізи розсіювання вперед-назад. Вперше розв'язано задачу про максимальне статистичне посилення сигналу абелевого  $Z'$  бозона для анігіляційних лептонних процесів у широкому діапазоні енергій від 130 GeV до 1 TeV, що охоплює як завершені експерименти, так і майбутні. Запропоновані спостережувані з найкращим співвідношенням сигналу до статистичної невизначеності дозволяють вимірювати константи взаємодії  $Z'$  бозона з векторними або аксіально-векторними лептонними струмами. Показано стійкість результатів відносно можливих систематичних похибок. За допомогою уведених спостережуваних проаналізовано дані експериментів на прискорювачі LEP II та знайдено сигнал частинки на рівні близько одного стандартного відхилення. Оцінено ефективність спостережуваних для майбутнього колайдера ІІС. Показано, що за їхньою допомогою можна виділити сигнал  $Z'$  бозона на рівні 3-4 стандартних відхилень навіть у разі, коли традиційні методи обробки навряд чи побачать сигнал, тому нові спостережувані є ефективним доповненням до стандартних підходів до пошуку сигналів  $Z'$  бозона в експерименті.

2. Знайдено нові однопараметричні спостережувані для модельно-незалежного пошуку сигналів абелевого або кірального  $Z'$  бозона в процесі розсіювання електрона на позитроні (процес Баба). Спостережувані є нормованими перерізами розсію-

вання, проінтегрованими за певними інтервалами кута розсіювання, і дозволяють вимірювати векторну або аксіально-векторну константу взаємодії  $Z'$  бозона з електронами. За допомогою уведених спостережуваних проаналізовано дані експериментів на прискорювачі LEP II і знайдено сигнал абелевого  $Z'$  бозона на рівні двох стандартних відхилень. Сигнал кірального  $Z'$  бозона не виявлено.

3. Вперше проведено комбіновану багатопараметричну обробку даних експериментів LEP I та LEP II для всіх лептонних процесів. Отримано оцінки максимальної правдоподібності та інтервали довіри для констант взаємодії абелевого  $Z'$  бозона з ферміонами та для кута змішування між  $Z$  та  $Z'$  бозонами. Результати представлено в різних параметризаціях для зручності подальшого користування.

4. Запропоновано нові двопараметричні спостережувані для модельно-незалежних пошуків сигналу абелевого  $Z'$  бозона в процесі анігіляції протона й антипротона в лептонну пару при енергіях поблизу піку  $Z$  бозона. Показано, що в результаті інтегрування диференціального перерізу розсіювання за псевдострімкістю проміжного стану з певною ступінчастою ваговою функцією можна позбутися внесків від взаємодії  $Z'$  бозона з кварками другого покоління. Інтегрування перерізу розсіювання за інваріантною масою лептонної пари в симетричному інтервалі навколо піку  $Z$  бозона виділяє домінуючий внесок від змішування між  $Z$  та  $Z'$  бозонами та виключає добуток векторних констант взаємодій  $Z'$  бозона з ферміонами. Подальше інтегрування за відносною псевдострімкістю в лептонній парі зі ступінчастою ваговою функцією дозволяє виключити на вибір ще один з трьох залишившихся внесків. У випадках лептофобного  $Z'$  бозона та універсальних взаємодій  $Z'$  бозона з ферміонними поколіннями знайдено однопараметричні спостережувані. Отримані спостережувані можуть бути використані при обробці експериментальних даних, що зібрані колабораціями Теватрон, для вимірювання констант взаємодії  $Z'$  бозона з ферміонами, а також для проведення комбінованих фітувань даних експериментів LEP і Теватрон.

