

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КРИВОРІЗЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Фізико-математичний факультет
Кафедра фізики та методики її навчання

«Допущена до захисту»
Завідувач кафедри

_____ Коновал О. А.
(підпис) (прізвище, ініціали)
«__» _____ 20__ р.

Реєстраційний № _____
«__» _____ 20__ р.

БОЗОН ХІГГСА В СТАНДАРТНІЙ МОДЕЛІ ФІЗИКИ
ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Магістерська робота студентки
групи ФІм-14
ступінь вищої освіти магістр
спеціальності 014 Середня освіта
(Фізика)
Іванової Аліни Ігорівни
Керівник: доктор технічних наук,
професор кафедри фізики та
методики її навчання
Здещиц Валерій Максимович

Оцінка:

Національна шкала _____

Шкала ECTS _____ Кількість балів _____

Голова ЕК _____
(підпис) (прізвище та ініціали)

Члени ЕК _____
(підпис) (прізвище та ініціали)

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (прізвище та ініціали)

Кривий Ріг – 2019

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1. СТАНДАРТНА МОДЕЛЬ ФІЗИКИ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК	6
РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНЕ ПЕРЕДБАЧЕННЯ ІСНУВАННЯ БОЗОНА.....	14
ХІГГСА.....	14
Висновок до розділу 2.....	24
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВІДКРИТТЯ БОЗОНА ХІГГСА НА ВЕЛИКОМУ АДРОННОМУ КОЛАЙДЕРІ	25
3.1. Великий адронний колайдер.....	25
3.2. Постановка експериментів по виявленню бозона Хіггса.	48
3.3. Результати експериментів	56
Висновки до розділу 3	62
РОЗДІЛ 4. ФІЗИКА ЗА МЕЖАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ.....	63
Висновок до розділу 4.....	71
ВИСНОВКИ.....	72
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	75

АНОТАЦІЯ

Іванова А. І. Бозон Хіггса в Стандартній моделі фізики елементарних частинок: магістерська робота студентки фізико-математичного факультету групи ФІм-14/ А. І. Іванова: наук. керівник В. М. Здешиц. – Кривий Ріг, 2019. – 78 с.

Анотація. Досліджено історію теоретичного передбачення існування бозону Хіггса та його відкриття в експериментах на Великому адронному колайдері. Теоретично перевірено передбачення, щодо існування нової фізики поза межами Стандартної моделі, як на прискорювачах, так і в інших системах.

Формулювання проблеми. Огляд навчальної літератури та ретроспективного огляду історій дає можливість коротко та доступно донести до студентів вищих навчальних закладів, щодо концепцій та ідей, які взагалі привели до відкриття бозону Хіггса.

Матеріали і методи. Робота носить теоретичний та прикладний характер. Поставлена задача розв'язувалася за допомогою огляду джерел інформації, щодо ролі та статусу механізму Хіггса у Стандартній моделі.

Результати. Визначено та проаналізовано основні ідеї, які призвели до існування бозону Хіггса, проаналізовано результати експериментів з відкриття бозону Хіггса, з'ясовано чи існує фізика поза межами Стандартної моделі.

Висновки. Відкривши бозон Хіггса, Стандартна модель всеодно несе в собі певні недоліки та рамки за які виходить Стандартна модель: розширення груп симетрії, додавання нових частинок, питання яке не відкрите досі, що взагалі несе за собою поняття темної матерії.

Ключові слова: субатомна фізика, Стандартна модель, симетрія, ВАК, бозон Хіггса, темна матерія.

ВСТУП

Існує загальноприйнята теорія того, як влаштований світ на найменших масштабах, яку називають Стандартною моделлю. Стандартна модель – це квантово-полева теорія, яка описує мікросвіт на рівні фундаментальних взаємодій у сучасному розумінні. Ця теорія описує всі відомі елементарні частинки та всі відомі взаємодії між ними. Вона пояснює закони існування матерії і енергії у всесвіті, його устрій.

Найважливішим завданням, що стояло перед фізикою високих енергій була експериментальна перевірка Стандартної моделі і, зокрема, пошук одного з ключових її ланок – бозона Хіггса, що безпосередньо бере участь у появі маси в елементарних частинках. Бозон Хіггса був єдиною невідкритою частинкою Стандартної моделі. Експериментальне підтвердження існування нейтральної безспінової частинки H (бозон Хіггса) було метою програми експерименту CMS, що виконувався на Великому адронному колайдері (ЦЕРН).

Пошук бозона Хіггса ґрунтувався на порівнянні результатів експериментальних вимірювань параметрів частинки з теоретичними передбаченнями Стандартної моделі. Одним з основних параметрів є величина перерізу народження бозона Хіггса і різноманітних каналів його розпаду. З відкриттям бозона Хіггса Стандартна модель вважається завершеною, хоча є питання, які, можливо, лежать за її межами.

У навчальній літературі роль та статус механізму Хіггса у Стандартній моделі майже не відображений. Не має ретроспективного огляду історії і ідей, які привели до концепції спонтанного порушення симетрії в теорії квантових полей, реалізованих у вигляді механізму Хіггса. Не відображено в зрозумілих

термінах постановка експериментів по виявленню бозона Хіггса та їх результати.

Отже, аналіз навчальної літератури та наукових джерел інформації вказує на необхідність розв'язку **актуальної наукової задачі**, яка полягає в дослідженні історії пошуку та відкриття бозона Хіггса.

Мета і завдання дослідження. Метою магістерської роботи є дослідження історії теоретичного передбачення існування бозону Хіггса та його відкриття в експериментах на Великому адронному колайдері.

Для досягнення мети поставленні такі завдання:

- ✓ проаналізувати науково-методичну літературу;
- ✓ з'ясувати логіку Стандартна модель фізики елементарних частинок;
- ✓ визначити теоретичні умови, які призводить до існування бозону Хіггса;
- ✓ проаналізувати результати експериментів з відкриття бозону Хіггса;
- ✓ з'ясувати чи існує фізика за межами Стандартної моделі.

Об'єкт дослідження – субатомна фізика.

Предмет дослідження – бозон Хіггса.

Методи дослідження. Робота носить теоретичний та прикладний характер. Поставлена задача розв'язувалася за допомогою огляду джерел інформації щодо ролі та статусу механізму Хіггса у Стандартній моделі. Методологічно дослідження базувалися на відомих законах атомної та ядерної фізики, а її основні практичні результати отримані за допомогою аналізу результатів експериментів на Великому адронному колайдері.

Структура роботи. Магістерська праця складається зі вступу, чотирьох розділів з висновками, загальних висновків, списку використаних джерел, який нараховує 36 позиції. Повний обсяг наукової роботи – 77 сторінки.

РОЗДІЛ 1. СТАНДАРТНА МОДЕЛЬ ФІЗИКИ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Стандартна модель (СМ) у фізиці елементарних частинок – це теоретична конструкція, що описує електромагнітну, слабку і сильну взаємодію всіх елементарних частинок. Гравітацію стандартна модель (СМ) не включає. Ця модель була сформована в 60-х – 70-х роках ХХ століття в роботах Нобелівських лауреатів 1979 року (Шелдоном Лі Глашоу, Абдус Салама, Стівена Вайнберга), але своє кінцеве експериментальне підтвердження вона отримала з відкриттям у 2012 році бозону Хіггса. З відкриттям нейтральних слабких струмів пов'язаних з Z-бозоном (1973), чарівного кварка (1979), правдивого кварка (1995) і тау-нейтрино (2000) «Стандартна модель» отримала достатнє експериментальне підтвердження (всі спостережені в прискорювальних експериментах реакції і ймовірності цих реакцій з точністю не більше 2-2.5 стандартних відхилень описуються «Стандартною моделлю» [5, с.30]) і є прийнятою на даний момент.

Стандартна модель (СМ) об'єднує в собі наступні теорії: теорію (модель) електрослабкої взаємодії (ЕСВ), яка в свою чергу описує електромагнітні і слабкі взаємодії лептонів і кварків; квантову хромодинаміку (КХД) – теорію сильних взаємодій. Стандартна модель має свою структуру, яка пов'язана з групами симетрії. Виходячи з вище сказаних теорій СМ має три види взаємодії – звідси і три групи симетрії, які відносяться до одного і того ж класу – так звані унітарні групи. В свою чергу, електромагнітна взаємодія описується групою симетрії $SU(1)$ – це унітарна група з одним параметром, і, відповідно одна частинка-переносник електромагнітних взаємодій – фотон. У слабких взаємодій група симетрії $SU(2)$, яка несе в собі три параметра, і,

відповідно є три частинки-переносника слабкої взаємодії – це 3 тяжких калібровані бозона (W^+ , W^- , Z^0). Сильна взаємодія описується групою $SU(3)$, яка вже має вісім параметрів, і, відповідно 8 полей-переносників взаємодій – глюонів.

Стандартна модель несе в собі три покоління: з I-го покоління частинок складається весь спостережуваний світ. Є друга копія – це II-ге покоління та третя копія – III-є покоління. Покоління СМ складається з 12 фундаментальних частинок – ферміонів: 6 кварків (u, d, s, c, b, t) і 6 лептонів (e , μ , τ , ν_e , ν_μ , ν_τ) (див. рис.1.1).

		Три покоління матерії (ферміони)		
		I	II	III
маса спокою→		2.4 МеВ	1.27 ГеВ	171.2 ГеВ
електричний заряд→		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
спін→		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
назва→		верхній	зачарований	істинний
	Кварки	4.8 МеВ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d нижній	104 МеВ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s дивний	4.2 ГеВ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b чарівний
		<2.2 еВ 0 $\frac{1}{2}$ ν_e електронне нейтрино	<0.17 МеВ 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ мюонне нейтрино	<15.5 МеВ 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ тау- нейтрино
	Лептони	0.511 МеВ -1 $\frac{1}{2}$ e електрон	105.7 МеВ -1 $\frac{1}{2}$ μ мюон	1.777 ГеВ -1 $\frac{1}{2}$ τ тау

Рис. 1.1 Фундаментальні частинки Стандартної моделі.

Кварки є фундаментальними частинами, складовими ядра атомів. Кварки мають шість ароматів, які розподіляються по масі на три покоління дублетів, цей аромат зберігається в електромагнітних і сильних взаємодіях. Перша літера імені кварка часто використовується для їх позначення.

Кварки в Стандартній моделі виступають у вигляді триплетів, тобто вони мають квантові числа, які отримують три значення, часто це називають словом «колір»: синій, червоний, зелений. У слабких взаємодіях всі частинки виступають у вигляді дублетів - це нижча уявлення групи симетрії слабких взаємодій. Існують верхні і нижні кварки, електрон і нейтрино - ось приклади двох дублетів.

На відміну від кварків, всі лептони нейтральні до кольорового заряду, які не взаємодіють через ядерну силу. Найпоширеніший лептон належить першому поколінню – електрону. Електрони, обертаються навколо ядра атома, є найбільш поширеними лептонами. Подібно важчим поколінням кварків, електрон також має відповідні аромати більш важкого покоління, мюони (μ) і тау (τ) лептони. Всі три лептона володіють електромагнітним зарядом «-e», мають масу від ~ 0.5 MeV (e) до ~ 1.7 GeV (τ).

Кожен з цих трьох лептонів також має відповідний дублет – нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Ці частинки є нейтральними як за кольором, так і за електромагнітним зарядом, і практично безмасові. З ними надзвичайно важко взаємодіяти і виявляти, оскільки електромагнітні і сильні сили непомітні для них.

Також «Стандартна модель» включає наступні положення:

- ✓ Адрони складаються з кварків і глюонів. Кварки - ферміони зі спіном $1/2$ і масою 0 ; глюони - бозони зі спіном 1 і масою 0 .
- ✓ Кварки класифікуються за двома ознаками: аромат і колір. Відомо 6 ароматів кварків і 3 кольори для кожного кварка.
- ✓ Аромат - характеристика, що зберігається в сильних взаємодіях.

- ✓ Глюон складається з двох кольорів - кольору і антикольору, а всі інші квантові числа у нього дорівнюють нулю. При випусценні глюону кварк змінює колір, але не аромат. Всього існує 8 глюонів.
- ✓ Елементарні процеси в квантовій хромодинаміці будуються за аналогією з квантовою електродинамікою: гальмівне випускання глюонів кварком, народження кварк-антикваркових пар глюонів. Процес народження глюону глюонів не має аналога в квантовій електродинаміці.
- ✓ Статичне глюонне поле не досягає нуля на нескінченності, тобто повна енергія такого поля нескінченна. Таким чином, кварки не можуть вилітати з адронів, має місце конфайнмент (тобто йде утримання кольорових кварків та глюонів, всередині безкольорових адронів).
- ✓ Між кварками діють сили тяжіння, які мають дві незвичайні властивості: а) асимптотичну свободу на дуже малих відстанях; б) конфайнмент, потенційна енергія взаємодії $V(r)$ необмежено зростає зі збільшенням відстані між кварками: $V(r) = -\alpha_s/r + \kappa \cdot r$, α_s і κ - константи.
- ✓ Кварк-кваркова взаємодія не адитивна.
- ✓ У вигляді вільних частинок можуть існувати тільки колірні синглети : мезонний синглет, для якого хвильова функція визначається співвідношенням

$$\Psi_{\text{мез}} = \frac{1}{\sqrt{3}} (\Psi_{R\bar{R}} + \Psi_{B\bar{B}} + \Psi_{G\bar{G}}) \quad (1.1.)$$

та баріонний синглет із хвильовою функцією

$$\Psi_{\text{бар}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\Psi_{RBG} + \Psi_{BRG} + \Psi_{GBR} - \Psi_{GBR} - \Psi_{BRG} - \Psi_{RBG}) \quad (1.2)$$

де R – красний, B – синій, G – зелений.

- ✓ Всі три типи взаємодій виникають як наслідок постулату про симетричність світу щодо локальних калібрувальних перетворень.
- ✓ На відміну від електромагнітної і сильної, слабка взаємодія може змішувати ферміони з різних поколінь, що призводить до нестабільності всіх частинок, за винятком найлегших, і до таких ефектів, як порушення CP-симетрії і осциляції нейтрино.

До сімейства лептонів входять електрон, мюон, тау-лептон, електронне, мюонне і таунейтрино, а також їх античастинки. Частинки лептонного сімейства взаємодіють тільки через електромагнітну, слабку і гравітаційну взаємодію. Всі лептони є ферміонами зі спіном $1/2$, спин нейтрино пов'язаний з напрямком руху нейтрино: він спрямований проти руху для нейтрино і в напрямку руху для антинейтрино. З лептонами пов'язують квантове число L-лептонний заряд, а іноді вводять індивідуальні лептонні числа за поколінням (для електрона, мюона і тау). Однак закон збереження як для індивідуальних, так і для загального лептонного числа вірний лише приблизно.

Згідно «Стандартної моделі» нейтрино є безмасовою частинкою, але спостереження ефекту осциляцій нейтрино (перетворення одних нейтрино в інші) вказує на наявність певної малої маси. Сучасні експерименти поки встановили оцінки зверху для мас нейтрино.

Електрон є стабільною частинкою, мюон і тау-лептон розпадаються. Мюон з періодом напіврозпаду 2.2 мкс в електрон і пару нейтрино:
 $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$, тау-лептон із середнім періодом напіврозпаду 2.9×10^{-13} с по багатьох каналах, що включає, наприклад, створення мюона і пари нейтрино, або мезона і тау-нейтрино.

У табл. 1 наведені характеристики лептонів Стандартної моделі елементарних частинок [3, с. 44]:

Характеристики лептонів Стандартної моделі елементарних частинок

Частинка/ античастинка	Симво л	Q	Спін S	L_e	L_μ	L_τ	Маса, MeV	Час життя, с
Електрон/позитрон	e^-/e^+	$^-$ 1/+1	1/2	-1/+1	0	0	0.511	стабіл.
Мюон/антимюон	μ^-/μ^+	$^-$ 1/+1	1/2	0	-1/+1	0	106	$2.2 \cdot 10^{-6}$
Тау/антитау	τ^-/τ^+	$^-$ 1/+1	1/2	0	0	-1/+1	1777	$2.91 \cdot 10^{-13}$
Електронне нейтрино/електронне антинейтрино	$\nu_e/\bar{\nu}_e$	0	1/2	-1/+1	0	0	$< 2.2 \cdot 10^{-6}$	
Мюонне нейтрино/ мюонне антинейтрино	$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$	0	1/2	0	-1/+1	0	< 0.17	
Тау нейтрино/ тау антинейтрино	$\nu_\tau/\bar{\nu}_\tau$	0	1/2	0	0	-1/+1	< 15.5	

Аналізуючі всі дані в 1964 р. Дж. Цвейг і М. Гелл-Ман запропонували існування частинки складової структури адронів. Це пояснювалося комбінацією властивостей складових елементів – кварків.

З аналізу властивостей різноманітних частинок встановлено існування 6 кварків. Їх властивості наведенні нижче в табл. 2 [3, с.45]. Окрім цих характеристик, існує «кольоровий заряд», яка забезпечує обмін глюонами.

Таблиця 2

Властивості кварків Стандартної моделі елементарних частинок

Назва	Символ	Маса, MeV	Заряди та аромати					
			Q	B	S	C	b	t
Верхній	u	2.01 ± 0.14	+2/3	1/3	0	0	0	0
Нижній	d	4.79 ± 0.16	-1/3	1/3	0	0	0	0
Дивний	s	101	-1/3	1/3	-1	0	0	0
Зачарований	c	1270	+2/3	1/3	0	+1	0	0
Гарний (чарівний)	b	4190-4670	-1/3	1/3	0	0	-1	0
Правдивий (істинний)	t	172000	+2/3	1/3	0	0	0	+1

Безперечно «Стандартна модель» не є кінцевою, існує ряд питань на які вона ще не дала відповіді. Насамперед СМ потребує правки нейтронних осциляцій, а також не включає в себе гравітацію. Проте, на даний момент вона є найбільш точним описом у фізики частинок і описує 24 частинки (6 кварків, 6 лептонів і їх античастинки) і 12 переносників (фотон, 3 бозона для слабкої взаємодії і 8 глюонів для сильної взаємодії).

Висновок до розділу 1

На сьогоднішній день ми маємо чітке визначення поняття Стандартної моделі в фізиці елементарних частинок. Стандартна модель (СМ) у фізиці елементарних частинок – це теоретична конструкція, що описує електромагнітну, слабку і сильну взаємодію всіх елементарних частинок.

Стандартна модель поєднує в собі наступні теорії: теорію (модель) електрослабкої взаємодії (ЕСВ), яка в свою чергу описує електромагнітні і слабкі взаємодії лептонів і кварків; квантову хромодинаміку (КХД) – теорію сильних взаємодій.

Виходячи з теорії СМ має три види взаємодії і три групи симетрії: електромагнітна взаємодія описується групою симетрії $SU(1)$; слабка взаємодія група симетрії $SU(2)$; сильна взаємодія описується групою $U(3)$.

Стандартна модель несе в собі три покоління: з I-го покоління частинок складається весь спостережуваний світ. Є друга копія – це II-ге покоління та третя копія – III-є покоління. Покоління СМ складається з 12 фундаментальних частинок – ферміонів: 6 кварків (u, d, s, c, b, t) і 6 лептонів (e, μ , τ , ν_e , ν_μ , ν_τ).

