

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

# PHYSICS AT THE LHC

**A. Nisati, G. Tonelli**

## **The Discovery of the Higgs Boson at the Large Hadron Collider**

*To the staff  
of Moscow University  
Wishing them to  
succeed in their  
career.  
P. D. Dvornikov*

Dubna 2018

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

# **ФИЗИКА НА LHC**

**А. Нисати, Г. Тонелли**

**Открытие бозона Хиггса  
на Большом адронном  
коллайдере**

Дубна 2018

УДК [539.107+539.12](092)  
Н69

Перевод с английского  
*И. Н. Горбунова, А. В. Зарубина, С. В. Шматова*

Перевод книги на русский язык и издание  
осуществлены с разрешения редакции  
журнала “La Rivista del Nuovo Cimento”  
и по решению коллаборации RDMS CMS  
при поддержке дирекции ОИЯИ

**Нисати А., Тонелли Г.**  
Н69 Открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере /  
Пер. с англ. И. Н. Горбунова, А. В. Зарубина, С. В. Шматова. —  
Дубна: ОИЯИ, 2018. — 117 с. — (Физика на LHC).

ISBN 978-5-9530-0493-0

Внимание читателей предлагается переведенная на русский язык статья известных итальянских физиков, ярких представителей коллабораций ATLAS и CMS на LHC, сыгравших ключевую роль в открытии новой частицы — бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере, опубликованная в “La Rivista del Nuovo Cimento” (2015. V. 38, Ser. 5, Num. 11. P. 507–573).

**УДК [539.107+539.12](092)**

**ISBN 978-5-9530-0493-0**

© Объединенный институт  
ядерных исследований, 2018

## СОДЕРЖАНИЕ

Вместо предисловия. <i>Гвидо Тонелли</i> . . . . .	7
Введение. . . . .	9
1. Стандартная модель фундаментальных взаимодействий . . . . .	10
2. Механизм Браута–Энглера–Хиггса . . . . .	13
3. Поиск бозона Хиггса $SM$ в начале работы LHC. . . . .	16
3.1. Первые не прямые ограничения. . . . .	16
3.2. Ранние прямые поиски . . . . .	17
3.3. Поиски на LEP . . . . .	18
3.4. Поиски на коллайдере Tevatron . . . . .	19
4. Ограничения на основе глобального электрослабого фита . . . . .	20
5. Большой адронный коллайдер и его многоцелевые детекторы ATLAS и CMS . . . . .	22
5.1. Эксперимент ATLAS . . . . .	26
5.2. Эксперимент CMS . . . . .	29
6. Рождение и распад бозона Хиггса $SM$ на LHC . . . . .	30
6.1. Слияние глюонов. . . . .	31
6.2. Слияние векторных бозонов. . . . .	31
6.3. Рождение, ассоциированное с $W$ и $Z$ . . . . .	32
6.4. Ассоциированное рождение с парой $t\bar{t}$ -кварков. . . . .	32
6.5. Ширина распада бозона Хиггса и моды распада . . . . .	32
7. Старт работы LHC: заново открывая Стандартную модель при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. . . . .	35
8. Ранний период «охоты» на бозон Хиггса при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ . . . . .	44
9. Первое наблюдение новой нейтральной частицы с массой 125 ГэВ . . . . .	50
9.1. Канал распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l^- \nu$ . . . . .	51
9.2. Канал распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	51
9.3. Канал распада $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ . . . . .	52
10. Июль 2012 г.: открытие бозона Хиггса . . . . .	55
10.1. Канал распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	56
10.2. Канал распада $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ . . . . .	58
10.3. Канал распада $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ . . . . .	61
10.4. Конечные состояния $H \rightarrow b\bar{b}$ и $H \rightarrow \tau\tau$ . . . . .	63

10.5. Полная интенсивность сигнала . . . . .	65
10.6. Характеристика наблюдаемого сигнала . . . . .	69
11. Бозонные и фермионные моды распада: итоговые результаты первого периода работы LHC (Run-1) . . . . .	69
11.1. Бозонные моды распада: $H \rightarrow \gamma\gamma$ , $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ , $H \rightarrow$ $\rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ . . . . .	70
11.2. Основные фермионные моды: $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ , $H \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	70
11.3. Другие фермионные моды: $pp \rightarrow t\bar{t}H$ , $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ , $H \rightarrow e^+e^-$ . . . . .	77
12. Измерение свойств нового бозона . . . . .	79
12.1. Измерение массы . . . . .	79
12.2. Прямые и непрямые измерения ширины распада . . . . .	81
12.3. Изучение спина и четности новой частицы . . . . .	82
12.4. Изучение констант взаимодействия бозона Хиггса . . . . .	86
13. Поиск других частиц со свойствами бозона Хиггса на LHC . . . . .	91
14. Первые следствия открытия . . . . .	95
14.1. Электрослабая вакуумная стабильность . . . . .	96
14.2. Может ли бозон Хиггса быть инфлатоном? . . . . .	98
14.3. SUSY и легкий бозон Хиггса . . . . .	98
15. Перспективы изучения свойств бозона Хиггса . . . . .	101
Заключение . . . . .	105
Список литературы . . . . .	106
Об авторах . . . . .	116

## Вместо предисловия

Когда Игорь Голутвин сказал мне, что ОИЯИ планирует опубликовать на русском языке нашу статью об открытии бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере, я очень обрадовался по целому ряду причин.



И. А. Голутвин и Г. Тонелли. Дубна, 2014 г.

Во-первых, ОИЯИ — бесспорно ведущий институт в области физики высоких энергий в России и один из лучших в мире. Кроме того, для меня большая честь узнать, что наша работа станет доступна молодым специалистам и студентам.

Во-вторых, я сам очень тепло отношусь к ОИЯИ. Дубна стала родной для одного из самых выдающихся ученых XX в. Бруно Понтекорво. Он родился и учился в Пизе, и теперь физический факультет университета в Пизе находится на территории промышленного комплекса, ранее принадлежавшего семье Понтекорво, а Бруно, наряду с Энрико Ферми, — главный кумир и пример для подражания для каждого студента нашего университета.

Дубна является основной лабораторией, вокруг которой сформировалась коллаборация RDMS (Russia and Dubna Member States) во главе с Игорем Голутвиным, сыгравшая ключевую

роль в подготовке эксперимента *CMS* и внесшая огромный вклад в создание и ввод в эксплуатацию основных компонентов мюонных систем и калориметрии детектора *CMS*.

И последнее, но не менее важное: Игорь — мой старый друг, вместе с которым мы плечом к плечу провели более 20 лет. Благодаря его выдающимся усилиям был обнаружен бозон Хиггса, и сегодня наша коллаборация занимает лидирующие позиции в поисках новой физики. Я уверен, что при постоянном участии и поддержке Игоря и *RDMS* коллаборация *CMS* достойно встретит любые вызовы микромира.

Я надеюсь, что эта работа внесет свою лепту в давнее сотрудничество между Дубной и Пизой, а также в развитие молодого поколения ученых, которым предстоит решать новые загадки Вселенной и материи.

*Гвидо Тонелли*

## Введение

Стандартная модель (СМ) с большой точностью описывает огромное число экспериментальных результатов, полученных при исследовании взаимодействий элементарных частиц на энергетическом масштабе вплоть до нескольких сотен гигаэлектронвольт (масштаб электрослабого взаимодействия). К 2011 г. были обнаружены все фундаментальные составляющие части материи, предсказанные теорией (кварки, лептоны и калибровочные бозоны), за исключением бозона Хиггса. Эта частица со спином 0 играет фундаментальную роль в СМ: она ответственна за нарушение электрослабой симметрии, что позволяет калибровочным бозонам  $W^\pm$  и  $Z$  приобрести массу; более того, она придает фермионам их характерные массы посредством взаимодействия юкавского типа с хиггсовским полем.

С 1964 г., когда был сформулирован механизм Хиггса, в течение многих десятилетий предпринималось большое количество попыток его экспериментального подтверждения. Так как не было обнаружено значимых свидетельств существования бозона Хиггса, экспериментаторы смогли только наложить ограничения на его массу. В частности, объединенные результаты четырех экспериментов на LEP позволили ограничить массу бозона:  $m_H > 114,4$  ГэВ при уровне статистической достоверности в 95 %. Дополнительные ограничения были получены в экспериментах на коллайдере Tevatron.

Со стартом работы LHC в ЦЕРН коллаборации ATLAS и CMS на двух универсальных экспериментальных установках возглавили поиск бозона Хиггса. После того как на семинаре в ЦЕРН в конце 2011 г. были показаны первые свидетельства существования бозона, в июле 2012 г. обе коллаборации объявили об открытии новой нейтральной частицы с массой около 125 ГэВ. Свойства этой частицы совпадали с предсказанными свойствами бозона Хиггса в рамках Стандартной модели. Эти результаты были подтверждены после анализа полного набора данных, полученных на первом этапе работы LHC (Run-1).

После обнаружения бозона Хиггса теоретическую картину можно считать законченной: все фундаментальные составные части СМ были обнаружены в природе. Тем не менее прецизионные измерения свойств новой частицы являются важным тестом, позволяющим определить уровень согласия экспериментальных данных и теоретических предсказаний. Эти измерения позволяют

обнаружить возможные эффекты, связанные с новой физикой, на масштабе больше электрослабого взаимодействия.

В этой книге рассматриваются наиболее важные шаги, которые привели к открытию бозона Хиггса. В разд. 1 кратко представлена теория Стандартной модели, а в разд. 2 особое внимание уделяется механизму Браута–Энглера–Хиггса. Наиболее значимые прямые поиски, осуществленные до запуска ЛНС, включая результаты экспериментов на коллайдерах LEP и Tevatron, просуммированы в разд. 3. В разд. 4 рассмотрены ограничения, установленные на параметры бозона Хиггса  $SM$  в ходе прецизионных измерений, выполненных в экспериментах в прошлом, в частности на LEP и SLC. Большой адронный коллайдер и эксперименты ATLAS и CMS обсуждены в разд. 5. В разд. 6 проиллюстрирован процесс рождения бозона Хиггса  $SM$  в протон-протонных столкновениях при энергиях ЛНС наряду с конечными состояниями распада в зависимости от массы бозона. Изучение процессов  $SM$  является важным шагом для понимания нового энергетического режима, поэтому в разд. 7 приведены некоторые из наиболее важных фоновых процессов, имеющих значение при поиске бозона Хиггса. В разд. 8 рассмотрены ранние измерения при энергии сталкивающихся пучков 7 ТэВ, а в разд. 9 показаны результаты, в которых впервые были замечены указания на существование новой нейтральной частицы с массой около 125 ТэВ. Наиболее важные шаги, которые привели к наблюдению в 2012 г. частицы со свойствами бозона Хиггса Стандартной модели, показаны в разд. 10. Обобщенные результаты коллабораций ATLAS и CMS, полученные после обработки всех данных 2011–2012 гг., приведены в разд. 11, а в разд. 12 представлены результаты измерений массы и некоторых из наиболее важных характеристик новой частицы. Результаты поиска других частиц со свойствами бозона Хиггса на ЛНС просуммированы в разд. 13. Наконец, некоторые из следствий этого открытия кратко обсуждены в разд. 14, а в разд. 15 рассмотрены перспективы изучения этой новой частицы и возможные будущие исследования в области физики высоких энергий, связанные с бозоном Хиггса.

## **1. Стандартная модель фундаментальных взаимодействий**

*Стандартная модель* — это теоретическая система, сформированная в начале 1970-х гг. на основе существовавших экспериментальных результатов, которая позволила единообразно описать большое количество новых данных [1–4]. Подробный обзор модели доступен в [5].

Фундаментальные элементы материи могут быть сгруппированы в два независимых семейства, каждое из которых состоит из трех пар элементарных частиц: *кварков* (*up* и *down*; *charm* и *strange*; *top* и *bottom*) и *лептонов* (*электрон* и *электронное нейтрино*; *мюон* и *мюонное нейтрино*; *тау-лептон* и *тау-лептонное нейтрино*). Для каждой из этих частиц существует соответствующая античастица; античастицы сгруппированы так же, как и частицы. Список этих частиц и их свойства приведены на рис. 1.

Электроны, мюоны и тау-лептоны имеют одинаковый электрический заряд ( $e = 1,60217657 \cdot 10^{-19}$  Кл), в то время как нейтрино не имеют электрического заряда. «Верхние» кварки обладают дробным электрическим зарядом  $+2/3e$ , а «нижние» — электрическим зарядом  $-1/3e$ .

Если пренебречь гравитационным взаимодействием, то заряженные лептоны участвуют в слабых и электромагнитных взаимодействиях, а нейтрино — только в слабом. Помимо двух перечисленных взаимодействий кварки также подвержены сильному взаимодействию. Квантовое число, ассоциирующееся с сильным

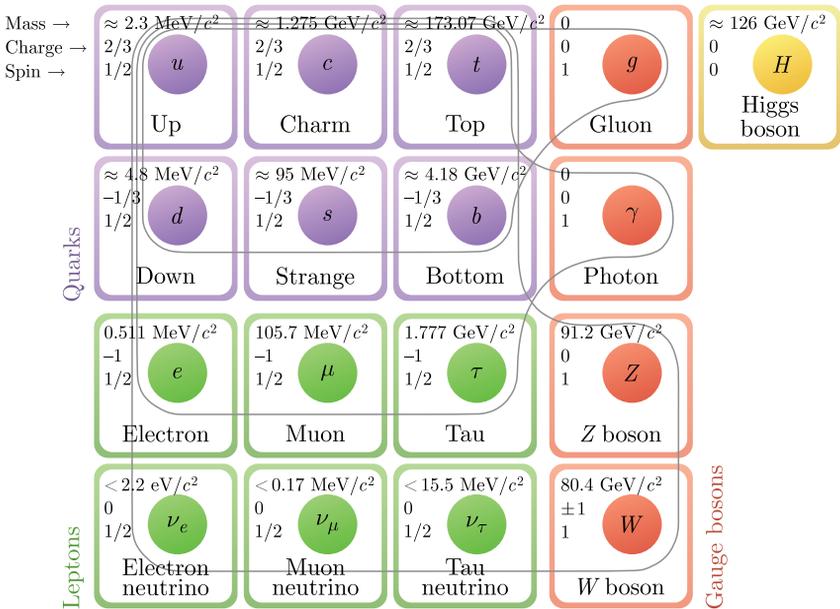


Рис. 1. Элементарные частицы Стандартной модели: фермионы, калибровочные бозоны и бозон Хиггса

взаимодействием между кварками, называется *цветом*. Существуют три различных цветных состояния.

Античастицы имеют такую же массу, как и частицы, но обладают противоположным электрическим зарядом и цветом (антицветом в случае антикварков).

Лептоны и кварки имеют полуцелый спин  $(1/2)\hbar$  (или просто  $1/2$ ) и поэтому подчиняются статистике Ферми–Дирака. Все частицы с полуцелым спином называются *фермионами*.

Взаимодействия осуществляются посредством обмена элементарными частицами с целым спином 1 — *калибровочными бозонами* (бозонами называются частицы с целым спином, включая спин 0, подчиняющиеся статистике Бозе–Эйнштейна). В Стандартной модели это фотон  $\gamma$ ,  $W^\pm$ ,  $Z$  и восемь типов глюонов  $g$ . Переносчиком электромагнитного взаимодействия является фотон, он электрически нейтрален, не имеет массы и хорошо описан в перенормируемой теории под названием квантовая электродинамика, или КЭД.

Заряженные ( $W^\pm$ ) и нейтральный ( $Z$ ) векторные бозоны — переносчики слабого взаимодействия — имеют большую массу:  $(80,385 \pm 0,015)$  ГэВ у  $W^\pm$  и  $(91,1876 \pm 0,021)$  ГэВ у  $Z$  [6]. Глюоны не обладают массой и в противоположность электрически нейтральному фотону несут цветовой-антицветовой заряд и, следовательно, взаимодействуют друг с другом. Более того, сила взаимодействия между частицами, обладающими квантовым числом цвет, увеличивается с расстоянием, и, таким образом, кварки и глюоны нельзя наблюдать как свободные частицы, так как они существуют только в связанном состоянии (конфайнмент). Кварки, связанные с другими кварками и антикварками, составляют адроны: барионы и мезоны. Квантовая хромодинамика, или КХД, — это теория в составе СМ, обладающая симметрией  $SU(3)$  и описывающая сильное взаимодействие цветных частиц.

Несмотря на то, что при малых масштабах энергии электромагнитные и слабые взаимодействия проявляют себя существенно различно, они являются проявлением одной силы. При энергиях выше  $\mathcal{O}(100)$  ГэВ эти взаимодействия объединяются в единую *электрослабую* силу, а калибровочные бозоны  $\gamma$ ,  $W^\pm$  и  $Z$  являются переносчиками *электрослабого* взаимодействия. Калибровочная теория Янга–Миллса описывает электрослабые взаимодействия на основе группы симметрии  $U(1) \times SU(2)_L$ .  $SU(2)_L$  является группой вращения слабого изоспина,  $T$ , где индекс  $L$  указывает, что группа отвечает за преобразования левых компонент полей, которые под действием  $SU(2)_L$  преобразуются как дублеты, в то время как правые компоненты не преобразу-

ются вообще.  $U(1)_Y$  отвечает за преобразование слабого гиперзаряда,  $Y$ , который можно задать следующим соотношением:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y, \quad (1)$$

где  $Q$  — электрический заряд,  $T_3$  — третья компонента слабого изоспина [2].

## 2. Механизм Браута–Энглера–Хиггса

История наиболее важных исследований в области физики бозона Хиггса за прошедшие полвека подробно изложена в статьях [7–9].

В калибровочных теориях калибровочные бозоны описываются уравнениями для полей безмассовых частиц. В этой парадигме бозоны не имеют масс, а силы дальнедействующие, что противоречит экспериментальным наблюдениям.

Важным теоретическим прорывом начала 1970-х гг. было доказательство перенормируемости теорий Янга–Миллса и сохранение этого свойства в случае спонтанного нарушения калибровочной симметрии [10, 4]. Другими словами, лагранжиан взаимодействия инвариантен относительно калибровочных преобразований, в то время как вакуумное среднее и спектр частиц, описываемые моделью, нет. В качестве физического примера можно рассмотреть ферромагнетик, у которого в низшем энергетическом состоянии спины упорядочены по направлению. Все направления равновероятны, т. е. система обладает вращательной симметрией, но природа в конечном итоге случайным образом выбирает одно направление, которое невозможно предсказать. Это приводит к нарушению симметрии, потому что после «выбора» система теряет изначальную симметрию.

В квантовой теории поля наиболее просто спонтанное нарушение симметрии можно описать так называемым механизмом Браута–Энглера–Хиггса (далее *механизмом Хиггса*). Простая модель спонтанного нарушения симметрии  $U(1)$  [11] с помощью одного комплексного скалярного поля  $\phi = |\phi| \exp(i\theta)$ , чей калибровочно-инвариантный потенциал описывается функцией

$$V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4, \quad (2)$$

показана на рис. 2. Потенциал Хиггса по форме напоминает мексиканскую шляпу и описывается выражением (2), что приводит к «спонтанному» нарушению симметрии. Вакуумное, т. е.

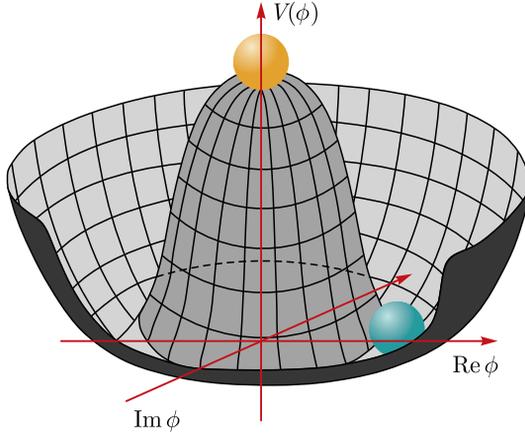


Рис. 2. Потенциал Хиггса

нижнее энергетическое состояние, задается случайным образом выбранной точкой около дна поля «шляпы». Бозон Хиггса — это массивная частица со спином ноль, соответствующая квантовым флуктуациям по радиальным направлениям между центром и краями «шляпы».

Потенциал имеет минимум, не зависящий от фазы  $\theta$ , при значении  $|\phi| = (1/\sqrt{2}) \times \mu/\sqrt{-\lambda} = v$ , которое называется вакуумным средним. Выбор природой угла  $\theta$  нарушает симметрию. Квантовые флуктуации поля  $\phi$  описывают массивную частицу, однако фаза  $\theta$  поля  $\phi$  не определена. Квантовые флуктуации над основным состоянием по этому параметру не развивают ненулевое вакуумное среднее и ассоциируются с безмассовой и не имеющей спина частицей, называемой *голдстоуновским бозоном*.

В контексте  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии механизм Хиггса реализуется с помощью поля, представляющего собой изоспиновый дублет  $SU(2)_L$  комплексных скалярных полей с гиперзарядом  $Y = +1$ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Тогда лагранжиан, описывающий динамику этого поля  $\phi$ , будет иметь следующий вид:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi). \quad (4)$$

Нарушение симметрии возникает из-за формы скалярного потенциала  $V$ , который зависит от параметров  $\lambda$  и  $\mu$  уравнения (2), где  $D_\mu$  — ковариантная производная.

Если  $\mu^2 > 0$ , то основное состояние соответствует  $\phi = 0$ , т. е. вакууму. При  $\mu^2 < 0$  возникает ненулевое вакуумное среднее для  $|\phi|^2$  в состоянии, отвечающем физическому вакууму: лагранжиан содержит массовый вклад с отрицательным знаком для поля  $\phi$ , а минимальная энергия не соответствует значению  $\phi = 0$ . Потенциал имеет локальный максимум при  $\phi = 0$ . Вакуум нестабилен, так как он не соответствует состоянию системы с минимальной энергией.

Условие для минимума вакуума фиксирует поле  $\phi_0$  в основном состоянии:  $|\phi_0| = (1/\sqrt{2}) \times \mu/\sqrt{-\lambda} = v$ .

Симметрия может быть нарушена флуктуациями над вакуумным значением поля  $\phi$  около точки  $\phi_0$ , например:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $H$  — физическое скалярное поле, чье квантовое возбуждение — бозон Хиггса.

Используя это представление поля в выражении (4), можно получить четыре физических поля: два заряженных с естественным образом получаемыми массовыми вкладами, которые ассоциируются с  $W^\pm$ -бозонами. Также здесь можно видеть еще два нейтральных поля, из которых только одно имеет массовый член, а второе не обладает массой; эти поля ассоциируются с  $Z$ -бозоном и фотоном соответственно.

Масса калибровочного бозона  $m$  зависит от константы связи  $g$  с полем Хиггса и значения вакуумного среднего  $v$ . Поскольку калибровочные взаимодействия универсальны, они также определяют константу Ферми  $G_F$ :  $m = gv/2$ ;  $G_F/\sqrt{2} = g^2/(8m^2) = v^2/2$ . Исходя из известного экспериментального значения  $G_F = 1,16637(1) \cdot 10^{-5}$  ГэВ<sup>-2</sup>, величину вакуумного среднего можно оценить как  $v \simeq 246$  ГэВ.

Поле бозона Хиггса  $H$  обретает массу после нарушения симметрии по такой же схеме. Масса соответствующего бозона  $m_H$  определяется как  $m_H = 2\sqrt{-\lambda^2}$ . Значение параметра  $\lambda$  не предсказывается СМ, поэтому масса бозона Хиггса является свободным параметром в модели.

Как и в случае калибровочных бозонов  $W^\pm$  и  $Z$ , массовые члены, соответствующие элементарным фермионам, нельзя доба-

вить в лагранжиан «руками», так как это приведет к нарушению  $U(1) \times SU(2)_L$ -симметрии. Тем не менее можно добавить в уравнение (3) инвариантное относительно калибровочных преобразований взаимодействие юкавского типа, отвечающее за связь фермионных полей с хиггсовским дублетом. После нарушения симметрии (см. (5)) фермионные поля получают массу. Однако значения масс для каждого из фермионных полей не предсказываются теорией, а определяются на основе экспериментальных наблюдений.

### 3. Поиск бозона Хиггса СМ в начале работы LHC

Поиск частиц, ответственных за нарушение электрослабой симметрии, не был простым с самого начала. Во-первых, существование новой частицы вовсе не было предопределено. Электрослабая симметрия могла быть нарушена динамически или с использованием другого механизма. Даже если рассматривать механизм Браута–Энглера–Хиггса, в нем не существует строгого ограничения, не допускающего, чтобы масса новой частицы была крайне мала (в пределах нескольких мегаэлектронвольт) или крайне велика (до 1 ТэВ). В зависимости от массы скалярной частицы надо рассматривать различные механизмы рождения и различные моды распада. Более того, в СМ ширина бозона Хиггса значительно растет с массой, в то время как время жизни непренебрежимо мало только при малых значениях массы. Все вместе это приводит к необходимости рассматривать необычайно сложные экспериментальные сигнатуры.

**3.1. Первые непрямые ограничения.** Первые ограничения на массу бозона Хиггса были получены в не прямых поисках. Предполагалось, что существование нового скалярного бозона ответственно за расхождение теоретических предсказаний и экспериментальных данных при изучении рентгеновского излучения мюонных атомов (экзотических атомов, в которых один или несколько электронов заменены на отрицательно заряженные мюоны. — *Примеч. пер.*) с большим зарядом  $Z$  [12]. Другие ограничения ( $m_H > 0,6$  МэВ) были получены с учетом влияния бозона Хиггса на рассеяние нейтронов и электронов на дейтроне [13]. Астрофизические данные по возможному излучению бозонов Хиггса нейтронными звездами позволили установить нижнюю границу в  $m_H > 0,7$  МэВ [14]. Наиболее жесткие не прямые ограничения были получены из ненаблюдения рождения бозонов Хиггса в ядерных переходах  $J^P = 0^+ \rightarrow 0^-$

( $1,03 \text{ МэВ} < m_H < 18,3 \text{ МэВ}$  [15]) и из данных по рассеянию нейтронов на ядрах ( $m_H > 15 \text{ МэВ}$  [16]).

После открытия в 1973 г. нейтральных токов [17, 18] и обнаружения нового кварка (charm) в 1974 г. [19, 20] Стандартная модель получила интенсивное развитие, и ее предсказания, включая возможное существование скалярного бозона, стали тщательно проверяться в большой серии экспериментов. Экспериментаторы ориентировались на феноменологические распадные свойства новой частицы, опубликованные в 1975 г., где впервые детально учитывался брэнчинг бозона Хиггса вплоть до массы в 100 ГэВ [21]. Стоит обратить внимание на заключение статьи: *Приносим свои извинения экспериментаторам за то, что, в отличие от случая с-кварка, мы не имеем представления о массе бозона Хиггса, и за то, что мы не можем быть уверены в его константах связи с другими частицами, которые, вероятно, очень малы. По этим причинам мы не хотим поддерживать обширные экспериментальные поиски бозона Хиггса, но хотели бы, чтобы люди, работающие в экспериментах, чувствительных к бозону Хиггса, знали, как он может себя проявить.*

**3.2. Ранние прямые поиски.** Ранние прямые исследования были выполнены в 1980-х гг. на установке DORIS-II,  $e^+e^-$ -коллайдере в DESY (Германия), который в 1982–1983 гг. был модернизирован для работы при энергии в системе центра масс 11,2 ГэВ. Первые наборы данных ( $10,7 \text{ пб}^{-1}$  для  $\Upsilon(1s)$  и  $64,5 \text{ пб}^{-1}$  для  $\Upsilon(2s)$ ) были использованы детектором Crystal Ball NaI(Tl) для исследования «радиоактивных» распадов  $\Upsilon$ :

$$\Upsilon \rightarrow X + \gamma. \quad (6)$$

Новая скалярная частица была бы видна как пик в спектре инклюзивного ассоциированного рождения фотонов и адронов. Было обнаружено значительное превышение числа событий в обоих каналах: в канале с большой множественностью, в котором обнаружен сигнал со статистической значимостью в 4,2 стандартных отклонения ( $\sigma$ ), и в канале с малой множественностью, где статистическая значимость составляла  $3,0\sigma$ . С учетом того, что эти два канала абсолютно независимы, их комбинация приводила к наблюдению сигнала со значимостью в  $5,0\sigma$ , что было необходимым для заявления об открытии. Результат был доложен как предварительное наблюдение узкого резонанса с массой 8,33 ГэВ на XXII Международной конференции по физике высоких энергий в Лейпциге в 1984 г. [22]. Тем не менее интерпретация этих результатов как рождение бозонов Хиггса

потребовала бы другого механизма рождения и/или существования аномальных мод распада относительно предсказанных СМ: частота наблюдения была на два порядка выше, чем предсказанная для вероятности распада по заданному каналу (брэнчинга). К сожалению, сигнал исчез после того, как были получены новые данные. Отрицательный результат был независимо подтвержден в тех же каналах на установке Cornell Electron Storage Ring (CESR, Сиракузы, Нью-Йорк, США) [23].

Также на установке CESR коллаборация CLEO выполнила поиск бозонов Хиггса среди продуктов распада  $B$ -мезонов в реакции

$$B \rightarrow X + H. \quad (7)$$

Рассматривались различные моды распада скалярной частицы  $H \rightarrow \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$  или  $K^+K^-$ , но сигнал не был обнаружен [24].

Другие исследования были выполнены на протонном циклотроне в Институте Пауля Шеррера (Виллиген, Швейцария), где коллаборация SINDRUM исследовала область крайне низких масс в поисках данного распада:

$$\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e H, \quad (8)$$

где  $H \rightarrow e^+e^-$ , что опять привело только к установлению ограничений [25]. В конце периода первых экспериментальных поисков, когда в 1989 г. в ЦЕРН (Женева, Швейцария) был запущен Большой электрон-позитронный коллайдер (LEP), ожидалось, что масса бозона Хиггса должна быть больше 5 ГэВ.

**3.3. Поиски на LEP.** Большой электрон-позитронный коллайдер был гигантским ускорителем, сталкивающим электроны и протоны при энергии в системе центра масс, изначально установленной на массовый пик  $Z = 91,18$  ГэВ (LEP-I, 1989–1994 гг.). Во второй период работы между 1995 и 2000 гг. энергия была повышена до 209 ГэВ (LEP-II).

Прямое рождение бозона Хиггса в процессах аннигиляции электронов и позитронов было маловероятно из-за того, что бозон Хиггса крайне незначительно взаимодействует с электронами (позитронами). Наиболее важный процесс, который можно было использовать для поиска бозона Хиггса на LEP-I, это распад  $Z$  на  $H$  и  $Z^*$  с последующим рождением фермионных пар:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow H + Z^* \rightarrow H + f\bar{f}. \quad (9)$$

Чистый сигнал мог бы наблюдаться в случае распада  $H$  на  $b\bar{b}$ -струи и  $Z^*$ , распадающийся на электроны или мюоны. Еще бо́льшая вероятность наблюдения бозона Хиггса обеспечивается

при учете распада  $Z^*$  на *нерегистрируемые* конечные состояния, такие как  $\nu\bar{\nu}$ . В этих процессах сигнал обнаружен не был, но эксперименты на LEP-I позволили установить ограничения на массу бозона Хиггса в  $m_H > 63,9$  ГэВ [26–29].

На LEP-II наиболее важным процессом для поиска становится ассоциированное рождение бозона Хиггса с  $Z$  на массовой поверхности:

$$e^+e^- \rightarrow Z + H. \quad (10)$$

В экспериментах LEP-II были исследованы различные моды распада  $Z^0$  и  $H$ , среди которых можно выделить четыре наиболее важных конечных состояния:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}, & e^+e^- &\rightarrow l^+l^- + b\bar{b}, \\ e^+e^- &\rightarrow q\bar{q} + \tau^+\tau^-, & e^+e^- &\rightarrow q\bar{q} + b\bar{b}. \end{aligned} \quad (11)$$

Чтобы точно измерить массу  $W$  на пороге рождения пар  $W$  (LEP-II), начиная с 1995 г. на LEP неуклонно повышалась энергия столкновений. Поиски при новых энергиях не привели к обнаружению бозона Хиггса, но отодвинули ограничения на его массу до  $m_H > 107,8$  ГэВ при 95 %-й доверительной вероятности [30]. В конце функционирования LEP-II были приложены экстраординарные усилия для значительного увеличения энергии машины по сравнению с проектной. Коллайдер достиг рекордной энергии в 209 ГэВ, и было зарегистрировано несколько похожих на хиггсовские событий с массой  $m_H \sim 115$  ГэВ. Период работы ускорителя был продлен на несколько недель, и обнаружили еще несколько кандидатов, но это явилось недостаточно убедительным свидетельством того, что важное открытие находится в пределах досягаемости. LEP-II был закрыт в ноябре 2000 г., что позволило приступить к установке в туннеле Большого адронного коллайдера. Нижний предел по массе бозона Хиггса, установленный в ходе прямых исследований на LEP-II, составляет  $m_H > 114,4$  ГэВ с 95 %-й доверительной вероятностью [31].

**3.4. Поиски на коллайдере Tevatron.** На коллайдере Tevatron во FNAL (Батавия, Иллинойс, США) поиск бозона Хиггса проводился в период с 2000 г., когда был остановлен LEP, до момента получения первых физических результатов на LHC в 2010 г. Коллайдер Tevatron был протон-антипротонным ускорителем и работал с 1987 г. с максимальной энергией столкновений 1,96 ТэВ.

Доминирующим механизмом рождения бозона Хиггса на коллайдере Tevatron было ассоциированное рождение бозона Хиггса и  $W^\pm$  или  $Z$ . Наиболее чувствительным для обнаружения бо-

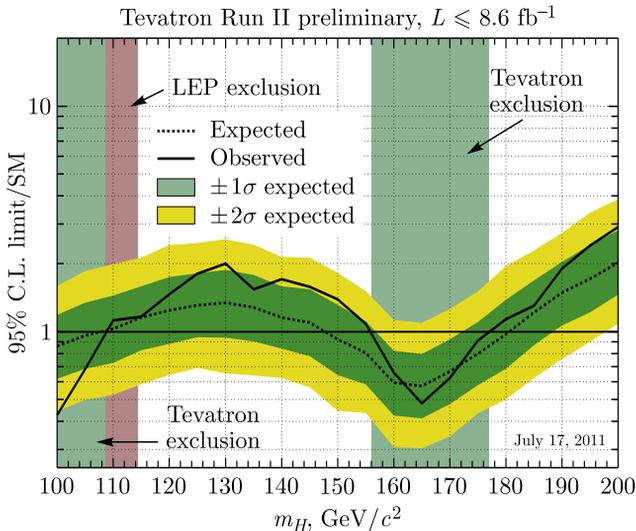


Рис. 3. Ограничения, полученные на Tevatron, в зависимости от массы бозона Хиггса [32]

зона Хиггса являлся его распад на  $b\bar{b}$ -струи, который мог быть исследован благодаря замечательной эффективности регистрации  $b$ -струй двумя многоцелевыми экспериментальными установками CDF и D0.

В июле 2011 г. коллаборации CDF и D0 опубликовали как независимые результаты для статистики  $8,6 \text{ fb}^{-1}$  интегральной светимости, так и комбинированные итоги своих исследований (рис. 3), которые позволили исключить с 95 %-й доверительной вероятностью диапазон масс бозона Хиггса от 156 до 177 ГэВ [32]. Коллайдер Tevatron был закрыт в сентябре 2011 г.