5. Оцінено переріз народження  $Z'$  бозона в протон-антипротонних та протон-протонних зіткненнях та частку розпаду в діелектронний чи діміонний канал для значень максимальної правдоподібності та інтервалів довіри для констант взаємодії  $Z'$  бозона, отриманих за даними експериментів LEP. Ці передбачення можна застосовувати до експериментів на прискорювачі Теватрон та LHC. Проаналізовано результати пошуку резонансу  $Z'$  бозона в перерізі розсіювання для процесу Дрелла – Яна в експерименті Теватрон, а також найсучасніші дані експериментів на прискорювачі LHC. Отримано припустимі на рівні довіри 95% значення аксіально-векторної та векторних констант взаємодії  $Z'$  бозона з кварками та електронами. Встановлено, що для  $Z'$  бозона з масою легше 3,5 TeV верхні границі констант взаємодій за даними LEP мають бути зменшені в декілька разів, а кут змішування між  $Z$  та  $Z'$  бозонами можна очікувати в інтервалі не більше  $10^{-4}$ .

6. Моделюванням Монте-Карло на ґратці в однокомпонентній скалярній моделі з потенціалом  $\lambda\phi^4$  було відкрито нове явище – зміна роду температурного фазового переходу в залежності від величини константи зв'язку. Систематичні дослідження малих значень константи взаємодії є новими і досі не проводилися. В інтервалі значень  $10^{-5} \leq \lambda \leq 10^{-3}$  спостерігається фазовий перехід першого роду, а при більших

значеннях  $\lambda$  – фазовий перехід другого роду. Для помірних значень  $\lambda$ , що зазвичай розглядаються в літературі, результати збігаються з існуючими. Знайдено нижню границю  $\lambda_0 = 10^{-5}$ , при якій спонтанне порушення симетрії ймовірно не реалізується взагалі. Розроблено нову методику автоматичного налаштування параметрів моделі та прискорення збіжності для процедури Монте-Карло в околі фазового переходу в широкому діапазоні значень константи взаємодії. Ефект зникнення порушення симетрії при надзвичайно слабкій взаємодії підтверджено в моделюванні Монте-Карло для багатокomпонентної моделі скалярного поля при нульовій температурі. У багатокomпонентній моделі скалярного поля розроблено ефективну однокомпонентну теорію порушеної фази з аналітичним врахуванням неперервних голдстоунівських мод методом сідлової точки (квазікласичне розвинення). Встановлена залежність спонтанного порушення симетрії в скалярній моделі від константи взаємодії може використовуватися в різних реалістичних моделях квантової теорії поля та фізики конденсованого стану.

### СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Gulov A.V. Model-independent searches for  $Z'$  gauge boson / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fizyka. Radioelektronika.* – 2003. – V. 10. – P. 38-44.
2. Confronting analysis of model-independent searches for new physics at LEP2 energies / A. Babich, A. Gulov, A. Pankov, V. Skalozub // *Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fizyka. Radioelektronika.* – 2004. – V. 11. – P. 9-17.
3. Signals of the Abelian  $Z'$  boson within the analysis of the LEP-2 data / V.I. Demchik, A.V. Gulov, V.V. Skalozub, A.Y. Tischenko // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2004. – V. 67. – P. 1312-1320.
4. Gulov A.V. Model-independent search for the Abelian  $Z'$  boson in the Bhabha process / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Physical Review D.* – 2004. – V. 70. – P. 115010.
5. Gulov A.V. The LEP2 data for the Bhabha process and model-independent searching for  $Z'$  signals / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems.* – 2007. – V. 10:3. – P. 284-290.
6. Gulov A.V. Signals of  $Z'$  boson in the Bhabha process within the LEP2 data set / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2007. – V. 70. – P. 1100-1106.
7. Gulov A.V. Hint of a  $Z'$  boson from the CERN LEP II data / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Physical Review D.* – 2007. – V. 76. – P. 075008.
8. Gulov A.V.  $Z'$ -prime signals from the LEP2 data / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2008. – V. 71. – P. 1579-1584.
9. Search for  $Z'$ -boson signals at LEP and LHC / A. Babich, A. Gulov, A. Pankov, V. Skalozub, A. Tsytrinov // *Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fizyka. Radioelektronika.* – 2008. – V. 15. – P. 3-13.
10. Gulov A.V. Fitting of  $Z'$  parameters / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // *International Journal of Modern Physics A.* – 2010. – V. 25. – P. 5787.
11. Gulov A.V. Model-independent estimates for the Abelian  $Z'$  boson at modern hadron colliders / A.V. Gulov, A.A. Kozhushko // *International Journal of Modern Physics A.* – 2011. – V. 26. – P. 4083-4100.

