



### Виктор Анатольевич МАТВЕЕВ

Академик РАН, директор Института ядерных исследований РАН, академик-секретарь Отделения физических наук РАН. Специалист в области квантовой теории поля и физики высоких энергий. Автор свыше 200 научных работ. Лауреат Ленинской премии и Государственной премии РФ в области науки.

### Николай Валерьевич КРАСНИКОВ

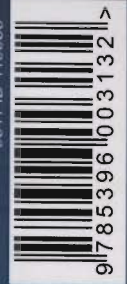
Физик-теоретик, доктор физико-математических наук. Главный научный сотрудник Института ядерных исследований РАН. Специалист в области квантовой теории поля и физики высоких энергий. Автор свыше 100 научных работ.



Наше издательство предлагает следующие книги:



9311 ID 119056



9 785396 003132 >

Любые отзывы о нашем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу: [URSS@URSS.ru](mailto:URSS@URSS.ru)  
Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на веб-странице этого сайта в нашей интернет-магазине <http://URSS.ru>

E-mail: [URSS@URSS.ru](mailto:URSS@URSS.ru)  
Каталог изданий в Интернете: <http://URSS.ru>



**URSS НАШИ НОВЫЕ** ТЕЛЕФОН / ФАКС +7 (499) 724-25-45  
**КОординАТЫ** (многоканальный) 117335, Москва, Нахимовский пр.-т, 56

Н. В. Красников, В. А. Матвеев

С 345  
К-782

# НОВАЯ ФИЗИКА



## НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ





*Настоящее издание осуществлено при финансовой поддержке  
Российского фонда фундаментальных исследований  
(проект № 10-02-07025)*

**Красников Николай Валерьевич,  
Матвеев Виктор Анатольевич**  
Новая физика на Большом адронном коллайдере. — М.: КРАСАНД,  
2011. — 208 с., цв. вкл.

В настоящей книге дается обзор важнейших направлений поиска новой физики в предстоящих экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК), созданном международным объединением ученых и специалистов многих стран на базе Европейского центра ядерных исследований в Женеве (ЦЕРН). Главное внимание в книге уделяется поискам бозона Хиггса, лежащего в основе механизма спонтанного нарушения калибровочной симметрии электрослабых взаимодействий. Кроме того, подробно обсуждается поиск суперсимметрии и ряда других экзотических явлений, предлагаемых различными обобщениями Стандартной модели элементарных частиц.

Книга предназначена для научных работников — как теоретиков, так и экспериментаторов; специалистов в области моделирования физических процессов при столкновениях частиц высоких энергий на современных коллайдерах; всех, кто изучает физику элементарных частиц, физику высоких энергий и квантовую теорию поля.

Издательство «КРАСАНД», 117335, Москва, Нахимовский пр-т, 56.  
Формат 60×90/16. Печ. л. 13. Зак. № 1629.

Отпечатано в ООО «ПК «Заураль».  
640022, Курганская обл., Курган, ул. К. Маркса, 106.

ISBN 978-5-396-00313-2

© КРАСАНД, 2010



9311 ID 119056



9 785396 003132

Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения владельца.

## Содержание

Введение	8
<b>Глава 1. Стандартная модель</b>	<b>14</b>
1.1. Кварковая модель	14
1.2. Матрица смешивания кварков	15
1.3. Квантовая хромодинамика	16
1.4. Физика адронных струй	20
1.5. Электрослабые сечения	24
1.6. Сечения рождения тяжелых кварков	28
1.7. Лагранжиан электрослабой модели Вайнберга—Салама	29
1.7.1. $W$ - и $Z$ -распады	32
<b>Глава 2. БАК, CMS- и ATLAS-детекторы</b>	<b>34</b>
2.1. БАК	34
2.2. Детекторы CMS и ATLAS	35
2.2.1. Общие требования к детекторам CMS и ATLAS	35
2.2.2. CMS-детектор	36
<b>Глава 3. Классификация способов поиска новой физики на БАКе. Вводные замечания</b>	<b>40</b>
<b>Глава 4. Исследования физики в СМ</b>	<b>43</b>
4.1. Электрослабая физика	43
4.1.1. Рождение мюонных пар	44
4.1.2. Определение массы $W$ -бозона	45
4.1.3. Мультибозонное рождение	46
4.2. Физика топ-кварков	46
4.2.1. Одинокое рождение топ-кварков	47
4.2.2. Измерение массы топ-кварка	47
4.3. КХД и физика адронных струй	48
<b>Глава 5. Поиск стандартного бозона Хиггса</b>	<b>50</b>
5.1. Распады бозона Хиггса	50
5.2. Рождение бозона Хиггса на адронных коллайдерах	55

5.3. Поиск бозона Хиггса на LEPe . . . . .	62
5.4. Поиск бозона Хиггса на Tevatrone . . . . .	64
5.5. Непрямые ограничения на массу бозона Хиггса . . . . .	65
5.5.1. Древесная унитарность . . . . .	65
5.5.2. Ограничения на массу бозона Хиггса из условий вакуумной стабильности и отсутствия полюса Ландау . . . . .	66
5.5.3. Ограничения на массу бозона Хиггса из электрослабых данных . . . . .	67
5.6. Основные реакции, используемые для поиска бозона Хиггса на БАКе . . . . .	68
5.6.1. $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	68
5.6.2. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . . . . .	68
5.6.3. $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$ . . . . .	70
5.6.4. $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}WW^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^-jj$ . . . . .	71
5.6.5. $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}t\bar{t}$ . . . . .	72
5.6.6. $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$ . . . . .	73
5.6.7. Ассоциированное рождение $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow W\gamma\gamma, ZH \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	73
5.6.8. $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW^* \rightarrow ll + X$ . . . . .	74
5.6.9. $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ . . . . .	74
5.6.10. $H \rightarrow ll\nu\nu, H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj, H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ . . . . .	74
5.7. Исследование свойств бозона Хиггса на БАКе . . . . .	75
<b>Глава 6. Поиск суперсимметрии</b> . . . . .	<b>78</b>
6.1. Суперсимметричные лагранжианы . . . . .	78
6.2. Минимальная суперсимметричная стандартная модель . . . . .	81
6.3. Сечения рождения суперчастиц . . . . .	92
6.4. Распады суперчастиц . . . . .	96
6.5. Поиск суперчастиц на БАКе . . . . .	98
6.5.1. Экспериментальные ограничения на массы суперчастиц . . . . .	98
6.5.2. Используемые сигнатуры для поиска суперсимметрии на БАКе . . . . .	98
6.5.3. Инклюзивные сигнатуры . . . . .	99
6.5.4. Поиск слепонов . . . . .	104
6.5.5. Поиск прямого рождения $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0$ посредством трелептонной сигнатуры . . . . .	105
6.5.6. Поиск нарушения флэйворного лептонного числа в распадах слепонов . . . . .	106
6.5.7. Измерение масс суперчастиц . . . . .	108

6.5.8. Нарушение суперсимметрии посредством калибровочной передачи взаимодействий . . . . .	111
6.5.9. Поиски суперсимметрии в случае МССМ с произвольными массами суперчастиц . . . . .	112
<b>Глава 7. Поиск нестандартных бозонов Хиггса</b> . . . . .	<b>115</b>
7.1. Поиск тяжелых МССМ бозонов $H/A$ в реакции $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}H(A) + \dots \rightarrow b\bar{b}t\bar{t} + \dots$ . . . . .	122
7.2. Поиск нейтральных бозонов Хиггса в распаде $A/H/h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	123
7.3. Перспективы поиска бозона Хиггса, распадающегося на невидимые моды . . . . .	127
7.4. Феноменология SM с дополнительным скалярным полем . . . . .	129
7.5. Бозон Хиггса с непрерывно распределенной массой . . . . .	131
7.6. Дополнительные бозоны Хиггса с большими юкавскими константами связей . . . . .	133
<b>Глава 8. Поиск новой физики помимо SM и МССМ</b> . . . . .	<b>135</b>
8.1. Дополнительные размерности . . . . .	135
8.1.1. Распад массивного гравитона на $e^+ e^-$ . . . . .	140
8.1.2. Распад массивного гравитона на $\mu^+ \mu^-$ . . . . .	140
8.1.3. Распад массивного гравитона на два фотона . . . . .	141
8.2. Дополнительные калибровочные бозоны . . . . .	145
8.2.1. Невидимые моды распада $Z'$ -бозона как способ получения информации о дополнительных измерениях . . . . .	148
8.3. Тяжелый $W'$ -бозон . . . . .	148
8.4. Тяжелое нейтрино в $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ -модели . . . . .	149
8.5. Столдстино . . . . .	153
8.6. Скалярные лептокварки . . . . .	156
8.7. Поиск нейтральных токов с нарушением аромата в распадах топ-кварков . . . . .	158
8.8. Составность . . . . .	159
8.9. Двухструйные резонансы и поиск новой физики . . . . .	163
8.10. Технический цвет . . . . .	164
8.11. Поиск квазистабильных тяжелых заряженных частиц . . . . .	165
8.12. Поиск новых кварков . . . . .	166
8.13. Нарушение $R$ -четности . . . . .	167
8.14. $Z'$ -модели с непрерывно распределенной массой . . . . .	168
<b>Заключение</b> . . . . .	<b>172</b>

Приложения . . . . .	173
I. Партоновая модель . . . . .	173
II. Генераторы Монте-Карло . . . . .	176
III. Оценка значимости в условиях будущих экспериментов . . . . .	179
IV. Естественная система единиц . . . . .	180
V. Потенциал открытия БАКа при полной энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ . . . . .	181
Цитируемая литература . . . . .	184

*Эта книга посвящена  
памяти нашего Учителя  
Николая Николаевича Боголюбова,  
столетие со дня рождения которого отмечалось  
физиками и математиками в 2009 году*



## Введение

Физика высоких энергий — передовое направление современной науки, конечной целью которого является открытие наиболее фундаментальных законов микромира, управляющих эволюцией материи во Вселенной, начиная с момента ее рождения при Большом взрыве. Физика высоких энергий встречает XXI век реализацией гигантского проекта Большого адронного коллайдера (БАК) [1]. Этот уникальный, не имеющий себе равных по масштабам и сложности, научный проект, который находится сейчас в процессе реализации международным сообществом физиков из более чем 40 стран на базе европейской организации ядерных исследований, базирующейся в Женеве, направлен на решение краеугольных проблем современной субъядерной физики.

Среди намеченных первоочередных задач проекта следует отметить проблему описания механизма генерации масс элементарных частиц, проблему зеркальной симметрии между материей и антиматерией и дискретных симметрий, связанных с обращением времени ( $T$ ) и комбинированной четности ( $CP$ ), а также поиск принципиально новых семейств частиц — так называемых суперпартнеров известных элементарных частиц, которые были предсказаны теоретически на основе симметрии между бозонами и фермионами.

К другим важным проблемам можно отнести поиск путей объединения всех фундаментальных сил природы, включая гравитацию, а также попытку заглянуть за пределы эмпирического четырехмерного пространства-времени с надеждой найти прямые или косвенные указания на возможное существование дополнительных пространственных размерностей.

В основе нашего понимания физики элементарных частиц лежит квантовая теория поля, т. е. квантово-механическая теория локальных полей. Стандартная модель (СМ) [2, 3], позволившая на базе представлений о калибровочных полях и принципов квантовой теории поля, объединив все достигнутые на сегодня знания и экспериментальные факты об элементарных частицах и их фундаментальных составляющих, дать единым образом последовательное описание трех основных взаимодействий в микромире: сильного, электромагнитного и слабого, — явилась поистине самым высоким достижением научной мысли конца XX века.

Взятая вместе с классической теорией гравитации Ньютона — Эйнштейна, СМ имеет беспрецедентный диапазон предсказательной силы: от  $10^{-16}$  см на малых расстояниях в микромире до  $10^{28}$  см в масштабах Вселенной в целом. Здесь важно подчеркнуть, что физика на предельно

больших и предельно малых масштабах расстояний не является двумя противоположными полюсами наших знаний о природе.

СМ крайне успешна и очень хорошо проверена. Сотни экспериментов, проведенные, в основном, на ускорителях элементарных частиц, позволили проникнуть в структуру материи на расстояния до  $10^{-16}$  см (миллиардные доли миллиардных долей метра). И во всех этих экспериментах теория — Стандартная модель — зарекомендовала себя очень хорошо. Точность экспериментальной проверки СМ необычайно высока. Более того, нет никаких оснований полагать, что общая концептуальная модель — квантовая теория поля — не работает вплоть до масштабов, соизмеримых с длиной Планка (где начинают проявляться квантовые эффекты гравитации), которая по порядку величины равна  $10^{-33}$  см. История развития фундаментальной физики убеждает: физика микромира и физика макромира тесно связаны между собой, как тесно связаны между собой объединенные глубоким внутренним единством физика частиц, астрофизика и космология.

СМ, описывающая сильные и электрослабые взаимодействия элементарных частиц, основана на нескольких основных принципах — перенормируемости, калибровочной инвариантности и спонтанном нарушении калибровочной симметрии. Принцип спонтанного нарушения симметрии играет важнейшую роль во многих областях фундаментальной физики, в частности при построении микроскопических теорий сверхтекучести и сверхпроводимости [4]. Принцип перенормируемости [5], часто рассматриваемый как что-то вне пределов экспериментальной проверки, является одним из наиболее важных, если не самым важным принципом локальной квантовой теории поля.

При построении квантовой хромодинамики — современной теории сильных взаимодействий — ключевыми вехами явились:

1. Гипотеза кварков — гипотетических частиц с полуделым спином, из которых состоят все наблюдаемые адроны, предложенная независимо М. Гелл-Манном [6] и Дж. Цвейгом [7].
  2. Гипотеза о цветных кварках и новом квантовом числе «цвет», на которое впервые указали Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский и А. Н. Тавхелидзе [8], а также М. Хан, Й. Намбу и Й. Миямото [9].
  3. Релятивистски инвариантное квантование полей Янга — Миллса, впервые предложенное Л. Д. Фаддеевым и В. Н. Поповым [10]. Обобщение А. А. Славновым [11] тождеств Уорда на случай полей Янга — Миллса.
  4. Свойство асимптотической свободы неабелевых калибровочных полей, позволяющее объяснить, в частности, масштабно-инвариантное поведение сечений глубоконеупругих процессов, открытое Д. Гроссом, Ф. Вильчеком [12] и, независимо, Н. Политцером [13].
- Калибровочная группа СМ  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  спонтанно нарушена до калибровочной группы  $SU_c(3) \otimes U_{em}(1)$  посредством ненулевого

вакуумного среднего скалярного поля, что приводит к возникновению массы у векторных бозонов  $W^\pm$  и  $Z$  — переносчиков слабого взаимодействия; фотон при этом остается безмассовым. После спонтанного нарушения симметрии одна физическая степень свободы остается в скалярном секторе — нейтральный скалярный бозон (бозон Хиггса) — последняя неоткрытая частица СМ. Следует отметить, что существование бозона Хиггса является прямым следствием перенормируемости СМ. Калибровочная группа  $SU_c(3)$  описывает сильные взаимодействия (квантовая хромодинамика или КХД). Восемь векторных глюонов несут цветные заряды. В силу свойства асимптотической свободы эффективная КХД-константа связи  $\alpha_s$  мала при больших переданных импульсах, что позволяет надежно вычислять сечения глубоконеупругих процессов. Фундаментальные фермионы СМ — кварки и лептоны; левоспиральные состояния являются дублетами относительно калибровочной группы  $SU_L(2)$ , а правоспиральные состояния преобразуются как синглеты. В СМ существуют три поколения фермионов, поколения отличаются только массами фермионов.

Вопреки поразительному успеху СМ в описании экспериментальных данных, существует много причин, почему СМ не является окончательной теорией. В СМ нейтрино являются безмассовыми частицами и, следовательно, осцилляции нейтрино отсутствуют. Однако в настоящее время существуют строгие указания в пользу существования осцилляций нейтрино [14]. Нетрудно расширить СМ, включив в нее массивные нейтрино, однако естественное объяснение малости масс нейтрино весьма нетривиально и по всей видимости требует наличия качественно новой физики за пределами СМ. В СМ ненулевое вакуумное ожидание поля Хиггса порождает массы у  $W$ -,  $Z$ -бозонов и фермионов. Для самосогласованности СМ масса бозона Хиггса должна быть достаточно мала:  $m_H \leq 1$  ТэВ. Радиационные поправки к древесной массе бозона Хиггса являются квадратично расходящимися, а именно:  $\delta M_H^2 \sim \Lambda^2$ , где  $\Lambda$  есть некоторое ультрафиолетовое обрезание. В физике элементарных частиц естественное значение ультрафиолетового обрезания обычно предполагается равным масштабу Планка  $M_{PL} \sim 10^{19}$  ГэВ или масштабу великого объединения  $M_{GUT} \sim 10^{16}$  ГэВ. Следовательно, естественное значение для массы бозона Хиггса должно быть  $O(\Lambda)$ . Чтобы объяснить малость массы бозона Хиггса по сравнению с масштабом Планка или масштабом великого объединения, должно быть очень сильное сокращение радиационных поправок к массе бозона Хиггса, что весьма нетривиально (проблема тонкой подгонки параметров или проблема калибровочных иерархий). В настоящее время суперсимметричное решение [15, 16] проблемы калибровочных иерархий является общепринятым.

Суперсимметрия — это новый тип симметрии, которая связывает бозоны и фермионы [15, 16]. Следует подчеркнуть, что понятие суперсимметрии было впервые предложено в работах советских ученых [15]. Локально суперсимметричные теории с неизбежностью включают в себя

супергравитацию [17]. Интерес к суперсимметрии связан с наблюдением того факта, что измерения калибровочных констант на ускорителе LEP свидетельствуют в пользу суперсимметричной теории великого объединения с массами суперчастиц меньше, чем  $O(1)$  ТэВ [16]. Кроме того, суперсимметричные теории способны объяснить наличие в нашей Вселенной «темной материи», а именно, легчайшая суперчастица играет роль основного кандидата для темной материи.

Суперсимметричные электрослабые модели дают простейшее решение проблемы калибровочных иерархий [16]. В реальной жизни суперсимметрия нарушена и для решения проблемы калибровочных иерархий массы суперчастиц должны быть меньше, чем  $O(1)$  ТэВ. Супергравитация обеспечивает естественное объяснение нарушения суперсимметрии [18], а именно, учет нарушения супергравитации в скрытом секторе приводит к мягкому нарушению суперсимметрии в наблюдаемом секторе. Итак, суперсимметрия приводит к удвоению физических состояний. Так, например, кваркам соответствуют суперсимметричные аналоги — скварки. У кварков те же самые квантовые числа, что и у кварков, за исключением спина, который равен нулю. Суперсимметричными аналогами лептонов являются слептоны — частицы с нулевым спином и теми же квантовыми числами, что и у лептонов. В суперсимметричных теориях с сохраняющейся  $R$ -четностью суперсимметричные частицы рождаются парно и налегчайшая суперчастица является абсолютно стабильной, что делает ее перспективным кандидатом на роль «темной материи».

Другое возможное объяснение проблемы калибровочных иерархий основано на использовании моделей с «техническим цветом» [19]. Также весьма популярны в настоящее время многомерные модели элементарных частиц [20] с большим радиусом компактификации. Основная надежда — подобные модели позволят объяснить проблему иерархий. Экспериментальные следствия этих моделей в принципе проверяемы в экспериментах на БАКе.

Кроме того, мы не можем исключить возможность того, что естественный масштаб ультрафиолетового обрезания  $\Lambda \sim O(1)$  ТэВ. В любом случае все предложенные решения проблемы калибровочной иерархии предполагают существование новой физики на масштабе  $O(1)$  ТэВ<sup>1)</sup>. Другой нетривиальной проблемой является то, что СМ не может предсказать массы фермионов, которые различаются по величине на пять порядков (проблема масс фермионов).

<sup>1)</sup> Существует принципиальная разница между предсказанием бозона Хиггса и предсказанием новой физики на гэвном масштабе. Действительно, электрослабые модели без бозона Хиггса являются перенормируемыми и мы просто не можем делать количественные расчеты на квантовом уровне в таких моделях. Стандартная модель с малой массой бозона Хиггса является самосогласованной перенормируемой локальной квантовой теорией поля, однако в рамках СМ мы не можем объяснить малость массы бозона Хиггса (малость электрослабого масштаба) по сравнению с масштабом Планка.

Подчеркнем, что наиболее мотивированы с теоретической точки зрения поиски бозона Хиггса и суперсимметрии. Существование бозона Хиггса есть непосредственное следствие перенормируемости электрослабых взаимодействий. Экспериментальные данные ускорителя LEP1 по ширинам распадов  $Z$ -бозона свидетельствуют о применимости СМ на одном уровне точности  $O(10^{-3})$  при условии, что бозон Хиггса достаточно легкий,  $m_H \leq O(200)$  ГэВ. Справедливость гипотезы о существовании суперсимметрии с массами частиц легче чем  $O(1)$  ТэВ косвенно подтверждается существованием темной материи и наличием проблемы калибровочных иерархий. Остальные же расширения СМ (дополнительные размерности, новые калибровочные бозоны, лептокварки...) с нашей точки зрения не являются достаточно обоснованными как теоретически, так и экспериментально. Разумеется, это не означает, что экзотические частицы и взаимодействия не будут найдены на БАКе. Только эксперименты на БАКе могут дать однозначный ответ о существовании новой физики на тэвном масштабе.

Научная программа на БАКе [1], являющаяся самым крупным ускорительным комплексом, когда-либо строящимся в мире, состоит из многих задач. Среди них наиболее важные:

- а) открытие бозона Хиггса;
- б) открытие суперсимметрии.

БАК начал работать осенью 2008 года. В конце марта 2010 года достигнута энергия протонных пучков 3,5 ТэВ. На первом этапе работы БАКа (2010–2011) полная энергия двух протонных пучков будет равна  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. К концу 2011 года полная светимость планируется на уровне  $L_t = 1 \text{ фб}^{-1}$ . В последующие годы предполагается повысить полную энергию до 14 ТэВ с максимальной интегральной светимостью  $L_t \sim 100 \text{ фб}^{-1}$  в год [1]. Также БАК будет ускорять тяжелые ионы, например Рь—Рь ионы с энергией 1150 ТэВ в системе центра масс и светимостью вплоть до  $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Струйки протонов пересекаются в четырех точках, в которых установлены детекторы для регистрации столкновений. Построены два больших многоцелевых детектора: CMS (Компактный Мюонный Соленоид) [21] и ATLAS (Тороидальный Аппарат БАК) [22]. Два других детектора: ALICE [23], детектор для изучения физики тяжелых ионов, и LHC-B [24], детектор для изучения В-физики.

Существует много направлений исследований на БАКе [25]:

- а) поиск бозона Хиггса;
- б) поиск суперсимметрии;
- в) поиск новой физики вне рамок СМ и МССМ (Минимальная Суперсимметричная Модель);
- г) В-физика;
- д) физика тяжелых ионов;

- е) физика топ-кварка;
- ж) стандартная физика (КХД, электрослабые взаимодействия).

В этой книге мы представляем обзор по поиску новой физики, который будет осуществляться на БАКе. А именно, мы даем обзор по поиску бозона Хиггса, суперсимметрии и экзотики (новой физики помимо СМ и МССМ). Мы также даем обзор основ СМ и основные параметры детекторов CMS [21] и ATLAS [22].

Все известные барионы являются трехкварковыми ( $qqq$ ) состояниями. «Обычные» адроны состоят из  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварков. Наличие трех типов кварков подразумевает существование приближенной  $SU(3)$ -симметрии, причем из соотношения

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_s \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A$$

следует, что барионы, составленные из кварков, входят либо в октеты, либо в десятиплеты, либо в синглеты. Согласно кварковой модели «квазинезависимых» кварков кварки связаны в нуклоне некоторым эффективным потенциалом (модель дубненского мешка [26]). В этом случае протон и нейтрон представляют собой связанные состояния с орбитальным угловым моментом  $L = 0$  и полным спином  $S = 1/2$ , а  $\Delta^{++}$  является связанным состоянием трех  $u$ -кварков с орбитальным моментом  $L = 0$  и полным спином  $S = 3/2$ . Однако волновая функция такой системы спинов является симметричной относительно перестановки  $u$ -кварков, что противоречит Ферми-статистике кварков, как частиц со спином  $1/2$ . Попытка разрешить этот парадокс привела к гипотезе о цветных кварках [8, 9]. Согласно этой гипотезе каждый из кварков существует в трех видах (трех цветах), т. е. количество кварков утраивается. Так, например, вместо одного  $u$ -кварка существует 3  $u$ -кварка —  $u_1, u_2, u_3$ , что естественно приводит к существованию цветовой группы  $SU_C(3)$ . Также была выдвинута гипотеза, что все наблюдаемые адроны (мезоны и барионы) являются синглетами относительно цветовой группы  $SU_C(3)$ . Гипотеза о цвете кварков позволила решить проблему статистики кварков и явилась важнейшим шагом на пути создания квантовой хромодинамики [12, 13] — современной теории сильных взаимодействий.

## 1.2. Матрица смешивания кварков

Как уже отмечалось выше, векторный  $W$ -бозон взаимодействует с физическими  $u_{Lj}$  и  $d_{Lk}$  кварками со связями, определяемыми матрицей смешивания кварков — матрицей Кабиббо—Кобаяши—Москава (ККМ) [27, 28]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Матрица ККМ может быть параметризована тремя углами смешивания и одной  $CP$ -нарушающей комплексной фазой

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

где  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ , а  $\delta$  — фаза, ответственная за  $CP$ -нарушение.

## Глава 1

### Стандартная модель

#### 1.1. Кварковая модель

Согласно кварковой модели [6, 7] все сильно взаимодействующие частицы (протон, нейтрон,  $\pi$ -мезоны, каоны...) являются связанными состояниями кварков, причем мезоны (сильно взаимодействующие частицы с целым спином) являются связанными состояниями кварк-антикварковой пары, а барионы (сильно взаимодействующие частицы с полуцелым спином) являются связанными состояниями из трех кварков  $qqq$ . Каждый кварк имеет спин  $1/2$  и барионное число  $1/3$ . В настоящее время все открытые кварки имеют электрические заряды  $2/3$  ( $u$ -,  $c$ -,  $t$ -кварки) и  $-1/3$  ( $d$ -,  $s$ -,  $b$ -кварки), см. табл. 1.1. Согласно современным представлениям кварки не существуют в свободном состоянии, а проявляются только в виде связанных состояний.

Как уже отмечалось выше, мезоны в кварковой модели являются связанными состояниями кварка  $q$  и антикварка  $\bar{q}'$ . Если орбитальный момент состояния  $q\bar{q}'$  есть  $L$ , то тогда четность  $P = (-1)^{L+1}$ . Нейтральное связанное состояние  $q\bar{q}$  обладает четностью  $C = (-1)^{L+S}$ , где  $S$  — суммарный спин. Состояния с  $L = 0$  могут быть либо псевдоскалярами с  $J^P = 0^-$  ( $\pi^-$ ,  $K^-$ , ... мезоны), либо векторами с  $J^P = 1^-$  ( $\rho^-$ ,  $K^*$ , ... мезоны). Девять возможных комбинаций  $q\bar{q}'$ , содержащих  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварки, группируются в октет и синглет  $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ .

Таблица 1.1

Квантовые числа кварков

Заряд	Кварк	$d$	$u$	$s$	$c$	$b$	$t$
$Q$ — электрический заряд		$-1/3$	$+2/3$	$-1/3$	$+2/3$	$-1/3$	$+2/3$
$I_z$ — изоспин, $z$ -компонента		$-1/2$	$+1/2$	0	0	0	0
$S$ — странность		0	0	-1	0	0	0
$C$ — чарм		0	0	0	+1	0	0
$B$ — ботмес		0	0	0	0	-1	0
$T$ — топмес		0	0	0	0	0	+1



Из экспериментальных данных известно, что  $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$ , поэтому матрицу  $V$  удобно представить в виде [29]

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (1.3)$$

Из экспериментальных данных по распадам мезонов и барионов можно определить значения ряда элементов матрицы  $V$ , а именно [30]:

$$\begin{aligned} |V_{ud}| &= 0,97418 \pm 0,00027, \\ |V_{us}| &= 0,2255 \pm 0,0019, \\ |V_{cd}| &= 0,230 \pm 0,011, \\ |V_{cs}| &= 1,04 \pm 0,06, \\ |V_{cb}| &= (41,2 \pm 1,1) \times 10^{-3}, \\ |V_{tb}| &> 0,74, \\ |V_{ub}| &= (3,93 \pm 0,36) \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Фит параметров в формуле (1.3) приводит к

$$V = \begin{pmatrix} 0,97419 \pm 0,00022 & 0,2257 \pm 0,0010 & 0,00359 \pm 0,00016 \\ 0,2256 \pm 0,0010 & 0,97334 \pm 0,00023 & 0,0415^{+0,0010}_{-0,0011} \\ 0,00874^{+0,00026}_{-0,00037} & 0,0407 \pm 0,0010 & 0,999133^{+0,000044}_{-0,000043} \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

### 1.3. Квантовая хромодинамика

Квантовая хромодинамика (КХД) — калибровочная теория поля, описывающая сильные взаимодействия кварков и глюонов, — является одной из компонент СМ, основанной на калибровочной группе  $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ . Кварки каждого вида (аромата) существуют в виде трех цветов, т. е. число кварков каждого вида утраивается. А глюоны (частицы со спином  $s = 1$ ) существуют как октеты (8 состояний) относительно цветовой группы  $SU_C(3)$ . Лагранжиан, описывающий взаимодействие цветов и глюонов, имеет вид

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(a)} F^{(a)\mu\nu} + i \sum_q \bar{\psi}_q \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^i \psi_q^i, \quad (1.5)$$

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.6)$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - ig_s \sum_a \frac{\lambda_{i,j}^a}{2} A_\mu^a, \quad (1.7)$$

где  $g_s$  есть КХД-константа связи, а  $f_{abc}$  — константы  $SU(3)$  алгебры ( $\lambda^a$  —  $3 \times 3$  матрицы в фундаментальном представлении группы  $SU(3)$ ).

Лагранжиан КХД в пределе безмассовых кварков обладает глобальной симметрией  $SU_L(N) \otimes SU_R(N) \otimes U(1) \otimes U(1)$ . Аксимальная симметрия  $U_A(1)$ , присутствующая на классическом уровне, нарушена вследствие квантовых поправок (аксимальный ток не сохраняется на квантовом уровне). Первые три типа кварков  $u, d, s$  обладают относительно маленькими массами, и во многих случаях ими можно пренебречь. Для  $N = 3$  киральная симметрия  $SU_L(3) \otimes SU_R(3)$  спонтанно нарушена до группы  $SU_{L+R}(3)$ . В соответствии с теоремой Голдстоуна мы можем трактовать октет псевдоскалярных мезонов ( $\pi, K, \eta$ ) как псевдоголдстоуны<sup>1</sup>, что экспериментально подтверждается малостью масс октета псевдоскалярных мезонов по сравнению с массами векторных мезонов и барионов.

Классический лагранжиан КХД в случае безмассовых кварков не содержит массовых параметров и КХД-действие является масштабно инвариантным. Однако на квантовом уровне при вычислении функций Грина появляются ультрафиолетовые расходимости. При устранении ультрафиолетовых расходимостей естественно возникает масштаб перенормировки  $\mu$  как точка, в которой вычитаются ультрафиолетовые расходимости. Поэтому на квантовом уровне КХД с безмассовыми кварками зависит от двух параметров: точки нормировки  $\mu$  и константы связи  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ , определенной как константа связи в точке нормировки. Константа связи  $\alpha_s$  и точка нормировки  $\mu$  не являются физическими величинами в том смысле, что все физические величины в КХД являются инвариантными относительно преобразований ренормгруппы и удовлетворяют уравнению ренормгруппы

$$\left( \mu \frac{d}{d\mu} + \beta(\alpha_s) \frac{d}{d\alpha_s} \right) G_{\text{phys}} = 0. \quad (1.8)$$

Как следствие, в КХД с безмассовыми кварками все физические величины зависят только от одного массивного параметра

$$\Lambda = \mu \exp \left( - \int \frac{d\alpha}{\beta(\alpha)} \right). \quad (1.9)$$

В случае КХД с массивными кварками все физические величины зависят от КХД-параметра  $\Lambda$  и масс кварков  $m_u, m_d, m_s, m_c, m_b, m_t$ .

<sup>1</sup> В реальном мире массы кварков  $u, d$  и  $s$  малы, но отличны от нуля, поэтому отличны от нуля и массы октета псевдоскалярных мезонов. Такие мезоны называются псевдоголдстоунами.

Лагранжиан КХД  $L_{QCD}$  описывает перенормируемую теорию<sup>2)</sup>. Как было показано в работах [12, 13], лагранжиан  $L_{QCD}$  обладает свойством асимптотической свободы, т. е. эффективная константа связи убывает в ультрафиолетовой области, а именно, эффективная КХД-константа связи  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$  удовлетворяет уравнению ренормализационной группы [31]

$$\mu \frac{d\alpha_s}{d\mu} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2} \alpha_s^3 - \frac{\beta_2}{64\pi^3} \alpha_s^4 - \dots, \quad (1.10)$$

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f, \quad (1.11)$$

$$\beta_1 = 51 - \frac{19}{3} n_f, \quad (1.12)$$

$$\beta_2 = 2857 - \frac{5033}{9} n_f + \frac{325}{27} n_f^2, \quad (1.13)$$

где  $n_f$  есть число кварков с массой меньше, чем энергетический масштаб  $\mu$ . Решение уравнения ренормгруппы (1.10) может быть представлено в виде

$$\alpha_s \left( \frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left\{ 1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)} \left( \left( \ln \left[ \ln \left( \frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right) \right] - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{\beta_2 \beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \right\} + o \left( \frac{1}{\ln^3(\mu^2/\Lambda^2)} \right). \quad (1.14)$$

Здесь  $\Lambda$  — фундаментальный параметр (масштаб сильного взаимодействия).

Существует несколько определений массы кварка. Первое стандартное определение массы кварка — это полюс в кварковом пропагаторе. Это определение массы кварка имеет смысл только в рамках теории возмущений. Также часто используется «бегущая» масса  $m(\mu)$ . «Бегущая» масса кварка  $m(\mu)$  зависит от точки нормировки  $\mu$ . Зависимость массы кварка от точки нормировки определяется ренормгрупповым уравнением

$$\mu \frac{dm(\mu)}{d\mu} = -\gamma(\alpha_s) m(\mu), \quad (1.15)$$

где

$$\gamma(\alpha_s) = \frac{2\alpha_s}{\pi} + O \left( \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} \right).$$

Численные значения масс кварков можно найти в [30].

<sup>2)</sup> В перенормируемой теории количество различных типов ультрафиолетовых расходимостей конечно.

Свойство асимптотической свободы КХД означает малость эффективной константы связи в ультрафиолетовой области энергий  $E \rightarrow \infty$ , что приводит к применимости теории возмущений в области больших поперечных импульсов. Иными словами, КХД способна надежно предсказывать поведение инклюзивных сечений при больших переданных импульсах. Так, например, сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в ультрафиолетовой области предсказывается равным

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \sum_i Q_i^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s(s/\Lambda^2)}{\pi} + \dots \right].$$

Экспериментальные данные подтверждают предсказания КХД для полного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны.

Наиболее мощный количественный тест КХД это нарушение масштабно инвариантного поведения в глубоко-неупругом лептон-адронном рассеянии. В ведущем логарифмическом приближении экспериментально измеряемые структурные функции  $F_i(x, Q^2)$  связаны с кварк-партонами функциями и распределены согласно наивной кварк-партоновой модели (см. Приложение 1). При описании неупругого лептон-адронного рассеяния удобно ввести синглетные и несинглетные функции распределений кварков

$$F^{NS} = \sum_i (q_i - \bar{q}_i), \quad F^S = \sum_i (q_i + \bar{q}_i). \quad (1.16)$$

Несинглетные структурные функции обладают ненулевыми значениями флэйворного лептонного числа. Эволюция  $F^{NS}$  и  $F^S$  с переданным импульсом  $Q$  описывается уравнениями DGLAP [32]:

$$Q^2 \frac{\partial F^{NS}}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)}{2\pi} P^{qq} * F^{NS}, \quad (1.17)$$

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \begin{pmatrix} F^S \\ G \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2/\Lambda^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P^{qq} & 2n_f P^{qg} \\ P^{gq} & P^{gg} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} F^S \\ G \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

где \* обозначает интеграл

$$f * g = \int_x^1 \frac{dy}{y} f(y) g \left( \frac{x}{y} \right). \quad (1.19)$$

В ведущем порядке функции  $P$  имеют вид

$$P^{qq} = \frac{4}{3} \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)_+} \right] + 2\delta(1-x), \quad (1.20)$$

$$P^{gg} = \frac{1}{2} [x^2 + (1-x)^2], \quad (1.21)$$

$$R^{gg} = \frac{4}{3} \left[ \frac{1 + (1-x)^2}{x} \right], \quad (1.22)$$

$$R^{gg} = 6 \left[ \frac{1-x}{x} + x(1-x) + \frac{x}{(1-x)_+} \right] + \frac{11}{2} \delta(1-x) - \frac{n_f}{3} \delta(1-x). \quad (1.23)$$

Здесь  $G(x, Q^2)$  — функция распределения глюонов по импульсу, а  $\frac{1}{(1-x)_+}$  означает

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{(1-x)}. \quad (1.24)$$

Основным теоретическим инструментом, позволяющим вычислять сечения инклюзивных процессов при больших переданных импульсах для адронных коллайдеров, таких как Теватрон и БАК, является факторизационная теорема КХД [31]. Согласно этой теореме сечение инклюзивного процесса  $ab \rightarrow X$  может быть представлено в виде

$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b q_a^A(x_a, \mu_F^2) q_b^B(x_b, \mu_F^2) \times [\hat{\sigma}_0 + \alpha_s(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1 + \dots]_{ab \rightarrow X}. \quad (1.25)$$

Формально сечение (1.25), вычисленное во всех порядках теории возмущений, инвариантно относительно изменений масштаба факторизации ( $\mu_F$ ) и ренормировочного масштаба ( $\mu_R$ ), так как зависимость коэффициентов при  $\hat{\sigma}_0$ ,  $\hat{\sigma}_1$  компенсирует зависимость партонных распределений и КХД-константы связи от  $\mu_F, \mu_R$ .

Формула (1.25) позволяет вычислять сечения рождения адронов и КХД-струй  $qq \rightarrow qa, qg \rightarrow qg, gg \rightarrow gg, \dots$  в адрон-адронных столкновениях.

## 1.4. Физика адронных струй

В КХД в рамках партонной модели столкновения адронов с рождением адронных струй (стучков адронов в достаточно узком телесном угле) происходят следующим образом (см. рис. 1.1).

Два партона из сталкивающихся адронов сталкиваются друг с другом и рождают другие партоны. В ведущем порядке по сильной константе связи  $\alpha_s$  происходят процессы  $1+2 \rightarrow 3+4$  типа:

$$\begin{aligned} g+g &\rightarrow g+g, \\ q+g &\rightarrow q+g, \\ q+\bar{q} &\rightarrow q+\bar{q}, \\ g+g &\rightarrow q+\bar{q}. \end{aligned}$$

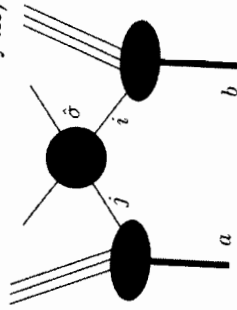


Рис. 1.1. Диаграмма, приводящая к жесткому рассеянию в партонной модели

Рождающиеся в конечном состоянии партоны после испускания мягких партонов адронизуются (из цветных кварков и глюонов возникают бесцветные адроны), что приводит к существованию в конечном состоянии как минимум двух адронных струй. Подчеркнем, что на интуитивном уровне адронная струя — это адроны, вылетающие в малом телесном угле. Попытки математически строго сформулировать понятие адронной струи привели к пониманию того, что не существует единого определения адронной струи, а разные определения отличаются в предсказаниях «тонких деталей».

Так, например, сечение двухструйного рождения в партонной модели [33] имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 dp_\perp} &= \frac{2\pi\tau}{\hat{s}} p_\perp \sum_{ij} \left( \frac{f_i^{(a)}(x_a, M^2) f_j^{(b)}(x_b, M^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})}{1 + \delta_{ij}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{f_j^{(a)}(x_a, M^2) f_i^{(b)}(x_b, M^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})}{1 + \delta_{ij}} \right), \quad (1.26) \end{aligned}$$

где  $\hat{s} = s\tau$  — квадрат энергии субпартонного рассеяния,  $f_i^a(x, Q^2)$  — распределение партона  $i$  в адроне  $a$ . Заметим, что в формуле (1.26)

$$x_a = \sqrt{\tau} e^{y_{\text{boost}}}, \quad x_b = \sqrt{\tau} e^{-y_{\text{boost}}},$$

$$\tau = \frac{4p_\perp^2}{\hat{s}} \text{ch}^2 y^*, \quad y^* = \frac{1}{2}(y_1 - y_2), \quad y_{\text{boost}} = \frac{1}{2}(y_1 + y_2).$$

Наконец, инварианты  $\hat{t}$  и  $\hat{u}$  можно выразить в переменных двухчастичного партон-партонного рассеяния в системе центра масс, а именно:

$$\cos \theta = \left( 1 - \frac{4p_\perp^2}{\hat{s}} \right)^{1/2},$$

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos \theta), \quad \hat{u} = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos \theta).$$

Элементарные сечения в КХД были суммированы в работах [34, 35]. Перечислим их последовательно.

Сечение рассеяния кварков или антикварков разных ароматов происходит посредством  $t$ -канального глюонного обмена, как показано на рис. 1.2. Сечение имеет вид<sup>3)</sup>

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i q_j' \rightarrow q_i q_j')}{d\Omega} = \frac{\alpha_s^2 \hat{s}^2 + \hat{u}^2}{9\hat{s} \hat{t}^2}. \quad (1.27)$$

<sup>3)</sup> Здесь  $\Omega$  — телесный угол в системе центра масс. Усреднение по цвету первоначальных кварков и глюонов и суммирование по цвету конечных партонов произведено.

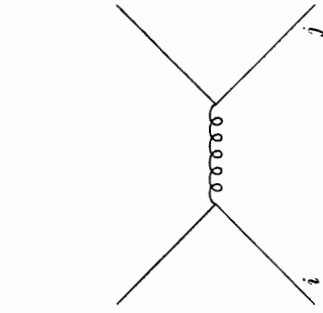


Рис. 1.2. Диаграмма Фейнмана, дающая вклад в  $q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j$ ,  $i \neq j$ , в низшем порядке теории возмущений в КХД

Кварк-антикварковая аннигиляция происходит посредством аннигиляции в  $s$ -канале (рис. 1.3) и сечение имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j)}{d\Omega} = \frac{\alpha_s^2}{9s} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}, \quad i \neq j. \quad (1.28)$$

Рассеяние кварков и антикварков одного и того же аромата происходит как за счет  $s$ -канала, так и  $t$ -канала (рис. 1.4). Сечение имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i)}{d\Omega} = \frac{\alpha_s^2}{9s} \left[ \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{2\hat{u}^2}{3\hat{s}\hat{t}} \right]. \quad (1.29)$$

Аннигиляция кварк-антикварковой пары в два глюона происходит через  $s$ -,  $t$ - и  $u$ -канальные диаграммы (рис. 1.5). Соответствующее сечение имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow gg)}{d\Omega} = \frac{2\alpha_s^2(\hat{t}^2 + \hat{u}^2)}{3s} \left[ \frac{4}{9\hat{t}\hat{u}} - \frac{1}{\hat{s}^2} \right]. \quad (1.30)$$

Сечение для противоположного процесса  $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$  (рис. 1.6) отличается только фактором цветового усреднения  $((1/8)^2$  вместо  $(1/3)^2$ ), а именно

$$\frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow q_i \bar{q}_i)}{d\Omega} = \frac{3\alpha_s^2(\hat{t}^2 + \hat{u}^2)}{32s} \left[ \frac{4}{9\hat{t}\hat{u}} - \frac{1}{\hat{s}^2} \right]. \quad (1.31)$$

Сечение глюона на кварке происходит вследствие диаграмм  $s$ -,  $t$ - и  $u$ -канальных обменов (рис. 1.7). Сечение представимо в виде

$$\frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow gg)}{d\Omega} = \frac{\alpha_s^2(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)}{4s} \left[ \frac{1}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9\hat{s}\hat{u}} \right]. \quad (1.32)$$

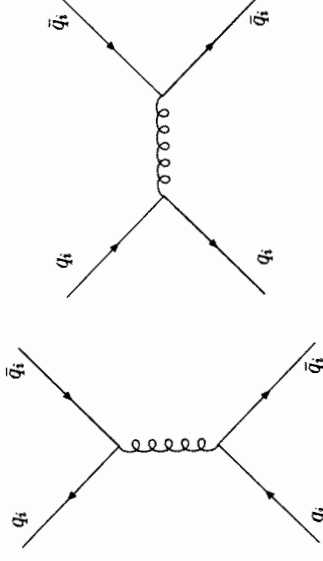


Рис. 1.4. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в  $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i$ , в низшем порядке теории возмущений в КХД

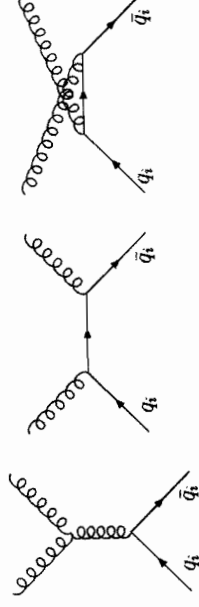


Рис. 1.5. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в  $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$ , в низшем порядке теории возмущений в КХД

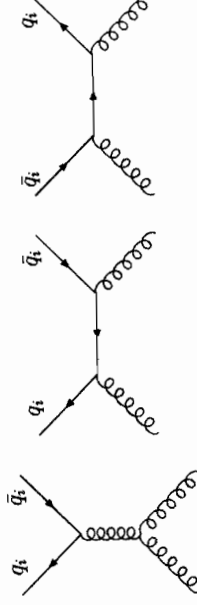


Рис. 1.6. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в  $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$ , в низшем порядке теории возмущений в КХД

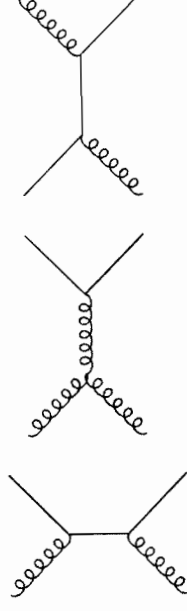


Рис. 1.7. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в  $gg \rightarrow gg$  (или  $g\bar{q} \rightarrow g\bar{q}$ ), в низшем порядке теории возмущений в КХД



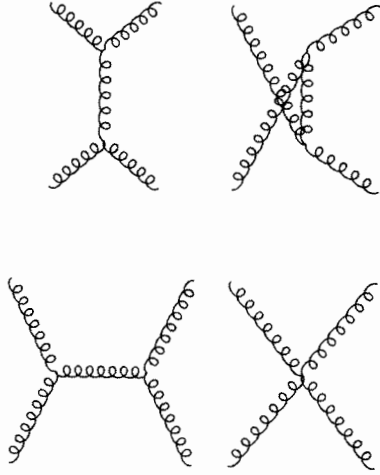


Рис. 1.8. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в упругое рассеяние глюонов, в низшем порядке теории возмущений в КХД

Глюон-глюонное рассеяние помимо  $s$ -,  $t$ - и  $u$ -канальных обменов обладает еще и контактным взаимодействием (рис. 1.8). Сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(gg \rightarrow gg) = \frac{9\alpha_s^2}{8s} \left[ 3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right]. \quad (1.33)$$

Важный вопрос, встающий при применении формул (1.27)–(1.33) для расчета двухструйных сечений, это фиксация масштаба  $\mu^2$  в структурных функциях и эффективной константе связи  $\alpha_s(\mu^2/\Lambda^2)$ . Обычный выбор [34], хотя и не слишком обоснованный,

$$M^2 = Q^2 = \mu^2 = \frac{p_{\perp}^2}{4}.$$

## 1.5. Электрослабые сечения

Для поиска новой физики и для калибровки детекторов крайне важно знать сечения рождения электрослабых  $W$ - и  $Z$ -бозонов и процесса рождения мюонной пары (см. рис. 1.9)

$$pp \rightarrow \gamma^*/Z^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

В этом разделе мы приведем основные формулы для сечений.

Реакции

$$a + b \rightarrow W^\pm + \text{anything} \quad (1.34)$$

на кварк-партоном уровне происходят вследствие реакций

$$u + \bar{d}_\theta \rightarrow W^+, \quad (1.35)$$

$$\bar{u} + d_\theta \rightarrow W^-, \quad (1.36)$$

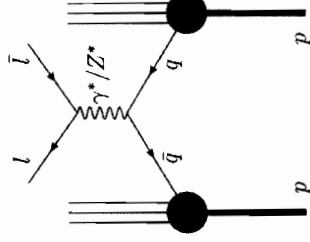


Рис. 1.9. Механизм образования массивных лептонных пар в  $pp$ -соударениях посредством реакции  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow l\bar{l}$

где  $d_\theta = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$ ,

a  $\sin \theta_c \approx 0,23$ . Соответствующее дифференциальное сечение представимо в виде

$$\frac{d\sigma}{dy} = G_F \pi \sqrt{2} W^{(\pm)}(\sqrt{\tau} e^y, \sqrt{\tau} e^{-y}, M_W^2), \quad (1.37)$$

где  $\tau = M_W^2/s$ , и

$$\begin{aligned} W^{(+)}(x_a, x_b, Q^2) &= \frac{1}{3} \left[ u^{(a)}(x_a, Q^2) \bar{d}^{(b)}(x_b, Q^2) + \right. \\ &+ \bar{d}^{(a)}(x_a, Q^2) u^{(b)}(x_b, Q^2) \left. \right] \cos^2 \theta_c + \\ &+ \frac{1}{3} \left[ u^{(a)}(x_a, Q^2) \bar{s}^{(b)}(x_b, Q^2) + \right. \\ &+ \bar{s}^{(a)}(x_a, Q^2) u^{(b)}(x_b, Q^2) \left. \right] \sin^2 \theta_c. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Формула для  $W^{(-)}(x_a, x_b, q^2)$  получается из предыдущей формулы заменой кварков на антикварки и наоборот. Интегральное сечение рождения бозона  $W^+$  представимо в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{W^+} &= G_F \pi \sqrt{2} \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx W^{(+)}(x, \tau/x, M_W^2)}{x} = \\ &= \frac{G_F \pi \sqrt{2}}{3} \left[ \tau \frac{d\mathcal{L}_{u\bar{d}}}{d\tau} \cos^2 \theta_c + \tau \frac{d\mathcal{L}_{u\bar{s}}}{d\tau} \sin^2 \theta_c \right] \approx 6,3 \text{ nb } \tau \frac{d\mathcal{L}_{u\bar{d}}}{d\tau}. \end{aligned} \quad (1.39)$$

Здесь  $d\mathcal{L}_{u\bar{d}}/d\tau$  — партоновая светимость  $u\bar{d}$ -системы, см. (П.15), (П.16).

Процесс рождения  $Z$ -бозона в адрон-адронных столкновениях

$$a + b \rightarrow Z + \text{anything} \quad (1.40)$$

происходит на кварковом уровне посредством реакций  $u\bar{u} \rightarrow Z$ ,  $d\bar{d} \rightarrow Z$ , ... Дифференциальное сечение может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F \pi \tau}{\sqrt{2}} Z(\sqrt{\tau} e^y, \sqrt{\tau} e^{-y}, M_Z^2), \quad (1.41)$$

где  $\tau = M_Z^2/s$ , и

$$\begin{aligned} Z(x_a, x_b, Q^2) &= \\ &= \frac{1}{3} \sum_{\text{quark flavors } q} \left[ q^{(a)}(x_a, Q^2) \bar{q}^{(b)}(x_b, Q^2) + \bar{q}^{(a)}(x_a, Q^2) q^{(b)}(x_b, Q^2) \right] (L_q^2 + R_q^2). \end{aligned} \quad (1.42)$$

Нейтральные токовые константы  $L_q$  и  $R_q$  для лептонов и кварков равны

$$L_l = \tau_3 - 2e_l x_W, \quad R_l = -2e_l x_W,$$

$$L_q = \tau_3 - 2e_q x_W, \quad R_q = -2e_q x_W,$$

где  $x_W = \sin^2 \theta_W$  и  $\tau_3$  — слабый изоспин фермиона. Интегральное сечение рождения  $Z$ -бозона определяется формулой

$$\begin{aligned} \sigma_Z &= \frac{G_F \pi \tau}{\sqrt{2}} \int_{\tau}^1 \frac{dx Z(x, \tau/x, M_Z^2)}{x} = \frac{G_F \pi}{3\sqrt{2}} \sum_q \tau \frac{dL_{q\bar{q}}}{d\tau} (L_q^2 + R_q^2) \approx \\ &\approx 3,3 \text{ nb} \left[ 0,59\tau \frac{dL_{\nu\bar{\nu}}}{d\tau} + 0,75\tau \frac{dL_{d\bar{d}}}{d\tau} \right]. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Реакция

$$pp \rightarrow l^+ l^- + \dots$$

очень важна как фоновая при поиске новых  $Z'$ -бозонов, гравитонных резонансов и составности кварков и лептонов. На элементарном (партоном) уровне она происходит вследствие аннигиляции кварк-антикварковой пары и рождения виртуального фотона и  $Z^*$ -бозона с последующим распадом их на лептонную пару

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow l^+ l^-.$$

Дифференциальное сечение для реакции

$$a + b \rightarrow l^+ l^- + \dots$$

представимо в виде

$$\frac{d\sigma}{dM dx} = \left[ \frac{8\pi\alpha^2}{3M^3} \right] F(\tau, x, M^2), \quad (1.44)$$

где функция

$$F(\tau, x, M^2) = \frac{x_a x_b}{(x^2 + 4\tau)^{1/2}} g(x_a, x_b, M^2) \quad (1.45)$$

зависит от переменных  $\tau = \frac{M^2}{s}$  и  $x = \frac{2p_{\parallel}^{(c.m.)}}{\sqrt{s}}$ , а

$$x_{a,b} = \frac{1}{2} [(x^2 + 4\tau)^{1/2} \pm x]. \quad (1.46)$$

Функция  $g(x_a, x_b, M^2)$  представима в виде

$$g(x_a, x_b, M^2) = \frac{1}{3} \sum_{\text{flavors } i} e_i^{(a)} [q_i^{(a)}(x_a, M^2) \bar{q}_i^{(b)}(x_b, M^2) + \bar{q}_i^{(a)}(x_a, M^2) q_i^{(b)}(x_b, M^2)], \quad (1.47)$$

где  $e_i$  — заряд кварка аромата  $i$  в единицах протонного заряда,  $q_i^{(a)}(x_a, M^2)$  — распределение кварков типа  $i$  в адроне  $a$ . Множитель  $1/3$  есть следствие наличия цвета: кварк и антикварк, аннигилирующие в  $\gamma^*/Z^*$ , должны иметь один и тот же цвет и аромат.

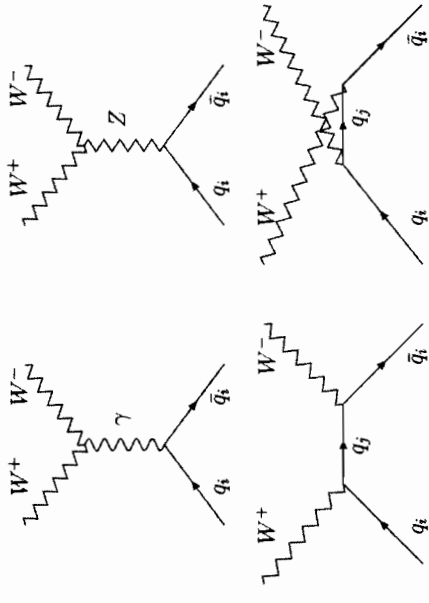


Рис. 1.10. Диаграммы Фейнмана для реакции  $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+ W^-$  в низшем порядке теории возмущений

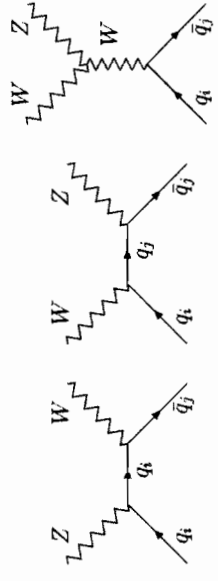


Рис. 1.11. Диаграммы Фейнмана для реакции  $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+ Z$  в низшем порядке теории возмущений

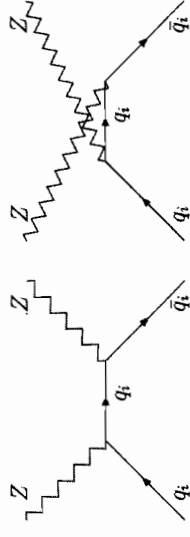


Рис. 1.12. Диаграммы Фейнмана для реакции  $q_i \bar{q}_i \rightarrow ZZ$  в низшем порядке теории возмущений

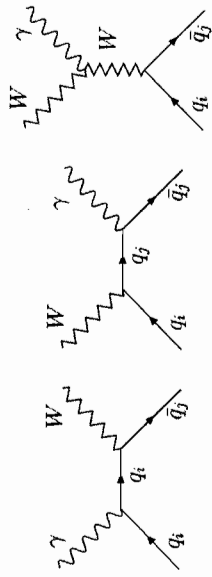


Рис. 1.13. Диаграммы Фейнмана для реакции  $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^\pm \gamma$  в низшем порядке теории возмущений

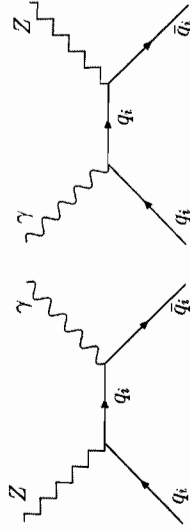


Рис. 1.14. Диаграммы Фейнмана для реакции  $q_i \bar{q}_j \rightarrow \gamma Z$  в низшем порядке теории возмущений

Формулы для сечений парного рождения калибровочных бозонов (рис. 1.10–1.14)

$$pp \rightarrow V_i V_j + \text{anything}$$

содержатся в обзоре [34].

Следует подчеркнуть, что парное рождение тяжелых векторных бозонов с последующими их распадами на лептоны представляет важный фон для поиска бозона Хиггса, суперсимметрии и экзотики.

## 1.6. Сечения рождения тяжелых кварков

Тяжелые кварки спина  $1/2$  ( $t$ -кварк) рождаются на БАКе посредством партонных подпроцессов  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  и  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  (см. рис. 1.15). Соответ-

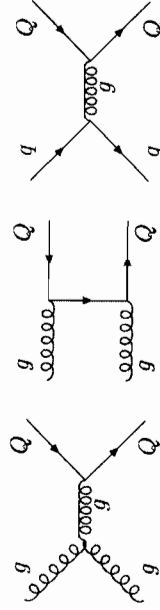


Рис. 1.15. Диаграммы Фейнмана для реакций образования тяжелых кварков в низшем порядке теории возмущений

ствующие элементарные сечения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = & \frac{\pi\alpha_s^2}{8s^2} \left[ \frac{6}{s^2} (\hat{t} - M_Q^2)(\hat{u} - M_Q^2) \right] + \\ & + \frac{\pi\alpha_s^2}{8s^2} \left\{ \frac{4(\hat{t} - M_Q^2)(\hat{u} - M_Q^2) - 2M_Q^2(\hat{t} + M_Q^2)}{(\hat{t} - M_Q^2)^2} + \right. \\ & + \left. \frac{3(\hat{t} - M_Q^2)(\hat{u} - M_Q^2) + M_Q^2(\hat{u} - \hat{t})}{s(\hat{t} - M_Q^2)} + [t \leftrightarrow u] \right\} - \\ & - \frac{\pi\alpha_s^2}{8s^2} \left[ \frac{M_Q^2(s - 4M_Q^2)}{3(\hat{t} - M_Q^2)(\hat{u} - M_Q^2)} \right], \end{aligned} \quad (1.48)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left[ \frac{(\hat{t} - M_Q^2)^2 + (\hat{u} - M_Q^2)^2 + 2M_Q^2\hat{s}}{\hat{s}^2} \right]. \quad (1.49)$$

## 1.7. Лагранжиан электрослабой модели Вайнберга—Салама

Электрослабая модель Вайнберга—Салама является частью СМ и описывает электрослабые взаимодействия. СМ имеет калибровочную электрослабую группу  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  и минимальную хиггсовскую структуру, состоящую из одного комплексного изодублета полей Хиггса. Спонтанное нарушение калибровочной электрослабой группы  $SU_L(2) \otimes U(1) \rightarrow U(1)$  происходит вследствие ненулевого вакуумного среднего изодублета Хиггса и обеспечивает простейшую реализацию механизма Хиггса [36], вследствие которого возникают массы у калибровочных бозонов  $W^\pm$ ,  $Z$  и массы у кварков и лептонов. В СМ в результате спонтанного нарушения калибровочной электрослабой симметрии в физическом (калибровочно инвариантном) секторе остается одна скалярная частица (бозон Хиггса). Лагранжиан модели Вайнберга—Салама состоит из нескольких частей [3]:

$$L_{WS} = L_{YM} + L_{HYM} + L_{SH} + L_f + L_{Yuk}. \quad (1.50)$$

Здесь  $L_{YM}$  — лагранжиан калибровочных полей:

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i(W) F_{\mu\nu}^i(W) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{\mu\nu}(W^0) F_{\mu\nu}^{\mu\nu}(W^0), \quad (1.51)$$

где  $F_{\mu\nu}^i(W)$ ,  $F_{\mu\nu}(W^0)$  имеют вид

$$F_{\mu\nu}^i(W) = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.52)$$

$$F_{\mu\nu}(W^0) = \partial_\mu W_\nu^0 - \partial_\nu W_\mu^0, \quad (1.53)$$

а  $W_\mu^i$ ,  $W_\mu^0$  являются  $SU_L(2) \otimes U(1)$  калибровочными полями,  $\epsilon^{ijk}$  — структурные константы калибровочной группы  $SU_L(2)$ . Лагранжиан  $L_{\text{нум}}$  описывает взаимодействие дублета Хитса с  $SU_L(2) \otimes U(1)$  калибровочными полями

$$L_{\text{нум}} = (D_{L\mu} H)^+ (D_R^\mu H), \quad (1.54)$$

где ковариантные производные

$$D_{L\mu} = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.55)$$

$$D_{R\mu} = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0, \quad (1.56)$$

$$D_{L\mu}^q = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig_s t^a A_\mu^a, \quad (1.57)$$

$$D_{R\mu}^q = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} W_\mu^0 - ig_s t^a A_\mu^a. \quad (1.58)$$

Здесь  $g_1$  есть  $U(1)$  калибровочная константа связи,  $Y$  — гиперзаряд, определяемый соотношением

$$Q = \frac{\sigma_3}{2} + \frac{Y}{2},$$

$\sigma^i$  — матрицы Паули,  $t^a = \lambda^a/2$  есть  $SU(3)$  матрицы в фундаментальном представлении,  $H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix}$  есть изодублет полей Хитса группы  $SU_L(2)$  с гиперзарядом  $Y = 1$ . Лагранжиан  $L_{SH}$  описывает самодействие изодублета полей Хитса и имеет вид

$$L_{SH} = -V_0(H) = M^2 H^+ H - \frac{\lambda}{2} (H^+ H)^2, \quad (1.59)$$

где  $H^+ H = \sum_i H_i^* H_i$ , а  $\lambda$  — константа самодействия полей Хитса.

Лагранжиан  $L_f$  описывает взаимодействие фермионов с калибровочными полями. Фермионы преобразуются как дублеты или синглеты относительно калибровочной группы  $SU_L(2) \otimes U(1)$ :

$$R_1 = e_R, \quad R_2 = \mu_R, \quad R_3 = \tau_R, \quad (1.60)$$

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu' \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu'' \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad (1.61)$$

$$R_{q^i u} = (q^i u)_R \quad (q^1 u = u, \quad q^2 u = c, \quad q^3 u = t), \quad (1.62)$$

$$R_{q^i d} = (q^i d)_R \quad (q^1 d = d, \quad q^2 d = s, \quad q^3 d = b), \quad (1.63)$$

$$L_{q^i l} = \begin{pmatrix} q^i l u \\ V_{Ti} q^i d \end{pmatrix}_L, \quad (1.64)$$

где  $L$  и  $R$  обозначают левые и правые компоненты спинов соответственно,

$$\psi_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi, \quad (1.65)$$

а  $V_i$  есть матрица Кабиббо—Кобаяши—Маскавы. Нейтрино в СМ являются левоспиральными безмассовыми частицами. Лагранжиан  $L_f$  имеет вид

$$L_f = \sum_{k=1}^3 \left[ i \bar{L}_k \hat{D}_L L_k + i \bar{R}_k \hat{D}_R R_k + i \bar{L}_{qk} \hat{D}_L^q L_{qk} + i \bar{R}_{qku} \hat{D}_R^q R_{qku} + i \bar{R}_{qkd} \hat{D}_R^q R_{qkd} \right], \quad (1.66)$$

где

$$\hat{D}_L = \gamma^\mu D_{L\mu}, \quad \hat{D}_R = \gamma^\mu D_{R\mu}, \quad \hat{D}_L^q = \gamma^\mu D_{L\mu}^q, \quad \hat{D}_R^q = \gamma^\mu D_{R\mu}^q.$$

Лагранжиан  $L_{Yuk}$  ответствен за возникновение фермионных масс. Для безмассовых нейтрино юкавское взаимодействие фермионов с изодублетом полей Хитса имеет вид

$$L_{Yuk} = - \sum_{k=1}^3 \left[ h_{lk} \bar{L}_k H R_k + h_{dk} \bar{L}_{qk}^0 H R_{dk} + h_{uk} \bar{L}_{qk}^0 (i\sigma^2 H^+) R_{uk} \right] + h.c., \quad (1.67)$$

где

$$L_{qI}^0 = \begin{pmatrix} qIu \\ qId \end{pmatrix}_L.$$

Потенциал

$$V_0(H) = -M^2 H^+ H + \frac{\lambda}{2} (H^+ H)^2$$

при  $M^2 > 0$  приводит к спонтанному нарушению симметрии. Дублет  $H$  приобретает ненулевое вакуумное среднее

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.68)$$

где  $v = 246$  ГэВ. В унитарной калибровке нефизические голдстоуновские поля отсутствуют и изодублет хитговских скалярных полей зависит только от единственного физического скалярного поля  $H(x)$  (поле Хитса):

$$H(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.69)$$



Вследствие спонтанного нарушения калибровочной симметрии калибровочные электрослабые поля за исключением фотона приобретают массы. Диагонализация массовой матрицы приводит к

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \quad M_W = \frac{1}{2}g_2v, \quad (1.70)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}(g_2W_\mu^3 - g_1W_\mu^0), \quad M_Z = \frac{1}{2}(\sqrt{g_2^2 + g_1^2})v, \quad (1.71)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}(g_1W_\mu^3 + g_2W_\mu^0), \quad M_A = 0, \quad (1.72)$$

где  $W_\mu^\pm$ ,  $Z_\mu$  — заряженные и нейтральные электрослабые бозоны соответственно, а  $A_\mu$  — фотонное поле. Удобно ввести угол вращения  $\theta_W$  между  $(W^3, W^0)$  и  $(Z, A)$ , который называется углом Вайнберга

$$\sin \theta_W \equiv \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.73)$$

Экспериментальное значение угла Вайнберга  $\sin^2 \theta_W \approx 0,23$  [30]. Формула для электрического заряда электрона  $e$  имеет вид

$$e = \frac{g_2g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}. \quad (1.74)$$

На древесном уровне масса бозона Хигса определяется формулой

$$m_H = \sqrt{2}M = \sqrt{\lambda}v. \quad (1.75)$$

В унитарной калибровке лагранжиан  $L_{\text{нум}}$  имеет вид

$$L_{\text{нум}} = \frac{1}{2}\partial^\mu H \partial_\mu H + M_W^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{2}M_Z^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 Z_\mu^+ Z_\mu. \quad (1.76)$$

Лагранжиан  $L_{\text{ Yuk}}$  в унитарной калибровке имеет вид

$$L_{\text{Yuk}} = - \sum_i m_{\psi_i} \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{\psi}_i \psi_i. \quad (1.77)$$

### 1.7.1. W- и Z-распады

Парциальные ширины распадов W- и Z-бозонов равны [30]

$$\Gamma(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = \frac{G_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} = 226,20 \pm 0,10 \text{ МэВ}, \quad (1.78)$$

$$\Gamma(W^+ \rightarrow u_i \bar{d}_j) = \frac{CG_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} |V_{ij}|^2 = (705,97 \pm 0,31) |V_{ij}|^2 \text{ МэВ}, \quad (1.79)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow \psi_i \bar{\psi}_i) = \frac{CG_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} [(g_V^i)^2 + (g_A^i)^2] =$$

$$= \begin{cases} 300,10 \pm 0,09 \text{ МэВ} (u\bar{u}), & 167,18 \pm 0,02 \text{ МэВ} (v\bar{v}), \\ 382,89 \pm 0,08 \text{ МэВ} (d\bar{d}), & 83,97 \pm 0,03 \text{ МэВ} (e^+ e^-). \end{cases} \quad (1.80)$$

Для лептонов  $C = 1$ , для кварков

$$C = 3 \left( 1 + \frac{\alpha_s(M_V)}{\pi} + \frac{1,409\alpha_s^2(M_V)}{\pi^2} - \frac{12,77\alpha_s^3(M_V)}{\pi^3} \right).$$

Экспериментальные значения полных ширин распадов W- и Z-бозонов [30]

$$\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_W = 2,141 \pm 0,041 \text{ ГэВ}$$

находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

ционально сечению взаимодействия  $\sigma_{\text{int}}$ , а коэффициент пропорциональности называется светимостью:

$$R = \mathcal{L}\sigma_{\text{int}}. \quad (2.2)$$

Если два пучка частиц, содержащих  $n_1$  и  $n_2$  частиц, сталкиваются с частотой  $f$ , то тогда светимость определяется выражением

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (2.3)$$

где  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  характеризуют гауссовские поперечные профили пучков в горизонтальном и вертикальном направлениях. Для упрощения рассмотрим здесь предпологается, что оба пучка имеют одинаковые профили и что профили не зависят от положения вдоль пучка. Ясно, что чем выше светимость, тем больше столкновений и тем выше статистика.

