

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 26 февраля 2014 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409g.0985

26 февраля 2014 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Боос Э.Э.** (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Стандартная модель и предсказания для бозона Хиггса.*

2. **Зайцев А.М.** (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва). *Эксперимент ATLAS: бозон Хиггса и Стандартная модель.*

3. **Ланёв А.В.** (Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.). *Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики.*

4. **Казаков Д.И.** (Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.). *Хиггсовский бозон открыт: что дальше?*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 3 и 4, публикуются ниже. Расширенный обзор по теме доклада 2 будет опубликован в одном из последующих номеров УФН.

PACS numbers: 12.15. – y, 12.60. – i, 14.80. Bn
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409h.0985

Стандартная модель и предсказания для бозона Хиггса

Э.Э. Боос

1. Введение

Со школы нам хорошо известно о существовании четырёх видов взаимодействия в природе: гравитационного, слабого, электромагнитного и сильного. Сильные взаимодействия отвечают за притяжение протонов и нейтронов в ядрах и обеспечивают стабильность самих

ядер. Эти взаимодействия — короткодействующие, с характерным радиусом действия порядка размера ядра, $10^{-12} - 10^{-13}$ см. Менее интенсивными являются знакомые нам электромагнитные взаимодействия, которые обеспечивают стабильность атомов и молекул за счёт взаимодействия положительно заряженных атомных ядер и отрицательно заряженных электронов. Радиус этих сил может быть очень большим. Непосредственно мы этого не чувствуем, поскольку атомы и молекулы в целом электрически нейтральны. Ещё менее интенсивные слабые взаимодействия отвечают за распад нейтрона в свободном состоянии, нестабильность многих атомных ядер. Эти взаимодействия обеспечивают, в частности, те ядерные циклы, благодаря которым происходит выделение энергии на Солнце. Самые малоинтенсивные взаимодействия, гравитационные, обеспечивают притяжение между массивными телами и, следовательно, существование планет, Солнечной системы, галактик и т.д.

Все эти представления, полученные нами в школе, абсолютно правильны. Но проблема состоит в том, что взаимодействия проявляются по-разному на разных расстояниях, различными могут быть и объекты, между которыми эти взаимодействия осуществляются. Стандартная модель — это квантовая теория, описывающая то, как устроена природа на расстояниях, на три-четыре порядка меньших, чем размеры ядер и протонов. "Микроскопами", которые позволяют получить информацию о явлениях на столь предельно малых расстояниях, являются коллайдеры — как завершившие уже свою работу установки: LEP I, LEP II (LEP — Large Electron–Positron collider), SLC (Stanford Linear Collider), HERA (Hadron–Electron Ring Accelerator), Tevatron и др., так и ныне действующий крупнейший в истории Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider — LHC) и ожидаемый в будущем международный линейный коллайдер ILC (International Linear Collider).

Для того чтобы понять, какие расстояния можно изучать на том или ином коллайдере, удобно воспользоваться принятой в физике высоких энергий релятивистской системой единиц. В этой системе единицами измерения являются постоянная Планка $\hbar = 6,582 \times 10^{-22}$ МэВ с и скорость света $c = 2,998 \times 10^{10}$ см с⁻¹. Один электронвольт — это энергия, которую приобретает электрон с зарядом $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл при прохождении разности потенциалов в 1 В (1 эВ = q_e на 1 В). В релятивистской системе единиц полагают $\hbar = c = 1$, что позволяет получить простое, но очень важное

Э.Э. Боос. Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ
E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

соотношение:

$$\frac{1}{\text{ГэВ}} \approx 2 \times 10^{-14} \text{ см}$$

(1 ГэВ = 10^9 эВ). Соотношение неопределённостей Гейзенберга $\Delta x \Delta p \geq 1/2$, которое действует в квантовом мире, говорит нам, что чем больше возможное значение переданного импульса, тем меньше доступные для изучения расстояния. Так, переданный импульс 1 ТэВ = 10^3 ГэВ позволяет изучать явления на расстояниях 10^{-17} см. Соответственно, на ЛНС, где доступны и будут доступны переданные импульсы порядка 1–10 ТэВ (область, называемая терамасштабом (Terascale)), можно будет изучать структуру материи на расстояниях 10^{-17} – 10^{-18} см.

В своё время, когда энергии столкновений в системе центра масс и, соответственно, переданные импульсы достигли значений 10–100 ГэВ, появилась возможность "посмотреть", как выглядит мир на масштабах, существенно меньших размера нуклона 10^{-13} см. Выяснилось, что на этих расстояниях протон и нейтрон состоят из кварков и глюонов, обеспечивающих их сильные взаимодействия. Причём интенсивность этих взаимодействий кварков и глюонов ослабевает по мере уменьшения характерных расстояний. В экспериментах были обнаружены шесть кварков, группирующихся в три поколения по два кварка в каждом. При этом оказалось, что обнаруженные шесть лептонов также формируют три поколения, состоящих из заряженного лептона и соответствующего ему нейтрино. Причём лептоны и кварки не проявляют никакой внутренней структуры на расстояниях вплоть до $\sim 10^{-17}$ см. Эти шесть кварков и шесть лептонов образуют частицы материи. Окружающий нас мир построен из лептонов и кварков первого поколения. Другие кварки и лептоны проявляются либо в высокоэнергетичных космических лучах, либо в лабораторных условиях на ускорителях и коллайдерах. Шесть кварков и шесть лептонов, объединённые в три поколения, соответствующие им античастицы, а также векторные бозоны (фотон, $W^\pm$, Z , глюоны) и недавно открытый скалярный бозон (бозон Хиггса), образуют набор фундаментальных частиц Стандартной модели (СМ).

2. Стандартная модель

Стандартная модель [1–3] — калибровочная квантовая теория поля, являющаяся основой описания устройства микромира на расстояниях 10^{-13} – 10^{-17} см. СМ — это одно из наиболее значимых интеллектуальных достижений за последние 50 лет. В создании и всесторонней проверке предсказаний СМ приняло участие большое число теоретиков и экспериментаторов. За исследование различных аспектов СМ было присуждено более десяти Нобелевских премий, включая Нобелевскую премию 2013 года, присуждённую П. Хиггсу и Ф. Энглери. В настоящей статье мы в основном будем обсуждать электрослабую часть СМ. Более подробно различные аспекты СМ изложены в ряде обзоров и лекций (см., например, [4–15]).

Наше изложение СМ не следует историческому принципу. Построение СМ мы начнём с обсуждения основных требований, которым она должна удовлетворять.

1. *Воспроизводимость электромагнитных взаимодействий лептонов и кварков, инвариантных относительно*

группы преобразований $U(1)_{\text{em}}$. Заряженные лептоны имеют электрический заряд -1 , нейтрино — нулевой заряд, кварки типа u обладают зарядом $2/3$, а кварки типа d — зарядом $-1/3$. Напомним, что протон имеет кварковый состав uud , а нейтрон — ddu .

2. *Воспроизводимость аксиально-векторной структуры $(V-A)$ заряженных токов лептонов и кварков. Структура заряженных токов определяется результатами многочисленных измерений взаимодействий лептонов и кварков, происходящих с изменением электрического заряда на единицу. Лагранжиан Ферми, описывающий распад мюона, выражается в виде*

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\sigma (1 - \gamma_5) \nu_\mu \bar{e}_\sigma (1 - \gamma_5) e, \quad (1)$$

где лептонный ток $J_\sigma \sim \bar{l}_\sigma (1 - \gamma_5) l_\sigma$ имеет структуру $V-A$. Таким образом, во взаимодействии заряженных токов участвуют только левые компоненты фермионного поля Ψ_L :

$$\Psi = \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi + \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi = \Psi_L + \Psi_R. \quad (2)$$

3. *Независимость лагранжиана от фазы полей, т.е. калибровочный характер взаимодействий.*

Кратко этот принцип можно пояснить следующим образом. Наша теория должна описывать лептоны и кварки, которые являются фермионами. Фермионы представляют собой комплексные поля, которые, помимо модуля, обладают фазой в каждой точке пространства-времени. Но лагранжиан не может зависеть от таких комплексных фаз, поэтому он должен включать в себя только билинейные комбинации поля и сопряжённого ему поля. Однако, чтобы из лагранжиана следовало уравнение движения Дирака, он должен содержать производные (иметь кинетическую часть). Но производная действует на фазу поля и даёт свой вклад в лагранжиан, которого быть не должно. Путь, с помощью которого можно избавиться от таких зависимостей, предполагает введение ещё одного векторного поля (векторного — поскольку производная ∂_μ при действии на фазу даёт вектор). Векторное поле должно преобразовываться таким образом, чтобы дополнительная зависимость от фазы точно компенсировалась. Это всегда можно сделать, закон преобразования компенсирующего (калибровочного) поля зависит от конкретной группы, однако сам принцип независимости от фазы остаётся неизменным.

Калибровочно-инвариантные конструкции строятся посредством замены обычных производных ковариантами: $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - g A_\mu$, а кинетические члены самого калибровочного поля строятся из тензоров напряжённости $F_{\mu\nu}$ поля A_μ .

4. *Перенормируемость и унитарность.* Лагранжиан СМ должен содержать члены (операторы) размерностью не выше четырёх. С помощью токов и структур, включающих в себя ковариантные производные и тензоры напряжённости калибровочного поля или полей, можно построить калибровочно-инвариантные операторы размерностью больше четырёх. Но тогда эти операторы должны быть приведены к безразмерному виду с помощью каких-то размерных параметров в знаменателе. Наличие таких операторов будет приводить к неунитарному поведению сечений при высоких

энергиях, а соответствующие теории окажутся перенормируемыми. Приведённый выше четырёхфермионный лагранжиан (оператор) Ферми имеет размерность, равную шести, что и приводит к такой перенормируемой, нарушающей унитарность теории.

5. *Отсутствие киральных аномалий.* В нашу теорию левые и правые поля должны входить по-разному. Поэтому априори не очевидно, что в теории не будет киральных аномалий. Наличие таких аномалий, которое вновь приведёт к потере унитарности теории, является неприемлемым.

6. *Возможность включения в рассмотрение трёх поколений лептонов и кварков.* Как упоминалось, обнаружены три поколения лептонов и кварков, и СМ должна учитывать этот факт.

7. *Возможность описания массивных фермионов и калибровочных бозонов без нарушения калибровочной инвариантности.* Все фермионы, за исключением, возможно, одного из нейтрино, имеют массы. Обладают массами и все электрослабые калибровочные бозоны, кроме фотонов. Как мы увидим, необходимость описывать массивные поля приведёт к идее спонтанного нарушения симметрии.

Перейдём к построению лагранжиана Стандартной модели. Поскольку в заряженные токи входят только левые компоненты поля (лептон и нейтрино, u - и d -кварки), эти левые компоненты естественно поместить в дублеты

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ 1 \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L,$$

которые, по аналогии с обычным изоспином, называются слабыми изотопическими дублетами. Поколений должно быть три, и с учётом существования только левых нейтрино они формируются следующим образом:

I поколение	II поколение	III поколение
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
e_R	μ_R	τ_R
u_R, d_R	c_R, s_R	t_R, b_R

Поскольку мы ввели левые дублеты, можно предположить, что должна быть соответствующая инвариантность по отношению к группе, называемой группой слабого изотопического спина $SU_L(2)$. Можно было бы попробовать добавить к этой группе группу электромагнитных взаимодействий $U(1)_{em}$. Однако такая попытка будет неудачной и не приведёт к правильному описанию всех электрослабых взаимодействий. Тем не менее можно предположить инвариантность относительно какой-то другой группы, $U_Y(1)$, назвав её группой слабого гиперзаряда. Кроме того, из кварковой спектроскопии мы знаем, что кварки должны обладать квантовым числом "цвет" и имеется три таких возможных цветовых состояния. Поэтому естественно предположить наличие симметрии $SU_c(3)$ для описания цветовых состояний кварков.

Теперь сделаем следующий шаг: потребуем калибровочной инвариантности теории относительно такой группы:

$$SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1).$$

Как только мы накладываем последнее требование, у нас фактически не остаётся никакой другой возможности, кроме как выписать следующий лагранжиан, содержащий члены размерностью не выше четырёх:

$$L = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i (W^{\mu\nu})^i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a (G^{\mu\nu})^a + \sum_{f=1,q} \bar{\Psi}_L^f (iD_\mu^L \gamma^\mu) \Psi_L^\dagger + \sum_{f=1,q} \bar{\Psi}_R^f (iD_\mu^R \gamma^\mu) \Psi_R^\dagger, \quad (3)$$

где

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (5)$$

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig_2 W_\mu^i \tau^i - ig_1 B_\mu \left(\frac{Y_L^f}{2} \right) - ig_s A_\mu^a t^a,$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig_1 B_\mu \left(\frac{Y_R^f}{2} \right) - ig_s A_\mu^a t^a.$$

Здесь индексы i, j, k пробегает значения 1, 2, 3, а индексы a, b, c — значения 1, ..., 8, $Y_{L,R}^f$ — слабый гиперзаряд для левых и правых полей лептонов и кварков.

Обратим внимание на важное различие абелевых и неабелевых калибровочных теорий. В неабелевых калибровочных теориях калибровочные заряды g_2 или g_s входят и в ковариантную производную, фиксируя взаимодействия с фермионами, и в тензор напряжённости поля, фиксируя взаимодействия калибровочных полей друг с другом. Таким образом, нельзя изменить силу взаимодействия с фермионами, не изменив силы взаимодействия самих калибровочных бозонов. Напротив, в абелевых теориях самодействие калибровочных бозонов отсутствует и принцип калибровочной инвариантности допускает определённую свободу — в виде наличия параметров $Y_{L,R}$ в нашем случае.

Далее лагранжиан (3) следует переписать в терминах заряженных векторных полей $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ и нейтральных полей W_μ^3 и B_μ , которые могут быть смесью других полей, A_μ и Z_μ , с некоторым углом смешивания θ_W (углом смешивания Вайнберга):

$$W_\mu^3 = Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W, \quad (6)$$

$$B_\mu = -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W.$$

Лагранжиан взаимодействия для заряженных токов (CC) сразу получается из (3) и имеет нужный вид $(V-A)$:

$$L_{CC}^1 = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma_\mu W_\mu^+ e_L + \text{h.c.} = \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^+ e + \text{h.c.}, \quad (7)$$

$$L_{CC}^q = \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^+ d + \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) W_\mu^- u. \quad (8)$$

Для взаимодействия нейтральных токов (NC) в соответствии с требованием 1 необходимо, чтобы одно из полей, скажем A_μ , имело правильные электромагнитные взаимодействия, как у поля фотона. Это требование приводит к ряду уравнений для гиперзарядов, которые имеют решения вида

$$Y_R^e = 2Y_L^e, \quad Y_R^u = -\frac{4}{3} Y_L^e, \quad Y_R^d = \frac{2}{3} Y_L^e,$$

где гиперзаряды выражаются через один независимый параметр, например гиперзаряд левого лептонного дублета Y_L^e (см. [16]). Одно из этих уравнений даёт связь зарядов и угла смешивания: $g_2 \sin \theta_W = -g_1 Y_L^e \cos \theta_W$. При этом лагранжиан нейтральных токов с полями A_μ и Z_μ приобретает следующий вид:

$$L_{NC} = e \sum_f Q_f J_{f\mu}^{em} A^\mu + \frac{e}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \sum_f J_{f\mu}^Z Z^\mu, \quad (9)$$

где $J_{f\mu}^{em} = \bar{f} \gamma_\mu f$, $Q_v = 0$, $Q_e = -1$, $Q_u = 2/3$, $Q_d = -1/3$, $J_{f\mu}^Z = \bar{f} \gamma_\mu [v_f - a_f \gamma_5] f$. В результате лагранжианы (7) и (9), которые получены из лагранжиана (3), имеют структуру, демонстрирующую "хорошие" свойства теории:

- правильные заряженные токи ($V-A$);
- правильные электромагнитные взаимодействия;
- сокращение киральных аномалий (проверка этого свойства выходит за рамки данной статьи);
- предсказание новых нейтральных токов, взаимодействующих с новым бозоном Z_μ . Эти токи и бозон обнаружены экспериментально.

Однако построенная теория не может правильно описывать свойства природы. Все поля в такой теории не имеют масс, хотя на самом деле бозоны W , Z , а также все заряженные лептоны и кварки обладают ненулевыми массами. Но при введении масс в теорию возникает серьёзная проблема. Массовые члены для бозонов $M_V^2 V_\mu V^{\mu*}$ и дираковские массовые члены для фермионов $m_\psi \bar{\psi} \psi = m_\psi (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$ с очевидностью не удовлетворяют основному требованию калибровочной инвариантности: массовый член для векторного поля не инвариантен при замене $V_\mu \rightarrow V_\mu + \partial_\mu \alpha$, а в массовом члене для фермионов ψ_L — левый дублет и ψ_R — правый синглет, т.е. они по-разному преобразуются при фазовом повороте.

Калибровочная структура взаимодействий, которая следует из лагранжиана (3), надёжно установлена. Приведённый на рис. 1 пример показывает, насколько хо-

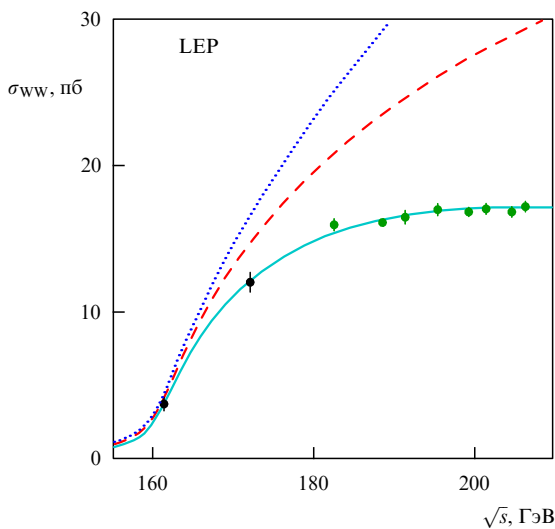


Рис. 1. Сечение рождения пары WW в сравнении с теоретическими предсказаниями. Верхняя кривая — вклад диаграммы с обменом нейтрино. Средняя кривая — вклад диаграмм с обменом нейтрино и фотоном. Вклад всех диаграмм СМ (нижняя кривая) находится в прекрасном согласии с экспериментальными данными, которые показаны кружками. (Пояснения см. в [17].)

рошо согласуется с экспериментальными результатами структура трёхбозонных вершин W^+W^-A и W^+W^-Z , вид которых следует из кинетической части (3). Ситуация, при которой взаимодействия инвариантны относительно определённой симметрии, а спектр состояний не инвариантен, типична для случая спонтанного нарушения симметрии.

Напомним, что в теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау [18] (см. также [15]) инвариантная относительно пространственных поворотов свободная энергия, являющаяся функцией температуры T и квадрата намагниченности $\mathbf{M}$, может быть разложена в ряд по степеням намагниченности:

$$F(T, |\mathbf{M}|^2) = f_0(T) + \frac{1}{2} \mu^2(T) |\mathbf{M}|^2 + \frac{1}{4} \lambda(T) |\mathbf{M}|^4 + \dots$$

Из условия минимума энергии получим

$$\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} = 0 \Rightarrow (\mu^2(T) + \lambda(T) |\mathbf{M}|^2) \mathbf{M} = 0. \quad (10)$$

Если при некоторой критической температуре $\mu^2(T_{\text{crit}}) = 0$, то возможна ситуация, в которой $\mu^2(T) > 0$ при $T > T_{\text{crit}}$ и $\mu^2(T) < 0$ при $T < T_{\text{crit}}$. Если $\mu^2(T) < 0$, то решение $|\mathbf{M}_0|^2 = -\mu^2/\lambda$ становится минимумом энергии. При этом любое конкретное направление вектора намагниченности $\mathbf{M}_0$, выбранное системой спонтанно, будет нарушать исходную симметрию относительно вращений.

3. Спонтанное нарушение симметрии в Стандартной модели.

Механизм Браута–Энглера–Хиггса

В соответствии с идеями теории Гинзбурга–Ландау добавим к лагранжиану СМ (3) калибровочно-инвариантный относительно той же группы $SU_L(2) \times U_Y(1)$ лагранжиан комплексного скалярного поля

$$L_\Phi = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^4 (\Phi^\dagger \Phi), \quad (11)$$

где Φ — комплексный дублет, а ковариантная производная имеет вид

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 W_\mu^i \tau^i - ig_1 \frac{Y_h}{2} B_\mu. \quad (12)$$

Здесь Y_h — гиперзаряд скалярного поля, называемого полем Хиггса. Потенциал этого поля, показанный на рис. 2, имеет минимум:

$$|\varphi_0| = \sqrt{\frac{|\mu^2|}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} > 0$$

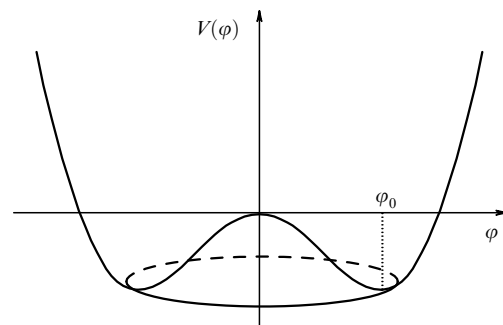


Рис. 2. Потенциал поля Хиггса.

при отрицательных μ^2 по аналогии с потенциалом в теории Гинзбурга–Ландау. Любое конкретное вакуумное решение нарушает симметрию относительно сдвига фазы (калибровку).

Произвольное комплексное скалярное поле, дублет по группе $SU_L(2)$, можно параметризовать четырьмя действительными полями:

$$\Phi(x) = \exp\left(-i \frac{\xi^i(x) t^i}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Поскольку лагранжиан (11) инвариантен относительно калибровочного преобразования

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = \exp(ig_2 \alpha^i t^i) \Phi(x), \quad (14)$$

можно зафиксировать калибровку $g_2 \alpha^i(x) = \xi^i(x)/v$ так, чтобы все поля $\xi^i(x)$ при соответствующем преобразовании калибровочного поля исчезли из лагранжиана и в нём остались бы только физические степени свободы. В такой калибровке, называемой унитарной, лагранжиан L_Φ после подстановки в него полей $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ и B_μ , выраженных в терминах полей $W_\mu^\pm, A_\mu, Z_\mu$ и

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix},$$

примет вид

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + M_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{h}{v}\right)^2, \quad (15)$$

где возникают поле нового скалярного бозона (бозона Хиггса) $h(x)$ с массой $M_h^2 = 2\lambda v^2$, массовые члены $M_W = (1/2)g_2 v$ полей $W_\mu^\pm$ и $M_Z = (1/2)(g_2 \cos \theta_W + g_1 Y_h \sin \theta_W)v$ поля Z_μ , а также член взаимодействия полей W и Z с бозоном Хиггса и члены самодействия бозона Хиггса h^3 и h^4 .

Условие того, что масса поля A_μ обращается в нуль, имеет вид

$$g_2 \sin \theta_W - g_1 Y_h \cos \theta_W = 0.$$

Если сравнить это условие с тем, которое вытекало из требования правильных электромагнитных взаимодействий поля A_μ :

$$g_2 \sin \theta_W + g_1 Y_L^c \cos \theta_W = 0,$$

то можно заключить, что поле A_μ будет соответствовать полю фотона, т.е. будет безмассовым и будет иметь правильные электромагнитные взаимодействия с фермионами только тогда, когда гиперзаряды поля бозона Хиггса и лептонного дублета равны по модулю и противоположны по знаку:

$$Y_h = -Y_L^c.$$

Вакуум

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

нарушает обе симметрии, $SU_L(2)$ и $U_Y(1)$. Однако существует комбинация генераторов, которая оставляет вакуум неизменным:

$$\exp(i \hat{T}_i \theta_i) \Phi_{\text{vac}} = \Phi_{\text{vac}} \Rightarrow \hat{T}_i \Phi_{\text{vac}} = 0.$$

Такой комбинацией при $Y_h = 1$ является

$$\hat{T}_3 + \frac{1}{2} Y_h = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} Y_h \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Последнее условие говорит о том, что вакуум электрически нейтрален, а симметрия $SU_L(2) \times U_Y(1)$ нарушена до $U_{\text{em}}(1)$. Значение гиперзаряда поля Хиггса $Y_h = 1$ фиксирует гиперзаряд Y_L^c . Выражения для масс бозонов $W^\pm$ и Z при этом дают знаменитое соотношение:

$$M_W = M_Z \cos \theta_W.$$

Подчёркнём, что поля $\xi^i(x)$ в выражении (13) выпали из лагранжиана в унитарной калибровке. Однако, согласно теореме Голдстоуна, мы ожидали бы наличия $4 - 1 = 3$ безмассовых бозонов, по числу генераторов, нарушающих симметрию. Эти три бозона в калибровочной теории становятся ("поедаются") продольными компонентами векторных полей $W^\pm$ и Z , которые из безмассовых с двумя степенями свободы становятся обладающими массами с тремя степенями свободы. Такой механизм получения массы называется механизмом Браута–Энглера–Хиггса (Brout–Englert–Higgs — ВЕН) [19–21].