12. Поиск и идентификация  $Z'$ - бозонов на Большом адронном коллайдере / А. Бабич, А. Гулов, А. Панков, В. Скалозуб, А. Цитринов // Вести НАН Беларуси. Серия физ.-матем. наук. – 2011. – № 2. – с. 89-95.
13. Model-independent  $Z'$  searches at modern colliders / A. Gulov, A. Kozhushko, V. Skalozub, A. Pankov, A. Tsytrinov // Problems of Atomic Science and Technology. – 2012. – N 1. Series: Nuclear Physics Investigations (57). – P. 48-52.
14. Гулов А.В.  $Z'$ -бозон и партонные распределения для процесса Дрелла – Яна на ускорителе Tevatron / А.В. Гулов, А.А. Кожушко // Вісник Дніпропетровського університету. Серія: Фізика. Радіоелектроніка. – 2012. – вип. 19. – с. 3-9.
15. The type of the phase transition and coupling values in  $\lambda\phi^4$  model / M. Bordag, V. Demchik, A. Gulov, V. Skalozub // International Journal of Modern Physics A. – 2012. – V. 27. – P. 1250116.
16. Gulov A.V. Amplification of  $Z'$  signal in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  process / A.V. Gulov, Ya.S. Moroz // Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fyzyka. Radioelektronika. – 2013. – V. 20. – P. 5-12.
17. Gulov A. Estimates for the Abelian  $Z'$  Couplings from the LHC Data / A. Gulov, A. Kozhushko // International Journal of Modern Physics A. – 2014. – V. 29. – P. 1450001.
18. Gulov A.V. Kinematical Observables for  $Z'$ -boson in the Drell-Yan Scattering at the Tevatron / A.V. Gulov, A.A. Kozhushko // Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fyzyka. Radioelektronika. – 2014. – V. 21. – P. 5-12.
19. Gulov A.V. Optimal one-parameter observables for the Abelian  $Z'$  in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  process // International Journal of Modern Physics. – 2014. – V. 29. – P. 1450161.
20. Demchik V.I. Spontaneous symmetry breaking in the  $O(4)$  scalar model on a lattice / V.I. Demchik, A.V. Gulov, V.V. Skalozub // Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fyzyka. Radioelektronika. – 2015. – V. 22. – P. 5-12.
21. Gulov A.V. Estimates for axial-vector coupling of an abelian  $Z'$  boson from modern collider data / A.V. Gulov, A.A. Kozhushko // Visnyk Dnipropetrovskogo Universytetu. Fyzyka. Radioelektronika. – 2016. – V. 23. – P. 5-8.
22. Gulov A.  $Z'$ -Boson: LEP results as a guide for the LHC / A.Gulov, V. Skalozub // 20th Hadron Collider Physics Symposium 2009, November 16-20, 2009, Evian, France: Proceedings of Science HCP 2009. – 2009. – P. 075.
23. Gulov A.  $Z'$ -Boson: LEP results as a guide for the LHC / A. Gulov, V. Skalozub // New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions: International School-seminar, May 3-6, 2009, Dnipropetrovsk, Ukraine: Proceedings. – Dnipropetrovsk, 2009. – P. 56-63.
24. Gulov A. Perspectives of model-inependetn searching for  $Z'$  boson at modern hadron colliders / A. Gulov, A. Kozhushko // New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions: International School-seminar, May 3-6, 2011, Dnipropetrovsk, Ukraine: Proceedings. – Dnipropetrovsk, 2011. – P. 34-40.
25. Gulov A. Amplification of  $Z'$  signals in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  process / A. Gulov, Ya. Moroz // New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions: International School-seminar, May 22-24, 2013, Dnipropetrovsk, Ukraine: Proceedings. – Dnipropetrovsk, 2013. – P. 74-77.

