

**ОЧЕРКИ
ПО
СОВРЕМЕННОЙ
ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**ОЧЕРКИ
ПО
СОВРЕМЕННОЙ
ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ**

Дубна • 2020

УДК 539.12
ББК 22.383
О94

Под общей редакцией
академика РАН *В. А. Матвеева*
и доктора физико-математических наук *И. А. Голутвина*

Редактор-составитель
доктор физико-математических наук *Г. А. Козлов*

Очерки по современной физике частиц / Под общ. ред. В. А. Мат-
О94 веева, И. А. Голутвина; Ред.-сост. Г. А. Козлов. — Дубна: ОИЯИ, 2020. —
335 с.: ил.

ISBN 978-5-9530-0506-7

В книге представлены очерки по современной физике элементарных частиц, написанные на основе, прежде всего, открытий и результатов, сделанных и полученных на Большом адронном коллайдере (ЛHC) в Европейском центре по ядерным исследованиям (ЦЕРН), расположенном на территориях Швейцарии и Франции. Красной нитью через книгу проходит открытие на ЛHC в 2012 г. бозона Хиггса, что явилось выдающимся событием в истории науки.

Открытие новой частицы, получившей название по имени шотландского физика Питера Хиггса, предсказавшего ее в 1964 г., по сути завершает стройное и логичное построение Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц. С другой стороны, изучение свойств и характера взаимодействий бозона Хиггса с частицами и полями окружающего нас мира, невидимого «темного», скрытого от нас сектора материи во Вселенной дает простор для мысли исследователей и поиска на многие десятилетия вперед.

Книга может вызвать интерес у широкого круга читателей, прежде всего у старшеклассников, студентов, аспирантов и преподавателей, молодых ученых, всех, кто пытается понять, как устроен мир.

УДК 539.12
ББК 22.383

ISBN 978-5-9530-0506-7

© Объединенный институт
ядерных исследований, 2020

О ПРЕДМЕТЕ «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

В. А. Матвеев, Г. А. Козлов, И. А. Голутвин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дано введение в предмет «физика элементарных частиц», проведен краткий анализ современного состояния и обозначены перспективы развития физики элементарных частиц.

Введение

На пути изучения окружающего нас мира с различных точек зрения в науке неизбежно открываются новые тайны и неизвестные ранее явления на Земле и в космосе. Многие страницы мироздания уже стали понятны, или обозначены пути их понимания, но огромный пласт тайн остается еще неоткрытым. Одной из ветвей дерева науки, призванной человечеством объяснить структуру мироздания, понять механизм происходящих преобразований и явлений в микромире, является физика элементарных частиц в широком диапазоне энергий последних и интенсивностей взаимодействий между ними.

Из чего состоит Вселенная? Возможно, нет более важного вопроса, который может быть адресован фундаментальной науке — физике частиц. Можно лишь согласиться (или нет) с доводами о том, что часть Вселенной состоит из некоторой экзотической субстанции, в основном из неизвестных нам элементарных частиц или составных объектов, кластеров частиц. Во второй половине XX в. на ускорителях частиц, работающих в разных странах мира при различных энергиях, были открыты сотни элементарных частиц. Большинство из них оказались вовсе не элементарными, хотя по традиции их продолжают так называть.

Физика частиц — это наука о фундаментальных взаимодействиях, происходящих в Природе, где сами взаимодействия являются различными как по силе, так и по радиусу (дистанционному масштабу) влияния. Сегодня известны четыре типа фундаментальных взаимодействий: гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное. Поиски других видов и типов взаимодействий активно продолжают как на уровне микромира, так и в космических масштабах, но пока никаких признаков их существования не обнаружено.

Многие свойства частиц проявляются только в высокоэнергетических процессах, т.е. в процессах, происходящих при очень высоких энергиях

взаимодействий и соударений частиц между собой или с фиксированными (ядерными) мишенями (в миллионы раз больше, чем в ядерных реакциях!). Именно высокие энергии позволяют создать условия, при которых образуются новые формы материи, недоступные для наблюдения в исследованиях при низких энергиях. Поэтому эта область науки называется еще и физикой высоких энергий.

1. Рождение квантовой теории

Накопленные к концу прошлого века сведения о фундаментальных свойствах материи радикально изменили наше мировоззрение. Мощным и плодотворным вычислительным инструментом, платформой для анализа данных стала квантовая теория поля, описывающая со строго математической точки зрения поведение частиц, полей частиц, предсказывающая их свойства, взаимодействия между этими полями, закономерности рождения и распада частиц, их аннигиляции и др. Здесь мы ввели понятие «квантовая» применительно к теории поля. А теперь история.

Квантовая теория родилась 14 декабря 1900 г., когда Макс Планк выступил со своей блестящей и эпохальной лекцией перед сообществом физиков, в которой он предположил, что эмиссия (рождение) излучения, или радиации, и ее поглощение всегда происходит определенными порциями по шкале энергии, или «энергетическими квантами» $\hbar\nu$, где ν — это частота рожденного или поглощенного излучения, а $\hbar$ — так называемая «постоянная Планка». Это утверждение ученого стало началом эпохи квантовой физики, основой основ современной физики. Возвращаемся к квантовой теории поля: на основе достижений этой теории и теории элементарных частиц построена самая совершенная и самая стройная к настоящему времени теория фундаментальных взаимодействий частиц, названная Стандартной моделью (СМ), которая начала свое формирование почти полвека тому назад. Эта модель с высокой точностью описывает всю совокупность известных экспериментальных данных о фундаментальных взаимодействиях в Природе и фактически представляет собой иерархическую структуру мира частиц, связанных тремя видами взаимодействий: слабым, электромагнитным и сильным. СМ позволяет качественно объяснить процессы, протекавшие во Вселенной, начиная с первых мгновений после Большого взрыва вплоть до нашей эпохи. О поразительных возможностях этой модели вместе с теорией гравитации (взаимодействия последней физикам пока не удастся органично и самосогласованно «объединить» с остальными типами взаимодействий) можно судить по масштабу и диапазону ее предсказательной силы. Диапазон расстояний, который охватывает СМ, составляет величину в 44 порядка! Таким образом, без всякого преувеличения Стандартную модель можно назвать наивысшим достижением научной мысли XX столетия. Однако в последнее десятилетие появились достаточно веские указания на неполноту этой замечательной модели. Об этом подробнее будет сказано ниже.

2. Квантовая теория поля, лагранжиан (самые основы, не более того)

В начале предыдущего раздела было введено определение квантовой теории поля как инструмента, с помощью которого поведение частиц объясняется со строго математической точки зрения. Но из этого еще ничего не понятно.

Что это такое — *квантовая теория поля*? Основой теории является *квантовое поле* «как фундаментальная физическая концепция, в рамках которой формулируются и описываются свойства элементарных частиц и их взаимодействий». Здесь мы использовали определение академика АН СССР Н.Н.Боголюбова и академика РАН Д.В.Ширкова из их знаменитой во всем мире монографии-учебника «Введение в теорию квантованных полей» (М., 1984). Квантовое поле лежит в основе метода квантованных полей, позволяющего описывать систему (бесконечно) многих частиц единой физической субстанцией как в пространстве, так и во времени (пространстве-времени). Именно этот метод позволяет самосогласованно описывать чрезвычайно важное свойство всего семейства элементарных частиц — их взаимодействия и взаимные превращения.

Хорошо изученным в мире квантовых полей является электромагнитное поле, которое описывает взаимодействие электрически заряженных частиц, например, электронов. Рассмотрение электромагнитного поля на основе уравнений Максвелла приводит к пониманию того, что электромагнетизм имеет волновую природу. Далее, в очень упрощенной схеме, можно перейти к так называемой процедуре *квантования*, которая подразумевает, что каждому полю сопоставляются дискретные порции (их физики называют «квантами») энергии. В случае электромагнетизма гамма-кванты (или фотоны света) являются частицами, отвечающими за взаимодействия электрически заряженных частиц. Известно, что гамма-кванты электромагнитного поля не обладают массой (масса равна нулю), но обладают собственным моментом количества движения, называемым спином (или вращением). Другие поля, соответствующие другим частицам, например электронам, мезонам, барионам, нуклонам, также имеют собственные характеристики, связанные с зарядом, спином и др. Эти частицы тоже отождествляются с квантами соответствующих полей и могут осуществлять взаимодействие с другими частицами. Характерный пример представляют собой π -мезоны (в сильных взаимодействиях), которые есть не что иное, как кванты поля, осуществляющие взаимодействия между нуклонами, — это так называемые ядерные силы. На этих упрощенных примерах безотносительно к научной аккуратности можно сказать, что квантовая теория поля есть строгая теория взаимодействия элементарных частиц.

В теории квантованных полей само квантовое поле характеризуется некоторой своей *функцией поля*, соответствующей бесконечно большому числу степеней свободы. Основным источником знаний о полях, их взаимодействиях и взаимных превращениях являются так называемые уравнения (движения) для функции поля. Наиболее применимым с точки зрения близости к истинной Природе способом получения этих уравнений поля является исполь-

зование функции Лагранжа системы с помощью вариационного принципа стационарного действия. Сказанное в предыдущем предложении не должно оттолкнуть читателя от нашего дальнейшего изложения темы. Почему? Потому, что в очень простой формулировке функция Лагранжа — это просто некоторая функция с зависимостью от времени t , и, например, в обычной механике эта функция записывается в виде суммы по всем материальным точкам рассматриваемой в теории системы. Однако если мы переходим от обычной механики к непрерывным системам с бесконечным числом степеней свободы, а это именно случай перехода к квантовым (волновым) полям, то эта сумма уже выражается в виде пространственного интеграла от *плотности* функции Лагранжа, которая имеет и зависимость от пространственных координат. Правда, последние исчезают в результате интегрирования (или суммирования в непрерывном случае) по этим координатам пространства. Однако с формально-математической точки зрения, которая имеет непосредственное отношение к реальному описанию мира частиц, функция Лагранжа с зависимостью только от времени не является как бы аккуратной или, как физики-теоретики говорят на своем профессиональном языке, она нековариантна, и эту функцию можно рассматривать лишь как вспомогательную, промежуточную. Истинной же функцией в лагранжевом формализме является плотность функции Лагранжа, которая зависит от совокупности трех пространственных координат и времени в виде ее переменных. Именно эта плотность функции Лагранжа и называется *лагранжианом*, а теория квантованных полей уже излагается на основе *лагранжевого формализма*, куда все четыре переменные (три координаты и время) входят совершенно симметрично. Исходя из лагранжиана системы, с помощью вариационного принципа можно получить уравнения движения, а сохраняющиеся во времени динамические величины, например заряд и др., определяют с помощью дополнительных математических приемов (например, знаменитой теоремы Э. Нетера) в виде инвариантных величин, т. е. не изменяющихся при соответствующих преобразованиях системы координат и функций поля.

Безусловно, существуют определенные требования, накладываемые на функцию Лагранжа. Среди них важным является условие *релятивистской инвариантности*, а именно условие инвариантности (т. е. неизменности) относительно полной неоднородной математической группы Лоренца. Проще говоря, явления природы или физические процессы не должны изменяться в случае линейных однородных преобразований координат четырехмерного пространства-времени, дополненных трансляциями по всем четырем координатным осям. А если еще предположить или аккуратным математическим образом включить операцию отражения времени (изменение времени вспять), то получим полную (математическую) группу Пуанкаре.

Вернемся ненадолго к лагранжиану. В квантовой теории поля лагранжианы бывают локальными и нелокальными. Если лагранжиан зависит лишь от состояния полей в бесконечно малой окрестности точки, соответствующей четырехмерному пространству-времени, то он называется локальным лагранжианом, а соответствующая ему теория — локальной теорией поля. Нелокальные же лагранжианы относятся к теориям поля с нелокальными (протяженными в четырехмерном пространстве-времени) объектами. Завершая этот раздел,

где мы лишь коснулись в самых простых формулировках начальных основ из принципов квантовой теории поля, заметим, что между лагранжианом взаимодействия (между полями, например) и конкретным типом физического процесса, описываемого этим лагранжианом, имеется строгое соответствие. Оно получает свое обоснование и становится понятным в теории, выходящей на уровень так называемого *вторичного квантования*, где основными объектами становятся математические операторы, описывающие процессы рождения и уничтожения частиц. На этом мы остановимся.

3. Физика и ускорители

Физика по сути является экспериментальной наукой — подразумевается, что теория выступает в качестве «интерпретатора» полученных в экспериментах данных. Теория позволяет физикам связывать и сравнивать результаты, полученные в различных экспериментах, и делать предсказания для новых. Большая часть экспериментов по физике частиц выполняется на ускорителях заряженных частиц при высоких энергиях. В ускорителях частицы (электроны, протоны, их античастицы — позитроны, антипротоны соответственно) или даже ядра атомов разгоняются до столкновения их с ядрами атомов мишени (так называемые эксперименты с фиксированными мишенями) или друг с другом (эксперименты на ускорителях со встречными пучками, называемых коллайдерами). Энергия соударения может достигать значений от десятков миллионов электронвольт (МэВ) до нескольких триллионов электронвольт (ТэВ). Во время столкновения вся эта огромная энергия концентрируется в микроскопическом объеме (с радиусом порядка или даже меньше 10^{-13} см), что приводит к гигантским плотностям этой энергии и множественному рождению частиц, среди которых могут быть и новые, ранее неизвестные частицы или кластеры частиц. При подобных огромных плотностях энергии в малом объеме воссоздаются условия для протекания физических процессов, которые невозможны сегодня на Земле в обычных условиях, но в изобилии могли происходить в нашей Вселенной на ранней стадии ее возникновения.

4. Немного о Вселенной

Физики считают, что материальная Вселенная возникла в результате Большого взрыва. Вначале все (что было «рождено» во время взрыва) было сильно сжато в очень маленьком объеме с размерами, которые трудно вообразить. Все частицы, из которых состоит вещество, еще только должны были сформироваться. Спустя почти 14 миллиардов лет после Большого взрыва Вселенная стала такой огромной, что даже свет проходит ее насквозь за миллиарды лет (вспомним о скорости света — около 300 тыс. километров в секунду). Сегодня считается, что мы живем в «холодной» Вселенной, где правят бал все четыре силы, или взаимодействия, отмеченные выше. В более раннем возрасте Вселенной, когда она была еще «горячей», возможно, что все четыре взаимодействия «видны» были как одно — единое и универсальное. По мере «остывания» Вселенной эти взаимодействия начали проявляться как

самостоятельные с определенной интенсивностью по воздействию на поля материи.

По представлениям современной космологии материя в самые первые мгновения после рождения нашего мира (Большого взрыва) находилась в особом состоянии, которое сегодня получило название «высокотемпературная кварк-глюонная плазма». По мере расширения Вселенной ее температура падала, и спустя 10 микросекунд после Большого взрыва мир стал другим: до этого основные объекты материи — кварки и глюоны, будучи свободными, оказались связанными мощными силами взаимодействия, появились частицы-адроны — протоны и нейтроны. Столь резкое изменение свойств материи называют фазовым переходом в сверхплотной и горячей среде. Этот космологический фазовый переход, с одной стороны, позволяет выяснить, как Вселенная развивалась и достигла нынешнего высокоструктурированного состояния, с другой стороны, проливает свет на природу и механизм участвовавших в этом процессе фундаментальных сил.

По мере остывания Вселенной, как уже было отмечено выше, свободные кварки оказывались связанными в адронах, которые затем образовывали ядра элементов. Позднее ядра, захватывая электроны, создавали атомы, из которых образовывались галактики. Таким образом, в результате фазового перехода кварки оказываются «плененными» внутри адронов до настоящего времени. Предполагается, что освободить их на очень короткий промежуток времени можно, например, сталкивая тяжелые атомные ядра (золото, свинец и др.) при высоких энергиях.

Одной из ярких особенностей Стандартной модели, применительно к исследованию Вселенной, является ее ветвь, называемая квантовой хромодинамикой, — общепризнанная теория сильных взаимодействий частиц. В ее основе лежит утверждение о том, что сила притяжения кварков становится слабее по мере сближения этих кварков друг с другом и эта же сила возрастает (вплоть до бесконечно больших значений), если кварки удаляются друг от друга, и притом так, что кварки ни при каких обстоятельствах и никогда не могут вылетать из адронов. Поэтому в обычном мире свободные кварки (повторим, находящиеся в свободном, не взаимодействующем ни с чем состоянии) не наблюдаются. Это явление получило характерное название «асимптотическая свобода», а кварки оказываются «плененными». В англоязычной литературе для обозначения этого «пленения» употребляется короткое слово «confinement». Однако, если плотности энергии и материи превысят некоторые (определенные, но пока не совсем ясные в численном выражении) критические значения, произойдет «освобождение» кварков из «плена» (англ. «deconfinement»). При этом адроны как бы «расплавятся», возникнет новая форма материи, содержащая свободные практически не взаимодействующие друг с другом кварки и глюоны, — кварк-глюонная плазма, о чем мы уже говорили выше.

Одной из отличительных черт квантовой хромодинамики, с успехом описывающей сильные взаимодействия, является минимальный набор физических требований. Среди них:

— наличие достаточно больших разрывов в массах частиц (кварков); например, легчайшие u - и d -кварки «весят» несколько МэВ, а c - и b -кварки —

от 3 до 5 ГэВ, и уже совсем тяжелый топ-кварк имеет массу около 176 ГэВ, что более чем в 20 000 раз больше, чем масса легких кварков;

— конфайнмент (кварки не могут покинуть сформированную сильными взаимодействиями область адрона);

— необходимость нарушения киральной симметрии, в результате которой легкие кварки становятся массивными.

Новые теоретические модели, основанные на квантовом стохастическом рождении частиц и их эволюции в ограниченном пространстве с определенными геометрическими размерами, дают простор для перспективных исследований на ускорителях квантовых корреляций двух, трех и более типов частиц как для бозонов, так и в случае ферми-частиц, в том числе и с очень большими массами с учетом взаимодействий с окружающей сверхплотной и горячей средой материи.

Исследования этих фундаментальных (с точки зрения понимания зарождения и эволюции Вселенной) физических процессов — одна из знаковых самостоятельных ветвей научной программы на Большом адронном коллайдере LHC в ЦЕРН, релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC в Брукхейвене (США) и на будущем коллайдере тяжелых ионов NICA в ОИЯИ (Дубна).

5. О Большом адронном коллайдере

10 лет назад авторы обзоров, вошедших в этот сборник, в книге «В глубь материи. Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве» (М., 2009) уже изложили историю подготовки экспериментов и физическую программу на коллайдере LHC на примере многоцелевого детектора CMS — компактного мюонного соленоида, созданного при активном участии научно-исследовательских организаций, предприятий России и государств-членов Объединенного института ядерных исследований. В 2009 г. LHC — крупнейший в мире ускоритель элементарных частиц — начал работать, набирая экспериментальные данные в области физики высоких энергий. Размеры коллайдера поражали воображение в то время и остаются до сих пор непревзойденными: около 30 км в окружности в тоннеле на глубине 100 м под землей. Четыре многоцелевых детектора с названиями ALICE, ATLAS, CMS и LHCb, регистрирующих продукты столкновения частиц в коллайдере, обладают массами в сотни тонн и размерами, достигающими десятков метров. Стоимость всего комплекса LHC оценивалась в миллиарды долларов. Ученые получили уникальный прецизионный инструмент для исследований в области физики высоких энергий.

Чем объясняется такое желание иметь новый дорогостоящий международный проект — LHC — и почему специалисты в области физики частиц и космологии объединили свои интеллектуальные, финансовые, материальные, человеческие ресурсы и усилия вокруг этого комплекса в Европе? Возможно, ответом является то, что LHC позволит «одолеть» вопросы, связанные с фундаментальными проблемами устройства мироздания — физики микромира и Вселенной, остающимися загадками для человечества в течение длительного времени, по крайней мере XX столетия. Одним из вероятных и насущных

вопросов может быть следующий: совершенна и полна ли Стандартная модель частиц? Что нового и необычного мы можем ожидать и/или даже получить, если «выйдем» за рамки этой модели, посмотрим за горизонт СМ? Физики-теоретики давно уже указывали на несовершенство СМ, имея достаточно веские аргументы. Например, СМ никак не учитывает «темную материю», которая, как полагают, имеет гораздо большее распространение во Вселенной, чем понятная нам барионная материя.

6. Совершенна ли Стандартная модель? Бозон Хиггса

Далее мы ненадолго углубимся в предположения о несовершенстве СМ. Проблема происхождения массы — самая обескураживающая. Поразительно, что всем хорошо известное понятие — масса — имеет фундаментальную значимость и продолжает быть на острие исследований о природе ее происхождения. Ответ кроется в недрах СМ, а именно в положении, которое называется «механизм Хиггса» (Нобелевская премия по физике за 2013 г.). На основе спонтанного нарушения калибровочной симметрии при сохранении перенормируемости теории английский физик П. Хиггс в 1964 г. предложил теоретический механизм приобретения элементарными частицами массы. Механизм Хиггса опирается на предположение о существовании в природе фундаментального скалярного поля с ненулевым значением его напряженности в вакууме — своего рода «моря», заполняющего в вакууме все пространство и вызывающего появление массы у кварков, лептонов, промежуточных нейтральных и заряженных векторных бозонов.

В июле 2012 г. две коллаборации на коллайдере LHC — ATLAS и CMS — объявили об открытии на абсолютно достоверном уровне, который принято обозначать как 5σ , новой нейтральной частицы (названной впоследствии бозоном Хиггса) с четно-целым спином в узком диапазоне масс 125–126 ГэВ. В очень упрощенной схеме речь идет об анализе полученных данных в виде произведения сечения рассеяния и вероятности рождения конечных продуктов распада от искомой нейтральной частицы, а именно $\gamma\gamma$, ZZ^* , WW^* . Оказалось, что источником рождения этих частиц может быть именно бозон Хиггса, предсказанный в рамках Стандартной модели. Некоторый драматизм в поисках бозона Хиггса в мире заключается в том, что в том же 2012 г. две коллаборации, CDF и D0, на протон-протонном коллайдере Tevatron в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США) объявили о совместных результатах по распадам искомого бозона Хиггса на пару «очарованных» кварка и антикварка, $b\bar{b}$, с одновременным испусканием $W^\pm$ - или Z^0 -бозонов. Диапазон предполагаемых масс искомой частицы оказался близок к данным ЦЕРН, 120–135 ГэВ, однако уровень «достоверности» достигал значения лишь $3,1\sigma$ (что является недостаточным для открытия).

7. О единой «теории всего»

Открытие на LHC в 2012 г. бозона Хиггса, являющегося основным звеном в Стандартной модели, естественным образом обострило вопрос: единственен этот бозон или их может быть несколько в соответствии с принципами

дополнительных симметрий в Природе? Если последнее принять как рабочую гипотезу, значит, есть основания полагать, что СМ является составной частью некоторой более полной «единой теории всего» во Вселенной.

А что означает «объединение всего в единую теорию»? Известно, что все фундаментальные взаимодействия обладают общими свойствами: они передаются от одной частицы к другой посредством частицы — переносчика взаимодействия и описываются схожими математическими уравнениями. Этот факт позволяет физикам допускать существование некоторого энергетического масштаба, где все взаимодействия унифицируются, т.е. становятся едиными. Идея о единстве взаимодействий положена в основу теории Великого объединения, в которой характерный масштаб энергии объединения взаимодействий достигает величины 10^{15} ГэВ, что значительно превышает энергетическую планку современных ускорителей (10^4 ГэВ, например, для ЛНС).

Другим важным аспектом веры физиков в «единую теорию» является то, что расширение подхода к СМ, выход за ее рамки позволяют связать физику частиц с космологией более тесными узами. Известно, что Вселенная наполнена «темной энергией» на 72 %, «темной материей» на 24 % и обычной (или барионной) материей только на оставшиеся 4 %. В настоящее время исследование наибольшей экзотической части Вселенной, «темной энергии», возможно в виде астрономических наблюдений. Изучение же «темной материи» является ежедневным занятием ученых в области физики частиц. Однако ни современная космология сама по себе, ни астрономия не могут пока объяснить природу «темной материи» во Вселенной или почему в последней материя является основным компонентом мироздания и по своему количеству материя не равна антиматерии. «Темная материя» не содержит в себе лептонов и кварков, и мы не знаем внутреннее содержание этой «темной материи». Сегодня обсуждения последней в рамках теоретических моделей с идеями по использованию потенциала коллайдера ЛНС и ее поиски в экспериментах с более низкими энергиями на фиксированной мишени, например, эксперимент NA64 на суперпротонном ускорителе в ЦЕРН, ведутся в предположении о существовании в том числе «темного фотона», имеющего определенную массу и, возможно, смешанного с обычным фотоном, как некоторого физического портала (в том числе конформно-инвариантного портала) в мир «темной материи». Почему «темная материя» участвует в гравитационном взаимодействии так же, как обычное вещество, барионная материя, но по отношению к другим взаимодействиям, например, сильному и электромагнитному, эта новая субстанция отличается от уже известных нам форм материи? Это лишь некоторые примеры из огромного массива проблем с надеждой решить их на ЛНС — машине открытий, которая может приблизить нас к ответам на обозначенные выше вопросы.

8. Снова о проблемах Стандартной модели, суперсимметрии и обо всем таком

А теперь несколько подробнее о СМ и проблемах, с нею связанных. СМ физики частиц и СМ космологии стали замечательными и элегантными достижениями человеческого ума. Эти теории синтезировали в себе прогресс,

достигнутый в понимании нашего мира за последние несколько столетий. Обе эти теории успешно описывают физическую видимую Вселенную: от окружающего нас ежедневно мира до мельчайших и масштабно-огромных объектов, имеющих свою историю во Вселенной и/или находящихся на ее «границах». Окружающий нас мир состоит из фундаментальных объектов-кирпичиков: лептонов и кварков, взаимодействующих посредством электромагнитных, слабых, сильных и гравитационных сил. Характер и вид этих сил управляется определенными симметриями и принципом инвариантности (т. е. неизменности) относительно этих симметрий. Какие-то из интенсивностей взаимодействий (их иногда называют «постоянными связи»), массы лептонов и кварков могут быть измерены в экспериментах и после этого «включены» в теорию. Другие, не поддающиеся измерению, в принципе, вычисляются в рамках определенных моделей и/или теорий.

Стандартная модель включает в себя физику бозона Хиггса, наделяющего лептоны, кварки, W - и Z -бозоны массами. Частицы «получают» свою массу в результате их взаимодействия с полем Хиггса (бозоны Хиггса являются его квантами с массой около 125 ГэВ, что почти в 100 раз меньше, чем суммарная энергия пучков протонов в коллайдере LHC). Но СМ не может объяснить ни происхождение поля Хиггса, ни почему именно определенными массами обладают перечисленные выше частицы, включая сам бозон Хиггса. Мы знаем, что Природа обладает собственными симметриями, и среди них особое место занимает так называемая *суперсимметрия*. Что это такое? Квантовая теория говорит о наличии двух типов частиц, называемых фермионами и бозонами. Например, частицы материи (электроны, кварки) являются фермионами, а частицы, осуществляющие перенос взаимодействий (фотоны, глюоны, W и Z), — бозонами. Стандартное представление и описание частиц и их взаимодействий подразумевает их различную природу с точки зрения симметрий. В этом смысле суперсимметрия является идеей-сюрпризом и говорит о том, что фундаментальная теория на самом деле трактует фермионы и бозоны в полностью симметричном виде: если переставить их местами в основных уравнениях, получаемая теория выглядит так же, как и изначальная. Суть заключается в том, что каждая частица имеет своего «суперпартнера», что делает теорию универсальной по отношению к преобразованиям (супер)симметрии.

Сегодня мы знаем, что суперсимметрия связана с размерностью нашего пространства. Известно, что пространственная размерность является бозонным состоянием в терминах квантовой теории. Суперсимметрия формулируется таким образом, что каждая пространственная размерность имеет соответствующую фермионную размерность. В принципе, сталкивая между собой частицы с очень большой энергией, мы, возможно, «сдетонируем» частицы в фермионную размерность, тем самым можно ожидать возникновения «суперпартнеров».

В отношении бозона Хиггса суперсимметрия имеет самую непосредственную направленность. В случае подтверждения наличия в Природе суперпартнеров можно смело говорить о существовании в Природе легчайшего бозона Хиггса. Это означает, что остается открытой «дверь в комнату», где

могут таиться и более тяжелые состояния хиггсовского сектора, возможно, с экзотическими свойствами по отношению к легчайшему бозону Хиггса.

Важность суперсимметрии заключается еще и в том, что она позволяет экстраполировать физические явления Природы до огромных масштабов по энергии вплоть до планковских $\sim 10^{19}$ ГэВ, что соответствует физическим процессам, происходящим на чрезвычайно малых расстояниях $\sim 10^{-33}$ см и с временами $\sim 10^{-43}$ с. Почему мы говорим о планковском масштабе? Чем характерен этот энергетический уровень? Дело в том, что на масштабе Планка отсутствуют все виды частиц и взаимодействий. При таких огромных энергиях (очень малые пространственные размеры) Природа может обладать суперсимметрией. Однако по мере увеличения пространственных масштабов возникают семейства лептонов и кварков, появляются силы взаимодействия между полями, ассоциированными с соответствующими квантами — частицами. Получается, что суперсимметрия нарушается каким-то образом, а каким именно — остается пока загадкой. Несмотря на обилие теоретических моделей, формулирующих механизм нарушения суперсимметрии (например, отсутствие некоторых редких распадов частиц и др.), прямые либо косвенные экспериментальные данные будут наилучшим ответом на поставленные выше вопросы.

Наличие суперсимметрии позволяет зафиксировать в теории два стабильных, но значительно разделенных между собою энергетических масштаба, что затруднительно сделать в стандартной квантовой теории. Это называется «проблемой иерархий». Речь идет о масштабе, где проявляются слабые взаимодействия между частицами с энергией ~ 100 ГэВ, и планковском масштабе, где гравитационные взаимодействия имеют ту же силу, что и другие фундаментальные взаимодействия. Однако суперсимметрия сама по себе не в состоянии предсказать численное значение масштаба слабых взаимодействий, а может лишь зафиксировать этот уровень энергии, если некоторые из частиц-суперпартнеров будут обладать массами порядка масштаба слабых взаимодействий.

Если Природа в самом деле обладает суперсимметрией в смысле того, что мы обсудили выше, то частицы-суперпартнеры должны существовать. Найти их — задача современной экспериментальной физики на действующих ускорителях и машинах будущего.

9. Вещество и антивещество

Одна из загадок эволюции Вселенной связана с причиной ее барионной асимметрии, т. е. наблюдаемым преобладанием вещества над антивеществом. На первый взгляд существование антиматерии, или антивещества, — тема из области фантастики, но для физиков это принципиальный вопрос. В самые первые мгновения после образования Вселенной вещество и антивещество должны были возникнуть в равных количествах, однако мы живем во Вселенной, состоящей практически из вещества. Значит, возникла асимметрия между веществом и антивеществом. Что стало с антивеществом, какова его судьба? Куда оно исчезло?

В 1966 г. академик АН СССР А. Д. Сахаров, предлагая свой подход к объяснению природы этой асимметрии, исходил из предположений о необратимости процесса эволюции Вселенной, о наличии взаимодействия, которое нарушает закон сохранения барионного числа, и о нарушении фундаментальной симметрии, так называемой комбинированной CP -симметрии частиц, связанной с понятиями зарядовой (C) и пространственной (P) четностей частиц.

Что же такое CP -симметрия? CP — это дословно произведение двух математических преобразований: C — так называемое зарядовое сопряжение, которое превращает частицу в ее античастицу, и P — пространственное (зеркальное) отображение физической системы. Заметим, что помимо C и P существует третья математическая операция — обращение времени T , которое приводит к обратимости «движения вспять». Инвариантность (неизменяемость) относительно обращения времени означает, что если движение разрешено законами физики, то обратное движение также разрешено. Математическая комбинация преобразований CPT обеспечивает точную симметрию всех типов фундаментальных взаимодействий. Любое явление, наблюдаемое в Природе, обладает таким свойством, что при одновременной замене левого и правого, материи и антиматерии и обращении времени оно должно быть неизменным. Этот факт и нарушение CP -инвариантности привели к выводу: симметрия относительно обращения времени нарушается. Иными словами, если нарушается CP -симметрия, то для того, чтобы CPT -симметрия сохранялась, T -симметрия должна также нарушаться.

До начала 1960-х гг. считалось, что антиматерия — это зеркальное отражение материи. Но в 1964 г. в распадах K -мезонов было обнаружено небольшое отклонение от этого предположения. Ученые установили, что CP -симметрия может быть нарушена. За это открытие присуждена Нобелевская премия по физике 1980 г. Дж. Крону и В. Фитчу. Их открытие показало, что слабые взаимодействия нарушают не только симметрию зарядового сопряжения C между частицами и античастицами и симметрию пространственной четности P , но и их комбинацию. Тем самым было установлено, что нейтральные K -мезоны могут превращаться в свои античастицы, анти- K -мезоны (в которых кварки «заменяются» антикварками), и наоборот. Но подобное превращение не происходит с одинаковой вероятностью в обоих направлениях.

С открытием тяжелого b -кварка (1977 г.) и тяжелого t -кварка (топ-кварка, 1995 г.) была окончательно подтверждена шестикварковая теория в Стандартной модели. Физики задумались об измерении нарушения CP -симметрии с высокой точностью не только для нейтральных K -мезонов, содержащих легкие кварки, но и для частиц, состоящих из тяжелых кварков и антикварков. Эта задача остается одной из интересных сегодня и в будущем. Сверхточные измерения параметров нарушения CP -симметрии исключительно важны для поиска неизвестного пока вклада в эффект явлений, выходящих за рамки СМ, а также для изучения процессов формирования вещества на ранних стадиях эволюции Вселенной. В том числе и для этого возникает необходимость создавать ускорители, способные разогнать частицы до огромных энергий.

10. Дополнительные размерности пространства?

Выше уже была отмечена важность темы о поисках дополнительных размерностей пространства, что мы связываем с геометрией самого этого пространства. Заметим, что одна из элегантных теорий, которая привносит согласие в современную физику частиц и квантовую теорию поля как, предполагается, универсальный и единый математический аппарат, — это квантовая теория струн. Революционная концепция теории струн — это осуществление мечты А. Эйнштейна об объяснении всего сущего, от элементарной частицы до структуры Вселенной, с универсальной точки зрения на основе единой теории. В теории струн все силы и частицы описываются с единых позиций как вибрации различного вида одномерных одиночных субстанций, называемых струнами. Теория струн предполагает и суперсимметрию, о которой мы уже говорили выше, а также эта теория предсказывает несколько дополнительных (к привычным нам трем) пространственных размерностей. Значит, экспериментальная проверка теории струн неизбежно потребует поиска дополнительных пространственных размерностей и исследования их свойств. Каких? Например, количество этих дополнительных размерностей, какого они размера, какие формы присущи им, почему эти дополнительные размерности невидимы, какие новые частицы и взаимодействия связаны с фактом существования дополнительных размерностей и др. Предполагается, что наличие дополнительных размерностей может свидетельствовать о существовании возбужденных состояний обычных частиц и гравитонов — частиц, имеющих спин, равный 2, переносчиков гравитационного взаимодействия. Эти новые необычные состояния материи, вероятно, могут наблюдаться в экспериментах на ускорителях частиц больших и сверхвысоких энергий в виде особых резонансов, например, в виде двухчастичных спектров хорошо известных нам частиц СМ (фотонов, электронов, мюонов, кварков, глюонов и др.), либо как отклонения от стандартного (уже известного нам) поведения этих спектров (например, уменьшение или увеличение вероятности рождения этих частиц).

11. Немного о нейтрино

Чрезвычайно важен и ряд других направлений исследовательской программы на ускорителях с высокой интенсивностью пучков частиц. Так, например, осцилляции самой загадочной частицы микромира — нейтрино (считающейся безмассовой) свидетельствуют о том, что оно наделено определенной (хотя и очень малой по сравнению со всеми известными частицами) массой. Осцилляции нейтрино являются на сегодня одним из самых ярких и надежных указаний на существование новой физики, которая не укладывается в привычную нам Стандартную модель. Наличие у нейтрино массы может быть связано с существованием их партнеров — более тяжелых нейтрино, ненулевую вероятность существования которых предсказывают физики-теоретики, как только расширятся границы СМ. Экспериментальное подтверждение (пусть даже косвенное) тяжелых нейтрино является одной из важнейших и перспективных задач в ближайшие десятилетия.

12. Рождение CMS

Более 25 лет назад, в октябре 1992 г., коллектив из 500 ученых разных стран мира направил в комитет по экспериментам на LHC (LHCC) свое «Письмо о намерениях» (Letter of Intent), тем самым официально обозначив формирование коллаборации CMS. Первая концепция детектора CMS была представлена на рабочем совещании в г. Аахене (Германия) двумя годами ранее, в октябре 1990 г. Принципиальным элементом детектора является соленоидальный магнит, способный продуцировать магнитное поле величиной 4 Тл. Последнее является важнейшим условием для возможности прецизионного измерения характеристик мюонов, рожденных в столкновениях протонов в LHC. К декабрю 1994 г., когда был подготовлен технический проект детектора (Technical Proposal), коллаборация CMS уже выросла до 1200 ученых с удвоением числа участвующих в ней институтов.

О детекторе CMS как многоцелевом экспериментальном комплексе на LHC достаточно полно и подробно рассказано в статье И. А. Голутвина и А. В. Зарубина в упомянутой ранее книге «В глубь материи». Избегая деталей, отметим лишь, что сам по себе детектор CMS является исключительно элегантным и простым в своем базовом исполнении, очень эффективным, с совершенной и простой схемой эксплуатации как научного прибора. Структуру CMS составляют внутренние детекторы, один в другом, наподобие матрешки. Высота детектора достигает 15 м, длина — 28 м и общая масса составляет около 14 тыс. тонн. Сердцем детектора является сверхпроводящий соленоидальный магнит, работающий при температуре 4 К, с беспрецедентными параметрами в мире: 13 м в длину, 6 м в диаметре, с магнитным полем 4 Тл. Энергия, запасенная в магнитном поле, составляет величину порядка 3 ГДж, что является эквивалентом 700 кг тринитротолуола в виде огромной и мощной бомбы времен Второй мировой войны массой 1 т.

Специальная система для детектирования частиц, мюонов, является центральной в детекторе CMS. Это видно из названия самого детектора — «Компактный мюонный соленоид». В соответствии с квантовой механикой невозможно быть уверенным, что вы наблюдаете именно искомое событие: оно всегда может быть в массе сопутствующих более вероятных событий. Поэтому физики обычно говорят о «кандидате события» с последующей идентификацией последнего в качестве искомого на основе статистических доказательств. Мюонная детектирующая система CMS является как бы отцом-открывателем бозона Хиггса. А возможно ли вообще говорить о бозонах Хиггса вне контекста, связанного с коллайдером LHC и его детекторами частиц CMS и ATLAS? Ответ — да! Мы знаем, что открытие в ЦЕРН W - и Z -бозонов, бозона Хиггса сегодня рассматривается в контексте современной космологической модели Большого взрыва. По прошествии $\sim 10^{-15}$ – 10^{-12} с после «случившегося события» — Большого взрыва — (материальная) Вселенная начала интенсивно остывать от значений температуры порядка 1000 ГэВ до 100 ГэВ, последнее значение 100 ГэВ является характерным масштабом электрослабых взаимодействий и фазового перехода. Выше мы использовали общепринятые в физике высоких энергий единицы ГэВ при определении температуры, которые легко пересчитать в обычные «тепловые» градусы Цельсия или кельвины с

помощью простого соотношения $E \text{ (ГэВ)} = kT$, где под буквой « k » понимается коэффициент пересчета единиц ГэВ в единицы температуры T , называемый постоянной Больцмана. И вот на этапе эволюции Вселенной с температурой около 100 ГэВ, когда электромагнитные и слабые взаимодействия уже «расщепляются», W - и Z -бозоны, хиггсовские бозоны уже присутствуют на космологической сцене, они приобретают свои массы и находятся в тепловом равновесии. Но эти бозоны имеют короткое время жизни, и через $\sim 10^{-24} - 10^{-21}$ с они распадаются и исчезают из сектора космологии.

Итак, все, что описывалось выше, с W - и Z -бозонами, бозонами Хиггса происходило во Вселенной. Однако коллайдер ЛНС способен «родить» эти бозоны при столкновениях пучков протонов, из которых состоит адронная материя, друг с другом, «разогревая» область столкновения с последующим рождением новых частиц до температур, сравнимых с теми, что были во время Большого взрыва. Тем самым ЛНС как бы воссоздает на Земле «малый Большой взрыв» в неравновесной локальной среде (т.е. в ограниченном пространстве) с рождением короткоживущих W -, Z - и хиггсовских бозонов и других частиц.

Что же наблюдают физики с помощью детекторов коллайдера ЛНС? В протон-протонных соударениях коллайдера очень редко, примерно с одним единственным событием на $\sim 10^{15}$ столкновений протонов друг с другом, глюоны «сливаются» вместе, рождая бозон Хиггса, который немедленно, через $\sim 10^{-21}$ с распадается на два Z -бозона, и каждый из них, в свою очередь, через $\sim 10^{-24}$ с распадается на пары положительно и отрицательно заряженных мюонов, $\mu^+\mu^-$, или пару электрона и позитрона, e^+e^- . И вот «наблюдение» рождения бозона Хиггса можно представить как результат цепочек распада, на примере детектирования двух разнозаряженных мюонов $\mu^\pm$ в результате распада бозона Хиггса H : $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$.

Именно эти пары заряженных мюонов ученые-физики и улавливают в мюонных детекторах частиц, отправляя полученные данные для дальнейшего скрупулезного анализа, чтобы определить, что именно бозон Хиггса с определенной массой и другими «правильными» квантовыми числами и родился на коллайдере ЛНС. Разработка и сооружение мюонной системы детектора CMS проводились в США, России и Китае.

Другим важным элементом международного сотрудничества в сооружении CMS является разработка и создание адронного калориметра (HCAL), одного из важнейших элементов детектора для измерения так называемых «струй» — сгустков частиц, которые, по сути, состоят из кварков и глюонов. Примечательным фактом при сооружении калориметра HCAL массой 1600 т является то, что латунь, основной компонент в его конструкции, была «добыта» российскими специалистами из гильз от снарядов морской артиллерии со списанных кораблей Северного флота. В итоге, все компоненты HCAL были реализованы в рамках тесной коллаборации институтов США, России, Украины, Турции, Венгрии и других стран.

В заключение лишь кратко остановимся на удивительной и уникальной детектирующей системе в эксперименте CMS — центральном трекаре. Этот фантастически технологичный элемент детектора CMS имеет цилиндриче-

скую форму длиной 6 м и диаметр 2,3 м. Опуская технические детали устройства этого трека, заметим лишь, что в таком сравнительно небольшом объеме уместается и безотказно функционирует система, состоящая из 80 млн электронных считывающих каналов. Это поистине чудо электронно-механически точной конструкции, работающей в сложных радиационных условиях, создано усилиями специалистов из Австрии, Бельгии, ЦЕРН, Германии, Италии, Франции, Швейцарии и США. Остается лишь изумляться, как более 3000 ученых и инженеров из 200 научных институтов, лабораторий и университетов из 45 стран мира объединили свои усилия в рамках коллаборации CMS ради достижения основной цели — проникнуть в тайны материи и мироздания.

Итак, через 25 лет после того, как было подписано и направлено «Письмо о намерениях», был сооружен грандиозный детектор CMS, смонтирован в шахте на глубине 100 м под землей, записаны уникальные экспериментальные данные коллайдера LHC при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ, что в итоге обеспечило монументальный успех в открытии бозона Хиггса в 2012 г.

13. Рождение RDMS CMS

В 2014 г., спустя два года после объявления об открытии бозона Хиггса, руководитель коллаборации CMS Тициано Кампорези высказался о том, что после двадцати лет поисков бозона Хиггса большие усилия институтов и физиков CMS завершились успехом. CMS — это международная коллаборация, в которой чрезвычайно важным является правильная и функционально обозначенная организация национальных групп. Руководители коллаборации CMS Т. Кампорези и Р. Карлин (в разное время, в 2014–2015 гг. и с 2018 г. соответственно) подчеркивали основополагающий вклад RDMS CMS, конгломерата институтов, сформированного вокруг Дубны (имеются в виду институты государств-членов ОИЯИ, включая Россию), который сыграл ключевую роль в создании детектора CMS, включая дизайн детектора, его конструкцию и наладку, вклад в сам эксперимент, в набор и обработку экспериментальных данных на основе одного из компьютерных центров Tier 1. В настоящее время ученые и специалисты институтов RDMS CMS принимают активное участие в работах по модернизации детектора CMS как прецизионного физического инструмента обновляемого Большого адронного коллайдера при высокой светимости пучков частиц (после 2026 г.). Последний будет, по сути, фабрикой рождения бозонов Хиггса с широкой программой исследований свойств этого фундаментального объекта Природы, а также исследований по эксклюзивной программе так называемой «новой физики» за пределами Стандартной модели взаимодействия элементарных частиц (например, дополнительные бозоны Хиггса, долгоживущие частицы, темные фотоны и темная материя, суперсимметрия, дополнительные размерности пространства).

Что же такое RDMS CMS? По воспоминаниям Мишеля Делла Негра, первого руководителя коллаборации CMS, для формирования коллектива единомышленников ему пришлось много ездить по разным странам и городам, одним из которых была Дубна, где он встретился с группой физиков, оказавшихся энтузиастами программы LHC и проекта CMS. Родилась пре-

красная мысль, что Дубна может помочь создать крепкое сотрудничество не только с Россией, но и с другими государствами, представленными в ОИЯИ. Проект CMS приобрел бы больший вес, и сильная коллаборация послала бы хороший импульс всей программе CMS на LHC. Эта идея была поддержана, а коллаборация была названа RDMS CMS, что означает Russia and Dubna Member States CMS.

В 1994 г. ученые из государств-членов ЦЕРН и нечленов ЦЕРН были представлены в коллаборации CMS примерно поровну. При этом среди представителей стран, не входящих в ЦЕРН, наиболее многочисленными были две группы: одна — RDMS CMS, другая — из США. И финансовая, и техническая поддержка этих двух групп была чрезвычайно важна на этапе сооружения гигантского детектора CMS. Например, обе группы совместно участвовали в проектировании и создании адронного калориметра детектора.

Возвращаясь к RDMS CMS, заметим, что ее вклад в CMS оказался больше, чем ожидался суммарный вклад от каждой отдельной группы из России и из стран, входящих в ОИЯИ. Взаимодействие коллаборации RDMS CMS с ЦЕРН явило собою новую, современную модель сотрудничества. Это выражается, например, в его важности и значимости для стран из орбиты ОИЯИ, которые не имели ранее такого современного научно-технического потенциала, как Россия. Появление RDMS CMS дало возможность ученым и специалистам из этих стран сотрудничать с ЦЕРН, работать в ЦЕРН на принципах полноправного партнерства. Тем самым была создана оптимальная научно-организационная модель. Благодаря объединению ученых и специалистов в коллаборацию RDMS CMS участие исследовательских групп из России и государств-членов ОИЯИ стало явным и значимо видимым как единого целого в научном проекте мирового уровня.

14. Основные вопросы естествознания, пути и возможности для их решения

Опираясь на вышесказанное и некоторые характерные примеры, можно сказать, что научно-экспериментальная программа LHC дает возможности уже сегодня и в ближайшем будущем продвинуться в понимании многих фундаментальных вопросов современного естествознания. Эти вопросы можно было бы разделить на две группы: первая из них связана с объяснением эволюции Вселенной, вторая — с самосогласованностью частиц и взаимодействий между ними.

Вопросы первой группы можно сформулировать следующим образом:

- Каковы были свойства материи на раннем этапе развития Вселенной?
- Как возникла барионная асимметрия во Вселенной или, другими словами, почему мы живем в мире материи, а не в мире антиматерии?
- Из чего состоит «темная материя», как она возникла и что с ней будет в будущем?

Ко второй группе можно отнести следующие вопросы:

- Является ли открытый бозон Хиггса единственным скалярным несоставным объектом в Природе или их может быть несколько? Тогда сколько и какими свойствами они будут обладать?

— Существуют ли суперпартнеры (суперсимметрия) элементарных частиц?
— Объединяются ли все силы Природы в одно единое фундаментальное взаимодействие?

— Имеются ли дополнительные размерности у нашего пространства?

— Существуют ли новые «поколения» фундаментальных частиц?

Для понимания и решения описанных выше задач, очевидно, необходимо:

- повышать энергию сталкивающихся частиц и светимость (другими словами, производительность) ускорителей — именно при таких условиях можно ожидать прорыва в новых направлениях физики микромира, работать на «открытие *нового*», изучить и понять редкие и «тонкие» явления Природы. Отсюда создание новых мощных ускорителей частиц, в частности коллайдеров, — очевидная и необходимая работа;

- расширять спектр используемых для изучения взаимодействий частиц: электронов-позитронов, протонов-антипротонов, гамма-квантов, мюонов, нейтрино, ядер;

- разрабатывать новые, более чувствительные и разнообразные средства для астрофизических исследований.

Современная программа научных исследований на коллайдере LHC и развитие этой программы на перспективу является наиболее последовательной реализацией задач первой группы.

Вместо заключения

Недавнее открытие бозона Хиггса утвердило за ЦЕРН репутацию ведущей мировой лаборатории в физике частиц. С открытием этой новой частицы биография коллайдера LHC, однако, не завершается. Еще в течение многих лет предстоит исследовать природу бозона Хиггса, силы связи его с другими частицами и полями материи, другие свойства и характеристики. Не менее важны также усилия, направленные на исследования (с помощью LHC) по дороге, ведущей к новым открытиям, например суперсимметрии, темной материи, сигналов о наличии дополнительных пространственных размерностей, квантовых черных мини-дыр и др. Может, конечно, случиться так, что более не будет новых открытий на LHC, но это также является важным с точки зрения определения того условного «горизонта» в физике частиц, за которым уже более неприменима Стандартная модель для описания и объяснения фундаментальных взаимодействий между частицами и полями материи.

Безусловно, появление теории, связанной с полем Хиггса, формулировка механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии и открытие самого бозона Хиггса на LHC являются триумфом Стандартной модели частиц, что подчеркивает гений человеческого ума на пути познания мира. Но тот же ум, интеллект ученых бросает вызов в сторону *нового*, что заставляет задуматься и подталкивает к расширению СМ и к «выходу» за границы ее применимости. Если все же в экспериментах будут обнаружены элементы нового (например, суперсимметрия, темная материя и др.), это приведет к эффективному, если не к радикальному, изменению или даже пересмотру основных положений и пределов современной науки. Мы уйдем, в принципе, от некоторых спекулятивных и приближенных рассуждений применительно

к законам Природы к систематическому изучению этих законов на предельно малых размерных масштабах.

Коллайдер LHC продолжит работу с более высокой светимостью или интенсивностью сталкиваемых друг с другом пучков частиц в течение следующих 10 лет. Потребуется по крайней мере еще 20 лет, чтобы завершить исследовательскую программу на основе накопленных на LHC данных, после чего очень вероятно, что исследователи «перейдут» на более мощную машину по ускорению частиц с энергией, превышающей энергию на LHC примерно в 10 раз! Сегодня уже активно ведутся разработки нового сверхмощного коллайдера на территории вокруг ЦЕРН с названием FCC (круговой коллайдер будущего) с длиной окружности около 100 км и энергией пучков протонов 100 ТэВ. Также обсуждается создание в окрестностях ЦЕРН компактного линейного коллайдера CLIC со встречными пучками электронов и позитронов с энергией от 380 ГэВ (длина коллайдера около 11 км) до 3 ТэВ (длина коллайдера около 50 км). Но это тема отдельной книги. Очевидно, что физика частиц с использованием ускорителей частиц в земных условиях поистине неисчерпаема. Мир находится на пороге новых открытий.

PERSPECTIVES IN PARTICLE PHYSICS AFTER THE DISCOVERY OF THE HIGGS BOSON

G. Tonelli

Università di Pisa and INFN Sezione di Pisa, Pisa, Italy

Many implications of the discovery of the Higgs boson are discussed, together with a short overview of the new challenges in particle physics. The paper also presents a non-exhaustive review of the current plans in the quest for physics beyond the Standard Model at high-energy accelerators.

Introduction

The discovery of the Higgs boson, announced in 2012 by the ATLAS and CMS experiments at the Large Hadron Collider at CERN, marks a major milestone in the history of knowledge. With the inclusion of the new particle, the Standard Model (SM) is now complete and all its main components can be experimentally measured.

The theory considers matter as composed by quarks and leptons and describes their interactions through the exchange of force carriers: the photon for the electromagnetic force, the W and Z bosons for the weak one, and the gluons for the strong interaction. It is a simple and elegant model that brings together quantum mechanics and special relativity, the two major pillars of modern physics. The SM explains a huge amount of data by using a limited set of parameters and yields incredibly precise predictions, which have been, so far, extensively verified.

A key component of the picture is the Higgs particle. Back in 1964, Robert Brout and François Englert in Brussels and, independently, Peter Higgs in Edinburgh, as well as Tom Kibble, Gerald Guralnik and Carl Richard Hagen in London, proposed a mechanism, called spontaneous symmetry breaking, that many consider a true pillar of the whole construction. It allows generating large masses for the W and Z bosons, while the photon remains massless. In other words, the mechanism explained the different behaviour of the electromagnetic and weak interactions, the two fundamental forces that, within the SM, are combined to a common set of equations, the electroweak interaction.

The absolutely innovative approach consisted in getting this result into a framework in which the elegant symmetry of the underlying gauge equations was

fully preserved. The mechanism was based on a new scalar field — later named Higgs (H), after Peter Higgs — whose excitations can manifest themselves in a real spin-zero particle. The field could also provide mass to the fundamental fermions (quarks and leptons) through the so-called Yukawa interaction.

The Discovery of the Higgs Boson

Physicists have been hunting for the Higgs boson ever since the mid-1970s, when the SM gained widespread acceptance. The search for the elusive particle was among the highest priorities for several generations of experiments, but it appeared to be extremely challenging. The theory does not predict the mass of the H , whereas the production cross section, width and branching fractions in the various decay modes strongly depend on it. To make things even more complicated, many interesting decay modes are imitated by different, numerous sources of reducible and irreducible background.

The task was successfully accomplished only with the construction of the Large Hadron Collider (LHC) and the two general-purpose detectors ATLAS and CMS.

The LHC is the most powerful collider ever built. It is a gigantic accelerator equipped with thousands of superconducting magnets and accelerating cavities distributed in a 27 km tunnel, 100 m underground, near Geneva, Switzerland. It started producing collisions of squeezed packets of protons at an unprecedented centre-of-mass energy of 7–8 TeV in the first years of operation, and later raised its energy to 13 TeV. ATLAS and CMS are very sophisticated experiments, based on a complex set of detectors, built and operated by thousands of physicists and engineers.

Thanks to the excellent performance of these outstanding experiments, at the end of 2011 the two collaborations presented in public the first evidence of a new, neutral particle, with a mass near 125 GeV. Subsequently, the two experiments collected more data and improved the precision of their analysis such that, on 4 July 2012, both of them formally announced the long-awaited discovery [1–4]. Thanks to these results, the 2013 Nobel Prize in physics was jointly assigned to François Englert and Peter Higgs.

A Real Breakthrough in Our Understanding of Matter and the Universe

The Higgs boson is an unstable particle, living for only the tiniest fraction of a second. But it plays a major role in shaping the cosmos. The H can be seen as a manifestation of an invisible field that fills every corner of our universe, assigning a distinctive mass to each elementary particle, through its interaction with the field.

With its discovery we can reconstruct what happened at about 10^{-11} s after the Big Bang. When the average temperature of the universe was about 100 GeV, the electroweak symmetry-breaking mechanism suddenly entered into action. In that instant the H field suddenly changed the properties of the vacuum, and particles propagating through it were differentiated forever.

The W and Z bosons, interacting heavily with the new medium, become so massive that the weak force cannot propagate anymore beyond the tiny sub-nuclear distances. Photons, on the other hand, which do not interact with the H field, remain massless; they therefore fly at the speed of light to bring electromagnetism to the farthest corners of the universe.

Lastly, a similar mechanism affected the other elementary particles. Some quarks, i.e. the *top*, experience such a strong coupling to the Higgs field that they become very massive particles. They are so heavy that they can form neither bound states nor stable forms of matter. Other quarks interact only slightly with the new vacuum and get a small mass. This is the case of the *up* and *down* quarks that are light enough to group themselves into triplets which are held together by gluons carrying the strong force. Through this mechanism, at around 10^{-6} s after the Big Bang, the first protons were formed: a positively charged, very stable form of matter, whose lifetime exceeds the current age of the universe. Some special leptons, the electrons, interact very softly with the H field and get a tiny mass, just the right value to allow the negatively charged particles to permanently orbit around a proton and form the first stable atoms.

In the blink of an eye, everything changed forever.

The current shape of everything, including us, was somehow determined in those moments. As a consequence of this mechanism, the chaotic ingredients of the early universe collapsed into persistent material structures that later led to the formation of stars, galaxies and planets, including a very special one located in a comfortable corner of a solar system, where several forms of life became possible.

Thanks to the electroweak vacuum, this thin scaffolding holding together the enormous structure that we call the universe, matter has acquired the characteristics that are so familiar to us.

The Problematic Triumph of the Standard Model

The discovery of the H boson marks another success of particle physics. The last missing piece has been found and the Standard Model of fundamental interactions is now complete. Still, while we celebrate the most recent triumph of this theory, we are left with a long list of open questions, whose answer would probably require the emergence of new paradigms.

It is well known that the SM does not account for many important phenomena. For example, it does not contain particles or forces responsible for dark matter and dark energy; neither does it provide a mechanism explaining the puzzling asymmetry between matter and antimatter. Last but not least, gravity is not included in it.

We already know that, sooner or later, we shall be forced to abandon it. The appearance of new particles or new interactions will bring about a more general description of nature, generically called New Physics (NP). We expect it will explain matter to a much higher energy scale, while the SM will be considered as a particular, low-energy case of the new theory.

The beauty of our field is that this could occur anytime. It might be tomorrow, if new states of matter emerge from LHC data; or it could take decades and even the need to build a new generation of powerful accelerators.

As of today we do not know at which energy scale we shall find answers to some of these questions. However, from now on, any theory of NP will be further constrained by the need to include the Higgs boson itself; and the newly discovered particle will be exploited as an additional tool to explore any uncharted territory.

We are just in the midst of a scientific revolution whose contours will perhaps become clearer in a few decades' time. In the following, we shall discuss some of the implications of the discovery and their impact on a few NP scenarios.

Looking for Higgs Bosons Decaying into Dark Matter Particles

The existence of dark matter in the universe is well established experimentally. The most recent data confirms that its amount is about five times that of ordinary matter and, since the SM contains no mechanism accounting for it, the discovery of dark matter particles would immediately open the door to NP.

Many extensions of the SM, such as models with weakly interacting massive particles could explain the puzzling issue. The most popular examples are the lightest stable particles in Supersymmetry (SUSY), or the lightest Kaluza–Klein particle in extra dimensions. Of course, the extremely light axion is also a good candidate.

Several experiments are ongoing to detect any possible signal that could shed light on the question. Sophisticated detectors are used in underground laboratories to look for the direct scattering of dark-matter particles with the nucleons of ordinary matter. A somehow complementary approach is used at high-energy accelerators like the LHC, where ATLAS and CMS are searching for invisible decays of the Higgs boson.

In general, the interactions of the H with the unknown dark matter sector may introduce invisible decay modes. In the so-called “Higgs-portal” models, the H takes the role of mediator between the SM particles and the dark particles. Recent theories proposing that the Higgs boson played a central role in the evolution of the early universe provide further motivation to understanding the relationship between it and dark matter.

The typical signature for invisible H decays at the LHC is a large missing transverse momentum recoiling against a distinctive visible system, usually a high-energy jet or a photon. ATLAS and CMS have explored many different topologies, including the ones in which the H is produced in association with a vector boson, W or Z or with a pair of jets, signalling therefore the production through the fusion of vector bosons. Since no excess of events has been detected so far, it was only possible to produce upper limits. The current results exclude a branching ratio of the Higgs boson decaying into invisible particles higher than 25–30%, meaning that there is still plenty of room for surprises.

With additional data these limits will be significantly improved but, even with the full statistics available at the end of the LHC, it will be very difficult to

go below 5%. At a hadron collider, like the LHC, it will be practically impossible to really exclude the decay of the H into invisible particles. A much better job could be done if we can build a new lepton collider. High-energy collisions of elementary, point-like particles, like electrons and positrons, characterised by a complete knowledge of the initial state, are the ideal environment for this kind of studies. An e^+e^- linear or circular collider, powerful enough to produce Higgs bosons in association with a Z (i.e. running at an energy around 250 GeV) would allow placing very stringent limits, $< 1\%$, on the H branching ratio for invisible decays or to simply discover some of these new decay modes.

Could the H Be the Inflaton ?

If confirmed to be an elementary object, this particle would be the only fundamental scalar ever observed in nature. Many consider this a puzzle in itself that could open the door to other discoveries. In particular, it could shed light on one of the hottest issues of modern cosmology.

Whether the primordial universe has passed through a stage of cosmic inflation is still a matter of heated discussions. The assumption of a dramatic exponential growth, transforming quickly a tiny fluctuation of the vacuum into an immense object, solves many contradictions that afflicted previous theories. In particular, it explains why the universe is so homogeneous and uniform in any direction, and why we live in a world in which there are no magnetic monopoles; those north or south poles isolated from their partners which would make the equations of electromagnetism perfectly symmetric and which the traditional Big Bang model predicted.

The theory of cosmic inflation was proposed in the early 1980s and, as of today, nobody has been able to find the *smoking gun*, an extraordinary piece of evidence that will close all discussions on its correctness. It is amazing, however, to note that all data collected over the last thirty years, in particular the most precise measurements on the cosmic microwave background (CMB), are an astonishing reproduction of the predictions of the theory. Nevertheless, finding the *inflaton*, the particle responsible for the explosive growth, will definitely constitute a major breakthrough.

It has been known for many years that inflation could be driven by a negative-pressure vacuum energy density. A slowly rolling scalar field, with a potential very similar to the one predicted for a 125 GeV Higgs boson at high energy, could do the job. In other words, the fundamental scalar of the SM could also have played a role in inflation. Scientists have split opinions on this subject and the situation will be clarified only through new measurements. Everything could suddenly change if additional scalar particles are discovered at the LHC, or if new precise measurements of the CMB identify the tiny signals due to the interactions of its photons with the primordial gravitational waves emerging from the inflationary period. The recent discovery of gravitational waves from LIGO opens the fantastic possibility of a direct detection of inflationary gravitational waves embedded in the so-called stochastic background.

New measurements or new experiments will settle in one way or another, in the near future, the issue of cosmic inflation and the role of the H boson in it.

The Stability of the Electroweak Vacuum

The question of the stability of the electroweak vacuum has been discussed at length for many years. Now that the mass of the new boson has been measured with great accuracy, the evolution of the H potential with energy can be computed with simple assumptions. The current value of the Higgs mass is close to the minimum value that ensures absolute stability of the electroweak vacuum within the Standard Model; this in turn implies a vanishing Higgs quartic coupling λ at the Planck scale. It is intriguing to note that, with the current central values of the H and top mass, λ seems to be very small at energies corresponding to the Planck mass, while a fully vanishing Higgs self-coupling is not favoured.

With a heavy top quark and a 125 GeV H , the electroweak vacuum in our universe appears to be in a meta-stable state. The Higgs potential could somehow develop an instability for energies in the range 10^{10} – 10^{12} GeV with a lifetime, however, much longer than the age of our universe. Nevertheless, taking into account theoretical and experimental errors, a stability up to the Planck scale cannot be excluded. We expect further refinements in the computations coming from more precise measurements of a few key parameters, namely the strong coupling constant α_s , the H mass itself and, mostly, the top quark mass.

It must be noted, however, that the extrapolation of the SM up to the Planck scale requires very strong assumptions that will be severely challenged in case of any NP discovery.

It would be extremely important to test the hypothesis that a light H boson could in principle rule its self-interactions, and the Yukawa interactions with fermions, in such a way that the theory could remain weakly coupled up to the Planck scale, without any dynamics appearing beyond the electroweak scale. If we could prove this assumption, it would in itself be an outstanding discovery: for the first time we would have a theory describing matter across 15 orders of magnitude in energy. Although possible, this scenario would, however, be severely constrained by the need for the couplings of the H boson to be finely tuned to very well predicted values.

SUSY and a Light Higgs Boson

While in the SM the H is unique, and its mass is essentially a free parameter, the most popular models of SUSY contain an entire family of Higgs bosons. Among its members the lightest CP-even Higgs super-particle has a mass that is strongly bounded from above. The discovery of a 125 GeV H has therefore killed all SUSY models predicting a lighter Higgs and has imposed strong constraints on all surviving ones. By tuning the many parameters of the theory it is still possible to accommodate a heavier-than-expected scalar boson, but this in turn introduces further constraints.

From the point of view of quantum mechanics, a 125 GeV scalar particle is a very strange object. Because it interacts preferably with heavier particles, it has a special relationship with the top quark. More precisely, quantum corrections would tend to push its mass towards absurd values, enormously higher than the

125 GeV we have measured. Since this is not the case, there is an unknown mechanism, built ad hoc, that protects it; or, for every contribution that tends to make it heavier, there is another one that cancels it out.

This last possibility is exactly what would happen if SUSY were true. Fermions and bosons yield opposite-sign contributions to the quantum corrections to the mass; therefore, for every positive contribution due to the *top* quark, there would be a negative one from the *stop* squark.

The presence of supersymmetric particles, in short, would explain in a natural way why the Higgs is so light, and this is also the reason why SUSY continues to maintain its fascination. However, for this ingenious mechanism to work, the *stop* squark should not have a mass too much greater than that of the *top*, which is about 172 GeV. And here we have a problem, because if the *stops* were so light we would have discovered them already at the LHC. All searches carried out so far have not yielded any signal, and the *stops*, if they exist, must have a mass greater than 400–500 GeV.

Here is the point: SUSY appears as a wonderful theory, able to solve, in a single stroke, some of the deepest questions of modern physics including dark matter, but has a very weak side. ATLAS and CMS have conducted hundreds of independent searches, but none of them has detected, so far, any of the many particles that the theory predicts.

If SUSY exists, its particles must be very heavy, and, since there is no sign of them for now, some scientists think that it is time to abandon this beautiful conjecture. It is probably still early to do so, especially because in the coming years we will have the opportunity to systematically explore new regions in which many surprises could still be hidden.

However, if no sign of SUSY appears in the next few years, it will be definitely time to review in depth some of its paradigms.

Probing the Intimate Nature of the New Boson

All measurements of the new boson until now indicate full compatibility with the properties of the SM Higgs scalar, but the associated uncertainties are large, and the possibility for non-standard properties remains. Moreover, although other SM-like Higgs bosons have been excluded over a wide range of masses, additional Higgses, with exotic production and decay modes, remain a possibility.

Many open questions on the *H* itself are still on the table. Are the strengths of its interactions with all other particles and with itself precisely the ones predicted by the SM? Is it alone or accompanied? Is it elementary or composite? Answering to some of these questions might open unexpected paths toward new physics.

The discovery of new, fundamental particles or forces can happen through direct detection of new states of matter, but can also proceed indirectly through precision measurements. Ultra-massive particles, by far too heavy to be produced at the LHC, can float like ghosts around known particles, producing virtual effects that interfere with the known mechanisms of the SM. This results in subtle anomalies that might yield an indirect discovery of NP. Being so sensitive

to any such particle, the H boson is a natural candidate to act as a portal for physics beyond the SM.

This is the reason why the LHC experiments are now performing precision measurements of the H properties, in particular of its couplings. The strength of the interaction of the Higgs boson with known particles can be extracted from the signal strength, $\sigma/\sigma_{\text{SM}}$, expressed as a ratio with respect to the SM expectations, for different production and decay modes.

The discovery of the Higgs has been driven by decay modes of the H into pairs of bosons: photons, W and Z . Much more difficult to handle are the decays into pairs of fermions. Using higher statistics of data, we have been able to achieve the first observation of the H decaying into τ leptons, and, only very recently, we have published a 5σ signal for the decay into b quarks. A major achievement was also the first observation of the production of H in association with a pair of top quarks. This latter is an extremely challenging production mechanism, with tiny cross-sections at the LHC, and directly sensitive to the top Yukawa coupling. However, the preliminary measurements on the H couplings to heavy fermions are still not accurate enough to be able to spot potential effects due to NP.

Meanwhile, detailed studies are looking for small anomalies in the H differential cross-sections and in the searches for rare decays of the H , with the secret hope that some of those could lead to surprises.

One example of these is the search for H decaying into $Z\gamma$, for which the SM predicts a branching ratio of $1.54 \cdot 10^{-3}$; the channel is particularly interesting since it is very sensitive to possible contributions from NP via decay loops of new, heavy charged particles.

Establishing the coupling with *muons* will be an extremely tough job, since the SM predicts a branching ratio of $2.2 \cdot 10^{-4}$ for this decay mode. Along the same lines, it will be practically impossible, unless there are huge enhancements induced by NP processes, to address the decay of the Higgs into pairs of electrons, where we expect an SM branching ratio of $5 \cdot 10^{-9}$.

Statistics matters a lot for all these studies. We need to produce tens of millions of Higgs bosons to improve the accuracy on the couplings and to study the rare decays that could hide anomalies. This will happen with the LHC running another 20 years or so, while significantly improving its instantaneous luminosity. With the phase of High Luminosity LHC — expected to start in the mid-2020s — CMS and ATLAS plan to collect a total luminosity of more than 3000 fb^{-1} , a total statistics more than 20 times higher compared with today.

The projections that have been produced by extrapolating the ongoing studies tell us that it will be possible to measure the H mass with an accuracy better than 50 MeV. The H total width could be estimated down to the SM level, $(4.2 \pm 2) \text{ MeV}$. Furthermore, it will be possible to perform detailed studies of difficult production modes like ttH , while rare decays like $Z\gamma$ and $\mu\mu$ could be thoroughly investigated.

For what concerns the couplings, the projections estimate an ultimate precision in the range 2–10%. To put this result into the right context, it must be noted that the heavier the unknown particle interacting with the H , the smaller the effect on its couplings. To define the scale, objects as heavy as a few TeV

will modify the couplings at the percent level or below. This means that at the end of the LHC lifetime, if nothing new appears in data, the challenge to discover new physics through precision measurements will still be open.

Lastly, it will be very difficult at the LHC to measure the H self-coupling λ , a crucial parameter of the SM that probes the H sector to its full extent, including the detailed structure of the electroweak phase transition. It could be extracted from the very rare events in which Higgs bosons are produced in pairs, but they are extremely difficult to reconstruct in the LHC environment. It is clear, therefore, that to fully explore these issues we need to start looking into new accelerators beyond the LHC.

Future Colliders?

Many different alternatives are under evaluation in considering future colliders. There are projects to build e^+e^- colliders, to be used as precision Higgs factories, and studies to prepare a new powerful pp accelerator aiming at a centre-of-mass energy of 100 TeV.

The two approaches are fully complementary. In a lepton collider we could perform the most precise measurements of all parameters of the SM, stressing it to the extreme limit, while in a 100 TeV pp collider we could directly discover new states of matter up to masses of tens of TeV. In addition, a high-energy hadron machine would definitely allow measuring the Higgs self-coupling and studying its potential away from equilibrium, thus accessing all details of the electroweak phase transition.

Among the different options scientists are also investigating the possibility to increase the energy of the LHC to 28 TeV by equipping the existing tunnel with more powerful magnets.

These are all very ambitious projects that require the effort of hundreds of scientists, to address the most important physics cases and to find solutions to the many technological challenges.

It is urgent to start thinking forward to the next generation of colliders. The very first discussions on the LHC started in the mid-1980s and the accelerator was completed in 2008. If we want a new machine at the end of the high luminosity phase of the LHC, the time to act is now.

Conclusions

The discovery of the Higgs boson opens a new era in the quest for a deeper understanding of matter. The search for new physics proceeds full steam ahead with the newly discovered boson being used as a new, extremely sensitive tool.

As of today, nobody can predict when and where we shall be able to discover unambiguous signals of physics beyond the Standard Model. As it happened in the past, nature might have chosen completely unexpected paths.

However, what I am sure of is that the Higgs boson will play a role in this new set of discoveries, and that new generations of scientists will make extraordinary efforts to explore every corner, and leave no stone unturned, until some of the deepest mysteries of our universe are at last understood.

References

1. *ATLAS Collab.* Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Using up to 4.9 fb^{-1} of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 710. P. 49; doi:10.1016/j.physletb.2012.02.044; arXiv:1202.1408 [hep-ex].
2. *CMS Collab.* Combined Results of Searches for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 710. P. 26; doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064; arXiv:1202.1488.
3. *ATLAS Collab.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716. P. 1; doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020; arXiv:1207.7214.
4. *CMS Collab.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716. P. 30; doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021; arXiv:1207.7235.

ПЕРСПЕКТИВЫ В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ ПОСЛЕ ОТКРЫТИЯ БОЗОНА ХИГГСА

Г. Тонелли

Университет г. Пизы и INFN, Пиза, Италия

Перевод: Г. А. Козлов и И. Н. Горбунов

Обсуждаются следствия открытия бозона Хиггса, а также приводится краткий обзор новых проблем в физике частиц высоких энергий. Кроме того, представлен краткий обзор текущих планов по поиску физики за пределами Стандартной модели на ускорителях частиц с высокими энергиями.

Введение

Открытие бозона Хиггса, объявленное в 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН, является важным событием в истории науки. С появлением новой частицы Стандартная модель (СМ) стала вполне законченной и ее основные компоненты могут быть экспериментально измерены. Теория подразумевает, что материя состоит из лептонов и кварков, и описывает их взаимодействия путем обмена с помощью переносчиков этих взаимодействий: фотон является переносчиком электромагнитного взаимодействия, W - и Z -бозоны участвуют в слабом взаимодействии, а глюоны — в сильном. Эта простая и элегантная модель соединяет в себе квантовую механику и специальную теорию относительности — два основных столпа современной физики. СМ объясняет огромное количество данных, используя

ограниченный набор параметров, и дает невероятно точные предсказания, широко подтвержденные к настоящему времени.

Ключевым компонентом физической картины является бозон Хиггса. В 1964 г. Роберт Брут и Франсуа Энглер в Брюсселе и, независимо от них, Питер Хиггс в Эдинбурге, а также Том Киббл, Геральд Гуралник и Карл Ричард Хаген в Лондоне предложили механизм, называемый спонтанным нарушением симметрии, который считается истинным столпом в целой конструкции. В предложенном механизме W - и Z -бозоны получают достаточно большие массы, в то время как фотон остается безмассовым. Другими словами, спонтанное нарушение симметрии объяснило различное поведение электромагнитного и слабого взаимодействий, которые в рамках СМ описываются общими уравнениями электрослабого взаимодействия.

Абсолютно инновационный подход заключался в том, чтобы внедрить этот результат в модель, в которой бы полностью сохранилась элегантная симметрия лежащих в основе калибровочных уравнений. Механизм был основан на новом скалярном поле, позже названном в честь Питера Хиггса полем Хиггса, возмущения которого могут проявляться как реальная частица со спином ноль. Поле Хиггса также может быть ответственным за появление массы у фундаментальных фермионов, кварков и лептонов, через так называемое взаимодействие Юкавы.

Открытие бозона Хиггса

Поисками бозона Хиггса физики занимались с середины 1970-х гг., когда СМ получила широкое распространение в научном сообществе. Эти исследования оставались приоритетными для нескольких поколений проводимых экспериментов, но задача оказалась очень сложной. Теория не предсказывает массу бозона Хиггса, тогда как сечение рождения, ширина и относительная вероятность распада в различных каналах сильно зависят от нее. Кроме того, многие интересные каналы распада могут сопровождаться различными видами фонов, и это еще более усложняет задачу.

Задача была успешно решена только после сооружения Большого адронного коллайдера (LHC) и двух многоцелевых детекторов ATLAS и CMS. На сегодня LHC является самым мощным коллайдером в мире. Этот гигантский ускоритель оснащен тысячами сверхпроводящих магнитов и ускоряющих высокочастотных резонаторов, размещенных в 27-километровом туннеле на глубине 100 м под землей вблизи Женевы в Швейцарии. В начале работы сгустки протонов в LHC сталкивались друг с другом с беспрецедентной энергией 7–8 ТэВ (в системе центра масс), которая впоследствии была увеличена до 13 ТэВ. ATLAS и CMS — это эксперименты, в основе которых лежат сложные комплексы детекторов, созданных и управляемых тысячами физиков и инженеров. Благодаря превосходной работе этих замечательных экспериментов в конце 2011 г. обе коллаборации представили первые данные о существовании новой нейтральной частицы с массой около 125 ГэВ. Впоследствии в обоих экспериментах было набрано больше данных и проведен их более точный анализ. В результате этой грандиозной работы 4 июля 2012 г. обе коллаборации официально объявили о долгожданном открытии [1–4].

На основе этих результатов Нобелевская премия по физике за 2013 г. была присуждена Ф. Энглеру и П. Хиггсу.

Прорыв в понимании материи и Вселенной

Бозон Хиггса является нестабильной частицей, которая живет ничтожно малую долю секунды. Однако эта частица играет огромнейшую роль в формировании космоса. Бозон Хиггса можно рассматривать как проявление невидимого поля, которое заполняет каждый уголок нашей Вселенной, наделяя массой каждую элементарную частицу через взаимодействие с ней. С открытием бозона Хиггса можно восстановить те «события», которые происходили через 10^{-6} с после Большого взрыва. Когда средняя температура Вселенной была около 100 ГэВ, электрослабая симметрия подверглась спонтанному нарушению. В этот момент под воздействием поля Хиггса свойства вакуума изменились и частицы, проходящие через него, были навсегда персонифицированы. W - и Z -бозоны, взаимодействующие с новой средой, стали настолько массивными, что слабое взаимодействие более не может распространяться за пределы крошечных субъядерных расстояний. В то же время фотоны, которые напрямую не взаимодействуют с полем Хиггса, остались безмассовыми и поэтому они летят со скоростью света к самым дальним уголкам Вселенной, неся с собой электромагнетизм.

И, наконец, схожий механизм повлиял и на другие элементарные частицы. Некоторые кварки, в частности топ-кварк (t -кварк), настолько сильно взаимодействуют с полем Хиггса, что стали очень массивными частицами. Топ-кварки настолько тяжелы, что не могут образовывать ни связанные состояния, ни устойчивые формы материи. Другие кварки лишь немного взаимодействуют с новым вакуумом и получают малую массу. Это относится к u - и d -кваркам, которые достаточно легкие и могут группироваться в триплеты, удерживаемые глюонами — переносчиками сильного взаимодействия. С помощью этого механизма, спустя примерно 10^{-6} с после Большого взрыва, были образованы протоны — положительно заряженная, очень стабильная форма материи, срок жизни которой превышает реальный возраст Вселенной. Некоторые лептоны, в частности электроны, очень слабо взаимодействуют с полем Хиггса и имеют ничтожно малую массу, что позволяет отрицательно заряженным частицам постоянно вращаться вокруг протона и формировать первые стабильные атомы.

В мгновение ока все изменилось навсегда.

Нынешний облик всего, в том числе и нас, в какой-то мере был определен именно в те мгновения. Вследствие этого механизма хаотические флуктуации ранней Вселенной превратились в материальные структуры, которые позднее участвовали в образовании звезд, галактик и планет, включая нашу планету, расположенную в удобном уголке Солнечной системы, где появились основные формы жизни.

Благодаря электрослабому вакууму, этим хлипким лесам, удерживающим громадную структуру, которую мы называем Вселенной, материя приобрела свойства, так хорошо знакомые нам.

Проблематичный триумф Стандартной модели

Открытие бозона Хиггса знаменует еще один успех физики частиц. Был найден последний недостающий элемент Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, и теперь она считается завершенной. Однако, несмотря на то, что мы отмечаем триумф этой теории, остается длинный список открытых вопросов, ответ на которые, вероятно, потребует новых парадигм.

Хорошо известно, что СМ не учитывает многие важные явления. Например, она не учитывает ни частицы, ни силы, ответственные за темную материю и темную энергию, и не описывает механизм, объясняющий загадочную асимметрию между веществом и антивеществом. И последнее, но не менее важное: в СМ не учтена гравитация.

Уже известно, что рано или поздно мы не сможем опираться на эту теорию. Появление новых частиц или новых взаимодействий приводит к более общему описанию природы, называемому новой физикой. Ожидается, что последняя объяснит природу материи на более высоком уровне по шкале энергий, в то время как СМ останется частным случаем новой теории в рамках новой физики при низких энергиях.

Красота нашей области исследований состоит в том, что она может появиться в любое время. Возможно, все это будет очевидно завтра, если в данных LHC будут обнаружены новые состояния материи; или это может занять десятилетия, при этом возникает необходимость создания нового поколения мощных ускорителей.

На сегодняшний день мы не знаем, при каких энергиях найдем ответы на некоторые из этих вопросов. Однако отныне любая теория новой физики будет еще более ограничена необходимостью включения самого бозона Хиггса; и эта открытая частица будет использоваться в качестве дополнительного инструмента для изучения неизведанной территории на просторах новой физики.

Мы находимся в разгаре научной революции, границы которой, возможно, станут яснее через несколько десятилетий. Ниже мы обсудим некоторые из последствий открытия и их влияние на несколько сценариев новой физики.

Поиск бозона Хиггса, распадающегося на частицы темной материи

Существование темной материи во Вселенной экспериментально установлено. Самые последние данные подтверждают, что ее количество примерно в пять раз больше обычного вещества, и, поскольку СМ не содержит механизма, учитывающего ее, открытие частиц темной материи немедленно откроет дверь в новую физику.

Многие расширения СМ, такие как модели со слабо взаимодействующими массивными частицами, могут объяснить эту загадочную проблему. Наиболее популярными примерами являются самые легкие стабильные частицы в суперсимметрии (SUSY) или самая легкая частица Калуцы–Клейна в до-

полнительных измерениях. И, конечно, очень легкий аксион также является хорошим кандидатом на роль темной материи.

Проводится несколько экспериментов, результаты которых могли бы пролить свет на данный вопрос. Сложные детекторы используются в подземных лабораториях для обнаружения рассеяния частиц темной материи на нуклонах обычной материи. Дополняющий эти эксперименты подход использован на ускорителях частиц высоких энергий, таких как LHC, где ATLAS и CMS ищут невидимые распады бозона Хиггса.

Вообще говоря, взаимодействия бозона Хиггса с неизвестным сектором темной материи могут сопровождаться невидимыми модами распада. В моделях так называемого «хиггс-портала» бозон Хиггса играет роль медиатора между частицами СМ и частицами темной материи. Новые теории, предполагающие, что бозон Хиггса сыграл центральную роль в эволюции ранней Вселенной, обеспечивают дальнейшую мотивацию к выяснению взаимосвязи между ней и темной материей.

Типичным проявлением невидимого распада бозона Хиггса на LHC является большой так называемый недостающий поперечный импульс на фоне особой явной системы обычно в виде высокоэнергетической струи или фотона. ATLAS и CMS исследовали ряд различных топологий, включая те, в которых бозон Хиггса рождается в паре с векторным бозоном, W или Z , или парой струй, таким образом указывающими на его рождение через слияние векторных бозонов. Поскольку на данный момент не обнаружено сигналов с превышением над фоновыми значениями, можно установить лишь верхние пределы. Полученные результаты исключают вероятность распада бозона Хиггса на невидимые частицы, превышающую 25–30 %, что оставляет огромные возможности для открытий.

С получением дополнительных данных эти ограничения могут быть значительно улучшены, но даже с полной статистикой, доступной в конце работы LHC, будет очень трудно получить значения лучше 5 %. На адронном коллайдере, таком как LHC, практически невозможно исключить распад бозона Хиггса на невидимые частицы. Значительно более точные данные можно получить, если бы мы смогли построить новый лептонный коллайдер. Идеальными условиями для такого рода исследований являются высокоэнергетические столкновения элементарных точечных частиц, таких как электроны и позитроны, начальное состояние которых полностью известно. Линейный или циклический e^+e^- -коллайдер, достаточно мощный для совместного рождения бозонов Хиггса и Z (т. е. работающий при энергии около 250 ГэВ), позволит установить очень строгие пределы, менее 1 %, на вероятность распада бозона Хиггса на невидимые частицы или просто обнаружить некоторые из этих новых режимов распада.

Может ли бозон Хиггса быть инфлатоном?

Если подтвердится, что бозон Хиггса — элементарный объект, он будет единственным наблюдавшимся в природе фундаментальным скаляром. Многие считают, что это может открыть дверь к другим открытиям. В частности,

это может пролить свет на одну из самых острых проблем современной космологии.

Вопросы прохождения стадии космической инфляции, первозданной Вселенной, все еще остаются темой горячих дискуссий. Предположение о значительном экспоненциальном росте, быстро трансформировавшем малые флуктуации вакуума в огромный объект, разрешает многие противоречия, от которых страдали предыдущие теории. В частности, это объясняет, почему Вселенная является гомогенной и однородной во всех направлениях и почему мы живем в мире без магнитных монополей. Речь идет о северном и южном полюсах, изолированных от своих партнеров, которые бы сделали электромагнитные уравнения симметричными и существование которых в пространстве вокруг нас предсказывает традиционная модель Большого взрыва.

Теория космической инфляции была предложена в начале 1980-х гг., и к настоящему времени никто еще не нашел экстраординарных свидетельств, которые бы закрыли все дискуссии о ее верности. Удивительно то, что все данные, полученные за последние тридцать лет, в частности наиболее точные измерения космического микроволнового фона (СМВ), удивительно точно повторяют предсказания теории. Тем не менее, обнаружение инфлатона — частицы, ответственной за взрывной рост во Вселенной, было бы важным прорывом в физике частиц.

Уже многие годы известно, что инфляция может быть обусловлена плотностью энергии вакуума с отрицательным давлением. Медленно изменяющееся скалярное поле с потенциалом, очень похожим на потенциал, предсказанный для бозона Хиггса с массой 125 ГэВ при высоких энергиях, могло бы решить проблему. Другими словами, фундаментальный скаляр СМ мог играть роль и в инфляции Вселенной. Мнения ученых по этому вопросу разделились, и ситуация будет разрешена только новыми измерениями. Все может измениться, если дополнительные скалярные поля будут открыты на ЛНС или новые прецизионные измерения СМВ покажут слабые сигналы взаимодействия его фотонов с реликтовыми гравитационными волнами, возникшими в инфляционный период. Последние результаты эксперимента LIGO по открытию гравитационных волн открывают фантастические возможности для прямого наблюдения инфляционных гравитационных волн в так называемом стохастическом шуме. В ближайшее время новые измерения или новые эксперименты тем или иным образом урегулируют вопрос инфляции и роль бозона Хиггса в ней.

Стабильность электрослабого вакуума

Вопрос о стабильности электрослабого вакуума обсуждается в течение многих лет. Теперь, когда масса нового бозона измерена с большой точностью, характеристики потенциала Хиггса с изменением энергии могут быть вычислены на основе простых предположений. Текущее значение массы бозона Хиггса близко к минимальному значению, обеспечивающему абсолютную стабильность электрослабого вакуума в Стандартной модели; это, в свою очередь, предполагает обращение в ноль константы связи самодействия бозона Хиггса, λ , на масштабе Планка. Важно отметить, что при текущем центральном значении масс бозона Хиггса и t -кварка λ окажется крайне

малой по своей величине на планковском масштабе масс, однако полное уменьшение этой константы самодействия до нуля маловероятно.

При наличии тяжелого t -кварка и бозона Хиггса с массой 125 ГэВ электрослабый вакуум во Вселенной находится в метастабильном состоянии. Потенциал Хиггса может определенным образом инициировать нестабильность вакуума при энергиях в диапазоне 10^{10} – 10^{12} ГэВ, однако с временем жизни, заметно превышающим возраст нашей Вселенной. Тем не менее, учитывая теоретические и экспериментальные погрешности, нельзя исключать стабильность на планковском масштабе. Мы ожидаем дальнейшего улучшения вычислений, основанного на улучшении точности измерений нескольких ключевых параметров, а именно константы сильного взаимодействия α_s , масс бозона Хиггса и t -кварка.

Необходимо отметить, что экстраполяция СМ до планковского масштаба требует введения очень сильных допущений, которые могут быть чрезвычайно значимыми в случае открытий в области новой физики.

Крайне важной является проверка гипотезы о том, что легкий бозон Хиггса может иметь такие интенсивности самодействия и взаимодействия типа Юкавы с фермионами, что теория может оставаться слабо взаимодействующей вплоть до планковского масштаба без каких-либо проявлений динамики за пределами электрослабого масштаба. Если удастся доказать это предположение, само по себе это будет выдающимся открытием: впервые появится теория, описывающая материю в интервале около пятнадцати порядков по энергии. В том случае, если это окажется возможным, описываемый выше сценарий будет сильно ограничен необходимостью точной подстройки констант связи бозона Хиггса до точно предсказанных значений.

SUSY и легкий бозон Хиггса

В то время как бозон Хиггса СМ уникален и его масса является свободным параметром, наиболее распространенная модель SUSY предполагает существование целого набора бозонов Хиггса. Наиболее легкий среди них CP -четный суперпартнер бозона Хиггса имеет массу, которая сильно ограничена сверху. Получается, что открытие бозона Хиггса с массой 125 ГэВ отвергает все суперсимметричные теории, предсказывающие более легкую его массу, и накладывает сильные ограничения на оставшиеся версии теории. С помощью подбора множества параметров теории возможно вписать последовательно и более тяжелый, чем ожидалось, скалярный бозон, но это, в свою очередь, наложит еще больше ограничений.

С точки зрения квантовой механики скалярная частица с массой 125 ГэВ является очень странным объектом. Поскольку бозон Хиггса преимущественно взаимодействует с более тяжелыми частицами, складываются его особые отношения с t -кварком. Точнее, квантовые поправки будут стремиться изменить его массу в сторону абсурдных значений, заметно превышающих 125 ГэВ, что ранее уже было проверено. Так как это не согласуется с результатами эксперимента, то или есть неизвестный механизм, решающий данную проблему, или для каждого вклада, который стремится увеличить его массу, есть другой, который ее сокращает на соответствующую величину.

Последний вариант точно соответствует ситуации в случае существования суперсимметрии. Фермионы и бозоны дают свои вклады в квантовые поправки к массе с противоположными знаками, поэтому для каждого положительного вклада топ-кварка будет существовать отрицательный вклад, обусловленный стоп-кварком.

Существование суперсимметричных частиц естественным образом могло бы объяснить, почему бозон Хиггса такой легкий, и это тоже является причиной, по которой SUSY продолжает быть привлекательной теорией. Тем не менее, чтобы этот оригинальный механизм работал, стоп-кварк должен иметь массу, не сильно превышающую массу t -кварка, а именно около 172 ГэВ. А здесь появляется проблема, потому что, если стоп-кварки такие легкие, мы бы уже обнаружили их на LHC. Все исследования, выполненные к настоящему времени, не обнаружили сигнала, и стоп-кварки, если они существуют, должны иметь массу больше 400–500 ГэВ.

Дело вот в чем. SUSY является прекрасной теорией, способной решить одним росчерком пера некоторые из наиболее сложных проблем современной физики, включая темную материю, но у нее есть очень слабая сторона. ATLAS и CMS произвели сотни независимых измерений, но ни одно из них не обнаружило на данный момент ни одной из многих частиц, предсказанных теорией.

Если SUSY существует, ее частицы должны быть очень тяжелыми, и так как они до сих пор не обнаружены, некоторые ученые начинают думать, что пришло время отойти от этой прекрасной гипотезы. Возможно, еще рано говорить об этом, в особенности потому, что в ближайшие годы у нас будут шансы систематически исследовать новые области, в которых могут быть спрятаны сюрпризы.

Однако, если сигналы SUSY не будут обнаружены в ближайшие несколько лет, очевидно, наступит время пересмотреть в своей глубине некоторые из ее парадигм.

Исследование внутренней природы нового бозона

Все измерения свойств нового бозона, осуществленные на данный момент, полностью совпадают со свойствами скалярного бозона Хиггса в СМ, но неопределенности, связанные с этим, велики, и поэтому остается возможность обнаружения нестандартных свойств. Более того, несмотря на то, что существование других бозонов Хиггса СМ было исключено в широком диапазоне масс, обнаружение дополнительных бозонов Хиггса с экзотическими свойствами и модами распада остается возможным.

В отношении самого бозона Хиггса остается много открытых вопросов. Возникает вопрос о силе его взаимодействия с другими частицами и с самим собой: такая же это сила, как та, что была предсказана СМ? Это одиночный бозон или у него есть компаньоны? Является этот бозон элементарным или он имеет свою внутреннюю структуру? Ответы на некоторые из этих вопросов могут открыть неожиданный путь к новой физике.

Открытие новых фундаментальных частиц или сил может произойти путем прямой регистрации новых состояний материи или непрямым образом,

посредством прецизионных измерений. Ультратяжелые частицы, с массой, заметно превышающей доступную для рождения на LHC, могут виться, как призраки, вокруг известных частиц, создавая виртуальные эффекты, которые интерферируют с известными механизмами СМ. Это может быть выражено в виде малых аномалий, которые могут привести к непрямому открытию новой физики. Будучи таким чувствительным к любой частице, бозон Хиггса — естественный кандидат, чтобы стать порталом в физику за рамками СМ.

По этой причине эксперименты на LHC сейчас направлены на прецизионные измерения свойств бозона Хиггса, в частности его констант связи. Сила взаимодействия бозона Хиггса с известными частицами может быть извлечена из величины сигнала, $\sigma/\sigma_{\text{СМ}}$, выраженной в виде отношения реального сигнала к величине, предсказанной СМ для разных мод распада и рождения.

Открытие бозона Хиггса стало возможным благодаря изучению мод его распада на пары частиц: фотоны, W и Z . Заметно сложнее работать с распадами на пары фермионов. Только недавно получены первые наблюдения распада бозона Хиггса на пары тау-лептонов, в то время как до сих пор не удается достичь статистической значимости 5σ для распада в канале с двумя b -кварками. Похожие усилия были затрачены на попытки поиска рождения бозона Хиггса, связанного с парой t -кварков. Последняя задача на LHC — исключительно сложный механизм рождения с маленькими сечениями на LHC и с чувствительной зависимостью к взаимодействию Юкавы.

Тем временем проводятся углубленные поиски потенциальных аномалий дифференциальных сечений бозона Хиггса и поиски редких распадов последнего с затаенной надеждой, что некоторые из них могут привести к неожиданным сюрпризам.

Одним из примеров таких исследований является поиск распада бозона Хиггса на пару $Z\gamma$, для которого СМ предсказывает относительную вероятность распада $1,54 \cdot 10^{-3}$; этот канал особенно интересен, так как он очень чувствителен к возможным вкладам новой физики, вследствие вкладов (на петлевом уровне) от распадов новых, тяжелых заряженных частиц.

Измерение взаимодействия бозона Хиггса с мюонами будет очень сложной задачей, так как СМ предсказывает для этой моды вероятность распада порядка $2,2 \cdot 10^{-4}$. В то же время будет почти невозможно, если не окажется существенных вкладов, индуцированных процессами новой физики, изучить распад бозона Хиггса на пару электронов, поскольку СМ предсказывает относительную вероятность распада порядка $5 \cdot 10^{-9}$.

Статистика имеет определяющее значение для всех этих исследований. Необходимо получать десятки миллионов бозонов Хиггса, чтобы улучшить точность измерения констант связи и изучать редкие распады, в которых могут таиться аномалии. Это может произойти, если LHC будет работать еще порядка 20 лет, при существенном увеличении мгновенной светимости. На стадии работы LHC с большой светимостью, что должно произойти в середине 2020-х гг., CMS и ATLAS планируют записать статистические данные, соответствующие полной светимости более 3000 фб^{-1} , что более чем в 20 раз превышает объем запасенных к настоящему времени данных.

Оценки, полученные экстраполяцией выполняемых исследований, говорят нам, что будет возможно измерить массу бозона Хиггса с точностью порядка 50 МэВ. Полную ширину распада бозона Хиггса можно будет оценить вплоть до уровня, предсказанного СМ ($4,2 \pm 2$ МэВ). Более того, появляется возможность исследовать сложные механизмы рождения, такие как ttH , в то время как распады в каналах $Z\gamma$ и $\mu\mu$ могут быть тщательно исследованы.

Что касается констант взаимодействия, оценки предсказывают итоговую точность в диапазоне 2–10 %. Чтобы правильно оценить этот результат, надо заметить, что чем тяжелее неизвестная частица, взаимодействующая с бозоном Хиггса, тем меньше эффект, связанный с ее константой связи. Чтобы оценить масштаб, заметим, что объект тяжелее нескольких ТэВ будет изменять константы на уровне процента или меньше. Это означает, что в конце жизненного цикла ЛНС, если ничего нового не будет обнаружено в данных, возможность обнаружения новой физики путем прецизионных измерений все еще будет открыта.

Наконец, на ЛНС будет не просто измерить константу самодействия λ бозона Хиггса, являющуюся важным параметром СМ, который полностью проверяет хиггсовский сектор, включая детальную структуру фазового перехода в электрослабом секторе. Результат может быть получен в очень редких событиях, в которых бозоны Хиггса рождаются парами, однако последние очень сложно реконструировать в условиях ЛНС. Отсюда становится ясно, что, чтобы полностью исследовать эти вопросы, нам необходимо заниматься новыми ускорителями, которые придут на смену ЛНС.

Будущие коллайдеры?

Известно, что сегодня рассматривается большое число вариантов для будущих коллайдеров. Существуют проекты e^+e^- -коллайдеров, работающих в качестве фабрики бозонов Хиггса, а также pp -коллайдера с энергией 100 ТэВ в системе центра масс.

Оба подхода дополняют друг друга. В лептонном коллайдере мы могли бы проводить наиболее точные измерения всех параметров СМ, в то время как в протонной машине, работающей на уровне энергии 100 ТэВ, мы могли бы открыть новые состояния материи массой в несколько десятков ТэВ. К тому же высокоэнергетическая адронная машина позволила бы исследовать самодействие бозона Хиггса и его потенциал вдали от равновесия, получая при этом всю детальную информацию об электрослабом фазовом переходе.

В то же время среди различных проектов ученые рассматривают и возможность увеличения энергии ЛНС до 28 ТэВ путем установки более мощных магнитов в уже существующий туннель.

Все эти проекты очень амбициозны и требуют усилий сотен ученых для решения наиболее важных физических задач и технологических проблем.

Настало время, когда необходимо думать о следующем поколении коллайдеров. Первые обсуждения проекта ЛНС начались в середине 1980-х гг., а ускоритель был завершен в 2008 г. Если мы хотим, чтобы новая машина была готова к завершающей фазе работы ЛНС с высокой светимостью, — самое время уже начинать действовать.

Заключение

Открытие бозона Хиггса открывает новую эру в исследованиях с целью более глубокого понимания материи. Поиск новой физики идет полным ходом, и недавно обнаруженный бозон Хиггса используется как новый, чрезвычайно чувствительный инструмент.

В настоящее время никто не может предсказать, когда и где мы сможем обнаружить явные сигналы физики за пределами Стандартной модели. Как это уже случалось в прошлом, природа может выбрать совершенно неожиданные пути.

Однако в чем я уверен, так это в том, что бозон Хиггса сыграет определенную роль в новых открытиях и что новые поколения ученых приложат все возможные усилия, чтобы исследовать каждый уголок, и не оставят камня на камне, пока не будут поняты самые глубокие тайны нашей Вселенной.

Список литературы

1. *ATLAS Collab.* Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Using up to 4.9 fb^{-1} of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 710. P. 49; doi: 10.1016/j.physletb.2012.02.044; arXiv:1202.1408 [hep-ex].
2. *CMS Collab.* Combined Results of Searches for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 710. P. 26; doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064; arXiv:1202.1488.
3. *ATLAS Collab.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716. P. 1; doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020; arXiv:1207.7214.
4. *CMS Collab.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716. P. 30; doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021; arXiv:1207.7235.

ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ*

Д. И. Казаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается современная ситуация в физике высоких энергий. Особое внимание уделено теоретическим идеям относительно новой физики за пределами Стандартной модели (СМ) фундаментальных взаимодействий: расширению группы симметрии СМ, добавлению новых частиц, увеличению размерности пространства, выходу за пределы локальной квантовой теории поля. Рассматриваются первоочередные задачи, стоящие перед физикой высоких энергий сегодня.

1. Введение. Стандартная модель

Физика элементарных частиц к настоящему времени прекрасно описывается Стандартной моделью фундаментальных взаимодействий, которая аккумулирует в себе все достижения последних лет. Под Стандартной моделью понимается квантово-полевая теория, которая описывает микромир на самом фундаментальном из известных на сегодняшний день уровне. При этом элементарными полями материи в СМ являются кварки и лептоны, которые участвуют в четырех видах взаимодействий: сильном, слабом, электромагнитном и юкавском, осуществляемых путем обмена квантами соответствующих полей. В ней присутствует также поле спина ноль, называемое хиггсовским бозоном, взаимодействие с которым обеспечивает массы всех элементарных частиц. Гравитация, квантовая версия которой пока не создана, не входит в Стандартную модель.

Принято говорить, что с открытием хиггсовского бозона Стандартная модель получила свое завершение. Тем не менее она все еще хранит немало загадок и, возможно, потребует модификации в дальнейшем. Поиски новой физики вне Стандартной модели неизбежно базируются на сравнении результатов эксперимента с предсказаниями Стандартной модели, поскольку частицы, наблюдаемые в конечном состоянии, — это хорошо известные стабильные частицы и новая физика, как правило, проявляется как превышение выхода частиц над фоном.

* Успехи физических наук. 2019. Т. 189, № 4. С. 387.

Полезно напомнить основные принципы, на которых основывается Стандартная модель, и возможные выходы за их рамки. К ним относятся:

- три калибровочных группы симметрии $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$;
- три семейства кварков и лептонов в представлениях 3×2 , 3×1 , 1×2 , 1×1 ;
- спонтанное нарушение электрослабой симметрии с помощью механизма Браута–Энглера–Хиггса, сопровождаемое хиггсовским бозоном;
- смешивание ароматов кварков и лептонов с помощью матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты;
- CP -нарушение, осуществляемое с помощью фазовых множителей в матрицах смешивания ароматов;
- конфайнмент кварков и глюонов внутри адронов;
- сохранение барионного и лептонного числа;
- CPT -инвариантность и, как следствие, существование античастиц.

Принципы Стандартной модели допускают небольшие ее модификации по сравнению с минимальной схемой. Так, например, возможно существование дополнительных семейств частиц материи, наличие дополнительных хиггсовских бозонов, наличие или отсутствие правых нейтрино, допускается дираковская или майорановская природа нейтрино.

Формализм Стандартной модели основан на локальной квантовой теории поля. СМ описывается лагранжианом, который строится исходя из лоренц-инвариантности, а также инвариантности относительно трех локальных групп симметрии и из принципа перенормируемости, что означает, что он содержит операторы размерности 2, 3 и 4. Этого достаточно, чтобы фиксировать все взаимодействия кварков и лептонов, которые осуществляются путем обмена переносчиками взаимодействия: глюонами, W - и Z -бозонами, фотоном и хиггсовским бозоном в случае сильных, слабых, электромагнитных и юкавских взаимодействий соответственно. Произвольными остаются только три константы калибровочного взаимодействия (сильного, слабого и электромагнитного), три (или четыре) юкавских матрицы и два параметра хиггсовского потенциала. Они не предсказываются в рамках СМ. При наличии правых нейтрино необходимо добавить в лагранжиан соответствующий кинетический член и взаимодействие с хиггсовским бозоном. Если же нейтрино является майорановской частицей, то появляется еще и дополнительный член с майорановской массой для нейтрино.

Стандартная модель обладает рядом недостатков, которые, однако, проявляются при очень высоких энергиях, где она, возможно, заменяется на новую теорию. Перечислим некоторые из них.

1) Бегущие константы связи обращаются в бесконечность при конечных энергиях (полюс Ландау [1]). Это относится к $U(1)$ и хиггсовской константам связи (рис. 1, слева). И хотя это имеет место при энергиях, намного превышающих планковскую, где, как нам представляется, квантовая гравитация может существенно изменить картину, формально теория с полюсом Ландау не является самосогласованной, ибо содержит духовые степени свободы, которые в конечном счете приводят к нарушению причинности.

2) Радиационные поправки приводят к нарушению стабильности электрослабого вакуума. Это тоже связано с поведением хиггсовской константы

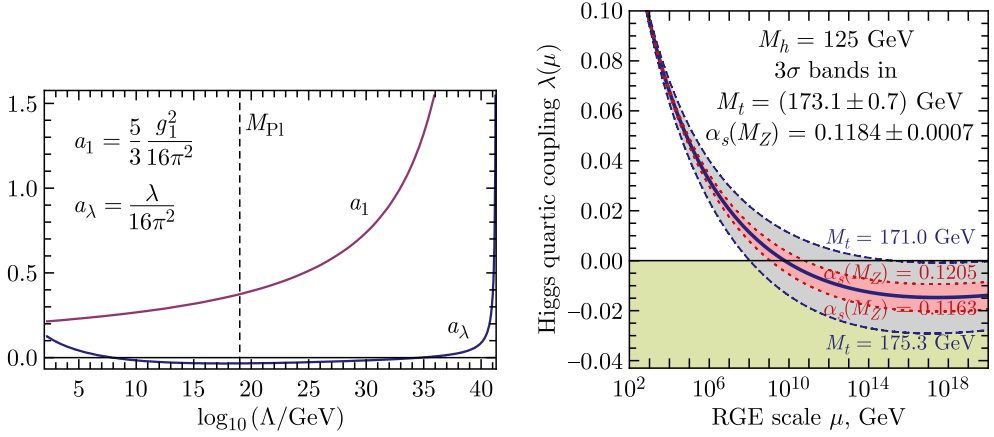


Рис. 1. Зависимость абелевой калибровочной и хиггсовской констант связи от энергии (слева). Справа с большим разрешением показана область энергии, в которой хиггсовская константа связи обращается в нуль

связи, которая обращается в нуль и потом становится отрицательной при энергиях, близких к 10^{11} ГэВ (рис. 1, справа [2]). Однако ситуация сильно зависит от точности измерения и извлечения массы топ-кварка и массы хиггсовского бозона и от порядка теории возмущений. Тенденция при учете высших порядков такова, что с ростом точности точка неустойчивости движется в сторону больших энергий и, возможно, может дотянуться и до планковской шкалы.

Ситуация может измениться, если будут найдены новые тяжелые частицы, что означало бы выход за рамки Стандартной модели.

3) Новая физика на высокой шкале энергий может разрушить электрослабую шкалу Стандартной модели за счет радиационных поправок. Это связано с тем, что в отличие от масс кварков, лептонов и промежуточных векторных бозонов, масса которых защищена симметрией слабых взаимодействий, масса хиггсовского бозона никакой симметрией не защищена. Поэтому квантовые поправки к квадрату массы хиггсовского бозона за счет взаимодействия с гипотетическими тяжелыми частицами, пропорциональные квадрату массы этих частиц, разрушат электрослабую шкалу. Пример такого взаимодействия в теориях Великого объединения приведен на рис. 2. Существующая иерархия масс $M_W/M_{\text{GUT}} \sim 10^{-14}$ при этом может быть разрушена, что носит название проблемы иерархий.

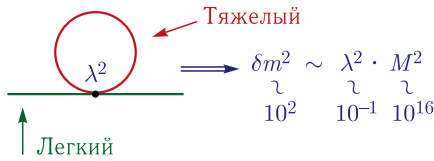


Рис. 2. Однопетлевая диаграмма, дающая вклад в перенормировку массы хиггсовского бозона за счет взаимодействия с гипотетическими тяжелыми частицами

Заметим, что это не является проблемой Стандартной модели как таковой (квадратичные расходимости поглощаются в перенормировку голой массы, которая ненаблюдаема), но приводит к квадратичной зависимости физики при низких энергиях от неизвестной высокоэнергетической физики, что является

неприемлемым. Выходом из этой ситуации могла бы быть новая физика на промежуточной шкале энергий.

Стандартная модель ставит ряд вопросов, ответы на которые, возможно, лежат за ее пределами. К ним относятся:

- Почему группа симметрии СМ есть $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$?
- Почему существуют три поколения частиц материи?
- Почему в СМ имеется кварк-лептонная симметрия?
- Почему слабые взаимодействия имеют $V-A$ структуру?
- Почему СМ лево-право несимметрична?
- Почему в СМ сохраняются барионный и лептонный заряды?

Непонятно также, как работают некоторые механизмы внутри Стандартной модели. В частности, непонятно:

- Как работает конфайнмент?
- Как осуществляется фазовый переход из кварковой в адронную фазу?
- Как нейтрино приобретает массу?
- Как происходит CP -нарушение во Вселенной?
- Как защитить Стандартную модель от влияния возможной физики на высокой шкале энергий?

Существуют и другие вопросы к Стандартной модели:

- Является ли она самосогласованной квантово-полевой теорией?
- Описывает ли она *все* имеющиеся экспериментальные данные?
- Существуют ли какие-либо указания на физику вне рамок СМ?
- Существует ли в природе иная шкала, кроме электрослабой и планковской?
- Совместима ли СМ с космологией? (Где место для темной материи?)

2. Возможная физика вне рамок Стандартной модели

Посмотрим на панораму физики высоких энергий с точки зрения энергетической шкалы (рис. 3). Помимо известных нам электрослабой шкалы $\sim 10^2$ ГэВ и планковской шкалы $\sim 10^{19}$ ГэВ существует шкала квантовой хромодинамики $\Lambda \sim 200$ МэВ, целый разброс масс кварков, лептонов, промежуточных векторных бозонов и хиггсовского бозона, имеющих своим происхождением электрослабую шкалу. Предположительно существуют также струнная шкала $\sim 10^{18}$ ГэВ, шкала Великого объединения $\sim 10^{16}$ ГэВ, шкала майорановских масс $\sim 10^{12}$ ГэВ, шкала стабильности вакуума $\sim 10^{11}$ ГэВ и, наконец, где-то в интервале от 10^3 до 10^{19} ГэВ лежит шкала суперсимметрии.

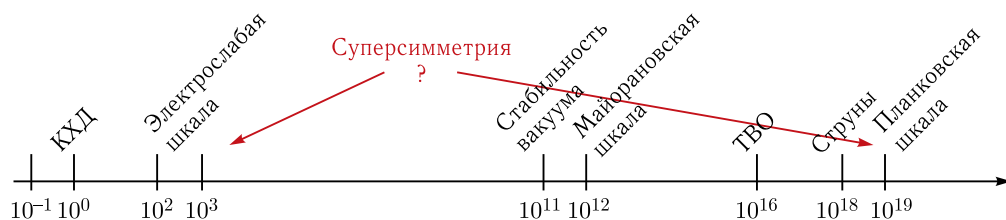


Рис. 3. Панорама физики высоких энергий с точки зрения энергетической шкалы

Пока нет никаких определенных указаний на то, что все эти шкалы и связанная с ними новая физика существуют, и физика высоких энергий на сегодня находится в тумане, скрывающем от нас горизонты познания. Но рано или поздно туман рассеется, и мы увидим те пути, по которым пойдет будущая наука. В настоящее время мы живем в эру эксперимента, когда теория предложила несколько возможных путей развития, и только эксперимент сможет указать правильную дорогу.

Выход за рамки Стандартной модели осуществляется по следующим направлениям.

1. Расширение группы *симметрии* СМ: суперсимметрия, теории Великого объединения, дополнительные факторы $U(1)$ и т.д. На этом пути можно ожидать решения проблемы полюса Ландау, проблемы стабильности вакуума и проблемы иерархий, а также проблемы темной материи.

2. Добавление новых *частиц*: новые поколения частиц материи, новые калибровочные бозоны, дополнительные хиггсовские бозоны, дополнительные нейтрино и т.д. На этом пути решаются проблемы стабильности вакуума и проблема темной материи.

3. Введение дополнительных *измерений* пространства: компактных или плоских. Здесь открывается целый мир новых возможностей, решается проблема стабильности вакуума и проблема иерархий, возникает новый взгляд на гравитацию.

4. Принятие новой *парадигмы* вне рамок локальной квантовой теории поля: теория струн, бран и других протяженных объектов. Главная задача здесь состоит во включении в рассмотрение гравитации наряду с другими взаимодействиями и построение квантовой гравитации.

Отметим парадоксальную ситуацию, возникшую в физике высоких энергий. Если обычно новая теория возникает как ответ на экспериментальные факты, необъяснимые в старой теории, то в данном случае мы пытаемся построить новую теорию и старательно ищем явления, выходящие за рамки Стандартной модели, но пока не находим их. Имеющиеся незначительные отклонения от СМ на уровне нескольких сигма, например, в асимметрии вперед-назад в электрон-позитронном рассеянии или в аномальном магнитном моменте мюона, возможно, являются следствием неточности эксперимента или обработки. Нейтринные осцилляции, указывающие на наличие массы у нейтрино, возможно, потребуют незначительной модификации СМ, но вполне могут оказаться описываемыми и внутри нее. Темная материя, чуть ли не единственное указание на неполноту СМ, и то может оказаться связанной с тяжелыми майорановскими нейтрино и не требовать ничего большего.

И, тем не менее, имеется обширное поле теоретических моделей, выходящих за рамки Стандартной модели. Вопрос в том, какая из этих моделей окажется правильной и соответствующей природе. Заметим при этом, что господствующей парадигмой в большинстве попыток выйти за рамки СМ является идея объединения. Она восходит к объединению электричества и магнетизма в теории Максвелла, объединению электромагнитных и слабых взаимодействий в электрослабой теории, слиянию трех сил в теории Великого объединения, попыткам объединения с гравитацией и созданию теории всего

на базе теории струн. Этот сценарий, хотя и не получил никакого экспериментального подтверждения, все еще представляется возможным и не имеет разумной альтернативы.

3. Новые симметрии

Расширение группы симметрии СМ может быть осуществлено по двум направлениям: расширение группы Лоренца и расширение группы внутренней симметрии. В первом случае речь идет о суперсимметричном расширении.

3.1. Суперсимметрия. Суперсимметрия представляет собой расширение группы Лоренца антикоммутирующими генераторами [3]. К известным генераторам группы Лоренца (Пуанкаре), генератору трансляций — четырехимпульсу P_μ и генератору вращений — угловому моменту $M_{\mu\nu}$, добавляется в минимальном варианте один генератор Q_α и комплексно-сопряженный $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$. Эти новые генераторы антикоммутируют друг с другом: $\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu$ и коммутируют с другими генераторами. Полученная алгебра носит название супералгебры Пуанкаре, и представления этой алгебры содержат состояния различного спина, в отличие от алгебры Пуанкаре, где спин является сохраняющейся величиной. Тем самым открывается возможность объединения обычных сил с гравитацией, ибо переносчиками калибровочных взаимодействий являются частицы спина 1, а гравитации — спина 2, и в случае суперсимметрии они могут находиться в одном супермультиплете. Преобразования суперсимметрии, задаваемые генератором Q_α , изменяют спин частицы на величину, равную $1/2$ [4, 5]. Поэтому в простейшем случае одного суперсимметричного генератора, так называемой $N = 1$ суперсимметрии, супермультиплеты состоят из двух состояний со спинами, отличающимися на половину. Ограничиваясь низшими спинами, имеем следующие супермультиплеты:

- киральный супермультиплет (φ, ψ) , содержащий скалярное состояние φ и киральный спинор ψ ;
- векторный супермультиплет (λ, A_μ) , содержащий майорановский спинор λ и векторное поле A_μ ;
- гравитационный супермультиплет $(\tilde{g}, g)$, содержащий гравитон g спина 2 и гравитино $\tilde{g}$ со спином $3/2$.

Из этих мультиплетов строятся все суперсимметричные модели с простой суперсимметрией.

Для построения суперсимметричного расширения СМ [6] необходимо поместить все частицы СМ в соответствующие супермультиплеты: кварки, лептоны и хиггсовские бозоны — в киральный, калибровочные поля — в векторный. Члены одного мультиплета при этом имеют идентичные квантовые числа и отличаются только спином. Поскольку в СМ нет частиц разного спина, имеющих одинаковые квантовые числа, приходится добавлять соответствующего партнера для каждой частицы СМ, тем самым удваивая количество частиц (рис. 4 [7]). Помимо этого в суперсимметричных теориях необходимо вводить по меньшей мере два хиггсовских дублета: один взаимодействует с верхними кварками и лептонами, а другой — с нижними. Интересной особенностью суперсимметричной СМ является то, что вынужденное подавление

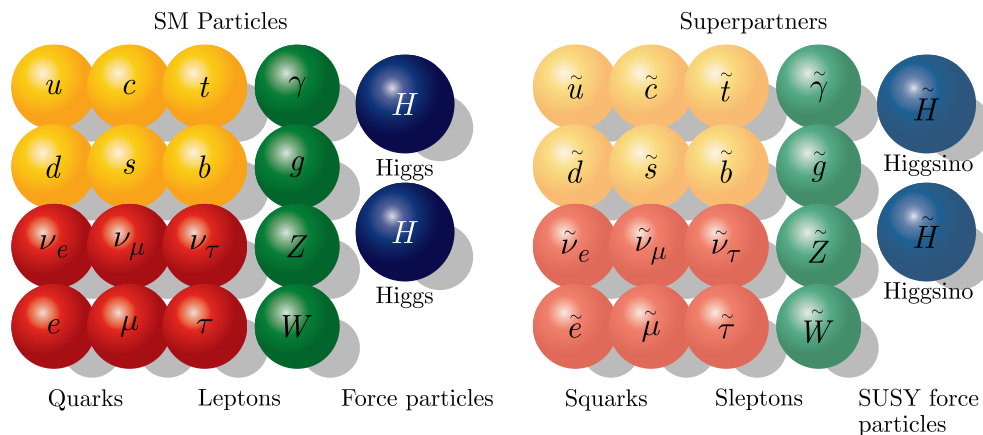


Рис. 4. Состав полей минимального суперсимметричного расширения Стандартной модели

взаимодействий, нарушающих барионное и лептонное числа, достигается наложением новой дискретной симметрии, получившей название R -четности. Обычным частицам при этом приписывается положительная R -четность, а суперпартнерам — отрицательная. Это имеет два важных следствия: суперпартнеры всегда рождаются парами, а легчайший суперпартнер стабилен. Это идеальный кандидат на частицу темной материи. Как правило, это смесь суперпартнеров фотона, Z -бозона и хиггсовских бозонов — частица спина $1/2$, называемая нейтралино. Впрочем, R -четность может быть и слегка нарушенной.

Существует великое множество вариантов суперсимметричного расширения СМ. Все они, как правило, имеют один и тот же минимальный набор полей, характерный для минимальной суперсимметричной Стандартной модели (MSSM) (см. рис. 4), но отличаются способом нарушения суперсимметрии. Дело в том, что точная суперсимметрия приводит к вырождению масс обычных частиц и их суперпартнеров, что противоречит эксперименту. Поэтому суперсимметрия должна быть нарушенной, желательно спонтанно. Однако феноменологически приемлемого механизма нарушения суперсимметрии пока не существует, и нарушение суперсимметрии осуществляется путем введения произвольных мягких слагаемых, что приводит к огромному произволу. Различные модели по-разному используют этот произвол, который в конечном счете определяет спектр масс суперпартнеров. Существуют также модели, которые вводят в рассмотрение дополнительные поля, преимущественно дополнительные хиггсовские бозоны. Простейшим расширением такого типа является добавление суперсимметричного хиггсовского синглета. Такая модель носит название следующей за минимальной NMSSM [8]. В ней удастся получить правильную массу хиггсовского бозона (125 ГэВ) уже на древесном уровне, не привлекая большие радиационные поправки, как в MSSM.

Поиски суперсимметрии на коллайдерах основаны на том, что все виды взаимодействия суперпартнеров и все константы известны, ибо они диктуются суперсимметрией. Произвольными являются лишь массы суперчастиц.

Рис. 5. Поиск суперсимметрии: разрешенные области пространства параметров

К настоящему времени суперсимметрия не получила экспериментального подтверждения и границы масс суперпартнеров отодвинуты до значений от 1 до нескольких ТэВ в зависимости от вида частиц.

3.2. Теории Великого объединения. Другим примером расширения группы симметрии СМ являются так называемые теории Великого объединения (ТВО), которые объединяют сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия в рамках единой теории, основанной на простой группе симметрии [11]. При этом группа внутренней симметрии СМ, а именно $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, становится частью более широкой группы G_{GUT} . Предполагается, что объединение происходит при высоких энергиях:

Низкие энергии	$\Rightarrow$	Высокие энергии
$SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$	$\Rightarrow$	G_{GUT} (или G^n + дискретная симметрия)
глюоны W, Z фотон	$\Rightarrow$	калибровочные бозоны
кварки лептоны	$\Rightarrow$	фермионы
$g_3 \quad g_2 \quad g_1$	$\Rightarrow$	g_{GUT}

Причиной, по которой три столь различных по интенсивности взаимодействия могут слиться в единое универсальное взаимодействие, является то, что константы связи в квантовой теории поля не являются истинными константами, а зависят от расстояния (переданного импульса) и при приближении к высоким энергиям их значения меняются. Эти изменения описы-

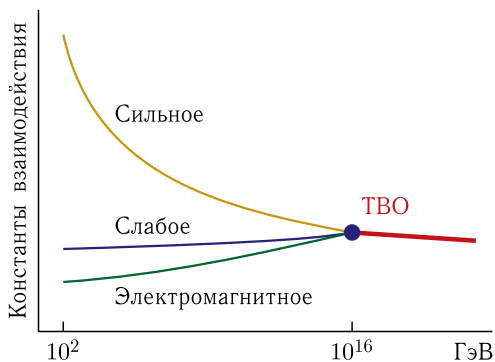


Рис. 6. Объединение калибровочных констант связи в теории Великого объединения

ваются уравнениями ренормгруппы, которые хорошо известны в СМ. Граничные же условия при низких энергиях измеряются экспериментально. Применительно к СМ имеем следующую картину поведения эффективных констант сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий (рис. 6): три константы сближаются при высоких энергиях, и, возможно, это является следствием их единого происхождения — при высоких энергиях существует одна группа симметрии и, соответственно, одна константа связи, а далее симметрия спонтанно нарушается и мы наблюдаем три

независимые ветви единой силы.

Группа симметрии теории Великого объединения должна быть достаточно большой, чтобы включить в себя группу СМ как составную часть, и иметь комплексные представления, чтобы поместить в них кварки и лептоны. Это значит, что ранг этой группы (максимальное число линейно независимых генераторов, коммутирующих друг с другом) должен быть больше или равен рангу группы СМ, т. е. 4. Напомним классические группы ранга l : SU_{l+1} , SO_{2l+1} , SO_{2l} , Sp_{2l} . Тем самым минимальная группа ранга 4 — это группа

$SU(5)$. На ней основана минимальная ТВО. Следующим популярным кандидатом является группа $SO(10)$ ранга 5. Преимуществом этой группы является то, что все кварки и лептоны одного поколения, включая правые нейтрино, в точности помещаются в одно представление 16. Все эти группы имеют большее число генераторов и, соответственно, калибровочных полей, чем в СМ. Так, например, в группе $SU(5)$ имеется 24 калибровочных поля, а в группе $SO(10)$ — 48.

Теории Великого объединения решают ряд проблем СМ, например, проблему полюса Ландау, уменьшают число произвольных параметров, объединяют в одно семейство кварки и лептоны, открывают путь к нарушению барионного и лептонного чисел, но, в свою очередь, создают ряд новых проблем. Это прежде всего проблема иерархий. Действительно, объединение констант связи происходит на шкале ТВО порядка 10^{15} – 10^{16} ГэВ, где происходит спонтанное нарушение группы ТВО. При этом новые тяжелые частицы приобретают массу порядка шкалы ТВО. Взаимодействуя с хиггсовским бозоном СМ, они порождают радиационные поправки к его массе порядка квадрата собственной, тем самым разрушая иерархию масс (см. рис. 2). Решение этой проблемы может быть получено, например, в рамках суперсимметричной ТВО, где подобные нежелательные поправки сокращаются с вкладами суперпартнеров во всех порядках теории возмущений. Тем самым суперсимметрия стабилизирует ТВО, устраняя влияние неизвестной физики на высокой шкале энергии, и сохраняет иерархию.

Поскольку в ТВО кварки и лептоны находятся в одном представлении, взаимодействие с новыми тяжелыми калибровочными полями приводит к процессам перехода кварков в лептоны и наоборот, т. е. к нарушению барионного и лептонного чисел, чего не происходит в СМ. Ключевым предсказанием ТВО является распад протона. Он происходит по схеме, приведенной на рис. 7, слева, с образованием π^0 -мезона и позитрона. При этом время жизни протона пропорционально массе тяжелого X -бозона: $\tau_p \sim M_X^4$, что дает значения больше 10^{30} лет. Современные экспериментальные данные дают только нижнюю границу на время жизни протона $\sim 10^{34}$ лет. В то же время в суперсимметричном случае возникают и другие моды распада протона с образованием K^+ -мезона и антинейтрино (см. рис. 7, справа). В этом случае распад протона дополнительно подавлен за счет петли суперпартнеров. Экспериментальное ограничение в этом случае несколько слабее: $\sim 10^{33}$ лет. Поиски распада протона продолжаются. Обнаружение такого распада явилось бы подтверждением гипотезы Великого объединения.