4. Механизм Браута–Энглера–Хиггса для фермионов
Механизм спонтанного нарушения симметрии ВЕН позволяет наделить массами не только калибровочные бозоны, но и фермионы.

Можно построить только два калибровочно-инвариантных оператора типа Юкавы, которые при спонтанном нарушении приводят к дираковским массовым членам фермионов: $\bar{Q}_L \Phi d_R + \text{h.c.}$ и $\bar{Q}_L \Phi^c u_R + \text{h.c.}$, где

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix},$$

$$\Phi^c = i\sigma^2 \Phi^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix},$$

σ^2 — вторая матрица Паули, h.c. — эрмитово сопряжённые члены.

Эти два оператора дают массы нижним и верхним фермионам соответственно:

$$(\bar{u}_L \bar{d}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R (0 \ v) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = v(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) = v\bar{d}d.$$

Однако принцип калибровочной инвариантности взаимодействий позволяет написать более общие операторы с учётом возможных смешиваний в кварковом и лептонном секторах:

$$L_{\text{Yukawa}} = -\Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi d_R^{j'} + \text{h.c.} - \Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi^c u_R^{j'} + \text{h.c.} - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^i \Phi e_R^{j'} + \text{h.c.} \quad (16)$$

Подстановка полей Φ и Φ^C в унитарной калибровке приводит к лагранжиану следующего вида:

$$L_{\text{Yukawa}} = - \left(M_d^{ij} \bar{d}_L^i d_R^j + M_u^{ij} \bar{u}_L^i u_R^j + M_e^{ij} \bar{e}_L^i e_R^j + \text{h.c.} \right) \times \left(1 + \frac{h}{v} \right),$$

где $M^{ij} = \Gamma^{ij} v / \sqrt{2}$.

Далее следует учесть, что физические состояния — это состояния с определённой массой. Диагонализировать массовые матрицы можно с помощью унитарных преобразований

$$\begin{aligned} d_{Li}' &= (U_L^d)_{ij} d_{Lj}, & d_{Ri}' &= (U_R^d)_{ij} d_{Rj}, \\ u_{Li}' &= (U_L^u)_{ij} u_{Lj}, & u_{Ri}' &= (U_R^u)_{ij} u_{Rj}, \\ l_{Li}' &= (U_L^l)_{ij} l_{Lj}, & l_{Ri}' &= (U_R^l)_{ij} l_{Rj}, \\ U_L U_L^\dagger &= 1, & U_R U_R^\dagger &= 1, & U_L^\dagger U_L &= 1. \end{aligned}$$

В результате диагонализации массовые матрицы примут вид

$$\begin{aligned} (U_L^u)^\dagger M_u U_R^u &= \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \\ (U_L^d)^\dagger M_d U_R^d &= \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \\ (U_L^l)^\dagger M_l U_R^l &= \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Лагранжиан Юкавы будет иметь следующую структуру (в простейшем случае мы предполагаем нейтрино только левыми с нулевыми массами):

$$L_{\text{Yukawa}} = - \left(m_d^i \bar{d}_L^i d_R^i + m_u^{*i} \bar{d}_R^i d_L^i + m_u^i \bar{u}_L^i u_R^i + m_u^{*i} \bar{u}_R^i u_L^i + m_l^i \bar{l}_L^i l_R^i + m_l^{*i} \bar{l}_R^i l_L^i \right) \left(1 + \frac{h}{v} \right),$$

где содержатся дираковские массовые члены всех фермионов и взаимодействие с бозоном Хиггса $h(x)$, пропорциональное массам фермионов.

Заметим, что нейтральные токи, содержащие либо только верхние, либо только нижние фермионы, при унитарных поворотах, диагонализующих массовые матрицы, также становятся диагональными. Как результат, СМ предсказывает отсутствие нейтральных токов с нарушением номера поколения или аромата (Flavor Changing Neutral Currents — FCNC).

В заряженные токи входят верхние и нижние кварки, которые при диагонализации поворачиваются разными унитарными матрицами:

$$\begin{aligned} u' &\rightarrow (U_L^u) u, & d' &\rightarrow (U_L^d) d, \\ J_C &\sim (U_L^u)^\dagger U_L^d \bar{u}_L \hat{Q} d_L. \end{aligned}$$

Матрица $V_{\text{СКМ}} = (U_L^u)^\dagger U_L^d$ также является унитарной и перемешивает заряженные токи в СМ. Эта матрица называется матрицей смешивания Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, СКМ). В общем случае унитарная матрица 3×3 параметризуется

тремя действительными углами и одной комплексной фазой. Наличие такой фазы приводит к процессам с нарушением СР-инвариантности.

В этой короткой статье мы не обсуждаем всё многообразие явлений, связанных с матрицей смешивания. Подчеркнём только, что основной принцип — принцип калибровочной инвариантности — даёт возможность включить в теорию СР-нарушение, хотя и не предсказывает величины такого нарушения, которая, как и массы фермионов или углы матрицы СКМ, определяется из эксперимента.

Таким образом, механизм ВЕН обеспечивает приобретение масс бозонами и фермионами без нарушения калибровочной инвариантности взаимодействия. Помимо того, СМ как теория поля с массивными полями, полученными с помощью механизма ВЕН, является унитарной и перенормируемой. Унитарность уже была продемонстрирована: в теории в унитарной калибровке все нефизические степени свободы исчезли. Перенормируемость теории следует из её калибровочной инвариантности (см. детальное изложение в книге [22]). Действительно, в унитарной калибровке пропагатор массивного векторного поля имеет вид

$$D_{\mu\nu}(p) = - \frac{i}{p^2 - M_V^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{M_V^2} \right). \quad (17)$$

Последний член в скобках в правой части (17), пропорциональный $1/M_V^2$, может привести к плохому поведению теории при энергии $\gg M_V$. Априори совсем не очевидно, что все вклады, обусловленные этими продольными членами в пропагаторах массивных векторных полей, сокращаются при вычислении физических величин, таких как сечения или кинематические распределения. Однако благодаря калибровочной инвариантности квантование теории можно провести в других калибровках, где останутся нетривиальные вклады от нефизических степеней свободы (голдстоуновских бозонов, полей духов). Но в этой калибровке пропагаторы массивного векторного поля и поля нефизических бозонов имеют вид

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}^\xi &= - \frac{i}{k^2 - M_V^2} \left[g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi M_V^2} \right], \\ D^c &= \frac{i}{p^2 - \xi M_V^2} \end{aligned} \quad (18)$$

с "хорошим" поведением при больших энергиях, где D^c — причинный пропагатор Фейнмана.

Таким образом, СМ, построенная на основе принципа калибровочной инвариантности, является унитарной и перенормируемой одновременно. Напомним, что в лагранжиане СМ содержатся только члены размерностью не выше четырёх и, как результат, константы взаимодействия g_1 и g_2 безразмерны.

Как упоминалось выше, Энглер и Хиггс получили Нобелевскую премию 2013 года за создание механизма ВЕН. Работы Т. Хофта и Велтмана удостоены Нобелевской премии 1999 года за "освещение квантовой структуры электрослабых взаимодействий". Подчеркнём основополагающее значение работ Фаддеева, Попова и Славнова (см. [22] и приведённые там ссылки) по разработке процедуры квантования неабелевых калибровочных теорий, в частности теорий со спонтанным нарушением симметрии.

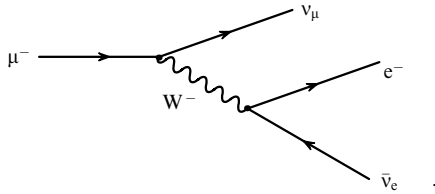
5. Предсказания для бозона Хиггса Стандартной модели

Что нам было известно о бозоне Хиггса СМ до его прямого обнаружения?

Приведём лагранжиан хиггсовского сектора СМ, объединяющий соответствующие бозонные и фермионные части, о которых шла речь в разделах 2–4:

$$L_h = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) + \frac{M_h^2}{2}h^2 - \frac{M_h^2}{2v}h^3 - \frac{M_h^2}{8v^2}h^4 + \\ + \left(M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \right) \left(1 + \frac{h}{v} \right)^2 - \\ - \sum_f m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{h}{v} \right). \quad (19)$$

В лагранжиане (19) все константы связи выражены через массу бозона Хиггса M_h . Массы $W^\pm$ - и Z -бозонов, лептонов и кварков известны из экспериментальных наблюдений. Параметр вакуумного среднего поля Хиггса v также хорошо известен из измерения константы четырёхфермионного взаимодействия G_F . Действительно, рассмотрим в качестве примера распад μ^- , который описывается диаграммой



Поскольку $m_\mu \ll M_W$, импульсом в пропагаторе W -бозона можно пренебречь и из сравнения вида четырёхфермионного взаимодействия Ферми и лагранжиана для заряженных токов (7) получить соотношение

$$\frac{g_2^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \quad (20)$$

Но в СМ масса W -бозона возникает в результате механизма ВЕН и, как было показано ранее,

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g_2^2 v^2. \quad (21)$$

Из соотношений (20) и (21) следует

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2} G_F)^{1/2}} = 246,22 \text{ ГэВ} \quad (22)$$

с учётом высокой точности измерения G_F ,

$$G_F = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Вновь подчеркнём значение принципа калибровочной инвариантности: в соотношениях (20) и (21) фигурирует константа g_2 одной и той же калибровочной группы $SU_L(2)$. Значение вакуумного среднего поля Хиггса v зафиксировано через параметр G_F , введённый и измеренный задолго до формулировки механизма ВЕН.

Возвращаясь к лагранжиану (19), отметим, что из эксперимента в нём известны все параметры, за исключением массы самого бозона Хиггса. Это обстоятельство позволило провести различные вычисления для разных областей масс бозона Хиггса и получить ряд количе-

ственных предсказаний и экспериментальных ограничений:

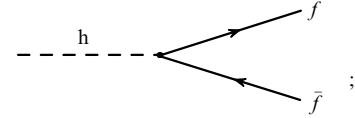
- предсказания для ширин распадов и сечений рождения по различным модам;
- ограничения из условий унитарности СМ;
- ограничения из условия самосогласованности СМ;
- ограничения из прямых поисков на коллайдерах;
- ограничения из сравнения петлевых поправок для массы с прецизионными измерениями.

Рассмотрим эти предсказания.

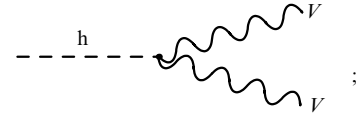
1. Из лагранжиана (19) непосредственно следуют правила Фейнмана для взаимодействия бозона Хиггса с фермионами, $W^\pm$ - и Z -бозонами, а также для вершин самодействия h^3 и h^4 самого бозона Хиггса. С помощью правил Фейнмана можно рассчитать основные ширины распадов бозона Хиггса и сечений рождения с учётом высших сильных, а в ряде случаев электрослабых поправок (см. [23]).

Ниже приведены диаграммы Фейнмана для основных мод распада:

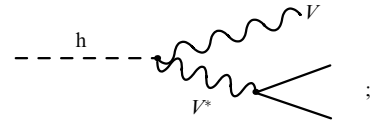
— распад в фермион-антифермионную пару $f = \bar{b}, \bar{c}, \tau, \mu$:



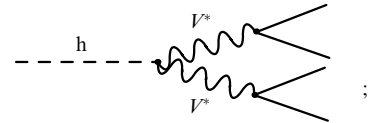
— распад в реальные векторные бозоны $V = W, Z$ ($M_h > 2M_V$):



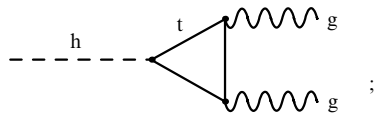
— распад в реальный и виртуальный бозоны ($M_V < M_h < 2M_V$):



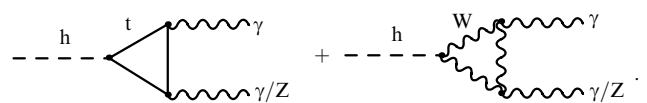
— распад в два виртуальных бозона $V = W, Z$ ($M_h < M_V$):



— распад в два глюона:



— распад в два фотона, в фотон и Z -бозон:



Характерное поведение полной ширины распада бозона Хиггса и парциальных вероятностей распадов по различным модам в зависимости от массы бозона Хиггса показано на рис. 3, 4 [23].

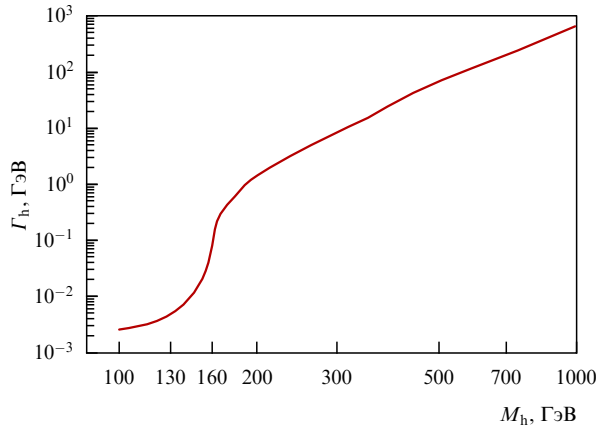
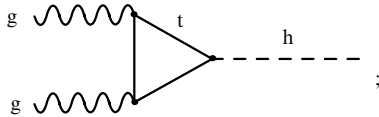


Рис. 3. Полная ширина распада бозона Хиггса Γ_h в зависимости от его массы M_h . (См. [23].)

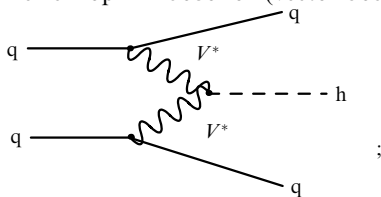
Отметим, что при небольших массах бозона Хиггса ($M_h \leq 130$ ГэВ) основной вклад в ширину даёт распад в пару кварков $b\bar{b}$, полная ширина распада при этом мала по сравнению с массой. Например, при $M_h = 125$ ГэВ полная ширина распада Γ_h составляет примерно 4 МэВ. При больших массах доминирует распад в пару W -бозонов, ширина распада быстро возрастает как M_h^3 и достигает при массе ~ 1 ТэВ величины около 0,5 ТэВ, показывая, что при таких больших массах сам бозон Хиггса в СМ теряет смысл частицы и СМ перестаёт быть осмысленной теорией. Отметим, что парциальная вероятность распада на два фотона очень мала — на уровне 10^{-3} . Однако эта мода имеет огромное значение при поиске бозона Хиггса на LHC ввиду хорошего соотношения сигнала и фона.

Основные каналы рождения бозона в случае LHC:

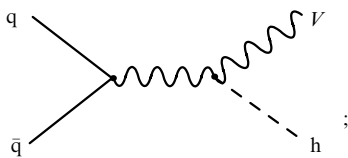
— глюон-глюонное слияние:



— слияние векторных бозонов (vector boson fusion):



— ассоциативное рождение W/Z и h :



— ассоциативное рождение пары топ- и антитоп-кварков и h .

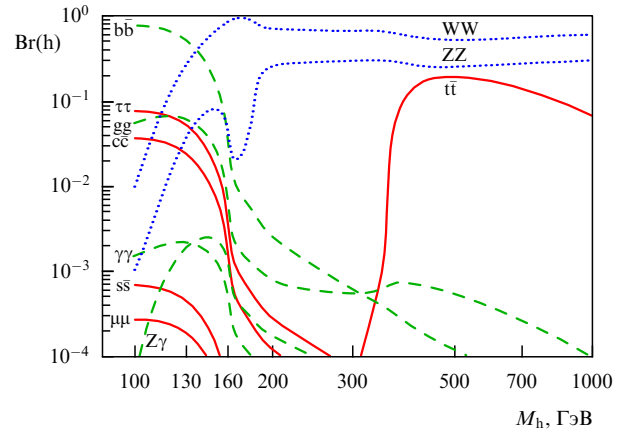
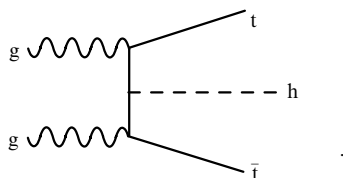


Рис. 4. Парциальные вероятности распада бозона Хиггса по различным каналам в зависимости от его массы. (См. [23].)

Результаты вычисления сечений рождения бозона Хиггса на LHC с учётом высших порядков при энергиях столкновений 7, 8 и 14 ТэВ приведены на рис. 5 [24].

Основной вклад в сечение рождения даёт глюон-глюонное слияние. Подчеркнём, что при энергиях коллайдера Tevatron доступными по уровню сечений оказываются только два канала рождения: глюон-глюонное и ассоциативное рождение W/Z и h . Следует отметить, что для LHC интересными в случае небольших масс бозона Хиггса являются процесс его ассоциативного рождения с парой b -кварков $gg \rightarrow b\bar{b}h$ [25] и ассоциативное рождение h с одиночным топ-кварком [26]. Сечения этих процессов приведены на рис. 6, 7.

2. Из условия унитарности в квантовой теории следует оптическая теорема, связывающая полное сечение процесса с амплитудой рассеяния вперёд:

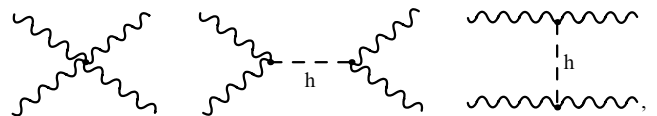
$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im} A(\theta = 0) = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2, \quad (23)$$

где a_l — амплитуда парциальной волны. Отсюда $\text{Im} a_l = |a_l|^2$, или

$$|\text{Re} a_l|^2 + \left(\text{Im} a_l - \frac{1}{2} \right)^2 = \frac{1}{4},$$

т.е. $|\text{Re} a_l| < 1/2$.

В случае СМ наиболее "опасными" в смысле энергетического роста являются амплитуды с участием продольных компонент W - и Z -бозонов. Поскольку в СМ эти продольные компоненты происходят, согласно механизму ВЕН, от соответствующих голдстоуновских бозонов, амплитуды рассеяния двух продольных W легко найти из диаграмм рассеяния голдстоуновских бозонов:



$$A(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) = - \left[2 \frac{M_h^2}{v^2} + \left(\frac{M_h^2}{v} \right)^2 \frac{1}{s - M_h^2} + \left(\frac{M_h^2}{v} \right)^2 \frac{1}{t - M_h^2} \right]. \quad (24)$$

Отсюда для амплитуды нулевой парциальной волны получим

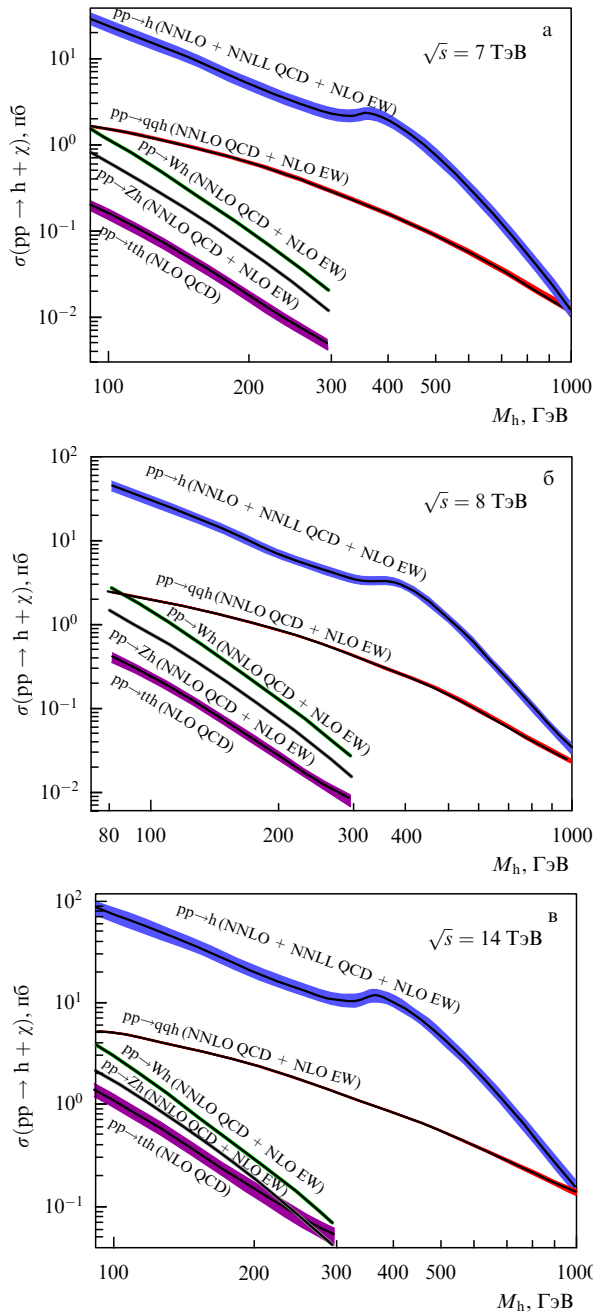


Рис. 5. Сечения основных процессов рождения бозона Хиггса на LHC при энергиях 7, 8 и 14 ТэВ, рассчитанные при учёте различных порядков возмущений, следующих за лидирующим порядком (LO): NLO (Next-to-LO), NNLO (Next-to-NLO), NNLL (Next-to-Next-to-Leading Logarithmic); EW — electroweak, QCD — Quantum Chromodynamics. (См. [24].)

$$a_0 = \frac{1}{16\pi s} \int_s^0 dt |A| = -\frac{M_h^2}{16\pi v^2} \left[2 + \frac{M_h^2}{s - M_h^2} - \frac{M_h^2}{s} \log \left(1 + \frac{s}{M_h^2} \right) \right]. \quad (25)$$

Тогда условие $|\operatorname{Re} a_l| < 1/2$ приведёт к двум возможным следствиям:

$$a_0 \xrightarrow{s \gg M_h^2} -\frac{M_h^2}{8\pi v^2}, \quad M_h \leq 870 \text{ ГэВ},$$

$$a_0 \xrightarrow{s \ll M_h^2} -\frac{s}{32\pi v^2}, \quad \sqrt{s} \leq 1,7 \text{ ГэВ}.$$

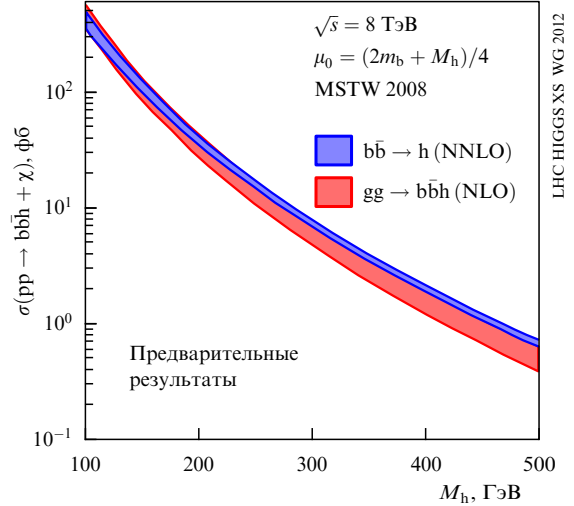


Рис. 6. Сечение ассоциативного рождения бозона Хиггса и пары $b\bar{b}$ -кварков, рассчитанное с использованием функций распределения MSTW 2008 (Martin–Stirling–Thorne–Watt Parton Distribution Function) при учёте ошибок в схеме пяти ароматов (верхняя затемнённая область) и четырёх ароматов (нижняя затемнённая область). (См. [25].)