Безумовно «Стандартна модель» не є кінцевою, оскільки існує ряд питань на які вона ще не дала відповіді. Проте, на даний момент вона є найбільш точним описом у фізиці елементарних частинок і описує 24 частинки і 12 переносників.

РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНЕ ПЕРЕДБАЧЕННЯ ІСНУВАННЯ БОЗОНА ХІГГСА

У квантовій теорії поля існування хіггсовського бозона передбачалося в класі квантових теорій поля, де симетрія поля щодо перетворень групи Лі спонтанно порушується асиметричним вакуумним станом. Це квант певних флуктуацій параметра порядку.

Навіщо потрібен бозон Хіггса? З квантової фізики відомо, що кожна елементарна частинка є квантом деякого поля, і навпаки, кожному полю відповідає своя частинка-квант. Наприклад, у електромагнітного поля таким квантом є фотон. Навіщо ж потрібно нове поле і які його властивості? Справа в тому, що симетрії теорії мікросвіту забороняють елементарні частинки мати маси, а нове поле порушує ці симетрії і забезпечує існування мас частинок.

У стандартній моделі – найпростішому варіанті теорії, всі властивості нового поля і, відповідно, нового бозона, за винятком його маси, однозначно передбачаються на основі міркувань порушення симетрії. Розглянемо роль симетрії у фізиці мікросвіту.

Таке спонтанне порушення симетрії було вперше запропоновано в 1960 р. як характерна особливість теорій елементарних частинок, проте набагато раніше про це говорилося в контексті теорії конденсованих середовищ. Приклад з ферромагнетизма, описаний Гейзенбергом [21, с. 3] в 1928 р., – найбільш ранній з усіх; спіни сусідніх електронів взаємодіють один з одним, і основним станом системи стає конфігурація, в якій всі спіни орієнтовані паралельно в одному напрямку (енергетично вигідному в

порівнянні з антипаралельною орієнтацією), тим самим порушуючи орбітальну симетрію динаміки.

Іншим прикладом, ближчим до порушення симетрії, цікавою для фізики елементарних частинок, є сверхтекучість. У 1947 р. Боголюбов [1, с. 987] розглянув бозе-конденсацію нескінченної системи нейтральних бесспінових бозонів, які взаємодіють один з одним через короткодійні сили взаємного відштовхування. Згідно вторинно-квантового опису системи бозе-частинок у координатному вигляді, гамільтоніан системи з парною взаємодією має вигляд:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \int dx \psi^*(x) \Delta \psi(x) + \int dx \int dy \psi^*(x) \psi(x) V(x-y) \psi^*(y) \psi(y) \quad (2.1)$$

Такий конденсат характеризується комплексною "макроскопічною хвильовою функцією" (параметром порядку).

$$E(p) = \sqrt{T^2(p) + T(p)p_0 v(p)} \quad (2.2)$$

Квадрат модуля цієї функції є мірою густини конденсату, а її аргумент є довільною величиною, порушуючи тим самим симетрію динаміки при поворотах хвильових функцій бозона. Близкодії представлені у вторично квантованих гамільтоніан, прямо пропорційний квадрату щільності частинок, тобто четвертої ступені компонента скалярного квантового поля.

$$\psi_0(\alpha) = U_\alpha^{-1} \Phi_0 = \exp(-\sum_p \alpha(p) b_p^+ b_{-p}^+) \Phi_0 \quad (2.3)$$

Третій приклад, що став моделлю для теоретиків в області елементарних частинок, - це надпровідність. У 1950 р. Гінзбург і Ландау [1, с. 989] порушення симетрії пояснили бозе-конденсацією електрично заряджених скалярних бозонів, описуючи наступним рівнянням:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2} (2\lambda v^2) h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{\hbar}{v}\right)^2 \quad (2.4)$$

У той час здавалося, що кандидатів у такі бозони немає серед відомих компонентів металів або сплавів. Тільки пізніше, після того як Купер показав, яким чином можна зв'язати два електрона в пару, представляє собою бесспінову бозе-частинку, теорія надпровідності, сформована Бардіним, Купером і Шріффером (БКШ) в 1957 р. [1, с. 989], стала життєздатною. БКШ розглянули спрощену модель, в якій взаємодія електронів за допомогою обміну фононами замінюється прямим ефективним тяжінням електронів поблизу поверхні Фермі:

$$H_{BCS} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon(k) c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} - V_{BCS} \sum_{k,k'} v(k,k') c_{k\uparrow}^\dagger c_{-k\downarrow}^\dagger c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow}, \quad (2.5),$$

$$v_{k,k'} = \begin{cases} 1, & |\varepsilon(k) - \varepsilon(k')| < \omega_{ph}, \\ 0, & |\varepsilon(k) - \varepsilon(k')| > \omega_{ph}. \end{cases}$$

де $c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma}$ – оператори народження (знищення) електронів з імпульсом k і спіном $\sigma = (\uparrow, \downarrow) = (+\frac{1}{2}, -1/2)$, задовольняють фермієвським антикомутаційним співвідношенням: $[c_{k\sigma}, c_{k'\sigma'}^\dagger] = \delta_{k,k'} \delta_{\sigma,\sigma'}$.

Для розрахунку енергії основного стану і спектру електронних збуджень була використана варіаційна хвильова функція:

$$|\Psi_{BCS}\rangle = \prod_k [\sqrt{1 - h_k} + \sqrt{h_k} c_{k\uparrow}^\dagger c_{-k\downarrow}^\dagger] |\Phi_0\rangle, \quad c_{k\sigma} |\Phi_0\rangle = 0 \quad (2.6)$$

Таким чином, теорія Гінзбург – Ландау придбала статус ефективної теорії, яка залишалася вірною і в умовах, коли складова структура куперовських пар була неважлива.

За аналогією із надтекучістю макроскопічна хвильова функція конденсату, яка зумовлює надпровідність, порушує симетрію динаміки системи при оборотах амплітуди на діаграмі Аргана. Однак в разі

надпровідності бозони електрично заряджені, і цю симетрію можна узагальнити на калібровану інваріантність в електродинаміці.

Енергетична щілина в ферміоному спектрі в теорії БКШ пропорційна модулю хвильової функції конденсату. Можливість існування флуктуацій, для яких ця величина перестає бути постійною і стає хвилеподібною в просторі-часі, була вперше отримана з теорії БКШ Літвудом і Вармом [2, с.940] в 1981 р. і запропонована як пояснення загадкової властивості раманівського спектру в надпровідному NbSe_2 , виміряного за рік до цього Сорье Кумаром і Кляйном.

У 1960 р. Намбу [2, с. 940], натхненний теорією БКШ, вперше запропонував релятивістські моделі генерації маси у фізиці елементарних частинок. Його ідея полягала в тому, що енергетична щілина між одноферміоним станом і заповненим діраковським станами з негативною енергією повинна виникати завдяки наявності деякого скалярного конденсату, як в теорії БКШ, в якій заповнені енергетичні смуги є аналогом «моря Дірака». Існування такого конденсату порушувало б симетрію моделі при перетворенні групи Лі, яка у фізиці частинок була б неабелевою групою, що включає групу $U(1)$ в якості підгрупи, що відповідає за збереження електричного заряду.

Хоча Намбу був натхненний теорією БКШ, але запропоновані їм адронні моделі, на відміну від цієї теорії, не володіли локальними калібрувальними інваріантностями. Незабаром стало зрозуміло, що як в цих моделях (що містять елементарні скалярні поля), так і в моделях, вивчених Голдстоуном [13, с. 4] (1961), завжди існують флуктуації, відповідні бесспіновим частинкам з нульовою масою (наявність ненульової щілини в спектрі енергії). Оператор $\hat{T}(x)$ має сектерне розкладання:

$$\hat{T}(x) = \hat{E}_0 + \int d\hat{E}(p) \exp \quad (2.6)$$

де \hat{E}_0 – проекція на вакуумний стан $|0\rangle$; $\hat{E}(p)$ – проектна міра з носієм $V_m^+ = \{p, p^2 \geq m^2, p_0 > 0\}$.

Зв'язок між спонтанним порушенням симетрії і голдстоуновськими бозонами в релятивістських теоріях була формально доведено Голдстоуном, Саламом і Вайнбергом [12, с. 1014] в 1962 р. Експериментальні свідчення проти існування таких частинок в реальному світі піддали б під сумнів правильність ідей Намбу.

Між 1962 і 1964 рр. в літературі велися дебати, чи можна обійти теорему Голдстоуна. У 1963 р. Андерсон [12, с. 1004] зазначив, що в надпровідниках через електромагнітну взаємодію голдстоунівська мода (флуктуації аргументу хвильовій функції скалярного конденсату) стає масивною і відповідає поздовжній поляризації додатковою до двох поперечних (також масивним) електромагнітним модам. (Це було перший наслідок механізму, який зараз називають «механізмом Хіггса».) Він зауважив, що у фізиці елементарних частинок «проблема голдстоунівської нульової маси не так вже серйозна, оскільки нею, ймовірно, можна знехтувати в порівнянні з аналогічною проблемою нульової маси в теорії Янга - Міллса». Його зауваження тоді в дебатах не привернуло належної уваги теоретиків фізики частинок, тому що він не вказав на помилку в доказі теореми Голдстоуна і не обговорював явно ніякі релятивістські моделі. Це протиріччя, нарешті, вирішилося в липні 1964 р., коли науковцям стало зрозуміло, що теорії з локальною калібрувальною інваріантністю порушують одну з аксіом (вони повинні бути лоренц-коваріантними), на якій заснована теорема Голдстоуна 1962 р. До кінця липня 1964 року Хіггс розробив найпростішу теоретико-польову модель, в якій кількісно було враховано нехтування масою Янга-Міллса. Ця модель зараз

відома як модель Хіггса, але пізніше було підтверджено дослідями, що це релятивістська версія теорії Гінзбурга-Ландау.

Браут, Енглер і Хіггс витратили чимало часу в безуспішних спробах застосувати розвинені ідеї до порушення адронної симетрії ароматів, як це раніше робив Намбу (в 1960-х роках було модно розглядати порушення цих симетрій).

Прогрес був досягнутий тільки в 1967 р., коли Вайнберг і Салам незалежно зрозуміли, що спонтанно порушення виявляється симетрія групи $SU(2) \times U(1)$ в моделі Глешоу для лептонної електрослабкої взаємодії: [1, с. 989]

$$L_{\Phi} = D_{\mu} \Phi^{\dagger} D^{\mu} \Phi - \mu^2 \Phi^{\dagger} \Phi - \lambda^4 (\Phi^{\dagger} \Phi) \quad (2.7)$$

Минуло ще кілька років, перш ніж в 1971 р. Хофт [2, с. 945] завершив розпочату Вельтманом програму з дослідження перенормування теорій Янга - Міллса, що переконало теоретиків в життєздатності електрослабкої теорії і інших теорій такого типу.

У 1972 році на конференції з фізики високих енергій частинок у лабораторії ім. Енріко Фермі в США, робота Хофта викликала шквал активності теоретиків, вивчаючи альтернативні теорії зі спонтанним порушенням симетрії для електрослабкої і інших взаємодій. Резумуючи підсумки секції з теорії слабких взаємодій, Б.В. Лі [16, с. 987] згадував ім'я Хіггса і в зв'язку з різноманітними аспектами таких теорій, і особливо в зв'язку з «хіггсовськими мезонами» (вклад Енглера і Браута був згаданий лише мимохід).

Аналізуючі більш детально теоретичне передбачення існування бозона Хіггса, привернуло увагу до характерної риси теорії зі спонтанно порушеною симетрії, закони збереження та заборони симетрії.

Кожній симетрії відповідає свій закон збереження. Наприклад, симетрії щодо змін у часі (тобто тій обставині, що закони фізики однакові в кожен момент часу) відповідає закон збереження енергії, симетрії щодо змін у просторі – закон збереження імпульсу, а симетрії щодо поворотів в просторі – закон збереження кутового моменту. Закони збереження можна інтерпретувати і як заборони: перераховані симетрії забороняють зміни енергії, імпульсу та кутового моменту замкнутої системи при її еволюції.

Навпаки, кожному закону збереження відповідає своя симетрія; це твердження є точним в квантовій теорії. Перед вченими знову повстало питання, яка ж симетрія відповідає закону збереження електричного заряду? Було визнано, що крім очевидних просторо-часових симетрій, існують неочевидні – «внутрішні».

Одна з них і призводить до збереження електричного заряду. Ця ж внутрішня симетрія, тільки що розуміється в розширеному сенсі як калібрувальна (градієнтна) інваріантність, пояснює і той факт, що у світла можуть бути тільки два типи поляризації – ліва і права. Покажемо, наскільки нетривіальний факт наявності тільки двох типів поляризації світла.

Розглянемо відомі частинки спіна 1. Крім фотона, одиничним спіном мають глюони, які відповідають за сильні взаємодії між кварками і пов'язують кварки в протон, нейтрон і інші складові частинки – адрони. Є ще три частинки спіна 1 – W^+ , W^- , Z – бозони. Масивна частинка спіна S має $(2S+1)$ станів з різними проекціями спіна на задану вісь. Наприклад, спін електрона ($S = 1/2$) в його системі спокою може бути спрямований вгору ($S_z = +1/2$) або вниз ($S_z = -1/2$). Бозон Z має не нульову масу і спін $S = 1$, тому станів з різними проекціями спіна у нього три: $S_z = +1$, 0 , або -1 .

Зовсім інакше йде справа з безмасовими частинками. Оскільки вони рухаються завжди зі швидкістю світла, перейти в систему відліку, де така частинка покоїться, не можна. Проте можна говорити про її спіральності – проекції спіна на напрям руху. Незважаючи на те, що спін фотона дорівнює одиниці, таких проекцій може бути всього дві – вздовж і проти напрямку руху. Це і є права і ліва поляризація фотона (світла). Третій стан з нульовою проекцією спіна, існував б, якщо маса фотона заборонена внутрішньою симетрією електродинаміки. Таким чином, ця внутрішня симетрія забороняє і існування маси у фотона. Симетрійна заборона на масу, частинки спіна 1 дійсно виконується в разі фотона, а в разі W^+ , W^- , Z – бозонів не виконується.

Звідси висновок: необхідно нове поле, яке, спонтанно порушуючи симетрію, призводить до появи мас у частинок. Це поле не повинно виділяти ніякого напрямку в просторі-часі, тобто бути скалярним. А як відомо, електромагнітне поле, поля W^+ , W^- , Z - бозонів, глюонів виділяють напрямки в просторі-часі і називаються векторними.

Отже, потрібно скалярне поле, яке повинно порушувати симетрію Стандартної моделі не повністю, внутрішня симетрія електродинаміки повинна залишатися непорушеною. І найголовніше: взаємодія нового поля, «розлитого в вакуумі», W^+ , W^- , Z – бозонами, електронами та ферміонами призводить до появи маси у цих частинок.

Механізм генерації мас частинок зі спіном 1 за рахунок спонтанного порушення симетрії був запропонований в 1964 році теоретиками з Брюсселя Франсуа Енглера і Робертом Браутом і трохи пізніше фізиком з Единбурга Пітером Хіггсом. Вони розглянули теорію, в якій присутній як скалярне (спін 0), так і векторне (спін 1) поле. На відміну від електродинаміки, внутрішня симетрія спонтанно порушена однорідним скалярним полем, в

вакуумі. Результатом стало демонстрація того факту, що це порушення симетрії автоматично тягне за собою появу маси у частинки спіна 1 – кванта векторного поля. Узагальнення цього механізму на клас ферміонів і їх взаємодія з таким, що порушує симетрію скалярним полем, призводить до того, що маси з'являються і у ферміонів. Стандартна модель тепер виходить в результаті подальшого узагальнення шляхом включення не одного, а декількох векторних полів – фотона, W^+ , W^- , Z – бозонів – і різних типів ферміонів. Енглер і Браут не помітили, що поряд з масивною частинкою спіна 1 ця теорія передбачає існування ще однієї частинки – бозону зі спіном 0. А ось Хіггс помітив, і зараз цю нову безспінову частинку називають бозоном Хіггса. Однак ключову пропозицію, використовувати скалярне поле для спонтанного порушення симетрії і генерації мас частинок спіна 1 вперше зробили Енглер і Браут. Новий бозон з нульовим спіном є квантом того самого скалярного поля, яке порушує симетрію. І в цьому його унікальність.

Тут потрібно зробити уточнення: якби спонтанного порушення симетрії не було, то W^+ , W^- , Z - бозони були б безмасовими. Кожен з них мав би два спінових стани, два типа квантів, як фотон. Разом б ми мали $2 \times 3 = 6$ спінових станів W^+ , W^- , Z – бозонів. У Стандартній моделі W^+ , W^- , Z - бозони масивні, кожен з них має три спінових стани, разом $3 \times 3 = 9$ типів квантів. Одразу постає питання: звідки взяли три "зайвих" типи квантів? Справа полягає в тому, що в Стандартній моделі необхідно ввести не одне, а чотири скалярних поля Енглера – Браута – Хіггса. Квант одного з них – це бозон Хіггса, нова частинка, відкрита в ЦЕРНі. А кванти трьох інших внаслідок спонтанного порушення симетрії як раз і перетворюються в три "зайвих" квантів масивних W^+ , W^- , Z – бозонів.

Ця арифметика, до речі, узгоджується з тим, що всі чотири пари поля Енглера – Браута – Хіггса – скалярні, їх кванти мають нульовий спіні. Безмассові W^+, W^-, Z – бозони мали б проекції спіна на напрям руху, рівні -1 та $+1$. Для масивних W^+, W^-, Z – бозонів ці проекції приймають значення $-1, 0$ і $+1$, тобто «зайві» кванти мають нульову проекцію. Три поля Енглера – Браута – Хіггса, з яких ці «зайві» кванти отримуються, також мають нульову проекцію спіна на напрям руху, просто тому, що їх спіні дорівнює нулю.

Отже, бозон Хіггса – це квант одного з чотирьох скалярних полів Енглера – Браута – Хіггса, існуючих в Стандартній моделі. Три інших «з’їдаються» W^+, W^-, Z бозонами.

Зокрема, в цих теоріях завжди повинні бути присутніми масивні скалярні збудження, які залишаються після того, як голдстоунівські моди порушуючи симетрію скалярного мультиплету взаємодіючи з яким-небудь калібрувальним полем і породжуючи поздовжню компоненту масивних векторних бозонів. Тепер ці скалярні флуктуації відомі як хіггсовські бозони.

Висновок до розділу 2

На сьогодні існує багато теорій, що призвели до теоретичних основ існування бозону Хіггса.

У квантовій теорії поля існування хіггсовського бозона передбачалося в класі квантових теорій поля, де симетрія поля щодо перетворень групи Лі спонтанно порушується асиметричним вакуумним станом. Це квант певних флуктуацій параметра порядку.

Кожен із вчених намагався по різному знайти відповідь на питання навіщо потрібен бозон Хіггса. З квантової фізики відомо, що кожна елементарна частинка є квантом деякого поля, і навпаки, кожному полю відповідає своя частинка-квант. Справа в тому, що симетрії теорії мікросвіту забороняють елементарних частинок мати маси, а нове поле порушує ці симетрії і забезпечує існування мас частинок.