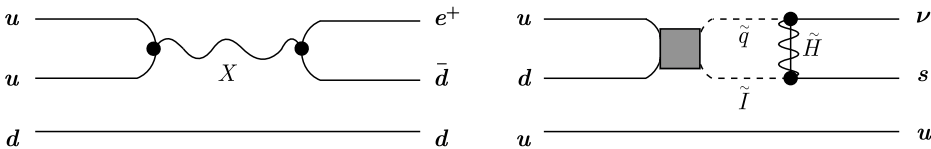


Рис. 7. Диаграммы, дающие вклад в распад протона, в обычной ТВО (слева) и в суперсимметричной версии (справа)

3.3. Дополнительные симметричные факторы. Менее радикальным изменением группы симметрии СМ является наличие дополнительных симметричных факторов вида $U(1)'$ или $SU(2)'$ и т. п. Такие дополнительные факторы характерны для моделей теории струн и, вообще говоря, могли бы продолжить симметрию СМ. Наличие таких факторов приводит к появлению дополнительных калибровочных бозонов A', Z', W' и т. д. На коллайдере они могут проявляться в виде характерных одноструйных или двуструйных событий с большой энергией (рис. 8 [12]). Экспериментально изучаются процессы с образованием Z' -бозона (димюонные события), W' -бозона (одномюонные события), резонансные двухбозонные процессы и моноструи с недостающей энергией. До сих пор не получено никаких положительных результатов, и ограничения на массы этих гипотетических частиц достигли нескольких ТэВ.

Еще одним популярным примером новых симметрий является наличие дополнительного фактора $U(1)'$, с которым ассоциируется так называемый темный фотон. Смешивание с обычным фотоном за счет недиагонального слагаемого $\mathcal{L} \sim F_{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$ приводит к конверсии обычного фотона в темный, что может быть обнаружено экспериментально. Предположительно темный фотон может быть частицей темной материи.

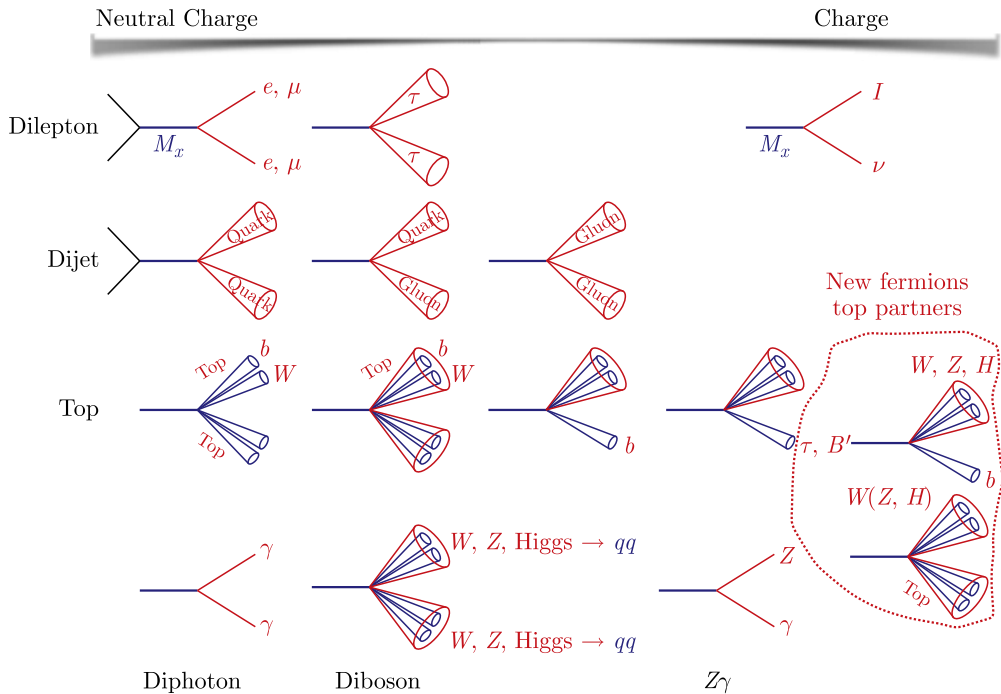


Рис. 8. Одноструйные и двуструйные события с большой энергией в моделях с дополнительными симметричными факторами

4. Новые частицы

Стандартная модель может быть расширена за счет введения новых частиц, как мы уже видели на примере суперсимметрии или дополнительных симметричных факторов. Но существует еще много других вариантов добавления новых частиц, не связанных с расширением группы симметрии.

4.1. Расширенный хиггсовский сектор. Возможное расширение хиггсовского сектора СМ является актуальным вопросом, ответ на который может быть получен в ближайшее время. Является открытый хиггсовский бозон единственным подобным бозоном или нет? Каковы альтернативы минимальной однодублетной модели? Как минимум к СМ можно добавить дополнительные скалярные частицы, которые являются синглетами, дублетами или триплетом по отношению к группе $SU(2)$. Как проверить такую возможность экспериментально? Существуют два способа. Первый — измерить значения констант взаимодействия 125-ГэВ хиггсовского бозона с кварками, лептонами и промежуточными векторными бозонами и проверить, не отклоняются ли они от предсказаний СМ. В последнем случае они соответствуют прямой линии на графике зависимости констант связи от масс частиц (рис. 9, слева [13]). Здесь главное значение приобретает точность измерений, чего можно достигнуть при большой светимости.

Второй способ состоит в прямом наблюдении дополнительных хиггсовских бозонов. В зависимости от модели тут возможны различные варианты. Для сравнения на рис. 9, справа показан набор хиггсовских полей и возможный спектр их масс для случая двухдублетной суперсимметричной модели (MSSM) и при наличии дополнительного синглета (NMSSM). Как видно, иногда существует несколько легких хиггсовских бозонов, и, возможно, мы открыли только один из них.

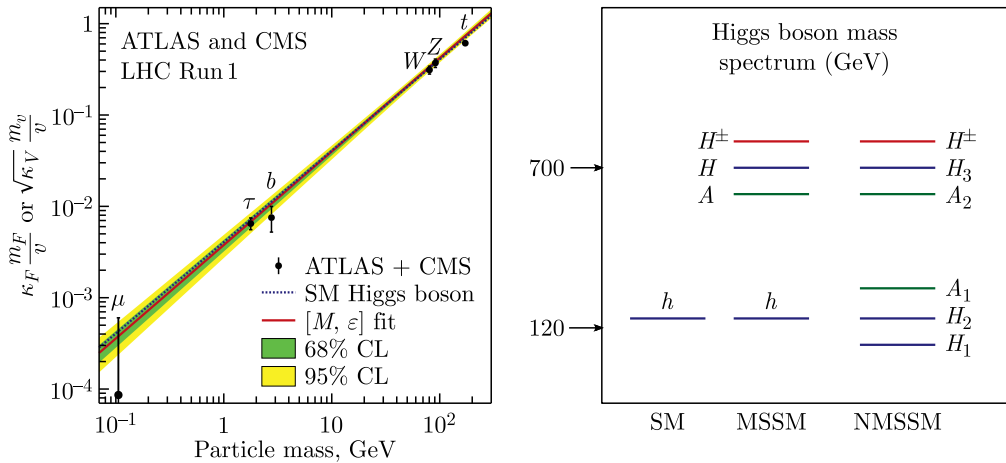


Рис. 9. Зависимость констант юкавского взаимодействия от масс частиц (слева) и спектр масс хиггсовских бозонов в моделях с расширенным хиггсовским сектором (справа)

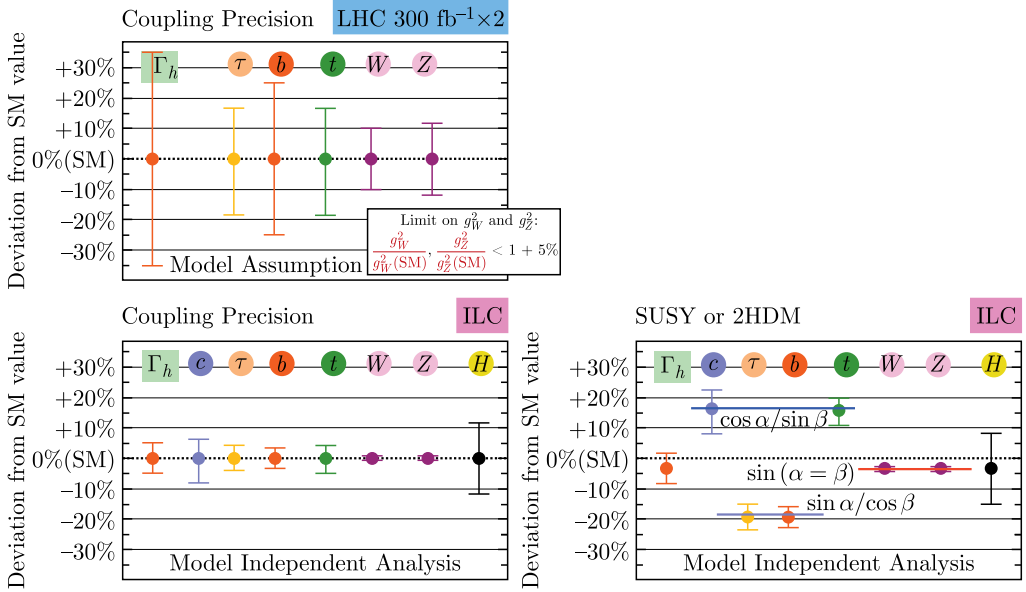


Рис. 10. Прецизионные измерения констант взаимодействия хиггсовского бозона на LHC и ILC

Для точного измерения констант взаимодействия хиггсовского бозона потребуется увеличение светимости и даже, возможно, создание линейного e^+e^- -коллайдера. Тогда можно будет не только увидеть отклонения от СМ, но и отличить, например, обычную двухдублетную модель от суперсимметричной (рис. 10 [14]). Для этого потребуется измерение массы хиггсовского бозона с точностью до нескольких десятков МэВ.

Поиски дополнительных хиггсовских бозонов, как нейтральных, так и заряженных, проводятся сейчас на Большом адронном коллайдере в различных каналах. Получены пока только ограничения на массы и параметры взаимодействия. К сожалению, не существует четких теоретических предсказаний относительно этих параметров, как это было в случае с 125-ГэВ хиггсовским бозоном. Результаты экспериментального анализа представлены на рис. 11 [15]. Поиски дополнительных хиггсовских бозонов в интервале $200 < m_H < 1000$ ГэВ пока не дали результатов.

4.2. Аксионы и им подобные частицы. Совершенно другой тип частиц представляют собой аксионы и подобные им частицы. Они связаны с проблемой CP -нарушения в сильных взаимодействиях. Как известно, в СМ CP -нарушение достигается за счет фазовых факторов в матрицах смешивания ароматов. В кварковом секторе эта фаза очень мала: $\delta_{13} = (1,2 \pm 0,1)$ рад. Однако сильные взаимодействия за счет аксиальной аномалии порождают новое эффективное взаимодействие $\frac{\alpha_s}{8\pi} G\tilde{G}\theta_{\text{QCD}}$, которое имеет топологическую природу и меняет CP -нарушающую фазу $\theta = \theta_{\text{QCD}} + N_f \delta$. Наличие этой фазы приводит к появлению аномального дипольного момента нейтрона $d_n = -4 \cdot 10^{-3} \cdot \theta$ [e·фм]. В то же время экспериментальное

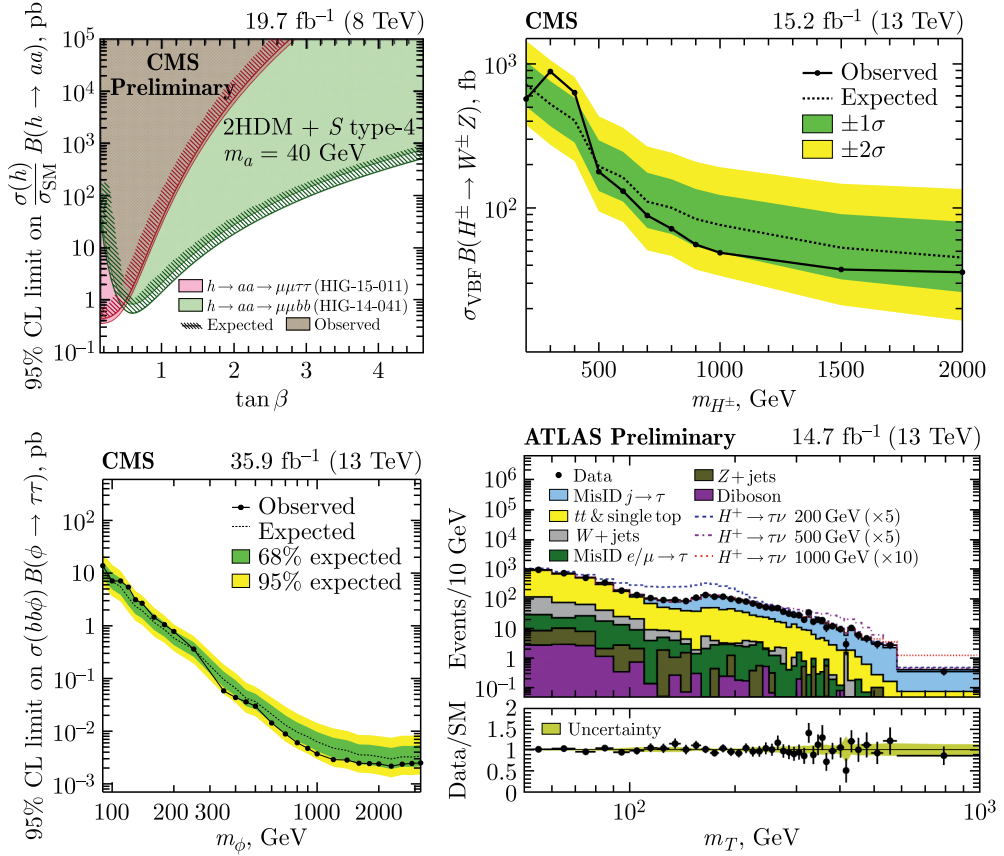


Рис. 11. Поиск тяжелых хиггсовских бозонов: разрешенные области пространства параметров

ограничение на аномальный дипольный момент нейтрона очень жесткое: $|d_n| < 3 \cdot 10^{-13}$ [e · фм], что дает $\theta < 10^{-10}$. Такое малое число требует объяснения. И оно было найдено путем превращения параметра θ в динамическое поле, вакуумное среднее которого определяет параметр CP -нарушения. В минимуме потенциала оно равно нулю, а потом приобретает малое значение, генерируемое непертурбативной динамикой. Связанная с этим полем аксиальная симметрия спонтанно нарушается, что приводит к появлению голдстоуновского бозона, который затем приобретает малую массу. Эта частица получила название аксион, а механизм динамического подавления параметра θ называется механизмом Печчеи–Квинн [16]. Аксион характеризуется двумя свободными параметрами, массой m_a и константой взаимодействия с глюонами $1/f_a$. Поиски аксиона пока не дали результатов, разрешенные области показаны на рис. 12 [17]. Как видно, допустимы лишь очень малые массы и очень высокие шкалы f_a .

Оказалось, что когерентные осцилляции аксионного поля (напомним, что аксион является бозоном) могут образовать конденсат, являющийся формой темной материи. Несмотря на малую массу аксиона, темная материя при этом

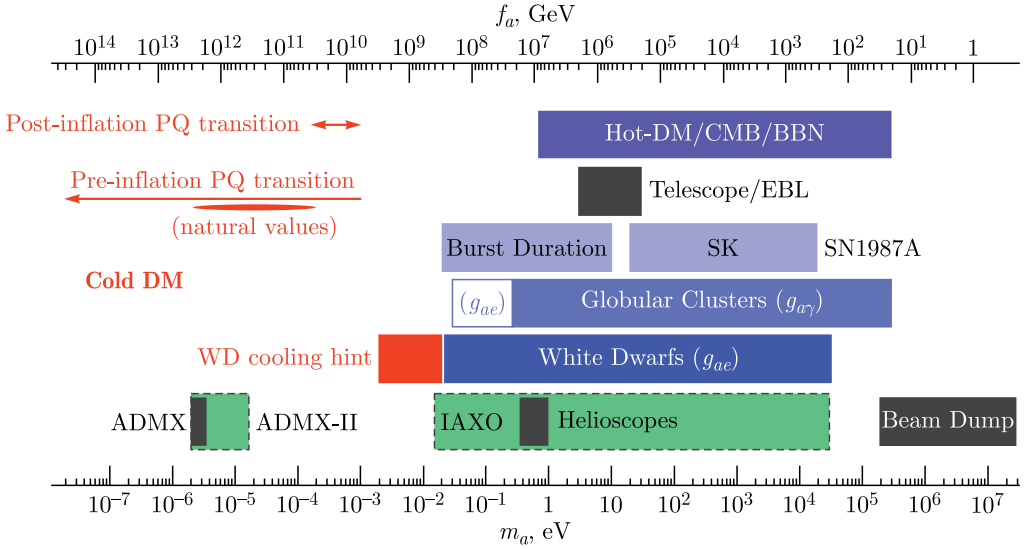


Рис. 12. Разрешенные области значений массы и константы взаимодействия аксиона

может быть холодной, ибо не находится в состоянии теплового равновесия. Таким образом, если аксион существует, то некоторое количество темной материи аксионного типа неизбежно.

4.3. Нейтрино. Несмотря на то, что нам теперь известно довольно много о нейтрино, эта частица продолжает оставаться загадкой. Один из вопросов: сколько существует видов нейтрино и вообще сколько существует поколений частиц материи. Ответ на этот вопрос дают эксперименты по измерению

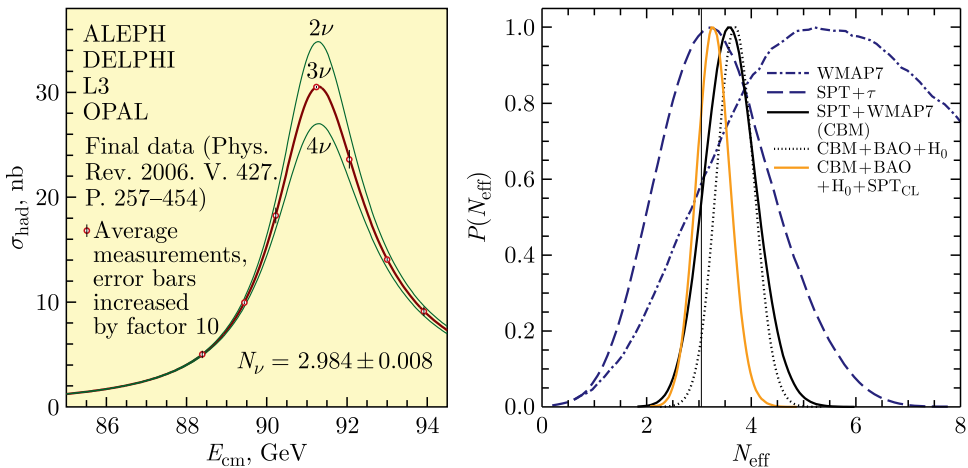


Рис. 13. Ограничение на число поколений частиц СМ из измерения ширины Z -бозона (слева) и из измерения температурных флуктуаций микроволнового реликтового излучения (справа)

ширины распада Z -бозона (рис. 13, слева [18]) и измерения температурных флуктуаций микроволнового реликтового излучения (рис. 13, справа [19]).

Как следует из этих совершенно различных экспериментов, число легких нейтрино, а если исходить из кварк-лептонной симметрии, то и число поколений частиц материи в СМ, равно трем, и все они открыты экспериментально. Этот же вывод подтверждают прецизионные эксперименты по наблюдению редких распадов, они тоже исключают четвертое поколение тяжелых кварков. Но видим ли мы все нейтрино? Если нейтрино — майорановская частица, то существуют и тяжелые нейтрино, которые мы пока не наблюдаем. Более того, иногда предполагают, что существуют стерильные нейтрино, наличие которых может устранить противоречие между некоторыми нейтринными экспериментами (LSND, MiniBoone, реакторная аномалия).

Существует и проблема с массой нейтрино. Осцилляционные эксперименты дают только разность квадратов масс, причем в двух вариантах: прямой или обратной иерархии, но не определяют абсолютную шкалу масс (рис. 14 [20]). Эту шкалу могут дать измерения спектра β -распада или опять же измерения температурных флуктуаций микроволнового реликтового излучения. В первом случае получена граница на массу электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 2$ эВ [21], и планируется в ближайшем будущем довести ее до 0,2 эВ. В то же время космологическая граница весьма точна: $\sum m_\nu < 0,23$ эВ [22].

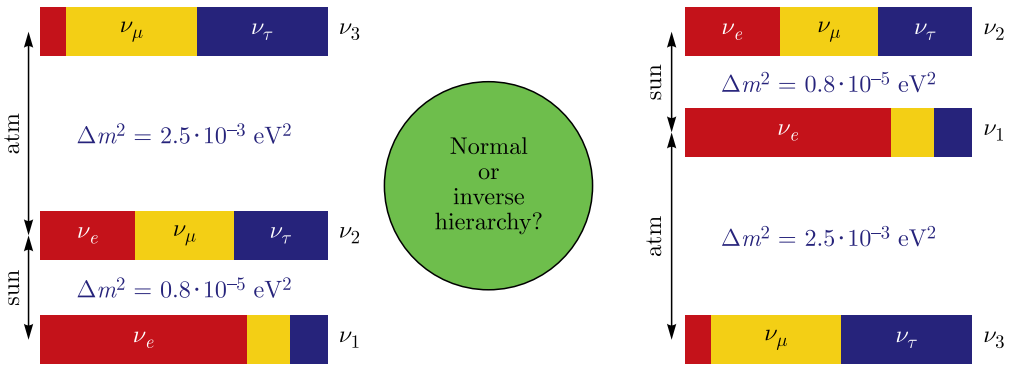


Рис. 14. Массовый спектр нейтрино, полученный из фита данных по нейтринным осцилляциям

Другая проблема с нейтрино — это его природа: дираковская это частица или майорановская. Напомним, что решения уравнения Дирака для массивной частицы спина $1/2$ имеют вид четырехкомпонентного спинора, который может быть разбит на два двухкомпонентных двумя различными способами: либо на две комплексные половинки, левую и правую, что отвечает двум поляризациям, либо на действительную и мнимую части, каждая из которых представляет собой независимую частицу:

$$\nu_D = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}, \quad \nu_{M_1} = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_1^* \end{pmatrix}, \quad \nu_{M_2} = \begin{pmatrix} \xi_2 \\ \xi_2^* \end{pmatrix}.$$

При этом массы дираковских частиц равны: $m_{\nu_L} = m_{\nu_R}$, и частица отличается от античастицы: $\nu_D \neq \nu_D^*$, а массы майорановских частиц различны: $m_{M_1} \neq m_{M_2}$, но они являются античастицами сами себе: $\nu_{M_i} = \nu_{M_i}^*$.

Различить природу нейтрино можно в эксперименте по двойному безнейтринному β -распаду, схематически представленному на рис. 15, вверху слева. Этот распад возможен, только если нейтрино имеет майорановскую природу. Зарегистрировать этот распад можно, измеряя энергию электрона: в случае безнейтринного β -распада должен наблюдаться резкий пик (см. рис. 15, вверху справа [23]). Однако на практике видна частая гребенка (рис. 15, внизу [24]) и разглядеть искомый пик очень трудно. К настоящему времени нет достоверного подтверждения существования двойного безнейтринного β -распада. Имеется только ограничение на время распада $T_{1/2} 0\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \cdot 10^{25} \text{ лет} > 1,6$ (90 % C.L.) [25]. Заметим, что решение этого вопроса зависит от того, прямая или обратная иерархия масс нейтрино имеет место. В случае обратной иерархии существует предел снизу на эффективную

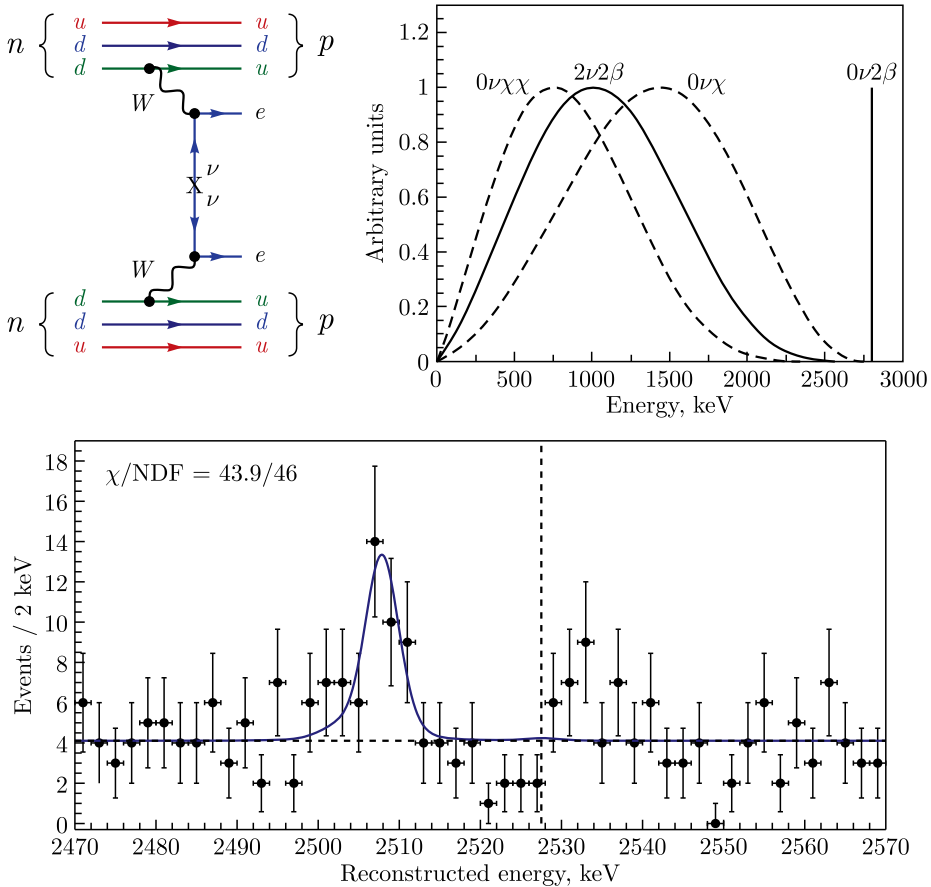


Рис. 15. Схема безнейтринного двойного β -распада (вверху слева) и энергетический спектр электрона в идеале (вверху справа) и в ядерных процессах (внизу)

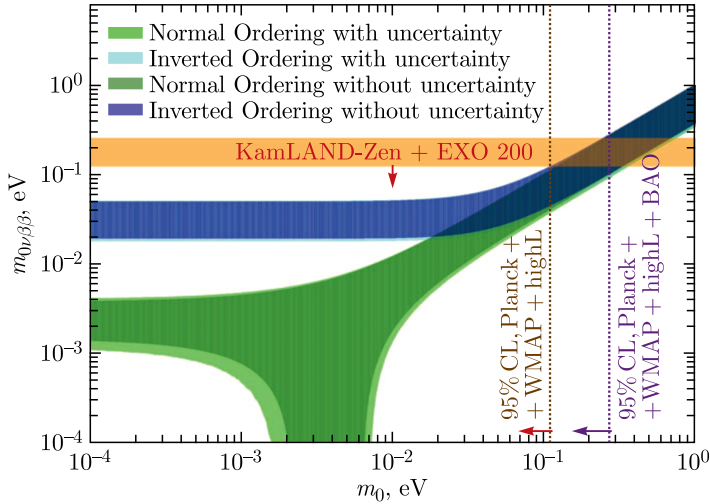


Рис. 16. Экспериментально разрешенные значения эффективной массы нейтрино в двойном безнейтринном β -распаде для прямой и обратной иерархии масс

массу нейтрино в двойном β -распаде, который экспериментально достижим. В случае же нормальной иерархии такой предел отсутствует и вероятность двойного β -распада может быть сколь угодно мала (рис. 16 [26]).

Предпринимаются различные экспериментальные попытки найти четвертое, стерильное нейтрино. Как уже указывалось, наличие такого нейтрино помогло бы примирить некоторые противоречия в осцилляторных экспериментах. Однако до сих пор получены лишь ограничения на разности масс и углы смешивания.

4.4. Темная материя. Согласно современным космологическим данным по вспышкам сверхновых и температурным флуктуациям микроволнового реликтового излучения, наблюдаемая материя составляет всего лишь 4 % от полного энергетического баланса Вселенной, еще 26 % составляет темная (несветящаяся) материя, а остальные 70 % приходится на энергию вакуума [27]. Темная материя предположительно состоит из нейтральных стабильных частиц, которые выжили со времени Большого взрыва и принимают участие в гравитационных и, возможно, слабых взаимодействиях. Не исключена вероятность того, что темная материя состоит из нескольких компонентов, часть из которых может участвовать в новых, сверхслабых взаимодействиях. Считается, что темная материя локализована в галактических масштабах, причем ее плотность убывает по направлению от центра галактики и простирается далеко за пределы видимой ее части. Наличие темной материи позволяет описать кривые вращения звезд в спиральных галактиках, которые имеют характерную плоскую форму.

Среди частиц СМ есть только одна частица, которая потенциально по своим свойствам могла бы быть частицей темной материи. Это тяжелое майорановское нейтрино [28]. Обычные легкие нейтрино не дают необходимой массы. Как уже было сказано выше, вопрос о существовании тяжелого майорановского нейтрино остается открытым.

Все другие кандидаты на роль частиц темной материи находятся за пределами СМ. К ним относятся суперсимметричные частицы нейтралино, sneutrino и гравитино [29], аксионы и их суперпартнеры аксино [30], тяжелый фотон, легкий стерильный хиггсовский бозон, тяжелые псевдоголдстоуновские частицы, возникшие из нарушения новых симметрий, и пр. и пр. [31]. Особую группу составляют частицы, которые участвуют в обычных слабых взаимодействиях, — WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Главный аргумент в пользу WIMPs как частиц темной материи состоит в том, что сечение их аннигиляции, необходимое для получения нужного количества реликтовой темной материи, равно примерно 1 пб, т.е. типичному слабому сечению. Если темная материя действительно состоит из WIMPs, то ее можно зарегистрировать тремя способами: увидеть сигнал аннигиляции в космических лучах, наблюдать рассеяние на мишени глубоко под землей или родить эти частицы на ускорителе, где сигналом будет служить недостающая энергия и импульс. Все эти процессы тесно связаны между собой, но поиск сигнала от темной материи пока не дал результатов.

На рис. 17 [32] показаны результаты прямого детектирования темной материи. Все, что находится выше соответствующих кривых, исключено. Как видно, эксперимент стремительно двигается в сторону все меньших сечений взаимодействия и приближается к так называемому нейтринному порогу, показанному оранжевым цветом. В этой области фон от рассеяния нейтрино становится неустраняемым. Имеется, однако, еще пара порядков, до того как этот порог будет достигнут.

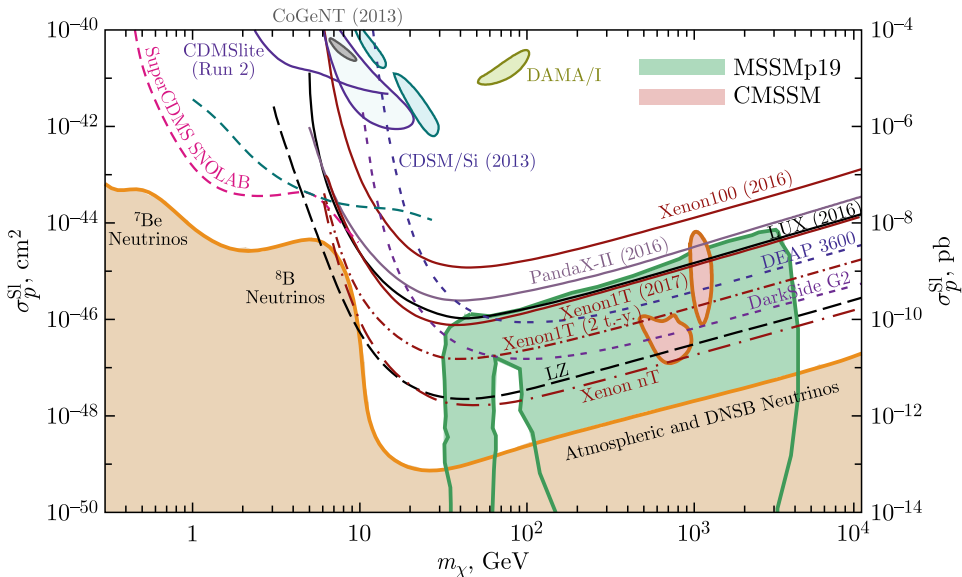


Рис. 17. Прямой поиск темной материи: разрешенные области в плоскости сечение взаимодействия — масса. Оранжевым цветом показан нейтринный порог

Если же темная материя состоит из очень слабо или только гравитационно взаимодействующих частиц, детектирование отдельных частиц становится проблематичным.

5. Дополнительные измерения пространства

Парадоксальная на первый взгляд идея о дополнительных измерениях пространства получила большую популярность, несмотря на отсутствие какого-либо экспериментального подтверждения. Это объясняется огромными возможностями, которые открывают новые измерения пространства, с одной стороны, и тем, что теория струн допускает непротиворечивую формулировку только в критической размерности, равной 26 для бозонной струны и 10 — для фермионной [33]. Тем самым, теория струн стимулировала исследования многомерных теорий. Возникает естественный вопрос: почему мы не видим дополнительных измерений пространства? Есть две возможности для объяснения: компактные дополнительные измерения малого радиуса и локализация наблюдаемых на 4-мерной гиперповерхности (бране) (рис. 18).

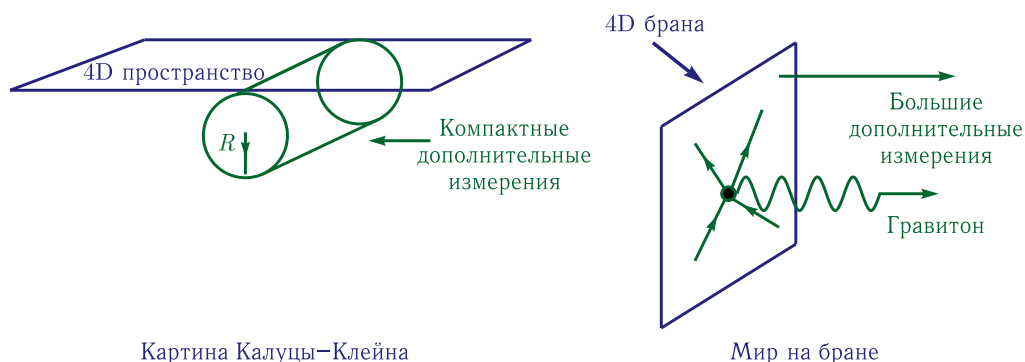


Рис. 18. Компактные (слева) и плоские (справа) дополнительные измерения пространства

5.1. Компактные дополнительные измерения. Эта идея восходит к теории Калуцы–Клейна (КК) [34], в рамках которой ненаблюдаемость дополнительных измерений объясняется тем, что они компактифицированы. Если разложить полеую функцию, зависящую от обычных пространственно-временных измерений x и дополнительных y , по собственным функциям компактного многообразия $\varphi(x, y) = \sum_0^{\infty} \varphi_n(x) Y_n(y)$, получаем бесконечную башню так называемых КК-мод возбуждений φ_n с возрастающим спектром масс, определяемым топологией компактного многообразия. Расщепление масс пропорционально обратному радиусу компактных измерений. Тем самым, с точки зрения 4-мерного мира мы получаем теорию с бесконечным числом тяжелых частиц, нулевые же моды соответствуют обычным частицам СМ.

Обычно предполагается, что прежде всего в дополнительные измерения проникает гравитация. Это имеет два следствия: во-первых, — существова-

ние КК-гравитонов, а во-вторых, — изменение константы гравитационного взаимодействия и вида закона Ньютона. Действительно, 4-мерная константа Ньютона связана с $(4 + d)$ -мерной соотношением $G_{N(4)} = (1/V_d)G_{N(4+d)}$, поэтому малость гравитационного взаимодействия в 4-мерии может быть объяснена величиной объема компактного многообразия при относительно сильной $(4 + d)$ -мерной константе. Тем самым проблема иерархии масштабов переносится на иерархию размеров d -мерного компактного пространства, а сам закон Ньютона модифицируется и принимает следующий вид:

$$V \approx \begin{cases} G_{N(4)} \frac{m_1 m_2}{r}, & r \gg R, \\ G_{N(4)} \frac{m_1 m_2}{r} S_{d-1} \left(\frac{R}{r} \right)^d \Gamma(d) = G_{N(4+d)} \frac{m_1 m_2}{r^{d+1}} S_{d-1} \Gamma(d), & r \ll R. \end{cases}$$

Попытки обнаружить эффект модификации закона Ньютона не дали результата, но точность проверки повысилась на два порядка [35].

Феноменологические следствия моделей с дополнительными измерениями связаны прежде всего с влиянием массивных КК-гравитонов. Существует два вида процессов, где эффект КК-мод может быть обнаружен в экспериментах на ускорителях. Это излучение гравитонов и обмен виртуальными гравитонами.

В случае излучения гравитонов они избегают дальнейшего детектирования и проявляются в виде недостающей энергии. И хотя каждое индивидуальное излучение подавлено массой Планка, благодаря множественности КК-состояний полное сечение рождения растет с энергией (см. рис. 19, слева [36]). На e^+e^- -коллайдерах основным процессом является процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma h^n$, фоном для которого служит процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma \nu \bar{\nu}$. Для ЛНС характерным процессом является рождение струй с недостающей энергией: $pp \rightarrow$ струи + недостающая энергия. Основным подпроцессом с максимальным вкладом является кварк-глюонное слияние $q\bar{q} \rightarrow qh^{(n)}$. Другие подпроцессы: $q\bar{q} \rightarrow gh^{(n)}$ и $gg \rightarrow gh^{(n)}$.

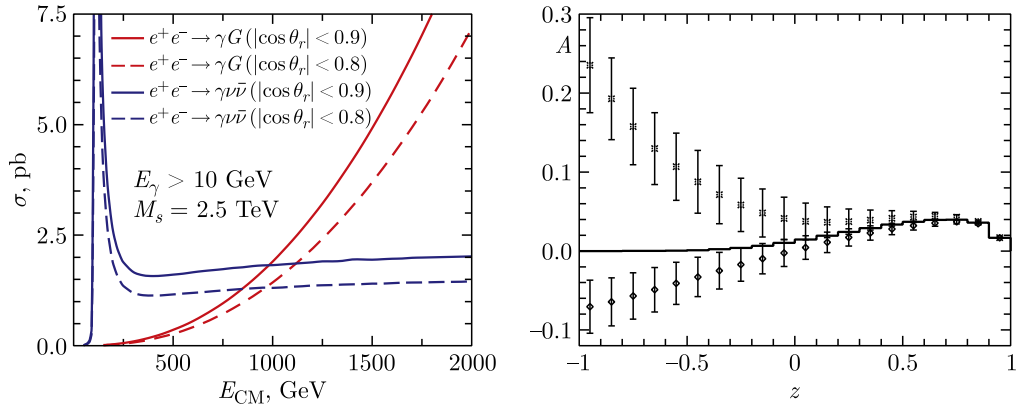


Рис. 19. Зависимость полного сечения рождения гравитонов от энергии (слева) и зависимость сечения рождения частиц с гравитоном в промежуточном состоянии от азимутального угла (справа)

Процесс другого типа, где могут проявиться дополнительные измерения, — это обмен виртуальными КК-модами. Типичными процессами, где может наблюдаться обмен виртуальными гравитонами, являются (а) $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$; (б) $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, например баба-рассеяние $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ или меллеровское рассеяние $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$; (с) вклад гравитонов в процесс Дрелла-Яна. Сигналом обмена КК-модами является отклонение в числе событий, а также в лево-правой поляризационной асимметрии от предсказаний СМ (см. рис. 19, справа [37]).

Более того, гравитоны могут служить проводниками процессов, отсутствующих в СМ на древесном уровне, как, например, $e^+e^- \rightarrow HH$, $e^+e^- \rightarrow gg$. Обнаружение таких событий с большими сечениями могло бы означать существование дополнительных измерений.

5.2. Большие дополнительные измерения. Альтернативой компактным дополнительным измерениям являются сколь угодно большие измерения, которые мы не видим по причине локализации наблюдаемых на 4-мерной гиперповерхности, которую принято называть браной [38]. Частицы могут быть прижаты к бране силами притяжения, и, чтобы покинуть ее, им необходимо набрать большую энергию. В данном случае также предполагается, что поля СМ локализованы на бране, а гравитация проникает в дополнительные измерения. При этом также возникают КК-моды гравитонов. Популярная модель с большими дополнительными измерениями, так называемая модель Рэндалл-Сандрума [39], содержит две браны в скрученном пятимерном пространстве $E_5 = M_4 \otimes S^1/Z_2$. Особенностью данной модели является наличие фактора деформации метрики, что приводит к тому, что на одной бране, называемой планковской, гравитация характеризуется обычной массой Планка, а на другой бране, называемой тэвной, масштаб гравитации экспоненциально подавлен фактором деформации, так что огромной иерархии масштабов не возникает. Это же относится и к спектру КК-гравитонов, которые на одной бране разделены большим интервалом, а на другой расположены близко друг к другу.

Феноменологически интересной является тэвная брана, где взаимодействия КК-гравитонов не подавлены массой Планка и первые возбуждения могут иметь массу порядка 1 ТэВ, что доступно проверке на ускорителях. Первые КК-возбуждения должны проявляться как резонансы в рождении обычных частиц (рис. 20, слева [40]). Возможность детектирования резонансного рождения массивных гравитонов в протонных столкновениях $pp \rightarrow h^{(1)} \rightarrow e^+e^-$ на ЛНС зависит от сечения. Основной фоновый процесс $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$. Оценка сечения процесса $h^{(1)} \rightarrow e^+e^-$ как функции массы гравитона в модели Рэндалл-Сандрума показана на рис. 20, справа [40]. Как видно, детектирование возможно, если $M_l \leq 2080$ ГэВ.

В настоящее время никаких сигналов от дополнительных измерений не наблюдается и имеются только пределы на допустимые значения масс. По испусканию гравитонов в дополнительное измерение с недостающей энергией предел на массу составляет $M^* \geq 3-5$ ТэВ, на возбужденные состояния кварков и глюонов с высшими спинами — $M^* > 5$ ТэВ, на КК-моды калибровочных бозонов — $M^* > 1-4$ ТэВ и т. д.

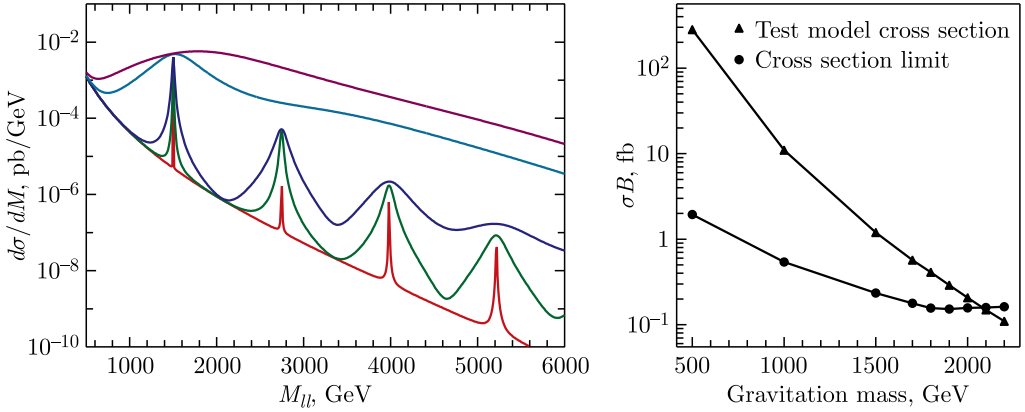


Рис. 20. Рождение КК-гравитонов в процессе Дрелла-Яна при $M_l = 1500$ ГэВ на ЛНС (слева) и сечение резонансного рождения как функция масс гравитонов (справа)

Эффективное уменьшение массы Планка в высших измерениях приводит к сильной гравитации, что может привести к рождению на ЛНС микроскопических черных дыр. И хотя они должны практически мгновенно испаряться, этот факт может быть проверен экспериментально. Пока получено лишь ограничение порядка 5 ТэВ на массу.

6. Теория струн и бран

Самым радикальным выходом за рамки СМ служит изменение парадигмы локальной квантовой теории поля и переход к нелокальным теориям. Среди них первое место занимает теория струн — теория одномерных протяженных объектов [33]. Естественным развитием этих идей является введение в рассмотрение объектов произвольной размерности, которые получили название браны (от слова «мембрана» — двумерная поверхность). Теория таких объектов находится в стадии создания, но некоторые качественные следствия уже давно широко обсуждаются.

6.1. Теория струн. Теория струн описывает одномерные протяженные объекты, которые при своем движении заматают двумерную мировую поверхность. Действие для таких объектов является прямым обобщением действия для точечной частицы:

$$S = -m \int d\tau \sqrt{-\frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau} \eta_{\mu\nu}} \Rightarrow S = -\frac{1}{2\pi l_S^2} \int d^2\sigma \sqrt{-\det \left(\frac{dX^\mu}{d\sigma^\alpha} \frac{dX^\nu}{d\sigma^\beta} \eta_{\mu\nu} \right)}.$$

При этом струны бывают открытыми и замкнутыми. Спектр струнных возбуждений, ассоциируемых с частицами, содержит поля спина 1 для открытых струн и поля спина 2 для замкнутых, что соответствует калибровочным полям и гравитонам соответственно. Помимо вибрационных мод у струны имеются моды, связанные с намоткой мировой линии на струну. В сумме эти моды определяют полный спектр струны. Струна характеризуется минимальным

размером, называемым струнной длиной. Предполагается, что этот размер близок к планковскому масштабу.

Квантовая теория струн формулируется в критической размерности пространства, где теория свободна от конформной аномалии. Для бозонной струны критическая размерность равна 26, а для фермионной — 10. Помимо этого в спектре струны могут возникать тахионы. Для избавления от них рассматривается суперсимметричная струна, которая свободна от тахионов, и спектр начинается с безмассовых мод, которые обычно и отождествляются с точечными частицами квантово-полевой модели.

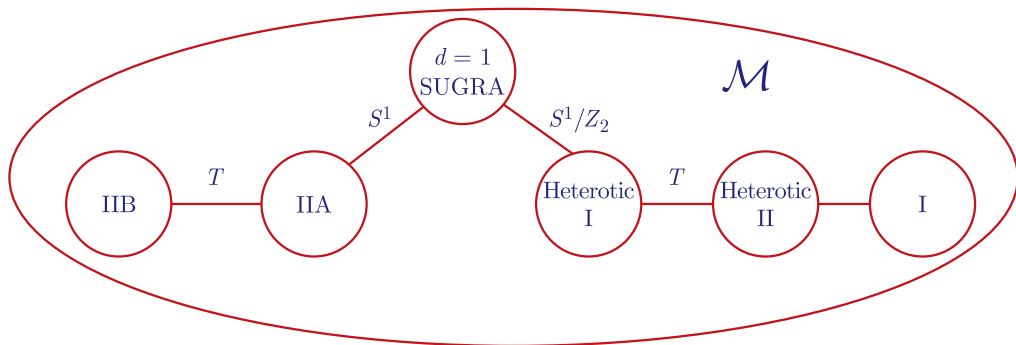
Чтобы получить из теории струн эффективную 4-мерную низкоэнергетическую теорию, содержащую безмассовые моды, необходимо произвести компактификацию «лишних» измерений. Свойства компактного 6(7)-мерного многообразия определяют особенности получившейся теории. Так, вырожденность компактного пространства по форме и размеру, выраженная в виде скалярных полей, носящих название модулей, определяет значения констант связи, а различные топологии компактного многообразия определяют группу симметрии и состав полей 4-мерной теории. Имеющиеся многочисленные возможности не позволяют в настоящее время выбрать предпочтительную схему и сделать конкретные предсказания.

Феноменологически наиболее приемлемой является так называемая гетеротическая струна. В ней, в частности, происходит объединение калибровочных полей и поля Хиггса, что позволяет предсказать константы связи и получить массу топ-кварка в районе 170 ГэВ. В ней также сокращаются аномалии и предсказывается группа симметрии ТВО: $SO(32)$, или $E_8 \times E_8$. В теории появляется правое нейтрино и майорановский массовый член, имеет место распад протона. Эффективная низкоэнергетическая теория дает желанное объединение с гравитацией и содержит механизм нарушения суперсимметрии за счет эффектов супергравитации.

Теория струн содержит не только струны, но и другие протяженные объекты всех размерностей. Возникает картина мира, построенного из бран, на которых начинаются и заканчиваются открытые струны, а замкнутые струны распространяются в многомерном мире.

6.2. М-теория и теория всего. Существуют пять типов самосогласованных теорий струн, свободных от конформных аномалий и тахионов. Это так называемые струны типа I, IIA, IIB и две гетеротических струны [41]. Все они живут в 10 измерениях, обладают суперсимметрией на двумерной мировой поверхности струны и, как следствие, пространственно-временной суперсимметрией в 10-мерном пространстве-времени. Считается, что все эти модели теории струн являются различными вакуумами единой теории, которая носит название М-теории, но адекватной формулировки ее не существует. Еще одним вакуумом М-теории является 11-мерная теория супергравитации (рис. 21 [42]).

Предполагается, что такая всеобъемлющая теория будет являться «теорией всего», т.е. описывать на фундаментальном уровне все основные законы природы. Форма этой теории, однако, до сих пор остается неясной. Непонятно, какие степени свободы являются фундаментальными. Более того, не

Рис. 21. Струнный ландшафт и $\mathcal{M}$ -теория

исключено, что существуют различные, дуальные друг другу, описания одной и той же реальности. Примером такой дуальности является так называемое AdS/CFT соответствие, когда ряд характеристик теории может быть описан как в рамках 4-мерной конформной теории поля, так и в рамках классической гравитации в 5-мерном пространстве де Ситтера [43]. Здесь мы пока еще далеки от конкретных предсказаний, имеющих экспериментальную проверку.

7. Заключение.

Первоочередные задачи физики высоких энергий

Успехи Стандартной модели и колоссальные усилия, направленные на ее проверку и поиск новой физики как на ускорителях, так и в неускорительных экспериментах, определяют развитие физики высоких энергий на ближайшие годы. Эксперименты, проводимые на Большом адронном коллайдере, находятся на самом переднем крае познания. Успех этих экспериментов определяет успех всей физики высоких энергий. Но нынешняя ситуация такова, что не существует такой области, где нас ожидает гарантированное открытие. Мы делаем первые шаги в страну непознанного, и тем интереснее открыть лежащие там тайны. Нужно быть настойчивыми и терпеливыми. Существует много теоретических моделей, которые предполагают новую физику на различных шкалах энергий. Какие из них окажутся правильными и адекватными природе, покажет будущий эксперимент. Сегодня мы можем говорить о первоочередных задачах. К ним относятся:

- исследование хиггсовского сектора;
- поиск частиц темной материи;
- поиск новой физики (суперсимметрии);
- изучение свойств нейтрино и поиски темной материи в неускорительных экспериментах;

• те области, которые были временно оставлены и теперь опять выходят на первый план: конфайнмент, экзотические адроны, плотная адронная материя.

Дальнейшее развитие физики высоких энергий существенно зависит от результатов этих поисков.

Благодарности. Автор признателен И. А. Голутвину за предложение написать данный обзор. Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00837.

Список литературы

1. *Landau L.D.* On Quantum Field Theory // Niels Bohr and the Development of Physics. London: Pergamon Press, 1955.
2. *Degrassi G., Di Vita S., Elias-Miro J., Espinosa J.R., Giudice G.F., Isidori G., Strumia A.* Higgs Mass and Vacuum Stability in the Standard Model at NNLO // JHEP. 2012. V. 1208. P. 098; arXiv:1205.6497.
3. *Gelfand Y.A., Likhtman E.P.* Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance // JETP Lett. 1971. V. 13. P. 452;
Volkov D.V., Akulov V.P. Possible Universal Neutrino Interaction // JETP Lett. 1972. V. 16. P. 621;
Wess J., Zumino B. A Lagrangian Model Invariant under Supergauge Transformations // Phys. Lett. B. 1974. V. 49. P. 52.
4. *Fayet P., Ferrara S.* Supersymmetry // Phys. Rep. 1977. V. 32. P. 249;
Sohnius M.F. Introducing Supersymmetry // Phys. Rep. 1985. V. 128. P. 41;
Nilles H.P. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics // Phys. Rep. 1984. V. 110. P. 1;
Haber H.E., Kane G.L. The Search for Supersymmetry: Probing Physics beyond the Standard Model // Phys. Rep. 1985. V. 117. P. 75;
Lahanas A.B., Nanopoulos D.V. The Road to No Scale Supergravity // Phys. Rep. 1987. V. 145. P. 1.
5. *Wess J., Bagger J.* Supersymmetry and Supergravity. Princeton Univ. Press, 1983;
Бесс Ю., Беггер Дж. Суперсимметрия и супергравитация. М.: Мир, 1986.
6. *Haber H.E.* Introductory Low-Energy Supersymmetry // Lectures given at TASI 1992 (SCIPP 92/33, 1993). hep-ph/9306207;
Kazakov D.I. Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry) // Lectures at the ESHEP 2000, CERN-2001-003. hep-ph/0012288;
Kazakov D.I. Beyond the Standard Model // Lectures at the ESHEP 2004. hep-ph/0411064;
Kazakov D. Supersymmetry on the Run: LHC and Dark Matter // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2010. V. 203–204. P. 118154; arXiv:1010.5419.
7. http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2013/05/susyparticles_sm.png.
8. *Ellwanger U., Hugonie C., Teixeira A.M.* The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model // Phys. Rep. 2010. V. 496. P. 1–77; arXiv:0910.1785.
9. *Gladyshev A.V., Kazakov D.I.* Supersymmetry and LHC // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 1553; hep-ph/0606288;
Gladyshev A.V., Kazakov D.I. Is (Low Energy) SUSY Still Alive? // Conference: C12-06-06, e-Print: arXiv:1212.2548. Lectures at the European School on High Energy Physics 2012.
10. *Lowette S.* Supersymmetry Searches with ATLAS and CMS. 2012. arXiv:1205.4053; <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>; <http://www.roma1.infn.it/people/rahatlou/particelle/material/20-BSM.pdf>;
CMS Collab. Search for Natural and Split Supersymmetry in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV in Final States with Jets and Missing Transverse Momentum. 2018. arXiv:1802.02110.
11. *Ross G.G.* Grand Unified Theories. Benjamin & Cummings, 1985.
12. <http://www.roma1.infn.it/people/rahatlou/>

13. *ATLAS Collab.* Measurements of the Higgs Boson Production and Decay Rates and Constraints on Its Couplings from a Combined ATLAS and CMS Analysis of the LHC pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // JHEP. 2016. V. 2016. P. 1–113.
14. *Baer H. et al.* The International Linear Collider Technical Design Report. V.2: Physics. arXiv:1306.6352.
15. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryResultsHIG>;
Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.). Search for Charged Higgs Bosons Produced via Vector Boson Fusion and Decaying into a Pair of W and Z Bosons Using pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 141802;
<http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/HIG-17-020/index.html>;
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2016-088/>.
16. *Peccei R. D., Quinn H. R.* CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1440;
Peccei R. D., Quinn H. R. Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles // Origin of Symmetries. 1991. P. 260–266.
17. *Olive K. A. et al. (Particle Data Group)* // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.
18. *Schael S. et al. (ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collabs.).* Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance // Phys. Rep. 2006. V. 427. P. 257; hep-ex/0509008.
19. *Hou Z. et al.* Constraints on Cosmology from the Cosmic Microwave Background Power Spectrum of the 2500-Square Degree SPT-SZ Survey // Astrophys. J. 2014. V. 782. P. 74; arXiv:1212.6267.
20. *Strumia A., Vissani F.* Neutrino Masses and Mixings and... hep-ph/0606054.
21. *Lobashev V. M.* The Search for the Neutrino Mass by Direct Method in the Tritium Beta-Decay and Perspectives of Study It in the Project KATRIN // Nucl. Phys. A. 2003. V. 719. P. 154;
Kraus C. et al. Final Results from Phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium Beta Decay // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 40. P. 447; hep-ex/0412056.
22. *Malinovsky A. M. et al.* Cosmological Constraints on the Neutrino Mass from CMB Anisotropy and Large-Scale Structure of the Universe // Astron. Lett. 2008. V. 34. P. 445;
Ichikawa K., Kawasaki M. Constraining Neutrino Masses by CMB Experiments Alone // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 043001.
23. *Zdesenko Yu.* Colloquium: The Future of Double β Decay Research // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 663.
24. *Alfonso K.* Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{130}Te with CUORE-0. 2015. arXiv:1504.02454.
25. *Kaufman L. J.* Recent Results in Neutrinoless Double Beta Decay. 2013. arXiv:1305.3306.
26. *Minakata H., Nunokawa H., Quiroga A. A.* Constraining Majorana CP Phase in the Precision Era of Cosmology and the Double Beta Decay Experiment // PTEP. 2015. V. 2015. P. 033B03; arXiv:1402.6014 [hep-ph].
27. *Bennett C. L. et al.* First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2003. V. 148. P. 1.
28. *Canetti L., Drewes M., Shaposhnikov M.* Sterile Neutrinos as the Origin of Dark and Baryonic Matter // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 061801; arXiv:1204.3902.

29. *Jungman G., Kamionkowski M., Griest K.* Supersymmetric Dark Matter // *Phys. Rep.* 1996. V. 267. P. 195; hep-ph/9506380.
30. *Duffy L. D., van Bibber K.* Axions as Dark Matter Particles // *New J. Phys.* 2009. V. 11. P. 105008; arXiv:0904.3346.
31. *Feng J. L.* Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2010. V. 48. P. 495; arXiv:1003.0904.
32. *Roszkowski L., Sessolo E. M., Trojanowski S.* WIMP Dark Matter Candidates and Searches — Current Issues and Future Prospects. 2017. arXiv:1707.06277.
33. *Green M. B., Schwarz J. H., Witten E.* Superstring Theory. Cambridge, UK: Univ. Press, 1987. Cambridge Monographs on Mathematical Physics;
Грин М., Шварц Дж., Виттен Э. Теория суперструн. М.: Мир, 1990.
34. *Kaluza T.* Zum Unitätsproblem der Physik // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl.* 1921. P. 966;
Klein O. Quantum Theory and Five-Dimensional Theory of Relativity // *Z. Phys.* 1926. V. 37. P. 895;
Appelquist T., Chodos A., Freund P. G. O. Modern Kaluza–Klein Theories. Reading, MA: Addison-Wesley, 1987.
35. *Hoyle C. D. et al.* Submillimeter Test of the Gravitational Inverse-Square Law: A Search for “Large” Extra Dimensions // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. P. 1418.
36. *Cheung K., Keung W. Y.* Direct Signals of Low Scale Gravity at e^+e^- Colliders // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 60. P. 112003.
37. *Rizzo T. G.* More and More Indirect Signals for Extra Dimensions at More and More Colliders // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 115010.
38. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 429. P. 263; hep-ph/9803315;
Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Submillimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 086004; hep-ph/9807344.
39. *Randall L., Sundrum R.* A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 3370; hep-ph/9905221;
Randall L., Sundrum R. An Alternative to Compactification // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 4690; hep-th/9906064.
40. *Kubyshev Yu. A.* Models with Extra Dimensions and Their Phenomenology. 2001. hep-ph/0111027.
41. *Horava P., Witten E.* Heterotic and Type I String Dynamics from Eleven Dimensions // *Nucl. Phys. B.* 1996. V. 460. P. 506–524;
Hanany A., Witten E. Type II B Superstrings, BPS Monopoles, and Three-Dimensional Gauge Dynamics // *Nucl. Phys. B.* 1997. V. 492. P. 152–190.
42. *Lukas A.* String Phenomenology. Доклад на конференции EPS-2017, Венеция, 2017.
43. *Maldacena J.* The Large- N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity // *Intern. J. Theor. Phys.* 1999. V. 38. P. 1113–1133; *Adv. Theor. Math. Phys.* 1998. V. 2. P. 231–252.

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО И ПРАВОГО W_R -БОЗОНА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

С. Н. Гниненко, М. М. Кирсанов, Н. В. Красников

Институт ядерных исследований РАН, Москва

В. А. Матвеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается возможность детектирования тяжелого нейтрино и правого W_R -бозона в pp -столкновениях на Большом адронном коллайдере в экспериментах CMS и ATLAS. Приведены экспериментальные ограничения на углы смешивания тяжелого нейтрино с наблюдаемыми нейтрино, а также на массы правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино в рамках лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной модели.

Открытие бозона Хиггса [1] на БАК (Большом адронном коллайдере) детекторами CMS (компактным мюонным соленоидом) [2] и ATLAS (тороидальным БАК-аппаратом) [3] является, безусловно, самым выдающимся научным открытием начала XXI в. Существование бозона Хиггса необходимо для перенормируемости электрослабых взаимодействий. Экспериментальное открытие бозона Хиггса — это триумф идеи перенормируемости и в некотором смысле «экспериментальное доказательство» перенормируемости электрослабых взаимодействий.

После открытия бозона Хиггса основной задачей БАК является поиск новой физики вне рамок СМ (Стандартной модели) [4]. Экспериментальное открытие осцилляций нейтрино свидетельствует о том, что по крайней мере два из трех нейтрино обладают ненулевыми и очень маленькими массами $m_\nu \leq O(10)$ эВ. Малость масс нейтрино естественно объясняется механизмом «качелей» («see-saw» mechanism). Согласно этому механизму каждому типу ν_e, ν_μ, ν_τ наблюдаемых левоспиральных нейтрино¹ должны соответствовать майорановские нейтрино $\nu_{eM}, \nu_{\mu M}, \nu_{\tau M}$. Напомним, что майорановское нейтрино — это электрически нейтральный фермион (частица совпадает с античастицей) со спином $s = 1/2$. Как работает механизм «качелей»? Ответ

¹ Для левоспиральных нейтрино спин направлен противоположно трехмерному импульсу.

заключается в следующем. Предположим, что масса нового майорановского нейтрино M очень велика — много больше массы кварков и лептонов. Когда левоспиральное обычное нейтрино взаимодействует с бозоном Хиггса, оно приобретает некоторую массу m_D . В то же самое время левое нейтрино меняет спиральность и переходит в правое майорановское нейтрино большой массы M . Закон сохранения энергии и принцип неопределенности Гейзенберга разрешают такой переход за время порядка $1/M$. Затем правое нейтрино опять взаимодействует с бозоном Хиггса и снова превращается в левое нейтрино. Таким образом, масса нейтрино подавлена фактором порядка m_D/M и ее среднее значение равно m_D^2/M . Минимальное перенормируемое расширение Стандартной модели, позволяющее понять малость масс нейтрино, заключается в добавлении к каждому из нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ соответствующего майорановского нейтрино $\nu_{eM}, \nu_{\mu M}, \nu_{\tau M}$. Лагранжиан, ответственный за механизм «качелей», имеет вид

$$L_\nu = - \sum_{i=e,\mu,\tau} (h_i \bar{L}_i H \nu_{iM} - \frac{M_i}{2} \bar{\nu}_{iM} \nu_{iM} + \text{h. c.}), \quad (1)$$

где $L_i = (\nu_{L_i}, l_{L_i})$. Как следствие механизма Хиггса его вакуумное среднее $\langle H \rangle \neq 0$ и механизм «качелей» приводят к массам наблюдаемых (левоспиральных) нейтрино

$$m_{\nu_{L_i}} = \frac{(h_i \langle H \rangle)^2}{M_i}. \quad (2)$$

Как следует из формулы (2), мы не можем на основе экспериментального знания масс нейтрино определить массы M_i майорановских нейтрино, поскольку юкавские константы взаимодействия h_i левых нейтрино ν_{L_i} с майорановскими нейтрино неизвестны. Одна из возможностей — предположить, что масса дираковского нейтрино порядка массы кварков: $m_{iD} = h_i \langle H \rangle \sim m_{q_i}$, в этом случае масса майорановского нейтрино $M_i \sim m_{q_i}^2 / m_{\nu_{L_i}} \gg 1$ ТэВ, что делает их экспериментальный поиск на БАК невозможным. В случае малых масс дираковских нейтрино m_i возможны майорановские массы $M_i \leq O(1)$ ТэВ, что позволяет искать майорановские нейтрино на БАК. Майорановские нейтрино смешиваются с обычными левоспиральными нейтрино, причем углы смешивания $\theta_{\text{mix},i} \sim m_{iD}/M_i$ очень малы. Ненулевое смешивание позволяет искать майорановские нейтрино ν_i в реакции

$$q\bar{q}' \rightarrow W^{*\pm} \rightarrow l^\pm \nu_i \rightarrow l^\pm l'^+ l'^- \nu_{L_i}. \quad (3)$$

Коллаборация CMS изучала массивные майорановские нейтрино ν_i на основе реакции (3), а именно искали события с тремя изолированными лептонами и потерянными поперечным импульсом [5]. Были проанализированы экспериментальные данные 2016 г. с полной энергией сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 13$ ТэВ и интегральной светимостью $L_t = 35,9 \text{ фб}^{-1}$ с целью поиска тяжелых нейтрино с массами от 1 ГэВ вплоть до 1,2 ТэВ. Получены ограничения на углы смешивания $|V_{eN}|^2, |V_{\mu N}|^2$ майорановского нейтрино вплоть до 10^{-5} [5] (рис. 1). Коллаборация ATLAS [6] использовала реакцию

$$q\bar{q}' \rightarrow W^{*\pm} \rightarrow l^\pm \nu_i \rightarrow l^\pm l^\pm q'' \bar{q}''', \quad (4)$$

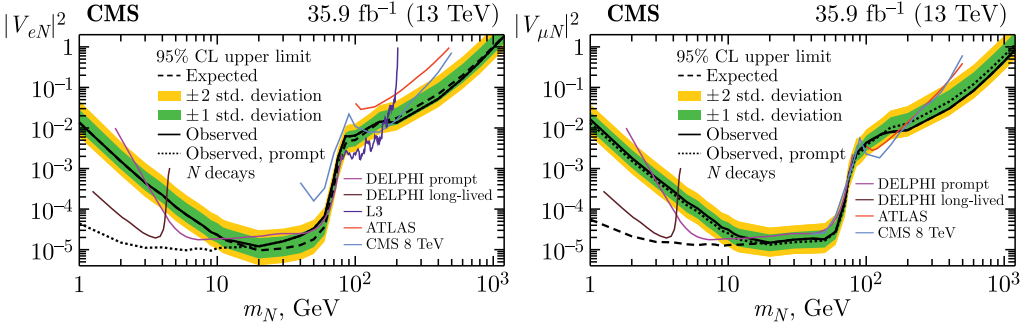


Рис. 1. Ограничения сверху на углы смешивания $|V_{eN}|^2$ (слева) и $|V_{\mu N}|^2$ (справа) в зависимости от массы тяжелого нейтрино, эксперимент CMS [5]

приводящую к сигнатуре с двумя изолированными лептонами одного заряда. Были проанализированы данные с полной энергией $E_{\text{tot}} = 8$ ТэВ. Полученные ограничения являются более слабыми, чем соответствующие ограничения коллаборации CMS [5].

В минимальном расширении СМ с массивными майорановскими нейтрино последние играют ключевую роль в объяснении малости масс наблюдаемых нейтрино, однако непонятно происхождение масштаба масс майорановских нейтрино. В СМ лево-правая симметрия явно нарушена, что проявляется в существовании левых изодублетов электрослабой $SU_L(2) \otimes U(1)$ калибровочной группы и правых изосинглетов той же электрослабой группы. В свете фундаментальной идеи о спонтанном нарушении симметрии представляется естественным полагать, что наблюдаемое на уровне СМ явное нарушение лево-правой симметрии связано со спонтанным нарушением этой симметрии, а на большом масштабе энергий или на малых расстояниях лево-правая симметрия восстанавливается.

Наиболее экономную реализацию идеи о спонтанном нарушении лево-правой симметрии осуществляет минимальная ЛП (лево-право) симметричная калибровочная модель, основанная на калибровочной группе $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ [7], причем на большом масштабе энергий эта калибровочная группа нарушена до калибровочной группы $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ СМ. Относительно $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной группы левые фермионы являются дублетами калибровочной $SU_L(2)$ группы, тогда как правые фермионы являются дублетами $SU_R(2)$ калибровочной группы. ЛП-модель с необходимостью включает в себя дополнительные правые нейтрино, являющиеся партнерами правых заряженных лептонов. Минимальный набор полей Хиггса включает в себя хиггсовский бидублет, который на уровне СМ представляет собой совокупность из двух дублетов Хиггса, один из которых взаимодействует посредством ненулевой юкавской константы связи с верхними фермионами левого изодублета, а другой изодублет связан с нижними фермионами. Кроме того, для нарушения правой калибровочной группы и существования лево-правой симметрии необходимо наличие в модели двух триплетов — Δ_R и Δ_L . Ненулевое вакуумное среднее правого триплет Δ_R приводит к нарушению $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной

группы до калибровочной группы $SU_L(2) \otimes U(1)$ СМ, в то время как ненулевые вакуумные средние хиггсовского бидублета ответственны за спонтанное нарушение $SU_L(2) \otimes U(1)$ калибровочной симметрии СМ до электромагнитной калибровочной симметрии $U(1)$. ЛП-модель предсказывает существование нового тяжелого заряженного правого W_R -бозона, тяжелого нейтрального Z' -бозона и правых (майорановских) нейтрино N_k ($k = 1, 2, 3$) для каждого поколения кварков и лептонов. Расчеты, основанные на оценке вклада правого W_R -бозона в разность масс $K_L - K_S$, дают ограничение $m_{W_R} > 2,5$ ТэВ на массу правого W_R -бозона [8].

Наиболее перспективно изучение двух реакций рождения — $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N + X$, $pp \rightarrow Z' \rightarrow N + N + X$ — с последующими распадами тяжелых нейтрино $N \rightarrow l + j_1 + j_2$ на заряженные лептоны и как минимум две адронные струи для поиска правого W_R -бозона и тяжелых нейтрино на БАК (рис. 2). Кроме того, детектирование правого W_R -бозона в распаде $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ весьма важно, поскольку правые тяжелые нейтрино в распаде не участвуют, и возможно обнаружение правого W_R -бозона даже в случае, когда правые нейтрино тяжелее, чем W_R -бозон, в отличие от использования моды распада $pp \rightarrow W_R + X \rightarrow l + N + X$. В ЛП-модели в силу специфики хиггсовского сектора, ответственного за нарушение правой калибровочной симметрии $SU_R(2) \otimes U(1)$, масса Z' -бозона приблизительно в 1,7 раза тяжелее массы правого W_R -бозона, поэтому реакция $pp \rightarrow W_R + X \rightarrow l + N + X$ с последующим распадом $N \rightarrow l + j_1 + j_2$ является наиболее предпочтительной при поиске экспериментальных проявлений лево-правой калибровочной симметрии на БАК. Как следствие, мы ожидаем наличия в конечном состоянии двух заряженных лептонов и как минимум двух адронных струй. Основным фон от реакций СМ связан с рождением $t\bar{t}$ (топ-антитоп) кварк-антикварковой пары с последующим ее распадом на лептоны и адронные струи, а также с процессом Дрелла-Яна $pp \rightarrow (Z^* \rightarrow ll) + \geq 2$ hadronic jets. Кроме того, необходимо учитывать инструментальный фон, возникающий, когда мы ошибочно принимаем адронную струю за заряженный лептон. Вследствие каскадного распада заряженного правого бозона $W_R \rightarrow l_N \rightarrow llj_1j_2$ распределение инвариантной массы двух лептонов и двух адронных струй $m_{\text{inv}}(llj_1j_2)$ обладает резонансной структурой с максимумом вблизи m_{W_R} . Кроме того, вследствие распада тяжелого нейтрино $N \rightarrow l + j_1 + j_2$, резонансная структура должна присутствовать в распределении инвариантной массы одного из лептонов и двух адронных струй $m_{\text{inv}}(lj_1j_2)$ с максимумом вблизи массы тяжелого нейтрино m_N . Эти обстоятельства очень помогают при поиске правого W_R -бозона

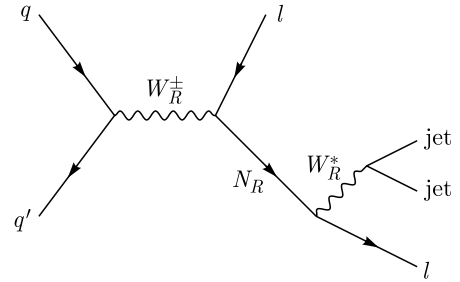


Рис. 2. Фейнмановская диаграмма для рождения W_R -бозона и его последующего распада на два заряженных лептона и две адронные струи через тяжелое нейтрино

и тяжелого нейтрино на основе сигнатуры с двумя заряженными лептонами и двумя адронными струями.

При детектировании правого W_R -бозона с помощью распада $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ удобно использовать цепочку распадов $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$, $t \rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+\nu$. В результате в конечном состоянии мы имеем $b\bar{b}l\nu$, т.е. сигнатурой является наличие как минимум двух b -струй, одного изолированного лептона и ненулевого потерянного импульса, возникающего вследствие недетектируемости нейтрино.

В недавней работе [9] изучался поиск заряженного W_R -бозона и тяжелого нейтрино на БАК для детектора CMS на основе сигнатуры с двумя одинаковыми заряженными лептонами $e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$ и двумя адронными струями. Анализировались экспериментальные данные 2016 г. с полной энергией сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 13$ ТэВ и интегральной светимостью $L_t = 35,9$ фб $^{-1}$. Изучались моды с двумя электронами и двумя мюонами одинакового заряда в конечном состоянии плюс как минимум две адронные струи. Экспериментальные данные согласуются с предсказаниями СМ. В результате были получены ограничения на массы правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино N . Наилучшее из них $m_{W_R} > 4,4$ ТэВ получено при массе тяжелого нейтрино $m_N \sim m_{W_R}/2$. При малых массах тяжелого нейтрино адронные струи и лептон, возникающие вследствие распада $N \rightarrow l j_1 j_2$, находятся в основном внутри узкого конуса. Это затрудняет идентификацию лептона и адронных струй. В итоге ограничения на массы W_R и N становятся слабыми. Полученные ограничения на сечение рождения правого W_R -бозона для распадов на $e^\pm e^\pm + \geq 2$ jets и $\mu^\pm \mu^\pm + \geq 2$ jets приведены на рис. 3. Коллаборация CMS также исследовала возможность детектирования тяже-

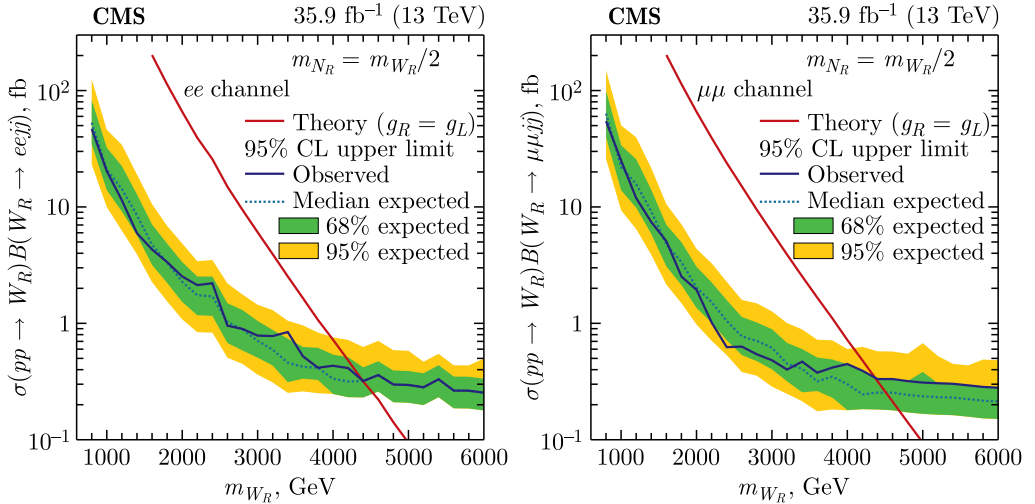


Рис. 3. Ограничение сверху на $\sigma(pp \rightarrow W_R)B(W_R \rightarrow l^\pm l^\pm + \geq 2 \text{ jets})$ в зависимости от массы правого W_R -бозона при $m_{N_\mu} = m_{W_R}/2$ в лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели для электронного канала (слева) и мюонного канала (справа), эксперимент CMS [9]

лого нейтрино третьего поколения [10] в рамках лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной модели. Предполагалась доминантность распадов $W_R \rightarrow N\tau$, $N \rightarrow \tau q\bar{q}'$. Сигатурой такой реакции является наличие двух тау-лептонов и двух адронных струй в конечном состоянии. Для интегральной светимости $L_t = 12,9 \text{ фб}^{-1}$ и полной энергии сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 13 \text{ ТэВ}$ получено ограничение $m_{W_R} > 2,9 \text{ ТэВ}$ при массе тяжелого нейтрино $m_N \sim m_{W_R}/2$ (рис. 4).

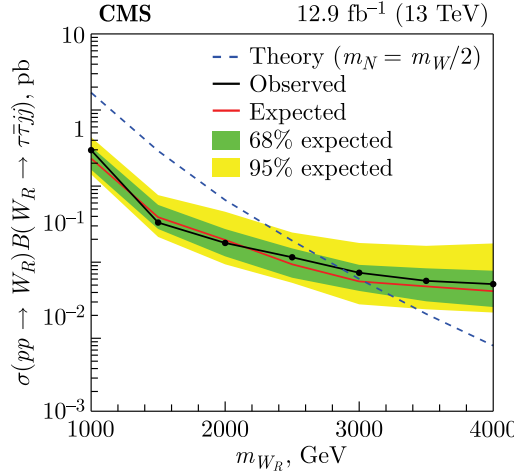


Рис. 4. Ограничение сверху на $\sigma(pp \rightarrow W_R)B(W_R \rightarrow \tau\tau jj)$ в зависимости от массы правого W_R -бозона в лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели, эксперимент CMS [12]

Коллаборация ATLAS также искала правый W_R -бозон и тяжелое нейтрино в цепочке рождения и последующих распадов W_R -бозона $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$, $N_l \rightarrow lj_1j_2$ при полной энергии сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 8 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $L_t = 20,3 \text{ фб}^{-1}$. Получены более слабые ограничения на массы правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино [11].

В работе [12] коллаборация CMS использовала цепочку распадов $W_R^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}W^+ \rightarrow b\bar{b}l^+\nu$ ($l = e, \mu$). В результате цепочки распадов W_R -бозона в конечном состоянии мы ожидаем наличие двух адронных b -струй, одного изолированного лептона и потерянного поперечного импульса, возникающего вследствие недетектируемости нейтрино. Основные фоны идут от $t\bar{t}$, $W + \text{jets}$, tW , $Z/\gamma^* + \text{jets}$, WW рождений. С помощью импульса лептона и потерянного поперечного импульса восстанавливается импульс W -бозона, распад которого $W \rightarrow l\nu$ и приводит к существованию в конечном состоянии изолированного лептона и ненулевого потерянного поперечного импульса. Далее с помощью одной из b -струй и известного импульса W -бозона восстанавливается импульс t -кварка. С помощью последнего и импульса второй b -струи строится распределение событий по инвариантной массе t -кварка и b -кварка. Наличие в спектре распределения числа событий по инвариантной массе $m_{\text{inv}}(tb)$ резонансного пика свидетельствовало бы о рождении правого W_R -бозона. Коллаборация

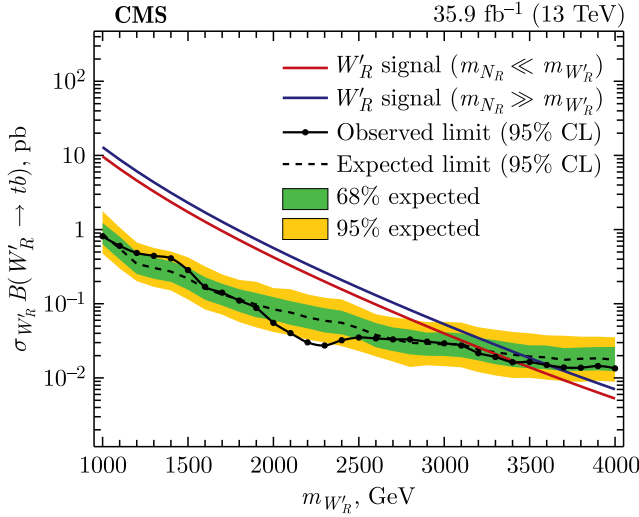


Рис. 5. Ограничение сверху на $\sigma(pp \rightarrow W_R)B(W_R \rightarrow t\bar{b})$ в зависимости от массы правого W_R -бозона в лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели, эксперимент CMS [12]

CMS обработала данные для полной энергии $E_{\text{tot}} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $L_t = 35,9 \text{ фб}^{-1}$ [12]. Полученные результаты находятся в согласии с ожиданиями от фонов, предсказываемых СМ. Получено ограничение на произведение сечения рождения W_R -бозона и его относительной вероятности распада $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ в зависимости от массы правого W_R -бозона (рис. 5). В лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ [7] модели на 95-процентном уровне достоверности получено ограничение $m_{W_R} > 3,6$ ТэВ [12] на массу правого W_R -бозона.

Коллаборация ATLAS также осуществляла поиск правого W_R -бозона на основе использования моды распада $W_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}$. При полной энергии сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $L_t = 36,1 \text{ фб}^{-1}$ получено ограничение $m_{W_R} > 3,0$ ТэВ [13] на массу правого W_R -бозона.

Коллаборации CMS и ATLAS продолжают поиск проявления массивных нейтрино на БАК. К сожалению, никаких экспериментальных проявлений их на БАК до сих пор не обнаружено. Получены лишь ограничения на углы смешивания массивных нейтрино и ограничения на массы правого заряженного W_R -бозона и массивных нейтрино в лево-правосимметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ калибровочной модели. Будем оптимистами и продолжим надеяться, что в последующие годы работы при увеличении нынешней полной светимости $L_t \sim 100 \text{ фб}^{-1}$ до $L_t \sim 3000 \text{ фб}^{-1}$ массивные нейтрино будут открыты на Большом адронном коллайдере.

Авторы признательны коллегам из коллаборации RDMS CMS за интерес к работе и полезные замечания. Мы также благодарны Г. А. Козлову за тщательное чтение рукописи.

Список литературы

1. Englert F., Brout R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321–327;
Higgs P. W. // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 132–137.
2. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 30–61.
3. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1–29.
4. Красников Н. В., Матвеев В. А. Новая физика на Большом адронном коллайдере. М.: Изд-во КРАССАНД, 2011.
5. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). arXiv:1802.02965.
6. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // JHEP. 2015. V. 07. P. 162.
7. Pati J. C., Salam A. // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 275–286;
Mohapatra R. N., Pati J. C. // Phys. Rev. D. 1975. V. 11. P. 366–384;
Senjanovic G., Mohapatra R. N. // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1502–1519.
8. Beall G., Beander M., Soni A. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 848–853;
Maezza A., Nemevsek M., Nesti F. et al. // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 055022–055039.
9. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). arXiv:1803/11116(2018).
10. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // JHEP. 2017. V. 07. P. 013.
11. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 72. P. 2056.
12. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // Phys. Lett. B. 2017. V. 777. P. 39.
13. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Phys. Lett. B. 2018. V. 781. P. 327.

ЧТО СКРЫВАЕТСЯ ЗА КОРРЕЛЯЦИЯМИ ЧАСТИЦ?

Г. А. Козлов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан краткий анализ истории и современного состояния физики частиц, связанной с исследованиями пространственно-временных корреляций последних.

Введение

Изучению закономерностей образования, распадов и взаимодействий элементарных частиц, их внутренней структуры ученые посвятили отдельный большой раздел науки и назвали его физикой частиц. Корреляции элементарных частиц играют важную роль в понимании их множественного рождения в физике высоких энергий. Целью исследований здесь является определение (экспериментальное измерение и теоретическое предсказание) размеров области, где появляются (рождаются) элементарные частицы различных типов в результате столкновений исходных частиц или атомных ядер. Эта область, по сути, является сложной физической системой, сжимающейся или расширяющейся (в зависимости от многих физических факторов), заполненной огромным массивом частиц и полей, оказывающих влияние на корреляционную картину исследуемых частиц.

В Природе корреляции бывают двух типов в соответствии с квантовой статистикой и симметриями частиц:

— корреляции Бозе–Эйнштейна для идентичных пар частиц, обладающих целым спином, например, пары π -мезонов (заряженных и нейтральных), других мезонов, фотонов и даже тяжелых калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z ;

— корреляции Ферми–Дирака для идентичных пар частиц, обладающих полуцелым спином, например, пары протон–протон, антипротон–антипротон, пары Λ -гиперонов, пары кварк–кварк и др.

Идентичными здесь считаем частицы одного сорта и обладающие одинаковым зарядом или нейтральные. Концепция, или принцип, идентичности частиц входит в пакет фундаментальных постулатов квантовой теории и говорит о том, что элементарные частицы неразличимы между собою.

Помимо корреляций применительно к идентичным частицам можно говорить о наблюдении *антикорреляционных* эффектов, связанных с парами разнородно заряженных частиц, т. е. частицы и античастицы, например, $\pi^+\pi^-$,

K^+K^- , ... W^+W^- и т. д. Эффекты *антикорреляции* характеризуются сжатым состоянием ее области, что является проявлением квантово-статистической корреляции между частицами и античастицами.

Корреляции Бозе–Эйнштейна (БЭК) в физике микромира — это в некоторой степени квантово-полевой снимок с НВТ-эффекта в астрономии, названного по фамилиям R. Hanbury-Brown и R. Q. Twiss, которые в середине 1950-х гг. описали интерференцию некогерентно эмитируемого света (фотонов) из некоторого источника рождения этих фотонов [1]. По сути, НВТ-интерференция фотонов позволила оценить (линейные) размеры удаленных в космосе объектов, источников фотонов, например, звезд. Метод НВТ был «перенесен» в физику частиц для исследований БЭК последних, что позволяло понять пространственно-временную геометрию области адронизации бозонов и исследовать динамические свойства источника испускания частиц. Целью же было измерение (оценка) размера и формы источника (вторичных) частиц, рожденных в результате столкновения исходных объектов, например, пучков электронов с позитронами, протонов с протонами, протонов с антипротонами, тяжелых ядер друг с другом. Первые наблюдения угловых корреляций между заряженными π -мезонами были отмечены в антипротон-аннигиляционных событиях [2].

Важным проявлением БЭК является возможность исследовать характерные свойства системы, «заполненной» бозонами, в частности проникнуть в тайны квантовой статистической когерентности при испускании частиц. Напомним, что в физике элементарных частиц наиболее согласованной с экспериментом является Стандартная модель взаимодействия частиц (СМ), и именно эта модель основана на спонтанном нарушении определенной (калибровочной) симметрии, которое, в свою очередь, подразумевает наличие когерентных состояний. Однако до сих пор нет прямых экспериментальных наблюдений таких когерентных состояний. А вот БЭК, как показано в теоретических моделях [3, 4], зависят от «степени когерентности» коррелирующих частиц. Поэтому квантовые корреляции между частицами являются важным источником знаний о когерентности состояний. С точки зрения теории применительно к пониманию и объяснению эффекта когерентности физики опираются на теорию сильных взаимодействий (квантовую хромодинамику, КХД) в случае корреляций адронов. А при исследовании двух- или многофотонных корреляций основным инструментом является квантовая электродинамика (КЭД). В последнем случае появляется возможность развивать даже новые направления в оптике, например, «квантовую оптику», где лазерная физика является одной из плодотворных ветвей прикладной физики.

В настоящее время наиболее изученными с точки зрения эксперимента являются БЭК легких адронов, рожденных в различных взаимодействиях. В то же время корреляции Ферми–Дирака (ФДК), являясь хорошо понятными в теории, не имеют пока ярко выраженного экспериментального статуса. Одной из возможных причин, по мнению автора, является некоторая сложность в отборе корреляционных событий, содержащих фермионы, особенно пары отдельных (невзаимодействующих) кварков, отсутствующих в свободном состоянии барионной материи при обычных условиях согласно гипотезе (теории) о невылетании кварков из частиц, состоящих из кварков и свя-

занных между собой силами сильного взаимодействия посредством глюонов. Наиболее употребляемое слово, относящееся к смыслу предыдущего предложения, — конфайнмент (от англ. «confinement» — запирание, невылетание).

1. Что уже было известно о корреляциях частиц?

В самом простом случае при подходе к БЭК речь можно вести об одномерном представлении, где единственным масштабным (размерным) параметром является так называемый радиус сферически-симметричного объема, где происходят исследуемые явления корреляций между частицами. Поскольку выше мы говорили о частицах, которые отличаются не только по спин-статистике, но и по массам, возникает вопрос о зависимости радиуса R_{1D} от массы частицы в БЭК и ФДК. Оказывается, уже в ранних экспериментах на Большом электрон-позитронном коллайдере LEP в ЦЕРН с адронными распадами Z -бозона [5] было замечено, что радиус R_{1D} уменьшается с увеличением массы адрона (от $\pi^\pm$, π^0 -мезонов до Λ -гиперонов, рис. 1, а). Аналогичная зависимость от массы адрона (от $\pi^\pm$ -мезонов до протонов и дейтронов) была получена в ЦЕРН в экспериментах коллабораций WA98 [6] и NA44 со столкновениями тяжелых ядер свинца (рис. 1, б). В простой форме обсуждаемая выше зависимость в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга имеет вид $R_{1D} \sim m^{-\alpha}$ для массы частицы m при значениях вещественного числа $\alpha \leq 0,5$ с точностью до определенного масштаба времени (временного параметра). Этот временной параметр может быть связан с:

- временем жизни распадающейся на адроны тяжелой частицы,
- временем эмиссии (рождения) адронов,
- характерным временем столкновения исходных частиц/тяжелых ионов.

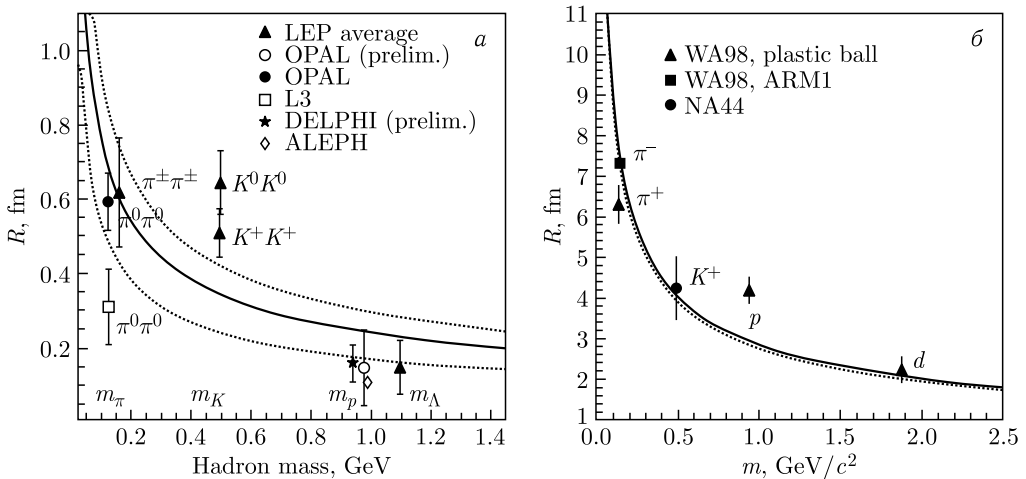


Рис. 1. Радиус R_{1D} как функция от массы адрона. Данные получены из анализа БЭК и ФДК: а) результаты экспериментов на LEP, б) результаты тяжелоионных экспериментов

Сравнивая результаты, полученные в экспериментах на LEP и при столкновениях тяжелых ядер, нетрудно заметить, что размеры источников пар одинаковых частиц различаются в разы в (масштабных) единицах ферми (фм) «в пользу» тяжелоионных реакций. Поэтому можно предположить простую феноменологическую зависимость R_{1D} от атомного номера ядра A , а именно $R_{1D} \sim a(m)A^{1/3}$, где $a(m)$ — некоторая нормировочная свобода в зависимости от массы частицы, например $a(m_\pi) \sim O(1 \text{ фм})$ для π -мезона.

2. Теоретический формализм

Вообще говоря, БЭК и ФДК — это следствие свойств симметрии (антисимметрии) волновой функции в смысле перестановки (или перепутывания) двух идентичных частиц с целым (полуцелым) спином, а это уже отражение квантовых явлений. На более высоком уровне эти свойства симметрии реализуются через коммутационные соотношения операторов рождения и уничтожения частиц в формализме вторичного квантования, т. е. в квантовой теории поля (КТП). Квантово-полевой подход является наиболее общим для построения моделей корреляций частиц, поскольку позволяет работать на уровне первичных принципов, а именно с математическими операторами, корректно описывающими явление рождения и уничтожения квантовых объектов — элементарных частиц. Это в особенности важно при исследовании корреляций между частицами и античастицами, правильное описание которых возможно именно в КТП. Более того, при высоких энергиях, вследствие большого числа рожденных частиц, не все частицы, отбираемые в корреляционных событиях, достигают детектора, поэтому в этих условиях обычно измеряются инклюзивные сечения рассеяния. Здесь формализм на уровне волновых функций (квантовой механики) уже неприемлем. В завершение обоснования исследований в теории корреляций частиц в рамках КТП заметим, что именно это позволяет понять одно из основных характеристических свойств системы идентичных бозонов — квантовую статистическую когерентность.

3. Корреляции фотонов

А как быть с корреляциями «первичных фотонов», непосредственно «родившихся» в результате столкновения тяжелых ядер? Ведь фотоны являются безмассовыми квантами света? В этом случае на помощь придет 3-мерная модель, в которой радиус источника рождения фотонов имеет 3-компонентную линейно-масштабную структуру. Продольная компонента этого радиуса R_{long} имеет аналогичную приведенной выше зависимость от массы. Однако вместо массы покоя m необходимо использовать так называемую «поперечную» приведенную (усредненную) массу фотона m_T , являющуюся суммой «поперечных» импульсов двух фотонов (помним, что масса фотона равна нулю), определяемых в специальной продольной системе центра масс. Корреляции прямых фотонов важны с точки зрения истории взаимодействия частиц на очень ранних стадиях, а именно для понимания пространственно-временной геометрии, оценки некоторых параметров (например, температуры, химического потенциала) горячей материи, как некий аналог

развития ранней Вселенной. Кроме того, корреляции фотонов при различных поперечных импульсах отражают различные стадии столкновений частиц. Впервые корреляционные функции двух прямых фотонов были измерены в эксперименте WA98 [7] в центральных столкновениях двух ядер свинца при энергии 158 АГэВ. Полученный радиус источника фотонов ~ 6 фм, соответствующий малым поперечным импульсам, оказался сравним с результатом при корреляциях двух пионов при аналогичных значениях импульсов.

Вероятность наблюдения корреляции частиц, рожденных в источниках в определенном фазовом пространстве, возрастает с уменьшением относительного расстояния между этими частицами и/или с уменьшением $q = \sqrt{-(p_1 - p_2)^2}$ — лоренц-инвариантной величины относительного импульса двух частиц с 4-импульсами p_1 и p_2 в событии. Обычно принята нормировка, из которой следует, что эта вероятность, выраженная в терминах корреляционной функции, например, двух частиц, есть просто число, равное 2, при нулевом значении относительного импульса, а именно $C_2(q = 0) = 2$. С увеличением расстояния между частицами корреляции между ними исчезают, при этом $C_2(q) = 1$, что отвечает «принципу ослабления корреляций», сформулированному Н. Н. Боголюбовым [8]. Таким образом, функция (функционал) $C_2(q)$ может быть регулярной относительно импульса q , размера области рождения частиц и набора других параметров (функций) и имеет асимптотические значения в виде $1 \leq C - 2(q, \dots) \leq 2$.

4. Корреляции в «огненном шаре»

В самые начальные мгновения после столкновения частиц (адронов с адронами или тяжелых ионов друг с другом) температура в области взаимодействия частиц, интересной для исследований БЭК или ФДК, очень высока и может достигать значений примерно 150–170 МэВ. Эти значения температуры, в некотором роде, эквивалентны величинам, которые могли быть сразу после Большого взрыва, случившегося более 10 млрд лет назад. Отсюда возникает естественный вопрос: каким образом температура T может влиять на количественный эффект, сопряженный с корреляциями частиц? Это очень нетривиальная и обширная тема, являющаяся чрезвычайно привлекательной в экспериментах STAR и PHENIX на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) в США и в экспериментах ALICE, ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРН.

Сегодня мы уже знаем из теории, что линейные размеры R_{1D} (или «радиус») области корреляции (или источника испускания частиц) уменьшаются с возрастанием температуры. Однако при значениях последней, близких к так называемым критическим значениям температуры T_c , характер R_{1D} резко изменяется в сторону увеличения, и при $T \approx T_c$ область корреляций частиц становится «размазанной» и неопределенной в пространстве-времени. Иными словами, размер источника частиц становится бесконечным. Это напоминает эффект взрыва «огненного шара», заполненного адронами и свободными не взаимодействующими друг с другом фундаментальными объектами Приро-

ды — кварками и глюонами. Упомянутая выше критическая температура T_c характеризуется тем, что при ней ожидается «фазовый переход» основного состояния «нашей барионной» материи в определенное состояние, в котором кварки и глюоны получают полную свободу от взаимодействий.

5. БЭК на Большом адронном коллайдере

Коль скоро поведение корреляционной функции, ее форма, вид, распределение по относительным (поперечным) импульсам и другим характеристикам могут быть выяснены из данных экспериментов при столкновениях частиц или ядер, возникают вопросы о внутренних физических процессах, управляемых этим поведением. Каким образом это можно описать или представить в виде математических формул, как вообще можно получить выражения для корреляционной функции, ее зависимости от относительного импульса частиц, размера источника рождения частиц и др., исходя из первичных принципов квантовой теории, и какой теории? Построив определенную модель для БЭК (и ФДК), хорошо согласованную с основными принципами квантовой теории поля, можно обратиться к эксперименту, и наоборот. Исследования на LHC в экспериментах ALICE, ATLAS и CMS существенно раздвигают границы имеющихся знаний по БЭК (и ФДК) и позволяют лучше понять непростую картину этих физических явлений. Основа для этого: новые возможности с повышенной энергией столкновений протонов и ядер; увеличенная множественность частиц, отбираемых для анализа; измененные физические условия (вплоть до критических) в фазовом пространстве, где рождаются частицы, и др. В итоге все это влияет на характер рождения и взаимодействия частиц внутри фазового пространства, что должно быть учтено при анализе корреляционных событий и сопряжено с определенными функциями и параметрами, входящими в корреляционную функцию. Теоретические модели БЭК и субатомной интерференции прекрасно изложены в обзоре [3]. Последовательный подход к проблемам БЭК и ФДК при конечных температурах вплоть до критических (при фазовых переходах) для пар частиц с массами от $\sim 0,1$ ГэВ (π -мезоны) до ~ 100 ГэВ (Z -бозоны) в рамках квантовой теории поля представлен в работах [4].

Первые измерения БЭК на LHC были выполнены коллаборацией CMS [9] при энергии столкновения пучков протонов 0,9 и 2,36 ТэВ в системе центра масс. В этих опытах заряженные адроны еще не идентифицировались. Как результат:

- наблюдалось увеличение сигнала выхода пар одноименно заряженных частиц (пионов), коррелирующих в пространстве, при малых значениях относительного импульса между этими частицами;

- наблюдалось увеличение эффективного размера области эмиссии частиц с возрастанием множественности N_{ch} заряженных частиц, что находится в соответствии с теоретическими предсказаниями [4];

- параметр (или в более сложном случае функция [4]) λ , отвечающий за эффективную «силу корреляции» частиц (в теории $0 < \lambda < 1$), уменьшается почти наполовину (относительно значения единицы) при малых N_{ch} и возрастает почти до своего максимального значения при больших N_{ch} ;

— по своему виду поведение двухчастичной корреляционной функции $C_2(q)$ относительно q не может соответствовать гауссову распределению (как предполагалось в некоторых моделях [3]), а должно описываться экспоненциальной или более сложной функцией, — это означает необходимость понимания нетривиальной структуры пространства-времени области рождения частиц с учетом температурных эффектов и влияния внешних полей (сил) на определенные квантованные степени свободы, отвечающие за возникновение частиц в виде связанных кварк-антикварковых состояний [4].

Дальнейшие исследования CMS при повышении энергии протонов до $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [10], подтвердив предыдущие измерения [9], позволили обнаружить увеличение радиуса источника рождения частиц r с изменением энергии от $\sqrt{s} = 0,9$ ТэВ до $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а именно от $r = (1,56 \pm 0,02)$ фм до $r = (91,89 \pm 0,02)$ фм соответственно. Далее, параметр (функция) λ оказался практически независимым от усредненного поперечного импульса k_T пары частиц в области низких значений N_{ch} , однако падение λ с увеличением k_T начинается при повышенных значениях N_{ch} .

То, что радиус источника частиц увеличивается с ростом N_{ch} , может быть объяснено с точки зрения увеличения изначальной геометрической области перекрытия сталкивающихся частиц. Причина: большее перекрытие подразумевает большую множественность частиц. Но это в большей степени справедливо для сталкивающихся ядер (тяжелых ионов). В случае же протон-протонных взаимодействий это может быть объяснено как результат суперпозиции при испускании частиц из разных источников. Таким образом, эти исследования помогают понять механизм множественного рождения частиц.

Новостью, пока не получившей количественного теоретического обоснования, явилось наблюдение коллаборацией CMS в протон-протонных соударениях эффекта антикорреляции одноименно заряженных частиц. Это означает своеобразный эффект «провала» двухчастичной функции корреляции $C_2(q)$ с определенной амплитудой, при котором поведение функции $C_2(q)$ в области малых и средних значений $0,4 \leq q \leq 1,2$ ГэВ является неаналитическим, т. е. в этой области относительного импульса частиц функция $C_2(q)$ имеет значения ниже нормировочной прямой $C_2(q) = 1$, что и означает эффект антикорреляции в смысле спин-статистики Бозе–Эйнштейна (рис. 2). Иначе говоря, этот эффект можно назвать «провалом» функции корреляции («dip-effect» [9]), а величина этого «провала» Δ уменьшается с увеличением N_{ch} от $\Delta \approx 0,027$ при $N_{ch} \approx 5$ до $\Delta \approx 0,013$ при $N_{ch} = 40$. Отметим, что увеличение энергии $\sqrt{s}$ протонов от 0,9 до 7 ТэВ практически не влияет на величину «провала» Δ . В e^+e^- -столкновениях LEP коллаборация L3 ранее наблюдала «dip-effect» в области $0,5 \leq q \leq 1,6$ ГэВ с максимальной величиной $\Delta \sim O(0,2)$ при $q \approx 0,8$ ГэВ [11]. При исследовании фазовых переходов при высоких температурах и больших значениях барионного потенциала исследования БЭК с неаналитическим поведением корреляционной функции играют важную роль. А именно, теория предсказывает [12], что «dip-effect» в корреляциях частиц типа Бозе–Эйнштейна исчезает при приближении системы к «критической точке», означающей, в некотором смысле, фазовый переход между барионной материей и состоянием, наполненным не взаимодействующими между собой полями кварков и глюонов.

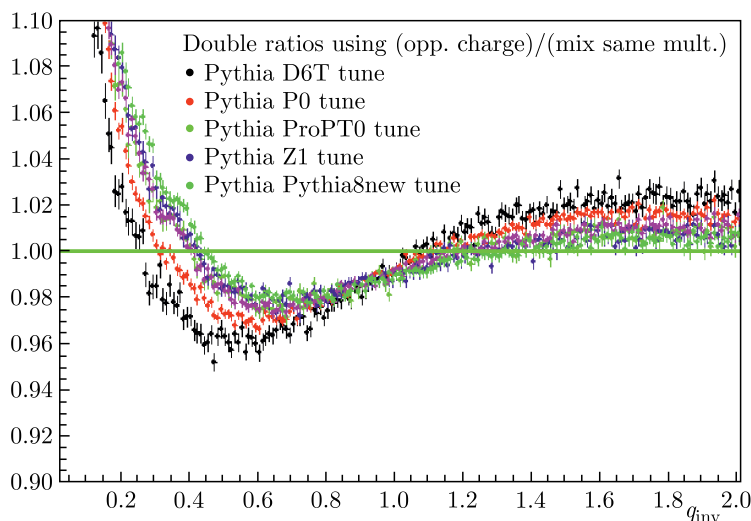


Рис. 2. Характерный вид двухчастичной функции корреляции Бозе–Эйнштейна (по вертикальной оси), где «dip-effect» виден в области $0,4 \leq q \leq 1,2$ ГэВ

В 2010 г. коллаборация CMS опубликовала результаты [13] по угловым корреляциям дальнего действия для заряженных частиц в протон-протонных соударениях при энергии 7 ТэВ с большой множественностью частиц. Речь идет о наблюдении впервые на коллайдере LHC значительного увеличения выхода пар частиц при относительно малых значениях азимутального угла $\Delta\varphi$ — меры, измеряющей угол между двумя треками частиц в поперечной плоскости. В результате протон-протонных столкновений некоторые из рожденных частиц коррелируют между собой, что проявляется в виде некоторой структуры, похожей на горный хребет, в плоскости физических данных. Повторимся, что этот результат был впервые получен при соударениях протонов друг с другом, однако ранее такие угловые корреляции частиц уже наблюдались в экспериментах на коллайдере RHIC при столкновениях ядер золота друг с другом при скорости, близкой к скорости света. Этот эффект получил название «ridge», что означает попросту «хребет». Позднее «эффект хребта» в столкновениях тяжелых ядер был подтвержден на LHC коллаборацией CMS (в столкновениях тяжелых ядер свинца) и в экспериментах ALICE и ATLAS.

Объяснение такого уникального явления, как «ridge», в случае столкновений тяжелых ядер возможно с учетом горячей плотной среды, возникающей в результате столкновения ядер. Здесь речь идет о так называемом «гидродинамическом» расширении (по сути взрыве, как в первые мгновения рождения Вселенной) этой горячей среды, непосредственно влияющей на формирование «хребтовых» угловых корреляций пар частиц. В случае же столкновений протонов картина, объясняющая появление «хребта», не так проста, и требуется время для ее детального анализа и понимания. Но уже сегодня можно сказать, что результаты CMS по наблюдению угловых корреляций пар заряженных частиц («эффекта хребта») позволяют понять роль плотно сжатой горячей среды (или иногда говорят о кварк-глюонной

плазме) и оценить размеры и температуру источника частиц, выходящих в обилии в направлении с малым азимутальным углом их испускания. Одна из гипотез заключается в том, что «эффект хребта» связан с формированием струноподобной структуры (цветовой электрический поток) с конечным радиусом струны в облаке скалярного дилатонного конденсата, сжимающего эту струну. Последняя не является стабильным объектом. При определенных условиях эта струна может разорваться на отдельные кусочки (кластеры), которые в свою очередь распадаются на легкие адроны (например, пионы), коррелирующие между собой и движущиеся в направлении с малым азимутальным углом [14]. Таким образом, дальнейшие исследования угловых корреляций заряженных частиц различных сортов при повышенных энергиях столкновений протонов с протонами, тяжелых ядер друг с другом и протонов с тяжелыми ядрами позволят приблизиться к пониманию формирования кварк-глюонной плазмы — чрезвычайно сжатой и плотной горячей формы барионной материи.

Заключение

Квантовые корреляции элементарных частиц уже продемонстрировали свою уникальную роль в общей стратегии современного понимания микромира в Природе. Спектр этого понимания очень широк: от «стандартной» физики частиц, исследуемой на коллайдерах и ускорителях с фиксированными мишенями, до получения новых знаний о первых мгновениях после Большого взрыва. Важным звеном в этой уникальной цепочке являются эксперименты на Большом адронном коллайдере LHC и, в частности, опыты с помощью детектора CMS, который стал пионером в исследованиях корреляций частиц типа Бозе–Эйнштейна на LHC в 2009–2010 гг. Увеличение энергии пучков протонов (и ядер) коллайдера LHC, светимости частиц в 2019–2020 гг. позволит существенно раздвинуть горизонты исследований. Не исключено, что знания, накопленные в ранних экспериментах на LHC, и новые данные, полученные при повышенных значениях энергии и светимости пучков частиц, позволят интегрировать физику корреляционных явлений частиц в единую картину представлений о симметриях в физике частиц, о рождении частиц и их взаимодействиях в пространстве и во времени, о фазовых переходах в такие состояния, в которых взаимодействия частиц полностью отсутствуют, — модельное воспроизведение возникновения ранней Вселенной.

Список литературы

1. *Hanbury-Brown R., Twiss R. Q.* // *Phil. Mag.* 1954. V. 45. P. 663; *Nature.* 1956. V. 177. P. 27; 1956. V. 178. P. 1046.
2. *Goldhaber G. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 3. P. 181; *Phys. Rev.* 1960. V. 120. P. 300.
3. *Weiner R. M.* // *Phys. Rep.* 2000. V. 327. P. 249.
4. *Kozlov G. A.* // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 1188;
Kozlov G. A. // *J. Math. Phys.* 2001. V. 42. P. 4749;
Kozlov G. A. // *New J. Phys.* 2002. V. 4. P. 23;

- Kozlov G. A.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. P. 62;
Kozlov G. A. // Phys. Part. Nucl. 2005. V. 36. P. S190;
Kozlov G. A. // Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6, No. 2. P. 162; 177;
Kozlov G. A. // Mod. Phys. Lett. A. 2011. V. 26. P. 1943;
Kozlov G. A. // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. V. 273–275. P. 2584;
Kozlov G. A. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. P. 060013;
Kozlov G. A., Utyuzh O. V., Wilk G. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 024901;
Kozlov G. A., Utyuzh O. V., Wilk G., Włodarczyk Z. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 1502.
5. *Achard P. et al. (L3 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2002. V. 524. P. 55;
Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.) // Phys. Lett. B. 2003. V. 559. P. 131;
Schael S. et al. (ALEPH Collab.) // Phys. Lett. B. 2005. V. 611. P. 66.
 6. *Aggarwal M. M. et al. (WA98 Collab.)*. arXiv: 0709.2477.
 7. *Aggarwal M. M. et al. (WA98 Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 022301.
 8. *Боголюбов Н. Н.* // Собрание научных трудов в 12 томах. Т. VI. М.: Наука, 2006. С. 268.
 9. *CMS Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 032001.
 10. *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2011. V. 05. P. 029.
 11. *Novak T. et al. (For the L3 Collab.)* // Acta Phys. Polon. B. 2009. V. 40. P. 919.
 12. *Kozlov G. A.* The Critical End Point through Observables. 2015. arXiv:1503.05211 [hep-ph].
 13. *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2010. V. 09. P. 091.
 14. *Kozlov G. A.* What Did We Know from «Ridge» in BEC at the CMS. 2010. arXiv:1011.6231 [hep-ph].

ПЛАНЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ НА LHC

И. А. Голутвин, С. В. Шматов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются перспективы исследований на LHC при высоких значениях светимости (HL-LHC). Также затронуты вопросы долгосрочной стратегии развития физики частиц, включая создание новых ускорительных комплексов.

Введение

Основная задача физики частиц связана с расширением и продолжением в новую область энергий наших знаний о фундаментальных принципах Природы — о свойствах материи и связывающих ее силах, а также о свойствах пространства-времени, где существует и эволюционирует наша Вселенная. В настоящее время имеется общепризнанная теоретическая основа для описания всех процессов в физике элементарных частиц. Идеологической платформой для описания взаимодействий является понятие симметрий (пространства-времени, внутреннего зарядового пространства и пр.), а инструментом — квантовая теория поля, определяющая поведение элементарных частиц и предсказывающая их свойства, закономерности рождения и уничтожения. На протяжении всего XX в. в рамках квантово-полевого подхода создавались теории, описывающие электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия. Постепенный прогресс в понимании микроскопического устройства мира, поведения разных взаимодействий на малых расстояниях и вычислении базовых закономерностей дал заметные плоды во второй половине XX в., что привело к сближению некоторых типов взаимодействий и их последующему объединению в рамках единого описания. В 70-х гг. прошлого века была предложена общая модель для слабого и электромагнитного взаимодействий (объединенная электрослабая теория). Параллельно уточнялась структура сильного взаимодействия. Все эти усилия вылились, в конце концов, в создание Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц (СМ), описывающей три из четырех известных типов взаимодействий: электромагнитное, слабое и сильное с единых позиций (используя одинаковый формализм, методы расчетов и способы получения предсказаний квантовой теории поля). Четвертое взаимодействие — гравитацию — СМ не включает.

СМ была неоднократно проверена с замечательной точностью во многих экспериментах, вплоть до максимальных энергий столкновений, доступных современным ускорителям частиц. Подвергалась она проверкам и в неускорительных (пассивных) экспериментах. До сих пор ни в одном случае не было обнаружено отклонений от предсказаний СМ, хотя для ряда очень специфических процессов существуют некоторые новые указания на подобные отклонения (эти указания надо трактовать с большой осторожностью, учитывая, что все они получены на пределе чувствительности действующих экспериментов). Эксперименты на Большом адронном коллайдере (LHC) значительно поспособствовали достижению ясности в этом вопросе.

Вместе с тем, несмотря на отсутствие опровержений предсказаний СМ, их удивительную точность и открытие последнего краеугольного камня — бозона Хиггса, СМ обладает рядом внутренних недостатков и нерешенных проблем, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории.

В частности, она не дает объяснения космологическим наблюдениям темной материи и доминированию материи над антиматерией во Вселенной и не включает гравитацию, четвертое из существующих фундаментальных взаимодействий. Хотя это не является проблемой СМ как таковой, потому что относится ко всей квантовой теории поля, в рамках которой СМ есть частная конструкция. Сложность заключается в том, что для объединения гравитации с остальными тремя взаимодействиями надо вначале «уравнять» гравитацию с ними в статусе, т.е. построить квантовую теорию гравитации так же, как были построены квантовые теории сильного и объединенного электрослабого взаимодействий. Однако законченной теории квантовой гравитации по сей день не существует, хотя есть много направлений поиска и идей.

Кроме того, в СМ присутствуют очень большие (бесконечные, при отсутствии верхнего обрезания по энергиям, или масштаба применимости теории) поправки к массе хиггсовского бозона. Для сокращения этих поправок требуется произвести вручную определенную процедуру подстройки теории. Масса хиггсовского бозона задается масштабом нарушения электрослабой симметрии $M_{EW} \sim 250$ ГэВ. Квантовые поправки к этому значению регулируются максимальным значением энергии, до которого применимо квантово-полевого описание, т.е. до масштаба, начиная с которого существенны эффекты квантовой гравитации — $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ. Поэтому проблему подстройки теории называют также «проблемой иерархий» (т.е. проблемой существования двух энергетических масштабов, чрезвычайно различающихся по величине, — M_{EW} и M_{Pl}). А подстройку называют «тонкой», потому что для отношения этих двух масштабов получается крайне малая величина: $M_{EW}/M_{Pl} \sim 10^2/10^{19} \sim 10^{-17}$. Существование самой иерархии, как и ее подстройки с подобной совершенно удивительной точностью, представляет собой серьезную проблему для СМ как теоретической конструкции.

Также стоит отметить, что в СМ присутствует большое число свободных параметров (а именно 19), не фиксируемых в рамках самой теории. Лагранжиан СМ содержит большое число свободных параметров, не фиксируемых в рамках СМ: матрицы Юкавы, описывающие взаимодействия фермионных полей с хиггсовским бозоном для придания массы полям материи, величины калибровочных констант связи g , g' и g_s , описывающие электромагнитные,

слабые и сильные взаимодействия, величину константы самодействия в хиггсовском секторе и массовый параметр m_H . Кроме того, в СМ не фиксировано число поколений фермионов (которое, по современным представлениям, обычно полагается равным трем) и остается открытым вопросом механизм CP -нарушения.

Решение этих проблем требует привлечения более широких, чем в СМ, групп симметрий или других, совершенно новых теоретических концепций. Многочисленные возможные теоретические сценарии имеют богатую феноменологию с сигналами, доступными для измерения на современных ускорительных комплексах.

Поэтому, наряду с исследованием свойств бозона Хиггса (а до 2012 г. — и его поисками) и прецизионной проверкой предсказаний СМ, систематические поиски сигналов, предсказываемых различными расширениями СМ, являются одной из главных задач экспериментов на LHC. Программа физических исследований по обнаружению новой физики за рамками Стандартной модели (BSM) представляет собой широкомасштабный поисковый эксперимент, направленный на обнаружение ожидаемых отклонений от предсказаний СМ в различных каналах. В экспериментах ATLAS и CMS ведется поиск сигналов от новых физических объектов и явлений, предсказываемых суперсимметричными моделями, моделями расширенного калибровочного сектора, моделями техницвета, сценариями многомерных теорий и мн. др. ATLAS и CMS представляют собой многоцелевые экспериментальные комплексы, предназначенные для работы на пучках протонов и ядер Большого адронного коллайдера.

В отличие от случая столкновения двух электронов при фиксированной энергии протон-протонные коллайдеры позволяют проводить экспериментальные исследования в широком диапазоне значений переданных 4-импульсов*, и, таким образом, данный тип ускорительных комплексов часто называют «машиной открытия». Вместе с тем это же обстоятельство вызывает ключевое затруднение при проведении экспериментальных исследований на такого рода ускорителях: энергетическая область новой физики точно не определена, и, как следствие, энергетический диапазон явлений и частиц (комбинации частиц), которые должны быть зарегистрированы установкой, не фиксирован. Другими словами, физики могут лишь предполагать с той или иной степенью достоверности, при какой энергии взаимодействия элементарных частиц (не протонов, а образующих их конститuentов) они надеются обнаружить новые явления. Все это неизбежно приводит к необходимости, во-первых, проводить регистрацию всех частиц СМ в максимально широком энергетическом диапазоне, а во-вторых, осуществлять отбор максимально возможных сочетаний частиц, т. е. иметь разветвленную триггерную систему эксперимента.

Эти требования находят отражение не только в концепции эксперимента, в выборе типов и конфигурации его детекторных систем**, но и в организации

* В этом случае при взаимодействии элементарных частиц — кварков и глюонов — переданный 4-импульс не фиксирован вследствие составной природы протонов.

** См. книгу «В глубь материи» (М., 2009).

всей процедуры анализа экспериментальных данных. В CMS обработка данных и анализ результатов осуществляются в рамках трехуровневой системы: рабочих групп по исследованию физико-технических характеристик детекторных систем (DPG, Detector Performance Group), групп физических объектов — частиц (POG, Particle Object Group) и групп физического анализа (PAG, Physics Analysis Group). В соответствии с их задачами DPG соответствуют различным детекторным системам CMS — это группы электромагнитных и адронных калориметров (ECAL и HCAL), мюонной системы (Muon), трекера (Tracker), а также системы триггера (Trigger). Группы POG подразделяются в соответствии с детектируемыми физическими объектами (электроны и фотоны, мюоны, струи и потерянная поперечная энергия, треки заряженных частиц), а также группы по изучению и разработке методов выделения тау-лептонов, B -адронов и измерения вершины взаимодействия. В этих группах ведется разработка алгоритмов идентификации, реконструкции и отбора данных объектов и изучение их свойств. В группах физического анализа нашли отражение все направления исследований, проводимых в эксперименте CMS, которые включают в себя поиски и изучение свойств бозона Хиггса, проверку предсказаний СМ, изучение свойств топ-кварка и тяжелых кваркониев, физику переднего направления в области малых значений переменной Бьеркена, а также физику тяжелых ионов. В коллаборации CMS исследования по поиску сигналов физики за рамками СМ осуществляются в трех рабочих группах, ответственных за исследования суперсимметрии (SUSY), поиск несуперсимметричных сигналов физики за рамками Стандартной модели (Exotica) и поиск сигналов SUSY и BSM в каналах с кварками третьего поколения (Beyond two Generations, B2G).

1. Итоги первых двух этапов работы LHC

Программа физических исследований начала осуществляться сразу же после запуска LHC в 2009 г. в режиме сталкивающихся пучков при пониженной энергии $\sqrt{s} = 0,9$ ТэВ. Увеличение энергии и светимости пучков происходило постепенно, в несколько этапов, что позволило в 2015 г. выйти на практически проектное значение энергии ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ), а в 2016 г. превзойти запланированное значение светимости* ($\mathcal{L} = 1,5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

Первый этап LHC (Run 1) проходил в 2009–2012 гг. при работе на сталкивающихся пучках протонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Несмотря на то, что в это время столкновения протонов проходили при пониженных значениях энергии и светимости сталкивающихся пучков, данные, собранные во время этого этапа, позволили достичь одной из главных целей эксперимента — открыть бозон Хиггса.

В 2015 г. стартовал новый этап работы LHC (Run 2) при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, который продлился до второй длительной остановки (Long Stop 2, LS2) в конце 2018 г. За это время интегральная светимость записанных экспериментом CMS данных $\mathcal{L}_{\text{int}}$ достигла порядка 150 фб^{-1} . Увеличение почти в 2 раза энергии столкновения пучков (с 8 до 13 ТэВ) обеспечивает рост светимости

* В 2017 г. было достигнуто значение $\mathcal{L} = 2,2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

партонов от 2 до 100 (!) раз, т. е. 100 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ эквивалентно 1 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. Это означает, что всего несколько месяцев второго этапа ЛНС предоставляют больше информации для анализа процессов при больших значениях переданных 4-импульсов, чем весь первый этап.

К настоящему времени проанализированная в эксперименте CMS интегральная светимость достигла примерно $80\text{--}100 \text{ фб}^{-1}$. Кроме «переоткрытия» SM и открытия бозона Хиггса в период Run 1, эксперименты на ЛНС на большей статистике второго этапа подтвердили его существование и позволили провести более детальное изучение свойств этой новой частицы.

За это время коллаборация CMS опубликовала почти 900 научных работ. Подробная информация о результатах эксперимента CMS по изучению процессов в рамках SM, открытию и исследованию свойств бозона Хиггса, поиску сигналов новой физики за пределами SM приведена на странице публикаций коллаборации CMS [1] или в обзорах результатов эксперимента (например, [2]).

Итогами первых двух этапов реализации физической программы ЛНС стал очередной триумф Стандартной модели: был открыт долгожданный бозон Хиггса, а вся совокупность экспериментальных результатов абсолютно не противоречила теоретическим предсказаниям для SM.

1.1. Физика Стандартной модели. Изучение различных процессов Стандартной модели на Большом адронном коллайдере представляет собой важнейший тест этой теории взаимодействий элементарных частиц в новой области энергий. Вполне очевидно, что достоверность поисков сигналов новой физики, а значит, и принципиальная возможность наблюдения сигналов за рамками SM напрямую зависят от точности предсказаний самой SM. Эта проблема особенно актуальна для кинематических областей, где экспериментальная проверка SM была выполнена недостаточно аккуратно в силу статистических ограничений. Процессы SM также являются основным источником фона при проведении поисков новой физики за пределами Стандартной модели, которые возможны при условии надежного определения экспериментальных и теоретических погрешностей. Поэтому одной из первых задач экспериментов на ЛНС стало своего рода «переоткрытие» (rediscovery) SM — тщательное исследование всех известных и изученных до эры ЛНС частиц и процессов физики элементарных частиц, измерение сечений, значений масс и т. д. Кроме того, на первом этапе работы ЛНС важно было убедиться в том, что все детекторные системы, методы отбора, реконструкции и анализа событий работают в штатном режиме и мы не наблюдаем никаких физических артефактов.

В рамках исследований SM были проведены измерения сечений, констант связи, кинематических распределений, корреляций и других характеристик различных процессов образования частиц в процессах сильного и электро-слабого взаимодействий [1]. Более того, были обнаружены и изучены редкие процессы, которые были теоретически предсказаны, но до сих не наблюдались. Ярким примером таких процессов служат ассоциированное рождение tW (это позволило впервые определить матричный элемент $|V_{tb}| \sim 1$) и распад $B_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Кроме того, были обнаружены некоторые неожиданные,

но не противоречащие СМ явления, такие как дальнедействующие угловые корреляции в pp - и pA -взаимодействиях.

Следует отметить результаты по измерениям массы топ-кварка ($m_t = (172,44 \pm 0,48) \text{ ГэВ}/c^2$), выполненным с уникальной точностью ($\sim 0,28\%$), и по измерению сечений его одиночного и парного рождения с точностью 5,9 и 3,5 % для $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ соответственно, что также превышает точность измерений на ускорителе тэватрон*.

1.2. Открытие бозона Хиггса. После открытия в Фермилабе топ-кварка и τ -нейтрино в 1995 и 2000 г. в Стандартной модели не осталось ни одной неизвестной частицы. Исключение составлял только бозон Хиггса — квант скалярного поля, ответственного за приобретение массы калибровочными бозонами и фермионами Стандартной модели в результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии (EWSB). Попытки обнаружить бозон Хиггса предпринимались на протяжении полувека начиная с 1964 г., когда был предложен соответствующий механизм нарушения EWSB, получивший впоследствии в честь его авторов (Роберта Браута, Франсуа Энглера и Питера Хиггса) название механизма ВЕН [3] (следует также отметить существенный вклад в разработку этого механизма Джеральда Гуральника, Карла Хагена и Тома Киббла [4]). Все поиски завершились безрезультатно, однако они позволили получить ограничения на массу бозона Хиггса. Наиболее точные ограничения на нижний предел массы были установлены в экспериментах на LEP: $m_H > 114,4 \text{ ГэВ}/c^2$ при уровне статистической достоверности (C.L.) 95 % [5], а данные экспериментов D0 и CDF на тэватроне позволили исключить существование бозона Хиггса массой в диапазоне 148–181 $\text{ГэВ}/c^2$ [6]. Таким образом, наиболее вероятный диапазон масс для бозона Хиггса составлял от 114 до 148 $\text{ГэВ}/c^2$. Конечно, все эти выводы были сделаны в предположении отсутствия «нестандартной» физики и оставляли шанс для более тяжелых бозонов Хиггса с массой более 200 $\text{ГэВ}/c^2$.