26. Gulov A. Optimal One-Parameter Observables for  $Z'$  Searches in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Process // 12th International School-Seminar on The Actual Problems of Microworld Physics, July 22 – August 2, 2013, Gomel, Belarus: Proceedings. – Gomel, 2013. – P. 94-106.
27. Мороз Я. Модельно зависимые поиски  $Z'$  бозона в процессах аннигиляции лептонов на ILC с улучшенной точностью / А. Гулов, Я. Мороз // Проблемы физики фундаментальных взаимодействий – теория, феноменология, эксперимент: международный семинар, 19-20 ноября 2015 г., Гомель, Беларусь: Труды международного семинара. – Гомель, 2015. – с. 109-1114.
28. Gulov A.V. Model independent search for  $Z'$ -boson signals / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // Cornell University Library. – Access mode: arXiv: 0905.2596 [hep-ph]. – Access date: 22.06.2009. – 60 pages.
29. Gulov A. New model-independent analysis of LEP2 data for Bhabha process and searching for  $Z'$  signals / A.V. Gulov, V.V. Skalozub // 2nd International Conference on Quantum Electrodynamics at Statistical Physics, September 19-23, 2006, Kharkiv, Ukraine: Book of Abstracts. – Kharkiv, 2006. – P. 52.
30. Gulov A. New model-independent analysis of LEP2 data for Bhabha process and searching for  $Z'$  signals / A. Gulov, V. Skalozub // 4th International Sakharov Conference on Physics, May 18-23, 2009, Moscow, Russia: Book of Abstracts. – Moscow, 2009. – P. 92.

## АНОТАЦІЇ

**Гулов О.В. Сигнали  $Z'$  бозона в сучасних та майбутніх експериментах з фізики високих енергій.** – Рукопис.

*Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 «Теоретична фізика». – Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара МОН України, Дніпро, 2017.*

Дисертація присвячена спостережуваним для пошуку та посилення сигналів нового важкого нейтрального векторного бозона ( $Z'$  бозона) у процесах зіткнень елементарних частинок у сучасних та майбутніх експериментах з фізики високих енергій. Оброблено дані експериментів на Великому електрон-позитронному колайдері (ЦЕРН), Теватроні (Лабораторія Фермі), Великому гадронному колайдері (ЦЕРН) та отримано значення максимальної правдоподібності та інтервали довіри для констант взаємодії  $Z'$  бозона з лептонами та кварками. У лептонних процесах знайдено сигнали частинки на рівні одного-двох стандартних відхилень. Досліджено ефективність запропонованих спостережуваних для майбутнього Міжнародного лінійного колайдера. Моделюванням Монте-Карло на ґратці відкрито зміну роду температурного фазового переходу з другого на перший при надзвичайно слабкій константі взаємодії в моделі скалярного поля зі спонтанним порушенням симетрії, знайдено ефект зникнення порушення симетрії при подальшому послабленні константи взаємодії скалярного поля.

*Ключові слова:*  $Z'$  бозон, спостережувані, процес анігіляції електрона та позитрона, процес Дрелла – Яна, оцінки максимальної правдоподібності, скалярні моделі, род фазового переходу.