Теоретичне передбачення існування бозона Хіггса, з характерної риси теорії зі спонтанно порушеної симетрії, закони збереження та заборони симетрії вперше досліджено в 1960 р. як характерна особливість теорій елементарних частинок

Якщо спонтанного порушення симетрії не було, W^+ , W^- , Z^0 – бозони не мали маси. Справа в тому, що в Стандартній моделі необхідно ввести не одне, а чотири скалярних поля Енглера – Браута – Хіггса.

Отже, бозон Хіггса – це квант одного з 4-х полей Енглера – Браута – Хіггса, існуючих в Стандартній моделі. Три інших W^+ , W^- , Z^0 бозони, перетворюються в їх треті невивстаючі спінові стани.

РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВІДКРИТТЯ БОЗОНА ХІГГСА НА ВЕЛИКОМУ АДРОННОМУ КОЛАЙДЕРІ

3.1. Великий адронний колайдер

Прискорювачі заряджених частинок знайшли широке застосування в різних областях науки і промисловості. На сьогоднішній день у всьому світі їх налічується понад 30 тисяч. Для фізика прискорювачі заряджених частинок служать інструментом фундаментальних досліджень структури атомів, характеру ядерних сил, а також властивостей ядер, які в природі не зустрічаються. Однак для проведення більш складних дослідів потрібні прискорювачі, здатні розігнати частинки до високих енергій, що мають велику потужність. Одним з таких є Великий адронний колайдер.

Великий адронний колайдер (Large Hadron Collider, скорочено ВАК) – прискорювач заряджених частинок на зустрічних пучках, призначений для розгону протонів і важких іонів (іонів свинцю) і вивчення продуктів їх зіткнень. Походження колайдеру сходить до 1977 року, коли Сер Джон Адамс, колишній директор Європейської ради з ядерних досліджень (ЦЕРН), запропонував побудувати підземний тунель, в якому міг би розміститися прискорювач частинок, здатний досягати надзвичайно високих енергій, який знаходиться близько Женеви, на кордоні Швейцарії та Франції.

Великий адронний колайдер (ВАК) є найбільшою експериментальною установкою в світі, а також найскладнішим пристроєм, коли-небудь створеним людиною. У будівництві та дослідженнях брали участь і беруть участь понад 10 тисяч вчених і інженерів більш ніж з 100 країн. «Великим» названий завдяки розмірам: довжина основного кільця прискорювача становить 26 659 м; «Адронним» через те, що він прискорює адрони, тобто

важкі частинки, що складаються з кварків; «Колайдером» через те, що пучки частинок прискорюються в протилежних напрямках і стикаються в спеціальних точках зіткнення.

Проект із будівництва ВАК з'явився ще в 1984 році. Десять років велися різні дискусії щодо того, яким буде собою представляти адронний колайдер, навіщо потрібен саме такий масштабний дослідницький проект. У 1994 проект схвалили. А в 1997 році, і почалося будівництво 27,5-кілометрового кільця довжиною 16,5 миль, що проходить під французько-швейцарським кордоном, здатного прискорювати частинки до 99,99% швидкості світла і розбивати їх всі разом. У середині кільця 9 300 магнітів направляють пакети з зарядженими частинками в двох протилежних напрямках зі швидкістю 11 245 разів на секунду, в кінцевому підсумку об'єднуючи їх для лобового зіткнення. Установка здатна створювати близько 600 мільйонів зіткнень кожену секунду, викидаючи неймовірну кількість енергії і, час від часу, екзотичну і ніколи не помічену важку частку. ВАК працює при енергіях в 6,5 раз вище, ніж у попереднього рекордного прискорювача частинок Теватрон, розташований в Національній прискорювальній лабораторії ім. Енріко Фермі в США.

Чому ж вирішили виділити для розміщення ВАК підземні комунікації колишнього гарно функціонуючого прискорювача елементарних частинок великого електрон-позитронного колайдера на інший? Вчені пояснюють тим, що протонні прискорювачі дозволяють досягнути більш високих енергій, що пов'язано зі зменшенням втрат енергії. Прискорений заряд випромінює енергію, а в кільцевому прискорювачі повинна діяти постійна сила магнітного поля для утримання частинки на орбіті.

А навіщо взагалі будують адронні колайдери, якщо вони настільки неефективні з точки зору енергетичних втрат? Коли зіштовхується два

електрона (або електрон з позитроном), ми бачимо тільки «звичайну» подію. Центр мас системи може або знаходитися в стані спокою в лабораторній системі або рухаються в одному напрямку з відомим імпульсом.

В той же час, у протонному колайдері при високих енергіях зіштовхуються окремі «партони» (кварки або глюони), які володіють невідомим імпульсом. Інші партони протони («spectators» або «спостерігачі») розсіюються. (рис. 3.1.). Під час зіткнення двох протонів при високих енергіях зіштовхуються два протона, а інші – кварки і глюони – створюють небажаний фон (рис.3.1.(а)). На відмінну від цього електрони і позитрони є дійсно «елементарні» частинки. (рис.3.1.(б)). [15, с. 230]

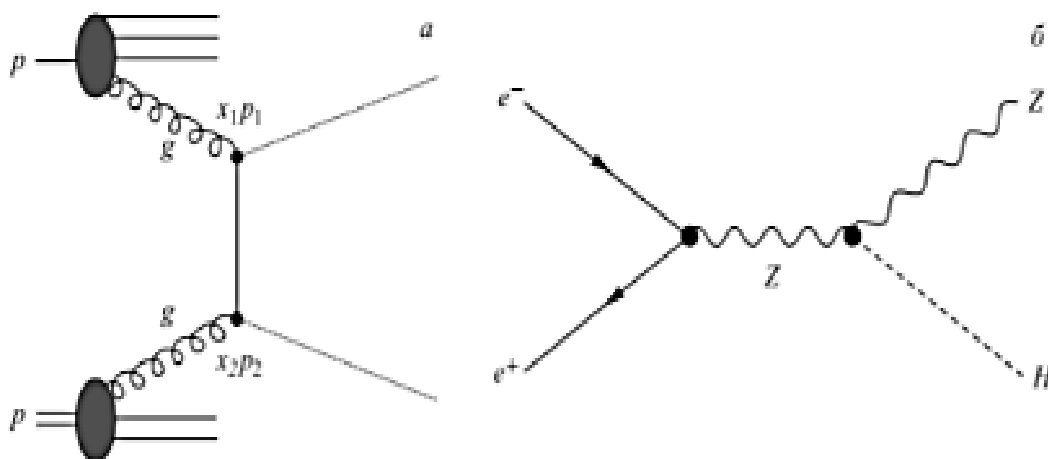


Рис. 3.1. Зіткнення двох протонів при високих енергіях

В основі роботи ВАК, як і всіх прискорювачів, закладено взаємодія заряджених частинок з електричним і магнітним полями. Електричне поле здатне безпосередньо здійснювати роботу над частинкою, тобто збільшувати її енергію. Магнітне ж поле, створюючи силу Лоренца, лише відхиляє частинку, не змінюючи її енергії, і задає орбіту, по якій рухаються частинки. Швидкість частинок в ВАК близька до швидкості світла у вакуумі. Розгін частинок до таких великих швидкостей досягається в кілька етапів.

На першому етапі низькоенергетичні лінійні прискорювачі виробляють енергію протонів і іонів свинцю для подальшого прискорення. Потім частинки через бустер потрапляють в протонний синхротрон, де отримують заряд енергію 28 Гев. Після цього прискорення частинок триває в протонному суперсинхротроні, де енергія частинок досягає 450 ГеВ. Потім пучок направляють в головне 26,7-кілометрове кільце. Все кільце колайдера розділене на вісім рівних секторів, на кожному з яких стоять в ряд магніти, що керують рухом пучка протонів. Всього уздовж тунелю встановлено 1624 магніта. Їх протяжність в цілому перевищує 22 км, довжина кожного магніту близько 15 метрів.[15, с.314]

Магніти використовуються двох видів: квадрупольні (392 шт.) і дипольні (1232 шт.). Саме дипольні магніти утримують частинки, тоді як квадрупольні магніти потрібні для того, щоб максимально підвищити шанси на взаємодію частинок, в місцях перетину труб. Під впливом магнітного поля елементарні частинки не відлітають геть по дотичній, а залишаються всередині кільця. Крім того, спеціальні фокусуючі магніти не дають протонам під час руху коливатися в поздовжньому напрямку і зачіпати стінки вакуумної труби, в якій здійснюється рух [15, с. 315].

Для досягнення необхідних величин напруженості магнітного поля магніти довелося робити з надпровідними обмотками. Тому для приведення в робочий стан їх необхідно охолоджувати до температури 1,9 К (або -271,3 °С). Це нижче, ніж температура в відкритому космічному просторі (2,7 К або -270,5°С). Щоб охолодити тону конструкції і отримати космічний холод в земних умовах, для ВАК довелося створити найпотужнішу криогенну систему, яка містить більше 40 000 герметичних зварних швів, і використовує 10 000 тон рідкого азоту і 130 тон рідкого гелію. У чотирьох місцях пучки з

двох труб прискорювача перетинаються, і в цих місцях відбувається зіткнення протонів. Зіткнення двох частинок «обличчям до обличчя» подія досить рідкісна. Коли перетинаються два пучка по 100 мільярдів частинок в кожному, стикаються всього 20 частинок. Але оскільки пучки перетинаються приблизно 30 мільйонів разів на секунду, щомиті може відбуватися 600 мільйонів зіткнень. При зіткненні протонів в усі боки летять елементарні частинки, в середньому їх народжується близько 100 на кожне зіткнення.

Використовуючи трубки прискорюють не тільки протони, а й ядра свинцю: в цьому випадку при кожному зіткненні ядер буде народжуватися порядку 15 000 нових частинок. Для реєстрації частинок, які утворилися під час зіткнення, були сконструйовані спеціальні детектори. Їх шість. По суті це гігантські цифрові фотокамери з розширенням в 150 мегапікселів, здатні робити 600 мільйонів кадрів в секунду. [18, с. 30]

На Великому адронному колайдері було встановлено чотири головних детектора, які розміщені у міжсекційних блоках та два детектора-супутника. Завдяки яким, детектуються всі заряджені частинки і фотони. Визначається тип частинки – електрон, фотон, мюон, адрон (протон, нейтрон, мезон). Вимірюється енергія і напрям руху кожної частинки.

Детектори Великого адронного колайдера також розташовані під землею на рівні прискорювача. Основними детекторами колайдера є ATLAS, CMS, ALICE і LHCb. Двоє з яких, ATLAS [21] і CMS [22], слугують установками загального призначення і призначені для пошуку бозона Хіггса, суперсиметричних та інших екзотичних частинок. Експеримент ALICE [22] має на меті вивчення зіткнень прискорених іонів, а LHCb [25] виконає

прецизійне дослідження розпадів β -адронів. Розташування детекторів показано на (рис. 3. 2.) [14, с. 53]

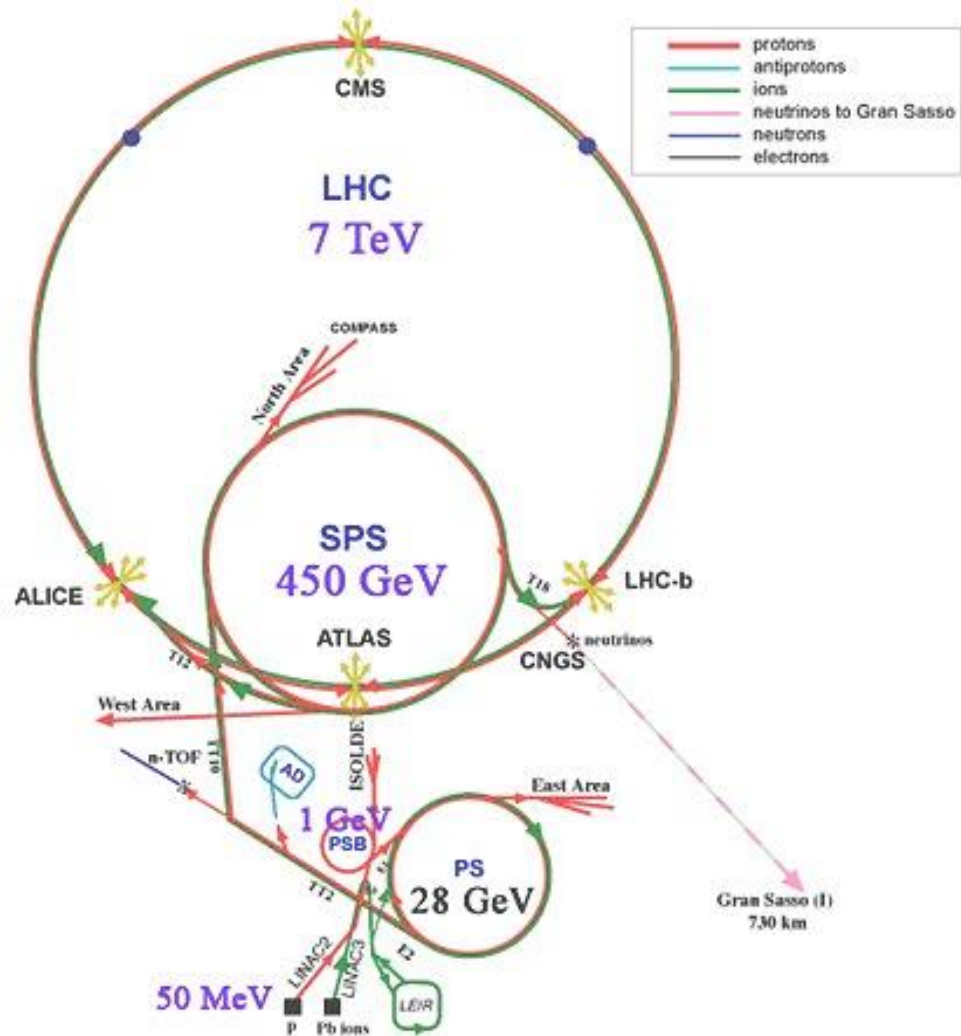


Рис. 3.2. Схема прискорювального комплексу ЦЕРН і розташування основних детекторів Великого адронного колайдера (LHC)

3.1.1. Детектор ATLAS

Детектор ATLAS – зовнішній надпровідний «повітряно-проміжковий» тероїд слугує ключовим елементом ATLAS, забезпечуючи прецизійний вимір імпульсів мюонів у всьому доступному інтервалі їх значень.

Загальний вигляд детектора ATLAS наведено на рис. 3. 3. [14, с.113] Детектор ATLAS має осьову симетрію, щодо поздовжнього напрямку

пучка прискорених протонів і симетрією вперед-назад, щодо центральної точки детектора, де відбувається зіткнення пучків протонів.

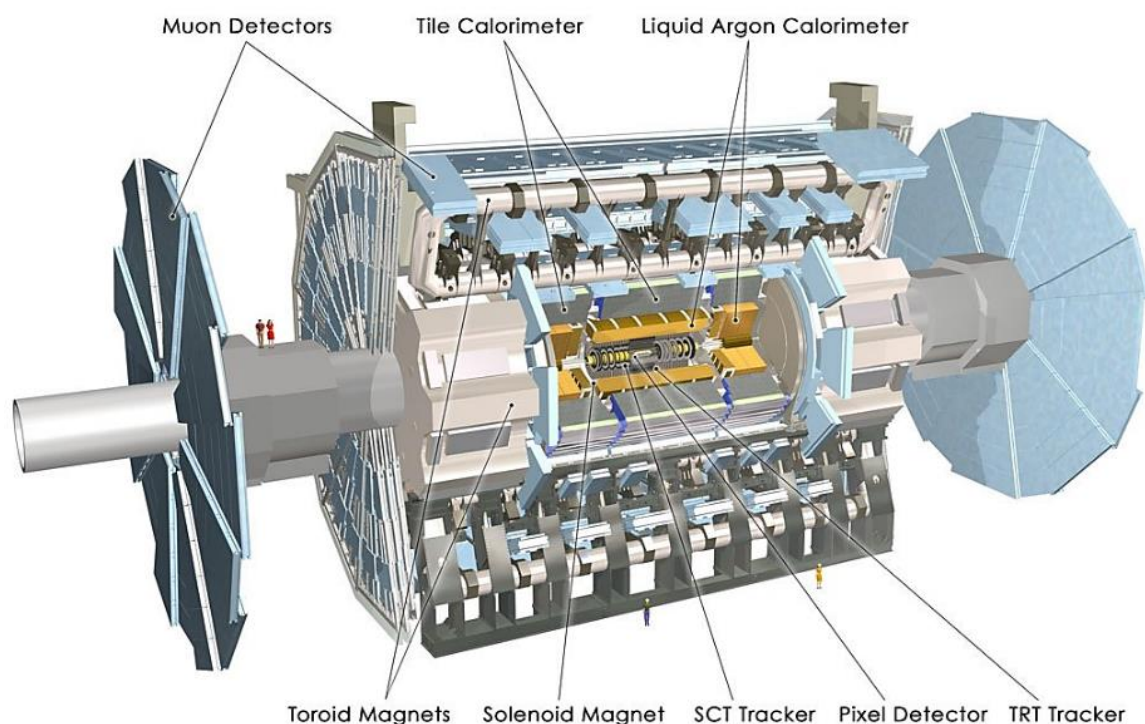


Рис 3.3. Схема детектора ATLAS

Основним елементом, що визначає зовнішній вигляд і розміри детектора ATLAS, є його магнітна система. Магнітна система ATLAS є унікальною гібридною системою чотирьох надпровідних магнітів: соленоїда і трьох тороїдів, одного центрального і двох торцевих. Вона має діаметр 22 м і довжину 26 м. Об'єм, який заповнює магнітне поле величиною більше 50 мТ, становить гігантську величину 12 000 м³.

Магнітна система установки розділяється на дві компоненти: зовнішню, що складається з тороїдальних магнітів, і внутрішню у вигляді соленоїда. Зовнішні крила складають вісім секцій центрального тороїда. По краях між цими секціями розміщені секції торцевого тороїда. У центрі розташований соленоїд.

Соленоїд є складовим елементом магнітної системи детектора ATLAS.

Ось соленоїда розташована вздовж напрямку осі пучка і забезпечує аксіальне магнітне поле 2 Т у Внутрішньому детекторі. Конструкційне завдання соленоїда полягає в тому, щоб мінімізувати кількість речовини перед електромагнітним калориметром, наступним за Внутрішнім детектором. Досягнута товщина речовини становить $\sim 0,66$ радіаційних довжин по нормалі. При цьому обмотка соленоїда і рідко-аргоновий калориметр, наступний за соленоїдом, розміщені в загальній вакуумної ємності, що дозволяє уникнути подвійної стінки вакуумних ємностей. Внутрішній і зовнішній діаметр соленоїда складають, відповідно, 2,46 м і 2,56 м. Довжина соленоїда 5,8 м. Робочий струм в обмотці соленоїда становить 7,730 кА. Вага котушки соленоїда 5,4 т, запасені енергія становить 40 МДж. Ставлення енергія / маса при номінальному струмі становить всього 7,4 кДж/кг (у CMS воно вище 10!). Ця величина показує, що конструкція соленоїда дуже легка, як це вимагають умови детектора. Детальне порівняння цієї величини з параметрами інших магнітів приведено в наступному розділі.