Реализация программы поиска бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS началась сразу же после старта LHC при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в 2010 г., а в середине 2011 г. уже были опубликованы первые результаты, которые также не продемонстрировали отклонений от СМ. Первые указания на превышение сигнала над фоном СМ были получены к концу 2011 г. на статистике, соответствующей интегральной светимости $\sim 5 \text{ фб}^{-1}$ — оба эксперимента зафиксировали сигнал в области 124–126 $\text{ГэВ}/c^2$ с локальной статистической значимостью $3,5\sigma$ (ATLAS) [7] и $3,1\sigma$ (CMS) [8]. Открытие бозона состоялось уже в 2012 г., когда были набраны новые данные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и объединенная статистика за 2011 и 2012 гг. была увеличена более чем в 2 раза. При достигнутой интегральной светимости 5,1 фб^{-1} (2011 г.) и 5,3 фб^{-1} (2012 г.) в каждом из экспериментов был обнаружен статистически значимый сигнал в районе 125–126 $\text{ГэВ}/c^2$: не менее 5σ в CMS и $5,9\sigma$ в ATLAS [9, 10]. Отметим,

* Более подробно результаты изучения свойств топ-кварка на LHC представлены в работе Э. Э. Бооса, Л. В. Дудко, П. С. Мандрика, С. Р. Слабоспицкого «Топ-кварк — самая тяжелая из известных элементарных частиц. Что мы о нем знаем и что хотелось бы узнать?» в данном сборнике.

что в это же время на тэватроне на объединенных данных экспериментов CDF и D0 также было зафиксировано превышение сигнала над фоном СМ в диапазоне от 115 до 135 ГэВ/ c^2 со статистической значимостью $2,9\sigma$ [11].

Сразу после открытия можно было с уверенностью утверждать, что только что открытая частица является новым нейтральным бозоном (по наличию распада $\gamma\gamma$). Но прошел еще почти год, в течение которого проводилось изучение ее свойств (уточнение массы, определение спина и четности, измерение силы сигнала и констант связи), прежде чем физики смогли с уверенностью сказать, что этот бозон является именно бозоном Хиггса Стандартной модели (пока нет никаких указаний на «нестандартную» физику). За это время статистика набранных данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ была увеличена почти в 4 раза, что позволило не только увеличить статистическую значимость наблюдавшихся бозонных распадов ($\gamma\gamma, ZZ, WW$), но и наблюдать распады бозона Хиггса на фермионы ($\tau\tau$ и $b\bar{b}$) со статистической значимостью $3,8\sigma$. Данные второго этапа работы ЛНС при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ позволили окончательно подтвердить наблюдение распадов бозона Хиггса на фермионы (статистическая значимость сигнала в канале распада $H \rightarrow \tau\tau$ составила $4,9\sigma$ [12] и превысила $5,6\sigma$ для распада $H \rightarrow b\bar{b}$ [13]).

Эпоха поиска бозона Хиггса была завершена в 2013 г. вручением Нобелевской премии авторам механизма ВЕН Питеру Хиггсу и Франсуа Энглеру за «теоретическое открытие механизма, ответственного за понимание происхождения массы субатомных частиц, который был недавно подтвержден открытием предсказанной фундаментальной частицы в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН» [14]. Однако еще раньше, в 2012 г., начался новый этап исследований в экспериментальной физике элементарных частиц, который включает не только прецизионные измерения характеристик бозона Хиггса для окончательного доказательства его Природы (окно для новой физики еще существует), но и поиски других хиггсовских бозонов, которые указывали бы на физику за пределами СМ. Полный список результатов по открытию и исследованию свойств бозона Хиггса в эксперименте CMS приведен в [15].

1.3. Новая физика. Коллаборацией CMS была осуществлена обширная программа по поиску возможных сигналов за пределами СМ, предсказываемых суперсимметричными теориями, расширенными калибровочными моделями ТВО, различными сценариями многомерной гравитации и теории поля. В настоящее время все исследования, проведенные в ходе первого и второго этапов ЛНС, свидетельствуют о том, что никаких значимых отклонений экспериментальных данных от СМ не обнаружено. Были установлены ограничения на значения параметров различных теоретических моделей: значения фундаментальных энергетических масштабов, массы новых частиц, констант связи, сечения рождения новых частиц. Сводная таблица по ограничениям на массы различных гипотетических (несуперсимметричных) частиц и фундаментальные энергетические масштабы в различных моделях представлена на рис. 1. Например, пределы на массы нейтральных калибровочных бозонов и КК-моды гравитонов достигли 4,0–4,4 и 1,8–3,8 ТэВ/ c^2 соответственно, а ограничения на фундаментальный масштаб гравитации превышают 9 ТэВ.

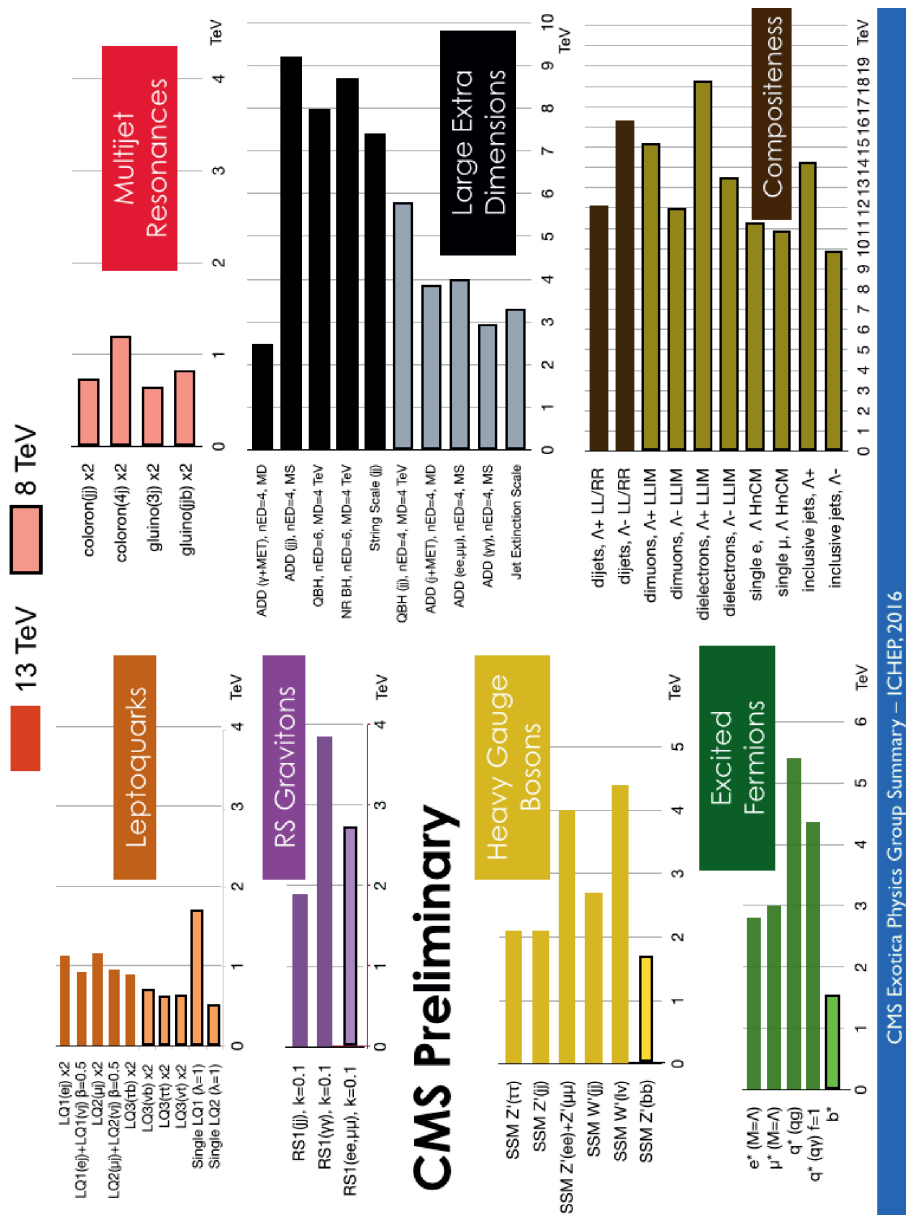


Рис. 1. Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц (в ТэВ/ c^2)

В свою очередь, было установлено, что массы суперсимметричных частиц не могут быть меньше $2 \text{ ТэВ}/c^2$ для глюино и $1,15 \text{ ТэВ}/c^2$ для легчайшего нейтралино (рис. 2).

В ходе анализа данных физики несколько раз сталкивались с неожиданными промежуточными результатами. Лучшим примером являются результаты сеанса 2015 г. при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$, которые принесли некоторую интригу. При изучении парного рождения фотонов было обнаружено превышение сигнала над фоном в области $750 \text{ ГэВ}/c^2$. Локальная статистическая значимость сигнала достигла $3,4\sigma$. В эксперименте ATLAS тоже был зафиксирован подобный сигнал даже с еще большей значимостью $3,9\sigma$. Интересным фактом также является отсутствие в этой области масс какого-либо значимого сигнала в других каналах (с парами лептонов, струй, тяжелых калибровочных бозонов). Дальнейшие исследования, основанные на анализе объединенной статистики новых измерений 2016 г. при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ ($3,3 \text{ фб}^{-1}$) и данных при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ ($19,7 \text{ фб}^{-1}$), не подтвердили этот результат. В итоге можно утверждать, что первоначальное превышение числа событий над ожидаемым значением являлось статистической флуктуацией фона.

2. Перспективы исследований при высокой светимости

После LS2 исследования при проектных значениях энергии $13\text{--}14 \text{ ТэВ}$ (запланировано увеличение энергии до проектного значения 14 ТэВ в с. п. м.) и светимости свыше $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (Run 3) продлятся до конца 2023 г. (ожидаемая к концу этапа $\mathcal{L}_{\text{int}} \simeq 300 \text{ фб}^{-1}$). Начиная с 2026 г. предусмотрена работа LHC при повышенной светимости вплоть до $2 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (High Luminosity LHC, HL-LHC), что позволит увеличить статистику более чем на порядок ($\mathcal{L}_{\text{int}} \simeq 3000 \text{ фб}^{-1}$) [16]. График работы LHC/HL-LHC и ожидаемая на каждом этапе интегральная светимость приведены на рис. 3.

Для реализации запланированной программы исследований на HL-LHC детекторные системы экспериментальных установок должны быть существенно модернизированы. Во-первых, они должны быть адаптированы для работы

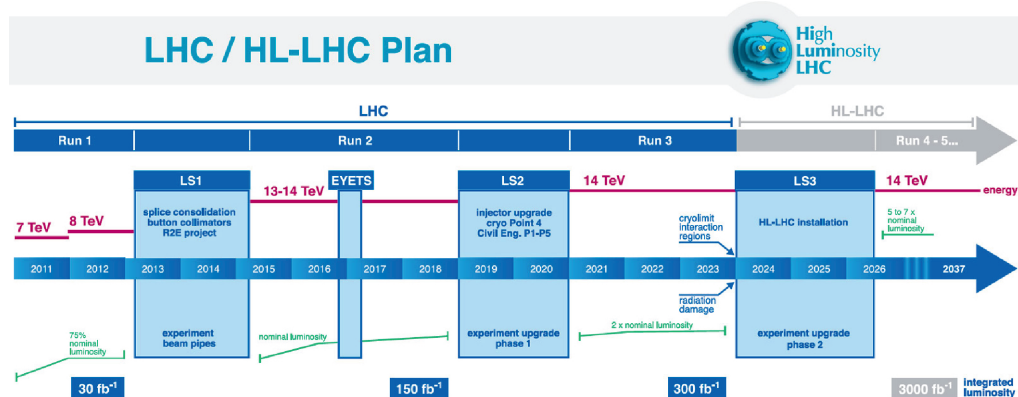


Рис. 3. Планируемый график работы LHC/HL-LHC

в условиях существенно увеличенных радиационных нагрузок, а во-вторых, детекторы вместе с системой отбора событий (системой триггера) и программным комплексом реконструкции и анализа событий должны позволить выделять нужную экспериментальную информацию в условиях большого количества одновременных взаимодействий при соударении сгустков протонов, так называемых «наложенных» событий, или «пайлапа» (pile-up). Если среднее число подобных событий на первых этапах не превышало 20–40, то, как ожидается, на третьем этапе оно составит 60, а в условиях HL-LHC достигнет ≈ 140 . Это обстоятельство требует не только использования радиационно стойких материалов для детекторных элементов, но и разработки новых методов анализа экспериментальной информации.

Перспективы исследований на HL-LHC обсуждаются уже более десяти лет. Главной целью новых исследований, безусловно, станет дальнейшее тщательное изучение природы бозона Хиггса и поиск возможных отклонений от предсказаний СМ, указывающих на проявления сигналов новых физических явлений. Основной вопрос, на который попытаются ответить эксперименты на LHC, формулируется по-прежнему: существует ли новая физика на энергетическом масштабе порядка ТэВ?

2.1. Изучение свойств бозона Хиггса. На основе статистики первого и второго сеансов LHC свойства нового бозона были исследованы довольно тщательно. В настоящее время нет причин сомневаться в том, что новая частица является скаляром, согласующимся с гипотезой флуктуации поля Хиггса, ответственного за нарушение симметрии группы электрослабых взаимодействий $SU(2) \times U(1)$ и придание масс соответствующим калибровочным бозонам W и Z , а также кваркам и лептонам. В СМ присутствует одиночный $SU(2)$ дублет (т.е., по существу, одно хиггсовское поле), соответствующий четырем степеням свободы, три из которых в результате нарушения симметрии становятся продольными модами массивных калибровочных бозонов W^+ , W^- , Z , а четвертая ассоциируется с самим бозоном Хиггса. Сам механизм нарушения электрослабой симметрии (EWSB) задается видом потенциала поля Хиггса, зависящего от массы бозона и ненулевого значения вакуумного среднего самого поля.

Стандартная модель однозначно предсказывает свойства бозона Хиггса, включая вероятности его рождения и распада в различных каналах. Любое отклонение от предсказанных величин будет означать существование новой физики за пределами СМ. Таким образом, одной из приоритетных задач будущих исследований являются прецизионные исследования свойств бозона Хиггса, включая увеличение точности измерения его характеристик (до нескольких процентов), поиск не наблюдавшихся до сих пор каналов распада (как разрешенных, так и запрещенных в СМ) и детальное изучение механизма EWSB.

Одной из ключевых характеристик для проверки соответствия наблюдаемого бозона бозону Хиггса СМ является отношение вероятности образования новой частицы σ к величине вероятности образования бозона Хиггса, предсказанной в СМ, σ_{SM} , которое называется интенсивностью сигнала μ . Текущее значение, полученное на объединенной статистике экспериментов ATLAS

и CMS в шести различных каналах распада ($H \rightarrow ZZ, WW, \gamma\gamma, \tau\tau, b\bar{b}, \mu^+\mu^-$) при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, составляет $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}} = 1,09 \pm 0,07(\text{стат.}) \pm 0,08(\text{сист.})$ при значении массы $m_H = 125,09 \text{ ГэВ}/c^2$ [17]. Результаты по данным Run 2 при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ находятся в хорошем согласии с этими измерениями: например, $\mu = 1,05^{+0,19}_{-0,17}$ в канале $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ и $\mu = 1,18^{+0,17}_{-0,14}$ в канале $H \rightarrow \gamma\gamma$ [18].

Достигнутая точность не позволяет однозначно сказать, что закрыта любая возможность существования новой физики — наблюдаемый вклад от рождения новых частиц (новых каналов распада бозона Хиггса) может оказаться гораздо меньше текущей точности измерений. Увеличение статистики позволяет существенно повысить эту точность в режиме HL-LHC. Для количественных оценок используют различные сценарии эволюции наших знаний систематических ошибок: например, в одном сценарии (Scenario 1) ошибки оказываются такими же, как в настоящее время, а в другом (Scenario 2) теоретические ошибки уменьшаются в два раза, а экспериментальные масштабируются как $\sqrt{L_{\text{int}}}$. Ожидается, что в зависимости от канала распада бозона Хиггса точность измерения интенсивности сигнала μ составит 6–14 % для 300 фб^{-1} и 4–8 % для 3000 фб^{-1} (рис. 4). В настоящее время измерения вероятностей рождения и распада бозона Хиггса в различных каналах согласуются с предсказаниями СМ с точностью до 15–20 %.

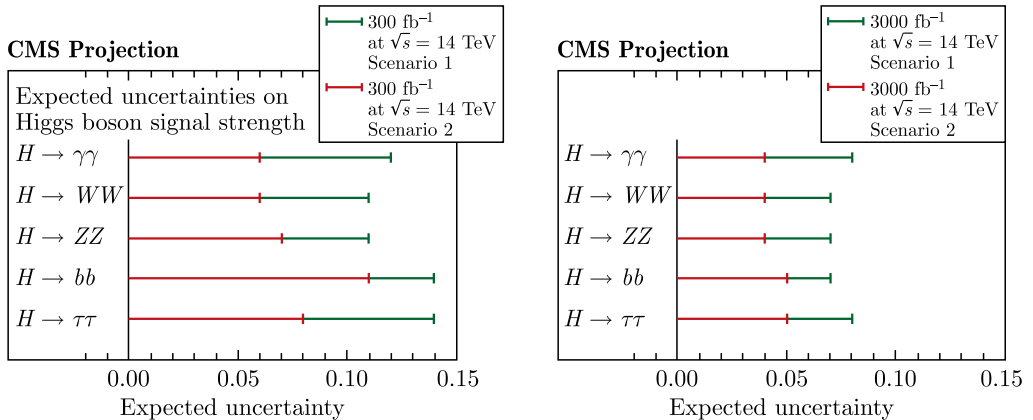


Рис. 4. Оценочная точность измерения интенсивности сигнала бозона Хиггса для 300 фб^{-1} (слева) и 3000 фб^{-1} (справа) [19]

Поиск редких распадов бозона Хиггса. Вместе с тем существует ряд других каналов распада, вероятность которых пока не позволяет наблюдать их при текущем количестве набранных данных. К подобным редким процессам относятся распад бозона на пару легких фермионов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) или на пару калибровочных бозонов ($H \rightarrow Z\gamma$ или $H \rightarrow \gamma^*\gamma$).

Например, в СМ вероятность распада бозона Хиггса с массой $125 \text{ ГэВ}/c^2$ на два мюона не превышает $\mathcal{B}_{\text{SM}}(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2,2 \cdot 10^{-4}$, что делает невозможным обнаружение данного процесса даже на суммарной статистике, ожидаемой к концу Run 3 (300 фб^{-1}). Для статистически обеспеченного наблю-

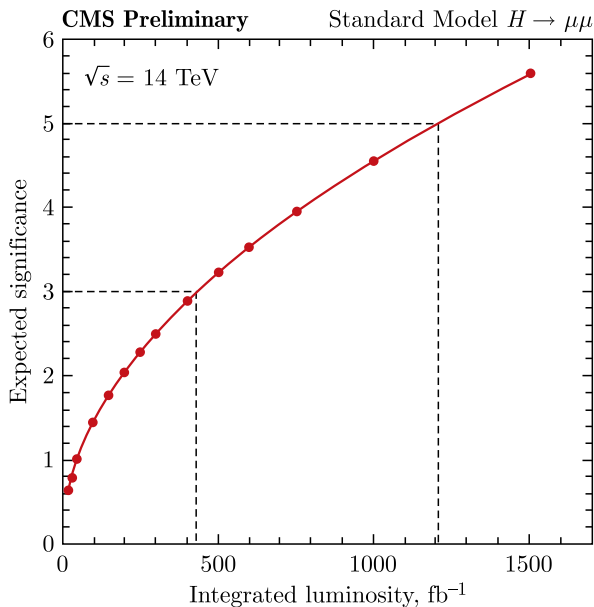


Рис. 5. Статистическая значимость наблюдения распада $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в зависимости от величины интегральной светимости

дения данного распада требуется гораздо большая интегральная светимость $\sim 1200 \text{ фб}^{-1}$, которую может обеспечить лишь работа ЛНС в режиме высокой светимости (рис. 5). При достижении 3000 фб^{-1} становится возможным измерение константы связи $h\mu\mu$ с точностью 8 %. Следует отметить, что распад на два электрона ($\mathcal{B}_{\text{SM}}(H \rightarrow e^+ e^-) \approx 9 \cdot 10^{-9}$) вообще недоступен для измерения на ЛНС и возможно только установление верхнего ограничения на величину брэнчинга*.

Далее прямые поиски «невидимых» распадов (распад бозона Хиггса в «ничто») позволят установить верхний предел для вероятности этого канала в зависимости от сценария эволюции ошибок измерения на уровне 17–28 % и 6,4–17 % для 300 и 3000 фб^{-1} соответственно.

Обсужденные выше распады представляют особый интерес не только с точки зрения еще одной проверки правильности СМ и доказательства «стандартности» бозона Хиггса. В ряде моделей за рамками СМ ожидается усиление этих распадов, поэтому, несмотря на предсказываемые небольшие вероятности, поиск в этих каналах ведется непрерывно — отклонение от предсказаний СМ будет являться сигналом новой физики.

Прецизионные измерения констант связи. В СМ свойства бозона Хиггса полностью определены его массой и массами частиц СМ, в то время как в моделях за рамками СМ эти свойства могут быть существенно

* Текущие верхние ограничения на вероятности распадов см. в обзоре М. В. Савиной и С. В. Шматова «В поисках новой физики» в данном сборнике.

другими: во-первых, другим может быть само число бозонов Хиггса*, которые будут иметь довольно-таки различные характеристики (массы, ширины, квантовые числа), во-вторых, константы связи бозона Хиггса с полями СМ будут отличаться от предсказываемых в СМ. Последнее связано с возможным появлением новых частиц, а следовательно, и с новыми каналами распадов хиггсовского бозона, и новыми петлевыми вкладами в эффективную хиггсовскую константу связи.

Поэтому важной проверкой свойств открытого бозона является измерение его констант взаимодействия с частицами СМ. В общем случае константы связи предполагаемого хиггсовского состояния вблизи массы ~ 125 ГэВ/ c^2 не могут быть измерены прямо, и необходимо каким-то способом извлекать информацию об их значениях из измеряемых величин. Константы связи бозона Хиггса в СМ с фермионами прямо пропорциональны их массе: $\lambda_f \sim \kappa_f m_f / \nu$, а с векторными частицами (калибровочными бозонами) имеют квадратичную зависимость от массы: $g_V \sim \kappa_V 2m_V^2 / \nu$, ν — вакуумное среднее поля Хиггса. Для учета возможных отклонений интенсивности сигнала от ожиданий СМ, обусловленных новой физикой, введены масштабные коэффициенты $\kappa_{f,V}^2 = \sigma_{f,V} / \sigma_{f,V}^{\text{СМ}}$ (или, если рассматривать только процессы распада бозона Хиггса, $\kappa_{f,V}^2 = \Gamma_{f,V} / \Gamma_{f,V}^{\text{СМ}}$, где Γ_i — ширины соответствующих распадов), которые также называются «модификаторами» констант связи. Полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных значения масштабных коэффициентов для векторных частиц κ_V (W и Z) и фермионов κ_f (μ, τ, b, t) не противоречат СМ в пределах теоретических неопределенностей (68 % С.Л.), что также исключает гипотезу фермиофобного (т.е. не распадающегося на фермионы) бозона Хиггса. Важно также отметить, что в безразмерном представлении полученные константы связи λ_f и $\sqrt{g_V / (2\nu)}$ имеют линейную зависимость от массы частиц во всем диапазоне их значений от мюона μ до t -кварка (рис. 6, слева). Это, во-первых, недвусмысленно свидетельствует об универсальном характере взаимодействия бозона Хиггса в фермионном и бозонном секторах, а во-вторых, подтверждает вывод о природе обнаруженного сигнала ($J^{PC} = 0^{++}$). Однако данное линейное поведение не подтверждено в пределах большей статистической достоверности (95 % С.Л.), поэтому все еще возможны отклонения от него (текущая точность измерения констант связи не превышает 20 %). Однозначный ответ на этот вопрос могут дать данные HL-LHC (рис. 6, справа).

Ожидаемая точность измерения констант связи κ_i в конце третьего этапа LHC ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 300 \text{ фб}^{-1}$) составляет 5–15 %, причем, как и в случае измерения интенсивности сигнала, на точность существенное влияние оказывает величина систематических ошибок (рис. 7). При увеличении набранного объема данных на порядок (режим HL-LHC при $\mathcal{L}_{\text{int}} = 3000 \text{ фб}^{-1}$) удастся достичь точности измерения κ_i 2–10 %.

* См. обзор Э.Э. Бооса, М.Н. Дубинина «Первый бозон Хиггса открыт. Есть ли другие и где они?» в данном сборнике.

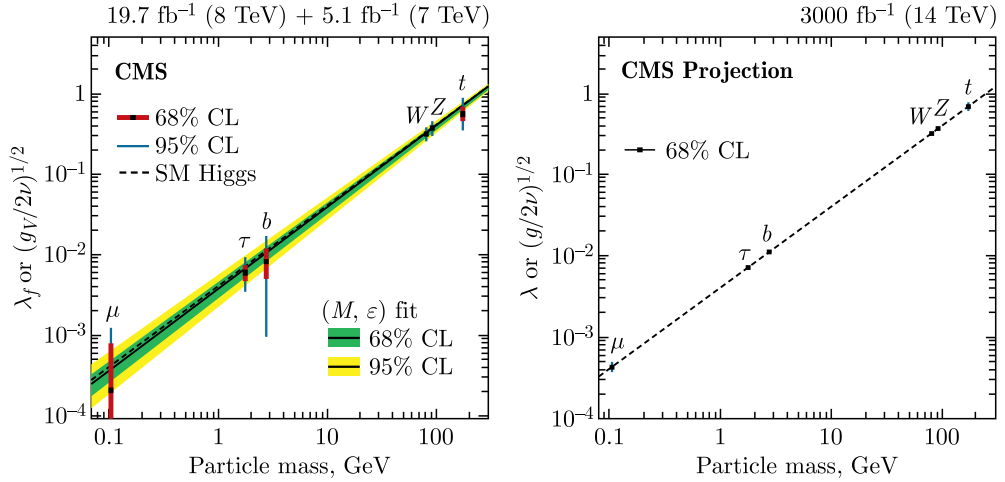


Рис. 6. Зависимость модифицированных констант связи частиц с бозоном Хиггса от их массы в представлении $\kappa_f m_f/\nu$ и $\sqrt{\kappa_V} m_V/\nu$ для данных первого этапа LHC (слева) и ожидаемых данных при 3000 фб⁻¹ (справа) [18]. Вакуумное среднее поля Хиггса $\nu = 246,22$ ГэВ/ c^2

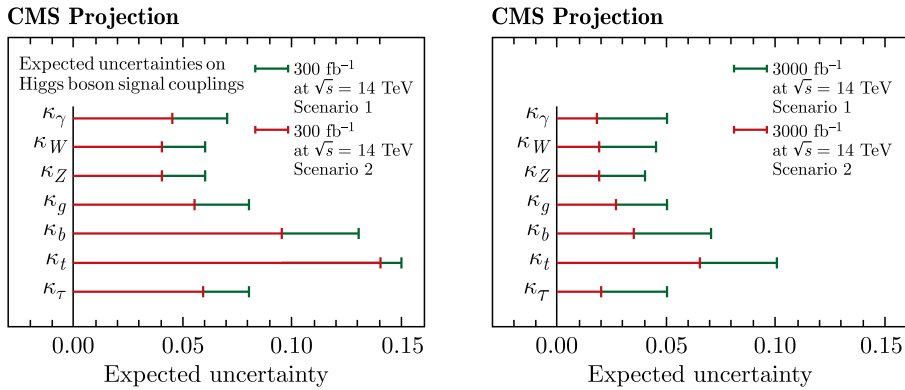


Рис. 7. Оценочная точность измерения константы связи бозона Хиггса с полями СМ для 300 фб⁻¹ (слева) и 3000 фб⁻¹ (справа) [19]

2.2. Физика за рамками СМ. Поиски новых частиц и явлений. Многочисленные поиски отклонений от предсказаний СМ не принесли результатов, однако позволили установить ограничения на массы гипотетических частиц и на энергетические масштабы новых явлений (новых калибровочных бозонов, дополнительных измерений, составной структуры фундаментальных частиц, лептокварков и т. д.), полученные на основе данных Run 1 и Run 2. Это может означать, что либо масштабы процессов новой физики лежат за пределами достигнутых энергетических (массовых) пределов на LHC, либо их сечения настолько малы, что возможность наблюдения находится за порогом текущей чувствительности экспериментальных измерений.

Ожидается, что на HL-LHC измерения будут проведены в существенно расширенных, по сравнению с существующими, областях модельных параметров для всех сценариев физики за рамками СМ. Например, на рис. 8 приведены ожидаемые достижимые массовые пределы для дополнительных калибровочных бозонов простейшей последовательной калибровочной модели (SSM) и одной из реализаций модели Великого объединения, тяжелых заряженных стабильных суперсимметричных частиц (глюино), тяжелых кварков

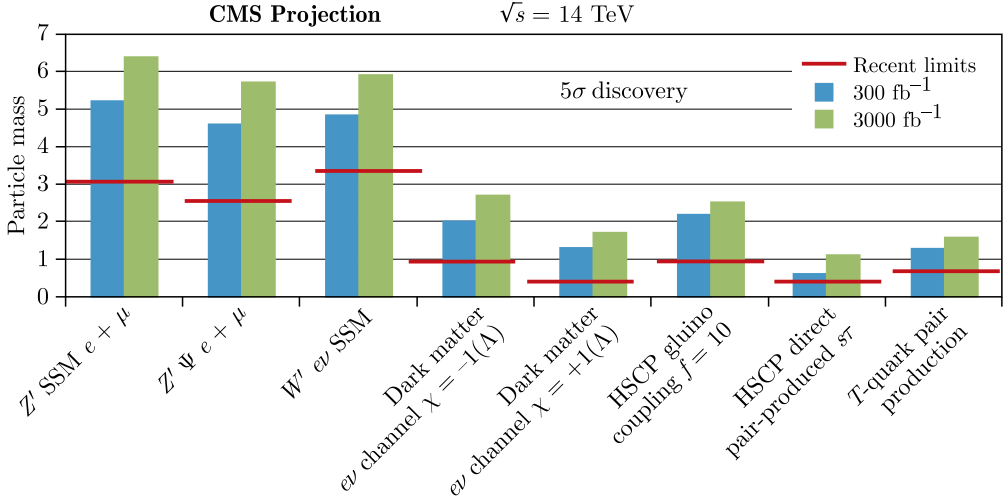


Рис. 8. Ожидаемые достижимые массовые пределы для различных гипотетических частиц [20]

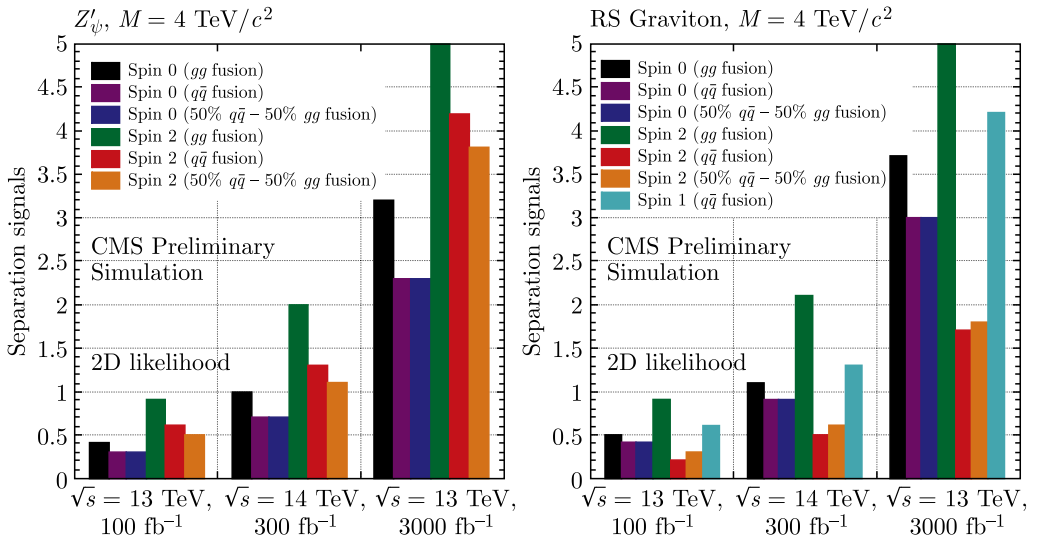


Рис. 9. Ожидаемая статистическая значимость разделения спиновых резонансов (слева) Z'_{ψ} и многомерного гравитона в модели Рэндалл–Сандрума (справа) для различных значений интегральной светимости

из четвертого поколения фермионов, а также для масштаба контактных взаимодействий Λ частиц-кандидатов в темную материю (слабовзаимодействующие массивные частицы, WIMPs) [19]. Увеличение статистики позволит не только расширить ожидаемые пределы на массы новых частиц (в 2–3 раза), предсказываемых различными моделями за пределами СМ, но и, если такие частицы будут обнаружены, провести разделение различных гипотез об их происхождении (определение спина и констант взаимодействия): так, например, для резонанса с массой $4 \text{ ТэВ}/c^2$ однозначная (со статистической значимостью 5σ) проверка гипотез спина 1 (Z'_ψ) и спина 2 (многомерный гравитон в модели Рэндалл–Сандрума) и их отделение от альтернативных состояний возможно только при достижении интегральной светимости 3000 фб^{-1} (рис. 9). На ожидаемых данных LHC такое разделение можно сделать только до масс порядка 1–2 ТэВ.

Прямые поиски суперсимметрии. Одной из ключевых задач в русле поиска сигналов новой физики является решение проблемы существования суперсимметрии. Программа поиска сигналов суперсимметрии на LHC нацелена на обнаружение различных суперсимметричных частиц — суперпартнеров глюона (глюино), легких и тяжелых кварков (скварков), лептонов (слептонов), калибровочных бозонов (калибрино) и других частиц, которые образуются как в сильных, так и слабых взаимодействиях. Забегая вперед, также следует отметить, что в отсутствие каких-либо четких указаний на отклонения от предсказаний СМ полученные ограничения на пространство параметров суперсимметричных сценариев являются модельно-зависимыми и могут трактоваться лишь как ограничения в рамках конкретно рассматриваемых моделей. Более того, получение подобных ограничений в рамках произвольных суперсимметричных теорий практически невозможно. Вообще говоря, результаты первых двух этапов не «закрывают» разные теоретические модели, так как в большинстве случаев полное покрытие пространства параметров моделей лежит за областью возможностей LHC. Более проблематичной с этой точки зрения выглядит ситуация с простейшими вариантами низкоэнергетической суперсимметрии, которые, по-видимому, закрыты или близки к этому: как уже упоминалось выше, массы предсказываемых суперсимметричных частиц закрыты до $2000 \text{ ГэВ}/c^2$ для глюино и $650\text{--}1550 \text{ ГэВ}/c^2$ для скварков, а для частиц, участвующих в электрослабых взаимодействиях (слептонов и калибрино), до $450\text{--}1150 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 2). Тем не менее это не закрывает концепцию даже минимальной суперсимметрии, так как эти ограничения сильно модельно-зависимы и часто получены в различных упрощающих предположениях.

Это связано с большим количеством свободных параметров — даже простейшие суперсимметричные сценарии типа минимальной суперсимметричной модели (Minimal SuperSymmetric Model, MSSM) имеют более 100 дополнительных, по сравнению с СМ, параметров, что делает практически невозможным глобальный фит пространства параметров. На практике чаще всего используют сценарии, в которых число свободных параметров уменьшено за счет различных допущений. Так, вводя в MSSM довольно сильное предположение о характере перенормировки теории (универсальность констант

взаимодействия и тождественность масс всех фермионов и всех скаляров на планковском масштабе — «ограниченная» MSSM (constrained MSSM, cMSSM)), число свободных параметров удастся сократить до пяти: массы скаляров m_0 и фермионов $m_{1/2}$ на масштабе ТВО, универсальная константа связи скаляров A_0 , отношение вакуумных средних для двух хиггсовских дублетов $\tan \beta$ и массовый параметр хиггсино (параметр смешивания в хиггсовском секторе) μ .

Феноменология MSSM критическим образом зависит от механизма нарушения суперсимметрии. Наиболее общепринятыми являются сценарии нарушения за счет передачи взаимодействий между обычной материей и скрытым сектором с помощью гравитона (minimal Super GRAvity, mSUGRA) или калибровочных полей (Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking, GMSB). В первом случае легкой в спектре суперсимметричных частиц является легчайшее нейтрино, а во втором — гравитино, что приводит к совершенно разным свойствам суперчастиц с характерными распадными цепочками. Именно поэтому экспериментальные результаты, интерпретируемые в контексте различных моделей, приводят к различным ограничениям на модельные параметры SUSY. В последнее время для анализа широко используются так называемые «упрощенные» естественные суперсимметричные сценарии (Natural Simplified Supersymmetric Model, NSSM), в которых в качестве основных параметров рассматриваются массы суперсимметричных частиц и их бренчинги. NSSM используется для извлечения верхних пределов на сечения и ограничений на массы частиц в определенных распадных каналах для ограниченного набора суперсимметричных частиц. Однако феноменологиями cMSSM и NSSM все разнообразие массового спектра и топологий сигналов суперсимметричных сценариев далеко не исчерпывается. Поэтому предпринимаются попытки анализа данных с точки зрения суперсимметричных сценариев с менее ограниченным набором параметров. Одной из таких моделей является феноменологическая MSSM (pMSSM), в которой число свободных параметров, по сравнению с MSSM, сокращено до 19, вследствие допущения универсальности первого и второго поколений, а также отсутствия переходов между поколениями (FCNC-токов*). Одновременно с этим предпринимаются попытки обнаружить сигналы процессов с нарушением R -четности, «невидимой» (stealth) и расщепленной (split) суперсимметрий.

Поэтому представляется исключительно важным расширить достижимые для наблюдения массовые пределы суперсимметричных частиц и найти или исключить «естественную» суперсимметрию. Что касается суперсимметричных частиц, то HL-LHC позволяет расширить типичные массовые пределы наблюдения суперсимметричных частиц до области $\sim 2\text{--}3 \text{ ТэВ}/c^2$ [16, 21].

Редкие процессы СМ. Тщательное исследование процессов СМ и прецизионное измерение ее параметров является необходимым элементом программы поиска новой физики. Несмотря на многочисленные подтверждения СМ и неизбежность ее предсказаний, все еще существуют «окошки» для

* Взаимодействий, нарушающих лептонное число в результате обмена нейтральными токами (flavor-changing neutral current).

некоторых сюрпризов. В первую очередь, это связано с изучением редких распадов, хорошо предсказываемых в СМ, но или еще не изученных с достаточной точностью, или вообще пока не наблюдавшихся в силу крайне низкой вероятности этих процессов. Один из таких примеров — распад бозона Хиггса на пару легких фермионов (электронов и мюонов) — был рассмотрен выше. Другим примером являются распады B -мезонов на пару мюонов. Как мы уже отмечали выше, впервые распад $B_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$ был обнаружен в экспериментах на LHC. Его вероятность составила $\mathcal{B} = (2,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$ (по объединенным данным CMS и LHCb), что хорошо согласуется с предсказаниями СМ. Результаты измерения вероятности другого редкого распада, $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($\mathcal{B} = (3,6^{+1,6}_{-1,4}) \cdot 10^{-10}$), демонстрируют легкое отклонение от предсказания СМ на уровне статистической значимости 2σ , и окончательную точку в этом вопросе можно будет поставить при значительном увеличении статистики. Важно отметить, что даже всего объема данных после третьего этапа работы LHC будет недостаточно для наблюдения этого распада — при $\mathcal{L}_{\text{int}} = 300 \text{ фб}^{-1}$ статистическая значимость сигнала не превысит $2,2\sigma$. Для однозначного наблюдения этого распада необходима интегральная светимость 3000 фб^{-1} (статистическая значимость достигнет $6,8\sigma$) [16, 22].

К настоящему времени классическим инструментом для поиска новой физики стало изучение процессов СМ, в которых теоретически возможны переходы между поколениями фермионов, обусловленные нейтральными токами (FCNC). Примерами таких процессов являются распады $t \rightarrow u + \gamma$ и $t \rightarrow c + \gamma$. В СМ такие процессы сильно подавлены механизмом Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ), и предсказанные вероятности их распадов не превышают соответственно 10^{-16} и 10^{-14} . Тем не менее в некоторых расширенных версиях СМ вероятность этих распадов может быть на несколько порядков больше, так что они могут стать доступными для наблюдения. В данных первых этапов LHC они не наблюдались, а верхние границы для брэнчингов (95 % C.L.) достигли $\mathcal{B}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,016\%$ и $\mathcal{B}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,182\%$. При достижении 3000 фб^{-1} можно ожидать расширения этих границ в 6–10 раз до $\mathcal{B}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,0027\%$ и $\mathcal{B}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,020\%$.

3. Что будет после LHC?

Обсуждение долгосрочной стратегии развития физики частиц, включая создание новых ускорительных комплексов, началось еще до запуска LHC. В 2006 г. по решению Совета ЦЕРН была сформирована группа по выработке программы Европейской стратегии по физике частиц. Эта программа нацелена на формулировку краеугольных задач физики частиц и способов их решений, основанных как на ускорительных, так и неускорительных методах, включая научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы, нацеленные на создание новых ускорительных комплексов и детекторных технологий.

В настоящее время широко обсуждаются различные направления развития ускорительных комплексов: протон-протонных ускорителей, лептонных коллайдеров, $\gamma\gamma$ -коллайдеров и т. д.

Открытие бозона Хиггса стало весомым аргументом для одобрения программы исследований при высокой светимости на HL-LHC. В качестве сле-

Таблица 1. Параметры обсуждаемых ускорителей в ЦЕРН

Параметр	LHC	HL-LHC	FCC-hh
Энергия в с.ц.м., ТэВ	14	14	100
Магнитное поле, Тл	8,33	8,33	16
Длина окружности, км	26,7	26,7	100
Пиковая светимость, $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	1	5	5–25
Временной интервал между сгустками частиц (bunch spacing), нс	25	25	25–5
Число взаимодействий при пересечении сгустков (bunch crossing)	27	135	170

дующего шага по модернизации ускорительного комплекса ЦЕРН Европейская стратегия по физике частиц [23], принятая в 2013 г., рассматривает возможность создания нового 80–100-километрового ускорительного кольца, которое будет способно обеспечить энергию столкновений пучков протонов до 42–100 ТэВ (Future Circular pp -Collider, FCC-hh) (табл. 1) и интегральную светимость до $0,2\text{--}2 \text{ аб}^{-1}/\text{год}$ [24]. Увеличение энергии столкновений протонов критическим образом влияет на достижимые массовые пределы частиц за рамками СМ. FCC-hh будет способен обеспечить измерения масс частиц в диапазоне от нескольких до $30 \text{ ТэВ}/c^2$, что лежит далеко за областью, доступной для LHC [25]. Другой крайне важной возможностью, которую открывают исследования на FCC-hh, является доступность изучения редких распадов, невидимых на LHC.

В качестве альтернативных опций (первого этапа) рассматривается создание протон-электронного (Future Circular pe -Collider, FCC-he) или электрон-позитронного коллайдера (Future Circular ee -Collider, FCC-ee) [26] с энергией пучков от 45 до 175 ГэВ и ожидаемой интегральной светимостью до $80 \text{ аб}^{-1}/\text{год}$. Выбор энергии взаимодействия пучков FCC-ee позволит провести прецизионные измерения параметров СМ, начиная с порога рождения Z -бозона и смещаясь в области, доступные для парного рождения калибровочных бозонов WW , парного рождения ZH , парного рождения топ-кварка $t\bar{t}$ и т. д.

Как ожидается, подобные коллайдеры смогут обеспечить независимый тест свойств бозона Хиггса, особенно в каналах его совместного рождения с другими частицами, — обе машины смогут по праву считаться фабриками бозона Хиггса. Например, сечения процессов доминирующего глюон-глюонного слияния (ggF), слияния векторных бозонов (VBF) и совместного рождения бозона Хиггса и пары $t\bar{t}$ на FCC-hh превысят сечения на LHC при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ в 10–50 раз (табл. 2) [27], что позволит за все время работы ускорителя (~ 15 лет) зарегистрировать порядка $2 \cdot 10^{10}$ бозонов Хиггса. На

Таблица 2. Сечения рождения бозона Хиггса на FCC-hh при $\sqrt{s} = 100 \text{ ТэВ}$ для различных механизмов его образования [27]

Сечение	$gg \rightarrow H$	VBF	HW^+	HZ	$t\bar{t}H$
σ , пб	802	69	15,7	11,2	32,1
$\sigma(\text{FCC-hh})/\sigma(\text{LHC})$	16,5	16,1	10,4	11,4	52,3

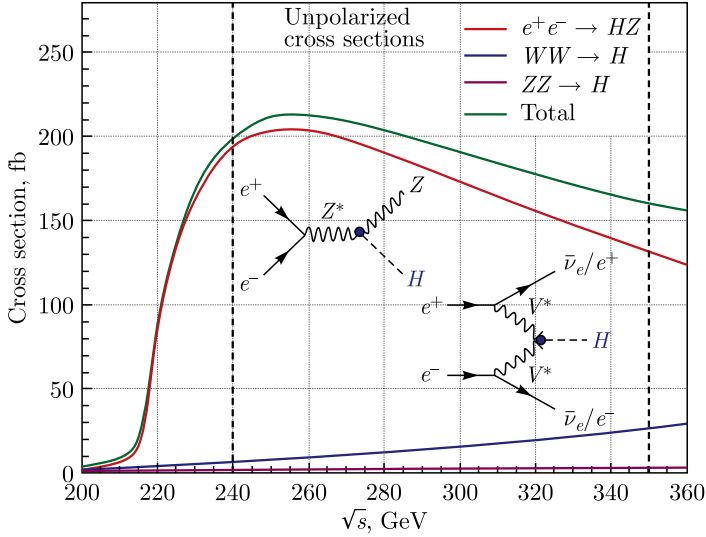


Рис. 10. Сечение рождения бозона Хиггса в e^+e^- -взаимодействиях в зависимости от $\sqrt{s}$ [26]

FCC-ee при меньшей энергии $\sqrt{s} = 240$ ГэВ полное сечение рождения бозона Хиггса заметно меньше и составляет $\sigma(e^+e^- \rightarrow H + X) \approx 200$ фб [26]. Однако за счет огромной интегральной светимости полное число ожидаемых бозонов Хиггса за весь период работы достигает $2 \cdot 10^6$. В этом случае основной вклад вносит процесс тормозного излучения типа $e^+e^- \rightarrow HZ$ (рис. 10).

Подобная статистика позволит провести прецизионные измерения констант связи бозона Хиггса (точность измерения большинства констант может превысить 1 %), наблюдать его редкие распады, а также провести поиск возможных распадов за рамками СМ. Особо стоит отметить возможности планируемых ускорителей по изучению процессов самодействия бозона Хиггса.

Напомним, что ожидаемая точность измерения константы вершины тройного самодействия бозона Хиггса λ_3 в конце работы HL-LHC ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 3 \text{ аб}^{-1}$) не превышает 50 %, в то время как четверная вершина λ_4 находится за пределами чувствительности этого коллайдера. Чувствительность FCC-ee к этим процессам практически такая же, как и у HL-LHC, поэтому для проведения подобного рода исследований коллайдер FCC-hh остается вне конкуренции: он способен обеспечить измерение λ_3 с точностью 3–5 %, а на величину λ_4 могут быть получены ограничения в пределах доверительного интервала 68 % C.L. [27].

Более того, на новых машинах могут быть проверены гипотезы, которые рассматривают бозон Хиггса как переносчик, связывающий обычную (СМ) и темную материю. Проверка этих сценариев основана на прецизионном измерении полной ширины его распада, в которую должны давать вклады частицы-кандидаты в темную материю с массой, меньшей половины массы бозона Хиггса $m_h/2$. Если ожидаемое на HL-LHC ограничение на вероятность невидимых распадов не превышает $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{inv}) < 0,06$, то FCC-ee позволит измерить это значение на уровне 1–2 % [28].

Список литературы

1. CMS Physics Results Page <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/>.
2. Голутвин И. А., Шматов С. В. Результаты и перспективы исследований эксперимента CMS на LHC // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48, вып. 5. С. 604–616;
Шматов С. В. Некоторые результаты эксперимента CMS на LHC по поиску физики за рамками Стандартной модели // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49, вып. 4. С. 1291–1301;
Шматов С. В. Изучение физики Стандартной модели в эксперименте CMS на LHC // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48, вып. 5. С. 701–709;
Шматов С. В. Обзор результатов эксперимента CMS // Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS. Вып. 4. Дубна: ОИЯИ, 2016. С. 13–119;
Шматов С. В. Обзор результатов эксперимента CMS // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 546 [Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 509];
Шматов С. В. Поиск физики за рамками Стандартной модели во взаимодействии протонов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1166 [Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1106];
Шматов С. В. Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 511 [Phys. At. Nucl. 2011. V. 74. P. 490];
Ланёв А. В. (колл. CMS). Результаты коллаборации CMS по поиску тяжелых дилептонных и дифотонных резонансов // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48, вып. 5. С. 677–683 [Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. P. 779–782];
Ланёв А. В. Последние результаты коллаборации CMS по поискам физики вне Стандартной модели // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 558;
Ланёв А. В. Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики // УФН. 2014. Т. 184. С. 996;
Савина М. В. Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC // Физика на LHC: Тр. объединенного семинара RDMS CMS. Вып. 4. Дубна: ОИЯИ, 2016. С. 131–183;
Савина М. В. Поиск калуца-клейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детектора CMS на ускорителе LHC // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 571–575;
Савина М. В. Поиск сигналов от микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1150–1159.
3. Englert F., Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321;
Higgs P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 508.
4. Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B. Global Conservation Laws and Massless Particles // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 585.
5. ALEPH Collab., DELPHI Collab., L3 Collab., OPAL Collab. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP // Phys. Lett. B. 2003. V. 565. P. 61; arXiv:hep-ex/0306033.
6. CDF Collab., D0 Collab. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb^{-1} of Data. FERMILAB-CONF-11-354-E; arXiv:1107.5518.
7. ATLAS Collab. Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Using up to 4.9 fb^{-1} of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 49; arXiv:1202.1408.

8. *CMS Collab.* Combined Results of Searches for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 26; arXiv:1202.1488.
9. *CMS Collab.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 30; arXiv:1207.7235.
10. *ATLAS Collab.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1; arXiv:1207.7214.
11. *CDF Collab., D0 Collab.* Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data. FERMILAB-CONF-12-318-E; CDF Note 10884; D0 Note 6348; arXiv:1207.0449.
12. *CMS Collab.* Observation of the Higgs Boson Decay to a Pair of τ Leptons with the CMS Detector // Phys. Lett. B. 2018. V. 779. P. 283; arXiv:1708.00373.
13. *CMS Collab.* Observation of Higgs Boson Decay to Bottom Quarks. CMS-PAS-HIG-18-016.
14. The Nobel Prize in Physics 2013. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/.
15. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>.
16. *CMS Collab.* Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector, CERN-LHCC-2015-010; LHCC-P-008; CMS-TDR-15-02.
17. *ATLAS and CMS Collabs.* Measurements of the Higgs Boson Production and Decay Rates and Constraints on Its Couplings from a Combined ATLAS and CMS Analysis of the LHC pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // JHEP. 2016. V. 08. P. 045; arXiv:1606.02266.
18. *CMS Collab.* Measurements of Properties of the Higgs Boson Decaying into the Four-Lepton Final State in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. 2017. V. 11. P. 047;
CMS Collab. Measurements of Higgs Boson Properties in the Diphoton Decay Channel in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:1804.02716 (submitted to JHEP).
19. *CMS Collab.* Projected Performance of an Upgraded CMS Detector at the LHC and HL-LHC: Contribution to the Snowmass Process // Proc. Snowmass Community Summer Study 2013 (CSS2013), Minneapolis, MN, USA, July 29 – Aug. 6, 2013; arXiv:1307.7135.
20. *CMS Collab.* Enhanced Scope of a Phase 2 CMS Detector for the Study of Exotic Physics Signatures at the HL-LHC. CMS-PAS-EXO-14-007;
CMS Collab. Estimated Sensitivity for New Particle Searches at the HL-LHC. CMS-PAS-FTR-16-005.
21. *CMS Collab.* Study of the Discovery Reach in Searches for Supersymmetry at CMS with $3000/\text{fb}$. CMS-PAS-FTR-13-014;
CMS Collab. Supersymmetry Discovery Potential in Future LHC and HL-LHC Running with the CMS Detector. CMS-PAS-SUS-14-012.
22. *CMS Collab.* CMS Reach in B_s to Dimuon and B to Dimuon Branching Fractions for the New LHC Runs. CMS-PAS-FTR-13-022.
23. The European Strategy for Particle Physics. <http://europeanstrategygroup.web.cern.ch/EuropeanStrategyGroup/welcome.htm>.

-
24. Zimmermann F., Benedikt M., Buffat X., Schulte D. Luminosity Targets for FCC-hh // JACoW-IPAC2016-TUPMW037.
 25. Golling T. *et al.* Physics at a 100 TeV pp Collider: Beyond the Standard Model Phenomena. CERN-TH-2016-111; arXiv:1606.00947.
 26. Bicer M. *et al.* TLEP Design Study Working Group // JHEP. 2014. V. 164. P. 1401; d'Enterria D. Physics at the FCC-ee // Proc. of the 17th Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics, Moscow, Aug. 2015; arXiv:1602.05043.
 27. Contino R. *et al.* Physics at a 100 TeV pp Collider: Higgs and EW Symmetry Breaking Studies. CERN-TH-2016-113; arXiv:1606.09408.
 28. Cerri O., de Gruttola M., Pierini M., Podo A., Rolandi G. Study the Effect of Beam Energy Spread and Detector Resolution on the Search for Higgs Boson Decays to Invisible Particles at a Future e^+e^- Circular Collider // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 116; arXiv:1605.00100.

ПОЧЕМУ УПРУГОЕ СЕЧЕНИЕ РАСТЕТ БЫСТРЕЕ НЕУПРУГОГО В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 10 ГэВ (ISR) ДО 13 ТэВ (БАК)?

И. М. Дремин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Рассмотрены самые последние экспериментальные факты, обнаруженные в исследованиях упругих взаимодействий протонов при очень высоких энергиях. Продемонстрированы: рост сечений взаимодействия протонов по мере роста энергии от ISR до БАК, удивительное увеличение доли процессов упругого рассеяния в том же интервале энергий, заметное увеличение наклона в экспоненциальном падении упругого дифференциального сечения в дифракционном конусе при малых передачах импульса, малость реальной части упругой амплитуды по сравнению с мнимой и новый режим экспоненциального падения при довольно больших переданных импульсах (на малых расстояниях).

Введение

Наиболее впечатляющие результаты приходят сейчас, конечно, из исследований на Большом адронном коллайдере (БАК). В этой статье я кратко опишу некоторые новые характеристики взаимодействий протонов, которые были совсем недавно получены на БАК и еще требуют своей интерпретации и дальнейшего, более глубокого осмысления. Я ограничусь здесь, в основном, экспериментальными данными об упругом рассеянии протонов, не касаясь таких злободневных тем, как открытие бозона Хиггса, рождение струй, наблюдение эффекта хребта (ридж), и ряда других вопросов, связанных с неупругими процессами.

Перечислим кратко те вопросы, которые будут рассмотрены в статье.

Пожалуй, самое интересное и загадочное наблюдение связано с измерением доли упругого рассеяния протонов в полном наборе упругих и неупругих процессов. Вопрос о нем вынесен в заглавие статьи, и ответа на него пока нет.

Эта доля падала с ростом энергии столкновения протонов при энергиях ниже 10 ГэВ, что казалось естественным, и вдруг начала расти при более высоких энергиях. Наши классические интуитивные представления противо-

речат такой картине. Ведь чем с большей скоростью летят навстречу друг другу две тарелки, тем больше вероятность им разбиться при столкновении, а не остаться целыми. А выживаемость протонов с ростом энергии соударения растет! Значит, мы пока не понимаем каких-то важных квантовых эффектов. Вместе с тем рост доли упругих процессов должен прекратиться при каких-то энергиях и должно наступить насыщение.

Квантовый характер соударения высокоэнергичных частиц проявляется и в росте с энергией полных сечений их взаимодействия. Здесь наше объяснение связано с тем, что растет с энергией область взаимодействия протонов. В случае столкновения двух тарелок она не зависит от их скоростей и определяется только размерами. Увеличение области взаимодействия протонов проявляется также и в сужении дифракционного конуса упругого рассеяния на малые углы. В теории полюсов Редже эти факты приписываются квантовому обмену померонам между протонами.

Новые проблемы появились в связи с недавними измерениями отношения реальной части амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части при рассеянии на очень малые углы протонов с энергией 13 ТэВ. Это отношение оказалось меньше ожидавшегося. Возможно, для объяснения такого результата потребуются ввести новые компоненты квантового обмена, такие как оддерон.

И, наконец, новый режим рассеяния протонов может проявиться и при углах рассеяния вне дифракционного конуса. Опыты Резерфорда [1] помогли обнаружить атомное ядро при рассеянии электронов и альфа-частиц на большие углы. Возможно, и рассеяние протонов на большие углы также указывает на наличие более плотной сердцевинки в их взаимодействиях.

Что касается упругого рассеяния протонов, то все наблюдаемые эффекты обусловлены здесь проявлением сил сильного взаимодействия и должны были бы теоретически описываться квантовой хромодинамикой (КХД). Однако пока явно сказывается нехватка адекватных математических методов для ее полного применения.

Наиболее широко в теоретической физике используется метод теории возмущений, где применяется разложение в степенные ряды по константе связи в случае ее малости. К сожалению, этот метод оказывается применимым в КХД только для сравнительно редких событий неупругих соударений с большими передаваемыми импульсами (или массами), в которых константа связи оказывается малой ввиду свойства асимптотической свободы, специфического для КХД. Даже в этом случае удастся описать только стадии процессов с участием кварков и глюонов, дополняя рассмотрение гипотезами об их адронизации и привлекая экспериментальные данные из других взаимодействий.

Метод теории возмущений не удастся применить к основному набору «мягких» событий взаимодействий с малыми переданными импульсами и, в частности, к упругим взаимодействиям. Здесь константа связи достаточно велика. На помощь приходят уравнения, комбинирующие принципы КХД с некоторыми модельными соображениями и аналогиями с квантовой электродинамикой. Для трактовки экспериментальных данных о таких событиях приходится, в основном, применять различные феноменологические подходы. При этом обычно необходимо вводить много подгоночных параметров в таких моделях. В результате получаемые предсказания становятся менее

определенными и недостаточно надежными. Некоторое подспорье (хотя и весьма ограниченное) удастся получить из общих принципов аналитичности и унитарности амплитуд рассеяния.

Перейдем к описанию вышеупомянутых явлений в упругом рассеянии. Вначале будут кратко представлены полученные экспериментальные результаты. После этого мы обсудим их и попытаемся дать предварительную интерпретацию некоторых из них.

1. Зависимость сечений взаимодействия от энергии

Физические результаты, полученные на ускорителях с неподвижными мишенями, доминировали вплоть до начала 1970-х гг. Полное поперечное сечение взаимодействий протонов с протонными мишенями довольно регулярно спадало по мере роста энергии столкновения. Теоретики полагали тогда, что оно будет падать и в дальнейшем наподобие поперечного сечения аннигиляции электронов с позитронами или же, в лучшем случае, будет стремиться асимптотически к некоторому постоянному значению, связанному с размерами протонов порядка 1 фм.

Эта уверенность была сильно поколеблена в 1971 г. [2] измерениями на серпуховском ускорителе (доступные энергии $\sqrt{s}$ примерно до 12 ГэВ в системе центра масс). Измеренное полное сечение взаимодействия положительно заряженных каонов (K^+) с протонной мишенью показало небольшую тенденцию к росту с увеличением энергии в интервале от 8 до 12 ГэВ. Сначала этот «серпуховский эффект» не был воспринят достаточно серьезно. Однако вскоре его оценили, когда было показано, что в протон-протонных соударениях на коллайдере Intersecting Storage Rings (ISR) в Женеве полное поперечное сечение возросло примерно на 10 % в более широкой области энергий от 10 до 62,5 ГэВ [3, 4].

Сейчас намного более сильный рост четко наблюдается в огромном интервале энергий вплоть до доступных 13 ТэВ на БАК, как это показано на рис. 1 для полных, упругих и неупругих сечений. Полное поперечное сечение растет более чем в 2,5 раза от области ISR до БАК! Данные из измерений в космических лучах получены коллаборациями Auger и Telescope Array. Они также поддерживают наблюдаемую тенденцию роста вплоть до заметно более высоких энергий около 100 ТэВ, хотя и с заметно меньшей точностью. Часть из них также показана на рис. 1.

Такое поведение сечений показывает, что размер области взаимодействия протонов растет по мере роста энергии при больших энергиях. Верхняя граница этого возрастания полного сечения была определена теоретически. Было показано, что полное сечение не может расти быстрее, чем квадрат логарифма энергии (предел Фруассара–Мартена [6, 7]). Однако коэффициент перед логарифмом оказался настолько большим, что феноменологически не исключено применение слабых степенных зависимостей в ограниченной области энергий, если стартовать от измеренных к настоящему времени значений сечения.

В простейшем приближении КХД с обменом двумя реджезованными глюонами такой рост удалось получить [8]. В теории рассеяния рост адронных поперечных сечений описывается с помощью виртуального обмена вакуумны-

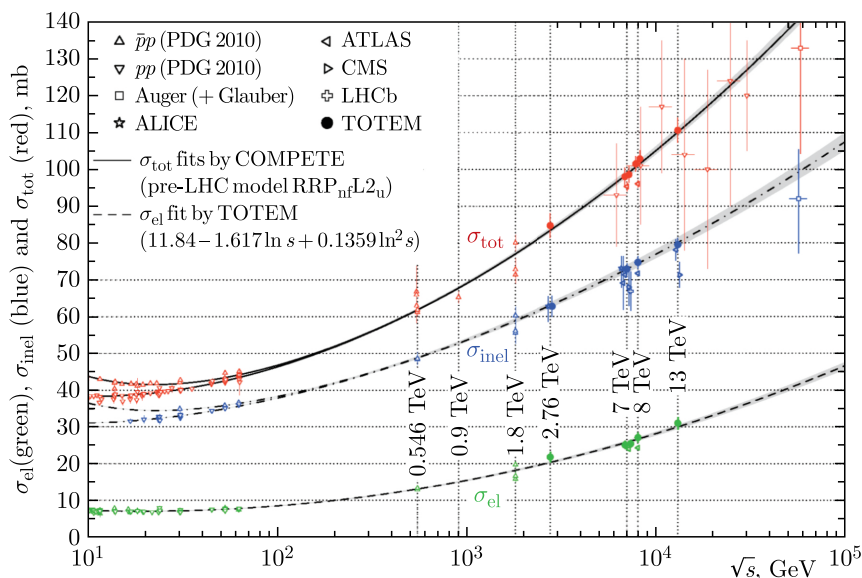


Рис. 1. Зависимость от энергии полного, упругого и неупругого сечений взаимодействия протонов с протонами [5]

ми квантовыми числами (см. обзор [9]), известного в теории Редже как обмен помероном. Степенную зависимость можно было бы приписать обмену так называемым «сверхкритическим» помероном, т. е. полюсной сингулярности с интерсептом, превышающим 1. Однако, не входя в технические обсуждения, заметим, что само существование такого померона или же другой подходящей реджеонной сингулярности еще не ясно.

2. Зависимость отношения упругого сечения к полному сечению от энергии

В то время, как энергетическое поведение полного сечения удастся интерпретировать феноменологически в терминах реджеонных обменов, зависимость отношения упругого сечения к полному сечению от энергии остается совершенно загадочным явлением. Как показано на рис. 2, это отношение также растет в интервале энергий от ISR до БАК примерно в полтора раза. Возможно, более впечатляющим было бы сопоставление упругого сечения с неупругим. Тогда как неупругое сечение было примерно в 5 раз больше упругого при энергиях ISR, его превышение сократилось до значения меньше 3 при энергиях БАК.

На оси ординат рис. 2 приведена вероятность выживания* протонов после их соударения. Цифры в процентах показывают, что вероятность уцелеть как

* Этот термин применялся в более широком смысле как вероятность появления широких щелей (gaps) при рождении струй (или частиц с большими массами) и для неупругих дифракционных процессов при малых массах возбуждения первичных протонов [10–12]. При упругом рассеянии протонов расстояние между ними на шкале быстрот (щель) максимально возможное.

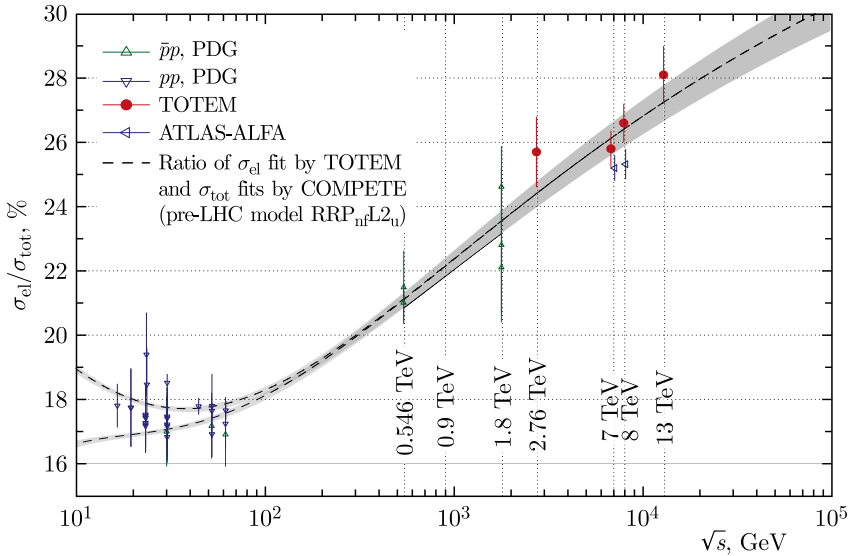


Рис. 2. Зависимость от энергии отношения упругого сечения к полному сечению протон-протонных взаимодействий [5]

единому целому для протонов достаточно высока и, что представляется еще более удивительным, она растет по мере возрастания энергии соударения. Другими словами, даже если протоны соударяются сильнее, они все меньше разбиваются, рождая другие частицы в неупругих процессах, — пытаются сохранить свою целостность.

Такая картина противоречит нашей бытовой интуиции, основанной на классических представлениях. В простейшем подходе можно было бы представлять себе протоны в виде двух лоренц-сжатых «мешков», сталкивающихся с высокими скоростями. Модель мешков широко использовалась для описания статических свойств адронов, внутри которых содержались кварки и глюоны, удерживаемые непроницаемой оболочкой. Цветные силы между конститuentами описываются КХД. Каким-то образом природа запрещает излучение цветных объектов — кварков и глюонов в свободном состоянии. Поэтому эти конститuenty могут рождаться только в бесцветных комбинациях, проявляющих себя при неупругих процессах в виде вновь рожденных обычных частиц и резонансов, способных преодолеть сопротивление оболочек сталкивающихся адронов. Динамика внутренних полей в процессе соударения и процедуры нейтрализации цвета все еще не достаточно ясна. Однако именно эта динамика должна быть ответственной за наблюдаемый рост вероятности выживания протонов.

Классическую аналогию модели мешков можно было бы представить себе в виде игрушки «Киндер-сюрприз», напичканной внутри множеством невидимых фигурок. Эти фигурки-частицы появляются снаружи, если сильно столкнуть две такие игрушки, разбив их. Такие игрушки никогда не останутся целыми, если их сталкивать все сильнее и сильнее. Отсюда видно, что

возрастание вероятности выживания двух протонов с сохранением их целостности при увеличении энергии столкновения должно иметь чисто квантовую природу.

3. Рост наклона дифракционного конуса

Интересные наблюдения были сделаны совсем недавно при измерении поведения дифференциального сечения упругого рассеяния как при малых, так и при сравнительно больших переданных импульсах.

Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов от передаваемого импульса служит важной характеристикой для понимания основных параметров их внутреннего строения. При рассеянии на малые углы достаточно малы и переданные импульсы, так что можно использовать волновое описание. Соответствующая длина волны (обратно пропорциональная передаваемому импульсу) становится соразмерной с радиусом протона, и возникающая дифракционная картина (т.е. угловое распределение в процессах рассеяния) позволяет обнаружить его размеры. В то же время при «жестком рассеянии» на большие углы (т.е. при больших передачах импульса) выявляются более локализованные центры рассеяния (как впервые подчеркивал Резерфорд).

При малых углах рассеяния θ форма дифференциального сечения $d\sigma/dt$ может быть приближенно описана гауссовой экспонентой (рис. 3, слева). Такая форма достаточно хорошо описывается разными феноменологическими моделями, в частности, теми, которые используют реджеонный подход. Наклон B дифракционного пика $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$ (где $-t = 2p^2(1 - \cos \theta) \approx p^2\theta^2$, p — импульс соударяющихся протонов) определяет размер протона, возведенный в квадрат. Как обсуждалось выше, размеры протонов растут по мере

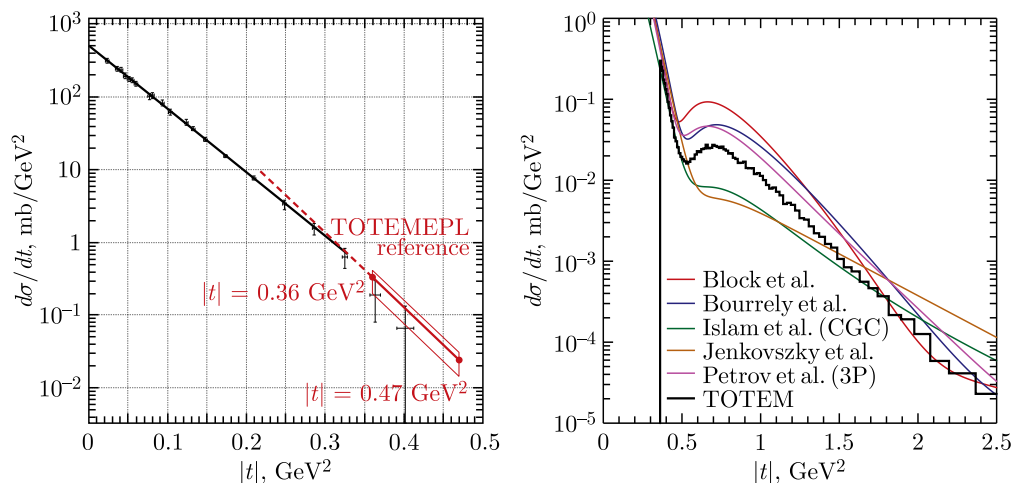


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM. Слева: область дифракционного конуса с $|t|$ -экспоненциальным падением [13]. Справа: область вне дифракционного пика [14]. Показаны предсказания пяти феноменологических моделей

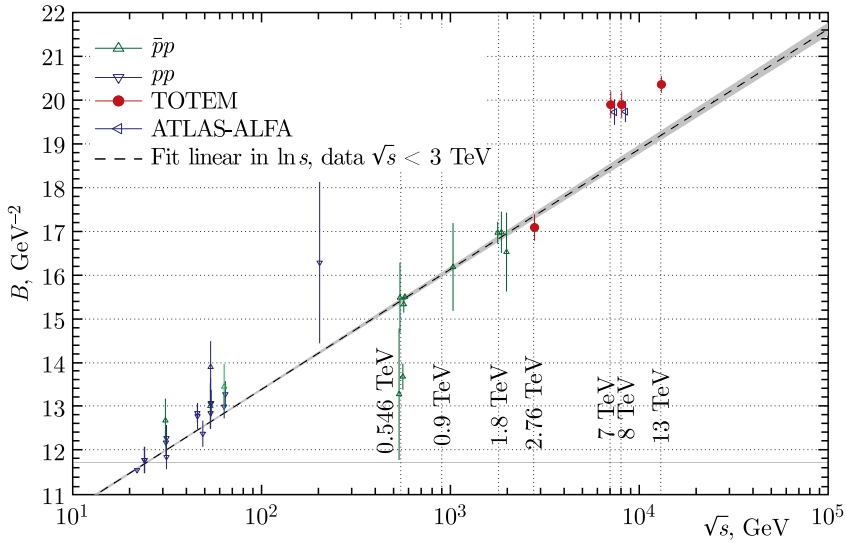


Рис. 4. Зависимость от энергии ширины B дифракционного конуса [5]

роста энергии столкновения. Высота конуса увеличивается в соответствии с зависимостью от энергии полного сечения, показанной на рис. 1, его ширина уменьшается так, что наклон становится круче при более высоких энергиях.

Согласно реджеонному подходу наклон B должен увеличиваться с ростом энергии по логарифмическому закону $B \propto \ln s$. Его зависимость от энергии измеряется в эксперименте, результаты показаны на рис. 4. Все выглядит весьма удивительным образом, как будто согласно данным, полученным на БАК, возрастает и скорость этого роста, что не описывается простым полюсным приближением реджеонного подхода, т. е. высота конуса при рассеянии вперед растет как $\ln^2 s$, а его ширина сужается как $\ln^{-2} s$. Типичный размер области взаимодействия протонов увеличивается с ростом энергии, хотя по порядку величины и близок к 1 фм.

4. Экспоненциальное падение упругого дифференциального сечения при сравнительно больших переданных импульсах

Пожалуй, еще большее удивление и интерес вызывают недавние результаты измерений дифференциального сечения упругого рассеяния при энергии 13 ТэВ на сравнительно большие переданные импульсы.

Упругое рассеяние на большие углы исследовалось ранее при сравнительно низких энергиях. В 1964 г. было обнаружено, что экспоненциальное падение дифференциального сечения, характерное для дифракционного конуса, несколько замедляется при больших передаваемых импульсах и приобретает зависимость вида $\exp(-c\sqrt{|t|})$. Такое поведение было названо режимом Орира по имени его открывателя. Его можно было объяснить как следствие процесса последовательных мягких рассеяний на малые углы. Поэтому не возникало вопроса о наличии какой-то новой внутренней шкалы размеров.

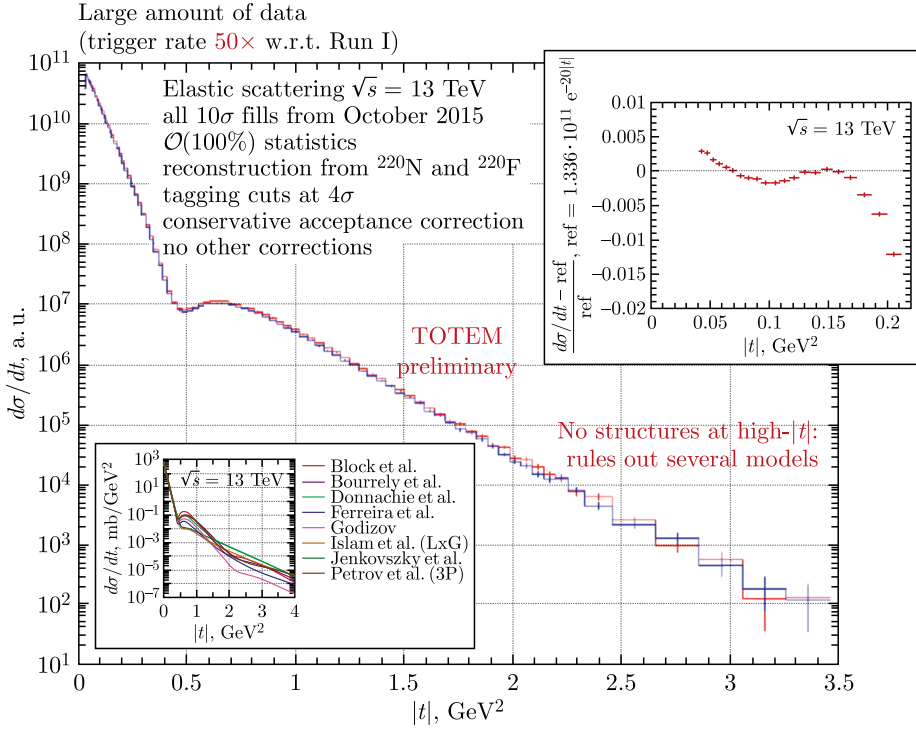


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов при энергии 13 ТэВ [15]

Полученные сравнительно недавно новые данные при 7 ТэВ, приведенные на рис. 3, справа, охватывали сравнительно небольшой интервал переданных импульсов вплоть до 2,5 ГэВ². Они недостаточно точны, чтобы можно было прийти к определенному заключению о том, выполняется ли и здесь орировский режим и не появляются ли дополнительные осцилляции, как предсказывали некоторые феноменологические модели (см. рис. 3, справа). В полученных недавно предварительных данных при энергии 13 ТэВ (рис. 5) область измеренных передаваемых импульсов расширена до 3,5 ГэВ². К нашему удивлению, они свидетельствуют в пользу наличия нового режима экспоненциального падения с ростом $|t|$ (в отличие от режима $\sqrt{|t|}$!) при полном отсутствии каких-либо осцилляций. Величина наклона экспоненты в этой области заметно меньше B и позволяет оценить размер области когерентности порядка 0,4 фм. Таким образом, при 13 ТэВ проявляется новая внутренняя структура протона!

5. Обсуждение и заключение

Конечно, желательно было бы связать некоторые из описанных явлений с общей формой и новой внутренней структурой протонов. Ясно, что размер области взаимодействия протонов должен увеличиваться с ростом энергии

соударения, если растут их полные поперечные сечения. Простейшей картиной взаимодействия адронов могло бы быть соударение двух мешков (или лоренц-сжатых блинов). При больших поперечных расстояниях (прицельных параметрах) протоны проявляют себя как цельные когерентные структуры. Это видно из экспоненциального падения внутри дифракционного конуса упругого рассеяния при малых переданных импульсах. Его рост с энергией при нулевом переданном импульсе и сужение хорошо вписываются в предлагаемую картину.

Однако два новых факта представляются намного более удивительными. Это рост при высоких энергиях вероятности выживания протонов и экспоненциальное поведение упругого дифференциального сечения при сравнительно больших углах рассеяния (передаваемых импульсах). Последнюю особенность можно было бы объяснить *a la Rutherford* как появление новой шкалы размеров внутри протона. Если бы рассеяние протонов на большие углы выглядело как последовательность многих рассеяний на малый угол, то падение дифференциального сечения на этих углах было бы менее крутым, нежели экспоненциальный закон, видный при 13 ТэВ на рис. 5. Это можно продемонстрировать, используя условие унитарности амплитуды упругого рассеяния A в виде

$$\text{Im } A(p, \theta) = I_2(p, \theta) + g(p, \theta) = \frac{1}{32\pi^2} \iint d\theta_1 d\theta_2 \frac{\sin \theta_1 \sin \theta_2 A(p, \theta_1) A^*(p, \theta_2)}{\sqrt{[\cos \theta - \cos(\theta_1 + \theta_2)][\cos(\theta_1 - \theta_2) - \cos \theta]}} + g(p, \theta). \quad (1)$$

Область интегрирования в (1) имеет вид

$$|\theta_1 - \theta_2| \leq \theta, \quad \theta \leq \theta_1 + \theta_2 \leq 2\pi - \theta. \quad (2)$$

Интегральный член описывает упругие двухчастичные промежуточные состояния (те же, что и начальные частицы). Функция $g(p, \theta)$ отвечает за теневой вклад неупругих процессов в амплитуду упругого рассеяния. Вклад процессов последовательных упругих рассеяний отвечал бы сумме итерационных вкладов в интегральный член I_2 с последовательной подстановкой в него поведения амплитуды A внутри дифракционного конуса. Каждый итерационный шаг такой процедуры с гауссовой зависимостью амплитуды от угла приводит к более широкому вкладу (вдвое, втрое и т. д.), которые в сумме и воспроизводят ориновское поведение. То же самое получается [16] и в результате решения соответствующего линейного интегрального уравнения. Именно поэтому более быстрое экспоненциальное падение должно быть указанием на интерференцию, приводящую к определенной компенсации промежуточных упругих этапов за счет I_2 неупругими промежуточными состояниями в g . Экспонента демонстрирует когерентное влияние области размером 0,4 фм на рассеяние протонов.

Подобласть с похожими размерами проявляется непосредственно при изучении члена перекрытия неупругих процессов g при энергиях БАК, если провести рассмотрение с помощью прицельных параметров b , которые определяются как поперечные расстояния между траекториями центров сталкивающихся протонов. Хотя они не могут быть непосредственно измерены на опыте,

они позволяют представить себе пространственную область взаимодействия. Применяя преобразование Фурье–Бесселя к уравнению (1), получаем условие унитарности в b -представлении

$$G(s, b) = 2\text{Re}\Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2, \quad (3)$$

где

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt |A(s, t)| J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (4)$$

Слева стоит функция перекрытия в b -представлении $G(s, b) = d\sigma_{\text{inel}}/db^2$, которая описывает поперечный импакт-профиль неупругих взаимодействий протонов, т. е. распределение их вероятности в зависимости от прицельного параметра. Это просто фурье-бесселевский образ функции перекрытия g в (1). Он удовлетворяет неравенствам $0 \leq G(s, b) \leq 1$ и определяет, сколь велико поглощение в области взаимодействия в зависимости от прицельного параметра ($G = 1$ при полном поглощении и $G = 0$ при полной прозрачности). Профиль упругого рассеяния задается вычитаемым в (3). Если $G(s, b)$ проинтегрировать по всем прицельным параметрам, то получим сечение неупругих процессов. Члены в правой части равенства в этом случае будут равны полному и упругому поперечным сечениям соответственно.

В правой части уравнения (3) фигурирует только упругая амплитуда. Поэтому функцию G можно вычислить, если подставить туда экспериментальные данные. Это было сделано как при энергиях ISR, так и БАК, и результаты представлены на рис. 6. Видно, что величина поглощения растет при энергиях БАК (верхняя кривая [17]) по сравнению с ISR (нижние кривые [18]). Размеры области взаимодействия также растут. Таким образом, протоны становятся BEL — более черными (blackier), резко очерченными (edgier) и большего размера (larger). Отметим, что при энергиях БАК в центральных соударениях с малыми прицельными параметрами четко формируется плато в области меньше примерно 0,4 фм. Это похоже на оценки размеров

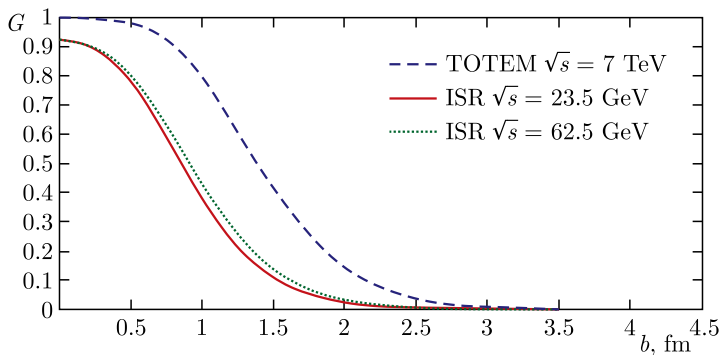


Рис. 6. Функции перекрытия $G(s, b)$ при энергии БАК 7 ТэВ (верхняя кривая) [17] и при энергиях ISR 23,5 и 62,5 ГэВ (все они вычислены с использованием фита экспериментальных сечений согласно некой феноменологической модели [18])

подструктуры внутри протонов, полученные из экспоненциального поведения дифференциального сечения при довольно больших передачах импульса.

Это абсолютно поглощающая область неупругих центральных взаимодействий. Вместе с тем неупругое поперечное сечение процессов в этой области невелико, поскольку мала площадь интегрирования по таким прицельным параметрам. Его оценки хорошо совпадают с сечениями процессов с очень большими множественностями (см. [19]), в которых и наблюдались эффекты рождения струй и корреляции типа хребта. Отсюда можно предположить, что центральная область может оказаться плотно заполненной глюонами. Ее форма при более высоких энергиях сейчас широко обсуждается. Имеются модели, где она лишь слегка уширяется с ростом энергии [20, 21], но существуют и соображения в пользу некоторого уменьшения поглощения в самых центральных столкновениях с нулевым прицельным параметром [22–25], когда форма типа BEI сменится на подобную тороидальной. Однако эти изменения, если они и есть, пока представляются слишком малыми, чтобы оказаться ответственными за заметный рост доли упругих процессов в интервале энергий от ISR до БАК.

Причина роста вероятности выживания протонов пока еще не ясна. Несомненно, сильные корреляции и коллективное поведение их конstituентов должны быть ответственными за такой эффект. Например, возросшую роль упругого рассеяния можно было бы объяснить, если предположить, что оболочки мешков становятся более жесткими по мере роста энергии. Другими словами, этот эффект можно пытаться приписать усилению натяжения струн, связывающих кварки, по мере лоренц-сжатия мешков. При этом испускание мягких глюонов (неупругий канал!) станет менее вероятным. Необходимы дальнейшие исследования возможной зависимости от энергии механизма удержания кварков в КХД.

Другое объяснение возрастания вероятности выживания может быть связано с тем фактом, что с увеличением энергии растет плотность очень мягких (w_{ee}) глюонов. Высказываются соображения [26], что сила их взаимодействия уменьшается при такой плотности, т. е. ослабевает связь между супермягкими инфракрасными глюонами. Такой эффект мог бы быть обусловлен специальной топологической структурой вакуума КХД и проявлением так называемого контактного θ -члена в лагранжиане КХД [27]. До сих пор мы имели дело только с малостью константы связи в процессах жестких соударений (асимптотическая свобода). Высокое давление в соударениях протонов и экстремально высокая плотность мягких глюонов могли бы привести к уменьшению константы связи и к их конденсации, зависящей от энергии [28].

Когерентные эффекты, обусловленные бозе-эйнштейновской конденсацией, хорошо изучены в явлениях сверхтекучести, сверхпроводимости и в лазерной физике. Цветные вихревые нити напоминают вихревые нити в сверхтекучести и сверхпроводимости [29]. Перенасыщенная «сверхтекучая» компонента глюонного поля могла бы сформироваться внутри протонов. Она должна быть менее активной в неупругих процессах. Это позволило бы протонам легче «проскальзывать» одному мимо другого, сохраняя целостность. Можно попытаться приписать такие свойства топологическим конфигурациям глюонного поля, известным под названием сочленения (baryon junctions),

и приписать им сверхпроводящие свойства фуллеренов [30]. Расположение струн, связывающих кварки внутри протонов, имеет Y-образную форму с сочленением в точке Ферма треугольника кварков, находящихся в его вершинах. Свойства этого сочленения можно описывать в рамках пятимерной струнной модели в искривленном пространстве [31]. Большим сюрпризом было бы обнаружить, что размеры такого новообразования равны 0,4 фм! Но пока это из области фантазий. Запутывание этой шкалы с типичными адронными размерами, вероятно, может объяснить и некоторые характерные черты поведения распределений по переданным импульсам. Физика поведения сил удержания на больших расстояниях приведет к насыщению роста вероятности выживания в пределах, диктуемых условием унитарности. Это всего лишь одна из призрачных возможных гипотез, предлагаемых для объяснения этого эффекта с дальнейшей целью продвижения к реалистическому сценарию его описания.

В заключение подчеркнем еще раз, что неожиданный (и пока все еще не объясненный!) рост вероятности выживания протонов в интервале энергий от ISR до БАК является наиболее загадочным эффектом среди всех описанных выше свойств взаимодействий протонов. Несомненно, что все они тесно связаны с изменением профиля протонов по мере роста энергии их соударения. Этот профиль становится чернее, круче и больше (BEL) при современных энергиях. Его дальнейшее поведение при более высоких энергиях определяется поведением с ростом энергии интеграла от мнимой части амплитуды упругого рассеяния по всем передаваемым импульсам, который мы не можем извлечь только из экспериментальных данных и вынуждены довольствоваться предсказаниями феноменологических моделей. Вместе с тем точные экспериментальные данные об упругом рассеянии протонов при более высоких энергиях дадут нам некоторые ориентиры в понимании дальнейшей эволюции формы области взаимодействия. В частности, было бы интересно узнать, проявит ли себя новая шкала размеров внутри протонов и останутся протоны черными в центре или же станут более серыми. Новый режим насыщения глюонов может оказаться важным для объяснения этих эффектов в КХД и привести к новым результатам также для неупругих процессов. На более глубоком уровне можно надеяться изучить структуру вакуума КХД, ответственного за самые сильные взаимодействия в природе.

Я благодарен поддержке программы сотрудничества РАН–ЦЕРН и программы МИФИ.

Список литературы

1. *Rutherford E.* // *Phil. Mag.* 1911. V. 6. P. 21.
2. *Denisov S. P. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1971. V. 36. P. 415.
3. *Amaldi U.* arXiv:1206.3954.
4. *Amaldi U., Bryant P. J., Darriulat P., Hubner K.* arXiv:1206.4876.
5. *Antchev G. et al. (TOTEM Collab.).* arXiv:1712.06153.

6. *Froissart M.* // *Phys. Rev.* 1961. V. 123. P. 1053.
7. *Martin A.* arXiv:0812.0680.
8. *Lipatov L. N.* // *Phys. Rep.* 1997. V. 286. P. 131.
9. *Ryskin M. G., Khoze V. A., Martin A. D., Shuvaev A. G.* // *J. Phys. G.* 2009. V. 36. P. 003001; arXiv:0907.1374.
10. *Dokshitzer Yu. L., Khoze V. A., Sjöstrand T.* // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 274. P. 116.
11. *Bjorken J. D.* // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 47. P. 101.
12. *Gustafson G.* // *EPJ Web of Conf.* 2015. V. 90. P. 06002.
13. *Antchev G. et al. (TOTEM Collab.)* // *Europhys. Lett.* 2011. V. 96. P. 21002.
14. *Antchev G. et al. (TOTEM Collab.)* // *Europhys. Lett.* 2011. V. 95. P. 41001.
15. *Csörgö T.* Talk at Low-x 2017, Biscegli, 2017/06/13-17; <https://indico.cern.ch/event/609299/contributions/2601540/attachments/1477967/2290539/2017-06-15-Csorgo-4-TOTEM-Low-x-2017.pdf>
16. *Андреев И. В., Дремин И. М.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1967. Т. 6. С. 810.
17. *Dremin I. M., Nechitailo V. A.* // *Nucl. Phys. A.* 2013. V. 916. P. 241.
18. *Amaldi U., Schubert K. R.* // *Nucl. Phys. B.* 1980. V. 166. P. 301.
19. *Azarkin M. Yu., Dremin I. M., Strikman M.* // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 735. P. 244.
20. *Kohara A. K., Ferreira E., Kodama T.* // *Eur. Phys. J. C.* 2014. V. 74. P. 3175.
21. *Petrov V. A., Samokhin A. P.* arXiv:1801.03809.
22. *Dremin I. M.* // *Physics-Uspekhi.* 2017. V. 60. P. 333.
23. *Albacete J. L., Soto-Ontoso A.* // *Phys. Lett. B.* 2017. V. 770. P. 149.
24. *Ruiz Arriola E., Broniowski W.* // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95. P. 074030.
25. *Dremin I. M., Nechitailo V. A., White S. N.* // *Eur. Phys. J. C.* 2017. V. 77. P. 910.
26. *Blaizot J. P., Gelis F., Liao J. et al.* arXiv:1210.6838.
27. *Kharzeev D. E., Levin E. M.* // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 242001.
28. *Blaizot J. P., Liao J.* arXiv:1503.07263.
29. *Zhitnitsky A.* arXiv:1609.08619.
30. *Csörgö T., Gyulassy M., Kharzeev D. E.* // *J. Phys. G.* 2004. V. 30. P. 17.
31. *Andreev O.* // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 105014.

ПАРАДОКСАЛЬНОСТЬ И ЗАГАДОЧНОСТЬ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

В. Л. Коротких

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Дан краткий обзор вопросов, возникших за последние годы в физике тяжелых ионов, и кардинальных изменений в представлении о кварк-глюонной плазме.

За прошедшие с начала XXI в. годы исследование физики столкновения тяжелых ионов сформировалось как интереснейшее и актуальное направление, в котором произошли крутые изменения в понимании новой материи — кварк-глюонной плазмы (КГП).

В этой области исследований эксперимент идет впереди теории в постановке новых вопросов и дает все новую и новую пищу для теоретиков. На коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) кварк-глюонная плазма изучается с 2000 г. при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на пару нуклонов. На Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРН исследования ядро-ядерных АА-столкновений проводятся с 2010 г. при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ и позже при 5,02 ТэВ. Ссылки на конкретные работы можно найти в обзорах [1–6].

Первый парадокс появился после анализа азимутальной анизотропии частиц в столкновениях ионов золота на RHIC с помощью гидродинамической модели. *Вязкость КГП-материи оказалась малой*, близкой к квантовомеханическому пределу $(\eta/s) = 1/4\pi$. Другим результатом было *наблюдение подавления интенсивности выхода частиц* в ядро-ядерных соударениях на пару нуклонов в сравнении с pp -столкновениями из-за потери энергии партонами (гашение струй) в горячем и плотном веществе.

Эти исследования показали, что *КГП на самом деле является состоянием горячей, плотной материи*, совсем другой и даже более интересной, чем было предсказано. Пришлось отказаться от ранее существовавшей парадигмы КГП как сгустка газа из смеси партонов при малой константе сильных взаимодействий. Таким образом, физическое сообщество приняло новую парадигму КГП. Новая материя была названа sQGP (strongly QGP) — сильно взаимодействующая кварк-глюонная плазма, идеальная жидкость с минимальной вязкостью.

Глюонные поля в области перекрытия ядер переходят в термальную КХД-материю, далее — во взрывчатое расширение КГП и, наконец, в адроны, разлетающиеся в разных направлениях. Таким образом, возникает следующий сценарий отдельных этапов реакции. В начальный момент столкновения тяжелых ионов глюоны освобождаются и образуют плотную систему нелинейных связанных полей, известную как глазма. Вторая стадия — быстрое расширение горячей КГП — эффективно описывается релятивистской гидродинамикой с небольшими эффектами вязкости. Затем материя остывает до температуры ниже 150 МэВ. Ее конечное расширение и замерзание на третьей стадии может быть описано кинетической теорией адронов. В то время как теоретические модели обеспечивают серьезное доказательство справедливости второй и третьей стадий, описание взрыва сгустка глазмы пока только начинается.

После старта в 2010 г. эксперименты на LHC быстро подтвердили некоторые из основных результатов RHIC. Например, с хорошей точностью измерены гармоники азимутальной анизотропии частиц в PbPb-столкновениях (рис. 1).

Гидродинамический подход хорошо описывает распределение частиц по азимутальному углу при малых поперечных импульсах на LHC, что соответствует картине возникновения коллективного потока частиц. *Коллективность частиц (потокосые эффекты)* — важное и широко используемое понятие.

Ожидалось, что при столкновениях тяжелых ионов на LHC будут не только уточнены уже измеренные свойства КГП, но и открыты ее новые свойства, в частности связанные с образованием струй, надежно выделяемых на LHC.

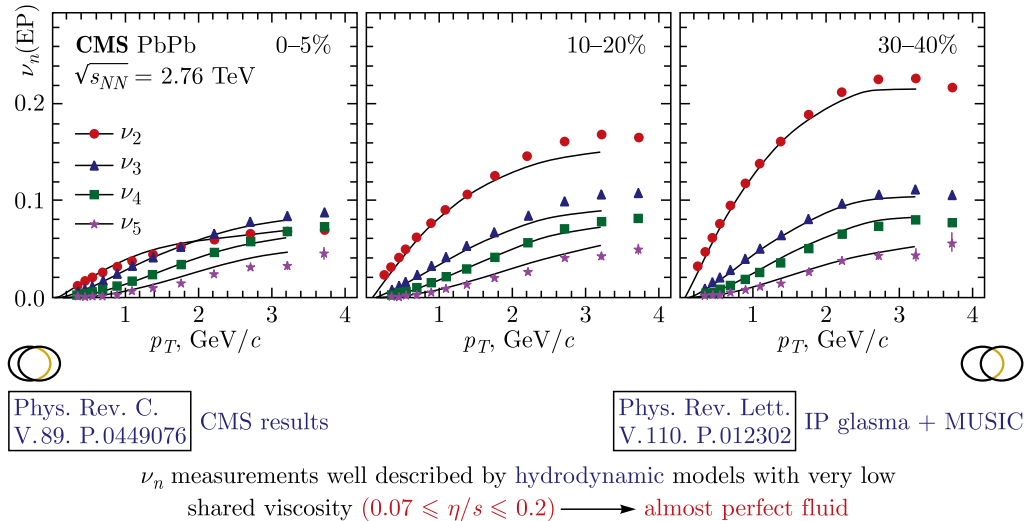


Рис. 1. Гармоники азимутальной анизотропии с измерением угла плоскости события (EP) в эксперименте CMS на LHC и их описание в гидродинамической модели IP glasma + MUSIC с учетом флуктуаций и вязкости КГП (*Gale C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 1. P. 012302*)

Действительно, на LHC в экспериментах ATLAS и CMS был открыт эффект дисбаланса энергий двух струй в PbPb-столкновениях, когда в двухструйном событии одна из струй имела существенно меньшую энергию, чем другая. Эффект усиливался для самых центральных столкновений двух ядер.

Другим ярким результатом было открытие подавления возбужденных состояний ипсилон-резонансов $\Upsilon(k)$ по сравнению с pp -столкновениями. Оно подтвердило дебаевское экранирование адронных резонансов, зависящее от энергии связи пары $q\bar{q}$ и температуры среды.

Новая материя проявляет предсказанные свойства *подавления интенсивности выхода частиц и адронных резонансов* в столкновениях релятивистских ионов, что свидетельствует о сильном взаимодействии партонов со средой.

Сигнал деконфайнмента — последовательное подавление кваркониев — наблюдается на LHC для чармониев и ипсилон-мезонов (рис. 2).

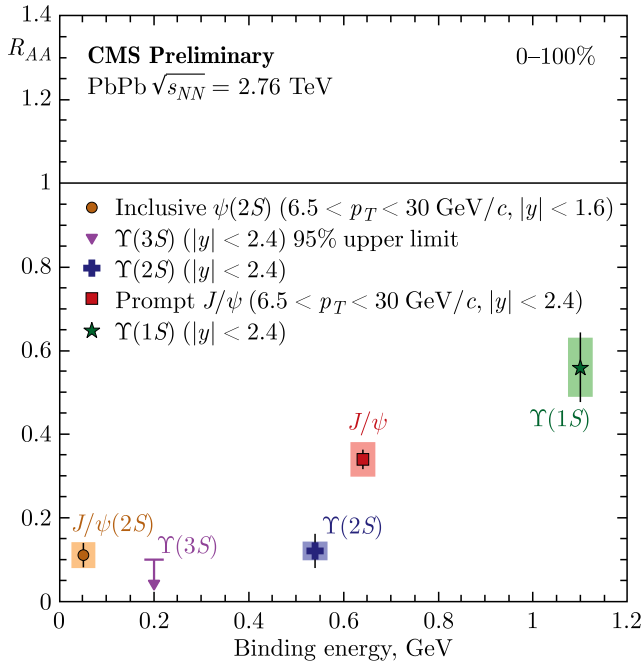


Рис. 2. Подавление выхода кваркониев J/ψ , $J/\psi(2S)$ и семейства ипсилон-мезонов $\Upsilon(KS)$ от энергии связи пары $q\bar{q}$ (CMS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 222301)

Интенсивность испускания состояний $\Upsilon(k)$ меняется в зависимости от энергии коллайдеров RHIC и LHC. Вместе с данными RHIC мы можем экспериментально увидеть эффект повышения температуры от RHIC к LHC, так как температуры плавления кваркониев разные.

Загадкой КГП стало меньшее подавление чармония J/ψ в PbPb-столкновениях на LHC (R_{AA} больше) по сравнению с данными RHIC (рис. 3).

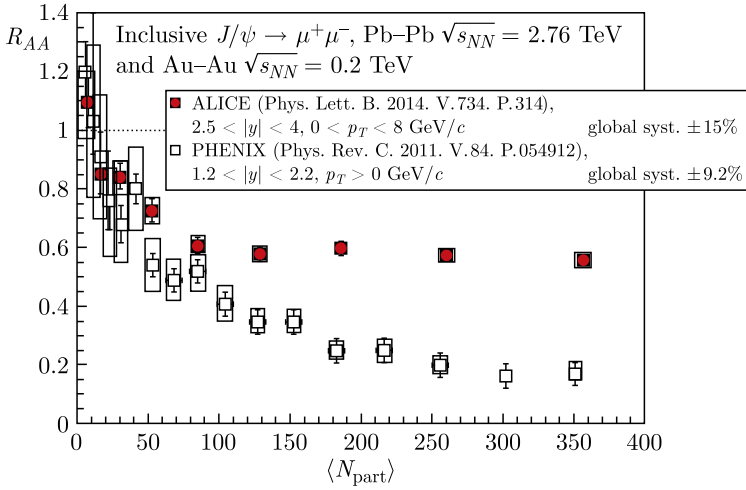


Рис. 3. Зависимость R_{AA} от N_{part} для частицы J/ψ на RHIC при 200 ГэВ и на LHC при 2,76 ТэВ (ALICE Collab. // Phys. Lett. B. 2014. V. 734. P. 314)

При $\langle N_{part} \rangle = 350$ на RHIC ядерный модифицированный фактор $R_{AA} = 0,2$, а на LHC $R_{AA} = 0,6$. Загадка была решена. Учет эффектов не только расплавления, но и коалесценции (слипания) кварков объяснил это различие.

Деконфайнмент подразумевает цветопередачу, т. е. цветные партоны могут свободно перемещаться на расстояния значительно большие, чем масштаб деконфайнмента. Такое перемещение на большие расстояния — именно то, что необходимо для модели регенерации, чтобы объяснить, как очарованные кварки, полученные в независимых начальных жестких столкновениях партон-ов, могут найти другие кварки (антикварки), чтобы рекомбинировать в J/ψ на этапе адронизации.

Контрольным экспериментом является измерение в протон-ядерных столкновениях, где, как предполагалось, КГП не образуется. Из рис. 4 видно, что в pPb -столкновениях выход заряженных частиц равен единице при $p_T = 2-20$ ГэВ/с, т. е. нет подавления заряженных частиц. В $PbPb$ -соударениях он уменьшается в несколько раз в зависимости от центральности столкновения ионов.

Потоковые эффекты испускания частиц в столкновении pPb проявляются так же, как в $PbPb$. Возникает вопрос: *если плотная кварк-глюонная среда все-таки образуется в pPb -соударениях, то почему при этом нет подавления выхода заряженных частиц?*

Неожиданным результатом, полученным в сентябре 2010 г. на LHC и не предсказанным заранее, явилось *открытие ридж-эффекта в pp -столкновениях* при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в событиях с высокой множественностью $N > 110$ (рис. 5). Отбор событий с высокой множественностью оказался решающим фактором в обнаружении ридж-эффекта — протяженной структуры (хребта) по $\Delta\eta$ при $\Delta\varphi \approx 0$ (рис. 5, слева). Сигнал был настолько неожиданным, что представитель CMS Г. Тонелли на семинаре в ЦЕРН 21 сентября 2010 г.

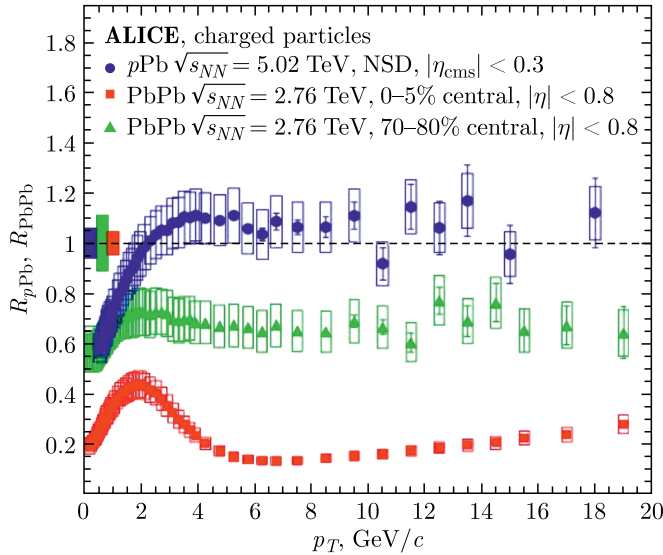


Рис. 4. Фактор R_{pA} и R_{PbPb} для заряженных частиц (ALICE Collab. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 082302)

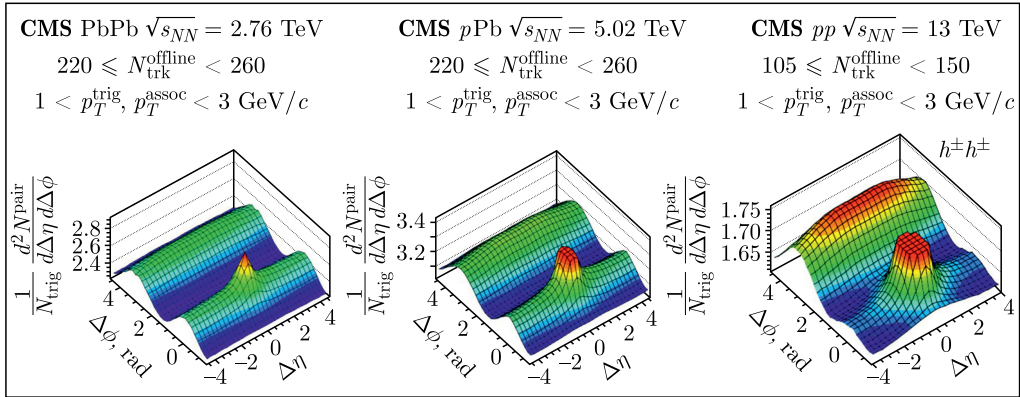


Рис. 5. Двумерное распределение по разности углов $\Delta\varphi = \varphi_{\text{trig}} - \varphi_{\text{асс}}$ и $\Delta\eta = \eta_{\text{trig}} - \eta_{\text{асс}}$ двух частиц (триггерной с наибольшим импульсом и другой частицы) в pp -, $PbPb$ - и pPb -столкновениях в эксперименте CMS на LHC (Chatrchyan S. et al. // Phys. Lett. B. 2013. V. 718. P. 795). Пики для pp и pPb обрезаны на рисунке для наглядности

объявил об этом с предупреждением: «Нам не удалось его убить, и поэтому мы обнарудуем наши выводы для тщательного изучения научным сообществом...».

Открытие породило массу теоретических работ, охватывающих всю гамму предположений от априори очень маловероятных до очень странных. Сегодня остаются два серьезных «претендента» для объяснения этого эффекта: 1) квантовые корреляции начального состояния в модели глюонного насыщения (CGC) и 2) взаимодействия в конечном состоянии, приводящие к коллективному потоку.

С 2013 г. на LHC начались измерения в $p\text{Pb}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ. Как и ожидалось, подавление выхода частиц в этом «контрольном» измерении не наблюдалось, фактор $R_{p\text{Pb}} \cong 1$.

Во многом отвергнутый как необъяснимый курьез, «хребет» вернулся через два года с удвоенной силой в $p\text{Pb}$ -столкновениях (рис. 5, в центре). Его больше нельзя игнорировать, так же как и всю технику исследований, разработанную для изучения явления коллективности в сильных взаимодействиях, связанных с этим явлением. К настоящему времени все результаты четко и недвусмысленно указывают на новый физический эффект в столкновениях pp , $p\text{Pb}$ и PbPb (рис. 5). Векторы поперечных импульсов частиц компланарны (хребет) при $\Delta\varphi \approx 0$. Узкий пик при $\Delta\eta \approx 0$ образуют адроны, вылетающие из струй.

Проявление потоковых эффектов частиц в $p\text{Pb}$ -столкновениях, наблюдаемое в двухчастичных корреляциях с определением гармоник v_2 и v_3 , свидетельствует о коллективном разлете частиц так же, как и в PbPb -соударениях (рис. 1). Результаты измерения эллиптического и триангулярного потока в $p\text{Pb}$ -столкновении в экспериментах CMS и ALICE и сравнение с моделью представлены на рис. 6.

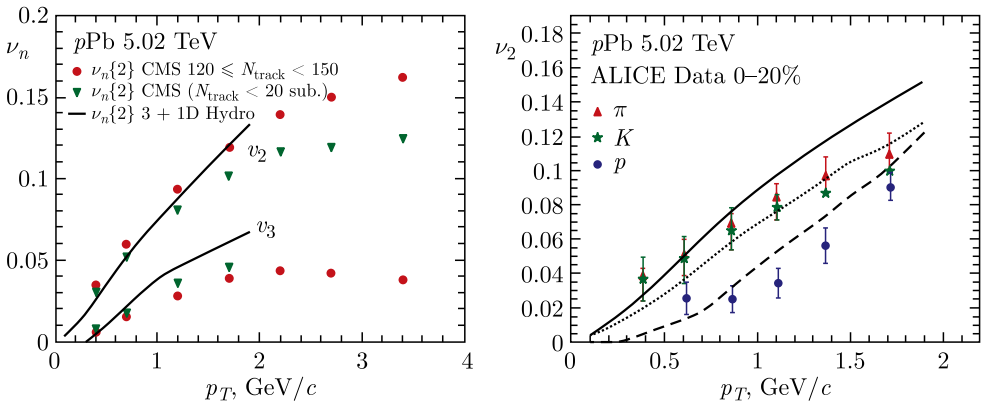


Рис. 6. Кумулянты $v_2\{2\}$ и $v_3\{2\}$ двухчастичной азимутальной корреляции (слева) и $v_2\{2\}$ для идентифицированных частиц (справа) в $p\text{Pb}$ -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ и их описание в гидродинамической модели (Bozek P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 172303; arXiv:1307.5060)

Ультрочувствительные к потоковым эффектам кумулянты высокого порядка $\nu_n\{k\}$, учитывающие корреляцию многих частиц и удаляющие непотоковые вклады, дают близкие результаты в столкновениях pp , $p\text{Pb}$ и PbPb в зависимости от множественности частиц (рис. 7).

Измерения в контрольном эксперименте ядерного модифицированного фактора $R_{p\text{Pb}}$ говорят о том, что отсутствует эффект подавления выхода частиц при современных экспериментальных неопределенностях порядка 10–20%. И пока не ясно, какой механизм ответственен за коллективный поток в $p\text{Pb}$ -столкновении. По каким причинам партоны не испытывают подавления или, возможно, не успевают провзаимодействовать с КПП-средой при данной энергии? Этот парадокс пока не нашел объяснения.

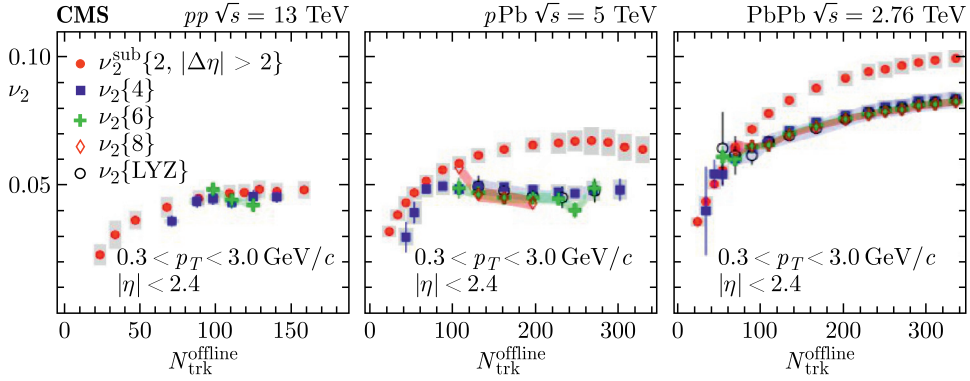


Рис. 7. Кумулянты $v_2\{n\}$ второго и более высокого порядка в pp -, pPb - и $PbPb$ -столкновениях (CMS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 116. P. 012301; arXiv:1502.05382)

Начиная с конференции QM2017, бурно обсуждается еще один парадокс КГП — проявление коллективных эффектов при измерении величины азимутальных гармоник в столкновениях малонуклонных систем. В 2017 г. на коллайдере RHIC в эксперименте PHENIX были выполнены измерения с легкими ядрами d и ^3He при столкновении с ядром золота Au . Они дополнили физику столкновений релятивистских малонуклонных ионов, которая началась с pPb -столкновений, новой информацией.

Значения параметров анизотропии v_2 и v_3 значительны (рис. 8) и сравнимы с параметрами гармоник для $PbPb$ -столкновений. Зависимость от энергии в диапазоне от 19,6 до 200 ГэВ очень слабая. Высказывается предположение о горячих каплях первичной КГП, которые возникают при столкновении одного, двух или трех нуклонов с массивным ядром и дают анизотропное распределение частиц. Пока до конца не ясно, какой механизм ответственен

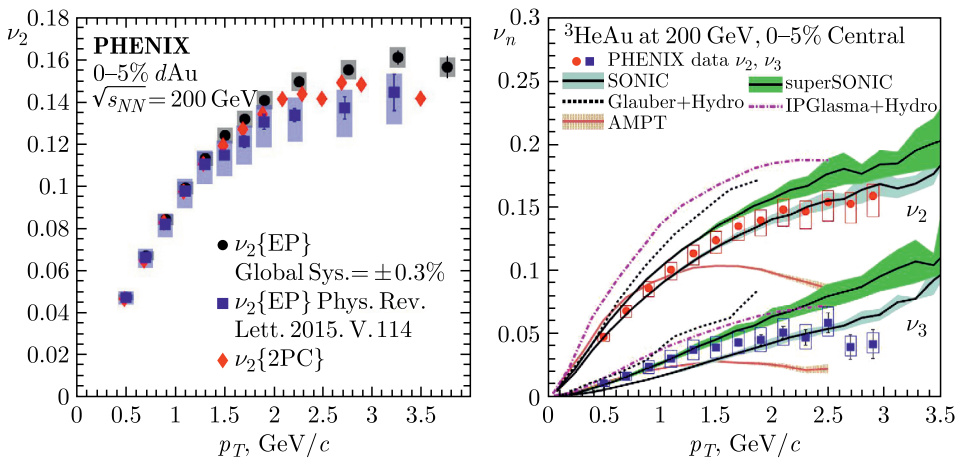


Рис. 8. Параметры гармоник v_2 и v_3 в dAu - и $^3\text{HeAu}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX на RHIC (Adare A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115, No. 14. P. 142301; arXiv: 1507.06273)

за коллективный поток при столкновении малонуклонных систем. Эта загадка остается неразгаданной.

Очевидно, что все адронные реакции, если их характеристики измеряются с соответствующей точностью, показывают коллективные черты, которые качественно неотличимы от гидродинамического потока и количественно масштабируются с множественностью dN/dy . В любом случае, старая парадигма, в которой мы изучали свойства горячей и плотной материи при АА-столкновениях, а pA и pp рассматривались в качестве тестов с холодной ядерной материей, теперь не актуальна. Возможно, мы должны принять новую парадигму, где физика, лежащая в основе мягких «коллективных» сигналов, одинакова во всех реакциях с высокой энергией от e^+e^- до центрального ядро-ядерного столкновения. Эта особенность может быть общим свойством всех сильно взаимодействующих систем, даже если очевидно, что это свойство доминирует только в столкновениях тяжелых ионов и едва различимо в pp -столкновениях.

Список литературы

1. Foka P., Janik M. A. An Overview of Experimental Results from Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions at the CERN LHC: Bulk Properties and Dynamical Evolution // Rev. Phys. 2016. V. 1. P. 154; arXiv:1702.07233.
2. Dusling K., Li Wei, Schenke B. Novel Collective Phenomena in High-Energy Proton-Proton and Proton-Nucleus Collisions // Intern. J. Mod. Phys. E. 2016. V. 25, No. 01. P. 1630002; arXiv:1509.07939.
3. Guilbaud M. Evidence for Collective Phenomena from pp , pPb to $PbPb$ Collisions at the LHC // Phys. Lett. B. 2017. V. 765. P. 193; arXiv:1606.06198.
4. Song H., Zhou Y., Gajdosova K. Collective Flow and Hydrodynamics in Large and Small Systems at the LHC // Nucl. Sci. Tech. 2017. V. 28, No. 7. P. 99; arXiv:1703.00670.
5. Schukraft J. QM2017: Status and Key Open Questions in Ultra-Relativistic Heavy-Ion Physics // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 1; arXiv:1705.02646.
6. Li Yan. A Flow Paradigm in Heavy-Ion Collisions // Chin. Phys. C. 2018. V. 42, No. 4. P. 042001.

В ПОИСКАХ НОВОЙ ФИЗИКИ

М. В. Савина, С. В. Шматов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются перспективы исследований на ЛНС при высоких значениях светимости (HL-LHC). Также затронуты вопросы долгосрочной стратегии развития физики частиц, включая создание новых ускорительных комплексов.

Введение

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC), работающий с 2009 г. в ЦЕРН (Женева), является самым большим и самым мощным из когда-либо созданных человечеством ускорителей. С его работой и получаемыми результатами связаны основные надежды физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий в последние полтора десятилетия. После того, как ускоритель предыдущего поколения — американский Tevatron, сталкивавший пучки протонов и антипротонов, почти вплотную подобрался к открытию бозона Хиггса, но так и не смог этого сделать из-за недостатка энергии взаимодействий, на новый протон-протонный коллайдер в ЦЕРН, запланированный для работы с семикратно более высокой энергией, $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в с.ц.м., возлагались особые надежды. Прежде всего, физики всего мира ожидали наконец-то открытия последней необходимой составляющей Стандартной модели взаимодействий (СМ) — частицы, ответственной за спонтанное нарушение электрослабой симметрии и за приобретение массы частицами СМ. И это действительно было триумфально осуществлено в ходе Run 1 — первого цикла работы ЛНС, проходившего в 2009–2012 гг., в силу некоторых технических причин с пониженной энергией столкновений протонов $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в с.ц.м. Об этом было официально объявлено 4 июля 2012 г. на совместном научном семинаре в ЦЕРН, на котором тогдашние главы двух крупнейших многоцелевых коллабораций на ЛНС — ATLAS и CMS — сделали публичные презентации по обнаружению новой нейтральной скалярной частицы с массой $125 \text{ ГэВ}/c^2$ и с квантовыми числами хиггсовского бозона с уровнем статистической значимости в пять сигма. Через год после этого знаменательного открытия теории — авторы механизма ВЕН (Питер Хиггс и, независимо, два других ученых — Роберт Браут и Франсуа Энглер) были удостоены Нобелевской премии по физике. Дальнейшее изучение свойств открытой частицы в режиме работы ускорителя

с почти проектной энергией ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ в ходе Run 2 в 2015–2018 гг.) и с повышенной статистикой только подтвердило начальное наблюдение, что эта скалярная частица по своим свойствам (каналы распада, интенсивность взаимодействия с частицами СМ) удивительно похожа на хиггсовский бозон СМ — конструкцию с одним заряженным комплексным дублетом скалярных состояний, из которого после спонтанного нарушения симметрии получается одна наблюдаемая частица. Хотя при современном уровне точности измерений стопроцентно сказать, что это тот самый хиггсовский бозон СМ, не содержащий нестандартных отклонений, пока еще нельзя. В частности, остается открытым окно возможностей для новой физики за рамками СМ в канале «невидимых» распадов, которые допустимы в различных расширениях СМ. Другая возможность связана с изучением редких распадов хиггсовского бозона, наподобие $h \rightarrow \mu\mu$, имеющих малые вероятности в СМ, но усиленных за счет различных механизмов в некоторых моделях новой физики. Интерес представляет и поиск конечных распадных состояний в комбинациях, запрещенных по закону сохранения аромата (например, пар $e\tau$ или $\mu\tau$ в дилептонном канале, т. е. двух частиц с противоположными зарядами и разными ароматами, и аналогично для кварков). Такие сигнатуры актуальны для моделей расширенного хиггсовского сектора, допускающих умеренное нарушение лептонного и барионного числа. Важным моментом является также измерение константы самодействия хиггсовского бозона, которое позволило бы проверить состав хиггсовского сектора (минимальный, отвечающий предсказаниям СМ, или расширенный, для которого константы модифицируются).

Но история открытий, в принципе, не должна была бы заканчиваться только на этом. Теоретики и экспериментаторы ожидали гораздо большего разнообразия новых частиц на ЛНС. Причиной этого служит концептуальная неполнота СМ и представляющаяся многим бесспорной необходимость существования новой физики за ее пределами (если, конечно, не вставать на позиции антропного принципа и принятия наблюдаемых закономерностей развития Вселенной «как есть», без исчерпывающего фундаментального объяснения). Наиболее существенная мотивация выхода за рамки СМ связана с необходимостью описать темную материю (ТМ) во Вселенной (если считать, чему есть весьма веские причины, что ТМ состоит из элементарных частиц, только неизвестной нам природы), а также получить барионную асимметрию в ранней Вселенной и удовлетворяющий всем существующим условиям и ограничениям механизм осцилляций нейтрино. Среди других известных (теоретических) проблем СМ, решение которых было бы весьма желательно для красоты и естественности этой теории, — проблема иерархии масштабов, т. е. колоссальной разницы между верхним пределом применимости квантовой теории поля — массой Планка — и электрослабым масштабом, задаваемым вакуумным средним хиггсовского поля, равным 246 ГэВ. Среди возможных теоретических идей, привлекаемых для решения этих проблем, существуют схемы, использующие проецирование установленных принципов и структуры элементарных взаимодействий на новые, более фундаментальные уровни материи, такие как модели техницвета, схемы, использующие расширение понятия группы пространственной симметрии — суперсимметрии, или же схемы, вводящие более сложную структуру пространства-времени,

как модели многомерной низкоэнергетической гравитации. В русле этих схем могут возникать конструкции с расширенным калибровочным и(или) хиггсовским сектором и дополнительными калибровочными и хиггсовскими бозонами (феноменология такого типа всегда возникает в различных классах теоретических сценариев, в которых естественным образом возникают более широкие группы симметрии). Причем надо подчеркнуть, что разные перечисленные возможности сильно мотивированы, в том числе нашим желанием получить красивую, компактную и естественную теорию, т.е. во многом связаны с нашими эстетическими критериями (насколько мы понимаем эстетику теоретических построений). И эти схемы нравятся нам больше или меньше в зависимости от того, насколько они соответствуют этим критериям. Принципы теоретического моделестроительства в том виде, в каком они были сформулированы задолго до старта LHC, гласят, что новые конструкции должны быть самосогласованными, не противоречащими уже наблюдаемой феноменологии (краеугольный камень всей этой деятельности — «сшивка» новой теории с уже установленной феноменологией) и, по возможности, экономичными — решающими одним набором новых теоретических сущностей максимальное количество проблем. К этому можно добавить еще и большое число свободных параметров в СМ, и отсутствие построенной квантовой теории гравитации и объединения ее с остальными взаимодействиями в рамках единого формализма — это, возможно, наиболее амбициозная задача из числа тех, что ставят перед собой теоретики. Естественная теория должна обеспечивать динамический механизм возникновения иерархии масштабов (как делает техницвет) или хотя бы «техническую» (вычислительную) натуральность — защиту этой иерархии от разрушения (как делают суперсимметрия и модели низкоэнергетической гравитации). Выбор наиболее предпочтительного типа моделей среди тех, которые удовлетворяют критерию истинной или хотя бы технической натуральности, зависит, фактически, только от внутренних эстетических предпочтений конкретного ученого.

Теоретические конструкции, призванные решить весь спектр озвученных проблем или только часть из них, должны иметь «внутреннюю мощь», чтобы претендовать на это. Достаточный простор для маневра достигается большим числом степеней свободы в новой теории и, как следствие, большим числом новых физических наблюдаемых частиц. Для удовлетворения базового требования непротиворечивости с уже открытыми и изученными закономерностями в физике элементарных частиц эти новые частицы и явления должны следовать ряду ограничений. Например, они должны быть достаточно тяжелыми (что «отвязывало» бы их вклады в процессы СМ, уже проверенные при доступных энергиях), либо очень слабо или специфически взаимодействующими с частицами СМ, либо должны быть еще какие-то варианты, объясняющие, почему мы не видели этого раньше, но имеем надежду увидеть сейчас, с повышением энергии взаимодействий.

На LHC функционируют четыре независимых экспериментальных установки: ATLAS, CMS, LHCb и ALICE. Две первые являются широкопрофильными многоцелевыми детекторными системами, способными охватить максимально широкий класс возможных наблюдаемых явлений. По своим характеристикам они очень близки друг другу, что является важным требо-

ванием научной методологии — существования минимум двух независимых установок с близкими параметрами, чтобы дублировать и взаимно подтверждать получаемые результаты и возможные возникающие открытия. Две другие — LHCb и ALICE — являются более специализированными установками, сделанными для изучения свойств тяжелых мезонов (LHCb) и поведения плотной ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ионов (ALICE). Научная программа двух наиболее разносторонних коллабораций — ATLAS и CMS — содержит практически полный перечень исследований взаимодействий элементарных частиц, доступных на коллайдерах. Она делится на две большие принципиальные части: детальную проверку предсказаний СМ как основного в настоящее время «теоретического канона» в новом диапазоне энергий и попытки обнаружения новой физики за рамками СМ. Полный перечень направлений, получаемых результатов и публикаций можно найти на официальных сайтах обеих коллабораций [1, 2].