На ускорителе БАК планируется достичь светимости вплоть до  $\mathcal{L} \approx 3 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Заметим, что на ускорителе Tevatron максимально достижимая светимость  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

На БАКе работают четыре больших детектора. Детекторы ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [22] и CMS (Compact Muon Solenoid) [21] являются многопрофильными детекторами, предназначенными для широкого класса задач, начиная от поиска бозона Хиггса и суперсимметрии и заканчивая изучением физики  $B$ -мезонов и поиском кварк-глюонной плазмы в ион-ионных столкновениях. Детектор LHCb [24] предназначен для исследования физики  $B$ -мезонов. ALICE [23] — детектор, целиком разработанный для исследования физики тяжелых ионов, в частности для поиска кварк-глюонной плазмы, которая, как общепринято полагать, может образоваться в столкновениях тяжелых ионов при больших энергиях.

## 2.2. Детекторы CMS и ATLAS

### 2.2.1. Общие требования к детекторам CMS и ATLAS

Одна из наиболее важных задач для БАКа — исследование механизма спонтанного нарушения симметрии в электрослабом секторе СМ. Поиск бозона Хиггса [36] при этом используется как типичная задача для оптимизации как CMS-, так и ATLAS-детекторов. Для поиска бозона Хиггса детектор должен быть чувствителен к следующим процессам, чтобы обеспечить открытие бозона Хиггса в интервале масс, начиная от ограничения  $LEP m_H \geq 114,4 \text{ ГэВ}$  [37] и вплоть до  $m_H = 1 \text{ ТэВ}$ :

- 1)  $H \rightarrow \gamma\gamma$  при массах  $114 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 150 \text{ ГэВ}$ ;
- 2)  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$  для масс  $130 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 2M_Z$ ;
- 3)  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$  для масс  $m_H \geq 2M_Z$ .

Вторая важная задача проекта БАК — это открытие суперсимметрии [15, 16], т. е. детектирование суперчастиц. Здесь основная сигнатура,

## Глава 2

# БАК, CMS- и ATLAS-детекторы

## 2.1. БАК

БАК вступил в строй в сентябре 2008 г. После ремонта он продолжил работу осенью 2009 г. В настоящее время (весна 2010 г.) БАК ускоряет 2 протонных пучка с полной энергией 7 ТэВ. На начальной стадии запуска в 2010–2011 гг. полная энергия  $pp$ -столкновений планируется равной 7 ТэВ с последующим выходом на проектную полную энергию в 14 ТэВ<sup>1</sup>. Ускоритель БАК расположен в туннеле предыдущего  $e^+e^-$ -ускорителя LEP.

Предельным фактором, ограничивающим энергию протонных пучков, является удерживающая протоны на траектории сила, возникающая вследствие ненулевого поперечного магнитного поля на пути протонов, ускоряющихся в 27-километровом кольце БАКа (см. рис. 1 на цв. вкл.).

Справедливо уравнение

$$r(\text{ТэВ}) = 0,3V(\text{Тл})R(\text{км}), \quad (2.1)$$

где  $r$  — импульс протона,  $V$  — магнитное поле, создающееся магнитами БАКа, и  $R \approx 4,3 \text{ км}$  — радиус кольца, по которому движутся протоны. В случае импульса протонов  $p = 7 \text{ ТэВ}$  магнитное поле должно быть равным  $\sim 5,4 \text{ Тл}$ . На практике, однако, не все кольцо заполнено магнитами. Для удержания протонов на орбите используется приблизительно 1200 сверхпроводящих дипольных магнитов с магнитным полем  $\sim 8,4 \text{ Тл}$ . Помимо основных дипольных магнитов имеются более 500 квадрупольных сверхпроводящих магнитов и более 4000 корректирующих сверхпроводящих магнитов. БАК ускоряет ступки протонов, причем в каждом ступке будет находиться вплоть до  $1,2 \cdot 10^{11}$  протонов. Ступки протонов должны сталкиваться каждые 25 нс, что предъявляет очень высокие требования к быстродействию детекторов.

Перед попаданием в ускорительно-накопительное кольцо БАКа протоны ускоряются на ускорительном комплексе SPS до энергии  $E = 450 \text{ ГэВ}$  и потом «впрыскиваются» в кольцо БАКа.

Важнейшей характеристикой суперколлайдеров на встречных пучках является светимость. Количество столкновений  $R$  в коллайдере пропор-

<sup>1</sup> Кроме того, БАК способен ускорять тяжелые ионы типа Рb с энергией 5,5 ТэВ на один нуклон.

используемая при поиске суперсимметрии, — события с потерянной поперечной энергией, которая является следствием недетектируемости легкой суперсимметричной частицы. Следовательно, необходимо иметь жесткие ограничения на герметичность детектора. Также поиск новой физики, отличной от суперсимметрии (новые калибровочные бозоны  $W'$  и  $Z'$ , дополнительные размерности и т. д.) требует прецизионных изменений импульсов лептонов и зарядовой идентификации для поперечных импульсов вплоть до нескольких ТэВ. Другая возможная сигнатура новой физики (составные кварки) требует измерения адронных струй с поперечным импульсом вплоть до нескольких ТэВ.

Следовательно, основными требованиями при конструировании детекторов CMS и ATLAS являются:

- высокое энергетическое разрешение электромагнитного калориметра, разрешение инвариантных масс дифотонов и диэлектронов (около 1% при 100 ГэВ), обеспечение геометрического перекрытия в широком диапазоне углов, корректной локализации первичной вершины взаимодействия, режекции  $\pi^0$  и эффективной изоляции фотонов и лептонов при высокой светимости;
- идентификация мюонов и обеспечение импульсного разрешения в широком диапазоне импульсов и углов, обеспечение высокого разрешения инвариантных масс димюонов (около 1% при 100 ГэВ), возможность определения знака заряда мюона с импульсом  $p < 1$  ТэВ;
- обеспечение импульсного разрешения заряженных частиц и высокоэффективной реконструкции их треков во внутреннем трекаре, обеспечение эффективной идентификации и возможности «мечения»  $t$ -лептонов и  $b$ -струй при обработке, требующее высокотранулированной «пиксельной» структуры детектора вблизи области взаимодействия первичных пучков;
- хорошее разрешение «недостающей энергии» и инвариантных масс дистрий, требующее адронных калориметров с хорошей сегментацией и высокой герметичностью перекрытия в широком диапазоне углов.

### 2.2.2. CMS-детектор

CMS-детектор [21] состоит из внутреннего детектора (трекера), электромагнитного калориметра, адронного калориметра и мюонного спектрометра. Схематический вид CMS-детектора, структура установки и фронтальный вид представлены на рис. 2 и 3 на вкл.

Внутренний детектор (трекер) служит для регистрации и «сшивки» всех восстановленных треков адронов, электронов и мюонов и распознавания всех треков с поперечным импульсом свыше 2 ГэВ. Цилиндрические и торцевые плоскости из кремниевых детекторов с мелкоячеистой структурой считывания должны обеспечить пространственное разрешение лучше 15 мкм при самой высокой светимости БАКа. Общая площадь кремние-

вых детекторов внутреннего трекера составляет 223 м<sup>2</sup>, число каналов — около 10 млн.

В детекторе CMS трекер находится внутри магнитного поля в 3,8 Тл, что обеспечивает нужное магнитное поле для точного измерения импульсов заряженных частиц. Система трекера использует кремниевые пиксели и кремниевые стриповые детекторы. Ожидаемая точность измерения в области центральных быстрот  $dR_T/p_T \sim 0,02$  при  $p_T = 100$  ГэВ. Точность определения импульса ухудшается примерно в 10 раз при  $p_T = 1$  ТэВ.

Электромагнитный калориметр (ECAL) на основе сцинтилирующих кристаллов вольфрамата свинца обеспечивает идентификацию и прецизионное измерение энергии отдельных фотонов и электронов. Для этого используется 76 тыс. кристаллов с индивидуальными каналами считывания. Предливневый детектор на основе кремниевых детекторов с полосковой структурой считывания обеспечит разделение фотона и фона от распада нейтрального пиона и измерение направления фотона без ухудшения массового разрешения дифотонов. Общая площадь кремниевых детекторов предливневого детектора составляет 18 м<sup>2</sup>, число каналов — около 144 тыс.

Ожидаемое энергетическое разрешение ECAL при малой светимости описывается формулой

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0,03}{\sqrt{E}} \oplus 0,005. \quad (2.4)$$

Вычисления [21] приводят к следующей точности при определении инвариантной массы дифотонной пары для реакции  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ( $m_H = 100$  ГэВ):

$$\begin{aligned} \delta m_{\gamma\gamma} &\sim 500 \text{ МэВ} \quad (\text{низкая светимость } L_{\text{low}} = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}), \\ \delta m_{\gamma\gamma} &\sim 800 \text{ МэВ} \quad (\text{высокая светимость } L_{\text{high}} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}). \end{aligned}$$

Адронные калориметры (HCAL) вместе с передними калориметрами (HF) идентифицируют и измеряют энергию и направление адронных струй. Они обеспечивают герметичность измерения потоков энергии для определения недостающей поперечной энергии вплоть до очень малых углов. В структуре цилиндрических и торцевых адронных калориметров в качестве поглотителя используется латунь, прослоенная чувствительными ячейками пластика используемого сцинтилятора с общим числом 8 тыс. каналов считывания. В структуре передних адронных калориметров (HF) в качестве поглотителя используется железо, прослоенное кварцевыми волноводами с общим числом 2 тыс. каналов считывания.

Адронный калориметр окружает электромагнитный калориметр и действует вместе с ним, измеряя энергию и направления адронных струй и обеспечивая герметичность детектора. Область псевдобыстрот  $|\eta| \leq 3$  покрывается центральной и торцевой частями адронного калориметра, которые находятся внутри магнитного поля CMS-соленоида. Ожидаемое энергетическое разрешение адронных струй  $\Delta E/E \approx 1,1/\sqrt{E} \oplus 0,05$ .

Таблица 2.1

Основные характеристики детекторов CMS и ATLAS

Составные части детектора	ATLAS	CMS
Магниты	воздушные тороиды + внутренний соленоид, калориметры вне магнитного поля, 4 магнита	соленоид, калориметры внутри магнитного поля, 1 магнит
Внутренний детектор	слои Si (пиксели и стрипы), TRD-идентификация частиц $B = 2$ Тл $\sigma/p_T \sim 5 \cdot 10^{-4} p_T$ (ТэВ) $\oplus 0,01$	слои Si (пиксели и стрипы), нет идентификации частиц $B = 3,8$ Тл $\sigma/p_T \sim 1,5 \cdot 10^{-4} p_T$ (ТэВ) $\oplus 0,005$
Электромагнитный калориметр	Pb-жидкий аргон, $\sigma \sim 10\%$ $\bar{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E(\text{ТэВ})}}$ , продольная сегментация	кристаллы PbWO <sub>4</sub> , $\sigma \sim 2-5\%$ $\bar{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E(\text{ТэВ})}}$ , нет продольной сегментации
Адронный калориметр	Fe-сцинтиллятор + Cu-жидкий аргон, $> 10\lambda$ , $\sigma \sim \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{ТэВ})}} \oplus 0,03$	Cu-сцинтиллятор, $> 5,8\lambda$ + хвостовой поглотитель $\sigma \sim \frac{65\%}{\sqrt{E(\text{ТэВ})}} \oplus 0,05$
Мюонный спектрометр	воздушный, $\sigma/p_T \sim 7\%$ при 1 ТэВ, спектрометр	Fe, $\sigma/p_T \sim 5\%$ при 1 ТэВ, спектрометр + внутренний детектор

Область псевдобыстрот  $3,0 \leq |\eta| \leq 5,0$  покрывается отдельным передним калориметром. Ожидаемое энергетическое разрешение для адронных струй в этой области псевдобыстрот

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1,8}{\sqrt{E}} \oplus 0,1. \quad (2.5)$$

Для БАКа эффективное детектирование мюонов от распадов бозона Хиггса и распадов  $W, Z, tt$  требует покрытия по большой области псевдобыстрот. Ожидается, что мюоны от  $pp$ -соударений обеспечат чистую и ясную сигнатуру при поиске широкого класса процессов, предсказываемых во многих моделях. Многие из этих процессов достаточно редкие, поэтому для их обнаружения необходима большая светимость. Задача мюонного спектрометра обеспечить идентификацию мюонов и точное измерение их импульсов от нескольких ТэВ вплоть до нескольких ТэВ. Центральная часть детектора покрывает область псевдобыстрот  $|\eta| \leq 1,3$ . Периферийная часть детектора покрывает область псевдобыстрот  $1,3 \leq |\eta| \leq 2,4$ .

При  $0 \leq |\eta| \leq 2$  точность определения импульса мюонов в CMS ожидается равной  $0,015-0,05$  при  $p_T = 100$  ТэВ и, соответственно,  $0,05-0,2$  при  $p_T = 1$  ТэВ.

Полное протон-протонное сечение составляет около 100 мбн при энергии 14 ТэВ. При светимости в  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  CMS-детектор будет наблюдать примерно  $10^9$  неупругих событий в секунду. В то же время система обработки данных детектора CMS способна обработать примерно 100 событий в секунду. Это приводит к тому, что система выработки запуска установки (триггер) должна уменьшить поток данных от  $10^9$  до 100 событий в секунду, т.е. из  $10^9$  событий отобрать только 100 наиболее интересных.

Система триггера в CMS состоит из триггера первого уровня и HLT (триггер высокого уровня), что позволяет уменьшить обработку информации в  $10^7$  раз.

Заметим, что детектор ATLAS устроен примерно так же, как и детектор CMS (см. рис. 4, 5 на цв. вкл.). Основные параметры детекторов CMS и ATLAS содержатся в табл. 2.1.



сечение  $\sigma(pp \rightarrow H + \dots) \approx 20$  пб при  $m_H = 120$  ГэВ, а вторая реакция имеет сечение  $\sigma(pp \rightarrow g_A + \dots) \approx 10$  пб при  $m_{g_A} = 500$  ГэВ. Детектировать новые частицы при этом можно по их распадам, например, для регистрации бозона Хиггса использовать распады  $H \rightarrow \gamma\gamma$  или  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ . Новая частица будет проявляться как резонанс в распределении сечения по инвариантной массе соответствующих продуктов распада, например, как резонансная структура в распределении  $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$  при поиске бозона Хиггса в двухфотонной моде. При этом точное значение фона на основе теоретических расчетов не критично, поскольку сечение фона является плавной функцией от инвариантной массы и ее можно экстраполировать из области вне резонанса в резонансную область. Достаточно большая доля предполагаемой к поиску новой физики принадлежит этой категории: поиск бозона Хиггса,  $Z'$ -бозона, гравитонные резонансы, аксиглоуоны и т. д. В качестве конечного состояния используются: дилептоны, дифотоны, дистриуи, 4 лептона и т. д.

Вторым примером является реакция  $pp \rightarrow A + X + \dots$ , например, местное рождение бозона Хиггса вместе с  $W$ -бозоном  $pp \rightarrow H + W + \dots$ . Здесь использование лептонных распадов  $W$ -бозона позволяет надеяться на сильное подавление фона, что компенсирует малость сечений этой реакции по сравнению с инклюзивным рождением.

Также важным примером является рождение адронных струй и массивных гравитонов в ADD-модели  $pp \rightarrow \text{jet} + g_n$ . Поскольку массивные гравитоны являются слабовзаимодействующими частицами и не регистрируются в детекторе (аналогично нейтрино), то они нарушают баланс в поперечном импульсе и сигнатурой такой реакции будет наличие адронной струи и нулевой поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$ . При такой ситуации точное знание фона от СМ критично для поиска новой физики.

Третьим важным примером является рождение двух новых частиц  $X$  и  $Y$ , что характерно при поиске суперсимметрии в моделях с сохраняющейся  $R$ -четностью, поскольку точная  $R$ -четность запрещает одиночное рождение суперсимметричных частиц. В силу  $R$ -четности суперсимметричные частицы распадаются на обычные частицы и легчайшую суперсимметричную частицу, например, рождение двух скварков с последующими распадами на кварки и легчайшую суперчастицу  $\tilde{\chi}_1^0$

$$pp \rightarrow \tilde{q} + \tilde{q} + \dots \rightarrow q + q + \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 + \dots$$

В силу недетектируемости  $\tilde{\chi}_1^0$  основной характеристикой при поиске суперсимметрии будет наличие ненулевой поперечной потерьянной энергии  $E_T^{\text{miss}}$  в реакциях рождения суперсимметричных частиц и последующих их распадов. Вследствие наличия хотя бы одной нерегистрируемой частицы  $\tilde{\chi}_1^0$  при распаде суперсимметричных частиц невозможно построить распределение по инвариантной массе продуктов распада, поэтому для реакций с участием суперчастиц необходимо максимально точное значение фона при поиске суперсимметрии на БАКе.

## Глава 3

### Классификация способов поиска новой физики на БАКе. Вводные замечания

Поиск новой физики в протон-протонных соударениях условно можно разделить на следующие три категории:

- 1) поиск новой физики по отклонению сечений или распадов известных частиц от предсказаний СМ;
- 2) поиск новых частиц;
- 3) поиск новой физики в рождении и распадах  $B$ -мезонов.

В этой книге мы рассматриваем только первые два пункта и не касаемся аспектов физики  $B$ -мезонов на БАКе.

Типичным примером по поиску новой физики по отклонению сечений от предсказаний СМ является поиск составности (композиитности) в процессах рождения мюонной пары<sup>1)</sup>

$$pp \rightarrow \gamma^* / Z^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

и при исследовании сечений рождений двух адронных струй в области больших инвариантных масс двух струй (см. гл. 8). Сравнительно теоретические и экспериментальные значения, можно получить ограничения на параметры моделей с новой физикой (масштаб составности  $\Lambda$ ) или, если повезет, открыть новую физику вне рамок СМ. Подчеркнем, что для открытия новой физики необходимо максимально точно уметь предсказывать соответствующие сечения СМ.

Рождение новых частиц на БАКе можно разделить на следующие категории:

- а) инклюзивное рождение одной новой частицы  $X$ ;
- б) инклюзивное рождение двух новых частиц  $X$  и  $Y$ ;
- в) инклюзивное рождение одной новой частицы  $X$  и известной частицы  $A$ ;
- г) рождение одной новой частицы  $X$  и двух известных частиц  $A$  и  $B$ ;
- д) все остальное.

Типичными процессами одиночного рождения новых частиц являются рождение бозона Хиггса в механизме глюонного слияния  $gg \rightarrow H$  и рождение аксиглоуонов  $q\bar{q} \rightarrow g_A$ , причем первая реакция имеет электрослабое

<sup>1)</sup> Заметим, что процесс рождения мюонной пары [38] сыграл важную роль в построении КХД.

Следует, правда, сказать, что путем измерения структуры в различных распределениях удается в некоторых случаях извлечь из эксперимента различные комбинации масс суперчастиц.

Также весьма важна для поиска новой физики на БАКе реакция рождения новой частицы в сопровождении двух известных частиц СМ. Наиболее ярким примером реакций такого рода является процесс векторного слияния при рождении бозона Хиггса

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H,$$

приводящий к наличию двух мощных адронных струй в переднем и заднем направлениях наряду с отсутствием адронной активности в области центральных псевдобыстрот. И хотя сечение этого процесса существенно меньше сечения рождения бозона Хиггса посредством механизма глюонного слияния, наличие двух мощных адронных струй и отсутствие адронной активности в центральной области псевдобыстрот позволяют подавить фон от СМ, что приводит к возможности детектирования бозона Хиггса в этой моде (см. гл. 5).

## Исследования физики в СМ

## 4.1. Электрослабая физика

Реакции  $pp \rightarrow W + X$  и  $pp \rightarrow Z + X$  с последующими лептонными распадами  $W \rightarrow e\nu$ ,  $Z \rightarrow e^+e^-$  имеют большие сечения и теоретически хорошо изучены, так как пертурбативная КХД применима при вычислении сечений рождения  $W$ - и  $Z$ -бозонов в силу их большой массы по сравнению с КХД-масштабом  $\Lambda \sim 0,5$  ГэВ. Сечения на уровне 10 нб (1 нб) ожидаются на БАКе для  $W \rightarrow e\nu$  ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ) канала для детектора CMS с его регистрацией лептонов в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,4$ . Поэтому эти реакции полезны для многих целей, включая точный мониторинг светимости и калибровку детекторов CMS и ATLAS. Кроме того, эти реакции будут в числе первых измеренных реакций на детекторах CMS и ATLAS. На партонном уровне в ведущем приближении эти реакции возникают вследствие кварк-антикварковой аннигиляции

$$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow Z, \quad d\bar{u} \rightarrow W^-, \quad u\bar{d} \rightarrow W^+.$$

Процессы  $pp \rightarrow ZX$  и  $pp \rightarrow WX$  с последующими распадами  $Z$  и  $W$  на электроны изучались для детектора CMS в работе [39]. Типичное ограничение на поперечный импульс электрона  $p_T^e > 20$  ГэВ в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1,4$  и  $1,6 < |\eta| < 2,4$ . Чтобы отличить электрон от адронной струи используется условие, что энергия, выделенная в адронном кластере, должна быть много меньше энергии, выделенной в электромагнитном кластере, а именно  $E_{had}/E_{EM} < 0,05$ . Для отождествления трека электрона требуется, чтобы направление трека совпадало с кластером в электромагнитном калориметре, а именно  $\Delta R < 0,15$  ( $\Delta R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ ). Кроме того, требуется, чтобы отношение энергии, выделенной в калориметре, и импульса частицы в треке  $E/p$  было бы больше 0,9. Также требуется, чтобы электрон был бы изолированным, т. е. поперечная энергия, выделяемая вокруг конуса  $\Delta R = 0,35$ , была бы меньше, чем 0,2 от поперечной энергии, выделяемой в калориметрах.

При таких условиях на выделяемый электрон средняя эффективность регистрации  $Z$ -бозона находится в районе 57%, а систематические ошибки не превышают 1–2%.

При селекции  $W \rightarrow e\nu$  отбираемые события должны иметь один электрон и ненулевую потерянную поперечную энергию. Поперечная масса

определяется стандартным образом как

$$m_T = \sqrt{2p_T^{(e)} p_T^{(\nu)} (1 - \cos \theta)},$$

где  $p_T^{(e,\nu)}$  реконструированный поперечный импульс электрона и нейтрино соответственно, а  $\theta$  — угол между поперечным импульсом электрона и поперечным потерянному импульсом.

Аналогично в работе [40] для детектора ATLAS исследовалась возможность регистрации мюонных распадов  $W \rightarrow \mu\nu$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Систематические неопределенности при изучении каналов  $Z \rightarrow \mu\mu$  и  $W \rightarrow \mu\nu$  оказываются малыми и не превышают 2 и 3 % соответственно.

В терминах сечений это означает, что при интегральной светимости в  $1 \text{ фб}^{-1}$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu\mu + X)} = [0,13 \text{ (stat)} \pm 2,3 \text{ (syst)} \pm 10 \text{ (lumi)}] \%,$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma(pp \rightarrow W + X \rightarrow \mu\nu + X)} = [0,04 \text{ (stat)} \pm 3,3 \text{ (syst)} \pm 10 \text{ (lumi)}] \%.$$

Причем неопределенность, связанная со светимостью, является доминирующей.

#### 4.1.1. Рождение мюонных пар

В СМ рождение лептонных пар в адрон-адронных столкновениях описывается  $s$ -канальным обменом фотонов или  $Z$ -бозонов

$$q\bar{q} \rightarrow Z^*/\gamma^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

Паргонное сечение рождения лептонной пары в системе центра масс имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} [A_0(1 + \cos^2 \theta) + A_1 \cos \theta].$$

Заметим, что  $\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} A_0$  и  $A_{FB} = \frac{3A_1}{8A_0}$  есть соответственно полное

сечение и асимметрия вперед-назад, а  $\theta$  — угол рассеяния лептона по отношению к направлению движения кварка в системе центра масс. Члены  $A_0$  и  $A_1$  полностью определяются электрослабыми связями начальных и конечных фермионов. При энергиях, равных массе  $Z$ -бозона,  $Z$ -обмен доминирует и интерференционный член мал. При энергиях больших, чем масса  $Z$ -бозона, обмены как виртуальным фотоном, так и виртуальным  $Z$ -бозоном дают вклад, а асимметрия вперед-назад возникает в результате интерференции векторной и аксиально-векторной вершин. Дифференциальные сечения рождения лептонных пар чувствительны к проявлениям новой физики в тэвной области, которые могут проявляться как в наличии в тэвной области новых резонансов, так и существенным вкладом от новых взаимодействий, отличных от взаимодействий СМ.

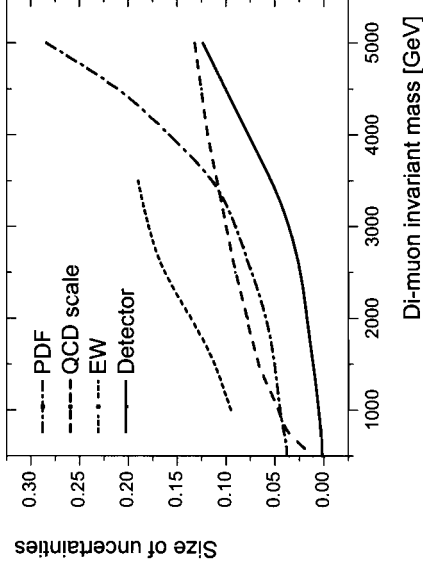


Рис. 4.1. Влияние различных источников на суммарную неопределенность сечения рождения димюонной пары как функции инвариантной массы димюона [39]

В работе [39] изучалась возможность измерения дифференциального сечения рождения мюонных пар. Для поиска новой физики с помощью измерения сечения выхода мюонных пар необходимо максимально точно знать сечения выхода при различных значениях дилептонной инвариантной массы. Основные неопределенности связаны здесь с неопределенностью в партонных распределениях и детекторными неопределенностями (см. рис. 4.1). Например, неопределенность, связанная с неточным значением партонных распределений, приводит к неопределенности сечения  $\sim 7\%$  при инвариантной массе дилептонов в  $1 \text{ ТэВ}$ .

При измерении асимметрии вперед-назад точность зависит от:

- статистической неопределенности, которая растет с ростом обрезания на инвариантную массу дилептонов;
- систематических неопределенностей, связанных с неопределенностями партонных распределений и т. д.

Результаты компьютерного моделирования показывают, что при интегральной светимости в  $100 \text{ фб}^{-1}$  и димюонных массах в районе  $500 \text{ ГэВ}$  систематические ошибки доминируют, в то время как при димюонных массах выше  $1000 \text{ ГэВ}$  основными ошибками являются статистические.

#### 4.1.2. Определение массы $W$ -бозона

Точное определение массы  $W$ -бозона представляет собой важную задачу СМ на самосогласованность, поскольку вместе с точным определением массы топ-кварка позволяет провести проверку однопетлевых поправок СМ и, в принципе, обнаружить отклонение от СМ на петлевом уровне.

Предполагаемый огромный набор данных на БАКе позволяет утверждать, что статистическая ошибка будет пренебрежимо мала и в то же



время систематика будет под контролем. Распределение поперечной массы  $W$ -бозона

$$m_T = \sqrt{2p_T^i p_T^j (1 - \cos \theta)}$$

в лептонных распадах  $W$ -бозона при интегральной светимости в  $10 \text{ fb}^{-1}$ , согласно оптимистичным надеждам на определение массы  $W$ -бозона, приводит к неопределенности  $\Delta M_W < 10 \text{ МэВ}$ <sup>1)</sup>.

#### 4.1.3. Мультибозонное рождение

Изучение мультибозонного рождения в тэвной области является прекрасной возможностью проверки СМ. Так, например, детектирование  $W^\pm Z$ - и  $W^\pm \gamma$ -событий позволяет осуществить проверку тройных калибровочных вершин  $WWZ$  и, тем самым, проверку неабелевой  $SU_L(2)$  калибровочной симметрии СМ. Сечение для  $W^+ Z$  канала приблизительно равно  $50 \text{ пб}$  и  $20 \text{ пб}$  для  $ZZ$  канала, что делает сигнатуры  $W^+ Z \rightarrow t^+ t^+ \nu$ ,  $ZZ \rightarrow t^+ t^+ t^+ t^-$  наблюдаемыми на ранней стадии работы БАКа. При интегральной светимости в  $1 \text{ fb}^{-1}$  полные систематические неопределенности при измерении сечений  $W^\pm Z$  и  $ZZ$  для детектора CMS оцениваются в  $17\%$  и  $13\%$  соответственно.

## 4.2. Физика топ-кварков

БАК будет рождать большое количество топ-кварков (фабрика топ-кварков) в силу большого сечения  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t} + \dots) \approx 900 \text{ пб}$  рождения пары топ-анти топ. Будучи единственным фермионом с юкавской константой связи с хиггсовским бозоном  $h_t \sim O(1)$ , топ-кварк играет ключевую роль в большинстве моделей, предсказывающих существование новой физики в тэвной области.

В ведущем порядке теории возмущений диаграммы, описывающие рождение  $t\bar{t}$ , представлены на рис. 4.2, причем диаграммы глюон-глюонного слияния  $gg \rightarrow t\bar{t}$  доминируют на БАКе и дают примерно  $90\%$  сечения [41].

Заметим, что сечение рождения  $t\bar{t}$  на БАКе примерно в  $150$  раз больше сечения рождения  $t\bar{t}$  на Tevatrone. Хотя СМ-фоны ( $W/Z + \text{струи}$ ) также увеличиваются на БАКе по сравнению с Tevatronом, но в меньшей степени, тем самым делая отношение сигнала к фону на БАКе лучше.

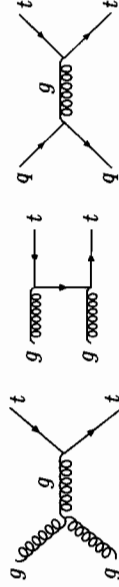


Рис. 4.2. Диаграммы, описывающие парное рождение топ-кварков

В СМ  $t$ -кварк распадается в основном на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк ( $Br(t \rightarrow bW) \approx 100\%$ ).  $W$ -бозон в основном распадается либо на нейтрино и заряженный лептон, либо на кварк-антикварковую пару, что приводит к адронным состояниям  $b\bar{b}jjj$  (доля  $46,2\%$ ), к полулептонным состояниям  $b\bar{b}\nu jj$  (доля  $43,5\%$  и, соответственно,  $29\%$  для  $l = e, \mu$ ) и к дилептонным состояниям  $b\bar{b}\nu\nu$  (доля  $10,3\%$  и  $4,6\%$  для  $l = e, \mu$ ). Последние вычисления приводят к значению сечения парного рождения топ-кварков  $\sigma(t\bar{t}) = [908 \pm 83(\text{масштаб}) \pm 30(\text{партонные распределения})] \text{ пб}$  [41]. При энергии БАКа, равной  $10 \text{ ТэВ}$ , сечение  $\sigma(t\bar{t}) \approx 400 \text{ пб}$ .

Одиночное рождение топ-кварка является электрослабым процессом, обычно подразделяемым на три подпроцесса:  $t$ -канальный подпроцесс, ассоциированное  $tW$  рождение и  $s$ -канальный подпроцесс (см. рис. 6 на цв. вкл.).

Как уже отмечалось ранее, БАК будет фабрикой топ-кварков, на которой они будут обильно рождаться. Даже при полной энергии БАКа  $10 \text{ ТэВ}$  и начальной светимости в  $100 \text{ пб}^{-1}$  можно ожидать рождения  $40\,000$  пар топ-анти топ, что позволит их использовать для калибровки детекторов. Кроме того, точное измерение сечения рождения  $t\bar{t}$  является тестом на способность КХД делать прецизионные предсказания.

Ранее наблюдение рождения  $t\bar{t}$  возможно как в полулептонном, так и в дилептонном каналах. С учетом всех неопределенностей СМС-коллаборация способна измерить сечение рождения  $t\bar{t}$  с точностью  $14\%$  при интегральной светимости в  $1 \text{ fb}^{-1}$  и с точностью  $10\%$  при  $10 \text{ fb}^{-1}$  светимости [41]. Основным фоном для  $t\bar{t}$ -сигнала является рождение  $W + \text{jet}$ .

#### 4.2.1. Одиночное рождение топ-кварков

Как уже отмечалось выше, одиночное рождение топ-кварка (рис. 6 на цв. вкл.) происходит посредством трех механизмов ( $t$ -канальное рождение,  $tW$ -рождение,  $s$ -канальное рождение). Основными фонами для всех трех процессов являются парное рождение топ-кварков,  $W + \text{струи}$  и КХД-фоны с  $n \geq 2$  струй.

Анализы, проведенные коллаборациями СМС и ATLAS, показывают, что при светимости в  $1 \text{ fb}^{-1}$  можно измерить  $t$ -канальное рождение одиночного топ-кварка с точностью лучшей, чем  $25\%$ , причем основная ошибка связана с систематикой. Также возможно измерить  $tW$ -рождение и  $s$ -канальное рождение, правда, при этом как статистические, так и систематические ошибки возрастают примерно в  $2-3$  раза [41].

#### 4.2.2. Измерение массы топ-кварка

Масса топ-кварка является одним из наиболее важных параметров СМ. Следует подчеркнуть, что полная масса топ-кварка определена только в рамках теории возмущений и имеет неопределенность при попытках определить ее вне рамок теории возмущений порядка  $\Lambda_{QCD} \sim (200-500) \text{ МэВ}$ , что делает весьма нетривиальным вопрос, что же измеряют эксперимента-

<sup>1)</sup> Заметим, что современное значение  $M_W = 80,398 \pm 0,025 \text{ ТэВ}$  [30].

торы. Возможно, наиболее правильное утверждение заключается в том, что экспериментаторы измеряют некий параметр в генераторах Монте-Карло, который в ведущем порядке совпадает с поперечной массой топ-кварка. CMS-коллаборация будет измерять массу топ-кварка в полуплептонном канале. При интегральной светимости в  $10 \text{ fb}^{-1}$  CMS ожидает статистическую неопределенность в измерении массы топ-кварка 200 МэВ и систематическую неопределенность в 1,1 ГэВ<sup>2</sup>. Также возможно использовать дилептонную моду для определения массы топ-кварка со статистической и систематической ошибками в 0,5 ГэВ и 1,1 ГэВ, соответственно, при интегральной светимости  $\mathcal{L}_t = 10 \text{ fb}^{-1}$ . Аналогичные результаты были получены коллаборацией ATLAS [41].

### 4.3. КХД и физика адронных струй

Физика адронных струй является одной из наиболее перспективных областей для исследования на БАКе в силу большого сечения рождения адронных струй. Здесь следует отметить, что результаты измерений и их интерпретация будут зависеть от определения адронной струи. В настоящее время наиболее популярны два типа определения адронных струй: алгоритмы конусного типа [42], которые традиционно используются для адрон-адронных коллайдеров, и кластерные алгоритмы [42], в которых объекты комбинируются на основе введенного понятия «расстояние между кластерами». Оба типа алгоритмов, применяемых как коллаборацией CMS, так и коллаборацией ATLAS, используют понятие углового расстояния, основанное на азимутальном угле  $\Phi$  и псевдобыстроте  $\eta = -\ln[\text{tg}(\theta/2)]$ . Угловое расстояние между двумя объектами определяется как

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\Delta_{ij}\Phi)^2 + (\Delta_{ij}\eta)^2}. \quad (4.1)$$

Например, CMS-коллаборация использует конусный алгоритм [42], удовлетворяющий следующим условиям:

- радиус конуса  $R = 0,7$ , все объекты должны удовлетворять условию  $R_{ic} \leq R$ , где  $c$  обозначает четырехвектор конуса;
- перекрывающиеся конусные струи объединяются в одну, когда их пересекающаяся область несет более 50 % энергии менее энергичной струи. В инклюзивном  $k_T$ -алгоритме определение адронных струй использует следующие ингредиенты:
- расстояния вычисляются согласно  $\Delta R$ -схеме, т. е.

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^2, p_{Tj}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2},$$

где  $\Delta R_{ij}$  определяется формулой (4.1);

<sup>2)</sup> Заметим, что согласно PDG (Particle Data Group) [30]  $\pi_4 = 171,2 \pm 2,1$  ГэВ.

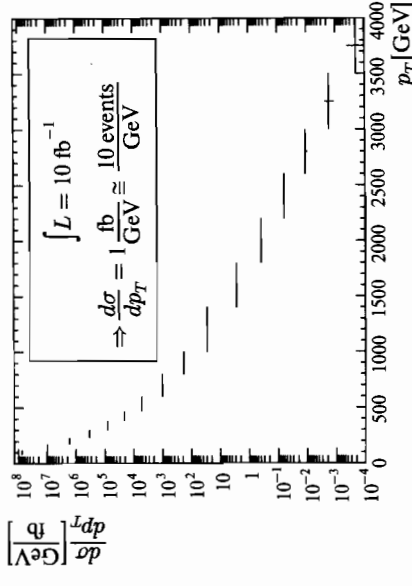


Рис. 4.3. Ожидаемая статистическая неопределенность в дифференциальном сечении по всем быстротам при интегральной светимости  $10 \text{ fb}^{-1}$  [39]. Центральное значение получено из вычислений в ведущем порядке в зависимости от поперечного импульса жесткого взаимодействия

- параметр разрешения струй  $D$  выбирается равным 1.

КХД-сечения рождения струй имеют намного большие сечения, чем большинство процессов с изолированными лептонами в конечном состоянии типа рождения мюонной пары  $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$ . Поэтому коллаборации CMS и ATLAS вводят триггер на минимальную величину поперечного импульса струи  $p_{T,\text{tr}} > p_{T_0}$ , где  $p_{T_0} > 50$  ГэВ.

Измерение инклюзивного рождения является одним из наиболее важных на ранней стадии работы БАКа. В силу большого сечения рождения КХД-струй инклюзивное сечение рождения струй может быть измерено вплоть до больших значений  $O(3 \text{ ТэВ})$  импульса струи.

На рис. 4.3 показано предсказание CMS при светимости в  $10 \text{ fb}^{-1}$  для инклюзивного сечения рождения струй в зависимости от  $p_T$  струи для струй с  $|\eta| < 1$ . Это измерение позволит проверить КХД при переданных импульсах вплоть до  $O(3 \text{ ТэВ})$ .

Весьма важно знание неопределенностей, возникающих при определении инклюзивных сечений. Так, например, для детектора ATLAS основная ошибка связана с неточным знанием энергии адронной струи. Ошибка в 5(10) % в определении энергии струи приводит к неопределенности сечения в 35(70) % при  $p_T = 1 \text{ ТэВ}$  и 50(100) % при  $p_T = 2 \text{ ТэВ}$ . Статистическая неопределенность при этом намного меньше, а именно 2(30) % при  $p_T = 1(2) \text{ ТэВ}$  и интегральной светимости  $100 \text{ pb}^{-1}$ . Теоретическая неопределенность, связанная с неопределенностью в масштабе однопетлевых поправок к древесному приближению, оценивается на уровне 5–10 % при  $p_T = 1 \text{ ТэВ}$ .

## Глава 5

## Поиск стандартного бозона Хиггса

Взаимодействия стандартного бозона Хиггса определяются лагранжианами  $L_{HUM}$  и  $L_{Yuk}$ . Лагранжиан  $L_{HUM}$  описывает взаимодействие поля бозона Хиггса с векторными  $W$ - и  $Z$ -бозонами. В унитарной калибровке

$$L_{HUM} = \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H + M_W^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{2} M_Z^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 Z^\mu Z_\mu. \quad (5.1)$$

Лагранжиан  $L_{Yuk}$  ответственен за генерацию масс фермионов. В унитарной калибровке  $L_{Yuk}$  представим в виде

$$L_{Yuk} = - \sum_i m_{\psi_i} \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{\psi}_i \psi_i, \quad (5.2)$$

где  $\psi_i$  являются фермионными (кварковыми и лептонными) полями.

## 5.1. Распады бозона Хиггса

Древесные константы связей бозона Хиггса с калибровочными бозонами и фермионами следуют из лагранжианов (5.1), (5.2). Взаимодействия  $HW^+W^-$ ,  $HZZ$  и  $H\bar{\psi}\psi$  наиболее важны для феноменологии. Ширина распада в фермион-антифермионную пару определяется формулой [3]

$$\Gamma(H \rightarrow \psi\bar{\psi}) = \frac{G_F m_\psi^2 m_H N_c}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_\psi^2}{m_H^2}\right)^{3/2}, \quad (5.3)$$

где  $N_c$  — число цветовых состояний фермиона. Для  $m_H \leq 2M_W$  бозон Хиггса распадается в основном в  $b$ -кварк-антикварковую пару и с вероятностью  $\sim 5\%$  в  $\tau$ -лептон-антилептонную пару.

КХД-поправки (см. рис. 5.1) можно учесть путем замены в формуле (5.3) полюсной массы  $b$ -кварка на бегущую массу  $b$ -кварка. А именно, учет высших КХД-поправок приводит к формуле

$$\Gamma(H \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{3G_F m_H}{4\sqrt{2}\pi} \bar{m}_Q^2(m_H) [\Delta_{QCD} + \Delta_t], \quad (5.4)$$

где

$$\Delta_{QCD} = 1 + 5,67 \frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} + (35,94 - 1,36N_F) \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi}\right)^2 +$$

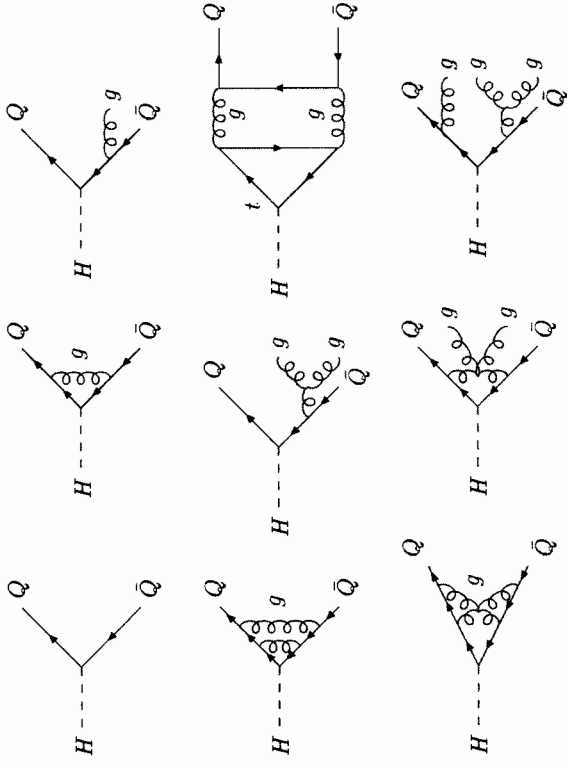


Рис. 5.1. Типичные диаграммы вкладов в  $H \rightarrow Q\bar{Q}$  в низшем порядке и одно-, двух-, и трехпетлевые поправки КХД

$$+ (161,14 - 25,77N_F + 0,259N_F^2) \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi}\right)^3 \quad (5.5)$$

и

$$\Delta_t = \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi}\right)^2 \left[1,57 - \frac{2}{3} \ln \frac{m_H^2}{m_t^2} + \frac{1}{9} \ln^2 \frac{m_Q^2(m_H)}{m_H^2}\right], \quad (5.6)$$

для ширины распада бозона Хиггса для кварков  $Q = b$ , с  $\overline{MS}$ -схеме перенормировок. Соотношение между пертурбативной полюсной кварковой массой  $m_Q$  и  $\overline{MS}$  бегущей кварковой массой  $\bar{m}_Q(m_Q)$  имеет вид [43]

$$\bar{m}_Q(m_Q) = \frac{m_Q}{1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_Q)}{\pi} + K_Q \left(\frac{\alpha_s(m_Q)}{\pi}\right)^2}, \quad (5.7)$$

где численно  $K_t \approx 10,9$ ,  $K_b \approx 12,4$  и  $K_c \approx 13,4$ . Электрослабые поправки к распадам бозона Хиггса на кварки и лептоны весьма малы [44] (меньше чем 2%).

Бозон Хиггса с  $m_H \geq 2M_Z$  распадается на пару калибровочных бозонов (см. рис. 5.2) с парциальными ширинами

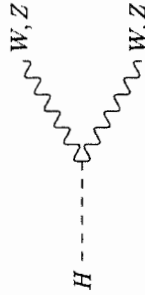
$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F m_H^3}{32\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_W + 3a_W^2)(1 - a_W)^{1/2}, \quad (5.8)$$

4\*

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_F m_H^3}{64\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_Z + 3a_Z^2)(1 - a_Z)^{1/2}, \quad (5.9)$$

где

$$a_W = \frac{4M_W^2}{m_H^2} \quad \text{и} \quad a_Z = \frac{4M_Z^2}{m_H^2}.$$



**Рис. 5.2.** Диаграмма, дающая вклад в распад  $H \rightarrow VV$  [ $V = W, Z$ ]. Электрослабые поправки были вычислены в работах [44]. Численно они меньше 5% в промежуточной области  $2M_W \leq m_H \leq 2m_t$ . КХД-поправки к ведущим топ-кварк поправкам  $O(G_F m_t^2)$  были вычислены в работах [45]. В области больших масс ( $2M_Z \leq m_H \leq 800$  ГэВ) бозон Хиггса распадается в основном на калибровочные бозоны. Например, при  $m_H \gg 2M_Z$  основные ширины распада определяются формулами

$$\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) \simeq 2\Gamma(H \rightarrow ZZ) \simeq \frac{G_F m_H^3}{8\pi\sqrt{2}}. \quad (5.10)$$

Зависимость  $m_H^3$  ширины распада бозона Хиггса от его массы является следствием продольной поляризации состояний  $W$  и  $Z$ . С увеличением массы бозона Хиггса  $m_H$  константы связей  $H$  с голдстоуновскими бозонами, становящимися в результате механизма Хиггса продольными компонентами  $W$ - и  $Z$ -бозонов, растут. При этом ширина распада бозона Хиггса в кварк-антикварковую пару растет линейно с ростом массы бозона Хиггса. Поэтому при массе бозона Хиггса, существенно большей, чем  $2M_Z$ , полная ширина распада в основном определяется модами распада на калибровочные бозоны. Для тяжелого бозона Хиггса полная ширина численно равна

$$\Gamma_{\text{tot}}(H) \simeq 0,48 \text{ ТэВ} \left( \frac{m_H}{1 \text{ ТэВ}} \right)^3. \quad (5.11)$$

Для тяжелого бозона Хиггса поправки к полной ширине вследствие самодействия полей бозона Хиггса существенны, а именно [46]:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \Gamma_{Lo}(H \rightarrow VV)[1 + 2,8\kappa + 62,0(\kappa)^2], \quad (5.12)$$

где

$$\kappa = \frac{G_F m_H^2}{16\sqrt{2}\pi^2}, \quad V = Z, W,$$

а  $\Gamma_{Lo}(H \rightarrow VV)$  определяется формулами (5.8), (5.9).

В области масс меньших  $2M_V$  ( $V = Z, W$ ) распады на калибровочные бозоны вне массовой поверхности весьма существенны. Ширина распада в один из калибровочных бозонов вне массовой поверхности имеет

вид [47]

$$\Gamma(H \rightarrow VV^*) = \delta_V \frac{3G_F^2 M_V^4 m_H}{16\pi^3} R \left( \frac{M_V^2}{m_H^2} \right), \quad (5.13)$$

где

$$\delta_W = 1, \quad \delta_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9} \sin^2 \theta_W + \frac{40}{27} \sin^4 \theta_W$$

и

$$R(x) = 3 \frac{1 - 8x + 20x^2}{\sqrt{4x - 1}} \arccos \left( \frac{3x - 1}{2x^{3/2}} \right) - \frac{1 - x}{2x} (2 - 13x + 47x^2) - \frac{3}{2} (1 - 6x + 4x^2) \ln(x), \quad (5.14)$$

$x = M_V^2/m_H^2$ . Для массы бозона Хиггса, немного большей, чем  $2M_V$  ( $V = Z, W$ ), распады на калибровочные бозоны вне массовой поверхности также играют важную роль. Соответствующие формулы можно найти в работе [48].

Следует отметить, что ряд важных распадов бозона Хиггса отсутствует на древесном уровне. Они возникают только на однопетлевом уровне. Распады бозона Хиггса на два глюона и два фотона исключительно важны для поиска бозона Хиггса на БАКе. В однопетлевом приближении ненулевое взаимодействие бозона Хиггса с глюонами, возникающее вследствие обмена виртуального топ-кварка в петле (см. рис. 5.3) [49], описывается эффективным лагранжианом

$$L_{Hgg}^{\text{eff}} = \frac{g_2 \alpha_s N_g (m_t^2/m_H^2)}{24\pi M_W} H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}, \quad (5.15)$$

где  $N_g(x) \rightarrow 1$  при  $x \rightarrow \infty$ . В нижнем порядке теории возмущений выражение для ширины распада имеет вид [50]

$$\Gamma_{Lo}(H \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2 m_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_Q A_Q^H(\tau_Q) \right|^2, \quad (5.16)$$

$$A_Q^H(\tau) = \frac{3}{2} \tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (5.17)$$

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \left( \frac{1}{\sqrt{\tau}} \right), & \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[ \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 - \tau}}{1 - \sqrt{1 - \tau}} \right) - i\pi \right]^2, & \tau < 1. \end{cases} \quad (5.18)$$

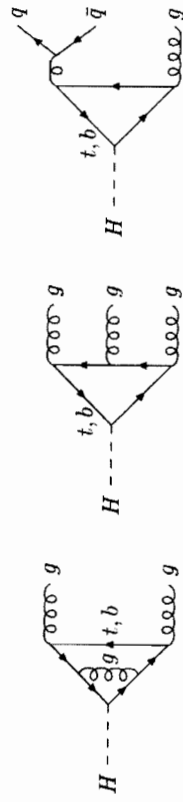


Рис. 5.4. Типичные диаграммы, описывающие КХД-поправки к распаду  $H \rightarrow gg$

Параметр  $\tau_Q = 4m_Q^2/m_H^2$  определяется полусной массой  $m_Q$  тяжелого кварка в петле. При больших массах кварков для  $A_Q^H(\tau_Q) \rightarrow 1$ . Учет КХД-поправок (см. рис. 5.4) приводит при  $m_H^2 \ll 4m_Q^2$  [51] к

$$\Gamma(H \rightarrow gg(g), q\bar{q}) = \Gamma_{LO} \left[ \alpha_s^{(N_F)} \left( \frac{m_H^2}{\Lambda^2} \right) \right] \left[ 1 + \left( \frac{95}{4} - \frac{7}{6} N_F \right) \frac{\alpha_s^{(N_F)} (m_H^2/\Lambda^2)}{\pi} \right] \quad (5.19)$$

для числа кварковых ароматов  $N_F = 5$ . Численно радиационные поправки очень большие: ширина распада увеличивается на (60–70) % в наиболее интересной области  $100 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 500 \text{ ГэВ}$ . Трехпетлевые КХД-поправки были вычислены в пределе большой массы топ-кварка [52]. Они также положительны и увеличивают ширину распада еще примерно на 10 %. Используя низкоэнергетические теоремы, можно также вычислить электрослабые  $O(G_F m_t^2)$  поправки к ведущему порядку в распадах бозонов Хиггса на два глюона [53]

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \Gamma_{LO}(H \rightarrow gg) \left[ 1 + \frac{G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \right] \quad (5.20)$$

Численно эти поправки малы.

Как уже отмечалось ранее, очень важно взаимодействие бозона Хиггса с двумя фотонами, возникающее вследствие обменов с  $W$ -бозоном и  $t$ -кварком в петле (см. рис. 5.5). Ширина распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  может быть записана

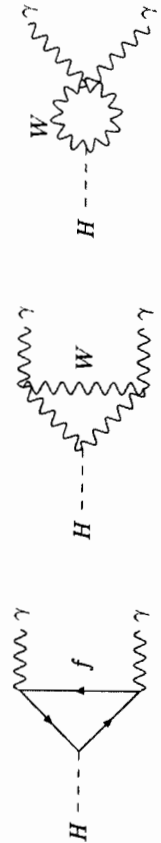


Рис. 5.5. Диаграммы, дающие вклад в распад  $H \rightarrow \gamma\gamma$  в низшем порядке теории возмущений

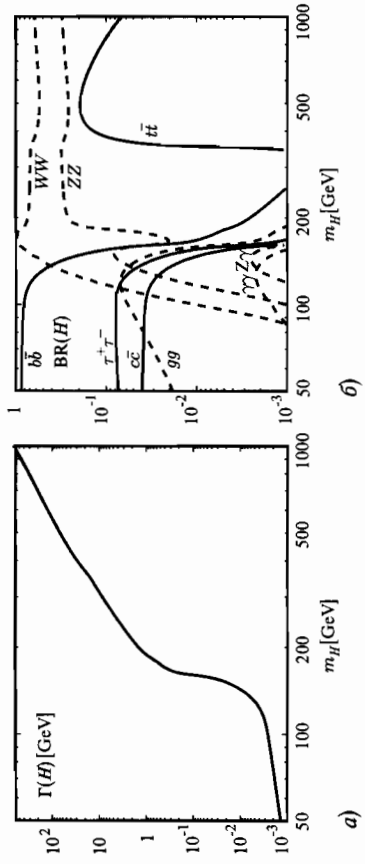


Рис. 5.6. Полная ширина распада СМ бозона Хиггса как функция его массы (а). Парциальные ширины доминирующих мод распада СМ бозона Хиггса (б). Вышние поправки учтены

в виде

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c f e_f^2 A_f^H(\tau_f) + A_W^H(\tau_W) \right|^2, \quad (5.21)$$

где

$$A_f^H(\tau) = 2\tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (5.22)$$

$$A_W^H(\tau) = -[2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau)], \quad (5.23)$$

$\tau_i = 4M_i^2/m_H^2$ ,  $i = f, W$ , а функция  $f(\tau)$  определяется формулами (5.18). Обмен  $W$ -бозоном в петле дает основной вклад в области промежуточных масс бозона Хиггса. Двухпетлевые КХД-поправки к кварковой петле были вычислены в работе [50]. КХД-поправки приводят к перемасштабированию амплитуды  $A_Q^H(\tau_Q)$ , вычисленной в низшем порядке теории возмущений, а именно

$$A_Q^H(\tau_Q) \rightarrow A_Q^H(\tau_Q) \times \left[ 1 + C_H(\tau_Q) \frac{\alpha_s}{\pi} \right], \quad (5.24)$$

где  $C_H(\tau_Q) \rightarrow -1$  при  $m_H^2 \ll 4m_Q^2$ . КХД-поправки к двухфотонной ширине распада бозона Хиггса численно не очень большие, порядка  $O(10)\%$ . Электрослабые поправки меньше 1 % [54]. Зависимости полной и парциальной ширины распада бозона Хиггса в СМ представлены на рис. 5.6.

### 5.2. Рождение бозона Хиггса на адронных коллайдерах

Типичные процессы рождения бозона Хиггса на адронных суперколлайдерах следующие:

- 1) глюонное слияние:  $gg \rightarrow H$ ;



- 2)  $WW, ZZ$  слияние:  $W^+W^-, ZZ \rightarrow H$ ;
- 3) излучение бозона Хиггса из  $W$ - и  $Z$ -бозонов:  $q\bar{q} \rightarrow W^+H, ZH$ ,
- 4) излучение бозона Хиггса из топ-кварка:  $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} + H$ .

Глюонное слияние является основным процессом на БАКе во всей области масс бозона Хиггса от прямого экспериментального ограничения 114,4 ГэВ вплоть до 1 ТэВ, в то время как процесс  $WW/ZZ$  слияния становится все более важным с ростом массы бозона Хиггса. Последние две реакции важны только для легких бозонов Хиггса.

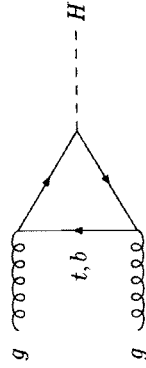


Рис. 5.7. Диаграмма, дающая основной вклад в рождение бозонов Хиггса в глюон-глюонных столкновениях в низшем порядке теории возмущений

Механизм глюонного слияния [53] (см. рис. 5.7)

$$pp \rightarrow gg + \dots \rightarrow H + \dots \quad (5.25)$$

является основным механизмом рождения бозона Хиггса на БАКе для всей исследуемой области масс бозона Хиггса вплоть до 1 ТэВ. Взаимодействие глюонов с бозоном Хиггса в СМ индуцируется треугольной петлей виртуальных  $t$ - и  $b$ -кварков. Соответствующие формфакторы отличны от нуля в пределе больших масс кварков в виртуальной петле. В низшем порядке партонное сечение может быть выражено через ширину распада бозона Хиггса на два глюона

$$\hat{\sigma}_{LO}(gg \rightarrow H) = \sigma_0 m_H^2 \delta(\hat{s} - m_H^2), \quad (5.26)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi^2}{8m_H^3} \Gamma_{LO}(H \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2}{288\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q A_Q^H(\tau_Q) \right|^2, \quad (5.27)$$

где  $\tau_Q = 4m_Q^2/m_H^2$ ,  $\hat{s}$  обозначает квадрат полной энергии двух глюонов в системе центра масс и формфактор  $A_Q^H$  определяется формулами (5.17), (5.18). В приближении узкой ширины адронное сечение рождения бозона Хиггса можно записать в виде

$$\sigma_{LO}(pp \rightarrow H + \dots) = \sigma_0 \tau \frac{dL^{gg}}{d\tau}, \quad (5.28)$$

$$\frac{dL^{gg}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, M^2) g\left(\frac{\tau}{x}, M^2\right),$$

где  $dL^{gg}/d\tau$  обозначает  $gg$ -светимость  $pp$ -коллайдера при  $\tau = m_H^2/s$ . КХД-поправки к процессу глюонного слияния (см. рис. 5.8) весьма существенны [55].

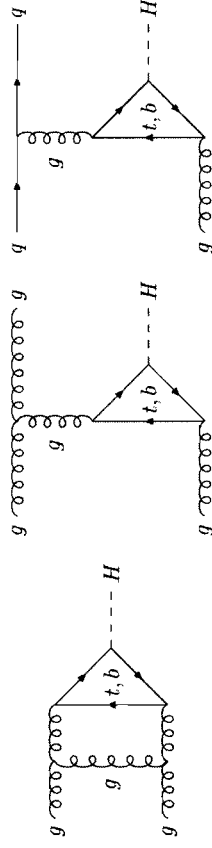


Рис. 5.8. Типичные диаграммы, дающие основной вклад в виртуальные/вещественные КХД-поправки в  $gg \rightarrow H$

Они стабилизируют теоретические предсказания для зависимости сечения от масштабов перенормировки и факторизации. Более того, поправки больше и положительны, что увеличивает сечение рождения бозона Хиггса. КХД-поправки состоят из петлевых поправок к основному процессу  $gg \rightarrow H$  и реальных поправок вследствие новых партонных процессов  $gg \rightarrow Hg, q\bar{q} \rightarrow Hq$  и  $q\bar{q} \rightarrow Hg$ . Виртуальные поправки приводят к перенормированию сечения глюонного слияния, причем соответствующий коэффициент зависит только от соотношения между массой бозона Хиггса и кварковыми массами. С учетом КХД-поправок адронное сечение может быть представлено в виде [55]

$$\sigma(pp \rightarrow H + \dots) = \sigma_0 \left[ 1 + C \frac{\alpha_s}{\pi} \right] \tau_H \frac{dL^{gg}}{d\tau_H} + \Delta\sigma_{gg} + \Delta\sigma_{q\bar{q}} + \Delta\sigma_{qg}. \quad (5.29)$$

Вычисление было проведено в  $\overline{MS}$ -схеме. Масса  $m_Q$  определяется как полная масса  $Q$ -кварка, масштаб сильной константы связи  $\alpha_s$  и масштаб факторизации партонных плотностей фиксируются равными массе бозона Хиггса. Коэффициент  $C(\tau_Q)$  обозначает конечную часть двухпетлевых радиационных поправок. Конечные части жестких вкладов от глюонного излучения в  $gg$ -рассеянии,  $gq$ -рассеянии и  $q\bar{q}$ -аннигиляции можно представить в виде [55]

$$\Delta\sigma_{gg} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \frac{dL^{gg}}{d\tau} \times \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 \left\{ -z P_{gg}(z) \ln z + d_{gg}(z, \tau_Q) + \right. \\ \left. + 12 \left[ \frac{\ln(1-z)}{(1-z)} \right] - z[2-z(1-z)] \ln(1-z) \right\}, \quad (5.30)$$

$$\Delta\sigma_{gq} = \int_{\tau_H}^1 \sum_{q,\bar{q}} \frac{dL^{gq}}{d\tau} \times \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 \left[ -\frac{z}{2} P_{gq}(z) \ln \frac{z}{(1-z)} + d_{gq}(z, \tau_Q) \right], \quad (5.31)$$

$$\Delta\sigma_{q\bar{q}} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \sum_q \frac{dL^{q\bar{q}}}{d\tau} \times \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 d_{q\bar{q}}(z, \tau_Q), \quad (5.32)$$

где  $z = \tau_H/\tau = m_H^2/\sqrt{s}$ ,  $P_{gg}$  и  $P_{q\bar{q}}$  есть функции Альгарелли—Паризи. В пределе тяжелых масс кварков [55]

$$C(\tau_Q) \rightarrow -5,5, \quad (5.33)$$

$$d_{gg}(z, \tau_Q) \rightarrow -5,5(1-z)^3, \quad (5.34)$$

$$d_{q\bar{q}}(z, \tau_Q) \rightarrow \frac{2}{3}z^2 - (1-z)^2, \quad (5.35)$$

$$d_{q\bar{q}}(z, \tau_Q) \rightarrow \frac{32}{27}(1-z)^3. \quad (5.36)$$

Масштаб радиационных поправок можно параметризовать путем введения множителя  $K$ ,  $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ . Результаты вычислений [56] представлены на рис. 5.9. Виртуальные и реальные поправки к рождению  $gg \rightarrow H$  наиболее существенны. После включения КХД-поправок зависимость сечений от масштабов перенормировки и факторизации уменьшается с  $O(1)$  до уровня  $O(0,2)$ .

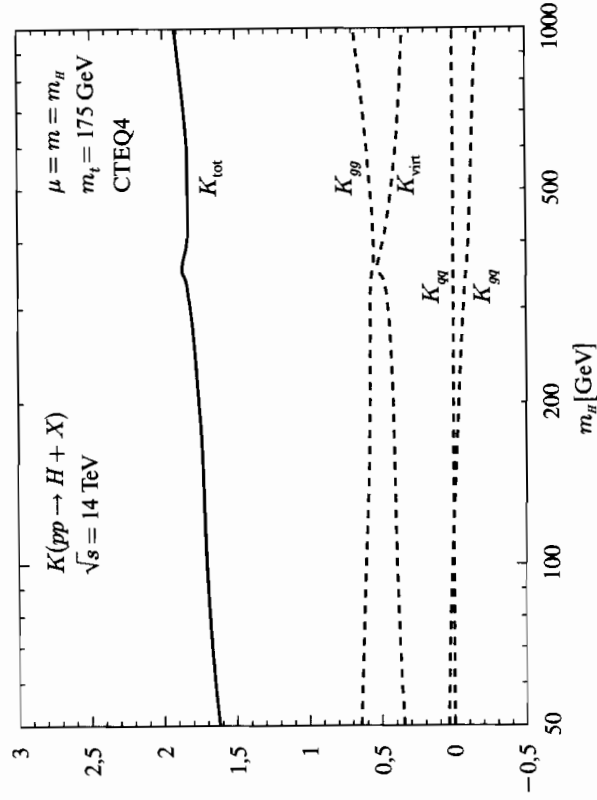


Рис. 5.9. Множители  $K$  КХД-поправок для сечения  $\sigma(pp \rightarrow H + X)$  при энергии БАКa  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ [39]. Масштаб ренормализации и факторизации соответствует массе бозона Хиггса (PDF STEQ4)

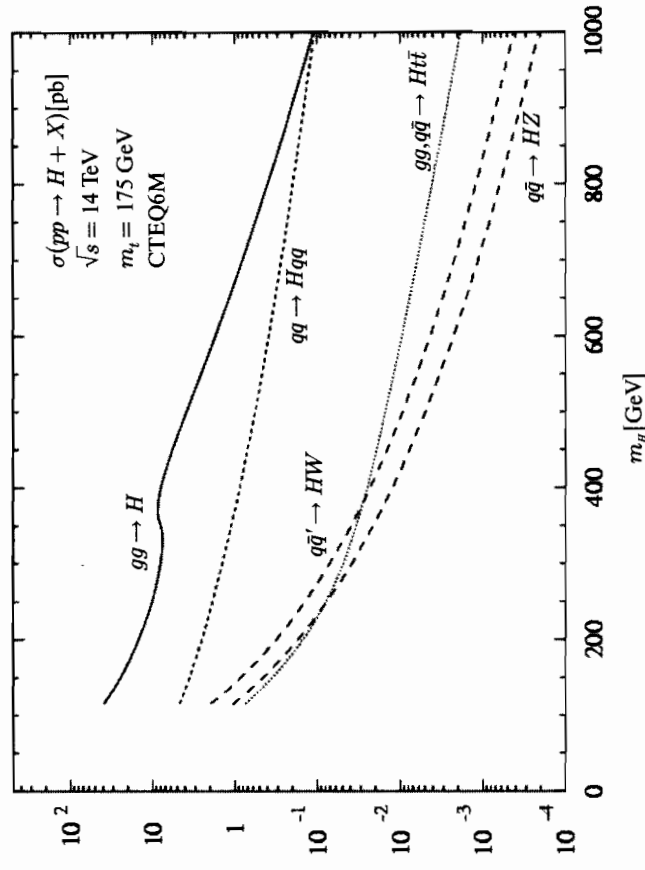


Рис. 5.10. Сечения рождения бозона Хиггса на БАКе для различных механизмов рождения как функции массы бозона Хиггса [39]. Показаны результаты с КХД-поправками для слияния глюонов  $gg \rightarrow H$ , слияния векторных бозонов  $q\bar{q} \rightarrow V^*V^*q\bar{q} \rightarrow Hq\bar{q}$ , тормозного излучения векторным бозоном  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow HV$  и ассоциированного рождения  $gg, q\bar{q} \rightarrow Ht\bar{t}$

Теоретическое предсказание для сечения рождения бозона Хиггса на БАКе представлено на рис. 5.10. Сечение уменьшается с ростом массы бозона Хиггса главным образом вследствие уменьшения  $gg$  партонной светимости для больших инвариантных масс.

Недавно в работе [57] были получены численные значения сечений рождения бозона Хиггса на БАКе посредством механизма глюонного слияния с учетом неопределенностей партонных распределений и высших порядков теории возмущений для энергий БАКa  $\sqrt{s} = 10$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ (см. табл. 5.1 и 5.2).

Как видно из табл. 5.1 и 5.2, при энергии  $\sqrt{s} = 10$  ТэВ сечение рождения бозона Хиггса уменьшается примерно в 1,6–2 раза по сравнению с энергией  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ.