На рисунку 3.3. можна побачити елементи конструкції тороїда. Він складається з надпровідного центрального тороїда (бареля) і двох торцевих. Спостерігаються також округлені протяжні прямокутні секції котушок центрального тороїда, яких всього вісім. Внутрішній і зовнішній радіуси центрального тороїда становлять 4,7 і 9,75 м, його довжина 26 м. Для торцевого тороїда ці радіуси рівні 0,825 і 5,35 м відповідно, його довжина 5 м. В повітряних зазорах центрального тороїда розміщені мюонні камери мюонного спектрометра, який здійснює як функції швидкого запуску системи реєстрації подій (тригера), так прецизійного вимірювання координат і імпульсів мюонів. На рис. 3.4. [14, с. 121] приведена фотографія секцій центрального тороїда детектора ATLAS, зроблена в процесі складання

детектора до розміщення інших елементів мюонного спектрометра, калориметр і Внутрішнього детектора.

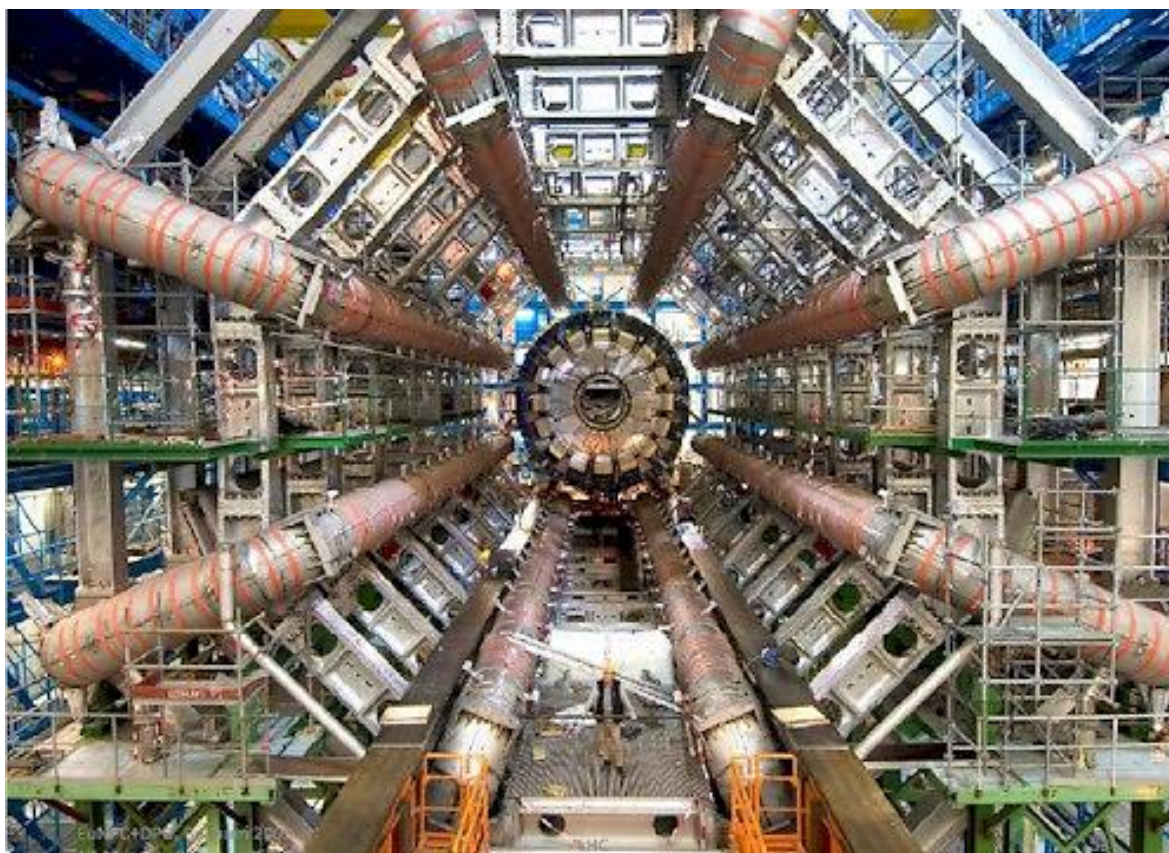


Рис. 3. 4. Зовнішній вигляд секцій центрального тороїда детектора ATLAS

Це зображення служить візитною карткою експерименту ATLAS. Котушки (обмотки) торцевого тороїда знаходяться в загальному корпусі. У магнітному полі тороїдів розміщені детектори мюонів. Праворуч і ліворуч по краях розташовані великі торцеві диски мюонних камер, діаметр цих дисків 25 м. Тороїдальний магніт з мюонів камерами становить мюонний спектрометр детектора ATLAS.

Торцеві тороїди представляють собою жорсткі цільні структури вагою 240 т. Це найбільш важкі елементи, які довелося опускати в шахту детектора ATLAS. Торцеві тороїди можна пересувати по рейках уздовж напрямку пучка. Це забезпечує доступ до внутрішніх елементів детектора при монтажі і обслуговуванні.

Вакуумна ізоляція тороїдів створювалася дифузійними насосами. Витік вакууму склала малу величину 10^{-4} мбар \times л / с.

На рис. 3. 5. показано розташування силових ліній магнітного поля тороїда ATLAS. [9, с. 112]

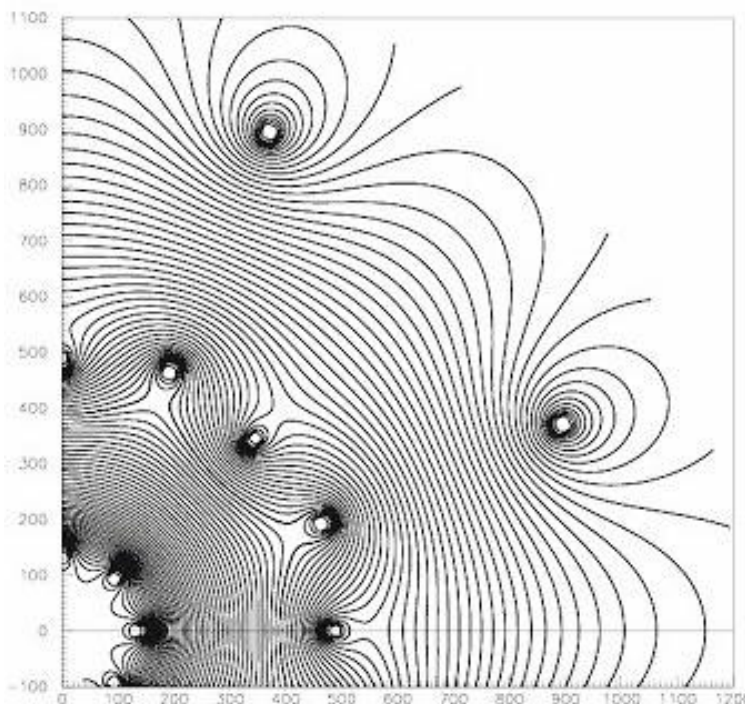


Рис. 3.5. Силові лінії магнітного поля тороїдальних магнітів детектора ATLAS в площині, перпендикулярній осі пучка

Залежно від радіуса R і азимутального кута φ величина поля змінюється від 0,15 Т до 2,5 Т з середнім значенням 0,5 Т для бареля і від 0,2 Т до 3,5 Т на торцях із середнім значенням 1 Т. Гарна величина згинальної сили досягається до значень псевдобистроти $|\eta| \approx 2,6$. В області $|\eta| \approx 1,4 - 1,6$ інтеграл поля має меншу величину, так як відповідні траєкторії проходять в площинах котушок, де їх поля взаємно компенсуються.

Наступним елементом при русі до центру детектора від мюонного спектрометра служить адронний калориметр. Він складається з декількох блоків. Центральну частину займають три секції адронного тайл-калориметр. Торцевих елементом адронного калориметра служить рідинно-аргоновий

адронний калориметр. У безпосередній близькості до осі детектора розташований передній адронний калориметр.

Всередині адронного калориметра знаходиться рідинно-аргоновий електромагнітний калориметр. Він також має центральну, торцеву і передню частини. Все калориметри разом складають калориметричну систему детектора ATLAS.

Всі калориметри детектора ATLAS є складовими. Вони перекривають область псевдобистрот $|\eta| < 4,9$. Їх конструкції задовольняють умовам, що пред'являються фізичними завданнями експерименту і радіаційними умовами середовища. Електромагнітний калориметр (ЕМ) має високу ступінь сегментування в області псевдобистрот, що перекриваються Внутрішнім детектором, для прецизійного вимірювання електронів і фотонів. Радіальна структурованість інших калориметрів забезпечує необхідний дозвіл при вимірі струменів і відсутньої енергії E_{miss} .

Товщина адронного калориметра становить $9,7 \lambda_{\text{вз}}$ в барелі і $10 \lambda_{\text{вз}}$ на торцевих ділянках. Разом з товщиною механічних кріплень $1,3 \lambda_{\text{вз}}$ це становить необхідні $11 \lambda_{\text{вз}}$ для ефективного поглинання фону мюонів і надійного вимірювання якої бракує енергії.

Усередині калориметричної системи в безпосередній близькості до труби, в якій рухаються і стикаються пучки протонів, розташований Внутрішній детектор. Він поміщений в магнітне поле соленоїда. Діаметр Внутрішнього детектора 2 м, довжина 5,4 м. Він має складну структуру. Елементами Внутрішнього детектора служать піксельні і мікростріпові кремнієві детектори і пропорційні дрейфові трубки детектора перехідного випромінювання. Соленоїд є складовим елементом магнітної системи детектора ATLAS.

3.1.2. Детектор CMS

Детектор CMS (Compact Muon Solenoid - Компактний мюонний соленоїд) – один з двох великих універсальних детекторів на Великому адронному колайдері. Довжина детектора – 25 м, діаметр – 15 м. CMS "компактніше" іншого великого детектора на БАК – ATLAS. На відмінну від ATLAS, детектор CMS має величезний і потужний надпровідний магніт (~ 4 Тесла), що охоплює трекер і калориметри, і величезний обсяг кремнієвого трекара з радіусом 1,2 м. Не зважаючи на менші розміри на відмінну від ATLAS, вага CMS дуже велика – 15000 тон. У CMS кристалічний електромагнітний калориметр (PbW04) з хорошим енергетичним дозволом. Експериментальні можливості CMS і ATLAS порівнянні. На CMS максималізувати магнітне поле при мінімалізації розмірів, на ATLAS навпаки.

Структура CMS "традиційна": трекер - калориметри - мюонні детектори (рис.3. 6.). [21]

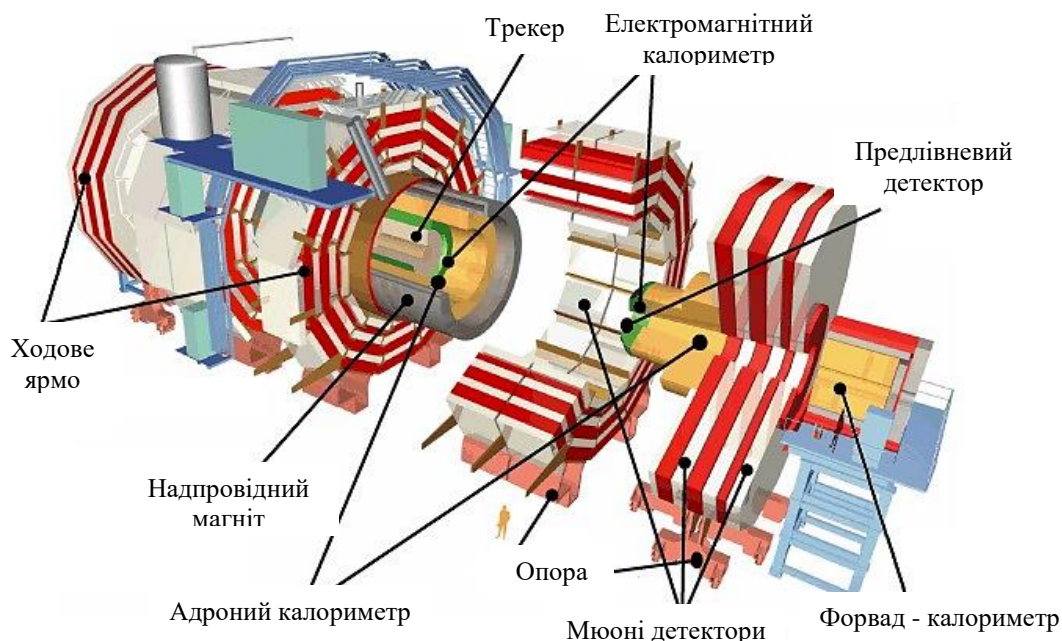


Рис. 3.6. Схема детектора CMS

Магніт CMS є найбільший надпровідний магніт, який коли-небудь створювався. У нього є «зворотнє» ярмо, завдяки якому створюється сильне магнітне поле зовні бареля. У барелі знаходяться трекери і калориметри, зовні - мюонні детектори. Коли мюони потрапляють у зовнішню область, вони під дією магнітного поля ярма відхиляються в зворотну сторону. Ярмо слугує також фільтром, пропускаючи тільки мюони і слабо взаємодіють частинки, зокрема нейтрино. Температура магніту еквівалентна температурі гелію.

Найближче до осі пучка розташований піксельний детектор. У цій області потік частинок гігантський. Так на відстані 8 см від пучка, на 1 см² площі припадає близько 10 млн. частинок в секунду. Піксельний детектор повинен бути здатний розплутати і відновити всі треки, які вони залишають, і витримувати таке бомбардування протягом тривалого часу. Піксельний детектор [21] складається з трьох циліндричних шарів з радіусами 4, 7 і 11 см і містить 65 млн. 100 × 150 мкм пікселів.

На більших відстанях від осі пучка, аж до радіуса 130 см, розташовані десять шарів кремнієвого полоскового детектора. Перші чотири шари містять смужки (стрипи) 10 см × 180 мкм, потім ще 6 шарів зі стріпами 25 см × 180 мкм.

Всього в полосковоу детекторі близько 10 мільйонів стрипів, інформація з яких зчитується 80 тисячами каналів збору даних. Полосковий детектор підтримується при температурі -20 °С. Завантаження при повній світності Великого адронного колайдери за оцінками повинна скласти 1% для піксельного трекера і 1-2% для полоскового. Трекінгова система CMS є найбільший кремнієвий детектор в світі. Загальна площа чутливих кремнієвих сенсорів більше 200 м². Це приблизно як тенісний корт.

Безумовно одним з основних завдань електромагнітного калориметра при пошуку бозона Хігса – звісно реєстрація високоенергетичних фотонів, які виникають при його розпаді. Однак, ще утворюється π^0 – мезони, що мають малий час життя, також розпадаються на фотони і сигнали від двох фотонів може підсумовуватись і імітувати фотони від розпаду бозона Хігса. Електромагнітний калориметр може не розрізнити ці події. Для вирішення цієї проблеми перед електромагнітним калориметром вирішили встановити передлівньовий детектор.

Що собою представляє цей детектор? Передлівньовий детектор розташований в торцях, де кут між напрямками двох фотонів розпаду π^0 -мезона може бути малий. Передлівньовий детектор складається з двох шарів свинцевого поглинача, між якими розташовані кремнієві сенсори, схожі на сенсори в трекері. Коли фотон проходить свинцевий поглинач, він викликає електромагнітну зливу, що включає в себе електрон-позитронні пари, які фіксуються в сенсорі. Звідси витягується енергія фотона. Так як в передлівньовому детекторі два шари, можна визначити координати фотона. Коли «підозрілий» високоенергетичний фотон детектується в електромагнітному калориметрі, можна екстраполювати його трек в точку зіткнення і оцінити його внесок у відповідь передлівньового детектора. Якщо додати цей внесок у відповідь електромагнітного калориметра і зробити висновок був це дійсно один високоенергетичний фотон або фотонна пара.

У кожному передлівньовому детекторі використовується 18 м^2 кремнієвих полоскових детекторів. Кожен кремнієвий сенсор розмірами близько $6,3 \text{ см} \times 6,3 \text{ см} \times 0,3 \text{ мм}$ розділений на 32 стрипа, утворюючи сітку в торцях, покриваючи практично всю площу торця електромагнітного калориметра. Це диск має отвір діаметром 50 см в середині для

трубопровідного пучка. Диск має товщину всього 20 см, але в цю товщину не входять два шари поглинача, два шари сенсорів з електронікою, а також системи нагрівання та охолодження. Останнє необхідно, так як кремнієві детектори повинні працювати за температури $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ і $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$. Розташований поруч електромагнітний калориметр з PbW04 дуже чутливий до температури, яка повинна підтримуватися з точністю до $0,1^{\circ}\text{C}$. Таким чином, передлівньовий детектор повинен бути холодним всередині і теплим зовні.

Передлівньовий детектор має суттєво кращу гранулярність (стрипи шириною 2 мм), ніж електромагнітний калориметр (кристали шириною 3 см). Відповідно передлівньовий детектор здатний розрізнити окремі фотони з розпаду π^0 -мезона.

Детектор CMS складається з двох калориметрів: електромагнітного та адронного калориметру.

Гомогенний електромагнітний калориметр детекторного комплексу CMS містить 76 200 кристалів вольфрамату свинцю (PbW04) (рис. 3.8) [22], 61 200 – в циліндричній частини (барелі) і 15 000 – на обох торцях. Розміри кристалів $2,3 \times 2,2 \times 23$ см в барелі і $3 \times 3 \times 22$ см на торцях. Кристали знаходяться в матрицях, що складаються з вуглецю або скловолкна, утворюючи так звані модулі, супермодулі і суперкристали.[27]

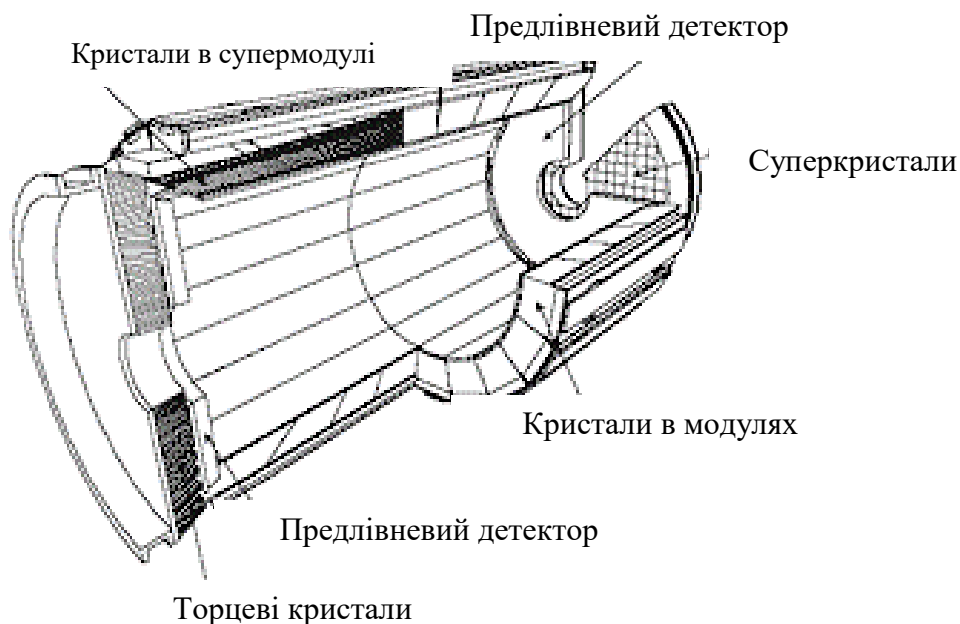


Рис.3.8 Схема електромагнітного калориметру

З огляду на малу радіаційну довжину (0.89 см) і малий мольтеровський радіус (2.19 см) PbW04, електромагнітні зливи непогано вміщуються в межах одного кристала. Калориметр знаходиться в магнітному полі 4 Тл. Світло реєструється лавинними фотодіодами (циліндрична частина калориметра) і вакуумними фототріодами (торцева частина калориметра), стійкими до магнітного поля.