#### 4. Ограничения на основе глобального электрослабого фита

Большое количество прецизионных измерений электрослабых параметров, полученное на LEP и SLC (стэнфордский линейный коллайдер), позволило надежно установить справедливость СМ. Свойства  $W$ - и  $Z$ -бозонов и многих других наблюдаемых были измерены с беспрецедентной точностью, часто порядка или менее десятой доли процента. Эти измерения были дополнены наблюдением  $t$ -кварка и прецизионным измерением его массы, выполненными в экспериментах CDF и D0 на коллайдере Tevatron, где также была измерена масса  $W$  с точностью, сравнимой

с результатами LEP-II. Если постулировать верность СМ, то параметры электрослабой теории могут быть скомбинированы для извлечения не прямой информации о  $m_H$ , так как она зависит от радиационных поправок

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha_{em}}{G_F\sqrt{2}} \frac{1}{\sin^2\theta_W(1-\Delta r)}. \quad (12)$$

Слагаемое  $\Delta r$  имеет квадратичную зависимость от массы  $t$ -кварка и логарифмическую от массы бозона Хиггса. Когда масса  $t$ -кварка была экспериментально измерена на коллайдере Tevatron, стало возможным получить реальную информацию о массе бозона Хиггса на основании глобальной аппроксимации (фита) параметров электрослабой теории, при условии верности СМ, оставляя  $m_H$  единственным свободным параметром.

Пример показан на рис. 4, где  $\Delta\chi^2$ -аппроксимация изображена в зависимости от  $m_H$ . Черная линия — результат фита, голубая полоса — теоретическая неопределенность из-за электрослабых поправок более высоких порядков. Желтым цветом отмечены интервал менее 114,4 ГэВ, исключенный прямыми измерениями на LEP-II, и узкая область 158–175 ГэВ,

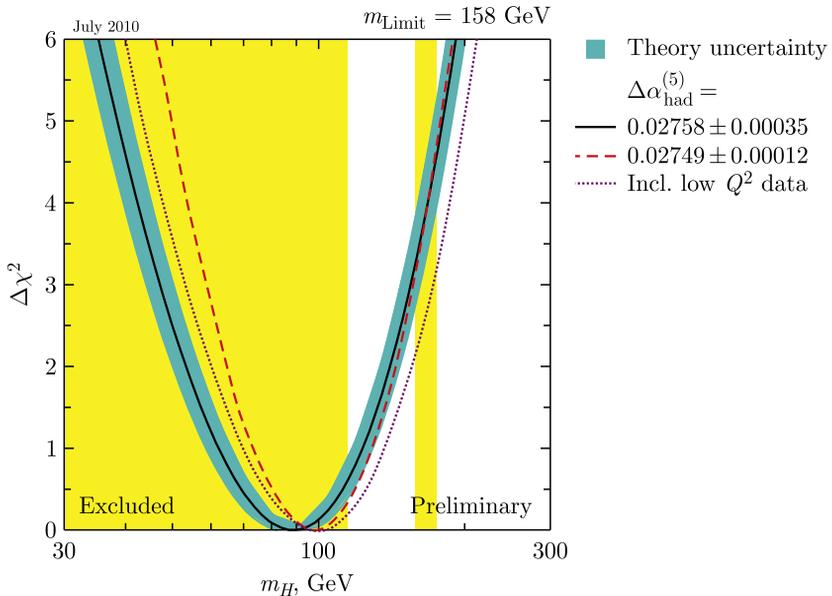


Рис. 4. Непрямое определение массы бозона Хиггса  $m_H$  на основе глобальной электрослабой аппроксимации [33]

исключенная в экспериментах на Tevatron (во время проведения аппроксимации в июле 2010 г.). Минимум кривой соответствует  $m_H = 84_{-23}^{+30}$  ГэВ, где в ошибках учтена экспериментальная неопределенность на уровне 68 % доверительной вероятности и не учтена теоретическая неопределенность. Верхний предел на массу бозона Хиггса в 158 ГэВ был установлен на уровне 95 % доверительной вероятности. Если учесть ограничения в аппроксимации, полученные в прямых измерениях, наиболее вероятной массой бозона Хиггса становится  $m_H = 121_{-6}^{+17}$  ГэВ [33]. Результаты, конечно, модельно зависимы, так как в петлевых поправках учитывались только вклады известной физики. Тем не менее стоит отметить следующее: указания на то, что бозон Хиггса имеет малую массу, полученные методом глобальной аппроксимации параметров электрослабой теории, имелись до начала физической работы экспериментов LHC.

## 5. Большой адронный коллайдер и его многоцелевые детекторы ATLAS и CMS

LHC — это крупнейший из когда-либо построенных ускоритель частиц с наибольшей достигнутой энергией. Первые идеи об адронном коллайдере с энергией в системе центра масс в области нескольких тераэлектронвольт обсуждались

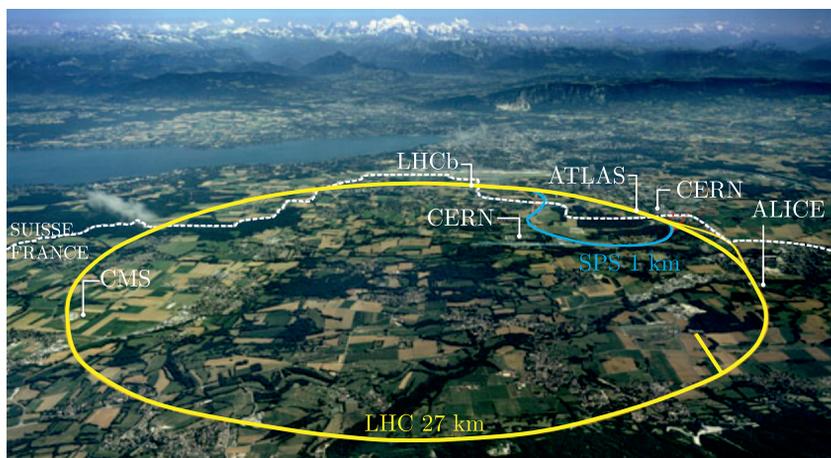


Рис. 5. Аэрофотосъемка территории LHC в ЦЕРН. Кольцо LHC находится под землей на глубине порядка 100 м между Женевским озером (в верхней левой части рисунка) и горным массивом Юра (на противоположной стороне)



на рабочем совещании в Лозанне [34] в 1984 г. Работы по созданию ускорителя в туннеле LEP, одобренные советом ЦЕРН в декабре 1994 г., начались в 1998 г. Подробные воспоминания можно прочитать в [35]. Первоначально машина была сконструирована для столкновения преимущественно протонов при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ с проектной светимостью  $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и расстоянием между сгустками частиц в 25 нс. Детально проект ускорителя обсужден в [36–38].

ЛНС располагается на глубине порядка 100 м под землей в 27-км туннеле LEP между горным массивом Юра и Женевским озером (см. рис. 5). Ускорительный комплекс ЦЕРН вплоть до протонного синхротрона используется для инъекции протонных пучков в ЛНС с энергией 450 ГэВ; см. также рис. 6.

В общей сложности около 9600 сверхпроводящих магнитов расположены по периметру ускорителя. Среди них 1232 диполя, искривляющих траекторию протона таким образом, чтобы он двигался по круговой орбите. Каждый диполь имеет длину 14,3 м и создает однородное магнитное поле напряженностью 8,3 Тл для пучка протонов с энергией 7 ТэВ. Сердцевина диполей охлаждена до 1,9 К в емкости со сверхтекучим жидким гелием (температура ниже, чем в пространстве между галактиками в космосе).

Согласно проекту пучок состоит из 2808 сгустков частиц длиной 7,6 см и 16 мкм в поперечном сечении при максимальной фокусировке пучков, а расстояние между сгустками частиц, как ранее было сказано, составляет  $\Delta t = 25$  нс.

Старт работы ЛНС 10 сентября 2008 г. состоялся успешно. К несчастью, всего через девять дней неисправный контакт междипольной шины стал причиной серьезного инцидента, который привел к большим повреждениям оборудования в секторе «3–4». Были незамедлительно приняты меры по починке повреждений и недопущению подобных инцидентов в будущем. Потребовалось более года, чтобы восстановить работоспособность ускорителя.

По результатам проверки причин аварии было решено в будущем провести полную ревизию контактов и другие важные для защиты машины меры, чтобы иметь возможность работать на ускорителе при проектных значениях энергии каждого из пучков 7 ТэВ. Тем временем в целях предосторожности было решено запустить машину при половине проектной энергии, т. е. при 3,5–4,0 ТэВ на пучок.

Во время первого периода работы ЛНС (2010–2012) энергия соударений составила 7 ТэВ, расстояние между сгустками частиц  $\Delta t = 50$  нс, что в два раза больше проектного значения,

а каждый пучок протонов состоял максимум из 1380 сгустков частиц. Тем не менее плотность протонов в сгустке превысила проектные значения, достигнув величины  $1,7 \cdot 10^{11}$  протонов. Эта величина в совокупности с близкой к проектной фокусировкой позволила достичь рекордной мгновенной светимости  $\mathcal{L} = 0,77 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Большое расстояние между сгустками частиц обеспечило прекрасную стабильность работы машины и, следовательно, длинные периоды набора данных. Тем не менее увеличение плотности сгустка частиц сверх проектных значений привело к большему числу взаимодействий за одно пересечение сгустков (эффект множественных взаимодействий в событии), т.е. наложению не представляющих интерес столкновений на изучаемые события. Работа в таких экстремально сложных условиях была еще одним вызовом для ATLAS и CMS. Распределение среднего числа соударений в событии для двух главных периодов набора данных на ЛHC показано на рис. 7. Параметры ЛHC, достигнутые в первые годы работы, и их сравнение с проектными значениями приведены в табл. 1.

Необходимо заметить, что физическая программа ЛHC включает и изучение столкновений тяжелых ионов при высоких энергиях. На кольце были установлены четыре главные экспериментальные установки: два универсальных детектора ATLAS [39] и CMS [40], LHCb [41] (специализированный детектор для преци-

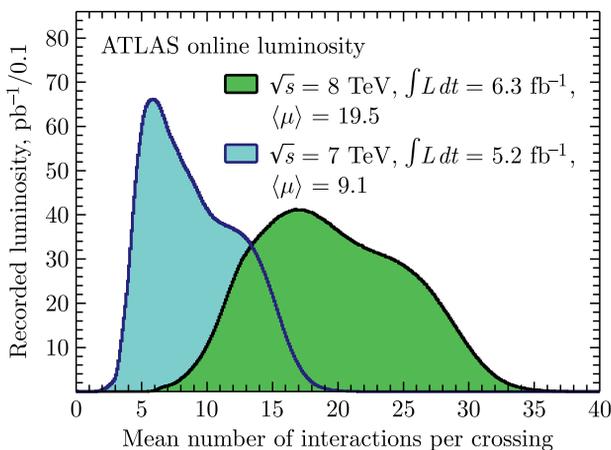


Рис. 7. Распределение средних величин  $\mu$ . Параметр  $\mu$  — это среднее число дополнительных протон-протонных соударений на одно столкновение сгустков частиц по данным эксперимента ATLAS ([https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/InteractionsperCrossing/muplot/2012/mu\\_2011\\_2012.eps](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/InteractionsperCrossing/muplot/2012/mu_2011_2012.eps))

Таблица 1. Основные параметры ЛНС во время работы в 2011 и 2012 гг. и их сравнение с проектными значениями [36–38]

Параметр	2011 г.	2012 г.	Номинал
Энергия пучка, ТэВ	3,5	4,0	7,0
Временной интервал между сгустками частиц, нс	50	50	25
Число сгустков частиц в пучке	1380	1380	2808
$\beta^*$ , м	1,0	0,6	0,55
Протонов/сгусток, $\times 10^{11}$	1,45	1,70	1,15
Нормализованный эмиттанс, мм·мрад	$\simeq 2,4$	$\simeq 2,5$	3,75
Пиковая светимость, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$3,7 \cdot 10^{33}$	$7,7 \cdot 10^{33}$	$1,0 \cdot 10^{34}$

сионного изучения физики тяжелых ароматов) и ALICE [42] — детектор, оптимизированный для физики тяжелых ионов. Также в кольце машины были установлены еще две экспериментальные установки. Один из детекторов, TOTEM [43], в частности предназначен для измерения полного сечения  $pp$ , а LHCf [44] спроектирован для изучения нейтральных частиц, излучаемых под малыми углами в  $pp$ -соударениях. ЛНС заработал в декабре 2009 г.

**5.1. Эксперимент ATLAS.** Установка ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) длиной 44 м, 25 м в диаметре и массой около 7000 т — самая большая из когда-либо построенных экспериментальных установок. Схематично данный детектор изображен на рис. 8.

Ближайшая к точке взаимодействия система ATLAS — внутренний детектор (ID) — находится в аксиальном поле напряженностью 2 Тл, создаваемом соленоидальным магнитом. Кремниевые пиксельные и стриповые детекторы позволяют реконструировать и измерять заряженные частицы, рождающиеся в протон-протонных соударениях в интервалах по псевдобыстроте  $|\eta| < 2,5$  ( $\eta = \log(\tan(\theta/2))$ ), где  $\theta$  — полярный угол). Система дополнена трекером из дрейфовых труб в области  $|\eta| < 2,0$ , который улучшает реконструкцию электронов посредством регистрации переходного излучения.

ID окружен системами калориметрии, состоящими из электромагнитного и адронного калориметров. Высокая гранулярность электромагнитного калориметра основана на технологии, в которой используется жидкий аргон и свинец (LAr). Он состоит из центрального модуля ( $|\eta| < 1,475$ ) и двух торцевых ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ). LAr-калориметр окружен адронным калори-

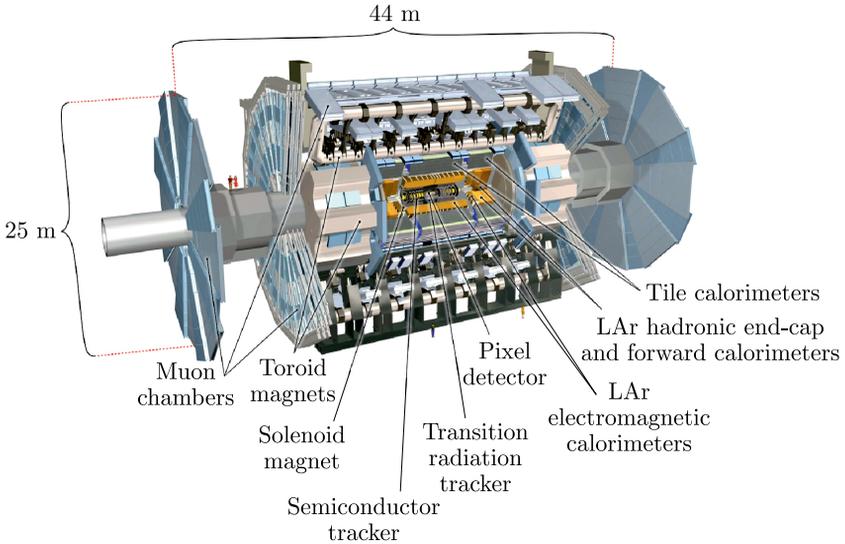


Рис. 8. Детектор ATLAS в разрезе. Размеры детектора: 25 м в диаметре и 44 м в длину [39]; масса детектора в сборе примерно 7000 т

метром, разработанным на основе других технологий: сцинтилляционных счетчиков и железа при  $|\eta| < 1,7$ , жидкого аргона и железа при  $1,5 < |\eta| < 3,2$ , жидкого аргона и вольфрама при  $3,1 < |\eta| < 4,9$ .

Мюонный спектрометр находится дальше всего от точки взаимодействия в ATLAS. Это большая система, оборудованная трекинговыми детекторами, находящимися в тороидальном магнитном поле средней напряженностью 1 Тл, создаваемом тремя сверхпроводящими магнитами. Мониторируемые дрейфовые камеры (MDTs) — это дрейфовые детекторы, способные точно регистрировать мюоны и измерять их импульс в области  $|\eta| < 2,7$ . Конструктивно MDT представляют собой три измерительные станции, каждая из которых находится на постоянном удалении от точки взаимодействия  $pp$ . Внутренняя станция тороидальной системы оборудована катодно-стриповыми камерами (CSCs) из-за их способности работать в условиях высоких нагрузок. Камеры с резистивными пластинами (RPCs) в цилиндрической части ( $|\eta| < 1,05$ ) и так называемые узкоззорные камеры (TGCs) в тороидальной ( $1 < |\eta| < 2,4$ ) используются для быстрых измерений триггера и повышения точности измерения мюонов MDTs и CSCs. Больше информации можно найти в [39].

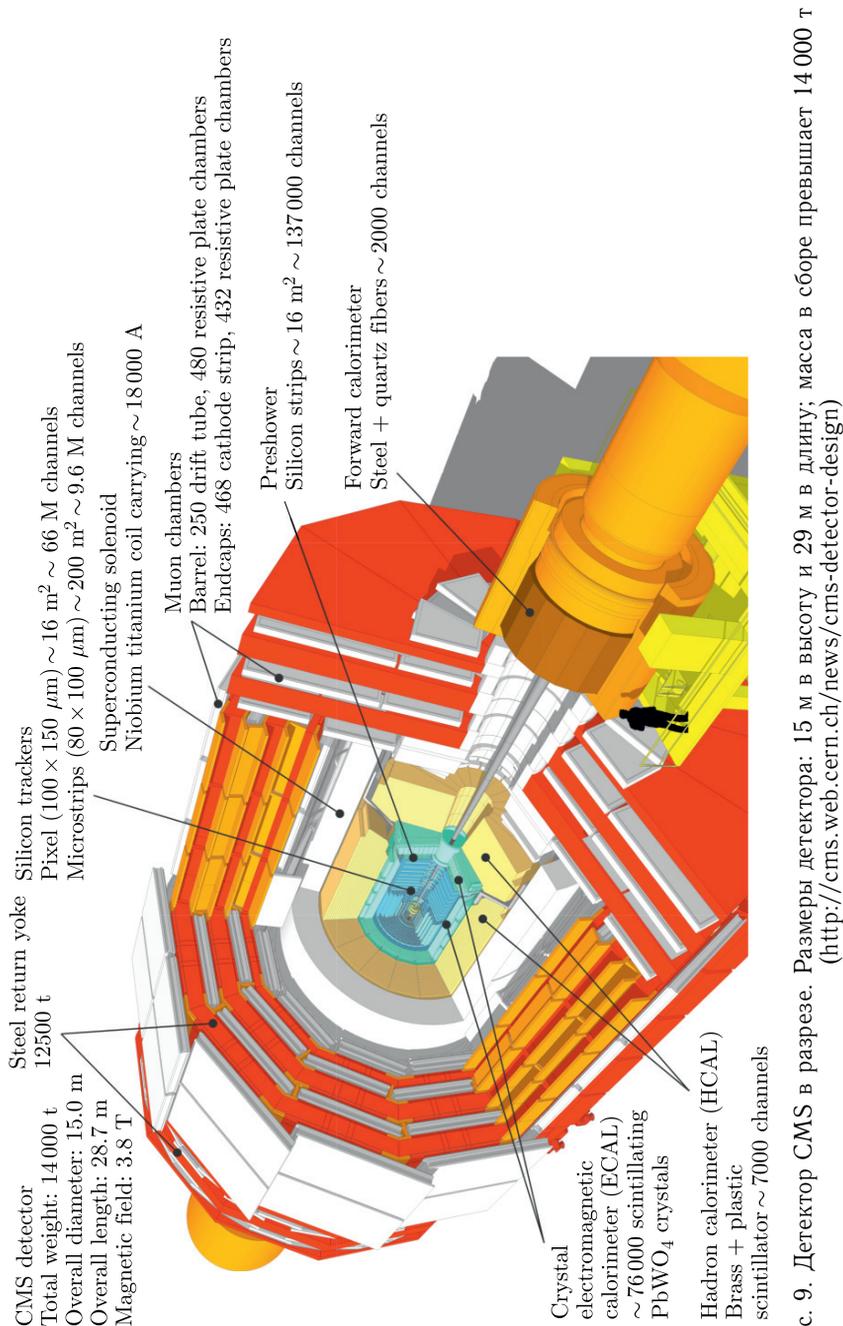


Рис. 9. Детектор CMS в разрезе. Размеры детектора: 15 м в высоту и 29 м в длину; масса в сборе превышает 14 000 т (<http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>)

**5.2. Эксперимент CMS.** Детектор CMS (Compact Muon Solenoid), имеющий длину 29 м и диаметр 15 м, — это еще одна гигантская установка, хотя и более компактная, чем ATLAS. Схематично она изображена на рис. 9. Основополагающей частью этой установки является сильный магнит — большой центральный соленоид, способный создавать магнитное поле с напряженностью 3,8 Тл. Внутри центрального соленоида размещены внутренний трекер, электромагнитный и адронный калориметры. Траектории заряженных частиц измеряются кремниевыми пиксельными и полосковыми трекерами с рабочей областью  $|\eta| < 2,4$ . В отличие от ATLAS в детекторе CMS ID не используются технологии газовых детекторов, а применяются только кремниевые устройства. Внутренний трекер окружают электромагнитный калориметр на кристаллах вольфрамата свинца (ECAL) и латунно/сцинтилляторный адронный калориметр (HCAL), а черен-

Таблица 2. Эффективность основных компонентов детекторов ATLAS и CMS

Подсистема	ATLAS	CMS
Магнитное поле	Центральный соленоид 2 Тл; мюонный тороид: 0,5 Тл в цилиндрической части и 1 Тл в торцевой	Центральный соленоид 3,8 Тл + возвратное ярмо
Центральный трекер; импульсное разрешение $\sigma(p_T)/p_T$	$5 \cdot 10^{-4} p_T \oplus 0,01$ ( $p_T$ в ГэВ)	$1,5 \cdot 10^{-4} p_T \oplus 0,005$ ( $p_T$ в ГэВ)
Мюонная система; импульсное разрешение $\sigma(p_T)/p_T$	2% при $p_T = 50$ ГэВ 10% при $p_T = 1$ ТэВ	1% при $p_T = 100$ ГэВ 5% при $p_T = 1$ ТэВ
Электромагнитный калориметр, $\sigma(E)/E$	$0,10/\sqrt{E} \oplus 0,007$ ( $E$ в ГэВ)	$0,03/\sqrt{E} \oplus 0,005$ ( $E$ в ГэВ)
Адронный калориметр, $\sigma(E)/E$	$0,50/\sqrt{E} \oplus 0,03$ ( $E$ в ГэВ)	$1/\sqrt{E} \oplus 0,05$ ( $E$ в ГэВ)

ковский калориметр с кварцевыми волокнами (HF) увеличивает рабочую область данной системы до  $|\eta| = 5,0$ .

Внешние детекторные компоненты CMS включают мюонную систему, состоящую из газовых детекторов, проложенных толстыми железными пластинами. Железо также используется как поддерживающая структура и возвратное ярмо центрального соленоида, поэтому оно вносит существенный вклад в большую массу аппарата (около 14 000 т). Дрейфовые трубки (DT), RPC и CSC используются как для триггирования мюонов, так и для их точных измерений в полном диапазоне по псевдобыстроте  $|\eta| < 2,4$ . Больше информации доступно в [40].

## 6. Рождение и распад бозона Хиггса SM на LHC

Хотя масса бозона Хиггса не предсказывается теорией, в SM его константы связи с фермионами и бозонами должны быть пропорциональны соответствующим массам частиц (для фермионов) и квадратам масс (для бозонов). Поэтому рождение и распад бозона Хиггса происходит в основном в каналах с тяжелыми

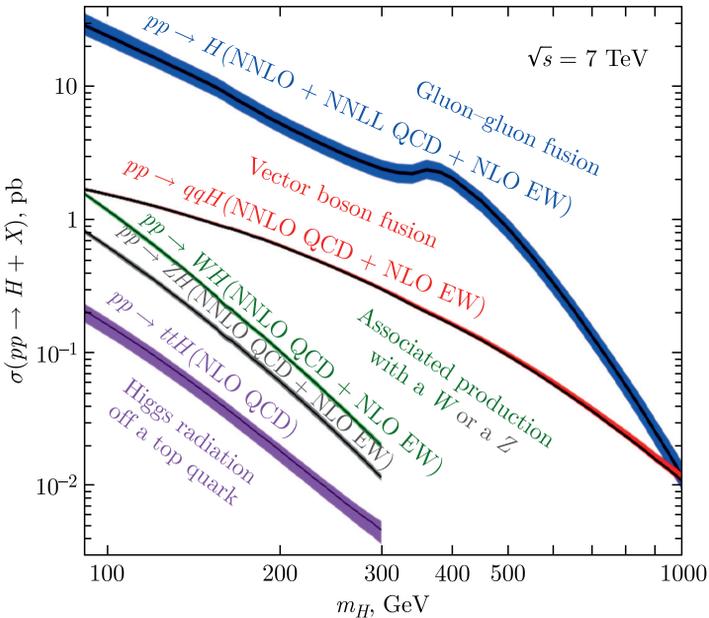


Рис. 10. Вклад различных механизмов в сечение рождения бозона Хиггса при 7 ТэВ в зависимости от его массы [45]

частицами — с  $W$ - и  $Z$ -бозонами и с третьим поколением фермионов. Бозон Хиггса не взаимодействует с фотонами и глюонами на древесном уровне, а только в однопетлевых диаграммах. В канал  $gg \rightarrow H$  основной вклад вносят  $t\bar{t}$ - и  $b\bar{b}$ -петли. В канал  $\gamma\gamma \rightarrow H$  основной вклад вносят петли, содержащие  $W$  и третьи поколения фермионов, в основном  $t$ -кварков.

Основные процессы, вносящие вклад в рождение бозона Хиггса на протон-протонном коллайдере, — это слияние глюонов, слияние векторных бозонов, ассоциированное рождение с  $W$  или  $Z$  и излучение бозона Хиггса  $t$ -кварком. Соответствующие сечения при проектной энергии ЛHC в системе центра масс 7 ТэВ приведены на рис. 10 [45]. Необходимо заметить, что полное сечение рождения при 7 ТэВ на порядок меньше, чем при проектном значении энергии ЛHC. Несмотря на значительные усилия, направленные на уточнение теоретических предсказаний сечения рождения, ниже мы концентрируем внимание на вычислениях, имевшихся к началу работы ЛHC.

### 6.1. Слияние глюонов.

Слияние глюонов — доминирующий механизм рождения бозона Хиггса на ЛHC во всех интервалах масс. Доминирующая диаграмма Фейнмана для процесса показана на рис. 11, *а*. К началу работы ЛHC сечение данного процесса было вычислено с точностью до второго порядка теории возмущений (NNLO) и электрослабых поправок первого порядка теории возмущений (NLO). Погрешность вычислений составила 15–20 %, что в основном связано с неопределенностями партонов (PDF) и радиационными поправками высших порядков КХД.

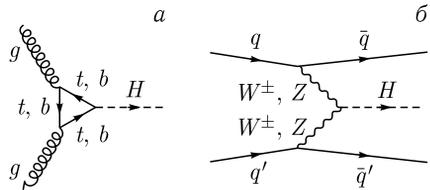


Рис. 11. Рождение бозона Хиггса на адронных коллайдерах при слиянии глюонов (*а*) и векторных бозонов (*б*)

### 6.2. Слияние векторных бозонов.

Сечение рождения бозона Хиггса при слиянии векторных бозонов (VBF) на порядок меньше, чем при слиянии глюонов в широком диапазоне значений  $m_H$ . Два процесса становятся сравнимыми только при массах порядка 1 ТэВ. Тем не менее этот канал представляет большой интерес из-за чистой экспериментальной сигнатуры: наличие двух сопутствующих струй с большой инвариантной массой в передней области позволяет значительно улучшить соотношение сигнал/фон. Также для этого процесса были сделаны

вычисления NNLO КХД и NLO EW. Погрешности в целом меньше (примерно на 5%), чем в канале слияния глюонов. Доминирующая диаграмма Фейнмана для данного процесса показана на рис. 11, б.

**6.3. Рождение, ассоциированное с  $W$  и  $Z$ .** В процессах излучения бозона Хиггса также образуется  $W$ - или  $Z$ -бозон ( $VH$ ), который можно использовать для отбора событий. Типичные сечения этого процесса на порядки меньше сечений слияния глюонов и известны на уровне NNLO КХД и NLO EW. Учет данных вкладов увеличивает сечение в главном порядке (LO) на 20–25%. Типичная величина погрешности для данного процесса  $\sim 5\%$ . Доминирующие диаграммы Фейнмана для процесса показаны на рис. 12, а.

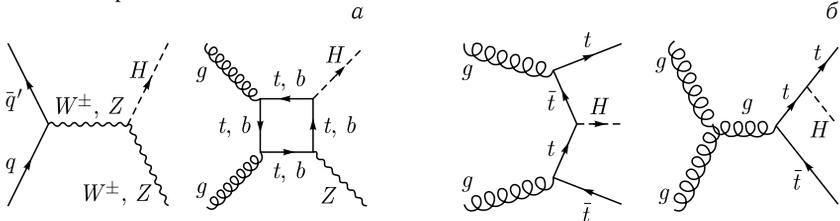


Рис. 12. Рождение бозона Хиггса на адронных коллайдерах, ассоциированное с  $W$  или  $Z$  (а) и с парой топ-кварков (б)

**6.4. Ассоциированное рождение с парой  $t\bar{t}$ -кварков.** Последний из основных механизмов рождения бозона Хиггса — его ассоциированное рождение с парой  $t\bar{t}$ -кварков. В этом процессе, несмотря на меньшее, чем в предыдущих процессах, сечение, наличие пары топ-кварков в конечном состоянии может быть использовано как экспериментальная сигнатура. Для этого процесса были проделаны вычисления только в первом порядке теории возмущений КХД, а характерная погрешность сечения составляет  $\sim 10\%$ . Доминирующие диаграммы Фейнмана для этого процесса показаны на рис. 12, б.

**6.5. Ширина распада бозона Хиггса и моды распада.** Стратегия обнаружения бозона Хиггса сильно зависит от его массы, так как не только механизм рождения, но и ширина распада, и моды распада сильно зависят от  $m_H$  во всех интервалах по массе. Полная ширина распада бозона Хиггса в зависимости от  $m_H$  показана на рис. 13. При малых массах, ниже порога  $2m_W$ , бозон Хиггса имеет очень узкий резонанс с шириной в несколько мегаэлектронвольт, что на несколько порядков меньше, чем разрешение детекторов на адронных коллайдерах. Ширина быстро растет с массой, достигая 1 ГэВ при  $m_H \sim 200$ .

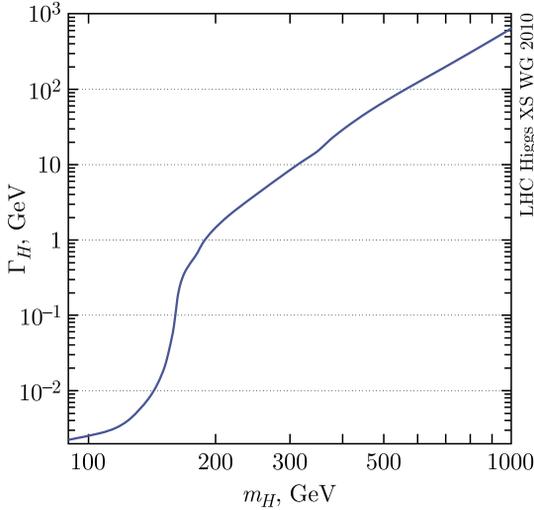


Рис. 13. Ширина распада бозона Хиггса СМ в зависимости от массы в релятивистском приближении Брейта–Вигнера [45]

При  $m_H > 2m_Z$  в полной ширине распада бозона Хиггса доминируют вклады от его распадов на  $W^+W^-$  и  $ZZ$ , что может быть записано следующим образом:

$$\Gamma_{H \rightarrow W^+W^-} = \frac{g^2 m_H^3}{64\pi m_W^2} \sqrt{1 - x_W} \left( 1 - x_W + \frac{3}{4} x_W^2 \right), \quad (13)$$

$$\Gamma_{H \rightarrow ZZ} = \frac{g^2 m_H^3}{128\pi m_W^2} \sqrt{1 - x_Z} \left( 1 - x_Z + \frac{3}{4} x_Z^2 \right), \quad (14)$$

где

$$x_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad x_Z = \frac{4m_Z^2}{m_H^2}. \quad (15)$$

При больших  $m_H$ ,  $x_W$  и  $x_Z \rightarrow 0$  ширина распада бозона Хиггса растет как  $m_H^3$ .

Суммируя две ширины распада, при больших массах получим простое выражение:

$$\Gamma_{H \rightarrow VV} = \frac{3m_H^3}{32\pi v^2}. \quad (16)$$

При очень больших массах  $m_H$  ширина распада бозона сопоставима с его массой ( $\Gamma_H \simeq m_H$  при  $\sim 1,4$  ТэВ) и определение частицы теряет смысл. С экспериментальной точки зрения, если

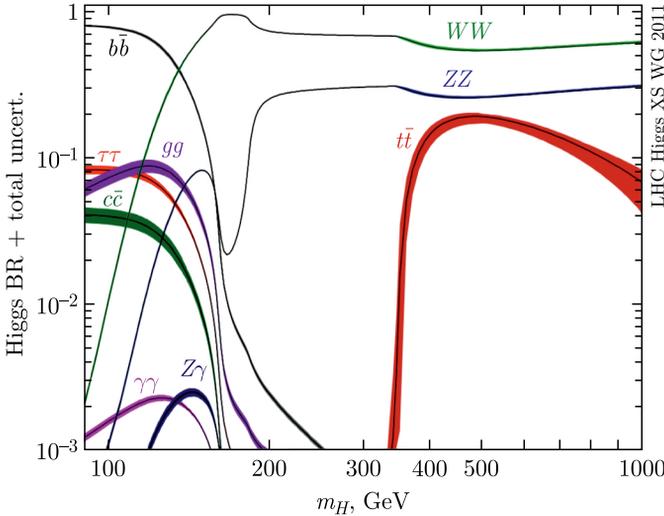


Рис. 14. Вероятность распада бозона Хиггса SM по различным каналам в зависимости от его массы [45]

бы бозон Хиггса был очень тяжелым, то было бы очень сложно отделить «резонанс» бозона Хиггса от  $VV$ -континуума.

На рис. 14 показана вероятность распада бозона Хиггса SM в зависимости от его массы. Парциальные ширины фермионов пропорциональны массам фермионов в квадрате, парциальные ширины промежуточных векторных бозонов пропорциональны четвертой степени массы. Поэтому фермионные моды распада доминируют только в области малых масс (до  $m_H = 150$  ГэВ). В частности, канал  $H \rightarrow b\bar{b}$  — самая вероятная мода распада, так как  $b$ -кварк — самый тяжелый из доступных в данной области фермионов. Следом за ним идет мода  $H \rightarrow \tau\tau$ . В контексте области малых масс необходимо отметить важность бозонных мод распада ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow llll$ ,  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ ). Несмотря на то, что вероятность этих распадов сильно меньше доминирующей  $b\bar{b}$ -моды, эти каналы имеют чистую экспериментальную сигнатуру. При открытии канала распада в пары векторных бозонов они быстро начинают доминировать. Пик распада  $H \rightarrow W^+W^-$  наблюдаем при  $m_H = 160$  ГэВ, когда становится возможным рождение двух  $W$ -бозонов на массовой поверхности, а рождение реальной  $ZZ$ -пары все еще запрещено. При больших массах (более 350 ГэВ) также могут рождаться  $t\bar{t}$ -пары, но бозонная мода распада продолжает доминировать вплоть до 1 ТэВ.