Второй важный процесс для рождения бозона Хиггса на БАКе это слияние векторных бозонов (см. рис. 5.11)  $W^+W^-(ZZ) \rightarrow H$  [59]. Для большой массы бозона Хиггса этот механизм способен конкурировать с механизмом глюонного слияния, при промежуточных массах сечение

$$f_L^Z(x) = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi^2} [(I_3^q - 2e_q \sin^2 \theta_W)^2 + (I_3^q)^2] \frac{1-x}{x}, \quad (5.38)$$

где  $x$  — доля энергии, переносимой из кварка к  $W$ ,  $Z$ -бозонам в процессе расщепления  $q \rightarrow q + W/Z$ .  $WW$ - и  $ZZ$ -светимости можно представить в виде

$$\frac{dL^{WW}}{d\tau_W} = \frac{G_F^2 M_W^4}{8\pi^4} \left[ 2 - \frac{2}{\tau_W} - \frac{1 + \tau_W}{\tau_W} \ln \tau_W \right], \quad (5.39)$$

$$\begin{aligned} \frac{dL^{ZZ}}{d\tau_Z} &= \frac{G_F^2 M_Z^4}{8\pi^4} [(I_3^q - 2e_q \sin^2 \theta_W)^2 + (I_3^q)^2] \times \\ &\times [(I_3^q - 2e_q \sin^2 \theta_W)^2 + (I_3^q)^2] \cdot \left[ 2 - \frac{2}{\tau_Z} - \frac{1 + \tau_Z}{\tau_Z} \ln \tau_Z \right], \end{aligned} \quad (5.40)$$

где  $\tau_V = M_{VV}^2/s$ . Обозначая партонные сечения  $WW$ ,  $ZZ$   $\rightarrow H$  как  $\tilde{\sigma}_0$ , где

$$\tilde{\sigma}_0(VV \rightarrow H) = \sigma_0 \delta \left( 1 - \frac{m_H}{\hat{s}} \right), \quad (5.41)$$

$$\sigma_0 = \sqrt{2}\pi G_F, \quad (5.42)$$

сечения для рождения бозона Хиггса в кварк-антикварковой аннигиляции и адрон-адронных столкновениях представимы в виде [56]

$$\tilde{\sigma}(qq \rightarrow qqH) = \frac{dL^{VV}}{d\tau_V} \sigma_0, \quad (5.43)$$

$$\sigma(qq' \rightarrow VV \rightarrow H) = \int \frac{1}{m_H/\hat{s}} d\tau \sum_{q,q'} \frac{dL^{qq'}}{d\tau} \tilde{\sigma}(qq' \rightarrow qq'H; \hat{s} = \tau s). \quad (5.44)$$

Рождение бозона Хиггса из векторного бозона  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$  ( $V = W, Z$ ) (см. рис. 5.12) также является очень важным процессом для поиска легкого бозона Хиггса на ускорителях Tevatron и БАК. Хотя сечение меньше,

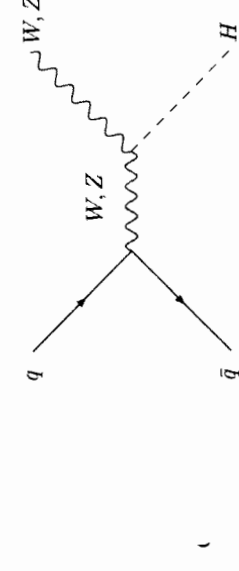


Рис. 5.12. Диаграмма, дающая вклад в  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$  в нижнем порядке теории возмущений

Таблица 5.1

Сечения (в пб) на БАКе ( $\mu_F = \mu_R = m_H = m_H$ ) с  $\sqrt{s} = 10$  ТэВ на основе использования MSTW2008 [58] партонных распределений

$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	PDF
100	44,12	+4,24 -4,44	+1,07 -1,39	170	15,63	+1,22 -1,30	+0,39 -0,48	240	7,81	+0,53 -0,58	+0,23 -0,26	+0,23 -0,26
110	36,99	+3,43 -3,60	+0,88 -1,14	180	13,78	+1,05 -1,12	+0,35 -0,42	250	7,29	+0,49 -0,53	+0,22 -0,25	+0,22 -0,25
120	31,48	+2,83 -2,96	+0,75 -0,96	190	12,20	+0,91 -0,97	+0,32 -0,38	260	6,83	+0,45 -0,49	+0,21 -0,24	+0,21 -0,24
130	27,11	+2,35 -2,48	+0,64 -0,82	200	10,97	+0,80 -0,86	+0,29 -0,35	270	6,44	+0,42 -0,46	+0,21 -0,23	+0,21 -0,23
140	23,58	+1,98 -2,10	+0,56 -0,71	210	9,98	+0,72 -0,77	+0,27 -0,32	280	6,11	+0,40 -0,43	+0,20 -0,22	+0,20 -0,22
150	20,69	+1,69 -1,80	+0,50 -0,62	220	9,14	+0,64 -0,69	+0,26 -0,30	290	5,83	+0,37 -0,40	+0,20 -0,22	+0,20 -0,22
160	18,07	+1,44 -1,53	+0,44 -0,55	230	8,42	+0,58 -0,63	+0,24 -0,28	300	5,61	+0,37 -0,38	+0,19 -0,21	+0,19 -0,21

Таблица 5.2

Сечения (в пб) на БАКе ( $\mu_F = \mu_R = m_H = m_H$ ) с  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ на основе использования MSTW2008 [58] партонных распределений

$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	$m_H$	$\sigma^{\text{best}}$	Scale	PDF	PDF
100	74,58	+7,18 -7,54	+1,86 -2,45	170	28,46	+2,22 -2,39	+0,65 -0,84	240	15,10	+1,03 -1,12	+0,37 -0,45	+0,37 -0,45
110	63,29	+5,87 -6,20	+1,54 -2,02	180	25,32	+1,92 -2,08	+0,58 -0,74	250	14,19	+0,95 -1,04	+0,36 -0,43	+0,36 -0,43
120	54,48	+4,88 -5,18	+1,30 -1,70	190	22,63	+1,68 -1,83	+0,52 -0,66	260	13,41	+0,88 -0,97	+0,35 -0,41	+0,35 -0,41
130	47,44	+4,12 -4,38	+1,12 -1,45	200	20,52	+1,49 -1,63	+0,48 -0,60	270	12,74	+0,83 -0,91	+0,33 -0,39	+0,33 -0,39
140	41,70	+3,47 -3,75	+0,97 -1,25	210	18,82	+1,34 -1,47	+0,45 -0,55	280	12,17	+0,78 -0,86	+0,33 -0,38	+0,33 -0,38
150	36,95	+3,02 -3,24	+0,85 -1,10	220	17,38	+1,22 -1,35	+0,42 -0,51	290	11,71	+0,74 -0,82	+0,32 -0,37	+0,32 -0,37
160	32,59	+2,60 -2,79	+0,73 -0,97	230	16,15	+1,11 -1,22	+0,39 -0,48	300	11,34	+0,71 -0,78	+0,32 -0,36	+0,32 -0,36

меньше доминантного сечения глюонного слияния приблизительно на порядок. При больших массах бозона Хиггса  $W$ - и  $Z$ -бозоны в основном продольно поляризованы. При высоких энергиях эквивалентный спектр частиц продольно поляризованных  $W$ - и  $Z$ -бозонов в кварковом пучке имеет вид [56]

$$f_L^W(x) = \frac{G_F M_W^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{1-x}{x}, \quad (5.37)$$

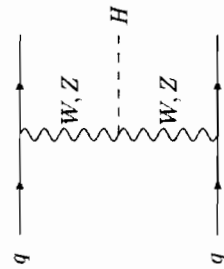


Рис. 5.11. Диаграмма, дающая вклад в  $q\bar{q} \rightarrow qq'V^* \rightarrow qq'H$  в нижнем порядке теории возмущений

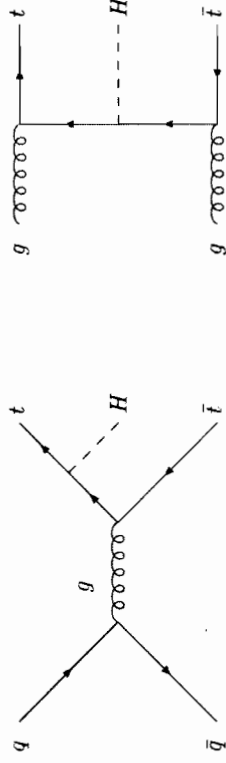


Рис. 5.13. Типичные диаграммы, дающие вклад в  $q\bar{q}/g\bar{g} \rightarrow H t\bar{t}$  в нижнем порядке теории возмущений

чем сечение глюонного слияния, лептонные распады электрослабых векторных бозонов очень полезны для выделения сигнала от большого фона. Соответствующие формулы для сечения содержатся в работе [60].

Процесс  $g\bar{g}, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$  (см. рис. 5.13) может быть интересным для малых масс бозона Хиггса. Аналитическое выражение для партонного сечения весьма громоздко [61]. Заметим, что процесс рождения бозона Хиггса из топ-кварков является интересным процессом для измерения юкавской константы  $H t\bar{t}$  взаимодействия. Сечение  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H + \dots)$  прямо пропорционально квадрату юкавской константы связи топ-кварка с бозоном Хиггса.

Можно сказать, что рассматриваемые механизмы рождения бозона Хиггса экспериментально различимы. Глюонное слияние бозона Хиггса является универсальным доминирующим процессом во всей рассматриваемой области масс бозона Хиггса. Механизм  $WW/ZZ$ -слияния становится весьма важным при большой массе бозона Хиггса. Излучение бозона Хиггса из электрослабых  $W, Z$  бозонов или из топ-кварка весьма важно для легкого бозона Хиггса. Зависимость сечения рождения бозона Хиггса от массы для разных механизмов представлено на рис. 5.10.

### 5.3. Поиск бозона Хиггса на LEPe

На ускорителе LEP1 для поиска бозона Хиггса использовался процесс Бьёркена [62]

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow (Z^* \rightarrow f\bar{f})H. \quad (5.45)$$

Дифференциальная ширина  $Z \rightarrow (Z^* \rightarrow f\bar{f})H$  распада, нормированная на  $Z \rightarrow f\bar{f}$ , представляема в виде [63]

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow (Z^* \rightarrow f\bar{f})H)}{\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f})} = \alpha \frac{(1-x+x^2/12+2r^2/3)(x^2-4r^2)^{1/2}}{4\pi \sin^2\theta_W \cos^2\theta_W (x-r^2)^2 + (\Gamma_Z/M_Z)^2}, \quad (5.46)$$

где  $x = 2E_H/M_Z$ ,  $r = m_H/M_Z$ , а кинематические пределы имеют вид  $2r \leq x \leq 1-r^2$ . Энергия бозона Хиггса  $E_H$  связана с инвариантной массой фермионной пары  $M_{f\bar{f}}$  (то есть инвариантной массой виртуального бозона  $Z^*$ ) соотношением

$$E_H = \frac{M_Z^2 + m_H^2 - M_{f\bar{f}}^2}{2M_Z}. \quad (5.47)$$

Процесс Бьёркена с распадом виртуального бозона  $Z^*$  на пары  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$ ,  $\nu\bar{\nu}$  использовался для поиска бозона Хиггса. Распад бозона  $Z^*$  на кварк-антикварковую пару в силу большого КХД-фона не является перспективным. Распады бозона Хиггса определяют сигнатуру для его поиска в детекторах. Бозоны Хиггса с маленькой массой распадаются в основном на пары  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ , при промежуточных массах бозон Хиггса распадается в основном на легкие адроны и пары  $\tau^+\tau^-$ , для больших масс бозон Хиггса распадается в основном на кварк-антикварковую пару  $b\bar{b}$ . Комбинированное ограничение четырех экспериментов (ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL) на массу бозона Хиггса, полученное на ускорителе LEP1, есть [64]  $m_H \geq 65,4$  ГэВ, 95% C. L.

На ускорителе LEP2 с полной энергией  $\sqrt{s} \geq 130$  ГэВ доминантный процесс рождения бозона Хиггса<sup>1)</sup> это  $e^+e^- \rightarrow HZ$ . Соответствующее сечение на древесном уровне имеет вид [65]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) = \frac{\pi\alpha^2\lambda^{1/2}(\lambda + 12sM_Z^2)[1 + (1 - 4\sin^2\theta_W)^2]}{192s^2\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W (s - M_Z^2)^2}, \quad (5.48)$$

где

$$\lambda \equiv (s - m_H^2 - M_Z^2)^2 - 4m_H^2 M_Z^2.$$

Нетрудно заметить, что при фиксированном значении  $m_H$  сечение максимально при  $\sqrt{s} \approx M_Z + \sqrt{2}m_H$ .

Существует ряд отличий сигнала к фону намного больше на LEP2. Доминантная адронная сигнатура ( $Z^*H \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ ) была бесполезна на LEP1 вследствие большого КХД-фона. В то время как ожидаемое рождение бозона Хиггса на LEP1 сопровождается рождением виртуального  $Z^*$ -бозона, на LEP2 бозон Хиггса рождается вместе с реальным  $Z$ -бозоном. Эта дополнительная информация о реальности  $Z$ -бозона и, соответственно, о продуктах его распада приводит к лучшей реконструкции массы бозона Хиггса и, соответственно, к лучшей чувствительности к сигналу от распада бозона Хиггса вследствие лучшего извлечения от фонов.

Конечные состояния, анализируемые при поиске бозона Хиггса на LEP2, имеют вид

$$e^+e^- \rightarrow (Z \rightarrow q\bar{q}, \nu\bar{\nu}, e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-)(H \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-). \quad (5.49)$$

<sup>1)</sup> Сечения реакций  $WW$ - и  $ZZ$ -слияния, приводящие к одиночному рождению бозона Хиггса, все еще малы при энергиях LEP2.

Поэтому типичные сигнатуры следующие:

- (а) две  $b$ -струи + пара заряженных лептонов  
 $(Z \rightarrow \mu^+ \mu^- (e^+ e^-), H \rightarrow b\bar{b})$ ;  
 (б) две  $b$ -струи + потерянная поперечная энергия  
 $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}, H \rightarrow b\bar{b})$ ;  
 (в) четыре струи с по крайней мере двумя  $b$ -струями или двумя  $\tau$ -струями  
 $(Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow b\bar{b} \text{ или } HZ \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-)$ .

Фоны СМ для этих сигнатур известны и надежно вычисляемы [65, 66]. Комбинированные верхние пределы на массу бозона Хиггса четырех экспериментов (ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL), полученные на ускорителях LEP1 и LEP2, следующие:

$$m_H \geq 65,4 \text{ ГэВ}, \quad 95 \% \text{ С. Л. (LEP1),}$$

$$m_H \geq 114,4 \text{ ГэВ}, \quad 95 \% \text{ С. Л. (LEP2).}$$

#### 5.4. Поиск бозона Хиггса на Tevatronе

Для Tevatronа наиболее перспективной реакцией при поиске бозона Хиггса или нахождения ограничения на его массу является реакция

$$p\bar{p} \rightarrow W^+W^- + \dots \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu} + \dots,$$

которая характеризуется наличием двух изолированных лептонов в конечном состоянии, ненулевой поперечной поперечной энергии и отсутствием адронных струй в области малых псевдобыстрот. Также весьма полезны при поиске бозона Хиггса реакции

$$p\bar{p} \rightarrow WH + \dots \rightarrow WW^+W^- + \dots \rightarrow ll + \dots,$$

характеризующиеся наличием трех изолированных лептонов в конечном состоянии. Совместный анализ коллабораций экспериментов CDF и D0 приводит к тому, что в СМ бозон Хиггса с массой  $m_H = 170$  ГэВ исключен на 95%-ном уровне достоверности [67]. Более того, при светимости  $\mathcal{L}_{\text{tot}} = 3 \text{ фб}^{-1}$  комбинированный анализ приводит к ограничению на сечение рождения бозона Хиггса, которое в 1,2, 1,0 и 1,3 раза больше сечения рождения бозона Хиггса в СМ при массах  $m_H = 165, 170$  и 175 ГэВ соответственно.

При достижении полной светимости  $\mathcal{L}_{\text{tot}} = 5 \text{ фб}^{-1}$  можно надеяться, что Tevatron исключит область масс бозона Хиггса от 160 ГэВ до 170 ГэВ, либо получит указание в пользу существования бозона Хиггса <sup>2)</sup>.

<sup>2)</sup> Последний совместный анализ коллабораций D0 и CDF исключает стандартный бозон Хиггса в области масс  $162 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 166 \text{ ГэВ}$  на уровне  $2\sigma$  [68].

### 5.5. Непрямые ограничения на массу бозона Хиггса

#### 5.5.1. Древесная унитарность

Бозон Хиггса можно ввести как фундаментальную частицу, наличие которой в древесных (2–2) амплитудах (см. рис. 5.14) приводит к восстановлению древесной унитарности. Асимптотическая формула для упругой  $W_L W_L$  S-волновой амплитуды имеет вид [69, 70]

$$A^{J=0}(W_L W_L \rightarrow W_L W_L) \approx -\frac{G_F m_H^2}{4\sqrt{2}\pi}. \quad (5.50)$$

Условие парциальной унитарности приводит к неравенству

$$|A^J|^2 \leq |\text{Im}(A^J)|, \quad (5.51)$$

$$(\text{Re}(A^J))^2 \leq |\text{Im}(A^J)|(1 - |\text{Im}(A^J)|). \quad (5.52)$$

Как следствие, получаем, что

$$|\text{Re}(A^J)| \leq \frac{1}{2}. \quad (5.53)$$

Древесное ограничение на массу бозона Хиггса имеет вид [69, 70]

$$m_H^2 \leq \frac{2\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (850 \text{ ГэВ})^2. \quad (5.54)$$

Наиболее сильное ограничение на массу бозона Хиггса можно получить, осуществляя анализ для многих каналов рассеяния калибровочных бозонов в  $W_L^+ W_L^-$ ,  $Z_L Z_L$ ,  $Z_L H$  и  $HH$ . Наибольшее собственное значение матрицы амплитуд приводит к

$$m_H^2 \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \approx (700 \text{ ГэВ})^2. \quad (5.55)$$

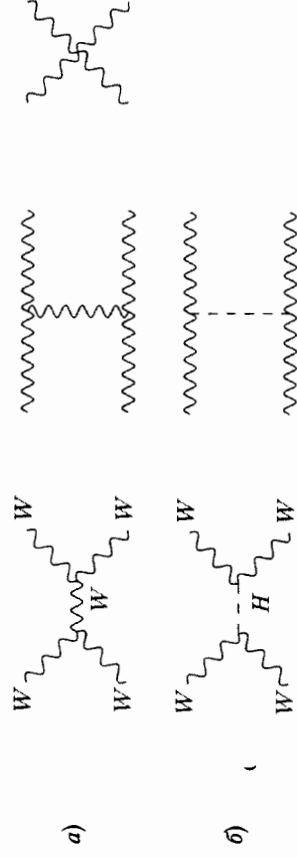


Рис. 5.14. Древесные диаграммы, описывающие упругое  $WW$  рассеяние:  $a$  — обмен калибровочными бозонами,  $b$  — обмен бозоном Хиггса

Следует однако подчеркнуть, что, строго говоря, при  $m_H \geq 700$  ГэВ полученное ограничение означает, что теория возмущений больше не применима и, в принципе, учет высших поправок теории возмущений может восстановить унитарность. Решеточные вычисления [71] приводят к аналогичному ограничению на массу бозона Хиггса.

### 5.5.2. Ограничения на массу бозона Хиггса из условий вакуумной стабильности и отсутствия полюса Ландау

Идея вывода ограничения на массу бозона Хиггса исходит из требования отсутствия полюса Ландау состоит в следующем [72]. Предположим, что СМ верна вплоть до масштаба энергий  $\Lambda$ . Основное условие заключается в требовании отсутствия полюса Ландау для эффективной константы взаимодействия бозонов Хиггса вплоть до энергий  $\Lambda$ . Из этого требования можно получить ограничения на эффективную константу взаимодействия бозонов Хиггса  $\lambda(m_t)$  при низких энергиях, которая определяет массу бозона Хиггса. Уравнения ренормгруппы для эффективных констант в СМ в пренебрежении всеми юкавскими константами связей за исключением юкавской константы топ-кварка в однопетлевом приближении имеют вид

$$\frac{d\bar{g}_3}{dt} = -7\bar{g}_3^3, \quad (5.56)$$

$$\frac{d\bar{g}_2}{dt} = -\left(\frac{19}{6}\right)\bar{g}_2^3, \quad (5.57)$$

$$\frac{d\bar{g}_1}{dt} = \left(\frac{41}{6}\right)\bar{g}_1^3, \quad (5.58)$$

$$\frac{d\bar{h}_t}{dt} = \left(\frac{9\bar{h}_t^2}{2} - 8\bar{g}_3^2 - \frac{9\bar{g}_2^2}{4} - \frac{17\bar{g}_1^2}{12}\right)\bar{h}_t, \quad (5.59)$$

$$\frac{d\bar{\lambda}}{dt} = 12\left(\bar{\lambda}^2 - \frac{\bar{g}_1^2}{4} - \frac{3\bar{g}_2^2}{4}\right)\bar{\lambda} - \bar{h}_t^4 + \frac{\bar{g}_1^4}{16} + \frac{\bar{g}_1^2\bar{g}_2^2}{8} + \frac{3\bar{g}_2^4}{16}, \quad (5.60)$$

$$t = \left(\frac{1}{16\pi^2}\right) \ln\left(\frac{\mu}{M_Z}\right). \quad (5.61)$$

Здесь  $\bar{g}_3$ ,  $\bar{g}_2$  и  $\bar{g}_1$  — эффективные константы связей в  $SU_c(3)$ ,  $SU_L(2)$  и  $U(1)$ , соответственно, а  $\bar{h}_t$  — эффективная юкавская константа топ-кварка. Для конкретных оценок возьмем  $m_t = 175$  ГэВ,  $\bar{\alpha}_3(M_Z) = 0,118$ ,  $\bar{\alpha}_{em}^{-1}(M_Z) = 127,9$ ,  $\sin^2\theta_W(M_Z) = 0,2337$ ,  $\alpha_i \equiv g_i^2/4\pi$ . Из условия отсутствия полюса Ландау для константы взаимодействия полей Хиггса  $\bar{\lambda}$  вплоть до энергий  $\Lambda = 10^3, 10^4, 10^6, 10^8, 10^{10}, 10^{12}, 10^{14}$  ГэВ (более точно мы требуем, чтобы  $\bar{\lambda}^2(\Lambda)/4\pi \leq 1$ ) мы получаем верхнее ограничение на массу бозона Хиггса  $m_H \leq 400; 300; 240; 200; 180; 170; 160$  ГэВ соответственно.

Подчеркнем, что условие отсутствия полюса Ландау вплоть до энергий  $\Lambda$  или, что численно близко, условие применимости теории возмущений вплоть до масштаба  $\Lambda$  очень трудно, если не невозможно, обосновать на «теоретическом уровне».

Условием вакуумной стабильности [73] является требование, чтобы электрослабый минимум эффективного потенциала был бы самым глубоким при величинах полей Хиггса  $|H| \leq \Lambda$ . Для  $|H| \gg v$  массовыми членами в эффективном потенциале можно пренебречь по сравнению с членами самодействия и вакуумное условие стабильности просто означает неотрицательность эффективной константы  $\bar{\lambda}(\mu) \geq 0$  при энергиях  $\mu \leq \Lambda$ . Заметим, что вакуумное условие стабильности возникает естественно в суперсимметричной теории, нарушенной на масштабе  $\Lambda$  до СМ [16].

Из условия  $\bar{\lambda}(\mu) \geq 0$  при  $\mu \leq \Lambda$  получаем ограничение снизу на массу бозона Хиггса [73]. Численно ограничение на массу бозона Хиггса логарифмически зависит от масштаба  $\Lambda$  и величины полюсной массы топ-кварка. Так, например, при  $m_t = 175$  ГэВ и  $\Lambda = 10^6, 10^{10}, 10^{16}$  ГэВ масса бозона Хиггса  $m_H \geq 121; 133; 138$  ГэВ [25].

### 5.5.3. Ограничения на массу бозона Хиггса из электрослабых данных

Непрямое ограничение на массу бозона Хиггса можно получить из несокоточных измерений электрослабых наблюдаемых на ускорителе LEP1. Стандартная модель является перенормируемой теорией только после включения в нее топ-кварка и бозона Хиггса и, как следствие, электрослабые наблюдаемые чувствительны к массам этих частиц. Константа Ферми может быть записана в виде

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2(2\theta_W)} \left[1 + \Delta r_a + \Delta r_t + \Delta r_H\right]. \quad (5.62)$$

Здесь  $\Delta$ -члены учитывают радиационные поправки:  $\Delta r_a$  описывает сдвиг в эффективной электромагнитной константе связи;  $\Delta r_t$  обозначает вклад топ-кварка;  $\Delta r_H$  обозначает вклад бозона Хиггса. Последний член зависит от массы бозона Хиггса и в ведущем приближении записывается в виде [74]

$$\Delta r_H = \frac{11G_F M_W^2}{24\sqrt{2}\pi} \left[ \ln\left(\frac{m_H^2}{M_W^2}\right) - \frac{5}{6} \right], \quad m_H^2 \gg M_W^2. \quad (5.63)$$

Хотя зависимость  $\Delta r_H$  члена от массы бозона Хиггса лишь логарифмическая, увеличение точности в определении электрослабых наблюдаемых и в массе топ-кварка позволяет получить ограничение на массу бозона Хиггса. На уровне 95%-ной достоверности с учетом имеющегося прямого экспериментального ограничения LEP2  $m_H \geq 114,4$  ГэВ ограничение сверху на массу бозона Хиггса имеет вид  $m_H \leq 185$  ГэВ [37].



## 5.6. Основные реакции, используемые для поиска бозона Хиггса на БАКе

### 5.6.1. $H \rightarrow \gamma\gamma$

Несмотря на малую относительную ширину распада  $Br(H \rightarrow \gamma\gamma) \sim 0,2\%$  при  $m_H = 120-140$  ГэВ эта реакция является одной из наиболее перспективных при поиске бозона Хиггса. Неприводимые фоны возникают в основном от рождения дифотонов:  $q\bar{q}, gg \rightarrow \gamma\gamma$ . Приводимые (инструментальные) фоны возникают из событий  $\gamma$ -струи, струя-струя, в которых адронные струи ошибочно регистрируются как фотоны. Типичная селекция событий следующая — требуется наличие двух изолированных фотонов с псевдобыстродами  $|\eta| < 2,5$  и с поперечными импульсами фотонов большими чем 40 ГэВ и 25 ГэВ, соответственно [39]. Бозон Хиггса проявляется как узкий резонанс в распределении дифотонных событий по инвариантной массе  $m(\gamma\gamma)$  двух фотонов (см. рис. 7 и 8 на вв. вкл.). Фон можно определять путем экстраполяции распределения  $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$  справа и слева от резонанса в резонансную область. Исследования, выполненные коллаборациями CMS [39] и ATLAS [40], показали, что двухфотонный канал при интегральной светимости  $\mathcal{L}_i = 30 \text{ фб}^{-1}$  позволяет открыть бозон Хиггса на уровне значимости  $\geq 5\sigma$  при массах бозона Хиггса от LEP2 экспериментального ограничения 114,4 ГэВ вплоть до 145 ГэВ (рис. 5.15). Заметим, что коллаборация ATLAS изучала также и сигнатуры с двумя фотонами и одной адронной струей  $pp \rightarrow H + \text{jet} \rightarrow \gamma\gamma + \text{jet}$  [40]<sup>3)</sup>.

Типичными обрезаниями для этой сигнатуры являются:

- наличие двух изолированных фотонов с поперечными импульсами больше 45 ГэВ и 25 ГэВ соответственно;
- наличие по крайней мере одной адронной струи с  $p_T > 20$  ГэВ при  $|\eta| < 5$ ;
- обрезание на инвариантную массу двух фотонов и лидирующей струи  $m_{\gamma\gamma} > 350$  ГэВ.

Основные фоны идут от  $\gamma\gamma \text{ jet}$ ,  $\gamma \text{ jet jet}$ . Расчеты показывают, что для массы бозона Хиггса  $m_H = (120-140)$  ГэВ минимальная интегральная светимость, необходимая для открытия Хиггса,  $\mathcal{L}_{\text{tot}} = (60-80) \text{ фб}^{-1}$ .

### 5.6.2. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

«Золотой» канал  $H \rightarrow ZZ^*(ZZ) \rightarrow 4l$  ( $4e, 2e2\mu, 4\mu$ ) для поиска бозона Хиггса позволяет открыть бозон Хиггса для широкой области масс за исключением  $m_H \leq 130$  ГэВ и  $m_H \sim 2M_W$  (см. рис. 9 и 10 на вв. вкл.). Основным фоном является реакция

$$pp \rightarrow ZZ^*(Z) + \dots \rightarrow 4l + \dots$$

<sup>3)</sup> Ранее эта сигнатура на уровне быстрого моделирования изучалась для CMS-детектора [75].

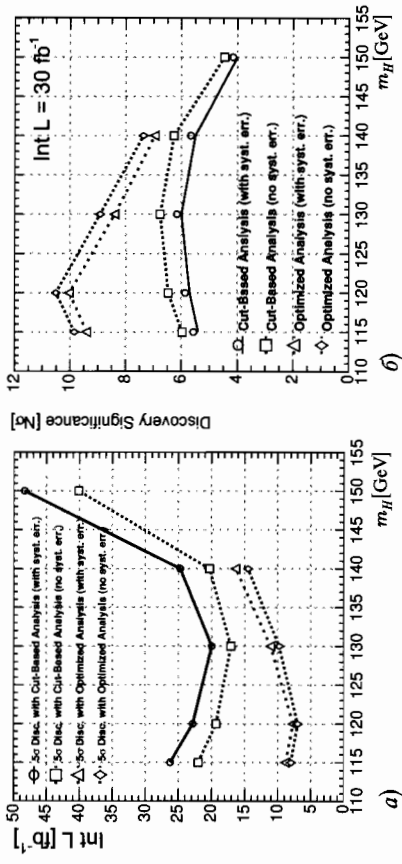


Рис. 5.15. Интегральная светимость, необходимая для открытия на уровне  $5\sigma$  (а) и чувствительность эксперимента (достижимая значимость) при интегральной светимости  $30 \text{ фб}^{-1}$  (б) при оптимизированном анализе [39]. Для сравнения приведены данные, полученные при использовании 12 категорий отбора в анализе, основанном на критериях обрезания

Реакции  $pp \rightarrow Zbb + \dots$ ,  $t\bar{t} + \dots$  дают небольшой вклад в фон. Таким образом, для детектирования бозона Хиггса требуется наличие четырех изолированных лептонов:

$$e^+e^-e^-e^-, e^+e^-\mu^+\mu^-, \mu^+\mu^-\mu^-\mu^-.$$

Типичные обрезания на поперечные импульсы четырех лептонов следующие [39]:

$$p_{T_1} > 7 \text{ ГэВ}, p_{T_2} > 10 \text{ ГэВ}, p_{T_3} > 10 \text{ ГэВ}, p_{T_4} > 15 \text{ ГэВ}.$$

Кроме того, при поиске бозона Хиггса в области  $m_H \leq 180$  ГэВ, когда один из бозонов Хиггса находится вне массовой поверхности, требуется, чтобы одна из возможных комбинаций  $l^+l^-$  имела инвариантную массу вблизи  $M_Z$ :

$$|m_{\text{inv}}(l^+l^-) - M_Z| \leq \Delta.$$

В области масс бозона Хиггса  $m_H > 2M_Z$ , когда возможен распад бозона Хиггса на два  $Z$ -бозона, находящихся на массовой поверхности, требуется чтобы две комбинации  $l^+l^-$ ,  $l^+l'^-$  имели инвариантные массы, близкие к массе  $Z$ -бозона. Использование четырехлептонной сигнатуры  $H \rightarrow ZZ^*(Z) \rightarrow 4l$  позволяет открыть бозон Хиггса с массой вплоть до 600 ГэВ (см. рис. 5.16, 5.17).

Для области масс  $180 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 600 \text{ ГэВ}$  четырехлептонная сигнатура рассматривается как наиболее надежная для открытия бозона Хиггса на БАКе, поскольку ожидается число событий достаточно большое, а фон мал (см. рис. 5.16, 5.17).

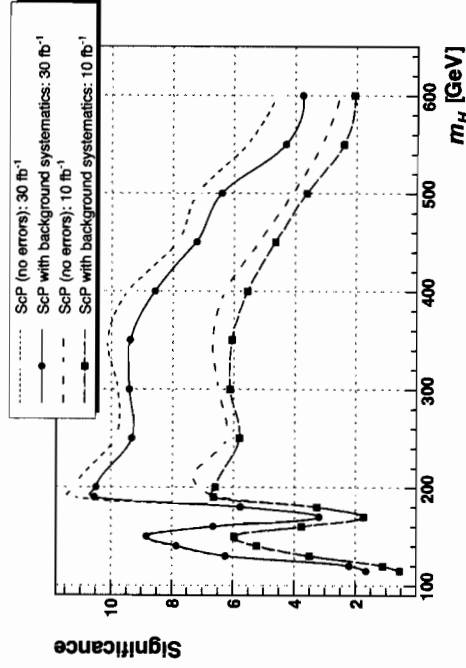


Рис. 5.16. Значимость  $S_{CP}$  после всех отборов для интегральной светимости  $10 \text{ fb}^{-1}$  и  $30 \text{ fb}^{-1}$  с учетом и без учета систематических неопределенностей в оценке фона [39]

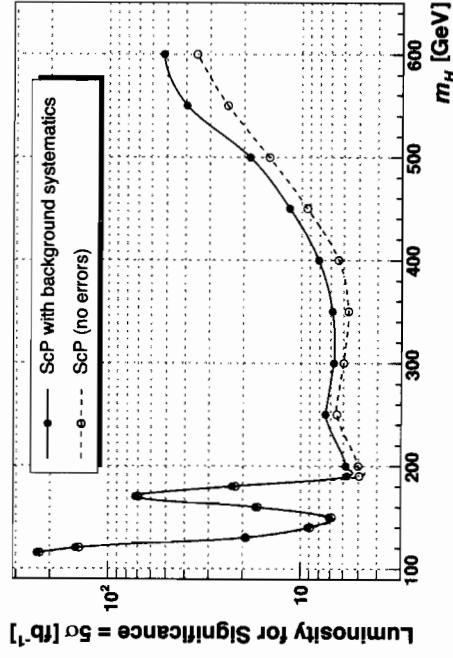


Рис. 5.17. Интегральная светимость необходимая для достижения значимости в  $5\sigma$  в канале  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow ee\mu\mu$  с учетом и без учета систематических неопределенностей в оценке фона [39]

### 5.6.3. $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$

Реакция  $H \rightarrow WW^*$  является основным каналом при поиске бозона Хиггса в интервале масс  $150 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 180 \text{ ГэВ}$  вследствие достаточно большого брэнчинга  $H \rightarrow WW^*$  в этой области масс (см. рис. 5.6).

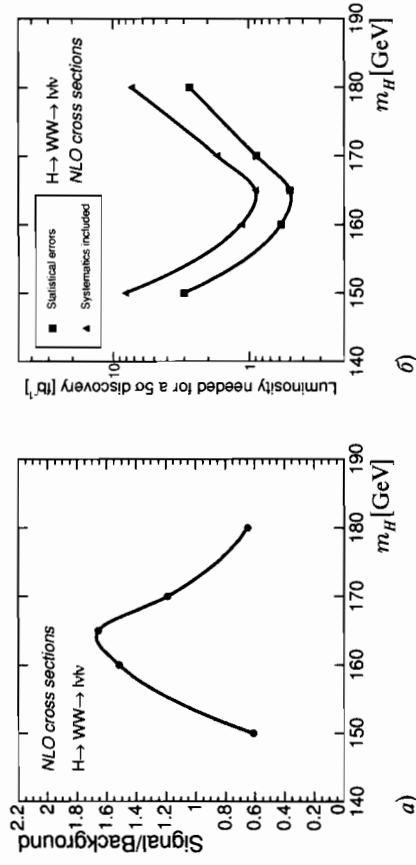


Рис. 5.18. Отношение сигнала к фону для светимости  $5 \text{ fb}^{-1}$  (а) и интегральная светимость, необходимая для достижения значимости  $5\sigma$  (б), как функция различных масс бозона Хиггса (канал  $H \rightarrow WW$ ) [39]

Были рассмотрены два разных конечных состояния  $WW^* \rightarrow l\nu l'\nu'$  и  $WW^* \rightarrow l\nu q\bar{q}'$ . Особенностью этой реакции является то, что в отличие от реакций  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  полная реконструкция массы бозона Хиггса невозможна вследствие недетектируемости распадших нейтрино. Поэтому точное знание фонов принципиально важно для поиска бозона Хиггса в этой реакции. Основным фоном для распада  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l'\nu\nu'$  является  $q\bar{q}, gg \rightarrow WW^* \rightarrow l'\nu\nu'$ . Этот фон можно подавить, используя спиновые корреляции для распада  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l'\nu\nu'$  на два лептона (обрезание по углу между лептонами  $l'$ ) [76]. Типичные обрезания следующие: для канала распада  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\nu$  требуется наличие двух изолированных мюонов без адронной активности (вето на адронные струи) и с ограничением на инвариантную массу димюонов  $m_{\text{inv}}(\mu_1\mu_2) < m_0$  и суммарные поперечные импульсы мюонов  $p_T(\mu_{\text{min}}) \leq |\vec{p}_{T\mu^+} + \vec{p}_{T\mu^-}| \leq p_T(\mu_{\text{max}})$ . Кроме того вводится ограничение на угол между двумя мюонами  $\Delta\phi_{\mu_1\mu_2} < \Delta\phi_0$ . Моделирование, проведенное как CMS-, так и ATLAS-коллективами, показало, что при светимости, меньшей чем  $2 \text{ fb}^{-1}$ , возможно открытие бозона Хиггса в интервале масс от 160 ГэВ до 170 ГэВ (см. рис. 5.18, и рис. 11 на цв. вкл.).

### 5.6.4. $qqH \rightarrow qqWW^* \rightarrow qql^+\nu jj$

Механизм слияния векторных бозонов  $qq \rightarrow qqH$  (см. рис. 5.11) приводит к энергичным адронным струям в переднем и заднем направлениях и отсутствию обмена цветом в жестком процессе [77–79], что позволяет сильно подавить фон от  $t\bar{t}$ , КХД-струй,  $W$  и  $Z$  рождений и компенсировать малость рождения бозона Хиггса в механизме слияния векторных

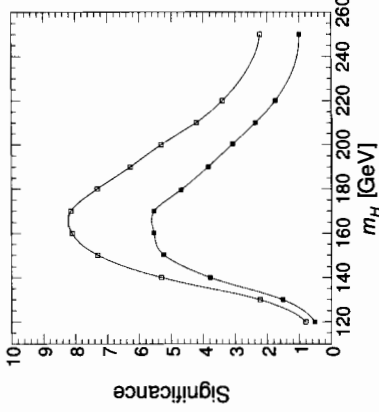


Рис. 5.19. Значимость сигнала для  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu jj$  моды распада как функция от массы бозона Хиггса при светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$  [39]. Верхняя (нижняя) кривая соответствует дополнительному запрету (отсутствию запрета) на дополнительные адронные струи

бозонов по сравнению с механизмом глюонного слияния  $gg \rightarrow H$ . В работе [39] изучалась сигнатура, основанная на распаде  $H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow l^+ \nu jj$ . Топология сигнала — наличие двух мощных адронных струй в области больших псевдобыстрот  $|\eta| > 2,4$ , а также изолированного лептона, двух струй в центральной области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,4$  и ненулевого потенциального поперечного импульса вследствие наличия нейтрино в конечном состоянии. Основные фоны СМ идут от  $t\bar{t} + \text{jets}$ ,  $WW + \text{jets}$ ,  $ZW + \text{jets}$  рождений. Используя эту реакцию, возможно открыть бозон Хиггса с массой  $150 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 180 \text{ ГэВ}$  при полной светимости в  $10 \text{ fb}^{-1}$  [39] (рис. 5.19).

### 5.6.5. $qqH \rightarrow qq\tau\tau$

В механизме глюонного слияния мода распада  $H \rightarrow \tau\tau$  не является многообещающей вследствие больших фонов. Однако для процесса рождения бозона Хиггса с помощью механизма векторного слияния  $qq \rightarrow qqH$  с последующим распадом  $H \rightarrow \tau\tau$  удается подавить фоны, связанные с распадами  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$  и  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\tau\tau/\nu\nu$ . Типичные обрезания, используемые для подавления СМ-фонов, следующие:

- требуется наличие по крайней мере двух адронных струй с  $E_{Tj} > 40 \text{ ГэВ}$ , удовлетворяющих условиям:  $|\eta_j| < 4,5$ ,  $\eta_{j_1} \times \eta_{j_2} < 0$ ,  $\Delta\eta_{j_1, j_2} > 4,5$ ,  $\Delta\Phi_{j_1, j_2} < 2,2$ ,  $M_{\text{inv}}(j_1, j_2) > 1 \text{ ГэВ}$ .

Также важное условие избавления фонов в СМ — требование отсутствия адронных струй в центральной области псевдобыстрот. В процессе компьютерного моделирования были рассмотрены три типа  $\tau\tau$  сигнатур: лептон-лептонные, лептон-адронные и адрон-адронные. Вопреки присутствию нейтрино в конечном состоянии, реконструкция массы бозона Хиггса возможна в коллинеарном приближении, в котором импульс нейтрино совпадает с импульсом лептона (адрона). Точность определения массы бозона Хиггса ( $\sim 10 \text{ ГэВ}$ ) определяется в основном точностью в восстановлении потерянной поперечной энергии (см. рис. 12 на цв. вкл.).

Результаты компьютерного моделирования коллабораций CMS и ATLAS показывают [39, 40], что при интегральной светимости  $\mathcal{L}_i = 30 \text{ fb}^{-1}$  БАК способен открыть бозон Хиггса в интервале масс  $115 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 125 \text{ ГэВ}$ .

### 5.6.6. $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\gamma\gamma$

Реакция  $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\gamma\gamma$  была рассмотрена на уровне полного компьютерного моделирования CMS-детектора в работе [39]. Основные СМ-фоны для процесса рождения бозона Хиггса путем слияния векторных бозонов с последующим распадом на два фотона  $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\gamma\gamma$  это  $\gamma\gamma + 2\text{jets}$ ,  $\gamma + 3\text{jets}$ , КХД-струи. Исследуемая сигнатура — два фотона вместе с двумя высокоэнергетичными адронными струями в передних направлениях. Типичные обрезания следующие:

- $P_{T, \gamma} > 20 \text{ ГэВ}$ ;
- $P_T^{\text{jet}_1} > 50 \text{ ГэВ}$ ;
- $P_T^{\text{jet}_2} > 35 \text{ ГэВ}$ ;
- $\Delta R_{ij} > 0,4$ ;
- $\Delta\eta_{\text{jets}} \equiv |\eta_{\text{jet}_1} - \eta_{\text{jet}_2}| \geq 4,0$ ;
- $\eta_{\text{jet}_1} \times \eta_{\text{jet}_2} < 0$ ;
- $m_{\text{inv}}(\text{jet}_1, \text{jet}_2) > 500 \text{ ГэВ}$ .

Для полной светимости в  $60 \text{ fb}^{-1}$  в интервале масс  $115 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 140 \text{ ГэВ}$  значимость сигнала слегка превышает  $3\sigma$ . Важной особенностью рассматриваемой сигнатуры является то, что, с точностью до множителя 2, количество сигнальных событий совпадает с количеством фоновых событий  $N_s \sim N_b$ , что облегчает поиск сигнала. В любом случае, однако, ясно, что сигнатура  $qqH \rightarrow qq\gamma\gamma$  не является первоочередным признаком для поиска бозона Хиггса, а может быть использована для дальнейшего изучения свойств бозона Хиггса после его открытия.

Основным выводом работы [39] является то, что CMS-детектор способен открыть бозон Хиггса при интегральной светимости в  $100 \text{ fb}^{-1}$  для массы бозона Хиггса  $115 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 130 \text{ ГэВ}$ . Дополнительным преимуществом этой сигнатуры является то, что отношение сигнала к фону  $S/B \sim 1$  по сравнению с  $S/B \sim 1/15$  для рождения бозона Хиггса в механизме глюонного слияния  $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ .

### 5.6.7. Ассоциированное рождение

$$pp \rightarrow WH \rightarrow W\gamma\gamma, ZH \rightarrow Z\gamma\gamma$$

По сравнению с каналом глюонного слияния  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ассоциированное рождение  $pp \rightarrow WH$  имеет намного меньшее сечение (фактор  $\sim 50$ ). Однако, требование наличия в конечном состоянии изолированного лептона от распада  $W$ - или  $Z$ -бозона позволяет существенно снизить фон. Основные СМ-фоны для этой сигнатуры проистекают из реакций  $pp \rightarrow W\gamma\gamma, Z\gamma\gamma, W\gamma, \gamma\gamma, \gamma\text{jet}$ .

Основной вывод [39] заключается в том, что при светимости  $\geq 100 \text{ fb}^{-1}$  возможно использовать эту сигнатуру для детектирования бозона Хиггса на уровне  $\geq 3\sigma$  при массах бозона Хиггса в интервале  $115 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 145 \text{ ГэВ}$ .

### 5.6.8. $pp \rightarrow WH \rightarrow WW^* \rightarrow ll + X$

Конечные состояния в реакции  $pp \rightarrow WH \rightarrow WW^* \rightarrow ll + X$  являются другой перспективной сигнатурой для поиска бозона Хиггса. Сечение этой реакции меньше инклюзивной реакции  $H \rightarrow \gamma\gamma$  примерно в 30 раз. Однако использование изолированных лептонов от распадов  $W$  и  $H$  позволяет добиться сильного уменьшения фона. Сигнатурой для данного канала распада бозона Хиггса является наличие трех изолированных лептонов без заметной адронной активности в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,4$  и с ненулевой поперечной энергией  $E_T^{\text{miss}}$ . Основные фоны SM возникают вследствие рождений  $t\bar{t}$ ,  $Wt$ ,  $ZW$ ,  $ZZ$ ,  $WW^*$  с последующими лептонными распадами. Для интегральной светимости в  $100 \text{ fb}^{-1}$  возможно открыть бозон Хиггса в интервале масс  $155 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 175 \text{ ГэВ}$ .

### 5.6.9. $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$

Большой брэнчинг распада  $H \rightarrow b\bar{b}$  порождал надежды использовать его в канале ассоциативного рождения  $t\bar{t}H$ . Для извлечения сигнала от бозона Хиггса требуется тагирование четырех  $b$ -струй, реконструкция массы бозона Хиггса из двух  $b$ -струй и идентификация двух топ-кварков. Результаты полного компьютерного моделирования показывают, что эта сигнатура вряд ли может быть использована для открытия бозона Хиггса. Основная причина заключается в малости отношения сигнала к фону:  $N_s/N_b \leq 0,03$ .

### 5.6.10. $H \rightarrow ll\nu\nu$ , $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ , $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

Распад  $H \rightarrow ll\nu\nu$  имеет в 6 раз больший брэнчинг, чем распад  $H \rightarrow 4l^\pm$ . Основной фон происходит от  $ZZ$ ,  $ZW$ ,  $t\bar{t}$  и  $Z + \text{jets}$ . Используя эту моду, можно открыть бозон Хиггса [21, 80] в интервале масс  $400 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq (800-900) \text{ ГэВ}$  для интегральной светимости  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Каналы  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  весьма важны для области  $m_H \approx 1 \text{ ТэВ}$ , в которой используются большие брэнчинги  $W$ ,  $Z \rightarrow q\bar{q}$ . Две жесткие адронные струи от адронных распадов  $W/Z$  плюс один или два лептона с большими  $p_T$  от  $W/Z$ -распадов используются для уменьшения фона. Основные фоны:  $Z + \text{jets}$ ,  $W + \text{jets}$ ,  $ZW$ ,  $WW$ ,  $t\bar{t}$ . Для  $m_H \approx 1 \text{ ТэВ}$  бозон Хиггса очень широкий ( $\Gamma_H \approx 0,5 \text{ ТэВ}$ ) и механизм  $WW/ZZ$  слияния дает приблизительно 50% от полного сечения, поэтому использование сигнатуры с двумя передними струями существенно. Использование распадов  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  позволяет детектировать тяжелый бозон Хиггса с массой вплоть до  $1 \text{ ТэВ}$  при интегральной светимости  $100 \text{ fb}^{-1}$  [39, 80].

## 5.7. Исследование свойств бозона Хиггса на БАКЕ

Для наиболее интересной области масс бозона Хиггса  $114,4 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 200 \text{ ГэВ}$  использование распадов  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ/ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$  обеспечивает точность определения массы (см. рис. 5.20) лучше, чем  $3 \cdot 10^{-3}$  [81, 82]. Прямое измерение ширины распада возможно только в области масс  $m_H \geq 200 \text{ ГэВ}$ , в которой ширина распада превышает экспериментальное разрешение по массе  $\sim 1 \text{ ГэВ}$  (см. рис. 5.21).

Точность на уровне  $O(10^{-2})$  ожидается от использования  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ . Использование механизма слияния векторных бозонов и распадов  $H \rightarrow WW^*$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  позволяет извлечь информацию об  $HW$ -константе связи. Отношение ширины распадов бозона Хиггса  $\Gamma_W/\Gamma_Z$  может быть измерено в прямом рождении бозона Хиггса, используя соотношение

$$\frac{\sigma_H \times Br(H \rightarrow WW^*)}{\sigma_H \times Br(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z}.$$

Одновременное использование каналов  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ^*$  позволяет определить

$$\frac{\sigma_H \times Br(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_H \times Br(H \rightarrow ZZ^*)} = \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)}.$$

Точность лучше чем 20% ожидается для этих измерений при интегральной светимости  $300 \text{ fb}^{-1}$  [81, 82].

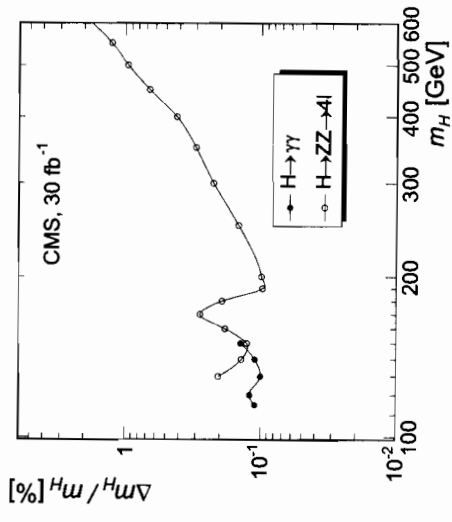


Рис. 5.20. Статистическая точность измерения массы бозона Хиггса при интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$  в инклюзивном рождении бозона Хиггса в реакции  $pp \rightarrow H + X$  для мод распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  [39]

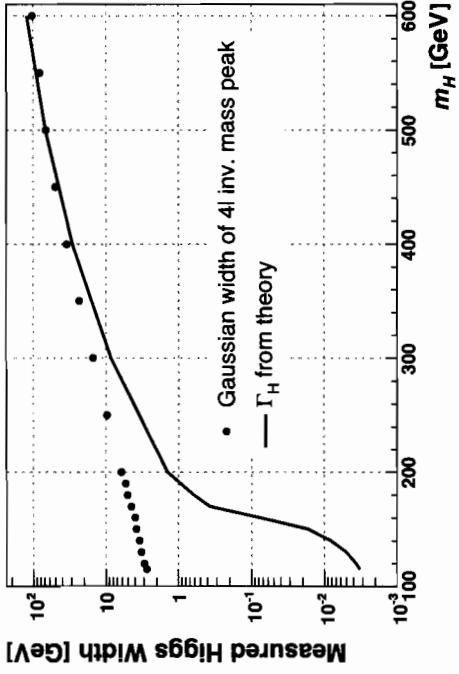


Рис. 5.21. Измеренная ширина пика в массовом распределении для бозона Хиггса, полученная при фитировании пика гауссовским распределением, как функция истинного значения массы бозона Хиггса [39]. Теоретические значения ширины также приведены на рисунке

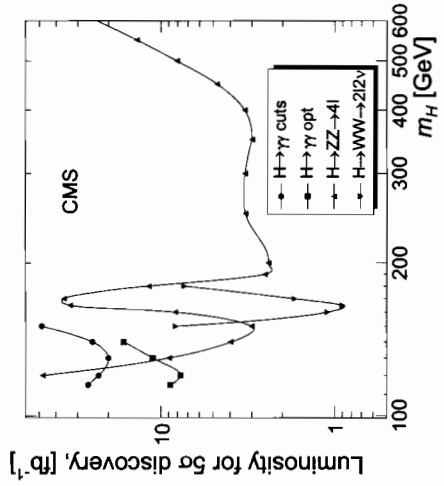


Рис. 5.22. Интегральная светимость, требуемая для достижения значимости  $5\sigma$  сигнала в инклюзивном рождении бозона Хиггса  $pp \rightarrow H + X$  для мод распадов  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  и  $H \rightarrow WW \rightarrow 2l2\nu$  [39]

Суммируя, можно утверждать, что БАК будет способен открыть бозон Хиггса в области масс от нижнего ограничения LEP2  $m_H \geq 114,4$  ГэВ вплоть до значения  $m_H = 1$  ТэВ, при котором бозон Хиггса обладает большой шириной распада  $\Gamma_H \approx 0,5$  ТэВ и уже не имеет смысла рассмат-

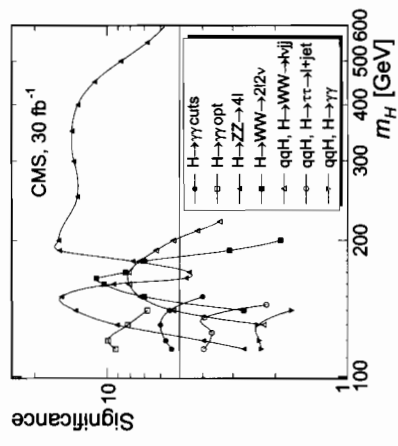


Рис. 5.23. Значимость сигнала при интегральной светимости в  $30 \text{ fb}^{-1}$  как функция массы бозона Хиггса для различных механизмов рождения и каналов распада бозона Хиггса [39]

ривать его как элементарную частицу. Наиболее важные моды распада для поиска бозона Хиггса на БАКе следующие:

- 1)  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ;
- 2)  $H \rightarrow ZZ^*, ZZ \rightarrow 4l^{\pm}$ ;
- 3)  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu}$

(см. рис. 5.22 и 5.23).  
Одновременное использование различных каналов позволит определить отношения ширины распадов бозона Хиггса.

где

$$\alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta} = 1, 2 \quad \text{и} \quad \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}), \quad \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}), \quad \vec{\sigma} \text{ — матрицы Паули.}$$

Существует 2 типа полей на суперпространстве: киральное суперполе и векторное суперполе [17]. Для кирального суперполя разложение Тейлора имеет вид

$$\Phi(y, \theta) = A(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y), \quad (6.3)$$

где  $y = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$ . Киральное суперполе  $\Phi(y, \theta)$  имеет 2 бозонные (комплексное скалярное поле  $A$ ) и 2 фермионные (вейлевский спинор  $\psi$ ) степени свободы. Компонентные суперполя  $A$  и  $\psi$  называются суперпартнерами. Поле  $F$  является вспомогательным полем и не имеет физического смысла. Можно избавиться от вспомогательного поля, используя уравнения движения. Для произвольной функции от киральных суперполей справедливо разложение

$$\begin{aligned} W(\Phi_i) &= W(A_i + \sqrt{2}\theta\psi_i + \theta\theta F_i) = \\ &= W(A_i) + \frac{\partial W}{\partial A_i} \sqrt{2}\theta\psi_i + \theta\theta \left( \frac{\partial W}{\partial A_i} F_i - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial A_i \partial A_j} \psi_i \psi_j \right). \end{aligned} \quad (6.4)$$

$W$  обычно называется суперпотенциалом, т. е. обобщением обычного потенциала на случай суперполей. Для построения калибровочно инвариантных взаимодействий необходимо ввести вещественное векторное суперполе  $V = V^\dagger$ . Под действием абелевого суперкалибровочного преобразования суперполе  $V$  преобразуется как

$$V \rightarrow V + \Phi + \Phi^\dagger, \quad (6.5)$$

где  $\Phi$  является киральным суперполем. Можно выбрать калибровку (калибровка Весса—Зумино), в которой

$$V = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\lambda(x) - i\bar{\theta}\theta\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\bar{\theta}\theta\bar{\theta}D(x). \quad (6.6)$$

Физические степени свободы, соответствующие реальному векторному суперполю  $V$ , есть калибровочное векторное поле  $v_\mu(x)$  и майораново спинорное поле  $\lambda(x)$ . Поле  $D(x)$  является вспомогательным полем и оно может быть устранено с помощью уравнений движения. Можно определить киральное суперполе тензора напряженности (по аналогии с  $F_{\mu\nu}$  в калибровочных теориях) следующим образом [17]:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4g} \bar{D}^2 e^{gV} D_\alpha e^{-gV}, \quad (6.7)$$

$$\bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4g} D^2 e^{gV} \bar{D}_{\dot{\alpha}} e^{-gV}, \quad (6.8)$$

## Глава 6

### Поиск суперсимметрии

#### 6.1. Суперсимметричные лагранжианы

Суперсимметрия — это новый тип симметрии, которая связывает бозоны и фермионы [15, 16]. Локально суперсимметричные теории с неизбежностью включают в себя гравитацию [17]. Суперсимметрия также является существенным ингредиентом суперструнных теорий [83]. Интерес к суперсимметрии также связан с наблюдением того факта, что измерения калибровочных констант на ускорителе LEP1 свидетельствуют в пользу суперсимметричной теории великого объединения с массами суперчастиц легче чем  $O(1)$  ТэВ [16]. Кроме того, суперсимметричные электрослабые модели дают простейшее решение проблемы калибровочных иерархий [16]. В реальной жизни суперсимметрия нарушена и для решения проблемы калибровочных иерархий массы суперчастиц должны быть легче чем  $O(1)$  ТэВ. Супергравитация обеспечивает естественное объяснение нарушения суперсимметрии [18], а именно, учет нарушения супергравитации в скрытом секторе приводит к мягкому нарушению суперсимметрии в наблюдаемом секторе.

Элегантная формулировка суперсимметрии достигается с помощью введения суперпространства [17]. Вводятся две новые антикоммутирующие координаты  $\theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$  ( $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$ ). Тем самым мы расширяем исходное четырехмерное пространство-время  $x_\mu$  до суперпространства  $(x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$ . Обобщение на суперпространство обычного генератора трансляции имеет вид

$$G(x, \theta, \bar{\theta}) = e^{i(-x^\mu P_\mu + \theta Q + \bar{\theta} \bar{Q})}.$$

Действие этого генератора приводит к трансляции

$$x_\mu \rightarrow x_\mu + i\theta\sigma_\mu\bar{\xi} - i\xi\sigma_\mu\bar{\theta}, \quad \theta \rightarrow \theta + \xi, \quad \bar{\theta} \rightarrow \bar{\theta} + \bar{\xi} \quad (6.1)$$

в суперпространстве, где  $\xi_\alpha$  и  $\bar{\xi}_{\dot{\alpha}}$  — антикоммутирующие переменные. Суперсимметричное обобщение алгебры Пуанкаре имеет вид

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0, \quad [P_\mu, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\rho}P_\sigma - g_{\mu\sigma}P_\rho), \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}), \\ [Q_\alpha, P_\mu] &= [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu] = 0, \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}}P_\mu, \quad \{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0,$$



$$\bar{D} = -\frac{\partial}{\partial\theta} - i\theta\sigma^\mu\partial_\mu, \quad D = \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}} + i\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu.$$

$$D^2 = \epsilon^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta, \quad \bar{D}^2 = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{D}_{\dot{\alpha}}\bar{D}_{\dot{\beta}}.$$

Суперполе тензора напряженности в калибровке Весса—Зумино имеет вид

$$W_\alpha = T^\alpha \left( -i\lambda_\alpha^a + \theta^\alpha D^a - \frac{i}{2}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\theta)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \theta^2\sigma^\mu D_\mu\bar{\lambda}^a \right), \quad (6.9)$$

где

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu v_\nu^a - \partial_\nu v_\mu^a + g f^{abc} v_\mu^b v_\nu^c, \quad (6.10)$$

$$D_\mu\bar{\lambda}^a = \partial_\mu\bar{\lambda}^a + g f^{abc} v_\mu^b \bar{\lambda}^c. \quad (6.11)$$

Здесь  $T^a$  и  $f^{abc}$  являются генераторами и структурными константами группы  $G$ .

Суперсимметрично инвариантные лагранжианы могут быть построены весьма элегантным образом путем введения интегрирования по суперпространству с помощью следующих правил [17]:

$$\int d\theta_\alpha = 0, \quad \int \theta_\alpha d\theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}. \quad (6.12)$$

Рассмотрим сначала случай киральных полей без калибровочных взаимодействий. Перенормируемый лагранжиан представим в виде [17]

$$L = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger \Phi_i + \left( \int d^2\theta W_3 + h.c. \right), \quad (6.13)$$

где

$$W_3 = \lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} h_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k. \quad (6.14)$$

Осуществляя интегрирование по антикоммутирующим переменным, получаем

$$L = i\partial_\mu\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_i + \partial^\mu A_i^* \partial_\mu A_i + F_i^* F_i + \left[ \lambda_i F_i + m_{ij} \left( A_i F_j - \frac{1}{2} \psi_i \psi_j \right) + h_{ijk} (A_i A_j F_k - \psi_i \psi_j A_k) + h.c. \right]. \quad (6.15)$$

Устраняя дополнительные поля  $F_i$  и  $F_i^*$  с помощью уравнений движения, получаем

$$L = i\partial_\mu\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_i + \partial^\mu A_i^* \partial_\mu A_i - \left( \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j + h_{ijk} \psi_i \psi_j A_k + h.c. \right) - |\lambda_k + m_{ik} A_i + h_{ijk} A_i A_j|^2. \quad (6.16)$$

Рассмотрим случай калибровочных полей. Суперсимметричное обобщение лагранжиана Янга—Миллса имеет вид

$$L_{SYM} = \frac{1}{4} \int d^2\theta T_\tau (W^\alpha W_\alpha) + h.c. \quad (6.17)$$

В терминах компонентных полей лагранжиан (6.17) имеет вид

$$L_{SYM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i\lambda^a \sigma^\mu (D_\mu)_{ab} \bar{\lambda}^b + \frac{1}{2} D^a D^a. \quad (6.18)$$

Суперсимметричный и калибровочно инвариантный перенормируемый лагранжиан имеет вид

$$L_{SUSYM} = \frac{1}{4} \left( \int d^2\theta T_\tau (W^\alpha W_\alpha) + h.c. \right) + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_{ia}^\dagger (e^{\theta V})_b^a \Phi_i^b + \left( \int d^2\theta W_3(\Phi_i) + h.c. \right), \quad (6.19)$$

где  $W_3(\Phi_i)$  есть калибровочно инвариантный суперпотенциал. В терминах компонентных полей лагранжиан (6.19) имеет вид

$$L_{SUSYM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i\lambda^a \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} D^a D^a + (\partial_\mu A_i - ig v_\mu^a T^a A_i)^\dagger (\partial^\mu A_i - ig v_\mu^a T^a A_i) - i\bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu (\partial_\mu \psi_i - ig v_\mu^a T^a \psi_i) - g D^a A_i^\dagger T^a A_i - (i\sqrt{2} g A_i^\dagger T^a \lambda^a \psi_i + h.c.) + F_i^\dagger F_i + \left( \frac{\partial W}{\partial A_i} F_i - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial A_i \partial A_j} \psi_i \psi_j + h.c. \right). \quad (6.20)$$

После интегрирования по дополнительным полям  $D^a$  и  $F_i$  получаем обычный лагранжиан.

## 6.2. Минимальная суперсимметричная стандартная модель

Простейшее обобщение СМ — Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) [16, 84]. МССМ основана на использовании стандартной калибровочной группы  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  с нарушением электрослабой симметрии путем ненулевых вакуумных средних двух хиггсовских изодублетов. МССМ состоит из СМ плюс соответствующие взаимодействия с участием суперчастиц. Следует отметить, что в МССМ содержится 2 изодублета полей Хитса с гиперзарядами  $Y = \pm 1$ , что вытекает из требования отсутствия  $\gamma_5$ -аномалий. Два изодублета хиггсовских полей также необходимы для придания масс «верхним» и «нижним» фермионам.

Суперсимметричное обобщение лагранжиана СМ может быть представлено в виде

$$L_{SUSY} = L_{\text{Gauge},M} + L_{\text{Yukawa}}, \quad (6.21)$$

где

$$L_{\text{Gauge},M} = \sum_{SU(3), SU(2), U(1)} \frac{1}{4} \left( \int d^2\theta T_\tau W^\alpha W_\alpha + h.c. \right) + \sum_{\text{matter}} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger e^{\sum g_a V_i} \Phi_i, \quad (6.22)$$

$$L_{\text{Yukawa}} = \int d^4\theta (W_R + W_{NR}) + h.c. \quad (6.23)$$

Перенормируемый суперпотенциал  $W_R$  МССМ определяет юкавское взаимодействие кварков и лептонов и сохраняет глобальную  $B-L$  симметрию. Здесь  $B$  есть барионное число, а  $L$  — лептонное число. Сохраняющий  $R$ -четность суперпотенциал  $W_R$  имеет вид

$$W_R = \epsilon_{ij} \left( h_{ab}^U Q_a^i U_b^j H_2^i + h_{ab}^D Q_a^i D_b^j H_1^i + h_{ab}^L L_a^i E_b^j H_1^i + \mu H_1^i H_2^j \right), \quad (6.24)$$

где  $i, j = 1, 2, 3$  являются  $SU(2)$  индексами, а  $a, b = 1, 2, 3$  — индексы поколений, цветные индексы опущены. Последний член в суперпотенциале (6.24) описывает смешивание бозонов Хиггса. Наиболее общее выражение для суперпотенциала  $W_{NR}$  имеет вид

$$W_{NR} = \epsilon_{ij} \left( \lambda_{abd}^L L_a^i L_b^j E_d^c + \lambda_{abd}^U L_a^i Q_b^j D_d^c + \mu_a^L L_a^i H_2^j \right) + \lambda_{abd}^B U_a^i D_b^j D_d^c. \quad (6.25)$$

Эффективный суперпотенциал (6.25) содержит члены, нарушающие  $B-L$ , что может привести к проблемам с распадом протона. Чтобы избавиться от таких опасных членов в суперпотенциале, постулируется сохранение  $R$ -четности [85]. Здесь  $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$  для частицы со спином  $S$ . Для обычных частиц  $R = 1$ , в то время как для соответствующих суперпартнеров  $R = -1$ . Если мы постулируем сохранение  $R$ -четности, то тогда  $W_{NR} = 0$ . Экспериментальные ограничения на константы связей, нарушающие  $R$ -четность, следующие [30, 86]:

$$\lambda_{abc}^L < O(10^{-4}), \quad (6.26)$$

$$\lambda_{abc}^U < O(10^{-4}), \quad (6.27)$$

$$\lambda_{abc}^B < O(10^{-9}). \quad (6.28)$$

Требование сохранения  $R$ -четности ведет к нетривиальным следствиям для суперсимметричной феноменологии. Наиболее важное следствие сохранения  $R$ -четности заключается в том, что легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) стабильна. Космологические ограничения приводят к тому, что ЛСЧ должна быть электрически нейтральной и бесцветной частицей. Другим важным следствием сохранения  $R$ -четности является парное рождение суперчастиц на суперколлайдерах, поэтому по крайней мере 2 ЛСЧ должны присутствовать после распада тяжелых нестабильных суперчастиц. Будучи слабодействующими частицами, ЛСЧ не регистрируются в детекторе, поэтому классической сигнатурой для суперсимметричных теорий с сохранением  $R$ -четности является потерянная поперечная энергия/импульс вследствие недетектируемости ЛСЧ.

В модели МССМ спектр бозонов Хиггса состоит из трех нейтральных бозонов Хиггса  $h, H, A$  и одного заряженного бозона Хиггса  $H^\pm$ . Суперсимметричные частицы в МССМ удобно разбить на следующие группы:

- нейтрально (спин  $1/2$ ):  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ ;

- чарджино (спин  $1/2$ ):  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ ;
- слептоны (спин 0):  $\tilde{e}_{L,R}, \tilde{\mu}_{L,R}, \tilde{\tau}_{L,R}, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$ ;
- скварки (спин 0):  $\tilde{d}_{L,R}, \tilde{u}_{L,R}, \tilde{s}_{L,R}, \tilde{c}_{L,R}, \tilde{b}_{L,R}, \tilde{t}_{L,R}$ ;
- глюино (спин  $1/2$ ):  $\tilde{g}$ .