Адронний гетерогенний калориметр CMS складається з центральної (НВ), зовнішньої (НО), торцевої (НЕ) і передньої (НФ) секцій. НВ і НЕ-калориметри знаходяться в полі соленоїда. Секції НФ - форвард-калориметри знаходяться на обох кінцях CMS. НВ-калориметр складається з 36 окремих «клинів», якого кожна вага 26 тон, плюс ще 36 клинів трохи меншого розміру встановлені на НЕ-калориметр. У НВ і НЕ-калориметрах використовується латунь. Смужки латуні товщиною 5 см використовуються в НВ-калориметр і 8 см в НЕ-калориметрі. Вони мають прошарки чутливих осередків пластичного сцинтилятора із загальним числом 8 тисяч каналів зчитування. Так як товщина НВ-калориметра може виявитися недостатньою для

поглинання адронної зливи, організований ще один – НО-калориметр. Для цього, після першого мюонного поглинача встановлені сцинтиляційні плитки. Таким чином був організований додатковий адронний НО-калориметр.[23]

Для того, щоб збільшити діапазон по псевдобистротах η до 5, після мюонних детекторів встановлені адронні форвард-калориметри ($3 < \eta < 5$). Як абсорбера в ньому використовуються кварцові волокна впроваджені в сталеву яка поглинає матрицю. Під впливом ультрарелятивістських частинок в кварці генерується черенковское випромінювання, яке реєструється ФЕП.

Світлові сигнали від сцинтиляторів зчитується світлоутворюючими волокнами, а потім по оптичних волокнах передаються фотодетектори. Встановлені на CMS гібридні фотодіоди (НВ, НО, НЕ) поступово замінюють на мікропксельні лавинні фотодіоди.

Наступним складником детектору CMS є мюонні детектори. Сама назва «Компактний мюонний соленоїд» говорить про те, що детектування мюонів на CMS – одне з основних його завдань. Майже всі відомі частинки, крім мюонів і нейтрино, зупиняються в калориметрах. Так що після калориметру тільки мюони можуть виробляти сигнали в детекторах. Тому мюонні детектори встановлюються в самому кінці детекторного комплексу. Для ідентифікації мюонів і вимірювання їх імпульсів на CMS використовуються детектори трьох типів: дрейфові трубки, катодні полоскові камери і камери з резистивним пластинами. Дрейфові трубки (DT) і катодні полоскові камери (CSC) використовуються для прецизійного вимірювання треків, DT – в центральній циліндричній області, CSC – на торцях. Камери з резистивними пластинами (RPC) дозволяють точно засікати момент, коли мюон проходить через мюонний детектор. Вони встановлені як в циліндричній частини (барелі), так і на торцях.

3.1.3. Детектор ALICE

Детектор ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) – великий детектор, який оптимізований для вивчення тяжких ядер, також вивчає протон - протонні і протонно-ядерні зіткнення, в порівнянні з ядро-ядерними зіткненнями, так і взагалі. Його розміри складають 26 метрів в довжину, 16 × 16 метрів у поперечній площині. Загальна маса детектора – 10 тисяч тон. (рис.3.9.)[24]

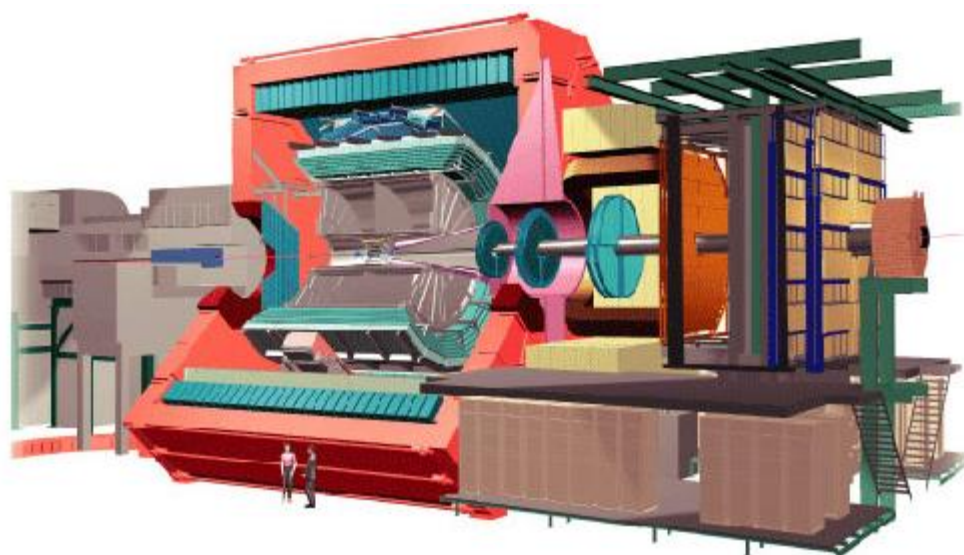


Рис. 3.9. Загальний вигляд детектора ALICE

Конструкція експерименту ALICE [23] оптимізована для дослідження фізики зіткнень важких іонів. У таких зіткненнях з'являються дуже велика кількість трекових частинок порівняно з низкою енергією, які важко дозволити за допомогою детекторів типу ATLAS або CMS.

Тому в центрі детектора декількома циліндричними шарами розташовані трекові детектори. Безпосередньо зовні вакуумної труби розташований двошаровий вершинний піксельний детектор, який дозволяє відновити траєкторію з точністю краще 50 мікрон. За ними йдуть дрейфова

камера і полоскові детектори, які разом з піксельним детектором утворюють «внутрішню трекову систему» детектора ALICE.

Внутрішню трекову систему охоплює особливий трековий детектор - час-проекційна камера. Це величезна (88 м^3) і практично порожня циліндрична камера, заповнена спеціальною газовою сумішшю (неон і вуглекислий газ), в якій створено однорідне електричне поле паралельно осі напруженістю 400 вольт/см (тобто різниця потенціалів між катодом і анодом приблизно становить 100 кіловольт!). Рівно посередині камери знаходиться катод, тому електричне поле направлено від торців до середини. Коли заряджені частинки пролітають через обсяг, вони іонізують газ на своєму шляху. Вільні електрони починають дрейфувати до торців циліндра, при цьому тривимірна форма траєкторії (а точніше, переплетених один з одним тисяч траєкторій) залишається незмінною. Досягнувши торця циліндра, електрони реєструються прочитуючими камерами, які визначають поперечні координати сигналу і час його приходу, а отже, і поздовжню координату.

Завдяки комбінації відбувається ідентифікація частинок в детекторі ALICE. В якій саме частці відповідає той чи інший трек інформація, витягується з щільності іонізаційного сліду всередині час-проекційної камери, а також по відгуку двох спеціальних детекторів: детектора перехідного випромінювання і час-пролітної камери. Перший з них добре пізнає електрони, а час-пролітна камера здатна дуже точно засікти час проходження частинок, а значить, і їх швидкість, що разом зі знанням імпульсу дозволить обчислити масу частинок. Така схема особливо добре працює для адронів з невеликою енергією (пітонів, каонів і протонів), в районі декількох Гев, які як раз будуть народжуватися при розльоті хмарки кварк-глюонної плазми.

В ALICE встановлений спеціальний детектор, за допомогою якого можна з'ясувати умови виникнення кварк-глюонної плазми, яка кількість нуклонів зіткнулась. Це ZDC (Zero Degree Calorimeters) – адронні калориметри, які встановлені поруч з прискорювальних кільцем на відстані 115 метрів в обидві сторони від основного детектора. Ці детектори реєструють протони і нейтрони, які вилетіли в напрямку прямо вперед, тобто під нульовим кутом до осі зіткнень. За вимірної сумарної енергії з цих детекторів можна обчислити, скільки нуклонів пролетіло повз, а значить, дізнатися, скільки нуклонів брало участь в зіткненні. [22]

Ще один компонент детектора, який буде відігравати важливу роль при вивченні ядерних зіткнень, - це FMD (*Forward Multiplicity Detector*) – головне завдання вимірювання кількості частинок (multiplicity), що вилітають під невеликими кутами до осі зіткнення (від $0,75^\circ$ до 21° , що відповідає області за швидкістю від 1,7 до 5,1). Кутувий розподіл цих частинок і флуктуації їх числа несуть інформацію про властивості кварк-глюонної плазми. Детектор FMD - це трековий детектор, що складається з декількох шарів напівпровідникових полоскових детекторів.[21]

3.1.4. Детектор LHCb

Експеримент LHCb призначений для пошуку непрямих проявів Нової фізики за межами Стандартної моделі через вивчення порушення CP-симетрії в розпаді частинок, містять b- і c-кварки. Крім того дослідження ведуться в таких напрямках, як пошук рідкісних розпадів чарівних адронів і вимірювання кутів трикутника унітарності, вивчення властивостей важких адронів і пошук нових частинок.

Детектор LHCb – це одноплечевий передній спектрометр, який має кутовий аксептанс між 10 і 250 мрад (300 мрад) у вертикальній (горизонтальній) площині. В експерименті LHCb використовується права система декартових координат. Ось Z збігається з напрямком руху протонних пучків і спрямована від вершинного детектора до мюонних станцій, вісь Y – вертикально вгору від центру Землі, вісь X - до центру кільця ВАК. Полярний і азимутальний кути сферичних координат визначені стандартним чином щодо осей x , y і z .

Геометрія установки визначена очікуваним кутовим розподілом народжуваних b -кварків. При енергіях прискорювача Великого адронного колайдера в протон-протонних (pp) зіткненнях чарівні кварки народжуються парами $b\bar{b}$ в основному у вузькому конусі навколо осі протонних пучків. Тому велика частина (приблизно 40%) всіх народжених в зіткненнях частинок, що містять b - і c -кварки, потрапляють в аксептанс LHCb.

На рис. 3.10. [21] представлений схематичний вигляд експериментальної установки LHCb. Установка включає в себе верховий детектор, трекову систему з дипольним магнітом, ідентифікаційну систему на основі детекторів кілець Черенковського випромінювання, калориметричну і мюонні системи.

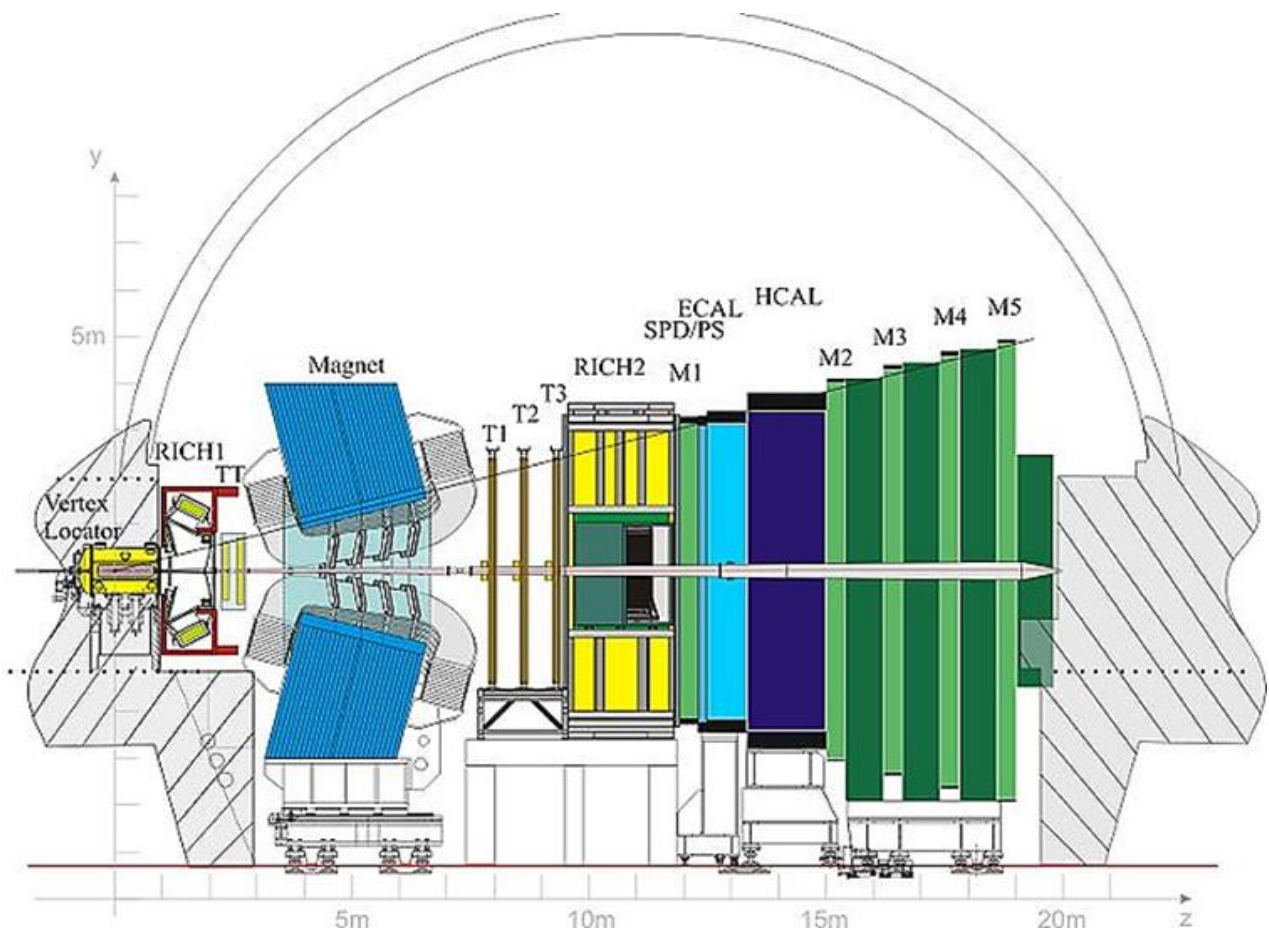


Рис. 3.1.10. Схематичний вигляд спектрометра LHCb

Ефективне відділення первинних і вторинних вершин розпаду, а також точне вимірювання часу життя частинок і прицільних параметрів треків забезпечує верхній детектор Vertex Locator (VELO). [22]

Імпульси і траєкторії заряджених частинок визначаються за допомогою трекової системи, що включає в себе детектор VELO, трекові станції TT, T1-T3 і дипольний магніт. Для ідентифікації адронів і поділу піонних, каонних і протонних кандидатів використовуються детектори Черенкоского випромінювання (RICH1 і RICH2). [21]

Калориметрична система, що включає в себе сцинтиляційний лічильник SPD, предлівневий детектор PS, електромагнітний (ECAL) і адронний (HCAL) калориметри, служить для поділу фотонів, електронів, нейтральних піонів і адронів також дозволяє визначити їх енергію. [21]

Для ідентифікації мюонів використовуються мюонні станції M1-M5. З метою зниження потоку даних при збереженні найбільш цікавих для фізичного аналізу подій використовується тригерная система, яка складається з трьох рівнів: апаратного L0 і двох програмованих HLT1 і HLT2. У наступних підрозділах кожен детектор буде описаний детально. [18, с. 31]

Призначення детектора Vertex Locator [] полягає в точному визначенні траєкторії заряджених частинок поблизу області перетину пучків. Ця інформація дозволяє визначити як стан точок первинного протон-протонного зіткнення (первинних вершин), так і положення вершин розпадів адронів (вторинних вершин).

Для визначення високоточного вимірювання імпульсу заряджених частинок використовується дипольний ненадпровідний магніт.[21] Він забезпечує інтегральне поле в $4 \text{ Тл} \times \text{м}$ двох можливих напрямків. Магніт розташовується між тригерним трекером ТТ і трековими станціями Т1-Т3. Напрямок магнітного поля паралельно вертикальній осі Y, тому треки викривляються в горизонтальному напрямку. Магніт спроектований таким чином, що поле в детекторі кілець Черенковського випромінювання RICH1 нехтує мало (менше 2 мТ), а пік напруженості магнітного поля досягає приблизно 1 Т і знаходиться посередині між ТТ і Т1 станціями.

Крім вершинного детектора VELO і магніту, трекові система LHCb включає в себе чотири трекові станції. Критичний трекер ТТ розташовується перед магнітом, а станції Т1-Т3 відразу після нього. Трекові станції Т1-Т3 розділені на: внутрішній ІТ [22] і зовнішній ОТ [22] трекер. Внутрішній і критичний трекер складаються з чотирьох шарів кремнієвих мікростріпових сенсорів з активною площею 8.4 м^2 і 4.4 м^2 відповідно. Зовнішній трекер зібраний на основі дрейфових трубок товщиною 4.9 мм і наповнених газовою

сумішшю, що складається на 70% з аргону, на 28.5% з вуглекислого газу CO_2 і на 1.5% з кисню O_2 . зовнішній трекер також складається з чотирьох шарів і має активну область площею в 29 м^2 , при цьому для поліпшення умов реконструкції другий і третій шари всіх детекторів трекової системи повернені на кут -5° і $+5^\circ$.

Калориметрична система [21] в експерименті LHCb використовується для детектування фотонів, електронів і нейтральних піонів і вимірювання їх енергії, а також для забезпечення тригера. Система калориметр складається з сцинтиляційного лічильника (SPD), предлівневого детектора (PS), електромагнітного (ECAL) і адронного (HCAL) калориметра.

Задача мюонної системи [25] полягає в ідентифікації мюонів і швидкого вимірювання поперечного імпульсу для критичного LHCb. Мюонна система включає в себе п'ять мюонних станцій M1-M5. Станція M1 знаходиться перед детектором SPD, M2-M5 – знаходяться одразу після адронного калориметра.

Одним з основних завдань, яке сподівалися вирішити за допомогою Великого адронного колайдера, був пошук бозона Хіггса. Векторні бозони розпадаються або на кваркові, або лептонні пари. Однак через гігантський фон сильних процесів на адронному колайдері, детектування лептонного каналу переважно. У зв'язку з цим, детектор був переважно націлений на детектування лептонів.

3.2. Постановка експериментів по виявленню бозона Хіггса.

Відкриття бозона Хіггса з характеристиками належними до Стандартної моделі, було здійснено другого травня, завдяки дослідом на ВАК: ATLAS і CMS в 2012 р. Дійсно, пошук бозона Хіггса, або ж скалярного бозона, відповідальний за механізм спонтанного порушення електрослабкої симетрії,

в Стандартній моделі [12, с. 1018], привернув увагу до широкого ряду досліджень, вироблених на ВАК.

Бозон Хіггса був єдиною невідкритою частинкою Стандартної моделі. До відкриття частинки дані космології свідчили про неповноту Стандартної моделі. Проявиться ця неповнота при енергіях ВАК – відкрите питання.

