

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*На правах рукописи*

ШМАТОВ  
Сергей Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПАРНОГО  
РОЖДЕНИЯ МЮОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА  
БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 2019

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	<b>5</b>
В.1 Мотивация и актуальность . . . . .	5
В.2 Основные цели, новизна и значимость работы . . . . .	16
В.3 Апробация и личный вклад . . . . .	17
В.4 Структура работы . . . . .	18
<b>Часть 1. РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ИССЛЕДОВАНИЙ В КА-</b> <b>НАЛЕ С ПАРОЙ МЮОНОВ ПРИ <math>\sqrt{s} = 14</math> ТЭВ</b>	<b>26</b>
<b>Глава 1. Эксперимент CMS</b>	<b>27</b>
1.1 Общие характеристики детекторных систем CMS . . . . .	30
1.2 Трекер . . . . .	33
1.3 Электромагнитный калориметр . . . . .	35
1.4 Адронный калориметр . . . . .	37
1.5 Мюонная система . . . . .	43
1.6 Триггерная система . . . . .	48
1.7 Заключение к Главе 1 . . . . .	50
<b>Глава 2. Моделирование, реконструкция и отбор событий</b>	<b>51</b>
2.1 Моделирование «отклика» установки . . . . .	51
2.2 Реконструкция мюонов . . . . .	55
2.3 Идентификация мюонов . . . . .	67
2.4 Пространственная изолированность мюонов . . . . .	68
2.5 Отбор событий в условиях реального времени . . . . .	71
2.6 Исследование невыравненности детекторных систем . . . . .	74
2.7 Реконструкция и отбор космических мюонов . . . . .	79
2.8 Заключение к Главе 2 . . . . .	85
<b>Глава 3. Проверка предсказаний стандартной модели в про-</b> <b>цессе Дрелла–Яна</b>	<b>87</b>
3.1 Моделирование и реконструкция . . . . .	90
3.2 Фоновые процессы . . . . .	94
3.3 Погрешности измерения сечений . . . . .	100
3.4 Более подробно о неопределенностях вычислений сечений .	104
3.5 Изучение асимметрии вперед–назад . . . . .	114

3.6	Заключение к Главе 3 . . . . .	125
<b>Глава 4. Новая физика</b>		<b>127</b>
4.1	Нерезонансные сигналы в сценарии ADD . . . . .	129
4.2	Резонансы со спином 2 . . . . .	145
4.3	Резонансы со спином 1 . . . . .	166
4.4	Определение спиновой структуры резонансов . . . . .	172
4.5	Заключение к Главе 4 . . . . .	177
 <b>Часть 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ЛЕПТОНОВ И МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОБЫТИЙ ПРИ <math>\sqrt{s} = 7</math> и 8 ТЭВ</b>		<b>179</b>
 <b>Глава 5. Измерение характеристик рождения пар лептонов в процессе Дрелла–Яна</b>		<b>183</b>
5.1	Оценка числа сигнальных и фоновых событий . . . . .	184
5.2	Реконструкция и отбор событий . . . . .	190
5.3	Коррекции событий . . . . .	196
5.4	Систематические погрешности . . . . .	201
5.5	Результаты измерения сечений . . . . .	204
5.6	Результаты измерений асимметрии . . . . .	214
5.7	Заключение к Главе 5 . . . . .	219
 <b>Глава 6. Поиск физики за рамками стандартной модели в канале с парой лептонов в конечном состоянии</b>		<b>220</b>
6.1	Сравнение данных и Монте-Карло . . . . .	221
6.2	Процедура поиска сигнала и статистическая интерпретация	228
6.3	Систематические погрешности . . . . .	233
6.4	Массовые пределы на резонансные состояния . . . . .	236
6.5	Массовые пределы на нерезонансные состояния . . . . .	242
6.6	Заключение к Главе 6 . . . . .	248
 <b>Глава 7. Процессы множественного рождения частиц</b>		<b>250</b>
7.1	Моделирование, реконструкция и отбор событий МРЧ . .	257
7.2	Метод оценки фона . . . . .	262
7.3	Систематические погрешности . . . . .	268
7.4	Модельно–зависимые пределы . . . . .	269
7.5	Модельно–независимые пределы . . . . .	274
7.6	Заключение к Главе 7 . . . . .	277

<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>	<b>278</b>
<b>БЛАГОДАРНОСТИ</b>	<b>281</b>
<b>Приложение А.</b> Эффективность и точность реконструкции и отбора одиночных мюонов в сценариях невыравнивания . . . . .	282
<b>Приложение Б.</b> Фоновые процессы при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ . . . . .	287
<b>Приложение В.</b> Корреляционные эффекты измерения асимметрии .	289
<b>Приложение Г.</b> Сравнение результатов измерения сечений процесса Дрелла-Яна в $\mu^+\mu^-$ и $e^+e^-$ каналах . . . . .	292
<b>Приложение Д.</b> Пределы на сечения рождения МЧД. . . . .	295
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>	<b>298</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа основана на результатах исследований, выполненных в 2002–2018 гг. в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна) и Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева). В диссертации представлены результаты подготовки и реализации программы физических исследований в канале с парой мюонов на многоцелевом детекторном комплексе «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid, CMS) [1], на Большом адронном коллайдере (ЛHC) [2] в ЦЕРН. Эксперимент предназначен для регистрации широкого спектра частиц, возникающих в протон–протонных взаимодействиях и взаимодействиях тяжелых ионов, он изучает свойства известных частиц на ранее недоступных энергетических масштабах и проводит прецизионные измерения характеристик процессов SM, а также осуществляет поиск новых не наблюдавшихся ранее явлений [3, 4].

## В.1 МОТИВАЦИЯ И АКТУАЛЬНОСТЬ

Процессы рождения пар мюонов с большими инвариантными массами в столкновениях адронов впервые наблюдались в конце 60-х годов XX века в экспериментах на синхротроне AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) [5], которые были нацелены на поиск переносчиков слабого взаимодействия. При энергии пучка протонов от 22 до 29.5 ГэВ в реакции  $p + U \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  впервые наблюдались пары мюонов в массовом диапазоне  $1 \leq m_{\mu\mu} \leq 6.7 \text{ ГэВ}/c^2$ <sup>1</sup>. В исследованной области масс было измерено сечение обнаруженного процесса, которое с увеличением массы спадало почти на 9 порядков.

Теоретическое описание этого процесса было дано независимо Сидни Дреллом (Sidney Drell) и Танг–Моу Яном (Tung–Mow Yan) [6] и В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном, А. Н. Тавхелидзе [7]. Согласно их предположению, противоположно заряженные лептоны образовывались при распаде виртуального фотона  $\gamma^*$ , полученного в результате аннигиляции кварк–антикварковой пары. Впоследствии этот механизм, получивший широкую известность как механизм Дрелла–Яна, был детально изучен в различных экспериментах. Исторически процесс Дрелла–Яна является хорошим пробником структуры протона (измерения структурных функций) и очень важен для понимания закономерностей КХД. Этот процесс во многом сыграл ключевую роль при определении концепции экспериментов в ЦЕРН, приведших к открытию  $W^{\pm}$ - и  $Z^0$ -бозонов, а

<sup>1</sup>В предыдущих исследованиях диапазон переданного 4-х импульса был ограничен значением  $\lesssim 1 \text{ ГэВ}/c^2$

также являлся важным фоновым процессом при открытии новых резонансов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , свидетельствовавших о существовании новых ароматов кварков.

В настоящее время под механизмом Дрелла–Яна понимают образование пар лептонов в результате аннигиляции кварк–антикварковой пары с обменом виртуальным фотоном или  $Z^0$ -бозоном  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow l^+l^-$ . Этот процесс имеет исключительную важность для физики адронных коллайдеров, поскольку измерение характеристик этого процесса представляет собой один из критических тестов стандартной модели взаимодействия элементарных частиц (СМ) в новой области энергий. Предыдущие эксперименты позволили провести изучение этого процесса в области переданных четырехимпульсов  $Q$  порядка несколько сотен  $\text{ГэВ}/c^2$  [8]. Современные данные экспериментов на Большом адронном коллайдере, ATLAS и CMS, позволяют существенно расширить эту область до нескольких  $\text{ТэВ}/c^2$ , т. е. впервые выйти за границу Тэв-ного масштаба взаимодействий.

Кроме задач, связанных с проверкой предсказаний СМ, процесс Дрелла–Яна уже несколько десятков лет используется в качестве важнейшего инструмента при поиске новой физики за рамками СМ.

Основная задача физики частиц связана с расширением и продолжением в новую область энергий наших знаний о фундаментальных принципах Природы — о свойствах материи и связывающих ее силах, а также о свойствах пространства–времени, где существует и эволюционирует наша Вселенная. В настоящее время имеется общепризнанная теоретическая основа для описания всех процессов в физике элементарных частиц. Идеологической платформой для описания взаимодействий является понятие симметрий (пространства–времени, внутреннего зарядового пространства и пр.), а инструментом — квантовая теория поля, определяющая поведение элементарных частиц и предсказывающая их свойства, закономерности рождения и уничтожения. На протяжении всего XX века в рамках квантово–полевого подхода создавались теории, описывающие электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия. Постепенный прогресс в понимании микроскопического устройства мира, в поведении разных взаимодействий на малых расстояниях и вычислении базовых закономерностей, дал заметные плоды во 2-й половине XX века, что привело к сближению некоторых типов взаимодействий и их последующему объединению в рамках единого описания. В 70-х годах прошлого века была предложена общая модель для слабого и электромагнитного взаимодействий (объединенная электрослабая теория). Параллельно уточнялась структура сильного взаимодействия. Все эти усилия вылились в создание стандартной модели взаимодействий элементарных частиц (расширенная модель Глэшоу–Вайнберга–Салама), описывающей три из четырех известных типов взаимодействий: электромагнитное, слабое и сильное, — с единых позиций (используя одинаковый формализм, методы расчетов и способы получения предсказаний квантовой теории поля). Четвертое взаимодействие — гравитацию — СМ не включает.

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

Вместе с тем, несмотря на отсутствие опровержений предсказаний СМ, их удивительную точность и открытие последнего краеугольного камня — бозона Хиггса [9, 10, 11, 12], СМ обладает рядом внутренних недостатков и нерешенных проблем, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории.

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

Кроме того, в СМ присутствуют очень большие (бесконечные, при отсутствии верхнего обрезания по энергиям, или масштаба применимости теории) поправки к массе хиггсовского бозона. Для сокращения этих поправок требуется произвести ручную определенную процедуру подстройки теории. Масса хиггсовского бозона задается масштабом нарушения электрослабой симметрии  $M_{EW} \sim 260$  ГэВ. Квантовые поправки к этому значению регулируются максимальным значением энергии, до которого применимо квантовополевое описание, т.е. до масштаба, начиная с которого существенны эффекты квантовой гравитации —  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ГэВ. Из-за наличия двух, сильно отличающихся по величине, энергетических масштабов проблему подстройки теории называют также «проблемой иерархий». А подстройку называют «тонкой», потому что для отношения этих двух масштабов получается крайне малая величина:  $M_{EW}/M_{Pl} \sim 10^2/10^{19} \sim 10^{-17}$  и именно с такой точностью должны быть скомпенсированы петлевые поправки к массе бозона Хиггса, чтобы полностью контролировать ее наблюдаемую величину. Существование самой иерархии, как и ее подстройка с подобной совершенно удивительной точностью, представляет собой серьезную проблему для СМ как теоретической конструкции.

Необходимость решения данной проблемы жестко диктует выход за рамки СМ, т.е. приводит к необходимости построения более общей теории. Существует ряд принципиальных путей, или способов, решения проблемы иерархий, которые выглядят более-менее естественно. Первый путь — учет некоторой новой симметрии, которая позволит точно скомпенсировать расходящиеся вклады от квантовых поправок, то есть удержать иерархию масштабов от разрушения, сохраняя огромное значение верхнего предела (порядка планковского). В этом направлении работает суперсимметрия, которая дает суперпартнеров для всех частиц СМ. В соответствии с правилами квантовой теории поля, частицы и их суперпартнеры дают в точности одинаковые по величине, но противоположные по знаку вклады в квантовые поправки, что позволяет их взаимно сократить. Суперсимметрия — самый популярный способ фиксации, т.е. сохранения (но не объяснения самого возникновения) иерархии, однако существуют и другие подходы, апеллирующие к требованию естественности (динамическому возникновению и сохранению иерархии).

Среди других традиционных направлений — модель техницвета, которая, к сожалению, даже с учетом некоторых улучшений по сравнению с первоначальной версией не предоставляет удовлетворительного законченного описания, главным образом, потому, что оперирует понятиями неабелевой калибровочной симметрии в режиме сильной связи, т.е. мы снова сталкиваемся с проблемой конфайнмента. Трудно вычисляемые поправки на невылетание техникварков приводят к большим погрешностям в предсказаниях модели. В модели техницвета платой за расширение исходной группы симметрии СМ является возникновение дополнительных тяжелых векторных бозонов — переносчиков взаимодействий, см., например, [13].

Расширенный калибровочный сектор (РКС) появляется также и в других подходах, например при рассмотрении последовательной цепочки спонтанных нарушений симметрии в теории великого объединения (ТВО) [14]. Как мы уже отмечали, в настоящее время взаимодействия элементарных частиц успешно описывается СМ, которая представляет собой перенормируемую калибровочную теорию, основанную на калибровочной группе

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1),$$

и содержащую три калибровочных константы связи (в соответствии с тремя подгруппами), которые зависят от энергии, в соответствии с уравнениями ренормгруппы. Ожидается, что при некоторой энергии эти константы становятся приблизительно одинаковыми, и все взаимодействия могут описываться в рамках единой теории (Теории Великого Объединения, ТВО) (см., например, [15, 16]) с единственной константой связи. Все ТВО строятся на основе калибровочных групп, более широких, чем группа СМ, и можно рассмотреть поэтапное нарушение полной калибровочной группы «по нисходящей» с введением промежуточных масштабов нарушения до соответствующих остаточных подгрупп,



что дает на каждом шаге набор новых тяжелых калибровочных бозонов  $Z'$  и  $W'$ . При этом величины промежуточных масштабов нарушения симметрии в цепочке, а значит, и предсказания значений масс дополнительных калибровочных бозонов, достаточно произвольны (фактически, единственное ограничение на значения масс бозонов — это ограничение снизу, получаемое из существующих экспериментальных данных по ненаблюдению таких бозонов). В разных моделях вершины взаимодействия этих бозонов с фермионами СМ и другие характеристики описываются по-разному, но константы взаимодействия в расширенном калибровочном секторе всегда отличаются от принятых в СМ. Ожидается, что, как и нейтральный калибровочный бозон СМ  $Z^0$ , дополнительный калибровочный бозон  $Z'$  является короткоживущей частицей и может наблюдаться, в случае, если энергия протон–протонных столкновений будет достаточной для их рождения, как тяжелые (по данным существующих в настоящее время экспериментов масса не менее  $\text{ТэВ}/c^2$ ) узкие резонансы, распадающиеся на частицы СМ, в частности они дают дополнительный вклад в процесс Дрелла–Яна:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0/Z' \rightarrow l^+l^-$$

Другой путь решения проблемы иерархий масштабов заключается в том, чтобы понизить значение верхнего предела, опустить его с планковских энергий на гораздо меньших, приблизить его к  $M_{EW}$ . В этом направлении было предпринято множество попыток. Современные успехи в решении проблемы иерархии связаны с эффективными теориями гравитации в многомерном пространстве-времени, идущим от идей Теодора Калуцы [17] и Оскара Клейна [18], предложивших для объединения в рамках единого описания двух фундаментальных взаимодействий (электромагнитное и гравитационное) расширить пространство Минковского до пятимерного пространства. Позже модели с дополнительными пространственными измерениями (многомерные модели) получили дальнейшее развитие, в частности, в теории струн (для ознакомления можно порекомендовать, например, работы [19, 20]). В контексте иерархии масштабов многомерные модели дают особенно элегантное и естественное решение этой проблемы. Чтобы объяснить наблюдаемую слабость гравитационного взаимодействия по сравнению с электрослабым, вводятся новые пространственные измерения, причем гравитация может быть единственным фундаментальное взаимодействием, чувствительным к ним. Поля СМ локализируются (удерживаются) на 4-х-мерных поверхностях в дополнительных измерениях, часто называемыми *бранами*, а гравитоны (и, возможно, другие частицы в обобщенных сценариях) свободно распространяются во всем пространстве (в *балке*).

Сценарии с дополнительными пространственными измерениями предсказывают различные новые физические эффекты, которые могут проявляться при масштабе энергий порядка  $\text{ТэВ}$ , а следовательно, могут быть доступны для изучения на современных ускорителях. Прежде всего, объектом наблюдения могут

быть бесконечные спектры специфических трехмерных состояний — калуца-клейновские (КК)–моды гравитонов и других частиц: их полные копии по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу и пр.), но отличающиеся возрастающими массами. Разумеется, это в том случае, если все частицы СМ — флуктуации многомерных полей. В том случае, когда только каким-то частицам СМ разрешено быть многомерными (например, только массивным калибровочным бозонам), получается набор КК–мод только для этих частиц. Если же рассмотреть простейшие модели только с многомерной гравитацией, то получается набор КК–мод гравитона. Причем обычный гравитон (нулевая мода) остается безмассовым, как требует стандартная четырехмерная гравитация, а все возбужденные состояния, отделенные от нулевого массовой щелью, приобретают массы (КК–массы). В зависимости от модели и геометрии полного многомерного пространства, значения КК–масс и расщепление между уровнями будет различным, но присутствует одна общая черта: в силу понижения масштаба гравитации до величины порядка ТэВ виртуальные обмены и процессы прямого рождения КК–гравитонов должны учитываться в процессах СМ.

С феноменологической точки зрения в одних моделях низкоэнергетической гравитации (например, так называемая модель Рэндалл–Сандрума, тип 1 — RS1) [21]) тяжелые резонансные состояния проявляют себя как новые индивидуальные частицы с характерными свойствами — массой, зарядом, спином, каналами распада и т.д. — и могут быть обнаружены, по аналогии с новым нейтральным калибровочным бозоном  $Z'$ , по распадам, в том числе, на пару лептонов  $pp \rightarrow G_{KK} \rightarrow l^+l^-$  (сигнал резонансного типа). В других моделях (например, модель, разработанная Н. Аркани-Хамедом, С. Димопулосом и Г. Двали — ADD [22]) КК–моды в спектре настолько легкие, и расстояния между ними настолько малые, что они не различаются как индивидуальные резонансы, а формируют плавную огибающую. В этих случаях виртуальный обмен КК–модами гравитона дает вклады в процессы рождения частиц Стандартной модели, например, в рождение пары мюонов в процессе Дрелла–Яна (сигнал нерезонансного типа). Так что у нас получается избыток рождающихся частиц, по сравнению с предсказаниями СМ.

Таким образом, решение ряда проблем СМ требует привлечения более широких, чем в СМ, групп симметрий или других, совершенно новых теоретических концепций. Многочисленные возможные теоретические сценарии имеют богатую феноменологию с сигналами, доступным для измерения на современных ускорительных комплексах. Поэтому, наряду с исследованием свойств бозона Хиггса (а до 2012 г. — и его поисками), систематические исследования сигналов, предсказываемых различными расширениями СМ, являются одной из главных задач экспериментов на ЛНС. Экспериментальный поиск бозонов РКС и сигналов от дополнительных измерений, наряду с поиском сигналов от суперсимметрии, входят в качестве приоритетных задач в программу исследований эксперимента CMS [3, 4].

Один из наиболее интересных способов регистрации сигналов новой физики связан с измерением характеристик процесса рождения пары мюонов высоких энергий с противоположными зарядами (димюоны). Этот процесс является наиболее чистым наблюдаемым каналом, с точки зрения фоновых условий, и, кроме того, установка CMS (как следует далее из названия) специально оптимизирована для измерения мюонов. Детектирующая аппаратура CMS позволяет регистрировать мюоны, обладающие энергией порядка ТэВ, с точностью порядка нескольких процентов и эффективностью, близкой к 100%.

Суммируя сказанное выше, можно констатировать, что исследования процесса Дрелла–Яна очень важны для реализации различных исследований в рамках физической программы LHC [23, 24]. Этот процесс является не только важным тестом SM и чувствительным инструментом для поиска сигналов новой физики за ее рамками, но и одним из источников фонов при исследовании других критических для проверки SM процессов: парного рождения топ–кварков, калибровочных бозонов, поиска и измерения свойств бозона Хиггса в канале распада на 4 лептона.

Поиски новых резонансных состояний в разных каналах предпринимались и ранее, например на электрон–позитронном коллайдере LEP (ЦЕРН, Женева) и протон–антипротонном коллайдере Тэватрон (Фермилаб, Чикаго). Измерения на LEP позволили установить предел на массу нового нейтрального калибровочного бозона  $Z'$ , который составил 780–1760 ГэВ/ $c^2$  в зависимости от модели РКС [25]. Попытки Тэватрона обнаружить  $Z'$  в различных модах распада ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^\pm\mu^\pm$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $t\bar{t}$ ,  $jet + jet$ ,  $W^+W^-$ ) также не увенчались успехом. Полученные массовые ограничения достигли 772–1023 ГэВ/ $c^2$  в канале  $e^+e^-$  [26] и 817–1071 ГэВ/ $c^2$  в канале  $\mu^+\mu^-$  [27]. Массы  $Z'$  также была ограничена ( $m_{Z'} > 430$ –1100 ГэВ/ $c^2$ ) из данных экспериментов при более низких энергиях, например, из данных по рассеянию поляризованного электрона на нуклоне и изучению процессов с нарушением четности в атома [28], которые чувствительны к эффектам интерференции  $Z^0/Z'$ , приводящим к модификации констант связи  $Z^0$  с кварками и лептонами (см., например, [29]). В свою очередь, попытки экспериментов D0 и CDF наблюдать резонанс со спином 2 привели к ограничению на массу КК–гравитонов в модели RS1 — 560–1050 ГэВ/ $c^2$ , и масштаба взаимодействия тяжелых КК–гравитонов с материей SM  $\Lambda_\pi > 4.3$  (2.6) ТэВ/ $c^2$  при  $m_{KK} = 500$  (700) ГэВ/ $c^2$  [30].

Наиболее сильные ограничения на параметры модели ADD, дающий легкие КК–состояния гравитонов (от порядка или даже меньше эВ до МэВ) и, как следствие, нерезонансный тип сигнала (см. подробнее Главу 4), проистекают из астрофизических и космологических наблюдений.

Астрофизические ограничения связаны, например, с тем, что излучение таких легких частиц, как КК–гравитоны, должно было бы доминировать над излучением прочих частиц, например, нейтрино, что противоречит стандартной картине взрыва сверхновых и пр. Так данные по суперновой SN1987A ограничивают фундаментальный масштаб гравитации  $M_D$  значениями 27 ТэВ [31],

а, например, требование на ограниченность температуры нейтронной звезды (после взрыва суперновой КК–гравитоны удерживаются гравитационным полем остаточной нейтронной звезды и могут вызвать ее перегрев в результате распада на фотоны) — даже 1700 ТэВ [32]. Тут следует отметить, что все эти ограничения получены для числа дополнительных измерений  $n = 2$ , хотя, мотивируясь теорией струн, число ДПИ  $n$  обычно полагается равным от 1 до 6. При большем числе  $n$  ограничения гораздо слабее — уже для  $n=3$  эти пределы, соответственно, не превышают 2.4 и 76 ТэВ.

С точки зрения перспектив наблюдения данного сигнала на коллайдере случай  $n = 2$  исключается также еще по ряду других соображений. Во-первых, существуют ограничения на размер ДПИ, полученные в прецизионных проверках закона Ньютона на малых расстояниях ( $\lesssim 37$  мкм) [33], которые с натяжкой допускают случай с  $n = 2$  и  $M_D$  порядка электрослабого масштаба  $\sim 1$  ТэВ ( $M_D > 3.6$  ТэВ). Случай с  $n = 1$  исключен для любых  $M_D$ , так как он соответствует слишком большим размерам ДПИ  $R \sim 10^{13}$  см, что должно приводить к видимому отклонению от закона Ньютона на расстояниях масштаба Солнечной системы, чего, разумеется, мы не наблюдаем. Во-вторых, случай  $n = 2$  с не слишком высоким  $M_D$  ограничен по космологическим соображениям (подробнее см. [34]). В частности, для таких значений параметров мы получаем бесконечный набор очень легких КК–мод гравитона с массами  $m_{G_{KK}} \approx 10^{-(2-3)}$  эВ. Но тогда в ранней Вселенной эти легкие КК–гравитоны могли бы рождаться в изобилии при достаточно высоких температурах, что привело бы к разрушению стандартной картины Большого Взрыва и последующей эволюции Вселенной (в эпоху первичного нуклеосинтеза требование соблюдения баланса между плотностью КК–мод гравитонов и плотностью остальных частиц привело бы к тому, что максимальная температура Вселенной не должна была бы превышать значение 10 МэВ, и даже для предельно возможного случая  $n = 6$  все равно получалась бы слишком низкая температура  $T \approx 1$  ГэВ). С космологической точки зрения во избежании перенаселенности Вселенной реликтовыми гравитонами необходимо, чтобы  $M_D > 7$  ТэВ. Далее ограничения на возможный вклад КК–гравитонов (также в результате распада на фотоны) в диффузное космическое гамма–излучение приводят к условию  $M_D > 100$  ТэВ [35]). Эти ограничения отсутствуют, при сохранении значения  $M_D \approx 1$  ТэВ, только для случаев с большим числом ДПИ, например, для  $n = 3$ , когда получается значение радиуса компактификации  $R \approx 10^{-6}$  см, или  $n = 6$  и  $R \approx 10^{-12}$  см. С другой стороны, даже для  $n = 2$ , можно рассмотреть большие значения фундаментального масштаба, например,  $M_D > 30$  ТэВ, что будет более приемлемым с космологической точки зрения, но тогда возможные экспериментальные следствия, очевидно, останутся за рамками возможностей современных ускорителей.

Коллайдерные эксперименты дают существенно более слабые ограничения, например, из данных LEP  $M_D > 1.60, 1.20, 0.94, 0.77, 0.66$  ТэВ, соответственно, для  $n = 2-6$  [36].

Помимо КК–мод гравитонов, еще одним интересным следствием понижения фундаментального масштаба гравитации в многомерных теориях является возможность рождения микроскопических многомерных черных дыр на ускорителях. Вообще говоря, существование черных дыр, в которые должна коллапсировать материя при сильных гравитационных взаимодействиях, является характерным предсказанием не только указанных моделей, но и в принципе любой теории гравитации эйнштейновского (и не только) типа. Просто в стандартной четырехмерной общей теории относительности (ОТО) область сильных гравитационных взаимодействий для элементарных частиц начинается с энергетического масштаба, выше или равного массе Планка  $M_{Pl} \simeq 10^{19}$  ГэВ (транспланковский режим). Либо, альтернативно, для формирования черной дыры должно быть весьма значительное скопление массы в ограниченном объеме; так образуются макроскопические черные дыры при коллапсе массивных звезд или в центрах галактик, и теоретически это можно наблюдать астрофизическими методами. Доказательства существования макроскопических черных дыр первого типа — из коллапса двойных звездных систем — действительно были получены в 2016 г. коллаборациями VIGO и LIRGO, одновременно открывшими существование гравитационных волн, что дало старт новой эпохе в изучении гравитации неускорительными методами. Однако этот случай образования черных дыр (очевидно, доминирующий во вселенной, где наличествуют большие скопления масс) не характерен для ускорительных экспериментов или, в более общем смысле, для процессов взаимодействия элементарных частиц, где плотность материи на единицу объема не так значительна. Специально для случая столкновений частиц в транспланковском режиме существует так называемая гипотеза К. Торна [37], согласно которой такие частицы могут коллапсировать в черную дыру, если прицельный параметр их взаимодействия будет меньше, чем радиус Шварцшильда  $r_S$  для черной дыры с массой  $M_{BH}$ , равной полной энергии, доступной при столкновении. И здесь в рассмотрение вводятся именно модели низкоэнергетической гравитации, с их невысоким фундаментальным многомерным масштабом  $M_D \sim T\text{ЭВ}$ , поскольку для обычной четырехмерной гравитации транспланковский режим очевидно недостижим на любых ускорителях, в силу очень высокого значения  $M_{Pl}$ . А для моделей типа ADD или RS1 транспланковский режим становится достижимым, так что, с возникновением подобных сценариев, актуальной становится и гипотеза об образовании на ускорителях микроскопических черных дыр (МЧД). Это теоретическое предположение, вполне естественное в русле подхода моделей низкоэнергетической гравитации, и послужило стартом для поисковой программы МЧД на LHC.

По конструкции в модели ADD на расстояниях, значительно меньших радиуса компактификации  $r$ , гравитация усиливается на много порядков; следовательно, для более сильной гравитации образование черных дыр в столкновениях частиц может происходить на расстояниях гораздо больших четырехмерного планковского радиуса (на расстояниях порядка нескольких ферми, соответствующих  $M_D \sim T\text{ЭВ}$ , а не планковского значения  $10^{-33}$  см, соответствующего

энергии  $10^{19}$  ГэВ). В соответствии с термодинамикой черных дыр, МЧД большего размера (с заданной фиксированной массой) имеют меньшую температуру Хокинга, т. е. многомерные МЧД должны быть больше по размерам и холоднее своих четырехмерных аналогов такой же массы. Характерное время жизни подобных объектов может быть оценено как  $10^{-(26 \div 27)}$  секунд (МЧД распадаются быстрее, чем резонансы СМ по сильному каналу, за счет того, что МЧД — объект нерезонансного типа, распадающийся равновероятно на все возможные степени свободы для частиц СМ и гравитонов, и число открытых разрешенных каналов распада для МЧД значительно превышает таковое для любой частицы СМ или гипотетических новых резонансов за рамками СМ). Для описания процессов рождения и эволюции многомерных МЧД используется подход, аналогичный стандартному четырехмерному случаю, с поправкой на многомерный характер происходящего и с соответствующими изменениями В формулах для шварцшильдовского радиуса, энтропии, температуры Хокинга на стадии излучения МЧД и для вероятностей излучения на брану и в полный многомерный объем. За счет присутствия дополнительных опций, предоставляемых многомерным объемом, количественно картина эволюции многомерной ЧД отличается от эволюции четырехмерной, но качественно она остается такой же. В частности, рассматриваются четыре стандартные стадии, или этапы, в жизни МЧД: стадия рождения, стадия трансформации вращающейся (керровской) МЧД в стационарную (шварцшильдовскую), стадия хокинговского излучения для стационарной МЧД и, наконец, финальная стадия полного распада МЧД. На всех стадиях (кроме финальной, которую еще называют «планковской», из-за очень высокой температуры Хокинга для последних актов излучения и из-за взрывного характера последнего распада) применяются методы классической теории гравитации, развитые еще для четырехмерного описания, с известными характерными чертами и поправочными коэффициентами. В частности, рассматриваются поправки для сечения рождения вращающейся МЧД, потери в начальном состоянии при формировании горизонта МЧД, серотельные множители для хокинговского излучения и ряд других, см., например, обзоры [38, 39, 40]. Для финальной стадии эволюции используются различные модельные подходы, поскольку теоретически корректное описание из первых принципов невозможно, в силу отсутствия теории квантовой гравитации. Для МЧД в сценарии RS1 в общем случае ситуация отличается от описания в модели ADD, из-за наличия ненулевой кривизны полного многомерного объема и конечного значения натяжения бран, меняющего всю многомерную динамику. Но и в этом случае существует область значений модельных параметров (предельный переход), в которой для МЧД RS-типа можно использовать подход, развитый для описания МЧД ADD-типа, с помощью прямой подстановки в соответствующие формулы числа дополнительных измерений  $n = 1$ . Теоретически было продемонстрировано, что в области энергий, достижимых на ЛНС, описание МЧД в сценарии RS1 как в ADD, т. е. в области предельного перехода, применимо до 14 ТэВ и даже выше (фактически, оно применимо вплоть до энергий порядка

сотни ТэВ). В обоих сценариях образующиеся МЧД предполагаются имеющими размеры, не превышающие радиус компактификации дополнительных измерений, чтобы МЧД трактовалась как действительно многомерный объект с соответствующим описанием (т. е. чтобы она полностью помещалась в дополнительных измерениях). Учитывая, что в модели ADD размеры ДПИ могут быть порядка ферми или десятых долей ферми, размеры МЧД должны быть указанного порядка величины или меньше.

Из-за крайне малого времени жизни и фактической «точечности» объекта (современные достижимые энергии не в состоянии разрешить размеры МЧД) с экспериментальной точки зрения все акты излучения по механизму Хокинга для МЧД регистрируются как единовременные события, без разрешения по «квантам» времени (актам излучения) и без фазового рассогласования из-за конечного размера МЧД. Множественность распадных частиц, как и в четырехмерном случае, полностью определяется энтропией (чем больше энтропия, т. е. число внутренних степеней свободы у МЧД, тем больше будет множественность распадных частиц). Доминирующую долю в излучение вносят кварки и глюоны, из-за наибольшего числа степеней свободы, отвечающего этим частицам. Поэтому характерной экспериментальной наблюдаемой для процессов с рождением и распадом МЧД является множественное рождение адронных струй (а также лептонов всех типов и других частиц, с долей примерно 25%), практически изотропно распределенных в пространстве и формирующих конечные состояния, в которых в общем случае не сохраняются ароматы, заряды и нарушается лоренц-инвариантность [38, 39, 41]. Подобные яркие необычные сигналы не имеют аналогов в рамках СМ и не должны быть пропущены в эксперименте.

Перед запуском ЛНС ограничения на массу  $M_{\text{ВН}}$  были доступны только из экспериментов по исследованию процесса рассеяния горизонтальных космических нейтрино на нуклонах в земной атмосфере (по недостатку величины потока нейтрино вследствие реакции типа  $\nu N \rightarrow \text{ВН}$ ). Фундаментальный масштаб гравитации  $M_D$  был ограничен (для  $M_D \leq M_{\text{ВН}}^{\text{min}} \leq 3M_D$ ) значениями 1.0–1.4 ТэВ при числе дополнительных измерений  $n > 4$  [42] (ограничение на число ДПИ связано с тем, что вероятность процессов с образованием МЧД пропорциональна числу ДПИ — чем больше  $n$ , тем больше сечение рождения МЧД, а для малых значений ДПИ ограничение получается слишком слабым). Поиск подобных сигналов в коллайдерных экспериментах успехом не увенчался — энергия ускорителей предыдущего поколения не позволила установить существенные ограничения на модельные параметры.

## В.2 ОСНОВНЫЕ ЦЕЛИ, НОВИЗНА И ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Целью работы являются проверка предсказаний стандартной модели фундаментальных взаимодействий элементарных частиц и поиск сигналов за рамками СМ в процессах рождения пары мюонов; исследование множественного образования частиц в эксперименте CMS при энергиях ЛHC.

### Научная новизна

В работе впервые систематически показана возможность измерений сечения и угловых характеристик процесса Дрелла–Яна в области инвариантных масс пары мюонов  $m_{\mu\mu} \sim 1\text{--}5 \text{ ТэВ}/c^2$  при энергиях сталкивающихся протонов 14 ТэВ в с.ц.м. Разработана методика поискового эксперимента для обнаружения сигналов новой физики нерезонансного и резонансного типов для состояний с со спином 1 и 2. На примере моделей расширенного калибровочного сектора и дополнительных пространственных измерений впервые продемонстрирована возможность наблюдения подобных сигналов в канале с парой  $\mu^+\mu^-$  в конечном состоянии. В терминах модельных параметров этих сценариев определен потенциал открытия эксперимента CMS при  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ .

В работе получены новые уникальные данные о взаимодействиях частиц стандартной модели при рекордных энергиях, которые были достигнуты во время первого этапа работы ЛHC RUN1 ( $\sqrt{s} = 7$  и  $8 \text{ ТэВ}$ ): измерены дифференциальные и дважды дифференциальные сечения процесса Дрелла–Яна в областях переменной Бьеркена  $0.0003 \leq x \leq 1.0$  и переданного четырехимпульса  $300 \leq Q^2 \leq 3\,000\,000 \text{ ГэВ}/c^2$ , ранее недоступных для изучения, измерено значение асимметрии вылета лептонов в области инвариантных масс  $m_{ll}$  до  $2000 \text{ ГэВ}/c^2$  и быстроты пары  $|y| \leq 2.4$ , получены принципиально новые ограничения в пространстве модельных параметров сценариев с расширенным калибровочным сектором и моделей многомерной гравитации ADD и RS1.

### Практическая значимость

Данная работа формулирует программу научных исследований эксперимента CMS в канале с парой мюонов в конечном состоянии. Предложенная программа исследований легла в основу соответствующих глав проектов коллаборации CMS “CMS Physics Technical Design Report Vol. I: Detector performance and software” (PhTDR-I) [3] и “CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance” (PhTDR-II) [4], определяющих стратегию и методы научных исследований коллаборации.

Основные результаты по ограничению модельных параметров изученных в работе сценариев новой физики включены в регулярные обзоры по физике частиц Particle Data Group за 2012–2018 гг.

Разработанные в работе методы отбора и реконструкции мюонов с большими поперечными импульсами ( $p_T \sim \text{ТэВ}/c$ ) и мюонных пар с инвариантными массами  $m_{\mu\mu}$  до нескольких  $\text{ТэВ}/c^2$ , методы оценки величин систематических погрешностей сечений сигнальных и фоновых процессов были использованы в эксперименте CMS для реализации других направлений физической программы



коллораации в течение первого этапа работы LHC (RUN1): открытия бозона Хиггса, наблюдения редких распадов  $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , измерения функций распределения плотностей партонов (PDF) и др. [43, 44, 45, 46, 48].

Начиная с 2015 г., на основании этих разработок осуществляются исследования второго цикла работы LHC (RUN2) при номинальных (проектных) значениях энергии и светимости, а, кроме того, проводится разработка новых направлений исследований как при повышенной светимости LHC (High Luminosity LHC) [43, 44], так и в других экспериментах физики высоких энергий на планируемых ускорительных комплексах.

### В.3 АПРОБАЦИЯ И ЛИЧНЫЙ ВКЛАД

Результаты исследований, составивших диссертацию, докладывались автором на научных семинарах Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), Института теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова (ИТЭФ), Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова (ПИЯФ); рабочих совещаниях коллаборации CMS, проходивших в ЦЕРН, ОИЯИ, ИТЭФ, МГУ; ежегодных конференциях коллаборации RDMS CMS, на международных рабочих совещаниях, научных школах, конференциях и симпозиумах (всего более 80 выступлений), наиболее важные из которых:

- Международная конференция по физике на LHC (Physics at LHC — LHC-Praha-2003), 6–12 июля 2003 г., Прага, Чехия.
- 18 Международное рабочее совещание по физике высоких энергий и квантовой теории поля (18th International Workshop on High-Energy Physics and Quantum Field Theory — QFTHEP2004), 17–23 июня 2004 г., Санкт-Петербург, Россия.
- XXXIII Международная “рочестерская” конференция по физике высоких энергий (XXXIII International Conference on High Energy Physics — ICHEP’06), 26 июля – 2 августа, 2006 г., ОИЯИ–РАН, Москва, Россия.
- Симпозиум по физике на адронных коллайдерах (Hadron Collider Physics Symposium — HCP2007), 20–26 мая 2007 г., Ла Бионда, Эльба, Италия.
- Сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, 23–29 ноября 2009 г., ИТЭФ, Москва, Россия; 21–25 ноября 2011 г., ИТЭФ, Москва, Россия; 5–8 ноября 2013 г., ИФВЭ, Протвино, Россия; 17–21 ноября 2014 г., МИФИ, Москва, Россия; 12–15 апреля 2016 г., ОИЯИ, Дубна, Россия; 6–8 июня 2017 г., ИЯИ, г. Нальчик, Россия.
- Зимняя дубненская международная школа современной теоретической физики (DIAS-TN) “Физика на Большом адронном коллайдере”, 30 января – 06 февраля, 2012 г., ОИЯИ, Дубна, Россия.

- XIII Международная школа-конференция “Актуальные проблемы физики микромира”, 27 июля – 7 августа 2015 г., Гомель, Беларусь.
- V ежегодная конференция молодых ученых и специалистов “Алушта-2016”, 5–12 июня 2016 г., Алушта, Крым, Россия.

Основные результаты диссертации изложены в 54 научных работах [3, 4, 23, 24], [43]–[92] (из них 31 из списка ВАК и БД Скопус), опубликованных в журналах “Ядерная физика” (8 публикаций) [48, 47, 49, 50, 60, 69, 73, 78], “Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ)” (4 публикации) [43, 44, 45, 77], “Письма в журнал “Физика элементарных частиц и атомного ядра” (2 публикации) [51, 59], “Journal of High Energy Physics” (5 публикаций) [71, 80, 85, 88, 90], “Physics Letters B” (4 публикации) [76, 82, 84, 92], “Physical Review D” (1 публикация) [79], “Nuclear Physics B” (2 публикации) [58, 65], “European Physics Journal C” (2 публикации) [72, 74], “Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics” (1 публикация) [4], “Czechoslovak Journal of Physics” (1 публикация) [68], “JINST” (1 публикация) [55], “ПФМТ” (1 публикация) [61], в главах монографий (2 публикации) [23, 24], а также в виде электронных препринтов, материалов конференций и нот сотрудничества CMS [3, 46, 52, 53, 54, 56, 57, 62, 63, 64, 66, 67, 70, 70, 75, 81, 83, 86, 87, 89, 91].

Представленные в диссертации работы по подготовке программы исследований по изучению рождения мюонных пар на ЛНС выполнены под руководством и при определяющем участии автора. Автор являлся ответственным за проведение исследований, подготовку публикаций и разделов проектов эксперимента CMS по физической программе PhTDR-I и PhTDR-II. Автор руководил группой физического анализа ОИЯИ в эксперименте CMS и принимал личное непосредственное участие в проведении обработки и анализа экспериментальных данных первого этапа работы ЛНС. Также личный вклад автора в коллаборационные работы подтверждается цитируемыми внутриколлекционными препринтами с ограниченным числом авторов и выступлениями соискателя на конференциях, сделанных от имени коллаборации CMS.

#### В.4 СТРУКТУРА РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, двух частей, включающих семь глав, заключения и пяти приложений. Список литературы содержит 277 наименований. Полный объем диссертации — 328 страниц, включая 46 таблиц и 194 рисунков.

Во **Введении** обсуждались мотивация и актуальность исследований, в частности, основные проблемы и задачи при описании процессов взаимодействия элементарных частиц и модели новой физики за рамками СМ: сценарии низкоэнергетической гравитации, а также новизна и практическая значимость полученных результатов.

Результаты, представленные в **Части 1**, основаны на исследованиях, посвященных анализу перспектив изучения процесса Дрелла–Яна и эксперимен-

тального обнаружения сигналов новой физики в канале с парой мюонов, образующихся в столкновениях пучков протонов Большого адронного коллайдера (ЛHC) при проектном значении энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Все исследования выполнены на основании моделирования методом Монте–Карло изучаемых процессов с учетом «отклика» экспериментальной установки «Компактный мюонной соленоид» (CMS) на прохождение частиц через вещество детекторных систем.

В **Главе 1** приведены общие характеристики основных детекторных систем эксперимента CMS: магнитной системы, внутреннего трекера, электромагнитного и адронного калориметров, триггеров первого и высших уровней. Продемонстрировано, что установка CMS обладает высокоэффективной системой идентификации и измерения характеристик мюонов, системой регистрации электронов и фотонов с высоким разрешением (электромагнитный калориметр) и высокоточным центральным трекером для прецизионных измерений импульса заряженных частиц.

**Глава 2** содержит результаты исследований, направленных на изучение возможностей эксперимента CMS по отбору в режиме реального времени и оффлайн-реконструкции событий с одиночными и парными мюонами. Также в этой главе обсуждаются результаты широкомасштабного теста программного обеспечения (ПО) CMS, созданного для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами до нескольких ТэВ/с. Тестирование ПО проводилось на данных Монте–Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле. Результаты, обсуждаемые в Главе 2, опубликованы в работах [3, 51, 52, 53, 54].

В разделе 2.1 обсуждаются аспекты моделирования прохождения элементарных частиц через вещество детекторных систем CMS («отклика» детекторных систем). На данных комбинированного теста элементов торцевых электромагнитного (EE) и адронного (HE) калориметров, дополненных передней мюонной станцией (ME1/1), на пучках мюонов и пионов с энергией до 300 ГэВ в CERN было, во-первых, проверено соответствие ПО, описывающего геометрию установки, реальности, а, во-вторых, были протестированы различные модели развития адронных ливней в GEANT4.

В разделе 2.2 и 2.3 анализируются методы и алгоритмы реконструкции и идентификации мюонов, особое внимание уделено оптимизации реконструкции мюонов высоких энергий (несколько сотен ГэВ и выше). На наборах данных моделирования одиночных мюонов и пар мюонов продемонстрированы точность и эффективность используемых методов.

В разделе 2.4 представлены результаты исследования критерия пространственной изолированности мюонных треков, используемого для режекции фоновых событий. Продемонстрировано влияние этого критерия на эффективность триггерной системы CMS; на основании полученных результатов предложены способы оптимизации данного отбора.

Детальное изучение возможностей триггерной системы CMS по отбору событий с парой мюонов в области больших инвариантных масс  $m_{\mu\mu}$  было проведено в разделе 2.5. Путем комбинации возможных критериев отбора на различных уровнях принятия решений триггерной системы CMS выработана методика отбора подобных событий. На примере процесса Дрелла–Яна была продемонстрирована высокая эффективность отбора (от 56% до 95%) во всем диапазоне исследуемых инвариантных масс (от 200 ГэВ/ $c^2$  до 5000 ГэВ/ $c^2$ ).

Раздел 2.6. посвящен исследованию влияния невыравненности детекторных систем (НДС) на эффективность отбора, а также точность и эффективность оффлайн реконструкции. Изучение проводилось на наборах данных МК по одиночному рождению мюонов, а также образованию пар мюонов в процессе Дрелла–Яна и распадах  $J/\psi$ - и  $B_s^0$ -мезонов,  $Z^0$ -бозона, а также гипотетического нейтрального бозона  $Z'$ . Для учета влияния НДС использовались три сценария, отвечающих выравниванию детекторных систем с помощью геодезических измерений с выключенным магнитным полем, а также выравниванию с помощью наборов экспериментальных данных с различной статистикой.

Раздел 2.7 включает в себя описание результатов для глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле CMS (Cosmic Run At Four Tesla, CRAFT), в котором были протестированы все алгоритмы реконструкции и отбора событий.

В разделе 2.8 сформулированы основные результаты Главы 2.

В **Главе 3** с помощью моделирования физических процессов и отклика детекторных систем на вторичные частицы было проведено изучение процесса Дрелла–Яна и продемонстрирована возможность экспериментального измерения в эксперименте CMS сечения этого процесса и асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких ТэВ/ $c^2$ , которые были недоступны для измерения до ЛНС. Результаты, обсуждаемые в Главе 3, опубликованы в работах [4, 56, 57, 59, 60, 61, 62], см. также обзор [58].

В разделе 3.1 приводятся результаты моделирования и реконструкции событий рождения пар мюонов в процессе Дрелла–Яна, а также результаты вычисления сечения этого процесса. На примере анализа распределений событий по различным кинематическим переменным демонстрируется согласие наборов данных на уровне физических генераторов (предсказания SM) и реконструированных событий.

В разделе 3.2 анализируются различные источники фоновых событий. В качестве фоновых были рассмотрены процессы образования пар калибровочных бозонов  $VV$  ( $V = Z^0, W^\pm$ ), парного рождения  $t$ -кварков, ассоциированного рождения струй и калибровочного бозона  $W + jets$ , мягких и жестких двухструйных событий КХД и инклюзивные события  $pp \rightarrow \mu X$ . Обсуждены способы моделирования этих процессов и методы их подавления.

Возможные погрешности измерения сечения процесса Дрелла–Яна обсуждаются в разделах 3.3 и 3.4. В различных областях инвариантных масс пар мюонов проанализированы как статистические, так и систематические погрешно-

сти. При изучении систематических погрешностей учитывались как различные аспекты экспериментальных измерений (влияние величины массового разрешения, точности отбора событий, эффекта разбалансировки детекторных систем, ошибки измерения светимости), так и неточность расчетов сечения процесса Дрелла–Яна, вызванная поправками высших порядков ТВ, а также неопределенности, связанные с неточным знанием функций распределения кварков и глюонов, неоднозначностью выбора шкалы КХД и конечной точностью определения бегущей константы связи КХД.

Раздел 3.5 посвящен изучению перспектив изучения пространственной асимметрии вылета лептонов  $A_{FB}$ . Были предложены и реализованы несколько методов коррекции влияния систематических эффектов, с помощью которых была продемонстрирована возможность измерения значения  $A_{FB}$  в широком диапазоне значений  $m_{\mu\mu}$ . В зависимости от величины ожидаемой интегральной светимости было исследовано влияние статистических и систематических погрешностей.

В разделе 3.6 сформулированы основные результаты Главы 3.

В **Главе 4** анализируются перспективы экспериментального обнаружения при энергии ускорителя ЛНС  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ сигналов новой физики резонансного и нерезонансного типов в каналах с парой мюонов в конечном состоянии. Для получения предсказаний такого типа была на основании моделирования МК разработана методика проведения соответствующих поисковых экспериментов и показана принципиальная возможность наблюдения подобных состояний. Также обсуждается возможность разделения двух спиновых состояний резонанса (спин 1 и спин 2). Результаты, обсуждаемые в Главе 4, опубликованы в оригинальных работах [4, 63, 64, 67, 68, 69], см. также обзоры [23, 24, 50, 65, 66, 70].

В разделе 4.1 приводятся результаты разработки методики поиска сигналов новой физики нерезонансного типа в канале с парой мюонов при энергиях сталкивающихся пучков протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Впервые показана возможность наблюдения сигналов от многомерной гравитации, предсказываемых сценарием с большими дополнительными измерениями (модель ADD). Для различных сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной светимости) получены пределы наблюдаемости на величину струнного масштаба  $M_S$  и числа дополнительных измерений  $n$  этой модели.

В разделе 4.2 описываются методика поиска сигналов новой физики резонансного типа со спином 2 в канале с парой мюонов при энергиях сталкивающихся пучков протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 2 на примере модели многомерной гравитации RS1, основанной на гипотезе «стянутых» дополнительных пространственных измерений с метрикой многомерного пространства анти-де Ситтера  $AdS_5$  (4 пространственных измерения + 1 временное). Для различных сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной све-

тимости) получены пределы на наблюдаемость RS1–гравитона в пространстве параметров модели  $(\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}})$ .

В разделе 4.3 обсуждается методика поиска сигналов новой физики резонансного типа со спином  $-1$  в канале с парой мюонов при энергиях сталкивающихся пучков протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином  $1$  на примере предсказаний расширенных калибровочных моделей, основанных на группах ТВО  $E_6$  и  $SO(10)$ . Для различных сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной светимости) получены массовые пределы на наблюдаемость нейтрального калибровочного бозона  $Z'$  в различных моделях.

Раздел 4.4 посвящен обсуждению возможности определения спиновой структуры гипотетического нейтрального резонанса в эксперименте.

В разделе 4.5 сформулированы основные результаты Главы 4.

В **Части 2** диссертации приведены результаты исследований эксперимента CMS по образованию пары мюонов и многочастичных событий в столкновениях пучков протонов во время первого этапа работы ЛHC (2009–2012 гг.). Для увеличения статистической точности финальные результаты по данным в канале с парой мюонов комбинировались с данными по рождению пары электронов<sup>2</sup>.

В **Главе 5** приведены результаты изучения в эксперименте CMS характеристик рождения пар лептонов в процессе Дрелла–Яна  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow l^+l^-$  в протон–протонных столкновениях на ЛHC при  $\sqrt{s} = 7$  и  $8$  ТэВ. Результаты, обсуждаемые в Главе 5, опубликованы в работах [71, 72, 74, 75, 76, 79], см. также обзоры [44, 45, 46, 48, 73, 77, 78]

В разделах 5.1–5.3 обсуждаются методы оценки числа сигнальных и фоновых событий, детали реконструкции и отбора событий, а также способы корректировки влияния систематических эффектов, остаточное влияние которых оценено в разделе 5.4.

Раздел 5.5 посвящен обсуждению основных результатов измерения дифференциального сечения  $d\sigma/dm$  и дважды дифференциального сечения  $d\sigma/dmdy$  процесса Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 7$  и  $8$  ТэВ, а также результаты измерения энергетической зависимости этих сечений. Кроме того, в разделе приведены результаты измерения инклюзивных сечений процесса рождения  $Z^0$ –бозона при  $\sqrt{s} = 7$  и  $8$  ТэВ.

Исследование пространственной асимметрии вылета лептонов  $A_{FB}$  проводилось в разделе 5.6. Приведены результаты измерений  $A_{FB}$  в интервале значений инвариантной массы лептонной пары  $40 \leq m \leq 2000$  ГэВ/ $c^2$  и в четырех интервалах абсолютного значения быстроты пары  $|y|$  (0–1, 1–1.25, 1.25–1.5, 1.5–2.4), а также значения эффективного угла Вайнберга  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ , которое составило  $0.2287 \pm 0.0020$  (стат.)  $\pm 0.0025$  (сист.).

В разделе 5.6 сформулированы основные результаты Главы 5.

<sup>2</sup>Методические аспекты идентификации и регистрации электронов в данной работе не обсуждаются и на защиту не выносятся.

В **Главе 6** приведены результаты поиска сигналов физики за рамками стандартной модели в канале рождения пары мюонов. Результаты основаны на данных эксперимента CMS, набранных в 2011–2012 гг. во время первого этапа работы ЛНС при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Полная проанализированная статистика соответствует интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.1$  фбн<sup>-1</sup> и 20.6 фбн<sup>-1</sup>. В ходе исследований осуществлялся поиск как резонансных состояний со спином 1 и спином 2, так и сигналов нерезонансного типа. Результаты, обсуждаемые в Главе 5, опубликованы в работах [80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87], см. также обзоры [44, 46, 48, 47, 49].

В разделе 6.1 выполнено сравнение экспериментальных распределений пар мюонов и предсказаний СМ, полученных с помощью моделирования МК. Как и в разделах 5.1–5.3, описаны методы реконструкции и условия отбора событий, проведена оценка величины фона с помощью моделирования и данных.

Процедура поиска сигналов новой физики в случае резонансного и нерезонансного сигналов и методы статистической интерпретаций результатов описаны в разделе 6.2.

Раздел 6.3 посвящен обсуждению систематических погрешностей результатов анализа. Рассмотрено влияние эффективности реконструкции и отбора событий, эффекта невыравненности детекторных систем, неопределенности PDF и эффектов высших порядков теории возмущений.

В разделе 6.4 приводятся результаты измерения модельно-независимого верхнего предела (95% CL) на сечения рождения резонансных состояний со спином 1 и спином 2 с учетом вероятности распада на пару лептонов (мюонов и электронов). Получены экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний, предсказываемых моделями расширенной калибровочной группы  $E_6$  и симметричной «лево-правой» модели (новый калибровочный бозон  $Z'$  — резонанс со спином 1) и сценарием низкоэнергетической гравитации с метрикой анти-де Ситтера (RS1-гравитон  $G_{KK}$  — резонанс со спином 2).

В разделе 6.5 приводятся результаты интерпретации данных эксперимента в контексте контактных взаимодействий, которые предсказывают модификацию формы распределений пар лептонов, задаваемой СМ, в широкой области инвариантных масс (нерезонансный тип сигнала). В рамках сценария низкоэнергетической гравитации с четырехфермионным эффективным взаимодействием с обменом ADD-гравитонами установлен верхний предел на сечение этого процесса. В различных схемах перенормировки получены принципиально новые экспериментальные ограничения на ультрафиолетовый масштаб обрезания  $\Lambda_T$  и масштаб обрезания  $M_S$  в зависимости от числа дополнительных измерений  $n$ . Также данные были проанализированы в рамках модели составных (композитных) фермионов (кварков и лептонов) — лево-левой изоскалярной модели LLIM [93].

В разделе 6.6 сформулированы основные результаты Главы 6.

**Глава 7** посвящена изучению процессов множественного рождения жестких частиц при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ и поиску сигналов от микроскопических черных дыр.

Результаты, обсуждаемые в Главе 7, опубликованы в работах [88, 89, 90, 92, 91], см. также обзоры [46, 48, 47].

В разделе 7.1 обсуждаются методы моделирования микроскопических черных дыр, реконструкции и отбора событий множественного рождения частиц. Приводятся сравнения результатов вычислений сечений подобных объектов в рамках различных теоретических сценариев.

Раздел 7.2 посвящен методам оценки формы распределений фоновых событий по величине полной поперечной энергии всех частиц в событии. Оценка формы распределений доминирующих в СМ событий множественного рождения струй производилась на основе анализа контрольного набора данных с использованием свойства инвариантности событий по  $S_T$  для разной множественности частиц в событии. Вклад недоминирующих фоновых процессов был оценен с помощью моделирования МК. На основании анализа контрольного набора данных при низких значениях  $S_T$  с малой множественностью ( $N = 2$  и  $3$ ) выполнена экстраполяция распределений фоновых событий в области больших  $S_T$  с полной множественностью  $N = 3-10$ .

В разделе 7.3 приводятся результаты вычислений систематических погрешностей, включая неопределенности формы распределения фоновых событий, обусловленные выбором функции аппроксимации и границ контрольной области, ошибку определения значений масштабных коэффициентов нормировки распределений, точность метода коррекции энергии струй. Кроме того, были учтены неопределенность эффективности акцептанса, связанная с выбором функций распределений PDF, и неопределенность измерения интегральной светимости.

Раздел 7.4 посвящен измерению верхних пределов (95% CL) на сечения процессов образования квазиклассических и квантовых микроскопических черных дыр, а также струнных шаров в различных модельных предположениях. Приводятся ограничения (95% CL) в пространстве модельных параметров (массы объектов, фундаментальный масштаб  $M_D$  и число дополнительных измерений  $n$ ), полученные в рамках модели низкоэнергетической гравитации ADD. Также дано описание способа статистической интерпретации результатов, основанного на использовании модифицированного частотного метода оценки статистической достоверности.

В разделе 7.5 представлены результаты модельно-независимых измерений верхних пределов (95% CL) сечений процессов множественного рождения частиц в области значений полной поперечной энергии  $S_T$  1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью  $N \geq 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ .

В разделе 7.6 сформулированы основные результаты Главы 7.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

В **Приложении А** представлены более подробные результаты изучения влияния эффекта невыравненности детекторных систем на эффективность триггеров Level-1, Level-2, Level-3 с учетом и без ошибки их позиционирования.



Там же даны результаты исследований влияния НДС на разные алгоритмы реконструкций с учетом всех сценариев НДС.

В Приложении Б приведены сечения и веса всех смоделированных фоновых процессов СМ.

В Приложении В рассмотрено влияние корреляционных эффектов при измерении асимметрии  $A_{FB}$ .

В Приложении Г проводится сравнение результатов измерения сечений процесса Дрелла-Яна в  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$  каналах.

В Приложении Д приведены примеры измеренных верхних пределов (95% CL) на сечение рождения квазиклассических микроскопических черных дыр в зависимости от минимальной массы  $M_{\text{ВН}}^{\text{min}}$  для числа дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$  и различных сценариев, реализованных в генераторах BLACKMAX и SNARYBDIS2.

# Часть 1. Разработка программы исследований в канале с парой мюонов при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ

Результаты, представленные в этой части, основаны на исследованиях, проведенных (в основном) в 2002–2006 гг., и нацеленных на анализ перспектив изучения процесса Дрелла–Яна и экспериментального обнаружения сигналов новой физики в канале с парой мюонов, образующихся в столкновениях пучков протонов Большого адронного коллайдера (LHC) при проектном значении энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Все исследования были выполнены на основании моделирования методом Монте–Карло изучаемых процессов с учетом «отклика» экспериментальной установки «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid, CMS) на прохождение частиц через вещество детекторных систем.

Проверка предсказаний стандартной модели взаимодействий элементарных частиц (СМ) в нашем случае осуществляется с помощью изучения закономерностей образования пар мюонов в процессе Дрелла–Яна. LHC и детекторные системы CMS позволяют (что будет показано ниже) проводить измерения инвариантных масс пар мюонов вплоть до 3–4 ТэВ/ $c^2$ , что в несколько раз выше значений инвариантных масс, которые были достигнуты перед эпохой LHC, в частности, на ускорительном комплексе Тэватрон. Потенциал эксперимента CMS по обнаружению новых физических явлений за рамками СМ изучался на примере анализа двух сценариев низкоэнергетической многомерной гравитации [21, 22] и моделей расширенного калибровочного сектора [14].

Полученные результаты формулируют программу научных исследований эксперимента CMS в канале с парой мюонов в конечном состоянии. Предложенная программа исследований легла в основу соответствующих глав основополагающих проектов коллаборации CMS “CMS Physics Technical Design Report Vol. I: Detector performance and software” (PhTDR–I) [3] и “CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance” (PhTDR–II) [4], определяющих стратегию и методы научных исследований коллаборации.

Разработанные в работе методы отбора и реконструкции мюонов и мюонных пар, методы оценки и вычисления величины систематических неопределенностей сечений сигнальных и фоновых процессов были использованы для реализации других направлений программы коллаборации в течение первого этапа работы LHC (RUN1): открытия бозона Хиггса, наблюдения распадов  $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , измерения функций распределения плотностей партонов (PDF) и др. [44, 46, 48].

## ГЛАВА 1. ЭКСПЕРИМЕНТ CMS

Многоцелевая установка CMS [1] – одна из двух универсальных экспериментальных систем, работающих на ускорителе Большой адронный коллайдер (ЛНС, рис. 1.1) в ЦЕРН [2]. Как уже говорилось во Введении, коллайдер ЛНС обеспечивает протон–протонные столкновения при энергии сталкивающихся пучков до  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и светимости свыше  $10^{34} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Параметры ЛНС подбирались таким образом, чтобы обеспечить исследования взаимодействий элементарных частиц в новом энергетическом диапазоне при энергии столкновений конститuentов около 1 ТэВ и выше в с.д.м. Проектные значения энергии ЛНС превышают энергию адронного ускорителя предыдущего поколения (Тэватрон) в семь раз, а значение светимости – в сто раз.

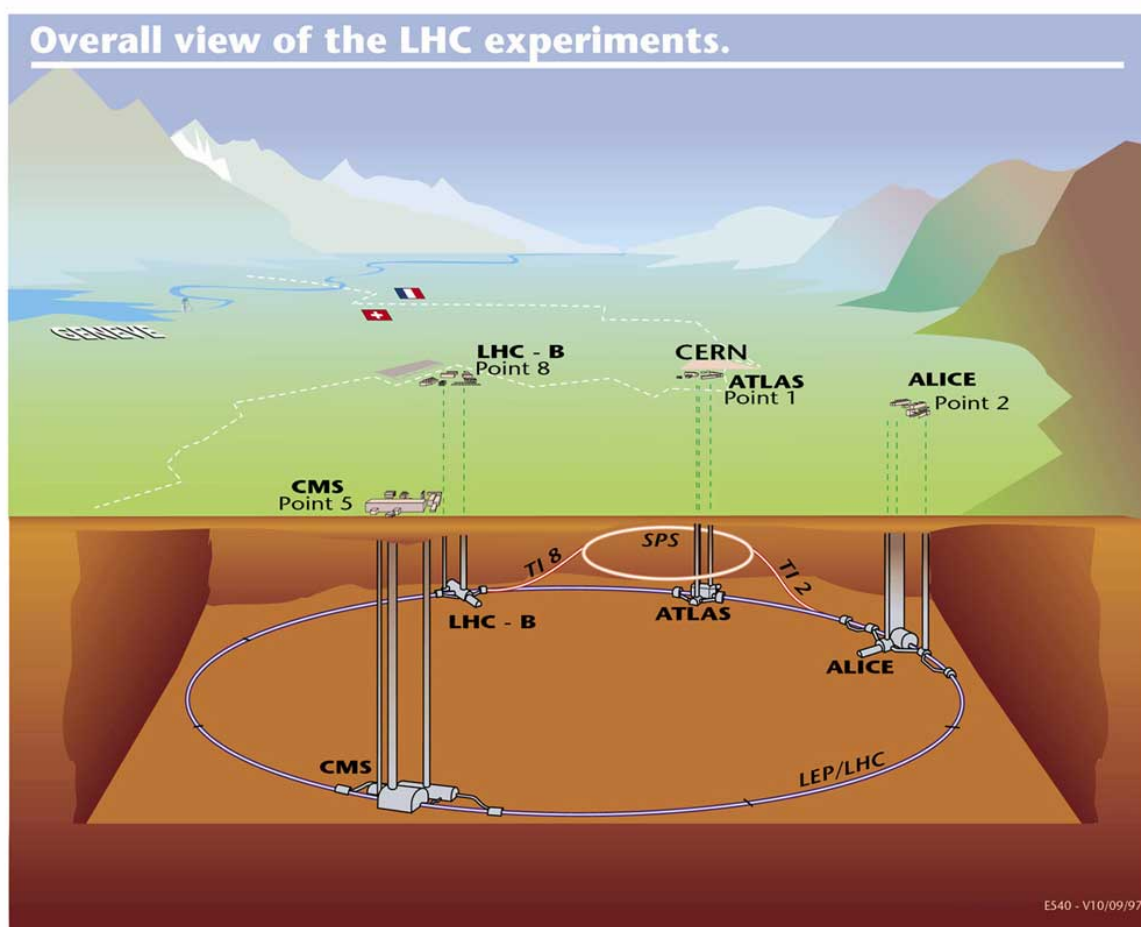


Рис. 1.1. Ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер.

При  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ полное сечение протон–протонных взаимодействий составляет примерно 100 мбн, а поток неупругих событий достигает  $10^9 \text{с}^{-1}$ . Эти условия предъявляют жесткие требования к детекторным системам экспери-

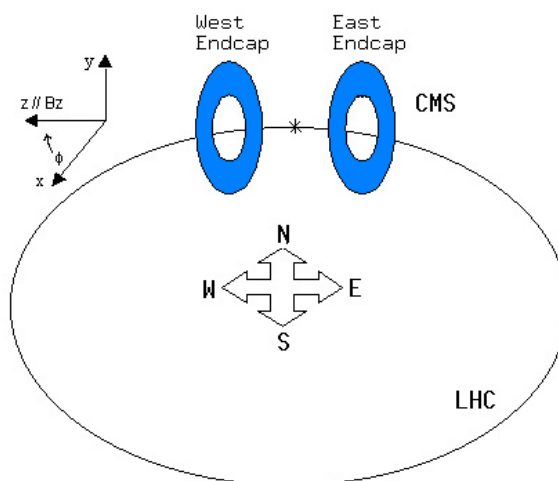
ментальных комплексов на LHC. В частности, для последующей обработки и анализа данных система отбора событий в условиях реального времени (система триггера) должна уменьшить первичный поток событий до  $10^2 \text{ с}^{-1}$ . Другим критическим обстоятельством является эффект наложения событий (pile-up), возникающий из-за короткого временного интервала между взаимодействиями сгустков пучка (25 нс). При номинальной светимости  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  среднее число неупругих наложенных событий достигает 20. С учетом средней множественности в событии это означает, что каждые 25 нс из точки взаимодействия будут исходить до 1000 заряженных частиц. Таким образом, сигнальное искомое событие будет смешано с другими физическими процессами, проходящими в том же временном интервале. Эти проблемы становятся существенней, если время отклика детекторных элементов и электроники превышает 25 нс, что, в свою очередь, накладывает дополнительные требования к конструкции самих детекторов, соответствующих систем считывания и триггера. Одним из возможных конструкционных решений для уменьшения влияния эффекта наложения событий является использование детекторов с высокой гранулярностью и высоким временным разрешением, что приводит к уменьшению «занятости» детекторов. Кроме того, данное решение, наряду с применением радиационно стойких технологий, помогает решить проблему «выживания» детекторов в условиях больших потоков частиц и, как следствие, высокого уровня радиационных полей. Платой за увеличение гранулярности является увеличение количества регистрирующих каналов.

Основные требования к детекторным системам вытекают из программы физических исследований эксперимента CMS и определяются точностью идентификации и реконструкции физических объектов, используемых для ее реализации. Основные характеристики установки CMS кратко могут быть сформулированы как [94]:

- идентификация и реконструкция мюонов в широком диапазоне импульсов и углов (при импульсном разрешении  $\Delta p/p \approx 10\%$  для импульса мюона 1 ТэВ/с) и определение знака мюона с  $p \sim 1 \text{ ТэВ/с}$  с вероятностью ошибки не более нескольких процентов;
- идентификация и реконструкция электронов и фотонов в широком диапазоне импульсов и углов, для обеспечения высокого разрешения инвариантных масс пар фотонов и электронов ( $\approx 1\%$  для пар с массой  $100 \text{ ГэВ}/c^2$ );
- точная локализация первичной вершины взаимодействия, подавление  $\pi^0$  и эффективная изоляция фотонов и лептонов при высокой светимости;
- высокая эффективность реконструкции треков заряженных частиц во внутреннем треkere с импульсным разрешением порядка нескольких процентов, эффективный отбор и «мечение»  $\tau$ -лептонов и  $b$ -струй благодаря высокогранулированной пиксельной структуре детектора вблизи области взаимодействия первичных пучков;

- хорошее энергетическое разрешение при измерении «потерянной» энергии в событиях и разрешение инвариантной массы пар струй, что обеспечивается хорошей сегментацией и высокой герметичностью перекрытия элементов калориметрической системы в широком диапазоне углов;
- эффективный триггер, позволяющий уменьшить частоту записи событий для хранения и последующего анализа с 1 ГГц до  $\sim 100\text{--}300$  Гц.

Определяющим моментом при разработке конструкции детекторных систем установки CMS и их взаимного расположения являлся вопрос выбора величины и конфигурации магнитного поля для измерения импульса мюона. Прецизионные измерения импульсов заряженных частиц высокой энергии возможны при высокой искривляющей способности магнитной системы. Это послужило обоснованием выбора сверхпроводящей технологии для создания сильного соленоидального магнитного поля в большом объеме (магнит CMS — самый большой сверхпроводящий магнит, который когда-либо создавался). Большое значение магнитного поля позволило сделать установку CMS более компактной, по сравнению с другой многоцелевой установкой на LHC — ATLAS [95] (размеры CMS более чем в два раза меньше). Это обстоятельство нашло отражение в названии установки — «Компактный мюонный соленоид».



**Рис. 1.2.** Координатная система эксперимента CMS.

На установке CMS используется правосторонняя система координат с началом в точке взаимодействия пучков, ось  $x$  направлена к центру кольца LHC (рис. 1.2), ось  $y$  направлена вверх (перпендикулярно плоскости LHC), а ось  $z$ , совпадающая с осью соленоида, направлена против часовой стрелки. Встречные пучки протонов направлены вдоль оси  $z$ . Азимутальный угол  $\phi$  откладывается от положительной полуоси  $x$  и измеряется в плоскости  $(x, y)$ , а радиальная координата в этой плоскости обозначается  $r$ . Полярный угол  $\theta$  откладывается от оси  $z$  в плоскости  $(z, y)$ .

### 1.1. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫХ СИСТЕМ CMS

Экспериментальный комплекс CMS, схема которого приведена на рис. 1.3, имеет длину 28.7 м и внешний диаметр 14.86 м, общий вес установки составляет 14500 тонн.

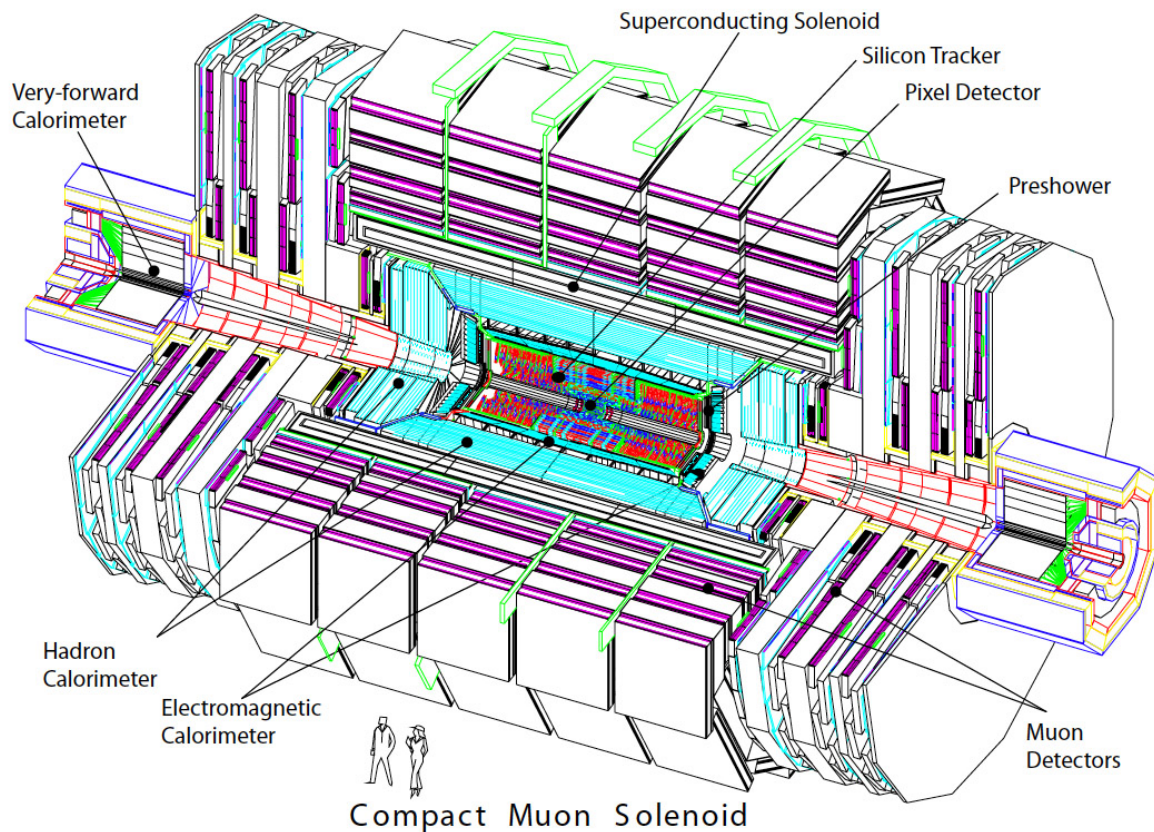


Рис. 1.3. Общий вид детектора CMS.