## 7. Старт работы ЛHC: заново открывая Стандартную модель при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

Первые столкновения на ЛHC были зарегистрированы экспериментаторами 23 ноября 2009 г. при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ [46]. В течение этих ранних физических сеансов ускоритель и оборудование экспериментов работали замечательно, что было отражено в предварительных, но производящих впечатление результатах, показывающих прекрасные характеристики детекторов. Спустя совсем немного времени были опубликованы первые результаты по рождению заряженных частиц, и произведено их сравнение с существующими данными  $Spp\bar{S}$  в ЦЕРН и Tevatron во FNAL.

27 февраля 2010 г. на ЛHC закончились пусконаладочные работы с пучками протонов с энергией 3,5 ТэВ. Первые данные по столкновениям при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ были записаны 30 марта. В дальнейшем набор данных проводился при увеличении моментальной светимости. В конце протон-протонного сеанса 2010 г. в каждом из экспериментов ATLAS и CMS было записано  $45 \text{ пб}^{-1}$  данных. На их основе экспериментаторы смогли выполнить предварительную калибровку детектора, в частности, пространственное выравнивание внутреннего трекера и мюонной системы и калибровку энергетической шкалы калориметра.

Первые наборы данных при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ играли важную роль в «повторном открытии» фундаментальных частиц SM. Были исследованы рождения струй,  $W$ - и  $Z$ -бозонов и топ-кварков, по результатам выполнено сравнение с предсказаниями SM. Более того, понимание процессов SM было важным не только для проверки этой теории на беспрецедентном масштабе энергий, но и для контроля фоновых процессов, которые могли повлиять на поиск новой физики и бозона Хиггса.

В этом разделе собраны примеры наиболее значимых ранних исследований, проведенных в универсальных экспериментах на первых данных, записанных при первоначальных пониженных энергиях на ЛHC. На рис. 15, *а* показан пик распада  $W \rightarrow e\nu$ , реконструированный на ATLAS [47], а на рис. 15, *б* — измеренные вероятности распадов  $W$  и  $Z$  на лептоны на CMS [48] и выполненное сравнение с предсказаниями SM. Полное инклюзивное сечение распадов  $W$ - и  $Z$ -бозонов в лептонных каналах было измерено с экспериментальной погрешностью менее 4%. Измерения совпадают с предсказаниями SM в пределах экспериментальной и теоретической ошибок (около 5%).

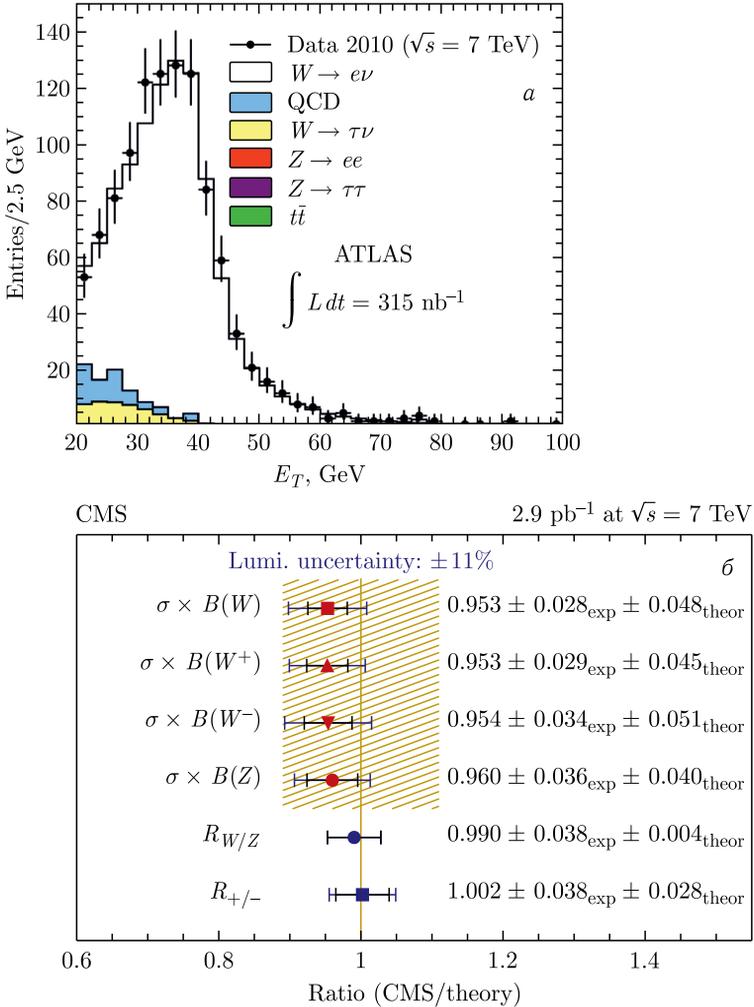


Рис. 15. *а*) Распределение событий-кандидатов в  $W$  по  $E_T$  после итогового отбора на ATLAS. Проведено сравнение данных и результатов моделирования Монте-Карло, разбитого на сигнал и различные фоновые процессы [47]. *б*) Отношения измеренных на CMS величин к их теоретически предсказанным значениям. Погрешность определения светимости ( $\pm 11\%$ ), влияющая только на измерение произведения сечения на вероятность распада, показана в виде заштрихованной области [48]

Ассоциированное рождение векторных бозонов и струй с большим  $p_T$  является одним из наиболее важных источников фона в поисках бозона Хиггса. Более того, рождение векторных бозонов и струй важно для проверки пертурбативной КХД СМ.

Сечение рождения в зависимости от инклюзивной и эксклюзивной множественности струй и их отношения, как и дифференциальные сечения в зависимости от поперечного импульса и быстрот струй, включая угловое расстояние между лидирующими струями, были изучены на ATLAS. В этих исследованиях рассматривались инклюзивные и VBF критерии отборов и методы выделения процессов слияния векторных бозонов [49]. На рис. 16 представлено абсолютное сечение в зависимости от эксклюзивной множественности струй, полученное на установке

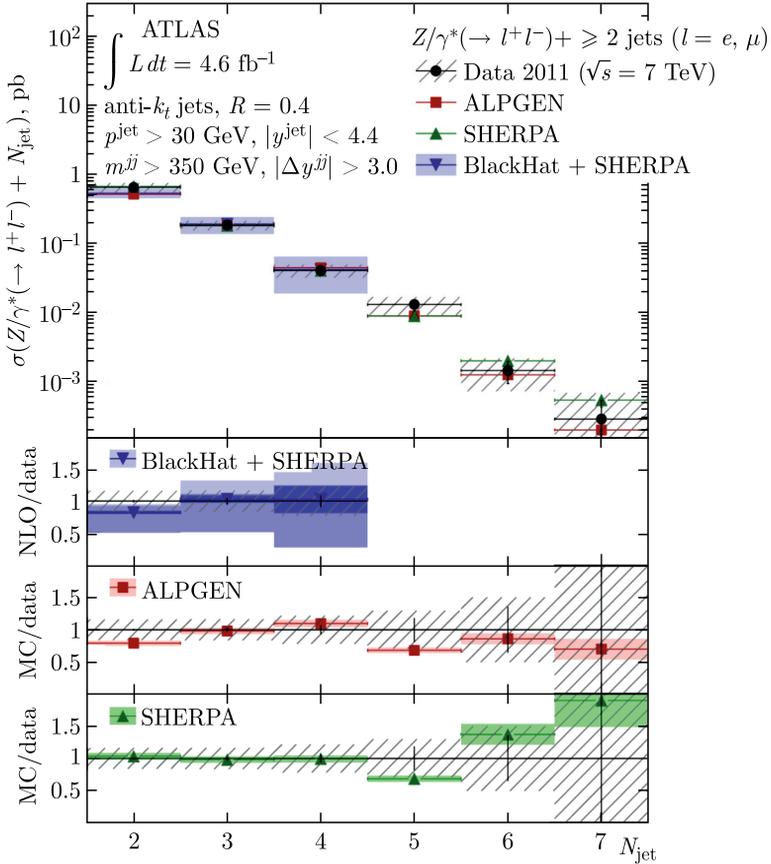


Рис. 16. Измеренные на ATLAS сечения процессов  $Z \rightarrow \ell\ell +$  струи в зависимости от эксклюзивной множественности струй,  $N_{\text{jet}}$ , в событиях, удовлетворяющих VBF-отбору (минимум две струи с поперечным импульсом более 30 ГэВ, быстротой струй более 4,4, инвариантной массой более 350 ГэВ и быстротами между струями, отличающимися более чем на 3 единицы) [49]

ATLAS в событиях с  $Z$  и струями после оптимизации критериев отбора, позволившей увеличить число событий процессов VBF. Данные согласуются с предсказаниями BlackHat + SHERPA.

События с фотоном и струями (прямой фотон) — важный источник фона при измерениях процессов в СМ, наиболее значимый при поиске легкого, нейтрального бозона Хиггса в канале распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Более того, исследование событий, содержащих фотон и одну или более струй в конечном состоянии, позволяют напрямую проверить квантовую хромодинамику. Сечения рождения в зависимости от различных угловых конфигураций чувствительны к вкладам КХД подпроцесса неупругого рассеяния и функциям распределения партонов (PDF) в протоне. Измерение этих сечений позволяет проверить модели функций распределения партонов, улучшить феноменоло-

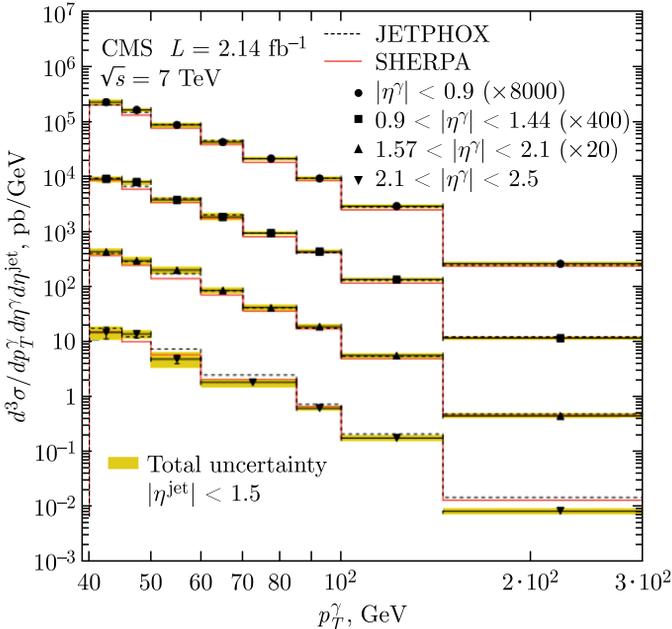


Рис. 17. Дифференциальное сечение рождения фотона по поперечному импульсу  $p_T^\gamma$  в присутствии струй в центральной области по быстрой  $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$  [50]. Проведено сравнение измеренных сечений в четырех интервалах быстрой фотона  $\eta^\gamma$  (метки) с предсказаниями генератора SHERPA (сплошная линия) и вычислениями первого порядка теории возмущений пертурбативной КХД от JETPHOX (штриховая линия). Сечения наиболее центральных фотонов увеличены в 20–8000 раз для простоты прочтения. Отложенные ошибки — статистическая погрешность. Заштрихованная область — полная экспериментальная погрешность

гические модели Монте-Карло в широком кинематическом диапазоне. На рис. 17 показаны измерения трижды дифференциального сечения ( $d^3\sigma/dp_T^\gamma d\eta^\gamma d\eta^{\text{jet}}$ ) при  $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ , выполненные на CMS [50]. Несмотря на то, что предсказания SHERPA были занижены по сравнению с JETPHOX, измеренное сечение совпало с обоими предсказаниями Монте-Карло в пределах систематических погрешностей в большинстве из рассмотренных кинематических областей.

События со струями не только используются для проверки КХД, но и являются важным источником фона при поиске новых частиц и взаимодействий при высоких энергиях. Поэтому первые исследования процессов рождения струй на LHC были выполнены на ATLAS и CMS с большой осторожностью. На рис. 18 показано дифференциальное сечение рождения струй по  $p_T$  лидирующей струи, измеренное на ATLAS, для событий с по меньшей мере двумя реконструированными струями с псевдобыстротами

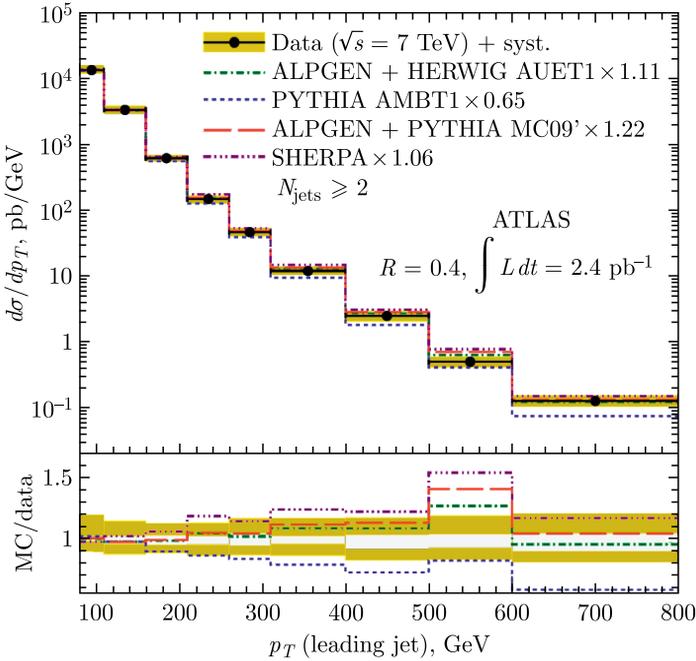


Рис. 18. Дифференциальное сечение рождения струй по  $p_T$  лидирующей струи, измеренное на ATLAS, для событий с двумя и более реконструированными струями. Результаты сравнивались с данными различных моделей Монте-Карло с учетом высших порядков теории возмущений. Проведена нормировка на измеренное инклюзивное двухструйное сечение [51]

$|\eta| < 2,8$  и с  $p_T > 30$  ГэВ [51]. Данные и предсказания Монте-Карло находятся в согласии.

Впервые топ-кварк был обнаружен в протон-протонных соударениях при  $\sqrt{s} = 1,8$  ТэВ на коллайдере Tevatron во FNAL. На ЛHC доминирующим механизмом рождения  $t\bar{t}$  является процесс слияния глюонов. Изучение процессов рождения топ-кварка на этом ускорителе имеет большое значение для понимания механизма рождения данного кварка. Это было важной частью ранней физической программы LHC, так как многие сигнатуры моделей новой физики, как и многие исследования конечных состояний бозона Хиггса, или загрязнены значительным фоном рождения топ-кварка, или сами содержат топ-кварки. На рис. 19 показаны измеренное инклюзивное сечение рождения  $t\bar{t}$  CMS [52] и соответствующие измерения на коллайдере Tevatron. Схожие результаты получены и на установке ATLAS. Эти измерения находятся в соответствии с предсказаниями КХД.

За рождение одиночного топ-кварка на адронных коллайдерах отвечают различные механизмы. Они могут быть сгруппированы в три основных подпроцесса: обмен виртуальным  $W$ -бозоном в  $t$ -канале ( $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ ) или в  $s$ -канале ( $q\bar{q} \rightarrow tb$ ) и ассоциированное рождение топ-кварка и находящегося на массовой поверхности  $W$ -бозона ( $bq \rightarrow Wt$ ). Одиночное рождение топ-кварка — это важный источник фона при поиске бозона

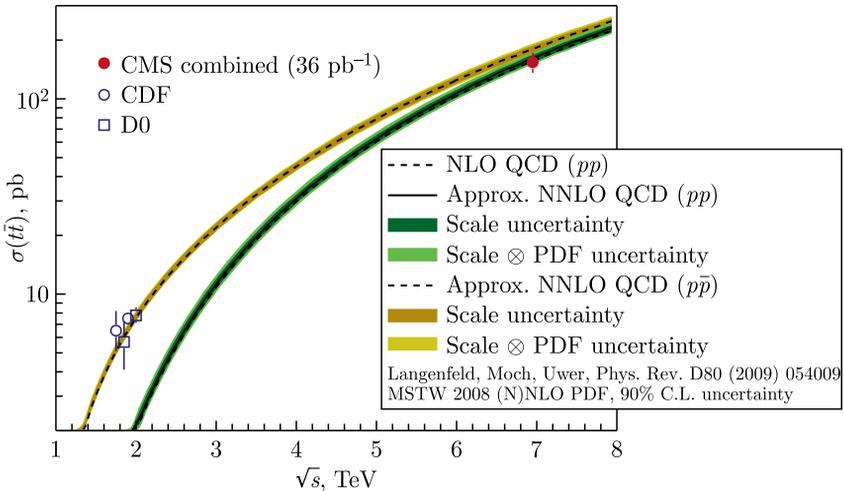


Рис. 19. Измеренное на CMS сечение рождения  $t\bar{t}$  при 7 ТэВ и (для сравнения) результаты Tevatron при 1,96 ТэВ. Также приведены теоретически предсказанные значения для протон-протонных столкновений в зависимости от  $\sqrt{s}$  [52]

Хиггса, про который нельзя забывать. Оно также чувствительно ко многим процессам физики за рамками СМ и позволяет напрямую измерить константу связи  $W-t-b$ . В качестве примера исследований, выполненных на LHC, на рис. 20 показаны результаты измерения дифференциального по поперечному импульсу сечения рождения одиночного топ-кварка на установке ATLAS. Измерения сопоставлены с предсказаниями теории на основе MCFM [53].

Понимание процесса рождения пары бозонов ( $VV$ ) в протон-протонных соударениях важно для проверки СМ. Процессы  $VV$  чувствительны к самовзаимодействиям калибровочных бозонов посредством тройного калибровочного взаимодействия (TGC).

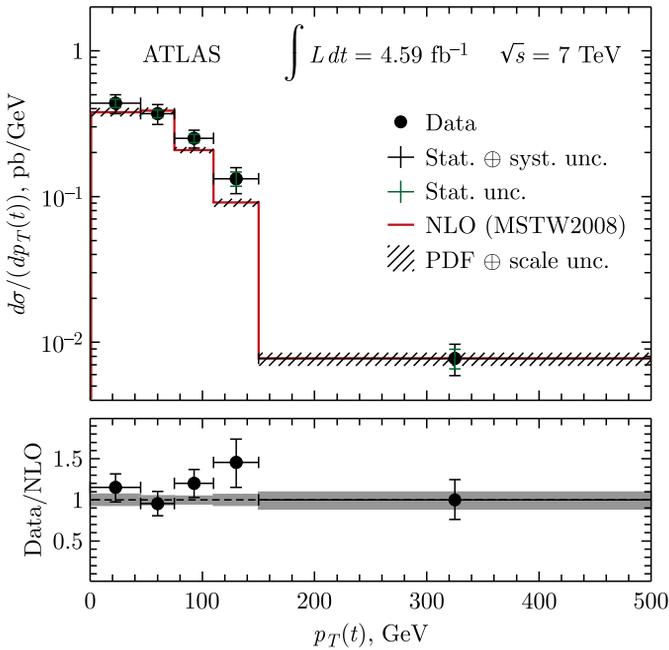


Рис. 20. Дифференциальное по поперечному импульсу  $p_T(t)$  сечение рождения одиночного топ-кварка. Дифференциальное распределение, измеренное на установке ATLAS [53], сравнивается с предсказаниями вычислений второго порядка теории возмущений КХД. Черные вертикальные риски ошибок у точек данных соответствуют полной комбинированной погрешности, зеленые риски ошибок у точек данных — статистической ошибке, красная линия — предсказаниям теории генератором MCFM. Неопределенности функций распределения партонов и масштаба взаимодействий включены в неопределенность предсказанных значений. Горизонтальными рисками ошибок отмечена ширина интервала

Величины констант связи для этих процессов зафиксированы в СМ; таким образом, любое отклонение будет указывать на существование новой физики на масштабе энергии LHC.

Подобные измерения были выполнены на ATLAS и CMS на полном наборе данных при 7 ТэВ, результаты находятся в согласии с предсказаниями СМ; см., например, [54, 55]. На рис. 21 приведены измеренное на CMS распределение поперечного импульса пары лептонов, образующихся в процессе  $W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ , и соответствующие теоретические предсказания.

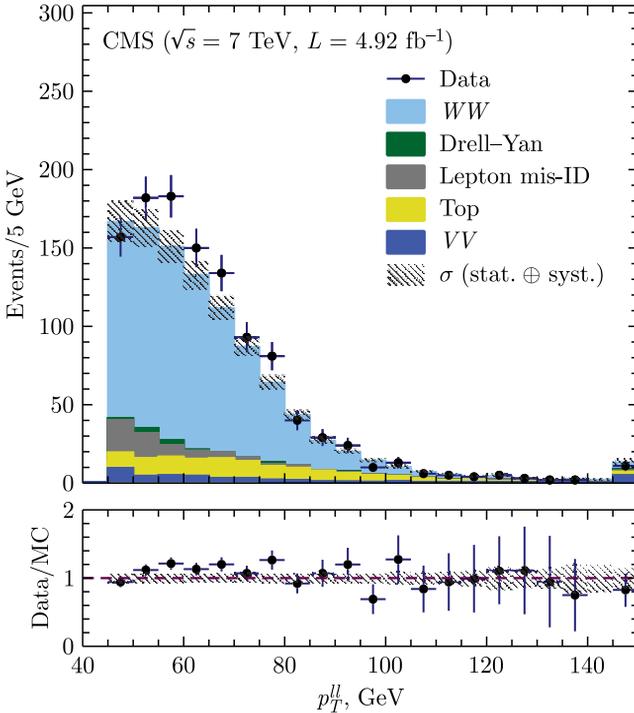


Рис. 21. Распределение поперечного импульса лептонных пар  $p_T^{ll}$ , образующихся в процессе  $W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$  (результаты CMS [54]). Представлена комбинация всех лептонных каналов. Неопределенность измерений учитывает статистическую и систематическую погрешности. Последний интервал включает события с большим поперечным импульсом. Внизу показано отношение наблюдаемого на CMS числа событий к предсказанному СМ

На рис. 22 показаны основные результаты измерений процессов СМ, полученные на установке ATLAS при 7 и 8 ТэВ. Схожие результаты получены и на CMS. Работа LHC на пуч-

Standard Model total production cross section measurements Status: July, 2014

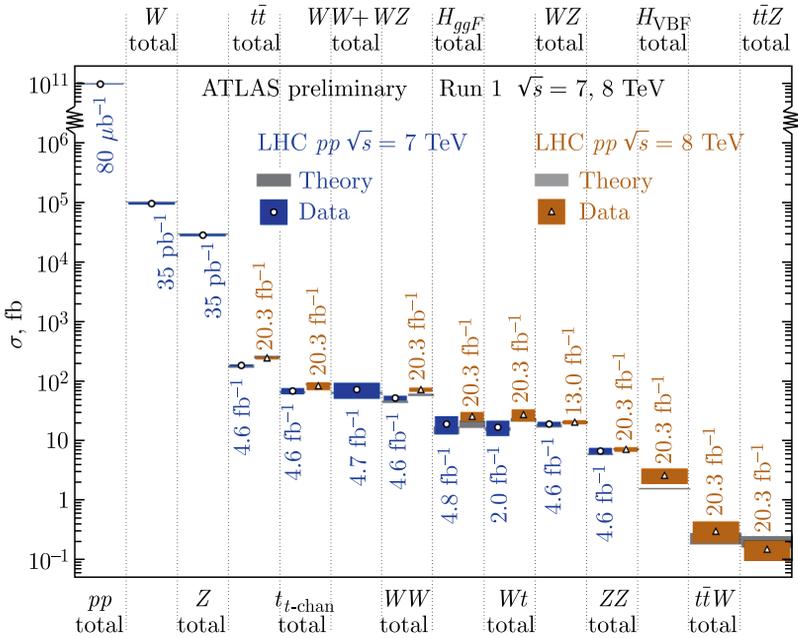


Рис. 22. Итоговые результаты измерений сечений процессов СМ и соответствующие предсказания теории. Все теоретические предсказания получены во втором или высших порядках теории возмущений. Инклюзивные сечения векторных бозонов  $W$  и  $Z$  измерены на интегральной светимости  $35 \text{ пб}^{-1}$  данных 2010 г. Остальные измерения выполнены на данных 2011 или 2012 г. Светимость, использованная для измерений, указана около точек данных

ках протонов продолжалась до конца октября 2010 г. После первой недели ноября машина использовалась для столкновения ядер Pb с энергией в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ ТэВ}$  на пару нуклонов. Данные ATLAS и CMS позволили впервые напрямую наблюдать подавление струй в соударениях тяжелых ядер [56, 57]. Это стало одним из первых важных результатов физической программы LHC.

Работа LHC возобновилась весной 2011 г. с энергией пучка 4,0 ТэВ и продолжалась до конца года.

Поиск бозона Хиггса выполнен в экспериментах ATLAS и CMS на данных при 7 и 8 ТэВ. Результаты обсуждены в следующих разделах.

## 8. Ранний период «охоты» на бозон Хиггса при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

Так как было очевидно, что ЛHC будет работать в течение нескольких лет при половине проектной энергии и мгновенной светимости меньше проектной  $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , многие рассматривали шансы быстро открыть новый бозон как крайне низкие. По факту все физические исследования, выполненные в качестве подготовки к работе на новой машине, предполагали большее сечение рождения при 14 ТэВ и большую статистику данных, что позволило бы открыть новую частицу во всем диапазоне масс в каждом из каналов.

В качестве примера данных исследований на рис. 23 показан ожидаемый сигнал бозона Хиггса в области малых масс, реконструированный детектором ATLAS в канале распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , при работе ЛHC при 14 ТэВ и  $100 \text{ фб}^{-1}$  данных [58]. Понятно, что при наличии такой большой статистики в каждом эксперименте существовала возможность явного  $5\sigma$  открытия в любом канале (к примеру,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) при условии, что масса бозона Хиггса меньше 140 ГэВ. Соответственно, сигнал мог бы быть зарегистрирован и для масс от 130 до 500 ГэВ в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ , а в области больших масс можно было бы выбрать канал распада  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ , который почти не содержит фоновых событий с массами больше 500 ГэВ.

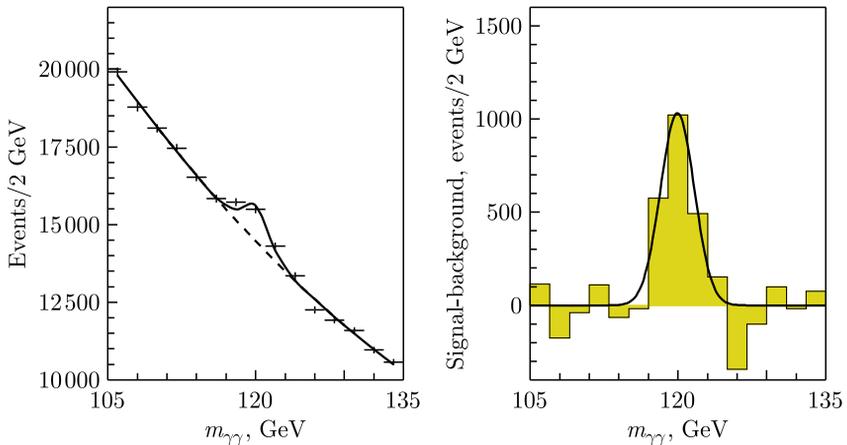


Рис. 23. Распределение по инвариантной массе событий с парой фотонов установки ATLAS в случае наличия сигнала бозона Хиггса с массой 120 ГэВ и  $100 \text{ фб}^{-1}$  данных при 14 ТэВ [58]

При энергии ускорителя ЛНС 7 ТэВ и перспективе набора данных, соответствующих нескольким  $\text{fb}^{-1}$  интегральной светимости даже в наиболее перспективных каналах распада, ожидалось гораздо меньшее количество сигнальных событий при большом фоне. Ни один из каналов не имел сигнала достаточно сильного, чтобы говорить о наблюдении. Поэтому была необходима новая стратегия поиска бозона Хиггса.

Во второй половине 2010 г. выполнено несколько новых исследований, результаты которых были утверждены коллаборациями в конце года. В это время в качестве официальной цели двух коллабораций было провозглашено открытие или исключение существования бозона Хиггса на основании данных, набранных при 7 ТэВ.

Краеугольным камнем новой стратегии стало стремление любыми способами улучшить чувствительность каждого из поисковых каналов, чтобы иметь возможность скомбинировать как можно большее их число в каждом интервале масс.

В области больших масс в исследованиях полагались на моды распада  $H \rightarrow WW$  и  $H \rightarrow ZZ$ , каждая из которых была реконструирована в нескольких каналах:  $H \rightarrow WW \rightarrow l^+ \nu q \bar{q}$  в комбинации с  $H \rightarrow WW \rightarrow l^+ \nu l^- \nu$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$  в комбинации с  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- \nu \nu$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ .

В области малых масс чувствительность двух бозонных мод  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l^- \nu$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$  была улучшена до 120 ГэВ при комбинации с еще одним хорошо известным бозонным каналом  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Коллаборации сделали все возможное, чтобы учесть даже две крайне сложные фермионные моды:  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau\tau$ .

Необходимо отметить, что для каждого из этих каналов были тщательно изучены несколько независимых подканалов в поисках указаний на различные механизмы рождения (слияния векторных бозонов или ассоциированного рождения) и различных каналов дальнейшего распада продуктов распада самого бозона Хиггса (различных каналов распада  $\tau$ -лептонов в канале  $H \rightarrow \tau\tau$ ). Для лучшего понимания используемых для поиска физических инструментов пришлось практически с нуля их исследовать на основе вновь набранных данных.

Создание комплексной и сложной новой стратегии стало возможным благодаря усилиям многих сотен физиков, подкрепленным глубоким анализом предшествующих исследований наряду с разработкой и проверкой нескольких инновационных методик физического анализа.

Пример нового подхода показан на рис. 24. На рис. 24, *a* приведены ограничения на существование бозона Хиггса СМ в эксперименте CMS на статистике  $5 \text{ fb}^{-1}$  данных при 7 ТэВ для различных гипотез о его массе. Очевидно, что при комбинировании большого набора каналов распада становится возможным досконально исследовать всю область масс между 115 и 600 ГэВ.

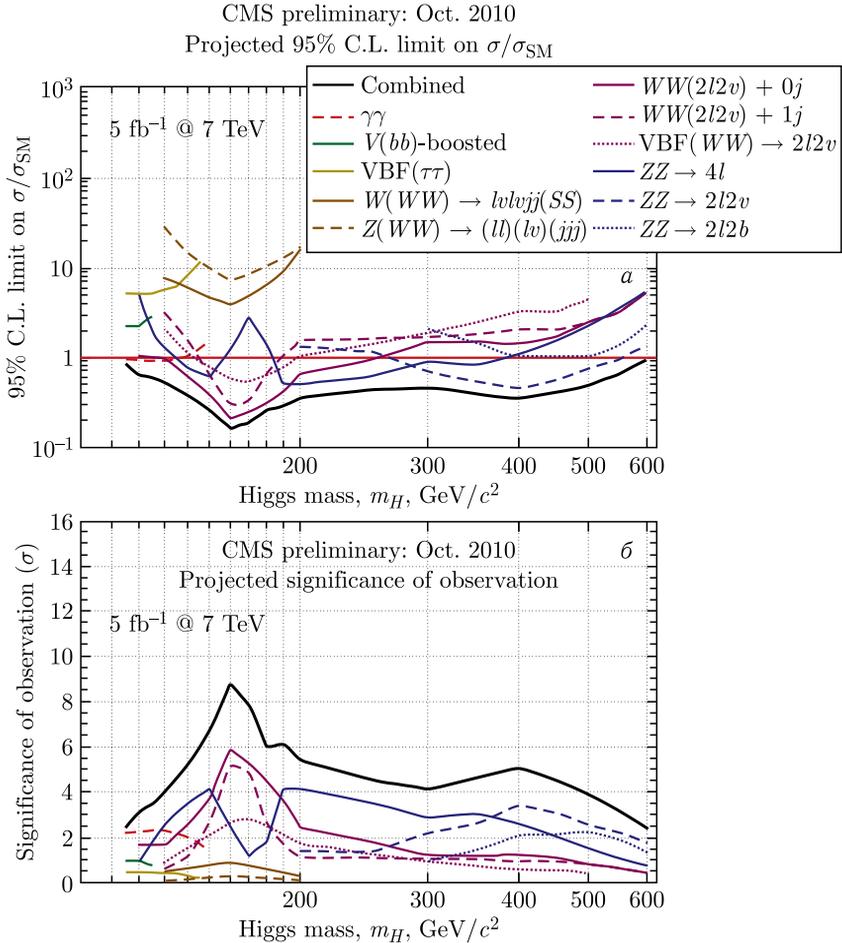


Рис. 24. *a*) Ожидаемые ограничения на существование бозона Хиггса СМ с 95%-й доверительной вероятностью при массе от 120 до 600 ГэВ на статистике  $5 \text{ fb}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. *б*) Ожидаемая статистическая значимость наблюдения бозона Хиггса СМ в той же области энергий на той же статистике [59]

На рис. 24, б показана ожидаемая статистическая значимость наблюдения на CMS, которая может быть достигнута в случае наличия сигнала бозона Хиггса SM в той же области масс [59].

Стоит отметить необычайно сложную ситуацию, сложившуюся в области малых масс, которая являлась наиболее привлекательной для поиска в свете непрямых ограничений на основе глобального электрослабого фита. Если бозон Хиггса оказался бы «спрятан» в области масс 115–130 ГэВ, то на статистике 5 фб<sup>-1</sup> мы смогли бы наблюдать только маленькие превышения со статистической значимостью 2–3  $\sigma$ . Поэтому каждый канал, имеющий отношение к области малых масс, мог сыграть важную роль на пути потенциального открытия. Похожие результаты были получены на ATLAS.

Это объясняет, почему обе коллаборации потратили много сил на оптимизацию наиболее важных физических инструментов и улучшение эффективности реконструкции каждого физического объекта. Это способствовало повышению чувствительности важных для поиска бозона Хиггса каналов в области малых масс.

Чтобы проиллюстрировать эти усилия, на рис. 25 показаны результаты исследований, выполненных коллаборацией CMS для улучшения эффективности реконструкции мюонов с низким  $p_T$  в области до 5 ГэВ. Мотивом этой работы стала необходимость повысить чувствительность «золотого» канала,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ , в области очень малых масс.

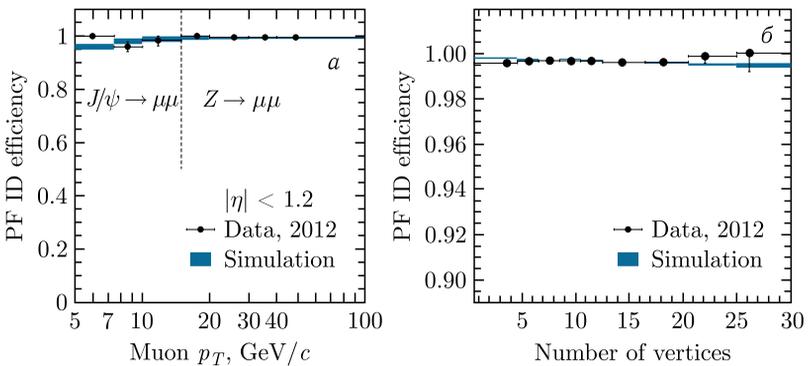


Рис. 25. а) Результаты исследования коллаборацией CMS эффективности реконструкции мюонов в зависимости от  $p_T$  событий, содержащих  $Z$  и  $J/\psi$ . б) Результаты исследования эффективности реконструкции мюонов в зависимости от числа вершин в событии [60]

У данного канала ярко выраженная сигнатура: две пары противоположно заряженных изолированных мюонов, из которых по крайней мере одна пара имеет массу порядка массы  $Z$ . Бозон Хиггса с массой 120–130 ГэВ распадается в конечное состояние с четырьмя мюонами через распад реального  $Z$  (с рождением пары мюонов с большим  $p_T$ ) и виртуального  $Z$ , чьи продукты распада будут намного мягче. Так как эта чистая мода распада могла содержать всего лишь горстку событий, любое улучшение эффективности реконструкции мюонов с малым  $p_T$  могло влиять на итоговый результат. Потеря одного мюона с малым  $p_T$  в таких редких событиях могла вызвать потерю возможности обнаружения долгожданной частицы. Эффективность реконструкции мюонов с малыми  $p_T$  была изучена с помощью методов, основанных на реконструкции событий, где мюоны рождались в распадах  $Z$  и  $J/\Psi$  в зависимости от  $p_T$  и различной множественности первичных вершин из-за наложения событий (pile-up) [60].