Пошук частинок, відповідальних за порушення електрослабкої симетрії, не був простим з самого початку. По-перше, існування нової частинки зовсім не було визначено. Електрослабка симетрія могла бути порушена динамічно або з використанням іншого механізму. Навіть якщо розглядати механізм Браута-Енглера-Хіггса, в ньому не існує суворого обмеження, який не допускає, щоб маса нової частинки була вкрай мала (в межах декількох MeV) або вкрай велика (до 1 TeV). Залежно від маси скалярної частинки треба розглядати різні механізми народження і різні механізми розпаду. Більш того, в Стандартній моделі ширина бозону Хіггса значно зростає з масою, а час життя частинки мале, тільки при малих значеннях маси. Усе разом це призводить до необхідності розглядати надзвичайно складні експериментальні сигнатури.

Цілком природньо, що програма пошуку бозону Хіггса була з самого початку одна з найголовніших, якщо навіть не найголовнішою, на Великому адронному колайдері в ЦЕРНі. Відкрита нова частинка була досить таки важка дивлячись на фізику макроміру.

Пошук бозона Хіггса ґрунтується на порівнянні результатів експериментальних вимірювань з теоретичними передбаченнями Стандартної моделі. Такими прогнозами вважається переріз народження бозона Хіггса і можливості різноманітних каналів його розпаду.

Другою важливою складовою, яка визначає ймовірність зареєстрування бозону Хіггса, є парціальна ширина спостерігаємої моди розпаду.

На рис.3.11. зліва показано поведінку розрахункових ймовірностей різних каналів розпаду в залежності від маси бозона Хіггса, а праворуч наведені значення ймовірності розпаду на переріз народження [9, с.45]. Ці передбачення служать основою пошуку бозона Хіггса Стандартної моделі.

Маса бозона в межах 125 -126 Гев. Вона не має електричного заряду, нестабільна і може розпадатися по-різному. На Великому адронному колайдері її відкрили, вивчаючи розпади на два фотона:

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad (3.1)$$

і на дві пари електрон-позитрон або мюон-антимюон:

$$H \rightarrow e^+e^-e^+e^-, H \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-, H \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^- \quad (3.2)$$

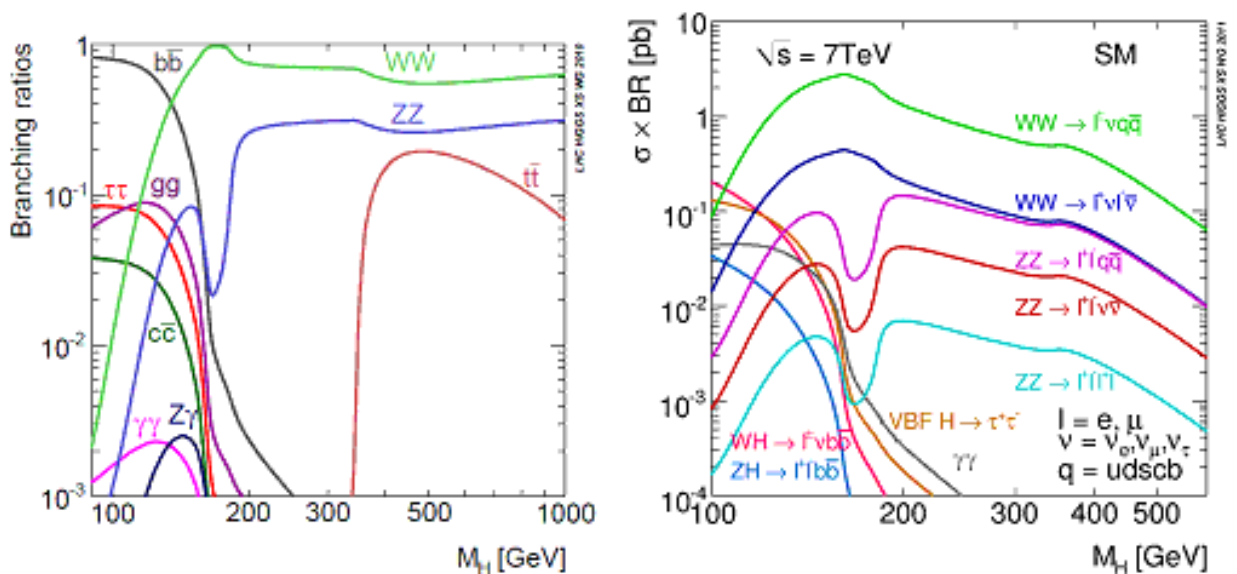


Рис.3.11. Ймовірності розпаду бозона Хіггса на різних каналах

Другий тип процесів відбувається в дві стадії: спочатку нова частинка розпадається на дві відомі важкі нейтральні частинки - два Z-бозона, один з яких віртуальний, а потім кожен з Z-бозонів розпадається на e^+e^- або $\mu^+\mu^-$ – пару. Це записують як:

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \rightarrow 4l, \quad (3)$$

де зірочка означає віртуальну частинку, а l - один з лептонів e^\pm, μ^\pm .

Перші спостереження нової нейтральної частинки маса якої 125 Гев не виявили значимого сигналу присутності бозона Хіггса і дозволили встановити обмеження на його масу з урахуванням перерізів його народження в рамках Стандартної моделі і ймовірностей його розпадів.

Попередні результати були повидомлені на конференції «Lepton-Photon Interactions at High Energies» в м.Мумбаї (Індія) влітку 2011 р.. В той час колаборація ATLAS виключила бозон Хіггса SM в області мас 144 – 232, 256 – 282 і 296 – 466 ГеВ з точністю у 95% [].

Дані CMS знехтували близькими областями мас: 145 – 216, 226 – 288 і 310 – 400 ГеВ. З отриманих даних і відсутності сигналу очікувалося виключення існування бозона Хіггса в області мас 130 – 450 ГеВ. Відмінності очікуваної і спостерігаємої виключеної області мас знаходяться в межах статистичних флуктуацій даних. Обмеження по масі в області $110 < m_H < 135$ ГеВ були отримані комбінацією каналів розпаду $H \rightarrow \gamma\gamma$ і $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$. обмеження на m_H до 180 ГеВ були переважно отримані за допомогою розпаду $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+\nu l^-\nu$, а канали $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ і $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow ll\nu\nu$ домінували при $m_H > 180$ Гев. [8, с.25]

3.2.1. Канал розпаду $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+ \nu l^- \nu$

Після серії поліпшень ідентифікації лептонів і реконструкції втраченої енергії E_T стало можливим розширити чутливість даного каналу до маси 120 Гев. Для вивчення різних механізмів народження (злиття глюонів і VBF) аналіз був розбитий на категорії з однаковими і різними ароматами струменів події. Категорія без струменів з електроном і мюоном має кращу чутливість до сигналу. Основні джерела фонових подій в цьому каналі - це не пригнічуване не резонансне народження WW і знижуються процеси народження W^+ струменів, в яких струмінь помилково асоціюється з лептоном. Для відбору важливі такі змінні: кут між двома зарядженими лептонами в події, інваріантна маса двох лептонів і m_T – поперечна маса системи. Для перевірки результату були використані різні методи аналізу: традиційний підхід «відбери і порахуй» і більш складні аналізи форми розподілу і багатовимірні апроксимації.

Завдяки значній втраченій поперечній енергії в події внаслідок наявності в розпаді двох нейтрино масовий розподіл в цьому каналі досить низький (20%). Тому навіть в разі наявності сигналу вузький пік в розподілі побачити не вдалося б. У цьому каналі бозон Хіггса було б видно як широке перевищення числа подій в області малих мас пари лептонів або розподілу поперечної маси системи. Щоб отримати однозначний доказ наявності сигналу, необхідно було звірити результати, отримані в каналах з високою роздільною здатністю.[8, с. 56]

3.2.2. Канал розпаду $H \rightarrow \gamma\gamma$

Був здійснений пошук вузького резонансного піку за масою з плавно спадаючим фоном в розподілі інваріантної маси пари фотонів. Фон в основному складається з пар фотонів КСД і вимірюється безпосередньо з країв розподілу по інваріантній масі. Труднощі цього каналу: ідентифікація фотона, визначення верхівки і калібрування електромагнітного калориметру.

Сортування відбувається за властивостями реконструйованого фотона і наявності двох потоків, які відповідають аспекту, що дозволяє забирати дії з бозоном Хіггса, народженим в процесах VBF. В аналізі застосовувалися багатовимірні техніки для відбору і систематизації подій.

У неповторному відборі заходів з двома потоками чистота сигналу максимальна, $S/N = 1/3$, для зіставлення при звичайному відборі механізму злиття глюонів $S/N = 1/30$. [8, с. 56]

3.2.3. Канал розпаду $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$

Цей канал також має яскраво виражену сигнатуру: дві пари протилежно заряджених ізольованих мюонів в події з двома лептонами з великим p_T , складаючи інваріантну масу, порівнянну з масою Z . Так як вся кінематика цього каналу розпаду відома, інваріантна маса системи може бути реконструйована. Це дуже чистий розпад з сигналом ($\frac{S}{N} = 1$), але очікуване число подій дуже мале ($\sigma = 2-5$ фб). Основними джерелами фону є ZZ^* (не пригнічуваний) і Zbb , Zcc , $Z +$ струменя, tt , $WZ +$ струменя, подавляючи його, використовуючи ізоляцію і обмеження на відстань від вершини до точки взаємодії двох м'яких лептонів.

Сигнал бозону Хіггса малої маси був би чистим завдяки широкому перевищенню в каналі $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+ \nu l^- \nu$ і вузьких піків в тій же області мас у двох каналах з високою роздільною здатністю $H \rightarrow \gamma\gamma$ і $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+ l^- l^+ l^- \rightarrow 4l$.

Попередні результати 2011 року (як ATLAS, так і CMS) були доступні до кінця року. 13 грудня 2011 року було проведено декілька семінарів на яких було показано результати. Дані результати виключили існування бозону Хіггса в області великих мас, в той же час в області від 115 до 127-129 Гев існування частинки передбачалося завдяки великій кількості подій.

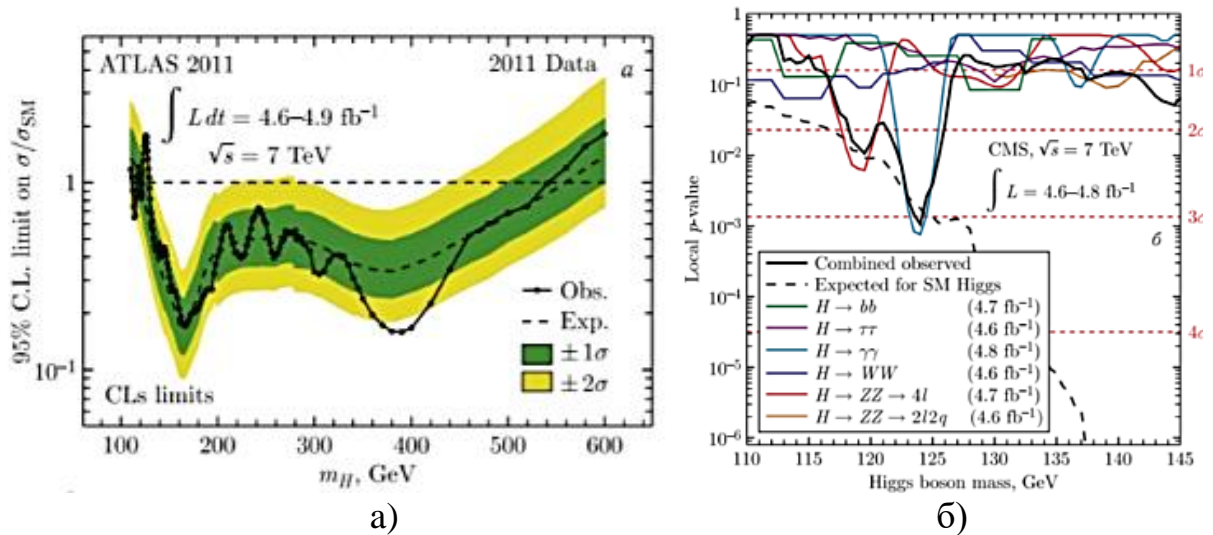


Рис. 3. 12 а) Результати експерименту на ATLAS;
 б) Результати експерименту на CMS.

В області малих мас найбільше перевищення за даними ATLAS відповідало масі 126 Гев [8], за даними CMS - масі 124 Гев [8], з локальної значимістю 3.5 і 3.1σ відповідно. На рис.3.2.3 показана локальна спостережувальна (і очікувана) значимість ATLAS та CMS. Виміряний на ATLAS (суцільна лінія) і теоретично передбачене (пунктирна лінія) комбіновані верхні обмеження, отримані з 95% ймовірністю, на перерізі народження бозона Хіггса, поділеного на очікуване в Стандартній моделі в

залежності від m_H у всьому діапазоні розглянутих мас [16, с. 1295]. Пунктирні криві відзначають очікувані за відсутності сигналу обмеження, зелені і жовті області показують відповідно інтервали в ± 1 і $\pm 2\sigma$. Спостережуване на CMS значення локальної статистичної значущості p_0 в залежності від маси бозона Хіггса m_H в діапазоні 110-145 GeV. Пунктирна лінія - очікуване локальне значення p_0 як і раніше в залежності від m_H [8].

Це перевищення в основному було зареєстровано в кінцевих станах $H \rightarrow \gamma\gamma$ і $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \rightarrow 4l$, див. рис. 3.13.[8, с. 55]

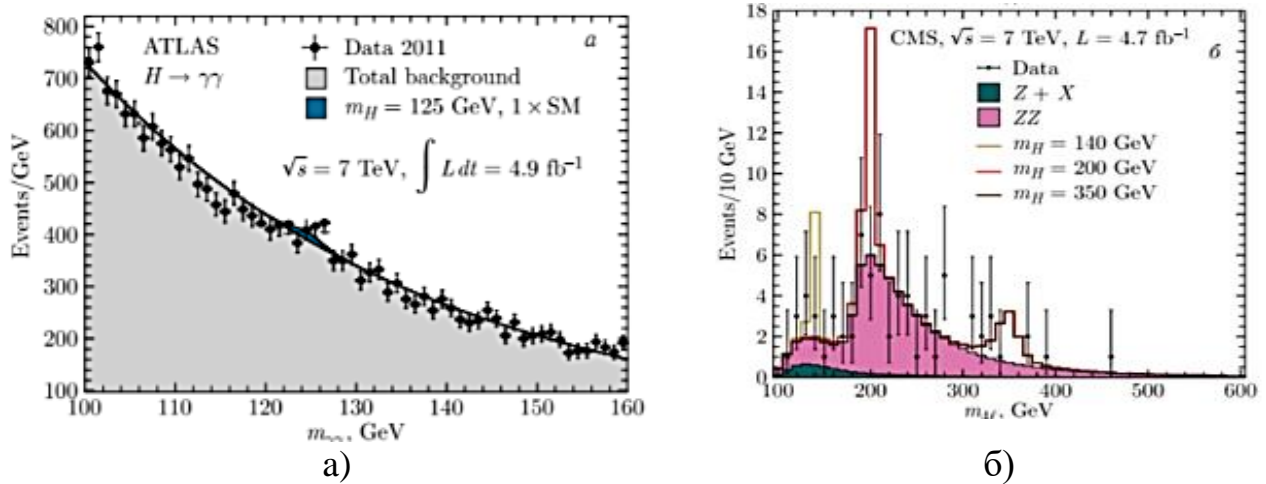


Рис. 3.13. а) Розподіл по інваріантній або поперечній масі, при використаних даних ATLAS ; б) Розподіл реконструйованої маси чотирьох лептонів, із використаними даними CMS

Спостереження перевищення в районі 125 GeV особливо інтригувало, так як було зареєстровано в обох експериментах з характеристиками, дуже схожими на очікувані в разі попереднього свідчення існування бозона Хіггса в Стандартній моделі.

З іншого боку, статистична значимість двох перевищень була недостатньо велика для того, щоб що-небудь стверджувати. З урахуванням так ефекту безлічі гіпотез в розширеному діапазоні мас [16, с. 1297] глобальна

значимість в експерименті ATLAS (CMS) склала $2,5 (2,1)\sigma$ в невиключену області менше 145 ГеВ.

Обидві колаборації зробили висновок, що необхідно отримати ще більше експериментальних даних для пояснення природи цього хвилюючого піку. Таким чином, сеанс при 8 ТеВ, що відбувся в 2012 р., була важлива подія для фізики на Великому адронному колайдері.

3.3. Результати експериментів

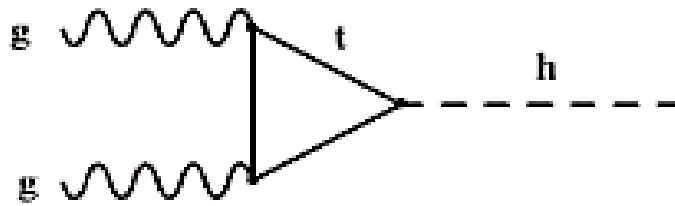
Про відкриття було оголошено на 36-й Міжнародній конференції з фізики високих енергій ICHEP 2012 відбулася в Мельбурні, Австралія, 4 -11 липня 2012 р.

З його відкриттям знайдена відсутня цеглинка в будівлі Стандартної моделі. Дорога до відкриття була довгою і факт самого відкриття не значить кінець, а початок величезної роботи з перевірки достовірності знайденого сигналу і з'ясування його природи, визначення якостей свіжої частинки.

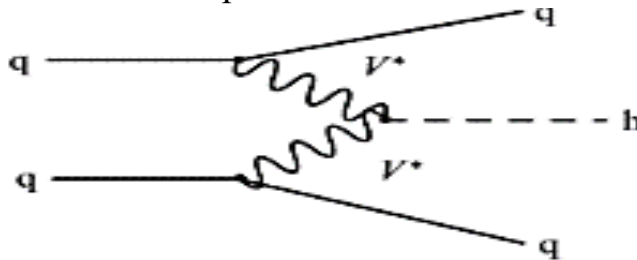
При невеликих масах бозона Хіггса ($M_h \leq 130$ ГеВ) основний вклад в ширину дає розпад пари кварків $b\bar{b}$, повна ширина розпаду мала порівняно з масою. При великих масах домінує розпад в пару W-бозонів, швидко зростає ширина розпаду M_h^3 і досягає при масі ~ 1 ТеВ, при таких великих масах сам бозон Хіггса в СМ витрачає смисл частинки.