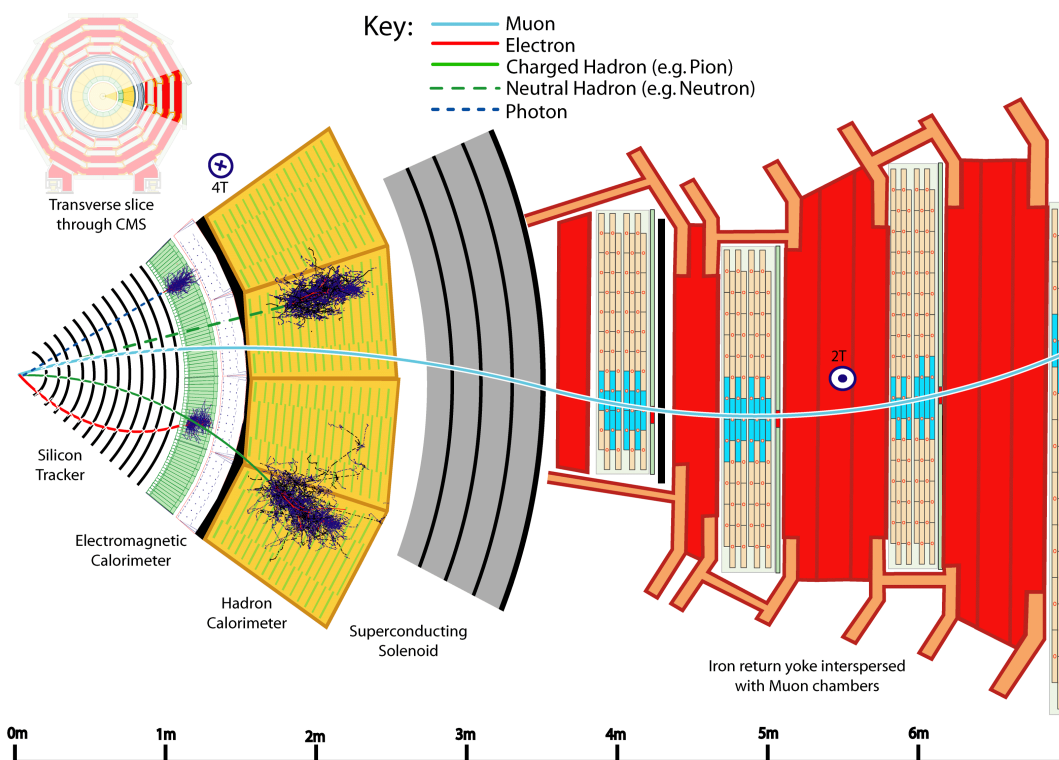
Сердцем установки CMS является сверхпроводящий соленоидальный магнит, генерирующий поле 3.8 Т [1, 96]. Его длина составляет 12.5 м, внешний диаметр – 7 м, внутренний диаметр – около 6 м, рабочая температура порядка  $-268.5^\circ\text{C}$ . Магнит окружает железное «возвратное» ярмо с массой 10000 тонн, которое обеспечивает достаточно сильное поле ( $\sim 2\text{ Т}$ ) и за пределами соленоида. Поэтому, когда мюоны попадают во внешнюю область соленоида, они под действием магнитного поля ярма отклоняются в обратную сторону (см. рис. 1.4). Ярмо также служит поглотителем почти для всех частиц, пропуская только слабо взаимодействующие с веществом, например, мюоны и нейтрино.

В силу различия по радиационным нагрузкам и методам реконструкции сигнала (различия вызваны разной угловой ориентацией детекторов), детекторные системы структурно разделены на две области — центральная часть (Barrel) и две торцевых части (Endcaps), которые располагаются в областях псевдобыстроты<sup>3</sup>  $|\eta| \leq 1.4$  и  $1.4 \leq |\eta| \leq 3.0$  соответственно (имеются небольшие отличия для разных систем). Для оптимизации процедуры сборки и обслуживания установки центральная часть ярма поделена на пять частей (колец) в центральной

<sup>3</sup> $\eta = -\ln[\text{tg}(\theta/2)]$ , где для полярного угла  $\cos \theta = p_z/p$ ,  $p$  – импульс частицы.

части и на шесть дисков в торцевых (по три диска на каждую), которые также служат механическим основанием для мюонной системы.

Расположение детекторных систем CMS является достаточно традиционным для экспериментов физики высоких энергий на встречных пучках и имеет структуру подобно луковице или матрешке — точка взаимодействия окружается последовательными слоями детекторных систем, каждая из которых предназначена для регистрации вторичных частиц определенного сорта (см. рис. 1.4). При этом во внутреннем объеме соленоида расположены система внутреннего трекера (Tracker) [1, 97], предливневый детектор (Preshower, SE), электромагнитные (ECAL) [1, 98] и адронные (HCAL) [1, 99] калориметры и передняя станция мюонной системы (ME1/1). Остальные части мюонной системы и передний адронный калориметр (Hadron Forward, HF) размещены за пределами соленоида [1, 100].



**Рис. 1.4.** Прохождение частиц через вещество установки CMS. Схематично показан сектор центральной части CMS.

Установка CMS обладает  $4\pi$ -геометрией, т. е. перекрывает практически весь угловой диапазон — полное перекрытие по азимутальному углу  $\phi$  (от 0 до  $360^\circ$ ) и практически полное по полярному углу  $\theta$  (от  $0.77$  до  $179.23^\circ$ ). В терминах псевдобыстроты полный акцептанс детекторных систем составляет 10.4 единицы ( $-5.2 \leq \eta \leq 5.2$ ) (рис. 1.5), за исключением калориметра CASTOR

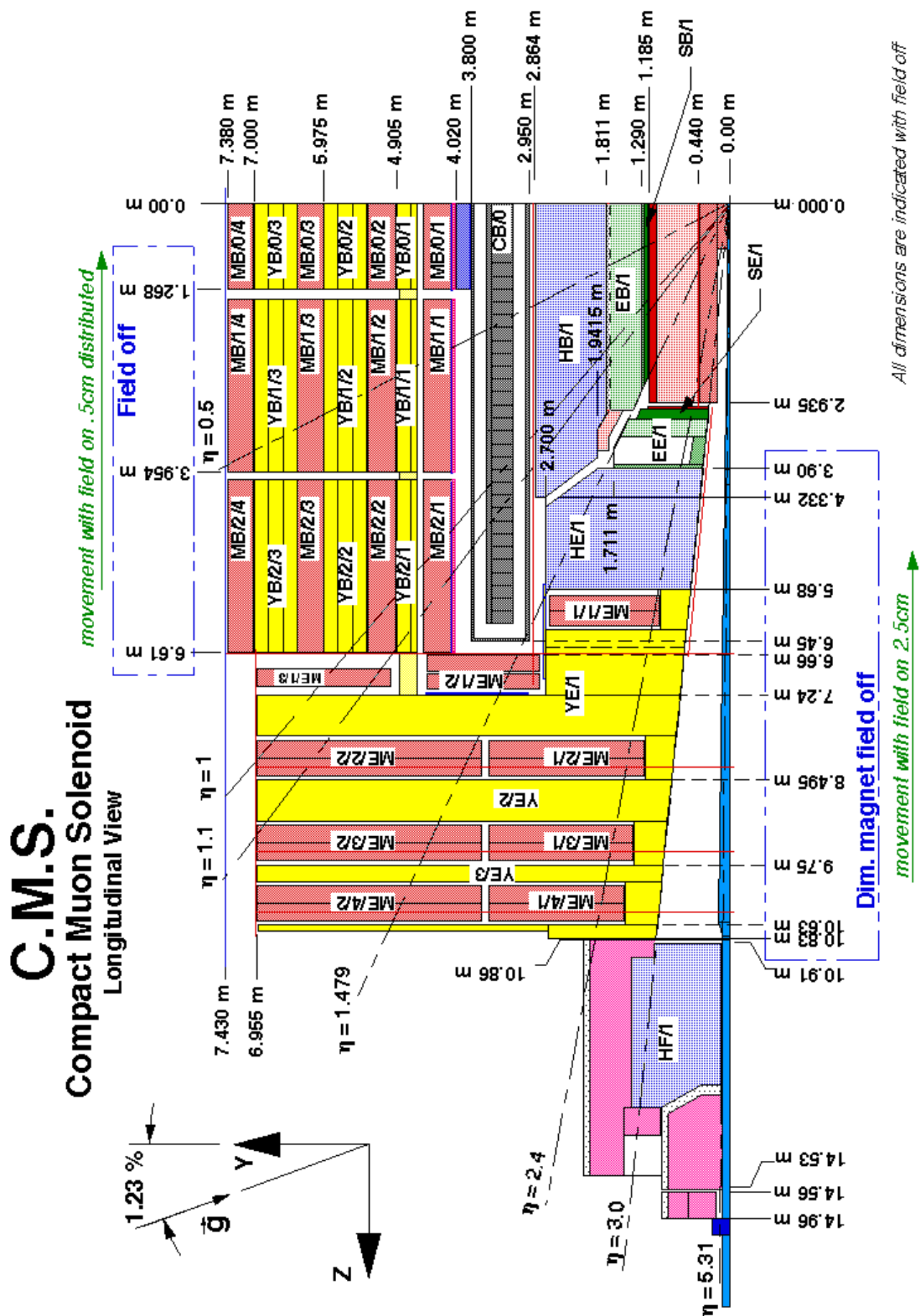


Рис. 1.5. Схема детекторной системы CMS (продольный разрез), один квадрант.



(Centauro And Strange Object Research)<sup>4</sup> и калориметра нулевых углов (Zero Degree Calorimeter, ZDC)<sup>5</sup> [1].

Трекерная и мюонная системы перекрывают диапазон псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.4$ , а электромагнитный и адронный калориметр –  $|\eta| \leq 3.0$ . Следуя структуре установки, мюонная и калориметрическая системы также разделы на центральную и торцевые части.

Кроме того, для обеспечения герметичности установки в области больших псевдобыстрот установлен калориметр переднего направления HF, предназначенный для измерения как электромагнитной, так и адронной составляющих потоков энергии, который увеличивает зону пространственного покрытия детекторных систем, установленных в цилиндрической и торцевых частях установки, до  $3.0 \leq |\eta| \leq 5.2$ .

## 1.2. ТРЕКЕР

Система внутреннего трекера CMS [1, 97] сконструирована для точных и эффективных измерений траекторий заряженных частиц, а также точной реконструкции вторичных вершин. Трекер окружает точку взаимодействия и представляет собой цилиндр длиной 5.8 метров и диаметром 2.5 метра (рис. 1.6). Конструкционно он состоит из пиксельного детектора (pixel detector) и кремниевого полоскового трекера (strip detector), которые используются для измерения траекторий движения заряженных частиц во всех интервалах значений азимутального угла в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$  (рис. 1.5).

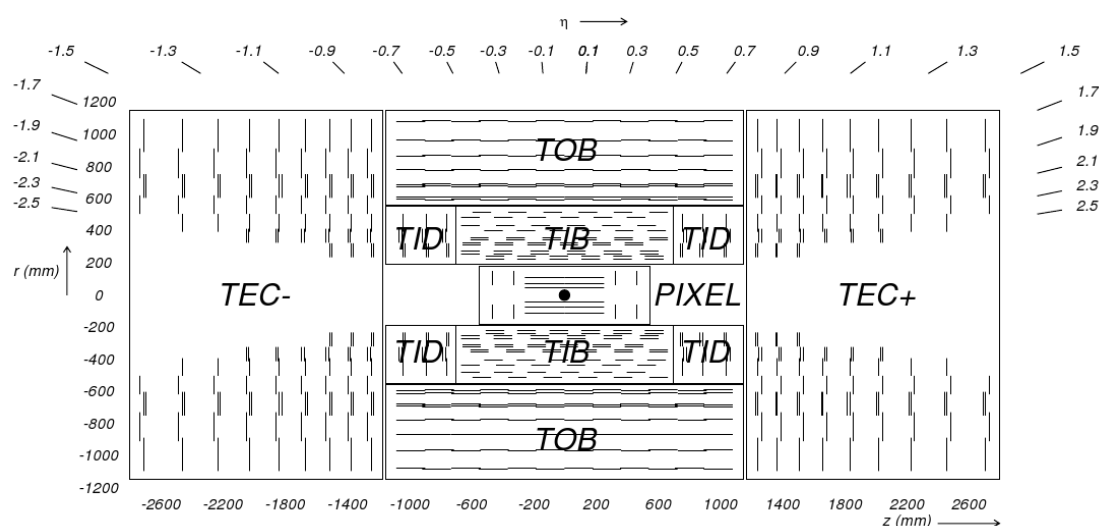


Рис. 1.6. Схематическое изображение трекерной системы CMS.

Общая площадь кремниевых детекторов трекера достигает  $200 \text{ м}^2$  (площадь пиксельного детектора  $\sim 1 \text{ м}^2$  и площадь микрострипового детектора  $198 \text{ м}^2$ ),

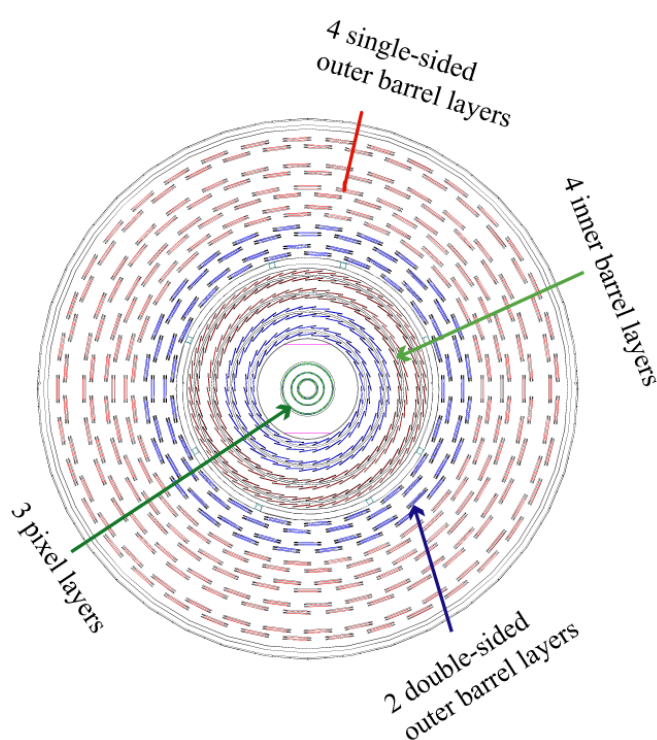
<sup>4</sup>Специальный гетерогенный черенковский калориметр, расположенный в области отрицательных значений псевдобыстроты  $-6.6 \leq \eta \leq -5.2$  на расстоянии 14.385 м от точки взаимодействия.

<sup>5</sup>Калориметр для детектирования потока нейтронов и фотонов почти под нулевыми углами,  $|\eta| \geq 8.3$ . Служит для измерения в режиме реального времени светимости, прицельного параметра столкновений тяжелых ионов и настройки пучков.

а суммарное число каналов считывания достигает 75 миллионов. Во всем объеме трекера поддерживается рабочая температура не выше  $-10^{\circ}\text{C}$  (рабочая температура снижается с увеличением загрузки трекера вплоть до  $-25^{\circ}\text{C}$ ).

Пиксельный детектор расположен в непосредственной близости от точки взаимодействия и собран из 1440 модулей, состоящих в сумме из 65 миллионов отдельных чувствительных элементов — пикселей — размером  $100 \times 150$  мкм с общей площадью около  $1\text{ м}^2$ . Пиксели сгруппированы в три цилиндрических слоя радиусами 4.4, 7.3 и 10.2 см (рис. 1.7).

Микростриповый детектор занимает расстояние от 20 до 116 см от оси пучка и представляет собой конструкцию из 15148 модулей, содержащих 9.3 миллиона детектирующих кремневых полосок (стрипов). Микростриповый детектор подразделяется на несколько основных независимых частей (рис. 1.6): первые четыре слоя стрипов внутренней центральной части (Tracker Inner Barrel, ТИВ) и внешние шесть слоев со стрипами внешней центральной части (Tracker Outer Barrel, ТОВ). Внутренняя и внешняя части расположены на расстоянии до 55 и до 116 см от оси пучка соответственно. Типичная длина стрипа — 10 см, а расстояние между стрипами, в зависимости от слоя, варьируется в пределах 80–120 мкм в ТИВ и 122–183 мкм в ТОВ, при этом толщина стрипов, соответственно, составляет 320 и 500 мкм.



**Рис. 1.7.** Слои пиксельного и полоскового детекторов (плоскость, перпендикулярная оси пучка).

Для увеличения акцептанса система трекера оснащена торцевыми элементами: два внутренних торцевых трекера (Tracker Inner Disks, ТИД) и два торцевых трекера (Tracker EndCaps, ТЕС). ТИД и ТЕС, соответственно, состоят из трех и девяти (девять дисков по семь колец стрипов каждый) слоев стрипов различной толщины и размера (характерные размеры такие же, как и в центральной части).

Отличительной особенностью трекерной системы CMS является небольшое количество вещества (в терминах радиационных длин от  $0.4 X_0$  до  $1.8 X_0$  для быстрот  $\eta \approx 0-1.4$ ), позволяющее частицам проходить трекер без существенных потерь энергии.

Трекерная система позволяет определять расположение первичной вершины событий с разрешением  $\sim 15$  мкм и проводить измерение поперечного импульса заряженных частиц с точностью  $1-2\%$  при  $|\eta| \approx 1.6$  для значений поперечного импульса частиц от 1 до 100 ГэВ/с. При этом эффективность регистрации мюонов достигает 99%, а  $\pi$ -мезонов — 80–95%. В области больших  $\eta$  наблюдается деградация точности и эффективности до 75% и 65% (на краях трекерной системы) для мюонов и пионов соответственно.

### 1.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР

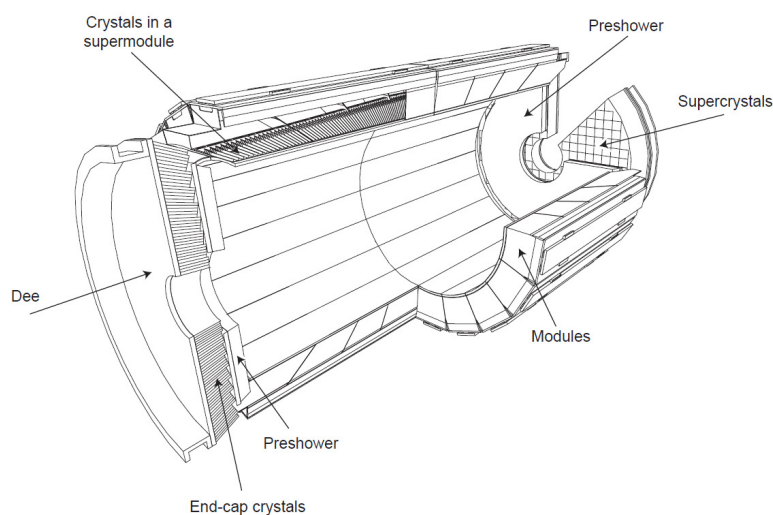
Электромагнитный калориметр детекторного комплекса CMS (ECAL) [1, 98] предназначен для идентификации и прецизионного измерения электромагнитной составляющей полного потока энергии (энергии отдельных электронов и фотонов). В соответствии с техническим проектом, ECAL представляет собой герметичный гомогенный калориметр, расположенный на расстоянии 1.29 м от оси пучка и подразделяемый на центральную цилиндрическую часть (Electromagnetic Barrel, EB), перекрывающую псевдобыстротный интервал  $|\eta| \leq 1.479$ , и две торцевые части (Electromagnetic Endcap, EE) в области  $1.479 \leq |\eta| \leq 3.0$  (что соответствует угловому диапазону  $\theta$  в пределах  $6.5-26^\circ$ ) (рис. 1.5). Продольное расстояние (по оси  $z$ ) от точки взаимодействия до EE составляет 3.154 м.

ECAL состоит из 75848 сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца ( $\text{PbWO}_4$ ) с индивидуальными каналами считывания. 61200 кристаллов в EB имеют коническую форму и поперечное сечение переднего торца  $22 \times 22$  мм<sup>2</sup>, а заднего —  $26 \times 26$  мм<sup>2</sup>, что в пространстве  $(\eta-\phi)$  обеспечивает размер кристаллов  $0.0174 \times 0.0174$ . Оба EE в сумме насчитывают 14648 кристаллов размером  $30 \times 30$  мм<sup>2</sup> в задней части и  $28.62 \times 28.62$  мм<sup>2</sup> в передней части. Высокая плотность ( $8.28$  г/см<sup>3</sup>), небольшая радиационная длина ( $0.89$  см) и малый мольеровский радиус ( $2.19$  см)  $\text{PbWO}_4$  позволили создать хорошо гранулированный компактный калориметр. Каждый кристалл в EB (EE) имеет длину 230 (220) мм, что соответствует радиационной длине 25.8 (24.7)  $X_0$ . Их общий объем составляет  $8.14$  ( $2.9$ ) м<sup>3</sup>, а вес —  $67.4$  ( $24.0$ ) т. Длина подобрана таким образом, чтобы электромагнитные ливни от любых частиц с энергией до 500 ГэВ уместались в пределах одного кристалла. Детектирование излучаемого света в кристаллах  $\text{PbWO}_4$  осуществляется лавинными фотодиодами (EB) и вакуумными фототриодами (EE), устойчивыми к магнитному полю.

Кристаллы размещены в альвеолоподобных тонкостенных матрицах из углеродного или стекловолокна, образуя так называемые супермодули (в EB), содержащие 400–500 кристаллов, или суперкристаллы (в EE), размером  $5 \times 5$

кристаллов (рис. 1.8). Супермодули ориентированы так, чтобы центры передних торцов кристаллов были на расстоянии 1.20 м от оси пучка (кристаллы расположены перпендикулярно оси пучка), суперкристаллы, в свою очередь, расположены на расстоянии 1300 мм от точки взаимодействия и осями кристаллов ориентированы на нее (кристаллы расположены практически параллельно оси пучка, угол наклона варьируется от 2° до 8°).

Поперечное сечение кристаллов в центральной области соответствует сегментации в плоскости полярного и азимутального углов  $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.0174 \times 0.017$ , в торцевых частях калориметра сегментация калориметра увеличивается до  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ . Зазор между центральной и торцевой частями калориметра используется для прокладки систем контроля и управления трекера и предливневого детектора.



**Рис. 1.8.** Схема электромагнитного калориметра детектора CMS.

При полном поглощении ливня (энергия частиц меньше 500 ГэВ) энергетическое разрешение калориметра может быть параметризовано как:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2, \quad (1.1)$$

где  $S$  — стохастическая компонента флуктуации числа частиц в ливне,  $N$  — шумовой член,  $C$  — постоянная (константная компонента) неоднородности отклика детектора. Тестовые измерения на пучке электронов с импульсами от 20 до 250 ГэВ/с (CERN SPS H4) установили, что разрешение ECAL находится в соответствии с требованием технического проекта:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12\%}{E}\right)^2 + (0.30\%)^2, \quad (1.2)$$

где  $E$  — энергия в ГэВ, т. е., например, для электрона с энергией 120 ГэВ разрешение составляет 0.5%.

## ПРЕДЛИВНЕВЫЙ ДЕТЕКТОР

Для режекции (отсечки) фоновых высокоэнергетичных фотонов, образующихся в распаде  $\pi^0$ -мезонов, в эксперименте CMS используется так называемый предливневый детектор (preShower Endcap, SE) [1, 98]. SE установлен перед электромагнитным калориметром в торцевых частях установки  $1.653 \leq |\eta| \leq 2.6$  (рис. 1.5), где угол между направлениями двух распадных фотонов ожидается мал и, соответственно, вероятность принять два фотона за один выше.

Предливневый детектор представляет собой два слоя дискового свинцового поглотителя (отверстие с диаметром 50 см в середине для трубопровода пучка, толщина 20 см), за которыми расположены кремниевые чувствительные элементы площадью  $63 \times 63$  мм<sup>2</sup> и толщиной 0.3 мм. Каждый чувствительный элемент разделен на 32 стрипа с шагом 1.9 мм, т. е. SE обладает существенно лучшей гранулярностью, чем электромагнитный калориметр (кристаллы размером  $3 \times 3$  см<sup>2</sup>). Благодаря этому предливневый детектор способен различить отдельные фотоны из распада  $\pi^0$ -мезонов. Поглотитель предназначен для конвертации фотонов в электромагнитные ливни, которые детектируются чувствительными элементами. Таким образом, SE способен одновременно измерять координаты фотона и часть его энергии (остальная часть энергии электромагнитного ливня измеряется электромагнитным калориметром).

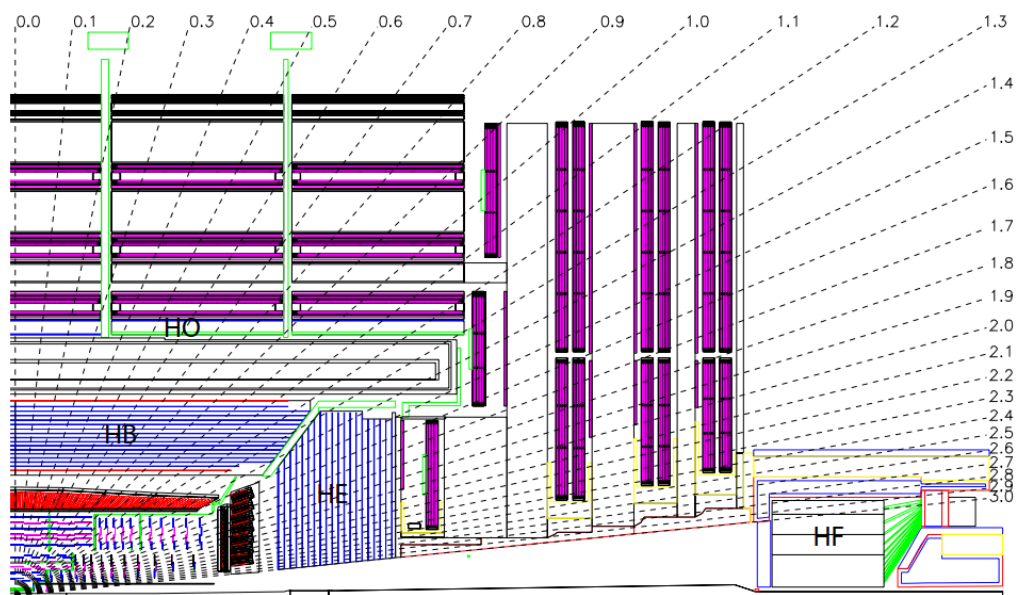
Общая площадь кремниевых полосковых детектирующих элементов составляет 16 м<sup>2</sup>, число электронных каналов считывания — 137 тысяч. Рабочая температура SE составляет от  $-10$  до  $-15^\circ$  С, а расположенный за ним электромагнитный калориметр с PbWO<sub>4</sub> работает при температуре  $18^\circ$  С, которая должна поддерживаться с точностью  $0.05^\circ$  С. Таким образом, предливневый детектор должен быть холодным внутри и теплым снаружи, что обеспечивается системами охлаждения и нагрева.

### 1.4. АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР

Основное назначение адронного калориметра (HCAL) [1, 99] заключается в измерении энергии и направления вылета струй частиц и отдельных адронов. Для определения недостающей (потерянной) поперечной энергии HCAL обеспечивает практически полную герметичность (за исключением небольшой области очень малых углов). Это необходимо для регистрации нейтрино и экзотических частиц, проявляющих себя в виде значительного количества недостающей энергии.

Система адронных калориметров CMS включает в себя центральный калориметр (Hadron Barrel, HB) [1, 99, 101], перекрывающий псевдобыстротный интервал  $|\eta| \leq 1.3$ , торцевой калориметр (Hadron Endcap, HE) [1, 99, 102] в области  $1.3 \leq |\eta| \leq 3.0$  и калориметр переднего направления (Hadron Forward, HF) в диапазоне быстрот  $3 \leq |\eta| \leq 5.2$  (рис. 1.5 и 1.9). Так как толщина HB калориметра может оказаться недостаточной для полного поглощения адронного

ливня, установка CMS дополнена внешним калориметром (Hadron Outer, HO) [1, 99], установленным за магнитом.



**Рис. 1.9.** Продольный вид детектора CMS с отмеченными элементами адронной калориметрической системы: центральный калориметр (HB), торцевой калориметр (HE), внешний калориметр (HO) и передний калориметр (HF).

В CMS были реализованы классические гетерогенные калориметры со слоистой структурой поглотителей (*sampling calorimeter*), прослоенных сцинтиллирующими активными элементами. Считывание отдельных активных элементов осуществляется независимо, что обеспечивает отличное пространственное разрешение.

Центральная (HB) и торцевая (HE) части адронного калориметра расположены сразу же за трекером и электромагнитным калориметром внутри магнитного криостата. Таким образом, в радиальном направлении HCAL ограничен электромагнитным калориметром (радиус  $R = 1.77$  м) и внутренней частью катушки магнита ( $R = 2.95$  м). Так как обе эти части калориметра размещаются внутри магнитного соленоида, их поглотители сделаны из немагнитного материала — латуни.

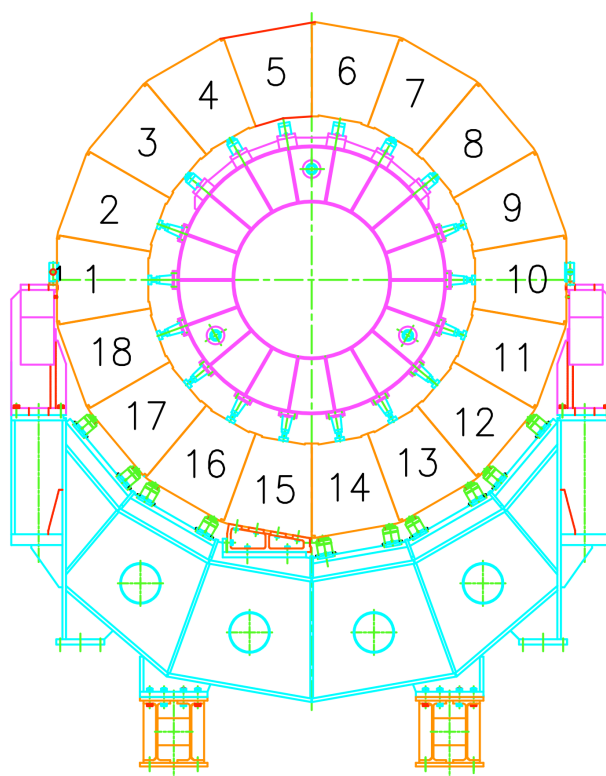
Общее количество каналов считывания в HCAL составляет 9072: по 2592 канала в HB и HE, 2160 канала в HO и 1722 канала в HF.

### ЦЕНТРАЛЬНЫЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР

Центральный адронный калориметр [1, 99, 101] состоит из 36 равномерных по азимутальному углу клиновидных модулей – *wedges* (рис. 1.10), каждый из которых весит 27 т. Модули имеют угловой размер  $20^\circ$  по  $\phi$  и формируют в положительной и отрицательной областях по  $\eta$  две части подсистемы (HB+ и HB–) по 18 модулей. Клинья сконструированы в виде 17 активных слоев, разделенных плоскими пластинами поглотителя, (рис. 1.11), выравненных параллельно оси пучка и смонтированных с зазором менее 2 мм.

Для придания всей сборке прочности передняя и задняя пластины сделаны из стали. Всего в одном модуле насчитывается восемь внутренних латунных пластин толщиной 50.5 мм и шесть пластин толщиной 56.5 мм. Толщина внешней передней пластины – 40 мм, а задней – 75 мм. В терминах ядерных длин взаимодействия толщина НВ составляет  $5.82 \lambda$  при  $\eta = 0$  и  $10.6 \lambda$  при  $\eta = 1.3$  (эффективная толщина зависит от  $\theta$  как  $1/\sin\theta$ ). Электромагнитный калориметр, расположенный перед НВ, добавляет еще порядка  $1.1 \lambda$ .

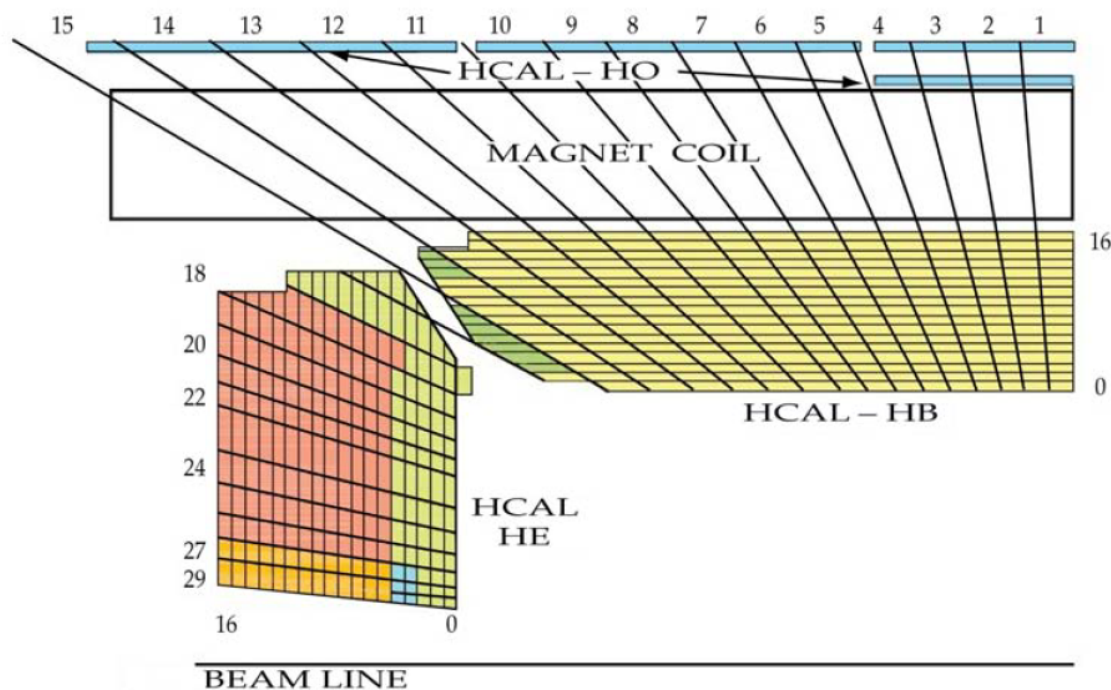
Активные элементы НВ изготовлены из радиационно стойкого пластикового сцинтиллятора *Kuraray SCSN81* и имеют толщину 3.7 мм для всех слоев, кроме ближайшего к магниту 16-го слоя, его толщина – 9 мм. Такую же толщину имеет и 0-ой слой (ближайший к электромагнитному калориметру), сделанный из пластикового сцинтиллятора *Bicron BC408*. Всего в НВ насчитывается порядка 70000 сцинтилляторов или *тайлов*, которые группируются в так называемые *мегатайлы* (108 мегатайлов на слой).



**Рис. 1.10.** Схема расположения клиньев в центральном адронном калориметре (НВ).

Пластиковый сцинтиллятор поделен на 16 псевдобыстротных секторов, так называемые *башни*, что, с учетом равномерности клиньев по азимутальному углу, приводит к пространственной сегментации калориметра  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$  (рис. 1.11).

НВ спроектирован таким образом, чтобы обеспечить энергетическое разрешение не хуже, чем  $100\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ ,  $E$  – энергия частиц в ГэВ [101].



**Рис. 1.11.** Схема сегментации башен в центральном (НВ), торцевом (НЕ) и внешнем (НО) адронных калориметрах (показана область отрицательных  $\eta$ ).

### ТОРЦЕВОЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР

Как уже отмечалось выше, торцевой адронный калориметр [1, 99, 102] перекрывает существенную часть псевдобыстротного интервала  $1.3 \leq |\eta| \leq 3.0$ , т.е.  $\approx 13.2^\circ$  углового пространства, на который приходится почти 34% всех рождаемых в столкновениях пучков частиц.

Конструкция поглотителя НЕ оптимизирована таким образом, чтобы минимизировать зазор между центральной и торцевой частями (рис. 1.11). Требование герметичности всей калориметрической системы является более приоритетными даже по сравнению с энергетическим разрешением для одиночной частицы, т. к. энергетическое разрешение для струй в НЕ сильно ограничено влиянием магнитного поля, эффектами наложения событий и фрагментации партонов. Для минимизации количества «мертвых» зон пластины поглотителя шириной 79 мм были расположены вразбежку, в шахматном порядке, с зазором между пластинами 9 мм для размещения активных элементов. Общая длина торцевой калориметрической системы, включая электромагнитный калориметр, достигает 10 ядерных длин взаимодействия  $\lambda$ .

Внешние слои НЕ имеют вырезы для установки фотодетекторов и *front-end* электроники, что приводит к уменьшению количества материала. Для компенсации этого на фронтальной части калориметра добавлен (-1) слой (рис. 1.12). Внешние слои фиксируются 10-сантиметровыми поддерживающими пластинами из нержавеющей стали.

В слоях с 1 по 17 активные элементы представляют собой сцинтилляторы *SCSN81* трапециевидальной формы толщиной 3.7 мм, а в 0-ом слое использован *Vicron BC408* толщиной 9 мм. В НЕ была реализована схема вывода света в



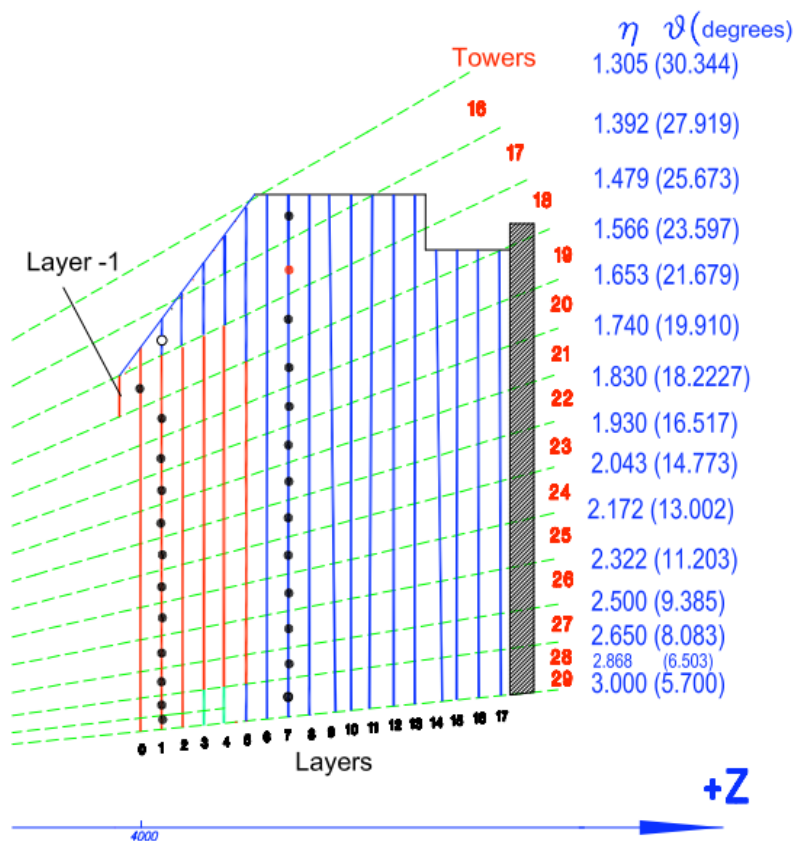


Рис. 1.12. Продольная и угловая сегментация торцевого адронного калориметра (HE).

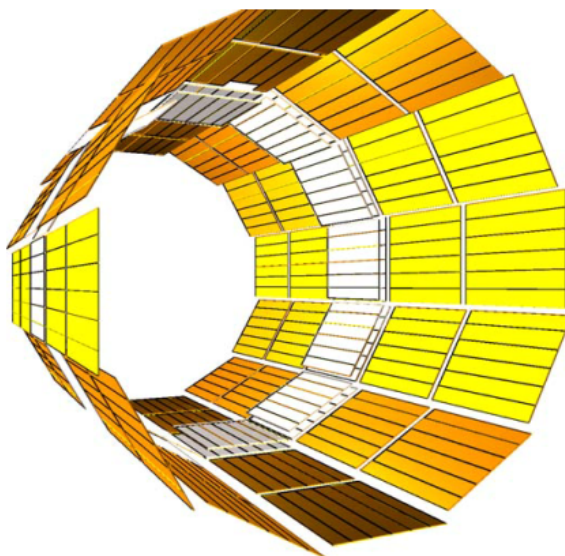
перпендикулярном к сцинтилляторам направлении, для этого сцинтилляторы имеют канавки, в которые вставлены оптические волокна со светосмещающими добавками. Как и в случае НВ, все отдельные тайлы числом 20916 объединены в 1368 мегатайлов. Гранулярность HE составляет  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$  в области  $|\eta| < 1.6$  и  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.17 \times 0.17$  в области  $|\eta| \geq 1.6$ .

Испытания HE на пучке пионов с энергией 20–300 ГэВ (CERN SPS H2) продемонстрировали энергетическое разрешение  $102\%/\sqrt{E} \oplus 2.7\%$  для одиночного пиона [102].

## ВНЕШНИЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР

Внешний адронный калориметр [1, 99] расположен за пределами магнитного соленоида в области  $|\eta| \leq 1.3$  (рис. 1.5 и 1.11). В качестве поглотителя НО использует катушку магнита, увеличивая полную толщину калориметрической системы в центральной части минимум до  $11.8 \lambda$  (добавочная толщина составляет  $1.4/\sin\theta \lambda$ ).

Детектирующие элементы НО (рис. 1.13), сделанные из сцинтиллятора *Bicron BC408*, помещены в каждое из пяти колец возвратного яра соленоида на расстоянии номинального центра кольца:  $-5.342$  м,  $-2.686$  м,  $0$  м,  $+2.686$  м,  $+5.342$  м по оси  $z$  от точки взаимодействия (кольца  $-2$ ,  $-1$ ,  $0$ ,  $+1$ ,  $+2$  соответственно). Кольца  $\pm 1$  и  $\pm 2$  состоят их одного, а кольцо  $0$  — из двух слоев сцинтилляторов, помещенных перед первым слоем центральной мюонной системы. Для



**Рис. 1.13.** Внешний адронный калориметр (НО).

обеспечения гранулированности  $0.087 \times 0.087$  в пространстве  $(\eta-\phi)$  размер и положение детектирующих элементов НО примерно повторяет сегментацию НВ (рис. 1.13). Всего в НО насчитывается 2730 тайлов, 2154 формируют первый слой и 576 – второй.

Доля энергии, вытекающая за пределы НВ и регистрируемая НО, составляет от 0.38% до 4.3% для пионов, соответственно, с энергией 10 и 300 ГэВ. Предотвращение возможных утечек энергии особенно важно при исследованиях, основанных на регистрации величины недостающей энергии. Так, например, исследование событий рождения пары струй, в которых хотя бы одна частица имеет энергию больше 500 ГэВ, показало, что в отсутствие НО в области значений потерянной  $E_T \sim 200$  ГэВ измеренные сечения этих процессов оказываются в 1.5 раза меньше, чем ожидаемые. Эта область значений потерянной  $E_T$  особенно важна при поиске сигналов суперсимметрии и изучении множественного рождения жестких частиц, в частности, при поиске микроскопических черных дыр (см. Главу 7).

## ПЕРЕДНИЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР

Для более точного измерения полной поперечной энергии, потоков энергии под малыми углами и для измерения прицельного параметра в соударениях тяжелых ионов используется калориметр переднего направления (HF) [1, 99, 103] (рис. 1.5).

В основе калориметра лежит принцип регистрации черенковского излучения от заряженных частиц в среде. Вследствие этого HF может измерять как адронную, так и электромагнитную компоненты полного потока энергии. Так как весь передний калориметр находится вне магнитного поля, в структуре HF в качестве поглотителя используется нержавеющая сталь, в которую установлены кварцевые волокна (фибры), используемые как активный элемент.

HF состоит из двух частей —  $HF+$  (правое плечо, область положительных псевдобыстрот) и  $HF-$  (левое плечо, область отрицательных псевдобыстрот). Они расположены на расстоянии 11.2 м от точки взаимодействия пучков и перекрывают диапазон  $3 < |\eta| < 5$ . Каждое из плеч калориметра представляет собой цилиндр с радиусом 130.0 см и открытой центральной частью (радиус 12.5 см) для прохождения пучка. Как и в случае HB, цилиндры сформированы из 18 клиньев с угловым размером  $20^\circ$  по азимутальному углу  $\phi$ . Фибры проложены параллельно оси пучка и сегментированы в пространстве  $(\eta-\phi)$  на башни размером  $0.175 \times 0.175$ .

Пространственное расположение HF приводит к его беспрецедентным нагрузкам как по потоку частиц, так и по величине энергии. Так, поток частиц может превышать  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а средняя энергия на одно взаимодействие в двух плечах HF составляет 760 ГэВ, в то время как на остальную часть детекторных систем CMS приходится только 100 ГэВ.

Динамический диапазон формирования устойчивого линейного отклика HF-калориметра составляет 1–3000 фотоэлектронов на башню. Общее число каналов считывания достигает двух тысяч.

Электромагнитное и адронное энергетическое разрешение калориметра переднего направления для одиночной частицы параметризуется соотношением [103]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{EM} &= \frac{197.9 \pm 0.6}{\sqrt{E}} \oplus (8.6 \pm 0.2), \\ \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{HAD} &= \frac{279.9 \pm 4.7}{\sqrt{E}} \oplus (11.4 \pm 1.4). \end{aligned} \quad (1.3)$$

## 1.5. МЮОННАЯ СИСТЕМА

Особая важность задачи регистрации мюонов отражена в самом названии эксперимента — «Компактный мюонный соленоид». Мюонная система CMS имеет три функции: идентификация мюонов, измерение импульсов мюонов и выработка решений на запись событий с мюонами (триггер). Компоненты мюонной системы установлены за пределами обмотки магнитного соленоида во внешней части детекторного комплекса. Это обусловлено тем, что, будучи слабоионизирующими частицами, мюоны, в отличие от других частиц стандартной модели (кроме нейтрино), способны пролетать через предшествующие детектирующие элементы практически без взаимодействия.

Импульс мюона определяется путем измерения траектории мюона (трек мюона), искривленной магнитным полем. Мюонный трек получается аппроксимацией координат пролета мюона (хитов) в мюонных станциях. Мощное магнитное поле внутри магнитного соленоида и возвратное ярмо магнита обеспечивают хорошее импульсное разрешение и высокоэффективные триггерные решения. Возвратное ярмо также служит адронным поглотителем для надежной иден-

тификации мюонов. Вследствие формы соленоидального магнита мюонная система эксперимента, как и остальные детекторные системы, разделена на цилиндрическую (Muon Barrel, MB) и торцевые (Muon Endcap, ME) части, см. рис. 1.5.

Для всех типов детектирующих элементов базовым физическим модулем является *камера*. Камеры — независимо работающие элементы, из которых состоит мюонная система CMS. Расположение частей мюонной системы приведено на рис. 1.14, где приведено сечение квадранта детектора CMS в плоскости  $(r, z)$  с осью  $z$ , направленной горизонтально вдоль оси пучка, и осью  $r$  — вертикально. Точка взаимодействия расположена в нижнем левом углу.

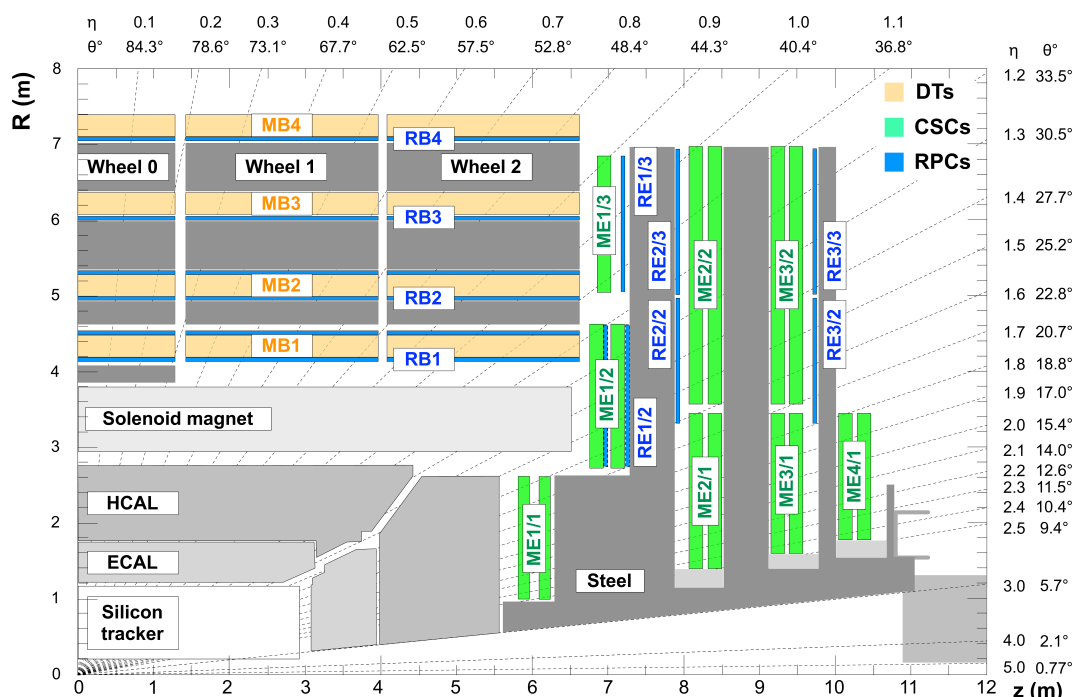


Рис. 1.14. Расположение частей мюонной системы CMS: DT (светло оранжевые), CSC (зеленые), RPC (голубые), стальные диски защиты (темно серые).

В CMS используются 1400 газовых ионизационных детекторов трех разных типов: 250 дрейфовых трубок (Drift Tubes, DT), 540 катодных полосковых камер (Cathode Strip Chambers, CSC) и 610 камер с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers, RPC). Для прецизионного измерения треков мюонов и их идентификации в цилиндрической и торцевых частях, соответственно, с некоторым пространственным перекрытием установлены дрейфовые трубки и катодные полосковые камеры: DT занимают область  $|\eta| < 1.2$ , а CSC —  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . Таким образом, детектирование мюонов осуществляется в области  $|\eta| < 2.4$ , что соответствует диапазону полярных углов  $\theta$  от  $10^\circ$  до  $170^\circ$ . RPC используются в системе мюонного триггера, они размещены как в центральной, так и торцевой частях мюонной системы и обозначаются как RB и RE соответственно. По проекту CMS пространственное перекрытие RPC должно было составлять  $|\eta| < 2.1$ , однако перед запуском LHC, вследствие оптимизации стоимости установки (так называемый *descopeing*), в торцевой части было

установлено меньшее количество камер RPC, вследствие чего охватываемая область была уменьшена до  $|\eta| < 1.6^6$ .

Мюонные камеры вставлены между элементами возвратного ярма<sup>7</sup> (или крепятся на их внешних частях), т. е. между слоями стали, которые выполняют функции адронного поглотителя, формируя по четыре слоя (станции) в центральной и торцевых частях (рис. 1.14). В целом мюонная система содержит 25000 м<sup>2</sup> активных детектирующих плоскостей и приблизительно один миллион электронных каналов.

### ДРЕЙФОВЫЕ ТРУБКИ

Центральная часть мюонной системы CMS [1, 100] состоит из четырех станций MB1/2/3/4 (рис. 1.15), представляющих собой концентрические цилиндры вокруг оси пучка: три внутренних слоя (по 60 дрейфовых камер) и один внешний (70 дрейфовых камер). Все станции поделены на 12 равномерных по азимутальному углу секторов, а также, следуя структуре ярма, на пять колец. В каждом слое элементы ярма, находящиеся между камерами, неизбежно создают 12 «мертвых» зон по  $\phi$ . Однако в разных станциях эти зоны расположены «вразбежку», что частично компенсирует их влияние.

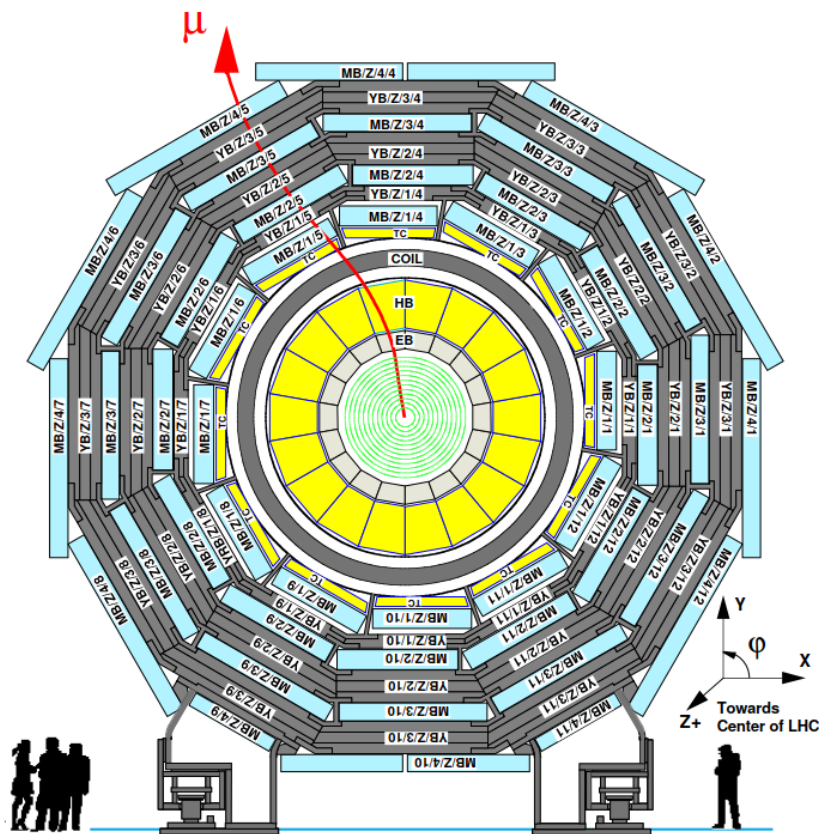


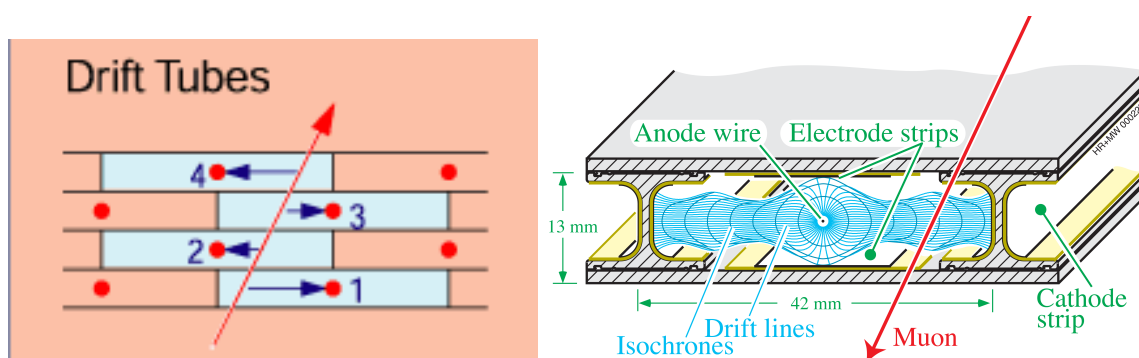
Рис. 1.15. Расположение частей дрейфовых камер в центральной мюонной системе CMS.

<sup>6</sup>Проектная конфигурация мюонной системы была восстановлена только во время первой длительной остановки LHC (Long Stop, LS1) перед вторым этапом набора данных RUN2.

<sup>7</sup>Ярмо состоит из пяти колец в центральной части и по три диска в каждой из торцевых частей.

Каждая камера в трех внутренних станциях представляет собой замкнутый объем размером примерно  $2 \times 2.5$  м с сотовой структурой. Она сформирована из трех групп (*суперслоев*) по четыре параллельных друг другу слоя прямоугольных дрейфовых ячеек, расположенных в шахматном порядке (рис. 1.16, *левый*). Средний суперслой измеряет координату  $z$  вдоль оси пучка (проволоки камер перпендикулярны оси пучка), а два внешних суперслоя служат для определения координаты в плоскости  $(r, \phi)$  искривления траектории мюона, т.к. их проволоки параллельны оси пучка. Камеры четвертой внешней станции содержат два суперслоя и, таким образом, измеряют только координату  $\phi$ .

Максимальная длина и время дрейфа вторичных электронов ограничены размером дрейфовой ячейки (поперечный размер  $13 \times 42$  мм<sup>2</sup>) (рис. 1.16, *правый*). При выбранной газовой смеси (85% Ar + 15% CO<sub>2</sub>)<sup>8</sup> время дрейфа при атмосферном давлении составляет 380 нс, достаточно малое для обеспечения низкой «занятости» детекторной системы, при этом размер ячейки обеспечивает минимизацию числа активных каналов (общее число чувствительных проволок в центральной части составляет примерно 172000).



**Рис. 1.16.** (слева) Суперслой из четырех прямоугольных дрейфовых ячеек. (справа) Схема и принцип работы дрейфовой ячейки. Напряжение на анодной проволоке +3600 В, +1800 В на стрипах и –1200 В на катодах. Газовое усиление —  $10^5$ .

Измерение координат трека по 8 хитам (т.е. координатам точек срабатывания чувствительных элементов мюонной системы) в двух суперслоях позволяет достичь пространственного разрешения дрейфовых камер в плоскости  $(r, \phi)$  не хуже 100 мкм (250 мкм на анодную проволоку).

## КАТОДНЫЕ ПОЛОСКОВЫЕ КАМЕРЫ

Согласно техническому проекту, торцевая мюонная система CMS [1, 100] состоит из 540 катодных полосковых камер (CSC)<sup>9</sup> (рис. 1.14), способных работать в условиях большого потока мюонов и больших фоновых загрузок. Каждая торцевая часть состоит из четырех станций камер CSC (ME1/2/3/4), позиционированных перпендикулярно оси пучка, при этом все камеры расположены с взаимным пространственным перекрытием, обеспечивая непрерывное покры-

<sup>8</sup>Выбор смеси также определяется требованием линейной зависимости времени дрейфа от расстояния

<sup>9</sup>468 камер непосредственно перед запуском LHC. 72 камеры станции ME4/1 были доустановлены во время LS1

тие азимутального угла  $\phi$  (камеры имеют трапецеидальную форму и размер по  $\phi$  в  $10^\circ$  или  $20^\circ$ ).

Камера CSC является многопроволочной пропорциональной камерой, состоящей из шести анодных плоскостей, разделенных семью катодными плоскостями (рис. 1.17). Катодные полосы каждой камеры расположены радиально с равномерным шагом по  $\phi$ , что обеспечивает точное измерение координаты в плоскости искривления траектории мюона  $(r, \phi)$ . Для измерения псевдобыстроты  $\eta$  анодные проволоки расположены перпендикулярно полосам. При рабочей газовой смеси  $40\% \text{ Ar} + 50\% \text{ CO}_2 + 10\% \text{ CF}_4$  и номинальном напряжении 3.6 кВ коэффициент газового усиления составляет  $7 \times 10^4$ .

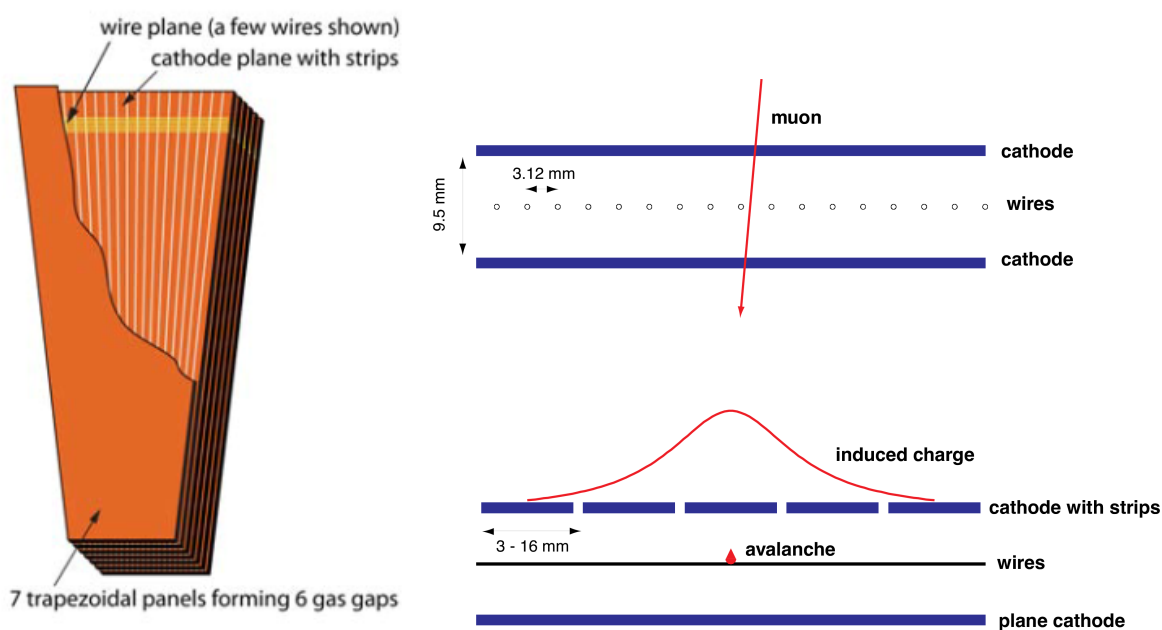


Рис. 1.17. Катодная полосковая камера CSC: (слева) общий вид и (справа) принцип работы.

Общая площадь чувствительных плоскостей камер достигает  $5000 \text{ м}^2$ , газовый объем превышает  $50 \text{ м}^3$ , а число анодных проволочек достигает два миллиона. Система питания включает 9000 высоковольтных каналов, а система считывания — 220000 катодных каналов считывания и 180000 анодных каналов считывания.

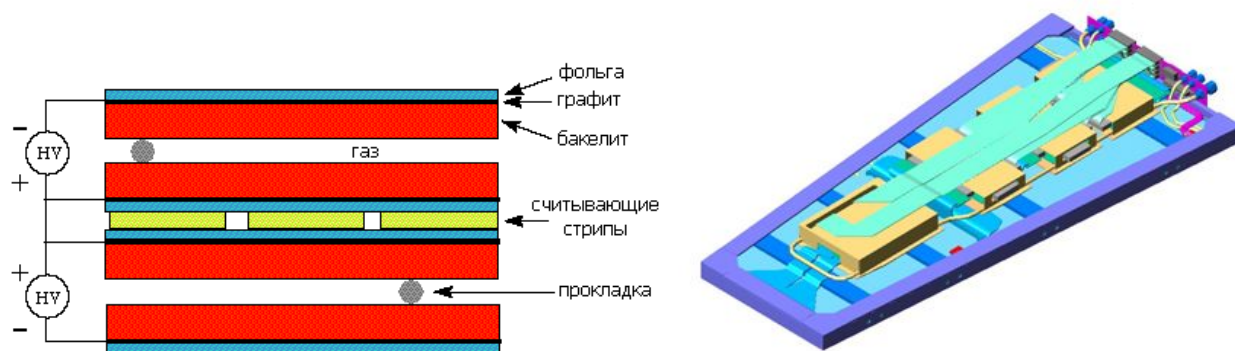
Камеры ME1/1 и ME1/2 имеют пространственное разрешение в плоскости  $(r, \phi)$  порядка 75–100 мкм, а остальные камеры — около 150–200 мкм. Пространственное разрешение по  $\phi$  составляет 10 мрад.

### КАМЕРЫ С РЕЗИСТИВНЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Камеры с резистивными пластинами (RPC) [1, 100] представляют собой газонаполненные детекторы с параллельными пластинами, сочетающие достаточно хорошее пространственное и временное разрешение, сравнимое с временным разрешением сцинтилляционных детекторов. Обладая наносекундным временным разрешением, RPC способны проводить временную привязку ионизационных событий во временных интервалах короче, чем 25 нс промежуток между

двумя последовательными столкновениями сгустков пучков ЛНС. Таким образом, мюонный триггер, реализованный на RPC, позволяет осуществлять высокоэффективный отбор событий при нагрузках до  $10^3$  Гц  $\text{см}^{-2}$ .

Основным элементом камер RPC является двухзазорный модуль (рис. 1.18, левый), который состоит из четырех параллельных пластин (две положительно заряженные анодные и две отрицательно заряженные катодные плоскости), смонтированных на подложке из диэлектрического материала (бакелита), толщиной 2 мм каждая. Анодные и катодные плоскости находятся на расстоянии 3 мм друг от друга, а пространство между ними заполнено газовой смесью  $96.2\% \text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4 + 3.5\% \text{iso-C}_4\text{H}_{10} + 0.3\% \text{SF}_6$ . Мюон, пролетая через газовый объем, выбивает электроны из атомов, которые, в свою очередь, взаимодействуя с другими атомами, индуцируют электронную лавину. Считывания заряда осуществляется стрипами, расположенными между парой анодных плоскостей.



**Рис. 1.18.** (слева) Схема двухзазорного модуля камер с резистивными пластинами (RPC). (справа) Камера RPC торцевой части мюонной системы.

В центральной части 480 камер RPC смонтированы в виде 6 коаксиальных чувствительных цилиндров (полная площадь чувствительной поверхности составляет  $2400 \text{ м}^2$ , число стрипов — 80640). Камера включает два или три модуля, расположенных так, чтобы стрипы всегда были параллельны оси пучка. В торцевой части камера RPC состоит из структуры двухзазорных модулей, вложенных в плоскую трапециевидную коробку, сделанную из двух 6 мм алюминиевых панелей (рис. 1.18, правый).

### 1.6. ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА

При работе при проектной светимости ЛНС  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  с временным интервалом между сгустками пучков 25 нс интенсивность потока событий достигает 40 МГц, что соответствует потокам данных порядка петабайта в секунду. При этом на одно взаимодействие сгустков приходится до 20 одновременных пр-столкновений. Хранение и обработка всего такого объема информации представляется нереальной задачей, и становится очевидно необходимым радикально уменьшить поток данных без потерь интересных для физического анализа событий.



Эта задача возлагается на систему отбора событий в режиме реального времени (триггерную систему), которая в эксперименте CMS имеет двухуровневую структуру (рис. 1.19) [1, 105, 106].

Триггер первого уровня (Level-1) [1, 105] установки CMS, состоит из специализированной программируемой электроники<sup>10</sup>, в то время как триггер верхнего уровня (High-Level Trigger, HLT) [1, 106] представляет собой программную систему, установленную на фильтрационную аппаратную ферму, состоящую из почти тысячи процессоров.

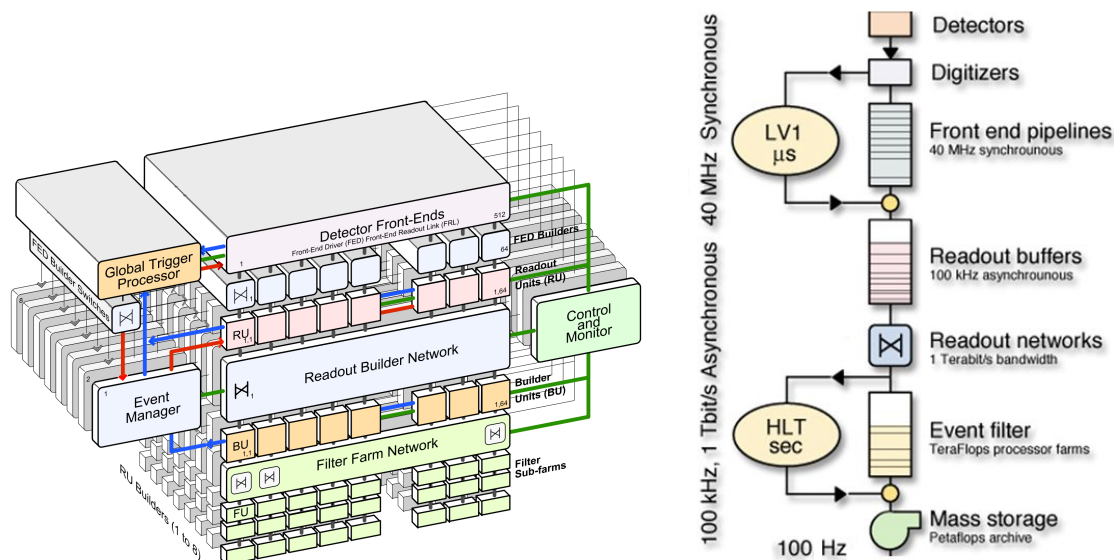


Рис. 1.19. Триггерная система установки CMS.

Триггер Level-1 использует информацию с калориметров и мюонных детекторов, чтобы произвести отбор наиболее интересных событий за фиксированный интервал времени порядка 3.2 мкс. Рабочий выходной поток событий после Level-1 достигает 30 кГц, однако триггер может работать и с потоком до 100 кГц (заложен трехкратный коэффициент безопасности). Архитектура Level-1 основана на локальных, региональных и глобальных компонентах. Локальный триггер вырабатывает решения, основываясь на информации о величине энергии, зарегистрированной в отдельных частях (башнях) калориметров, и локальных координат (хитов) или отдельных частей трека (трек-сегментов) в мюонных камерах. Региональный триггер в определенных пространственных областях установки комбинирует (обобщает) информацию с отдельных локальных триггеров, используя заложенные модели принятия решений для ранжирования и сортировки физических объектов, таких, как кандидаты в электроны или мюоны. Окончательное принятие решения в пределах одной детекторной подсистемы осуществляет глобальный мюонный (Global Muon Trigger) или глобальный калориметрический (Global Calorimeter Trigger) триггер, которые формируют потоки событий, состоящие из мюонов, электронов, струй и пр. Эти события передаются на верхний уровень принятия решений по заданным критериям,

<sup>10</sup>Электроника триггера Level-1 частично установлена на детекторных системах, а частично находится в подземном зале управления экспериментом приблизительно в 90 м от основного холла, где находится установка CMS.

где они будут либо отброшены, либо переданы в системы триггера высокого уровня.

Триггер HLT отбирает события по заданным критериям на основании реконструированных физических объектов и использует полную информацию детектирующих систем, включая трекер. Более того, вычислительная ферма триггера верхнего уровня (HLT) позволяет сократить частоту записи событий с 30–100 кГц до примерно 100–300 Гц, т. е. до потоков данных порядка 100 Мбайт  $\text{с}^{-1}$ . В Главе 2 приведено более детальное обсуждение характеристик триггерной системы и ее возможностей по отбору физических событий с мюонами.

### 1.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 1

В Главе 1 приведены общие характеристики основных детекторных систем эксперимента CMS: магнитной системы, внутреннего трекера, электромагнитного и адронного калориметров, триггеров первого и высших уровней. В целом можно констатировать, что установка CMS создана для регистрации и измерения энергии и импульса частиц различных фундаментальных типов — электронов, мюонов, фотонов, струй (как результат рождения кварков и глюонов) — в широком диапазоне их энергий. CMS обладает

- высокоэффективной системой идентификации и измерения характеристик мюонов;
- системой регистрации электронов и фотонов с высоким разрешением (электромагнитный калориметр);
- высокоточным центральным трекером для прецизионных измерений импульса заряженных частиц;
- герметичным адронным калориметром, почти полностью окружающим точку взаимодействия для предотвращения утечек энергии.

## ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ, РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Для реализации программы исследований эксперимента CMS [4] необходимо было выполнить большой объем научно-методических работ, включая создание, настройку и изучение характеристик алгоритмов (и соответствующего программного обеспечения) для отбора, реконструкции событий и последующего физического анализа. Физические процессы, исследуемые в настоящей работе, характеризуются присутствием в конечном состоянии частиц SM с энергией до нескольких ТэВ, поэтому в этой Главе особое внимание уделено мюонам высоких энергий. Отличительными чертами мюонов высоких энергий, осложняющими их реконструкцию и отбор, являются высокая множественность вторичных частиц, малая кривизна трека, высокая чувствительность точности реконструкции к пространственной разбалансировке детекторных систем. Ранее в ускорительных экспериментах подобные сигналы не наблюдались<sup>11</sup>, поэтому для осуществления предлагаемой программы исследований потребовалась разработка новых критериев оценки качества треков и модификация на их основе алгоритмов отбора и оффлайн реконструкции мюонов и мюонных пар.

Данные масштабные работы, выполненные большим коллективом соавторов, включают целый ряд результатов по разработке новых методов и алгоритмов реконструкции мюонов, созданию и настройке многоступенчатой системы триггеров, проведению тестов с привлечением как данных моделирования, так и тестов на выведенных пучках SPS и мюонов из широких атмосферных ливней. Ниже приведены основные положения этих работ, необходимые для изложения дальнейшего материала диссертации, с акцентированием внимания на результаты, полученные автором или при его непосредственном участии.

### 2.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ «ОТКЛИКА» УСТАНОВКИ

Для детального моделирования физических процессов и последующего прохождения элементарных частиц через вещество детекторных систем («отклика» детекторных систем) в физике высоких энергий используется пакет моделирования GEANT4 [108]. На основе GEANT4 в коллаборации CMS было создано программное обеспечение (ПО), позволяющее учесть специфику конструкции детекторных систем CMS. Сначала оно было реализовано в виде самостоятельного пакета программ OSCAR [109], а впоследствии — как объединенная программная

---

<sup>11</sup>Максимальное значение инвариантной массы пары мюонов, зарегистрированной экспериментом CDF на Тэватрон до запуска LHC, не превышало 800 ГэВ/ $c^2$  [107].

платформа, включающая программы моделирования, реконструкции и анализа CMSSW [110].

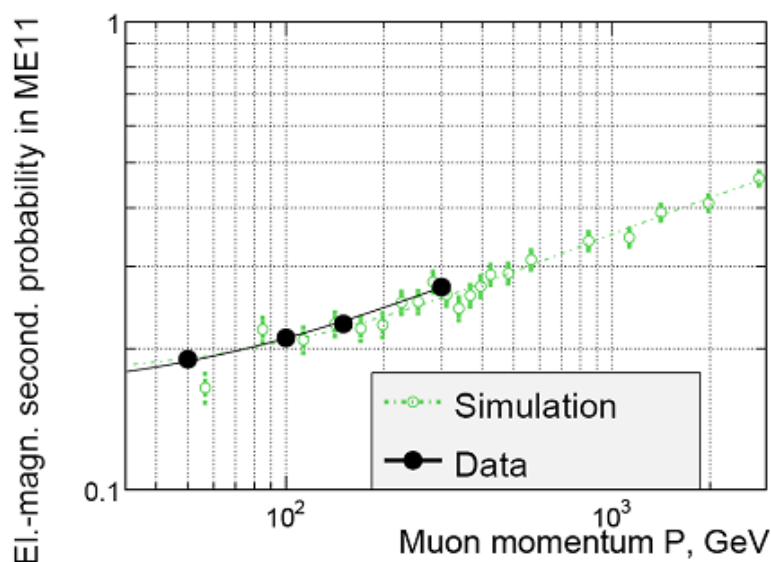
Созданное ПО проходило многочисленные проверки как на событиях, полученных с помощью моделирования методом Монте–Карло (МК), так и на экспериментальных данных [111]. Один из ключевых тестов осуществлялся на данных комбинированного теста элементов торцевых электромагнитного (ЕЕ) и адронного (НЕ) калориметров, дополненных передней мюонной станцией (ME1/1), на пучках мюонов и пионов с энергией до 300 ГэВ в CERN [51]. Этот тест являлся важным этапом по изучению характеристик детекторных систем торцевой части CMS, сконструированных и созданных в институтах России и странах–участницах ОИЯИ. Во время этого теста были исследованы величины утечки адронного ливня из калориметров (проникающее излучение — *punchthrough*) в области мюонной станции переднего направления ME1/1, а также оценена доля вторичных частиц, образованных в процессах электромагнитного взаимодействия мюонов с веществом установки, что «загрязняет» траекторию мюона и приводит к деградации точности и эффективности реконструкции мюона. Для пионов с энергией 300 ГэВ в 38% всех событий происходит утечка за пределы калориметрической системы (в конфигурации только с адронным калориметром НЕ) с регистрацией этих сигналов в мюонной станции. При добавлении в тестовую конфигурацию электромагнитного калориметра ЕЕ (рабочая конфигурация установки CMS) величина утечек снижается до 17%. Результаты этих исследований вошли в докторскую диссертацию одного из участников дубненской группы [112].