В МССМ смешивания слептонов первого и второго поколений ( $\tilde{e}_R, \tilde{e}_L$ ) и ( $\tilde{\mu}_R, \tilde{\mu}_L$ ) малы, в то время как смешивания  $\tilde{\tau}_R, \tilde{\tau}_L$  слептонов не малы. Матрица смешивания имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_L^2 + m_\tau^2 - M_Z^2 \left( \frac{1}{2} - s_W^2 \right) c_{2\beta} & m_\tau (A_\tau - \mu \operatorname{tg} \beta) \\ m_\tau (A_\tau - \mu \operatorname{tg} \beta) & m_B^2 + m_\tau^2 - M_Z^2 s_W^2 c_{2\beta} \end{pmatrix} \quad (6.29)$$

в базе ( $\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$ ), где  $s_W \equiv \sin \theta_W$ ,  $c_{2\beta} \equiv \cos 2\beta$ , а  $\operatorname{tg} \beta = v_2/v_1$  есть отношение вакуумных средних двух изодублетов полей бозонов Хиггса. Снейтрино имеет массу

$$m_{\tilde{g}}^2 = m_L^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 \cos 2\beta. \quad (6.30)$$

В МССМ скварки первого и второго поколений смешиваются слабо, в то время как смешивание скварков третьего поколения не мало. Массовая матрица верхних скварков имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_Q^2 + m_t^2 + M_Z^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} s_W^2 \right) c_{2\beta} & m_t (A_t - \mu \operatorname{ctg} \beta) \\ m_t (A_t - \mu \operatorname{ctg} \beta) & m_{\tilde{U}}^2 + m_t^2 + M_Z^2 \frac{2}{3} s_W^2 c_{2\beta} \end{pmatrix} \quad (6.31)$$

в базе ( $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R$ ), а массовая матрица нижних скварков имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_Q^2 + m_b^2 - M_Z^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3} s_W^2 \right) c_{2\beta} & m_b (A_b - \mu \operatorname{tg} \beta) \\ m_b (A_b - \mu \operatorname{tg} \beta) & m_{\tilde{D}}^2 + m_b^2 - M_Z^2 \frac{1}{3} s_W^2 c_{2\beta} \end{pmatrix} \quad (6.32)$$

в базе ( $\tilde{b}_L, \tilde{b}_R$ ). Как уже отмечалось выше, большое смешивание мы можем ожидать в секторе стоп-кварков и, возможно, в секторе сботтом-кварков.

Итак, в реальной жизни суперсимметрия должна быть нарушена. В настоящее время наиболее популярным механизмом нарушения суперсимметрии является сценарий, основанный на использовании скрытого сектора [16, 18, 87]. Согласно этому сценарию существует 2 сектора. Обычная материя входит в видимый сектор. Второй скрытый сектор теории содержит поля, которые приводят к нарушению суперсимметрии. Эти 2 сектора взаимодействуют друг с другом посредством некоторых полей, б.

$$\frac{d\tilde{m}_E^2}{dt} = \left( \frac{12}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right), \quad (6.39)$$

$$\frac{d\tilde{m}_{Q_i}^2}{dt} = \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - \delta_{i3} Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2 - \mu^2), \quad (6.40)$$

$$\frac{d\tilde{m}_{U_i}^2}{dt} = \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{16}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - \delta_{i3} 2Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2 - \mu^2), \quad (6.41)$$

$$\frac{d\tilde{m}_D^2}{dt} = \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{4}{15}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right), \quad (6.42)$$

$$\frac{d\mu^2}{dt} = 3 \left( \tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 - Y_t \right) \mu, \quad (6.43)$$

$$\frac{dm_1^2}{dt} = 3 \left( \tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) + 3 \left( \tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 - Y_t \right) \mu, \quad (6.44)$$

$$\frac{dm_2^2}{dt} = 3 \left( \tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) + 3 \left( \tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 \right) \mu - 3Y_t (\tilde{m}_Q^2 + \tilde{m}_U^2 + m_2^2 + A_t^2 m_0^2), \quad (6.45)$$

$$\frac{dA_t}{dt} = - \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 \frac{M_3}{m_0} + 3\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m_0} + \frac{13}{15}\tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m_0} \right) - 6Y_t A_t, \quad (6.46)$$

$$\frac{dB}{dt} = -3 \left( \tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m_0} + \frac{1}{5}\tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m_0} \right) - 3Y_t A_t, \quad (6.47)$$

$$\frac{dM_i}{dt} = -b_i \tilde{\alpha}_i M_i, \quad (6.48)$$

$$b_1 = \frac{33}{5}, \quad b_2 = 1, \quad b_3 = -3. \quad (6.49)$$

Здесь  $\tilde{m}_U$ ,  $\tilde{m}_D$ ,  $\tilde{m}_E$  обозначают массы суперпартнеров кварковых и лептонных синглетов, тогда как  $\tilde{m}_Q$  и  $\tilde{m}_L$  обозначают массы изодублетных суперпартнеров;  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  и  $\mu$  обозначают массовые параметры для потенциала полей Хиггса,  $A$  и  $B$  являются константами связей лагранжиана  $L_{\text{soft}}$ , как определено ранее;  $M_i$  — массы гайджино до смешивания. Уравнение ренормгруппы для юкавской константы топ-кварка имеет вид

$$\frac{dY_t}{dt} = Y_t \left( \frac{16}{3}\tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{13}{15}\tilde{\alpha}_1 \right) - 6Y_t^2, \quad (6.50)$$

а ренормгрупповые уравнения для калибровочных констант связей имеют вид

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i}{dt} = -b_i \tilde{\alpha}_i^2. \quad (6.51)$$

Здесь

$$\tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad Y_t = \frac{h_t^2}{16\pi^2}, \quad t = \ln \left( \frac{M_{GUT}^2}{Q^2} \right), \quad (6.52)$$

а юкавская константа  $h_t$  связана с бегущей массой топ-кварка соотношением

$$m_t = h_t (m_t)^{\frac{v}{\sqrt{2}}} \sin \beta. \quad (6.53)$$

Граничные условия при  $Q^2 = M_{GUT}^2$  имеют вид

$$\tilde{m}_Q^2 = \tilde{m}_U^2 = \tilde{m}_D^2 = \tilde{m}_E^2 = \tilde{m}_L^2 = \tilde{m}_0, \quad (6.54)$$

$$\mu = \mu_0, \quad m_1^2 = m_2^2 = \mu_0^2 + m_0^2, \quad m_3^2 = B\mu_0 m_0, \quad (6.55)$$

$$M_i = m_{1/2}, \quad \tilde{\alpha}_i(0) = \tilde{\alpha}_{GUT}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6.56)$$

Для гайджино, соответствующих калибровочной группе  $SU_L(2) \otimes U(1)$ , необходимо учитывать смешивания с хиггсино (суперпартнерами бозонов Хиггса). Массовые члены имеют вид

$$L_{\text{Gaugino-Higgsino}} = -\frac{1}{2} M_3 \tilde{\lambda}_3^a \lambda_3^a - \frac{1}{2} \tilde{\chi} M^{(0)} \tilde{\chi} - (\tilde{\psi} M^{(c)} \tilde{\psi} + \text{h. c.}), \quad (6.57)$$

где  $\lambda_3^a$  обозначают 8 майорановских глюонных полей, а

$$\tilde{\chi} = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad (6.58)$$

$$\tilde{\psi} = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix}, \quad (6.59)$$

являются полями майорановских нейтрино и дираковских чарджино. Массовые матрицы имеют вид:

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -A & B \\ 0 & M_2 & C & -D \\ -A & C & 0 & -\mu \\ B & -D & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (6.60)$$

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin \beta \\ \sqrt{2} M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}, \quad (6.61)$$

где:

$$A = M_Z \cos \beta \sin \theta_W, \quad B = M_Z \sin \beta \sin \theta_W, \quad (6.62)$$

$$C = M_Z \cos \beta \cos \theta_W, \quad D = M_Z \sin \beta \cos \theta_W. \quad (6.63)$$

После решения соответствующих ренормгрупповых уравнений для  $\alpha_{GUT} = \frac{1}{24,3}$ ,  $M_{GUT} = 2,0 \cdot 10^{16}$  ГэВ,  $\sin^2 \theta_W = 0,2324$  и частных значений

$$\text{tg } \beta = 1,65, \quad A_t(0) = 0, \quad Y_t(M_{GUT}) = \bar{\alpha}(M_{GUT})$$

численные значения для эффективных квадратов масс скварков и слептонов на электрослабом масштабе равны [84]

$$M_3(M_Z) = 2,7m_{1/2}, \quad (6.64)$$

$$M_2(M_Z) = 0,8m_{1/2}, \quad (6.65)$$

$$M_1(M_Z) = 0,4m_{1/2}, \quad (6.66)$$

$$\mu(M_Z) = 0,63\mu_0, \quad (6.67)$$

$$A_t(M_Z) = 0,09A_t(0) - 1,7m_{1/2}, \quad (6.68)$$

$$\tilde{m}_{E_s}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,52m_{1/2}^2 - 0,27 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.69)$$

$$\tilde{m}_{\nu_s}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,52m_{1/2}^2 + 0,5 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.70)$$

$$\tilde{m}_{\bar{E}_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 0,15m_{1/2}^2 - 0,23 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.71)$$

$$\tilde{m}_{\bar{U}_L}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,6m_{1/2}^2 + 0,35 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.72)$$

$$\tilde{m}_{D_1}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,6m_{1/2}^2 - 0,42 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.73)$$

$$\tilde{m}_{\bar{U}_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,2m_{1/2}^2 + 0,15 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.74)$$

$$\tilde{m}_{D_R}^2(M_Z) = m_0^2 + 6,1m_{1/2}^2 - 0,07 \cos(2\beta)M_Z^2, \quad (6.75)$$

$$\tilde{m}_{\bar{D}_R}^2(M_Z) = \tilde{m}_{D_R}^2, \quad (6.76)$$

$$\tilde{m}_{\bar{b}_s}^2(M_Z) = \tilde{m}_{D_s}^2 - 0,48m_0^2 - 1,21m_{1/2}^2, \quad (6.77)$$

$$\tilde{m}_{\bar{t}_R}^2(M_Z) = \tilde{m}_{\bar{U}_R}^2(M_Z) + m_t^2 - 0,99m_0^2 - 2,42m_{1/2}^2, \quad (6.78)$$

$$\tilde{m}_{\bar{t}_L}^2(M_Z) = \tilde{m}_{\bar{U}_L}^2(M_Z) + m_t^2 - 0,48m_0^2 - 1,21m_{1/2}^2. \quad (6.79)$$

После смешивания массы стоп-кварков равны

$$\begin{aligned} \tilde{m}_{t_{1,2}}^2(M_Z) &\approx \frac{1}{2}(0,5m_0^2 + 9,1m_{1/2}^2 + 2m_t^2 + 0,5 \cos(2\beta)M_Z^2) \mp \\ &\mp \frac{1}{2} \left[ (1,5m_{1/2}^2 + 0,5m_0^2 + 0,2 \cos(2\beta)M_Z^2)^2 + 4m_t^2 \left( A_t m_0 - \frac{\mu}{\text{tg } \beta} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (6.80)$$

Гайджино и хитсино имеют одни и те же квантовые числа, что приводит к их смешиванию. Два собственных состояния чарджино  $\chi_{1,2}^\pm$  имеют следующие массы:

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} [M_2^2 + \mu^2 + 2M_{\tilde{W}}^2] \mp$$

$\mp \frac{1}{2} [(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_{\tilde{W}}^4 \cos^2 2\beta + 4M_{\tilde{W}}^2(M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)]^{1/2}$ , (6.81) причём на масштабе великого объединения массы гайджино, соответствующих калибровочным группам  $SU_c(3)$ ,  $SU_L(2)$  и  $U(1)$ , равны  $m_{1/2}$ . Собственные значения массовой матрицы  $4 \times 4$  нейтрально могут быть найдены численно. Для часто встречающегося случая, когда параметр  $\mu$  много больше чем  $M_1$  и  $M_2$ , массовые состояния имеют вид

$$\tilde{\chi}_i^0 = \left[ \tilde{B}, \tilde{W}_3, \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_1 - \tilde{H}_2), \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_1 + \tilde{H}_2) \right] \quad (6.82)$$

с модулями собственных значений  $|M_1|$ ,  $|M_2|$ ,  $|\mu|$  и  $|\mu|$  соответственно.

На древесном уровне потенциал полей Хитса в МССМ имеет вид

$$\begin{aligned} V_0(H_1, H_2) &= m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + \text{h. c.}) + \\ &+ \frac{g_2^2 + g_1^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} |H_1^\dagger H_2|^2. \end{aligned} \quad (6.83)$$

Минимизация эффективного потенциала  $V_0(H_1, H_2)$  приводит к уравнениям

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{8(m_1^2 - m_2^2 \text{tg}^2 \beta)}{(g_2^2 + g_1^2)(\text{tg}^2 \beta - 1)}, \quad (6.84)$$

$$\sin 2\beta = \frac{2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}, \quad (6.85)$$

где

$$\langle H_1 \rangle = v_1 = \frac{v \cos \beta}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_2 \rangle = v_2 = \frac{v \sin \beta}{\sqrt{2}}, \quad \text{tg } \beta = \frac{v_2}{v_1}.$$

После диагонализации соответствующей массовой матрицы СР-нечетный нейтральный бозон Хитса  $A(x)$  приобретает массу  $m_A^2 = m_1^2 + m_2^2$ , заряженный бозон Хитса  $H^\pm(x)$  приобретает массу  $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_{\tilde{W}}^2$  и СР-четные бозоны Хитса  $H(x)$  и  $h(x)$  имеют массы

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} [m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2(2\beta)}]. \quad (6.86)$$

На древесном уровне справедливы следующие соотношения:

$$m_h^2 + m_H^2 = m_A^2 + M_Z^2, \quad (6.87)$$

$$m_h \leq M_A \leq m_H, \quad (6.88)$$

$$m_h \leq M_Z | \cos(2\beta) | \leq M_Z. \quad (6.89)$$

Следовательно, на древесном уровне легчайший бозон Хитса легче, чем  $Z$ -бозон. Однако радиационные поправки увеличивают массу легчайшего бозона Хитса в МССМ [91]. Верхний предел на массу бозона Хитса зависит от массы топ-кварка и от масс стоп-кварков. При  $m_t = 175$  ГэВ

Таблица 6.1  
mSUGRA-параметры для тестовых точек коллаборации CMS [39]  
(массы даны в ГэВ)

Точка	$m_0$	$m_{1/2}$	$\tan \beta$	sign ( $\mu$ )	$A_0$
LM1	60	250	10	+	0
LM2	185	350	35	+	0
LM3	330	240	20	+	0
LM4	210	285	10	+	0
LM5	230	360	10	+	0
LM6	85	400	10	+	0
LM7	3000	230	10	+	0
LM8	500	300	10	+	-300
LM9	1450	175	50	+	0
LM10	3000	500	10	+	0
HM1	180	850	10	+	0
HM2	350	800	35	+	0
HM3	700	800	10	+	0
HM4	1350	600	10	+	0

и массе стоп-кварков меньше чем 1 ТэВ масса легчайшего бозона Хиггса меньше 135 ГэВ [92].

После решения соответствующих уравнений для определения не-тривиального электрослабого минимума число неизвестных параметров уменьшается на 2. В настоящее время стандартный набор параметров в модели mSUGRA включает  $m_0$ ,  $m_{1/2}$ ,  $\tan \beta$ ,  $A$  и sign ( $\mu$ ).

Коллаборации CMS и ATLAS выбрали для тщательного исследования несколько тестовых точек в пространстве mSUGRA-параметров ( $m_0$ ,  $m_{1/2}$ ,  $\tan \beta$ , sign ( $\mu$ )). А именно, коллаборация CMS выбрала для изучения тестовые точки LM1–LM10 и HM1–HM4 (см. табл. 6.1) [39].

Сечения рождения суперчастиц для этих точек представлены в табл. 6.2.

Коллаборация ATLAS использовала mSUGRA тестовые точки SU1–SU9. Параметры этих точек приведены в табл. 6.3. Сечения рождения суперсимметричных частиц и спектр масс приведены в табл. 6.4 и 6.5 [40].

Таблица 6.2

Сечения для тестовых точек коллаборации CMS в пб в NLO (LO) порядке теории возмущений [39]

Точка	$M(\tilde{q})$	$M(\tilde{g})$	$\overline{g\tilde{g}}$	$\overline{g\tilde{q}}$	$\overline{q\tilde{q}}$	$\overline{q\tilde{g}}$	$\overline{q\tilde{q}}$	Всего
LM1	558,61	611,32	10,55 (6,489)	28,56 (24,18)	8,851 (6,369)	6,901 (6,238)	54,86 (43,28)	
LM2	778,86	833,87	1,443 (0,829)	4,950 (3,980)	1,405 (1,013)	1,608 (1,447)	9,41 (7,27)	
LM3	625,65	602,15	12,12 (7,098)	23,99 (19,42)	4,811 (3,583)	4,554 (4,098)	45,47 (34,20)	
LM4	660,54	695,05	4,756 (2,839)	13,26 (10,91)	3,631 (2,598)	3,459 (3,082)	25,11 (19,43)	
LM5	809,66	858,37	1,185 (0,675)	4,089 (3,264)	1,123 (0,809)	1,352 (1,213)	7,75 (5,96)	
LM6	859,93	939,79	0,629 (0,352)	2,560 (2,031)	0,768 (0,559)	0,986 (0,896)	4,94 (3,84)	
LM7	3004,3	677,65	6,749 (3,796)	0,042 (0,028)	0,000 (0,000)	0,000 (0,000)	6,79 (3,82)	
LM8	820,46	745,14	3,241 (1,780)	6,530 (5,021)	1,030 (0,778)	1,385 (1,230)	12,19 (8,81)	
LM9	1480,6	506,92	36,97 (21,44)	2,729 (1,762)	0,018 (0,015)	0,074 (0,063)	39,79 (23,28)	
LM10	3132,8	1294,8	0,071 (0,037)	0,005 (0,004)	0,000 (0,000)	0,000 (0,000)	0,076 (0,041)	
HM1	1721,4	1885,9	0,002 (0,001)	0,018 (0,016)	0,005 (0,005)	0,020 (0,021)	0,045 (0,043)	
HM2	1655,8	1785,4	0,003 (0,002)	0,027 (0,024)	0,008 (0,007)	0,027 (0,028)	0,065 (0,061)	
HM3	1762,1	1804,4	0,003 (0,002)	0,021 (0,018)	0,005 (0,004)	0,018 (0,019)	0,047 (0,043)	
HM4	1815,8	1433,9	0,026 (0,014)	0,056 (0,043)	0,003 (0,003)	0,017 (0,017)	0,102 (0,077)	

Таблица 6.3

mSUGRA-параметры для тестовых точек коллаборации ATLAS [40]

(массы даны в ГэВ)

Точка	$m_0$	$m_{1/2}$	$\tan\beta$	sign ( $\mu$ )	$A_0$
SU1	70	350	10	+	0
SU2	3550	300	10	+	0
SU3	100	300	6	+	-300
SU4	200	160	10	+	-400
SU6	320	375	50	+	0
SU8,1	210	360	40	+	0
SU9	300	425	20	+	20

Таблица 6.4

Сечения для тестовых точек коллаборации ATLAS [40] в LO (и NLO) порядке теории возмущений, число степеней свободы и соответствующая этому числу интегральная светимость

Точка	$\sigma^{LO}$ (пб)	$\sigma^{NLO}$ (пб)	$N$	$\mathcal{L}$ (Фб $^{-1}$ )
SU1	8,15	10,86	200 К	18,4
SU2	5,17	7,18	50 К	7,0
SU3	20,85	27,68	500 К	18,1
SU4	294,46	402,19	200 К	0,50
SU6	4,47	6,07	30 К	4,9
SU8,1	6,48	8,70	50 К	5,7
SU9	2,46	3,28	40 К	12,2

Таблица 6.5

Спектр масс суперсимметричных частиц для тестовых точек коллаборации ATLAS (все массы даны в ГэВ)

Частица	SU1	SU2	SU3	SU4	SU6	SU8,1	SU9
$\tilde{d}_L$	764,90	3564,13	636,27	419,84	870,79	801,16	956,07
$\tilde{u}_L$	760,42	3563,24	631,51	412,25	866,84	797,09	952,47
$\tilde{b}_1$	697,90	2924,80	575,23	358,49	716,83	690,33	868,06
$\tilde{t}_1$	572,96	2131,11	424,12	206,04	641,61	603,65	725,03
$\tilde{d}_R$	733,53	3576,13	610,69	406,22	840,21	771,91	920,83
$\tilde{u}_R$	735,41	3574,18	611,81	404,92	842,16	773,69	923,49
$\tilde{b}_2$	722,87	3500,55	610,73	399,18	779,42	743,09	910,76
$\tilde{t}_2$	749,46	2935,36	650,50	445,99	797,99	766,21	911,20
$\tilde{e}_L$	255,13	3547,50	230,45	231,94	411,89	325,44	417,21
$\tilde{\nu}_e$	238,31	3546,32	216,96	217,92	401,89	315,29	407,91
$\tilde{\tau}_1$	146,50	3519,62	149,99	200,50	181,31	151,90	320,22
$\tilde{\nu}_\tau$	237,56	3532,27	216,29	215,53	358,26	296,98	401,08
$\tilde{e}_R$	154,06	3547,46	155,45	212,88	351,10	353,35	340,86
$\tilde{\tau}_2$	256,98	3533,69	232,17	236,04	392,58	331,34	416,43
$\tilde{g}$	832,33	856,59	717,46	413,37	894,70	856,45	999,30
$\tilde{\chi}_1^0$	136,98	103,35	117,91	59,84	149,57	142,45	173,31
$\tilde{\chi}_2^0$	263,64	160,37	218,60	113,48	287,97	273,95	325,39
$\tilde{\chi}_3^0$	466,44	179,76	463,90	308,94	477,23	463,55	520,62
$\tilde{\chi}_4^0$	483,30	294,90	480,59	327,76	492,23	479,01	536,89
$\tilde{\chi}_1^\pm$	262,06	149,42	218,33	113,22	288,29	274,30	326,00
$\tilde{\chi}_2^\pm$	483,63	386,81	480,16	326,59	492,42	479,22	536,81
$h^0$	115,81	119,01	114,83	113,98	116,85	116,69	114,45
$H^0$	515,99	3529,74	512,86	370,47	388,92	430,49	632,77
$A^0$	512,39	3506,62	511,53	368,18	386,47	427,74	628,60
$H^\pm$	521,90	3530,61	518,15	378,90	401,15	440,23	638,88
$t$	175,00	175,00	175,00	175,00	175,00	175,00	175,00

В этом разделе, следуя работе [34], мы приведем основные формулы для сечений на кварк-глюонном уровне. Дифференциальное сечение рождения двух калибровочных фермионов в кварк-антикварковых столкновениях имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q}' \rightarrow \text{gaugino}1 + \text{gaugino}2) = \frac{\pi}{s^2} \left[ A_s \frac{(t-m_1^2)(t-m_2^2) + (u-m_1^2)(u-m_2^2) + 2m_1m_2s}{(s-M_s^2)^2} + A_t \frac{(t-m_1^2)(t-m_2^2)}{(t-M_t^2)^2} \right]$$

### 6.3. Сечения рождения суперчастиц

Суперчастицы на БАКе могут рождаться в следующих реакциях [34]:

- $g\bar{g}, q\bar{q}, qg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q}$ ;
- $q\bar{q}, g\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{\chi}_i^0, \tilde{g}\tilde{\chi}_i^\pm, \tilde{q}\tilde{\chi}_i^0, \tilde{q}\tilde{\chi}_i^\pm$ ;
- $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-, \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^\pm$ ;
- $q\bar{q} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}, \tilde{u}\tilde{u}, \tilde{v}\tilde{v}$ .



$$\begin{aligned}
& + A_u \frac{(u - m_1^2)(u - m_2^2)}{(u - M_u^2)^2} + A_{st} \frac{(t - m_1^2)(t - m_2^2) + m_1 m_2 s}{(s - M_s^2)(t - M_t^2)} + \\
& + A_{tu} \frac{m_1 m_2 s}{(t - M_t^2)(u - M_u^2)} + A_{su} \frac{(u - m_1^2)(u - m_2^2) + m_1 m_2 s}{(s - M_s^2)(u - M_u^2)}, \quad (6.90)
\end{aligned}$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы рождающихся гайджино,  $M_s$ ,  $M_t$  и  $M_u$  — массы частиц, обменивающихся в  $s$ ,  $t$  и  $u$  каналах соответственно. Коэффициенты  $A_z$  приведены в работе [34].

Дифференциальное сечение рождения глюонных пар в глюон-глюонных столкновениях имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}(gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) &= \frac{9\pi\alpha_s^2}{4s^2} \left\{ \frac{2(t - m_g^2)(u - m_g^2)}{s^2} + \right. \\
& + \left[ \frac{(t - m_g^2)(u - m_g^2) - 2m_g^2(t + m_g^2)}{(t - m_g^2)^2} + \right. \\
& + \frac{(t - m_g^2)(u - m_g^2) + m_g^2(u - t)}{s(t - m_g^2)} + (t \leftrightarrow u) \Big] + \\
& + \left. \frac{m_g^2(s - 4m_g^2)}{(t - m_g^2)(u - m_g^2)} \right\}. \quad (6.91)
\end{aligned}$$

Полное сечение определяется формулой

$$\sigma(gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) = \frac{3\pi\alpha_s^2}{4s} \left[ 3 \left( 1 + \frac{4m_g^2}{s} - \frac{4m_g^4}{s^2} \right) \ln \left( \frac{s+L}{s-L} \right) - \left( 4 + \frac{17m_g^2}{s} \right) \frac{L}{s} \right], \quad (6.92)$$

где  $L = (s^2 - 4m_g^2)^{1/2}$ .

Дифференциальное сечение для реакции  $q_i q_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j$  в случае равных масс правоспиральных и левоспиральных кварков имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}(q_i q_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j) &= \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left[ \frac{(t - m_i^2)(t - m_j^2) + st}{(t - m_g^2)^2} - \delta_{ij} \frac{(u - m_i^2)(u - m_j^2) + su}{(u - m_g^2)^2} + \right. \\
& + \left. \frac{sm_g^2}{(t - m_g^2)^2} + \frac{sm_g^2}{(u - m_g^2)^2} \delta_{ij} - \frac{2sm_g^2}{3(t - m_g^2)(u - m_g^2)} \delta_{ij} \right], \quad (6.93)
\end{aligned}$$

где  $m_i$  и  $m_j$  — массы скварков, а  $m_g$  — масса глюино.

Для реакции  $q_i \tilde{q}_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j^*$  дифференциальное сечение представимо в виде

$$\frac{d\sigma}{dt}(q_i \tilde{q}_j \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_j^*) =$$

$$= \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left\{ \left[ \frac{ut - m_i^2 m_j^2}{s^2} \right] \left[ \delta_{ij} \left[ 2 - \frac{2}{3} \frac{s}{(t - m_g^2)} \right] + \frac{s^2}{(t - m_g^2)^2} \right] + \frac{sm_g^2}{(t - m_g^2)^2} \right\}. \quad (6.94)$$

Для реакции  $gg \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_i^*$  дифференциальное сечение есть

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}(gg \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_i^*) &= \\
&= \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left[ \frac{7}{48} + \frac{3(u-t)^2}{16s^2} \right] \left[ 1 + \frac{2m^2 t}{(t - m^2)^2} + \frac{2m^2 u}{(u - m^2)^2} + \frac{4m^4}{(t - m^2)(u - m^2)} \right]. \quad (6.95)
\end{aligned}$$

Здесь  $m$  — масса соответствующего скварка (предполагается, что массы левоспиральных и правоспиральных скварков равны).

Дифференциальное сечение для реакции  $gq_i \rightarrow \text{gaugino} + \tilde{q}_i$  представимо в виде

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}(gq_i \rightarrow \text{gaugino} + \tilde{q}_i) &= \frac{\pi}{s^2} \left[ \frac{B_s(\mu^2 - t)}{s} + B_t \frac{(\mu^2 - t)s + 2\mu^2(m_i^2 - t)}{(t - \mu^2)^2} + \right. \\
& + B_u \frac{(u - \mu^2)(u + m_i^2)}{(u - m_i^2)^2} + B_{st} \frac{(s - m_i^2 + \mu^2)(t - m_i^2) - \mu^2 s}{s(t - \mu^2)} + \\
& + B_{su} \frac{[s(u + \mu^2) + 2(m_i^2 - \mu^2)(\mu^2 - u)]}{s(u - m_i^2)} + \\
& + B_{tu} \frac{(m_i^2 - t)(t + 2u + \mu^2) + (t - \mu^2)(s + 2t - 2m_i^2) + (u - \mu^2)(t + \mu^2 + 2m_i^2)}{2(t - \mu^2)(u - m_i^2)} \Big], \quad (6.96)
\end{aligned}$$

где  $\mu$  — масса калибровочного фермиона, а  $m_i$  — масса скалярного кварка. Значения коэффициентов  $B_z$  можно найти в работе [34]. Например, для случая, когда  $\text{gaugino} \equiv \text{gluino}$  коэффициенты  $B_z$  следующие:

$$B_s = \frac{4\alpha_s^2}{9} \delta_{ij}, \quad B_t = \frac{9}{4} B_s, \quad B_u = B_s, \quad B_{st} = -B_t, \quad B_{su} = \frac{1}{8} B_s, \quad B_{tu} = \frac{9}{8} B_s.$$

Рассмотрим теперь рождение слептонов. Дифференциальное сечение для рождения заряженных слептон-антислептонных пар имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(d\bar{u} \rightarrow W^* \rightarrow \tilde{l}_L \tilde{\nu}_L) = \frac{g_2^4 |D_W(s)|^2}{192\pi s^2} (tu - m_{\tilde{l}_L}^2 m_{\tilde{\nu}_L}^2). \quad (6.97)$$

Для  $\tilde{l}_L$  парного рождения дифференциальное сечение есть

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \tilde{l}_L \tilde{l}_L) =$$

$$\frac{2\pi\alpha^2}{3g^2}(tu - m_{\tilde{t}_L}^4) \left[ \frac{q_1^2 q_q^2}{s^2} + (\alpha_1 - \beta_1)^2 (\alpha_q^2 + \beta_q^2) |D_Z(s)|^2 + \frac{2q_1 q_q \alpha_q (\alpha_1 - \beta_1)(s - M_Z^2)}{s} |D_Z(s)|^2 \right], \quad (6.98)$$

где

$$D_V(s) = \frac{1}{s - M_V^2 + iM_V \Gamma_V}, \quad q_l = -1, \quad q_\nu = 0, \quad q_u = \frac{2}{3}, \quad q_d = -\frac{1}{3},$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{4}(3t - c), \quad \alpha_\nu = \frac{1}{4}(c + t), \quad \alpha_u = -\frac{5}{12}t + \frac{1}{4}c, \quad \alpha_d = -\frac{1}{4}c + \frac{1}{12}t,$$

$$\beta_1 = \frac{1}{4}(c + t), \quad \beta_\nu = -\frac{1}{4}(c + t), \quad \beta_u = -\frac{1}{4}(c + t), \quad \beta_d = \frac{1}{4}(c + t),$$

$$c \equiv \text{ctg } \theta_W, \quad t \equiv \text{tg } \theta_W.$$

Дифференциальное сечение для рождения пар sneйтрино может быть получено путем замены  $\alpha_l, \beta_l$  и  $m_{\tilde{l}_R}$  на  $\alpha_\nu, \beta_\nu, 0$  и  $m_{\tilde{\nu}}$  соответственно, в то время как для  $L_R$  парного рождения необходимо сделать замены  $\alpha_l - \beta_l \rightarrow \alpha_l + \beta_l$  и  $m_{\tilde{l}_L} \rightarrow m_{\tilde{l}_R}$ . Заметим, что КХД-поправки к древесным формулам для сечений рождения скварков и глюино весьма существенны [93].

#### 6.4. Распады суперчастиц

Ширины распадов суперчастиц зависят весьма сильно от соотношений между массами суперчастиц. Здесь мы только приведем основные моды распадов суперчастиц. Формулы для ширины распадов суперчастиц содержатся в работах [94]. Рассмотрим вначале распады глюино и скварков. В случае, когда  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ , основные моды распадов следующие:

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_i \tilde{q}_i, \quad (6.99)$$

$$\tilde{q}_k \tilde{q}_k, \tilde{q}_k \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_k, \quad (6.100)$$

$$\tilde{q}_k \rightarrow \tilde{\chi}_j^+ \tilde{q}_m, \tilde{\chi}_j^- \tilde{q}_i. \quad (6.101)$$

$$\tilde{q}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{q}_i, \quad (6.102)$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q_i \tilde{\chi}_j^0, \quad (6.103)$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q_i \tilde{\chi}_k^+, q_j \tilde{\chi}_l^-, \quad (6.104)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q}' \tilde{\chi}_k^+, \quad (6.105)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q' \tilde{q} \tilde{\chi}_k^-, \quad (6.106)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q} \tilde{\chi}_k^0. \quad (6.107)$$

Для  $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  основные распады следующие:

$$\tilde{q}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{q}_i,$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q_i \tilde{\chi}_j^0,$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q_i \tilde{\chi}_k^+, q_j \tilde{\chi}_l^-,$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q}' \tilde{\chi}_k^+,$$

$$\tilde{g} \rightarrow q' \tilde{q} \tilde{\chi}_k^-,$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q} \tilde{\chi}_k^0.$$

Заметим, что в случае если скалярные кварки существенно тяжелее, чем глюино, сильный распад  $\tilde{q}_i \rightarrow \tilde{g} q_i$  доминирует над электрослабыми распадами  $\tilde{q}_i \rightarrow q_i \tilde{\chi}_j^0$  и  $\tilde{q}_i \rightarrow q_i \tilde{\chi}_j^\pm$ . Правые скалярные кварки в отсутствие смешивания с левыми скалярными кварками не распадаются на чарджино и их брэнчинг распада в глюино составляет  $\sim 98\%$ , в то время как для левых скалярных кварков соответствующий брэнчинг в силу наличия распада  $\tilde{q}_L^i \rightarrow q_i \tilde{\chi}_j^\pm$  уменьшается до (80–90) %.

Чарджино и нейтралино имеют много мод распадов. Особенно интересны с точки зрения детектирования суперсимметрии на БАКе лептонные моды, например:

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t^\pm \nu, \quad (6.108)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{L}_L^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t^\pm) \nu, \quad (6.109)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{\nu} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu) t^\pm, \quad (6.110)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 (W^\pm \rightarrow t^\pm \nu), \quad (6.111)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t^+ t^-, \quad (6.112)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t^\pm \nu) t^\mp \nu, \quad (6.113)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{L}_{L,R}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t^\pm) t^\mp. \quad (6.114)$$

Двухчастичные моды распадов нейтралино и чарджино на бозоны Хиггса следующие:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + h(H), \quad (6.115)$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + H^\mp, \quad (6.116)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + H^\pm, \quad (6.117)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm + h(H). \quad (6.118)$$

Левоспиральные слептоны распадаются в основном на чарджино и нейтралино через двухчастичные моды

$$\tilde{l}_L \rightarrow l + \tilde{\chi}_i^0, \quad (6.119)$$

$$\tilde{l}_L \rightarrow \nu_L + \tilde{\chi}_j^-, \quad (6.120)$$

$$\tilde{\nu}_L \rightarrow \nu_L + \tilde{\chi}_i^0, \quad (6.121)$$

$$\tilde{\nu}_L \rightarrow l + \tilde{\chi}_j^+. \quad (6.122)$$

Для относительно легких слептонов возможны только распады на ЛСЧ и соответствующие лептоны, так что распады легких sneйтрино невидимы. Более тяжелые слептоны могут распадаться на чарджино и другие (не ЛСЧ) частицы. Эти распады весьма важны, поскольку они происходят посредством большей  $SU_L(2)$  калибровочной константы и могут доминировать над прямым распадом в ЛСЧ.  $SU_L(2)$  синглетные заряженные слептоны  $\tilde{l}_R$  распадаются только посредством  $U(1)$  калибровочного взаимодействия

и в пределе исчезающих юкавских констант связей их распады на чарджино запрещены. Поэтому основная мода распадов правоспирального слептона есть

$$\tilde{l}_R \rightarrow l + \tilde{\chi}_1^0. \quad (6.123)$$

## 6.5. Поиск суперчастиц на БАКе

### 6.5.1. Экспериментальные ограничения на массы суперчастиц

В основном прямые экспериментальные ограничения на массу суперчастиц были получены на ускорителях LEP2 и Tevatron. На ускорителе LEP2 получены наиболее сильные ограничения на массу слабо взаимодействующих суперчастиц слептонов и чарджино (в качестве недавнего обзора см. [95]). Так, например, ограничение на массу смюона  $m(\tilde{\mu}) \geq 95$  ГэВ. Сходные ограничения получены на массу стау  $m(\tilde{\tau}) \geq 86$  ГэВ и сэлектрона  $m(\tilde{e}) \geq 73$  ГэВ. LEP2 ограничивает массу чарджино  $m(\tilde{\chi}_1^+) \geq 92$  ГэВ.

Ограничения на массу скварков и глюино выводятся, как правило, в рамках модели mSUGRA с определенным значением  $\tan\beta$ ,  $A$ , и  $\text{sign}(\mu)$ . Так, например, коллаборация CDF использует модели с  $A = 0$ ,  $\text{sign}(\mu) < 0$ , и  $\tan\beta = 5$ . В то время как коллаборация D0 рассматривает модель с  $A = 0$ ,  $\text{sign}(\mu) < 0$  и  $\tan\beta = 3$ . Для интегральной светимости в  $2,1 \text{ фб}^{-1}$  коллаборация D0 исключила значения масс, меньшие чем 379 ГэВ и 308 ГэВ соответственно для масс скварков и глюино, причем для частного случая, когда  $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ , ограничение на массу  $m(\tilde{q}) > 390$  ГэВ. Сходное ограничение было получено коллаборацией CDF.

### 6.5.2. Используемые сигнатуры для поиска суперсимметрии на БАКе

Сечения рождений глюино и скварков на БАКе являются наибольшими по сравнению с сечениями рождений слептонов или гаджино. Поэтому рождение скварков и глюино на БАКе наиболее интересно с точки зрения открытия суперсимметрии, причем сечения рождения скварков и глюино порядка 1 пб для масс скварков и глюино равных 1 ТэВ. Распады скварков и глюино приводят к событиям с потерянной поперечной энергией плюс адронные струи и лептоны от распадов чарджино и нейтралино [96].

Естественно разделить сигнатуры, используемые для поиска скварков и глюино, на следующие категории [96]:

- а) струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события,
- б)  $l\bar{l}$  плюс струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события,
- в)  $2l$  плюс струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события,
- г)  $3l$  плюс струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события,
- д)  $4l$  плюс струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события,
- е)  $\geq 5l$  плюс струи плюс  $E_T^{\text{miss}}$ -события.

Мултилептоны возникают как результат каскадных распадов нейтралино и чарджино на  $W$ - и  $Z$ -бозоны с последующими распадами  $W$ - и  $Z$ -бозонов на лептоны. Например, дилептонные события с одним и с противоположными зарядами лептонов возникают как результат каскадных событий

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_1^+, \quad \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^+ \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ \nu \tilde{\chi}_1^0, \quad (6.124)$$

здесь  $l$  обозначает как  $e$ , так и  $\mu$ . Дилептонные события с противоположным зарядом лептонов возникают как результат каскадного распада

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_1^0, \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0. \quad (6.125)$$

Пары чарджино и нейтралино, рожденные посредством механизма Дрелла—Яна  $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0 + \dots$ , могут детектироваться с помощью лептонных распадов  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow ll + \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ . Таким образом, сигнатура для детектирования прямого рождения чарджино и нейтралино — 3 изолированных лептона плюс  $E_T^{\text{miss}}$  без существенной адронной активности. Трехлептонный сигнал возникает вследствие распадов (6.108)–(6.114), а недетектируемые нейтрино и  $\tilde{\chi}_1^0$  в распадах (6.108)–(6.114) приводят к ненулевому  $E_T^{\text{miss}}$ . Основные фоны к трехлептонной сигнатуре возникают от  $WZ/ZZ$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Zb\bar{b}$  и  $b\bar{b}$  рождения с последующим распадом на лептонные моды. Также возможен суперсимметричный фон, возникающий в результате каскадных распадов скварков и глюино на мультилептонные моды.

Слептонные пары, рождающиеся посредством обмена виртуальными  $\gamma^*/Z^*$ -бозонами  $pp \rightarrow \gamma^*/Z^* + \dots \rightarrow \tilde{l}^+ \tilde{l}^- + \dots$  могут быть открыты посредством их лептонных распадов  $\tilde{l} \rightarrow l + \tilde{\chi}_1^0$ . Так что типичной сигнатурой для поиска слептонов на БАКе являются события с дилептонной парой, с потерянной поперечной энергией и без адронных струй [98].

### 6.5.3. Инклюзивные сигнатуры

В работе [39] изучалась возможность поиска суперсимметрии для детектора CMS на основе использования сигнатур

$$\text{no leptons} + (n \geq 3 \text{ jets}) + E_T^{\text{miss}}. \quad (6.126)$$

Типичные условия на отбираемые события состоят в требовании наличия как минимум трех адронных струй с  $E_T \geq 30$  ГэВ в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 3$ . Требуется, чтобы потерянная энергия  $E_T^{\text{miss}}$  превышала бы 200 ГэВ ( $E_T^{\text{miss}} \geq 200$  ГэВ). Также требуется, чтобы вектор поперечного импульса  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  не слишком бы близко совпал с поперечными направлениями адронных струй  $\Delta\phi_{\text{min}}(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \vec{p}_T^{\text{jet}}) \geq 0,3$ . При изучении сигнатур (6.126) коллаборация ATLAS использовала похожие обрезания, а именно [40]:

- наличие по крайней мере 4-х адронных струй с  $p_T > 50$  ГэВ и по крайней мере одна из них имеет поперечный импульс  $p_T > 100$  ГэВ, также требуется, чтобы  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ;

- $E_T^{\text{miss}} > 0,2M_{\text{eff}}$  ( $M_{\text{eff}} = E_{Tj1} + E_{Tj2} + E_{Tj3} + E_{Tj4} + E_T^{\text{miss}}$ );
- поперечная сферисити  $S_T > 0,2$ ;
- $\Delta\Phi(\text{jet}1, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ,  $\Delta\Phi(\text{jet}2, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ,  $\Delta\Phi(\text{jet}3, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ;
- $M_{\text{eff}} > 800$  ГэВ.

Основные фоны при поиске суперсимметрии для этой сигнатуры происходят от  $Z + \text{jets}$  с последующим распадом  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ,  $t\bar{t}$  и КХД-фонов, связанных с неправильным измерением энергии струй и отличием реальной геометрии детектора от 4 $\pi$ -геометрии. Основной вывод заключается в том, что для модели mSUGRA CMS способен открыть суперсимметрию с массами скварков и глюино вплоть до 1,5 ТэВ при интегральной светимости в 1 фб<sup>-1</sup> и с массами вплоть до (1,5–2,0) ТэВ при интегральной светимости в 10 фб<sup>-1</sup> (см. рис. 13 на вкл.). Сходный результат был получен коллаборацией ATLAS [40].

В работах [40, 97] обсуждалась сигнатура

$$\text{по leptons} + (n = 2 \text{ jets}).$$

При  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  эта сигнатура естественно возникает при парном рождении скварков с последующим их распадом на кварки и ЛСЧ-частицу  $\tilde{\chi}_1^0$ :

$$pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} + \dots \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0 + \dots$$

Требование наличия ровно двух акомпанарных адронных струй<sup>1)</sup> с нулевой  $\vec{E}_{T,j1} + \vec{E}_{T,j2}$  позволяет эффективно избавляться от СМ-фонов. Потенциал открытия суперсимметрии на основе использования сигнатуры

$$\text{по leptons} + (n = 2 \text{ jets}) \quad (6.127)$$

оказывается сравнимым с традиционно используемой сигнатурой

$$\text{по leptons} + (n \geq 3 \text{ jets}) + E_T^{\text{miss}}.$$

Дополнительным преимуществом этой сигнатуры является отсутствие необходимости измерять  $E_T^{\text{miss}}$ , поскольку в данном случае роль  $E_T^{\text{miss}}$  играет  $|\vec{E}_{T,j1} + \vec{E}_{T,j2}|$ .

Заметим также, что коллаборация ATLAS изучала инклюзивную сигнатуру (6.126), требуя наличия как минимум двух (трех) адронных струй. Используемые коллаборацией обрезания следующие [40]:

- по крайней мере две (три) адронные струи, наиболее жесткая из которых имеет  $p_T > 150$  ГэВ, а вторая (третья)  $p_T > 100$  ГэВ,  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ;
- $E_T^{\text{miss}} > 0,3(0,25)M_{\text{eff}}$ ;
- $\Delta\Phi(\text{jet}1, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ,  $\Delta\Phi(\text{jet}2, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ,  $\Delta\Phi(\text{jet}3, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$ ;
- $M_{\text{eff}} > 800$  ГэВ.

<sup>1)</sup> А именно, мы требуем чтобы  $(\vec{p}_{j1}, \vec{p}_{j2}, \vec{p}_{\text{prot}}) \neq 0$ . Здесь  $\vec{p}_{\text{prot}}$  — трехвектор импульса одного из сталкивающихся протонов.

Коллаборации ATLAS и CMS изучали сигнатуру ( $n = 1$ ) lepton + jets +  $E_T^{\text{miss}}$  с целью определить возможность открытия суперсимметрии на его основе. Типичные обрезания, используемые коллаборацией ATLAS, следующие [40]:

- 1) требуется наличие одного изолированного лептона с  $p_T > 20$  ГэВ;
- 2) требуется существование по крайней мере четырех адронных струй с  $p_T > 50$  ГэВ и по крайней мере одна из них должна иметь  $p_T > 100$  ГэВ;
- 3)  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ и  $E_T^{\text{miss}} > 0,2M_{\text{eff}}$ ;
- 4) поперечная сферисити  $S_T > 0,2$ ;
- 5) поперечная масса  $M_T > 100$  ГэВ;
- 6)  $M_{\text{eff}} > 800$  ГэВ.

В работах [39, 40] изучалась возможность регистрации суперсимметрии на основе использования сигнатуры

$$n = 1 \text{ muon} + (n \geq 3 \text{ jets}) + E_T^{\text{miss}}.$$

Основные фоны проистекают от  $t\bar{t} + \text{jets}$ ,  $W + \text{jets}$ ,  $Z + \text{jets}$ .

В рамках модели mSUGRA потенциал открытия суперсимметрии на основе однолептонной моды оказывается более слабым по сравнению с классической сигнатурой

$$\text{по leptons} + \text{jets} + E_T^{\text{miss}},$$

предложенной для открытия суперсимметрии. Также в качестве инклюзивных сигнатур для открытия суперсимметрии использовались следующие [39]:

$$\mu^\pm \mu^\pm + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}, \quad (6.128)$$

$$e^+ e^- + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}, \quad (6.129)$$

$$\tau^+ \tau^- + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}. \quad (6.130)$$

Суперсимметричные события с двумя лептонами противоположного знака могут возникнуть из распадов нейтралино и чарджино, в особенности интересен распад  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0$ , происходящий напрямую или через промежуточные sleptоны.

Типичные обрезания, используемые при анализе сигнатуры

$$l^+ l^- + \text{jets} + E_T^{\text{miss}},$$

следующие [40]:

- 1) наличие двух изолированных лептонов одного аромата и противоположного заряда с  $p_T > 10$  ГэВ и  $|\eta| < 2,5$ ;
- 2) существование по крайней мере четырех адронных струй с  $p_T > 100$  ГэВ;
- 3)  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ и  $E_T^{\text{miss}} > 0,2M_{\text{eff}}$ ;
- 4) поперечная сферисити  $S_T > 0,2$ .

Основные SM-фоны проистекают от  $t\bar{t}$  + jets,  $WW$  + jets,  $ZZ$  + jets. Также весьма интересна сигнатура с двумя изолированными лептонами одного знака, поскольку SM-фоны для нее не велики. В МССМ такая сигнатура связана с тем, что глюино является нейтральным майорановым фермионом и распадается с одинаковой скоростью на положительные и отрицательные заряженные лептоны.

Типичные обрезания, используемые коллаборацией ATLAS, следующие [40]:

- 1) наличие ровно двух изолированных лептонов  $l^{\pm}l^{\pm}$  одного заряда с  $p_T > 20$  ГэВ;
- 2) существование по крайней мере четырех адронных струй с  $p_T > 50$  ГэВ, из которых по крайней мере одна должна иметь  $p_T > 100$  ГэВ;
- 3) поперечная потерянная энергия  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ;
- 4)  $E_T^{\text{miss}} > 0,2M_{\text{эф}}$ .

Коллаборация ATLAS изучала возможность открытия суперсимметрии с помощью трехлептонной сигнатуры. В случае наложения вето на адронные струи эта сигнатура способна выделить прямое рождение  $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$  с последующим распадом на лептоны. В случае же отсутствия требования об отсутствии адронной активности эта сигнатура чувствительна к рождению  $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$  в каскадных распадах скварков и глюино с последующими их распадами на лептонные моды.

Заметим, что трехлептонный сигнал от прямого рождения гайджино является одним из наиболее многообещающих сигналов при поиске суперсимметрии на Tevatronе. Кроме того, возможно использование обрезающих требований на  $E_T^{\text{miss}}$ , что весьма существенно, особенно на ранней стадии работы БАКа.

Коллаборация ATLAS [40] использовала сигнатуру

$$(n = 3 \text{ leptons}) + \text{jets}$$

для анализа возможности открытия суперсимметрии на БАКе. Типичные обрезания следующие [40]:

- 1) существование по крайней мере трех изолированных лептонов с  $p_T > 10$  ГэВ;
- 2) наличие по крайней мере одной адронной струи с  $p_T > 200$  ГэВ. Заметим, что при этом нет никаких ограничений на  $E_T^{\text{miss}}$ . Основные фоны здесь проистекают от  $t\bar{t}$ ,  $WZ$ . В табл. 6.6 представлены результаты компьютерного моделирования для суперсимметричных точек ATLAS SU2, SU3, SU4.

Также весьма интересно использование  $\tau$ -лептонов при поиске суперсимметрии. Это связано с тем, что суперсимметричные модели, вообще говоря, нарушают  $e/\mu/\tau$ -универсальность, особенно при  $tg\beta \gg 1$ . Поэтому весьма интересно исследование сигнатур, содержащих адронные распады  $\tau$ -лептонов, хотя, конечно, такие сигнатуры намного сложнее,

Таблица 6.6

Числа суперсимметричных и SM-событий для тестовых точек SU2, SU3 и SU4, прошедших отбор как трехлептонные события со струями. Все числа нормированы на интегральную светимость  $1 \text{ fb}^{-1}$

Образец	Cut 1	Cut 2	S/B	$S/\sqrt{B}$
SU2	35	13	1,1	3,7
SU3	139	94	7,8	27,1
SU4	1284	312	26,0	90,0
$t\bar{t}$	455	11	—	—
$ZZ$	59	0	—	—
$ZW$	193	1	—	—
$WW$	3	0	—	—
$Z + \gamma$	9	0	—	—
$Zb$	656	0	—	—

чем лептонные сигнатуры, содержащие  $e$  и  $\mu$  в конечном состоянии. Основная причина — наличие больших КХД-фонов, т. е. необходимость отличить  $\tau$ -адронную струю от обычной КХД-струи. Заметим, что лептонные  $\tau$ -распады неотличимы от прямых лептонов и уже включены в ранее обсуждавшиеся лептонные сигнатуры.

Типичные обрезания, используемые при анализе, следующие [40]:

- 1) существование по крайней мере четырех адронных струй с  $p_T > 50$  ГэВ, одна из которых обладает поперечным импульсом  $p_T > 100$  ГэВ;
- 2)  $E_T^{\text{miss}} > 100$  ГэВ;
- 3)  $\Delta\Phi(\text{jet}_j, E_T^{\text{miss}}) > 0,2$  для каждой из трех наиболее энергичных адронных струй  $j = 1, 2, 3$ ;
- 4) отсутствие изолированных лептонов;
- 5) по крайней мере наличие одной адронной  $\tau$  струи с  $p_T > 40$  ГэВ и  $|\eta| < 2,5$ ;

6)  $E_T^{\text{miss}} > 0,2M_{\text{эф}}$ ;

7)  $M_T > 100$  ГэВ, где поперечная масса  $M_T$  вычисляется на основе видимых  $\tau$  струй и  $E_T^{\text{miss}}$ .

Основные SM-фоны идут от  $t\bar{t}$ ,  $W$  + jets,  $Z$  + jets и КХД-струи. Результаты анализа для точек ATLAS SU3 и SU6 представлены в табл. 6.7.

Суперсимметричный сигнал как правило содержит адронные  $b$ -струи, поскольку  $\bar{b}$  и  $\bar{t}$  скварки, как правило, легче, чем скварки, соответствующие первому и второму поколению фермионов, а также поскольку взаимодействие с хиггсино усиливает рождение тяжелых ароматов. Коллаборация ATLAS изучала сигнатуру, содержащую по крайней мере две адронные  $b$ -струи с ненулевым потерянными поперечным импульсом и без изолированных лептонов. Результаты компьютерного моделирования показывают,

Таблица 6.7

Число сигнальных ( $S$ ) и фоновых ( $B$ ) событий после  $\tau$ -селекции и соответствующие значения для значимостей, нормализованные на интегральную светимость в  $1 \text{ fb}^{-1}$

Образец	$S$	$B$	$S/B$	$S/\sqrt{B}$
SU3	259	51	5,1	36,3
SU6	119	51	2,3	16,1

что использование требования наличия  $b$ -струй весьма эффективно для подавления СМ-фонов.

Заметим, что потенциал открытия сигнатур с участием изолированных лептонов существенно слабее, чем потенциал открытия на основе сигнатуры по  $l\text{ leptons} + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}$  (см. рис. 13, 14, 15, 16, 17 на цв. вкл.).

Тем не менее открытие суперсимметрии с помощью нескольких сигнатур чрезвычайно важно с точки зрения надежности открытия, кроме того, используя различные сигнатуры, можно получить дополнительную информацию о параметрах модели МССМ. Действительно, следует подчеркнуть, что при поиске суперсимметрии, в отличие от поиска бозона Хиггса, мы ищем не резонансную структуру в распределении числа наблюдаемых событий по инвариантной массе, а превышение сечений (количества наблюдаемых событий) над сечениями (событиями), предсказанными в рамках СМ. И хотя свойство асимптотической свободы КХД позволяет надеяться, что при больших переданных импульсах справедлива теория возмущений и мы можем надежно с точностью  $\sim 10\%$  предсказывать фоновые сечения, одновременное наблюдение суперсимметрии в нескольких независимых каналах могло бы снять много вопросов скептиков.

#### 6.5.4. Поиск слептонов

Если слептоны тяжелее, чем гайджино  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0$ , то на кварк-партоном уровне они рождаются в реакции  $q\bar{q}$ -аннигиляции

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{l}_L \tilde{l}_L, \tilde{l}_R \tilde{l}_R, \tilde{\nu} \tilde{\nu}, \tilde{\nu} \tilde{l}, \tilde{l}_L \tilde{l}_R. \quad (6.131)$$

В случае, если слептоны легче, чем гайджино  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0$ , то они, кроме того, рождаются в распадах чарджино и нейтралино.

Рождение слептонов с их последующими распадами приводит к сигнатуре

$$\text{two leptons} + E_T^{\text{miss}} + \text{no jets}. \quad (6.132)$$

Эта сигнатура возникает как результат прямого и непрямого рождения слептонов. В случае непрямого рождения слептонов возможны также сигнатуры с одним, тремя и четырьмя заряженными лептонами в конечном состоянии. Следует отметить, что непрямо рождение слептонов из рас-

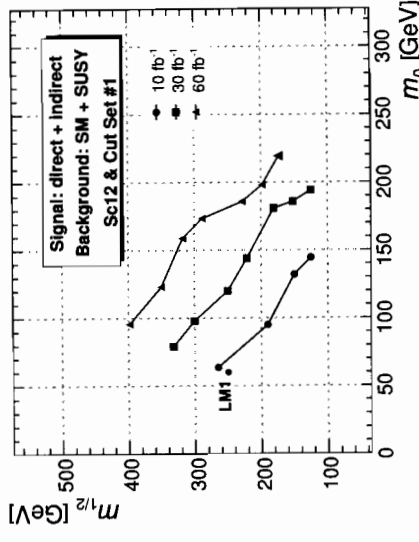


Рис. 6.1. Линии уровня достижимости  $5\sigma$  открытия ( $\text{tg } \beta = 10$ ,  $\text{sign}(\mu) = +$ ,  $A = 0$ ) для конечных состояний с  $l^+ l^-$ , потерянной поперечной энергией и запретом на струи [39]

падов скварков и глюино через чарджино и нейтралино типа

$$\tilde{q}_L \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{l}^\mp \nu \rightarrow q l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \nu$$

приводят к сигнатуре с

$$\text{two leptons} + E_T^{\text{miss}} + (n \geq 1) \text{ jets}. \quad (6.133)$$

Требование отсутствия адронных струй (jet veto) приводит к подавлению суперсимметричного фона с ненулевым количеством адронных струй. В работах [39, 98] изучалась возможность прямого детектирования следящих с помощью сигнатуры (6.132). Изучались следующие СМ-фоны:  $t\bar{t}$ ,  $WW, WZ, ZZ, Wt, Zb\bar{b}, W + \text{jet}, DY$ . Основной вклад дают СМ-фоны от  $t\bar{t}$  и  $WW$ . Также существуют ненулевые суперсимметричные фоны, связанные с  $q\bar{q}, g\bar{g}$  и  $g\bar{g}$  рождениями с последующими каскадными распадами на струи и лептоны. Требование отсутствия адронных струй позволяет эффективно подавлять суперсимметричные фоны. Для модели mSUGRA с  $\text{tg } \beta = 10$ ,  $\text{sign}(\mu) = +$ ,  $A = 0$  потенциал открытия слептонов в плоскости ( $m_0, m_{1/2}$ ) представлен на рис. 6.1.

#### 6.5.5. Поиск прямого рождения $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ посредством трехлептонной сигнатуры

Эксклюзивные трехлептонные конечные состояния появляются в  $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 + \dots$  канале с последующими трехчастичными распадами  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ ,  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm*} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu$  или же двухчастичными распадами на слептоны  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{U} \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\nu} \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_1^0 \nu$ ,  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0 l^\pm$ .



В итоге конечной сигнатурой после всех каскадных распадов является наличие пары лептонов с противоположным зарядом и одним и тем же ароматом ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ), а также третьего изолированного лептона любого заряда и аромата ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ) в отсутствие заметной адронной активности. В работе [39] изучена возможность детектирования прямого рождения  $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$  посредством трехлептонной сигнатуры  $l^+l^-l' + E_T^{\text{miss}}$  + no jets. Основные CM-фоны проистекают от процесса прямого рождения мюонных пар,  $Z + \text{jets}$ ,  $t\bar{t} \rightarrow WbWb$ ,  $ZW$ ,  $ZZ$ ,  $W + \text{jets}$ . БАК способен открыть прямое рождение  $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$  с массами чарджино вплоть до 200 ГэВ.

### 6.5.6. Поиск нарушения флэйворного лептонного числа в распадах слептонов

В суперсимметричных моделях с явным нарушением лептонного флэйворного числа посредством мягких массовых членов, нарушающих суперсимметрию, возможно детектирование нарушения лептонного флэйворного числа (LFV) в распадах слептонов [99]. Например, для случая ненулевого смешивания  $\sin\phi \neq 0$  между правоспиральными слептоном и смюоном флэйворное лептонное число нарушается в распадах слептонов, а именно [99]:

$$\Gamma(\tilde{\mu}_R \rightarrow \mu + LSP) = \Gamma \cos^2\phi, \quad (6.134)$$

$$\Gamma(\tilde{\mu}_R \rightarrow e + LSP) = \Gamma \sin^2\phi, \quad (6.135)$$

$$\Gamma(\tilde{e}_R \rightarrow e + LSP) = \Gamma \cos^2\phi, \quad (6.136)$$

$$\Gamma(\tilde{e}_R \rightarrow \mu + LSP) = \Gamma \sin^2\phi, \quad (6.137)$$

$$\Gamma = \frac{g_1^2}{8\pi} \left(1 - \frac{M_{LSP}^2}{M_{\tilde{S}L}^2}\right). \quad (6.138)$$

Типичное следствие ненулевого смюон-сэлектронного смешивания — это существование  $e^\pm\mu^\pm$ -сигнальных событий с потерянной поперечной энергией, возникающих как результат рождения слептонных пар с последующими распадами с нарушением флэйворного лептонного числа. Возможность детектирования нарушения флэйворного лептонного числа в прямом рождении слептонов на БАКе обсуждалась в работах [100]. Основной вывод заключается в том, что для наиболее оптимистического случая максимального смешивания  $\sin\phi = 1/\sqrt{2}$  между правоспиральными слептонами  $\tilde{e}_R$  и  $\tilde{\mu}_R$  возможно обнаружить эффект нарушения флэйворного лептонного числа на БАКе для масс слептонов вплоть до 270 ГэВ [100].

Другой, более перспективный способ поиска нарушения лептонного флэйворного числа заключается в использовании каскадных распадов нейтрально  $\tilde{\chi}_2^0$  [101]  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}l \rightarrow \tilde{\chi}_1^0ll'$ . Заметим, что нейтрально обильно рождаются в распадах скварков и глюино, поэтому количество событий намного больше, чем в случае прямого рождения слептонов.

Возможность детектирования нарушения лептонного флэйворного числа в распадах нейтрально вследствие ненулевого ( $\tilde{e}-\tilde{\mu}$ )-смешивания исследовалась в работе [102]. Вследствие LFV мы имеем  $\tilde{\chi}_2^0$  распад на лептоны разного аромата ( $e^+\mu^-$  или  $e^-\mu^+$ ) в конечных событиях. В пределе сохранения лептонного флэйворного числа процесс  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}l \rightarrow ll'\tilde{\chi}_1^0$  имеет «угловую» структуру для распределения инвариантной массы двух лептонов и масса «обрезания»  $m_{ll}^{\text{max}}$  выражается через массу слептона  $m_{\tilde{l}}$  и массу нейтрально как

$$(m_{ll}^{\text{max}})^2 = m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2}\right) \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{l}}^2}\right). \quad (6.139)$$

Суперсимметричный фон для LFV проистекает главным образом от некоррелированных лептонов из различных распадов кварков и глюонов. Основной фон от SM проистекает от

$$t\bar{t} \rightarrow bWbW \rightarrow bbl'l\nu\nu'.$$

Фон от рождения пар  $\tau$

$$pp \rightarrow \tau\tau + \dots \rightarrow e\mu + \dots$$

очень мал.

Как результат LFV возникает угловая структура в распределении инвариантной массы  $m_{\mu\nu}(e^\pm\mu^\pm)$ . Следует отметить, что в отсутствие LFV угловая структура в распределении  $e^\pm\mu^\pm$  событий отсутствует.

Брэнчринг для распада  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\chi}_1^0$  равен

$$Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\chi}_1^0) = \kappa Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0, \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0), \quad (6.140)$$

где

$$Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0, \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0) = Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0) + Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0), \quad (6.141)$$

$$\kappa = 2x \sin^2\phi \cos^2\phi, \quad (6.142)$$

$$x = \frac{\Delta m_{\tilde{e}\mu}^2}{\Delta m_{\tilde{e}\mu}^2 + \Gamma^2}, \quad (6.143)$$

$$Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\chi}_1^0) = Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0) + Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \mu^+e^-\tilde{\chi}_1^0). \quad (6.144)$$

Здесь  $\phi$  — угол смешивания между  $\tilde{e}_R$  и  $\tilde{\mu}_R$ ;  $\Gamma$  — ширина распадов слептонов.

В работах [39, 102] изучалась возможность регистрации LFV на примере тестовой точки mSUGRA LM1 ( $m_0 = 60$  ГэВ,  $m_{1/2} = 250$  ГэВ,  $\tan\beta = 10$ ,  $A = 0$ ,  $\text{sign}\mu = +$ ). Для светимости  $\mathcal{L}_{\text{tot}} = 10 \text{ фб}^{-1}$  CMS-детектор способен открыть LFV на уровне  $5\sigma$  при условии, что  $\kappa \geq 0,04$ . В качестве



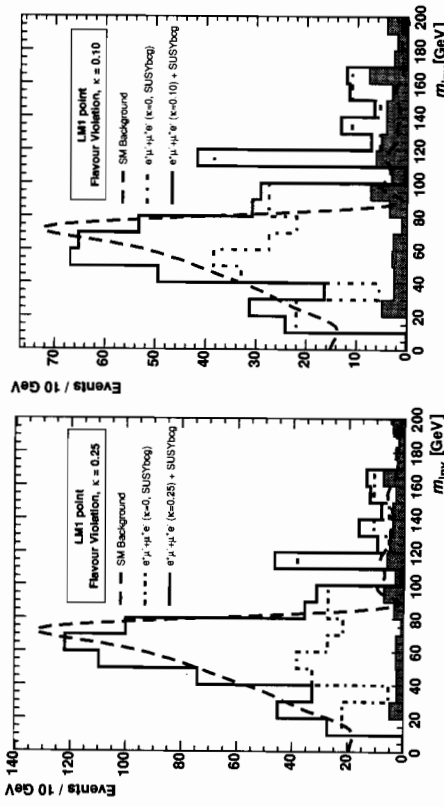


Рис. 6.2. Распределение инвариантных масс двух лептонов после отбора двух изолированных лептонов  $e^\pm$  с  $p_T^{\text{eff}} > 20$  ГэВ и  $E_T^{\text{miss}} > 300$  ГэВ при значениях параметра нарушения аромата  $k = 0,25$  (а) и  $k = 0,1$  (б) [39]. Сплошная волнистая линия — результат фитирования распределения для случая 100% нарушения аромата

иллюстрации приведен рис. 6.2 ( $\kappa = 0,25$  и  $\kappa = 0,1$ ), который явно демонстрирует наличие угловой структуры в распределении  $m_{\text{inv}}(e^\pm \mu^\mp)$ .

### 6.5.7. Измерение масс суперчастиц

После открытия суперсимметрии на БАКе основной проблемой будет разделение множества различных каналов, возникающих вследствие каскадных распадов суперсимметричных частиц, и определение суперсимметричных параметров (массы скварков, глюино, нейтралино, чарджино и слептонов). В МССМ продукты распадов суперсимметричных частиц всегда содержат невидимую частицу  $\tilde{\chi}_1^0$ , так что суперсимметричные частицы нельзя реконструировать напрямую. Наиболее перспективный подход к измерению масс суперчастиц это использование кинематических распределений струй или лептонов [103]. Например, распределение  $l^+l^-$  от распада  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$  имеет кинематическое обрезание, которое определяет  $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  (см. рис. 6.3).

Распределение от двухчастичного распада  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$  имеет резкий пик вблизи  $\sqrt{(M_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - M_l^2)(M_l^2 - M_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}/M_l^2$ . При использовании более длинной цепочки распадов может быть определено большее количество различных комбинаций масс [22, 39, 40, 103].

Заметим также, что для распада

$$\tilde{q}L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp q \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^- q$$

измерение распределения событий по инвариантной массе  $M_{\text{inv}}(l^+ l^- q)$  позволяет определить по угловой структуре распределения разность масс  $m_{\tilde{q}_L} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  [103]. Также весьма перспективно использование распадов нейтралино на  $\tau$ -лептоны типа

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau} \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau^+ \tau^- \quad (6.145)$$

Распад (6.145) усилен при больших  $\text{tg } \beta$ . Путем измерения адронных распадов  $\tau$ -лептона в коллинеарном приближении можно по распределению инвариантной массы пары  $\tau^+ \tau^-$  получить нетривиальную информацию о разности масс  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  (см. рис. 6.4, 6.5) [39].

Также следует отметить интересную возможность реконструировать массу скварка  $\tilde{q}_R$ , используя тот факт, что правые скварки, рождающиеся парами

$pp \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_R + \dots$  с последующими распадами  $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \chi^0 q q$ , приводят к характерной сигнатуре, состоящей из двух адронных струй и ненулевой поперечной энергии. Типичные обрезания, используемые коллаборацией ATLAS, следующие [40]:

- $E_T^{\text{miss}} > \max(200 \text{ ГэВ}, 0,25 M_{\text{eff}})$  и  $M_{\text{eff}} > 500 \text{ ГэВ}$ ;
- наличие двух адронных струй с  $p_T > \max(200 \text{ ГэВ}, 0,25 M_{\text{eff}})$ ,  $|\eta| < 1$  и  $\Delta R > 1$ ;
- требование отсутствия дополнительных адронных струй с  $p_T > \min(200 \text{ ГэВ}, 0,15 M_{\text{eff}})$ ;
- требование отсутствия изолированных лептонов и отсутствия адронных струй, идентифицированных как  $b$ -струи;
- поперечная сферисити  $S_T > 0,2$ .