Следовательно, для обеспечения унитарности в теории должен быть бозон Хиггса с массой менее 870 ГэВ (710 ГэВ с учётом всех каналов $V_L V_L$ -рассеяния) — в ином случае при $\sqrt{s} \leq 1,7$ ТэВ (1,2 ТэВ) СМ перестанет работать и должно проявиться что-то за пределами СМ для обеспечения унитарности.

3. Ограничения возникают из рассмотрения уравнения ренормгруппы для эволюции константы самодействия бозона Хиггса:

$$\frac{d\lambda}{d \ln Q^2} \simeq \frac{1}{16\pi^2} \left\{ 12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g_2^2 + g_1^2) + \frac{3}{16}[2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\}, \quad (26)$$

где $\lambda_t = m_t/v$ — константа связи Юкавы для топ-кварка.

При больших λ доминируют члены порядка λ^2 и уравнение (26), которое приобретает вид

$$\frac{d\lambda}{d \ln Q^2} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2),$$

имеет решение

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \ln \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}.$$

Условие "тривиальности" говорит о том, что не должен быть достигнут "нуль" Ландау, что даёт связь предельно допустимого масштаба Λ_C и массы бозона Хиггса.

При малых λ в уравнении (26) доминируют два члена, не содержащие λ , что приводит к решению

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} [2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{v^2}. \quad (27)$$

Поскольку λ и масса M_h связаны соотношением $M_h^2 = 2\lambda v^2$, требование "стабильности", т.е. положительности константы связи λ (потенциал поля Хиггса не

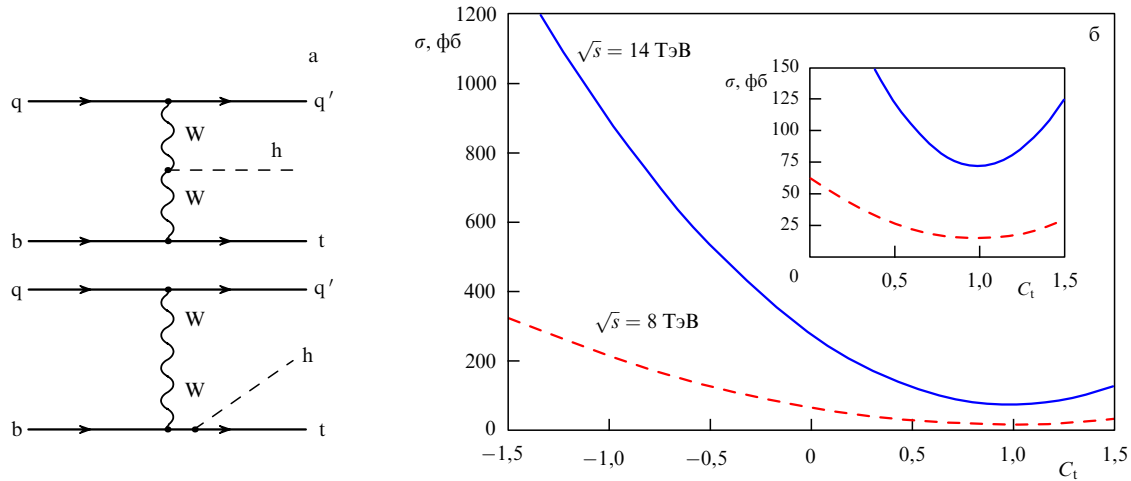


Рис. 7. (а) Диаграммы Фейнмана ассоциативного рождения бозона Хиггса и одиночного топ-кварка. На нижней диаграмме бозон Хиггса излучается топ-кварком, а на верхней — W-бозоном. (б) Сечение ассоциативного рождения бозона Хиггса и одиночного топ-кварка в зависимости от значения нормировки константы связи топ-кварка и бозона Хиггса. (См. [26].)

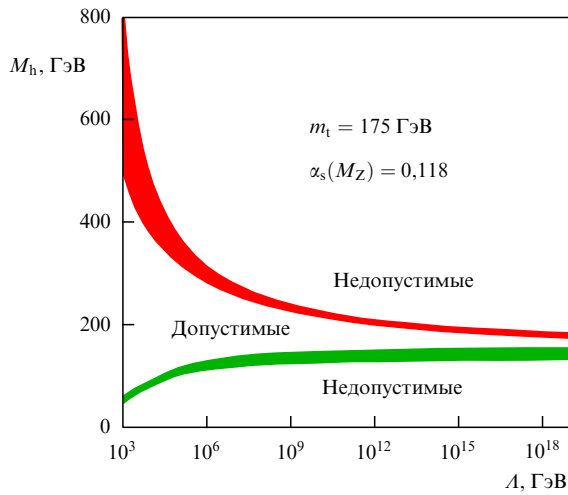


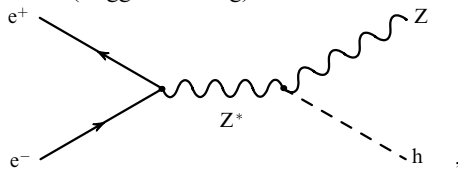
Рис. 8. Область допустимых масс бозона Хиггса в зависимости от масштаба, определяемая из требований самосогласованности Стандартной модели (не должен быть достигнут полюс Ландау — условие "тривиальности" (верхняя кривая), стабильность хиггсовского потенциала (нижняя кривая).

должен загибаться вниз), даёт:

$$M_h^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} [2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{v^2}. \quad (28)$$

На рисунке 8 показана допустимая область масс бозона Хиггса M_h как функция масштаба Λ (между двумя предельными кривыми). Видно, что теория с массой бозона примерно 130 ГэВ может быть самосогласованной при очень больших масштабах, вплоть до масштаба применимости СМ.

4. Прямые ограничения на массу бозона Хиггса M_h были получены до начала работы ЛНС на коллайдерах LEP и Tevatron. На LEP изучение процесса с излучением бозона Хиггса (Higgsstrahlung):



привело к ограничению снизу

$$M_h > 114,4 \text{ ГэВ}$$

на 95%-ном уровне достоверности (Confidence Level — CL).

На коллайдере Tevatron масса бозона Хиггса была исключена в интервале $M_h \sim 160 - 170$ ГэВ при изучении процесса глюонного слияния с распадом на два W-бозона.

5. Очень важные ограничения связаны с прецизионными измерениями на коллайдерах LEP и Tevatron масс W-бозона и топ-кварка, которые составляют

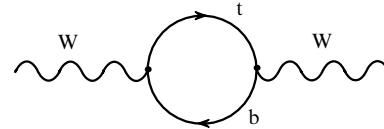
$$M_W = 80385 \pm 15 \text{ МэВ},$$

$$M_t = 173,18 \pm 0,56 \text{ (stat.)} \pm 0,75 \text{ (syst.) ГэВ}.$$

В СМ, как в квантовой теории поля, массы W-бозона получают петлевые поправки, которые зависят (логарифмически) от массы бозона Хиггса, как следует из диаграммы



и от массы топ-кварка (квадратично), как следует из диаграммы



Сравнение этих сдвигов массы и точностей измерений позволяет установить ограничение сверху:

$$M_h < 155 \text{ ГэВ}, \quad 95 \% \text{ CL}.$$

Подчёркнём, что сравнение данных прецизионных измерений на коллайдерах LEP, SLC, Tevatron с результатами вычислений в рамках СМ с учётом квантовых поправок к лидирующему приближению позволило продемонстрировать, насколько хорошо описываются данные. Результаты такого сравнения показаны на рис. 9.

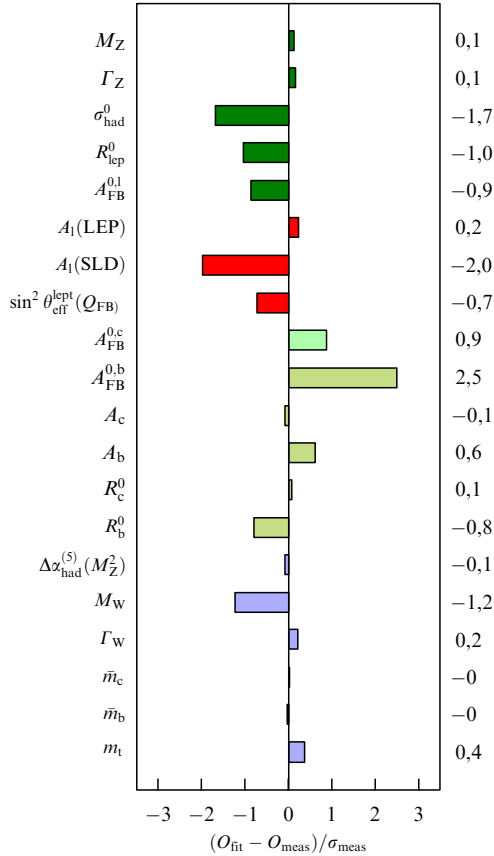


Рис. 9. Глобальная аппроксимация прецизионных экспериментальных данных по измерению ряда величин, указанных в левой колонке на рисунке, с результатами расчётов этих величин в СМ с учётом вклада петлевых поправок (см. детали в [27]).

Заметим, что коллаборация Gfitter по фитированию всех данных, включая ограничения из прямых поисков и ограничения из сравнений с петлевыми вычислениями, представила результат, показанный на рис. 10 [27]. Наилучшее значение для массы бозона Хиггса оказалось равным величине

$$M_h = 125 \pm 10 \text{ ГэВ},$$

которая хорошо согласуется со значением для массы бозона Хиггса, обнаруженного позднее на LHC. Интересно, что в своё время из подобного фитирования масс W-бозона и топ-кварка масса топ-кварка также была определена как 178 ГэВ с точностью 20 % до прямого обнаружения топ-кварка на коллайдере Tevatron.

6. Заключение

Итак, можно сделать следующие выводы.

1. Стандартная модель — перенормируемая, свободная от киральных аномалий квантовая теория поля со спонтанным нарушением электрослабой симметрии. Предсказания СМ для различных наблюдаемых, включая ширины и парциальные вероятности распадов, различные асимметрии, сечения процессов и кинематические распределения, находятся во впечатляющем согласии с экспериментальными данными.

2. В СМ с безмассовыми нейтрино имеются 18 свободных параметров:

• четыре параметра в электрослабом и хиггсовском секторе: g_1, g_2, μ^2, λ , которые могут быть выражены через

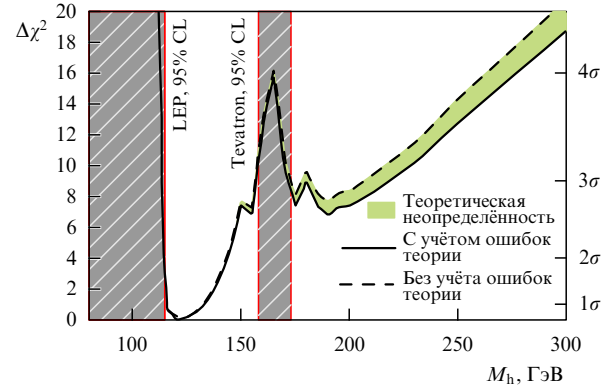


Рис. 10. Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных по прецизионному измерению электрослабых параметров с результатами теоретических расчётов в рамках СМ как функция массы бозона Хиггса с учётом и без учёта теоретических ошибок, а также с учётом ограничений, полученных из прямых поисков на коллайдерах LEP и Tevatron. Эти ограничения показаны заштрихованными прямоугольниками (см. детали в [27]).

параметры, измеренные с наилучшей точностью:

$$\alpha_{\text{em}} = \frac{e^2}{4\pi}, \quad \sin \theta_W, \quad M_Z, \quad M_h;$$

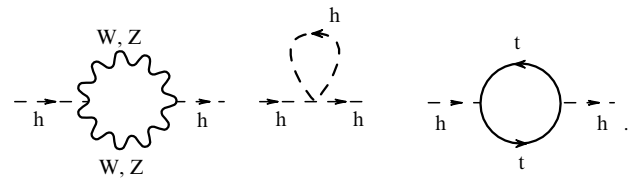
• шесть масс кварков и три массы заряженных лептонов;

• три угла и одна фаза в матрице смешивания Кабиббо – Кобаяси – Маскавы;

• $\alpha_{\text{QCD}} = g_s^2/(4\pi)$ — константа связи сильных взаимодействий¹.

3. СМ позволяет рассчитать характеристики многих процессов, понять и описать многие явления, но при этом не предсказывает значений параметров.

4. Простейший механизм Хиггса СМ обладает одной существенной проблемой: он нестабилен по отношению к квантовым петлевым поправкам к массе самого бозона Хиггса (проблема иерархий, или "натуральности" СМ). Диаграммы, дающие вклад в поправку к массе бозона Хиггса, имеют вид



Поправка, отвечающая этим диаграммам,

$$\delta M_h^2 = \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} (2M_W^2 + M_Z^2 + M_h^2 - 4M_t^2) \Lambda^2 \approx -(0,2\Lambda)^2,$$

зависит квадратично от масштаба Λ , связанного с любой "новой физикой", любыми новыми объектами, которые могут давать вклад в массовый параметр бозона Хиггса. Поправки к массам всех остальных частиц СМ, кроме скалярного бозона Хиггса, зависят от Λ логарифмически,

¹ Наличие масс и смешивание нейтрино дают дополнительные параметры. Здесь мы не рассматриваем эти аспекты, поскольку соответствующие явления, связанные с нейтрино, пока недоступны изучению на коллайдерах.

т.е. слабо, что гарантируется симметриями теории, киральной для фермионов и калибровочной для бозонов. Такой симметрии, которая запрещала бы столь сильную зависимость массы от масштаба, в случае скалярного бозона Хиггса нет. Если потребовать, чтобы поправки к массе бозона Хиггса не превышали самой массы, $\delta M_h < M_h$, то ограничение на Λ составит величину, меньшую 1 ТэВ, что находится уже на грани противоречия с данными, поскольку никакой "новой физики" на таком масштабе пока не обнаружено. Эта трудность, возможно техническая, носит название "проблемы малых иерархий". Для её решения, по-видимому, необходимо что-то в дополнение к СМ.

В данной короткой статье мы рассмотрели, в основном, электрослабую часть СМ с механизмом ВЕН, появление, свойства бозона Хиггса и ограничения на него. Сильную часть СМ, квантовую хромодинамику, физику матрицы СКМ, физику нейтринного сектора, как и многие другие вопросы, мы не затрагивали. Поиск и обнаружение бозона Хиггса на LHC в экспериментах CMS (Compact Muon Solenoid) и ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), следствия этого открытия, трудности СМ, теоретические идеи выхода за рамки СМ и поиски эффектов "новой физики" обсуждаются в других докладах, представленных на научной сессии Отделения физических наук РАН "Физика на Большом адронном коллайдере. Бозон Хиггса" 26 февраля 2014 г.

Автор выражает благодарность В.А. Рубакову за предложение подготовить данный доклад. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-93108-НЦНИЛ-а) и Программой поддержки ведущих научных школ (грант НШ-3042.2014.2).

Список литературы

1. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
2. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
3. Salam A *Conf. Proc. C680519* 367 (1968)
4. Buchmüller W, Lüdeling C, in *European School of High-Energy Physics, Kitzbühel, Austria, 2005* (CERN-2006-014, Ed. R Fleischer) (Geneva: CERN, 2006) p. 1; hep-ph/0609174
5. Pich A, in *European School of High-Energy Physics, Aronsborg, Sweden, 2006* (CERN-2007-005, Ed. R Fleischer) (Geneva: CERN, 2007) p. 1; arXiv:0705.4264
6. Высоцкий М И и др., в сб. *Труды летней школы фонда "Династия", 2006* (М.: Арт-Бизнес-Центр, 2008) с. 299
7. Altarelli G, in *The Landolt-Börnstein Database, Group I, 21A, 5* (Springer Materials, Ed. H Schopper) (Berlin: Springer-Verlag, 2008); <http://www.springermaterials.com/docs/bookshelf.html>
8. Rubakov V, in *European School of High-Energy Physics, Herbeumont-sur-Semois, Belgium, 2008* (CERN-2009-002, Eds N Ellis, R Fleischer) (Geneva: CERN, 2009) p. 1
9. Hollik W, in *European School of High-Energy Physics, Bautzen, Germany, 2009* (CERN-2010-002, Eds C Grojean, M Spiropulu) (Geneva: CERN, 2010) p. 1; arXiv:1012.3883
10. Леонидов А В, в сб. *Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. Летняя школа Фонда Дмитрия Зимина "Династия"* (М.: ЛЕНАНД, 2011) с. 7
11. Боос Э Э, в сб. *Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. Летняя школа Фонда Дмитрия Зимина "Династия"* (М.: ЛЕНАНД, 2011) с. 156
12. Рубаков В А *УФН* **182** 1017 (2012); Rubakov V A *Phys. Usp.* **55** 949 (2012); Рубаков В А *УФН* **181** 655 (2011); Rubakov V A *Phys. Usp.* **54** 633 (2011)
13. Окунь Л Б *УФН* **182** 1026 (2012); Okun L B *Phys. Usp.* **55** 958 (2012)
14. Окунь Л Б *УФН* **182** 1031 (2012); Okun L B *Phys. Usp.* **55** 963 (2012)
15. Altarelli G "Collider physics within the Standard Model: a primer", CERN-PH-TH-2013-020; arXiv:1303.2842
16. Boos E "Field theory and the electro-weak Standard Model", in *The 2013 European School of High-Energy Physics, Hungary, 5 – 18 June 2013*
17. The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab., The LEP Electroweak Working Group *Phys. Rep.* **532** 119 (2013); CERN-PH-EP/2013-022; arXiv:1302.3415
18. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950); Ginzburg V L *On Superconductivity and Superfluidity* (Berlin: Springer, 2009) p. 113
19. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
20. Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
21. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
22. Фаддеев Л Д, Славнов А А *Введение в квантовую теорию калибровочных полей* 2-е изд. (М.: Наука, 1988); Faddeev L D, Slavnov A A *Gauge Fields, Introduction to Quantum Theory* 2nd ed. (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ., 1991)
23. Djouadi A *Phys. Rep.* **457** 1 (2008)
24. Dittmaier S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* (Geneva: CERN, 2011) DOI:10.5170/CERN-2011-002; arXiv:1101.0593
25. Campbell J M et al. "Higgs boson production in association with bottom quarks", in *Physics at TeV Colliders. Proc. of the Workshop, Les Houches, France, May 26 – June 3, 2003*; hep-ph/0405302
26. Biswas S, Gabrielli E, Mele B *JHEP* **2013** (01) 088 (2013)
27. Baak M et al. *Eur. Phys. J. C* **72** 2003 (2012)

PACS numbers: **11.30.**–j, **12.15.**–y, **12.60.**–i, **14.70.**–e, 14.80.Bn, **95.35.**+d
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409i.0996

Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики

А.В. Ланёв¹

1. Введение

Предсказания Стандартной модели (СМ) хорошо описывают наблюдаемую физику элементарных частиц. Важная составная часть СМ — механизм Браута–Энглера–Хиггса, в котором вводится скалярное поле Хиггса с ненулевым вакуумным ожиданием в результате спонтанного нарушения симметрии; за счёт взаимодействия с этим полем возникают ненулевые массы элементарных частиц, а из-за квантовых возбуждений поля Хиггса появляется новая элементарная частица — бозон Хиггса. Однако до недавнего времени не было экспериментального подтверждения существования бозона Хиггса. Одной из главных целей сооружения Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) было выяснение того, существует ли бозон Хиггса, какова его масса, соответствуют ли его характеристики СМ. При этом на полной проектной энергии в системе центра масс сталкивающихся протонов $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и первоначально планируемой интегральной светимости $\mathcal{L} dt = 300 \text{ фб}^{-1}$ должны были произойти какие-то открытия: или бозон Хиггса, или других новых сильных эффектов, поскольку иначе при энергии более 1 ТэВ происходило бы пертурбативное нарушение унитарности в рассеянии промежуточных векторных бозонов [1]. Другими главными физическими целями сооружения LHC являлись поиски физики вне

¹ От имени коллаборации CMS.

А.В. Ланёв. Объединённый институт ядерных исследований,
Дубна, Московская обл., РФ
E-mail: Alexander.Lanyov@cern.ch

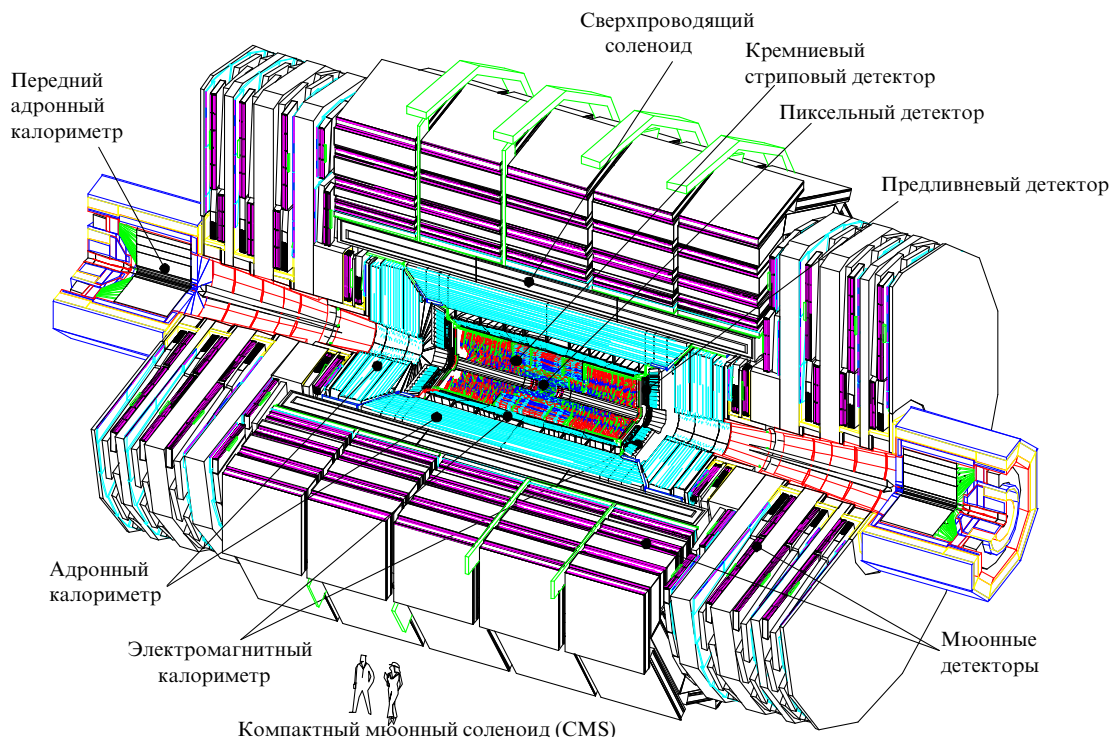


Рис. 1. Составные части детектора CMS.

СМ, воплощающей различные идеи, такие как нарушение электрослабой симметрии, проблема иерархий, включение гравитации в квантовую теорию, Великое объединение, суперсимметрия, существование частиц тёмной материи и др. [2, 3].

В настоящем кратком сообщении представлен обзор наиболее интересных последних результатов коллаборации CMS, включая открытие бозона Хиггса [4, 5] и редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [6], а также поисков физики вне Стандартной модели на полных данных первого сеанса, проведённого в 2011–2012 гг. на LHC при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

2. Детектор CMS

Компактный мюонный соленоид (Compact Muon Solenoid, CMS) является одним из двух детекторов общего назначения, расположенных на LHC (рис. 1). Имя ему дал самый большой в мире сверхпроводящий соленоид с внутренним диаметром 6 м, длиной 12,5 м и магнитным полем 3,8 Тл, охлаждаемый жидким гелием при температуре -269°C . В центре соленоида, вокруг точки взаимодействия протонных пучков с энергией 4 ТэВ, находится кремниевый трекер, реконструирующий вершины взаимодействия и импульсы заряженных частиц по кривизне треков в магнитном поле при псевдобыстроотах до $|\eta| < 2,5$ (т.е. по полярному углу до $\theta > 9,4^\circ$ в соответствии с определением псевдобыстрооты $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$). Вокруг трекера расположены ионизационные калориметры: 1) электромагнитный калориметр на кристаллах вольфрамата свинца PbWO_4 , восстанавливающий координаты и энергии электромагнитных ливней и определяющий тем самым координаты и энергии фотонов, электронов и позитронов при псевдобыстроотах до $|\eta| < 3$; 2) адронный калориметр на основе слоёв латуни и сцинтиллятора, определяющий параметры адронных ливней и адронных струй.