К моменту написания данного обзора (середина 2019 г., после окончания Run 2 LHC) экспериментальными коллаборациями была набрана уже очень приличная статистика для энергии столкновений протонов 13 ТэВ, составляющая 160 фб^{-1} на ATLAS и 150 фб^{-1} на CMS. К этому надо добавить еще примерно 27 фб^{-1} , набранных ранее, в ходе Run 1, для более низких энергий. Суммарно такая статистика позволяет количественно изучать процессы СМ и за ее рамками, характеризующиеся, условно говоря, сечениями до $0,1\text{--}0,2 \text{ фб}$. Многие сценарии новой физики за рамками СМ предсказывают такой порядок сечений, по крайней мере, в довольно обширных областях пространства параметров. Поиск новой физики осуществляется в широком диапазоне масс новых частиц — от значений порядка МэВ в некоторых случаях и до максимально достижимых при текущих энергиях значений порядка нескольких ТэВ, в зависимости от рассматриваемой модели. Характерные времена жизни новых частиц могут быть проверены в диапазоне от характерных значений для электрослабого канала или менее и до бесконечности (стабильные частицы). Один из новых ракурсов, ставший популярным в период Run 2, отвечает поиску долгоживущих частиц (Long-Lived Particles, LLP [3]), которые до этого оставались относительно на периферии научных исследований. В терминах длины свободного пробега частицы по детектору (удобная для интерпретации и отображения результатов величина) изучаются значения st_X (τ_X — характерное время жизни новой частицы X , c — скорость света) от условных долей миллиметра до нескольких метров (длины порядка характерных размеров установок на LHC). Этот класс событий отвечает топологии «displaced vertex events» — событий со смещенной вершиной распада, в которых регистрируемые трекерной системой «вилки» от распадов новых частиц в наблюдаемые частицы СМ необычно сильно удалены от предполагаемой вершины рождения этих новых частиц и удаленность от первичной вершины связана как раз с большим временем жизни, значительно превышающим типичные значения для процессов СМ. При обработке экспериментальных данных и установке ограничений на такие события время жизни обычно трактуется как свободный параметр моделей. За исключением отдельных долгоживущих частиц, наподобие мюона и странных мезонов, восстанавливаемые при реконструкции событий вершины рождения

и распада стандартных частиц мало удалены друг от друга. В соответствии со структурой детекторных систем ATLAS и CMS центр установки окружен трекером (в месте пересечения сталкивающихся пучков) и первичные и вторичные вершины помещаются во внутренних слоях трекара. Обнаружение необычных распадных событий дальше ожидаемых стандартных длин, около самой границы трекара или даже вне его, во внешних слоях установки, служит основанием предположить в них сигналы от новых нестандартных частиц. При этом время жизни таких частиц все же должно укладываться в характерные размеры установок на LHC (частицы должны распадаться в регистрирующей зоне в пределах установки). Если частица пролетает установку насквозь без взаимодействий, при реконструкции это трактуется как сигнал с потерянной энергией. Такие сигнатуры тоже активно изучаются на LHC, в частности, все возможные каналы наблюдения для суперсимметрии и многие для моделей темной материи обязательно содержат долю потерянной энергии. Постоянный прогресс в понимании работы установок, оптимизация и создание новых алгоритмов реконструкции и увеличивающаяся точность измерений позволяют в настоящее время существенно расширить круг сценариев и сигнатур, доступных для наблюдения, даже по сравнению с начальным периодом работы LHC.

Вообще говоря, тому, что мы до сих пор не увидели признаков новой физики, может быть несколько объяснений. Наиболее нежелательное с теоретической точки зрения гласит, что никакой новой физики вовсе нет, а существующие загадки СМ связаны с антропным характером Вселенной (проблему ТМ это, однако, все равно не объясняет). Более приемлемая (как нам кажется) рабочая гипотеза заключается в том, что мы просто неверно представляем себе выход за рамки СМ и пока не смогли угадать правильный вариант расширенной теории. Также выше уже упоминалось, что новые частицы и явления могут характеризоваться такими большими массами и масштабами, что они просто недостижимы на LHC. Этот вариант с экспериментальной точки зрения вполне приемлем и действует в каком-то смысле «успокаивающе», поскольку говорит просто о недостаточности современных ускорительных мощностей. Однако теоретики не приветствуют такую возможность из-за наличия проблемы иерархии масштабов и возникающего натяжения в описании теории — масштаб новой физики не должен сильно превышать характерный электрослабый, иначе энергетическая иерархия все равно остается. Фактически, с учетом того, что электрослабый масштаб имеет порядок 10^2 ГэВ, а все предложенные модели новой физики (и связанные с ними масштабы) закрыты достигнутыми результатами LHC ниже одного или нескольких ТэВ, это натяжение уже имеет место быть, с минимальной разницей масштабов в полтора порядка величины.

Учитывая сказанное, можно отметить одну тенденцию, появившуюся сейчас в коллаборациях на LHC. Условно ее можно назвать изменением исследовательской парадигмы от классической «сначала теория — потом эксперимент» (означающей создание моделей новой физики, получение предсказаний в рамках этих моделей и выстраивание логики поискового эксперимента таким образом и преимущественно в таких выбранных кинематических областях, чтобы выбранная сигнатура обеспечивала наилучшую чувствительность

данных к сделанным предсказаниям) в обратную сторону — «сначала эксперимент — потом теория», или в сторону «сигнализма». Это влечет за собой некоторые последствия с экспериментальной точки зрения, от выполнения безмодельных поисков до детального изучения различных сигнатур в тех областях пространства параметров, которые до этого считались малоинтересными и неприоритетными (поиск LLP — только один из таких примеров, другой пример — изучение процессов с нарушением лептонного и барионного числа, особенно в связи с поиском новых бозонов из расширенного хиггсовского сектора, о чем подробнее будет сказано в конце разд. 1). Однако в связи с этим в физическом сообществе возникла также дискуссия, насколько безопасен подход «сигнализма» и не влечет ли он за собой открывательную слабость и потерю открывательного потенциала, понимаемого именно в контексте способности не пропустить ни одного возможного сигнала новой физики. Интересные мысли по этому поводу и аргументы против сигнализма можно найти в недавно вышедшем эссе [4]. Мнение авторов данного обзора весьма близко к позиции автора указанной работы, мы также полагаем, что принципиально невозможен успешный и стопроцентно исчерпывающий по-настоящему безмодельный поиск. Вынужденные периоды такого подхода, даже если они случаются, просто должны служить для «передышки» и поиска новых глубоких теоретических идей, дающих новые предсказания.

Последнее замечание касается широких возможностей реинтерпретации результатов, полученных для одной модели новой физики, в результаты и ограничения для другой. Например, у CMS одна из самых очевидных и давно используемых процедур — реинтерпретация результатов по возможным модификациям процесса Дрелла–Яна за счет обмена разными новыми частицами, допустимыми по структуре этого взаимодействия. Подробнее это освещено в обзоре А. В. Зарубина, А. В. Ланева, М. В. Савиной, С. В. Шматова «Физика с тяжелыми димьюонами» в данной книге. Процесс обмена нейтральными калибровочными бозонами из расширенного калибровочного сектора Z' в разных моделях используется также для получения ограничений по виртуальному обмену КК-модами многомерных гравитонов или КК-модами калибровочных бозонов (Z_{KK}). Аналогично, процесс, идущий не через нейтральный ток с Z^0 , а через заряженный (взаимодействие кварков верхнего и нижнего типов с обменом $W^\pm$ и последующим распадом на пару лептон и соответствующее лептонное антинейтрино), позволяет оценить вклады от обменов W' либо КК-модами W_{KK} , а также реинтерпретировать полученные результаты в терминах ограничений на процессы с участием скалярных суперпартнеров кварков в моделях суперсимметрии (например, стоп-кварка). Результаты, полученные в анализе конечных состояний с двумя струями, используются для установки ограничений на пространство параметров множества моделей, от экзотических состояний, взаимодействующих по сильному каналу (аксиглюоны/колороны, скалярные дикварки и пр.), до тех же моделей расширенного калибровочного сектора, многомерной гравитации, струнных возбуждений и моделей темной материи. Этот канал используется для малых и умеренных значений константы связи ТМ или другой экзотической материи с кварками СМ, т.е. для сигналов резонансного типа. При уширении

резонансов для больших $g_q \lesssim 1$ и в пограничной области с режимом сильной связи используются не двухструйные (или дилептонные) события, а угловые распределения двух струй, как более чувствительный поисковый инструмент для нерезонансных ожидаемых событий. Такие примеры можно приводить довольно долго. Поиск новых явлений в «традиционных» для них каналах и реинтерпретация в общих для многих сценариев каналах обеспечивает перекрестную проверку полученных результатов, что является еще одним базовым требованием методологии.

Представленный обзор выполнен преимущественно по результатам Run 2, полученным коллаборацией CMS [5, 6]. Другая многофункциональная установка на LHC — ATLAS — публикует результаты, обычно отлично согласующиеся с результатами CMS. Краткие сводки результатов предыдущего сеанса работы LHC Run 1 по проверке СМ и поиску новой физики можно найти, например, в обзорах [7]. Полный список исследуемых на LHC моделей новой физики значительно шире, чем допустимый объем данного обзора. Мы остановимся подробнее только на двух классах возможных сценариев — на моделях расширенного (нестандартного) хиггсовского сектора и моделях с дополнительными пространственными измерениями.

1. Новая физика в хиггсовском секторе

Физика в хиггсовском секторе является своего рода альфой и омегой исследований на LHC, самой сильной мотивацией для его создания и одним из самых интересных направлений деятельности работающих на этом коллайдере коллабораций (прицельно хиггсовским сектором занимаются две многофункциональные коллаборации — ATLAS и CMS). С учетом крайней актуальности задачи в научном сообществе существует горячий интерес к исследованиям, связанным с изучением свойств открытого хиггсовского бозона и поиском новых дополнительных хиггсовских состояний. Новые данные минимум раз в полгода обновляются на сайтах обеих коллабораций и регулярно демонстрируются на конференциях. В период работы LHC Run 2 только CMS провела в общей сложности 27 исследований, связанных с этой тематикой (см. сайт [8]).

Для наглядности на рис. 1 показана схема направлений хиггсовского анализа, на которой все, что делается в CMS по поиску новой физики в хиггсовском секторе, условно разделено на две большие категории, каждая из которых состоит из нескольких групп изучаемых явлений:

- Поиск новых хиггсовских состояний в разных вариантах расширенного сектора. Возможны легкие и тяжелые нейтральные и заряженные хиггсовские состояния с различной четностью, а также экзотические состояния, наподобие дважды заряженных хиггсовских частиц.
- Поиск нестандартных свойств уже открытого хиггсовского бозона с массой $m_h = 125 \text{ ГэВ}/c^2$. Измерение вероятностей распадов по разным доступным в условиях LHC каналам, попытки найти в них отличия от предсказаний СМ, поиск распадов по каналам, запрещенным в СМ, и поиск аномально усиленных (за счет новой физики) редких распадов

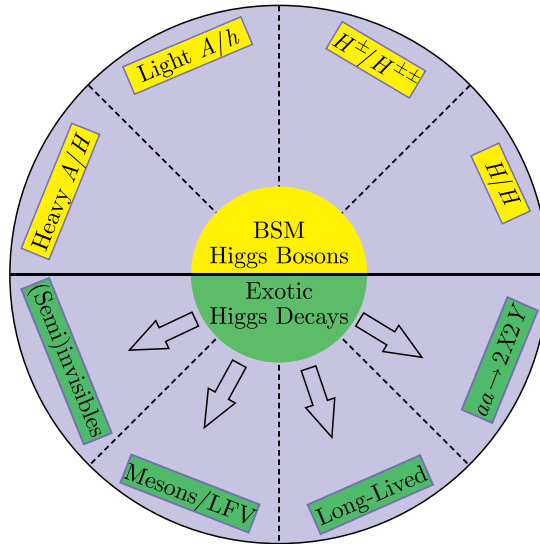


Рис. 1. Области исследований, связанные с поиском новых хиггсовских бозонов и изучением нестандартных свойств уже обнаруженного бозона с массой $m_h = 125 \text{ ГэВ}/c^2$ [8]

и «невидимых» распадов. Также сюда относится изучение процессов парного резонансного и нерезонансного рождения нейтральных состояний HH — редких процессов в СМ, которые могут быть усилены в нестандартных сценариях.

Каждую категорию новых явлений может обуславливать не одна, а несколько новых теорий за рамками СМ, поэтому в хиггсовской группе CMS разные направления анализа связаны не столько с конкретными моделями, сколько с самими состояниями и их ожидаемыми свойствами (легкое–тяжелое, нейтральное–заряженное, четность, сохранение или несохранение аромата, распад сразу на частицы СМ или «двойная экзотика» — каскад распадов с участием других новых частиц, например суперпартнеров, и т. д., и т. п.), откуда уже можно, с помощью реинтерпретации данных, получить ограничения для различных моделей.

В нашем обзоре мы не будем касаться вопроса изучения всех свойств открытого скалярного бозона с массой $m_h = 125 \text{ ГэВ}/c^2$, поскольку эта тема подробно освещена в других статьях данного сборника. Мы будем иметь дело только с возможной новой физикой, связанной с «нестандартным» хиггсовским сектором. Существование новых хиггсовских бозонов, каждый из которых связан друг с другом и с материей СМ в юкавском секторе, приводит к важным экспериментальным следствиям, среди которых как положительные (потенциал для решения проблемы генерации барионной асимметрии в ранней Вселенной за счет более богатой структуры взаимодействий в хиггсовском секторе и большего числа степеней свободы, связь с сектором темной материи и многие другие), так и отрицательные, в частности, процессы, идущие с нарушением аромата на древесном уровне. Полученные экспериментальные

ограничения на осцилляции тяжелых мезонов и их радиационные распады приводят к определенным требованиям к моделям новой физики и позволяют выделить набор экспериментально приемлемых сценариев.

1.1. Стандартная модель взаимодействий с одним дублетом хиггсов-ских бозонов. В качестве введения начнем с основных положений базовой минимальной конструкции — Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц и ее устройства в части, связанной с хиггсовскими взаимодействиями (самодействием и взаимодействием с частицами СМ, хиггсовский и юкавский сектора). С точки зрения математического описания СМ является калибровочной теорией, в которой изначально (до спонтанного нарушения симметрии) сохраняется инвариантность относительно группы симметрии $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Эта группа представляет собой прямое произведение трех подгрупп, в котором первая неабелева подгруппа отвечает симметриям квантовой хромодинамики для цветных кварков и переносчиков сильного взаимодействия — глюонов (индекс c означает «color» — цвет), а произведение двух последних — симметриям электрослабых взаимодействий, т.е. инвариантности относительно слабого изоспина $SU_L(2)$ и слабого гиперзаряда $U_Y(1)$. По групповым свойствам поля материи (кварки и лептоны) должны преобразовываться по фундаментальному представлению соответствующей группы симметрии, а переносчики взаимодействий — по присоединенному. Относительно объединенной группы электрослабых взаимодействий между кварками и лептонами наблюдается симметрия в описании. Левые компоненты кварковых и лептонных полей являются дублетами (фундаментальное представление размерности 2 группы $SU_L(2)$) относительно подгруппы слабого изоспина:

$$Q_{i\alpha}^{(L)} \equiv \begin{pmatrix} u_{i\alpha}^{(L)} \\ d_{i\alpha}^{(L)} \end{pmatrix}, \quad L_i^{(L)} \equiv \begin{pmatrix} \nu_{li} \\ l_i^{(L)} \end{pmatrix}.$$

Символ « (L) » означает левые компоненты фермионных полей — кварковых $Q_{i\alpha}^{(L)}$ и лептонных $L_i^{(L)}$. В кварковых дублетах символами « u » и « d » обозначены кварки верхнего (up) и нижнего (down) типа, индекс $i = 1 \dots 3$ отвечает трем поколениям, а индекс $\alpha = 1 \dots 3$ — трем цветам кварков относительно группы сильных взаимодействий (в дальнейшем опускается, поскольку мы будем рассматривать только сектор электрослабых взаимодействий). Лептонные дублеты трех поколений содержат нейтрино и лептон соответствующего аромата. При этом, что очень важно, правые компоненты кварковых и лептонных полей не образуют дублеты, а включаются в описание в виде отдельных синглетных состояний: $u_{i\alpha}^{(R)}$, $d_{i\alpha}^{(R)}$ и $e_i^{(R)}$ для правых кварков и лептонов соответственно (правые нейтрино в СМ отсутствуют). Эта право-левая асимметрия слабых взаимодействий является фундаментальным свойством природы, подтвержденным экспериментально.

Все кварки, лептоны и хиггсовский бозон имеют ненулевые гиперзаряды Y_W относительно абелевой подгруппы $U_Y(1)$, где $Y_W = 2(Q - T_3)$ представляет собой не просто «чистый» электрический заряд Q , а квантовую величину, составленную в более правильном виде, учитывающую объединенную электрослабую структуру СМ, и зависящую также от третьей компоненты

слабого изоспина T_3 . Гиперзаряд $Y_W = 1/3$ — для кварковых левых дублетов, $Y_W = 4/3$ — для кварковых правых синглетов верхнего типа и $Y_W = -2/3$ — нижнего типа. Для лептонных левых дублетов $Y_W = -1$, а для правых синглетов $Y_W = -2$. Для хиггсовского дублета слабый гиперзаряд имеет значение -1 (в расширенных моделях у хиггсовских синглетов $Y_W = 0$, а у триплетов $Y_W = 0, 2$). Для правильно составленных взаимодействий должно выполняться требование сохранения гиперзаряда в вершинах, описывающих процессы, что дает допустимый вид полевых структур в действии.

Действие является основой для проведения вычислений в СМ, как и в любой квантовой теории поля. Оно получается из лагранжиана, который по построению должен быть инвариантным относительно калибровочных и лоренц-преобразований. Точная (ненарушенная) симметрия СМ отвечает случаю безмассовых полей в теории — как фермионов со спином $1/2$, так и переносчиков взаимодействий со спином 1 . Более того, при изначально нулевых «затравочных» массах частиц калибровочная инвариантность гарантирует, что массы и не появятся, например, за счет радиационных поправок (специфические механизмы набора массы за счет процессов высших порядков теории возмущений). То есть калибровочная симметрия защищает теорию от возникновения ненулевых масс. Однако в реальном мире все фермионы имеют ненулевые массы и калибровочные бозоны — переносчики слабого взаимодействия — также массивны. В то же время массовые члены, дописанные в лагранжиан в явном виде, сразу явно нарушают калибровочные симметрии и разрушают хорошие вычислительные свойства теории. Поэтому массы частицам необходимо придать таким образом, чтобы симметрии нарушались теоретически приемлемым способом, или же «мягко». Механизм спонтанного нарушения симметрии (механизм Браута–Энглера–Хиггса, или ВЕН, см. [9], а также [10]), который в литературе по традиции часто цитируется просто как хиггсовский механизм, удовлетворяет такому условию. Идея наследуется из эффективной теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау и предполагает существование скалярного поля, потенциал которого имеет специальную форму с нетривиальным минимумом не в нуле, а в некоторой точке $\varphi = \varphi_0 \neq 0$, что приводит к существованию ненулевого вакуумного среднего (ВС) этого поля. Изначальная симметрия электрослабых взаимодействий для безмассовых фермионов и калибровочных бозонов спонтанно нарушается за счет этого ВС, три из четырех калибровочных бозона и фермионы становятся массивными за счет взаимодействия с хиггсовским полем. Квант скалярного поля — единственная наблюдаемая частица в хиггсовском секторе СМ, являющаяся нейтральным скаляром, — называется бозоном Хиггса. Параметры, связанные с хиггсовским полем, — его масса и константа самодействия, а также конкретный выбор потенциала с нужными свойствами — являются свободными, т.е. не фиксируются и не получаются в рамках самой СМ, а привносятся «извне». С другой стороны, после введения хиггсовского механизма и задания вида хиггсовского сектора все закономерности для процессов с участием хиггсовского бозона фиксируются однозначно.

По виду и составу хиггсовского сектора СМ является минимальной конструкцией — она содержит всего один комплексный дублет хиггсовских полей (в СМ хиггсовские поля тоже преобразуются по фундаментальному

представлению), который после спонтанного нарушения симметрии дает одно наблюдаемое хиггсовское состояние над вакуумом с ненулевым ВС v :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Взаимодействие фермионов СМ с этим ВС придает им массы.

Действие СМ, включающее механизм спонтанного нарушения симметрии, содержит три слагаемых: стандартный для теории калибровочных полей кинетический член с «удлиненными» производными для полей материи $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$, учитывающий калибровочную инвариантность, и два вклада, связанных с присутствием хиггсовского бозона, — самодействие хиггсовского бозона $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ и его взаимодействие с полями материи (юкавский сектор) $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}. \quad (2)$$

В первом слагаемом зашифровано описание на основании диаграмм Фейнмана, дающее вычислительную базу с привлечением теории возмущений для всех возможных процессов, протекающих по слабому каналу. Эти процессы уже долгие годы изучаются в коллайдерных и в неускорительных экспериментах, в том числе на ЛНС и более ранних ускорителях, и сравнение полученных результатов с предсказаниями СМ дает проверку этой теории. В целом, в настоящее время все предсказания СМ совпадают с полученными данными ЛНС с удивительной точностью. Для нашего дальнейшего изложения будут важны два других слагаемых — юкавское взаимодействие и хиггсовское самодействие. Максимально точное измерение констант взаимодействия хиггсовского бозона со всеми фермионами СМ должно дать представление о том, является ли это взаимодействие стандартным, т.е. соответствующим СМ. Поскольку в рамках самой СМ, с добавлением знания точной массы и четности хиггсовского бозона (измеренных в эксперименте), абсолютно однозначно предсказываются все каналы рождения хиггсовского бозона, а также вероятности его распада на разные частицы (бренчинги), любое отклонение от предсказаний сигнализировало бы о нестандартном статусе открытой хиггсовской частицы. Экспериментальным поискам подобного типа на ЛНС посвящен п. 1.6. С другой стороны, исследование самого хиггсовского сектора, ставшее возможным только после открытия скалярной частицы, теоретически позволяет зафиксировать все неизвестные переменные в этом секторе, включая константу самодействия хиггсовского бозона и точный вид потенциала. Наряду с измерением констант связи с материей в юкавском секторе, при достаточной точности эксперимента, это позволит выяснить, является ли открытый бозон именно хиггсовским бозоном СМ.

В СМ вклад в действие от самодействия хиггсовского поля $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ (теория φ^4) отвечает хиггсовскому потенциалу с нетривиальным минимумом в точке $\varphi \neq 0$ для комплексного параметра m и $\lambda > 0$:

$$V_h = m^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (3)$$

который обеспечивает ненулевое вакуумное среднее $\langle \varphi \rangle \equiv v = m/\sqrt{\lambda}$.

Вклад от взаимодействия хиггсовского поля с кварками и лептонами (юкавский сектор) должен иметь допустимый вид, отвечающий всем симметричным требованиям относительно группы СМ. Правильная форма, удовлетворяющая этим требованиям, выглядит так:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i,j=1}^3 y_{ij}^L \left(\bar{L}_i^{(L)} e_j^{(R)} \right) \Phi + y_{ij}^u \left(\bar{Q}_i^{(L)} u_j^{(R)} \right) \tilde{\Phi} + y_{ij}^d \left(\bar{Q}_i^{(L)} d_j^{(R)} \right) \Phi. \quad (4)$$

Стандартная структура взаимодействий в юкавском секторе всегда одинакова и содержит вершины, связывающие три частицы — хиггсовский бозон и правый и левый фермионы одного типа (например, правую и левую компоненты верхнего кварка или правую и левую компоненты лептона), так что вид связи хиггсовского бозона с фермионами в СМ универсален для кварков и лептонов и одинаков для всех поколений. Конструкция с сопряженным хиггсовским дублетом $\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^+$, вместо Φ (для сопряженного дублета гиперзаряд равен +1, а не −1), для кварков верхнего типа в (4) обусловлена требованием сохранения гиперзаряда в вершине взаимодействия. При расписывании полей по компонентам в юкавском секторе присутствуют вклады вида $\bar{u}^{(L)} u^{(R)} \tilde{\Phi}$ и $\bar{d}^{(L)} d^{(R)} \Phi$, но не может быть, например, вкладов вида $\bar{u}^{(L)} d^{(R)} \Phi(\tilde{\Phi})$. Константы связи в вершинах (интенсивность взаимодействия хиггсовского бозона с фермионами конкретного типа и поколения) параметризуются тремя юкавскими матрицами: y_{ij}^L для лептонов, y_{ij}^u для кварков верхнего типа и y_{ij}^d — для нижнего. Наблюдаемые в эксперименте состояния фермионов, по определению понятия «наблюдаемый», должны быть состояниями с определенной массой, и массовые матрицы для кварков диагонализуются с помощью матриц смешивания первичных «чистых» состояний до наблюдаемых комбинаций (матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, ККМ). Для нейтрино с ненулевой массой аналогичные матрицы смешивания должны существовать и в лептонном секторе. Одновременно автоматически в этом диагональном представлении получается, что $y_{ij} = 0$ для $i \neq j$, т.е. юкавские матрицы тоже диагональны по ароматам. Таким образом, в юкавском секторе, как и в двух других секторах взаимодействий СМ в (2), по конструкции отсутствуют взаимодействия и отвечающие им нейтральные токи, нарушающие аромат на древесном уровне, — Flavor Changing Neutral Currents, или FCNC. Это свойство присуще не только СМ. Существует так называемая теорема Глэшоу–Вайнберга–Пашоса, которая гарантирует отсутствие FCNC для любой теории, в которой все фермионы, преобразующиеся по одинаковому представлению относительно своей группы симметрии, с одинаковой спиральностью (правые или левые) и квантовыми числами (электрическим зарядом и проекцией слабого изоспина T_3) связаны с одним и тем же хиггсовским мультиплетом. Например, все правые кварки верхнего типа для всех трех поколений должны быть связаны с одним и тем же ВС, и аналогично для правых нижних кварков и лептонов. Поскольку в СМ есть всего одно ненулевое ВС, требования теоремы Глэшоу–Вайнберга–Пашоса удовлетворяются по определению.

После спонтанного нарушения симметрии все фермионы СМ получают массы, пропорциональные ВС хиггсовского поля, $M_{ij} = y_{ij} v$. Разные массы

фермионов получаются за счет отличающихся коэффициентов перед ВС — значений соответствующих матричных элементов юкавских матриц в диагональном представлении. Эти значения являются свободными параметрами модели, фиксируемыми из эксперимента, но не предсказываемыми в рамках самой СМ. Требуемая теоретического объяснения иерархия масс частиц СМ, от наилегчайших лептонов и кварков первого поколения до тау-лептона и b - и t -кварков, весьма велика. Если исключить из рассмотрения нейтрино, которые в СМ полагаются (почти) безмассовыми, для чего тоже требуются отдельные объяснения и теоретические схемы, она составляет почти шесть порядков величины — от $0,5 \text{ МэВ}/c^2$ для электрона до $172 \text{ ГэВ}/c^2$ для топ-кварка — самой тяжелой частицы СМ. Меньшие значения матричных элементов отвечают более слабой связи хиггсовского бозона с конкретными фермионами, что, в русле механизма СМ, дает более легкие фермионы. Наиболее сильно (с матричными элементами порядка единицы) хиггсовский бозон связан с самым тяжелым — третьим — поколением фермионов: t - и b -кварками и τ -лептоном. Это положение является характерным свойством СМ и любой другой конструкции с расширенным хиггсовским сектором, запрещающей процессы с несохранением аромата (Flavor Violating, FV).

При отборе допустимых каналов распада хиггсовского бозона учитываются его заряд и четность (нейтральная СР-четная частица), так что конфигурации конечных состояний должны иметь нулевой суммарный заряд и соответствующие спины отдельных частиц, удовлетворяющие обычным правилам построения представлений с фиксированным полным спином в квантовой механике. Также нужно учитывать массы конечных состояний, сумма которых не должна превышать массу хиггсовского бозона при распадах на массовой поверхности. Наиболее сильно связанной с хиггсовским бозоном частицей СМ является топ-кварк, но пара топ-анти топ не может появляться как конечное состояние при распаде частицы с измеренной массой $125 \text{ ГэВ}/c^2$ (мы будем обозначать это наблюдаемое состояние как h_{125}) по кинематическим соображениям. На рис. 2 слева показаны основные каналы рождения хиггсовского бозона в зависимости от его массы, в соответствии с предсказаниями СМ, а справа — доминирующие каналы распада. Основными каналами, имеющими вероятность больше или порядка 1 %, являются распады на пары $b\bar{b}$, W^+W^- , gg , $\tau^+\tau^-$, Z^0Z^0 , $c\bar{c}$ и $\gamma\gamma$ с соответствующими брэнчингами для h_{125} : $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow b\bar{b}) = 57,8\%$, $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow W^+W^-) = 21,4\%$, $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow gg) = 8,19\%$, $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow \tau^+\tau^-) = 6,27\%$, $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow Z^0Z^0) = 2,62\%$, $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow c\bar{c}) = 2,89\%$ и $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow \gamma\gamma) = 0,227\%$. Сумма всех разрешенных брэнчингов по определению должна равняться 100 %. Распад на пару массивных калибровочных бозонов, когда они оба находятся на массовой поверхности, для h_{125} кинематически запрещен, поэтому фактически рассматриваются распады на пары ZZ^* и WW^* (звездочка означает виртуальную частицу). Распады с вероятностями меньше десятой доли процента, наподобие приведенного на рисунке распада на пару мюонов, называются редкими. Редкие распады — отдельное направление поиска новой физики за рамками СМ, так как различные нестандартные взаимодействия, в том числе с участием

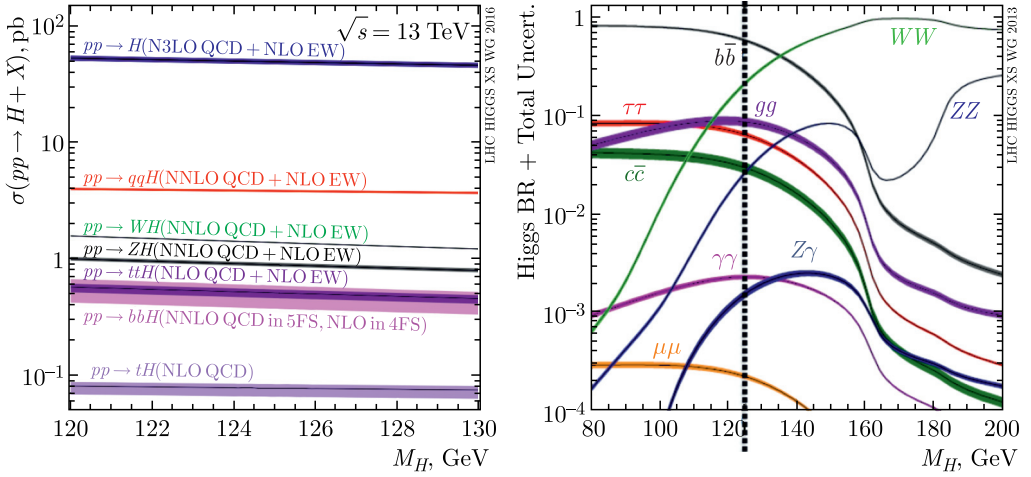


Рис. 2. Сечения рождения для разных топологий процесса при энергии LHC 13 ТэВ (слева) и брэнчинги разных каналов распада (справа) для хиггсовского бозона СМ в зависимости от его массы

частиц из расширенного хиггсовского сектора, могут усиливать вероятность таких распадов по сравнению с ожиданиями СМ (см. далее п. 1.6).

На первый взгляд четыре канала с наибольшими брэнчингами — $b\bar{b}$, W^+W^- , gg и $\tau^+\tau^-$ — кажутся наиболее подходящими для использования в физическом анализе при изучении свойств h_{125} . Однако фактически он был открыт в 2012 г. в трех каналах — $ZZ^* \rightarrow 4l$, $WW^* \rightarrow 2l2\nu_l$ и $\gamma\gamma$ [11] (см. также научно-популярные обзоры [12], содержащие обсуждения этого открытия и его значения), причем третий канал имеет совсем незначительный брэнчинг по сравнению с двумя другими, зато отличался наилучшим отношением сигнал–фон и точностью реконструкции распада в эксперименте на тот момент (для того набора статистики), а потому и стал основным для открытия. Позднее, с увеличением статистики, к этим трем присоединился канал распада на пару тау-лептонов, а вот канал $b\bar{b}$ впервые был наблюден только во время Run2. Это связано с большим фоном, приходящим из многоструйных событий КХД и чрезвычайно затрудняющим реконструкцию сигнальных событий в адронных модах. Для понижения фона и улучшения чувствительности определенных каналов привлекаются различные топологии процесса рождения хиггсовского бозона (см. рис. 2, слева), в частности, ассоциированное рождение с одиночным топ-кварком, парой топ–анти топ, с калибровочным бозоном и пр., когда ассоциированная частица далее распадается по «подходящему» каналу, имеющему хорошие реконструкционные свойства и служащему «меткой» процесса. В качестве общего правила наиболее точными являются чистые лептонные конечные состояния, однако лептонные моды имеют малые брэнчинги. В то же время адронные каналы (распады на кварки) статистически доминируют, но подвержены большому фону. Поэтому при анализе экспериментальных сигнатур, как правило, делают объединение данных в адронных и лептонных модах, чтобы улучшить статистику и сочетать преимущества обеих мод. В настоящее время наиболее оптимальным

по комбинации чувствительности и точности реконструкции является канал $\tau\tau$, анализ для которого проводится с объединением лептонных и адронных распадов τ -лептона.

Далее мы рассмотрим примеры моделей, в которых спектр наблюдаемых хиггсовских частиц увеличен по сравнению с единственным нейтральным скаляром в СМ. Как уже говорилось, в таких моделях возможно сохранение и нарушение аромата в процессах с участием хиггсовских бозонов, универсальная или отличающаяся связь с разными поколениями фермионов в юкавском секторе и разные типы представлений для хиггсовских мультиплетов. В п. 1.2 описываются сохраняющие аромат варианты двухдублетной модели (2HDM), а в п. 1.3 — их следующее расширение в русле стандартной схемы: два дублета плюс синглет хиггсовских полей (2HDM+S). В обоих случаях в описание моделей вводятся специальные дискретные симметрии, запрещающие процессы, идущие с нарушением аромата. Далее, в п. 1.4, дается пример конструкции, допускающей процессы с умеренным нарушением аромата (на уровне и способом, не противоречащим текущим экспериментальным ограничениям). В п. 1.5 кратко описываются возможные нестандартные (недублетные и несинглетные) представления для хиггсовских полей и их феноменология на примере одного из вариантов триплетных представлений. Наконец, в п. 1.6 обсуждается поиск нестандартных (отличающихся от предсказаний СМ) свойств открытого (и пока единственного наблюдаемого) h_{125} , которые могли бы сигнализировать о присутствии расширенного хиггсовского сектора.

1.2. Модель с двумя дублетами хиггсовских бозонов. Модели с двумя комплексными дублетами хиггсовских полей были предложены и хорошо изучены уже довольно давно, причем в различных теоретических контекстах. Среди них, например, суперсимметричные модели (простейший вариант — минимальная суперсимметричная модель, или МССМ [13]), в которых наличие второго хиггсовского дублета незамедлительно следует из симметричных свойств теории. Хиггсовские поля в суперсимметричных теориях принадлежат к мультиплетам одной киральности, а сопряженные им поля, необходимые для правильного вида аналога конструкции (4) в юкавском секторе, — к мультиплетам противоположной киральности, но связывать непосредственно между собой мультиплеты противоположных киральностей в лагранжиане запрещено. Поэтому второй хиггсовский дублет возникает с необходимостью, чтобы правильным образом придавать массы фермионам верхнего и нижнего типа. Другой контекст — проблема очень малой величины СР-нарушения в секторе СМ, отвечающем сильным взаимодействиям. Известное решение — аксион, частица, возникающая динамически в результате спонтанного нарушения некоторой новой глобальной $U(1)$ -симметрии. Для возможности введения дополнительной симметрии необходимо иметь структуру хиггсовского сектора более богатую по сравнению с тем, что имеется в СМ, т.е. иметь больше степеней свободы. Простое расширение 2HDM уже обеспечивает это требование. Еще один аргумент — космологический, связанный с необходимостью получить приемлемый механизм бариогенезиса и барионной асимметрии нужной величины в ранней Вселенной. Расширенный

хиггсовский сектор и расщепление масс между новыми хиггсовскими состояниями позволяют обеспечить это требование (немного подробнее см. ниже). Сюда же можно добавить и возможность решить загадку юкавской иерархии для масс фермионов, и ряд других проблем и попыток их решения.

В русле «линейной схемы» хиггсовский сектор СМ расширяется наиболее простым и прямым способом — «тиражированием» хиггсовских полей, т. е. добавлением новых скалярных мультиплетов, имеющих трансформационные свойства, аналогичные стандартным. 2HDM является минимальным расширением СМ для дублетных представлений (подробный обзор модели см., например, в [14]). При этом два комплексных дублета дают восемь степеней свободы (независимых действительных полей). Три из них, как и в СМ, поглощаются калибровочными бозонами после спонтанного нарушения симметрии, придавая им массу. Но в качестве наблюдаемых здесь остается уже не одно, а пять состояний, имеющих разные массы, четность и заряд. Это является характерным предсказанием двухдублетной модели независимо от теории, дающей расширенный хиггсовский сектор такого вида. Простая математика сохраняется также для последующих добавлений новых хиггсовских дублетов по аналогичной схеме. В частности, в трехдублетной модели останется девять наблюдаемых состояний (12 начальных действительных полей минус три), и т. д.

Два комплексных хиггсовских дублета Φ_1 и Φ_2 в 2HDM после спонтанного нарушения симметрии могут быть представлены в виде

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \varphi_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \varphi_1 + ia_1) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \varphi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \varphi_2 + ia_2) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь присутствуют два разных вакуумных средних v_1 и v_2 , значения которых по отдельности не определены, но квадрат их суммы фиксирован значением ВС СМ. Отношение двух ВС дается свободным параметром модели $\tan \beta$:

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 \text{ ГэВ})^2, \quad \frac{v_1}{v_2} \equiv \tan \beta.$$

Вообще говоря, квадрат суммы двух ВС v^2 вовсе не обязан равняться значению ВС для СМ — $(246 \text{ ГэВ})^2$; теоретически, он также мог бы оставаться свободным параметром 2HDM. Его привязка к известному значению СМ основана на нашем желании получить именно расширение этой модели, с возможностью воспроизвести h_{125} в спектре и удержать характерный масштаб изучаемых явлений на уровне электрослабого.

После спонтанного нарушения симметрии для двух дублетов из смеси изначальных полей получаются следующие массивные состояния:

$$\begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} \varphi_1^+ \\ \varphi_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для дублета отрицательно заряженных частиц получается аналогичная комбинация, в описании возникает еще один параметр — угол смешивания α между двумя компонентами нейтрального дублета. Состояния G^0 и $G^\pm$ поглощаются калибровочными бозонами — переносчиками слабого взаимодействия, и в результате в качестве финальных наблюдаемых частиц остаются два заряженных хиггсовских состояния $H^\pm$, одно СР-нечетное нейтральное состояние A и два СР-четных нейтральных состояния h и H (первое обычно полагается более легким, хотя, вообще говоря, неважно, какое из них «назначить» легким, а какое — тяжелым). Значения масс новых хиггсовских состояний не являются полностью произвольными, так как двухдублетная модель задает для них определенные соотношения и допустимые области. Как и скалярный бозон H , нейтральный псевдоскалярный бозон A и два заряженных $H^\pm$ являются тяжелыми. По квантово-механическим аргументам (смешивание двух состояний с одинаковыми квантовыми числами при образовании наблюдаемых состояний) уже открытая скалярная частица h_{125} в 2HDM должна быть смесью двух нейтральных скалярных состояний h и H :

$$h_{\text{SM}} = \varphi_1 \cos \beta + \varphi_2 \sin \beta = h \sin (\alpha - \beta) - H \cos (\alpha - \beta).$$

Значения углов смешивания α и β являются свободными параметрами модели 2HDM, хотя без потери общности β можно выбрать положительным в первом квадранте, так что оба ВС, v_1 и v_2 , будут положительными действительными числами. Значение α может быть выбрано в первом или четвертом квадранте, в зависимости от типа модели 2HDM, плюс замена этого значения на $\alpha \pm \pi$ (изменение знака перед обоими компонентами h и H) не меняет наблюдаемую физику, описываемую двухдублетной моделью. В предположении, что новые состояния из расширенного хиггсовского сектора по массе несильно (не больше, чем на порядок) отстоят от энергетического масштаба СМ v и от значения массы h_{125} , вклад более тяжелого состояния при доступных энергиях ЛНС, вообще говоря, может быть достаточно заметным и свойства наблюдаемой частицы могут сильно отличаться от стандартных. Однако в 2HDM присутствует возможность довольно просто «адаптировать» к этой теории наблюдаемую близость измеренных характеристик скалярной частицы (сечения рождения, бренчинги) к предсказаниям СМ. Из соотношения выше видно, что существует так называемый «настроечный предел» (alignment limit, см., например, [15]) — соотношение двух углов смешивания, для которого примесь тяжелого состояния H в наблюдаемое h_{125} становится пренебрежимо малой (в литературе это условие также называется «decoupling limit»). Тогда более легкий компонент h просто отождествляется с хиггсовским бозоном со свойствами, как в СМ. Настроечный предел достигается при $\cos (\beta - \alpha) \approx 0$.

Из-за расширения пространства параметров и большего числа степеней свободы физика в хиггсовском секторе 2HDM для потенциала, составленного по аналогии с (3), получается гораздо богаче, чем в СМ. Хиггсовский потенциал, удовлетворяющий всем симметричным требованиям, в общем виде содержит целых 14 свободных параметров и нетривиальные минимумы, от-

вечающие случаю сохранения и нарушения СР-четности, а также заряда. Из общего описания выделяются более узкие подклассы моделей, полученные при некоторых упрощающих предположениях и наложении дополнительных симметрий. В частности, если потребовать, чтобы в хиггсовском секторе сохранялась СР-четность (что позволяет различать СР-четные и нечетные хиггсовские состояния в новом расширенном спектре), необходимо убрать из действия все слагаемые, преобразующиеся нечетным образом. Простой способ это сделать — ввести дополнительную дискретную Z_2 -симметрию, действующую в хиггсовском секторе, относительно которой хиггсовские дублеты будут иметь следующую четность: $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$, $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$. Тогда потенциал, строго инвариантный относительно таких преобразований, должен содержать выражения для полей Φ_1 и Φ_2 только в квадрате и в четвертой степени (по аналогии с формулой (3) для СМ). Однако приемлем также вариант с мягким нарушением Z_2 -симметрии при вкладах определенного вида (при перекрестных массовых членах m_{ij} для $i \neq j$), поэтому они остаются в потенциале. В результате СР-четный потенциал в 2HDM выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 V = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - m_{12}^2 [\Phi_1^+ \Phi_2 + \text{h.c.}] + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 \\
 & + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_5}{2} [(\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + \text{h.c.}].
 \end{aligned} \tag{9}$$

Индексы в массовых членах m_{ii}^2 и m_{ij}^2 отвечают связи с первым и со вторым хиггсовскими дублетами, $i, j = 1, 2$, константы самодействия хиггсовских полей λ_k , $k = 1 \dots 5$, при членах вида φ^4 являются действительными числами. Массовые параметры могут быть реальными или комплексными, в зависимости от модели (хотя в обоих случаях существуют варианты с отсутствием FCNC, см., например, [14]). Относительно наложения Z_2 -симметрии, в отсутствие фундаментальной теории, содержащей эту дискретную симметрию внутри себя, ее учет при конструировании (9) является произвольным требованием и привнесением нужных свойств вручную, просто по нашему желанию. С эстетической точки зрения это не очень хорошо, поскольку «неестественно». Однако полные варианты моделей новой физики могут обладать этой симметрией естественным образом, так что вопрос просто переадресуется к соответствующим конструкциям. Также можно отметить, что дополнительная симметрия необязательно должна быть дискретной, существуют и варианты с непрерывными симметриями, обеспечивающими нужные свойства потенциала.

В феноменологически удобном представлении хиггсовский потенциал (9) в СР-четной сохраняющей аромат 2HDM при фиксированной величине $v = 246$ ГэВ и для всех действительных коэффициентов может быть записан в терминах наблюдаемых полей. Тогда в качестве свободных параметров выступают массы хиггсовских состояний m_A , m_H , m_h и $m_{H^\pm}$, фаза смешивания двух нейтральных состояний α , отношение двух ВС $\tan \beta$ и смешивающий массовый параметр m_{ij} . Это довольно много с точки зрения проведения

физического анализа и дальнейшего получения экспериментальных ограничений, хотя и меньше, чем в начальном варианте потенциала без ограничений. Поэтому демонстрируемые экспериментальные графики имеют сильную параметрическую зависимость; для простоты восприятия конкретный выбор параметров при получении каждого графика обычно указывается прямо на нем или в подписи к рисунку.

Конкретные компоненты фермионных полей в юкавском секторе могут быть связаны либо с одним, либо с другим хиггсовским дублетом, что дает разные сценарии в рамках 2HDM. Если мы хотим избежать процессов, содержащих FCNC, мы должны удовлетворить условиям теоремы Глэшоу–Вайнберга–Пашоса аналогично СМ, что сразу дает связь не произвольного вида. В общем виде юкавское взаимодействие имеет структуру (обозначения аналогичны формуле (4)):

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{i,j=1}^3 y_{ij}^{(1)L} (\bar{L}_i e_j) \Phi_1 + y_{ij}^{(2)L} (\bar{L}_i e_j) \Phi_2 + y_{ij}^{(1)u} (\bar{Q}_i u_j) \tilde{\Phi}_1 + \\ + y_{ij}^{(2)u} (\bar{Q}_i u_j) \tilde{\Phi}_2 + y_{ij}^{(1)d} (\bar{Q}_i d_j) \Phi_1 + y_{ij}^{(2)d} (\bar{Q}_i d_j) \Phi_2 + \text{h.c.} \quad (10)$$

В отличие от формулы (4), здесь присутствуют уже два набора юкавских матриц $y_{ij}^{(1)}$ и $y_{ij}^{(2)}$ для каждого из трех фермионных слагаемых — лептонного и кварков верхнего и нижнего типов. Значения матричных элементов массовых матриц для фермионов пропорциональны двум ненулевым ВС:

$$M_{ij} = y_{ij}^{(1)} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^{(2)} \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (11)$$

Выше при рассмотрении свойств СМ мы видели, что диагонализация массовых матриц для получения наблюдаемых состояний фермионов одновременно диагонализировывала и юкавские матрицы, что автоматически устраняло FCNC. Однако в данном случае обе юкавские матрицы не могут быть диагонализированы одновременно, что обуславливает наличие FCNC (процессов, идущих с нарушением барионного или лептонного числа, Baryon Flavor Violation или Lepton Flavor Violation) уже на древесном уровне. В частности, связь вида $\bar{d}s\Phi$ дает вклад в осцилляции $K^0 - \bar{K}^0$ -мезонов в главном порядке теории возмущений (ТВ) и, соответственно, вызывает усиление подобных процессов относительно уровня, предсказанного СМ. Аналогичным образом могут модифицироваться процессы с участием тяжелых B - и D -мезонов (см., например, [16, 17]). Обязательное требование, что подобные проявления новой физики должны укладываться в актуальные экспериментальные ограничения, дает нижние пределы на массы новых хиггсовских частиц. Хотя здесь важно, что ограничения получаются в предположении о (примерно) стандартной интенсивности взаимодействия новых хиггсовских бозонов с фермионами СМ. Поскольку в тех процессах, которые доступны для изучения с хорошей точностью, полученные в экспериментах цифры бренчингов и пр. очень близки к ожиданиям СМ, новые хиггсовские бозоны должны быть весьма тяжелыми. В частности, результаты по осцилляциям K^0 дают $m_{H^\pm} > 10 \text{ ТэВ}/c^2$, удовлетворяющие условию приемлемо малого вклада. Однако ситуация может замет-

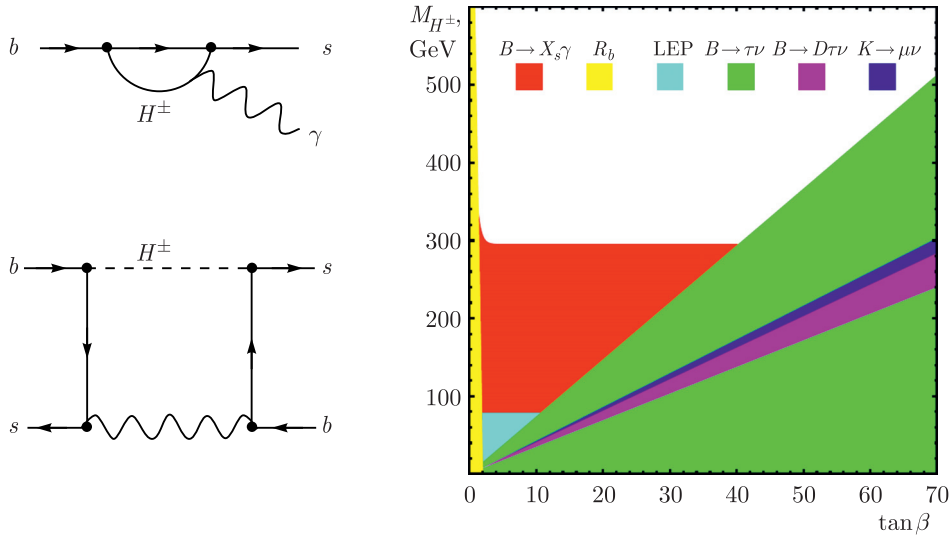


Рис. 3. Слева: примеры диаграмм с FV-вкладами от обмена заряженными хиггсовскими бозонами. Справа: суммарные текущие ограничения в плоскости $(M_{H^\pm}, \tan\beta)$ для заряженных хиггсовских бозонов 2HDM, полученные из физики тяжелых ароматов. Добавлены также предыдущие ускорительные ограничения LEP [14]

но меняться, а ограничения, получаемые из физики тяжелых ароматов, сильно ослабевать, если допустить другие (нестандартные) правила взаимодействия хиггсовских состояний с частицами СМ. На рис. 3, слева показаны примеры диаграмм, содержащих FCNC из-за обмена заряженными хиггсовскими бозонами, для процесса радиационного распада $B_s \rightarrow X_s \gamma$ и осцилляций B -мезонов. Текущие экспериментальные пределы для первого процесса дают бренчинг этого канала $\mathcal{B}_{s\gamma}^{\text{exp}} = (3,43 \pm 0,21 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$. Отсюда следуют нижние ограничения на допустимую минимальную массу $M_{H^\pm} > 480 \text{ ГэВ}/c^2$ с 95 %-м С.Л. и $M_{H^\pm} > 358 \text{ ГэВ}/c^2$ с 99 %-м С.Л. На рис. 3, справа приведен график суммарных ограничений на массы заряженных скалярных состояний в одном из вариантов 2HDM (отвечающем МССМ, см. ниже) в зависимости от значений $\tan\beta$, полученных из объединения данных ATLAS и CMS и экспериментов по физике тяжелых ароматов (включая специализированный эксперимент LHCb).

Для запрещающих FCNC-конструкций, обсуждаемых в этом и в следующем параграфе, допустимыми являются только два варианта — все три поколения правых кварков получают свои массы от связи либо с дублетом Φ_1 , либо с дублетом Φ_2 . Далее, если вспомнить также про лептонные поля, простая комбинаторика дает в общей сложности 4 разных варианта моделей с естественным сохранением аромата, в зависимости от того, к какому из хиггсовских дублетов приписать связь с лептонами. Схематично эти варианты показаны в табл. 1. В варианте Type I, как и в СМ, все фермионы связаны с одним и тем же дублетом Φ_2 (по устоявшемуся соглашению считается, что u_R^i всегда связан с Φ_2). Вариант Type II воспроизводит схему минимальной суперсимметричной модели (МССМ) [13], поскольку верхние и нижние

кварковые компоненты связаны с разными ВС. Лептонные поля «приписаны» к хиггсовскому дублету, придающему массы нижним кваркам. Таким образом, с точки зрения устройства хиггсовского сектора МССМ является просто одним из возможных вариантов 2HDM. Вариант Flipped отличается от МССМ приписыванием лептонов к другому хиггсовскому дублету, и, наконец, в Lepton-specific все кварки связаны со вторым дублетом, а с первым — только лептоны.

Таблица 1. Допустимые варианты структуры юкавского сектора в сохраняющих аромат 2HDM. Индекс $i = 1 \dots 3$ нумерует поколения фермионов. Вариант 2HDM-II со связью фермионов верхнего типа с одним хиггсовским дублетом, а нижнего — с другим, отвечает МССМ

Вариант 2HDM	Фермионы		
	u_R^i	d_R^i	e_R^i
Type I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Type II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_1

Для реализации этих четырех вариантов необходимо задействовать дополнительные симметрии, которые позволят устранить из юкавского сектора вклады, неинвариантные относительно этих симметрий, и оставить только подходящие. Для CP-четной 2HDM с запретом на FCNC этого можно добиться перенесением Z_2 -симметрий, использованных в секторе хиггсовского самодействия, также и в юкавский сектор. Для разных допустимых вариантов рецепт будет немного отличаться. В частности, модель Type I может быть реализована самым простым образом, только требованием инвариантности взаимодействий в юкавском секторе относительно преобразований вида $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$. При этом из описания «уходят» слагаемые, линейные по Φ_1 и нарушающие эту дискретную симметрию, и остаются только линейные по Φ_2 , что и требуется. Для реализации модели Type II эту симметрию необходимо усилить условиями $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$, $d_{(R)}^i \rightarrow -d_{(R)}^i$, $e_i \rightarrow -e_i$ (при этом вклады $y_{ij}^{(1)L}(\bar{L}_i e_j)\Phi_1$ и $y_{ij}^{(1)d}(\bar{Q}_i d_j)\Phi_1$ в (10) останутся неизменными, а вклады $y_{ij}^{(2)L}(\bar{L}_i e_j)\Phi_2$ и $y_{ij}^{(2)d}(\bar{Q}_i d_j)\Phi_2$ поменяют знак и, следовательно, окажутся запрещенными), и так далее в том же духе.

При переходе к наблюдаемым состояниям взаимодействия в юкавском и хиггсовском секторах можно переписать в терминах пяти хиггсовских состояний h , H , A , $H^\pm$, со значениями масс и углов смешивания β и α как свободными параметрами модели. В частности, для фермионов все слагаемые в юкавском секторе имеют одинаковую структуру: $(m_f/v)\xi_h^f \bar{f} f h$, $(m_f/v)\xi_A^f \bar{f} f A$ и т. д. Здесь ξ_h^f , ξ_A^f и т. д. — безразмерные отношения, множители, стоящие в вершинах, связывающих конкретное хиггсовское состояние с фермионами, при универсальном массовом отношении m_f/v , а f — все фермионы СМ, кварки и лептоны в комбинациях, запрещающих FCNC. Эти множители зависят только от комбинации параметров α и β ; их точные

выражения для трех нейтральных хиггсовских состояний приведены в табл. 2. Из таблицы и самого универсального вида взаимодействий понятно, во-первых, что разные хиггсовские состояния связаны с материей СМ с примерно одинаковой (одного порядка) интенсивностью, что является очень важным наблюдением. Во-вторых, в сохраняющей аромат 2HDM воспроизводятся закономерности СМ по связи хиггсовских бозонов с фермионами разных ароматов. В частности, хиггсовские состояния все так же — наиболее сильно — взаимодействуют с третьим, самым тяжелым, поколением. Связь нейтральных хиггсовских состояний с калибровочными бозонами СМ (Z^0 и $W^\pm$) не просто имеет универсальный вид, но одинакова для всех четырех моделей. Константа связи в вершине взаимодействия более легкого состояния h с парой $Z^0 Z^0$ или $W^\pm W^\mp$ равна соответствующей константе в СМ, умноженной на $\sin(\beta - \alpha)$, константа связи для H — соответствующей константе СМ, умноженной на $\cos(\beta - \alpha)$, а связь калибровочных бозонов с псевдоскалярным состоянием A отсутствует.

Таблица 2. Константы связи нейтральных хиггсовских состояний h , H и A с фермионами в юкавском секторе для сохраняющих аромат 2HDM

ξ	Type I	Type II	Lepton-specific	Flipped
ξ_h^u	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
ξ_h^d	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
ξ_h^l	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
ξ_H^u	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
ξ_H^d	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
ξ_H^l	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
ξ_A^u	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
ξ_A^d	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
ξ_A^l	$-\cot \beta$	$\tan \beta$	$\tan \beta$	$-\cot \beta$

С экспериментальной точки зрения четыре допустимых варианта 2HDM для сохраняющих аромат взаимодействий отличаются друг от друга разными бренчингами распадов хиггсовских состояний на частицы СМ (проверка устройства юкавского сектора) и отличающимися вероятностями процессов, содержащих переходы хиггсовских состояний друг в друга (проверка хиггсовского потенциала). Хотя константы хиггсовского потенциала проверить гораздо сложнее, для этого требуется большая статистика и очень хорошая точность измерений доступных в настоящее время процессов, которая может быть трансформирована в ограничения на значения λ_k в (9)*. Так что это, скорее, задача для будущих ускорителей.

* См., например, обзоры Д. И. Казакова «Перспективы физики элементарных частиц» и И. А. Голутвина и С. В. Шматова «Планы и перспективы физики на ЛНС» в этом сборнике, с соответствующими планируемыми ограничениями и предполагаемой достижимой точностью.

Иерархия масс хиггсовских состояний, определяющая порядок их следования по мере возрастания, строго не фиксирована. Размер и форма допустимых областей значений масс нейтральных состояний нетривиальным образом зависят от выбора масс заряженных хиггсовских состояний, а также от величины $\tan\beta$ [15]. Существуют различные аргументы теоретического плана, выделяющие предпочтительные области значений и соотношений масс. Например, изучение феноменологии 2HDM-II в космологическом контексте дает, что при устройстве хиггсовского спектра, когда более тяжелым является псевдоскалярное состояние A , более легким — скалярное H и массовое расщепление между ними составляет не менее $100 \text{ ГэВ}/c^2$, создаются условия для электрослабого фазового перехода в ранней Вселенной, способного обеспечить бариогенезис с наблюдаемой асимметрией между материей и антиматерией. Значения масс новых хиггсовских состояний ожидаются меньше или порядка нескольких сотен ГэВ (максимум несколько ТэВ, если исходить из соображений естественности электрослабого масштаба взаимодействий и постулата, что именно он определяет массы новых частиц). С учетом этого предположения перспективы их обнаружения на LHC выглядят неплохо. В качестве иллюстрации рассмотрим вариант 2HDM-II (MSSM). Для нее сечения рождения нейтрального скалярного H и псевдоскалярного A хиггсовских бозонов достаточно велики для доступных энергий LHC и составляют от примерно 0,1 до 70 пб для $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$, в зависимости от массы рассматриваемого состояния (см., например, [15]). Для разных выборов значений масс (m_A, m_H) и других параметров модели ($\tan\beta$ и α , а также величины массового расщепления между H и A) разные каналы распада будут доминировать, а связанные с ними исследования и физические анализы будут чувствительны к разным областям пространства параметров. Поскольку новые хиггсовские состояния связаны с фермионами и калибровочными бозонами SM и друг с другом, они могут распадаться как непосредственно на частицы SM , так и последовательно друг в друга, если это кинематически допустимо. Например, для случая, когда H тяжелее A и выполняется условие $m_H > m_A + M_Z$, для умеренно тяжелых CP-четных состояний с массами $m_H \lesssim 400 \text{ ГэВ}/c^2$ доминирующим каналом распада с вероятностью почти 1 будет $H \rightarrow AZ$. Для более легкого псевдоскалярного бозона наивысшие брэнчинги имеют дальнейшие каналы распада $A \rightarrow b\bar{b}(\tau\tau)$. Этот канал допускает и обратную интерпретацию $A \rightarrow HZ$ (космологически более приемлемую, см. выше) при противоположном соотношении масс в том же анализе экспериментальных данных. Поскольку ни одна из распадных частиц в рассматриваемых процессах не является стабильной, далее возникают цепочки переходов до финальных наблюдаемых состояний. Для ассоциированного Z^0 обычно рассматривается дилептонный распад $Z \rightarrow ll$ (под ll подразумевается пара лептонов противоположных зарядов $e^\pm e^\mp(\mu^\pm \mu^\mp)$), дающий наибольшую точность и самые выигрышные условия по соотношению величины сигнала и фона. На рис. 4 показаны брэнчинги доминирующих каналов распада H и A на частицы SM в 2HDM-II для выбранных значений масс хиггсовских состояний в зависимости от значений углов смешивания. В итоге основными состояниями, возникающими после распада умеренно тяжелых нейтральных хиггсовских состояний, являются комбинации $ll\tau\tau(bb)$.

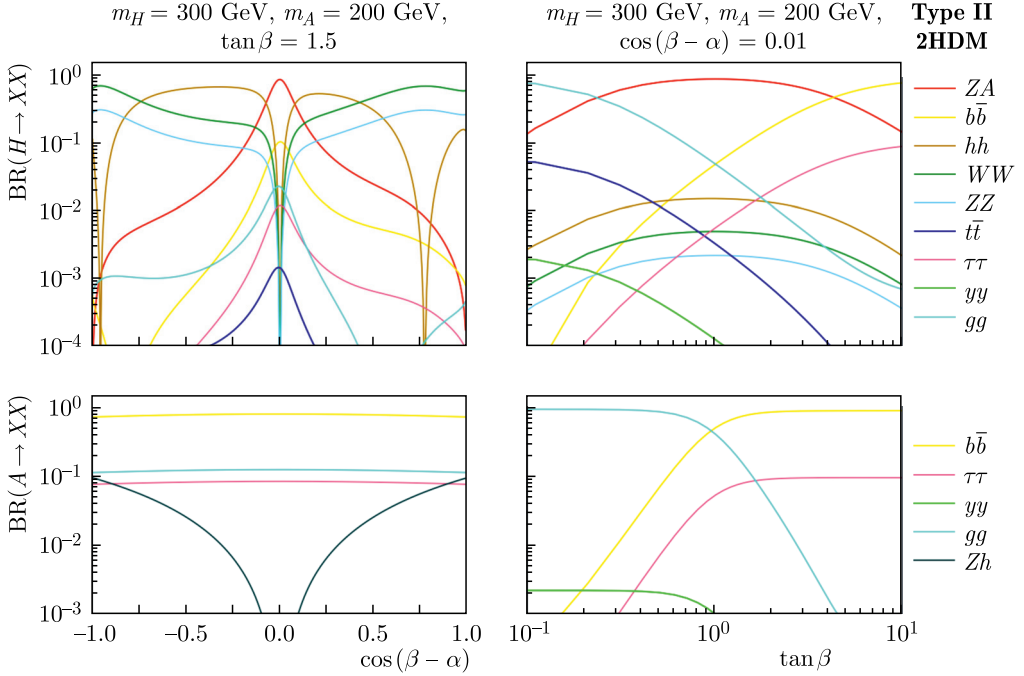


Рис. 4. Бренчинги разных мод распада тяжелых CP-четного хиггсовского состояния H (вверху) и CP-нечетного состояния A (внизу) в сохраняющей аромат 2HDM-II для малых значений $\tan \beta$. В приведенных примерах A является более легким. Слева и справа показаны зависимости бренчингов от $\cos(\beta - \alpha)$ для $\tan \beta = 1,5$ и от $\tan \beta$ для $\cos(\beta - \alpha) = 0,01$ [18]

Однако и они не являются финальными наблюдаемыми сигнатурами, поскольку b -кварки и тау-лептоны также нестабильны. Каждый тау-лептон может распадаться либо по лептонному каналу, дав финальные наблюдаемые легкие лептоны $e(\mu)$ и соответствующие нейтрино/антинейтрино, либо по адронному каналу, обозначаемому τ_{had} . Для пары тау-лептонов существует четыре варианта наблюдаемых (не считая нейтрино, дающих долю потерянной энергии в событиях) конечных состояний: $e\tau_{\text{had}}$, $\mu\tau_{\text{had}}$, $e\mu$ и $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$. Свои варианты есть и для b -кварков. В результате получается наблюдаемое многочастичное состояние с несколькими лептонами и струями, а также с долей потерянной энергии. Использование каналов распада на известные частицы предоставляет значительные преимущества. Например, оптимально проводить изучение распада $A(H) \rightarrow Z^0 h_{125}$ с привязкой h к наблюдаемому скалярному состоянию, что позволяет полностью восстановить баланс энергии-импульса во вторичной вершине, связанной с распадом h_{125} . С увеличением массы H , помимо $H \rightarrow AZ$, становятся значимыми также распады $H \rightarrow hh$ и $H \rightarrow AA$, дающие важные тройные вершины в хиггсовском секторе (проверка самодействия хиггсовских бозонов). К сожалению, характерные значения сечений рождения, умноженные на соответствующие бренчинги распадных каналов, не позволяют изучать эти процессы на LHC.

Результаты коллаборации CMS по текущей обработанной статистике Run 2, соответствующей 36 fb^{-1} , для процессов $H(A) \rightarrow ZA(H)$ показаны на рис. 5 (вверху слева). Ограничения выполнены в терминах двумерного графика (m_A, m_H) исключенных значений масс обоих хиггсовских бозонов (в предположении кинематически разрешенных переходов $m_{A/H} > m_{H/A} + m_Z$ и в настроечном пределе $\cos(\beta - \alpha) \approx 0$). Они были получены как интерпретация, в условиях отсутствия сигнала, верхних ограничений на сечение рождения, умноженное на бренчинг распада, для объединенного канала $ll + \tau\tau, bb$ [18]. Белая полоса на графике отвечает недоступному для проверки в данном канале кинематическому пределу, в котором $m_H = m_A$. Таким образом, для ассоциированного рождения Z^0 и использования его распада как полезной реконструкционной метки просто не остается кинематического объема. Правый верхний график на том же рисунке демонстрирует ограничения на значения $\cos(\beta - \alpha)$ (и его соответствие настроечному пределу), полученные, в зависимости от $\tan\beta$, для другого варианта двухдублетной модели — 2HDM Type I. Видно, что для малых тангенсов β отклонение от настроечного режима практически запрещено (возможность существования легких h , не соответствующих уже наблюдаемому h_{125} , закрыта экспериментом), но допустимая область ненулевых значений сильно расширяется с увеличением тангенса. Это лишний раз показывает сильную зависимость экспериментальных ограничений от выбора значений модельных параметров, с чем мы еще неоднократно столкнемся в этой работе. Нижний график на рис. 5 показывает экспериментальные ограничения на значения модификаторов констант связи с фермионами в юкавском секторе (отношения измеренной константы в распаде по определенному каналу к ее значению в СМ), полученные для канала распада $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ с привязкой h к h_{125} . Идеологически этот результат относится также к проверке нестандартных свойств наблюдаемого хиггсовского бозона, описанной далее в п. 1.6 (см. аналогичный график исключений для модификаторов констант связи, полученный из анализа невидимого канала распада, на рис. 12, справа).

Наличие в спектре хиггсовских частиц заряженных скалярных состояний является очень ярким признаком расширенных конструкций, поэтому изучение возможных сигналов от них является даже более интересной и актуальной задачей, чем поиск нейтральных тяжелых состояний. Для $H^\pm$ в сохраняющих аромат 2HDM получают аналогичные правила взаимодействия с нейтральными хиггсовскими состояниями и с частицами СМ [15]. Для умеренно тяжелых $H^\pm$ при тех же выборах значений $\cos(\beta - \alpha)$ и $\tan\beta$, что и для графиков на рис. 4, сечения рождения по доминирующим каналам $gg \rightarrow H^\pm \bar{t}b$ и $g\bar{b} \rightarrow H^\pm \bar{t}$ составляют 50–100 (500–1000) фб для энергии LHC 8 (13) ТэВ [15]. Наиболее вероятные каналы распада снова зависят от значений углов смешивания, от массы $H^\pm$, выбора значений двух других массовых параметров (m_A, m_H) , а также от величины массового расщепления между ними. В предположении достаточно большого (порядка $150 \text{ ГэВ}/c^2$) массового расщепления и более легкого псевдоскалярного состояния A доминирующими будут каналы распада $H^\pm \rightarrow AW(tb)$ с вероятностями порядка единицы. С учетом последующих переходов в конечные состояния $A \rightarrow b\bar{b}(\tau\tau)$

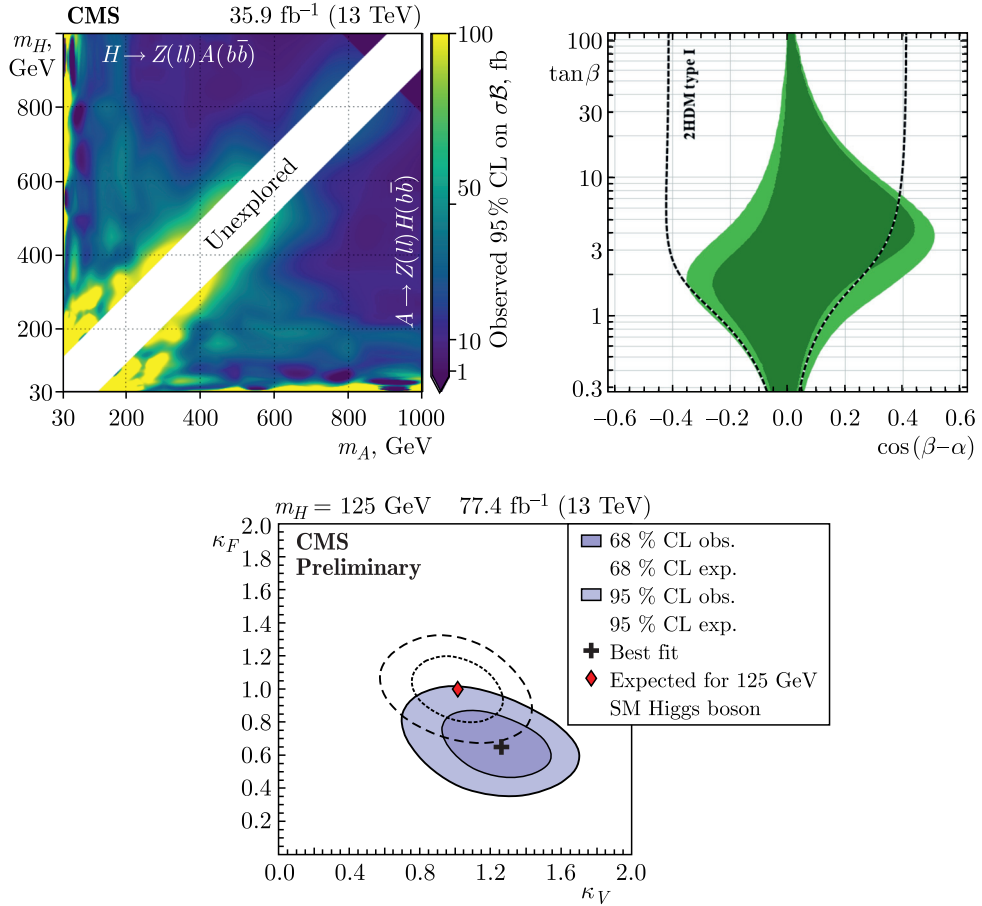


Рис. 5. Вверху слева: наблюдаемые массовые пределы для тяжелых нейтральных хиггсовских состояний A и H в сценарии 2HDM-II, полученные в объединенном канале $ll + \tau\tau, bb$. Исключенные области показаны в плоскости (m_A, m_H) для выбранных значений $\tan \beta = 1,5$ и $\cos(\beta - \alpha) = 0,01$. Цветовая шкала для измеренной величины сечения, умноженного на брэнчинг, показана справа от графика. Вверху справа: область исключенных значений $\cos(\beta - \alpha)$ для разных $\tan \beta$, полученная из объединенных данных LHC по измерению брэнчингов распадов наблюдаемого хиггсовского бозона h_{125} . Темно-зеленая и светло-зеленая области отвечают одному и двум стандартным отклонениям. Штриховыми линиями показана предсказанная область (в границах 2σ) для 2HDM Type I. Внизу: двумерные контуры исключений (68% и 95% C.L.), полученные для мощности сигнала при изучении канала распада $H \rightarrow \tau\tau$ хиггсовского бозона h_{125} , рожденного в процессах $gg \rightarrow H(b\bar{b}H)$ и $VBF + V(qq)H$. Ожидания СМ показаны штриховыми линиями, данные по наилучшему фиту данных — сплошными. Результаты представлены в плоскости модификаторов (отличий от ожиданий СМ) констант связи хиггсовского бозона с массивными калибровочными бозонами κ_V и с фермионами κ_F . Значения СМ отвечают $\kappa_V = \kappa_F = 1$ [18]

и распада W на пару лептон и нейтрино в выбранной области пространства параметров процессы снова получаются вполне доступными для наблюдения. Для распада заряженных состояний напрямую на частицы СМ в предположении наиболее сильной связи с третьим поколением в настоящее время доступны для изучения каналы распада $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$, $H^\pm \rightarrow tb$ (полностью адронный распад), а также $H^\pm \rightarrow cs$ для второго поколения. На рис. 6, слева показаны значения брэнчингов распада по этим каналам в зависимости от величины $\tan\beta$ для двух разных выборов $m_{H^\pm}$, отвечающих легким или тяжелым заряженным состояниям. Разделение этих двух случаев связано с существованием доминирующего канала рождения легких $H^\pm$ (с массой меньше массы топ-кварка) в процессе $t \rightarrow bH^\pm$, с последующим распадом $H^\pm \rightarrow cs$. Этот процесс изучался еще на ускорителях предыдущего поколения до старта ЛНС, результаты исследований описаны ниже в п. 1.4, посвященном феноменологии нарушающих аромат вариантов 2HDM (поскольку распад на пару cs в таких моделях усилен более заметно по сравнению с сохраняющими аромат конструкциями). Отметим, что, по текущим данным ЛНС, даже для FV 2HDM значимых отклонений от ожиданий СМ обнаружено не было.

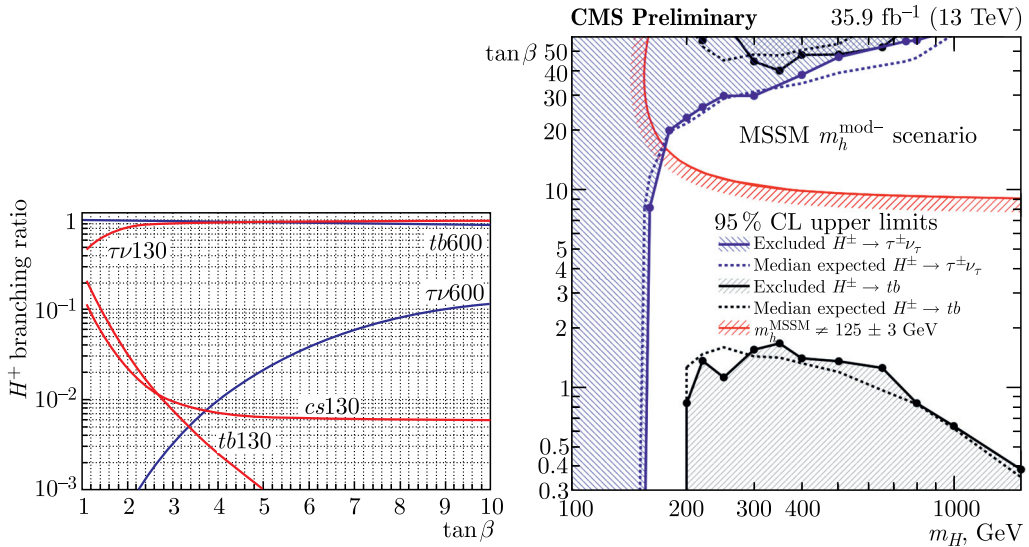


Рис. 6. Слева: брэнчинги фермионных мод распада заряженных хиггсовских состояний $H^\pm$ — на пары tb , cs и $\tau\nu_\tau$ — в сохраняющей аромат 2HDM-II для малых и умеренных значений $\tan\beta$. Красными и синими кривыми показаны соответствующие брэнчинги для легкого ($m_{H^\pm} = 130$ ГэВ/ c^2) и тяжелого ($m_{H^\pm} = 600$ ГэВ/ c^2) заряженного хиггсовского бозона. Справа: наблюдаемые с 95%-м С.Л. верхние пределы (жирные точки и сплошные линии) для исключенных областей пространства параметров 2HDM-II в плоскости $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$, по сравнению с ожидаемыми пределами (пунктирные линии). Штриховка на линиях указывает направление исключаемых областей. Черная заштрихованная область закрыта в результате изучения канала распада $H^\pm \rightarrow tb$, а синяя — $h^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$. Область под красной кривой исключается в предположении, что наблюдаемый скалярный бозон отвечает легкому нейтральному СР-четному состоянию (в настроенном пределе, без примеси тяжелого нейтрального состояния) с массой (125 ± 3) ГэВ/ c^2 (модель MSSM $m_h^{\text{mod-}}$) [19]

На рис. 6, справа показаны объединенные данные коллаборации CMS, отвечающие статистике 36 fb^{-1} , по изучению доминирующих каналов распада tb и $\tau\nu_\tau$ в МССМ. В условиях отсутствия сигнала эти данные позволяют исключить некоторые области пространства параметров этой модели (заштрихованные части графика) [19]. Видно, что, во-первых, для любых значений $\tan\beta$ в МССМ экспериментом исключены малые значения $m_{H^\pm} \leq 160 \text{ ГэВ}/c^2$. А во-вторых, в точном настройном пределе малые и умеренные значения $\tan\beta \lesssim 20$ также уже закрыты (область под красной кривой на графике). Другие комбинации свободных параметров по-прежнему допустимы в МССМ, и для других вариантов сохраняющих аромат 2HDM дело обстоит аналогичным образом.

1.3. Два дублета плюс синглет хиггсовских полей. Дальнейшее расширение хиггсовского сектора по стандартной схеме с синглетами и дублетами получается при добавлении еще одного хиггсовского синглета, что дает класс сценариев 2HDM+S, также обозначаемый в литературе как N2HDM (Next-to-Two-Doublet Higgs Model). При этом набор хиггсовских полей содержит два комплексных дублета Φ_1 и Φ_2 и одно скалярное (действительное или комплексное) поле Φ_S . Как и в 2HDM, для устранения FCNC на древесном уровне нужно вводить дополнительные симметрии, например, дискретные Z_2 , действующие в хиггсовском и юкавском секторах. Только в этом случае их нужно уже две, а не одна; первая — вида $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \Phi_S \rightarrow \Phi_S$, которая мягко нарушается массовыми членами m_{12}^2 , и вторая — вида $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow \Phi_2, \Phi_S \rightarrow -\Phi_S$, которая спонтанно нарушена ненулевым вакуумным средним поля Φ_S . Хиггсовский потенциал, как обычно, содержит все возможные комбинации рассматриваемых полей в квадрате (при массовых членах m_S^2 и $m_{ij}^2, i, j = 1, 2$) и в четвертой степени (самодействие хиггсовских полей с константами связи $\lambda_k, k = 1 \dots 8$) и выглядит следующим образом (см., например, [20]):

$$\begin{aligned}
 V = & m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - m_{12}^2 [\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \\
 & + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2} [\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] + \frac{1}{2} m_S^2 \Phi_S^2 + \\
 & + \frac{\lambda_6}{8} \Phi_S^4 + \frac{\lambda_7}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1) \Phi_S^2 + \frac{\lambda_8}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \Phi_S^2.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь присутствуют новые, по сравнению с 2HDM, слагаемые, отвечающие вкладу дополнительного синглета Φ_S . Как и для сохраняющих аромат 2HDM, при классификации юкавского сектора, описывающего взаимодействие данных мультиплетов хиггсовских полей с материей СМ, существует 4 различных варианта связи с кварками и лептонами, и один из вариантов отвечает NMSSM — следующему за минимальным расширению суперсимметричной модели (подобно тому, как в 2HDM один из вариантов отвечает МССМ). Юкавский сектор в этих моделях устроен таким образом, что псевдоскаляр Φ_S не имеет прямой связи с фермионами СМ. Однако связанное с ним наблюдаемое состояние все равно может распадаться на частицы СМ за счет виртуального смешивания между собой различных хиггсовских состояний в хиггсовском секторе. Модели N2HDM содержат 12 независимых управляю-

сих параметров: сумму квадратов и отношение вакуумных средних v и $\tan \beta$, углы вращения в пространстве хиггсовских состояний $\alpha_{1,2,3}$, определенные аналогично 2HDM, массовые параметры «чистых» состояний $m_{H_{1,2,3}}$, m_A , $m_{H^\pm}$ и массовые смешивающие параметры m_{12}^2 .

В качестве финальных наблюдаемых частиц в N2HDM присутствуют два заряженных хиггсовских бозона $H^\pm$, два CP-нечетных нейтральных состояния (A и a_1) и два CP-четных нейтральных состояния h и H , получающиеся как комбинации первоначальных чистых состояний. По-прежнему присутствует настроечный предел, в котором одно из двух нейтральных CP-четных состояний отвечает h_{125} . Как и в 2HDM, значения масс связаны между собой соотношениями, дающими допустимые области значений этих параметров, но строго не фиксированы. В ходе экспериментального поиска новых хиггсовских состояний при представлении результатов многопараметрического анализа в зависимости от одного из выбранных параметров необходимо зафиксировать значения остальных, и полученные ограничения будут верны только для выбранных значений, с необходимостью пересчета в другие ограничения для других выборов остальных параметров.

Четыре тяжелых состояния (два заряженных, одно CP-нечетное и одно CP-четное), как и в 2HDM, предполагаются имеющими массы больше, чем у h_{125} . Предсказываемая для них феноменология сходна со случаем 2HDM; константы в юкавском и хиггсовском секторах для тяжелых скаляров и псевдоскаляра, естественно, будут отличаться для двухдублетного и следующего за ним расширения, но ограничения, устанавливаемые на параметры моделей в отсутствие сигнала, не позволяют жестко дифференцировать эти два случая. Однако в моделях с дополнительным синглетом есть более характерная черта, определенно указывающая именно на такой тип расширения хиггсовского сектора. Она связана с наличием легкой или очень легкой псевдоскалярной частицы a_1 со значением массы, значительно меньшим, чем у h_{125} (может быть, порядка всего лишь нескольких ГэВ/ c^2). Поэтому физический анализ для 2HDM + S «заточен» именно на обнаружение таких легких состояний. С учетом кинематически доступной области и квантовых чисел (нейтральное CP-нечетное состояние) в предположении сохранения аромата во взаимодействиях пара a_1 может получаться, например, в процессе распада нейтрального CP-четного состояния $h \rightarrow a_1 a_1$. Дальнейший распад на пары не слишком тяжелых частиц СМ осуществляется за счет упоминавшегося смешивания с другими хиггсовскими состояниями, возможные конечные конфигурации могут выглядеть как $4b$, 4τ , $2b2\tau$, $2\mu2\tau$, 4γ и пр. Для самых малых масс остается возможность распада только на самые легкие частицы, так что, например, для $2m_\mu < m_{a_1} < 2m_\tau$ получается существенное усиление димюонной моды. Поскольку значение массы a_1 неизвестно («скользящий» масштаб взаимодействия, отвечающего вторичной вершине распада a_1 на пару частиц), привязка к известной массе уже наблюдаемого скалярного бозона h_{125} в распадах $h \rightarrow 2a_1$ с последующим переходом в финальные наблюдаемые состояния служит меткой для изучаемых процессов.

Коллаборации CMS и ATLAS в ходе Run 1 и Run 2 предпринимали попытки обнаружения пары легких псевдоскалярных бозонов с массами от

3–5 до 62,5 ГэВ/ c^2 (кинематический предел, половина значения массы h_{125}) в каналах $h \rightarrow a_1 a_1 \rightarrow 4\tau(2\mu 2b, 2\mu 2\tau, 2\tau 2b)$. Сигналов, свидетельствующих о присутствии новых частиц, пока обнаружено не было, а верхние пределы (95 % C.L.) на величины соответствующих брэнчингов в наиболее чувствительных модах, полученные, например, CMS на статистике 36 fb^{-1} , составляют $\mathcal{B}(h \rightarrow a_1 a_1 \rightarrow \mu^+ \mu^- b \bar{b}) = (1 \div 7) \cdot 10^{-2} \%$ в диапазоне масс

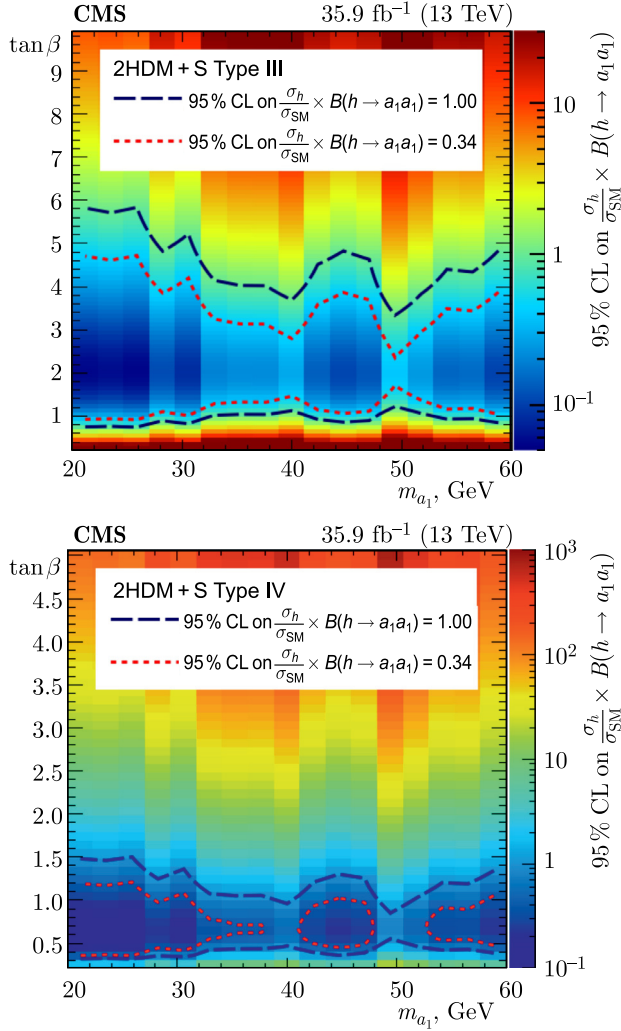


Рис. 7. Наблюдаемые пределы на отношение $(\sigma_h/\sigma_{\text{SM}})\mathcal{B}(h \rightarrow a_1 a_1)$ для 2HDM + S Type III (вверху) и Type IV (внизу). Черной штриховой и красной пунктирной линиями, отвечающими значениям $(\sigma_h/\sigma_{\text{SM}})\mathcal{B}(h \rightarrow a_1 a_1) = 1,0$ и $0,34$, на графиках показаны границы областей с разным «цветовым масштабom» этой величины, указанным на вертикальной шкале справа. Смещение в синюю область отвечает уменьшению брэнчинга. Число 0,34 соответствует верхнему пределу на брэнчинг распада хиггсовского бозона СМ на нестандартные частицы, полученному с 95%-м C.L. коллаборациями CMS и ATLAS по данным Run 1 для энергии столкновений протонов 7 и 8 ТэВ [21]

$20 \leq m_{a_1} \leq 62,5 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\mathcal{B}(h \rightarrow a_1 a_1 \rightarrow \mu^+ \mu^- \tau^+ \tau^-) = 1,2 \cdot 10^{-2} \%$ для массы $m_{a_1} = 60 \text{ ГэВ}/c^2$ [21], что в целом отвечает ожиданиям СМ. Эти ограничения были сделаны в предположении о стандартном характере $h \equiv h_{125}$. Полученные ограничения на бренчинги можно интерпретировать в терминах модельных ограничений для разных вариантов 2HDM + S. На рис. 7 такие ограничения показаны в виде двумерных графиков в плоскости $(m_{a_1}, \tan \beta)$ для двух вариантов 2HDM + S — Type III и IV. Наиболее сильные ограничения получаются в области самых малых или, напротив, самых больших из рассмотренных значений: $\tan \beta \ll 1$ и $\tan \beta \gtrsim 7$. Это отвечает характерной зависимости бренчингов от $\tan \beta$, в частности, во всех сохраняющих аромат моделях 2HDM + S (и 2HDM тоже) димюонная мода усилена в области самых малых тангенсов.

1.4. Модели, допускающие несохранение аромата. Предположения о точном виде связи хиггсовских бозонов с частицами СМ в любом случае должны быть проверены в эксперименте. Последние данные, полученные коллаборациями CMS и ATLAS по распадам h_{125} на фермионы третьего поколения и на пары калибровочных бозонов γ , $W^\pm$ и Z^0 , а также по изучению разных топологий процесса рождения наблюдаемой скалярной частицы, показывают, что результаты совпадают с предсказаниями СМ в пределах погрешностей (актуальные результаты CMS см. на сайте [8]). Однако выполнение аналогичной проверки и получение данных по распадам хиггсовского бозона на более легкое второе поколение, не говоря уже о первом, представляет собой гораздо более сложную задачу. Процесс с лептонной модой для второго поколения $h_{125} \rightarrow \mu\mu$ в СМ является очень редким, а для первого поколения $h_{125} \rightarrow e^+e^-$ недоступен даже во время HL-LHC (подробнее об этом см. п. 1.6). Что касается кварков второго поколения, то процесс $h_{125} \rightarrow c\bar{c}$ реконструируется на адронном коллайдере очень сложно из-за огромного фона КХД, причем ситуация здесь еще хуже, чем для тяжелой моды $b\bar{b}$, поскольку вероятность распада по этому каналу в СМ в 20 раз меньше, чем для $h_{125} \rightarrow b\bar{b}$: значение бренчинга составляет $\mathcal{B}_{\text{SM}}(h_{125} \rightarrow c\bar{c}) = 0,0288^{+0,0016}_{-0,006}$. Впервые принципиальная возможность проведения исследований в этом канале появилась только в период Run 2 и только для определенной топологии процесса рождения и области значений масс хиггсовских бозонов, что все равно является знаковым этапом и действительно замечательным достижением. Таким образом, условно доступной для проверки на LHC сейчас и в будущем является только связь хиггсовского бозона с мюоном и $c(s)$ -кварками. Универсальный вид зависимости (прямая линия, на которую в СМ должны укладываться все измеренные константы со своими значениями, пропорциональными массам фермионов и калибровочных бозонов) и точность измерения констант связи наблюдаемого хиггсовского бозона с частицами СМ продемонстрированы на рис. 8, слева — для текущих обработанных данных Run 2, справа — для предсказаний, сделанных для полной статистики CMS в будущем режиме работы ускорителя HL-LHC. Видно, что электрон и самые легкие кварки просто отсутствуют на рисунке. Кроме прямой проверки значений юкавских констант связи, есть еще ограничения, приходящие из физики тяжелых мезонов. Они обсуждались выше, в п. 1.2, в контексте сохраняющих

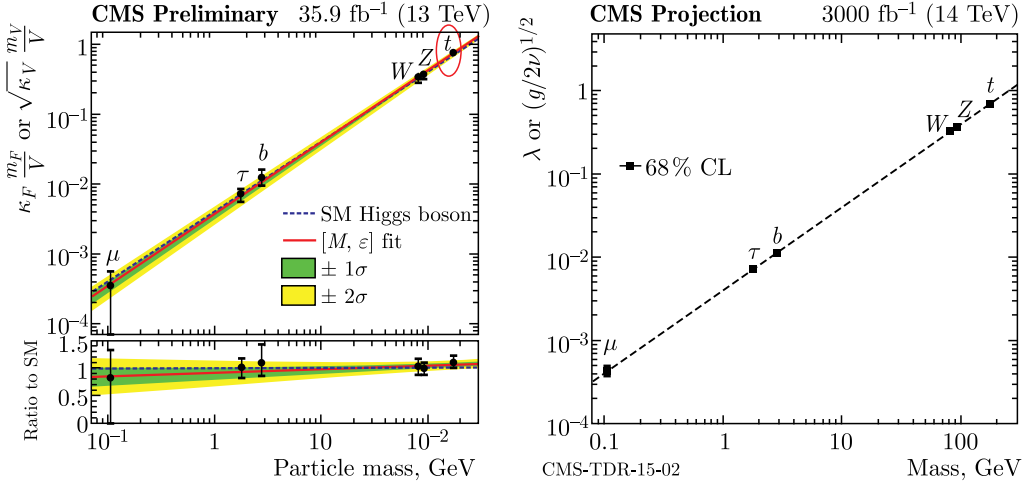


Рис. 8. Проверка универсальности характера взаимодействия хиггсовского бозона с частицами СМ. Слева: экспериментальные данные Run2 коллаборации CMS. Справа: предсказания для точности измерения констант связи на статистике HL-LHC (по данным коллаборации CMS)

аромат 2HDM и ограничений на массы хиггсовских частиц. Нарушающие аромат модели также должны быть согласованы с этими данными. Однако отказ от предположения о наиболее сильной связи хиггсовского бозона с самыми тяжелыми фермионами, в котором и получались эти ограничения, сразу выводит конструируемую модель из-под их действия. А поскольку реально мы не знаем из эксперимента, как на самом деле связаны хиггсовский бозон и самые легкие фермионы и следует ли эта связь установленной универсальности для тяжелых частиц, это оставляет нам возможность «пофантазировать».

Одним из таких вариантов является Flavorful 2HDM (F2HDM) [22]. Как и сохраняющие аромат варианты 2HDM, по конструкции она является двухдублетной моделью, но хиггсовские бозоны взаимодействуют по-разному с разными фермионами: функционально вид связи с двумя легкими поколениями отличается от связи с третьим. По теореме Глэшоу–Вайнберга–Пашоса отсюда, естественно, сразу следует несохранение аромата. Однако интенсивность взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионами и бренчинги для распадов по разным каналам меняются таким образом, что доминирующими каналами становятся распады на второе поколение (см. ниже), и ограничения, получаемые из экспериментов по изучению свойств тяжелых мезонов, просто больше неприменимы из-за слабой связи с тяжелыми фермионами (этот экспериментальный канал теряет свою чувствительность). Такой и подобные ему трюки делают конструкцию F2HDM и другие возможные модели с умеренным нарушением аромата феноменологически приемлемыми.

В F2HDM массы наблюдаемых фермионов получают вклады от двух источников (двух ненулевых ВС v_1 и v_2 хиггсовских дублетов Φ_1 и Φ_2), как и в 2HDM, см. формулу (11). Но массовые матрицы устроены специальным образом и разбиты на два вклада, $\mathcal{M}_0$ и $\Delta\mathcal{M}$, отвечающих одной комбинации ВС, придающей массу тяжелому третьему поколению, и дру-

гой, ответственной за массы двух легких поколений. С теоретической точки зрения положительным свойством F2HDM является возможность решить таким образом проблему иерархии фермионных масс. В лептонном секторе эта конструкция выглядит так:

$$\mathcal{M}_0 \sim \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad \Delta\mathcal{M} \sim \begin{pmatrix} m_e & m_e & m_e \\ m_e & m_\mu & m_\mu \\ m_e & m_\mu & m_\mu \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Еще одним преимуществом является отсутствие «внешних» дискретных Z_2 -симметрий, необходимых в сохраняющих аромат вариантах 2HDM. Зато присутствует умеренное нарушение аромата, умеренность которого обеспечивается приближительной $U(2)$ -симметрией между первым и вторым поколениями. Интересно, что экспериментальные данные по осцилляциям тяжелых мезонов согласуются с такой конструкцией даже немного лучше, чем СМ [22].

Таблица 3. Константы связи нейтрального хиггсовского состояния H^0 с калибровочными бозонами и фермионами для моделей с сохранением (2HDM Type I, II) и с умеренным нарушением аромата (Flavorful 2HDM). Для фермионов с ароматом f указано отношение юкавской константы в выбранной модели и ее соответствующего предсказания в рамках СМ, $\kappa_f \equiv y_f/y_f^{\text{SM}}$. В обозначениях в таблице $c_{\alpha(\beta)} \equiv \cos \alpha(\cos \beta)$, $s_{\alpha(\beta)} \equiv \sin \alpha(\sin \beta)$, $t_\beta \equiv \tan \beta$ и пр. [22]

Model	W, Z κ_V^H	Up quarks $\kappa_t^H, \kappa_c^H, \kappa_u^H$	Down quarks $\kappa_b^H, \kappa_s^H, \kappa_d^H$	Leptons $\kappa_\tau^H, \kappa_\mu^H, \kappa_e^H$
2HDM Type I	$c_{\beta-\alpha}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}$
2HDM Type II	$c_{\beta-\alpha}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}$	$t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}$	$t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}$
Flavorful 2HDM	$c_{\beta-\alpha}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}$	$\frac{1}{t_\beta} \frac{s_\alpha}{c_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}, t_\beta \frac{c_\alpha}{s_\beta}$

В табл. 3 показаны константы связи в калибровочном и юкавском секторах для нейтральных хиггсовских бозонов в F2HDM и, для сравнения, в двух вариантах CP-четной сохраняющей аромат 2HDM (Type I и Type II), рассмотренных в п. 1.2. Для калибровочных бозонов все устроено одинаково во всех трех моделях, а в юкавском для связи хиггсовских бозонов с фермионами СМ возникают отличия. Первая и вторая строки в таблице воспроизводят выражения для соответствующих юкавских констант из табл. 2, просто переписанных чуть иначе, с выделением явной зависимости от параметра $\tan \beta$, который может быть большим или малым. Третья строка для F2HDM демонстрирует, во-первых, ароматовую неуниверсальность юкавских констант для трех поколений: два легких поколения связаны с H^0 одинаково, и вид этой связи отличается от того, что получается для третьего поколения (для t - и b -кварков воспроизводится зависимость от параметров смешивания α и β , как для 2HDM Type II). И, во-вторых, из табл. 3 также видно, что связь H^0

с тяжелым третьим поколением одинаковым образом параметрически подавлена как $1/\tan\beta$ для верхнего и нижнего кварков, в то время как связь с двумя легкими поколениями, напротив, усилена как $\tan\beta$. Аналогичным образом устроены обмены заряженными хиггсовскими состояниями $H^\pm$ в юкавском секторе. Эта ситуация ярко и заметно отличается от СМ и от построенных в ее стиле вариантов СР-четной сохраняющей аромат 2HDM.

Соответственно, в F2HDM меняется ситуация с предсказываемой феноменологией. На рис. 9, вверху для сценария больших тангенсов ($\tan\beta = 50$) показаны сечения рождения нейтрального состояния H^0 (слева) и заряженных

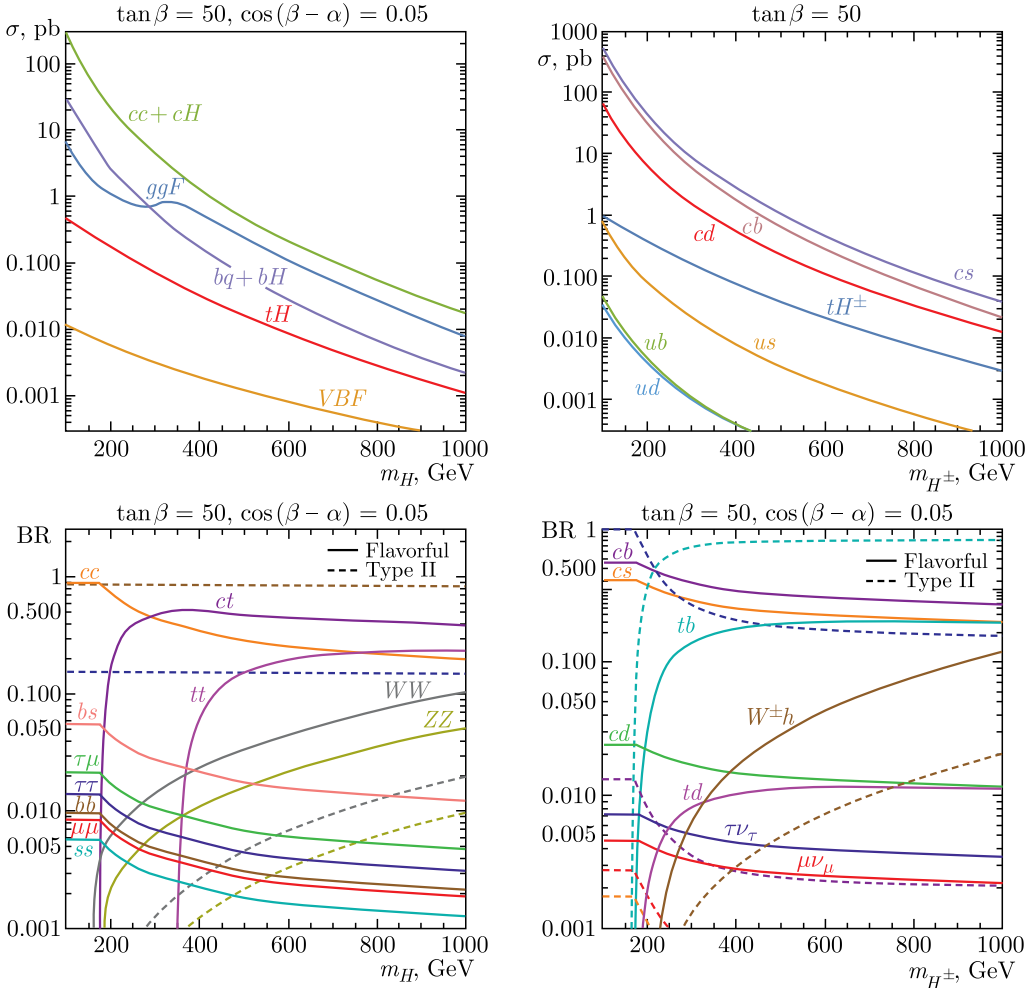


Рис. 9. Сечения рождения (вверху) и брэнчинги (внизу) хиггсовских бозонов в F2HDM в разных каналах для нейтральных СР-четных (слева) и заряженных (справа) состояний для энергии LHC $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. На графиках с брэнчингами (сплошные цветные линии) для сравнения показаны также соответствующие величины для одного из вариантов сохраняющей аромат 2HDM — Type II (MSSM) (штриховые линии таких же цветов) [22]

состояний $H^\pm$ (справа) в зависимости от их массы. Для нейтральных хиггсовских бозонов основными каналами рождения становятся процессы слияния двух s -кварков или двух глюонов, а также ассоциированное рождение bH^0 в процессе, инициированном s -кварком (на рисунке соответствующая кривая подписана как $bq + bH$). А для заряженных состояний основным каналом становится рождение в процессе слияния кварков второго поколения — $cs \rightarrow H^\pm$, усиленное относительно «классического» $tH^\pm$ почти на два порядка. Также имеют большие вероятности процессы слияния cb и cd . Сечения рождения имеют сильную зависимость от $\tan\beta$ и падают с его уменьшением. Некоторые каналы рождения отсутствуют для СР-нечетного (псевдоскалярного) состояния A [22]. В нижнем ряду показаны бренчинги для процессов распада тяжелого нейтрального состояния H^0 (слева) и заряженных $H^\pm$ (справа) на частицы СМ. Графики получены для $\tan\beta = 50$ в настроенном пределе. Для большей наглядности на эти графики наложены также соответствующие бренчинги для 2HDM-II. Здесь также сразу видны существенные изменения. В сохраняющей аромат 2HDM, как и в СМ, наибольшие бренчинги, близкие к 1, дают каналы распада $H^0 \rightarrow bb$ и $H^0 \rightarrow \tau\tau$ для нейтральных хиггсовских бозонов и $H^\pm \rightarrow tb$ и $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$ для заряженных. А в F2HDM для нейтральных хиггсовских состояний соответствующий бренчинг для конечного состояния bb уменьшается почти в 100 раз, а для $\tau\tau$ — в 20 раз. С учетом изменившихся каналов рождения из всего этого следует, что поиск новой физики в хиггсовском секторе, проводимый коллаборациями на LHC в традиционных каналах, дает гораздо более слабые ограничения на параметры F2HDM, по сравнению с сохраняющими аромат вариантами, по причине малой чувствительности. Фактически ограничения на уровне, отвечающем возможностям LHC, никак не отвечают на вопрос о применимости этой модели. Зато усиливаются некоторые редкие в традиционных вариантах каналы, которые становятся более заметными и доступными для измерения, в частности, распады на конечные состояния ss и $\mu\mu$. Но наиболее характерной чертой является возникновение новых, нарушающих аромат каналов ct , bs и $t\mu$, причем распад в ct становится доминирующим, наряду с tt (в кинематически допустимых областях массы H^0 больше одной и двух масс топ-кварка соответственно). Аналогично, для заряженных состояний ниже порога рождения топ-кварка доминирующими становятся конечные состояния cb и cs , а выше порога заметным становится также канал ts . Предсказания для бренчингов тоже имеют сильную параметрическую зависимость от величины $\tan\beta$, поэтому ограничения, получаемые из экспериментов по поиску соответствующих сигналов в условиях их отсутствия, ослабляются при понижении $\tan\beta$.

Все вместе это дает набор перспективных характерных сигнатур для наблюдаемых конечных состояний при изучении предсказаний F2HDM, приходящих, в частности, из следующих процессов: $pp \rightarrow H^0 \rightarrow tc$ (а также cs и $t\mu$ в конечном состоянии) и $pp \rightarrow tH^0 \rightarrow ttc$ (или tcc с чарм-кварками одного знака) для нейтральных состояний, $pp \rightarrow tH^\pm \rightarrow tcb$ (или tcs , ttc и $t\mu\nu_\mu$) и $pp \rightarrow H^\pm \rightarrow cs$ для заряженных. В настоящее время коллаборациями на LHC уже выполнено множество физических анализов, дающих ограничения на параметры разных вариантов 2HDM, которые, в том числе, можно интерпретировать в контексте F2HDM. Однако, как уже говорилось

выше, для F2HDM нужно использовать «неклассические» каналы распада, более характерные и чувствительные в этом случае. Прежде всего к такому относится поиск прямых распадов хиггсовских бозонов (наблюдаемого состояния h_{125} и гипотетических более легких или тяжелых скалярных нейтральных и заряженных частиц) по лептонному или кварковому каналу с нарушением аромата. В лептонной моде в период Run 1 и Run 2 LHC проводились исследования распадов $H \rightarrow e\mu$, $H \rightarrow e\tau$ и $H \rightarrow \mu\tau$ с привязкой интерпретации полученных результатов к массе наблюдаемого состояния h_{125} . Установленный в настоящее время с 95 %-м С.Л. верхний предел на бренчинг $\mathcal{B}(H \rightarrow \mu\tau) < 0,25\%$, полученный на статистике $35,9 \text{ fb}^{-1}$, находится в полном согласии с ожиданиями СМ (на доступном уровне точности, с учетом всех теоретических и экспериментальных погрешностей). Аналогично обстоят дела в каналах $H \rightarrow e\tau$ и $H \rightarrow e\mu$. Для распада хиггсовского бозона на электрон и тау-лептон сейчас имеется ограничение $\mathcal{B}(H \rightarrow e\tau) < 0,61\%$. Результаты этого поиска в виде контуров исключений для значений недиагональных элементов юкавских матриц показаны на рис. 10. Области справа и выше контуров считаются закрытыми экспериментом [23], также на рисунках разным цветом указаны области, отвечающие разным значениям бренчингов. Это позволяет использовать графики как контрольные при сравнении полученных ограничений и предсказаний разных нестандартных моделей, дающих усиление бренчингов в этих каналах. Конкретно для варианта F2HDM чув-

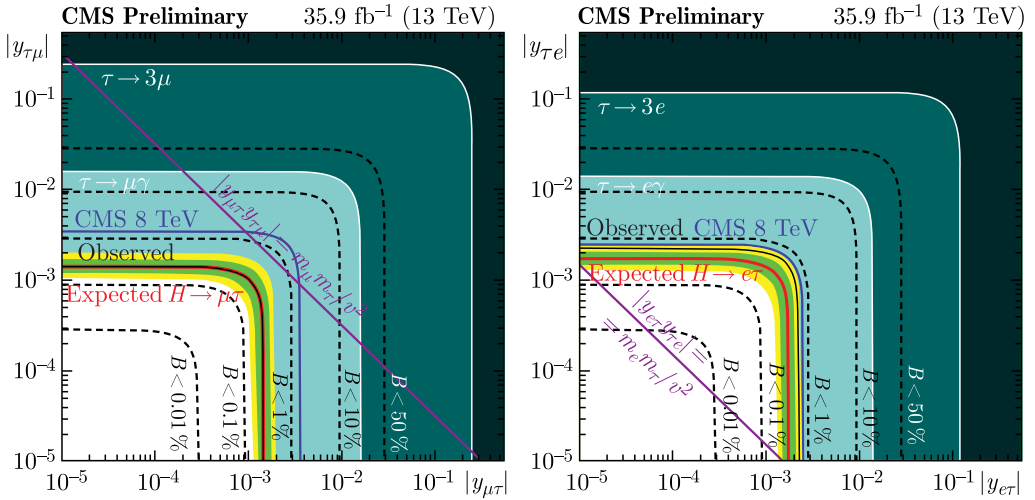


Рис. 10. Ограничения на недиагональные по ароматам элементы юкавских матриц $|y_{\mu\tau}|$, $|y_{\tau\mu}|$ (слева) и $|y_{e\tau}|$, $|y_{\tau e}|$ (справа). Ожидаемый (красная сплошная жирная линия) и наблюдаемый (сплошная черная) пределы извлечены из пределов на бренчинги $\mathcal{B}(H \rightarrow \mu\tau)$ и $\mathcal{B}(H \rightarrow e\tau)$. Диагональные по ароматам элементы юкавских матриц полагаются равными их значениям в СМ. Черными штриховыми линиями ограничены области, отвечающие разным предсказываемым значениям бренчингов (от 50 до 0,01 %) по соответствующим каналам. Зеленый (желтый) коридор отвечает 68 % (95 %) С.Л. для отклонений наблюдаемых пределов от ожидаемого значения. Для сравнения показаны также предыдущие ограничения, полученные CMS в период Run 1 (синие кривые) [23]

ствительность эксперимента не позволяет установить значимые ограничения на модель, поскольку экспериментально установленные пределы все еще находятся выше уровня предсказаний (примерно на половину порядка величины для больших значений $\tan \beta \geq 50$ и значительно выше для малых).

Аналогичные исследования, хотя только в определенных областях масс m_{H^0} и $m_{H^\pm}$, можно выполнить в сохраняющих аромат, но аномально усиленных, по сравнению с СМ и с «обычными» 2HDM, каналах распада. В лептонной моде это процесс $H \rightarrow \mu\mu$, а в адронной — распады $H \rightarrow c\bar{c}$ и $H^\pm \rightarrow cs$. Лептонный распад $H \rightarrow \mu\mu$ более подробно рассмотрен в п. 1.6, посвященном поиску нестандартных свойств наблюдаемой частицы h_{125} . Интерпретация полученных результатов в контексте F2HDM дает умеренное ограничение для достаточно тяжелых H^0 и для больших значений $\tan \beta \geq 50$. Что касается адронной моды, то с увеличением набранной статистики появляется экспериментальная возможность изучать связь хиггсовских бозонов со вторым поколением кварков. Результаты таких исследований должны быть представлены в виде верхнего ограничения на κ_c . Как уже говорилось, распад $h_{125} \rightarrow c\bar{c}$ весьма сложно изучать на адронном коллайдере. Непрямые ограничения, полученные CMS из глобального фита всех существующих данных в анализе распадов h_{125} , дают $\kappa_c = 6,2$ с 95 %-м С.Л. в предположении отсутствия нестандартных взаимодействий (на основе только ожиданий СМ). Совсем недавно появились также первые данные по прямому наблюдению данного канала, выполненные для специального выбора топологии процесса, позволяющего сильно понизить фон. Изучалось ассоциированное рождение хиггсовского и калибровочного бозонов HV , с $V = Z^0(W^\pm)$, впоследствии распадающимся в лептонной моде: $V \rightarrow \ell\ell, \nu\nu(l\nu)$. Результаты были представлены в терминах верхних ограничений на мощность сигнала μ — отношение сечения наблюдаемого процесса ассоциированного рождения VH^0 , умноженного на бренчинг $H \rightarrow c\bar{c}$, к ожидаемой в СМ величине ([24], первая работа по ссылке). Для обработанной в настоящее время статистики Run 2 получается, что с 95 %-м С.Л. результат совпадает с ожиданиями СМ в границах двух стандартных отклонений, с некоторыми нюансами, связанными с незначительным превышением над 2σ в одной из использованных в анализе финальных конфигураций для пары VH . С учетом выбранного недоминирующего канала рождения хиггсовского бозона это не является сильным ограничивающим фактором применимости F2HDM.

Также буквально на днях (ноябрь 2019 г.) появились новые результаты по поиску легких (с массой меньше массы топ-кварка) заряженных хиггсовских бозонов, образующихся в распаде топ-кварка $t \rightarrow H^\pm b$, с последующим распадом заряженного хиггсовского состояния на кварки второго поколения $H^\pm \rightarrow cs$ (вторая ссылка в [24]). В отличие от процесса $H^0 \rightarrow c\bar{c}$, изучение этого процесса выполнялось и раньше, на ускорителях предыдущего поколения, которые для легких заряженных бозонов давали верхние ограничения на искомый бренчинг порядка 10–30 %. На LHC в коллаборации CMS для снижения фона использовалась топология процесса рождения $H^\pm$ в распаде одного из пары топ-кварков, получающихся при слиянии двух глюонов. Для двух топ-кварков одна из распадных «ветвей» отвечает чистому процессу СМ $t \rightarrow Wb$ (служащему «меткой»), а вторая содержит искомый нестандартный

вклад $t \rightarrow H^\pm b$. В отсутствие сигнала было установлено ограничение на значение брэнчинга в диапазоне масс $80 \leq m_{H^\pm} \leq 160$ ГэВ/ c^2 . С 95 %-м С.Л. это значение не превышает 1,6 % во всей рассматриваемой области масс $H^\pm$, что является наиболее сильным ограничением в настоящее время. В F2HDM $\mathcal{B}(H^\pm \rightarrow cs)$ в указанном массовом интервале составляет целых 40 % для $\tan \beta = 50$, однако падает с понижением значения этого параметра. Этот результат ограничивает возможность существования легких заряженных хиггсовских скаляров, хотя выбранная топология процесса рождения $H^\pm$ снижает чувствительность канала. С учетом этого момента F2HDM в достаточно большой области значений модельных параметров по-прежнему «остается на плаву». Полученные результаты также ограничивают сохраняющие аромат варианты 2HDM в области самых малых $\tan \beta$.

1.5. Триплетные представления для расширенного хиггсовского сектора. Помимо дублетных представлений, для полей из расширенного хиггсовского сектора можно рассматривать любые другие представления, в частности, триплетное и более широкие — лишь бы это было обусловлено рассматриваемой моделью новой физики за рамками СМ и являлось необходимым следствием ее симметричных свойств, а также «вписывалось» бы в уже изученную наблюдаемую картину мира. При этом сразу возникает большее разнообразие наблюдаемых хиггсовских частиц, в том числе обладающих весьма экзотическими свойствами. В частности, в триплетных моделях возникают дважды заряженные хиггсовские бозоны H^{++} и H^{--} . Существует достаточно много теорий, дающих подобные состояния: модель с восстановленной лево-правой симметрией в слабых взаимодействиях, модели составных хиггсовских бозонов [25], модель «малого хиггсовского бозона» (little Higgs model), класс моделей, содержащих механизм качелей для приобретения массы нейтрино (type-II seesaw), некоторые модели темной материи и ряд других. В этом параграфе мы дадим один пример конструкции с триплетными представлениями для хиггсовских полей, реализующийся в популярной модели Георги—Махачек [26].

Как и для дублетных вариантов, рассмотренных выше, выбор приемлемых конструкций и значений параметров модели ограничен теоретическими и экспериментальными требованиями. Со стороны теории существует условие, что гиперзаряд для хиггсовского триплета должен равняться 0 или ± 2 , поскольку только для таких значений гиперзаряда в спектре наблюдаемых хиггсовских частиц присутствует нейтральное состояние. Однако это требование вступает в противоречие с одним очень важным ограничением, что приводит к проблемам с триплетными моделями. Это универсальное ограничение связано с экспериментально измеренным значением так называемого параметра ρ , который, вне зависимости от симметричных свойств рассматриваемой модели, выражается через наборы из трех базовых величин:

$$\rho = \frac{\sum_k 2(I_k(I_k + 1) - Y_k^2/4)v_k^2}{\sum_k Y_k^2 v_k^2}. \quad (14)$$

Здесь, как и в п.1.1, I — слабый изоспин, $Y = 2(Q - I_3)$ — гиперзаряд, индекс k нумерует хиггсовские мультиплеты (1, 2 и т.д., первый всегда

соответствует дублету $СМ$), а v_k — ненулевые вакуумные средние соответствующих мультиплетов. Значение ρ в $СМ$ получается из одного из главных соотношений параметров $СМ$ (верного на древесном уровне и сохраняющегося в высших порядках за счет наличия защищающей симметрии в $СМ$):

$$\rho_{SM} \equiv \rho_0 = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}.$$

В настоящее время оно измерено в коллайдерных экспериментах (в том числе на LHC) с очень хорошей точностью: $\rho_{SM} = 1,00039 \pm 0,00019$. Требование $\rho = 1$ с точностью не хуже указанной должно выполняться и для всех расширенных конструкций. В моделях с дополнительными дублетами и(или) синглетами хиггсовских полей оно удовлетворяется всегда, поскольку $I_k = 1/2$ для дополнительного дублета и $I_k = 0$ для синглета, а значения гиперзаряда для этих двух случаев равны $Y_k = \pm 1$ и 0 соответственно. Подстановка в (14) дает 1, и никаких дальнейших ограничений на параметры моделей (допустим, на величины вакуумных средних и пр.) отсюда не возникает. Однако для недублетных (триплетных) представлений ситуация меняется. Для минимальных конструкций, содержащих только один триплет, в зависимости от типа представления (комплексное, $Y = 2$, или вещественное, $Y = 0$) из (14) получаются соответственно значения $\rho > 1$ и $\rho < 1$. Получить равенство 1 можно только в двух специальных случаях. Первый — когда ВС дополнительных триплетов очень малы по величине. Тогда их вклад просто пренебрежим и выполняется приблизительное равенство. Однако такой подход влечет за собой слишком сильную связь с лептонами, что противоречит наблюдениям. Второй вариант заключается в том, что значения ВС, входящие в (14), должны каким-то образом подстраиваться друг под друга, чтобы в результате давать нужное отношение. Это наводит на мысль о наличии дополнительной защищающей симметрии, как в $СМ$, которая обеспечила бы такую подстройку и сохранила ее при вычислениях по ТВ. Этот вариант с теоретической точки зрения является гораздо более изящным. Модель Георги–Махачек [26] как раз использует такую «встроенную» защищающую симметрию.

Расширенный хиггсовский сектор в этой модели содержит дублет полей, аналогичный $СМ$, и не один, а два дополнительных триплета — вещественный (ξ^+, ξ^0, ξ^-) , с $I = 1$ и $Y = 0$, и комплексный $(\chi^{++}, \chi^+, \chi^0)$, с $I = 1$ и $Y = 2$. С учетом формулы (14) для такого состава полей и представлений для них получается

$$\rho = \frac{v_\varphi^2 + 4v_\xi^2 + 4v_\chi^2}{v_\varphi^2 + 8v_\chi^2},$$

и это выражение равняется 1, когда $v_\xi = v_\chi$. Приблизительное же равенство двух ВС дополнительных триплетов друг другу обеспечивается за счет наличия защищающей симметрии — глобальной $SU(2)_L \times SU(2)_R$, наличие которой хорошо видно, если переписать дублет Φ и триплеты в бидублетном (ср. с (1)) и битриплетном представлениях:

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \varphi^{0*} & \varphi^+ \\ -\varphi^{+*} & \varphi^0 \end{pmatrix}, \quad X \equiv \begin{pmatrix} \chi^{0*} & \xi^+ & \chi^{++} \\ -\chi^{+*} & \xi^0 & \chi^+ \\ \chi^{++} & -\xi^{+*} & \chi^0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Также для «настройки» этой модели на СМ должно выполняться равенство

$$v_\varphi^2 + 8v_\chi^2 \equiv v^2 = (246 \text{ ГэВ})^2.$$

Удовлетворяющая всем этим условиям модель является вполне феноменологически приемлемой, во всяком случае — проходящей ограничения по значению ρ .

Распределение ответственности хиггсовских полей за придание масс частицам СМ в этой модели выглядит очень интересно. Дублет Φ придает массы фермионам, а дополнительные хиггсовские мультиплеты и получающиеся из них наблюдаемые частицы имеют свойство «фермиофобности» — по построению они слабее связаны с лептонами и кварками, чем с калибровочными бозонами, что обуславливает их преимущественное рождение в процессе слияния двух калибровочных бозонов (VBF), а также, например, в процессе Дрелла–Яна. Как и в 2HDM, в этой модели присутствует смесь двух нейтральных состояний, для которой существует настроечный предел, когда более легкое состояние воспроизводит бозон h_{125} с измеренными свой-

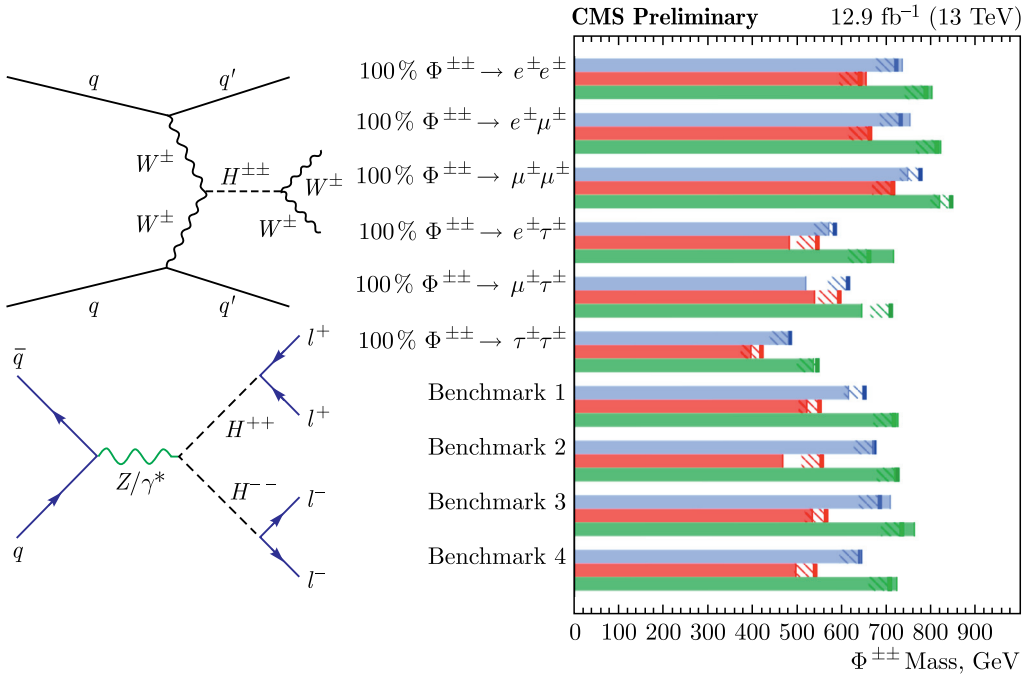


Рис. 11. Слева: диаграммы процессов с участием дважды заряженных хиггсовских бозонов — процесс Дрелла–Яна (вверху) и VBF (внизу) для триплетной модели Георги–Махачек. Справа: сводные результаты для наблюдаемых (сплошные цветные полосы) и ожидаемых (заштрихованные) пределов с 95%-м С.Л. на массы дважды заряженных хиггсовских бозонов в разных модах распада. Для каждой моды распада анализ выполнен в двух каналах рождения $\Phi^{\pm\pm}$, отвечающих показанным слева диаграммам (красные полосы — парное рождение в процессе Дрелла–Яна, синие — ассоциированное рождение с парой кварков в процессе VBF), также для всех случаев показан объединенный предел по обоим каналам (зеленым) [28]

ствами [27]. Для удовлетворения требованию сохранения заряда в вершинах заряженные $H^\pm$ и дважды заряженные $H^{\pm\pm}$ хиггсовские состояния должны рождаться в парах. Доминирующими каналами распада также являются пары калибровочных бозонов, фермионные моды имеют значительно меньшие брэнчинги (зато лептонные моды, как обычно, отличаются наилучшей точностью реконструкции и потому также используются). На рис. 11, слева приведены примеры диаграмм процессов рождения пары дважды заряженных хиггсовских бозонов, с последующим распадом на пары калибровочных бозонов или лептонов одного знака — очень характерная черта таких моделей.

Предварительные результаты коллаборации CMS по поиску дважды заряженных скалярных состояний в период Run 2, полученные на статистике $12,9 \text{ фб}^{-1}$ [28], показаны на рис. 11, справа. Сводные результаты по массовым пределам, полученные для двух топологий процесса рождения и для разных мод распада дважды заряженных скалярных частиц (на графике обозначены как $\Phi^{\pm\pm}$), показывают, что, по текущим данным, возможные значения масс таких состояний в триплетной модели Георги–Махачек не могут быть меньше примерно $600\text{--}700 \text{ ГэВ}/c^2$.