Эти правила отбора позволяют хорошо выделить суперсимметричный сигнал на СМ-фоне (см. табл. 6.8).

Для реконструкции массы  $\tilde{q}_R$  использовалась так называемая «странная» масса [40]. Напомним, что поперечная масса определяется как

$$M_T^2(p_T^{\alpha, \text{miss}}, m_a, m_\chi) \equiv m_a^2 + m_\chi^2 + 2(E_T^\alpha E_T^{\text{miss}} - p_T^\alpha \cdot p_T^{\text{miss}}), \quad (6.146)$$

где

$$E_T^\alpha \equiv \sqrt{(p_T^\alpha)^2 + m_a^2}, \quad E_T^{\text{miss}} \equiv \sqrt{(p_T^{\text{miss}})^2 + m_\chi^2}, \quad (6.147)$$

а  $m_a$  и  $p_T^\alpha$  — масса и поперечный импульс некоторой видимой частицы и  $p_T^{\text{miss}}$  — потерянный поперечный импульс. Параметр  $m_\chi$  есть масса

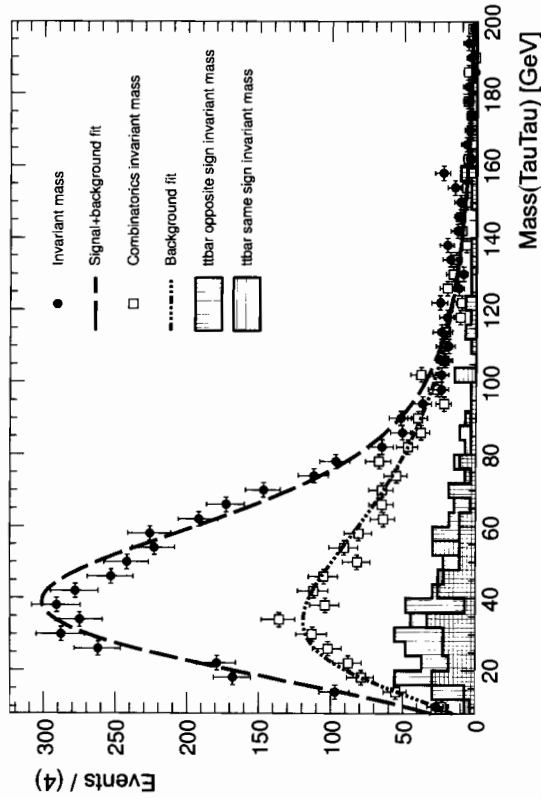
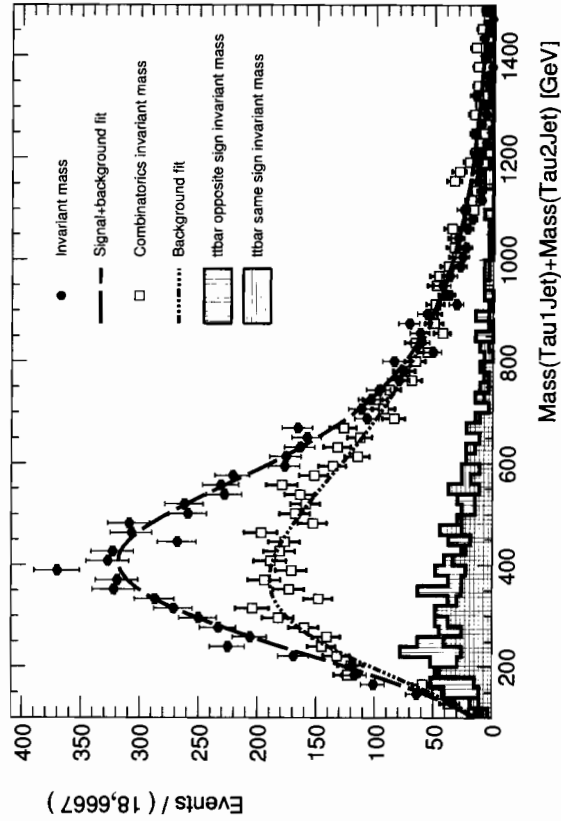
Рис. 6.4. Распределение по инвариантной массе пары  $\tau$ -лептонов [39]Рис. 6.5. Распределение по инвариантной массе двух  $\tau$ -адронных струй от пары  $\tau$ -лептонов [39]

Таблица 6.8

Потенциал открытия суперсимметрии установки ATLAS для тестовых точек SU3 и SU4

	Интегральная светимость ( $\text{fb}^{-1}$ )	Количество событий	СМ	$S/B_{SM}$	$S/\sqrt{B_{SM}}$
SU3	1,0	$282 \pm 20$	18	$14,7 \pm 1,1$	$62,2 \pm 4,7$
SU4	0,5	$258 \pm 65$	9	$27,7 \pm 7,2$	$83,20 \pm 21,7$

невидимой частицы. Поперечная масса является полезным параметром при изучении двухчастичных распадов на видимую и невидимую частицы типа  $W \rightarrow e\nu$ .

Странверсная масса  $m_{T2}$  может быть определена в терминах поперечной массы как

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{p}_T^\beta, \mathbf{p}_T^{\text{miss}}, m_\alpha, m_\beta, m_\chi) \equiv \equiv \min_{\mathbf{q}_T^{(1)} + \mathbf{q}_T^{(2)} = \mathbf{p}_T^{\text{miss}}} \left\{ \max \left[ M_T^2(\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{q}_T^{(1)}, m_\alpha, m_\chi), M_T^2(\mathbf{p}_T^\beta, \mathbf{q}_T^{(2)}, m_\beta, m_\chi) \right] \right\}, \quad (6.148)$$

где  $m_\chi$  — масса легкой суперчастицы, а  $\mathbf{p}_T^{\alpha,\beta}$  — поперечные импульсы двух видимых частиц.

Распределение сигнальных событий по странверсной массе  $m_{T2}$  позволяет определить по угловому излому массу правого скварка  $\tilde{q}_R$ .

Заметим также, что, как было предложено в работе [103], «жесткость» события можно характеризовать скалярной суммой поперечных энергий четырех наиболее энергичных адронных струй и потерянной поперечной энергией:

$$E_T^{\text{sum}} = E_T^1 + E_T^2 + E_T^3 + E_T^4 + E_T^{\text{miss}}. \quad (6.149)$$

Значение локального максимума  $E_T^{\text{sum}}$  спектра для инклюзивного суперсимметричного сигнала обеспечивает хорошую идентификацию суперсимметричного сигнала, а значение в точке локального максимума связано с массами скварков и глюино посредством приближенного соотношения  $M_{\text{peak}} \equiv M_{\text{SUSY}} \approx \min(M_{\tilde{g}}, M_{\tilde{q}})$  [103, 104], справедливое с точностью порядка 10% в модели mSUGRA. Здесь  $M_{\tilde{q}}$  есть средняя масса скварков первого и второго поколений. Путем измерения  $E_T^{\text{sum}}$  распределения можно оценить масштаб  $M_{\text{SUSY}}$  с (10–20)-процентной точностью.

### 6.5.8. Нарушение суперсимметрии посредством калибровочной передачи взаимодействия

В моделях, основанных на нарушении суперсимметрии посредством калибровочной передачи взаимодействия [105], гравитино  $\tilde{G}$  очень легкое и феноменология зависит от типа самой легкой помимо гравитино

суперчастицы (NLSP), которая может быть либо  $\tilde{\chi}_1^0$ , либо слептоном, и их времени распада на гравитино  $\tilde{G}$ . В случае, если NLSP есть  $\tilde{\chi}_1^0$ , то ее основной распад  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$ , поэтому суперсимметричная сигнатура содержит два энергичных изолированных фотона. Если NLSP является заряженным долгоживущим слептоном, то он ведет себя как нерелятивистский мюон с  $\beta < 1$ . Масса долгоживущего слептона может быть определена на основе использования мюонных камер путем измерения времени пролета [39, 40].

### 6.5.9. Поиски суперсимметрии в случае МССМ с произвольными массами суперчастиц

Несмотря на простоту модели mSUGRA, это очень специфичная модель. Напомним, что массы суперчастиц выведены в предположении, что на масштабе великого объединения  $M_{GUT} \approx 2 \cdot 10^{16}$  ГэВ массы всех скварков и слептонов совпадают. Также предполагается универсальность масс всех гайджино на масштабе великого объединения. При этом уравнения ренормгруппы позволяют связать масштаб великого объединения и электрослабый масштаб. Однако существуют феноменологические модели, основанные на теории суперструн [83], в которых нарушаются постулаты модели mSUGRA. Поэтому необходимо изучать потенциал открытия суперсимметрии на БАКе для общего случая модели МССМ с произвольными массами суперчастиц. Основная проблема здесь — наличие большого числа свободных параметров, что сильно затрудняет исследование. В работах [106] изучалась возможность детектирования суперсимметрии на БАКе в случае произвольных масс суперсимметричных частиц. Здесь мы отметим лишь некоторые качественные особенности, которые могут возникнуть в модели МССМ при определенных соотношениях между массами суперчастиц.

Основными источниками изолированных лептонов для сигнатур

$$n \geq 1 \text{ leptons} + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}$$

являются каскадные распады скварков и глюино на чарджино  $\tilde{\chi}_1^\pm$  и нейтрально  $\tilde{\chi}_1^0$

$$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^\pm, q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0, \quad (6.150)$$

$$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0, q'\tilde{\chi}_1^\pm \quad (6.151)$$

вместе с лептонными распадами чарджино и нейтрально

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^\pm + \nu, \quad \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-.$$

С ростом масс  $\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^\pm$  доля распадов (6.150), (6.151) падает, а следовательно, падает и доля лептонов после распадов  $\tilde{\chi}_1^\pm$ ,  $\tilde{\chi}_2^0$ , и основными модами распадов скварков и глюино становятся распады на легчайшую суперчастицу  $\tilde{\chi}_1^0$  в конечном состоянии типа

$$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0, \quad \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0.$$

Следовательно, можно ожидать, что с ростом масс  $\tilde{\chi}_1^\pm$ ,  $\tilde{\chi}_2^0$  лептонные сигнатуры не позволят открыть суперсимметрию, а единственной сигнатурой, пригодной для этого на БАКе, остается

$$\text{no leptons} + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}. \quad (6.152)$$

Расчеты подтверждают этот качественный вывод [106].

Кроме того, следует подчеркнуть, что количество сигнальных событий для сигнатуры (6.152) зависит от соотношения между массами  $\tilde{q}$ ,  $\tilde{g}$  скварков и глюино и массой легкой суперчастицы  $\tilde{\chi}_1^0$ . А именно, при увеличении массы легкой суперчастицы  $\tilde{\chi}_1^0$  спектр адронных струй и  $E_T^{\text{miss}}$ , возникающий вследствие распада скварков и глюино

$$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0, \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{q}q \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0, \quad \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0, \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}q,$$

становится более мягким. Как следствие, после обрезаний по  $E_T^{\text{miss}}$  и  $E_T^{\text{jet}}$  количество сигнальных событий уменьшается, что приводит к ослаблению потенциала открытия суперсимметрии для случая больших масс ЛСЧ  $\tilde{\chi}_1^0$  по сравнению с моделью mSUGRA. В работах [106] исследовался случай, когда массы ЛСЧ  $\tilde{\chi}_1^0$  и сильно взаимодействующих частиц  $\tilde{q}$  и  $\tilde{g}$  близки. В этом случае удается открыть суперсимметрию при массах суперчастиц вплоть до (1,2–1,5) ТэВ по сравнению с массами скварков и глюино (2–2,5) ТэВ, для которых можно открыть суперсимметрию в модели mSUGRA (см. рис. 6.6).

Еще более нетривиально будет открыть суперсимметрию в так называемой модели с эффективной суперсимметрией [107]. Напомним, что основной мотивацией при введении суперсимметричных электрослабых моделей является надежда, что они решают проблему иерархий. Однопетлевые квадратичные поправки к массе бозона Хиггса в СМ представляются в виде [108]

$$\delta m_h^2 = \alpha_t \Lambda_t^2 + \alpha_g \Lambda_g^2 + \alpha_h \Lambda_h^2, \quad (6.153)$$

где

$$\alpha_t = \frac{3m_t^2}{4\pi^2 v^2}, \quad \alpha_g = -\frac{6M_W^2 + 3M_Z^2}{16\pi^2 v^2}, \quad \alpha_h = -\frac{3m_h^2}{16\pi^2 v^2},$$

$v = 174$  ГэВ,  $\Lambda_i$  есть ультрафиолетовые обрезания для виртуальных топ-кварков, калибровочных  $SU_L(2) \otimes U(1)$  бозонов и бозона Хиггса как такового. Из условия «натуральности» следует, что массы стоп-кварков и суперсимметричных аналогов электрослабых  $W$ - и  $Z$ -бозонов должны быть легче, чем  $O(1)$  ТэВ. Следует подчеркнуть, что глюонные поправки к массе бозона Хиггса возникают только на двухпетлевом уровне и, как следствие, из условия «натуральности» масса глюино должна быть много меньше  $O(10)$  ТэВ, т. е. глюино может быть много тяжелее, чем 1 ТэВ [106, 109]. Также из условия «натуральности» суперсимметричные аналоги кварков и лептонов первого и второго поколений могут быть много тяжелее, чем

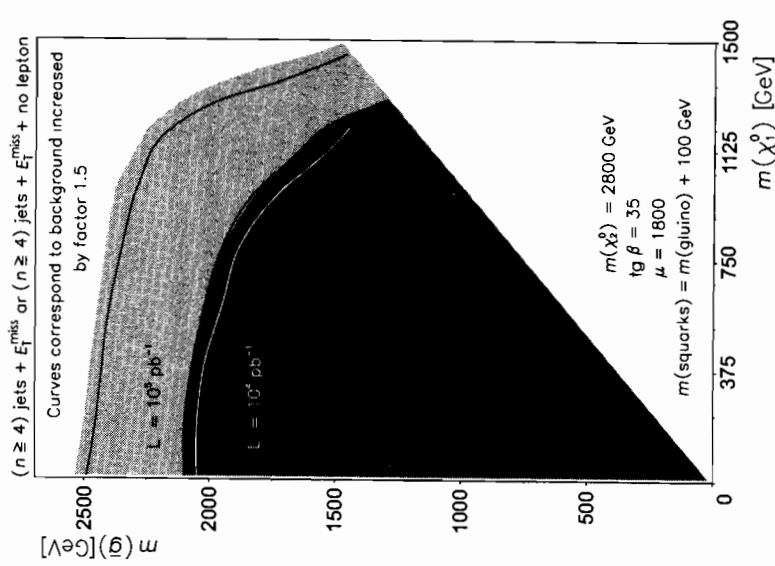


Рис. 6.6. Потенциал 5 $\sigma$  открытия СМС-детектора для различных значений  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$  и  $m_{\tilde{g}}$  для случая  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$

$O(1)$  ТэВ, поскольку их вклад в массу бозона Хиггса мал вследствие малости соответствующих юкавских констант связи. Таким образом, мы приходим к заключению, что с точки зрения проблемы иерархий возможна ситуация, когда только массы скварков и слептонов третьего поколения относительно легкие с массами  $O(1)$  ТэВ, а массы скварков и слептонов — супераналогов первого и второго поколений кварков и лептонов — много больше  $O(1)$  ТэВ [107].

В этом случае поиск суперсимметрии на БАКе затрудняется по сравнению с моделью mSUGRA малостью сечений выхода суперчастиц. Как было показано в работах [106, 109], в этом случае даже при массах суперчастиц третьего поколения меньших 1 ТэВ возможна ситуация, когда БАК будет не способен открыть суперсимметрию. В любом случае необходимо более тщательный анализ суперсимметричных моделей, в которых массы первых двух поколений фермионов и глюино велики.

## Поиск нестандартных бозонов Хиггса

МССМ имеет в спектре три нейтральных и один заряженный бозон Хиггса:  $h$ ,  $H$ ,  $A$  и  $H^{\pm 1}$ ). Следует отметить, что в МССМ легчайший бозон Хиггса на древесном уровне предсказывается [91] имеющим массу меньше  $m_Z$ . Действительно, на древесном уровне справедливы неравенства:  $m_h < M_Z$ ,  $M_A < m_H$  и  $M_W < M_{H^{\pm}}$ . Радиационные поправки к массе легчайшего бозона Хиггса  $m_h$  могут быть большими вследствие большой юкавской константы связи для  $t$ -кварка и большого масштаба нарушения суперсимметрии. В однопетлевом приближении с учетом смешивания между скалярными топ-кварками  $\tilde{t}_L$  и  $\tilde{t}_R$  поправка к квадрату массы бозона Хиггса определяется формулой [91]

$$\Delta m_h^2 = \frac{3G_F m_t^4}{\sqrt{2}\pi^2 \sin^2 \beta} \ln \left( \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} \right), \quad (7.1)$$

где  $G_F$  — константа Ферми ( $G_F \approx 10^{-5} m_p^{-2}$ ), а  $m_{\tilde{t}_1, \tilde{t}_2}$  — массы стоп-кварков. С учетом двухпетлевых поправок к формуле (7.1) справедливо неравенство  $m_h \leq 135$  ГэВ.

Эксперименты на LEP2 искали МССМ бозоны Хиггса посредством реакции  $e^+e^- \rightarrow Z + h/H$ ,  $e^+e^- \rightarrow A + h/H$  для нейтральных бозонов Хиггса и  $e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow \mu^+\mu^- \nu\bar{\nu}$  для заряженного бозона Хиггса.

Легчайший бозон Хиггса  $h$  распадается в основном на пары  $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$ , поскольку, как уже отмечалось, его масса  $m_h \leq 135$  ГэВ. При больших  $\tan \beta$  тяжелые скаляры (псевдоскаляры)  $H(A)$  распадаются в основном на пары  $b\bar{b}$  и  $\tau\bar{\tau}$  вследствие большой юкавской константы связи взаимодействия  $H(A)$  с фермионами  $b, \tau$  третьего поколения (см. рис. 7.1–7.4).

Другие возможные каналы распада  $H/A \rightarrow t\bar{t}$ ,  $WW$ ,  $hh$ ,  $AA$  могут иметь значительные брэнчинги только при малых  $\tan \beta$  (см. рис. 7.1–7.4).

Основное рождение нейтральных МССМ бозонов при не слишком больших  $\tan \beta$  на БАКе осуществляется посредством механизма глюонного слияния  $gg \rightarrow h, H, A$ , который осуществляется посредством обмена в петле не только  $t$ - и  $b$ -кварков, как в случае СМ, но и их суперсимметричных аналогов  $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$  и  $\tilde{b}_1, \tilde{b}_2$ . КХД-поправки в механизме глюонного

1) Эксперименты на LEP2 дают ограничения снизу 91,0 ГэВ и 91,9 ГэВ для легкого  $h$ - и псевдоскалярного  $A$ -бозонов. Кроме этого исключены области  $0,5 \leq \tan \beta \leq 2,4$  для сценария с максимальным смешиванием и область  $0,7 \leq \tan \beta \leq 10,5$  для случая отсутствия смешивания [37].

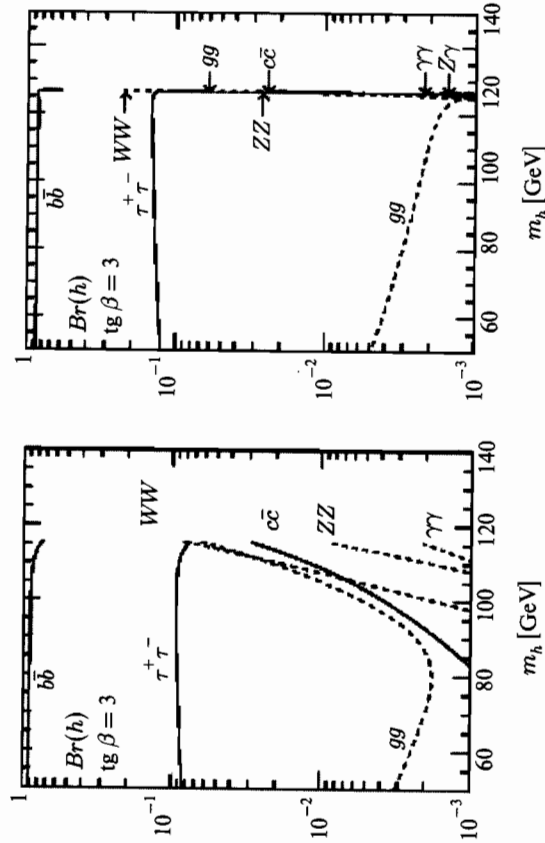


Рис. 7.1. Парциальные ширины МССМ бозонов Хиггса  $h, H, A, H^\pm$  для несуперсимметричных мод распада как функция масс при двух значениях  $\tan\beta = 3, 30$  и максимальном смешивании [39]. Общая масса скварков выбрана  $M_S = 1$  ТэВ. Остальные суперсимметричные параметры следующие:  $M_2 = m_{\tilde{g}} = \mu = 1$  ТэВ и  $A_{t,b} = 2783$  (2483) ГэВ для  $\tan\beta = 3$  (30). См. продолжение на рис. 7.2–7.4

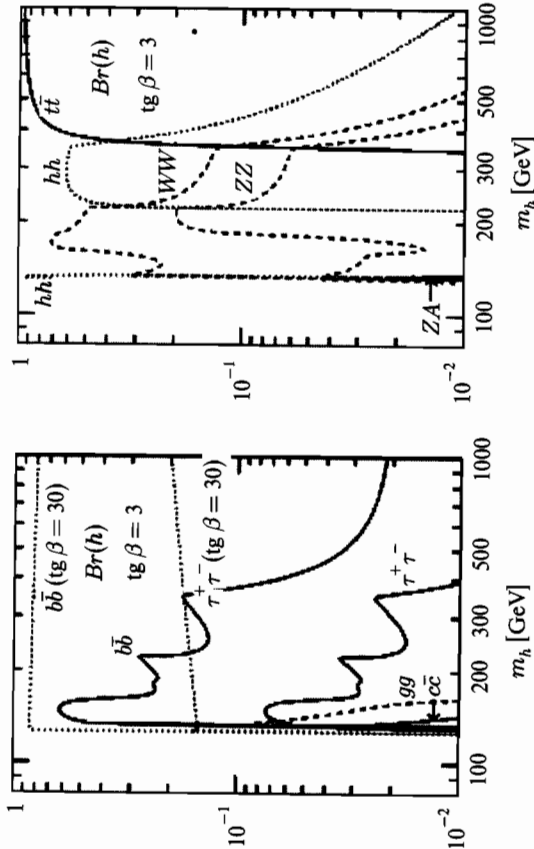


Рис. 7.2. Продолжение рис. 7.1

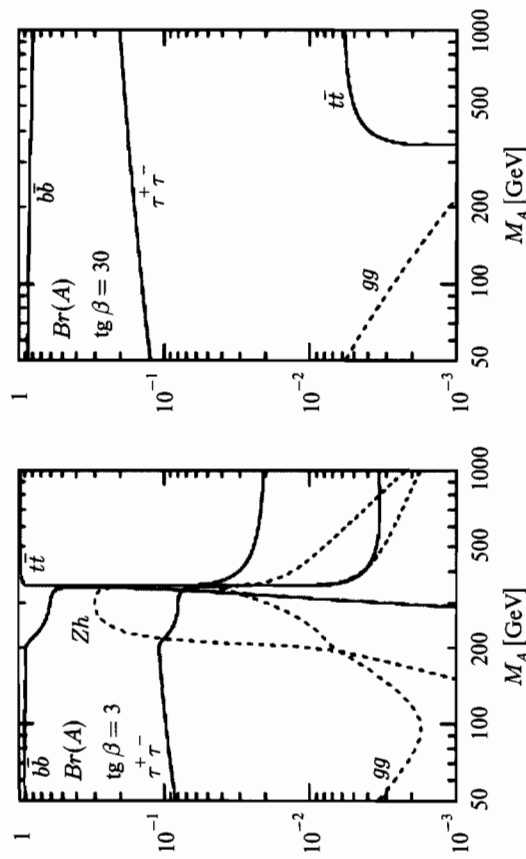


Рис. 7.3. Продолжение рис. 7.1

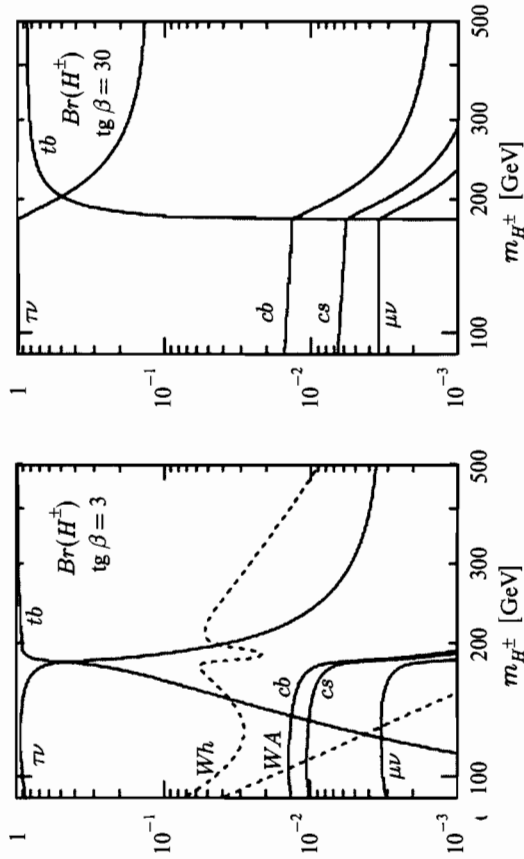


Рис. 7.4. Продолжение рис. 7.1

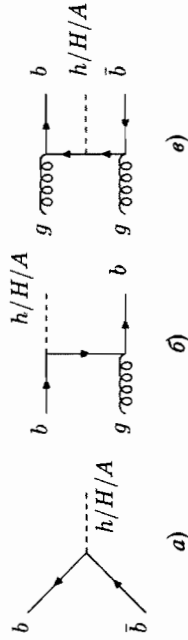


Рис. 7.5. Типичные диаграммы для механизмов рождения бозонов Хиггса посредством излучения бозона Хиггса  $b$ -кварками: а)  $b\bar{b} \rightarrow h/H/A$ , б)  $g b \rightarrow b + h/H/A$ , в)  $g g \rightarrow b\bar{b} + h/H/A$

слияния известны [53] и они увеличивают сечение примерно на 100 % для малых  $\tan\beta$  и приблизительно на 40 % при больших  $\tan\beta$ , при которых петлевые вклады, связанные с  $b$ -кварком, становятся доминантными вследствие увеличения юкавской константы связи  $b$ -кварка. Механизм векторного слияния [77–79]

$$pp \rightarrow qq + W^*W^*/Z^*Z^* + \dots \rightarrow qq + h/H + \dots$$

играет важную роль для легких скалярных бозонов, близких по массе к верхнему пределу в 135 ГэВ, где бозон  $h$  становится по своим константам связей схожим с бозоном Хиггса СМ.

Для больших  $\tan\beta$  доминирует рождение бозонов Хиггса посредством излучения  $b$ -кварков (см. рис. 7.5)

$$pp \rightarrow q\bar{q}/gg + \dots \rightarrow h/H/A + b\bar{b} + \dots$$

КХД-поправки к этой реакции не маленькие и лежат в районе 40–50 % [53]. Доминантное рождение заряженного бозона Хиггса происходит вместе с рождением тяжелых кварков [53] (см. рис. 7.6а)

$$q\bar{q}, gg \rightarrow H^- + t\bar{b}, H^+ + b\bar{t}.$$

Другой важный механизм рождения заряженного бозона Хиггса — это парное рождение посредством механизма обмена  $\gamma^*/Z^*$ -бозонами (см. рис. 7.6б)

$$q\bar{q} \rightarrow H^+H^-.$$

Также заряженные бозоны Хиггса парно рождаются на одноплетлевом уровне в реакции столкновений двух глюонов (см. рис. 7.6в)

$$gg \rightarrow H^+H^-$$

и в реакции столкновения  $b\bar{b}$  кварк-антикварка (см. рис. 7.6д)

$$b\bar{b} \rightarrow H^+H^-.$$

Кроме того, возможно рождение заряженных бозонов вместе с  $W$ -бозоном (см. рис. 7.6з, е)

$$gg \rightarrow H^\pm W^\mp, \quad b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp.$$

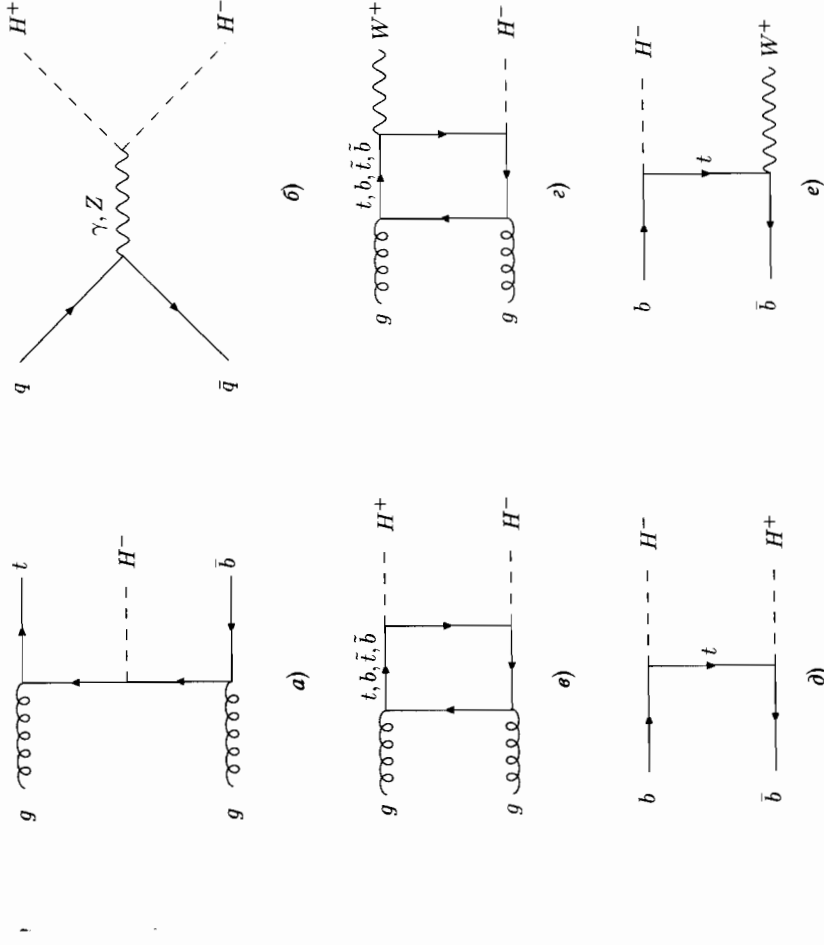


Рис. 7.6. Типичные диаграммы, описывающие рождение заряженных бозонов Хиггса в ведущем порядке: а)  $gg \rightarrow H^-t\bar{b}$ , б)  $q\bar{q} \rightarrow H^+H^-$ , в)  $gg \rightarrow H^+H^-$ , д)  $b\bar{b} \rightarrow H^+H^-$ , е)  $b\bar{b} \rightarrow W^+H^-$

Зависимость сечений рождения бозонов Хиггса от массы представлена на графике (рис. 7.7).

Для суперсимметричных частиц с массой больше чем  $O(300)$  ГэВ ширины распадов и сечение рождения легкого бозона Хиггса  $h$  приблизительно те же самые, что и для бозона Хиггса в СМ, и наиболее важной сигнатурой является распад  $h \rightarrow \gamma\gamma$ . Заметим, что в случае большого смешивания стоп-кварков и при легких стоп-кварках  $m_{t_i} \leq 200$  ГэВ сечение  $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$  может быть существенно подавлено вследствие деструктивной интерференции топ и стоп-кварков, что может привести к отсутствию открытого бозона Хиггса в этой моде. Для наиболее трудной области  $m_h \sim M_A \sim m_H \sim 100$  ГэВ и больших  $\tan\beta$  использование реакции  $gg \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$  помогает обнаружить бозон Хиггса [81, 110, 111].



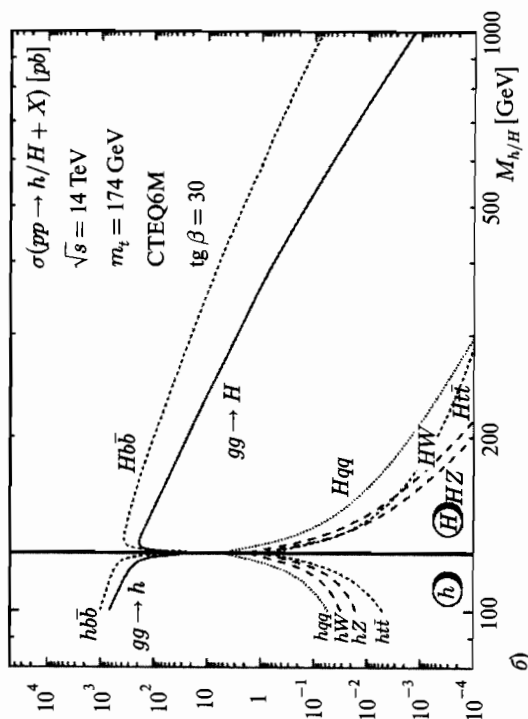
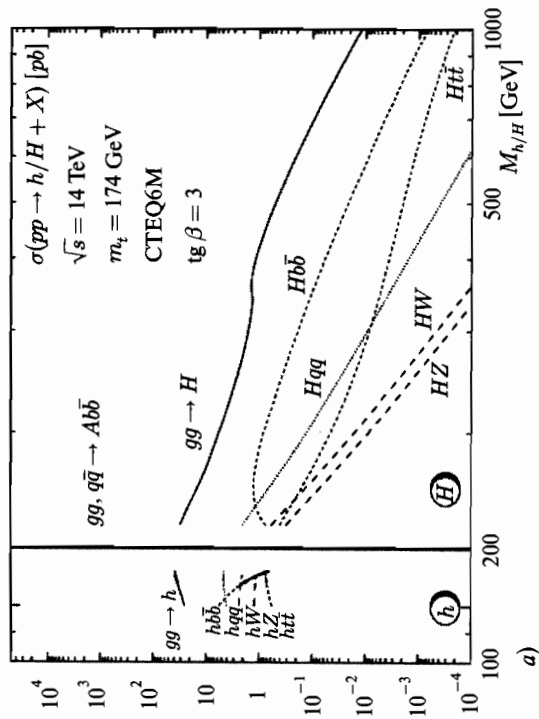


Рис. 7.7. Сечения рождения на БАКе нейтральных МССМ бозонов Хиггса для глюонного слияния  $gg \rightarrow \Phi$ , слияния векторных бозонов,  $qq \rightarrow qqV^* \rightarrow q\bar{q}h/qqH$ , излучения бозона Хиггса  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow hV/HV$  и ассоциированного рождения  $gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}\Phi/t\bar{t}\Phi$ , включая все известные КХД-поправки [39]: а) Рождение  $h, H$  для  $\tan\beta = 3$ , б) рождение  $h, H$  для  $\tan\beta = 30$ . Параметры модели те же, что и на рис. 7.1

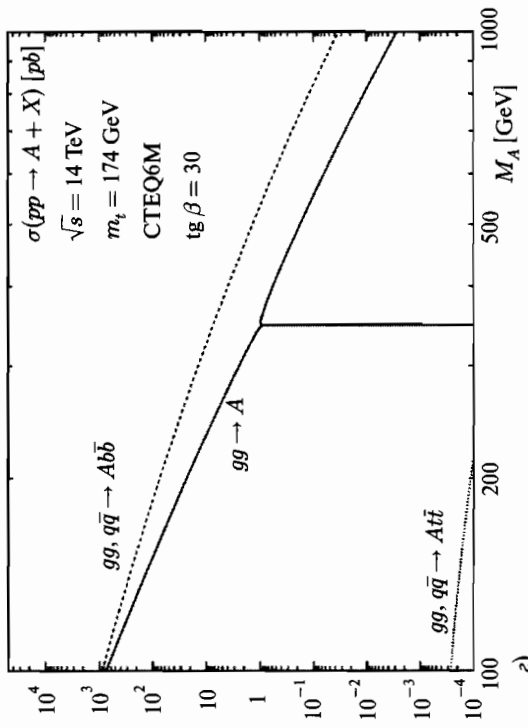
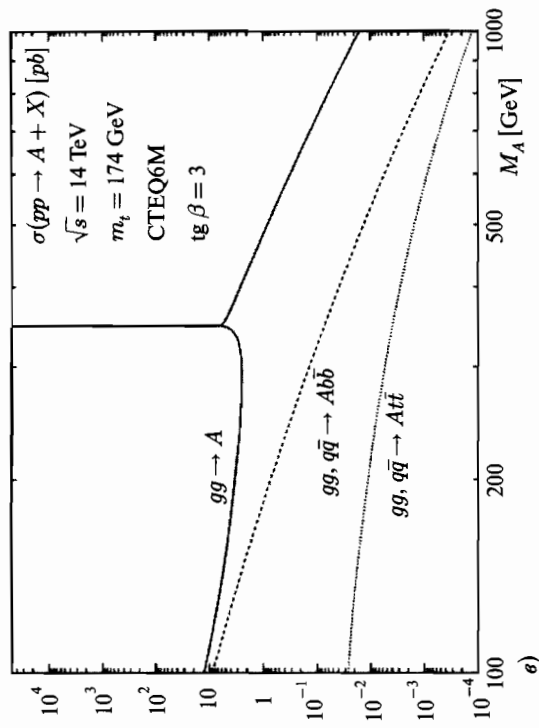
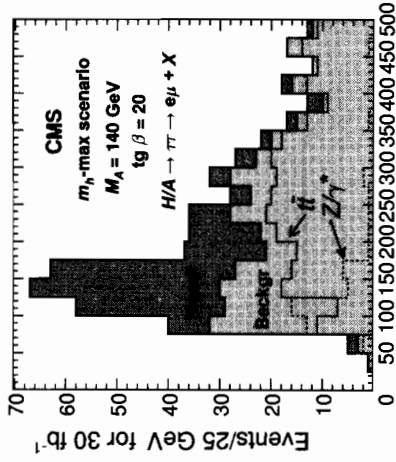


Рис. 7.8. Продолжение рис. 7.7: е) рождение  $A$  для  $\tan\beta = 3$ , е) рождение  $A$  для  $\tan\beta = 30$ . Параметры модели те же, что и на рис. 7.1

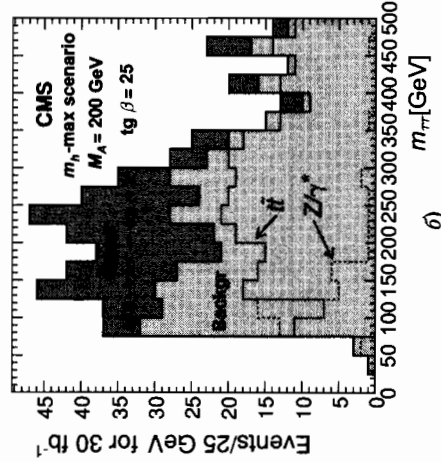
### 7.1. Поиск тяжелых МССМ бозонов $H/A$ в реакции $pp \rightarrow b\bar{b}H(A) + \dots \rightarrow b\bar{b}\tau\tau + \dots$

Как уже отмечалось ранее, поиск тяжелых бозонов  $H/A$  с помощью сигнатуры  $\tau\tau$  весьма перспективен, особенно для области больших  $\text{tg } \beta$ .

Состояния  $\tau\tau$  могут искажаться в конечных состояниях 2 лептона, лептон +  $\tau$  jet, 2  $\tau$  jet [39, 40, 81]. Для состояний с одним лептоном и одной тау-струей основные фоны возникают вследствие реакций  $Z, \gamma^* \rightarrow \tau\tau$ ;  $t\bar{t} \rightarrow \tau\tau + X, \tau + X$  и  $b\bar{b} \rightarrow \tau\tau + X, \tau X$ . Эффективная  $\tau$ -струйная иденти-



a)



б)

Рис. 7.9. Восстановленные массы пары  $\tau\tau$  для интегральной светимости  $30 \text{ фб}^{-1}$  после всех отборов, но в массовом окне. Сигнал в сценарии  $m_h^{\text{max}}$  и фоны показаны для  $M_A = 140 \text{ ГэВ}$ ,  $\text{tg } \beta = 20$  (а) и  $M_A = 200 \text{ ГэВ}$ ,  $\text{tg } \beta = 25$  (б) [39]

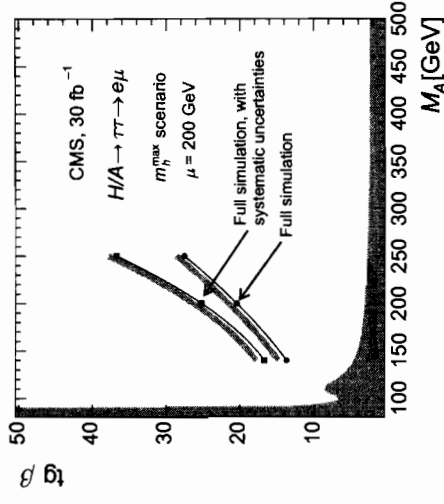


Рис. 7.10. Область открытия для канала  $gg \rightarrow b\bar{b}H/A, H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + X$  на плоскости  $M_A - \text{tg } \beta$  в сценарии  $m_h^{\text{max}}$  при  $30 \text{ фб}^{-1}$  [39]

фикация, основанная на низкой множественности, узости и изолированности  $\tau$ -струй в реакции  $H, A \rightarrow \tau\tau$ , позволяет получить фактор подавления  $\geq 1000$  для КХД-струй. Бозон Хиггса может быть реконструирован из канала  $H \rightarrow \tau\tau$ , используя видимый импульс  $\tau$ -лептона (лептоны или  $\tau$ -струй) и коллинеарное приближение для нейтрино из  $\tau$  распада. Точность в определении массы бозона Хиггса оценивается  $\leq 10\%$  для  $A, H \rightarrow \tau\tau$  при больших  $\text{tg } \beta$ . Бозоны  $A, H$  могут быть открыты с помощью  $\tau\tau$ -мод распадов с массами вплоть до  $600\text{--}800 \text{ ГэВ}$  [39, 40, 81, 110] (см. рис. 7.9 и рис. 7.10).

### 7.2. Поиск нейтральных бозонов Хиггса в распаде $A/H/h \rightarrow \mu^+\mu^-$

В рамках СМ обнаружение бозона Хиггса в модах распада  $h \rightarrow \mu^+\mu^-$  очень проблематично, поскольку брэнчинг распада бозона Хиггса на мюоны очень мал  $O(10^{-7})$ , а фоны от СМ очень велики. В МССМ распад нейтральных бозонов Хиггса  $A, H, h$  на два мюона резко усиливается при больших значениях  $\text{tg } \beta$ , что может быть использовано для поиска нейтральных МССМ бозонов. По сравнению с димюонным каналом  $A/H/h \rightarrow \tau^+\tau^-$  распады имеют брэнчинг больший на фактор  $(m_\tau/m_\mu)^2$  и тем самым более пригодны для открытия МССМ бозонов. Однако детектирование  $\tau$ -лептона намного более сложно, чем детектирование мюона. Кроме того, полная реконструкция массы бозона Хиггса с хорошей точностью возможна для мюонной сигнатуры.

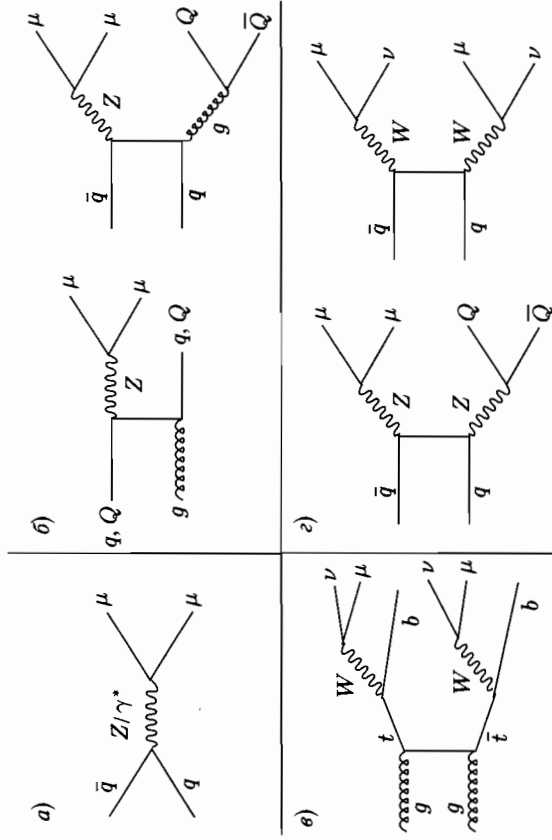


Рис. 7.11. Древесные фейнмановские диаграммы основных фоновых процессов, приводящие к двум изолированным мюонам в конечном состоянии. Здесь  $q$  обозначает  $u$ - и  $d$ -кварки, в то время как  $Q$  обозначает  $b$ - и  $c$ -кварки

Сечение рождения МССМ бозонов Хиггса в основном зависит от двух параметров:  $\text{tg } \beta$  и массы  $A$ -бозона. Прямое  $gg \rightarrow A/H/h$  (рис. 7.5а) рождение посредством глюон-глюонного слияния является аналогом соответствующего механизма рождения в СМ. Этот процесс важен в области относительно небольших  $\text{tg } \beta \leq 10$ , в которой бозоны Хиггса связаны более сильно с верхними кварками ( $u, c, t$ ), чем с нижними кварками ( $d, s, b$ ). Для больших значений  $\text{tg } \beta$  сечение рождения бозонов  $A, H, h$   $gg \rightarrow b\bar{b}A/H/h$  вместе с  $b$ -кварками (рис. 7.5в) становится доминирующим вследствие большой юклавской константы связи бозонов Хиггса с  $b$ -кварками. Сечение рождения бозонов  $H$  и  $A$  в механизме  $b\bar{b}H/A$  пропорционально  $\text{tg}^2 \beta$ . Следует отметить, что в силу вырожденности масс бозонов  $H$  и  $A$  при больших  $\text{tg } \beta$  и  $M_A \geq 150$  ГэВ количество событий  $\mu^+ \mu^-$  увеличивается в 2 раза.

Фейнмановские диаграммы, соответствующие основным СМ-фонам, представлены на рис. 7.11.

Основным фоном является механизм рождения мюонной пары посредством  $\gamma^*/Z^*$ -обмена

$$pp \rightarrow \gamma^*/Z^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

Сечение этого фоновых процесса можно эффективно подавить, потребовав, чтобы одна или более дополнительных адронных струй были бы

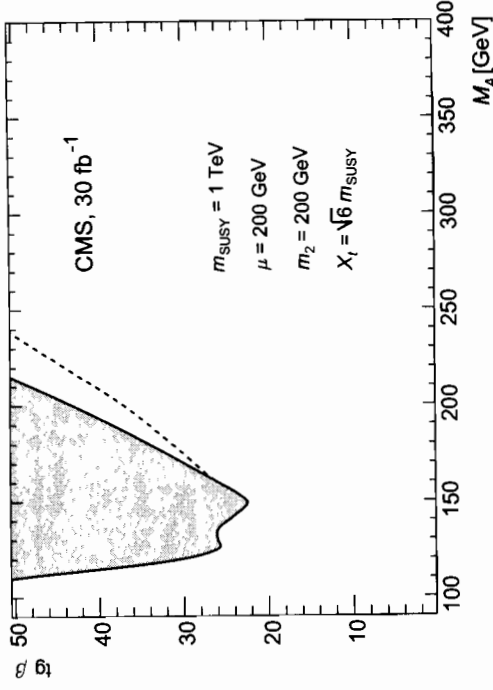


Рис. 7.12. Контуры области открытия для нейтрального МССМ бозона Хиггса для димюонной сигнатуры [39]. Значимость сигнала внутри серой части рисунка  $> 5$  для интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$

$b$ -струями. После этого требования основным остающимся фоном является фон от рождения топ-кварков  $t\bar{t} \rightarrow W^+ bW^- b \rightarrow \mu^+ \nu b \mu^- \nu b$ .

Потенциал открытия МССМ бозонов Хиггса на основе сигнатуры  $\mu^+ \mu^-$  для детектора CMS представлен на рис. 7.12 (см. также рис. 18 и 19 на цв. вкл.). Точность измерения массы бозона Хиггса при этом ожидается на уровне 0,1–0,5%. Для детектора ATLAS соответствующие результаты представлены на рис. 7.13.

Итак, тяжелые бозоны  $H, A$  могут быть найдены при больших  $\text{tg } \beta$  с использованием мод распада  $\tau\bar{\tau}$  и  $\mu\bar{\mu}$ . Потенциал открытия БАКа начинается с  $\text{tg } \beta \geq 10$  для  $m_A \leq 200$  ГэВ [81]. Для  $\text{tg } \beta \leq 10$  могут быть также использованы распады бозонов  $H, A$  на суперчастицы. Канал  $A, H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 4\tau + X$  является наиболее перспективным [112] для открытия тяжелых нейтральных бозонов при условии, что нейтрально и слептоны достаточно легкие, так что брэнчинг  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{u} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau^+ \tau^-$  значителен. Используя этот канал, можно открыть бозоны  $H, A$  с массами 200–400 ГэВ [39, 40, 110].

Поиск заряженного бозона Хиггса на БАКе важен для понимания природы хиггсовского сектора. Действительно, обнаружение заряженного бозона Хиггса будет ясным доказательством существования физики вне рамок СМ. Для  $m_{H^\pm} < m_t$  заряженный бозон Хиггса  $H^\pm$  распадается в основном на  $\tau\nu$ . Для  $m_{H^\pm} > 200$  ГэВ распад  $H^\pm \rightarrow tb$  доминирует, но  $Br(H^\pm \rightarrow \nu\tau^\pm)$  приближается к 0,1 для  $m_{H^\pm} \geq 400$  ГэВ (см. рис. 20 на цв. вкл.).

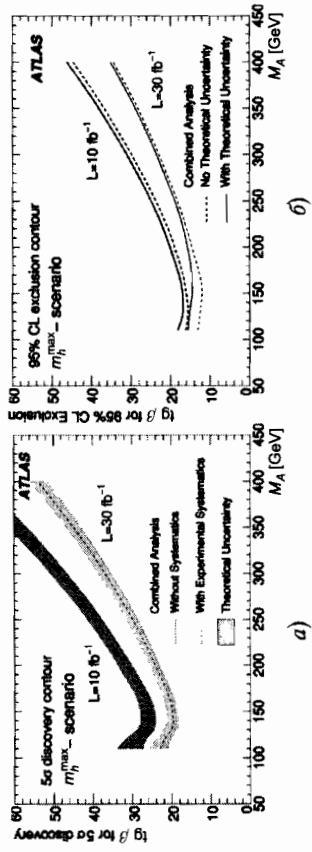


Рис. 7.13. Результаты комбинированного анализа: *a* — значения  $\text{tg } \beta$ , необходимые для  $5\sigma$  открытия при интегральных светимостях  $\mathcal{L} = 10 \text{ фб}^{-1}$  и  $\mathcal{L} = 30 \text{ фб}^{-1}$  в зависимости от массы  $A$  бозона; *b* — комбинированные пределы на 95%-ном уровне достоверности [40]

Для легкого заряженного бозона Хиггса ( $m_{H^\pm} < m_t$ ) основной механизм рождения  $H^\pm$  — это рождение  $t\bar{t}$  с последующим распадом  $t \rightarrow H^\pm b$ . Использование моды распада  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$  позволяет открыть  $H^\pm$  почти независимо от значения  $\text{tg } \beta$  для легкого заряженного бозона Хиггса [39, 40, 110]. Тяжелый заряженный бозон Хиггса ( $m_{H^\pm} > m_t$ ) в основном рождается вместе с топ-кварком посредством процессов  $g b \rightarrow t H^\pm$  и  $g g \rightarrow t b H^\pm$ . И в этом случае мода распада  $H^\pm \rightarrow \nu \tau^\pm$  наиболее перспективна для детектирования бозона  $H^\pm$ . Использование  $\tau$ -поляризации в  $H^\pm \rightarrow \nu \tau^\pm$  распаде [113] позволяет подавить фоны от  $t\bar{t}, Wtb, W \rightarrow \tau \nu$ .

Для чисто адронных конечных состояний в реакции  $g b \rightarrow t(H^\pm \rightarrow \nu \tau^\pm)$  адронными распадами топ-кварка поперечная масса, реконструируемая из  $\tau$ -струи и  $E_T^{\text{miss}}$  вектора, позволяет извлечь значение массы  $H^\pm$  с точностью лучше чем 10%. Область открытия для этой сигнатуры приведена на рис. 7.14.

Распад  $H^\pm \rightarrow t b$  для реакции  $g b \rightarrow t H^\pm$  был изучен для сигнатуры с одним изолированным лептоном, возникающим из распада одного из топ-кварков, в работах [39, 40, 110]. Для извлечения сигнала в этих многоструйных событиях необходимо тагирование трех  $b$ -струй, реконструкция лептонных и адронных распадов топ-кварков и реконструкция массы бозона Хиггса. Потенциал открытия для этой сигнатуры приведен на рис. 7.14.

Заметим также, что  $s$ -канальное рождение  $H^\pm$  в  $q\bar{q}' \rightarrow H^\pm \rightarrow \tau \nu$  в принципе может быть использовано для детектирования  $H^\pm$  [114], но уменьшение гигантского фона  $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow \tau \nu$  весьма сложно. При определении массы заряженного бозона Хиггса ожидается точность  $\sim 1\text{--}2\%$  [81]. Кроме того, в силу  $\sigma \sim \text{tg}^2 \beta$  зависимости сечения можно определить  $\text{tg } \beta$  с точностью лучше чем 7% для  $\text{tg } \beta > 20$  и  $m_{H^\pm} = 250 \text{ ГэВ}$  [81].

Основной вывод [39, 40, 81, 110] по поводу поиска МССМ бозонов Хиггса на БАКе при различных значениях  $m_A, \text{tg } \beta$  заключается в том,

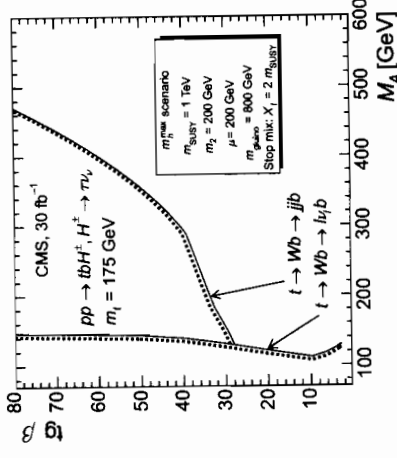


Рис. 7.14. Область открытия на уровне  $5\sigma$  заряженного бозона Хиггса для моды распада  $\tau \nu$  [39]

что почти вся область ( $m_A, \text{tg } \beta$ )-значений может быть исследована с помощью мод распада  $h \rightarrow \gamma\gamma$  и  $h \rightarrow \tau\tau$  при полной светимости  $30 \text{ фб}^{-1}$  (см. рис. 19 на цв. вкл.). Тяжелые бозоны  $H, A$  будут открыты для  $\text{tg } \beta \geq 10$  с помощью мод распада  $H, A \rightarrow \tau\tau, \mu\mu$  для масс бозонов  $A, H$  вплоть до 800 ГэВ. Для поиска заряженного бозона Хиггса  $H^\pm$  наиболее важной реакцией является  $g b \rightarrow t H^\pm, H^\pm \rightarrow \tau \nu$  с областью открытия при  $\text{tg } \beta \geq 20$  вплоть до  $m_{H^\pm} \approx 400 \text{ ГэВ}$  (см. рис. 7.14). Наиболее трудная область  $110 \text{ ГэВ} \leq m_A \leq 200 \text{ ГэВ}, 3 \leq \text{tg } \beta \leq 10$  может быть исследована с помощью использования распадов суперчастиц при условии, что нейтралino и слептоны достаточно легкие.

### 7.3. Перспективы поиска бозона Хиггса, распадающегося на невидимые моды

Многие расширения СМ приводят к тому, что бозон Хиггса может распадаться с достаточно большим брэнчингом на слабо взаимодействующие частицы, которые, как и нейтрино, не регистрируются в детекторах CMS и ATLAS. Иными словами, можно сказать, что бозон Хиггса распадается на невидимые моды. Типичным примером является расширение СМ с участием дополнительного легкого скалярного поля  $\varphi(x)$ . Взаимодействие легкого поля  $\varphi(x)$  со стандартным изодублетом хиггсовских полей  $H_k(x)$

$$\mathcal{L}_I = -\lambda \varphi^2(x) H_k^+(x) H_k(x)$$

после спонтанного нарушения симметрии приводит к взаимодействию

$$\mathcal{L}_{\varphi\varphi} = -\lambda v \varphi^2(x) H(x). \quad (7.2)$$

В случае скалярных частиц  $2m_\phi < m_H$  и относительно большой константы связи  $\lambda$  бозон Хиггса в основном будет распадаться на невидимую моду

$$H \rightarrow \varphi\varphi.$$

Коллаборация ATLAS [40] искала возможность детектирования невидимой моды распада бозона Хиггса посредством механизма слияния векторного бозона, а также в реакции ассоциативного рождения  $ZH$ . Анализ существенно использует переменную

$$\xi^2 = Br(H \rightarrow \text{invisible}) \frac{\sigma_{BSM}}{\sigma_{SM}},$$

где  $\sigma_{BSM}$  представляет собой сечение рождения бозона Хиггса вне СМ, а  $\sigma_{SM}$  — в СМ.

Итак, в механизме векторного слияния, который описывается фейнмановской диаграммой (рис. 7.15), после невидимого распада  $H \rightarrow \text{invisible}$  мы получаем события с двумя энергичными адронными струями в переднем и заднем направлениях, а также отличной от нуля  $E_T^{\text{miss}}$  вместе с отсутствием заметной активности в центральной области псевдобыстрых  $q_4$ . Основные фоны для рассматриваемой сигнатуры: КХД-струи,  $W + \text{jets} \rightarrow l\nu + \text{jets}$ ,  $Z + \text{jets} \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$ .

Результаты полного компьютерного моделирования показывают, что использование невидимой моды в механизме рождения бозона Хиггса позволяет обнаружить слияние позвоняет открыть бозон Хиггса с массой вплоть до 260 ГэВ.

Также коллаборация ATLAS исследовала возможность детектирования невидимой моды распада бозона Хиггса в механизме ассоциативного рождения [40]

$$pp \rightarrow ZH + \dots$$

Моды распадов

$$Z \rightarrow ll, H \rightarrow \text{invisible}$$

приводят к сигнатуре с двумя изолированными лептонами и ненулевой  $E_T^{\text{miss}}$ . Основные фоны происходят от

$$ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}, W^+W^- \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}, ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau\bar{\tau}, \tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}.$$

Результаты компьютерного моделирования коллаборации ATLAS показывают, что рождение  $ZH$  менее чувствительно к поиску невидимой моды распада бозона Хиггса, чем  $q\bar{q}H$  (см. рис. 7.16).

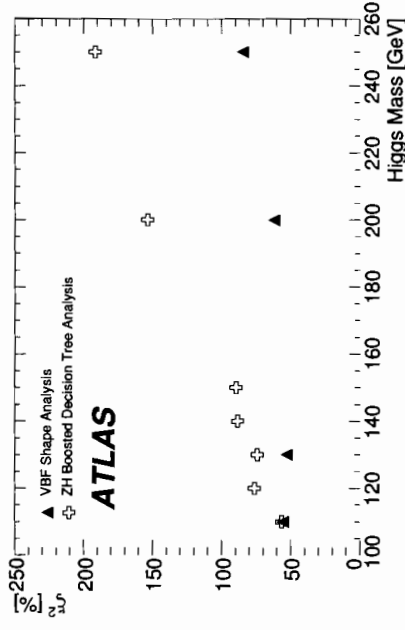


Рис. 7.16. Чувствительность установки ATLAS к невидимому бозону Хиггса на 95%-ном уровне доверия при образовании бозона Хиггса как через векторное слияние, так и через канал  $ZH$  для интегральной светимости в  $30 \text{ fb}^{-1}$  в предположении только СМ-фона [40]. Кресты показывают чувствительность для  $ZH$ -анализа, а треугольники показывают чувствительность для анализа векторного слияния для различных масс бозона Хиггса. Обе зависимости приводятся с учетом систематических неопределенностей

## 7.4. Феноменология СМ с дополнительным скалярным полем

Простейшее расширение СМ состоит в добавлении скалярного  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  синглетного поля. Существует два типа эффектов, связанных с введением скалярного поля.

В случае взаимодействия поля Хиггса с легким изоскалярным полем возможна ситуация, когда бозон Хиггса распадается в основном на два легких скаляра  $[115] h \rightarrow \phi\phi$ , которые не регистрируются детекторами CMS и ATLAS (см. разд. 7.3).

Возможно также ненулевое смешивание бозона Хиггса со скалярным полем, что приводит к существованию в спектре двух бозонов Хиггса и подавлению сечений рождения бозона Хиггса.

Рассмотрим простейшую модификацию СМ с добавлением дополнительного скалярного синглета  $\phi(x)$ . Возьмем эффективный потенциал в виде

$$V = \frac{\lambda}{2} \left( H^\dagger H - \frac{v^2}{2} \right)^2 + k \left( H^\dagger H - \frac{v^2}{2} \right) \phi + \frac{M^2 \phi^2}{2}. \quad (7.3)$$

После спонтанного нарушения симметрии  $\langle H \rangle = v/\sqrt{2}$ ,  $\langle \phi \rangle = 0$  мы получим, что в унитарной калибровке

$$H(x) = \left( 0, \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \right)$$

массовая матрица для хитсовского поля  $h(x)$  и синглетного поля  $\phi(x)$  имеет вид

$$\tilde{M} = m_h^2 h^2(x) + M^2 \phi^2(x) + 2\delta m^2 h(x)\phi(x), \quad (7.4)$$

где  $m_h^2 = \lambda v^2$  и  $\delta m^2 = kv/2$ . Собственными значениями массовой матрицы (7.4) являются поля

$$h_1(x) = h(x) \cos(\delta) - \phi(x) \sin(\delta), \quad (7.5)$$

$$\phi_1(x) = \phi(x) \cos(\delta) + h(x) \sin(\delta) \quad (7.6)$$

с собственными значениями

$$M_{h_1, \phi_1} = \frac{m_h^2 + M^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_h^2 - M^2)^2}{4} + (\delta m^2)^2} \quad (7.7)$$

и углом смешивания

$$\text{tg}(\delta) = \frac{2\delta m^2}{M^2 - m_h^2}. \quad (7.8)$$

Первоначальное поле  $h(x)$  выражается в терминах полей  $h_1(x)$  и  $\phi_1(x)$ , обладающих определенной массой, как

$$h(x) = h_1(x) \cos(\delta) + \phi_1(x) \sin(\delta). \quad (7.9)$$

Как следствие формулы (7.9), мы находим, что сечения рождения бозонов  $h_1$  и  $\phi_1$  на БАКе такие же, как и для СМ бозона Хиггса с соответствующей массой, за исключением множителей  $\cos^2(\delta)$  ( $h_1$ -бозон) и  $\sin^2(\delta)$  ( $\phi_1$ -бозон). Брэнчинги распадов для  $h_1$  и  $\phi_1$  на фермион-антифермионную пару, два фотона, два глюона такие же как в СМ. Как следствие существования дополнительных факторов  $\cos^2(\delta)$ ,  $\sin^2(\delta)$  для сечений рождений, значимости сигналов будут меньше на фактор  $\cos^2(\delta)$  и  $\sin^2(\delta)$  для таких бозонов по сравнению с СМ бозоном Хиггса [116, 117]. Кроме того, возможно наблюдение вместо одного резонансного пика в реакциях

$$pp \rightarrow (h \rightarrow \gamma\gamma) + \dots, \quad (7.10)$$

$$pp \rightarrow (h \rightarrow Z^* Z \rightarrow 4l^\pm) + \dots \quad (7.11)$$

двух резонансных пиков [116, 117], соответствующих  $h_1$  и  $\phi_1$ .

Возможно также обобщение на случай СМ с  $N$  дополнительными  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  синглетными скалярными полями. В этом случае возможна ситуация в случае максимального смешивания бозона Хиггса  $h(x)$  и полей  $\phi_k(x)$ , когда у нас имеется  $(N+1)$  хитсолодобных бозонов и сечение рождения каждого из них ослаблено фактором  $1/(N+1)$  [116], что может привести к ненаблюдаемости сигнала от бозона Хиггса на БАКе [116].

## 7.5. Бозон Хиггса с непрерывно распределенной массой

Рассмотрим  $N$  скалярных полей  $\phi_k(x)$  с массами  $m_k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ). Для поля

$$\Phi_{\text{int}}(x, m_k, c_k, N) = \sum_{k=1}^N c_k \phi_k(x)$$

свободный пропагатор имеет вид

$$D_{\text{int}}(k^2, m_k, c_k, N) = \sum_{k=1}^N \frac{|c_k|^2}{(k^2 - m^2 + i\epsilon)} = \int_0^\infty \frac{\rho(t, c_k, m_k, N)}{k^2 - t + i\epsilon} dt, \quad (7.12)$$

где спектральная плотность

$$\rho(t, c_k, m_k, N) = \sum_{k=1}^N |c_k|^2 \delta(t - m_k^2).$$

В пределе  $k \rightarrow \infty$   $\rho(t, c_k, m_k, N) \rightarrow \rho(t)$  и пропагатор

$$D_{\text{int}}(k^2, m_k, c_k, N) \rightarrow D_{\text{int}}(k^2) = \int_0^\infty \frac{\rho(t)}{k^2 - t + i\epsilon} dt \quad [118, 119].$$

Например, при  $m_k^2 = m_0^2 + \frac{k}{N} \Delta^2$  и  $|c_k|^2 = 1/N$  мы получаем предельную спектральную плотность

$$\rho(t) = \frac{1}{\Delta^2} \theta(t - m^2) \theta(m^2 + \Delta^2 - t).$$

Для предельной спектральной плотности  $\rho(t) \sim t^{\delta-1}$  пропагатор

$$D_{\text{int}}(k^2) \sim (k^2)^{\delta-1},$$

что соответствует пропагатору «нечастиц» [120].

Для СМ, основанной на калибровочной группе  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ , существует несколько способов обобщить СМ путем введения полей с непрерывно распределенной массой.

Например, можно ввести новое скалярное поле  $\phi_{\text{int}}(x, \rho(t))$  с непрерывно распределенной массой и со скалярным пропагатором (7.12) и трilinearное взаимодействие с дублетом хитсовских полей  $H(x)$

$$L_{\text{int}}(\phi_{\text{int}}(x, \rho(t)), H(x)) = -\lambda_2 (\phi_{\text{int}}(x, \rho(t))) H^+(x) H(x). \quad (7.13)$$

После электрослабого нарушения симметрии синглетное поле  $\phi_{\text{int}}(x, \rho(t))$  будет смешиваться со стандартным хитсовским полем  $H(x)$ , что может привести к серьезным изменениям для хитсовской феноменологии. А именно, при существенном смешивании  $\phi_{\text{int}}(x, \rho(t))$  и  $H(x)$  хитсовское поле приобретает «большую внутреннюю» ширину, что эквивалентно

появлению невидимых мод. Кроме того, при большом угле смешивания  $\alpha$  сечение рождения бозона Хиггса  $H(x)$  будет подавлено как  $\cos^2 \alpha$ .

Существует другой способ обобщения СМ на случай полей с непрерывно распределенной массой, заключающийся в замене элементарного хиггсовского пропагатора  $\frac{1}{p^2 - m_H^2}$  в унитарной калибровке на пропагатор

$$\int \frac{\rho(t)}{p^2 - t} dt, \text{ описывающий поле Хиггса с непрерывно распределенной массой [118]. Для конечных } \int \rho(t) dt \text{ ультрафиолетовое поведение}$$

диаграмм Фейнмана не меняется (по крайней мере в ведущем порядке), в частности древесная унитарность диаграмм Фейнмана не нарушается. Основной феноменологической особенностью такой модели является то, что бозон Хиггса с непрерывно распределенной массой обладает некоторой внутренней шириной распада  $\Gamma_{\text{int}}$ , что видно на примере спектральной плотности

$$\rho(t) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\text{int}} m}{(t - m^2)^2 + \Gamma_{\text{int}}^2 m^2}, \quad (7.14)$$

для которой справедливо приближенное равенство

$$\frac{1}{p^2 - m^2 + im\Gamma_{\text{int}}} \approx \int_0^\infty \frac{\rho(t) dt}{p^2 - t - i\epsilon}.$$

Наличие ненулевой  $\Gamma_{\text{int}}$  можно трактовать как существование ненулевых невидимых распада бозона Хиггса, что сильно затрудняет его поиск на БАКе в случае  $\Gamma_{\text{int}} \gg \Gamma_{\text{vis}}$ .