Трекер и калориметры находятся внутри сверхпроводящего соленоида, далее расположены возвратное ярмо магнита и мюонная система в области $|\eta| < 2,4$, состоящая из цилиндрической части на основе дрейфовых труб, торцевой части на основе катодно-стриповых камер, а также резистивных плоских камер для быстрой выработки мюонного триггера в области $|\eta| < 1,6$. Система обеспечивает восстановление мюонных треков с точностью $\sigma(p_T)/p_T < 0,05$ в области поперечных импульсов до $p_T < 1$ ТэВ в цилиндрической части. Детальное описание детекторов и их характеристик приведено в [7, 8]. В полном спектре инвариантных масс мюонных пар на рис. 2 видны известные резонансы в области масс от 1 до 100 ГэВ; благодаря хорошему импульсному разрешению отчётливо выделяются отдельные пики от основного состояния ипсилон-мезона $\Upsilon(1S)$ и радиальных возбуждений $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$. Первый физический сеанс работы завершён в 2012 г. — были набраны интегральные светимости около 5 и 20 fb^{-1} при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ соответственно. Светимость достигла величины $\mathcal{L} = 7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а среднее число взаимодействий на одно протон-протонное столкновение достигло значения 21. Детектор CMS эффективно работал при такой нагрузке: было записано более 90 % данных высокого качества, что позволило совершить открытие бозона Хиггса и другой интересной физики.

3. Открытие бозона Хиггса

Стандартная модель основана на механизме Браута–Энглера–Хиггса спонтанного нарушения симметрии с помощью введения скалярного поля с ненулевым вакуумным ожиданием, что позволяет придать ненулевые массы элементарным частицам, оставаясь в рамках перенормируемой теории поля [9, 10]. Основные вехи поисков бозона Хиггса в ЦЕРН и CMS выглядели следующим образом [11]. В начале 2000-х годов экспери-

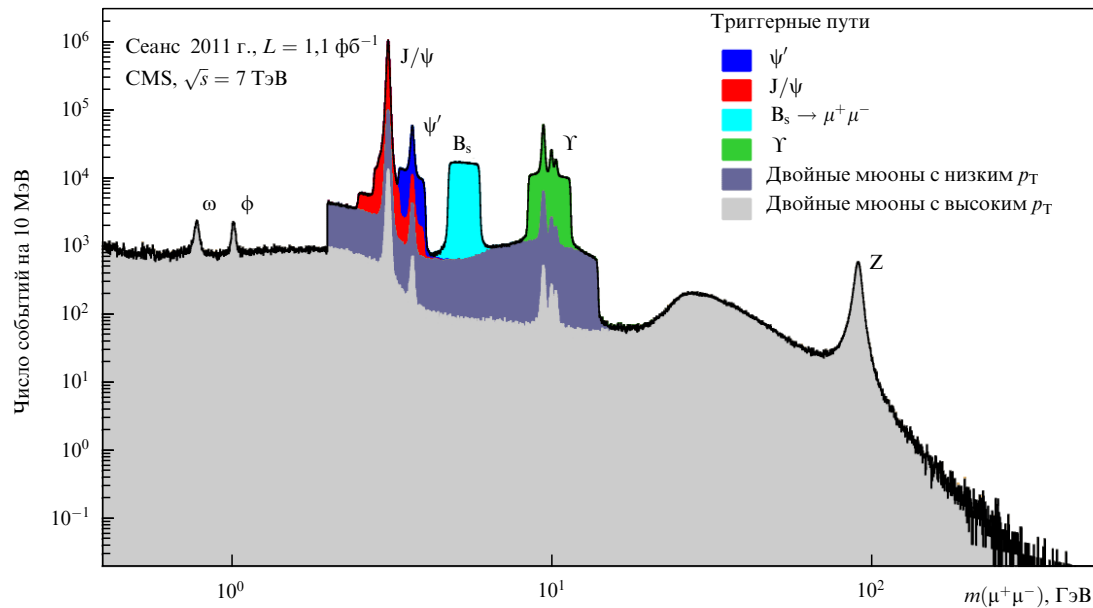


Рис. 2. Измеренные спектры инвариантных масс димюонов в широком диапазоне с различными триггерными путями.

менты на большом электрон-позитронном коллайдере LEP (Large Electron-Positron collider) при $\sqrt{s} = 209$ ГэВ исключили массы бозона Хиггса СМ менее 114,4 ГэВ [12]. Глобальный анализ всей совокупности прецизионных электрослабых измерений позволил сделать предсказание массы бозона Хиггса $m_H = 99^{+28}_{-23}$ ГэВ [13]. Данные, набранные на CMS в 2011 г., указали на существование пика при 125 ГэВ в распределении по массе со статистической значимостью 2,8 стандартных отклонений (σ) и позволили исключить диапазон масс 127–600 ГэВ [14]. Комбинированные данные экспериментов в Лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб) при $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ имели в 2012 г. превышение, которое было несовместимо с гипотезой фона на уровне около 3σ [15]. 4 июля 2012 г. в ЦЕРНе состоялся специальный семинар, на котором коллаборации ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS по данным с интегральной светимостью около 10 fb^{-1} и $\sqrt{s} = 7-8$ ГэВ доложили о наблюдении со значимостью $\approx 5\sigma$ (в каждом эксперименте) нового бозона с массой около 125 ГэВ, совместимого с бозоном Хиггса СМ; в конце июля 2012 г. результаты были посланы в журнал *Physics Letters* [4, 16]. Далее на полных данных 2012 г. была существенно повышена точность измерений, что позволило определить спин и чётность бозона и получить свидетельство о каналах его распада на фермионы ($\tau\tau$, $b\bar{b}$) [17], а также существенно повысить точность измерений. Ниже в этом разделе описываются результаты, полученные коллаборацией CMS на полных данных 2011–2012 гг. с интегральными светимостями до $5,1 \text{ fb}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $19,7 \text{ fb}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Поиск бозона Хиггса проводился в пяти главных каналах распада с наибольшей ожидаемой значимостью на LHC: $\gamma\gamma$, $ZZ^* \rightarrow 4l$, $WW^* \rightarrow l\nu/l\nu$, $\tau\tau$, $b\bar{b}$, где звёздочкой (*) отмечены виртуальные частицы, а $l = e^\pm, \mu^\pm$. Первые два канала дают наилучшую значимость и отделение сигнала от фона благодаря хорошему разрешению по массе ($\sigma_M/M = 1-2\%$), другие каналы имеют наибольшие вероятности распада. Для того чтобы избежать ненамеренной смещённой оценки, все критерии отбора

были фиксированы до проведения анализа сигнальной области (так называемый слепой анализ).

1. При поиске распада в канале $\gamma\gamma$ использовался многопараметрический метод анализа (усиленные деревья принятия решений — boosted decision trees) для отбора и классификации событий [18]. Многопараметрический анализ позволил увеличить ожидаемую значимость на 15 % по сравнению с таковой по результатам независимого анализа, практически идентичного описанному в работе по анализу данных 2011 г. с использованием простых критериев, основанных на обрезаниях. Взвешенная гистограмма с массовым спектром представлена на рис. 3а, где, несмотря на большой комбинаторный фон, ясно виден пик в области массы 125 ГэВ [19]. Рисунок 3б показывает соответствующее p -значение, т.е. вероятность того, что флуктуации фона будут не меньше, чем наблюдаемое превышение; при 125 ГэВ отклонение даёт статистическую значимость $5,6\sigma$ [20]. Интенсивность сигнала, определяемая как отношение произведения сечения и соответствующей вероятности распада относительно ожидания СМ, составляет $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}} = 1,13 \pm 0,24$ [20].

2. При поиске в "золотом" канале ZZ^* использовались три возможных подканала распадов Z -бозонов на пары лептонов: 4μ , $2\mu 2e$ и $4e$. Требовалось наличие двух пар противоположно заряженных изолированных мюонов или электронов из одной первичной вершины. Канал является достаточно чистым: главные фоны включали в себя неприводимое рождение ZZ и приводимые фоны: рождение Z + струи, $Zb\bar{b}$, $t\bar{t}$, WZ . На полученном массовом спектре (рис. 3в) ясно виден узкий пик при массе около 125 ГэВ [21].

Поскольку распад $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ происходит ниже порога рождения системы двух Z -бозонов ($2m_Z \approx 182 \text{ ГэВ} > m_H \approx 125 \text{ ГэВ}$), относительная вероятность распада мала: $\text{Br}(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l) = 1,26 \times 10^{-4}$ при массе 125 ГэВ [22]. Для улучшения выделения сигнала был применён метод, использующий разницу матричных элементов для бозона Хиггса СМ и фона, — подход правдоподобия

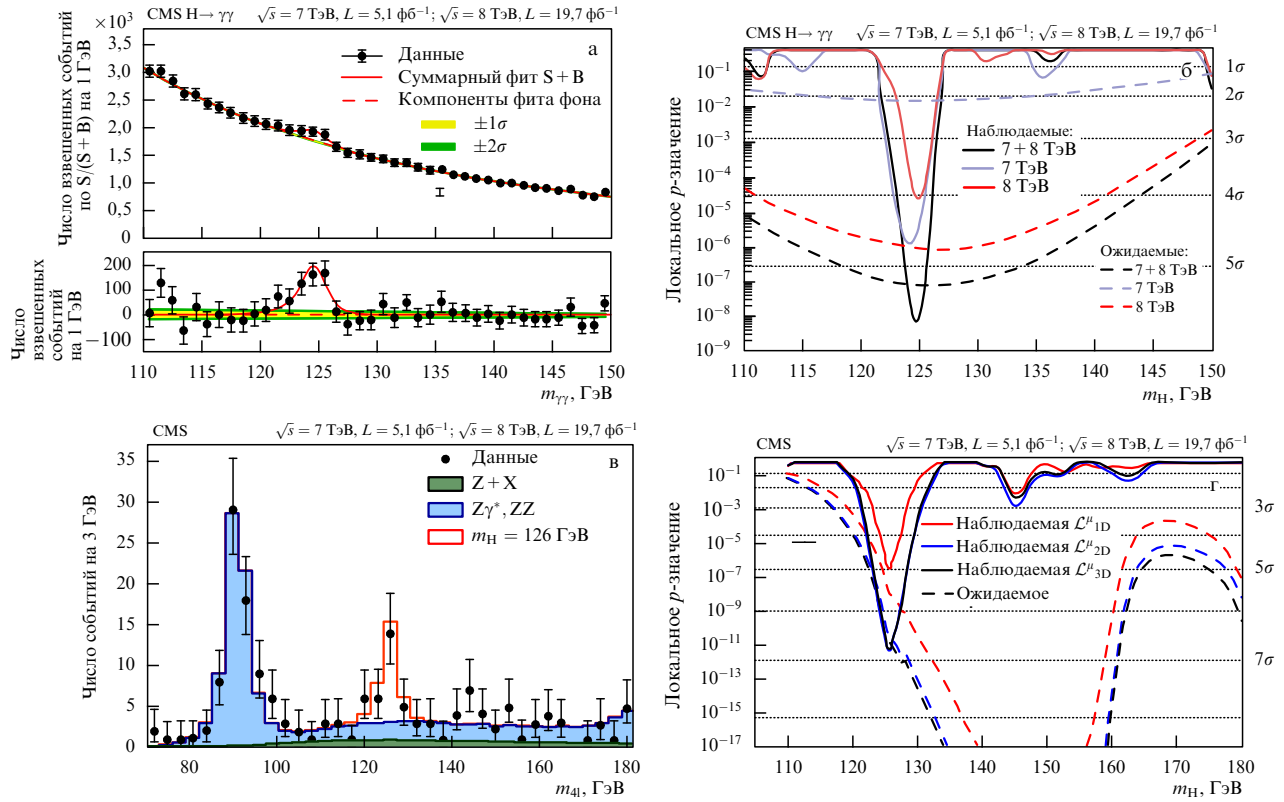


Рис. 3. Спектры масс (а, в) и зависимости p -значений от масс (б, г) для каналов $\gamma\gamma$ (а, б) и ZZ^* (в, г) распада бозона Хиггса.

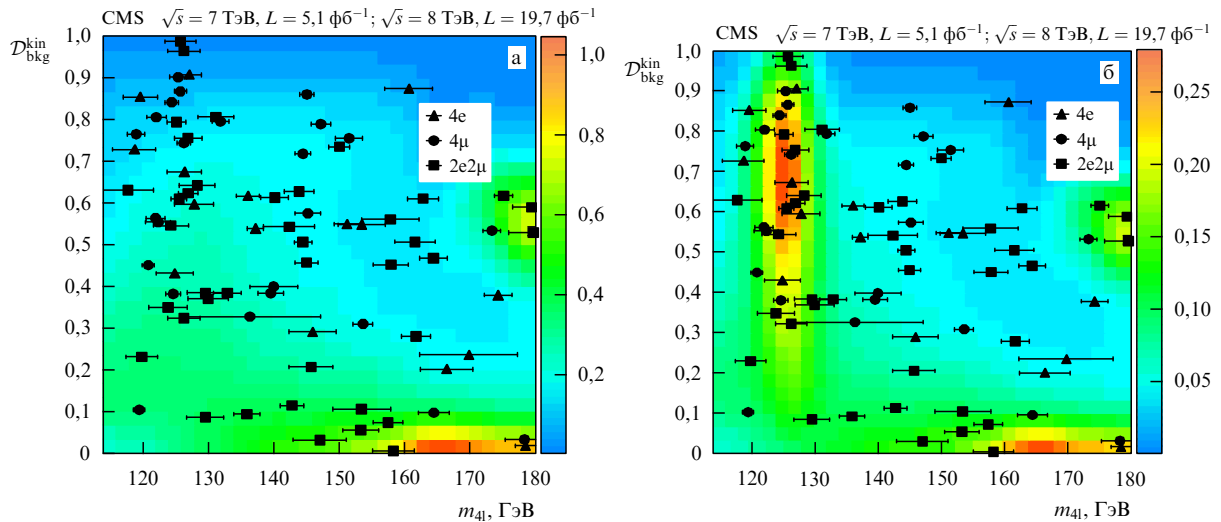


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределения событий $ZZ^* \rightarrow 4l$ для кинематического дискриминанта K_D и m_{4l} , цвет показывает плотность событий, ожидаемую для фона (а) и бозона Хиггса СМ (б). События показаны символами, горизонтальные отрезки показывают ожидаемое массовое разрешение.

матричных элементов (Matrix Element Likelihood Approach, MELA) [23, 24]. Используя все пять имеющихся углов четырёх лептонов и массы M_{Z_1} и M_{Z_2} обоих Z -кандидатов, можно записать основанный на отношении вероятностей гипотез сигнала и фона кинематический дискриминант $K_D = P_{\text{sig}} / (P_{\text{sig}} + P_{\text{bkg}})$, который можно использовать в общей функции правдоподобия, чтобы увеличить ожидаемую значимость на 15–20 %. На двумерных распределениях для ожидаемого фона и сигнала бозона Хиггса СМ (рис. 4) видно, что экспериментальные

точки хорошо описываются гипотезой бозона Хиггса СМ (рис. 4б), особенно для больших величин дискриминанта. Получающаяся зависимость p -значения, показанная на рис. 3г [21], соответствует значимости $6,5\sigma$ [20]. Интенсивность сигнала ZZ^* составляет $\mu = \sigma / \sigma_{\text{SM}} = 1,00 \pm 0,29$ [20].

Ширина пика, измеренная посредством его прямой аппроксимации, не превышала 3,4 ГэВ [21], но при учёте событий рождения бозона Хиггса вне массовой поверхности, вплоть до инвариантной массы 800 ГэВ, предел

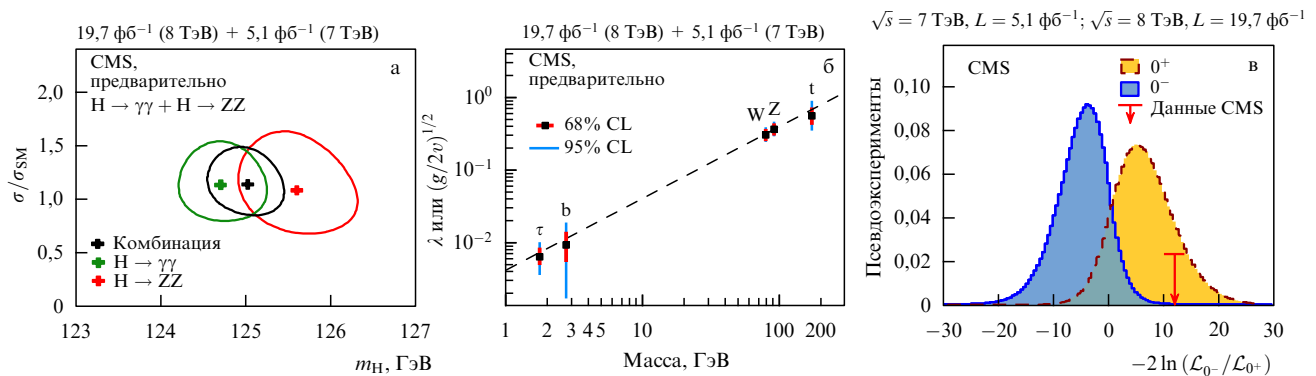


Рис. 5. (а) Двумерная диаграмма интенсивности сигнала и массы бозона. (б) Зависимость значений констант взаимодействия элементарных частиц с бозоном от их массы. (в) Распределение логарифма отношения функций правдоподобия для гипотез положительной и отрицательной чётностей бозона; стрелка показывает экспериментальную точку CMS.

ширины удаётся уменьшить в 150 раз — до 22 МэВ [25], что только в пять раз превышает теоретическое значение ширины бозона Хиггса 4,15 МэВ в СМ [26].

3. В канале распада $H \rightarrow WW^*$, где W -бозоны распадаются на заряженные лептоны и нейтрино, последние не регистрируются в детекторе и приводят к появлению большой потерянной поперечной энергии E_T^{miss} . В результате возникает превышение сигнала над фоном в широкой области по поперечной массе M_T со статистической значимостью $4,7\sigma$. Интенсивность сигнала составляет $\mu = \sigma/\sigma_{SM} = 0,83 \pm 0,21$ [20, 27].

4. Каналы распадов на фермионы $\tau\tau$ и $b\bar{b}$ обладают большой вероятностью, но страдают от большого фона от СМ [17]. В канале $\tau\tau$ статистическая значимость равнялась $3,8\sigma$, а интенсивность сигнала составляла $\mu = 0,91 \pm 0,27$ [20, 28].

5. В канале $b\bar{b}$ требуются две струи от b -кварков, сокращение фона происходит за счёт требования ассоциированного рождения W - или Z -бозонов. Значимость равнялась $2,0\sigma$, интенсивность сигнала составляла $\mu = 0,93 \pm 0,49$ [20, 29].

Комбинация всех пяти каналов (см. таблицу) даёт по результатам фитирования интенсивность сигнала $\sigma/\sigma_{SM} = 1,00 \pm 0,13$ [20], совместимую с ожиданием бозона Хиггса СМ; интенсивности сигнала для различных каналов также совместимы со СМ. Измерение массы нового бозона дало значение $m_H =$

Таблица. Сводка результатов для различных каналов распада бозона Хиггса и их комбинации: наблюдаемые и ожидаемые локальные p -значения для $m_H = 125$ ГэВ (выраженные в стандартных отклонениях наблюдаемого превышения для гипотезы чистого фона), а также интенсивности сигнала и массы, полученные посредством фитирования по экспериментальным данным [20]

Канал распада	Значимость (σ)		Сигнал $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$	Масса M_H , ГэВ
	Наблюдаемая	Ожидаемая		
ZZ	6,5	6,3	$1,00 \pm 0,29$	$125,6 \pm 0,4 \pm 0,2$
$\gamma\gamma$	5,6	5,3	$1,13 \pm 0,24$	$124,70 \pm 0,31 \pm 0,15$
WW	4,7	5,4	$0,83 \pm 0,21$	$128,2^{+6,6}_{-5,3}$
$\tau\tau$	3,8	3,9	$0,91 \pm 0,27$	
$b\bar{b}$	2,0	2,3	$0,93 \pm 0,49$	
Комбинация всех каналов:			$1,00 \pm 0,13$	$125,03^{+0,26+0,13}_{-0,27-0,15}$ ГэВ [20].

$= 125,03^{+0,26}_{-0,27}(\text{стат.})^{+0,13}_{-0,15}(\text{сист.})$ ГэВ [20]. Рисунок 5а показывает двумерный график сигнала и массы.

Для того чтобы проверить, совпадают ли свойства открытого бозона со свойствами бозона Хиггса СМ, необходимо измерить его константы взаимодействий с различными полями. Первыми результатами такой проверки было фитирование по экспериментальным данным набора констант для векторных частиц (κ_V) и фермионов (κ_F), которое даёт значения $\kappa_V \in [0,88, 1,15]$ и $\kappa_F \in [0,64, 1,16]$ [20]. Измерен также более полный набор констант для частиц τ , b , W , Z , t [20], при этом оказывается, что константы прямо пропорциональны массам частиц (рис. 5б), как и должно быть для бозона, являющегося квантовыми флуктуациями поля Хиггса, которое даёт массы элементарным частицам. Трудно представить, чтобы подобная точная пропорциональность могла возникнуть на масштабе двух порядков по массе по какой-то другой причине.

Наконец, используя угловые распределения продуктов распада, необходимо проверить гипотезы различных спинов и чётности. СМ требует состояния $J^{PC} = 0^{++}$. Известно, что спин 1 исключён по теореме Ландау–Янга [30–32] (статья [30] включена в *Собрание трудов* Л.Д. Ландау [31]), так как бозон распадается на пару фотонов. Из-за этого же распада C -чётность должна быть положительной. Распределение логарифма отношения функций правдоподобия для гипотез положительной и отрицательной P -чётностей показано на рис. 5в. Видно, что экспериментальная точка CMS соответствует положительной P -чётности, отрицательная P -чётность исключена на 99,9 % [21]. Подобным образом исключены также спины 1 и 2 с вероятностями более чем 99 %.

В результате открытия бозона Хиггса и определения его характеристик была присуждена Нобелевская премия по физике 2013 года совместно Питеру Хиггсу и Франсуа Энглеру "за теоретическое открытие механизма, который обеспечил понимание происхождения массы элементарных частиц и который недавно был подтверждён открытием предсказанной элементарной частицы в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе" [33].

Продолжаются исследования других мод распада бозона Хиггса. Так, например, проведены поиски редкого распада $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, который имеет относительную вероятность в СМ $\text{Br}(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2,2 \times 10^{-4}$. При интегральной светимости 25 fb^{-1} найден предел $\mu = 7,4$

(ожидаемый предел $\mu = 5,1$) на 95%-ном уровне достоверности (Confidence Level, CL) [34]. Ожидается открытие распада $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $\int \mathcal{L} dt \approx 1000 \text{ фб}^{-1}$ и $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$. Проведены поиски дополнительного бозона Хиггса со свойствами как в СМ, исключён диапазон масс до 1 ТэВ при 99 % CL [35]. Пока нет доказательств существования бозона Хиггса за пределами СМ.

Таким образом, можно подвести итог результатов поисков: новая частица очень похожа на бозон, предсказанный простой моделью Браута–Энглера–Хиггса, — это скалярное поле с константами связи, которые пропорциональны массе частиц. Эта частица обладает всеми свойствами бозона Хиггса СМ в пределах текущих погрешностей. В конце фазы 2 LHC, через 20 лет, ожидается интегральная светимость $\sim 3000 \text{ фб}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$, что позволит провести дальнейшие проверки и изучение физики бозона Хиггса, в частности достигнуть 2–5%-ной точности измерения констант связи бозона Хиггса для γ , Z , W [36]. Вероятно, важнейшим измерением после собственно открытия Хиггса будет измерение констант хиггсовского потенциала, что возможно при изучении одновременного рождения двух бозонов Хиггса при использовании данных с интегральными светимостями 3000 фб^{-1} в перспективных каналах с большими относительными вероятностями распада типа $b\bar{b}\gamma\gamma$ или $b\bar{b}t\bar{t}$ [36]. Будущие набор и анализ данных позволят провести более строгую проверку свойств нового бозона и исследования того, означают ли свойства новой частицы наличие физики вне СМ.

