

0346(04)

Ф-503

# ФИЗИКА НА LHC

Труды  
объединённого семинара  
RDMS CMS

Выпуск 4

2016

СЗНБ(ОН)  
Ф-503

# PHYSICS AT THE LHC

Proceedings of  
Joint Seminar of RDMS CMS  
Collaboration

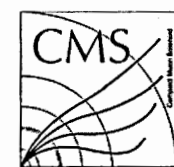


Volume 4  
2016

Dubna 2016

# ФИЗИКА НА LHC

Труды  
объединенного семинара  
сотрудничества RDMS CMS



Выпуск 4  
2016

153388

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ  
ВИБЛИОТЕКА  
ОИЯИ

УДК [539.107+539.12](092)

Ф48



Редакционная коллегия:

*И. А. Голутвин (председатель), А. В. Зарубин,  
С. В. Шматов (ученый секретарь)*

**Физика на LHC: Труды объединенного семинара сотрудни-**  
Ф48 **чества RDMS CMS. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4. — 183 с.**

ISBN 978-5-9530-0437-4

В очередной сборник трудов объединенного семинара сотрудничества RDMS CMS вошли материалы заседаний семинара, на которых были представлены результаты, полученные в эксперименте CMS во время первого сеанса набора данных на LHC в 2010–2012 гг., в том числе открытие и изучение свойств бозона Хиггса, проверка предсказаний Стандартной модели и поиск новых явлений за ее пределами. Отдельная лекция посвящена обсуждению результатов поиска микроскопических черных дыр на LHC.

ISBN 978-5-9530-0437-4

УДК [539.107+539.12](092)

© RDMS CMS, 2016

© Объединенный институт ядерных исследований, 2016

ISBN 978-5-9530-0437-4

Эксперименты на Большом адронном коллайдере (LHC), созданном объединенными усилиями ученых и специалистов из многих стран мира в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве (Швейцария), нацелены на исследование глубинных проблем современной физики частиц и устранение существующих «белых пятен» в картине понимания фундаментальных законов Природы.

Проект научно-экспериментального комплекса «Компактный Мюонный Соленоид» (CMS) — многофункционального детектора на LHC, одной из двух крупнейших за всю историю установок, объединяет несколько тысяч ученых из 37 стран. Важнейшей и неотъемлемой частью этого проекта является Сотрудничество России, Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) и других стран-участниц ОИЯИ — RDMS CMS. Сотрудничество RDMS CMS объединяет около 300 ученых и обеспечивает широкомасштабное и долговременное участие физиков России и стран — участниц ОИЯИ в крупнейшем научном проекте современности.

Для широкого научного обсуждения современных проблем физики взаимодействия частиц при высоких энергиях и связанных с ней вопросов космологии сотрудничеством RDMS CMS был организован Объединенный семинар «Физика на LHC». Программа семинара предусматривает подробное освещение физических исследований, планируемых и проводимых на Большом адронном коллайдере, в частности в эксперименте CMS. В рамках семинара проводятся обзорные лекции для студентов старших курсов, аспирантов и молодых ученых по перечисленным выше направлениям, включая теоретические, экспериментальные, методические, опытно-конструкторские и прикладные исследования.

Руководитель семинара: проф. И. А. Голутвин, ученый секретарь семинара: к.ф.-м.н. С. В. Шматов.

Организация семинара предусматривает интерактивное участие ученых, специалистов, аспирантов и студентов из различных научных и образовательных центров с помощью системы видеоконференций. Также предусмотрена трансляция заседаний семинара через интернет.

Информация о семинаре, материалы заседаний, включая видеозаписи лекций и электронные версии трудов семинара, доступны на интернет-странице семинара <http://rdms.jinr.ru/>

По вопросам участия в семинаре обращаться к ученому секретарю семинара по e-mail: [Sergei.Shmatov@cern.ch](mailto:Sergei.Shmatov@cern.ch)

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>С. В. Шматов</i> Обзор результатов эксперимента CMS	13
<i>Б. С. Юлдашев</i> Ядерные исследования и технологии в Узбекистане	121
<i>М. В. Савина</i> Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC	131

13	Особые результаты экспериментов C/IS	С. В. Димитров
131	Результаты исследований в Т-каналы в Ускорителе	В. С. Юматов
131	Получение и исследование свойств полимеров	М. В. Овчин

## ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА CMS

### «Подготовка результатов эксперимента CMS» Доклад С. В. Димитова (C/IS)

В статье описаны результаты экспериментов CMS в области физики элементарных частиц. В частности, речь идет о получении и исследовании свойств полимеров. В статье также описаны результаты исследований в Т-каналы в Ускорителе.

В статье описаны результаты экспериментов CMS в области физики элементарных частиц. В частности, речь идет о получении и исследовании свойств полимеров. В статье также описаны результаты исследований в Т-каналы в Ускорителе.

© 2000 CMS. Все права защищены. Опубликовано в журнале «Физика элементарных частиц».

Содержание статьи: в статье описаны результаты экспериментов CMS в области физики элементарных частиц. В частности, речь идет о получении и исследовании свойств полимеров. В статье также описаны результаты исследований в Т-каналы в Ускорителе.

Ключевые слова: CMS, эксперимент, физика элементарных частиц, полимеров, Т-каналы, Ускоритель.



## Объединённый семинар коллаборации RDMS CMS

Руководитель И. А. Голутвин

## Физика на Большом адронном коллайдере

Очередное заседание Семинара состоится 29 января 2014 г. в 15:00 (мск.) в конференц-зале Учебно-научного центра Объединенного института ядерных исследований (ауд. 437 здания ЛИТ), Дубна.

### «Последние результаты эксперимента CMS»

Докладчик С.В. Шматов (ОИЯИ)

*В конце 2012 г. был завершен первый сеанс Большого адронного коллайдера, длившийся три года. В ходе сеанса эксперимент CMS осуществил обширную программу экспериментальных исследований на сталкивающихся пучках протонов при энергии 7 ТэВ (2010-2011 гг.) и 8 ТэВ (2012 г.), суммарный объем набранных данных превысил 25 фбн<sup>2</sup>.*

*В обзоре представлены важнейшие результаты эксперимента CMS, включая открытие бозона Хиггса и изучение его свойств, прецизионные измерения процессов стандартной модели и проверка ее предсказаний, поиск сигналов "новой" физики за пределами стандартной модели.*

*(По материалам Международной сессии-конференции Секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», 5-8 ноября 2013 г., ИФВЭ, г. Протвино)*

Принять участие в заседании, задать вопросы и выступить в дискуссии можно в точках двустороннего видеодоступа в ОИЯИ (УНЦ, Дубна), ФИАН (Москва), ИЯИ ("Питомник, Москва"), ПИЯФ (Гатчина), ЦЕРН (354-1-019), ТГУ (Томск), АГУ (Барнаул), КГУ (Кемерово), ОГУ (Омск), НГТУ (Новосибирск), ЯрГУ (Ярославль), КНУ (Киев).

Видеотрансляция семинара осуществляется через систему управления видеоконференцсвязи Объединенного института ядерных исследований и Томского государственного университета.

Также предусмотрена видео-трансляция Семинара без использования специального оборудования через Интернет: <http://rdms.iinr.ru/webcast>

По вопросам участия в семинаре обращаться к ученому секретарю семинара С.В. Шматову  
тел. +7 496 21 63 445, +7 916 353 52 21, +41 762 044 647 e-mail: [Sergei.Shmатов@cern.ch](mailto:Sergei.Shmатов@cern.ch)

## ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА CMS

В конце 2012 г. был завершен первый этап работы Большого адронного коллайдера, длившийся три года. В ходе него эксперимент CMS осуществил обширную программу экспериментальных исследований на сталкивающихся пучках протонов при энергиях 7 ТэВ (2010–2011 гг.) и 8 ТэВ (2012 г.), суммарный объем набранных данных превысил  $25 \text{ фбн}^{-1}$ . В обзоре представлены важнейшие результаты эксперимента CMS, включая открытие бозона Хиггса и изучение его свойств, прецизионные измерения процессов стандартной модели и проверка ее предсказаний, поиск сигналов новой физики за пределами стандартной модели.

### ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент «Компактный мюонный соленоид» (CMS) (рис. 1) [1] является одним из двух многоцелевых экспериментов, предназначенных для работы на пучках протонов и ядер Большого адронного коллайдера (LHC).

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 20-го в. в рамках квантово–полевого подхода создавались теории, описывающие электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия. Постепенный

прогресс в понимании микроскопического устройства мира, в поведении разных взаимодействий на малых расстояниях и вычислении базовых закономерностей дал заметные плоды во 2-й половине 20-го в., что привело к сближению некоторых типов взаимодействий и их последующему объединению, в рамках единого описания. В 70-х годах 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.

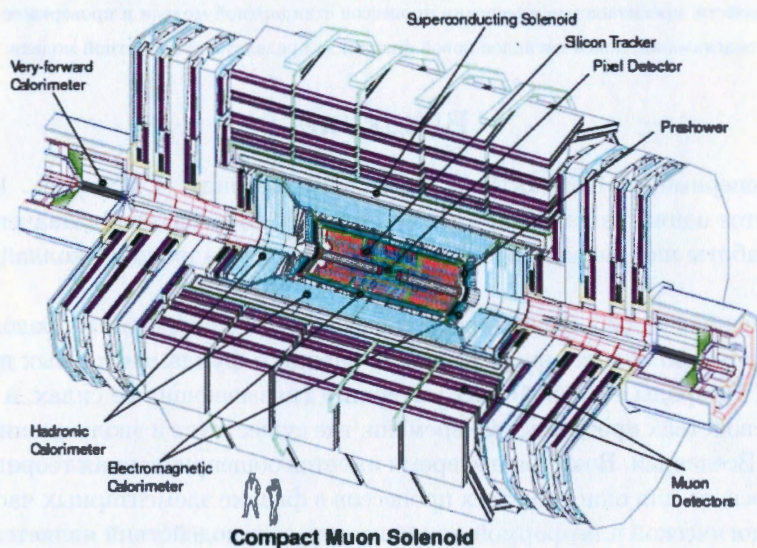


Рис. 1. Установка CMS.

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 сегодняшнего дня 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 ЛНС 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 [2, 3, 4, 5], 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, то есть 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 ручную 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 квантовополевое 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 самой СМ: матрицы Юкавы, описывающие взаимодействия фермионных полей с хиггсовским бозоном для придания массы полям материи, величины калибровочных констант связи  $g$ ,  $g'$  and  $g_s$ , описывающие электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия, величина 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 СР-нарушения

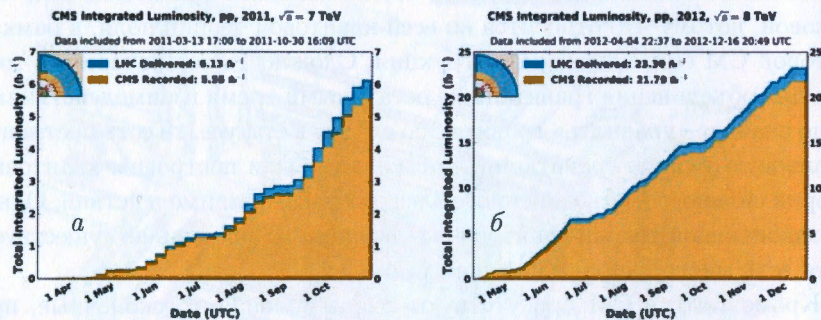


Рис. 2. Интегральная светимость  $\mathcal{L}_{int}$ , набранная экспериментом CMS на сталкивающихся пучках протонов (этапе RUN1): а —  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в с.д.м (2011 г.), б —  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в с.д.м. (2012 г.).

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, доступным для измерения на современных ускорительных комплексах. Поэтому, наряду с исследованием свойств бозона Хиггса (а до 2012 г. — и его поисками), систематические исследования сигналов, предсказываемых различными расширениями стандартной модели, является одной из главных задач CMS. Экспе-

римент предназначен для регистрации широкого спектра частиц, возникающих в протон-протонных взаимодействиях и взаимодействиях тяжелых ионов, он изучает свойства известных частиц на ранее недоступных энергетических масштабах и проводит прецизионные измерения характеристик процессов СМ, а также осуществляет поиск новых не предсказанных явлений [6, 7].

Полное описание детекторных систем CMS (рис. 1) и их физико-технических характеристик дано в [1].

В настоящей работе представлен обзор основных результатов эксперимента CMS, полученных за время первого этапа LHC (RUN1) в 2009–2012 годах при работе на сталкивающихся пучках протонов и ядер<sup>1</sup>. Исследования эксперимента CMS основаны на данных 2011 г. при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в с.д.м. и данных 2012 г. при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в с.д.м. Статистика проанализированных данных составила 5.1 фбн<sup>-1</sup> за 2011 г. и 20.1 фбн<sup>-1</sup> за 2012 г. (рис. 2)<sup>2</sup>, при этом максимальное значение мгновенной светимости пучков протонов составило  $7.7 \times 10^{33}$  см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>.

753383

<sup>1</sup>Анализ данных первого этапа LHC все еще продолжается, поэтому следует ожидать новых результатов

<sup>2</sup>Статистика по сеансу на пучках ядер приведена в соответствующем разделе обзора

## ФИЗИКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Изучение различных процессов стандартной модели (СМ) 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 СМ, напрямую зависит от точности предсказаний самой СМ. Эта проблема особенно актуальна для кинематических областей, где экспериментальная проверка СМ была выполнена недостаточно аккуратно в силу статистических ограничений. Процессы СМ 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 ЛHC стало своего рода «переоткрытие» (*rediscovery*) СМ — тщательное исследование всех известных и изученных до эры ЛHC частиц и процессов физики элементарных частиц, измерение сечений, значений масс и т.д. Кроме того, на первом этапе работы ЛHC 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.

Итогами первого этапа физической программы ЛHC стал очередной триумф стандартной модели: был открыт долгожданный бозон Хиггса (см. следующий раздел), а все экспериментальные результаты абсолютно не противоречили теоретическим предсказаниям. Более того, были обнаружены и изучены редкие процессы СМ, которые были теоретически предсказаны, но до сих не наблюдались (совместное рождение  $tW$  и распад  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), некоторые неожиданные, но не противоречащие СМ, явления (дальнодействующие угловые корреляции в  $pp$ -столкновениях). Подробная информация о результатах эксперимента CMS по изучению процессов в рамках стандартной модели приведена в [8, 9, 10].

### ПРОЦЕССЫ КХД

Практически сразу после запуска ЛHC в 2009 г. были начаты изучение множественного рождения заряженных адронов при энергии  $\sqrt{s} = 0.9$  ТэВ, а затем и при  $\sqrt{s} = 2.36$  ТэВ и 7 ТэВ в с.д.м. [11]. Было показано

значительное расхождение полученных распределений множественности (рис. 3а) и энергетической зависимости псевдобыстротной плотности множественности (рис. 3б) от предсказаний теоретических моделей. Это потребовало настройки параметров Монте-Карло генераторов событий для дальнейшей интерпретации данных ЛHC.

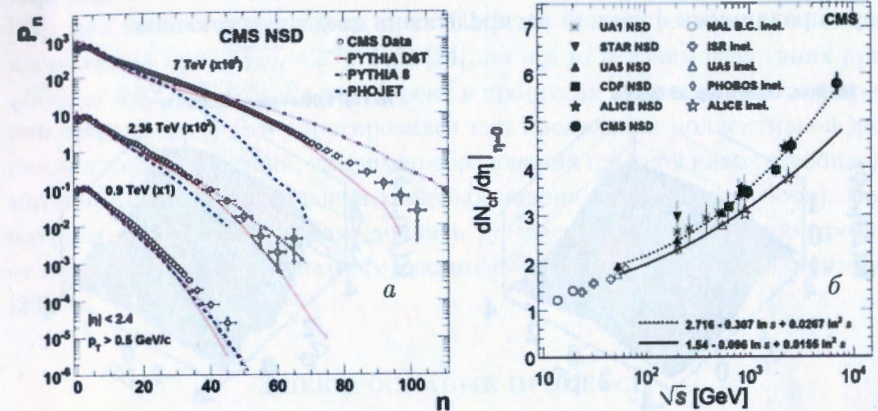


Рис. 3. а – Распределение событий по множественности заряженных адронов [11]. б – Зависимость плотности множественности от  $\sqrt{s}$  [11].

Первые измерения сечений инклюзивного рождения струй при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ продемонстрировали хорошее согласие данных [12] и предсказаний СМ в NLO [14] в области поперечного импульса струй вплоть до 2.0 ТэВ/с и быстроты  $|y| \leq 2.5$ . Впоследствии это было подтверждено при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ для  $p_T$  до 2.5 ТэВ/с в шести интервалах быстроты  $|y| \leq 3.0$  [13]. Анализ парного рождения струй — измерение их дифференциального сечения  $d\sigma/dM_{jj}$  в области инвариантных масс до 5.5 ТэВ/с<sup>2</sup> и пяти быструтных интервалах ( $|y| \leq 2.5$ ) [15], угловых распределений струй [16, 17] и их азимутальных декорреляций [18] — также не выявил отклонений от теоретических ожиданий, но позволил установить границы параметров физических сценариев за рамками СМ (подробнее см. раздел «Поиски сигналов физики за рамками стандартной модели»).

Сравнение сечений рождения двух и трех струй продемонстрировало хорошее согласие данных (отношение сечения трехструйного рождения к двухструйному  $R_{32}$ ) и СМ для значений поперечного импульса двух лидирующих струй  $250 \leq p_{T,1,2} \leq 1390$  ГэВ/с и позволило впервые из-

## ФИЗИКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Изучение различных процессов стандартной модели (СМ) 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 СМ, напрямую зависит от точности предсказаний самой СМ. Эта проблема особенно актуальна для кинематических областей, где экспериментальная проверка СМ была выполнена недостаточно аккуратно в силу статистических ограничений. Процессы СМ 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 LHC стало своего рода «переоткрытие» (*rediscovery*) СМ — тщательное исследование всех известных и изученных до эры LHC частиц и процессов физики элементарных частиц, измерение сечений, значений масс и т.д. Кроме того, на первом этапе работы LHC 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.

Итогами первого этапа физической программы LHC стал очередной триумф стандартной модели: был открыт долгожданный бозон Хиггса (см. следующий раздел), а все экспериментальные результаты абсолютно не противоречили теоретическим предсказаниям. Более того, были обнаружены и изучены редкие процессы СМ, которые были теоретически предсказаны, но до сих не наблюдались (совместное рождение  $tW$  и распад  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ ), некоторые неожиданные, но не противоречащие СМ, явления (дальнедействующие угловые корреляции в  $pp$ -столкновениях). Подробная информация о результатах эксперимента CMS по изучению процессов в рамках стандартной модели приведена в [8, 9, 10].

### ПРОЦЕССЫ КХД

Практически сразу после запуска LHC в 2009 г. были начаты изучение множественного рождения заряженных адронов при энергии  $\sqrt{s} = 0.9$  ТэВ, а затем и при  $\sqrt{s} = 2.36$  ТэВ и 7 ТэВ в с.ц.м. [11]. Было показано

значительное расхождение полученных распределений множественности (рис. 3а) и энергетической зависимости псевдобыстроной плотности множественности (рис. 3б) от предсказаний теоретических моделей. Это потребовало настройки параметров Монте-Карло генераторов событий для дальнейшей интерпретации данных LHC.

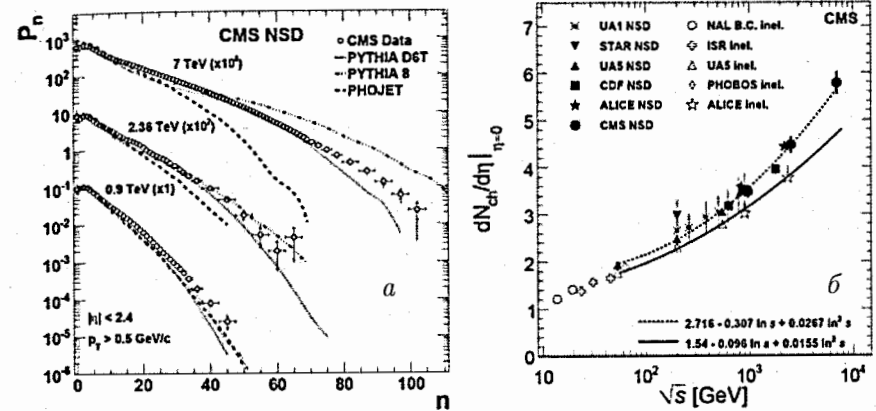


Рис. 3. а – Распределение событий по множественности заряженных адронов [11]. б – Зависимость плотности множественности от  $\sqrt{s}$  [11].

Первые измерения сечений инклюзивного рождения струй при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ продемонстрировали хорошее согласие данных [12] и предсказаний СМ в NLO [14] в области поперечного импульса струй вплоть до 2.0 ТэВ/с и быстроты  $|y| \leq 2.5$ . Впоследствии это было подтверждено при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ для  $p_T$  до 2.5 ТэВ/с в шести интервалах быстроты  $|y| \leq 3.0$  [13]. Анализ парного рождения струй — измерение их дифференциального сечения  $d\sigma/dM_{jj}$  в области инвариантных масс до 5.5 ТэВ/с<sup>2</sup> и пяти быстротных интервалах ( $|y| \leq 2.5$ ) [15], угловых распределений струй [16, 17] и их азимутальных декорреляций [18] — также не выявил отклонений от теоретических ожиданий, но позволил установить границы параметров физических сценариев за рамками СМ (подробнее см. раздел «Поиски сигналов физики за рамками стандартной модели»).

Сравнение сечений рождения двух и трех струй продемонстрировало хорошее согласие данных (отношение сечения трехструйного рождения к двухструйному  $R_{32}$ ) и СМ для значений поперечного импульса двух лидирующих струй  $250 \leq p_{T1,2} \leq 1390$  ГэВ/с и позволило впервые из-

включая значение бегущей константы связи КХД  $\alpha_s(M_Z) = 0.1148 \pm 0.0014$  (эксп.)  $\pm 0.0018$  (PDF)  $\pm 0.0050$  (теор.) [19]. Впоследствии это значение было уточнено из данных по инклюзивному рождению струй с  $p_T^{jet}$  до 3 ТэВ/с:  $\alpha_s(M_Z) = 0.1185 \pm 0.0019$  (эксп.)  $^{+0.0060}_{-0.0037}$  (теор.) [20]. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с мировым значением  $\alpha_s(M_Z) = 0.1181 \pm 0.0013$  [21]. Также эти данные были использованы для проверки различных функций распределения кварков и глюонов.

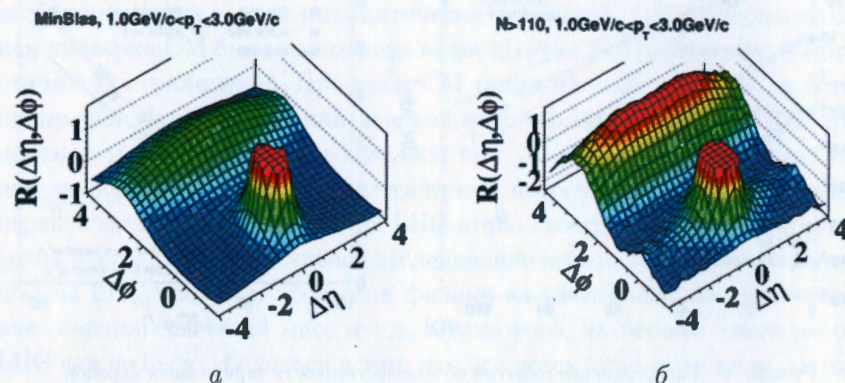


Рис. 4. Вариация  $R$  в зависимости от значений  $\Delta\phi$  и  $\Delta\eta$  для протон-протонных столкновений в CMS (а) для средних типичных столкновений и б) для столкновений, в которых рождено более 110 заряженных частиц [22].

Ярким и до сих пор не получившим однозначного объяснения результатом CMS является наблюдение дальнедействующих двухчастичных корреляций частиц — эффект «хребта» (ridge) — в  $pp$ -столкновениях [22]. Двухчастичные корреляции частиц, образующиеся в столкновениях адронов, — широко известный эффект, который заключается в том, что некоторые из этих частиц определенным образом «скоррелированы» или ассоциированы вместе, рождаясь в точке столкновения. Корреляции наблюдались ранее как для частиц, вылетающих под близкими углами, так и для частиц, движущихся в противоположные стороны в поперечной по отношению к направлению сталкивающихся протонов плоскости. Однако при анализе столкновений с высокой множественностью в конечном состоянии в эксперименте CMS (более сотни заряженных частиц) были обнаружены корреляции частиц, разлетающихся под большими углами

друг к другу, но лежащих практически в одной поперечной плоскости. Это приводит к образованию локального протяженного максимума — «хребта» — на двумерном распределении функции корреляции при разнице азимутальных углов вылетающих частиц  $\Delta\phi \sim 0$  даже для больших разниц псевдобыстрот  $\Delta\eta$  (рис. 4). До сих пор такое поведение при больших  $\Delta\eta$  наблюдалось только в столкновениях тяжелых ядер на RHIC [23], что было подтверждено и на CMS не только во взаимодействии ядер свинца при  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  ТэВ [24], но и в  $pPb$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ [25]. Ридж-эффект в процессах ядро-ядерных соударений традиционно интерпретировался как проявления коллективной динамики взаимодействий, например образования плотной кварк-глюонной материи (см. раздел «Физика тяжелых ионов» настоящего обзора). Наблюдение же такого же поведения в  $pp$ -соударениях возможно требует нового взгляда на динамику взаимодействия адронов (см., например, [26]).

## ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПРОЦЕССЫ

Одними из первых результатов по изучению электрослабых процессов (EWK) на LHC стало измерение при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ полных сечений рождения калибровочных бозонов  $W$  и  $Z$  (рис. 5) и вероятностей их распада по различным каналам (рис. 6) [27, 28]. При  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ значения сечений составили  $\sigma(pp \rightarrow WX) \times \mathcal{B}(W \rightarrow l\nu) = 12.21 \pm 0.03$  (стат.)  $\pm 0.24$  (сист.)  $\pm 0.32$  (свет.) нбн и  $\sigma(pp \rightarrow ZX) \times \mathcal{B}(Z \rightarrow l^+l^-) = 1.15 \pm 0.01$  (стат.)  $\pm 0.02$  (сист.)  $\pm 0.03$  (свет.) нбн [28]. Измеренные сечения, их энергетическая зависимость (отношения сечений рождения одиночных бозонов при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ были измерены с точностью до 2%), величины брэнчингов, полностью согласуются с теоретическими вычислениями во 2-ом порядке теории возмущений (NNLO).

По мере увеличения набранной статистики стало возможным измерение более редких процессов — совместного рождения пар калибровочных бозонов [31] (рис. 7), а также  $W/Z$  и струй [29] или фотонов (рис. 8) [30]. Полученные результаты также показали хорошее согласие экспериментальных данных и СМ. Измерения сечений парного рождения калибровочных бозонов открывает путь к изучению аномальных трех- и четырех- бозонных вершин (aTGC и aQGC). Это является важным тестом теории электрослабых взаимодействий и «пробником» физики за

пределами СМ: в рамках эффективной теории поля (EFT) СМ описывается лагранжианом, в котором присутствуют члены высших размерностей, дающие дополнительный (нестандартный) вклад и ответственные за возникновение аномалий во взаимодействиях. К настоящему времени никаких признаков аномального поведения констант связи не обнаружено (см. подборку результатов [33]).

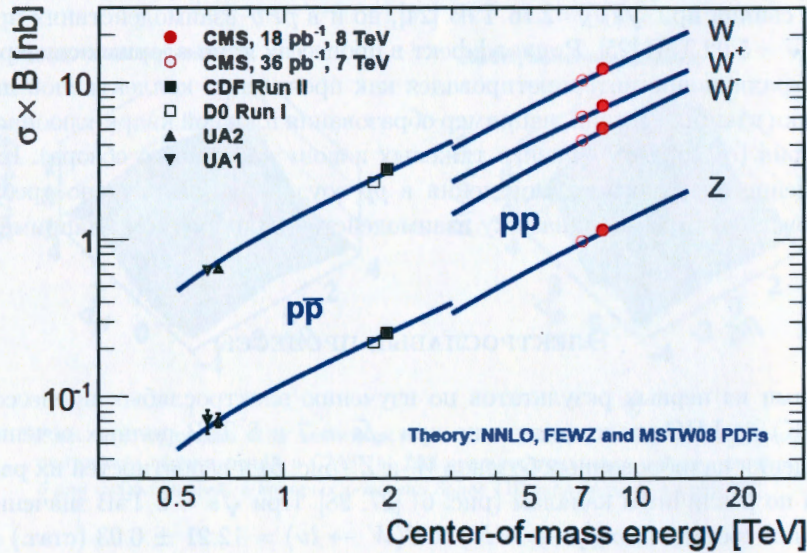


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечений рождения калибровочных бозонов  $W$  и  $Z$  [28].

Важную роль в проверке предсказаний СМ играет изучение закономерностей рождения лептонных пар в процессах Дрелл-Яна [34],  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow l^+l^-$ , что позволяет проверять предсказания СМ в новой области энергии и выполнить поиск новой физики (см. раздел «Поиски сигналов физики за рамками стандартной модели»). Исследования CMS в этой области охватывают целый спектр задач: измерения дифференциальных  $d\sigma/dM$  и дважды дифференциальных  $d^2\sigma/dMdY$  сечений процессов [35, 36, 37], пространственных [39, 40, 41] и зарядовых асимметрий [38], значения эффективного угла Вайнберга [42, 41].

Результаты измерения при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ поперечного сечения рождения пар лептонов ( $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) в процессах Дрелла-Яна в зависимости от инвариантной массы пары  $M$  показаны на рис. 9 [36]. Для уменьшения влияния систематических эффектов — измерения полной светимости, знания PDF, ограниченного фазового объема установки (acceptance), наложения событий и пр. сечение процессов Дрелла-Яна  $d\sigma/dM$  нормировано на сечение рождения нейтрального калибровочного бозона  $\sigma_Z$ . Величины измеренных сечений находятся в хорошем согласии с предсказаниями стандартной модели в 1-ом и во 2-ом порядках теории возмущений во всей области инвариантных масс от 15 до 2000 ГэВ/ $c^2$ . В частности, в области пика бозона  $Z$  (60–120 ГэВ/ $c^2$ ) значение сечения составило  $\sigma_Z = 1138 \pm 8$  (стат.)  $\pm 25$  (теор.)  $\pm 30$  (свет.) пбн, что является наиболее точным измерением на адронных коллайдерах и хорошо согласуется как с предыдущими измерениями эксперимента CMS [28], так с NNLO-вычислениями в стандартной модели  $\sigma_Z = 1137 \pm 36$  пбн. Результаты, полученные независимо в канале с парой электронов и канале с парой мюонов, также совпадают.

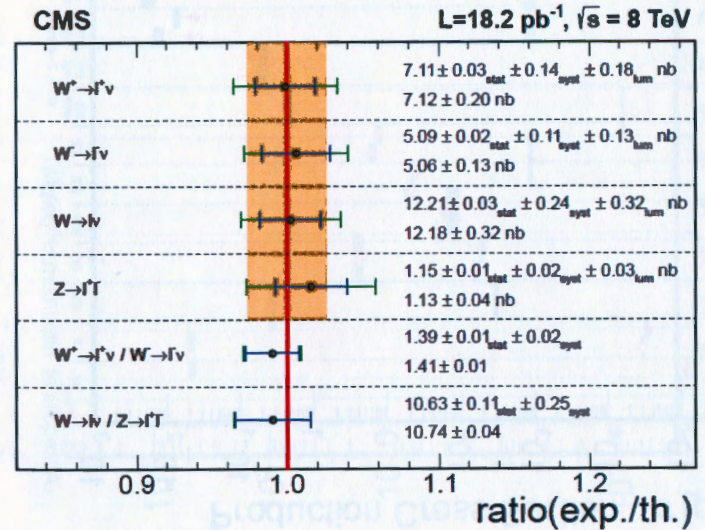


Рис. 6. Сечения рождения калибровочных бозонов  $W$  и  $Z$  с учетом вероятностей распада по различным каналам [28].

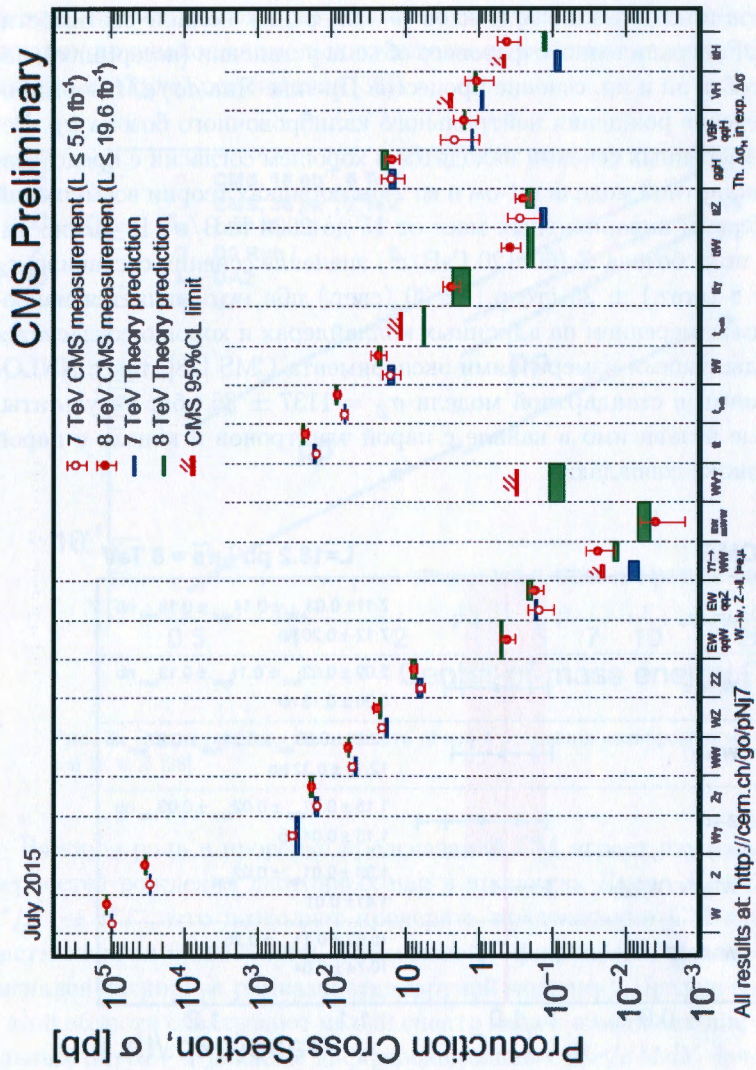


Рис. 7. Сечения одиночного и парного рождения калибровочных бозонов [32].

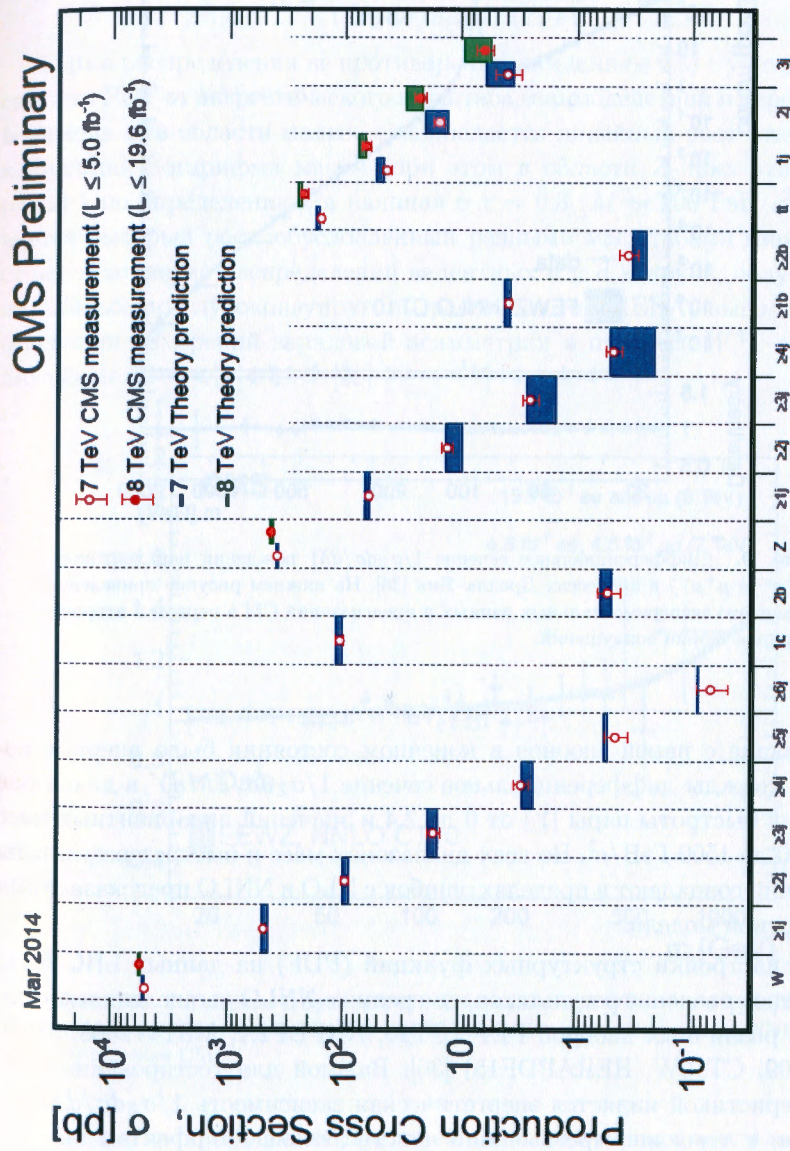


Рис. 8. Сечения совместного рождения калибровочных бозонов и струй [32].

правления движения системы, в которой рожденная лептонная пара покинтся. Измерения асимметрии  $A_{FB}$  проводились в интервале значений инвариантной массы лептонной пары  $40 \leq M_{ll} \leq 2000$  ГэВ/ $c^2$  и в различных интервалах быстроты пары  $|Y|$  [39, 40, 41]. В пределах среднего квадратичного отклонения  $1\sigma$  результаты не противоречат СМ. Анализ угловых распределений в канале с двумя мюонами также позволил определить слабый угла смешивания  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  [42, 41]. Отметим, что этот канал ранее не использовался для измерения  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  в  $q\bar{q}$ -взаимодействиях. С учетом статистических и систематических ошибок измеренное в процессе  $u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  значение  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  составило  $0.2287 \pm 0.0020$  (стат.)  $\pm 0.0025$  (сист.), что находится в хорошем согласии с данными других экспериментов [43] и лежит в пределах ожиданий в рамках СМ.

### ФИЗИКА ТОП-КВАРКА

История топ-кварка насчитывает уже 20 лет: с момента открытия в 1995 г. его свойства изучались в экспериментах на Тэватроне (CDF и D0), а с 2011 г. к исследованиям подключились экспериментальные установки на ЛНС (для подробного ознакомления с результатами исследования, роли топ-кварка в стандартной модели и использования его в качестве инструмента поиска сигналов новой физики рекомендуем обзор [44]). В CMS исследование свойств самой тяжелой частицы стандартной модели является отдельным направлением физической программы по изучению процессов СМ [9]. Это вызвано тем, что топ-кварка обладает довольно необычными характеристиками, отличающими его от ряда других кварков. Во-первых, его юкавская константа связи с полем Хиггса примерно равна 1, а масса близка к масштабу нарушения электрослабой симметрии (246 ГэВ). Является ли этот факт случайным совпадением или  $t$ -кварк имеет более фундаментальное значение и принимает участие в нарушении этой симметрии (например,  $t\bar{t}$  конденсат в одной из неминимальных моделей бозона Хиггса), до сих пор не ясно. Во-вторых, значение матричного элемента матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы  $|V_{tb}|$  практически равно 1, что определяет доминирующую моду распада  $t$ -кварка на  $Wb$ . При этом, сам распад происходит за времена, меньшие времени адронизации ( $\tau_t \sim 10^{-24}$  с). Стоит также отметить, что поправки с топ-кварками дают самый большой вклад в массу и эффективный потенциал бозона Хиггса, а масса  $t$ -кварка является критичной для различных

физических сценариев за рамками СМ, например, для суперсимметричных сценариев. Большой интерес вызывает изучение редких распадов  $t$ -кварка, которые являются чувствительными к физике за рамками СМ.

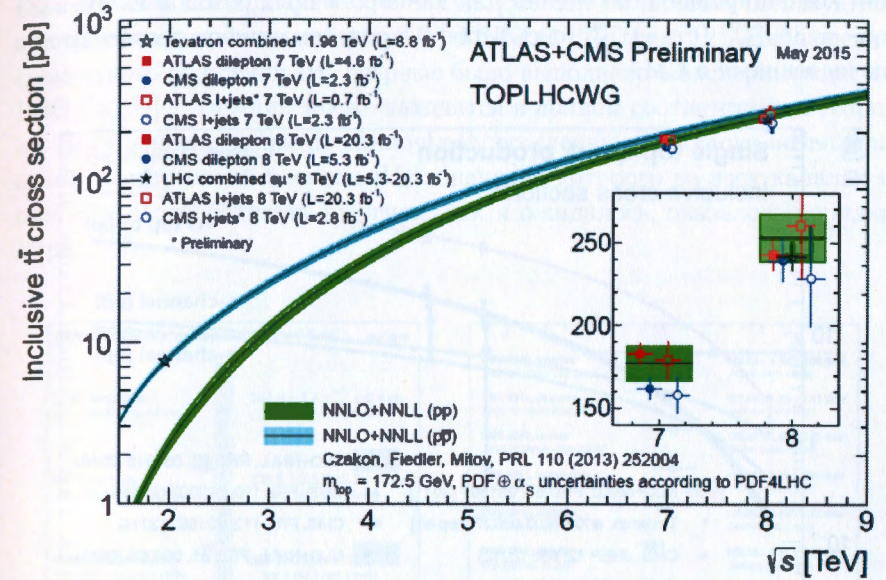


Рис. 11. Зависимость от  $\sqrt{s}$  сечения рождения пары  $t$ -кварков [45].

По сравнению с экспериментами на Тэватроне сечение рождения топ-кварков на ЛНС при  $\sqrt{s}=7$  и 8 ТэВ возрастает в десятки раз (рис. 11 и 12). В основном  $t$ -кварки на ЛНС рождаются попарно ( $t\bar{t}$ ) в процессах сильного взаимодействия за счет глюон-глюонного рассеяния и аннигиляции пары кварк-антикварк. Регистрация  $t$  осуществляется по распадам  $t \rightarrow bW$  с различными конечными состояниями в зависимости от моды распада  $W$ : на лептон и нейтрино или адроны. Соответственно события парного рождения  $t\bar{t}$  характеризуются конечными состояниями с парой лептонов  $e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, e\mu$  [46], лептонов и адронов от  $\tau$  из распада  $e\mu + \tau_{had}$  [47], лептонов и струй  $e/\mu + jet$  [48], чисто адронными состояниями (струи или  $\tau_{had} +$  струи) [49]. Измеренные полные сечения (рис. 13а), как и дифференциальные сечения по массе, быстроте, переданному моменту [50], находятся в хорошем согласии со значениями СМ в NNLO порядке теории возмущений при  $m_t=172.5$  ГэВ/ $c^2$  [51]. Несмотря

на крайне небольшие сечения на ЛHC возможно наблюдение процессов ассоциированного рождению пары топ-кварков и калибровочных бозонов ( $W$  или  $Z$ ) [52] или пары топ-кварков и струй [53]. Результаты измерений комбинированного сечения для калибровочных бозонов  $V$  ( $W$  и  $Z$ )  $\sigma_{t\bar{t}V} = 380_{-90}^{+100}$  (стат.)  $_{-70}^{+80}$  (сист.) фбн в пределах ошибок согласуются с вычислениями в СМ.

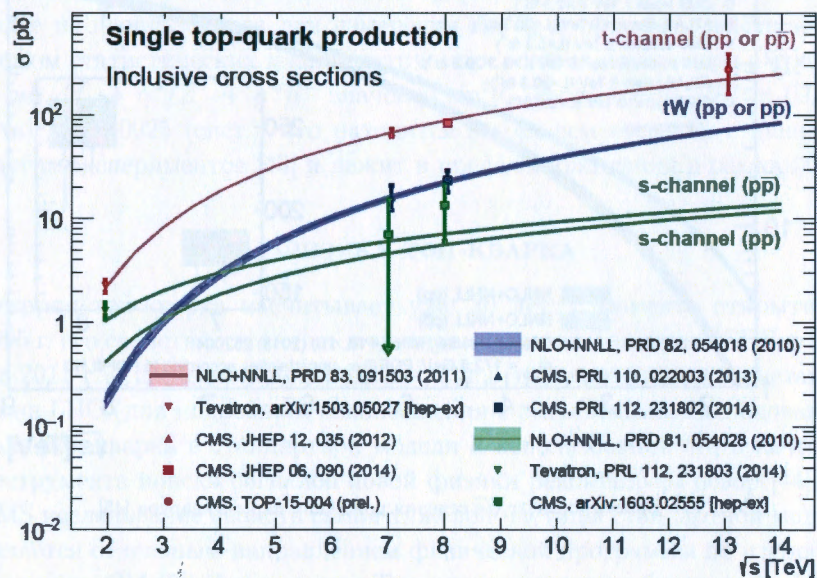


Рис. 12. Зависимость от  $\sqrt{s}$  сечения одиночного рождения  $t$ -кварка [45].

Исследования парного рождение топ-кварков позволили провести первые измерения бегущей константы связи КХД в NNLO на адронных коллайдерах  $\alpha_s(M_Z) = 0.1151_{-0.0027}^{+0.0028}$  [54], что с высокой точностью коррелирует с мировым значением [21].

За одиночное рождение  $t$ -кварка ответственны электрослабые процессы с обменом виртуальным бозоном  $W$  в  $t$ - и  $s$ -каналах, а также ассоциированного рождения  $t$ -кварка и реального  $W$ . Все три канала характеризуются присутствием трехчастичной вершины  $Wtb$ , константа связи которой чрезвычайно чувствительна к присутствию физики за пределами СМ, и, кроме того, процесс рождения  $tW$  является фоновым при

поисках сигналов суперсимметрии и ряда других процессов. Впервые одиночное рождение  $t$ -кварков в первых двух процессах наблюдалось в экспериментах D0 и CDF на Тэватроне. Сечения, измеренные CMS в  $t$ - и  $s$ -каналах при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ [55, 56], полностью согласуются с теоретическими ожиданиями СМ в NNLO [57] (рис. 12). Наблюдение совместного рождения  $tW$  впервые было выполнено в экспериментах на ЛHC [58, 59] — сечения также находятся в полном соответствии с теорией. Полученные данные по одиночному рождению топ-кварка позволили оценить матричный элемент  $|V_{tb}|$ , значение которого во всех каналах и при всех исследованных энергиях, как и ожидалось, оказалось порядка 1 (рис. 14).