1.6. Поиск нестандартных свойств наблюдаемого хиггсовского бозона h_{125} . Большим направлением деятельности по поиску новой физики в хиггсовском секторе является изучение свойств пока что единственного открытого бозона с массой $m_h = 125 \text{ ГэВ}/c^2$ с максимальной доступной точностью, в попытках найти отклонения от предсказаний СМ, сигнализирующие о нестандартном характере этой частицы. Сводки результатов по свойствам h_{125} по полным данным предыдущего Run 1, полученным коллаборациями ATLAS и CMS, можно найти в работах [29], регулярно обновляемый статус исследований в этой области в коллаборации CMS — на сайте [8], а актуальные совместные результаты с объединением данных обеих коллабораций по сечениям процессов рождения хиггсовского бозона — на специальном отдельном сайте [30]. Открытая скалярная частица исследуется по всем параметрам, доступным для изучения: значение массы, ширины, моды рождения и распада, константы связи с частицами СМ, поиск процессов с участием h_{125} , запрещенных или аномально усиленных по сравнению с нашими ожиданиями для стандартного хиггсовского бозона.

Перечень основных каналов распада и график зависимости брэнчингов от массы хиггсовской частицы были приведены ранее в п. 1.1. Кроме них, имеются также редкие и очень редкие распады с вероятностями меньше одного процента. В частности, для распада на пару лептонов второго и первого поколения СМ предсказывает соответственно значения $\mathcal{B}_{\text{СМ}}(H \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0,022 \%$ и $\mathcal{B}_{\text{СМ}}(H \rightarrow e^+ e^-) \approx 0,09 \cdot 10^{-5} \%$. Последний распад находится полностью за рамками возможностей ЛНС, а вот первый, хоть и на пределе чувствительности, все же может быть зарегистрирован на ЛНС напрямую при обработке всех данных, набранных по окончании Run 3 (а также, с повышением точности, во время HL-LHC). В настоящее время для него можно установить только верхние ограничения в зависимости от массы хиггсовского скаляра. На рис. 12, слева показаны результаты коллаборации CMS, полученные для гипотезы h_{125} СМ по объединенным данным Run 1 и обработанным в на-

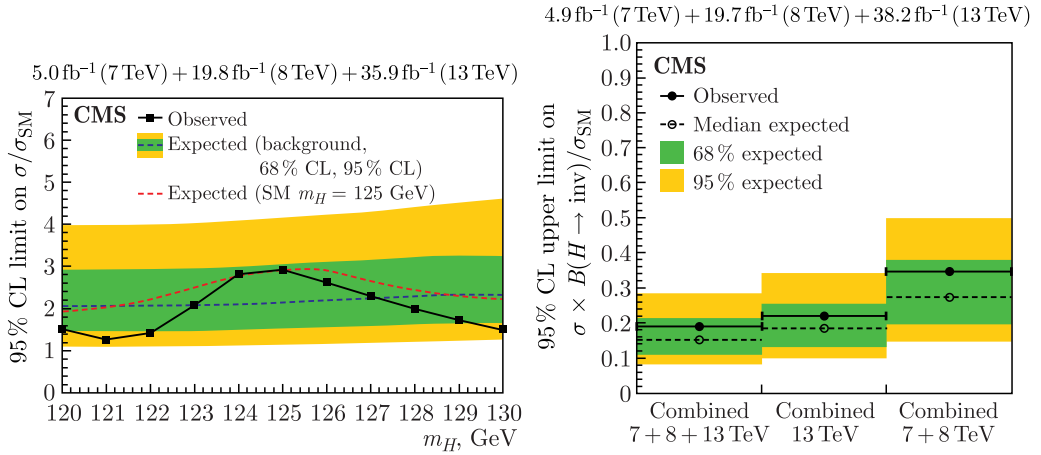


Рис. 12. Слева: верхний предел (95 % C.L.) на модификатор мощности сигнала μ для процесса распада $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ в ближней области вокруг значения массы хиггсовского бозона, полученный CMS на объединенных данных с энергией столкновений 7, 8 и 13 ТэВ. Наблюдаемое значение показано сплошной черной линией, также показаны ожидаемые пределы для гипотезы только фона СМ без хиггсовского бозона (штриховая синяя линия) и для гипотезы «сигнал плюс фон» (красная штриховая). Значение массы хиггсовского бозона СМ принимается 125,09 ГэВ/ c^2 [31]. Справа: наблюдаемый и ожидаемый верхние пределы (95 % C.L.) на брэнчинг канала невидимого распада хиггсовского бозона по данным CMS для разной набранной статистики — полученной на 7 + 8 ТэВ Run 1, по обработанным данным 35,9 фб $^{-1}$ Run 2 и для их объединения. Анализ выполнен в предположении, что сечение рождения хиггсовского бозона отвечает случаю СМ для скаляра с массой 125,09 ГэВ/ c^2 [34]

стоящее время данным Run 2 [31]. Верхний предел на $\mathcal{B}(H \rightarrow \mu\mu)$ сейчас составляет $6,4 \cdot 10^{-2} \%$ в предположении, что сечение рождения соответствует значению, предсказанному для хиггсовского бозона в СМ. Полученное ограничение примерно в два раза превышает ожидания для СМ, так что чувствительности в этом канале все еще не хватает. Интерпретация этого результата в терминах моделей с расширенным хиггсовским сектором, допустим, для 2HDM-II (МССМ), дает очень умеренные ограничения на пространство параметров этой модели: в зависимости от значения $\tan \beta$ от 10 до 50 все еще разрешены массы m_A от 150 до 600 ГэВ/ c^2 («хвост» больших масс просто недоступен для измерения в этом канале). Меньшие значения тангенса угла β , дающие более заметное усиление канала $\mu\mu$, закрыты для этого варианта 2HDM.

Еще из достижимых на LHC — канал распада на пару $Z^0\gamma$ (вариант — $H \rightarrow Z^0\gamma$) с брэнчингом $\mathcal{B}_{\text{SM}}(H \rightarrow Z^0\gamma) = 0,153 \%$. Он может быть чувствительным к присутствию новых нейтральных или заряженных скаляров из расширенного сектора, которые будут давать вклады в петлевые диаграммы процесса, независимо от механизма рождения хиггсовского бозона (см., например, [32]). Поиск распада $H \rightarrow Z\gamma$ в CMS проводится в наиболее чистом канале $Z^0 \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ в массовом диапазоне $m_{ll\gamma}$ от 120 до 160 ГэВ/ c^2 , в котором значения брэнчинга согласно СМ не превышают 0,11–0,25 %. Для

изучения распада $H \rightarrow \gamma^* \gamma$ используется этот же канал, только в более узком диапазоне значений $m_{H\gamma}$ — от 120 до 150 ГэВ/ c^2 . Для отделения распада $H \rightarrow \gamma^* \gamma$ от $H \rightarrow Z\gamma$ накладывается дополнительное ограничение на величину инвариантной массы $m_{H\gamma} < 20$ ГэВ/ c^2 . Текущие наблюдаемые пределы (95 % C.L.) на сечение $\sigma\mathcal{B}(H \rightarrow Z\gamma)$ исключают все модели за рамками СМ, дающие усиление этого канала более чем на порядок. В свою очередь, для $m_h = 125$ ГэВ/ c^2 сечение рождения, умноженное на бренчинг, $\sigma\mathcal{B}(H \rightarrow \gamma^* \gamma)$ имеет верхний предел, в 6,7 раз превышающий ожидаемый в СМ [33].

Другим направлением обнаружения «нестандартностей» является поиск распадов h_{125} в запрещенные в СМ финальные состояния, сформированные с нарушением аромата, или в нерегистрируемые «невидимые» частицы. Поиск распадов с нарушением лептонного числа в лептонной моде $H \rightarrow e\mu$ (et, $\mu\tau$) был описан выше, в п. 1.4 (см. графики на рис. 10). Результаты этого анализа могут быть проинтерпретированы не только в рамках Flavorful 2HDM, но и для других сценариев новой физики, включая модели составного хиггсовского бозона и ряд суперсимметричных моделей. Доступная в настоящее время точность эксперимента пока не позволяет улучшить эти ограничения настолько, чтобы установить значимые ограничения на устройство хиггсовского сектора в популярных FV-моделях.

«Невидимые» каналы распада h_{125} (на нестандартные частицы, не оставляющие следа в детекторах и, как следствие, не регистрируемые в эксперименте) в СМ отсутствуют, за исключением очень малого вклада финального состояния с четырьмя нейтрино, получающимися как продукты распада других частиц СМ. Поэтому отличие суммы всех измеренных видимых каналов от 100 % позволяет предположить наличие невидимых и сделать непрямую оценку их вероятности из глобального фита в анализе всех доступных каналов. Достигнутая точность измерения наиболее значимых бренчингов для h_{125} на ЛНС пока оставляет окно возможностей для существования невидимых каналов. Вероятность невидимых мод также можно оценить напрямую в соответствующем анализе распадов хиггсовского бозона в событиях с потерянной энергией и с «метящими» процесс регистрируемыми частицами. Происхождение невидимого (или частично невидимого) канала распада может быть связано с разными моделями новой физики. В частности, в сценариях многомерной низкоэнергетической гравитации типа RS1 и в ее расширениях (см. разд. 2) бозон Хиггса может квантово-механически смешиваться с радионом — гипотетической скалярной частицей с такими же квантовыми числами (спин J , четность P и заряд C : $J^{PC} = 0^{++}$), получающейся как компонент свертки до обычного четырехмерия многомерного гравитационного поля. Радион является нерегистрируемой частицей и покидает установку без дальнейших взаимодействий, генерируя, таким образом, сигнал, реконструируемый как распад хиггсовского бозона «в ничто» (в случае полного смешивания с параметром смешивания 1) либо как распад с недостающей энергией (в случае смешивания с вероятностью меньше 1). Либо хиггсовский бозон может взаимодействовать с частицами темной материи — «темными» фермионами — и распадаться на пару таких частиц. В анализе использовался уже упоминавшийся процесс ассоциированного рождения хиггсовского и калибровочного бозонов (VH , $V = W/Z$) при аннигиляции кварков ($q\bar{q} \rightarrow VH$

с парой топ-кварков) или при слиянии глюонов ($gg \rightarrow VH$), когда «метящий» калибровочный бозон впоследствии распадается в лептонной или адронной моде. Наиболее чувствительным и дающим самые сильные ограничения является канал вторичного распада $Z^0 \rightarrow l^+l^-(b\bar{b})$ (при анализе используется объединение лептонного и адронного каналов для Z^0). Также изучались другие топологии процесса рождения хиггсовского бозона: в сопровождении одной или двух струй в результате слияния двух глюонов ($gg \rightarrow gH$) или векторных бозонов (VBF, $qq \rightarrow qqH$).

Выполненный для выделения невидимого канала распада объединенный анализ данных Run 1 и Run 2, набранных в эксперименте CMS при $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ, проводился во всех указанных каналах [34], и их комбинация позволила установить верхний предел на брэнчинг $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{inv}) = 19\%$ (95 % C.L.), показанный на рис. 12, справа. После Run 1 этот верхний предел составлял около 25 % от полной ширины наблюдаемого хиггсовского бозона. С учетом последних данных коллабораций ATLAS и CMS и при объединении результатов прямого поиска невидимой моды распада и непрямых оценок, получаемых из глобального фита брэнчингов для доминирующих видимых каналов, значение брэнчинга невидимого канала уже опустилось до 15–17 %. По мере накопления статистики и улучшения точности окно возможностей для проявления новой физики в невидимом канале последовательно сужается, но все еще остается.

Полученные результаты также интерпретируются в терминах ограничений на модельное пространство параметров для различных сценариев новой физики, дающих невидимую моду распада. В частности, на модели с расширенным хиггсовским сектором, содержащим еще один нейтральный СР-четный хиггсовский скаляр, не смешивающийся с h_{125} и распадающийся полностью в невидимой моде, $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{inv}) = 1$. В таком предположении были получены ограничения на минимально допустимое значение m_H , которые составили от 300 до 500 ГэВ/ c^2 , в зависимости от статистического метода, использованного при анализе данных, на статистике 35,9 фб $^{-1}$ [34]. Реинтерпретация этих данных также дает ограничения на параметры эффективной теории, описывающей взаимодействие частиц и переносчиков темной материи (ТМ) с материей СМ. В упрощенной модели предполагается существование только одного переносчика взаимодействий между темным (скрытым) и видимым секторами, который может быть (псевдо)скаляром или (псевдо)вектором, и только одного типа частиц ТМ [35]. На рис. 13, слева показано оцененное таким образом спин-независимое сечение взаимодействия частиц ТМ с нуклонами в зависимости от массы частиц ТМ m_χ , полученное в предположении $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{inv}) < 20\%$. Такое представление позволяет сопоставлять данные, получаемые из ускорительных экспериментов, и результаты неускорительных экспериментов по прямому поиску ТМ. При этом удалось получить наиболее сильные ограничения на допустимые значения масс: $m_\chi \leq 18(7)$ ГэВ/ c^2 для фермионной (скалярной) ТМ.

На рис. 13, справа показаны результаты вариации верхнего предела с 68 % и 95 % C.L. отношения сечения рождения хиггсовского бозона h_{125} к его величине в СМ, умноженного на брэнчинг невидимого канала распада, полу-

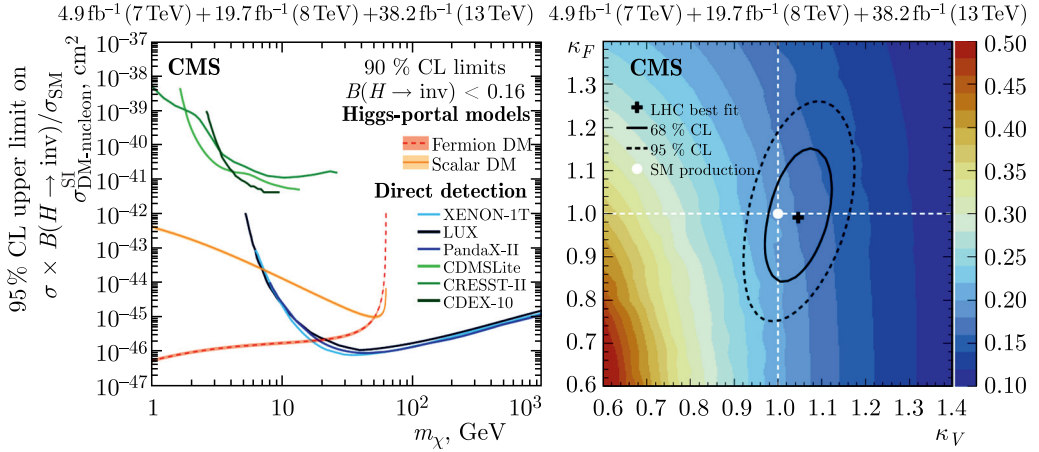


Рис. 13. Слева: предел (90 % C.L.) на спин-независимое сечение рассеяния частиц темной материи, считаемых скалярами (сплошная оранжевая линия) или фермионами (красная штриховая) на частицах СМ (нуклонах) в модели хиггсовского портала в сектор ТМ. Пределы представлены как функция от массы частиц ТМ m_χ для возможности сравнения с результатами экспериментов LUX, XENON1T, PandaX-II, CDMSlite, CRESST-II и CDEX-10 по прямому наблюдению ТМ. Справа: вариация наблюдаемых с 95 %-м С.Л. верхних пределов на $\sigma B(H \rightarrow \text{inv}) / \sigma(\text{SM})$ для хиггсовского скалярного бозона с массой 125,09 ГэВ/ c^2 при модификации его сечения рождения в зависимости от значений κ_V и κ_F . Показана также наилучшая полученная оценка значения сечения с контурами для 68 % С.Л. (штриховая черная линия) и 95 % С.Л. (сплошная линия). Предсказание СМ отвечает $\kappa_V = \kappa_F = 1$ [34]

ченные при модификации констант связи хиггсовского бозона с фермионами и с калибровочными бозонами; κ_F и κ_V обозначают отношение констант связи для выбранного типа частиц в моделях новой физики СМ к их значениям в СМ. Этот график может использоваться как контрольный в контексте применимости той или иной модели новой физики, дающей невидимые распады нейтрального СР-четного хиггсовского бозона и предсказывающей брэнчинги для фермионных и лептонных каналов, отличающиеся от значений в СМ.

Наконец, можно упомянуть о существующих в настоящее время (достаточно ограниченных) возможностях по проверке хиггсовского сектора. Поскольку он описывается моделью с самодействием, должны присутствовать вершины взаимодействия вида $H \rightarrow HH$. В СМ рождение пары HH является очень редким нерезонансным процессом, для прямого наблюдения которого необходим режим HL-LHC. Однако некоторые модели новой физики предсказывают резонансное (с малой шириной) или же нерезонансное усиление этого процесса с вероятностью, делающей его доступным даже на текущей статистике. Например, в ряде суперсимметричных моделей или в теориях с большими дополнительными измерениями возможно рождение новой экзотической частицы (стопоний, радион, первая КК-мода многомерного гравитона, см. разд. 2), которая впоследствии резонансным образом распадается на пару хиггсовских бозонов $\chi \rightarrow HH$. Этот процесс изучался коллаборацией CMS в канале распада рожденной пары хиггсовских бозонов на $b\bar{b}ZZ$,

с последующим распадом одного Z на пару легких лептонов первого или второго поколения, а второго — на пару нейтрино или же адронно, на две или более струи [36]. В условиях отсутствия сигнала на статистике 36 fb^{-1} были установлены верхние пределы на сечение, умноженное на бренчинг использованного канала, которые в границах двух стандартных отклонений соответствуют предсказаниям СМ. Современная чувствительность этого канала пока не позволяет наложить ограничения на использованную модель новой физики — сценарий многомерной гравитации RS1, поскольку ее предсказания находятся на полтора-два порядка ниже предела чувствительности эксперимента. Также в канале $2b2\bar{b}$ проводился поиск сигналов нерезонансного рождения пары HH и сравнение полученных результатов с широким кругом разных моделей новой физики (в общей сложности 13), предсказания которых были представлены единым образом с использованием эффективного описания [37]. Для статистики 36 fb^{-1} были получены верхние ограничения с 95 %-м С.Л. на сечение рождения, умноженное на соответствующий бренчинг. Эти ограничения оказались в 37 раз выше, чем ожидания в рамках СМ. Ограничения были сформулированы также в терминах аномальной константы хиггсовского самодействия (модификатора κ_λ , дающего отношение этой константы в модели новой физики к ее значению в СМ). В этом канале для получения окончательных выводов требуется большая точность и дальнейший набор статистики.

2. Модели с дополнительными пространственными измерениями

Возможно, одним из самых необычных способов получить новую физику за рамками СМ является привлечение в квантово-полевые построения идеи дополнительных пространственных координат и многомерного пространства-времени. На самом деле у этой идеи уже очень солидная, почти столетняя история, и впервые она была предложена, независимо друг от друга, двумя учеными — Теодором Калуцей в 1921 г. и Оскаром Клейном в 1926 г. Традиционно с тех пор модели многомерной теории поля называются теориями калуца-клейновского (КК) типа. Пройдя довольно длинный путь в науке, от первой исторической попытки объединить в рамках пятимерной гравитации четырехмерные гравитацию и электромагнетизм, через открытие к 1940-м гг. еще двух фундаментальных взаимодействий, сильного и слабого, с необходимостью включить в описание также и их, к 1980-м гг. модели КК-типа рассматривались как потенциальный инструмент для объединения взаимодействий геометрическим путем. С учетом возросшего числа взаимодействий и их неабелева характера с математической точки зрения для этого потребовалось уже не пятимерное пространство, а пространство более высоких размерностей. Чуть позже эта идея удачно «легла» на фундамент разрабатываемой в то время теории струн, которая, как известно, непротиворечивым образом формулируется только в пространстве-времени с размерностью десять. В середине 1990-х гг., после второй струнной революции и открытия непертурбативных струнных решений — бран, на которых теоретически могли бы удерживаться, за счет специфических струнных механизмов,

поля СМ, модели с бранами приобрели необычайную популярность. «Бранные конструкторы» казались отличным инструментом для решения практически всех проблем СМ — загадки трех поколений фермионов, набора разных фундаментальных констант, сохранения или же возможного малого нарушения аддитивных квантовых чисел (заряда, барионного и лептонного чисел), массы нейтрино и т. д., и т. п. Из-за наличия дополнительных компактных координат калуца-клейновские возбуждения могут присутствовать у всех полей СМ и у гравитации, плюс возникает масса других необычных полей. Однако известно также, что теория струн, являясь наиболее сложной и изощренной из придуманных физиками математической теорией, все еще преодолевает собственные сложности и проблемы и пока не может из первых принципов вывести «эволюционный путь», ведущий от струнного масштаба вниз по энергиям, до наблюдаемой феноменологии и известного нам спектра элементарных частиц. В настоящее время мы все еще не можем сказать, что умеем получать СМ из теории струн.

С другой стороны, основываясь на струнных принципах и идеях, можно строить более простые (феноменологические) конструкции — так называемые «модели в духе теории струн» (string-inspired models), которые должны работать именно в нашей — низкоэнергетической относительно планковского и струнного масштабов — области. При этом из-за эффективного характера построений у подобных конструкций могут быть проблемы теоретического плана, например, отсутствие адекватных механизмов удержания полей материи на бранах или стабилизации радиусов дополнительных пространственных измерений (ДПИ) в простейших вариантах моделей. Тогда обычно произносится, что решение этих проблем должна обеспечивать полная завершающая теория — теория струн, когда она будет построена окончательно. Однако сами по себе эффективные модели предлагают любопытную и необычную феноменологию, доступную для проверки на существующих ускорителях частиц и в неускорительных (наблюдательных астрофизических) экспериментах.

Первые предложения по многомерным моделям с бранами, имеющим отношение к низкоэнергетической феноменологии, были высказаны еще теоретиками-струнщиками в начале 1990-х гг., одновременно с открытием концепции бран. Однако действительный всплеск интереса к ним возник через несколько лет, в конце 1990-х, после нескольких важных работ, показавших, что такие конструкции позволяют весьма элегантно решить проблему иерархии энергетических масштабов при условии, что размеры ДПИ относительно «большие» (по сравнению с планковской длиной $r_{Pl} = 10^{-33}$ см). Позднее был изучен потенциал этих моделей и по ряду других проблем и открытых вопросов СМ. Сначала рассматривались только простейшие варианты — многомерные модели, в которых вся материя СМ локализовывалась на бране и только гравитация могла распространяться в многомерном объеме («балке»). Потом были описаны также расширенные конструкции, в которых многомерными разрешалось быть уже и калибровочным бозонам, хиггсовским полям и фермионам. Проблема иерархии масштабов, связанная с наличием верхнего предела применимости квантово-полевых вычислений — с масштабом порядка массы Планка — устраняется в моделях с ДПИ за счет того, что в многомерных полевых теориях четырехмерная масса Планка уже не является фундамен-

тальным масштабом гравитации, эту роль в многомерии исполняет масштаб многомерной гравитации M_D (где D обозначает полное число измерений). И существуют способы очень сильно понизить M_D , сделать его близким по величине к характерному электрослабому масштабу. Самый простой вариант модели с ДПИ — многомерная гравитация в плоском пространстве (с нулевой кривизной) — был предложен в 1998 г., и поэтому модели с ДПИ часто называются также моделями низкоэнергетической гравитации. Более подробную информацию о теориях такого типа и об их идеологии можно найти, например, в научно-популярном обзоре [38].

Базово, при наличии ДПИ и достаточно низко расположенного фундаментального энергетического порога, отделяющего четырехмерное (низкоэнергетическое) описание от многомерного, все физические процессы, протекающие при энергиях выше этого порога, начинают «чувствовать» балк и влияние дополнительных координат (ДПИ «открываются» выше M_D). Если мы рассматриваем минимальные конструкции, в которых в балке распространяются только гравитоны, то выше M_D во все процессы СМ будут давать вклады калуца-клейновские возбуждения гравитонов. Соответственно, если мы расширим поле возможностей и позволим не только гравитонам, но и другим частицам перемещаться в балке, выше порога многомерности на все протекающие процессы также будут влиять КК-моды этих других частиц. Получаемая феноменология зависит от рассматриваемого сценария и от наличия или отсутствия кривизны в балке. Но в любом случае нулевая КК-мода должна воспроизводить соответствующую частицу СМ или безмассовый четырехмерный гравитон (в простейших вариантах, включающих только многомерную гравитацию). Высшие КК-моды, всегда отделенные от нулевой энергетической щелью (условие локализации нулевой моды на бране, т.е. гарантия того, что частица не уйдет с браны в балк, с нарушением наблюдаемой феноменологии СМ), представляют собой полные копии нулевой по заряду, спину, четности и другим квантовым числам, но отличаются от нее возрастающими массами (КК-массы). Конкретная феноменология моделей с ДПИ на ЛНС изучается в различных каналах: виртуальные обмены КК-модами в процессе Дрелла–Яна, в канале рождения двух фотонов, двух струй, двух калибровочных бозонов, а также в различных каналах прямого рождения КК-мод, где они уходят из установки без взаимодействия и порождают сигналы с недостающей энергией. Далее более подробно будет рассмотрен ряд примеров, но начнем мы с неускорительных ограничений на модели с ДПИ.

2.1. Ограничения из неускорительных экспериментов на простейший вариант модели с ДПИ. Самый простой сценарий, привлекающий концепцию ДПИ, балка и вложенных в него бран, был предложен в 1998 г. Н. Аркани-Хамедом, С. Димопулосом и Г. Двали (N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, ADD) [39]. Он определил общий класс таких сценариев, теперь известный как сценарии с большими дополнительными измерениями (Large Extra Dimension, LED) или как модели ADD-типа. Его популярность была обусловлена уже упоминавшейся способностью решить проблему иерархии масштабов, а сама принципиальная возможность рассматривать пространство

с числом измерений больше обычных четырех и строить модели многомерной гравитации основывается на одном примечательном факте. Дело в том, что гравитация в настоящее время проверена всего лишь до очень больших, по меркам микромира, расстояний. И этим она сильно отличается от остальных фундаментальных взаимодействий. Если сильное и электрослабое взаимодействия были протестированы на ускорителях предыдущих поколений до энергий в несколько сотен ГэВ (отвечающих расстояниям порядка ферми — 10^{-13} см), то достижения по проверке закона гравитации (закона Ньютона) выглядели раньше и все еще выглядят сейчас гораздо более скромно. Типичным экспериментом по проверке закона Ньютона является так называемый «насто́льный» (малый) эксперимент с крутильными весами и подвешенными пробными гравитирующими телами, идейно идентичный классическому опыту Кавендиша. Из-за сложности постановки и ограниченной точности подобные настольные установки позволяют проверить истинность закона Ньютона до расстояний не больше десятых долей миллиметра. Вплоть до 1998 г. эта точность вполне устраивала научное сообщество, поскольку теоретическая парадигма не предполагала никаких сюрпризов при уменьшении расстояний между пробными телами. После публикации работ [39] возник новый интерес к более точной проверке закона гравитации на малых расстояниях, и коллаборации, занимавшиеся настольными экспериментами, постарались улучшить точность своих результатов. Модификация закона гравитации в общем виде может быть параметризована как

$$V(r) = -G_N \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}), \quad (16)$$

где α и λ — свободные параметры, в пространстве которых устанавливаются ограничения, а r — расстояние между пробными гравитирующими массами m_1 и m_2 . Для моделей с ДПИ результаты зависят также от самой модели и числа ДПИ n . К сожалению, имеющиеся в настоящее время в нашем распоряжении технологии все равно не позволили продвинуться в этом вопросе дальше, чем на порядок величины. Таким образом, сейчас результат для наиболее оптимистичного (с точки зрения наблюдений) случая $n = 2$ представлен для минимального расстояния всего лишь 23 мкм и $M_D > 4,6$ ТэВ (см., например, самую свежую на данный момент работу [40]). Для большего числа ДПИ, когда их радиусы быстро уменьшаются (см. ниже), таким путем и вовсе не получается установить никаких ограничений.

Также существует еще одна возможность — астрономические наблюдения, поиск присутствия ДПИ по их участию в космологических и астрофизических процессах. Дело в том, что добавление к списку обычных частиц СМ целой КК-башни очень легких мод гравитона (допустим, с массами от 10^{-3} эВ до нескольких МэВ) оказывало бы влияние на множество процессов, протекавших в ранней и современной Вселенной, а также давало бы вклады в темную материю (для моделей с сохраняющейся КК-четностью, когда моды рождаются только парно и легчайшая может служить кандидатом в ТМ, в полной аналогии с легчайшим стабильным суперпартнером в суперсимметрии). Анализируя эти процессы с привлечением всех известных нам фактов и наших знаний о космосе, в выбранной модели с ДПИ можно вычислить вклады

КК-гравитонов, характер и степень их влияния, оценить верхние допустимые границы для таких вкладов и получить ограничения на возможные значения параметров моделей.

Для модели ADD существует ограничение на фундаментальный масштаб M_D , приходящее из наблюдений потоков нейтрино для сверхновой SN1987A. Сверхлегкие КК-моды гравитонов могли бы составлять конкуренцию излучению нейтрино при взрыве сверхновой, отсюда, имея модель и оценки для потоков нейтрино и сопоставляя их с зарегистрированными данными от нескольких детекторов (в частности, KamioKande), можно установить верхнюю допустимую границу на излучение КК-гравитонов и фундаментальный масштаб. Это дает $M_D > 25\text{--}30$ ТэВ (для числа ДПИ $n = 2$) и $2\text{--}4$ ТэВ (для $n = 3$) — не самые сильные из существующих астрофизических ограничений. Другие типы астрономических наблюдений приводят к гораздо более жестким ограничениям на фундаментальный масштаб. Например, данные по ненаблюдению модификаций в спектре космического диффузного гамма-фона, которые можно было бы ожидать из-за распадов КК-мод гравитонов на пару гамма-квантов — до 110 ТэВ для $n = 2$, или оценки перегрева оболочки нейтронной звезды из-за распадных фотонов от КК-мод, удерживаемых гравитационным полем в ближайшей окрестности звезды (самое сильное ограничение на M_D , дающее 1700 ТэВ для $n = 2$ и 76 ТэВ для $n = 3$). Есть и более умеренное требование, возникающее из факта плоскостности Вселенной. Значительное количество КК-гравитонов в ранней Вселенной привело бы к раннему включению режима доминирования материи, или к замкнутой Вселенной. Соображения такого плана дают для M_D не слишком высокие допустимые значения, порядка 8 ТэВ для $n = 2$. В итоге, полный перечень всех астрофизических и космологических ограничений делает случай $n = 2$ неактуальным для ЛНС из-за недостижимых значений M_D .

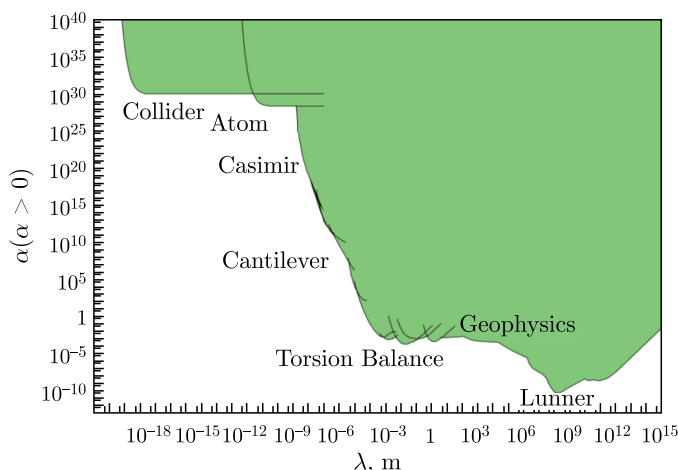


Рис. 14. Текущие суммарные ограничения из ускорительных и неускорительных экспериментов различного типа на параметры модификации закона Ньютона для модели ADD для $\alpha > 0$. Данные по настольным экспериментам взяты из работы [40].

Зеленая область исключена с 95 %-м С.Л. [42]

Случай $n = 3$ ограничен более умеренно — значением M_D не ниже одного и до десяти ТэВ, что феноменологически приемлемо для ЛНС, хоть и по верхней границе. Случай же с $n > 3$ практически не ограничиваются, для них допускаются значения M_D не ниже 1–4 ТэВ, что и так очевидно (например, из попыток поиска КК-гравитонов на ускорителях прошлых поколений — LEP и Tevatron, которые для модели ADD установили примерно такие же нижние пределы). Наиболее полный и систематизированный список астрофизических ограничений можно найти, например, в работе [41], а суммарный обзор, подытоживающий все существующие в настоящее время ограничения (из настоящих экспериментов, наблюдений за космосом и по текущим данным с ЛНС) — в работе [42]. Они показаны на рис. 14. Для всех случаев вариант $n = 1$ вообще не рассматривается, так как дает размеры радиусов ДПИ и, соответственно, изменение закона тяготения в масштабах, сопоставимых с размерами Солнечной системы, что очевидно исключено всеми типами наблюдений. Также можно отметить, что, по конструкции моделей, вообще не существует аргументов подобного плана для выбора значения масштаба в расширенных сценариях ADD-типа («толстая брана», «универсальные ДПИ» и пр.).

2.2. Феноменология модели с плоскими дополнительными измерениями. Более детально в модели ADD рассматривается конструкция с двумя бранами (двумя «пачками» бран) размерности 3, вложенными в плоское пространство большей размерности. Браны отделены друг от друга определенным расстоянием, одна из них воспроизводит нашу наблюдаемую Вселенную, а другая несет на себе скрытый сектор материи. Поскольку идейно эта конструкция восходит к теории струн и ее возможный вид и феноменология выводились авторами именно в таком контексте [43, 44], число ДПИ обычно полагается равным от 1 до, максимум, 6 (чтобы полная размерность балка составляла 10). Рис. 15 схематично показывает, как может быть устроена конструкция с бранами в ADD-мире. Дополнительный (скрытый) сектор вводится из обычных соображений реализации механизма спонтанного нарушения симметрии за счет передачи некоторого взаимодействия из скрытого сектора в видимый, а наборы из нескольких бран в каждом секторе («пачки бран») обеспечивают, например, нужное число поколений фермионов. Каждое поколение при этом локализовано на своей бране из пачки, локализация не совсем «жесткая», т. е. волновые функции фермионов имеют профили, центрирующиеся на бране и экспоненциально спадающие на расстоянии от нее, и расстояния между бранами в пачке обеспечивают малое перекрытие «хвостов» волновых профилей, т. е. смешивание между поколениями, чисто геометрическим путем (оригинальное предложение для такого механизма было сделано в работе [45]). Также, за счет больших или малых перекрытий волновых профилей, в этом «бранном конструкторе» можно сделать сохранение или небольшое нарушение лептонного и барионного числа и пр. С точки зрения четырехмерного наблюдателя на бране, гравитация становится многомерной на расстояниях меньше или порядка радиуса компактных измерений R .

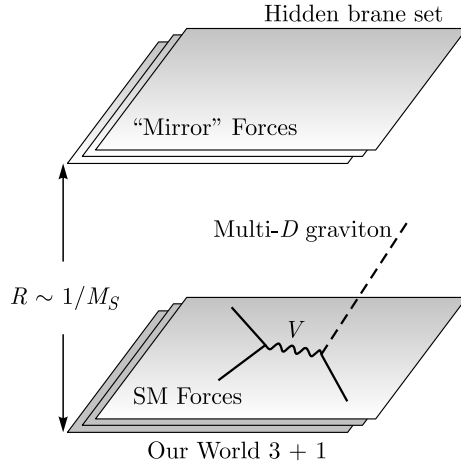


Рис. 15. Конфигурация многомерного пространства сценария ADD-типа с двумя «пакетами» бран, вложенных в плоское многомерное пространство

Плоскостность пространства в модели ADD обеспечивается набором упрощений, принятых в этом сценарии. В частности, не рассматривается натяжение бран (их собственная ненулевая плотность энергии) и не учитывается их влияние на метрику балка при решении уравнений гравитации. Также браны считаются жесткими и не имеющими флуктуаций в ДПИ, что позволяет получить на них наиболее простую индуцированную метрику, совпадающую с метрикой Минковского. Полное пространство-время с размерностью D ($D = 4 + n$) при сделанных допущениях представляет собой просто прямое произведение четырехмерного пространства Минковского M^4 и компактного многообразия дополнительных измерений X^{D-4} : $M^4 \times X^{D-4}$. То есть метрика состоит из двух «непересекающихся» частей, зависящих только от четырехмерных и только от дополнительных координат соответственно (такое решение называется факторизуемой метрикой). Она получается как решение D -мерного обобщения линеаризованного действия Эйнштейна–Гильберта с метрическим тензором g_{4+n} [46]:

$$S_{4+n} = -\frac{1}{2}M_D^{n+2} \int d^{4+n}x \sqrt{-g_{4+n}} (R_{4+n} + \mathcal{L}_{\text{SM}}), \quad (17)$$

где R_{4+n} — скалярная кривизна Риччи, обобщенная на случай многомерного пространства, а $\mathcal{L}_{\text{SM}}$ содержит все поля СМ, с которыми взаимодействует гравитация. Классический вид минимальной связи гравитации с материей (скалярными, спинорными и векторными полями) через тензор энергии-импульса в рамках сделанных предположений воспроизводится и в многомерном линеаризованном приближении. Здесь также предполагается, что все КК-моды взаимодействуют с материей СМ универсальным образом и интенсивность этого взаимодействия характеризуется обычной четырехмерной ньютоновской константой. Хотя это не является обязательным требованием, и в более сложно устроенных сценариях естественным образом возникает неуниверсальность связи и подавление высших КК-мод, индивидуальное для

каждой или же в виде общего, обычно экспоненциального, множителя. Для ADD-модели величины R_{4+n} и g_{4+n} такие же, как и для случая стандартного пространства Минковского: $R_{4+n} = R_4$ и $\sqrt{-g_{4+n}} = \sqrt{-g_4}$. Множитель перед интегралом в (17), содержащий M_D , — не что иное, как многомерная гравитационная постоянная, она же — константа связи гравитации с материей. В данном простом случае интегрирование по дополнительным пространственным координатам тривиально, и оно дает просто объем ДПИ, вынесенный перед знаком интеграла. При проведении аккуратной процедуры разложения многомерных полей в бесконечные ряды КК-мод (КК-декомпозиция для конечных радиусов ДПИ, математически эквивалентная фурье-разложению) и подстановке их в таком виде в линеаризованное действие из многомерного действия получаются выражения для четырехмерных полей (отдельно для наглядности можно выделить вклад нулевой моды и вклад высших мод) с поправочным коэффициентом, содержащим объем ДПИ. Но, поскольку нулевая мода в КК-декомпозиции обязательно должна воспроизводить обычный четырехмерный гравитон, действие для нее в эффективном низкоэнергетическом пределе должно совпадать с обычным действием гравитации (с определенной добавкой, являющейся артефактом многомерного происхождения, см. ниже). Фактически мы получаем выражение вида

$$-\frac{\kappa}{2} \int d^4x (h^{\mu\nu} T_{\mu\nu} + \varphi T_\mu^\mu), \quad (18)$$

где тензор энергии-импульса

$$T_{\mu\nu}(S, V, F) = \left(-\eta_{\mu\nu} \mathcal{L} + 2 \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} \right) \Big|_{\hat{g}=\eta} \quad (19)$$

содержит четырехмерные поля СМ (скаляры, фермионы и векторы) и не зависит от дополнительных координат, в сделанном предположении жесткой браны. Множитель κ соответствует обычной четырехмерной гравитационной постоянной. Отсюда, сравнивая в эффективном низкоэнергетическом пределе два выражения — для многомерного и четырехмерного действия, можно получить характернейшее для модели ADD соотношение — связь между фундаментальным многомерным масштабом гравитации M_D и четырехмерным M_{Pl} [39]:

$$M_{Pl}^2 = V_n M_D^{n+2} = (2\pi R)^n M_D^{n+2}, \quad (20)$$

где V_n — объем компактифицированных ДПИ. Если объем ДПИ достаточно большой, величина M_D может быть даже порядка ТэВ, что и дает решение проблемы иерархии масштабов. Далее, из формулы (20) следует выражение для радиуса дополнительных измерений R (в ADD-модели он не является независимой величиной и связан с единственным управляющим параметром — M_D), который получается много больше планковской длины, с чем и связан термин «модель с большими дополнительными измерениями»:

$$R \approx M_D^{-1} (M_{Pl}/M_D)^{2/n} \approx 10^{(32/n)} \cdot 10^{-17} \text{ см}. \quad (21)$$

Например, для числа $n = 1, 2$ и 6 соответственно получаются радиусы ДПИ 10^9 км (наличие такого большого ДПИ было бы заметно абсолютно во всех наблюдениях за движениями тел Солнечной системы, а поэтому значение

$n = 1$ для модели ADD отклонено по астрономическим аргументам, как и говорилось выше), 0,5 мм и МэВ^{-1} . Для мод гравитона буквально воспроизводится стандартная картина Калуцы–Клейна: для компактного многообразия КК-моды будут массивными (хотя и очень легкими), формирующими дискретный спектр с $m_{\text{КК}} = 2\pi k/R$, k — номер моды. Точные значения масс могут быть от эВ или даже меньше и до МэВ. В контексте вопроса размеров ДПИ еще можно отметить, что, хотя модель ADD всегда вспоминается как пример геометрического решения проблемы иерархии, строго говоря, эта проблема не уходит совсем. Фактически она просто переформулируется в вопрос, почему ДПИ имеют такие большие размеры. Есть и другой связанный с этим вопрос: почему радиусы ДПИ, даже получив определенные значения, фиксируются на них? Возникающие квантовые флуктуации неизбежно должны были бы изменять эти значения, если только не существует механизма стабилизации радиусов. Для сценариев ADD-типа такой механизм пока неизвестен, и этот вопрос передается в «юрисдикцию» обобщающей теории (предположительно — теории струн).

С формулой (18) для эффективного взаимодействия нулевой моды гравитации с материей связан еще один момент, сильно ограничивающий потенциал модели ADD с космологической точки зрения. Помимо стандартной минимальной связи гравитации с материей через тензор энергии-импульса (эйнштейновская гравитация), здесь имеется также вклад от скалярного компонента метрики (радиона), который связан с материей нестандартно — через след тензора энергии-импульса (см. второе слагаемое в (18)). Радион — частица, отвечающая скалярной составляющей гравитационного поля, естественным образом возникающей в многомерных теориях в результате процедуры свертки многомерного гравитационного поля до четырехмерия. Вследствие симметрии относительно общекоординатных преобразований (калибровочной группы в теории гравитации), при компактификации дополнительных измерений и «приведении многомерного поля в соответствие» четырехмерию, многомерная метрика разбивается на неприводимые представления с лоренцевскими индексами, отвечающими четырехмерному тензорному полю (гравитация, четырехмерная метрика), четырехмерному векторному и скалярному полям. Векторная компонента и ее КК-моды «отвязаны» от низкоэнергетических взаимодействий в этой модели, но скалярная компонента остается. Наличие слагаемого такого вида в (18) дает частный случай скалярно-тензорной гравитации Бранса–Дикке, относительно которой имеются очень жесткие астрофизические ограничения, а также сильные теоретические возражения (см., например, [47, 48]).

Несмотря на это, все же можно рассматривать конструкцию ADD как «тестовый полигон» для практической отработки идей ДПИ хотя бы потому, что она может получаться как предельный случай некоторой теоретически более состоятельной модели, свободной от указанных недостатков, но дающей похожую феноменологию. Допустим, модель часового механизма на одномерной решетке [49], предложенная недавно теоретиками для проверки на LHC, будучи теорией с весьма отличающейся идеологией и конструкцией, в одном из своих пределов эффективно воспроизводит ADD.

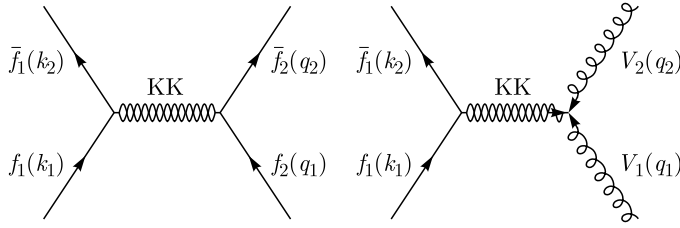


Рис. 16. Вклад от виртуальных обменов ADD-гравитонами в процессы Дрелла–Яна (слева) и рождения пары калибровочных бозонов ($Z^0 Z^0$ или $W^\pm W^\mp$) (справа)

Как уже говорилось, КК-моды гравитона должны давать вклады во все процессы взаимодействий СМ при энергиях выше M_D . ADD-гравитоны входят, в частности, в диаграммы виртуального обмена для процессов $2 \rightarrow 2$, например, в процесс Дрелла–Яна $q\bar{q}(gg) \rightarrow G_{\text{КК}}^* \rightarrow l^+ l^-$ (рис. 16, слева) или в процесс рождения пары калибровочных бозонов (рис. 16, справа). Кроме того, возможны процессы с рождением реальных ADD-гравитонов, ассоциированных, например, с одиночной струей $q\bar{q} \rightarrow gG, gq \rightarrow qG, gg \rightarrow gG$ или с одиночным нейтральным калибровочным бозоном $V(V = Z^0, \gamma) q\bar{q} \rightarrow VG$. ADD-гравитоны покидают нашу брану (и экспериментальную установку) без взаимодействия, унося часть полной поперечной энергии, образуемой в жестком соударении. Таким образом, здесь мы получаем процессы с утечкой энергии из точки взаимодействия.

Как и все многомерные теории поля (и как обычная четырехмерная теория гравитации), модель ADD-типа является неперенормируемой по построению, так как константа взаимодействия имеет размерность массы в отрицательной степени. Неперенормируемость означает невозможность осуществлять стандартные вычисления по теории возмущений, поскольку не позволяет складывать друг с другом диаграммы разных порядков, имеющие разную размерность из-за размерной константы связи. Хотя теоретиками были разработаны специальные математические методы (методы эффективной теории поля), позволяющие проводить вычисления и получать определенные количественные предсказания даже в неперенормируемой теории. Просто в этом случае сделанные вычисления не будут верны для любой энергии взаимодействия, как в перенормируемой теории. Вместо этого они будут работать до некоторого верхнего предела, называемого пределом применимости эффективного описания. В соответствии с современными воззрениями неперенормируемость означает нефундаментальность теории и необходимость существования «завершающей» более фундаментальной конструкции с правильным ультрафиолетовым поведением и с возможностью корректных вычислений. Например, исторически на смену четырехфермионным контактным взаимодействиям, представляющим собой эффективную теорию, применимую при низких энергиях, пришла перенормируемая теория электрослабых взаимодействий, теоретически работающая вплоть до планковского масштаба. Поскольку завершающей высокоэнергетической теорией для ADD-модели считается теория струн [39, 43], этот масштаб (предел применимости, ультрафиолетовый предел обрезания) полагается равным струнному масштабу M_S . Наряду с этим

модель содержит также энергетический масштаб M_D , фундаментальный масштаб многомерной гравитации, или порог многомерности. В общем случае эти два масштаба вполне могут отстоять довольно далеко друг от друга, но, если мы хотим изучать феноменологию эффективных многомерных моделей на ЛНС, мы должны предположить возможность существования достаточно низкоэнергетической завершающей теории (что само по себе является открытым вопросом — возможность получения варианта теории струн на масштабе ТэВ). Так что в подобных рассмотрениях обычно предполагается, что переход к многомерии и возникновение хорошей завершающей теории случаются на близких энергетических масштабах, т. е. $M_D \sim M_S$. Соответственно, в ADD-модели мы всегда имеем дело с окологороговым рождением КК-мод. Процессы, происходящие с энергией ниже порога M_S , описываются эффективной теорией в духе контактных взаимодействий. Для диаграмм виртуального обмена ADD-гравитонами типа приведенных на рис. 16, слева можно выписать амплитуды взаимодействия в главном порядке ТВ с тензорной (22) и скалярной (23) частями гравитационного поля. Обе они выглядят как произведение двух сомножителей, один из которых содержит эффект от новой физики (пропагатор гравитонов $D(\hat{s})$), а второй зависит только от типов, импульсов и квантовых чисел частиц СМ [46]:

$$\mathcal{M}_{4f}(\tilde{h}) = -\frac{\kappa^2}{16} D(\hat{s}) [(k_1 + k_2) \cdot (q_1 + q_2) \bar{f}_2 \gamma^\mu f_2 \bar{f}_1 \gamma_\mu f_1 + \bar{f}_2 (k_1 + k_2) f_2 \bar{f}_1 (q_1 + q_2) f_1 - \frac{8}{3} m_{f_1} m_{f_2} \bar{f}_2 f_2 \bar{f}_1 f_1], \quad (22)$$

$$\mathcal{M}_{4f}(\tilde{\varphi}) = -\left(\frac{n-1}{n+2}\right) \frac{\kappa^2}{6} D(\hat{s}) m_{f_1} m_{f_2} \bar{f}_2 f_2 \bar{f}_1 f_1. \quad (23)$$

Здесь $s = (k_1 - k_2)^2 = (q_2 - q_1)^2$. Импульсы $k_{1,2}$ втекают в вершину, а $q_{3,4}$ вытекают. В процессах виртуального обмена глюонами сохраняется C и P четность и амплитуда не зависит от ароматов в конечном состоянии. Тот факт, что вся динамика, связанная с КК-гравитонами, «защита» в $D(\hat{s})$ и ее вклад факторизуется, отвечает стандартной ситуации для эффективной теории поля. Приведенные выше выражения отвечают эффективному четырехфермионному взаимодействию.

При проведении вычислений амплитуда каждого вклада отдельного гравитонного состояния подавлена как $\sim 1/M_{Pl}^2$, однако суммарный вклад от множества таких состояний получается достаточно большим и подавленным значительно слабее. Дело в том, что для очень легких КК-мод получается, например, массовое расщепление между ними $2 \cdot 10^{-3}$ эВ для выбора параметров $M_D = 5$ ТэВ, $n = 4$ и $m_{KK} = 1$ ГэВ. В условиях ЛНС, да и любого другого современного эксперимента, настолько слабо разделенные состояния не наблюдаются как индивидуальные резонансы. Но они обуславливают суммарный видимый эффект в виде нерезонансного отклонения от предсказаний СМ. Для финальной пары лептонов с противоположными знаками (дилептонов) пример модификации распределения $d\sigma/dm$ в процессе Дрелла–Яна из-за присутствия КК-гравитонов показан на рис. 17. Размер сигнальной области $m_{\mu\mu}$ напрямую зависит от параметров модели — фунда-

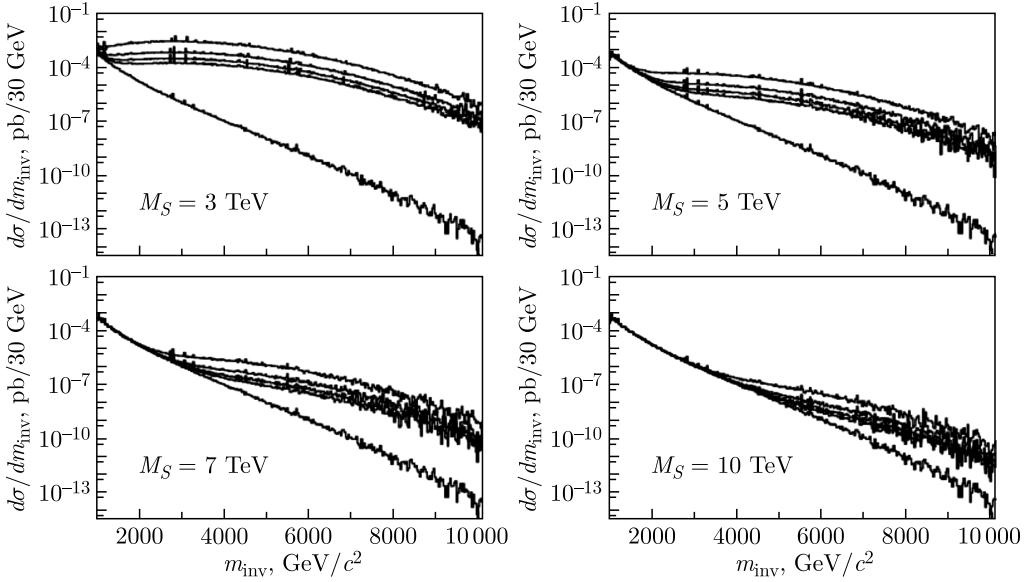


Рис. 17. Нормированное дифференциальное сечение в зависимости от инвариантной массы пары лептонов в конечном состоянии процесса s -канального обмена виртуальными КК-модами гравитонов для выбранных значений струнного масштаба $M_S = 3, 5, 7, 10$ ТэВ. Сверху вниз на графиках — кривые, отвечающие вкладу от обмена виртуальными ADD-гравитонами для числа ДПИ $n = 2-6$. Нижняя кривая отвечает процессу Дрелла–Яна СМ, дающему основной фоновый вклад в этом канале [50]

ментального масштаба M_S и числа дополнительных измерений n . Чем больше значение M_S , тем менее будет заметен вклад новой физики в изучаемый процесс (с учетом ограничений по доступным энергиям для ускорителя LHC). Также сигнальные сечения обратно пропорциональны числу ДПИ n и падают с его увеличением.

Поскольку при энергиях LHC для рождения легких состояний доступен очень большой фазовый объем, ADD-гравитоны должны рождаться во множестве выше порога M_D . Из-за узкой массовой щели и плотного спектра, вместо суммы по состояниям, вклады КК-мод гравитонов учитываются в предположении отсутствия интерференции между ними через плотность состояний, как это было бы для непрерывного случая [46]:

$$\rho(m_{\text{KK}}) = \frac{R^n m_{\text{KK}}^{n-2}}{(4\pi)^{n/2} \Gamma(n/2)}. \quad (24)$$

Пропагатор эффективного взаимодействия с материей посредством множественных обменов виртуальными гравитонными КК-состояниями представляет собой бесконечную сумму вкладов от индивидуальных мод:

$$D(\hat{s}) = \sum_k \frac{i}{\hat{s} - m_{\text{KK}}^2 + i\epsilon} = \int_0^\infty dm_{\text{KK}}^2 \rho(m_{\text{KK}}) \frac{i}{\hat{s} - m_{\text{KK}}^2 + i\epsilon}. \quad (25)$$

Интеграл в этом выражении расходится для физически интересных случаев $n \geq 2$, и для получения его значения в той области, где возможны вычисления (ниже порога применимости эффективного описания), приходится использовать специальные методы, применяющиеся в подобных случаях (например, метод размерной регуляризации с использованием обрезания по энергии сверху с параметром $\Lambda \sim M_D \sim M_S$). Из-за того, что математически регуляризацию можно выполнить несколькими немного отличающимися способами, результаты экспериментального поиска эффекта от КК-гравитонов в модели ADD и ограничения на параметры модели, устанавливаемые путем сравнения полученных данных и теоретических предсказаний, также представляются несколькими разными способами (три — в коллаборации CMS), в зависимости от использованной схемы регуляризации пропагатора при получении предсказаний (подробнее см., например, [50]). Отметим, что наличие ультрафиолетовых (УФ) расходимостей уже на древесном уровне при вычислении сечений процессов с участием ADD-гравитонов делает все подобные конструкции не очень привлекательными с точки зрения теоретической состоятельности модели, а также вызывает неоднозначности в связанном с ними экспериментальном анализе и в процедуре извлечения фундаментальных параметров модели из полученных данных [50]. В этом смысле сценарии RS-типа, минимальный пример которых рассмотрен в п. 2.3, выглядят гораздо более приемлемо.

Проведенный в ходе Run 1 и Run 2 обеими коллаборациями — ATLAS и CMS — физический анализ по поиску сигналов от виртуальных обменов ADD-гравитонами с использованием спектров финальных двухчастичных событий (с двумя фотонами, лептонами или струями в конечном состоянии)

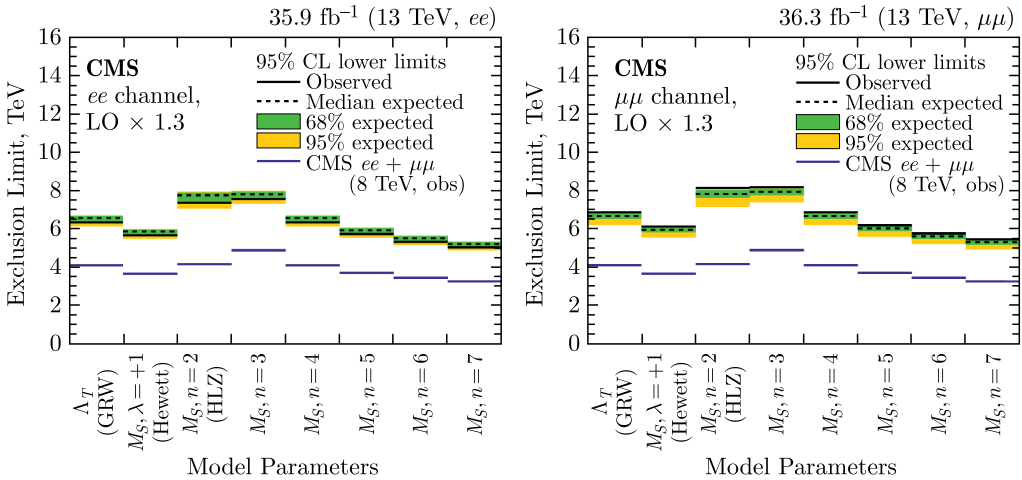


Рис. 18. Нижние пределы (95 % C.L.) на фундаментальный масштаб многомерной гравитации в канале с двумя электронами (слева) и мюонами (справа) для $m_H > 1,8 \text{ TeV}/c^2$ для схем перенормировки GRW, Hewett и HLZ. Сигнальные сечения вычислены в главном порядке ТВ с умножением на корректирующий фактор 1,3. Для сравнения приведены также (фиолетовые линии) предыдущие результаты CMS Run 1 на 8 ТэВ [52]

на всей доступной в настоящее время (время написания обзора) статистике показал отсутствие указаний на новую физику и хорошее согласие с предсказаниями СМ. Например, в дифотонном канале у коллаборации CMS полученные ограничения на уровне 95 % C.L. на нижнее допустимое значение многомерного фундаментального масштаба для числа $n = 3-7$ составили от 9,3 до 6,2 ТэВ для одной из схем перенормировки, зависящей от M_S и n , и 7,8 ТэВ для другой использованной схемы, не зависящей от числа ДПИ и характеризующейся только одним масштабом Λ_T [51]. Комбинированный анализ мюонного и электронного каналов [52] дает чуть меньшие значения от 8,2 до 5,5 ТэВ для M_S и до 6,9 ТэВ для Λ_T (см. рис. 18).

Однако наиболее жесткие ограничения по процессам с виртуальным обменом приходят не из этих каналов, а из анализа угловых распределений двухструйных событий. Этот метод исследований является предпочтительным при поиске возможных нерезонансных вкладов новой физики, например, как в рассматриваемом случае ADD-гравитонов, так и для любой другой модели в духе контактных взаимодействий. Изучение угловых характеристик и асимметрии в двухчастичных распределениях является очень хорошим поисковым инструментом в таких ситуациях. Про полезность асимметрии процесса

Таблица 4. Наблюдаемый и ожидаемый нижние пределы исключения (95 % C.L.) для различных моделей контактных взаимодействий, фундаментального масштаба ADD, минимальной массы КЧД и массы переносчика ТМ. Для векторного переносчика ТМ предполагаются значения констант связи с темной и обычной материей $g_{DM} = g_q = 1$ и фермионная ТМ с массой 1 ГэВ [53]

Модель	Наблюдаемый предел, ТэВ	Ожидаемый предел, ТэВ
$\Lambda_{LL/RR}^+$ (NLO)	13,1	$15,2 \pm 0,9$
$\Lambda_{LL/RR}^-$ (NLO)	17,4	$23,9 \pm 3,0$
Λ_{VV}^+ (NLO)	15,1	$17,3 \pm 1,0$
Λ_{VV}^- (NLO)	22,2	$31,2 \pm 3,8$
Λ_{AA}^+ (NLO)	15,2	$17,3 \pm 1,0$
Λ_{AA}^- (NLO)	22,1	$31,0 \pm 3,8$
$\Lambda_{(V-A)}^+$ (NLO)	9,1	$11,7 \pm 1,0$
$\Lambda_{(V-A)}^-$ (NLO)	9,3	$11,9 \pm 1,1$
ADD Λ_T (GRW)	10,6	$12,1 \pm 0,9$
ADD M_S (HLZ), $n_{ED} = 2$	11,4	$13,3 \pm 1,0$
ADD M_S (HLZ), $n_{ED} = 3$	12,6	$14,4 \pm 1,1$
ADD M_S (HLZ), $n_{ED} = 4$	10,6	$12,1 \pm 0,9$
ADD M_S (HLZ), $n_{ED} = 5$	9,6	$10,9 \pm 0,8$
ADD M_S (HLZ), $n_{ED} = 6$	8,9	$10,2 \pm 0,8$
QBH M_{QBH} (ADD $n_{ED} = 6$)	8,3	$8,7 \pm 0,3$
QBH M_{QBH} (RS $n_{ED} = 1$)	6,0	$6,5 \pm 0,4$
DM Vector/Axial-Vector M_{Med}	2,5–5,0	2,5–5,2

Дрелла–Яна для поиска новых частиц было немного сказано в нашем другом обзоре в этой книге («Физика с тяжелыми димьюонами»), хотя исследовательская мощность этого канала сильно ограничена малой статистикой тяжелых дилептонных пар вследствие малого бренчинга для распадов на лептоны. Напротив, изучение угловых распределений двух струй отлично статистически обеспечено, плюс ко всему в процессах, протекающих по сильному каналу, нет собственной ненулевой асимметрии. Поэтому проводимый анализ формы угловых распределений двух струй нацелен на поиск отклонений от плоского распределения СМ, а с точки зрения реконструкции это является наиболее простой задачей. В табл. 4 сведены полученные результаты в виде ограничений, в том числе на минимально допустимые значения фундаментального масштаба гравитации в зависимости от числа ДПИ n и схемы перенормировки [53]. По этим данным нижняя граница для M_D сейчас уже отодвинулась вверх по энергиям до 12,6 ТэВ или до 10,6 ТэВ.

Дополняющий эти результаты анализ по поиску сигналов от процессов реального рождения ADD-гравитонов, осуществляемый с помощью сигнатур типа «одиночная жесткая частица плюс потерянная энергия в событии», позволяет, независимо от каналов с виртуальным обменом, также установить нижние ограничения на допустимое значение M_D . Изучение событий с одиночной жесткой струей, жестким гамма-квантом или W/Z -бозоном, распадающимся адронно, дает ограничения, сопоставимые с показанными на рис. 18 [54, 55].

2.3. Модель ДПИ в пространстве с ненулевой кривизной. Более правдоподобные и содержательные с теоретической точки зрения сценарии с ДПИ получаются при учете одного важного обстоятельства, радикально меняющего получаемую физическую картину. А именно учете при получении решения для метрики гравитационного поля самих бран (самогравитация, или ненулевое натяжение бран) и производимых ими эффектов, в частности, эффекта «обратного влияния» браны на метрику балка. Это сразу же приводит к ненулевой кривизне балка. За счет натяжения бран (ненулевая плотность энергии трактуется как космологическая постоянная) четырехмерная кривизна на самих бранах тоже получается ненулевой. Однако можно найти решение, которое за счет точной подстройки пятимерной и четырехмерной кривизны обеспечивает их взаимную компенсацию и эффективно плоскую метрику на бранах (что необходимо, чтобы воспроизвести наблюдаемую Вселенную с практически нулевой, по текущим измерениям, кривизной). Первой реализацией модели с бранами, имеющими ненулевую собственную плотность энергии, стала модель Рэндалл–Сандрума, тип 1 (L. Randall, R. Sundrum, RS1) [56], предложенная в 1999 г., менее чем через год после модели ADD. Она была сформулирована для области пятимерного пространства анти-де Ситтера AdS_5 (одно дополнительное пространственное измерение с циклической координатой $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ и радиусом компактификации r_c), ограниченной с обеих сторон двумя бранами.

По ряду теоретических соображений в модели RS1 к компактному пятимерному измерению (окружности) применяется процедура орбифолдинга, заключающаяся в отождествлении точек с противоположным значением угловой

ординаты φ на этой окружности, т.е. в установке идентичности друг другу точек с координатами $+\varphi$ и $-\varphi$ (это соответствует наложению дополнительной дискретной симметрии S^1/Z_2). За счет этого из окружности получается отрезок $[0, \pi]$ (сингулярное многообразие), в котором точки $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ самоотождествляются, сохраняя свое положение. Они называются фиксированными точками орбифолда, не меняющимися относительно дополнительной наложенной дискретной симметрии.

В оригинальном варианте модели RS1 пространственная конфигурация содержит две браны, помещенные в фиксированные точки орбифолда (чтобы исключить флуктуации полей, помещенных на браны, в пятом измерении) и разделенные расстоянием r_c в дополнительном измерении. Одна из них расположена в точке $\varphi = 0$ и имеет положительное натяжение $+\sigma$, а другая, с отрицательным натяжением $-\sigma$, находится в точке $\varphi = \pi$ (рис. 19). Обычно считается, что наш наблюдаемый мир со всеми полями СМ соответствует бране $-\sigma$, а невидимый (скрытый) сектор с масштабом взаимодействия, характеризуемым массой Планка, — бране $+\sigma$. Хотя разумная феноменология, правильно описывающая наблюдаемый мир, возможна и для противоположной диспозиции. Две браны, а не одна, необходимы, чтобы удовлетворить требованию локализации (удержания) материи СМ на одной из бран. Как обычно,

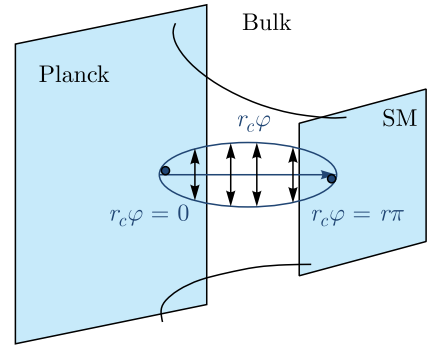


Рис. 19. Мир с двумя бранами в модели RS1

КК-моды полей, которые могут распространяться в балке, делокализованы в полном пространстве балка, однако нулевые моды, воспроизводящие во всех моделях калуца-клейновского типа обычную материю СМ или обычную четырехмерную гравитацию, обязаны удерживаться на бране. При наличии двух бран между нулевой и высшими КК-модами в массовом спектре всегда присутствует щель, гарантирующая локализацию нулевой моды. Сценарии подобного типа в пространстве AdS_5 имеют хорошую мотивировку со стороны космологии и М-теории. Здесь интересно также, что, в отличие от случая модели ADD, в рамках самой RS1 существует механизм естественной стабилизации радиуса пятого дополнительного измерения r_c , т.е. фиксирования его определенного значения относительно влияния квантовых поправок. Причем этот механизм работает не только для оригинальной RS1-конфигурации, в которой браны обязательно «сидят» в фиксированных точках орбифолда, но и в более общем случае, когда две браны, разделенные некоторым расстоянием, произвольно скользят вдоль пятого измерения [57]. Это только один пример, демонстрирующий более привлекательные свойства модели RS1 как теоретической конструкции, по сравнению с ADD, далее будут даны и другие.

Для конфигурации с двумя бранами с ненулевым натяжением существует решение для метрики (которое и было найдено авторами модели в 1999 г.) вида [56]

$$ds^2 = a^2(\varphi)g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\varphi^2, \quad (26)$$

где $g_{\mu\nu}$ — стандартный четырехмерный метрический тензор, а стягивающий множитель $a(\varphi) = e^{-\kappa r_c \varphi}$ зависит от кривизны пространства $\kappa \sim M_{\text{Pl}}$, которая связана с пятимерной гравитационной константой $G_5 \sim M_{5D}^{-1}$ как $\kappa = 4\pi/3G_5\sigma$. Как говорилось выше, оно отвечает ограниченной области пространства AdS_5 с двумя бранами с натяжением. В отличие от случая ADD, оба слагаемых в (26) зависят от координаты пятого измерения φ , так что метрика является нефакторизуемой. При получении (26) используется подстройка величины пятимерной космологической постоянной $\Lambda = -24M_{5D}^3\kappa^2$ к значениям четырехмерных натяжений бран $\pm\sigma$ [56]. За счет этой подстройки на бранах получается эффективно евклидова метрика. При удалении от бран в балке в направлении дополнительного измерения, естественно, начинает играть роль кривизна. Но в описываемом подходе это не влияет на низкоэнергетическую феноменологию взаимодействий полей и частиц на бране. Из-за присутствия экспоненциального множителя $a(\varphi)$, чтобы «почувствовать» на бране специфику многомерного балка, надо изучать процессы взаимодействия, например, на коллайдерах, которые будут характеризоваться переданными импульсами, экспоненциально превышающими характерный энергетический масштаб взаимодействий на бране (полагаемый порядка ТэВ или чуть выше). Таким образом, для всех возможных процессов взаимодействий на бране просто не хватит энергии для выхода в балк и подключения эффектов от многомерной динамики (все процессы на бране — «мягкие» с точки зрения характерных энергий в балке).

Проблема иерархии масштабов в этом подходе тоже решается геометрически, но иначе, чем в ADD, — за счет множителя $a(\varphi)$. Нефакторизуемая геометрия специального рассматриваемого вида дает интересную физическую картину, характерную именно для моделей RS-типа. Энергетические масштабы, а также массы частиц на бране экспоненциальным образом зависят от того, в какой точке пятого измерения они наблюдаются. Если на одной бране, расположенной в точке $\varphi = 0$, какой-то массовый параметр имел значение m_0 , то на другой бране, удаленной от рассматриваемой на некоторое расстояние в дополнительном измерении, этот же массовый параметр будет иметь экспоненциально меньшее значение; в частности, для $\varphi = \pi$ получится m_π , связанное с m_0 как

$$m_\pi = m_0 e^{-\kappa r_c \pi}. \quad (27)$$

Соотношение в сторону экспоненциального уменьшения параметра верно для случая планковской браны (с максимальным масштабом взаимодействия порядка $M_{\text{Pl}} \simeq 10^{19}$ ГэВ), расположенной в точке $\varphi = 0$, и браны СМ (с масштабом порядка ТэВ) в точке $\varphi = \pi$; в противном случае получилось бы, наоборот, экспоненциальное увеличение. Аналогичным образом воспроизводится и иерархия энергетических масштабов, позволяя при довольно умеренном значении экспоненциального фактора «согнать» значение энергии с планковского значения на одной бране до достаточно малых значений на другой. В частности, уже для значений $\kappa r_c \simeq 11$ –12 для «нашей» браны в точке $\varphi = \pi$ удастся получить для фундаментального масштаба значение Λ_π порядка ТэВ, что и решает проблему иерархии масштабов [56].

Эти же факторы дают и отличия в наблюдаемых спектрах КК-мод. В RS1-сценарии, описываемом с четырехмерной точки зрения, взаимодействие КК-мод гравитона $h_{\mu\nu}^{(n)}$ с полями СМ определяется эффективным лагранжианом [58]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)} - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\mu\nu} \sum_{n=1}^{\infty} h_{\mu\nu}^{(n)}, \quad (28)$$

где $T^{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса полей СМ, зависящий только от координат на бране, а параметр $\Lambda_\pi = M_{\text{Pl}} e^{-\kappa r_c \pi}$ отвечает значению фундаментального масштаба гравитации на бране, расположенной в точке $\varphi = \pi$. Первый член, выделяющий вклад во взаимодействия нулевой моды $h_{\mu\nu}^{(0)}$, отвечает стандартному сверхслабому взаимодействию четырехмерной гравитации с материей (амплитуда процесса подавлена очень малым значением четырехмерной гравитационной константы как $1/M_{\text{Pl}}^2$). Но второй член, содержащий сумму по всем КК-модам, вводящий новую физику и описывающий взаимодействие материи с высшими модами возбуждений $h_{\mu\nu}^{(n)}$, подавлен далеко не так сильно — всего лишь как $1/\Lambda_\pi$. Причем разная интенсивность взаимодействия нулевой и высших мод с материей СМ получается в рамках описания естественным образом. Наличие только одного дополнительного измерения в сценарии RS1 приводит к отсутствию расходимостей в пропагаторе для амплитуды взаимодействия при суммировании по всем КК-состояниям, и пропагатор считается точно [58]. Как следствие, отсутствует необходимость введения ультрафиолетового масштаба обрезания. Далее, массовое расщепление между КК-модами получается порядка $\Delta m \sim \kappa e^{-\kappa r_c \pi}$ для самих значений масс примерно такого же порядка ($\sim \text{ТэВ}/c^2$). Так что здесь мы имеем дело с тяжелыми хорошо разделяемыми частицами (резонансами). Ширина резонансов зависит от значения эффективной безразмерной константы связи модели RS1 — $c \equiv \kappa/M_{5D}$. Учитывая ограничения по доступной энергии в с.ц.м. на LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$), даже потенциально едва ли можно рассчитывать на наблюдение высших КК-мод, за исключением первой (и, максимум, еще второй). Поэтому физический анализ проводится только для первой КК-моды.

Типичный пример ожидаемого проявления КК-мод гравитона в спектре инвариантных масс пар лептонов приведен на рис. 20, слева для разных значений параметра c . Также на рис. 20, справа показана разрешенная область пространства параметров, еще не закрытая предыдущими ускорительными экспериментами либо астрофизическими наблюдениями и теоретическими или космологическими соображениями, как она выглядела до начала Run 1 LHC (сейчас, естественно, с учетом полученных данных Run 1 и Run 2, границы допустимых значений $m_{G_{\text{KK}}}$ существенно сдвинулись вправо). Красными сплошными и штриховыми линиями показаны области, исключенные поиском КК-гравитонов на Tevatron, верхняя часть графика, закрашенная желтым, отвечает значениям константы связи $c \geq 0,1$, теоретически неприемлемым из-за того, что для больших значений этой величины становятся значительными непертурбативные эффекты, связанные с кривизной пространства анти-де Ситтера, а две черные штрих-пунктирные линии отвечают разре-

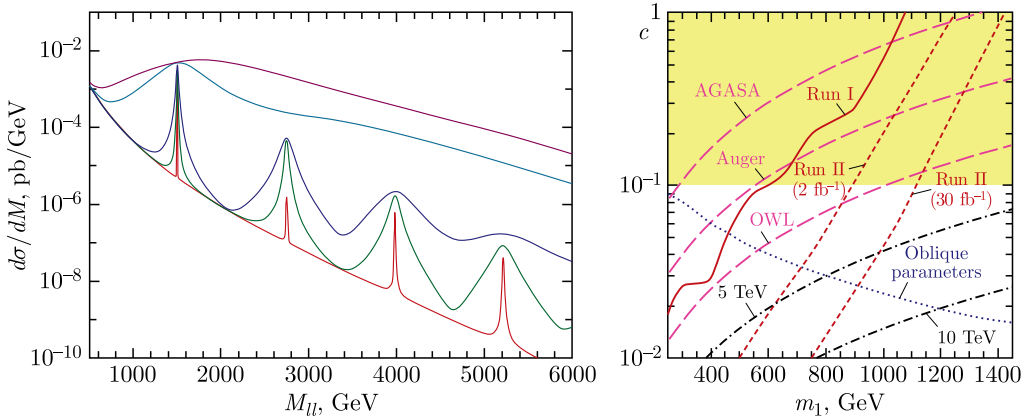


Рис. 20. Слева: массовый спектр КК-мод RS-гравитонов. Справа: разрешенная область пространства параметров $(m_{G_{\text{KK}}}, c)$ (для массы первой КК-моды $G_{\text{KK}}^{(1)}$). Показаны контуры исключений значений параметров, полученные из различных ускорительных и неускорительных экспериментов. Разрешенные области во всех случаях находятся под кривыми и справа [58]

шенным областям значений параметров для случаев Λ_π больше 5 и 10 ТэВ соответственно.

С учетом значения спина 2 каналы распада RS1-гравитона могут содержать не только пары лептонов (рис. 20, слева) или струй с большими поперечными импульсами, но и пару калибровочных бозонов СМ ($\gamma\gamma$, WW и ZZ). В отсутствие сигнала новой физики наибольшие ограничения на допустимые минимальные массы G_{KK} дает наиболее чистый (с точки зрения фона и реконструкции) дилептонный канал, хотя для случая двухфотонных конечных состояний получаются сопоставимые результаты. Двухструйные события дают чуть меньшие значения за счет худших фоновых условий при выделении сигнала.

Представленные ниже расчеты проведены в диапазоне значений масс $1 \leq m_{G_{\text{KK}}} \leq 5$ ТэВ/ c^2 и интервале $0,01 \leq c \leq 0,2$. Самые свежие результаты на текущей обработанной статистике Run 2 35 fb^{-1} получены в канале с двумя конечными фотонами (см. рис. 21, вверху). Они дают, что значения масс RS-гравитона (первая КК-мода) исключены до 2,3, 4,1 и 4,6 ТэВ/ c^2 соответственно для значений константы связи $c = 0,01$, 0,1 и 0,2 [51] (см. рис. 21, вверху).

Поиск новых резонансов в канале с двумя струями по обработанным в настоящее время данным Run 2 [59] исключает массы RS1-гравитонов для выбранного в анализе значения константы связи $c = 0,1$ в области ниже 1,8 ТэВ/ c^2 , а также в диапазоне $1,9 \div 2,5$ ТэВ/ c^2 (см. рис. 21, внизу). Этот канал, как и остальные допустимые для нейтральных резонансов, является универсальным поисковым инструментом и позволяет также получать ограничения на массы объектов во многих других сценариях новой физики, в частности, на массы струнных возбужденных состояний, кварковых возбуждений, скалярных дикварков, аксиглюонов, колоронов, тяжелых бозонов из расширенного калибровочного сектора и переносчиков темной материи.

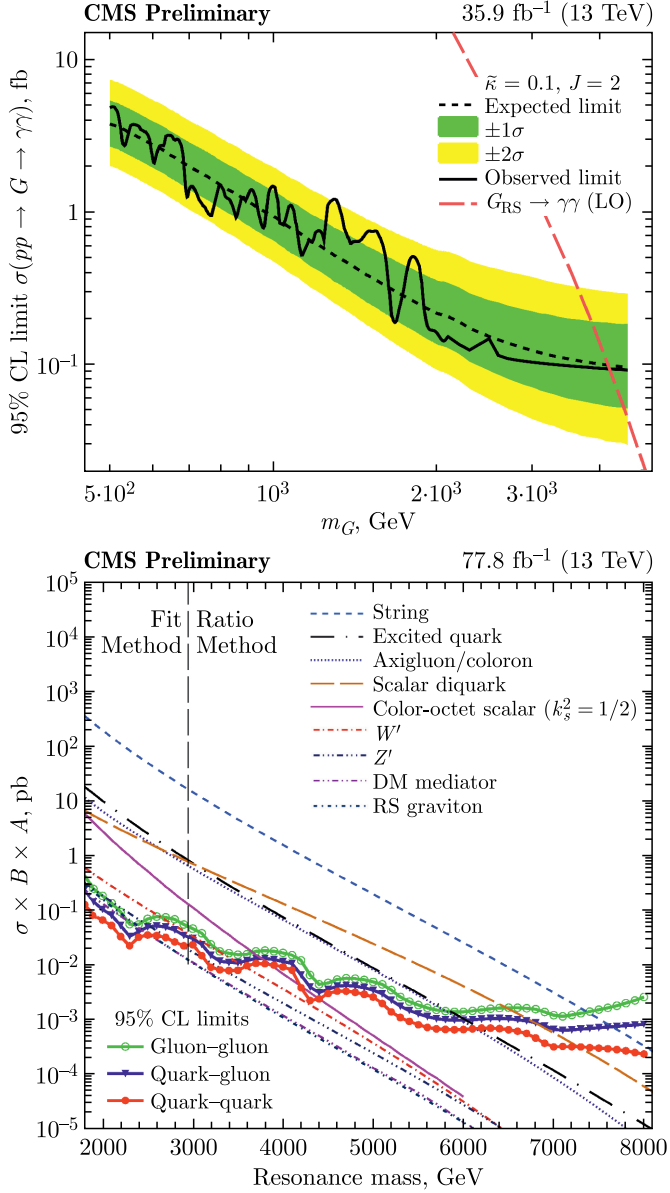


Рис. 21. Вверху: ожидаемый и наблюдаемый верхний предел (95 % C.L.) для RS-гравитона при значении константы связи $c = 0,1$ в канале с двумя фотонами в конечном состоянии. Внизу: наблюдаемые верхние пределы (95 % C.L.) на сечение, умноженное на брэнчинг для двухструйного канала в аксептансе CMS, для кварк-кварковых, кварк-глюонных и глюон-глюонных начальных состояний, дающих резонансы в спектре двух струй. Пределы сравниваются с предсказанными теоретическими сечениями для резонансов в разных моделях, образующихся по сильному каналу. Для RS1-гравитона выбрано значение $c = 0,1$ [59]

2.4. Другие варианты сценариев с ДПИ. Кроме моделей, содержащих только КК-моды гравитона, можно рассматривать расширенные варианты, в которых многомерными могут являться также калибровочные поля и даже фермионы. Расширенные варианты существуют как для ADD-, так и для RS1-случая ([60–64]). Логика построения таких конструкций полностью следует логике родительских моделей, и главным условием является отсутствие противоречий с уже наблюдаемыми закономерностями процессов взаимодействия элементарных частиц. Поскольку, в отличие от закона гравитации, электрослабое и сильное взаимодействия к настоящему времени проверены до энергетического масштаба порядка нескольких ТэВ и не было найдено никаких отклонений от предсказаний СМ, это обстоятельство накладывает на расширенные многомерные модели ограничение, в соответствии с которым область пространства в ДПИ, доступная для перемещения калибровочных и других полей (не гравитонов), должна быть не больше ТэВ^{-1} . Это дает конструкции с «толстыми» бранами — варианты моделей с большими ДПИ и бранами, имеющими поперечные размеры в направлении ДПИ (перпендикулярные обычным трем пространственным измерениям направления в балке) порядка указанных ТэВ^{-1} . Гравитоны при этом по-прежнему могут перемещаться во всем объеме ДПИ, а поля СМ, считающиеся многомерными, могут перемещаться только в пределах толстой браны. Фактически эта идея, основанная на оригинальных предложениях [60, 45], явно или неявно предполагает более сложное внутреннее устройство толстой браны, которая не является однородным протяженным объектом, но, скорее всего (в русле идей теории струн), содержит внутри какую-то конструкцию из нескольких бран, только неразличимую при доступных нам сейчас энергиях и эффективно воспринимаемую как одна брана конечной толщины.

На LHC изучаются возможные сигналы для простых вариантов, позволяющих получить четкие вычисляемые предсказания. Допустим, в модели ТэВ^{-1} бран [61] расширенного ADD-типа присутствуют массивные КК-моды (с массой порядка нескольких ТэВ) калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z^0 ($W_{\text{КК}}$ и $Z_{\text{КК}}$). Как и обычные массивные калибровочные бозоны, их КК-моды предполагаются взаимодействующими и с кварками, и с лептонами (без «фобий» относительно какого-то канала), но, разумеется, с константами связи с материей, отличными от случая СМ. В частности, $Z_{\text{КК}}$ может распадаться на пару лептонов, струй или калибровочных бозонов, кроме фотонов (а также любых более тяжелых экзотических состояний, если это разрешено по спине и кинематике), и может быть обнаружен при изучении двухчастичных спектров перечисленных частиц, а $W_{\text{КК}}$ распадается, в частности, на лептон и соответствующее нейтрино, что дает сигнатуры с недостающей поперечной энергией в событиях. Соответственно, резонансные структуры вида, как на рис. 22, слева вверху, ищутся в распределениях событий по поперечной массе $M_T = \sqrt{2p_T^l E_T^{\text{miss}}(1 - \cos(\Delta\varphi))}$, где $\Delta\varphi$ — угол между направлением «утечки» энергии из события E_T^{miss} и заряженным лептоном p_T^l . Получаемые таким образом ограничения для первой КК-моды $W_{\text{КК}}^{(1)}$ по данным Run 1 показаны на рис. 22, слева внизу. Массы КК-мод в моделях ADD-типа связаны с радиусом

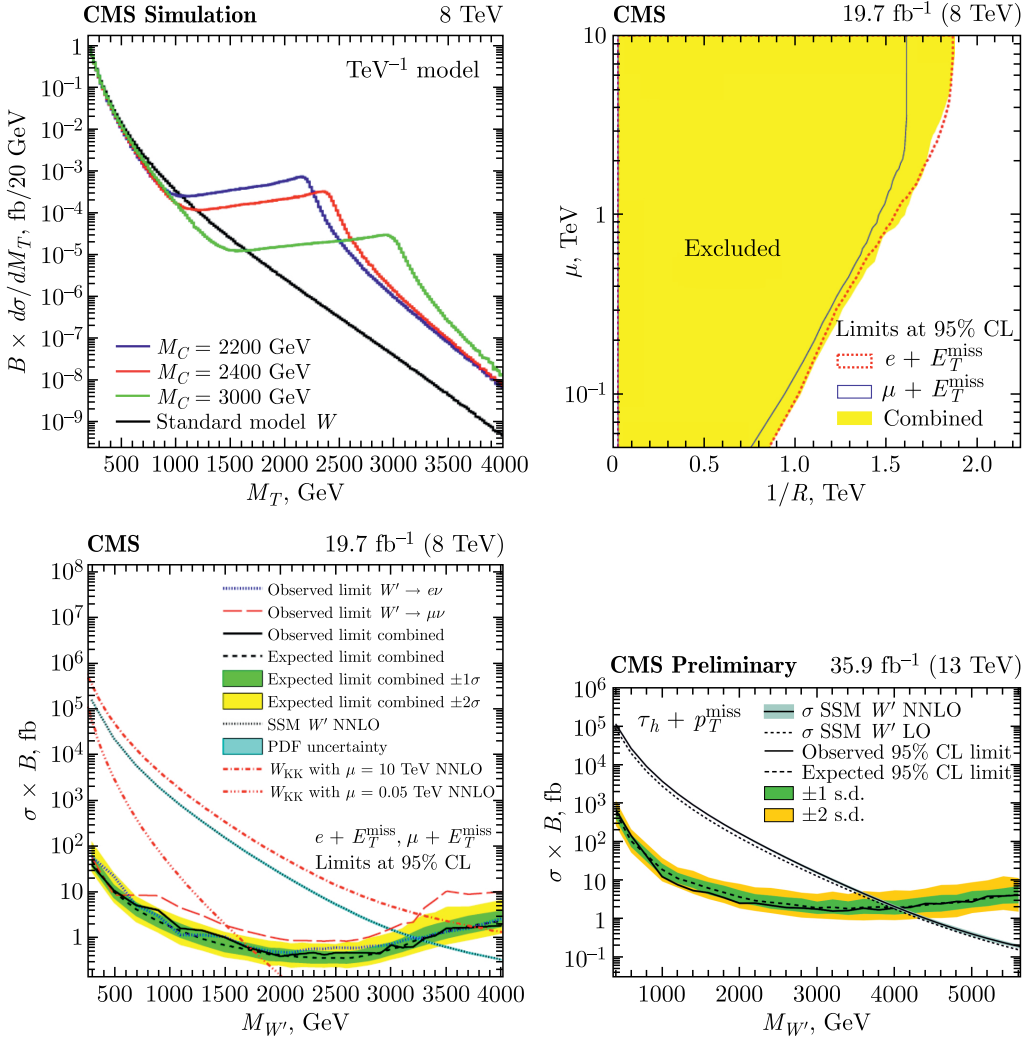


Рис. 22. Слева сверху: сечения рождения событий $l + E_T^{\text{miss}}$ по поперечной массе M_T в СМ (нижняя кривая) и в модели TeV^{-1} (три верхних кривых). В конечном состоянии учитываются только легкие лептоны e/μ . Справа сверху: пределы (95% C.L.) на параметры сценария UED: радиус дополнительных измерений R и массовый параметр μ по данным Run 1. Слева внизу: ожидаемый (штриховая линия) и наблюдаемый (сплошная) верхний предел (95% C.L.) для новых резонансов в канале $e(\mu) + \nu_e(\nu_\mu)$, по данным Run 1. Справа внизу: ожидаемый (штриховая линия) и наблюдаемый (сплошная) верхний предел (95% C.L.) для W' SSM в канале $\tau\nu_\tau$ с тау-лептоном, распадающимся адронно. Также зеленым и желтым цветом показаны коридоры для одного и двух стандартных отклонений. Теоретическое сечение W' посчитано в NNLO TB, серым указан диапазон неопределенностей, связанных с выбором функций партонных плотностей, по данным Run 2 [65]

ДПИ R_C очень простой формулой $m_{\text{KK}}^{(n)} = \sqrt{m_{Z,W}^2 + n^2/R_C^2}$. Для случая одного связанного с калибровочными бозонами ДПИ отсюда можно извлечь ограничения на масштаб компактификации этого дополнительного измерения, обозначаемого M_C , чтобы отличать эту ситуацию от радиусов и масштабов моделей ДПИ для гравитонов. По данным Run 1 эти ограничения составили 3,4 ТэВ [65]. Соответственно, допустимая толщина браны в этом простом сценарии должна быть меньше $(3,4 \text{ ТэВ})^{-1}$. Подобный анализ на данных Run 2 пока не проводился.

Можно развивать эту схему дальше и рассматривать, например, варианты моделей с универсальными ДПИ (UED) [62], т.е. конструкции, в которых многомерными являются все поля СМ. Соответственно, все они имеют бесконечные башни КК-мод. В случае ненарушенной КК-четности (отвечающей сохранению КК-импульсов) моды должны рождаться только попарно и распадаться каскадным образом, до последней, стабильной, частицы — легкой КК-частицы (LKP), в полной аналогии с суперсимметричными распадами и с легчайшим суперпартнером, и тогда LKP является естественным кандидатом в частицы темной материи. В простейших реализациях UED, в частности, в минимальной модели mUED, которая рассматривает только одно дополнительное пространственное измерение, легкой стабильной КК-частицей (LKP) является КК-фотон из цепочки распадов: $q_{\text{KK}} \rightarrow Z_{\text{KK}} q$, $Z_{\text{KK}} \rightarrow l_{\text{KK}} l^{\pm}$, $l_{\text{KK}} \rightarrow \gamma_{\text{KK}} l^{\pm}$. Экспериментальным сигналом таких распадов являются события с недостающей энергией, уносимой LKP, и ассоциированным рождением струй и мягких лептонов, испускаемых на каждой стадии процесса каскадного распада КК-частиц. В некоторых вариантах UED, например, в расщепленной UED (split-UED) [63] предполагается, что только кварки, но не лептоны и не калибровочные бозоны, квазилокализованы в дополнительном измерении. В этой модели КК-четность сохраняется, и, по специфике конфигурации, возможно рождение только четных КК-мод калибровочных бозонов $W_{\text{KK}}^{(2)}$, $Z_{\text{KK}}^{(2)}$, $g_{\text{KK}}^{(2)}$. Анализ рождения электронов и мюонов в событиях с недостающей энергией позволил определить пределы на минимальную массу $W_{\text{KK}}^{(2)}$: 1,74 ТэВ/ c^2 для массового параметра модели $\mu = 0,05$ и 3,71 ТэВ/ c^2 для $\mu = 10$ ТэВ/ c^2 по данным Run 1. Кроме того, были установлены ограничения на радиус дополнительного измерения R в этой модели в зависимости от μ (рис. 22, справа сверху).

Поиск новых заряженных калибровочных бозонов осуществлялся и в более новом анализе по части данных Run 2 [65], но пока только для одной модели, используемой в качестве референсной, — W' SSM (рис. 22, справа внизу). В приближении узкого резонанса, игнорирующего интерференцию между модами, W_{KK} отличаются от W' любой модели расширенного калибровочного сектора только константами их связи с материей СМ (так же, как и КК-моды нейтрального калибровочного бозона Z_{KK} аналогичным образом отличаются от случая Z'), поэтому легко можно пересчитать массовые пределы, полученные для Z'/W' SSM, в ограничения для любой другой модели, содержащей подобные резонансы. Более детально об этом сказано в обзоре «Физика с тяжелыми димюонами» в данном сборнике (см. рис. 14 там и соответствующий текст). Поэтому в текущем физическом анализе для

данных Run 2 число однотипных моделей Z'/W' и попадающих в этот же класс явлений Z_{KK}/W_{KK} в простых сценариях сведено к минимуму, при оставленной референсной модели SSM для пересчета (для случаев расширенного калибровочного сектора SSM сечение наибольшее, все другие модели дают более низкие значения, для случаев КК-мод калибровочных бозонов в моделях с ДПИ все несколько иначе (см. рис. 22, слева внизу), но пересчет также возможен).

2.5. Многомерные микроскопические черные дыры. Существование черных дыр, в которые должна коллапсировать материя при сильных гравитационных взаимодействиях, является характерным предсказанием не только моделей низкоэнергетической гравитации, но и в принципе любой теории гравитации эйнштейновского (и не только) типа. Но в стандартной четырехмерной общей теории относительности (ОТО) область сильных гравитационных взаимодействий для элементарных частиц начинается с энергий выше или равных массе Планка $M_{Pl} \simeq 10^{19}$ ГэВ (планковский и транпланковский режим). Очевидно, что этот диапазон энергий принципиально недостижим для ускорителей частиц. Что касается астрофизических черных дыр, то для их формирования должно быть значительное скопление массы в ограниченном объеме, что реализуется при коллапсе массивных звезд или в центрах галактик, так что макроскопические черные дыры теоретически можно наблюдать астрофизическими методами. Доказательства существования макроскопических черных дыр первого упомянутого типа — из коллапса двойных звездных систем — действительно были получены в 2016 г. коллаборациями VIGO и LIRGO, одновременно открывшими существование гравитационных волн, что дало старт новой эпохе в изучении гравитации неускорительными методами. Однако этот случай образования черных дыр (очевидно, доминирующий во Вселенной, где наличествуют большие скопления масс) не характерен для ускорительных экспериментов или, в более общем смысле, для процессов взаимодействия элементарных частиц, где плотность материи на единицу объема не так значительна. Специально для случая столкновений ультрарелятивистских частиц в транпланковском режиме существует так называемая гипотеза К. Торна [66], согласно которой такие частицы могут коллапсировать в черную дыру, если прицельный параметр их взаимодействия будет меньше, чем радиус Шварцшильда r_S для черной дыры с массой M_{BH}^{min} , равной полной энергии, доступной при столкновении. И здесь как раз на сцену выходят модели низкоэнергетической гравитации, с их невысоким фундаментальным многомерным масштабом M_D порядка ТэВ.

По конструкции в моделях низкоэнергетической гравитации на расстояниях, меньших радиуса компактификации, гравитация усиливается на много порядков; следовательно, для более сильных гравитационных взаимодействий образование черных дыр в столкновениях частиц может происходить на расстояниях, гораздо больших четырехмерного планковского радиуса. Для описания процессов рождения и эволюции многомерных микроскопических черных дыр (МЧД) используется подход, аналогичный стандартному четырехмерному случаю, с поправкой на многомерный характер происходящего и с соответствующими изменениями в формулах для шварцшильдовского

радиуса, энтропии, температуры Хокинга на стадии излучения МЧД и для вероятностей излучения на брану и в балк [67]. В соответствии с термодинамикой черных дыр, МЧД большего размера с заданной фиксированной массой имеют меньшую температуру Хокинга, т. е. многомерные МЧД должны быть больше по размерам и холоднее своих четырехмерных аналогов такой же массы. Их характерное время жизни может быть оценено как $10^{-(26 \div 27)}$ секунд [68]. За счет дополнительных возможностей, предоставляемых многомерным объемом, количественно картина эволюции многомерной МЧД отличается от эволюции четырехмерной, но качественно она остается такой же. В частности, рассматриваются четыре стандартные стадии, или этапа, в жизни МЧД: стадия рождения, трансформации вращающейся (керровской) МЧД в стационарную (шварцшильдовскую), стадия хокинговского излучения для стационарной МЧД и, наконец, финальная стадия полного распада МЧД. На всех стадиях (кроме финальной, которую еще называют «планковской») применяются методы классической теории гравитации, развитые для четырехмерного описания, с известными характерными чертами и поправочными коэффициентами. В частности, рассматриваются поправки для сечения рождения вращающейся МЧД, потери в начальном состоянии при формировании горизонта МЧД, серотельные множители для хокинговского излучения и ряд других (см., например, обзоры [69, 70], а также [50]). Для финальной стадии эволюции используются различные модельные подходы, поскольку теоретически корректное описание из первых принципов невозможно в силу отсутствия теории квантовой гравитации. Всегда предполагается, что образующиеся МЧД имеют размеры, не превышающие радиус компактификации дополнительных измерений, чтобы МЧД полностью помещалась в дополнительных измерениях. Поскольку в модели ADD размеры ДПИ могут быть порядка ферми или десятых долей ферми, размеры МЧД должны быть указанного порядка величины или меньше (вычисления с использованием формализма [67] дают, например, для МЧД с массой в районе ТэВ и M_D такого же порядка значение шварцшильдовского радиуса менее 10^{-4} фм).

Из-за крайне малого времени жизни и фактической «точечности» объекта (современные достижимые энергии не в состоянии разрешить размеры МЧД) с экспериментальной точки зрения все акты излучения по механизму Хокинга [71] для МЧД регистрируются как единовременные события, без разрешения по «квантам» времени (актам излучения) и без фазового рассогласования из-за конечного размера МЧД. Теоретические исследования [72] показали, что МЧД преимущественно распадаются на брану (т. е. в частицы СМ), хотя доля нерегистрируемого излучения в балк, приходящегося на гравитоны, тоже заметна и может достигать 30 %. Множественность распадных частиц, как и в четырехмерном случае, полностью определяется энтропией (чем больше энтропия, т. е. число внутренних степеней свободы у МЧД, тем больше будет множественность распадных частиц). Доминирующую долю в излучение вносят кварки и глюоны из-за наибольшего числа степеней свободы, отвечающего этим частицам. Поэтому характерной экспериментальной наблюдаемой для процессов с рождением и распадом МЧД является множественное рождение адронных струй (а также лептонов всех типов и других частиц, с долей примерно 25 %), практически изотропно распределенных

в пространстве и формирующих конечные состояния, в которых в общем случае не сохраняются ароматы и заряды [68].

Помимо ускорительных экспериментов, теоретически процессы с рождением МЧД могут давать вклады в измеряемые характеристики регистрируемых потоков космических лучей. В частности, еще до начала эры ЛНС первые экспериментальные ограничения на минимально возможную массу $M_{\text{ВН}}^{\text{min}}$ были получены в нейтринных обсерваториях из исследований процесса рассеяния горизонтальных космических нейтрино на нуклонах в земной атмосфере (по регистрируемому недостатку величины потока нейтрино относительно предсказанного стандартными сценариями для космических нейтрино, вследствие предполагаемой реакции типа $\nu N \rightarrow \text{ВН}$). Полученные таким образом ограничения [73] на фундаментальный масштаб гравитации M_D (в диапазоне масс МЧД $M_D \leq M_{\text{ВН}}^{\text{min}} \leq 3M_D$) оказались не очень большими, не превышающими 1,4 ТэВ, для числа дополнительных измерений $n > 4$ (условие для числа ДПИ связано с тем, что вероятность процессов с образованием МЧД, в отличие от сечений рождения КК-мод гравитонов, прямо, а не обратно пропорциональна числу ДПИ — чем больше n , тем больше сечение рождения МЧД (см. ниже), так что для малых значений ДПИ ограничение получается слишком слабым).

Радиус Шварцшильда стационарной МЧД в плоском $4 + n$ пространстве-времени может быть найден из уравнений, обобщающих на многомерный случай соответствующие уравнения эйнштейновской теории гравитации [67]:

$$r_S = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{\text{ВН}}^{\text{min}}}{M_D} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right]^{\frac{1}{n+1}}. \quad (29)$$

Здесь M_D и n , как и ранее, — фундаментальный многомерный масштаб гравитации и число дополнительных измерений, а $M_{\text{ВН}}^{\text{min}}$ — минимальная масса МЧД, рождаемой в столкновениях. С учетом принципиально многомерного характера процесса очевидно, что минимальная масса МЧД $M_{\text{ВН}}^{\text{min}}$ должна быть не меньше M_D . Более того, массовый порог образования должен быть значительно выше этого значения, чтобы в исследуемом транспланковском режиме отойти достаточно далеко от планковского порога. Это эквивалентно условию образования классической МЧД. В непосредственной близости от порога фундаментальной гравитации все процессы должны быть квантовыми и описываться соответствующей квантовой теорией. Но, поскольку до сих пор отсутствует квантовая теория гравитации, для описания сильногравитирующих объектов нужно подстраховываться условием, что для них действует режим классического описания и возможные околороговые квантовые поправки пренебрежимо малы. Это накладывает ограничение на минимально допустимое значение массы МЧД.

На партонном уровне при прямой наивной оценке вероятность процесса образования МЧД (сечение рождения) получается из геометрических соображений просто как область перекрытия двух сталкивающихся пучков с прицельным параметром, равным радиусу Шварцшильда — $\sigma \sim \pi r_S^2$ [68]. При этом предполагается, что вся энергия сталкивающихся партонов-иници-

аторов остается под горизонтом рождающейся МЧД и идет на формирование ее массы: $M_{\text{BH}} = \sqrt{\hat{s}}$. При переходе от элементарных партонных сечений к столкновениям адронов (протонов для ЛHC) дифференциальное сечение процесса дается сверткой партонного сечения и произведения структурных функций:

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow \text{BH} + X)}{dM_{\text{BH}}} = \frac{dL}{dM_{\text{BH}}} \hat{\sigma}(ij \rightarrow \text{BH})|_{\hat{s}=M_{\text{BH}}^2}. \quad (30)$$

Здесь вводится широко употребительное в ускорительных экспериментах понятие «дифференциальная светимость», которая есть просто интеграл по структурным функциям для всех типов партонов:

$$\frac{dL}{dM_{\text{BH}}} = \frac{2M_{\text{BH}}}{s} \sum_{i,j} \int_{M_{\text{BH}}^2/s}^1 \frac{dx_i}{x_i} f_i(x) f_j\left(\frac{M_{\text{BH}}^2}{sx_i}\right). \quad (31)$$

Соответственно, $\sqrt{s}$ — энергия сталкивающихся протонов в с. ц. м., при этом энергия собственно жесткого процесса есть $\hat{s} = x_i x_j s$, с $x_{i,j}$ — долями энергии столкновения, уносимыми партонами типа i и j , с суммированием по всем типам партонов-инициаторов.

При энергиях ЛHC сечение, оцениваемое по формуле (30), может достигать 100 пб для $M_D \sim 1$ ТэВ, что на самом деле очень много, особенно по сравнению с вероятностями для других процессов на ЛHC (например, процессы с обменом виртуальными КК-гравитонами характеризуются сечениями на несколько порядков меньше). Но эта оценка явно учитывает, что вся энергия столкновения идет на формирование МЧД. Иная картина получается при использовании методов теории гравитации с образованием кажущегося горизонта и с учетом следующих из этих методов потерь при формировании черной дыры (подробнее см., например, [50]). Тогда оказывается, что начальный период формирования черной дыры сопровождается существенными «утечками» энергии сталкивающихся партонов под горизонт (в виде излучения гравитонов). В свою очередь, это означает, что при заданном $\sqrt{\hat{s}}$ процесса может образоваться черная дыра с меньшей массой, нежели ожидалось при наивной оценке. Для масс МЧД в диапазоне порядка нескольких ТэВ соответствующая доля потерь составляет отнюдь не единичные проценты, а значительную величину порядка 25–30 % или даже больше, так что этот эффект является доминирующим по степени влияния на конечный результат.

После формирования МЧД начинает испаряться за счет хокинговского излучения. Она теряет массу и нагревается, и это продолжается до тех пор, пока масса МЧД не достигнет порога M_D . Аналогично четырехмерному случаю существуют модификации спектра излучения в зависимости от спина — так называемые «серотельные факторы» (термин связан с желанием подчеркнуть отличия от случая излучения черного тела), наличие которых обусловлено более корректным рассмотрением движения частицы в окрестностях МЧД. Из-за нетривиальной метрики в области вблизи горизонта образуется потенциальный барьер, который перерассеивает обратно во внутренность МЧД часть исходящего излучения. Поэтому, в отличие от случая излучения чер-

ного тела в плоском невозмущенном пространстве, при перемещении вблизи МЧД частица должна преодолеть этот барьер, чтобы уйти на бесконечность. Форма барьера, а также энергия и спин частиц и число ДПИ n влияют на вероятность процесса проникновения. Учет спиновых поправок для небольших энергий и масс объектов (доступных на ЛНС) меняют вероятность процесса на несколько процентов.

Для описания финальной стадии жизни МЧД при подходе к M_D используются разные (довольно сильные) предположения и модельные подходы для возможных конечных состояний МЧД. В частности, в теоретических работах по теме рассматриваются «простой» вариант распада МЧД на конечное малое число частиц (2–5, с возможным нарушением заряда и ароматов) и формирование стабильного ненаблюдаемого остатка (некое решение проблемы «потери информации» под горизонтом ЧД за счет того, что информация уносится этим остатком). Также теоретически рассматривается околопороговый переход в струнный шар (СШ), когда черная дыра в одном из предпоследних актов сброса массы претерпевает трансформацию в объект другого типа. Этот объект, струнный шар (сильно возбужденная струнная конфигурация из длинных «запутанных» струн), образуется при условии, что существует гипотетическая обобщающая теория, которой является теория струн в режиме слабой связи, и выполняется условие $l_S < r_h$, где l_S — длина струны, а r_h — гравитационный радиус для МЧД. Возможность околопорогового перехода из МЧД в СШ при энергиях порядка M_D и соответствующие оценочные вычисления для этого процесса основываются на идее, предложенной в [74]. Согласно сформулированному принципу соответствия, переход совершается при условии, что геометрические размеры, температура и энтропия этих двух объектов примерно равны друг другу.

Самым важным с точки зрения правомочности использования подхода является предположение о (квази)классичности рождаемых МЧД. С учетом ограниченности энергии ЛНС невозможно в транспланковском режиме гарантированно отойти так далеко от порога (значения M_D порядка ТэВ), чтобы заведомо выполнить это условие. Кинематически доступная область масс МЧД простирается до, максимум, 10 ТэВ, чего недостаточно для «твердой» классической трактовки. Часто используемое в коллайдерных поисках МЧД предположение гласит, что квазиклассическое описание применимо уже для $M_{\text{ВН}} \gtrsim (3 \div 5)M_D$. Для МЧД малых масс с малой энтропией (при околопороговом рождении) квантовые эффекты не могут быть проигнорированы полностью, но при неясном статусе квантовой гравитации в феноменологических анализах для ЛНС ими обычно все же пренебрегают и считают, что можно в некотором приближении оценить вероятность рождения «квантовой» ЧД (КЧД) так же, как и квазиклассической МЧД, но трактовать получаемые пределы как верхние (с учетом, например, возможного квантового околопорогового подавления). Для описания КЧД используется ряд модельных подходов (см., например, [75, 76]), когда предполагается сохранение информации под горизонтом, так что КЧД «помнит» характеристики начальных частиц, из которых она составлена. Состояния КЧД реализуются как неприводимые представления группы КХД и распадаются до термализации, одним актом, главным образом — в двухструйные (с малой долей трехструйных)

конечные состояния. Подобные сценарии также являются предметом специального поискового эксперимента в канале с двумя струями в конечном состоянии [59, 53].

Более подробный обзор всех сценариев с МЧД, СШ и КЧД, используемых в текущем физическом анализе коллаборации CMS, можно найти, например, в [50], а примеры последних работ по теме — в [53, 80, 81] (см. также сайт [83] по всей новой возникающей информации). Есть также результаты поисковых неускорительных нейтринных экспериментов. Помимо уже упоминавшихся ограничений, установленных обсерваторией Pierre Auger для процессов рассеяния ультраэнергетичных космических нейтрино на нуклонах земной атмосферы с образованием квазиклассических МЧД [73], есть также результаты этой лаборатории для КЧД [77, 78] и СШ [79]. В целом, эти данные накладывают более слабые ограничения на фундаментальный масштаб M_D и массы рождающихся объектов, чем результаты с LHC.

Наилучшие к настоящему времени ограничения на минимально допустимые массы МЧД, СШ и КЧД, установленные в отсутствие наблюдаемых сигналов новой физики, были получены в работах [80] с привлечением канала многоструйных событий. Результаты по прочим каналам (например, результаты коллаборации CMS по поиску новых тяжелых резонансов и нерезонансных структур в двухструйном канале [59, 53] или поиск конечных состояний с нарушением лептонного числа в канале $e\mu$ [81]) дают заметно более слабые ограничения на пространство параметров моделей за счет того, что из всех возможных каналов рождения и распада выбирается только один, тогда как в многоструйном анализе они все суммируются, повышая наблюдаемость эффекта. Кроме того, ограничения по двухчастичным конечным состояниям применимы только к объектам класса КЧД — с малыми массами и рождением около порога M_D , дающим преимущественно такие сигнатуры.

В поисковом эксперименте в канале многоструйных событий в качестве возможных сигнальных отбираются события с повышенной сферичностью и большой суммой поперечных импульсов всех струй. Вместо суммы по поперечным импульсам удобно использовать инфракрасно безопасную наблюдаемую $S_T = \sum_{i=1}^N E_i \sin \theta_i$ (здесь E_i — энергия i -й частицы, $E_i \sin \theta_i \equiv E_{Ti}$ — поперечная энергия i -й частицы, а N — полная множественность частиц в событии), т. е. скалярную сумму вкладов поперечных энергий реконструируемых струй. В случае сигнала с ненулевой потерянной энергией E_T^{miss} (излучение нерегистрируемых установкой CMS частиц — нейтрино и гравитонов, с возможной долей до 30–40 %) соответствующая ее величина добавляется к переменной S_T . Основным фоновым процессом в этом случае будет многоструйное рождение в КХД, и для отличия сигнала от фона применяется классический анализ формы распределений (shape analyses), см. пример на рис. 23, слева.

Отклонения предсказания сигнала от предсказания для формы фона растут с ростом множественности струй в конечном состоянии; они становятся хорошо заметными уже для средней множественности $N \geq 4$ и достигают максимума при наибольшем достижимом на LHC числе струй (в настоящее время 11 струй для CMS). Переменная S_T особенно удобна для анализа из-за

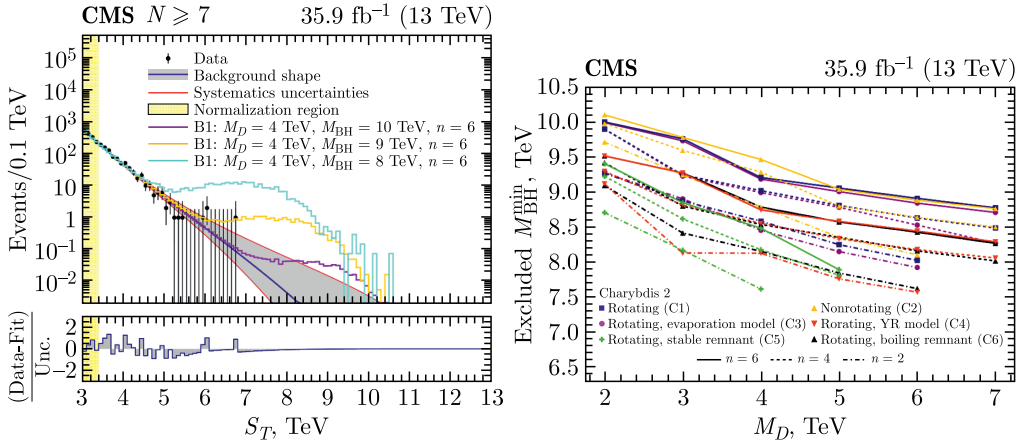


Рис. 23. Слева: распределение многоструйных событий с числом струй $N \geq 7$ по переменной S_T . Серый коридор отвечает доминирующему фоновому процессу — вкладу КХД-струй с учетом неопределенности нормировки (красные граничные линии). Показаны также теоретические предсказания для распределений сигнальных событий в нескольких протестированных сценариях рождения и распада МЧД [80]. Справа: наблюдаемый нижний предел (95 % С.Л.) для значений масс МЧД в зависимости от многомерного масштаба гравитации. Исключенные области расположены под кривыми на графиках. Использованы разные теоретические сценарии рождения и эволюции МЧД. Предсказания получены с помощью генератора МЧД Charybdis2 [80]

того, что форма фона КХД всегда одинакова и не зависит от числа струй N в событии.

В самой свежей к настоящему времени работе коллаборации CMS по поиску МЧД [80] в многоструйном канале в отсутствие сигнала были установлены ограничения на минимальную массу МЧД до 7,0–10,4 ТэВ/ c^2 в зависимости от M_D и n (см. рис. 23, справа). Аналогичным образом могут быть получены ограничения на минимально допустимые массы СШ, в зависимости от значений g_S или M_S (см. рис. 24), и для КЧД.

Канал многоструйного рождения — не единственный позволяющий устанавливать ограничения на допустимые массы МЧД, особенно для околопороговых объектов с малой энтропией («квантовых» ЧД). Более того, в случае КЧД даже предпочтительней иметь дело с другими, более полезными для данного класса событий сигнатурами, например, с угловыми распределениями двух струй (малая энтропия дает малую множественность в конечном состоянии, преимущественно две струи, с малым добавлением трехструйных конфигураций). Для КЧД модели ADD для разного числа n и для КЧД модели RS1 таким путем получают наивысшие ограничения (см. табл. 4): массы объектов исключены вплоть до 8,3 ТэВ/ c^2 для КЧД ADD-типа и до 6,0 ТэВ/ c^2 для RS-типа.

Другая полезная возможность — поиск распадов КЧД, проходящих с нарушением аромата, например, с нарушением лептонного числа в финальных двухчастичных конфигурациях (аналогично и для кварковых, но там хуже фоновые условия). Для нерезонансного рождения КЧД в моделях с разной геометрией балка в канале $e\mu$ можно получить ограничения на минимальную

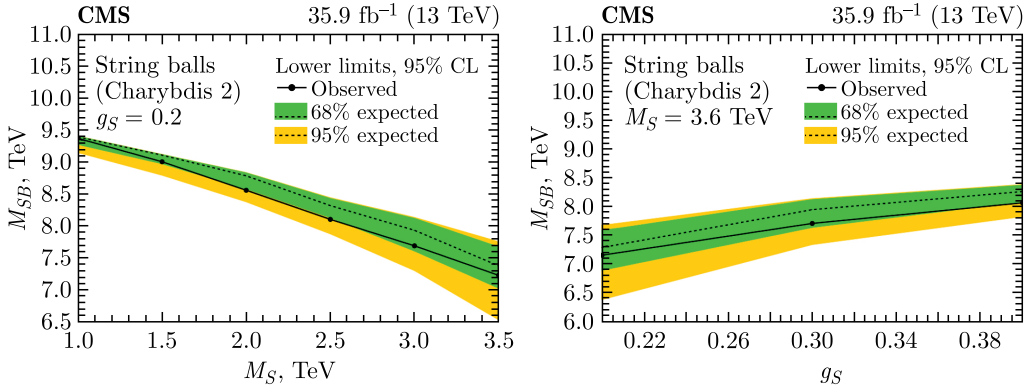


Рис. 24. Наблюдаемый нижний предел (95 % C.L.) для значений масс струнных шаров в зависимости от значения струнной константы связи g_S при фиксированном выборе струнного масштаба $M_S = 3,6$ ТэВ/ c^2 (слева) и значения струнного масштаба M_S при фиксированном выборе $g_S = 0,2$ (справа). Зеленый (желтый) коридор отвечает ± 1 (± 2) стандартному отклонению от ожидаемого предела. Области под сплошными черными кривыми закрыты исследованием [80]

массу таких объектов в зависимости от числа ДПИ n (см. рис. 25, слева). Значения массы варьируются от 3,6 до 5,6 ТэВ/ c^2 , и это более мягкие ограничения, нежели получаемые из анализа угловых распределений двухструйных событий. С физической точки зрения это совершенно понятно, поскольку из всех возможных конечных состояний при распаде КЧД отбирается только одно специфическое (для двухструйных событий вклады всех кварковых и глюонных струй в конечном состоянии суммируются, так как реконструкция осуществляется без разделения по ароматам). С другой стороны, понижение относительной вероятности распада по такому каналу отчасти компенсируется большей простотой реконструкции, связанной с тем, что финальное дилептонное состояние, образованное с нарушением аромата, имеет гораздо более низкий фон, нежели классические двухструйные события.

Полученные ограничения на сечение в канале $e\mu$ могут быть реинтерпретированы как ограничения и на другие сценарии новой физики, допускающие процессы с нарушением лептонного числа, например, на сигналы с резонансным рождением тау-снейтрино в моделях нарушающей R-четность суперсимметрии или на рождение нового тяжелого нейтрального бозона Z' с распадами на частицы СМ, идущими с нарушением лептонного числа [81]. В частности, для модели RPV тау-снейтрино, в зависимости от констант связи суперпартнера с разными поколениями фермионов, можно сделать ограничения на значения массы $\tilde{\nu}_\tau$, см. рис. 25, справа (для разных значений констант связи $\lambda_{132} = \lambda_{231} = \lambda'_{311}$). Масса нового Z' в LFV-распадах ограничена этим исследованием нижним допустимым значением 4,4 ТэВ/ c^2 .

В заключение можно заметить, что отсутствие результатов по-разному ограничивает или закрывает изучаемые модели, в зависимости от их пространства параметров. Для моделей с большими ДПИ отсутствие сигналов от КК-мод и связанных явлений не является настолько критичным, как для низкоэнергетической суперсимметрии, потому что в таких моделях нет

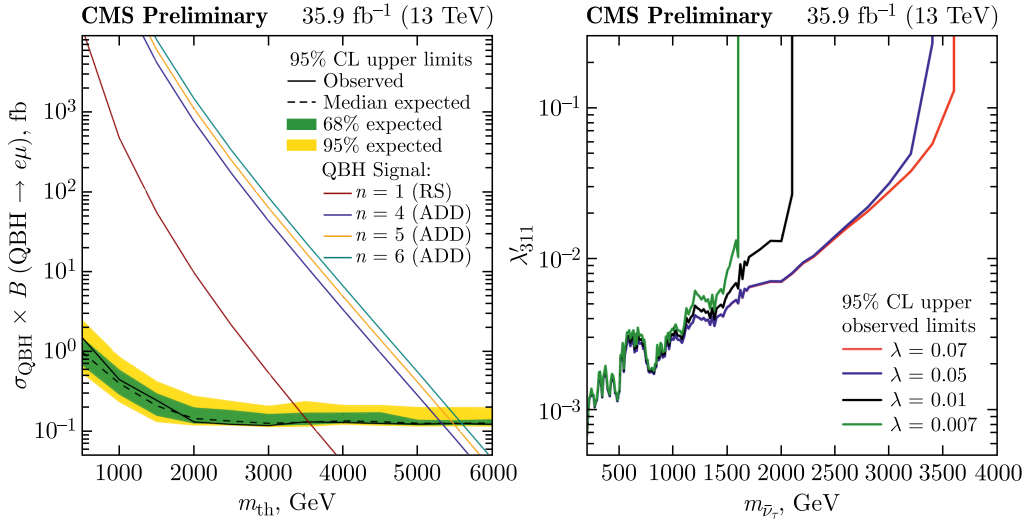


Рис. 25. Слева: верхний предел (95 % C.L.) на среднее значение произведения сечения рождения КЧД на брэнчинг в канале $e\mu$ как функция минимальной (пороговой) массы КЧД m_{th} . Зеленый и желтый коридоры вокруг среднего значения соответствуют 68 и 95 % доверительной вероятности. Приведены также модельные предсказания сигнала для КЧД RS-типа ($n = 1$) и ADD-типа ($n = 4, 5, 6$). Справа: контуры исключений (95 % C.L.) для сигнала рождения тау-снейтрино $\tilde{\nu}_\tau$ в модели RPV-суперсимметрии в плоскости параметров $(m_{\tilde{\nu}_\tau}, \lambda'_{311})$. Области слева и выше контуров считаются исключенными [81]

необходимости непременно иметь фундаментальный масштаб порядка 1 ТэВ или чуть более (но не на порядок). С другой стороны, несмотря на то, что сами по себе модели низкоэнергетической гравитации одинаково хорошо чувствовали бы себя с M_D как порядка 1 ТэВ, так и порядка 100 или 1000 ТэВ и выше, следует учитывать, что они были предложены, прежде всего, как возможное решение проблемы иерархии масштабов. Поэтому, если мы отходим от условного значения 1 ТэВ, опять получается «натяжение» и иерархия масштабов. Теоретически возможны разные варианты спасения таких построений. В частности, можно предположить, что брана с полями СМ слишком «липкая» (имеет очень большое натяжение, с экспоненциальным подавлением вероятности рождения КК-мод, причем содержащим номер моды в показателе экспоненты), так что КК-модам тех полей, которым можно быть многомерными, просто очень трудно от нее оторваться и, соответственно, давать вклады в наблюдаемые процессы в таком ключе, как обсуждалось выше. Аналогично, рождение квазиклассических ЧД на ускорителе с энергией ЛНС сейчас выглядит малоперспективным, и максимум, на который здесь теоретически можно рассчитывать, — наблюдение околороговых состояний наподобие струнных шаров или квантовых черных дыр. Однако это верно только в рамках сделанных предположений, а возможны также различные неучтенные эффекты, допустим, дополнительное подавление рождения МЧД за счет некоторого специфического процесса, сопровождающего ее формирование. И полученные в настоящее время ограничения на минимально

допустимые массы МЧД могут быть необоснованно завышенными. С теоретической точки зрения все изучаемые явления все еще возможны, и требуется лучшее понимание и описание физики этих объектов, с одной стороны, и больше экспериментальной статистики, с другой, чтобы продвигаться в этом вопросе. Хотя даже финальные данные Run 3 в этом смысле не будут решающими (в случае ненаблюдения), с учетом характера модельных конструтов.

Заключение

Подытоживая полученные результаты, можно отметить, что за время, прошедшее с момента старта LHC в 2009 г., работающими на нем коллаборациями, и CMS в том числе, были получены новые уникальные данные о взаимодействиях элементарных частиц при рекордных энергиях. Во время Run 1 был открыт бозон Хиггса с массой $125,09 \text{ ГэВ}/c^2$ (по объединенным данным ATLAS и CMS), и к настоящему времени обнаружены и изучены его распады на бозоны и фермионы SM, подтверждена универсальность этих взаимодействий и уточнены детали: квантовые числа открытой частицы, отвечающие скалярному нейтральному хиггсовскому бозону, константы связи с частицами SM (из доступных для измерения при условиях LHC), брэнчинги для различных каналов; начался поиск редких распадов. Была проверена масса закономерностей и предсказаний SM в секторах, отличных от хиггсовского, в самых разных каналах, что позволило и подтвердить, и улучшить используемые вычислительные техники (например, улучшить точность функций партонных распределений в областях малых x и больших переданных импульсов). В результате Стандартная модель взаимодействий в настоящее время «чувствует себя» прекрасно.

С точки зрения поисков новой физики современная ситуация характеризуется, с одной стороны, возрастающим числом, качеством и точностью проводимых физических анализов. Новые возможности предоставляет анализ топологий событий «displaced vertexes» и кинематики «boosted events» (улучшенная реконструкция событий с финальными распадными частицами, имеющими меньший угол раскрытия, что означает, что они получились из распада движущейся частицы, возможно — даже быстро движущейся). В течение всего Run 2 активно использовался алгоритм реконструкции particle flow, позволяющий идентифицировать состав струй и многочастичных событий и заметно улучшающий возможность разделения реконструируемых объектов. То есть с коллайдером и с экспериментальными установками связан отчетливый прогресс, дающий хорошо контролируемые исследовательские инструменты. Проводимые физические исследования активно используют подходы реинтерпретации и перекрестных проверок в разных каналах. Методологически это очень правильно, так как, помимо прочего, позволяет исключить ложные «указания» на открытия, порой возникающие в одном из каналов (как впоследствии выясняется, за счет статистических флуктуаций) и не находящие подтверждений в других.

В этом контексте очень поучительно вспомнить историю с двухфотонным пиком в спектре пары фотонов в области инвариантных масс $750 \text{ ГэВ}/c^2$,

изрядно взбудоражившую научное сообщество в начале Run 2 в 2015 г. По первым поступавшим данным такой пик был обнаружен с локальной статистической значимостью $3,4\sigma$ (и $1,6\sigma$ глобальной) в коллаборации CMS и даже с еще большей локальной статистической значимостью $3,8\sigma$ и $3,9\sigma$ для гипотезы новой частицы со спином 2 и 0 соответственно (хотя и не превышающей $1,6\sigma$ глобальной) в ATLAS. Причем данные предыдущего Run 1 не противоречили этим наблюдениям. Разумеется, указание на отклонение от предсказаний СМ, превышающее 3σ (предел, считающийся указанием на открытие), не могло не привлечь всеобщего внимания. Тем более что его наблюдали обе коллаборации примерно в одном и том же месте, что как будто указывало на отсутствие случайной технической ошибки. По моде распада возможный спин новой частицы мог быть 0 или 2, т.е. нестандартный нейтральный хиггсовский бозон из расширенного сектора или гравитон (радион), допустим, модели RS1. Хотя была и проблема с этим пиком, которая заключалась в том, что в других каналах (дилептонном, с парой калибровочных бозонов и в канале $Z\gamma$) он не обнаруживался. По этому поводу вышло огромное число феноменологических статей, предлагавших разные неминимальные сценарии и объяснения, почему новая частица незаметна в других каналах. К сожалению, все это в результате закончилось ничем: после набора большей статистики и ее обработки уже в следующем 2016 г. обе коллаборации объявили об исчезновении отклонений от ожиданий СМ в этом месте. Все это лишний раз подтверждает жесткое правило, что открытием является только отклонение с глобальной (а не локальной) статистической значимостью 5σ , каким и было достопамятное открытие хиггсовского бозона в 2012 г. и все предыдущие реальные открытия. Плюс к этому, история совершенных открытий утверждает, что новые явления не возникают только в одном наблюдаемом канале. Хоть это и не доказано как общий закон для любых новых явлений, но, как неоднократно проверенное эмпирическое правило, выглядит очень разумным аргументом в пользу перекрестной проверки всех связанных каналов.