4. Изучение процессов в Стандартной модели

Открытие бозона Хиггса на LHC ещё раз подтвердило триумфальное шествие СМ в физике элементарных частиц. Другим важным результатом CMS стало открытие редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, поиски которого происходили в различных экспериментах уже на протяжении 30 лет с постепенно повышающейся точностью. В СМ этот распад подавлен, поскольку он описывается петлевыми диаграммами пингвинового и боксового типов, и, кроме того, запрещён по спиральности. Относительная вероятность распада в СМ $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3,6 \pm 0,3) \times 10^{-9}$, поэтому этот процесс чувствителен к поискам физики вне СМ [37]. В ноябре 2012 г. коллаборация LHCb первая сообщила о наблюдении этого распада на уровне значимости $3,5\sigma$ [38]. На Конференции по физике высоких энергий Европейского физического общества (EPS HEP) в июле 2013 г. в Стокгольме коллаборация CMS представила результаты $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3,0^{+1,0}_{-0,9}) \times 10^{-9}$ (значимость $4,3\sigma$), установлен верхний предел $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1,1 \times 10^{-9}$ при 95 % CL [6]. Оба результата находятся в согласии с предсказаниями СМ, тем самым была исключена часть фазового пространства некоторых суперсимметричных моделей.

Был получен комбинированный результат CMS и LHCb: $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2,9 \pm 0,7) \times 10^{-9}$, который совместим с СМ со статистической значимостью 5σ [39]. Обработка данных при полной интегральной светимости 3000 фб^{-1} и $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ в фазе 2 LHC должна позволить достичь статистической значимости более 5σ также и для распада $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ [40].

Самый тяжёлый кварк, топ-кварк t , с массой около 173 ГэВ был открыт в 1995 г. на коллайдере Tevatron (Батавия, США). В последние годы LHC также можно

рассматривать как "топ-фабрику", на которой родилось несколько миллионов t -кварков. В экспериментах ATLAS и CMS по данным 2011 г. при светимости 5 фб^{-1} точность определения массы топ-кварка M_t , измерение которой важно для вопроса стабильности вакуума [1], достигла точности на коллайдере Tevatron, анализ комбинации данных всех экспериментов дал значение $M_t = 173,34 \pm 0,76 \text{ ГэВ}$ [41]. Измерены сечения парного рождения t -кварков при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ $\sigma_{t\bar{t}} = 239 \pm 2$ (стат.) ± 11 (сист.) ± 6 (светимость) пб [42], которые хорошо согласуются с предсказанием СМ $\sigma_{t\bar{t}} = 237,5 \pm 13,1$ пб, и сечения одиночного рождения t -кварка в процессах электрослабых взаимодействий в различных каналах: $\sigma_t = 83,6 \pm 2,3 \pm 7,4 \pm 20,0$ пб [43], $\sigma_{tW} = 23,4^{+5,5}_{-5,4}$ пб [44], $\sigma_s = 6,2^{+8,0}_{-5,1}$ пб [45]. Получено также множество других интересных результатов исследований в физике t -кварков, электрослабой физике и других областях СМ.

В 2010 г. в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ впервые был обнаружен так называемый ридж-эффект (от англ. ridge — хребет), который заключается в наблюдении корреляций частиц в узком диапазоне по $\Delta\phi \approx 0$ (азимутальный угол вокруг оси пучка), но в широком диапазоне по $\Delta\eta$ (угол относительно оси пучка) в событиях с большими множественностями [46]. Таким образом, некоторые пары частиц с большими $\Delta\eta$ ориентированы по своим направлениям вдоль одного и того же азимутального угла ϕ , как если бы такие частицы рождались когерентно в точке взаимодействия протонов. Это открытие привело к потоку возможных объяснений на основе различных механизмов: конденсат цветного стекла, множественные взаимодействия, гидродинамическое описание и др. [47]. Позднее этот эффект был подтверждён коллаборациями ATLAS и ALICE (A Large Ion Collider Experiment), а также наблюдался с более высокими корреляциями в протон-ядерных (p Pb) и ядро-ядерных (Pb Pb) взаимодействиях на CMS [48, 49].

Рождение лептонных пар в протон-протонных столкновениях описывается в СМ обменом γ^*/Z в s -канале (процесс Дрелла–Яна), теоретические расчёты ведутся в приближении NNLO (Next-to-Next Leading Order) в рамках квантовой хромодинамики и являются чувствительными к партонному составу протона. Дифференциальные сечения процессов Дрелла–Яна $d\sigma/dm$ измерены в CMS в области масс от 15 до 2000 ГэВ (рис. 6а), измерены также двойные дифференциальные сечения $d^2\sigma/dm d|y|$, где y — быстота дилептонной пары, при этом наблюдается хорошее согласие с предсказаниями СМ [50, 51]. Измерение процессов в СМ важно как для проверки СМ, так и для улучшения предсказаний будущих измерений, поскольку процессы СМ являются фоном как для других измерений, так и для поиска новой физики.

5. Поиски физики вне Стандартной модели

Поиски новой физики на CMS выполнялись в разных каналах для различных теоретических моделей, предсказывающих отклонения от СМ. Одним из важных направлений является поиск узких резонансов в двухлептонных каналах (димюонном и диэлектронном), которые ранее уже зарекомендовали себя в качестве чистых каналов для поиска новых частиц. Многие модели новой физики предсказывают существование узких резонансов в ТэВ-ной области инвариантной массы пары заряженных лептонов [52, 53]. К таким моделям, в частности, относятся: 1) Последовательная стандартная модель

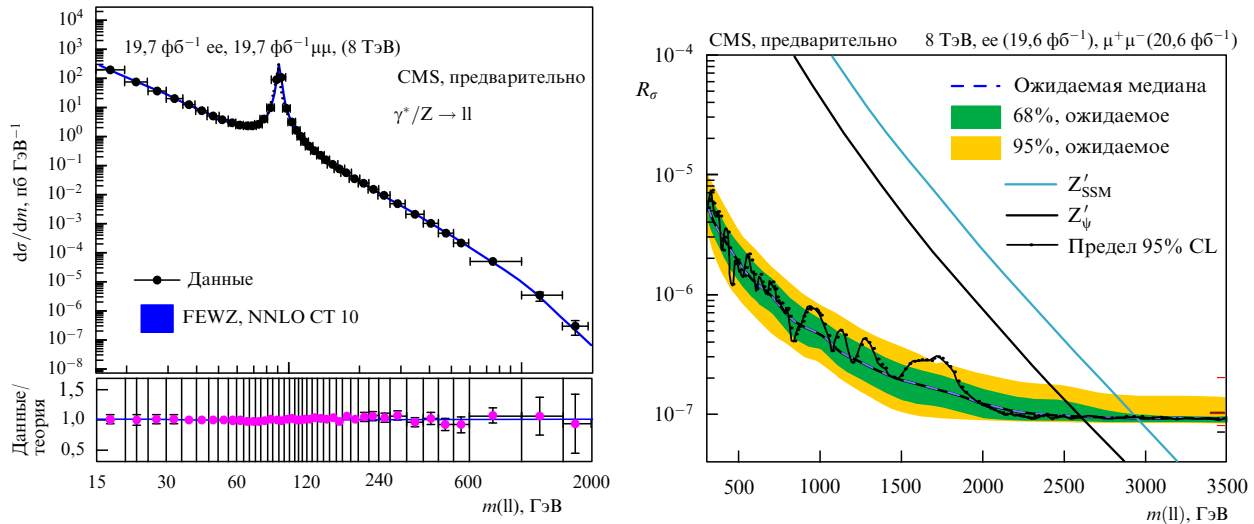


Рис. 6. (а) Спектр инвариантных масс дрелл-яновских пар, измеренный на CMS и предсказанный NNLO-вычислениями, для полного фазового пространства. (б) Пределы сечений узких дилептонных резонансов в зависимости от их инвариантных масс в сравнении с предсказаниями моделей физики вне СМ.

(Sequential Standard Model, SSM), обозначаемая как Z'_{SSM} , с теми же константами связи, что и в СМ; 2) модель Z'_ψ , предсказываемая в теориях Великого объединения [52]; 3) модель Рэндалл–Сандрума (RS1) с одной дополнительной пространственной размерностью с кривизной, в которой возникают возбуждённые калуцклейновские состояния гравитонов [54]. В последнем измерении CMS использовались данные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральными светимостями вплоть до 20 фб⁻¹ как в димюонных, так и диэлектронном каналах [55]. Поиск резонансов осуществлялся по анализу формы спектра дилептонных масс, для того чтобы избежать зависимости от неопределённостей абсолютного уровня фона. Поскольку спектры оказались совместимыми с предсказаниями СМ, были определены верхние пределы произведения сечения и относительных вероятностей распадов Z' в лептонные пары по отношению к произведению сечения и относительных вероятностей распада Z -бозона в лептонные пары в СМ. Верхние пределы отношения сечения

$$R_\sigma = \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \ell\ell + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \ell\ell + X)},$$

полученные на 95%-ном уровне достоверности, показаны на рис. 6б для комбинации обоих дилептонных каналов. Поскольку в спектре масс не обнаружено значительных пиков, установлены следующие нижние пределы массы Z' -резонансов: 2960 ГэВ для Z'_{SSM} и 2600 ГэВ для Z'_ψ [55]. Результаты могут быть обобщены для других возможных мод распада Z' . В перспективе для димюонов при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости 300 фб⁻¹ можно надеяться достичь значений масс 4,6–5,2 ТэВ (для моделей $Z'_\psi - Z'_{SSM}$), а при светимости 3000 фб⁻¹ — значений масс до 5,6–6,2 ТэВ [36].

Одним из наиболее ярких предсказаний теорий низкоэнергетической квантовой гравитации является возможность рождения в протон-протонных столкновениях при энергиях ЛНС микроскопических чёрных дыр [57, 58]. Такие модели мотивированы главным обра-

зом большой разницей между электрослабой шкалой ($\sim 0,1$ ТэВ) и планковским масштабом ($M_{Pl} \sim 10^{16}$ ТэВ), известной как проблема иерархий. Был проведён новый анализ рождения микроскопических чёрных дыр в модели Аркани-Хамеда, Димопулоса и Двали (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali — ADD) [59] по данным при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральной светимостью 12 фб⁻¹ [60] и установлены для полуклассических чёрных дыр пределы масс ниже 4,3–6,2 ТэВ. Поиски эффектов дополнительных измерений [61] также осуществлялись в спектре масс дифотонов [62], димюонов [63] и диэлектронов [64], что позволило исключить шкалу струнного масштаба M_s до 4,94 ТэВ.

Большой интерес вызывают поиски на коллайдере частиц тёмной материи (слабовзаимодействующих массивных частиц — Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs). На CMS такие поиски производились в событиях с энергичной струей $+E_T^{miss}$ [65] или энергичным лептоном $+E_T^{miss}$ [66], а также в канале с ассоциированным рождением t-кварков [67]. Число событий совместимо с ожиданиями в СМ, определены пределы сечений рассеяния тёмной материи на нуклоне для различных моделей взаимодействия.

Как известно из теорий бариогенезиса, нарушение барионного числа (НБЧ) является одним из необходимых условий наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной [68–70] (статья [68] воспроизведена в УФН [69]). Сильные эффекты НБЧ предсказываются во многих моделях вне СМ. На CMS НБЧ было исследовано в распаде t-кварка $t \rightarrow \bar{b}\bar{c}\mu^+$, когда другой t-кварк в событии распадается обычным образом: $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow d \bar{u} \bar{b}$. Установлен предел 0,0015 при 95 % CL относительной вероятности гипотетического распада с НБЧ $t \rightarrow l + 2j$ [71].

Одной из наиболее популярных моделей новой физики на ТэВ-ном масштабе энергий является суперсимметрия, в которой у каждой элементарной частицы появляется суперпартнёр со спином, отличающимся на 1/2, и которая позволяет ликвидировать квадратичную расходимость радиационных поправок к массе бозона Хиггса, объединить калибровочные константы связи сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий и

обеспечить существование частиц тёмной материи. Без точной настройки теории (критерий "натуральности") массы суперпартнёров не должны быть много больше 1 ТэВ [72]. Поиски суперсимметричных частиц в различных каналах пока не дали положительных результатов. Так, например, для партнёра глюона (глюино $\tilde{g}$) установлено ограничение на массу $m_{\tilde{g}} \geq 1,3$ ТэВ. Для интегральной светимости 300 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ планируется довести предел массы глюино до 2 ТэВ [36].

В CMS были также выполнены и многие другие поиски отклонений от СМ; на сайте коллаборации [73] доступны сводки полученных пределов для масс и масштабов для различных моделей физики вне СМ и ссылки на опубликованные работы.

6. Заключение

Итак, можно констатировать, что благодаря отличной работе ЛНС и детектора CMS набран большой объём данных протон-протонных столкновений: интегральная светимость 5 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 20 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. При поиске бозона Хиггса СМ в пяти каналах распада найден новый бозон с массой около 125 ГэВ. Сильные сигналы со статистической значимостью более чем в 5σ найдены при анализе каналов распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, результаты в других каналах распада также полностью согласуются с предсказаниями СМ. Новая частица очень похожа на бозон, предсказанный простой моделью Браута–Энглера–Хиггса: это скалярное поле с константами связи, пропорциональными массам частиц. Новая частица обладает всеми свойствами бозона Хиггса СМ в пределах текущих погрешностей. Набор будущих данных позволит провести более строгую проверку свойств нового бозона и исследования того, означают ли свойства новой частицы наличие физики вне СМ.

Проведены поиски процессов в СМ и поиски новой физики вне СМ, сделано долго ожидавшееся открытие редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ и неожиданно обнаружен ридж-эффект в протон-протонных столкновениях в корреляциях частиц, имеющих большую разницу полярных углов. Результаты в области СМ используются для уточнения структурных функций партонных и в теоретических расчётах в высоких порядках по теории возмущений. В поисках физики вне СМ эксперимент смог, в частности, исключить новые частицы в области масс 2–3 ТэВ в дилептонных каналах и 5 ТэВ в канале двух струй, что позволило улучшить пределы, полученные в предыдущих исследованиях [73]. Следующие сеансы на полной энергии ЛНС 13–14 ТэВ приведут к увеличению точности измерений, а анализ данных даст ответы на актуальные вопросы теории. Нельзя также сбрасывать со счёта возможность открытия ещё не предсказанных теорией неожиданных явлений в физике высоких энергий, как уже бывало в прошлом. С данными на увеличенных энергиях и светимостях коллаборация CMS будет способна к расширению исследованной области поисков процессов физики вне СМ [36].

К весне 2014 г. коллаборация CMS опубликовала около 300 статей, и их число продолжает увеличиваться. В этом кратком сообщении представлен обзор наиболее интересных последних результатов CMS, дополнительную информацию можно найти, например, на сайте CMS для публичных физических результатов [73].

Автор благодарен членам коллаборации CMS за плодотворное сотрудничество, а также И.А. Голутвину и В.А. Рубакову за предложение выступить на научной сессии Отделения физических наук РАН.

Список литературы

1. Грожан К *УФН* **177** 3 (2007); Grojean Ch *Phys. Usp.* **50** 1 (2007)
2. Bayatian G L et al. (CMS Collab.) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **34** 995 (2007)
3. Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004); Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)
4. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012); arXiv:1207.7235
5. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (06) 081 (2013); arXiv:1303.4571
6. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 101804 (2013); arXiv:1307.5025
7. Bayatian G L et al. (CMS Collab.), CERN-LHCC-2006-001 (Technical Design Report CMS, 8.1) (Geneva: CERN, 2006)
8. Chatrchyan S et al. (The CMS Collab.) *JINST* **3** S08004 (2008)
9. Рубаков В А *УФН* **182** 1017 (2012); Rubakov V A *Phys. Usp.* **55** 949 (2012)
10. Carena M et al. "Status of Higgs boson physics (November 2013)", <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-higgs-boson.pdf>
11. Della Negra M, Jenni P, Virdee T S *Science* **338** 1560 (2012)
12. Barate R et al. *Phys. Lett. B* **565** 61 (2003); hep-ex/0306033
13. Erler J, Langacker P "Electroweak model and constraints on new physics", in Beringer J et al. (Particle Data Group) "Review of Particle Physics" *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
14. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **710** 26 (2012); arXiv:1202.1488
15. Aaltonen T et al. (CDF Collab., D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **109** 071804 (2012); arXiv: 1207.6436
16. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
17. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Nature Phys.* **10** 557 (2014); arXiv:1401.6527
18. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-12-015; <http://cds.cern.ch/record/1460419>
19. CMS Collab. *Eur. Phys. J. C*, submitted; arXiv:1407.0558
20. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-14-009; <http://cds.cern.ch/record/1728249>
21. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 092007 (2014); arXiv:1312.5353
22. Dittmaier S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* (Geneva: CERN, 2011) DOI:10.5170/CERN-2011-002; arXiv: 1101.0593
23. Gao Y et al. *Phys. Rev. D* **81** 075022 (2010); arXiv:1001.3396
24. Bolognesi S et al. *Phys. Rev. D* **86** 095031 (2012); arXiv:1208.4018
25. Khachatryan V (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **736** 64 (2014); arXiv:1405.3455
26. Heinemeyer S et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group* (Geneva: CERN, 2013) DOI:10.5170/CERN-2013-004; arXiv:1307.1347
27. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (01) 096 (2014); arXiv:1312.1129
28. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (05) 104 (2014); arXiv:1401.5041
29. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 012003 (2014); arXiv:1310.3687
30. Ландау Л Д *ДАН СССР* **60** 207 (1948)
31. Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 2 (М.: Наука, 1969) с. 34
32. Yang C-N *Phys. Rev.* **77** 242 (1950)
33. The Nobel Prize in Physics 2013, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/
34. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-13-007; <http://cds.cern.ch/record/1606831>
35. CMS Collab., CMS-PAS-HIG-13-014; <http://cds.cern.ch/record/1546776>

36. CMS Collab. "CMS contribution to the Snowmass 2013 report", arXiv:1307.7135
37. De Bruyn K et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 041801 (2012); arXiv:1204.1737
38. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 021801 (2013); arXiv:1211.2674
39. CMS and LHCb Collab., CMS-PAS-BPH-13-007, LHCb-CONF-2013-012; <http://cds.cern.ch/record/1564324>
40. CMS Collab., CMS-PAS-FTR-13-022; <http://cds.cern.ch/record/1605250>
41. The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collab., LHC/Tevatron NOTE, ATLAS-CONF-2014-008, CDF Note 11071, CMS PAS TOP-13-014, D0 Note 6416; arXiv:1403.4427
42. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (02) 024 (2014); arXiv:1312.7582
43. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (06) 090 (2014); arXiv:1403.7366
44. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 231802 (2014); arXiv:1401.2942
45. CMS Collab., CMS-PAS-TOP-13-009; <http://cds.cern.ch/record/1633190>
46. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2010** (09) 091 (2010); arXiv:1009.4122
47. Li W *Mod. Phys. Lett. A* **27** 1230018 (2012); arXiv:1206.0148
48. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **718** 795 (2013); arXiv:1210.5482
49. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2011** (07) 076 (2011); arXiv:1105.2438
50. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (12) 030 (2013); arXiv:1310.7291
51. CMS Collab., CMS-PAS-SMP-14-003; <http://cds.cern.ch/record/1728320>
52. Leike A *Phys. Rep.* **317** 143 (1999); hep-ph/9805494
53. Rizzo T G, SLAC-PUB-12129; hep-ph/0610104
54. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999); hep-th/9906064
55. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-061; <http://cds.cern.ch/record/1519132>
56. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **720** 63 (2013); arXiv:1212.6175
57. Dimopoulos S, Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **87** 161602 (2001); hep-ph/0106295
58. Giddings S B, Thomas S D *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002); hep-ph/0106219
59. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
60. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (07) 178 (2013); arXiv:1303.5338
61. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001); Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)
62. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 111801 (2012); arXiv:1112.0688
63. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-027; <https://cds.cern.ch/record/1523261/>
64. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-031; <https://cds.cern.ch/record/1523280/>
65. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-048; <http://cds.cern.ch/record/1525585>
66. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-13-004; <http://cds.cern.ch/record/1563245>
67. CMS Collab., CMS-PAS-B2G-13-004; <https://cds.cern.ch/record/1697173>
68. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
69. Сахаров А Д *УФН* **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
70. Константин Т *УФН* **183** 785 (2013); Konstandin T *Phys. Usp.* **56** 747 (2013)
71. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **731** 173 (2014); arXiv:1310.1618
72. Высоцкий М И, Невзоров Р Б *УФН* **171** 939 (2001); Vysotskii M I, Nevzorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)
73. CMS Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>

PACS numbers: **12.15**.-y, **12.60**.-i, **14.80**.-j
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409j.1004

Хиггсовский бозон открыт: что дальше?

Д.И. Казаков

1. Введение

Открытие хиггсовского бозона [1, 2] в 2012 г. и присуждение Нобелевской премии в 2013 г. ознаменовали важный этап в физике элементарных частиц. Был экспериментально подтверждён теоретически предсказанный около 50 лет назад механизм генерации масс фундаментальных частиц — механизм спонтанного нарушения симметрии Браута–Энглера–Хиггса [3, 4]. Тем самым Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий получила логическое завершение и приобрела статус стандартной теории. Под СМ (Standard Model — SM) понимается описание сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий между кварками и лептонами, основанное на калибровочной теории с группой симметрии $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. При этом кварки являются триплетом, а лептоны — синглетом группы $SU(3)_c$, левые компоненты кварков и лептонов представляют собой дублеты группы $SU(2)_L$, а правые компоненты — синглеты, и все они имеют гиперзаряд согласно группе $U(1)_Y$. Состав полей материи и переносчиков четырёх фундаментальных взаимодействий СМ представлен на рис. 1. К уже известным частицам, все из которых были открыты в XX в., добавился хиггсовский бозон, открытый уже в XXI в.

Три поколения материи (фермионы)					
	I	II	III		
Масса→	3 МэВ	1,24 ГэВ	173,3 ГэВ	0	125,2 ГэВ
Заряд→	2/3	2/3	2/3	0	0
Спин→	1/2	1/2	1/2	1	0
Наименование→	u up (верхний)	c charm (очарованный)	t top (истинный)	γ photon (фотон)	H Higgs (бозон Хиггса)
Кварки	6 МэВ -1/3	95 МэВ -1/3	4,2 ГэВ -1/3	0	0
	d down (нижний)	s strange (странный)	b bottom (предельный)	g gluon (глюон)	G Graviton (гравитон)
Лептоны	< 2 эВ 0	< 0,19 МэВ 0	< 18,2 МэВ 0	91,2 ГэВ 0	
	ν_e electron neutrino (электронное нейтрино)	ν_μ muon neutrino (мюонное нейтрино)	ν_τ tau neutrino (тау- нейтрино)	Z⁰ weak force (слабое взаимодействие)	
	0,511 МэВ -1	106 МэВ -1	1,78 ГэВ -1	80,4 ГэВ ±1	
	e electron (электрон)	μ muon (мюон)	τ tau (тау)	W[±] weak force (слабое взаимодействие)	
					Бозоны (переносчики взаимодействий)

Рис. 1. Стандартная модель фундаментальных взаимодействий (согласно [5]).

Д.И. Казаков. Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, РФ
Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., РФ

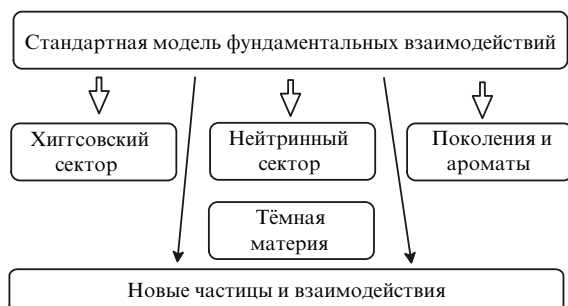


Рис. 2. Проблемные секторы в Стандартной модели и вне её рамок.