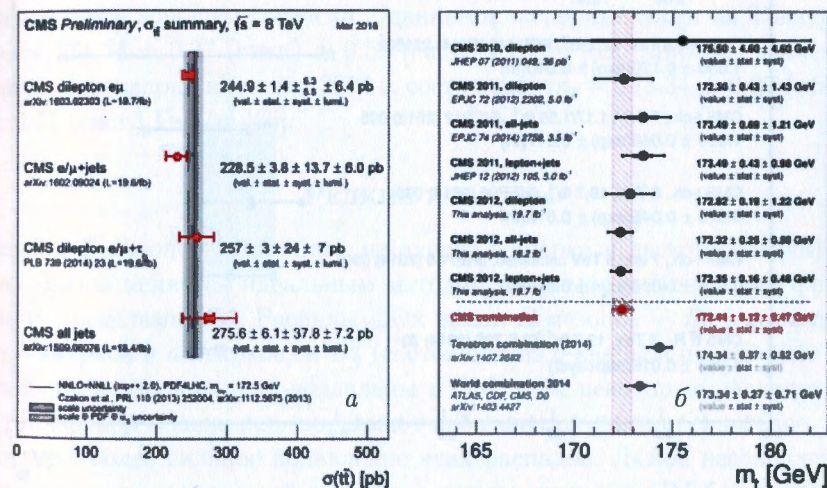


Рис. 13. Результаты измерения при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в различных каналах (а) сечения рождения пары  $t\bar{t}$ , (б) массы  $t$ -кварка [45].

Малое значение времени жизни  $t$ -кварка  $\tau_t \approx 4 \times 10^{-25}$  с приводит к еще одному интересному следствию — спин топ-кварка на стадии его рождения передается непосредственно продуктам распада, что проявляется в их угловых распределениях. Это происходит потому, что величина  $\tau_t$  оказывается меньше временного масштаба спиновой декорреляции ( $\sim 10^{-21}$  с) [60]. Величины поляризации топ-кварка  $P$  и спиновой корреляции  $C_{hel}$  были определены в каналах распада  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow l^+\nu b l^-\bar{\nu}\bar{b}$  с помощью измерения значения асимметрии вылета лептона по поля-



ному углу  $A_p$  и азимутальному углу  $A_{\Delta\phi}$  соответственно. Измерения при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ показали наличие довольно сильной спиновой корреляции  $A_{\Delta\phi} = 0.095 \pm 0.006$  (стат.)  $\pm 0.007$  (стат.) и отсутствие значимой поляризации  $P = A_p = -0.002 \pm 0.058$  [61] в предположении сохранения  $CP$ -четности (и  $P^{CPV} = 0.000 \pm 0.016$  в случае нарушения  $CP$ -инвариантности), что совпадает с предсказаниями СМ в NLO и предыдущими измерениями CMS при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

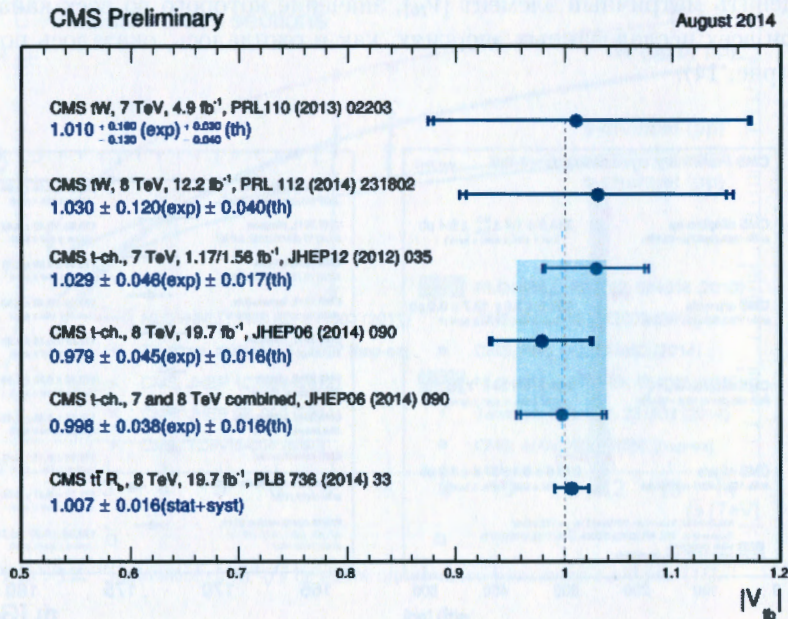


Рис. 14. Значения матричного элемента  $|V_{tb}|$ , полученные по данным одиночного и парного рождения  $t$ -кварка при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ [45].

Как уже обсуждалось выше, согласно электрослабой теории в результате обмена  $W$ -бозоном в  $t$ -канале возможно одиночное рождение  $t$ -кварка, который, к тому же, будет сильно поляризованным. В присутствии новой физики можно ожидать определенной деполяризации вследствие изменения структуры взаимодействий (изменения соотношения в векторных и аксиально-векторных констант связи, определяющих  $V-A$  вид взаимодействий в СМ). Поляризация обуславливает асимметрию вылета мюонов

из распада  $t \rightarrow b\mu\nu$  (по отношению кварка-спектатора в системе покоя  $t$ )  $A \simeq \frac{P}{2}$ . По результатам измерений она составила  $0.26 \pm 0.11$  [62], что согласуется с NLO приближением СМ в пределах двух среднеквадратичных отклонений.

Измерения массы топ-кварка проводились в каналах с лептонами и струями, парой лептонов и адронном канале и пр. (рис. 13б). Комбинированные по всем каналам значения  $m_t$ , полученные в экспериментах на LHC [63, 64]

$$m_t(\text{CMS}) = 172.44 \pm 0.46(0.14(\text{стат.}) \pm 0.47(\text{сист.}))\text{ГэВ}/c^2$$

$$m_t(\text{ATLAS}) = 172.99 \pm 0.91(0.48(\text{стат.}) \pm 0.78(\text{сист.}))\text{ГэВ}/c^2$$

находится в хорошем согласии с данными экспериментами на Тэватрон  $m_t = 174.34 \pm 0.37$  (стат.)  $\pm 0.52$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  [65]. Мировое значение массы топ-кварка на конец 2014 г. составляло  $m_t = 173.34 \pm 0.27$  (стат.)  $\pm 0.71$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  [66].

## РЕДКИЕ РАСПАДЫ

Распад  $B$ -мезонов (состоящих из одного  $b$ -кварка и легкого кварка) на два мюона является идеальным методом непрямого наблюдения физики за пределами СМ. Распады двух типов  $B$ -мезонов —  $B_0$  (состоящих из  $b$ -кварков и  $d$ -кварков) и  $B_S^0$  (состоящих из  $b$ -кварков и  $s$ -кварков) — на пары мюонов сильно подавлены в СМ, хотя некоторые расширения Стандартной модели предсказывают либо значительное превышение, либо даже более сильное подавление этих распадов. Любое несоответствие измеренных вероятностей распада с предсказаниями СМ будет проявлением ясного сигнала физики за пределами СМ. Более 25 лет многие эксперименты на различных типах коллайдеров заняты поисками этих редких распадов. За это время установленные пределы чувствительности улучшены на четыре порядка, приближаясь к величине, предсказанной СМ. Впервые ясное наблюдение существования распада  $B_S^0 \rightarrow \mu\mu$  было продемонстрировано в эксперименте LHCb в ноябре 2012 со статистической значимостью  $3.2\sigma$  [67].

В CMS для этого исследования использовались экспериментальные данные, набранные в 2011 и 2012, со статистикой  $\mathcal{L}_{int} = 5$  фбн $^{-1}$  и 20 фбн $^{-1}$  соответственно. Превышение числа событий в распаде  $B_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

над фоном в распределениях событий по инвариантной массе мюонных пар (рис. 15а) позволило оценить вероятность этого распада на уровне  $(3.0_{-0.9}^{+1.0}) \times 10^{-9}$  с суммарным учетом систематической и статической ошибок [68]. Статистическая значимость этого наблюдения составляет  $4.3\sigma$ . Измерение распада  $B_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , выполненное CMS, совпадает с предсказаниями теории для бренчинга  $\mathcal{B}(B_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.57 \pm 0.30) \times 10^{-9}$  [69], убедительно демонстрируя состоятельность предсказаний СМ. Также были проведены поиски распада  $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  и установлен верхний предел на вероятность этого распада, ниже которого распад обнаружен не был. Этот предел составил  $1.1 \times 10^{-9}$  при 95% уровне статистической достоверности, что также согласуется со стандартной моделью:  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.07 \pm 0.10) \times 10^{-10}$  [69].

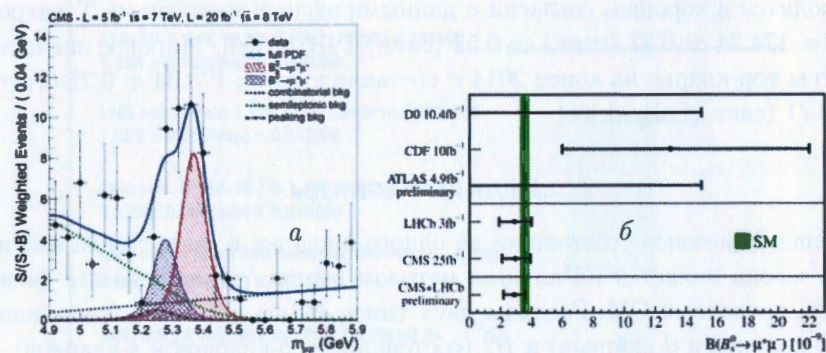


Рис. 15. а – Распределение пар мюонов по их инвариантной массе. б – Вероятность распада  $B_S \rightarrow \mu^+\mu^-$ , измеренная в различных экспериментах.

Объединение данных экспериментов CMS и LHCb позволило улучшить точность измерений:  $\mathcal{B}(B_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2.8_{-0.6}^{+0.7}) \times 10^{-9}$  и  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.6_{-1.4}^{+1.6}) \times 10^{-10}$  [70]. Таким образом вся совокупность экспериментальных данных практически не оставляет шанса по наблюдению новой физики при изучении распадов  $B_S^0$  (рис. 15б). Распад же  $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  демонстрирует легкое отклонение от предсказания СМ на уровне статистической значимости  $2\sigma$  и окончательную точку в этом вопросе может поставить при значительном увеличении статистики.

## ОТКРЫТИЕ БОЗОНА ХИГГСА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО СВОЙСТВ

После открытия в Фермилабе топ-кварка и  $\tau$ -нейтрино в 1995 г. 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, получившего впоследствии в честь его авторов (Роберта Браута, Франсуа Энглера и Питера Хиггса) название механизма ВЕН [71] (следует также отметить существенный вклад в разработку этого механизма Джеральда Гуральника, Карла Хагена и Тома Киббла [72]). 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  $m_H > 114.4$  ГэВ/ $c^2$  при уровне статистической достоверности (С.Л.) 95% [73], а данные экспериментов D0 и CDF на Тэватроне позволили исключить существование бозона Хиггса массой в диапазоне 148–181 ГэВ/ $c^2$  [74]. Таким образом наиболее вероятный диапазон масс для бозона Хиггса составлял от 114 до 148 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 ГэВ/ $c^2$ .

Реализация программы поиска бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS началась сразу же после старта ЛНС 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  $\sim 5$  фбн $^{-1}$  — оба эксперимента зафиксировали сигнал в области 124–126 ГэВ/ $c^2$  с локальной статистической значимостью  $3.5\sigma$  (ATLAS) [75] и  $3.1\sigma$  (CMS) [76]. Открытие нового бозона состоялось уже в 2012 г., когда были набраны новые данные при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ и объединенная статистика за 2011 и 2012 года была увеличена более чем в 2 раза. При достигнутой интегральной

светимости  $5.1 \text{ фбн}^{-1}$  (2011 г.) и  $5.3 \text{ фбн}^{-1}$  (2012 г.) каждый из экспериментов увидел статистически значимый сигнал в районе  $125\text{--}126 \text{ ГэВ}/c^2$ : не менее  $5\sigma$  в CMS и  $5.9\sigma$  в ATLAS [3, 4]. Отметим, что в это же время эксперименты на Тэватроне на объединенных данных экспериментов CDF и D0 также увидели превышение сигнала на фоне SM в диапазоне от 115 до 135  $\text{ГэВ}/c^2$  со статистической значимостью  $2.9\sigma$  [77].

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 проводились изучения 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). 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» [78]. 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 на пределах SM. Полный список результатов по открытию и исследованию свойств бозона Хиггса в эксперименте CMS приведен в [79].

### НАБЛЮДЕНИЕ НОВОГО БОЗОНА

Согласно стандартной модели бозон Хиггса преимущественно рождается в процессах глюон-глюонного слияния и слияния векторных бозонов  $WW$  или  $ZZ$  (VBF), а также совместно с векторными бозонами  $HW$  или  $HZ$  (VH) и парой топ-кварков  $t\bar{t}H$  ( $ttH$ ) (рис. 16). Доминирующим механизмом во всех интервалах масс является слияние глюонов, которое в области малых масс дает вклад, более чем на порядок превышающий вклады других механизмов (см. рис. 17а, где приведены соответствующие

сечения при энергии взаимодействия протонов  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  [80]). Следующий по значимости механизм — VBF — становится конкурентным только в области масс порядка  $1 \text{ ТэВ}/c^2$ . Несмотря на существенно меньшие сечения, механизмы VH и  $ttH$  представляют большой интерес, т.к. наличие двух дополнительных струй позволяет заметно облегчить выделение сигнала над фоном.

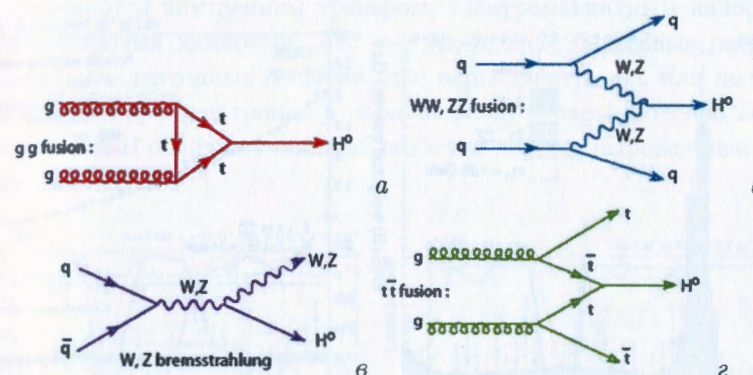


Рис. 16. Механизмы рождения бозона Хиггса в SM (а) глюон-глюонное слияние, (б) слияние векторных мезонов, (в) ассоциированное рождение бозона Хиггса и векторного мезона, (г) ассоциированное рождение бозона Хиггса и пары  $t\bar{t}$ .

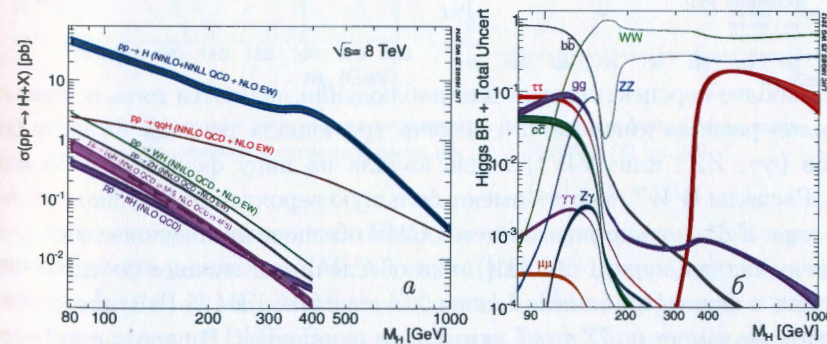


Рис. 17. а – Сечения рождения бозона Хиггса в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  для различных механизмов. Учитываются КХД вклады второго порядка (NNLO) и электрослабые поправки первого (NLO). Неопределенности расчетов сечений связана в основном с PDF и поправками высших порядков. б – Вероятности распада бозона Хиггса по различным каналам.

СМ предсказывает короткоживущий хиггсовский бозон, распадающийся на другие известные частицы, причем преимущественно на тяжелые, такие, как калибровочные бозоны или фермионы третьего поколения (рис. 17б), т.к. константа связи бозона Хиггса и фермионов пропорциональна массе фермионов  $g_{Hf\bar{f}} \sim m_f$ , а бозона Хиггса и калибровочных бозонов — квадрату массы бозонов  $g_{HVV} \sim m_V^2$ .

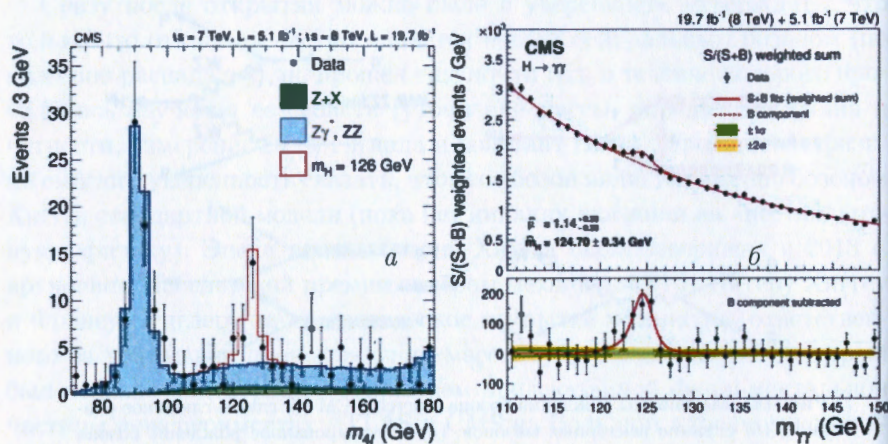


Рис. 18. Распределение по инвариантной массе (а) 4х лептонов [82] (б) пары фотонов [83].

Наиболее перспективными для наблюдения являются пять основных каналов распада хиггсовского бозона: три канала распада на пару бозонов ( $\gamma\gamma$ ,  $ZZ^*$  или  $WW^*$ ) и два канала на пару фермионов ( $b\bar{b}$  или  $\tau\bar{\tau}$ ). Распады  $WW^*$ ,  $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$  имеют большую вероятность, однако в каналах  $\gamma\gamma$  и  $ZZ^*$  детекторные системы CMS обеспечивают лучшее массовое разрешение (не хуже 1–2% [81]), что обеспечивает лучшее соотношение сигнала и фона. При поиске бозона Хиггса с массой 125 ГэВ/ $c^2$  возможности каналов  $\gamma\gamma$  и  $ZZ$  приблизительно одинаковы. В целом, они более чувствительны, чем каналы распада на пару  $b\bar{b}$  или  $\tau\bar{\tau}$ .

В эксперименте CMS статистическая значимость превышения сигнала над уровнем фона при совместном анализе данных по всем пяти каналам составила  $4.9\sigma$ . Совместный анализ только по двум наиболее чувствительным и высокоточным каналам ( $\gamma\gamma$  и  $ZZ$ ) обеспечил статистическую значимость наблюдаемого эффекта  $5.0\sigma$ .

Каналы  $\gamma\gamma$  и  $ZZ^*$  очень важны, поскольку позволяют измерить массу новой частицы с высокой точностью. В канале  $\gamma\gamma$  масса определяется из энергий и направлений двух высокоэнергетических фотонов, измеряемых кристаллическим электромагнитным калориметром установки CMS. В канале  $ZZ^*$  масса определяется из распада пары  $Z$ -бозонов на две пары электронов или мюонов либо на пары электронов и мюонов. Они измеряются внутренним трекером, электромагнитным калориметром и мюонными камерами:  $ZZ^* \rightarrow 4\mu, 4e, 2\mu 2l$ . Массовые распределения четырехлептонных событий (две пары электронов, или две пары мюонов, или пара электронов и пара мюонов) и пары фотонов показано на рис. 18. В обоих случаях наблюдается хорошо выраженный пик в районе 125 ГэВ/ $c^2$ .

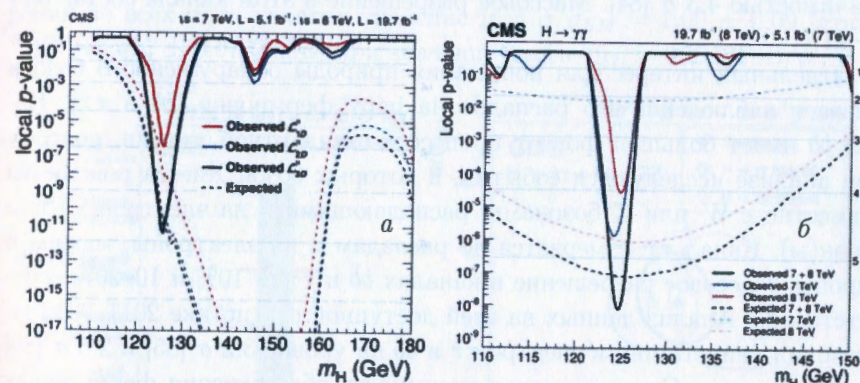


Рис. 19. Массовая зависимость вероятности флуктуации фона СМ до величины наблюдающегося сигнала в распадах (а)  $ZZ^*$  [82] и (б)  $\gamma\gamma$  [83].

Для улучшения выделения распадов использовались многопараметрические методы анализа (MVA), такие, как метод правдоподобия матричных элементов MELA (Matix Element Likelihood Approach) и дерева принятия решений BDT (Boosted Decision Tree). С помощью кинематического дискриминанта MELA, использующего массы двух кандидатов в  $Z$ -бозоны и все угловые характеристики лептонов, удалось улучшить по сравнению со стандартным методом отбора событий, основанным на кинематических обрезаниях, статистическую значимость четырехлептонного распада  $ZZ^* \rightarrow 4\mu, 2e2\mu, 4e$  на 15–20%. Превышение числа событий над уровнем фона при значении массы в районе 125 ГэВ/ $c^2$  составило

6.8  $\sigma$  (рис. 19а) [82]. Процедура анализа событий рождения  $\gamma\gamma$  на основе BDT дала увеличение статистической значимости этого канала на 15% — в нем наблюдается превышение числа событий над уровнем фона при значении массы в районе 125 ГэВ/ $c^2$  со значением статистической значимости 5.7  $\sigma$  (рис. 19б) [83]. Наблюдение двух фотонов в конечном состоянии указывает на то, что новая частица является бозоном, а не фермионом, и ее спин не может быть равным 1.

$WW$ -канал является более сложным. Каждый  $W$ -бозон определяется по его распаду на электрон и нейтрино или мюон и нейтрино. Нейтрино не регистрируется при прохождении через детектор CMS, поэтому бозон Хиггса стандартной модели проявляется не как узкий пик, а как превышение числа событий в широком диапазоне масс со статистической значимостью 4.3  $\sigma$  [84]. Массовое разрешение в этом канале составляет 16–17%.

Отдельный интерес для понимания природы обнаруженного бозона вызывает наблюдение его распадов на пару фермионов ( $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$ ). Канал  $b\bar{b}$  имеет большой фон от процессов стандартной модели, поэтому при анализе исследуются события, в которых бозон Хиггса рождается совместно с  $W$  или  $Z$  бозонами, распадающимися на электрон(ы) или мюон(ы). Канал  $\tau\bar{\tau}$  измеряется по распадам  $\tau$  на электроны, мюоны и адроны. Массовое разрешение в каналах  $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$  — 10% и 10–20% соответственно. Анализ данных на всей доступной статистике 2011–2012 гг. позволил увидеть пик в спектре  $\tau\bar{\tau}$  и  $b\bar{b}$  на уровне 3.2  $\sigma$  [85] и 2.6  $\sigma$  [86] соответственно. Статистическая значимость обнаружения фермионных распадов в совместном анализе двух этих распадов достигает 3.8  $\sigma$  [87].

Исключительно важной является проверка гипотезы существования дополнительных скалярных резонансов, например, дополнительных бозонов Хиггса в модели с расширенным Хиггс-сектором. В настоящее время экспериментальных данных CMS вполне достаточно, чтобы полностью исключить их существование на уровне статистической достоверности 95% в области масс 145–1000 ГэВ/ $c^2$  в каналах распада на  $WW$  и на  $ZZ$  (комбинированный анализ по двум каналам) [88]. Также пока не видно редких и экзотических (за рамками СМ) распадов бозона Хиггса, например, распада на пару мюонов или электронов [89] и так называемых «невидимых» распадов, характеризующихся отсутствием в конечных продуктах распада частиц СМ, которые могли бы быть зарегистрированы детекторными системами (распады на 4 нейтрино, лег-

чайшие стабильные суперсимметричные частицы (LSP), частицы темной материи (WIMP) и другие [90]).

### СВОЙСТВА БОЗОНА ХИГГСА

Одновременно с убедительным подтверждением обнаружения новой частицы встал вопрос исследования ее свойств. С самого начала было понятно, что мы имеем дело с новым нейтральным бозоном, а распад на  $\gamma\gamma$  явно указывал на его скалярную природу. Более того, вероятность образования новой частицы  $\sigma$  оказалась в согласии с величиной вероятности образования бозона Хиггса, предсказанной в СМ  $\sigma_{SM}$  во всех пяти каналах, где был обнаружен сигнал новой частицы (рис. 21а). Их отношение называется интенсивностью сигнала  $\mu$ . По результатам измерений во всех пяти каналах значение  $\mu = \sigma/\sigma_{SM} = 1.00 \pm 0.09$  (стат.)  $^{+0.008}_{-0.007}$  (теор.)  $\pm 0.07$  (сист.) при значении массы  $m_H = 125.0$  ГэВ/ $c^2$ .

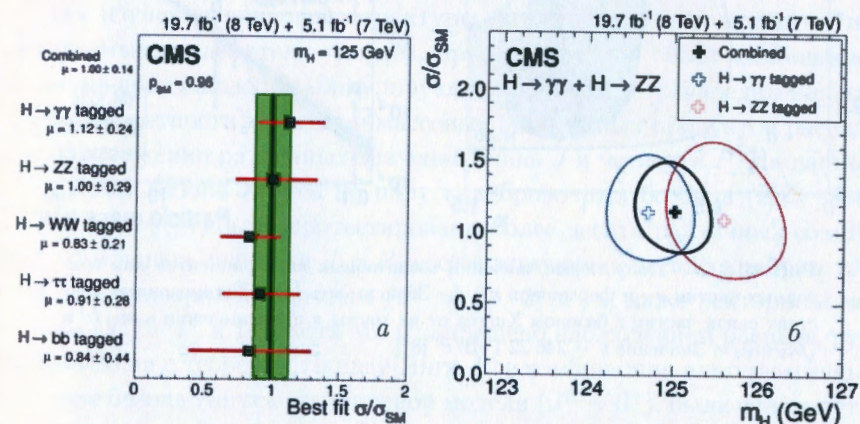


Рис. 20. а – Интенсивность сигнала бозона Хиггса. б – Возможное пространство значений (68% C.L.) интенсивности сигнала  $\mu$  в зависимости от массы  $m_H$ . [81].

Следующим естественным шагом стало точное измерение массы и ширины новой частицы. Для измерения массы нового бозона были использованы два канала ( $\gamma\gamma$  и  $ZZ$ ) с наилучшим массовым разрешением. Масса новой частицы определена без учета каких-либо предположений об относительных вероятностях мод распада и в настоящее время составляет  $125.02^{+0.26}_{-0.27}$  (стат.)  $^{+0.14}_{-0.15}$  (сист.) ГэВ/ $c^2$  (рис. 21б) [81]. В СМ естественная

ширина бозона Хиггса с массой  $125 \text{ ГэВ}/c^2$  составляет примерно  $4.15 \text{ МэВ}/c^2$  [92]. Это намного меньше, чем массовое разрешение в каналах  $\gamma\gamma$  и  $ZZ^*$ . Поэтому фитированием массового спектра непосредственно в районе пика представляется возможным получить лишь ограничение сверху на наблюдаемую ширину  $\Gamma_H < 3.4 \text{ ГэВ}/c^2$  [82]. При расширении массой области выше порога рождения пары  $Z$ -бозонов (область вне массовой поверхности была определена как  $m_{Al} > 220 \text{ ГэВ}/c^2$ ) удалось установить более строгие ограничения  $\Gamma_H < 22 \text{ МэВ}/c^2$  [93], что всего в 5.4 раза больше теоретического значения.

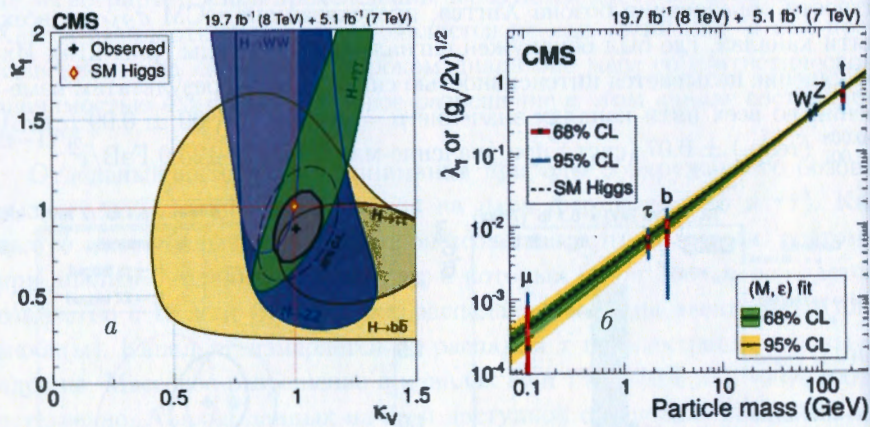


Рис. 21. а – Допустимые значения масштабных коэффициентов для векторных частиц  $\kappa_V$  и фермионов  $\kappa_f$ . б – Зависимость модифицированных констант связи частиц с бозоном Хиггса от их массы в представлении  $\kappa_f m_f/\nu$  и  $\sqrt{\kappa_V} m_V/\nu$ . Значение  $\nu = 246.22 \text{ ГэВ}/c^2$  [81].

Важной проверкой свойств открытого бозона является измерение его констант взаимодействия с частицами СМ. В общем случае константы связи предполагаемого хиггсовского состояния вблизи измеренной массы  $\sim 125 \text{ ГэВ}/c^2$  не могут быть измерены прямо, и необходимо каким-то способом извлекать информацию об их величинах 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) имеет квадратичную зависимость от массы —  $g_V \sim \kappa_V 2m_V^2/\nu$  [91],  $\nu$  — вакуумное среднее поля Хиггса. Для учета возможных отклонений интенсивности сигнала, обусловленных новой физикой

от ожиданий СМ введены масштабные коэффициенты  $\kappa_{f,V}^2 = \sigma_{f,V}/\sigma_{f,V}^{SM}$  (или, если рассматривать только процессы распада бозона Хиггса,  $\kappa_{f,V}^2 = \Gamma_{f,V}/\Gamma_{f,V}^{SM}$ , где  $\Gamma_i$  — ширины соответствующих распадов) [92], которые также называются «модификаторами» констант связи. Полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных значения масштабных коэффициентов для векторных частиц  $\kappa_V$  ( $W$  и  $Z$ ) и фермионов  $\kappa_f$  ( $\mu$ ,  $\tau$ ,  $b$ ,  $t$ ) не противоречат СМ в пределах теоретических неопределенностей (68% С.Л.) (рис. 21а) [81], что также исключает гипотезу фермиофобного (т.е. не распадающегося на фермионы) бозона Хиггса. Важно также отметить что в безразмерном представлении полученные константы связи  $\lambda_f$  и  $\sqrt{g_V/(2\nu)}$  имеют линейную зависимость от массы частиц во всем диапазоне их значений от  $\mu$  до  $t$  (рис. 21б). 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 ( $J^{PC} = 0^{++}$ ).

Для изучения спиновой структуры бозона были использованы так называемые разделители гипотез, представляющие собой комбинацию функций правдоподобия конкурирующих гипотез, т.е. распределения плотностей вероятности угловых и массовых переменных продуктов распада в предположении различных значений спина  $J$  и четности  $P$ . На данных по распаду бозона Хиггса на пару калибровочных бозонов ( $ZZ \rightarrow 4l$ ,  $WW \rightarrow l\nu l\nu$ ,  $\gamma\gamma$ ) были протестированы более десяти различных сочетаний возможных значений  $J$  и  $P$ , соответствующие псевдоскалярам ( $J^P = 0^-, \dots$ ), тензорным частицам ( $J^P = 2^-, 2^+, \dots$ ) и даже векторным частицам ( $J^P = 1^-$  и  $1^+$ ), хотя это и запрещено наблюдением распада  $\gamma\gamma$  в соответствии с теоремой Ландау-Янга. Все комбинации, альтернативные гипотезе бозона Хиггса стандартной модели ( $J^P = 0^+$ ), были отвергнуты с высокой степенью статистической достоверности [94].

## ПОИСКИ СИГНАЛОВ ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Программа физических исследований CMS по обнаружению новой физики за рамками СМ (Beyond the Standard Model, BSM) представляет собой широкомасштабный поисковый эксперимент, направленный на обнаружение ожидаемых отклонений от предсказаний СМ в различных каналах [6]. CMS ведет поиск сигналов от новых физических объектов и явлений, предсказываемых суперсимметричными моделями, моделями расширенного калибровочного сектора (PKC), моделями техницвета, сценариями многомерных теорий, предлагаемых для решения проблемы «иерархий» (тонкой подстройки СМ), и многими другими.

Разнообразие предсказываемых этими моделями новых частиц и явлений требует использования широкого спектра экспериментальных наблюдений в различных каналах (см., например, [7]):

- Тяжелые резонансные состояния и нерезонансные сигналы в спектре пар мюонов, струй, фотонов, фотонов, топ-кварков, калибровочных бозонов для поиска новых тяжелых калибровочных бозонов  $Z'$ , калуца-кляйновских возбужденных состояний гравитона, частиц техницвета и др.
- Одиночное рождение частиц (струй, фотонов, лептонов), сопровождающееся большой долей потерянной поперечной энергии. Отклонение в поведении подобных сигналов от СМ может свидетельствовать о существовании нового тяжелого заряженного калибровочного бозона  $W'$ , дополнительных пространственных измерений, слабозадействующих частиц темной материи.
- Измерение полной скалярной суммы поперечных импульсов частиц при их множественном рождении используется для поиска микроскопических черных дыр и лептокварков.
- Совместное рождение различных частиц (лептонов и струй, лептонов разных поколений) может является сигналом частиц 4-го поколения.

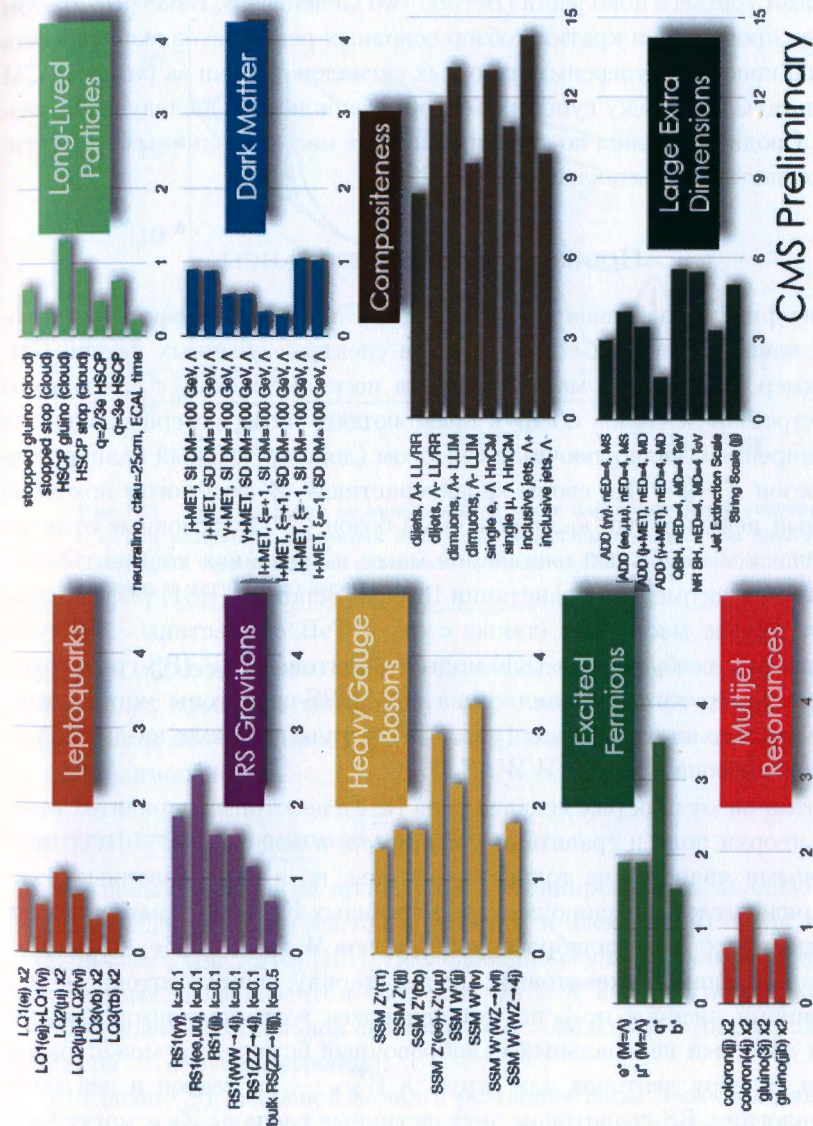


Рис. 22. Сводная таблица по ограничению на массы гипотетических частиц.

В коллаборации CMS исследования по поиску сигналов физики за рамками SM осуществляется в трех рабочих группах: ответственной за исследования суперсимметрии (SUSY) [95], поиск несуперсимметричных сигналов BSM (Exotica) [96] и поиск сигналов SUSY и BSM в каналах с кварками третьего поколения (Beyond two Generations, B2G) [97]. В этом разделе представлен краткий обзор основных результатов эксперимента CMS по поиску несуперсимметричных сигналов физики за рамками SM (результаты по поиску суперсимметрии обсуждаются в следующем разделе). Сводная таблица по ограничениям на массы различных гипотетических частиц представлена на рис. 22.

### НОВЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Многие физические сценарии за рамками SM предсказывают существование новых резонансных состояний в спектрах обычных частиц SM. Например, тяжелые (с массой порядка нескольких  $\text{ТэВ}/c^2$ ) резонансы в спектре пар лептонов и струй появляются в четырехмерных моделях с расширенным калибровочным сектором (дополнительный калибровочный бозон  $Z'$ ) [98]. По своим характеристикам  $Z'$  во многом похож на обычный нейтральный калибровочный бозон SM  $Z$ , основные отличия заключаются в большей ожидаемой массе и значениях констант связи. Сценарий многомерной гравитации Randall-Sundrum (RS1) [99] предсказывает другие массивные (также с  $m \sim \text{ТэВ}/c^2$ ) частицы — калуцакляйновские возбуждения (КК-моды) гравитона  $G_{KK}$  (RS-гравитона). Вследствие другого значения спина ( $S=2$ ) RS-гравитоны могут распадаться не только на лептоны (рис. 23) и струи, но также на два калибровочных бозона SM ( $\gamma\gamma$ ,  $WW$ ,  $ZZ$ ).

В отличие от простых моделей типа RS1 в некоторых вариантах квантовой теории поля и гравитации, например, в модели  $\text{ТэВ}^{-1}$  [100], многомерными является не только гравитоны, но и калибровочные поля. Это приводит к появлению спектра массивных КК-мод (с массой порядка нескольких  $\text{ТэВ}$ ) калибровочных бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$  ( $W_{KK}$  и  $Z_{KK}$ ) — их полных копий по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу и пр.), 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 RS-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).

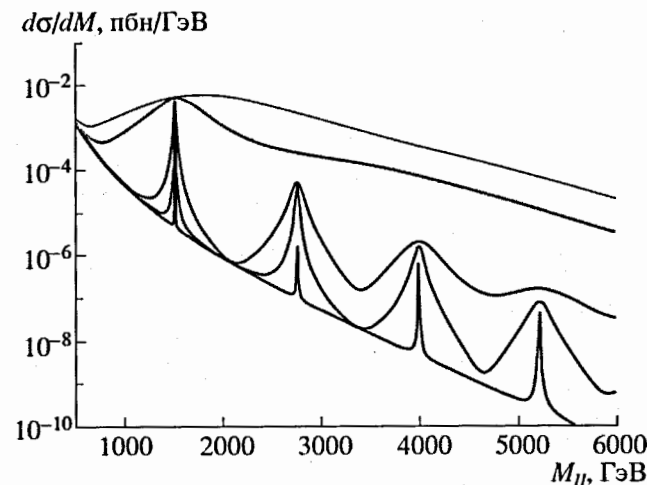


Рис. 23. Распределения по инвариантной массе пары лептонов в сценарии RS1 при различных значениях отношения кривизны пространства анти-де-Ситтера  $\kappa$  к четырехмерному планковскому масштабу  $M_{Pl}$ . Снизу вверх:  $\kappa/M_{Pl} = 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1.0$  [8].

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.

### Лептонные и фотонные резонансы

Поиск новых резонансов проводился комбинированным анализом формы распределений пар лептонов (мюонов и электронов) по их инвариантной массе (рис. 24a) [101]. Исследование осуществлялось на данных, полученных экспериментом CMS при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  на статистике, соответствующей интегральной светимости  $\mathcal{L} = 20.6 \text{ фбн}^{-1}$  (пары мюонов) и  $19.7 \text{ фбн}^{-1}$  (пары электронов).

Согласно SM, основной вклад в рождение пары лептонов дают процессы Дрелла-Яна, другие источники фона — рождение  $t\bar{t}$ -пар,  $tW$ , пар-



ное 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. Измеренные значения находятся в хорошем согласии с NNLO предсказаниями стандартной модели.

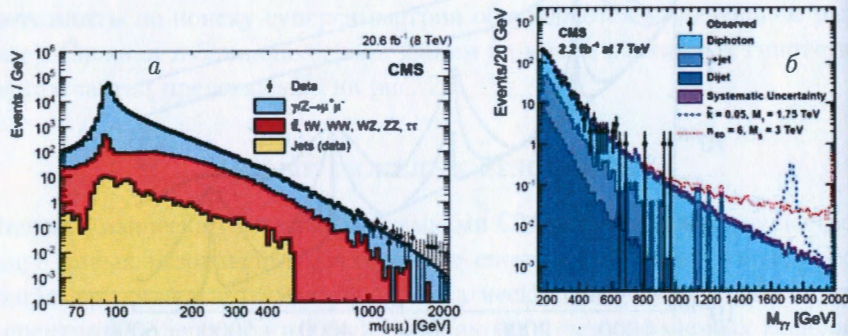


Рис. 24. *a* – Распределение событий с парами мюонов (точки с ошибками) [101]. *б* – Распределение событий с парами фотонов, зарегистрированных установкой CMS, по инвариантной массе (точки с ошибками) и вклад от различных источников фоновых процессов [102].

Полученный результат позволил установить верхний предел сечений рождения новых резонансов с учетом вероятности их распада на пару лептонов. Для уменьшения влияния систематических эффектов сечение нормировано на сечение рождения  $Z$ -бозона:  $R_\sigma = \sigma(pp \rightarrow Z'(G_{KK}) \rightarrow ll + X) / \sigma(Z + X \rightarrow ll + X)$ . Полученный из экспериментальных данных верхний предел на отношение сечений  $R$ , соответствующий 95% статистической достоверности (C.L.), представлен на рисунке 25. Кроме того, показан средний ожидаемый предел в предположении отсутствия сигнала новой физики с 68% и 95% стандартным отклонением ожидаемого предела. На рисунке также приведены предсказания двух моделей расширенного калибровочного сектора. Одна из них, так называемая *последовательная* стандартная модель (Sequential Standard Model, SSM) [103], является расширением CM, в котором предполагается существование тяжелых бозонов ( $Z'_{SSM}$  и  $W'_{SSM}$ ) с теми же константами связи, что и для обычных  $Z$ - и  $W$ -бозонов в CM. Другая,  *$\psi$ -модель*, представляет собой частный случай расширения CM до одной из калибровочных

групп теории великого объединения (ТВО) [104]. Модель многомерной гравитации RS1 была рассмотрена для трех значений параметра модели  $c = 0.01, 0.05$  и  $0.1$ , где  $c$  определяется как отношение  $\kappa/M_{Pl}$ ,  $\kappa$  – кривизна пространства анти-де-Ситтера, а  $M_{Pl}$  – четырехмерный планковский масштаб. С 95% C.L. были исключены новые нейтральные калибровочные бозоны  $Z'_{SSM}$  с массой менее  $2900 \text{ ГэВ}/c^2$ , а  $Z'_\psi$  – с массой менее  $2570 \text{ ГэВ}/c^2$ . Массовый предел  $G_{KK}$  составил от  $1270$  до  $2730 \text{ ГэВ}/c^2$ , в зависимости от величины константы связи модели  $c$  (0.01–0.1).

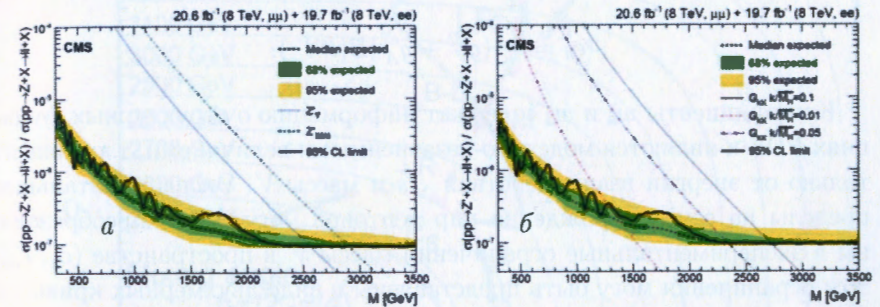


Рис. 25. Верхний предел (95% C.L.) на сечение рождения пар лептонов, нормированное на сечение рождения  $Z$ -бозона (сплошная черная линия) [101]. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае CM (основанный на моделировании). Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Приведены предсказываемые сечения рождения (а) новых калибровочных бозонов и (б) возбужденного состояния RS-гравитона в канале распада на два лептона для различных значений отношения  $\kappa/M_{Pl}$ .

Ограничения эксперимента CMS на массу КК-гравитона в канале с двумя фотонами (рис. 24б) лежат несколько ниже и составляют  $860\text{--}1840 \text{ ГэВ}/c^2$  для величины константы связи модели RS1  $c = 0.01\text{--}0.1$  [102]. Это связано с тем, что данные в канале с двумя фотонами получены при меньшей энергии  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$  и меньшей интегральной статистике  $\mathcal{L} = 2.2 \text{ фбн}^{-1}$ . При этом эти результаты находятся в хорошем согласии с предыдущими измерениями в дилептонном канале при  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$  – в этом случае ограничения составили  $2140$  ( $1810$ )  $\text{ГэВ}/c^2$  для  $c = 0.10$  ( $0.50$ ) [105]. Несколько лучшие результаты в дилептонном канале связаны с большей статистикой (примерно в два раза).

Сечение рождение пар лептонов посредством обмена векторным бозоном  $V$  может быть представлено как

$$\sigma_{l+l^-} = \frac{\pi}{48s} [c_u w_u(s, M_V^2) + c_d w_d(s, M_V^2)],$$

где  $c_u$  и  $c_d$  – коэффициенты, зависящие от величин констант связи  $V$  и соответственно «верхних» и «нижних» кварков:

$$c_u = \frac{g^2}{2} (g_V^{u2} + g_A^{u2}) \mathcal{B}(l^+ l^-),$$

$$c_d = \frac{g^2}{2} (g_V^{d2} + g_A^{d2}) \mathcal{B}(l^+ l^-).$$

Коэффициенты  $w_u$  и  $w_d$  содержат информацию о структурных функциях PDF и являются модельно-независимыми величинами, т.к. зависят только от энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$  и массы  $V$ . Экспериментальные пределы на сечения рождения пар лептонов могут быть преобразованы в экспериментальные ограничения массы  $V$  в пространстве  $(c_u, c_d)$ . Эти ограничения могут быть представлены в виде двухмерных кривых в пространстве  $(c_u, c_d)$ . Например, на рис. 26 массовые пределы для комбинированного электронного и мюонного каналов представлены в виде контуров, соответствующих различным массам гипотетического тяжелого калибровочного бозона. Величины констант связи являются модельно-зависимыми, поэтому для разных расширенных калибровочных моделей, предсказывающих  $Z'$ , 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 экспериментально обнаружения  $Z'$ , проинформировать отбор соответствующего ему расширения СМ.