Кроме того, основываясь на данных этих тестов, нами были получены и другие интересные результаты в рамках обсуждаемой в данной Главе проблематики. В ходе теста пространственное расположение детекторных систем ME1/1 + HE + EE соответствовало реальной геометрии эксперимента CMS, в частности, полностью воспроизводило количество поглощающего материала перед ME1/1. Это дало возможность осуществить проверку ПО по двум направлениям. Во-первых, проверить соответствие ПО CMS, описывающего геометрию установки, реальности. Во-вторых, протестировать различные модели развития адронных ливней в GEANT4. Для этого с помощью Монте–Карло (МК) генератора одиночных частиц был создан набор данных, содержащий одиночные пионы  $\pi^+$  и мюоны  $\mu^-$ . Частицы были смоделированы при фиксированных значениях  $\eta$  и  $\phi$  с различными значениями поперечных импульсов от 1 ГэВ/с до 1000 ГэВ/с. Стоит отметить, что при больших значениях  $\eta \approx 1.7$  подобные значения поперечных импульсов соответствуют значениям энергии в 2.8 раза больше, чем  $p_T$ . Каждый набор МК с фиксированными значениями  $\eta$ ,  $\phi$  и  $p_T$  содержал по 1000 событий.

Отклик детекторных систем и его оцифровка были получены с помощью пакета OSCAR, а последующая реконструкция осуществлена в рамках официального пакета CMS ORCA [113]. Для воспроизведения условий теста моделирование и реконструкция осуществлялись для опции отключенного магнитного поля с

использованием полной геометрии установки CMS. По той же причине во время анализа была использована информация только с одной камеры ME1/1. Во время теста часть набора данных осуществлялась при убранном элементе EE, поэтому для воссоздания этой ситуации при моделировании отклика материал EE был заменен на вакуум.

Вероятность образования событий с вторичными частицами вычислялась подсчетом числа реконструированных хитов (точек срабатывания чувствительных элементов детекторных систем) в коридоре  $\pm 2$  см вокруг трека мюона. На рисунке 2.20 приведены экспериментальные данные и результаты моделирования для вероятности образования событий с вторичными частицами в зависимости от энергии мюона. При этом результаты моделирования приведены и для расширенной области импульса мюонов до 3000 ГэВ/с. Можно констатировать хорошее согласие между данными и моделированием OSCAR.



**Рис. 2.20.** Доля событий с электромагнитным сопровождением в ME1/1 в зависимости от импульса мюона: сплошными точками показаны экспериментальные результаты, результаты моделирования на основе GEANT4 отмечены открытыми кругами. Ошибки имеют статистическую природу [3, 51].

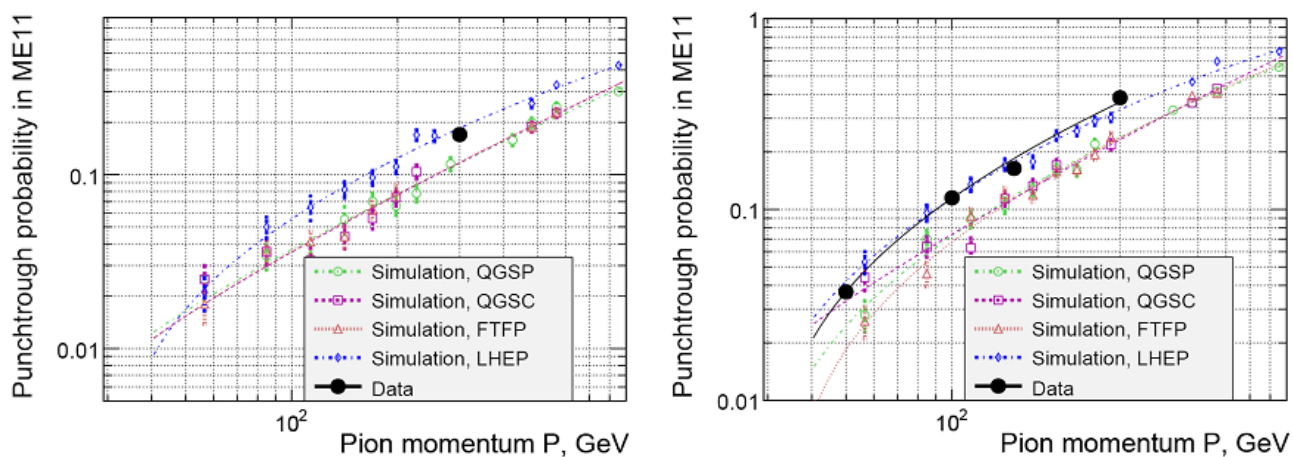
Таким образом, были продемонстрированы правильность описания геометрии установки в ПО CMS и моделирование адекватного отклика детекторных систем на электромагнитные процессы.

В отличие от электромагнитных процессов, которые описываются одной точной теорией взаимодействий (квантовой электродинамикой), адронные взаимодействия во всем диапазоне энергий невозможно описать с помощью соответствующей пертурбативной теории (квантовой хромодинамики). Поэтому с необходимостью приходится использовать модели, основанные на различных предположениях. В GEANT4 рассматривается несколько подходов к описанию развития адронных ливней [114], позволяющих учесть и мягкие взаимодействия в непертурбативной области КХД.

Один из вариантов заключается в описании адронных взаимодействий с помощью различных теоретических моделей, развитых, в том числе, для описания мягких процессов. Например, кварк–глюонная струнная модель (Quark–Gluon

String, QGS) [115] используется для рассмотрения процессов образования струн в начальной фазе взаимодействия адронов и их фрагментации при энергии частиц не более 5 ГэВ. Дальнейшая эволюция ядер вещества детектора, возбужденных в результате их взаимодействия с адронами, описывается с помощью так называемых каскадных [116, 117] или, альтернативно, CHIPS (Chiral Invariant Phase Space) [118] моделей. Такие схемы развития адронных ливней называются QGSP (Quark–Gluon String Precompound) и QGSC (Quark–Gluon String CHIPS). Кроме того, вместо QGSC может использоваться лундовская схема фрагментации [119], как это реализовано в модели FTFP (FRITIOF Precompound) [120].

Другой подход к описанию адронных ливней заключается в привлечении параметризаций экспериментальных данных по адронным взаимодействиям в широкой области энергий (Low and High Energy Parameterization, LHEP).



**Рис. 2.21.** Вероятность утечки адронного ливня в зависимости от импульса пионов для двух конфигураций: (слева) EE + HE + ME1/1 и (справа) HE + ME1/1. Сплошными точками приведены экспериментальные результаты, результаты моделирования на основе GEANT4 отмечены открытыми символами. Ошибки имеют статистическую природу. Моделирование выполнено для четырех моделей развития адронного ливня [3, 51].

Моделирование утечек адронного ливня из калориметров было осуществлено с помощью четырех описанных выше сценариев (так называемых «физических листов»): QGSP, QGSC, FTFP и LHEP. Как оказалось, результаты, полученные при использовании различных теоретических моделей, совпадают: три модели (QGSP, QGSC, FTFP) дают одинаковые вероятности утечек (рис. 2.21). В то же время, при использовании модели LHEP эта вероятность на 6% и 11% выше<sup>12</sup>, соответственно, для конфигурации с элементом электромагнитного калориметра и без него. Однако для обеих конфигураций модель LHEP описывает экспериментальные данные лучше, чем остальные.

Обобщая полученные результаты, можно заключить, что, с одной стороны, продемонстрировано хорошо согласие эксперимента и полного моделирования на основе GEANT4, воспроизводящего условия теста, для вторичных взаимодействий как электромагнитного, так и адронного происхождения. Это заложило фундамент для последующих работ, нацеленных на настройку ПО CMS и раз-

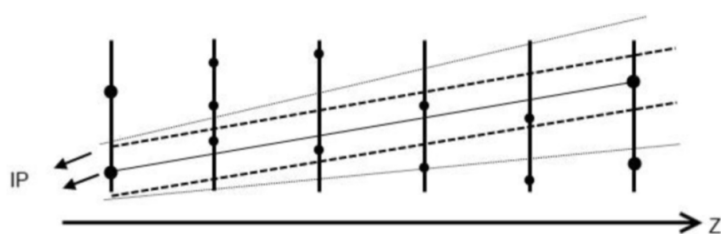
<sup>12</sup>Для пионов с импульсами 300 ГэВ/с.

работку программы физических исследований. С другой стороны, было показано, что существовавшие на тот момент модели адронных взаимодействий в GEANT4 нуждались в существенной настройке<sup>13</sup>.

## 2.2. РЕКОНСТРУКЦИЯ МЮОНОВ

Программное обеспечение CMS создавалось для реконструкции треков мюонов с использованием информации как из мюонной системы, так и из трекера [3, 121, 55]. Для того, что реконструкционные алгоритмы, или *реконструкторы*, можно было использовать как для оффлайн реконструкции, так и для онлайн реконструкции в триггере высокого уровня (HLT) [1, 106], архитектура ПО была спроектирована с использованием концепции *региональной* реконструкции.

Заметим, что существует ряд особенностей, отличающих онлайн и оффлайн реконструкции. Главной с идеологической т. з. является то, что онлайн алгоритм является частью триггерной системы по отбору данных, в которой после каждого этапа реконструкции применяются критерии отбора событий, основанные, в частности, на величине реконструированных переменных (например, поперечный импульс и псевдобыстрота). При оффлайн реконструкции автоматическая отбраковка событий происходит только на основании качества трека, т. е., по существу, в случае, если реконструктор вовсе не обнаружил в событии трека. Также важной деталью является то, что оффлайн реконструкция проводится одновременно с помощью нескольких алгоритмов (тогда как онлайн реконструкция осуществляется только одним), и реконструированное событие содержит информацию о параметрах трека, полученных всеми этим алгоритмами. Это дает возможность выбрать метод реконструкции (или их комбинацию) на стадии финального анализа данных.



**Рис. 2.22.** Кандидат в трек-сегменты (сплошная линия в центре) и хиты в плоскостях мюонной камеры (черные точки) [122].

Региональная реконструкция использует только часть информации детекторных систем. Например, объем информации, необходимой для реконструкции одного мюона в трекере, составляет лишь несколько процентов от суммарного объема данных, регистрируемых трекером. Поэтому реконструкция произ-

водится не во всем трекере, а только в тех его частях, через которые, возможно, прошел трек мюона, т. е. произошло срабатывание детектирующих элементов. Это позволяет сэкономить компьютерные мощности. Метод сильно зависит от правильно определенных начальных, «затравочных», значений параметров тре-

<sup>13</sup>После проведения соответствующих настроек (в том числе, на данных пучков тестов SPS) предсказания этих моделей улучшились [114]. В настоящее время основной моделью по умолчанию в GEANT4 является QGSP.

ка (так называемые *зерна* трека — *seeds*) и их ошибок. Параметрами являются координаты точек срабатывания регистрирующих элементов, *хиты* (hits), во время пролета мюона через детекторные системы (отклики частиц), значение импульса и направление (рис. 2.22).

При отборе событий в режиме реального времени (online) алгоритм реконструкции мюона, применяемый на уровне HLT, использует зёрна, сформированные триггером 1-го уровня (Level-1) [1, 105], включая даже тех кандидатов, которые не обязательно пройдут условия отбора триггера Level-1. Эти зёрна и определяют область, в которой будет проводиться *локальная* реконструкция в мюонной системе. Для оффлайн реконструкции были созданы различные алгоритмы генерации зерен, которые осуществляют локальную реконструкцию во всей мюонной системе, а в качестве затравочных зерён используют набор полученных в камерах CSC и/или DT сегментов треков (см., например, [122]). Сегменты треков, или *трек-сегменты*, представляют собой группы хитов в пределах одной камеры, которые являются кандидатом в часть трека мюона (рис. 2.22).

Реконструкция мюонов осуществляется в три стадии (рис. 2.23). Она включает локальную реконструкцию (локальное распознавание образов), *независимую* (standalone) реконструкцию в мюонной системе и *глобальную* реконструкцию.

Локальная реконструкция в мюонной системе выполняется только в тех камерах, где были обнаружены зерна, и начинается с реконструкции одномерных хитов в ячейках дрейфовых камер (DTRecHit1D), двумерных хитов в плоскостях катодно-стриповых камер (CSCRecHit2D) и одномерных хитов в RPC (RPCRecHit). По этим хитам восстанавливаются и реконструируются *трек-сегменты* (сегменты DT and CSC).

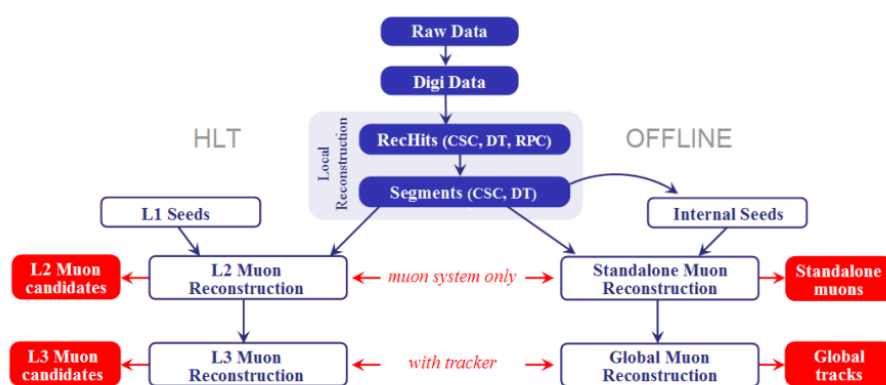


Рис. 2.23. Стадии мюонной реконструкции в онлайн и оффлайн режимах.

Алгоритмы независимой реконструкции (Standalone Muon Reconstructor, SA) используют информацию только от мюонной системы, в то время как глобальная реконструкция осуществляется с использованием также хитов в кремниевом треkere. Независимая реконструкция и глобальная реконструкция HLT носят название реконструкции уровня 2 (Level-2) и уровня 3 (Level-3) соответственно (рис. 2.23).



## НЕЗАВИСИМАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ МЮОНОВ

На этом этапе задействованы все детекторы мюонной системы (DT, CSC, RPC). Несмотря на грубое пространственное разрешение, RPC дополняют другие камеры, особенно в областях неполного геометрического перекрытия, преимущественно на стыках центральной и торцевой частей системы. После обнаружения трек-сегментов на стадии локальной реконструкции, вектор состояний (координаты трека, импульс и направление), ассоциируемый с самой внутренней камерой, используется как зерно для последовательной реконструкции трека мюона, состоящего из сегментов в нескольких камерах мюонной системы. Построение трека осуществляется с использованием техники рекурсивного фильтра Калмана [123], перебирающего измерения в области интереса в направлении изнутри наружу. Процессы образования ливней,  $\delta$ -электронов и электрон-позитронных пар могут приводить к появлению ложных или загрязненных хитов. Для их отбраковки используются обрезания по  $\chi^2$ . Также хиты, подходящие для формирования трек-сегментов, могут быть вовсе не обнаружены вследствие неэффективности детекторных систем и их неполного геометрического перекрытия. В этом случае их поиск продолжается в следующей мюонной станции (слое). Траектория мюонного трека продолжается от одной станции к другой (*пропагирование* трека) с помощью программного пакета **GEANE** [124], с учетом потерь энергии мюона в материале, эффектов множественного рассеяния, неравномерности и ошибок измерения магнитного поля в мюонной системе (в среднем 3.8 Тл внутри соленоида и  $\sim 1.8$  Тл за его пределами) [125]. Параметры трека и их ошибки корректируются на каждом шаге. Процедура повторяется, пока не будет достигнута самая внешняя мюонная станция. Второй проход фильтра Калмана (снаружи внутрь) позволяет уточнить параметры уже построенной траектории. На заключительном этапе трек экстраполируется в номинальную точку взаимодействия, определяемую размером области пучка  $\sigma_{xy} = 15$  мкм (в плоскости, перпендикулярной оси пучка) и  $\sigma_z = 15$  мкм (вдоль оси пучка), и «сшивается» с ней (*vertex-constrained fit*). Получаемый в результате такой процедуры трек носит название «независимый мюонный трек» (SA-трек или SA-мюон).

## ГЛОБАЛЬНАЯ И ТРЕКЕРНАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ МЮОНОВ

Следующий уровень реконструкции мюонов заключается во включении в траекторию мюона областей хитов полоскового и пиксельного детекторов. Это можно осуществить с помощью двух подходов. Общим местом обоих является то, что сначала трек реконструируется независимо в трекерной (трекерный трек) и мюонной (SA-трек) системах.

Первый подход, глобальная/Level-3 реконструкция (Global Muon Reconstruction, GMR), основан на идеологии *снаружи внутрь*, когда для определения области региональной реконструкции в качестве отправной точки используется внутренняя мюонная станция, из которой мюонный трек пропагируется в слои трекера

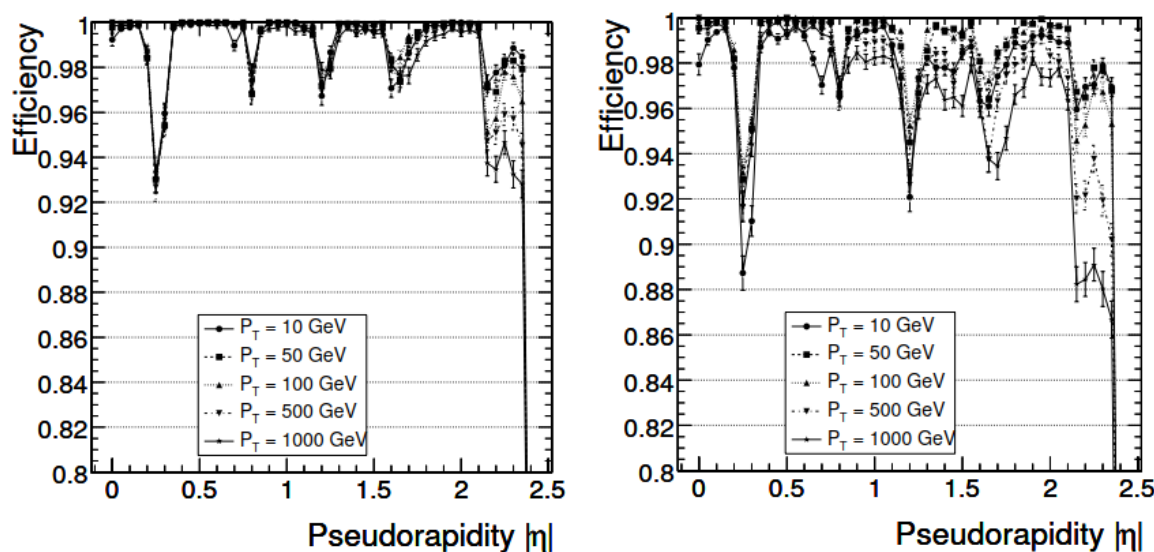
с учетом всех эффектов взаимодействия мюона с материалом детекторных систем. Слои трекера, пространственно совместные с траекторией мюона, задают область региональной реконструкции, в которой и происходит *сборка* трекерного трека с использованием фильтра Калмана. Сама сборка трекерного трека осуществляется по направлению от самого внутреннего слоя наружу.

Алгоритм GMR включает следующие шаги: распознавание зерен, чистка траектории и сглаживание траектории (финальная аппроксимация, или фит). Зерна трекерного трека строятся в пределах области региональной реконструкции из пары реконструированных хитов в двух различных слоях трекера. При этом для обеспечения высокой эффективности осуществляется перебор всех комбинаций совместных слоев. Начальные значения параметров траектории определяются при снятом или ослабленном ограничении на размер области взаимодействия. На втором шаге происходит выбор между различными траекториями, которые могут быть построены из одного и того же зерна. Выбор осуществляется с помощью требований на число хитов и  $\chi^2$  трека. На последней стадии для каждого из SA-треков находится соответствующий ему трекерный мюон, путем сопоставления параметров обоих экстраполированных на общую плоскость треков. Далее осуществляется сборка трека *глобального мюона* аппроксимацией всех реконструированных треков в треkere без привязки к вершине взаимодействия с использованием хитов в мюонных станциях, обнаруженных на стадии SA-реконструкции. И напоследок проводится еще одна чистка построенной траектории и выполняется привязка к вершине взаимодействия.

В другом подходе измерение импульсов мюонов основано на измерении их траекторий только в треkere (Tracker Only Muon Reconstruction, Tracker-only). При этом мюонная система служит только для идентификации мюонов. Реконструированный таким образом мюон носит название *трекерного*. Реконструкция трекерного мюона заключается в экстраполяции трекерного трека в мюонную систему (*изнутри наружу*) с учетом магнитного поля, ожидаемых потерь энергии и множественного кулоновского рассеяния в веществе. В этом приближении все трекерные треки с  $p_T > 0.5$  ГэВ/с и импульсом  $p > 2.5$  ГэВ/с рассматриваются как возможные кандидаты в мюоны. Если хотя бы один трека-сегмент в мюонных станциях DT или CSC сшивается с экстраполированным треком, то соответствующий трекерный трек классифицируется как трекерный мюон. Сшивка трекерного трека с мюонным трека-сегментом выполняется в локальной системе координат камеры, где локальная координата  $x$  является координатой в плоскости  $(r-\phi)$ , а локальная координата  $y$  соответствует оси, перпендикулярной этой плоскости. Для выполнения условия сшивки трекерного трека и мюонного трека-сегмента необходимо, чтобы расстояние между ними по координате  $x$  было меньше 3 см или чтобы разница между  $x$ -координатами трека-сегмента и экстраполированного трека, поделенная на сумму их комбинированной ошибки, была меньше 4 [104].

При разработке программы физических исследований тестирование и настройка алгоритмов осуществлялись с помощью наборов событий Монте–Карло, которые включали в себя как «пробные» одиночные мюоны, так и физические процессы. Одиночные мюоны генерировались с фиксированными значениями поперечного импульса  $p_T$  от 10 до 1000 ГэВ/с и равномерным распределением по псевдобыстроте  $\eta$  и азимутальному углу  $\phi$ . Физические процессы включали в себя события распадов на пару мюонов частиц  $J/\psi$ , калибровочных бозонов стандартной модели  $Z^0$  и гипотетических дополнительных калибровочных бозонов  $Z'$  с массами 1000, 1500, 3000 и 5000 ГэВ/с<sup>2</sup>, а также процесса Дрелла–Яна с минимальной инвариантной массой от 70 до 1000 ГэВ/с<sup>2</sup>. Для получения отклика детекторных систем все события были пропущены через соответствующий пакет ПО CMS OSCAR (см. раздел 2.1).

Основные характеристики алгоритма SA мюонной реконструкции приведены на рисунках 2.24–2.28. Рассмотрен случай так называемого *идеального* детектора, т.е. без учета влияния на реконструкцию эффектов пространственной разбалансировки детекторных систем (misalignment) и наложения событий (pile-up)<sup>14</sup>.

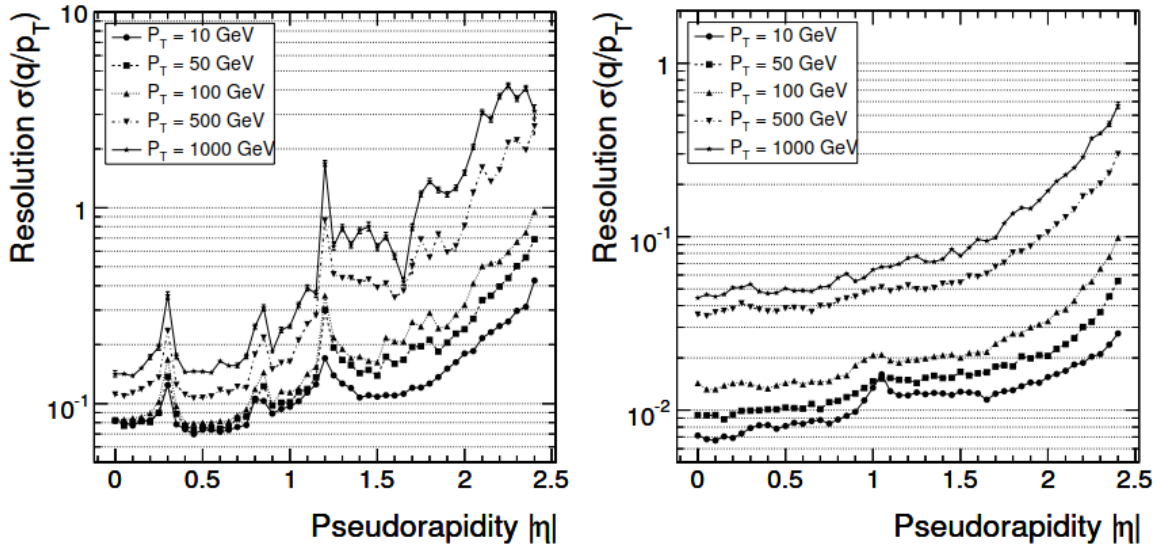


**Рис. 2.24.** Эффективность реконструкции мюона в зависимости от псевдобыстроты и различных поперечных импульсов: (слева) для независимой SA-реконструкции и (справа) для глобальной GRM-реконструкции [3].

Эффективность SA и глобальной мюонной реконструкций GRM в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  и различных поперечных импульсов  $p_T$  приведена на рисунке 2.24. Типичная величина эффективности для обоих алгоритмов составляет 95–99%, за исключением области псевдобыстрот  $|\eta| = 0.25$  и  $|\eta| = 0.8$ , что соответствует области между двумя колесами DT мюонной системы, а также  $|\eta| = 1.2$  (переходная область перекрытия между центральной и торцевой частями, т.е. между DT и CSC). Таким образом, рисунок 2.24 отражает геометрическую структуру мюонной системы.

<sup>14</sup>Влияние этих эффектов рассмотрено ниже.

Комбинированная эффективность реконструкции одиночных мюонов в пределах акцептанса мюонной системы, когда мюонный трек реконструируется GRM или Tracker-only алгоритмами (или одновременно обоими), достигает 99%. Кандидаты в мюоны, обнаруженные двумя методами одновременно и имеющие общий трекерный трек, объединяются. При малых импульсах мюона  $p < 5$  ГэВ/с трекерная реконструкция эффективнее глобальной, поскольку для TRM необходим только один трек-сегмент в мюонной системе, в то время как GRM для обеспечения высокой эффективности требует наличия трек-сегментов минимум в двух мюонных станциях.



**Рис. 2.25.** Разрешение  $q/p_T$  реконструкции мюона в зависимости от псевдобыстроты и различных поперечных импульсов: (слева) для независимой SA-реконструкции и (справа) для глобальной GRM-реконструкции [3].

На рисунке 2.25 приведено разрешение реконструированных мюонов по поперечному импульсу с учетом знака мюона. Разрешение оценено как среднеквадратичное отклонение распределения невязки (residual) величины  $q/p_T$ :

$$\frac{q^{rec}/p_T^{rec} - q^{gen}/p_T^{gen}}{q^{gen}/p_T^{gen}}, \quad (2.4)$$

где  $q$  — заряд мюона, а  $p_T^{gen}$  и  $p_T^{rec}$  — поперечный импульс, соответственно, сгенерированного и реконструированного мюона. На точность SA-реконструкции поперечного импульса большое влияние оказывает эффект множественного кулоновского рассеяния мюона в веществе, т. к. перед попаданием в первую мюонную станцию мюон может отклониться от своего первоначального направления. Это влияние особенно значительно для мюонов с относительно небольшими поперечными импульсами, менее 200 ГэВ/с, пока в точность не начинает вносить свой вклад пространственное разрешение мюонных камер  $\sigma_x$ <sup>15</sup> [127]:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{\sigma_x p_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{(N+4)}}, \quad (2.5)$$

<sup>15</sup>Типичное разрешение камер 100–200 мкм (см. раздел 1.5)

где  $N$  — число точек на траектории, а  $B$  и  $L$ , соответственно, величина магнитного поля и расстояние между первой и последней измеренной координатой (рис. 2.26). При значениях  $p_T$  до 200 ГэВ/с точность реконструкции в TMR и GMR примерно одинаковая (рис. 2.27), а в области больших  $p_T$  преимущество имеет GMR.

Стоит отметить, что для исследований, выполненных в рамках Части 2 данной работы, основанных на данных первого сеанса работы LHC (RUN1) для энергии  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ при оценке импульса мюона использовались различные комбинации коллекций мюонных треков (*коктейль* алгоритмов), например, полученных GRM или Tracker-only — реконструированному мюону приписывается значение импульса, полученное либо одним, либо другим алгоритмом (метод Sigma switch). Если оба метода дают значение поперечного импульса мюона  $p_T$  более 200 ГэВ/с, и отношение заряда к импульсу  $q/p$  совпадает с трекерным треком в пределах  $2\sigma_{q/p}$ , то используется значение импульса GRM. Во всех остальных случаях используется значение импульса, полученное методом Tracker-only. Другие варианты коктейлей алгоритмов описаны ниже. На стадии разработки программы физических исследований CMS мы всегда использовали алгоритм GMR.

Точность реконструкции SA-мюона (типичное значение  $\sigma(p_T)/p_T$  до десятков процентов, см. рис. 2.25, *левый*) не позволяет использовать ее для физического анализа. Использование алгоритма GMR позволяет улучшить разрешение  $\sigma(p_T)/p_T$  почти на порядок и обеспечить измерение поперечного импульса мюонов с  $p_T$  до 1000 ГэВ/с с точностью до 3–6% в центральной части мюонной установки,  $|\eta| \leq 1.2$  (рис. 2.25, *правый*). При больших  $\eta$  происходит деградация разрешения вплоть до десятков процентов на краю мюонной системы ( $|\eta| \approx 2.4$ ).

При SA-реконструкции вероятность ошибочной идентификации знака заряда мюона довольно велика и может достигать 10–20% для мюонов с  $p_T$  более 1000 ГэВ/с (рис. 2.28, *левый*). В то же время, GMR позволяет снизить эту ошибку до долей процента в центральной части, а в торцевых значениях этой ошибки не превышает 6% во всех рассмотренных диапазонах  $p_T$  и  $\eta$  (рис. 2.28, *правый*). Пространственная точность реконструкции мюонов очень высока — разрешение по псевдобыстроте  $\eta$  и азимутальному углу  $\phi$  не хуже сотых долей процента для всех значений  $p_T$  (рис. 2.29).

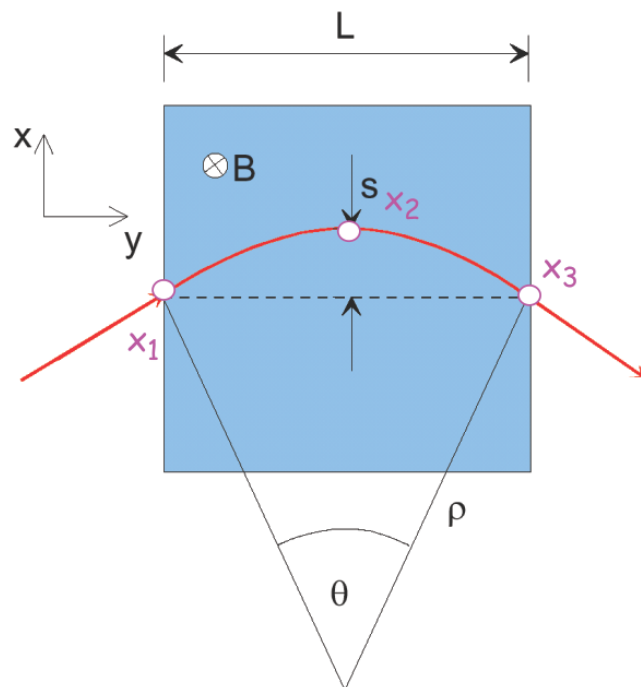


Рис. 2.26. Метод измерения импульса мюона с использованием равноудаленных хитов.

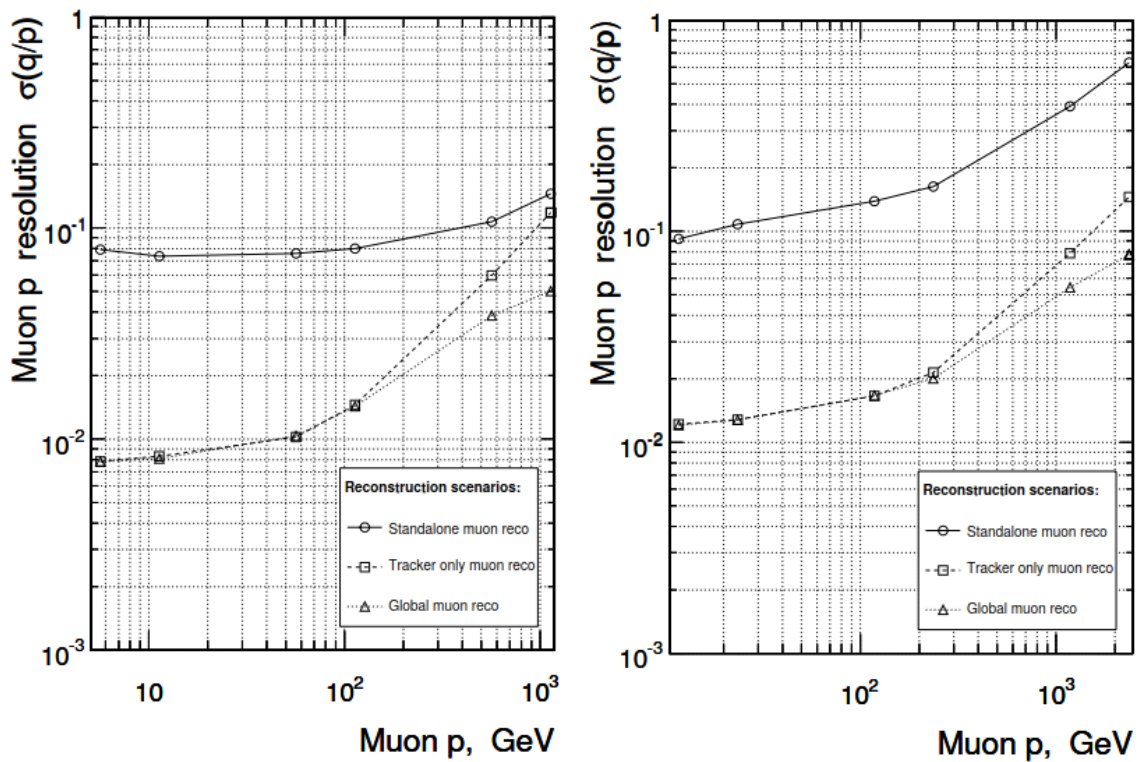


Рис. 2.27. Разрешение  $q/p$  реконструкции мюона в зависимости от импульса: (слева) в центральной части мюонной системы,  $|\eta| = 0.5$  и (справа) в торцевой части мюонной системы,  $|\eta| = 1.5$ . Приведены кривые, соответствующие трем различным алгоритмам реконструкции [3].

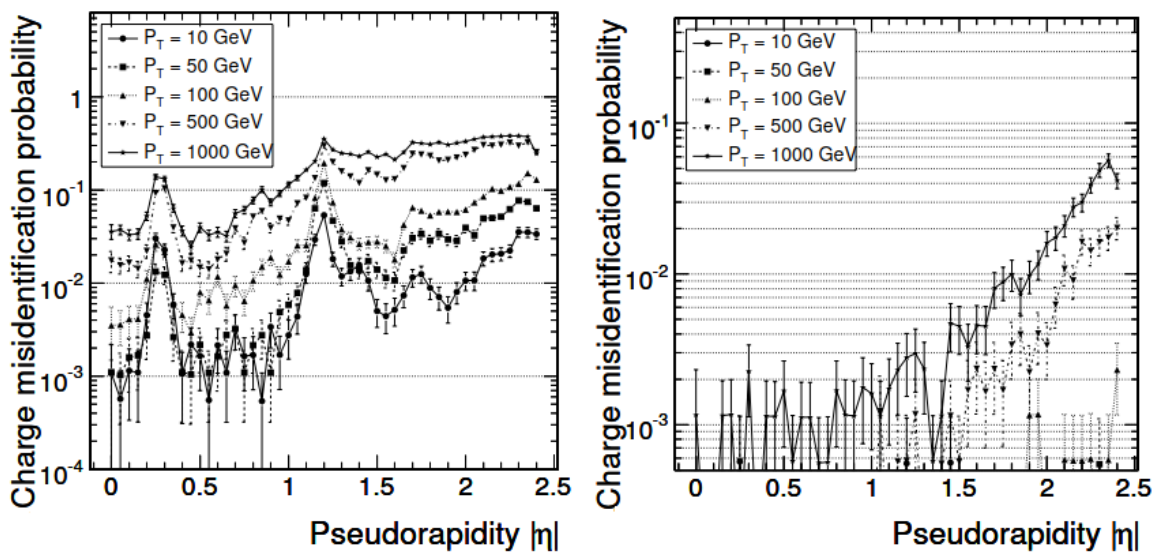


Рис. 2.28. Вероятность неправильной идентификации знака заряда реконструированного мюона в зависимости от псевдобыстроты и различных поперечных импульсов: (слева) для независимой SA-реконструкции и (справа) для глобальной GRM-реконструкции [3].

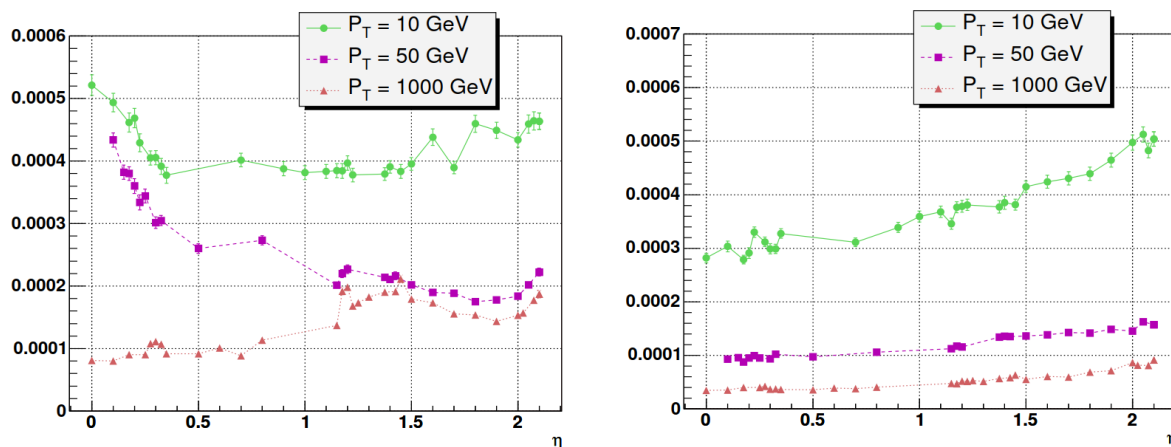


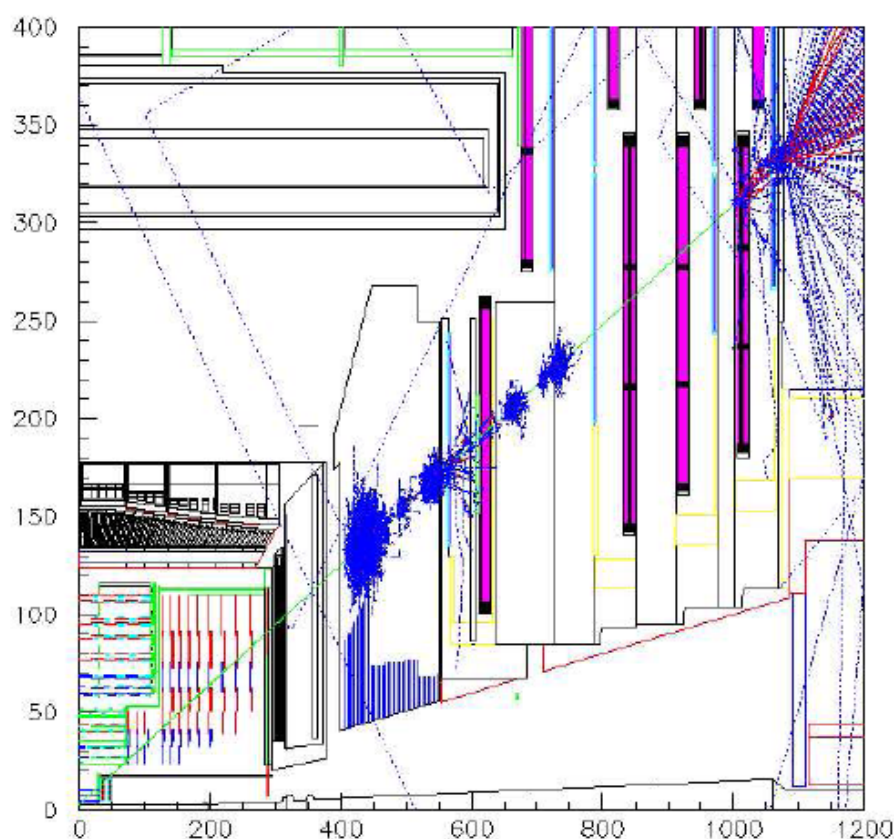
Рис. 2.29. Разрешение: (слева) по псевдобыстроте  $\eta$  и (справа) по азимутальному углу  $\phi$  в случае глобальной GRM-реконструкции.

### РЕКОНСТРУКЦИЯ МЮОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Реконструкция мюонов высоких энергий (несколько сотен ГэВ и выше) осложнена рядом факторов [3, 128, 54]. Во-первых, точность реконструкции таких мюонов ограничена малостью кривизны трека, т. к. для обеспечения приемлемого импульсного разрешения требуется все большая точность измерений координат треков. Последняя, в свою очередь, конструктивно ограничена пространственной точностью камер мюонной системы и точностью взаимного пространственного позиционирования всех частей мюонной и трекерной систем, т. е. влиянием эффекта пространственной разбалансировки детекторных систем (*misalignment*). С другой стороны, на точность реконструкции сильное влияние оказывают потери энергии мюонами при их взаимодействии с веществом детектора, в основном, в железном возвратном ярме (рис. 2.30). Вторичные частицы, образующиеся в результате этих взаимодействий, порождают электромагнитные ливни, которые «загрязняют» трек. Для минимизации негативного влияния этих эффектов были разработаны методы реконструкции, основанные на повторной аппроксимации глобальной мюонной траектории с использованием различных групп мюонных хитов, отобранных с помощью ряда критериев. Один из методов (Tracker Plus the First Muon Station, TPFMS) основан на использовании всех хитов в трекере и хитов только в одной мюонной станции (слое), ближайшей к точке взаимодействия. Если в этой камере хитов не обнаружено, тогда хиты берутся из следующей и т.д. Таким образом, игнорируя информацию, поступившую со всех мюонных станций, за исключением первой содержащей хиты, удастся понизить чувствительность к ливням в глубине мюонной системы.

Аппроксимация Picky Muon Reconstructor (PMR) также включает всю трекерную информацию, но использует мюонные хиты из нескольких «чистых» станций, т.е. станций, менее всего подвергшихся влиянию вторичных взаимодействий. Для этого налагаются жесткие условия (по  $\chi^2$  и числу хитов) совместности хитов с мюонной траекторией.

Кроме того, чтобы улучшить разрешение при высоких  $p_T$ , в основном, за счет уменьшения хвостов распределений импульсного разрешения, используются комбинации различных алгоритмов — так называемый «коктейль» алгоритмов. Одна из возможных комбинаций, Sigma switch, объединяющая коллекции мюонных треков реконструкторов Tracker-only и GMR, была рассмотрена выше. Другая применяемая комбинация (Truncated Muon Reconstructor, TMR) основана на сравнении качества фитов для алгоритмов Tracker-only и TPFMS. Комбинации Tune P и Tune N включают все возможные алгоритмы (отличаются разными критериями качества трека).



**Рис. 2.30.** Моделирование прохождения мюона с энергией 1 ТэВ через установку CMS.

Сравнение эти алгоритмов представлено на рисунках 2.31 и 2.32, где приведены распределения величин разницы обратных сгенерированных и реконструированных поперечных импульсов  $\Delta(1/p_T) = 1/p_T^{rec} - 1/p_T^{gen}$  и реконструированной инвариантной массы пар мюонов  $m_{\mu\mu}$ , соответственно, для одиночного мюона с  $p_T = 1000$  ГэВ/с и нового калибровочного бозона с  $m_{Z'} = 500$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Результаты аппроксимации распределений  $\Delta(1/p_T)$  функцией Гаусса даны в таблицах 2.1 и 2.2 для  $p_T = 1000$  ГэВ/с и  $p_T = 10$  ГэВ/с соответственно. Качество этих алгоритмов не может быть в полной мере отражено шириной фита, поскольку эти распределения отличаются от нормального, т. к. имеют длинный «хвост», вызванный электромагнитными ливнями. Поэтому для демонстрации вклада этих событий приводится оценка среднеквадратичного значения RMS. Для того, чтобы выявить возможности данных алгоритмов для поиска тяжелых резонансов, был использован метод максимального правдопо-



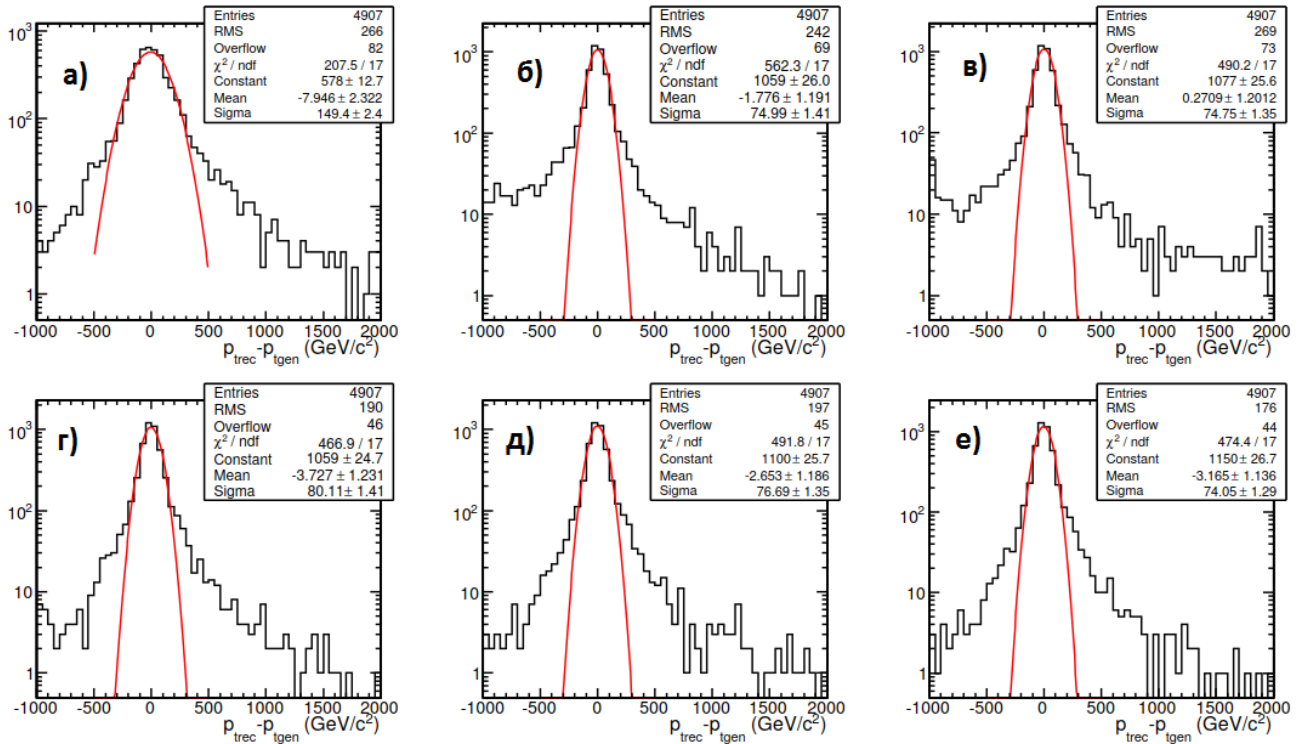


Рис. 2.31. Распределение величины  $\Delta(q/p_T)$  для одиночного мюона с  $p_T = 1000$  ГэВ/с при использовании различных алгоритмов: а) Tracker-only, б) GMR, в) TMR, г) PMR, д) Tune N, е) Tune P [54].

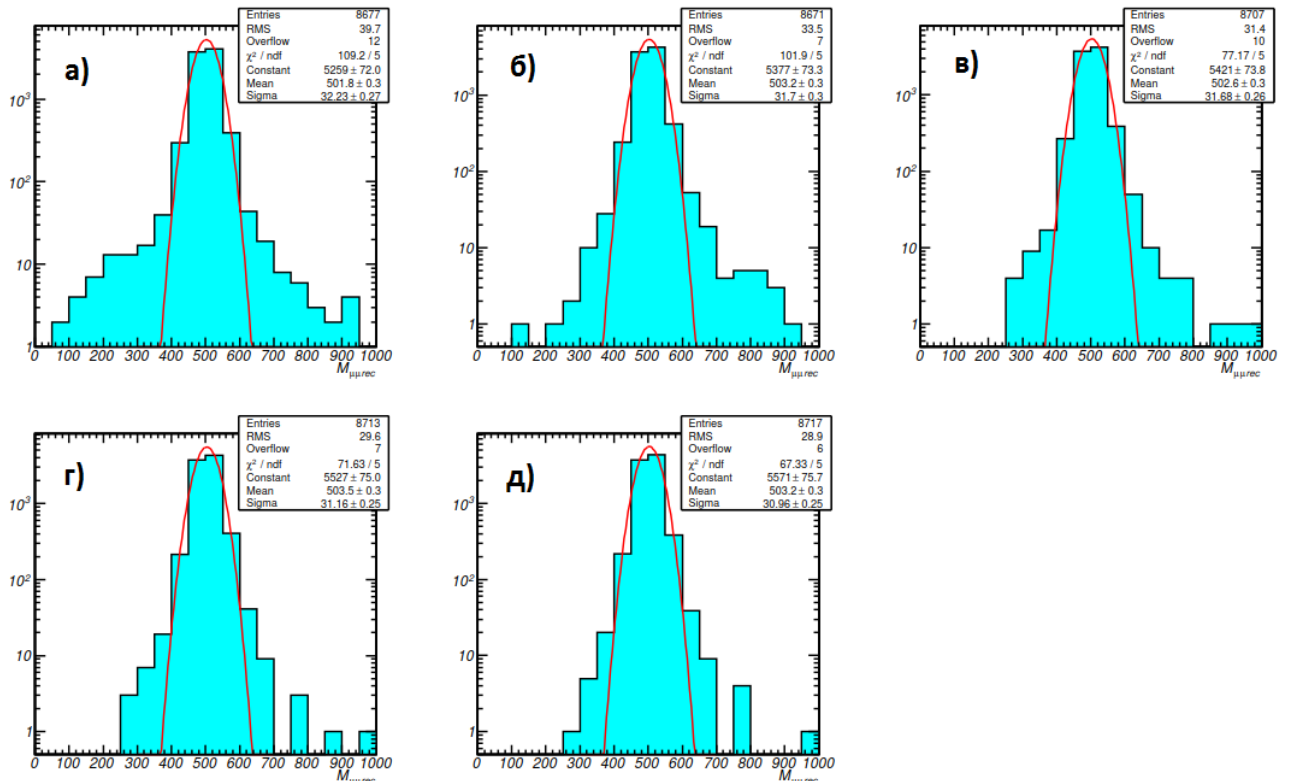


Рис. 2.32. Реконструированная инвариантная масса нового калибровочного бозона,  $m_{Z'} = 500$  ГэВ/с<sup>2</sup> при использовании различных алгоритмов: а) GMR, б) TMR, в) PMR, г) Tune N, д) Tune P [54].

добия (ММП)<sup>16</sup>. Статистическая значимость пика распределений была вычислена как отношение двух функций правдоподобия, соответствующих нулевой (при наличии только фоновых событий) и альтернативной (наличие фоновых и сигнальных событий) гипотезам. Для распределений одиночных мюонов в качестве нулевой гипотезы было принято плоское распределение мюонов в диапазоне  $p_T$  от 500 до 1500 ГэВ/ $c$  (от 5 до 15 ГэВ/ $c$  для случая  $p_T = 10$  ГэВ/ $c$ ).

**Таблица 2.1.** Сравнение величины  $\Delta(1/p_T)$  для одиночного мюона с  $p_T = 1000$  ГэВ/ $c^2$  при использовании различных алгоритмов [54].

Метод	Log Likelihood	RMS, ГэВ/ $c$	$\sigma$ , ГэВ/ $c$
Tracker-only	-18.37	266	149
GMR	-20.94	242	75.0
TMR	-21.03	269	74.8
PMR	-21.50	190	80.1
Tune N	-21.62	197	76.7
Tune P	-22.01	176	74.0

**Таблица 2.2.** Сравнение величины  $\Delta(1/p_T)$  для одиночного мюона с  $p_T = 10$  ГэВ/ $c$  при использовании различных алгоритмов [54].

Метод	Log Likelihood	RMS, ГэВ/ $c$	$\sigma$ , ГэВ/ $c$
Tracker-only	-17.60	0.158	0.183
GMR	-17.30	0.251	0.188
TMR	-17.40	0.174	0.187
PMR	-17.14	0.244	0.189
Tune N	-17.30	0.199	0.187
Tune P	-17.34	0.204	0.187

Лучшие результаты продемонстрировал коктейль Tune P, который включает все алгоритмы. Интересно отметить, что TMR проиллюстрировал упомянутый выше случай, когда события из левой части хвоста распределения приводят к увеличению гауссовой ширины распределения. Эти результаты подтверждают и данные по сравнению различных реконструкций пар мюонов (рис. 2.32). Что касается области меньших  $p_T$ , то разница между алгоритмами не так значительна (таб. 2.2), как для мюонов высоких энергий. Это вызвано тем, что при меньших энергиях вероятность образования ливней ниже, а многие алгоритмы настроены именно на учет этого эффекта. Другим интересным результатом является хорошее качество работы алгоритма Tracker-only, что подтверждает, что при низких энергиях мюона импульсное разрешение обеспечивается в основном трекером.

<sup>16</sup>См. подробнее Главу 4

### 2.3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ МЮОНОВ

Основная идеология алгоритма идентификации мюонов (см. [130] и [3], раздел 9.2) заключается в экстраполяции каждого реконструированного трекового трека в наиболее вероятные области присутствия сигнала от мюона во внешних детекторных системах (ECAL, HCAL, NO, мюонная система). Экстраполяция трека осуществляется пакетом `GEANE` [124] с учетом влияния магнитного поля и потерь энергии в веществе. Поиск сигнала осуществляется в пределах определенного конуса в пространстве  $(\eta-\phi)$  вокруг трекового трека. Оптимизация размеров конуса осуществляется с помощью моделирования. После формирования коллекции всех возможных сигналов от каждого детектора алгоритм вычисляет величину комбинированной *совместимости* (диапазон возможных значений от 0 до 1) наблюдаемых сигналов с гипотезой мюонного трека. Величина совместимости определяется на основании нашего представления, как именно мюон с определенной энергией взаимодействует с веществом, и какой сигнал в той или иной детекторной системе он при этом генерирует.

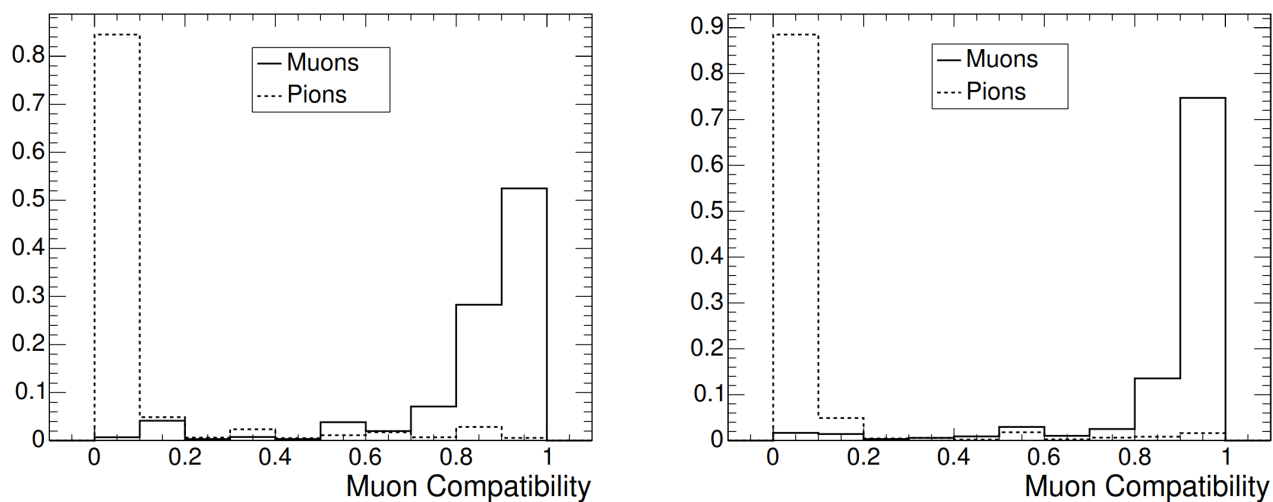
В калориметрической системе оценка величины совместимости основана на измерении энергии, ассоциируемой с треком-кандидатом, и сравнении измеренного значения с ожидаемым. Количественное сравнение осуществляется с помощью трехпараметрической функции максимального правдоподобия

$$\frac{P_S(x) \cdot P_S(y) \cdot P_S(z)}{P_S(x) \cdot P_S(y) \cdot P_S(z) + P_B(x) \cdot P_B(y) \cdot P_B(z)}, \quad (2.6)$$

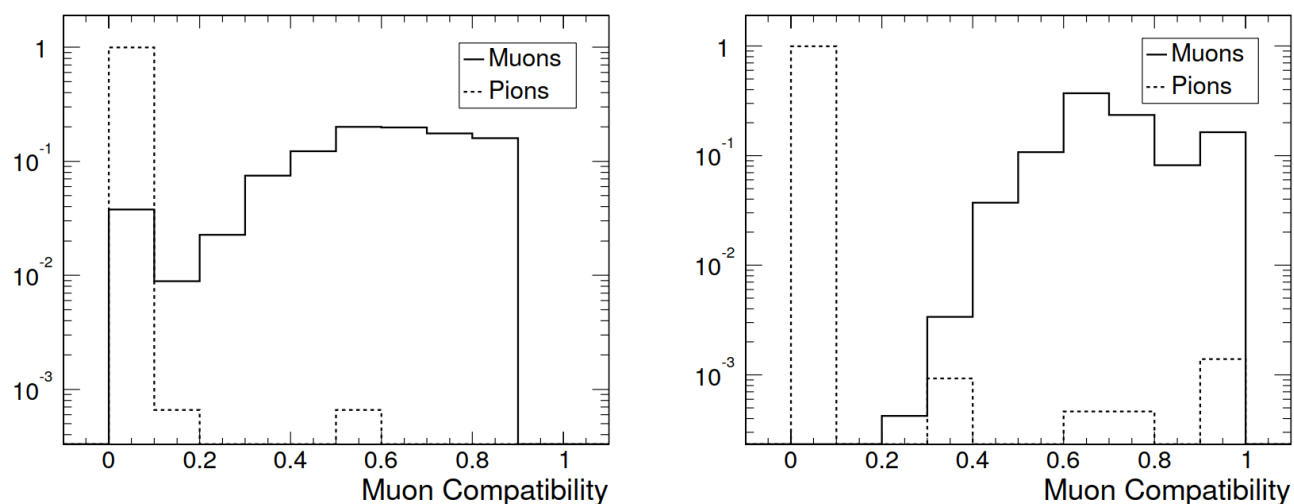
где  $P_S$  и  $P_B$ , соответственно, функции вероятности сигнала и фона, зависящие от энергии, измеряемой в электромагнитном ( $x$ ), адронном ( $y$ ) и внешнем ( $z$ ) калориметрах. Распределения функции вероятности получаются из моделирования соответствующих сигналов от одиночных мюонов и пионов в широком диапазоне  $p_T$  и в разных частях установки (центральной, торцевых, областях их перекрытия). На рисунке 2.33 приведен пример вычисления совместимости с гипотезой мюона треков от одиночного мюона и пиона с  $p_T = 10$  ГэВ/с.

При вычислении мюонной совместимости важными вопросами являются выбор размера конуса, внутри которого измеряется энергия (типичный размер составляет  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + \Delta\phi^2} = 0.02-0.03$ ) и энергетических порогов для наблюдения сигнала от минимально ионизирующей частицы ( $mip$ ) в калориметрах. Ожидаемая величина минимально ионизирующей энергии в электромагнитном калориметре — порядка 300 МэВ в центральной и 400 МэВ в торцевой частях. С учетом того, что величина порога в канале считывания кристаллов торцевой части задана на уровне 500 МэВ, наблюдение сигнала  $mip$  не всегда возможно. В центральной части порог значительно ниже (60 МэВ), соответственно, эффективность наблюдения  $mip$  выше. В адронном калориметре для отсечки потенциальных шумов в башне используется энергетический порог считывания 700 МэВ, что позволяет наблюдать сигнал  $mip$ , величина которого в HCAL составляет 2–3 ГэВ [129].

Для учета информации из мюонной системы алгоритм идентификации мюонов последовательно экстраполирует трекерный трек в каждый слой мюонной системы и производит на основании критерия  $\chi^2$  поиск хитов и мюонных треков-сегментов, которые могут быть совместимы с экстраполированной траекторией. Для каждого трека алгоритм вычисляет величины мюонной совместимости (см. пример на рис. 2.34), основываясь на количестве совпадающих с ним хитов или сегментов (подробнее см. [130]).



**Рис. 2.33.** Величина мюонной совместимости для одиночного мюона (сплошная линия) и пиона (пунктирная линия) с  $p_T = 10$  ГэВ/с: (слева) в центральной и (справа) в торцевой части CMS. Оценка основана на калориметрической информации [3].



**Рис. 2.34.** Величина мюонной совместимости для одиночного мюона (сплошная линия) и пиона (пунктирная линия) с  $p_T = 10$  ГэВ/с: (слева) в центральной и (справа) в торцевой части CMS. Оценка основана на информации из мюонной системы [3].

## 2.4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИЗОЛИРОВАННОСТЬ МЮОНОВ

Часто для проведения физических исследований необходимо отличать мюоны, рождающиеся в процессах электрослабого взаимодействия, например, рождение и распад  $Z^0/Z'$ , от мюонов, происходящих из распадов частиц, образован-

ных в процессах сильного взаимодействия (тяжелых кварков  $c$  и  $b$  или  $K$ - и  $\pi$ -мезонов). Последние находятся внутри (преимущественно мягких) струй, т. е. их рождение ассоциировано с другими пространственно близкими частицами. Таким образом, для их режекции можно использовать условие пространственной *неизолированности*.

Если мюон рождается внутри струи, то частицы, формирующие эту струю, будут оставлять сигнал в детекторных системах (трекере и калориметрах) в пределах некоторого конуса вокруг мюонного трека в пространстве  $(\eta-\phi)$ . Алгоритм мюонной изолированности основан на измерении в пределах конуса определенного размера  $\Delta R_{max}$  суммы поперечных импульсов частиц в трекере  $\sum p_T$  и/или поперечной энергии в калориметрах  $\sum E_T$  (рис. 2.35). Ось конуса выбирается в соответствии с направлением мюона. Учитывается вклад всех частиц с  $\Delta R \leq \Delta R_{max}$ <sup>17</sup>, где  $\Delta = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ , а  $\Delta\eta$  и  $\Delta\phi$  — расстояния по псевдобыстроте и азимутальному углу между осью конуса и траекторией частицы. Так как мюон сам по себе дает вклад в измеряемую внутри конуса энергию, то соответствующая величина (veto value) вычитается из полной суммы. Если измеренные величины  $\sum p_T$  или  $\sum E_T$  превышают заданное пороговое значение, то мюон классифицируется как *неизолированный*. В зависимости от псевдобыстроты величина порога в калориметре составляет от 6.5 до 9 ГэВ для конуса 0.2, а в трекере — от 2.0 до 3.0 ГэВ/ $c$ <sup>18</sup> для такого же конуса [106].

При отборе событий в условиях реального времени алгоритм мюонной изолированности применяется на уровне триггера высокого уровня. Детальное его описание может быть найдено в работах [3, 106] и ссылках к ним. В наших исследованиях мы концентрировались только на особенностях применения критериев изолированности для мюонов высоких энергий. Как уже отмечалось выше, характерной чертой таких мюонов является большое количество вторичных частиц, загрязняющих их траекторию (рис. 2.30). Энергия этих частиц внутри конуса может оказаться выше пороговой, в результате чего мюон будет отвергнут критерием изолированности. Это хорошо видно на рисунке 2.36, где приведена эффективностьHLT для различных алгоритмов, Level-2 и Level-3 (их описание см. в следующем разделе), для одиночного мюона с  $p_T$  (слева) 50

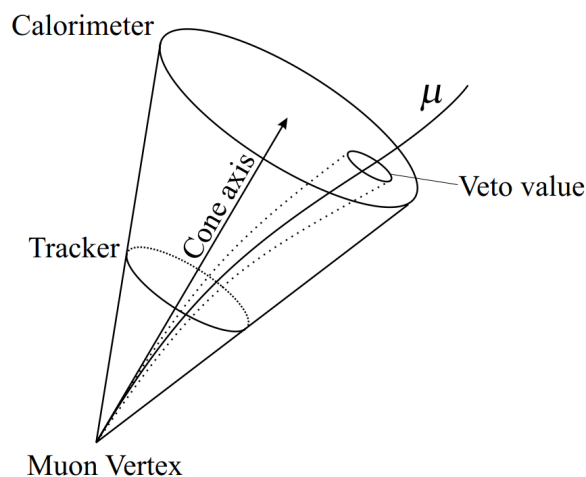
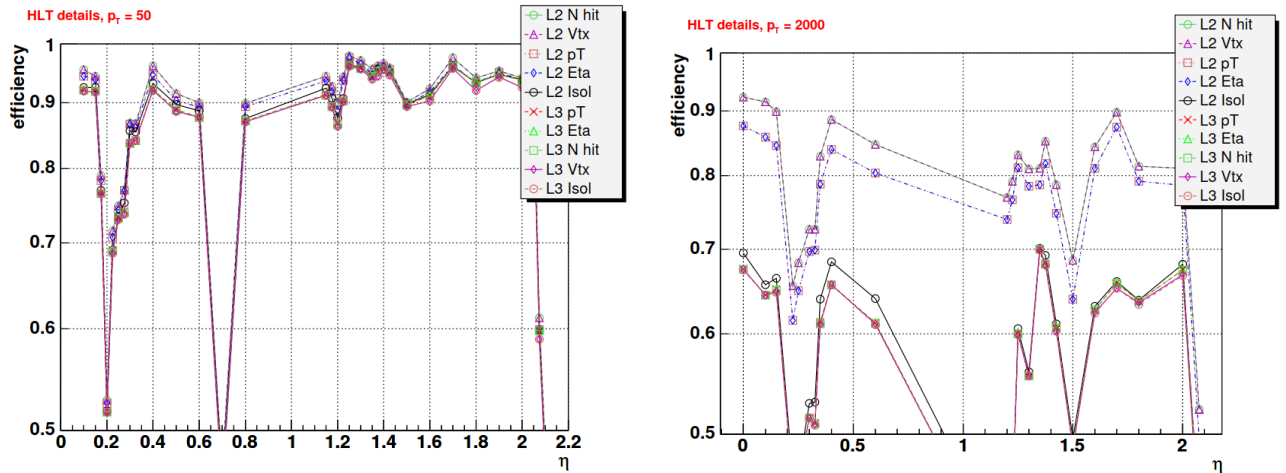


Рис. 2.35. Схематическое иллюстрация изоляционного конуса вокруг мюонного трека [3].

<sup>17</sup>Величина  $\Delta R_{max}$  подбирается в результате специальной процедуры оптимизации и обычно составляет 0.2–0.3 [3, 106].

<sup>18</sup>Существуют небольшие отличия для пиксельного и стрипового детекторов.

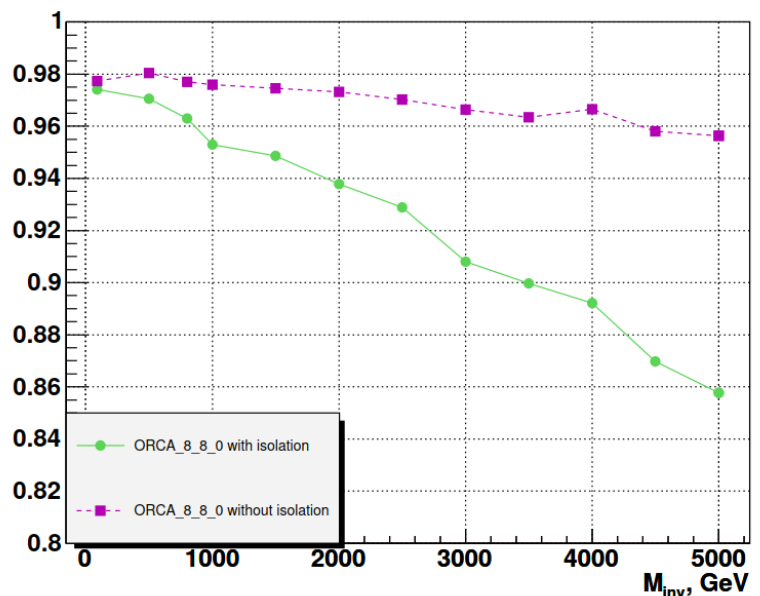
ГэВ/с и (справа) 2000 ГэВ/с. Различные кривые эффективности соответствуют последовательному применению различных критериев отбора: на величину хитов, вершину взаимодействия,  $p_T$  и  $\eta$ . Последним примененным критерием является требования изолированности. Как видно из рисунка 2.36, *левый*, для относительно мягкого мюона применение любых критериев не сильно меняет эффективность отбора. Однако для жесткого мюона (рис. 2.36, *правый*) наложение условия изолированности в калориметрах (L2isol) приводит к резкому падению эффективностиHLT (до 30% в некоторых областях  $\eta$ ).



**Рис. 2.36.** Эффективность триггера уровней Level-2 и Level-3 для одиночного мюона с  $p_T$  (слева) 50 ГэВ/с и (справа) 2000 ГэВ/с в зависимости от псевдобыстроты [3].

Другие результаты группы ОИЯИ, полученные для пар мюонов, подтверждают сделанные выше выводы. Как показывает рисунок 2.37, калориметрическая изоляция вызывает падение эффективности отбора пар мюонов на 10% в области больших инвариантных масс.

Таким образом, очевидно, что критерий изолированности в калориметрической системе не может быть использован при работе с мюонами высоких энергий. При этом



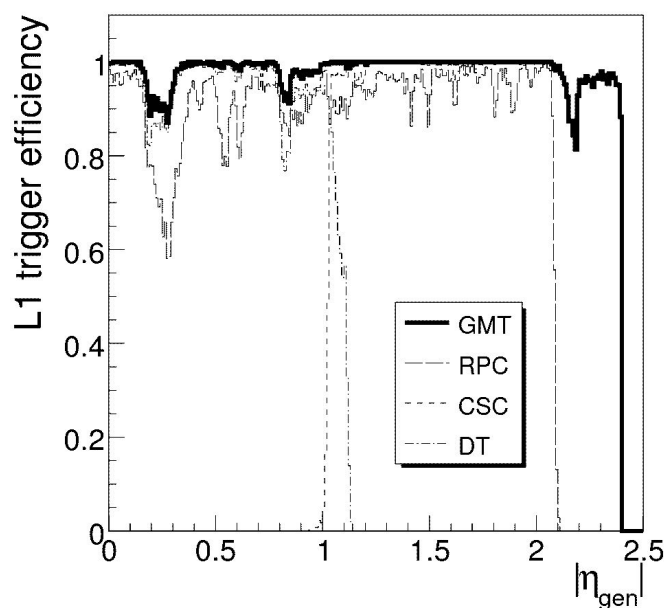
**Рис. 2.37.** Эффективность триггера HLT для событий с парами мюонов с изоляцией в калориметрической системе и без.

интересно, что последующий отбор, включая требование изолированности в трекаре, не приводит к значительной неэффективности триггера (эффективность практически не меняется). Это обстоятельство, по-существу, оказалось во многом спасительным для программы исследований с мюонами больших энергий, т. к. в противном случае отсутствовал бы инструмент подавления до-

минирующего фона КХД. Поэтому для проведения физического анализа в этой Части диссертации для отбора событий использовался мюон, изолированный только в трекаре.

## 2.5. ОТБОР СОБЫТИЙ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Значительная доля событий на ЛНС характеризуется наличием лептонов с большими поперечными импульсами  $p_T$ . Как говорилось выше, установка CMS спроектирована и оптимизирована, в частности, для детектирования и реконструкции мюонов. Мюоны обеспечивают очень чистую информацию о физических процессах. Для анализа событий с мюонами, кроме точных алгоритмов их реконструкции и идентификации, необходимо иметь высокоэффективную процедуру их отбора, в том числе — в режиме реального времени, т. е. систему алгоритмов триггера. Как уже говорилось в разделе 1.6, система триггера установки CMS имеет двухуровневую последовательную структуру и состоит из триггеров первого (Level-1) и высокого (HLT) уровней. Отбор событий с мюонами полностью следует этой схеме.



**Рис. 2.38.** Эффективность глобального мюонного триггера первого уровня (сплошная кривая) в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  перед применением критериев качества трека и наложением порогов обрезания на  $p_T$ . Также рассмотрены эффективности региональных триггеров подсистем DT, CSC и RPC (соответственно, штрихпунктирная, пунктирная и штриховая линии) [3].