Следует заметить, что поля с непрерывно распределенной массой естественным образом возникают в теориях поля с размерностями  $n = 4 + d > 4$  [121]. Рассмотрим 5-мерное скалярное поле с лагранжианом

$$L_5 = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \phi f(-\partial_4^2) \phi), \quad (7.15)$$

где  $\mu = 0, 1, 2, 3$ . Для лагранжиана  $L_5$  свободный пропагатор имеет вид

$$D_0 = \frac{1}{k_\mu k^\mu - f(k_4^2) + i\epsilon}. \quad (7.16)$$

Для поля  $\phi(x_\mu, x_4 = 0)$  пропагатор пропорционален

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_4}{k_\mu k^\mu - f(k_4^2) + i\epsilon},$$

что соответствует случаю поля с непрерывно распределенной массой.

## 7.6. Дополнительные бозоны Хиггса с большими юкавскими константами связей

Модель со многими дублетами Хиггса, в которой каждый хиггсовский изодублет связан со своим собственным кварком с относительно большой юкавской константой связи, была рассмотрена в работе [122]. Для немалой юкавской константы связи основная реакция рождения хиггсовских изодублетов, соответствующих первому или второму поколениям, это кварк-антикварковое слияние. Феноменология изодублетов Хиггса, соответствующих третьему поколению, очень похожа на феноменологию модели с двумя изодублетами Хиггса. Сечение рождения бозона Хиггса для кварк-антикваркового слияния в приближении бесконечно узкого резонанса дается стандартной формулой

$$\sigma(AB \rightarrow H_{q_i q_j} + X) = \frac{4\pi^2 \Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j)}{9 s m_H} \int_{M_H^2/s}^1 \frac{dx}{x} \times \\ \times \left[ \bar{q}_{A_i}(x, \mu) q_{B_j}(x^{-1} M_H^2 s^{-1}, \mu) + q_{A_j}(x, \mu) \bar{q}_{B_i}(x^{-1} M_H^2 s^{-1}, \mu) \right]. \quad (7.17)$$

Здесь  $\bar{q}_{A_i}(x, \mu)$  и  $q_{A_j}(x, \mu)$  — партонные распределения антикварка  $\bar{q}_i$  и кварка  $q_j$  в адроне  $A$  в точке нормировки  $\mu \sim m_H$  и  $\Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j)$  есть адронная ширина распада бозона Хиггса на кварк-антикварковую пару. Для лагранжиана

$$L_Y = h_{q_i q_j} \bar{q}_{L_i} q_{R_j} H_{q_i q_j} + h. c. \quad (7.18)$$

адронная ширина распада бозона Хиггса на безмассовые кварки имеет вид

$$\Gamma(H_{q_i q_j} \rightarrow \bar{q}_i q_j) = \frac{3 m_H h_{q_i q_j}^2}{16\pi}. \quad (7.19)$$

В рассмотренной модели существуют бозоны Хиггса, связанные как с кварками, так и с лептонами, так что лучшая сигнатура — это поиск электрически нейтрального бозона Хиггса, распадающегося на пары  $e^+ e^-$  или  $\mu^+ \mu^-$ . Для заряженных бозонов Хиггса наилучший способ поиска это использование их распадов на заряженные лептоны и нейтрино. Дублеты Хиггса, связанные с верхними кварками в модели с безмассовыми нейтрино, но, связаны с лептонами, поэтому единственный способ обнаружить их — это поиск резонансной структуры в распределении по инвариантной массе двухструйных событий. Однако точность определения инвариантной массы двух струй равна приблизительно 10 %, поэтому весьма непросто обнаружить бозон Хиггса на БАКе путем измерения двухструйного дифференциального сечения. В рассматриваемой модели в силу малости вакуумных средних изодублетов Хиггса, соответствующих кваркам  $u, d, s$  и  $c$ , после электрослабого нарушения симметрии расщепление масс внутри изодублетов Хиггса мало. Поэтому в такой модели поиск нейтрального



бозона Хиггса, распадающегося на лептонную пару, фактически является поиском всего изодублета Хиггса. Основной фон в поиске нейтральных бозонов Хиггса, распадающихся на лептонную пару, дает процесс рождение лептонной пары

$$pp \rightarrow \gamma^* / Z^* + \dots \rightarrow l^+ l^- + \dots$$

Основной вывод заключается в том [122], что БАК при интегральной светимости  $100 \text{ фб}^{-1}$  и для юкавской константы связи  $h_Y = 1$  способен открыть такие бозоны с массами вплоть до 4,5–5 ТэВ.

## Поиск новой физики помимо СМ и МССМ

## 8.1. Дополнительные размерности

Возможность того, что пространство имеет больше трех измерений, обсуждается на протяжении многих лет. В последние 10 лет интерес к моделям с дополнительными размерностями значительно вырос [20, 123–128]. Основная надежда заключается в том, что модели с большим радиусом компактификации  $R_c \geq O(1) \text{ ТэВ}^{-1}$  дополнительных размерностей помогут объяснить иерархию между электрослабым и планковским масштабам. В таких моделях новая физика может проявляться на масштабе в 1 ТэВ и тем самым быть открыта на БАКе.

Одной из ключевых проблем многомерных теорий является наличие механизма, благодаря которому дополнительные размерности не проявляются в современных экспериментах, так что наблюдаемое пространство-время выглядит как эффективно четырехмерное. До последнего времени в основном рассматривались модели типа Калуцы—Клейна, в которых дополнительные измерения компактны. Компактность дополнительных измерений обеспечивает в таких моделях эффективную четырехмерность пространства-времени на расстояниях, превышающих масштаб компактификации (размер дополнительных измерений). При этом лишние измерения должны быть микроскопического размера.

Самым простым случаем модели Калуцы—Клейна является модель с одним дополнительным измерением  $z$ . При низких энергиях модель будет эффективно четырехмерной, если координата  $z$  компактифицирована с некоторым радиусом компактификации  $R$ . Это означает, что  $z$  пробегает значения от 0 до  $2\pi R$ , а точки  $z = 0$  и  $z = 2\pi R$  отождествлены. Можно показать, что эффективное четырехмерное пространство представляет собой цилиндр, три измерения которого  $x^1, x^2, x^3$  бесконечны а четвертое измерение — окружность радиуса  $R$ . Предполагая, что цилиндр однороден и метрика на нем плоская, можно выписать полный набор решений пятимерного уравнения Клейна—Гордона

$$\Phi_{p,n} = \exp(ip_\mu x^\mu) \exp\left(\frac{in_z z}{R}\right), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (8.1)$$

Здесь  $p_\mu$  — четырехмерный импульс, а  $n$  — собственное значение (одномерного) момента импульса. В импульсном пространстве уравнение

$D_5\phi = 0$  сводится к

$$p_\mu p^\mu - \frac{n^2}{R^2} = 0 \quad (8.2)$$

и описывает бесконечную совокупность частиц (башню частиц) с массами

$$m_n = \frac{|n|}{R}. \quad (8.3)$$

При  $R \ll (100 \text{ ГэВ})^{-1}$  башня частиц Калуца—Клейна не проявляется при энергиях  $E \leq 100 \text{ ГэВ}$ . Таким образом, компактифицированная 5-мерная свободная безмассовая теория с четырехмерной точки зрения эквивалентна бесконечной башне частиц с массами (8.3).

Тот факт, что с четырехмерной точки зрения компактифицированная модель с большим числом измерений эквивалентна бесконечной совокупности четырехмерных полей с растущими массами следует из того, что 5-мерное действие

$$S_5 = \frac{1}{2} \int \partial_M \phi \partial^M \phi d^4x dz, \quad (8.4)$$

описывающее свободное скалярное поле, после компактификации, выражающейся, в частности, в равенстве

$$\phi(z, x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i \frac{nz}{R}} \phi_n(x), \quad (8.5)$$

становится эквивалентным действию

$$S_5 = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int d^4x \left[ \partial_\mu \phi_n \partial^\mu \phi_{-n} - \left( \frac{1}{R} \right)^2 n^2 \phi_n \phi_{-n} \right], \quad (8.6)$$

описывающему бесконечную совокупность скалярных полей с массами

$$m_n = \frac{n}{R}, \quad n = 0, +1, +2, \dots \quad (8.7)$$

В случае если радиус компактификации по порядку величины совпадает с планковским масштабом  $l_{PL} \sim 10^{-33} \text{ см}$ , экспериментальные проявления дополнительных размерностей отсутствуют. Ситуация меняется, если предположить, что радиус компактификации имеет порядок электрослабого масштаба, точнее  $R_c \simeq O(1) \text{ ТэВ}^{-1}$ . В этом случае можно надеяться экспериментально обнаружить проявления дополнительных размерностей на БАКе.

Недавно особое внимание стало уделяться моделям с веществом на «бране», в которых предполагается локализация обычного наблюдаемого вещества (за исключением, может быть, гравитонов и других гипотетических частиц, очень слабо взаимодействующих с веществом) на трехмерном многообразии «бране», вложенном в многомерное пространство. В такого

типа моделях дополнительные размерности могут иметь большой размер, что делает экспериментальный поиск проявлений дополнительных изменений отнюдь не безнадёжной задачей.

В ADD-модели [123] все поля материи и калибровочные поля находятся на 3-мерной бране, вложенной в  $(3+d)$ -мерное пространство, и только гравитация распространяется в  $(3+d)$ -объеме. Метрика в ADD-модели [123] имеет вид

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu + \eta_{ab}(x, y) dy^a dy^b, \quad (8.8)$$

где  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$  и  $a, b = 1, \dots, d$ . Все дополнительные размерности  $d$  компактифицированы с характерным размером  $R_c$ . Соотношение между фундаментальным масштабом масс в  $D = 4+d$  размерностях,  $M_D$ , и 4-мерным масштабом Планка  $M_{PL}$  имеет вид

$$M_{PL}^2 = V_d M_D^{2+d}, \quad (8.9)$$

где  $V_d$  есть объем компактифицируемых измерений ( $V_d = (2\pi R_c)^d$  для тороидальной формы дополнительных измерений). В ADD-модели существует 2 свободных параметра, число  $d$  дополнительных измерений и фундаментальный масштаб  $M_D$ . Из требования  $M_D \sim 1 \text{ ТэВ}$  можно полагать, что радиус компактификации  $R_c^{-1}$  меняется в пределах от  $10^{-3} \text{ ЭВ}$  до  $10 \text{ МэВ}$  при изменении  $d$  от 2 до 6. Тензор энергии-импульса материи имеет вид

$$T_{AB}(x, y) = \eta_A^\mu \eta_B^\nu T_{\mu\nu}(x) \delta(y), \quad (8.10)$$

где  $A, B = 0, 1, \dots, 3+d$ .

В линейном приближении справедлива формула

$$g_{AB} = \eta_{AB} + \frac{2}{M_D^{1+d/2}} h_{AB}(x, y). \quad (8.11)$$

Лагранжиан, описывающий взаимодействие гравитонов с веществом, имеет вид

$$L_g = -\frac{1}{M_{PL}^2} \sum_n G_{\mu\nu}^{(n)} T^{\mu\nu}, \quad (8.12)$$

где  $n$  обозначает уровень КК (Калуца—Клейн) возбуждения и  $\bar{M}_{PL} = M_{PL}/\sqrt{8\pi} = 2.4 \cdot 10^{18} \text{ ГэВ}$ . Из явного вида лагранжиана (8.12) видно, что константы связей гравитонных возбуждений с веществом универсальны и очень малы. Массы гравитонных КК-возбуждений равны

$$m_n = \frac{\sqrt{(n_a n^a)}}{R_c}, \quad (8.13)$$

где  $n_a = (n_1, n_2, \dots, n_d)$ . Массовое расщепление  $\Delta m \sim R_c^{-1}$  очень мало и мы имеем почти непрерывный спектр гравитонов. Сечение рождения

KK-гравитона с массами  $m_n \leq E$  определяется формулой

$$\sigma_{KK} \sim \frac{E^d}{M_D^{d+2}}. \quad (8.14)$$

Время жизни массивного гравитона есть [123]

$$\tau_n \sim \frac{1}{M_{PL}} \left( \frac{M_{PL}}{m_n} \right)^3. \quad (8.15)$$

Тем самым KK-гравитоны ведут себя как массивные, почти стабильные, взаимодействующие частицы спина 2. Типичная сигнатура для их поиска — дисбаланс в поперечной энергии конечных состояний с неравным распределением по  $E_T^{\text{miss}}$ . Наиболее перспективная сигнатура для поиска гравитонных KK возбуждений на БАКе происходит от реакции  $pp \rightarrow \text{jet} + E_T^{\text{miss}}$ . Заметим, что на кварк-глюонном уровне подпроцесс  $qq \rightarrow qG^{(n)}$  дает основной вклад. Основные фоны возникают от реакции  $Z + \text{jet}$ ,  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Использование этой сигнатуры позволит открыть дополнительные размерности на БАКе (ATLAS) для обратного радиуса меньше 9 ТэВ [40] (см. рис. 8.1, а также рис. 2.1 на цв. вкл.).

Очень интересную сигнатуру для прямого рождения массивных гравитонов дает процесс  $pp \rightarrow \gamma + E_T^{\text{miss}}$ , который можно использовать как

независимую проверку, хотя и с много меньшим сечением. Итого, рассматриваемой сигнатурой является наличие единичного изолированного фотона с большим поперечным импульсом в центральной области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,4$ , а также наличие большого потерянного импульса в основном в области, противоположной поперечному импульсу фотона. На партонном уровне в ADD-модели изолированный фотон и ненулевая  $E_T^{\text{miss}}$  возникают в результате реакции  $q\bar{q} \rightarrow \gamma + G^{(n)}$ , причем массивные гравитоны  $G^{(n)}$ , будучи слабо взаимодействующими частицами, не детектируются в полной аналогии с нейтрино.

В работе [39] изучалась вышеизложенная сигнатура для детектора CMS с целью проверки ADD-модели на БАКе. Помимо основного фона  $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\gamma$ , изучались  $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma + \text{jets}$ ,  $W \rightarrow e\nu$ ,  $Z + \text{jets}$  и KXD-фоны.

Для светимости в  $30 \text{ fb}^{-1}$  детектор CMS способен на уровне  $5\sigma$  подтвердить ADD-модели при  $M_D < 2,5 \text{ ТэВ}$  для всех значений  $\delta$  дополнительных размерностей, а при  $2 \leq \delta \leq 4$  получить  $2\sigma M_D$ -ограничение:  $M_D < 3,5 \text{ ТэВ}$  [39]. CM-фон возникает в основном от реакции

$$pp \rightarrow \gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}).$$

Другим предсказанием ADD-модели является то, что учет гравитонных резонансов модифицирует CM сечения при больших переданных импульсах (например, сечение образования лептонных пар). На древесном уровне вклад массивных гравитонов в матричный элемент пропорционален

$$M \sim \frac{1}{M_{PL}^2} \sum_n \frac{1}{s - m_n^2}. \quad (8.16)$$

Сумма в выражении (8.16) расходится при  $d \geq 2$ , обрезание  $M_c$  в принципе должно быть вычислено в полной теории. Следующая грубая оценка  $M \sim 1/M_c^4$  обычно используется при оценке нижнего ограничения на  $M_c$ , которая может быть извлечена из данных БАК. Дифотонное и  $\mu^+\mu^-$  рождения приводят к чувствительности для  $M_c$  вплоть до 7,4 ТэВ для БАКА.

В модели RS (Randall—Sundrum) [124] гравитация присутствует в 5-мерном пространстве анти-де-Ситтера с единственным дополнительным измерением, компактифицированным на орбиформе  $S^1/Z_2$ . Метрика имеет вид

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2, \quad (8.17)$$

где  $y = r_c\theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ),  $r_c$  есть «радиус» дополнительного измерения. Параметр  $k$  определяет скалярную кривизну пространства. Из 5-мерного действия можно получить соотношение

$$\bar{M}_{PL}^2 = \frac{M_5^3}{k} (1 - e^{-2kr_c}), \quad (8.18)$$

означающее, что  $k \sim \bar{M}_5 \sim \bar{M}_{PL}$ . В модели RS есть две 3-мерные браны с равными и противоположными натяжениями, локализованные в точке

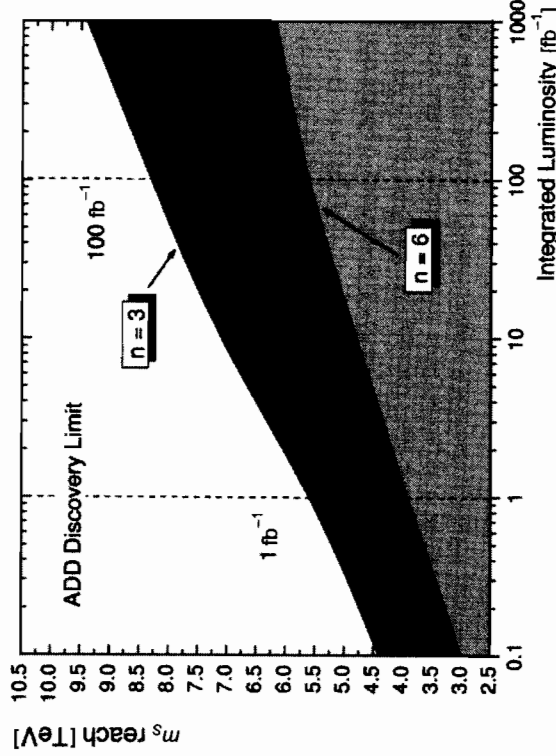


Рис. 8.1. Потенциал  $5\sigma$  открытия ADD-модели для числа дополнительных размерностей  $n = 3$  и  $n = 6$  в зависимости от  $M_D \equiv M_S$  [39]

$y = \pi r_c$  (так называемая гэвная брана) и в точке  $y = 0$  (так называемая планковская брана). Все SM поля находятся на гэвной бране, в то время как гравитация распространяется в дополнительной размерности. Используя линейное разложение метрики

$$g_{\mu\nu} = e^{-2ky} \left( \eta_{\mu\nu} + \frac{2}{M_5^{3/2}} h_{\mu\nu} \right), \quad (8.19)$$

можно получить взаимодействие гравитонов с SM полями

$$L = -\frac{1}{\bar{M}_{PL}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)}(x) - \frac{1}{\Lambda_\pi} \sum_n T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(n)}(x), \quad (8.20)$$

где  $\Lambda_\pi \sim \bar{M}_{PL} e^{-kr_c \pi}$ . Константы связей массивных состояний подавлены как  $\Lambda_\pi^{-1}$ , в то время как нулевая мода имеет обычную связь. Физический масштаб на гэвной бране имеет порядок 1 ТэВ для  $kr_c \sim 12$ . Массы гравитонных KK-резонансов определяются формулой

$$m_n = kx_n e^{-kr_c \pi}, \quad (8.21)$$

где  $x_n$  есть корни функции Бесселя  $J_1(x)$ . В модели RS [124] первое возбуждение гравитона имеет массу  $O(1)$  ТэВ и распадается на адронные струи, лептоны или фотоны. Наиболее перспективная мода для детектирования гравитонного резонанса на БАКе — это лептонная мода. Реакция  $q\bar{q}, gg \rightarrow G_{\text{res}} \rightarrow l^+ l^-$  изучалась в работах [129]. Сигнал детектируем при  $M_{G, \text{res}} \leq 2$  ТэВ. Кроме того, при  $M_{G, \text{res}} \leq 1,5$  ТэВ путем измерения углового распределения лептонов возможно подтвердить, что резонанс имеет спин 2.

### 8.1.1. Распад массивного гравитона на $e^+ e^-$

Распад массивного гравитона на электрон-позитронную пару изучался в работе [39]. Наличие резонанса в диэлектронном спектре для процесса

$$pp \rightarrow \gamma^*/Z^* + \dots \rightarrow e^+ e^- + \dots,$$

который является основным фоном, дает недвусмысленное доказательство существования новой физики вне рамок SM. Разумеется, тяжелые резонансы, распадающиеся на  $e^+ e^-$ , предсказываются во многих моделях, в частности, в моделях с дополнительными  $Z'$ -бозонами. Для RS-модели CMS-детектор способен при интегральной светимости в  $60 \text{ fb}^{-1}$  открыть гравитонный резонанс с массой вплоть до 4,1 ТэВ (1,8 ТэВ) при  $c = 0,1$  ( $c = 0,01$ ) [39].

### 8.1.2. Распад массивного гравитона на $\mu^+ \mu^-$

Возможность использования сигнатуры  $\mu^+ \mu^-$  для открытия массивного гравитонного резонанса в реакции

$$pp \rightarrow G_{\text{res}} + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

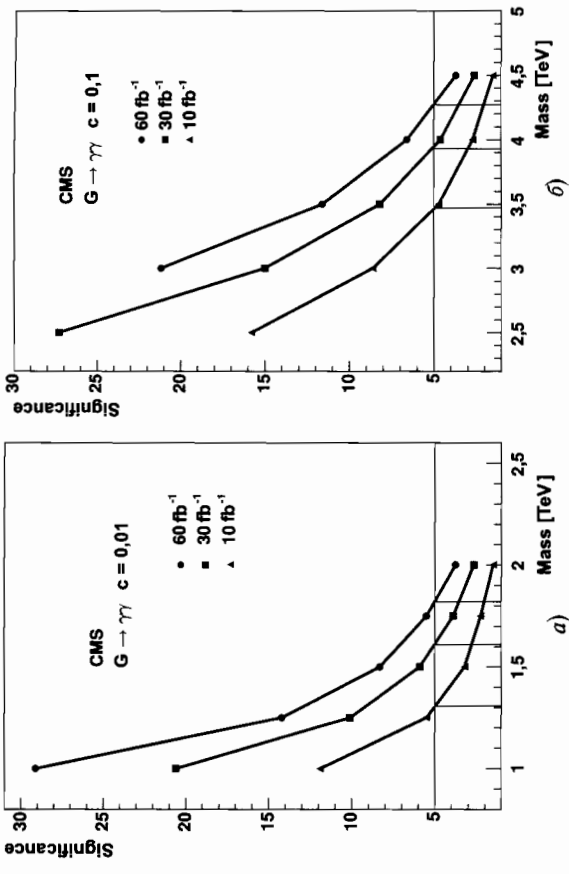


Рис. 8.2. Значимость, как функция массы гравитона, при интегральных светимостях  $10 \text{ fb}^{-1}$ ,  $30 \text{ fb}^{-1}$  и  $60 \text{ fb}^{-1}$  с  $c = 0,01$  (a) и  $c = 0,1$  (б) [39]

изучалась для детектора CMS в работе [39]. Основной неприводимый фон для данной реакции это процесс рождения мюонной пары

$$pp \rightarrow \gamma^*/Z^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

Для RS-модели CMS-детектор способен при интегральной светимости в  $100 \text{ fb}^{-1}$  открыть гравитонный резонанс с массой вплоть до 4,1 ТэВ (1,7 ТэВ) при  $c = 0,1$  ( $c = 0,01$ ) [39] (см. рис. 8.2, 8.3, а также рис. 22 на цв. вкл.).

### 8.1.3. Распад массивного гравитона на два фотона

Поскольку в модели RS массивный гравитон взаимодействует с тензором энергии-импульса вещества, то такой гравитон распадается на два фотона в отличие от  $Z'$ -резонанса, обладающего спином 1. Поэтому обнаружение такого канала распада вместе с традиционными каналами распада на  $e^+ e^-$  и  $\mu^+ \mu^-$  было бы ярким свидетельством в пользу гравитонного резонанса.

В работе [39] изучалась реакция  $q\bar{q}, gg \rightarrow G_{\text{res}} \rightarrow \gamma\gamma$  двухфотонного распада гравитонного резонанса для детектора CMS. Основные SM-фоны это:

- прямое дифотонное рождение посредством кварк-антикварковой аннигиляции или глюонного слияния, которое является неприводимым фоном;
- рождение  $\gamma + \text{jets}$  с адронной струей, принимаемой за фотон;

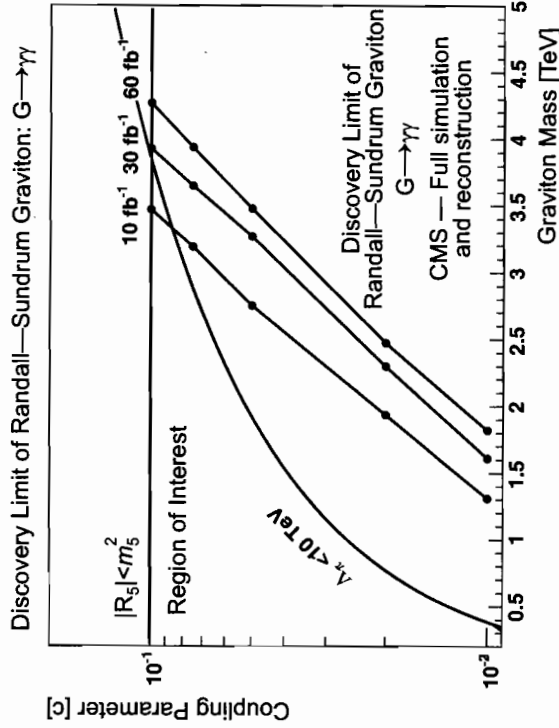


Рис. 8.3. Линии  $5\sigma$  уровня открытия для поиска гравитона Randall—Sundrum, распадающегося на два фотона, в эксперименте CMS в пространстве параметров (константа связи & масса гравитона) для интегральных светимостей  $10 \text{ фб}^{-1}$ ,  $30 \text{ фб}^{-1}$  и  $60 \text{ фб}^{-1}$  [39]. Значимость превышает  $5\sigma$  слева от линий уровня

- фон от КХД адронных струй с электромагнитной энергией от распа- да  $\pi^0$  в обеих струях;
- процесс рождения электрон-позитронной пары с  $e^+e^-$  в конечном состоянии, причем электрон-позитронная пара ошибочно принимается за фотоны.

Особенностью данного канала является то, что, в отличие от случая рас- пада бозона Хигса на два фотона, СМ-фоны намного меньше сигнала. Потенциал открытия для двухфотонной моды зависит как от массы гра- витонного резонанса  $G_{\text{res}}$ , так и от параметра  $c = M_{G_{\text{res}}}/\Lambda_{\text{P}}$ .

При полной светимости  $\mathcal{L}_{\text{tot}} = 60 \text{ фб}^{-1}$  открытие с помощью двух- фотонной моды возможно вплоть до  $M_{G_{\text{res}}} = 4,3 \text{ ТэВ}$  при  $c = 0,1$  и  $M_{G_{\text{res}}} = 1,8 \text{ ТэВ}$  при  $c = 0,01$  (см. рис. 8.2, рис. 8.3).

Другим нетривиальным предсказанием модели RS является суще- ствование относительно легкой скалярной частицы, называемой радио- ном и обычно обозначаемой как  $\Phi$ . Радион характеризуется массой  $m_{\Phi}$ , некоторым масштабам  $\Lambda_{\Phi}$  и параметром смешивания  $\zeta$  с бозоном Хигса. Взаимодействие радиона с полями СМ имеет вид

$$L_{\text{int}} = \frac{\Phi}{\Lambda_{\Phi}} T_{\mu}^{\mu}(SM), \quad (8.22)$$

где  $\Lambda_{\Phi} = \langle \Phi \rangle \sim O(1)$  ТэВ и

$$T_{\mu}^{\mu}(SM) = \sum_f m_f \bar{f} f - 2m_W^2 W_{\mu}^+ W_{\mu}^{-} - m_Z^2 Z_{\mu} Z^{\mu} + m_H^2 H^2 + \dots \quad (8.23)$$

Радионные взаимодействия очень похожи на соответствующие взаимодействия СМ бозонов Хигса. Заметим, что радион имеет аномальные связи с парой глюонов (фотонов), протекающие из аномалии шпура тензора энергии-импульса, вдобавок к взаимодействию, связанному с учетом пет- левых диаграмм с топ-кварком

$$T_{\mu}^{\mu}(SM)^{\text{anom}} = \sum_a \frac{\beta_a(g_a)}{2g_a} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}, \quad (8.24)$$

где в однопетлевом приближении

$$\frac{\beta_{QCD}}{2g_s} = -\frac{\alpha_s}{8\pi} \left( 11 - \frac{2n_f}{3} \right) \quad \text{и} \quad \frac{\beta_{QED}}{2e} = \frac{11}{3} \left( \frac{\alpha}{8\pi} \right).$$

Вследствие существования аномального взаимодействия радиона с глюо- нами, глюонное слияние является наиболее важным механизмом его рож- дения в адронных столкновениях. В произвольном случае бозон Хигса и радион могут смешиваться вследствие ненулевого взаимодействия

$$S_{\xi} = \xi \int d^4x \sqrt{g_{\text{vis}}} R(g_{\text{vis}}) H^{\dagger} H, \quad (8.25)$$

где  $R(g_{\text{vis}})$  — тензор Риччи для индуцированной метрики на видимой бране.

Радионные подпроцессы рождения на БАКе есть  $gg \rightarrow \Phi$  (основной канал),  $q\bar{q}' \rightarrow W\Phi$ ,  $q\bar{q} \rightarrow Z\Phi$ ,  $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'\Phi$  и  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}\Phi$ . Наиболее интерес- ные распады радиона, которые могут быть использованы для его детекти- рования, следующие:  $\Phi \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $ZZ$ ,  $hh$ . Для тяжелого радиона ( $m_{\Phi} \geq 2M_Z$ ) самая чистая сигнатура следующая:

$$gg \rightarrow \Phi \rightarrow ZZ \rightarrow 4l. \quad (8.26)$$

Потенциал открытия радиона зависит от его массы и лежит между  $\Lambda_{\Phi} = 1 \text{ ТэВ}$  и  $\Lambda_{\Phi} = 10 \text{ ТэВ}$  [39].

В моделях ADD и RS все частицы СМ находятся на бране, в то вре- мя как гравитоны могут распространяться в дополнительных измерениях. Однако не существует глубоких оснований, почему частицы СМ должны быть сосредоточены на бране. В работе [130] изучался сценарий, в котором все частицы могут распространяться в дополнительных размерностях<sup>1)</sup>. Для простейшего случая одного дополнительного измерения сохранение импульса в пятом измерении после компактификации приводит к сохра- нению КК-чисел. Вследствие сохранения КК-числа КК-состояния парно

<sup>1)</sup> Схожая модель была предложена в работах [125, 131].

рождаются на БАКе аналогично рождению суперсимметричных частиц в моделях с сохранением  $R$ -четности. Поэтому феноменология на БАКе определяется парным рождением КК-кварков и КК-глюонов

$$q\bar{q} \rightarrow q^{(1)}\bar{q}^{(1)}, \quad (8.27)$$

$$q\bar{q} \rightarrow q^{(1)}\bar{q}^{(1)}, \quad (8.28)$$

$$g\bar{g} \rightarrow g^{(1)}\bar{g}^{(1)}, \quad (8.29)$$

$$g\bar{g}, q\bar{q} \rightarrow q^{(1)}\bar{q}^{(1)}. \quad (8.30)$$

Каждый КК-кварк  $q^{(1)}$  распадается на кварк и КК-фотон  $\gamma^{(1)}$ , что приводит к наличию событий с адронными струями и потерянной поперечной энергией, как в случае поиска суперсимметричных частиц. Также весьма интересна цепочка распадов  $q^{(1)}$  в  $W^{(1)}$  и  $Z^{(1)}$  с последующими распадами  $W^{(1)}$ ,  $Z^{(1)}$  на лептоны, приводящая к событиям с изолированными лептонами, адронными струями и потерянной поперечной энергией опять в полной аналогии с суперсимметричным случаем. БАК будет способен открыть КК-кварки и глюоны с массами вплоть до 1,5 ТэВ [130].

Заметим, что существует смешанный сценарий, в котором некоторые СМ частицы живут на бране, в то время как другие СМ частицы могут распространяться в дополнительных измерениях. Так, например, в  $5D$   $SM$ -модели [132] пятое измерение  $y$  компактифицировано на орбифолде  $S^1/Z_2$ , имеющем две фиксированные точки при  $y = 0$  и  $y = \pi R_c$ . Калибровочные поля СМ распространяются в дополнительном измерении, а киральные поля СМ локализованы в фиксированных точках [132]. В этой модели первое возбуждение калибровочных бозонов может рождаться с последующим распадом на лептоны  $pp \rightarrow Z^{(1)} + \dots \rightarrow l^+ l^- + \dots$ . БАК способен открыть такие КК калибровочные бозоны с массами вплоть до 6 ТэВ [133].

В ADD-модели масштаб, на котором гравитация становится сильно взаимодействующей,  $M_D \sim 1$  ТэВ для  $d = 10$ . В этой модели рождение черных дыр должно быть возможно при  $\sqrt{s} \gg 1$  ТэВ. Ожидается, что промежуточные состояния с черными дырами будут доминировать в  $s$ -канале рассеяния, поскольку в теории струн число таких состояний растет с ростом массы черной дыры быстрее, чем число состояний в теории возмущений [134]. Радисус Шварцшильда  $(4+d)$ -мерной черной дыры с массой  $M_{BH}$  для спина  $J = 0$  имеет вид [134]

$$R_s(M_{BH}) = \frac{1}{M_D} \left( \frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{1/(1+d)}. \quad (8.31)$$

Сечение рождения черной дыры партонами  $a$  и  $b$  обычно берется в простейшем геометрическом виде [134]

$$\sigma_{ab \rightarrow BH}(s) \approx \pi R_s^2(s). \quad (8.32)$$

Сечение быстро растет с ростом энергии. Для гравитации, становящейся сильной на гэном масштабе, рождение черных дыр является основным процессом на БАКе. Экспериментальная сигнатура, возникающая от распадов черных дыр, очень специфична в ADD-модели [128]:

- не зависящие от аромата кварков (термальные) распады;
- жесткие прямые заряженные лептоны и фотоны (с энергией  $E \geq 100$  ГэВ);
- отношение адронной и лептонной активностей близко к  $5:1$ ;
- полное обрезание адронных струй с  $p_T > R_S^{-1}$ ;
- малая потерянная поперечная энергия.

Эта сигнатура имеет почти исчезающий фон. Потенциал открытия на БАКе черных дыр максимален для канала  $e/\mu + X$ , и могут быть достигнуты масштабы вплоть до  $M_D \leq 9$  ТэВ [135]. Заметим, что описанный сценарий может быть слишком грубым и оптимистичным (см. работы [136]). По нашему мнению, возможность детектирования черных дыр на БАКе до сих пор неясна и требуется дальнейшая работа в этом направлении.

## 8.2. Дополнительные калибровочные бозоны

Многие инспирированные суперструнными моделями суперсимметричные электрослабые модели и модели великого объединения, основанные на расширенных калибровочных группах ( $SO(10)$ ,  $E_6, \dots$ ), предполагают существование новых относительно легких нейтральных векторных  $Z'$ -бозонов и заряженных  $W'$ -бозонов [137]. Потенциал открытия  $Z'$ -бозона на БАКе зависит от констант связей  $Z'$ -бозона с кварками и лептонами и его массы. Лагранжиан, описывающий  $Z'$ -бозон и его взаимодействия с СМ полями, имеет вид [137]

$$L_{Z'} = -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{\sin \chi}{2} F'_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_{Z'}^2 Z'_\mu Z'^\mu + \delta M^2 Z'_\mu Z'^\mu - \frac{e}{2c_W s_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (f_V^i - g_A^i \gamma_5) \psi_i Z'_\mu, \quad (8.33)$$

где  $c_W = \cos \theta_W$ ,  $s_W = \sin \theta_W$ ,  $F'_{\mu\nu}$ ,  $F^{\mu\nu}$  являются полями тензора напряженности для  $Z'$ - и  $Z'$ -бозонов соответственно,  $\psi_i$  являются полями материи с  $Z'$  векторными и аксиальными зарядами  $f_V^i$  и  $f_A^i$ . Угол смешивания между  $Z$ - и  $Z'$ -бозонами определяется выражением

$$\xi \approx \frac{\delta M^2}{M_Z^2 - M_{Z'}^2}. \quad (8.34)$$

Если заряды  $Z'$  зависят от поколения фермионов, то в общем случае на древесном уровне возникают нейтральные токи с изменением флэйвора. Существуют сильные ограничения на нейтральные токи с изменением аромата, протекающие из точных измерений, таких как разница масс  $K_L - K_S$  и  $Br(\mu \rightarrow 3e)$ . Если  $Z'$ -взаимодействия коммутируют



со стандартной СМ калибровочной группой, то тогда на поколение существует 5 независимых  $Z\psi\psi$  констант связей; их можно выбрать в виде  $f_V^u, f_A^u, f_V^d, f_A^d, f_V^e, f_A^e$ .

Обычно рассматриваются две  $Z'$ -модели. В первой модели эффективная  $SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U_{Y'}(1)$  калибровочная группа проистекает из нарушения исходительной  $E_6$  калибровочной группы  $E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U_\chi(1) \otimes U_\psi(1) \rightarrow SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U_{Y'}(1)$ . Самый легкий новый  $Z'$ -бозон определяется как

$$Z' = Z'_\chi \cos \beta + Z'_\psi \sin \beta, \quad (8.35)$$

где  $\beta$  — параметр смешивания. Во второй модели новый  $Z'$ -бозон возникает в  $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U_{B-L}(1)$  лево-правых симметричных моделях.  $Z'$ -бозон в таких моделях связан с линейной комбинацией правокиральных и  $B-L$  токов. Иногда в качестве примера рассматривают нереалистичный случай  $Z'$ -бозона ( $Z_{SSM}$ -модель) с теми же самыми константами связей, как и для СМ  $Z$ -бозона.

Ширина распада бозона  $Z'$  на безмассовую фермион-антифермионную пару имеет вид

$$\Gamma_{Z'}^f = N_c \frac{\alpha M_{Z'}}{12c_W^2 S_W^2} [(f_V^f)^2 + (g_A^f)^2], \quad (8.36)$$

где  $N_c$  есть цветной фактор, а  $\alpha$  — эффективная электромагнитная константа связи, вычисленная на масштабе  $M_{Z'}$ . Как правило, в рассматриваемых моделях  $Z'$ -бозон достаточно узок [137] с полной шириной распада  $\Gamma_i(Z') \sim O(10^{-2})M_{Z'}$  и с  $Br(Z' \rightarrow e^+e^-) \sim 0,05$  (см. табл. 8.1).

Основным механизмом рождения  $Z'$ -бозона является кварк-антикварковое слияние. Сечение имеет стандартный вид

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow Z' + \dots) &= \sum_i \frac{12\pi^2 \Gamma(Z' \rightarrow \bar{q}_i q_i)}{9s M_{Z'}} \int \frac{dx}{x} \times \\ &\times \left[ \bar{q}_{pi}(x, \mu) q_{pi}(x^{-1} M_{Z'}^2 s^{-1}, \mu) + q_{pi}(x, \mu) \bar{q}_{pi}(x^{-1} M_{Z'}^2 s^{-1}, \mu) \right]. \end{aligned} \quad (8.37)$$

Здесь  $\bar{q}_{pi}(x, \mu)$  и  $q_{pi}(x, \mu)$  являются партонными распределениями антикварка  $\bar{q}_i$  и кварка  $q_i$  в протоне в точке нормировки  $\mu \sim M_{Z'}$ , а  $\Gamma(Z' \rightarrow \bar{q}_i q_i)$  есть адронная ширина распада  $Z'$ -бозона в кварк-антикварковую пару с ароматом  $i$ . Наилучший способ открытия  $Z'$ -бозона — использование  $Z' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \text{jet jet}$  мод распада. Изучение углового распределения лептонных пар позволит получить нетривиальную информацию о константах связей  $Z'$ -бозона с кварками и лептонами и подтвердить, что  $Z'$ -бозон является частицей спина 1. В рассматриваемых моделях  $Z'$ -бозона новый  $Z'$ -бозон можно открыть в реакции  $pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow l^+l^- + \dots$ , с массами вплоть до 5 ТэВ при полной светимости  $100 \text{ фб}^{-1}$

Таблица 8.1

Величины  $\frac{\Gamma_{\text{tot}}}{M}$  и  $B(Z' \rightarrow l^+l^-)$  в различных  $Z'$ -моделях

Модель	$\frac{\Gamma_{\text{tot}}}{M}$ %	$B(Z' \rightarrow l^+l^-)$ % ( $l = e, \mu$ )
$Z_{SSM}$	3,1	3,0
$Z_\psi$	0,6	4,0
$Z_\eta$	0,7	3,4
$Z_\chi$	1,3	5,7
$Z_{LRM}$	2,2	2,3
$Z_{ALLM}$	1,6	8,6

[39, 40, 138]. Измерения лептонной асимметрии вперед-назад как в  $Z'$ -пики, так и в интерференционной области, плюс измерение распределения  $Z'$ -бозона по быстройре позволит различить между моделями  $Z'$ -бозона для масс  $Z'$ -бозона вплоть до 2–2,5 ТэВ при полной светимости  $100 \text{ фб}^{-1}$  [138]. Потенциал открытия  $Z'$ -бозона на БАКе представлен на рис. 8.4.

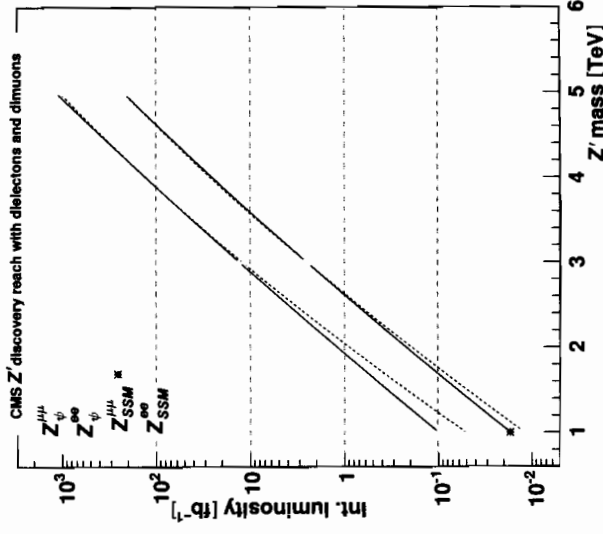


Рис. 8.4. Потенциал открытия  $Z'$ -бозона в каналах распада на два электрона и два мюона для двух моделей ( $\psi$  и  $SSM$ ) [39]. Пределы достижения открытия в других моделях лежат между линиями уровня  $5\sigma$  для представленных моделей

### 8.2.1. Невидимые моды распада $Z'$ -бозона как способ получения информации о дополнительных измерениях

В работе [139] было предложено искать проявления дополнительных размерностей в невидимых модах распада  $Z'$ -бозонов, которые предсказываются в ряде моделей с дополнительными размерностями. Как следует из результатов работ [140, 141], рассматривавших реакцию  $pp \rightarrow Z'Z' + \dots \rightarrow l^+l^- + E_T^{\text{miss}} + \dots$  на БАКе, распределение по  $E_T^{\text{miss}}$  позволяет оценить невидимую ширину распада  $\Gamma(Z' \rightarrow \text{inv})$  и тем самым получить ограничение на параметры моделей с дополнительными размерностями.

### 8.3. Тяжелый $W'$ -бозон

Для тяжелого  $W'$ -бозона с константами связей с СМ фермионами, равными константам связей обычного  $W$ -бозона, наилучшим путем поиска  $W'$ -бозона является использование лептонной моды распада  $W' \rightarrow \nu$ . В работе [39] изучалась мода распада  $W' \rightarrow \mu\nu$  в предположении, что  $Br(W' \rightarrow \mu\nu) = Br(W \rightarrow \mu\nu) \approx 10\%$ . Основной сигнатурой при поиске  $W'$  с помощью сигнатуры распада на мюоны является наличие изолированного мюона с большим поперечным импульсом и ненулевым поперечным поперечным импульсом  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ . Основные СМ-фоны происходят от  $W \rightarrow \mu\nu$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$ ,  $K\bar{K}$ ,  $WZ \rightarrow \mu\nu\nu$ . Для такой модели возможно открыть  $W'$ -бозон, используя лептонные моды распада, с массой вплоть до 6 ТэВ [39, 40]. Путем измерения поперечной массы  $W'$ -бозона можно определить его массу с точностью 50–100 ГэВ [39] путем измерения распада события по поперечной массе  $W'$ -бозона  $m_T^{\text{miss}}(W') = |\vec{p}_T^{\text{miss}}|$ .

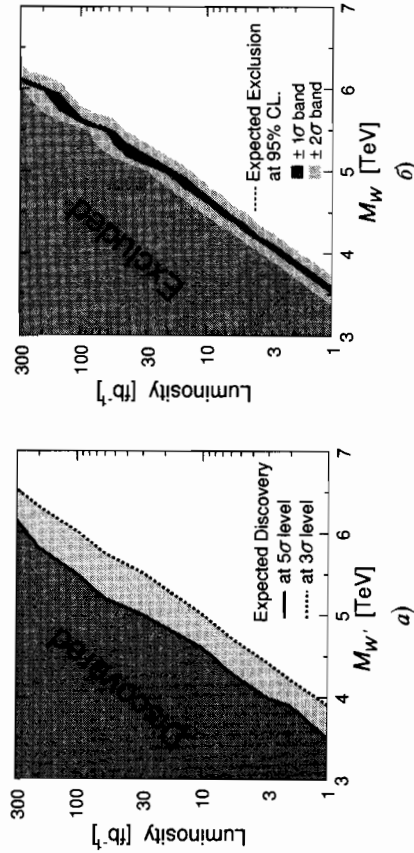


Рис. 8.5. Потенциал открытия  $W'$ -бозона на уровне  $5\sigma$  и  $3\sigma$  (а) и достижимые пределы исключения (б) в зависимости от массы  $W'$ -бозона и интегральной светимости [39]

$|\vec{p}_{T\mu}| - \vec{p}_T^{\text{miss}} \vec{p}_{T\mu}$ . Потенциал открытия  $W'$ -бозона и потенциал получения ограничения на массу  $W'$ -бозона ( $3\sigma$  уровень) представлены на рис. 8.5.

### 8.4. Тяжелое нейтрино в $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ -модели

Левое-право симметричные модели электрослабых взаимодействий были предложены [142] для объяснения причины несохранения четности в слабых взаимодействиях. Хорошо известно, что в СМ калибровочная симметрия нарушена спонтанно, в то время как четность (зарядовое сопряжение) нарушена явно вследствие наличия  $C$ - и  $P$ -неинвариантных членов в лагранжиане. В лево-право симметричных моделях  $P$ -четность и  $C$ -симметрия являются симметриями на уровне лагранжиана (уравнений движения) и спонтанно нарушены вследствие ненулевых вакуумных средних скалярных полей. Простейшая  $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  лево-право симметричная (LR) модель объясняет происхождение нарушения четности в слабых взаимодействиях и предсказывает существование дополнительных калибровочных бозонов  $W_R^\pm$  и  $Z'$ . Кроме того, тяжелые правые майорановские нейтринные состояния  $N$  естественно возникают в лево-право симметричной модели. Состояния  $N$  могут быть партнерами легких нейтринных состояний. Все это делает экспериментальный поиск  $W_R^\pm$  и  $Z'$  интересным и важным.

Калибровочной группой лево-правых симметричных моделей является  $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)_{B-L}$  с СМ гиперзарядом, определенным как  $Y = T_{3R} + \frac{1}{2}(B-L)$ , где  $T_{3R}$  — третья компонента  $SU_R(2)$ . Фермионы преобразуются относительно калибровочной группы как  $q_L(3, 2, 1, 1/3) + q_R(3, 1, 2, 1/3)$  для кварков, и как  $l_L(1, 2, 1, -1) + l_R(1, 1, 2, -1)$  для лептонов. Модель требует введения правоспирального нейтрино  $\nu_R$ , которое является существенным для объяснения малости масс нейтрино на основе механизма «see-saw». Хиггсовский бидублет  $\Phi(1, 2, 2, 0)$  обычно вводится для генерации фермионных масс.

Минимальный сектор бозонов Хиггса в LR-модели состоит из бидублета  $\Phi$  и двух триплетов  $\Delta_L \sim (1, 3, 1, 2)$ ,  $\Delta_R \sim (1, 1, 3, 2)$ . После спонтанного нарушения симметрии вследствие ненулевых вакуумных средних  $\langle \Delta_R \rangle$  и  $\langle \Delta_L \rangle$  с учетом феноменологических требований  $|\nu_L| \ll |k_1|$ ,  $|k_2| \ll |\nu_R|$  для вакуумных средних  $\nu_{L,R}$  и  $k_{1,2}$  триплета и дублета полей Хиггса, необходимых для подавления правых заряженных токов и малости нейтринных масс, LR-модель нарушена до СМ.  $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)_{B-L}$  калибровочная группа подразаумевает, что левые калибровочные бозоны  $W_L^\pm$  и их правые партнеры  $W_R^\pm$ , а также  $U(1)$  калибровочный бозон  $Y$  смешиваются и образуют физические (состояния с определенной массой) заряженные и нейтральные калибровочные бозоны и фотоны. В общем случае константы связей этих бозонов —  $g_L$ ,  $g_R$  и  $g'$  соответственно, но, произвольны. Однако наличие дискретной LR-симметрии  $\phi_L \leftrightarrow \phi_R$ ,

$\Delta_L \leftrightarrow \Delta_R$ , где  $\phi_{L,R}$  обозначает фермионы, приводит к соотношению  $g_L = g_R$ . Итак, смеси  $W_L^\pm$  и  $W_R^\pm$  являются собственными массовыми состояниями. В предположении СР-инвариантности матрица смешивания определяется углом  $\xi_W$ :

$$W^\pm = \cos \xi_W W_L^\pm + \sin \xi_W W_R^\pm, \quad W'^{\pm} = -\sin \xi_W W_L^\pm + \cos \xi_W W_R^\pm. \quad (8.38)$$

Слабое собственное состояние  $W_L^\pm$  можно идентифицировать с чистым СМ калибровочным бозоном.

Нейтральные калибровочные бозоны в LR-модели являются смесями из  $W_{L,R}^3$  и  $Y$ . Смешивание между массивными нейтральными калибровочными бозонами можно параметризовать в виде

$$Z = \cos \xi_Z Z_1 + \sin \xi_Z Z_2, \quad Z' = -\sin \xi_Z Z_1 + \cos \xi_Z Z_2, \quad (8.39)$$

где  $Z$  и  $Z'$  обозначают собственные массовые состояния, а  $Z_1$  и  $Z_2$  обозначают слабые состояния массивных векторных бозонов. Поле  $Z$  можно идентифицировать с соответствующим одноименным СМ бозоном.

Взаимодействие нейтральных векторных бозонов  $Z$  и  $Z'$  с фермионами имеет вид

$$L_{NC} = \frac{g}{2 \cos \Theta_W} \left[ \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_V^f \gamma_5) f Z_\mu + \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_V^f \gamma_5) f Z'_\mu \right], \quad (8.40)$$

где

$$g_V^f = \cos \xi_Z g_V^{0f} + \sin \xi_Z g_V^{1f}, \quad g_A = \cos \xi_Z g_A^{0f} + \sin \xi_Z g_A^{1f} \quad (8.41)$$

и

$$g_V^{0f} = I_3^f - 2Q^f \sin^2 \Theta_W, \quad g_V^{1f} = \sqrt{\cos 2\Theta_W} g_V^{0f}, \quad (8.42)$$

$$g_A^{0f} = I_3^f, \quad g_A^{1f} = -\sqrt{\cos 2\Theta_W} g_A^{0f}.$$

Здесь  $g_V^{0f}$ ,  $g_A^{0f}$ ,  $g_V^{1f}$  и  $g_A^{1f}$  — константы связей бозонов  $Z_1$  и  $Z_2$  с фермионами.

Существующие экспериментальные данные ограничивают массу  $Z'$ -бозона и угол смешивания  $m_{Z'} \geq 1$  ТэВ и  $|\sin \xi_Z| \leq O(10^{-4})$ . Экспериментальные данные на массу  $W'$ -бозона из  $(K_L - K_S)$ -разницы масс дают  $M_{W'} \geq 1,6$  ТэВ и ограничение на угол смешивания  $\xi_W \leq 0,013$  [142].

На БАКе можно изучать два вида процессов с участием новых частиц [143]

$$pp \rightarrow W_R^\pm + \dots \rightarrow l^\pm + N_l + \dots \quad (8.43)$$

и

$$pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow N_l + \bar{N}_l + \dots \quad (8.44)$$

с последующим распадом

$$N_l \rightarrow l + j_1 + j_2. \quad (8.45)$$

Соответствующие диаграммы показаны на рис. 8.6.

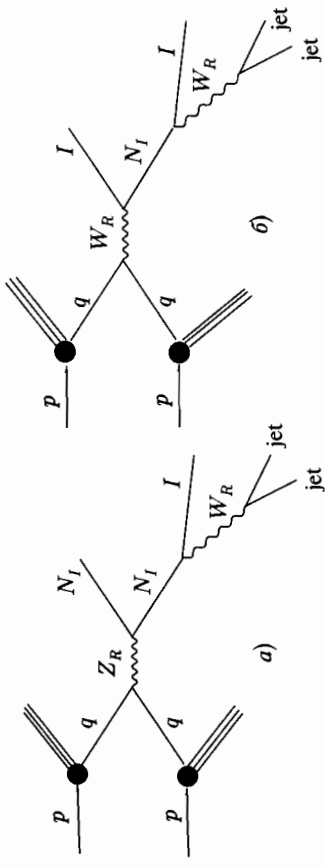


Рис. 8.6. Диаграммы Фейнмана для процессов рождения тяжелого нейтрино с последующим распадом через  $Z'$ -бозон (а),  $W_R$ -бозон (б)

Процесс, идущий через рождение  $Z'$ -бозона, имеет меньшее сечение, чем процесс рождения  $W_R$ -бозона, кроме того, сигнатура, связанная с распадом двух тяжелых нейтрино  $N$ , является более сложной с экспериментальной точки зрения, чем сигнатура

$$pp \rightarrow W_R + \dots \rightarrow lN + \dots \rightarrow llq\bar{q} + \dots, \quad (8.46)$$

приводящая к двум лептонам и двум адронным струям в конечном состоянии. Именно поэтому рождение калибровочного бозона  $W_R$  с последующими распадами наиболее перспективно для поиска проявлений LR-модели с калибровочной группой  $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  (см. рис. 8.7).

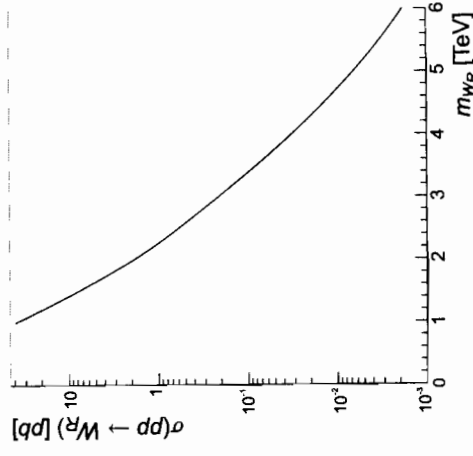


Рис. 8.7. Зависимость сечения рождения  $W_R$ -бозона  $\sigma(pp \rightarrow W_R + \dots)$  от массы  $W_R$

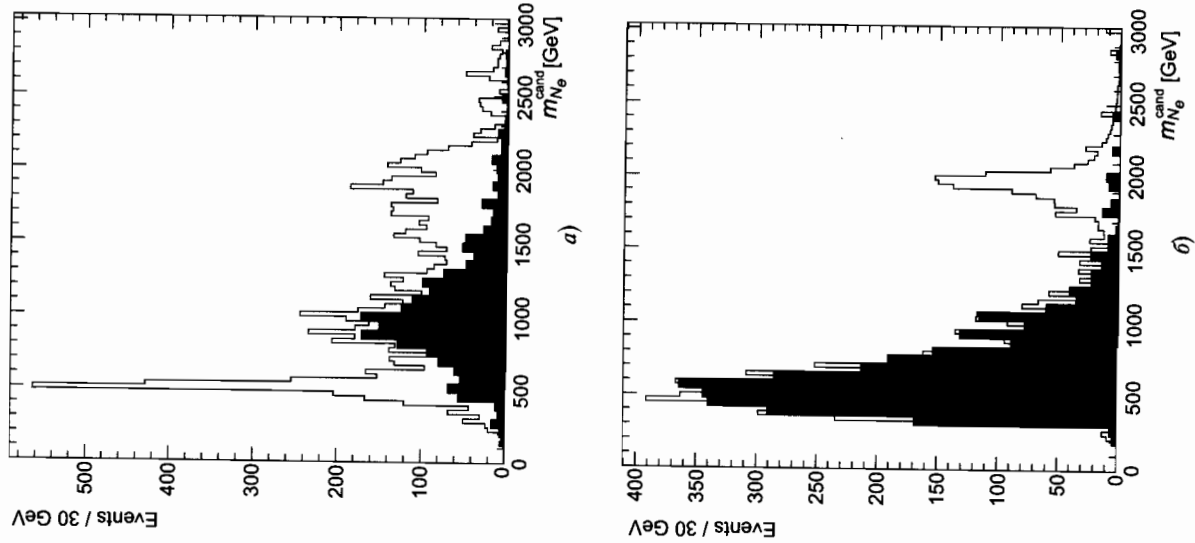


Рис. 8.8. Распределение сигнальных событий  $M_{ejj}$  с СМ-фоном (заштрихованная гистограмма) при интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$ : а —  $M_{ejj} > 1 \text{ ТэВ}/c^2$ ; б —  $M_{ejj} < 1 \text{ ТэВ}/c^2$  [39]

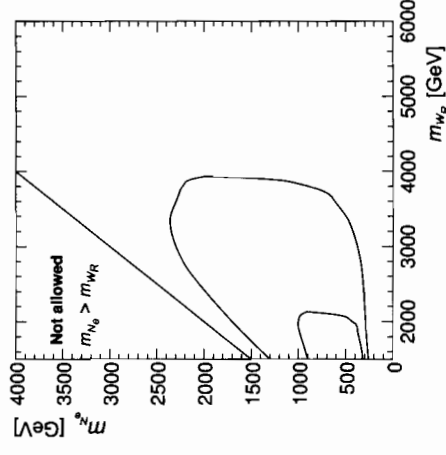


Рис. 8.9. Потенциал открытия  $W_R$ -бозона и правых майорановских нейтрино в лево-право симметрической модели для интегральной светимости  $\mathcal{L}_t = 30 \text{ fb}^{-1}$  (внешний контур) и для  $\mathcal{L}_t = 1 \text{ fb}^{-1}$  (внутренний контур) [39]

Возможность поиска тяжелого нейтрино с помощью сигнатуры (8.46) исследовалась как CMS-, так и ATLAS-коллекториями [39, 40]. Отбирались события с двумя изолированными лептонами и, как минимум, двумя адронными струями. Строились распределения инвариантных масс двух лептонов и двух адронных струй  $M_{inv}(lljj)$  и одного лептона и двух адронных струй  $M_{inv}(lj)$ . Пиковые значения этих распределений совпадают с массами  $W_R$  и  $N$  соответственно. Наличие резонансных распределений сигнальных событий очень помогает в отделении сигнала от фона. В случае майоранова тяжелого нейтрино  $N$  половина распадов идет с  $N \rightarrow l^+ q\bar{q}'$  и половина с  $N \rightarrow l^- q\bar{q}'$ , что приводит к появлению как моды  $l^\pm l^\pm$  jet jet с двумя лептонами одного заряда, так и моды  $l^\pm l^\mp$  jet jet с лептонами с противоположными зарядами.

Основными фонами являются  $t\bar{t}$ -рождение и  $Z$  + jets с последующими распадами  $t$  кварков и  $Z$ -бозонов на лептоны.

Результаты компьютерного моделирования с учетом полного отклика CMS-детектора показывают, что при наличии интегральной светимости в  $30 \text{ fb}^{-1}$  (2–3 года работы БАКа) возможно открыть  $W_R$ -бозоны и тяжелые нейтрино  $N$  с массами вплоть до 4 ТэВ и 2 ТэВ соответственно, см. рис. 8.8 и 8.9.

## 8.5. Сголдстино

Хорошо известно, что существуют модели нарушения суперсимметрии с относительно легкими стопдстино (скалярные  $S$  и псевдоскалярные  $P$  частицы — суперпартнеры голдстино  $\psi$ ). Такая ситуация воз-

никает в ряде неминимальных моделей супергравитации [144], а также в моделях калибровочного переноса нарушения суперсимметрии (см. работы [105]). В ведущем порядке по  $1/F$ , где  $F$  есть параметр нарушения суперсимметрии, и нулевом порядке по МССМ калибровочным и юкавским константам связей, взаимодействия между компонентными полями супермультиплета голдстينو и МССМ полями было выведено в работе [145]. Выведенные взаимодействия соответствуют наиболее привлекательному для ускорительных приложений процессу, когда только одна из этих новых частиц находится в конечном состоянии. Все соответствующие взаимодействия голдстينو, представленные в работе [145], полностью определяются МССМ членами мягкого нарушения суперсимметрии и параметром нарушения суперсимметрии  $F$ , в то время как массы голдстино ( $m_S, m_P$ ) остаются свободными. Если массы голдстино порядка электро-слабого масштаба и  $\sqrt{F} \sim 1$  ТэВ — то тогда голдстино можно открыть в соударениях частиц высокой энергии на суперколлайдерах [146, 147]. Существуют аромат-сохраняющие и аромат-нарушающие взаимодействия полей голдстино. Что касается взаимодействий с сохранением флейвора, то самые сильные ограничения возникают из астрофизики и космологии, а именно,  $\sqrt{F} \geq 10^6$  ГэВ [148, 149], или  $m_{3/2} > 600$  эВ, для моделей с  $m_{S(P)} < 10$  кэВ и МССМ мягких аромат-сохраняющих членов порядка электрослабого масштаба. Для промежуточных масс голдстино (вплоть до нескольких МэВ) астрофизические ограничения и ограничения из реакторных экспериментов приводят к  $\sqrt{F} \geq 300$  ТэВ [149]. Для более тяжелых голдстино низкоэнергетические процессы (такие как редкие распады мезонов) приводят к ограничениям на уровне  $\sqrt{F} \geq 500$  ГэВ [149].

Коллайдерные эксперименты имеют тот же уровень чувствительности для легких голдстино, что и редкие распады мезонов [150–153]. Поиск более тяжелых голдстино на ускорителях приводят к схожим ограничениям на масштаб нарушения суперсимметрии. Наиболее мощные из существующих ускорителей LEP и Tevatron дают ограничения порядка 1 ТэВ на масштаб нарушения суперсимметрии в моделях с легкими голдстино. Например, анализ, проведенный коллаборацией DELPHI [154], дает ограничение  $\sqrt{F} > 500$ –200 ГэВ при массах голдстино  $m_{S,P} = 10$ –150 ГэВ и  $M_{\text{soft}} \sim 100$  ГэВ. Ограничение зависит от параметров мягкого нарушения суперсимметрии в МССМ. В частности, оно сильнее на несколько сот ГэВ в модели с вырожденными гайджино. На Tevatronе несколько событий в канале  $p\bar{p} \rightarrow S\gamma(Z)$ , и приблизительно  $10^4$  событий в канале  $p\bar{p} \rightarrow S$  рождались бы при  $\sqrt{F} = 1$  ТэВ и  $M_{\text{soft}} \sim 100$  ГэВ для полной светимости  $100 \text{ pb}^{-1}$  и масс голдстино порядка 100 ГэВ [147]. Это дает возможность детектировать голдстино при условии, что они распадаются внутри детектора на фотоны и  $\sqrt{F}$  не больше чем 1,5–2 ТэВ.

В терминах  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  полей эффективный лагранжиан имеет вид [145]:

$$L_S = - \sum_{\text{all gauge fields}} \frac{M_a}{2\sqrt{2}F} S \cdot F_a^{\alpha}{}_{\mu\nu} F_a^{\alpha}{}_{\mu\nu} - \frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2}F} y_{ab}^L \cdot S (\epsilon_{ij} t_a^i \epsilon_b^j h_D + h. c.) - \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2}F} y_{ab}^U \cdot S (\epsilon_{ij} q_a^i u_b^j h_U + h. c.), \quad (8.47)$$

$$L_P = \sum_{\text{all gauge fields}} \frac{M_a}{4\sqrt{2}F} P \cdot F_a^{\alpha}{}_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_a^{\alpha}{}_{\lambda\rho} - i \frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2}F} y_{ab}^L \cdot P (\epsilon_{ij} t_a^i \epsilon_b^j h_D - h. c.) - i \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2}F} y_{ab}^U \cdot P (\epsilon_{ij} q_a^i u_b^j h_U - h. c.), \quad (8.48)$$

$$L_{\psi,S,P} = i \partial_\mu \bar{\psi} \not{\partial} \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{1}{2} m_S^2 S^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu P \partial^\mu P - \frac{1}{2} m_P^2 P^2 + \frac{m_S^2}{2\sqrt{2}F} S(\psi\psi + \bar{\psi}\bar{\psi}) - i \frac{m_S^2}{2\sqrt{2}F} P(\psi\psi - \bar{\psi}\bar{\psi}), \quad (8.49)$$

где  $M_a$  есть массы гайджино и  $A_{\alpha\beta}$ ,  $y_{\alpha\beta}$  есть мягкие трилинейные константы связей. Обычно для численных оценок рассматривается случай  $A_{ab} = A$  и  $y_{ab} \propto \delta_{ab}$ .

На адронных коллайдерах голдстино будут рождаться в основном в реакции слияния глюонов  $gg \rightarrow S(P)$  [147]. Для интересных областей параметров ожидается, что голдстино распадутся внутри детектора не слишком далеко от точки соударения. Тогда, предполагая, что суперсимметричные партнеры (отличные от гравитино  $\tilde{G}$ ) слишком тяжелые, чтобы быть существенными для распадов голдстино, основные каналы распада следующие:

$$S(P) \rightarrow gg, \gamma\gamma, \tilde{G}\tilde{G}, f\bar{f}, \gamma Z, WW, ZZ.$$

Соответствующие ширины были вычислены в работах [146, 147]. Для голдстино, распадающихся на пары безмассовых калибровочных бозонов, ширины распадов равны

$$\Gamma(S(P) \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{M_{\gamma\gamma}^2 m_{S(P)}^3}{32\pi F^2}, \quad \Gamma(S(P) \rightarrow gg) = \frac{M_{S(P)}^3 m_{S(P)}^3}{4\pi F^2},$$

где  $M_{\gamma\gamma} = M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W$ , и  $\theta_W$  — угол Вайнберга. Заметим, что для  $M_{\gamma\gamma} \sim M_3$  глюонная мода доминирует над фотонной вследствие наличия цветового фактора  $N_c^2 - 1$ .

Для интересных с точки зрения феноменологии значений параметра  $\sqrt{F}$  гравитино очень легкие с массой в интервале  $m_{\tilde{G}} = \sqrt{8\pi/3} \cdot F/M_{Pl} \simeq 10^{-3} - 10^{-1}$  эВ. Ширина распада голдстино на два гравитино определяется

формулой

$$\Gamma(S(P) \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}) = \frac{m_{S(P)}^5}{32\pi F^2},$$

и она становится сравнимой с шириной распада стодлстино на два фотона для тяжелых стодлстино, таких что  $m_{S(P)} \sim M_{\text{ГГ}}$ .

В работе [155] исследовался потенциал открытия стодлстино на БАКе. Были изучены наиболее надежные сигнатуры с  $\gamma\gamma$  и  $ZZ$  в конечном состоянии. Основной вывод заключается в том, что БАК способен открыть стодлстино с  $\sqrt{F} \leq (2-8)$  ТэВ.

### 8.6. Скалярные лептокварки

Скалярные лептокварки ( $LQ$ ) это частицы, имеющие как лептонное, так и барионное числа, отличные от нуля. Они предсказываются во многих моделях [156] с калибровочной симметрией, большей чем калибровочная симметрия  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ . Лептокварки распадаются в основном на кварк и лептон.

На БАКе возможно как парное (см. рис. 8.10), так и единичное рождение лептокварков:

$$q + g \rightarrow LQ + l \rightarrow 2l + j, \quad (8.50)$$

$$g + g \rightarrow LQ + \bar{L}Q \rightarrow 2l + 2j, \quad (8.51)$$

$$q + \bar{q} \rightarrow LQ + \bar{L}Q \rightarrow 2l + 2j. \quad (8.52)$$

Сечение единичного рождения лептокварка зависит от неизвестной юклавской константы связи лептокварка с лептоном и кварком. В случае малой юклавской константы лептокварка парное рождение лептокварков доминирует. Сечение парного рождения лептокварков зависит в основном от массы лептокварка и быстро падает с ростом массы лептокварка (см. рис. 8.11) [157].