### Двухструйные резонансы

Данные по рождению пары струй при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ с общей статистикой соответствующей  $\mathcal{L} = 19.7$  фбн<sup>-1</sup>, позволили получить верхний предел (95% С.Л.) на сечения рождения двухструйных резонансов различных типов в диапазоне масс двухструйных событий до 5.5 ТэВ/ $c^2$  (рис. 27) [106]. Представленные сечения даны для глюон-глюонных, кварк-глюонных и

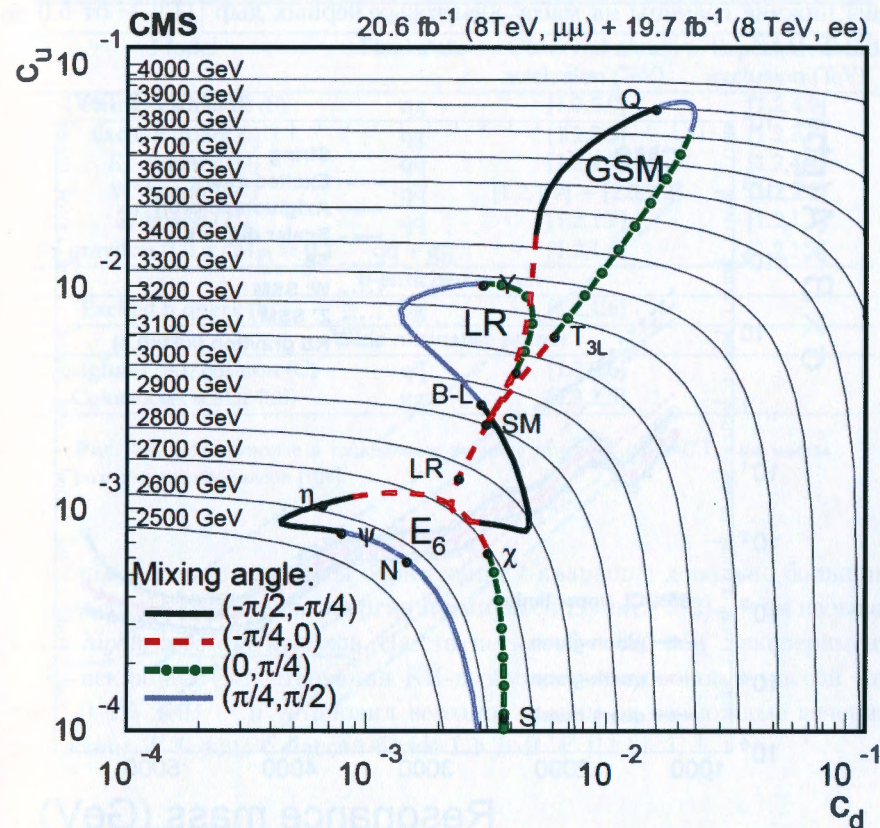


Рис. 26. Предел (95% С.Л.) на массы бозона  $Z'$  в пространстве параметров  $(c_u, c_d)$  [101].

кварк-кварковых резонансов. Сравнением полученного предела с предсказаниями различных теорий за рамками СМ, с учетом вероятности распада  $B$  и зависимости от акцептанса установки CMS А, были установлены новые ограничения на массы новых физических объектов (предыдущие см., например, [107, 108]).

Были проанализированы и получены массовые пределы струйных резонансов [109], дикварковых состояний модели  $E_6$  [104], возбужденных состояний кварков [110], аксиглюонов [111], новых калибровочных бозонов  $Z'_{SSM}$  и  $W'_{SSM}$ , RS-гравитона (рис. 28). Кроме того, были установле-

ны нижние границы на массу квантовых черных дыр [113] — от 5.0 до 6.3 ТэВ/ $c^2$ .

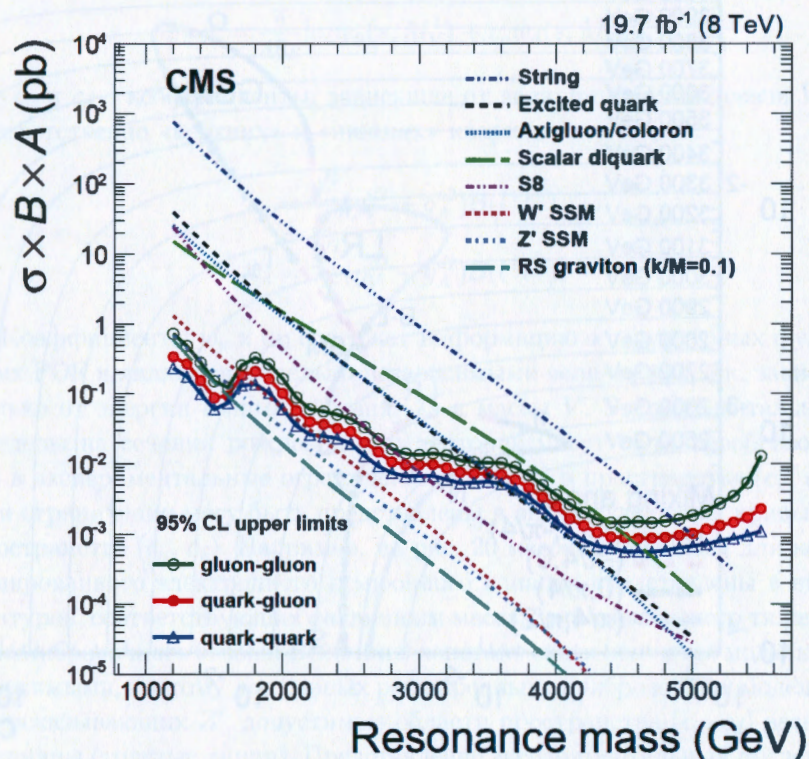


Рис. 27. Измеренный CMS верхний предел (95% C.L.) на сечение рождения глюон-глюонных, кварк-глюонных и кварк-кварковых резонансов (сплошные линии сверху вниз). Также приведены предсказываемые различными моделями сечения рождения новых резонансов. Прерывистые линии сверху вниз: струнные резонансы, возбужденные кварки, аксиглюоны, дикварки,  $W'$ -бозоны,  $Z'$ -бозоны, RS-гравитоны [106].

Помимо распада на два лептона или два легких кварка, другой интересной для экспериментального поиска модой распада нового нейтрального калибровочного бозона  $Z'$ , как и КК-возбуждения глюонов  $g_{KK}$ , является их распад на два топ кварка  $Z', g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$ . Для анализа отбирались события с  $m_{t\bar{t}} > 1$  ТэВ/ $c^2$ , зарегистрированные в адронных каналах распада  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b \rightarrow 6$  струй. Характерным признаком

Model	Inclusive search		
	Final state	Observed mass exclusion (TeV)	Expected mass exclusion (TeV)
String resonance (S)	qg	[1.2,5.0]	[1.2,4.9]
Excited quark ( $q^*$ )	qg	[1.2,3.5]	[1.2,3.7]
$E_6$ diquark (D)	qq	[1.2,4.7]	[1.2,4.4]
$W'$ boson ( $W'$ )	$q\bar{q}$	[1.2,1.9] + [2.0,2.2]	[1.2,2.2]
$Z'$ boson ( $Z'$ )	$q\bar{q}$	[1.2,1.7]	[1.2,1.8]
RS graviton (G), $k/M_{Pl} = 0.1$	$q\bar{q} + gg$	[1.2,1.6]	[1.2,1.3]
b-enriched search			
Excited b quark ( $b^*$ )	bg	[1.2,1.6]	
Wide resonance search			
Axigluon (A)/coloron (C)	$q\bar{q}$	[1.3,3.6]	
Color-octet scalar (S8)	gg	[1.3,2.5]	

Рис. 28. Измеренные и ожидаемые верхние пределы (95% C.L.) на массы различных резонансов [106].

подобных событий является образование  $t$ -кварков с довольно большим импульсом (соотношение энергии и импульса  $E/m_t c^2 > 2$ ) — так называемых *highly boosted t-кварков*. На статистике  $\mathcal{L} = 886$  пбн $^{-1}$  эксперимент CMS исключил существования КК-возбуждений глюонов с массой менее 1.0–1.5 ТэВ/ $c^2$  и установил верхний предел на возможные сечения рождения  $Z'$ -бозона с массой более 1.1 ТэВ/ $c^2$  [112].

### Многочастичные резонансы

В некоторых расширенных калибровочных моделях, например в калибровочной модели с лево-правой симметрией фермионов [114], предсказывается существование нового калибровочного бозона  $W'_R$  и тяжелого нейтрино  $N_i$ . Новые частицы рождаются в процессах кварк-антикваркой аннигиляции через обмен заряженным током (рис. 29). Экспериментальный поиск таких явлений осуществляется в канале с двумя лептонами и двумя струями в конечном состоянии:  $W'_R \rightarrow lN_i \rightarrow 2l2jet$ .

На рис. 30а показано распределение по инвариантной массе 4-частичных событий для экспериментальных событий (в мюонном канале) и вкладов от фоновых процессов, полученных с помощью моделирования [115]. Кроме того, приведено ожидаемое распределение для рождения  $W'_R$ . В мюонном канале ограничения на массу  $W'_R$  составляют с 95% ста-

тистической достоверностью  $3.0 \text{ ТэВ}/c^2$  (рис. 30б) для модели с точно лево-правой симметрией (одинаковыми константами связи в левом и правом секторе) при  $M_{N_i} = M_{W_R}/2$ .

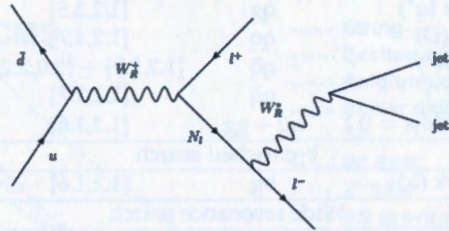


Рис. 29. Диаграмма рождения нового калибровочного бозона  $W'_R$  и тяжелого нейтрино  $N_i$  в процессе кварк-антикварк аннигиляции.

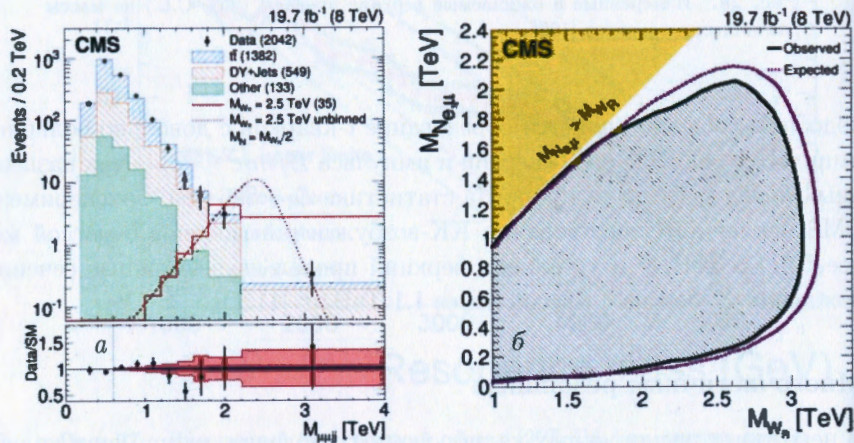


Рис. 30. а – Распределение 4-частичных событий по инвариантной массе в мюонном канале. Приведены данные CMS (точки с ошибками), а также результаты моделирования соответствующих вкладов от фоновых процессов (закрашенные гистограммы) и ожидаемого процесса рождения  $W'_R$ -бозона (незакрашенная гистограмма) [115]. б – Исключенная область масс тяжелого нейтрино и нового калибровочного бозона в мюонном канале (заштрихованная область, ограниченная сплошной линией) [115].

### WZ-резонансы

В большинстве моделей с новыми калибровочными бозонами распады типа  $W' \rightarrow WZ$  сильно подавлены. Тем не менее, некоторые модели, напри-

мер, модели, содержащие новые тяжелые фермионы, распад  $W'$  на которые менее вероятен, по сравнению с распадом на фермионы СМ, предсказывают увеличение вероятности распада по данному каналу [116]. Кроме того, многие модели техницвета предсказывают связанные состояния относительно нового сильного взаимодействия, например  $\rho_T$ -мезон [117], который также имеет моду распада на два калибровочных бозона СМ:  $\rho_T \rightarrow WZ$ .

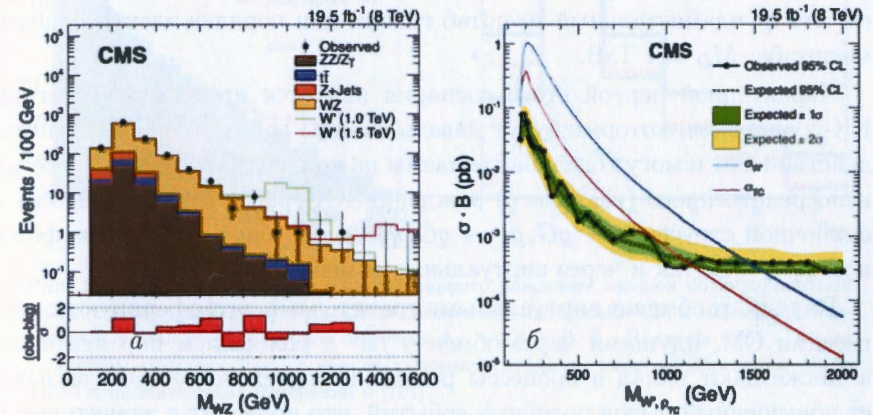


Рис. 31. а – Распределение  $WZ$ -пары по инвариантной массе. Приведены данные CMS (точки с ошибками), а также результаты моделирования основного фонового процесса (закрашенная гистограмма) и ожидаемого процесса рождения  $W'$ -бозона с массами 1.0 и 1.5 ТэВ/ $c^2$  (незакрашенные гистограммы). б – Пределы на сечение (95% С.Л.) рождения  $WZ$ -резонанса: измеренный CMS предел (точки) и ожидаемого значения предела (сплошная линия) с 68% и 95% стандартным отклонением ожидаемого предела (закрашенные области вокруг пунктирной линии). Также приведено ожидаемое сечение рождения  $W'$  и  $\rho_T$ -мезона [118].

Пример экспериментального распределения инвариантной массы  $WZ$ -пары приведен на рис. 31а [118]. В данном случае нейтральный калибровочный бозон регистрировался по распаду на два лептона, а заряженный – на лептон и нейтрино. Данные эксперимента CMS исключают с 95% С.Л. существование технимезонов в интервале значений масс  $\rho_T$ -мезона до 1140 ГэВ/ $c^2$  в предположении  $M_{\rho_T} = \frac{3}{4} M_{\rho_T} - 25 \text{ ГэВ}/c^2$  (рис. 31б), а существование  $W'$ -бозона вплоть до масс 1470 ГэВ/ $c^2$ .

### НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СПЕКТРА СМ

В модели Arkani-Hamed-Dimopoulos-Dvali (ADD) [119] (как и в ее более сложных вариациях) рассматривается многомерная гравитация в пространстве без кривизны — плоские браны вкладываются в плоский  $n$ -мерный многомерный объем, и все поля СМ 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 случаях, рассмотренных выше, в ADD модели также предполагается, что фундаментальный масштаб гравитации порядка электрослабого масштаба,  $M_D \approx 1$  ТэВ.

Характерной чертой этого сценария является предсказание легких КК-гравитонов, которые будут давать вклады во все процессы взаимодействия СМ и могут быть наблюдаемы на коллайдерах как в процессах непосредственного (реального) рождения КК-гравитонов в процессах с одиночной струей  $q\bar{q} \rightarrow gG$ ,  $gq \rightarrow qG$ ,  $gg \rightarrow gG$  или с одиночным фотоном  $q\bar{q} \rightarrow \gamma G$ , так и через виртуальные обмены.

Вклады от обменов виртуальными гравитонами интерферируют с процессами СМ, идущими через обмен  $\gamma^*/Z^0$  с рождением пар лептонов, а также дают вклад в процессы рождения пар фотонов. Это вызывает повышенный выход подобных событий, что приводит к значительной модификации спектров инвариантных масс. Размер области инвариантных масс пар частиц, которая искажается при наличии дополнительных измерений, зависит от фундаментального масштаба гравитации  $M_D$  и числа дополнительных измерений  $n$ . Величина  $M_D$  связана с параметрами вычислительных теорий — обычно она полагается равной или порядка ка эффективного ультрафиолетового масштаба обрезания теории. При анализе экспериментальных данных используются две схемы перенормировки, в одной из которых ультрафиолетовый масштаб обрезания регулируется одним параметром  $\Lambda_T$  [120], а в другой эффективная теория описывается двумя параметрами — масштабом обрезания  $M_S$  и числом дополнительных измерений  $n$  [121].

Спектры событий с двумя двумя фотонами (рис. 24а) [102] и двумя мюонами (рис. 32а) [101] демонстрируют хорошее согласие с предсказаниями СМ, приведенными на этих же графиках. Полученные ограничения на значение  $M_S$  для числа  $n=3-7$  составили на уровне 95% CL 3.5–2.3 ТэВ и 4.7–3.2 ТэВ в канале рождения пары фотонов [102] и пары

лептонов (комбинированный анализ мюонного и электронного каналов) [101] (рис. 32б) соответственно.

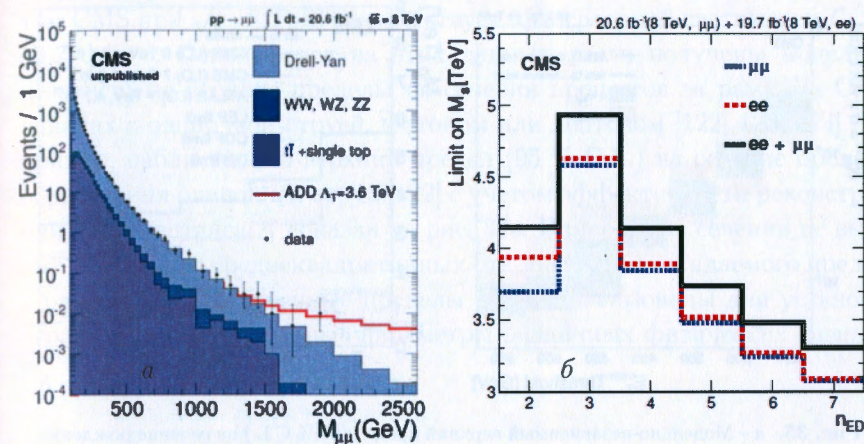


Рис. 32. а — Распределение событий парного рождения мюонов по инвариантной массе (точки с ошибками). Приведено сравнение с процессами СМ и моделью дополнительных измерений ADD для значения  $\Lambda_T = 3.6$  ТэВ. б — Пределы (95% C.L.) на параметры сценария ADD в канале с двумя лептонами: масштаб обрезания  $M_S$  и число дополнительных измерений  $n$  [101].

Для полноты можно также отметить, что, помимо обсуждавшихся выше сценариев многомерной гравитации на масштабе ТэВ с нерезонансными отклонениями от предсказаний СМ, существуют другие теоретические модели, предсказывающие аналогичные сигналы. В качестве 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. Также аналогичные нерезонансные отклонения можно ожидать даже для случаев резонансных сигналов, как в модели RS1, упоминавшейся выше, но в ситуациях, когда значение фундаментального параметра 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.

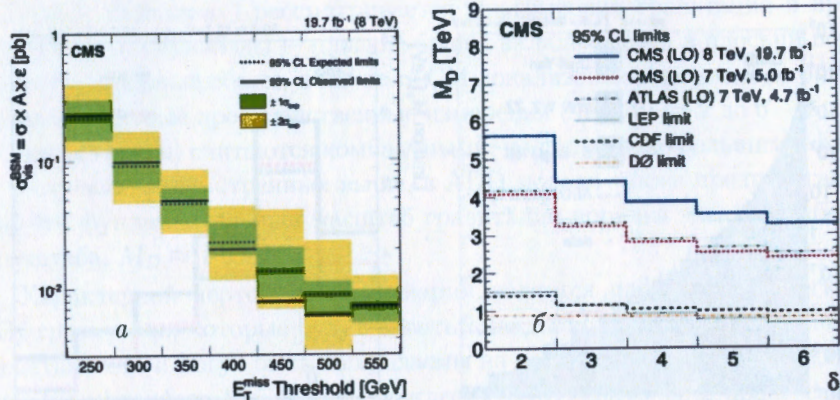


Рис. 33. *a* – Модельно-независимый верхний предел (95 % C.L.) на сечение рождения одиночной струи в зависимости от величины  $E_T^{\text{miss}}$  [122]. *б* – Пределы (95% C.L.) на параметры сценария ADD в канале с одиночной струей: масштаб обрезания  $M_S$  и число дополнительных измерений  $n$  [122].

Интересной возможностью по обнаружению виртуального рождения КК-гравитонов является изучение угловых распределений двухструйных событий, которые в случае появления сигналов новой физики становятся более изотропными, чем предсказывается в КХД. В этом канале на статистике  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 19.7 \text{ фбн}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  получены более сильные ограничения на значение  $M_S$  (6.9, 8.4, 7.1, 6.4, 5.9 ТэВ для числа  $n = 2, 3, 4, 5, 6$ ) и  $\Lambda_T$  (7.1 ТэВ) [16].

### СИГНАЛЫ С НЕДОСТАЮЩЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Ряд физических процессов характеризуется наличием в конечном состоянии частиц, которые не регистрируются детекторными системами, например, нейтрино или некоторые гипотетические частицы, такие, как калуца-кляйновские возбуждения частиц в моделях с дополнительными измерениями или частицы темной материи, которые не распадаются на частицы СМ. В этом случае подобные частицы уносят часть энергии из точки взаимодействия, что и обуславливает характерный сигнал подо-

ных событий – в конечном состоянии наблюдаются события с одной из частиц СМ (кварк, глюон, фотон или лептон) и недостача поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$ . Статистика подобных событий, набранных экспериментом CMS при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ , соответствует интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} \sim 19.7 \text{ фбн}^{-1}$ . Основываясь на этих данных, были получены модельно-независимые верхние пределы на сечения процессов за рамками СМ в каналах с одиночной струей, фотоном или лептоном [122, 123, 124]. Например, наблюдаемый верхний предел (95 % C.L.) на сечение процесса образования одиночной струи [122] с учетом эффективности реконструкции  $\epsilon$  и акцептанса  $A$  показан на рис. 33а. Измеренные сечения не выходят за границы среднеквадратичных отклонений от ожидаемого предела в рамках СМ. Полученные пределы были использованы для установки ограничений на модельные параметры различных физических сценариев.

### Поиск темной материи

Одним из популярных объяснений природы темной материи (ТМ) является гипотеза о существовании нерелятивистских частиц, которые практически не взаимодействуют с обычными частицами СМ – слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMPs) [125]. При энергиях ЛНС рождение частицы ТМ может быть описано эффективной теорией поля (EFT) в предположении контактных взаимодействий между частицами СМ и частицами ТМ. В  $pp$ -взаимодействиях частицы ТМ рождаются парно и не могут быть зарегистрированы непосредственно. Однако процессы излучения в начальном состоянии глюонов или фотонов приводят к появлению в конечном состоянии, кроме большой недостачи поперечной энергии, также одиночных струй или фотонов. Наблюдаемые пределы на сечения в данных каналах зависят от массы частиц ТМ  $M_\chi$  и природы их взаимодействия с частицами СМ, а следовательно, могут использоваться для установления ограничений в рамках EFT на масштаб контактных взаимодействий  $\Lambda$  и величины сечения взаимодействия частиц ТМ с частицами СМ – так называемое ТМ-нуклонное сечение  $\sigma_{\chi N}$ . В канале с одиночной струей полученные ограничения на величину  $\sigma_{\chi N}$  составили при  $M_\chi = 10 \text{ ГэВ}/c^2$   $2.70 \times 10^{-41} \text{ см}^2$  для аксиально-векторных токов (спин-зависимые взаимодействия ТМ с СМ) и  $7.06 \times 10^{-40} \text{ см}^2$  для векторных токов (спин-независимые взаимодействия ТМ с СМ) [122]. В

канале с одиночным фотоном эти ограничения, соответственно, составили  $9.6 \times 10^{-41} \text{ см}^2$  и  $2.6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$  [123].

### Поиск дополнительных измерений

Как отмечалось выше, рождение реального КК-гравитона в модели ADD ассоциировано с рождением одиночного кварка, глюона или фотона. Следовательно, сигналом такого процесса могут быть события с недостающей энергией в конечном состоянии и одновременной регистрацией одиночной струи или фотона. В этих каналах многомерный фундаментальный масштаб гравитации  $M_D$  ограничен снизу значением 5.61–3.26 ТэВ для числа  $n=2-6$  в канале с одиночной струей (рис. 33б) [122] и 2.3–2.00 ТэВ для числа  $n=3-6$  в канале с одиночным фотоном [123].

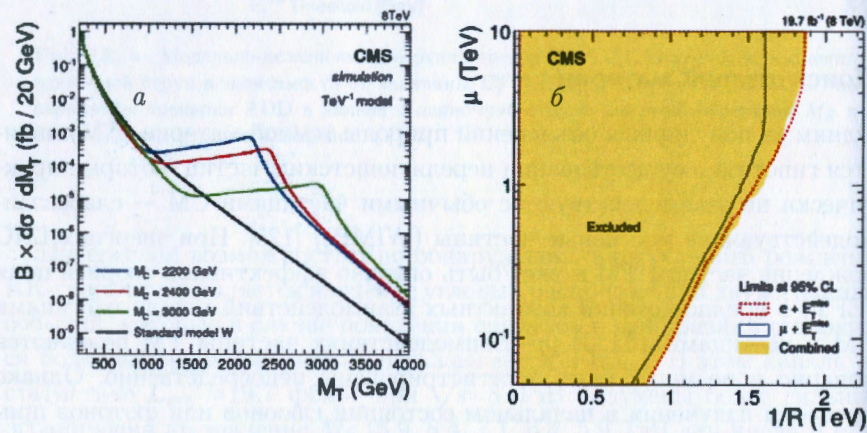


Рис. 34. а – Сечения рождения событий  $l + E_T^{miss}$  по поперечной массе  $M_T$  в СМ (нижняя кривая) и в модели ТэВ<sup>-1</sup> (три верхних кривых). б – Пределы (95% С.Л.) на параметры сценария UED: радиуса дополнительных измерений  $R$  и массовый параметр  $\mu$  [124].

Ранее мы упоминали, что в сценарии ТэВ<sup>-1</sup> [100], калибровочные бозоны «чувствуют» дополнительные измерения, что приводит к появлению КК-возбуждений  $Z_{KK}$  и  $W_{KK}$ . И если, как отмечалось выше, по полной аналогии с обычными калибровочными бозонами  $Z_{KK}$  распадается на пару фермионов, то  $W_{KK}$  — на лептон и соответствующее ней-

трино. Подобные события регистрируются по наличию высокоэнергичного лептона и недостающей поперечной энергии. В этом случае ожидается сигнал в распределениях событий по поперечной массе  $M_T = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss}(1 - \cos(\Delta\phi))}$ , где  $\Delta\phi$  — угол между направлением «утечки» энергии из события  $E_T^{miss}$  и заряженным лептоном  $p_T^l$  (рис. 34а). В случае одного дополнительного пространственного измерения ограничения на масштаб компактификации дополнительных измерений  $M_C$  составили 3.4 ТэВ [124]. Отметим, что предыдущие измерения на LEP2, Tevatron и HERA дают более сильное ограничение на этот параметр — 6.6 ТэВ [126].

Максимальный сценарий многомерной теории поля — модель универсальных дополнительных измерений (UED) [127] — предполагает, что все поля СМ (и фермионы, и бозоны) «чувствуют» дополнительные измерения и могут путешествовать по ним. Поэтому каждая частица СМ имеет свою бесконечную башню КК-мод. В этом случае КК-моды должны рождаться попарно и распадаться каскадным образом, до последней, стабильной, частицы (в полной аналогии с суперсимметричными распадами) — легкой КК-частицы (LKP), которая является естественным кандидатом в частицы темной материи. В некоторых вариантах UED (split-UED [128]) предполагается, что кварки, в отличие от лептонов и калибровочных бозонов, квазилокализованы в дополнительном измерении. В этом случае в силу сохранения КК-четности возможно рождение только четных КК-мод калибровочных бозонов  $W_{KK}^{(2)}, Z_{KK}^{(2)}, g_{KK}^{(2)}$ . Анализ рождения электронов и мюонов в событиях с недостающей энергией позволил определить пределы (95% С.Л.) на минимальную массу  $W_{KK}^{(2)}$ : 1.74 ТэВ/ $c^2$  для массового параметра модели  $\mu = 0.05$  ТэВ/ $c^2$  и 3.71 ТэВ/ $c^2$  для  $\mu = 10$  ТэВ/ $c^2$  [124]. Кроме того были установлены ограничения на радиус дополнительных измерений  $R$  в зависимости от  $\mu$  (рис. 34б).

### МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Многие физические процессы за рамками СМ характеризуются присутствием большого количества вторичных частиц в конечном состоянии (лептонов, фотонов, струй). Отличительной чертой этих процессов является большое значение суммы поперечных энергий (или скалярной суммы поперечных импульсов) частиц в событиях ( $S_T$ ), что позволяет выделять эти процессы на фоне остальных. В случае сигнала с потерянной энергией  $E_T^{miss}$  соответствующая ее величина добавляется к переменной

$S_T$ . Для количественного описания адронной «активности» процесса наряду с другими используют полный поперечный импульс события  $H_T$ , определяемый как скалярная сумма поперечных импульсов всех струй в событии (без учета  $E_T^{miss}$ ).

### Микроскопические черные дыры

Гипотеза дополнительных пространственных измерений, открывающихся при энергии порядка нескольких ТэВ, неизбежно требует и существования микроскопических черных дыр. Возможность и условия образования таких объектов на ЛHC детально обсуждалось ранее (см., например [129]).

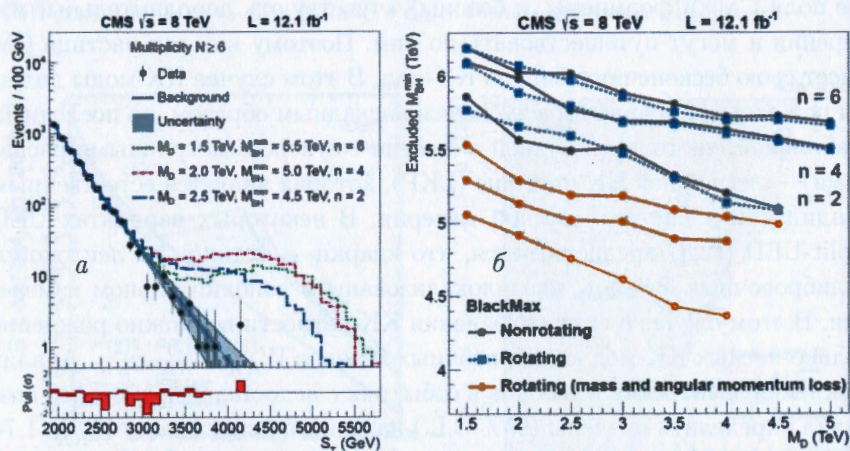


Рис. 35. а – Распределение событий с числом струй  $N \geq 6$  по переменной  $S_T$ . б – Исключенная область минимально возможных масс черных дыр в зависимости от фундаментального многомерного масштаба гравитации. Теоретические предсказания получены с помощью генератора событий BlackMax.

Отличительной особенностью микроскопических черных дыр является их изотропный и равновероятный распад на все типы частиц, что приводит к появлению событий с большей, чем у процессов СМ, множественностью и сферичностью. Для анализа экспериментальных данных коллаборация CMS использовала определенную выше переменную  $S_T$ . Ожидаемым характерным сигналом образования черной дыры в данном случае является резкое увеличение значения и изменение формы спек-

тра по этой переменной по сравнению с предсказаниями СМ. Рисунок 35а показывает, как изменяется форма распределения  $S_T$  в присутствии черной дыры для событий со средним числом струй больше шести [130]. Проанализированные данные не дают значимого расхождения с предсказаниями СМ и налагают ограничения на минимальную массу черной дыры в 4.3–6.2 ТэВ/ $c^2$  в зависимости от значения фундаментального масштаба гравитации  $M_D$  и числа дополнительных измерений  $n$  (рис. 35б). В данном случае рассмотрены три сценария – с вращающимися и не вращающимися черными дырами, а также вращающимися черными дырами с потерями массы и углового момента. Другие возможные сценарии образования и эволюции черных дыр дают другие ограничения на параметры модели (см. подробнее [131]).

### Дополнительное поколение фермионов

Как известно, число поколений фермионов СМ не фиксировано и в общем случае может быть не равным трем. Ряд расширений стандартной модели требует существования дополнительных поколений кварков и лептонов. Расширение СМ за счет введения четвертого поколения приводит ко многим важным феноменологическим следствиям, например позволяет изменить предсказания на массу бозона Хиггса, сделанные на основе прецизионных измерений масс  $W$ - и  $Z$ -бозонов [132], и решить проблему СР-нарушения.

Например, четвертое поколение тяжелых кварков  $T'_{2/3}$  и  $B'_{1/3}$  (с электрическим зарядом соответственно  $+2/3$  и  $-1/3$ ) может представлять собой дополнительное по отношению к стандартным трем поколениям в рамках СМ или принадлежать представлению расширенной группы киральной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  («вектороподобные» кварки) [133]. Первый вариант сильно ограничен прецизионными тестами стандартной модели и открытием бозона Хиггса с массой 125 ГэВ/ $c^2$ . В тоже время массовые члены «вектороподобных» кварков (VLQ) позволяют сохранить калибровочную инвариантность электрослабых взаимодействий и, таким образом, могут быть использованы для решения проблемы расхождения квантово-петлевых поправок к массе бозона Хиггса и решения проблемы иерархии (например, некоторый класс физических сценариев, предполагающий составную природу бозона Хиггса) [134]. В рамках данных моделей предсказывается существование нескольких тяжелых квар-



ков с электрическим зарядом  $+2/3, -1/3, +5/3, -4/3$ , представляющие собой синглеты, дублеты или триплеты по группе слабого изоспина. Массы этих частиц близка к масштабу нарушения электрослабой симметрии, а поэтому они доступны для обнаружения на LHC.

При исследованиях LHC в основном концентрируются на парном рождении экзотических кварков (пара кварк-антикварк) через слияние глюонов (доминирующий процесс) (см., например, рис. 36) или аннигиляцию кварка и антикварка (одиночное рождение более модельно зависимо и обладает более сложной для регистрации топологией событий).

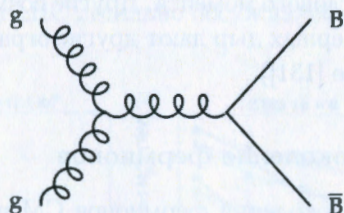


Рис. 36. Парное рождение  $B'_{1/3}$  в процессах глюон-глюонного слияния.

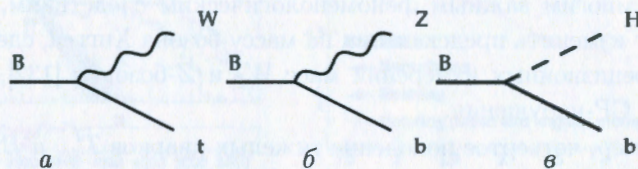


Рис. 37. Распады  $B'_{1/3}$  на (а)  $tW$ , (б)  $bZ$  и (в)  $bH$ .

Основными модами распада для  $B'_{1/3}$  являются  $B'_{1/3} \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$  (рис. 37а),  $B'_{1/3} \rightarrow bZ$  (рис. 37б) и  $B'_{1/3} \rightarrow bH$  (рис. 37в). Возможные распады калибровочных бозонов определяют сигнатуры поискового эксперимента: 1) каналы с одиночным лептоном и струями в конечном состоянии, 2) многолептонные события, 3) адронные распады. Установленный по всем возможным конечным состояниям предел на массу  $B'_{1/3}$  составил 750 и 880 ГэВ/ $c^2$  в предположении эксклюзивных распадов  $B'_{1/3} \rightarrow bZ$  и  $B'_{1/3} \rightarrow tW$  соответственно [135]. Распад  $B'_{1/3} \rightarrow bH$  является наиболее чувствительным – при  $\mathcal{B}(B'_{1/3} \rightarrow bH) = 100\%$  было исключено существо-

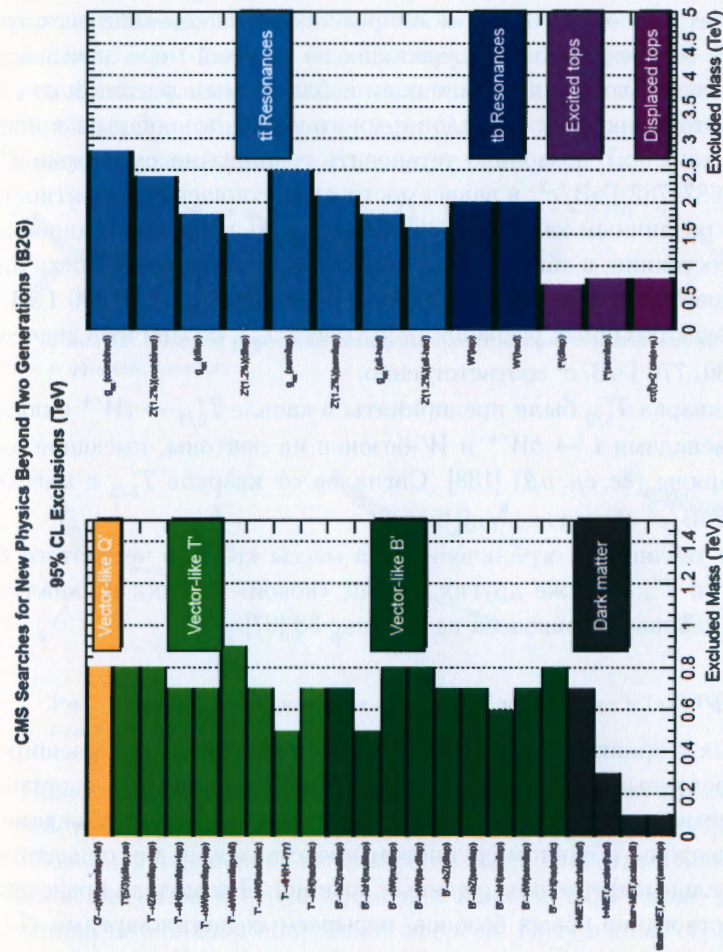


Рис. 38. Сводная таблица по ограничениям на массы кварков четвертого поколения  $B'$  и  $T'$ , а также других частиц «новой» физики в каналах с тяжелыми кварками.

вание  $B'_{1/3}$  с массой менее  $900 \text{ ГэВ}/c^2$  [135]; к тому же, после открытия бозона Хиггса он выглядит более реалистичным.

Моды распадов  $T'_{2/3}$  идентичны распадам  $B'_{1/3}$  с точностью до замены заряженного калибровочного бозона  $W$  на нейтральный  $Z$  (и наоборот), а  $b$ -кварка на  $t$  (и наоборот) — (i)  $T'_{2/3} \rightarrow bW^+$ , (ii)  $T'_{2/3} \rightarrow tZ \rightarrow bW^+Z$  и (iii)  $T'_{2/3} \rightarrow tH \rightarrow bW^+H$ . Комбинированное исследование всех трех распадов на основе событий, содержащих по крайней мере один изолированный лептон (события с одиночным наблюдаемым лептоном из смешанных лептон-адронных распадов и многолептонные события в чисто лептонных каналах), позволило установить границы массы кварка  $T'$  в диапазоне  $687\text{--}782 \text{ ГэВ}/c^2$ , в зависимости от соотношений вероятностей распада по различным каналам [136]. Если учесть возможные адронные конечные состояния, а также распад  $H \rightarrow 2\gamma$ , то чувствительность анализа повышается и массовый предел увеличивается до  $790\text{--}890 \text{ ГэВ}/c^2$  [137]. Для эксклюзивных распадов (i–iii) масса  $T'_{2/3}$  ограничена значениями  $890, 830, 770 \text{ ГэВ}/c^2$  соответственно.

Поиски кварка  $T'_{5/3}$  были предприняты в канале  $T'_{5/3} \rightarrow tW^+$  с последующим распадом  $t \rightarrow bW^+$  и  $W$ -бозонов на лептоны, имеющие одинаковые заряды ( $ee, e\mu, \mu\mu$ ) [138]. Сигналов от кварков  $T'_{5/3}$  с массами менее  $800 \text{ ГэВ}/c^2$  обнаружено не было.

Сводная таблица по ограничениям на массы кварков четвертого поколения  $B'$  и  $T'$ , а также других частиц «новой» физики в каналах с тяжелыми кварками приведена на рисунке 38 [97].

### Лептокварки

В некоторых теориях за пределами СМ, таких как ТВО [139], расширенные калибровочные модели [98, 140], модели техницвета [141], составные модели фермионов [142] и пр., новые симметрии позволяют объединить кварки и лептоны в едином групповом представлении, т.е. описать все фундаментальные фермионы с единых позиций. Эти модели предсказывают существование новых бозонов, называемых лептокварками (LQ), несущих одновременно барионные и лептонные числа. Лептокварки имеют дробный электрический заряд, спин, равный 0 или 1, и распадаются на заряженные лептоны и кварки с брэнчингом (неизвестным из теории)  $\beta$  или на нейтрино и кварки с брэнчингом  $1 - \beta$ . Таким образом сигналом для таких частиц служит образование пары лептонов и пары струй. Леп-

токварки, как и фермионы СМ, образуют поколения — частицы первого поколения распадаются на электроны, второго — на мюоны, третьего — на  $\tau$ -лептоны.

В столкновениях адронов лептокварки могут образовываться в процессах слияния глюонов и кварк-антикварковой аннигиляции (парное рождение лептокварков) (рис. 39), а также через взаимодействие кварков и глюонов в  $s$ - и  $t$ -каналах (одиночное рождение) (рис. 40). В последнем случае большое значение имеет величина юкавской константы связи для тройной вершины LQ-лептон-кварк ( $\lambda$ ), которая также не фиксируется в моделях лептокварков.

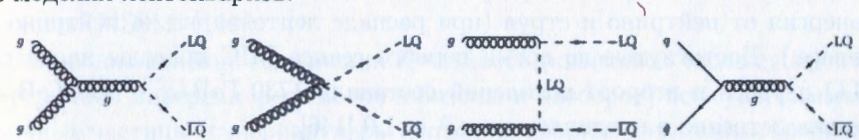


Рис. 39. Парное рождение скалярного лептокварка в процессах  $gg$ -слияния и  $q\bar{q}$ -аннигиляции.

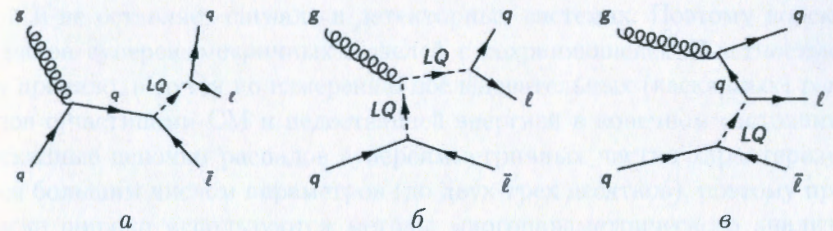


Рис. 40. Одиночное рождение скалярного лептокварка в (а)  $s$ - и (б, в) в  $t$ -каналах.

Поиски парного рождения лептокварков LQ первого и второго поколений осуществляют в каналах  $eejj, evjj, \mu\mu jj, \mu\nu jj$  [143]. В качестве наблюдаемой переменной используется скалярная сумма поперечных импульсов лептонов и струй  $S_T$ , а для каналов  $lvjj$  также учитывается величина потерянной поперечной энергии. Полученные ограничения на массы лептокварков первого и второго поколения составляют, соответственно,  $1010 (850) \text{ ГэВ}/c^2$  и  $1080 (800) \text{ ГэВ}/c^2$  для  $\beta = 1 (0.5)$ .

Парное рождение лептокварков третьего поколения дает конечное состояние с  $\tau$ -лептоном и  $t$ -кварком [144] или  $b$ -кварком [145]. Канал  $t + \tau$  выделяется по паре одинаково заряженных мюонов  $\mu$  и адронным распа-

дам  $\tau$ , характеризующимися наличием двух или более адронных струй с  $S_T \geq 400$  ГэВ. Для канала  $b + \tau$  специфично наличие лептонов разного типа  $e + \tau$  и  $\mu + \tau$ , а среди струй обязательно присутствие по крайней мере одной  $b$ -струи. Пределы на массы лептокварков третьего поколения составляют  $685 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $t + \tau$ ) и  $740 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $b + \tau$ ).

Сигнатура одиночного рождения лептокварков первого и второго поколения отличается от парной присутствием только одной струи —  $llj$  (рис. 40). Таким образом, в конечном состоянии ожидаются или пара заряженных лептонов ( $ee$  или  $\mu\mu$ ) и струя (при распаде лептокварка на заряженный лептон и кварк), или один заряженный лептон, потерянная энергия от нейтрино и струя (при распаде лептокварка на нейтрино и кварк). Достигнутые во время первого сеанса LHC пределы на массы LQ первого и второго поколений составили  $1730 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $530 \text{ ГэВ}/c^2$  соответственно в предположении  $\lambda = 1.0$  [146].

## СУПЕРСИММЕТРИЯ

Одним из наиболее популярных расширений стандартной модели является концепция суперсимметрии (SUSY) [147], привлекаемая, например, для решения проблем иерархии масс, объяснения природы темной материи, унификации гравитации и калибровочных взаимодействий и пр. (см., например, также [148]). Наиболее привлекательным кандидатом на роль низкоэнергетической теории является  $N=1$  суперсимметричная теория, допускающая существование только одного суперпартнера для каждой частицы СМ — минимальная суперсимметричная стандартная модель (MSSM) [149].

В предположении сохранения  $R$ -четности (квантовое число суперсимметричной инверсии фермионов в бозоны и наоборот) все суперсимметричные частицы (суперпартнеры лептонов, кварков, векторных бозонов) образуются попарно (частица-античастица). Каждая из образующихся частиц инициирует цепочку последовательных распадов (каскадов), заканчивающуюся образованием частиц стандартной модели и легчайшей суперсимметричной частицы (LSP). LSP слабо взаимодействует с материей и не оставляет сигнала в детекторных системах. Поэтому поиски сигналов суперсимметричных моделей с сохраняющейся  $R$ -четностью, как правило, ведутся по измерению последовательных (каскадных) распадов с частицами СМ и недостающей энергией в конечном состоянии. Каскадные цепочки распадов суперсимметричных частиц характеризуются большим числом параметров (до двух-трех десятков), поэтому при поиске широко используются методы многопараметрического анализа (MVA), позволяющие проводить отбор событий по множеству физических параметров.