Основні канали народження бозона в випадку Великого адронного колайдера:[1, с. 991]

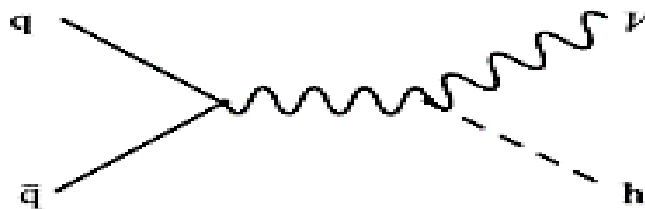
- ГЛЮОН-ГЛЮОНЕ ЗЛИТТЯ :



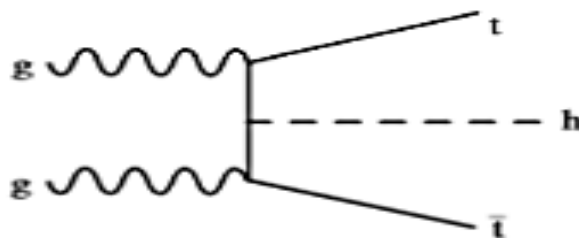
- злиття векторних бозонів:



- асоціативне народження W/Z та h:



- асоціативне народження пари топ- та антитопкварків та h:



Ключовим механізмом народження бозона Хіггса в pp зіткненнях при енергіях 7 – 8 TeV є механізм злиття глюонів. Йому відповідає сама верхня крива на рис.3.14. Діаграма цього механізму включає обмін важкими частинками (t і b кварками). Механізм злиття векторних бозонів є другим за вкладом в повний переріз народження бозона Хіггса Стандартної моделі. Крива, відповідна вкладу цього механізму, проходить трохи нижче верхньої кривої на рис.3.14.[8, с. 62]

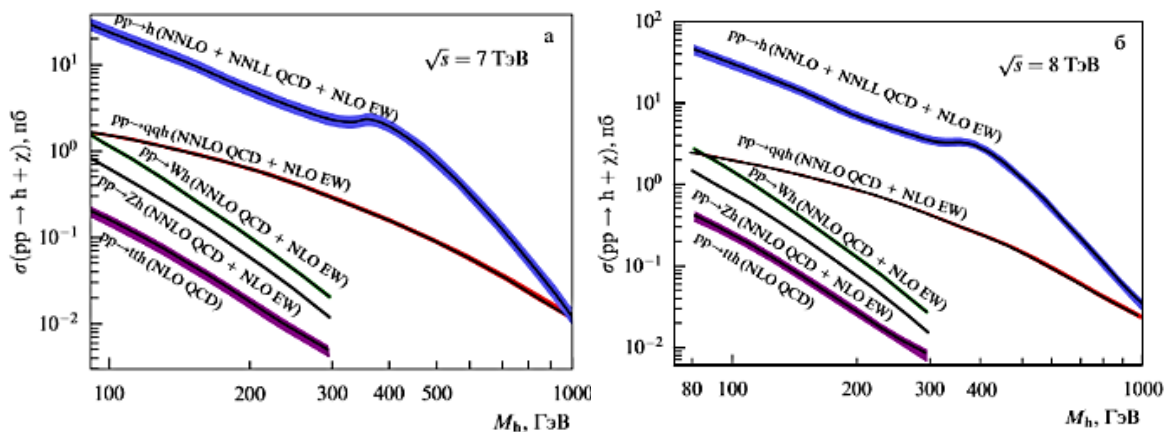


Рис. 3.14. Переріз основних процесів народження бозона Хіггса на ВАК при енергіях 7,8 TeV

Іншим важливим механізмом народження є асоційоване народження бозона Хіггса з векторним бозоном або парою t кварків.

Перетин асоційованого народження відповідає трьом нижнім кривим на рис.3.14. Видно, що через швидке зменшення перерізу з ростом маси бозона Хіггса внесок цих механізмів найбільш істотний для малих значень мас (менше 300 GeV), тоді як механізми злиття можуть забезпечити народження частинки більшої маси (до 1000 GeV).

Цілком природньо, що програма пошуку бозону була одна з найголовніших на Великому адронному колайдері в ЦЕРНі. В ході виконання цієї програми була відкрита нова частинка. Вона важка за мірками фізики макроміру. Також ця нова частинка не має електричного заряду, нестабільна і може розпадатися по різному. На Великму адронному колайдері її відкрили вивчаючи розпади на два фотона, $H \rightarrow \gamma\gamma$, на дві пари електронів-позитронів або мюон-антимюон. Другий тип процесу проходить в дві стадії: спочатку частинка розпадається на відомі дві важкі частинки Z -бозони, один з яких віртуальний, а другий розпадається e^\pm або μ^\pm .

Пошук бозона проводився в п'ятьох головних каналах розпаду з найбільшою очікуваною значимістю на ВАК: $\gamma\gamma, ZZ^* \rightarrow 4l, \tau\tau, b\bar{b}$, де зірочкою позначають віртуальні частинки, а $l = e^\pm, \mu^\pm$.

При пошуку розпаду $\gamma\gamma$ використовувався багатопараметричний метод аналізу для відбору та кваліфікації подій. Інтенсивність сигналу, визначена як відношення розпаду відносно очікування СМ, складає [7, с. 998]:

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}} = 1,13 \pm 0.24 \quad (3.4)$$

При пошуку в «золотому» каналі, ZZ^* використовувалися три можливих підканали розпадів Z -бозонів на пари лептонів: $4\mu, 2\mu 2e$ та $4e$. Потрібна була наявність двох пар протилежно заряджених ізольованих мюонів або електронів з однієї первинної вершини. Оскільки розпад $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ відбувається нижче порогу народження системи двох Z -бозонів ($2m_Z \approx 182 \text{ GeV} > m_H \approx 125 \text{ GeV}$), а відносна ймовірність розпаду мала: $Br(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l) = 1.26 * 10^{-4}$ маса при цьому 125 GeV. [8] Використовуючи всі п'ять наявних кутів чотирьох лептонів і маси M_{Z1} та M_{Z2} обох Z -кандидатів, можна записати кінематичний дискрименант оснований на відношенні ймовірності гіпотез сигналу та фону [7, с. 999]

$$K_D = P_{sig}/(P_{sig} + P_{bkg}) \quad (3.5)$$

який можна використовувати в загальній функції, щоб збільшити очікувану можливість на 15-20%.

У каналі розпаду $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, W -бозони розпадаються на заряджені лептони та нейтрино, останні не реєструються в детекторі і призодять до появи великої загубленої поперечної енергії E_T^{miss} . В результаті виникло перевищення сигналу над фоном в широкій області за поперечною

масою M_T зі статистичною значимістю $4,7\sigma$. Інтенсивність сигналу складає: [8, с.85]

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}} = 0,83 \pm 0,21 \quad (3.6)$$

Припускаючи, що бозон Хіггса народжується згідно розпаду $\tau\tau$ та $b\bar{b}$ володіють великою ймовірністю, але шкодить великий фон Стандартної моделі. Тоді як в $\tau\tau$ статистична значимість дорівнює $3,8\sigma$, а інтенсивність сигналу складає [15, с. 79]:

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}} = 0,91 \pm 0,27 \quad (3.7)$$

Тоді як $b\bar{b}$ потребує дві струї від b -кварків, скорочення фону відбувається за рахунок вимог асоційованого народження W аб Z -бозонів. Значимість дорівнює $2,0\sigma$, а концентрація: [15, с. 79]:

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}} = 0,93 \pm 0,49 \quad (3.8)$$

Для впевнення, що властивості відкритого бозона співпадають з властивостями бозона Хіггса Стандартної моделі, було виміряно константи взаємодії з різними полями. Перші результати були виміряні для констант векторних частинок (K_V) та ферміонів (K_F), які мають значення $K_V \in [0.88, 1.15]$ та $K_F \in [0.64, 1.16]$. Виміряно також повний набір констант для частинок τ , b , W , Z , t [8] з яких зроблено висновок, що константи прямопропорційні масам частинок, як і повинно бути для бозону який є квантовими флуктуаціями поля Хіггса, який дає маси елементарним частинкам.

Злиття глюонів є домінуючим механізмом народження в каналах без струменів і з одним струменем $H \rightarrow WW (*) \rightarrow l\nu l\nu$ і в каналі $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Тому число подій в цих каналах дозволяє практично модельно-незалежно виміряти $\lambda_{WZ} = k_W / k_Z$. Колаборація CMS виміряла $\lambda_{WZ} = 0,94^{+0,22}_{-0,18}$,

значення ATLAS - $\lambda_{WZ} = 1.00^{+0.15}_{-0.11}$. Обидва результати відповідають прогнозам СМ для бозону Хіггса.

Роблячи висновки, приходимо до наступних висновків: нова частинка дуже схожа на бозон, яка прогнозувалася звичайною моделлю Браута-Енглера-Хіггса – це скалярне поле з константою зв'язку, яке пропорційне масі частинки. Ця частинка керує усіма властивостями бозону Хіггса СМ у межах поточної похибки.

Всі елементарні частинки характеризуються спіном – внутрішнім кутовим моментом, який може бути напівцілим (ферміон) або цілим (бозон) в одиницях постійної Планка. З існуючих розпадів спін нової частинки бозона Хіггса цілий, крім того не може бути рівний одиниці. Тоді постає питання, що спін повинен бути рівний 0 або 2. Хоча прямого експериментального вимірювання спіну не має, але рівним 2 він не може бути. Велика ймовірність, що спін H рівний 0.

Описуючи значення нової частинки, то час життя довгий за мірками фізики мікроміру. Використовуючи експериментальні дані можна отримати оцінку її часу життя $\tau_H = 1,6 * 10^{-22}$ с. [15, с. 79]:

Висновки до розділу 3

У липні 2012 року на ATLAS та CMS повідомили про відкриття бозона Хіггса масою приблизно 125 GeV, що є кульмінацію багаторічних пошуків у ряді експериментальних споруд – Великий адроний колайдер. Було проведено багато подальших аналізів для перевірки сумісності властивостей спостережуваних бозонів із тими, які передбачені стандартною моделлю.

Пошук бозона Хіггса ґрунтувався на порівнянні результатів експериментальних вимірювань з теоретичними передбаченнями Стандартної моделі. Такими прогнозами вважається переріз народження бозона Хіггса і можливості різноманітних каналів його розпаду.

Завдяки Великому адрону колайдеру та детектору CMS здійснився великий набір даних протонно-протонних зіткнень: інтегральна світимість 5 фб⁻ при $\sqrt{s} = 7$ TeV та 20 фб⁻ при $\sqrt{s} = 8$ TeV. При пошуку бозону Хіггса CM в п'яти каналах розпаду знайден новий бозон. Сильні сигнали зі статичною значимістю більше, ніж в 5σ які знайдені при каналах розпаду $H \rightarrow \gamma\gamma$ та $H \rightarrow ZZ (*) \rightarrow 4l$ інші також повністю узгодженні зі Стандартною моделлю. Нова частинка схожа на бозон, передбачений моделлю Браута-Енглера-Хіггса – скалярне поле з константою зв'язку пропорційна масам частинки.

На відмінну від інших частинок бозон Хіггса не має спіну, та використовуючи експериментальні дані знайдено час життя бозону

$$\tau_H = 1,6 * 10^{-22} \text{ с.}$$

Вивчення ймовірностей народження і розпаду, квантових чисел спіна і парності нового бозона показало, що в рамках існуючих похибок всі його властивості збігаються з передбаченими для бозона Хіггса Стандартної моделі.

РОЗДІЛ 4. ФІЗИКА ЗА МЕЖАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ

Фізика за межами Стандартної Моделі (Нова фізика) відноситься до теоретичних розробок, які необхідні, щоб пояснити недоліки Стандартної моделі, такі як походження маси, сильна CP-проблема, осциляції нейтрино, асиметрія матерії і антиматерії, походження темної матерії і темної енергії. Інша проблема полягає в математичних основах самої Стандартної моделі – Стандартна модель не узгоджується із загальною теорією відносності в тому сенсі, що одна або обидві теорії розпадаються в своїх описах на більш дрібні за певних умов (наприклад, в рамках відомих сингулярностей простору-часу, таких як великий вибух і горизонти подій чорних дір). СМ ставить ряд питань, відповіді на які, можливо, лежать за її межами. До таких питань відносяться:

- Чи є Стандартна модель самосогласованою квантовополевою теорією?
- Чи описує СМ всі наявні експериментальні дані?
- Чи існують які-небудь вказівки на фізику поза рамками СМ?
- Сумісна чи СМ з космологією? (Чи має місце для чорної матерії?)

Рано чи пізно туман розсіється і ми дізнаємося саме якими шляхами йде наука. Зараз ми живемо в еру експерименту, коли теорія припустила кілька можливих шляхів розвитку і тільки експеримент вкаже правильний шлях.

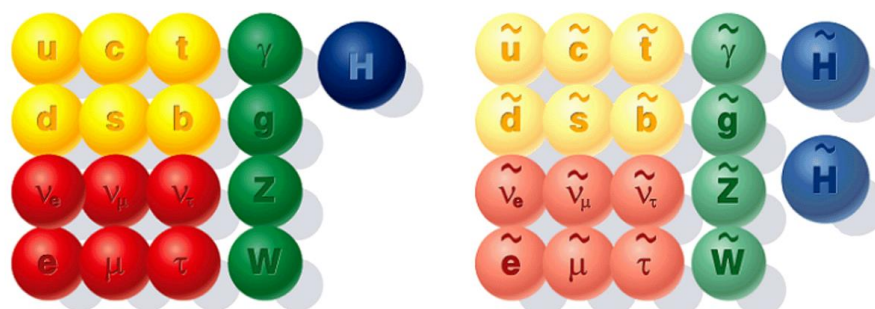
Вихід за рамки Стандартної моделі здійснюється по наступним параметрам:

1. розширення груп *симетрії* СМ: суперсиметрія, теорія Великого об'єднання, додаткові фактори $U(1)$ та інше;

2. додавання *нових частинок*: нові покоління частинок матерії, нові калібровочні бозони, додаткові хігговські бозони, додаткові нейтрино та інше;
3. введення додаткових *вимірювань простору*: компактних та плоских. Саме тут відкриється цілий всесвіт нових можливостей, вирішуються проблеми стабільності вакуума, виникає новий погляд на гравітацію;

Навіть темна матерія, вказує на передбачення неповноти СМ, може виявитися з пов'язанням тяжких майроновських нейтрино та не вимагати нічого більшого.

Розширення груп симетії СМ може здійснюватися за двома напрямками: розширення групи Лоренца та групи внутрішньої симетрії. Для побудови суперсиметричного розширення СМ необхідно помістити всі частинки СМ у відповідні супермультиплети: кварки, лептони та хігговські бозони – кіральний супермультиплет, калібровочні поля – векторний. Члени одного мультиплету мають прицьому однакові квантові числа і відрізняються тільки спіном. Але в Стандартній моделі не існує частинок з різними спінами, тому необхідно додати відповідних партнерів для кожної частинки (див. рис. 4.1.). [6, с. 389]:



а) Частинки СМ

б) Суперпартнери

Рис. 4.1. Склад полів мінімального суперсиметричного розширення Стандартної моделі.

Звертаючи так само на те, що в суперсиметричних теоріях необхідно вводити два хігговських дублета, один з яких взаємодіє з верхніми кварками та лептонами, а другий – з нижніми. Звідси виходить цікава особливість суперсиметричності СМ яка виявляється в наступному: вимушене подавлення взаємодій, порушуючи баріонне та лептонне число, може бути досягнене накладенням нової дискретної симетрії, отримавши назву R -парності. Частинкам Стандартної моделі присвоюється позитивна R -парність, а суперпартнерам – негативна. Звідси випливає два важливих слідства: суперпартнери завжди народжуються парами, а найлегчий суперпартнер стабільний та виявляється ідеальним кандидатом на роль частинки темної матерії, що є сумішею партнерів фотона, Z -бозона і хігговських бозонів – зі спіном $1/2$, яку назвали нейтраліно. Слабким місцем сучасних суперсиметричних розширення СМ є проблема порушення суперсиметрії.

Передбачаючи, що суперсиметрія існує на шкалі TeV , суперпартнери звичайних частинок повинні народжуватися на ВАК. Характерні процеси народження в сильній та слабкій взаємодії показано на рис. 4.2. [6, с. 390]. Типовою сигнатурою суперсиметрії є наявність недостаючих поперечного імпульсу і енергії, найлегшою суперсиметричною частинкою χ_1^0 , яка нейтральна та стабільна.

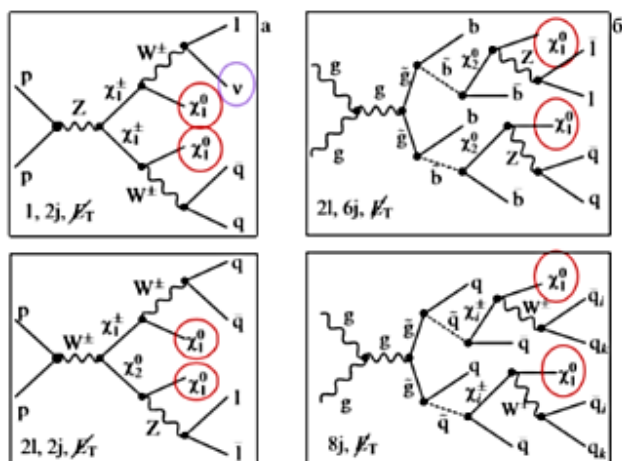


Рис.4.2. Процес народження суперпартнерів в слабких (а) та сильних (б) взаємодіях.

Іншим прикладом розширення групи симетрії СМ є теорії Великого об'єднання (ТВО), які поєднують сильні, слабкі та електромагнітної взаємодії. Передбачається, що об'єднання проходить при високих енергіях: низькі енергії: $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ – високі енергії: G_{GUT} (або G^n + дискретна симетрія), каліброванні бозони, ферміони, g_{GUT} . Причина, по якій 3 настільки різних за інтенсивністю взаємодії можуть з'єднатися в єдину універсальну взаємодію, з причини того, що константи у зв'язку з квантовою теорією поля не виявляються ними, а залежать від відстані. Застосовуючи в СМ ефективних констант СМ сильної, слабкої та електромагнітної взаємодії показаної на рис. 4.3. [5, с. 1012]. Три константи зближуються при високих енергіях, що є наслідком їх єдиного походження: при високих енергіях існує тільки одна група симетрії та одна константа зв'язку, далі симетрія спонтанно порушується і утворюються три незалежні вітки єдиної сили.

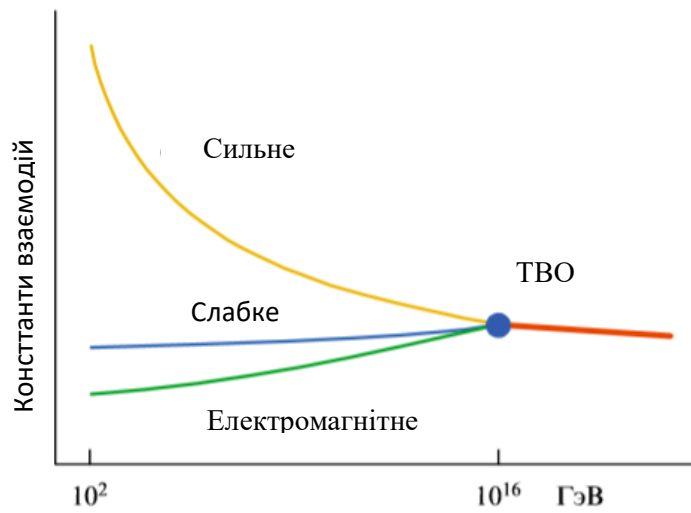


Рис. 4.3. Поєднання каліброваних констант у зв'язку теорії Великого об'єднання

Теорія Великого об'єднання вирішує ряд проблем Стандартної моделі: проблему полюсу Ландау, зменшує кількість довільних параметрів, об'єднує в одне сімейство кварки та лептони, але в той же час створює ряд нових проблем, в першу чергу проблему ієрархії.