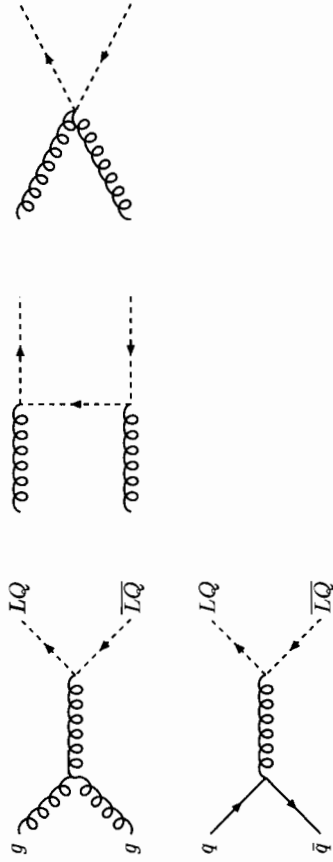


Рис. 8.10. Диаграммы Фейнмана для процессов рождения лептокварков посредством глюонного слияния и кварк-антикварковой аннигиляции

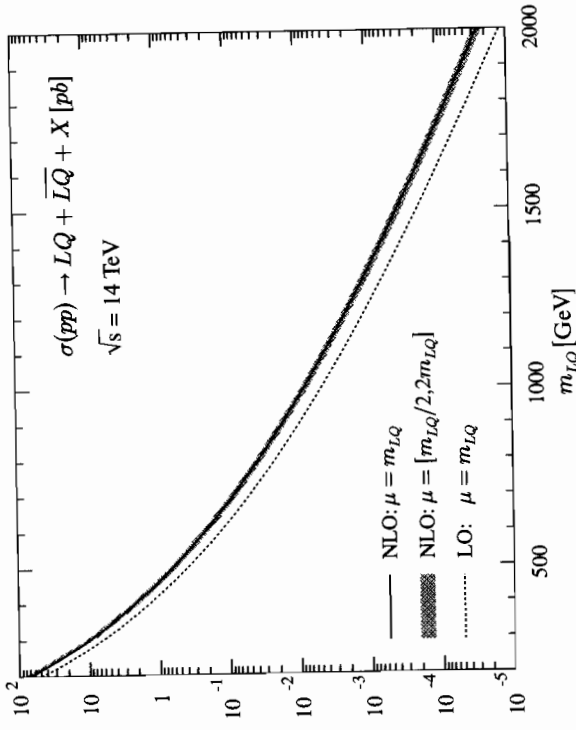


Рис. 8.11. Полное сечение для процесса  $pp \rightarrow LQ + \bar{L}Q + X$  для БАКа при энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ как функция массы лептокварка  $M_{LQ}$

Сечение парного рождения лептокварков на партоном уровне в лучшем приближении есть [34]

$$\sigma_{gg}^{LO} = \frac{\alpha_s^2 \pi}{96\tilde{s}} \left[ \beta(41 - 31\beta^2) + (18\beta^2 - \beta^4 - 17) \ln \left( \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \right], \quad \tilde{\sigma}_{q\bar{q}}^{LO} = \frac{\alpha_s^2 \pi}{8} \frac{2}{27} \beta^3, \quad (8.53)$$

где  $\beta = (1 - 4M_{LQ}^2/\tilde{s})^{1/2}$  и  $\tilde{s}^{1/2}$  — инвариантная энергия подпроцесса. Процесс  $gg \rightarrow \bar{L}Q + LQ$  доминирует, вклад кварк-антикварковой аннигиляции растет с ростом энергии и для БАКа при массах лептокварков  $\sim 1,5$  ТэВ дает 30% вклада в сечение [157]. Для БАКа парное сечение рождения лептокварков падает от 0,75 пб при  $M_{LQ} = 200$  ТэВ до  $0,21 \cdot 10^{-3}$  пб при  $M_{LQ} = 1600$  ТэВ.

Парное рождение лептокварков, соответствующих первому и второму поколению лептокварков, изучалось на Tevatronе. В предположении,  $Br(LQ \rightarrow l + \bar{q}) = 1$  ограничение на массы первого и второго поколения лептокварков [30]:  $M_{LQ,1} \geq 230$  ТэВ,  $M_{LQ,2} \geq 244$  ТэВ.

Парное рождение лептокварков на БАКе изучалось в работах [158]. Основной сигнатурой здесь являются события с двумя адронными струями и двумя изолированными лептонами, возникающие в результате распадов лептокварков с инвариантной струй-лептонной массой, равной массе леп-



то-кварка. Основным фоном при изучении лепто-кварков является рождение  $t\bar{t}$  с последующими лептонными распадами  $t$ -кварков:  $t\bar{t} \rightarrow t\bar{t}\nu\nu'bb$ .

Для первого и второго поколений лепто-кварков БАК способен открыть их при массах вплоть до 1,6 ТэВ для интегральной светимости  $100 \text{ fb}^{-1}$  [158].

### 8.7. Поиск нейтральных токов с нарушением аромата в распадах топ-кварков

Изучение нейтральных токов с изменением аромата играет важную роль при проверке SM и поиске новой физики вне рамок SM. Топ-кварк часто рассматривается как объект, наиболее чувствительный к поиску новой физики, поскольку его масса близка к электрослабому масштабу.

В SM нейтральные токи отсутствуют в ведущем древесном приближении и чрезвычайно малы в однопетлевом приближении. Отсюда ясно, что открытие распад топ-кварка с нарушением ароматного числа будет однозначно восприниматься как открытие новой физики. Действительно, типичные брэнчинги для аномальных распадов топ-кварка в SM следующие [159]:

$$Br(t \rightarrow gq) \sim 4 \cdot 10^{-11}, \quad Br(t \rightarrow \gamma q) \sim 5 \cdot 10^{-13}, \quad Br(t \rightarrow Zq) \sim 10^{-13}.$$

В то же время эти брэнчинги в различных обобщениях SM, например в суперсимметричных моделях с нарушением  $R$ -четности или в моделях с экзотическими кварками, могут достигать уровня  $10^{-3}$ . Существующие экспериментальные ограничения на экзотические распады топ-кварка достаточно слабые, например  $Br(t \rightarrow \gamma q) < 0,059$  (HERA) [30].

В работе [39] анализировались перспективы открытия аномальных распадов  $t \rightarrow \gamma q$  и  $t \rightarrow Zq$ <sup>2)</sup>.

Рассматривались следующие сигнатуры:

$$t\bar{t} \rightarrow bW\gamma q \rightarrow b\nu\gamma q, \quad t\bar{t} \rightarrow bWZq \rightarrow b\nu qll.$$

Основные фоны проистекают от рождения  $t\bar{t}$ , рождения единичного топ-кварка,  $ZW + \text{jets}$ ,  $ZZ + \text{jets}$ ,  $W + \text{jets}$ ,  $Z + \text{jets}$ ,  $Zbb$ .

Основной особенностью распада  $t \rightarrow \gamma q$  является наличие высокоэнергетичного изолированного фотона. Также таггирование  $b$ -адронной струи и струи, связанной с легким кварком, позволяет различить экзотический распад  $t \rightarrow \gamma q$  от рождения  $t\bar{t}$ .

Основной результат работы [39] заключается в том, что детектор CMS с учетом систематических неопределенностей при полной светимости  $\mathcal{L}_t = 10 \text{ fb}^{-1}$  способен открыть экзотические распады топ-кварка на уровне  $Br(t \rightarrow Zq) = 14,9 \cdot 10^{-4}$  и  $Br(t \rightarrow \gamma q) = 8,4 \cdot 10^{-4}$ .

<sup>2)</sup> Канал  $t \rightarrow gq$  выглядит не очень перспективным вследствие наличия гигантского KХД-фона.

### 8.8. Составность

В SM кварки и лептоны являются фундаментальными точечными частицами. Но увеличение числа кварков и лептонов привело к гипотезе, что они обладают сложной структурой и являются связанными состояниями более фундаментальных составляющих, часто называемых преонами. Если кварки имеют внутреннюю структуру, то это может проявляться в отклонении сечений адронных струй от сечений, предсказываемых KХД. Отклонение может быть параметризовано в виде четырехкваркового взаимодействия. Коллаборация CMS исследовала контактное  $LL$ -взаимодействие вида

$$\mathcal{L} = \frac{2\pi A}{\Lambda^2} \sum_{i,j=1}^6 (\bar{q}_{iL} \gamma^\mu q_{iL})(\bar{q}_{jL} \gamma^\mu q_{jL}). \quad (8.54)$$

Здесь  $A = \pm 1$  — знак амплитуды,  $i$  и  $j$  обозначают кварковые ароматы и  $q$  обозначает кварковое поле. Лагранжиан (8.54) добавляется к стандартному лагранжиану KХД и вычисляется угловое распределение кварк-кваркового рассеяния с учетом нового контактного взаимодействия [39]:

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow q_i q_i)}{d \cos \theta^*} = \frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}_i \bar{q}_i \rightarrow \bar{q}_i \bar{q}_i)}{d \cos \theta^*} =$$

$$= \frac{\pi}{2\hat{s}} \left\{ \frac{4}{9} \alpha_S^2 \left[ \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{s}^2}{\hat{u}^2} - \frac{2\hat{s}^2}{3\hat{t}\hat{u}} \right] + \frac{8}{9} \frac{A}{\alpha_S \Lambda^2} \left[ \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}} + \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}} \right] + \frac{8\hat{s}^2}{3\Lambda^4} \right\}; \quad (8.55)$$

$$= \frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i)}{d \cos \theta^*} =$$

$$= \frac{\pi}{2\hat{s}} \left\{ \frac{4}{9} \alpha_S^2 \left[ \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} - \frac{2\hat{u}^2}{3\hat{s}\hat{t}} \right] + \frac{8}{9} \frac{A}{\alpha_S \Lambda^2} \left[ \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}} + \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}} \right] + \frac{8\hat{u}^2}{3\Lambda^4} \right\}; \quad (8.56)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j)}{d \cos \theta^*} = \frac{\pi}{2\hat{s}} \left\{ \frac{4}{9} \alpha_S^2 \left[ \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right] + \frac{\hat{u}^2}{\Lambda^4} \right\}; \quad (8.57)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j)}{d \cos \theta^*} = \frac{\pi}{2\hat{s}} \left\{ \frac{4}{9} \alpha_S^2 \left[ \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right] + \frac{\hat{u}^2}{\Lambda^4} \right\}; \quad (8.58)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow q_i q_j)}{d \cos \theta^*} = \frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}_i \bar{q}_j \rightarrow \bar{q}_i \bar{q}_j)}{d \cos \theta^*} = \frac{\pi}{2\hat{s}} \left\{ \frac{4}{9} \alpha_S^2 \left[ \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right] + \frac{\hat{s}^2}{\Lambda^4} \right\}. \quad (8.59)$$

Здесь  $\sqrt{\hat{s}}$  есть энергия подпроцесса в системе центра масс (инвариантная масса двух адронных струй),  $\hat{t} = -\hat{s}(1 - \cos \theta^*)/2$  и  $\hat{u} = -\hat{s}(1 + \cos \theta^*)/2$ .

Путем сравнения сечений рождения двух адронных струй с предсказаниями KХД можно получить ограничение на параметр  $\Lambda_{\pm}$ , либо открыть новую физику, установив несоответствие измеряемых сечений рождения адронных струй с теоретическими предсказаниями. Как видно из формул (8.55)–(8.59), контактные взаимодействия являются более изотропными,



чем КХД-взаимодействия, которые определяются в основном  $t$ -обменом. Изотропность означает плоское распределение по  $\cos \theta^*$  ( $\theta^*$  — угол рассеяния струй в партон-партонной системе центра масс).

Существование ненулевого контактного взаимодействия приводит к более изотропному рассеянию струй, чем фон от КХД. Поэтому коллаборация CMS изучала отношение числа адронных струй с заданной инвариантной массой в области псевдобыстрот  $|\eta| < 0,5$  и  $0,5 < |\eta| < 1,0$

$$R = \frac{N(|\eta| < 0,5)}{N(0,5 < |\eta| < 1,0)} \quad (8.60)$$

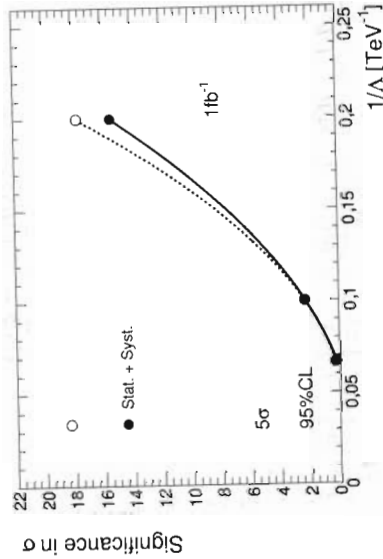
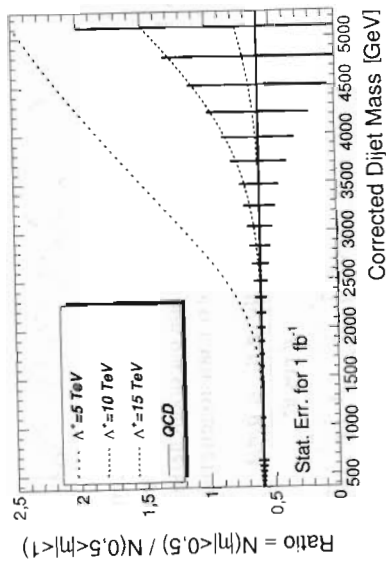


Рис. 8.12. Вверху ожидаемое значение и статистическая ошибка для двухструйного отношения в КХД + кварковое контактное взаимодействие на шкале  $\Lambda^+ = 15$  ТэВ (штриховая линия), 10 ТэВ (пунктирная линия) и 5 ТэВ (штрих-пунктирная линия). Внизу значимость с учетом неопределенностей (пунктирная линия — учет только статистической неопределенности, сплошная линия — учет всех неопределенностей) наблюдения различия между КХД и КХД + контактное взаимодействие [39]

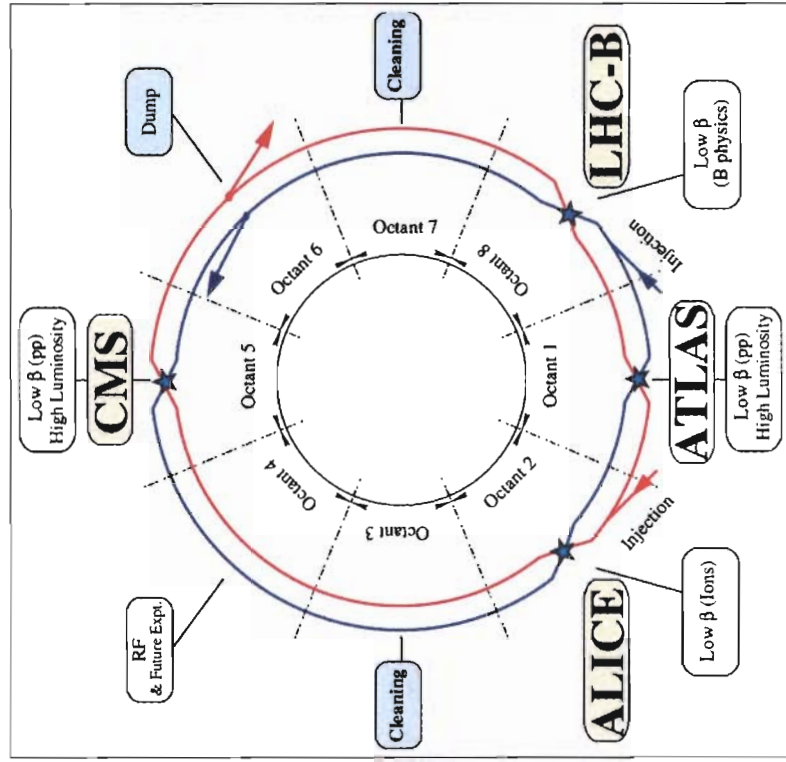


Рис. 1. Комплекс ускорителей и экспериментальные установки на БАКе

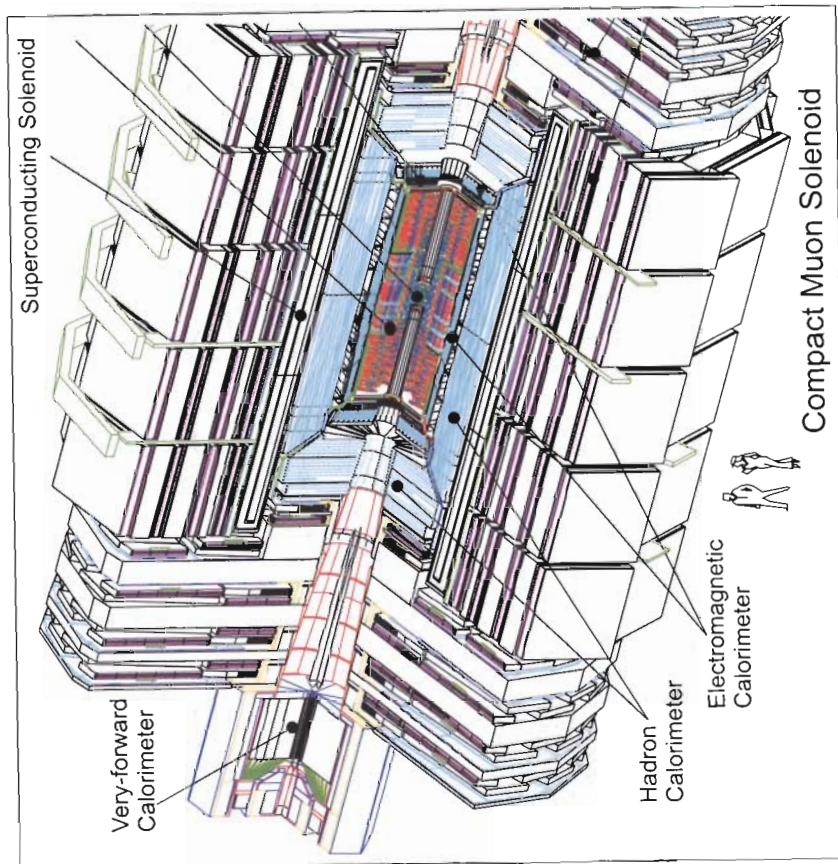


Рис. 2. CMS: общий вид

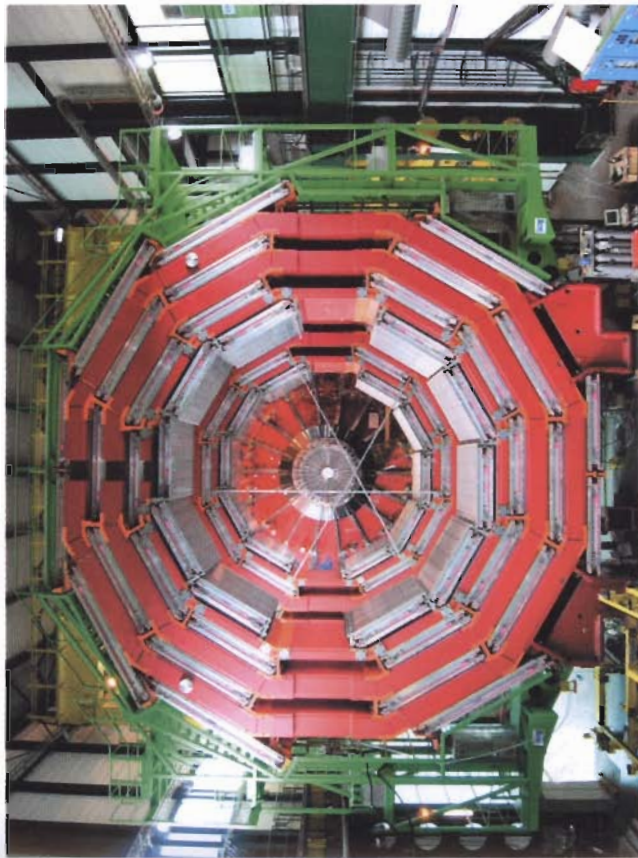


Рис. 3. CMS: фронтальный вид (фото)





Рис. 4. Установка ATLAS: общий вид



Рис. 5. Установка ATLAS: вид сбоку

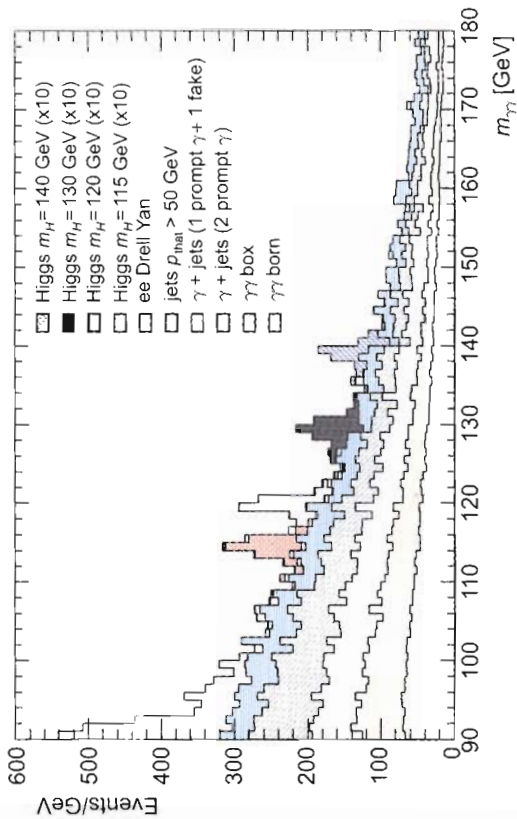


Рис. 8. Распределение по инвариантной массе двух фотонов в событиях, прошедших критерии отбора [39]. Общее число событий нормировано на интегральную светимость  $1 \text{ fb}^{-1}$ , а количество событий, содержащих бозон Хиггса, представлено для различных масс бозона Хиггса и увеличено в 10 раз

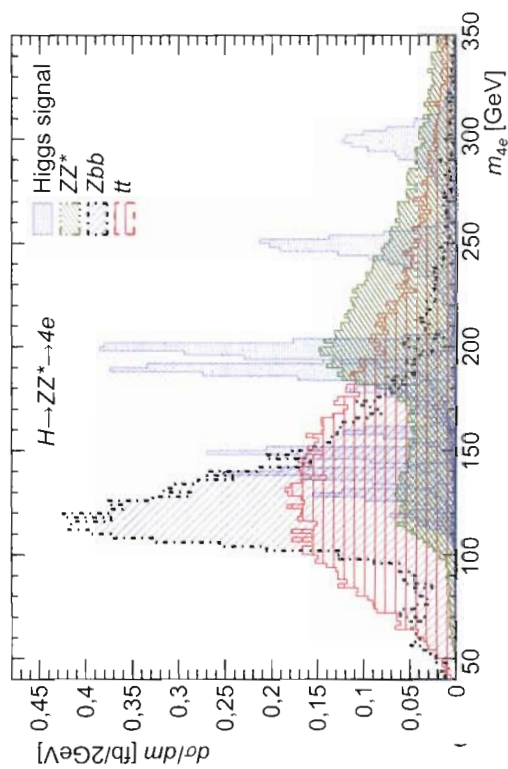


Рис. 9. События от рождения бозона Хиггса и доминирующих фонов после пред-селекции; показаны вклады сигнальных и фоновых событий в спектр восстанов-ленных инвариантных масс  $m_{4e}$  [39]

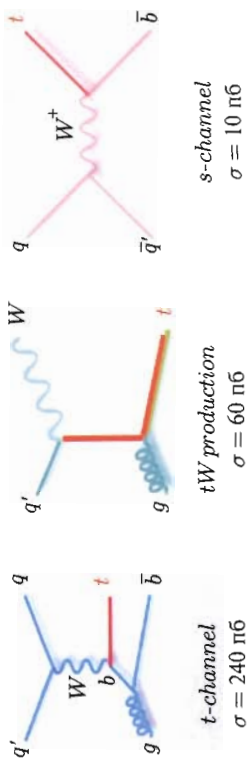


Рис. 6. Диаграммы, описывающие одиночное рождение топ-кварка на БАКе

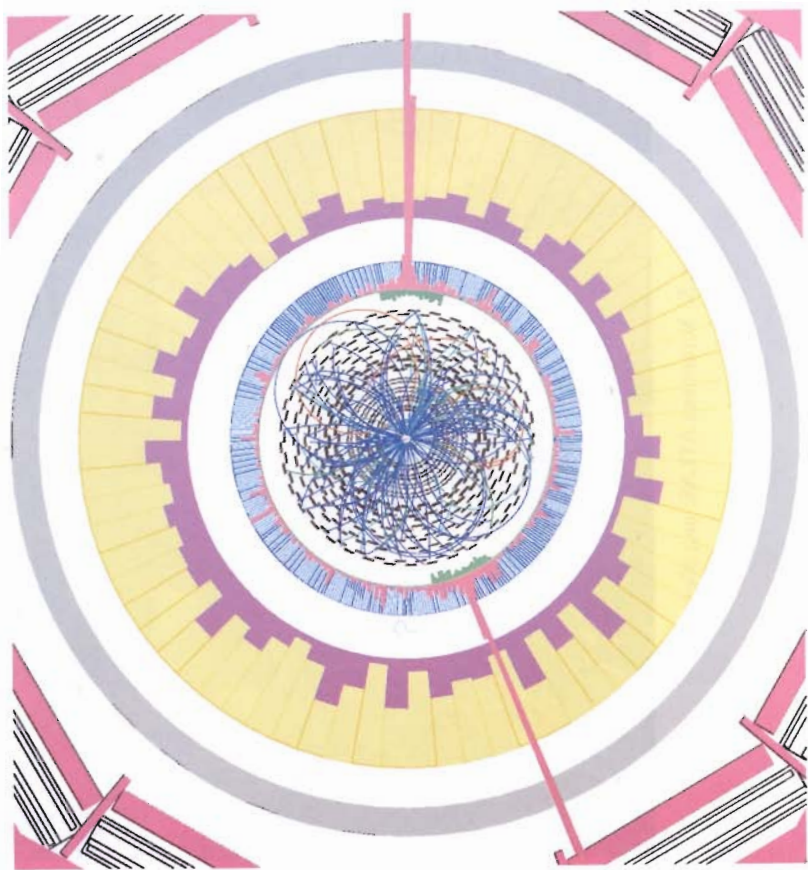


Рис. 7. Смоделированное событие распада бозона Хиггса  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , возникшего при слиянии глюонов в установке CMS ( $m_H = 120 \text{ ГэВ}$ ) [39]



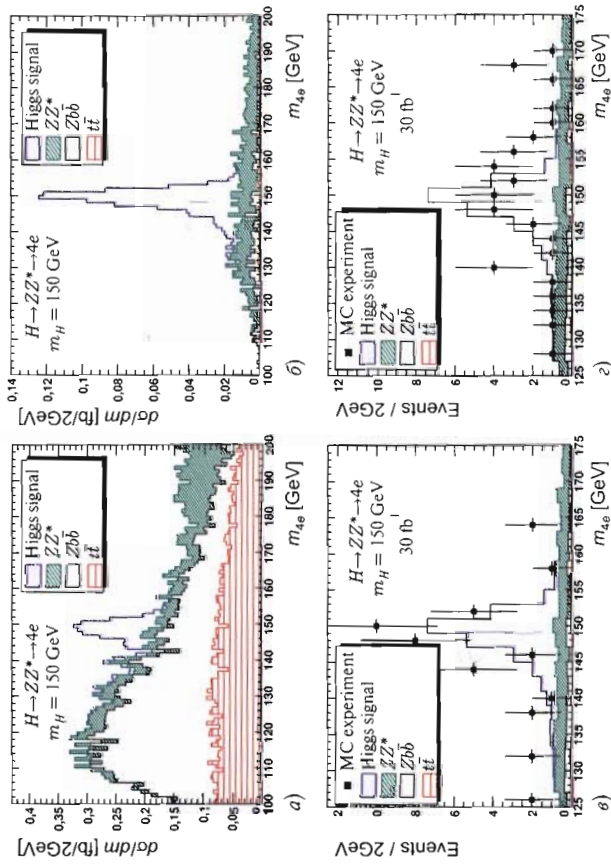


Рис. 10. Распределения восстановленных инвариантных масс  $m_{4e}$  для сигнала от СМ бозона Хиггса при  $m_H = 150$  ГэВ и для СМ-фона (а) после предселекции и (б) после всех обрезаний [39]. Число событий нормализовано на сечение. Результаты моделирования методом Монте-Карло соответствуют светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$ : (в) удачный и (г) менее удачный эксперименты

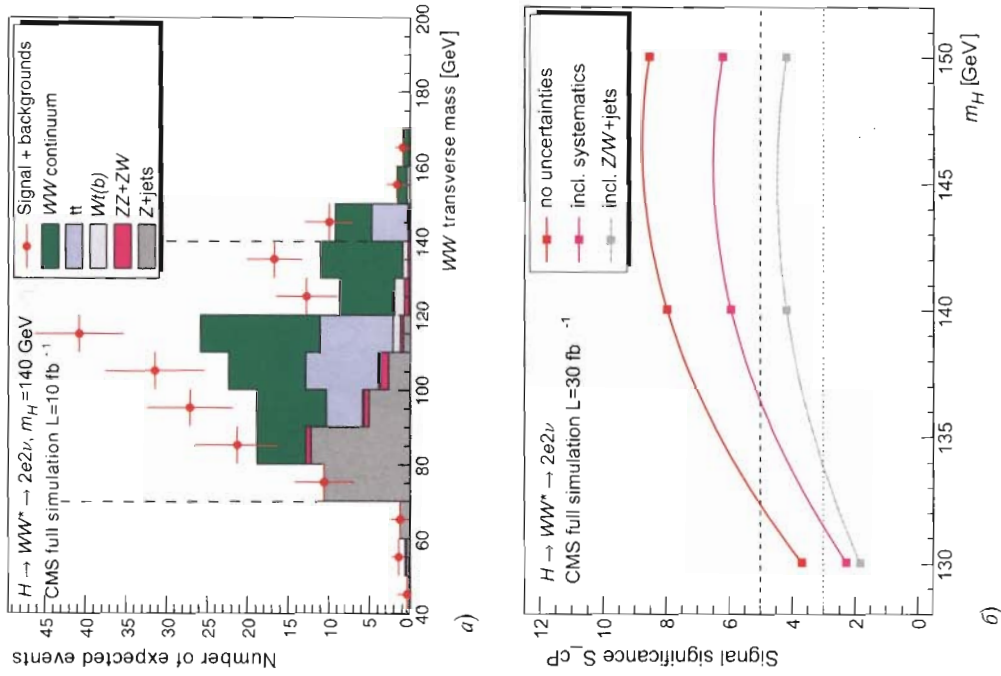


Рис. 11. Восстановленная поперечная масса  $WW$  при отборе сигнала от бозона Хиггса с массой  $m_H = 140$  ГэВ при интегральной светимости  $10 \text{ fb}^{-1}$  [39]. Прерывистые линии показывают окно для событий, учтенных при вычислении значимости. Значимость сигнала как функция массы СМ бозона Хиггса для интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$  (б)

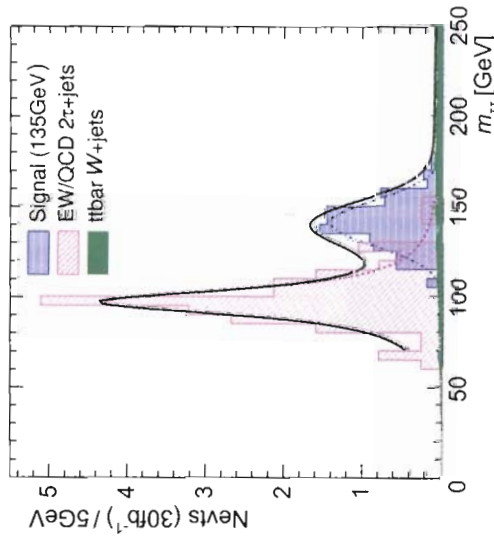


Рис. 12. Инвариантная масса пары восстановленных  $\tau$ -лептонов. Число событий нормировано на ожидаемое число событий при интегральной светимости  $30 \text{ fb}^{-1}$  [39]

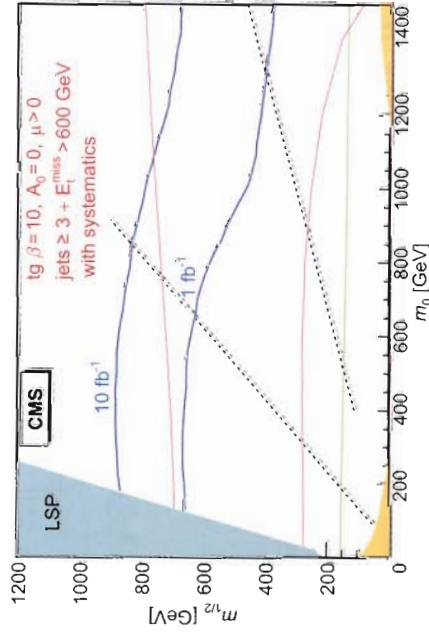


Рис. 13. Линии  $5\sigma$  уровня значимости обнаружения сигнала для 1 и  $10 \text{ fb}^{-1}$  при использовании многоструйных конечных состояний с потерянной поперечной энергией [39]

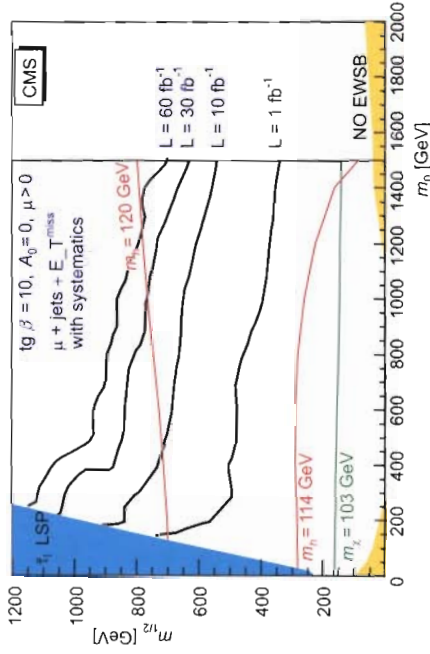


Рис. 14. Линии уровня достижимости  $5\sigma$  открытия для CMS в пространстве параметров  $(m_0, m_{1/2})$  при использовании инклюзивных мюонов со струями и потерянной поперечной энергией для интегральных светимостей  $1 \text{ fb}^{-1}$  (нижняя кривая),  $10 \text{ fb}^{-1}$  и  $30 \text{ fb}^{-1}$  (средние кривые) и  $60 \text{ fb}^{-1}$  (верхняя кривая) [39]. Систематика учтена

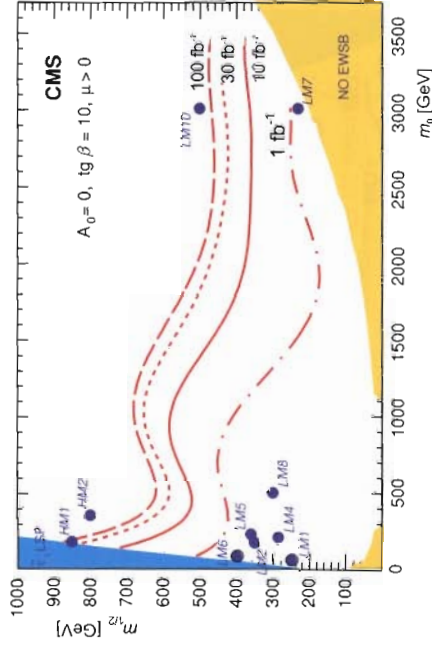
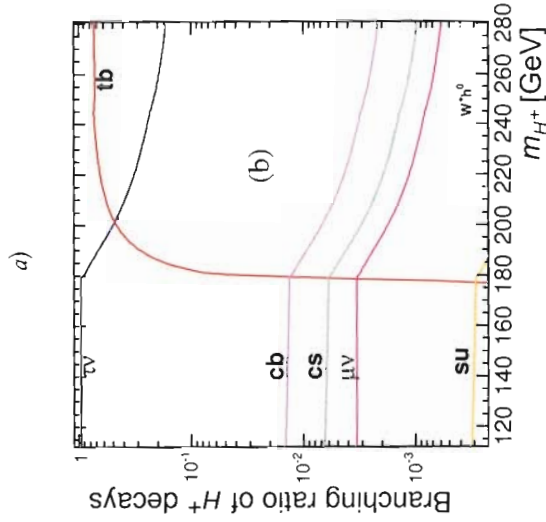
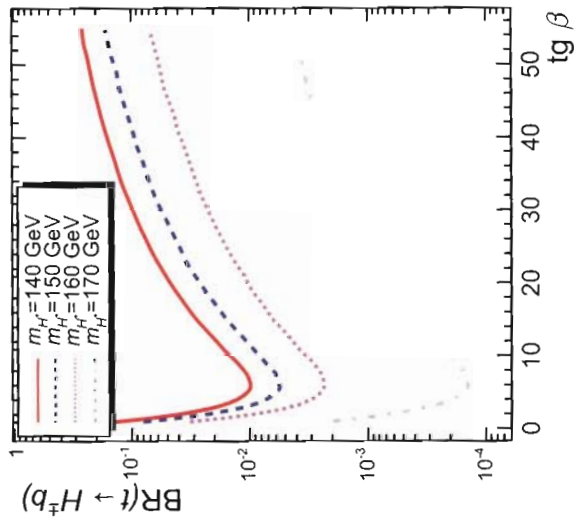


Рис. 15. Линии уровня достижимости  $5\sigma$  открытия для CMS-детектора в пространстве параметров  $(m_0, m_{1/2})$  для сигнатуры с двумя изолированными мюонами одного знака при интегральных светимостях  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  (точечно-прерывистая линия),  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$  (сплошная линия),  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$  (часто-прерывистая линия) и  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  (редко-прерывистая линия). Остальные параметры mSUGRA фиксированы ( $\text{tg}\beta = 10, \mu > 0, A_0 = 0$ ). Набор тестовых точек коллаборации CMS полного моделирования установки и реконструкции событий показаны на рисунке сплошными кружками







б)

Рис. 20. Зависимость частичной ширины распада  $t \rightarrow H^+ b$  от  $\text{tg } \beta$  (а); частичные ширины распадов заряженного бозона Хиггса для  $\text{tg } \beta = 20$  (б)

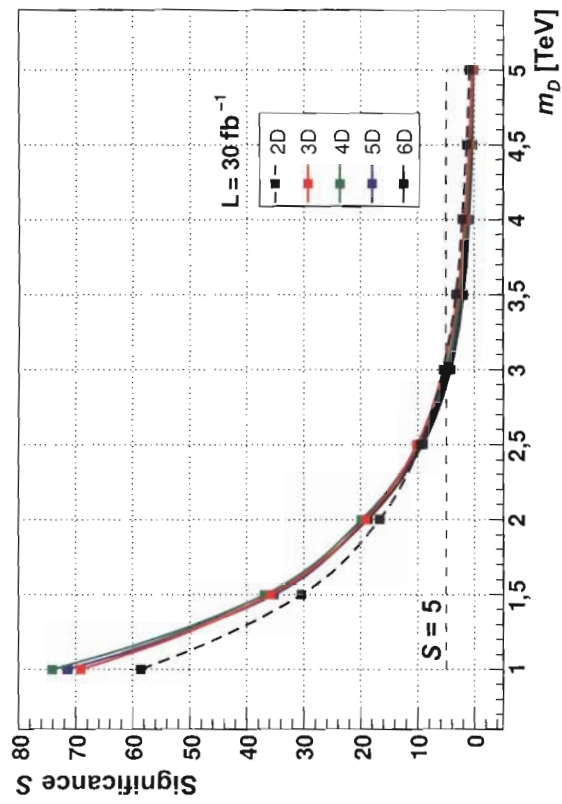


Рис. 21. Ожидаемая значимость как функция  $M_D$  для различного числа  $n$  дополнительных размерностей [39]

а)

Таблица 8.2

Чувствительность CMS-детектора к контактным взаимодействиям при различных светимостях с учетом систематических неопределенностей

$\Lambda^+$ (ТэВ)	95%-ный предел исключения сигнала		Предел открытия на уровне $5\sigma$	
	$100 \text{ pb}^{-1}$	$1 \text{ fb}^{-1}$	$10 \text{ fb}^{-1}$	$100 \text{ pb}^{-1}$
$<6,2$	$<10,4$	$<14,8$	$<4,7$	$<12,0$
	$100 \text{ pb}^{-1}$	$1 \text{ fb}^{-1}$	$100 \text{ pb}^{-1}$	$10 \text{ fb}^{-1}$

Это отношение было использовано ранее коллаборацией D0 при поиске контактного взаимодействия на Tevatronе.

В КХД отношение  $R$  слабо зависит от инвариантной массы двух струй, однако добавление контактного взаимодействия приводит к сильной зависимости этого отношения от инвариантной массы двух струй (см. рис. 8.12).

Результаты компьютерного моделирования показывают, что CMS-детектор способен получить ограничения на  $\Lambda_+$  вплоть до 15 ТэВ (см. табл. 8.2 и рис. 8.12).

В работе [39] изучалась возможность поиска составности на основе изучения димюнной моды. Эффекты составности параметризовались с помощью эффективного кварк-лептонного взаимодействия

$$\delta L = \pm \frac{4\pi}{\Lambda_{\pm}^2} \sum_{l,q} \bar{l}_L \gamma^{\mu} l_L \bar{q}_L \gamma_{\mu} q_L. \quad (8.61)$$

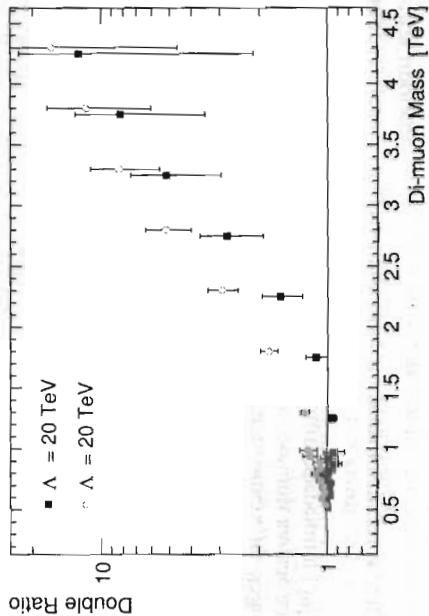


Рис. 8.13. Двойные отношения для контактного взаимодействия в димюнном канале, модель  $LL$ , шкала  $\Lambda = 20$  ТэВ, положительная и отрицательная интерференция и интегральная светимость  $100 \text{ fb}^{-1}$  [39]. Ошибки статистические

11 Заказ 1629

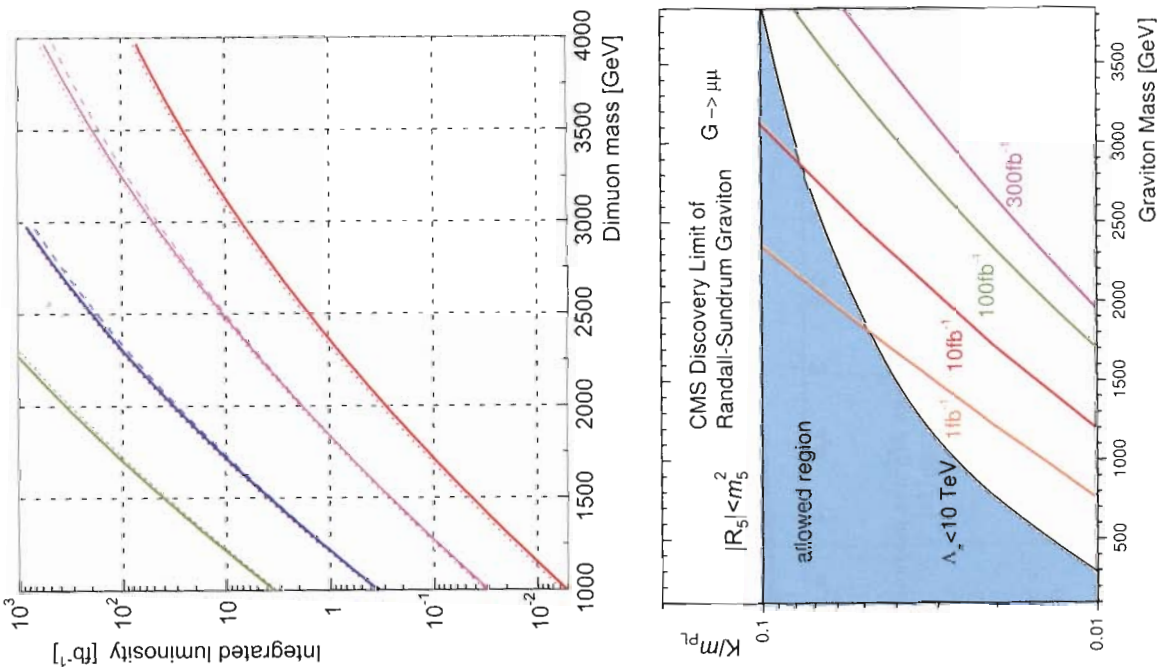


Рис. 22. Вверху потенциал открытия ( $5\sigma$ ) RS1 гравитона в моде распада  $\mu^+ \mu^-$  для различных величин  $s = 0,01, 0,02, 0,05$  и  $0,1$  (линии сверху вниз) для значений  $S_{eff}$  (сплошная линия),  $S_L$  (пунктирная линия) и  $S_{eff}$  (точки) [39]. Внизу линии уровня открытия ( $5\sigma$ ) в пространстве параметров (константа связи и масса гравитона) для различных интегральных светимостей

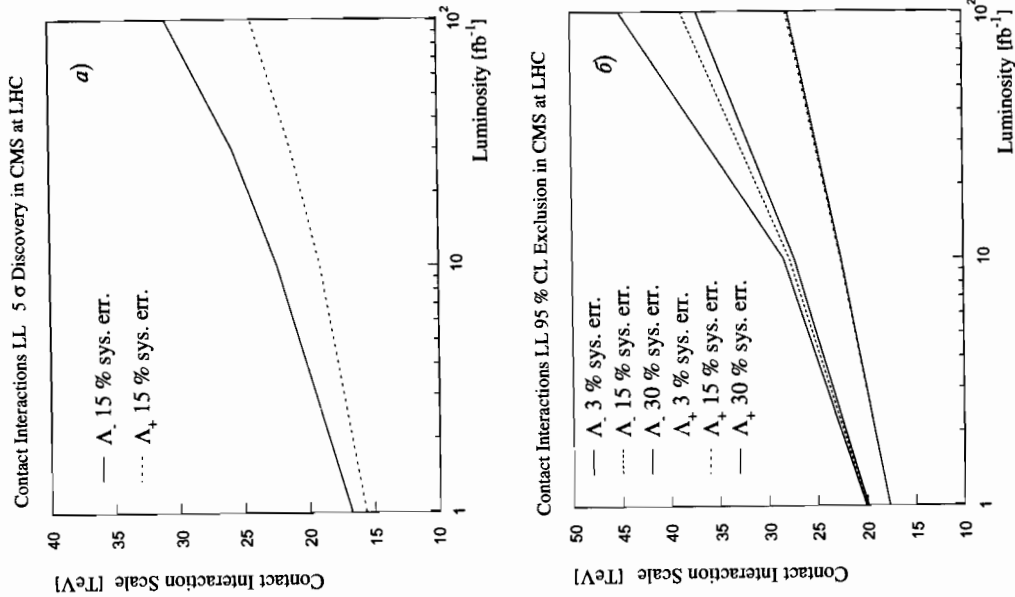


Рис. 8.14. Потенциал  $5\sigma$  открытия (а) и чувствительность на 95%-ном уровне доверия (б) для контактного взаимодействия в димюонном канале для различных интегральных светимостей и знаков интерференции [39]

В (8.61) подразумевается суммирование по всем кваркам и лептонам. Рассматривается процесс

$$pp \rightarrow \gamma^* / Z^* + \dots \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots \quad (8.62)$$

Взаимодействие (8.61) модифицирует предсказания SM для реакции (8.62), причем эффект отклонения от предсказаний SM растет с ростом инва-

риантной массы димюона. Сравнивая предсказания сечения димюонов в SM с предсказаниями сечений в модели с дополнительным контактным взаимодействием (8.61), можно ограничить либо открыть дополнительное контактное взаимодействие (8.61). Для интегральной светимости в  $100 \text{ fb}^{-1}$  БАК (CMS) способен на уровне  $2\sigma$  ограничить  $\Lambda_{\pm}$  на уровне  $\Lambda_+ (\Lambda_-) > 37 \text{ ТэВ}$  (43 ТэВ) [39], см. рис. 8.13 и рис. 8.14.

### 8.9. Двухструйные резонансы и поиск новой физики

В ряде моделей теории поля возможно рождение тяжелого резонанса (возбужденные кварки, аксиглюоны, колороны,  $E_6$  дикварки, цветные октеты, техниромезонные резонансы,  $W'$ ,  $Z'$ , массивные гравитоны и т. д.) вследствие столкновения двух кварков или глюонов с последующим их распадом на два кварк-антикварка или два глюона, что приводит к появлению резонансного пика в распределении инвариантных масс двух адронных струй. Так, например, модель с аксиглюонами основана на нарушении киральной цветовой группы  $SU_L(3) \otimes SU_R(3) \rightarrow SU_C(3)$ . В такой модели в результате спонтанного нарушения  $SU_L(3) \otimes SU_R(3)$  симметрии появляются массивные частицы спина 1 (аксиглюоны), являющиеся синглетами относительно цветовой группы  $SU_C(3)$ .

Взаимодействие аксиглюонов с кварками имеет вид

$$\mathcal{L} = g_s t_{ij}^a \bar{q}^i \gamma_5 \gamma_{\mu} A^{a\mu} q^j, \quad (8.63)$$

где  $t_{ij}^a = \lambda_{ij}^a / 2$  есть стандартная  $SU(3)$  цветовая матрица.

В силу сохранения  $P$ -четности аксиглюоны не могут распадаться на два глюона. Ширина распада аксиглюона на кварк-антикварковые пары определяется формулой

$$\Gamma_A = \frac{N_A \alpha_s M_A}{6}, \quad (8.64)$$

где  $N_A$  обозначает число открытых каналов: число кварков с массой меньшей  $M_A/2$ . В стандартной версии модели с аксиглюонами  $N_A = 5$  при  $M_A < 2m_t$  и  $N_A = 6$  при  $M_A > 2m_t$ . Численно  $\Gamma_A \approx 0,1 M_A$ .

На БАКе очевидное проявление аксиглюонов заключается в их рождении вследствие кварк-антикваркового слияния  $q\bar{q} \rightarrow g_A$  с последующим распадом аксиглюона на кварк-антикварковую пару  $g_A \rightarrow q'\bar{q}'$ , что экспериментально проявляется в наличии резонансной структуры в распределении двухструйных событий по инвариантной массе.

В табл. 8.3 представлены основные характеристики других моделей с новыми частицами, приводящими к резонансной структуре для двухструйных событий.

Результаты моделирования коллаборации CMS по определению потенциала открытия новой физики в двухструйных событиях представлены в табл. 8.4.

Таблица 8.3

Суммарная таблица свойств двухструйных резонансов

Частица	Обозначение	Четность, и спин ( $J^P$ )	Цветовой мультиплет	$\frac{\Gamma}{2M}$	Канал
аксиглоуон	$A$	аксиал-вектор ( $1^+$ )	октет	0,05	$q\bar{q}$
колорон	$C$	вектор ( $1^-$ )	октет	0,05	$q\bar{q}$
возбужденный кварк	$q^*$	фермион ( $(1/2)^+$ )	триплет	0,02	$qq$
октет техниро	$\rho_{TS}$	вектор ( $1^-$ )	октет	0,01	$q\bar{q}, gg$
$E_6$ дикварк	$D$	скаляр ( $0^+$ )	триплет	0,004	$ud$
тяжелый $W$	$W'$	вектор ( $1^-$ )	синглет	0,01	$q_1\bar{q}_2$
тяжелый $Z$	$Z'$	вектор ( $1^-$ )	синглет	0,01	$q\bar{q}$
RS-гравитон	$G$	тензор ( $2^-$ )	синглет	0,01	$q\bar{q}, gg$

Таблица 8.4

Чувствительность SMS-детектора к обнаружению двухструйных резонансов при различных светимостях с учетом систематических неопределенностей

Модель	95%-ный предел исключения на массу (ТэВ/ $c^2$ )		5 $\sigma$ предел открытия на массу (ТэВ/ $c^2$ )	
	100 пб $^{-1}$	10 фб $^{-1}$	100 пб $^{-1}$	10 фб $^{-1}$
возбужденный кварк	0,7–3,6	0,7–4,6	0,7–2,5	0,7–3,4
аксиглоуон или колорон	0,7–3,5	0,7–4,5	0,7–2,2	0,7–3,3
$E_6$ дикварк	0,7–4,0	0,7–5,4	0,8–2,0	0,8–3,7
цветовой октет техниро	0,7–2,4	0,7–3,3	0,7–1,5	0,7–2,2
RS-гравитон	0,7–1,1	0,7–1,1	N/A	N/A
$W'$	0,8–0,9	0,8–0,9	0,8–1,0	N/A
$Z'$	N/A	N/A	2,1–2,5	N/A

Как видно из табл. 8.4, возможно при полной светимости в  $10 \text{ фб}^{-1}$  получить ограничение на массу аксиглоуона вплоть до 5,3 ТэВ.

## 8.10. Технический цвет

Модели с техническим цветом [19, 160] являются альтернативой стандартному механизму Хитса в СМ $^3$ . В этих моделях вводится новое сильное взаимодействие, новые «технические кварки» и нарушение новой киральности.

<sup>3)</sup> Основная причина недавнего всплеска популярности таких моделей — надежда на решение проблемы иерархий.

ральной симметрии (в полной аналогии с нарушением  $SU_L(3) \otimes SU_R(3) \rightarrow SU(3)$  киральной симметрии) приводит к возникновению динамического механизма Хитса, причем «техниционы» играют роль бозона Хитса. В моделях с техническим цветом предсказывается существование «техниромезона»  $\rho_{TS}$  [19, 160]. Техниромезон  $\rho_{TS}$  может распадаться (в полной аналогии с  $\rho$ -мезоном) на  $W$ - и  $Z$ -бозоны

$$\rho_{TS} \rightarrow W + Z. \quad (8.65)$$

В работе [161] исследовалось рождение  $\rho_{TS}$  на БАКе в реакции  $pp \rightarrow \rho_{TS} + \dots$  с последующим распадом

$$\rho_{TS} \rightarrow W + Z \rightarrow ll + \nu, \quad (8.66)$$

что приводит к сигнатуре с тремя изолированными лептонами и  $E_{T}^{\text{miss}}$ . Основные фоны в СМ возникают от  $WZ, ZZ, tt$  и  $Zb\bar{b}$ . Анализ, проведенный в работе [39], показывает, что детектор CMS способен открывать  $\rho_{TS}$  с массой вплоть до 600 ГэВ при интегральной светимости в  $30 \text{ фб}^{-1}$ .

## 8.11. Поиск квазистабильных тяжелых заряженных частиц

Квазистабильные тяжелые заряженные частицы возникают во многих моделях. В этих моделях квазистабильные частицы обладают сохраняющимся или почти сохраняющимся глобальным квантовым числом, обеспечивающим их квазистабильность.

Квазистабильные слептоны (stau) предсказываются в рамках суперсимметричных моделей с нарушением суперсимметрии посредством калибровочной передачи взаимодействий [105], а также в моделях со сверхслабым нарушением  $R$ -четности [162] и в моделях с универсальными дополнительными размерностями [125, 130, 131].

Долгоживущие глюино  $\tilde{g}$  предсказываются в моделях с расщепленной суперсимметрией, в которых массы скварков и слептонов велики ( $\gg 1 \text{ ТэВ}$ ), а единственные суперсимметричные частицы в гэвной области это гайджино, глюино и хитсино.

Также в рамках модели МССМ с неуниверсальными массами скварков возможен сценарий, когда легчайший стоп-кварк имеет такую массу, что распады  $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$  кинематически запрещены, и только распад  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ , происходящий на однолетелевом уровне, разрешен. После своего рождения на БАКе как  $\tilde{g}$ , так и  $\tilde{t}_1$  адронизируются в метастабильные частицы путем сливания с легчайшими кварками или глюонами. Такие состояния называются  $R$ -адронами:  $\tilde{g}qqq, \tilde{g}\bar{q}q, \tilde{g}g$ .

Лептоноподобное заряженное состояние воспринимается как заряженный мюон, поскольку в треке измеряется его импульс и тяжелый заряженный лептон проходит, так же как и заряженный мюон, через электромагнитный и адронный калориметры с небольшой потерей энергии

в них. Принципиальное отличие тяжелого заряженного лептона от мюона заключается в том, что тяжелый лептон, как правило, является нерелятивистским или слаборелятивистским с  $\beta \leq 1$ , в то время как мюон является ультрарелятивистским. Итак, идентификация тяжелого лептона основывается на факте, что он может быть медленным ( $v < c$ ), но с достаточно большим импульсом ( $p \geq 100$  ГэВ), измеряемым в трекаре. Путем измерения времени пролета тяжелого лептона до мюонных камер [40] можно отличить тяжелый лептон от мюона и оценить его массу.

Для заряженных  $R$ -адронов путем измерения в каждом кремниевом слое трека энергии, оставленной частицей, можно измерить градиент изменения энергии  $dE/dx$ . Поскольку ионизация зависит от  $\beta = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ , то путем измерения  $dE/dx$  можно измерить  $\beta$ ; а именно  $\beta^{-1} \sim dE/dx$ . Результаты работы [40] показывают, что для широкого класса моделей детектор ATLAS способен открыть нерелятивистские заряженные частицы.

### 8.12. Поиск новых кварков

В ряде моделей типа «Little Higgs Model» [163] и других предполагается существование новых кварков с массой  $O(1)$  ТэВ. Новые кварки парно рождаются на БАКе в реакциях

$$q\bar{q} \rightarrow Q'\bar{Q}' \quad (8.67)$$

и

$$gg \rightarrow Q'\bar{Q}' \quad (8.68)$$

Возможно также и одиночное рождение новых кварков, причем сечение рождения в этом случае пропорционально квадрату соответствующей юкавской константы связи. Парное же сечение рождения новых кварков в основном зависит от массы тяжелых кварков и быстро падает с ее ростом. Например, парное сечение рождения  $\sigma(pp \rightarrow b'\bar{b}' + \dots)$  новых кварков  $b'$  с массой  $M_{b'} = 500$  ГэВ и зарядом  $Q_{b'} = -1/3$  приблизительно равно  $\sigma(pp \rightarrow b'\bar{b}' + \dots) \approx 2,5$  пб.

В работе [164] изучалась реакция рождения новых кварков с зарядом  $Q_{b'} = -1/3$ . Предполагалось, что распад  $b' \rightarrow tW$  является доминантным. Процесс  $pp \rightarrow b'\bar{b}' \rightarrow t\bar{t}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$  имеет уникальную экспериментальную сигнатуру в виде четырех  $W$ -бозонов в конечном состоянии. Путем отбора дилептонов одного знака или трилептонов, происходящих от распадов  $W$ -бозонов, исследовались сигнатуры

$$l^\pm l^\pm + 4 \text{ jets} + E_T^{\text{miss}} \quad (8.69)$$

и

$$lll + 2 \text{ jets} + E_T^{\text{miss}}, \quad (8.70)$$

имеющие минимальные по сравнению с другими фоны. Основные СМ-фоны идут от  $t\bar{t} + \text{jets}$ ,  $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}W + \text{jet}$ ,  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}Z + \text{jet}$ ,  $t\bar{t}W^+W^-$ . Исследование

проводилось для детектора CMS при начальной светимости в  $100 \text{ пб}^{-1}$ . При  $M_{b'} = 300$  ГэВ сигнал от  $b'$ -кварка может быть открыт на уровне  $7,5\sigma$  стандартных отклонений. На  $95\%$ -ном уровне достоверности при этой же светимости можно исключить существование  $b'$ -кварка с массой вплоть до 480 ГэВ. Напомним, что наилучшее ограничение, полученное на ускорителе Tevatron, на массу  $b'$ -кварка  $M_{b'} > 268$  ГэВ.

В модели «Little Higgs» [163], объясняющей проблему иерархий на деревном и однопетлевом уровне, предсказываются несколько новых частиц, а именно:

- новый тяжелый  $SU_L(2)$  синглетный кварк  $T$  с зарядом  $2/3$ ;
- новые тяжелые калибровочные бозоны  $W_H^\pm$ ,  $Z_H$ ,  $A_H$ ;
- новые тяжелые бозоны Хиггса, образующие  $SU_L(2)$  триплет  $\phi^0, \phi^+, \phi^{++}$ .

Новый кварк  $T$  может рождаться как парно, так и одиночно  $q\bar{b} \rightarrow q'T$  вследствие ненулевой юкавской константы связи, причем в модели «Little Higgs» при больших массах  $T$ -кварка одиночное рождение доминирует.

В работе [39] исследовалась возможность открытия  $T$ -кварка на детекторе CMS. Исследовался распад  $T \rightarrow tZ \rightarrow t'l^+\Gamma^-$ , приводящий в конечном состоянии к событиям  $l^+\Gamma^-$ . При этом рассматривалась лептонная мода  $t \rightarrow bW \rightarrow b\nu$  распада  $W$ -бозона. Конечная сигнатура при этом характеризуется тремя изолированными лептонами, одной  $b$ -адронной струей, одной просто адронной струей и ненулевой поперечной энергией, происходящей от недетектируемого нейтрино. Основные фоны протекают от лептонных распадов  $ZW$ ,  $ZZ$ ,  $WW$  и  $Zb\bar{b}$ . Результаты работы [39] показывают, что детектор CMS способен открыть  $T$ -кварк с массой 1 ТэВ при светимостях в интервале от  $40 \text{ фб}^{-1}$  до  $150 \text{ фб}^{-1}$  в зависимости от выбора юкавской константы связи.

### 8.13. Нарушение $R$ -четности

Большинство работ по суперсимметричной феноменологии предполагает, что МССМ сохраняет  $R$ -четность. Однако в настоящее время не существует глубокого теоретического обоснования сохранения  $R$ -четности. Феноменология суперсимметричных моделей с явным нарушением  $R$ -четности изучалась в работах [165]. Члены в суперпотенциале (6.23) нарушают барионное и лептонное числа и порождают недопустимо большую амплитуду для распада протона, подавленную только обратным квадратом массы скварка.  $R$ -четность запрещает опасные члены в суперпотенциале (6.23). Однако сохранение  $R$ -четности не является единственной возможностью при построении минимального расширения СМ. Несложно определить альтернативные к  $R$ -четности симметрии, которые допускают ненулевые взаимодействия в (6.23). Например, под действием преобразования

$$(Q, \bar{U}, \bar{D}) \rightarrow -(Q, \bar{U}, \bar{D}), \quad (L, \bar{E}, H_{1,2}) \rightarrow +(L, \bar{E}, H_{1,2}) \quad (8.71)$$



только кварковые суперполя меняют знак. Для суперпотенциала (6.25), инвариантного относительно преобразований (8.71), только последний член  $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$ , нарушающий барионное число, запрещен. Существуют аналогичные симметрии, запрещающие члены с нарушением лептонных чисел.

Итак, при прямом поиске суперсимметричных частиц феноменология сильно меняется при включении нарушающих  $R$ -четность членов в суперпотенциал. В общем случае как механизмы рождения, так и распады суперсимметричных частиц могут измениться. Помимо парного рождения суперсимметричных частиц появляется также возможность рождения  $R$ -суперсимметричных частиц. Если все суперсимметричные частицы распадаются нечетным состоянием. Если же суперсимметричные частицы распадаются внутри детектора, то мы можем больше не иметь стандартной сигнатуры с потерянными  $E_T^{\text{miss}}$ . ЛСЧ будет распадаться в основном на трехчастичные конечные состояния [165]. Однако за исключением ЛСЧ все другие частицы будут в основном распадаться, как и в модели МССМ, с сохранением  $R$ -четности. Рассмотрим случай, когда ЛСЧ распадается внутри детектора. Если лептонное число нарушается, то суперсимметричный сигнал будет содержать лептоны от распадов ЛСЧ  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu$ ,  $l q \bar{q}$  [165]. Если барионное число не сохраняется, то ЛСЧ будет распадаться на адронные струи,  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}q$ , приводя к событиям с большим количеством струй и без потерянной поперечной энергии. Весьма нетривиально извлечь такой сигнал из гигантского КХД-фона. Можно детектировать суперсимметричный сигнал, используя каскадные распады, содержащие лептоны, например:  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow qq\bar{q}l^+$ .

Заметим также, что можно сконструировать модель [162] с суперслабым нарушением  $R$ -четности и с относительно долгоживущим ( $\tau \sim 10^{-1} - 10^{-9}$  с) заряженным слептоном  $\tilde{\tau}_R$ , играющим роль ЛСЧ. Феноменология такой модели аналогична феноменологии GMSB (калибровочный перенос нарушения суперсимметрии) модели [105] с  $\tilde{\tau}_R$  в качестве следующей по массе за ЛСЧ суперчастицей<sup>4)</sup>.

### 8.14. $Z'$ -модели с непрерывно распределенной массой

В этом пункте мы рассмотрим модели векторного бозона  $Z'$  с непрерывно распределенной массой и обсудим возможные следствия для БАКа [167].

Рассмотрим лагранжиан Стюкельберга [168]

$$L_0 = \sum_{k=1}^N \left[ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu,k} F_{\mu\nu,k} + \frac{m_k^2}{2} (A_{\mu,k} - \partial_\mu \phi_k)^2 \right], \quad (8.72)$$

<sup>4)</sup> Напомним, что в модели GMSB гравитино  $\tilde{G}$  становится ЛСЧ. Нейтрально  $\tilde{\chi}_1^0$  или слептон  $\tilde{\tau}_R$  могут по массе следовать за ЛСЧ и быть долгоживущими частицами.  $\tilde{\tau}_R$  будет выглядеть как «тяжелый мюон», пересекающий детектор со скоростью значительно меньшей, чем скорость света. Можно измерить его время пролета и, следовательно, вычислить массу  $m_{\tilde{\tau}_R}$  [40, 166].

где  $F_{\mu\nu,k} = \partial_\mu A_{\nu,k} - \partial_\nu A_{\mu,k}$ . Лагранжиан (8.72) инвариантен относительно калибровочных преобразований

$$A_{\mu,k} \rightarrow A_{\mu,k} + \partial_\mu \alpha_k, \quad (8.73)$$

$$\phi_k \rightarrow \phi_k + \alpha_k. \quad (8.74)$$

Лагранжиан (8.72) описывает  $N$  свободных массивных векторных полей с массами  $m_k$ . Для поля  $B_\mu = \sum_{k=1}^N c_k A_{\mu,k}$  пропагатор в поперечной калибровке имеет вид

$$D_{\mu\nu}(p) = \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) \left( \sum_{k=1}^N \frac{|c_k|^2}{p^2 - m_k^2} \right). \quad (8.75)$$

В пределе  $N \rightarrow \infty$

$$D_{\mu\nu}(p) \rightarrow \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) D_{\text{int}}(p^2), \quad (8.76)$$

где

$$D_{\text{int}}(p^2) = \int_0^\infty \frac{\rho(t)}{p^2 - t + i\epsilon} dt \quad (8.77)$$

и  $\rho(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} |c_k^2| \delta(t - m_k^2) \geq 0$ . Взаимодействие поля  $B_\mu$  с фермионным полем  $\psi$  можно ввести стандартным способом, а именно

$$L_{\text{int}} = e \bar{\psi} \gamma_\mu \psi B^\mu. \quad (8.78)$$

Правила Фейнмана для такой модели совпадают с правилами Фейнмана для квантовой электродинамики за исключением замены фотонного пропагатора

$$D_{\mu\nu}^{tr}(p) = \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) \frac{1}{p^2} \rightarrow \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) D_{\text{int}}(p^2). \quad (8.79)$$

Рассматриваемое обобщение квантовой электродинамики сохраняет свойство перенормируемости при конечных  $\int_0^\infty \rho(t) dt$ , поскольку ультрафиолетовая асимптотика  $D_{\text{int}}(p^2)$  совпадает с фотонным пропагатором  $1/p^2$ .