На рис. 26 показаны результаты исследования калибровки электромагнитного калориметра, выполненного коллаборацией ATLAS. Исследование важно для полноценного использования потенциала другого ключевого канала в области малых масс:  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . В этом случае мы ищем маленький сигнал, наложенный на резко падающий фон фотонов, образованных в процессах КХД. Любое улучшение разрешения приводит к незамедлительному росту чувствительности, таким образом, становится понятно, почему столько усилий было приложено для улучшения калибровки калориметров и понимания малейших систематических эффектов.

Отклик калориметра был подробно изучен на электронах, рожденных в распадах  $Z$ ,  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  и  $W \rightarrow e\nu$ , а результаты использованы для настройки описания отклика детектора в моделировании Монте-Карло. На рис. 26, а показано сравнение данных и предсказаний Монте-Карло распада  $Z$  на электроны, реконструированные калориметром ATLAS.

Эти исследования позволили провести калибровку шкалы энергии в области массы  $Z$ -бозона, известной с точностью 0,5%, с линейностью лучше 1% и однородностью (постоянный член разрешения) 1% в цилиндрической области и 1,7% в торцевой.

Затем энергетическое разрешение и масштаб для электрона с использованием моделирования Монте-Карло преобразуются для случая фотонов. При этом учитывается разное поведение фотонов и электронов в детекторе, и эта информация используется для оценки разрешающей способности сигнала бозона Хиггса

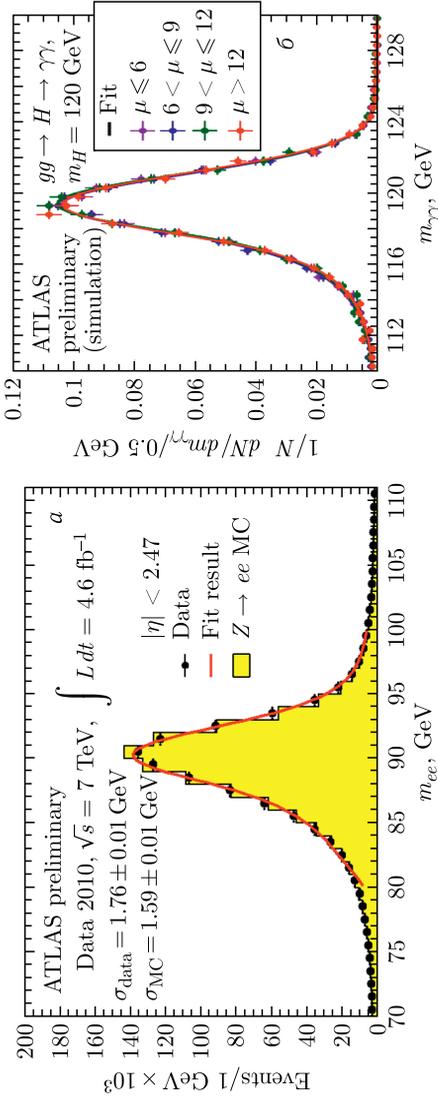


Рис. 26. *a*) Результаты исследования разрешения разрешения электромагнитного калориметра для электронов, рожденных в распадах  $Z$ , и сравнение с предсказаниями Монте-Карло. *б*) Результаты исследования массового разрешения при реконструкции бозона Хиггса с массой 120 ГэВ, распадающегося на фотоны при различной множественности первичных вершин. Параметр  $\mu$  задает среднее число соударений протонов в событии

с массой 120 ГэВ в условиях различной множественности первичных вершин, см. рис. 26, б.

Обе коллаборации выполнили детальные исследования реконструкции струй, электронов, мюонов,  $\tau$ -лептонов и калибровки энергии струй, эффективности отбора  $b$ -кварков и т. д.

## 9. Первое наблюдение новой нейтральной частицы с массой 125 ГэВ

Первые набранные данные  $2,3 \text{ fb}^{-1}$  не выявили значимого сигнала присутствия бозона Хиггса и позволили установить ограничения на его массу с учетом сечений его рождения в рамках СМ и вероятностей его распадов. Предварительные результаты были показаны на конференции «Lepton-Photon Interactions at High Energies» в Мумбаи (Индия) летом 2011 г. Коллаборация ATLAS исключила бозон Хиггса СМ в области масс 144–232, 256–282 и 296–466 ГэВ с 95 %-й доверительной вероятностью [61]. Данные CMS исключили близкие области масс: 145–216, 226–288 и 310–400 ГэВ.

При собранном количестве данных и отсутствии сигнала ожидалось исключение существования бозона Хиггса в области масс 130–450 ГэВ. Отличия ожидаемой и наблюдаемой исключенной областей масс находятся в пределах статистических флуктуаций данных. Ограничение по массе в области  $110 < m_H < 135$  ГэВ были получены комбинацией каналов распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ . Ограничения на  $m_H$  до 180 ГэВ были преимущественно получены с помощью распада  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ , а каналы  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow ll\nu\nu$  доминировали при  $m_H > 180$  ГэВ.

В конце октября 2011 г. программа протон-протонных столкновений была завершена. Благодаря детальной и тщательной настройке основных параметров машины производительность ускорителя ЛНС в течение всего года намного превосходила самые оптимистичные предположения. В каждом эксперименте было набрано  $5 \text{ fb}^{-1}$  вместо официально ожидаемого  $1 \text{ fb}^{-1}$ . Впервые доступная статистика была достаточно велика, чтобы позволить экспериментаторам сказать что-нибудь важное по поводу существования бозона Хиггса во всех диапазонах масс. Чтобы исследовать интервалы масс, не отброшенные летом, в обоих экспериментах анализы новых данных были выполнены с максимальным приоритетом. Предварительные результаты стали доступны до конца года.

Перед тем как переходить к описанию этих результатов, стоит сфокусировать внимание на основных характеристиках трех бозонных каналов:  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l^-\nu$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ . Эти каналы наиболее чувствительны к исследованиям в области малых масс, и они сыграли важнейшую роль как для первых свидетельств сигнала, так и в самом открытии.

**9.1. Канал распада  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l^-\nu$ .** После серии улучшений идентификации лептонов и реконструкции потерянной энергии  $E_T$  стало возможным расширить чувствительность данного канала вниз до 120 ГэВ. Для изучения различных механизмов рождения (слияния глюонов и VBF) анализ был разбит на категории с одинаковыми и различными ароматами струй в событии. Категория без струй с электроном и мюоном имеет лучшую чувствительность к сигналу. Основные источники фоновых событий в этом канале — это подавляемое нерезонансное рождение  $WW$  и подавляемые процессы рождения  $W$  + струя, в которых струя ошибочно ассоциируется с лептоном. Для отбора важны следующие переменные: угол между двумя заряженными лептонами в событии, инвариантная масса двух лептонов и  $m_T$  — поперечная масса системы. Для проверки результата были использованы различные методы анализа: обычный подход «отбери и сосчитай» и более сложные анализы формы распределения и многомерные аппроксимации.

Благодаря значительной потерянной поперечной энергии в событиях вследствие наличия в распаде двух нейтрино массовое распределение в этом канале достаточно низкое (20%). Поэтому даже в случае наличия сигнала узкий пик в распределении увидеть не удалось бы. В этом канале бозон Хиггса был бы виден как широкое превышение числа событий в области малых масс пары лептонов или распределения поперечной массы системы. Чтобы получить однозначное доказательство наличия сигнала, необходимо было сверить результаты, полученные в каналах с высоким разрешением.

**9.2. Канал распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .** Эта мода распада обладает эффективной сигнатурой: два изолированных фотона с очень большой энергией, ассоциированных с треками с малым  $p_T$ , образующихся в «сопутствующих событиях» (underlying events). Был выполнен поиск узкого резонансного пика по массе над плавно спадающим фоном в распределении инвариантной массы пары фотонов. Фон в основном состоит из пар фотонов КХД и измеряется напрямую из краев распределения по инвариантной массе. Проблемы этого канала: идентификация фотона, опреде-

ление вершины и калибровка электромагнитного калориметра (разд. 8).

Чтобы улучшить чувствительность анализа, события-кандидаты в двухфотонные разделены на две взаимоисключающие категории с различными ожидаемыми соотношениями сигнал–шум. Сортировка происходит по свойствам реконструированного фотона и наличию двух струй, удовлетворяющих критерию, позволяющему отбирать события с бозоном Хиггса, рожденным в процессах VBF. В анализе использовались многомерные техники для отбора и классификации событий.

В эксклюзивном отборе событий с двумя струями чистота сигнала максимальна,  $S/N = 1/3$ , для сравнения при стандартном отборе механизма слияния глюонов  $S/N = 1/30$ . Выдающееся разрешение электромагнитного калориметра установок ATLAS и CMS и замечательная эффективность реконструкции вершины этих детекторов определяют массовое разрешение в этих каналах от 1 до 2%.

**9.3. Канал распада  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ .** Этот канал также обладает ярко выраженной сигнатурой: две пары противоположно заряженных изолированных мюонов в событии с двумя лептонами с большим  $p_T$ , составляющими инвариантную массу, сравнимую с массой  $Z$ . Так как вся кинематика этого канала распада известна, инвариантная масса системы может быть реконструирована. Это очень чистый распад с замечательной чистотой сигнала ( $S/N = 1$ ), но ожидаемое число событий очень мало ( $\sigma = 2-5$  фб). Основными источниками фона являются  $ZZ^*$  (не подавляемый) и  $Zbb, Zcc, Z +$  струи,  $tt, WZ +$  струи, которые можно подавить, используя изоляцию и ограничения на расстояние от вершины до точки взаимодействия двух мягких лептонов. Замечательное разрешение по  $p_T$  для электронов и мюонов на ATLAS и CMS определяет массовое разрешение 1–2% в этом канале.

Сигнал бозона Хиггса малой массы был бы, таким образом, очень чистым благодаря широкому превышению в канале  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l^-\nu$  и узким пикам в той же области масс в двух каналах с высоким разрешением  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ .

Предварительные результаты 2011 г. (как ATLAS, так и CMS) были доступны к концу года. 13 декабря 2011 г. было проведено два важных семинара, где обе коллаборации показали обсуждаемые здесь результаты.

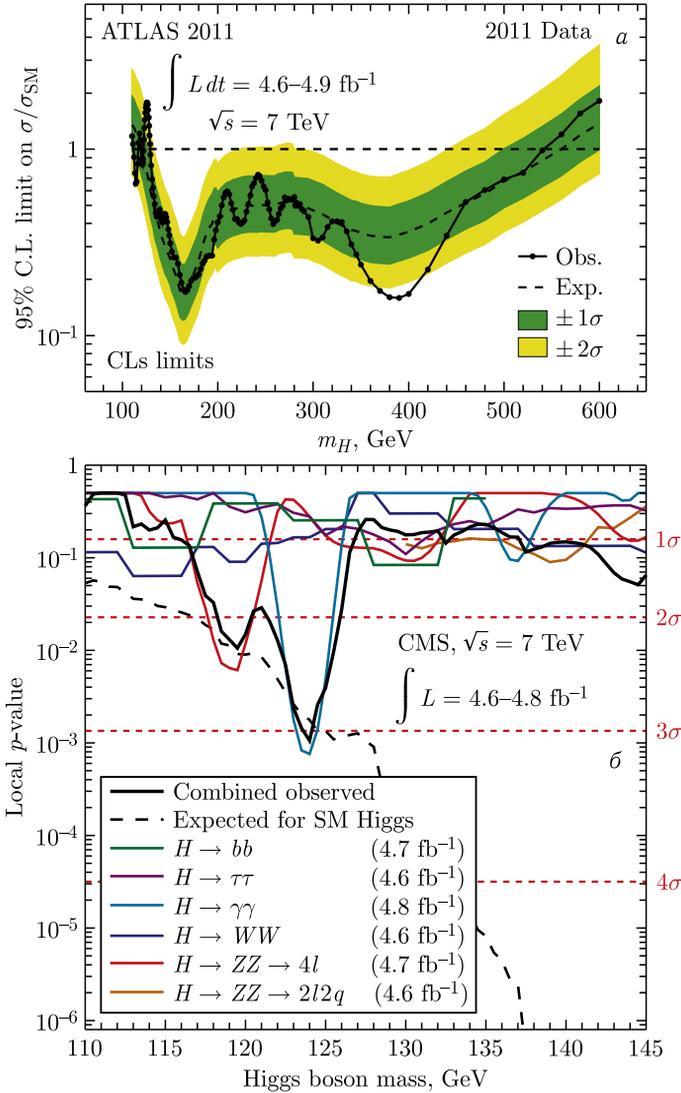


Рис. 27. а) Измеренное на ATLAS (сплошная линия) и теоретически предсказанное (пунктирная линия) комбинированные верхние ограничения, полученные с 95%-й доверительной вероятностью, на сечение рождения бозона Хиггса, деленного на ожидаемое в СМ в зависимости от  $m_H$  во всем диапазоне масс, рассмотренных в анализе [62]. Пунктирные кривые отмечают ожидаемые в отсутствие сигнала ограничения, зеленые и желтые области показывают соответственно интервалы в  $\pm 1$  и  $\pm 2\sigma$ . б) Наблюдаемое на CMS значение локальной статистической значимости  $p_0$  в зависимости от массы бозона Хиггса СМ  $m_H$  в диапазоне 110–145 ГэВ. Пунктирная линия — ожидаемое локальное значение  $p_0$  по-прежнему в зависимости от  $m_H$  [63]

Они исключили существование бозона Хиггса в области больших масс, в то время как в области от 115 до 127–129 ГэВ этого сделать было нельзя из-за наличия превышения в числе событий.

CMS при 7 ТэВ исключил бозон Хиггса СМ с 95 %-й доверительной вероятностью с массами  $m_H > 127$  ГэВ и  $m_H < 600$  ГэВ. В то же время данные, записанные на ATLAS, исключили эту

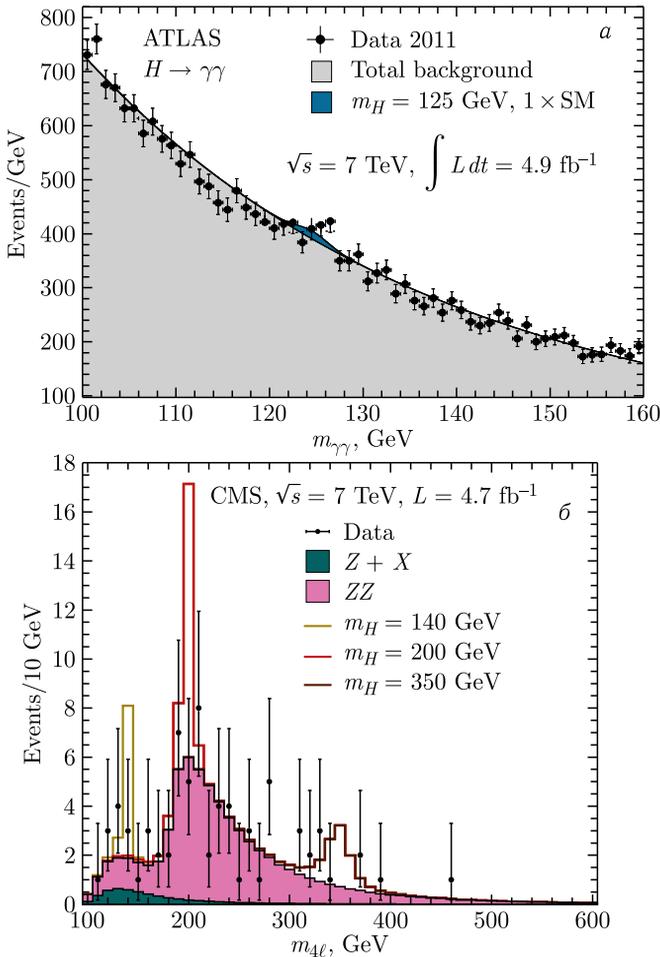


Рис. 28. а) Распределение по инвариантной или поперечной массе в отобранных событиях-кандидатах и общее ожидаемое в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  распределение фона и сигнала для данных при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на установке ATLAS [62]. б) Распределение реконструированной массы четырех лептонов для суммы  $4e$ , каналов  $4\mu$  и  $2e2\mu$  с использованием данных CMS при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [64]

частицу в интервале от  $m_H > 129,2$  ГэВ до  $m_H = 560$  ГэВ и в нескольких узких интервалах в области малых масс (от 111,4 до 116,6 ГэВ и от 119,4 до 122,1 ГэВ); см. рис. 27.

В области малых масс наибольшее превышение по данным ATLAS соответствовало массе 126 ГэВ [62], по данным CMS — массе 124 ГэВ [63], с локальной значимостью 3,5 и  $3,1\sigma$  соответственно. На рис. 27, б показана локальная наблюдаемая (и ожидаемая) значимость CMS. Это превышение в основном было зарегистрировано в конечных состояниях  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ , см. рис. 28.

Наблюдение превышения в районе 125 ГэВ особенно интриговало, так как было зарегистрировано в обоих экспериментах с характеристиками, очень похожими на ожидаемые в случае предварительного свидетельства существования бозона Хиггса SM.

С другой стороны, статистическая значимость двух превышений была недостаточно велика для того, чтобы что-либо утверждать. С учетом так называемого эффекта множества гипотез в расширенном диапазоне масс (look-elsewhere effect) [65] глобальная значимость в эксперименте ATLAS (CMS) составила  $2,5 (2,1)\sigma$  в неисключенной области менее 145 ГэВ.

Обе коллаборации сделали вывод, что необходимо получить еще больше экспериментальных данных для объяснения природы этого волнующего пика. Таким образом, сеанс при 8 ТэВ, состоявшийся в 2012 г., представлял собой крайне важное событие для физики на LHC.

## 10. Июль 2012 г.: открытие бозона Хиггса

В 2012 г. энергия столкновения протонов в системе центра масс LHC была увеличена с 7 до 8 ТэВ. Соответственно, сечение рождения бозона Хиггса для  $m_H$  около 125 ГэВ должно было увеличиться на 27%.

В предшествующем разделе обсуждалось, что поиски бозона Хиггса выполнены на установках ATLAS и CMS с экстраординарной точностью во всех диапазонах масс с концентрацией особого внимания на области малых масс, где данные при 7 ТэВ показали интригующее превышение над фоном.

Данные были записаны при значениях мгновенной светимости до  $6,8 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и значительном влиянии эффекта наложения событий. При энергии пучков 7 ТэВ среднее число первичных вершин в событии равно примерно 10; при энергии 8 ТэВ эта величина растет примерно до 20.

Для того чтобы смягчить влияние эффекта множественности первичных вершин в  $pp$ -столкновениях, были существенно

улучшены реконструкция, идентификация и критерий изоляции электронов и фотонов. Таким же образом для компенсации различных эффектов, включая эффект наложения событий, был оптимизирован анализ данных при поиске частицы Хиггса в бозонных каналах. Как и в анализе данных на 7 ТэВ, были выполнены поиски в конечных состояниях и с фермионами:  $H \rightarrow \tau\tau$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Для улучшения реконструкции пары фотонов и четырехлептонных событий, содержащих электроны, была изменена калибровка детектора, в частности, электромагнитных калориметров.

Анализы ATLAS и CMS были выполнены «вслепую»: перед проведением анализа в кинематической области поиска сигнала критерии отбора оптимизировались на контрольном наборе данных и моделировании Монте-Карло.

Исследования были выполнены на начальной статистике  $5 \text{ фб}^{-1}$ , полученной в экспериментах при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  и объединенной полным набором со статистикой  $5 \text{ фб}^{-1}$ , записанной при 7 ТэВ.

Краткий обзор основных результатов, которые привели к открытию новой нейтральной частицы с массой около 125 ГэВ, представлен в следующих разделах. Детали анализа данных доступны в оригинальных статьях ATLAS [66] и CMS [67] (позднее коллаборация CMS опубликовала расширенную версию статьи по этому анализу [68]).

**10.1. Канал распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .** Распределения по инвариантной массе  $m_{\gamma\gamma}$  событий с парой фотонов, полученные ATLAS и CMS для всех категорий событий, показаны на рис. 29.

В этом канале ATLAS и CMS наблюдали значительное превышение числа событий при  $m_H$  около 125 ГэВ. На установке ATLAS наблюдалась локальная статистическая значимость  $4,5\sigma$  в области  $m_H = 126,5 \text{ ГэВ}$ , в то время как на CMS наблюдалась величина в  $4,1\sigma$  при  $m_H = 125 \text{ ГэВ}$ . Ожидаемые локальные статистические значимости бозона Хиггса CM составляли  $2,5$  и  $2,8\sigma$  соответственно, при определенной массе бозона Хиггса.

Фон был оценен на основе аппроксимации спектра инвариантных масс пар фотонов в области масс 100–160 ГэВ в случае ATLAS и 100–180 ГэВ для CMS. Выбор функций, моделирующих фон, основан на исследовании возможных отклонений измеряемой силы сигнала. Коллаборация ATLAS выбрала полином Бернштейна четвертого порядка [69], а CMS использовала полиномиальную функцию. Выбор степени полинома обусловлен требованием, чтобы систематическая ошибка была минимум

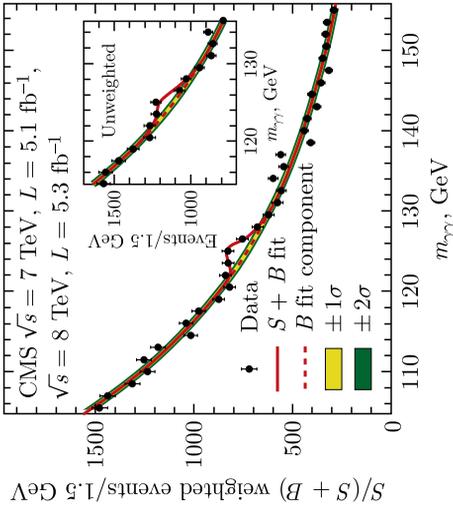
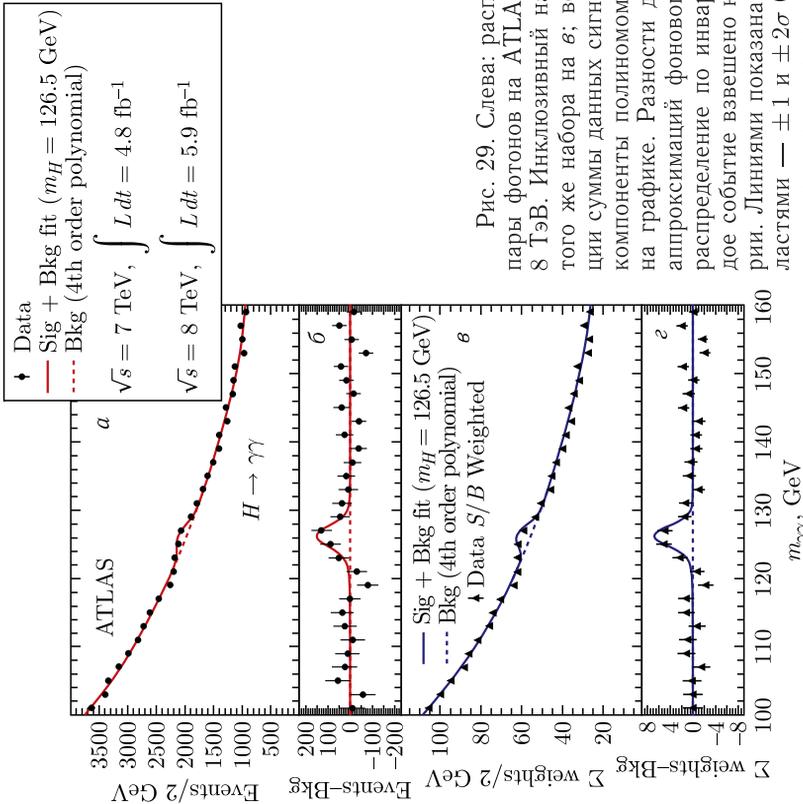


Рис. 29. Слева: распределение по инвариантной массе кандидатов в пары фотонов на ATLAS после отбора событий в наборах данных 7 и 8 ТэВ. Инклюзивный набор отбора показан на  $a$  и взвешенное распределение того же набора на  $b$ ; веса объяснены в тексте. Результат аппроксимации суммы данных сигнальной компоненты с  $m_H = 126.5$  ГэВ и фоновой компоненты полиномом Берштейна четвертого порядка также показан на графике. Разности данных, взвешенных данных и соответствующих аппроксимаций фонового компонента показаны на  $b$  и  $c$  [66]. Справа: распределение по инвариантной массе пар фотонов на CMS, где каждое событие взвешено на величину  $S/(S+B)$  соответствующей категории. Линиями показана аппроксимация фона и сигнала, а цветными областями —  $\pm 1$  и  $\pm 2\sigma$  (сигма) оценки фона. На врезке приведена центральная часть невзвешенного распределения по инвариантной массе [67]



в пять раз меньше статистической точности аппроксимации; найденный таким образом порядок функции оказался в диапазоне от 3 до 5. Описание сигнала рождения бозона Хиггса было сделано на основе моделирования Монте-Карло. Форма двухфотонного спектра инвариантности масс описывалась с помощью функции Crystal Ball [70]. Для полной выборки данных как ATLAS, так и CMS ожидаемое значение полуширины (FWHM) составляло 3,9 ГэВ.

Исследования распадов  $Z \rightarrow ee$  показали, что доминирующая экспериментальная погрешность сигнала ( $\pm 8, \pm 11\%$ ) обусловлена неточностями реконструкции фотона и определения эффективности его идентификации. Моделирование наложения событий показало, что множественность первичных вершин оказывает влияние на ожидаемый уровень сигнала и вносит вклад в погрешность измерений ( $\pm 4\%$ ).

Чтобы улучшить чувствительность анализов различных каналов рождения бозона Хиггса и топологий конечного состояния, события были разделены на взаимоисключающие категории, отличающиеся по массовому разрешению и соотношению сигнал/шум.

Вес  $w_i$ , использованный при построении графика с результатами ATLAS (рис. 30, а), был рассчитан для каждой категории событий  $i$  как  $\ln(1 + S_i/B_i)$ , где  $S_i$  — 90% ожидаемого сигнала при  $m_H = 126,5$  ГэВ, а  $B_i$  — интеграл в интервале, содержащем  $S_i$ , по функции аппроксимации фона в данных. Распределение CMS, показанное на рис. 30, б, получено по схожей процедуре: события взвешены по категориям  $i$  пропорционально  $S_i/(S_i + B_i)$ . Обе коллаборации также опубликовали результаты без взвешивания событий.

**10.2. Канал распада  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \mu\mu$ .** В этом канале выполнен поиск узкого четырехлептонного пика в спектре инвариантных масс, наложенного на небольшой гладкий фон. Выдающееся массовое разрешение обоих детекторов сыграло важнейшую роль в поиске новой частицы по распадам на несколько лептонов в конечном состоянии.

Поиск был выполнен только в области масс 110–160 ГэВ. Фоновые процессы, влияющие на этот канал, обсуждены в предшествующих разделах. Оценка вклада процесса  $ZZ^*$  осуществлялась с помощью моделирования Монте-Карло с нормировкой на теоретическое сечение этого процесса, в то время как вклады процессов  $Z + \text{струя}$  и  $t\bar{t}$  определялись из контрольной выборки данных. Неопределенность интегральной светимости составила

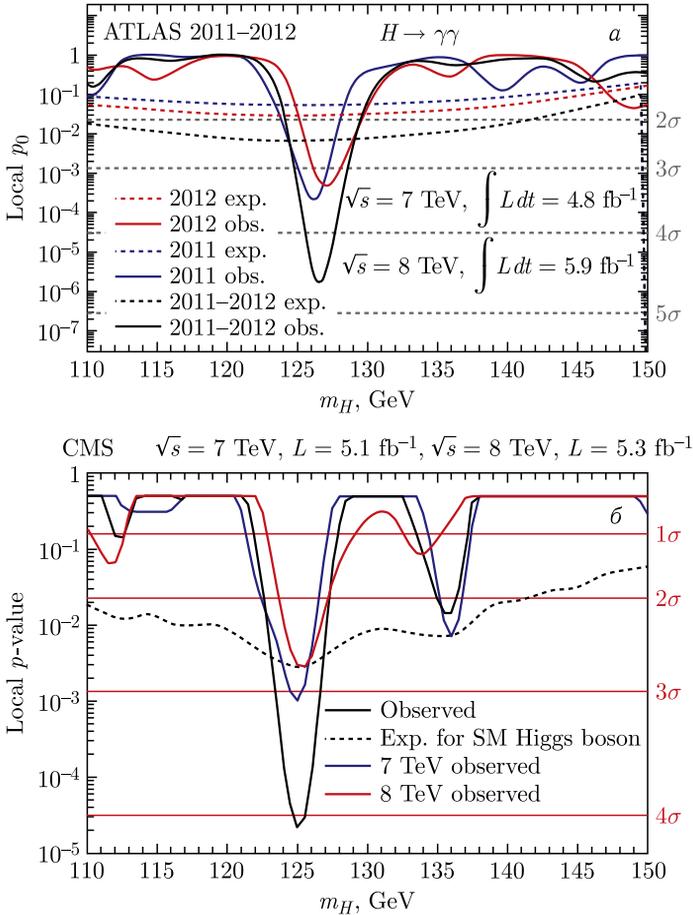


Рис. 30. Наблюдаемая локальная статистическая значимость  $p_0$  в зависимости от предполагаемой массы бозона Хиггса  $m_H$  в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Пунктирными линиями показана ожидаемая локальная статистическая значимость  $p_0$  в случае существования сигнала бозона Хиггса с данной массой. Раздельно показаны результаты ATLAS [66] (a) и CMS [67] (б) при энергии сталкивающихся пучков в системе центра масс 7 ТэВ (голубой цвет), 8 ТэВ (красный) и их комбинации (черный). Пунктирными линиями отмечена ожидаемая локальная статистическая значимость  $p_0$  для комбинации наборов данных при массе бозона Хиггса СМ  $m_H$ . Прочими линиями показаны значения для двух наборов данных по отдельности

1,8% для данных, записанных при энергии 7 ТэВ, и 3,6% при 8 ТэВ. Точности реконструкции лептонов, определения эффективности их идентификации, а также энергетического масштаба импульса лептона и разрешения были определены из рас-

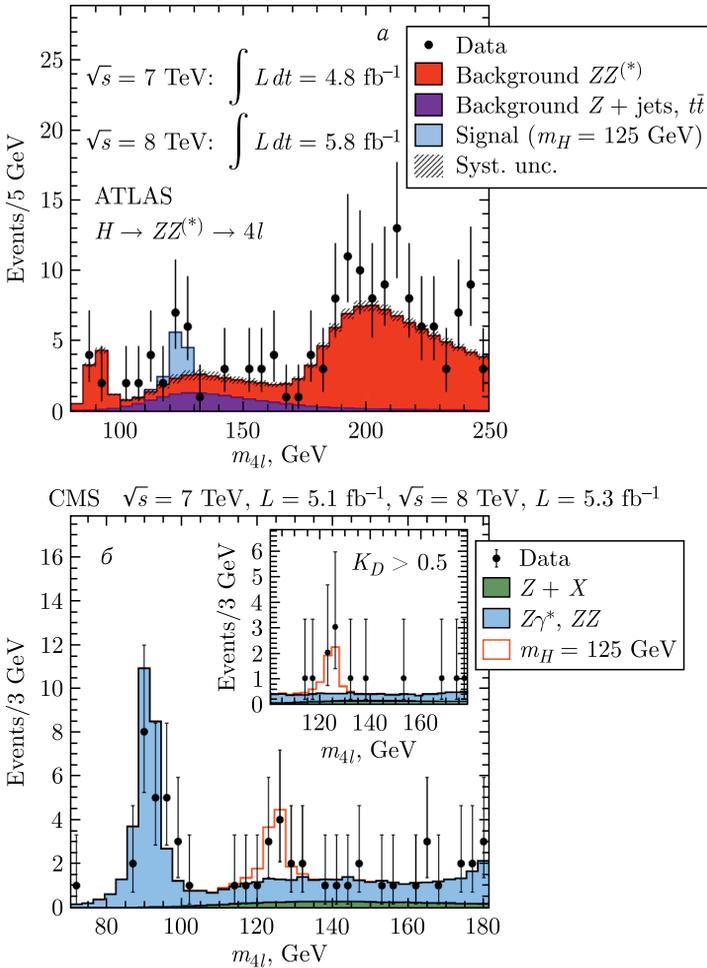


Рис. 31. а) Распределение по инвариантной массе четырех лептонов на ATLAS  $m_{4l}$  в сравнении с фоновыми вкладами в диапазоне масс от 80 до 250 ГэВ на комбинации данных с  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Предсказанные значения для сигнала бозона Хиггса СМ с  $m_H = 125$  ГэВ приведены в [66]. б) Распределение по инвариантной массе четырех лептонов, полученное на CMS при регистрации распада  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow llll$ . Точки — данные, закрашенные гистограммы — фон, а незакрашенная гистограмма — ожидаемое распределение сигнала бозона Хиггса с массой  $m_H = 125$  ГэВ в сумме с фоном. На врезке показано распределение  $m_{4l}$  после отбора событий многомерным анализом [67]

падов  $W$ ,  $Z$  и  $J/\psi$  на электроны и мюоны в конечном состоянии. Погрешности в мюонном канале на ATLAS меньше 1% в каждой из трех возможных мод распада  $4\mu$  и  $2e2\mu$ . В случае электронов она достигает примерно 2% в конечных состояниях  $4e$  и  $2\mu2e$ . Влияние точности определения энергетического масштаба лептонов — эффект того же порядка. Такие же распределения получены на CMS.

Теоретические неопределенности оценки фона составили  $\pm 5\%$  (масштаб КХД), в то время как влияние функций распределения партонов и  $\alpha_S$  составляло  $\pm 4\%$  ( $\pm 8\%$ ) в процессах с кварками (глюонами) в начальном состоянии.

На рис. 31 показано распределение по инвариантной массе четырех лептонов после отбора событий на ATLAS (а) и CMS (б). Виден четкий пик в области массы  $Z$ -бозона, где реконструируется редкий распад  $Z \rightarrow 4l$ , совпадающий по величине с предсказаниями СМ. Это позволило проверить готовность детекторных систем и процедуры анализа для регистрации ожидаемого четырехлептонного резонанса. На этом рисунке также продемонстрировано большое превышение числа событий по сравнению с фоном в области масс около 125 ГэВ.

На установке ATLAS наблюдалась локальная статистическая значимость  $3,8\sigma$  при  $m_H = 125,0$  ГэВ, а на CMS —  $3,2\sigma$  при  $m_H = 125,6$  ГэВ. При заявленной массе бозона Хиггса СМ ожидаемая локальная статистическая значимость составляет 2,7 и  $3,8\sigma$  соответственно.