В СМ имеются шесть кварков и шесть лептонов, составляющих три поколения и три вида взаимодействий: сильное, слабое и электромагнитное — переносимых квантами соответствующих полей: глюоном, W - и Z -бозонами и фотоном. К ним теперь добавилось четвертое, юкавское, взаимодействие, переносимое хиггсовским бозоном. Для полноты картины нужно добавить гравитационное взаимодействие, переносимое гравитоном — квантом гравитационного поля, но гравитон ещё не открыт: гравитация пока описывается лишь в классическом варианте. Этим исчерпываются все известные фундаментальные частицы и силы природы.

Стандартная модель сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий количественно описывает практически все наблюдаемые. Нет ни одного эксперимента в физике элементарных частиц, в котором отклонения от СМ превосходили бы 2–2,5 стандартных отклонения, а возникающие изредка в экспериментах аномалии со временем рассасываются [6]. Не исключено, что открытые недавно нейтринные осцилляции потребуют минимальной модификации СМ. Однако и это не обязательно: добавление правых нейтрино вполне вписывается в СМ и позволяет описать превращения нейтрино одного сорта в другое в результате смешивания, наподобие того, как это происходит в кварковом секторе. Новые прецизионные тесты процессов с нарушением аромата и CP -нарушением также прошли все проверки. Причём все эксперименты описываются с помощью одной матрицы Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (СКМ) с четырьмя параметрами. Таким образом, мы наблюдаем триумф Стандартной модели фундаментальных взаимодействий как основы всех явлений природы, за исключением гравитации.

Возникает вопрос: это конец истории или её новый этап? Ответ, который даёт научное сообщество, не вызывает сомнений: это начало большой программы исследований длиной в несколько десятилетий. Природа ещё хранит много загадок!

Обсуждая различные аспекты Стандартной модели, а также попытки выхода за её рамки, мы будем следовать схематической диаграмме, представленной на рис. 2, и подробно рассмотрим все элементы СМ.

2. Хиггсовский сектор

Итак, хиггсовский бозон открыт. С 96%-ным уровнем достоверности (Confidence Level — CL) установлены все его свойства — они находятся в прекрасном согласии с ожиданиями: это частица со спином нуль, чётностью $+$ и вакуумным средним, отличным от нуля, которая взаимодействует с W - и Z -бозонами, а также с кварками и лептонами (экспериментально проверено для третьего

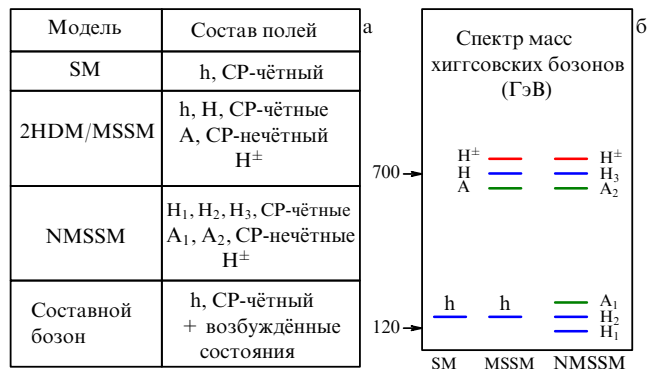


Рис. 3. Состав полей (а) и спектр масс (б) различных моделей хиггсовского сектора.

поколения) с силой, пропорциональной массам последних [7, 8]. И всё же исследование хиггсовского сектора СМ только начинается. Поставленные вопросы требуют ответов.

- Это бозон Хиггса? — Вероятнее всего, да.
- Это бозон Хиггса Стандартной модели? — Похоже.
- Существуют ли альтернативы? — Да.
- Может ли быть, что мы видим не один бозон Хиггса? — Возможно.
- Можно ли получить достоверные ответы на эти вопросы? — Да.

Новые эксперименты на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) при удвоенной энергии и на новых ускорителях (если они будут построены) позволят достигнуть достаточной точности для однозначных ответов на эти вопросы. Заметим, что мы уже получили подтверждение того, что частицы приобретают массы в результате взаимодействия с полем Браута–Энглера–Хиггса, какой бы модели ни соответствовал хиггсовский бозон.

Рассмотрим, какие существуют альтернативы минимальному хиггсовскому сектору. Напомним, что минимальная СМ содержит один хиггсовский дублет, который обеспечивает массу как верхним, так и нижним кваркам и лептонам одновременно. В этом случае имеется лишь один CP -чётный хиггсовский бозон (рис. 3а). Ближайшим расширением СМ является двухдублетная хиггсовская модель (2 Higgs Doublet Model — 2HDM) [9, 10]. Она же реализуется и в случае Минимального суперсимметричного расширения СМ (MSSM) (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) [11–14]. При этом верхние и нижние кварки и лептоны получают массу, взаимодействуя с разными хиггсовскими дублетами, каждый из которых имеет своё вакуумное среднее. В этом случае имеются пять хиггсовских бозонов: два CP -чётных, один CP -нечётный и два заряженных.

Следующим популярным шагом является введение дополнительного хиггсовского поля, которое представляет собой синглет относительно калибровочной группы СМ. В случае суперсимметрии соответствующая модель носит название NMSSM — следующая за минимальной (Next-to-Minimal Supersymmetric SM) [15]. Здесь уже имеются семь хиггсовских бозонов. Примерный спектр частиц для различных моделей показан на рис. 3б. Заметим, что в случае NMSSM имеются два лёгких CP -чётных хиггсовских бозона, причём открытая частица вполне может соответствовать как H_1 , так и H_2 . Причи-

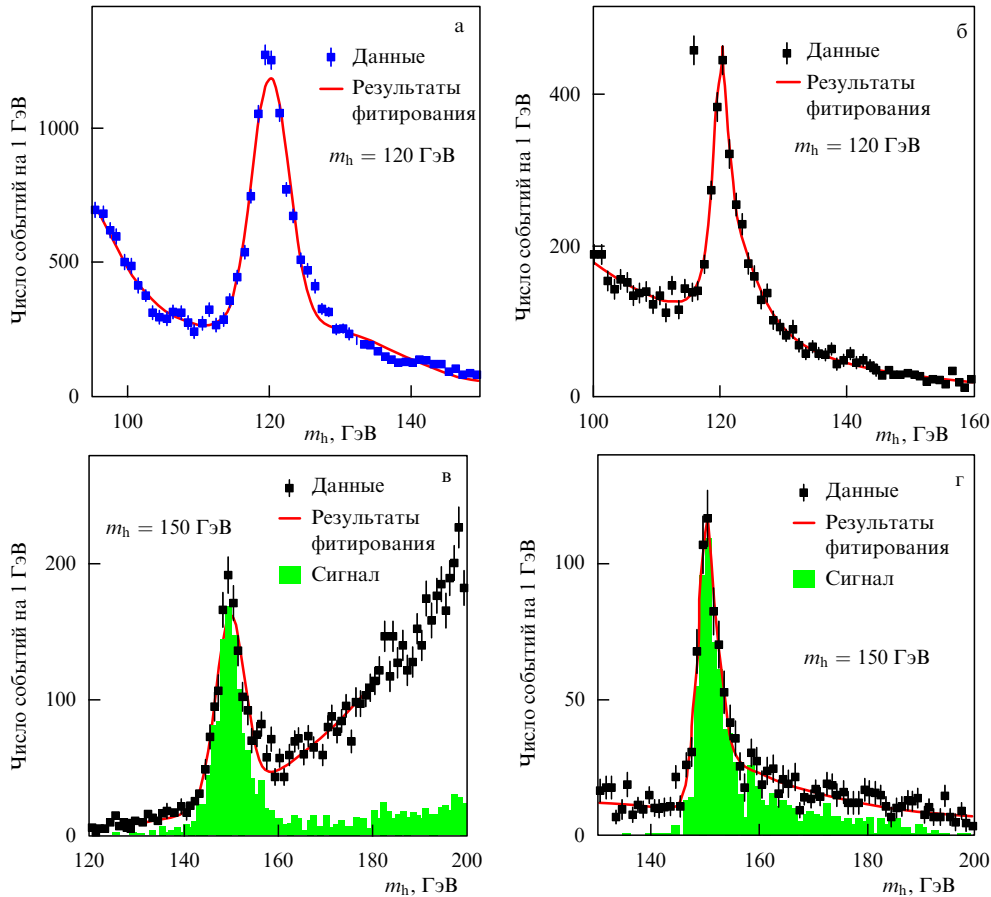


Рис. 4. Измерение массы и ширины распада хиггсовского бозона на ILC в различных каналах: (а) $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$, (б) $q\bar{q}l^+l^-$, (в) $W^+W^-q\bar{q}$, (г) $W^+W^-l^+l^-$.

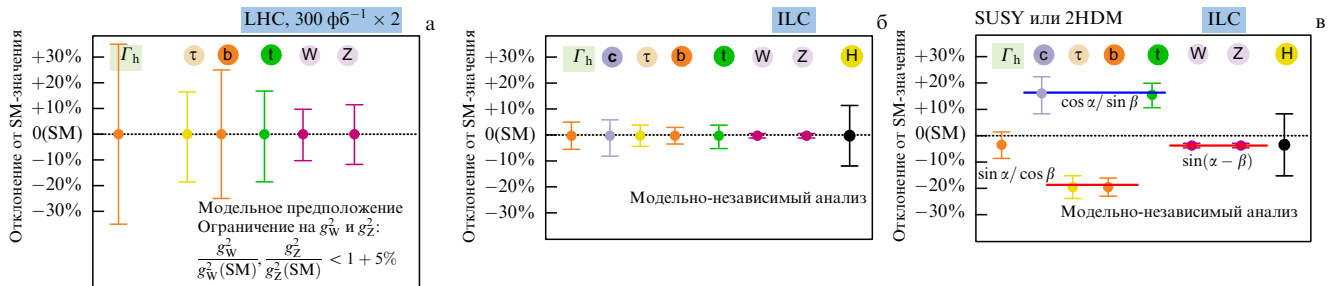


Рис. 5. Точность измерения констант связи хиггсовского бозона на LHC и ILC [18].

ной, по которой не наблюдается более лёгкий бозон H_1 , в этом случае является то, что H_1 имеет большую примесь синглетного состояния и поэтому он слабо взаимодействует с частицами СМ.

Наконец, возможно также, что хиггсовский бозон является связанным состоянием, наподобие π -мезона [16]. Тогда, помимо основного состояния, должны существовать возбуждённые более тяжёлые состояния.

Во всех случаях один из хиггсовских бозонов очень близок по свойствам к хиггсовскому бозону СМ и, вполне возможно, что мы видим одно из этих состояний. Так что хиггсовский сектор ещё предстоит исследовать. Необходимо убедиться в наличии или отсутствии тяжёлых и заряженных хиггсовских бозонов.

Задачи ближайшего времени состоят в прецизионном изучении открытого хиггсовского бозона. Необходимо измерить такие его характеристики, как масса и ширина,

а также константы всех распадов с точностью на порядок выше достигнутой. Возможно, для этого потребуются строительство электрон-позитронного коллайдера, например линейного коллайдера ILC (International Linear Collider). На рисунке 4 показаны ожидаемые результаты измерения массы хиггсовского бозона на ILC в различных каналах [17]. Планируется, что точность определения массы хиггсовского бозона достигнет ~ 50 МэВ, что в 5–7 раз превосходит существующую.

Другой задачей является точное определение констант всех распадов, что, возможно, позволит отличить одноплетную модель от двухплетной. На рисунке 5 показаны планируемые измерения констант взаимодействия хиггсовского бозона с частицами СМ на LHC при набранной полной светимости в 300 fb^{-1} (рис. 5а), что в 10 раз превышает набранную на сегодня светимость. Для сравнения также приведены соответствующие измерения

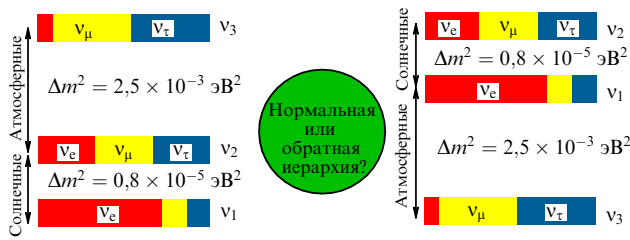


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Нормальная и обратная иерархии масс нейтрино.

на ILC (рис. 5б). Точность измерения констант взаимодействия на ILC позволит не только различить разнообразные модели, но и проверить предсказания суперсимметричных теорий (рис. 5в).

3. Нейтринный сектор

С открытием нейтринных осцилляций нейтринная физика вступила в новую фазу: были измерены разности масс нейтрино различных типов и углы смешивания. Наконец-то был получен ответ на вопрос о массе нейтрино — теперь мы знаем, что нейтрино массивны. Тем самым лептонный сектор СМ приобрёл вид, идентичный кварковому, и было подтверждено, что СМ обладает кварк-лептонной симметрией. Впрочем, причина такой симметрии остаётся непонятной, возможно, она является следствием Великого объединения взаимодействий. Однако ответ на этот вопрос выходит за рамки СМ.

В то же время нейтринный сектор СМ всё ещё не до конца понятен. Прежде всего это касается спектра масс. Нейтринные осцилляции позволяют определить лишь квадраты разностей масс нейтрино. Полученная картина спектра показана на рис. 6 [19]. Разным цветом отмечены также доли нейтрино каждого сорта в собственных массовых состояниях.

Помимо вопроса о иерархии (нормальная или обратная), остаётся также невыясненным вопрос об абсолютном значении масс нейтрино. Ответ на него можно надеяться получить двумя способами. Первый — это прямое измерение массы электронного нейтрино в эксперименте по β -распаду. Согласно данным эксперимента Троицк–Майнц верхняя граница на сегодняшний день составляет $m_{\nu_e} < 2$ эВ [20, 21]. Готовящийся эксперимент KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrino experiment) [22] будет способен довести эту границу до $< 0,2$ эВ. Однако этого может быть недостаточно, если верить астрофизическим наблюдениям. Определение суммы масс нейтрино из данных по спектру космического микроволнового излучения является косвенным, но весьма точным способом нахождения абсолютной шкалы масс. На ранних стадиях развития Вселенной, когда происходило быстрое остывание, частицы выпадали из состояния теплового равновесия при температуре, пропорциональной их массе, и число их "замораживалось", влияя на спектр. Тем самым, фитируя спектр флуктуаций, можно определить число типов нейтрино и сумму их масс [23, 24]. Результат последней космической миссии Planck [25]: $\sum m_\nu < 0,23$ эВ. Эта величина всё ещё заметно больше разности масс нейтрино, показанной на рис. 6. Вопрос об абсолютной шкале масс нейтрино остаётся открытым.

Другой нерешённой проблемой нейтринного сектора является выяснение природы нейтрино: майорановская это частица или дираковская, является ли нейтрино античастицей самому себе или нет? Напомним, что частицы со спином, равным $1/2$, описываются уравнением Дирака, решениями которого являются биспиноры. Их можно представить в виде половин, отвечающих левой и правой поляризации:

$$\nu_D = \begin{pmatrix} \nu_L \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_R \end{pmatrix}, \quad \nu_L \neq \nu_R^*, \quad m_L = m_R. \quad (1)$$

Обе половины имеют одинаковые массы, поскольку это одна частица с двумя состояниями поляризации. В то же время в случае нейтральной частицы дираковский биспинор можно разбить на вещественные половины:

$$\nu_D = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_1^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_2 \\ \xi_2^* \end{pmatrix}, \quad m_{\xi_1} \neq m_{\xi_2}. \quad (2)$$

Каждая из этих половин является майорановским спинором, удовлетворяющим условию $\nu_M = \nu_M^*$, т.е. если нейтрино — майорановский спинор, то он является античастицей самому себе. Эти два майорановских спинора могут иметь разные массы. Значит, если такая возможность реализуется в природе, то нами открыты лишь лёгкие нейтрино, а тяжёлые могут иметь гораздо большие массы.

В пользу майорановских нейтрино говорит то обстоятельство, что массы лёгких нейтрино очень малы, и если они получаются согласно обычному механизму Браута–Энглера–Хиггса, то соответствующая юкавская константа связи должна иметь порядок 10^{-12} . В случае майорановских нейтрино этого можно избежать, используя механизм качелей [26, 27]: малая масса лёгких нейтрино получается за счёт тяжёлой майорановской массы:

$$M_\nu = \begin{pmatrix} L & R \\ 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix}, \quad m_1 = \frac{m_D^2}{M}, \quad m_2 = M. \quad (3)$$

Тем самым юкавская константа нейтрино может иметь типично лептонное значение, а майорановская масса M может оказаться порядка шкалы Великого объединения. При этом также получаются максимальные смешивания в нейтринном секторе.

Выяснить природу нейтрино можно, изучая двойной β -распад. Если существует безнейтринный распад, то нейтрино — майорановские, поскольку для дираковских нейтрино он невозможен. Соответствующая фейнмановская диаграмма представлена на рис. 7. Там же показан энергетический спектр электрона в случае обычного и безнейтринного β -распада [28]. Как видно, они хорошо различимы. Однако практическое наблюдение весьма затруднено. Показанная на рис. 7в гистограмма — это измеренный на совпадения спектр электронов двойного β -распада. Жирной сплошной кривой на рис. 7в показано ожидаемое положение максимума в суммарном спектре двух электронов, соответствующее безнейтринному двойному β -распаду.

Таким образом, на сегодня нет чётких указаний на существование безнейтринного двойного β -распада. Проводятся эксперименты на изотопах ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd . Современные оценки времени жизни

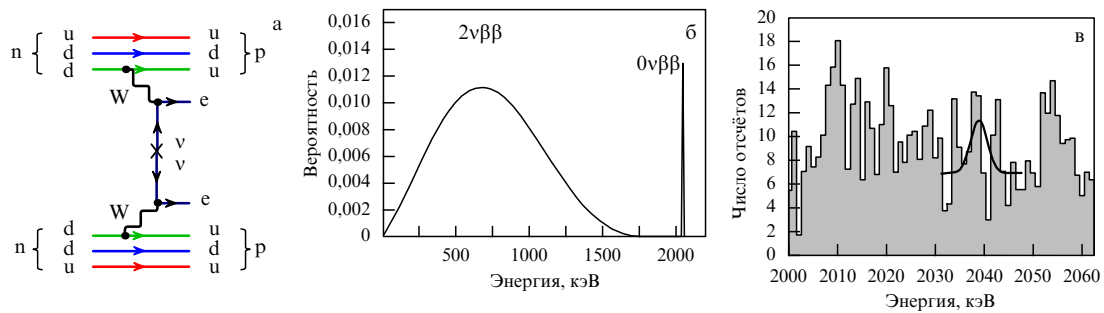


Рис. 7. (а) Безнейтринный двойной β -распад. (б) Энергетический спектр электрона в случае обычного и безнейтринного распада изотопа ^{76}Ge . (в) Измеренный на совпадения спектр электронов [28].

составляют [29–31]

$$\begin{aligned} T_{1/2} 2\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \times 10^{21} \text{ год} &= \\ &= 2,23 \pm 0,017 (\text{стат.}) \pm 0,22 (\text{сист.}), \\ T_{1/2} 0\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \times 10^{25} \text{ год} &> 1,6 \text{ (90 \% CL)}. \end{aligned}$$

Так что вопрос о природе нейтрино остаётся открытым.

4. Поколения и ароматы

На рисунке 1 представлены три поколения частиц материи. В настоящий момент не существует теоретического ответа на вопрос о том, сколько поколений есть в природе. Имеются только экспериментальные факты, которые можно интерпретировать как указание на существование трёх поколений. При этом предполагается наличие кварк-лептонной симметрии, поскольку экспериментальные данные относятся к числу лёгких нейтрино, а в силу этой симметрии, и к числу поколений.

Первым фактом является измерение на электрон-позитронном коллайдере LEP (Large Electron-Positron collider) профиля и ширины Z-бозона. Z-бозон может распадаться на кварки, лептоны и нейтрино, суммарная масса которых меньше его массы, и, измеряя ширину Z-бозона, можно узнать число лёгких нейтрино. Это не

относится к нейтрино, масса которых более 45 ГэВ. Так, фитирование данных соответствует числу лёгких нейтрино $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$, т.е. равному трём (рис. 8а) [32].

К такому же выводу относительно числа лёгких нейтрино приводит и фитирование спектра флуктуаций космического микроволнового фона (Cosmic Microwave Background — CMB). Число лёгких нейтрино, как и спектр их масс, влияет на спектр флуктуаций, и оно весьма надёжно определяется по виду этого спектра (рис. 8б). Полученное число таково: $N_\nu \leq 3,30 \pm 0,27$ [33], т.е. тоже согласуется со значением три, хотя и оставляет пока место для дополнительного стерильного нейтрино.

Наконец, имеются комплементарные данные по прецизионному измерению вероятностей редких распадов, в которые могли бы давать вклад гипотетические тяжёлые поколения кварков. Согласно этим измерениям четвертое поколение запрещено с 90%-ным уровнем достоверности [34–36].

Возникает естественный вопрос: зачем природе понадобились три копии кварков и лептонов? Всё, что мы видим вокруг нас, состоит из протонов, нейтронов и электронов, т.е. из u- и d-кварков и электронов — частиц первого поколения. Частицы, состоящие из кварков двух

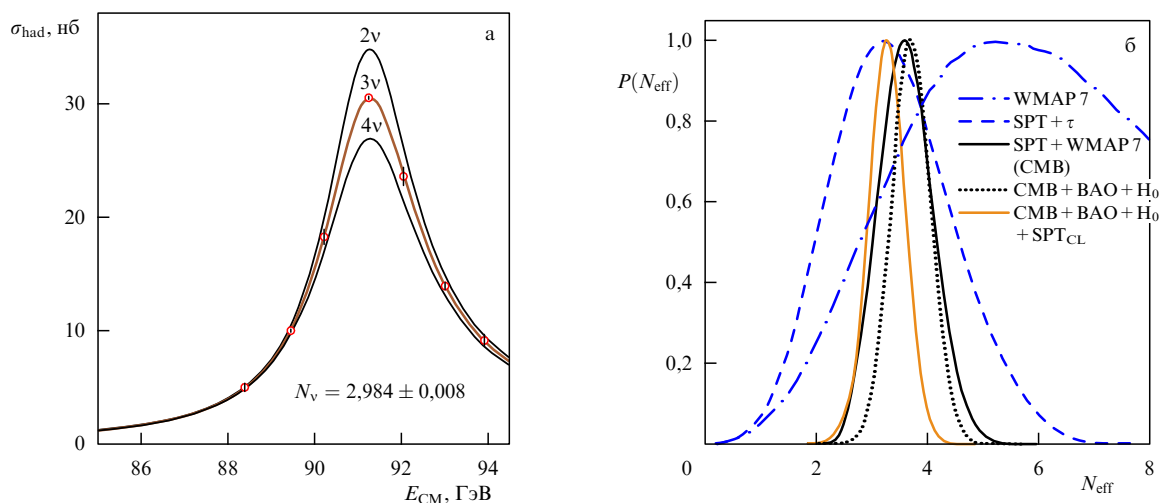


Рис. 8. (а) Ширина Z-бозона и число лёгких нейтрино, измеренные коллаборациями ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL [32]. E_{CM} — энергия в системе центра масс. Кружками показаны усреднённые результаты измерений. Вертикальные отрезки, показывающие ошибки измерений, для наглядности увеличены в 10 раз. (б) Фитирование числа лёгких нейтрино по спектру флуктуаций космического микроволнового фона (CMB). (WMAP7 — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, 7 лет работы, SPT — South Pole Telescope, BAO — Baryon Acoustic Oscillations.)