Программа поиска сигналов суперсимметрии на LHC нацелена на обнаружение различных суперсимметричных частиц — суперпартнеров глюона (глюино), легких и тяжелых кварков (скварки), лептонов (слептоны), калибровочных бозонов (калибрино) и других частиц, которые образуются как сильных, так и слабых взаимодействиях. Забегая вперед, 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 огра-

ничений в рамках произвольных суперсимметричных теорий практически невозможно. Это связано с большим количеством свободных параметров — даже простейшие суперсимметричные сценарии типа MSSM имеют более 100 дополнительных по сравнению с SM 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 скаляров на планковском масштабе — «ограниченная» MSSM (*constrained MSSM*, *cMSSM*) [150]), число свободных параметров удается сократить до пяти: массы скаляров  $m_0$  и фермионов  $m_{1/2}$  на масштабе ГВО, универсальная константа связи скаляров  $A_0$ , отношение вакуумных средних для двух хиггсовских дублетов  $\tan\beta$  и массовый параметр хиггсина (параметр смешивания в хиггсовском секторе)  $\mu$ .

Феноменология MCCM 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 SuperGRAvity, mSUGRA [151]) или калибровочных полей (Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking, GMSB [152]). В первом случае легчайшей 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 различными ограничениям на модельные параметры SUSY (например, [153, 154, 155, 156]).

В последнее время для анализа широко используются так называемые «упрощенные» естественные суперсимметричные сценарии (Natural Simplified Supersymmetric Model, NSSM) [157], в которых в качестве основных параметров рассматриваются массы суперсимметричных частиц и их бренчинги. NSSM используется для извлечения верхних пределов на сечения в определенных распадных каналах для ограниченного набора суперсимметричных частиц и ограничений на массы частиц. Однако феноменологиями cMSSM и NSSM все разнообразие массового спектра и топологий сигналов суперсимметричных сценариев далеко не исчерпы-

вается. Поэтому предпринимаются попытки анализа данных с точки зрения суперсимметричных сценариев с менее ограниченным набором параметров. Одним из таких моделей является феноменологическая MCCM (pMSSM) [158], в которой число свободных параметров 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 [159], «невидимой» (stealth-) [160] и расщепленной (split-) [161] суперсимметрий.

Сводная таблица по ограничениям, полученным в эксперименте CMS, на массы различных суперсимметричных частиц приведена на рис. 41. Ниже будут кратко обсуждены наиболее значимые результаты по поиску суперсимметрии в эксперименте CMS.

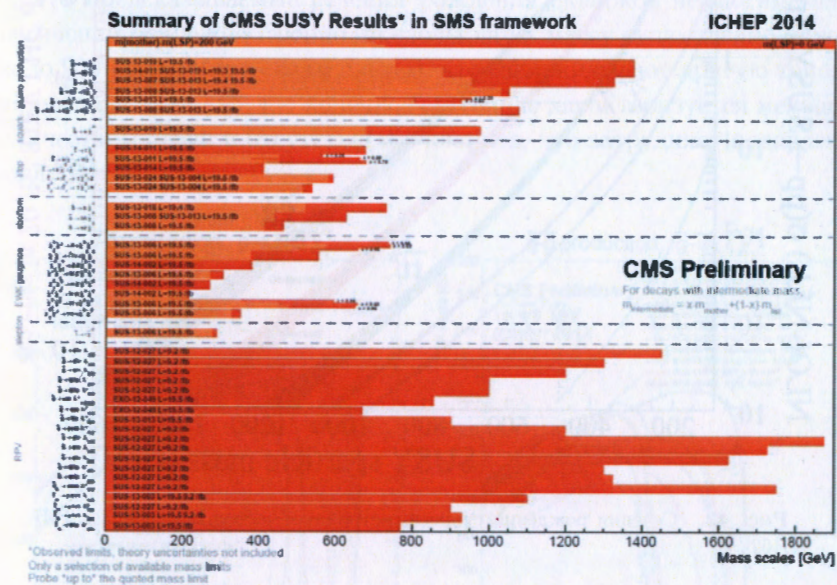


Рис. 41. Сводная таблица по ограничениям на массы суперсимметричных частиц [95].

ГЛЮИНО И СКВАРК

Наиболее перспективными ввиду большого сечения рождения (рис. 42) [162] являются поиски суперпартнеров глюона (глюино) и легких кварков (скварки). Типичным распадом глюино  $\tilde{g}$  является распад через промежуточный скварк, лежащий вне массовой поверхности, на LSP, в качестве которой выступает нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ : сначала происходит распад  $\tilde{g}$  на антикварк (преимущественно тяжелый) и скварк, а потом распада скварка на кварк и LSP:  $\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$  или  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$  (рис. 43). Впоследствии  $t$ -кварк распадается на  $bW^*$ , поэтому в обеих каскадных цепочках в конечном состоянии наблюдаются  $b$ -кварки и потерянная энергия  $E_T^{miss}$ . Кроме того, процессы с промежуточным  $\tilde{t}$  характеризуются наличием двух дополнительных струй или лептонов от распада  $W$ -бозона.

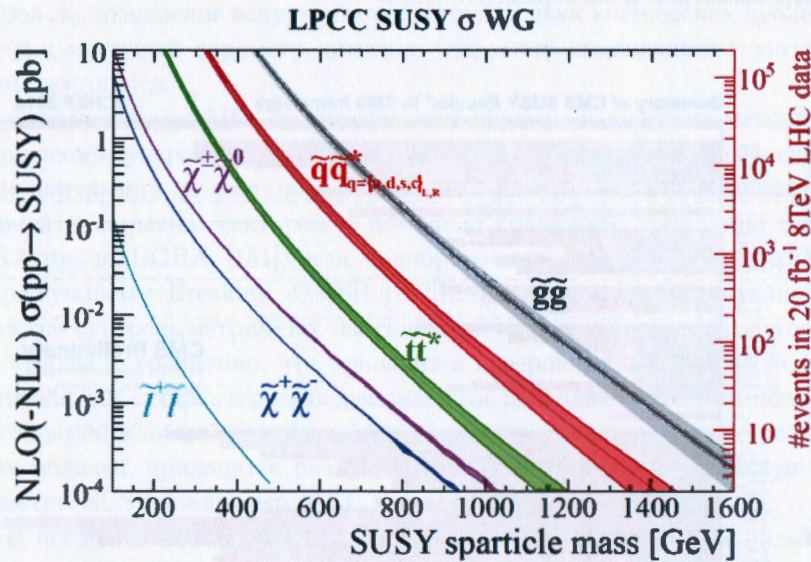


Рис. 42. Сечения рождения суперсимметричных частиц при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [162].

Ограничения на массы глюино при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ составили значения вплоть до 1400 ГэВ/ $c^2$  соответственно для сценариев образования  $\tilde{g}$  через промежуточные  $b$ - и  $t$ -скварки (рис. 44). Эти ограничения были получены в предположении, что все другие суперсимметричные частицы,

кроме глюино и LSP, имеют слишком большую массу для того, чтобы наблюдаться при таких энергиях.

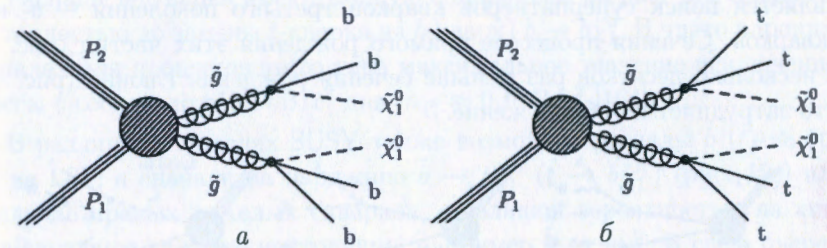


Рис. 43. Процессы прямого рождения глюино.

В натуральных суперсимметричных сценариях существование суперпартнеров легких кварков (первого и второго поколения) не требуется, тем не менее их поиск входит в программу SUSY на LHC. Несмотря на то, что предсказываемые сечения рождения скварков немногим меньше сечений рождения глюино, пределы на их массу существенно ниже – около 900 ГэВ/ $c^2$ . Это связано с тем, что скварки имеют другую топологию распада:  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ , т.е. конечное состояние характеризуется меньшим количеством струй и отсутствием  $b$ -кварков, что затрудняет подавление фона СМ.

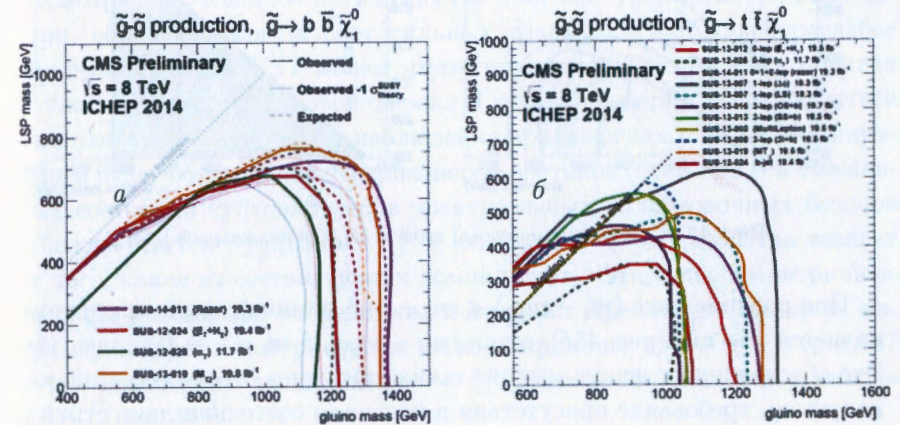


Рис. 44. Пределы на массы глюино в распадах (а)  $\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$  и (б)  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$  [163].

### СУПЕРСИММЕТРИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

При изучении естественных суперсимметричных сценариев ключевым является поиск суперпатнеров кварков третьего поколения —  $b$ - и  $t$ -скварков. Сечения процессов прямого рождения этих частиц (рис. 45) в несколько десятков раз меньше сечения рождения глюино (рис. 42), что затрудняет их обнаружение.

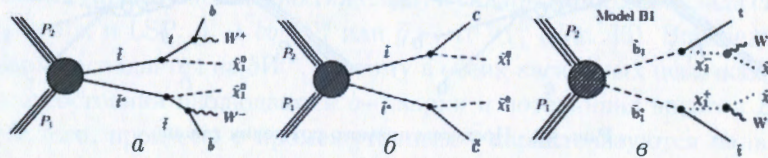


Рис. 45. Процессы прямого рождения суперсимметричных частиц третьего поколения — стоп и сботтом.

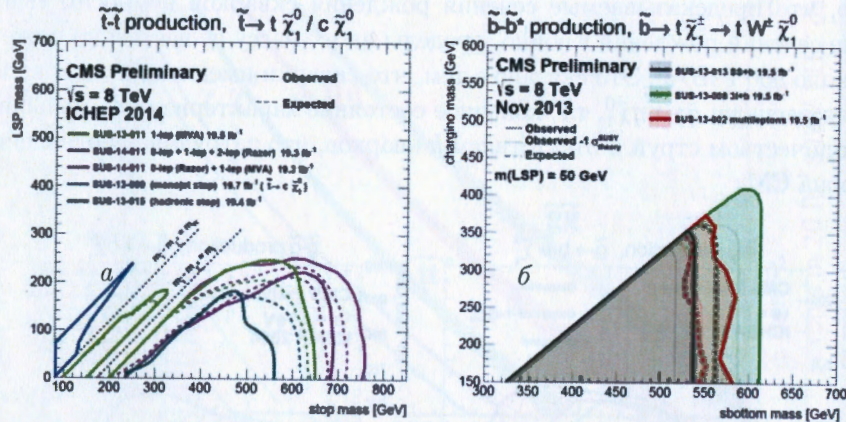


Рис. 46. Пределы на массы (а) стоп- и (б) сботтом-кварков [163].

При разнице масс  $(m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) < m_b + m_W$  доминирующим распадом  $\tilde{t}$  является  $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  (рис. 45б), а при  $(m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) > m_t - \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$  (рис. 45а). Это обуславливает использование таких критериев отбора событий, как, например, требование присутствия в конечном состоянии двух струй от  $c$ - или  $t$ -кварков. Анализ данных осуществлялся с использованием техники MVA в каналах с различными конечными состояниями — в безлептонном распаде, распаде с одним лептоном или струей, полностью адронном

распаде. В результате существование  $t$ -скварка было исключено в диапазоне масс менее  $780 \text{ ГэВ}/c^2$  (рис. 46а).

Распады  $b$ -скварка имеют схожую с процессом на рис. 45а топологию (с точностью до замены  $t$ -кварка на  $b$ -кварк)  $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . В чисто адронных каналах для процессов этого типа максимальное значение исключенной массы  $\tilde{b}$  составило  $650 \text{ ГэВ}/c^2$  для  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 0 \text{ ГэВ}/c^2$  [164].

В различных моделях SUSY также возможны распады  $\tilde{b}$  ( $\tilde{t}$ ) не сразу на LSP, а сначала на чарджино  $\tilde{b} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm$  ( $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm$ ) (рис. 45с) или, в случае правых тяжелых скварков, с большой вероятностью на хиггсиноподобное тяжелое нейтралينو, например  $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$ . В свою очередь чарджино и тяжелое нейтралينو распадаются на электрослабые калибровочные бозоны ( $W$  и  $Z$ ) и LSP. В зависимости от канала регистрации тяжелых кварков и калибровочного бозона в процессе  $\tilde{b} \rightarrow tW\tilde{\chi}_1^0$  ограничения на  $m_{\tilde{b}}$  составили  $320\text{--}610 \text{ ГэВ}/c^2$  при массе легкого нейтралино  $50 \text{ ГэВ}/c^2$  (рис. 46б). Для поиска распадов  $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow bZ\tilde{\chi}_1^0$  проводилось изучение событий рождения трех лептонов, ассоциированных с по крайней мере одной  $b$ -струей. При разнице масс  $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) = 110 \text{ ГэВ}/c^2$  был установлен более слабый нижний предел на  $m_{\tilde{b}}$  ( $450 \text{ ГэВ}/c^2$ ) [165].

### ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ РОЖДЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Несмотря на очевидное преимущество поисков суперсимметричных частиц, образующихся за счет сильных взаимодействий, электрослабое рождение частиц SUSY может иметь ключевое значение для открытия и понимания природы новой физики. Глюино и скварки могут оказаться слишком тяжелыми для их наблюдения при энергиях LHC, и доминирующим будет образование суперпатнеров лептонов (слетонов  $\tilde{l}$ ) и смешанных состояний суперпатнеров электрослабых калибровочных бозонов и бозона Хиггса — чарджино  $\tilde{\chi}^\pm$  и нейтралино  $\tilde{\chi}^0$  (их свойства зависят от того, какие из составляющих доминируют). Эти суперсимметричные частицы рождаются посредством механизма Дрелла-Яна попарно, например, тяжелое нейтралино и легкое чарджино  $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$  (рис. 47 и 48), два легких чарджино  $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\pm$  (рис. 49а) или два слептона  $pp \rightarrow \tilde{l}\tilde{l}$  (рис. 49б).

Поиск слептонов осуществляется по их распаду на лептоны SM и легчайшее нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$  (выступающее в качестве LSP), а нейтралино и чарджино, в зависимости от их масс, по распадам через промежуточные

слептоны  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} \rightarrow 2l\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu\tilde{l} \rightarrow \nu l\tilde{\chi}_1^0$  и  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l\tilde{\nu} \rightarrow \nu l\tilde{\chi}_1^0$  или на калибровочные и хигсовские бозоны  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z(H)\tilde{\chi}_1^0$  и  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0$ .

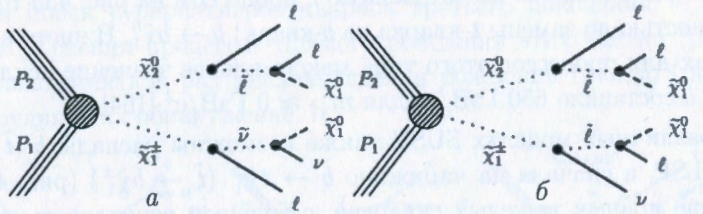


Рис. 47. Парное рождение чарджино-нейтралино с промежуточным распадом на слептоны (а)  $\tilde{l}$  и (б)  $\tilde{\nu}$ .

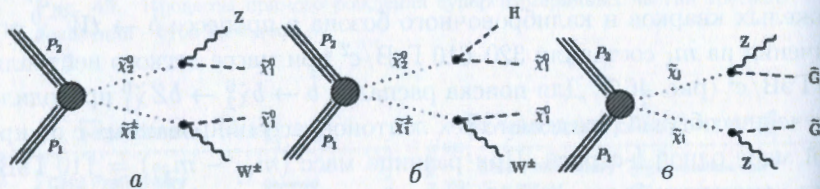


Рис. 48. Парное рождение чарджино-нейтралино с распадом на (а) калибровочные бозоны и (б) калибровочный и хигсовский бозоны.

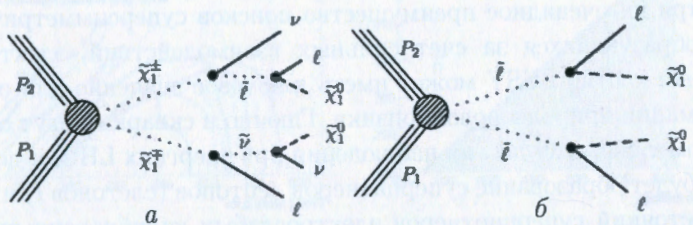


Рис. 49. Парное рождение (а) чарджино и (б) слептонов.

Таким образом, сигнатурой для поиска электрослабого рождения частиц SUSY являются события множественного рождением лептонов (три и более) с подавленной адронной составляющей (отсутствие струй адронов) и большим количеством потерянной поперечной энергии  $E_T^{miss}$  (из-за рождения LSP). Так как сечение рождения по слабому каналу мало, то для достижения большей чувствительности проводят комбинированный анализ разных топологий наблюдаемого сигнала, а также, в случае со-

бытий с  $WZ/ZZ$  в конечном состоянии, учитывают возможные распады  $Z$  на две струи.

Анализ многолептонных событий в эксперименте CMS [166] был выполнен в предположении равенства масс электрослабых калибрино, входящих в один мультиплет,  $m_{\tilde{\chi}} \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = m_{\tilde{\chi}_2^0}$ . Также диаграммы процессов на рис. 47–49 очевидно предполагают, что  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{l}} < m_{\tilde{\chi}}$ , т.е. масса слептонов не может быть меньше массы LSP. Результаты анализа интерпретировались для случаев, когда масса слептонов равняется усредненным массам LSP и калибрино, и когда масс слептонов близка к массе LSP. При этом отдельно рассматривались сценарии рождения левых и правых слептонов с одинаковыми массами для суперпартнеров электронов и мюонов.

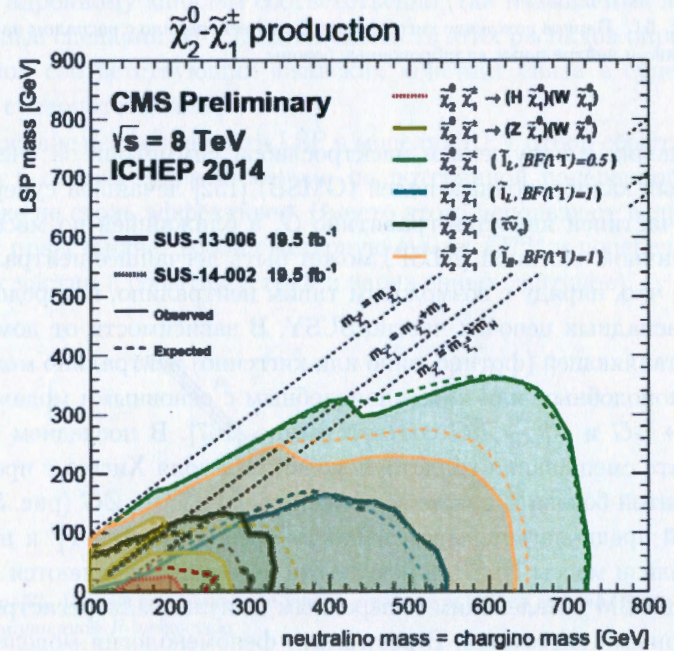


Рис. 50. Пределы на массы нейтралино и чарджино.

По данным, полученным во время первого сеанса LHC, ограничения на массы нейтралино и чарджино составляют примерно от 200 до 700

ГэВ/ $c^2$  (рис. 50) в зависимости от механизма рождения и последующего распада. Так, в случае парного рождения чарджино-нейтралино через промежуточные слептоны предел на массы достигает 720 ГэВ/ $c^2$ , в то время анализ распада на  $WZ$  и  $WH$  дает существенно меньшие значения минимально возможных масс — 270 и 200 ГэВ/ $c^2$  соответственно. При этом массы слептонов ограничены значениями 260 ГэВ/ $c^2$  для левых слептонов и 180 ГэВ/ $c^2$  для правых.

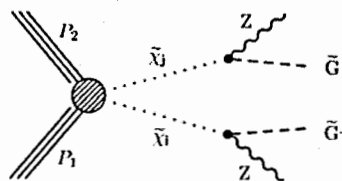


Рис. 51. Парное рождение хиггсиноподобного нейтралино с распадом на гравитино и нейтральные калибровочные бозоны.

В моделях с нарушением электрослабой симметрии за счет дополнительных калибровочных полей (GMSB) [152] ближайшей суперсимметричной частицей является гравитино  $\tilde{G}$ , а ближайшей по массе суперсимметричной частицей (NLSP) может быть легчайшее нейтралино или слептон, что, наряду с возможным типом нейтралино, и определяет мозаику распадных цепочек частиц SUSY. В зависимости от доминирующей составляющей (фотино, зино или хиггсино) нейтралино может быть гейджиноподобным или хиггсиноподобным с основными модами распада  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$  и  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h\tilde{G}$  соответственно [167]. В последнем случае в результате смешивания голдстоуновских мод поля Хиггса с продольной компонентой бозона  $Z$  также возможен распад  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z\tilde{G}$  (рис. 51). Этот сценарий предполагает вырожденность масс чарджино  $\tilde{\chi}_1^\pm$  и нейтралино  $\tilde{\chi}_2^0$  вблизи массы NLSP, в результате чего они распадаются на NLSP и частицы СМ с маленьким поперечным импульсом, нерегистрируемым детекторными системами. В результате феноменология моделей GMSB характеризуется парным рождением бозонов  $\gamma\gamma$ ,  $ZZ$ ,  $hh$ ,  $h\gamma$ ,  $hZ$ ,  $Z\gamma$  и потерянной поперечной энергией  $E_T^{miss}$ . Если в качестве NLSP выступает  $\tilde{l}$ , то будет возможен распад  $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{G}$  и в конечном состоянии будут два лептона и  $E_T^{miss}$ . В этом сценарии на массу хиггсиноподобного нейтралино установлено ограничение в 330 ГэВ/ $c^2$  [166].

## НАРУШЕНИЕ R-ЧЕТНОСТИ

Большинство суперсимметричных расширений СМ предполагает стабильность протона, что обеспечивается сохранением  $R$ -четности, которая определяется как  $R = (-1)^{3B+L+2s}$ , где  $B$  и  $L$  — соответственно, барионное и лептонное число, в  $s$  — спин частицы. Естественным следствием подобных сценариев является, как уже отмечалось выше, парное рождение суперпартнеров и стабильность LSP. В моделях SUSY с нарушенной  $R$ -четностью (RPV, см., например, [159]) возможно одиночное рождение суперсимметричных частиц, а также их распад только на частицы СМ. Нарушение  $R$ -четности может происходить за счет несохранения лептонного или барионного зарядов, что приводит к распадам суперсимметричных частиц (в том числе и LSP) по лептонному (или полулептонному) и адронному каналам соответственно (так называемые лептонные и адронные сценарии RPV). Интенсивность этих распадов определяется величиной соответствующих юкавских констант связи в суперсимметричном суперпотенциале  $\lambda$ .

Вследствие нестабильности LSP в моделях RPV отбор событий — кандидатов в сигнал суперсимметрии по потерянной поперечной энергии  $E_T^{miss}$  уже не столь эффективен. Вместо этого используют величину  $S_T$ , которая представляет собой скалярную сумму  $E_T^{miss}$  и поперечной энергии всех частиц в событии (струй и заряженных лептонов).

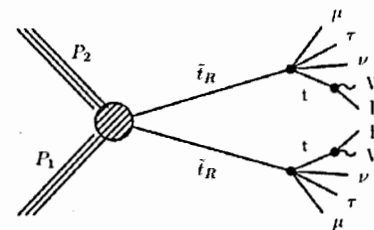


Рис. 52. Парное рождение стоп-кварка с распадом LSP на лептоны в сценарии с нарушенной  $R$ -четностью.

В моделях с лептонным RPV одной из возможных распадных цепочек с нарушением  $R$ -четности является распад стоп-кварка на  $t$ -кварк и промежуточное виртуальное бино  $\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_1^{0*} + t$  с его последующими лептонными  $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow l_i + \nu_j + l_k$  и  $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow \nu_i + l_j + l_k$  (рис. 52) или по-



лулептонными  $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow l_i + q_j + q_k$  и  $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow \nu_i + q_j + q_k$  распадами ( $i, j, k$  означают различные поколения фермионов). В случае парного рождения стоп-кварков сигналом такого процесса будет многолептонное событие ассоциированное с рождением  $b$ -струй. Анализ различных многолептонных состояний не выявил отклонений от предсказаний СМ, но позволили получить минимальные значения массы стоп-кварка — они находятся в хорошем согласии с ограничениями, полученными для моделей с сохранением  $R$ -четности и при  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 200$  ГэВ/ $c^2$  составляют 820–1020 ГэВ/ $c^2$  [168], в зависимости от величины юкавской константы связи в сценарии RPV  $\lambda_{ijk}$ .

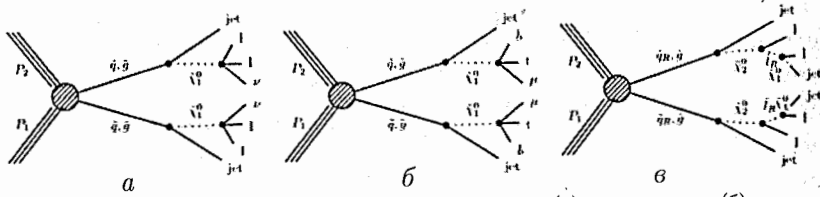


Рис. 53. Парное рождение скварков или глюино с (а) лептонными, (б) полулептонными, (в) адронными распадами LSP в сценарии с нарушенной  $R$ -четностью.

Среди других интересных тестовых процессов лептонного сценария RPV стоит выделить рождение и распады глюино и скварка, протекающие через промежуточное LSP  $\tilde{\chi}_1^0$  (рис. 53а, б). В зависимости от доминирования той или иной константы связи LSP распадается по (а) лептонному

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l_i + \nu_j + l_k \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i + l_j + l_k$$

или (б) полулептонному

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu + t + \bar{d}(\bar{b}) \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu + b + \bar{d}(\bar{b})$$

каналам.

Отдельный интерес представляет собой адронный сценарий RPV, который характеризуется отсутствием  $E_T^{miss}$  в конечном состоянии (рис. 53в). В этом процессе происходит образование глюино и правого скварка, которые распадаются на биноподобные нейтралы  $\tilde{\chi}_2^0$  и струи:

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + jets, \quad \tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + jets.$$

В свою очередь нейтралы  $\tilde{\chi}_2^0$  порождает цепочку распадов с правым слептоном  $\tilde{l}_R$  и  $\tilde{\chi}_1^0$ :

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}_R + l, \quad \tilde{l}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l, \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow jets.$$

Анализ данных проводился для фиксированной массы LSP  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 300$  и 700 ГэВ/ $c^2$  соответственно в лептонных и полулептонных распадах, а также при  $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 500$  ГэВ/ $c^2$ ,  $m_{\tilde{l}_R} = 300$  ГэВ/ $c^2$  и  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 150$  ГэВ/ $c^2$  в адронном сценарии RPV. Ограничения, полученные на массы стоп-кварка, легких левых и правых скварков, глюино при различных значениях  $\lambda_{ijk}$  просуммированы на рис. 41.

## ФИЗИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Основной прогресс в понимании структуры атомных ядер и их взаимодействий при высоких энергиях связан с теорией сильных взаимодействий — квантовой хромодинамикой (КХД), на основе которой строятся модели, описывающие различные закономерности ядерной динамики и такие эффекты, как рождение частиц в кумулятивной области, экранирование структурных функций, гашение струй, дифракционные процессы и т.д.

Несмотря на значительные успехи КХД в пертурбативной области, проблема конфайнмента остается до сих пор нерешенной. Последние результаты монте-карловского моделирования в рамках калибровочной теории на решетках воспроизводят конфаймент только в двумерном пространстве [169]. Более того, конфаймент не является внутренним свойством КХД, а является искусственным ограничением, налагаемым для объяснения ненаблюдаемости изолированных цветных зарядов. Для описания в рамках единой теории сильных взаимодействий и конфайнмента, в настоящее время развиваются ряд теорий [170].

Взаимодействия ультрарелятивистских ядер на ЛНС предоставляют уникальную возможность для изучения свойств КХД при конечной температуре и высоких плотностях энергии, механизмов множественного рождения частиц, закономерностей образования и поведения сильновозбужденной плотной ядерной материи (КГМ) (см., например, [171]) и возможности достижения равновесного и термализованного состояния кварк-глюонной системы — кварк-глюонной плазмы (КГП) [172].

Существует широкий спектр наблюдаемых физических величин, предлагаемых для изучения новых свойств ядерной материи — аномально подавленный выход кваркониев, повышенный выход открытой странности, модификация спектров дилептонов, диагностика струй и т.д. [173].

Исследования по физике тяжелых ионов в рамках первого сеанса ЛНС на встречных пучках ядер свинца при энергии в с.д.м.  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  ТэВ проводились в конце 2010 г. и ноября-декабре 2011 г. За это время экспериментом CMS набрана статистика, соответствующая  $174.29$  мкбн<sup>-1</sup> интегральной светимости (рис. 54а). В 2013 г. был осуществлен набор данных на сталкивающихся пучках протонов и ядер свинца при  $\sqrt{s_{NN}}=5.02$  ТэВ. Статистика записанных данных  $\mathcal{L}_{int}^{pPb}$  достигла  $35.5$  нбн<sup>-1</sup> (рис. 54б).

Далее мы обсудим лишь несколько примеров полученных коллаборацией CMS результатов, характеризующих, прежде всего, общую динамику взаимодействий и конечное термализованное (или приближенное к нему) состояние КГМ (множественность и потоки энергии). Также будут представлены результаты изучения так называемых жестких пробников («разбалансировка» поперечной энергии струй и прямое рождение калибровочных бозонов) и подавления выхода кваркониев, позволяющие получать информацию о начальных стадиях формирования КГМ. Мы оставляем за рамками обсуждения многие результаты, свидетельствующие о коллективных эффектах (азимутальные корреляции или ридж-эффект), термодинамических свойствах образующейся системы (анизотропный поток частиц), вопросы измерения степени центральности столкновения ядер и др. Более полный перечень результатов CMS по физике тяжелых ионов см. в обзоре [174].

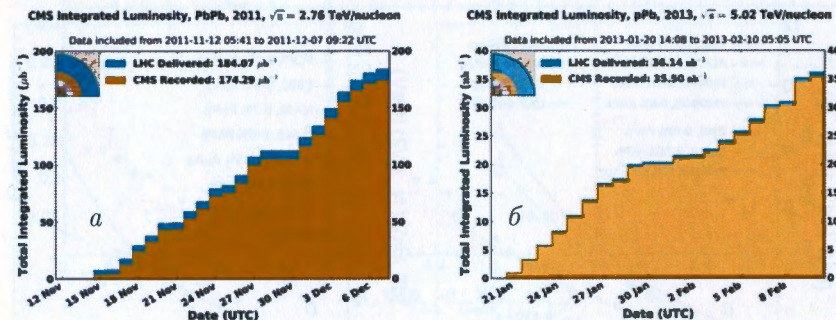


Рис. 54. Интегральная светимость, набранная экспериментом CMS в сеансе на сталкивающихся пучках (а) ядер свинца при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ/нуклон в с.д.м и (б) протонов и ядер свинца при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ/нуклон в с.д.м.

## МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЧАСТИЦ И ПОТОКИ ЭНЕРГИИ

Процессы множественного рождения частиц обусловлены целым рядом различных механизмов взаимодействий, происходящих на разных стадиях ядро-ядерных столкновений. Понимание деталей этих механизмов, пространственно-временной картины взаимодействия ядер может быть достигнуто только путем комплексного анализа основных характеристик множественного рождения частиц. Важнейшими экспериментальными характеристиками процессов множественного рождения частиц в ультра-

релятивистской ядерной физике являются так называемые глобальные наблюдаемые, под которыми обычно понимаются распределения множественности заряженных частиц  $n_{ch}$  и полной поперечной энергии в событии  $E_T$  по псевдобыстроте  $\eta$  (псевдобыстротные плотности  $n_{ch}$  и  $E_T$ ), а также средние значения  $\langle n_{ch} \rangle$  и  $\langle dE_T \rangle$ . Измерения этих характеристик установили следующие закономерности их поведения: слабую зависимость  $n_{ch}$  и  $E_T$  от псевдобыстроты при  $\eta \leq 2.5$  (при больших  $\eta \leq 5.0$  значение  $E_T$  падает более чем в 2 раза) и ожидаемый рост их значений с увеличением центральности столкновения ядер (уменьшением прицельного параметра) [175, 176]. Главным наблюдением стала более резкая энергетическая зависимость глобальных наблюдаемых (особенно  $E_T$ ) в  $PbPb$ -столкновениях по сравнению с  $pp$  (рис. 55). Это, по всей видимости, свидетельствует о возрастании вклада жестких нуклон-нуклонных взаимодействий с ростом  $\sqrt{s_{NN}}$ .

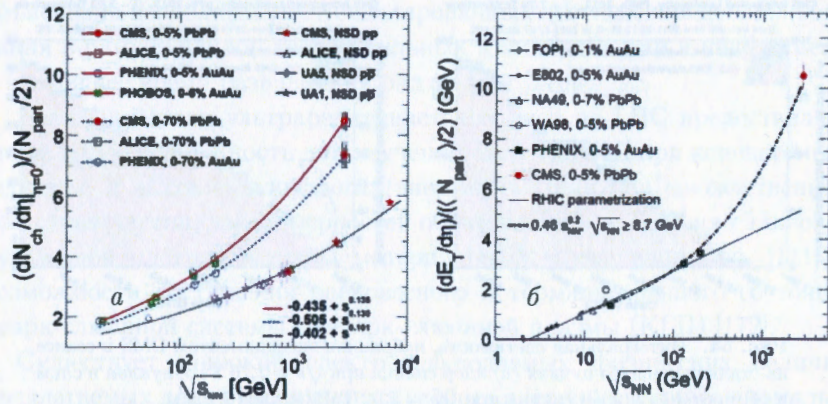


Рис. 55. Зависимость (а) множественности заряженных частиц [175] и (б) полной поперечной энергии [176] от энергии столкновения ядер  $\sqrt{s_{NN}}$ . Произведена нормировка на среднее число нуклон-нуклонных взаимодействий  $N_{part}/2$ .

### ЖЕСТКИЕ ПРОВНИКИ

Одной из активно обсуждаемых в последние годы характеристик кварк-адронной материи является останавливающая (или тормозная) способность ядерной среды. Под останавливающей способностью понимают способность ядерной среды тормозить (т.е. отнимать часть энергии) ча-

стицы (кварки, глюоны, адроны) при их прохождении через среду — эффект гашения струй. Это может приводить к ряду феноменологических следствий, связанных, как правило, с процессами жесткого рождения частиц: подавлению выхода струй с большим поперечным импульсом и «разбалансировке» поперечной энергии при парном рождении струй и ассоциированном рождении струи и калибровочного бозона, модификации функции фрагментации и пр.

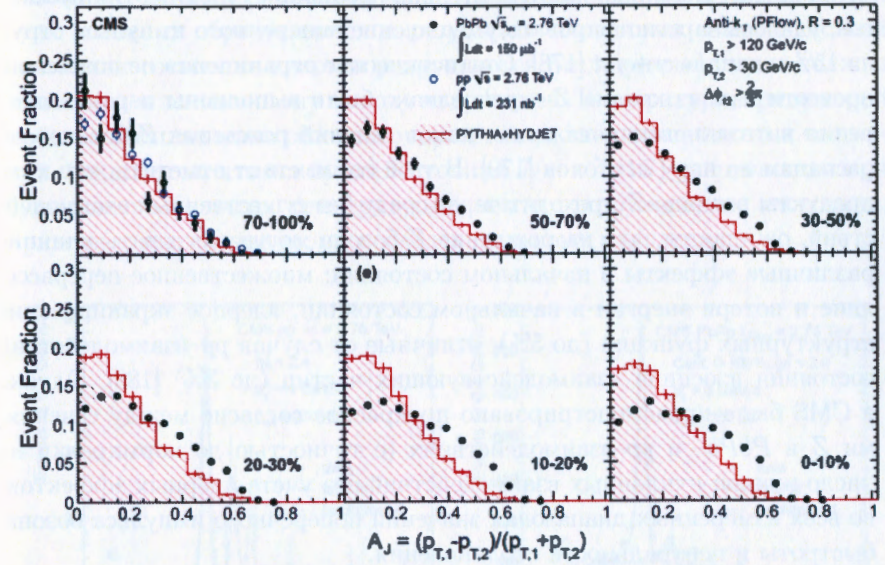


Рис. 56. Асимметрии энергии в событиях парного рождения струй в столкновениях ядер свинца при  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  ТэВ [177]. Приведены данные моделирования без учета влияния среды.

Первым наиболее ярким проявлением эффекта гашения струй стало наблюдение асимметрии энергии в событиях парного рождения струй [177]. Асимметрия определяется как отношение разности поперечных энергий двух струй к их сумме:

$$A_J = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}}$$

Увеличенная (по сравнению с моделированием без учета эффектов среды) доля несбалансированных событий свидетельствует о потере одной

из струй части энергии в результате вторичных взаимодействий (рис. 56). Вероятность этого наиболее велика для центральных соударений, что отчетливо демонстрируют проведенные измерения — в этом случае струи теряют до 10% энергии.

Еще большая разбалансировка энергии ожидается в событиях совместного рождения струй и  $\gamma$ . Это связано с тем, что  $\gamma$  покидает область взаимодействия без дополнительных перерассеяний на конститuentах среды. Несмотря на относительно небольшие сечения этих процессов, удалось зарегистрировать уменьшение поперечного импульса струи на 15% в канале  $\gamma + jet$  [178]. Статистические ограничения не позволили провести анализ канала  $Z + jet$ , однако были выполнены первые измерения в столкновении тяжелых ионов сечений рождения  $Z$ -бозонов по распадам на пару лептонов [179]. В этой связи стоит отметить, что хотя продукты распада  $Z$  проходят через среду без существенных взаимодействий, ожидается, что на рождение  $Z$ -бозона могут оказывать влияние различные эффекты в начальном состоянии: множественное перерассеяние и потери энергии в начальном состоянии, ядерное экранирование структурных функций (до 5%), отличные от случая  $pp$ -взаимодействий состояния изоспина взаимодействующих частиц (до 3%) [180]. Однако в CMS было продемонстрировано прекрасное согласие между сечениями  $Z$  в  $PbPb$ - и  $pp$ -взаимодействиях (с точностью до нормировки на число нуклон-нуклонных взаимодействий без учета ядерных эффектов) во всех измеренных диапазонах значений поперечного импульса бозона, скорости и центральности столкновения.

Проявление эффекта гашения струй также наблюдалось в распределениях заряженных адронов в диапазоне значений поперечных импульсов от 1 до 100 ГэВ/ $c^2$ , которые демонстрируют значительное подавление (коэффициент подавления достигает значения 0.15 в центральных соударениях) выхода адронов в  $PbPb$ -взаимодействиях, по сравнению с  $pp$ -случаем [181].

### ПОДАВЛЕНИЕ КВАРКОНИЕВ

Классическим сигналом образования КГП традиционно считается подавление рождения последовательных состояний кваркониев ( $c\bar{c}$  и  $b\bar{b}$ ) в результате их «плавления» при больших температурах кварк-глюонной среды. Константа сильного взаимодействия и феноменологический по-

тенциал, который в нерелятивистском пределе часто используют для описания взаимодействия между двумя кварками в системах, состоящих из тяжелых кварков, в общем виде зависят от температуры среды  $T$ . Зависимость межкваркового потенциала от  $T$  обуславливается температурной зависимостью дебаевской константы цветового экранирования. Главным следствием экранирования межкваркового потенциала и уменьшения константы связи является деконфаймент адронной материи и образование системы асимптотически свободных кварков и глюонов. При этих условиях образующиеся в результате первичных взаимодействий связанные состояния кварков разрушаются («плавятся»), что и должно приводить к заниженному выходу кваркониев. Температура, при которой происходит плавление резонансов, зависит от энергии связи этих состояний. Ожидается, что основные состояния  $J/\psi$  и  $\Upsilon(1S)$  разрушаются при существенно больших температурах, чем их возбужденные состояния, приводя к так называемому последовательному плавлению.

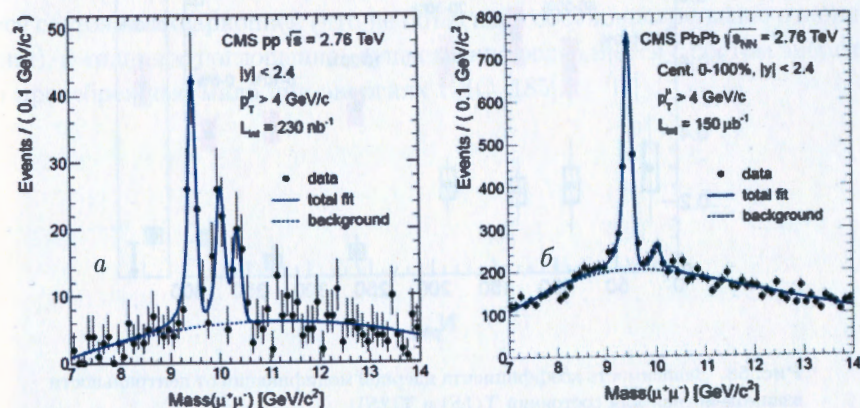


Рис. 57. Распределение по инвариантной массе пары мюонов для (а)  $pp$ - и (б)  $PbPb$ -взаимодействий при  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  ТэВ [183].

Механизм дебаевского экранирования цветового заряда нашел подтверждение в экспериментах на LHC. Так, например, в CMS было зафиксировано подавление выхода  $J/\psi$ -мезонов [182] и возбужденных состояний  $\Upsilon$ -мезонов в  $PbPb$ -взаимодействиях относительно  $pp$ -столкновений (рис. 57) [183]. Первые измерения коэффициента ядерной модификации на LHC [182], выраженного как отношение выхода кваркониев для  $PbPb$ -

и  $pp$ -взаимодействий (нормированное на эффективности регистрации и светимость партонов в обоих случаях):

$$R_{AA} \simeq \frac{J/\psi|_{PbPb}}{J/\psi|_{pp}},$$

показали для центральных  $PbPb$ -столкновений сильное подавление выхода прямых  $J/\psi$  ( $R_{AA}=0.2$ ) и  $J/\psi$ , рожденных в распадах  $B$ -адронов ( $R_{AA}=0.37$ ).

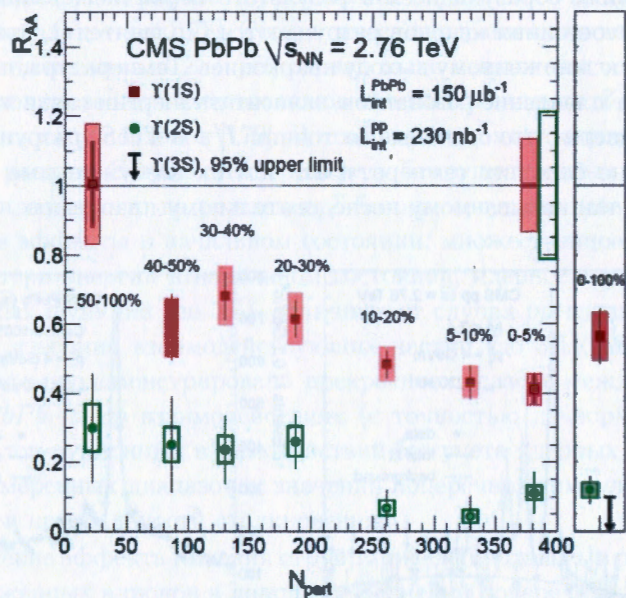


Рис. 58. Зависимость коэффициента ядерной модификации от центральности взаимодействия для состояний  $\Upsilon(1S)$  и  $\Upsilon(2S)$ .

Дальнейшие исследования показали, что для ботомониев  $R_{AA}$  имеют хорошо выраженную зависимость от центральности соударения (см., например, рис. 58), а усредненные по всем значениям центральности (0–100%)  $R_{AA}$  демонстрируют рост степени подавления резонансов от основного состояния к возбужденным:

$$R_{AA}(\Upsilon(1S)) = 0.56, R_{AA}(\Upsilon(2S)) = 0.12, R_{AA}(\Upsilon(3S)) \leq 0.1,$$

что служит первым экспериментальным подтверждением гипотезы последовательного плавления. Причем значимо подавление только возбужденных состояний, т.к. спектры  $\Upsilon(nS)$  содержат вклады (до 50% в основное состояние  $\Upsilon(1S)$ ) от распадов более тяжелых ботомониев ( $\chi_b$  и пр.), которые также подвержены эффекту плавления, поэтому скорее всего плавления  $\Upsilon(1S)$  не наблюдается. Другой демонстрацией последовательного плавления является сравнение отношений выхода возбужденных состояний к основному в  $PbPb$ - и  $pp$ -столкновениях:

$$\frac{\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)|_{PbPb}}{\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)|_{pp}} = 0.21, \frac{\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)|_{PbPb}}{\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)|_{pp}} = 0.06.$$

В заключение отметим, что альтернативные объяснения подавленного выхода резонансов предлагается на основе концепции холодной ядерной материи в результате «ядерного поглощения» первичных образующихся кваркониев и эффекта ядерного экранирования PDF в начальном состоянии [184]. Однако экранирование в одинаковой степени влияет на все состояния кваркониев (что не объясняет обсуждаемые выше отношения), а «ядерное поглощение» существенно ослабляется с ростом энергии и пренебрежимо мало при энергиях LHC [185].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За время первого этапа работы ЛHC экспериментом CMS получены новые уникальные данные о взаимодействиях частиц при рекордных энергиях. Был открыт бозон Хиггса с массой  $125.09 \text{ ГэВ}/c^2$  (по объединенным данным ATLAS и CMS), к настоящему времени обнаружены его распады как на бозоны, так и на фермионы, а все исследованные на сегодняшний день характеристики совпадают с ожиданиями в рамках стандартной модели. Были предприняты попытки обнаружить редкие распады бозона Хиггса (например, на два мюона) и другие хиггсовские бозоны. Все поиски пока не увенчались успехом.