Заметим, что для спектральной плотности  $\rho(t) \sim t^{\delta-1}$  мы воспроизводим случай «нечастичицы» с пропагатором  $\sim 1/(p^2)^{1-\delta}$ . Для пропагатора  $D_{\text{int}}(p^2)^{\delta} = \frac{1}{p^2} + \frac{1}{(p^2 - M^2)}$  мы получаем обобщение квантовой электродинамики с дополнителем массивным векторным полем. Рассмотрим модель со спектральной плотностью

$$\rho(t) = k(t - t_1)(-t + t_2), \quad (8.80)$$

$t_1 \leq t \leq t_2$ ,  $\rho(t) = 0$ ,  $t \geq t_2$  или  $t \leq t_1$ . Коэффициент  $k$  определяется из условия нормировки  $\int_0^{\infty} \rho(t) dt = 1$  и равен  $k = \frac{6}{(t_2 - t_1)^3}$ . Для спек-

тральной плотности (8.80) пропагатор  $D_{\text{int}}(p^2)$  имеет вид

$$D_{\text{int}}(p^2) = k \left[ -\bar{t}_1 \bar{t}_2 \ln \frac{\bar{t}_2}{\bar{t}_1} + \frac{1}{2}(\bar{t}_1^2 - \bar{t}_2^2) \right], \quad (8.81)$$

где  $\bar{t}_1 = t_1 - p^2$  и  $\bar{t}_2 = t_2 - p^2$ . В пределе  $t_1 \rightarrow t_2$  спектральная плотность  $\rho(t) \rightarrow \delta(t - t_1)$ ,  $D_{\text{int}}(p^2) \rightarrow \frac{1}{p^2 - t_1}$  и модель с таким пропагатором описывает взаимодействие массивного векторного поля с фермионами. Следует подчеркнуть, что пропагатор (8.81) не содержит сингулярностей в комплексной плоскости  $p^2$  в отличие от стандартного пропагатора  $\frac{1}{p^2 - t_1}$ , имеющего полюсную сингулярность при  $p^2 = t_1$ . Рассмотрим второй пример спектральной плотности  $\rho(t)$ , основанной на близкой аналогии с брейт-вигнеровским пропагатором  $D_{\Gamma}(p^2) = \frac{1}{p^2 - m^2 + i\Gamma m}$ , учитывая-  
ющим конечную ширину распада векторного бозона. Справедливо следу-  
ющее приближенное равенство

$$\frac{1}{p^2 - m^2 + im\Gamma_{\text{int}}} \approx \int_0^{\infty} \frac{\rho(t) dt}{p^2 - t - i\epsilon}, \quad (8.82)$$

где

$$\rho(t) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\text{int}} m}{(t - m^2)^2 + \Gamma_{\text{int}}^2 m^2}. \quad (8.83)$$

Из равенства (8.82) можно сделать вывод, что векторную частицу с непрерывной распределенной массой можно рассматривать как векторную частицу с некоторой ненулевой внутренней шириной распада  $\Gamma_{\text{int}}$ .

Для широкого класса моделей с дополнительными векторным бозоном  $Z'$  типичная полная ширина  $Z'$ -бозона  $\Gamma_{\text{tot}} = O(1\%)M_{Z'}$ . Для модели  $Z_{SSM}$  отношение  $\Gamma/M$  максимально ( $(\Gamma/M)_{SSM} = 0,03$ ) среди широкого класса  $Z'$  моделей. Типичные разрешения дилептонных масс

$$pp \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots, \quad (8.84)$$

$$pp \rightarrow e^+ e^- + \dots \quad (8.85)$$

составляют 4% (2%) для  $M_{Z'} = 1$  ТэВ,  $\mu^+ \mu^-$  ( $e^+ e^-$ ), CMS-детектор [39]. Для детектора ATLAS [40] разрешения по инвариантным массам аналогичны. Это означает, что для GUT-моделей  $Z'$ -бозона БАК не способен

измерить полную ширину распада  $Z'$ -бозона. Для  $Z'$ -бозона с непрерывно распределенной массой и внутренней шириной распада  $\Gamma_{\text{int}}$  большей, чем  $\mu^+ \mu^-$  и  $e^+ e^-$  разрешения детекторов по инвариантной массе, можно измерить внутреннюю ширину  $\Gamma_{\text{int}}$  и тем самым различить модель с непрерывно распределенной массой от GUT-моделей  $Z'$ -бозона, предсказывающих относительно маленькую ширину его распада. Заметим, что путем введения дополнительного нейтрального массивного фермиона  $\nu_M$ , взаимодействующего с  $Z'$ -бозоном как

$$\mathcal{L}_I = \frac{1}{2} \bar{\nu}_M [\gamma^\mu (1 - \gamma_5) g_{M_L} + \gamma^\mu (1 + \gamma_5) g_{M_R}] \nu_M Z'_\mu,$$

можно добиться при больших константах связей  $g_{M_L}$ ,  $g_{M_R}$ ,  $g_{M_R}$ , чтобы невидимый канал распада  $Z' \rightarrow \nu_M \bar{\nu}_M$  доминировал. Эта модель с дополнительным нейтральным фермионом  $\nu_M$  по своим предсказаниям очень похожа на модель  $Z'$ -бозона с непрерывно распределенной массой.

Существует два очевидных наблюдаемых эффекта, связанных с ненулевым значением  $\Gamma_{\text{int}}$  для БАКа.

Для реакции

$$pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow l^+ l^- + \dots \quad (8.86)$$

сечение представимо в виде

$$\sigma(pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow l^+ l^- + \dots) = \sigma(pp \rightarrow Z' + \dots) \cdot Br(Z' \rightarrow l^+ l^-). \quad (8.87)$$

Для случая, когда  $Z'$  имеет дополнительную «внутреннюю» ширину  $\Gamma_{\text{int}}$ , имеется дополнительный фактор подавления для сечения (8.87), связанный с ненулевой  $\Gamma_{\text{int}}$ , а именно

$$Br(Z' \rightarrow l^+ l^-) \rightarrow Br(Z' \rightarrow l^+ l^-) \cdot \frac{\Gamma_{Z'}}{\Gamma_{Z'} + \Gamma_{\text{int}}}. \quad (8.88)$$

Другим дополнительным фактором, усложняющим открытие на БАКе того  $Z'$ -бозона, является то, что при большой ширине  $\Gamma_{\text{int}}$   $Z'$ -бозон становится широким, что увеличивает интервал усреднения по инвариантной массе  $l^+ l^-$ , что, в свою очередь, приводит к увеличению СМ-фона. Таким образом, открытие широкого резонанса в процессе  $pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow l^+ l^- + \dots$  могло бы стать указанием (не доказательством) в пользу существования внутренней ширины у  $Z'$ -бозона.

Расчеты показывают [167], что при относительно маленьких массах  $Z'$ -бозона ( $M_{Z'} \leq 2$  ТэВ) и  $\Gamma_{\text{int}}/M_{Z'} = O(0,1)$  БАК способен открыть такие широкие  $Z'$  резонансы.



## Заключение

Стандартная модель предсказывает существование фундаментальной бесспиновой частицы — бозона Хиггса, являющейся ключевой частицей на пути к пониманию механизма генерации масс фермионов и электро-слабых  $W$ - и  $Z$ -бозонов. Поиск бозона Хиггса — последней неоткрытой частицы СМ — является одной из основных задач БАКа. БАК способен открыть бозон Хиггса и проверить его основные свойства. Экспериментальное открытие бозона Хиггса будет триумфом идеи перенормируемости в локальной квантовой теории поля (в некотором смысле это будет «экспериментальным доказательством» перенормируемости электрослабых взаимодействий). БАК будет способен открыть суперсимметрию с массами скварков и глюино вплоть до 2,5 ТэВ. Также существует ненулевая вероятность открыть что-то новое помимо СМ и МССМ (дополнительные размерности,  $Z'$ -бозоны,  $W'$ -бозоны, составность).

В любом случае после БАКа мы будем знать механизм нарушения электрослабой калибровочной симметрии (бозон Хиггса или что-то более экзотическое?) и основные элементы структуры материи на гэвном масштабе.

Авторы выражают благодарность коллегам из теоретического отдела ИЯИ РАН за полезные обсуждения, а также С. И. Битюкову за помощь в подготовке набора рукописи.

## Приложения

### I. Партоновая модель

В партоновой модели [33], используемой для вычисления сечений в области больших переданных импульсов, протон с большой энергией рассматривается как «пучок», составленный из кварков, антикварков и глюонов. Сечение рассеяния для инклюзивной реакции

$$a + b \rightarrow c + \text{anything} \quad (\text{П.1})$$

в партоновой модели имеет вид [33]

$$d\sigma(a + b \rightarrow c + X) = \sum_{\text{partons: } i, j} f_i^{(a)} f_j^{(b)} d\hat{\sigma}(i + j \rightarrow c + X'), \quad (\text{П.2})$$

где  $f_i^{(a)}$  есть вероятность нахождения составляющей  $i$  в адроне  $a$  и  $d\hat{\sigma}(i + j \rightarrow c + X')$  есть сечение элементарного процесса, приводящего к конечному состоянию  $c + \text{anything}$ . Партоновая модель приводит во многих случаях к надежной оценке сечений. Для количественного описания инклюзивных сечений необходимо знание двух ингредиентов: элементарного сечения и партонных распределений. Элементарное сечение вычисляется в рамках теории возмущений. При заданном масштабе партоновое распределение можно извлечь из данных по глубоконеупругому лептон-адронному рассеянию. Эволюция этих распределений к масштабам больших переданных импульсов определяется пертурбативной КХД.

Итак, основная идея партоновой модели состоит в рассмотрении высокоэнергетичного протона как совокупности квазисвободных партонов, несущих некоторую долю импульса протона. Тем самым мы рассматриваем протон с импульсом  $P_z$  как составленный из партонов с продольным импульсом  $x_i P_z$ , где доля импульса  $x_i$  удовлетворяет очевидным соотношениям

$$0 \leq x_i \leq 1, \quad (\text{П.3})$$

$$\sum_{\text{partons } i} x_i = 1. \quad (\text{П.4})$$

Определим инвариантную массу системы партонов  $i, j$  как

$$\sqrt{s} = \sqrt{sT} \quad (\text{П.5})$$

и их продольный импульс в адрон-адронной системе центра масс как

$$p = \frac{x\sqrt{s}}{2}. \quad (\text{П.6})$$

Кинематические переменные  $x_{a,b}$  элементарного процесса связаны с переменными адронного процесса соотношениями

$$x_{a,b} = \frac{1}{2} [(x^2 + 4\tau)^{1/2} \pm x], \quad (\text{П.7})$$

$$x_a x_b = \tau, \quad (\text{П.8})$$

$$x_a - x_b = x. \quad (\text{П.9})$$

Партоновая модель, описанная выше, не учитывает эффекты, связанные с сильными взаимодействиями. Наиболее важная модификация партоновой модели, связанная с учетом КХД-эффектов, заключается в том, что партонные распределения  $f_i^{(a)}(x_a)$  начинают зависеть от переданных импульсов. В ведущем логарифмическом приближении эти поправки не зависят от конкретного процесса и могут быть учтены путем замены

$$f_i^{(a)}(x_a) \rightarrow f_i^{(a)}(x_a, Q^2). \quad (\text{П.10})$$

Существует некоторая неопределенность в выборе масштаба  $Q^2$  для заданного процесса. По порядку величины  $Q^2 = O(\bar{s})$ . Знание поправок теории возмущений к ведущему приближению позволяет фиксировать величину  $Q^2$  [31]. Численно в большинстве известных случаев учет высших поправок теории возмущений приводит к увеличению сечений в 1,5–2 раза [31].

Для вычисления сечений на БАКе необходимо знать партонные распределения как функции переменных  $x$  и  $Q^2$ . Так, например, для изучения процесса с характерной массой  $M$  необходимо знать партонные распределения при  $Q^2 = M^2$  и  $x \geq M^2/s$ . Типичный импульс партона, дающий вклад в этот процесс, это  $x \approx M/\sqrt{s}$ . Если мы интересуемся массами  $M \geq O(100)$  ГэВ, то для БАКа это соответствует партонам с  $x \geq O(10^{-2})$  и  $Q^2 \geq O(10^4)$  ГэВ<sup>2</sup>.

Используя уравнение эволюции, можно связать партонные распределения с импульсами  $Q^2$  и  $Q_0^2$ . Партонные распределения с импульсом  $Q_0^2 = O(1)$  ГэВ<sup>2</sup> определяются из экспериментальных данных по глубокому неупругому легтон-адронному рассеянию. Общепринято параметризовать партонные распределения как распределения кварков плюс распределение глюонов.

Итак протон содержит:

- 1) *u* кварки:  $u(x, Q^2)$ ;
- 2) *d* и *down* кварки:  $d(x, Q^2)$ ;
- 3) *u* и *антикварки*:  $\bar{u}(x, Q^2)$ ;
- 4) *d* и *антикварки*:  $\bar{d}(x, Q^2)$ ;
- 5) *странные, очарованные... кварки и антикварки*:  $s(x, Q^2), c(x, Q^2), \dots$ ;
- 6) *глюоны*:  $G(x, Q^2)$ .

Квантовые числа протона определяются валентными кварками, распределения которых удовлетворяют правилам сумм

$$\int_0^1 dx [u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)] = 2, \quad (\text{П.11})$$

$$\int_0^1 dx [d(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)] = 1. \quad (\text{П.12})$$

Партонные распределения также удовлетворяют импульсному правилу сумм

$$\int_0^1 dx x [u + \bar{d} + G + (\bar{u} + \bar{d} + s + \bar{s} + \dots)] = 1. \quad (\text{П.13})$$

Существует несколько параметризаций партонных распределений [169].

Как уже отмечалось ранее, партонные распределения необходимы для вычисления сечений при больших переданных импульсах (массах). Оказывается, что, как правило, сечения зависят от неких комбинаций структурных функций — так называемых партон-партоновых светимостей. А именно, дифференциальное сечение для реакции

$$a + b \rightarrow \alpha + \text{anything} \quad (\text{П.14})$$

представимо в виде

$$\frac{d\sigma}{d\tau}(a + b \rightarrow \alpha + X) = \sum_{ij} \frac{dL_{ij}}{d\tau} \hat{\sigma}(ij \rightarrow \alpha), \quad (\text{П.15})$$

где  $\tau = \bar{s}/s$ ,  $\hat{\sigma}(ij \rightarrow \alpha)$  есть сечение соответствующего процесса и

$$\frac{dL_{ij}}{d\tau} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int_{\tau}^1 dx \frac{[f_i^{(a)}(x, Q^2) f_j^{(b)}(\frac{\tau}{x}, Q^2) + f_j^{(a)}(x, Q^2) f_i^{(b)}(\frac{\tau}{x}, Q^2)]}{x}. \quad (\text{П.16})$$

Здесь  $f_i^{(a)}(x, Q^2)$  есть распределение числа партонов типа  $i$ , несущих долю импульса  $x$  в адроне  $a$ . Процессы с большим переданным импульсом, являющиеся наиболее интересными для БАКа, имеют масштабнo-инвариантное сечение элементарного процесса

$$\sigma(\bar{s}) = \frac{c}{\bar{s}}. \quad (\text{П.17})$$

Для сильнодействующего процесса, такого как парное рождение струи,  $c = O((\alpha_s/\pi)^2)$ . Сечение резонансного рождения пропорционально  $\tau \frac{dL}{s d\tau}$ . Поэтому величина  $\frac{\tau dL}{s d\tau}$ , имеющая размерность сечения, является

Таблица П.1

Коэффициенты  $A_i$ ,  $i = 1, 5$ 

	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$
$d_0$	1,4473	0,6160	4,9670	-0,8408	0,4031	3,0000
$u_0$	1,7199	0,5526	2,9009	-2,3502	1,6123	1,5917
$g$	30,4571	0,5100	2,3823	4,3945	2,3550	-3,0000
$\bar{u} + \bar{d}$	0,0616	-0,2990	7,7170	-0,5283	4,7539	0,6137
$s = \bar{s}$	0,0123	-0,2990	7,7170	-0,5283	4,7539	0,6137
$\bar{d}/\bar{u}$	33657,8	4,2767	14,8586	17,0000	8,6408	—

полезной величиной, характеризующей потенциал открытия адронного коллайдера при данной энергии и данной адрон-адронной светимости.

В настоящее время широко используется набор распределений партонов функций STEQ6 [170, 171]. Он соответствует низкоэнергетическому масштабу  $\mu = Q_0 = 1,3$  ГэВ. Функциональная форма распределений фиксируется в виде

$$xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3 x} (1+e^{A_4} x)^{A_5}, \quad (\text{П.18})$$

причем независимые комбинации для партонов ароматов берутся для  $u_v \equiv u - \bar{u}$ ,  $d_v \equiv d - \bar{d}$ ,  $g$  и  $\bar{u} + \bar{d}$ . Предполагается, что  $s = \bar{s} = 0,2(\bar{u} + \bar{d})$ . Отношение  $\bar{d}/\bar{u}$  параметризуется как сумма двух членов

$$\frac{\bar{d}(x, Q_0^2)}{\bar{u}(x, Q_0^2)} = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} + (1+A_3 x)(1-x)^{A_1}.$$

Коэффициенты  $A_i$  представлены в табл. П.1 [171].

## II. Генераторы Монте-Карло

Как результат столкновений протонов, БАК будет создавать события, состоящие из лептонов и адронов. Эти события в виде лептонов и адронов будут регистрироваться на детекторах CMS и ATLAS, а наиболее интересные из них будут отбираться системой сбора данных. На уровне компьютерного моделирования генераторы событий типа Herwig [172] и PYTHIA [173] играют роль БАКа для столкновений протонов, а программы компьютерного моделирования детекторов типа GEANT4 [174] играют роль детекторов CMS и ATLAS. Генераторы событий типа Herwig или PYTHIA позволяют оценить как фоновые события, т. е. события в рамках SM, так и сигнальные события, т. е. события с участием новой физики. А именно, генераторы событий обеспечивают детальное описание конечного состояния в терминах адронов и лептонов, что крайне важно

для оптимизации детекторов и поиска новой физики. Следует, однако, подчеркнуть, что генераторы событий не основаны целиком на принципах, введенных из SM, а используют, особенно на конечном этапе, феноменологические модели адронизации. Генераторы событий называются монте-карловскими, поскольку детальная структура событий, получающихся в результате адрон-адронных столкновений, имеет случайный характер, так как она (структура событий) получена на основе использования генератора случайных чисел.

Основы «приготовления» событий с помощью генераторов Монте-Карло могут быть сформулированы следующим образом.

- Первоначальные адроны приходят в точку столкновения. Каждый адрон можно рассматривать при этом как совокупность партонов — кварков и глюонов.
- Столкновения между двумя партонами приводят к жесткому процессу, представляющему интерес, который может быть либо стандартным процессом типа  $u\bar{d} \rightarrow u\bar{d}$ ,  $\bar{u}u \rightarrow Z$ , либо новым процессом типа  $g\bar{g} \rightarrow H$ ,  $g\bar{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ . Жесткие процессы составляют малую часть полного неупругого сечения, в формирование которого основной вклад дают процессы с мягкими адронными струями или процессы дифракционного типа с малым поперечным импульсом. Эти процессы с малыми поперечными импульсами невозможно, по крайней мере на сегодняшний день, надежно вычислить в рамках SM. Только сечение процессов с большими поперечными импульсами вследствие свойства асимптотической свободы КХД можно надежно предсказывать в рамках теории возмущений.
- Столкновение подразумевает, что ускоренный цвет (так же как и электрические заряды) излучает глюоны и кварк-антикварковые пары. Излучения можно классифицировать как первоначальное излучение сталкивающихся протонов (ISR) и излучение конечных партонов после жесткого соударения (FSR). Эти два типа излучений можно моделировать с помощью пространственноподобных партонных линий и временноподобных партонных линий соответственно.
- Необходимо также учитывать множественные взаимодействия партонов, поскольку адрон состоит из нескольких партонов.
- Каждое из последующих столкновений может быть ассоциировано как с ISR, так и с FSR. Сталкивающиеся партоны несут только часть энергии сталкивающихся адронов, и, как правило, большая часть энергии остается в остатках пучков, которые продолжают двигаться в основном в первоначальных направлениях. Эти остатки от адронов несут цвет, который компенсируется цветом от сталкивающихся партонов.
- На малых расстояниях, когда сталкивающиеся партоны находятся вблизи друг от друга, свойство асимптотической свободы позволяет надежно

рассчитывать жесткое партон-партонное рассеяние. Однако, по мере разлета партон, силы конфайнмента возрастают. Эффекты конфайнмента или адронизации в настоящее время не могут быть последовательно вычислены на основе лагранжиана КХД, т. е. из первых принципов. Поэтому необходимо привлекать к рассмотрению модели конфайнмента (модели адронизации). Одна из моделей конфайнмента состоит в том, что поле конфайнмента распределено в виде «узкой трубки» между цветным зарядом и антицветным зарядом. Такая цветная трубка между кварком и антикварком может рваться, т. е. при удалении кварка и антикварка друг от друга цветовая трубка может порваться и, как результат такого процесса, рождаются бесцветные адроны. Такой процесс называется адронизацией.

- Многие из первоначально рождающихся адронов нестабильны, причем некоторые из них ( $B$ -мезоны, ...) достаточно долгоживущие. В связи с этим необходимо, чтобы моделирование на уровне генератора событий было скоррелировано с моделированием на уровне детектора.

Использование метода Монте-Карло позволяет последовательно реализовать изложенную выше схему. А именно, схематически, сечение рождения частиц может быть представлено в виде

$$\sigma_{\text{final state}} = \sigma_{\text{hard process}} \cdot P_{\text{tot, hard process} \rightarrow \text{final state}}$$

В силу свойства асимптотической свободы КХД сечение жесткого процесса  $\sigma_{\text{hard process}}$  можно надежно вычислить в рамках КХД. Вероятность же превращения жестких процессов в конечные состояния разбивается на два множителя

$$P_{\text{tot, hard process} \rightarrow \text{final state}} = P_{\text{tot, hard process} \rightarrow \text{parton shower}} \cdot P_{\text{parton shower} \rightarrow \text{final state}} \quad (\text{П.19})$$

Первый множитель описывает процесс излучения из жесткого процесса «мягких» партон, второй же множитель описывает превращение из ансамбля партон в совокупность адронов конечного состояния (процесс адронизации).

Процесс превращения жестких адронов  $P_{\text{tot, hard process} \rightarrow \text{parton shower}}$  может быть разбит на элементарные процессы  $q \rightarrow qg, g \rightarrow gg$  и  $g \rightarrow q\bar{q}$ , причем вероятности удовлетворяют уравнениям DGLAP [32]:

$$dP_{a \rightarrow bc} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{dQ^2}{Q^2} P_{a \rightarrow bc}(z) dz, \quad (\text{П.20})$$

$$P_{q \rightarrow gq} = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}, \quad (\text{П.21})$$

$$P_{g \rightarrow gg} = 3 \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}, \quad (\text{П.22})$$

где

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}} = \frac{n_f}{2} (z^2 + (1-z)^2), \quad (\text{П.23})$$

$n_f$  — число ароматов кварков, а  $z$  — доля энергии партона 2 в процессе  $1 \rightarrow 2 + 3$  по отношению к энергии партона 1.

Итак, в рамках подхода партонных ливней ненулевая вероятность единичного процесса  $q \rightarrow qg$  приводит к ненулевой вероятности нескольких последовательных процессов типа

$$q \rightarrow qg \rightarrow (q \rightarrow qg)g \rightarrow (q \rightarrow qg)g \rightarrow \dots$$

### III. Оценка значимости в условиях будущих экспериментов

Как известно, количество событий с заданными свойствами (удовлетворяющих экспериментальным ограничениям (обрезаниям)) на суперколлайдере распределено по закону Пуассона

$$P(n, \langle n \rangle) = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}, \quad (\text{П.24})$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , а  $\langle n \rangle = \mathcal{L}_{\text{tot}} \cdot \sigma_A$ . Здесь  $\mathcal{L}_{\text{tot}}$  — интегральная светимость, а  $\sigma_A$  — сечение заданного процесса с обрезаниями  $A$  (например, сечение рождения мюонов с поперечным импульсом  $|\vec{p}_T| > 100 \text{ ГэВ}$ ). В рамках СМ мы, как правило, знаем (разумеется, с какой-то точностью)  $\sigma_A$ , т. е.  $\langle n \rangle$ . Обычно  $\langle n \rangle$  называется количеством фоновых событий  $\langle n \rangle \equiv n_B$ . В условиях, когда мы ищем новую физику вне рамок СМ (суперсимметрия, дополнительные размерности,  $Z'$ -бозоны, ...) к фоновым событиям добавляются сигнальные события  $n_B \rightarrow n_B + n_S \equiv \mathcal{L}_{\text{tot}}(\sigma_B + \sigma_S)$  и основная задача эксперимента сводится к оценкам параметра  $\langle n \rangle$  в распределении Пуассона (П.24) и в ответе на вопрос: экспериментальные данные согласуются с СМ или указывают на существование новой физики? В условиях реального эксперимента, когда число событий  $n_0$  фиксировано, его сравнивают с количеством событий  $n_B$ , предсказанных СМ, и определяют значимость как

$$S = \frac{|n_0 - n_B|}{\sqrt{n_B}}$$

В пределе большого  $\langle n \rangle$  распределение Пуассона приближенно описывается распределением Гаусса со средним  $x_0 = \langle n \rangle$  и среднеквадратическим отклонением  $\sigma = \sqrt{\langle n \rangle}$ . Обычно в случае  $S \leq 2$  говорят, что эксперимент на уровне 95%-ной достоверности подтверждает СМ. В случае  $S > 2$  это уже является наличием как минимум указания в пользу существования новой физики. Общепринято говорить об открытии новой физики, когда значимость  $S > 5$ , что означает, что вероятность появления  $n_0$  событий с помощью  $n_B$  фоновых событий меньше  $2,9 \cdot 10^{-7}$ .

В случае, когда мы тестируем гипотезу о существовании новой физики, мы должны сравнивать наблюдаемое количество событий  $n_0$  с  $n_B + n_S$  и значимость здесь можно определить как

$$S = \frac{|n_0 - n_B - n_S|}{\sqrt{n_B + n_S}}.$$

Если  $S \leq 2$ , то можно на уровне 95%-ной достоверности говорить о подтверждении существования новой физики или как минимум о том, что данные не противоречат гипотезе о существовании новой физики.

В условиях будущих экспериментов, когда количество событий  $n_0$  еще не измерено, а известны лишь средние значения ожидаемого числа фоновых и сигнальных событий  $n_B$  и  $n_S$ , встает вопрос: какова перспектива открытия новой физики при условии, что известны  $n_B$  и  $n_S$ . Иными словами, предположим, что мы знаем, что справедлива новая физика со средним количеством событий  $n_B + n_S$ . Какова тогда вероятность открытия новой физики или какая значимость будет измерена в условиях будущего эксперимента?

В литературе широко представлены 2 разных значимости. Первая значимость основана на методе максимального правдоподобия

$$S_L = \sqrt{|2 \ln Q|}, \quad \text{где} \quad Q = \frac{L_{B+S}}{L_S}.$$

Этот подход приводит к значимости [175]

$$S_{cL} = \sqrt{2(n_S + n_B) \ln \left( 1 + \frac{n_S}{n_B} \right) - 2n_S}.$$

Вторая значимость  $S_{c12}$  [176], основанная на частотном подходе, определяется выражением

$$S_{c12} = 2(\sqrt{n_S + n_B} - \sqrt{n_B}).$$

Заметим, что в пределе больших  $n_B \gg n_S$  обе значимости совпадают:

$$S_{cL} \approx S_{c12} \approx \frac{n_S}{\sqrt{n_B}}.$$

В случае наличия систематических ошибок  $\Delta n_B$  (неточное знание фона) значимость  $S_{c12}$  обобщается как

$$S_{c12} = 2(\sqrt{n_S + n_B} - \sqrt{n_B}) \cdot \sqrt{\frac{n_B}{n_B + (\Delta n_B)^2}}.$$

#### IV. Естественная система единиц

В «естественной» системе единиц постоянная Планка, скорость света и константа Больцмана полагаются равными единице,

$$\hbar = c = k_B = 1.$$

В этой системе единиц масса, энергия и температура имеют одинаковую размерность. В качестве единицы измерения массы и энергии обычно выбирают 1 ГэВ, тогда масса протона равна 0,938 ГэВ. Время и длина в естественной системе единиц имеют размерность ГэВ<sup>-1</sup>, при этом справедливы следующие соотношения:

$$1 \text{ ГэВ} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 1,16 \cdot 10^{13} \text{ К};$$

$$1 \text{ ГэВ}^{-1} = 2,0 \cdot 10^{-14} \text{ см} = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ с};$$

$$1 \text{ ГэВ}^3 = 1,3 \cdot 10^{41} \text{ см}^{-3};$$

$$1 \text{ ГэВ}^4 = 2,1 \cdot 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}.$$

В естественной системе единиц ньютоновская гравитационная постоянная  $\gamma$  имеет размерность  $M^{-2}$ , что следует из закона всемирного тяготения Ньютона

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Удобно ввести планковскую массу  $M_{PL}^2$  соотношением  $\gamma = 1/M_{PL}^2$ . Численно  $M_{PL} = 1,2 \cdot 10^{19}$  ГэВ, а планковские длина, время и масса равны, соответственно:

$$l_{PL} = \frac{1}{M_{PL}} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}, \quad t_{PL} = \frac{1}{M_{PL}} = 5,4 \cdot 10^{-44} \text{ с},$$

$$M_{PL} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г}.$$

Общепринятыми величинами для определения сечений в физике высоких энергий являются:

$$1 \text{ мб} = 10^{-3} \text{ б} = 10^{-27} \text{ см}^2; \quad 1 \text{ мкб} = 10^{-3} \text{ мб} = 10^{-30} \text{ см}^2;$$

$$1 \text{ нб} = 10^{-3} \text{ мкб} = 10^3 \text{ см}^2; \quad 1 \text{ пб} = 10^{-3} \text{ нб} = 10^{-36} \text{ см}^2;$$

$$1 \text{ фб} = 10^{-3} \text{ пб} = 10^{-39} \text{ см}^2.$$

В естественной системе единиц

$$1 \text{ мб} = 2,5 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad 1 \text{ пб} = 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-2} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ ТэВ}^{-2}.$$

#### V. Потенциал открытия БАКа при полной энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

В 2010–2011 гг. БАК будет работать с полной энергией сталкивающихся пучков  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ<sup>1)</sup> с увеличением ее в последующие годы до  $\sqrt{s} = (10–14)$  ТэВ. Максимальная интегральная светимость, которую эксперименты CMS и ATLAS способны набрать за 2010–2011 гг., оценивается

<sup>1)</sup> Оценку потенциала открытия БАКа при полной энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ см.: <http://cms.web.cern.ch/cms/index.html>

равной  $1 \text{ фб}^{-1}$ . Одной из главных задач работы БАКа в 2010 г. считается подтверждение ряда предсказаний СМ. Для этого необходимо иметь полную интегральную светимость, равную как минимум  $100 \text{ пб}^{-1}$ .

Проверка предсказаний КХД будет заключаться в исследовании всевозможных распределений сечений рождения адронных струй. Среди распределений наиболее важными являются дифференциальное сечение адронных струй по поперечному переданному импульсу  $d\sigma/d\vec{p}_T$ . Расчеты показывают, что при полной светимости в  $100 \text{ пб}^{-1}$  возможно измерить дифференциальное сечение  $d\sigma/d\vec{p}_T$  вплоть до поперечных импульсов  $|\vec{p}_T| = 1,4 \text{ ТэВ}$ , а при интегральной светимости в  $1 \text{ фб}^{-1}$  возможно измерение этого сечения вплоть до поперечных импульсов  $|\vec{p}_T| = 1,7 \text{ ТэВ}$ .

Одной из важных проверок СМ является измерение сечений рождения  $W$ - и  $Z$ -бозонов на основе использования лептонных мод распада  $W \rightarrow \nu, Z \rightarrow l^+l^-$ . При интегральной светимости в  $100 \text{ пб}^{-1}$  ожидается рождение  $N(pp \rightarrow W + \dots \rightarrow \nu + \dots) \sim 250\,000$   $W$ -бозонов и  $N(pp \rightarrow Z + \dots \rightarrow l^+l^- + \dots) \sim 25\,000$   $Z$ -бозонов на каждый аромат, что позволит измерить дифференциальные сечения рождения  $W$ - и  $Z$ -бозонов по поперечному импульсу и псевдобыстроте. Другой важной проверкой СМ является измерение сечения парного рождения  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t} + \dots)$  топ-кварков на БАКе. Использование светимости с двумя лептонами, двумя адронными струями и ненулевой поперечной потерянной энергии позволяет измерить парное рождение топ-кварков при полной светимости в  $10 \text{ пб}^{-1}$ . Использование потерянной поперечной энергии также позволит измерить парное сечение рождения топ-кварков с одним лептоном, двумя адронными струями и ненулевой потерянной поперечной энергии в  $\sim 100 \text{ пб}^{-1}$ . Поиск стандартного бозона Хиггса при энергии  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$  на основе использования лептонной светимости

$$pp \rightarrow H + \dots \rightarrow WW + \dots \rightarrow l\nu l'\nu' + \dots$$

с регистрацией в конечном состоянии двух изолированных лептонов, ненулевой потерянной поперечной энергии способен при полной светимости в  $1 \text{ фб}^{-1}$  открыть стандартный бозон Хиггса с массой  $160 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 170 \text{ ГэВ}$  и получить  $2\sigma$  ограничение на его массу при  $150 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 185 \text{ ГэВ}$ . Анализ на основе использования светимости  $\gamma\gamma + WW + ZZ$  позволит исключить стандартный бозон Хиггса в интервале масс  $145 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 190 \text{ ГэВ}$ .

Поиск тяжелых бозонов Хиггса  $H, A$  в минимальной суперсимметричной модели на основе использования светимости

$$pp \rightarrow b\bar{b}H(A) + \dots \rightarrow b\bar{b}\tau\bar{\tau} + \dots$$

позволит открыть бозоны  $H, A$  при  $\text{tg } \beta \geq 20$  и  $m_{H,A} \leq 300 \text{ ГэВ}$ . Ограничение на массу бозонов  $H, A$  на уровне  $2\sigma$  можно получить при  $\text{tg } \beta \geq 15$ .

Наиболее перспективной модой при поиске суперсимметрии является сигнатура

$$n \geq 3 \text{ jets} + E_T^{\text{miss}} + \text{no leptons.}$$

При интегральной светимости в  $1 \text{ фб}^{-1}$  БАК способен открыть суперсимметрию с массами вплоть до  $500\text{--}750 \text{ ГэВ}$ .

БАК способен открыть  $Z'$ -бозоны на основе использования дилептонной сигнатуры

$$pp \rightarrow Z' + \dots \rightarrow l^+l^- + \dots$$

с массами  $Z'$ -бозона вплоть до  $m_{Z'} = 1,6 \text{ ТэВ}$ . Также при полной светимости в  $1 \text{ фб}^{-1}$  БАК способен как минимум существенно улучшить существующие экспериментальные ограничения на массы гравитонных резонансов, возбужденных лептонов, лептокварков, новых кварков и лептонов.

## Цитируемая литература

1. The Large Hadron Collider, CERN/AC/95-05.
2. *Glashow S. L.* // Nucl. Phys. 1961. **22**. 579;  
*Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. **19**. 1264;  
*Salam A.* Elementary Particle Theory / Ed. N. Svartholm. Stockholm: Almqvist and Wiksells, 1968;
3. В качестве обзора см., например:  
*Politzer H. D.* // Phys. Rev. Lett. 1973. **30**. 1346;  
*Gross D. J. and Wilczek F. E.* // Phys. Rev. Lett. 1973. **30**. 1343.  
*Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М.: Издательство ЛКИ/URSS, 2008;  
*Окун Л. В.* Leptons and Quarks. North Holland Pub. Comp., 1982;  
*Ta-Pei Cheng, Ling-Fong Li.* Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Clarendon, Oxford, 1984;  
*Pokorsky S.* Gauge Field Theories. Cambridge University Press, Cambridge, 1987;  
*Vasilin D., Love A.* Introduction to Gauge Field Theory. Adam Hilger, Bristol, 1986;  
*Vorodulin V. I., Rogalyov R. N., Slabospitsky S. R.* IHEP Preprint 95-50 (Protvino, IHEP, 1995);  
*Gunion J. F., Haber H. E., Kane G., Dawson S.* The Higgs Hunter's Guide. Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, CA, 1990.
4. *Bogoliubov N. N.* // J. Phys. USSR. 1947. **11**. 23;  
*Боголюбов Н. Н.* Лекции по квантовой статистике // Избранные статьи в трех томах. Т. 2. Киев: Наукова думка, 1980. С. 287; *Bogoliubov N. N.* Lectures on Quantum Statistics. Macdonald Technical and Scientific, London, 1970.
5. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976; *Bogoliubov N. N. and Shirkov D. V.* Introduction to the Theory of Quantized Fields (3rd ed.). John Wiley Inc., New York, 1980;  
*Bogoliubov N. N. and Parasyuk O. S.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1956. **100**. 429;  
*Bogoliubov N. N. and Parasyuk O. S.* // Acta Math. 1957. **97**. 227.
6. *Gell-Mann M.* // Phys. Lett. 1964. **8**. 214.
7. *Zweig G.* CERN Report 8419/TH-412 (1964).
8. *Bogoliubov N. N., Struminsky B. V. and Tavkhelidze A. N.* JINR Preprint D-1968 (1965).
9. *Han M. Y. and Nambu Y.* // Phys. Rev. 1965. **B139**. 1006;  
*Miyamoto Y.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1965. Extra No. **187**.
10. *Faddeev L. D. and Popov N. V.* // Phys. Lett. 1967. **25**. 29.
11. *Slavnov A. A.* // Theor. Math. Phys. 1972. **10**. 99.
12. *Gross D. J. and Wilczek F. E.* // Phys. Rev. Lett. 1973. **30**. 1343.
13. *Politzer H. D.* // Phys. Rev. Lett. 1973. **30**. 1346.
14. *Fukuda Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. 1562;  
*Eguchi K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**. 021802;  
*Ahn M. H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**. 041803.
15. *Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. **13**. 452;  
*Волков Д. В., Акулов В. П.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. **16**. 621;  
*Wess J. and Zumino B.* // Nucl. Phys. 1974. **B70**. 39.
16. В качестве обзоров см., например:  
*Barbieri R.* // Riv. Nuovo Cim. 1988. **11**. 1;  
*Lahanas A. B. and Nanopoulos D. V.* // Phys. Rep. 1987. **145**. 1;  
*Haber H. E. and Lane G. L.* // Phys. Rep. 1985. **117**. 75;  
*Nilles H. P.* // Phys. Rep. 1984. **110**. 1.
17. См., например:  
*Wess J. and Bagger J.* Supersymmetry and Supergravity. Princeton Univ. Press, 1983;  
*West P.* Introduction to Supersymmetry and Supergravity. World Scientific, Singapore, 1986.
18. *Nilles H. P.* // Phys. Lett. 1982. **B115**. 193;  
*Barbieri R., Ferrara S. and Savoy C. A.* // Phys. Lett. 1982. **B119**. 343;  
*Cremmer E., Fayet P. and Girardello L.* // Phys. Lett. 1983. **B122**. 41;  
*Ibanez L.* // Phys. Lett. 1982. **B118**. 73;
19. *Chamseddine A. H., Arnowitt R. and Nath P.* // Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. 970.  
*Weinberg S.* // Phys. Rev. 1979. **D19**. 1277;  
*Susskind L.* // Phys. Rev. 1979. **D20**. 2619;  
*Dimopoulos S., Susskind L.* // Nucl. Phys. 1979. **B155**. 237;  
*Eichten E., Lane K.* // Phys. Lett. 1980. **B90**. 125.
20. В качестве обзора см., например:  
*Рубачков В. А.* // УФН. 2001. **171**. 913.
21. CMS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38;  
*Chatrchyan S. et al.* // JINST. 2008. **3**. S08004.
22. ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43;  
*Aad G. et al.* // JINST. 2008. **3**. S08003.
23. ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71;  
*Aamodt K. et al.* // JINST. 2008. **3**. S08002.
24. LHC-B, Technical Proposal, CERN/LHCC/95-XX;  
*Augusto A., Alves Jr. et al.* // JINST. 2008. **3**. S08005.
25. См., например:  
*Krasnikov N. V. and Marveev V. A.* // Phys. Part. Nucl. 1999. **31**. 525;  
*Красников Н. В., Матвеев В. А.* // ЭЧАЯ. 1997. **28**. 1125;  
*Красников Н. В., Матвеев В. А.* // ТМФ. 2002. **132**. 349;  
*Красников Н. В., Матвеев В. А.* // УФН. 2004. **174**. 697.
26. *Боголюбов П. Н.* Препринт ОИЯИ P2-3115 (1967);  
*Bogoliubov P. N.* // Ann. Inst. Henri Poincaré. 1967. **8**. 163;  
*Боголюбов П. Н.* // ЭЧАЯ. 1972. **3**. 144;  
*Chodos A. et al.* // Phys. Rev. 1975. **D12**. 2016.
27. *Cabibbo N.* // Phys. Rev. Lett. 1963. **10**. 531.
28. *Kobayashi M., Maskawa T.* // Progr. Theor. Phys. 1973. **49**. 652.
29. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. Lett. 1983. **51**. 1945.
30. *Amsler C. et al.* Particle Data Group // Phys. Lett. 2008. **B667**. 1.
31. В качестве обзора см., например:  
*Ellis R. K., Stirling W. J., Webber B. R.* QCD and Collider Physics. Cambridge, 1996.



32. *Gribov V. N. and Lipatov L. N.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. **15**. 438;  
*Altarelli G. and Parisi G.* // Nucl. Phys. 1977. **B126**. 298;  
*Dokshitzer Yu. L.* // Sov. J. Phys. JETP. 1977. **46**. 641.
33. *Feynman R. P.* Photon Hadron Interactions. Reading, Mass., Benjamin, New York, 1972.
34. *Eichten E., Hinchliffe I., Lane K. and Quigg C.* // Rev. Mod. Phys. 1984. **56**. 231.
35. *Owens J. F., Reya E., and M. Glück* // Phys. Rev. 1978. **D18**. 1501.
36. *Higgs P. W.* // Phys. Lett. 1964. **12**. 132;  
*Englert F., Brout R.* // Phys. Rev. Lett. 1964. **13**. 321.  
*Guralnik G. S., Hagen C. R. and Kibble T. W. B.* // Phys. Rev. Lett. 1984. **13**. 585.
37. *Abbiand G. et al.* The LEP working group for Higgs boson searches // Phys. Lett. 2003. **B565**. 61; arXiv:hep-ex/0306033 (2003).
38. *Matveev V. A., Muradyan R. M. and Tavkhelidze A. N.*  
 In the Proceedings of International Seminar on Vector Meson and Electromagnetic Interactions. Dubna, 23–26 Sep. 1969. P. 109;  
*Matveev V. A., Muradyan R. M. and Tavkhelidze A. N.* // Dubna Preprint JINR-P2-4543 (1969);
39. *Drell S. D. and Yan T. M.* // Phys. Rev. Lett. 1970. **25**. 316.
40. *Boyatian G. L. et al.* // J. Phys. 2007. **G34**. 995.
41. *Ad G. et al.* arXiv:0901.0512[hep-ex] (2009).
42. См., например:  
*P. de Jong.* arXiv: 0902.4798 [hep-ex] (2009).
43. См., например:  
*Dobur D.* arXiv:0904.0391 [hep-ex] (2009).
44. *Cray N., Broadhurst D. J., Grafe W. and Schilcher K.* // Z. Phys. 1990. **C48**. 673.
45. *Fleischer J. and Jegerlehner F.* // Phys. Rev. 1981. **D23**. 2001;  
*D. Yu. Bardin, Vilenki B. M. and P. Kh. Khristova.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1991. **53**. 152;  
*Dabelstein A. and Hollik W.* // Z. Phys. 1992. **C53**. 507;  
*Kniehl B. A.* // Nucl. Phys. 1992. **B376**. 3.
46. *Kniehl B. A. and Spira M.* // Z. Phys. 1995. **C69**. 77;  
*Kniehl B. A., Spira M.* // Nucl. Phys. 1995. **B443**. 37.
47. *Ghinculov A.* // Nucl. Phys. 1995. **B455**. 21;  
*Frink A., Kniehl B., Kreimer D. and Risselmann K.* // Phys. Rev. 1996. **D54**. 4548.
48. *Rizzo T. G.* // Phys. Rev. 1980. **D22**. 389;  
*Keung W.-Y. and Marciano W. J.* // Phys. Rev. 1984. **D30**. 248.
49. *Cahn R. N.* // Rep. Prog. Phys. 1989. **52**. 389.
50. *Ellis J., Gaillard M. K. and Nanopoulos D. V.* // Nucl. Phys. 1976. **B106**. 292.
51. *Djouadi A. and Gambino P.* // Phys. Rev. 1994. **D49**. 3499.
52. *Spira M., Djouadi A., Graudenz D. and Zerwas P. M.* // Nucl. Phys. 1995. **B453**. 17;  
*Inami T., Kubota T. and Okada Y.* // Z. Phys. 1983. **C18**. 069;  
*Djouadi A., Spira M. and Zerwas P. M.* // Phys. Lett. 1991. **B264**. 440.
53. *Chetyrkin K. G., Kniehl B. A. and Steinhauser M.* Phys. Rev. Lett. 1997. **79**. 353.
54. *Spira M.* // Fortsch. Phys. 1998. **46**. 203.
55. *Zheng H. and Wu D.* // Phys. Rev. 1990. **D42**. 3760;  
*Djouadi A., Spira M., J. van der Bij and Zerwas P. M.* // Phys. Lett. 1991. **B257** 187;  
*Dawson S. and Kauffman R. P.* // Phys. Rev. 1993. **D47**. 1264.

55. *Djouadi A., Spira M. and Zerwas P. M.* // Phys. Lett. 1991. **B264** 440;  
*Spira M., Djouadi A., Graudenz D. and Zerwas P. M.* // Nucl. Phys. 1995. **B453**. 17.
56. *Spira M. and Zerwas P. M.* // Lect. Notes Phys. 1998. **512**. 161.
57. *D. de Florian and Grazzini M.* arXiv: 0901:2427 [hep-ph] (2009).
58. *Martin D., Stirling W. J., Thorne R. S. and Watt G.* arXiv:0901.0002 [hep-ph] (2009).
59. *Cahn R. N. and Dawson S.* // Phys. Lett. 1984. **B136**. 196;  
*Hikasa K.* // Phys. Lett. 1985. **B164**. 341;  
*Altarelli G., Mele B. and Pitoili F.* // Nucl. Phys. 1987. **B287**. 205;  
*Han T., Valencia G. and Willenbrock S.* // Phys. Rev. Lett. 1992. **69**. 3274.
60. *Glashow S. L., Nanopoulos D. V. and Yildiz A.* // Phys. Rev. 1978. **D18**. 1724.
61. *Kunszt Z.* // Nucl. Phys. 1984. **B247**. 339;  
*Gunion J. F.* // Phys. Lett. 1991. **B253**. 269;  
*Marciano W. J. and Paige F. E.* // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. 2433.
62. *Ioffe B. L. and Khoze V. A.* // Sov. J. Part. Nucl. 1978. **9**. 50;  
*Bjorken J. D.* // Proc. Summer Institute on Particle Physics, Report SLAC-198 (1976).
63. См., например:  
*Altarelli G., Kleiss R. and Verzegnassi C.*, ed. Physics at LEP. V. 1: Standard Physics. CERN Yellow Report 86-02 (1986).
64. *Blondel A.* // Precision Electroweak Physics at LEP, CERN-PPE/94-133 (1994).
65. Report CERN 96-01. V. 1, Physics at LEP2, edited by Altarelli G., Sjostrand T. and Zwirner F. (1996).
66. *Passarino G.* // Nucl. Phys. 1997. **B488**. 3.
67. The TEVATRON Working Group, arXiv:0808.0534[hep-ex] (2008).
68. *Aaltonen T. et al.*, arXiv:010001.4162[hep-ex] (2010).
69. *Lee B. W., Quigg C. and Thacker H. B.* // Phys. Rev. Lett. 1977. **38** 883;  
 Phys. Rev. 1977. **D16**, 1519.
70. *Dawson S. and Willenbrock S.* // Phys. Rev. 1989. **D40**. 2880.
71. См., например:  
*Hasenfratz A. et al.* // Phys. Lett. 1987. **B199**. 531;  
*Kuti J., Lim L. and Shen Y.* // Phys. Rev. Lett. 1988. **61**. 678;  
*Luscher M. and Weisz P.* // Nucl. Phys. 1989. **318**. 705.
72. *Cabibbo N., Maiani L., Parisi G. and Peronzo R.* // Nucl. Phys. 1979. **B158**. 295;  
*Lindner M.* // Z. Phys. 1986. **C31**. 295.
73. *Krasnikov N. V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1978. **28**. 549;  
*Hung P. Q.* // Phys. Rev. Lett. 1979. **42**. 873;  
*Poltzer H. D. and Wolfram S.* // Phys. Lett. 1979. **B82**. 242;  
*Anselm A. A.* // JETP Lett. 1979. **29**. 590;  
*Lindner M., Sher M. and Zaglauer H. W.* // Phys. Lett. 1989. **B228**. 139.
74. *Yel'tman M.* // Acta Phys. Polon. 1977. **B8**. 475;  
*Dittmaier S., Schildknecht D. and Weiglein S.* // Phys. Lett. 1996. **B386**. 247.
75. *Abdullin S. et al.* // Phys. Lett. 1998. **B431**. 410.
76. *Dittmar M. and Dreiner H.* // Phys. Rev. 1997. **D55**. 167.
77. *Rainwater D. and Zeppenfeld D.* // JHEP. 1997. 9712:005.
78. *Rainwater D. and Zeppenfeld D.* // Phys. Rev. 1999. **D60**. 113004.

79. *Rainwater D., Hagiwara K. and Zeppenfeld D.* // Phys. Rev. 1999. **D59**. 014037.  
 80. *Abdullin S. and Stepanov N.* // CMS TN/94-178. 1994.  
 81. В качестве обзора см., например:  
*Kinnunen R.* // CMS CR-2002/020. 2002;  
*Lassila-Perini K.* // CMS CR 2001/018. 2001.  
 82. *Branson J. G. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. **C4**. № 1.  
 83. См., например:  
*Green M. B., Schwarz J. H. and Witten E.* Superstring theory. Cambridge Press, 1987.  
 84. См., например:  
*Kazakov D. I.* // Phys. Rep. 2001. **344**. 309;  
*W. de Boer, Ehret R. and Kazakov D.* // Z. Phys. 1995. **C67**. 647;  
*Kazakov D. I.*, hep-ph/0012288 (2001).  
 85. *Fayet P.* // Phys. Lett. 1977. **B69**. 489;  
*Salam A. and Strathdee J.* Nucl. Phys. 1975. **B87**. 85.  
 86. *Dreiner H. and Ross G. G.* // Nucl. Phys. 1991. **B365**. 597;  
*Engqvist K., Mastro A. and Riotto A.* // Nucl. Phys. 1992. **B373**. 95;  
*Barger V., Berger S., Phillips R. J. N. and Wohrmann T.* // Phys. Rev. 1996. **D53**. 6407.  
 87. *Dine M. and Nelson A. E.* // Phys. Rev. 1993. **D48**. 1277;  
*Dine M., Nelson A. E., Shirman Y.* // Phys. Rev. 1995. **D51**. 1362;  
*Dine M., Nelson A. E., Nir Y. and Shirman Y.* // Phys. Rev. 1996. **D53**. 2658.  
 88. *Polonsky N. and Pomarol A.* // Phys. Rev. Lett. 1994. **73**. 2292.  
 89. *Krasnikov N. V. and Popov V. V.* hep-ph/9611298 (1996).  
 90. *Ibanez L. E., Lopez C. and Munoz C.* // Nucl. Phys. 1985. **B256**. 218.  
 91. *Ellis J., Ridolfi G. and Zwimer F.* // Phys. Lett. 1991. **B257**. 83;  
*Haber H. and Hempfling R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. 1815;  
*Yamada A.* // Phys. Lett. 1991. **B263**. 233;  
*Barbieri R., Frigeni M. and Caravaglios F.* // Phys. Lett. 1991. **B258**. 167;  
*Chankowski P. M., Pokorski S. and Rosiek J.* // Phys. Lett. 1992. **B274**. 191.  
 92. *Degrassi G. et al.* // Eur. Phys. J. 2003. **C28**. 133.  
 93. *Beenakker W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**. 2905;  
*Beenakker W. et al.* // Phys. Z. 1995. **C69**. 163; Nucl. Phys. 1995. **B492**. 51.  
 94. *Baer H. et al.* // Phys. Lett. 1985. **B161**. 175;  
*Gamberini G.* // Z. Phys. 1986. **C30**. 605;  
*Baer H. et al.* Phys. Rev. 1987. **D36**. 96;  
*Gamberini G. et al.* // Phys. Lett. 1988. **B203**. 453;  
*Barnett R. M., Gunion J. and Haber H.* // Phys. Rev. 1988. **D37**. 1892;  
*Barf A. et al.* // Z. Phys. 1991. **C52**. 477.  
 95. См., например:  
*Feng J. L., Grivaz J.-F., and Nachtman J.* arXiv: 0903.0046 [hep-ex] (2009).  
 96. См., например:  
*Baer H. et al.* // Mod. Phys. 1989. **A4**. 4111.  
 97. *Randall L. and Tucker-Smith D.* // Phys. Rev. Lett. 2008. **101**. 221803.  
 98. *del Aguila F. and Ameiller-Ll. // Phys. Lett. 1991. B261. 325;*  
*Baer H. et al.* // Phys. Rev. 1994. **D49**. 3283;  
*Denegri D., Rurua L. and Stepanov N.* // CMS Note TN/96-059. 1996;  
*Андреев Ю. М., Бутюков С. И., Красников Н. В.* // ЯФ. 2005. **68**. 366.

99. *Krasnikov N. V.* // Mod. Phys. Lett. 1994. **A9**. 791;  
*Krasnikov N. V.* // Phys. Lett. 1996. **B388**. 783;  
*Arkani-Hamed N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. **77**. 1937.  
 100. *Красников Н. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1997. **65**. 139; hep-ph/9611282;  
*Бутюков С. И., Красников Н. В.* // ЯФ. 1999. **62**. 1288; hep-ph/9806504 (1998).  
 101. *Agashe K. and Graesser M.* // Phys. Rev. 2000. **D61**. 075008;  
*Hinchliffe I. and Paige F. E.* // Phys. Rev. 2001. **D63**. 115006;  
*Hisano J., Kitano R. and Nijiri M. M.* hep-ph/0202129 (2002);  
 Phys. Rev. 2002. **D65**. 116002; *Porod W. and Majerotto W.* hep-ph/0210326 (2002);  
*Kalinoski J.* // Acta. Phys. Polon. 2002. **B33**. 2613;  
 hep-ph/0207051 (2002).  
 102. *Андреев Ю. М., Бутюков С. И., Красников Н. В., Торпин А. Н.* // ЯФ. 2007. **70**. 1762.  
 103. *Hinchliffe I. et al.* // Phys. Rev. 1997. **D55**. 5520.  
 104. *Tovey D. R.* // Phys. Lett. 2001. **B498**. 1.  
 105. См., например:  
*Giudice G. F. and Rattazzi R.* // Phys. Rep. 1999. **322**. 419;  
*Dubovsky S. L., Gorbunov D. S. and Troitsky S. V.* // Phys. Usp. 1999. **42**. 62.  
 106. *Битюков С. И. и Красников Н. В.* // Phys. Lett. 1999. **B469**. 149;  
*Битюков С. И. и Красников Н. В.* // Phys. Atom. Nucl. 2002. **65**. 1341;  
*Битюков С. И. и Красников Н. В.* hep-ph/0210269 (2002).  
 107. *Dine M., Kagan A. and Samuel S.* // Phys. Lett. 1990. **B243**. 250;  
*Cohen A. G., Kaplan D. B. and Nelson A. E.* // Phys. Lett. 1996. **B388**. 588;  
*Bagger J., Feng J. L. and Polonsky N.* // Nucl. Phys. 1999. **B563**. 3.  
 108. *Barbieri R., Hall L. J. and Rychkov V. S.* // Phys. Rev. 2006. **D74**. 015007.  
 109. *Андреев Ю. М., Красников Н. В. и Торпин А. Н.* // Mod. Phys. Lett. 2009. **24**. 1317.  
 110. *Denegri D. et al.* // CMS Note 2001/032. 2001; hep-ph/0112045.  
 111. *Boos E., Djouadi A. and Nikitenko A.* // Phys. Lett. 2004. **B578**. 384.  
 112. *Abdullin S., Denegri D. and Moortgat F.* CMS NOTE-2001/042. 2001.  
 113. *Roy D. P.* // Phys. Lett. 1999. **B459**. 607.  
 114. *Slabospirsky S.* hep-ph/0203094. 2002.  
 115. *Schroock R. E. and Suzuki M.* // Phys. Lett. 1982. **B110**. 250;  
*Li L. F., Liu Y. and Wolfenstein L.* // Phys. Lett. 1985. **B159**. 45;  
*Chang D. and Keung W.* // Phys. Lett. 1989. **B217**. 238;  
*Krasnikov N. V.* // Phys. Lett. 1992. **B291**. 89;  
*Joshiyura A. S. and Valle J. W. F.* // Nucl. Phys. 1993. **B397**. 105.  
 116. *Krasnikov N. V.* // Mod. Phys. Lett. 1998. **A13**. 893.  
 117. *Datta A. and Raychaudhuri A.* // Phys. Rev. 1998. **D57**. 2940;  
*Connell D. O. et al.* // Phys. Rev. 2007. **D75**. 037701;  
*van der Bij J. J.* // Phys. Lett. 2006. **B636**. 56;  
*Ellwanger U. et al.* hep-ph/0305109 (2003);  
*Ellwanger U. et al.* hep-ph/0111179 (2001);  
*Allanach B. C. et al.* // J. Phys. 2000. **G26**. 551.  
 118. *Krasnikov N. V.* // Phys. Lett. 1994. **B325**. 430;  
 119. *Krasnikov N. V.* // Int. J. Mod. Phys. 2007. **22**. 5117.

120. *Georgi H.* // Phys. Rev. Lett. 2007. **98**. 221601.  
 121. *Slavnov A. A.* // Theor. Math. Phys. 2006. **148**. 1159.  
 122. *Krasnikov N. V.* // Mod. Phys. Lett. 1995. **A10**. 2675.  
 123. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S. and Dvali G. R.* // Phys. Lett. 1998. **B429**. 263; Phys. Rev. 1999. **D59**. 086004.  
 124. *Randall L. and Sundrum S.* // Phys. Rev. Lett. 1999. **83**. 3370; Ibid. 1999. **83**. 4690.  
 125. *Antoniadis I. et al.* // Phys. Lett. 1998. **B436**. 257;  
*Antoniadis I. and Benakli K.* // Phys. Lett. 1994. **B326**. 69;  
*Antoniadis I., Benakli K. and Quiros M.* // Phys. Lett. 1994. **B331**. 313;  
*Antoniadis I.* // Phys. Lett. 1990. **B246**. 377.  
 126. *Krasnikov N. V.* // Phys. Lett. 1991. **B273**. 246.  
 127. *Giudice G. F., Rattazzi R. and Wells J. D.* // Nucl. Phys. 1999. **B544**. 3.  
 128. См., например:  
*Hewett J. and Spiropulu M.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2002. **52**. 397;  
*Kisselev A.* hep-ph/0303090 (2003);  
*Cheung K.* hep-ph/0305003 (2003).  
 129. *Collard G. et al.* // CMS NOTE 2002/050. 2002.  
 130. *Cheng H.-C., Matchev K. and Schmaltz M.* // Phys. Rev. 2002. **D66**. 036005; Ibid. 2002. **D66**. 056006.  
 131. *Appelquist T., Cheng H.-C. and Dobresku B.* // Phys. Rev. 2001. **D64**. 035002.  
 132. *Pomarol A. and M Quiros* // Phys. Lett. 1998. **B438**. 255;  
*Masip M. and Pomarol A.* // Phys. Rev. 1999. **D60**. 096005.  
 133. *Rizzo T. G.* // Phys. Rev. 2000. **D61**. 055005;  
*Antoniadis I., Benakli K., Quiros M.* // Phys. Lett. 1999. **B460**. 176.  
 134. *Giddings S. B. and Thomas S.* // Phys. Rev. 2002. **D65**. 056010.  
 135. *Dimopoulos S. and Landsberg G.* // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. 161602.  
 136. *Han T., Kribs G. D. and McElrath B.* // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**. 031601;  
*Korwal A. V. and Hays C.* // Phys. Rev. 2002. **D66**. 116005;  
*Argyres P., Dimopoulos S. and March-Russell J.* // Phys. Lett. 1998. **B441**. 96;  
*Casadio R. and Harms B.* // Int. J. Mod. Phys. 2002. **A17**. 4635;  
*Cavaglia M., Das S. and Maartens R.* // Clas. Quant. Grav. 2003. **20**. L205.  
 137. См., например:  
*Hewett J. and Rizzo T.* // Phys. Rep. 1989. **183**. 193;  
*Leike A.* // Phys. Rep. 1999. **317**. 143.  
 138. *Djouadi A., Dittmar M. and Nicollerat A.* // Phys. Lett. 2004. **B583**. 111.  
 139. *Ghinenko S. N., Krasnikov N. V. and Marveev V. A.* // Phys. Rev. 2008. **D78**. 097701.  
 140. *Carena M. et al.* // Phys. Rev. 2004. **D70**. 093009.  
 141. *Petriello F. and Quackenbush S.* // Phys. Rev. 2008. **D77**. 115004.  
 142. *Pati J. C. and Salam A.* // Phys. Rev. 1974. **D10**. 275;  
*Mohapatra R. N. and Pati J. C.* // Phys. Rev. 1975. **D11**. 366;  
*Senjanovic G. and Mohapatra R. N.* // Phys. Rev. 1975. **D12**. 1502.  
 143. *Ghinenko S. N. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2007. **70**. 441.  
 144. *Ellis J., Engvist K. and Nanopoulos D. V.* // Phys. Lett. 1984. **B147**. 99; *Ellis J., Engvist K. and Nanopoulos D. V.* // Phys. Lett. 1985. **B151**. 357.  
 145. *Gorbunov D. S. and Semenov A. V.* // Preprint LAPTH-885/01 (2001).

146. *Perazzi E., Ridolfi G. and Zwirner F.* // Nucl. Phys. 2000. **B574**. 3.  
 147. *Perazzi E., Ridolfi G. and Zwirner F.* // Nucl. Phys. 2000. **B590**. 287.  
 148. *Nowakowski M. and Rindani S. D.* // Phys. Lett. 1995. **B348**. 115.  
 149. *Gorbunov D. S.* // Nucl. Phys. 2001. **B602**. 213.  
 150. *Dicus D. A., Nandi S. and Woodside J.* // Phys. Rev. 1990. **D41**. 2347.  
 151. *Dicus D. A. and Roy P.* // Phys. Rev. 1990. **D42**. 938.  
 152. *Dicus D. A., Nandi S. and Woodside J.* // Phys. Rev. 1991. **D43**. 2951.  
 153. *Dicus D. A. and Nandi S.* // Phys. Rev. 1997. **D56**. 4166.  
 154. *Abreu P. et al.* // Phys. Lett. 2000. **B494**. 20.  
 155. *Gorbunov D. S. and Krasnikov N. V.* // JHEP. 2002. **0207**. 043.  
 156. *Pati J. G. and Salam A.* // Phys. Rev. 1974. **D10**. 275;  
*Buchmuller W., Ruckl R. and Wyley D.* // Phys. Lett. 1987. **B191**. 442;  
*Abbott L. F. and Farhi E.* // Phys. Lett. 1981. **B101**. 69.  
 157. *Kraemer M., Plehn T., Spira M. and Zerwas P. M.* // Phys. Rev. 2005. **D71**. 057503.  
 158. *Abdullin S. and Charles F.* // Phys. Lett. 1999. **B464**. 223.  
 159. *Mele B., Petrarca S., Soddu A.* // Phys. Lett. 1998. **B435**. 401;  
*Huang C.-S., Wu X.-H., Zhu S.-H.* // Phys. Lett. 1999. **B452**. 143.  
 160. *Lane K. and Mrenna S.* // Phys. Rev. 2007. **D67**. 115011.  
 161. *Kreuzer P.* // CMS NOTE 2006/135. 2006.  
 162. *Krasnikov N. V.* // JETP Lett. 1996. **63**. 503;  
*Krasnikov N. V.* // Phys. Lett. 1996. **386**. 161.  
 163. *Arkani-Hamed N., Cohen A., Katz E. and Nelson A.* // JHEP. 2002. **07**. 034.  
 164. *Lari T. et al.* // Eur. Phys. J. 2008. **C57**. 183.  
 165. *Dimopoulos S. et al.* // Phys. Rev. 1990. **D41**. 2099;  
*Dawson S.* // Nucl. Phys. 1985. **B261**. 297;  
*Dreiner H. and Ross G. G.* // Nucl. Phys. 1988. **B365**. 397.  
 166. *Wrochna G.* // CMS CR-2002/015. 2002.  
 167. *Krasnikov N. V.* // Mod. Phys. Lett. 2008. **A23**. 3233.  
 168. *Stueckelberg E. C. G.* // Helv. Phys. Acta. 1938. **11**. 225.  
 169. *Stirling W. J., Martin A. D., Roberts R. G. and Thorne R. S.* // AIP Conf Proc. 2005. **747**. 16;  
*Bojje M.* // Eur. Phys. J. 2000. **C14**. 285;  
*Alekhin S. I.* // Phys. Rev. 2001. **D63**. 084022.  
 170. *Pumpkin J. et al.* // Phys. Rev. 2002. **D65**. 014011;  
*Pumpkin J.* arXiv:hep-ph/0507093 (2005).  
 171. *Pumpkin J. et al.* // JHEP. 2002. **07**. 012;  
 arXiv: hep-ph/0201195 (2002).  
 172. *Corcella G. et al.* // JHEP. 2001. **01**. 010.  
 173. *Sjöstrand T., Mrenna S. and Skands P.* // JHEP. 2006. **05**. 026.  
 174. *Agostinelli S. et al.* // NIM. 2003. **A506**. 250.  
 175. *Bartsch V. and Quast G.* // CMS Note 2005/04. 2005.  
 176. *Bitukov S. and Krasnikov N. V.* // Mod. Phys. Lett. 1998. **A13**. 3235;  
*Bitukov S. and Krasnikov N. V.* // NIM. 2000. **A452**. 518;  
*Bitukov S. and Krasnikov N. V.* // CMS CR-2002/05. 2002.



URSS

## Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

- Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц.  
Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.  
Бояркин О. М. Введение в физику элементарных частиц.  
Бояркин О. М. Физика массивных нейтрино.  
Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра.  
Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А. Нуклеосинтез во Вселенной.  
Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. Кн. 1, 2.  
Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной. Кн. 1, 2.  
Абрамов А. И. История ядерной физики.  
Бозуш А. А. Очерки по истории физики микромира.  
Бозуш А. А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий.  
Бозуш А. А., Мороз Л. Г. Введение в теорию классических полей.  
Бранский В. П. Теория элементарных частиц как объект методологического исследования.  
Бранский В. П. Значение релятивистского метода Эйнштейна в формировании общей теории элементарных частиц.  
Дирак П. А. М. Лекции по квантовой теории поля.  
Киржниц Д. А. Полевые методы теории многих частиц.  
Волобуев И. П., Кубышин Ю. А. Дифференциальная геометрия и алгебры Ли и их приложения в теории поля.  
Выugin В. П. Единые теории поля в квантово-релятивистской революции.  
Румер Ю. Б. Исследования по пятимерной оптике.  
Румер Ю. Б., Фет А. И. Теория групп и квантованные поля.  
Маслов В. П., Шведов О. Ю. Метод комплексного роста в задаче многих частиц и квантовой теории поля.  
Стойановский А. В. Введение в математические принципы квантовой теории поля.  
Фок В. А. Работы по квантовой теории поля.  
Кемпфер Ф. Основные положения квантовой механики.  
Тарасов Л. В. Основы квантовой механики.  
Ван дер Варден Б. Л. Метод теории групп в квантовой механике.  
Петрашень М. И., Трифонов Е. Л. Применение теории групп в квантовой механике.  
Воронов В. К., Подоплелов А. В. Современная физика.  
Воронов В. К., Подоплелов А. В. Современная физика: Конденсированное состояние.  
Воронов В. К., Подоплелов А. В., Сагдеев Р. З. Физика на переломе тысячелетий: Физические основы нанотехнологий.

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:  
тел. +7 (499) 724-25-45 (многоканальный)  
или электронной почтой [URSS@URSS.ru](mailto:URSS@URSS.ru)  
Полный каталог изданий представлен  
в интернет-магазине: <http://URSS.ru>

Научная и учебная  
литература

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru

URSS.ru