Все предпринимаемые экспериментальные усилия пока не привели к обнаружению новых явлений. По полученным к настоящему времени данным можно заключить, что многие простые варианты физики за рамками СМ уже закрыты экспериментом. Это касается довольно обширной области пространства параметров минимальной суперсимметрии (MSSM), простых моделей техницвета, значений масс бозонов из расширенного калибровочного сектора вплоть до нескольких ТэВ, значений масштаба составных взаимодействий от 9 до 22 ТэВ в зависимости от модели, значений фундаментального масштаба гравитации в многомерных моделях от 8 до 12 ТэВ для варианта ADD и до нескольких ТэВ для варианта RS1, допустимых значений масс микроскопических черных дыр до 11 ТэВ и т.д. Для многих сценариев, особенно с учетом натяжения между электрослабым масштабом и характерным масштабом новой физики, это является уже существенным ограничением. Актуальные пределы для различных классов моделей новой физики для коллаборации CMS можно найти в разделе результатов по хиггсовскому бозону (Higgs Group) [8], суперсимметрии (SUSY Group) [82], новой физике несуперсимметричного типа (Exotica Group) [83] и по специфическим новым явлениям в

каналах распада на тяжелое третье поколение (Beyond Two Generation Group, B2G) [84].

Конечно, история еще отнюдь не дописана до конца. Остаются необработанными данные второй половины Run 2 LHC, и эта работа будет интенсивно проводиться в течение паузы в работе ускорителя (Long Stop 2, 2019–2021 гг.). Еще предстоит Run 3 в 2021–2024 гг., со штатной энергией столкновений пучков $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и с уникальными значениями светимости. С 2026 г. запланирована работа LHC в режиме повышенной светимости (High Luminosity LHC, HL-LHC) со значением $5 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, в конце которой можно рассчитывать на собранную статистику в 3000 фб^{-1} . Все это даст недостижимое нигде и никогда ранее увеличение чувствительности к разным процессам и каналам. И экспериментаторам, и теоретикам еще предстоит очень много работы — по развитию новых нестандартных сценариев и измерительных техник. Поэтому мы с оптимизмом смотрим на будущее LHC и ждем новых замечательных открытий. Может случиться, что они придут из областей, не предсказанных предыдущим моделестроительством. Но и в этом случае мы надеемся не пропустить подобные сигналы, с учетом огромной проводящейся работы по улучшению нашего понимания теории и эксперимента. В ближайшие годы физику элементарных частиц все еще ожидает масса сюрпризов.

Список литературы

1. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
2. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>.
3. *Alimena J. et al.* arXiv:1903.04497v1.
4. *Wells J. D.* arXiv:1904.02769v1.
5. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)* // JINST. 2008. V. 3. P. S08004.
6. *Bayatian G. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. P. 995.
7. *Шматов С. В.* // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 511;
Шматов С. В. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1166;
Шматов С. В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 546.
8. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>.
9. *Englert F., Brout R.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321;
Higgs P. W. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 508.
10. *Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 585.
11. *CMS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 30;
ATLAS Collab. // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1.
12. *Рубаков В. А.* // УФН. 2012. Т. 182. С. 1017;
Казаков Д. И. // УФН. 2014. Т. 184. С. 1004;
Боос Э. Э. // УФН. 2014. Т. 184. С. 985.
13. *Fayet P., Ferrara S.* // Phys. Rep. 1977. V. 32. P. 249;
Kazakov D. I. arXiv:hep-ph/0411064;

- Kazakov D.I. arXiv:hep-ph/0012288;
Gladyshev A. V., Kazakov D. I. // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 1553.
14. Branco G. et al. // Phys. Rep. 2012. V. 516. P. 1.
 15. Grinstein B., Uttayarat P. // JHEP. 2013. V. 06. P. 094.
 16. Xiao Zh., Guo L. // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 014002;
Misiak M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 221801;
Deschamps O. arXiv:0810.3139.
 17. Arbey A., Mahmoudi F., Stal O., Stefaniak T. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 182.
 18. CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2016. V. 759. P. 369; arXiv:1911.03781, submitted to JHEP; CMS PAS-HIG-18-032. CERN, 2019.
 19. CMS Collab. CMS-HIG-18-004. CERN, 2019; arXiv:1908.09206, accepted by JHEP.
 20. Muehlleitner M. et al. // JHEP. 2017. V. 03. P. 094.
 21. CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2018. V. 785. P. 462;
CMS Collab. // JHEP. 2018. V. 11. P. 018.
 22. Altmannshofer W. et al. // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 115032.
 23. CMS Collab. // JHEP. 2018. V. 06. P. 001.
 24. CMS Collab. arXiv:1912.01662 [hep-ex], submitted to JHEP;
CMS Collab. CMS PAS HIG-18-021. CERN, 2019.
 25. Giudice G. F. et al. // JHEP. 2007. V. 06. P. 045.
 26. Georgi H., Machacek M. // Nucl. Phys. B. 1985. V. 262. P. 463.
 27. Hartling K., Kumar K., Logan H. E. // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 015007.
 28. CMS Collab. PAS HIG-16-036. CERN, 2017.
 29. CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 26;
ATLAS Collab. // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 49.
 30. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
 31. CMS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 021801.
 32. Dedes A., Suxho K., Trifyllis L. arXiv:1903.12046.
 33. ATLAS Collab. // JHEP. 2017. V. 10. P. 112.
 34. CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2019. V. 793. P. 520;
ATLAS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 231801.
 35. LHC Dark Matter Working Group. arXiv:1507.00966;
LHC Dark Matter Working Group. arXiv:1603.04156.
 36. CMS Collab. PAS HIG-18-013. CERN, 2019.
 37. CMS Collab. // JHEP. 2019. V. 04. P. 112.
 38. Савина М. В., Шматов С. В. // В глубь материи: Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве. М.: Этерна, 2009. С. 437.
 39. Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. // Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 263;
Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 086004.

40. Adelberger E. G., Gundlach J. H., Heckel B. R., Hoedl S., Schlamminger S. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. V. 62. P. 102.
41. Kanti P. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2004. V. 19. P. 4899.
42. Jiro Murata, Saki Tanaka // Class. Quant. Grav. 2015. V. 32. P. 033001.
43. Antoniadis I., Arkani-Hamed, N. Dimopoulos S., Dvali G. // Phys. Lett. B. 1998. V. 436. P. 257.
44. Antoniadis I., Benakli K., Quiros M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 460. P. 176.
45. Arkani-Hamed N., Schmaltz M. // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 033005.
46. Giudice G., Rattazzi R., Wells J. // Nucl. Phys. B. 1999. V. 544. P. 3;
Han T., Lykken J., Zhang R. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 105006.
47. Faraoni V. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 084021.
48. Bertotti B., Iess L., Tortora P. // Nature. 2003. V. 425. P. 374.
49. Giudice G. F., McCullough M. // JHEP. 2017. V. 02. P. 036.
50. Савина М. В. Поиск дополнительных пространственных измерений в столкновениях протонов на энергетическом масштабе порядка ТэВ. Дис.... канд. физ.-мат. наук. Дубна, 2016. http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/disser_Savina.pdf.
51. CMS Collab. // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 092001;
CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2017. V. 767. P. 147;
CMS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 051802.
52. CMS Collab. // JHEP. 2019. V. 04. P. 114;
CMS Collab. // JHEP. 2018. V. 06. P. 120.
53. CMS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 789;
CMS Collab. // JHEP. 2017. V. 07. P. 013.
54. CMS Collab. // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 092005.
55. CMS Collab. // JHEP. 2019. V. 02. P. 074;
CMS Collab. // JHEP. 2017. V. 10. P. 073.
56. Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3370;
Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690.
57. Goldberger W. D., Wise M. B. // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 107505;
Goldberger W. D., Wise M. B. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4922.
58. Davoudiasl H., Hewett J. L., Rizzo T. G. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2080.
59. CMS Collab. // JHEP. 2018. V. 08. P. 130;
CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2017. V. 769. P. 520;
CMS Collab. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 071801.
60. Antoniadis I. // Phys. Lett. B. 1990. V. 377. P. 246;
Antoniadis I., Benakli K. // Phys. Lett. B. 1994. V. 326. P. 69;
Antoniadis I., Benakli K., Quiros M. // Phys. Lett. B. 1994. V. 331. P. 313.
61. Cheung K.-M., Landsberg G. L. // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 076003.
62. Appelquist T., Cheng H. C., Dobrescu B. A. // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 035002.
63. Chen C.-R. et al. // JHEP. 2009. V. 09. P. 078;
Kong K., Park S. C., Rizzo T. G. // JHEP. 2010. V. 04. P. 081.

64. *Davoudiasl H., Hewett J.L., Rizzo T.G.* // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63. P. 075004.
65. *CMS Collab.* // *JHEP.* 2018. V. 06. P. 128.
66. *Thorne K.S.* *Black Holes and Time Warps.* London, UK: Picador, 1994. 619 p.
67. *Myers R.C., Perry M.J.* // *Ann. Phys.* 1986. V. 172. P. 304;
Tangherlini F.R. // *Nuovo Cim.* 1963. V. XXVII. P. 636.
68. *Giddings S.B., Thomas S.* // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 056010;
Dimopoulos S., Landsberg G. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 161602.
69. *Giddings S.B.* // *Proc. of the 13th Intern. Symp. on Particles, Strings, and Cosmology PASCOS 2007, London, England. AIP Conf. Proc.* 2007. V. 957. P. 69;
Gingrich D.M. // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2006. V. 21. P. 6653.
70. *Савина М.В.* // *ЯФ.* 2011. Т. 74. С. 518;
Савина М.В. // *ЯФ.* 2013. Т. 76. С. 1150;
Савина М.В. // *ЯФ.* 2015. Т. 78. С. 571;
Савина М.В. // *Труды объединенного семинара RDMS CMS «Физика на LHC».* Дубна, 2016. Т. 4.
71. *Hawking S.W.* // *Commun. Math. Phys.* 1975. V. 43. P. 199.
72. *Emparan R., Horowitz G.T., Myers R.C.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 499;
Harris C.M., Kanti P. // *JHEP.* 2003. V. 10. P. 014;
Jung E., Park D.K. // *Mod. Phys. Lett. A.* 2007. V. 22. P. 1635.
73. *Anchordoqui L.A. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 68. P. 104025;
Anchordoqui L.A. et al. // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 594. P. 363.
74. *Susskind L.* hep-th/9309145;
Horowitz G.T., Polchinski J. // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 6189.
75. *Meade P., Randall L.* // *JHEP.* 2008. V. 05. P. 003;
Calmet X., Wei Gong, Hsu S.D.H. // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 668. P. 20;
Gingrich D.M. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2010. V. 37. P. 105008.
76. *Calmet X.* // *Mod. Phys. Lett. A.* 2014. V. 29. P. 1450204;
Belyaev A., Calmet X. arXiv:1412.2661.
77. *Calmet X., Caramete L.I., Micu O.* // *JHEP.* 2012. V. 11. P. 104.
78. *Arsene N. et al.* // *Astropart. Phys.* 2013. V. 12. P. 005.
79. *Anchordoqui L.A. et al.* // *Astropart. Phys.* 2006. V. 25. P. 14.
80. *CMS Collab.* // *JHEP.* 2018. V. 11. P. 042;
CMS Collab. // *Phys. Lett. B.* 2017. V. 774. P. 279.
81. *CMS Collab.* // *JHEP.* 2018. V. 04. P. 073;
CMS Collab. // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76. P. 317.
82. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>.
83. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO>.
84. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsB2G>.

ДИАГНОСТИКА КВАРК-ГЛЮОННОЙ МАТЕРИИ В СОУДАРЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

И. П. Лохтин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Данный очерк посвящен обзору наиболее интересных результатов, полученных в эксперименте CMS в соударениях тяжелых ионов (свинец–свинец и протон–свинец) на Большом адронном коллайдере в ходе сеансов Run I и Run II. Приводится краткая история поиска и изучения свойств кварк-глюонной материи в ускорительных экспериментах с пучками тяжелых ионов. Делаются выводы о свойствах образованной горячей материи в соударениях тяжелых ионов на БАК. Обсуждаются дальнейшие перспективы экспериментальной физики тяжелых ионов.

Кварк-глюонная плазма в природе

Теоретическое и экспериментальное исследование свойств ядерной материи в условиях экстремально высоких температур и плотностей энергии является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной физики высоких энергий, вызывающим растущий на протяжении последних тридцати лет научный интерес [1–5]. Основной нерешенной проблемой теории ядерных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД) — является природа эффекта конфайнмента, или «удержания цвета» (цветовой заряд в КХД — аналог электрического заряда в электродинамике). Заключается данный эффект в том, что частицы, несущие цветовой заряд, — кварки и глюоны (элементарные составляющие адронов — частиц, участвующих в ядерных взаимодействиях) не наблюдаются в свободном виде. В экспериментах по столкновениям частиц на ускорителях высокоэнергичные кварки и глюоны проявляются как узконаправленные сгустки адронов (струи), которые и регистрируются детекторами. Однако при определенных условиях, а именно при экстремально высоких температурах или плотностях, КХД предсказывает отсутствие конфайнмента ядерной материи (кварк-адронный фазовый переход) и образование нового состояния вещества — кварк-глюонной плазмы (КГП).

Возможно ли существование такого горячего и/или сверхплотного состояния кварк-глюонной материи в природе? Согласно современным космо-

логическим представлениям, кварк-адронный фазовый переход имел место в ранней Вселенной в первые микросекунды после Большого взрыва. Как мы сейчас знаем, наша Вселенная возникла 13–14 миллиардов лет назад из некоторого начального «сингулярного» состояния с гигантскими температурой и плотностью (так называемый Большой взрыв) и с тех пор непрерывно расширяется и охлаждается. Ранняя Вселенная представляла собой однородную и изотропную среду с необычайно высокими плотностью энергии, температурой и давлением — настолько высокими, что «строительный материал» Вселенной представлял собой кварк-глюонную плазму. В результате расширения и охлаждения во Вселенной происходили фазовые переходы, аналогичные конденсации жидкости из газа, но применительно к элементарным частицам. В частности, при критической температуре порядка двух триллионов градусов (около 200 МэВ в энергетических единицах) Вселенная прошла стадию кварк-адронного фазового перехода и адронизации: кварки и глюоны «склеились» друг с другом, сформировав более сложные частицы — адроны, которые известны нам сегодня. В дальнейшем температура упала до значений, при которых произошел следующий фазовый переход, называемый бариогенезисом. На этом этапе происходило формирование барионов, таких как протоны и нейтроны. При этом одновременно происходило асимметричное образование материи и антиматерии, которые взаимно аннигилировали, превращаясь в излучение. Следующим этапом развития Вселенной стала эпоха нуклеосинтеза, во время которой протоны, объединяясь с нейтронами, образовали ядра дейтерия, гелия и еще ряда легких изотопов. В дальнейшем температура снизилась настолько, что образовались атомы водорода и других элементов. Постепенно гравитация стала доминирующей силой, началось образование галактик, звездных систем, планет.

Таким образом, современные ускорительные эксперименты дают уникальную возможность воссоздания в лабораторных условиях существовавшей на самых ранних стадиях развития Вселенной протоматерии, изучение свойств которой представляет несомненный интерес как для понимания природы фундаментальных взаимодействий и происхождения частиц, так и с точки зрения проверки современных теорий рождения и эволюции Вселенной. Отметим, что условия, необходимые для формирования другого предельного сверхплотного состояния — «холодной» кварковой материи с высокой барионной плотностью, могут достигаться в недрах нейтронных звезд. Не исключено также, что сами атомные ядра являются гетерофазными системами и в своем составе помимо протонов и нейтронов содержат «капельки» холодной КГП в местах сильного превышения флуктуаций ядерной плотности над ее средним значением.

Кварк-глюонная плазма в лаборатории

В лабораторных условиях поиск и изучение свойств КГП ведется в экспериментах с пучками релятивистских (т.е. движущихся со скоростями, близкими к скорости света) тяжелых ионов на ускорителях. Если при сравнительно низких энергиях (не более десятков и сотен МэВ) ядро может рассматриваться как система нуклонов, подчиняющихся законам нерелятивистской

квантовой механики, то в области скоростей ядер, близких к скорости света, в качестве составляющих частиц ядерной материи начинают проявляться кварки и глюоны, динамика взаимодействий которых определяется уравнениями КХД. При этом отличительной особенностью ядро-ядерных соударений по сравнению с протон-протонными столкновениями является возможность генерации субъядерной материи в квазимакроскопических объемах по отношению к характерным адронным масштабам, что позволяет исследовать сильные взаимодействия в режимах экстремально высоких температур и плотностей энергии на значительно больших пространственно-временных масштабах и, в соответствии с идеями Ферми, Гейзенберга, Померанчука и Ландау, открывает принципиальный путь для применения термо- и гидродинамики ядерных взаимодействий. Естественным источником высокоэнергичных ядер является первичное космическое излучение, при изучении взаимодействий которого в земной атмосфере также возникает вопрос о возможности образования КГП. Однако слишком малый поток космических лучей при сверхвысоких энергиях затрудняет задачу набора значительной статистики для таких событий. В лабораторных условиях пучки релятивистских ядер впервые были получены в 1970 г. на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна) при энергиях $E = 1\text{--}4$ ГэВ на нуклон (протон или нейтрон ядра). Впоследствии ядра были ускорены до высоких энергий и в других ядерных центрах.

До начала работы Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider — LHC) уже был накоплен значительный экспериментальный материал по различным физическим наблюдаемым в соударениях тяжелых ионов на ускорителе SPS в ЦЕРН (эксперименты с фиксированной мишенью, максимальная энергия пучков свинца в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 17$ ГэВ на пару нуклонов) и коллайдере RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории США (максимальная энергия столкновений пучков золота $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на пару нуклонов). На SPS и RHIC проверялись различные предложенные теоретиками сигналы формирования КГП: излучение тепловых фотонов и лептонов (электронов и мюонов) из плазмы; усиление выхода адронов с содержанием «странных» кварков; сильная угловая анизотропия потока частиц, испущенных из области ядерной реакции; поглощение в плотной среде массивных резонансных двухкварковых состояний (кваркониев) и высокоэнергичных адронов. Первые указания на формирование нового состояния кварк-глюонной материи, такие как аномальное подавление выхода J/ψ -мезонов (связанных состояний $c\bar{c}$ -кварков), тепловое излучение фотонов и лептонных пар, усиленный выход «странных» адронов, были получены в экспериментах на SPS [6]. Совокупность данных, полученных в дальнейшем в экспериментах на коллайдере RHIC [7–10] (подавление выхода J/ψ -мезонов и высокоэнергичных адронов, сильная азимутальная анизотропия потока частиц, дальнедействующие азимутальные корреляции и др.), согласуется с предположением о формировании горячей сильновзаимодействующей материи с гидродинамическими свойствами («кварк-глюонной жидкости»), которая поглощает высокоэнергичные кварки и глюоны.

Энергия столкновений пучков ионов свинца во время сеансов работы LHC в 2010 и 2011 гг. составила 2,76 ТэВ на пару нуклонов, в сеансе 2015 г. — 5,02 ТэВ на пару нуклонов (следующий сеанс работы LHC с пучками ионов

свинца при энергии 5,02 ТэВ запланирован на конец 2018 г. перед двухлетней остановкой коллайдера на плановую модернизацию, после которой планируется достижение номинальной энергии LHC для столкновений ионов свинца — 5,5 ТэВ на пару нуклонов). Таким образом, максимальная достигнутая к настоящему времени энергия столкновений ионных пучков на LHC в 25 раз больше, чем на RHIC, что открывает новый режим физики взаимодействий тяжелых ионов. При этом оцениваемая начальная плотность энергии в соударениях ионов свинца на LHC существенно выше, чем на RHIC (и намного выше, чем критическое значение для кварк-адронного фазового перехода), что обуславливает более сильные коллективные эффекты, проявляющиеся в различных новых каналах рождения. Помимо столкновений свинец–свинец, в рамках тяжелоионной программы LHC были проведены сеансы столкновений протон–свинец при энергиях 5,02 и 8,16 ТэВ на пару нуклонов, а также специальные сеансы протон-протонных столкновений при энергиях 2,76 и 5,02 ТэВ. В октябре 2017 г. был также проведен пробный сеанс столкновений более легких ионов ксенона.

В период с 2010 г. и по настоящее время коллаборациями ALICE, ATLAS и CMS был проведен (и не прекращается) огромный объем работ по анализу различных экспериментальных данных, полученных в соударениях тяжелых ионов [11] (ряд измерений в соударениях протон–свинец был проведен также коллаборацией LHCb). В этом очерке мы остановимся на нескольких ключевых результатах по физике тяжелых ионов, полученных в эксперименте CMS. Установка CMS оптимизирована для высокоточного измерения характеристик высокоэнергичных мюонов, фотонов, электронов, заряженных адронов и адронных струй, что дает замечательную возможность для исследования соответствующих физических процессов в столкновениях тяжелых ионов в широком угловом диапазоне адронного и электромагнитного калориметров, трекинговой и мюонной систем.

Центральность ядро-ядерных взаимодействий

Для дальнейшего рассмотрения полезно определить такую характеристику ядро-ядерного взаимодействия, как центральность, или параметр удара b — расстояние между центрами сталкивающихся ядер в плоскости, перпендикулярной оси столкновения (так называемой плоскости реакции, рис. 1).

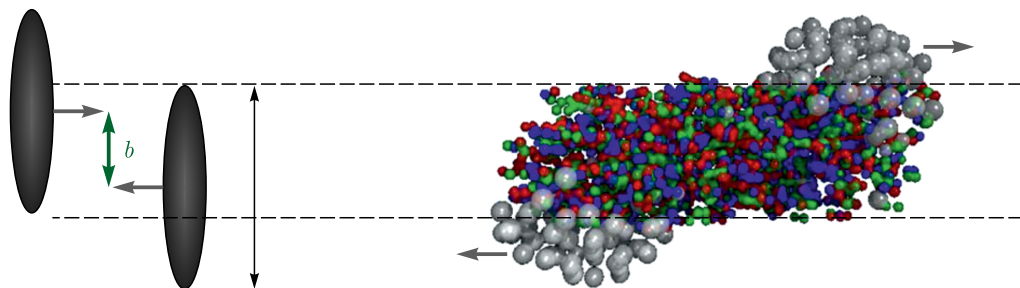


Рис. 1. Схематическое представление центральности ядро-ядерного взаимодействия в плоскости, перпендикулярной оси столкновения

Наиболее центральные соударения (с небольшими по сравнению с радиусом ядра параметрами удара) интересны тем, что в них ожидаются максимальные плотность энергии и объем в области начального перекрытия ядер и эффекты среды должны проявляться наиболее отчетливо. При достаточно высокой температуре и плотности ядерного вещества, достигаемых в наиболее центральных релятивистских соударениях тяжелых ионов, оболочки нуклонов начинают перекрываться и, в конце концов, деформируются настолько, что нуклоны утрачивают свою индивидуальность, и содержащиеся в нуклонах партоны (кварки и глюоны) свободно движутся в объеме, ограниченном лишь геометрическими размерами ядер. С другой стороны, периферические соударения с большими параметрами удара (порядка двух радиусов ядра) также представляют определенный интерес: эффекты горячей среды в них минимальны или отсутствуют, но возможно изучение других процессов (например, электромагнитных взаимодействий).

Таким образом, важной методической задачей является разбиение анализируемых событий по классам центральности. Существуют различные способы измерения центральности, основанные на корреляции между параметром удара и различными физическими наблюдаемыми. Например, в эксперименте CMS для определения центральности используется энерговыделение в переднем калориметре (HF) установки, покрывающем область малых полярных углов по отношению к оси пучка; при этом n процентам событий с максимальным энерговыделением соответствует n процентов наиболее центральных соударений. Тогда для каждого класса центральности можно модельным образом вычислить специальные величины — среднее число нуклонов, участвующих в соударении $\langle N_{\text{part}} \rangle$, в зависимости от которого обычно представляются измеряемые характеристики физических процессов, и среднее число бинарных нуклон-нуклонных соударений $\langle N_{\text{col}} \rangle$, которое входит в формулы для расчета коэффициентов ядерной модификации различных жестких (т. е. идущих с большими поперечными импульсами) процессов рождения. Аналогичным образом можно определить и центральность для протон-ядерных взаимодействий (хотя в этом случае задача усложняется тем, что корреляция между параметром удара и интенсивностью рождения частиц в событиях гораздо менее выражена, чем для ядро-ядерных соударений).

Коллективные эффекты: анизотропный поток и азимутальные корреляции

Переходя к физическим результатам, полученным в соударениях тяжелых ионов при энергиях LHC, прежде всего отметим, что в настоящее время в научной литературе принято разделение экспериментальных сигналов формирования кварк-глюонной материи на «мягкие» и «жесткие» тесты. Мягкие (т. е. идущие с малыми передачами поперечного импульса, порядка нескольких сотен или десятков МэВ) процессы множественного рождения адронов чувствительны, главным образом, к пространственно-временной структуре сильновзаимодействующей системы после ее термализации и, соответственно, несут информацию о термодинамических свойствах образующейся материи. В частности, коллективные (так называемые «поточковые») эффекты, проявля-

ющиеся как угловая анизотропия импульсных спектров адронов и специфические угловые корреляции пар частиц, характеризуют гидродинамическое поведение образованной материи [12].

Как возникает угловая (азимутальная) анизотропия частиц в соударениях тяжелых ионов? Азимутальный угол частицы φ определяется как угол в плоскости реакции xy , которая, как уже было определено выше, перпендикулярна оси столкновения z . В случае нецентральных соударений ядер (т.е. когда параметр удара отличен от нуля — а это условие в среднем выполняется для любого класса центральности, определяемого в эксперименте) начальная область перекрытия ядер является азимутально-асимметричной (рис. 2). При этом гидродинамическое описание эволюции сильновзаимодействующей материи, учитывающее ее коллективное расширение, как раз обеспечивает механизм, который трансформирует начальную пространственную асимметрию области взаимодействия в анизотропию импульсных спектров наблюдаемых частиц. Такое коллективное поведение называется анизотропным потоком и характеризуется коэффициентами фурье-разложения распределения частиц по азимутальному углу φ в плоскости реакции, которые называются гармониками потока n -го порядка v_n . Наиболее сильной является вторая гармоника, коэффициент эллиптического потока $v_2 = \langle \cos 2\varphi \rangle$ (усредненный по всем частицам средний косинус 2φ). Наблюдение эллиптического потока заряженных частиц, согласующегося с гидродинамическими моделями, которые предполагают раннюю термализацию системы в кварк-глюонной фазе и практически полное отсутствие вязкости «адронной жидкости», было впервые зафиксировано в экспериментах на RHIC и подтверждено впоследствии на LHC. Рис. 3 показывает зависимость коэффициента эллиптического потока v_2 от поперечного импульса заряженных частиц p_T , измеренную в экспери-

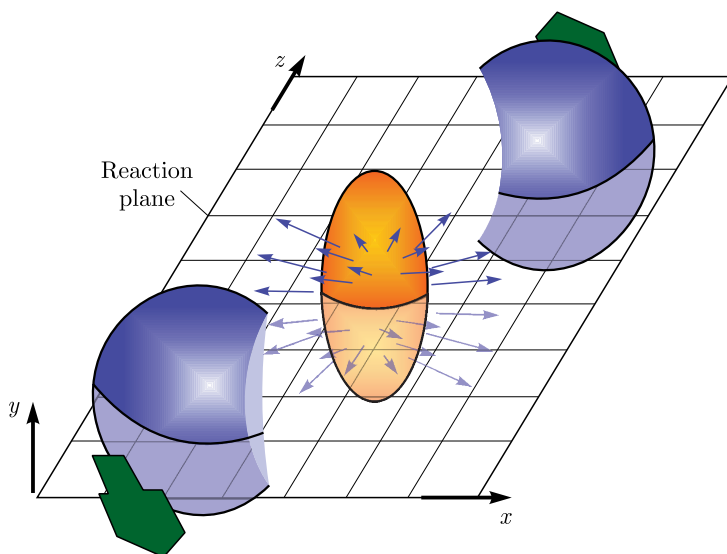


Рис. 2. Иллюстрация анизотропного потока частиц в нецентральных ядро-ядерных взаимодействиях в плоскости реакции xy , перпендикулярной оси столкновения z

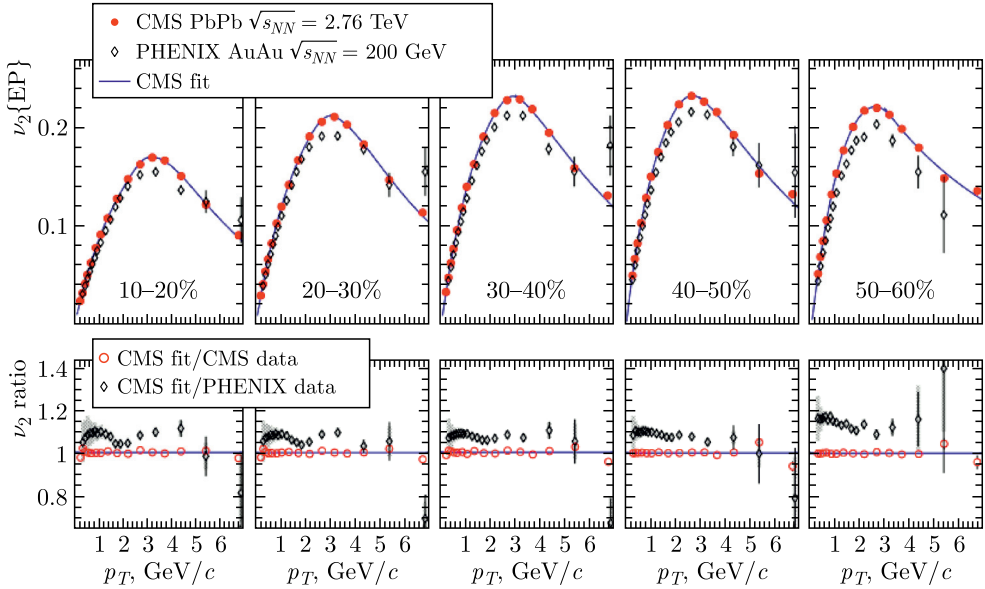


Рис. 3. Импульсная зависимость коэффициента эллиптического потока v_2 для различных центральностей столкновений свинец–свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ на пару нуклонов [13]. Наиболее центральным взаимодействиям соответствует центральность 10–20 %, самым периферическим — 50–60 %. Данные LHC (CMS, кружки) показаны в сравнении с данными RHIC (PHENIX, ромбики). На нижнем рисунке — отношение аппроксимации данных CMS (кривые на верхнем рисунке) к значениям данных CMS (кружки) и PHENIX (ромбики)

менте CMS [13] в соударениях свинец–свинец при энергии 2,76 ТэВ на пару нуклонов, в сравнении с аналогичной зависимостью, полученной на RHIC (эксперимент PHENIX). Данная зависимость имеет максимум при p_T порядка 3 ГэВ (область, где с гидродинамическим режимом, в котором v_2 растет с p_T практически линейно, начинает «конкурировать» режим жестких партон-партонных рассеяний). Эллиптический поток имеет также максимум в распределении по центральности (30–50 % центральности). Интересно, что зависимости v_2 от p_T на LHC и RHIC очень близки. Однако проинтегрированное по всем p_T значение v_2 на LHC выше, чем на RHIC, примерно на 30 %, что обусловлено ростом среднего поперечного импульса частиц с энергией сталкивающихся пучков.

Помимо v_2 в спектре частиц могут присутствовать и высшие гармоники потока, определяемые аналогичным образом, например: триангулярный поток $v_3 = \langle \cos 3\varphi \rangle$, квадрангулярный поток $v_4 = \langle \cos 4\varphi \rangle$ и т. д. На рис. 4 наглядно показано формирование пяти гармоник анизотропного потока (со второй v_2 по шестую v_6). Полученные при энергиях LHC данные [14] указывают на качественно схожие зависимости второй и высших гармоник потока от поперечного импульса частиц. Детальное изучение зависимости различных гармоник потока от импульса и типа частиц и от центральности взаимодействий позволяет тестировать различные модели ядро-ядерных взаимодействий

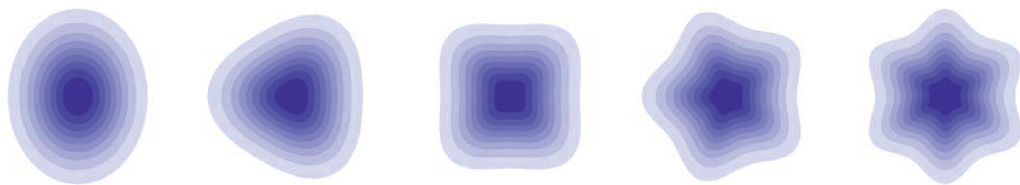


Рис. 4. Формирование пяти гармоник анизотропного потока (слева направо — со второй v_2 по шестую v_6)

и получать информацию о пространственной структуре области излучения частиц, флуктуациях начального состояния и вязкости среды.

Коэффициенты эллиптического и триангулярного потоков были измерены в эксперименте *CMS* также в соударениях протон–свинец [15, 16], и при этом обнаружился любопытный факт: степень азимутальной анизотропии частиц в этих взаимодействиях сопоставима с анизотропией в столкновениях свинец–свинец при одной и той же множественности для двух систем. Данное наблюдение, в принципе, может указывать на некоторую «коллективность» в соударениях протон–свинец, хотя при этом надо понимать, что события с максимальной множественностью частиц в соударениях протон–свинец (порядка 300 заряженных частиц в области покрытия трекового детектора *CMS*) соответствуют очень периферическим соударениям свинец–свинец (для сравнения, наиболее центральные соударения свинец–свинец — это более 8000 заряженных частиц в трековом детекторе *CMS*). Более того, значительная степень азимутальной анизотропии адронов была зарегистрирована в эксперименте *CMS* даже в протон-протонных соударениях с высокой множественностью (при энергиях 5, 7 и 13 ТэВ), что может быть интерпретировано как проявление коллективности и в таких событиях [17].

Вопрос о коллективности в «малых системах», образующихся в соударениях протон–свинец и протон–протон с высокой множественностью, возникает также при изучении дальнедействующих азимутальных корреляций — так называемого «ридж-эффекта», наблюдавшегося изначально в соударениях тяжелых ионов на RHIC. Этот эффект заключается в том, что при определенных условиях рождается значительное число частиц, которые имеют достаточно близкие значения азимутального угла φ (т.е. сильно скоррелированы по азимутальному углу), но при этом распределение по их полярным углам относительно оси столкновения ядер оказывается довольно широким. Таким образом, корреляции этих частиц по полярному углу отсутствуют, отсюда и название — «дальнедействующие» корреляции. Одна из возможных интерпретаций данного эффекта заключается в том, что он может быть проявлением сильно флуктуирующих начальных условий типа «продольных трубок» с последующей гидродинамической эволюцией системы — того, что ожидается для соударений тяжелых ионов. Наблюдение в 2010 г. ридж-эффекта в эксперименте *CMS* для протон-протонных соударений в событиях с высокой множественностью [18] стало довольно неожиданным и послужило первым указанием на возможность проявления коллективности в малых системах. В дальнейшем этот эффект был подтвержден и детально проанализирован в экспериментах ALICE [19, 20], ATLAS [21, 22] и CMS [23–26] как в протон-

протонных соударениях, так и в столкновениях протон–свинец и свинец–свинец. В настоящее время в научной литературе нет единого мнения, лежит в основе таких корреляций один и тот же механизм для соударений тяжелых ионов и для малых систем или происхождение этого эффекта для различных систем разное.

Поглощение кварков и глюонов в горячей материи и физика адронных струй

Процессы жесткого рождения частиц (т.е. идущие с большими поперечными импульсами p_T или массами M много больше характерного масштаба конфайнмента КХД, $p_T, M \gg 200$ МэВ) интересны прежде всего тем, что они несут информацию о самых начальных стадиях эволюции соударений тяжелых ионов: начальной кварк-глюонной плотности и транспортных коэффициентах. Одним из основных жестких тестов формирования горячей материи является поглощение в ней высокоэнергичных струй цветозаряженных кварков и глюонов — так называемое «гашение струй» [27, 28]. Полезным обстоятельством при изучении струй в соударениях тяжелых ионов является тот факт, что рождение струй в экспериментах по электрон-позитронной аннигиляции, в электрон-протонных и протон-протонных взаимодействиях на коллайдерах — достаточно хорошо изученное явление, которое стало наглядным тестом КХД, подтвердив на опыте справедливость многих ее предсказаний. Модификация спектров жестких частиц в ядро-ядерных взаимодействиях по сравнению с соответствующими нуклон-нуклонными соударениями (при эквивалентной энергии на нуклон в системе центра масс) указывает на наличие перераспределения и потерь энергии кварков и глюонов в плотной среде. Полученные на RHIC данные по рождению частиц с большими поперечными импульсами (в частности, подавление выхода жестких адронов в центральных соударениях ионов золота примерно в 5 раз) согласуются с гипотезой гашения струй в горячей кварк-глюонной материи. Однако реконструкция жестких струй на RHIC затруднена слишком малой вероятностью их рождения и значительными фоновыми эффектами. В соударениях тяжелых ионов на LHC возможна эффективная реконструкция высокоэнергичных струй с использованием калориметрии и трековой системы. При энергии LHC вероятность рождения жестких струй на несколько порядков выше, чем на RHIC, а статистика достаточно высока для систематического анализа различных аспектов КХД-физики за пределами кинематических границ, достижимых на RHIC. Исследование характеристик струй также важно для тестирования различных моделей потерь энергии кварков и глюонов в горячей материи, предполагающих те или иные механизмы таких энергетических потерь [29].

Одним из первых новых эффектов, свидетельствующих о формировании горячей кварк-глюонной материи в соударениях ионов свинца на LHC, стало наблюдение асимметрии энергии в парном рождении струй в экспериментах ATLAS [30] и CMS [31]. В дальнейшем этот эффект был детально проанализирован в зависимости от энергии струй [32]. Рис.5 показывает измеренное CMS распределение по асимметрии энергии пары струй A_J (разность поперечной энергии пары струй, деленная на их сумму) для раз-

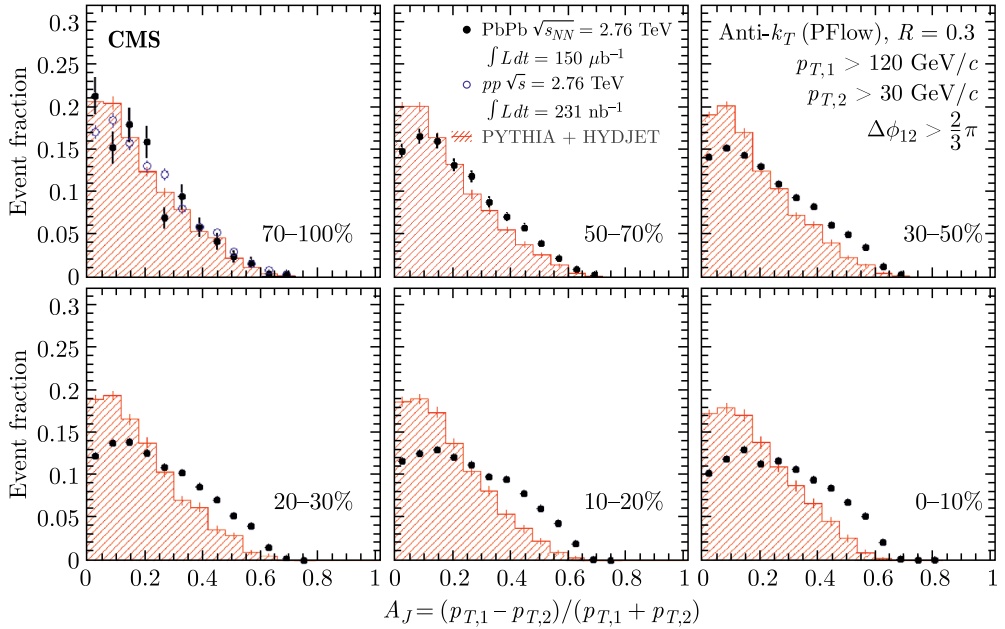


Рис. 5. Распределение по асимметрии энергии пары струй A_J для различных центральностей столкновений свинец-свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ [32]. Наиболее центральным взаимодействиям ионов свинца соответствует центральность 0–10 %, самым периферическим — 70–100 %. Точки — данные CMS (на левом верхнем рисунке пустыми кружками показаны также данные, полученные в протон-протонных соударениях при той же энергии), гистограммы — результаты моделирования, не учитывающего эффект гашения струй

личных центральностей столкновений свинец-свинец и протон-протонных соударений в сравнении с результатами моделирования, не учитывающего эффекты горячей среды. Значительное увеличение числа несбалансированных по энергии пар струй в центральных столкновениях ионов свинца по сравнению с периферическими столкновениями свинец-свинец и протон-протонными соударениями, а также с результатами моделирования согласуется с гипотезой гашения жестких кварк-глюонных струй вследствие их перерассеяния и потерь энергии в КГП. Геометрически такие события соответствуют ситуации, когда вершина рождения пары струй находится близко к поверхности области начального перекрытия ядер, и первая («лидирующая») струя выходит из среды практически без взаимодействия, в то время как вторая («ослабленная») струя проходит через плотную материю и теряет в ней часть энергии (рис. 6). Оцениваемые относительные потери энергии таких ослабленных струй увеличиваются с ростом центральности и слабо зависят от их начальной энергии (которую в среднем можно оценить как энергию лидирующей струи): в наиболее центральных соударениях струи теряют в среднем порядка 10 % их начальной энергии. Для нахождения потерянной энергии струй анализ калориметрических струй был дополнен исследованием выхода частиц с малыми поперечными импульсами в окрест-

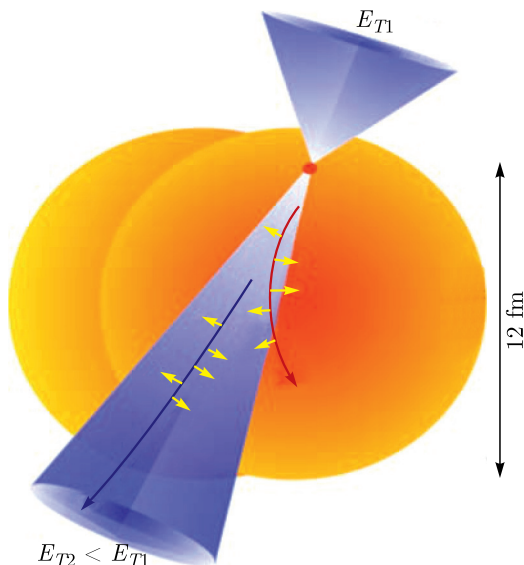


Рис. 6. Иллюстрация парного рождения струй вблизи поверхности области начального перекрытия ядер с последующим возникновением асимметрии энергии лидирующей (E_{T1}) и ослабленной (E_{T2}) струй

ности конуса струй, измеряемых трековой системой CMS с использованием методики «недостающего поперечного импульса» [31, 33]. Было обнаружено, что значительный вклад в энергию, выделяемую вблизи струй, приходится на частицы с малыми поперечными импульсами (меньше 2 ГэВ), и этот вклад увеличивается с ростом асимметрии A_J и наблюдается на больших расстояниях от оси струи. Полученный результат согласуется с предположением, что значительная часть теряемой струей энергии преобразуется в рождение мягких адронов за пределами конуса струи («широкоугольные» потери энергии кварков и глюонов в среде).

В дальнейшем асимметрия поперечной энергии была проанализирована для двух более редких процессов — рождения струи в сопровождении фотона [34, 35] и рождения струи в сопровождении Z -бозона (распадающегося затем на пару мюон–антимюон) [36]. Преимуществом этих процессов является то, что фотон и Z -бозон выходят из плотной среды без взаимодействия и «калибровка» начальной энергии струи на энергию фотона или Z -бозона может быть сделана в более чистом виде, чем в случае с рождением пар струй. Было обнаружено значительное уменьшение отношения поперечного импульса струи к поперечному импульсу фотона (Z -бозона), а также доли наблюдаемых событий, в которых изолированный фотон (Z -бозон) рождается в сопровождении жесткой струи, в центральных столкновениях ионов свинца по сравнению с периферическими соударениями свинец–свинец и протон–протонными взаимодействиями, что также согласуется с гипотезой гашения струй в горячей материи. Большая статистика, полученная для соударений ионов свинца при энергии 5,02 ТэВ, позволила также измерить асимметрию

энергии парного рождения струй, инициированных тяжелыми b -кварками, которая оказалась близка к асимметрии, измеренной для всех струй [37].

Помимо изучения асимметрии энергии в различных процессах с рождением струй в эксперименте CMS были измерены коэффициенты подавления абсолютного выхода струй в соударениях свинец–свинец (как всех струй [38], так и струй от b -кварков [39]) в зависимости от центральности взаимодействий и поперечной энергии струй. В наиболее центральных соударениях ионов свинца выход струй подавлен по сравнению с протон-протонными взаимодействиями при той же энергии примерно в 2 раза. Изучались также более тонкие эффекты, связанные с модификацией в среде внутренней структуры струй, — продольный [40, 41] и поперечный [42] профили струй. Модельный анализ соответствующих данных полезен, в первую очередь, для выявления вклада различных механизмов потерь энергии кварков и глюонов в горячей среде (столкновительные потери, широко- и узкоугловые радиационные потери) [43].

Кроме того, до сих пор остается открытым вопрос о механизмах потерь энергии тяжелых кварков в среде, которые могут отличаться от аналогичных процессов с участием легких кварков и безмассовых глюонов, в частности, вследствие эффекта «мертвого конуса» — подавления глюонной радиации в направлении движения тяжелого кварка [44]. Информация о механизмах потерь энергии тяжелых кварков может быть получена на основе сравнительного анализа картины подавления легких адронов [45, 46] и адронов с содержанием тяжелых кварков — D - и B -мезонов, которые содержат в своем составе соответственно c - и b -кварк. Зарегистрированное в соударениях ионов свинца на LHC значительное подавление выхода D - и B -мезонов [47, 48] согласуется с наличием потерь энергии тяжелых кварков в среде, что приводит к необходимости дальнейшей модельной интерпретации полученных результатов.

В заключение данного раздела отметим, что к настоящему времени не обнаружено каких-либо экспериментальных указаний на наличие эффекта гашения струй в соударениях протон–свинец. Отсутствуют как подавление выхода адронных струй [49, 50] и легких и тяжелых адронов [46, 51, 52], так и дополнительная асимметрия энергии для парного рождения струй [53] и для рождения струи в сопровождении фотона [54] по сравнению с соответствующими протон-протонными взаимодействиями, а также модификация внутренней структуры струй [55]. Данный факт согласуется с тем, что наблюдаемый в соударениях свинец–свинец эффект гашения струй обусловлен именно наличием горячей кварк-глюонной материи в наиболее центральных взаимодействиях, формирование которой в соударениях протон–свинец не ожидается.

Экранирование цветового заряда в кварк-глюонной плазме и физика кваркониев

Важным эффектом, чувствительным к начальным условиям формирования горячей материи в соударениях тяжелых ионов, является рождение связанных состояний пар тяжелых кварков (кваркониев). Идея о том, что кварконии

должны разрушаться в КГП вследствие экранирования цветового заряда, была предложена более 30 лет назад [56]. Дальнейшие детальные теоретические расчеты подтвердили, что различные состояния чармония (J/ψ -мезоны, пары $c\bar{c}$ -кварков) и боттомония (Υ -мезоны, пары $b\bar{b}$ -кварков) должны «плавиться» при разных температурах, для которых радиус экранирования цветового заряда в КГП (который как раз определяется температурой среды) оказывается меньше радиуса данного связанного состояния. Впервые аномальное подавление J/ψ -мезонов было обнаружено в соударениях ионов свинца на SPS в эксперименте NA50 [57], позднее оно было зарегистрировано и в соударениях тяжелых ионов на RHIC [58]. При этом некоторой неожиданностью стала практически одинаковая наблюдаемая степень подавления J/ψ -мезонов на SPS и RHIC (при двукратной оцениваемой разнице в температуре среды), что могло свидетельствовать о наличии, помимо сильного плавления J/ψ -мезонов в горячей среде, конкурирующего эффекта — регенерации чармония вследствие наличия большого количества c -кварков в КГП. Эффект регенерации (если он имеет место) должен усиливаться с ростом температуры среды. Поэтому на LHC в условиях еще более высоких температур можно было бы ожидать меньшего эффекта подавления J/ψ -мезонов по сравнению с RHIC и SPS (за счет более интенсивной регенерации $c\bar{c}$ -пар), что, собственно, и наблюдалось в эксперименте ALICE [59–61]. При этом важно отметить, что данное наблюдение относится к J/ψ -мезонам с малыми поперечными импульсами, сравнимыми с температурой КГП, из которой они могут рождаться. В то же время подавление выхода J/ψ -мезонов с большими поперечными импульсами ($p_T > 6,5$ ГэВ), измеренное в экспериментах ATLAS [62] и CMS [63–65], значительно сильнее, чем подавление при малых p_T , что свидетельствует о доминировании эффекта плавления связанных состояний c -кварков в данной кинематической области.

Детектирование кваркониев основано на регистрации продуктов их распада — пар разнозаряженных мюонов или электронов. В эксперименте CMS достигается лучшее среди детекторных комплексов на LHC, используемых для анализа данных по соударениям ионов свинца, разрешение мюонных пар по инвариантной массе. Это дало уникальную возможность для изучения одного из самых красивых эффектов, открытых в соударениях ионов свинца на LHC, — подавления выхода возбужденных состояний боттомония $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ относительно его основного состояния $\Upsilon(1S)$. Поскольку разные состояния Υ -мезонов должны разрушаться при различных температурах, данный эффект можно использовать как своего рода «термометр» КГП. При этом, в отличие от чармония, эффект регенерации боттомония из КГП даже при энергиях LHC ожидается крайне незначительным (вероятность регенерации пар $b\bar{b}$ из КГП сильно подавлена большим значением массы b -кварка, которая превышает массу c -кварка примерно в 3 раза). Значительное подавление выхода состояний $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ относительно $\Upsilon(1S)$ по сравнению с протон-протонными взаимодействиями было зарегистрировано в соударениях свинец–свинец при энергии 2,76 ТэВ на пару нуклонов [66–68] и в дальнейшем было подтверждено при энергии 5,02 ТэВ [69]. На рис. 7 показано распределение по инвариантной массе мюонных пар в столкновениях протон–протон

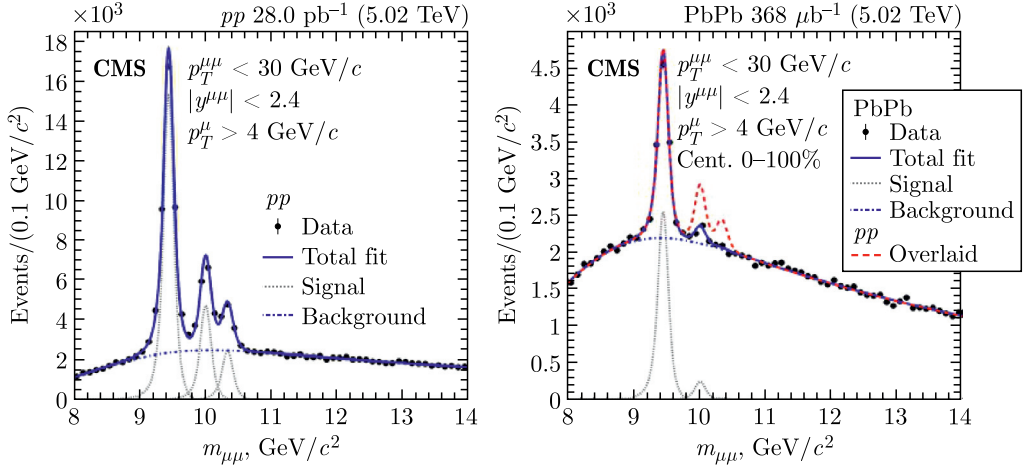


Рис. 7. Распределение по инвариантной массе мюонных пар в столкновениях протон–протон (слева) и свинец–свинец (справа) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ [69]. Точки — данные CMS; сплошные кривые — аппроксимация данных; точечные и штрихпунктирные кривые — аппроксимация сигнала от трех состояний Υ -мезонов и от фоновых событий соответственно; штриховая кривая на правом рисунке — аппроксимация данных из протон-протонных соударений

и свинец–свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ. Три состояния — $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ — в данных распределениях проявляются как резонансные пики с возрастающими массами и уменьшающимися вероятностями рождения. Выход $\Upsilon(3S)$ -мезонов с самым большим радиусом связанного состояния (и, соответственно, наиболее легко разрушающегося в КГП) в соударениях ионов свинца настолько подавлен, что они не зарегистрированы совсем (соответствующий $\Upsilon(3S)$ пик виден только в протон-протонных столкновениях). В то же время выход $\Upsilon(2S)$ -мезонов относительно выхода $\Upsilon(1S)$ -мезонов подавлен в соударениях ионов свинца более чем в 3 раза по сравнению с протон-протонными столкновениями. При этом подавление максимально для центральных соударений и ослабляется для периферических. Таким образом, наблюдаемая на ЛНС картина подавления выхода возбужденных состояний Υ -мезонов относительно их основного состояния полностью согласуется с гипотезой экранирования цветового заряда в КГП.

Отметим, однако, что до сих пор остается открытым вопрос о вкладе различных механизмов рождения кваркониев в различных кинематических областях и для различных сталкивающихся систем. В частности, в эксперименте CMS было обнаружено [70], что подавление выхода возбужденных состояний $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ относительно основного состояния $\Upsilon(1S)$ усиливается с множественностью частиц в событии не только для соударений свинец–свинец, но и для соударений протон–свинец и даже протон–протон! Однозначной интерпретации данного эффекта для малых систем пока нет — он может свидетельствовать как о разной степени влияния рожденных в событии частиц на различные состояния боттомония, так и о различном количестве частиц, ассоциированных с рождением Υ -мезонов в результате спе-

цифических механизмов (так называемые синглетный и октетный механизмы рождения). Данный вопрос требует дальнейшего исследования и, вероятно, выявления новых физических наблюдаемых, чувствительных к механизмам рождения кваркониумов в сильных взаимодействиях.

Выводы и дальнейшие перспективы

Проведение экспериментов с пучками релятивистских тяжелых ионов дает уникальную возможность воссоздания в лабораторных условиях существовавшей на самых ранних стадиях развития Вселенной протоматерии — кварк-глюонной плазмы, изучение свойств которой представляет несомненный интерес как для понимания природы фундаментальных взаимодействий и происхождения частиц, так и с точки зрения проверки современных теорий рождения и эволюции Вселенной. Образование кварк-глюонной плазмы при достаточно высоких температурах и плотностях энергии является одним из важнейших предсказаний теории ядерных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Совокупность полученных на коллайдерах нового поколения RHIC и LHC данных (в частности, сильная угловая анизотропия импульсных спектров частиц и дальнедействующие азимутальные корреляции) свидетельствует о формировании в соударениях тяжелых ионов сильновзаимодействующей кварк-глюонной материи с гидродинамическими свойствами («кварк-глюонной жидкости»). При этом на LHC стало возможным изучать более редкие процессы с рождением высокоэнергичных адронных струй и связанных состояний пар тяжелых кварков (процессы, для измерения которых установка CMS как раз оптимизирована), что позволило открыть новые эффекты, несущие информацию о свойствах образованной среды. Прямое наблюдение эффекта гашения струй в различных физических каналах (асимметрия поперечной энергии в парном рождении струй и в процессах рождения струи в сопровождении фотона или Z -бозона, подавление выхода струй и модификация внутренней структуры струи по сравнению с соответствующими протон-протонными взаимодействиями) согласуется с формированием горячей материи, поглощающей высокоэнергичные кварки и глюоны. Подавление выхода возбужденных состояний Υ -мезонов относительно их основного состояния указывает на эффект экранирования цветового заряда в кварк-глюонной плазме.

Планируются дальнейшие экспериментальные исследования различных процессов множественного рождения частиц в соударениях тяжелых ионов на LHC, включая как углубленный анализ уже известных эффектов, так и измерение новых физических наблюдаемых, которые могут стать доступными при дальнейшем увеличении светимости и энергии LHC (например, процессы с рождением топ-кварка). Перспективным направлением представляется также изучение «малых» систем, образующихся в протон-протонных и протон-ядерных соударениях с большой множественностью, для которых также имеются указания на проявление коллективных эффектов. Пока неизвестно, лежат в основе таких проявлений коллективности одни и те же механизмы для соударений тяжелых ионов и для малых систем или происхождение «коллективности» для различных систем разное.

В заключение отметим, что помимо изучения свойств кварк-глюонной материи в условиях экстремально высоких температур при максимально достижимых на сегодня в лабораторных условиях энергиях ЛНС значительный интерес представляет экспериментальное изучение динамики кварк-адронных фазовых переходов вблизи их границы при промежуточных энергиях пучков тяжелых ионов (от нескольких единиц до нескольких десятков ГэВ). Данная задача обусловлена, в частности, поиском «критической точки» кварк-адронного фазового перехода, что стимулировало как программу изучения соударений тяжелых ионов в широком диапазоне энергий для существующих ускорителей SPS и RHIC, так и новые проекты NICA в ОИЯИ (Дубна) и FAIR в GSI (Дармштадт, Германия). Эти две взаимодополняющие задачи являются одними из актуальнейших в современной ядерной физике высоких энергий.

Список литературы

1. Лохтин И. П., Сарычева Л. И., Снигирев А. М. Диагностика сверхплотной материи в ультрарелятивистских столкновениях ядер // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 660.
2. Емельянов В. М., Тимошенко С. Л., Стриханов М. Н. Введение в релятивистскую ядерную физику. М.: Физматлит, 2004.
3. Quark-Gluon Plasma / Ed. by R. C. Hwa, X.-N. Wang. World Sci., 2010.
4. Дремин И. М., Леонидов А. В. Кварк-глюонная среда // УФН. 2011. Т. 53. С. 1123.
5. Pasechnik R., Sumner M. Phenomenological Review on Quark-Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // Universe. 2017. V. 3. P. 7.
6. Heinz U., Jacob M. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program. arXiv:nucl-th/0002042.
7. BRAHMS Collab. Quark-Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS Experiment // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1.
8. PHOBOS Collab. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC // Ibid. P. 28.
9. STAR Collab. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions // Ibid. P. 102.
10. PHENIX Collab. Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration // Ibid. P. 184.
11. Armesto N., Scomparin E. Heavy-Ion Collisions at the Large Hadron Collider: A Review of the Results from Run 1 // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 52.
12. Heinz U., Snellings R. Collective Flow and Viscosity in Relativistic Heavy-Ion Collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. V. 63. P. 123.
13. CMS Collab. Measurement of the Elliptic Anisotropy of Charged Particles Produced in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. P. 014902.
14. CMS Collab. Measurement of Higher-Order Harmonic Azimuthal Anisotropy in PbPb Collisions at a Nucleon-Nucleon Center-of-Mass Energy of 2.76 TeV // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. P. 044906.
15. CMS Collab. Multiplicity and Transverse-Momentum Dependence of Two- and Four-Particle Correlations in pPb and PbPb Collisions // Phys. Lett. B. 2013. V. 724. P. 213.

16. *CMS Collab.* Evidence for Collective Multi-Particle Correlations in p Pb Collisions // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 012301.
17. *CMS Collab.* Evidence for Collectivity in pp Collisions at the LHC // Phys. Lett. B. 2017. V. 765. P. 193.
18. *CMS Collab.* Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC // JHEP. 2010. V. 09. P. 091.
19. *ALICE Collab.* Long-Range Angular Correlations on the Near and Away Side in p -Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 719. P. 29.
20. *ALICE Collab.* Long-Range Angular Correlations of π , K and p in p -Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Ibid. V. 726. P. 164.
21. *ATLAS Collab.* Observation of Associated Near-Side and Away-Side Long-Range Correlations in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV Proton-Lead Collisions with the ATLAS Detector // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 182302.
22. *ATLAS Collab.* Measurements of Long-Range Azimuthal Anisotropies and Associated Fourier Coefficients for pp Collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and 13 TeV and $p + \text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS Detector // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. P. 024908.
23. *CMS Collab.* Long-Range and Short-Range Dihadron Angular Correlations in Central PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // JHEP. 2011. V. 07. P. 76.
24. *CMS Collab.* Centrality Dependence of Dihadron Correlations and Azimuthal Anisotropy Harmonics in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2012.
25. *CMS Collab.* Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in p Pb Collisions at the LHC // Phys. Lett. B. 2013. V. 718. P. 795.
26. *CMS Collab.* Long-Range Two-Particle Correlations of Strange Hadrons with Charged Particles in p Pb and PbPb Collisions at LHC Energies // Phys. Lett. B. 2015. V. 742. P. 200.
27. *Majumder A., Van Leeuwen M.* The Theory and Phenomenology of Perturbative QCD Based Jet Quenching // Prog. Part. Nucl. Phys. 2011. V. 66. P. 41.
28. *Mehtar-Tani Y., Milano J. G., Tywoniuk K.* Jet Physics in Heavy-Ion Collisions // Intern. J. Mod. Phys. A. 2013. V. 28. P. 1340013.
29. *Spousta M.* Jet Quenching at LHC // Mod. Phys. Lett. A. 2013. V. 28. P. 1330017.
30. *ATLAS Collab.* Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 252303.
31. *CMS Collab.* Observation and Studies of Jet Quenching in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024906.
32. *CMS Collab.* Jet Momentum Dependence of Jet Quenching in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. V. 712. P. 176.
33. *CMS Collab.* Measurement of Transverse Momentum Relative to Dijet Systems in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // JHEP. 2016. V. 01. P. 096.
34. *CMS Collab.* Studies of Jet Quenching Using Isolated Photon + Jet Correlations in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 718. P. 773.
35. *CMS Collab.* Study of Jet Quenching with Isolated-Photon + Jet Correlations in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2018. V. 785. P. 14.

36. *CMS Collab.* Study of Jet Quenching with $Z + \text{Jet}$ Correlations in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 082301.
37. *CMS Collab.* Transverse Momentum Balance of b -Jet Pairs in pp and PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // JHEP. 2018. V. 03. P. 181.
38. *CMS Collab.* Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in pp and PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. P. 015202.
39. *CMS Collab.* Evidence of b -Jet Quenching in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 132301.
40. *CMS Collab.* Measurement of Jet Fragmentation in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 024908.
41. *CMS Collab.* Measurement of the Splitting Function in pp and PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 142302.
42. *CMS Collab.* Modification of Jet Shapes in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2014. V. 730. P. 243.
43. *Lokhtin I. P., Alkin A. A., Snigirev A. M.* On Jet Structure in Heavy Ion Collisions // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 452.
44. *Dokshitzer Yu. L., Kharzeev D.* Heavy Quark Colorimetry of QCD Matter // Phys. Lett. B. 2001. V. 519. P. 199.
45. *CMS Collab.* Study of High- p_T Charged Particle Suppression in PbPb Compared to pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 1945.
46. *CMS Collab.* Charged-Particle Nuclear Modification Factors in PbPb and $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // JHEP. 2017. V. 04. P. 039.
47. *CMS Collab.* Nuclear Modification Factor of D^0 Mesons in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2018. V. 782. P. 474.
48. *CMS Collab.* Measurement of the $B^\pm$ Meson Nuclear Modification Factor in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 152301.
49. *CMS Collab.* Measurement of Inclusive Jet Production and Nuclear Modifications in $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 372.
50. *CMS Collab.* Transverse Momentum Spectra of b Jets in $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2016. V. 754. P. 59.
51. *CMS Collab.* Nuclear Effects on the Transverse Momentum Spectra of Charged Particles in $p\text{Pb}$ Collisions at a Nucleon-Nucleon Center-of-Mass Energy of 5.02 TeV // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 237.
52. *CMS Collab.* Study of B Meson Production in $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV Using Exclusive Hadronic Decays // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 032301.
53. *CMS Collab.* Studies of Dijet Transverse Momentum Balance and Pseudorapidity Distributions in $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2951.
54. *CMS Collab.* Study of Isolated Photon + Jet Correlation in PbPb and pp Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV and $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. CMS PAS HIN-13-006.
55. *CMS Collab.* Jet Fragmentation Function in $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV and pp Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 7 TeV. CMS PAS HIN-15-004.
56. *Matsui T., Satz H.* J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation // Phys. Lett. B. 1986. V. 178. P. 416.

57. *NA50 Collab.* Anomalous J/ψ Suppression in PbPb Interactions at 158 GeV/c per Nucleon // Phys. Lett. B. 1997. V. 410. P. 337.
58. *PHENIX Collab.* J/ψ Production versus Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 232301.
59. *ALICE Collab.* J/ψ Production at Forward Rapidity in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 072301.
60. *ALICE Collab.* Centrality, Rapidity and Transverse Momentum Dependence of J/ψ Suppression in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2014. V. 734. P. 314.
61. *ALICE Collab.* J/ψ Production at Forward Rapidity in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Lett. B. 2017. V. 766. P. 212.
62. *ATLAS Collab.* Measurement of the Centrality Dependence of J/ψ Yields and Observation of Z Production in Lead-Lead Collisions with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2011. V. 697. P. 294.
63. *CMS Collab.* Suppression of Non-Prompt J/ψ , Prompt J/ψ , and $\Upsilon(1S)$ in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // JHEP. 2012. V. 05. P. 063.
64. *CMS Collab.* Suppression and Azimuthal Anisotropy of Prompt and Nonprompt J/ψ Production in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 252.
65. *CMS Collab.* Measurement of Prompt and Nonprompt Charmonium Suppression in PbPb Collisions at 5.02 TeV // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 509.
66. *CMS Collab.* Indications on Suppression of Excited Υ states in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 052302.
67. *CMS Collab.* Observation of Sequential Υ Suppression in PbPb Collisions // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 222301.
68. *CMS Collab.* Suppression of $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, and $\Upsilon(3S)$ Production in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Lett. B. 2017. V. 770. P. 357.
69. *CMS Collab.* Suppression of Excited Υ States Relative to the Ground State in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120.
70. *CMS Collab.* Event Activity Dependence of $\Upsilon(nS)$ Production $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in p Pb and $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV pp Collisions // JHEP. 2014. V. 04. P. 103.

ПЕРВЫЙ БОЗОН ХИГГСА ОТКРЫТ. ЕСТЬ ЛИ ДРУГИЕ И ГДЕ ОНИ?

Э. Э. Боос, М. Н. Дубинин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (БАК) подтвердило фундаментальную концепцию происхождения массы частиц вследствие нарушения симметрии основного состояния (вакуума) и завершило схему Стандартной модели взаимодействий частиц. В течение последних лет анализировались различные следствия этого открытия, возникающие во взаимосвязи с космологическими моделями эволюции ранней Вселенной. Нельзя уложить Стандартную модель в рамки современных представлений о наличии во Вселенной темной материи и объяснений ранних этапов космологической эволюции в результате Большого взрыва. В различных моделях, расширяющих Стандартную, предпринимаются попытки в той или иной степени преодолеть эти и ряд других трудностей. Практически все расширения содержат несколько бозонов Хиггса. В рамках полноценных расширений необходимо также учитывать эффекты гравитации, которые в Стандартной модели отсутствуют. В статье систематизируются некоторые известные проблемы, возникающие при анализе результатов БАК в контексте космологических расширений моделей физики частиц.

1. О Стандартной модели и антропном принципе

Представления о гармонии Вселенной, где всевозможные явления должны описываться небольшим количеством физических законов, появились еще в древнегреческой культуре. Принципы математической гармонии восходят к Пифагору и Евклиду. Например, Пифагор рассматривал аналогии между математическими принципами, выражающими физические законы, и музыкой. Евклидова геометрия основывается на пяти аксиомах. Гармоничная модель Вселенной, в то время не выходившая за пределы орбит планет Солнечной системы и представлявшая собой пять вложенных друг в друга правильных многогранников, была построена Кеплером. Некоторый диссонанс в эту картину сплошной гармонии длительное время вносила химия, где не удавалось все построить из четырех базовых элементов (вода, земля, огонь и воздух) и их количество постепенно пришлось увеличить до сотни. Однако развитие атомной физики и квантовой механики в начале XX в. снова сократило число элементов до четырех (фотон, электрон, протон и нейтрон). Увы, эта картина

продержалась недолго. Физики стали получать на ускорителях новые элементарные частицы (странные частицы, мезоны и гипероны) в промышленных масштабах, после чего хаотический беспорядок в их систематизации имел место до 1970-х гг., когда свойства мезонов, барионов, странных частиц и атомных ядер стало возможным объяснить в рамках квантовой хромодинамики (КХД), в которой роль фундаментальных частиц играют кварки и глюоны. Последние обеспечивают силы взаимодействия, связывающие кварки внутри барионов, а кварки и их античастицы, антикварки, — внутри мезонов. К концу 1970-х гг. в основном сформировалась Стандартная модель (СМ), претендующая на описание почти всех явлений во Вселенной. Стандартная модель помимо КХД включает в себя единую теорию электрослабых взаимодействий, ключевым элементом которой является так называемый механизм спонтанного нарушения симметрии, предсказавший существование неизвестной в то время новой фундаментальной частицы — бозона Хиггса.

Рассмотрим список масс фундаментальных частиц, входящих в Стандартную модель. В таблице указаны «токовые массы» в соответствии с данными Particle Data Group.

Список частиц Стандартной модели и их массы в МэВ и единицах массы электрона

Частица	Обозначение	Масса, МэВ	Масса, ед. массы электрона
Фотон	γ	0	0
Глюон	g	0	0
Нейтрино	ν	Менее 10^{-6}	Менее 10^{-7}
Электрон	e	0,511	1
u -кварк	u	2,2	4,3
d -кварк	d	4,7	9,2
Мюон	μ	105,6	207
s -кварк	s	96	188
c -кварк	c	1270	2485
Тау-лептон	τ	1777	3477
b -кварк	b	4180	8180
W -бозон	W	80 385	157 309
Z -бозон	Z	91 188	178 450
Бозон Хиггса	H	125 090	244 794
t -кварк	t	173 210	338 962

Не видно никакой закономерности, управляющей значениями масс. Единственное, что можно придумать для упорядочения этой таблицы частиц СМ, так это расположить массы в порядке возрастания сверху вниз. Кроме чисел в таблице, СМ включает в себя еще около двадцати констант, регулирующих взаимодействия и распады частиц. Не удастся гармонично вывести эти числа из математических построений, они появились в результате кропотливых измерений на ускорителях в специализированных научных центрах нескольких развитых стран. В связи с этим в последнее время внимательно рассматривается еще недавно представлявшаяся малопримемой онтологическая позиция, согласно которой вместо того, чтобы удовлетворять требованиям

гармонии и математической простоты, законы природы подобраны так, чтобы обеспечить наше существование. Эту позицию называют также «антропным принципом».

Важно отметить, что удаление любой частицы из списка таблицы или не очень значительное изменение свойств частицы приведет к невозможности протекания базовых химических реакций. Например, если удалить из списка фотон, развалятся атомы. Если приписать фотону даже ничтожную массу, электрическая сила в атомах будет короткодействующей и не удержит электроны на орбитах. Если увеличить постоянную тонкой структуры, определяющую силу взаимодействия фотона с электроном и кварками, протоны внутри ядра начнут отталкиваться гораздо сильнее, что может разорвать ядра атомов. Утяжеление пионов, состоящих из кварков u и d , приведет к похожему результату, потому что протоны и нейтроны не смогут обмениваться пионами в той же степени, что приведет к ослаблению ядерных сил. Гораздо более тонким примером из этой серии представляются условия для термоядерного синтеза углерода в звездах [1]. Как известно, в результате протон-протонной реакции рано или поздно протоны выгорают, накапливая гелий ^3He и ^4He , после чего главным источником энергии при очень высоких температурах становится «тройной альфа-процесс». Как образовать ядра тяжелее гелия-4? Стабильного ядра с атомным номером 5 в природе не существует, поэтому сначала сталкиваются два ядра ^4He , образуя радиоактивный изотоп бериллия ^8Be , который, в принципе, мог бы подхватить еще одно ядро ^4He и превратиться в углерод ^{12}C . Однако время жизни нестабильного бериллия-8 настолько мало (он распадается на две альфа-частицы), что «тройной альфа-процесс» практически не мог бы происходить. Спасает положение лишь наличие у атома углерода возбужденного состояния (резонанса) при точно той энергии, что требуется, — 7,82 МэВ. Этот резонанс увеличивает вероятность быстрого захвата ядра ^4He ядром ^4Be на несколько порядков, что и обеспечивает продолжение углеродно-азотного цикла в звездах, синтез более тяжелых ядер, выбрасываемых затем в пространство при взрывах сверхновых. Отсутствие резонанса 7,82 МэВ привело бы к невозможности синтеза тяжелых ядер и, в конечном счете, к невозможности возникновения жизни.

В отличие от законов государства и норм права, имеющих отличия в разных странах мира, одни и те же законы физики должны выполняться в разных местах в пространстве и в разные моменты времени. Список двух десятков констант СМ не зависит от места и времени. Например, постоянная тонкой структуры α , измеренная в Университете штата Вашингтон в 1987 г. и другим способом в Гарвардском университете в 2006 г. (эксперименты Van Dyck et al. и Odom et al. по измерению аномального магнитного момента электрона), а также в Брукхейвенской национальной лаборатории в 2006 г. (BNL, штат Нью-Йорк, эксперимент E821 по измерению аномального магнитного момента мюона), приводит к совпадающим значениям пяти знаков после запятой $1/\alpha = 137,03599$ в соответствии с предсказаниями Стандартной модели. Можно предположить, что независимость законов физики от места и времени справедлива для всей наблюдаемой Вселенной. Это предположение представляется довольно правдоподобным и подтверждается, когда астрофи-

зики анализируют структуру линий спектра излучения удаленных звезд и галактик, — отношения между отдельными спектральными линиями всегда и везде одинаковы. Таким образом, все эффекты физики, а в конечном счете и химии с биологией, можно объяснить, отталкиваясь от СМ. Однако ответить на вопрос о том, почему справедлива именно СМ, а не какая-то другая модель взаимодействий частиц, с помощью экспериментальных измерений нельзя. В связи с этим сразу возникают «наивные вопросы»: 1) как меняется Вселенная со временем, достаточно ли быстро; 2) есть ли области Вселенной, где состав частиц, массы и константы связи отличаются от «наших»; 3) могут ли законы физики ранней Вселенной отличаться от «наших», если могут, то как. Поверхностный взгляд на этот список вопросов выводит на первый план гравитацию, которая представляется наиболее важным фактором, определяющим космологическую эволюцию. В СМ сила гравитации вообще не принимается во внимание, а она в процессе эволюции Вселенной основополагающая. Достаточно вспомнить, что при наличии первичных неоднородностей гравитация собирает водород и гелий в звезды и галактики.

2. Поля в пространстве

Пространство заполнено полями. Телевизоры и мобильные телефоны улавливают электромагнитные волны, создаваемые передающими антеннами телецентров и передатчиками мобильных операторов связи. Из демонстраций на уроках физики в школе известно, что электрическое поле появляется при трении двух непроводящих тел (электризация), в результате чего электроны первого тела переходят на второе, нескомпенсированный заряд создает вокруг себя электрическое поле, которое может, например, притягивать мелкие кусочки бумаги. Магниты создают магнитное поле, притягивающее железные опилки. Вместо магнита можно использовать катушку проводов, по которым течет ток, в этом случае магнитное поле можно включать и выключать, подобно тому, как включается и выключается передача телевизионных программ, когда антенна не находится под напряжением. Электрическое и магнитное поля являются векторными полями, т. е. в каждой точке пространства они имеют не только величину (напряженность поля), но и направление. Особую роль среди всех полей играет поле Хиггса. Оно не имеет направления и характеризуется только напряженностью, поэтому называется скалярным. Простейшим примером скалярного поля является совокупность нанесенных на карту высот точек местности над уровнем моря. В пустом пространстве (физическом вакууме) величины всех известных полей, усредненные по достаточно большим промежуткам времени, равны нулю. Поле Хиггса характеризуется большим постоянным значением напряженности в пустом пространстве.

Стандартная модель без поля Хиггса физически не состоятельна. Поле Хиггса генерирует массы калибровочных бозонов и фермионов. Если бы поле Хиггса можно было включать и выключать наподобие магнитного, можно было бы изменять массы лептонов и кварков. Например, увеличив поле Хиггса, можно было бы увеличить массу электрона, который бы стал располагаться ближе к ядру атома, вследствие чего изменилась бы скорость и схема протекания химических реакций, некоторые из них стали бы непригодными для

жизни. Увеличение массы кварков позволило бы менять свойства ядер атомов, вследствие чего видоизменились бы цепочки ядерных распадов. Уменьшение поля Хиггса привело бы к невозможности существования химических элементов, так как легкий электрон просто улетел бы из атома, что привело бы к катастрофическим последствиям. Изменение поля Хиггса в локализованных областях пространства привело бы к существенным различиям законов физики в разнесенных областях. Было бы исключительно интересно проверить экспериментально, будут ли меняться массы частиц при изменении поля Хиггса, однако опыты такого рода потребуют огромного количества энергии. Для наглядности, забегаая немного вперед (разд. 4), сравним энергию поля Хиггса, заключенную в 1 см^3 , с энергией излучения Солнца за один год. Как известно, солнечная постоянная, равная проходящей от Солнца энергии излучения на расстоянии 1 астрономическая единица (а.е.) от светила через 1 м^2 , составляет 1,4 кВт. Учитывая, что $1 \text{ а.е.} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$, получаем оценку мощности излучения Солнца $3 \cdot 10^{23} \text{ кВт}$, или $3 \cdot 10^{26} \text{ Дж/с}$. В разд. 4 будет получено соотношение между джоулями и электронвольтами (эВ, это энергия, приобретаемая электроном, ускоренным разностью потенциалов 1 В), которое позволит выразить энергию, излученную Солнцем за год, в гигаэлектронвольтах ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$). Эта излученная энергия равна $5 \cdot 10^{43} \text{ ГэВ}$. В разд. 4 будет получена также плотность энергии поля Хиггса для потенциала СМ, которая составляет (по модулю) $4,3 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}^4$ (в естественной системе единиц), или $5 \cdot 10^{48} \text{ ГэВ/см}^3$. Таким образом, энергия поля Хиггса в 1 см^3 примерно равна энергии Солнца, излученной за сто тысяч лет.

Если поле Хиггса только одно, то большой свободы в создании разных областей не будет. Рассмотрим конфигурацию поля Хиггса СМ (рис. 1).

На этом рисунке каждой точке поверхности, которая напоминает доньшко бутылки, соответствует определенное значение действительной и мнимой частей скалярного поля. Выберем систему координат, в которой мнимая часть

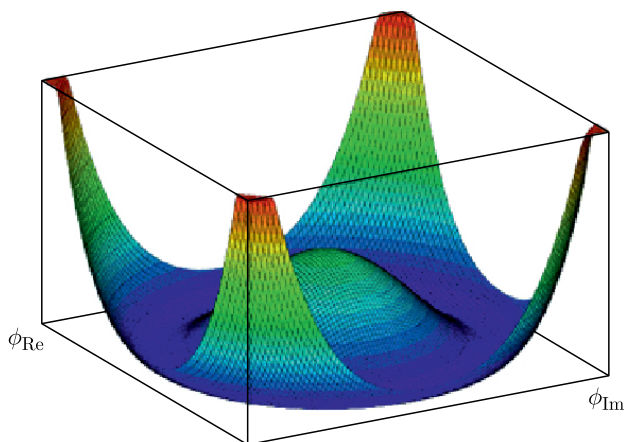


Рис. 1. Хиггсовский потенциал Стандартной модели над плоскостью, где по осям отложены действительная и мнимая части скалярного поля

поля равна нулю. Начало координат соответствует Вселенной, где действительная часть скалярного поля равна нулю, все частицы $СМ$ не имеют масс и движутся со скоростью света. Таким образом, Вселенная начала координат для жизни совершенно непригодна. Но это состояние нестабильно — от любого возмущения Вселенная, находящаяся в начале координат, начнет падать в одну из точек круговой ложбины. Энергия вакуума заставляет такую Вселенную расширяться, генерируя космологическую постоянную. Это эквивалентно появлению силы трения при падении в ложбину, в результате чего после медленного скатывания и некоторого числа колебаний по склонам ложбины система остановится. В любой из ложбин плотность энергии минимальна, вакуум заполнен постоянным хиггсовским полем, вследствие чего частицы имеют массу. Значение поля Хиггса в минимуме подобрано так, что атомы могут образовываться и (разумная) вселенская жизнь возможна.

Если полей Хиггса достаточно много, то мы получили бы многомерную конфигурацию, имеющую гораздо более сложный вид по сравнению с рис. 1 (и которую вообще затруднительно изобразить в трехмерном пространстве), каждой точке которой соответствовал бы стабильный или нестабильный вариант физической реальности. Конфигурации такого типа называют «физическим ландшафтом» (полей). Законы физики в отдельно взятой Вселенной определяются расположением соответствующей точки на ландшафте.

В рамках космологических моделей представляется исключительно важным, каково численное значение хиггсовского поля в локальном минимуме, в который скатилась первоначально безмассовая Вселенная. Как уже упоминалось выше, $СМ$ не включает в себя гравитацию, поскольку последняя не играет почти никакой роли при изучении взаимодействий частиц на существующих ускорителях или при регистрации космических лучей. Гравитона (кванта гравитационного поля) нет в списке частиц $СМ$ (см. таблицу). Легко убедиться, что гравитационное взаимодействие двух кварков на десятки порядков слабее, чем их сильное, электромагнитное или слабое взаимодействие, поэтому при анализе данных на коллайдерах гравитацию можно не учитывать. Вместе с тем именно гравитация совместно с хиггсовским ландшафтом управляет эволюцией Вселенной в промежутке времени от первоначальной сингулярности до нашего времени коллайдеров.

3. Проблема плотности энергии вакуума

Согласно основным принципам квантовой теории в пустоте (вакууме) непрерывно происходит рождение и уничтожение частиц. Вакуум флуктуирует. Вследствие флуктуаций у него может появляться огромная энергия (энергия вакуумных колебаний), которая согласно принципам общей теории относительности действует на кривизну пространства и, следовательно, на гравитационное поле. Энергия вакуума имеет необычное свойство. Если плотность обычной материи (состоящей, например, из частиц $СМ$) уменьшается по мере увеличения области пространства, в которой она содержится, то плотность энергии вакуума, которая является свойством пустого пространства, не изменяется при расширении пространственной области и на определенном

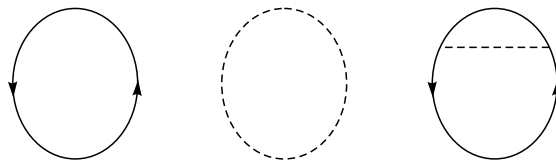


Рис. 2. Визуализация вакуумных флуктуаций при помощи диаграмм Фейнмана. Например, в верхней точке левого овала рождается пара фермион–антифермион, которая распространяется в пространстве и аннигилирует в нижней точке. На овале в центре рождается и аннигилирует пара скалярных частиц. На правом овале рождение пары фермион–антифермион и ее аннигиляция сопровождаются обменом скалярной частицей в промежуточный момент времени

этапе становится доминирующей по сравнению со всеми остальными видами энергии.

В 1917 г. была опубликована статья Альберта Эйнштейна под названием «Космологический аспект общей теории относительности» [2]. В ней утверждалось, что Вселенная является «замкнутой», т. е. трехмерное пространство Вселенной не имеет границы, но его размеры конечны. Двумерная аналогия этого утверждения иллюстрируется движением по поверхности Земли, не ограниченным непреодолимыми препятствиями и приводящим в конечном счете к возвращению в то же место, откуда движение началось. Существенно, что в общей теории относительности пространство не является «твердым куском прозрачного льда», на который можно нанести координатную сетку, оно эластично и может сжиматься или растягиваться (координатная сетка при этом не меняется). Используем ту же аналогию, а именно представим себе трехмерную Вселенную как детский надувной мяч, на двумерной поверхности которого нарисованы звезды и звездные скопления. (В начале прошлого века галактики еще не наблюдали осознанно.) Свет звезд распространяется только по поверхности надувного мяча. Когда мяч надувается, его поверхность растягивается и расстояния между звездными объектами увеличиваются. Когда мяч сдувается, звезды сближаются.

Наложим на эту картинку гравитационное поле. Согласно теории гравитации Ньютона и общей теории относительности Эйнштейна все звезды притягиваются с силой, прямо пропорциональной произведению их масс и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними. Поэтому звездные скопления должны двигаться навстречу друг другу, сближаясь на поверхности сдувающегося детского мяча, пока Вселенная не сожмется в небольшую гранулу, внутри которой будет «вариться» все вещество звезд. Эта весьма печальная картина не согласовывалась с общепринятыми астрономическими воззрениями начала прошлого века, согласно которым звезды неподвижны и все должны все время быть на своих местах. Поэтому Эйнштейну пришлось предположить, что между звездами существует отталкивающая сила. Для того, чтобы ввести в уравнения общей теории относительности силу отталкивания, нужно добавить в них дополнительный член, перед которым стоит регулирующий его величину положительный множитель лямбда. Этот множитель называется сейчас космологической постоянной, а соответству-

ющий ему лямбда-член определяет силу всемирного отталкивания, которая увеличивается пропорционально расстоянию между звездами.

Но довольно скоро выяснилось, что лямбда-член, обеспечивающий равновесие сил гравитационного притяжения и отталкивания, возможно, имеет гораздо более сложную природу, поскольку не очень понятно, что именно он должен компенсировать и в какой степени. Астрономические наблюдения Э. Хаббла продемонстрировали [3], что удаленные галактики быстро удаляются от Земли, т. е. Вселенная не статична, а быстро расширяется подобно растягивающейся поверхности надуваемого мяча.

Космологический член в уравнении Эйнштейна отражает наличие энергии вакуумных флуктуаций. Энергия флуктуаций вакуума создает гравитационное поле. Таким образом, пустое пространство, в котором непрерывно происходит рождение и уничтожение частиц, создает силу отталкивания между помещенными в него телами, если полная энергия этих флуктуаций положительна. Это и есть эффект, обеспечиваемый положительной ненулевой космологической постоянной. Если космологическая постоянная равна нулю, то энергия вакуумных флуктуаций или не появляется вообще, или же энергии вакуумных флуктуаций разного типа имеют противоположные знаки и точно компенсируются.

Астрономические наблюдения показывают, что космологическая постоянная должна быть очень маленькой. Большая космологическая постоянная сразу вызвала бы отклонения траекторий движения астрофизических объектов. Таким образом, вклады квантовых флуктуаций должны быть сильно ограничены в рамках конкретных моделей физики частиц, которые эти флуктуации описывают количественно. Прямолинейная оценка вклада флуктуаций фотонов в энергию вакуума дает величину более чем 10^{115} Дж/см³. Гравитационное отталкивание, вызванное столь большой энергией, совершенно не соответствует реальности. Оно разорвало бы атомы, ядра и даже протоны с нейтронами. Учет флуктуаций электронов и кварков несколько уменьшает огромную плотность энергии (вклад в нее фермионов отрицательный), но всевозможные вклады частиц СМ совершенно не компенсируются даже приблизительно. Если каждый вид частиц СМ дает вклад в энергию вакуума порядка единицы, то для описания непротиворечивым образом космологических наблюдений сумма всех этих вкладов должна скомпенсироваться с точностью 10^{-122} . Другими словами, при суммировании нескольких десятков вкладов должны сократиться 122 знака после запятой. Причина такого сокращения не найдена. Ее поиск рассматривается как фундаментальное исследование одной из важнейших проблем современной физики.

Возможный выход из противоречия, который позволил бы понять, почему нуклоны и атомы не разрывает гравитация, — сокращение вкладов бозонов и фермионов в энергию вакуума. Математическая теория, в которой происходит точная компенсация положительных вкладов бозонов отрицательным вкладом фермионов, называется теорией суперсимметрии. В рамках суперсимметрии все частицы образуют пары бозон–фермион с одинаковыми массами. Например, обладающему спином $1/2$ электрону должен соответствовать «скалярный электрон» такой же массы и спина нуль. Однако суперпартнеры частиц СМ

до настоящего времени не удастся наблюдать на БАК, поэтому вследствие огромных разниц масс между известными частицами и их суперпартнерами суперсимметрия, если она существует в природе, представляется очень сильно искаженной (говорят также — сильно нарушенной). Из экспериментов на БАК следует, что суперпартнер электрона с массой 0,511 МэВ, вышеупомянутый скалярный электрон, имел бы массу не менее 100 ГэВ. При таких сильных искажениях преобразований суперсимметрии невозможно сокращение вкладов диаграмм СМ и аналогичных диаграмм с суперпартнерами.

4. Численные оценки в естественной системе единиц

Не ограничиваясь только словами, приведем численные оценки. Мы не будем здесь заниматься строгим вычислением энергии вакуумных флуктуаций частиц Стандартной модели, требующим обширного применения математического формализма, а ограничимся простыми качественными оценками, вполне отражающими описанную выше проблему. Прежде всего отметим, что для вычислений в микромире существующие макросистемы единиц (килограмм, секунда, сантиметр и др.) очень неудобны, поскольку они применяются для измерений, не имеющих отношения к элементарным частицам. Например, килограммом называется величина, умножение которой на ускорение свободного падения дает определенную силу притяжения к Земле, измеряемую при помощи весов. Мерой килограмма является кусок металла, находящийся в палате мер и весов в Париже, которая не имеет непосредственного отношения к измерениям на ускорителях частиц. Вместо того, чтобы измерять скорость света при помощи метров и секунд, используя величину $3 \cdot 10^8$ м/с, удобнее в качестве единицы длины выбрать, например, расстояние, которое свет (т. е. фотон в вакууме) проходит за время одного оборота Земли вокруг Солнца (световой год). В такой системе измерений скорость света будет равна единице, потому что расстояние и время измеряются в одинаковых единицах. Аналогичным образом, вместо того, чтобы измерять постоянную Планка $E = h\nu$, используя $6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, уместно вспомнить, что эта фундаментальная константа является переходным коэффициентом между частотой волны и энергией фотона, соответствующим этой волне. В рамках квантового описания с энергией E связывается частота E/h , волновое число (обратная длина волны) E/hc и масса E/c^2 . Перечеркнутая константа Планка $\hbar$, соответствующая круговой частоте, отличается от h делением на 2π . Таким образом, энергию, которую в физике частиц обычно измеряют в электронвольтах (одним электронвольтom измеряется кинетическая энергия электрона, ускоренного разностью потенциалов 1 В; легко получить $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж), можно ассоциировать или с обратным временем (т. е. с частотой), или с массой, или с обратной длиной. Если использовать систему единиц, в которой перечеркнутая постоянная Планка $\hbar = 1$, то энергию можно выражать или в обратных секундах, или в обратных сантиметрах, используя соответствующие переходные коэффициенты. Например, для того, чтобы выразить обратный сантиметр в электронвольтах, нужно умножить его на $2 \cdot 10^{-5}$, и т. п. Вместо 1 эВ для физики на коллайдерах удобен гигаэлектронвольт: $1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$.

Естественная система единиц очень удобна для оценок и вычислений в микромире. Например, из формулы для потенциальной энергии в гравитационном поле $U = -Gm_1m_2/r$ сразу видно, что ньютоновская гравитационная постоянная G имеет в ней размерность ГэВ^{-2} . Величина $1/\sqrt{G}$ имеет размерность массы (или энергии); используя измеренное значение $G = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ и соответствующие переходные коэффициенты, получаем значение массы $M_{\text{Pl}} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}$. Эта фундаментальная для квантовой теории поля и космологии величина называется массой Планка. Слабость гравитационного взаимодействия обусловлена огромной величиной массы Планка, определяющей соответствующий гравитации массовый масштаб.

Вышеупомянутый закон Хаббла количественно формулируется следующим образом: пусть отношение длины волны фотона от удаленного астрофизического источника в момент испускания и в момент поглощения (так называемое красное смещение) отличается от единицы на величину z . Тогда $z = Hr$, где r — расстояние до астрофизического объекта, а H — постоянная Хаббла. Ее значение, полученное экспериментально, равно $73 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$, где астрономическая единица длины мегапарсек (Мпк) равна $3,1 \cdot 10^{24} \text{ см}$, т.е. размерность постоянной Хаббла — обратная секунда в системе единиц СИ или ГэВ в естественной системе единиц.

Располагая постоянной Хаббла и массой Планка, образуем с их помощью величину размерности $\text{ГэВ}/\text{м}^3$ в макросистеме единиц или размерности ГэВ^4 в естественной системе единиц, которую можно сопоставить плотности энергии во Вселенной. Оценка такого рода имеет несомненный смысл, поскольку именно гравитация определяет расширение Вселенной. Комбинация требуемой размерности имеет вид $M_{\text{Pl}}^2 H^2 = 0,53 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ или $10^{(-46)} \text{ ГэВ}^4$. Подчеркнем, что эта оценка плотности энергии следует из данных измерений гравитационной постоянной и постоянной Хаббла.

С другой стороны, посмотрим на известное выражение для плотности энергии поля Хиггса Стандартной модели, в котором амплитуды полей голдстоунов и бозона Хиггса положим равными нулю, сохраняя только вакуумный конденсат скалярного поля v в изодублетах Φ :

$$U = -|\mu|^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2.$$

Если масса бозона Хиггса, наблюдаемая на БАК, составляет 125 ГэВ , то величины соответствующих параметров потенциала μ и λ будут равны $89,1 \text{ ГэВ}$ и $0,13$ соответственно. Используя полученное из опытов по измерению времени жизни частиц значение вакуумного конденсата $v = 246 \text{ ГэВ}$ (оно однозначно определяется известной константой Ферми $1/v^2 = \sqrt{G_F \sqrt{2}}$, где $G_F = 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$), получаем для плотности потенциальной энергии поля Хиггса (по модулю) значение $4,3 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}^4$, что по порядку величины близко к массе бозона Хиггса в четвертой степени порядка 10^8 ГэВ^4 . Таким образом, расхождение чисел для оценки плотности энергии, полученной на основе астрофизических данных, и плотности энергии, соответствующей слабым распадам частиц, составляет 54 порядка.

Ситуация только усугубляется, если вместо масштаба масс порядка 100 ГэВ, соответствующего слабым взаимодействиям, мы используем массу Планка $1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ, соответствующую масштабу гравитации. Здесь мы предполагаем, как обычно принято, что плотность энергии вакуума в естественной системе единиц равна по порядку величины четвертой степени для масштаба энергий соответствующего взаимодействия. Получается, что отношение экспериментальной плотности энергии к основанной на теоретической оценке составит в случае гравитации величину порядка 10^{-122} , близкую к упомянутой в предыдущем разделе.

В настоящее время нет ясного представления о механизме «точной настройки» плотности энергии, который позволил бы сократить более ста порядков по величине и остановиться на чрезвычайно малом, но положительном значении 10^{-46} ГэВ⁴. Например, Вселенная с существенным отрицательным значением плотности энергии (скажем, порядка $-0,1$ ГэВ⁴) менее чем через секунду после Большого взрыва сжалась бы в микрообъект.

5. Расширяющаяся Вселенная

Отвлечемся на время от проблемы компенсации вакуумных флуктуаций и рассмотрим для простоты случай, когда они полностью отсутствуют. Кроме вакуумных флуктуаций, во Вселенной есть материя. В рамках общей теории относительности массы и эквивалентные им энергии искривляют пространство. Уравнения Эйнштейна без космологического члена (вакуумных флуктуаций нет) связывают геометрию пространства с количеством содержащейся в нем материи и энергии. Вычисления показывают, что возможны три сценария космологической эволюции: 1) если средняя плотность Вселенной велика, расширение сменяется сжатием, а пространство замыкается в трехмерную сферу; этот случай соответствует закрытой Вселенной; 2) если средняя плотность недостаточна для того, чтобы «закрыть» Вселенную, она будет расширяться бесконечно, а искривленное пространство описывается гиперболической геометрией; этот случай соответствует открытой Вселенной; 3) на грани между открытой и закрытой моделями пространство плоское, а Вселенная бесконечно расширяется с уменьшающейся скоростью, стремящейся к нулю.

В 1922 г. А. Фридман открыл расширяющуюся Вселенную [3], а в 1929 г. Э. Хаббл измерил скорости убегания отдаленных галактик [4] и открыл Большой взрыв, из которого родилась наблюдаемая Вселенная. Остановимся на этих важнейших результатах подробнее.

После анализа работы Эйнштейна [2] А. Фридман пришел к выводу, что Вселенная может не быть статической. А. Фридманом было продемонстрировано, что для эволюции во времени космологического члена не требуется. Решение Фридмана представляло собой замкнутую трехмерную сферу, увеличивающуюся в размере, как надувной мяч. Если надувать мяч, на поверхности которого равномерно расположены галактики, то расстояние между галактиками будет расти, причем две галактики будут удаляться тем быстрее, чем большее расстояние на поверхности мяча их разделяет. Этот результат

был экспериментально подтвержден Э. Хабблом, который использовал смещение линий поглощения в спектре звезд вследствие эффекта Доплера для определения скорости удаления галактики от Земли. Оказалось, что свет почти всех далеких галактик испытывал красное смещение, пропорциональное расстоянию до них, т. е. галактики удаляются друг от друга со скоростями, равными произведению расстояния между ними на некоторую константу (постоянную Хаббла). Значение постоянной Хаббла неоднократно уточнялось, и в настоящее время принято значение $72 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$, т. е. галактики, расстояние между которыми 1 Мпк , разлетаются со скоростью $72 \text{ км}/\text{с}$ (весьма незначительной на космологических масштабах), а разделенные расстоянием 2 Мпк галактики разлетаются со скоростью $144 \text{ км}/\text{с}$. Если «перемотать кино назад», получится, что в прошлом эти галактики могли формировать единый объект. На этом и основывается представление о Большом взрыве.

Первоначальная оценка Э. Хаббла была не совсем точной. Недооценка расстояния между галактиками привела к выводу о возрасте Вселенной порядка миллиарда лет, что не соответствовало радиоизотопному анализу древних горных пород, возраст которых оказался два миллиарда лет. Однако даже после уточнений определенные нестыковки экспериментальных наблюдаемых оставались, например, возраст самых старых видимых звезд превышал возраст Вселенной, который был установлен в размере 10 млрд лет. Наблюдаются звезды старше 12 млрд лет.

Используя значение постоянной Хаббла, можно вычислить следующее из уравнений Эйнштейна значение средней плотности Вселенной, которое соответствует замкнутой модели, открытой модели или же плоской Вселенной. Критическое значение равно $10^{-25} \text{ кг}/\text{м}^3$, т. е. приблизительно 55 протонов на один кубометр. Из астрофизических наблюдений светящейся материи следует, что реальная плотность светящейся материи (т. е. частиц, которые могут взаимодействовать с фотонами) составляет всего 1 протон на кубометр. Но галактики состоят не только из светящейся материи. Оценка масс галактик, использующая теорему вириала, дает значение плотности примерно в десять раз больше. Природа этой массы, называемой обычно «темной материей» вследствие неспособности взаимодействовать с фотонами и другими частицами СМ и проявляющей себя только посредством гравитации, составляющей 90% массы галактик, остается в настоящее время неустановленной. Частицы темной материи, если она вообще построена из частиц, должны быть массивны и стабильны, они беспрепятственно пролетают через всю Землю и другие планеты, подобно нейтрину, но регистрации не поддаются. Наиболее реальными кандидатами на роль темной материи представляются легкие суперпартнеры известных частиц в рамках моделей суперсимметрии, но, возможно, суперсимметрия и не имеет к ним отношения.

В любом случае концы с концами не сходятся. Помимо проблемы космологической постоянной (или малой плотности энергии вакуума), упомянутой выше, а также проблемы несоответствия возраста Вселенной и старейших звезд, возникает проблема геометрии пространства. С одной стороны, измерения космического микроволнового фона (реликтового излучения) свидетельствуют о наличии плоского пространства. С другой стороны, материя во

Вселенной слишком мало для того, чтобы обеспечить закрытую модель или же плоское пространство. Что-то здесь не так.

Ситауцию нестыковки можно существенно улучшить, если учесть энергию вакуума. На кривизну пространства влияют все виды энергии, в том числе и энергия основного состояния. Недостающие вклады (более 70 % в дополнение к темной материи и материи СМ, т. е. примерно 35 протонных масс на кубометр) получаются за счет весьма малой положительной космологической постоянной, которая возникает в результате каких-то неизвестных нам механизмов компенсации вакуумных флуктуаций полей, а также, возможно, вкладов полей Хиггса. Малая космологическая постоянная усиливает отталкивание между галактиками по мере их расхождения и приводит к расширению Хаббла с увеличивающейся скоростью. Запустив этот фильм в обратную сторону, мы увидим ослабление силы отталкивания по мере сближения галактик, поэтому прежняя оценка времени их падения в «общую кучу» будет заниженной. Возраст Вселенной с учетом космологической постоянной станет больше на 4 млрд лет, если добавить энергию вакуума порядка 35 протонных масс на каждый кубометр. Таким образом, предположение о положительной ненулевой космологической постоянной могло бы позволить одновременно объяснить наличие плоской Вселенной и снять рассогласование ее возраста с возрастом наиболее старых звезд.

6. Микроволновый фон и инфляционные модели космологии

Представлениям о Большом взрыве обычно сопоставлялась картина некоего ограниченного объема, заполненного первичной плазмой из взаимодействующих частиц СМ, который начинает расширяться, образуя в этом процессе эволюционирующие первичные неоднородности. На определенном этапе первичная плазма, плотность числа частиц которой уменьшается, становится прозрачной для фотонов, которые могут свободно перемещаться на огромные расстояния без перерассеяния на других частицах. Момент времени, соответствующий образованию прозрачной для фотонов среды, характеризует так называемую «поверхность последнего рассеяния». Если нарисовать вокруг Солнечной системы вложенные равноудаленные сферы, то перемещение от ближних сфер к дальним будет соответствовать переходу в более далекое прошлое или к более ранним моментам эволюции Вселенной. Вследствие конечности скорости света (фотонов) наиболее удаленная доступная для наблюдения сфера будет соответствовать «поверхности последнего рассеяния» в далеком прошлом. Мы не можем наблюдать, что происходит за ней, поскольку в соответствующие периоды эволюции ранней Вселенной она еще не была прозрачна для фотонов.

Микроволновый космический фон был обнаружен экспериментально в 1964 г. [5]. На протяжении многих лет улучшалась точность определения распределения фотонов по энергиям в зависимости от направления на небесной сфере. Наиболее детальная информация была получена при помощи вынесенных в космическое пространство детектора WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) в период 2003–2010 гг. [6] и детектора Planck в 2010–2013 гг. [7]. В пределах земной поверхности слишком велик

уровень помех от различных радиопередающих устройств и локаторов. Измерения показали температуру реликтовых фотонов 3 кельвина выше абсолютного нуля и характерный размер неоднородностей по направлению порядка 10^{-5} . Последние данные ясно демонстрируют, что ранняя Вселенная была очень однородной, что плохо укладывается в рамки вышеобозначенного представления о Большом взрыве. В самом деле, можно показать, что двум излучающим областям на видимой в настоящее время удаленной сферической поверхности, наблюдаемым из центра (Земли) под углом несколько градусов, соответствовали на поверхности последнего рассеяния причинно не связанные области (т. е. области, разделенные пространственноподобным интервалом) и физические процессы в первой точке не могли быть каким-либо образом связаны с физическими процессами во второй. Но если материя в двух областях не связана никаким взаимодействием, то непонятно, почему эти два места излучают одинаково интенсивно и монохроматично с точностью 10^{-5} . Другими словами, представление о расширяющейся в результате Большого взрыва первичной плазме не позволяет ответить на вопрос, почему Вселенная столь однородна, и должно быть отложено в сторону.

Аргументация, применяемая в настоящее время для объяснения однородного микроволнового фона, заключается в том, что ранняя Вселенная моментально (за время, сравнимое по порядку с временем Планка) «развернулась» в первичную пространственную область, диаметр которой не меньше 14 млрд световых лет [8]. Этот процесс называют «инфляционным расширением». Первичная пространственная область была заполнена однородным «метополем», которое в литературе называют инфлатоном. Трансформации инфлатона в частицы СМ происходили одинаково во всем пространстве вследствие совершенно идентичных начальных условий, что и позволяет объяснить отсутствие существенных неоднородностей реликтового фона.

7. Бозон Хиггса СМ не подходит на роль инфлатона?

В публикациях последних лет очень много внимания уделяется идентификации инфлатона в рамках моделей теории поля, используемых для описания экспериментальных данных БАК. Является ли инфлатон одной из наблюдаемых частиц? Ответ на этот вопрос позволил бы вычислить амплитуды перехода инфлатона в частицы СМ (или расширений СМ), необходимые для понимания сценария трансформации первичной области, заполненной полем инфлатона, в первичную плазму частиц, понять механизмы нарушения симметрии вакуума и генерации масс частиц первичной плазмы, а также описать процессы образования первичных неоднородностей, приводящие в конечном счете к наблюдаемому миру звезд и галактик. Без идентификации инфлатона инфляционные модели космологии не наполнены конкретным смыслом.

В рамках СМ единственным кандидатом на роль инфлатона является бозон Хиггса, уже обнаруженный экспериментально на БАК. Длительное время предполагалось, что бозон Хиггса не подходит на роль инфлатона, поскольку его константа самодействия слишком велика для генерации космологических возмущений плотности, согласующихся с наблюдениями, а также большие радиационные поправки к хиггсовскому потенциалу СМ вызывали опасения в

возможности реализации достаточно длительного режима медленного скатывания. Эти сомнения были пересмотрены в рамках анализа [9], где предполагается, что хиггсовский потенциал SM имеет неминимальное взаимодействие с гравитацией. Соответствующие космологические модели получили название «моделей хиггсовской инфляции». В рамках минимальной модели хиггсовской инфляции, SM , необходимо обеспечить небольшое значение самодействия хиггсовского поля, характеризуемое константой λ хиггсовского потенциала SM . Константа λ подвержена радиационным поправкам, зависящим от массы топ-кварка и массы бозона Хиггса. Определенная напряженность идентификации инфлатона как бозона Хиггса SM , отмечаемая в публикациях недавнего времени (например, в [10]), связана с трудностями стыковки измеренных на коллайдерах БАК и тэватрон значений массы топ-кварка 173 ГэВ и массы бозона Хиггса 125 ГэВ и требуемых небольших положительных значений λ на масштабе Планка. Соответствующая взаимосвязь, как обычно, определяется уравнениями ренормализационной группы. Масса топ-кварка, необходимая для приемлемой «стыковки», получается на два стандартных отклонения меньше, чем измеренное в настоящее время ее значение.

8. Модели инфляции с несколькими полями могут быть реалистичны

Вышеупомянутая напряженность, возникающая при стыковке параметров SM на разных масштабах энергии для случая хиггсовской инфляции, усилила интерес к расширениям SM , в которых многопараметрические пространства создают большую свободу творчества, требуемую для обхода отмеченных трудностей. Наиболее известным расширением SM является уже упоминавшаяся выше в связи с возможностями сокращения вкладов квантовых поправок в энергию основного состояния минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ). В этой модели необходимо рассматривать хиггсовский потенциал, построенный из двух хиггсовских изодублетов (существенно более простой хиггсовский потенциал SM включает один хиггсовский изодублет), поэтому хиггсовский сектор МССМ содержит пять бозонов Хиггса, два из них обладают положительной CP -четностью, один имеет отрицательную CP -четность и еще два заряженных бозона несут электрические заряды $+1$ и -1 . То, что в моделях с двумя дублетами Хиггса имеется пять физических полей, понять очень просто, если вспомнить, что в SM один комплексный скалярный дублет параметризуется четырьмя действительными скалярными полями, из которых три являются голдстоуновскими бозонами и исчезают из теории, переходя в три продольные компоненты массивных калибровочных бозонов W^+ , W^- и Z . Если имеются два комплексных дублета, то они параметризуются восемью действительными скалярными полями, из которых вновь три образуют продольные степени свободы калибровочных полей, а оставшиеся являются обозначенными выше пятью физическими полями Хиггса. Обычно обнаруженное на БАК состояние с массой 125 ГэВ идентифицируется как наиболее легкий нейтральный CP -четный бозон, но эта естественная идентификация не является единственно возможной. Таким образом, в основанных на МССМ моделях хиггсовской инфляции появляется

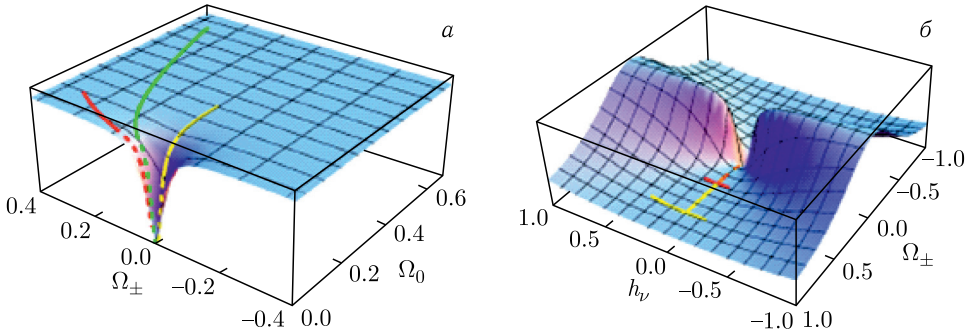


Рис. 3. Эволюция хиггсовских полей минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) при выборе разных начальных условий, наложенная на поверхность потенциала МССМ в пространстве полей. Сплошные линии обозначают участки траектории, необходимые для правильной космологической эволюции (число e -фолдингов более 65), которая приводит к экспериментально наблюдаемым величинам спектрального индекса n_S и отношению квадратов амплитуд r тензорных неоднородностей к скалярным. (Подробнее см. *Dubinin M., Petrova E., Pozdeeva E., Sumin M., Vernov S. MSSM-Inspired Multifield Inflation // JHEP. 2017. V.1712. P.036.*) Числом e -фолдингов называется логарифм отношения метрических факторов в конце и начале инфляции, т. е. мера продолжительности инфляционной эволюции.

В моделях инфляционной эволюции это число используется как мера времени

пять физических скаляров (т. е. пять инфлатонов). Поведение такой системы можно описать, решая дифференциальные уравнения инфляционной эволюции. Пример представлен на рис. 3.

В отличие от одномерной эволюции СМ, где требуемое значение параметра ξ взаимодействия хиггсовских изодублетов с гравитацией должно быть порядка 18 000, многополевой инфляционный сценарий допускает величины параметров ξ порядка тысячи, обеспечивающие необходимо малые величины параметров медленного скатывания ϵ и η , которые определяют согласованные

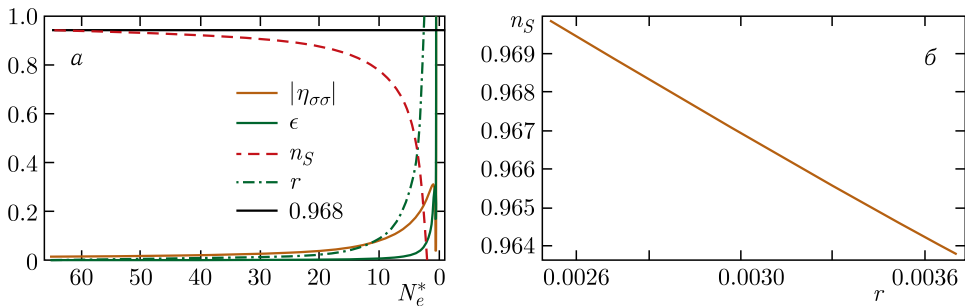


Рис. 4. а) Эволюция параметров медленного скатывания ϵ (зеленая линия) и η (оранжевая), отношения тензор/скаляр r (штрихпунктирная зеленая линия) и спектрального индекса n_S (штриховая красная линия) в зависимости от числа e -фолдингов N_e (аналог зависимости от времени). б) Контур на плоскости (n_S, r) при $55 < N_e < 65$. Экспериментально наблюдаемое значение $n_S = 0,968$. Подробнее см. ссылку в подписи к рис. 3

с экспериментальными данными значения спектрального индекса n_S и отношения квадратов амплитуд тензорных и скалярных возмущений r . Отметим, что начальные условия в многополевых инфляционных сценариях однозначно не определены и произвол их выбора ограничивается только допустимыми следствиями для наблюдаемых величин.

9. Поиски иных бозонов Хиггса на БАК

Поиски бозонов Хиггса являются одним из основных направлений исследований на БАК. Не имея возможности подробно описать всевозможные поиски вне рамок СМ, ограничимся только одним примером. Наиболее хорошо изучены возможности открытия на БАК хиггсовской системы бозонов в моделях с двумя дублетами, как суперсимметричных, так и не вложенных в рамки суперсимметрии. В рамках двухдублетных моделей пространство заполнено не одним (как в СМ), а двумя фоновыми скалярными полями огромной напряженности, причем различные типы фермионов (лептонов и кварков) СМ приобретают массы, по-разному взаимодействуя с первым и вторым фоновыми полями сектора Хиггса. Математические формулы, описывающие такую систему количественно, очень сильно усложняются по сравнению с формулами СМ. Для двухдублетной системы Хиггса, изолированной от всех других физических полей (т.е. бозоны Хиггса взаимодействуют только друг с другом и не взаимодействуют с лептонами и кварками СМ), кроме масс пяти бозонов Хиггса возникает семь параметров, определяющих наиболее общий вид потенциала в секторе Хиггса, и дополнительно два физических параметра, β и α , которые обычно называют «углами смешивания состояний». Первый из них определяет отношение двух вакуумных средних полей, участвующих в каждом из двух дублетов (это отношение характеризуется для удобства тангенсом угла β), а второй называется углом смешивания нейтральных бозонов Хиггса α . В реалистическую картину взаимодействий природы необходимо еще «включить» взаимодействие бозонов Хиггса с фермионами СМ (которое обычно называют взаимодействием Юкавы), убирая изоляцию сектора Хиггса от внешних воздействий. После перехода от изоляции к реализму картина для сектора Хиггса еще более усложняется, поскольку взаимодействие с внешними факторами индуцирует большие радиационные поправки к «изолированному» потенциалу, описывающему систему пяти полей. Таким образом, для того или иного эксперимента предсказательные возможности модели зависят от большого числа параметров как в секторе Хиггса, так и в секторе Юкавы, значения которых неизвестны. В отдельных случаях можно грубо ограничить пределы изменения параметров (например, $\tan \beta$), однако это несущественно улучшает общую картину.

Большое число неизвестных параметров сильно усложняет исследование всех моделей «хиггсовского ландшафта». Физики, занимающиеся измерениями наблюдаемых на коллайдере БАК сечений и распределений, не любят анализировать экспериментальные данные в рамках теоретических описаний, зависящих более чем от одного или двух параметров. Нужно упростить теоретическую картину настолько сильно, насколько это возможно, сохраняя при этом осмысленный взгляд на вещи. Для того, чтобы выделить характерные

следствия многомерного пространства параметров для экспериментов на БАК, вычисления сечений рождения бозонов Хиггса и вероятностей их распадов по различным каналам проводятся в рамках так называемых «возможных сценариев наблюдения» (в зарубежной литературе используется название «benchmark scenarios» для многопараметрической картины). «Возможные сценарии» подбираются таким образом, чтобы выделить наиболее сильно отличающиеся экспериментальные ситуации возможного измерения. Результаты многочисленных поисков возможных процессов рождения бозонов Хиггса на БАК в 2010–2015 гг. [10] в рамках двух из таких сценариев наблюдения, которые в литературе имеют условные названия $m_h^{\text{mod}+}$ и hMSSM, при энергиях 7 и 8 ТэВ (так называемый Run I БАК), показаны на рис. 5. Рисунок с многочисленными «контурами исключения» типичны для представления результатов поиска бозонов Хиггса в различных процессах их возможного рождения на БАК. По осям x и y на рис. 5 отложены значения массы одного из бозонов Хиггса m_A и угла смешивания $\tan \beta$, для каждой пары этих двух параметров вычислены теоретические сечения рождения бозонов Хиггса, после чего разными цветами обозначены области на плоскости $m_A \tan \beta$, для которых сигналы достаточно велики, но не наблюдаются. Например, в рамках сценария $m_h^{\text{mod}+}$ исключены, вследствие отсутствия наблюдения процесса рождения заряженного бозона и его последующего распада на тау-лептон и нейтрино $H\tau\tau \rightarrow \tau\nu$, области значений $\tan \beta$ при m_A меньше 120 ГэВ (см. вертикальный контур фиолетового цвета). Для больших значений m_A

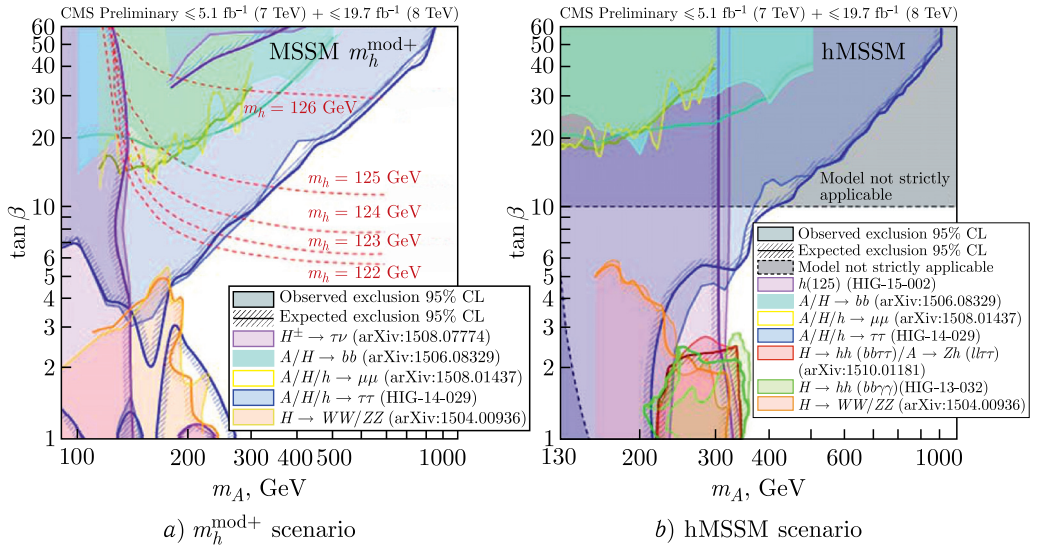


Рис. 5. Исключенные области на плоскости ($\tan \beta$ — масса CP -нечетного бозона Хиггса m_A) для минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) по результатам Run I БАК в рамках ориентировочных сценариев $m_h^{\text{mod}+}$ (а) и hMSSM (б). Различные заштрихованные области соответствуют анализам разных каналов рождения бозонов Хиггса, консолидированные контуры исключения изображены жирными линиями

большие значения $\tan\beta$ исключены в основном отсутствием экспериментального наблюдения рождения нейтрального бозона Хиггса H с его последующими распадами на пару противоположно заряженных тау-лептонов: $H \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Это ограничение может быть несколько усилено изучением распада H на пару b -кварков и пару мюонов противоположного знака: $H \rightarrow b\bar{b}$ и $H \rightarrow \mu^+\mu^-$. Исключение параметрических областей при малых $\tan\beta$, когда отложенная по горизонтальной оси масса псевдоскаляра A менее 200 ГэВ, следует из безуспешных попыток наблюдать распады нейтрального бозона Хиггса на векторные бозоны $H \rightarrow W^+W^-$, ZZ , хотя эти области даже без учета экспериментального исключения плохо согласуются с массой нейтрального бозона Хиггса h , равной 125 ГэВ (с учетом теоретической неопределенности порядка 3 ГэВ). Соответствующие теоретические контуры нанесены красными пунктирными линиями. Сценарий h MSSM, результаты исследования для которого изображены на рис. 5, б, исключен при $m_A < 300$ ГэВ, поскольку не соответствует измеренным связям наблюдаемого нейтрального бозона Хиггса h с векторными бозонами и фермионами. Изучение каналов распада бозона H на $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $\mu^+\mu^-$ и на векторные бозоны W, Z исключает области, похожие на аналогичные конфигурации контуров в сценарии. В дополнение к этим каналам при малых $\tan\beta$ имеются некоторые ограничения вследствие распада тяжелого бозона H на два более легких hh . В связи с этим распадом, сопровождаемым немедленными распадами каждого из легких нейтральных бозонов h на два b -кварка или два векторных бозона W , регистрировались четырехчастичные состояния $bbbb$, $bbWW$ с последующими распадами векторных бозонов на лептон и нейтрино, а также $bb\tau^+\tau^-$. В итоге кропотливых исследований такого рода, связанных с огромными объемами теоретического моделирования сигналов бозонов Хиггса на БАК и сложных вычислений в рамках семи возможных сценариев наблюдения MSSM, можно существенно ограничить допустимые области пространства параметров. Видно, что, несмотря на обширные исключенные области параметров MSSM, при больших значениях масс и промежуточных значениях $\tan\beta$ порядка нескольких единиц и более экспериментальные данные БАК не противоречат результатам теоретического моделирования процессов рождения бозонов Хиггса, вследствие чего уточнение вышеописанных результатов [11] при энергии 13 ТэВ (Run II БАК) представляет большой интерес.

Заключение

Возвращаясь к антропному принципу, отметим, что его обоснования можно найти в теории струн, где существуют модели с огромным числом различных вакуумов, составляющим величину порядка 10^{500} . Выбор «нашего» вакуума из огромного числа имеющихся возможностей произошел совершенно случайно. Ответ на вопрос о значениях фундаментальных параметров в рамках такой картины становится весьма простым — так выпали игральные кости, объяснений не требуется. Очень многим ученым не нравится картина эволюции, в рамках которой фундаментальные параметры, описывающие явления микромира, возникли в результате случайного выбора природы, однако отсутствие в настоящее время сколько-нибудь убедительных моделей

для количественного обоснования выбора фундаментальных параметров не позволяет исключить антропный принцип.

В любом случае даже отдаленные реализации антропного принципа представляются реалистичными в рамках достаточно сложных моделей физики частиц, гораздо сложнее СМ, которые только и в состоянии обеспечить разнообразный хиггсовский ландшафт. Бозонов Хиггса, скорее всего, весьма много, вопрос только в том, как их правильно искать. Хиггсовский ландшафт должен быть настолько разнообразен, что возникновение наблюдаемой части Вселенной в результате точных настроек «fine-tuning» не должно представлять собой событие пренебрежимо малой вероятности. Перечислим в заключение наиболее существенные дополнительные группы точных настроек в наблюдаемой части Вселенной [12], не все из числа которых были упомянуты в ходе нашего обсуждения, но обсуждаются в имеющейся литературе:

1) Вселенная расширяется именно с той скоростью, которая требуется для формирования звезд и галактик. Более быстрое расширение Вселенной привело бы к рассеянию вещества в огромном объеме, и ничего не сформировалось бы. Более медленное расширение не позволило бы достичь нынешних размеров, и Вселенная быстро сжалась бы в ограниченную безжизненную область.

2) Ранняя Вселенная имела именно ту степень первичных неоднородностей, которая требовалась. При больших неоднородностях водород и гелий образовали бы черные дыры, а не звезды. При меньших неоднородностях не образовались бы звезды и галактики.

3) Гравитация имеет достаточную силу для удержания тел на поверхности Земли, но она не настолько сильна, чтобы создать большое давление в звездах, которое приводило бы к их выгоранию за несколько миллионов лет, а не за несколько миллиардов. За несколько миллионов лет разумная жизнь не возникла бы.

4) Константы СМ подобраны именно так, чтобы допустить существование ядер атомов и образование самих атомов, формирующих большие молекулы живой материи. Вследствие настройки констант СМ углерод и кислород могут синтезироваться в звездах наряду с другими химическими элементами и выбрасываться в пространство при взрывах сверхновых.

Поскольку эти группы точных настроек формируются на сложном «хиггсовском ландшафте», было бы интересно получить сведения о виде такого ландшафта. К сожалению, наблюдаемое состояние с массой 125 ГэВ не позволяет получить сведения о «ландшафтной специфике». Если бы масса обнаруженного бозона Хиггса была меньше, порядка 100 ГэВ, наиболее предпочтительными были бы модели минимальной и расширенной суперсимметрии, хорошо подходящие для описания спектра масс скаляров в режиме умеренных вкладов радиационных поправок. Если бы масса обнаруженного состояния была существенно больше 125 ГэВ, режимы радиационных поправок МССМ испытывали бы напряженность и были бы почти за гранью нарушения пертурбативной унитарности. Нелинейные киральные реализации хиггсовского сектора, близкие к моделям составного бозона Хиггса, смотрелись бы в этом случае гораздо лучше, чем суперсимметрия. Будущие эксперименты на БАК

должны предоставить ценные сведения, с каким из возможных ландшафтов мы имеем дело.