**10.3. Канал распада  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ .** При массе бозона Хиггса 125 ГэВ распад  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  является вторым по вероятности, поэтому это конечное состояние важно для проверки природы резонанса, наблюдаемого в конечных состояниях  $\gamma\gamma$  и четырех лептонов. ATLAS и CMS анализировали конечные состояния, в которых лептон является либо электроном, либо мюоном.

Обнаружение такого сигнала в сложных условиях адронного коллайдера и значительной множественности первичных вершин крайне проблематично. Полная реконструкция всех частиц конечного состояния невозможна из-за нейтрино, которые не регистрируются напрямую. Для отделения сигнала бозона Хиггса от фоновых процессов со сходной сигнатурой, а также гипотезы бозона Хиггса СМ от других экзотических узких резонансов с различным спином и четностью были использованы такие кинематические наблюдаемые, как угол между двумя заряженными лептонами в поперечной плоскости, инвариантная масса пары

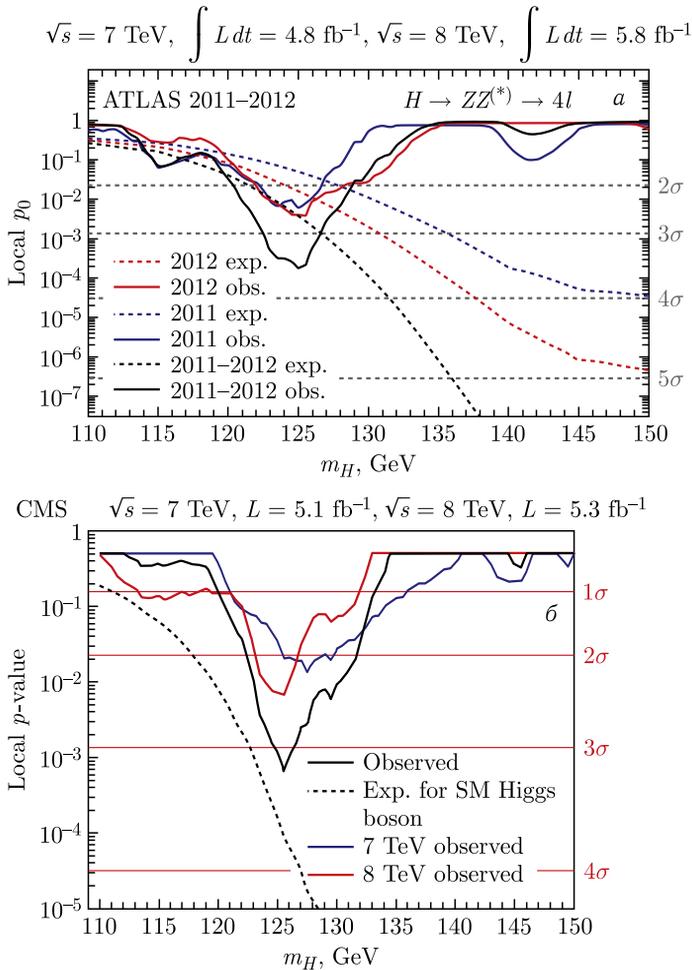


Рис. 32. Наблюдавшаяся локальная статистическая значимость  $p_0$  в зависимости от предполагаемой массы бозона Хиггса  $m_H$  в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ . Пунктирными линиями показана ожидаемая локальная  $p_0$  для предполагаемого сигнала бозона Хиггса СМ соответствующей массы. Отдельно показаны результаты ATLAS [66] (*a*) и CMS [67] (*b*) для данных при 7 ТэВ (голубой цвет) и 8 ТэВ (красный) и их комбинация (черный). Пунктирной линией на рис. *b* отмечена ожидаемая  $p_0$  для комбинации наборов данных при условии существования бозона Хиггса СМ с массой  $m_H$

лептонов  $m_{ll}$  и поперечная масса в системе из двух лептонов и нейтрино  $m_T$ .

Процессы Дрелла–Яна (ДЯ) — доминирующий источник событий с двумя идентифицированными лептонами, который силь-

но загрязняет события парами лептонов одного аромата. Фон процессов ДЯ значительно подавлен в событиях с парами лептонов разных ароматов ( $e\mu$ ), так как они возникают только в распадах пар  $\tau^+\tau^-$ . Поэтому данные были исследованы в двух категориях:  $ee/\mu\mu$  и  $e\mu$ . Так как канал  $e\nu\mu\nu$  наиболее чувствителен при поиске бозона Хиггса, в анализе данных ATLAS при 8 ТэВ использовалось только это конечное состояние.

События были разделены по количеству реконструированных струй на три подкатегории:  $n_{\text{jet}} = 0$ ,  $n_{\text{jet}} = 1$  и  $n_{\text{jet}} \geq 2$ . Слияние глюонов (механизм  $ggF$  рождения бозона Хиггса) в основном вносит вклад в подкатегории  $n_{\text{jet}} = 0, 1$ . Важными источниками фона также являются процессы рождения  $t\bar{t}$  и  $W +$  струи с одним неправильно идентифицированным лептоном. Загрязнение процессами рождения топ-кварка подавляется запретом на  $b$ -струи. VBF-рождение бозона Хиггса значимо в основном в подкатегории  $n_{\text{jet}} \geq 2$ . События с топ-кварком — наиболее важный источник фона в конечных состояниях с несколькими струями. Подавляемый фон  $pp \rightarrow WW$  присутствует во всех категориях, особенно он значителен при отборе с числом струй, равным 0.

Из-за сложности сигнатуры и больших теоретических неопределенностей предсказаний Монте-Карло моделирование большинства фоновых процессов было выполнено с помощью нормировки предсказаний на данные в контрольной области. Вклады  $W +$  струя (струи) и многоструйных фоновых процессов были определены исключительно по данным.

Поперечная масса  $m_T$  использовалась коллаборацией ATLAS для проверки наличия сигнала [71]. Наблюдавшееся после всех критериев отбора в событиях без струй и с одной струей распределение  $m_T$  показано на рис. 33, а. Похожее исследование выполнила и коллаборация CMS. На рис. 33, б показано наблюдавшееся на CMS распределение по инвариантной массе системы пары лептонов (в данном случае  $e\mu$ ) в событиях, прошедших все критерии отбора. В обоих экспериментах наблюдалось превышение числа событий, соответствующее распаду и рождению бозона Хиггса SM с массой 125 ГэВ. В CMS наблюдался (ожидался) бозон Хиггса SM с массой 125 ГэВ с достоверностью в  $2,4\sigma$  ( $1,6\sigma$ ), в ATLAS — с достоверностью в  $2,8\sigma$  ( $2,3\sigma$ ).

**10.4. Конечные состояния  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau\tau$ .** В рамках поиска бозона Хиггса на LHC на данных при 7 ТэВ и первых данных при 8 ТэВ были исследованы конечные состояния, соответствующие распадам бозона Хиггса третьего поколения  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau\tau$ . Каналы с  $\tau$ -лептоном и парами  $b$ -струи сильно подав-

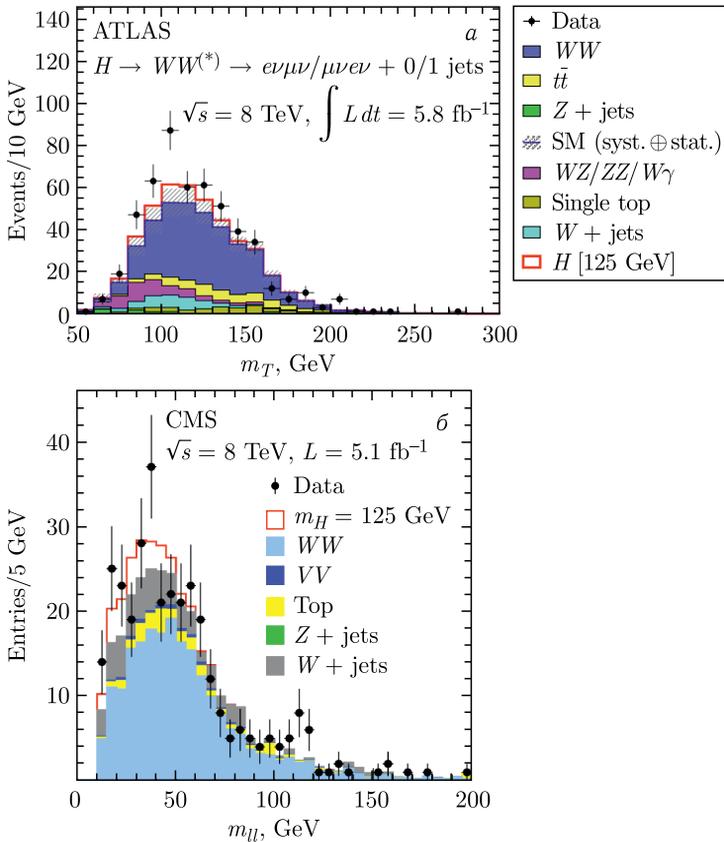


Рис. 33. а) Распределение по поперечной массе  $m_T$  коллаборации ATLAS в анализах событий без струй и с одной струей конечного состояния  $e\nu\mu\nu$ , удовлетворяющих всем критериям отбора [66]. Ожидаемый сигнал при  $m_H = 125$  ГэВ показан поверх фоновых предсказаний. Фон  $W$  + струи оценен на основе данных, а предсказания Монте-Карло фонов  $WW$  и топ-кварка нормированы на контрольную область в данных. Заштрихованная область показывает полную погрешность оценки фона. б) Распределение по инвариантной массе системы пары лептонов  $m_{ll}$  CMS подкатегории без струй категории  $e\nu\mu\nu$  на данных при 8 ТэВ [67]. Ожидаемый сигнал бозона Хиггса СМ с массой  $m_H = 125$  ГэВ показан поверх ожидаемого фона

лены фоновыми процессами, в основном струями, рожденными в процессах КХД, распадами  $t\bar{t}$  и  $Z$ -бозона  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $b\bar{b}$ . Поэтому эти сложные конечные состояния были исследованы для выделенных процессов, ответственных за различные механизмы рождения, такие как слияния векторных бозонов и ассоциированное рождение с векторным бозоном, в которых отношение

сигнал/фон значительно лучше в этих каналах распада. Необходимо отметить плохое разрешение по инвариантной массе систем  $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$  (порядка 10% или более), поэтому реконструировать узкий пик не представляется возможным. Следовательно, фон только частично подавлен критериями отбора по инвариантной массе, и, более того, он не может быть оценен на данных с большой точностью с использованием контрольных областей по краям. Коллаборации ATLAS (анализировались только данные при 7 ТэВ) и CMS не обнаружили значительного превышения в конечных состояниях  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau\tau$  (достоверность наблюдения менее  $1\sigma$ ), что согласуется с предсказаниями для бозона Хиггса  $SM$  с массой 125 ГэВ.

**10.5. Полная интенсивность сигнала.** Индивидуальные результаты поисков в трех бозонных модах распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  и  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  и двух фермионных конечных состояниях  $H \rightarrow \tau\tau$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$  (в случае ATLAS использовались только данные при 7 ТэВ) были скомбинированы статистическим методом, описанным в [72]. При объединении предполагалось, что верны предсказания  $SM$  относительных вероятностей распада, и были учтены экспериментальные (статистическая и систематическая) и теоретическая погрешности, в которых доминировали плохо определенные энергетический масштаб КХД и функции распределения партонов. Исследовался параметр полной интенсивности сигнала  $\mu$ , который представляет собой масштабный коэффициент полного числа событий рождения и распада бозона Хиггса, предсказанного  $SM$ . Таким образом, выход событий, полностью соответствующий бозону Хиггса  $SM$ , дает величину  $\mu = 1$ ; в случае обнаружения только фоновых событий  $\mu = 0$ .

В обоих экспериментах учитывались корреляции теоретических (функции распределения партонов, сечение и т. д.) и экспериментальных (интегральная светимость, масштаб энергии струй и лептонов и т. д.) систематических неопределенностей в различных каналах.

Превышение числа событий в области масс  $m_H = 125-126$  ГэВ наблюдали обе коллаборации ATLAS и CMS. Локальная  $p_0$  наблюдения показана на рис. 34 в зависимости от предполагаемой массы бозона Хиггса  $m_H$  в области малых масс.

Наибольшая локальная значимость сигнала комбинации всех каналов, исследованных коллаборацией ATLAS, достигает  $6,0\sigma$  при массе бозона Хиггса  $m_H = 126,5$  ГэВ. Максимальная локальная значимость, полученная CMS, составила  $5,0\sigma$  ( $5,1$ , если

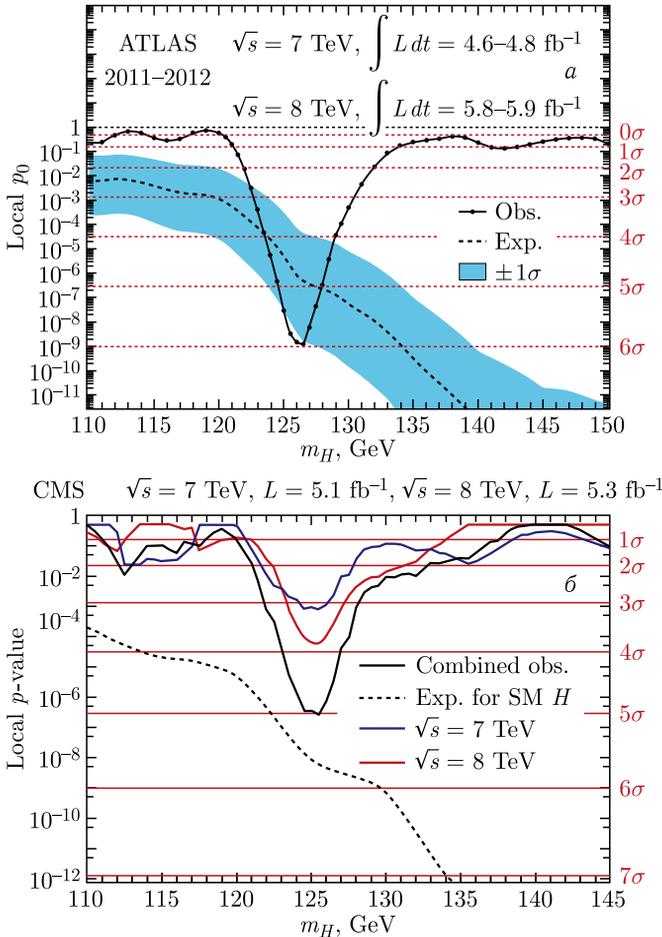


Рис. 34. а) Локальная  $p_0$  (сплошная кривая), наблюдавшаяся на ATLAS, в зависимости от  $m_H$  и ожидаемая  $p_0$  (пунктирная кривая) бозона Хиггса Стандартной модели ( $\mu = 1$ ) с соответствующей массой [66]. б) Локальные  $p_0$ , наблюдавшиеся на CMS на данных при энергии 7 ТэВ, 8 ТэВ, и их комбинации в зависимости от  $m_H$ . Пунктирной линией отмечена ожидаемая статистическая значимость при соответствующей массе  $m_H$  бозона Хиггса СМ [67]

исключить из комбинации каналы распада  $H \rightarrow \tau\tau$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$ ) при массе  $m_H \sim 125$  ГэВ.

С учетом множества гипотез в расширенном диапазоне масс (look-elsewhere effect) [65] на ATLAS получена глобальная значимость  $5,1\sigma$  в интервале масс 110–600 ГэВ и  $5,3\sigma$  в диапазоне масс 110–150 ГэВ, на CMS глобальная значимость в  $4,5\sigma$  наблюдалась в интервале 110–145 ГэВ.

На рис. 35 приведены комбинированные ограничения с 95 %-й доверительной вероятностью на сечение рождения бозона Хиггса СМ, выраженные в виде зависимости параметра интенсивности сигнала  $\mu$  от  $m_H$ . Коллаборация ATLAS (CMS) исключила диапазоны масс 111–122 и 131–559 ГэВ (110–121,5 ГэВ; в статье CMS, посвященной открытию, ограничивались поиском в интервале масс 110–145 ГэВ).

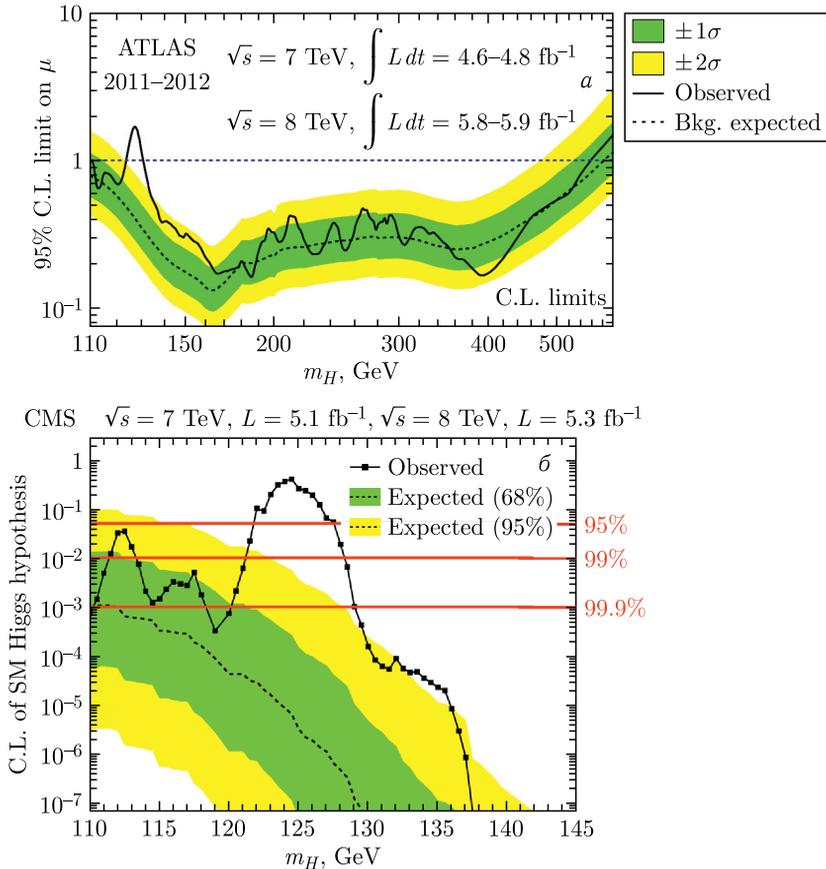


Рис. 35. Наблюдавшиеся (сплошная кривая) на ATLAS [66] (а) и CMS [67] (б) и ожидаемые (пунктирная кривая) в случае отсутствия сигнала с 95 %-й доверительной вероятностью ограничения на интенсивность сигнала в зависимости от  $m_H$ . Зеленая и желтая области соответствуют неопределенностям фоновых процессов  $\pm 1$  и  $\pm 2\sigma$

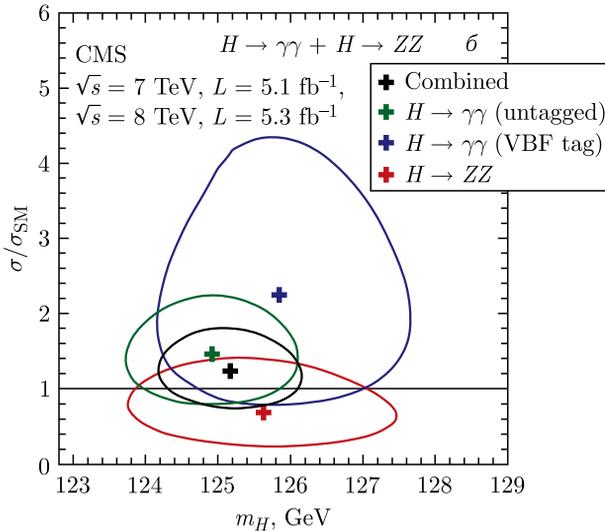
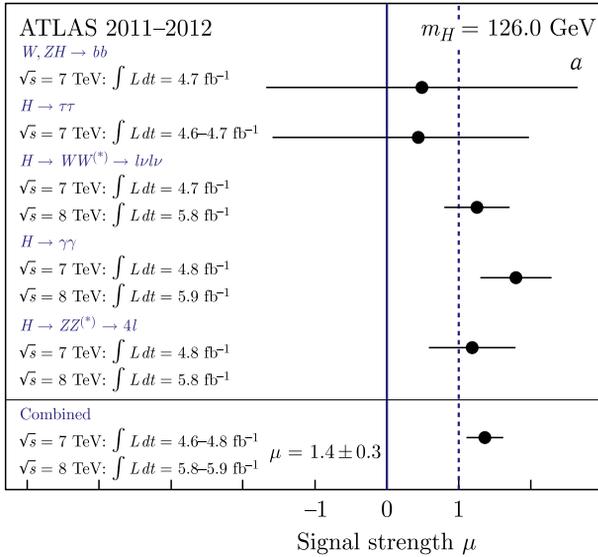


Рис. 36. а) Результаты измерения ATLAS параметра интенсивности сигнала  $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$  при  $m_H = 126 \text{ ГэВ}$  в отдельных каналах и по их комбинации [66]. б) Контуры интенсивности сигнала  $\mu$  в зависимости от массы бозона  $m_H$  в каналах  $\gamma\gamma$ ,  $\gamma\gamma$  с VBF-отбором струй,  $4l$  и их комбинации, измеренные CMS [67] с 68%-й доверительной вероятностью. В обеих комбинациях относительная интенсивность сигнала рассмотренных процессов ограничена предсказаниями бозона Хиггса СМ

Коллаборацией ATLAS три диапазона масс были исключены с 99%-й доверительной вероятностью: 113–144, 117–121 и 132–527 ГэВ.

**10.6. Характеристика наблюдаемого сигнала.** Наибольшая интенсивность сигнала  $\hat{\mu}$  была измерена на ATLAS и составила  $\hat{\mu} = 1,4 \pm 0,3$  при  $m_H = 126$  ГэВ, что соответствует гипотезе СМ  $\mu = 1$ . Интенсивность сигнала в отдельных каналах и их комбинации при массе бозона Хиггса СМ 126 ГэВ показаны на рис. 36, а. На рис. 36, б представлена двумерная область ограничения с 68 %-й доверительной вероятностью интенсивности сигнала  $\sigma/\sigma_{\text{СМ}}$  в зависимости от  $m_H$  в каналах  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  (первый процесс показан инклюзивно и для VBF-процессов).

Эти результаты представляют убедительное свидетельство существования новой частицы с массой около 125 ГэВ, независимо открытой в двух экспериментах на ЛНС, работающих на взаимодополняющих технологических принципах.

Они были впервые представлены на двух семинарах: в ЦЕРН 4 июля 2012 г. и через несколько дней на конференции ICHEP 2012 в Мельбурне (Австралия).

В физике высоких энергий началась новая эра, цель которой — понять природу новой частицы, а в первую очередь убедиться, что это действительно бозон Хиггса, предсказанный Стандартной моделью.

Сразу после открытия ATLAS и CMS начали исследования по прецизионным измерениям физических свойств новой частицы, в частности, ее констант связи с элементарными фермионами и бозонами.

## 11. Бозонные и фермионные моды распада: итоговые результаты первого периода работы ЛНС (Run-1)

Ускоритель ЛНС продолжал работать при 8 ТэВ весь 2012 г. CMS и ATLAS записали новые данные, соответствующие на конец года итоговой статистике порядка  $25 \text{ фб}^{-1}$  у обеих коллабораций:  $5,1 \text{ фб}^{-1}$  при 7 ТэВ +  $19,7 \text{ фб}^{-1}$  при 8 ТэВ у CMS и  $4,5$  при 7 ТэВ +  $20,3 \text{ фб}^{-1}$  при 8 ТэВ у ATLAS. Дополнительные данные и некоторые уточнения анализов позволили получить много новых результатов в основных модах распада недавно открытого бозона. Более того, стало возможным провести точные измерения его свойств и констант взаимодействия, достаточные для проверки соответствия наблюдаемой частицы бозону Хиггса

СМ и, кроме того, пролить свет на его роль в нарушении электрослабой симметрии и механизме приобретения масс фермионами. В большинстве каналов результаты были получены обеими коллаборациями на полной статистике. Была опубликована серия заключительных статей, суммирующих результаты первого этапа работы LHC.

**11.1. Бозонные моды распада:**  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \text{llll}$ ,  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \text{l}\nu\text{l}\nu$ . На полной статистике Run-1 в двух каналах с большим разрешением  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \text{llll}$  получены выдающиеся доказательства существования новой частицы. Сильный сигнал виден в двухфотонных и четырехлептонных каналах. Статистическая значимость в обоих случаях превысила  $5\sigma$ , что было необходимо для заявления о наблюдении нового бозона в каждом из каналов.

По сравнению с результатами, показанными во время открытия, увеличение статистики и улучшение анализов позволило достичь большей чувствительности. Несколько примеров новых результатов показаны на рис. 37. Статистическая значимость сигнала достигала  $5,2\sigma$  в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  на ATLAS и  $6,8\sigma$  в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \text{llll}$  на CMS. Итоговые результаты первого периода набора данных в каналах  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \text{llll}$  на ATLAS и CMS приведены в [73, 74] и [75, 60] соответственно.

На увеличенной статистике полного набора данных и после улучшения анализов обе коллаборации смогли обнаружить значительный сигнал бозона Хиггса и в канале  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \text{l}\nu\text{l}\nu$ .

Четкое превышение числа событий над фоном видно в распределениях наиболее чувствительных переменных. К примеру, на рис. 38 показаны распределение по поперечной массе  $m_T$  системы, измеренное на ATLAS, и итоговый график с ограничениями на сечение рождения бозона Хиггса в этом канале, полученный на CMS.

Широкий и не подлежащий сомнению пик, согласующийся с наличием сигнала бозона Хиггса, виден в обоих экспериментах с значимостью  $6,1$  ( $4,3$ ) $\sigma$  на ATLAS и CMS соответственно. Эти результаты свидетельствуют о распаде бозона, совместимого с гипотезой бозона Хиггса СМ, на пару  $W$ . Итоговые результаты ATLAS и CMS по поиску бозона Хиггса на данных первого периода работы LHC в канале  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \text{l}\nu\text{l}\nu$  приведены в [76, 77] соответственно.

**11.2. Основные фермионные моды:**  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$ . По данным, доступным на момент открытия, было невозможно однозначно определить, взаимодействует ли вновь открытый

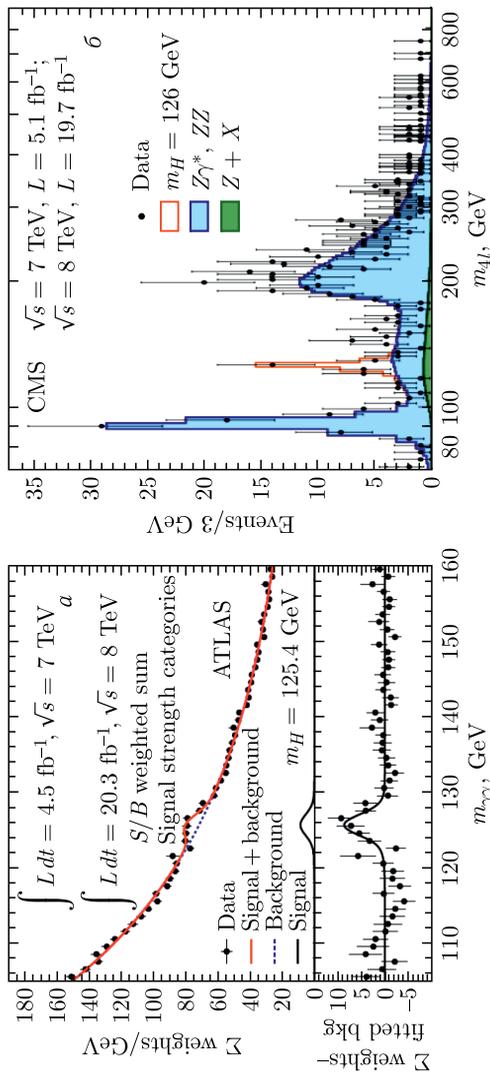


Рис. 37. а) Спектр инвариантных масс пар фотонов, наблюдавшийся на ATLAS на сумме данных при 7 и 8 ТэВ [73]. Каждое событие взвешено на относительной кривой сигнал/фон в зависимости от набора данных и категории, к которой оно принадлежит. Сплошной красной кривой отмечена аппроксимация сигнал + фон при массе бозона Хиггса 125,4 ГэВ. Аппроксимация фона показана пунктирной синей кривой. На нижнем графике приведены результаты для данных после вычета вклада фона. б) Распределение реконструированной массы четырех лептонов в диапазоне масс  $70 < m_{4l} < 1000$  ГэВ, изученное на CMS на данных при 7 и 8 ТэВ в сумме каналов  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$  [60]. Заштрихованные гистограммы показывают вклад фоновых процессов, а незаштрихованная гистограмма — ожидаемый сигнал при массе 126 ГэВ. Сигнал и фон  $ZZ$  нормированы на предсказания SM, фон  $Z + X$  — на оценку из данных

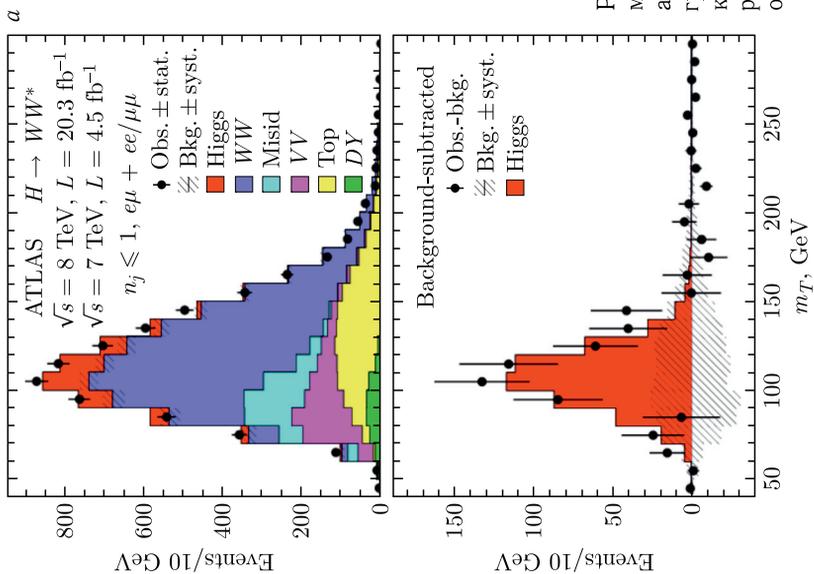
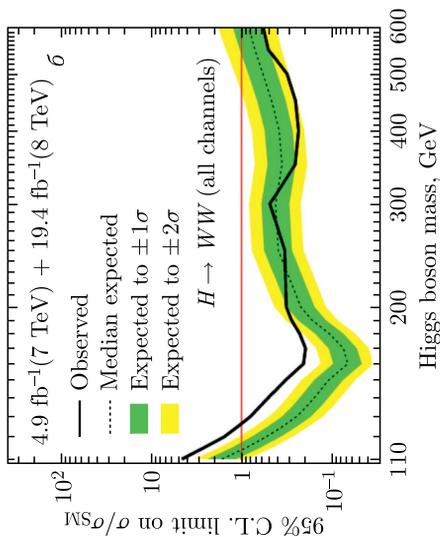


Рис. 38. а) Комбинированные распределения по поперечной массе после аппроксимации, наблюдавшиеся на ATLAS для всех ароматов лептонов на данных при 7 и 8 ТэВ [76]. На нижнем графике показаны измеренные значения после вычета фоновой компоненты. б) Ожидаемое на CMS с 95%-й доверительной вероятностью ограничение сверху на сечение рождения  $H \rightarrow WW$  относительно ожиданий SM в зависимости от массы бозона Хиггса SM [77]

бозон с фермионами посредством потенциала Юкавы с приобретением массы кварками и лептонами. Непрямое свидетельство взаимодействия бозона Хиггса с топ-кварком заключается в общем соответствии предсказаниям СМ сечения рождения бозона Хиггса в процессе слияния глюонов. Тем не менее массы «нижних» фермионов могут быть получены различным образом в теориях за рамками СМ. Так как распад бозона Хиггса с массой около 125 ГэВ на топ-кварки кинематически запрещен, наиболее распространенными фермионными распадами будут распады на кварки и лептоны третьего поколения ( $b$ -кварк-антикварковые пары и  $\tau$ -лептон-антилептонные пары).

Поэтому эти моды распада были тщательно изучены в обоих экспериментах на полной доступной статистике. Поиск распада  $H$  на пары  $\tau$ -лептонов очень сложен. Были рассмотрены все возможные комбинации лептонных ( $\tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}$ , где  $l = e, \mu$ ) и адронных ( $\tau \rightarrow$  адроны +  $\nu$ ) распадов  $\tau$ -лептонов. Более того, процедура поиска спланирована таким образом, чтобы быть чувствительной к основным механизмам рождения, к примеру, слиянию глюонов ( $ggF$ ), слиянию векторных бозонов (VBF) и ассоциированному рождению ( $VH$ ), где  $V = W$  или  $Z$ . Эти механизмы рождения имеют различные сигнатуры в конечном состоянии, которые разбиты по категориям. Специализированные категории позволяют обеспечить как хорошее отношение сигнал/фон, так и хорошее разрешение по реконструированной инвариантной массе. Категория VBF обогащена событиями, рожденными в слиянии векторных бозонов, и выделяется наличием в событиях двух струй с сильно отличающимися псевдобыстротами. «Ускоренная» (boosted) категория содержит события, где реконструированные кандидаты в бозон Хиггса обладают большим поперечным импульсом. В ней доминируют события, рожденные в слиянии глюонов с дополнительными струями от излучения глюонов. Для улучшения соотношения сигнал/фон и исследования корреляции между наблюдаемыми в конечном состоянии были использованы многопараметрические методы анализа. Для проверки отдельно выполнены анализы с отбором по кинематическим переменным. Превышение числа событий над ожидаемым фоном СМ обнаружено обеими коллаборациями с наблюдаемой (ожидаемой) значимостью 4,5 (3,4)  $\sigma$  на ATLAS и 3,2 (3,7)  $\sigma$  на CMS (рис. 39). Эти результаты свидетельствуют о прямом взаимодействии открытого бозона Хиггса с фермионами. Измеренная интенсивность сигнала, нормированная на предсказания СМ,

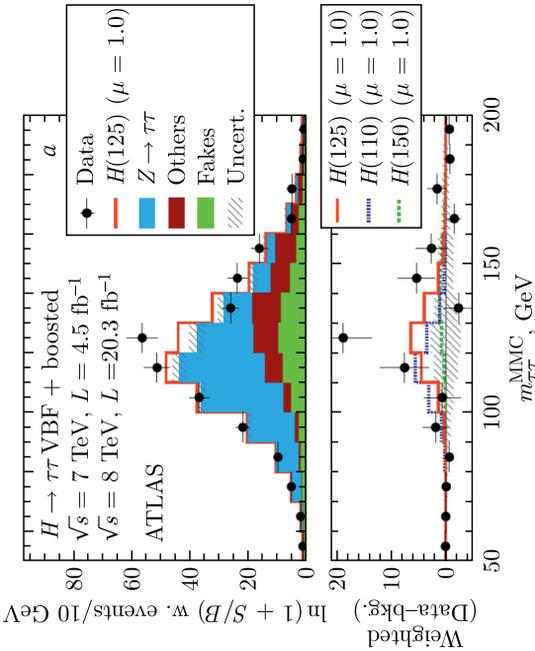
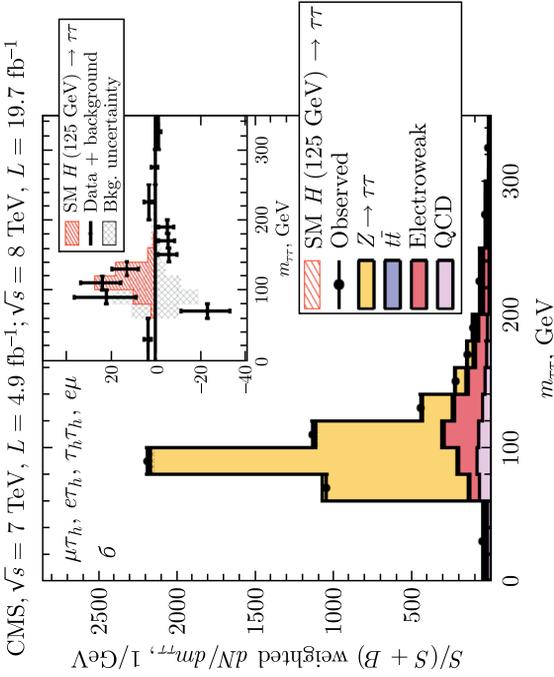


Рис. 39. *a*) Распределение по реконструированной инвариантной массе  $m_{\tau\tau}$  ATLAS [78]. События умножены на весовые коэффициенты в зависимости от категории в соответствии с предсказанным отношением сигнал/фон. Внизу показана разница между распределением данных и фоновых событий (черные точки) в сравнении с сигнальным распределением. *б*) Комбинированные наблюдаемые и предсказанные  $m_{\tau\tau}$ -распределения в различных каналах ( $\mu\tau_h, e\tau_h, \tau_h\tau_h$  и  $e\mu$ ) на CMS [79]. В этом случае события также взвешены в зависимости от соотношения сигнал/фон. На врезке показаны соответствующие разница между наблюдаемым в данных и предсказанным фоновым распределениями и сигнальное распределение бозона Хиггса SM с  $m_H = 125 \text{ ГэВ}$

в  $1,43^{+0,43}_{-0,37}$  на ATLAS и  $0,78 \pm 0,27$  на CMS соответствует предсказанной интенсивности взаимодействия в СМ [78, 79].