В рамках исследований SM были проведены измерения сечений, констант связи, кинематических распределений, корреляций и других характеристик различных процессов образования частиц в процессах сильного и электрослабого взаимодействий. Были обнаружены и изучены редкие процессы, предсказываемые или не противоречащие SM, но до сих не наблюдавшиеся, такие, как ассоциированное рождение  $tW$  (это позволило впервые определить матричный элемент  $|V_{tb}| \sim 1$ ) и действующие угловые корреляций в  $pp$ - и  $pA$ -взаимодействиях. Был наблюден распад  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ , вероятность которого составила  $\mathcal{B} = (2.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-9}$  (по объединенным данным CMS и LHCb), что хорошо согласуется с предсказаниями SM. Результаты измерения вероятности другого редкого распада,  $B \rightarrow \mu^+\mu^-$  ( $\mathcal{B} = (3.6_{-1.4}^{+1.6}) \times 10^{-10}$ ), демонстрируют легкое отклонение от предсказания SM на уровне статистической значимости  $2\sigma$ , и окончательную точку в этом вопросе может будет поставит при значительном увеличении статистики. Также можно отметить результаты по измерению массы топ-кварка ( $m_t = 172.44 \pm 0.48 \text{ ГэВ}/c^2$ ), которые были выполнены с уникальной точностью ( $\sim 0.28\%$ ), и измерение сечений его одиночного и парного рождения с точностью  $5.9\%$  и  $3.5\%$  для  $\sqrt{s} = 7$  и  $8 \text{ ТэВ}$  соответственно, что также превышает точность измерений на ускорителе Тэватрон.

Экспериментом CMS была осуществлена обширная программа по поиску возможных сигналов за пределами SM, предсказываемых суперсимметричными теориями, расширенными калибровочных моделями, различными сценариями многомерной теории поля и ТВО. Вся совокупность проведенных измерений дает, что никаких значимых отклонений экспериментальных данных от стандартной модели обнаружено не бы-

ло. Были установлены ограничения на значения параметров различных теоретических моделей: значения фундаментальных энергетических масштабов, массы новых частиц, констант связи, сечения рождения новых частиц. Полученные результаты не «закрывают» ту или иную модель, так как в большинстве случаев полное покрытие пространства параметров моделей лежит за областью возможности ЛHC. Проблематичной с этой точки зрения выглядит ситуация с простейшими вариантами низкоэнергетической суперсимметрии, которые, по-видимому закрыты или близки к этому – массы предсказываемых суперсимметричных частиц закрыты до  $1400 \text{ ГэВ}/c^2$  для глюино и  $650\text{--}900 \text{ ГэВ}/c^2$  для скварков, а для частиц участвующих в электрослабых взаимодействиях (слептоны и калибрино) до  $260\text{--}720 \text{ ГэВ}/c^2$ . Это, тем не менее, не закрывает концепцию даже минимальной суперсимметрии, т.к. эти ограничения сильно модельно зависимы и часто получены в различных упрощающих предположениях.

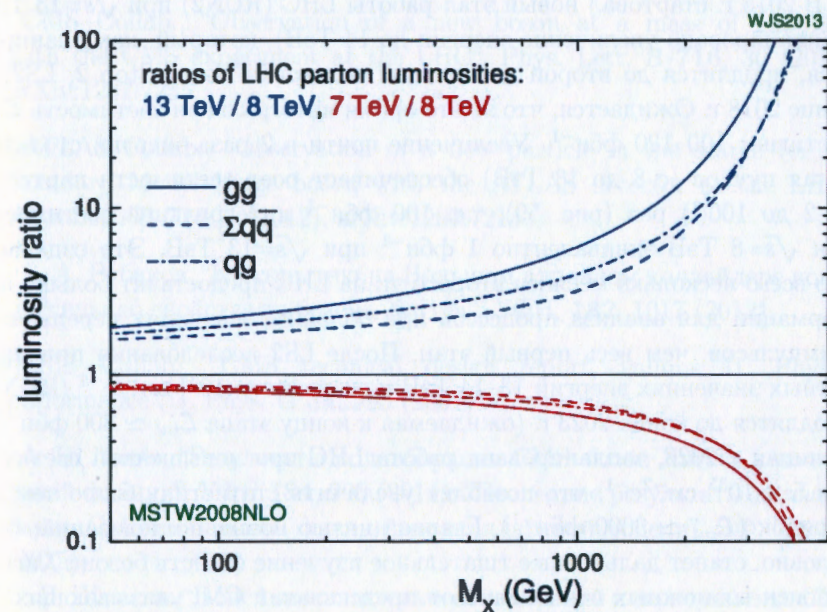


Рис. 59. Отношения светимости партонов для разных энергий столкновения пучков протонов на LHC [188].

Совокупность данных, полученных CMS, в целом подтвердила наше понимание природы ядро-ядерных столкновений, в частности получила дальнейшее подтверждение гипотеза существования сильнозадействующей кварк-глюонной материи. Яркое проявление коллективных эффектов, таких как азимутальная анизотропия потока частиц и их сильные угловые корреляции, указывает на режим «кварк-глюонной жидкости», обнаруженный ранее на RHIC. Высокая начальная плотность энергии кварк-глюонной системы и температуры (их значения в 2.8 и 3.3. раза превысила значения RHIC) обеспечили возможность изучения проявлений формирования КГМ (эффект гашения струй и последовательное плавление резонансов).

К настоящему времени коллаборацией CMS опубликовано более 500 работ. Все результаты эксперимента приведены в [186]. Результаты эксперимента CMS, обсуждаемые в настоящей работе, совпадают с результатами другого многоцелевого эксперимента на Большом адронном коллайдере — ATLAS [187].

В 2015 г. стартовал новый этап работы LHC (RUN2) при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ (запланировано увеличение энергии до 14 ТэВ), который, как планируется, продлится до второй длительной остановки (Long Stop 2, LS2) в конце 2018 г. Ожидается, что за это время интегральная светимость  $\mathcal{L}_{int}$  достигнет 100–120 фбн<sup>-1</sup>. Увеличение почти в 2 раза энергии столкновения пучков (с 8 до 13 ТэВ) обеспечивает рост светимости партонов от 2 до 100(!) раз (рис. 59), т.е. 100 фбн<sup>-1</sup> интегральной светимости при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ эквивалентно 1 фбн<sup>-1</sup> при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ. Это означает, что всего несколько месяцев второго этапа LHC предоставят больше информации для анализа процессов при больших значениях переданных 4-импульсов, чем весь первый этап. После LS2 исследования при проектных значениях энергии 13–14 ТэВ и светимости  $10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> (RUN3) продлятся до конца 2023 г. (ожидаемая к концу этапа  $\mathcal{L}_{int} \simeq 300$  фбн<sup>-1</sup>). Начиная с 2026, запланирована работа LHC при повышенной светимости  $5 \times 10^{35}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, что позволит увеличить статистику более чем на порядок ( $\mathcal{L}_{int} \simeq 3000$  фбн<sup>-1</sup>). Главной целью новых исследований, безусловно, станет дальнейшее тщательное изучение свойств 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: «Существует ли новая физика в энергетическом масштабе порядка ТэВ?» В первую оче-

редь это касается дополнительных бозонов Хиггса с большими массами и низкоэнергетической суперсимметрии, для существования которой эти поиски станут определяющими.

В заключение выражаю благодарность А. В. Ланёву и М. В. Савиной за полезные замечания и обсуждения при подготовке этой работы.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] CMS Collab., “The CMS experiment at the CERN LHC”, JINST **3**, S08004 (2008).
- [2] CMS Collab., “Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions”, Nature Physics **10**, 557–560 (2014).
- [3] CMS Collab., “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, Phys. Lett. B **716**, 30 (2012), arXiv:1207.7235.
- [4] 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 **716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214.
- [5] В. А. Рубаков, “К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса”, УФН, **182**, 1017 (2012).
- [6] CMS Collab., “CMS technical design report, volume II: Physics performance”, J. Phys. G **34**, 995 (2007).
- [7] А. В. Ланёв, “Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики”, УФН **184**, 996 (2014); “Последние результаты коллаборации CMS по поискам физики вне стандартной модели”, ЯФ, **78**, 558 (2015);  
С. В. Шматов, “Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере”, ЯФ **74**, 511 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 490 (2011)]; “Поиск физики за рамками стандартной модели во взаимодействии протонов при  $\sqrt{s}=7$  ТэВ в эксперименте CMS на LHC”,

- ЯФ **76**, 1166 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1106 (2013)]; “Обзор результатов эксперимента CMS”, ЯФ **78**, 546 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 509 (2015)].
- [8] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMP>
- [9] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOP>
- [10] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsBPH>
- [11] CMS Collab., “Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **105**, 022002 (2010), arXiv:1005.3299; “Charged particle multiplicities in pp interactions at  $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, \text{ and } 7.0$  TeV”, JHEP **01**, 079 (2011), arXiv:1011.5531.
- [12] CMS Collab., “Measurements of differential jet cross sections in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the CMS detector” Phys. Rev. D **87**, 112002 (2013), arXiv:1212.6660.
- [13] CMS Collab., “Measurement of the double-differential inclusive jet cross section at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the CMS detector”, CMS-PAS-SMP-12-012.
- [14] M. Wobisch *et al.* “Theory-Data Comparisons for Jet Measurements in Hadron-Induced Processes”, DESY 11-150, FERMILAB-PUB-11-418-PPD, arXiv:1109.1310.
- [15] CMS Collab., “Measurement of the differential dijet cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the CMS detector”, CMS-PAS-SMP-14-002; “Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **700**, 187 (2011), arXiv:1104.1693.
- [16] CMS Collab., “Search for quark contact interactions and extra spatial dimensions using dijet angular distributions in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **746**, 79 (2015), arXiv:1411.2646.
- [17] CMS Collab., “Search for quark contact interactions and extra spatial dimensions using dijet angular distributions in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **746**, 79 (2015), arXiv:1411.2646; “Measurement of Dijet Angular Distributions and Search for Quark Compositeness in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **106**, 201804 (2011), arXiv:1102.2020.
- [18] CMS Collab., “Measurement of dijet azimuthal decorrelations in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Submitted to EPJC, arXiv:1602.04384; “Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **106**, 122003 (2011), arXiv:1101.5029.
- [19] CMS Collab., “Measurement of the ratio of the inclusive 3-jet cross section to the inclusive 2-jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and first determination of the strong coupling constant in the TeV range”, Eur. Phys. J. C **73**, 2604 (2013), arXiv:1304.7498; “Measurement of the Ratio of the 3-jet to 2-jet Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **702**, 336 (2011), arXiv:1106.0647.
- [20] CMS Collab., “Constraints on parton distribution functions and extraction of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV” Eur. Phys. J. C **75**, 288 (2015), arXiv:1410.6765.
- [21] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014) and 2015 update.
- [22] CMS Collab., “Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC”, JHEP **1009**, 091 (2010), arXiv:1009.4122.
- [23] STAR Collab., “Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions”, Phys. Rev. C **80**, 064912 (2009), arXiv:0909.0191; PHOBOS Collab., “High transverse Momentum Triggered Correlations over a Large Pseudorapidity Acceptance in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV”, Phys. Rev. Lett. **104**, 062301 (2010), arXiv:0903.2811.
- [24] CMS Collab., “Long-range and short-range dihadron angular correlations in central PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV”, JHEP **07**, 076 (2011), arXiv:1105.2438.
- [25] CMS Collab., “Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC”, Phys. Lett. B **718**, 795 (2013), arXiv:1210.5482.



- [26] “Экспериментальное обнаружение коллективных эффектов в  $pp$ - и  $PbPb$ -столкновениях на LHC”, Труды объединенного семинара RDMS CMS “Физика на LHC”, **3**, 9 (2013).
- [27] CMS Collab., “Measurement of the Inclusive W and Z Production Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, JHEP **1110**, 132 (2011), arXiv:1107.4789.
- [28] CMS Collab., “Measurement of inclusive W and Z boson production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **112**, 191802 (2014), arXiv:1402.0923.
- [29] CMS Collab., “Differential cross section measurements for the production of a W boson in association with jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **741**, 12 (2015), arXiv:1406.7533; “Measurements of jet multiplicity and differential production cross sections of Z + jets events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. D **91**, 052008 (2015), arXiv:1408.3104. “Jet Production Rates in Association with W and Z Bosons in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”,
- [30] CMS Collab., “A search for  $WW\gamma$  and  $WZ\gamma$  production and constraints on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Rev. D **90**, 032008 (2014), arXiv:1404.4619; “Measurement of  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **701**, 535 (2011), arXiv:1105.2758.
- [31] CMS Collab., “Measurement of  $W+W^-$  and  $ZZ$  production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **721**, 190 (2013), arXiv:1301.4698; “Measurement of the  $W^+W^-$  cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and limits on anomalous gauge couplings”, CMS-PAS-SMP-14-016; “Measurement of the pp to  $ZZ$  production cross section and constraints on anomalous triple gauge couplings in four-lepton final states at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **740**, 250 (2015), arXiv:1406.0113; “Measurements of the  $ZZ$  production cross sections in the  $2l2\nu$  channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV and combined constraints on triple gauge couplings”, Submitted to EPJC, arXiv:1503.05467.
- [32] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsCombined>
- [33] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC>
- [34] S. D. Drell and T.-M. Yan, “Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies”. Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970).
- [35] CMS Collab., “Measurement of the differential and double-differential Drell-Yan cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV”, JHEP **12**, 30 (2013), arXiv:1310.7291; “Measurement of the Drell-Yan Cross Section in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV”, JHEP **10**, 007 (2011), arXiv:1108.0566.
- [36] CMS Collab., “Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at 8 TeV”, Eur. Phys. J. C **75**, 147 (2015), arXiv:1412.1115.
- [37] И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, “Изучение процессов Дрелла-Яна в эксперименте CMS на LHC”, ЯФ **78**, 647 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 603 (2015)].
- [38] CMS Collab., “Measurement of the differential cross section and charge asymmetry for inclusive  $pp \rightarrow W^\pm + X$  production at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Submitted to Eur. Phys. J. C, arXiv:1603.01803; “Measurement of the muon charge asymmetry in inclusive  $pp \rightarrow W + X$  production at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and an improved determination of light parton distribution functions”, Phys. Rev. D **90**, 032004 (2014), arXiv:1312.6283.
- [39] CMS Collab., “Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **718**, 752 (2013), arXiv:1207.3973.
- [40] CMS Collab., “Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Submitted to Eur. Phys. J. C, arXiv:1601.04768.
- [41] И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, “Измерение асимметрии “вперед-назад”  $A_{FB}$  и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в эксперименте CMS на LHC”, ЯФ **76**, 1160 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1100 (2013)]; I. N. Gorbunov and S. V. Shmatov, “Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of  $\mu^+\mu^-$  Pairs in CMS”, Phys. Part. Nucl. **45**, 211 (2014).

- [42] CMS Collab., “Measurement of the weak mixing angle with the Drell-Yan process in proton-proton collisions at the LHC”, Phys. Rev. D **84**, 112002 (2011), arXiv:1110.2682.
- [43] ALEPH, DELPHI, L3 Collab., “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, Phys. Rept. **427**, 257 (2006), arXiv:hep-ex/0509008; NuTeV Collab., “Precise Determination of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering”, Phys. Rev. Lett. **88**, 091802 (2002); CDF Collab., “Measurement of the Forward-Backward Charge Asymmetry of Electron-Positron Pairs in Proton anti-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. D **71**, 052002 (2005), arXiv:hep-ex/0411059; D0 Collab., “Measurement of the forward-backward charge asymmetry and extraction of  $\sin^2\theta_W^{eff}$  in  $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* + X \rightarrow e^+e^-X$  events produced at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **101**, 191801 (2008); “Measurement of  $\sin^2\theta_{eff}^l$  and Z-light quark couplings using the forward-backward charge asymmetry in  $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  events with  $\mathcal{L} = 5.0 \text{ fb}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. D **84**, 012007 (2011); H1 Collab., “A determination of electroweak parameters at HERA”, Phys. Lett. B **632**, 35 (2006).
- [44] Э. Э. Боос и др., “Топ-кварк (к 20-летию открытия)”, УФН **185** №12, 1241 (2015).
- [45] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryFigures>
- [46] CMS Collab., “Measurement of the t-tbar production cross section in the e-mu channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”, Submitted to JHEP, arXiv:1603.02303; “Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in the dilepton channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, JHEP **02**, 024 (2014), arXiv:1312.7582. “Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in the dilepton channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, JHEP **11**, 067 (2012), arXiv:1208.2671.
- [47] CMS Collab., “Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV in dilepton final states containing one tau lepton”, Phys. Lett. B **739**, 23 (2014), arXiv:1407.6643; “Measurement of the top quark pair production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in dilepton final states containing a tau”, Phys. Rev. D **85**, 112007 (2012), arXiv:1203.6810.
- [48] CMS Collab., “Measurements of the  $t\bar{t}$  production cross section in lepton+jets final states in pp collisions at 8 TeV and ratio of 8 to 7 TeV cross sections”, Submitted to Eur. Phys. J. C, arXiv:1602.09024.
- [49] CMS Collab., “Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in the all-jets final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Eur. Phys. J. C **76**, 128 (2016).
- [50] CMS Collab., “Measurement of the differential cross section for top quark pair production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Eur. Phys. J. C **75**, 542 (2015) 542, arXiv:1505.04480; “Measurement of differential top-quark pair production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Eur. Phys. J. C **73**, 2339 (2013).
- [51] M. Czakon and A Mitov, “Top++: a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders”, Comput. Phys. Commun. **185**, 2930 (2014), arXiv:1112.5675.
- [52] CMS Collab., “Measurement of top quark-antiquark pair production in association with a W or Z boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Eur. Phys. J. C **74**, 3060 (2014), arXiv:1406.7830; “Measurement of associated production of vector bosons and  $t\bar{t}$  at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **110**, 172002 (2013), arXiv:1303.3239.
- [53] CMS Collab., “Measurement of the cross section ratio  $\sigma_{t\bar{t}b\bar{b}}/\sigma_{t\bar{t}jj}$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **746**, 132 (2015), arXiv:1411.5621; “Measurement of jet multiplicity distributions in  $t\bar{t}$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Eur. Phys. J. C **74**, 3014(2014), arXiv:1404.3171.
- [54] CMS Collab., “Determination of the top-quark pole mass and strong coupling constant from the  $t\bar{t}$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **728**, 496 (2013), arXiv:1307.1907.
- [55] CMS Collab., “Measurement of the t-channel single-top-quark production cross section and of the  $|V_{tb}|$  CKM matrix element in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, JHEP **06**, 090 (2014), 1403.7366. “Measurement of the single top t-channel cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, JHEP **12**, 035 (2012), arXiv:1209.4533.

- [56] CMS Collab., “Search for s channel single top quark production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”, Submitted to JHEP, arXiv:1603.02555.
- [57] N. Kidonakis, “Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for  $t$ -channel single top quark production”, Phys.Rev. D **83**, 091503 (2011), arXiv:1103.2792; “Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a  $W^-$  or  $H^-$ ”, Phys.Rev. D **82**, 054018 (2010), arXiv:1005.4451; “NNLL resummation for s-channel single top quark production”, Phys.Rev. D **81**, 054028 (2010), arXiv:1001.5034.
- [58] ATLAS Collab., “Evidence for the associated production of a W boson and a top quark in ATLAS at  $\sqrt{s} = 7$  TeV” Phys.Lett. B **716**, 142 (2012), arXiv:1205.5764.
- [59] CMS Collab., “Observation of the associated production of a single top quark and a W boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS, Phys. Rev. Lett. **112**, 231802 (2014), arXiv:1401.2942; “Evidence for associated production of a single top quark and W boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS, Phys. Rev. Lett. **110**, 022003 (2013), arXiv:1209.3489.
- [60] G. Mahlon and S. J. Parke, “Spin correlation effects in top quark pair production at the LHC”, Phys. Rev. D **81**, 074024 (2010), arXiv:1001.3422.
- [61] CMS Collab., “Measurements of  $t\bar{t}$  spin correlations and top-quark polarization using dilepton final states in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Accepted for publication in Phys. Rev. D, arXiv:1601.01107. CMS Collab., “Measurements of  $t\bar{t}$  spin correlations and top-quark polarization using dilepton final states in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **112**, 182001 (2004), arXiv:1311.3924.
- [62] CMS Collab., “Measurement of top quark polarization in  $t$ -channel single-top production”, Submitted to JHEP, arXiv:1511.02138.
- [63] CMS Collab., “Measurement of the top quark mass using proton-proton data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”, Submitted to Phys. Rev. D, arXiv:1509.04044.
- [64] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCtopWGSsummaryPlots>
- [65] The Tevatron Electroweak Working Group, “Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to  $9.7 \text{ fb}^{-1}$  at the Tevatron” arXiv:1407.2682.
- [66] The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, “First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass”, arXiv:1403.4427.
- [67] LHC-B Collab., “First Evidence for the Decay  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ”, Phys. Rev. Lett. **110**, 021801 (2013), arXiv:1211.2674.
- [68] CMS Collab., “Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  branching fraction and search for  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  with the CMS Experiment”, Phys. Rev. Lett. **111**, 101804 (2013), arXiv:1307.5025.
- [69] A. J. Buras, J. Girrbach, D. Guadagnoli, and G. Isidori, “On the Standard Model prediction for  $(B_{s,d}^0 \rightarrow \mu\mu)$ ”, Eur. Phys. J. C **72**, 2172 (2012), arXiv:1208.0934; K. De Brúyn *et al.*, “Probing new physics via the  $(B_s^0 \rightarrow \mu\mu)$ ”, Phys. Rev. Lett. **109**, 041801 (2012), arXiv:1204.1737.
- [70] CMS and LHCb Collab., “Observation of the rare  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decay from the combined analysis of CMS and LHCb data”, Nature **522**, 68 (2015), arXiv:1411.4413.
- [71] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964); P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [72] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, “Global Conservation Laws and Massless Particles”, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [73] ALEPH Collab., DELPHI Collab., L3 Collab., OPAL Collab., “Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP”, Phys. Lett. B **565**, 61 (2003), arXiv:hep-ex/0306033.
- [74] CDF Collab. and D0 Collab., “Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to  $8.6 \text{ fb}^{-1}$  of Data”, FERMILAB-CONF-11-354-E, arXiv:1107.5518.
- [75] ATLAS Collab., “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector at the LHC”, Phys. Lett. B **710**, 49 (2012), arXiv:1202.1408.

- [76] CMS Collab., “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Lett. B **710**, 26 (2012), arXiv:1202.1488.
- [77] CDF Collab. and D0 Collab., “Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data”, FERMILAB-CONF-12-318-E; CDF Note 10884; D0 Note 6348, arXiv:1207.0449.
- [78] The Nobel Prize in Physics 2013, [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2013/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/)
- [79] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>
- [80] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>
- [81] CMS Collab., “Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV”, Eur. Phys. J. C **75**, 212 (2015), arXiv:1412.8662.
- [82] CMS Collab., “Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state”, Phys. Rev. D **89**, 092007 (2014), arXiv:1312.5353.
- [83] CMS Collab., “Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties”, Eur. Phys. J. C **74**, 3076 (2014), arXiv:1407.0558.
- [84] CMS Collab., “Measurement of Higgs boson production and properties in the  $WW$  decay channel with leptonic final states”, JHEP **01**, 096 (2014), arXiv:1312.1129.
- [85] CMS Collab., “Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of  $\tau$  leptons”, JHEP **05**, 104 (2014), arXiv:1401.5041.
- [86] CMS Collab., “Search for the standard model Higgs boson produced through vector boson fusion and decaying to  $b\bar{b}$ ”, Phys. Rev. D **92**, 032008 (2015), arXiv:1506.01010.
- [87] CMS Collab., “Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions”, Nature Phys. **10**, 557 (2014).

- [88] CMS Collab., “Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of  $W$  or  $Z$  bosons”, JHEP **10**, 144 (2015).
- [89] CMS Collab., “Search for a standard model-like Higgs boson in the  $\mu^+\mu^-$  and  $e^+e^-$  decay channels at the LHC”, Phys. Lett. B **744**, 184 (2015), arXiv:1410.6679.
- [90] CMS Collab., “Search for exotic decays of a Higgs boson into undetectable particles and photons”, Submitted to Phys. Lett. B, arXiv:1507.00359; “Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated  $ZH$  production modes”, Eur. Phys. J. C **74**, 2980 (2014), arXiv:1404.1344.
- [91] John Ellis, Tevong You, “Updated Global Analysis of Higgs Couplings”, CERN-PH-TH/2013-050, arXiv:1303.3879.
- [92] LHC Higgs Cross Section Working Group, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties”, CERN Report CERN-2013-004, 2013, arXiv:1307.1347.
- [93] CMS Collab., “Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to  $Z$ -boson pairs”, Phys. Lett. B **736**, 64 (2014), arXiv:1405.3455.
- [94] CMS Collab., “Constraints on the spin-parity and anomalous  $HVV$  couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV”, Phys. Rev. D **92**, 012004 (2015), arXiv:1411.3441.
- [95] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>
- [96] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO>
- [97] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsB2G>
- [98] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, “Low-energy phenomenology of superstring-inspired E6 models”, Phys. Rept. **183**, 193 (1989); K. Huitu *et al.*, “Doubly charged Higgs at LHC”, Nucl. Phys. B **487**, 27 (1997); hep-ph/9606311; F. Feruglio, L. Maiani, and A. Masiero, “Right-handed vector bosons in p-p and p-p collisions as a source of anomalous events”, Phys. Lett. B **233**, 512 (1998);

- D. del Aguila, M. Quiros, and F. Zwinger, "Detecting E6 neutral gauge bosons through lepton pairs at hadron colliders", Nucl. Phys. B **287**, 419 (1987);  
 P. Langacker, R. Robinett, and J. Rosner, "New heavy gauge bosons in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions", Phys. Rev. D **30**, 1470 (1984).
- [99] L. Randall and R. Sundrum, "A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension", Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999), arXiv:hep-ph/9905221; "An Alternative to Compactification", Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999), arXiv:hep-th/9906064.
- [100] I. Antoniadis, "A possible new dimension at a few TeV", Phys. Lett. B **377**, 246 (1990);  
 I. Antoniadis and K. Benakli, "Limits on extra dimensions in orbifold compactifications of superstrings", Phys. Lett. B **326**, 69 (1994);  
 I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, "Production of Kaluza-Klein States at Future Colliders", Phys. Lett. B **331**, 313 (1994).
- [101] CMS Collab., "Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", JHEP **04**, 025 (2015), arXiv:1412.6302.
- [102] CMS Collab., "Search for signatures of extra dimensions in the diphoton mass spectrum at the Large Hadron Collider", Phys. Rev. Lett. **108**, 111801 (2012), arXiv:1112.0688.
- [103] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, "Searching for new heavy vector bosons in  $p\bar{p}$  colliders", Z. Phys. C **45**, 109 (1989).
- [104] M. Cvetič and P. Langacker, "Implications of Abelian extended gauge structures from string models", Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); "New Gauge Bosons from String Models", Mod. Phys. Lett. A **11**, 1247 (1996).
- [105] CMS Collab., "Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV" Phys. Lett. B **714**, 158 (2012), arXiv:1206.1849.
- [106] CMS Collab., "Search for resonances and quantum black holes using dijet mass spectra in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", arXiv:1501.04198, Phys. Rev. D **91**, 052009 (2015).
- [107] CMS Collab., "Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", Phys. Rev. D **87**, 114015 (2013), arXiv:1302.4794.
- [108] CMS Collab., "Search for pair-produced dijet resonances in four-jet final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", Phys. Rev. Lett. **110**, 141802 (2013), arXiv:1302.0531.
- [109] L. A. Anchordoqui *et al.*, "Jet signals for low mass strings at the Large Hadron Collider", Phys. Rev. Lett. **10**, 241803 (2008).
- [110] U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, "Excited Quark Production at Hadron Colliders", Int. J. Mod. Phys. A **2**, 1285 (1987);  
 U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas, "Excited-quark and -lepton production at hadron colliders", Phys. Rev. D **42**, 815 (1990).
- [111] P. H. Frampton and S. L. Glashow, "Chiral color: An alternative to the standard model", Phys. Lett. B **190**, 157 (1987).
- [112] CMS Collab., "Search for anomalous  $t\bar{t}$  production in the highly-boosted all-hadronic final state", JHEP **09**, 029 (2012), arXiv:1204.2488.
- [113] P. Meade and L. Randall, "Black holes and quantum gravity at the LHC", JHEP **05**, 003 (2008), arXiv:0708.3017;  
 X. Calmet, W. Gong, and S. D. H. Hsu, "Colorful quantum black holes at the LHC", Phys. Lett. B **668**, 20 (2008), arXiv:0806.4605;  
 D. M. Gingrich, "Quantum black holes with charge, colour, and spin at the LHC", J. Phys. G **37**, 105008 (2010), arXiv:0912.0826.
- [114] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, "'Natural' left-right symmetry", Phys. Rev. D **11**, 366 (1975);  
 G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, "Exact left-right symmetry and spontaneous violation of parity", Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975).
- [115] CMS Collab., "Search for heavy neutrinos and  $W$  bosons with right-handed couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", Eur. Phys. J. C **74**, 3149 (2014), arXiv:1407.3683.
- [116] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), "Review of Particle Physics", J. Phys. G **37**, 075021 (2010);

- J. Beringer *et al.*, “Review of Particle Physics”, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [117] S. Weinberg, “Implications of dynamical symmetry breaking: An addendum”, Phys. Rev. D **19**, 1277 (1979);  
L. Susskind, “Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg–Salam Theory” Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979);  
K. Lane, “Technihadron production and decay in low-scale technicolor”, Phys. Rev. D **60**, 075007 (1999), arXiv:hep-ph/9903369;  
E. Eichten and K. Lane, “Low-scale technicolor at the Tevatron and LHC”, Phys. Lett. B **669**, 235 (2008), arXiv:0706.2339.
- [118] CMS Collab. “Search for new resonances decaying via WZ to leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **740**, 83 (2015), arXiv:1407.3476.
- [119] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter”, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998), arXiv: hep-ph/9803315; “Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity”, Phys. Rev. D **59**, 086004 (1999), arXiv:hep-ph/9807344.
- [120] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, “Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders”, Nucl. Phys. B **544**, 3 (1999).
- [121] T. Han, J. D. Lykken, and R. Zhang, “Kaluza-Klein states from large extra dimensions”, Phys. Rev. D **59**, 105006 (1999).
- [122] CMS Collab., “Search for dark matter, extra dimensions, and unparticles in monojet events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Eur. Phys. J. C **75**, 235 (2015), arXiv:1408.3583.
- [123] CMS Collab., “Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **755**, 102 (2016), arXiv:1410.8812.
- [124] CMS Collab., “Search for physics beyond the standard model in final states with a lepton and missing transverse energy in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Rev. D **91**, 092005 (2015), arXiv:1408.2745.
- [125] G. R. Farrar and P. Fayet, “Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry”, Phys. Lett. B **76**, 575 (1978).
- [126] K.-M. Cheung and G. L. Landsberg, “Kaluza-Klein states of the standard model gauge bosons: constraints from high energy experiments”, Phys. Rev. D **65**, 076003 (2002), arXiv:hep-ph/0110346.
- [127] T. Appelquist, H. C. Cheng and B. A. Dobrescu, “Bounds on universal extra dimensions”, Phys. Rev. D **64**, 035002 (2001), arXiv:hep-ph/0012100.
- [128] C.-R. Chen *et al.*, “Dark matter and collider phenomenology of split-UED”, JHEP **09**, 078 (2009), arXiv:0903.1971;  
K. Kong, S. C. Park, and T. G. Rizzo, “Collider phenomenology with Split-UED”, JHEP **04**, 081 (2010), arXiv:1002.0602.
- [129] М. В. Савина, “Поиск калуца-клейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детекторы CMS на ускорителе LHC”, ЯФ **78**, 571 (2015); “Поиск микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в эксперименте CMS на LHC”, ЯФ **76**, 1150 (2013); “Рождение черных дыр на LHC: особенности, проблемы, ожидания”, ЯФ **74**, 518 (2011).
- [130] CMS Collab. “Search for microscopic black holes in pp collisions at at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, JHEP **07**, 178 (2013), arXiv:1303.5338.
- [131] М. В. Савина, “Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC”, Труды объединенного семинара RDMS CMS “Физика на LHC”, **4**, (2016).
- [132] М. И. Высоцкий, “Стандартная модель и LHC”, Труды объединенного семинара RDMS CMS “Физика на LHC” **2**, 47 (2010), ISBN 978-5-9530-0294-3 (изд. ОИЯИ, Дубна).
- [133] D. Choudhury, T. M. P. Tait, and C. E. M. Wagner, “Beautiful mirrors and precision electroweak data” Phys. Rev. D **65**, 053002 (2002);  
M. Schmaltz, “Introducing the Little Higgs” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **117**, 40 (2003);  
Paul H. Frampton, P. Q. Hung, Marc Sher, “Quarks and leptons beyond the third generation”, Phys. Rep. **330**, 263 (2000);

- G. D. Kribs *et al.*, "Four generations and Higgs physics", *Phys. Rev. D* **76**, 075016 (2007), arXiv:arXiv:0706.3718.
- [134] S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, and I. Mustac, "Light Higgs and Vector-like Quarks without Prejudice", *JHEP* **07**, 155 (2013), arXiv:1304.4219;  
P. W. Graham, A. Ismail, S. Rajendran, and P. Saraswat, "A Little Solution to the Little Hierarchy Problem: A Vector-like Generation", *Phys. Rev. D* **81**, 055016 (2010), arXiv:0910.3020;  
M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, "Little Higgs review", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55**, 229 (2005), arXiv:hep-ph/0502182;  
N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, and H. Georgi, "Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction", *Phys. Lett. B* **513**, 232 (2001), arXiv:hep-ph/0105239.
- [135] CMS Collab., "Search for pair-produced vector-like B quarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", Submitted to *Phys. Rev. D*, arXiv:1507.07129.
- [136] CMS Collab., "Inclusive search for a vector-like T quark with charge 2/3 in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *Phys. Lett. B* **729**, 149 (2014), arXiv:1311.7667.
- [137] CMS Collab., "Search for vector-like charge 2/3 T quarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *Phys. Rev. D* **93**, 012003 (2016), arXiv:1509.04177.
- [138] CMS Collab., "Search for top-quark partners with charge 5/3 in the same-sign dilepton final state", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 171801 (2014), arXiv:1312.2391.
- [139] P. Langacker, "Grand unified theories and proton decay", *Phys. Rep.* **72**, 185 (1981).
- [140] J. Pati and A. Salam, "Lepton number as the fourth "color", *Phys. Rev. D* **10**, 275 (1974);  
B. Schrempp and F. Schrempp, "Light leptoquarks" *Phys. Lett. B* **153**, 101 (1985);  
R. N. Mohapatra and R. E. Marshak, "Local B-L Symmetry of Electroweak Interactions, Majorana Neutrinos and Neutron Oscillations", *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1316 (1980) 1316;  
R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, "Neutrino mass and spontaneous parity violation", *Phys. Rev. Lett* **44**, 912 (1980).
- [141] S. Dimopoulos and L. Susskind, "Mass without scalars", *Nucl. Phys. B* **155**, 237 (1979);  
E. Eichten and K. Lane, "Dynamical breaking of weak interaction symmetries", *Phys. Lett. B* **90**, 125 (1980);  
S. Dimopoulos, "Technicoloured signatures", *Nucl. Phys. B* **168**, 69 (1980).
- [142] L. F. Abbott and E. Farhi, "Are the Weak Interactions Strong?", *Phys. Lett. B* **101**, 69 (1981); M. Dine, W. Fischler and M. Srednicki, "A Confining Model of the Weak Interactions", *Nucl. Phys. B* **189**, 547 (1981);  
B. Schrempp and F. Schrempp, "A Confining SU(2)-l X SU(2)-r Gauge Model of the Weak Interaction", *Nucl. Phys. B* **231**, 109 (1984); "A Class of 'Natural' Composite Models", *Nucl. Phys. B* **242**, 203 (1984);  
C. H. Albright, "Composite Model with Confining SU(N) x SU(2)-L x SU(2)-R Hypercolor", *Phys. Lett. B* **126**, 231 (1983); "Composite Model with Three Confining Hypercolor Groups", *Phys. Rev. D* **29**, 2595 (1984);  
W. Buchmuller, R. Peccei and T. Yanagida, "Weak Interactions of Quasi Nambu-goldstone Fermions", *Nucl. Phys. B* **231**, 53 (1984); "The Structure of Weak Interactions for Composite Quarks and Leptons", *Nucl. Phys. B* **244**, 186 (1984).
- [143] CMS Collab., "Search for pair production of first and second generation leptoquarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *Phys. Rev. D* **93**, 032004 (2016), arXiv:1509.03744.
- [144] CMS Collab., "Search for third-generation scalar leptoquarks in the t-tau channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **07**, 042 (2015), arXiv:1503.09049.
- [145] CMS Collab., "Search for pair production of third-generation scalar leptoquarks and top squarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *Phys. Lett. B* **739**, 229 (2014), arXiv:1408.0806.
- [146] CMS Collab., "Search for single production of scalar leptoquarks in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the CMS Detector", *Phys. Rev. D* **93**, 032005 (2016), arXiv:1509.03750.

- [147] P. Ramond, "Dual Theory for Free Fermions" *Phys. Rev. D* **3**, 2415 (1971);  
 Y. A. Golfand and E. P. Likhtman, "Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of  $p$  Invariance", *JETP Lett.* **13**, 323 (1971);  
 D. V. Volkov and V. P. Akulov, "Possible universal neutrino interaction", *JETP Lett.* **16**, 438 (1972);  
 J. Wess and B. Zumino, "Supergauge transformations in four dimensions", *Nucl. Phys. B* **70**, 39 (1974);  
 P. Fayet, "Supergauge Invariant Extension of the Higgs Mechanism and a Model for the Electron and its Neutrino", *Nucl. Phys. B* **90**, 104 (1975).
- [148] H.-C. Cheng and I. Low, "TeV symmetry and the little hierarchy problem", *JHEP* **09**, 051 (2003);  
 T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, "Bounds on universal extra dimensions", *Phys. Rev. D* **64**, 035002 (2001);  
 М. И. Высоцкий, Р. Б. Невзоров, "Избранные вопросы феноменологической суперсимметрии", *УФН* **171** №9, 939 (2001).
- [149] P. Fayet and S. Ferrara, "Supersymmetry", *Phys. Rep.* **32**, 249 (1977);  
 H. P. Nilles, "Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics", *Phys. Rep.* **110** (1984) 1; R. Barbieri, "Supersymmetry and Fundamental Interactions in the Region of the Fermi Scale", *Surveys High Energ. Phys.* **4**, 33 (1983); "Looking Beyond the Standard Model: The Supersymmetric Option", *Riv.Nuovo Cim.* **11** №4, 1 (1988);  
 D. I. Kazakov, "Beyond The Standard Model", arXiv:hep-ph/0411064; "Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry)", arXiv:hep-ph/0012288;  
 A. V. Gladyshev, D. I. Kazakov, "Supersymmetry and LHC", *Phys. Atom. Nucl.* **70**, 1553 (2007).
- [150] A. H. Chamseddine, R. L. Arnowitt, and P. Nath, "Locally Supersymmetric Grand Unification", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 970 (1982);  
 R. L. Arnowitt and P. Nath, "Supersymmetric mass spectrum in SU(5) supergravity grand unification", *Phys. Rev. Lett.* **69**, 725 (1992);  
 G. L. Kane *et al.*, "Study of constrained minimal supersymmetry", *Phys. Rev. D* **49**, 6173 (1994).
- [151] R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, "Gauge Models with Spontaneously Broken Local Supersymmetry", *Phys. Lett. B* **119**, 343 (1982);  
 A. H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, "Locally Supersymmetric Grand Unification", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 970 (1982); L. Hall, J. Lykken and S. Weinberg, "Supergravity as the Messenger of Supersymmetry Breaking", *Phys. Rev. D* **27**, 2359 (1983);  
 P. Nath, R. Arnowitt and A. H. Chamseddine, "Gauge Hierarchy in Supergravity Guts", *Nucl. Phys. B* **227**, 121 (1983).
- [152] G.F. Giudice, R. Rattazzi, "Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking", *Phys.Rept.* **322**, 419 (1999);  
 Graham D. Kribs, Adam Martin, Tuhin S. Roy, "Supersymmetry with a Chargino NLSP and Gravitino LSP", *JHEP* **0901**, 023 (2009).
- [153] <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SUS/CMSSM.html>
- [154] <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SUS/GGM.html>
- [155] <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SUS/STEALTH.html>
- [156] <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SUS/RPV.html>
- [157] J. Alwall, P. Schuster, and N. Toro, "Simplified models for a first characterization of new physics at the LHC", *Phys. Rev. D* **79**, 075020 (2009);  
 D. Alves *et al.* (LHC New Physics Working Group Collaboration), "Simplified Models for LHC New Physics Searches", *J. Phys. G* **39**, 105005 (2012).
- [158] S. S. AbdusSalam, B. C. Allanach, F. Quevedo, F. Feroz, M. Hobson, "Fitting the Phenomenological MSSM", *Phys. Rev. D* **81**, 095012 (2010);  
 MSSM Working Group, "The Minimal supersymmetric standard model: Group summary report", arXiv:hep-ph/9901246.
- [159] R. Barbier *et al.*, "R-parity violating supersymmetry", *Phys. Rept.* **420**, 1 (2005).



- [160] J. Fan, M. Reece, and J. T. Ruderman, "Stealth supersymmetry", JHEP **11**, 012 (2011); "A stealth supersymmetry sampler" JHEP **07**, 196 (2012).
- [161] G. F. Giudice, A. Romanino, "Split Supersymmetry", Nucl. Phys. B **699**, 65 (2004);  
J. D. Wells, "Implications of Supersymmetry Breaking with a Little Hierarchy between Gauginos and Scalars", arXiv:hep-ph/0306127;  
N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, "Supersymmetric Unification Without Low Energy Supersymmetry And Signatures for Fine-Tuning at the LHC", JHEP **0506**, 073 (2005).
- [162] Michael Kramer *et al.*, "Supersymmetry production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", CERN-PH-TH/2012-163, arXiv:1206.2892.
- [163] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SUSYSMSSummaryPlots8TeV>
- [164] CMS Collab., "Searches for third-generation squark production in fully hadronic final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", JHEP **116**, 1506 (2015).
- [165] CMS Collab., "Search for supersymmetry in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV in events with three leptons and at least one b-tagged jet", CMS-PAS-SUS-13-008.
- [166] CMS Collab., "Searches for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons decaying to leptons and  $W$ ,  $Z$ , and Higgs bosons in pp collisions at 8 TeV", Eur. Phys. J. C **74**, 3036 (2014).
- [167] K. T. Matchev and S. D. Thomas, "Higgs and Z boson signatures of supersymmetry", Phys. Rev. D **62**, 077702 (2000);  
P. Meade, M. Reece, and D. Shih, "Prompt decays of general neutralino NLSPs at the Tevatron", JHEP **05**, 105 (2010).
- [168] CMS Collab., "Search for top squarks in R-parity-violating supersymmetry using three or more leptons and b-tagged jets", Phys. Rev. Lett. **111**, 221801 (2013).
- [169] Д. С. Кузьменко и Ю. А. Симонов, "Струна КХД в мезонах и барионах", ЯФ **64**, 110 (2001);  
D. Antonov, "String Nature of Confinement in (Non-)Abelian Gauge

- Theories", Surveys High Energ. Phys. **14**, 265 (2000), hep-th/9909209;  
A. Vainshtein, "On Gribov's Ideas on Confinement", TPI-MINN-01/24; UMN-TH-2008/01, hep-ph/0106200;  
D. Antonov, D. Ebbert, Yu.A. Simonov, "Curvature expansion for the background-induced gluodynamics string", Mod. Phys. Lett. A **11**, 1905 (1996), hep-th/9605086.
- [170] Yu.A. Simonov "Chiral Lagrangian with confinement from the QCD Lagrangian", Phys. Rev.D **65**, 094018 (2002), hep-ph/0201170;  
V. Pervushin, "Dirac variables in gauge theories", Phys. Part. Nucl. **34**, 348 (2003), hep-th/0109218;  
H.J. de Vega, L.N. Lipatov, "Interaction of reggeized gluons in the Baxter-Sklyanin representation", Phys. Rev. D **64** (2001) 114019, hep-ph/0107225;  
A. Yung, "Confinement near Argyres-Douglas point in N=2 QCD and low-energy version of AdS/CFT correspondence", Nucl. Phys. B **626**, 207 (2002).
- [171] И. М. Дремин, А. В. Леонидов, "Кварк-глюонная среда", УФН **53**, 1123 (2011).
- [172] H. Satz, "The Transition From Hadron Matter to Quark - Gluon Plasma", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci **35**, 245 (1985);  
J.-P. Blaizot, "Signals of the quark-gluon plasma in nucleus-nucleus collisions", Proceeding of Quark Matter 99, Torino, Italy, May 10th-15th 1999; hep-ph/9909434;  
D. Gross *et al.*, "QCD and Instantons at Finite Temperature", Rev. Mod. Phys. **13**, 43 (1981);  
J.C. Collins and M. Perry, "Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?", Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1353;  
H. Stöcker *et al.*, "Hot, Dense Hadronic And Quark Matter In Relativistic Nuclear Collisions", Phys. Lett. B **95**, 192 (1980);  
E.V. Shuryak, "Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter", Phys. Rev. **61**, 71 (1980);  
L. McLerran, "The Physics of the Quark - Gluon Plasma", Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 1021;  
J.W. Harris and B. Müller, "The Search for the Quark-Gluon Plasma", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 71 (1996).

- [173] CMS Collab., “CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions”, *J. Phys. G* **34**, 2307 (2007).
- [174] И. П. Лохтин, “Исследование свойств кварк-глюонной материи в соударении тяжелых ионов на LHC”, Труды объединенного семинара RDMS CMS “Физика на LHC”, **3**, 89 (2013).
- [175] CMS Collab., “Dependence on pseudorapidity and centrality of charged hadron production in PbPb collisions at a nucleon-nucleon centre-of-mass energy of 2.76 TeV”, *JHEP* **08**, 141 (2011).
- [176] CMS Collab., “Measurement of the pseudorapidity and centrality dependence of the transverse energy density in collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 152303 (2012).
- [177] CMS Collab., “Jet momentum dependence of jet quenching in collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *Phys. Lett. B* **712**, 176 (2012).
- [178] CMS Collab., “Studies of jet quenching using isolated photon+jet correlations in and collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *Phys. Lett. B* **718**, 773 (2013).
- [179] CMS Collab., “Study of  $Z$  production in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV in the dimuon and dielectron decay channels”, *JHEP* **03**, 022 (2015), arXiv:1410.4825.
- [180] R. B. Neufeld, I. Vitev, and B.-W. Zhang, “A possible determination of the quark radiation length in cold nuclear matter”, *Phys. Lett. B* **704**, 590 (2011), arXiv:1010.3708;  
H. Paukkunen and C. A. Salgado, “Constraints for the nuclear parton distributions from  $Z$  and  $W$  production at the LHC”, *JHEP* **03**, 071 (2011), arXiv:1010.5392.
- [181] CMS Collab., “Study of high-pT charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *Eur. Phys. J. C* **72**, 1945 (2012), arXiv:1202.2554.
- [182] CMS Collab., “Suppression of non-prompt  $J/\psi$ , prompt  $J/\psi$ , and  $\Upsilon(1S)$  in PbPb collisions  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *JHEP* **1205**, 063 (2012), arXiv:1201.5069.
- [183] CMS Collab., “Observation of sequential  $\Upsilon$  suppression in PbPb collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 222301 (2012), arXiv:1208.2826; “Indications of suppression of excited  $\Upsilon$  states in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 052302 (2011), arXiv:1105.4894.
- [184] R. Vogt, “Cold Nuclear Matter Effects on  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  Production at the LHC”, *Phys. Rev. C* **81**, 044903 (2010), arXiv:1003.3497.
- [185] Z.-W. Lin and C. M. Ko, “Upsilon absorption in hadronic matter”, *Phys. Lett. B* **503**, 104(2001), arXiv:nucl-th/0007027.
- [186] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>
- [187] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>
- [188] <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/plots.html>

## ЯДЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ В УЗБЕКИСТАНЕ

CMS Experiment at the LHC, CERN



ИИЯИ  
Институт ядерных исследований  
Ученый центр  
СЗХМ  
СЗХМ

## Объединённый семинар коллаборации RDMS CMS

Руководитель И. А. Голутвин

### Физика на Большом адронном коллайдере

Очередное заседание Семинара состоится 18 декабря 2013 г. в 15:00 (мск.) в конференц-зале Учебно-научного центра Объединенного института ядерных исследований (ауд.437 здания ЛИТ), Дубна.