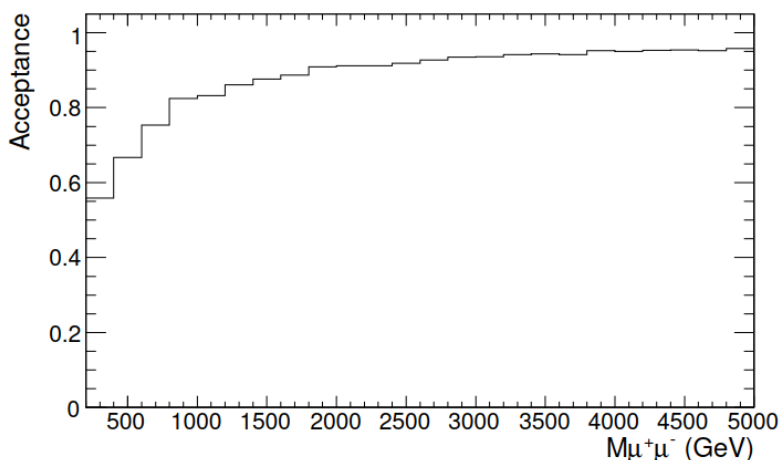
Мюонный триггер первого уровня установки CMS [105] включает два основных логических решения, или *триггерных пути*: триггер на одиночные мюоны (single muon trigger) и триггер на мюонную пару (double muon trigger). Рисунок 2.38 демонстрирует эффективность глобального мюонного триггера (GMT) первого уровня и отдельных компонент триггера Level-1 для регистрации одиночного мюона (см. [3], раздел 3.4.7). Средняя эффективность триггера GMT — около 98.3%, провалы эффективности при некоторых значениях псевдобыстроты  $\eta$  вызваны неполным перекрытием мюонных камер. Вероятность регистрации *ложных* мюонов (ghost) не выше 0.3%. Эти результаты получены с помощью моделирования Монте-Карло на наборах мюонов, равномерно распределенных по  $p_T$  от 5 до 100 ГэВ/с и  $|\eta| < 2.4$  (в разделе 2.7 приведены результаты исследований триггера на космических мюонах в период до запуска ЛНС, в Части 2 диссертации — на данных столкновений пучков протонов на ЛНС в ходе RUN1).

ных по  $p_T$  от 5 до 100 ГэВ/с и  $|\eta| < 2.4$  (в разделе 2.7 приведены результаты исследований триггера на космических мюонах в период до запуска ЛНС, в Части 2 диссертации — на данных столкновений пучков протонов на ЛНС в ходе RUN1).

События, отобранные триггером первого уровня, попадают на вход триггера высокого уровня для принятия последующего решения. Алгоритм HLT работает в два этапа [106]. На первой стадии применяется так называемый алгоритм уровня 2 (Level-2), который использует информацию только из мюонных камер. С его помощью происходит переоценка параметров траектории мюонов, полученных алгоритмом первого уровня, а также фильтрация событий в соответствии с выбранными критериями отбора. На следующем шаге алгоритм уровня 3 (Level-3) добавляет к анализу информацию из трекера для окончательной точной оценки поперечного импульса мюона. Кроме этого, применяются добавочные пороги на калориметрическую и трекерную изоляцию<sup>19</sup>.

Детальное изучение возможностей триггерной системы CMS по отбору событий с парой мюонов в области больших инвариантных масс [54] было основано на моделировании событий рождения пар мюонов в процессе Дрелла-Яна<sup>20</sup>. Критерием отбора событий в области геометрического перекрытия пространства мюонной системой CMS являлось требование нахождения по крайней мере двух мюонов в диапазоне  $|\eta| \leq 2.4$ . Эффективность такого отбора для процесса Дрелла-Яна не зависит от значений светимости пучков ЛНС и составляет от 56% до 95% для значений инвариантных масс пар мюонов от 200 ГэВ/ $c^2$  до 5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 2.39).

В целом, энергетические пороги системы триггера устанавливаются (оптимизируются) в зависимости от значений мгновенной светимости пучков ЛНС. В периоды подготовки физической программы и ее реализации последовательно были рассмотрены режимы начальной и низкой светимостей, соответственно, с  $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и  $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Режим низкой светимости при



**Рис. 2.39.** Эффективность событий рождения пар мюонов в процессах Дрелла-Яна [54].

$\sqrt{s} = 14$  ТэВ был основным на стадии подготовки физического TDR, детали соответствующих исследований даны в работах [4] (раздел 9.2.2, стр. 1249) и [56, 57]. Режим начальной светимости соответствовал первому набору данных, при этом сначала [54] рассматривался режим с такой же энергией,  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ. Изменения стартовых условий работы ЛНС практически не повлияли на результаты, рассмотренные в этой Главе. Все отличия будут обсуждены в Части 2.

Номинальные пороги триггера первого уровня в режиме начальной (низкой) светимости установлены на уровне 7 (14) ГэВ/ $c$  в случае одиночных мюонов и

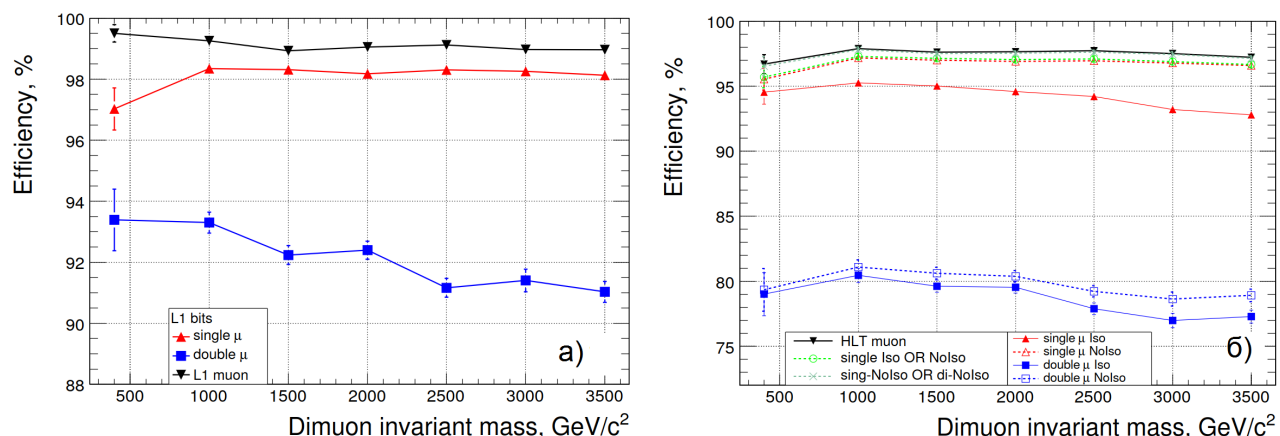
<sup>19</sup>С учетом результатов предыдущего раздела для мюонов высоких энергий.

<sup>20</sup>Детали моделирования приведены в Главе 3.



по 3 (3) ГэВ/с для каждого мюона (так называемый *симметричный порог*) в случае пары мюонов. Как обсуждалось ранее в Главе 1, в результате оптимизации стоимости установка CMS во время RUN1 работала без части детекторных систем и электроники. В частности, отсутствующая часть электроники камер CSC, расположенных в области  $|\eta|$  от 2.1 до 2.4, не позволила провести адекватную оценку  $p_T$  мюонов триггером Level-1 при этих  $\eta$ . В результате диапазон псевдобыстрот, для которых вырабатывается то или иное триггерное решение, для одиночного мюона был ограничен до  $|\eta| \leq 2.1$ . В случае пар мюонов, благодаря более низкой интенсивности таких событий, удалось осуществить отбор во всей области  $|\eta| \leq 2.4$ .

Эффективность триггера Level-1 для событий Дрелла-Яна как функция инвариантной массы пар мюонов приведена на рисунке 2.40, а. Рассмотрены три различных возможных решения (снизу вверх): триггер на мюонную пару (double  $\mu$ ), триггер на одиночный мюон (single  $\mu$ ) и их объединенное решение, т. е. логическая дизъюнкция «OR» двух первых решений (L1  $\mu$ ).



**Рис. 2.40.** Эффективность регистрации событий с парой мюонов триггером (а) Level-1 и (б) HLT. Рассмотрены случаи триггера на одиночный мюон, пару мюонов и их комбинации при  $\mathcal{L} = 10^{32}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> [54].

Эффективность вычислена относительно полного числа событий Дрелла-Яна, в которых оба смоделированных мюона попадали в геометрический аксептанс CMS ( $|\eta| \leq 2.4$ ). Потери в эффективности в основном объясняются геометрией. Комбинированная эффективность одиночных и парных мюонов превышает 99% для всех значений инвариантной массы и обоих режимов светимости. Таким образом, эффективность комбинированного триггера для пары мюонов превышает эффективность триггера для одиночных мюонов более, чем на 1%, в основном, благодаря большему аксептансу триггера для двух мюонов.

Порог на поперечный импульс, используемый в HLT, составляет 16 (19) ГэВ/с в случае одиночного мюона и по 3 (7) ГэВ/с для каждого мюона в случае мюонной пары.

Триггер HLT вырабатывает четыре возможных решения (рис. 2.40б, также снизу вверх): пара изолированных мюонов (double isolated), пара неизолированных мюонов (double non-isolated), одиночный изолированный мюон (single

isolated), одиночный неизолированный мюон (single non-isolated). Кроме того, используются их комбинации (логическое «OR» решений): одиночных и парных неизолированных мюонов, одиночных и парных изолированных мюонов, всех возможных решений.

ЭффективностьHLT определяется относительно полного числа событий, в которых оба мюона попадали в геометрический аксептанс CMS; при этом дополнительно налагается требование, что все события прошли триггер Level-1, т.е. эффективностьHLT включает эффективность Level-1. Как следует из рисунка 2.40б, комбинированная (логическое OR неизолированного одиночного и димюонного триггера) эффективность триггера высокого уровня составляет 97–98% (для режима низкой светимости получено такое же значение). Как и ожидалось, это значение практически такое же, как и для случая всех возможных решений — включение в рассмотрение изолированного в трекаре мюона не приводит к улучшению эффективности.

## 2.6. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЫРАВНЕННОСТИ ДЕТЕКТОРНЫХ СИСТЕМ

В разделе 2.2 уже упоминалось о важности точности позиционирования как отдельных компонент детекторных систем, так и самих систем друг относительно друга. Пространственная точность мюонных камер ( $\approx 200$  мкм) и трекара (10–50 мкм) налагает достаточно строгие ограничения на ошибку измерения величины пространственного сдвига отдельных частей детектора. Сама величина сдвига частей детектора друг относительно друга может достигать нескольких сантиметров (из-за ограниченной точности монтажа, деформации детектора под влиянием гравитации и смещения частей детектора друг относительно друга после включения магнитного поля), что может оказать большое влияние на точность реконструкции. Компенсация этого эффекта достигается тщательным измерением величины сдвига и внесением в алгоритмы реконструкции соответствующих поправок — так называемая процедура *выравнивания* (alignment).

Первоначальное выравнивание осуществлялось с помощью геодезических измерений. Остаточную *невыравненность* (или, как еще говорят, разбалансировку) детекторных систем (НДС) предполагалось улучшить с помощью экспериментальных данных. Очевидно, что точность позиционирования зависит от статистики и увеличивается по мере набора данных. Для учета влияния остаточной невыравненности (misalignment) на точность и эффективность реконструкции и отбора событий были разработаны три основных сценария [3, 131].

Первый сценарий соответствует выравниванию с помощью геодезических измерений с выключенным магнитным полем (Survey Only). При этом предполагается, что никакое выравнивание на программном уровне еще не сделано, т.е. все алгоритмы работают без учета каких-либо поправок, а точность позиционирования камер определяется качеством сборки, их предварительными тестами и геодезическими измерениями координат камер и механических элементов мюонных станций (суппортов) до включения магнитного поля. Предполагается,

что величина сдвига мюонных колес в центральной части установки и дисков в торцевых частях достигает 2.5 мм, а угловые смещения составляют до 0.25 мрад. Точность позиционирования камер относительно механических структур порядка 1 мм и 0.5 мрад. Невыравненность трекера в этом сценарии такая же, как и для следующего рассмотренного случая.

Второй сценарий учитывает влияние магнитного поля и рассматривает выравнивание, основанное как на системах лазерного выравнивания трекера и мюонной системы, так и на реконструкции треков заряженных частиц с использованием первого небольшого объема данных (First Data), соответствующих интегральной светимости  $100 \text{ пбн}^{-1}$ . При этом заложенная величина остаточной невыравненности мюонной системы относительно трекера остается довольно большой — на уровне 1 мм и 0.2 мрад, а камер в мюонной системе — порядка 1 мм и 0.25 мрад. Ошибка выравнивания модулей трекера варьируется от 2.5 до 13 мкм для пиксельного детектора и от 50 до 300 мкм для кремниевого микрострипового детектора.

При достижении интегральной светимости  $1 \text{ фбн}^{-1}$  (долгосрочный сценарий Long Term) ожидалось, что точность внутреннего выравнивания трекера улучшится примерно на порядок, а относительная невыравненность мюонной системы относительно трекера составит не больше 200 мкм и 0.04 мрад. Камеры в мюонной системе позиционируются с точностью 0.2 мм и 0.05–0.1 мрад.

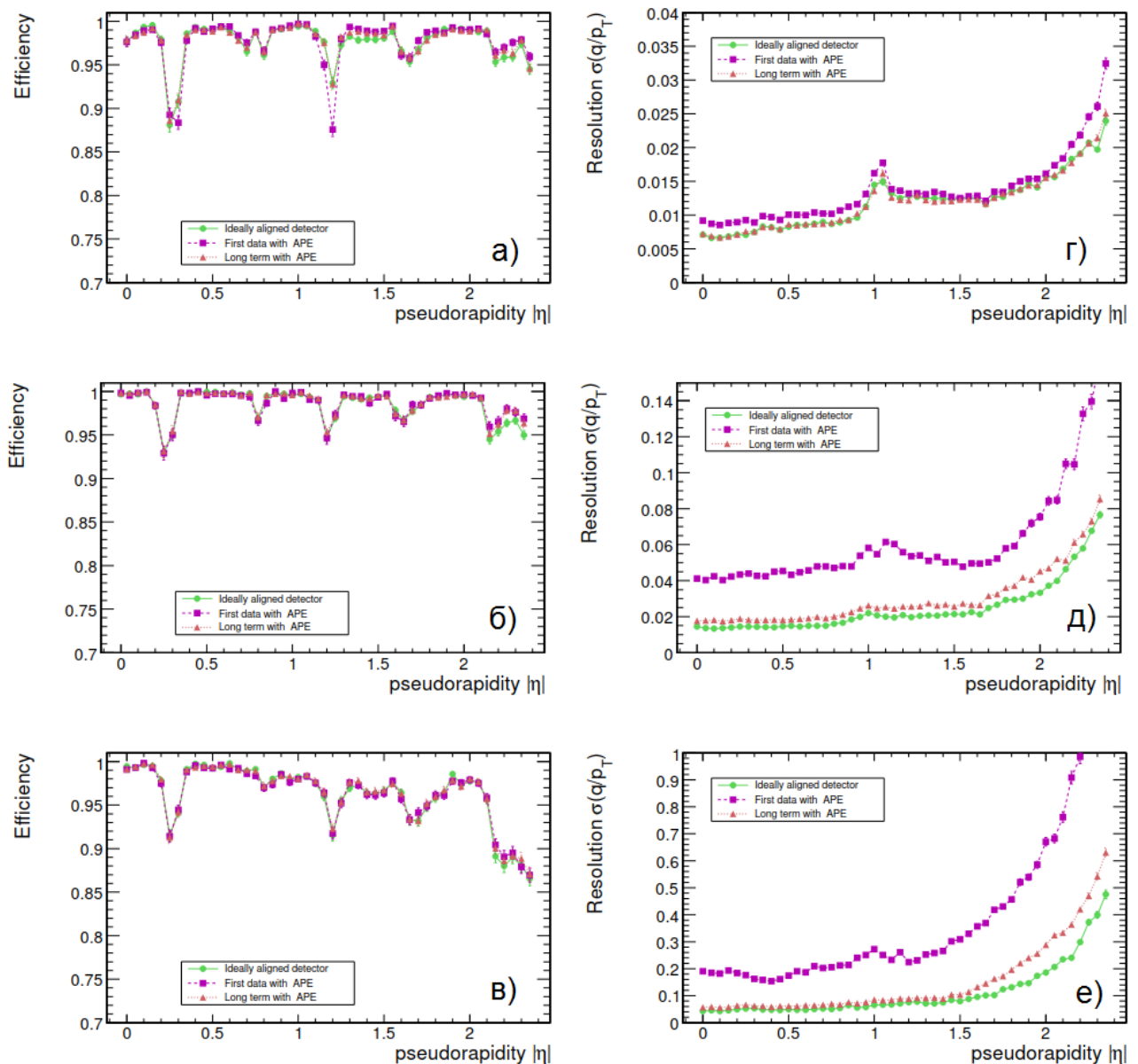
На некоторых этапах подготовки к набору данных использовались промежуточные сценарии, например, соответствующие интегральной светимости  $10 \text{ пбн}^{-1}$ .

Влияние невыравненности на реконструкцию было изучено в дубненской группе [52] на примере следующих наборов данных Монте–Карло:

- 300 наборов данных по  $10^3$  событий одиночных мюонов, равномерно сгенерированных при фиксированных значениях псевдобыстроты в диапазоне значений  $0 \leq |\eta| \leq 2.4$  и поперечного импульса от  $10 \text{ ГэВ}/c$  до  $1000 \text{ ГэВ}/c$ ;
- 12 наборов данных по  $10^4$  событий рождения пар мюонов в процессах распада бозона  $Z^0$  и в процессе Дрелла-Яна с минимальными инвариантными массами 70, 500, 700, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000  $\text{ГэВ}/c^2$ ;
- $2 \times 10^4$  событий  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  из распадов  $B_S^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ;
- четыре набора данных по  $10^4$  событий распада гипотетического калибровочного бозона  $Z'$  с массой 1000, 1500, 3000 и 5000  $\text{ГэВ}/c^2$ .

Исследование проводилось с включением отклика детекторных систем, смоделированного в программном пакете OSCAR с учетом детального описания геометрии детектора, материалов и магнитного поля. Оцифровка и реконструкция сигнала выполнялась с помощью пакета ORCA, при этом рассматривались две

возможности учета неточности измерений в детекторных системах: *i*) — при реконструкции учитывается остаточная неточность выравнивания детекторных систем, т. е. ошибки их позиционирования (alignment position errors, APE), *ii*) — эти ошибки игнорируются, и процедура реконструкции учитывает только ошибку измерений, определяемую пространственной точностью детектора.

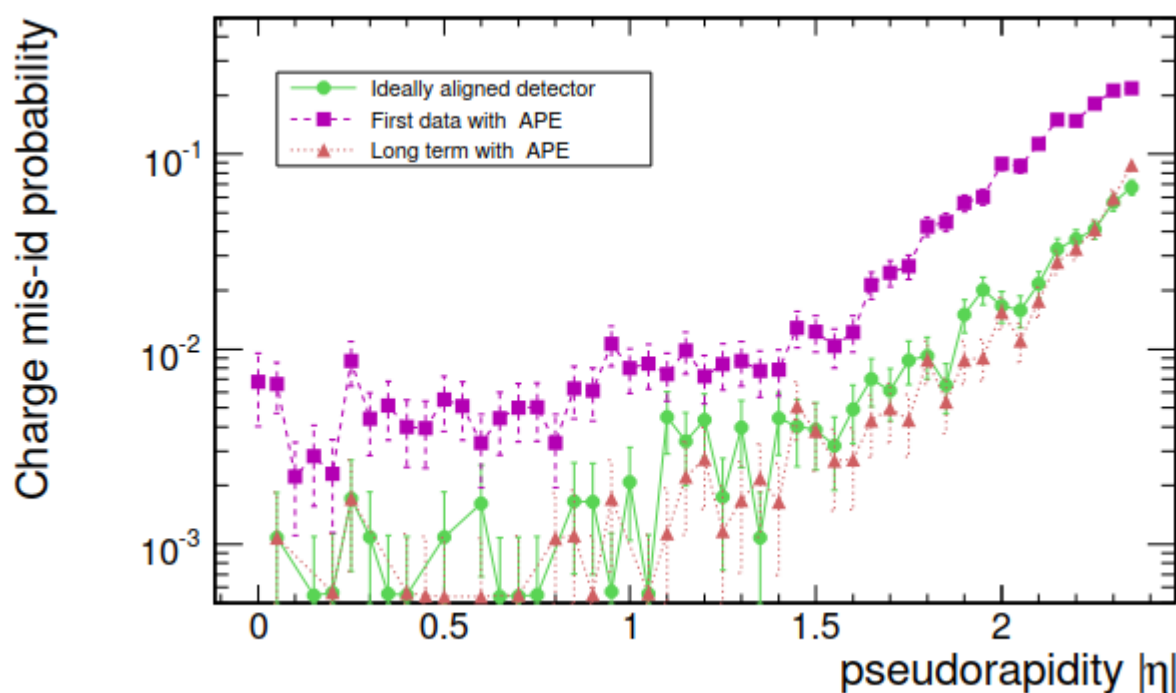


**Рис. 2.41.** (Слева) эффективность и (справа) разрешение по поперечному импульсу алгоритма оффлайн реконструкции GMR для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а, г) 10 ГэВ/с, (б, д) 100 ГэВ/с (в, е) 1000 ГэВ/с [52].

### Влияние на одиночные мюоны

Сравнение эффективности алгоритма оффлайн-реконструкции GMR для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания с учетом APE (рис. 2.41, а–в) продемонстрировало незначительное влияние невыравнивания. В случае разрешения по поперечному импульсу ситуация выглядит иначе

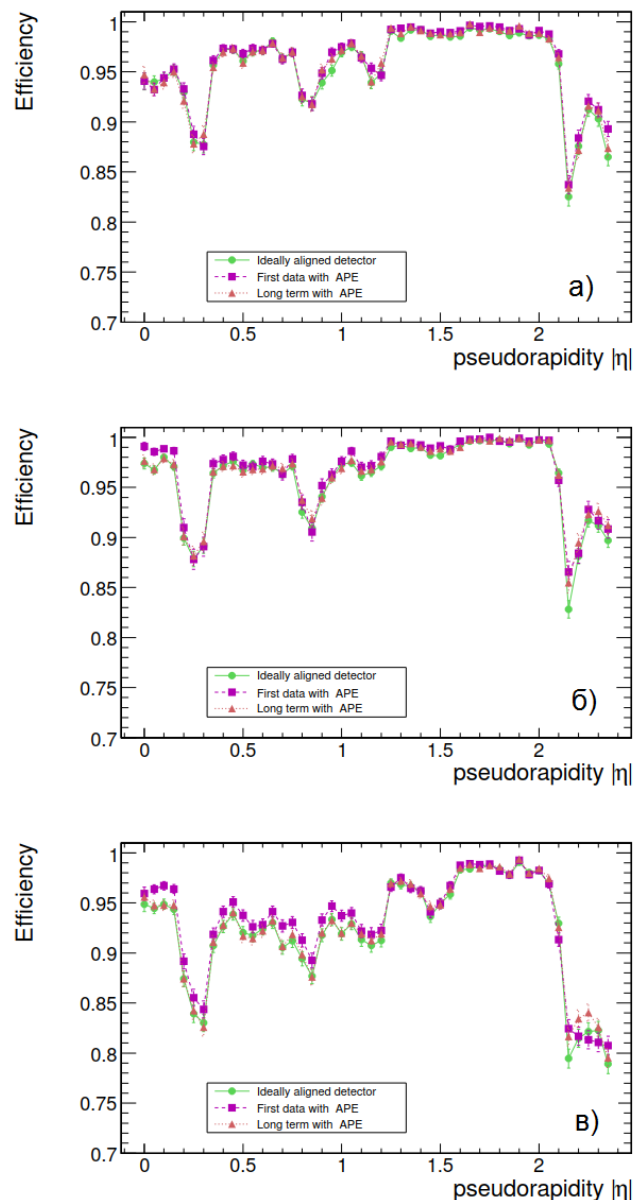
(рис. 2.41, *z-e*). Учет эффекта НДС по сценарию First Data приводит к ухудшению разрешения во всей области  $\eta$ . С ростом  $p_T$  деградация становится все значительней. Это связано с тем, что при регистрации жестких мюонов, в отличие от мягких, точность их реконструкции зависит не только от точности трекера, но и от точности мюонной системы, а значит, начинает проявляться невыравненность мюонных детекторов. По мере накопления данных (сценарий Long Term) происходит улучшение разрешения, его значения приближаются к случаю идеального выравнивания, хотя для больших значений  $p_T$  и  $\eta$  наблюдается превышение данных для Long Term приблизительно на 25% для  $p_T = 100$  ГэВ/ $c$  и 30–40% для  $p_T = 1000$  ГэВ/ $c$ .



**Рис. 2.42.** Вероятность ошибочной идентификации знака заряда мюона алгоритмом оффлайн-реконструкции GMR для идеального выравнивания и различных сценариев невыравненности. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечным импульсом 1000 ГэВ/ $c$  [52].

НДС также оказывает существенное влияние на точность определения знака заряда мюона (рис. 2.42). С учетом APE вероятность ошибочной идентификации знака заряда на начальном этапе набора данных может вырасти почти на порядок, по сравнению с идеальным случаем для  $p_T = 1000$  ГэВ/ $c$ . Дальнейшая процедура выравнивания значительно уменьшает эту вероятность, практически до идеального уровня.

Следует отметить, что эффективность триггера практически не зависит от НДС (рис. 2.43). Более подробные результаты изучения влияния эффектов разбалансировки детекторных систем на эффективность триггеров Level-1, Level-2, Level-3 с учетом и без APE даны в Приложении А. Там же представлены результаты исследований влияния НДС на разные алгоритмы реконструкций (SA и GMR) с учетом всех сценариев НДС, включая Survey Only.



**Рис. 2.43.** Эффективность триггера Level-3 для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а) 10 ГэВ/ $c$ , (б) 100 ГэВ/ $c$  и (в) 1000 ГэВ/ $c$  [52].

### ВЛИЯНИЕ НА СОБЫТИЯ С ПАРОЙ МЮОНОВ

Влияние НДС на реконструкцию пар мюонов продемонстрировано на рисунках 2.44 и 2.45, где, соответственно, показаны разрешение по инвариантной массе для различных физических объектов ( $B_S^0$ , процесса Дрелла–Яна и рождения гипотетических калибровочных бозонов  $Z'$ )<sup>21</sup> и эффективность их реконструкции. Как и в случае одиночных мюонов, можно отметить отсутствие зависимости эффективности от НДС и значительное воздействие данного эффекта на разрешение — в области небольших значений инвариантных масс это влияние мало, но значительно в области больших масс для сценариев Survey Only и First Data. Для сценария Long Term деградация массового разрешения составляет порядка 3–30% при  $m_{\mu\mu} = 100\text{--}4000$  ГэВ/ $c^2$ .

<sup>21</sup>Распределения по реконструированной инвариантной массе пар мюонов, образующихся в этих процессах, даны в Приложении А.

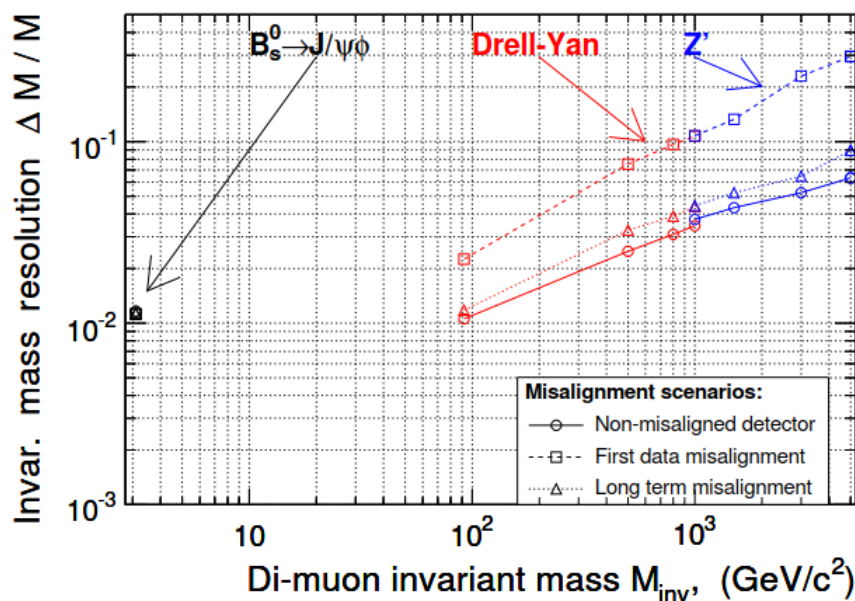


Рис. 2.44. Разрешение по инвариантной массе для различных физических объектов:  $B_S^0$ , процесса Дрелла–Яна и рождения гипотетических калибровочных бозонов  $Z'$ , для идеального выравнивания и различных сценариев невыравниваемости [52].

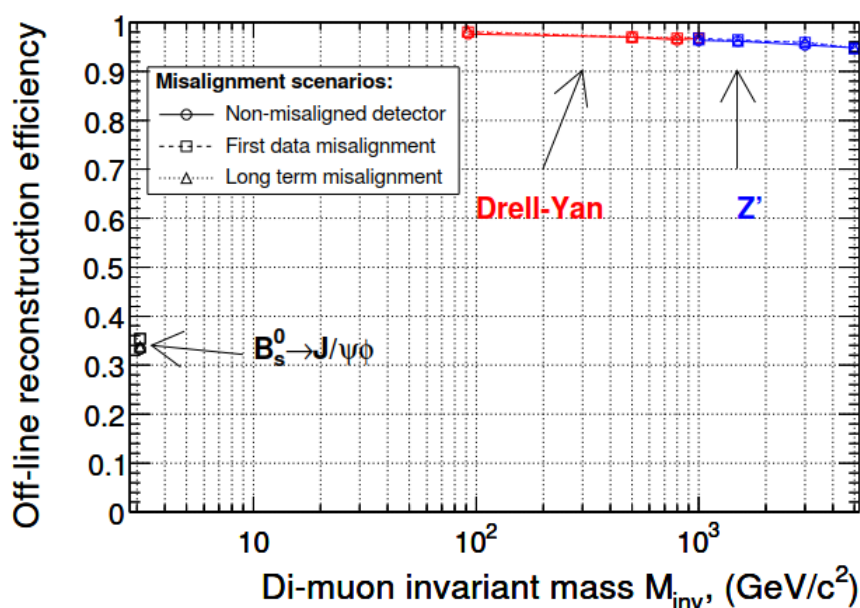


Рис. 2.45. Эффективность реконструкции различных физических объектов:  $B_S^0$ , процесса Дрелла–Яна и рождения гипотетических калибровочных бозонов  $Z'$ , для идеального выравнивания и различных сценариев невыравниваемости [52].

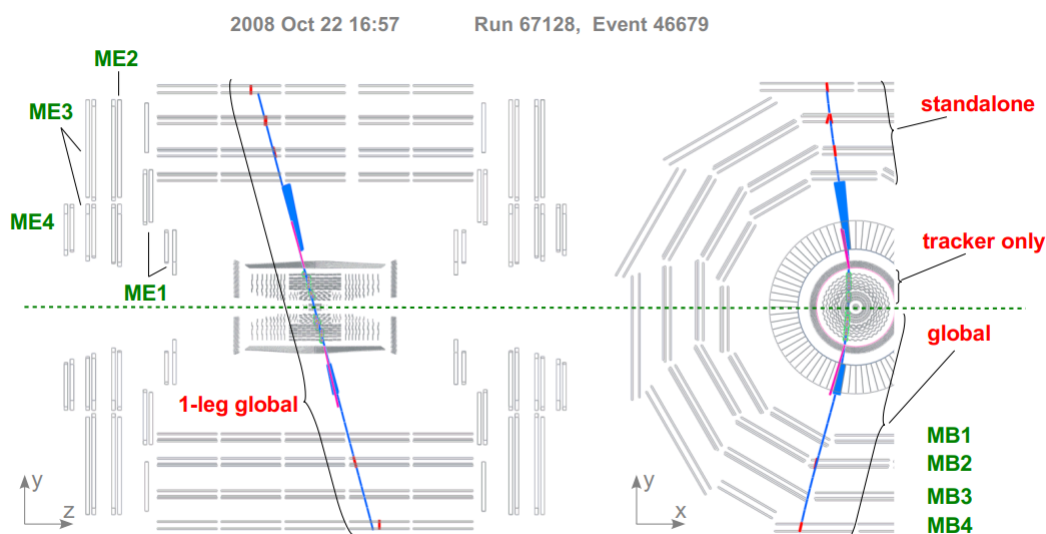
## 2.7. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ

В 2008 г. до начала набора данных на сталкивающихся пучках LHC алгоритмы реконструкции и отбора мюонов были проверены и настроены в глобальном сеансе на космических мюонах при включенном магнитном поле CMS (Cosmic Run At Four Tesla, CRAFT) [55]<sup>22</sup>.

<sup>22</sup>Впоследствии возможности CMS по отбору, реконструкции и идентификации мюонов постоянно проверялись на данных столкновений при  $\sqrt{s} = 0.9, 7$  и  $8$  ТэВ (см. Часть 2).

Для проведения тестирования из всего объема космических мюонов, пролетающих через детекторные системы CMS, были отобраны события, подобные ожидаемым в столкновения пучков. Это достигалось требованием, чтобы по крайней мере один трек, реконструированный в трекаре или мюонной системе, пересекал цилиндрический объем радиусом 10 см и длиной 100 см вдоль оси пучка ( $\pm 50$  см от номинальной вершины взаимодействия). Это грубо соответствует внешним границам пиксельного детектора. Полное число таких событий было около  $5 \times 10^5$ . Был также сформирован набор данных по более мягким критериям отбора (цилиндр радиусом 90 см и длиной 260 см) с общим количеством событий около  $8 \times 10^6$ .

Реконструкцию событий мы осуществляли как стандартными алгоритмами (см. раздел 2.2), так и специальными, адаптированными для космического сеанса. Стандартные алгоритмы обычно применялись для реконструкции событий, содержащих два трека (2 *плеча* или полутрека) от одного мюона, один в верхней, а другой в нижней половине установки (рис. 2.46, *правый*). Специальный алгоритм для космических мюонов был способен провести аппроксимацию трека во всей установке (1 *плечо*) (рис. 2.46, *левый*).

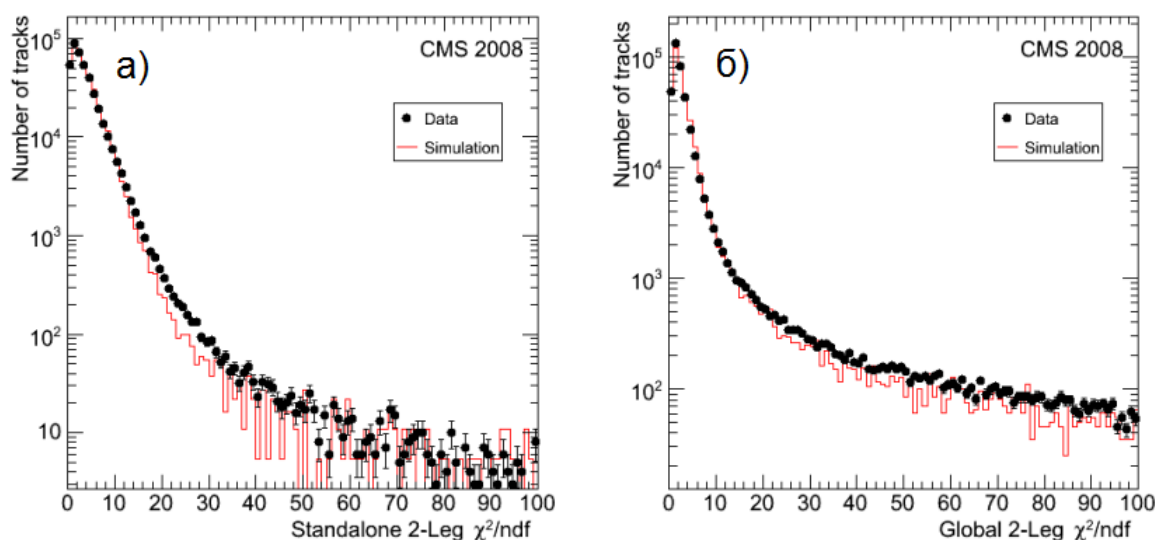


**Рис. 2.46.** Событие прохождения космического мюона через детекторные системы CMS во время CRAFT2008 [55].

Моделирование космических мюонов проводилось с помощью специального пакета **CMSCGEN** [132], который для реалистичного воспроизведения угловых и импульсных распределений космических мюонов (рис. 2.47) включает детальное моделирование вещества шахты и экспериментальной каверны CMS.

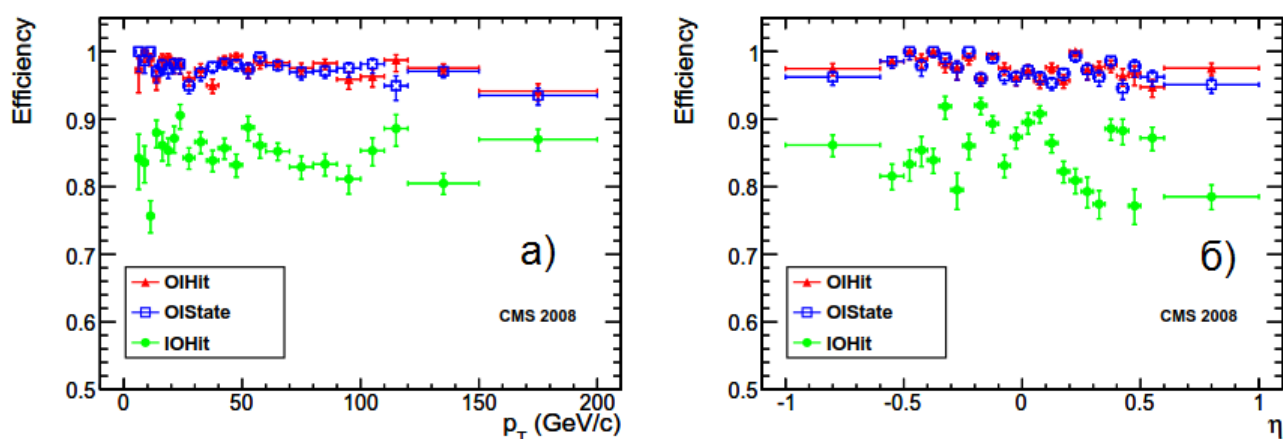
Начиная с  $p_T \sim 5$  ГэВ/с, эффективность отбора мюонов триггером Level-2 близка к 100%, но в области  $p_T > 60-70$  ГэВ/с она падает на несколько процентов, в основном, из-за неэффективности распознавания зерен. Алгоритмы триггера Level-3 использовали три варианта сборки трека: от номинальной точки взаимодействия к внешним границам трекара (Inside-Out Hit-based, IOHit), от хитов во внешних слоях трекара к центру установки (Outside-In Hit-based,





**Рис. 2.47.** Распределение по  $\chi^2$  аппроксимации трека: (а) для одноплечевого трека в мюонной системе (б) для двухплечевого трека глобального мюона. Приведены данные CRAFT2008 и моделирования [55].

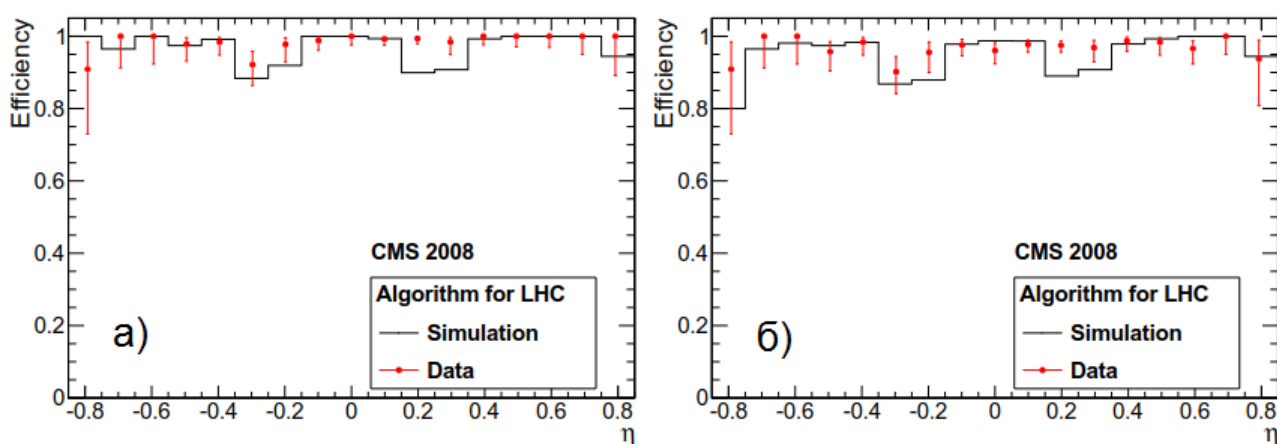
OHit) и без использования хитов в трекаре путем экстраполяции траектории мюона Level-2, т. е. трека, реконструированного в мюонной системе (Outside-In State-based, OIState). Значение эффективности триггера Level-2 было не хуже 94–98% для всех  $p_T$  и  $\eta$  (рис. 2.48) для сборок OHit и OIState. Использование OHit приводит к худшей эффективности, так как в этом случае присутствует большая неопределенность детектирования хитов в пиксельном трекаре вследствие временной неравномерности потока космических мюонов и ряда других факторов [133].



**Рис. 2.48.** Эффективность триггера Level-3 в зависимости от (а)  $p_T$  и (б)  $\eta$  мюона, реконструированного на уровне Level-2, для трех вариантов сборки трека. По данным CRAFT2008 [55].

Эффективность реконструкции и идентификации мюонов была измерена путем сопоставления реконструированных глобальных мюонов в одной половине (полусфере) установки (*референсный* трек мюона) с соответствующими треками в другой половине в области  $\Delta\eta < 0.3$  и  $\Delta\phi < 0.3$  вокруг референсного глобального трека. Также было наложено требование, чтобы в точке референсного

трека, ближайшей к номинальной оси пучка, импульс референсного мюона  $p$  был больше  $10 \text{ ГэВ}/c$ , а расстояние от этой точки до вершины взаимодействия не превышало  $4 \text{ см}$  в направлении, перпендикулярном оси  $r$ , и  $10 \text{ см}$  — вдоль оси  $z$ <sup>23</sup>. Импульсный порог гарантировал, что мюон обязательно пересечет всю установку, а привязка к вершине взаимодействия позволяла достичь приближения к топологии событий, получающихся в столкновениях пучков. Результаты CRAFT2008 показали высокую эффективность стандартных алгоритмов оффлайн-реконструкции (рис. 2.49):  $98.3 \pm 0.5\%$  для Tracker-only,  $98.8 \pm 0.4\%$  для SA,  $97.1 \pm 0.6\%$  для GMR. Это находится в хорошем согласии с результатами оценки эффективности на событиях Монте-Карло.



**Рис. 2.49.** Эффективность реконструкции мюонов алгоритмами (а) SA и (б) GMR как функции  $\eta$  референсного трека. Приведены данные CRAFT2008 и моделирования [55].

Импульсное разрешение было изучено также с помощью двухплечевых мюонов. Для создания «чистого» (т. е. не загрязненного вторичными взаимодействиями) трека на события, имитирующие столкновения, были наложены дополнительные ограничения: каждый мюонный трек должен иметь по крайней мере один хит в пиксельном детекторе и восемь хитов в полосковом трекере. Кроме того, отбирались события только с одной парой треков. Это позволило еще больше уменьшить влияние посторонних сигналов.

Невязка величины  $q/p_T$  была определена как

$$R(q/p_T) = \frac{(q/p_T)^{upper} - (q/p_T)^{lower}}{\sqrt{2}(q/p_T)^{lower}}, \quad (2.7)$$

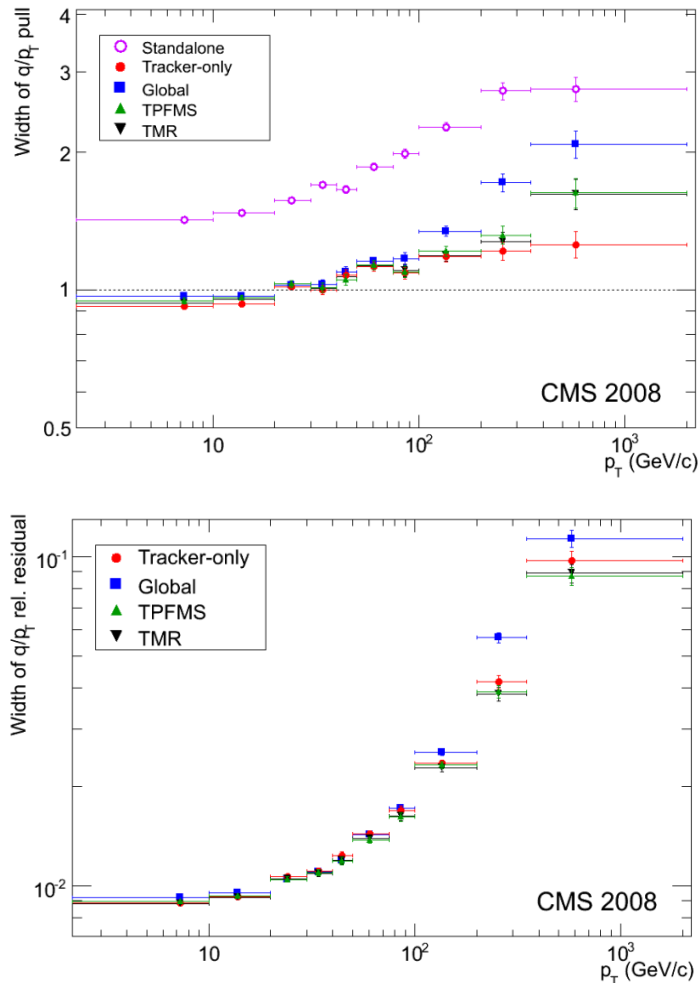
где  $(q/p_T)^{upper}$  и  $(q/p_T)^{lower}$  — отношения величин заряда мюона и его поперечного импульса, вычисленные для треков мюона в, соответственно, верхней и нижней половине установки. Коэффициент  $\sqrt{2}$  учитывает то обстоятельство, что верхние и нижние треки реконструируются независимо и с одинаковой точностью.

<sup>23</sup>Для изучения эффективности специальных алгоритмов для реконструкции космических мюонов использовались более мягкие критерии.

Для демонстрации правильности оценки ошибок измерения значения  $q/p_T$  использовалась нормированная невязка или *пулл* (pull):

$$P(q/p_T) = \frac{(q/p_T)^{upper} - (q/p_T)^{lower}}{\sqrt{\sigma_{(q/p_T)^{upper}}^2 + \sigma_{(q/p_T)^{lower}}^2}}, \quad (2.8)$$

где  $\sigma_{(q/p_T)^{upper}}^2$  и  $\sigma_{(q/p_T)^{lower}}^2$  – ошибки определения  $q/p_T$  треков мюона. Точность измерения величины  $q/p_T$  во многом зависит от ошибок позиционирования детекторных систем АРЕ. На рисунке 2.50, *верхний* приведена зависимость среднеквадратичного отклонения  $\sigma_P$  распределения нормированных невязок  $P(q/p_T)$  от величины  $p_T$  референсного мюона, реконструированного различными алгоритмами. Если все ошибки вычислены правильно, то ширина нормального распределения должна быть равной 1. Однако  $\sigma_P$  превышает это значение во всех диапазонах  $p_T$  для алгоритма SA и в области  $p_T > 40$  ГэВ/с для всех остальных. Таким образом, можно заключить, что ошибки определены верно только в области мягких мюонов с  $p_T < 40$  ГэВ/с, а в области бóльших  $p_T$  АРЕ недооценены.



**Рис. 2.50.** Среднеквадратичное отклонение распределения (сверху) нормированных невязок  $P(q/p_T)$  и (снизу) невязок  $R(q/p_T)$  для различных алгоритмов реконструкции мюонов: SA, Tracker-only, GMR, TPFMS и TMR. По данным CRAFT2008 [55].

Разрешение определяется шириной функции Гаусса, описывающей распределение величины  $R(q/p_T)$  (рис. 2.50, *нижний*). Область  $p_T < 200$  ГэВ/с сильно подвержена влиянию многократного рассеяния, поэтому учет мюонных хитов (GMR) не улучшает разрешения по сравнению с реконструкцией, основанной только на трекерной информации (Tracker-only). Так как APE не были корректно учтены в данном анализе, то и при бóльших значениях  $p_T$  разрешение в GMR оказалось хуже, чем для алгоритма Tracker-only<sup>24</sup>. В тоже время, данные CRAFT2008 подтвердили ожидаемое улучшение разрешения в области больших  $p_T$  для алгоритмов TPFMS и TMR, по сравнению с GMR и Tracker-only. Как отмечалось в разделе 2.2, алгоритмы TPFMS and TMR также позволяют уменьшить «хвосты» распределений невязок, что было продемонстрировано на данных CRAFT2008 с  $p_T > 200$  ГэВ/с (табл. 2.3). При использовании коктейлей алгоритмов, как и в исследованиях на данных Монте-Карло, лучший результат показал коктейль алгоритмов Tune P. Угловые разрешения по  $\eta$  и по  $\phi$  оказались в полном соответствии с полученными выше на МК результатами.

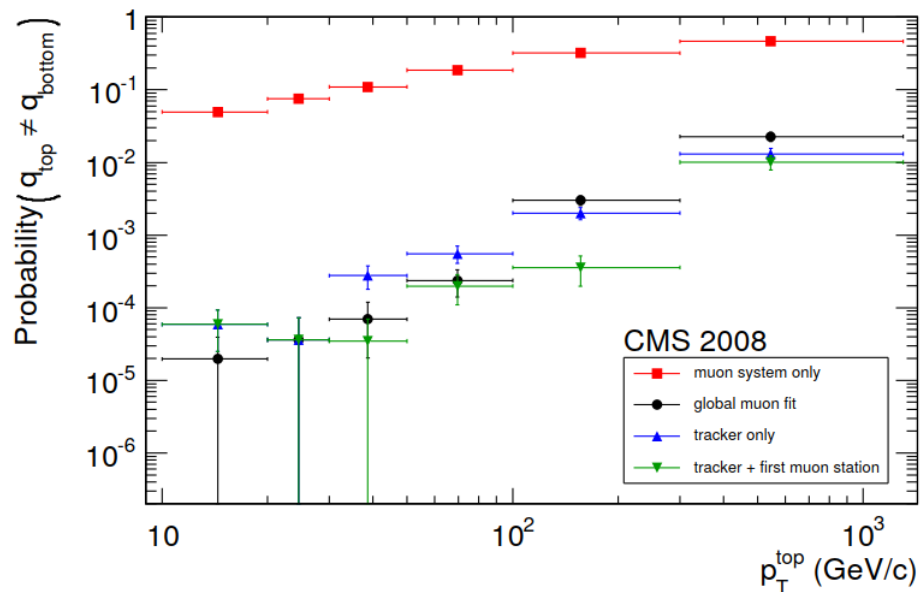
**Таблица 2.3.** Сравнение невязок величины  $R(1/p_T)$  для различных алгоритмов реконструкции по данным CRAFT2008 [54].

Алгоритм	$\sigma$ , %	RMS, %
Tracker-only	$5.5 \pm 0.1$	$7.6 \pm 0.2$
GMR	$6.1 \pm 0.2$	$9.5 \pm 0.3$
TPFMS	$5.2 \pm 0.1$	$6.9 \pm 0.2$
PMR	$5.5 \pm 0.2$	$6.9 \pm 0.2$
Sigma switch	$5.3 \pm 0.1$	$7.4 \pm 0.2$
TMR	$5.1 \pm 0.1$	$7.3 \pm 0.2$
Tune P	$5.0 \pm 0.1$	$6.5 \pm 0.2$

Другим важным тестом алгоритмов реконструкции, выполненным на данных CRAFT2008, являлось измерение вероятности ошибочного определения знака мюонов. За события с неверно идентифицированным знаком мюона принимались те, в которых знаки реконструированных мюонов в верхней и нижних частях установки не совпадали. Как и ожидалось, SA алгоритм позволяет измерить знак заряда менее точно, чем Tracker-only, который, наряду с алгоритмом GMR, обеспечивает надежные измерения с точностью лучше 0.1% в области небольших  $p_T$  (рис. 2.51). Для достижения лучшей точности в области больших  $p_T$  приходится использовать специальные алгоритмы для реконструкции высокоэнергетических мюонов, например, TPFMS, в котором ошибка измерения знака заряда порядка 1% для  $p_T \sim 500$  ГэВ/с.

Важно отметить, что все алгоритмы отбора и реконструкции работали в рамках новой единой программной платформы CMSSW, которая пришла на сме-

<sup>24</sup>Это было впоследствии исправлено при анализе данных  $pp$ -столкновений на LHC (см. Часть 2).



**Рис. 2.51.** Вероятность ошибочного определения знака мюонов для различных алгоритмов реконструкции мюонов: SA, GMR, Tracker-only и TPFMS. По данным CRAFT2008 [55].

ну программным пакетам ORCA и OSCAR. Таким образом, было произведено и тестирование новой архитектуры ПО CMS.

## 2.8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 2

Глава 2 содержит результаты исследований, направленных на изучение возможностей эксперимента CMS по отбору в режиме реального времени и оффлайн реконструкции событий с одиночными и парными мюонами. Также в этой главе обсуждаются результаты широкомасштабного теста программного обеспечения (ПО) CMS, созданного для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами до нескольких ТэВ/с. Тестирование ПО проводилось на данных Монте-Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле. Результаты, обсуждаемые в Главе 2, опубликованы в работах [3, 51, 52, 53, 54]. Основные выводы по материалам Главы 2 можно сформулировать как::

1. На данных Монте-Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле проведен широкомасштабный тест программного обеспечения CMS для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами до нескольких ТэВ/с.
2. С учетом влияния взаимной невыравненности детекторных систем установки CMS и специфики взаимодействия мюонов высоких энергий с веществом установки разработаны и оптимизированы методы онлайн и оффлайн отбора мюонных пар с значениями инвариантной массы до нескольких ТэВ/с<sup>2</sup>. Показано, что эффективность онлайн отбора (суммарная эффективность триггеров первого и высокого уровней) превышает 96–97 % в области ин-

вариантных масс больше  $200 \text{ ГэВ}/c^2$ , эффективность реконструкции событий стандартной модели (процесс Дрелла–Яна) составляет 98–94 % для инвариантных масс  $0.2\text{--}5 \text{ ТэВ}/c^2$ , а с учетом эффективности акцептанса — около 90 %. Комбинированная эффективность триггера и оффлайн реконструкции — не хуже 93 %, а разрешение по инвариантной массе — не более 5%.

Результаты исследований, представленных в этой Главе, легли в основу соответствующих разделов проекта коллаборации CMS: “CMS Physics Technical Design Report Vol. I: Detector performance and software” (PhTDR-I), направленного на изучение характеристик детекторных систем и программного обеспечения [3].

Разработанная в Главе методика применения критерия изолированности и результаты исследований влияния невыравненности детекторных систем на эффективность и точность реконструкции мюонов были использованы для реализации других направлений физической программы коллаборации CMS в течение первого этапа работы LHC (RUN1), таких, как открытие бозона Хиггса, наблюдение редких распадов  $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , измерение функций распределения плотностей партонов (PDF) и др. [44, 46, 48] и продолжают использоваться для обработки и анализа данных второго этапа работы LHC (RUN2).

### ГЛАВА 3. ПРОВЕРКА ПРЕДСКАЗАНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА–ЯНА

В Главе 3 анализируются перспективы проверки предсказаний СМ в процессе Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ [4, 54, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62]. Прежде всего, эти исследования включают в себя расчеты ожидаемого сечения процесса рождения пар мюонов  $d\sigma/dm_{\mu\mu}$  ( $m_{\mu\mu}$  — инвариантная масса пары мюонов) и оценки неопределенностей этих теоретических вычислений, оценки величин различных фоновых процессов и систематических погрешностей измерения сечений, разработку методики измерений асимметрии рождения лептонов в процессе Дрелла–Яна.

Согласно теории электрослабых взаимодействий амплитуда рассеяния процесса Дрелла–Яна в главном порядке (Leading Order, LO) теории возмущений (ТВ), проиллюстрированного диаграммой на рисунке 3.52, состоит из суммы двух вкладов — ответственного за электромагнитное ( $\mathcal{A}_\gamma$ ) и слабое взаимодействие посредством обмена нейтральным током ( $\mathcal{A}_Z$ ). Для положительно определенного элементарного заряда  $e = g \sin \theta_W$  ( $g$  — константа слабого взаимодействия,  $\theta_W$  — угол слабого смешивания Вайнберга) вклады имеют вид:

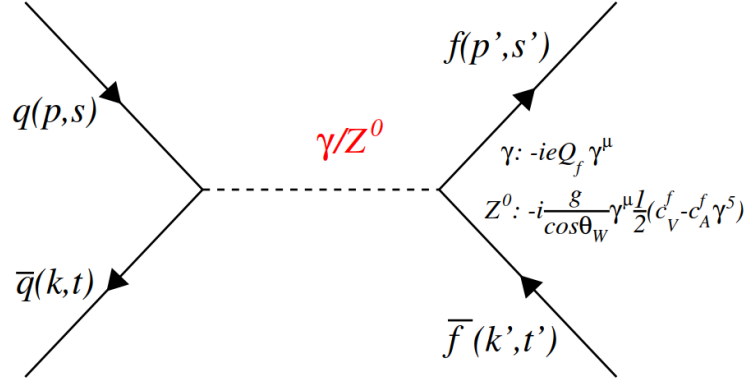
$$\begin{aligned} \mathcal{A}_\gamma &= -i\bar{f}(p', s')ieQ_f\gamma^\mu f(k', t') \\ &\times \frac{g_{\mu\nu} - ((k+p)_\mu(k+p)_\nu/(k+p)^2)}{(k+p)^2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_Z &= -if(p', s')(-i)\frac{g}{\cos\theta_W}\gamma^\mu\frac{1}{2}(g_V^f - g_A^f\gamma^5)\bar{f}(k', t') \\ &\times \frac{g_{\mu\nu} - ((k+p)_\mu(k+p)_\nu/M_Z^2)}{(k+p)^2 - M_Z^2 + i\epsilon} \\ &\times i\bar{q}(k, t)(-i)\frac{g}{\cos\theta_W}\gamma^\nu\frac{1}{2}(g_V^f - g_A^f\gamma^5)q(p, s), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где  $Q_f$  — заряд фермионов, а векторные  $g_V^f$  и аксиально–векторные  $g_A^f$  константы связи  $Z^0$ –бозона с фермионами определены как:

$$g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_A^f = I_3^f, \quad (3.11)$$

$I_3^f$  — третья компонента слабого изоспина фермионов (численные значения см. табл. 3.4)



**Рис. 3.52.** Процесс Дрелла–Яна в главном порядке теории возмущений.

**Таблица 3.4.** Векторные ( $g_V$ ) и аксиально-векторные ( $g_A$ ) константы связи  $Z^0$ -бозона с фермионами. Электрослабый угол смешивания  $\sin^2\theta_W \approx 0.231$  [134].

Фермионы	$Q_f$	$g_V^f$	$g_A^f$
$u, c, t$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W \simeq +0.192$	$+\frac{1}{2}$
$d, s, b$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W \simeq -0.346$	$-\frac{1}{2}$
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
$e, \mu, \tau$	-1	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W \simeq -0.038$	$-\frac{1}{2}$

Тогда сечение процесса  $q\bar{q} \rightarrow f\bar{f}$  может быть записано в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta d\phi}(q\bar{q} \rightarrow f\bar{f}) = \frac{(2\pi)^4}{32k_0|p|} \frac{1}{4} \times \sum_{s,s',t,t'} \int_0^\infty \frac{|p'|^2 d|p'|}{(2\pi)^3 p'_0} \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 k'_0} \delta^4(p' + k' - p - k) |\mathcal{A}_\gamma + \mathcal{A}_Z|^2, \quad (3.12)$$

$\theta$  и  $\phi$ , соответственно, полярный и азимутальный угол вылета лептона в системе покоя лептонной пары.

В протон–протонных столкновениях сечение процесса (рис. 3.53)

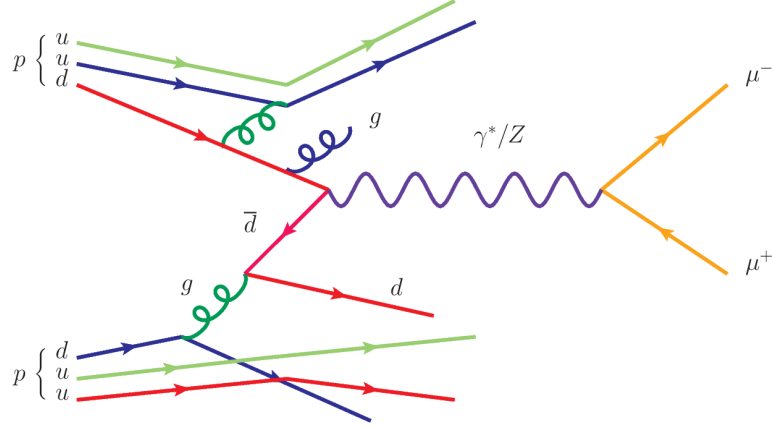
$$p + p \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X \quad (3.13)$$

определяется сверткой функций распределения кварков и антикварков (партонов) в протоне (PDF)  $f_{q/p}(x_1, Q^2)$  и  $f_{\bar{q}/p}(x_1, Q^2)$  с элементарным сечением аннигиляции кварк–антикварковой пары  $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow f\bar{f})$ , просуммированной по всем возможным кварк–антикварковым комбинациям. Дифференциальное сечение в главном порядке ТВ может быть представлено следующим образом ( $m$  и  $y$  — инвариантная масса и быстрота лептонной пары соответственно):

$$\frac{d^2\sigma_{pp}}{dy dm^2} = \sum_q \int dx_1 dx_2 f_{q/p}(x_1, Q^2) f_{\bar{q}/p}(x_2, Q^2) \times \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \mu^+ \mu^-), \quad (3.14)$$



здесь  $x_{1,2}$  — масштабная переменная Бьёркена, определяющая доли импульсов протонов, переносимых партонами, а  $Q^2$  — квадрат переданного 4-х-импульса.



**Рис. 3.53.** Рождение пары мюонов посредством обмена  $\gamma^*/Z^0$  в процессе взаимодействия двух протонов.

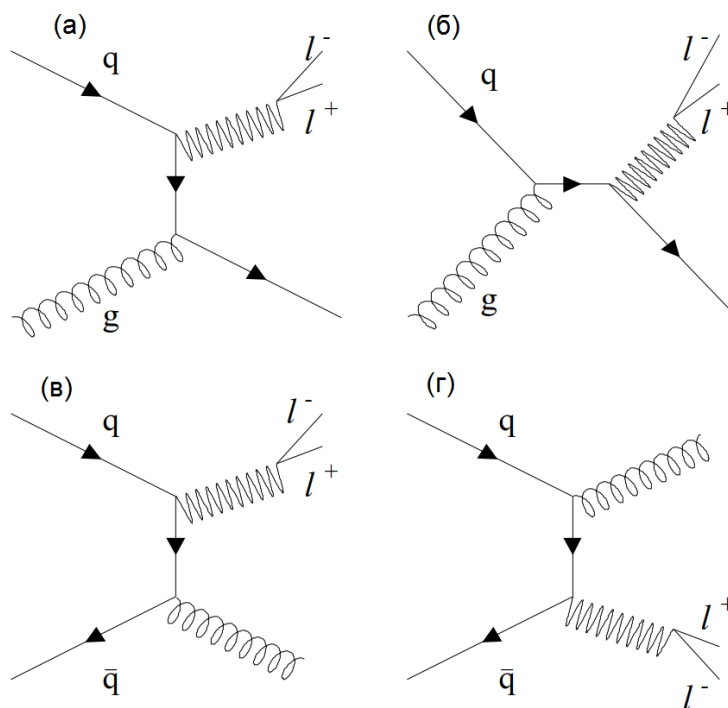
В общем виде, с учетом всех порядков ТВ, дважды дифференциальное сечение может быть записано в виде ряда по степеням бегущей константы связи КХД  $\alpha_S(\mu_R^2)$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{pp}}{dydm^2} &= \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_S^n(\mu_R^2) \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/p}(x_1, Q^2, \mu_F^2) f_{j/p}(x_2, Q^2, \mu_F^2) \quad (3.15) \\ &\times \hat{\sigma}^{(n)}(ij \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + X), \end{aligned}$$

где  $\hat{\sigma}^{(n)}$  — сечение в  $n$ -ом порядке разложения по ТВ,  $\mu_R$  — энергетический масштаб перенормировки,  $\mu_F$  — энергетический масштаб (параметр шкалы факторизации) КХД. В этом случае суммирование по всем возможным партонным состояниям включает не только кварки, но и глюоны, так как, например, при вычислении вкладов первого порядка (Next-to-Leading Order, NLO) КХД ( $n=1$ ) необходимо учитывать излучение в начальном состоянии, процессы комптоновского рассеяния в КХД с кварком (или антикварком) в конечном состоянии (рис. 3.54а,б) и процессы с глюонами в конечном состоянии (рис. 3.54в,г):

$$\begin{aligned} g + q(\bar{q}) &\rightarrow \gamma^*/Z^0 + q(\bar{q}) \\ q\bar{q} &\rightarrow \gamma^*/Z^0 + g \end{aligned} \quad (3.16)$$

В настоящее время сечение процесса Дрелла–Яна для поправок КХД посчитано с точностью до 2-го порядка (Next-to-Next-Leading Order, NNLO), а электрослабых — до 1-го порядка ТВ. Для расчетов и моделирования используются различные программные пакеты, из которых наиболее широко используемыми в экспериментах на ЛНС являются POWHEG [135], FEWZ [136], SANC [137] (подробнее см. на стр. 101).



**Рис. 3.54.** Вклады 1-го порядка ТВ в процесс Дрелла–Яна: (а–б) процессы КХД комптоновского типа и (в–г) процессы с образованием глюонов.

### 3.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕКОНСТРУКЦИЯ

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ

Перспективы исследования процесса Дрелла–Яна изучались на данных Монте–Карло, смоделированных в главном порядке ТВ генератором событий PYTHIA6 версии 6.217 [138] с использованием набора PDF CTEQ5L [139]. Были созданы 11 наборов данных МК по  $10^4$  событий в каждом с нижним порогом обрезания инвариантной массы мюонной пары  $\mu^+\mu^-$ :  $m_{\mu\mu}^{\text{cut}} = 200, 500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000$  ГэВ/ $c^2$ . Соответствующие значения сечений приведены в таблице 3.5. Вклад высших порядков учитывался домножением сечений в LO на множитель  $K = 1.3$  (см., например, работы [143] и обсуждение ниже, на стр. 101).

**Таблица 3.5.** Сечения процесса Дрелла–Яна (фбн)  $\sigma_{\mu^+\mu^-}$  в LO в различных интервалах инвариантной массы пары мюонов при  $\sqrt{s}=14$  ТэВ [4, 56]. Также приведены сечения без нормировки на полную эффективность предварительного отбора  $\sigma_{\mu^+\mu^-} A\epsilon_{pre}$ . Использован набор PDF CTEQ5L.

$m_{\mu\mu}^{\text{cut}}, \text{ТэВ}/c^2$	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0
$\sigma_{\mu^+\mu^-}$	6.61	1.04	0.239	$6.53 \cdot 10^{-2}$	$1.97 \cdot 10^{-2}$	$2.09 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\mu^+\mu^-} A\epsilon_{pre}$	5.77	0.953	0.224	$6.14 \cdot 10^{-2}$	$1.87 \cdot 10^{-2}$	$2.00 \cdot 10^{-3}$

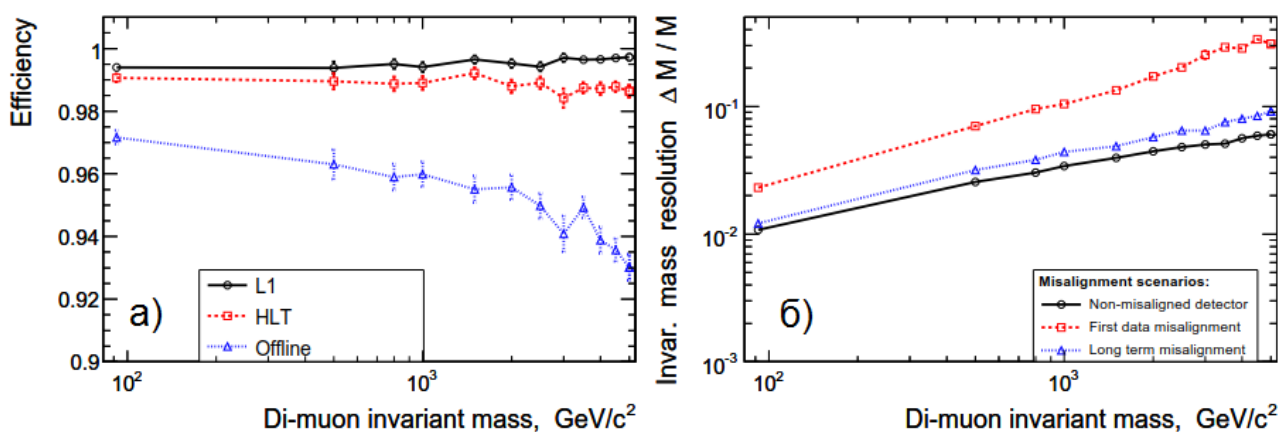
Для каждого набора МК осуществлялся предварительный отбор событий в соответствии с критериями: требовалось наличие по крайней мере двух мюонов с поперечным импульсом  $p_T \geq 7$  ГэВ/ $c$  каждый в псевдобыстротном интервале  $|\eta| \leq 2.5$ . Требование изолированности мюонного трека не использовалось.

Полная эффективность предварительного отбора  $A \cdot \epsilon_{pre}$  ( $A$  — эффективность акцептанса,  $\epsilon_{pre}$  — эффективность предварительного отбора по  $p_T$ ) составила около 87% для инвариантной массы 1000 ГэВ/ $c^2$  и 96% для 5000 ГэВ/ $c^2$ . Сечения рождения  $\mu^+\mu^-$  без учета эффективности предварительного отбора также даны в таблице 3.5.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ

Моделирование отклика детекторных систем и отбор событий системой триггера проводились согласно процедурам, описанным в Главе 2, с помощью программных пакетов ORCA [113] и OSCAR [113]. Пороги были выставлены в соответствии с режимом низкой светимости  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$  (см. раздел 2.5). Результирующая кривая эффективности отбора триггером (Level-1 и HLT)  $\epsilon_{trig}$  в зависимости от инвариантной массы пары мюонов дана на рисунке 3.55а. Значения эффективности триггеров Level-1 и HLT, соответственно, составляют, 99% и 98%.

События с парой мюонов, отобранные триггерной системой, реконструировались в оффлайн режиме алгоритмом глобальной реконструкции GMR. Окончательный отбор оффлайн реконструированных событий осуществлялся наложением требований наличия двух мюонов в акцептансе установки CMS  $|\eta| \leq 2.4$  и, по крайней мере, одного мюона в области работы триггера  $|\eta| \leq 2.1$ . Критерии изоляции мюонного трека использованы не были (см. раздел 2.4). Во всех случаях была учтена невыравненность детекторных системы (НДС) согласно сценарию Long Term (см. раздел 2.6).



**Рис. 3.55.** Зависимость от инвариантной массы пары мюонов (а) эффективности отбора триггером (Level-1 и HLT) и оффлайн реконструкции событий Дрелла-Яна и (б) разрешение по инвариантной массе для разных сценариев НДС [4, 56].

Спектр оффлайн реконструированных инвариантных масс для двух наборов данных МК с  $m_{inv}^{cut} = 500$  и 1000 ГэВ/ $c^2$  приведен на рисунке 3.56. Полная комбинированная эффективность отбора событий и оффлайн реконструкции  $\epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{off}$  (без учета эффективности акцептанса  $A$ ) получилась не хуже 97–93% для значений  $m_{\mu\mu}$  от 200 до 5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 3.55б).

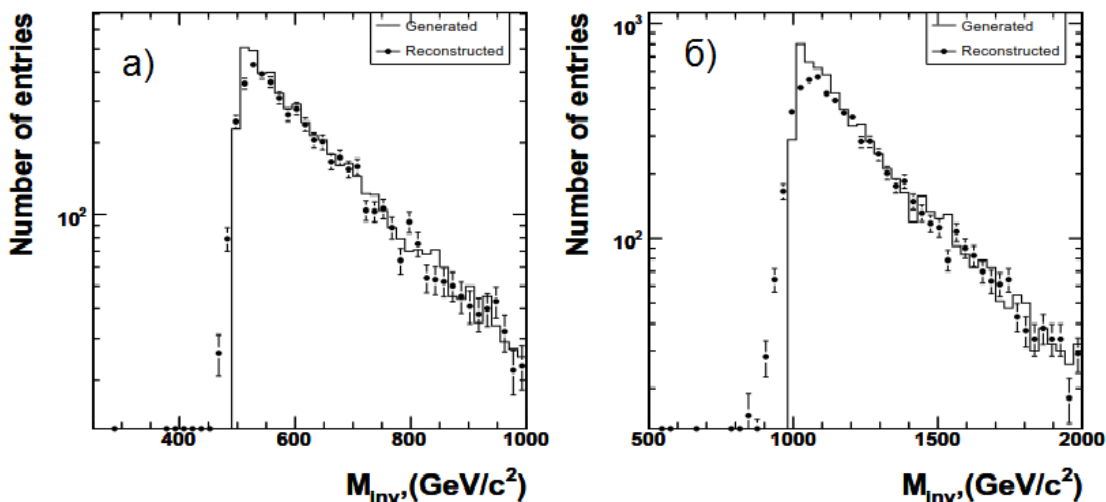


Рис. 3.56. Распределение по инвариантной массе реконструированных и сгенерированных пар мюонов с нижним порогом обрезания  $m_{\mu\mu}^{\text{cut}}$  (а) 500 ГэВ/ $c^2$  и (б) 1000 ГэВ/ $c^2$  [56]. Использован сценарий НДС Long Term.