Список литературы

1. *Burbidge M., Burbidge G., Fowler W., Hoyle F.* Synthesis of the Elements in Stars // *Rev. Mod. Phys.* 1957. V. 29. P. 547–650;
Hoyle F. On Nuclear Reactions Occurring in Very Hot Stars 1. The Synthesis of Elements from Carbon to Nickel // *Astrophys. J. Suppl.* 1954. V. 1. P. 121–146.
2. *Einstein A.* Cosmological Considerations in the General Theory of Relativity, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.).* 1917. P. 142–152.
3. *Friedmann A.* On the Possibility of a World with Constant Negative Curvature of Space // *Z. Phys.* 1924. V. 21. P. 326–332; *Gen. Rel. Grav.* 1999. V. 31. P. 2001–2008.
4. *Hubble E.* A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae // *Proc. Nat. Acad. Sci.* 1929. V. 15. P. 168–173.
5. *Penzias A., Wilson R.* A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s // *Astrophys. J.* 1965. V. 142. P. 419–421.
6. *WMAP Collab.* Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation // *Astrophys. J. Suppl.* 2011. V. 192. P. 18.
7. *Planck Collab.* Planck 2015 Results // *Astron. Astrophys.* 2016. V. 594. A1. 38 p.
8. *Starobinsky A.* A New Type of Isotropic Cosmological Models without Singularity // *Phys. Lett. B.* 1980. V. 91. P. 99;
Guth A. The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 23. P. 347;
Linde A. Chaotic Inflation // *Phys. Lett. B.* 1983. V. 129. P. 177.
9. *Bezrukov F., Shaposhnikov M.* The Standard Model Higgs Boson as the Inflaton // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 659. P. 703–706.
10. *Degrassi G. et al.* Higgs Mass and Vacuum Stability in the SM at NNLO // *JHEP.* 2012. V. 08. P. 098.
11. *CMS Collab.* Summary of High-Mass BSM Higgs Searches Using CMS Run I Data. CMS-PAS-HIG-16-007, 2016.
12. *Susskind L.* The Cosmic Landscape. New York, Boston: Little, Brown and Company, 2005.

ТОП-КВАРК — САМАЯ ТЯЖЕЛАЯ ИЗ ИЗВЕСТНЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. ЧТО МЫ О НЕМ ЗНАЕМ И ЧТО ХОТЕЛОСЬ БЫ УЗНАТЬ?

Э. Э. Боос, Л. В. Дудко

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

П. С. Мандрик, С. Р. Слабоспицкий

*Институт физики высоких энергий НИЦ «Курчатовский институт»,
Протвино, Россия*

В статье представлено введение в физику, связанную с топ-кварком — самой тяжелой элементарной частицей из наблюдавшихся до сих пор. Приведены основные результаты изучения физики топ-кварков, полученные в экспериментах на Большом адронном коллайдере. Также обсуждаются перспективы будущих исследований физики топ-кварков на этом ускорителе в режимах высокой светимости и высокой энергии. Обсуждаются возможности поиска проявлений новой физики за рамками Стандартной модели в секторе топ-кварков.

Введение

В данной статье мы расскажем о топ-кварке — одной из самых удивительных элементарных частиц.

Заметим, что название «элементарная частица» имеет два значения. В общеизвестном смысле термин «элементарная частица» используется как общее название всех субатомных частиц, т.е. частиц, «размеры» которых существенно меньше характерных атомных размеров ($\sim 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). В этом смысле «элементарными» частицами являются все барионы, мезоны, кварки, лептоны, фотон, глюоны, массивные векторные бозоны ($W^\pm, Z^0$) и бозон Хиггса.

В другом, более точном научном смысле «элементарная частица» — это объект, который не имеет или не проявляет внутренней структуры и во *всех* известных к настоящему времени взаимодействиях и при *всех* доступных энергиях взаимодействий ведет себя как *точечный* объект. В этом строгом научном смысле современными «элементарными» частицами являются все кварки, лептоны, фотон, глюоны, массивные векторные бозоны ($W^\pm, Z^0$) и

бозон Хиггса. А вот барионы и мезоны являются составными частицами, состоящими из кварков и глюонов.

Прошедшие десять лет работы Большого адронного коллайдера (ЛНС — Large Hadron Collider) в ЦЕРН привели к множеству блестящих открытий и получению интереснейших результатов. Так, в секторе топ-кварка были экспериментально обнаружены некоторые редкие процессы, не наблюдавшиеся на других коллайдерах, и с беспрецедентной точностью измерены параметры, величины которых не могут быть предсказаны в рамках СМ. Проведен все-сторонний поиск возможных проявлений «новой физики» в процессах с рождением топ-кварка. Статистически значимых экспериментальных отклонений от предсказаний СМ не наблюдалось, и, на основании результатов измерений, были установлены ограничения на параметры, характеризующие возможные отклонения, предсказываемые в различных теориях за рамками СМ.

1. Теория

1.1. Формализм описания взаимодействий — КТП. Наиболее последовательное описание *физики элементарных частиц* и их взаимодействий можно получить в рамках релятивистской квантовой теории — квантовой теории поля (КТП). Такой формализм опирается на связи между релятивистскими частицами и квантовыми полями. Релятивистскому миру взаимодействующих частиц ставится в соответствие система связанных уравнений для различных полей.

Все уравнения, описывающие элементарные частицы и их взаимодействия, получаются с помощью принципа наименьшего действия из некоторой функции — лагранжиана. Для вычисления амплитуд процессов используется теория возмущений (ТВ) по константе соответствующего взаимодействия (так как обычно точные решения уравнений в КТП не известны). Для построения амплитуд используется формализм диаграмм Фейнмана.

Амплитуда физического процесса, вычисленная в низшем (лидирующем — LO (leading order)) порядке теории возмущений, часто называется «вычисленной в борновском приближении». Сечения и распределения, вычисленные с учетом поправок ТВ в следующем за лидирующим, следующем за следующим и т. д. приближениях, называются NLO, NNLO и т. д. сечениями и распределениями.

Такие поправки, в частности, включают в себя так называемые «петлевые» вклады. Например, распад топ-кварка на W -бозон и b -кварк в борновском и NLO приближении описывается диаграммами Фейнмана (рис. 1). Петлевые вклады являются чисто квантово-механическим эффектом. Действительно, например, на диаграмме рис. 1, b энергия промежуточного (виртуального) состояния глюон + топ-кварк не равна энергии начального топ-кварка. Время существования такого промежуточного состояния согласно соотношению неопределенности квантовой механики связано с величиной нарушения энергии:

$$\Delta t \Delta E < 1.$$

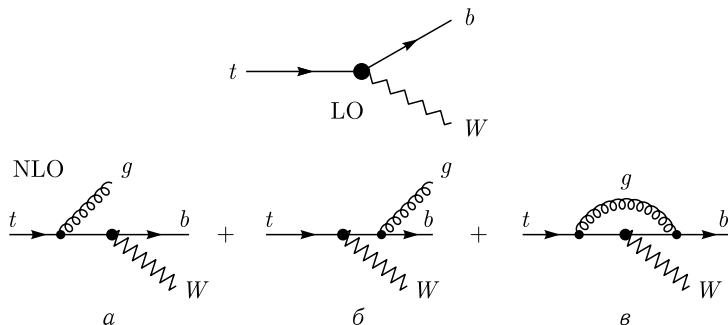


Рис. 1. Диаграммы, описывающие распад топ-кварка в лидирующем (LO) и в следующем за лидирующим (NLO) порядке теории возмущений

Таким образом, такие виртуальные промежуточные состояния ненаблюдаемы и существуют очень короткое время. Но, что очень важно, они вносят существенный вклад в измеряемые величины! Мы еще вернемся к более детальному обсуждению роли высших поправок теории возмущений в изучении процессов рождения топ-кварка.

1.2. Основные свойства топ-кварков. В Стандартной модели (СМ) топ-кварк имеет те же квантовые числа и взаимодействует так же, как u - и s -кварки. Он является фермионом со спином $1/2$ и партнером b -кварка по слабому изотопическому спину, обладает электрическим зарядом $Q_{\text{em}}^t = +2/3$. Как и для любого фермиона, который описывается фермионным полем Дирака, поле топ-кварка может быть разложено на две проекции: с левой и правой киральностями. Левая киральная часть топ-кварка представляет собой верхнюю компоненту слабого изоспинового дублета, а правая киральная компонента — слабый изоспиновый синглет. Топ-кварк является цветным триплетом по отношению к калибровочной группе $SU(3)_C$, ответственной за сильные взаимодействия в СМ. С точки зрения теории топ-кварк абсолютно необходим для того, чтобы избежать киральной аномалии в СМ и тем самым обеспечить ее самосогласованность как квантовой теории поля.

Величина массы топ-кварка m_t не предсказывается теорией. Она была измерена в экспериментах на тэватроне и LHC, и на данный момент m_t известна с погрешностью, меньшей чем 0,35 %, что является наиболее точным определением массы среди всех кварков [1]:

$$m_t = (173,1 \pm 0,6) \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, топ-кварк представляет собой самую тяжелую элементарную частицу из всех известных: его масса лишь немного меньше массы ядра золота. Хотя столь большая величина m_t противоречит интуитивному предположению о том, что кварки являются простыми составными частями адронов, до сих пор не было получено указаний на какую-либо внутреннюю структуру топ-кварка: во всех исследованных процессах он ведет себя как точечная частица.

Два эмпирических факта отличают топ-кварк от других кварков: его гораздо большая масса и его очень слабое смешивание с кварками первого

и второго поколений. Смешивание кварков в СМ описывается элементами матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы $|V_{qq'}|$ [2, 3].

Матричный элемент $|V_{tb}|$ близок к единице, в то время как элементы $|V_{ts}|$ и $|V_{td}|$ значительно меньше единицы. Отсюда следует вывод, что в рамках СМ топ-кварк распадается на W -бозон и b -кварк с вероятностью, близкой к 100 %.

1.3. Масса топ-кварка. Отметим, что в СМ массы всех частиц образуются за счет взаимодействия с конденсатом скалярного поля Хиггса. При этом взаимодействие топ-кварка, как и любого другого фермиона (f) СМ, с полем Хиггса представляет собой взаимодействие типа Юкавы вида $\Lambda_f = y_f \bar{f} f H$ с константой $y_f = \sqrt{2} m_f / v$, где $v \approx 246$ ГэВ — величина вакуумного среднего, задаваемого независимыми измерениями масс W - и Z -бозонов*. Принимая во внимание, что масса t составляет примерно 173 ГэВ, получаем для y_t величину, близкую к единице. Близость измеренного значения массы топ-кварка и величины вакуумного среднего $v/\sqrt{2}$ позволяет многим специалистам полагать, что именно исследование свойств и взаимодействий топ-кварка — изучение сектора топ-кварка СМ позволит пролить свет на проблему образования масс.

Кроме того, большая масса топ-кварка исключительно важна для ряда фундаментальных свойств и предсказаний СМ. Это связано с вкладами топ-кварка в различные петлевые эффекты. Рассуждая наивно, можно решить, что вклад топ-кварка в петлевые эффекты должен быть существенно подавлен по сравнению с вкладом петель других кварков, поскольку масса кварка входит в знаменатель пропагатора кварка. Однако в реальности петлевые поправки, связанные с топ-кварком, дают доминирующие вклады. Например, хорошо известно, что основной механизм рождения бозона Хиггса на адронных коллайдерах тэватрон и ЛНС — это слияние сталкивающихся глюонов в бозон Хиггса через треугольную петлевую диаграмму из кварков (рис. 2).

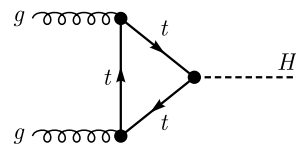


Рис. 2. Образование бозона Хиггса в результате слияния сталкивающихся глюонов

Петля топ-кварков здесь абсолютно доминирует, поскольку вершина взаимодействия Юкавы (y_t) пропорциональна большой массе m_t . Аналогичным образом петли, содержащие топ-кварк, дают доминирующие вклады в «бегущие» массы калибровочных бозонов W и Z , а также в редкие распады B -мезонов, проходящие за счет так называемых «пингвинных» диаграмм. Этот факт легко понять, если вспомнить, что в СМ поле Хиггса представляет собой скалярный дублет и, следовательно, задается, как говорят, параметризуется, четырьмя действительными скалярными полями. При спонтанном нарушении электрослабой симметрии одно из этих скалярных полей описывает бозон Хиггса, а три другие представляют собой так называемые голдстоуновские бозоны, которые становятся продольными компонентами трех массивных

* С учетом связи массы W -бозона и хорошо известной константы Ферми (G_F) юкавская константа y_t может быть переписана в виде $y_t = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_t$.

калибровочных бозонов — Z , W^+ и W^- . Таким образом, так же, как и для бозона Хиггса, вершины взаимодействия продольных компонент бозонов W и Z пропорциональны большой массе топ-кварка m_t .

Большое значение массы топ-кварка, измеренное с высокой точностью, которой определяется точность величины константы Юкавы, также исключительно важно для анализа поведения потенциала поля Хиггса с учетом петлевых поправок. Расчеты, выполненные на двух- и трехпетлевом уровне, показывают, что если нет каких-то других вкладов за рамками СМ, то Стандартная модель может быть практически стабильной до очень высоких энергий порядка 10^{10} – 10^{11} ГэВ. Если же допустить, что в природе нет других масштабов кроме электрослабого масштаба и масштаба Планка порядка 10^{19} ГэВ, то СМ и наш мир соответственно находятся в так называемом метастабильном состоянии, точнее, метастабильном вакууме. При этом, однако, оценки показывают, что время жизни метастабильной вселенной, определяемое вероятностью перехода нашего метастабильного вакуума в другой стабильный вакуум, на много порядков превосходит известное время существования Вселенной.

1.4. Ширина распада или время жизни топ-кварка. Выше отмечалось, что топ-кварк не стабилен и быстро распадается по различным модам. Нестабильность топ-кварка характеризуется временем жизни или полной шириной распада. Как и для любой другой нестабильной частицы или состояния в квантовой физике, время жизни (τ) и ширина распада (Γ) обратно пропорциональны друг другу: $\tau = 1/\Gamma$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$, которая используется в физике высоких энергий). Ширина распада $t \rightarrow bW$ легко вычисляется в соответствии с диаграммой Фейнмана (см. диаграмму LO на рис. 1).

Если подставить в выражение для ширины распада измеренные значения масс топ-кварка и W -бозона (~ 173 ГэВ и ~ 80 ГэВ) и хорошо известное значение константы Ферми $G_F = 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$, то для полной ширины распада топ-кварка получится $\Gamma_{\text{tot}}^t \approx 1,6$ ГэВ. Учет высших порядков теории возмущений приводит к некоторому уменьшению этого значения. Полная ширина распада топ-кварка с учетом NNLO поправок составляет 1,32 ГэВ [14].

Что означает эта цифра, много это или мало? С одной стороны, ширина распада топ-кварка более чем в 100 раз меньше его массы, в этом смысле топ-кварк — узкий резонанс. Более того, он настолько узкий, что полная ширина распада не может быть прямо измерена в экспериментах на адронных коллайдерах (по крайней мере с хорошей точностью). С другой стороны, ширина распада топ-кварка настолько велика, что его время жизни оказывается очень малым, примерно $\tau_t = 1/\Gamma_{\text{tot}}^t \approx 4 \cdot 10^{-25}$ с. Это время жизни топ-кварка столь мало, что даже если бы топ-кварк двигался со скоростью света $3 \cdot 10^{10}$ см/с, он успел бы удалиться от точки своего рождения на расстояние $\sim 10^{-14}$ см, которое намного меньше разрешения любого детектора. Поэтому, как отмечалось выше, топ-кварк распадается практически в той же точке, где и рождается.

Очень важно сравнить время жизни топ-кварка с характерным временем процесса *адронизации*, т. е. процесса образования частиц за счет сильных

взаимодействий. При адронизации все цветные кварки подхватывают из вакуума другие кварки и антикварки, образуя бесцветные связанные состояния — адроны. Только в случае с топ-кварком это не так, хотя он имеет цвет и испытывает те же сильные взаимодействия, что и другие кварки. Причина состоит в том, что типичное время образования бесцветных состояний оценивается как $\tau_{\text{hadron}} \approx 1/\Lambda_{\text{QCD}}$, где $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ МэВ — размерный параметр квантовой хромодинамики. Это время составляет $\tau_{\text{hadron}} \approx 3 \cdot 10^{-24}$ с. Таким образом, время жизни топ-кварка τ_t примерно на порядок (в 10 раз!) меньше времени образования бесцветных связанных состояний. Это означает, что топ-кварк успевает распасться задолго до того момента, как он смог бы образовать адроны. Адроны образуют продукты распада топ-кварка, а вот адронов, содержащих топ-кварк, в природе быть не может. По этой причине изучение топ-кварка позволяет более аккуратно исследовать структуру его взаимодействий, поскольку в них не проявляются эффекты образования адронов (адронизация), которые вносили бы в рассмотрение существенную неопределенность. Это еще одна из причин, почему столь важно изучать сектор топ-кварка на коллайдерах, в особенности на коллайдере LHC.

1.5. Спин, электрический заряд, цвет и слабый изотопический спин топ-кварка.

1. Топ-кварк — это фермион в СМ, и, как и все другие фермионы в СМ (кварки и лептоны), он обладает спином $1/2$. Напомним, спин, который очень условно можно понимать как внутренний момент импульса частицы, характеризует поведение частицы при преобразованиях Лоренца пространства и времени. В случае с топ-кварком не существует таких прямых способов измерения спина, как хорошо известный опыт по измерению спина электрона по его поведению в магнитных полях. Однако если бы спин топ-кварка был отличен от $1/2$, то с теоретической точки зрения это тоже привело бы к рассогласованию СМ, а экспериментально привело бы к другим угловым распределениям продуктов распада топ-кварка и иной величине вероятности его образования. Если бы спин топ-кварка был 0 или 1, он в силу закона сохранения углового момента просто не мог бы распасться на W -бозон и b -кварк (спин b -кварка равен $1/2$, что хорошо согласуется с многочисленными данными по исследованию B -мезонов). Если бы спин топ-кварка был равен $3/2$, сечения его парного и одиночного рождения существенно отличались бы от уже измеренных.

Тем не менее вопрос о прямом измерении спина топ-кварка пока остается открытым.

2. Электрический заряд топ-кварка такой же, как и у двух других верхних кварков (первого и второго поколений), и равен $+2/3$ в единицах электрического заряда протона. В настоящее время точность современных экспериментов не позволяет прямо измерить этот заряд. Однако если бы электрический заряд топ-кварка отличался от $+2/3$, это привело бы к самым серьезным проблемам в структуре взаимодействий СМ, в частности, последовательное вычисление радиационных поправок в СМ с участием топ-кварка стало бы невозможным. Отличное от $+2/3$ значение заряда топ-кварка Q_t привело бы к нарушению условия сокращения аномалий в третьем поколении

$(Q_t + Q_b)N_c + Q_\tau = (2/3 - 1/3) \cdot 3 - 1 = 0$ и, как следствие, к несостоятельности Стандартной модели как калибровочной теории поля. Коллаборация ATLAS провела измерение заряда $Q_t = 0,64 \pm 0,02(\text{стат.}) \pm 0,08(\text{сист.})$ при изучении корреляций зарядов $W^\pm$ -бозонов и b -струй в распадах топ- и анти-топ-кварков.

3. Как и все остальные кварки, топ-кварк участвует в сильных взаимодействиях за счет цветных сил, обусловленных переносчиками этих сил глюонами. Топ-кварк может иметь три цветовых состояния (является триплетом по цвету). Как и в случае спина, который характеризует поведение волновой функции, описывающей частицу при пространственно-временных преобразованиях Лоренца, цветовая структура (она называется представлением группы цвета) характеризует то, как преобразуется волновая функция (поле кварка) при поворотах в абстрактном цветном пространстве. Заметим, что в отличие от кварков, представляющих собой триплеты по цвету, глюоны могут находиться в восьми цветовых состояниях и описывающие их волновые функции являются октетами по цвету. Цветовая структура легких кварков и глюонов хорошо установлена по многочисленным экспериментам с рождением струй на коллайдерах в e^+e^- -, pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях. Как было отмечено выше, топ-кварк распадается на b -кварк и W -бозон, поэтому в силу закона сохранения цвета он должен быть тем же цветным объектом, что и b -кварк, т.е. быть также триплетом по цвету. Кроме того, если бы цветовая структура топ-кварка была другой (например, цветовым октетом), то вероятности его рождения существенно отличались бы от тех, что уже измерены на коллайдерах тэватрон и LHC.

4. Слабый изотопический спин частицы характеризует ее поведение при поворотах в пространстве еще одной внутренней симметрии. Понятие «изо-спин» было введено в СМ по аналогии с изотопическим спином, который в свое время ввел Гейзенберг, предположив, что протон и нейтрон являются двумя состояниями одной частицы с разными значениями проекции этого нового «спина», названного изоспином. Как известно, в природе не сохраняется лево-правая симметрия. Для описания этого эффекта в СМ для каждого кварка и лептона по-разному вводятся «левые» и «правые» кварки и лептоны*. Левые компоненты кварков из одного поколения (u, d) так же, как протон и нейтрон в теории Гейзенберга, объединяются в один объект из двух состояний, называемый *слабым изотопическим* дублетом. Таким образом, левые компоненты обладают слабым изотопическим спином $1/2$. Такое представление принято записывать в виде столбцов из двух компонент:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L.$$

Правые же компоненты кварков и лептонов в СМ предполагаются скалярами по слабому изотопическому спину, т.е. они не преобразуются при поворотах

* Левые фермионы — это такие фермионы, у которых проекция спина на направление импульса их движения противоположна этому направлению, а у правых фермионов, наоборот, совпадает с этим направлением.

в этом пространстве, что обозначается соответственно:

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

Фундаментальным предположением СМ, которое было сделано в соответствии с экспериментами по слабым распадам, восходящими к Энрико Ферми, является то, что только левые фермионы взаимодействуют с заряженными $W^\pm$ -бозонами. Именно в соответствии с этим в СМ описывается нарушение лево-правой симметрии в природе. Такая структура слабых взаимодействий с W -бозоном, которая называется $V-A$, блестяще подтверждается в экспериментах.

Для экспериментальной проверки свойства топ-кварка по отношению к слабому изотопическому спину необходимо детально изучить структуру взаимодействий топ-кварка с электрослабыми W - и Z -бозонами. При этом возникает много нерешенных вопросов. Самая главная проблема: вступает ли топ-кварк в такие взаимодействия, как предсказывает СМ, или существуют какие-то новые взаимодействия, приводящие к отклонению от предсказаний СМ. Особую роль при решении этой проблемы играет изучение на LHC деталей распада топ-кварка в парном рождении и детальное исследование процесса его одиночного рождения, поскольку и распад, и одиночное рождение обусловлены взаимодействием топ-кварка с W -бозоном и b -кварком.

1.6. Матрица смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и параметр V_{tb} . Как уже обсуждалось, левые компоненты верхних и нижних кварков образуют спиноры в пространстве слабого изотопического спина для всех трех поколений. В свое время при изучении распадов заряженных K -мезонов Кабиббо заметил, что распады существенно лучше описываются, если d -кварк участвует в слабых взаимодействиях в линейной комбинации с s -кварком: $d_\Theta = d \cos \Theta_C + s \sin \Theta_C$, где $\cos \Theta_C = 0,9736 \pm 0,0010$. Тогда же для согласия с описанием распада $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ был введен новый верхний кварк второго поколения — c -кварк, который образует слабый дублет с s -кварком, представляющим собой ортогональную линейную комбинацию к комбинации Кабиббо: $s_\Theta = -d \sin \Theta_C + s \cos \Theta_C$. С открытием b -кварка — нижнего кварка третьего поколения — идеи смешивания были обобщены на случай трех поколений соответственно, чтобы обеспечить отсутствие нейтральных токов с нарушением аромата и сокращения аномалий. Для этого необходимо было ввести шестой кварк (топ-кварк — верхний кварк третьего поколения). По аналогии с матрицей Кабиббо японские физики Кобаяши и Маскава ввели матрицу смешивания 3×3 , которая называется матрицей КKM и обозначается V . Она является унитарной ($VV^\dagger = 1$). Матрица V содержит только элементы $V_{qq'}$ перехода между кварками q и q' с изменением заряда. Элементы матрицы входят как константы во взаимодействия заряженных кварков с W -бозонами. Так, например, взаимодействие топ-кварка, b -кварка и W -бозона пропорционально матричному элементу матрицы КKM V_{tb} .

В рамках предположений СМ о наличии в природе только трех поколений кварков и условия унитарности ($VV^\dagger = 1$) матричный элемент V_{tb} оказывается близким к единице ($|V_{tb}| \approx 0,999$). Если же отказаться от предположения о

существовании только *трех* поколений, то значение V_{tb} оказывается практически неопределенным. Например, если существует четвертое поколение кварков, то условие унитарности соответствующей матрицы смешивания 4×4 практически не накладывает ограничений на величину V_{tb} , что делает очень важным прямое измерение этого параметра.

Прямые измерения этого параметра, выполненные на коллайдерах тэватрон и LHC при наблюдении рождения одиночного топ-кварка, дали значения, близкие к 1. В будущем на различных стадиях работы коллайдера LHC будет зарегистрировано многократно большее число событий с одиночным рождением топ-кварка. Это позволит, как показали детальные исследования ученых RDMS, прямо измерить параметр смешивания V_{tb} с точностью порядка нескольких процентов. Такой важнейший результат LHC даст возможность проверить экспериментально с высокой точностью выполнение гипотезы СМ о существовании только трех поколений кварков.

1.7. Основные механизмы образования топ-кварков. В рамках формализма квантовой теории поля (а Стандартная модель строится именно в рамках такого формализма) все правила взаимодействия топ-кварков (диаграммы Фейнмана) получаются из так называемой функции Лагранжа (лагранжиана). Например, взаимодействие топ-кварков с глюоном и tWb -взаимодействие описываются следующими выражениями:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}}(tgt) = \bar{\psi}_t \hat{O}_g^{\mu,a} \psi_t G_{a,\mu}, \quad \hat{O}_g = g_s t^a \gamma^\mu, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{\text{SM}}(tWq) = \bar{\psi}_q \hat{O}_W \psi_t, \quad \hat{O}_W = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) W_\mu, \quad (2)$$

$$\frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}.$$

Заметим, что в выражении (2) именно матрица $(1 - \gamma^5)$ отвечает за то, что только левая компонента фермионного поля топ-кварка участвует во взаимодействии.

В рамках СМ основными (по величине сечения) механизмами образования топ-кварков в адронных взаимодействиях являются глюон-глюонная и кварк-антикварковая аннигиляции, приводящие к образованию $t\bar{t}$ -пары (рис. 3):

$$gg \rightarrow t\bar{t}, \quad (3)$$

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}. \quad (4)$$

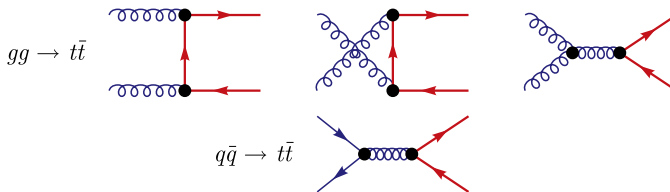


Рис. 3. Диаграммы, описывающие образование $t\bar{t}$ -пары

Следующими, по величине сечения, являются процессы электрослабого («одиночного») рождения топ-кварка. Эти процессы принято классифицировать по величине квадрата 4-импульса виртуального W -бозона (рис. 4):

$$qb \rightarrow tq', \quad p_W^2 < 0: \quad t\text{-канал}, \quad (5)$$

$$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}, \quad p_W^2 > 0: \quad s\text{-канал}, \quad (6)$$

$$gb \rightarrow tW, \quad p_W^2 = M_W^2: \quad tW\text{-канал}. \quad (7)$$

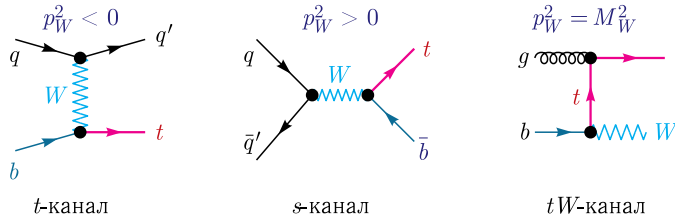


Рис. 4. Диаграммы, описывающие процессы электрослабого (одиночного) рождения топ-кварков

1.8. Роль высших порядков теории возмущений. Следует отметить, что при изучении процессов рождения топ-кварков с последующими распадами исключительно важную роль играют теоретические вычисления сильных и электрослабых поправок теории возмущений к лидирующему (борновскому) приближению. Сложность вычисления поправок очень быстро растет с каждым следующим приближением и на практике чаще всего ограничивается уровнем NLO и NNLO. Качественно приближение NLO включает в себя древесный борновский вклад, интерференцию древесной и однопетлевой амплитуд, а также квадрат амплитуды с дополнительным полем глюона или легкого кварка в конечном или начальном состоянии. Учет поправок меняет сечение рождения в различных кинематических областях и несколько видоизменяет форму распределений конечных продуктов реакции. Но самое главное, учет все более высоких порядков увеличивает теоретическую точность результата, существенно уменьшает зависимость от масштабов (масштаба перенормировки и масштаба факторизации), с необходимостью возникающих при вычислениях по теории возмущений.

С увеличением порядка теории возмущений результаты вычислений для сечений и распределений становятся существенно более стабильными к вариации этого масштаба перенормировки/факторизации, что является основной причиной того, почему столь важны вычисления поправок. Если мы пытаемся найти отклонения от предсказаний СМ, а сегодня уже понятно, что такие отклонения, если и есть, то весьма малы, то мы должны знать предсказания СМ как можно с более высокой точностью. Последние результаты по вычислению NNLO поправок сильных взаимодействий и электрослабых NLO поправок к парному рождению топ-кварков представлены в [11, 12]. Поправки NNLO КХД к ведущему t -канальному механизму одиночного рождения топ-кварка вычислены в [13]. Соответственно, вычисления поправок NNLO КХД к ширине распада топ-кварка приведены в [14].

1.9. Роль топ-кварка в исследовании расширений СМ. Как отмечалось выше, в рамках СМ точность теоретических предсказаний для процессов рождения и распадов топ-кварка составляет доли процента. Кроме того, топ-кварк практически со 100 %-й вероятностью распадается по одному каналу: $t \rightarrow bW$. Вследствие этого возникает уникальная чувствительность реакций топ-кварка к возможным проявлениям новой физики за пределами Стандартной модели.

Обратим внимание на одно обстоятельство, для которого большое значение массы топ-кварка оказалось крайне важно. Речь идет о суперсимметричных (SUSY) моделях, которые являются одними из вероятных кандидатов на реализуемую в природе модель за рамками СМ. В SUSY моделях существует не один, а несколько бозонов Хиггса. Например, в минимальном суперсимметричном расширении СМ, называемом *MSSM*, существует пять бозонов Хиггса. Если рассматривать SUSY модели без влияния петлевых поправок, то масса наиболее легкого нейтрального бозона Хиггса в них не должна превышать величину массы Z -бозона. Такие легкие массы бозона Хиггса уже исключены экспериментально. Эти ограничения закрывали бы многие популярные варианты SUSY моделей, в частности, *MSSM*, если бы не тот факт, что ведущая петлевая поправка к массе бозона Хиггса за счет петли из топ-кварка и его суперпартнера стоп-кварка пропорциональна массе топ-кварка в 4-й степени (m_f). Поскольку масса топ-кварка столь велика, эта поправка оказывается большой и отодвигает границу допустимых масс легчайшего бозона Хиггса, которая вместо M_Z становится примерно 135–140 ГэВ. Эта область масс бозонов Хиггса не закрыта экспериментально, и, следовательно, SUSY модели также экспериментально не закрыты.

В настоящее время неизвестно, какой тип новой физики (НФ — новая физика за рамками Стандартной модели) будет отвечать за возможные отклонения от предсказаний Стандартной модели. Различные сценарии расширения СМ (например, SUSY) приводят либо к предсказаниям новых механизмов образования и распада топ-кварка, либо к существенному изменению (как правило, усилению) редких процессов с участием топ-кварка. Таким образом, экспериментальное обнаружение новых механизмов или усиления редких процессов однозначно свидетельствовало бы о существовании физики вне рамок СМ.

В экспериментальных поисках проявлений НФ в секторе топ-кварков тестируются все перечисленные ниже возможности:

- редкие (в рамках СМ) распады топ-кварков;
- отклонения в сечениях рождения топ-кварков (в рамках СМ);
- рождение топ-кварков за счет очень редких реакций в СМ;
- распады топ-кварков по отсутствующим в СМ каналам;
- новые частицы, распадающиеся в конечные состояния, содержащие топ-и/или антитоп-кварк и, возможно, другие частицы и резонансы.

Различные сценарии расширения СМ приводят к различным предсказаниям в секторе топ-кварков со своим специфическим набором типов взаимодействий и параметров (констант связи, масс новых объектов). Однако часто различные сценарии предсказывают одинаковые или весьма похожие

эффекты, приводят к процессам с одинаковыми конечными состояниями, или, как говорят, сигнатурами. И число таких сценариев весьма велико!

Для описания различных аномальных взаимодействий топ-кварков широко применяется более универсальный подход, основанный на формализме эффективной теории поля [15]. В таком подходе аномальные взаимодействия топ-кварков описываются модельно-независимым образом с помощью эффективного (феноменологического) лагранжиана [17–19]. Этот лагранжиан обязан быть калибровочно-инвариантным по отношению к калибровочной группе СМ (в противном случае вводимые аномальные взаимодействия сразу приводили бы к противоречиям с современными прецизионными измерениями) и состоит из ряда членов со все возрастающей размерностью, подавленных все более высокими степенями масштаба НФ, который, как следует из уже существующих ограничений, должен быть существенно больше электрослабого масштаба — вакуумного среднего поля Хиггса $v = 246$ ГэВ.

В рамках эффективной теории поля (EFT) такой лагранжиан аномальных взаимодействий топ-кварка, возникающий из общего калибровочно- и лоренц-инвариантного разложения по операторам после спонтанного нарушения симметрии, можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{L}_{\text{EFT}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \kappa_4 \bar{\psi}_q \hat{O}^{(4)} \psi_t + \frac{\kappa_5}{\Lambda} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(5)} \psi_t + \frac{\kappa_6}{\Lambda^2} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(6)} \psi_t + \dots, \quad (8)$$

где Λ — масштабный параметр НФ, κ — аномальные константы.

В таком подходе экспериментальные результаты представляются в виде ограничений на величины аномальных констант взаимодействия, стоящих перед соответствующими членами эффективного лагранжиана. В ряде случаев полученные ограничения перевыражаются через пределы на вероятности определенных редких распадов топ-кварка.

Для пояснения сказанного выше рассмотрим характерный (и весьма перспективный) пример такого аномального взаимодействия в вершине tWb (рис. 5).

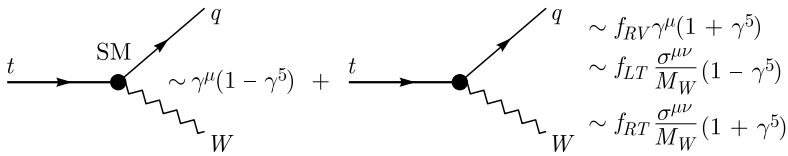


Рис. 5. Аномальное взаимодействие в вершине tWb

В СМ такая вершина описывает взаимодействие «левого» топ-кварка и имеет вид (см. выражение (2)):

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \bar{\psi}_q \hat{O}_{\text{SM}} \psi_t, \quad \hat{O}_{\text{SM}} = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1 - \gamma^5),$$

$$\frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}.$$

Для такого взаимодействия новая физика может проявиться в наличии «правых» токов ($\sim (1 + \gamma^5)$) и аномальных магнитных и электрических моментов в этой вершине. Возможные отклонения от СМ можно внести модельно-независимым образом в виде всех возможных лоренц-инвариантных структур в эффективном лагранжиане взаимодействия tWb . Тогда общий вид эффективного лагранжиана примет вид [15, 16]:

$$\mathcal{L}_{tWb} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu (f_V^L P_L + f_V^R P_R) t W_\mu^- + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{\sigma^{\mu\nu} \partial_\nu W_\mu^-}{M_W} (f_T^L P_L + f_T^R P_R) t + \text{h. c.}, \quad (9)$$

где $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$, $\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$, g — константа связи электрослабых взаимодействий, параметры f_V^L (f_V^R) характеризуют вклад левых (правых) векторных токов, а параметры f_T^L (f_T^R) характеризуют вклад левых (правых) тензорных токов. В рамках СМ значения этих параметров следующие: $f_V^L = V_{tb}$, $f_V^R = f_T^L = f_T^R = 0$. Аналогично вводится аномальное взаимодействие топ-кварков с глюоном:

$$\hat{O}(tgt) \sim (g_s \gamma^\mu)_{\text{SM}} + \left(g_s \kappa_A \gamma^\mu \gamma^5 + \frac{\xi \sigma^{\mu\nu}}{\Lambda} \right)_{\text{anom}}. \quad (10)$$

Одним из ярких проявлений НФ являлось бы наблюдение аномальных взаимодействий топ-кварков в процессах с *нейтральными токами с нарушением аромата* (Flavour changing neutral current (FCNC)):

$$t \rightarrow q(u, c) + H, \gamma, gZ. \quad (11)$$

В СМ такие процессы происходят только за счет учета вклада петлевых диаграмм (см. пример на рис. 6) с очень маленькой вероятностью распада [17]: $\text{BR}(t \rightarrow q + H/\gamma/g/Z) < \mathcal{O}(10^{-11 \div -13})$, что делает их практически невозможными для наблюдения в эксперименте.

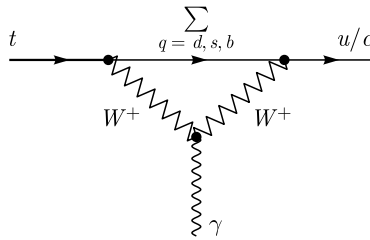


Рис. 6. Диаграмма, описывающая аномальное FCNC-взаимодействие

С другой стороны, различные расширения СМ предсказывают значительное усиление таких взаимодействий, что делает перспективным поиск НФ. Например, на рис. 6 дополнительные новые кварки (из 4-го поколения или «векторные» кварки) или суперсимметричные частицы в петле приводят к существенному усилению таких процессов.

Аналогично (9) лагранжиан для FCNC-взаимодействий топ-кварков с векторными бозонами имеет вид [17–19]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{FCNC}}(tVq)_{q=u,c} = & \\ = & \frac{g}{2 \cos \vartheta_w} \bar{q} \gamma_\mu (v_{tq}^Z P_L + a_{tq}^Z P_R) t Z_\mu + \frac{g}{2 \Lambda \cos \theta_W} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^Z P_L + h_{tq}^Z P_R) t Z_{\mu\nu} + \\ & + \frac{g_s}{\Lambda} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} t^a (f_{tq}^g P_L + h_{tq}^g P_R) t G_{\mu\nu}^a + \frac{e}{\Lambda} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^\gamma P_L + h_{tq}^\gamma P_R) t F_{\mu\nu}. \quad (12) \end{aligned}$$

Поиск таких взаимодействий (как в редких распадах топ-кварков, так и в процессах рождения топ-кварков за счет аномальных взаимодействий) интенсивно проводится в детекторах ATLAS и CMS на LHC.

В рамках MSSM предсказывается, в частности, существование заряженного бозона Хиггса ($H^\pm$), который также может взаимодействовать с топ-кварком (аналогично tWb -взаимодействию), как представлено на рис. 7.

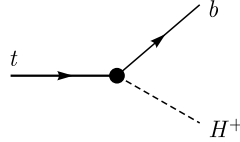


Рис. 7. Взаимодействие топ-кварка с заряженным бозоном Хиггса H^+

Стратегия поиска заряженного бозона Хиггса зависит от его массы:

$$\text{light } H^\pm: m_{H^\pm} < m_t, \quad \text{heavy } H^\pm: m_{H^\pm} > m_t.$$

В случае легкого $H^\pm$ ($m_{H^\pm} < m_t$) его можно обнаружить в распадах топ-кварка:

$$t \rightarrow bH^+, \quad H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau.$$

В этом случае следует ожидать также изменения вероятности распада топ-кварка на b и W -бозон. Для тяжелого $H^\pm$ ($m_{H^\pm} > m_t$) наиболее перспективным является поиск такой частицы в реакциях с образованием $H^\pm$ и топ-кварков (рис. 8).

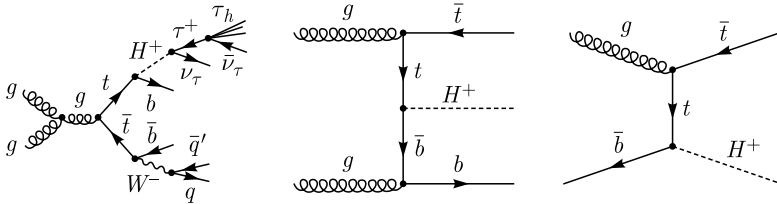


Рис. 8. Образование топ-кварка и заряженного бозона Хиггса

В многочисленных сценариях расширения Стандартной модели предсказывается существование новых тяжелых резонансов, распадающихся на пару $t\bar{t}$:

$$pp \rightarrow R(\rightarrow t\bar{t})X.$$

Суперсимметричные теории предсказывают большое количество новых реакций с топ-кварками в конечном состоянии. Одной из характеристик таких реакций является наличие большой «потерянной» энергии, уносимой новой нейтральной частицей. Например, реакции поиска рождения одиночного топ-кварка с большой «потерянной» энергией (так называемый «монотоп», рис. 9) можно использовать для поиска «темной материи».

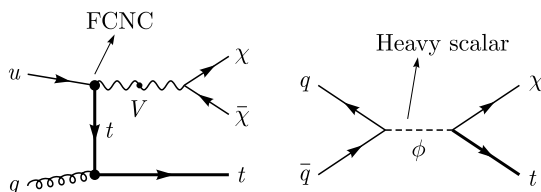


Рис. 9. Рождение одиночного топ-кварка с большой «потерянной» энергией («монотоп»)

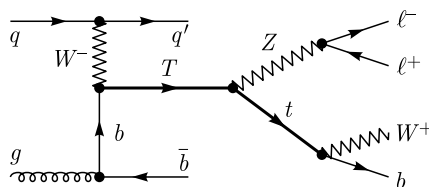


Рис. 10. Рождение «векторного» топ-кварка T с последующим распадом $T \rightarrow Zt$

В некоторых расширениях СМ предсказывается существование «кварко-подобных» частиц, например, «векторных» топ-кварков (T), распадающихся на обычный топ-кварк и Z -бозон (рис. 10).

2. Экспериментальные исследования топ-кварка

В этом разделе мы расскажем о проведенных измерениях в рамках предсказаний СМ и о результатах поиска факторов, указывающих на возможное существование «новой физики» в процессах с рождением топ-кварка.

2.1. Измерения в рамках Стандартной модели. Основными постулатами СМ в секторе топ-кварка являются само существование топ-кварка и $V-A$ -структура его взаимодействий с другими частицами. В рамках СМ нет возможности зафиксировать массу топ-кварка и параметры смешивания топ-кварка с другими кварками (матрица ККМ), а значит, нельзя и получить предсказания для сечений процессов с его участием. Первые измерения сечений и массы топ-кварка, приведшие к его экспериментальному наблюдению, были проведены на коллайдере тэватрон (Фермилаб, США) в 1995 г. К началу работы коллайдера ЛHC физики уже знали массу топ-кварка с точностью порядка 1% и сечения основных процессов его рождения в протон-антипротонных столкновениях при энергиях 1,8 и 1,96 ТэВ. В экспериментах CMS и ATLAS масса топ-кварка измерялась при различных энергиях, а также различными методами и в разных каналах распада. На рис. 11 приведены

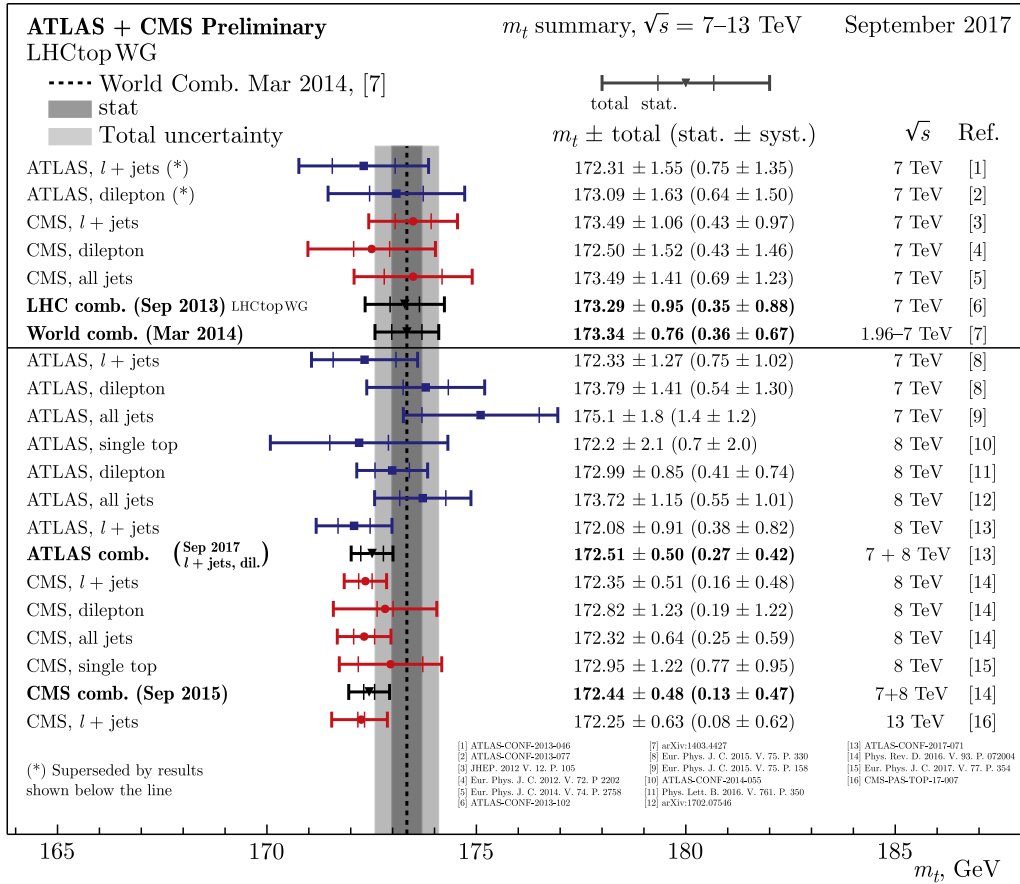


Рис. 11. Результаты измерений массы топ-кварка в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада топ-кварка и при различных энергиях. Приведены результаты объединения измерений в различных каналах

результаты измерений массы, скомбинированные по каналам распадов топ-кварка, а также суммарные по экспериментам. Данные собраны рабочей группой LHCtopWG [31], ссылки на каждый результат приведены на рисунке. Из приведенных данных видно, что в конце 2017 г., на основании независимых измерений, масса топ-кварка уже была известна с точностью порядка 0,5 ГэВ (0,3%).

Зная массу топ-кварка, можно в рамках СМ рассчитать величины сечений процессов с его рождением и сравнить с экспериментально полученными значениями. На рис. 12 приведены результаты измерения сечений парного рождения топ-кварка [31], полученные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада при различных энергиях. Видно, что значения сечений, вычисленные в рамках СМ, и результаты, полученные экспериментально, отлично согласуются друг с другом. Наибольшее сечение имеют процессы парного рождения топ-кварков. Следующими по величине сечения являются процессы одиночного рождения топ-кварка, описанные выше (см. (5)–(7)).

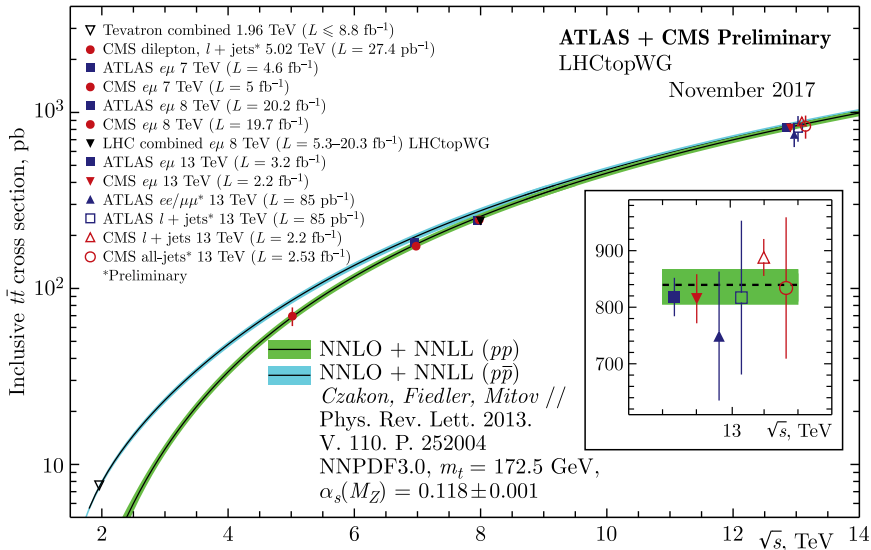


Рис. 12. Сечения парного рождения топ-кварка, измеренные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах распада топ-кварка и при различных энергиях. Кривыми линиями показаны значения сечений, вычисленные в рамках СМ, погрешность измерения выделена цветом

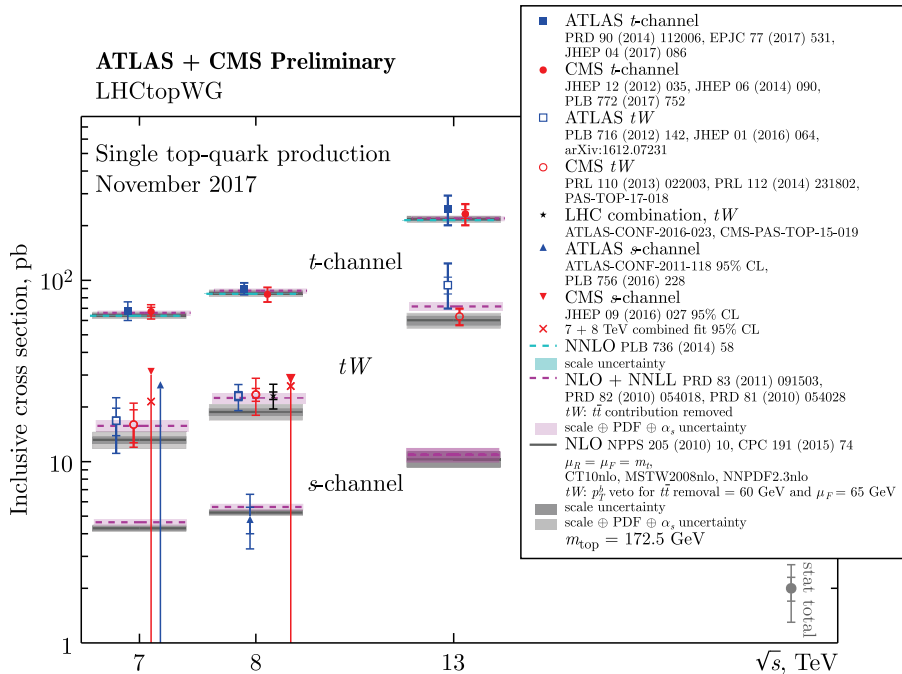


Рис. 13. Сечения одиночного рождения топ-кварка, измеренные в экспериментах CMS и ATLAS в различных каналах электрослабого рождения топ-кварка и при различных энергиях. Показаны значения сечений, вычисленные в рамках СМ, с соответствующей погрешностью, выделенной цветом

На рис. 13 представлены результаты измерения сечений одиночного рождения топ-кварка в t -, tW - и s -канальном процессе [31]. В силу очень небольшой величины сечения и громадного фона регистрация s -канального процесса одиночного рождения топ-кварка представляет значительную сложность на LHC, в отличие от тэватрона, где данное сечение примерно соответствует t -канальному процессу одиночного рождения. Приведенные результаты демонстрируют прекрасное согласование предсказаний СМ и для одиночного электрослабого рождения топ-кварка. Ведутся измерения сечений более редких процессов с рождением топ-кварка. На рис. 14 представлены вычисленные в рамках СМ и измеренные в эксперименте CMS сечения процессов парного рождения топ-кварков совместно с калибровочными бозонами и бозонами Хиггса, парой b -кварков, а также процесса рождения четырех топ-кварков [32]. Показанный уровень погрешностей измерений позволяет судить о текущей чувствительности измерений в секторе топ-кварка на LHC.

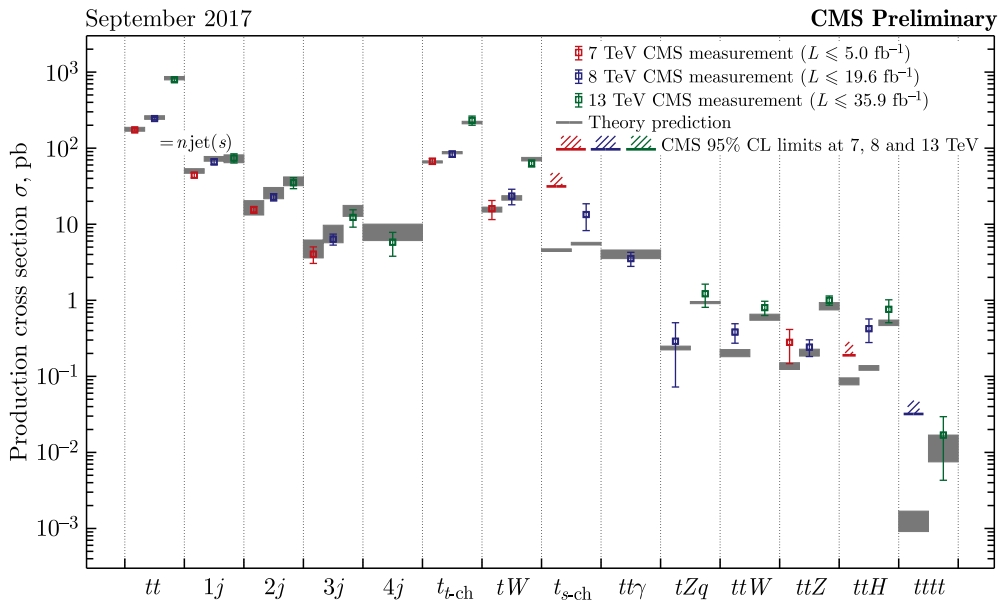


Рис. 14. Сечения различных процессов рождения топ-кварка. Приведены результаты измерений в эксперименте CMS, предсказания получены в рамках СМ

Измерение полных сечений процессов с рождением топ-кварка является только первым этапом проверки предсказаний СМ. На следующем этапе необходимо исследовать кинематические свойства этих процессов, т. е. распределения событий по некоторым характерным наблюдаемым. На рис. 15, вверху показана зависимость числа событий парного рождения топ- и антитоп-кварков ($N_{t\bar{t}}$) от измеренной инвариантной массы пары топ-кварков [31]. Данная измеряемая величина чувствительна к существованию гипотетических новых частиц, не предсказываемых СМ, распадающихся на пару топ- и антитоп-кварков (такой процесс выглядел бы как пик в области, соответствующей массе новой гипотетической частицы). На рис. 15, в центре приведено рас-

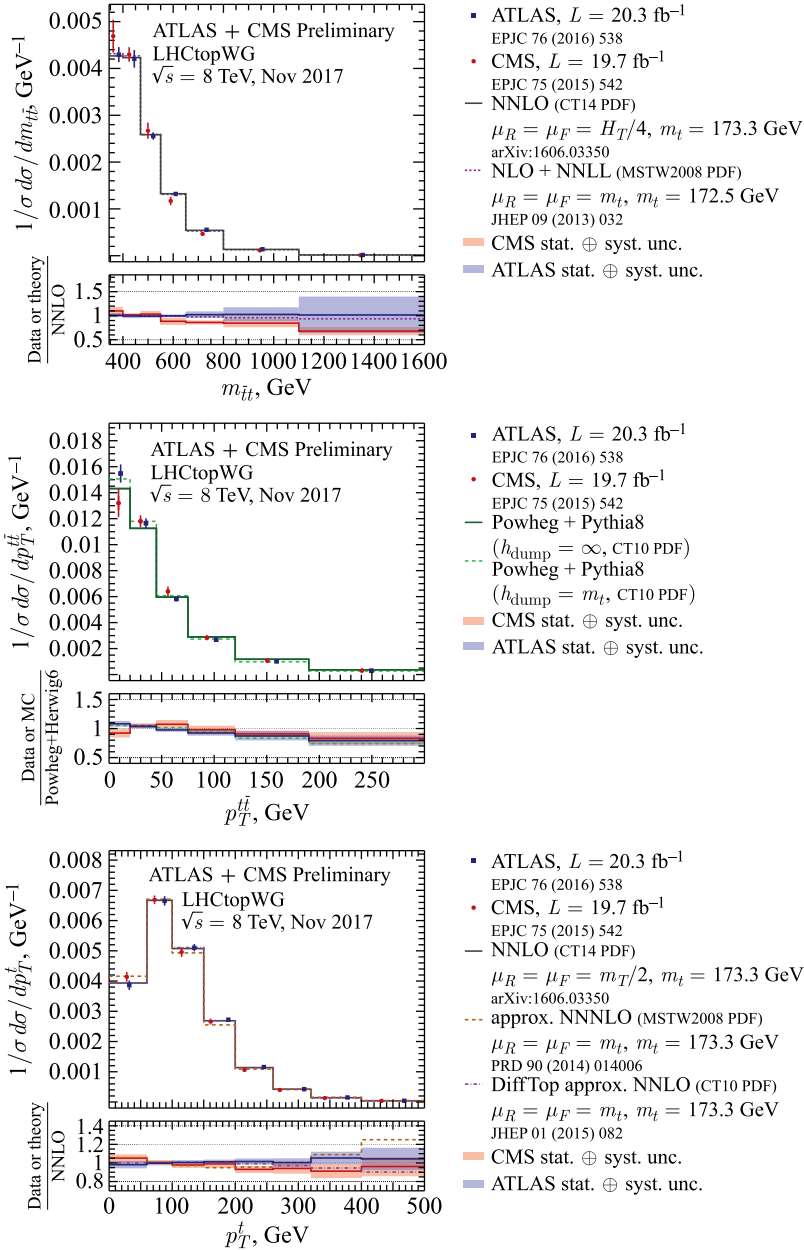


Рис. 15. Дифференциальные сечения парного рождения топ-кварка, показывающие распределение таких событий в зависимости от инвариантной массы топ-анти-топ-кварков (вверху), величины векторной суммы поперечных импульсов $t\bar{t}$ -кварков (в центре) и величины поперечного импульса наиболее энергичного в поперечной плоскости топ- или анти-топ-кварка (внизу)

пределение $N_{t\bar{t}}$ в зависимости от величины векторной суммы поперечных импульсов топ-анти топ-кварков. Данная измеряемая величина чувствительна к рождению дополнительных частиц совместно с парой $t\bar{t}$, так как рождение таких частиц, не учтенное в вычислениях в рамках СМ, сдвигало бы данное распределение в область больших значений импульсов. На рис. 15, внизу показана зависимость $N_{t\bar{t}}$ от поперечного импульса наиболее энергичного

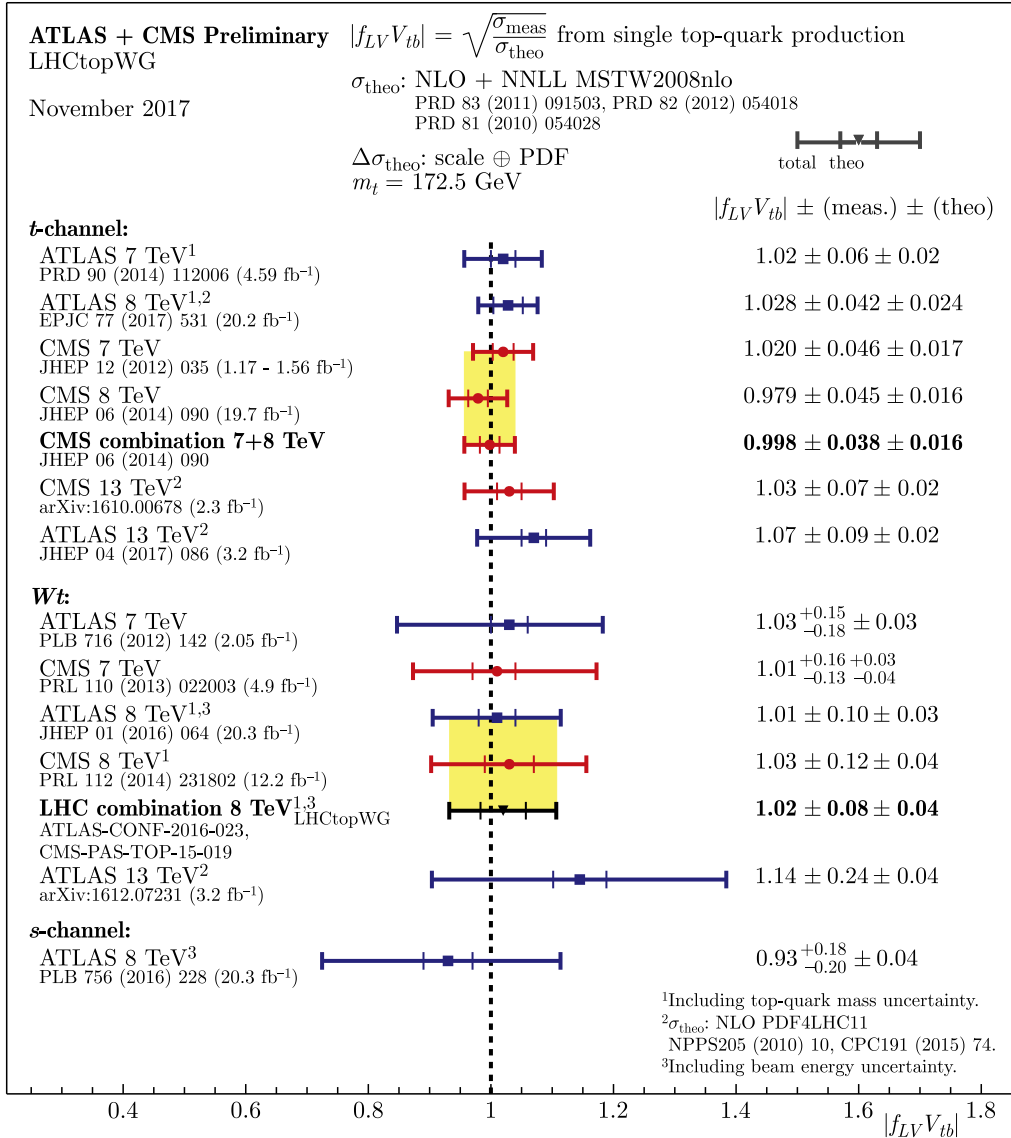


Рис. 16. Результаты измерения элемента V_{tb} матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы в различных каналах и при различных энергиях. Дополнительный множитель $|f_{LV}|$ обозначает возможное отклонение от СМ в левых векторных заряженных токах

в поперечной плоскости топ- или антитоп-кварка. Данная величина хорошо демонстрирует точность вычислений радиационных поправок, связанных с исследованием дополнительных жестких адронных струй.

Сечение электрослабого рождения топ-кварка прямо пропорционально квадрату элемента V_{tb} матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и может быть получено в эксперименте как отношение измеряемого сечения и сечения, вычисляемого в рамках СМ. На рис. 16 представлены результаты измерений параметра V_{tb} в различных процессах одиночного рождения топ-кварка [31]. В рамках СМ этот параметр не может быть больше единицы и, в пределах погрешностей измерения, согласуется с теоретическими предсказаниями.

Взаимодействие топ-кварка с W -бозоном и b -кварком (tWb) в рамках СМ является сильно поляризованным и скоррелировано со спиновыми состояниями участвующих частиц. Измерить поляризацию топ-кварка возможно, измеряя спиральные состояния W -бозона в основном канале распада исходной частицы, либо напрямую, в процессах электрослабого рождения топ-кварка, где данный кварк и рождается, и распадается через tWb -взаимодействие.

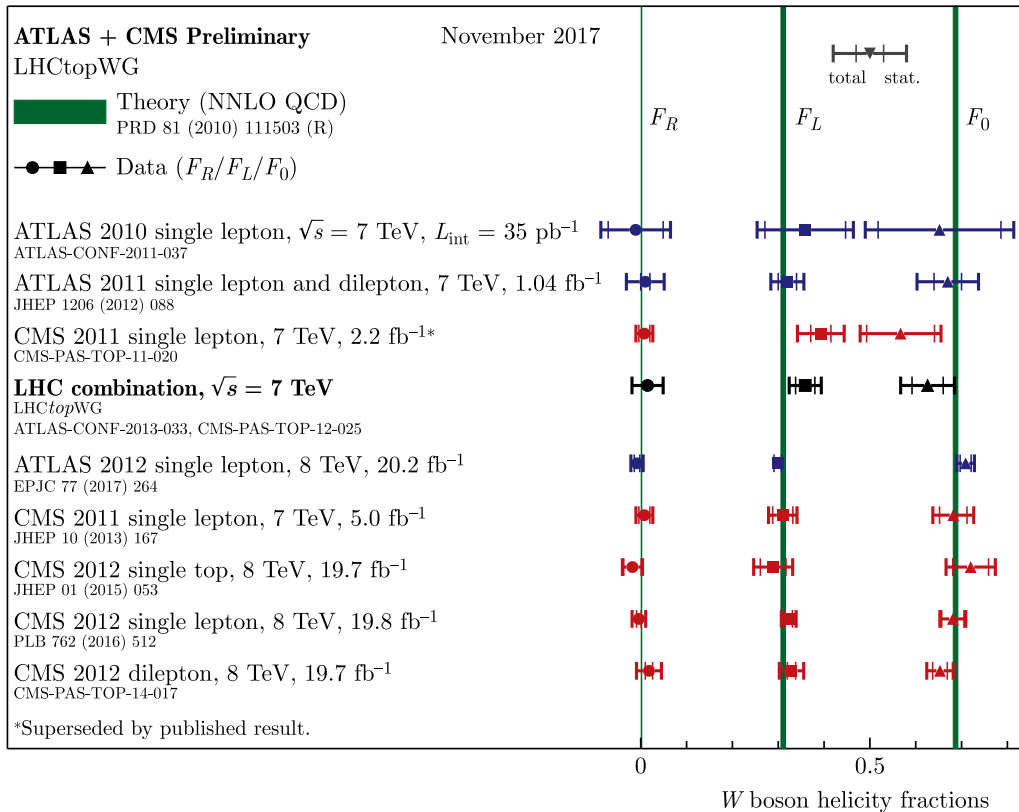


Рис. 17. Результаты измерения вероятностей трех возможных поляризационных состояний W -бозона в распаде топ-кварка, линиями показаны предсказанные СМ значения. Измерения проведены в процессах парного рождения топ-кварка

На рис. 17 приведены результаты измерения в процессах парного рождения топ-кварков вероятностей появления трех возможных поляризационных состояний W -бозона в распаде топ-кварка.

Кроме того, в эксперименте CMS измерялись поляризации топ-кварка [33] в процессах его электрослабого одиночного рождения. Исследовались распределения по косинусу угла между заряженным лептоном от распада топ-кварка и кварком легкого аромата. Характерное распределение по этой наблюдаемой отражает корреляции спиновых состояний в рождении топ-кварка и в его распаде, являющиеся следствием $V-A$ -структуры взаимодействий в рамках СМ. На рис. 18 показаны измеренное и предсказанное распределения событий рождения только топ-кварка, только антитоп-кварка и объединенное распределение топ- и антитоп-кварков.

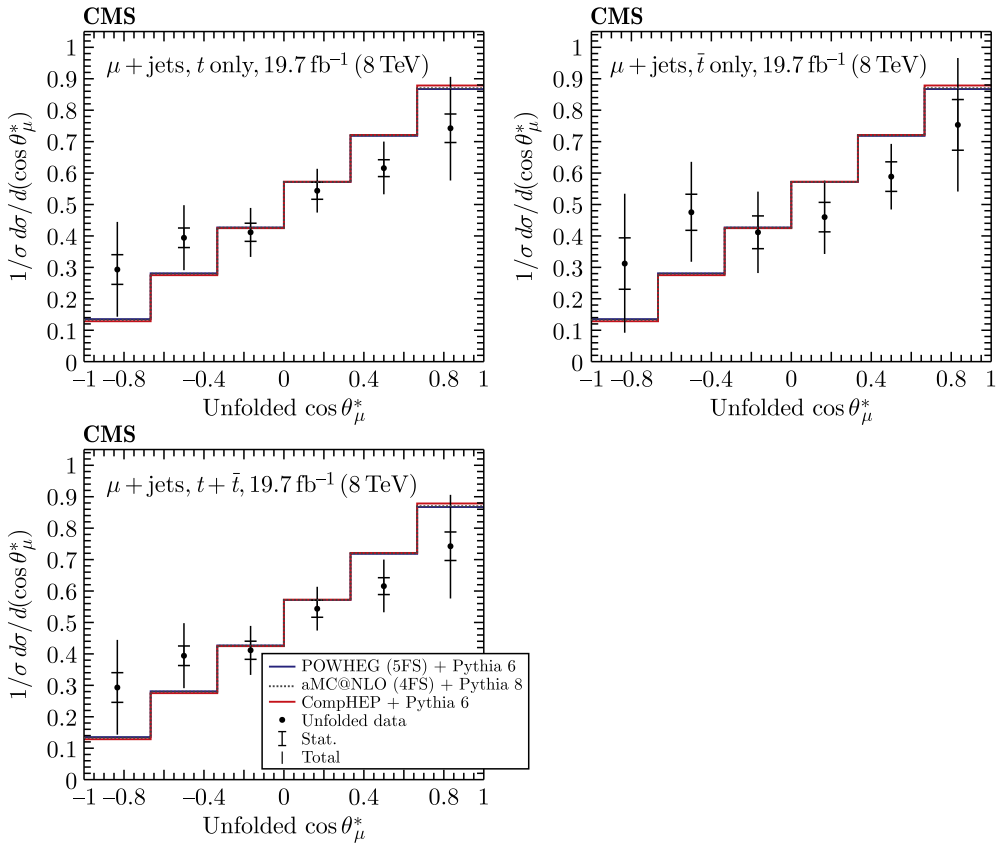


Рис. 18. Результаты измерения поляризации топ-кварка, проявляющейся в дифференциальном сечении t -канального одиночного рождения топ-кварка, показывающем зависимость распределения таких событий от косинуса угла между заряженным лептоном от распада топ-кварка и кварком легкого аромата; косинус посчитан в системе покоя топ-кварка. Показаны измеренное и предсказанное распределения событий рождения только топ-кварка (вверху слева), только антитоп-кварка (вверху справа) и объединенное распределение топ- и антитоп-кварков (внизу)

2.2. Измерения ширины распада топ-кварка. Прямое измерение ширины распада топ-кварка состоит в изучении распределения числа событий по $M(bW)$ — инвариантной массе продуктов его распада. По пику в этом распределении определяют массу топ-кварка, а по ширине распределения — полную ширину распада Γ_t . Однако такие фитирования распределения по $M(bW)$ не дают приемлемой точности (в лептонной моде распада W -бозона — из-за присутствия нерегистрируемого нейтрино; в адронном канале распада W -бозона распределение размывается комбинаторными факторами перестановки струй при реконструкции топ-кварков). В эксперименте ATLAS проведены измерения ширины распада топ-кварка путем фитирования инвариантной массы заряженного лептона и b -кварка в процессах парного рождения топ-кварка. Измеренное значение составило $\Gamma_t = 1,76 \pm 0,33(\text{стат.})^{+0,79}_{-0,68}(\text{сист.})$ ГэВ [34]. В эксперименте CMS проведено косвенное определение ширины распада топ-кварка по объединенным результатам измерения вероятностей распада топ-кварка в парном рождении и измерениям сечения электрослабого рождения топ-кварка. В этом случае измеренное значение составило $\Gamma_t = 1,36 \pm 0,02(\text{стат.})^{+0,14}_{-0,11}(\text{сист.})$ ГэВ [35].

С целью понимания ряда наблюдаемых явлений, связанных с нарушениями симметрий, проверяется равенство масс частиц и античастиц. В эксперименте CMS измерена $\Delta m_t = m_t - m_{\bar{t}} = -0,15 \pm 0,19(\text{стат.}) \pm 0,09(\text{сист.})$ [36], в рамках ошибок измерений массы топ-кварка и антикварка совпадают.

2.3. Поиск отклонений от предсказаний Стандартной модели в процессах рождения топ-кварка. В экспериментах рассматривается два сценария проявления возможных отклонений от предсказаний СМ. В первом случае отклонения могут проявляться во взаимодействии топ-кварка с другими частицами СМ. Во втором сценарии несоответствия СМ проявляются в рождении новой неизвестной частицы, распадающейся в топ-кварк или возникающей в процессе его распада.

2.4. Исследования взаимодействия $gt\bar{t}$. Возможные отклонения от СМ в $gt\bar{t}$ -взаимодействии могут проявляться в распределениях количества событий по энергетическим или угловым наблюдаемым. Ранние экспериментальные результаты на коллайдере тэватрон демонстрировали нарушение симметрии в количестве топ-кварков, вылетевших в переднюю полусферу детектора (направление пучка протонов), и антитоп-кварков, вылетевших в заднюю полусферу детектора (направление пучка антипротонов) [37, 38], и наоборот. Наблюдалось статистически значимое отклонение от предсказаний СМ в ряде распределений, отражающих зарядово-пространственную асимметрию. На LHC можно исследовать эффект асимметрии, но с меньшей точностью, чем на тэватроне. Эксперименты на коллайдере LHC не подтверждали такое отклонение. Длительные исследования в экспериментах на коллайдерах LHC и тэватрон, а также более точные теоретические вычисления привели к согласованию наблюдаемой асимметрии и предсказываемой в рамках СМ. На рис. 19 показаны измеренные и вычисленные в рамках СМ значения для асимметрии рождения топ- и антитоп-кварков в различных каналах распада,

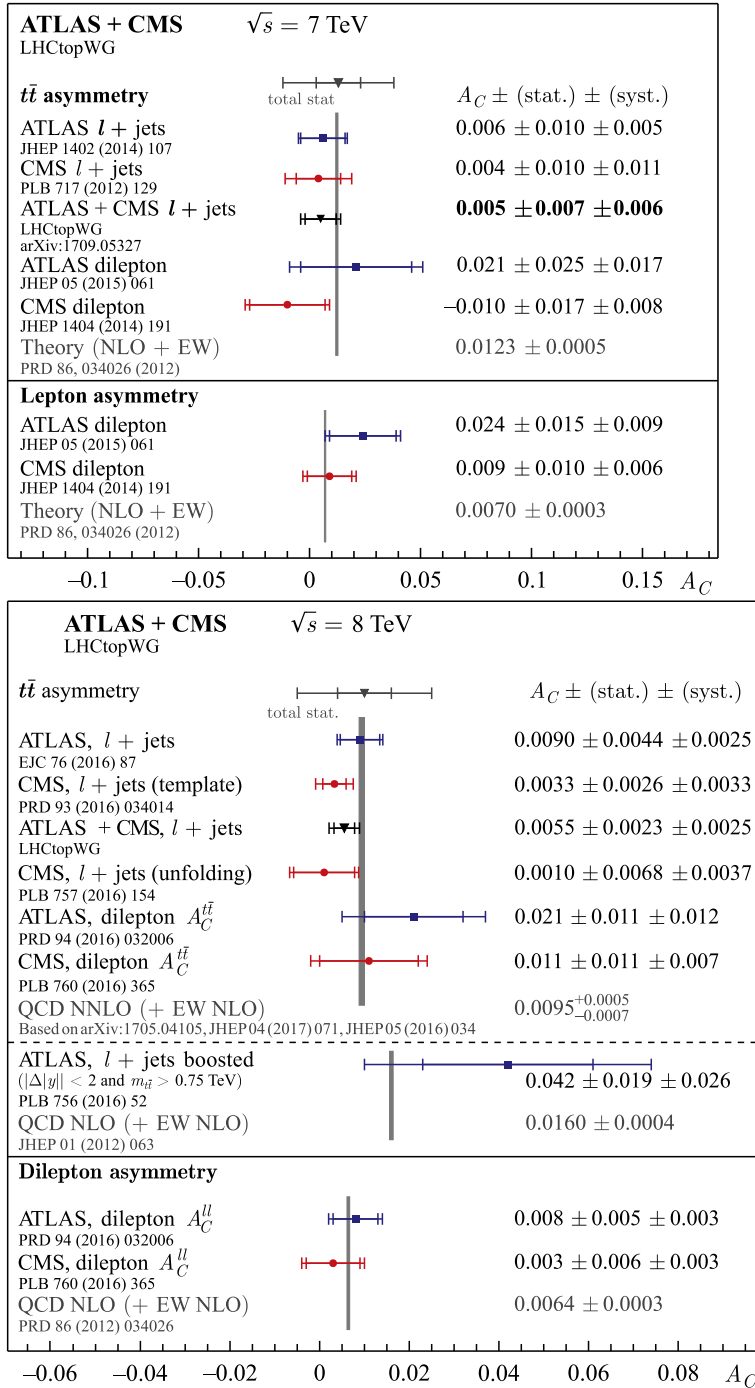


Рис. 19. Измеренные и предсказанные СМ значения асимметрии рождения топ- и антитоп-кварков в различных экспериментах и каналах рождения. Приведены значения, полученные для энергии столкновений 7 ТэВ (вверху) и 8 ТэВ (внизу)

полученные в экспериментах ATLAS и CMS при энергиях столкновений 7 и 8 ТэВ [31].

2.5. Исследования взаимодействия tWb . В эксперименте CMS был проведен прямой поиск отклонений от СМ во взаимодействии tWb [39], проявляющихся в различных сценариях присутствия вклада аномальных структур в этой вершине (см. выражение (9)). Экспериментальный анализ основан на моделировании всех кинематических свойств в зависимости от величин параметров, характеризующих возможные отклонения от СМ. Сложность правильного моделирования кинематических свойств связана с тем, что в исследуемых процессах одиночного рождения топ-кварка аномальные взаимодействия присутствуют как в рождении топ-кварка, так и в его распаде. С целью повышения эффективности экспериментального анализа были созданы байесовские нейронные сети, чувствительные к проявлению исследуемых отклонений (отметим решающий вклад физиков RDMS в развитие этих методов). На основании статистического анализа формы распределений экспериментальных данных и моделирования на выходе байесовских нейронных сетей получены верхние ограничения на возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии tWb (рис. 20).

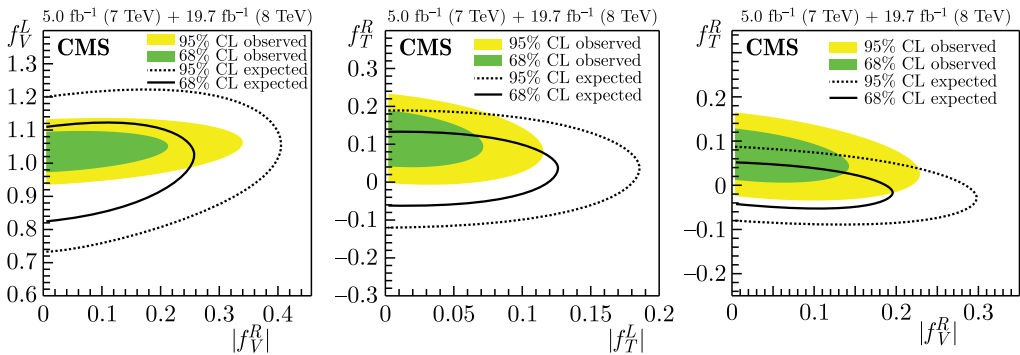


Рис. 20. Полученные в эксперименте CMS контуры верхних ограничений на параметры, характеризующие возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии tWb . Приведены ожидаемые (линии) и наблюдаемые (цветные области) ограничения на уровне статистической достоверности 68 и 95 %

Аналогичные исследования в эксперименте ATLAS [40] проводятся на основе анализа асимметрии в кинематической характеристике, отражающей корреляцию спиновых состояний в рождении и распаде топ-кварка. Асимметрия является следствием обмена левым заряженным током во взаимодействии tWb и чувствительна к возможным вкладам других токов. Параллельно прямому поиску проявления аномальных токов в tWb -взаимодействии, ограничения на вклад таких аномальных токов устанавливаются на основании измерения спиральных состояний W -бозона в распаде топ-кварка (измерения спиральных состояний показаны на рис. 17). На рис. 21 приведены контуры верхних ограничений, полученных в эксперименте ATLAS [41], на параметры, характеризующие возможные вклады левых тензорных ($g_L \equiv f_T^L$), правых

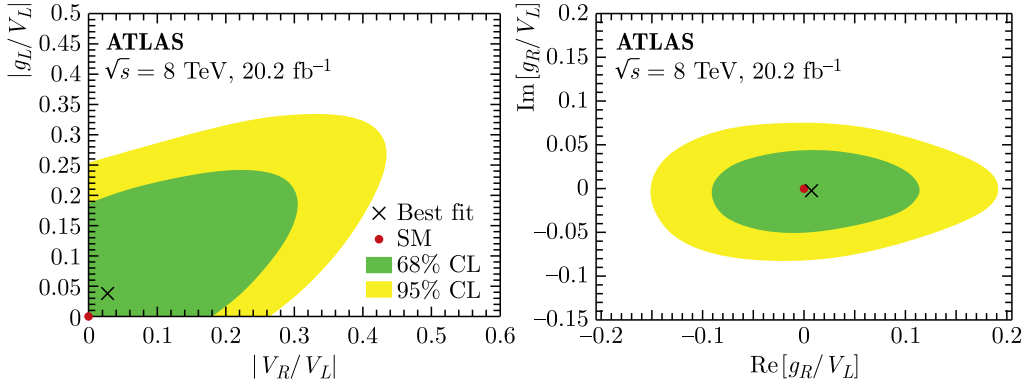


Рис. 21. Полученные в эксперименте ATLAS контуры верхних ограничений на параметры, характеризующие возможные отклонения от предсказаний СМ во взаимодействии tWb . Приведены ограничения на возможные вклады левых тензорных ($g_L \equiv f_T^L$), правых векторных ($V_R \equiv f_V^R$) и правых тензорных ($g_R \equiv f_T^R$) токов, нормированные на присутствующий в СМ вклад левых векторных токов ($V_L \equiv f_V^L$)

векторных ($V_R \equiv f_V^R$) и правых тензорных ($g_R \equiv f_T^R$) токов, нормированные на присутствующий в СМ вклад левых векторных токов ($V_L \equiv f_V^L$). Необходимо отметить, что исследования редких распадов B -мезонов позволяют найти косвенные ограничения на аномальные вклады в tWb -взаимодействие [42].

2.6. Исследования нейтральных токов, меняющих аромат кварков (FCNC). В силу различных механизмов процессы, связанные с нейтральными токами, меняющими аромат кварков, сильно подавлены в рамках СМ, но различные расширения СМ предсказывают заметное увеличение вероятности таких процессов. Проводится поиск экспериментального проявления FCNC во взаимодействиях топ-кварка, проходящих через обмен глюоном, Z -бозоном, фотоном или бозоном Хиггса. Исследуются различные процессы, включающие FCNC в рождении или распаде топ-кварка.

Например, типичные полученные ограничения на такие редкие процессы равны (на 95 %-м уровне достоверности):

$$\begin{aligned} \text{BR}(t \rightarrow uH) &\leq 4 \cdot 10^{-3}, & \text{BR}(t \rightarrow ug) &\leq 2 \cdot 10^{-5}, \\ \text{BR}(t \rightarrow u\gamma) &\leq 13 \cdot 10^{-5}, & \text{BR}(t \rightarrow uZ) &\leq 13 \cdot 10^{-5}. \end{aligned}$$

На рис. 22 приведены обобщенные результаты поиска FCNC в экспериментах CMS и ATLAS [31], представленные в виде ограничений на вероятности редких распадов топ-кварка, проходящих через FCNC-взаимодействия. Черной линией показаны предсказания СМ. Точки демонстрируют верхние ограничения на вероятности редких распадов, полученные в экспериментах CMS и ATLAS. Штрихованные области отображают предсказания различных теорий вне рамок СМ.

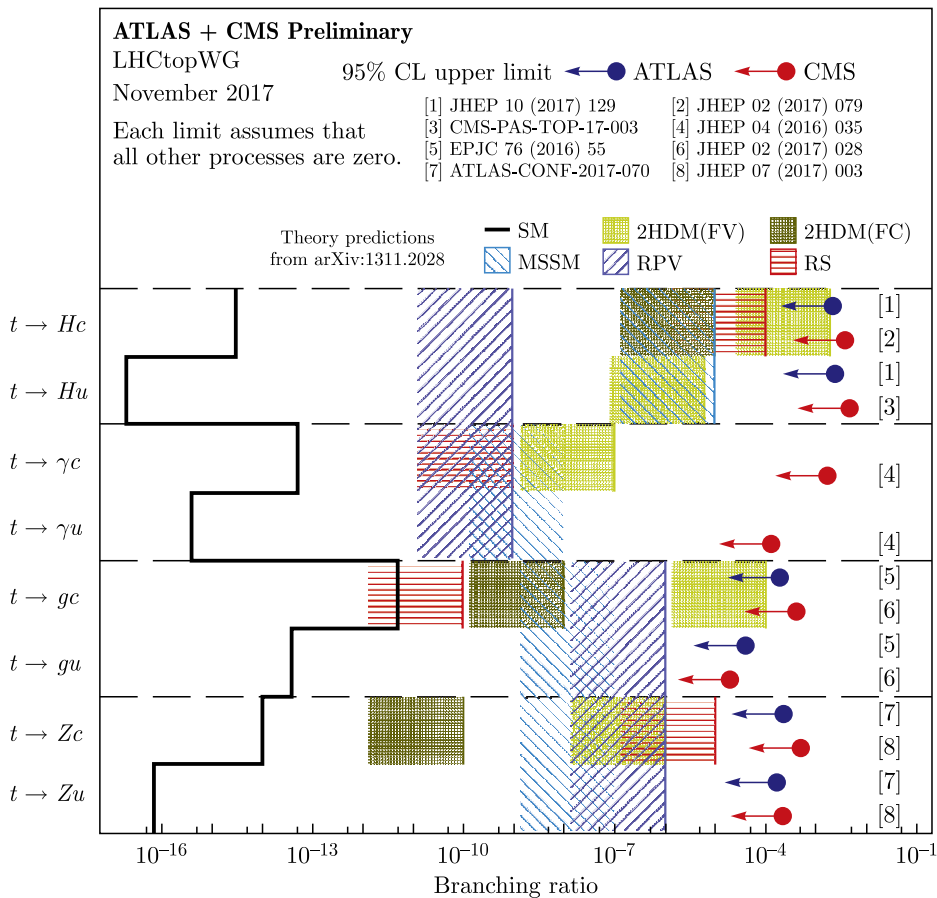


Рис. 22. Обобщенные результаты поиска FCNC в экспериментах CMS и ATLAS, представленные в виде ограничений на вероятности редких распадов топ-кварка, проходящих через FCNC-взаимодействия. Черной линией показаны предсказания СМ. Точки демонстрируют верхние ограничения на вероятности редких распадов, полученные в экспериментах CMS и ATLAS. Штрихованные области отображают предсказания различных теорий вне рамок СМ

2.7. Поиск новых тяжелых частиц, распадающихся с образованием топ-кварка. Различные новые теории предсказывают существование дополнительных, незарегистрированных тяжелых частиц, фермионов и бозонов. В большинстве моделей предпочтительным распадом таких новых частиц является канал с образованием фермионов третьего поколения [43, 44]. Например, некоторые теории предсказывают существование дополнительного заряженного векторного бозона, обозначаемого W' . Теоретические модели не предсказывают массу W' и силу его связей с частицами СМ, характеризуемую соответствующими параметрами, называемыми константами связи. W' может распадаться на калибровочные бозоны, лептоны и кварки. В последнем случае приоритетным каналом является распад на топ-кварк и b -кварк: $W' \rightarrow t, \bar{b}$. В эксперименте CMS получены наиболее жесткие огра-

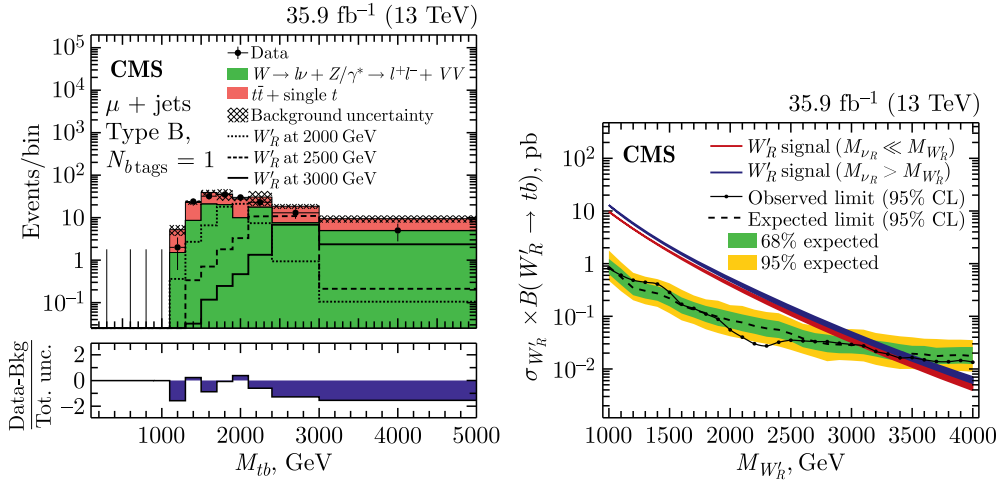


Рис. 23. Слева: измеренные в эксперименте CMS распределения событий по инвариантной массе топ-кварка и b -кварка. Цветная область — предсказания СМ, линии — возможный вклад W' в различных сценариях. Справа: полученные контуры верхних ограничений на массу W' и сечение процессов его рождения и распада

ничения на проявление такого процесса [45]. Исследовалось распределение по инвариантной массе W' , реконструируемой по его продуктам распада. На рис. 23, слева представлено одно из таких распределений. Цветной областью показано ожидаемое количество событий, предсказываемое СМ, штрихованная область соответствует неопределенности предсказаний. Точками обозначено измеренное количество событий в конкретном диапазоне значений реконструированной массы продуктов распада. Линиями показаны распределения количества событий в нескольких сценариях рождения W' с массой 2, 2,5 и 3 ТэВ и фиксированным значением константы связи. Статистический анализ распределений, учитывающий вариации массы W' и констант связи, позволяет получить контуры верхних ограничений на возможную массу и сечение процессов его рождения и распада, контур приведен на рис. 23, справа. Сечение напрямую связано с величиной констант связи, и на основании ограничения на сечение можно получить ограничения на соответствующие константы связи в теоретической модели.

Необходимо отметить, что в моделях с правой поляризацией W'_R следует учитывать два возможных сценария. В случае если масса нейтрино с правой поляризацией ν_R больше массы W'_R , то лептонный распад W'_R невозможен. Разница в ограничениях для разных масс ν_R показана на рис. 23, справа. Для моделей с левой поляризацией W'_L необходимо учитывать отрицательную интерференцию W'_L с W -бозоном СМ. Кроме дополнительного векторного заряженного бозона W' , распадающегося в топ-кварк, возможно рождение нейтрального векторного бозона Z' , предсказываемого суперсимметричными теориями заряженного скалярного бозона H^+ , рождение вектороподобных и возбужденных кварков. В современных экспериментах проводится комплексный поиск проявления возможных отклонений от предсказаний СМ.

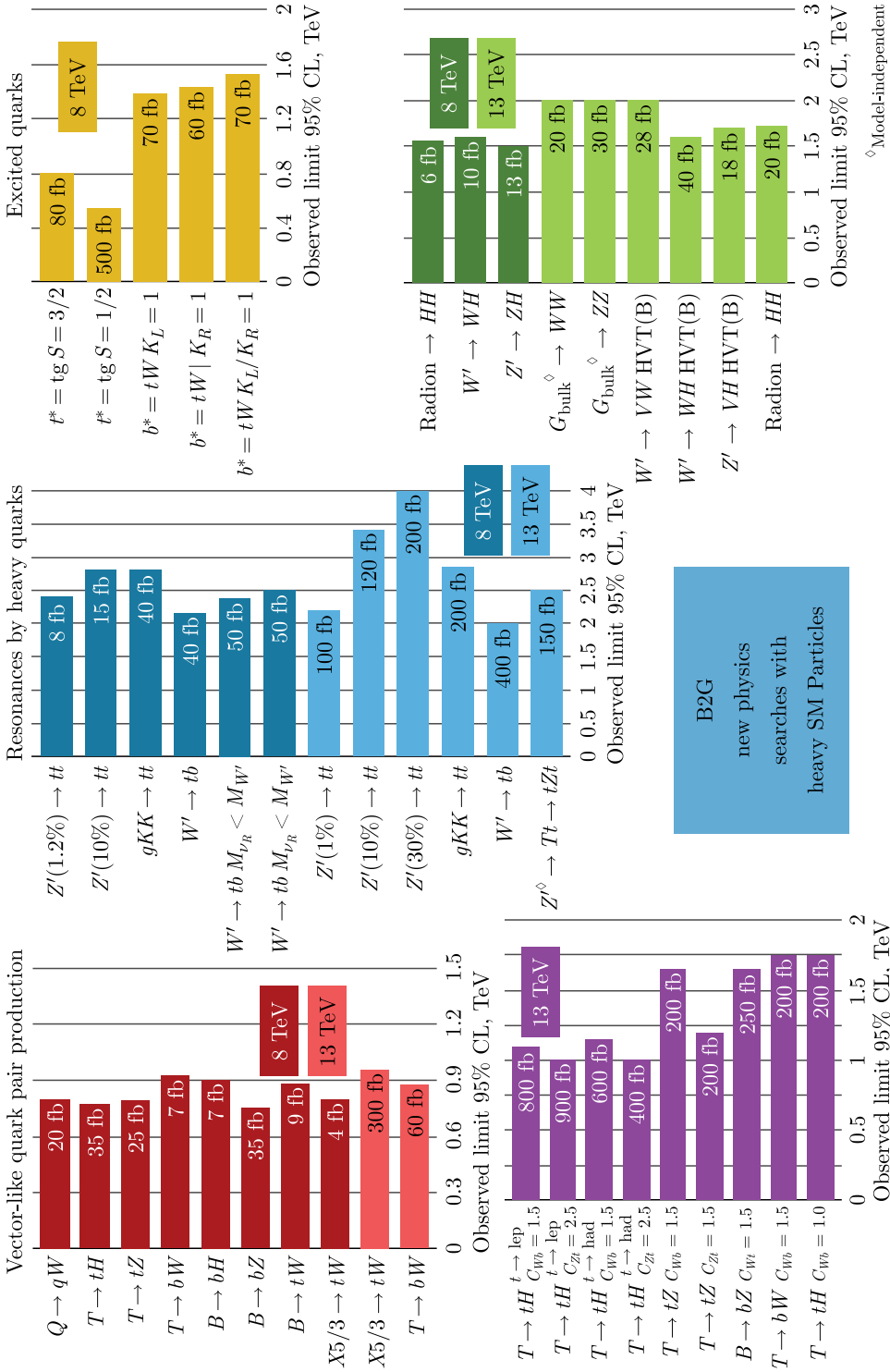


Рис. 24. Полученные в эксперименте CMS ограничения на минимальные массы различных новых тяжелых частиц и максимальные значения сечений процессов их рождения

На рис. 24 приведены некоторые из полученных ограничений в эксперименте CMS, показанные в форме ограничений на минимальные массы соответствующих тяжелых частиц, и максимальные значения сечений процессов рождения таких частиц.

3. Физика топ-кварков на будущих ускорителях

К настоящему времени топ-кварк наблюдался в экспериментах на ускорителях тэватрон и LHC в протон-антипротонных и протон-протонных соударениях соответственно. Ближайшим планируемым экспериментом, перспективным для изучения топ-кварка, является эксперимент HL-LHC после модернизации ускорителя LHC с целью увеличения светимости (high luminosity — HL) [21]. Проектная годовая интегральная светимость HL-LHC для установок CMS и ATLAS составляет

$$\mathcal{L}_{\text{tot}} = 300 \text{ фб}^{-1}$$

при энергии 14 ТэВ, что означает примерно 3 миллиарда событий парного и 1 миллиард событий одиночного образования топ-кварков в течение полного проектного срока работы ускорителя в десять лет. Для сравнения, в течение 2017 г. на установке CMS была получена интегральная светимость 45 фб^{-1} .

Такое увеличение статистики позволит уменьшить существующую относительную погрешность до 1,7% в определении массы топ-кварка — фундаментального параметра СМ, влияющего на предсказания КХД. Чувствительными к новой физике и измеримыми на HL-LHC параметрами являются константы связи топ-кварка, к примеру, с глюоном, γ и Z -бозоном [22–24]. До сих пор оценки векторных и аксиальных констант связи ttZ получались путем косвенных ограничений из данных LEP, первые результаты по прямому измерению связывают с работой LHC в течение периода Run II. При светимости $3 \text{ аб}^{-1} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ точность измерений может составить $\pm 0,08$, а ожидаемая точность измерений векторных и аксиальных констант связи $tt\gamma$ составляет примерно 3%.

Существующие NLO расчеты в рамках КХД указывают на наличие асимметрии в распределении по быстроте для парно рожденных топ- и анти-топ-кварков [25, 26]. Измерения данной асимметрии в экспериментах на тэватроне показали заметные расхождения с предсказаниями СМ, что может указывать на проявление новой физики. Эксперименты на LHC являются менее чувствительными к данному эффекту. Это вызвано тем, что основным источником асимметрии является реакция

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t},$$

и если на тэватроне кварк аннигилирует с антикварком из протонов, то на LHC кварк должен провзаимодействовать с морским антикварком, что, с одной стороны, менее вероятно, а с другой — сказывается на кинематике конечного состояния. Проведенные на текущий момент измерения на LHC не выявили отклонений от предсказаний СМ в пределах экспериментальной точности. Дальнейшее увеличение точности измерений данного эффекта и возможность поиска других асимметрий (в образовании топ-кварков) связывают с измерениями на HL-LHC.

Реакции с рождением четырех топ-кварков ($t\bar{t}t\bar{t}$) представляют особый интерес с точки зрения возможности прямого измерения юкавской константы связи y_t [27]. Также в ряде существующих расширений СМ предсказывается увеличение сечения $t\bar{t}t\bar{t}$ в сравнении с таковым в СМ.

Впервые реакция с рождением $t\bar{t}t\bar{t}$ была выделена по результатам работы ЛНС в 2016 г. со значимостью $1,6\sigma$ [28]. Текущая точность в измерении сечения составляет около 80 % ($\sigma(t\bar{t}t\bar{t}) = 16,9^{+13,8}_{-11,9}$ фб), что значительно уступает современным теоретическим вычислениям. Увеличение значимости наблюдения и точности измерения сечения $t\bar{t}t\bar{t}$ будет возможно в экспериментах на HL-LHC.

Помимо измерения СМ параметров топ-кварка физическая программа HL-LHC включает в себя поиск нейтральных токов со сменой аромата, до сих пор не обнаруженных в предшествующих коллайдерных экспериментах. Лучшие ограничения на $\text{BR}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,182\%$ и $\text{BR}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,016\%$ были получены в эксперименте CMS на основе анализа событий с рождением одиночного топ-кварка и фотона. Согласно прогнозам на основе Монте-Карло моделирования работы детектора с учетом значительного увеличения числа сопутствующих вершин величина новых ограничений по результатам работы HL-LHC сможет составить $\text{BR}(t \rightarrow c + \gamma) < 0,020\%$ и $\text{BR}(t \rightarrow u + \gamma) < 0,0027\%$. Аналогичные исследования показывают, что чувствительность в экспериментах на HL-LHC для канала $t \rightarrow Zq$ может увеличиться по сравнению с текущими измерениями примерно в шесть раз, а для $t \rightarrow Hq$ — в двадцать раз. Стоит отметить, что с учетом значительного увеличения набираемой статистики доминирующими становятся систематические погрешности, в частности, связанные с погрешностями моделирования. Физическая программа HL-LHC должна начаться в 2026 г., и ожидается, что к моменту начала работы проекта точность моделирования известных СМ процессов будет улучшена.

Другим экспериментом, следующим за HL-LHC, будет эксперимент на находящемся в стадии разработки ускорителе FCC, ближайшей датой запуска которого может стать 2043 г. [29]. Основной целью данного проекта является создание протон-протонного коллайдера с энергией соударения в системе центра масс 100 ТэВ. Также рассматривается вариант создания электрон-электронного ускорителя как промежуточной стадии в разработке FCC. Предсказания, касающиеся возможности использования FCC для измерений параметров топ-кварка, если мы сформулируем их сейчас, скорее всего подвергнутся пересмотру за более чем двадцать лет, отделяющих нас от начала работы коллайдера, вследствие неизбежного улучшения точности теоретических вычислений, но определенно можно сказать, что запуск подобного ускорителя откроет новые возможности для исследований в физике топ-кварка и всей физике высоких энергий.

Заключение

Топ-кварк существенно отличается от других кварков, и потому он играет уникальную роль в физике частиц. Топ-кварк является не только самым массивным кварком, но и вообще самой массивной частицей в Стандартной

модели. Большая масса топ-кварка приводит к тому, что время его жизни значительно меньше времени, необходимого для рождения кварк-антикварковых состояний из вакуума и образования адронов. Поэтому, с одной стороны, в природе не наблюдается адронов, содержащих топ-кварк, а с другой — существует уникальная возможность изучать *фундаментальные* свойства топ-кварка, не замаскированные эффектами адронизации. Исключительно высокая теоретическая точность в предсказании характеристик различных процессов с участием топ-кварка и большие сечения рождения делают его уникальной лабораторией по проверке СМ, а также по поиску эффектов за рамками СМ. В экспериментах на ЛНС в первом и втором сеансах работы с достаточно высокой точностью уже измерены масса топ-кварка, сечения парного и одиночного рождения, параметр смешивания V_{tb} , различные распределения и спиновые корреляции, сечения процессов с доминирующим вкладом виртуальных топ-кварков, как рождение бозона Хиггса в глюон-глюонном слиянии, константы взаимодействия Юкавы с бозоном Хиггса и др. Установлены ограничения на аномальные параметры взаимодействий топ-кварка с калибровочными бозонами, на массы различных резонансов, распадающихся на состояния, содержащие топ-кварк, на параметры теоретически возможных взаимодействий с нарушением аромата.

Топ-кварк является ключевым элементом практически во всех расширениях СМ. Мы ожидаем, что изучение топ-кварка продолжит быть тем порталом, который ведет к новым открытиям, и позволит нам сделать новый шаг в понимании устройства глубин материи. Это будет означать и качественно новый уровень в понимании устройства Вселенной, поскольку в первое мгновение после рождения во Вселенной происходили различные процессы, в частности, процессы с участием топ-кварка.

Список литературы

1. Patrignani C. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 100001; 2017 update.
2. Cabibbo N. Unitary Symmetry and Leptonic Decays // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 531.
3. Kobayashi M., Maskawa T. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
4. Bigi I.I.Y., Dokshitzer Y.L., Khoze V.A., Kuhn J.H., Zerwas P.M. // Phys. Lett. B. 1986. V. 181. P. 157; doi:10.1016/0370-2693(86)91275-X.
5. Jezabek M., Kuhn J.H. // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. R1910; Erratum: Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 4970; doi:10.1103/PhysRevD.49.4970, 10.1103/PhysRevD.48.R1910; hep-ph/9302295.
6. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev. D. 1970. V. 2. P. 1285.
7. Eilam G., Hewett J.L., Soni A. // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 1473; Erratum: Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 039901.
8. Yang J.M., Young B.L., Zhang X. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 055001; hep-ph/9705341.
9. Lu G., Yin F., Wang X., Wan L. // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 015002; hep-ph/0303122.

10. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // JHEP. 2016. V. 1604. P. 035; arXiv:1511.03951 [hep-ex].
11. *Czakon M., Fiedler P., Mitov A.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 252004; doi:10.1103/PhysRevLett.110.252004; arXiv:1303.6254 [hep-ph].
12. *Czakon M., Heymes D., Mitov A., Pagani D., Tsinikos I., Zaro M.* // JHEP. 2017. V. 1710. P. 186; doi:10.1007/JHEP10(2017)186; arXiv:1705.04105 [hep-ph].
13. *Brucherseifer M., Caola F., Melnikov K.* // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 58; doi:10.1016/j.physletb.2014.06.075; arXiv:1404.7116 [hep-ph].
14. *Gao J., Li C.S., Zhu H.X.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 4. P. 042001; doi:10.1103/PhysRevLett.110.042001; arXiv:1210.2808 [hep-ph].
15. *Buchmuller W., Wyler D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 621; doi:10.1016/0550-3213(86)90262-2.
16. *Kane G.L., Ladinsky G.A., Yuan C.P.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 124; doi:10.1103/PhysRevD.45.124.
17. *Beneke M. et al.* Top Quark Physics // Standard Model Physics (and More) at the LHC. Geneva, 1999. P. 419–529; arXiv:hep-ph/0003033.
18. *Aguilar-Saavedra J.A.* A Minimal Set of Top Anomalous Couplings // Nucl. Phys. B. 2009. V. 812. P. 181; doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012; arXiv:0811.3842 [hep-ph].
19. *Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // JHEP. 2010. V. 1010. P. 085; doi:10.1007/JHEP10(2010)085; arXiv:1008.4884 [hep-ph].
20. *Boos E.E., Brandt O., Denisov D., Denisov S.P., Grannis P.* The Top Quark (20 Years after the Discovery) // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 1133–1158.
21. CERN-LHCC-2017-009. CMS-TDR-014. Geneve, 2017.
22. *Aguilar-Saavedra J.A., Fuks B., Mangano M.L.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 094021; doi:10.1103/PhysRevD.91.094021; arXiv:1412.6654 [hep-ph].
23. *Baur U., Juste A., Orr L.H., Rainwater D.* // Phys. Rev. D. 2005 V. 71. P. 054013. doi:10.1103/PhysRevD.71.054013; hep-ph/0412021.
24. *Röntsch R., Schulze M.* // JHEP. 2015. V. 1508. P. 044; doi:10.1007/JHEP08(2015)044; arXiv:1501.05939 [hep-ph].
25. *Bernreuther W., Si Z.G.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 034026; doi:10.1103/PhysRevD.86.034026; arXiv:1205.6580 [hep-ph].
26. *Maltoni F., Mangano M.L., Tsinikos I., Zaro M.* // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 252; doi:10.1016/j.physletb.2014.07.033; arXiv:1406.3262 [hep-ph].
27. *Cao Q.H., Chen S.L., Liu Y.* // Phys. Rev. D. 2017. V. 95, No. 5. P. 053004; doi:10.1103/PhysRevD.95.053004; arXiv:1602.01934 [hep-ph].
28. *Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.)*. arXiv:1710.10614 [hep-ex].
29. CERN-ACC-SLIDES-2016-0017. Geneve, 2016.
30. *Kawabata S., Yokoya H.* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77, No. 5. P. 323; doi:10.1140/epjc/s10052-017-4884-8; arXiv:1607.00990 [hep-ph].
31. LHC Top Working Group. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSummaryPlots>.
32. CMS Summary Plots. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryFigures>.

33. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // JHEP. 2016. V.1604. P.073; doi:10.1007/JHEP04(2016)073; arXiv:1511.02138 [hep-ex].
34. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2018. V.78, No.2. P.129; doi:10.1140/epjc/s10052-018-5595-5; arXiv:1709.04207 [hep-ex].
35. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2014. V.736. P.33; doi:10.1016/j.physletb.2014.06.076; arXiv:1404.2292 [hep-ex].
36. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2017. V.770. P.50; doi:10.1016/j.physletb.2017.04.028; arXiv:1610.09551 [hep-ex].
37. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. D. 2011. V.83. P.112003; doi:10.1103/PhysRevD.83.112003; arXiv:1101.0034 [hep-ex].
38. *Aaltonen T.A. et al. (CDF and D0 Collab.)*. Combined Forward-Backward Asymmetry Measurements in Top-Antitop Quark Production at the Tevatron // Phys. Rev. Lett. 2018. V.120, No.4. P.042001; doi:10.1103/PhysRevLett.120.042001; arXiv:1709.04894 [hep-ex].
39. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // JHEP. 2017. V.1702. P.028; doi:10.1007/JHEP02(2017)028; arXiv:1610.03545 [hep-ex].
40. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.)* // JHEP. 2017. V.1704. P.124; doi:10.1007/JHEP04(2017)124; arXiv:1702.08309 [hep-ex].
41. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.)* // JHEP. 2017. V.1712. P.017; doi:10.1007/JHEP12(2017)017; arXiv:1707.05393 [hep-ex].
42. *Grzadkowski B., Misiak M.* // Phys. Rev. D. 2008. V.78. P.077501; Erratum: Phys. Rev. D. 2011. V.84. P.059903; doi:10.1103/PhysRevD.84.059903, 10.1103/PhysRevD.78.077501; arXiv:0802.1413 [hep-ph].
43. *Muller D.J., Nandi S.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. A. 1997. V.52. P.192; doi:10.1016/S0920-5632(96)00560-9; hep-ph/9607328.
44. *Malkawi E., Tait T.M.P., Yuan C.P.* // Phys. Lett. B. 1996. V.385. P.304; doi:10.1016/0370-2693(96)00859-3; hep-ph/9603349.
45. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2017. V.770. P.278; doi:10.1016/j.physletb.2017.04.043; arXiv:1612.09274 [hep-ex].

ФИЗИКА С ТЯЖЕЛЫМИ ДИМЮОНАМИ

А. В. Зарубин, А. В. Ланёв, М. В. Савина, С. В. Шматов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается обзор программы исследований в эксперименте CMS по физике с тяжелыми димюонами. Обсуждаются результаты тестов Стандартной модели взаимодействий и поиска новой физики за ее пределами.

Введение

Систематическое изучение процессов с мюонами высоких энергий (мюонами больших p_T) в конечном состоянии в эксперименте CMS было инициировано физиками Объединенного института ядерных исследований (Дубна) в 2002 г. Отправной точкой этих исследований послужили многочисленные предсказания новых явлений и новых частиц в сценариях с большими дополнительными пространственными измерениями, в расширенных калибровочных моделях и т.п., которые могут проявлять себя в эксперименте как резонансные или нерезонансные отклонения от предсказаний Стандартной модели (СМ) в лептонных и, в частности, в мюонных модах. Подобные экспериментальные сигналы вызывают особый интерес, так как являются очень чистыми каналами с точки зрения фоновых условий, описываемых Стандартной моделью с большой точностью. Предложенный подход для проведения исследований физических процессов с мюонами больших p_T в конечном состоянии охватывает весь спектр возможных проблем, возникающих при решении подобных задач — от теоретических вычислений до комплексного анализа экспериментальных данных. Для планирования эпохальных открытий в физике элементарных частиц необходимо четкое понимание теоретических мотиваций исследований, детальное знание определяемых СМ фоновых условий и тщательное проведение экспериментальных измерений с минимально возможными систематическими неопределенностями.

Более узко данная проблематика была сформулирована как исследование закономерностей парного рождения мюонов противоположного знака заряда с большими инвариантными массами (тяжелых димюонов) для проверки предсказаний СМ в новой области энергий и поиска сигналов новой физики по возможным отклонениям от ее предсказаний. Это направление физической программы эксперимента CMS стало одним из приоритетных для специалистов RDMS (Russia and Dubna Member States — коллаборация институтов России и ОИЯИ в CMS) из Дубны, Минска, Гомеля, Еревана.

Впервые процессы рождения пар мюонов с большими инвариантными массами в столкновениях адронов наблюдались в конце 1960-х гг. в экспериментах на синхротроне AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) [2], нацеленных на поиск переносчиков слабого взаимодействия. При энергии пучка протонов от 22 до 29,5 ГэВ/с в реакции $p + U \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ впервые наблюдались пары мюонов в массовом диапазоне $1 \leq m \leq 6,7$ ГэВ/с². В предыдущих исследованиях диапазон переданного 4-импульса был ограничен значением $\lesssim 1$ ГэВ/с². В исследованной области масс было измерено сечение обнаруженного процесса, которое с увеличением массы спадало почти на 9 порядков.

Теоретическое описание этого процесса было дано независимо Сидни Дреллом и Танг-Моу Яном [3] и В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном, А. Н. Тавхелидзе [4]. Согласно их предположению, пара противоположно заряженных лептонов образовывалась при распаде виртуального фотона γ^* , который возникал в электромагнитном взаимодействии в результате аннигиляции кварк-антикварковой пары. Впоследствии этот механизм, получивший широкую известность как механизм Дрелла–Яна (DY), был детально изучен в различных экспериментах. Исторически процесс Дрелла–Яна является хорошим пробником структуры протона (измерение структурных функций) и очень важен для понимания закономерностей квантовой хромодинамики (КХД). Этот процесс во многом сыграл ключевую роль при определении концепции экспериментов в ЦЕРН, приведших к открытию W - и Z -бозонов, а также являлся важным фоновым процессом при открытии новых резонансов J/ψ и Υ , свидетельствующих о существовании новых ароматов кварков [5].

В настоящее время под механизмом Дрелла–Яна понимают общий процесс образования пар лептонов в результате аннигиляции кварк-антикварковой пары с обменом виртуальным фотоном или Z -бозоном $q\bar{q} \rightarrow l^+ l^-$, что соответствует полной структуре виртуальных обменов нейтральными калибровочными бозонами в электрослабом взаимодействии (ЭС) (рис. 1). Этот процесс имеет исключительную важность для физики адронных коллайдеров, поскольку измерение его характеристик представляет собой критический тест СМ в новой области энергий. Предыдущие эксперименты позволили провести

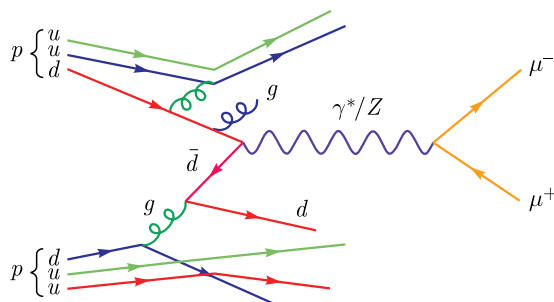


Рис. 1. Рождение пары мюонов посредством обмена γ^*/Z в процессе взаимодействия двух протонов

изучение этого процесса в области переданных 4-импульсов Q до значений порядка несколько сотен ГэВ/с [6]. Современные данные экспериментов на Большом адронном коллайдере, ATLAS и CMS, позволяют существенно расширить эту область до нескольких ТэВ/с, т.е. впервые выйти за границу ТэВ-ного масштаба взаимодействий.

Кроме задач, связанных с проверкой предсказаний СМ, процесс Дрелла–Яна уже несколько десятков лет используется в качестве важнейшего инструмента при поиске сигналов новой физики. Существует достаточное количество возможных физических сценариев новых взаимодействий за рамками СМ, дающих сигналы с парой тяжелых мюонов в конечном состоянии. Наиболее известными среди них являются расширенные калибровочные модели и модели низкоэнергетической многомерной гравитации. В свою очередь, модели низкоэнергетической многомерной гравитации предсказывают разные классы возможных сигналов, резонансного и нерезонансного типов. Эти сигналы связаны с рождением калуца-клейновских (КК) мод гравитонов и, возможно, других частиц в плоском многомерном пространстве (ADD-тип и его расширения) и в пространстве с кривизной вида AdS_5 (RS-тип и его расширения). Массивные КК-моды гравитонов предлагается наблюдать в процессах виртуального обмена, по их вкладам в процесс Дрелла–Яна.

Рождение пары мюонов высоких энергий с противоположными зарядами является наиболее чистым наблюдаемым каналом с точки зрения фоновых условий, и, кроме того, установка CMS специально оптимизирована для измерения мюонов. Детектирующая аппаратура CMS позволяет регистрировать мюоны, обладающие энергией порядка ТэВ, с точностью до нескольких процентов и эффективностью, близкой к 100 %.

1. Проблемы регистрации мюонов высоких энергий

Для реализации программы исследований эксперимента CMS [1] необходимо было выполнить большой объем научно-методических работ, включающих создание, настройку и изучение характеристик алгоритмов (и соответствующего программного обеспечения) для отбора, реконструкции событий и последующего физического анализа. Физические процессы, исследуемые в настоящей работе, характеризуются присутствием в конечном состоянии пар мюонов с энергией до нескольких ТэВ. Ранее в ускорительных экспериментах подобные сигналы не наблюдались*, поэтому для осуществления предлагаемой программы исследований потребовалась разработка новых критериев оценки качества треков и модификация на их основе алгоритмов отбора и офлайн-реконструкции мюонов и мюонных пар.

Проблема заключалась в том, что реконструкция мюонов высоких энергий (несколько сотен ГэВ и выше) осложнена рядом факторов. Во-первых, точность реконструкции мюонов больших p_T ограничена малостью кривизны трека (такие мюоны слабо отклоняются магнитным полем экспериментальной установки), так что для обеспечения приемлемого импульсного разрешения

* Максимальное значение инвариантной массы пары мюонов, зарегистрированной в эксперименте CDF на тэватроне до запуска LHC, не превышало 800 ГэВ/ c^2 [7].

требуется все большая точность измерений координат треков. Последняя же, в свою очередь, конструктивно ограничена пространственной точностью камер мюонной системы и точностью взаимного пространственного позиционирования всех частей мюонной и трекерной систем, т. е. влиянием эффекта пространственной разбалансировки детекторных систем (*misalignment*).

С другой стороны, на точность реконструкции сильное влияние оказывают потери энергии мюонами при их взаимодействии с детекторами, в основном, в железном возвратном яре (рис. 2). Напомним здесь известный факт, что до эпохи LHC и до соответствующих энергий вторичных частиц, недостижимых ранее, мюон, пролетающий через экспериментальную установку, стандартно считался частицей, слабо взаимодействующей с веществом детектирующих систем (в отличие, скажем, от электрона). Однако для мюонов ТэВ-ных энергий эта ситуация существенно меняется. Средние потери мюона в веществе за счет радиационных процессов (тормозного излучения и рождения e^+e^- -пар) линейно растут с энергией мюона, в то время как потери на ионизацию мало зависят от энергии. Для мюона в железе радиационные процессы становятся более важными при «критической энергии» в несколько сотен ГэВ, поэтому радиационные эффекты доминируют в процессах потери энергии мюонов больших p_T . Эти процессы характеризуются малыми сечениями, жесткими спектрами и генерацией в веществе детекторов электромагнитных и (в случае фотоядерных взаимодействий) адронных ливней [8], которые «загрязняют»

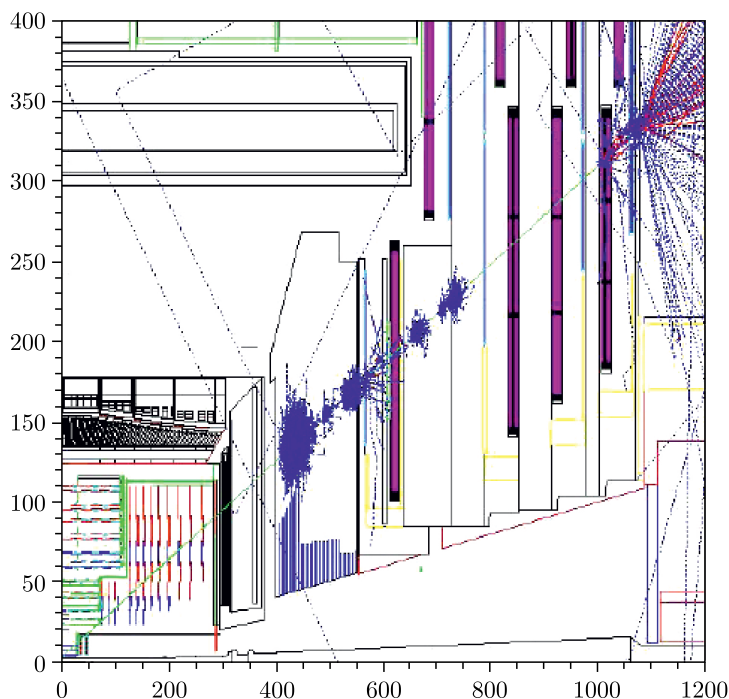


Рис. 2. Моделирование прохождения мюона с поперечным импульсом $p_T = 1$ ТэВ/с через установку CMS

трек и могут приводить к возникновению большого количества дополнительных хитов в мюонных детекторах, как показано в примере события прохождения мюона с $p_T = 1$ ТэВ через установку CMS на рис. 2.

Для минимизации негативного влияния подобных эффектов были разработаны методы реконструкции, основанные на повторной аппроксимации глобальной мюонной траектории с использованием различных групп мюонных хитов, отобранных с помощью ряда критериев. Существенной модификации подверглось и программное обеспечение для моделирования отклика установки на прохождение мюонов больших энергий. Эти масштабные работы, выполненные в 2002–2006 гг. большим коллективом соавторов с существенным вкладом физиков из Дубны, включали в себя целый ряд результатов по разработке новых методов и алгоритмов реконструкции мюонов, созданию и настройке многоступенчатой системы триггеров, проведению тестов как с привлечением данных моделирования, так и на выведенных пучках SPS и регистрации мюонов из широких атмосферных ливней. После старта LHC в 2010 г. все эти наработки использовались во множестве различных физических анализов, в том числе в наиболее значимых, «громких» и вызывающих интерес научной общественности, включая открытие бозона Хиггса и изучение его свойств в канале с четырьмя лептонами.

Однако только этой (хотя и важнейшей для всей научно-поисковой программы LHC) задачей исследования с тяжелыми димюонами не исчерпываются. Собственно процесс Дрелла–Яна и измерение его характеристик (сечений, их энергетических зависимостей, угловых распределений и пространственной асимметрии частиц в конечном состоянии) очень важны для реализации самых разных задач в рамках физической программы LHC. Как уже отмечалось выше, этот процесс является чувствительным инструментом для поиска сигналов новой физики за рамками SM, ряда точных тестов самой SM (эти две задачи логично связаны воедино, поскольку невозможно искать новую физику в каком-то канале по отклонениям от предсказаний SM, не имея точной экспериментальной и теоретической информации об этих предсказаниях). Также он является одним из источников фонов при исследованиях, например, парного рождения топ-кварков или калибровочных бозонов — процессов, тоже активно используемых для проверки SM и поиска новой физики.

2. Проверка предсказаний SM

В развитие логики выше начнем с описания проверки предсказаний SM в новой области энергий, предоставляемой для изучения коллайдером LHC. В протон-протонных столкновениях сечение процесса Дрелла–Яна (рис. 1)

$$p + p \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X \quad (1)$$

определяется сверткой функций распределения кварков и антикварков (партонов) в протоне (Parton Density Functions, или PDF) $f_{q/p}(x_1, Q^2)$ и $f_{\bar{q}/p}(x_1, Q^2)$ с элементарным сечением аннигиляции кварк-антикварковой пары $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow f\bar{f})$, просуммированной по всем возможным кварк-антикварковым комбинациям.

В настоящее время сечение процесса Дрелла–Яна посчитано с точностью до второго порядка КХД (Next-to-Next-to-Leading-Order, или NNLO), а электрослабые поправки к нему — до первого порядка теории возмущений (NLO) включительно [9]. Для расчетов и моделирования используются различные программные пакеты, из которых наиболее широко используемыми в экспериментах на LHC являются POWHEG, FEWZ, SANC и др. Результаты моделирования сравниваются в эксперименте (мы будем далее говорить об эксперименте CMS) с реально полученными данными на предмет соответствия или расхождений. Обсуждаемые в этом разделе результаты получены в первом сеансе работы LHC (2010–2012 гг., энергия столкновений протонов в системе центра масс (с.ц.м.) — 7 и 8 ТэВ, а также объединенная набранная статистика для двух этих опций энергии столкновений). Поскольку для проведения точных тестов СМ требуется максимально возможная статистика, достаточно изощренные методы анализа данных и корректный учет всей возможной систематики (некоторые детали по систематике см. ниже), подобные физические анализы не относятся к числу так называемых «быстрых», проводимых неоднократно в течение одного сеанса работы ускорителя на неполных собранных статистиках или с меняющимися критериями анализа. Данный анализ является «долгим», и это основная причина того, что до сих пор, к моменту написания данной статьи (весна 2019 г.), нет завершенной официальной коллаборационной журнальной статьи по процессу Дрелла–Яна на полной статистике второго сеанса работы LHC при 13 ТэВ. Это — дело ближайшего будущего.