### «ЯДЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ В СТРАНАХ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ»

Докладчик проф. Б.С. Юлдашев (ОИЯИ)

*Дается краткий обзор исследований по фундаментальным и прикладным проблемам ядерных наук, проводимых в странах Центральной Азии. Затронуты также вопросы контроля и нераспространения ядерных материалов*

Принять участие в заседании, задать вопросы и выступить в дискуссии можно в точках двустороннего видеодоступа в ОИЯИ (УИЦ, Дубна), ФИАН (Москва), ИЯИ (Тиктомир, Москва\*), ПИАФ (Гатчина), ЦЕРН (354-1-019), ТГУ (Томск), АГУ (Барнаул), КГУ (Кемерово), ОГУ (Омск), НГТУ (Новосибирск), ЯрГУ (Ярославль), КНУ (Киев).

Видеотрансляция семинара осуществляется через систему управления видеоконференцсвязи Объединенного института ядерных исследований и Томского государственного университета.

Также предусмотрена видео-трансляция Семинара без использования специального оборудования через Интернет: <http://rdms.iinj.ru/webcast>

По вопросам участия в семинаре обращаться к научному секретарю семинара С.В. Шматову  
тел. +7 496 21 93 445, +7 916 353 52 21, +41 762 044 647 e-mail: [Sergei.Shmatov@cern.ch](mailto:Sergei.Shmatov@cern.ch)

## ЯДЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ В УЗБЕКСТАНЕ

Б. С. Юлдашев

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия  
Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан*

Дается краткий обзор исследований по фундаментальным и прикладным проблемам ядерных наук, проводимых в Узбекистане.

Узбекистан, расположенный в самой середине Центральной Азии, обладает обширными запасами минеральных ресурсов, таких как природный газ, нефть, уголь, золото, серебро, уран, медь, цинк и другие цветные металлы. Существует хорошо развитая ирригационная сеть, которая позволяет выращивать большое количество хлопка-сырца, зерна, овощей и фруктов. Страна производит электронные товары, автомобили, машины, различные химические вещества, в том числе минеральные удобрения, а также текстиль, цемент и другие продукты.

Научные традиции страны имеют долгую историю и восходят к средневековой мировой истории, когда великие мыслители Аль-Бируни, Ибн Сина (Авиценна), Аль-Хорезми, Аль-Фергани, Улугбек и многие другие (рис. 1) разрабатывали основы математики, астрономия, медицины и т.д. В настоящее время существует более 100 научно-исследовательских центров в Узбекистане.

Исследования по физике высоких энергии в Узбекистане начались в конце 40-х – начале 50-х годов прошлого века, когда в сотрудничестве с командой Физического института имени П. Н. Лебедева РАН (г. Москва), были проведены первые эксперименты с космическими лучами в горах Памира. Параллельно была организована группа эмульсионных экспериментов, которая в середине 60-х годов начала анализ данных, а в последствии была существенно расширена за счет обработки данных с

экспериментов с пузырьковых камер. Эта деятельность продолжается до сих пор. Можно отметить важные результаты, полученные при изучении взаимодействий адронов высоких энергий, тяжелых ионов и нейтрино с ядрами и нуклонов в экспериментах, проведенных в ОИЯИ (г. Дубна), Ливерморской национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (США), на ускорительных комплексах ЦЕРН (г. Женева) и Фермилаб (США). Стоит также упомянуть ряд экспериментов с космическими лучами.

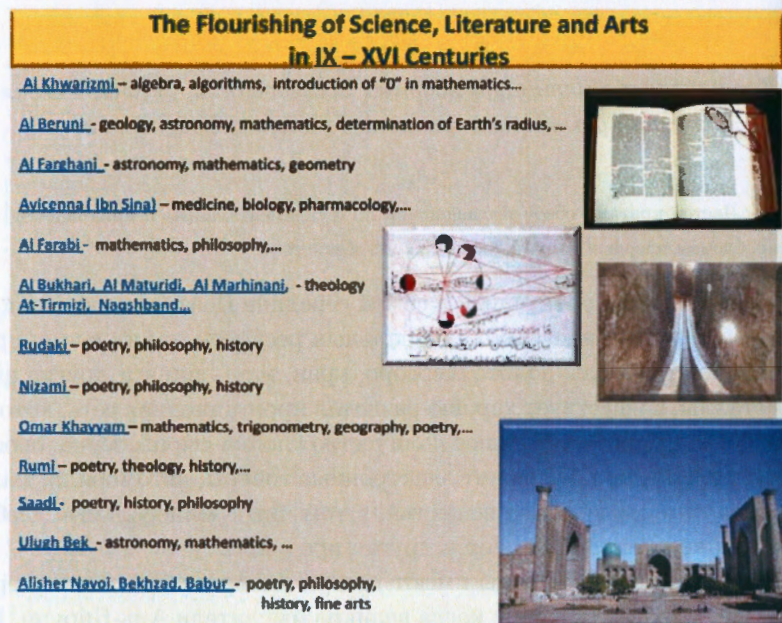


Рис. 1. Великие полиматы средневековья Центральной Азии. В вставках приведены, в частности, схематический чертеж Аль Бируни по определению радиуса Земли и фрагмент обсерватории Улугбека.

Среди ныне действующих ядерных объектов в Узбекистане надо отметить исследовательский реактор мощностью 10 МВт (поток нейтронов более  $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , 44 вертикальных и 9 горизонтальных каналов, два циклотрона (до 22 МэВ для протонов с током до 750 мА), несколько ускорителей электронов (до 40 МэВ), мощная гамма-установка на основе гамма-источников  $\text{Co}^{60}$ , 14 МэВ-ный нейтронный генератор и т.д. (рис. 2). Большинство из этих установок используются для фундамен-

тальных и прикладных ядерных исследований (рис. 3). В качестве примера на рис. 4 можно увидеть список изотопов, серийно производимых в Институте ядерной физики АН РУ. Методы нейтронно-активационного анализа широко используют в горнодобывающей промышленности, медицине, геологии, сельском хозяйстве и т.д.

Особое внимание уделяется изучению радиационной стойкости полупроводников, оптических и других материалов. Для этого используется установка для гамма-облучения на основе 622-х источников  $\text{Co}^{60}$ , равномерно окружающих камеры облучения, в которых градиент гамма-поля не превышает 8 %. Всего имеется 9 камер облучения цилиндрической формы с дозами от 0,020 до 0,600 Мрад/час. Установка также используется для радиационной модификации некоторых материалов и гамма-стерилизации изделий медицинского назначения (рис. 5).

## NUCLEAR FACILITIES

- 10 MWt RESEARCH REACTOR



- 20 and 22 MeV CYCLOTRONS



- ELECTRON ACCELERATORS

-  $\gamma$ -IRRADIATION FACILITY



- 14 MeV NEUTRON GENERATOR



- RADIOCHEMISTRY

Рис. 2. Ядерные научно-исследовательские объекты.

Теоретические и экспериментальные исследования в области физики частиц и ядерной физики проводятся в центрах таких, как Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан (г. Ташкент, пос. Улугбек),

Физико-технический институт АН Республики Узбекистан (г. Ташкент), Национальный университет (г. Ташкент), университеты в г. Самарканде и г. Джизаке.

В 1994 года Институт ядерной физики присоединился к коллаборации CMS. В настоящее время ведутся активные исследования по изучению радиационной стойкости органических сцинтилляторов системы адронных калориметров установки CMS.

**NUCLEAR RESEARCH and APPLICATIONS**

- NUCLEAR and PARTICLE PHYSICS
- RADIATION PHYSICS of CONDENSED MATTER
- RADIOCHEMISTRY and ACTIVATION ANALYSIS
- PHYSICS OF REACTORS and REACTOR FUEL
- RADIATION MODIFICATION of MATERIALS
- GAMMA-STERILIZATION
- ISOTOPE PRODUCTION
- NUCLEAR INSTRUMENTATION
- SPACE PROGRAMS



Рис. 3. Основные направления фундаментальных и прикладных исследований. В вставке показаны (сверху вниз) образцы топливного элемента ядерного реактора и нейтронно-легированного кремния, а также линия по производству изотопов, радиационно-окрашенные кристаллы (в результате бомбардировки нейтронами или гамма-облучения).

## ISOTOPE PRODUCTION

### CYCLOTRON TYPE

Co-57, Zn-65, Ge-68, Pd-103, Ce-139

### REACTOR TYPE

P-32, P-33, S-35, Cr-51, Mn-54, Fe-55, Co-58, Co-60, Mo-99, Y-90, I-125, I-131, Pm-147, Ta-182, W-188, Ir-192

### GENERATORS

Ge-68 → Ga-68, Mo-99 → Tc-99m, Sn-113 → In-113m, W-188 → Re-188

Рис. 4. Список серийно выпускаемых в Институте ядерной физики (г. Ташкент) радиоизотопов.

### GAMMA IRRADIATION FACILITY Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

#### Experimental Hall



In total 622 Co-60 sources with total activity about 85,000 Ci are placed in three 5m deep underground wells;

9 irradiation dry channels with diameter from 5 to 60 cm and dose rates from 0.022 to 0.600 Mrad/h

The temperature in irradiation channel is within (30-50)°C;

#### Irradiation Channel Opening

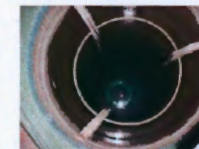


Рис. 5. Гамма-установка для радиационной модификации различных материалов, изучения их радиационной стойкости и стерилизации медицинских инструментов и изделий.

## Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC

Степанов Александр Александрович, кандидат физико-математических наук, Институт физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия

«Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC»

Докладчик И.В. Савин (ИФП, Дубна)

## ПОИСК СИГНАЛОВ ОТ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЧЕРНЫХ ДЫР НА LHC

Степанов Александр Александрович, кандидат физико-математических наук, Институт физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия

Степанов Александр Александрович, кандидат физико-математических наук, Институт физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия

В статье рассматриваются возможности обнаружения микроскопических черных дыр на Большом адронном коллайдере (БАК) в процессе столкновения протонов. Для этого необходимо рассмотреть процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии. В рамках теории струн и теории супергравитации рассмотрены различные модели рождения черных дыр. В частности, рассмотрены процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии. В рамках теории струн и теории супергравитации рассмотрены различные модели рождения черных дыр. В частности, рассмотрены процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии.

В статье рассматриваются возможности обнаружения микроскопических черных дыр на Большом адронном коллайдере (БАК) в процессе столкновения протонов. Для этого необходимо рассмотреть процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии. В рамках теории струн и теории супергравитации рассмотрены различные модели рождения черных дыр. В частности, рассмотрены процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии.

В статье рассматриваются возможности обнаружения микроскопических черных дыр на Большом адронном коллайдере (БАК) в процессе столкновения протонов. Для этого необходимо рассмотреть процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии. В рамках теории струн и теории супергравитации рассмотрены различные модели рождения черных дыр. В частности, рассмотрены процессы рождения черных дыр в столкновениях частиц с энергией, близкой к планковской энергии.



## Объединённый семинар коллаборации RDMS CMS

Руководитель проф. И. А. Голутвин

### Физика на Большом адронном коллайдере

Очередное заседание объединенного семинара "Физика на LHC" состоится 21 марта 2012 г. в 15:00 (время московское) в конференц-зале Учебно-научного центра Объединенного института ядерных исследований (ауд.437 здания ЛИТ), Дубна.

#### «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC»

Докладчик М.В. Савина (ОИЯИ, Дубна)

*Если характерный энергетический масштаб гравитации лежит в районе одного или нескольких ТэВ (как предсказывается в сценариях многомерной гравитации), то на LHC могут рождаться микроскопические черные дыры (которые трактуются как квазиклассические или квантовые объекты, в зависимости от величины затронутой, определяемой их минимальной массой и другими параметрами модели). Если, кроме того, многомерная гравитация «вложена» в более фундаментальную теорию, например, в теорию струн, и если в ней реализуется режим слабой связи, то в промежуточном диапазоне энергий ниже порога рождения ЧД могут образовываться так называемые «струнные дыры».*

*В лекции содержится описание характерных черт формирования и распада подобных объектов, наряду с обсуждением неопределенностей модельного подхода и ряда «критических точек», от которых сильно зависят результаты экспериментального анализа. Также представлены последние результаты эксперимента CMS на LHC по поиску сигналов от черных дыр и струнных шаров, для энергии столкновения протонов 7 ТэВ и полной набравшей светимости в 2011 г., соответствующей 4.7 фб<sup>-1</sup>.*

Принять участие в заседании, задать вопросы и выступить в дискуссии можно в точках двустороннего видеодоступа в ОИЯИ (Дубна), ФИАН (Москва), ИЯИ ("Питомник", Москва), ПИЯФ (Гатчина), ЦЕРН (354-1-019), ТГУ (Томск), АГУ (Барнаул), КГУ (Кемерово), ОГУ (Омск), НГТУ (Новосибирск), ЯргУ (Ярославль).

Видеотрансляция семинара осуществляется через систему управления видеоконференцсвязи Томского государственного университета.

Также предусмотрена видео-трансляция Семинара без использования специального оборудования через Интернет: <http://rdms.iinr.ru/webcast>

По вопросам участия в семинаре обращаться к ученому секретарю семинара С.В. Шматову  
 тел. +7 496 21 63 445, +7 916 353 52 21, +41 762 044 647 e-mail: [Sergei.Shmатов@cern.ch](mailto:Sergei.Shmатов@cern.ch)

## ПОИСК СИГНАЛОВ ОТ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЧЕРНЫХ ДЫР НА LHC

Представлен обзор результатов эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (CMS) на Большом адронном коллайдере по поиску массивных калуца-кляйновских возбужденных состояний гравитона и микроскопических черных дыр, квантовых черных дыр и струнных шаров в моделях низкоэнергетической многомерной гравитации. Анализ выполнен на полной статистике, собранной в 2010–2012 гг. для столкновений протонов с энергией в с.д.м. 7 и 8 ТэВ на Большом адронном коллайдере.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ БЭКГРАУНД

Эксперимент Компактный мюонный соленоид (CMS) [1] на Большом адронном коллайдере имеет обширную и разноплановую программу исследований в области физики элементарных частиц, как в рамках стандартной модели взаимодействий, так и за ее пределами. Данный обзор посвящен только одному из возможных направлений «нестандартной» физики, связанному с моделями многомерной гравитации и возможностью наблюдения сигналов от них на ускорителях. Этот класс теоретических идей возник полтора десятилетия назад в работах [2, 3], как попытка решить проблему иерархии масштабов — колоссальной разницы между электрослабым характерным масштабом и массой Планка  $M_{Pl}$ , определяющей предел применимости квантовой теории поля и переход к квантовой гравитации. Специфической чертой данных моделей является понижение фундаментального масштаба гравитации от значения  $10^{19}$  ГэВ четырехмерной теории до гораздо меньшей величины в многомерных сценариях. Это реализуется за счет рассмотрения достаточно большого объема дополнительных компактных пространственных измерений (с радиусом от микрона до значений порядка  $10^{-16}$  мм). Во всех таких

моделях истинно фундаментальной величиной является многомерный масштаб гравитации  $M$  (иногда еще пишут  $M_D$ , под индексом  $D$  подразумевая полную размерность многомерного пространства-времени), а не четырехмерная масса Планка. Соответственно, это же относится к гравитационной константе взаимодействий и, в более общем случае, к константам взаимодействий всех полей, «чувствующих» полное многомерное пространство. Четырехмерная гравитационная константа становится эффективной, связанной с фундаментальной многомерной через объем и форму дополнительных измерений. Многомерный энергетический масштаб, на котором гравитация становится сильной, может быть даже порядка ТэВ, так что эффекты многомерной физики могут наблюдаться на ускорителях, в частности, на LHC. При этом сразу возникает ряд важных следствий.

Первое — рождение калуца-кляйновских (КК) возбуждений тех полей, которые не локализованы на трехмерной бране (в простейшем случае это будет только гравитация). За счет высокой множественности [2] или за счет геометрии пространства [3] массивные КК-моды гравитонов оказываются довольно сильно связанными с обычной материей и дающими вклады во все процессы взаимодействия частиц, что можно наблюдать в ускорительных экспериментах. С экспериментальной точки зрения эти состояния выглядят как нейтральные резонансы, но в случае ADD-модели, где «шаг» между состояниями спектра очень мал и индивидуальные возбуждения не различимы никакими методами, это превращается в нерезонансное методичное превышение сечений по сравнению с предсказаниями SM.

Инициатива исследований и конкретных предложений по поиску тяжелых нейтральных резонансов на установке CMS впервые исходила, в том числе, от группы сотрудников ОИЯИ, участвовавших в подготовке программы для строящегося ускорителя [4]. Позднее на основании этих предложений была развернута программа поиска сигналов и выработка методики измерений, расширенная также на сигналы нерезонансного типа (ADD-модель), с сопутствующим тщательным изучением фоновых процессов [5, 6, 7]. Результаты этой работы были зафиксированы в основном постановочном документе коллаборации CMS — Technical Design Report [8]. После старта ускорителя в соответствии с утвержденной программой начался сбор и обработка данных, и результаты этого анализа приведены ниже.

Однако проявления многомерной гравитации с низкоэнергетическим фундаментальным масштабом не исчерпываются только образованием КК-мод гравитонов. Наряду с ними должна быть возможность для рождения микроскопических черных дыр (МЧД) в транспланковской области — в диапазоне энергий, в несколько раз превышающих значение фундаментального масштаба. За рождением МЧД следует их быстрое испарение за характерные времена, в целом укладывающиеся в диапазон специфичных для квантовых процессов, описываемых КХД и теорией электрослабых взаимодействий. Процессы с формированием ЧД могут стать возможными, когда прицельный параметр сталкивающихся частиц (например, протонов, в случае LHC) становится меньше гравитационного радиуса ЧД с массой, грубо соответствующей энергии столкновения. Впервые такую возможность для формирования МЧД при взаимодействии легких частиц транспланковских энергий (для обычного четырехмерного случая) рассмотрели Д. Аматти, М. Жиафалони и Г. Венециано [9] и, независимо, Герард 'т Хоофт [10]. Позднее была сформулирована аналогичная схема образования многомерной МЧД в теориях с бранами в трактовке двух сталкивающихся частиц как шоковых волн, с образованием так называемой «ловушечной поверхности» («trapped surface», см. например, работу И.Я. Арефьевой [11] и ссылки к ней). Детальное описание всей «машинерии» расчетов, получения метрики и оценки массы и углового момента получающейся ЧД довольно сложны и содержат изощренную математику, однако получаемые результаты имеют вполне ясную трактовку и будут обсуждаться ниже. С точки зрения статистики набранных событий на LHC класс событий с МЧД считается даже более ярким проявлением существования дополнительных измерений, нежели наблюдение КК-мод гравитонов, поскольку первые имеют вероятности рождения, как минимум, на несколько порядков превышающие вероятности для вторых. Ранние оптимистичные оценки по рождению многомерных ЧД, сделанные около 15 лет назад, даже позволяли назвать LHC «фабрикой черных дыр». Дальнейшие уточнения, сделанные с привлечением математического аппарата, упомянутого выше [11], сбавили оптимизма на несколько порядков по величине сечений, однако процессы с ЧД все равно являются очень вероятными по современным оценкам, и возможные экспериментальные сигналы можно было ожидать уже в самом начале первого цикла работы ускорителя: некоторая область пространства параметров для МЧД покрывалась даже малой

первичной статистикой  $35 \text{ пбн}^{-1}$ , набранной к концу 2010 г. Дальнейший набор данных и полная статистика за первый цикл —  $20 \text{ фбн}^{-1}$ , с энергией столкновений протонов 7 и 8 ТэВ в с.ц.м. позволил определенно сказать, что квазиклассические (см. ниже) МЧД, скорее всего, не могут образовываться на ЛНС. Причем есть достаточно внятная теоретическая аргументация, которой мы тоже коснемся ниже, что этот вывод сохраняется не только для энергий столкновений, достигнутых в 2010–2012 гг., но и для второго цикла работы ЛНС и энергий 13 и 14 ТэВ в с.ц.м. С другой стороны, для МЧД, трактуемых как квантовые объекты, полученные пределы оказываются гораздо мягче и оставляют большее окно возможностей. Рассмотрим это чуть подробнее.

Вообще говоря, корректное описание процесса формирования и дальнейшей эволюции ЧД требует привлечения полной теории — квантовой гравитации. Если предполагать, что такое описание предоставляется теорией струн, то следует использовать полную непертурбативную формулировку теории струн. Однако, как и в четырехмерном случае, если сместиться достаточно далеко вверх по энергиям от фундаментального многомерного масштаба (уйти в транспланковский режим), рождение ЧД можно рассматривать как (квази)классический процесс, оперируя геометрическим сечением рождения, определяющим просто размер области под гравитационным радиусом. Геометрическое сечение рождения ЧД не подавлено никакими константами взаимодействий, меньшими единицы, и растет с ростом энергии столкновений начальных частиц вместе с гравитационным радиусом. При этом ситуация с высокоэнергетическим рассеянием выглядит так: с некоторого момента вся пертурбативная физика «одевается» горизонтом и становится недоступной для наблюдений. Единственным способом проверить структуру пространства–времени на расстояниях, меньших гравитационного радиуса, остается только измерение сечения рождения ЧД, которое зависит от числа дополнительных измерений и от геометрии полного многомерного пространства. Для многомерной классической МЧД также выполняются характерные закономерности стадии испарения — равновероятное (термальное) излучение частиц всех существующих в стандартной модели типов и следующее отсюда соотношение адронных и лептонных мод распада 5:1. В промежуточном транспланковском диапазоне, для энергий рассеяния выше фундаментального масштаба, но ниже порогового значения применимости классического описания ЧД, могут реализовываться и другие, не менее

интересные режимы — рассеяние струн или рождение струнных шаров. Все это и ряд других вопросов, связанных с возможностью наблюдения процессов рождения ЧД на ЛНС, мы также рассмотрим ниже.

Таким образом, экспериментальные исследования, связанные с эффективными многомерными моделями, можно разделить на два класса. Первый — это события с КК-модами гравитонов (возможно, и других частиц, вплоть до фермионов, в наиболее «широких» вариантах моделей с дополнительными измерениями). Массы мод измеряются напрямую, их значения связаны с фундаментальным масштабом и с величиной константы взаимодействия гравитона с материей, что позволяет извлечь эти параметры из данных; величины сечений также зависят от числа дополнительных пространственных измерений, что позволяет зафиксировать и этот параметр. Второй класс — это события рождения МЧД, которые имеют более высокие вероятности рождения, характерные «яркие» сигнатуры, но более сложны для непосредственной интерпретации в терминах базовых управляющих параметров моделей. Результаты по поиску явлений первого и второго классов не могут быть сравнены напрямую (подробнее об этом ниже), но косвенно они должны подтверждать и поддерживать друг друга.

## ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ: РОЖДЕНИЕ, ЭВОЛЮЦИЯ И РАСПАД ЧД

Начнем с краткого описания основных черт сценариев с дополнительными пространственными измерениями. В моделях многомерной гравитации обычно рассматривается метрика вида  $ds^2 = e^{2A(y)} dx_4^2 + g_{mn}(y) dy^m dy^n$ , где первое слагаемое обозначает стандартное четырехмерное пространст-во–время, поправленное «стягивающим фактором»  $A(y)$ , численное значение которого зависит от того, в какой точке полного многомерного пространства располагается брана, описывающая наш мир. Координаты  $y_m$  отвечают дополнительным (к трем обычным) пространственным измерениям. В общем случае полное многомерное пространство может иметь ненулевую кривизну и сложную геометрию. Для связи эффективной четырехмерной массы Планка  $M_{Pl}$  и фундаментального многомерного масштаба гравитации  $M$  имеем:

$$M_{Pl}^2 = M^{D-2} \int \frac{d^{D-4}y}{(2\pi)^{D-4}} \sqrt{g_{D-4}} e^{2A}, \quad (1)$$

где  $D$  — полное число измерений (одно — временное, и  $D-1$  — пространственных). Также введем обозначение  $n \equiv D-4$  — число дополнительных пространственных измерений (может меняться от 1 до 7, и  $n=7$  — стандартное верхнее ограничение, следующее из теории струн). Простейшему случаю отвечает класс моделей, впервые описанный в работах [2], а сейчас во всех возможных вариациях называемый сценариями ADD-типа. Все ограничения и условия для ЧД, рождающихся в таких многомерных моделях, могут быть получены и для моделей RS-типа [3] с нефакторизуемой метрикой (вследствие учета натяжения браны). Численные расхождения для оценок важных параметров в том и в другом случае не превышают порядка величины. В дальнейшем все приведенные цифры и рассуждения относятся к ADD-сценариям, а отличие предсказаний для RS-моделей будет отмечаться отдельно, там, где это существенно.

В простом случае, отвечающем факторизации метрики (разделению четырехмерных и дополнительных координат плоского полного пространства), стягивающий фактор исчезает,  $A(y)=0$ . От интеграла по дополнительным координатам остается просто объем, то есть получается соотношение  $M_{Pl}^2 = V_n M^{n+2}$ , и  $V_n \propto R^2$ . Как уже отмечалось, если взять радиусы дополнительных измерений достаточно большими, можно опустить величину  $M$  очень сильно вниз по энергиям, по сравнению с планковской шкалой. Насколько именно сильно — зависит также от числа дополнительных измерений  $n$ . Это число и величина  $M$  — свободные параметры модели. Для радиусов дополнительных измерений (в случае, когда они все одинаковые) получается выражение:

$$R \sim M^{-1} \left( \frac{M_{Pl}}{M} \right)^{2/n} \sim 10^{32/n} \times 10^{-17} \text{ см.} \quad (2)$$

В работах [2] разобраны различные экспериментальные ограничения на возможные максимальные значения радиусов, в частности, астрофизические. Некоторые варианты уже отклонены прямыми наблюдениями (например, все выборы фундаментального масштаба для  $n=1$  и, вероят-

нее всего, варианты для  $n=2$  и не слишком больших  $M$ ). С точки зрения достижимости на ЛНС значения  $M$  не могут превышать величину в районе 10–12 ТэВ. В дальнейшем моделировании и сравнении с экспериментом в основном будут использоваться значения  $M \approx 2-6$  ТэВ (напомним, что первый цикл работы ускорителя проходил с пониженной, относительно проектной, энергией взаимодействия 7 и 8 ТэВ в с.д.м.).

Интенсивность гравитационного взаимодействия в многомерном объеме выше, чем в четырехмерном. Следовательно, стационарная ЧД определенной массы будет иметь больший шварцшильдовский радиус, по сравнению с четырехмерной ЧД такой же массы. В соответствии с термодинамикой это означает, что многомерная ЧД будет иметь меньшую температуру, темп хокинговского излучения у нее будет ниже, а время жизни, соответственно, больше. Таким образом, микроскопические многомерные ЧД больше по размеру, холоднее и живут дольше своих четырехмерных аналогов такой же массы. Впервые анзац для метрики многомерной ЧД, выражение для гравитационного радиуса и температуры ЧД были получены в работе [12], и для ADD сценариев эти результаты воспроизводятся в точности, в силу плоской метрики полного пространства. Работы [13]–[15] содержат первые систематические исследования свойств многомерных ЧД для различных типов моделей с бранами.

В сценариях ADD-типа шварцшильдовский радиус стационарной ЧД определенной массы, в зависимости от числа дополнительных измерений и от значения фундаментального масштаба  $M$ , имеет вид [12] (полный обзор по ЧД для разной геометрии пространства-времени см. в [17]):

$$R_S = \frac{1}{\sqrt{\pi} M} \left[ \frac{M_{BH}}{M} \left( \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right) \right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (3)$$

При выполнении ряда критериев, о которых уже упоминалось и еще будет сказано ниже подробнее, на партоном уровне сечение рождения ЧД при столкновении двух частиц может даваться просто геометрической областью перекрытия для прицельного параметра, меньшего  $R_S$ :  $\hat{\sigma}(ab \rightarrow BH)|_{\hat{s}=M_{BH}^2} = \pi R_S^2$ , где  $\hat{s} = s x_a x_b$ ,  $x_i$  — доля полной энергии, взятой партоном  $i$ . Это сечение не подавлено никакими множителями, меньшими единицы (нег константы взаимодействия), и, с ростом энергии столкновения, также будет неограниченно расти. Поэтому на ЛНС

при превышении энергии столкновения в системе центра масс  $\sqrt{s}$  значения фундаментального масштаба  $M$  по первым оценкам предсказывалось массовое рождение ЧД, с частотой, достигающей, например, 1 Гц для  $n = 2$  и  $M = 1.5$  ТэВ (см., например, [15]).

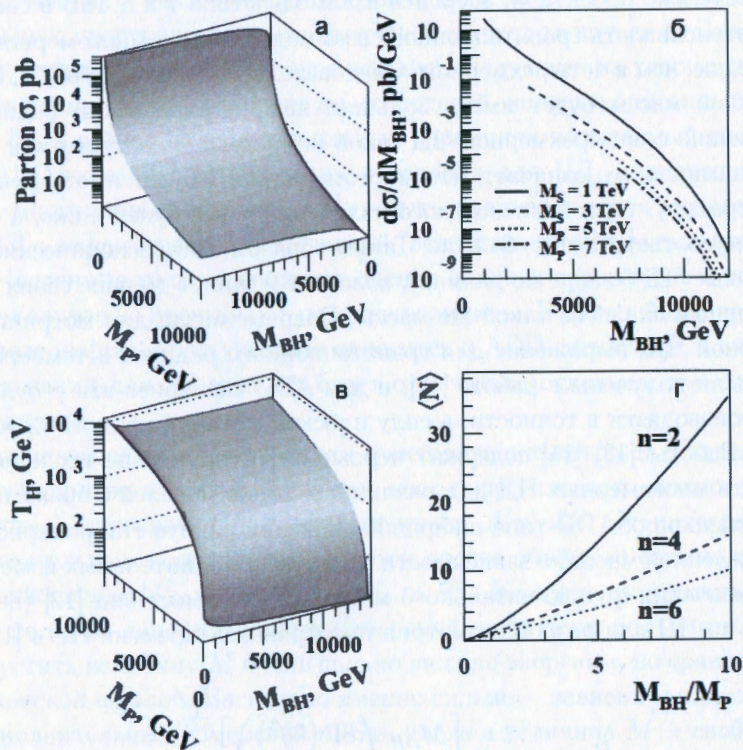


Рис. 1. а – сечение рождения ЧД на партонном уровне, б – дифференциальное сечение  $d\sigma/dM_{BH}$  для ЛНС, в – температура хокинговского излучения, г – средняя множественность распадных частиц для шварцшильдовской ЧД. Для а – в использовано число дополнительных измерений  $n = 4$ . Зависимость сечения и температуры излучения от  $n$  слабо заметна в логарифмическом масштабе и поэтому опущена. Из работы [14].

Используя геометрическое сечение для жесткого партонного процесса, для дифференциального сечения рождения ЧД в  $pp$ -столкновениях можно записать [14]:

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow BH + X)}{dM_{BH}} = \frac{dL}{dM_{BH}} \hat{\sigma}(ab \rightarrow BH)|_{\hat{s}=M_{BH}^2}, \quad (4)$$

где «дифференциальная светимость» в канале рождения ЧД представляет собой свертку по партонным плотностям сталкивающихся частиц в жестком процессе:

$$\frac{dL}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{a,b} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_a(x) f_b \left( \frac{M_{BH}^2}{sx_a} \right). \quad (5)$$

Сумма по  $a, b$  берется по всем типам начальных партонов, а масштаб  $Q^2$  для распределений партонных плотностей выбирается как  $M_{BH}^2$  (хотя возможны и другие разумно выглядящие варианты, например,  $Q^2 = 1/R_S^2$ ). На рис. 1а,б показаны полное и дифференциальное сечения рождения ЧД на ЛНС, для числа дополнительных измерений  $n = 4$ .

Несмотря на то, что, как уже говорилось выше, сечение рождения ЧД на партонном уровне не подавлено никакими множителями, меньшими единицы, партонные плотности, вовлеченные в описание в соответствии с рецептами КХД, быстро падают с ростом переданного импульса. Поэтому дифференциальное сечение рождения ЧД, задаваемое формулой 4, тоже падает, и в условиях ограниченной полной достижимой энергии (ситуация ЛНС, в отличие от рождения в космических лучах) вероятность рождения более массивных ЧД на много порядков ниже, нежели менее массивных. Все это — достаточно очевидные вещи, но представляется излишним еще раз это подчеркнуть.

Рисунок 2 демонстрирует количественное уменьшение доли больших масс в свертке по структурным функциям, которое лишь отчасти компенсируется гораздо более слабым ростом сечения в формуле 4.

Распад (испарение) ЧД происходит через излучение Хокинга с температурой  $T_H$  для фиксированного значения массы ЧД  $M_{BH}$ ; также температура зависит от  $M$  и от величины  $n$  [12]:

$$T_H = M \left( \frac{M}{M_{BH}} \frac{n+2}{8\Gamma\left(\frac{n+3}{n}\right)} \right)^{\frac{1}{n+1}} \frac{n+1}{4\sqrt{\pi}} = \frac{n+1}{4\pi R_S^2}. \quad (6)$$

На первый взгляд может показаться, что ЧД, как объект теории гравитации, в основном должна распадаться на гравитоны, которые будут

уходить в дополнительные измерения, давая экспериментальные сигналы с потерянной энергией. То есть, фактически, процесс распада ЧД должен быть ненаблюдаемым. Однако Emparan, Horowitz, Myers в работе 2000 г. (первая работа в ссылке [18]) показали, что это не так. Длина волны хокинговского излучения  $\lambda = 2\pi/T_H$  превышает размеры ЧД, так что она должна рассматриваться как точечный источник, испускающий преимущественно  $s$ -волны. Поэтому ЧД излучает равновероятно и в полный многомерный объем (гравитоны), и на брану (частицы стандартной модели). Поскольку частиц на бране больше на два порядка, доминировать будет излучение в опции SM, хотя корректный расчет все же должен учитывать эффект потерянной энергии, унесенной в дополнительные измерения гравитонами.

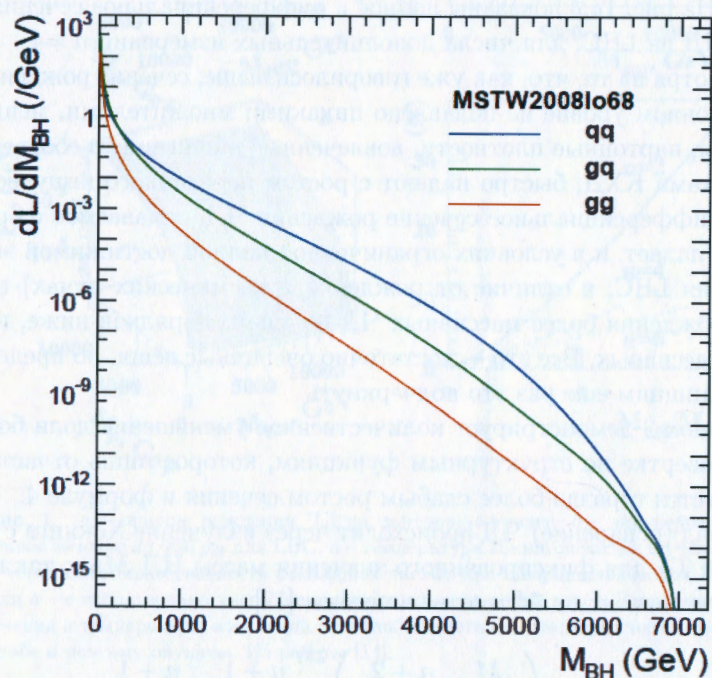


Рис. 2. «Дифференциальная светимость» в канале рождения ЧД с заданными массами для одного из стандартных наборов структурных функций, обычно используемых при моделировании в коллаборации CMS.

Средняя множественность частиц, излученных в процессе испарения ЧД,  $\langle N \rangle = \langle M_{BH}/E \rangle$ , где  $E$  — распределение по энергии излученных частиц, соответствующее планковскому спектру (в простой схеме, нуждающейся в дальнейших поправках, ЧД излучает как черное тело).

$$\left\langle \frac{1}{E} \right\rangle = \frac{1}{T_H} \frac{\int_0^\infty dx \frac{1}{x} \frac{x^2}{e^{x \pm c}}}{\int_0^\infty dx \frac{x^2}{e^{x \pm c}}} = \frac{a}{T_H}, \quad (7)$$

где  $x = E/T_H$ ,  $a$  — безразмерная константа, зависящая от статистики (Ферми или Бозе), так что  $\langle N \rangle \approx M_{BH}/2T_H$ . Используя точное выражение (6) для температуры хокинговского излучения, можно получить оценки средней множественности рожденных в процессе испарения частиц. На рис. 1в,г показаны  $T_H$  и  $\langle N \rangle$  для случая LHC ( $M_P = M$  в наших обозначениях).

При этом  $T_H$  не является постоянной в течение всей стадии хокинговского излучения. В соответствии со стандартной термодинамикой ЧД она нагревается тем сильнее, чем больше излучает, и темп испарения возрастает с потерей массы. Все заканчивается взрывной планковской стадией, которую невозможно вычислить точно, из-за отсутствия полной теории квантовой гравитации. Однако обычно в численных оценках используется следующее условие обрезания энергетического спектра продуктов распада:  $E \approx M_{BH}/s$ . Выше этого значения считается, что остаток ЧД разваливается на конечное число «осколков». Поэтому выражение для средней множественности, получаемое из (7), верно только для  $M_{BH} \gg T_H$  (т.е.  $\langle N \rangle \gg 1$ ). Генераторы физических событий, используемые для компьютерного моделирования процессов рождения ЧД, учитывают эту поправку.

Важнейшая термодинамическая характеристика — энтропия ЧД — зависит от числа дополнительных измерений и масштаба  $M$  [12]:

$$S_{BH} = \frac{4\pi}{n+2} \left( \frac{M_{BH}}{M} \right)^{\frac{n+2}{n+1}} \left( \frac{n^2 \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (8)$$

Поскольку ЧД считается распадающейся равновероятно на все типы частиц (термальный распад, нечувствительный к квантовым числам и их сохранению), то для вкладов от различных типов частиц получается

характерное отношение:

$$(Z, W, H, \gamma, g) : (u, d, s, c, b, t) : (e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) = 30 : 72 : 18.$$

Для важных с экспериментальной точки зрения сигнатур от адронов и лептонов получается отношение 5:1. Это соотношение адронных и лептонных мод является типичным проявлением рождения именно ЧД. Разумеется, для уверенной реконструкции также необходимо наложить условие достаточной энергетичности рожденных струй и лептонов: их суммарный поперечный импульс должен быть не меньше нескольких сотен ГэВ.

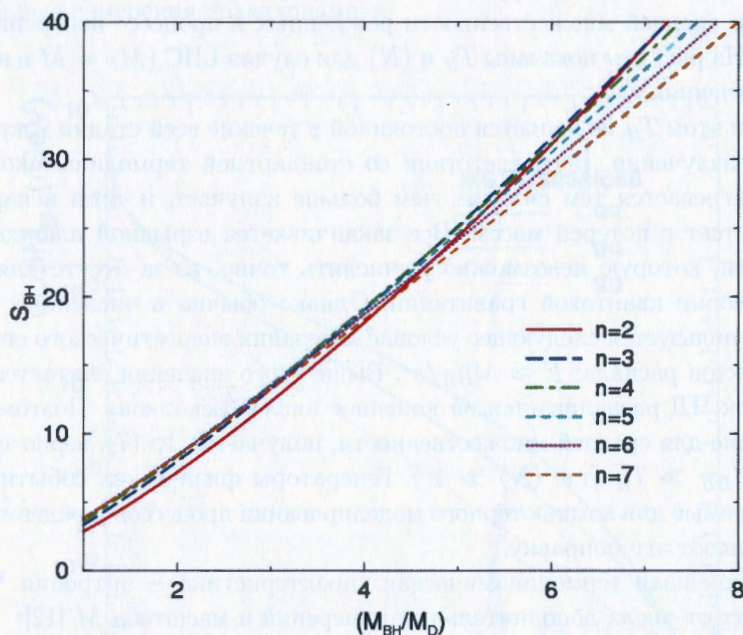


Рис. 3. Энтропия ЧД в зависимости от массы, из работы [21]. (Здесь  $M_D \equiv M$ , в наших обозначениях).

Возвращаясь к величине энтропии, уместно задать вопрос, насколько она должна быть велика, чтобы ЧД могла трактоваться как истинно классический объект, излучающий термально по механизму Хокинга. В литературе описаны разные критерии для энтропии классической ЧД и

ее минимально необходимого значения; большинство из них перечислено в работе [15], а позже было снабжено более подробной и убедительной аргументацией [16]. Простое условие  $S_{BH} > 25$  (означающее, всего лишь, достаточное число внутренних степеней свободы ЧД) также является и наиболее жестким, сделанным «с запасом» по отходу массы ЧД от планковского порога. Для моделей ADD-типа оно дает ограничение на нижнее допустимое значение массы ЧД:  $M_{BH}^{min} \geq 5M$ , см. рис. 3 (для моделей RS1-типа это же условие дает более сильное ограничение  $M_{BH}^{min} \geq 16M$ , практически смещая порог рождения квазиклассических ЧД за предел достижимости на существующих ускорителях, см., например, [19]). Таким образом, даже в более оптимистичных (по «энергетической цене») многомерных сценариях для того, чтобы рожденный объект мог действительно трактоваться как классическая ЧД, нужно отступить от значения фундаментального масштаба гравитации не менее чем в пять раз по величине. Тогда к рождению ЧД становятся неприменимыми аргументы о квантовом характере процесса за счет туннелирования, и, следовательно, об экспоненциальном подавлении рождения (дискуссию на эту тему см., например, в работе [20], хотя позднее эти аргументы были опровергнуты).

### ПОПРАВКИ К КЛАССИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ, УТОЧНЕНИЯ И НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

Набросанная выше простая схема рождения и эволюции ЧД, как уже упоминалось выше, нуждается в уточнениях. Начиная со стадии формирования ЧД и далее требуется учесть ряд факторов, меняющих эту схему на более сложную и приводящих к существенному понижению вероятности наблюдения ЧД на ЛНС, по сравнению со сделанными ранее оценками. Некоторые наиболее важные в этой связи обстоятельства перечислены ниже.

**Первое.** Формула 4 предполагает, что вся энергия столкновения частиц, «ухваченная» сильным гравитационным взаимодействием, будет удержана под горизонтом, т.е. масса сформированной ЧД будет равна просто  $\sqrt{s}$ . Однако более аккуратные расчеты показывают, что этому процессу отвечает существенная неупругость, или «утекание» значимой части энергии из-под горизонта:



$$\sigma^{pp}(s, x_{min}, d, M) = \int_0^1 2zdz \int_{\frac{(x_{min}M)^2}{y^2s}}^1 du \times \quad (9)$$

$$\times \int_u^1 \frac{d\nu}{\nu} F(n) \pi r_s^2(us, n, M) \sum_{i,j} f_i(\nu, Q) f_j(u/\nu, Q),$$

здесь  $x_{min} = M_{BH}^{min}/M$ ,  $y = M_{BH}/\sqrt{s}$  и  $z = b/b_{max}$  (сравните это выражение с (4) выше). Эти расчеты были выполнены для ультрарелятивистских сталкивающихся частиц с применением метода «ловушечных поверхностей», в контексте многомерных ЧД впервые упомянутых в работе [11] (хотя сам математический аппарат был предложен значительно ранее и обсуждался, преимущественно, в математической среде, см. ссылки к работе И. Я. Арефьевой). В середине 2000-х гг. было показано (оригинальные работы [22] или обзор [23]), что для разного числа дополнительных измерений и разных выборов фундаментального масштаба гравитации неупругость формирования горизонта может понизить ожидаемое сечение рождения ЧД на несколько порядков (до пяти-шести, в зависимости от параметров!), а достижимую на ЛНС величину  $M_{BH}$  — в полтора-два раза. Таким образом, учет неупругости является наиболее существенной поправкой к простой картине выше, он радикально меняет ранние оптимистичные оценки и делает процесс рождения квазиклассических (обладающих большой массой и, как следствие, энтропией) ЧД довольно бесперспективным для наблюдения при существующих ускорительных мощностях. Остается также дискуссионным сам подход ловушечных поверхностей, поскольку он отвечает релятивистскому, но по-прежнему классическому описанию, тогда как имеется желание не покидать рамки квантовой теории поля. Тем не менее, альтернативы этому методу, способной обеспечить реальные конечные вычисления, пока не существует.

Есть и еще один тонкий момент, связанный с формированием ЧД. Общепринятая схема предполагает, что при столкновениях элементарных частиц сразу возникает объект гравитации — ЧД. Причем есть понятное желание трактовать этот объект как квазиклассический, чтобы далее на него распространялась хорошо разработанная термодинамика ЧД. Элементарное геометрическое сечение рождения ЧД следует именно такой

трактовке — оно по своей сути классическое. В то же время при определении полного сечения (формула 4 и ее модифицированный вариант с учетом неупругости формирования) это элементарное сечение возникает в обкладках структурных функций, т.е. для описания процесса привлекается машинерия квантовой теории. Здесь мы опять приходим к вынужденно гибриднему описанию, смешивающему квантовые и классические понятия. Теоретики, специализирующиеся в области КХД, склонны трактовать этот момент как сильно смущающий и некорректный. Существуют мнения [24], что для восстановления корректности подхода следует считать, что перед формированием ЧД образуется какой-то объект, допускающий «законную» трактовку в рамках КХД (назовем его условно «глобол»). А уже из него под действием сильной гравитации образуется ЧД. В числе прочего, этот объект позволяет согласовать описание и задать правильный масштаб переданного импульса в элементарном процессе жесткого рассеяния и в структурных функциях. В таком сценарии прикидочные расчеты сразу дают понижение вероятности рождения на несколько порядков величины, за счет образования массивного промежуточного КХД-состояния. Любопытно, что, если принимать эти аргументы всерьез, для ЛНС остается не очень большая область пространства параметров, которую он будет в состоянии покрыть, поскольку вероятности процессов становятся совсем низкими. С другой стороны, это также означает, что считающиеся закрытыми в настоящее время области этого пространства параметров (результаты работы первого цикла ЛНС, см. ниже) на самом деле вовсе не являются закрытыми, поскольку были основаны на значительной переоценке возможности рождения ЧД. Мы можем надеяться, что будущие теоретические исследования покажут, какие рассуждения были правильными. Некоторые детали дискуссии по этому вопросу могут быть найдены в [25] и ссылках к ней.