Инклюзивное рождение бозона Хиггса с последующим распадом на пару кварков  $b\bar{b}$  крайне сложно зарегистрировать из-за того, что он подавлен прямым рождением пар  $b\bar{b}$ -кварков в соответствии с предсказаниями КХД. Поэтому современные поиски сконцентрированы на VH-моде рождения, в которой бозон Хиггса рождается ассоциированно с  $W$ - или  $Z$ -бозоном, идентифицируемым по его лептонному распаду. Если потребовать наличия дополнительных лептонов с большими поперечными импульсами в событии, то можно эффективно подавить фон КХД. Кандидаты в бозон Хиггса реконструируются из двух струй частиц, каждая из которых была с большой вероятностью идентифицирована как рожденная в процессах адронизации  $b$ -кварка. Идентификация основана на свойствах адронов, содержащих  $b$ -кварки, таких как их большие времена жизни, что приводит к смещению вершины относительно точки взаимодействия или их распад на мюоны. Оба случая обладают характерными сигнатурами, к которым чувствительны детекторы ЛНС. Из-за 10 %-го массового разрешения идентифицированной пары струй  $b$ -кварков ожидается, что сигнал бозона Хиггса СМ будет выглядеть как широкое превышение над фоном в распределении по инвариантной массе  $b\bar{b}$ . После анализа всей доступной статистики видно превышение числа событий над предсказанным фоном, соответствующее бозону Хиггса с массой  $m_H$  в диапазоне 120–135 ГэВ, с наблюдаемой (ожидаемой) значимостью в 2,1 (2,1)  $\sigma$  на CMS (см. рис. 40, а) и 1,4 (2,6)  $\sigma$  на ATLAS при массе 125 ГэВ [80, 81]. Соответственно, величина этого превышения по сравнению с предсказанным для бозона Хиггса СМ значением, наблюдаемая на ATLAS, —  $0,52 \pm 0,32$  (стат.)  $\pm \pm 0,24$  (сист.), а на CMS —  $1,0 \pm 0,5$  (где в погрешность включены статистическая и систематическая ошибки).

Предполагая, что бозон Хиггса рождается согласно предсказаниям СМ, коллаборация CMS скомбинировала свои результаты в модах распада  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ . Полученные результаты свидетельствуют о прямом взаимодействии 125-ГэВ бозона Хиггса с фермионами «нижнего» типа с наблюдаемой (ожидаемой) значимостью в 3,8 (4,4)  $\sigma$  [82]. В заключение отметим, что существующие данные по исследованию распада бозона Хиггса на  $b$ -кварки и  $\tau$ -лептоны согласуются с предсказаниями СМ, т.е. фермионные константы взаимодействия пропорциональны массам фермионов.

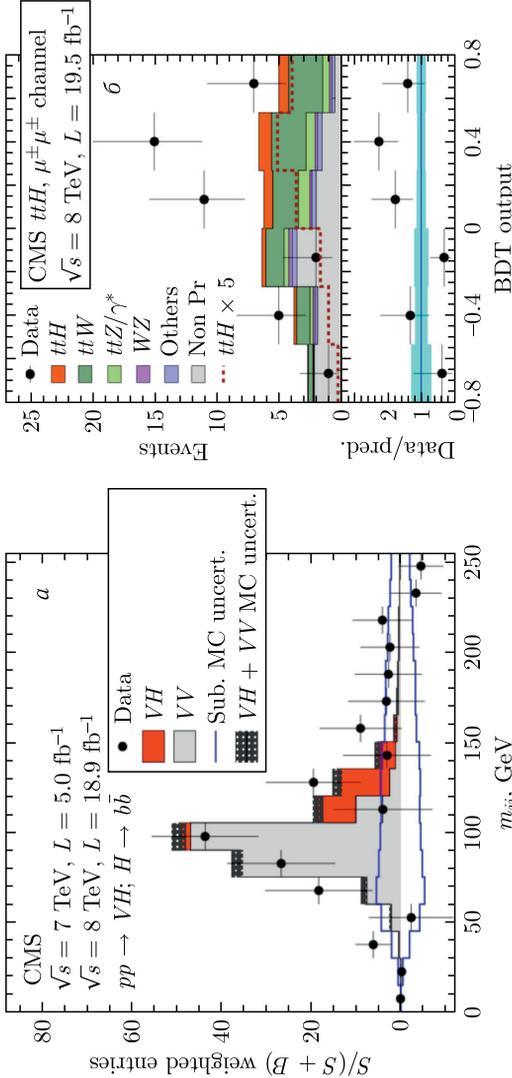


Рис. 40. *a)* Распределение по  $m_{jj}$  — инвариантной массе струй  $b$ -кварков на CMS, рожденных в событиях с  $W$  или  $Z$  [80]. Приведена комбинация всех каналов, события взвешены в соответствии с категорией и ожидаемым соотношением сигнал/шум. На гистограмме показано число событий в данных по сравнению с предсказаниями Монте-Карло для сигнала и фона, где все фоновые вклады, за исключением вклада пар бозонов, вычтены. Небольшое превышение числа событий в правой части ожидаемого распределения пар бозонов соответствует  $WH/ZH$  ассоциированному рождению при  $m_H = 125 \text{ ГэВ}$ . *б)* Распределение дискриминанта BDT, используемого CMS для улучшения чувствительности к  $ttH$  в событиях с парами лептонов одинакового знака и конечных состояниях с мюонами [83]. Красная пунктирная линия показывает ожидаемый сигнал бозона Хиггса в канале  $ttH$ , увеличенный в 5 раз. Этот канал доминирует в превышении, опубликованном CMS

**11.3. Другие фермионные моды:**  $pp \rightarrow t\bar{t}H$ ,  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $H \rightarrow e^+e^-$ . Коллаборации ATLAS и CMS исследовали канал с фермионной модой  $pp \rightarrow t\bar{t}H$  и редкие моды распада  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $H \rightarrow e^+e^-$ .

Чтобы измерить юкавскую константу связи топ-кварка напрямую, необходим процесс, в котором бозон Хиггса и топ-кварки точно реконструированы по конечным состояниям продуктов их распада. Ассоциированное рождение бозона Хиггса и пары топ-кварков ( $t\bar{t}H$ ) удовлетворяет этому требованию. Более того, измерения вероятности этого рождения позволяют напрямую проверить предсказания нескольких новых физических моделей, в которых предполагается существование тяжелых партнеров топ-кварка, значительно изменяющих сечение процесса. Наблюдение значительного отклонения вероятности рождения  $t\bar{t}H$  относительно предсказаний СМ косвенно указывало бы на неизвестное явление.

Малое сечение рождения  $t\bar{t}H$  (примерно 130 фб при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ) затрудняет его экспериментальное измерение. Поэтому важно использовать каждую доступную экспериментальную сигнатуру. В этом исследовании могут быть использованы лептоны + струи, пары лептонов и все адронные конечные состояния системы  $t\bar{t}$ . Среди мод распада бозона Хиггса можно рассмотреть несколько каналов:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow WW/ZZ$ .

Для определения струй  $b$ -кварков или распадов  $\tau$ -лептонов и отделения  $t\bar{t}H$ -события от большого фона  $t\bar{t}$  + струи можно использовать методы многопараметрического анализа (MVA). Методы MVA также могут быть использованы для отделения сигнальных лептонов, рожденных в распадах  $W$ -бозона,  $Z$ -бозона и  $\tau$ -лептона, от фоновых, которые могут рождаться в распадах  $b$ -кварка или  $c$ -кварка или быть ошибочно идентифицированными струями.

Для изучения канала  $t\bar{t}H$  ATLAS и CMS выполнили анализ, основанный на распаде  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Кроме того, комбинируя анализы  $H \rightarrow$  лептоны,  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , коллаборация CMS опубликовала результаты обширных исследований многих конечных состояний [85–87, 83]. Коллаборация ATLAS не обнаружила значимого превышения над фоном, в то время как CMS зафиксировала превышение числа событий относительно фонового, соответствующее  $3,4\sigma$ , а значение наилучшей аппроксимации интенсивности сигнала бозона Хиггса составило  $2,8 \pm 1,0$  при 68% (рис. 41, б). По сравнению с предсказаниями СМ наблюдаемое превышение

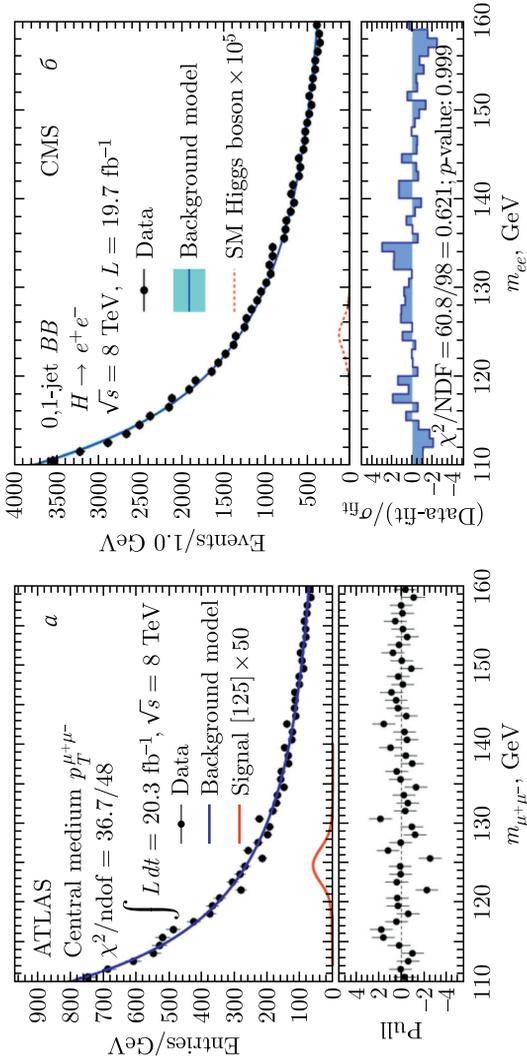


Рис. 41. *a*) Распределение по инвариантной массе пар мюонов на ATLAS при 8 ТэВ и аппроксимация смоделированного фона [84]. Чтобы увеличить чувствительность, события разделены на категории с различным отношением сигнал/фон. График построен для событий с мюонами в центральной области псевдобыстрот и промежуточным  $p_T^{\mu^+\mu^-}$ . Нижний график показывает распределение после вычета соответствующих значений фона. Ожидаемый сигнал показан для  $m_H = 125 \text{ ГэВ}$  в увеличенном в 50 раз виде. *б*) Распределение по инвариантной массе пар электронов на CMS при 8 ТэВ и смоделированном фоне [83]. На графике показаны 0,1-струйные события с обоими электронами в цилиндрической части электромагнитного калориметра. Пунктирной линией показан ожидаемый сигнал бозона Хиггса СМ, увеличенный в  $10^6$ , при  $m_H = 125 \text{ ГэВ}$ . На нижней гистограмме показана разность в каждом интервале, нормированная на статистическую неопределенность модели фона

эквивалентно флуктуации в  $2\sigma$ . Поэтому, чтобы лучше изучить этот важный канал, потребуются дополнительные данные.

Моды распада каналов  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $H \rightarrow e^+e^-$  слишком редкие, чтобы их можно было зарегистрировать на доступной статистике, и сигнал не наблюдался. При массе бозона Хиггса 125 ГэВ возможно только установить верхние ограничения на вероятности этих двух распадов (рис. 41). Наблюдаемое на ATLAS (CMS) ограничение для процесса  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$  в 7,0 (7,4) раз больше значения  $SM$ , а в канале  $H \rightarrow e^+e^-$  коллаборация CMS установила ограничение сверху в  $3,7 \cdot 10^5$  раз больше предсказания  $SM$  [84, 83]. Эти результаты вместе со свидетельствами взаимодействия с  $\tau$ -лептонами указывают на неуниверсальность взаимодействия нового 125-ГэВ бозона с лептонами относительно аромата, подтверждая таким образом предсказания  $SM$ .

## 12. Измерение свойств нового бозона

Согласно  $SM$  бозон Хиггса должен обладать положительной четностью, нулевым электрическим зарядом и нулевым спином. Все остальные свойства бозона могут быть вычислены, если известна его масса. Так как  $m_H$  — единственный свободный параметр теории, он должен быть измерен с максимальной точностью, чтобы точно вычислить электрослабые наблюдаемые, включая свойства рождения и распада самого бозона Хиггса.

Доступная на момент открытия статистика не была достаточной, чтобы тщательно измерить квантовые числа новой частицы и досконально изучить ее взаимодействие с частицами  $SM$ . Эта работа выполнена на ATLAS и CMS на полной статистике первого этапа работы ЛНС. Результаты этих исследований описаны в данном разделе.

**12.1. Измерение массы.** Для измерения массы бозона Хиггса ATLAS и CMS выбрали модельно-независимый подход. Наилучшие результаты получены комбинацией измерений в двух каналах с высоким разрешением:  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ . В них сигнал бозона Хиггса выглядит в массовом распределении как узкий пик над гладким фоном с характерным экспериментальным разрешением 1,5–2 ГэВ. Поэтому информация о массе может быть извлечена без предположений о вероятности рождения и распада бозона Хиггса. Предполагается, что в очень узкой области эффекты интерференции с фоновыми процессами  $SM$  малы. Более грубые измерения массы могут быть получены с использованием  $H \rightarrow WW^*$ ,  $H \rightarrow \tau\tau$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$ .

Чтобы измерение величины  $m_H$  не полностью зависело от предсказанных СМ вероятностей распада и рождения, масштабные коэффициенты сигнала основных процессов рождения  $ggH$ ,

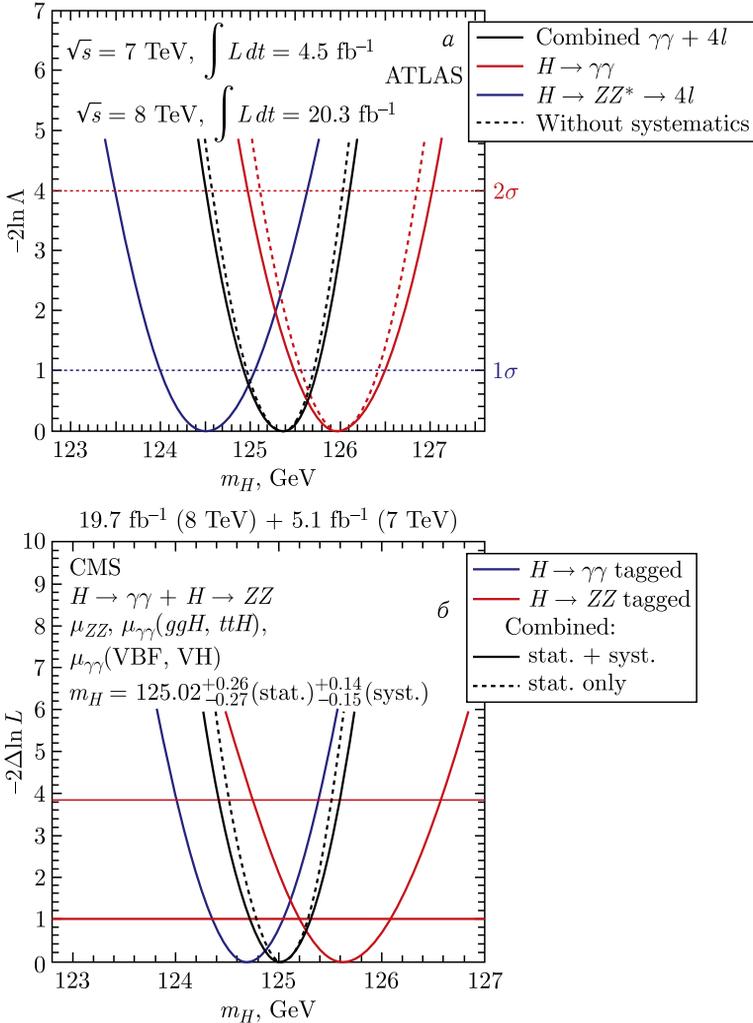


Рис. 42. а) Профиль логарифмической функции правдоподобия в каналах  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  и их комбинации на ATLAS [88]. Допускается независимое варьирование интенсивности сигнала в обоих модах распада. б) Зависимость тестовой статистики  $q(m_H) = -2\Delta\ln L$  от массы бозона  $m_H$  для конечных состояний  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  по отдельности и в комбинации на CMS [89]

$t\bar{t}H \rightarrow \gamma\gamma$ , VBF,  $VH \rightarrow \gamma\gamma$  и  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  учтены как независимые, неограниченные параметры. Предполагалось, что во всех каналах сигнал представляет собой одиночное, узкое состояние с массой  $m_H$ .

Наиболее вероятное значение  $m_H$  и соответствующие погрешности получены аппроксимацией комбинированной тестовой статистики  $q(m_H)$  с тремя масштабными коэффициентами взаимодействия сигнала и со всеми другими мешающими параметрами. На рис. 42 показаны результаты, полученные в обоих экспериментах. Они согласуются в пределах ошибок ( $2,0\sigma$  на ATLAS и  $1,6\sigma$  на CMS).

Коллаборация CMS измерила массу [89]

$$m_H = 125,02_{-0,27}^{+0,26}(\text{стат.})_{-0,15}^{+0,14}(\text{сист.}) \text{ ГэВ},$$

а измерения ATLAS показали [88]

$$m_H = (125,36 \pm 0,37(\text{стат.}) \pm 0,18(\text{сист.})) \text{ ГэВ}.$$

Недавно CMS и ATLAS объединили свои измерения. Результаты получены одновременной аппроксимацией пиков распределений по реконструированной инвариантной массе в двух каналах с высоким разрешением. Объединенные измерения массы бозона Хиггса дают  $m_H = (125,09 \pm 0,24) \text{ ГэВ} = (125,09 \pm \pm 0,21(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.})) \text{ ГэВ}$ , что соответствует точности порядка 0,2%. В полной погрешности доминирует статистический вклад, в то время как систематические ошибки в основном связаны с неопределенностями масштаба энергии импульса, а также с разрешением фотонов и лептонов [90].

## 12.2. Прямые и не прямые измерения ширины распада.

Характерная ширина распада бозона Хиггса с массой 125 ГэВ настолько мала (4 МэВ), что любая попытка измерить ее напрямую, при экспериментальном разрешении, большем на порядки, просто безнадежна. Тем не менее верхние ограничения на полную ширину бозона Хиггса можно получить из аппроксимации спектра каналов распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ , допуская, что интерференция с фоновыми процессами отсутствует.

В канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  наблюдаемое (ожидаемое) ограничение сверху составляет 5,0 (6,2) ГэВ на ATLAS [73], соответствующее значение CMS в той же моде распада составляет 2,4 (3,1) ГэВ [74]. В канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$  наблюдаемое (ожидаемое) ограничение сверху на ATLAS 2,6 (6,2) ГэВ [75], на CMS 3,4 (2,8) ГэВ [60].

Ширину распада бозона Хиггса можно значительно ограничить, используя непрямые методы, в частности, изучая его виртуальное рождение и распад на два  $Z$ -бозона за пределами области пика резонанса.

Для доминирующего механизма рождения (слияния глюонов) известно, что сечение рождения вне массовой поверхности значительно. Это обусловлено близостью порога рождения пар  $Z$ -бозонов. Дополнительное увеличение сечения возникает на пороге рождения пар топ-кварков. В этих условиях приближение нулевой ширины не работает, а отношение сечения вне массовой поверхности (выше  $2m_Z$ ) к сигналу на массовой поверхности достигает примерно 8%.

Сечение слияния глюонов зависит от  $\Gamma_H$  через пропагатор бозона Хиггса, поэтому тщательное измерение относительного сечения рождения на и под массовой поверхностью в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  дает прямую информацию о  $\Gamma_H$ .

Чтобы улучшить чувствительность к  $gg$ -рождению в области под массовой поверхностью, использовался дискриминатор метода правдоподобия с использованием матричных элементов (MELA), основанный на угловых распределениях лептонов в конечном состоянии. Влияние этого дискриминатора в области больших масс  $m_{4l}$  распределения при  $\Gamma_H = 10\Gamma_H^{\text{SM}}$  показано на рис. 43.

Подобные методы могут быть использованы для извлечения информации о  $\Gamma_H$  при изучении области больших масс в процессах  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$  и  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ .

Результат этих исследований на ATLAS —  $\Gamma_H < 22,7$  МэВ [92], комбинированная аппроксимация CMS дает  $\Gamma_H < 22$  МэВ, что в 5,4 раза превышает ширину распада бозона Хиггса SM [91]. Эти результаты лучше предыдущих экспериментальных ограничений, полученных в прямых измерениях в пике резонанса, более чем на два порядка.

**12.3. Изучение спина и четности новой частицы.** Четырехлептонная мода хорошо измеряется во всей кинематической области бозона Хиггса и продуктов его распада. Она позволяет измерять много независимых переменных, которые можно использовать для изучения квантовых чисел нового резонанса. В частности, угловые корреляции продуктов его распада несут важную информацию для экспериментальной проверки соответствия его квантовых чисел, спина и четности предсказаниям SM. Дополнительная информация может быть извлечена при изу-

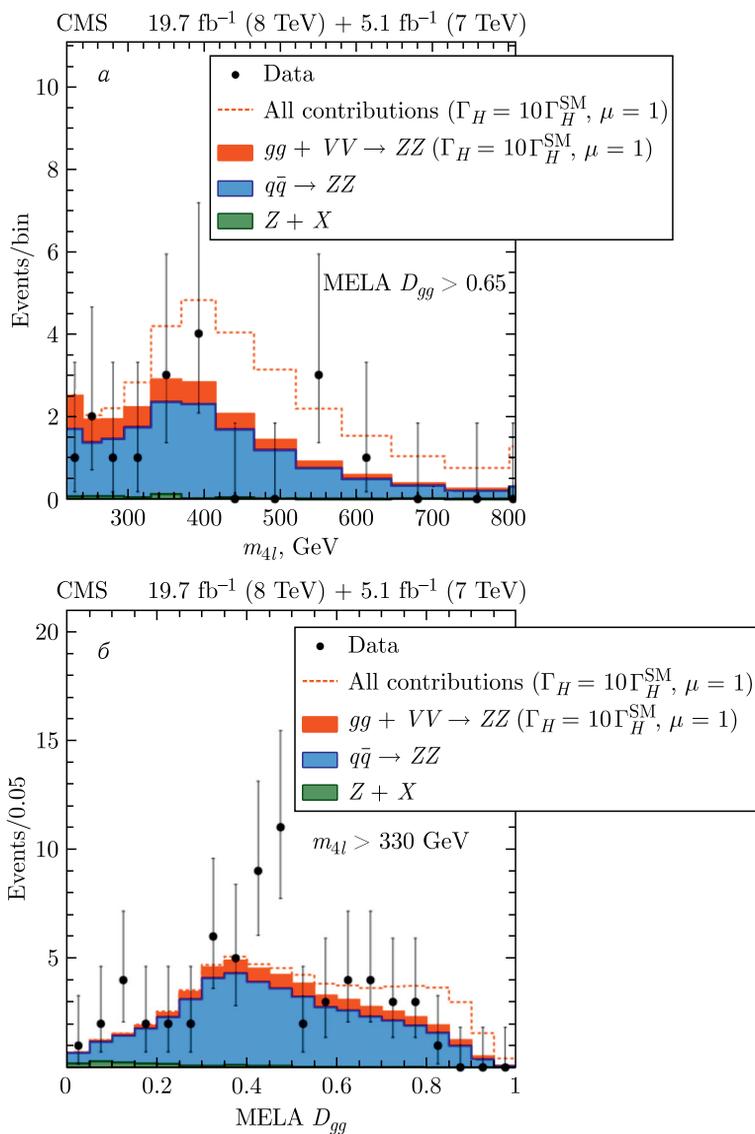


Рис. 43. *a*) Распределение по инвариантной массе четырех лептонов на CMS после отбора с помощью дискриминатора MELA. *б*) Распределения по дискриминатору MELA при инвариантной массе четырех лептонов  $> 330$  ГэВ. В обоих случаях  $\Gamma_H = 10\Gamma_H^{\text{SM}}$  [91]

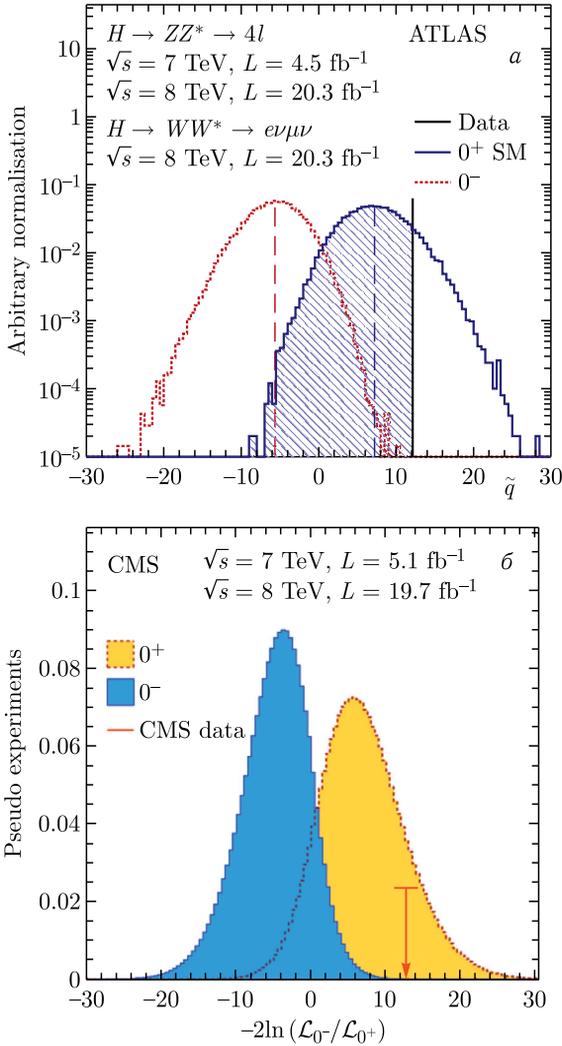


Рис. 44. а) Ожидаемые распределения логарифма отношения функций правдоподобия ( $\tilde{q}$ ) гипотез  $J^P = 0^+$  и  $0^-$  на ATLAS. Наблюдаемая величина показана вертикальной сплошной линией, медианы теоретических предсказаний — пунктирными линиями [93]. б) Аналогичные распределения, полученные на CMS. В обоих случаях анализ данных дает величину  $J^P = 0^+$ , соответствующую бозону Хиггса СМ, а гипотеза  $J^P = 0^-$  крайне маловероятна [60]

чении угловых распределений продуктов распада в процессах  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ .

В этих исследованиях гипотеза СМ о спине и четности  $J^P = 0^+$  сравнивается с несколькими альтернативными гипотезами с  $J^P = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+$ . Измерения основаны на кинематических свойствах трех конечных состояний  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ . Чтобы улучшить чувствительность, скомбинированы несколько конечных состояний. Рассмотрены модели сигнала с резонансами со спином ноль, единица и даже со спином два, соответствующим гравитону, учтены основные процессы рождения и распада и кинематика этих распадов. Гипотеза со спином один рассмотрена с учетом того, что резонанс, распадающийся на четыре лептона, необязательно совпадает с резонансом, наблюдаемым в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , в котором  $J = 1$  запрещен теоремой Ландау–Янга.

На рис. 44 проиллюстрирован метод, использованный для сопоставления различных гипотез. На рис. 45 приведены результаты, полученные CMS, и проведено их сравнение с несколькими моделями с различными спином и четностью. Похожие исследования выполнены на ATLAS.

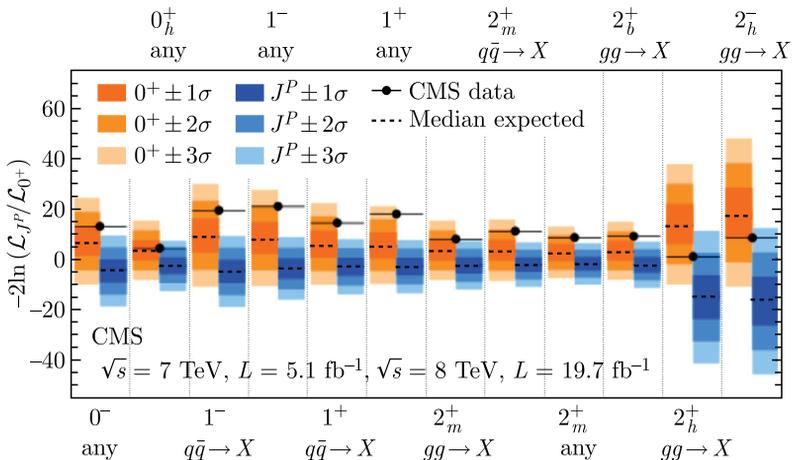


Рис. 45. Итоговые ожидаемые и наблюдаемые значения тестовых статистик двенадцати гипотез, альтернативных гипотезе бозона Хиггса СМ, проверенных CMS [60]. Оранжевая (голубая) область соответствует отклонению в 1, 2, 3  $\sigma$  от медианного значения, предсказанного гипотезой бозона Хиггса СМ (альтернативными гипотезами). Черными точками отмечены наблюдаемые значения

Итоги всех экспериментальных исследований спина и четности нового бозона, выполненных ATLAS и CMS, соответствуют в пределах погрешностей предсказанным для бозона Хиггса SM [94, 95, 93, 96, 74]. Данные указывают на скалярные гипотезы. Гипотезы псевдоскаляра и все исследованные гипотезы бозона со спином 1 исключены с доверительной вероятностью 99 % или выше. Все проверенные гипотезы с бозоном со спином 2 исключены с доверительной вероятностью 95 % или выше. Доля CP-четных вкладов в амплитуду распада соответствует предсказанной для бозона Хиггса SM.

#### 12.4. Изучение констант взаимодействия бозона Хиггса.

Исследование констант взаимодействия бозона Хиггса на полной доступной статистике включает все основные механизмы рождения ( $gg$ , VBF,  $VH$  и  $ttH$ ) и наиболее важные моды распада ( $\gamma\gamma$ ,  $WW^{(*)}$ ,  $ZZ^{(*)}$ ,  $\tau\tau$  и  $b\bar{b}$ ).

С использованием концепции и критериев, рекомендованных в [97], измерения выполнены в главном порядке теории возмущений. Концепция предполагает следующее:

- наблюдаемый в различных каналах поиска сигнал возникает из-за одиночного узкого резонанса с массой около 125,5 (125,8) ГэВ в случае ATLAS (CMS);
- исследуются возможные модификации интенсивности взаимодействий, в то время как тензорная структура лагранжиана соответствует SM; кроме прочего подразумевается, что наблюдаемое состояние — это CP-четный скаляр;
- ширина распада частицы пренебрежимо мала, что обуславливает применение приближения малой ширины. Поэтому предсказанную частоту рождения в канале можно разложить следующим образом:

$$\sigma \cdot B (i \rightarrow H \rightarrow f) = \frac{\sigma_i \cdot \Gamma_f}{\Gamma_H}, \quad (17)$$

где  $\sigma_i$  — сечение рождения из начального состояния  $i$ ;  $B$  и  $\Gamma_f$  — соответственно относительная вероятность и парциальная ширина распада на конечное состояние  $f$ ;  $\Gamma_H$  — полная ширина бозона Хиггса.

Масштабные коэффициенты констант взаимодействия в главном порядке,  $\kappa_i$ , определены таким образом, что предсказания SM сечения  $\sigma_i$  и относительной ширины распада  $\Gamma_i$  элементарной частицы SM  $i$  масштабируются на  $\kappa_i^2$ . Больше информации можно найти в [98].

Используя это, сечение рождения процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$  можно записать следующим образом:

$$\frac{\sigma \cdot B(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{\text{SM}}(gg \rightarrow H) \cdot B_{\text{SM}}(H \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{\kappa_g^2 \cdot \kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2}. \quad (18)$$

Соответствие наблюдаемого числа событий гипотезе бозона Хиггса  $\text{SM}$  было изучено с помощью общего масштабного коэффициента  $\hat{\mu}$ , определенного в разд. 10. Наиболее вероятное значение  $\hat{\mu}$ , полученное в результате аппроксимации комбинации всех каналов, является простейшей проверкой такого соответствия.

Число событий, полученных в анализах различных мод распада и механизмов рождения, соответствует предсказаниям  $\text{SM}$  для бозона Хиггса. Детали исследований по данной теме можно найти в [98, 75, 73, 76, 99, 89]. Пример таких исследований показан на рис. 46. Отношение наиболее вероятного значения к предсказаниям  $\text{SM}$  составило  $1,18 \pm 0,15$  при измеренной массе 125,36 ГэВ на ATLAS и  $1,00 \pm 0,14$  на CMS при массе 125,02 ГэВ. Стоит отметить соответствие интенсивности сигнала во всех основных модах распада предсказаниям  $\text{SM}$ .

Ко времени открытия обе коллаборации опубликовали интригующую информацию о превышении в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ( $\hat{\mu}_{\gamma\gamma} = 1,8 \pm 0,5$  на ATLAS и  $\hat{\mu}_{\gamma\gamma} = 1,6 \pm 0,4$  на CMS). Это совпадение привлекло много внимания, так как этот канал очень чувствителен к вкладам тяжелых заряженных частиц, которые могут входить в петли и изменять интенсивность сигнала. На полной доступной статистике эта информация не подтвердилась. Сейчас обе коллаборации опубликовали значения  $\hat{\mu}_{\gamma\gamma}$ , полностью соответствующие предсказаниям  $\text{SM}$ :  $1,17 \pm 0,27$  на ATLAS и  $1,12 \pm 0,24$  на CMS.