**Гулов А.В. Сигналы  $Z'$  бозона в современных и будущих экспериментах физики высоких энергий.** – Рукопись.

*Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02 «Теоретическая физика». – Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара МОН Украины, Днепр, 2017.*

Диссертация посвящена наблюдаемым для поиска и усиления сигналов нового тяжелого нейтрального векторного бозона ( $Z'$  бозона) в процессах столкновений элементарных частиц в современных и будущих экспериментах физики высоких энергий. Обработаны данные экспериментов на Большом электрон-позитронном коллайдере (ЦЕРН), Теватроне (Лаборатория Ферми), Большом адронном коллайдере (ЦЕРН) и получены значения максимального правдоподобия и интервалы доверия для констант взаимодействия  $Z'$  бозона с лептонами и кварками. В лептонных процессах найдены сигналы частицы на уровне одного-двух стандартных отклонений. Исследована эффективность предложенных наблюдаемых для будущего Международного линейного коллайдера. Моделированием Монте-Карло на решетках открыта смена рода температурного фазового перехода со второго на первый при чрезвычайно слабой константе взаимодействия в модели скалярного поля со спонтанным нарушением симметрии, найден эффект исчезновения нарушения симметрии при дальнейшем ослаблении константы взаимодействия скалярного поля.

*Ключевые слова:*  $Z'$  бозон, наблюдаемые, процесс аннигиляции электрона и позитрона, процесс Дрелла – Яна, оценки максимального правдоподобия, скалярные модели, род фазового перехода.

**Gulov A.V. Signals of the  $Z'$  boson in modern and future experiments in the high energy physics.** – Manuscript.

*Doctor of Science thesis on Physics and Mathematics, speciality 01.04.02 – theoretical physics. – Oles Honchar Dnipro National University, Ministry of Education of Ukraine, Dnipro, 2017.*

New one-parameter observables for model-independent searches for signals of the Abelian  $Z'$  boson in the process of electron-positron annihilation into a pair of muons or tau-leptons are developed. The observables arise by integration of the differential cross-section with proper weight functions. In the simplest case, they are generalizations of the forward-backward cross-section. The proposed observables allow to measure directly the  $Z'$  couplings to vector and axial-vector leptonic currents by means of moderate statistics. In this regard, they differ from popular model-dependent approaches, which just constrain the lowest possible mass of the  $Z'$  boson. The problem of maximal statistical amplification of signals of the Abelian  $Z'$  boson in the  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  and  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  processes is solved for the first time in a wide interval of energies of the colliding particles between 130 GeV and 1 TeV, which correspond to both the completed experiment CERN LEP and future experiments at ILC/CLIC. The best ratio of a signal to the statistical uncertainty allows to search for the  $Z'$  boson in cases when other approaches cannot select signals of the particle. The observables are shown to be robust with respect to possible systematic errors. Data from the LEP II experiment are analyzed by means of the introduced observables. A signal of the Abelian  $Z'$  boson is found at one standard deviation in the



muon channel. The efficiency of the observables is estimated for the future collider ILC: a signal at 3-4 standard deviations would be discovered after the experiment even for the most pessimistic existing estimates of the  $Z'$  couplings.

In the electron-positron scattering (the Bhabha process), we develop new one-parameter observables for model-independent searches for signals of either the Abelian or chiral  $Z'$  bosons. In order to remove the divergence of the differential cross-section at small scattering angles as well as to make the statistical error uniform with respect to the scattering angle we propose the normalization of the differential cross-section. The observables are obtained by integration of the normalized differential cross-section with proper weight functions. They allow to measure the  $Z'$  couplings to vector and axial-vector electron currents. The experimental data collected at the LEP II are analyzed by means of the proposed observables. A signal of the Abelian  $Z'$  boson is found at two standard deviations. There is no signal of the chiral  $Z'$  boson. The discrepancy between the standard model of elementary particles and experimental measurements of the  $Z$  couplings found at LEP I at one standard deviation is considered as an effect of mixing between the  $Z$  and  $Z'$  bosons: it confirms the signal of the Abelian  $Z'$  boson in the annihilation processes but it cannot be a signal of the chiral  $Z'$  boson. A combined many-parameter fit of the experimental data from LEP I and LEP II is performed for all the leptonic processes. Maximum likelihood estimates and confidence intervals are derived for the Abelian  $Z'$  couplings to fermions at different parametrizations as well as for the  $Z$ - $Z'$  mixing angle.