Також стандартна модель може бути розширена за рахунок введення нових частинок або додаткових сіметрійних факторів. Але існує багато інших варіантів які не пов'язані з розширенням симетрії, один з яких – це розширення хіггівського сектору. Як мінімум до СМ можна додати додаткові скалярні частинки, які є синглетами, дублетами чи триплетами по відношенню до групи $SU(2)$. Але додавання нових частинок або нової фізики на проміжній шкалі може істотно змінити картину.

Про існування темної матерії відомо ще з 1930-х років, ситуація загострилася коли був отриманий гострий баланс зі Вселеною, коли стало відомо що чорна матерія в шість разів більше за звичайну.[13, 401] Досі постає питання взагалі з чого складається чорна матерія, чи може це макрооб'єкти які схожі на погаслу зірку або молекулярних хмарчи взагалі це мікрочастинки? Згідно з нинішніми астрофізичним поданням, на частку звичайної баріонної

матерії (міжгалактичний газ, зірки та інше) припадає менше 5%, на темну енергію $\sim 68.5\%$, на нейтрино близько 0.5%, а на темну матерію, що залишилися 6.5%. Таким чином, майже 95% маси-енергії нашого Всесвіту складається з невідомої нам маси, вивчення якої має фундаментальне значення для космології, фізики елементарних частинок та астрофізики. Спираючись на останній випадок темна матерія стає об'єктом вивчення фізики елементарних частинок. У Всесвіті вона повинна бути холодною тобто частинки повинні бути достатньо важкими, стабільні або довгоживучим. Висновок, потрібна нейтральна, стабільна, важка частинка.

Спираючись на СМ, єдиною стабільною нейтральною частинкою є нейтрино. Якщо діраковське, то маса є дуже малою для утворення чорної матерії. Тому в рамках СМ єдина можливість описати темну матерію – це ввести важкі майорановські нейтрино, про існування якого питання досить залишається відкритим. В іншому випадку потрібно залучення фізики поза межами СМ.[5, 1005] До них відносяться: нейтраліно, снейтрино та гравітіно в випадку суперметричного розширення СМ, а також нове важке нейтрино, важкий фотон, стерильний хігговський бозон та інше. [6, с. 400] Одні з теорій є те, що чорна матерія складається з важких слабовзаємодіючих частнок – WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Концентрація темної матерії після моменту, як частинка вийшла з теплової рівноваги знаходиться з рівняння Больцмана:[10, с. 124]

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle(n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2) \quad (4.1),$$

де $H = \dot{R}/R$ – постійна Хаббла, $n_{\chi,eq}$ – концентрація частинок темної матерії в стані рівноваги, σ – перетин їх анігіляції.

Якщо темна матерія дійсно складається з WIMPs, то зареєструвати можна трьома способами: виявити сигнал анігіляції в космічних променях,

спостерігати розсіяння на мішені глибоко під землею або ініціювати народження на прискорювачах, де сигналом буде недостатня енергія та імпульс.

Пошук чорної матерії заснований на трьох реакціях, перетин яких взаємопов'язаний співвідношеннями кроссинг-симетрії (див. рис. 4.4.)[6, с. 388]. По-перше, анігіляція темної матерії яка приводить до народження звичайних частинок, що проявляють себе як «колени» в спектрі космічних променів для дифузних гамма-променів, антипротонів та позитронів. По-друге, розсіяння на мішені повинно викликати «відскок» ядра мішені, коли із ним взаємодіє частинка масою порядку Z-бозона. По-третє, народження самої частинки темної матерії на ВАК, яке виходячи з нейтральності повинно проявитися в вигляді відсутньої енергії і відсутнього поперечного імпульсу.

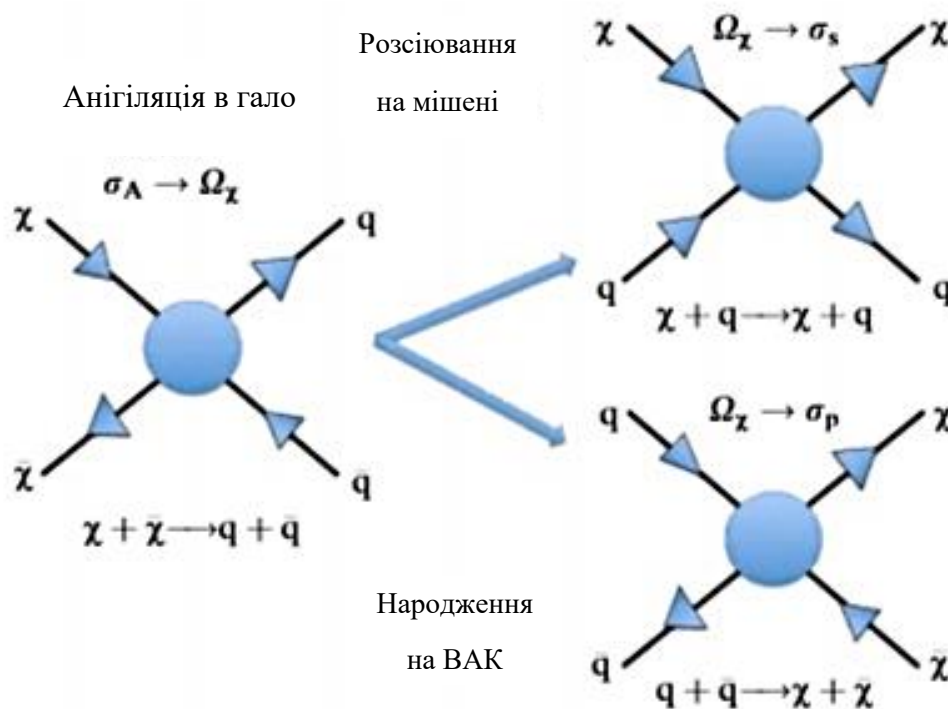


Рис. 4.4. Народження темної матерії

У всіх перерахованих випадках йде пошук сигналу від темної матерії. Для всіх трьох випадків пошуку представлені на рис. 4.5. [13, с. 148]

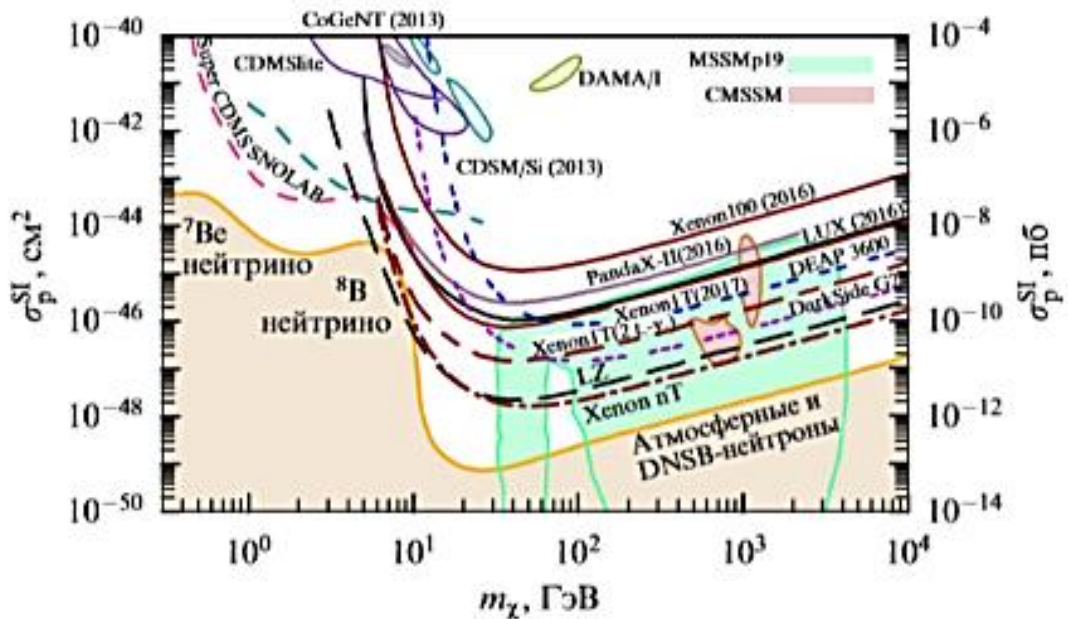


Рис. 4.5. Прямий пошук темної матерії: дозволені зони в площині перерізу взаємодії σ_p^{SI} – маса m_χ .

З графіку бачимо, що експеримент рухається в сторону менших перетинів та наближується в сторону нейтриноного порогу, що позначений помаранчевим кольором.

Якщо темна матерія складається зі слабких взаємодій або тільки гравітаційно взаємодіючих частинок, то детектування окремих частинок становиться проблематичний.

Висновок до розділу 4

Успіхи Стандартної моделі та колосальні зусилля, направлені на її перевірку та пошук нової фізики як на прискорювачах, так і в інших системах, визначають розвиток фізики на найближчу роки. З відкриттям хігговського бозону залишилося багато питань та не вирішених питань.

Їх розв'язання потребує додаток великих зусиль протягом багатьох років, можливо, в процесі дослідження будуть відкриті нові частинки та взаємодії, які призведуть до розширення Стандартної моделі.

Сьогодні ми можемо казати о найважливіших задач, до цих задач відносять:

- дослідження хігговського сектора;
- пошук частинок темної матерії;
- пошук нової фізики (суперсиметрії);
- додатковий пошук темної матерії та вивчення властивостей нейтрино в системах, де не використовують прискорювач;
- відновлення тимчасово зупинених, але які виходять на перший план досліджень конфаймента, екзотичних адронів, щільної адронної матерії.

Виконання цієї програми можливо потребує додаткового будівництва електрон-позитронного колайдера в додаток до Великого адронного колайдера.

Постає питання яке стосується проблеми ароматів. Сектор ароматів Стандартної моделі є емпіричним та не отримав теоретичного осмислення. До вище поставлених задач також можна віднести експерименти по дослідженню властивостей Всесвіту, а також програму по дослідженню структури адронної матерії в зіткненні важких іонів.

ВИСНОВКИ

Отже, на сьогоднішній день ми маємо чітке визначення поняття Стандартної моделі в фізиці елементарних частинок. Стандартна модель (СМ) у фізиці елементарних частинок – це теоретична конструкція, що описує електромагнітну, слабку і сильну взаємодію всіх елементарних частинок.

Відкрита дана модель була Шелдоном Лі Глашоу, Абдус Салама, Стивена Вайнберга в 60-70-х роках ХХ століття, але своє кінцеве експериментальне підтвердження вона отримала з відкриттям у 2012 році бозону Хіггса.

Стандартна модель поєднує в собі наступні теорії: теорію (модель) електрослабкої взаємодії (ЕСВ), яка в свою чергу описує електромагнітні і слабкі взаємодії лептонів і кварків; квантову хромодинаміку (КХД) – теорію сильних взаємодій.

Виходячи з теорій СМ має три види взаємодії і три групи симетрії: електромагнітна взаємодія описується групою симетрії $SU(1)$; слабка взаємодія група симетрії $SU(2)$; сильна взаємодія описується групою $SU(3)$.

На сьогодні існує багато теорій, що призвели до теоретичних основ існування бозону Хіггса.

Аналізуючи більш детально теоретичне передбачення існування бозона Хіггса, привернуло увагу до характерної риси теорії зі спонтанним порушенням симетрії, законами збереження та заборони симетрії. Першим припущенням порушення симетрії було запропоновано в 1960 р. як характерна особливість теорій елементарних частинок

Але в той же час було зроблено уточнення. Якщо спонтанного порушення симетрії не було, W^+ , W^- , Z^0 – бозони не мали маси. Справа в тому,

що в Стандартній моделі необхідно ввести ні одно, а чотири скалярні поля Енглера – Браута – Хіггса.

У липні 2012 року співпраці ATLAS та CMS повідомили про відкриття бозона Хіггса масою приблизно 125 ГеВ, що представляє собою кульмінацію багаторічних пошуків у ряді експериментальних споруд, із помітними останніми прикладами перебуваючи на Великому адронному колайдері. Було проведено багато подальших аналізів для перевірки сумісності властивостей спостережуваних бозонів із тими, які передбачені стандартною моделлю.

Зробивши висновки, бозон Хіггса – це квант одного з 4-х полей Енглера – Браута – Хіггса, існуючих в Стандартній моделі. Три інших W^+ , W^- , Z^0 бозони, перетворюються в їх треті невивставаючі спинові стани.

У липні 2012 року співпраці ATLAS та CMS повідомили про відкриття бозона Хіггса масою приблизно 125 ГеВ, що представляє собою кульмінацію багаторічних пошуків у ряді експериментальних споруд, із помітними останніми прикладами перебуваючи на Великому адронному колайдері.

Пошук бозона Хіггса ґрунтувався на порівнянні результатів експериментальних вимірювань з теоретичними передбаченнями Стандартної моделі. Такими прогнозами вважається перетин народження бозона Хіггса і можливості різноманітних каналів його розпаду. При пошуку бозону Хіггса СМ в п'яти каналах розпаду знайден новий бозон. Сильні сигнали зі статичною значимістю більше, ніж в 5σ які знайдені при каналах розпаду $H \rightarrow \gamma\gamma$ та $H \rightarrow ZZ (*) \rightarrow 4l$ інші також повністю узгодженні зі Стандартною моделлю.

Отже, відкривши бозон Хіггса Стандартна модель всеодно несе в собі певні недоліки та рамки за які виходить Стандартна модель, здійснюється по наступним параметрам: розширення груп симетрії, додавання нових частинок

(нові покоління частинок матерії, калібровочні бозони, додаткові хігговські бозони, додаткові нейтрино та інші), введення додаткових вимірювань простору, питання яке не відкрите досі, що взагалі несе за собою поняття темної матерії.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Босс Э. Э. Стандартная модель и предсказания для бозона Хиггса. / Э. Э. Босс// Успехи физических наук. – 2014. – №9. – С. 985-996.
2. Высоцкий М. И. Избранные вопросы феномологической суперсимметрии. / М. И. Высоцкий// Успехи физических наук / М.И. Высоцкий, Р. Б. Незоров. – 2001. – №9. – С.939-950.
3. Глазков В. Н. Ядерная физика 2: Элементарные частицы. Ядерная модель./ В. Н. Глазков. – 2017. – 47 с.
4. Грожан К. Новые подходы к механизмам нарушения электрослабой симметрии./ К. Грожан// Успехи физических наук/. – 2007. – №1. – С. 3-42.
5. Емельянов В. М. Стандартная модель и ее расширения. – М.: ФМЗМАЛИТ, 2007. – 584 с.
6. Казаков Д. И. Хиггсовский бозон открыт: что дальше? / Д. И. Казаков // Успехи физических наук. – 2014. – №9. – С. 1001-1016.
7. Казаков Д. И. Перспективы физики элементарных частиц / Д. И. Казаков // Успехи физических наук. – 2019. – №4. – С. 388-400.
8. Ланев А. В. / Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики/ А. В. Ланев// Успехи физических наук. – 2014. – №9. – С. 996-1001.
9. Леонидов А. В. В сб. Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. – 2011. – М.: ЛЕНАНД. – с. 7.
10. Лиходед А. К. Стандартная модель. / А. К. Лиходед // Соросовский образовательный журнал. – 2004. – №4

11. Нисати А. Открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере. / А. Нисати, Р. Б. Незоров// Перевод с английского И. Н. Горбунова, А. В. Зарубина, С. В. Шматова. – Дубна: ОИЯИ, 2018. – 117 с.
12. Окунь Л. Б. О движении материи. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2012 – 228с.
13. Орлов В. В. Темная материя: динамические проблемы. / В. В. Орлов// Астрофизический бюллетень/ В. В. Орлов, А. А. Райков. – 2014. - №3. – С. 399-405
14. Рубаков В. А. К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса. / В. А. Рубаков// Успехи физических наук. – 2012. – №10. – С. 1017-1025.
15. Славнов А. А. Теория Янгла-Миллса как безмассовый предел массивной калибровочно-инвариантной модели. / А. А. Славнов // Теоретическая и математическая физика. – 2013. - №1. – С. 3-10.
16. Смирнова Л. Н. Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера. – Москва., 2010 – 213 с.
17. Троицкий С. В. Нерешенные проблемы физики элементарных частиц. / С. В. Троицкий// Успехи физических наук. – 2012. – №1. – С. 77-103.
18. Хайнеман Б. Программа изучения бозона Хиггса и открытые вопросы в физике частиц и космологии. / Б. Хайнеман// Успехи физических наук/ Б. Хайнеман, Й. Нир. – 2019. – №9. – С. 985- 996.
19. Хиггс П., Предыстория хиггсовского бозона. /П. Хиггс// Успехи физических наук. – 2015. - №10. – С. 1-2.
20. Шматов С. В. Некоторые результаты экспериментов CMS на LHC по поиску физики за рамками стандартной модели. / С. В. Шматов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2018. – №4. – С. 1291-1301.

21. Ширков Д. В. 60 лет нарушенным симметриям в квантовой теории. /Д. В. Ширков// Успехи физических наук. – 2009. - №6. – С. 1-9.
22. Яйтлер М. А. Физика большого адронного коллайдера. / М. А. Яйтлер // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2012. – №9-10. – С. 24-41.
23. Bayatian G. et al. (CMS Collaboration) «CMS Technical Design Report, Volume II: Physics Performance», J. Phys. G: Nucl. – 2007. – Part. Phys. 34. – С. 995-1579.
24. T. Sjostrand, P. Eden. C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Physics Commun. 135 (2001) 238.
25. LHC Machine // Eds.: Evans L., Bryant P. JINST. 2008. V.3. P.S08001.
26. The CMS Collab. The CMS Experiment at the CERN LHC // Ibid. 2008. V.3. P.S08004.
27. The ATLAS Collab. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // Ibid. 2008. V.3. P.S08003.
28. The ALICE Collab. The ALICE Experiment at the CERN LHC // Ibid. 2008. V.3. P.S08002.
29. The LHCb Collab. The LHCb Detector at the LHC // Ibid. 2008. V.3. P.S0800
30. K. Cranmer, G. Lewis, L. Moneta, A. Shibata, and W. Verkerke, Histfactory: A Tool for Creating Statistical Models for use with RooFit and RooStats, CERN–OPEN–2012–016 (2012).
31. The CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., Observation of a new Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012).
32. Stephane B. C. Observation of Higgs boson decay to bottom quarks: a dissertation Presented to the Faculty of Princeton University in Candidacy for the Degree of Doctor of Philosophy./ B. C. Stephane. – June. – 158 с.

33. Cahn R.N., Higgs Particle Production by Z to H Gamma / R.N Cahn M.S Chanowitz., N. Fleishon// Phys. Lett. B. 1979. V.82. P.113.
34. ATLAS and CMS Collabs. Measurements of the Higgs Boson Production and Decay Rates and Constraints on Its Couplings from a Combined ATLAS and CMS Analysis of the LHC pp Collision Data at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV // JHEP. – 2016.
35. R. Bernabei, P. Belli, S. d'Angelo, A. Di Marco, F. Montecchia, F. Cappella, A. d'Angelo, A. Incicchitti, V. Caracciolo, S. Castellano, R. Cerulli, C.J. Dai, H.L. He, X.H. Ma, X.D. Sheng, R.G. Wang, Z.P. Ye "DAMA/LIBRA results and perspectives, Bled 2013".
36. Campbell J. M. et al. "Higgs boson production in association with bottomquarks",in Physics at TeV Colliders. Proc. of the Workshop, Les Houches, France, May 26±June 3. – 2003.