Выполнено множество проверок масштабных коэффициентов интенсивности силы сигнала для выявления наиболее важных механизмов рождения и возможного присутствия различных источников новой физики.

В  $\text{SM}$  хиггсовский сектор отвечает приблизительной глобальной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , которая нарушается вакуумным средним бозона Хиггса до диагональной подгруппы  $SU(2)_{L+R}$ . В результате отношение масс  $W$ - и  $Z$ -бозонов,  $m_W/m_Z$ , и отношение их констант связи с бозоном Хиггса,  $g_W/g_Z$ , защищены от больших радиационных поправок — свойство, известное как «остаточная симметрия», — важное свойство бозона Хиггса  $\text{SM}$ , которое должно было быть тщательно проверено.

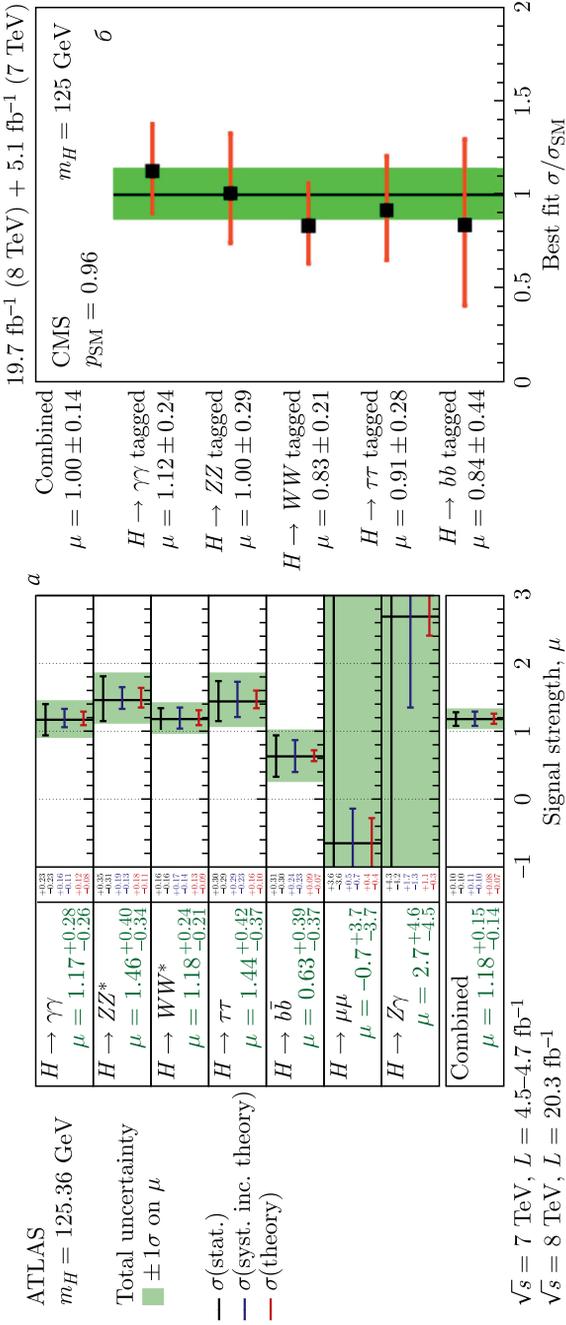


Рис. 46. а) Интенсивность сигнала при массе бозона Хиггса  $m_H = 125.36$  ГэВ, нормированная на предсказание СМ, измеренная на ATLAS в нескольких модах распада [99]. б) Аналогичные результаты CMS в наиболее важных модах распада при массе бозона Хиггса  $m_H = 125$  ГэВ [89]

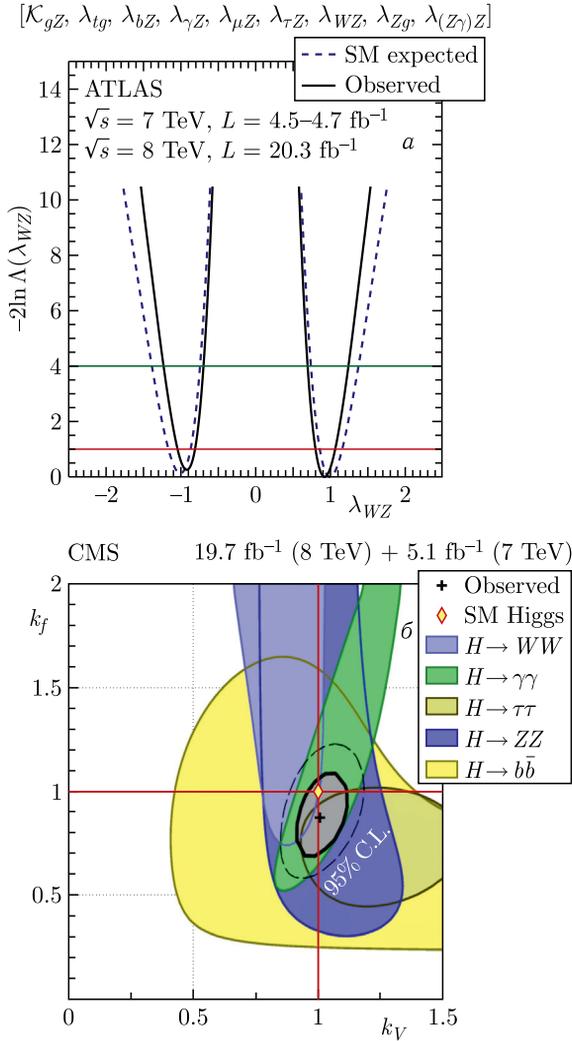


Рис. 47. а) Функция правдоподобия в зависимости от  $\lambda_{WZ}$  (отношения масштабных коэффициентов констант взаимодействия с  $W$ - и  $Z$ -бозонами), используемая для проверки остаточной симметрии на ATLAS [99]. б) Области с доверительной вероятностью 68% по каналам (цветные области) и в комбинации (толстая кривая) параметров  $k_V$  и  $k_f$ , как было измерено на CMS [89]. Крестом отмечены наиболее вероятные значения. Штриховой контур соответствует области комбинации каналов с доверительной вероятностью 95%. Ромбом показано предсказание СМ

Были исследованы два масштабных коэффициента  $k_W$  и  $k_Z$ , которые могут изменять константы взаимодействия бозона Хиггса СМ с  $W$ - и  $Z$ -бозонами, а значит, могут значительно отличаться от единицы в некоторых моделях новой физики.

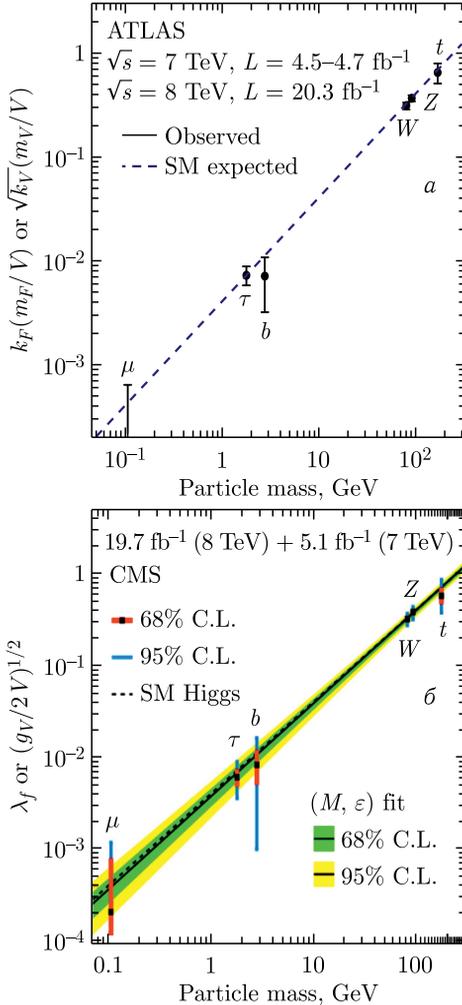


Рис. 48. *а*) Результаты аппроксимации ATLAS упрощенного масштабного коэффициента константы взаимодействия в зависимости от массы частицы при условии, что масса бозона Хиггса СМ 125,36 ГэВ. Штриховой линией показана предсказанная массовая зависимость бозона Хиггса СМ [99]. *б*) Похожие результаты CMS, но для массы бозона Хиггса 125,02 ГэВ. В обоих случаях данные подтверждают предсказания СМ о бозоне Хиггса [89]

Слияние глюонов является доминирующим механизмом рождения в каналах без струй и с одной струей  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  и в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ . Поэтому отношение числа событий в этих каналах позволяет практически модельно-независимо измерить  $\lambda_{WZ} = k_W/k_Z$ . Функция правдоподобия в зависимости от  $\lambda_{WZ}$  показана на рис. 47, а. Коллаборация CMS измерила  $\lambda_{WZ} = 0,94_{-0,18}^{+0,22}$ , значение ATLAS —  $\lambda_{WZ} = 1,00_{-0,11}^{+0,15}$ . Оба результата соответствуют предсказаниям СМ для бозона Хиггса.

В СМ взаимодействие Юкавы между бозоном Хиггса и фермионами пропорционально массе фермиона, а взаимодействие со слабыми бозонами пропорционально квадрату массы слабого бозона. Некоторые модели за рамками СМ предсказывают отличные от характерных для СМ константы взаимодействия с фермионами и массивными векторными бозонами. Эти модели можно проверить, используя общий масштабный коэффициент для всех векторных бозонов ( $k_V$ ) и всех фермионов ( $k_f$ ), проверяя их совпадение с единицей. Можно выполнить ряд проверок на совместимость двух масштабных коэффициентов, включая комбинированный анализ в различных модах распада, показанный на рис. 47, б, и получить еще раз результат, полностью соответствующий предсказаниям СМ.

Результаты различных аппроксимаций констант взаимодействий можно изобразить в зависимости от масс частиц, приведя взаимодействия Юкавы и слабых бозонов на одном графике. Так как  $g_V \sim k_V 2m_V^2/v$  и  $\lambda_f \sim k_f m_f/v$ , используя «упрощенную» константу взаимодействия слабого бозона  $\sqrt{g_V/(2v)} = k_V^{1/2} m_V/v$ , можно представить результаты для фермионов и слабых бозонов совместно, как показано на рис. 48. Несмотря на то, что ошибки для фермионных констант все еще достаточно велики, впечатляет согласие с предсказаниями СМ с точностью до нескольких порядков.

Изучение вероятностей рождения и распада, квантовых чисел спина и четности нового бозона показало, что в рамках существующих погрешностей все его свойства совпадают с предсказанными для бозона Хиггса СМ.

### 13. Поиск других частиц со свойствами бозона Хиггса на LHC

Предсказания СМ с выдающейся точностью совпадают с результатами экспериментальных наблюдений. Тем не менее эта теория неполна. После открытия бозона, согласующегося с гипотезой

тезой бозона Хиггса  $SM$  с массой 125 ГэВ, углубленное изучение нарушения электрослабой симметрии стало задачей первостепенной важности для физики частиц.

Экспериментальные направления этой физической программы включают описанное в предыдущих разделах изучение характеристик бозона Хиггса и поиск новых частиц, например, частиц расширенного хиггсовского сектора, предсказываемых некоторыми расширениями  $SM$ .

Во многих подобных расширениях хиггсовский сектор включает два скалярных дублета [100]. Один из примеров расширения  $SM$  такого типа — это модель с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM) [101]. В ней после нарушения электрослабой симметрии возникают пять физических частиц Хиггса: два нейтральных  $CP$ -четных скаляра ( $h^0, H^0$ ), один нейтральный  $CP$ -нечетный скаляр ( $A^0$ ) и два заряженных скаляра ( $H^+, H^-$ ) [102]. В контексте суперсимметричных теорий (SUSY) минимальное суперсимметричное расширение  $SM$  (MSSM) также предсказывает семейство партнеров бозона Хиггса с массами до 1 ТэВ, которые могут рождаться и наблюдаться на LHC.

Во многих из этих моделей подразумевается, что наблюдаемая частица, согласующаяся с гипотезой бозона Хиггса  $SM$  с массой 125 ГэВ, — это легчайший  $CP$ -четный нейтральный скаляр  $h^0$  (так называемый предел выравнивания). В этих моделях  $\tan\beta$  обозначает отношение значений вакуумных средних, ассоциированных с двумя дублетами бозона Хиггса. В зависимости от параметров модели (массы скалярных бозонов,  $\tan\beta$  и констант взаимодействия) нейтральный тяжелый скаляр  $h^0$  и псевдоскаляр  $A^0$  могут распадаться как на конечные состояния  $\gamma\gamma, \tau\tau, 4$  лептона,  $t\bar{t}$ , так и на электрослабые бозоны, включая недавно открытый бозон Хиггса. Относительные вероятности распадов  $h^0$  и  $A^0$  на конечные состояния, содержащие один или более бозонов Хиггса  $h^0$ , часто доминируют в кинематически доступной области.

Распад заряженного бозона Хиггса сильно зависит от его массы. При массах  $m_{H^\pm} < (m_t + m_b)$  (где  $m_t$  и  $m_b$  — массы  $t$ - и  $b$ -кварков соответственно) заряженный бозон Хиггса может рождаться в распадах топ-кварка ( $t \rightarrow H^\pm b$ ), а наиболее чувствительным конечным состоянием является распад  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$ . При массах  $m_{H^\pm} > (m_t + m_b)$  доминирует распад  $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$ , который может быть зарегистрирован в экспериментах.

ATLAS и CMS выполнили большое количество поисковых экспериментов по обнаружению нейтральных и заряженных партнеров бозона Хиггса с массой 125 ГэВ, рассматривая только что открытую частицу как фон.

Превышения числа событий не было обнаружено: экспериментальные данные в пределах погрешностей находились в согласии с предсказаниями СМ. Были установлены ограничения на сечения рождения и массу этих дополнительных скаляров. Результаты интерпретированы на основе различных реализаций.

Подробное обсуждение результатов этих исследований находится за рамками данной публикации, ниже приведены только некоторые характерные результаты.

На рис. 49 представлены наблюдаемое и ожидаемое ограничения на сечение рождения с учетом относительной вероятности распада (BR) в конечном состоянии  $\gamma\gamma$  обобщенного хиггсopodobного состояния  $\phi$ , поиски которого проводились в широком диапазоне значений  $m_{\gamma\gamma}$  от 65 до 600 ГэВ на ATLAS [103]. Проанализированные данные совпадают с предсказаниями СМ с бозоном Хиггса с массой 125 ГэВ. В рассмотренном интервале значимого превышения числа событий не наблюдалось.

На рис. 50, *a* показаны ограничения (95% C. L.), полученные CMS, на сечение рождения и распада обобщенной частицы  $\phi$ .

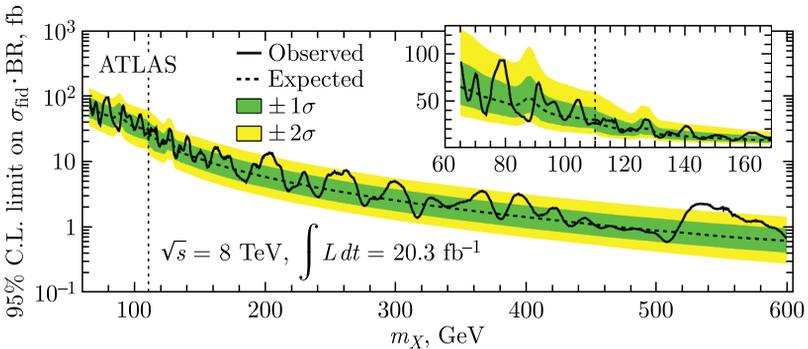


Рис. 49. Наблюдавшиеся и ожидаемые ограничения (95% C. L.) по данным ATLAS на сечение с учетом относительной вероятности распада (BR)  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$  в зависимости от массы  $m_{\gamma\gamma}$  частицы  $\phi$  в диапазоне  $65 < m_{\gamma\gamma} < 600$  ГэВ [103]. Разрыв при  $m_{\gamma\gamma} = 110$  ГэВ обусловлен различными анализами при малых и больших массах, использовавшихся для увеличения чувствительности в двух различных кинематических режимах. Зеленая и желтая области обозначают неопределенности 1 и 2  $\sigma$  на ожидаемое ограничение. На врезке показана увеличенная область ограничения

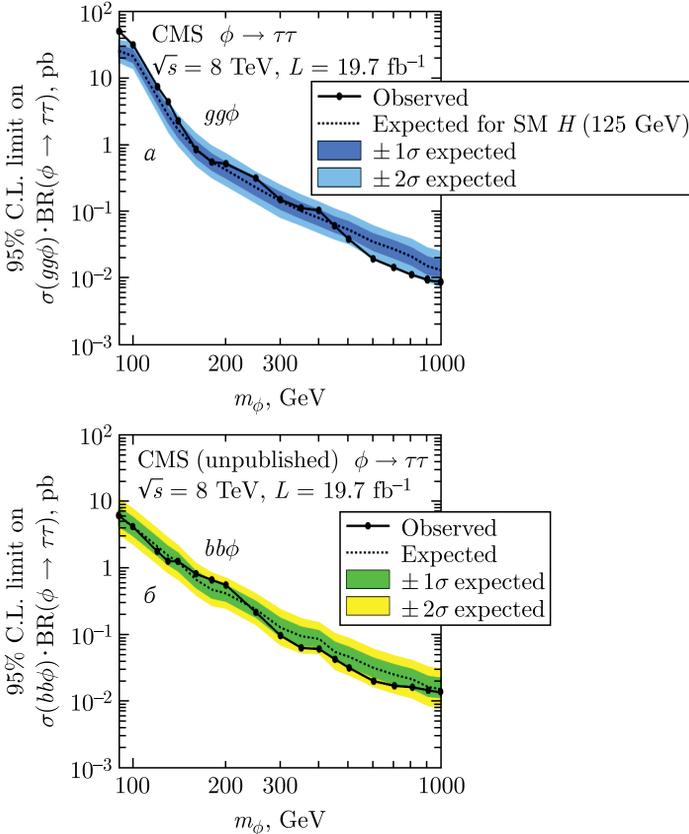


Рис. 50. Предел (95 % C. L.), установленный CMS на  $\sigma(gg\phi) \times \text{BR}(\phi \rightarrow \tau\tau)$ , где  $\phi$  обозначает обобщенное состояние, похожее на бозон Хиггса [104]. Ожидаемое ограничение также показано для фоновых вкладов, включая бозон Хиггса СМ с массой 125 ГэВ. На рис.а приведены результаты в  $ggF$ -моду рождения (оставлена свободной в аппроксимации мода ассоциированного рождения с  $b$ -кварками), на рис.б показан результат для ассоциированного механизма рождения  $bbH$  (оставлен свободным в аппроксимации вклад  $ggF$ )

Поиски частицы выполнены в распаде  $\phi \rightarrow \tau\tau$ , рассмотрены различные механизмы рождения в зависимости от массы  $\phi$ : слияние глюонов и ассоциированное с  $b$ -кварками рождение. Показано ожидаемое ограничение с учетом только процессов СМ (включая бозон  $H$  с  $m_H = 125$  ГэВ) [104].

На рис. 51 показаны результаты ATLAS по поиску заряженного бозона Хиггса в конечном состоянии  $\tau\nu$  [105]. Анализ выполнен в рамках так называемого сценария  $m_h^{\max}$ , где масса  $h^0$

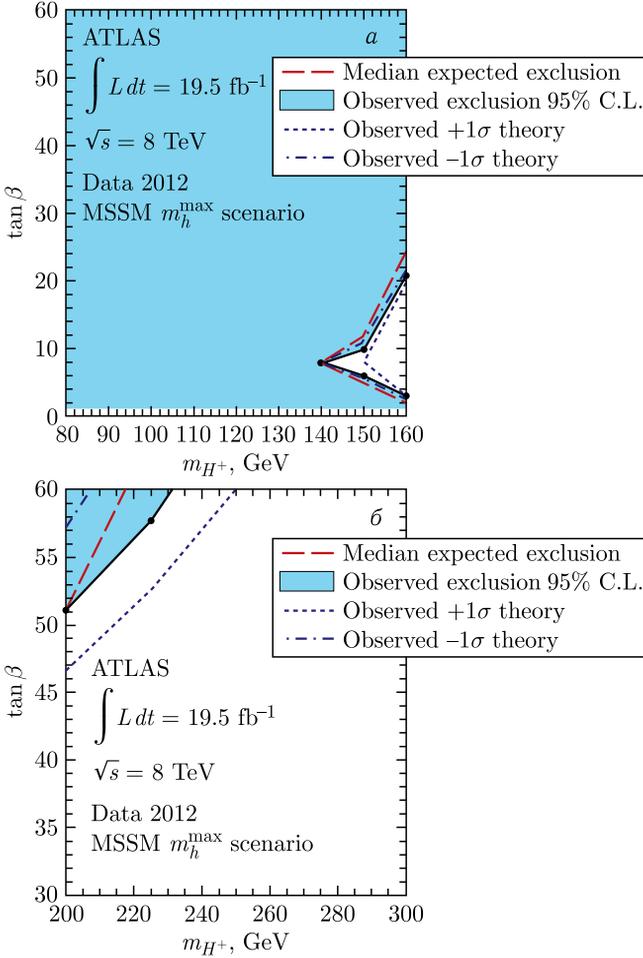


Рис. 51. Ограничения с 95 %-й доверительной вероятностью на  $\tan\beta$  в зависимости от  $m_{H^+}$  [105] по данным ATLAS. Результаты показаны для  $m_h^{\max}$  MSSM-сценария рождения  $H^+$  в области малых масс (а) и в области больших масс (б)

бозона  $m_h$  получает наибольшую возможную массу при фиксированном  $\tan\beta$  и большой массе  $A^0$  бозона [106].

## 14. Первые следствия открытия

Открытие бозона Хиггса констатирует еще один успех Стандартной модели элементарных частиц. С учетом этого фундаментального скаляра все частицы, предсказанные теорией, на

сегодняшний день открыты. Тем не менее в то время, когда мы отмечаем этот триумф, мы знаем, что даже с бозоном Хиггса  $SM$  далека от идеала. Она все еще неполна и не способна объяснить многие феномены, играющие большую роль в эволюции Вселенной: механизм, ответственный за инфляцию, источник темной материи и энергии, причины большой асимметрии материи и антиматерии, роль гравитации и т. д.

В силу вышесказанного мы знаем, что рано или поздно ответы на некоторые из этих фундаментальных вопросов будут получены, и  $SM$  станет низкоэнергетичным приближением более общей теории частиц. Сегодня нам неизвестно, на каком масштабе энергии это случится, но с настоящего времени любая теория новой физики будет ограничена необходимостью учета этого очень специфического объекта. Далее обсудим некоторые первые следствия открытия и его влияние на некоторые новые физические сценарии.

**14.1. Электрослабая вакуумная стабильность.** Вопрос стабильности электрослабого вакуума подробно изучался в течение многих лет. Теперь, когда мы знаем массу нового бозона, энергетическая эволюция константы четыреххиггсовского взаимодействия может быть изучена более детально. Недавно были выполнены обновленные вычисления во втором порядке теории возмущений [107, 108]. Измеренная масса бозона Хиггса,  $m_H = (125,09 \pm 0,24)$  ГэВ, близка к минимальному значению, обеспечивающему абсолютную стабильность электрослабого вакуума в рамках  $SM$ . Это приводит к исчезающе малой константе четыреххиггсовского взаимодействия  $\lambda$  на масштабе Планка. Стоит заметить, что при существующих центральных значениях массы топ-кварка и бозона Хиггса  $\lambda$  должна быть очень мала при  $M_{Pl}$ , в то время как полностью исчезающее значение константы самодействия бозона Хиггса маловероятно (рис. 52). Тяжелый топ-кварк и бозон Хиггса с массой 125 ГэВ указывают на электрослабый вакуум нашей Вселенной, находящийся в метастабильном состоянии. Потенциал бозона Хиггса может иметь нестабильность на уровне  $10^{(11-12)}$  ГэВ со временем жизни все еще намного большим, чем возраст Вселенной. Тем не менее, учитывая теоретические и экспериментальные ошибки, стабильность на масштабе Планка исключить нельзя.

Другие улучшения вычислений могут быть обусловлены лучшей точностью измерений ключевых параметров, а именно:  $\alpha_s$ , массы бозона Хиггса, массы топ-кварка,  $M_t$ .

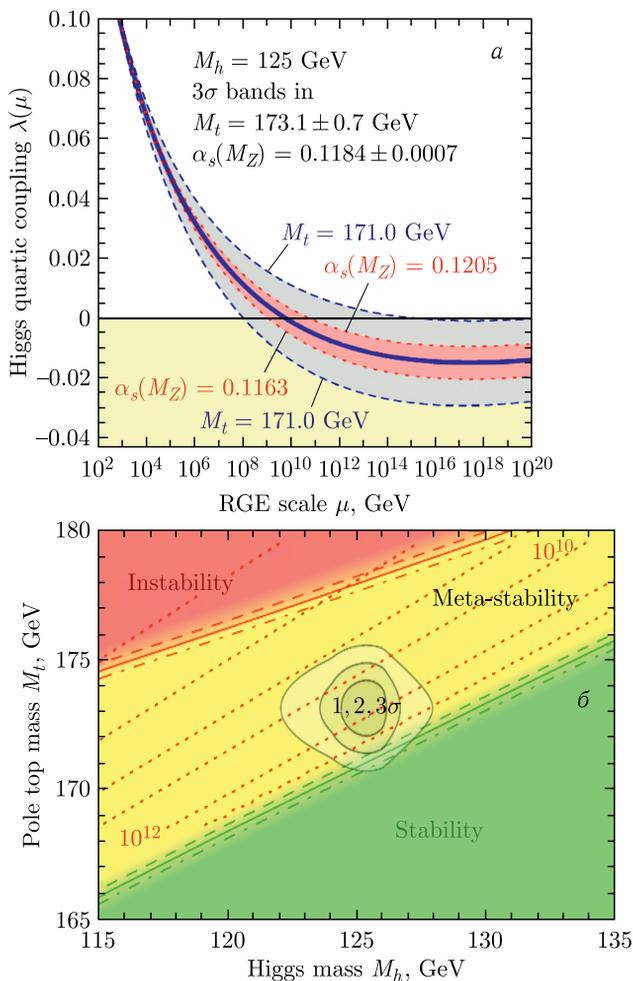


Рис. 52. а) RG-эволюция  $\lambda$  при вариации  $M_t$  и  $\alpha_s$  в пределах  $\pm 3\sigma$ . б) Области абсолютной стабильности, метастабильности и нестабильности вакуума СМ в пространстве  $M_t, M_h$ . Пунктирные цветные линии показывают масштаб нестабильности  $\Lambda$  в ГэВ при  $\alpha_s = 0,1184$  [108]

В будущем очень важно проверить гипотезу, что легкий бозон в принципе может осуществлять свое самодействие и юкавское взаимодействие с фермионами таким образом, что теория останется слабозаимодействующей до масштаба Планка без динамических проявлений за электрослабым масштабом. Если мы сможем подтвердить эту гипотезу, то это само по себе будет выдающимся открытием: впервые мы будем иметь теорию, рабо-

тающую в диапазоне 15 порядков по энергии. Следует отметить, что данный сценарий сильно ограничен необходимостью тонкой настройки констант взаимодействия бозона до четко предсказанных значений.

Прецизионные измерения констант связи могут выявить указания на существование новой физики за электрослабым масштабом. Поэтому свойства бозона Хиггса должны быть детально изучены с точностью измерения констант связи  $< 1\%$ .

Стоит заметить, что все эти исследования, в частности экстраполяция  $SM$  до масштаба Планка, требуют очень сильных допущений, которые могут быть поставлены под сомнение любым открытием новой физики.

**14.2. Может ли бозон Хиггса быть инфлатоном?** Недавно открытый бозон Хиггса — первая фундаментальная частица со свойствами скаляра. Известно, что инфляция обусловлена плотностью вакуумной энергии с отрицательным давлением, что может быть реализовано в моделях «медленно скатывающегося» скалярного поля. Поэтому гипотеза о том, что поле бозона Хиггса может выступать в таком качестве в процессе инфляции, достаточно интересна.

Это может происходить посредством различных механизмов [109–112]. Неминимальная связь материи с гравитацией может разгладить потенциал бозона Хиггса в области, близкой к  $M_{Pl}$ , при этом  $\lambda$  всегда остается положительной. В противном случае потенциал бозона Хиггса может иметь другой ложный электрослабый минимум близко к масштабу Планка. Скалярный бозон во втором (нестабильном) минимуме вначале может развить инфляцию, а на более поздних стадиях достигнуть электрослабого минимума, в котором он и находился. Интрига этого сценария заключается в том, что появление второго ложного минимума, видимо, возможно только при значениях  $m_H$ , близких к 125 ГэВ (см. рис. 53).

Кажется, что хотя обе гипотезы и возможны, они не совсем соответствуют современным данным. Новые экспериментальные измерения, как и улучшенные вычисления, являются критическими для дальнейшего развития этих гипотез.

**14.3. SUSY и легкий бозон Хиггса.** Бозон Хиггса с массой 125 ГэВ накладывает большие ограничения на многие модели новой физики, включая SUSY. В то время как в  $SM$  масса Хиггса — свободный параметр, во многих реализациях  $MSSM$ , в которых сектор Хиггса расширен и включает три нейтральных

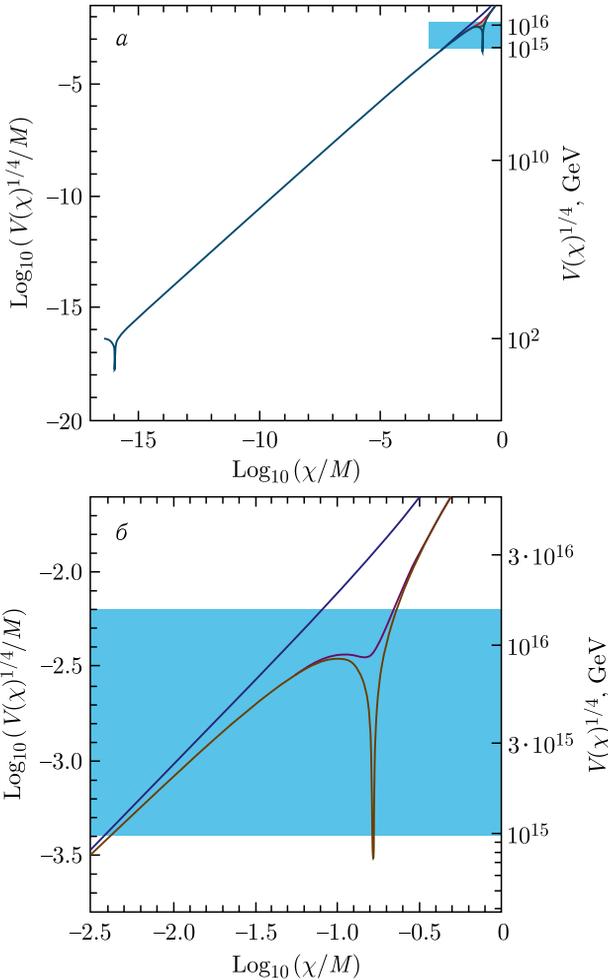


Рис. 53. а) Потенциал бозона Хиггса в зависимости от его вакуумного среднего  $\chi$ . Используемые значения  $m_t = 171,8$  ГэВ и  $m_H = 125,2, 125,158, 125,157663$  ГэВ (от верхней к нижней линии). б) Увеличение области ложного электрослабого вакуума [110]

и два заряженных бозона, легчайшая СР-четная частица Хиггса ограничена сверху по массе значениями  $m_H \leq 110\text{--}135$  ГэВ.

На рис. 54, а показано, что все еще есть вероятность, что эти достаточно тяжелые объекты существуют, но некоторые классы моделей уже исключены вследствие этого открытия [113]. Тем не менее стоит заметить, что в моделях, отвечающих всем ограниче-

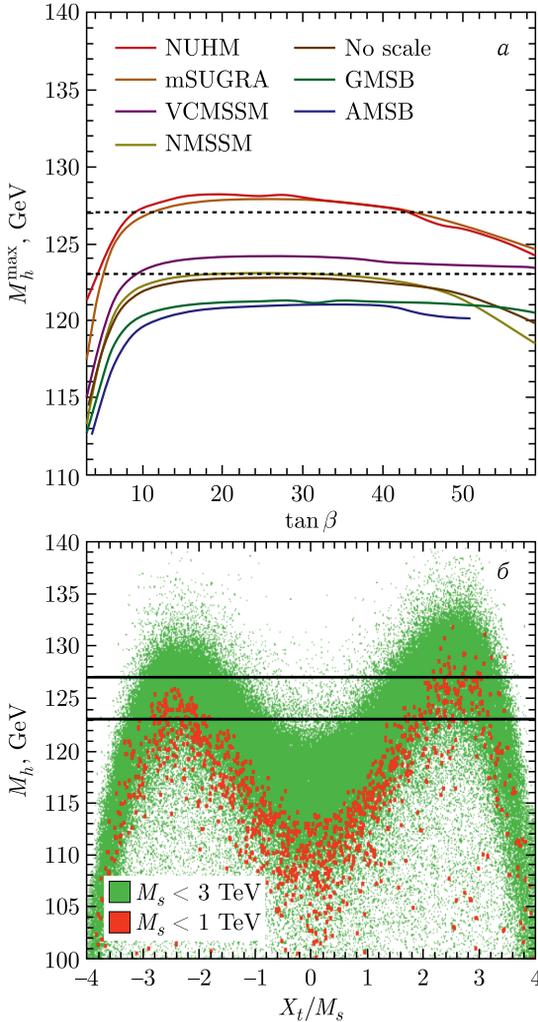


Рис. 54. а) Максимальное значение массы  $h$  в зависимости от  $\tan \beta$  для различных, ограниченных MSSM, моделей. б) Максимальное значение массы бозона  $h$  в зависимости от параметра смешивания  $X_t/M_s$  в MSSM при вариации всех остальных мягких параметров нарушения SUSY и  $\tan \beta$  [113]

ниям, отдается предпочтение большим параметрам смешивания стоп-кварка (см. рис. 54, б).

Необходимо учитывать, что виртуальные петли новых тяжелых частиц, предсказанных SUSY, изменяют взаимодействие

Хиггса, а следовательно, прецизионные измерения констант взаимодействия наложат важные дополнительные ограничения.

Комбинация прямых и непрямых поисков SUSY и последствия для SUSY от измерений констант взаимодействия нового бозона скорее всего приведут либо к открытию суперсимметрии, либо к значительному пересмотру некоторых ее парадигм.

## 15. Перспективы изучения свойств бозона Хиггса

Открытие бозона Хиггса с массой 125 ГэВ ознаменовало новую эру физики элементарных частиц. Данные, записанные к настоящему времени в рамках так называемого LHC Run-1, показали полное соответствие новой частицы бозону Хиггса, предсказанному СМ. Если подтвердится, что это элементарный объект, то эта частица будет единственным когда-либо наблюдавшимся в природе фундаментальным скаляром. Во время написания этой статьи LHC открыл новую страницу физики высоких энергий, произведя столкновения протонов с беспрецедентной энергией  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Дальнейшая модернизация машины в течение нескольких лет увеличит энергию ускорителя до проектных 14 ТэВ.