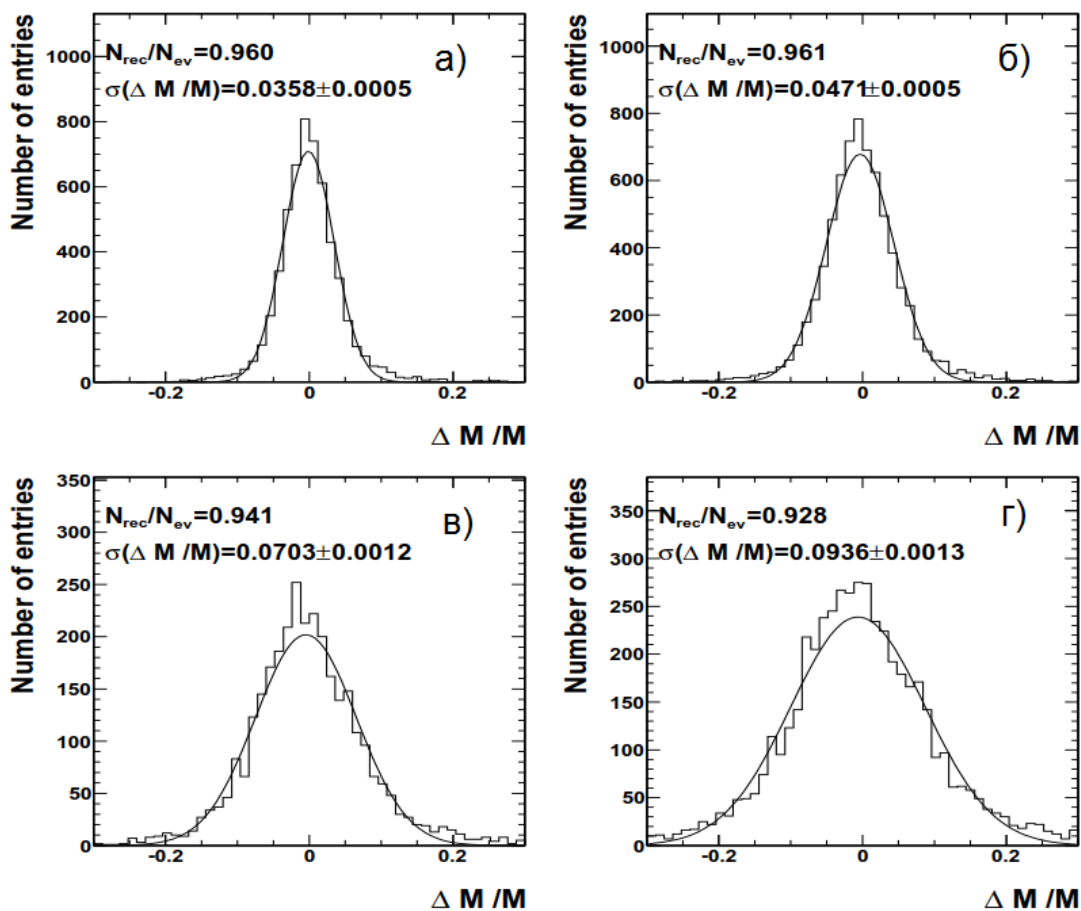


Рис. 3.57. Распределение невязки инвариантной массы пар мюонов для наборов данных с нижним порогом обрезания  $m_{\mu\mu}^{\text{cut}}$  (а) 500 ГэВ/ $c^2$ , (б) 1000 ГэВ/ $c^2$ , (в) 3000 ГэВ/ $c^2$  и (г) 5000 ГэВ/ $c^2$  [56]. Использован сценарий выравнивания Long Term.

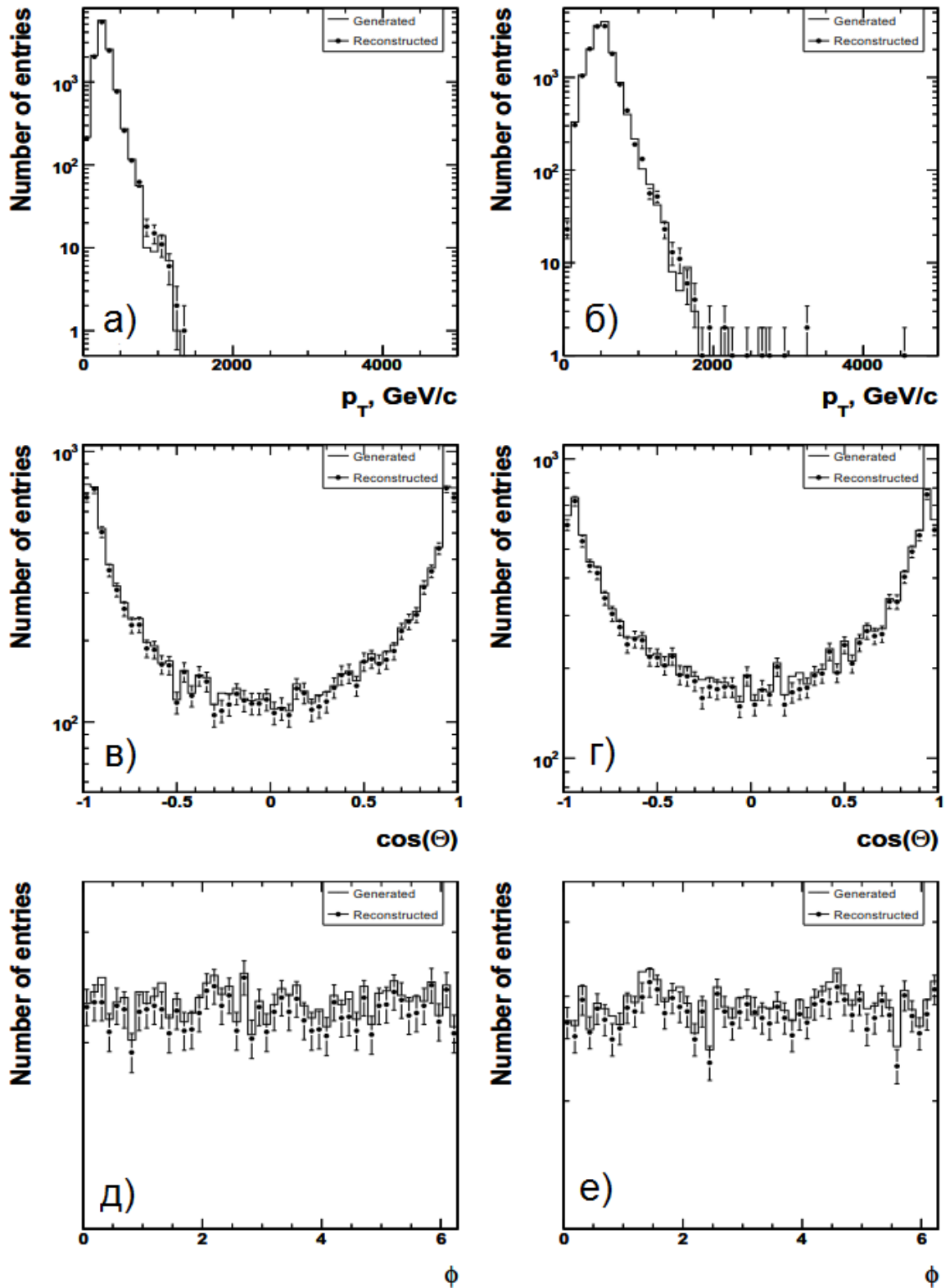


Рис. 3.58. Распределение реконструированных и сгенерированных мюонов по (а, б) поперечному импульсу  $p_T$ , (в, г) косинусу полярного угла  $\cos\theta$ , (д, е) азимутальному углу  $\phi$  для событий Дрелла–Яна с нижним порогом обрезания  $m_{\mu\mu}^{\text{cut}}$  (слева)  $500 \text{ ГэВ}/c^2$  и (справа)  $1000 \text{ ГэВ}/c^2$  [56]. Использован сценарий выравнивания Long Term.

Разрешение по инвариантной массе пары мюонов определялось как импульсное разрешение в разделе 2.2 — вычислением среднеквадратичного отклонения распределения невязки  $\Delta m_{\mu\mu} = (m_{\mu\mu}^{\text{rec}} - m_{\mu\mu}^{\text{gen}}) / m_{\mu\mu}^{\text{gen}}$  (рис. 3.57). В случае идеального детектора массовое разрешение составило 1.1–6% в интервале масс 200–5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 3.55б). При учете НДС в сценарии Long Term разрешение заметно ухудшается до 3.6–9.4% для  $m_{\mu\mu} = 500\text{--}5000$  ГэВ/ $c^2$ . При этом вероятность неправильного определения знака заряда мюонов с  $p_T$  1000 ГэВ/ $c$  в  $|\eta| \leq 2.1$  не превышала 2%.

Примеры распределений сгенерированных и реконструированных событий по поперечному импульсу  $p_T$ , косинусу полярного угла  $\cos\theta$  и азимутальному углу  $\phi$  показаны на рисунке 3.58. Распределения реконструированных событий по  $\cos\theta$  и  $\phi$  находятся в хорошем согласии с ожидаемыми (распределения на генераторном уровне). Распределения по  $p_T$  также, как и распределения по  $m_{\mu\mu}$  (рис. 3.56), несколько шире, чем оригинальные. Это вызвано, в частности, эффектом перераспределения событий между интервалами  $p_T$  или  $m_{\mu\mu}$  из-за «размазывания» инвариантной массы вследствие ограниченной точности детекторных систем (эффект *миграции* инвариантных масс). При анализе экспериментальных данных для уменьшения влияния этого эффекта необходимо проводить соответствующие коррекции, путем введения поправок, зависящих от различных кинематических переменных. Величины этих поправок извлекаются из МК и зависят от условий проведения анализа, поэтому в данном анализе, основанном на моделированных событиях, эта коррекция не проводилась<sup>25</sup>).

Для проверки описанных выше результатов анализ был повторен с помощью пакета быстрого моделирования и реконструкции CMS FAMOS (см., например, [140] и [3] раздел 2.6), который вместо детального моделирования отклика детектора использует параметризацию этого отклика для различных сигналов от частиц в веществе детекторных систем. Результаты быстрого моделирования также продемонстрировали хорошее согласие сгенерированных и реконструированных распределений.

### 3.2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В качестве фоновых были рассмотрены процессы образования пар калибровочных бозонов  $VV$  ( $V = Z^0, W^\pm$ ), парного рождения  $t$ -кварков, ассоциированного рождения струй и калибровочного бозона  $W + jets$ , мягких и жестких двухструйных событий КХД и инклюзивные события  $pp \rightarrow \mu X$ .

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Все процессы были смоделированы с помощью генератора PYTHIA6 в LO теории возмущений. С учетом быстроспадающего характера сечений процессов КХД (двухструйные события и  $\gamma + jet$ ) с ростом значения переданного четырехимпульса  $\hat{p}_T$ , моделирование проводилось в различных интервалах  $\hat{p}_T$ , что поз-

<sup>25</sup>Подобная коррекция была использована при анализе данных первого цикла работы ЛHC (см. Часть 2).

волило обеспечить достаточную статистику в широком диапазоне значений  $\hat{p}_T$ . Область малых  $\hat{p}_T$  была дополнительно обогащена инклюзивными событиями  $pp \rightarrow \mu X$ , которые были сгенерированы без разбиения на интервалы по  $\hat{p}_T$ . Это привело к определенному перекрытию (двойному учету) событий от разных физических процессов. Данное обстоятельство было учтено введением весовых коэффициентов  $\omega$  для всех событий с двумя мюонами, реконструированными алгоритмом GMR, прошедшими стандартный мюонный триггер (см. выше). Сечения и веса  $\omega_i$  всех смоделированных процессов даны в Приложении Б.

Ожидаемое количество событий, соответствующее заданной интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ , в интервалах инвариантных масс пар мюонов ( $n_{\text{exp}}$ ) вычисляется суммированием весов  $\omega_i$  всех событий в этом интервале

$$n_{\text{exp}} = \sum_i^N \omega_i, \quad (3.17)$$

где  $N$  — число смоделированных событий в заданном интервале  $m_{\mu\mu}$ , а  $\omega_i$  — весовой коэффициент, определяющий относительный вклад сечения того или иного процесса в полное сечение рождения пар мюонов. Соответствующая ошибка оценивается как

$$\sigma_n = \sqrt{\sum_i \omega_i^2}, \quad (3.18)$$

например, если в массовом интервале содержится 4 смоделированных события с весом 4000 каждое, то  $n_{\text{exp}} = 1600 \pm 800$ , а если 40000 с весом 0.04 каждое, то  $n_{\text{exp}} = 1600 \pm 8$ .

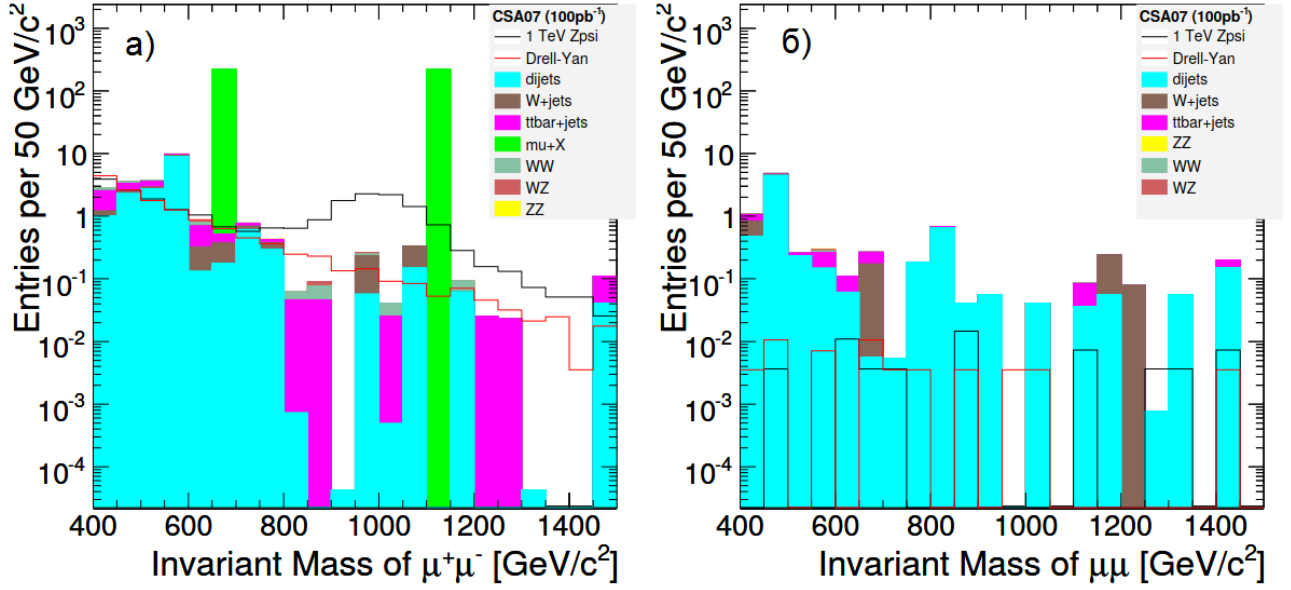
Для ряда источников фона мы не наблюдали ни одного события, прошедшего условия отбора. В этом случае среднее число ожидаемых событий было оценено сверху, наложением ограничения с уровнем статистической достоверности 95% СЛ.

$$\langle n_{\text{exp}} \rangle < 3 \times \frac{1}{N} \sum_i^N \omega_i,$$

что соответствует менее чем 5% вероятности наблюдения числа событий, превышающей  $\langle n_{\text{exp}} \rangle$  (ограничение на среднее значение распределения Пуассона  $\lambda < 3$ ).

Как следует из рисунка 3.59 и таблиц 3.6 и 3.6, доминирующий вклад в парное рождение мюонов вносят процессы КХД, так что сечение рождения  $\mu^+\mu^-$  в этих процессах превышает сечение Дрелла–Яна. К счастью, процессы КХД относятся к подавляемым фонам, т. е. устраняемым заданными критериями отбора (см. ниже).

Статистика смоделированных событий некоторых процессов довольно низка. Так, в области  $m_{\mu\mu} \geq 400 \text{ ГэВ}/c^2$  наблюдается плохая точность оценки процессов КХД, а в области  $m_{\mu\mu} \geq 1000 \text{ ГэВ}/c^2$  недостаток статистики сказыва-



**Рис. 3.59.** Распределение по инвариантной массе событий от разных физических процессов с (а) противоположно и (б) одноименно заряженными мюонами без применения условия изолированности трека мюона [54, 53]. Распределение нормировано на значение  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ пбн}^{-1}$ .

ется уже и для процессов парного рождения калибровочных бозонов  $VV$ . Присутствие на стадии отбора двух реконструированных мюонов с большой  $m_{\mu\mu}$  для процесса  $pp \rightarrow \mu X$  означает, что один из них будет реальным, а другой — ложным. Далее, с учетом того, что данный процесс был смоделирован при небольших значениях  $\hat{p}_T$ , реальный мюон, скорее всего, имеет неправильно реконструированный импульс. Например, на данных моделирования наблюдается два события этого процесса с  $m_{\mu\mu} \geq 400 \text{ ГэВ}/c^2$ : одно содержит мюон с реконструированным импульсом  $30 \text{ ТэВ}/c$ , а другое — ложный мюон с плохим  $\chi^2$  (эти события режектируются условиями отбора, обсуждаемыми в следующем разделе).

**Таблица 3.6.** Число событий рождения пар разноименно (Opp.) и одноименно (Same) заряженных мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 400 \text{ ГэВ}/c^2$  в различных процессах СМ без нормировки на полную эффективность отбора  $A \cdot \epsilon$  [54, 53]. Вычисления сделаны в LO ТВ при  $\sqrt{s}=14 \text{ ТэВ}$  для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ пбн}^{-1}$ . Использован набор PDF STEQ5L.

Процессы	Opp. $Q, m_{\mu\mu} \gg 400 \text{ ГэВ}/c^2$	Same $Q, m_{\mu\mu} \geq 400 \text{ ГэВ}/c^2$
Дрелл-Ян	$13.7 \pm 0.2$	$0.09 \pm 0.02$
Струи КХД	$16.7 \pm 9.2$	$6.8 \pm 3.0$
$W + jets$	$2.1 \pm 0.4$	$1.1 \pm 0.4$
$t\bar{t} + jets$	$4.1 \pm 0.3$	$0.82 \pm 0.14$
$\mu + X$	$440 \pm 310$	$< 660$
$WW$	$1.1 \pm 0.1$	$0.03 \pm 0.02$
$WZ$	$0.15 \pm 0.05$	$0.03 \pm 0.02$
$ZZ$	$0.06 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.02$

Таким образом, низкая статистическая обеспеченность оценки фона является потенциальной проблемой анализа. Однако генерирование достаточного



**Таблица 3.7.** Число событий рождения пар разноименно (Opp.) и одноименно (Same) заряженных мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  в различных процессах СМ без нормировки на полную эффективность отбора  $A \cdot \epsilon$  [54, 53]. Вычисления сделаны в LO ТВ при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  пбн $^{-1}$ . Использован набор PDF CTEQ5L.

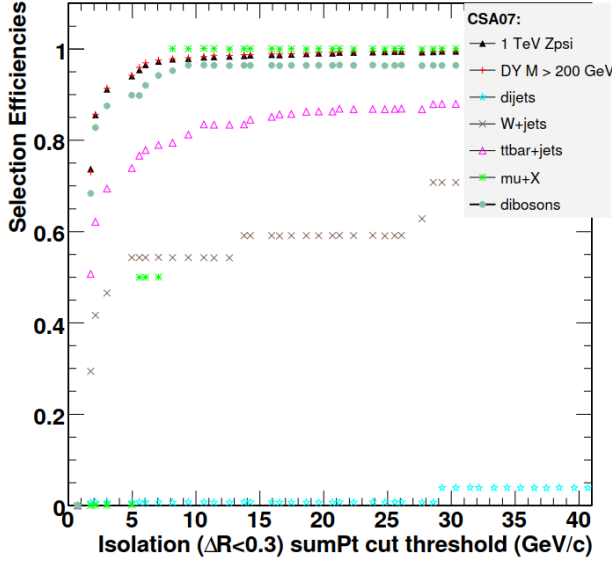
Процессы	Opp. $Q, m_{\mu\mu} \geq 1000$ ГэВ/ $c^2$	Same $Q, m_{\mu\mu} > 1000$ ГэВ/ $c^2$
Дрелл-Ян	$0.57 \pm 0.04$	$0.014 \pm 0.007$
Струи КХД	$0.45 \pm 0.19$	$0.50 \pm 0.19$
$W + jets$	$0.42 \pm 0.19$	$0.36 \pm 0.18$
$t\bar{t} + jets$	$0.21 \pm 0.07$	$0.14 \pm 0.06$
$\mu + X$	$220 \pm 220$	$< 660$
$WW$	$0.06 \pm 0.03$	$< 0.05$
$WZ$	$< 0.04$	$< 0.04$
$ZZ$	$< 0.03$	$< 0.03$

количества событий МК для процессов с большими сечениями является затратной процедурой, с точки зрения компьютерных ресурсов. К тому же, возникает вопрос учета поправок высших порядков ТВ и учета других теоретических неопределенностей вычислений для всех процессов. В связи с этим требуется проводить оценку величины данного фона из экспериментальных данных. Для ряда фонов (КХД, ложные мюоны) это осуществляется с помощью сравнения числа событий с парами противоположно  $\mu^+\mu^-$  и числа событий с парами одноименно заряженных  $\mu^\pm\mu^\pm$  мюонов (рис. 3.59). Так как знак ложных мюонов — величина случайная, то количество фоновых событий (в отличие от сигнальных)  $\mu^+\mu^-$  в пределах погрешностей сравнимо с количеством пар  $\mu^\pm\mu^\pm$  (табл. 3.6 и 3.7), а величина их отношения, оцененная из данных МК, не зависит от теоретических неопределенностей. Это дает возможность провести измерение числа событий  $\mu^\pm\mu^\pm$  и, исходя из оцененной на МК величины отношения, извлечь число фоновых  $\mu^+\mu^-$  событий из данных. Измерение числа пар  $\mu^\pm\mu^\pm$  может давать также дополнительную информацию о вероятности ошибочного определения знака заряда.

Интересно отметить, что ни одно событие процесса  $\gamma + jet$  не прошло условия отбора; таким образом, вероятность рождения мюонов в этом процессе оценена как пренебрежимо малая, по сравнению с процессами рождения струй. Влияние другого важного источника фона — мюонов от космических атмосферных ливней — может быть эффективно подавлено привязкой мюонных треков к вершине взаимодействий, что достигается введением ограничений на поперечный размер области взаимодействия  $|d_{xy}| < 2$  мм и продольного расстояния от трека до точки взаимодействия  $|d_z| < 5$  мм. Дополнительно используется требование противоположной направленности двух треков (открытый угол между двумя трековыми треками не менее  $\pi - 0.02$  рад) и временная привязка к вертексу (подробнее см. Главу 5).

## РЕЖЕКЦИЯ ФОНОВ

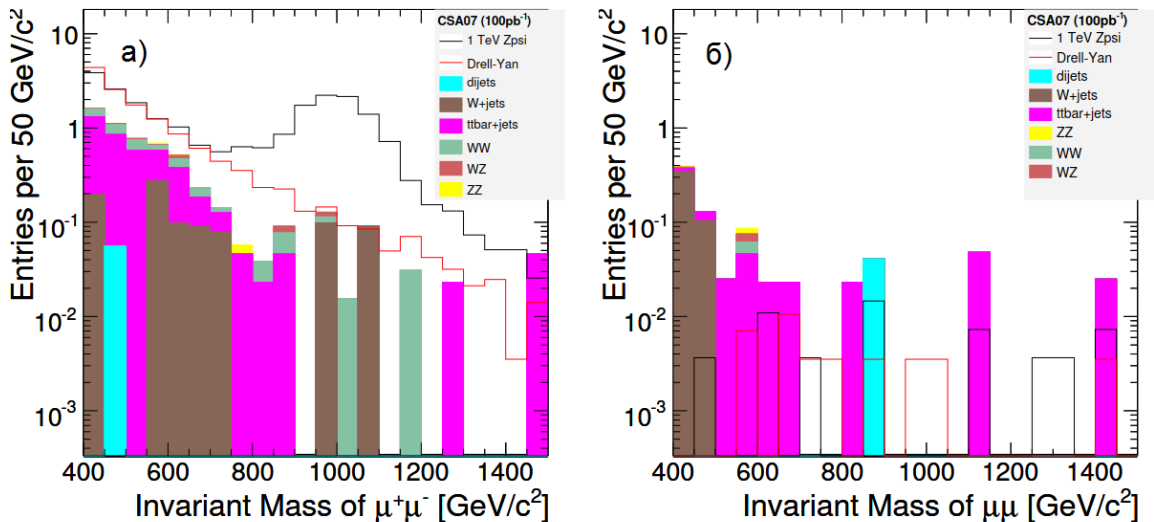
Как уже обсуждалось в разделе 2.4, для уменьшения вклада процессов КХД используют критерий изолированности мюонного трека (в случае мюонов высоких энергий требуют изолированности в трекаре). В качестве критерия изолированности было использовано ограничение на сумму  $p_T$  всех треков частиц сопровождения вокруг траектории мюона в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$ .



**Рис. 3.60.** Эффективность отбора событий с помощью критерия изолированности в зависимости от величины порога на сумму  $p_T$  всех частиц в конусе  $\Delta R < 0.3$  вокруг трека мюона [53, 54].

На рисунке 3.60 приведена эффективность отбора по этому критерию в зависимости от величины верхнего порогового значения суммарного  $\Sigma p_T < \Sigma p_T^{cutoff}$  в конусе. Для событий Дрелла–Яна эта эффективность очень высока (близка к 100%), тогда как события от процессов КХД почти полностью подавлены. Исходя из того, что с уменьшением значений  $\Sigma p_T$  эффективность отбора событий Дрелла–Яна значительно падает, пороговое значение было выбрано как  $\Sigma p_T^{cutoff} = 10$  ГэВ/с. Спектр пар мюонов после применения критерия изоляции и ограничения на  $p_T > 20$  ГэВ/с для каждого мюона представ-

лен на рисунке 3.61, а число ожидаемых событий в массовых диапазонах  $m_{\mu\mu} \geq 400$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/с<sup>2</sup> даны, соответственно, в таблицах 3.8 и 3.9.



**Рис. 3.61.** Распределение по инвариантной массе событий от разных физических процессов с (а) противоположно и (б) одноименно заряженными мюонами после применения условия изолированности трека мюона. Распределение нормировано на значение  $\mathcal{L}_{int} = 100$  пбн<sup>-1</sup> [53, 54]. Приведены вклады процессов СМ и гипотетического калибровочного бозона  $Z'_{SSM}$  с массой 1000 ГэВ/с<sup>2</sup>.

Как можно видеть, требование изоляции приводит к сильному подавлению фона от ложных мюонов и процессов КХД, оставляя события Дрелла–Яна без изменений (подавление не более 1–2%). Оставшийся неподавляемый фон обусловлен, в основном, процессами  $t\bar{t}$ ,  $W + jets$  и  $VV$ . Отметим, что вклад от парного рождения  $\tau$ -лептонов (распады  $\tau$  на лептоны и нейтрино) не превышает 0.8% в области масс  $Z^0$ -бозона и 0.7% для  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  [4, 56, 58].

**Таблица 3.8.** Число событий рождения пар разноименно (Opp.) и одноименно (Same) заряженных мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 400$  ГэВ/ $c^2$  в различных процессах СМ без нормировки на полную эффективность отбора  $A \cdot \epsilon$  [54, 53]. Вычисления сделаны в LO ТВ при  $\sqrt{s}=14$  ТэВ для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  пбн $^{-1}$ . Использован набор PDF CTEQ5L. Применены критерии изоляции и ограничения на  $p_T$ .

Процессы	Opp. $Q, m_{\mu\mu} \geq 400$ ГэВ/ $c^2$	Same $Q, m_{\mu\mu} \geq 400$ ГэВ/ $c^2$
Дрелл-Ян	$13.5 \pm 0.2$	$0.05 \pm 0.01$
Струи КХД	$0.11 \pm 0.08$	$0.04 \pm 0.04$
$W + jets$	$1.2 \pm 0.3$	$0.55 \pm 0.26$
$t\bar{t} + jets$	$3.4 \pm 0.3$	$0.26 \pm 0.08$
$WW$	$1.0 \pm 0.3$	$0.02 \pm 0.02$
$WZ$	$0.15 \pm 0.05$	$0.03 \pm 0.02$
$ZZ$	$0.06 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.02$

**Таблица 3.9.** Число событий рождения пар разноименно (Opp.) и одноименно (Same) заряженных мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  в различных процессах СМ без нормировки на полную эффективность отбора  $A \cdot \epsilon$  [54, 53]. Вычисления сделаны в LO ТВ при  $\sqrt{s}=14$  ТэВ для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  пбн $^{-1}$ . Использован набор PDF CTEQ5L. Применены критерии изоляции и ограничения на  $p_T$ .

Процессы	Opp. $Q, m_{\mu\mu} \geq 1000$ ГэВ/ $c^2$	Same $Q, m_{\mu\mu} \geq 1000$ ГэВ/ $c^2$
Дрелл-Ян	$0.56 \pm 0.04$	$0.014 \pm 0.007$
Струи КХД	$0.06 \pm 0.06$	–
$W + jets$	$0.33 \pm 0.16$	$0.1 \pm 0.1$
$t\bar{t} + jets$	$0.09 \pm 0.05$	$0.07 \pm 0.04$
$WW$	$0.06 \pm 0.03$	$< 0.05$
$WZ$	$< 0.04$	$< 0.04$
$ZZ$	$< 0.03$	$< 0.03$

### 3.3. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ

Сечение в интервалах инвариантных масс  $i$  определяется путем измерения числа событий  $N_{obs}^i$  в заданном  $i$ -ом интервале:

$$\sigma_i = \frac{N_{obs}^i}{A\epsilon\mathcal{L}_{int}}, \quad (3.19)$$

где  $\mathcal{L}_{int}$  — значение интегральной светимости, а  $A$  и  $\epsilon$ , соответственно, эффективность акцептанса и полная эффективность отбора и реконструкции событий.

Ожидаемые относительные статистические погрешности измерения сечений процесса Дрелла–Яна для различных значений  $\mathcal{L}_{int}$  приведены в таблице 3.10.

**Таблица 3.10.** Относительные статистические погрешности измерения сечений процесса Дрелла–Яна для различных значений  $\mathcal{L}_{int}$ . Также приведена величина погрешности, связанной с влиянием массового разрешения [4, 56].

$m_{\mu\mu}$ , ГэВ/ $c^2$	Сечение, фбн	Сист. (разреш.)	Стат., 1 фбн $^{-1}$	Стат., 10 фбн $^{-1}$	Стат., 100 фбн $^{-1}$
$\geq 200$	$2.76 \times 10^3$	$8 \times 10^{-4}$	$2.5 \times 10^{-2}$	$8 \times 10^{-3}$	$2.6 \times 10^{-3}$
$\geq 500$	$1.07 \times 10^2$	$1.4 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-1}$	$3.5 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-2}$
$\geq 1000$	6.6 1	$4.9 \times 10^{-3}$	$3.7 \times 10^{-1}$	$1.1 \times 10^{-1}$	$3.7 \times 10^{-2}$
$\geq 2000$	$2.4 \times 10^{-1}$	$1.7 \times 10^{-2}$	—	$5.6 \times 10^{-1}$	$1.8 \times 10^{-1}$
$\geq 3000$	$1.9 \times 10^{-2}$	$2.9 \times 10^{-2}$	—	—	$6.4 \times 10^{-1}$

Для корректных измерений необходимо учитывать все возможные источники систематических погрешностей измерения величин  $N_{obs}^i$  и  $\mathcal{L}_{int}$ , а также учитывать ошибки определения  $A$  и  $\epsilon$ . Погрешность  $\Delta N_{obs}^i$  вызвана различными аспектами экспериментальных измерений (влиянием величины массового разрешения, точности отбора событий, эффекта разбалансировки детекторных систем, ошибки измерения светимости). Кроме того, при проведении финального анализа, заключающегося в сравнении экспериментальных данных с предсказанием СМ, необходимо принимать во внимание неточность расчетов сечения процесса Дрелла–Яна, вызванную поправками высших порядков ТВ, неопределенностью измерения PDF, выбора масштаба КХД и др. К тому же, теоретические погрешности приносят ошибку в определение эффективности отбора событий (см. ниже).

### ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОШИБОК

Основные систематические погрешности измерения сечений связаны с точностью определения эффективности отбора и реконструкции событий, т. е. с ошибкой нашего знания величины этой эффективности, а также с точностью детекторных систем и алгоритмов реконструкции. Последнее особенно важно для области больших инвариантных масс, т. к. «размазывание» инвариантной массы

вследствие ограниченной точности детекторных систем и с учетом быстроспадающего спектра событий Дрелла–Яна приводит к перекачке событий с более низкими массами в область больших масс. На всех этапах набора данных основная связанная с экспериментом неточность знания массового разрешения проистекает из невыравненности детекторных систем.

Для начального периода набора данных **ошибка определения эффективности отбора событий**  $\Delta\epsilon_{trigg}$  консервативно оценена как половина разности значений максимального и минимального значения эффективности для исследованного диапазона инвариантных масс. Значения эффективности изменяются от 98.5% при 200 ГэВ/ $c^2$  до 97% при 5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 3.55а), следовательно, величина  $\Delta\epsilon_{trigg}$  составляет 0.75%.

Погрешность измерения сечения, вызванная «размазыванием» инвариантной массы пар мюонов в соответствии с ожидаемым **массовым разрешением** (рис. 3.55б), не превышает 2.9% для  $m_{inv} = 3000$  ГэВ/ $c^2$  (см. табл. 3.10).

Как было показано в Главе 2, **невыравненность детекторных систем** практически не изменяет эффективность реконструкции пар мюонов. Данный анализ еще раз подтвердил этот вывод, см.

рисунок 3.62, который демонстрирует зависимость эффективности оффлайн реконструкции событий Дрелла–Яна от инвариантной массы пар мюонов для разных сценариев НДС. Влияние НДС на массовое разрешение значительно сильнее (рис. 3.55б): в результате этого эффекта разрешение в области пика  $Z^0$  изменяется от 1.1% (идеальное выравнивание) до 2.3% (1.3%) для сценария First Data (Long Term), а для значений масс  $\sim 3000$  ГэВ/ $c^2$ , соответственно, с 5% до 25% (6%).

Весомый вклад в систематическую погрешность измерения сечения вносит **неточность измерения светимости**. В начальный период набора данных точность  $\delta\mathcal{L}_{int}$  составляла 5–12% [141].

### ВЛИЯНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОШИБОК

Определение теоретических погрешностей опирается на феноменологические модели, реализованные в генераторах событий. Параметры этих моделей настраиваются на основе многих экспериментов, что позволяет говорить о свойстве универсальности моделей (по крайней мере, в изученной области энергий).

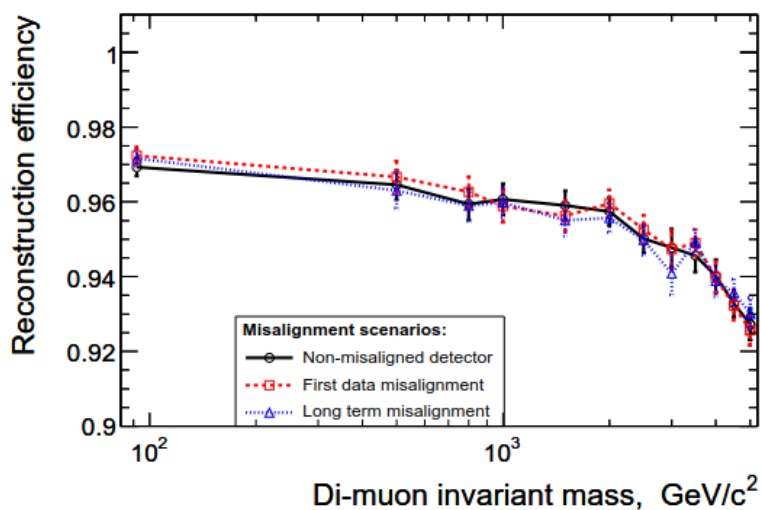
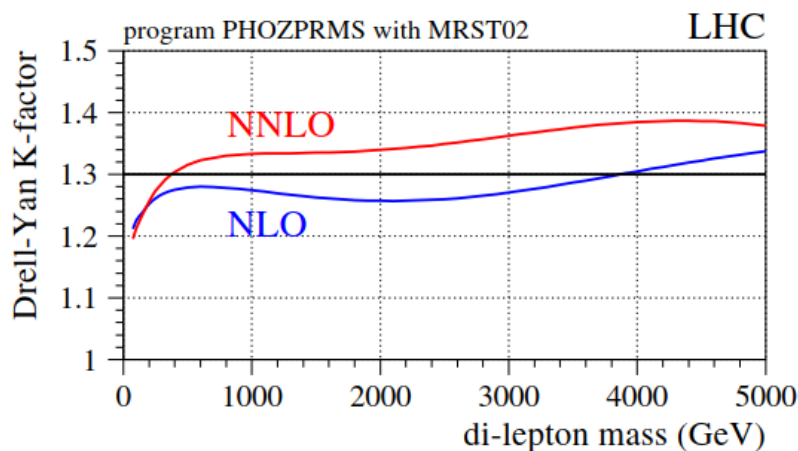


Рис. 3.62. Эффективность оффлайн-реконструкции пар мюонов для разных сценариев НДС [56].

Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями СМ позволяет получить информацию о партонных структурных функциях (PDF) и о поведении бегущей константы сильного взаимодействия в широкой области переданных 4-импульсов от нескольких десятков ГэВ до почти половины суммарной энергии сталкивающихся пучков протонов (максимально возможный переданный 4-импульс в жестком процессе).

**Поправки КХД.** Существует несколько основных источников неопределенностей для подобных расчетов. Один связан с вкладом от диаграмм высших порядков ТВ, учитываемых при расчете. Как обсуждалось выше, сечение процесса Дрелла–Яна при взаимодействии адронов  $pp \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow l^+ + l^- + X$  (3.15) зависит от порядка разложения по ТВ. Таким образом, для полномасштабного анализа экспериментальных данных необходимо полностью понимать и контролировать величину поправок от вкладов высших порядков в полное сечение процессов. Выше уже отмечалось, что проведенное в период подготовки к набору данных (2002–2007 гг.) моделирование всех физических процессов, рассмотренных в данной Части диссертации, основано на использовании матричных элементов в главном порядке ТВ (LO), например, с помощью генератора PUTHIA6, и с учетом высших порядков КХД с помощью множителя  $K$  (см., например, работы [143] с ссылки в них).

Множитель  $K$  представляет собой отношение сечений в NLO порядке ТВ к сечениям в главном порядке (LO),  $\sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ . Также в литературе вводится множитель  $F$ , отвечающий за учет NNLO-вкладов,  $\sigma_{NNLO}/\sigma_{NLO}$ . Величина сечения  $\sigma_{\mu^+\mu^-}$  довольно значительно изменяется при учете высших порядков ТВ, так, NLO-вклад КХД в области  $m_Z$  составляет  $\sim 15\%$  [144] и может превышать 30% для больших  $m$  (рис. 3.63). Учет вкладов NNLO КХД изменяет сечения уже не столь значительно (на  $\sim 2\text{--}3\%$  в районе  $m_Z$  и 4–7% для больших  $m$  [4]).



**Рис. 3.63.** Относительные вклады 1-го и 2-го порядка КХД (множитель  $K$ ) в разных областях инвариантных масс пар мюонов  $m_{\mu\mu}$  (см. стр. 1512–1514 работы [4]. Результаты получены с помощью пакета [142].

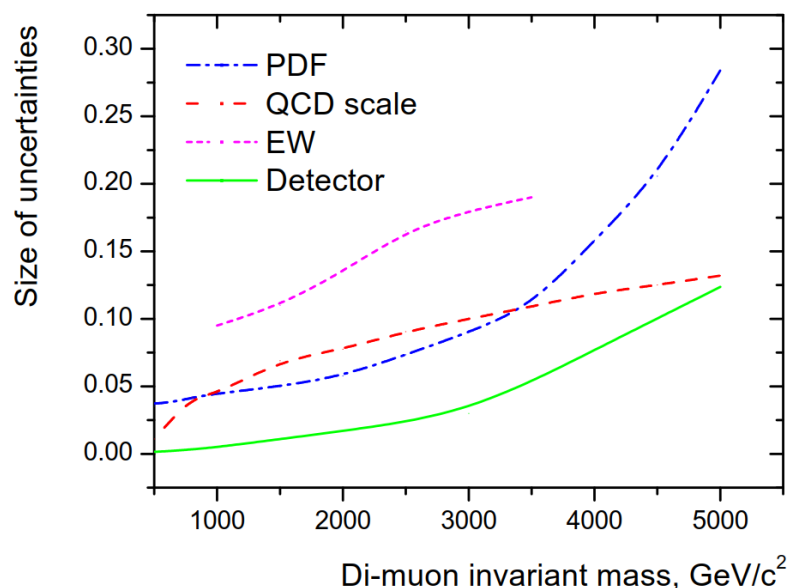
множителя  $K$ , равное 1.3 (рис. 3.63)), что полностью совпадает с выполненными позднее расчетами с помощью пакета FEWZ. При этом предполагалось, что

В настоящее время сечение процесса Дрелла–Яна посчитано с точностью до 2-го второго порядка КХД [144]. Для проведения моделирования обычно используются программные пакеты POWHEG [135] для Монте-Карло вычислений в порядке NLO и FEWZ [136] для NNLO-вычислений.

Еще раз отметим, что в обсуждаемом в этой Главе анализе использовалось значение

дополнительные вклады NNLO не превышали 7%, что тоже является консервативной оценкой, по сравнению с уточненными вычислениями.

**Электрослабые поправки.** Вклад электрослабых (ЭС) диаграмм высших порядков в сечение процесса Дрелла–Яна был оценен в рамках подхода, изложенного в работах [146]. Их учет приводит к поправкам на сечение рождения пары мюонов ( $\sigma_{tot}/\sigma_{LO}$ ,  $\sigma_{tot}$  – полное сечения процесса с учетом высших порядков электрослабых поправок) порядка 9–20% в интервале  $m_{\mu\mu}$  от 1000 до 5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 3.64).



**Рис. 3.64.** Величины электрослабых поправок, погрешностей вычисления сечения процесса Дрелла–Яна, обусловленных неопределенностями PDF и масштаба КХД, и ожидаемая точность измерения сечений в эксперименте CMS [4, 56].

находятся в хорошем согласии (в пределах  $\sim 1\%$ ) с результатами групп HORACE [149], SANC [137], ZGRAD2 [150]. Зависимость величины ЭС поправок от набора PDF оказалась несущественной: для наборов PDF CTEQ6 [151] и MRST 2004-QED [152] поправки отличаются не более, чем на 1.5% [4, 56]. Хотя влияние выбора самих PDF гораздо более существенное.

Теоретические погрешности вычисления сечений, обусловленные использованием различных наборов или *семейств* PDF, дают до 7% неопределенности при  $m_{\mu\mu} = 1000$  ГэВ/ $c^2$ . Кроме того, существует так называемая *внутренняя* точность определения самих PDF, т. е. ошибка аппроксимации функции плотности вероятности кварков и глюонов. Подробнее методика вычислений соответствующих ошибок  $\delta\sigma^{PDF}$  рассмотрена в разделе 3.4, где приведены детальные результаты вычислений теоретических систематических ошибок. Здесь же отметим, что при  $m_{\mu\mu} \approx 800$  ГэВ/ $c^2$  (область масс, исследованная в экспериментах на Тэватроне) величина погрешности не превышает 4–6%, но точность вычислений сечения сильно ухудшается с ростом значения массы: до 9–28% для  $m_{\mu\mu} \geq 3000$ –5000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 3.64). В соответствии с этим результатом ошибка в определении PDF является одной из доминирующих теоретических ошибок.

В более поздних работах (в качестве обзора см. докторскую диссертацию одного из участников дубненской группы в эксперименте CMS [147]) величина ЭС поправок была уточнена и вычислена в разных интервалах значений не только инвариантной массы пары мюонов, но и псевдобыстроты пары (в области  $m_{\mu\mu} \approx 1000$  ГэВ/ $c^2$  значения поправок оказались в 1.5–2 раза меньше, а для  $m_{\mu\mu} \approx 5000$  ГэВ/ $c^2$  практически совпали с более ранними результатами). Стоит отметить, что эти оригинальные результаты

Важно отметить, что вариация PDF (CTEQ5L [139], CTEQ6L [151], MRST2001E [153]) не приводит к существенным изменениям оценки эффективности акцептанса, величина которой, повторим, извлекается из Монте–Карло ( $\delta A \approx 0.5\%$ ). Внутренние ошибки PDF приводят к более заметным, но все еще недоминирующим, погрешностям,  $\delta A \approx 1.4\%$  во всем диапазоне  $m_{\mu\mu}$ .

**Выбор масштаба КХД.** Неоднозначность выбора энергетического масштаба КХД служит источником дополнительной систематической ошибки вычисления сечений физических процессов (подробнее см. ниже раздел 3.4). В нашем случае (процесс Дрелла–Яна) величина этой ошибки в области инвариантных масс до  $3500 \text{ ГэВ}/c^2$  сравнима с ошибкой  $\delta\sigma^{PDF}$  (рис. 3.64), а при бóльших массах она заметно меньше.

### Фоновые процессы

Доминирующим фоном при исследовании процессов Дрелла–Яна являются процессы КХД, поэтому были исследованы теоретические ошибки расчета сечения инклюзивного рождения струй (ИРС) для экспериментов LHC с применением NLO–генератора партон–партонных взаимодействий JETRAD [154] и наборов партонных структурных функций CTQ65 [151] и CTQ6A [151] из библиотеки LHApdf-5.3.1 [155]. Для настройки параметров JETRAD также были выполнены расчеты и при энергии Тэватрона  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$ , результаты которых совпали с оригинальным анализом, выполненным в коллаборации CDF. Показано [61], что подавляющий вклад в теоретическую ошибку вычисления сечения ИРС вносит зависимость сечения от шкалы перенормировки и факторизации КХД. Для PDF–неопределенности в сечении ИРС среднее значение относительной ошибки составляет 11–15%, а при вариации  $\alpha_S$  в пределах  $\pm 1.7\%$  неопределенность сечения ИРС в среднем  $\pm 4.3\%$ . Неопределенность сечения ИРС, связанная с кластеризацией партонов, не превышает 5%.

## 3.4. БОЛЕЕ ПОДРОБНО О НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЯХ ВЫЧИСЛЕНИЙ СЕЧЕНИЙ

Разберем развернуто упомянутые выше источники теоретических ошибок. Помимо учета вклада от диаграмм высших порядков ТВ, основные неточности в вычислениях процесса Дрелла–Яна, особенно в области больших инвариантных масс, связаны с погрешностями функций распределения плотности кварков и глюонов  $f_{1,2}(x_{1,2}, Q^2)$ , погрешностями измерения бегущей константы связи КХД  $\alpha_S$ , а также с неопределенностями выбора шкалы факторизации КХД и масштаба перенормировки  $\mu^2 \simeq Q^2$  [59, 60]. В этом разделе детально изучено влияние этих эффектов.

### НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ PDF

В рамках СМ расчет сечения Дрелла–Яна выполняется для амплитуды жестких короткодействующих партон–партонных взаимодействий. Этому процессу предшествует вырывание двух кварков–инициаторов из протонов, происходя-

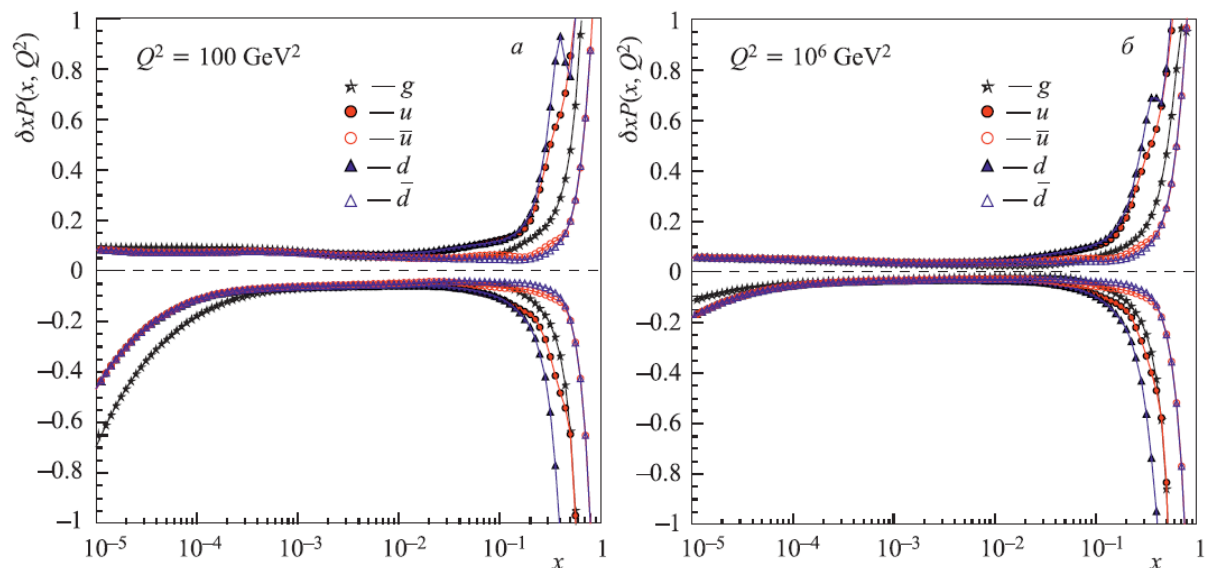


щее на больших, по сравнению с жестким процессом, расстояниях. Последний процесс — универсальный, характеризуемый функциями распределения партонов (PDF) в протонах (также часто называемыми «структурными функциями»). PDF  $f_{i,j}(x_{1,2}, \mu_F)$  зависят от масштаба факторизации  $\mu_F$ , который обычно полагается  $\mu_F \sim Q$ , где  $Q$  — переданный 4-импульс, задающий шкалу энергии, которая отделяет (факторизует) физику на больших расстояниях (коллинеарные или мягкие партоны), невычисляемую количественно, от рассчитанной в рамках пертурбативной КХД. Подлежащие измерению вычисляемые величины КХД зависят от конкретного процесса, но по определению имеют важное свойство «инфракрасной стабильности», то есть не зависят от физики на больших расстояниях.

Теоретические неопределенности, связанные с неточным знанием PDF, вызваны двумя обстоятельствами. Во-первых, неопределенность расчетов обусловлена использованием различных «семейств» функций распределения партонов, например, STEQ [156], MSTW [157], NNPDF [158] и пр., которые, в свою очередь, включают несколько версий (наборов) структурных функций. Во-вторых, существуют неопределенности самих PDF, связанные с точностью того или иного набора структурных функций как такового. Очевидно, что, будучи некоторой глобальной феноменологической функцией аппроксимации, любой из наборов PDF должен иметь конечную точность. Эта точность ограничена погрешностями экспериментальных данных, которые используются при проведении глобальной аппроксимации, и качеством самой процедуры аппроксимации. Также, не в последнюю очередь, большое влияние на погрешности PDF оказывает вид уравнений КХД-эволюции структурных функций, применяемых для их экстраполяции в кинематическую область, где экспериментальные данные отсутствуют или имеют большую статистическую погрешность. Неопределенности PDF особенно велики в области больших переданных поперечных импульсов  $Q^2$  и в области малых значений переменной Бьеркена  $x$ . На рисунке 3.65 приведен пример диапазона неопределенностей набора PDF CT10 для кварков  $u$ ,  $d$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  и глюонов  $g$  при  $Q^2 = 10^2$  ГэВ<sup>2</sup> и  $Q^2 = 10^6$  ГэВ<sup>2</sup>. Видно, что значения неопределенностей варьируются от 7.5% для кварков и антикварков при  $x \sim 10^{-(3 \div 4)}$  до 12% и 6%, соответственно, для кварков и антикварков при  $x \sim 0.1$ . В области больших и малых  $x$  значения неопределенностей быстро возрастают.

Обычно набор PDF представляет собой программный пакет, в котором значения PDF представлены в сетке переменных  $(x, Q)$  с соответствующим кодом интерполяции заданных численных значений PDF в любую точку пространства переменных  $(x, Q)$ . В старом стандартном пакете PDFLIB [159] сетка значений  $(x, Q)$  и алгоритм интерполяции жестко связаны в коде, что не позволяет включить новые наборы PDF, которые часто содержат множество вариантов функции аппроксимации (иногда до 1000), соответствующих различным вариациям параметров. Это явилось исходной точкой и причиной для создания в 2001 году общего стандарта (Les Houches Accord PDF, или кратко LHA PDF), который унифицировал новые разработки как в создании генераторов собы-

тий, так и библиотек PDF [160]. В результате была создана новая стандартная библиотека PDF – LHApdf [155].



**Рис. 3.65.** Диапазон неопределенностей для функций распределения кварков  $u$ ,  $d$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  и глюонов  $g$  для  $Q^2 = 10^2$  ГэВ<sup>2</sup> и  $Q^2 = 10^6$  ГэВ<sup>2</sup> в наборе PDF CT10 [156, 59].

В таблице 3.11 приведены результаты расчетов сечений образования пар мюонов в процессе Дрелла-Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с.ц.м.<sup>26</sup> для значений инвариантной массы пары, превышающих некоторый порог – от 0.2 до 6 ТэВ/ $c^2$ . Были использованы пять различных наборов структурных функций в главном порядке ТВ (одна из возможных опций) – STEQ6.1 [161], STEQ6.6 [151], CT10 [162], MSTW2008 [163] из библиотеки LHApdf версии 5.8.9. Диапазон значений сечений  $\sigma^{DY}$ , получаемых с помощью различных наборов, варьируется в пределах 7–24% для инвариантных масс  $m_{\mu\mu} \geq m_{\mu\mu}^{min} = 1\text{--}5$  ТэВ/ $c^2$ .

В пакете LHApdf–5.8.9 особо стоит выделить набор PDF NNPDF [158], в котором PDF получаются с помощью алгоритмов нейронных сетей, обучаемых на больших коллекциях смоделированных Монте-Карло событий, воссоздающих первичные экспериментальные данные. В качестве входных экспериментальных данных используются результаты измерения широкого спектра различных экспериментальных процессов: глубоконеупругого рассеяния частиц, процесса Дрелла-Яна, инклюзивного рождения струй, данные по измерению масс тяжелых кварков и рождению странных частиц и т.д. Начиная с версии NNPDF2.2, используются и последние данные экспериментов на ЛHC.

Для этого «семейства» PDF функции аппроксимации в библиотеке LHApdf приводятся для NLO вкладов. Соответствующие сечения, вычисленные в версии NNPDF2.3 [164], приведены в таблице 3.12. Также в таблице приведены сечения, вычисленные с учетом NLO вкладов для CT10nlo [165] и MSTW2008nlo

<sup>26</sup>Отметим, что отличие величин теоретических неопределенностей при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ пренебрежимо мало.

**Таблица 3.11.** Сечения рождения мюонных пар  $\sigma^{DY}$  (фбн) в процессе Дрелла–Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с.ц.м., вычисленные с LO PDF [59].

$m_{\mu\mu}^{min}$ , ТэВ/ $c^2$	CTEQ6.1	CTEQ6.6	CT10	MSTW2008
0.2	$2.47 \times 10^3$	$2.51 \times 10^3$	$2.53 \times 10^3$	$2.36 \times 10^3$
0.4	$2.14 \times 10^2$	$2.14 \times 10^2$	$2.18 \times 10^2$	$2.01 \times 10^2$
0.6	$4.67 \times 10^1$	$4.64 \times 10^1$	$4.75 \times 10^1$	$4.43 \times 10^1$
0.8	$1.48 \times 10^1$	$1.46 \times 10^1$	$1.49 \times 10^1$	$1.43 \times 10^1$
1.0	$5.71 \times 10^0$	$5.59 \times 10^0$	$5.74 \times 10^0$	$5.56 \times 10^0$
1.5	$8.32 \times 10^{-1}$	$8.16 \times 10^{-1}$	$8.32 \times 10^{-1}$	$8.53 \times 10^{-1}$
2.0	$1.72 \times 10^{-1}$	$1.68 \times 10^{-1}$	$1.70 \times 10^{-1}$	$1.83 \times 10^{-1}$
2.5	$4.24 \times 10^{-2}$	$4.17 \times 10^{-2}$	$4.23 \times 10^{-2}$	$4.70 \times 10^{-2}$
3.0	$1.17 \times 10^{-2}$	$1.16 \times 10^{-2}$	$1.16 \times 10^{-2}$	$1.33 \times 10^{-2}$
3.5	$3.49 \times 10^{-3}$	$3.47 \times 10^{-3}$	$3.40 \times 10^{-3}$	$3.99 \times 10^{-3}$
4.0	$1.08 \times 10^{-3}$	$1.08 \times 10^{-3}$	$1.03 \times 10^{-3}$	$1.23 \times 10^{-3}$
4.5	$3.41 \times 10^{-4}$	$3.40 \times 10^{-4}$	$3.16 \times 10^{-4}$	$3.85 \times 10^{-4}$
5.0	$1.08 \times 10^{-4}$	$1.07 \times 10^{-4}$	$9.61 \times 10^{-5}$	$1.19 \times 10^{-4}$
5.5	$3.37 \times 10^{-5}$	$3.31 \times 10^{-5}$	$2.86 \times 10^{-5}$	$3.59 \times 10^{-5}$
6.0	$1.02 \times 10^{-5}$	$9.94 \times 10^{-6}$	$8.23 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-5}$

[163]. Для MSTW2008nlo учет высших порядков КХД в PDF изменяет величину сечений довольно существенно – поправка может превышать 20% в области больших инвариантных масс, в то время как для CT10nlo величина сечения практически не меняется во всем диапазоне исследуемых инвариантных масс.

Вклад следующего порядка теории возмущений (NNLO) также весьма значителен — от 0–2% для MSTW2008nnlo [163] до 30% для CT10nnlo [166] при значениях инвариантных масс  $\sim 5$  ТэВ/ $c^2$ . Вклад NNLO поправок в NNPDF23nlo [167] достигает 10%.

Каждый набор PDF представляет собой коридор возможных значений при заданных  $x$  и  $Q$  с определенным разбросом относительно центрального значения. Соответственно, библиотека структурных функций LHApdf содержит функции, соответствующие параметрам  $a_k$ ,  $k = 1, \dots, d$ , обеспечивающим оптимальную «подгонку» к данным (центральное значение функций аппроксимации), а также  $d$  наборов PDF, соответствующих двум смещениям каждого из параметров (с разными знаками  $+\delta_k$  и  $-\delta_k$ ) относительно центрального значения. Число параметров  $d$  зависит от набора PDF, например, для MSTW2008 [163] и CTQ6.1 [161]  $d = 20$ , или  $d = 22$  и 26 для CTQ6.6 [151] и CT10 [162] соответственно.

Обозначим вычисляемую величину  $X$ . В нашем случае эта величина — полное сечение рождения пары мюонов в процессе Дрелла–Яна с инвариантной массой, большей определенной заданной величины  $m_{\mu\mu}^{min}$ , т. е.  $X \equiv \sigma^{DY}(\min \geq m_{\mu\mu}^{min})$ . Определение  $X$  с применением PDF, соответствующих лучшей функ-

**Таблица 3.12.** Сечения рождения мюонных пар  $\sigma^{DY}$  (фбн) в процессе Дрелла–Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с.ц.м., вычисленные с NLO PDF [59].

$m_{\mu\mu}^{min}$ , ТэВ/ $c^2$	CT10nlo	MSTW2008nlo	NNPDF23
0.2	$2.54 \times 10^3$	$2.57 \times 10^3$	$2.56 \times 10^3$
0.4	$2.18 \times 10^2$	$2.23 \times 10^2$	$2.22 \times 10^2$
0.6	$4.75 \times 10^1$	$4.88 \times 10^1$	$4.88 \times 10^1$
0.8	$1.49 \times 10^1$	$1.55 \times 10^1$	$1.54 \times 10^1$
1.0	$5.71 \times 10^0$	$5.98 \times 10^0$	$5.92 \times 10^0$
1.5	$8.32 \times 10^{-1}$	$8.82 \times 10^{-1}$	$8.60 \times 10^{-1}$
2.0	$1.71 \times 10^{-1}$	$1.82 \times 10^{-1}$	$1.77 \times 10^{-1}$
2.5	$4.24 \times 10^{-2}$	$4.53 \times 10^{-2}$	$4.35 \times 10^{-2}$
3.0	$1.16 \times 10^{-2}$	$1.25 \times 10^{-2}$	$1.18 \times 10^{-2}$
3.5	$3.40 \times 10^{-3}$	$3.64 \times 10^{-3}$	$3.41 \times 10^{-3}$
4.0	$1.03 \times 10^{-3}$	$1.10 \times 10^{-3}$	$9.99 \times 10^{-4}$
4.5	$3.17 \times 10^{-4}$	$3.31 \times 10^{-4}$	$2.95 \times 10^{-4}$
5.0	$9.68 \times 10^{-5}$	$9.79 \times 10^{-5}$	$9.04 \times 10^{-5}$
5.5	$2.88 \times 10^{-5}$	$2.82 \times 10^{-5}$	$2.61 \times 10^{-5}$
6.0	$8.28 \times 10^{-6}$	$7.71 \times 10^{-6}$	$8.21 \times 10^{-6}$

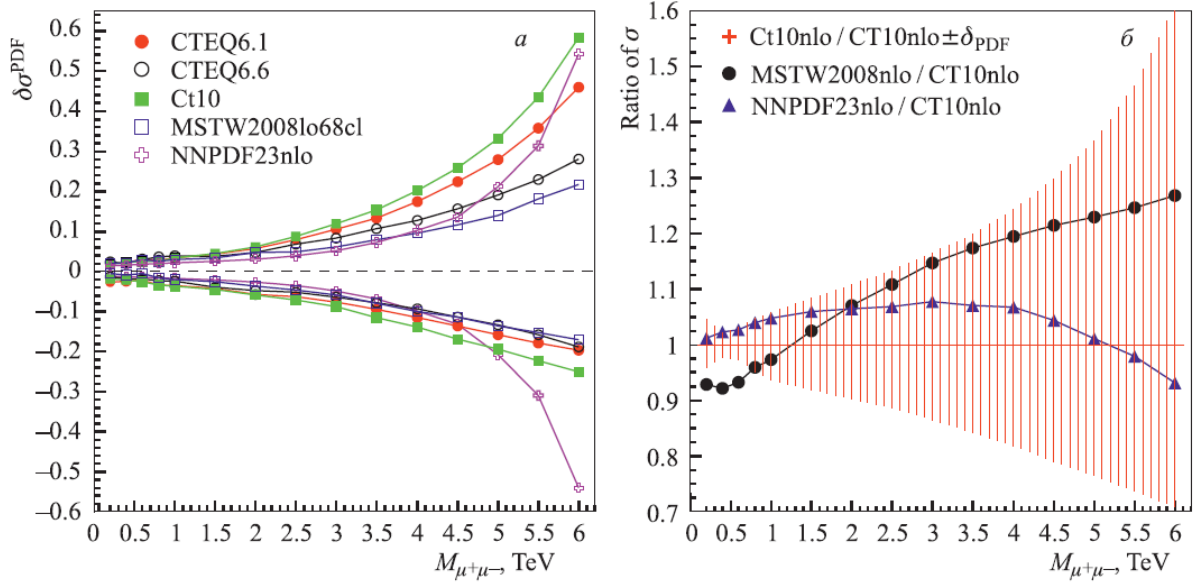
ции аппроксимации (центральное значение функции аппроксимации), обозначим как функцию от PDF-параметров  $X_0(a_1, a_2, \dots, a_d)$ . Для PDF-функций со смещенными параметрами используем обозначение  $X_k(a_1, a_2, \dots, a_k \pm \delta_k, \dots, a_d)$ , где  $\delta_k$  — некоторое определенное в процессе подгонки PDF значение, характеризующее среднее отклонение PDF-параметра относительно оптимального значения  $a_k$ . Тогда погрешность, связанную с неопределенностью PDF, можно найти, например, так (см. стр. 1498–1500 работы [4] и [169])<sup>27</sup>:

$$\begin{aligned} \Delta X_+^{PDF} &= \sqrt{\sum_{k=1}^d \max^2 [(X_k^+ - X_0), (X_k^- - X_0), 0]}, \\ \Delta X_-^{PDF} &= \sqrt{\sum_{k=1}^d \max^2 [(X_0 - X_k^+), (X_0 - X_k^-), 0]}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Смещенные значения параметров в наборах структурных функций дают разброс в значениях PDF в заданном интервале доверительной вероятности (CL). Для набора PDF MSTW2008 неопределенности значений пар структурных функций заданы в различных функциях аппроксимации как на уровне 68% CL, так и 90% CL, а в случае PDF «семейства» CTEQ — только для 90% CL. По принятым соглашениям для процессов на ЛHC приводятся неопределенности на

<sup>27</sup>Существуют и другие формулы для оценки неопределенности PDF (например, в [155, 156]), которые дают схожие результаты.

уровне 68% CL [168], поэтому для сравнения неопределенностей сечений процесса Дрелла–Яна, вычисленных с помощью различных наборов PDF, неопределенности набора CTEQ нормировались на коэффициент  $C_{90} = 1.645$ , что уменьшает эти неопределенности до значений, соответствующих 68% CL.



**Рис. 3.66.** (а) Зависимость относительной погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для LHC, связанной с неопределенностью PDF, от инвариантной массы пары мюонов ( $\delta\sigma^{PDF}$ ). (б) Сечения процесса Дрелла–Яна для CT10, MSTW2008, NNPDF23nlo, нормированные на аналогичные сечения для CT10. Приведен коридор ошибок PDF для CT10 [59].

Вычисленное значение неопределенностей сечений рождения мюонов в процессе Дрелла–Яна при энергии LHC приведено на рис. 3.66а. Значение относительной погрешности ( $\delta X \equiv \Delta X/X_0$ ) проанализированных наборов PDF не превышает 35% для диапазона инвариантных масс пар лептонов до 5 ТэВ/ $c^2$ , причем неопределенности сечений для наборов PDF семейства CTEQ систематически имеют большие значения, чем неопределенности для набора MSTW2008. Эта тенденция сохраняется и для больших значений инвариантных масс, при этом значения неопределенностей для MSTW2008 достигают 22% при  $m_{\mu\mu} = 6$  ТэВ/ $c^2$ , тогда как  $\delta\sigma_{CTEQ}^{PDF} \approx 60\%$ . Вклады высших порядков (NNLO) приводят к дополнительной неопределенности PDF, например, для CT10nlo неопределенности уменьшаются, и особенно значительно, в области больших инвариантных масс – на 6% при  $m_{\mu\mu} \sim 5$  ТэВ/ $c^2$ .

Наборы структурных функций NNPDF представляют собой коллекцию из 100 функций аппроксимации для каждого из доступных значений бегущей константы связи КХД  $\alpha_S$ , которые разбросаны вокруг некоторого центрального значения. Число доступных значений  $\alpha_S$  зависит от версии набора, например, в используемой в настоящей работе версии NNPDF2.3 [164] представлены функции аппроксимации для одиннадцати значений  $\alpha_S$ .

Неопределенности вычисляются усреднением вычисляемой величины  $X$  по совокупности доступных функций аппроксимации  $N$  в соответствии с распре-

делением величины  $\alpha_S$  в наборе, которая описывается функцией Гаусса со средним значением 0.119 и среднеквадратичным отклонением 0.0012:

$$X_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N=308} X^{(i)}, \quad (3.21)$$

а ее погрешность дается формулой:

$$\Delta X_{PDF} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X^{(i)} - X_0)^2}. \quad (3.22)$$

В наших расчетах мы использовали значения  $\alpha_S = 0.114, 0.115, 0.116, 0.117, 0.118, 0.119, 0.120, 0.121, 0.122, 0.123, 0.124$  и, соответственно, число функций аппроксимации для каждого из этих значений  $N = 5, 27, 72, 100, 72, 27, 5$  (всего  $N=308$ ), выбранные случайным образом из числа всех доступных функций аппроксимации для данного значения  $\alpha_S$ . Таким образом, вычисленное значение  $\delta X^{NNPDF}$  соответствует комбинированной вариации как PDF, так и бегущей константы связи  $\alpha_S$ .

Полученные значения неопределенности  $\delta X^{NNPDF}$  довольно близки к значениям неопределенности  $\delta X^{MSTW2008}$  в области инвариантных масс до 5 ТэВ и начинают быстро расти при больших значениях инвариантной массы (рис. 3.66а). Учет NNLO вкладов приводит к незначительному уменьшению неопределенности в данном наборе PDF — не более 1 %. В заключение можно констатировать, что в пределах коридора неопределенностей различные семейства PDF дают совпадающие значения сечений (см. рис.3.66б).

Вклад неопределенностей, обусловленных вариацией  $\alpha_S$ , для наборов STEQ и MSTW2008 незначителен и будет подробно рассмотрен ниже.

### НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ $\alpha_S$

Каждая функция аппроксимации получена для некоторого определенного значения бегущей константы связи КХД  $\alpha_S$ . Наборы PDF семейства STEQ как в LO, так и в NLO используют мировое значение  $\alpha_S = 0.118 \pm 0.0012$  (68% CL)  $\pm 0.002$  (90% CL) [162, 168], вычисленное на масштабе массы калибровочного бозона  $Z^0$ . В MSTW2008 за центральное значение константы связи принимается значение, определяемое из самой процедуры аппроксимации — 0.1202 в NLO и 0.1171 в NNLO. Разброс значений бегущей константы связи вокруг своего центрального значения составляет [170] для NLO MSTW2008

$$\alpha_S(m_Z^2) = 0.1202_{-0.0015}^{+0.0012} (68\% \text{ CL})_{-0.0039}^{+0.0032} (90\% \text{ CL})$$

и для NNLO MSTW2008

$$\alpha_S(m_Z^2) = 0.1171 \pm 0.0014 (68\% \text{ CL}) \pm 0.0034 (90\% \text{ CL}).$$

Неопределенности вычисляемых величин (сечения процессов), зависящие от разброса значений  $\alpha_S$ , могут быть оценены как

$$\begin{aligned}\Delta X_+^{\alpha_S} &= X^{\alpha_S^+} - X_0^{\alpha_S}, \\ \Delta X_-^{\alpha_S} &= X^{\alpha_S^-} - X_0^{\alpha_S},\end{aligned}\quad (3.23)$$

где  $X_0^{\alpha_S}$  — вычисляемая величина, соответствующая центральному значению,  $X_{\pm}^{\alpha_S}$  — вычисляемые величины, соответствующие разбросу значений  $\Delta\alpha_S^{\pm}$ . При вариации  $\alpha_S^{PDF}$  в пределах, указанных выше, относительная неопределенность сечений процесса Дрелла–Яна на ЛНС не превышает 0.1% для всех рассмотренных наборов PDF.

### НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ШКАЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ

Если учитывать все порядки ТВ КХД, то сечение (3.15) не зависит от масштабов факторизации  $\mu_F$  и перенормировки  $\mu_R$ . Однако, как обсуждалось выше, в настоящее время возможен учет порядков ТВ только до NNLO включительно. По зависимости результата вычисления от этих параметров можно судить о теоретической неопределенности, связанной с неучтенными вкладами высших порядков КХД. Для сохранения условия применимости теории возмущений обычно полагают  $\mu_F \approx c_F Q$  и  $\mu_R \approx c_R Q$ , где  $c_F \approx c_R \approx c \approx 1$ . Из вида уравнения эволюции Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи–Докшицера (ГЛАПД) [171] для структурной функции  $f_i(x, Q^2)$

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} f_i(x, Q^2) = \sum_j \sum_n \left( \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \right)^{n+1} P_{ij}^{(n)}(x) \otimes f_j(x, Q^2), \quad (3.24)$$

где  $P_{ij}^{(n)}(x)$  — функции (ядро) расщепления (см., например, обзор [172]), следует, что

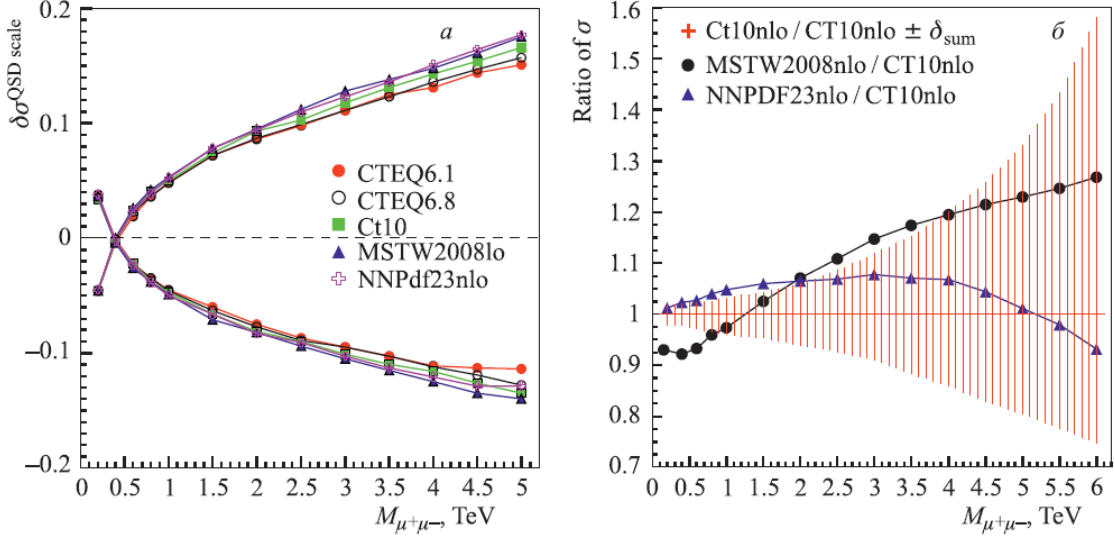
$$\frac{\mu \partial \sigma}{\partial \mu} \approx \mathcal{O}(\alpha_S^{N+1}),$$

где  $N$  — порядок разложения, а  $\sigma$  — сечение процесса КХД. В качестве меры неопределенности, характеризующей вклады от высших порядков КХД, берут величину  $\Delta\sigma$ , получаемую варьированием параметра  $c$  (обычно рассматривают интервал  $0.5 \leq c \leq 2$ ). Тогда неопределенность наблюдаемой  $X \equiv \sigma$ , связанная со шкалой КХД, будет задаваться соотношением

$$\Delta X = X^{(c=2)} - X^{(c=0.5)}, \quad (3.25)$$

где  $X^{(c=2)}$  и  $X^{(c=0.5)}$  — значение наблюдаемой  $X$ , вычисленное для значений  $c_F = c_R = 2$  и  $c_F = c_R = 0.5$  соответственно.

На рис. 3.67а приведена зависимость относительной погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для ЛНС, связанной с неопределенностью



**Рис. 3.67.** (а) Зависимость относительных погрешностей вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для ЛНС, связанных с неопределенностью шкалы факторизации, от инвариантной массы пары мюонов. (б) Сечения процесса Дрелла–Яна для CT10, MSTW2008, NNPDF23nlo, нормированные на аналогичные сечения для CT10. Приведен коридор комбинированных ошибок для CT10 [59].

шкалы КХД, от инвариантной массы пары мюонов. Были использованы четыре различные набора структурных функций LO PDF: CTEQ61 [161], CTEQ6.6 [151], CT10 [162] и MSTW2008 [163] и NLO NNPDF23 [164]. Можно отметить значительное увеличение погрешности с ростом инвариантной массы: до 18% при значениях  $m_{\mu\mu} \sim 5$  ТэВ/ $c^2$ . При этом наблюдается довольно слабая (в пределах 3–4 %) зависимость величины исследуемой неопределенности от используемого набора PDF. Учет высших порядков КХД в PDF практически не изменяет ее значение:  $\delta\sigma_{\text{NLO}}/\delta\sigma_{\text{LO}} \leq 3\%$ , а  $\delta\sigma_{\text{NNLO}}/\delta\sigma_{\text{NLO}} \leq 2\%$  для рассмотренных PDF в NLO (MSTW2008nlo и MSTW2008nnlo) во всем диапазоне исследуемых инвариантных масс [59].

### КОМБИНИРОВАННАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полная (комбинированная) погрешность, учитывающая суммарные неопределенности PDF,  $\alpha_S$  и шкалы факторизации для наблюдаемой  $X$ , может быть вычислена как

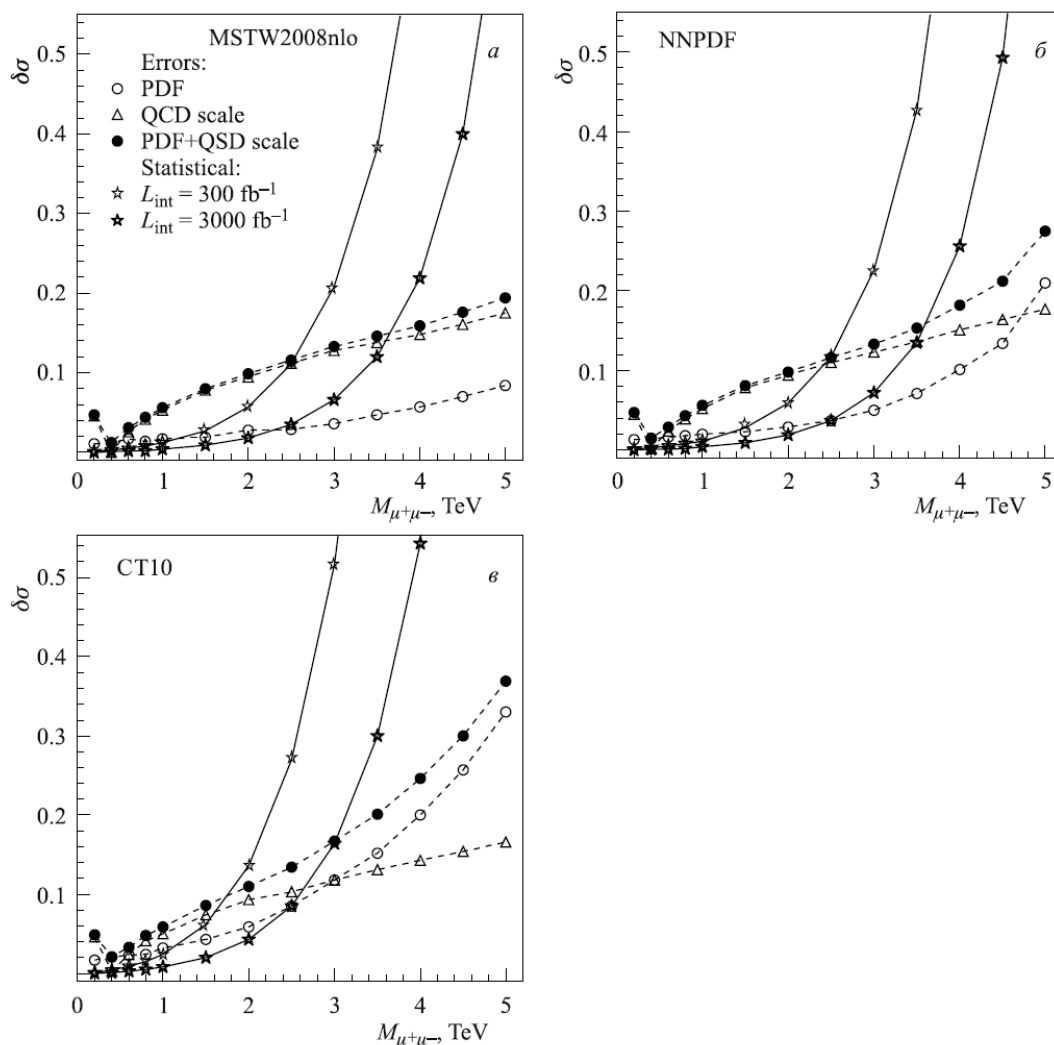
$$\Delta X_{\pm} = \sqrt{(\Delta X_{\pm}^{\text{PDF}})^2 + (\Delta X_{\pm}^{\alpha_S^{\text{PDF}}})^2 + (\Delta X_{\pm}^{\text{QCD}})^2}. \quad (3.26)$$

В пределах коридора ошибок комбинированные погрешности, соответствующие различным семейства PDF, совпадают (см. рис. 3.67б).

Теоретические погрешности вычисления сечений процесса Дрелла–Яна в области инвариантных масс 0.2–6 ТэВ/ $c^2$  систематизированы на рисунке 3.68. На этом рисунке представлены неопределенности вычисления сечений процесса Дрелла–Яна, связанные с PDF и шкалой КХД, а также их комбинированные



значения с учетом неопределенности  $\alpha_S$ . Кроме того, приведены статистические погрешности, ожидаемые при значениях интегральной светимости ( $\mathcal{L}_{\text{int}}$ ) 300  $\text{fb}^{-1}$  и 3000  $\text{fb}^{-1}$ . Учитывались вклады NLO теории возмущений (множителем  $K$ ), эффективность пространственного обрезания установки (аксептанса) в диапазоне значений псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.4$  и обрезание по поперечному импульсу мюонов  $p_T \geq 20 \text{ ГэВ}/c$ .



**Рис. 3.68.** Значения неопределенностей (PDF, QCD, комбинированная) как функция  $m_{\mu\mu}$  для набора PDF (а) MSTW2008nlo, (б) NNPDF2.3, (с) CT10. Приведены статистические погрешности, соответствующие значениям интегральной светимости 300  $\text{fb}^{-1}$  и 3000  $\text{fb}^{-1}$  [59].

В области инвариантных масс  $\sim 2.5 \text{ ТэВ}/c^2$  для всех наборов PDF доминируют погрешности PDF, выше — неопределенности шкалы факторизации и перенормировки КХД [59].

При  $\mathcal{L}_{\text{int}}=300 \text{ fb}^{-1}$  погрешности расчетов сечений в рамках стандартной модели превышают потенциальную точность измерения этих сечений в областях значений инвариантных масс до 1.8  $\text{ТэВ}/c^2$  и 2.5  $\text{ТэВ}/c^2$  для наборов CT10nlo и NNPDF2.3 (MSTW2008nlo) соответственно. В области больших значений инвариантных масс ситуация меняется — точная проверка предсказаний СМ становится невозможной из-за доминирования статистической ошибки. С

увеличением значения интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  до 3000 фбн<sup>-1</sup> эта область, соответственно, расширяется до 3.0 и 3.5 ТэВ/ $c^2$ .

### 3.5. ИЗУЧЕНИЕ АСИММЕТРИИ ВПЕРЕД–НАЗАД

Помимо измерения собственно сечения процесса Дрелла–Яна, существуют другие исследования, связанные с проверкой СМ в этом процессе. В частности, важным инструментом изучения спиновой структуры взаимодействий с обменом  $\gamma^*/Z^0$  в процессе Дрелла–Яна является асимметрия вылета лептонов определенного знака по направлению «вперед–назад»  $A_{FB}$  относительно направления движения системы, в которой рожденная лептонная пара покоится. Эта асимметрия связана с  $(V - A)$ -структурой слабых токов и чувствительна к величинам векторных и аксиально-векторных констант связи, поэтому также может быть использована для поиска дополнительных вкладов от новой физики (с нестандартными константами связи)<sup>28</sup>.

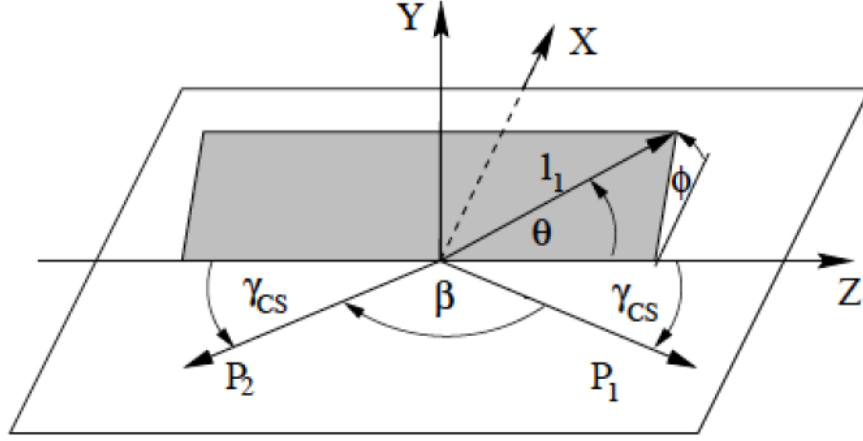
#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ АСИММЕТРИИ

Общее выражение для углового распределения вылета лептонов определенного знака (для определенности мы рассматриваем отрицательно заряженный лептон) по отношению к направлению движения кварка или антикварка (везде ниже угол берется относительно движения кварка) в системе покоя пары лептонов может быть представлено в виде разложения по гармоническим полиномам [173, 174]:

$$\begin{aligned} \frac{16\pi}{3} \frac{1}{\sigma} \frac{d^4\sigma}{dp_T^2 dy d\cos\theta^* d\phi^*} &\propto (1 + \cos^2\theta^*) + A_0 \frac{1}{2} (1 - 3\cos^2\theta^*) & (3.27) \\ &+ A_1 \sin(2\theta^*) \cos\phi^* + A_2 \frac{1}{2} \sin^2\theta^* \cos(2\phi^*) \\ &+ A_3 \sin\theta^* \cos\phi^* + A_4 \cos\theta^* \\ &+ A_5 \sin^2\theta^* \sin(2\phi^*) + A_6 \sin(2\theta^*) \sin\phi^* \\ &+ A_7 \sin\theta^* \sin\phi^*. \end{aligned}$$

Для уменьшения неопределенности, связанной с поперечным импульсом кварков, полярный  $\theta^*$  и азимутальный  $\phi^*$  углы обычно определяются в системе координат Коллинза–Сопера [174] (рис. 3.69), а угловые коэффициенты  $A_i$  представляют собой функции, зависящие от быстроты  $y$ , поперечного импульса  $p_T$  и инвариантной массы  $m$  лептонной пары, которые характеризуют вклады с различной поляризацией  $\sigma^{L,T,I,A,P,7,8,9}$  в полное сечение:

<sup>28</sup>Подробнее об этом сказано ниже, в Главе 4.



**Рис. 3.69.** Система координат Коллинза–Сопера. Плоскость  $(x, z)$  задает плоскость, к которой лежат вектора 3-импульсов сталкивающихся протонов. Ось  $z$  делит пополам угол между кварком и антикварком, а ось  $y$  в правосторонней системе координат направлена перпендикулярно плоскости  $(x, z)$ . Закрашенная плоскость содержит вектора импульсов конечных лептонов, а углы  $\theta$  и  $\phi$  определены для отрицательно заряженного лептона  $l_1$ .

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}}, A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}}, A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}}, A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}, \\
 A_4 &= \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}}, A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}}, A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}}, A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}},
 \end{aligned} \quad (3.28)$$

где  $\sigma^{U+L}$  означает неполяризованный вклад. В свою очередь, спиральные сечения  $\sigma^i$  связаны с векторными  $v_f$  и аксиально-векторными  $a_f$  константами связи [173]:

$$\begin{aligned}
 \sigma^{U+L, L, T, I} &\approx (v_l^2 + a_l^2)(v_q^2 + a_q^2), \sigma^{P, A} \approx v_l a_l v_q a_q, \\
 \sigma^{7, 8} &\approx (v_l^2 + a_l^2)v_q a_q, \sigma^9 \approx v_l a_l (v_q^2 + a_q^2),
 \end{aligned} \quad (3.29)$$

где константы  $v_f$  и  $a_f$  определены как

$$v_f^Z = \frac{I_f^3 - 2s_W^2 Q_f}{2s_W c_W}, a_f^Z = \frac{I_f^3}{2s_W c_W}, \quad (3.30)$$

здесь  $s_W \equiv \sin \theta_W = \sqrt{1 - c_W^2}$ ,  $c_W \equiv \cos \theta_W = m_W/m_Z$ ,  $m_W$  и  $m_Z$  — массы  $W$ - и  $Z$ -бозонов.

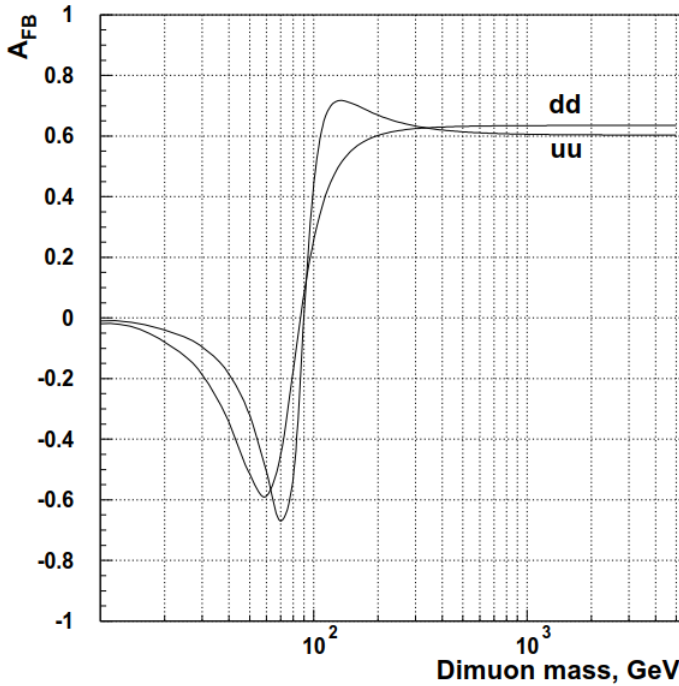
Присутствие в угловом распределении (3.27) членов, нарушающих  $P$ -четность, в частности,  $A_3$  и  $A_4$ , приводит к пространственной асимметрии распределения лептонов. Например, при интегрировании этого распределения по азимутальному углу  $\phi$  происходит обнуление всех вкладов, за исключением содержащих коэффициенты  $A_0$  и  $A_4$ :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^4\sigma}{dp_T^2 dy d\cos\theta^* d\phi^*} \propto \frac{3}{8} \left[ (1 + \cos^2\theta^*) + A_0 \frac{1}{2} (1 - 3\cos^2\theta^*) + A_4 \cos\theta^* \right], \quad (3.31)$$

при этом значение коэффициента  $A_4$  и определяет величину асимметрии по полярному углу  $\theta^*$ . Обычно в качестве характеристики этой асимметрии используют величину  $A_{FB} = \frac{3}{8}A_4$ , которая широко известна как асимметрия «вперед-назад». Часто асимметрию  $A_{FB}$  определяют как нормированную разницу числа событий с  $\cos\theta^* > 0$  (направление «вперед») и числа событий с  $\cos\theta^* < 0$  (направление «назад»):

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad (3.32)$$

$$\sigma_F \pm \sigma_B = \int_0^1 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \pm \int_{-1}^0 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^*.$$



**Рис. 3.70.** Зависимость асимметрии  $A_{FB}$  для  $u\bar{u}$ - и  $d\bar{d}$ - и  $dd$ -взаимодействий, соответственно от инвариантной масса пары мюонов.

Подобное поведение зависимости  $A_{FB}$  от инвариантной массы пары лептонов может быть получено из соотношения констант связи:

$$A_{FB} = \frac{\sum_{i,j=\gamma,Z} D^i D^{j*} \lambda_{q-}^{i,j} \lambda_{l-}^{i,j}}{4 \sum_{i,j=\gamma,Z} D^i D^{j*} \lambda_{q+}^{i,j} \lambda_{l+}^{i,j}}, \quad (3.33)$$

В СМ асимметрия в районе массы  $Z^0$ -бозона крайне мала (рис. 3.70) вследствие малости констант связи  $Z$  и лептонов. Благодаря интерференции  $\gamma^*/Z^0$  значение асимметрии отрицательно при  $m < 80$  ГэВ/ $c^2$  и положительно в области справа от массы  $Z^0$ . В области больших инвариантных масс асимметрия имеет почти константное поведение: при  $\sin^2\theta_W=0.23122$  значение  $A_{FB}$  равно 0.603–0.606 и 0.635 в случае  $u\bar{u}$ - и  $d\bar{d}$ -взаимодействий, соответственно.

где  $D^{i,j}$  — пропагаторы калибровочных бозонов, а комбинация констант связи фермиона  $f$  с калибровочным бозоном  $i, j$  задается как:

$$\lambda_{f+}^{i,j} = v_f^i v_f^j + a_f^i a_f^j, \quad \lambda_{f-}^{i,j} = v_f^i a_f^j + a_f^i v_f^j. \quad (3.34)$$

Константы связи записаны в обозначениях работ [147, 146], т. е. для отрицательно определенного элементарного заряда, так что  $v_f^\gamma = -Q_f$ ,  $a_f^\gamma = 0$ .

В предельном случае  $\sqrt{s} \gg m_Z$

$$A_{FB}|_{\sqrt{s} \gg m_Z} \approx \frac{3}{2} \frac{a_q^Z a_l^Z (2v_q^Z v_l^Z - Q_q)}{2Q_q^2 - 2Q_q v_q^Z v_l^Z + (v_q^{Z^2} + a_q^{Z^2})(v_l^{Z^2} + a_l^{Z^2})}. \quad (3.35)$$

## МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АСИММЕТРИИ

Следует сразу отметить, что различные способы измерения асимметрии имеют свои достоинства и недостатки, а решающим критерием выбора того или иного метода (более детально методы измерения асимметрии рассмотрены ниже) является достигаемая точность измерения. Последняя связана, во-первых, с доступной статистикой данных, а во-вторых, с величиной систематических ошибок. Для данных с ограниченной статистикой более адекватным методом извлечения значения  $A_{FB}$  является использования соотношения (3.32) — так называемый метод *подсчета числа событий*. Забегая вперед, можно сказать, что именно такой метод был использован при измерении асимметрии на данных первого этапа работы ЛНС (RUN1) при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ. *Аппроксимация угловых распределений* (3.36) явным образом позволяет учесть зависимости коэффициентов от  $y$ ,  $p_T$  и  $m$ , поэтому является более предпочтительным методом измерения, но требует большего объема данных. Подходы, основанные на этом методе, являлись основными при оценке будущей возможности измерения  $A_{FB}$  при  $\sqrt{s}=14$  ТэВ. Ниже приводятся обсуждения этих подходов, анализ главных источников систематических ошибок, т. е. физических эффектов, влияющих на точность измерения асимметрии, и результаты оценки ожидаемой точности измерения асимметрии в различных диапазонах инвариантной массы. Все оценки сделаны с помощью данных Монте-Карло и пакетов реконструкции событий, обсужденных в разделе 3.1.

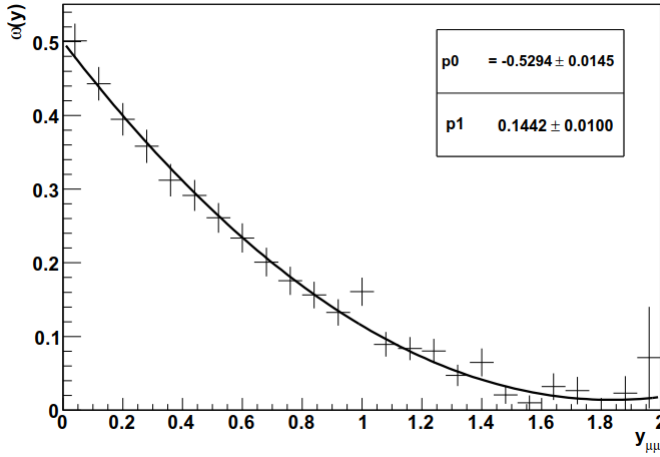
В эксперименте значение асимметрии может быть измерено путем *аппроксимации угловых распределений лептонов* (3.31), записанной в виде функции переменных  $A_{FB}$  и  $b = (2 - 3A_0)/(2 + A_0)$  как

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} = \frac{3}{2(3 + b)} (1 + b \cos^2 \theta^*) + A_{FB} \cos \theta^*, \quad (3.36)$$

при этом не учитывается зависимость  $A_{FB}$  от быстроты лептонной пары  $y^{\mu\mu}$ , поперечного импульса пары  $p_T^{\mu\mu}$  и инвариантной масс  $m_{\mu\mu}$ .

Кроме того, само определение угла  $\theta^*$ , как угла вылета лептона по отношению к направлению движения кварка (положительной полуоси  $+z$ ), подразуме-

вадет, что первоначальное направление движение кварка известно, что, очевидно, не выполняется в случае кинематики  $pp$ -столкновений. Обычно в этом случае с направлением движения кварка ассоциируют направление вылета двухлептонной системы (см., например, [175, 176]). Такое приближение возможно, так как рождение пары происходит в результате аннигиляции преимущественно валентного кварка и морского антикварка, а импульс валентного кварка в среднем больше импульса морского антикварка. Следовательно, полуось  $+z$  в системе Коллинза–Сопера выбирается как направление вылета конечной лептонной пары.



**Рис. 3.71.** Вероятность ошибочного определения направления движения кварка как функция быстрой пары мюонов  $y^{\mu\mu}$  в области инвариантных масс  $m_{\mu\mu} \geq 1$  ТэВ/ $c^2$  [62].

ния асимметрии. Вероятность ошибочного определения направления движения кварка  $\omega$  сильно зависит от скорости пары: она максимальна при  $y^{\mu\mu} = 0$  (значение  $\omega$  достигает 0.5) и спадает с увеличением  $y^{\mu\mu}$  (рис. 3.71) как

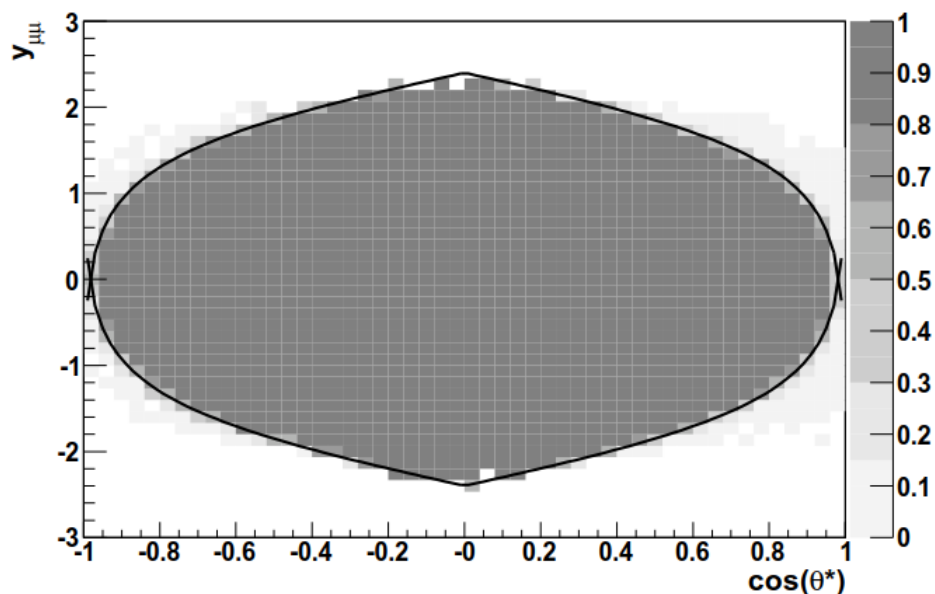
$$\omega(y) = \frac{1}{2} + p_0|y| + p_1y^2. \quad (3.37)$$

Другим важным обстоятельством, сильно влияющим на измерение асимметрии, является ограниченность акцептанса экспериментальной установки (напомним, что в CMS мюоны регистрируются в области  $|\eta| \leq 2.4$ ). На рисунке 3.72 приведена вероятность попадания обоих мюонов в пределы акцептанса в зависимости от  $\cos \theta^*$  и  $y^{\mu\mu}$ . Область с наибольшей вероятностью ( $\sim 1$ ) ограничена кривой, задаваемой функцией

$$y = \pm \left[ \eta_{\mu}^{lab} - \frac{1}{2} \ln \frac{1 + |\cos \theta^*|}{1 - |\cos \theta^*|} \right], \quad (3.38)$$

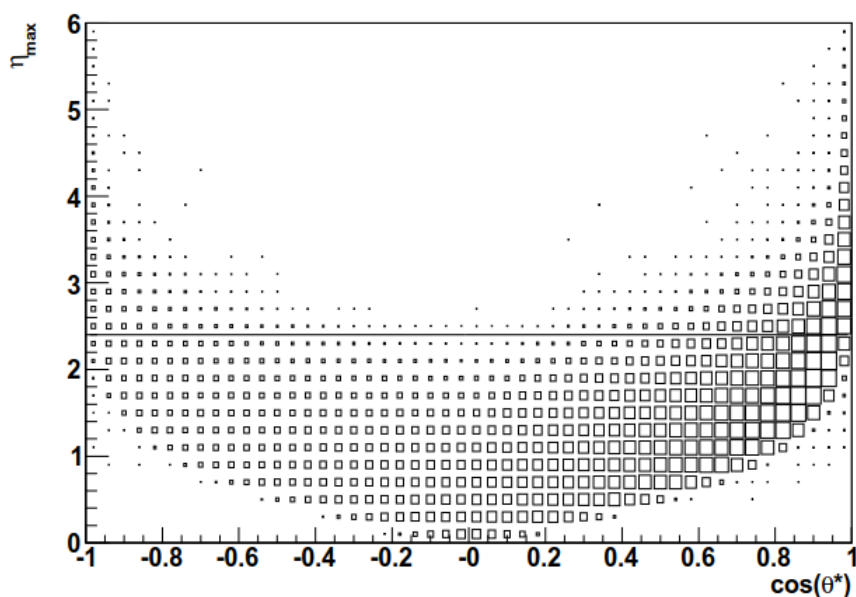
в приближении, что при  $\eta^{lab} = 2.4$  поперечный импульс двухмюонной системы  $p_T^{\mu\mu}$  равен нулю. Вне этой области эффективность акцептанса практически равна нулю и, следовательно, кривая (3.38) разграничивает области регистрации мюонов в пространстве  $(\cos \theta^*, y^{\mu\mu})$ . Эффективность акцептанса, являясь

Определенная таким образом асимметрия сохраняет возможность изучать спиновую структуру пары мюонов, рожденных в симметричных протонных пучках. Однако такая ассоциация не однозначна, и существует отличная от нуля вероятность ошибки (mistag) в определении направления кварка (другими словами, знака  $\cos \theta^*$ ), которую необходимо учитывать при вычислении значения



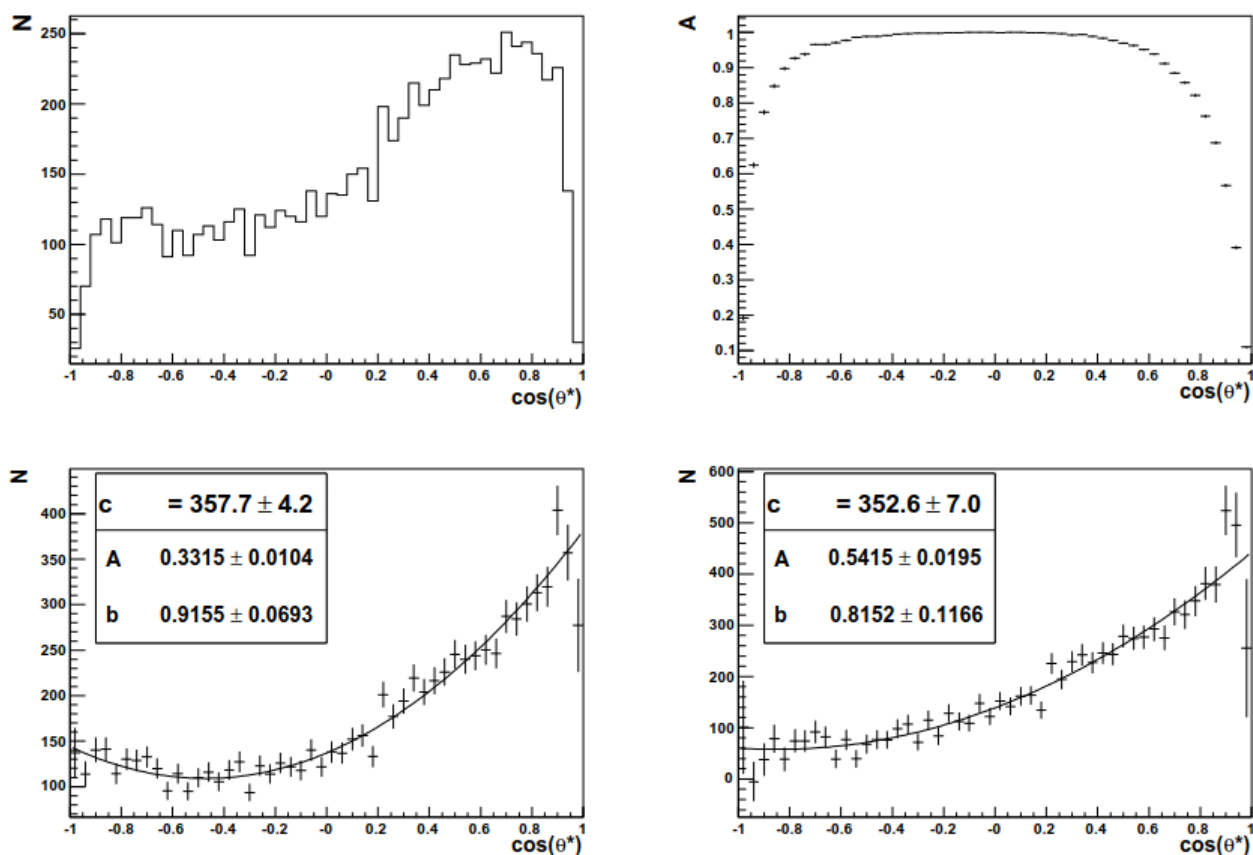
**Рис. 3.72.** Вероятность попадания обоих мюонов в аксептанс установки  $|\eta| \leq 2.4$  в зависимости от  $\cos \theta^*$  и быстроты пары мюонов для области инвариантных масс  $m_{\mu\mu} \geq 1 \text{ ТэВ}/c^2$  [62].

неравномерной функцией  $\cos \theta^*$  и  $y^{\mu\mu}$ , приводит к сильному искажению угловых распределений и, в конечном итоге, к ошибочному измерению значения  $A_{FB}$ . Это хорошо видно из рисунка 3.73, на котором представлено двумерное распределение числа событий по  $\cos \theta^*$  и максимальному значению псевдобыстроты мюонов в событии  $\eta_{max} = \max(|\eta_1|, |\eta_2|)$ : большинство событий, не попавших в область аксептанса, имеют большие значения  $\cos \theta^*$ . Разница в числе событий в областях  $\cos \theta^* < 0$  и  $\cos \theta^* > 0$  объясняется наличием асимметрии  $A_{FB}$ . Таким образом, при аппроксимации необходимо проводить коррекцию угловых распределений и учитывать зависимость эффективности аксептанса от  $\cos \theta^*$ .



**Рис. 3.73.** Двумерное распределение числа событий МК с  $m_{\mu\mu} \geq 1 \text{ ТэВ}/c^2$  по  $\cos \theta^*$  и максимальному значению псевдобыстроты мюонов в событии  $\eta_{max}$ . Линия  $\eta_{max} = 2.4$  соответствует аксептансу установки CMS [62].

Для учета вышеописанных эффектов были использованы два подхода. Первый, так называемый *метод гистограмм*, основан на последовательной коррекции угловых распределений. Для этого первоначальные угловые распределения событий, зарегистрированные установкой (в нашем случае это — данные моделирования с полным откликом установки, см. рис. 3.74, *верхний слева*), нормируют на эффективности отбора и реконструкции событий. Для примера, на рисунке 3.74, *нижний слева* приведено распределение событий по  $\cos \theta^*$ , нормированное на эффективность акцептанса  $A$  (рис. 3.74, *верхний справа*). На заключительной стадии производится коррекция ошибки в определении направления кварка  $\omega(y^{\mu\mu}, \cos \theta^*)$  с помощью весовых коэффициентов  $(1 - \omega)$  и  $(-\omega)$ , соответственно, для положительной и отрицательной области  $\cos \theta^*$ . После всех коррекций осуществляется одномерная аппроксимация (1D-аппроксимация) углового распределения  $\cos \theta^*$  функцией (3.36). В результате можно констатировать, что после коррекции акцептанса значение асимметрии остается все еще сильно искаженным ( $A_{FB}=0.33$ ), но после учета ошибки в определении направления кварка восстанавливается до значения 0.54, что близко к значению  $SM^{29}$  (подробнее см. ниже, раздел «Обсуждение результатов и систематика»).



**Рис. 3.74.** Распределения числа событий МК по  $\cos \theta^*$  для  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$ : (сверху и слева) без перевзвешивания и коррекций акцептанса, (снизу и слева) без перевзвешивания, но с коррекциями акцептанса, (снизу и справа) — с перевзвешиванием и с коррекциями акцептанса. Также показана (сверху и справа) эффективность акцептанса [62].

<sup>29</sup>  $A_{FB}^{SM}(m_{\mu\mu} \gg m_Z) \approx 0.61$



Во втором подходе была также в явном виде учтена зависимость  $A_{FB}$  от быстроты лептонной пары  $y^{\mu\mu}$ , поперечного импульса пары  $p_T^{\mu\mu}$  и инвариантной масс  $m_{\mu\mu}$ . Для этого используется метод максимального правдоподобия (ММП) с функцией плотности вероятности (p.d.f.)  $P(\cos \theta^*, A_{FB}, b)$ , заданной в (3.36). В этом случае многомерная функция максимального правдоподобия (5D-аппроксимация) имеет вид

$$\begin{aligned} F(\cos \theta^*, y^{\mu\mu}, p_T^{\mu\mu}, m, A_{FB}, b) &= \\ &= [(1 - \omega(y^{\mu\mu}))P(\cos \theta^*, A_{FB}, b) + \omega(y^{\mu\mu})P(-\cos \theta^*, A_{FB}, b)] \\ &\times A(\cos \theta^*)\epsilon(\cos \theta^*)P(y^{\mu\mu}), P(p_T^{\mu\mu}), P(m), \end{aligned} \quad (3.39)$$

где учтены эффективность акцептанса  $A(\cos \theta^*)$ , а также триггера и реконструкции  $\epsilon(\cos \theta^*)$ . В результате аппроксимации этим методом набора МК с  $m \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  значение  $A_{FB}$  составило  $0.6082 \pm 0.0155$ , в значение  $b = 0.8327 \pm 0.0665$  (подробнее см. ниже, раздел «Обсуждение результатов и систематика»).

Альтернативный путь измерения (*метод подсчета числа событий*) значения  $A_{FB}$  основан на использовании определения (3.32) и заключается в независимом подсчете числа событий с исходящим отрицательным лептоном в направлении «вперед»  $N_F$  и числа событий в направлении «назад»  $N_B$

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}. \quad (3.40)$$

В этом случае используется информация только о знаке величины  $\cos \theta^*$ , но не о ее абсолютном значении, что приводит к потере точности извлечения асимметрии. Отметим, что данный метод наименее требователен к величине статистики, и при этом сохраняется возможность использовать последовательную коррекцию данных.

Далее в этой части работы мы используем только методы, основанные на аппроксимации угловых распределений.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И СИСТЕМАТИКИ

Тестирование методов извлечения асимметрии осуществлялось в трех диапазонах инвариантных масс пар лептонов  $m_{\mu\mu} \geq 1000, 3000, 5000$  ГэВ/ $c^2$  с помощью наборов МК с высокой статистикой ( $25 \times 10^4, 10^4$  и  $10^4$  соответственно), которая заведомо превышает (как минимум на порядок) ожидаемую статистику первых этапов работы ЛНС. Результирующие оценки значений асимметрии «вперед–назад» и соответствующих статистических ошибок, полученные из 1D- и 5D-аппроксимаций, даны в таблице 3.13. Можно считать, что приведенные статистические ошибки соответствуют предельному случаю максимально доступной статистики.

Были рассмотрены три варианта учета систематических эффектов, влияющих на угловые распределения. В идеальном случае (кварковый уровень) аппроксимация проводилась для данных МК, не искаженных систематическими эффектами, например, используется истинная информация о сгенерированном направлении кварков. Во втором варианте (msitag) данные угловые распределения корректируются для компенсации возможной ошибки определения знака  $\cos \theta^*$ , т.е. направления «вперед» («назад»). И, наконец, в последнем случае (final) проводились все возможные коррекции. Можно видеть, что использование как ММП, так и метода гистограмм дают одинаковые неопределенности для идеального случая. Для окончательных результатов [62], когда учитываются все<sup>30</sup> экспериментальные эффекты, ошибки 5D-аппроксимации приблизительно на 30% меньше, чем ошибки одномерной аппроксимации, и дают лучшее согласие полученного значения  $A_{FB}$  с теоретическими ожиданиями в СМ.

**Таблица 3.13.** Значения  $A_{FB}$  и  $b$ , извлеченные с помощью 1D- и 5D-аппроксимаций для трех массовых интервалов  $\mu^+\mu^-$ . Приведены только статистические погрешности. Также указан коэффициент корреляции между  $A_{FB}$  и  $b$  [62].

Метод	Сист.	$A_{FB}$	$b$	Corr.	Число событий
$m_{\mu\mu} \geq 1000 \text{ ГэВ}/c^2$					
5D	quark	$0.6098 \pm 0.0014$	$1.0026 \pm 0.0102$	0.49	250000
	mistag	$0.6033 \pm 0.0024$	$1.0095 \pm 0.0116$	0.28	250000
	final	$0.6082 \pm 0.0155$	$0.8327 \pm 0.0665$	0.17	7456
1D	quark	$0.6057 \pm 0.0014$	$0.9633 \pm 0.0100$	0.51	250000
	mistag	$0.5980 \pm 0.0026$	$0.9543 \pm 0.0168$	0.21	250000
	final	$0.5415 \pm 0.0195$	$0.8152 \pm 0.1166$	-0.05	7456
$m_{\mu\mu} \geq 3000 \text{ ГэВ}/c^2$					
5D	quark	$0.6107 \pm 0.0070$	$1.0910 \pm 0.0536$	0.47	10000
	mistag	$0.6240 \pm 0.0131$	$1.1177 \pm 0.0613$	0.27	10000
	final	$0.6192 \pm 0.0162$	$1.0882 \pm 0.0763$	0.27	6768
1D	quark	$0.6095 \pm 0.0071$	$1.0685 \pm 0.0526$	0.48	10000
	mistag	$0.6167 \pm 0.0148$	$1.0490 \pm 0.0967$	0.17	10000
	final	$0.5569 \pm 0.0241$	$1.0026 \pm 0.1617$	0.12	6768
$m_{\mu\mu} \geq 5000 \text{ ГэВ}/c^2$					
5D	quark	$0.6116 \pm 0.0022$	$1.0358 \pm 0.0163$	0.48	10000
	mistag	$0.6299 \pm 0.0042$	$1.0596 \pm 0.0188$	0.26	10000
	final	$0.6018 \pm 0.0148$	$1.0490 \pm 0.0671$	0.24	8247
1D	quark	$0.6081 \pm 0.0022$	$0.9965 \pm 0.0161$	0.50	10000
	mistag	$0.6205 \pm 0.0047$	$0.9967 \pm 0.0301$	0.17	10000
	final	$0.5796 \pm 0.0200$	$0.9372 \pm 0.1180$	0.03	8247

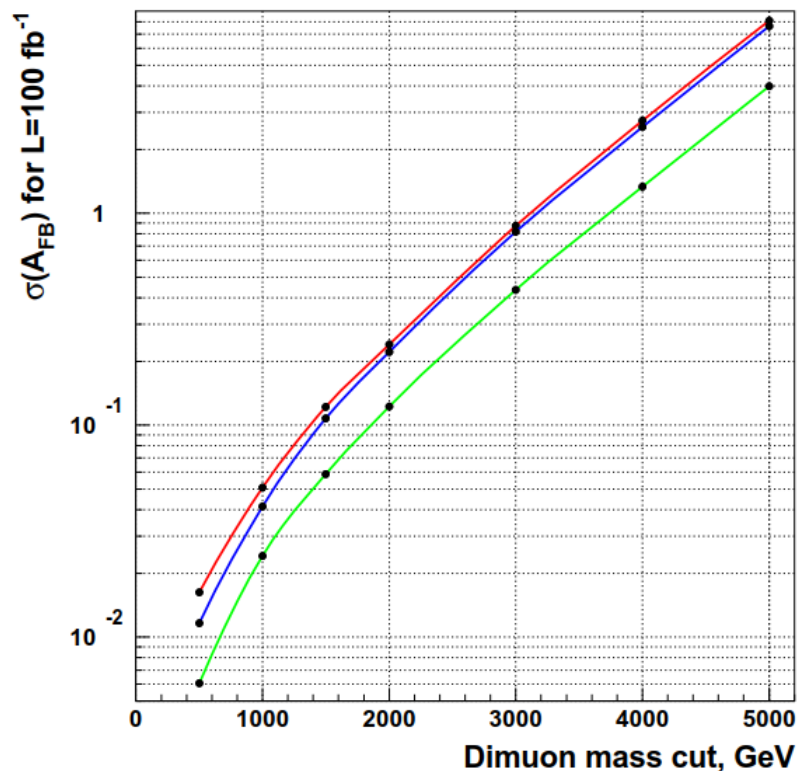
<sup>30</sup>Тут имеются в виду все обсужденные до сих пор эффекты, а именно: ошибочное определение знака  $\cos \theta^*$  и влияние аксептанса, а также зависимость  $A_{FB}$  от  $y^{\mu\mu}$ ,  $p_T^{\mu\mu}$  и  $m_{\mu\mu}$ .

При извлечении значения асимметрии из аппроксимации угловых распределений (3.36) может возникнуть ошибка от корреляции параметров  $A_{FB}$  и  $b$ . Подробно этот вопрос рассмотрен в Приложении В. Здесь же мы отметим отсутствие значимых корреляции между двумя этими параметрами. Отсутствие корреляции также не позволяет значительно улучшить результаты аппроксимации с помощью фиксации значения  $b$ , исходя из предсказываемого в СМ значения  $b=1$  (табл. 3.14).

Статистические ошибки из таблицы 3.14 были промасштабированы на статистику, соответствующую интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  (рис. 3.75), что дает возможность оценить потенциал измерения  $A_{FB}$  на ожидаемом в эксперименте CMS объеме данных. Рассмотрены все три указанных выше случая аппроксимации: без учета ошибок определения направления движения кварка и с их учетом, а также случай, когда учтено влияние всех экспериментальных эффектов.

**Таблица 3.14.** Значения  $A_{FB}$ , извлеченные с помощью 1D- и 5D-аппроксимаций с фиксированным значением параметра  $b=1$  для трех массовых интервалов  $\mu^+\mu^-$ . Приведены только статистические погрешности [62]

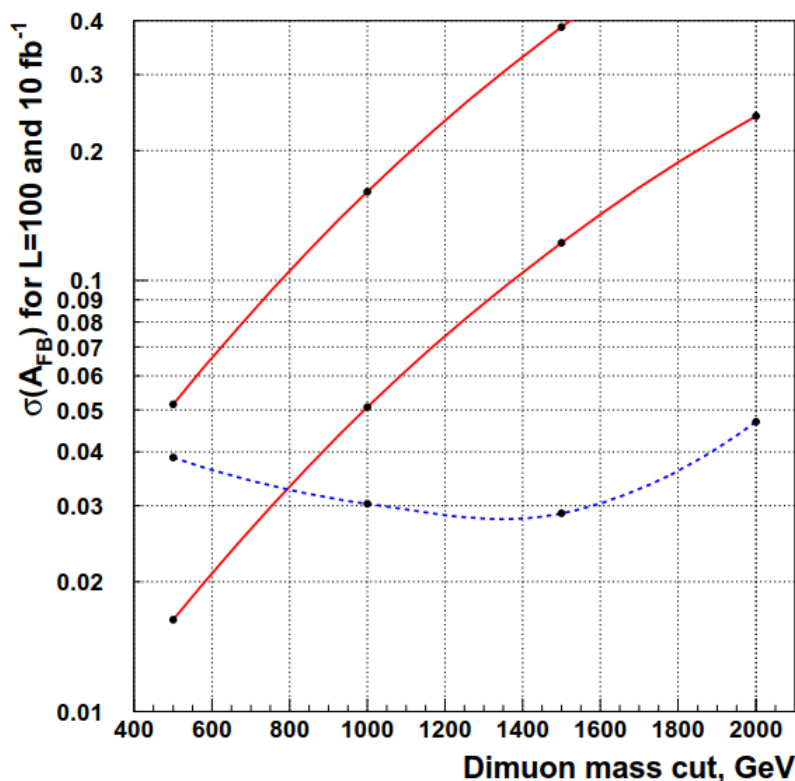
Метод	Сист.	$A_{FB}$	Число событий
$m_{\mu\mu} \geq 1000 \text{ ГэВ}/c^2$			
5D	quark	$0.6096 \pm 0.0012$	250000
	mistag	$0.6028 \pm 0.0023$	250000
	final	$0.6139 \pm 0.0155$	7456
1D	quark	$0.6083 \pm 0.0012$	250000
	mistag	$0.5995 \pm 0.0026$	250000
	final	$0.5403 \pm 0.0192$	7456
$m_{\mu\mu} \geq 3000 \text{ ГэВ}/c^2$			
5D	quark	$0.6048 \pm 0.0061$	10000
	mistag	$0.6168 \pm 0.0125$	10000
	final	$0.6139 \pm 0.0154$	6768
1D	quark	$0.6050 \pm 0.0062$	10000
	mistag	$0.6154 \pm 0.0146$	10000
	final	$0.5568 \pm 0.0239$	6768
$m_{\mu\mu} \geq 5000 \text{ ГэВ}/c^2$			
5D	quark	$0.6092 \pm 0.0019$	10000
	mistag	$0.6263 \pm 0.0040$	10000
	final	$0.5990 \pm 0.0143$	8247
1D	quark	$0.6083 \pm 0.0019$	10000
	mistag	$0.6206 \pm 0.0047$	10000
	final	$0.5799 \pm 0.0199$	8247



**Рис. 3.75.** Статистические ошибки измерения асимметрии  $A_{FB}$  в разных областях инвариантной массы пары мюонов  $m_{\mu\mu}$  для интегральной светимости  $100 \text{ фбн}^{-1}$ . Рассмотрены случаи: (зеленая кривая) без учета ошибок определения направления движения кварка и (синяя кривая) с учетом. Красная кривая соответствует случаю, когда дополнительно учтено влияние всех экспериментальных эффектов [62].

Выше мы подробно рассмотрели два важных источника систематических погрешностей: ошибочное определение знака направления движения кварка  $\omega$  и искажение угловых распределений обрезанием аксептанса. Но тут необходимо сказать, что вся экспериментальная систематика этим не исчерпывается, а, как и случае измерения сечения процесса Дрелла–Яна, складывается из ряда эффектов (см. раздел 3.3). В общем случае влияние неопределенности знания эффективности аксептанса, эффекта пространственной невыравненности, неопределенности фона и пр. отлично от нуля и должны быть учтены при анализе данных. Однако вклад этих эффектов много меньше неопределенности вычисления ошибки величины  $\omega$ , связанной с использованием различных наборов PDF<sup>31</sup>. Так, например, погрешность определения  $A_{FB}$ , связанная с эффектом пространственной невыравненности, не превышает 1% в области  $m = 1000\text{--}3000 \text{ ГэВ}/c^2$ , а  $\delta\omega$  в этом же массовом диапазоне может достигать 9%. Сравнение полной ожидаемой систематической ошибки (все вклады квадратично просуммированы) величины  $A_{FB}$  со статистическими, соответствующими  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10$  и  $100 \text{ фбн}^{-1}$ , дано на рисунке 3.76. Для интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ фбн}^{-1}$ , статистическая ошибка доминирует над систематической погрешностью во всем интервале значений  $m$ , а для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  — только в области  $m_{\mu\mu} \geq 800 \text{ ГэВ}/c^2$ .

<sup>31</sup>Вычисление  $\delta\omega$  осуществлялось согласно процедуре, описанной в разделе 3.4.



**Рис. 3.76.** Статистические ошибки измерения асимметрии  $A_{FB}$  в разных областях инвариантной массы пары мюонов  $m_{\mu\mu}$  для интегральной светимости: (нижняя красная кривая) 100 фбн<sup>-1</sup> (верхняя красная кривая) 10 фбн<sup>-1</sup>. Систематические ошибки (синяя кривая) преимущественно определяются вариациями ошибки определения направления движения кварка вследствие неопределенностей PDF семейства STEQ61 [62].

В заключение отметим, что теоретические ошибки вычисления  $A_{FB}$  не так значимы, как в случае вычисления сечения. Это связано с тем, что различные PDF, вариация масштаба КХД и учет высших порядков ТВ оказывают небольшое влияние на угловые распределения. Например, неопределенности выбора масштаба КХД приводят к ошибкам вычисления  $\delta A_{FB} = 0.004$  при  $m = 1000\text{--}5000$  ГэВ/ $c^2$ , а слабые радиационные поправки порядка NLO [146] модифицируют асимметрию не более, чем на 1%.

### 3.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 3

В Главе 3 с помощью моделирования физических процессов и отклика детекторных систем на вторичные частицы было проведено изучение процесса Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и продемонстрирована возможность экспериментального измерения в эксперименте CMS сечения этого процесса и асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких ТэВ/ $c^2$ , которые были недоступны для измерения до ЛНС. Результаты, обсуждаемые в Главе 3, опубликованы в работах [4, 56, 57, 59, 60, 61, 62], см. также обзор [58]. Основные выводы по материалам Главы 3 можно сформулировать как:

1. С помощью моделирования физических процессов стандартной модели и отклика детекторных систем на вторичные частицы проведено изучение

процесса Дрелла–Яна и продемонстрирована возможность экспериментального измерения сечения этого процесса, угловых характеристик и пространственной асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких  $\text{ТэВ}/c^2$ , которые были недоступны для измерения до ЛНС.

2. Разработаны методики измерения сечения процесса Дрелла–Яна и пространственной асимметрии вылета мюона, включая методы подавления фоновых процессов и коррекцию систематических эффектов, предложены способы оценки экспериментальной систематической погрешности.
3. Рассчитаны теоретические погрешности вычислений сечений процессов Дрелла–Яна, связанные с неточным знанием функций распределения кварков и глюонов, неоднозначностью выбора шкалы КХД и конечной точностью определения бегущей константы связи КХД.

Результаты исследований, представленных в этой Главе, легли в основу соответствующего раздела проекта коллаборации CMS: “CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance” (PhTDR–II), направленного на изучение процесса Дрелла–Яна [4].

## ГЛАВА 4. НОВАЯ ФИЗИКА

В данной главе мы исследуем перспективы экспериментального обнаружения новой физики за рамками стандартной модели (СМ) в канале с парой мюонов в конечном состоянии при взаимодействиях протонных пучков при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ. Это исследование было предпринято с помощью моделирования Монте—Карло (МК) в период формирования физической программы коллаборации CMS и подготовки физического проекта PhTDR CMS. С точки зрения сигналов новой физики, детальное изучение процесса Дрелла—Яна с учетом экспериментальных и теоретических погрешностей, описанное в предыдущей Главе, является исследованием основного фонового процесса СМ к искомым гипотетическим сигналам физики за рамками СМ.

Во введении уже отмечалось, что с феноменологической точки зрения различные расширения СМ предсказывают модификации спектра инвариантных масс мюонных пар. Причем в одних случаях новая физика проявляет себя в виде новых частиц — узких резонансов в спектре масс, а в других выглядят как отклонение от предсказаний СМ в широкой области инвариантных масс (нерезонансные сигналы). Стоит отметить, что для всех случаев новых частиц с целым спином (спин 1 или 2, новые калибровочные бозоны или гравитоны) возможна интерференция вкладов СМ и новой физики, вводимая на уровне амплитуд процессов, так что описание подобных процессов всегда содержат части, соответствующие «чисто СМ», «чисто новой физике» и их интерференции. В период подготовки PhTDR это обстоятельство по-разному принималось во внимание (интерференция учитывалась для новых калибровочных бозонов из РКС и модели ADD и не учитывалась для процессов с КК–гравитонами в модели RS1), хотя позднее для анализа экспериментальных данных (период RUN1 и далее) эффекты интерференции учитывались во всех случаях. Ниже мы рассмотрим три альтернативных случая: поиск нерезонансных сигналов и узких резонансов со спином 2 (КК–моды гравитона  $G_{KK}$ ) в сценариях с дополнительными пространственными измерениями (ДПИ) и поиск узких резонансов со спином 1 (новых нейтральных калибровочных бозонов  $Z'$  в моделях с расширенным калибровочным сектором (РКС)). Заметим, что с точки зрения современной теории не представляется возможным сказать определенно, какие из этих сценариев новой физики более предпочтительны с фундаментальной точки зрения, поэтому программа экспериментального поиска включает все возможные реализации. Более того, с учетом обстоятельства, что похожие наблюдаемые состояния могут иметь разную природу (например, гипотетически открытое новое

резонансное состояние может иметь спин 1 или 2, и даже резонансы со спином 1 могут отличаться друг от друга в разных моделях), нужно иметь возможность разделять эти состояния экспериментально, что также обсуждается ниже.

В целом, свойства сигналов от «нестандартной» физики сильно зависят от параметров моделей. Массы новых частиц, ширины резонансов, вероятности рождения и распада изменяются в широком диапазоне значений. К сожалению, теория не дает однозначных ограничений на параметры моделей, поэтому при планировании экспериментальной программы необходимо учесть разные варианты и быть готовым к измерению как можно большего числа экспериментально наблюдаемых явлений. Большой адронный коллайдер открывает уникальные перспективы для поиска физики за пределами СМ, в частности, вопрос существования микроскопических дополнительных пространственных измерений из разряда гипотетических переходит в раздел предмета исследований. Мы надеемся, что многолетние интенсивные исследования в этом направлении окажутся успешными и приведут к существенному расширению наших знаний об устройстве Природы.

Образование возбужденных состояний гравитона  $G_{KK}$  рассматривается [4, 23, 24, 53, 54, 63, 64, 50, 65, 66, 67, 68] в двух сценариях с ДПИ, отличающихся топологией многомерного пространства: в модели ADD [22] с несколькими ДПИ, использующей метрику плоского многомерного пространства, и модели RS1 [21], которая учитывает кривизну пространства в полном многомерном объеме и включает одно ДПИ в пространстве анти-де Ситтера ( $AdS_5$ ). Оба класса моделей были предложены для решения проблемы иерархии масштабов, и при их детальном изучении оказалось, что они весьма богаты на разнообразные феноменологические следствия, которые широко изучались в литературе в течение последующего десятилетия. В силу малого значения фундаментального многомерного масштаба гравитации  $M_D$  (порядка нескольких ТЭВ, вместо  $M_{Pl} \simeq 10^{19}$  ГэВ), заменившего в эффективных моделях четырехмерный масштаб, специфические проявления подобных сценариев в принципе можно ожидать на ЛНС, и была разработана обширная научная программа по их поиску.

Возможное существование дополнительного тяжелого бозона ( $Z'$ ) анализируется [4, 53, 54, 69, 70] в рамках четырех различных моделей РКС, следующих из ТВО [14].

Моделирование МК осуществлялось с помощью различных версий пакета `ROOTIA6` с модифицированными константами связи для теоретических сценариев или с новыми матричными элементами. Было осуществлено полное моделирование событий, учитывающее с помощью ПО `CMS` на основе `GEANT4` взаимодействие элементарных частиц с веществом детекторных систем установки `CMS` и полностью воспроизводящее условия набора данных, включая наложение событий (*pile-up*), условия отбора событий, алгоритмы реконструкции в условиях реального времени (триггеров уровней `Level-1` и `HLT`) и алгоритмы оффлайн реконструкции (детали обсуждены в Главе 2). В отдельных случаях вместо полного отклика использовалось ПО `CMS` для быстрого моделирования

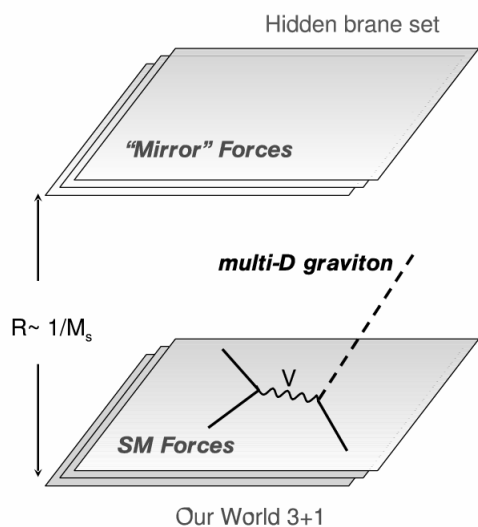


событий, использующее «размазку» исходного значения импульса и энергии частиц в соответствии с разрешением детекторных систем. Для всех наборов данных, содержащих как сигнальные, так и фоновые события, было продемонстрировано хорошее согласие кинематических распределений (по инвариантной массе пары мюонов, их поперечному импульсу, азимутальному углу и псевдобыстроте) после учета отклика детекторных систем и реконструкции событий с распределениями исходных событий, смоделированных физическими генераторами.

Для всех проанализированных теоретических сценариев основным подавляемым фоном является процесс Дрелла–Яна, другие возможные фоновые процессы имеют сечения на порядки меньше (см. Главу 3).

### 4.1. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ СИГНАЛЫ В СЦЕНАРИИ ADD

Одно из первых решений проблемы иерархии, основанное на введении дополнительных пространственных измерений, было предложено Н. Аркани-Хамедом, С. Димопулосом и Г. Двали (N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, ADD) [22], и общий класс таких сценариев, также известный как сценарии с большими дополнительными измерениями (Large Extra Dimension, LED), называется моделями ADD-типа.



**Рис. 4.77.** Конфигурация многомерного пространства сценария ADD-типа с двумя «пакетами» бран, вложенных в плоское многомерное пространство [64].

В этом сценарии наша наблюдаемая четырехмерная Вселенная представляет собой времениподобную поверхность (брану), вложенную в пространство большей размерности. Сценарий ADD представляет собой простейший вариант реализации низкоэнергетической многомерной гравитации, который заключается в том, чтобы пренебречь натяжением браны (плотностью собственной энергии на единичный трехмерный объем для браны) и рассмотреть компактные ДПИ, причем метрика полного пространства–времени остается плоской (рис. 4.77). Тогда с точки зрения четырехмерного наблюдателя на

бране гравитация становится многомерной, т. е. становится заметным вклад КК-мод гравитона, на расстояниях меньше или порядка радиуса компактных измерений  $R$ . При этом в принципе возможно, что поля СМ также могут покинуть брану и иметь КК-моды, однако, чтобы это не противоречило установленным закономерностям СМ (по крайней мере, до энергий, доступных современным ускорителям), необходимо, чтобы расстояния в ДПИ, которые «чув-

ствуют» поля СМ, были много меньше радиусов компактификации ДПИ. Это может быть реализовано в сценариях с толстыми бранами [20, 177, 178], которые не рассматриваются в данной работе, однако также изучаются на ЛНС (см., например, [179]).

В моделях ADD-типа метрика полного пространства–времени размерностью  $D$  представляет собой прямое произведение обычного четырехмерного пространства Минковского  $M^4$  и компактного многообразия дополнительных измерений  $X^{D-4}$ :  $M^4 \times X^{D-4}$ . О таком решении говорят как о факторизуемой метрике. В этом подходе можно рассматривать не только одну брану, вложенную в полное многомерное пространство, но и несколько пространственно разделенных бран (рис. 4.77), что может быть полезным при решении проблемы удержания или локализации материи на бране [180], а также для реализации механизма спонтанного нарушения симметрии.

В случае  $n$  дополнительных пространственных измерений  $(4+n)$ -мерная версия действия Эйнштейна–Гильберта с метрическим тензором  $g_{4+n}$  имеет вид (см., например, [181])

$$S_{4+n} = -\frac{1}{2}M_D^{n+2} \int d^{4+n}x \sqrt{-g_{4+n}} (R_{4+n} + \mathcal{L}_{SM}), \quad (4.41)$$

где  $R_{4+n}$  — скалярная кривизна Риччи, обобщенная на случай многомерного пространства, а  $\mathcal{L}_{SM}$  содержит все поля СМ, с которыми взаимодействует гравитация. Для ADD-моделей (в рамках используемых предположений и теоретических допущений для низкоэнергетического эффективного описания) величины  $R_{4+n}$  и  $g_{4+n}$  такие же, как для случая стандартного пространства Минковского:  $R_{4+n} = R_4$  и  $\sqrt{-g_{4+n}} = \sqrt{-g_4}$ . Фактор перед интегралом в (4.41)  $M_D$  является истинным фундаментальным масштабом гравитации в теории с ДПИ, связанным с четырехмерным планковским масштабом  $M_{Pl}$  соотношением [22]

$$M_{Pl}^2 = V_n M_D^{n+2} = (2\pi R)^n M_D^{n+2}, \quad (4.42)$$

где  $V_n$  — объем компактифицированных ДПИ.

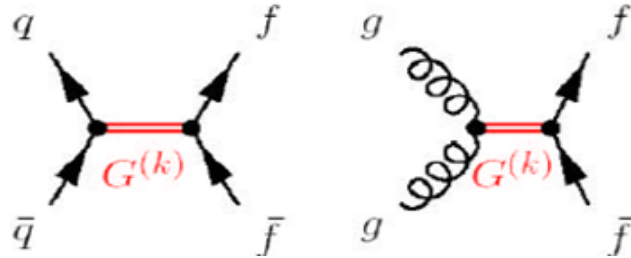
В такой картине буквально воспроизводится стандартная картина Калуцы–Кляйна для мод гравитона: в случае компактного многообразия КК-моды будут массивными (хотя и очень мягкими, см. ниже), формирующими дискретный спектр с  $m_{KK} = 2\pi k/R$ ,  $k$  — номер моды. Поскольку радиус  $R$  в ADD модели считается много большим планковского радиуса ( $r_{Pl} = 10^{-33}$  см):

$$R \approx M_D^{-1} \times (M_{Pl}/M_D)^{2/n} \approx 10^{(32/n)} \times 10^{-17} \text{ см}, \quad (4.43)$$

массы  $m_{KK}$  могут быть от МэВ до эВ или даже меньше. Как уже отмечалось во Введении, число ДПИ  $n \equiv D - 4$  обычно (мотивируясь теорией струн) полагается равным от 1 до 6, однако из ряда соображений, также обсужденных

ранее, их число не может быть менее двух (а для удержания величины  $M_D$  на уровне значений, доступных для измерения на коллайдерных экспериментах, так и трех).

При любом выборе параметров характерной отличительной чертой данного сценария является бесконечный набор очень легких (особенно на шкале энергий LHC) КК-возбужденных состояний гравитона (ADD-гравитоны), которые дают вклады во все процессы взаимодействий СМ. Как и любая теория гравитации, модель ADD содержит взаимодействие со всеми полями СМ, задаваемое тензором энергии-импульса материи, поэтому ADD-гравитоны входят, в частности, во все диаграммы виртуального обмена для процессов  $2 \rightarrow 2$ , например, в процессы Дрелла-Яна  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ , а также дают новые, отсутствующие в СМ, процессы типа  $gg \rightarrow l^+l^-$  (рис. 4.78).

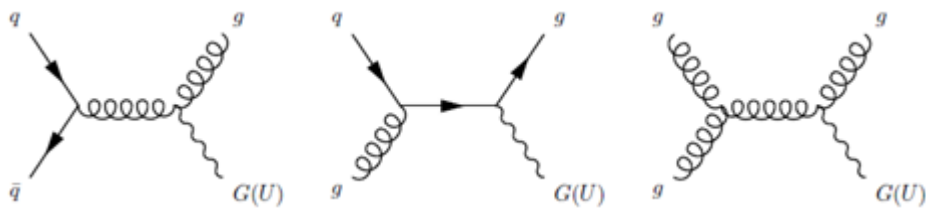


**Рис. 4.78.** Процессы рождения пары лептонов посредством виртуального обмена ADD-гравитонами.

Вследствие большой плотности КК-спектра — массовая щель между модами

$$\Delta m = \frac{\Gamma(n/2)M_D^{2+n}}{2\pi^{n/2}M_{\text{Pl}}^2 m_{\text{КК}}^{n-1}} \quad (4.44)$$

может, например, быть  $2 \times 10^{-3}$  эВ для  $M_D = 5$  ТэВ,  $n = 6$  и  $m_{\text{КК}} = 1$  ГэВ — ADD-гравитоны не наблюдаются (не разделяются) в эксперименте как индивидуальные резонансы, а обуславливают суммарный эффект в виде отклонения дифференциальных сечений рождения пар лептонов  $d\sigma/dm_{\mu\mu}$  от предсказаний СМ в широком диапазоне значений инвариантной массы пары  $m_{\mu\mu}$  (см. рис. 4.81 ниже).



**Рис. 4.79.** Процессы реального рождения ADD-гравитона  $q\bar{q} \rightarrow gG_{\text{КК}}$ ,  $gg \rightarrow gG_{\text{КК}}$ ,  $gg \rightarrow gG_{\text{КК}}$ .

Также возможны процессы (рис. 4.79) с образованием реальных ADD-гравитонов, которые могут покидать нашу брану, унося часть полной поперечной энергии, образуемой в жестком соударении, или, другими словами, процессы с утечкой энергии из точки взаимодействия. В этом случае характерным сигналом будет

рождение одиночной струи или фотона, ассоциированных с потеряннй энергией в событии. Этот тип сигналов в данной работе не рассматривается (хотя вообще изучается в экспериментах на LHC).

## СИГНАЛ И ФОН

В главном порядке ТВ амплитуда каждого вклада отдельного гравитонного состояния подавлена как  $\sim 1/M_{\text{Pl}}^2$  (т.е. как вклад обычного четырехмерного гравитона в СМ), однако суммарный вклад от множества таких состояний получается достаточно большим. Из-за очень близкого расположения друг к другу (узкая массовая щель, плотный спектр), вместо суммы по состояниям, КК-моды гравитонов учитываются в предположении отсутствия интерференции между ними через плотность состояний [182, 183, 184]:

$$\rho(m_{\text{KK}}) = \frac{R^n m_{\text{KK}}^{n-2}}{(4\pi)^{n/2} \Gamma(n/2)}, \quad (4.45)$$

а пропагатор эффективного взаимодействия с материей посредством множественных обменов виртуальными гравитонными КК-состояниями имеет вид [184]

$$D(\hat{s}) = \sum_k \frac{i}{\hat{s} - m_{\text{KK}}^2 + i\epsilon} = \int_0^\infty dm_{\text{KK}}^2 \rho(m_{\text{KK}}) \frac{i}{\hat{s} - m_{\text{KK}}^2 + i\epsilon}. \quad (4.46)$$

В результате, с учетом суммарного эффекта от множества мод, амплитуда процесса с участием гравитонов эффективно подавлена только как  $1/M_D^4$  (вместо  $1/M_{\text{Pl}}^4$ ). Амплитуда процессов, показанных на рисунке (4.78) выше, может быть записана в виде [183, 185]

$$\mathcal{A}(\hat{s}) = \mathcal{S}(\hat{s}) \left( T_{\mu\nu} T^{\mu\nu} - \frac{T_\mu^\mu T_\nu^\nu}{n+2} \right), \quad (4.47)$$

$$\mathcal{S}(\hat{s}) \simeq \frac{\pi^{n/2} \Lambda^{n-2}}{\Gamma(n/2) M_D^{2+n}} \quad \text{для } n \geq 2,$$

где  $\hat{s}$  — энергия взаимодействия протонов в системе центра масс,  $T^{\mu\nu}$  — четырехмерный тензор энергии-импульса материи СМ, а  $\Lambda \sim M_D$  — масштаб ультрафиолетового обрезания эффективной теории, задающий область применимости теории. Он возникает в описании с необходимостью, так как модели ADD-типа являются неперенормируемыми. Таким образом, вся динамика, связанная с КК-гравитонами, «защита» в  $\mathcal{S}(\hat{s})$ , т. е. ее вклад факторизуется, как и должно быть в эффективной теории поля.

Вторая строка в формуле (4.47) в пределе  $\hat{s} \lesssim \Lambda^2$  с использованием схемы перенормировки с одним параметром  $\Lambda = \Lambda_T$  (схема GRW) [183] выглядит как (подробнее см. [40])

$$\mathcal{S}(\hat{s}) = \begin{cases} \frac{\pi}{M_D^4} \log \frac{\Lambda_T^2}{\hat{s}} & \text{для } n = 2, \\ \frac{4\pi}{\Lambda_T^4} & \text{для } n > 2. \end{cases} \quad (4.48)$$

Существует альтернативное эффективное описание, зависящее от двух параметров — струнного масштаба  $M_S$  ( $\sim$  ТЭВ согласно оригинальным работам по ADD) и числа дополнительных измерений  $n$  (схема HLZ) [184]. В этом случае предполагается, что  $M_S \sim M_D$ , а ультрафиолетовый масштаб обрезания снова будет порядка  $M_S$  ( $M_D$ ). Две параметризации в главном порядке ТВ и ниже предела применимости эффективного описания могут быть связаны соотношением

$$\Lambda_T^4 = \frac{8\pi\Gamma(n/2)}{2(\pi)^{n/2}} \cdot \frac{M_S^{n+2}}{\Lambda^{n-2}}. \quad (4.49)$$

В принципе, это соотношение могло бы быть использовано для процедуры трансформации пределов на модельные параметры, полученных в эксперименте для предсказаний в одной схеме перенормировки, в пределы для другой (например, получив экспериментальные ограничения на  $M_S$ , просто пересчитать их в ограничения на  $\Lambda_T$ , применив 4.49). Однако на практике в эксперименте CMS так не поступают, а получают экспериментальные пределы отдельно для предсказаний в схеме HLZ и GRW (два набора соответствующих экспериментальных плотов всегда можно видеть в качестве результатов поиска, см. далее Главу 6). Это связано с тем, что и без того существуют достаточно заметные неопределенности, связанные с самим характером модели и условностью установки искомого масштаба и его связи с инвариантной массой наблюдаемой дилептонной пары (см. далее раздел 6.5 с описанием методики получения экспериментальных пределов в модели ADD). Плюс к этому, соотношение 4.49 верно только в главном порядке ТВ. Таким образом, с целью неувеличения теоретических неопределенностей, экспериментальный анализ и его результаты «разводят» независимо для двух схем перенормировки.

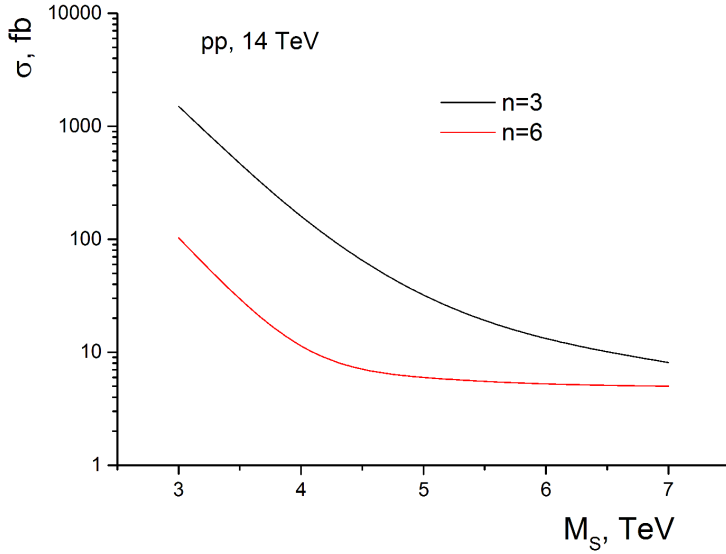
Сечение процесса Дрелла–Яна с учетом вкладов КК–мод гравитонов может быть параметризовано в виде [186]

$$\sigma = \sigma_{SM} + \sigma_4\eta + \sigma_8\eta^2. \quad (4.50)$$

Первый и третий члены, соответственно, отвечают чистым вкладам СМ и гравитации, в то время как второй член характеризует интерференцию между переносчиками взаимодействий СМ ( $\gamma^*/Z^0$ ) и КК–состояниями гравитона. Здесь  $\eta = \mathcal{F}/M_S^4$ , а  $\mathcal{F}$  зависит от схемы перенормировки

$$\text{GRW : } \mathcal{F} = 1 \quad (4.51)$$

$$\text{HLZ : } \mathcal{F} = \begin{cases} \log\left(\frac{M_S^2}{\hat{s}}\right) & \text{для } n = 2, \\ \frac{2}{n-2} & \text{для } n > 2, \end{cases} \quad (4.52)$$



**Рис. 4.80.** Зависимость сечения рождения пары мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ с учетом вклада ADD—гравитонов от масштаба  $M_S$  для двух крайних рассчитанных значений  $n = 3$  и  $6$  [40].

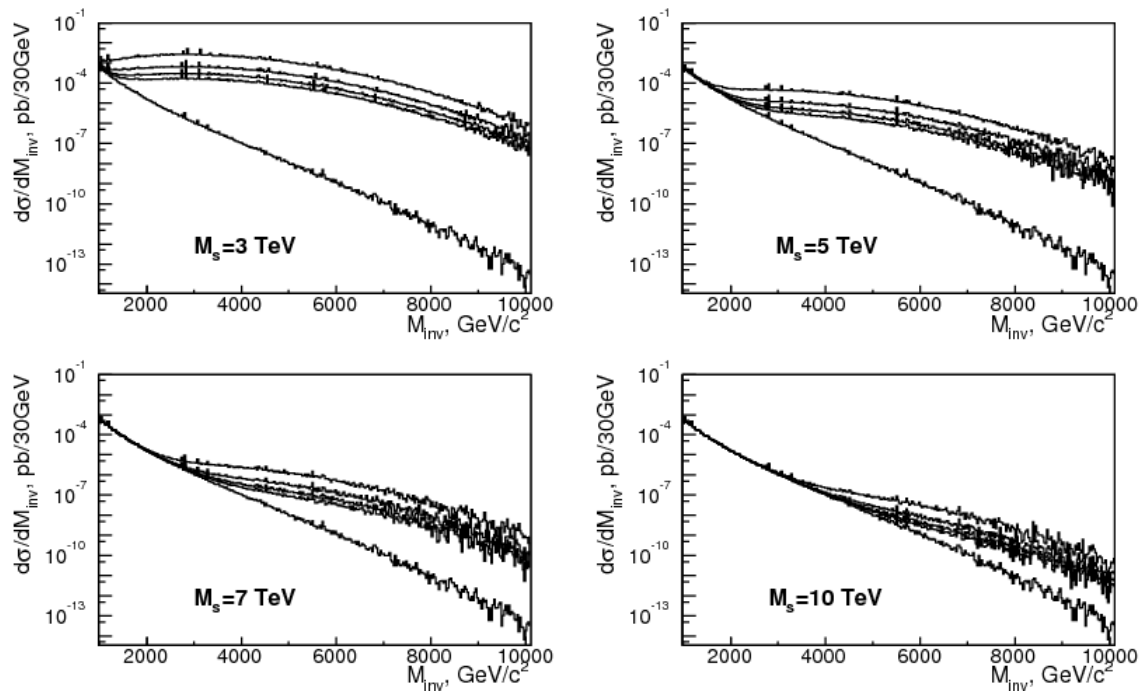
ного из участников дубненской группы в эксперименте CMS [40], здесь же мы приведем итоговые результаты вычислений сечений (рис. 4.80).