**Второе.** Следующее обстоятельство связано со стадиями формирования шварцшильдовской ЧД — сбрасыванием углового момента и превращением вращающейся керровской ЧД в стационарную (spindown phase). После начальной стадии формирования и «облысения» («потери волос») ЧД становится классически стабильным объектом, но продолжает излучать по квантовому механизму Хокинга. Вначале сбрасывается угловой момент, и на этой стадии необходимо учитывать зависящие от спина излучаемых частиц поправки на «серотельность» излучения (gray body factors, или GBF), то есть отклонение энергетических спектров распад-

ных частиц от планковских, присущих излучению черного тела. GBF для разных типов излученных частиц, в зависимости от их спина, параметризуют потенциальные барьеры в окрестности ЧД для различных мод излучения и записываются в виде [26]:

$$\frac{dN_{s,l,m}}{d\omega dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{s,l,m}}{\exp(\omega/T_H) \mp 1} \quad (10)$$

Дальнейшие результаты для частиц разного спина (0, 1/2, 1) приведены в [27]. Существуют также более точные результаты для GBF, полученные недавно с привлечением струнной техники вычислений [28]. По абсолютной величине эти поправки не столь велики, как значительные потери на неупругость при формировании горизонта, описанные в первом пункте. Фактически, они не превышают 10–20 %. Тем не менее, их следует учитывать, и не кажется невозможным (при наборе достаточной статистики), что ЛНС будет способен почувствовать эти вклады.

**Третье.** Финальная планковская стадия оставляет ряд вопросов, на которые в настоящее время не могут быть получены исчерпывающие ответы. Сейчас существует неплохая (на взгляд теоретиков) степень корректности и понимания в описании второй и третьей фаз эволюции — spindown phase и хокинговского излучения с учетом отклонений от планковских спектров. Неопределенности, связанные с процессом формирования, обсуждались в первом пункте. Но вплотную к порогу рождения ЧД  $M_{BH}^{min}$ , который достигается в процессе испарения, существенный вклад могут давать квантовые поправки (относительно которых в данный момент не имеется ничего, кроме общих соображений об их наличии). На текущей стадии нашего понимания процессов с МЧД мы можем доверять весьма грубым оценкам в асимптотическом режиме  $E \gg M_{BH}^{min}$ , который, судя по всему, недостижим на ЛНС. Если же, что весьма вероятно, мы будем вынуждены забыть о квазиклассических объектах и заняться только легкими ЧД с малой энтропией, рожденными вблизи порога, то нам придется столкнуться с квантовыми ЧД (КЧД) — объектами, для описания которых требуется квантовая гравитация, наука, которой пока не существует. Поэтому то, что мы можем сделать пока — это модельные оценки и варианты сценариев, кажущихся правдоподобными (но совсем не обязательно являющихся таковыми на деле). Чуть подробнее о КЧД будет сказано в следующем параграфе, а тут вернемся к теме финальной

планковской стадии и к вопросу, какие законы сохранения, обусловленные соответствующими фундаментальными симметриями, должны для нее действовать. Общепринятая точка зрения гласит, что, вообще говоря, ни одна из фундаментальных квантовых симметрий, на которых строится квантовая теория поля, не обязательна «к исполнению» в процессах с ЧД. Прежде всего, это касается симметрий ароматов и соответствующих многочисленных правил отбора, действующих для конечных состояний в обычных процессах стандартной модели взаимодействий. Демократичный распад ЧД на все опции SM априори означает, что нет никаких правил отбора, и все частицы SM могут рождаться одновременно.

Далее, это же касается несохранения базовых аддитивных квантовых чисел: лептонного, барионного числа и комбинированных вариантов. Варианты с сохранением зарядов кажутся ничем не выделенными, по сравнению с вариантами с несохранением, поэтому при моделировании финальной стадии эволюции ЧД (например, с помощью генераторов событий) не остается ничего другого, кроме как перебрать все сценарии как равновероятные. Как говорилось в начале, на планковской стадии ЧД заканчивает свое существование распадом на несколько частиц (принятое количество, для разумных значений масс — от 2 до 5). И в спектре этих частиц нет никаких сдерживающих или ограничивающих факторов, контролирующих их совместное возникновение. Пусть с идеологической точки зрения это кажется малопривлекательным, но мы все равно не имеем в данный момент никаких ориентиров, что нужно считать правильным, а что — нет. Поэтому, даже зафиксировав как входные данные для расчетов или компьютерного моделирования геометрию полного пространства-времени, значение фундаментального масштаба гравитации, минимальную массу ЧД и число дополнительных измерений (т.е., вроде бы, задав все переменные из пространства параметров), мы все равно получим на выходе целый набор возможностей, каждая из которых отвечает разным сценариям для допустимых частиц на планковской стадии. Еще из интересных возможностей — образование промежуточного квантового состояния, предшествующего распаду ЧД — струнного шара (см. ниже), либо формирование ненаблюдаемого остатка, не несущего на себе заряды SM и не взаимодействующего с веществом детектора [29]. Такие опции тоже должны быть просчитаны, поскольку, опять-таки, нет оснований считать их невозможными или маловероятными.

Что касается несохранения энергии-импульса, то в многомерных теориях, рассматриваемых с четырехмерной точки зрения, оно подразумевается априори, поскольку всегда разрешено излучение КК-мод гравитонов в дополнительные измерения.

**Четвертое.** Для полноты можно вспомнить и другие факторы, влияющие на ранние оценки рождения квазиклассических ЧД и меняющих их на более пессимистичные. В частности, свою роль играет неопределенность в определении фундаментального масштаба — разные численные коэффициенты из комбинаций двойки и  $\pi$  в какой-то степени в действии многомерной гравитации. В разных работах используются разные нормировки для многомерного действия и последующей калуца-кляйновской декомпозиции, что и приводит к возникновению дополнительных множителей порядка единицы при обратной массе Планка, характеризующей интенсивность взаимодействия. Разумеется, нормировки никак не меняют физику, но они меняют абсолютное значение фундаментального параметра в полтора-два раза. Этот кажущийся несущественным момент на самом деле серьезно меняет ситуацию для наблюдаемости сигналов от квазиклассических ЧД на ЛНС, потому что даже не слишком высокое значение  $M = 4$  ТэВ уже лежит за пределами возможностей ускорителя (с учетом требования  $M_{BH}^{min} \geq 5M$ ). Также можно рассмотреть дополнительные критерии для энтропии и пр. Дальнейшую дискуссию и ориентиры для детального изучения этих проблем см., например, в работе [23].

## АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ОБЪЕКТЫ СИЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЙ ГРАВИТАЦИИ

Выше мы с помощью энтропийных аргументов зафиксировали энергетический масштаб, на котором становится возможным рождение классической ЧД. Однако интересно посмотреть, что происходит при обратном смещении вниз по шкале энергий, вплоть до порогового значения  $M$  и немного ниже. Режимы «околопланковского» и транспланковского рассеяния ультрарелятивистских частиц с ростом энергии должны переходить друг в друга и (в идеале) гладко сшиваться в точке перехода. Если считать, что при энергиях порядка фундаментального масштаба начинается непосредственно область действия квантовой гравитации, и

если полагать также, что корректное описание квантовой гравитации предоставляет теория струн (ТС), то существует еще одна важная величина — струнный масштаб  $M_S$ , предшествующий фундаментальному масштабу многомерной гравитации. Он связан с последним соотношением по порядку величины  $M^{n+2} \approx M_S^{n+2}/g_S^2$ , где  $g_S$  — струнная константа связи, которая для выполнения условия слабой связи должна быть меньше единицы (обычно в наших вычислениях принимается равной 0.4). Для минимально допустимой массы квазиклассической ЧД есть другая оценка по порядку величины, полученная в струнной теории гравитации:  $M_{BH}^{min} \approx M_S/g_S^2$  [30]. В общем можно записать, что  $M_S < M < M_S/g_S < M_S/g_S^2$ . Величина  $M_S/g_S$  характеризует масштаб применимости пертурбативной ТС и выход на унитарный предел [31].

Схематически переход различных режимов друг в друга изображен на рисунке 4. С ростом энергии столкновений четырехмерное рассеяние частиц должно сменяться многомерным рассеянием струн, которое в точке перехода характеризуется энергетическим масштабом  $M_S$ . Далее этот режим переходит в формирование сильновозбужденных состояний длинных «запутанных» струн, называемых струнными шарами (string balls) и, одновременно, можно ожидать рождение КК-мод гравитонов. И, наконец, при заметном удалении от порога гравитации реализуется режим многомерных квазиклассических черных дыр, который, по современным понятиям, завершает картину рассеяния.

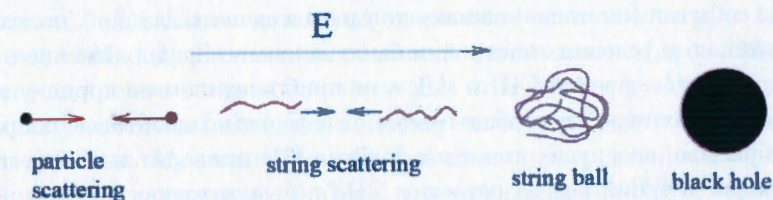


Рис. 4. Смена режимов и формирование различных состояний в транспланковском высокоэнергетическом pp-рассеянии.

Первое качественное обсуждение струнного режима рассеяния на ЛНС, предвещающего классическое рождение ЧД, было сделано в работе [32], а детальные оценки сечений рождения для конкретных условий ЛНС (светимость, энергия столкновений) — в работе [21]. Условие настройки режимов, или точка перехода, в которой рождение ЧД пе-

реходит в рождение СШ, в этих работах задавалось точным равенством  $M_{BH}^{min} = M_S/g_s^2$  (а не оценкой по порядку величины, т.е. коэффициент пропорциональности был выбран равным 1), для которого осуществлялась настройка  $\sigma(SB)|_{M_{SB}=M_S/g_s^2} = \sigma(BH)|_{M_{BH}=M_{BH}/g_s^2}$ . Тогда сечение рождения СШ параметризуется в зависимости от энергии взаимодействия (грубо равной массе СШ  $M_{SB}$ ), как:

$$\sigma(SB/BH) = \begin{cases} \frac{\pi}{M^2} \left(\frac{M_{BH}}{M}\right)^{\frac{2}{n+1}} [f(n)]^2, \frac{M_S}{g_s^2} \leq M_{BH} \\ \frac{\pi}{M^2} \left(\frac{M_S/g_s^2}{M}\right)^{\frac{2}{n+1}} [f(n)]^2 = \frac{\pi}{M_S^2} [f(n)]^2, \frac{M_S}{g_s} \leq M_{SB} \leq \frac{M_S}{g_s^2} \\ \frac{\pi g_s^2 M_{SB}^2}{M_S^2} [f(n)]^2, M_S \ll M_{SB} \ll \frac{M_S}{g_s} \end{cases}$$

Здесь введено обозначение для краткости:

$$f(n) = \left( \frac{2^n \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}},$$

а  $n$  — число дополнительных измерений. Условие  $M_S \ll M_{SB} \ll M_S/g_s$  соответствует режиму рассеяния струн (с характерным поведением  $\hat{s}/M_S^4$ ). Далее, по достижению значения энергии  $M_S/g_s$ , сечение выходит на унитарный предел и сохраняет постоянное значение, вплоть до точки перехода, в которой заменяется на сечение рождения ЧД. При моделировании этих процессов с помощью специализированных генераторов событий (см. ниже) сшивку не удастся сделать гладкой, поскольку изначально в условиях настройки было заложено предположение о точном равенстве сечений СШ и ЧД, а не приближенном по порядку величины. Неучтенные (и, вообще говоря, неизвестные) квантовые поправки и отбрасывание других тонких моментов [31] приводят к тому, что на графиках сечений всегда остаются «выбросы» в точках сшивки, которые невозможно устранить никаким выбором  $g_s$ . Однако они являются лишь артефактом нашего недостаточного знания деталей переключения режимов и отсутствия полной теории для описания. При возникновении таковой они должны исчезнуть.

На картинке 4 не показан энергетический режим, в котором формируются квантовые черные дыры, т.е. объекты, рожденные вблизи порога гравитации, с малыми массами и значениями энтропии. Как уже говорилось, это должно случаться в интервале значений  $M \leq M_{QVH} \leq M_{BH}^{min}$ ,

т.е. для масс  $M_{QVH}$ , которые больше фундаментального масштаба (и, соответственно, больше  $M_S$ ), но меньше минимально допустимой массы квазиклассической ЧД. Как при этом соотносятся друг с другом масштаб для КЧД и «конкурирующий» с ним струнный масштаб  $M_S/g_s$ , ответственный за переход к СШ, заведомо точно ответить нельзя, но можно попытаться сделать оценки, учитывая поправки низших порядков к древесным процессам. И вообще нужно еще раз подчеркнуть, что все соотношения для струнных масштабов, фундаментального гравитации и минимального для рождения классических ЧД сделаны по порядку величины. Они могут и будут получать поправки, вклад которых можно попытаться оценить [31]. Что случится раньше по энергиям, а что — позже, и останется ли какое-то окно для струнной физики, или же сразу возникнет сильная гравитация, или, напротив, струнный масштаб окажется так высоко по энергиям, что даже СШ окажутся на пределе возможностей ЛНС, а ЧД и вовсе уйдут далеко за границу — зависит от этих поправок, а также от величины  $g_s$ , которая является важным управляющим параметром в этом конгломерате режимов и масштабов, расположенных близко друг к другу.

Учитывая соотношения, выписанные выше, имеем  $M_{BH}^{min} = M_S/g_s^2 = \xi M$ . Из условия по величине энтропии для минимальной массы ЧД следует, что  $\xi \sim 5$ . Все промежуточные режимы отвечают значениям  $\xi$ , меньшим 5, но большим 1. Можно сказать, что все богатство альтернативных возможностей, включая КЧД и СШ, должно укладываться в диапазон  $(2-3)\xi$ . Еще можно получить важные соотношения  $g_s^2 = 1/\xi^{\frac{n+2}{n+1}}$  и  $M = \xi^{\frac{1}{n+1}} M_S$  [31]. Разумно выглядящие оценки дают  $M_{SB} > 3M_S$ . Тогда можно проанализировать зависимость от величины  $g_s$ . При слишком больших (но меньших единицы, конечно) значениях струнной константы связи величина  $M_S$  уходит довольно высоко по энергиям, примерно на верхний край достижимого на ЛНС, так что рождение ЧД и, вероятнее всего, КЧД становится совсем маловероятным, хотя и оставляет нас с возможностью интереснейшего рассеяния струн и формирования СШ. Напротив, при уменьшении  $g_s$  величина  $M$  «прижимается» к  $M_S$ , и для проявлений струнной физики не остается места, поскольку практически сразу включается режим сильной гравитации. Для наглядности численные оценки сведены в таблицы 1 и 2. Зависимость сечения рождения для черных дыр, струнных шаров и р-бран от энергии взаимодействия сталкивающихся протонов показана для примера на рис. 5.

Таблица 1. Значения масштабных параметров и струнной константы  $g_s$  при выборе  $M_S = 1$  ТэВ.

	$\xi = 5$	$\xi = 3.4$	$\xi = 2$
$n = 2$	$g_s = 0.34$	$g_s = 0.44$	$g_s = 0.63$
	$M = 1.70$	$M = 1.50$	$M = 1.26$
	$M_s/g_s^2 = 8.65$	$M_s/g_s^2 = 5.16$	$M_s/g_s^2 = 2.52$
	$f(2) = 0.9086$		
$n = 3$	$g_s = 0.37$	$g_s = 0.46$	$g_s = 0.65$
	$M = 1.50$	$M = 1.35$	$M = 1.19$
	$M_s/g_s^2 = 7.30$	$M_s/g_s^2 = 4.73$	$M_s/g_s^2 = 2.37$
	$f(3) = 1.3375$		
$n = 6$	$g_s = 0.40$	$g_s = 0.50$	$g_s = 0.67$
	$M = 1.30$	$M = 1.19$	$M = 1.10$
	$M_s/g_s^2 = 6.25$	$M_s/g_s^2 = 4.0$	$M_s/g_s^2 = 2.23$
	$f(6) = 2.4422$		

Таблица 2. Значения масштабных параметров и струнной константы  $g_s$  при выборе  $M_S = 2$  ТэВ.

	$\xi = 5$	$\xi = 3.4$	$\xi = 2$
$n = 2$	$g_s = 0.34$	$g_s = 0.44$	$g_s = 0.63$
	$M = 3.40$	$M = 3.0$	$M = 2.52$
	$M_s/g_s^2 = 17.3$	$M_s/g_s^2 = 10.3$	$M_s/g_s^2 = 5.0$
	$f(2) = 0.9086$		
$n = 3$	$g_s = 0.37$	$g_s = 0.46$	$g_s = 0.65$
	$M = 3.0$	$M = 2.70$	$M = 2.38$
	$M_s/g_s^2 = 13.10$	$M_s/g_s^2 = 9.45$	$M_s/g_s^2 = 4.73$
	$f(3) = 1.3375$		
$n = 6$	$g_s = 0.40$	$g_s = 0.50$	$g_s = 0.67$
	$M = 2.60$	$M = 2.38$	$M = 2.2$
	$M_s/g_s^2 = 12.50$	$M_s/g_s^2 = 8.0$	$M_s/g_s^2 = 4.45$
	$f(6) = 2.4422$		

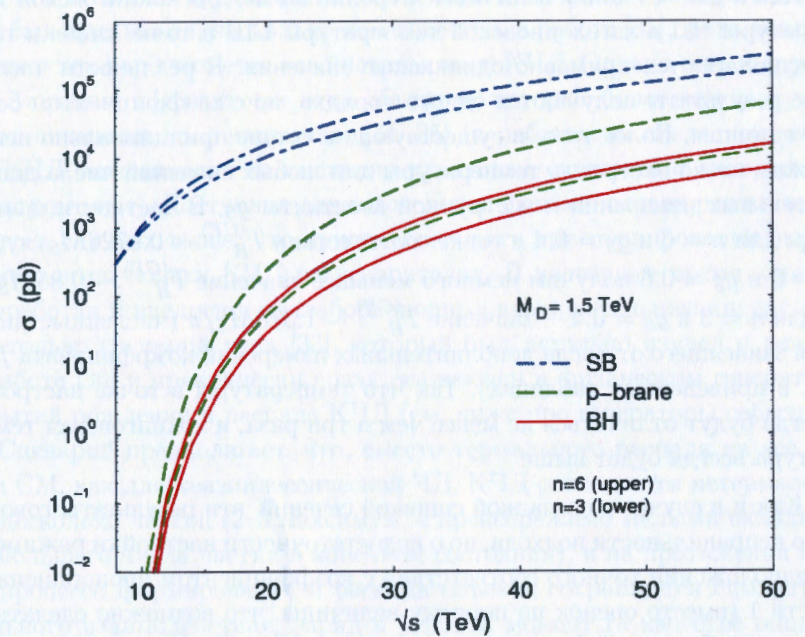


Рис. 5. Сечение рождения для черных дыр, струнных шаров и р-бран. Использованы следующие значения:  $M = 1.5$  ТэВ – для фундаментального многомерного масштаба,  $M_{BH}^{min} = 5M$  – для минимальной массы черной дыры, и  $M_{SB}^{min} = 2M$ , из работы [21].

Распад СШ происходит по механизму, сходному с механизмом испарения ЧД, и так же — преимущественно в частицы стандартной модели. Температура Хагедорна для длинной сильновозбужденной струны выводится в рамках соответствующих теорий и равна

$$T_s = \frac{M_S}{\sqrt{8\pi}} = 0.35 \frac{M_S}{\pi}.$$

Температура Хокинга [12] в точке соответствия выражается через  $M_S$  и  $g_s$ , в силу соотношения

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi} \frac{1}{R_h} = \frac{n+1}{4\pi f(n)} \left( \frac{M}{M_{BH}} \right)^{\frac{1}{n+1}} M \rightarrow \frac{n+1}{4\pi f(n)} \left( \frac{1}{g_s} \right)^{\frac{1}{n}} M_S.$$

Как и для сечений и величины энтропии выше, для хокинговской температуры ЧД и хагедорновской температуры СШ в точке сшивки тоже предполагаются примерно одинаковые значения. В реальности численные результаты получаются одного порядка, но с коэффициентом больше единицы. Более того, в существующем сетепе принципиально невозможно точно настроить температуры для любых значений числа дополнительных измерений  $n$  и струнной константы  $g_S$ . В частности, например, для  $n = 6$  и  $g_S = 0.4$  в точке соответствия  $T_H^{(CP)} \sim 0.9726 M_S/\pi$ , для  $n = 6$  и  $g_S = 0.6$  получим немного меньшее значение  $T_H^{(CP)} \sim 0.85 M_S/\pi$ , а для  $n = 3$  и  $g_S = 0.4$  — значение  $T_H^{(CP)} \sim 1.378 M_S/\pi$  (численные значения зависящего от числа дополнительных измерений коэффициента  $f(n)$  см. в приведенных таблицах). Так что температуры в точке настройки всегда будут отличаться не менее чем в три раза, и хокинговская температура всегда будет выше.

Как и в случае с негладкой сшивкой сечений, эти результаты говорят не о неправильности подхода, но о недостаточности настройки режимов в предположении точного соответствия с коэффициентом пропорциональности 1 (вместо оценок по порядку величины, что возможно сделать из общих соображений без точных вычислений) [16, 31].

Возвращаясь теперь к квантовым ЧД, обсудим вкратце подходы, используемые при их описании. Прежде всего, как уже говорилось, невозможно точно посчитать характеристики объектов теории квантовой гравитации при отсутствии таковой, можно использовать лишь модельные подходы. Авторы, занимающиеся этой проблематикой, формулируют ситуацию несколько мягче: они говорят, что оперируют в рамках бесспорных базовых концепций и некоторого ряда предположений. К первым, видимо, можно отнести утверждение, что при приближении к квантовому порогу (фундаментальному масштабу гравитации) ЧД перестает трактоваться термодинамически и находится в термальном равновесии со своим излучением. Квантовыми поправками уже невозможно пренебречь, а при превышении комптоновской длиной ЧД величины шварцшильдовского радиуса сам объект уже затруднительно трактовать как обладающий определенной температурой и энтропией. Далее делаются утверждения, которые лучше характеризовать как «определенные предположения». Ряд авторов выдвигает разные описания для состояний, условно называемых КЧД (во всех случаях предполагается объект ма-

лой массы вблизи фундаментального порога). Первый возможный подход был предложен, насколько нам известно, в работе [33], и это направление с тех пор считается «мейнстримом» в КЧД. Однако есть и другие предложения по трактовке этих объектов, которые более чем заслуживают внимания, см., например, [34, 35] (в работах из последней ссылки КЧД описываются как истинно квантовые сущности с дискретным спектром масс). Доступная для наблюдения феноменология различается во всех случаях выше, что нужно учитывать при планировании экспериментов по поиску КЧД на ускорителях. В настоящее время хорошо проработан и внедрен в коллаборационные вычислительные инструменты только сценарий типа [33], который был детально изучен и развит в работе [36] и практически сразу реализован в физическом генераторе событий рождения и распада КЧД (см. ниже про генераторы событий).

Сценарий предполагает, что, вместо термального распада на все опции СМ, как для квазиклассической ЧД, КЧД распадается нетермально на несколько частиц (2–3 максимум, с пренебрежимо малыми вкладами от большего числа частиц в конечном состоянии), и на протяжении всего процесса формирования и распада объекта сохраняются симметрии сильного взаимодействия, заряд и угловой момент (в качестве опции). Соответственно, сформированное и практически сразу распадающееся состояние, в отличие от истинной классической ЧД, «помнит» начальные частицы, из которых оно было сделано. Поэтому вероятности рождения КЧД в такой модели не равны для разных опций начальных партонов  $qq, q\bar{q}, qg, gg$ . Конечные состояния возникают как неприводимые представления группы сильных взаимодействий  $SU(3)_c$  с разными индивидуальными сечениями и массовыми распределениями (рис. 6 и 7). Дополнительно для рождения КЧД сохраняются поправки на формирование объекта с потерями энергии (неупругость формирования горизонта, см. выше). Так что в этом пункте моделирование процессов можно делать по аналогии с классическими ЧД.

Полные сечения для КЧД с разными значениями управляющих параметров показаны на рис. 8.

Двухструйные конфигурации конечных состояний доминируют, и в анализе данных для выделения событий с КЧД разумно использовать величины, стандартно используемые в анализе контактных взаимодействий, в частности, асимметрию. Здесь предполагается асимметрия вылета конечных партонов в выделенные области, например, в область

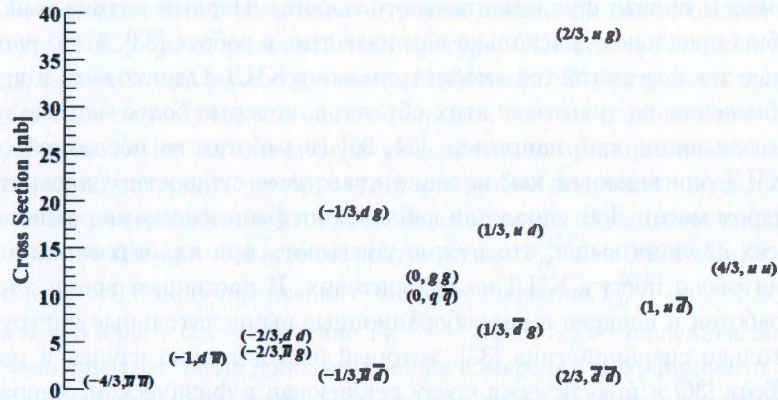


Рис. 6. Спектр индивидуальных сечений КЧД для разных начальных партонов и разных значений заряда. Символами  $u$  и  $d$  обозначены все кварки верхнего и нижнего типов, соответственно, аналогично для антикварков. Из работы [36].

псевдобыстроты  $|\eta| < 0.5$  по отношению к области  $0.5 < |\eta| < 1.0$  [33]. Эта асимметрия чувствительна как к самому факту наличия новой физики, так и к различным моделям (рождение КЧД, струнных возбужденных состояний и пр.), что позволяет разделить гипотезы на эксперименте.

И, наконец, последнее замечание связано с возможностью трактовать КЧД как резонанс, по аналогии с частицами СМ. Для этого должно выполняться условие, что время жизни КЧД  $\tau \geq 1/M_{QBH}$ , где  $M_{QBH}$  — масса сформированной КЧД перед началом излучения. Можно получить соотношение [36]:

$$\tau = \frac{1}{CM_{QBH}} \left( \frac{M_{QBH}}{M} \right)^{\frac{2(D-2)}{D-3}}$$

$D$  — полное число измерений многомерного пространства, а  $C$  — коэффициент, учитывающий интенсивность излучения в разных вариантах (для разного числа дополнительных измерений, с учетом «серотельных» факторов и без них, с открытыми для излучения дополнительными измерениями и закрытыми и пр.). Тогда условие существования резонанса трансформируется в  $\tau M_{QBH} \gtrsim 1/C$ . Практически во всех случаях  $C \simeq 2 - 5$  и соотношение не выполняется, так что КЧД в общем случае

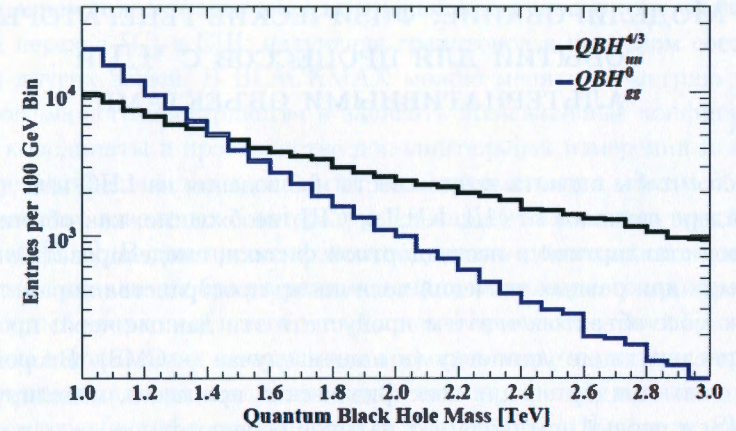


Рис. 7. Массовые распределения для двух разных состояний КЧД, отличающихся составом партонов-инициаторов. Из работы [36].

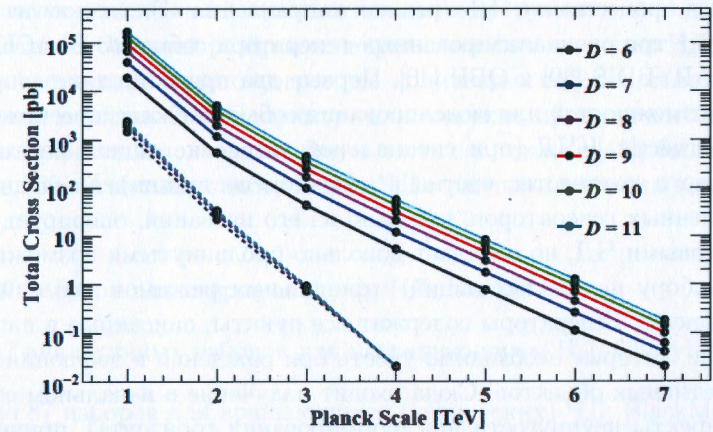


Рис. 8. Полное сечение рождения КЧД в протон-протонных взаимодействиях, для разной полной размерности многомерного пространства  $D$  и разных значений фундаментального масштаба гравитации, из работы [36].

нельзя трактовать как резонанс в рамках данного подхода (см. также дискуссию на эту тему в ссылках к работе [36]).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ: ФИЗИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ СОБЫТИЙ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ С ЧД И АЛЬТЕРНАТИВНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

Для того чтобы оценить возможность наблюдения на ЛНС или другом коллайдере сигналов от ЧД, КЧД и СШ, необходимо, как обычно для сигналов стандартной и нестандартной физики, смоделировать наборы «данных» для разных значений величин из пространства параметров и разных масс объектов, а затем пропустить эти данные через программы, моделирующие установку (в нашем случае — CMS). Второй шаг достаточно стандартен для всех физических процессов, моделируемых на CMS, а первый предполагает наличие общепрофильных или специализированных генераторов физических событий. Коллаборация CMS располагает большим количеством таких генераторов, от стандартной и всем известной PYTHIA [37] до узкопрофильных, посвященных детальным вычислениям конкретных процессов или поправок. Группа, занимающаяся процессами с ЧД в рамках направления «Экзотика» на CMS, использует три специализированных генератора событий: BLACKMAX [38], CHARYBDIS [39] и QBH [40]. Первые два предоставляют широкий спектр возможностей для моделирования событий с классическими ЧД, СШ и, отчасти, КЧД (при специальной установке опции, регулирующей набор и количество частиц в конечном состоянии). Последний из перечисленных генераторов, как ясно из его названия, оперирует только квантовыми ЧД, но обладает довольно продвинутыми возможностями по выбору начальных опций и финальных режимов для описания этих объектов. Генераторы содержат все пункты, описанные в параграфах выше, которые необходимо учесть при рождении и эволюции ЧД и альтернативных объектов. Сюда входит излучение в начальном состоянии (эффекты неупругости при формировании горизонта), причем его можно задать алгоритмически, в соответствии с формализмом [22], или вручную в процентах (обычно используются значения от 10 до 35 % от начальной энергии столкновений). Также в генераторы введены GBF, обобщенное описание для вращающихся керровских ЧД, а не только стационарных шварцшильдовских, все предложенные в настоящее время опции для распадных частиц (включая формирование ненаблюдаемого и не взаимодействующего с детекторной системой остатка), процессы с

сохранением и несохранением аддитивных квантовых чисел, околопороговый переход ЧД в СШ, излучение гравитонов в конечном состоянии и ряд других вещей. В BLACKMAX можно менять геометрию полного многомерного пространства и задавать произвольные конфигурации бран, координаты в пространстве дополнительных измерений и эффективные натяжения для каждой из них, параметризуя, таким образом, большинство известных в литературе сценариев за рамками простейших моделей [2, 3]. В том числе, возможно сделать довольно сложные конструкции с «пачками» бран в разных точках многомерного пространства, где каждый кварковый и лептонный аромат привязан к своей бране, смешивание в поколениях и нарушение ароматов задается за счет пересечения экспоненциально спадающих «хвостов» профилей, и многие другие проблемы решаются геометрически, в духе работы [41] и последовавших за ней публикаций. Существование ЧД в таких сценариях обусловлено рядом условий, дополнительных к обычным в простых моделях, и подобные исследования представляют собой большой интерес. В рамках ЛНС это пока не сделано; но значится в планах на будущее, тем более, что существует необходимый вычислительный инструмент.

Учитывая большой разброс сценариев для фаз эволюции ЧД, при моделировании используется огромное количество наборов сэмплов с событиями, порядка 800. Например, для анализа, проведенного в 2012 г. ([43], вторая ссылка, постановочную часть см. также в [45]) было использовано 759 сигнальных наборов для ЧД с разными опциями эволюции и распада:

- 87 наборов для невращающихся ЧД, BlackMax,
- 87 аналогичных наборов для невращающихся ЧД, Charybdis,
- по 87 наборов для вращающихся (керровских) ЧД, BlackMax и Charybdis,
- 81 набор с потерями массы и углового момента в начальном состоянии (учет неупругости)  $M/J$  loss, заданными вручную (10%), BlackMax,
- 81 набор с потерями массы и углового момента в начальном состоянии  $M/J$  loss, по модели Йошино–Рычкова [22], Charybdis,



- 87 наборов для вращающихся ЧД в режиме малой множественности в конечном состоянии (имитация состояний КЧД), Charybdis,
- 81 набор для модели «кипящего остатка» (с околороговым переходом из ЧД в СШ), Charybdis,
- 81 набор для модели стабильного ненаблюдаемого остатка, Charybdis.

Каждый набор содержал сэмплы по 10 000 событий, сканирующие величины из пространства параметров: число дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$ , разные величины фундаментального планковского масштаба  $M = 1.5\text{--}6.0$  ТэВ и сканирование по значению минимальной массы классической ЧД  $M_{BH}^{min}$ . Таким образом, объем моделирования, предшествующий набору реальных данных и сравнению с ним полученных на генераторах сэмплов, действительно очень значителен. Как уже говорилось, это связано с отсутствием ориентиров, какие опции для фаз эволюции и распада ЧД следует считать правильными, а какие отвергнуть. В настоящий момент все эти возможности трактуются как равнозначные и равноценные – не равновероятные по возникновению, разумеется (в Природе; если реализуется, то реализуется только один из сценариев), но по возможности рассмотрения.

На финальной стадии эволюции ЧД в конечном состоянии должна наблюдаться высокая множественность объектов в «коллекциях», представляющих собой любые вариации состава частиц СМ, обладающих большими индивидуальными значениями поперечной энергии и распределенных почти сферически-симметрично в пространстве. Последнее обстоятельство типично для термального излучения ЧД, характеризуемого отсутствием кинематических зависимостей в сечении процесса. Возможности установки CMS по разделению индивидуальных объектов в событиях с высокой множественностью позволяют с хорошей точностью идентифицировать все струи и отдельные частицы в конечном состоянии (во всяком случае, в постановке вопроса, относящейся к данному анализу, когда отбираются исключительно «жесткие» частицы с высокими порогами обрезания по поперечному импульсу и энергии при первичном отборе, см. ниже). Приблизительно 75% всех объектов составляют струи, а оставшиеся 25% могут давать W и Z бозоны, фотоны, лептоны, бозоны Хиггса. Вероятность излучения достаточно массивных частиц подавлена

для ЧД с относительно малой массой. Излучение гравитонов и нейтрино в конечном состоянии приводит к сигналам с потерянной энергией, которая для разных наборов параметров моделей составляет до 30 % полной поперечной энергии в событии, что тоже учитывается при анализе.

Для проведения моделирования и дальнейшей обработки реальных данных надо выбрать наблюдаемую величину, которая, с одной стороны, является стабильной относительно теоретических неопределенностей и сделанных в эксперименте отборов, а с другой, позволяет ярко продемонстрировать искомый эффект. Для событий с рождением квазиклассических ЧД и СШ используется переменная, называемая полной суммой поперечных энергий частиц (струй),

$$S_T = \sum_{i=1}^{N_{jet}} E_T^i,$$

где  $E_T = E \sin \theta$ , а угол  $\theta$  отсчитывается в плоскости продольного разреза установки CMS (по длинной стороне) от прямой, перпендикулярной оси пучка (полярный угол). Так что  $\theta = 0$  отвечает случаю максимально поперечного рассеяния. Под струями здесь и далее понимаются не только объекты, полученные в результате сильного взаимодействия, но также индивидуальные частицы наподобие лептонов, фотонов и пр. Формула учитывает, что поперечная энергия частиц, приходящих из нижней полусферы, берется со знаком «минус», а из верхней, соответственно, со знаком «плюс». Достаточно большие по модулю значения переменной означают отсутствие скомпенсированных близких по величине, но разных по знаку вкладов, что, в свою очередь, демонстрирует, что в событии действительно отсутствует «направленность» вдоль некоторой оси, характерная для всех процессов СМ. Большая множественность частиц в конечном состоянии (от 2 до 28, в среднем 8–10) делает эту характеристику показательной. Дополнительным аргументом для использования именно  $S_T$ , а не других переменных (в частности, непосредственно величины сферичности, вычисляемой через поперечные импульсы, см., например, [43], первая ссылка) служит тот факт, что данная переменная гораздо менее чувствительна к вводимым при анализе данных обрезаниям на минимальный поперечный импульс, демонстрируя стабильность относительно их варьирования, в отличие от прочих переменных. Кроме того, сама форма распределений по  $S_T$  для фоновых многоструйных процессов КХД не зависит от числа струй в конечном состоянии, см. рис. 9,

что позволяет точно параметризовать фон. В то же время, эти распределения сильно отличаются для разной множественности в сигнальных событиях (см. следующий параграф), позволяя провести простой и надежный анализ формы распределений (shape analysis).

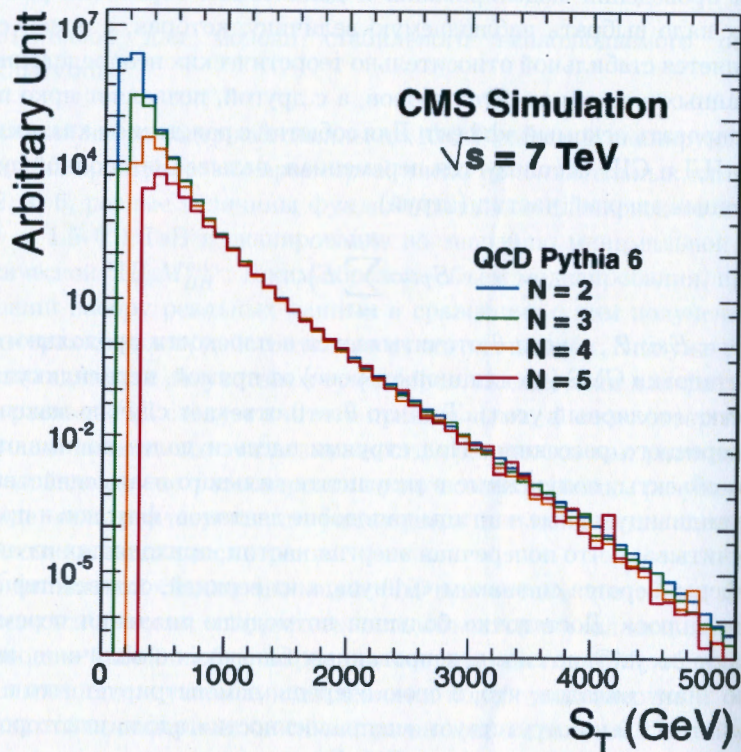


Рис. 9. Форма распределения  $S_T$  в зависимости от разного числа струй в событиях, моделирование с помощью генератора PYTHIA, энергия столкновений протонов 7 ТэВ в с.д.м.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВОГО ЦИКЛА РАБОТЫ УСКОРИТЕЛЯ LHC

Представленный анализ экспериментальных данных, полученных на установке CMS в 2010–2012 гг. для энергии столкновения пучков протонов  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ, является очередным в серии, начатой с момента

старта ускорителя. Он устанавливает новые пределы на фундаментальные параметры рассматриваемых моделей и обобщает полученные ранее результаты [42, 43]. Во всех случаях анализ основывается на максимальной собранной статистике первого цикла работы ускорителя LHC (полная интегральная светимость, примерно  $20 \text{ фбн}^{-1}$ ). Дальнейшее возможное продвижение в неоткрытую область параметров моделей связывается со вторым циклом работы LHC, запланированный старт которого при повышенной энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ состоялся в начале лета 2015 г.

## КК-моды ГРАВИТОНА В МОДЕЛЯХ ТИПА ADD И RS1

Рис. 10 демонстрирует экспериментальные ограничения по поиску КК-мод гравитона в модели RS1-типа. На рис. 10а приведено распределение по инвариантной массе димюонов (пара мюонов с противоположными знаками, в полном анализе учитывается электронный и мюонный каналы распада), пик слева отвечает рождению  $Z^0$ . Дальнейший ход распределения, вплоть до наивысших доступных значений инвариантой массы дилептонов, полностью совпадает с предсказаниями СМ и демонстрирует отсутствие новых нейтральных резонансов в проверенной области. Отсюда получают пределы на минимально возможные значения массы резонансов, см. рис. 10б. По оси  $y$  отложено сечение рождения резонанса, умноженное на вероятность распада по дилептонному каналу, нормированное на сечение рождения  $Z^0$ , распадающегося по тому же каналу. По оси  $x$  отложена масса резонанса. Области, лежащие выше пересечения закрашенной полосы и кривых теоретических предсказаний для разных значений константы связи гравитона с материей считаются закрытыми. Таким образом, в зависимости от значения константы связи модели  $c$  ( $c = \kappa/M_{Pl}$ , где  $\kappa$  — кривизна пространства анти-де-Ситтера,  $M_{Pl}$  — четырехмерный планковский масштаб) получаем минимальное ограничение на массу КК-мод гравитона (первой КК-моды, если точнее), от 1270 до 2730 ГэВ/ $c^2$ . Детали анализа см. в статье [42].

На рис. 11 показаны пределы на масштаб многомерной гравитации в модели ADD, полученные в зависимости от максимального значения инвариантной массы дилептонов в конечном состоянии для разного числа дополнительных измерений. Анализ можно провести по аналогии с описанным выше для RS1-гравитонов, с поправкой на нерезонансный характер ожидаемого сигнала ([42] и ссылки к ней). Но, как и в первом случае,

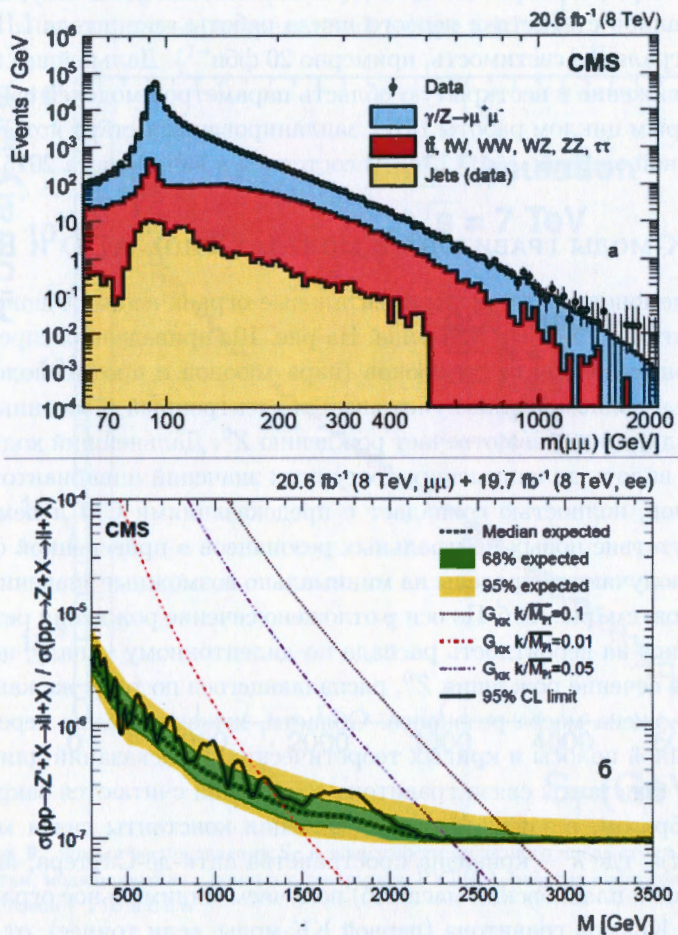


Рис. 10. *a* – Распределение по инвариантной массе двух лептонов в конечном состоянии. *б* – Ограничения на массу гравитонного резонанса для разных значений константы связи  $g$  [42]. Закрашенные области отвечают уровню статистической достоверности 68% и 95% для ожидаемых пределов.

отсутствие отклонений от предсказаний СМ позволяет поставить ограничения на минимально возможную величину фундаментального масштаба (значения ниже указанных считаются закрытыми экспериментом).

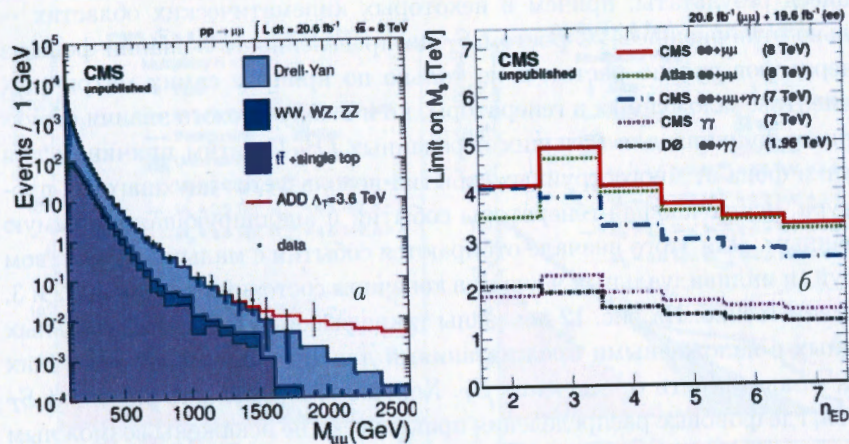


Рис. 11. *a* – Распределение по инвариантной массе дилептонной пары. *б* – Наблюдаемый предел на  $M_g$ , с уровнем статистической достоверности 95%. Объединенные данные коллабораций CMS и ATLAS, полученные на полной статистике первого цикла работы LHC, а также данные с ускорителя Tevatron. Число дополнительных измерений  $n = 2 - 7$  [42].

### КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ, СТРУННЫЕ ШАРЫ

Как уже говорилось, в качестве наблюдаемой для анализа данных по сигналам от ЧД и СШ была выбрана полная поперечная энергия струй в событии  $S_T$ . В этой полной сумме учитываются только струи и индивидуальные частицы с  $E_T > 50$  ГэВ (и такое же ограничение задает минимальную величину потерянной энергии в событии), а триггер на само значение  $S_T$  установлен на минимальное значение в 550 ГэВ. Основной фон происходит из КХД процессов, и требуется его надежная оценка, для установки пределов на возможность выделения сигнала. В случае электрослабых процессов для этой цели обычно используют специализированные Монте-Карло генераторы и детальное моделирование фона, и эта процедура работает хорошо, в силу отлаженности генераторов, хорошего знания матричных элементов и согласованности вели-

чин, получаемых из разных генераторов (этим оценкам можно верить по крайней мере – в нашей постановке задачи). Однако для многоструйных событий КХД весь набор существующих генераторов дает отличающиеся результаты, причем в некоторых кинематических областях – сильно отличающиеся. С ростом  $S_T$  неопределенность в знании фона из генераторов сильно растет, и не только по причине самих матричных элементов, заложенных в генераторы, но и в силу плохого знания структурных функций для больших переданных  $Q^2$ . По этим причинам для оценки фона от многоструйных событий используется двухшаговая процедура, исключая генераторы событий и апеллирующая напрямую к данным. Для этого вначале отбираются события с малым количеством струй (и индивидуальных частиц) в конечном состоянии – не более 2 и 3, соответственно. На рис. 12 показаны такие выборки экспериментальных данных с наложенными предсказаниями для сигналов от классических ЧД, в зависимости от значения  $S_T$ . Хорошо видна область значений  $S_T$  слева, где фоновые распределения практически не искажены возможным присутствующим сигналом.

В соответствии с этим осуществляется выбор контрольной области (т.е. значений переменной, для которых распределения заведомо свободны от присутствия сигнальных событий). Для всех сценариев новой физики, характеризуемых определенным энергетическим масштабом, адекватным выбором будет область ниже этого масштаба, хотя насколько именно ниже – каждый раз обсуждается индивидуально. В этой области фон фитируется с помощью нескольких функций, см. рис. 13, в данном случае – с одной основной, для определения центрального значения, и двумя вспомогательными, служащими для определения коридора погрешностей [43]. Получается результат в виде полосы с центральным значением и погрешностями, как на рис. 12. После этого фит фона используется в сигнальной области, с соответствующими поправочными кинематическими коэффициентами и для произвольного числа струй. Эта процедура называется «data-driven» методом и успешно применяется в коллаборации CMS везде, где возникают трудновычисляемые фоны. Как уже говорилось, наложенные кривые предсказаний для черных дыр (опция стационарной ЧД, три разных набора параметров, без учета потерь на стадии формирования, генератор BLACKMAX) демонстрируют малое подмешивание сигналов новой физики в область фита для фона, 1200–2800 ГэВ, т.е. влияние потенциально сигнальной области на

контрольную пренебрежимо мало. После процедуры «настройки» фона можно проводить сравнение экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей.

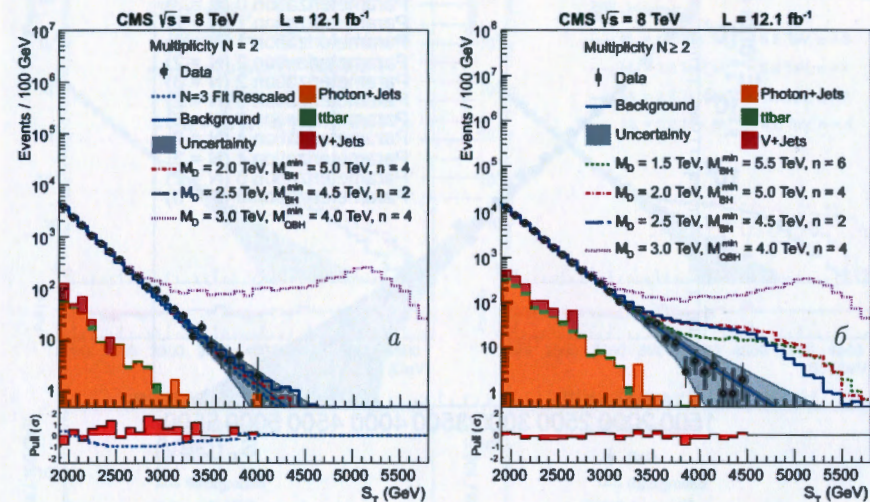


Рис. 12. Полная поперечная энергия  $S_T$  для событий с количеством объектов (фотонов, электронов и струй) в конечном состоянии: а –  $N=2$ , б –  $N \geq 2$ . Данные отмечены как точки с экспериментальными погрешностями, сплошные линии с закрашенными областями отвечают предсказаниям для фона с учетом систематических погрешностей. Фон, не связанный с КХД процессами, приведен в виде гистограмм в нижнем левом углу каждого графика.

На рис. 14 и 15 показано сравнение экспериментальных данных, извлеченных для разной множественности объектов (струй и частиц) в конечном состоянии, с указанием погрешности оценки фоновых процессов КХД, с предсказаниями для трех разных наборов параметров модели, описывающей рождение квазиклассической стационарной ЧД без учета потерь энергии на стадии формирования. Ограниченное количество приведенных предсказаний связано с огромным объемом моделирования, упоминавшемся в предыдущем параграфе, и с физической невозможностью отобразить все сценарии на одном графике. Также при существующих энергиях следует учитывать ограниченную чувствительность эксперимента к большей части пространства модельных параметров, поэтому на графиках приведены наиболее оптимистичные, с точки зрения наблю-

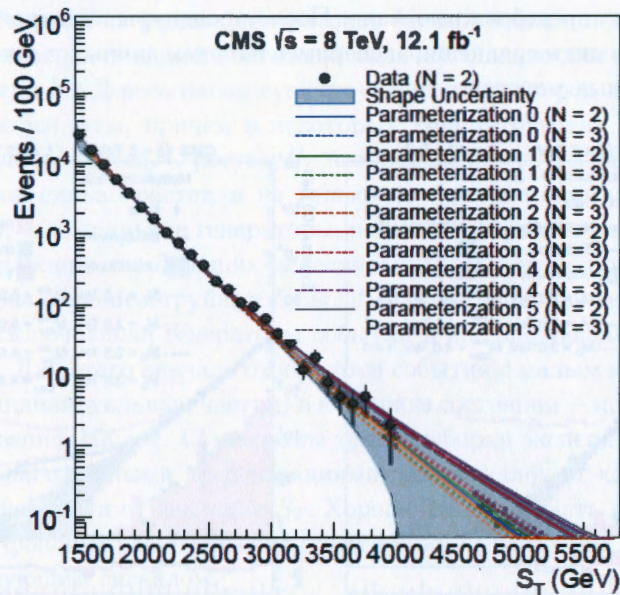


Рис. 13. Разные параметризации для фона КХД

дения, предсказания. Поскольку ЧД может трактоваться как классический объект, со всеми сопутствующими характеристиками и термальным испарением, только при достаточно большой энтропии, закономерно ожидать все более и более явных отклонений в поведении распределений по  $S_T$  для увеличивающихся значений множественности частиц в конечном состоянии (уже неоднократно подчеркивалось, что эта множественность прямо пропорциональна энтропии ЧД). На графиках эта тенденция к увеличению отклонения от ожиданий СМ хорошо прослеживается с ростом множественности, однако также видно, что имеющиеся экспериментальные данные во всех случаях не позволяют говорить о наличии сигналов от новой физики.

Используя статистические методы обработки данных, описанные в [44], это можно перевести в пределы для минимально возможных масс ЧД (здесь, как и выше, имеется в виду минимальное значение массы, допускающее квазиклассическую трактовку), в зависимости от величины фундаментального многомерного масштаба. На рис. 16 приведены подобные модельно-зависящие пределы, отдельно для сценариев, включенных

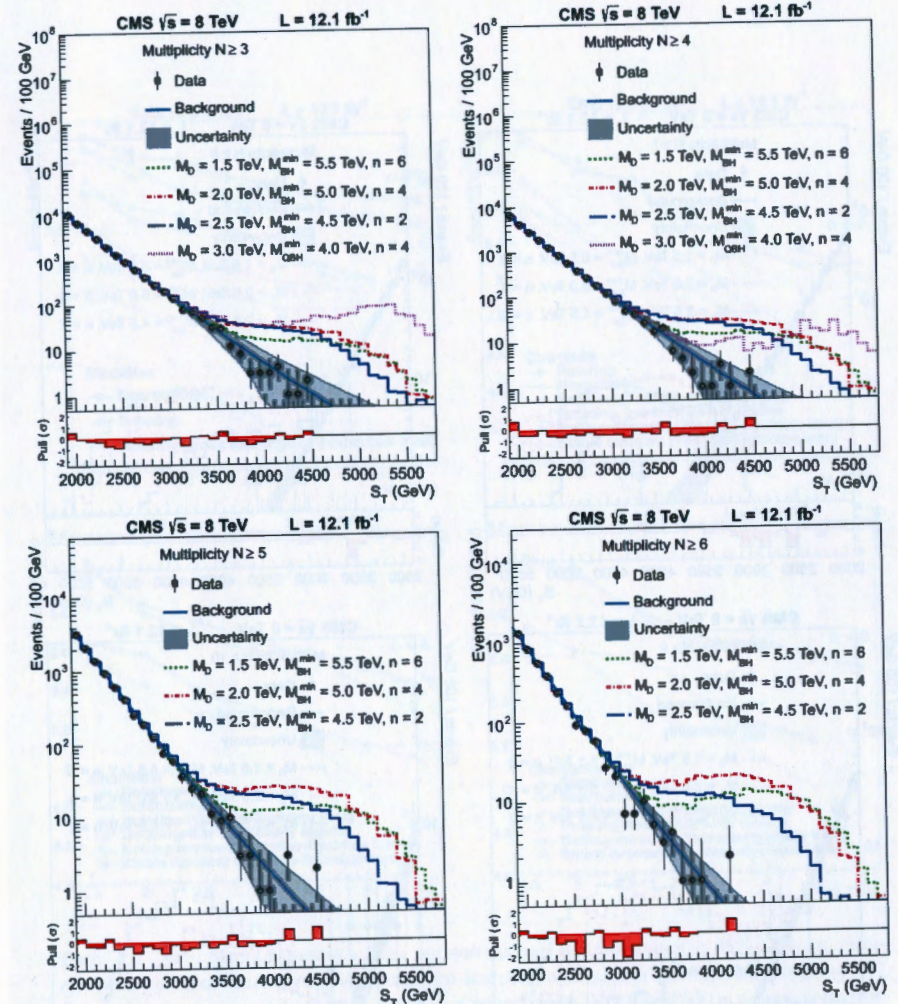


Рис. 14. Полная поперечная энергия  $S_T$  для событий с числом объектов (фотоны, электроны и струи) в конечном состоянии  $N \geq 3, 4, 5, 6$ . Данные отмечены как точки с экспериментальными погрешностями; сплошные линии с закрашенными областями отвечают предсказаниям для фона с учетом систематических погрешностей. Также приведены теоретические кривые для квазиклассической стационарной ЧД для трех наборов параметров модели (опция аналогично рис.12). Здесь  $M_{min}^{BH}$  – минимальная масса черной дыры,  $M_D \equiv M$  в наших обозначениях – многомерный планковский масштаб,  $n$  – число дополнительных пространственных измерений.

чин, получаемых из разных генераторов (этим оценкам можно верить по крайней мере – в нашей постановке задачи). Однако для многоструйных событий КХД весь набор существующих генераторов дает отличающиеся результаты, причем в некоторых кинематических областях – сильно отличающиеся. С ростом  $S_T$  неопределенность в знании фона из генераторов сильно растет, и не только по причине самих матричных элементов, заложенных в генераторы, но и в силу плохого знания структурных функций для больших переданных  $Q^2$ . По этим причинам для оценки фона от многоструйных событий используется двухшаговая процедура, исключая генераторы событий и апеллирующая напрямую к данным. Для этого вначале отбираются события с малым количеством струй (и индивидуальных частиц) в конечном состоянии – не более 2 и 3, соответственно. На рис. 12 показаны такие выборки экспериментальных данных с наложенными предсказаниями для сигналов от классических ЧД, в зависимости от значения  $S_T$ . Хорошо видна область значений  $S_T$  слева, где фоновые распределения практически не искажены возможным присутствующим сигналом.

В соответствии с этим осуществляется выбор контрольной области (т.е. значений переменной, для которых распределения заведомо свободны от присутствия сигнальных событий). Для всех сценариев новой физики, характеризуемых определенным энергетическим масштабом, адекватным выбором будет область ниже этого масштаба, хотя насколько именно ниже – каждый раз обсуждается индивидуально. В этой области фон фитируется с помощью нескольких функций, см. рис. 13, в данном случае – с одной основной, для определения центрального значения, и двумя вспомогательными, служащими для определения коридора погрешностей [43]. Получается результат в виде полосы с центральным значением и погрешностями, как на рис. 12. После этого фит фона используется в сигнальной области, с соответствующими поправочными кинематическими коэффициентами и для произвольного числа струй. Эта процедура называется «data-driven» методом и успешно применяется в коллаборации CMS везде, где возникают трудновычисляемые фоны. Как уже говорилось, наложенные кривые предсказаний для черных дыр (опция стационарной ЧД, три разных набора параметров, без учета потерь на стадии формирования, генератор BLACKMAX) демонстрируют малое подмешивание сигналов новой физики в область фита для фона, 1200–2800 ГэВ, т.е. влияние потенциально сигнальной области на

контрольную пренебрежимо мало. После процедуры «настройки» фона можно проводить сравнение экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей.

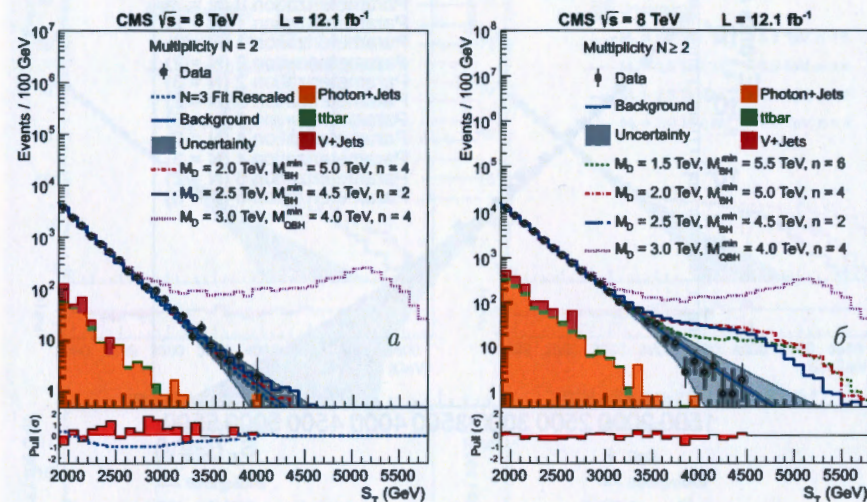


Рис. 12. Полная поперечная энергия  $S_T$  для событий с количеством объектов (фотонов, электронов и струй) в конечном состоянии: а –  $N=2$ , б –  $N \geq 2$ . Данные отмечены как точки с экспериментальными погрешностями, сплошные линии с закрашенными областями отвечают предсказаниям для фона с учетом систематических погрешностей. Фон, не связанный с КХД процессами, приведен в виде гистограмм в нижнем левом углу каждого графика.

На рис. 14 и 15 показано сравнение экспериментальных данных, извлеченных для разной множественности объектов (струй и частиц) в конечном состоянии, с указанием погрешности оценки фоновых процессов КХД, с предсказаниями для трех разных наборов параметров модели, описывающей рождение квазиклассической стационарной ЧД без учета потерь энергии на стадии формирования. Ограниченное количество приведенных предсказаний связано с огромным объемом моделирования, упоминавшемся в предыдущем параграфе, и с физической невозможностью отобразить все сценарии на одном графике. Также при существующих энергиях следует учитывать ограниченную чувствительность эксперимента к большей части пространства модельных параметров, поэтому на графиках приведены наиболее оптимистичные, с точки зрения наблю-

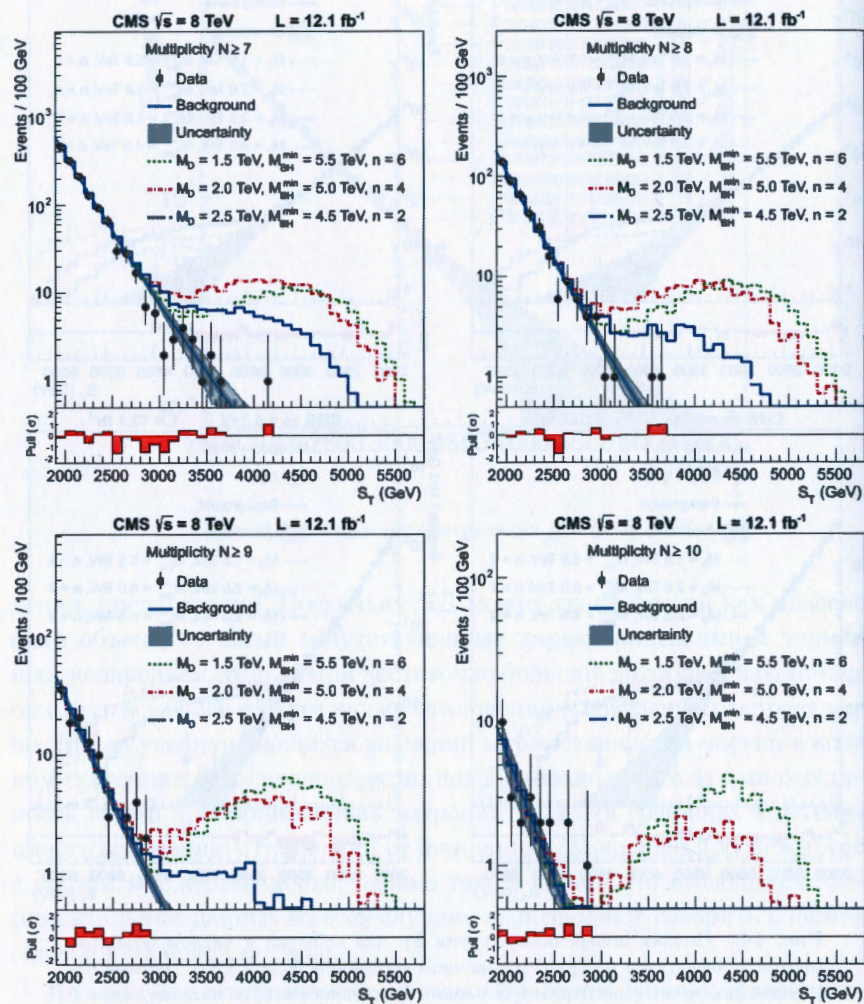


Рис. 15. То же, что и на рис. 14 для числа  $N \geq 7, 8, 9, 10$ .

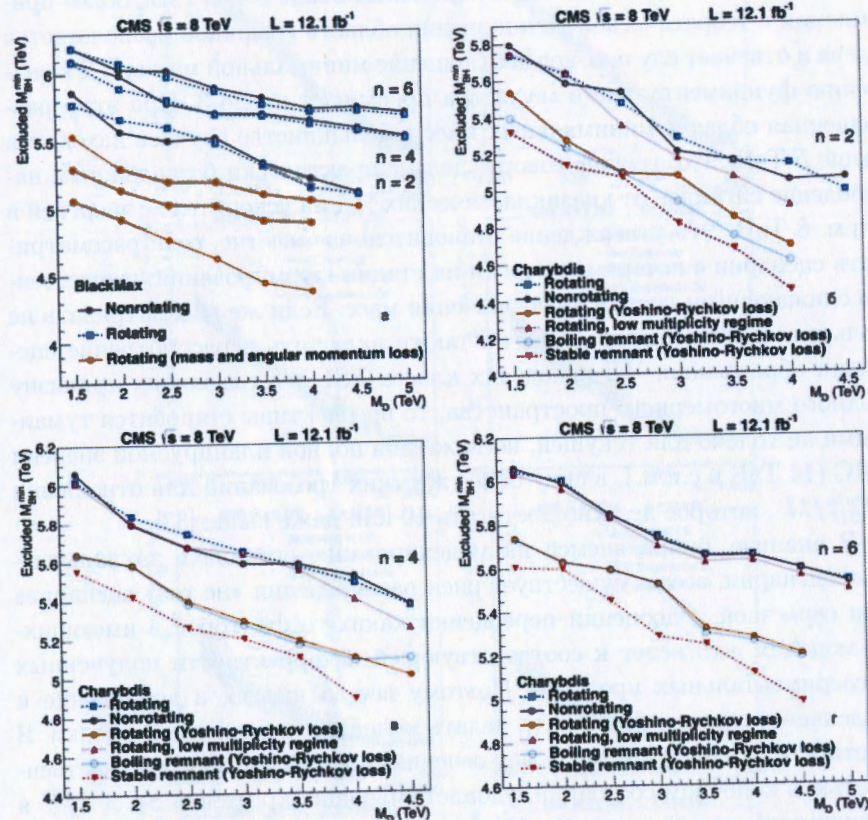


Рис. 16. а – Минимальная масса черной дыры, исключённая с 95% С.Л., в зависимости от величины фундаментального масштаба  $M_D$ , для различных моделей ЧД без формирования стабильного остатка в генераторе BLACKMAX и числа дополнительных измерений, равного 2, 4 и 6. б-г – Минимальная масса ЧД, исключённая с 95% С.Л.; в зависимости от величины фундаментального масштаба  $M_D$ , для различных моделей ЧД с формированием стабильного остатка и без него в генераторе CHARYBDIS2, для числа дополнительных измерений, равного 2, 4 и 6. Области под кривыми считаются закрытыми. [43] (последняя статья по ссылке).

в генераторы BLACKMAX и SHARYBDIS2. Из приведенных данных видно, что допустимые значения минимальной массы ЧД отличаются для разных сценариев, но стабильно лежат выше 5.4–6 ТэВ. Более приемлемая с теоретической точки зрения область графиков располагается слева и отвечает случаю, когда отношение минимальной массы ЧД к значению фундаментального масштаба превышает число 3. При этом разрешенная область минимальных масс в большинстве случаев находится выше 5 ТэВ, что, вообще говоря, делает практически безнадежным наблюдение сигналов от квазиклассических ЧД на ускорителе с энергией в с.с.м. 8 ТэВ. Это утверждение становится еще жестче, если рассматривать сценарии с потерями энергии на стадии формирования, существенно снижающими достижимые значения масс. Если же рассматривать не только метрики класса ADD, но также включить в рассмотрение сценарии образования ЧД в моделях класса RS1, учитывающих кривизну полного многомерного пространства, то перспективы становятся туманными не только для текущей, но даже для полной планируемой энергии LHC (14 ТэВ в с.с.м.), в силу более жестких требований для отношения  $M_{BH}^{min}/M$ , которое должно достигать 10 или даже выше [33].

В анализе, опирающемся на моделирование сигнала и закладываемые сценарии, всегда существует риск рассмотрения «не тех» сценариев или серьезной недооценки–переоценки каких-то факторов в имеющихся моделях, что ведет к соответствующей некорректности полученных экспериментальных пределов. Поэтому всегда нужно, в дополнение к модельно–зависящему анализу, делать модельно–независимые оценки. В частности, в нашем случае — для сечений событий с разной множественностью в конечном состоянии, удовлетворяющих критерию  $S_T > S_T^{min}$  в зависимости от величины  $S_T$ . На рис. 17 сплошная (пунктирная) линии соответствуют наблюдаемому (ожидаемому) пределу, для номинальной неопределенности отбора событий по акцептансу, равной 5%. Закрашенные области показывают коридоры в одно и два стандартных отклонения ( $\sigma$ ) от ожидаемых. Из рис. 17 видно, что ожидания в рамках СМ в предположении отсутствия новой физики хорошо совпадают с полученными экспериментальными данными.

По аналогии с классическими ЧД были установлены пределы для СШ и КЧД [43] (по полной статистике первого цикла работы LHC см. последнюю работу по ссылке). Для струнных шаров получаем минимально допустимую массу объекта от 5.5 до 5.7 ТэВ, в зависимости от величины

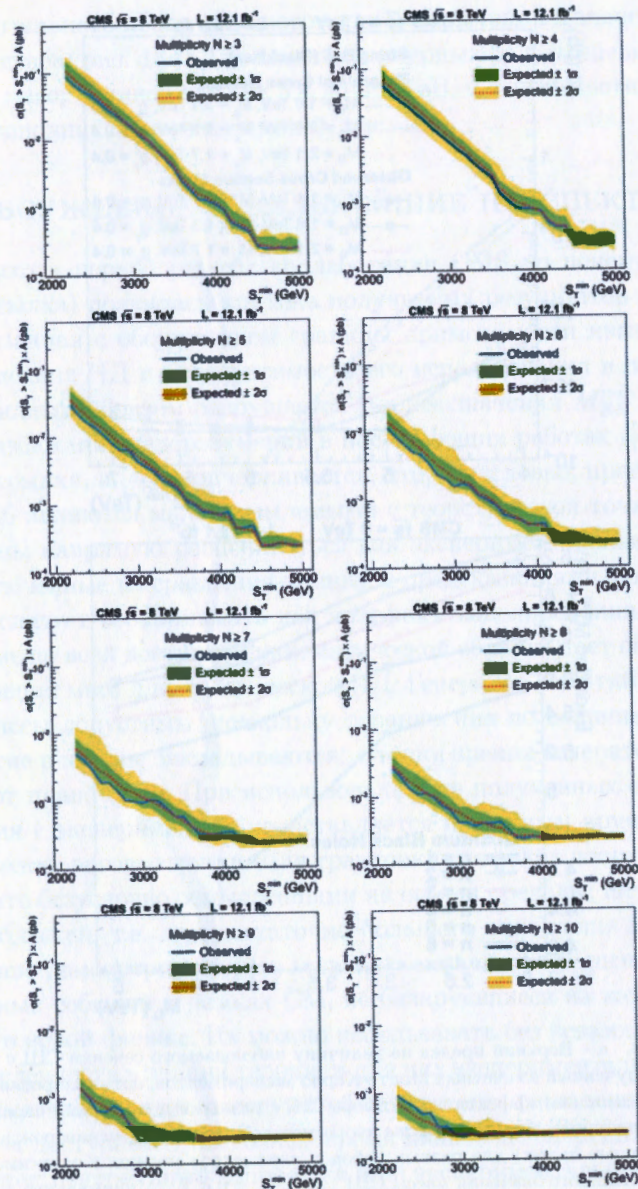


Рис. 17. Модельно–независимый верхний предел на сечения с 95% С.Л., полученный из счетных Монте–Карло экспериментов для  $S_T \geq S_T^{min}$ , в зависимости от  $S_T$ , для событий с множественностью от  $N \geq 3$  до  $N \geq 10$ .



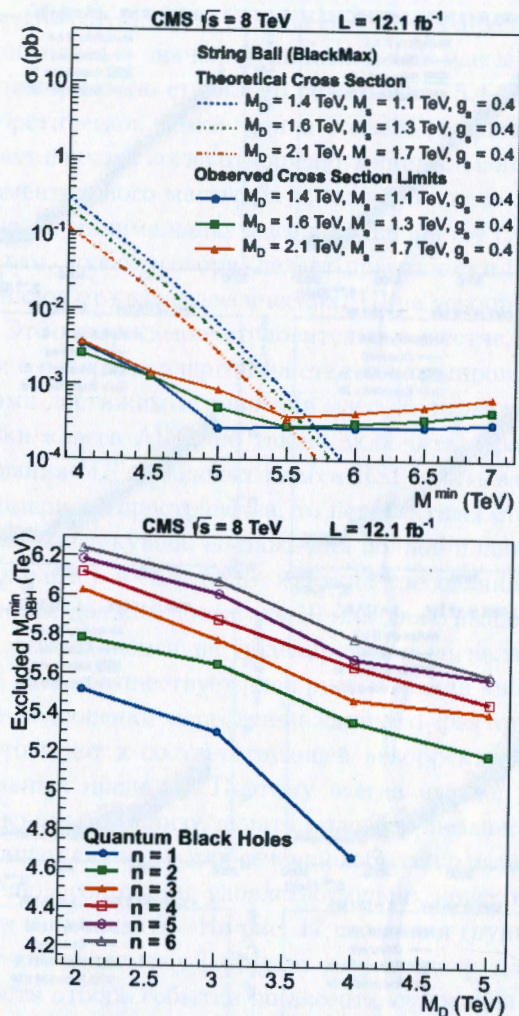


Рис. 18. а – Верхний предел на величину наблюдаемого сечения СШ с 95% С.Л., полученный из счетных Монте-Карло экспериментов, оптимизированных для максимально эффективного отбора СШ с разными модельными параметрами (сплошные линии), а также теоретическое значение сечения рождения (пунктирные линии) для разных наборов параметров модели, в зависимости от минимального значения массы СШ. Здесь  $g_s = 0.4$ . б – Минимальная масса КЧД, исключенная с 95% С.Л., в зависимости от значения фундаментального масштаба для числа дополнительных измерений  $n = 1$  (модель Randall-Sundrum) либо  $n \geq 2$  (модель ADD), области под кривыми считаются экспериментально закрытыми.

фундаментального масштаба многомерной гравитации и значения струнного масштаба, рис. 18а. Для квантовых черных дыр пределы на минимальную массу установлены от 5.4 до 6.2 ТэВ, в зависимости от модели и числа дополнительных измерений, рис. 18б.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

После выхода первой работы коллаборации CMS по поиску ЧД ([43], первая ссылка) появилась критика полученных результатов (например, [47]), связанная с обсуждением границы применимости квазиклассического описания ЧД и недопустимости его использования в области, где оно очевидным образом разрушается (малые значения  $M_{BH}^{min}$ , близкие к  $M$ ). Во избежание недоразумений в последующих работах ([43], две последние ссылки, и [46]) подчеркивается, что, безусловно, правые области на рис. 16 являются малоприемлемыми с теоретической точки зрения и не должны напрямую расцениваться как экспериментальные ограничения, извлеченные из сравнения данных с предсказаниями моделей. Скорее, это следует воспринимать как артефакт моделирования, когда сканирование по всей доступной кинематической области дает околороговые значения масс для классической ЧД. Генератор событий «не знает», какие массы допустимы, поскольку ограничения по величине энтропии или другие в него не закладываются; с точки зрения генератора все массы имеют право быть. При использовании же полученных сэмплов для сравнения с экспериментом представляется ненужным вручную «вырезать» околороговые точки. Для трактовки графиков достаточно иметь в виду, что безусловно осмысленными являются пределы, получаемые из левых областей, т.е. для достаточно большого отношения масс. Кроме того, выше демонстрировались модельно-независимые оценки для многострунных событий в рамках СМ, не базирующиеся на каких-либо гипотезах о новой физике. Их можно использовать без всяких оговорок на неопределенности в знании теории, и для них экспериментальные данные недвусмысленно свидетельствуют об отсутствии отклонений от ожиданий СМ в доступном в настоящее время диапазоне энергий.

В целом, центральный вопрос для всей экспериментальной деятельности по поиску ЧД и альтернативных объектов заключается в том, хватит ли энергии ЛНС для наблюдения рождения истинных, то есть термализованных квазиклассических ЧД в случае, если один из сценариев мно-

гомерной гравитации реализуется в природе. Кажется достаточно вероятным (как обсуждалось еще до появления первых экспериментальных данных по ЧД), что ЛНС все же будет неспособен достичь этого режима, и в дальнейшем нам останется сконцентрироваться на промежуточных объектах, наподобие СШ и нетермализованных квантовых ЧД. Впрочем, эти состояния, являясь сигналами от более фундаментальной теории, возможно, даже еще более интересны и полезны для углубления нашего понимания микропроцессов, происходящих при высоких энергиях, нежели квазиклассические ЧД, которые «маскируют» исходные взаимодействия. В любом случае, как со стороны эксперимента, так и с позиций теоретического описания надлежит сделать еще очень многое, прежде чем станет возможным поставить точку в этом вопросе. Для возможности проведения более тщательного экспериментального анализа самым важным требованием является двухкратное увеличение энергии столкновения протонов на ЛНС, до проектного значения  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, а также большая статистика накопленных событий. В свою очередь, со стороны теории постоянно поступают новые идеи и трактовки, например, [34, 35], которые могут пролить свет под иным углом на проблему описания объектов квантовой гравитации и предсказаний сигналов от них на ускорителе. Также нелишне иметь в виду дискуссию о деталях формирования ЧД и возможном сильном подавлении сечений рождения, в духе [24].

Что касается собственно полученных данных, то, объединяя результаты по «прямому» установлению пределов на масштаб многомерной гравитации и данные по поиску ЧД и альтернативных объектов, можно заключить, что они не противоречат друг другу. Отсутствие новых тяжелых резонансов или нерезонансных отклонений от предсказаний СМ позволяют нам считать закрытой область ниже 2–3 ТэВ для величины фундаментального масштаба гравитации. Одновременно, отсутствие характерных сигналов от ЧД с массой до 6 ТэВ подтверждает, что этот масштаб (который должен быть минимум в 2.5–3.5 раза меньше массы ЧД, чтобы трактовать ее в квазиклассическом приближении) заведомо не может быть установлен ниже тех же 2–3 ТэВ. Таким образом, прямые и опосредованные измерения этой величины хорошо коррелируют друг с другом, оставляя для подобных проявлений многомерной гравитации окно сильно выше по энергиям (ориентировочно — начиная с 10–15 ТэВ, если говорить о более реалистичных неминимальных критериях квазиклассического приближения и вытекающей из них допустимой ми-

нимальной массе ЧД). Для самого фундаментального порога многомерной гравитации и связанных с ним гравитонных резонансов, а также для перспектив наблюдения квантовых околопороговых эффектов все пока более оптимистично — область от 4–5 ТэВ и выше все еще открыта, и остаются надежды на следующие циклы работы ЛНС, с номинальной энергией столкновения 14 ТэВ.

В заключение добавим, что ограничения, полученные CMS, находятся в хорошем согласии с опубликованными ATLAS, в той части, когда анализ проводился по сходной идеологии и допускает прямое сравнение результатов двух коллабораций [48, 49, 50].

При проведении исследований и написании всего цикла работ за последнее десятилетие, посвященное разработке и реализации программы по поиску сигналов от многомерной физики с помощью установки CMS на ускорителе ЛНС, автор имел неизменно плодотворное сотрудничество с группой коллег и единомышленников, которым выражает благодарность и надежду на дальнейшую успешную работу. Отдельно хотелось бы поблагодарить Сергея Шматова и Грега Ландсберга, а также вспомнить безвременно ушедшего Виктора Конопляникова, которого нам всем сильно не хватает. Также выражаю благодарность всем бывшим и нынешним участникам группы по поиску черных дыр группы «Экзотика» эксперимента CMS.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “The CMS experiment at the CERN LHC”, JINST **3**, S08004 (2008).
- [2] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter”, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998), arXiv: hep-ph/9803315; “Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity”, Phys. Rev. D **59**, 086004 (1999), arXiv: hep-ph/9807344.
- [3] L. Randall and R. Sundrum, “A Large Mass Hierarchy from a Small Extra

- Dimension", Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999), arXiv:hep-ph/9905221; "An Alternative to Compactification", Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999), arXiv:hep-th/9906064.
- [4] I. Golutvin *et al.*, "Search for TeV-scale bosons in the dimuon channel at the LHC", Czech. J. Phys. **54**, A261 (2004), arXiv:hep-ph/0310336; И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, "Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на ЛHC", ЯФ **70**, 61 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 56 (2007)].
- [5] I. Belotelov *et al.*, "Search for Randall-Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs", CMS-NOTE-2006-104. Geneva: CERN, 2006, 18 p.
- [6] I. Belotelov *et al.*, "Search for ADD Extra Dimensional Gravity in Dimuon Channel with the CMS Detector", CMS-NOTE-2006-076. Geneva: CERN, 2006, 14 p.
- [7] I. Belotelov *et al.*, "Study of Drell-Yan Di-muon Production with the CMS Detector", CMS-NOTE-2006-123. Geneva: CERN, 2006, 14 p.
- [8] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), "CMS technical design report, volume II: Physics performance", J. Phys. G **34**, 995 (2007).
- [9] D. Amati, M. Ciafaloni, and G. Veneziano, "Superstring collisions at planckian energies", Phys. Lett. B **197**, 81 (1987); "Can Space-Time Be Probed Below the String Size?", Phys. Lett. B **216**, 41 (1989); "Classical and Quantum Gravity Effects from Planckian Energy Superstring Collisions", Int. J. Mod. Phys. A **3**, 1615 (1988); "Higher Order Gravitational Deflection and Soft Bremsstrahlung in Planckian Energy Superstring Collisions", Nucl. Phys. B **347**, 550 (1990); "Effective action and all order gravitational eikonal at Planckian energies", Nucl. Phys. B **403**, 707 (1993).
- [10] G. 't Hooft, "Graviton Dominance in Ultrahigh-Energy Scattering", Phys. Lett. B **198**, 61 (1987); "On the Factorization of Universal Poles in a Theory of Gravitating Point Particles", Nucl. Phys. B **304**, 867 (1988).
- [11] I. Ya. Aref'eva, "High Energy Scattering in the Brane-World and Black Hole Production", Part. Nucl. **31**, 169 (2000), hep-th/9910269.
- [12] R.C. Myers and M. J. Perry, "Black Holes in Higher Dimensional Space-Times", Ann. Phys. **172**, 304 (1986).
- [13] I. Ya. Aref'eva, K. S. Viswanathan, and I. V. Volovich, "Planckian energy scattering, colliding plane gravitational waves and black hole creation", Nucl. Phys. B **452**, 346 (1995), Nucl. Phys. B **462**, 613 (1996), hep-th/9412157; "On black hole creation in Planckian energy scattering", Int. J. Mod. Phys. D **5**, 707 (1996), hep-th/9512170; P.C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russell, "Black holes and submillimeter dimensions", Phys. Lett. B **441**, 96 (1998), hep-th/9808138; T. Banks and W. Fischler, "A Model for High Energy Scattering in Quantum Gravity", hep-th/9906038.
- [14] S. Dimopoulos and G. Landsberg, "Black holes at the LHC", Phys. Rev. Lett. **87**, 161602 (2001), hep-ph/0106295.
- [15] S. B. Giddings and S. Thomas, "High-energy colliders as black hole factories: The End of short distance physics", Phys. Rev. D **65**, 056010 (2002), arXiv:hep-ph/0106219.
- [16] M. Cavaglia and S. Das, "How classical are TeV scale black holes?", Class. Quant. Grav. **21**, 4511 (2004), hep-th/0404050.
- [17] R. Emparan and H. S. Reall, "Black Holes in Higher Dimensions", Living Rev. Rel. **11**, 6(2008), arXiv:0801.3471.
- [18] R. Emparan, G. T. Horowitz, and R.C. Myers, "Black holes radiate mainly on the brane", Phys. Rev. Lett. **85**, 499 (2000), hep-th/0003118; C. M. Harris and P. Kanti, "Hawking radiation from a (4+n)-dimensional black hole: Exact results for the Schwarzschild phase", JHEP **10**, 014 (2003), hep-ph/0309054.
- [19] L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, and A. D. Shapere, "Phenomenology of Randall-Sundrum black holes", Phys. Rev. D **66**, 024033 (2002), hep-ph/0204228.
- [20] M. B. Voloshin, "Semiclassical suppression of black hole production in particle collisions", Phys. Lett. B **518**, 137 (2001), hep-ph/0107119.
- [21] K. Cheung, "Black hole, string ball, and p-brane production at hadronic supercolliders", hep-ph/0210242; "Collider Phenomenology for models of extra dimensions", hep-ph/0305003.

- [22] H. Yoshino and Y. Nambu, "Black hole formation in the grazing collision of high-energy particles", *Phys. Rev. D* **67**, 024009 (2003), gr-qc/0209003; H. Yoshino and V.S. Rychkov, "Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions", *Phys. Rev. D* **71**, 104028 (2005), *Phys. Rev. D* **77**, 089905 (2008), hep-th/0503171.
- [23] S. B. Giddings, "High-energy black hole production", in *Proceedings of the 13th International Symposium on Particles, Strings, and Cosmology PASCOS 2007*, London, England, AIP Conf. Proc. **957**, 69 (2007), arXiv:0709.1107.
- [24] O. V. Teryaev and I. Ya. Aref'eva, private communication.
- [25] D. M. Gingrich, "Black hole cross-section at the large hadron collider", *Int. J. Mod. Phys. A* **21**, 6653 (2006), hep-ph/0609055.
- [26] P. Kanti, I. Olasagasti, and K. Tamvakis, "Schwarzschild black branes and strings in higher dimensional brane worlds", *Phys. Rev. D* **66**, 104026 (2002), hep-th/0207283; P. Kanti and J. March-Russell, "Calculable corrections to brane black hole decay II: Greybody factors for spin 1/2 and 1", *Phys. Rev. D* **67**, 104019 (2003), hep-ph/0212199.
- [27] V. Cardoso, M. Cavaglia, and L. Gualtieri, "Black Hole Particle Emission in Higher-Dimensional Spacetimes", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 071301 (2006), hep-th/0512002; "Hawking emission of gravitons in higher dimensions: Non-rotating black holes", *JHEP* **02**, 021 (2006), hep-th/0512116.
- [28] G. Duffy, C. Harris, P. Kanti, and E. Winstanley, "Brane decay of a  $(4+n)$ -dimensional rotating black hole: Spin-0 particles", *JHEP* **09**, 049 (2005), hep-th/0507274; M. Casals, P. Kanti, and E. Winstanley, "Brane decay of a  $(4+n)$ -dimensional rotating black hole. II: Spin-1 particles", *JHEP* **02**, 051 (2006), hep-th/0511163; M. Casals, S. R. Dolan, P. Kanti, and E. Winstanley, "Brane Decay of a  $(4+n)$ -Dimensional Rotating Black Hole. III: Spin-1/2 particles", *JHEP* **03**, 019 (2007), hep-th/0608193; Daisuke Ida, Kin-Ya Oda, and S. C. Park, "Rotating black holes at future colliders. III. Determination of black hole evolution", *Phys. Rev. D* **73**, 124022 (2006), hep-th/0602188.
- [29] B. Koch, M. Bleicher, and S. Hossenfelder, "Black hole remnants at the LHC", *JHEP* **10**, 053 (2005), hep-ph/0507138.
- [30] L. Susskind, "Some Speculations about Black Hole Entropy in String Theory", hep-th/9309145; G. T. Horowitz and J. Polchinski, "A Correspondence principle for black holes and strings", *Phys. Rev. D* **55**, 6189 (1997), hep-th/9612146.
- [31] D. M. Gingrich and K. Martell, "Study of highly-excited string states at the Large Hadron Collider", *Phys. Rev. D* **78**, 115009 (2008), arXiv:0808.2512.
- [32] S. Dimopoulos and R. Emparan, "String balls at the LHC and beyond", *Phys. Lett. B* **526**, 393 (2002), arXiv:hep-ph/0108060.
- [33] P. Meade and L. Randall, "Black Holes and Quantum Gravity at the LHC", *JHEP* **05**, 003 (2008), arXiv:0708.3017.
- [34] P. Nicolini and E. Winstanley, "Hawking emission from quantum gravity black holes", *JHEP* **11**, 075 (2011), arXiv:1108.4419.
- [35] G. Dvali, C. Gomez, and S. Mukhanov, "Probing Quantum Geometry at LHC", *JHEP* **02**, 012 (2011), arXiv:1006.2466; "Black Hole Masses are Quantized", arXiv:1106.5894.
- [36] D. M. Gingrich, "Quantum black holes with charge, colour, and spin at the LHC", *J. Phys. G* **37**, 105008 (2010), arXiv:0912.0826.
- [37] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual", *JHEP* **05**, 026 (2006), arXiv:hep-ph/0603175.
- [38] D.-C. Dai, G. Starkman, and D. Stojkovic, "BlackMax: A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes, and brane tension", *Phys. Rev. D* **77**, 076007 (2008), arXiv:0711.3012.
- [39] C. M. Harris, P. Richardson, and B. R. Webber, "CHARYBDIS: A Black hole event generator", *JHEP* **08**, 033 (2003), arXiv:hep-ph/0307305; J. Frost *et al.*, "Phenomenology of Production and Decay of Spinning Extra-Dimensional Black Holes at Hadron Colliders", *JHEP* **10**, 014 (2009), arXiv:0904.0979.

- [40] D. M. Gingrich, "Monte Carlo event generator for black hole production and decay in proton-proton collisions", *Comput. Phys. Commun.* **181**, 1917 (2010), arXiv:0911.5370.
- [41] N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz, "Hierarchies without symmetries from extra dimensions", *Phys. Rev. D* **61**, 033005 (2000), hep-ph/9903417.
- [42] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), "Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **04** 025 (2015), arXiv:1412.6302.
- [43] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), "Search for Microscopic Black Hole Signatures at the Large Hadron Collider", *Phys. Lett. B* **697**, 434 (2011), arXiv:1012.3375;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), "Search for microscopic black holes in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *JHEP* **04**, 061 (2012), arXiv:1202.6396; "Search for microscopic black holes in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **07**, 178 (2013), arXiv:1303.5338.
- [44] L. Read, "Modified frequentist analysis of search results (The CL(s) method)", *Workshop on Confidence Limits*, 17-18 Jan 2000, Geneva, Switzerland, Edited by F. James, L. Lyons, Y Perrin. Geneva, Switzerland, CERN, 2000. 295p., CERN-OPEN-2000-205.
- [45] М. В. Савина, "Рождение черных дыр на LHC: особенности, проблемы, ожидания", *ЯФ* **74**, 518 (2011) [*Phys. At. Nucl.* **74**, 496 (2011)].
- [46] М. В. Савина, "Поиск микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в эксперименте CMS на LHC", *ЯФ* **76**, 1150 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 1090 (2013)]; "Поиск калуцклейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детекторы CMS на ускорителе LHC", *ЯФ* **78**, 571 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 532 (2015)].
- [47] S. Park, "Critical comment on the recent microscopic black hole search at the LHC", *Phys. Lett. B* **701**, 587 (2011), arXiv:1104.5129.
- [48] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Phys. Rev. D* **90**, 052005 (2014), arXiv:1405.4123;
- G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector", *JHEP* **1211**, 138 (2012), arXiv:1209.2535.
- [49] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Eur. Phys. J. C* **74**, 3134 (2014), arXiv:1407.2410;  
G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector", *Phys. Rev. D* **87**, 015010 (2013), arXiv:1211.1150.
- [50] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for microscopic black holes and string balls in final states with leptons and jets with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *JHEP* **08**, 103 (2014), arXiv:1405.4254;  
G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for quantum black-hole production in high-invariant-mass lepton+jet final states using proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and the ATLAS detector", *Phys. Rev. Lett* **112**, 091804 (2014), arXiv:1311.2006;  
G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for microscopic black holes in a like-sign dimuon final state using large track multiplicity with the ATLAS detector", *Phys. Rev. D* **88**, 072001 (2013), arXiv:1308.4075;  
G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), "Search for strong gravity signatures in same-sign dimuon final states using the ATLAS detector at the LHC", *Phys. Lett. B* **709**, 322 (2012), arXiv:1111.0080; "Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV Measured with the ATLAS Detector", *New J. Phys.* **13**, 053044 (2011), arXiv:1103.3864.

1002

Научное издание

## **ФИЗИКА НА LHC**

*Труды объединенного семинара  
сотрудничества RDMS CMS*

Выпуск 4

2016-25

Ответственный за подготовку сборника к печати *С. В. Шматов.*

Сборник отпечатан методом прямого репродуцирования с оригиналов,  
предоставленных оргкомитетом.

Подписано в печать 28.07.2016.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 11,47. Тираж 300. Заказ № 58869.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)