Two-parameter observables are proposed for model-independent searches for signals of the Abelian  $Z'$  boson in the annihilation of protons and antiprotons into leptonic pairs (the Drell-Yan process) at energies around the  $Z$  peak. It is shown that the contributions of the  $Z'$  couplings to the second generation of quarks to the cross-section can be eliminated by integration over the pseudorapidity of the intermediate state with a piecewise constant weight function. As a result, the number of linear-independent contributions from the  $Z'$  boson to the cross-section decreases to four. Such a feature is a consequence of the parton distribution functions of the proton. Another contribution disappears in the further integration of the cross-section over the invariant mass of the leptonic pair in a symmetric interval around the  $Z$  peak. The final integration by the relative pseudorapidity in the leptonic pair with a proper piecewise constant weight function allows to eliminate one of three remaining interfering  $Z'$  contributions to the cross-section. The proposed integration scheme is shown to be robust with respect to different kinds of systematic errors. One-parameter observables are found in cases of the leptophobic  $Z'$  boson and for the universal  $Z'$  couplings to fermionic generations. The observables can be applied to experimental data collected at Fermilab Tevatron in order to measure  $Z'$  couplings to fermions as well as to a combined analysis of LEP and Tevatron experiments.

The  $Z'$  production cross-section in proton-antiproton and proton-proton collisions, the total decay width of the  $Z'$  boson, and the branching ratios of dimuon and dielectron events are estimated taking into account the maximum likelihood  $Z'$  couplings derived from the LEP experimental data. The results on searches for  $Z'$  resonance in the Drell-Yan process are analyzed both for Tevatron and recent CERN LHC runs. The vector and axial-vector  $Z'$  couplings to electrons and quarks are estimated at 95% confidence level. For  $Z'$  bosons lighter than 3 TeV, the upper bounds on the couplings have to be several times decreased

in comparison with the LEP results and the Z-Z' mixing angle is to be expected less than  $10^{-4}$ .

A new phenomenon is discovered in the one-component scalar model with the  $\lambda\phi^4$  potential by Monte Carlo simulations on a lattice: the temperature phase transition changes the type while the coupling becomes weaker. A phase transition of the first type is observed at  $10^{-5} < \lambda < 10^{-3}$ , whereas greater couplings lead to the second type of the phase transition. In the Monte Carlo approach on a lattice, extremely weak couplings are studied systematically for the first time. The lowest limit of the coupling  $\lambda_0 = 10^{-5}$  is found, which corresponds probably to disappearance of the spontaneous breakdown of the symmetry. This phenomenon can be interpreted by analogy with the Linde-Weinberg bound in gauge models with a spontaneously broken symmetry. A new approach is developed to implement self-adjustment of dimensional parameters of the model and fast convergence of the Monte Carlo algorithm in the vicinity of the phase transition for a wide interval of the coupling. Disappearance of the spontaneous symmetry breakdown at extremely weak couplings is confirmed in Monte Carlo simulations of the many-component scalar model at zero temperature. In case of many-component scalar field, an effective one-component model of the broken phase is developed to take into account the continuous unbroken Goldstone modes analytically by the steepest descent integration (the quasiclassic expansion). The discovered dependency of the spontaneous breakdown of the symmetry in the scalar model on the coupling value can be applied to various realistic models in the quantum field theory and in the condensed matter physics.

*Keywords:* Z' boson, observables, electron-positron annihilation, Drell-Yan process, maximum likelihood estimates, scalar models, type of phase transition.

Підписано до друку 12.09.2017 р.  
Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 1,9.  
Наклад 100 пр. Зам. № 190.

Видавництво і друкарня «Ліра»  
49050, м. Дніпро, вул. Наукова, 5  
Свідоцтво про внесення до Держреєстру  
ДК №188 від 19.09.2000