Таблица 3. Итоговые сведения по ожидаемым точностям измерения констант взаимодействия бозона Хиггса с векторными бозонами, топ-кварками и  $b$ -кварками

Гипотеза	$\Delta hVV$ , %	$\Delta h\bar{t}t$ , %	$\Delta h\bar{b}b$ , %
Смешанный синглет	6	6	6
Составной бозон Хиггса	8	Доли %	Доли %
Минимальная суперсимметрия	< 1	3	10 <sup>a</sup> , 100 <sup>b</sup>
LHC Run-1	~ 15	~ 40	~ 30
LHC (14 ТэВ, 300 фб <sup>-1</sup> )	~ 6	~ 15	~ 12

В табл.3 приведены оценки ожидаемых точностей измерения констант связи. Предполагается, что кроме бозона Хиггса, наблюдающегося на LHC, не существует других экзотических состояний, нарушающих электрослабую симметрию (таких как новые бозоны Хиггса или  $\rho$ -частица). В значениях  $\Delta h\bar{b}b$  суперсимметрии верхний индекс  $a$  относится к случаю  $\tan\beta > 20$  в предположении, что суперпартнеры не обнаружены на LHC, а верхний индекс  $b$  относится ко всем остальным случаям с максимальным значением, достигающим 100% при  $\tan\beta \simeq 5$  [114]. В четвертой строке таблицы показаны погрешности, оцененные

на данных LHC при 7 и 8 ТэВ (Run-1, только в одном эксперименте), в последней строке приведены погрешности, ожидаемые при 14 ТэВ и  $300 \text{ фб}^{-1}$  в конце физической программы на LHC в 2022 г. (на основе исследований, приведенных в [115, 116]). В результатах учтена модернизация машины, запланированная на 2018–2019 гг., чтобы увеличить мгновенную светимость до  $L = 2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и записать около  $300 \text{ фб}^{-1}$  данных.

Прецизионные измерения крайне важны для проверки свойств бозона Хиггса  $SM$ , а также поиска возможных тонких эффектов новых физических явлений. Такой подход дополняет прямые поиски новых частиц.

Один из возникающих очевидных вопросов — насколько точно нам необходимо измерять константы взаимодействия этого нового объекта с элементарными частицами. Существует большое количество статей, посвященных этой теме; к примеру, [114] указывает на различные, крайне важные сценарии новой физики: суперсимметрия, смешанный скрытый сектор бозонов Хиггса и составной бозон Хиггса.

Для достижения беспрецедентных точностей измерения констант связи бозона Хиггса потребуются большие усилия, направленные на улучшение экспериментальных измерений и теоретических вычислений.

С экспериментальной точки зрения прецизионные измерения могут быть выполнены на большой статистике, которая будет достигнута после увеличения светимости LHC, HL-LHC [117, 118]. В рамках этого проекта, который еще необходимо формально утвердить, мгновенная светимость LHC должна возрасти до значений порядка  $L = 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . По плану, начиная с 2025 г., после долгой остановки примерно на два года будет записано до  $3000 \text{ фб}^{-1}$  данных.

С теоретической точки зрения необходимо значительно уменьшить погрешности вычислений сечения рождения бозона Хиггса, связанные с неопределенностью масштаба КХД во втором порядке теории возмущений (в частности, в процессе слияния глюонов) и современным уровнем знания функций распределения партонов. Современные, предварительные  $N^3LO$  вычисления глюон-глюонных взаимодействий [119–122] показали, что погрешность сечения, обусловленная масштабом КХД, может быть уменьшена в три раза, до 3%. Схожим образом новые предварительные аппроксимации функции распределения партонов показали, что связанная с ними погрешность может быть уменьшена примерно в три раза [123].

Полная ожидаемая точность извлечения констант связи бозона Хиггса, упоминавшаяся ранее, независимо изученная на ATLAS [115] и CMS [116], показана в табл.4. В изученной модели не учитываются возможные распады бозона Хиггса, не предсказанные СМ. Отношения констант взаимодействия в основном модельно-независимы, а следовательно, они также детально изучаются на LHC и HL-LHC. Ожидаемое ухудшение некоторых эффективностей из-за большого числа первичных вершин в событии на HL-LHC (в среднем около 140 накладывающихся неупругих событий при  $L = 5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) будет в основном компенсировано общим улучшением характеристик модернизированных детекторов LHC. Более того, большая статистика, которая будет набрана на HL-LHC, позволит более точно определить фон на основе данных, а следовательно, уменьшит экспериментальную систематическую погрешность, сказавшуюся на результатах первого периода работы LHC. Также был рассмотрен сценарий с уменьшенными теоретическими погрешностями.

Таблица 4. Сводная информация по ожидаемым точностям измерения констант бозона Хиггса с векторными бозонами ( $W$ ,  $Z$  и  $\gamma$ ),  $t$ - и  $b$ -кварками,  $\tau$ -лептонами и мюонами на LHC для двух сценариев набора светимости,  $L = 300$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$  соответственно. В этой модели не разрешены моды распада бозона Хиггса, запрещенные СМ. Приведенные результаты основаны на предсказаниях, доступных в [115, 116]

Светимость	$\Delta hVV, \%$	$\Delta h\bar{b}b, \%$	$\Delta h\bar{t}t, \%$	$\Delta h\bar{\tau}\tau, \%$	$\Delta h\mu\mu, \%$
$L = 2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , 300 фб <sup>-1</sup>	6	12	15	10	22
$L = 5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , 3000 фб <sup>-1</sup>	3	5	7	5	8

Необходимо заметить, что предполагаемые показатели, доступные на сегодняшний день на ATLAS и CMS, основаны на анализе данных, набранных на момент открытия. Они не учитывают улучшения, которые могут быть получены в результате более тщательного анализа и изучения некоторых дополнительных процессов, не включенных в предыдущие результаты, полученные на основе данных при 7 и 8 ТэВ.

Для измерений констант связи бозона Хиггса с точностью на уровне долей процента скорее всего потребуются специализированные проекты, например, эксперименты на новом электрон-позитронном коллайдере. Более того, столкновения электронов и позитронов позволят напрямую измерить ширину невидимых

распадов бозона Хиггса и прецизионно измерить естественную ширину, зависящую от деталей модели в меньшей степени.

Самовзаимодействие бозона Хиггса играет важнейшую роль в проверке причин нарушения электрослабой симметрии. В СМ значение константы самодействия полностью определено, когда определена масса бозона Хиггса. На коллайдерах она может быть экспериментально найдена в измерении рождения пар бозонов Хиггса. Эти процессы крайне редкие, и измерение очень сложное, тем не менее это крайне важно, так как данный параметр очень чувствителен к эффектам, предсказанным несколькими теоретическими реализациям физики за рамками СМ.

Полное сечение рождения  $HH$  в СМ на LHC предсказано на уровне 41 фб (с ошибкой в  $\pm 8,5\%$  из-за неопределенности масштаба КХД и  $\pm 7\%$  из-за PDF +  $\alpha_S$ ) [124, 125]. При  $3000 \text{ фб}^{-1}$  на HL-LHC будет рождено 120 тыс. пар бозонов Хиггса. Возможно существование многих конечных состояний, но для экспериментальных измерений доступно только ограниченное количество процессов [126, 127]. Во многих случаях результаты предварительных анализов оказываются ограничены статистикой. Поэтому, вероятно, чтобы получить свидетельство рождения  $HH$  на HL-LHC и изучить его, будет недостаточно простой комбинации многих различных конечных состояний. Возможно, потребуется развитие новых идей и, скорее всего, комбинация результатов двух универсальных экспериментов.

В любом случае результаты по  $HH$  на HL-LHC будут единственными доступными по этому важному процессу в течение нескольких десятилетий. Любой будущий коллайдер должен будет иметь энергию столкновений в 1 ТэВ (или более) для  $e^+e^-$ -машин или минимум 50 ТэВ для адронных коллайдеров, чтобы получить результаты значительно лучшие, чем ожидаемые на HL-LHC.

Физиками активно обсуждаются будущие установки для исследовательской программы физики высоких энергий, например, в «Обновлении европейской стратегии по физике элементарных частиц» [128], в докладе «Particle Physics Project Prioritisation Panel (P5)» [129] и в недавнем информационном документе «What is next: White Paper of the INFN-CSN1» [130].

Подходящее решение будет принято научным сообществом после получения результатов при 13 ТэВ, чтобы иметь экспериментальные данные для определения дальнейшей стратегии.

В заключение мы подводим итоги наиболее важных ожидаемых этапов в изучении бозона с массой 125 ГэВ в сценарии, подразумевающим получение  $3000 \text{ фб}^{-1}$  данных на LHC:

- 100 фб<sup>-1</sup> данных:
  - наблюдение распадов бозона Хиггса  $H \rightarrow \tau\tau$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$ ;
  - доказательства рождения  $ttH$ ;
  - дифференциальные сечения;
- 300 фб<sup>-1</sup> данных:
  - возможное наблюдение рождения  $ttH$ ;
  - доказательства наблюдения  $H \rightarrow \mu\mu$ ;
  - прецизионные измерения констант связи бозона Хиггса с точностью около 10 %;
- 3000 фб<sup>-1</sup> данных:
  - наблюдение рождения  $ttH$ ;
  - наблюдение  $H \rightarrow \mu\mu$  и  $H \rightarrow Z\gamma$ ;
  - прецизионные измерения констант связи бозона Хиггса с точностью до нескольких процентов;
  - доказательства наблюдения рождения  $HH$ .

## Заключение

В 2012 г. в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН была открыта новая незаряженная частица с массой  $m_H = (125,09 \pm 0,21(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.}))$  ГэВ, чьи свойства на сегодняшний день полностью совпадают (в пределах теоретических и экспериментальных погрешностей) с предсказанными СМ для бозона Хиггса с соответствующей массой. Вся доступная в настоящее время информация подтверждает гипотезу, что открыто фундаментальное скалярное поле, которое проникает во все уголки нашей Вселенной.

После открытия этой новой частицы СМ закончена и все ее главные параметры могут быть экспериментально измерены. Таким образом, эта теория может быть полностью подтверждена или опровергнута современными и будущими прецизионными измерениями. Это беспрецедентная ситуация в физике высоких энергий, открывающая новые направления исследований в попытке понять материю и Вселенную.

В этом контексте крайне важно выявить истинную природу нового бозона и ответить на открытые вопросы, которые уже поставлены: единственна ли эта новая частица или существуют другие подобные партнеры? она элементарна или имеет структуру? точно ли это бозон Хиггса, или малая аномалия ее свойств укажет на существование новой физики за рамками СМ?

Реализация научной программы, разрабатываемой для ответа на эти вопросы, потребует большого количества данных при

максимально возможной энергии столкновений на ЛНС. Эти данные позволят осуществить поиск новых явлений на масштабе энергий в несколько тераэлектронвольт и измерить константы связи частицы с массой 125 ГэВ с элементарными фермионами и бозонами с точностью в несколько процентов. Этот новый набор результатов прольет свет на глубину природы новой частицы, что даст важную информацию для определения стратегии создания новых установок в рамках исследований по физике элементарных частиц.

### Список литературы

1. *Glashow S.L.* Partial Symmetries of Weak Interactions // Nucl. Phys. 1961. V. 22. P. 579–588.
2. *Weinberg S.* A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1264–1266.
3. *Salam A.* Weak and Electromagnetic Interactions in Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity / Ed. N. Svartholm. Almqvist & Wiksell, 1968.
4. *'t Hooft G., Veltman M.J.G.* Regularization and Renormalization of Gauge Fields // Nucl. Phys. B. 1972. V. 44. P. 189–213.
5. *Gaillard M.K., Grannis P.D., Sciulli F.J.* The Standard Model of Particle Physics // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S96–S111.
6. *Beringer J. et al.* // Rev. Part. Phys. (RPP). Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 010001.
7. *Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V.* A Historical Profile of the Higgs Boson. KCL-PH-TH-2012-04, LCTS-2012-01, CERN-PH-TH-2012-009, LBNL, UCB-PTH-12-01, ACT-1-12, MIFPA-12-01. 2012.
8. *Tonelli G.* The Seven Months That Changed Physics: The Discovery of the Higgs Boson and Its Implications for High Energy Physics // Europhys. News. 2012. V. 43, No. 5. P. 20–25.
9. *Checchia P.* Implications of a 125 GeV Higgs Boson // Intern. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30(07). P. 1530003.
10. *'t Hooft G.* Renormalizable Lagrangians for Massive Yang–Mills Fields // Nucl. Phys. B. 1971. V. 35(1). P. 167–188.
11. *Goldstone J.* Field Theories with Superconductor Solutions // Nuovo Cim. 1961. V. 19. P. 154–164.
12. *Sundaresan M.K., Watson P.J.S.* Higher-Order Vacuum Polarization Corrections in Muonic Atoms // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1122–1122.

13. *Adler S.L., Dashen R.F., Treiman S.B.* Comments on Proposed Explanations for the Mu-Mesic Atom x-Ray Discrepancy // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10. P. 3728.
14. *Sato K., Sato H.* Higgs Meson Emission from a Star and a Constraint on Its Mass // *Prog. Theor. Phys.* 1975. V. 54. P. 1564–1565.
15. *Kohler D., Watson B.A., Becker J.A.* Experimental Search for a Low-Mass Scalar Boson // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 33. P. 1628–1631.
16. *Barbieri R., Ericson T.E.O.* Evidence against the Existence of a Low Mass Scalar Boson from Neutron–Nucleus Scattering // *Phys. Lett. B.* 1975. V. 57(3). P. 270–272.
17. *Hasert F.J. et al.* Observation of Neutrino Like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment // *Phys. Lett. B.* 1973. V. 46. P. 138–140.
18. *Hasert F.J. et al.* Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering // *Phys. Lett. B.* 1973. V. 46(1). P. 121–124.
19. *Aubert J.J. et al.* Experimental Observation of a Heavy Particle // *J. Adv. Exp. Phys.* 1976. V. 5. P. 128.
20. *Augustin J.E. et al.* Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 33. P. 1406–1408.
21. *Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V.* A Phenomenological Profile of the Higgs Boson // *Nucl. Phys. B.* 1976. V. 106. P. 292–340.
22. *Trost H. (for the Crystal Ball Collab.)* // Proc. of the 22nd Intern. Conf. on High Energy Physics. V. 1 / Eds.: A. Meyer, E. Wieczorek. July 19–25, 1984, Leipzig, Zeuthen, East Germany, Akad. Wiss., 1984.
23. *Jens H.K. (CUSB Collab.)* // Proc. of the XXIV Intern. Conf. on High Energy Physics. Munich, Fed. Rep. of Germany, Aug. 4–10, 1988. 1989.
24. *Alam M.S. et al.* Search for a Neutral Higgs Boson in  $B$  Meson Decay // *Phys. Rev. D.* 1989. V. 40. P. 712–720.
25. *Egli S. et al.* Measurement of the Decay  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$  and Search for a Light Higgs Boson // *Phys. Lett. B.* 1989. V. 222. P. 533.
26. *Buskalic D. et al.* Mass Limit for the Standard Model Higgs Boson with the Full LEP-1 ALEPH Data Sample // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 384. P. 427–438.
27. *Abreu P. et al.* Search for the Standard Model Higgs Boson in  $Z_0$  Decays // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 421. P. 3–37.
28. *Acciarri M. et al.* Search for Neutral Higgs Boson Production through the Process  $e^+e^- \rightarrow Z^*H_0$  // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 385. P. 454–470.

29. *Alexander G. et al.* Search for Neutral Higgs Bosons in  $Z_0$  Decays Using the OPAL Detector at LEP // *Z. Phys. C.* 1997. V.73. P. 189–199.
30. *ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collabs.*, the LEP Working Group for Higgs Boson Searches. Searches for Higgs Bosons: Preliminary Combined Results Using LEP Data Collected at Energies up to 202 GeV. CERN-EP/2000-055. 2000 (unpublished).
31. *Barate R. et al.* Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP // *Phys. Lett. B.* 2003. V. 565. P. 61–75.
32. *Tevatron Higgs Working Group.* Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to  $8.6 \text{ fb}^{-1}$  of Data. FERMILAB-CONF-11-354-E. 2011.
33. *Goebel M.* Status of the Global Fit to Electroweak Precision Data // *PoS-ICHEP.* 2010. P. 570.
34. *Asner A. et al.* ECFA–CERN Workshop on Large Hadron Collider in the LEP Tunnel, Lausanne and CERN, Geneva, Switzerland, March 21–27, 1984: Proceedings. 1. CERN-84-10-V-1, ECFA-84-85, CERN-YELLOW-84-10-V-1. 1984.
35. *Evans L.* The Large Hadron Collider from Conception to Commissioning: A Personal Recollection // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2010. V. 3. P. 261–280.
36. *Bruning O. S. et al.* LHC Design Report. 1. The LHC Main Ring. CERN-2004-003-V-1, CERN-2004-003. 2004.
37. *Bruning O. S. et al.* LHC Design Report. 1. The LHC Main Ring. CERN-2004-003-V-2, CERN-2004-003. 2004.
38. *Benedikt M. et al.* LHC Design Report. 3. The LHC Injector Chain. CERN-2004-003-V-3, CERN-2004-003. 2004.
39. *Aad G. et al.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // *JINST.* 2008. V. 3. P. S08003.
40. *Chatrchyan S. et al.* The CMS Experiment at the CERN LHC // *JINST.* 2008. V. 3. P. S08004.
41. *Alves A. A., Jr., et al.* The LHCb Detector at the LHC // *JINST.* 2008. V. 3. P. S08005.
42. *Aamodt K. et al.* The ALICE Experiment at the CERN LHC // *JINST.* 2008. V. 3. P. S08002.
43. *Anelli G. et al.* The Totem Experiment at the CERN Large Hadron Collider // *J. Instr.* 2008. V. 3(08). P. S08007.
44. *Adriani O. et al.* The LHCf Detector at the CERN Large Hadron Collider // *J. Instr.* 2008. V. 3(08). P. S08006.
45. *Dittmaier S. et al.* Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables. 2011.
46. *Heuer R.* The LHC and Beyond — Past, Present and Future // *Proc. of the 5th Conf. on Physics at the LHC, PLHC2010.* DESYPROC-2010-01. 2010.

47. Aad G. et al. Measurement of the  $W \rightarrow \ell\nu$  and  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$  Production Cross Sections in Proton–Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2010. V. 1012. P. 060.
48. Khachatryan V. et al. Measurements of Inclusive  $W$  and  $Z$  Cross Sections in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // JHEP. 2011. V. 1101. P. 080.
49. Aad G. et al. Measurement of the Production Cross Section of Jets in Association with a  $Z$  Boson in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2013. V. 1307. P. 032.
50. Chatrchyan S. et al. Measurement of the Triple-Differential Cross Section for Photon+Jets Production in Proton–Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // JHEP. 2014. V. 1406. P. 009.
51. Aad G. et al. Measurement of Multi-Jet Cross Sections in Proton–Proton Collisions at a 7 TeV Center-of-Mass Energy // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1763.
52. Chatrchyan S. et al. Measurement of the  $t\bar{t}$  Production Cross Section in  $pp$  Collisions at 7 TeV in Lepton+Jets Events Using  $b$ -Quark Jet Identification // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 092004.
53. Aad G. et al. Comprehensive Measurements of  $t$ -Channel Single Top-Quark Production Cross Sections at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector // Phys. Rev. D. 2014. V. 90(11). P. 112006.
54. Chatrchyan S. et al. Measurement of the  $W^+W^-$  Cross Section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and Limits on Anomalous  $WW$  and  $WWZ$  Couplings // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73(10). P. 2610.
55. Aad G. et al. Measurement of  $ZZ$  Production in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and Limits on Anomalous  $ZZZ$  and  $ZZ$  Couplings with the ATLAS Detector // JHEP. 2013. V. 1303. P. 128.
56. Aad G. et al. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead–Lead Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 252303.
57. Chatrchyan S. et al. Observation and Studies of Jet Quenching in Pb–Pb Collisions at Nucleon–Nucleon Center-of-Mass Energy = 2.76 TeV // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024906.
58. Airapetian A. et al. ATLAS: Detector and Physics Performance Technical Design Report. V.2. CERN-LHCC-99-15, ATLAS-TDR-15. 1999.
59. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). The CMS Physics Reach for Searches at 7 TeV. CMS-NOTE-2010-008, CERN-CMS-NOTE-2010-008. 2010.
60. Chatrchyan S. et al. Measurement of the Properties of a Higgs Boson in the Four-Lepton Final State // Phys. Rev. D. 2014. V. 89(9). P. 092007.

61. *Nisati A.* Standard Model Higgs Boson Searches with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider // *Pramana*. 2012. V. 79. P. 541553.
62. *Aad G. et al.* Combined Search for the Standard Model Higgs Boson in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 032003.
63. *Chatrchyan S. et al.* Combined Results of Searches for the Standard Model Higgs Boson in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 710. P. 26–48.
64. *Chatrchyan S. et al.* Search for the Standard Model Higgs Boson Decaying into Two Photons in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 710. P. 403425.
65. *Gross E., Vitells O.* Trial Factors or the Look Elsewhere Effect in High Energy Physics // *Eur. Phys. J. C*. 2010. V. 70. P. 525530.
66. *Aad G. et al.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 716. P. 129.
67. *Chatrchyan S. et al.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 716. P. 3061.
68. *Chatrchyan S. et al.* Observation of a New Boson with Mass Near 125 GeV in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV // *JHEP*. 2013. V. 1306. P. 081.
69. *Bernstein S. N.* Demonstration du Theoreme de Weierstrass Fondée sur le Calcul des Probabilites // *Comm. Soc. Math. Kharkov* 13, 1912.
70. *Gaiser J.* Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the  $J/\Psi$  and  $\Psi'$ . PhD thesis, SLAC-R-255. SLAC, 1982.
71. *Aad G. et al.* Search for the Higgs Boson in the  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  Decay Channel in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 111802.
72. *ATLAS and CMS Collabs.* Higgs Boson Search Combination in Summer 2011. Techn. Rep. <http://cds.cern.ch/record/1375842>. ATLAS and CMS, 2011.
73. *Aad G. et al.* Measurement of Higgs Boson Production in the Diphoton Decay Channel in  $pp$  Collisions at Center-of-Mass Energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. D*. 2014. V. 90(11). P. 112015.
74. *Khachatryan V. et al.* Observation of the Diphoton Decay of the Higgs Boson and Measurement of Its Properties // *Eur. Phys. J. C*. 2014. V. 74(10). P. 3076.
75. *Aad G. et al.* Measurements of Higgs Boson Production and Couplings in the Four-Lepton Channel in  $pp$  Collisions at Center-of-Mass Energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91(1). P. 012006.

76. Aad G. et al. Observation and Measurement of Higgs Boson Decays to  $WW$  with the ATLAS Detector. CERN-PH-EP-2014-270. 2014.
77. Chatrchyan S. et al. Measurement of Higgs Boson Production and Properties in the  $WW$  Decay Channel with Leptonic Final States // JHEP. 2014. V. 1401. P. 096.
78. Aad G. et al. Evidence for the Higgs-Boson Yukawa Coupling to Tau Leptons with the ATLAS Detector // JHEP. 2015. V. 1504. P. 117.
79. Chatrchyan S. et al. Evidence for the 125 GeV Higgs Boson Decaying to a Pair of  $\tau$  Leptons // JHEP. 2014. V. 1405. P. 104.
80. Chatrchyan S. et al. Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with a  $W$  or a  $Z$  Boson and Decaying to Bottom Quarks // Phys. Rev. D. 2014. V. 89(1). P. 012003.
81. Aad G. et al. Search for the  $b\bar{b}$  Decay of the Standard Model Higgs Boson in Associated ( $W/Z$ ) $H$  Production with the ATLAS Detector // JHEP. 2015. V. 1501. P. 069.
82. Chatrchyan S. et al. Evidence for the Direct Decay of the 125 GeV Higgs Boson to Fermions // Nature Phys. 2014. V. 10. P. 557–560.
83. Khachatryan V. et al. Search for the Associated Production of the Higgs Boson with a Top-Quark Pair // JHEP. 2014. V. 09. P. 087; Erratum: JHEP. 2014. V. 10. P. 106.
84. Aad G. et al. Search for the Standard Model Higgs Boson Decay to  $\mu^+\mu^-$  with the ATLAS Detector // Phys. Lett. B. 2014. V. 738. P. 68–86.
85. Aad G. et al. Search for  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Produced in Association with Top Quarks and Constraints on the Yukawa Coupling between the Top Quark and the Higgs Boson Using Data Taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS Detector // Phys. Lett. B. 2015. V. 740. P. 222–242.
86. Aad G. et al. Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with Top Quarks and Decaying into  $b\bar{b}$  in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector. CERN-PH-EP-2015-047, 2015.
87. Aad G. et al. Search for the Associated Production of the Higgs Boson with a Top Quark Pair in Multilepton Final States with the ATLAS Detector. CERN-PH-EP-2015-109, 2015.
88. Aad G. et al. Measurement of the Higgs Boson Mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  Channels with the ATLAS Detector Using  $25 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  Collision Data // Phys. Rev. D. 2014. V. 90(5). P. 052004.
89. Khachatryan V. et al. Precise Determination of the Mass of the Higgs Boson and Tests of Compatibility of Its Couplings with the Standard Model Predictions Using Proton Collisions at 7 and 8 TeV // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75(5). P. 212.

90. Aad G. et al. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 191803.
91. Khachatryan V. et al. Constraints on the Higgs Boson Width from Off-Shell Production and Decay to  $Z$ -Boson Pairs // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 64.
92. Aad G. et al. Constraints on the Off-Shell Higgs Boson Signal Strength in the High-Mass  $ZZ$  and  $WW$  Final States with the ATLAS Detector. CERN-PH-EP-2015-026. 2015.
93. Aad G. et al. Study of the Spin and Parity of the Higgs Boson in Diboson Decays with the ATLAS Detector // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75(10). P. 476.
94. Aad G. et al. Evidence for The Spin-0 Nature of the Higgs Boson Using ATLAS Data // Phys. Lett. B. 2013. V. 726. P. 120–144.
95. Aad G. et al. Determination of Spin and Parity of the Higgs Boson in the  $WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$  Decay Channel with the ATLAS Detector // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75(5). P. 231.
96. Chatrchyan S. et al. Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to  $Z$  Boson Pairs // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110(8). P. 081803.
97. Heinemeyer S. et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties. CERN-2013-004, FERMILAB-CONF-13-667-T, 2013.
98. Aad G. et al. Measurements of Higgs Boson Production and Couplings in Diboson Final States with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2013. V. 726. P. 88–119.
99. Aad G. et al. Measurements of the Higgs Boson Production and Decay Rates and Coupling Strengths Using  $pp$  Collision Data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV in the ATLAS Experiment // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 6.
100. Branco G.C. et al. Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // Phys. Rep. 2012. V. 516. P. 1–102.
101. Craig N., Thomas S. Exclusive Signals of an Extended Higgs Sector // JHEP. 2012. V. 1211. P. 083.
102. Craig N. et al. Multi-Lepton Signals of Multiple Higgs Bosons // JHEP. 2013. V. 1302. P. 033.
103. Aad G. et al. Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range 65–600 GeV with the ATLAS Detector in  $pp$  Collision Data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113(17). P. 171801.
104. Khachatryan V. et al. Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to a Pair of Tau Leptons in  $pp$  Collisions // JHEP. 2014. V. 1410. P. 160.
105. Aad G. et al. Search for charged Higgs Bosons Decaying via  $H^\pm \pm \rightarrow \tau^\pm \nu$  in Fully Hadronic Final States Using  $pp$  Collision Data

- at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2015. V. 1503. P. 088.
106. *Carena M. et al.* MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios after the Discovery of a Higgs-Like Particle // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73(9). P. 2552.
  107. *Elias-Miro J. et al.* Higgs Mass Implications on the Stability of the Electroweak Vacuum // Phys. Lett. B. 2012. V. 709. P. 222–228.
  108. *Degrassi G. et al.* Higgs Mass and Vacuum Stability in the Standard Model at NNLO // JHEP. 2012. V. 08. P. 098.
  109. *Bezrukov F. L., Shaposhnikov M.* The Standard Model Higgs Boson as the Inflaton // Phys. Lett. B. 2008. V. 659. P. 703–706.
  110. *Masina I., Notari A.* Standard Model False Vacuum Inflation: Correlating the Tensor-to-Scalar Ratio to the Top Quark and Higgs Boson Masses // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 191302.
  111. *Hamada Yu.* Standard Model Criticality and Higgs Inflation. arXiv:1504.04246. 2015.
  112. *Notari A.* Higgs Mass and Gravity Waves in Standard Model False Vacuum Inflation // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 063527.
  113. *Arbey A. et al.* Implications of a 125 GeV Higgs for Supersymmetric Models // Phys. Lett. B. 2012. V. 708. P. 162169.
  114. *Gupta R. S., Rzehak H., Wells J. D.* How Well Do We Need to Measure Higgs Boson Couplings? // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 095001.
  115. *ATLAS Collab.* Projections for Measurements of Higgs Boson Signal Strengths and Coupling Parameters with the ATLAS Detector at a HL-LHC. ATL-PHYS-PUB-2014-016. 2014.
  116. *CMS Collab.* Projected Performance of an Upgraded CMS Detector at the LHC and HL-LHC: Contribution to the Snowmass Process. CMSNOTE-13-002. 2013.
  117. *Rossi L., Bruning O.* High Luminosity Large Hadron Collider: A Description for the European Strategy Preparatory Group. ATS-2012-236. 2012.
  118. *Bruning O., Rossi L.* The High Luminosity Large Hadron Collider: The New Machine for Illuminating the Mysteries of Universe. World Sci., 2015.
  119. *Charalampos A. et al.* Total Cross-Section for Higgs Boson Hadroproduction with Anomalous Standard Model Interactions // JHEP. 2011. V. 1112. P. 058.
  120. *Charalampos A. et al.* Higgs Boson Gluon–Fusion Production at Threshold in N3LO QCD // Phys. Lett. B. 2014. V. 737. P. 325328.
  121. *Charalampos A. et al.* Higgs Boson Gluon–Fusion Production beyond Threshold in N3LO QCD // JHEP. 2015. V. 1503. P. 091.
  122. *Charalampos A. et al.* Higgs Boson Gluon–Fusion Production in QCD at Three Loops // Phys. Rev.Lett. 2015. V. 114(21). P. 212001.

123. *Forte S.* Talk at the XXIII Intern. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, 2015.
124. *de Florian D., Mazzitelli J.* Higgs Boson Pair Production at Next-to-Next-to-Leading Order in QCD // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 201801.
125. *Grigo J., Melnikov K., Steinhauser M.* Virtual Corrections to Higgs Boson Pair Production in the Large Top Quark Mass Limit // *Nucl. Phys. B.* 2014. V. 888. P. 1729.
126. *ATLAS Collab.* Prospects for Measuring Higgs Pair Production in the Channel  $H(\rightarrow \gamma\gamma)H(\rightarrow b\bar{b})$  Using the ATLAS Detector at the HL-LHC. ATL-PHYS-PUB-2014-019. 2014.
127. *CMS Collab.* Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector. CERN-LHCC-2015-010; LHCC-P-008. 2015.
128. *Krammer M.* The Update of the European Strategy for Particle Physics // *Phys. Scripta.* 2013. V. 2013(T158). P. 014019.
129. Report of the Particle Physics Project Prioritization Panel (p5). U. S. Department of Energy, 2014.
130. *Andreazza A. et al.* What Next: White Paper of the INFN-CSN1 // *Frascati Phys. Ser.* 2015. V. 60. P. 1302.

*8 октября 2013 г. Нобелевская премия по физике была присуждена Франсуа Энглеру и Питеру Хиггсу за «теоретическое открытие механизма, который помогает нам понять происхождение масс субатомных частиц и который был недавно подтвержден благодаря открытию предсказанной элементарной частицы в экспериментах ATLAS и CMS в ЦЕРН на Большом адронном коллайдере».*

## Об авторах



**Алеандро Нисати** — директор по научным исследованиям Национального института ядерной физики (Римское подразделение). Его научная деятельность полностью связана с экспериментами, проводимыми в ЦЕРН.

Нисати начал свою научную работу в эксперименте UA1 на протонном суперсинхротроне ( $Spp\bar{S}$ ) и сыграл значительную роль в эксперименте с фиксированной мишенью WA92/Beatrice.

Большая часть его деятельности посвящена разработке программы исследований протон-протонных столкновений на Большом адронном коллайдере (LHC), новаторскому мюонному триггеру и исследованиям для

проведения точных измерений с мюонами, а также подготовке физического анализа для поиска бозона Хиггса на LHC.

Он был ключевой фигурой в разработке эксперимента ATLAS. На стадии подготовки эксперимента он решил важнейшие задачи, сделав большой вклад в разработку детекторов и их экспериментальную проверку на тестовом пучке, а также был одним из координаторов группы, занимавшейся подготовкой поиска бозона Хиггса.

После запуска LHC Нисати избран координатором по физическим исследованиям коллаборации ATLAS. Первые два года он руководил анализом собранных данных. Роль Нисати была особенно важна в тех исследованиях, которые привели к открытию бозона Хиггса, о котором было объявлено коллаборациями ATLAS и CMS в июле 2012 г.

Кроме того, он многое сделал для изучения свойств новой частицы.

В настоящее время Нисати занимается модернизацией установки ATLAS для работы при большой светимости на HL-LHC.



**Гвидо Тонелли** — профессор обшей физики в Университете Пизы (Италия) и приглашенный ученый в ЦЕРН. Научная деятельность связана с экспериментами в области физики высоких энергий NA1, NA7 и ALEPH в ЦЕРН и с экспериментом CDF во FNAL (Батавия, Иллинойс, США). Среди его научных достижений — первые точные измерения времени жизни очарованных мезонов, точные проверки Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, поиск бозона Хиггса, а также поиск различных характерных проявлений суперсимметрии или новой физики за пределами Стандартной модели. С начала 1990-х гг. его деятельность в основном связана с компактным мюонным соленоидом (CMS) —

экспериментом, предложенным для Большого адронного коллайдера в ЦЕРН (Женева, Швейцария). Он участвует в разработке концепции CMS, где важное место занимает его оригинальная идея центрального трекера, полностью основанного на полупроводниковых детекторах. В 2010–2011 гг. он являлся руководителем коллаборации CMS и сыграл ключевую роль в открытии бозона Хиггса в эксперименте CMS.

13 декабря 2011 г. вместе с Фабиолой Джанотти, руководителем коллаборации ATLAS, он представил на специальном семинаре в ЦЕРН первое свидетельство наблюдения бозона Хиггса с массой около 125 ГэВ. Сигнал 125 ГэВ также появился в новых данных при 8 ТэВ, собранных весной 2012 г., и в сочетании с данными 2011 г. при 7 ТэВ статистическая значимость сигнала достигла порога  $5\sigma$ , необходимого для объявления о новом открытии. Таким образом, 4 июля 2012 г. коллаборации ATLAS и CMS официально объявили об открытии бозона Хиггса на LHC. 14 марта 2013 г. новые результаты, представленные ATLAS и CMS на конференции Moriond в Ла-Тюиле (Италия), подтвердили, что все наблюдения согласуются с гипотезой и наблюдаемая частица действительно является бозоном Хиггса Стандартной модели.

Научное издание  
ФИЗИКА НА LHC  
**НИСАТИ Алеандро**  
**ТОНЕЛЛИ Гвидо**  
**Открытие бозона Хиггса**  
**на Большом адронном коллайдере**

Редактор *Е. В. Сабаева*  
Компьютерная верстка и графика *Т. А. Агишевой*

Подписано в печать 8.06.2018.  
Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 7,4. Уч.-изд. л. 7,5. Тираж 400 экз.  
Заказ №59415

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6  
E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)