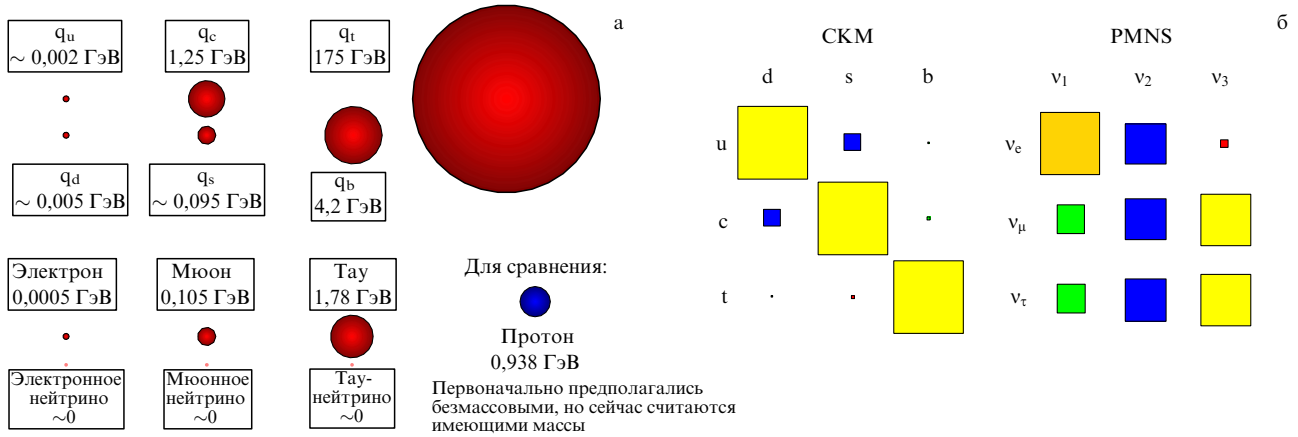


Рис. 9. Спектр масс кварков и лептонов (а) и матрицы смешивания CKM и PMNS (б). Площади кругов и квадратов пропорциональны соответствующим числовым значениям параметров.

последующих поколений, и тяжёлые лептоны — копии электрона — быстро распадаются и наблюдаются только в космических лучах и на ускорителях. Зачем они нужны?

Возможно, ответ на этот вопрос кроется не в самой СМ, а в свойствах Вселенной. Дело в том, что для существования барионной асимметрии Вселенной — неперемного условия существования устойчивой материи — необходимо нарушение СР-симметрии [37, 38], что в свою очередь обеспечивается в СМ благодаря наличию ненулевой фазы в матрицах смешивания кварков и лептонов. Ненулевая фаза возникает только тогда, когда число поколений $N_g \geq 3$. Обычная параметризация матриц смешивания для случая трёх поколений имеет вид [39]

$$K = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}\exp(-i\delta) \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}\exp(i\delta) & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}\exp(i\delta) & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}\exp(i\delta) & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}\exp(i\delta) & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Именно фаза δ как в кварковой матрице смешивания, так и в лептонной является источником СР-нарушения в СМ.

Следующей загадкой СМ является спектр масс кварков и лептонов. Поскольку массы всех частиц в СМ возникают за счёт вакуумного среднего одного хиггсовского бозона:

$$\begin{aligned} m_{\text{quark}} &= y_{\text{quark}} v, \\ m_{\text{lepton}} &= y_{\text{lepton}} v, \\ m_W &= \frac{g}{\sqrt{2}} v, \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{\sqrt{2}} v, \\ m_h &= \sqrt{\lambda} v, \\ m_\gamma &= 0, \\ m_{\text{gluon}} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

спектр масс представляет собой спектр юкавских констант связи, и он совершенно произволен и непонятен.

Действительно, если посмотреть на численные значения (рис. 9а) [40], то видна колоссальная диспропорция. Разница в массах первого и третьего поколений достигает трёх порядков. Объяснение спектра масс является одной из насущных проблем СМ.

Столь же непонятными являются и матрицы смешивания кварков CKM (матрица Кабиббо–Кобаяси–Маскавы) и лептонов PMNS (матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты). В то время как матрица CKM является почти диагональной, матрица PMNS почти однородна (рис. 9б) [41]. Чем объясняется их столь большое различие? Произвольными остаются также и фазы в обеих матрицах, которые, как говорилось, играют ключевую роль в СР-нарушении. Здесь скрывается, возможно, и ответ на вопрос об источнике СР-нарушения: кварковый или лептонный сектор? Дело в том, что ненулевая фаза обычно умножается на $\sin \theta_{13}$, который очень мал в кварковом секторе, но заметен в лептонном. Это может означать, что *бариогенезис* на самом деле происходит через *лептогенезис* [42–44]. На этот важный вопрос тоже предстоит ответить.

5. Может ли Стандартная модель быть справедливой до планковского масштаба?

Измеренная масса хиггсовского бозона фиксирует последний неизвестный параметр СМ (за исключением, возможно, массы майорановских нейтрино) и позволяет поставить вопрос, вынесенный в название этого раздела. Имеется в виду, что параметры СМ при продолжении в область до энергий порядка массы Планка не обращаются в бесконечность и не меняют знака, так что теория остаётся осмысленной и имеет стабильный вакуум. Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим эволюцию констант связи СМ с изменением масштаба от электрослабого до планковского. Графики эволюции калибровочных, юкавских и хиггсовской констант представлены на рис. 10а [45]. На рисунке 10б показана эволюция хиггсовской константы в увеличенном масштабе. Как видно, константа хиггсовского самодействия обращается в нуль вблизи шкалы Великого объединения, причём точка пересечения сильно зависит от значений M_t и α_s . С учётом двухпетлевых поправок условие стабильности вакуума устанавливает нижнее ограничение на массу хиггсовского бозона, если бы СМ была справедлива на масштабах вплоть до

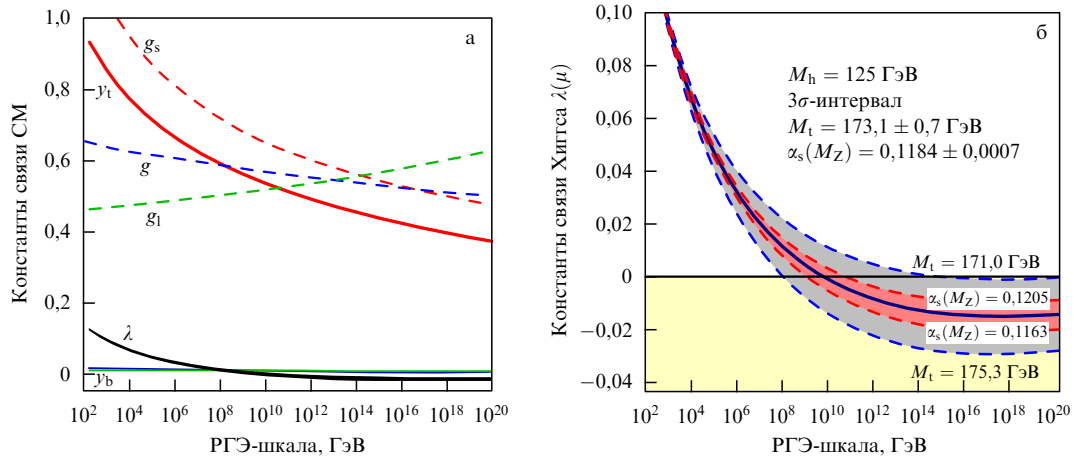


Рис. 10. Ренормгрупповая эволюция (РГЭ) калибровочных констант $g_1 = \sqrt{5/3}g'$, $g_2 = g$ и $g_3 = g_s$, юкавских констант третьего поколения y_b , y_t и хиггсовской константы λ (а) и РГЭ λ при варьировании M_t и α_s в пределах $\pm 3\sigma$ (б) [45].

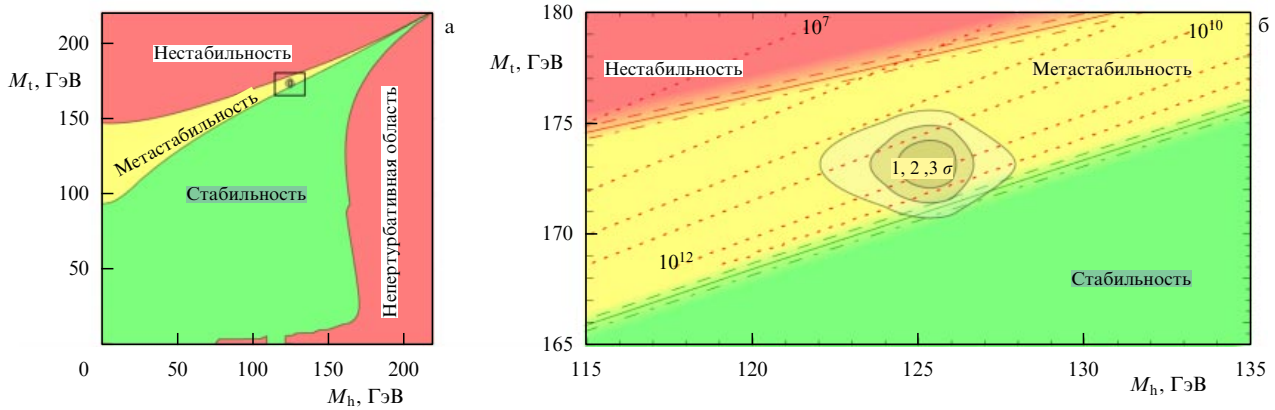


Рис. 11. (а) Области стабильности, метастабильности и нестабильности вакуума СМ в плоскости M_t – M_h . (б) Увеличенное изображение области, соответствующей эксперименту. Штриховые линии показывают шкалу нестабильности в ГэВ.

планковского [45]:

$$M_h[\text{ГэВ}] > 129,4 + 1,4 \left(\frac{M_t[\text{ГэВ}] - 173,1}{0,7} \right) - 0,5 \left(\frac{\alpha_s(M_Z) - 0,1184}{0,0007} \right) \pm 1,0_{\text{th}}, \quad (6)$$

отсюда $M_h > 129,4 \pm 1,8$ ГэВ. Тем самым значение 125–126 ГэВ оказывается несколько меньше полученного и условие стабильности хиггсовского вакуума в СМ нарушается примерно на шкале 10^{10} – 10^{14} ГэВ.

Эффективный потенциал хиггсовского поля оказывается очень чувствительным к значениям масс хиггсовского бозона и топ-кварка. На рисунке 11 [45] показано, что измеренному значению масс хиггсовского бозона и топ-кварка соответствует точка, лежащая как раз на границе стабильной и нестабильной фаз. Таким образом, мы удивительным образом попадаем в область метастабильности, находящуюся на границе двух фаз. Наличие метастабильного вакуума не является проблемой СМ, так как время жизни достаточно велико. Однако добавление каких-либо новых частиц или новой физики на промежуточной шкале может существенно изменить представленную картину. Интересно, что всё это происходит вблизи масштаба Великого объединения, что может оказаться случайным фактом, а может указать на то, что на этом масштабе действительно происходят существенные изменения в описании природы.

6. Тёмная материя

Несмотря на то что о существовании тёмной материи известно ещё с 1930-х годов, ситуация обострилась после того, как был получен энергетический баланс Вселенной и стало ясно, что тёмной материи почти в шесть раз больше, чем обычной (рис. 12а) [46, 47]. В пользу существования тёмной материи, которая проявляется пока только за счёт гравитационного влияния, свидетельствуют ротационные кривые звёзд, галактик и скоплений (рис. 12б), гравитационные линзы, а также крупномасштабная структура Вселенной [48, 49]. В связи с этим возник вопрос: из чего состоит тёмная материя, могут ли это быть какие-то несветящиеся макрообъекты, наподобие потухших звёзд, молекулярных облаков и т.п., или это микрочастицы? В последнем случае тёмная материя становится объектом исследования физики элементарных частиц.

Поскольку согласно астрономическим наблюдениям, по крайней мере в нашей Галактике, нет сведений о существовании макрообъектов, так называемых МАСНО (Massive Compact Halo Objects), а наличие тёмной материи необходимо для правильного описания кривых вращения звёзд, гипотеза о микроскопической природе тёмной материи является господствующей. При этом для образования крупномасштабных структур во Вселенной тёмная материя должна быть холодной, т.е. её частицы должны быть достаточно тяжёлыми. По оценкам их масса должна превышать несколько десятков кэВ

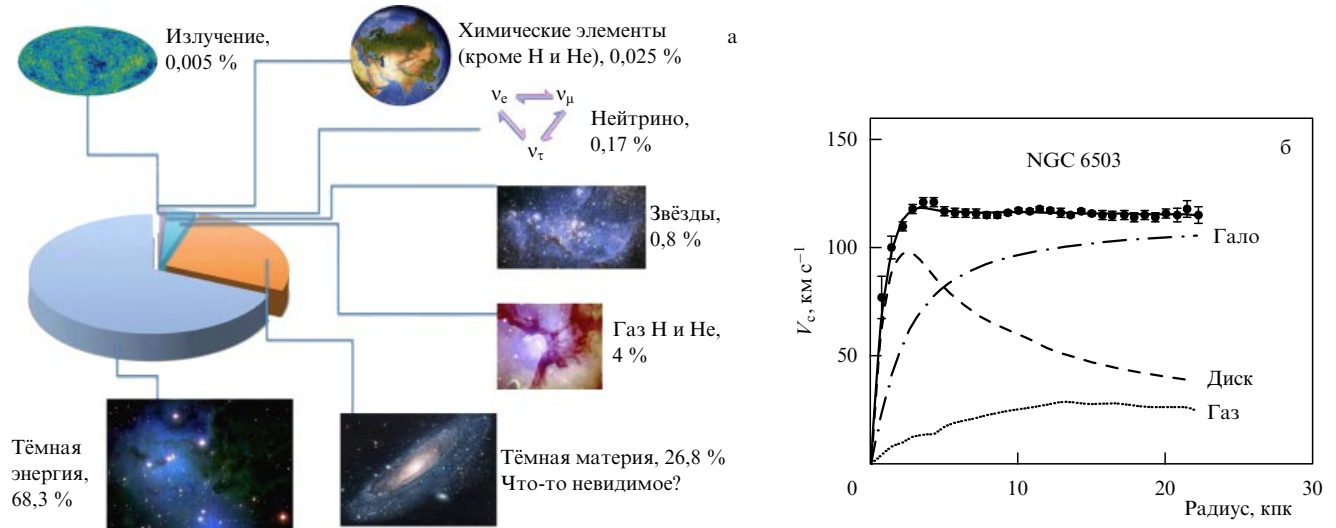


Рис. 12. Баланс энергии во Вселенной (а) [50] и кривая вращения звёзд в спиральной галактике NGC 6503 (б) [51].

[52]. Кроме того, частицы тёмной материи должны быть стабильными или очень долгоживущими, для того чтобы сохраниться со времени Большого взрыва. Следовательно, нужна нейтральная, стабильная и относительно тяжёлая частица.

С точки зрения СМ, единственной стабильной нейтральной частицей является нейтрино. Но если нейтрино — дираковское, то его масса слишком мала для образования тёмной материи. Поэтому в рамках СМ единственная возможность описать тёмную материю — это ввести в рассмотрение тяжёлые правые майорановские нейтрино. В противном случае требуется привлечение физики вне СМ. Возможными кандидатами являются: нейтралино, снейтрино и гравитино в случае суперсимметричного расширения СМ [53], а также новые тяжёлые нейтрино [54], тяжёлый фотон, стерильный хиггсовский бозон и т.д. [55]. Альтернативным вариантом является образование тёмной материи из аксиона — гипотетической лёгкой сильновзаимодействующей частицы [56]. В последнем случае тёмная материя отличается по свойствам.

Господствующей является гипотеза о том, что тёмная материя состоит из тяжёлых слабодействующих частиц — WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). В пользу этой гипотезы говорит следующий факт: концентрация тёмной материи после того момента, когда частица вышла из состояния теплового равновесия, находится из уравнения Больцмана [53]

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle(n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2), \quad (7)$$

где $H = \dot{R}/R$ — постоянная Хаббла, $n_{\chi,eq}$ — концентрация частиц тёмной материи в состоянии равновесия, σ — сечение их аннигиляции. Реликтовая плотность выражается через концентрацию n_χ следующим образом:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{2 \times 10^{27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (8)$$

Имея в виду, что $\Omega_\chi h^2 \approx 0,113 \pm 0,009$ и $v \sim 300 \text{ км с}^{-1}$, получаем

$$\sigma \approx 10^{-34} \text{ см}^2 = 100 \text{ пб}, \quad (9)$$

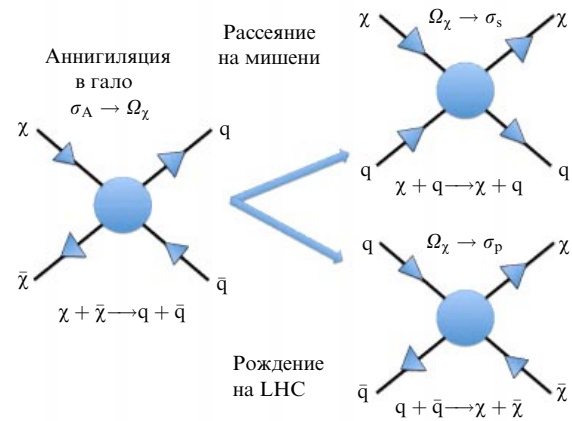


Рис. 13. Поиск тёмной материи.

что является типичным значением сечения слабого взаимодействия для частицы массой порядка массы Z-бозона.

Такие частицы, предположительно, образуют почти сферическое галактическое гало с радиусом, в несколько раз превышающим размер светящейся материи. Частицы тёмной материи не могут покинуть гало, являясь связанными гравитационно, и не могут остановиться, так как не могут сбросить энергию, испуская фотоны подобно заряженным частицам. В Млечном Пути в области Солнца плотность частиц тёмной материи должна составлять $\sim 0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$, для того чтобы получить наблюдаемую скорость вращения Солнца вокруг центра галактики $\sim 220 \text{ км с}^{-1}$.

Поиск частиц тёмной материи основан на трёх реакциях, сечения которых взаимно связаны соотношениями кроссинг-симметрии (рис. 13) [57]. Это, во-первых, аннигиляция тёмной материи в галактическом гало, которая приводит к рождению обычных частиц, что должно проявляться как "колени" в спектре космических лучей для диффузных гамма-лучей, антипротонов и позитронов. Во-вторых, это рассеяние "отскок" ядра мишени, когда с ним соударяется частица с массой порядка массы Z-бозона. И

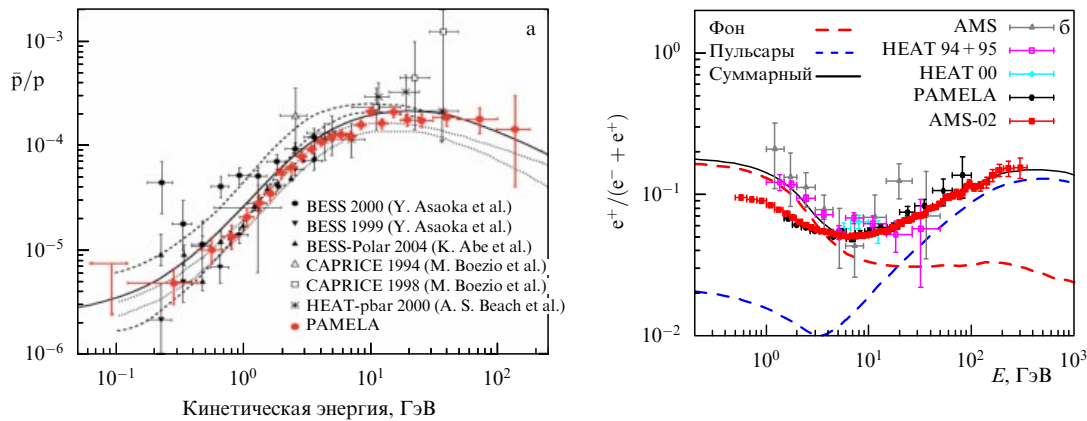


Рис. 14. Результаты поиска сигнала от тёмной материи в спектре антипротонов (а) и позитронов (б) в экспериментах BESS (Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer), CAPRICE (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment), HEAT (High Energy Antimatter Telescope), PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics).

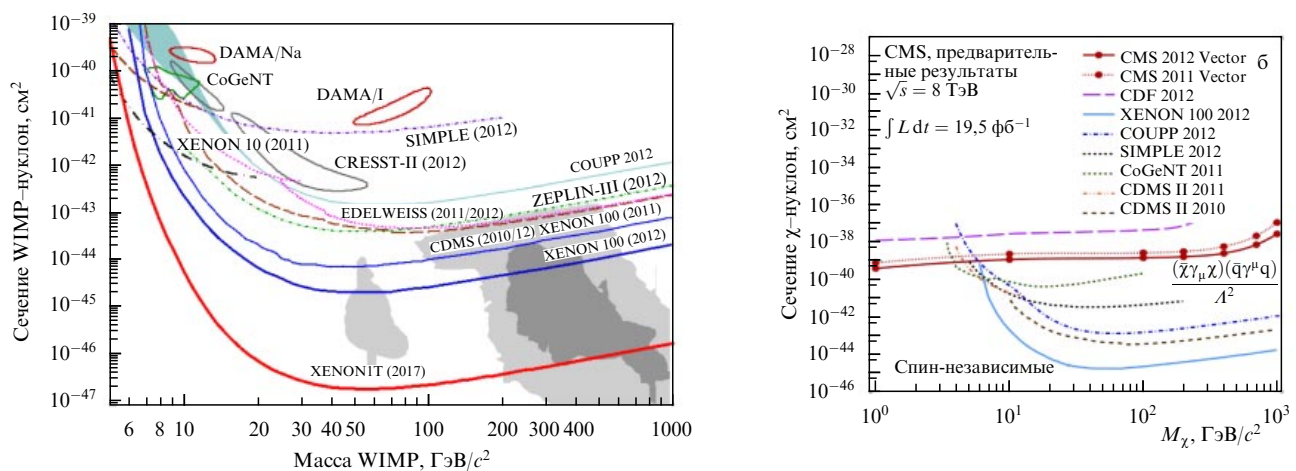


Рис. 15. (В цвете онлайн.) (а) Сечение WIMP–нуклон в зависимости от массы WIMP: результаты прямого поиска тёмной материи в экспериментах DAMA/Na (/I) (DAMA — аббр. от Dark Matter), XENON 10 (100, 1T), CoGeNT (Coherent Germanium Neutrino Technology), SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle Experiment), CRESST-II (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle), EDELWEISS (от франц. Expérience pour DEtecteur Les Wimps En Site Souterrain), ZEPLIN-III (ZonEd Proportional scintillation LIquid Noble gases), CDMS (Cryogenic Dark Matter Search). (б) Ограничения по рождению частиц χ тёмной материи. Приведены предварительные результаты эксперимента CMS (Compact Muon Solenoid) на LHC. Для сравнения показаны результаты эксперимента CDF (Collider Detector at Fermilab) и подземных экспериментов.

в-третьих, это прямое рождение частиц тёмной материи на LHC, которое вследствие их нейтральности должно проявляться в виде недостающей энергии и недостающего поперечного импульса.

Во всех этих направлениях ведётся интенсивный поиск сигнала от тёмной материи. Результаты этого поиска для всех трёх случаев представлены на рис. 14, 15.

Как видно из данных по космическим лучам (см. рис. 14), в антипротонном спектре не наблюдается никакого статистически значимого превышения над фоном [58]. В позитронных данных имеется подтверждённое превышение над фоном, но его связывают не с аннигиляцией тёмной материи, а с новым астрономическим источником [59]. Спектры диффузных гамма-лучей, так же как и антипротонов, укладываются в фоновые неопределённости.

Что касается прямого детектирования тёмной материи, то здесь пока тоже не обнаружено никакого сигнала. Результаты поиска представлены в плоскости масса–сечение. Как видно из рис. 15а [60], в настоящий момент достигнуты значения сечений вплоть до 10^{-45} cm^2 для

масс порядка 100 ГэВ. В ближайшие годы планируется продвинуться ещё на два порядка.

Результаты поиска частиц тёмной материи на LHC также представлены в плоскости масса–сечение [61, 62]. Здесь тоже не наблюдается сигнала рождения новых частиц. Как видно из рис. 15б, достигнутая на LHC граница возможных сечений уступает таковой по результатам подземных экспериментов во всей области масс частиц тёмной материи, за исключением малых масс ($< 10 \text{ ГэВ}$), для которых ускоритель оказывается эффективнее. Заметим, однако, что интерпретация данных LHC как регистрации рождения частиц тёмной материи неоднозначна и определённые выводы можно сделать только по совокупности данных ускорителя и данных по космическим лучам и прямым наблюдениям рассеяния тёмной материи.