Размер области инвариантных масс пары лептонов  $m_{\mu\mu}$ , которая меняется относительно предсказаний СМ при наличии ДПИ, напрямую зависит от параметров модели — фундаментального масштаба  $M_S$  и числа дополнительных измерений  $n$ . Рисунок 4.81 демонстрирует распределения дифференциальных сечений рождения мюонов по инвариантной массе,  $d\sigma/dm_{\mu\mu}$ , для СМ (нижняя кривая) и в предположении числа ДПИ, равного  $n = 3, 4, 5, 6$ . Были рассмотрены четыре значения фундаментального масштаба  $M_S$  (3, 5, 7, 10 ТэВ). Видно, что, чем больше значение  $M_S$ , тем меньше вклад новой физики в процесс Дрелла–Яна (для доступных энергий ускорителя ЛHC).

Для удобства проведения расчетов и массового моделирования событий в модели ADD соответствующие матричные элементы, реализованные в формате генератора PYTHIA6, были внедрены в коллекцию генераторов событий STAGEN [187]. Учет высших порядков ТВ осуществлялся введением в сечения множителя  $K = 1.3$  [188]) Для проведения оценки потенциала ЛHC по обнаружению сигналов подобного рода было смоделировано восемь наборов данных (по  $10^4$  событий в каждом), отвечающих различным выборам параметров модели. Были использованы два предельных возможных значения числа ДПИ  $n = 3$  и  $n = 6$  для четырех значений фундаментального масштаба гравитации  $M_S =$

Точные выражения для  $\sigma_{SM}$ ,  $\sigma_{4\eta}$  и  $\sigma_{8\eta^2}$  могут быть найдены в [186]. Таким образом, вычисление полного сечения рождения пар мюонов в модели ADD сводится к вычислению трех индивидуальных вкладов: двух — с учетом гравитационного взаимодействия и одного — с помощью матричного элемента СМ. Более подробно вычисления (включая влияние поправок высших порядков ТВ), используемые в нашем анализе, обсуждены в кандидатской диссертации од-

3, 5, 7, 10 ТэВ. Параметры отбора по кинематическим характеристикам пар мюонов задавались с помощью специального интерфейса программного обеспечения эксперимента CMS CMSKIN [189].



**Рис. 4.81.** Дифференциальные сечения рождения мюонов в модели ADD для различного числа дополнительных измерений  $n$  (ADD) и четырех значений фундаментального масштаба  $M_S$  [63]. Снизу вверх на графике: SM,  $n = 6, 5, 4, 3$ .

**Таблица 4.15.** Сечения рождения пар мюонов с  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$  в процессе Дрелла–Яна (модель ADD), фбн [63].

$M_S$ , ТэВ	3.0	4.0	5.0	7.0
$n = 3$	$1.5 \times 10^3$	160	32.1	8.1
$n = 6$	103	11.4	10.1	6.4

Как и в случае исследования процесса Дрелла–Яна, к неподавляемым фоновым процессам СМ (кроме самого Дрелла–Яна) относятся процессы, дающие пары мюонов в конечном состоянии, например, рождение пар калибровочных бозонов ( $ZZ$ ,  $WZ$ ,  $WW$ ), пар  $t\bar{t}$  и пр. Однако в СМ ожидаемые сечения этих процессов ничтожно малы по сравнению с процессами Дрелла–Яна (более детально см. Главу 3) и, например, в области  $m_{\mu\mu} \geq 1$  ТэВ составляют  $2.59 \times 10^{-4}$  фбн и  $2.88 \times 10^{-4}$  фбн, соответственно, для двух упомянутых выше каналов.

Для дальнейшего анализа проводился предварительный отбор событий с двумя мюонами в конечном состоянии, вылетающими в область псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.5$  и имеющими поперечный импульс  $p_T \geq 7$  ГэВ/ $c$ . Дополнительно налагалось требование на инвариантную массу пары мюонов  $m_{\mu\mu} \geq 0.8$  ТэВ/ $c^2$ . Ввиду малости неподавляемого фона, требование на изолированность мюонов не налагалось. Полная эффективность предварительного отбора событий  $\epsilon$  составила 74–96%, в зависимости от величины фундаментального масштаба  $M_S$ .

Сечения рождения мюонных пар с  $m_{\mu\mu} > 1000$  ГэВ/ $c^2$  после отбора в процессе Дрелла–Яна в сценарии ADD (в главном порядке ТВ) приведены в таблице 4.15. Аналогичное сечение для процесса Дрелла–Яна в СМ составляет 5.77 фбн.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Для моделирования прохождения частиц в материалах детектора («отклика» детекторных систем CMS) использовался стандартный официальный программный пакет эксперимента CMS OSCAR [109], основанный на GEANT4 [108]. Реконструкция мюонов осуществлялась с помощью пакета реконструкционных алгоритмов CMS ORCA [113]. Детальное описание ПО CMS и возможностей эксперимента CMS по отбору в режиме реального времени и оффлайн–реконструкции событий рождения пар мюонов дано в Главе 2, в основном, на примере наборов данных МК для процесса Дрелла–Яна. Поэтому ниже приведены только результаты отбора и реконструкции сигнальных событий (т. е. процессов рождения пар мюонов в сценарии ADD).

Для симуляции процедуры отбора событий в режиме реального времени (триггер) на события последовательно налагались кинематические ограничения, отражающие отбор триггерами различного уровня. Триггерная система CMS вырабатывает сигнал для мюонов в диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.1$ , и это означает, что по крайней мере один из мюонов должен попадать в эту область. Триггер первого уровня Level–1 проводит первый предварительный отбор событий. Требуется, чтобы поперечный импульс каждого мюона из пары был больше 3 ГэВ/ $c$ , или чтобы хотя бы у одного из мюонов поперечный импульс превышал 14 ГэВ/ $c$ . Эффективность отбора триггером этого уровня — около 99%.

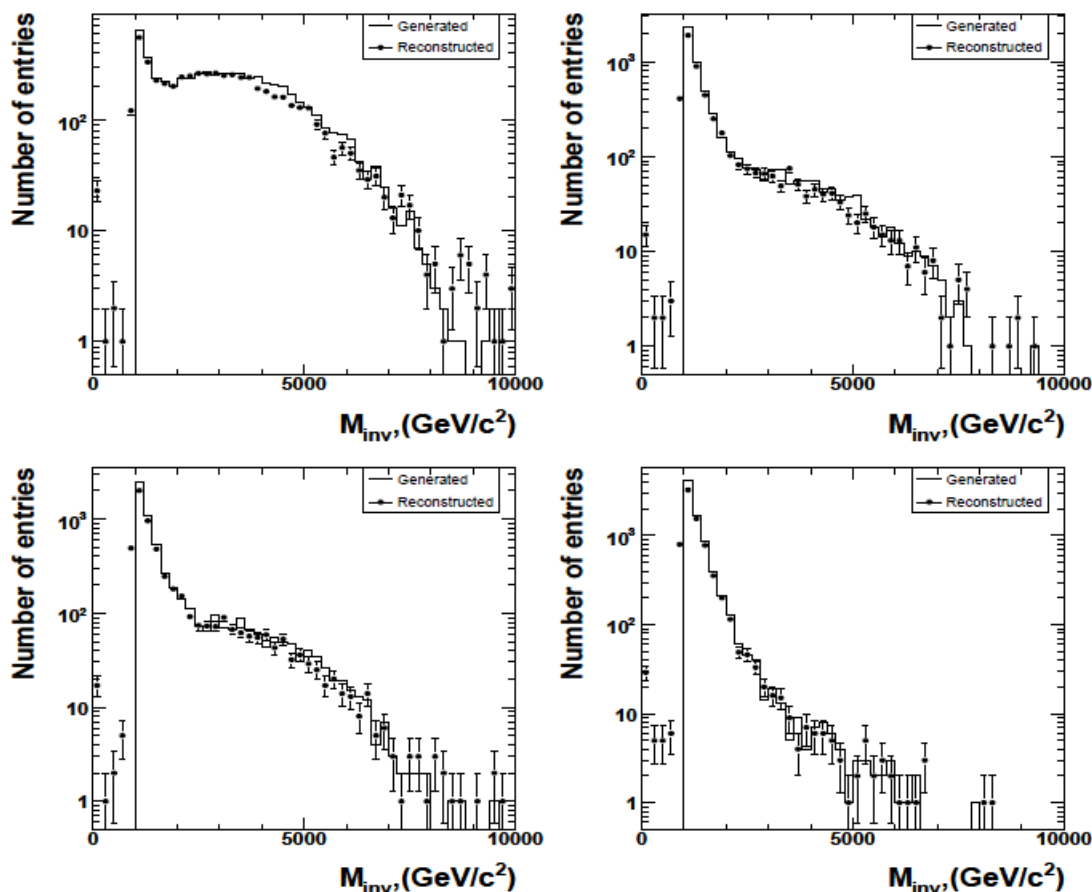
Все события, прошедшие отбор на Level–1, передаются на следующий уровень отбора, так называемый триггер высокого уровняHLT (см. раздел 2.5). Требовалось присутствие в событии двух мюонов противоположного знака заряда и, одновременно с этим, налагалось условие изолированности трека мюонов, при этом условие изолированности в электромагнитном калориметре не использовалось.

Ограничения на поперечный импульс на уровне HLT составляют 7 ГэВ/ $c$  для каждого из мюонов, или 19 ГэВ/ $c$  хотя бы для одного мюона. Полная эффективность отбора мюонов триггерной системой (без учета аксептанса) составляет 98%. Массовое разрешение реконструированной пары мюонов получается лучше, чем 5%.

На стадии реконструкции также налагалось требование, чтобы по крайней мере два мюона в событии имели противоположный знак заряда. Выше отмечалось, что мюоны высоких энергий могут испытывать довольно сильное радиационное излучение, что приводит к их неизолированности. Вторым следствием подобных процессов является потеря части энергии (импульса), поэтому возникает необходимость в коррекции их реконструированных значений. Это осу-



ществляется путем добавления к значению энергии реконструированного трека энергии фотонов, лежащих в некотором пространственном конусе вокруг трека. При реконструкции учитывалась остаточная невыравненность детекторных систем в соответствии с начальным (First Data) и долгосрочным (Long Term) сценариями (см. раздел 2.6).

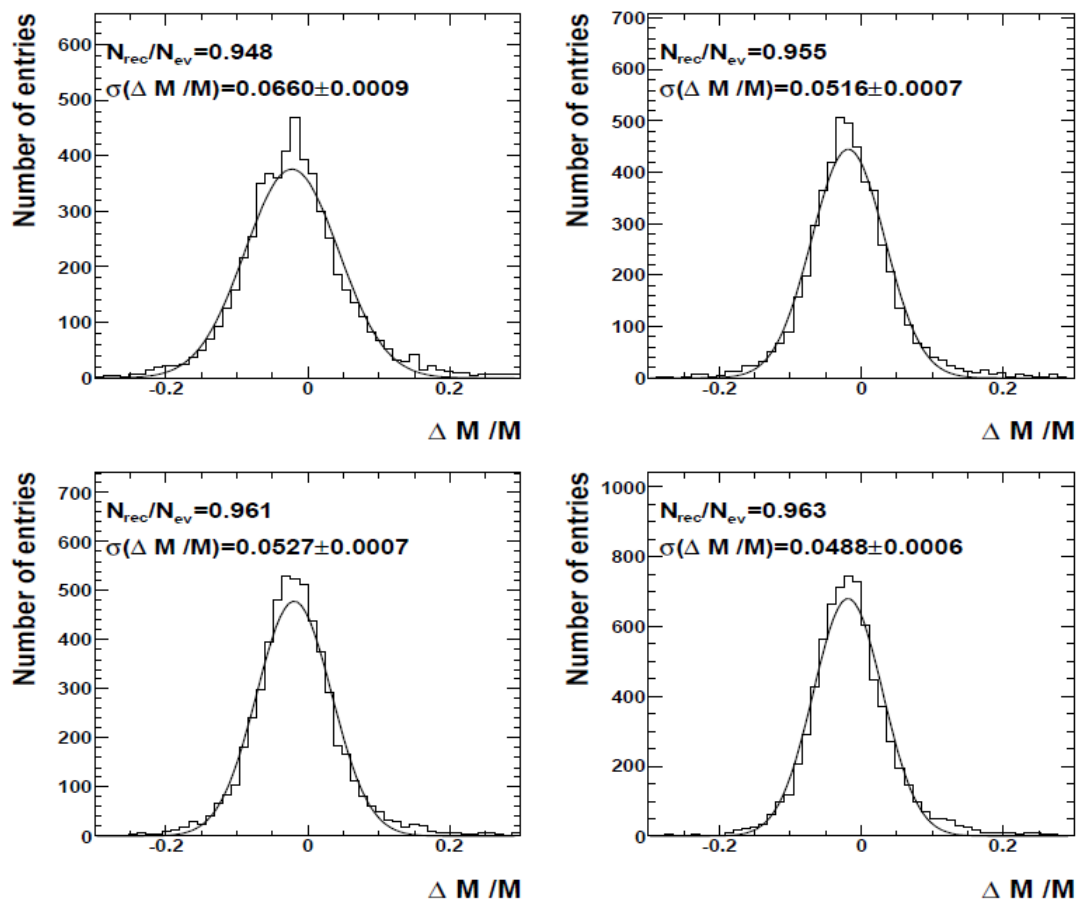


**Рис. 4.82.** Распределения по инвариантной массе пары мюонов событий в модели ADD в области  $m_{\mu\mu} \geq 1$  ТэВ для фундаментального масштаба (верхние графики)  $M_S = 5$  ТэВ и (нижние графики)  $M_S = 6$  ТэВ и числа дополнительных измерений (слева)  $n = 3$  и (справа)  $n = 6$  [63].

На рисунке 4.82 представлены примеры распределений по инвариантной массе пары мюонов для сигнальных событий в модели ADD (суммарный вклад от процесса Дрелла–Яна СМ и гравитонов ADD). Приведены спектры для четырех наборов параметров модели — фундаментальный масштаб  $M_S = 5$  ТэВ и  $M_S = 6$  ТэВ, а число дополнительных измерений  $n = 3$  (слева) и  $n = 6$  (справа). Область инвариантных масс ограничена снизу значением  $1 \text{ ТэВ}/c^2$ . Распределения смоделированных событий и событий после их реконструкции находятся в хорошем согласии.

Точность восстановления инвариантной массы получилась не хуже 7%, (см. рис. 4.83, где представлены относительные отклонения реконструированной инвариантной массы от сгенерированной для различных исследуемых параметров), при этом эффективность оффлайн–реконструкции пар мюонов была не хуже 96% для наборов событий СМ. Эффективность для наборов событий модели ADD близка к этому же значению и слабо зависит от параметров модели (падает на 1% с увеличением масштаба  $M_S$ ), тогда как точность варьируется от

4.8% до 6.8%. Это происходит в связи с увеличением доли событий с более массивными парами мюонов с ростом  $M_S$ . Полная же эффективность регистрации и реконструкции пары мюонов, с учетом эффективности акцептанса, отбора в режиме реального времени и оффлайн реконструкции, составляет 70–90%, в зависимости от параметров модели.



**Рис. 4.83.** Относительные отклонения реконструированной инвариантной массы от сгенерированной в модели ADD для фундаментального масштаба  $M_S = 5$  ТэВ и  $M_S = 6$  ТэВ и числа дополнительных измерений  $n = 3$  (слева) и  $n = 6$  (справа) [63]. Учтена остаточная невыравненность детекторных систем в соответствии с долгосрочным сценарием Long Term.

Примеры распределений кинематических характеристик пар мюонов из сигнальных событий приведены на рисунке 4.84 и 4.85 для значений  $M_S$ , равных 5 и 7 ТэВ соответственно. Также для сравнения приведены распределения для процесса Дрелла–Яна (рис. 4.86). Реконструированные значения косинуса полярного угла  $\cos\theta$  и азимутального угла  $\phi$  мюонов практически совпадают с истинными (сгенерированными) значениями. В спектре поперечного импульса мюонов  $p_T$  наблюдается небольшое уширение распределений за счет «перекачки» событий в область больших инвариантных масс за счет конечного массового разрешения. Этот известный эффект «миграции» числа событий по интервалам инвариантных масс учитывается при анализе реальных данных (см. Часть 2). Причем этот эффект значительней для наборов данных с меньшим значением  $M_S$ , что связано с тем, что, как показано выше (рис. 4.81), при уменьшении  $M_S$  спектр инвариантных масс насыщается событиями с большим значением  $m_{\mu\mu}$ , для которых точность реконструкции хуже.

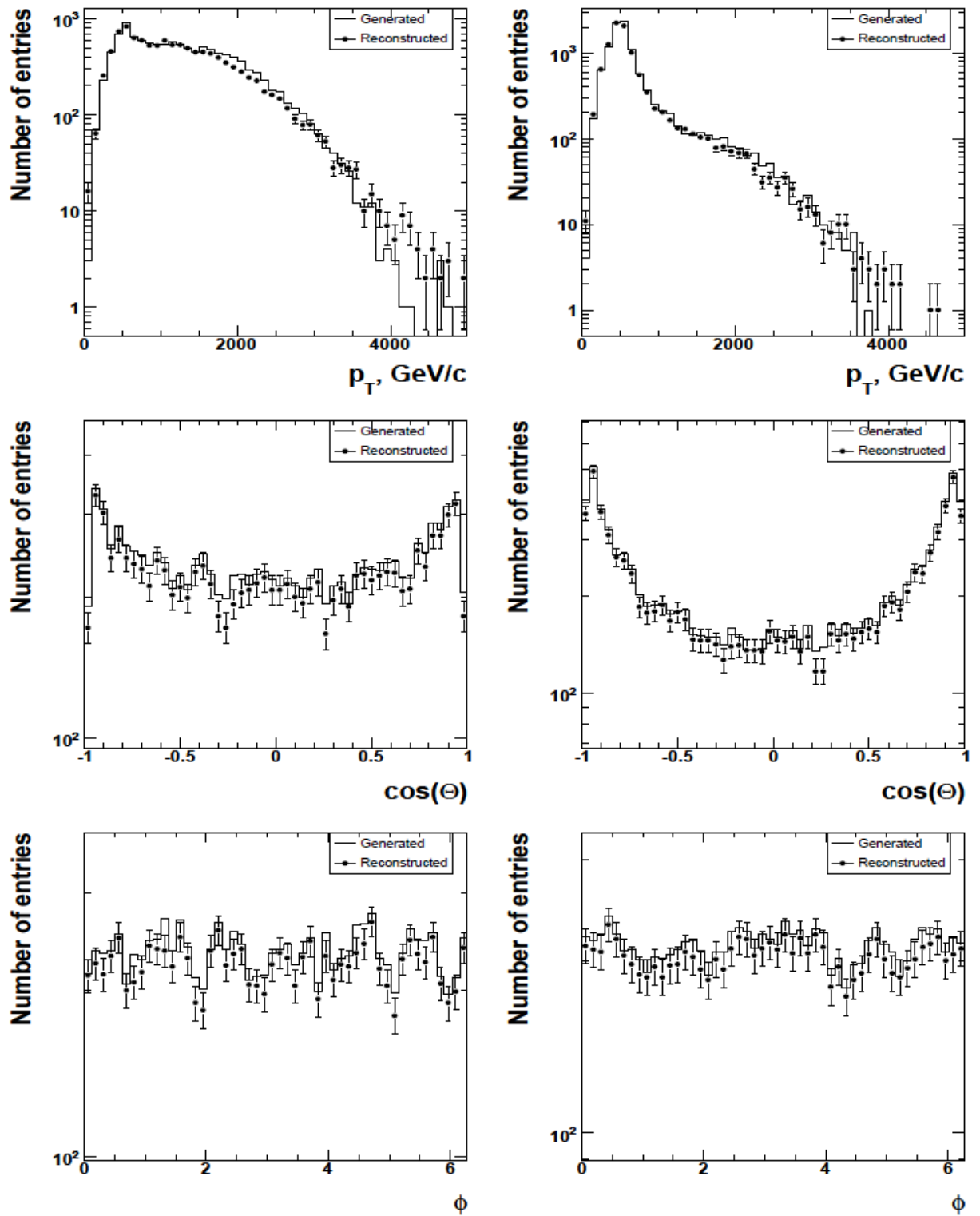


Рис. 4.84. Распределения смоделированных (гистограммы) и реконструированных (точки) событий рождения пар мюонов по  $p_T$ ,  $\cos \theta$ ,  $\phi$  в сценарии ADD с фундаментальным масштабом  $M_S = 5$  ТэВ и числом дополнительных измерений (слева)  $n = 3$  и (справа)  $n = 6$  [63]. Учтена остаточная невыравниваемость детекторных систем в соответствии с долгосрочным сценарием Long Term.

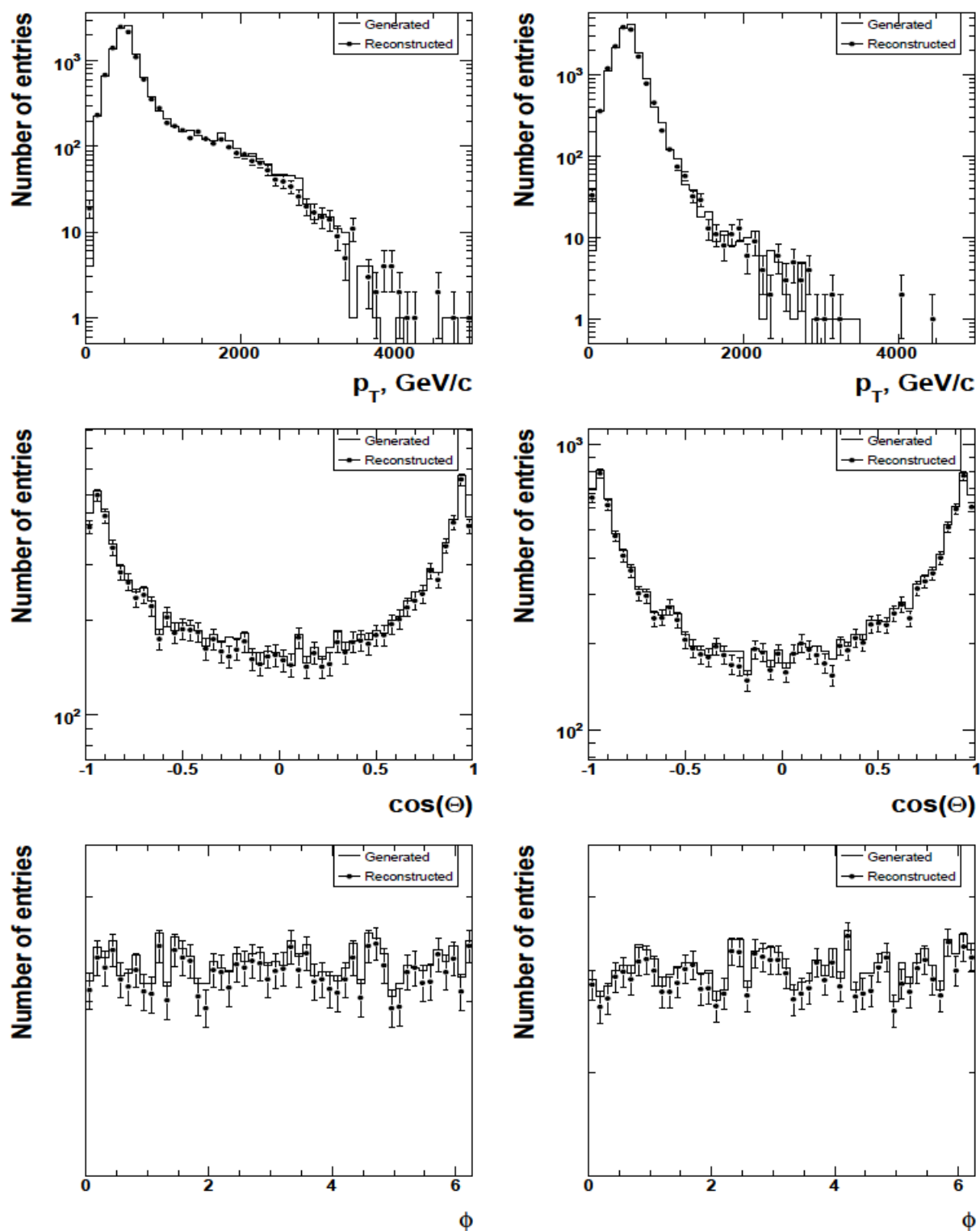
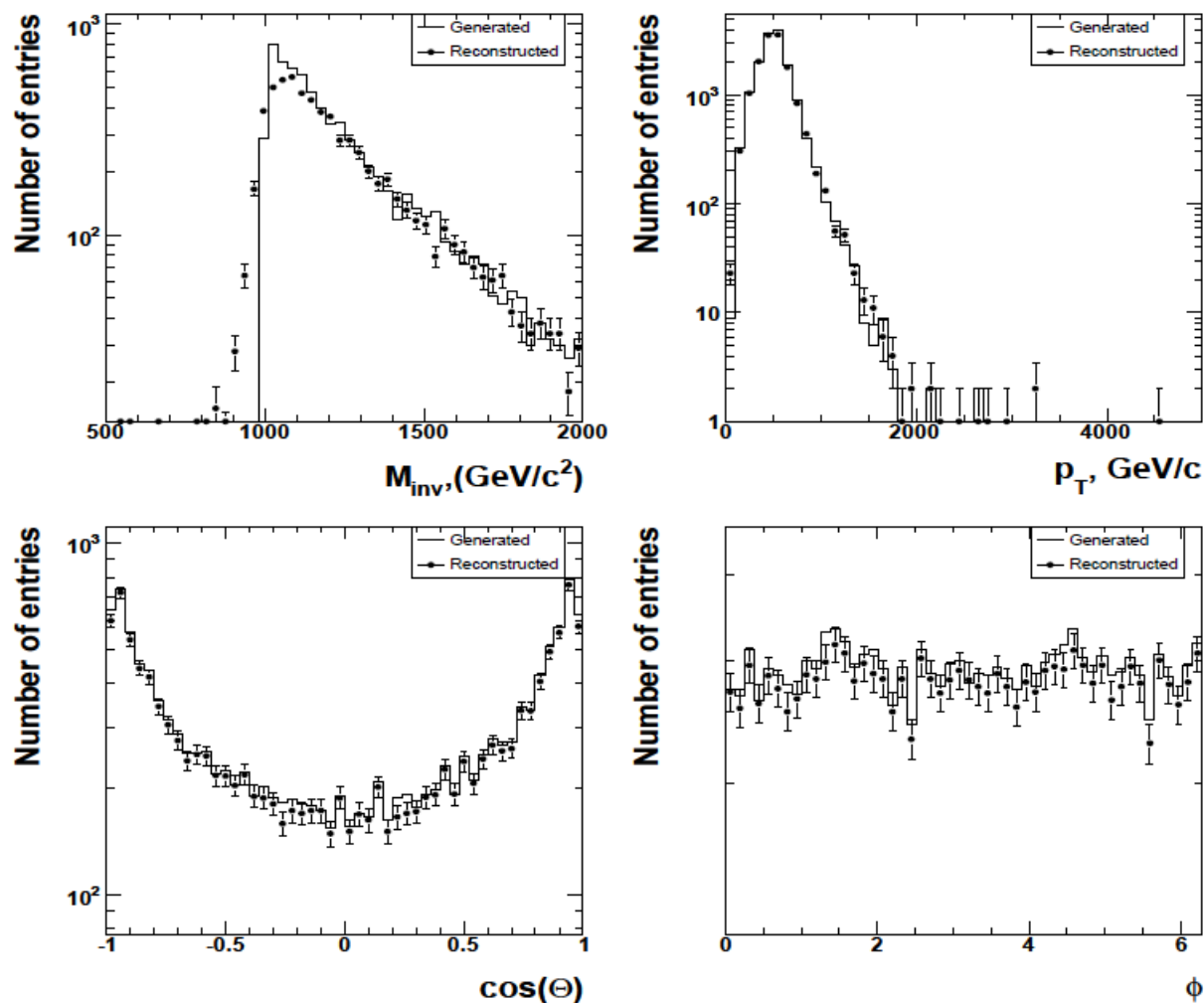


Рис. 4.85. Распределения смоделированных (гистограммы) и реконструированных (точки) событий рождения пар мюонов по  $p_T$ ,  $\cos \theta$ ,  $\phi$  в сценарии ADD с фундаментальным масштабом  $M_S = 7$  ТэВ и числом дополнительных измерений (слева)  $n = 3$  и (справа)  $n = 6$  [63]. Учтена остаточная невыравненность детекторных систем в соответствии с долгосрочным сценарием Long Term.



**Рис. 4.86.** Распределения смоделированных (гистограммы) и реконструированных (точки) событий рождения пар мюонов по  $m_{\mu\mu}$ ,  $p_T$ ,  $\cos\theta$ ,  $\phi$  в процессе Дрелла-Яна [63]. Учтена остаточная невыравненность детекторных систем в соответствии с долгосрочным сценарием Long Term.

### СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ СИГНАЛА

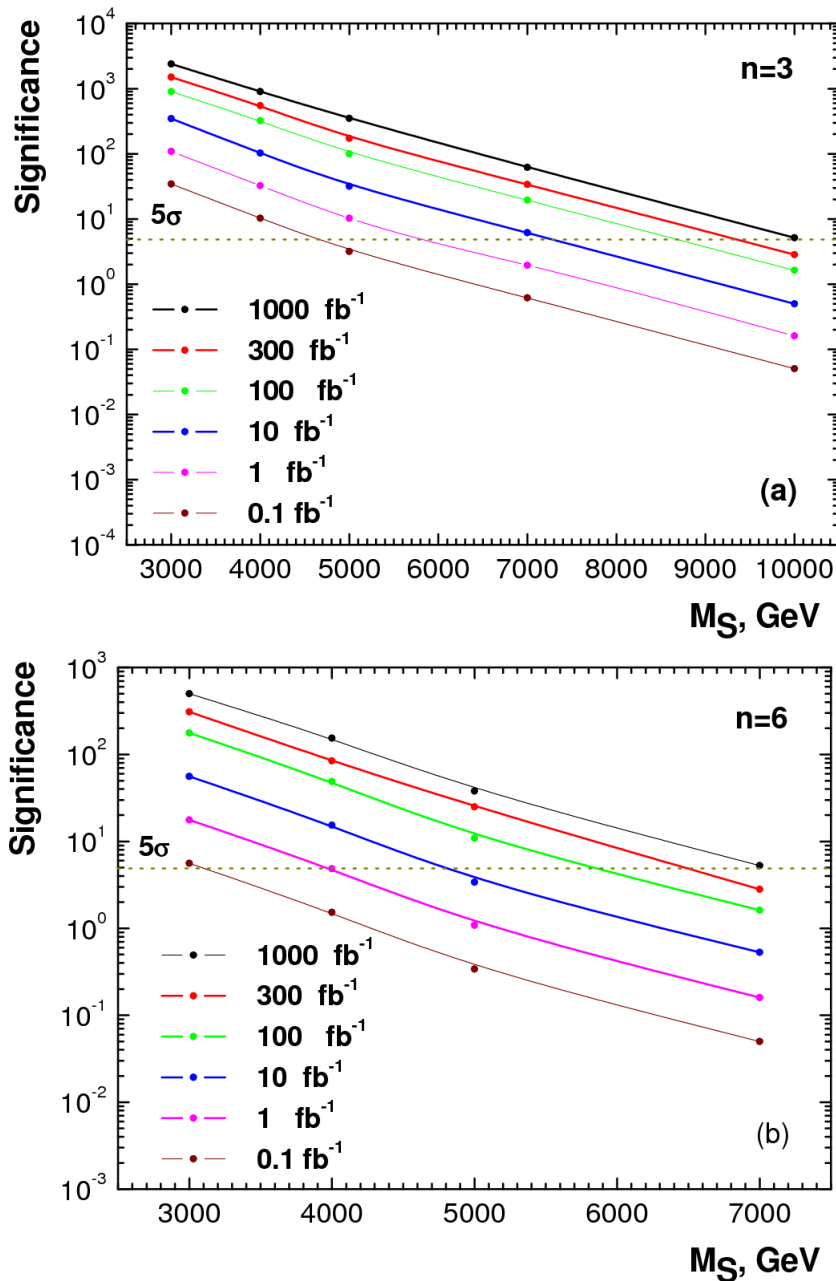
Общепринято, что мерой наблюдаемости сигнала является его статистическая значимость  $S$ , которая обычно понимается как число стандартных отклонений наблюдаемого сигнала от ожидаемых фоновых флуктуаций. Неявно подразумевается, что величина  $S$  описывается стандартным гауссовым распределением со средним значением в нуле и единичным стандартным отклонением. В литературе «уровень значимости» означает вероятность найти значение тестовой статистики за пределами заранее определенного критического значения. Для негауссовых распределений уровень значимости должен быть преобразован в эквивалентное число стандартных отклонений  $\sigma$  для нормального распределения. Таким образом, значение  $S$  (число  $\sigma$ ) соответствует вероятности того, что наблюдаемый сигнал вызван только флуктуациями фона.

Ожидаемая статистическая значимость превышения сигнала над фоном  $S$  вычислялась методом подсчета числа сигнальных  $s$  и фоновых  $b$  событий (МПС) в некоторой фиксированной (сигнальной) области масс. В случае нерезонансных сигналов  $s$  и  $b$  вычисляются в области  $m_{\mu\mu}$ , ограниченной только снизу (см. выше). Для численной оценки  $S$  использовались стандартные оценщики

статистической значимости  $S_{cL}$  [190] и  $S_{c12}$  [192, 193], работающие в условиях малого фона ( $b \rightarrow 0$ ):

$$S_{c12} = 2(\sqrt{s+b} - \sqrt{b}), \quad (4.53)$$

$$S_{cL} = \sqrt{2 \left( (s+b) \ln\left(1 + \frac{s}{b}\right) - s \right)}.$$



**Рис. 4.87.** Статистическая значимость  $S_{cL}$  наблюдения сигнала в модели ADD в зависимости от значения струнного масштаба  $M_S$  для числа дополнительных измерений (а)  $n = 3$  и (б)  $n = 6$  [4, 63]. Также указан «уровень открытия», соответствующий  $5\sigma$  (горизонтальная пунктирная линия). Использован STAGEN и RUTHIA6 с PDF CTEQ6L.

Обе оценки в общем случае зависят от выбора границ сигнальной области, но хорошо согласуются с результатами альтернативного метода разделения гипотез  $S_{\mathcal{L}}$  [190, 191], не зависящего от сигнальной области (подробнее о данном методе см. раздел 4.2).

Предсказания модели ADD были изучены в параметризации HLZ в области значений струнного масштаба  $3.0 \leq M_S \leq 10.0$  ТЭВ и числа дополнительных измерений  $3 \leq n \leq 6$ . Так как масштаб  $M_S$  также определяет область инвариантных масс, чувствительную к присутствию дополнительных измерений,  $m_{\mu\mu} \sim M_S$ , то анализ проводился в различных областях  $m_{\mu\mu}$ , ограниченных снизу значениями: 1 ТЭВ/ $c^2$  для  $M_S = 3$  ТЭВ/ $c^2$ , 1.5 ТЭВ/ $c^2$  для  $M_S = 4$  и 5 ТЭВ/ $c^2$ , 2.0 ТЭВ/ $c^2$  для  $M_S = 7$  и 10 ТЭВ/ $c^2$ . Статистическая значимость сигнала  $S_{cL}$ , в зависимости от значений модельных параметров  $M_S$  и  $n$ , показана на рисунке 4.87 для значений  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ , которые соответствуют различным сценариям работы ЛНС: 0.1 фбн $^{-1}$  (начальная фаза работы ЛНС, так называемая «физика первого дня»), 1 и 10 фбн $^{-1}$  (режим работы при низкой светимости), 100 фбн $^{-1}$  (один год работы при высокой светимости), 300 фбн $^{-1}$  (конец третьего этапа работы ЛНС).

В зависимости от числа ДПИ  $n$ , потенциал открытия ADD-гравитонов ограничен значениями  $M_S$ : 5.8–8.7 (6.5–9.3) ТЭВ при  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  (300 фбн $^{-1}$ ). Результаты вычислений величины статистической значимости с помощью других критериев (см., например, таб. 4.16 для использованного критерия  $S_{c12}$ ) дают разброс величины  $S$  в 2–40%, что приводит к неопределенности 8.6% в оценке предела на  $M_S$ .

**Таблица 4.16.** Статистическая значимость  $S_{c12}$  наблюдения рождения пар мюонов в сценарии ADD в зависимости от фундаментального планковского масштаба  $M_S$  [63].

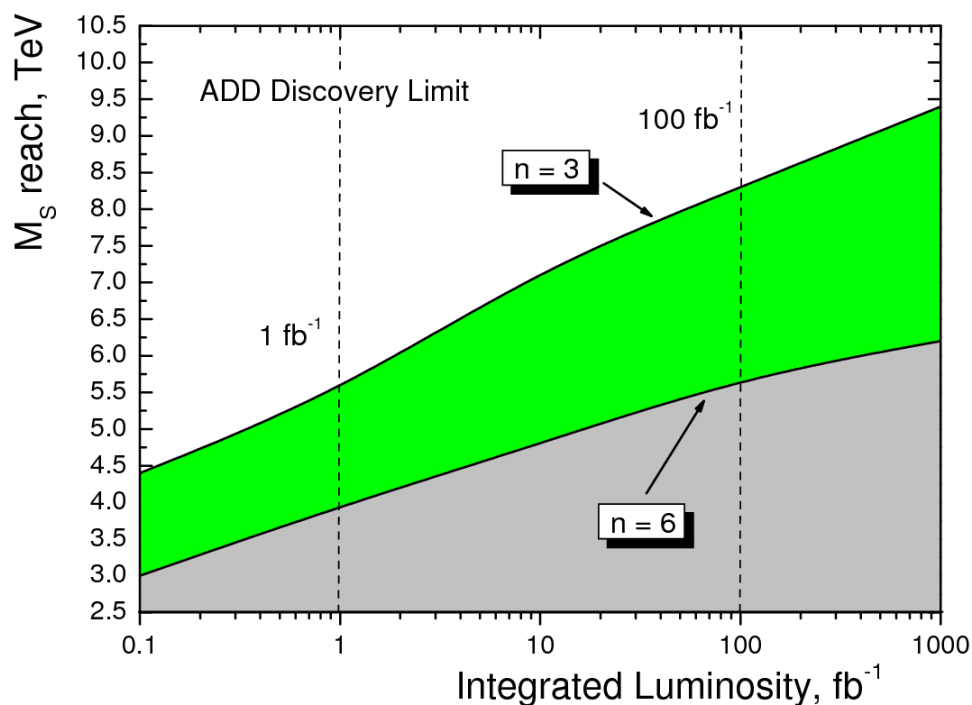
$M_S$ , ТЭВ	3000	4000	5000	7000	10000
$n = 3$					
1 фбн $^{-1}$	69	22	7.7	1.7	—
10 фбн $^{-1}$	219	68	24	5.2	0.5
100 фбн $^{-1}$	694	215	78	16.6	1.6
300 фбн $^{-1}$	1201	373	133	29	2.8
1000 фбн $^{-1}$	2193	680	243	52	5.0
$n = 6$					
1 фбн $^{-1}$	14	4.1	1.0	0.16	—
10 фбн $^{-1}$	44	13	3.2	0.51	—
100 фбн $^{-1}$	141	41	10	1.6	—
300 фбн $^{-1}$	243	70	18	2.82	—
1000 фбн $^{-1}$	445	129	32	5.1	3.4

## СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Мы уже не раз отмечали, что для корректного выделения сигнала необходимо быть уверенным в надежности расчетов спектра пар мюонов в рамках СМ, т. е. держать под контролем все возможные источники ошибок и систематических неопределенностей.

Неидеальность детектирующей экспериментальной аппаратуры — разрешение детектора, пространственная невыравненность детекторных систем, точность алгоритмов реконструкции т. д. — была оценена так же, как и для процесса Дрелла–Яна (см. Главу 3). Отметим только одно отличие: систематическая погрешность отбора событий системой триггера составила 2% (в отличие от процесса Дрелл–Яна, где эта неопределенность была оценена в 0.75%).

Систематика, связанная с теоретическими расчетами, включает точность вычисления сечения процесса рождения пар мюонов в сценарии ADD и точность феноменологического определения PDF. Как было сказано ранее, для учета высших порядков ТВ при расчете процесса образования ADD–гравитонов использовался множитель  $K = 1.30 \pm 0.05$  [188]. Таким образом, соответствующая ошибка вычисления сечения полагалась равной 3.8%. Для оценки ошибки вычисления сечения, связанной с неопределенностью шкалы факторизации КХД  $\delta\sigma^{QCD}$  и с неточностью знания PDF  $\delta\sigma^{PDF}$ , использовался метод, детально описанный в разделе 3.4. Величина ошибки  $\delta\sigma^{QCD}$ , в зависимости от значения струнного масштаба  $M_S$ , составила 4.8–7.7% для CTEQ6 PDF, а  $\delta\sigma^{PDF} = 4.8$ –5.8%.



**Рис. 4.88.** Ожидаемый предел, соответствующий статистической значимости  $5\sigma$ , для величины струнного масштаба  $M_S$  в модели ADD (параметризация HLZ) для числа дополнительных измерений  $n = 3$ –6 [4, 63, 50].

Важным обстоятельством является то, что методы оценки статистической значимости  $S_{cL}$  и  $S_{c12}$  не позволяют учитывать систематические погрешности. Для исправления этого обстоятельства в работе был использован метод, в котором в качестве численной оценки  $S$  использовалась вероятность флуктуации фоновых событий  $b$ , описываемых распределением Пуассона, до наблюдаемого числа событий  $s + b$  (значимость  $S_{cP}$ ) [193, 194].



С учетом всех погрешностей значение статистической значимости уменьшается на 2–30%, в зависимости от соотношения  $s/b$ , что приводит к более консервативным оценкам наблюдения сигналов ADD–гравитонов: достижимый предел на величину струнного масштаба  $M_S$  ухудшается на 100–500 ГэВ (см. рис. 4.88). В таком виде оценки достижимых значений  $M_S$  и вошли в PhTDR CMS [4].

## 4.2. РЕЗОНАНСЫ СО СПИНОМ 2

В отличие от простейшего предыдущего случая — сценария ADD, в котором натяжением браны  $\sigma$  пренебрегалось, более правдоподобные сценарии с дополнительными пространственными измерениями учитывают гравитационное поле, производимое браной (самогравитацию). Это приводит к тому, что решение с бранами находится в полном многомерном пространстве–времени, которое больше не является плоским, т. е. возникнет кривизна. Первой реализацией модели с самогравитирующими бранами была так называемая модель Рэндалл–Сандрума, тип 1 (L. Randall, R. Sundrum, RS1) [21], сформулированная для ограниченной области пятимерного пространства анти–де Ситтера  $AdS_5$  (одно дополнительное пространственное измерение с циклической координатой  $0 \leq \phi \leq 2\pi$  и радиусом компактификации  $r_c$ , так что всего получается пять измерений — 4 пространственных и 1 временное). По ряду теоретических соображений в модели RS1 применяется процедура орбифолдинга, заключающаяся в отождествлении точек с противоположным значением угловой координаты  $\phi$  на окружности, описывающей пятое компактное измерение, т. е. установки идентичности друг другу точек с координатами  $+\phi$  и  $-\phi$  (это соответствует наложению дополнительной дискретной симметрии  $S^1/Z_2$ ). За счет этого из окружности получается отрезок  $[0, \pi]$ , а точки  $\phi = 0$  и  $\phi = \pi$  самоотождествляются, сохраняют свое положение и называются фиксированными точками орбифолда. Таким образом, несигнулярное многообразие (окружность  $S^1$  с циклической координатой  $\phi$ ) становится сигнулярным многообразием (отрезок) с нециклической координатой и двумя фиксированными точками, на которые не влияет наложенная дополнительная дискретная симметрия. В оригинальном (простейшем) варианте модели RS1 рассматриваются две браны, помещенные в фиксированные точки орбифолда и разделенные расстоянием  $r_c$  в дополнительном измерении: одна с положительным натяжением  $+\sigma$ , расположенная в точке  $\phi = 0$ , и другая с отрицательным натяжением  $-\sigma$ , расположенная, соответственно, в точке  $\phi = \pi$  (рис. 4.89). Обычно считается, что наш наблюдаемый мир со всеми полями СМ соответствует бране  $-\sigma$ , а невидимый (скрытый) сектор с масштабом взаимодействия, характеризуемым массой Планка — бране  $+\sigma$ . Хотя разумная феноменология, правильно описывающая наблюдаемый мир, возможна и для противоположной «диспозиции» — с полями СМ на бране с положительным натяжением и скрытым планковским сектором — на отрицательной. Две браны, а не одна, необходимы, чтобы удовлетворить требованию локализации (удержания) материи СМ на одной из бран (КК–моды

полей, которые могут распространяться в полном многомерном объеме (балке) не должны быть привязаны к бране, однако нулевые моды, воспроизводящие во всех моделях калуица–клейновского типа обычную материю СМ, включая обычную четырехмерную гравитацию, обязаны удерживаться на бране).

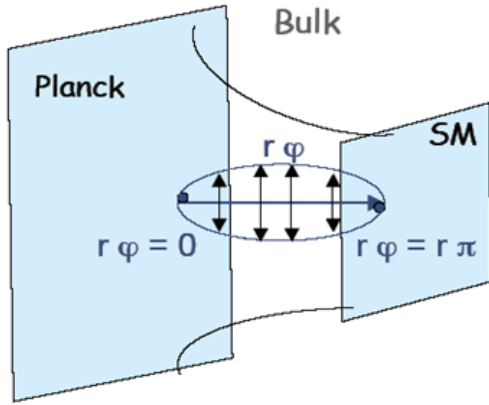


Рис. 4.89. Мир с двумя бранами в RS1 модели.

бранными конфигурациями в пространстве  $AdS_5$  имеют хорошую мотивировку со стороны космологии и М–теории [196].

Для этой конфигурации можно получить решение для метрики вида

$$ds^2 = a^2(\phi)g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2, \quad (4.54)$$

где  $g_{\mu\nu}$  — стандартный четырехмерный метрический тензор, а «стягивающий» множитель  $a(\phi) = e^{-\kappa r_c \phi}$  зависит от кривизны пространства  $\kappa \sim M_{Pl}$ , которая связана с пятимерной гравитационной константой  $G_5 \sim M_{5D}^{-1}$  как  $\kappa = 4\pi/3G_5\sigma$ . При получении специального решения (4.54) для метрики используется подстройка величины многомерной космологической постоянной  $\Lambda = -24M_{5D}^3\kappa^2$  в пятимерном пространстве  $AdS_5$  к значениям четырехмерных натяжений бран  $\pm\sigma$  [21]. Здесь интересно то, что полное многомерное пространство  $AdS_5$  не является плоским (имеет ненулевую космологическую постоянную) и обе браны, рассмотренные по-отдельности вне многомерного контекста, тоже должны были бы генерировать метрику с кривизной (ненулевое собственное натяжение браны, отвечающее четырехмерной ненулевой космологической постоянной). Решение же 4.54 дает, что для области пятимерного пространства с кривизной, ограниченной двумя бранами — пространствами меньшей размерности тоже с кривизной, на каждой из бран существует эффективно плоская метрика. Этот замечательный факт гарантируется упомянутой выше специальной подстройкой значений пятимерной и четырехмерной космологических констант, таким образом, чтобы они взаимно компенсировали друг друга. При удалении от бран в направлении дополнительного измерения метрика, естественно, перестает быть эффективно плоской, и снова начинает играть роль кривизна. Но в описываемом подходе это не влияет на низкоэнергетическую феноменологию

В космологии рассматривается также сценарий RS2, для которого одна из бран удалена от другой на бесконечное расстояние, и при этом сразу же получается отсутствие массовой щели в спектре всех полей, которые могут уходить в балк и, соответственно, сразу исчезает механизм локализации нулевых мод этих полей на бране. Таким образом, для реалистичных построений необходимы две браны, разделенные конечным расстоянием. Сценарии подобного типа с двух-

взаимодействий полей и частиц на бране. Из-за присутствия экспоненциально-го множителя  $a(\phi)$ , чтобы «почувствовать» на бране специфику многомерного балка, надо создать процесс взаимодействия, например, на коллайдере, который будет характеризоваться переданным импульсом, экспоненциально превышающим характерный энергетический масштаб взаимодействий на бране, который полагается порядка ТЭВ или чуть выше. Таким образом, для всех возможных на бране процессов взаимодействий просто не хватит энергии для «выхода в балк» и подключения эффектов от многомерной динамики.

Базово все это связано с тем, что оба слагаемых метрики 4.54 зависят от координаты пятого измерения  $\phi$  и, как следствие, эта метрика является нефакторизуемой (не разделяемой на части, зависящие только от определенных координат, и не зависящие от других), то есть, в отличие от метрики, возникающей в моделях ADD-типа, в данном случае пространство-время не представляет собой прямое произведение четырехмерной метрики Минковского на некоторое компактное многообразие. Наличие зависящего от пятой координаты стягивающего множителя  $a(\phi)$  при части метрики 4.54, описывающей геометрию на бране (эффективно — плоская метрика Минковского в той точке пятого измерения, где расположена брана) дает интересную физическую картину, характерную именно для моделей RS-типа. А именно — все энергетические масштабы и массы частиц, участвующие в рассмотрении, экспоненциальным образом зависят от того, в какой точке пятого измерения они наблюдаются. Например, если на одной бране, расположенной в точке  $\phi = 0$ , какой-то массовый параметр имел значение  $m_0$ , то на другой бране, удаленной от рассматриваемой на некоторое расстояние в дополнительном измерении, этот же массовый параметр будет иметь экспоненциально меньшее значение; в частности, для  $\phi = \pi$  получится  $m_\pi$ , связанное с  $m_0$  как

$$m_\pi = m_0 e^{-\kappa r_c \pi}. \quad (4.55)$$

Соотношение в сторону экспоненциального уменьшения параметра верно для случая планковской браны (с характерным максимальным масштабом взаимодействия порядка  $M_{\text{PL}} \simeq 10^{19}$  ГэВ), расположенной в точке  $\phi = 0$  и браны SM (с характерным максимальным масштабом порядка ТЭВ) в точке  $\phi = \pi$ ; в противном случае получилось бы, наоборот, экспоненциальное увеличение<sup>32</sup>. Аналогичным образом воспроизводится и иерархия энергетических масштабов. Например, уже для значений  $\kappa r_c \simeq 11$ –12, стартуя с планковской браны в точке  $\phi = 0$  для «нашей» браны в точке  $\phi = \pi$  удастся получить для фундаментального масштаба значение  $\Lambda_\pi$  порядка ТЭВ (за счет связи вида (4.55)), что и решает проблему иерархии [21].

<sup>32</sup>В работах [195] отмечается, что из-за условий непрерывности на границе (граничные условия для шивки полей на бране и в балке при нахождении уравнений движения), указанное соотношение соответствует конфигурации с полями SM на бране, расположенной в точке  $\phi = 0$ , что является противоположным стандартному рассмотрению. Однако это не приводит к изменению феноменологических предсказаний модели RS1 для коллайдерных экспериментов, т. е. для описаний, которые оперируют только четырехмерной физикой взаимодействий элементарных частиц и опускают, например, космологические аспекты.

Отметим здесь принципиальное отличие рассмотрения RS1 от описанного выше для модели ADD. Там проблема иерархии масштабов решалась за счет большого объема дополнительных измерений (с радиусами много больше планковских) и возникновения истинно фундаментального многомерного масштаба  $M_D$ , который, в отличие от четырехмерного  $M_{Pl}$ , был на много порядков величины меньше, в частности, порядка ТЭВ для достаточно больших радиусов дополнительных измерений. И именно  $M_D$  контролировал интенсивность взаимодействия КК–мод гравитонов с полями СМ в эффективном четырехмерном описании. Плюс число дополнительных измерений полагалось достаточно большим,  $3 \leq n \leq 6$ . В данном же случае дополнительное измерение всего одно,  $n = 1$ , оно имеет малый (возможно — планковский) размер, и иерархия воспроизводится не за счет большого объема свернутых измерений, а за счет специальной геометрии пространства–времени и ненулевого стягивающего фактора. Еще раз подчеркнем, что здесь нет сильно отличающихся по величине массовых и энергетических масштабов, т. к.  $M_{5D} \sim \kappa \sim M_{Pl}$  — все ключевые параметры модели одного порядка, с точностью до экспоненциально малой поправки:

$$M_{Pl}^2 = \frac{M_{5D}}{\kappa} (1 - e^{-2\kappa r_c \pi}). \quad (4.56)$$

Но четырехмерные массовые и энергетические параметры в эффективном описании на бране в RS1 экспоненциально зависят от того, в какой точке пятого измерения расположена эта брана. В этом смысле в приложении к феноменологии на бранах в модели RS вообще нет влияния такого управляющего параметра, как многомерный фундаментальный масштаб. Все возникающие энергетические масштабы, как и зависящие от них константы (например, гравитационная константа связи в эффективном действии гравитации) — эффективно четырехмерные, только измеряемые на бранах, «сидящих» в разных позициях по  $\phi$ . Еще точнее, все это — вообще один и тот же масштаб, просто «видимый» с разных расстояний в дополнительном пятом измерении. Это дополнительное измерение служит своего рода «сканером», выдавая совокупность значений масштабов, экспоненциально связанных друг с другом. Сказанное относится только к эффективной теории четырехмерных взаимодействий и не включает в себя космологические аспекты, когда необходимо рассматривать именно полную пятимерную картину и учитывать величину  $M_{5D}$  и многомерную кривизну. Но это — другая тема исследований, не влияющая, как уже отмечалось, на низкоэнергетическую феноменологию взаимодействий элементарных частиц на бране, т. е. на область наших интересов.

Как и в случае ADD–модели, в RS1–сценарии, описываемом с четырехмерной точки зрения, существуют КК–моды гравитона  $h_{\mu\nu}^{(n)}$ , и взаимодействие с ними полей СМ описывается эффективным лагранжианом [197]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)} - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\mu\nu} \sum_{n=1}^{\infty} h_{\mu\nu}^{(n)}, \quad (4.57)$$

где  $T^{\mu\nu}$  — тензор энергии–импульса полей СМ, а параметр  $\Lambda_\pi = M_{\text{Pl}} e^{-\kappa r c \pi}$ , как уже говорилось, отвечает значению фундаментального масштаба гравитации на бране, расположенной в точке  $\phi = \pi$ . Первое слагаемое, отвечающее взаимодействию нулевой моды  $h_{\mu\nu}^{(0)}$  и полей СМ, отвечает стандартному сверхслабому взаимодействию четырехмерной гравитации с материей (амплитуда процесса подавлена очень малым значением гравитационной константы как  $1/M_{\text{Pl}}^2$ ), воспроизводя случай эйнштейновской гравитации. Но здесь важно, что второе слагаемое, вводящее новую физику и описывающее взаимодействие материи с высшими (ненулевыми) модами возбуждений  $h_{\mu\nu}^{(n)}$ , подавлено далеко не так сильно — всего лишь как  $1/\Lambda_\pi$ , что и обуславливает возможную наблюдаемость эффекта на коллайдерах. Далее, массовое расщепление между КК–модами получается порядка  $\Delta m \sim \kappa e^{-\kappa r c \pi}$ :

$$m_n = \kappa x_n e^{-\kappa r c \pi}, \quad (4.58)$$

где  $x_n$  — нули функции Бесселя  $J_1$ . Поскольку  $\Lambda_\pi \sim M_{EW}$ , для первой КК–моды можно получить значение массы  $\sim \text{ТЭВ}/c^2$ , т. е. здесь мы имеем дело с новыми тяжелыми частицами. Учитывая ограничения по доступной энергии в с. ц. м. на ЛНС ( $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ), даже потенциально едва ли можно рассчитывать на наблюдение высших КК–мод, за исключением первой (и, максимум, еще второй). Поэтому анализ проводился в предположении возможности наблюдать только первую КК–моду (далее везде RS1–гравитон).

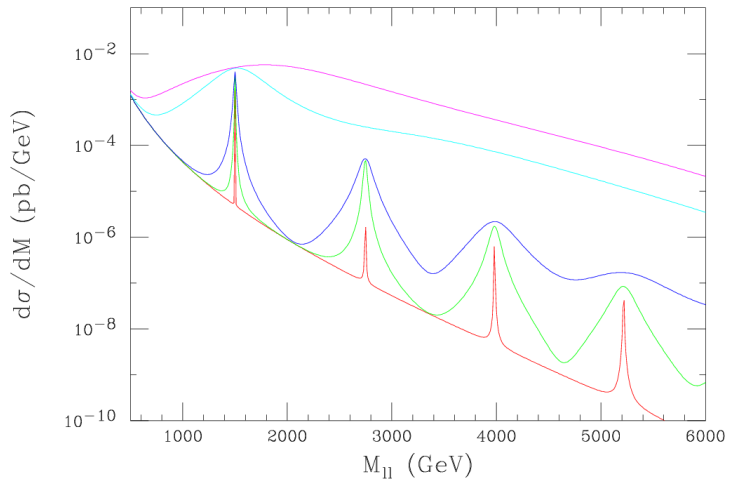
Здесь еще раз отметим заметные отличия этого сценария от случая ADD. Там мы имели спектр очень легких КК–состояний гравитона, не отделяемых друг от друга на эксперименте, и процессы взаимодействия с ними полей СМ, индивидуально подавленные каждый как  $1/M_{\text{Pl}}^2$ . Но, за счет огромной множественности легких мод, эффективно получался суммарный наблюдаемый эффект. Здесь же каждая КК–мода взаимодействует с материей СМ достаточно сильно (как  $1/\Lambda_\pi^2$ ), а величина расщепления обеспечивает хорошую разделимость мод, потенциально видимых в ускорительном эксперименте как набор достаточно узких резонансов (ширина зависит от значения эффективной константы связи, см. ниже). Также наличие только одного дополнительного измерения в сценарии RS1 приводит к отсутствию расходимостей в пропагаторе для амплитуды взаимодействия при суммировании по всем КК–состояниям [197], и пропагатор считается точно:

$$\frac{i}{8\Lambda_\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\hat{s} - m_n^2}. \quad (4.59)$$

Как следствие, в данном описании отсутствует необходимость введения ультрафиолетового масштаба обрезания, что гораздо лучше как с точки зрения теории, так и для интерпретации результатов в эксперименте.

Вероятность рождения КК-мод гравитона зависит от его массы  $m_{G_{KK}}$  и безразмерной константы  $c \equiv \kappa/M_{5D}$  (при вычислении вкладов от RS1-гравитонов в эффективном описании она выступает как константа связи гравитона с материей), поэтому предсказания сценария RS1 обычно анализируются в пространстве модельных параметров  $(c, m_{G_{KK}})$ . Представленный ниже анализ проведен

в диапазоне значений масс  $1 \leq m_{G_{KK}} \leq 5$  ТЭВ/ $c^2$  и интервале  $0.01 \leq c \leq 0.1$ . Типичный пример проявления КК-мод гравитона в спектре инвариантных масс пар лептонов приведен на рисунке 4.90 для разных значений параметра  $c$ . Гравитонные КК-моды выглядят как бесконечный набор новых резонансов в области  $m_{\mu\mu}$  от ТЭВ/ $c^2$  и выше. Как уже говорилось, экспериментальный поиск на ЛНС нацелен на открытие первой, самой легкой, КК-моды гравитона. В принципе, картина поиска должна модифицироваться за счет того, что имеет место быть интерференция между разными КК-модами, что приводит к появлению правых «хвостов» в распределениях по  $m_{\mu\mu}$ , т. е. к увеличению числа событий в области больших по отношению к резонансной  $m_{\mu\mu}$ . В наших исследованиях мы пренебрегли данным эффектом, т. к., во-первых, расстояния между пиками довольно существенны (порядка нескольких ТЭВ/ $c^2$ ), а ширина резонанса крайне мала (подробнее см. ниже), так что мы можем проводить анализ в приближении узкого пика, когда наблюдаемая ширина резонанса в основном определяется точностью измерений, а не естественной шириной. Во-вторых, ряд методик оценки статистической значимости сигнала (также см. далее) предполагает поиск сигнальных событий в определенном (довольно узком) интервале вокруг предполагаемого пика резонанса, что в определенной мере нивелирует вклад «хвостов» распределений. И, наконец, стоит отметить, что в ряде работ (см., например, [198]), где была проведена оценка перспектив наблюдения сигналов (без проведения полного моделирования и без учета систематических ошибок эксперимента), предсказываемых сценарием RS1, было отмечено, что учет интерференции приводит к увеличению числа сигнальных событий. Следовательно, наши результаты можно рассматривать как нижний предел или консервативные оценки.



**Рис. 4.90.** Распределения по инвариантной массе пар лептонов с учетом вкладов RS1-гравитонов. Снизу вверх: кривые для  $c = 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1.0$  [197].

## СИГНАЛ И ФОН

Как и в случае сценария ADD, рождение гравитонов в модели RS1 может происходить в процессах кварк–антикварковой аннигиляции  $q\bar{q}$  и слиянии глюонов  $gg$ . При более низких массах  $G_{KK}$  доминирующими являются процессы  $gg$ , а при возрастании  $m_{G_{KK}}$  до  $\approx 2.5$  ТэВ/ $c^2$  значимый вклад также дают процессы аннигиляции  $q\bar{q}$ , см. таблицу 4.17, где приведены сечения рождения гравитона в протон–протонных столкновениях при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, полученные с помощью RUTHIA6 с PDF CTEQ6M. Здесь приведены значения сечений для наиболее пессимистичного для наблюдения сигнала случая с  $c = 0.01$  и для оптимистичного варианта, при котором константа  $c$  равна 0.1. Первый случай наиболее затруднителен для экспериментального поиска из-за маленького сечения рождения гравитона, которое ведет себя как  $c^2$ . С другой стороны, для этого случая получается чрезвычайно малая ширина резонанса ( $\Gamma \sim 10^{-4}$ ), которая в общем случае зависит от константы  $c$  как [197]

$$\Gamma = \rho m_n x_n^2 c^2, \quad (4.60)$$

где множитель  $\rho$  определяет число открытых каналов распада. Но для очень узких пиков при наблюдении в эксперименте естественную ширину резонанса извлечь затруднительно. Наблюдаемая ширина состояния ограничена экспериментальным разрешением, которое для узких резонансов всегда будет больше естественной ширины (см. Главу 2), таким образом, для малых значений  $c$  даже в случае экспериментального обнаружения такого состояния трудно определить точное значение константы  $c$ . Отметим, что вероятность распада RS1–гравитона на два мюона составляет  $\sim 3\%$ .

Для максимально полного покрытия пространства модельных параметров ( $c, m_{G_{KK}}$ ) при анализе возможности наблюдения сигнала RS1–гравитона с помощью RUTHIA6 было смоделировано 19 наборов данных МК по  $10^4$  событий: 16 наборов с массами  $m_{G_{KK}} = 1.0, 1.5, 2.0, 3.0$  ТэВ/ $c^2$  при  $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$ , два набора с  $m_{G_{KK}} = 4.0$  ТэВ/ $c^2$  при  $c = 0.01$  и  $0.1$  и один набор с  $m_{G_{KK}} = 5.0$  ТэВ/ $c^2$  при  $c = 0.1$ . Вклад высших порядков для сигнальных событий не учитывался (множитель  $K = 1$ ). Соответствующие сечения приведены в таблице 4.18. В качестве доминирующего фона рассмотрен процесс Дрелла–Яна, который моделировался согласно описанию Главы 3. Всего было смоделировано 11 наборов данных МК процесса Дрелл–Яна с обрезанием по инвариантной массе  $m_{\mu\mu}^{cut} = 120, 500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500$  и  $5000$  ГэВ/ $c^2$ . Возможные вклады других процессов СМ ( $ZZ, WZ, WW, t\bar{t}$ ) не учитывались (также см. Главу 3). Отметим, что при анализе реальных данных (см. Часть 2) производился учет как всех возможных процессов с парой мюонов в конечном состоянии, так и высших порядков ТВ. Более того, использованные позднее матричные элементы для сигнальных процессов учитывали и интерференцию между RS1–гравитоном и вкладами СМ (см. замечание в введение к этой главе).

**Таблица 4.17.** Вклады в сечение рождения  $G_{KK}$ , вычисленные в главном порядке ТВ с учетом брэнчинга на пару мюонов при  $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ (в фбн). Использован набор ФПР STEQ6M [67].

Масса, ТЭВ/ $c^2$	1.0	1.5	3.0	5.0
	$c = 0.01$			
$gg \rightarrow G_{KK}$	6.8	$7 \times 10^{-1}$	$6 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-5}$
$q\bar{q} \rightarrow G_{KK}$	1.3	$2 \times 10^{-1}$	$5 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-5}$
Полное	8.1	$9 \times 10^{-1}$	$1.1 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$
$c = 0.10$				
$gg \rightarrow G_{KK}$	668	71	$6.4 \times 10^{-1}$	$6 \times 10^{-3}$
$q\bar{q} \rightarrow G_{KK}$	134	23	$5.1 \times 10^{-1}$	$8 \times 10^{-3}$
Полное	812	94	1.12	$1.4 \times 10^{-3}$

**Таблица 4.18.** Сечения  $G_{KK}$  с учетом брэнчинга на пару мюонов при  $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ (в фбн) [67]. Использован набор PDF STEQ6M.

Масса, ТЭВ/ $c^2$	Константа $c$				
	0.01	0.02	0.05	0.1	0.2
1.0	8.1	3.3	$2.03 \times 10^2$	$8.12 \times 10^2$	$3.21 \times 10^3$
1.5	0.94	3.8	23	94	$3.59 \times 10^2$
2.0	0.18	0.7	4.3	17	67
3.0	$1.2 \times 10^{-2}$	$4.6 \times 10^{-2}$	0.29	1.1	4.5
4.0	$1.2 \times 10^{-3}$	$4.6 \times 10^{-3}$	$2.9 \times 10^{-2}$	0.12	0.46
5.0	$1.4 \times 10^{-4}$	$5.5 \times 10^{-4}$	$3.5 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-2}$	$5.7 \times 10^{-2}$

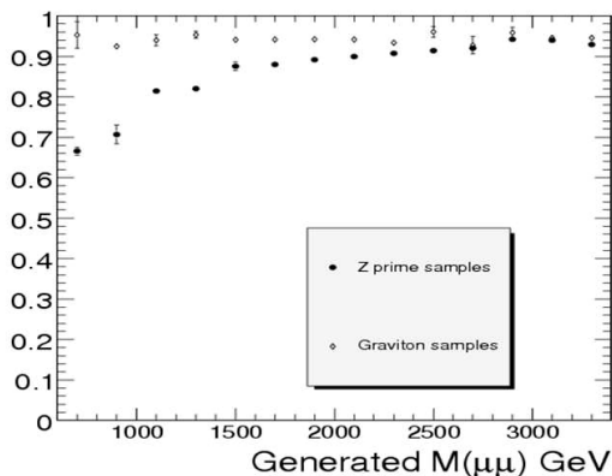
Аналогично анализу сценария ADD (и с использованием таких же критериев) перед моделированием условий триггера и реконструкции мюонов был проведен предварительный отбор событий. Полная эффективность предварительного отбора  $\varepsilon$  сигнальных событий составила 74–96% в зависимости от массы гравитона, а фоновых — 87–96% в зависимости от области инвариантных масс.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Вся цепочка моделирования «отклика» детекторных систем, отбора событий системой триггера установки CMS и последующей реконструкции аналогична описанной в Главах 2 и 3 и в разделе 4.1. Для отбора событий триггером Level-1 использовались пороги на величину  $p_T$  мюона, соответствующие условию работы в режиме низкой светимости ЛНС: 3 ГэВ/ $c$  в случае двух мюонов в событии и 14 ГэВ/ $c$  для одиночного мюона. Эффективность комбинированного отбора по этим двум выборкам достигает 98%. Для триггера высокого уровня HLT пороги по  $p_T$  были установлены на уровне 11 ГэВ/ $c$  и 26 ГэВ/ $c$  соответственно. Критерии изолированности мюонного трека использованы не были (см. Главу



2). Значения эффективностей отбора сигнальных (RS1–гравитон) и фоновых (Дрелл–Ян) событий без учета эффективности акцептанса (см. рис. 4.91) приведены, соответственно, в таблицах 4.19 и 4.20.



**Рис. 4.91.** Эффективность акцептанса для событий распада RS1–гравитона и нового калибровочного бозона  $Z'$  на пару мюонов [67].

ванные распределения невязок величины  $m_{\mu\mu}$ . Заметим, что в общем случае наблюдаемая ширина резонанса  $\sigma_{obs}$  должна зависеть от комбинации точности массового разрешения  $\sigma_{\mu\mu}$  и естественной ширины резонанса  $\Gamma$ . Однако, как отмечалось выше, в сценарии RS1 предсказаны крайне узкие резонансные состояния с относительными ширинами от процента (для  $c = 0.1$ ) до долей процента (для  $c = 0.01$ ), поэтому наблюдаемая ширина в основном обусловлена точностью реконструкции. Кроме того, по этой же причине отсутствует зависимость наблюдаемой ширины от константы  $c$  (при фиксированном значении массы резонанса). Этот результат еще раз демонстрирует сделанное выше утверждение о затруднительном извлечении из эксперимента естественной ширины резонанса.

Массовое разрешение во всем диапазоне проанализированных масс RS1–гравитона получается не хуже 5.5%, а эффективность оффлайн–реконструкции пар мюонов с учетом эффективности триггера варьируется от 89 до 93.5% (см. рис. 4.95). Примеры распределений кинематических характеристик событий распада RS1–гравитона на мюонную пару показаны на рисунке 4.96 и демонстрируют похожее на сценарий ADD поведение.

**Таблица 4.19.** Эффективность отбора сигнальных (RS1–гравитон) событий триггером CMS для низкой светимости LHC  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  [67].

Масса $m_{G_{KK}}$ , ТэВ/ $c^2$	1.0	1.5	3.0	5.0
Level-1 + HLT	97.1	96.7	95.1	94.0

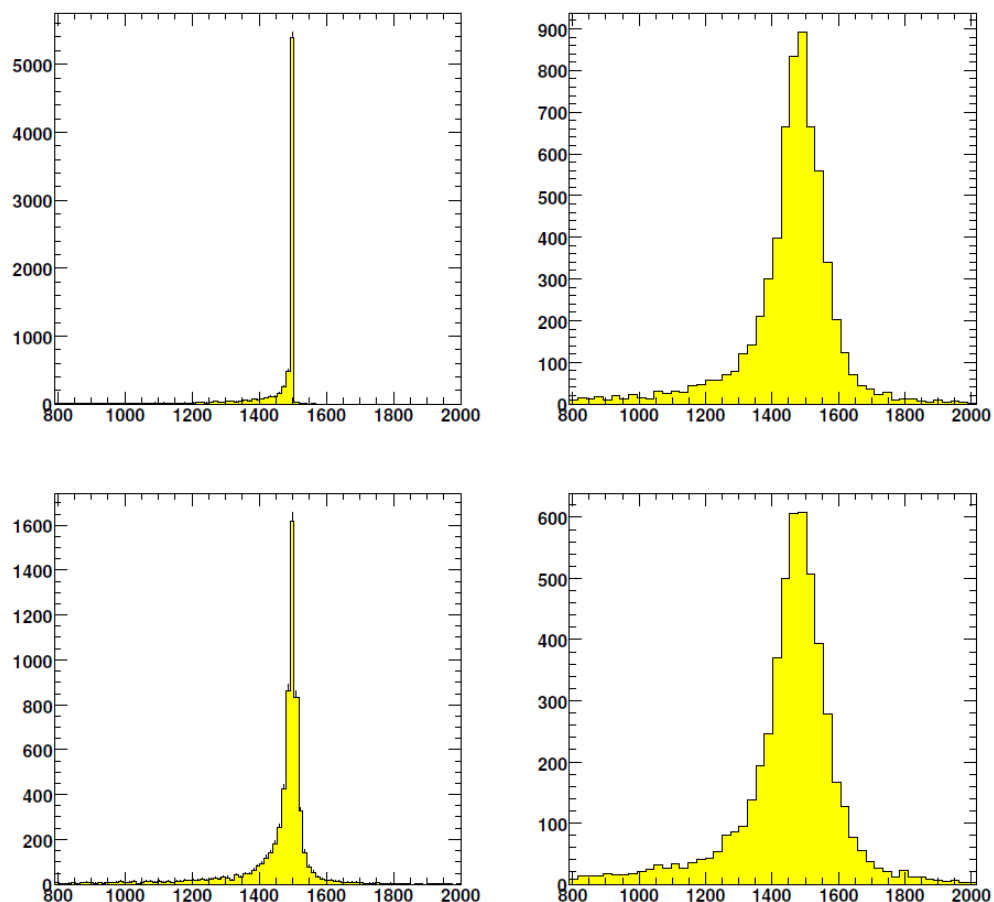
## СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ СИГНАЛА

Как и в случае анализа ADD сценария, одним из способов вычисления статистической значимости наблюдения сигнала RS1–гравитона являлся метод подсчета

Реконструкция мюонов проводилась алгоритмом реконструкции мюонов GMR программной платформы пакета ORCA [113]. Примеры распределений сгенерированных и реконструированных событий (сигнал + фон) по  $m_{\mu\mu}$  даны на рисунках 4.92 и 4.93 для значений масс KK–гравитона, соответственно, 1.5 ТэВ/ $c^2$  и 3.0 ТэВ/ $c^2$  с константой связи  $c = 0.01$  и 0.1. На рисунке 4.94 приведены нормиро-

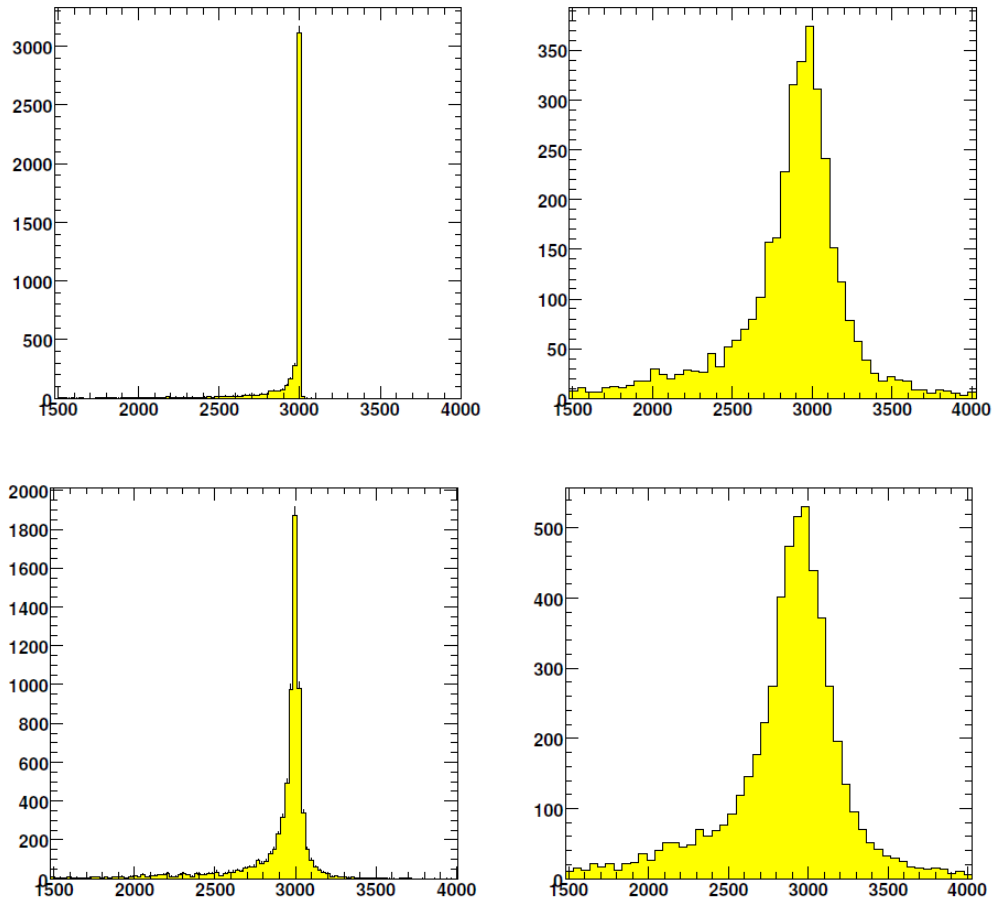
**Таблица 4.20.** Эффективность отбора фоновых (Дрелл–Ян) событий триггером CMS для низкой светимости LHC  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> [67].