2.1. Измерение сечения процесса Дрелла–Яна. Быстрота y и инвариантная масса дилептонной системы m , рождаемой в протон-протонных столкновениях, связаны в главном порядке ТВ с долями продольного импульса x_+ и x_- , переносимыми двумя взаимодействующими партонами, $x_{\pm} = (m/\sqrt{s})e^{\pm y}$, где s — энергия взаимодействия протонов в с.ц.м. Следовательно, распределения по инвариантной массе и быстроте являются чувствительными к PDF. Возможности ускорительного комплекса LHC позволяют проводить изучение процесса Дрелла–Яна в широком диапазоне значений переменной Бьёркена и характерного масштаба взаимодействий $Q^2 = x_+x_-s$, недоступных в предыдущих экспериментах [5]. Представленные ниже результаты по измерению дважды дифференциального сечения $d^2\sigma/dm dy$ покрывают диапазон значений переменной Бьёркена $0,0003 < x_{\pm} < 1,0$, ранее недоступный для измерения, и область переданных импульсов $600 < Q^2 < 750\,000 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Дифференциальное сечение $d\sigma/dm$ измерено в более широком диапазоне $300 < Q^2 < 3\,000\,000 \text{ ГэВ}^2/c^2$.

Увеличение энергии взаимодействия с 7 до 8 ТэВ в первом сеансе работы LHC обеспечило возможность измерения энергетической зависимости сечения процесса Дрелла–Яна. Напомним, что это сечение зависит от разных теоретических параметров, таких как бегущая константа связи КХД, PDF, масштабы перенормировки и факторизации КХД. Теоретические погрешности, связанные с неопределенностями этих параметров, существенны, но коррелированы с энергией, поэтому измерение отношения сечения, нормиро-

ванного на сечение рождения в области пика Z -бозона, помогает улучшить точность сравнения результатов измерения с предсказаниями СМ.

Неидеальность наших знаний PDF является доминирующим источником теоретических систематических погрешностей при вычислении сечения Дрелла–Яна в области малых масс. Неопределенности PDF превышают достижимую точность экспериментальных измерений. В связи с этим измерение дважды дифференциального сечения и его энергетической зависимости (отношение сечений при разных энергиях взаимодействия протонов) становится важным для получения ограничений на различные семейства PDF. Включение данных этих измерений в глобальную аппроксимацию PDF обеспечивает существенные уточнения функций распределения странных кварков и легких морских кварков в диапазоне значений переменной Бёркена $0,0001 < x < 0,1$.

Во время первого этапа работы ЛНС дифференциальное сечение $d\sigma/dm$ процесса Дрелла–Яна было измерено в диапазоне инвариантных масс $15 < m < 2000$ ГэВ/ c^2 (рис. 3), а дважды дифференциальное сечение $d^2\sigma/dm dy$ — в интервале значений $20 < m < 1500$ ГэВ/ c^2 и быстроты пары лептонов y от 0 до 2,4 (рис. 4). Показанные измерения основаны на данных протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, набранных в эксперименте CMS с суммарной статистикой, соответствующей интегральной светимости $19,7 \text{ фб}^{-1}$. Интегральная светимость при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ составила 4,8 и $4,5 \text{ фб}^{-1}$ соответственно для пар электронов и мюонов.

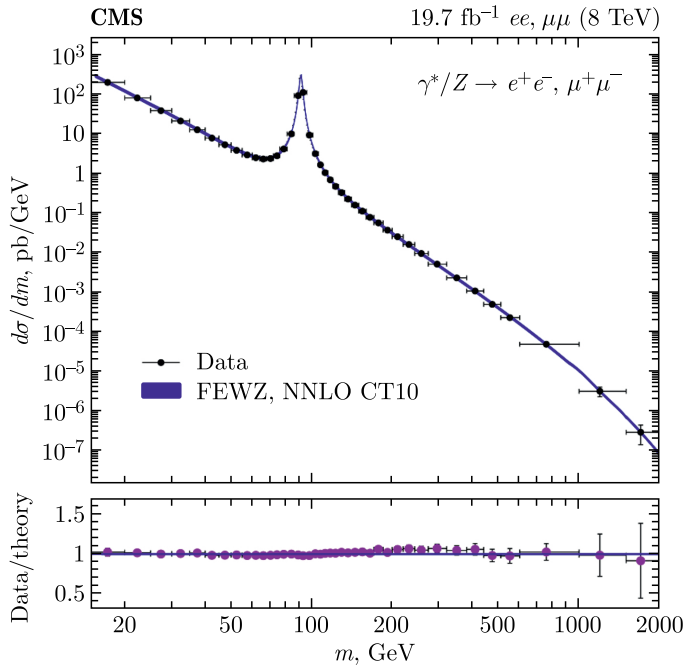


Рис. 3. Дифференциальное сечение $1/\sigma_Z d\sigma/dm$ рождения пар лептонов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) в процессе Дрелла–Яна [10]. Приведено отношение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NNLO КХД и NLO ЭС. Вычисления сделаны в FEWZ3.1 с PDF CT10

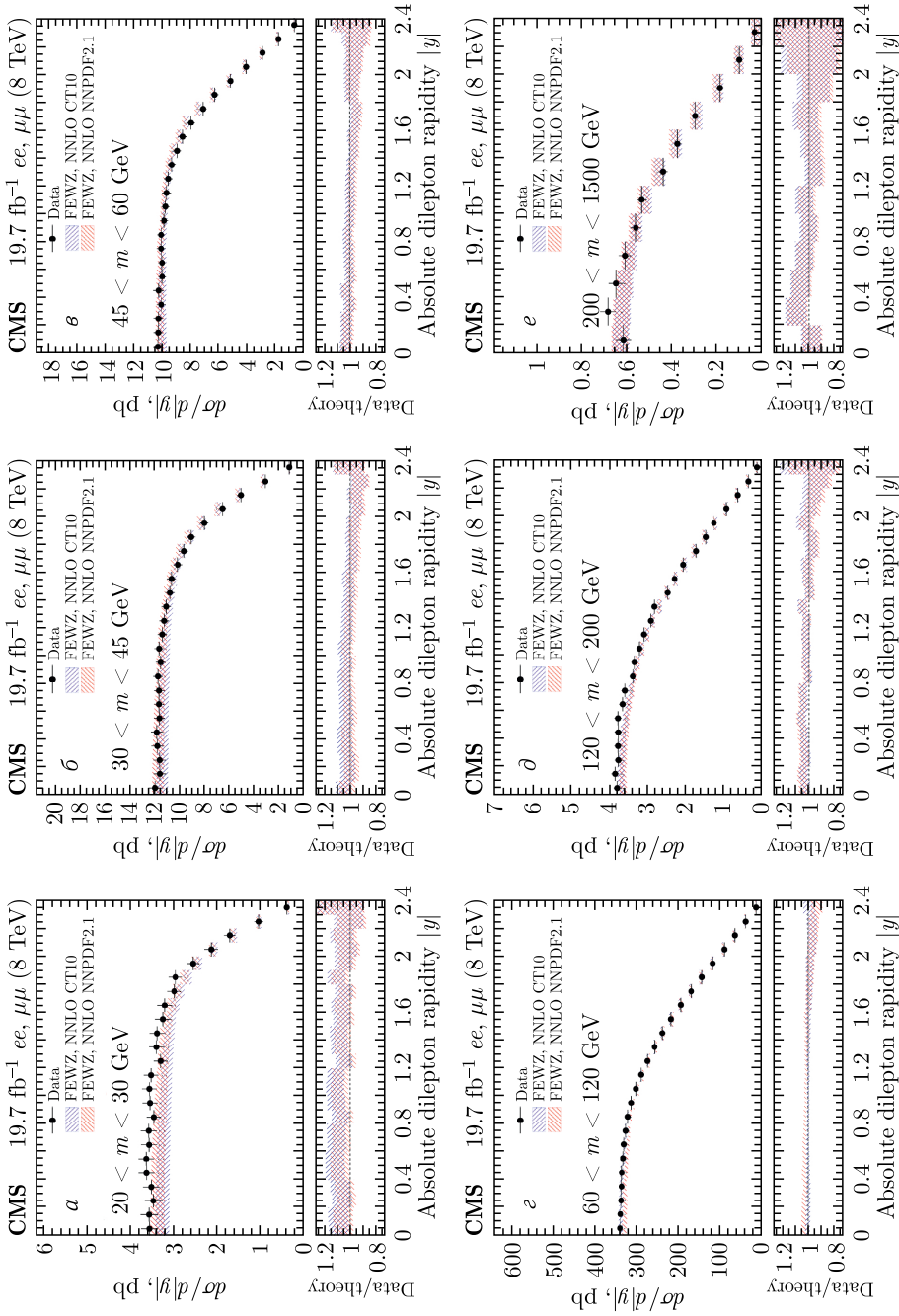


Рис. 4. Дифференциальное сечение $d\sigma/dy$ рождения пар лептонов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) в процессах Дрелла-Яна в различных интервалах m [10]. На нижних панелях для каждого случая приведено сравнение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NLO ЭС и NNLO КХД. Вычисления сделаны в FEWZ3.1 с PDF CT10 и NNLO NNPDF2.1

Величина измеренного сечения $d\sigma/dm$ находится в хорошем согласии с предсказаниями СМ (NNLO КХД и NLO ЭС) во всей области инвариантных масс от 15 до 2000 ГэВ/ c^2 . В частности, в области вокруг пика Z -бозона (60–120 ГэВ/ c^2) значение сечения составило $\sigma_Z = 1138 \pm 8$ (эксп.) ± 25 (теор.) ± 30 (светим.) пб, что является наиболее точным измерением на адронных коллайдерах и хорошо согласуется как с предыдущими измерениями в эксперименте CMS, так и с вычислениями СМ в NNLO $\sigma_Z^{\text{теор}} = (1137 \pm 36)$ пб. Эти результаты были подтверждены независимыми измерениями в канале с парой электронов и в канале с парой мюонов, которые также совпадают. Для дважды дифференциального сечения результаты измерений во всех диапазонах масс и быстрот совпадают в пределах ошибок с предсказаниями СМ.

Первые результаты второго сеанса работы LHC при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на интегральной светимости $2,8 \text{ фб}^{-1}$ подтвердили справедливость СМ в более широком диапазоне инвариантных масс — дифференциальное сечение процесса Дрелла–Яна было измерено в области значений m до 3000 ГэВ/ c^2 [31].

Настройка PDF на данных LHC проводилась с помощью сравнения результатов измерения с NNLO-вычислениями с помощью различных «семейств» PDF (CTEQ, NNPDF, MSTW и др.) [10]. Важной для тестирования PDF характеристикой является энергетическая зависимость $d\sigma/dm$ и $d^2\sigma/dm dy$, которая к тому же чрезвычайно чувствительна к эффектам высших порядков КХД. Эта зависимость изучалась с помощью измерения отношения сечений, полученных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, в интервалах m_i (и, в случае $d^2\sigma/dm dy$, $|y|$):

$$R = \frac{1/\sigma_Z d\sigma/dm(8 \text{ ТэВ})}{1/\sigma_Z d\sigma/dm(7 \text{ ТэВ})}.$$

Для уменьшения систематических погрешностей сечения во всей области m нормированы на сечения в области m_Z . Форма распределений (см. рис. 5) не противоречит ожиданиям СМ с учетом зависимости PDF от энергии

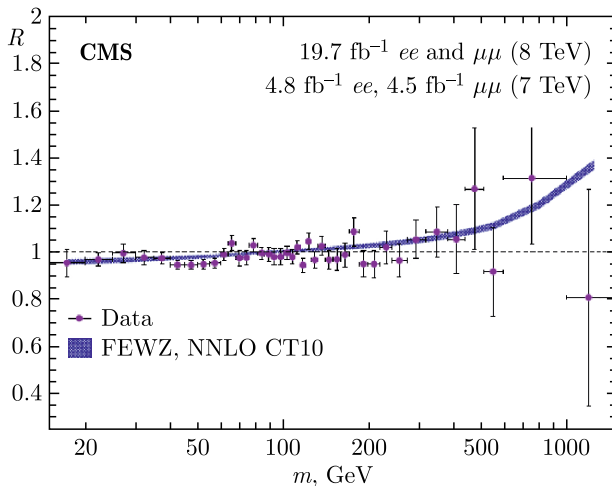


Рис. 5. Отношение сечений $1/\sigma_Z d\sigma/dm$, измеренных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары [10]. Приведены NNLO-вычисления СМ (FEWZ) с PDF CT10

ческого масштаба взаимодействий Q и переменной Бьёркена x : в области малых x наблюдается линейный рост отношения к функции логарифма массы (при этом в области Z -пика отношение равно 1 по определению), а начиная с $x \sim 0,3$ ($m \sim 200$ ГэВ/ c^2), следует быстрый рост, обусловленный повышением доступного масштаба взаимодействия для энергии столкновений протонов 8 ТэВ. Исследование данного отношения в различных интервалах m показало, что при небольших значениях масс оно практически не зависит от быстроты пары, но с увеличением значения массы демонстрирует довольно сильный рост до 20 %. Полученные результаты были использованы для уточнения функций распределения легких кварков в области $10^{-4} \leq x \leq 0,5$ — в наборе PDF NNPDF 3.0 неопределенности валентных кварков были уменьшены на 15–20 %, а морских — до 40 % [11].

2.2. Изучение угловых характеристик. Общее выражение для углового распределения вылета лептонов определенного знака (для определенности мы рассматриваем отрицательно заряженный лептон) по отношению к направлению движения кварка или антикварка (везде ниже угол берется относительно движения кварка) в системе покоя пары лептонов может быть представлено в виде разложения по гармоническим полиномам* (см. формулу (2) на с. 323 данного сборника).

В общем виде угловые коэффициенты A_i при гармонических полиномах представляют собой функции, зависящие от быстроты y , поперечного импульса p_T и инвариантной массы m лептонной пары и характеризующие вклады с различной поляризацией в полное сечение.

Коэффициенты A_0 , A_1 и A_2 связаны с поляризацией Z -бозона, а A_3 и A_4 чувствительны к $V-A$ -структуре слабых взаимодействий. В области нулевых значений поперечного импульса Z -бозона q_T величины этих коэффициентов исчезающе малы, за исключением значения коэффициента A_4 , который определяет член, ответственный за нарушение пространственной четности в электрослабых взаимодействиях. Эти коэффициенты могут быть индикаторами эффектов от высших порядков и твистов КХД, а также нетривиальной структуры вакуума КХД [12], отражающейся в корреляции спинов партонов и их ненулевого импульса в начальном состоянии. В частности, эти явления могут влиять на нарушение известного соотношения Лама–Тунга [13] $A_0 = A_2$, которое обусловлено полной поперечной поляризацией векторного бозона. Любые пространственно несимметричные процессы, такие как множественное излучение глюонов в процессах высших порядков, приводят к размытию поперечной поляризации, в результате чего наблюдается соотношение $A_2 < A_0$.

Первые однозначные указания на нарушение соотношения Лама–Тунга при росте поперечного импульса Z -бозона q_T были получены еще в 1988 г. в эксперименте NA10 (ЦЕРН) и подтверждены год спустя в эксперименте E615 (Фермилаб). Однако эксперимент CDF на тэватроне зафиксировал сохранение этого соотношения в пределах ошибок в области q_T до 55 ГэВ/ c [14]. Поэтому данные LHC представляли собой ценность для того, чтобы поставить точку в этом вопросе. Результаты эксперимента CMS

* θ^* и φ^* являются соответственно полярными и азимутальными углами вылета мюона.

на статистике первого сеанса работы ЛНС однозначно продемонстрировали нарушение соотношения Лама–Тунга в области q_T до 200 ГэВ/с [15]*. При этом величина нарушения оказалась большей, чем предсказывается вычислениями во втором порядке теории возмущений**. Таким образом, остается непонятным, с чем связано остаточное нарушение соотношения Лама–Тунга — с недоучтенными вкладами за пределами второго порядка КХД или другими упомянутыми выше явлениями. На этот вопрос должны дать ответ комплексные исследования, включающие как более точные измерения на большей статистике, так и развитие соответствующего теоретического описания физических процессов.

Важным инструментом изучения спиновой структуры взаимодействий с обменом γ^*/Z в процессах Дрелла–Яна является асимметрия вылета лептонов определенного знака по направлению «вперед–назад» A_{FB} относительно направления движения системы, в которой рожденная лептонная пара покоится.

Присутствие в угловом распределении лептонов членов, нарушающих P -четность, в частности, A_4 , приводит к пространственной асимметрии распределения лептонов. При интегрировании этого распределения по азимутальному углу φ^* происходит обнуление всех вкладов, за исключением содержащих коэффициенты A_0 и A_4 :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sigma} \frac{d^4\sigma}{dp_T^2 dy d\cos\theta^* d\varphi^*} \propto \\ & \propto \frac{3}{8} \left[(1 + \cos^2\theta^*) + A_0 \frac{1}{2} (1 - 3\cos^2\theta^*) + A_4 \cos\theta^* \right], \end{aligned} \quad (2)$$

при этом значение коэффициента A_4 и определяет величину асимметрии по полярному углу θ^* . Обычно в качестве характеристики этой асимметрии используют величину $A_{FB} = (3/8)A_4$, которая широко известна как асимметрия «вперед–назад». Часто асимметрию A_{FB} определяют как нормированную разность числа событий (сечений) с $\cos\theta^* > 0$ (направление «вперед») и числа событий с $\cos\theta^* < 0$ (направление «назад»):

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \equiv \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (3)$$

где σ_F и σ_B — полные сечения рождения пар лептонов в интервалах $\cos\theta^* \geq 0$ (направление «вперед») и $\cos\theta^* \leq 0$ (направление «назад»).

Эта асимметрия связана с V – A -структурой слабых токов и чувствительна к величинам векторных и аксиально-векторных констант связи, поэтому может быть использована как для разделения гипотез разных теоретических моделей (например, моделей расширенного калибровочного сектора,

* Более детально см. в обзоре И. Н. Горбунова, О. В. Теряева «Поляризационные эффекты и угловые распределения в процессах Дрелла–Яна на CMS» в данном сборнике.

** Масштаб нарушения, связанный с учетом высших вкладов КХД, — $\mathcal{O}(\alpha_s^2) \sim 10\%$, в то время как величина наблюдаемого нарушения достигает 15% [15].

предсказывающих новые тяжелые нейтральные резонансы типа Z'^*), так и для поиска дополнительных вкладов от новой физики (с нестандартными константами связи). Возможность использования A_{FB} в качестве инструмента поиска новой физики, в частности, новых резонансов, в последнее время широко обсуждается, но текущие результаты не позволяют сделать вывод о каком-либо преимуществе данного метода перед традиционным прямым поиском в спектре инвариантных масс продуктов распада. По крайней мере, исследования на статистике, уже достигнутой в ходе первого и второго этапов работы LHC ($\approx 140 \text{ фб}^{-1}$), прямо указывают, что применение A_{FB} дает гораздо более слабые ограничения на модельные параметры, чем традиционный метод поиска. Предварительные оценки (без детального учета влияния детекторных систем) на ожидаемой статистике третьего этапа работы LHC ($\approx 300 \text{ фб}^{-1}$) показывают (см., например, [16], а также обзор этих результатов в разд. 3 статьи И. Н. Горбунова, О. В. Теряева «Поляризационные эффекты и угловые распределения в процессе Дрелла–Яна на CMS» в данном сборнике), что для ряда специфических сигналов (очень широких резонансов) измерение A_{FB} может дать дополнительное указание на существование новой физики. В связи с этим основные надежды, наверное, стоит, возлагать на ожидаемые данные LHC в режиме повышенной светимости (до 3000 фб^{-1}), когда при приближении к кинематическому пределу** использование асимметрии для поискового эксперимента станет более выигрышным с точки зрения потенциально достижимого (перекрываемого) пространства модельных параметров.

В Стандартной модели взаимодействий в главном порядке теории возмущений (LO) константы связи могут быть выражены через заряд фермионов Q_f и третью компоненту слабого изоспина T_3^f как

$$v_f = T_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W, \quad a_f = T_3^f,$$

где угол смешивания θ_W связан с массами калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z соотношением $\sin^2 \theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$. В модифицированном борновском приближении [17] влияние поправок высших порядков, которые в общем случае приводят к модификации этого соотношения, «спрятано» в эффективный угол смешивания $\sin^2 \theta_{\text{eff}} = k_f \sin^2 \theta_W$ с помощью коэффициента k_f , который учитывает влияние поправок. В этом случае отношение констант связи имеет вид $v_f/a_f = 1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$. Таким образом, асимметрия A_{FB} очень чувствительна к величине $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$ и используется для экспериментального определения ее значения. Например, в эксперименте CMS многопараметрическая аппроксимация ММП угловых распределений мюонов в области массы Z -бозона позволила определить слабый угол смешивания $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ [19]. С учетом статистических и систематических ошибок измеренное в процессе $u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ значение $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ составило $0,23101 \pm 0,00053$, что находится в хорошем согласии с данными других экс-

* В разных моделях расширенного калибровочного сектора константы связи существенно различаются, что приводит к характерной модельной зависимости A_{FB} от инвариантной массы продуктов распада Z' и его псевдобыстроты.

** Это, в частности, демонстрирует рис. 11.

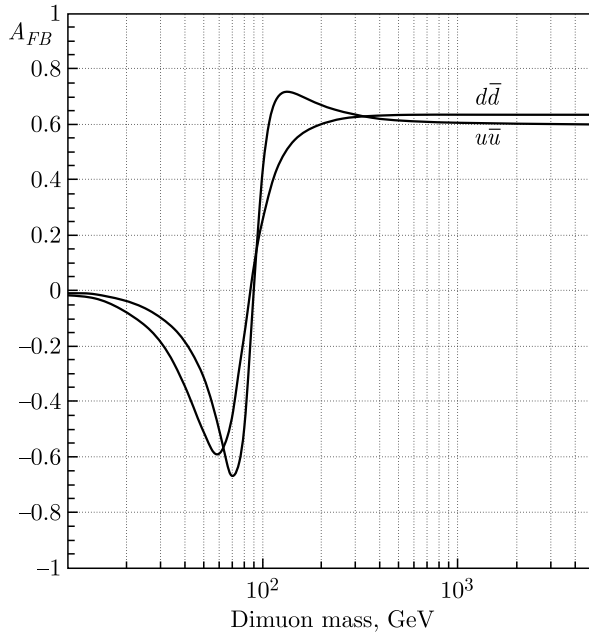


Рис. 6. Зависимость асимметрии A_{FB} для $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -взаимодействий от инвариантной массы пары мюонов

периментов и лежит в пределах ожиданий NLO СМ и предыдущих измерений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [20]. Отметим, что этот канал ранее не использовался для измерения $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ в $q\bar{q}$ -взаимодействиях.

В СМ асимметрия в области массы Z -бозона крайне мала (рис. 6) вследствие малости констант связи Z и лептонов. Благодаря интерференции γ^*/Z значение асимметрии отрицательно при $m < 80$ ГэВ/ c^2 и положительно при $m < 110$ ГэВ/ c^2 . В области больших инвариантных масс асимметрия имеет почти константное поведение: при $\sin^2\theta_W = 0,23122$ значение A_{FB} равно 0,603 и 0,635 в случае $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -взаимодействий соответственно.

Следует сразу отметить, что различные способы измерения асимметрии имеют свои достоинства и недостатки, а решающим критерием выбора того или иного метода (более детально методы измерения асимметрии рассмотрены ниже) является достигаемая точность измерения. Последняя связана, во-первых, с доступной статистикой данных, а во-вторых, с величиной систематических ошибок. Для данных с ограниченной статистикой более адекватным методом извлечения значения A_{FB} является использование соотношения (3) — так называемый метод подсчета числа событий. Забегая вперед, можно сказать, что именно такой метод был использован при измерении асимметрии на данных первого этапа работы LHC (Run1) при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Аппроксимация угловых распределений явным образом позволяет учесть зависимости коэффициентов от y , p_T и m , поэтому является более предпочтительным методом измерения, но требует большего объема данных. Поэтому подходы,

основанные на этом методе, являются перспективными при оценке будущей возможности измерения A_{FB} при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

Часто зависимость (2) представляют в виде функции переменных A_{FB} и $b = (2 - 3A_0)/(2 + A_0)$:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{2(3+b)}(1 + b\cos^2\theta^*) + A_{FB}\cos\theta^*, \quad (4)$$

при этом не учитывается зависимость A_{FB} от быстроты лептонной пары $y^{\mu\mu}$, поперечного импульса пары $p_T^{\mu\mu}$ и инвариантной массы $m_{\mu\mu}$. Само определение угла θ^* как угла вылета лептона по отношению к направлению движения кварка подразумевает, что первоначальное направление движения кварка известно, что, очевидно, не выполняется в случае кинематики pp -столкновений. Обычно в этом случае с направлением движения кварка ассоциируют направление вылета двухлептонной системы. Такое приближение возможно, так как рождение пары происходит в результате аннигиляции преимущественно валентного кварка и морского антикварка, а импульс валентного кварка в среднем больше импульса морского антикварка.

Определенная таким образом асимметрия сохраняет возможность изучать спиновую структуру пары мюонов, рожденных в симметричных протонных пучках. Однако такая ассоциация не однозначна, и существует отличная от нуля вероятность ошибки (mistag) в определении направления кварка (другими словами, знака $\cos\theta^*$), которую необходимо учитывать при вычислении значения асимметрии. Вероятность ошибочного определения направления движения кварка ω сильно зависит от быстроты пары: она максимальна при $y^{\mu\mu} = 0$ (значение ω достигает 0,5) и спадает с увеличением $y^{\mu\mu}$.

Другим важным обстоятельством, сильно влияющим на измерение асимметрии, является ограниченность аксептанса экспериментальной установки (напомним, что в CMS мюоны регистрируются в области $|\eta| \leq 2,4$). Таким образом, при аппроксимации необходимо проводить коррекцию угловых распределений и учитывать зависимость эффективности аксептанса от $\cos\theta^*$.

Для учета описанных выше эффектов были использованы два подхода. Первый, так называемый *метод гистограмм*, основан на последовательной коррекции угловых распределений. Для этого первоначальные угловые распределения событий, зарегистрированных установкой, нормируют на эффективности отбора и реконструкции событий. На заключительной стадии производится коррекция ошибки в определении направления кварка $\omega(y^{\mu\mu}, \cos\theta^*)$ с помощью весовых коэффициентов $(1 - \omega)$ и $(-\omega)$ соответственно для положительной и отрицательной области $\cos\theta^*$. После всех коррекций осуществляется одномерная аппроксимация (1D-аппроксимация) углового распределения $\cos\theta^*$ функцией (4). В результате можно констатировать, что после коррекции аксептанса значение асимметрии остается все еще сильно искаженным ($A_{FB} = 0,33$), но после учета ошибки в определении направления кварка восстанавливается до значения 0,54, что близко к значению SM^* .

* $A_{FB}^{SM}(m_{\mu\mu} \gg m_Z) \approx 0,61$.

Во втором подходе в явном виде учитывается зависимость A_{FB} от быстроты лептонной пары $y^{\mu\mu}$, поперечного импульса пары $p_T^{\mu\mu}$ и инвариантной массы m . Для этого используется метод максимального правдоподобия (ММП) с функцией плотности вероятности (p.d.f.) $P(\cos \theta^*, A_{FB}, b)$, заданной в (4). В этом случае многомерная функция максимального правдоподобия (5D-аппроксимация) имеет вид

$$F(\cos \theta^*, y^{\mu\mu}, p_T^{\mu\mu}, m, A_{FB}, b) = \\ = [(1 - \omega(y^{\mu\mu}))P(\cos \theta^*, A_{FB}, b) + \omega(y^{\mu\mu})P(-\cos \theta^*, A_{FB}, b)] \times \\ \times A(\cos \theta^* \epsilon(\cos \theta^*))P(y^{\mu\mu}), P(p_T^{\mu\mu}), P(m), \quad (5)$$

где учтены эффективность акцептанса $A(\cos \theta^*)$, а также триггера и реконструкции $\epsilon(\cos \theta^*)$. В результате аппроксимации этим методом смоделированного набора событий с $m \geq 1000$ ГэВ/ c^2 значение A_{FB} составило $0,6082 \pm 0,0155$, а значение $b = 0,8327 \pm 0,0665$.

Альтернативный путь измерения (*метод независимого подсчета числа событий*) значения A_{FB} основан на использовании определения (3) и заключается в независимом подсчете числа событий с исходящим отрицательно заряженным лептоном в двух областях угловых распределений лептонов — в направлении «вперед» N_F и в направлении «назад» N_B . В этом случае используется информация только о знаке величины $\cos \theta^*$, но не об ее абсолютном значении, что приводит к потере точности извлечения асимметрии. Отметим, что данный метод наименее требователен к величине статистики, и при этом сохраняется возможность использовать последовательную коррекцию данных.

Именно данный метод был использован в анализе данных Run I, причем кроме коррекций данных, учитывающих конечное разрешение детекторных систем и излучение в конечном состоянии, была применена процедура коррекции угловых распределений, искаженных влиянием акцептанса установки. При $\sqrt{s} = 8$ ТэВ измерения асимметрии A_{FB} проводились в интервале значений инвариантной массы лептонной пары $40 \leq m \leq 2000$ ГэВ/ c^2 и в различных интервалах быстроты пары $|y|$ (см. рис. 9 на с. 325). В пределах среднеквадратичного отклонения 2σ результаты не противоречат NLO-предсказаниям СМ с PDF CT10, что подтверждает предыдущие измерения при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ: можно отметить, что полученные результаты воспроизводят ожидаемую в СМ зависимость асимметрии A_{FB} от инвариантной массы и быстроты пары, в частности, демонстрируют близость к нулю асимметрии в области пика Z (как и предсказывается СМ), а также выход массовой зависимости на плато (A_{FB} становится независимой от m) в области больших значений m . Значение асимметрии в этой области масс при малых значениях быстроты пары $|y|$ несколько отличается от предсказываемого в СМ ($A_{FB}^{\text{SM}} \simeq 0,61$), что, в частности, объясняется влиянием неопределенности, связанной с ошибочным измерением знака $\cos \theta^* \sim 1$, т.е. неверным выбором направления движения кварка в условиях pp -столкновений. При росте $|y|$ влияние этих неопределенностей становится значительно меньше и измеренное значение A_{FB} совпадает с ожиданиями в СМ.

3. Поиск сигналов новой физики

3.1. Поиск резонансных сигналов. Многие физические сценарии за рамками СМ предсказывают существование новых резонансных состояний в распадных спектрах, содержащих обычные частицы СМ. Например, как отмечалось во введении, тяжелые (с массой порядка нескольких ТэВ/ c^2) резонансы в спектре пар лептонов и струй появляются в четырехмерных моделях с расширенным калибровочным сектором (дополнительный калибровочный бозон Z') [21]. По своим характеристикам Z' во многом похож на обычный нейтральный калибровочный бозон СМ Z со спином $S = 1$, основные отличия заключаются в значительно большей ожидаемой массе и в значениях констант связи.

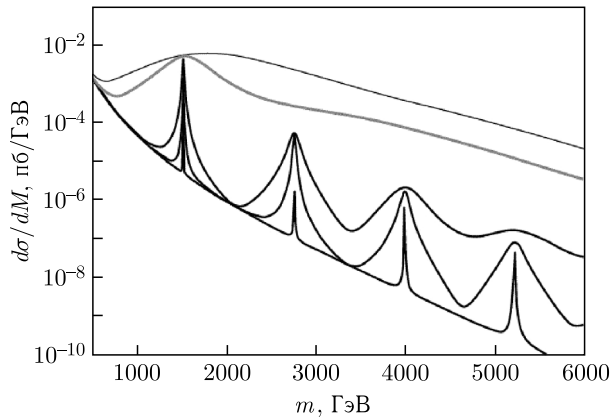


Рис. 7. Распределения по инвариантной массе пары лептонов в сценарии RS1 при различных значениях отношения кривизны пространства анти-де Ситтера κ к четырехмерному планковскому масштабу M_{Pl} . Снизу вверх: $\kappa/M_{Pl} = 0,01, 0,05, 0,1, 0,5, 1,0$

Сценарий многомерной гравитации Рэндалл–Сандрума (RS1) [22] предсказывает другие массивные (также с $m \sim \text{ТэВ}/c^2$) частицы — калуца-клейновские возбуждения (КК-моды) гравитона G_{KK} (RS-гравитоны). Вследствие другого значения спина ($S = 2$) RS-гравитоны могут распадаться не только на лептоны (рис. 7) и струи, но и на два калибровочных бозона СМ ($\gamma\gamma, WW, ZZ$).

В отличие от простых моделей типа RS1 в некоторых вариантах многомерной квантовой теории поля и гравитации, например, в модели ТэВ^{-1} [23], КК-моды появляются не только у гравитона, но и у калибровочных полей (и даже у фермионов в максимально расширенных сценариях). Это приводит к появлению «башни» массивных состояний (с массой порядка нескольких ТэВ) для калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z (W_{KK} и Z_{KK}) — их полных копий по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу для фермионов), но отличающихся возрастающими массами. Как и обычный нейтральный калибровочный бозон, Z_{KK} может распадаться на пару лептонов или струй, а W_{KK} — на лептон и нейтрино. По аналогии с RS1-гравитоном

двухчастичные распады Z_{KK} могут быть зарегистрированы в спектре лептонов, струй и калибровочных бозонов (за исключением распадов на пару фотонов), а W_{KK} проявляют себя в событиях с недостающей поперечной энергией (см. ниже).

Таким образом, одним из отличительных экспериментальных сигналов данных процессов может быть пара лептонов, фотонов или струй с большими поперечными импульсами, исходящими из одной и той же точки взаимодействия.

В связи с огромным интересом научного сообщества к поиску новой физики на LHC, а также спецификой наблюдаемых сигналов — значительным превышением сигнала над фоном СМ (в канале с тяжелой парой лептонов для сечения процессов новой физики возможна разница от одного до нескольких порядков величины с основным фоновым сечением Дрелла–Яна, в зависимости от модели) такие поисковые физические анализы выполняются в режиме «быстрого реагирования», по контрасту с «долгими» точными тестами СМ, наподобие описанного выше анализа процесса Дрелла–Яна. Их проводится несколько в течение одного сеанса работы ускорителя, по мере обновления данных и увеличения накопленной статистики. В особенно сильной степени это касается сигналов резонансного типа, которые традиционно считаются яркими сигналами, хотя и нерезонансные отклонения от предсказаний СМ ищутся в «быстрых» анализах достаточно хорошо. Заметим, что в последнем случае наилучшие пределы на параметры новой физики получаются не в лептонном канале (очень чистом, но отличающемся малой статистикой событий), а при обработке данных по двухструйным событиям, имеющим значительно больший выход. Причем используется информация даже не о рождении тяжелых дистрибутов как таковых (этот канал сам по себе является «грязным» из-за огромных фонов КХД), а об их угловых распределениях и об асимметрии в рождении дистрибутов. КХД, в отличие от СМ и описываемого ею процесса Дрелла–Яна, предсказывает нулевую асимметрию в канале рождения двух струй, поэтому методически поисковый эксперимент, нацеленный на нахождение отклонения этого параметра от нуля, является самым простым из всех возможных. Соответственно, чувствительность этого канала к новой физике весьма высока, а получаемые пределы на нерезонансные сигналы — самые большие. Это относится как к возможным сигналам от ADD-гравитонов, так и к другой новой физике, наподобие композитности и пр. Описание подобного подхода лежит за рамками данной работы, посвященной исключительно дилептонному каналу, но некоторые подробности можно найти в нашей другой статье в этой книге (М. В. Савина, С. В. Шматов «В поисках новой физики»).

Таким образом, ниже будут представлены результаты эксперимента CMS по поиску новых резонансов и нерезонансных сигналов в дилептонном канале, полученные на основании данных второго сеанса работы LHC (с 2015 г. по настоящее время) для энергии столкновений протонов в с.ц.м. 13 ТэВ. Собранный к настоящему времени статистика не является полной, поскольку второй сеанс еще не завершен, соответственно, демонстрируемые результаты также являются промежуточными, а не окончательными и будут обновлены в течение ближайшего года или двух.

Поиск новых резонансов в эксперименте CMS проводится с помощью метода максимального правдоподобия при анализе формы распределения пар лептонов по их инвариантной массе m (рис. 8). Фоновые события предсказываются согласно СМ, основной вклад в рождение пары лептонов дает процесс Дрелла–Яна, другие источники фона — рождение пары $t\bar{t}$ -пар, tW , парное рождение калибровочных бозонов (ZZ , ZW , WW), распады $Z \rightarrow \tau\tau$. Также существует вероятность неправильной идентификации струй как лептонов и, как следствие, возможен вклад в спектр двухлептонных событий от процессов совместного рождения векторных бозонов и струй, а также многоструйных событий. Все измеренные до настоящего времени значения находятся в хорошем согласии с NNLO предсказаниями СМ, что позволяет установить только пределы снизу на разрешенные (еще не закрытые экспериментом) значения масс новых резонансов.

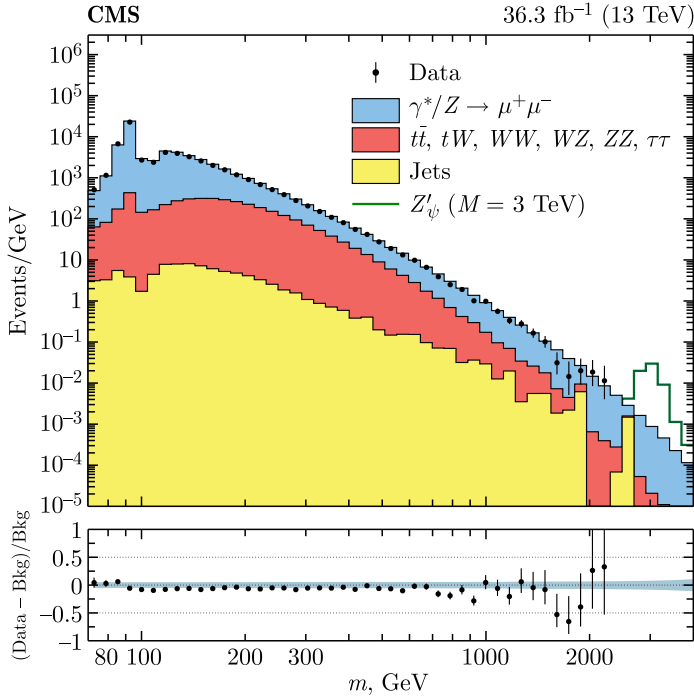


Рис. 8. Спектр инвариантных масс димьюонных событий. Точки с ошибками отмечают экспериментальные данные, гистограммы показывают ожидания от процессов СМ [25]

Для уменьшения влияния систематических эффектов (светимости, акцептанса, эффективностей триггера и офлайн-реконструкции) $\sigma_{\mu\mu}$ нормируется на сечение рождения Z -бозона:

$$R_\sigma = \sigma(pp \rightarrow Z'(G_{KK}) \rightarrow \mu\mu + X) / \sigma(Z + X \rightarrow \mu\mu + X). \quad (6)$$

В этом случае основными источниками систематических ошибок является неточность определения отношения эффективностей отбора нового резонанса

и Z (3 %), а также неопределенность оценки фона (9–38 % в области масс $m = 1\text{--}3 \text{ ТэВ}/c^2$), связанная с эффективностями отбора и реконструкции событий (1–3,5 %), эффектом пространственной разбалансировки детекторных систем (0,6–10 %), знанием PDF (7–30 %), учетом поправок высших порядков ЭС (3,2–12 %) и КХД (2–3 %) и пр.

При отсутствии значимого превышения наблюдаемых событий над ожидаемым фоном с уровнем достоверности (С. Л.) 95 % определяется верхний предел на сечение рождения пар мюонов $\sigma_{\mu\mu}$ в присутствии новых тяжелых резонансов. В эксперименте CMS используется байесовский подход к оценке вероятностей. Верхний предел на отношение сечений R_σ при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ представлен на рис. 9 [25]. Кроме того, показан средний ожидаемый предел в предположении отсутствия сигнала новой физики с 68 %-м и 95 %-м стандартными отклонениями ожидаемого предела. На рисунке также приведены предсказания для двух моделей расширенного калибровочного сектора (SSM и ψ -модель). Ожидаемые сечения рождения новых калибровочных бозонов вычислены в LO с набором PDF CTEQ6.1, учет высших поправок до вкладов NNLO выполнен введением зависящего от инвариантной массы множителя, полученного с помощью пакета ZWPRODP. Сечения процесса Z/γ^* в интервале масс от 60 до 120 ГэВ/ c^2 $\sigma_{\text{NNLO}} = 1,117 \text{ пб}$ определены в рамках пакета FEWZ.

Стабильность используемого метода анализа данных подтверждается независимостью результатов от ширины используемого для аппроксимации массового интервала и формы распределения фона при ее вариации в пределах

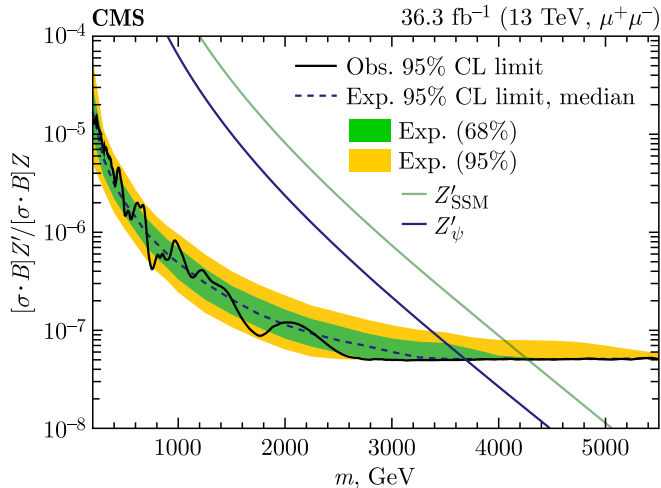


Рис. 9. Верхний предел (95 % С. Л.) на сечение рождения пар мюонов, нормированное на сечение рождения Z -бозона (сплошная черная линия). Штриховая линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ (полученному из моделирования). Цветные области вокруг штриховой линии соответствуют 68 %-му и 95 %-му стандартным отклонениям ожидаемого предела. Приведены предсказываемые сечения рождения новых калибровочных бозонов [25]

ошибок $\pm\sigma$. В последнем случае вариация предела на величину R_σ не превышает 5 %.

В общем случае модельно-независимый предел, приведенный на рис. 9, может быть использован для установления ограничений на массу новых резонансов в рамках любой теоретической модели. В качестве ориентировочных рассмотрены два сценария нового тяжелого резонанса — со спином 1 (дополнительный калибровочный бозон Z') и со спином 2 (КК-моды RS1-гравитона). Существование новых нейтральных калибровочных бозонов исключено в области масс менее 2730 ГэВ/ c^2 в модели SSM и 2390 ГэВ/ c^2 в ψ -модели. При объединении данных в канале рождения пар мюонов и пар электронов эти пределы расширяются до 2900 и 2570 ГэВ/ c^2 . Ограничения на массу КК-состояний гравитона в сценарии RS1 составляют 1130–2560 ГэВ/ c^2 в мюонном канале, в зависимости от величины константы связи модели s (0,01–0,1), и 1270–2730 ГэВ/ c^2 — в объединенном. Эти результаты существенно улучшают предыдущие измерения в дилептонном канале при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ — по данным первого сеанса работы LHC ограничения составляли $m_{Z'} \leq 2330$ (2000) ГэВ/ c^2 для SSM (ψ)-модели и $m_{G_{KK}} \leq 1810 - 2140$ ГэВ/ c^2 для RS1. Кроме того, массовые пределы в дилептонном канале получаются значительно выше соответствующих пределов в канале с двумя фотонами и двумя струями (это касается только сигналов резонансного типа, см. выше комментарий про асимметрию вылета пар струй и поиск нерезонансных отклонений). Это связано с лучшими фоновыми условиями и лучшим массовым разрешением в случае исследований с парой лептонов.

Сечение рождения пары лептонов посредством обмена векторным бозоном V может быть представлено как

$$\sigma_{l+l^-} = \frac{\pi}{48s} [c_u w_d(s, M_V^2) + c_d w_d(s, M_V^2)],$$

где c_u и c_d — коэффициенты, зависящие от величин констант связи V соответственно с верхними и нижними кварками:

$$c_u = \frac{g'^2}{2} (g_V^{u2} + g_A^{u2}) \mathcal{B}(l^+ l^-),$$

$$c_d = \frac{g'^2}{2} (g_V^{d2} + g_A^{d2}) \mathcal{B}(l^+ l^-),$$

где $\mathcal{B}(l^+ l^-)$ — брэнчинги для каналов распада на димюоны и диэлектроны.

Коэффициенты w_u и w_d содержат информацию о PDF и являются модельно-независимыми величинами, так как зависят только от энергии взаимодействия $\sqrt{s}$ и массы V . Экспериментальные пределы на сечения рождения пар лептонов могут быть преобразованы в экспериментальные ограничения на массу V , которые могут быть представлены в виде двухмерных кривых в пространстве параметров (c_u , c_d). Например, на рис. 10 массовые пределы для комбинированного электронного и мюонного каналов показаны в виде контуров, соответствующих различным массам гипотетических тяжелых калибровочных бозонов [25]. Величины констант связи являются модельно-зависимыми, поэтому для разных расширенных калибровочных моделей, пред-

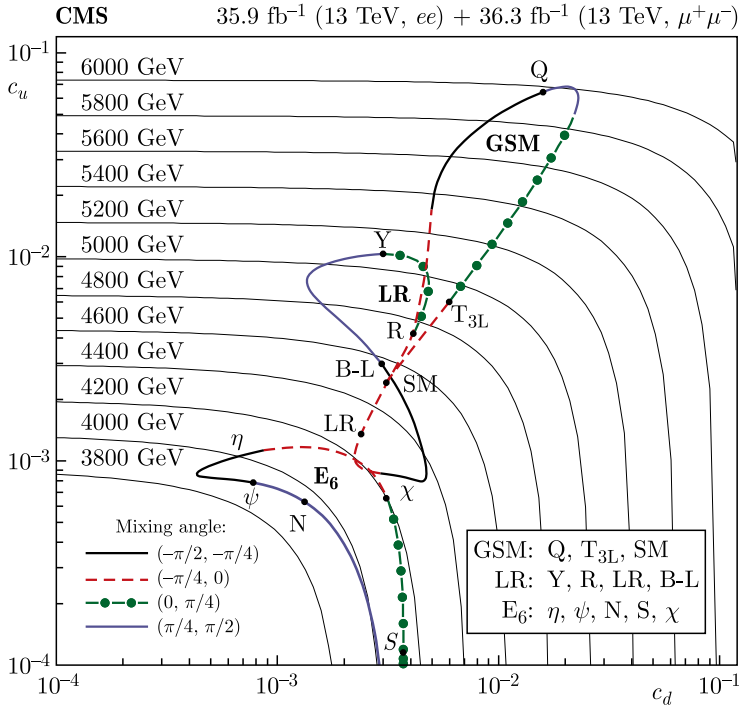


Рис. 10. Предел (95% C.L.) на массу Z' -бозона в разных моделях в пространстве параметров (c_u, c_d) [25]

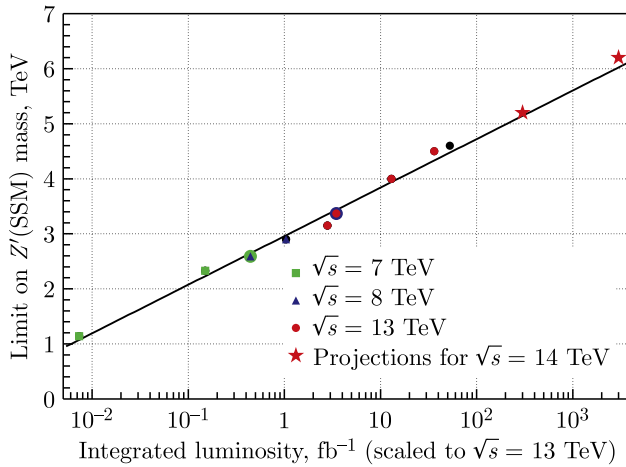


Рис. 11. Наблюдаемые при $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ массовые пределы для гипотетического калибровочного бозона Z'_{SSM} в зависимости от интегральной светимости [26]. Также представлены ожидаемые пределы для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ [27]

сказывающих Z' , допустимые области пространства (c_u, c_d) весьма различны (толстые линии). Представление экспериментальных пределов в пространстве (c_u, c_d) позволяет не только расширить их на произвольную теоретическую модель (с феноменологической точки зрения расширенные калибровочные модели отличаются друг от друга величинами констант связи), но и, в случае экспериментального обнаружения Z' , произвести отбор соответствующего ему расширения СМ.

После получения окончательных результатов второго сеанса LHC (конец 2018 г.) с интегральной светимостью 150 фб^{-1} ожидается повышение пределов исключения новых нейтральных калибровочных бозонов в модели SSM более чем до $5 \text{ ТэВ}/c^2$ на основе фита зависимости пределов от интегральной светимости в эксперименте CMS [26] (рис. 11). При использовании статистики $300\text{--}3000 \text{ фб}^{-1}$ в третьем и последующих сеансах при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ можно ожидать открытия Z' -бозонов со статистической значимостью 5σ в димюонном канале для модели SSM — вплоть до массы $5,2\text{--}6,2 \text{ ТэВ}/c^2$ [27].

3.2. Поиск нерезонансных сигналов. Выше мы обсуждали, что с феноменологической точки зрения в ряде моделей за рамками СМ тяжелые резонансные состояния проявляют себя как новые индивидуальные частицы с характерными свойствами — массой, зарядом, спином, каналами распада и т. д. — и могут быть обнаружены, по аналогии с новым нейтральным калибровочным бозоном Z' , по распадам на пару лептонов. Вместе с тем в других моделях низкоэнергетической гравитации КК-моды в спектре настолько легкие и расстояния между ними настолько малые, что они не различаются как индивидуальные резонансы, а формируют плавную огибающую. В этих случаях виртуальный обмен КК-моды гравитона дают вклады в процессы рождения частиц СМ, например, в рождение пары мюонов в процессе Дрелла–Яна. Так что у нас получается избыток всех рождающихся частиц по сравнению с предсказаниями СМ.

Например, в модели Arkani-Hamed–Dimopoulos–Dvali (ADD) [28] (как и в ее более сложных вариациях) рассматривается многомерная гравитация в пространстве без кривизны — плоские браны вкладываются в плоский полный многомерный объем, и поля СМ (возможно, не все) локализованы на одной из бран. Дополнительные пространственные измерения (числом от 2 до 6 — в духе теории струн) считаются компактными, но достаточно большими. Как и в других сценариях многомерной низкоэнергетической гравитации, в частности, в рассмотренной выше модели RS1 с резонансными вкладами от тяжелых КК-мод гравитона, в варианте ADD также предполагается, что фундаментальный масштаб гравитации будет порядка электрослабого масштаба, $M_D \approx 1 \text{ ТэВ}$. Соответственно, появления сигналов новой физики также можно ожидать на LHC. Однако у данного сценария имеется специфика, дающая существенно отличающуюся от случая RS1 феноменологию. Характерной чертой модели ADD, происходящей из другой топологии рассматриваемого многомерного пространства, является рождение огромного числа очень легких КК-гравитонов (множественность возникает из-за большого доступного фазового объема), которые должны давать вклады во все процессы взаимодействий СМ и могут быть наблюдаемы на коллайдерах как при непосредствен-

ном (реальном) рождении КК-гравитонов в процессах с одиночной струей $q\bar{q} \rightarrow gG, gq \rightarrow qG, gg \rightarrow gG$ или с одиночным фотоном $q\bar{q} \rightarrow \gamma G$ и с потерянной энергией (отвечающей нерегистрируемым в установке КК-гравитонам), так и через вклады в виртуальные обмены. В случае RS1, где КК-моды очень тяжелые (порядка ТэВ и выше), для доступных энергий ЛНС возможно ожидать рождения только нескольких первых мод (скорее всего только самой первой, G_{KK}^1). По контрасту с этим в сценарии ADD множественное рождение сверхлегких, на масштабе ЛНС, гравитонов с массами, не превышающими максимум нескольких МэВ, не позволяет разделить в эксперименте эти КК-моды как отдельные резонансы. Вместо этого все эти плотно идущие резонансы дают наблюдаемый «коллективный эффект», суммарный вклад в процесс Дрелла–Яна, выражающийся в методичном нерезонансном превышении над фоном СМ. Соответственно, в эксперименте ищутся не резонансы, а модификации (для некоторых наборов параметров модели — значительные модификации) спектров инвариантных масс пар лептонов, а также пар фотонов и пар струй. Пример такого отклонения для дилептонного канала приведен на рис. 12. Размер области инвариантных масс пар частиц, которая искажается при наличии дополнительных измерений, зависит от фундаментального масштаба гравитации M_D и числа дополнительных измерений n .

При вычислении сечения диаграммы с обменами виртуальными гравитонами должны складываться с диаграммами для стандартного процесса

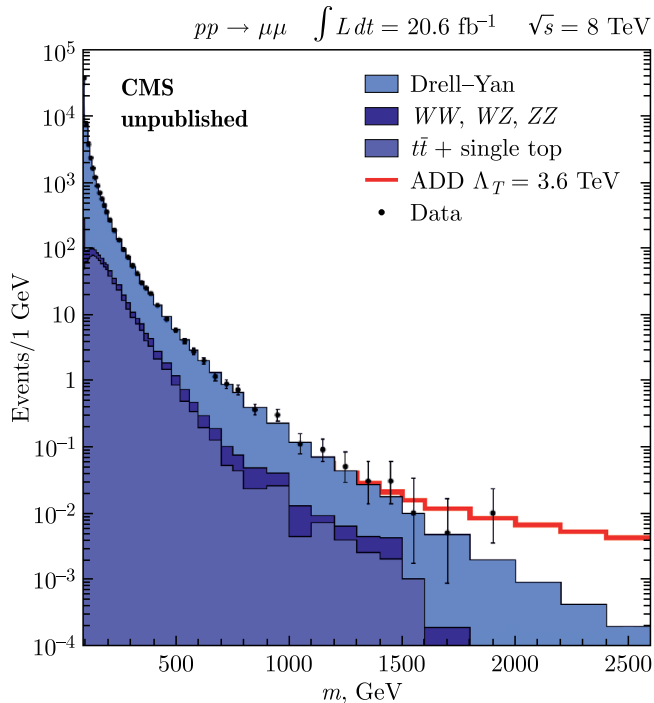


Рис. 12. Распределение числа событий по инвариантной массе димюонов в конечном состоянии, полная статистика первого сеанса работы ЛНС [24]

Дрелла–Яна, идущего через обмен γ^*/Z , на уровне амплитуд, чтобы учесть интерференцию между этими вкладами. При описании этого процесса новой физики используется подход эффективной теории поля (модели многомерной низкоэнергетической гравитации со спектрами четырехмерных КК-мод являются неперенормируемыми). Кроме того, в моделях ADD-типа ситуация усугубляется тем, что суммарный пропагатор, учитывающий обмен всеми КК-модами, расходится для числа дополнительных измерений $n \geq 2$ (в отличие от случая модели RS1 с одним дополнительным измерением, где пропагатор вычисляется точно). Поэтому при вычислениях для получения конечных оценок приходится вводить эффективный ультрафиолетовый масштаб обрезания по энергии. Поскольку в подобных вычислениях всегда возникает предел применимости описания, который логично оценивать как значение энергии порядка характерного масштаба модели (фундаментального многомерного масштаба M_D в нашем случае), эффективный ультрафиолетовый масштаб обрезания также выбирается порядка этого значения. В эффективном описании процесса обмена виртуальными ADD-гравитонами используются две схемы перенормировки, в одной из которых вычислительная схема зависит от одного параметра — Λ_T (параметризация GRW) [29], а в другой вводится два параметра — масштаб обрезания M_S и число дополнительных измерений n в явном виде (параметризация HLZ) [30]. Эти две схемы эквивалентны друг другу только на древесном уровне, поправки же высших порядков разрушают соответствие. В экспериментальном анализе принято показывать результаты для обеих схем отдельно, чтобы не усугублять ситуацию дополнительными неопределенностями, связанными с переходом от одной схемы к другой.

Например, на рис. 12 экспериментальные точки с погрешностями приведены вместе с результатами моделирования процесса Дрелла–Яна и других возможных фоновых сигналов, а также дано предсказание для ADD-гравитонов в параметризации GRW (красная кривая) для одного выбранного значения Λ_T . На графике можно видеть и единственное наиболее массивное (для сеанса ускорителя с энергией 8 ТэВ) событие с дилептонами в конечном состоянии с массой $m = 1871 \text{ ГэВ}/c^2$. Аналогичные сопоставления с наложением данных и предсказаний теории делаются и для параметризации HLZ.

В эксперименте CMS при исследовании возможных нерезонансных отклонений от предсказаний СМ используется метод подсчета числа событий в ограниченной снизу области значений инвариантных масс пар мюонов ($m \leq 1,9 \text{ ТэВ}/c^2$ при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$). Полученные результаты интерпретируются в рамках сценария ADD. На основе данных первого сеанса работы LHC ограничения на значение M_S для числа $n = 3-7$ на уровне достоверности 95 % составили $3,07-4,58 \text{ ТэВ}/c^2$ (рис. 13), а на величину Λ_T — $3,85 \text{ ТэВ}/c^2$ [24]. Комбинированный анализ мюонного и электронного каналов установил более сильные пределы: $M_S \geq 3,30-4,93 \text{ ТэВ}/c^2$ и $\Lambda_T \geq 4,14 \text{ ТэВ}/c^2$ [24]. Как уже отмечалось выше, для нерезонансных сигналов пределы на характерные энергетические масштабы новой физики, устанавливаемые в дилептонном канале, не являются самыми высокими, несмотря на чистоту канала. Пределы, устанавливаемые с использованием асимметрии вылета струй в двухструйном канале, значительно их превышают.

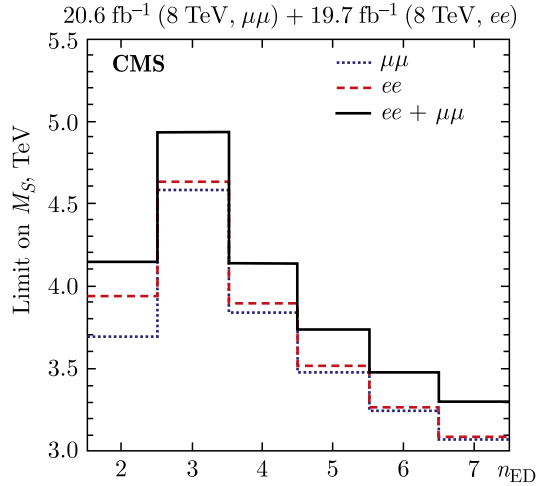


Рис. 13. Наблюдаемый предел на M_S с уровнем достоверной вероятности 95 %.
 Параметризация HLZ, число дополнительных измерений $n = 2-7$ [24]

Для полноты картины можно также отметить, что помимо обсуждавшихся выше сценариев ADD-типа существуют другие теоретические модели, предсказывающие нерезонансные отклонения в спектрах лептонных пар от предсказаний СМ. В качестве самого известного примера можно привести модель составных фермионов, в которых кварки и лептоны не являются истинно фундаментальными частицами, а имеют определенную структуру. В этом случае также следует ожидать увеличения выхода частиц в области больших инвариантных масс. Кроме того, аналогичные нерезонансные отклонения можно ожидать даже для случаев резонансных сигналов, как в модели RS1, но в ситуации, когда значение фундаментального масштаба гравитации оказывается слишком высоким и энергии ускорителя не хватает для прямого наблюдения резонансной структуры. Фактически в таких случаях наблюдению будет доступен только левый «хвост» распределения, начало подъема. Анализ подобных ситуаций и отделение их от случая истинно нерезонансных структур сильно модельно-зависим и должен проводиться аккуратно.

Заключение

Суммируя сказанное выше, можно констатировать, что изучение процесса Дрелла–Яна имеет очень важное значение для различных исследований в рамках физической программы ЛНС. Этот процесс не только является чувствительным инструментом для поиска сигналов новой физики за рамками Стандартной модели, но и служит значимым тестом самой СМ и фоном для массы других физически интересных процессов (с парой топ-кварков, калибровочных бозонов и пр.).

Разработанные методы отбора и реконструкции мюонов с большими поперечными импульсами ($p_T \sim \text{ТэВ}/c$) и мюонных пар с инвариантными массами до нескольких $\text{ТэВ}/c^2$, методы оценки и вычисления величины системати-

ческих неопределенностей сечений сигнальных и фоновых процессов были использованы в эксперименте CMS для реализации других направлений физической программы коллаборации в течение первого этапа работы LHC: открытия бозона Хиггса, наблюдения редких распадов $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, измерения функций распределения плотностей партонов и др.

Начиная с 2015 г., на основании этих разработок осуществляются исследования второго сеанса работы LHC (Run 2) при проектных значениях светимости и энергии столкновений протонов 13 ТэВ, а также проводится разработка новых направлений исследований как для будущего режима повышенной светимости LHC (High Luminosity LHC), так и для других экспериментов в области физики высоких энергий на планируемых ускорительных комплексах.

Список литературы

1. *Bayatian G. et al. (CMS Collab.)*. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. CERN-LHCC-2006-021; CMS-TDR-008-2. Geneva: CERN, 2006. 641 p.;
Bayatian G. et al. (CMS Collab.). // J. Phys. G: Nucl. Part. 2006. V. 34. P. 995.
2. *Christenson J. H., Hicks G. S., Lederman L. M., Limon P. J., Pope B. G., Zavattini E.* Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1523.
3. *Drell S. D., Yan T.-M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316; Erratum: *ibid.* P. 902.
4. *Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н.* Рождение мюонных пар в сильных взаимодействиях и асимптотические правила сумм. Препринт ОИЯИ Р2-4543. Дубна, 1969.
5. *Klein M., Yoshida R.* Collider Physics at HERA // Prog. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 61. P. 343; arXiv:0805.3334;
Whitlow L., Riordan E. M., Dasu S. Precise Measurements of the Proton and Deuteron Structure Functions from a Global Analysis of the SLAC Deep Inelastic Electron Scattering Cross Sections // Phys. Lett. B. 1992. V. 282. P. 475;
Moreno G. et al. Dimuon Production in Proton-Copper Collisions at $\sqrt{s} = 38.8$ GeV // Phys. Rev. D. 1991. V. 43. P. 2815;
NuSea Collab. Improved Measurement of the d/u Asymmetry in the Nucleon Sea // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 052002; arXiv:hep-ex/0103030;
CDF Collab. Direct Measurement of the W Production Charge Asymmetry in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 181801; arXiv:0901.2169;
D0 Collab. Measurement of the Muon Charge Asymmetry from W Boson Decays // Phys. Rev. D. 2008. V. 77. P. 011106; arXiv:0709.4254.
6. *CDF Collab.* Measurement of $d\sigma/dM$ and Forward-Backward Charge Asymmetry for High-Mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 131802; arXiv:0908.3914;
CDF Collab. Measurement of $d\sigma/dy$ of Drell-Yan e^+e^- Pairs in the Z Mass Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. B. 2010. V. 692. P. 232; arXiv:0908.3914;
D0 Collab. Measurement of the High-Mass Drell-Yan Cross Section and Limits

- on Quark-Electron Compositeness Scales // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4769; arXiv:hep-ex/9812010.
7. Aaltonen T. *et al.* (The CDF Collab.). Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ Collisions // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 121801.
 8. Bichsel H., Groom D. E., Klein S. R. Passage of Particles through Matter // Patrignani C. *et al.* (Particle Data Group). Chin. Phys. C. 2016. V. 40. 100001.
 9. Melnikov K., Petriello F. Electroweak Gauge Boson Production at Hadron Colliders through $O(\alpha_s^2)$ // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 114017; arXiv:hep-ph/0609070; Catani S., Cieri L., Ferrera G., De Florian D., Grazzini M. Vector Boson Production at Hadron Colliders: A Fully Exclusive QCD Calculation at NNLO // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 082001; Catani S., Grazzini M. Next-to-Next-to-Leading-Order Formalism in Hadron Collisions and Its Application to Higgs Boson Production at the LHC // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 222002; arXiv:hep-ph/0703012; Hamberg R., van Neerven W. L., Matsuura T. A Complete Calculation of the Order α_s^2 Correction to the Drell-Yan K-Factor // Nucl. Phys. B. 1991. V. 359. P. 343; Erratum: Nucl. Phys. B. 2002. V. 644. P. 403.
 10. Khachatryan V. *et al.* (CMS Collab.). Measurements of Differential and Double-Differential Drell-Yan Cross Sections in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 147; arXiv:1412.1115.
 11. Ball R. D. *et al.* Parton Distributions for the LHC Run II // JHEP. 2015. V. 04. P. 040; arXiv:1410.8849.
 12. Nachtmann O., Reiter A. The Vacuum Structure in QCD and Hadron-Hadron Scattering // Z. Phys. C. 1970. V. 24. P. 283; Brandenburg A., Nachtmann O., Mirkes E. Spin Effects and Factorisation in the Drell-Yan Process // Z. Phys. C. 1993. V. 60. P. 697.
 13. Lam C. S., Tung W.-K. A Systematic Approach to Inclusive Lepton Pair Production in Hadronic Collisions // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 2447.
 14. CDF Collab. First Measurement of the Angular Coefficients of Drell-Yan e^+e^- Pairs in the Z Mass Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 241801; arXiv:1103.5699.
 15. Khachatryan V. *et al.* (CMS Collab.). Angular Coefficients of Z Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Decaying to $\mu^+\mu^-$ as a Function of Transverse Momentum and Rapidity // Phys. Lett. B. 2015. V. 750. P. 154; arXiv:1504.03512.
 16. Accomando E., Belyaev A., Fiaschi J., Mimasu K., Moretti S., Shepherd-Themistocleous C. Forward-Backward Asymmetry As a Discovery Tool for Z' Bosons at the LHC // JHEP. 2016. V. (1). P. 127.
 17. Reports of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonance / Ed. by Bardin D., Hollik W., Passarino G. Techn. Rep. CERN-1995-03. Geneva: CERN, 1995; Bardin D. Yu. *et al.* ZFITTER v.6.21: A Semi-Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation // Comput. Phys. Commun. 2001. V. 133. P. 229; arXiv:hep-ph/9908433.
 18. Khachatryan V. *et al.* (CMS Collab.). Forward-Backward Asymmetry of Drell-Yan Lepton Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 325; arXiv:1601.04768.

19. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Weak Mixing Angle Using the Forward-Backward Asymmetry of Drell–Yan Events in pp Collisions at 8 TeV. CMS-SMP-16-007, CERN-EP-2018-126. Geneva, 2018; arXiv:1806.00863.
20. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Weak Mixing Angle with the Drell–Yan Process in Proton–Proton Collisions at the LHC // *Phys. Rev. D*. 2011. V. 84. P. 112002; arXiv:1110.2682.
21. *Hewett J. L., Rizzo T. G.* Low-Energy Phenomenology of Superstring-Inspired E6 Models // *Phys. Rep.* 1989. V. 183. P. 193;
Huitu K. et al. Doubly Charged Higgs at LHC // *Nucl. Phys. B*. 1997. V. 487. P. 27; hep-ph/9606311;
Feruglio F., Maiani L., Masiero A. Right-Handed Vector Bosons in p – p and p – $\bar{p}$ Collisions as a Source of Anomalous Events // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 233. P. 512;
del Aguila D., Quiros M., Zwirner F. Detecting E6 Neutral Gauge Bosons through Lepton Pairs at Hadron Colliders // *Nucl. Phys. B*. 1987. V. 287. P. 419;
Langacker P., Robinett R., Rosner J. New Heavy Gauge Bosons in pp and $p\bar{p}$ Collisions // *Phys. Rev. D*. 1984. V. 30. P. 1470.
22. *Randall L., Sundrum R.* A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 3370; arXiv:hep-ph/9905221;
Randall L., Sundrum R. An Alternative to Compactification // *Ibid.* P. 4690; arXiv:hep-th/9906064.
23. *Antoniadis I.* A Possible New Dimension at a Few TeV // *Phys. Lett. B*. 1990. V. 377. P. 246;
Antoniadis I., Benakli K. Limits on Extra Dimensions in Orbifold Compactifications of Superstrings // *Phys. Lett. B*. 1994. V. 326. P. 69;
Antoniadis I., Benakli K., Quiros M. Production of Kaluza–Klein States at Future Colliders // *Phys. Lett. B*. 1994. V. 331. P. 313.
24. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Search for Physics beyond the Standard Model in Dilepton Mass Spectra in Proton–Proton Collisions at 8 TeV // *JHEP*. 2015. V. 1504. P. 025; arXiv:1412.6302.
25. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.)*. Search for High-Mass Resonances in Dilepton Final States in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP*. 2018. V. 1806. P. 120; arXiv:1803.06292 [hep-ex].
26. *Lanyov A.* CMS Results on Dimuon Physics. CMS CR-2016/278. Geneva, 2016.
27. *CMS Collab.* // Proc., Snowmass Community Summer Study 2013 (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29 – Aug. 6, 2013; arXiv:1307.7135;
28. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 429. P. 263; arXiv: hep-ph/9803315;
Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity // *Phys. Rev. D*. 1999. V. 59. P. 086004; arXiv:hep-ph/9807344.
29. *Giudice G. F., Rattazzi R., Wells J. D.* Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders // *Nucl. Phys. B*. 1999. V. 544. P. 3.
30. *Han T., Lykken J. D., Zhang R.* Kaluza–Klein States from Large Extra Dimensions // *Phys. Rev. D*. 1999. V. 59. P. 105006.
31. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Differential Drell–Yan Cross Section in Proton–Proton Collisions at 13 TeV. CMS-SMP-17-001, CERN-EP-2018-320; arXiv:1812.10529.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ ДРЕЛЛА-ЯНА НА CMS

И. Н. Горбунов, О. В. Теряев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются регистрируемые детектором CMS угловые распределения дилептонов при распаде калибровочных бозонов, образованных в соударениях протонов на Большом адронном коллайдере. Соответствующие угловые коэффициенты связаны с поляризацией бозонов и являются чувствительным пробником для проверки Стандартной модели и дополнительным инструментом для поиска «новой» физики. Детально описаны процедура измерения и интерпретация полученных результатов. Особое внимание уделяется асимметрии «вперед–назад», а также нарушению соотношения Лэма–Тунга и его геометрической интерпретации. Обсуждается программа дальнейших исследований, предлагается рассматривать угловые распределения потерянного поперечного импульса как дополнительный сигнал появления частиц темной материи.

Введение

В опыте, полученном при применении КХД для описания экспериментов на LHC и связанном с этим прогрессе в ее развитии, можно условно выделить следующие основные направления.

Рост энергии приводит к тому, что доля продольного импульса протонов x , которую несут партоны, становится очень малой. При этом «главными» партонами становятся глюоны, плотность которых значительно превышает плотность кварков и антикварков. Это позволяет исследовать как пертурбативные, так и непертурбативные элементы КХД в совершенно новой области. Речь здесь идет о разных типах так называемой КХД-факторизации.

Определяющая роль глюонов при наличии высокой интенсивности пучков приводит к существенному росту числа регистрируемых событий, что позволяет изучать непертурбативную КХД со все большей точностью, что является необходимым надежным фундаментом для поиска «новой» физики.

Возросшая точность позволяет также исследовать поляризационные эффекты, важные как для тонких проверок самой КХД, так и для поисков новой физики. Поскольку на LHC существенно возросла статистическая обеспеченность экспериментов, это ведет к повышению точности измерений

наблюдаемых физических величин. В частности, это относится к тензорной поляризации калибровочных бозонов. Недавние результаты CMS и ATLAS позволили исследовать [1, 2] соответствие между высшими порядками КХД и предложенной ранее простой геометрической картиной [3], отражающей, по-видимому, связи между различными симметричными свойствами амплитуд КХД.

Действительно, симметричные свойства относительно вращений в 3-мерном пространстве [3] оказываются связанными со свойствами диаграмм Фейнмана в КЭД, явно соблюдающими лоренцевскую и калибровочную инвариантность. Именно, расчет для калибровочно-инвариантного набора двух диаграмм аннигиляции в виртуальный фотон с инвариантной массой Q и реальный фотон (или глюон) с импульсом p_T приводит к нетривиальному совпадению с результатом трехмерного поворота на угол θ при условии, что $\tan \theta = p_T/Q$ [4].

Подобные проявления симметричных свойств дают основания считать тензорную поляризацию чувствительным инструментом для поиска новой физики. В частности, появление s -канальных резонансов должно проявиться в значительно более жестком распределении по поперечному импульсу, что является естественным обобщением изотропного распределения для резонанса со спином 0, использовавшегося при поиске бозона Хиггса.

В случае появления резонансов, связанных с частицами темной материи, этот метод может быть применен для угловых распределений ненаблюдаемых частиц, что может рассматриваться также как развитие применяемых в CMS методов [5].

1. Угловые распределения в процессах Дрелла–Яна

На адронных коллайдерах процессы Дрелла–Яна (рис. 1 и 2) приводят к рождению пар лептонов в широком диапазоне инвариантных масс и поперечных импульсов.

В случае больших энергий и малых x становится существенным вклад кварк-глюонного подпроцесса.

В начале 1970-х гг. Сидни Дэвидом Дреллом и Тунг-моу Яном [6] был описан процесс рождения и получено выражение для дифференциального по

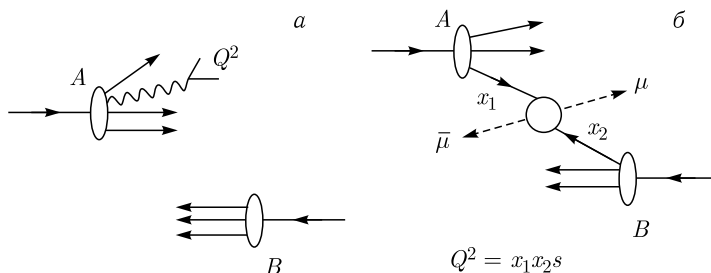


Рис. 1. а) Рождение массивной пары лептонов в одном из адронов в столкновении адронов при высоких энергиях. б) Рождение пары лептонов при аннигиляции партон-антипартонной пары [6]

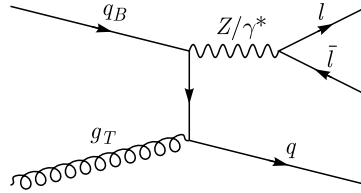


Рис. 2. Рождение пары лептонов при комптоновском рассеянии глюонов на кварках

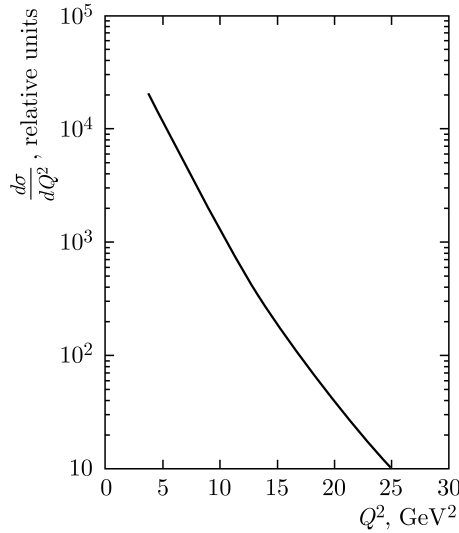


Рис. 3. $d\sigma/dQ^2$, полученное в работе [6] при одинаковых распределениях импульсов партона и антипартон

квадрату инвариантной массы пары лептонов сечения рождения лептонных пар в столкновениях адронов (рис. 3). Впоследствии это предсказание было неоднократно проверено экспериментально, в том числе в эксперименте CMS [7–9].

В работе [6] также было получено выражение для углового распределения лептона относительно оси пучка в системе покоя лептонной пары — $1 + \cos \theta^2$, где θ — угол между лептоном и осью пучка. Дрелл и Ян указывали, что одним из тестов модели может быть измерение угловых коэффициентов. Этот результат был получен в приближении малого поперечного импульса пары лептонов. Действительно, когда поперечный импульс пары лептонов мал по сравнению с квадратом переданного импульса, партоны сталкивающихся адронов движутся коллинеарно в системе центра масс (с. ц. м.) лептонной пары, а угловые распределения зависят только от угла θ .

Однако эксперименты во FNAL [10–13] показали, что пренебрегать поперечным импульсом пар лептонов нельзя (рис. 4).

В случае, если поперечным импульсом пары лептонов нельзя пренебречь, импульсы партонов не коллинеарны и образуют выделенную плоскость и угловые распределения зависят не только от полярного угла θ , но и от азимутального угла φ . Таким образом, появляется больше информации для

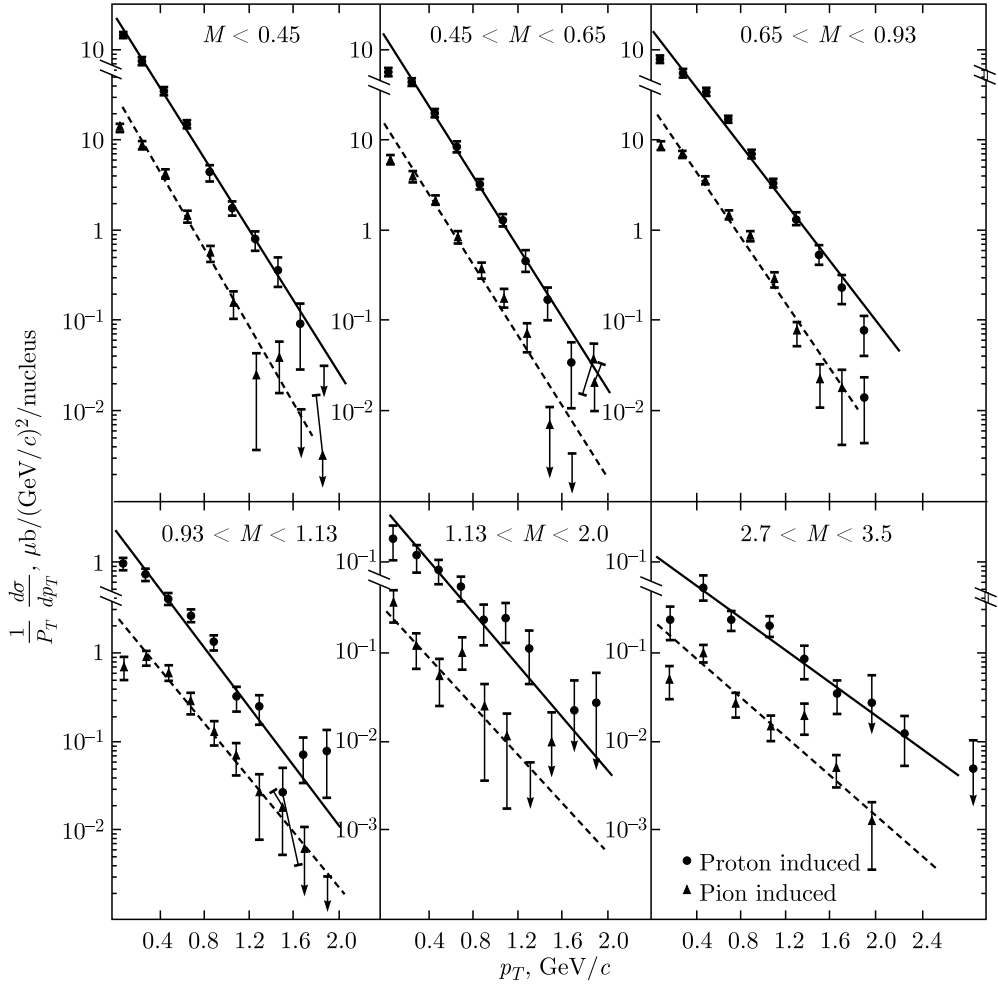


Рис. 4. Зависимость рождения пар мюонов от поперечного импульса. Линиями показаны функции формы $(d\sigma/dp_T)/p_T \propto \exp(-bp_T)$ [11]

экспериментального анализа. Для минимизации влияния эффектов, связанных с поперечным импульсом лептонной пары, используется система Коллинза–Сопера [14]. Это система покоя лептонной пары, в которой ось Z' делит пополам угол между направлениями движения кварка и антикварка (рис. 5).

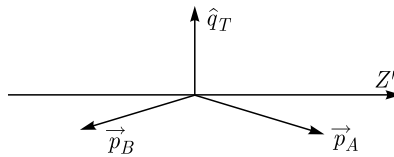


Рис. 5. Система Коллинза–Сопера [14]. p_A и p_B — импульсы кварка и антикварка

В работе [15], с учетом поперечного импульса пары лептонов, было получено выражение для углового распределения лептонов в процессах Дрелла–Яна:

$$E \frac{d\sigma}{dx_F dP_T^2 dM d\Omega} = \frac{1}{8} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{e^4}{M s^{3/2}} [W_T(1 + \cos^2 \theta) + W_L \sin^2 \theta + W_\Delta \sin 2\theta \cos \varphi + W_{\Delta\Delta} \sin^2 \theta \cos 2\varphi], \quad (1)$$

где W_T и W_L — структурные функции для продольно- и поперечно-поляризованного виртуального фотона, а W_Δ и $W_{\Delta\Delta}$ — «single-spin-flip» и «double-spin-flip» структурные функции. Последние два члена исчезают при интегрировании по φ , а выражение для углового распределения принимает вид $d\sigma/d\cos\theta \propto 1 + \alpha \cos^2 \theta$, где $\alpha = (W_T - W_L)/(W_T + W_L)$. Экспериментальные измерения угловых распределений пар мюонов во FNAL [16] показали, что при больших поперечных импульсах пары фотон обладает ненулевой продольной поляризацией (рис. 6).

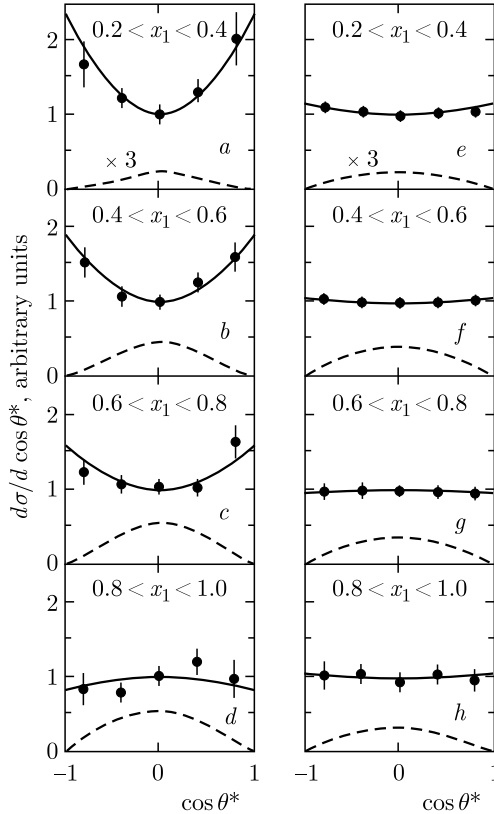


Рис. 6. $d\sigma/d\cos\theta$ для различных интервалов x_1 : a–d) для масс $M > 4$ ГэВ, e–h) для области J/ψ [16]

Также была выведена теорема (соотношение) Лэма–Тунга [15, 17], которая нечувствительна к (ведущим) КХД-поправкам и допускает простую геометрическую интерпретацию [3].

2. Исследование угловых распределений пар электронов и мюонов на CMS

В эксперименте CMS использовалась следующая параметризация угловых распределений лептонов:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta^*d\varphi^*} \propto & (1 + \cos^2\theta^*) + A_0\frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta^*) + A_1\sin(2\theta^*)\cos\varphi^* + \\ & + A_2\frac{1}{2}\sin^2\theta^*\cos(2\varphi^*) + A_3\sin\theta^*\cos\varphi^* + A_4\cos\theta^* + \\ & + A_5\sin^2\theta^*\sin(2\varphi^*) + A_6\sin(2\theta^*)\sin\varphi^* + A_7\sin\theta^*\sin\varphi^*, \end{aligned} \quad (2)$$

где θ^* — угол между импульсом отрицательно заряженного лептона и осью Z в системе Коллинза–Сопера [18], где за положительное направление оси Z выбрано направление движения кварка. Слагаемые A_3 – A_7 обусловлены наличием нарушающего P -четность взаимодействия Z -бозона. В данном представлении теорема Лэма–Тунга принимает вид

$$A_0 = A_2. \quad (3)$$

Если проинтегрировать выражение (2) по φ^* , можно получить дифференциальное сечение по $\cos\theta^*$ в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta^*) + A_{FB}\cos\theta^*, \quad (4)$$

где A_{FB} — асимметрия вылета лептона «вперед–назад». Значение асимметрии A_{FB} зависит от массы и ширины распада переносчика взаимодействий, векторной и аксиально-векторной констант связи, а следовательно, величина A_{FB} чувствительна к вкладам новой физики. Отклонение значений асимметрии от предсказанных Стандартной моделью может указывать на существование дополнительных нейтральных калибровочных бозонов [19–24], внутренней структуры кварков и лептонов [25], дополнительных измерений и суперсимметричных частиц [26]. Также, используя асимметрию A_{FB} , можно извлечь эффективный угол слабого смешивания $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(m_Z)$. Более того, асимметрия позволяет сделать выбор между различными теоретическими моделями нового тяжелого калибровочного бозона в случае его обнаружения.

Асимметрия «вперед–назад» была впервые измерена на установке CMS при энергии сталкивающихся пучков 7 ТэВ (рис. 7) на основе 5 фб^{-1} данных [27]. Измерения выполнены в интервалах по быстрой ($|y_{ll}| < 1$, $1 < |y_{ll}| < 1.25$, $1.25 < |y_{ll}| < 1.5$, $1.5 < |y_{ll}| < 2.4$) и инвариантной массе ($40 < M_{ll} < 2000 \text{ ГэВ}$). Значения асимметрии находятся в согласии с предсказаниями Стандартной модели в пределах статистических и систематических неопределенностей. Асимметрия измерена в электронном и мюонном каналах, также представлены комбинированные (объединенные) результаты измерения.

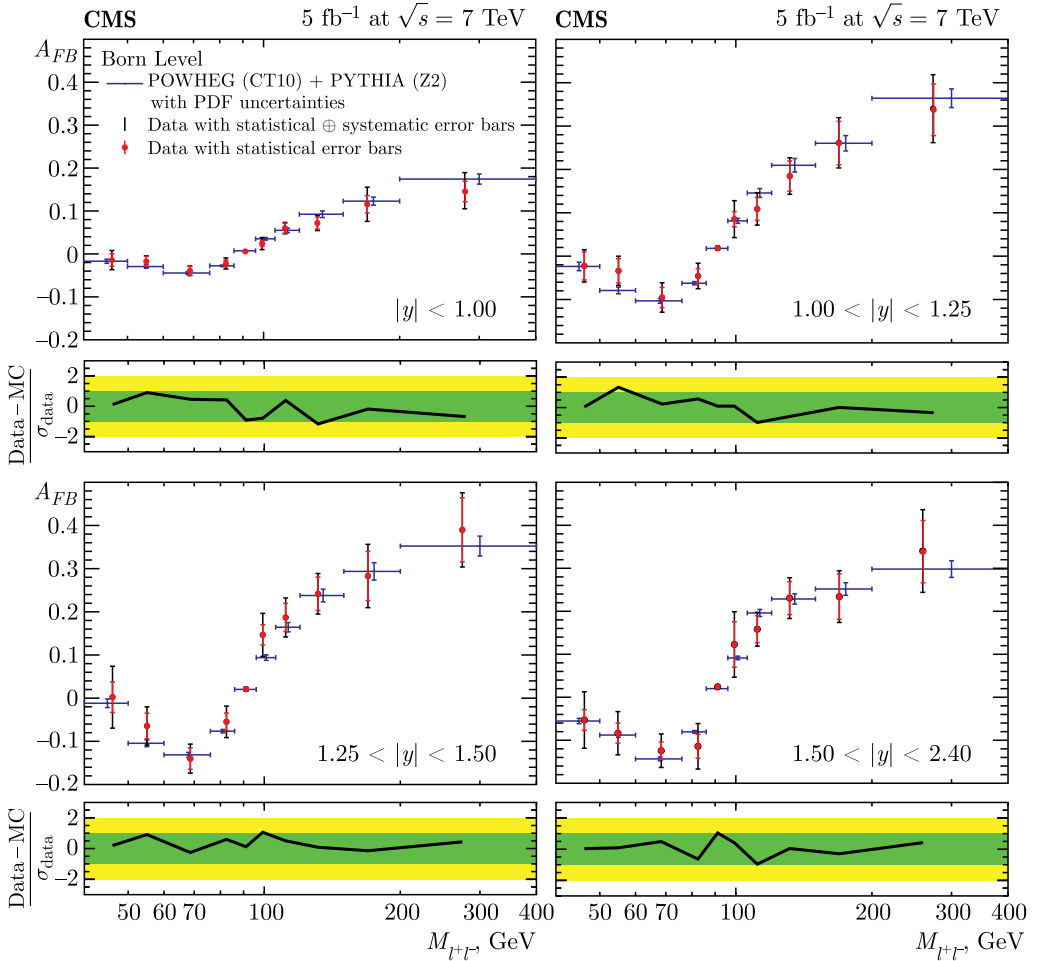


Рис. 7. Асимметрия A_{FB} , измеренная в эксперименте CMS в четырех интервалах по быстроте. Измерение выполнено при энергии сталкивающихся пучков 7 ТэВ. На врезках под графиками показано отношение разности значений асимметрии, измеренной на данных CMS и теоретически предсказанной в рамках СМ, к сумме статистических и систематических неопределенностей [27]

Измерение асимметрии «вперед–назад» в интервалах по быстроте лептонной пары частично обусловлено сложностью изучения угловых распределений на протон-протонных коллайдерах. При столкновении протонов направление движения кварка неизвестно. Однако обычно происходит аннигиляция валентного кварка из одного протона с морским антикварком из другого. Поэтому в среднем кварк обладает большим импульсом по сравнению с антикварком, а следовательно, направление движения кварка, в среднем, совпадает с направлением движения димюнной системы. При измерении угла θ на LHC считают, что направление движения кварка совпадает с направлением буста димюнной системы [28]. Однако чем меньше быстрота димюнной системы, тем больше вероятность ошибиться при определении знака угла θ (рис. 8).

Рис. 8. Вероятность ошибочно приписать знак углу θ , используя направление движения димюнной системы [28]

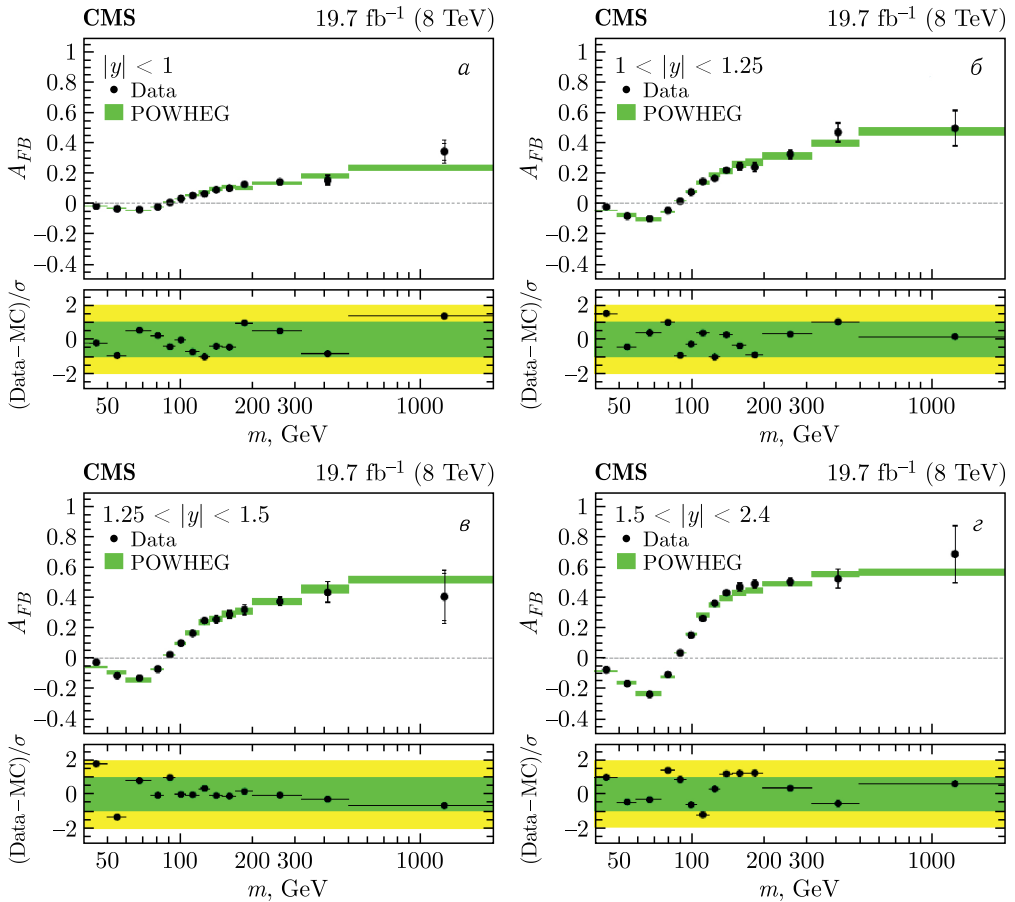
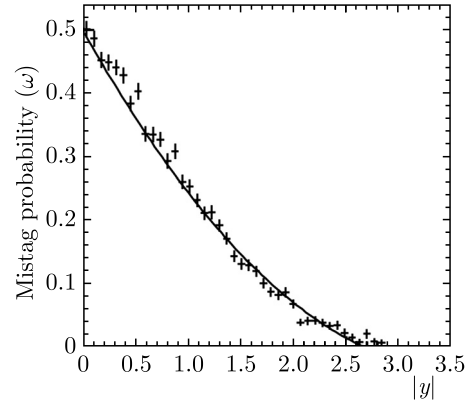


Рис. 9. Асимметрия A_{FB} , измеренная в эксперименте CMS в четырех интервалах по быстроте. Измерение выполнено при энергии сталкивающихся пучков 8 ТэВ. На врезках под графиками показано отношение разности значений асимметрии, измеренной на данных CMS и теоретически предсказанной в рамках CM, к сумме статистических и систематических неопределенностей [29]

На рис. 8 видно, что вероятность ошибки резко падает с ростом быстроты лептонной пары. Однако при больших быстротах возрастает влияние эффектов, связанных с геометрическим аксептансом установки. Поэтому важно расширить диапазон быстрот, в котором выполняется измерение. При измерении

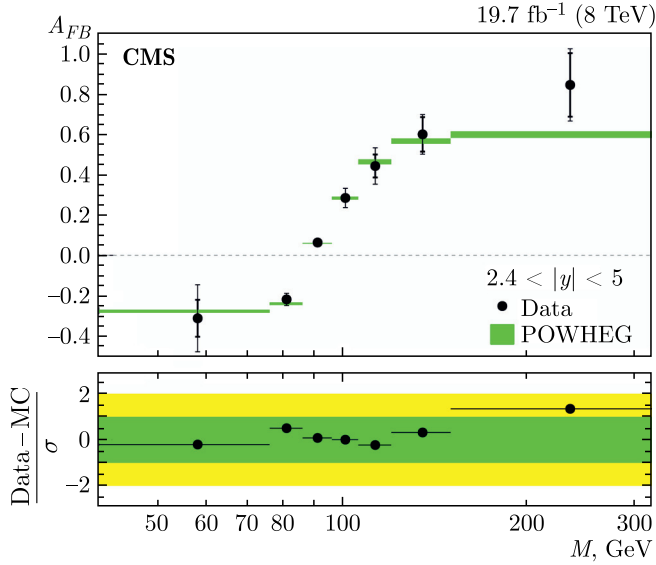


Рис. 10. Асимметрия A_{FB} , измеренная в эксперименте CMS в электронном канале в интервале быстрот $2,4 < |y| < 5$ [29]

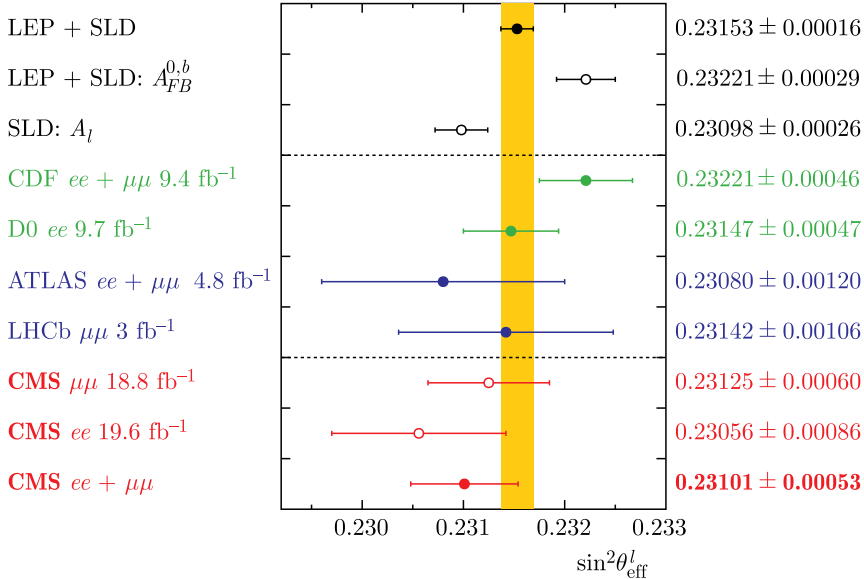


Рис. 11. Сравнение значений $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$, измеренных в электронном, мюонном и комбинированном каналах на LEP, SLD, Tevatron и LHC. Желтая полоса соответствует объединению результатов измерений LEP и SLD

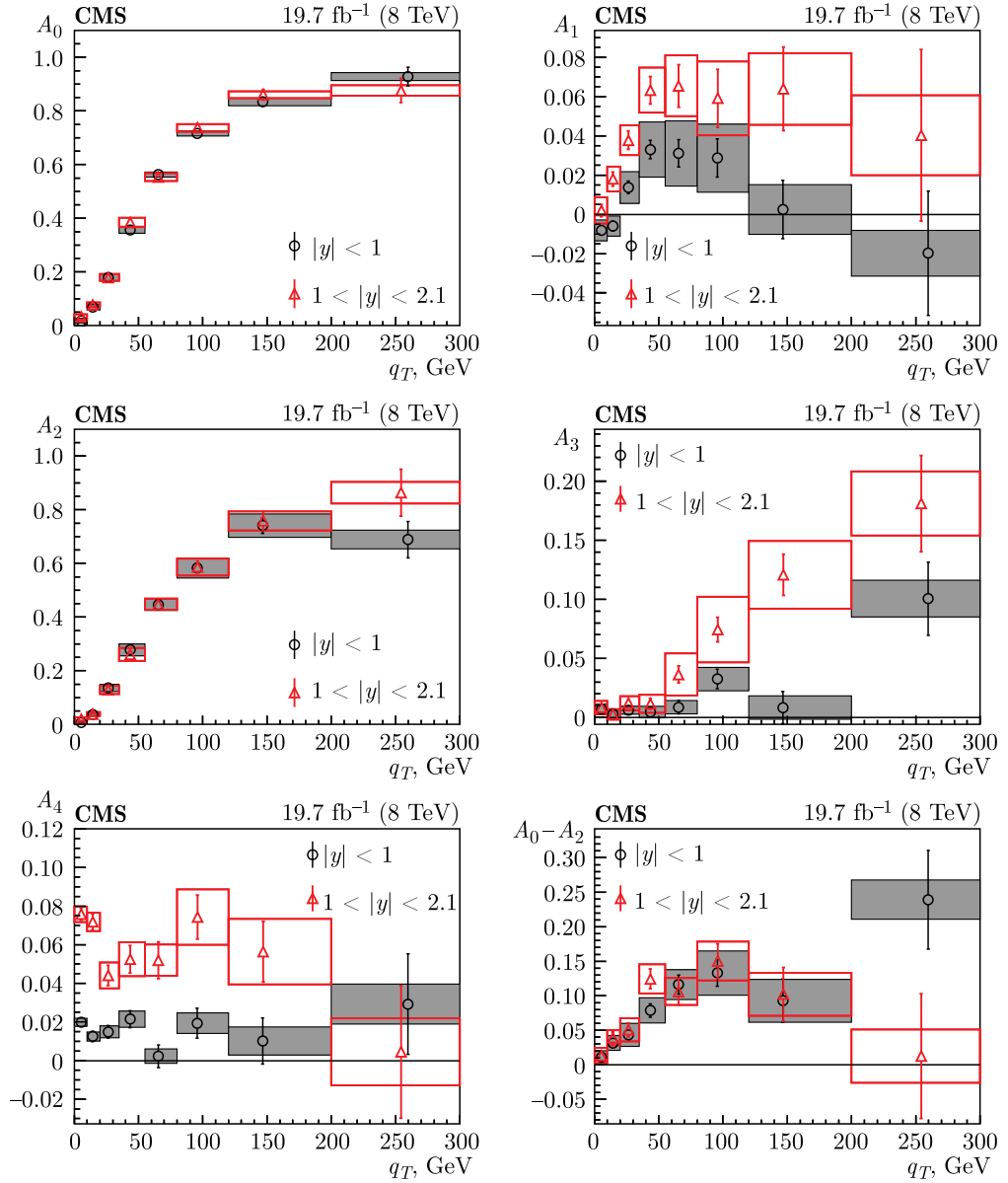


Рис. 12. Пять угловых коэффициентов A_i и разность коэффициентов $A_0 - A_2$, измеренные в системе Коллинза–Сопера в интервалах по поперечному импульсу q_T . Черные круги — измерение в интервале быстрот $|y| < 1$. Красные треугольники — измерение в интервале быстрот $1 < |y| < 2.1$. Вертикальными линиями показаны статистические, а прямоугольниками — систематические неопределенности [32]

асимметрии «вперед–назад» на установке CMS при энергии сталкивающихся пучков 8 ТэВ (рис. 9) было использовано 19,7 фб⁻¹ данных [29]. Помимо того, что измерение выполнено в новой области энергий сталкивающихся пучков,

количество интервалов по быстрой электронным пар, в которых проводились измерения, было увеличено до пяти (рис. 10) за счет использования информации с переднего адронного калориметра.

Также в эксперименте CMS на основе данных, полученных при энергии пучков 7 и 8 ТэВ, было измерено значение квадрата синуса эффективного угла Вайнберга $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$ [30, 31]. Извлечение значения $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$ выполнено методом аппроксимации экспериментально измеренного распределения $A_{FB}(M_{ll}, y_{ll})$ в области пика Z -бозона теоретически предсказанными значениями. Полученные результаты — одни из самых точных в мире (рис. 11).

Более того, в эксперименте CMS выполнены измерения значений пяти угловых коэффициентов A_0 – A_4 и разности $A_0 - A_2$ [32]. На рис. 12 показаны измеренные значения угловых коэффициентов в двух интервалах по быстрой и восьми интервалах по поперечному импульсу q_T . На графике разности коэффициентов $A_0 - A_2$ видно, что теорема Лэма–Тунга (3) нарушается при больших поперечных импульсах лептонных пар, а это нарушение имеет сильную зависимость от быстрой.

Эти эффекты могут быть описаны как за счет вкладов высших порядков КХД, так и в геометрической модели [3] при учете эффекта некомпланарности [1], связанного с различием кварковой и адронной плоскостей.

3. Программа дальнейших исследований

Важно продолжить измерение асимметрии A_{FB} на данных, полученных в следующих этапах работы ЛНС. В работах, посвященных поиску тяжелого Z' -бозона, A_{FB} обычно рассматривается как наблюдаемая, которая позволяет сделать выбор между различными теоретическими моделями в случае наблюдения сигнала Z' -бозона. Однако, измеряя асимметрию «вперед–назад», можно также наложить ограничения на массу или даже совершить открытие нового тяжелого нейтрального бозона. Например, в работе [33] была систематически изучена возможность использования A_{FB} как инструмента открытия новой физики. Было рассмотрено два сценария: Z' -бозон с малой и большой шириной распада. Было показано, что в первом случае, в области инвариантных масс, близкой к массе нового бозона, асимметрия меняет знак (рис. 13, а), и в случае некоторых теоретических моделей, например E_1 , статистическая значимость обнаружения нового нейтрального калибровочного бозона при анализе распределения A_{FB} по инвариантной массе лептонной пары превышает соответствующую величину, полученную при анализе распределения событий по инвариантной массе (рис. 13, б). На рис. 13, б статистическая значимость при исследовании реконструированного распределения A_{FB} (зеленая гистограмма) меньше, чем соответствующая величина, полученная при использовании данных генератора, из-за ошибок в определении направления движения кварка на pp -коллайдерах, однако в данном случае не учтена возможность коррекции этого систематического эффекта. Более того, асимметрия «вперед–назад» менее чувствительна к систематическим эффектам, чем сечения, так как является их отношением. Поэтому при обработке данных второго этапа работы ЛНС важно выполнить измерения, введя коррекцию эффекта ошибочного определения знака полярного угла,

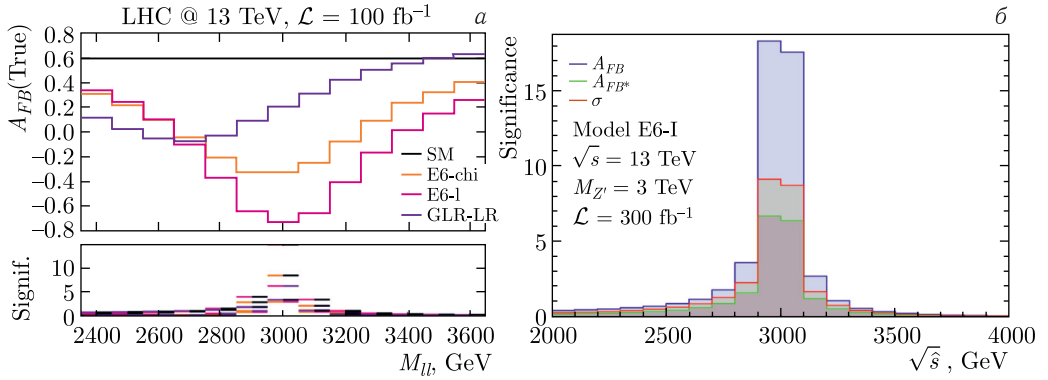


Рис. 13. а) A_{FB} до реконструкции, при использовании данных генератора, в зависимости от инвариантной массы пары лептонов, соответствующая предсказаниям Стандартной модели (черная гистограмма) и моделей E_χ (оранжевая), E_I (красная) и GLR-LR (фиолетовая) с Z' -бозоном с массой $M_{Z'} = 3 \text{ ТэВ}$. Результаты приведены при энергии сталкивающихся пучков 13 ТэВ на статистике $L = 100 \text{ фб}^{-1}$. На графике внизу показана статистическая значимость определения модели. Двухцветными линиями показаны сравниваемые модели. б) Статистическая значимость обнаружения нового нейтрального калибровочного бозона, предсказанного в модели E_I с массой $M_{Z'} = 3 \text{ ТэВ}$, при энергии LHC 13 ТэВ на статистике $L = 300 \text{ фб}^{-1}$ в зависимости от инвариантной массы пары лептонов. Красная гистограмма — статистическая значимость, полученная при анализе распределения событий по инвариантной массе. Голубая и зеленая гистограммы — статистическая значимость, полученная при анализе распределения асимметрии по инвариантной массе с помощью данных генератора и реконструированных данных соответственно [33]

а также использовать асимметрию для установления ограничений снизу на массу новых нейтральных калибровочных бозонов и ограничений теории technicolor.

В случае широких резонансов осуществляется поиск систематического превышения числа событий по сравнению с предсказаниями Стандартной модели. Однако это превышение может быть неверно интерпретировано из-за процедуры оценки фона (рис. 14, слева). Поэтому важно измерить A_{FB} , которая может помочь в интерпретации сигнала и обладает более ярко выраженной формой распределения (рис. 14, справа). Кроме того, характерная структура распределения A_{FB} по инвариантной массе, указывающая на существование тяжелого нейтрального калибровочного бозона, сильно смещена в область малых по сравнению с массой Z' инвариантных масс, что позволяет надеяться на наблюдение нового, очень тяжелого калибровочного бозона с массой, находящейся вне кинематически доступного на LHC диапазона.

Также в работе [34] была изучена возможность измерения $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(m_Z)$ на установке CMS во время второго этапа работы LHC при повышенной светимости. Было показано, что большой объем данных, который планируется получить на CMS, и увеличенный акцептанс установки ($|\eta| < 2,8$) позволят значительно улучшить точность измерения синуса угла Вайнберга на CMS и превзойти по точности объединенные результаты LEP и SLD (см. таблицу). Увеличение акцептанса установки позволяет снизить статистическую погреш-

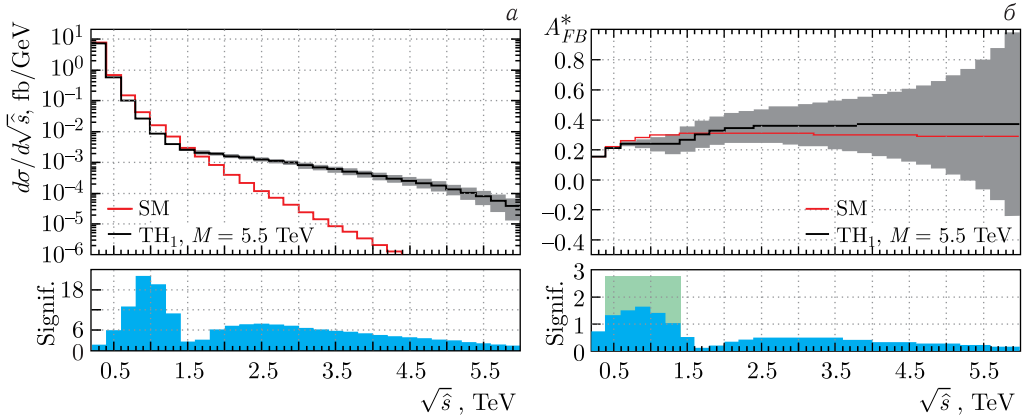


Рис. 14. Дифференциальное по инвариантной массе лептонной пары сечение (а) и A_{FB}^* в зависимости от инвариантной массы лептонной пары (б) в соответствии с предсказаниями модели ТН при массе Z' -бозона $M_{Z'} = 5,5$ ТэВ и $\Gamma_{Z'}/M_{Z'} = 50\%$. Приведены статистические погрешности. Результаты приведены при энергии сталкивающихся пучков 13 ТэВ на статистике $\bar{L} = 300$ фб $^{-1}$. Учен акцептанс установки [33]

Статистическая, номинальная, связанная с функциями распределения партонов NNPDF3.0 [35], и улучшенная, за счет наложения ограничений на NNPDF3.0, погрешности измерения $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(m_Z)$, которые возможно получить при энергии сталкивающихся пучков 14 ТэВ при акцептансах мюонной системы $|\eta| < 2,4$ и $|\eta| < 2,8$ для различных значений набранной интегральной светимости. Для сравнения приведены погрешности при 8 ТэВ: предпоследняя строка — полученные методом [34], последняя строка — использованные при измерениях на экспериментальных данных [31]

$L_{\text{int}}, \text{фб}^{-1}$	$\delta_{\text{stat}} \times 10^{-5}$		$\delta_{\text{nnpdf3.0}}^{\text{nominal}} \times 10^{-5}$		$\delta_{\text{nnpdf3.0}}^{\text{constrained}} \times 10^{-5}$	
	$ \eta < 2,4$	$ \eta < 2,8$	$ \eta < 2,4$	$ \eta < 2,8$	$ \eta < 2,4$	$ \eta < 2,8$
10	76	51	75	57	39	29
100	24	16	75	57	27	20
500	11	7	75	57	20	16
1000	8	5	75	57	18	14
3000	4	3	75	57	15	12
19 [34]	43		49		27	
19 [31]	44		54		32	

ность на 30 %, а систематическую погрешность функций распределения партонов — на 20 %.

Сильная зависимость угловых коэффициентов от поперечного импульса и быстроты лептонной пары и нарушение теоремы Лэма–Тунга при больших значениях поперечного импульса, наблюдаемые на CMS, требуют теоретического объяснения. Одно из таких объяснений было дано в работах [1, 2]. Было показано, что причина наблюдаемых отклонений связана с некомпла-

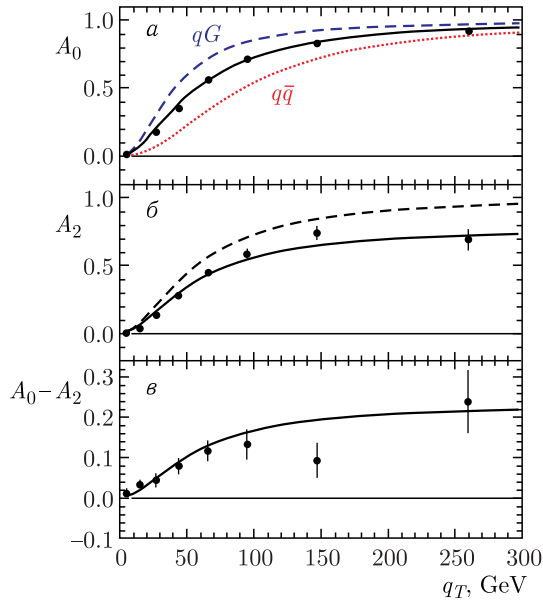


Рис. 15. а) Коэффициент A_0 , измеренный в интервале быстрот $|\eta| < 1$. Красная и синяя кривые показывают предсказанные зависимости коэффициента от поперечного импульса пары для $q\bar{q}$ - и qG -механизмов рождения. Точки — измеренные значения. Сплошная кривая — аппроксимация данных, полученная при учете того, что $(58,5 \pm 1,6)\%$ и $(41,5 \pm 1,6)\%$ лептонных пар рождаются благодаря qG - и $q\bar{q}$ -механизмам рождения соответственно. б) Коэффициент A_2 при $|\eta| < 1$. Штриховая кривая получена аналогично сплошной кривой на рисунке а. Сплошная кривая — аппроксимация данных. Предположительно, расхождение между предсказанными и измеренными значениями вызвано процессами следующих порядков теории возмущений, когда множественные партоны наблюдаются в конечном состоянии совместно с Z/γ -бозонами, что приводит к некомпланарности плоскости адронов и кварков. Среднее отклонение от компланарности — 20° . Точки — экспериментальные данные. в) Разность коэффициентов A_0 и A_2 при $|\eta| < 1$. Точки — экспериментальные данные. Сплошная кривая — аппроксимация данных [2]

нарностью плоскостей, в которых лежат импульсы адронов и кварков, и с различными механизмами рождения лептонных пар (аннигиляция кварка и антикварка и комптоновское рассеяние глюона на кварке). Было показано, что, измеряя коэффициент A_0 , можно получить важную информацию о динамике механизма рождения, в частности, получить относительные вклады процессов $q\bar{q}$ -аннигиляции и qG комптоновского рассеяния (рис. 15). Для проверки этой модели необходимо провести измерения угловых коэффициентов в процессах ассоциированного рождения лептонных пар с глюонными и кварковыми струями.

Также измерения угловых коэффициентов должны быть выполнены в зависимости от быстроты, инвариантной массы и поперечного импульса. Следует увеличить число интервалов по быстроте, в которых выполняются измерения, так как наблюдается сильная зависимость нарушения теоремы Лэма–Тунга от быстроты (рис. 16).

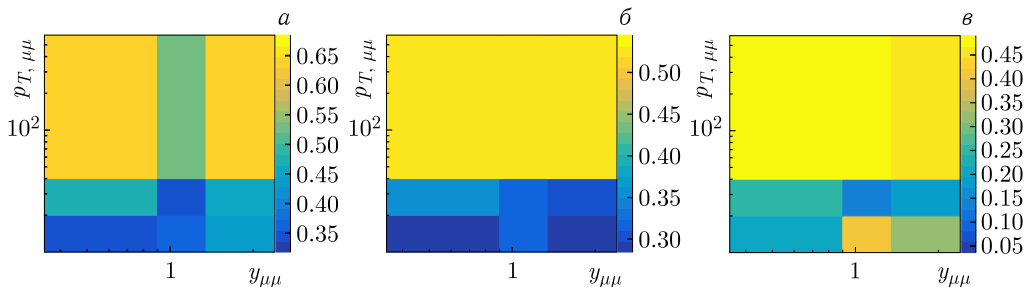


Рис. 16. Коэффициент A_0 в зависимости от поперечного импульса и быстроты в интервалах инвариантных масс лептонной пары 50–80 ГэВ (а), 80–100 ГэВ (б), 100–3000 ГэВ (в)

Измерения A_{FB} могут сочетаться с исследованием других нарушающих четность элементов матрицы плотности и соответствующих угловых коэффициентов. Можно также ставить вопрос о поиске угловых коэффициентов, соответствующих образованию частиц с другими спинами (например, гравитона со спином 2), и об измерении угловых распределений событий с потерянным поперечным импульсом, что может быть связано с рождением частиц темной материи.

Заключение

В эксперименте CMS выполнены измерения асимметрии A_{FB} в ранее недоступной области инвариантных масс пар лептонов при энергии сталкивающихся пучков протонов 7 и 8 ТэВ. Измеренные значения находятся в согласии с предсказаниями СМ. Важно продолжить данные измерения, так как они позволяют обнаружить сигнал новой физики, в том числе за пределами кинематически доступного на LHC диапазона. Также измерено значение синуса эффективного угла Вайнберга при энергиях 7 и 8 ТэВ с помощью метода аппроксимации A_{FB} в области пика Z -бозона. Точность этого измерения — одна из лучших среди доступных в настоящее время. Запланированная модернизация установки CMS и набор большего количества данных позволят превзойти по точности существующие измерения. Измеренные значения угловых коэффициентов не согласуются с некоторыми теоретическими предсказаниями. Однако существуют модели, описывающие данные отклонения, но для их проверки необходимо измерить угловые распределения лептонных пар при их ассоциированном с глюонными и кварковыми струями рождении. Это позволит получить дополнительную экспериментальную информацию о динамике механизмов рождения пар лептонов в процессах Дрелла–Яна, а также предложить новые методы поиска новой физики.

Список литературы

1. Peng Jen-Chieh, Chang Wen-Chen, McClellan R. E., Teryaev O. // Phys. Lett. B. 2016. V. 758. P. 384–388.
2. Chang Wen-Chen, McClellan R. E., Jen-Chieh Peng, Teryaev O. Dependencies of Lepton Angular Distribution Coefficients on the Transverse Momentum and Rapidity of Z Bosons Produced in pp Collisions at the LHC // Phys. Rev. D. 2017. V. 96(5). P. 054020.

3. *Teryaev O.* Positivity Constraints for Quarkonia Polarization // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2011. V. 214(1). P. 118–119.
4. *Teryaev O.* GPDs and DY Processes (at COMPASS and NICA). Talk at “Transversity 2011”, Veli Losinj, Croatia.
5. *Sirunyan A. M. et al.* Search for Long-Lived Particles Using Nonprompt Jets and Missing Transverse Momentum with Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Lett. B. 2019. V. 797. P. 134876.
6. *Drell S. D., Yan T. M.* Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316.
7. *CMS Collab.* Measurement of the Differential and Double-Differential Drell-Yan Cross Sections in Proton-Proton Collisions at 7 TeV // JHEP. 2013. V. 12. P. 030.
8. *CMS Collab.* Measurements of Differential and Double-Differential Drell-Yan Cross Sections in Proton-Proton Collisions at 8 TeV // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 147.
9. *CMS Collab.* Measurement of the Differential Drell-Yan Cross Section in Proton-Proton Collisions at 13 TeV. CMS-PAS-SMP-16-009. Geneva: CERN, 2016.
10. *Hom D. C. et al.* Production of High-Mass Muon Pairs in Proton-Nucleus Collisions at 400 GeV // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1374.
11. *Anderson K. J. et al.* Inclusive μ -Pair Production at 150 GeV by π^+ Mesons and Protons // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 799.
12. *Binkley M. et al.* Dimuon Production in the ρ , J , and Continuum Regions // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 574.
13. *Kluberg L. et al.* Production of Massive Muon Pairs by 300- and 400-GeV Protons // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1451.
14. *Collins J. C., Soper D. E.* Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions // Phys. Rev. D. 1977. V. 16(7). P. 2219–2225.
15. *Lam C. S., Wu-Ki Tung.* Systematic Approach to Inclusive Lepton Pair Production in Hadronic Collisions // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 42(5). P. 291–294.
16. *Anderson K. J. et al.* Evidence for Longitudinal Photon Polarization in Muon-Pair Production by Pions // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1219.
17. *Lam C. S., Wu-Ki Tung.* Parton-Model Relation without Quantum-Chromodynamic Modifications in Lepton Pair Production // Phys. Rev. D. 1980. V. 21(9). P. 2712–2715.
18. *CMS Collab.* Angular Coefficients of Z Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Decaying to $\mu^+\mu^-$ as a Function of Transverse Momentum and Rapidity // Phys. Lett. B. 2015. V. 750. P. 154.
19. *London D., Rosner J. L.* Extra Gauge Bosons in E_6 // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 1530.
20. *Rosner J. L.* Off-Peak Lepton Asymmetries from New Z 's // Phys. Rev. D. 1987. V. 35. P. 2244.
21. *Cvetič M., Godfrey S.* Electroweak Symmetry Breaking and New Physics at the TeV Scale / Ed. T. L. Barklow et al. World Sci., 1995. P. 383.
22. *Rosner J. L.* Forward-Backward Asymmetries in Hadronically Produced Lepton Pairs // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 1078.

23. *Bodek A., Baur U.* Implications of a 300–500 GeV/ c^2 Z' Boson on $p\bar{p}$ Collider Data at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 21. P. 607–611.
24. *CDF Collab.* Search for New Gauge Bosons Decaying into Dileptons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 2192–2197.
25. *CDF Collab.* Limits on Quark–Lepton Compositeness Scales from Dileptons Produced in 1.8 TeV $p\bar{p}$ Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 2198.
26. *Davoudiasl H., Hewett J. L., Rizzo T. G.* Phenomenology of the Randall–Sundrum Gauge Hierarchy Model // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 2080–2083.
27. *CMS Collab.* Forward-Backward Asymmetry of Drell–Yan Lepton Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2013. V. 718. P. 752.
28. *Valuev V., Cousins R., Mumford J.* Forward-Backward Asymmetry of Simulated and Reconstructed $Z \rightarrow \mu\mu$ Events in CMS. CMS Note 2005/022. Geneva: CERN, 2005.
29. *CMS Collab.* Forward-Backward Asymmetry of Drell–Yan Lepton Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76. P. 325.
30. *CMS Collab.* Measurement of the Weak Mixing Angle with the Drell–Yan Process in Proton–Proton Collisions at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 84. P. 112002.
31. *CMS Collab.* Measurement of the Weak Mixing Angle Using the Forward-Backward Asymmetry of Drell–Yan Events in pp Collisions at 8 TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2018. V. 78. P. 701; CMS-SMP-16-007, CERN-EP-2018-126; arXiv:1806.00863.
32. *CMS Collab.* Angular Coefficients of Z Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Decaying to $\mu^+\mu^-$ as a Function of Transverse Momentum and Rapidity // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 750. P. 154
33. *Accomando E., Belyaev A., Fiaschi J., Mimasu K., Moretti S., Shepherd-Themistocleous C.* Forward-Backward Asymmetry as a Discovery Tool for Z' Bosons at the LHC // *JHEP.* 2016. V. 1. P. 127.
34. *CMS Collab.* A Proposal for the Measurement of the Weak Mixing Angle at the HL-LHC. Technical Report CMS-PAS-FTR-17-001. Geneva: CERN, 2017.
35. *The NNPDF Collab.* Parton Distributions for the LHC RUN II // *JHEP.* 2015. V. 4. P. 40.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. А. Матвеев, Г. А. Козлов, И. А. Голутвин</i> О предмете «физика элементарных частиц»	3
<i>G. Tonelli</i> Perspectives in Particle Physics after the Discovery of the Higgs Boson	22
<i>Г. Тонелли</i> Перспективы в физике частиц после открытия бозона Хиггса	31
<i>Д. И. Казаков</i> Перспективы физики элементарных частиц	42
<i>С. Н. Гниненко, М. М. Кирсанов, Н. В. Красников, В. А. Матвеев</i> Поиск тяжелого нейтрино и правого W_R -бозона на Большом адронном коллайдере	70
<i>Г. А. Козлов</i> Что скрывается за корреляциями частиц?	78
<i>И. А. Голутвин, С. В. Шматов</i> Планы и перспективы физики на LHC	88
<i>И. М. Дремин</i> Почему упругое сечение растет быстрее неупругого в интервале энергий от 10 ГэВ (ISR) до 13 ТэВ (БАК)?	112
<i>В. Л. Коротких</i> Парадоксальность и загадочность кварк-глюонной плазмы	125
<i>М. В. Савина, С. В. Шматов</i> В поисках новой физики	133
<i>И. П. Лохтин</i> Диагностика кварк-глюонной материи в соударениях тяжелых ионов	216
<i>Э. Э. Боос, М. Н. Дубинин</i> Первый бозон Хиггса открыт. Есть ли другие и где они?	235
<i>Э. Э. Боос, Л. В. Дудко, П. С. Мандрик, С. Р. Слабоспицкий</i> Топ-кварк — самая тяжелая из известных элементарных частиц. Что мы о нем знаем и что хотелось бы узнать?	256
<i>А. В. Зарубин, А. В. Ланёв, М. В. Савина, С. В. Шматов</i> Физика с тяжелыми димьюонами	290
<i>И. Н. Горбунов, О. В. Теряев</i> Поляризационные эффекты и угловые распределения в процессах Дрелла-Яна на CMS.	318

Очерки по современной физике частиц

2018-50

Редакторы *Е. В. Калининкова, Е. И. Кравченко*
Компьютерная верстка и графика: *Т. А. Агишева, И. Г. Андреева*

Подписано в печать 05.03.2020.
Формат 70×100/16. Усл. печ. л. 27,3. Уч.-изд. л. 28,8. Тираж 335 экз. Заказ № 59896

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