7. Новые частицы и взаимодействия

С выходом на ТэВ-ные энергии, на порядок превосходящие электрослабый масштаб, открывается область энергий, в которой можно ожидать появления новых частиц и

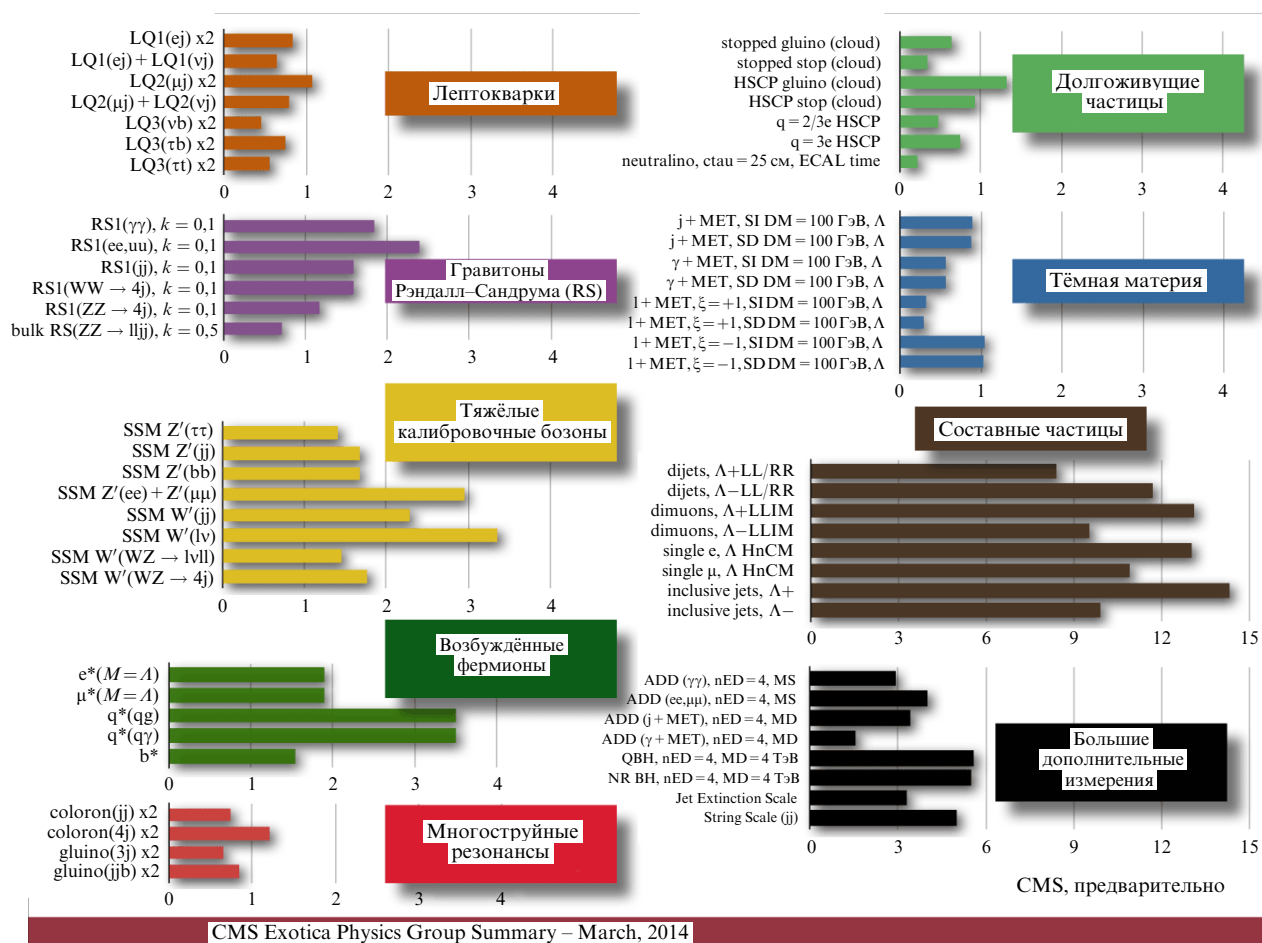


Рис. 16. Поиск проявлений новой физики на LHC. Показаны ограничения, полученные в различных каналах, шкалы значений указаны в ТэВ.

взаимодействий. Однако нет никакой гарантии, что они существуют. Тем интереснее попытаться приоткрыть завесу тайны.

Имеются различные предположения, какая новая физика могла бы существовать на ТэВ-ном масштабе или за его пределами. К ним относятся: низкоэнергетическая суперсимметрия, высшие измерения пространства, дополнительные калибровочные симметрии, возбуждённые состояния кварков, лептонов и калибровочных бозонов, лептокварки, экзотические адроны, новые тяжёлые поколения, долгоживущие частицы, маленькие чёрные дыры и др. Они имеют различный теоретический статус, и поиск проявлений новой физики ведётся широким фронтом. На рисунке 16 показаны современные пределы достижимости поиска новых частиц в различных каналах на ускорителе LHC [63]. Пока что нет никаких сигналов новой физики, но не надо забывать, что мы находимся на границе познанной реальности, на границе тайны. Уже сама возможность заглянуть за горизонт и увидеть, что там находится, является вдохновляющей!

К наиболее обсуждаемой и наиболее ожидаемой новой физике относится низкоэнергетическая суперсимметрия [11–14]. Существует ряд причин, по которым суперсимметрия привлекает внимание теоретиков и экспериментаторов. Но главная причина, на наш взгляд, состоит в том, что суперсимметрия — это мечта об объединённой теории, включающей в себя все известные



Рис. 17. (В цвете онлайн.) Состав частиц минимальной суперсимметричной (SUSY) модели [64].

нам взаимодействия, в том числе гравитацию. Особенностью суперсимметричных теорий является удвоение числа частиц: каждая частица СМ имеет партнёра, называемого суперпартнёром, с теми же квантовыми числами, но со спином, отличающимся на $1/2$ (рис. 17). МССМ содержит также два дублета хиггсовских бозонов и соответствующих им хиггино.

Напомним, чем замечательна суперсимметрия на ТЭВ-ной шкале энергий и чем вообще знаменательна суперсимметрия. Суперсимметрия на ТЭВ-ной шкале:

- приводит к объединению калибровочных констант связи (теория Великого объединения);

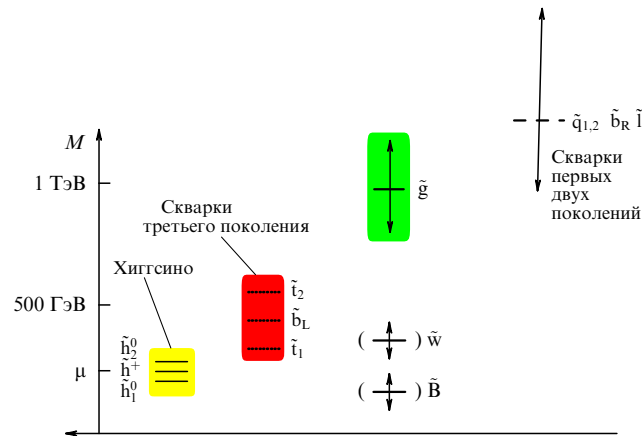


Рис. 18. Типичный "натуральный" спектр масс суперпартнёров [65].

- решает проблему иерархий в хиггсовском секторе;
- обеспечивает спонтанное нарушение электрослабой симметрии.

Суперсимметрия в физике частиц:

- позволяет включить в единую схему гравитацию;
- обеспечивает существование тёмной материи;
- стабилизирует теорию струны как основу единой теории.

Как правило, предсказания спектра масс суперпартнёров основаны на так называемой натуральности, предполагающей естественную иерархию масс сильно- и слабо-взаимодействующих частиц (рис. 18). Заметим, что все эти предсказания являются в высокой степени модельно-зависимыми, как, впрочем, и анализ экспериментальных данных.

Самым слабым местом современных суперсимметричных расширений СМ является проблема нарушения суперсимметрии. Принятая сегодня схема, основанная на скрытом секторе, содержит большой произвол и сильно зависит от конкретного механизма. Наиболее естественным и разработанным способом нарушения суперсимметрии является механизм спонтанного нарушения в гравитационном секторе с последующим переносом нарушения в видимый сектор посредством гравитационного взаимодействия. В этом случае реализуется "натуральный" сценарий.

При предположении, что суперсимметрия существует на ТэВ-ной шкале, суперпартнёры обычных частиц должны рождаться на ЛНЦ. Характерные процессы рождения суперпартнёров в сильных и слабых взаимодействиях показаны на рис. 19 [66]. Типичной сигнатурой суперсимметрии является наличие недостающих поперечного импульса и энергии, уносимых легчайшей суперсимметричной частицей χ_1^0 , которая нейтральна и стабильна.

Поиск суперсимметрии осуществляется как в прямых экспериментах по рождению суперпартнёров на коллайдере, так и в прецизионных измерениях низкоэнергетических процессов, где суперсимметрия могла бы проявляться косвенно, а также в астрофизических и подземных экспериментах.

Рождение суперпартнёров на ЛНЦ пока не обнаружено, получены лишь ограничения на массы гипотетических новых частиц. Как видно из рис. 20, прогресс, достигнутый за год работы ЛНЦ, довольно значителен. Граница возможных значений масс скалярных кварков и глюино приблизилась к 1500 и 1000 ГэВ соответ-

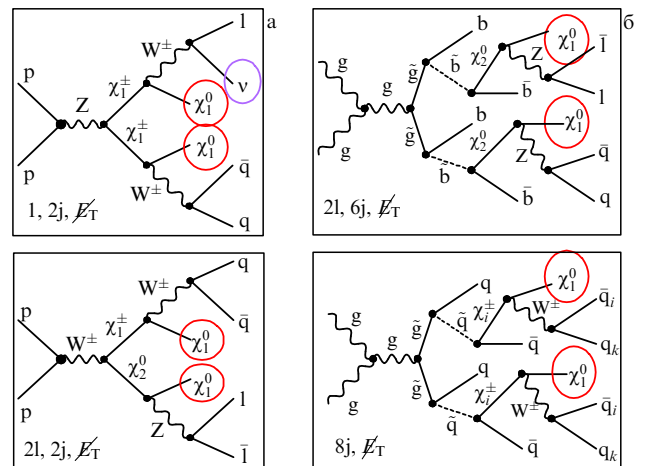


Рис. 19. Процессы рождения суперпартнёров в слабых (а) и сильных (б) взаимодействиях. Указаны также наблюдаемые конечные состояния.

ственно. Для стоп-кварков она почти в два раза ниже. Это объясняется тем, что скварк при своём рождении распадается на соответствующий кварк, а в случае топ-кварка, так как он очень тяжёл, фазовое пространство сужается, что приводит к уменьшению брэнчинга соответствующей моды распада. Для легчайшего нейтрально граница масс колеблется в интервале от 100 до 400 ГэВ, в зависимости от значений других масс. Ограничения на массы заряженных слабо-взаимодействующих частиц почти в два раза выше, чем на массы нейтральных, но эти ограничения зависят от мод распада. Подчеркнём ещё раз, что полученные ограничения зависят от предполагаемых мод распада, которые в свою очередь зависят от неизвестного спектра масс суперпартнёров. Приведённые значения относятся к "натуральному" сценарию.

И всё же колоссальный прогресс, достигнутый на ЛНЦ, несколько разочаровывает. Возникает естественный вопрос: то ли мы ищем? Или, может быть, мы просто не достигли нужного интервала масс? Ответы на эти вопросы могут быть получены на следующих сеансах работы ускорителя. При удвоении энергии сечения рождения частиц с массами в области 1 ТэВ возрастают почти на порядок и можно ожидать получения большой статистики.

Выводы, которые можно сделать сегодня, таковы [78]:

- пока суперсимметрии не видно;
- полученные ограничения носят модельный характер;
- модели содержат много параметров и места для суперсимметрии ещё более чем достаточно;
- возможно, реализуется иная схема нарушения суперсимметрии;
- работа ускорителя на максимальной энергии в 14 ТэВ в 2015–2017 гг. будет критической для обнаружения низкоэнергетической суперсимметрии.

8. Заключение. Вперёд в будущее

Таким образом, созданная, просчитанная и экспериментально проверенная за последние 50 лет Стандартная модель фундаментальных взаимодействий, получившая триумфальное завершение с открытием хиггсовского бозона, по-прежнему содержит много загадок и нерешён-

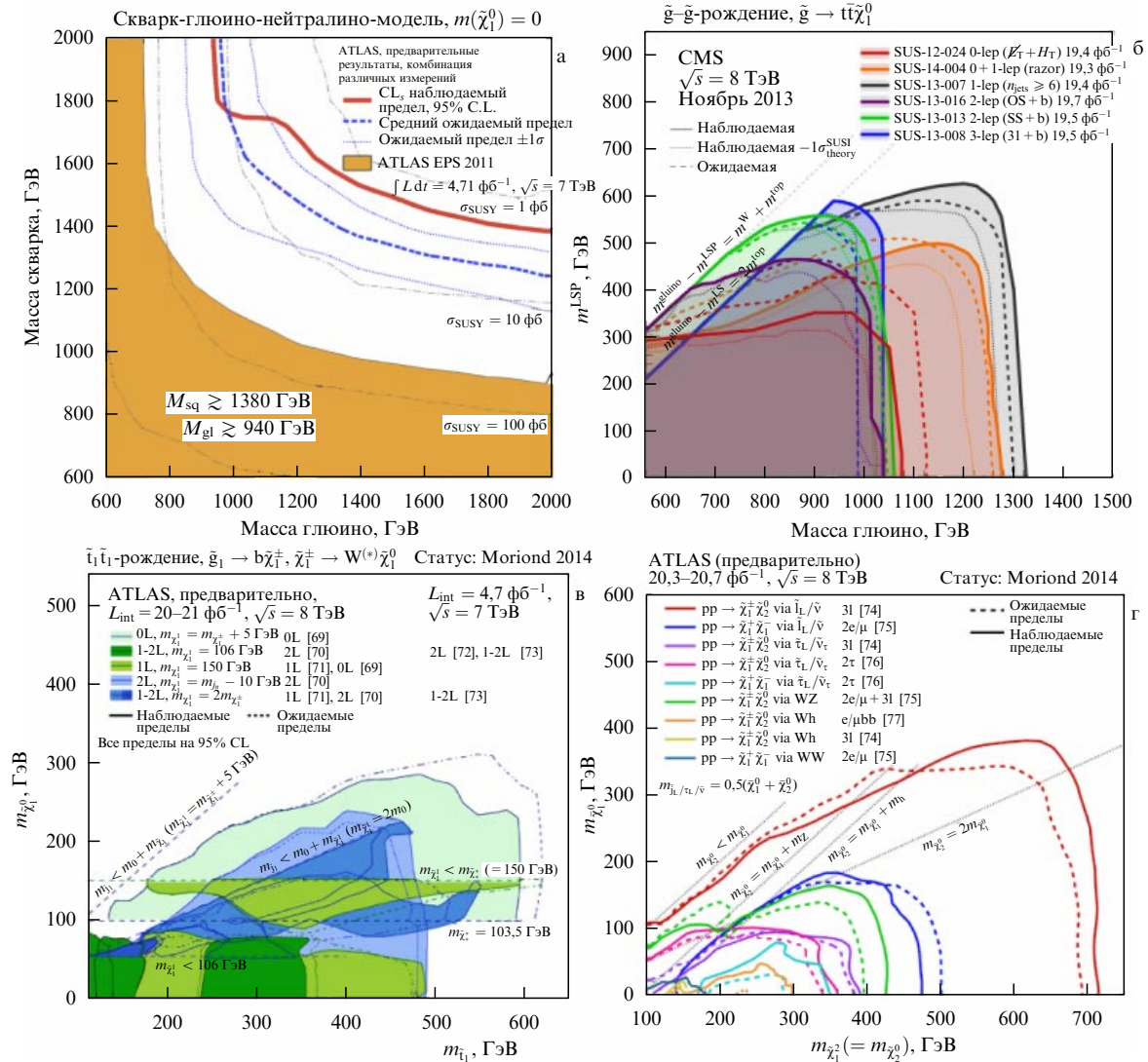


Рис. 20. Поиск суперсимметрии на ЛHC. Показаны ограничения на массы сильно- и слабо- взаимодействующих (а, б) и слабо- взаимодействующих (в, г) частиц [67, 68]. m^{LSP} на рис. б — масса наилегчайшей суперсимметричной частицы (Lightest Supersymmetric Particle, LSP).

ных проблем. Их разрешение потребует приложения больших усилий в течение многих лет и, возможно, в процессе их исследования будут открыты новые частицы и взаимодействия, которые приведут к расширению СМ.

К ближайшим задачам исследований на ЛHC относятся [79]:

- изучение свойств новой скалярной частицы с максимально достижимой точностью;
- поиск любых отклонений от СМ, указывающих на существование новой физики;
- поиск новой физики на ТэВ-ной шкале энергий.

Выполнение этой программы, возможно, потребует строительства электрон-позитронного коллайдера в дополнение к адронному коллайдеру ЛHC.

Нельзя забывать, конечно, и проблему ароматов. Сектор ароматов СМ является эмпирическим, и он не получил пока теоретического осмысления.

К этому следует добавить неускорительные эксперименты по исследованию свойств нейтрино и поиску тёмной материи, астрофизические эксперименты по исследованию свойств Вселенной, а также программу по изучению структуры адронной материи в столкновениях тяжёлых ионов.

Мы живём в интересное время и имеем шанс приоткрыть завесу тайны!

Благодарности. Автор признателен В.А. Рубакову за предложение сделать настоящий доклад. Благодарю Х. Таныйлдыза за помощь в подготовке рукописи. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 14-02-00494).

Список литературы

1. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012)
2. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012)
3. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
4. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
5. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg
6. Baak M et al. *Eur. Phys. J. C* **72** 2205 (2012)
7. ATLAS Collab. "Coupling properties of the new Higgs-like boson observed with the ATLAS detector at the LHC", ATLAS-CONF-2012-127; <http://cds.cern.ch/record/1476765>
8. CMS Collab. "Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with mass near 125 GeV", CMS-PAS-HIG-12-045, CMS physics analysis summary; <https://cds.cern.ch/record/1494149>

9. Gunion J F, Haber H E *Phys. Rev. D* **67** 075019 (2003)
10. Branco G C et al. *Phys. Rep.* **516** 1 (2012)
11. Haber H E, Kane G L *Phys. Rep.* **117** 75 (1985)
12. Haber H E "Introductory low-energy supersymmetry", in *Recent Directions in Particle Theory: from Superstrings and Black Holes to the Standard Model: Proc. of the 1992 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, 1–26 June 1992* (Eds J Harvey, J Polchinski) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 589; Calif. Univ. Santa Cruz SCIPP 92-033 (93/04); hep-ph/9306207
13. Baer H, Tata X *Weak Scale Supersymmetry: from Superfields to Scattering Events* (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006); Kazakov D I "Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry)", hep-ph/0012288; in *2000 European School of High-Energy Physics, Caramulo, Portugal, 20 August–2 September 2000, Proc.* (CERN 2001-003, N Ellis, J March-Russell) (Geneva: CERN, 2001)
14. Kazakov D I *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **203–204** 118 (2010); arXiv:1010.5419
15. Ellwanger U, Hugonie C, Teixeira A M *Phys. Rep.* **496** 1 (2010); arXiv:0910.1785
16. Marzocca D, Serone M, Shu J *JHEP* **2012** (08) 013 (2012); arXiv:1205.0770
17. Asner D M et al., arXiv:1310.0763
18. Baer H et al., arXiv:1306.6352
19. Strumia A, Vissani F, hep-ph/0606054
20. Lobashev V M *Nucl. Phys. A* **719** C153 (2003)
21. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005); hep-ex/0412056
22. Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment, KATRIN, <http://www.katrin.kit.edu>
23. Малиновский А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **34** 490 (2008); Malinovsky A M et al. *Astron. Lett.* **34** 445 (2008)
24. Ichikawa K, Fukugita M, Kawasaki M *Phys. Rev. D* **71** 043001 (2005)
25. Giusarma E et al. *Phys. Rev. D* **88** 063515 (2013); arXiv:1306.5544
26. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977)
27. Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **64** 1103 (1980)
28. Барабаш А С *УФН* **184** 524 (2014); Barabash A S *Phys. Usp.* **57** 482 (2014); Ишханов Б С "Радиоактивность. 4. Двойной бета-распад", <http://www.hep.by/gnu/nucphys/radioactivity/ract04.htm>
29. Ackerman N et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 212501 (2011); arXiv:1108.4193
30. Albert J B et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. C* **89** 015502 (2014); arXiv:1306.6106
31. Kaufman L J, arXiv:1305.3306
32. The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab. The SLD Collab., The LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups *Phys. Rep.* **427** 257 (2006); hep-ex/0509008
33. Hou Z et al. *Astrophys. J.* **782** 74 (2014); arXiv:1212.6267
34. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 271802 (2011); arXiv:1109.4985
35. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **718** 307 (2012); arXiv:1209.0471
36. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 112003 (2012); arXiv:1209.1062
37. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
38. Сахаров А Д *УФН* **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
39. Ceccucci A, Ligeti Z, Saka Y "11. The CKM quark-mixing matrix (Revised March 2012)", <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-ckm-matrix.pdf>
40. Department of Chemistry and Physics at Armstrong Atlantic State University, <http://chemphys.armstrong.edu>
41. Stone S "New physics from flavour", PoS ICHEP2012 (2013) p. 033, plots, <http://inspirehep.net/record/1209003/plots>
42. Riotto A "Theories of baryogenesis", CERN-TH/98-204 (1998); hep-ph/9807454; <https://cds.cern.ch/record/360593>
43. Dolgov A D "Baryogenesis, 30 years after", TAC-1997-024 (1997); hep-ph/9707419
44. Trodden M *Rev. Mod. Phys.* **71** 1463 (1999); hep-ph/9803479
45. Degraßi G et al. *JHEP* (08) 098 (2012); arXiv:1205.6497
46. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011); arXiv:1001.4538
47. Ade P A R et al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5062
48. Kolb E W, Turner M *The Early Universe* (Frontiers in Physics, Vol. 69) (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
49. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
50. ScienceBlogs, <http://scienceblogs.com>
51. Begeman K G, Broeils A H, Sanders R H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** 523 (1991)
52. Abazajian K, Koushiappas S M *Phys. Rev. D* **74** 023527 (2006); astro-ph/0605271
53. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
54. Canetti L, Drewes M, Shaposhnikov M *Phys. Rev. Lett.* **110** 061801 (2013); arXiv:1204.3902
55. Feng J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 495 (2010); arXiv:1003.0904
56. Duffy L D, van Bibber K *New J. Phys.* **11** 105008 (2009); arXiv:0904.3346
57. Kolb R, Modified CERN Academic Lectures on Dark Matter
58. Adriani O et al. (PAMELA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 121101 (2010); arXiv:1007.0821
59. Yuan Q, Bi X-J *Phys. Lett. B* **727** 1 (2013); arXiv:1304.2687
60. Beltrame P (XENON Collab.), in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trần Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 143; arXiv:1305.2719
61. Mitsou V A, arXiv:1402.3673
62. Gagnon P "Can the LHC solve the dark matter mystery?", <http://www.quantumdiaries.org/2013/07/12/can-the-lhc-solve-the-dark-matter-mystery/>
63. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsCombined/exo-limits-Mar2014.pdf>
64. <http://scienceblogs.com/startswithabang/2013/05/15/the-rise-and-fall-of-supersymmetry/>
65. Hall L, J Pinner D, Ruderman J T *JHEP* (04) 131 (2012); arXiv:1112.2703
66. Gladyshev A V, Kazakov D I, in *2012 European School of High-Energy Physics, ESHEP 2012, 06–19 June 2012, La Pommeraye, Anjou, France, Lectures* (C12-06-06); arXiv:1212.2548
67. CMS Supersymmetry Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>
68. ATLAS experiment — public results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>
69. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2013** (10) 189 (2013); arXiv:1308.2631
70. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2014** (06) 124 (2014); arXiv:1403.4853
71. The ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-037; <http://cds.cern.ch/record/1532431>
72. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **72** 2237 (2012); arXiv:1208.4305
73. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **720** 13 (2013); arXiv:1209.2102
74. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2014** (04) 169 (2014); arXiv:1402.7029
75. ATLAS Collab., arXiv:1403.5294
76. ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-028; <https://cds.cern.ch/record/1525889/>
77. ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-093; <http://cds.cern.ch/record/1595756>
78. Kazakov D I, in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trần Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 359; arXiv:1306.6420
79. Zwirner F, in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trần Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 595; arXiv:1310.3292