$m_{\mu\mu}^{cut}$ , ТЭВ/ $c^2$	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	5.0
Level-1 + HLT	97.6	97.5	97.3	97.0	96.6	96.3	95.8	95.6

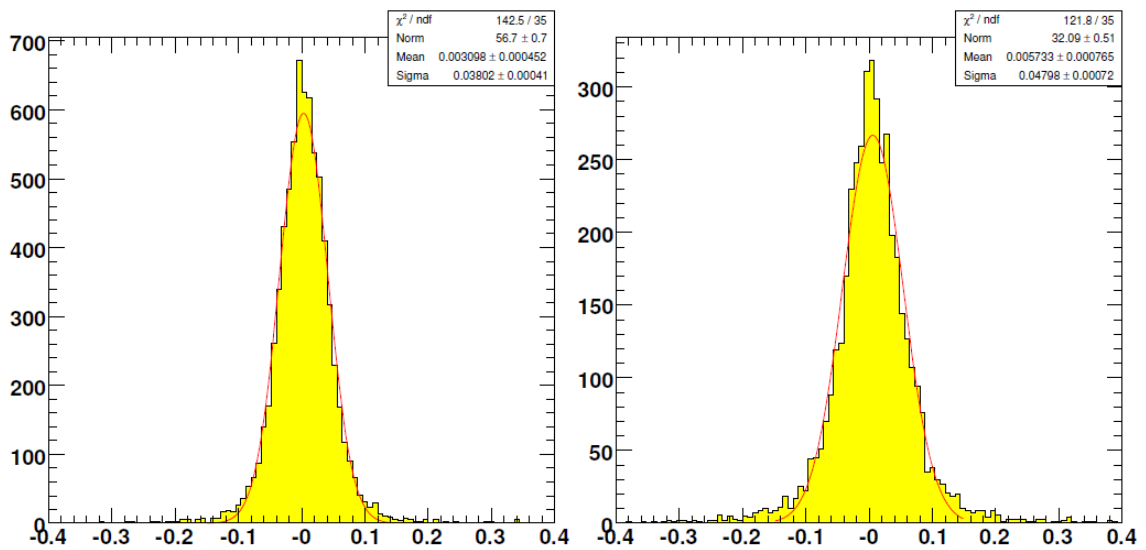


**Рис. 4.92.** Распределения по  $m_{\mu\mu}$  (слева) сгенерированных и (справа) реконструированных событий (сигнал + фон) в сценарии RS1 при  $m_{G_{KK}} = 1.5$  ТЭВ/ $c^2$  [67]. Рассмотрены случаи константы связи  $c = 0.01$  и  $0.1$  (соответственно, верхние и нижние графики).

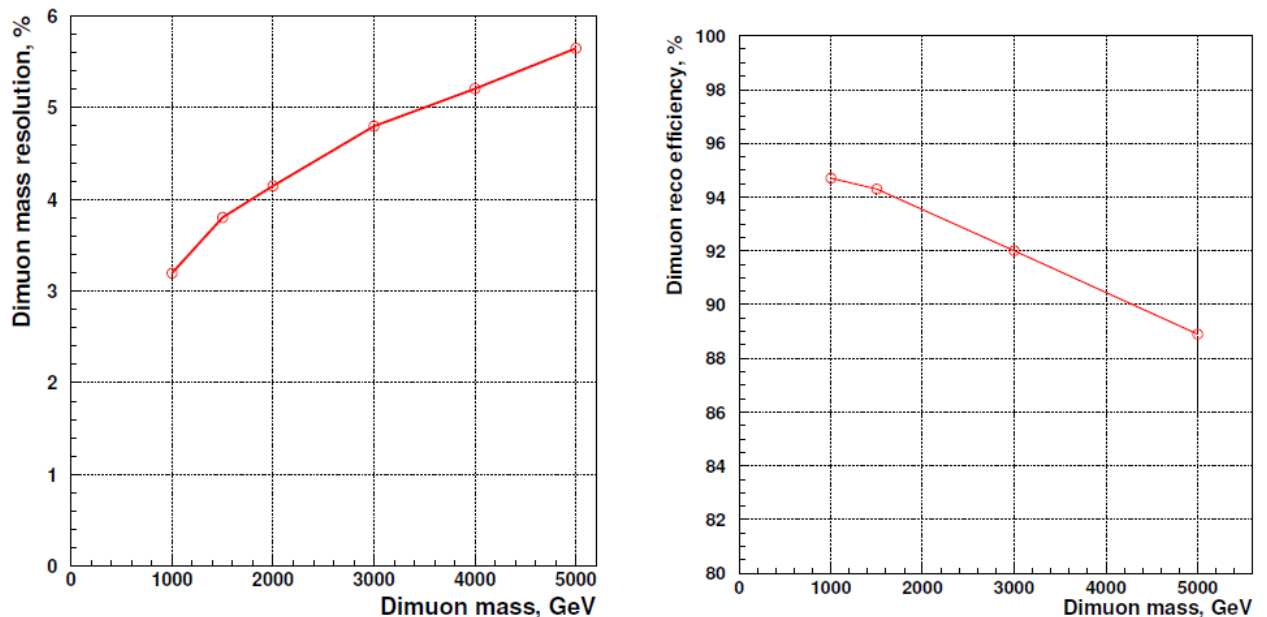
числа событий. В отличие от сигналов нерезонансной природы, для сигналов резонансного типа число сигнальных  $s$  и фоновых  $b$  событий вычисляются в интервале  $\pm 2\sigma_{obs}$  вокруг массы резонанса  $m_{\mu\mu}$ ,  $\sigma_{obs}$  — наблюдаемая при измерении ширина резонанса. Выше было сказано, что оценщик статистической значимости  $S_{CP}$  позволяет учитывать статистические и систематические неопределенности фона, поэтому дальнейшие оценки в рамках метода МПС производились с помощью  $S_{CP}$ . Заметим, что в случае нулевых систематических погрешностей вычисления  $S_{CP}$  дают практически такие же результаты, как и в вычислениях оценщика  $S_{CL}$ : наши оценки показали, что в случае малых ( $m_{G_{KK}} = 1500$  ГэВ/ $c^2$ ) и больших ( $m_{G_{KK}} = 4000$  ГэВ/ $c^2$ ) масс величины статистической значимости  $S_{CP}$  и  $S_{CL}$  одинаковым образом описываются распределением Гаусса с  $\sigma \sim 1$  (при наличии сигнала).



**Рис. 4.93.** Распределения по  $m_{\mu\mu}$  (слева) сгенерированных и (справа) реконструированных событий (сигнал + фон) в сценарии RS1 при  $m_{G_{KK}} = 3.0$  ТЭВ/ $c^2$  [67]. Рассмотрены случаи константы связи  $c = 0.01$  и  $0.1$  (соответственно, верхние и нижние графики).



**Рис. 4.94.** Распределение невязок величины  $m_{\mu\mu}$  для массы RS1-гравитона (слева)  $1.5$  ТЭВ/ $c^2$  и (справа)  $3.0$  ТЭВ/ $c^2$  при  $c = 0.01$  [67].



**Рис. 4.95.** Зависимость (слева) массового разрешения и (справа) эффективности оффлайн реконструкции пар мюонов с учетом эффективности триггера от массы RS1–гравитона [67]. Рассмотрен случай  $c = 0.01$ .

Так как в эксперименте поиск нового резонанса (пика в распределении  $m_{\mu\mu}$ ) осуществляется с помощью аппроксимации массового распределения функциями, соответствующими гипотезе сигнала (распределение Гаусса или близкое к нему) и экспоненциально спадающего фона, вычисление числа сигнальных и фоновых событий мы будем производить, исходя из фита распределений реконструированных событий МК. Т. е. числа  $s$  и  $b$  определяются площадью под кривой аппроксимации соответствующих распределений в интервале  $\pm 2\sigma_{obs}$  вокруг наблюдаемого пика. Так как спектр событий Дрелла–Яна в широком массовом диапазоне не совсем точно описывается одной экспоненциальной функцией, мы использовали функцию

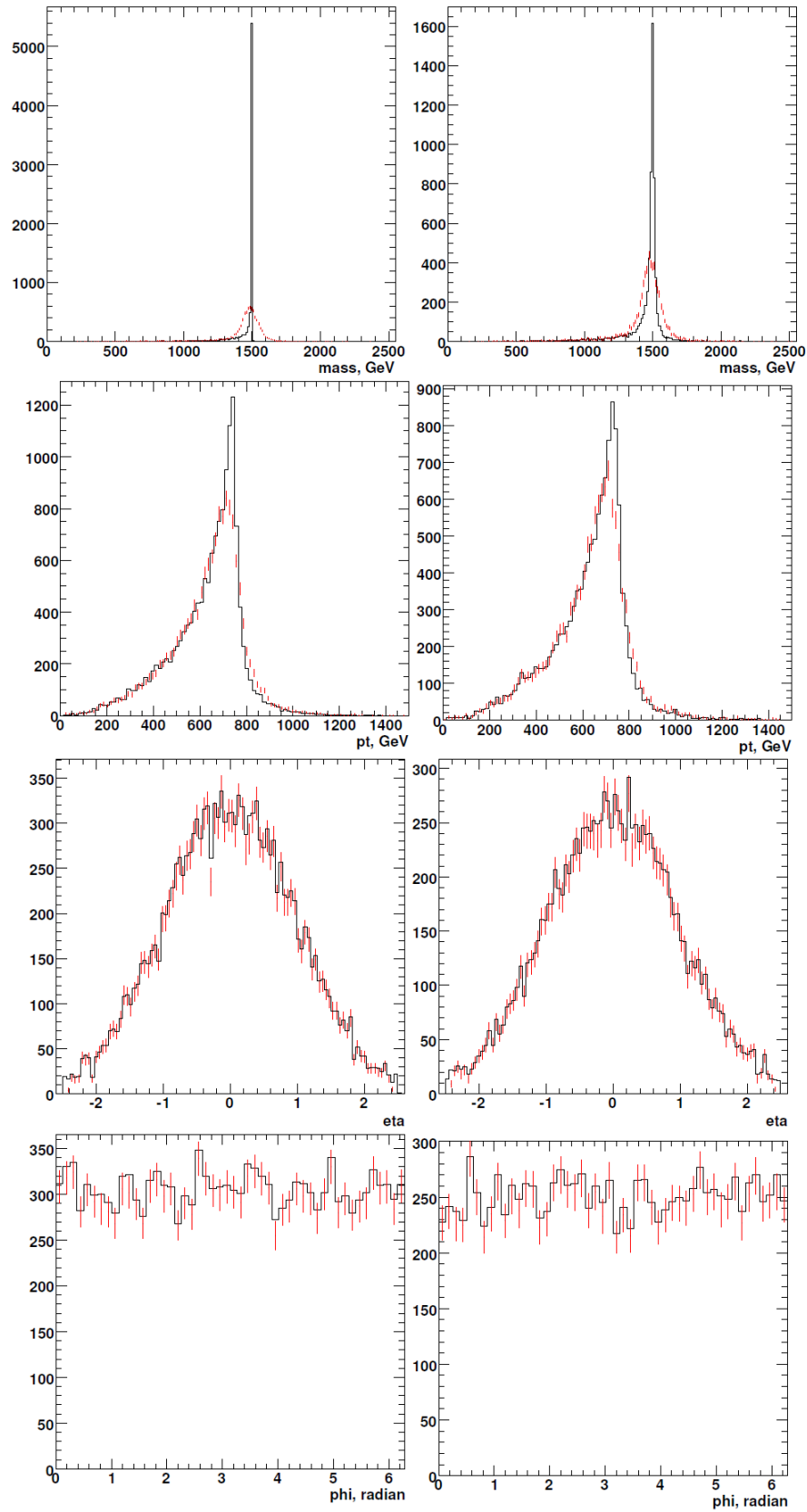
$$f^{DY}(m_{\mu\mu}) = e^{a_1} \left[ e^{b_1 m_{\mu\mu} + c_1 m_{\mu\mu}^2} + e^{a_2 + b_2 m_{\mu\mu} + c_2 m_{\mu\mu}^2} \right], \quad (4.61)$$

которая позволяет с помощью параметра  $a_1$  варьировать масштаб распределения, оставляя его форму неизменной (рис. 4.97). Это обстоятельство особенно важно при использовании другого метода оценки значимости, о чем будет сказано ниже.

В качестве альтернативного, не зависящего от сигнальной области, был применен метод, основанный на лемме Неймана–Пирсона разделения гипотез [199] с критерием значимости

$$S_{\mathcal{L}} = \sqrt{2 \ln(\mathcal{L}_{s+b}/\mathcal{L}_b)}, \quad (4.62)$$

где  $\mathcal{L}_b$  — наиболее вероятное значение функции правдоподобия (p.d.f.) для нулевой гипотезы  $H_0$  (только фон), а  $\mathcal{L}_{s+b}$  — наиболее вероятное значение для



**Рис. 4.96.** Распределения смоделированных (гистограммы) и реконструированных (точки) событий рождения пар мюонов по (сверху вниз)  $m_{\mu\mu}$ ,  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  при распаде RS1-гравитона с массой 1.5 ТэВ/ $c^2$  для значений константы  $c =$  (слева) 0.01 и (справа) 0.1 [67].

альтернативной гипотезы  $H_1$  (сигнал + фон), получаемые из аппроксимации методом максимального правдоподобия (ММП). Данный метод оценки статистической значимости основан только на анализе формы распределений фона и сигнала и не зависит от абсолютной нормировки распределений.

Согласно теореме Вилка [200], в случае отсутствия сигнала распределение  $S_L^2$  в пределе большой статистики представляет собой распределение  $\chi^2$  с числом степеней свободы (n.d.f.), равным разнице числа свободных параметров функций правдоподобия гипотез  $H_0$  и  $H_1$ . Если эта разница равна 1, то  $S_L$  описывается стандартным гауссовым распределением со средним значением в нуле и единичным стандартным отклонением  $\sigma$ . Это позволяет интерпретировать  $S_L$  как уровень статистической значимости для тестовой статистики в стандартных терминах «числа  $\sigma$ ». Величина  $S_L$  определяет вероятность того, что наблюдаемый сигнал является только статистической флуктуацией фона (вероятность ошибки 1-го рода). Значение  $S_L = 5$ , которое обычно интерпретируют как «предел открытия» или «предел наблюдаемости» (discovery limit), означает, что вероятность этой ошибки не превышает  $2.9 \times 10^{-7}$ .

Функции правдоподобия, используемые в ММП, представляют собой сумму сигнальных и фоновых p.d.f. (гипотеза  $H_0$  получается при  $s = 0$ )

$$p(m_{\mu\mu}, s, m_{G_{KK}}, \Gamma, \kappa) = s \cdot p_{G_{KK}}(m_{\mu\mu}, m_{G_{KK}}, \Gamma) + b \cdot p_{DY}(m_{\mu\mu}, \kappa) \quad (4.63)$$

Функция p.d.f. для сигнала  $p_{G_{KK}}$  записана в виде свертки функции Гаусса, описывающей естественную ширину резонанса и массовое разрешение, и функции Ландау с шириной  $\tau$ , используемой для учета «хвоста» распределения в области малых масс, вследствие радиационного излучения в конечном состоянии (FSR) (рис. 4.98):

$$p_{G_{KK}}(m_{\mu\mu}, m_{G_{KK}}, \Gamma) = L(-m_{\mu\mu}, -m_{G_{KK}}, \tau) \otimes (r \cdot G(m_{\mu\mu}, m_{G_{KK}}, \Gamma_1) + (1 - r) \cdot G(m_{\mu\mu}, m_{G_{KK}}, \Gamma_2)), \quad (4.64)$$

где две функции Гаусса с ширинами  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  вводятся, соответственно, для учета ширины наблюдаемого пика и «хвостов» в распределении, вызванных конечным разрешением, а коэффициент  $r$  отражает относительный вклад каждой

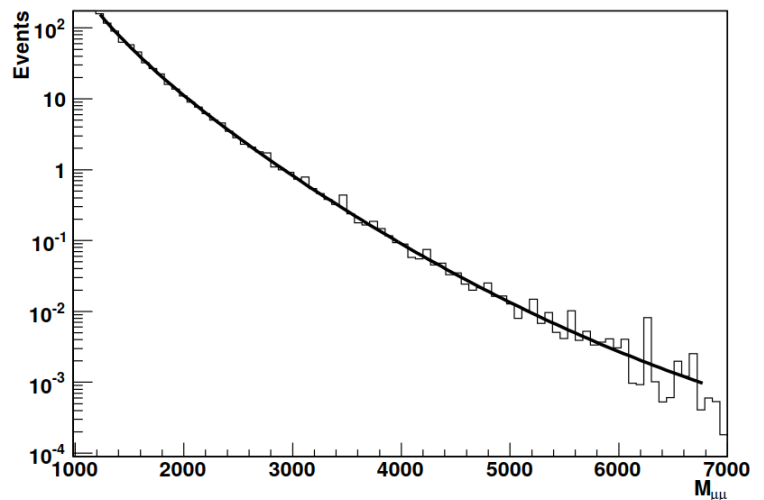
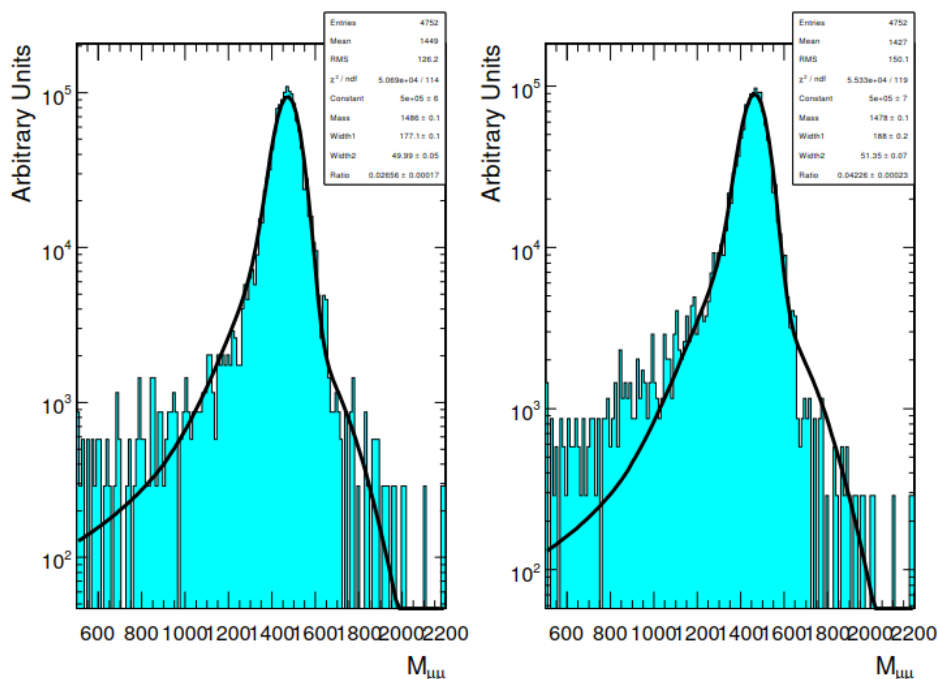
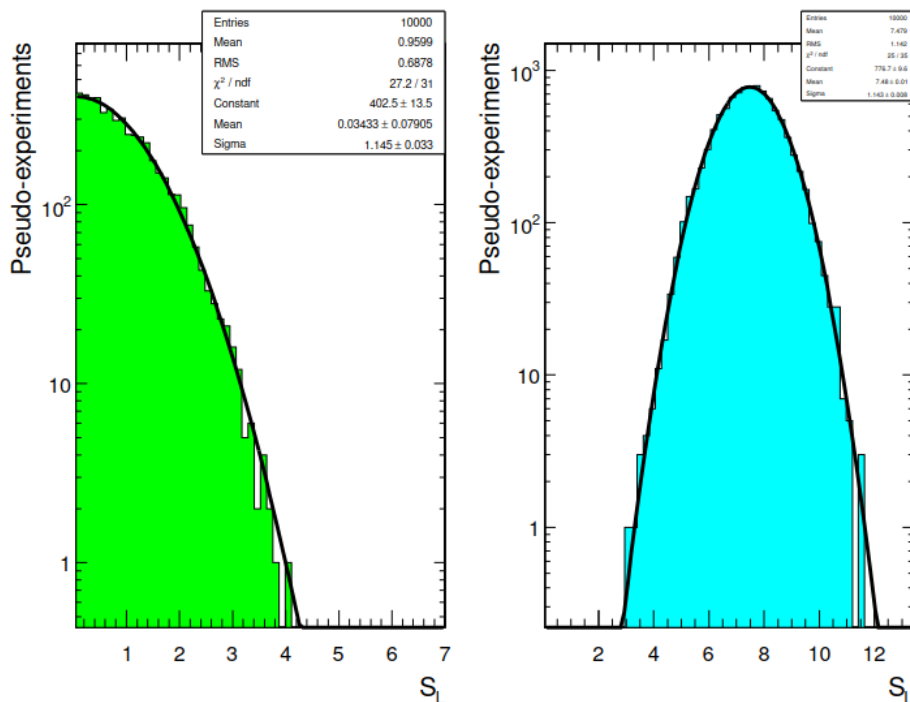


Рис. 4.97. Распределение реконструированных событий МК процесса Дрелла–Яна по  $m_{\mu\mu}$ . Аппроксимация сделана с помощью (4.61) [67].

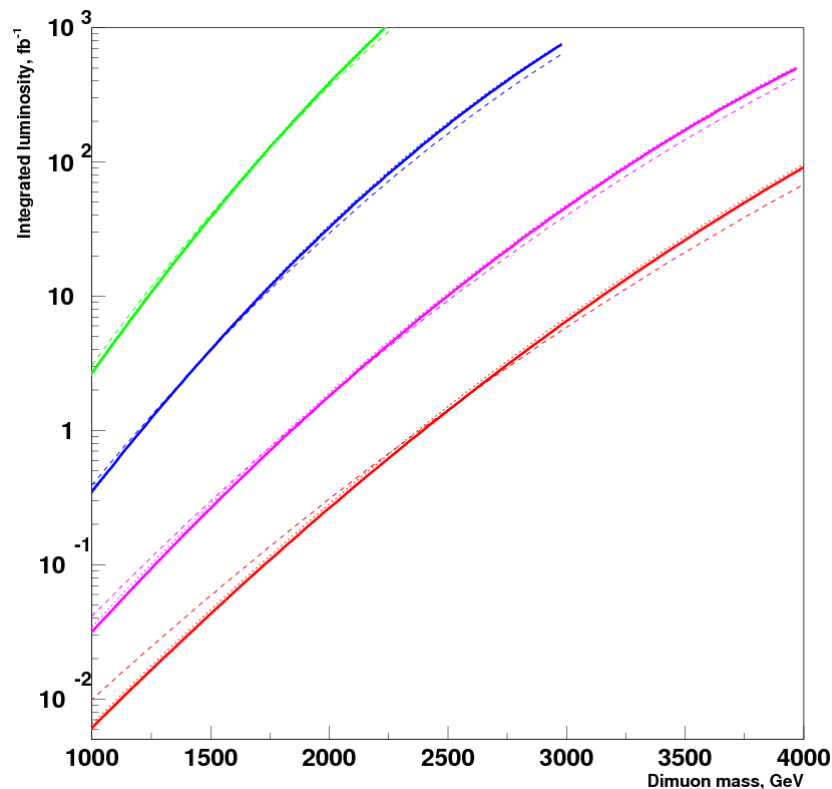


**Рис. 4.98.** Распределение реконструированных сигнальных событий МК (RS1–гравитон с массой 1500 ГэВ/ $c^2$  и  $c = 0.01$ ) по  $m_{\mu\mu}$  в случае (слева) без FSR и (справа) с FSR [67].



**Рис. 4.99.** Распределение значений оценщика  $S_L$ , полученное в  $10^4$  псевдоэкспериментах для интегральной светимости 100 фбн $^{-1}$ , для случая (слева) отсутствия сигнала (только события Дрелла–Яна) и (справа) сигнальных событий рождения RS1–гравитона с массой 1500 ГэВ/ $c^2$  и  $c = 0.01$  [67].

функции. Величины всех параметров в (4.64) были определены фитированием распределений сигнальных событий МК.



**Рис. 4.100.** Интегральная светимость  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  как функция верхнего предела  $5\sigma$  на массу RS1-гравитона при распаде на  $\mu^+\mu^-$  для констант связи (сверху вниз)  $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$  [4, 67]. Приведены результаты использования различных методов оценки статистической значимости  $S_{cP}$  (сплошная линия),  $S_{cL}$  (точечная линия) и  $S_L$  (штриховая линия).

В качестве функций p.d.f. для фона использовалась зависимость (4.61), при этом параметры этой функции предварительно извлекались из фита фоновых наборов данных МК.

Таким образом, аппроксимация (4.64) проводилась для двух свободных параметров — числа сигнальных  $s$  и фоновых  $b$  событий, что, в частности, позволило обеспечить требуемое число степеней свободы (n.d.f. = 1).

Поведение оценителя  $S_L$  было проверено на тестовом наборе МК для RS1-гравитона с массой  $1500 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $c = 0.01$  в серии  $10^4$  псевдоэкспериментов для интегральной светимости  $100 \text{ фбн}^{-1}$ . Как видно из рисунка 4.99, распределение  $S_L$  как в случае отсутствия сигнала, так и при его наличии совпадает с нормальным распределением, соответственно, со средним значением в нуле и ненулевым средним значением (RMS и  $\sigma$  совпадают в пределах 5%) и  $\sigma = 1$ .

Статистическая значимость была оценена для всех наборов сигнальных событий, описанных выше. При этом рассматривались различные сценарии набора данных ЛНС с соответствующими значениями интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ . Потенциал открытия RS1-гравитона в эксперименте CMS представлен в виде зависимости  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ , необходимой для наблюдения RS1-гравитона показано на рисунке 4.100. Для режима работы при низкой светимости с  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ фбн}^{-1}$  предсказывается возможность наблюдать RS1-резонанс с массой, не превыша-



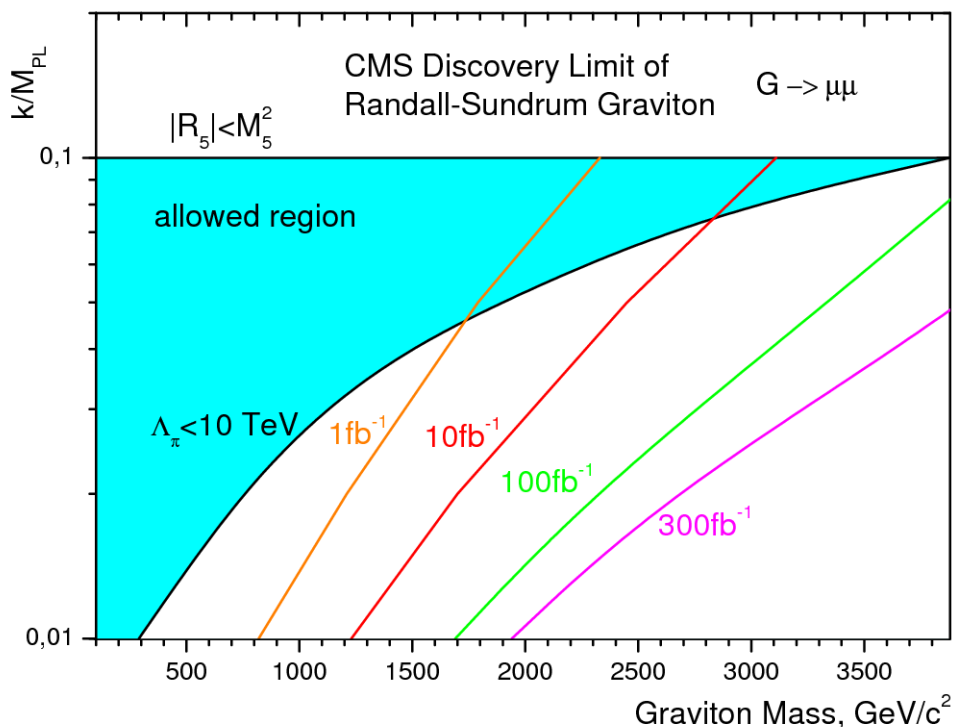
ющей  $1230 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $c = 0.01$ ) и  $3160 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $c = 0.1$ ). Начальная фаза работы при высокой светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  может обеспечить достижение диапазона масс  $1730\text{--}4230 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $c = 0.01\text{--}0.1$ ), а на конец третьего этапа работы ЛНС можно ожидать, что будет исследован массовый диапазон до  $1990\text{--}4730 \text{ ГэВ}/c^2$  (см. также табл. 4.21).

**Таблица 4.21.** Достижимые для наблюдения в канале с парой мюонов массы RS1-гравитона (в ТэВ/ $c^2$ ) [67].

Константа $c$	Метод оценки стат. значимости	1 фбн $^{-1}$	10 фбн $^{-1}$	100 фбн $^{-1}$	300 фбн $^{-1}$
0.01	$S_{cP}$	0.75	1.20	1.69	1.95
	$S_{cL}$	0.77	1.21	1.71	1.97
	$S_L$	0.78	1.23	1.73	1.99
0.02	$S_{cP}$	1.21	1.72	2.30	2.63
	$S_{cL}$	1.22	1.72	2.31	2.64
	$S_L$	1.22	1.74	2.34	2.68
0.05	$S_{cP}$	1.83	2.48	3.24	3.67
	$S_{cL}$	1.85	2.49	3.26	3.71
	$S_L$	1.85	2.51	3.31	3.79
0.1	$S_{cP}$	2.34	3.11	4.12	4.52
	$S_{cL}$	2.36	3.13	4.14	4.54
	$S_L$	2.36	3.16	4.23	4.73

В работе [197] было показано, что пространство модельных параметров сценария RS1 ограничено как данными экспериментов на Тэватрон, так и теоретическими соображениями. Так, предполагается, что  $\Lambda_\pi \lesssim 10$  ТэВ для того, чтобы, с одной стороны, гарантировать выполнение условий для решения проблемы иерархии массовых масштабов (два масштаба —  $M_{\text{EW}} \simeq 250$  ГэВ и  $\Lambda_\pi$  — не должны отличаться друг от друга больше, чем на порядок величины, для отсутствия тонкой настройки). С другой стороны, при поиске сигналов таких моделей на ускорителе хочется сохранить диапазон значений  $\Lambda_\pi$  в области, еще доступной для измерения на ЛНС. Это условие влияет на величину константы  $\kappa/M_{5\text{D}}$  ( $\kappa \sim M_{\text{Pl}} \sim M_{5\text{D}}$ ) и массу RS1-гравитона  $m_{G_{KK}}$  (см. рис. 4.101). Кроме того, значение константы связи должно быть не больше  $c = 0.1$ , чтобы обеспечить условие малости флуктуаций метрики и кривизны  $\kappa$  и, в конечном счете, обеспечить применимость модели RS1 для описания. Прямое сравнение этих ограничений и значений ожидаемых достижимых масс (табл. 4.21) показывает, что интегральная светимость  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  гарантирует перекрытие всего пространства параметров  $(\kappa/M_{5\text{D}}, m_{G_{KK}})$  и выход в область не ограниченных теорий значений.

Отметим, что ранние «пионерские» работы [68, 70] по оценке массового предела наблюдаемости RS1-гравитона, также выполненные в дубненской группе



**Рис. 4.101.** Ожидаемые экспериментальные ограничения в пространстве параметров  $(\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}})$  [4, 67]. Также приведены теоретические ограничения на допустимые значения параметров.

перед описанным детальным анализом, в целом согласуются с изложенными выше результатами. Например, в предположении строго гауссового распределения событий, используя наивный подход для оценки статистической значимости  $s/\sqrt{b}$ , мы оценили верхнюю границу для возможных для наблюдения масс резонанса при  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  как  $2600 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $c = 0.01$ ) и  $4800 \text{ ГэВ}/c^2$  ( $c = 0.01$ ). Разницу между результатами (50–13%) можно объяснить различием в статистических методах, используемых для анализа, и в эффективности отбора и реконструкции событий (в ранней работе была учтена только неэффективность акцептанса).

### СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

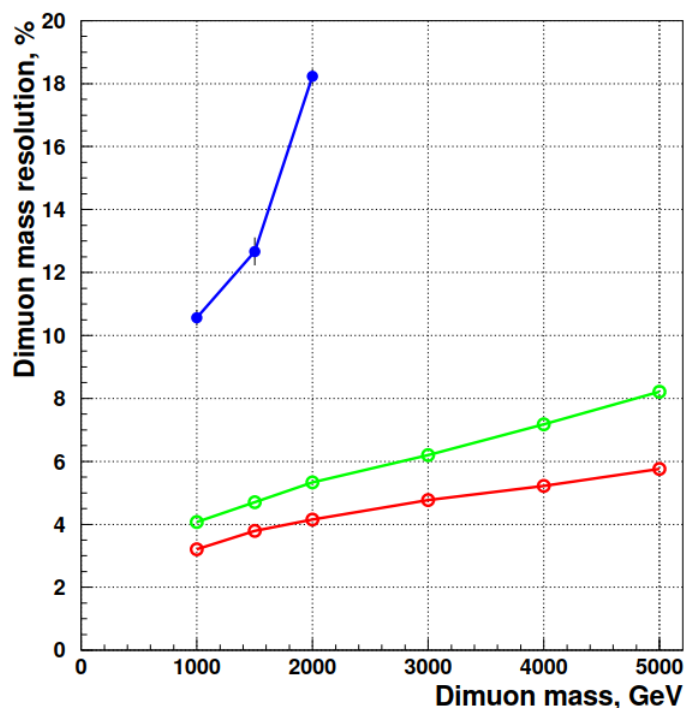
Представленные выше результаты были получены при условии идеально выровненного детектора, точного знания характеристик детекторных систем и идеального Монте–Карло. В этом разделе мы рассмотрим, как различные неопределенности и допущения, сделанные в анализе, влияют на конечный результат. Традиционно мы рассмотрим влияние теоретических погрешностей вычисления сечений и разнообразную детекторную систематику.

Как уже не раз отмечалось, возможная теоретическая неопределенность в таких исследованиях обусловлена неполным учетом возможных вкладов более высоких порядков от электрослабых процессов и КХД. Как уже упоминалось, в этом анализе сечения рождения RS1–гравитона и процесса Дрелла–Яна рассматривались в главном порядке ТВ с PDF CTEQ6M. Как и в сценарии ADD, неопределенность учета КХД–вкладов связана с точностью нашего знания мно-

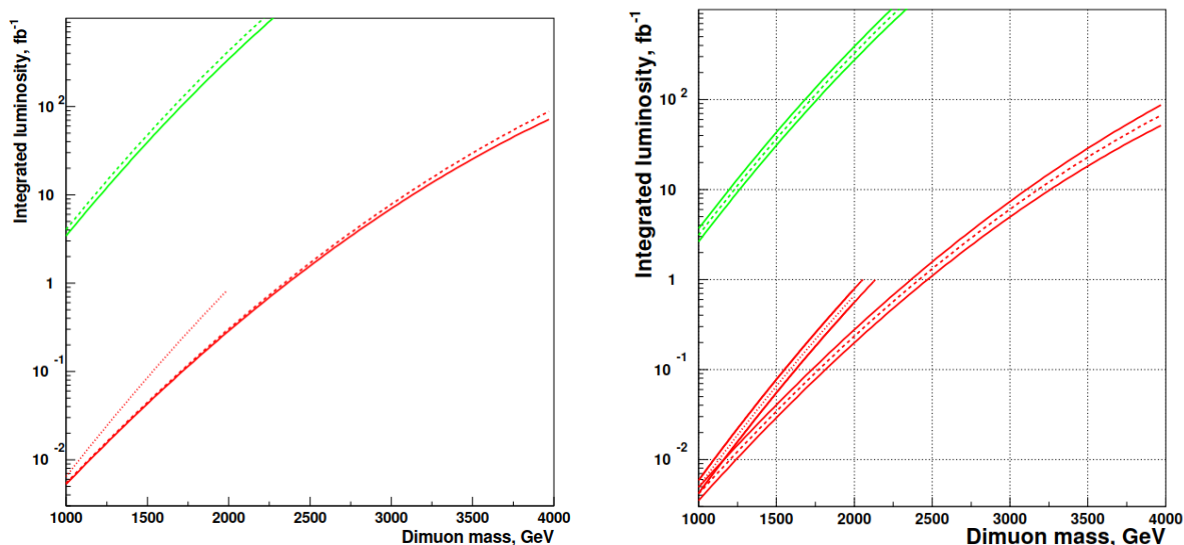
жителя  $K$ , определяющего величину соответствующих поправок,  $K = 1.30 \pm 0.05$  [188]. Предполагается, что величина электрослабой поправки NLO для сигнала и фона будет одного порядка и достигает 10% [146, 147, 148]. Неопределенность шкалы факторизации жестких процессов приводит к погрешности сечения сигнала около 11–17%, а для фона — около 3–12% (первые числа соответствуют инвариантной массе мюонной пары 1 ТэВ/ $c^2$ , а последние — 5 ТэВ/ $c^2$ ).

Использование различных наборов PDF приводит к погрешности вычисления сечений  $\delta\sigma^{PDF} = 7\%$  для  $m_{\mu\mu} = 1$  ТэВ/ $c^2$ , а учет ошибок определения самих PDF (см. раздел 3.4) — к большим систематическим ошибкам, величина которых достигает 10–46% для сигнала и 3–18% для фона ( $m_{\mu\mu} = 1.5$ –5.0 ТэВ/ $c^2$ ) [67].

Следуя методике, описанной в разделе 2, пространственная невыравненность детекторных систем (НДС) была учтена в рамках двух сценариев: First Data (начальный период выравнивания на данных) и Long Term (выравнивание, соответствующее проекту). Учет НДС приводит к увеличению значений невязки величины  $m_{\mu\mu}$  на 30% и в 3–4 раза для Long Term и First Data сценариев соответственно (рис. 4.102). Это приводит к возрастанию числа фоновых событий в массовом интервале  $\pm\sigma_{obs}$  вокруг пика резонанса и, как следствие, к падению величины статистической значимости  $S$ . Другими словами, для наблюдения резонанса с фиксированной массой и заданным значением  $S = 5$  требуется бóльшая интегральная светимость. Это проиллюстрировано на рисунке 4.103 (левый), где представлена интегральная светимость  $\mathcal{L}_{int}$ , необходимая для наблюдения резонанса в зависимости от его массы, для различных сценариев НДС. Сравнение массовых пределов для идеального детектора и с учетом НДС дано в таблице 4.22. Можно отметить, что НДС ведет к существенной деградации потенциала наблюдения эксперимента CMS на первых этапах работы. При увеличении статистики влияние НДС уже не так критично, но достижимый массовый предел хуже примерно на 100 ГэВ/ $c^2$ , чем для идеального случая.



**Рис. 4.102.** Влияние пространственной невыравненности детекторных систем на массовое разрешение пар мюонов [67] для (снизу вверх) идеального случая, проектного выравнивания Long Term и начального периода выравнивания First Data на данных.



**Рис. 4.103.** Интегральная светимость  $\int \mathcal{L} dt$  как функция массового предела  $5\sigma$  на массу RS1-гравитона при распаде на  $\mu^+\mu^-$  для констант связи (сверху вниз)  $c = 0.01$  и  $0.1$  [4, 67]. Учтены систематические неопределенности: (слева) НДС для идеального случая (сплошная кривая), проектного выравнивания Long Term (пунктирная кривая) и начального периода выравнивания First Data (пунктирная кривая) на данных; (справа) все погрешности (коридор ошибок вокруг линий).

**Таблица 4.22.** Достижимые для наблюдения массы RS1-гравитона (в ТэВ/ $c^2$ ) в зависимости от сценария невыравнивания детекторных систем [67].

Константа $c$	Сценарий НДС	1 фбн $^{-1}$	10 фбн $^{-1}$	100 фбн $^{-1}$	300 фбн $^{-1}$
0.01	Идеальный дет.	0.77	1.21	1.71	1.97
	Long Term	0.74	1.18	1.65	1.92
0.1	Идеальный дет.	2.36	3.13	4.15	4.54
	Long Term	2.34	3.09	4.03	4.43
	First Data	2.03	—	—	—

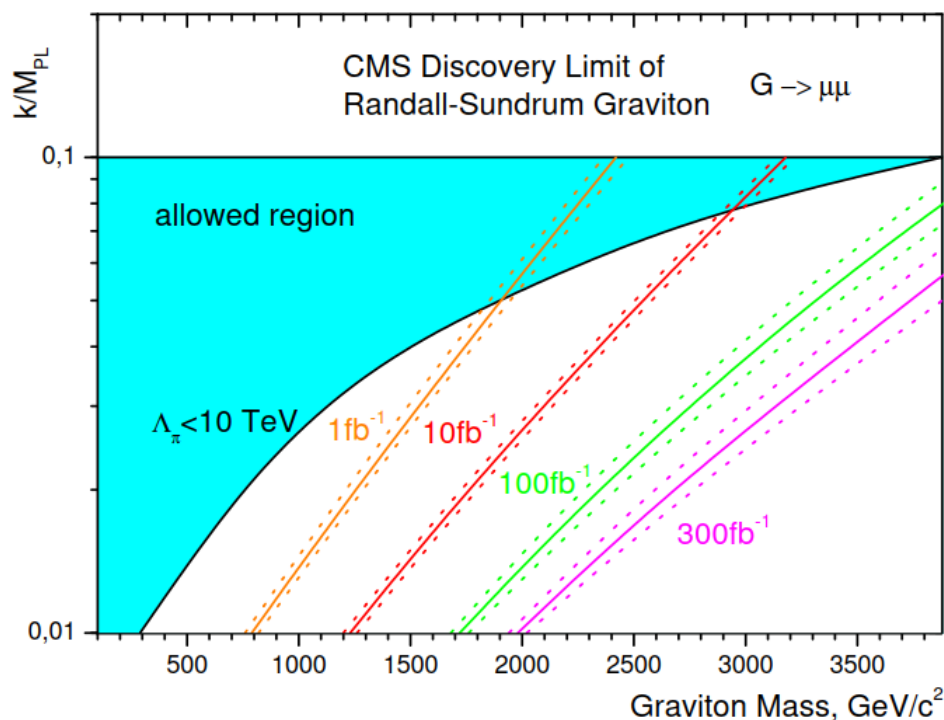
К другим наиболее существенным источникам экспериментальных систематических погрешностей можно отнести следующие:

- Наложение событий (pile-up). Учет влияния эффекта наложения событий был осуществлен с помощью моделирования событий с минимальным отбором (minimum-bias) в соответствии со сценарием работы ЛНС в режиме высокой светимости  $\mathcal{L} = 10^{34}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ , со средним числом столкновений при пересечении сгустков протонных пучков  $\langle n \rangle = 25$ . В итоге, ширина распределений невязки величины  $m_{\mu\mu}$  увеличивается на 0.1–0.2%, по сравнению с 3–5% для идеального случая. Таким образом, можно заключить, что данный эффект пренебрежимо мал по сравнению с НДС.
- Ошибка измерения величины магнитного поля  $B$  в области мюонных камер CMS может приводить к систематическому сдвигу импульса мюона и, как следствие, к сдвигу массового разрешения на 5–10%. Однако, т. к. неопределенность величины  $B$  в области трекерной системы незначительна

(0.03% [3]), то результирующее влияние этого эффекта мало (как показано в Главе 2, точность измерения определяются трекером). Более того, если мы рассмотрим случай заведомо завышенных ошибок измерения  $B$  (например, 3%), то, с учетом того, что сигнальные и фоновые распределения систематически сдвигаются одинаково, влияние ошибки измерения  $B$  на величины статистической значимости также минимально.

- Изменения формы распределений фона в значительной мере могут повлиять на величину статистической значимости. Возможные вариации формы распределений фона были получены путем введения дополнительного слагаемого  $e^{\alpha(m_{\mu\mu} - m_0)}$  со свободным параметром  $\alpha$  в функцию (4.61), описывающую фон с фиксированными коэффициентами  $a_2$ ,  $b_i$  и  $c_i$ . Эти изменения привели к падению значения  $S$  примерно на 10-15%.
- Погрешности определения эффективностей триггера и оффлайн реконструкции не оказывают значительного влияния на достижимый массовый предел, т. к. аппроксимация распределений осуществляется со свободным параметром нормировки.

Суммарное влияние всех неопределенностей на достижимый  $5\sigma$  предел для массы RS1-гравитона продемонстрировано на рисунке 4.103 *правый*, а соответствующим образом модифицированный график теоретических и экспериментальных ограничений на параметры сценария RS1 в плоскости  $(\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}})$  показан на рисунке 4.104.



**Рис. 4.104.** Ожидаемые экспериментальные ограничения в пространстве параметров  $(\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}})$  с учетом всех систематических погрешностей [4, 67, 50]. НДС учтен в сценарии First Data. Также приведены теоретические ограничения.

Предсказанные ограничения на массу RS1–гравитонов в канале с парой мюонов находятся в хорошем согласии с результатами анализа эксперимента CMS<sup>33</sup> в канале с парой электронов в конечном состоянии: например, для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10$  фбн<sup>-1</sup> в этом канале предсказан массовый предел 1.35–3.3 ТэВ/ $c^2$  (см. стр. 1442–1449 работы [4] и [203, 50]). Наблюдаемое небольшое отличие (не более 10%) мюонного канала объясняется лучшим ожидаемым разрешением для пары электронов и менее реалистичным приближением к неидеальному детектору (менее детальный учет систематики), используемым в анализе с парой электронов. Исследования канала с парой фотонов приводят практически к таким же результатам, как для электронного канала (наблюдается небольшое увеличение массового предела для  $c = 0.1$ ) (см. стр. 1459–1462 работы [4] и [204, 50]).

Отметим, что анализ каналов распада резонансов на два кварка (или глюоны), дающих в конечном состоянии две струи, обеспечивает несколько меньшее продвижение по массовой шкале, по сравнению с лептонными и фотонными каналами. Это объясняется тем, что, несмотря на большую вероятность рождения двух струй, такой процесс имеет заметно более худшие фоновые условия, затрудняющие отбор событий и анализ полученных данных.

### 4.3. РЕЗОНАНСЫ СО СПИНОМ 1

С точки зрения феноменологии альтернативой RS1–гравитону является новый тяжелый резонанс со спином 1, существование которого предсказывается в целом спектре расширений СМ. Такое состояние появляется в как моделях с расширенным калибровочным сектором (РКС), идеологически мотивированных ТВО, так и в некоторых моделях низкоэнергетической гравитации. Например, в многомерных сценариях с дополнительными измерениями и с «толстыми» бранами с толщиной  $\sim$  ТэВ<sup>-1</sup> [20] многомерный объем (балк) в пределах толщины браны могут «чувствовать» не только гравитоны (как в рассмотренных выше сценариях ADD и RS1), но и калибровочные бозоны. Феноменология таких моделей содержит «башню» КК–мод калибровочных бозонов. Как и в случае RS1–модели, можно ожидать события прямого рождения новых массивных состояний  $Z_{KK}$ . Эти состояния по спиновой структуре идентичны нейтральным калибровочным бозонам РКС  $Z'$ , хотя отличаются от последнего случая в том смысле, что  $Z_{KK}^n$  будут представлять собой бесконечный спектр состояний, а  $Z'$  — одно или в продвинутых сценариях, максимум, несколько (почти) вырожденных состояний. Поэтому стратегия их поиска не будет отличаться от поиска других резонансных состояний со спином 1. Ниже мы рассмотрим возможность наблюдения таких состояний на примере дополнительного калибровочного бозона  $Z'$  в рамках моделей РКС [69, 70, 54].

Как было показано еще в 1974 г., минимальная ТВО, включающая СМ, основана на калибровочной группе  $SU(5)$  [15]. Однако эта модель давала слишком малое время распада протона (характерное для ТВО предсказание). Изучение

<sup>33</sup>В результаты, выносимые на защиту, не входит.

РКС и дополнительных калибровочных бозонов было предпринято уже в последующих, более сложных версиях ТВО. Так, одной из не противоречащих экспериментальным наблюдениям ТВО стала модель, построенная на более широкой калибровочной группе  $SO(10)$ , которая при последовательном нарушении симметрии даёт группу СМ  $G_{SM}$  [206]:

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1) \rightarrow G_{SM} \times U(1)_\chi,$$

где  $\chi$  означает заряд новой частицы  $Z'_\chi$ , соответствующий данной калибровочной группе. Дальнейшее расширение группы ТВО с неизбежностью приводит к увеличению числа как добавочных калибровочных бозонов, так и фермионов [205]. В популярном классе моделей с группой  $E_6$  появляется следующая цепочка нарушения симметрий [206]:

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U_\psi \rightarrow G_{SM} \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi,$$

а новый нейтральный калибровочный бозон может быть представлен в виде линейной комбинации двух чистых состояний  $Z'_\chi$  и  $Z'_\psi$ , связанных параметром (углом) смешивания  $\theta$ :

$$Z'(\theta) = Z'_\psi \cos \theta + Z'_\chi \sin \theta.$$

Каждое значение угла смешивания, который является свободным параметром модели ( $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ ), приводит к различной феноменологии нового калибровочного бозона (разным константам связи  $Z'$ ). Поэтому часто сценарии с разными значениями  $\theta$  ассоциируют с разными частными моделями  $Z'$ . Для анализа потенциала открытия были использованы три значения  $\theta = 0^\circ$ ,  $\pi/2$  и  $\arctan(\sqrt{3/5})$ , соответственно, отвечающие трем частным моделям:  $\psi$ -модель (чистое  $U(1)_\psi$ -состояние с  $Z'$  группы  $E_6$ ),  $\chi$ -модель (чистое  $U(1)_\chi$ -состояние с  $Z'$  группы  $SO(10)$ ) и смешанная  $\eta$ -модель, имеющая суперструнные мотивации [207].

Другими частными моделями  $Z'$ , вытекающими из ТВО, являются так называемые лево-правая симметричная модель (LRM) [209, 208] и альтернативная лево-правая модель (ALRM) [209, 210], основанные на калибровочной группе  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ , т. е. допускающие присутствие дублета правых фермионов. Две эти модели обусловлены различными калибровочными группами ТВО (соответственно,  $SO(10)$  и  $E_6$ ) и отличаются значениями изоспинов фермионов. В общем случае, константы групп  $SU(2)_L$  и  $SU(2)_R$  могут быть различны, но мы будем рассматривать случай, когда  $g_L = g_R$ .

Сечение рождения пары фермионов в  $pp$ -столкновениях при  $s$ -канальной аннигиляции пары кварк-антикварк с обменом дополнительным калибровочным бозоном с массой  $M_{Z'}$  и константой  $g_{Z'}$  имеет вид [209, 212]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow Z' \rightarrow f\bar{f}) &= \frac{x_1 x_2 \pi^2 \alpha_{em}^2}{9 M_{Z'} \Gamma_{Z'}} \left( \frac{g_{Z'}}{g_{Z^0}} \right)^4 (C_{fL}^2 + C_{fR}^2) \\ &\times \sum_q (C_{qL}^2 + C_{qR}^2) G_q^+(x_1, x_2, Q^2), \\ G_q^+(x_1, x_2, Q^2) &= \sum_q [f_{q/p}(x_1) f_{\bar{q}/p}(x_2) + f_{\bar{q}/p}(x_1) f_{q/p}(x_2)], \end{aligned} \quad (4.65)$$

где  $g_{Z^0} = g/c_W \equiv e/c_W s_W$  ( $s_W \equiv \sin \theta_W$ ,  $c_W \equiv \cos \theta_W$ ), а  $g_{Z'}^2 = g_{Z'_\theta}^2 = 5e^2/3(1 - s_W^2)$  для группы  $U(1)_\chi \times U(1)_\psi$  и  $g_{Z'}^2 = g_{LR}^2 = e^2/s_W^2(1 - s_W^2)(1 - 2s_W^2)$  для LRM. Константы  $C_{fL, fR}$  связаны с величинами векторных  $v_f$  и аксиально-векторных  $a_f$  констант связи, как  $C_{fL} \equiv v_f + a_f$  и  $C_{fR} \equiv v_f - a_f$ . Величины констант связи также определяют ширину резонанса в главном порядке ТВ [209]:

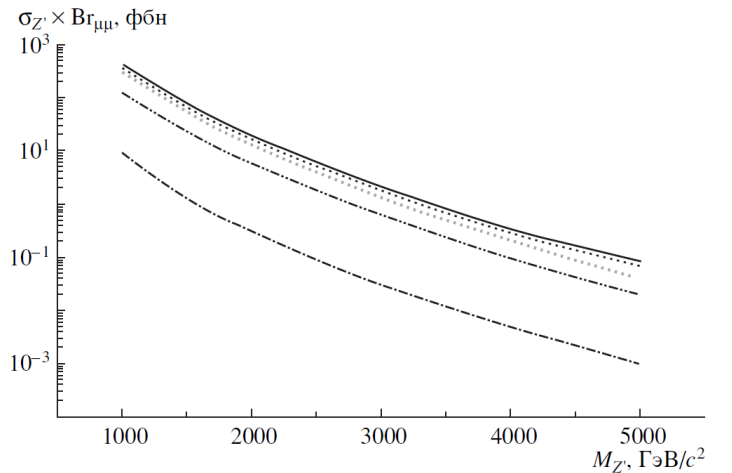
$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = g_{Z'}^2 (C_{fL}^2 + C_{fR}^2) \frac{M_{Z'}}{24\pi}, \quad (4.66)$$

а в случае, когда все каналы распада открыты, ширину также можно представить в виде [211, 214]

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = \frac{5}{2} \alpha_{em}(M_{Z'}) \frac{M_{Z'}}{1 - \sin^2 \theta_W}. \quad (4.67)$$

Тогда при  $\sin^2 \theta_W \simeq 0.231$  отношение  $\Gamma/M \simeq 2.5\%$ , и  $Z'$  является относительно узким резонансом.

Расчеты сечений процессов рождения и распада новых калибровочных бозонов (рис. 4.105) проводились с помощью пакета генерации событий РУТНІА6, в который были имплементированы величины констант  $v_f$  и  $a_f$  для различных частных моделей (собственно, главное отличие частных моделей  $Z'$  друг от друга и заключается в разной величине этих констант). Первоначально эти константы связи были выписаны в работах [206, 211], однако вследствие различных соглашений, используемых в этих работах и в генераторе РУТНІА6, в наших расчетах мы использовали константы, определенные как в [213, 40].

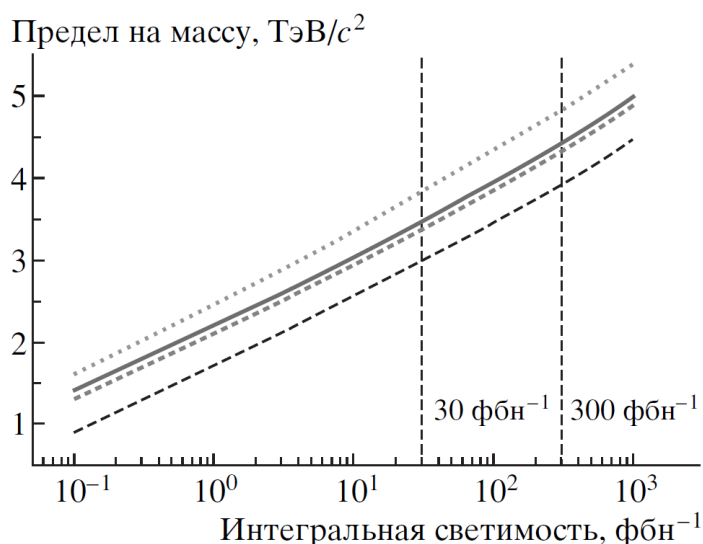


**Рис. 4.105.** Зависимость сечения рождения мюонов из распадов  $Z'$  согласно SSM, LRM,  $\chi$ - и  $\psi$ -моделям, а также для процесса Дрелла-Яна (кривые сверху вниз соответственно) в  $pp$ -соударениях при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ [69].



В качестве реперной модели была использована так называемая «последовательная» стандартная модель (Sequential Standard Model, SSM) [209], для которой сечение рождения  $Z'$  максимально, по сравнению с другими моделями. В ней предполагается существование тяжелых бозонов ( $Z'$  и  $W'$ ) с теми же константами связи, что и для обычных  $Z^0$  и  $W^\pm$  в СМ.

Для того, чтобы оценить возможности, предоставляемые коллайдером LHC для обнаружения сигналов от расширенных калибровочных моделей, была использована геометрия детекторных систем и типичные кинематические обрезания установки CMS. Эффективный отбор мюонов проводился в соответствии со следующими условиями. Во-первых, оба мюона должны лежать в диапазоне псевдобыстрот, перекрываемом мюонной системой CMS, т. е.  $|\eta| \leq 2.4$ . Во-вторых, мюоны должны иметь противоположный знак заряда и быть хорошо изолированными, т.е. суммарная энергия, переносимая другими частицами в конусе 0.5 вокруг мюона, не должна превышать 5% от полной энергии мюона. Более того, необходимо, чтобы поперечный импульс каждого мюона был не менее  $20 \text{ ГэВ}/c^2$ . Интегральная эффективность отбора мюонов по таким критериям составляет около 83–91%, в зависимости от массы резонанса. Учет «отклика» детекторных систем осуществлялся не в цепочке полного моделирования (физический генератор — моделирование сигнала в детекторе — программы реконструкции процесса), а «размазыванием» импульса мюонов в детекторе; это учитывалось с помощью функции параметризации импульсного разрешения, полученного заранее на основе полного моделирования (так называемое быстрое моделирование сигнала).



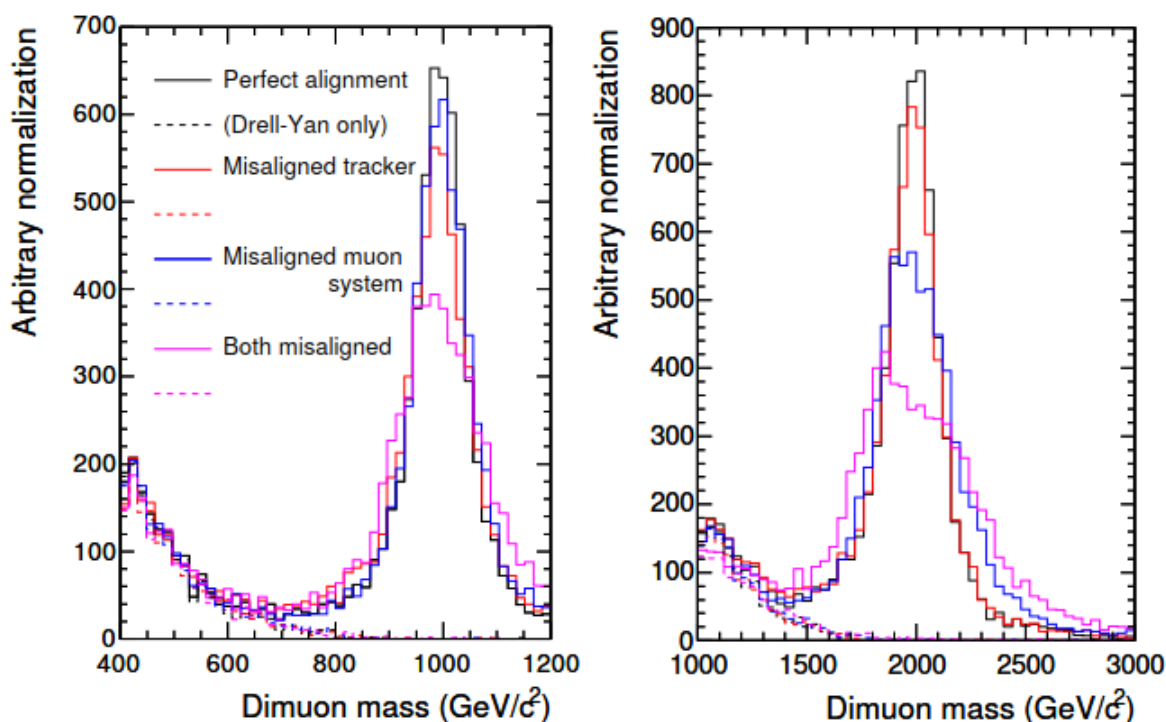
**Рис. 4.106.** Верхний предел, соответствующий статистической значимости более  $5\sigma$  для разных значений интегральной светимости, на массу  $Z'$  бозона при распаде на  $\mu^+\mu^-$  для (кривые сверху вниз) SSM,  $\chi$ -модели, ALRM и  $\psi$ -модели для  $pp$ -соударений при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ [69]. Использован генератор RUTHIA6 с PDF STEQ5L.

на вплоть до масс  $2.5\text{--}3.3 \text{ ТэВ}/c^2$ , в зависимости от рассматриваемой модели, даже при интегральной светимости  $10 \text{ фбн}^{-1}$ . Для более интенсивного режима

Для  $Z'$ , как и в случае RS1-гравитона, наблюдаемая ширина резонанса  $\sigma_{obs}$  в основном определяется массовым разрешением установки (см. Главу 2), она такого же порядка или больше, чем естественная ожидаемая ширина  $\Gamma_{Z'}$  (см. выше). На рисунке 4.106 представлена зависимость  $5\sigma$  предела, вычисленного с помощью МПС  $S_{c12}$  от интегральной светимости  $\int \mathcal{L} dt$  для (сверху вниз)  $\chi$ -,  $\psi$ -моделей, SSM и ALRM. Как демонстрирует этот рисунок, LHC обеспечивает условия для наблюдения  $Z'$  бозона

работы ускорителя — так называемого режима высокой светимости (100 фбн<sup>-1</sup> за один год) — достижимый массовый предел расширяется до 3.5–4.4 ТэВ/ $c^2$ .

Эти результаты оценки потенциала наблюдения тяжелого нейтрального резонанса  $Z'$ , полученные с помощью быстрого моделирования, интересно сравнить с предсказаниями, сделанными на детальном моделировании отклика сигнала и с учетом экспериментальных систематических погрешностей [53, 54]. Для этого мы использовали стартовые условия работы ЛНС (физики первого дня) с мгновенной светимостью  $\mathcal{L} = 10^{32}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. В соответствии с этим, с помощью триггера на один или два мюона отбирались события с противоположно заряженными мюонами и  $p_T$  каждого мюона, превышающим 20 ГэВ/ $c$ . Полная эффективность отбора, включая эффективность акцептанса, как для сигнальных, так и для фоновых событий (в качестве доминирующего фона рассмотрен процесс Дрелла–Яна) событий варьируется от 50% в области  $m_{\mu\mu} = 200$  ГэВ/ $c^2$  до 80% для  $m_{\mu\mu} = 2000$  ГэВ/ $c^2$  (рис. 4.91). Это несколько ниже, чем для событий RS1–гравитона, что объясняется разной эффективностью акцептанса, вследствие разного поведения угловых распределений (см. ниже). Учет эффекта НДС осуществлялся в сценарии выравнивания First Data, соответствующем выравниванию на данных с  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  пбн<sup>-1</sup> (см. раздел 2.6) (рис. 4.107). Итоговое массовое разрешение сигнала составило 7–8% для  $m_{\mu\mu} = 1000$  ГэВ/ $c^2$  и 10% для  $m_{\mu\mu} = 2000$  ГэВ/ $c^2$ .

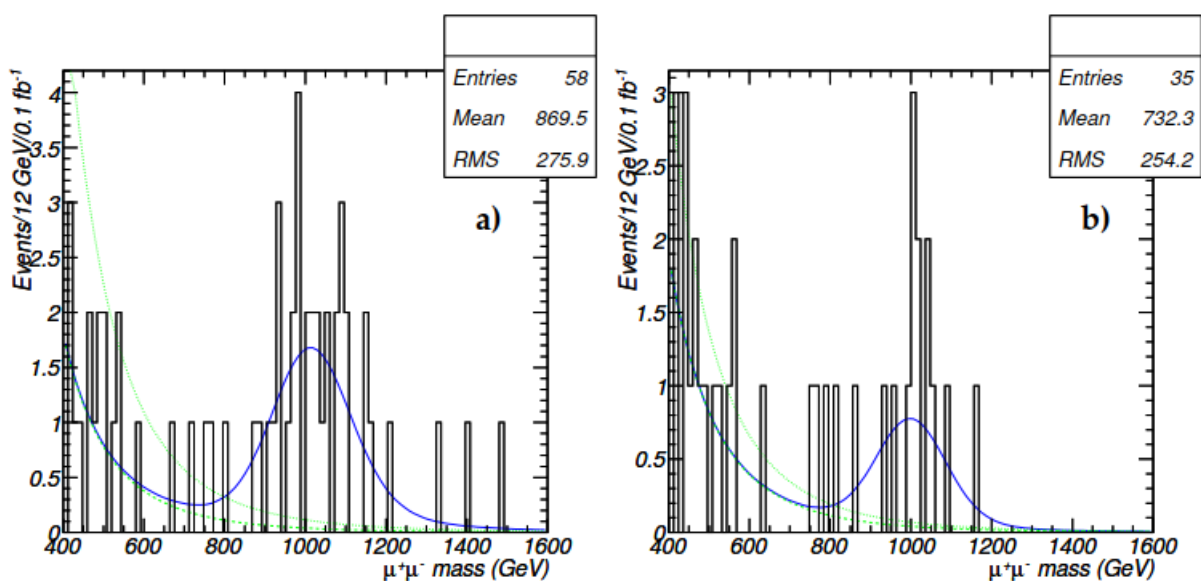


**Рис. 4.107.** Спектры инвариантных масс мюонов из распада калибровочных бозонов  $Z'_{SSM}$  с массой (слева) 1000 ГэВ/ $c^2$  и (справа) 2000 ГэВ/ $c^2$  [53, 54]. Учтены различные способы выравнивания детекторных систем: идеальное выравнивание, разбалансировка трекера, разбалансировка мюонной системы, разбалансировка всех частей детекторных систем CMS.

При анализе фона, кроме процесса Дрелла–Яна, также были учтены и другие возможные процессы СМ, дающие вклад в спектр  $m_{\mu\mu}$  пар мюонов: пар-

ное рождение калибровочных бозонов  $WW, WZ, ZZ$ , парное рождение топ-кварков, ассоциированное рождение бозона  $W$  и струи, парное рождение струй (рис. 3.61). Фон КХД (парное рождение струй) сильно подавлен благодаря использованию критерия пространственной изолированности мюонов (см. подробнее раздел 2.4). В данном случае мы требовали, чтобы сумма  $p_T$  всех треков вокруг мюона в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$  была меньше  $10 \text{ ГэВ}/c$ . Заметим, что оставшийся вклад двухструйных событий может быть оценен из данных сравнением числа противоположно и одноименно заряженных мюонов (о данном методе см. подробнее Часть 2).

Процедура оценки статистической значимости с помощью оценщика  $S_L$  и выбора соответствующих сигнальных и фоновых функций правдоподобия p.d.f была описана выше. Здесь мы только приведем пример моделирования суммарного спектра масс сигнала и фона для  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ пбн}^{-1}$  и результаты аппроксимации ММП этого распределения функциями правдоподобия, соответствующими гипотезам  $H_1$  (сигнал + фон) и  $H_0$  (только фон) (рис. 4.108).

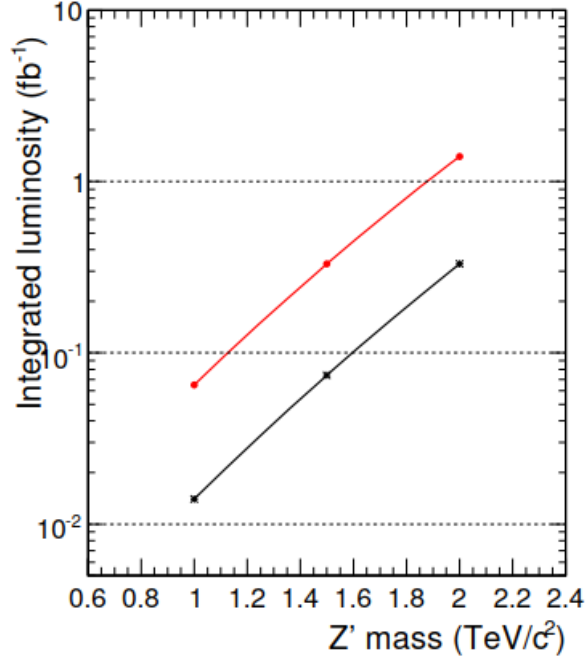


**Рис. 4.108.** Распределения событий по  $m_{\mu\mu}$  (гистограммы) в соответствии с  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ пбн}^{-1}$  для нового калибровочного бозона (слева)  $Z'_{SSM}$  и (справа)  $Z'_{\psi}$  с массой  $1000 \text{ ГэВ}/c^2$  [53, 54]. Сплошными линиями приведены результаты аппроксимации ММП функциями правдоподобия для сигнала и фона (синяя линия) и только для фона (зеленая линия).

Интегральная светимость, необходимая для наблюдения нового резонанса  $Z'$  (традиционно использован критерий  $5\sigma$ ) в зависимости от его массы, приведена на рисунке 4.109 для двух моделей РКС (реперная SSM и  $\psi$ -модель).

Эти результаты находятся в очень хорошем согласии как с результатами, представленными на рисунке 4.106, так и с более ранними результатами, полученными с помощью полного моделирования отклика сигнала [191]. Кроме того, они также согласуются с результатами исследований в канале с парой электронов (см. стр. 1442–1448 работы [4]).

Также интересно отметить, что для КК-мод  $Z$ -бозона в сценариях многомерной теории поля, распадающихся на пару электрон-позитрон, предел наблюдае-



**Рис. 4.109.** Интегральная светимость  $\mathcal{L}_{\text{int}}$ , необходимая для наблюдения нового резонанса (верхняя кривая)  $Z'_{SSM}$  и (нижняя кривая)  $Z'_{\psi}$ , как функция его массы [53, 54].

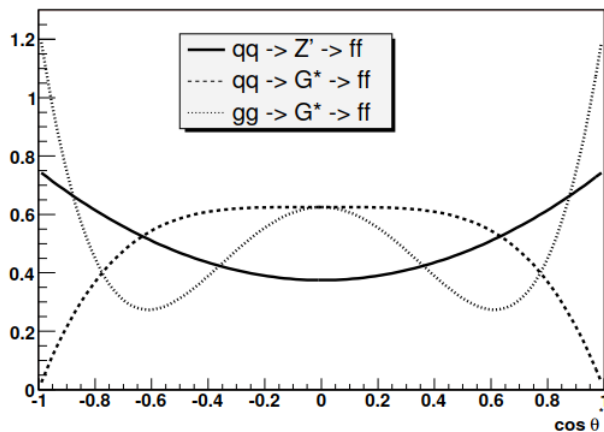
мости со статистической значимостью  $5\sigma$  достигается при значениях фундаментального многомерного масштаба  $M_D = 4.97$  ТэВ для интегральной светимости  $10 \text{ фбн}^{-1}$ ,  $M_D = 5.53$  ТэВ для  $30 \text{ фбн}^{-1}$  и  $M_D = 5.88$  ТэВ для  $60 \text{ фбн}^{-1}$  (также см. стр. 1442–1448 работы [4]). Эти пределы выше, чем для бозонов  $Z'$ , что объясняется бóльшими сечениями процессов рождения КК–состояний нейтрального калибровочного бозона. К сожалению, в канале с парой мюонов подобный анализ осуществлен не был, поэтому прямое сравнение затруднительно.

#### 4.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВОЙ СТРУКТУРЫ РЕЗОНАНСОВ

В случае обнаружения нового резонанса одной из основных задач является измерение его констант связи и тестирование спиновой структуры. Как мы обсуждали выше, в главном порядке ТВ нейтральные бозоны РКС  $Z'$  образуются в процессах аннигиляции кварков и антикварков, тогда как рождение RS1–гравитона возможно как при  $q\bar{q}$  аннигиляции, так и в процессе глюон–глюонного слияния  $gg$ . Продукты распада резонансов, образующихся в этих процессах, имеют отчетливо выраженные различия в угловых распределениях (рис. 4.110)

Процесс	Угловые распределения	
$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0/Z' \rightarrow f\bar{f}$	$p_1(\cos\theta^*) = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta^*)$	(4.68)
$q\bar{q} \rightarrow G_{KK} \rightarrow f\bar{f}$	$p_{q\bar{q}}(\cos\theta^*) = \frac{5}{8}(1 - 3\cos^2\theta^* + 4\cos^4\theta^*)$	
$gg \rightarrow G_{KK} \rightarrow f\bar{f}$	$p_{gg}(\cos\theta^*) = \frac{5}{8}(1 - \cos^4\theta^*),$	

где  $\theta^*$  — угол между налетающим кварком или глюоном и выходящим лептоном в системе Коллинза–Сопера (см. раздел 3.5).



**Рис. 4.110.** Угловые распределения по  $\cos\theta^*$  мюонов от распадов резонансов со спином 1 ( $Z'$ ) и спином 2 ( $G_{KK}$ ) [67].

метод определения спина будет универсальным, т. е. не зависящим от модели РКС.

Определение спина наблюдаемой частицы, как и установление массового предела, представляет собой задачу: отвергнуть одну спиновую гипотезу  $H_0$ , тем самым приняв альтернативу  $H_1$ . При поиске RS1–гравитона в качестве нулевой (фоновой) гипотезы, на первый взгляд, естественно рассмотреть гипотезу спина 1<sup>34</sup>. Далее можно использовать схему, описанную в разделе 4.2, с заменой распределений по инвариантной массе на угловые распределения. Однако этот подход оказывается асимметричным по отношению к трактовке двух гипотез: режекция спина 1 с заданным уровнем статистической значимости в реальном эксперименте произойдет с вероятностью 50%. Другими словами, вероятность ошибки 2-го рода (отвергнуть  $H_1$ , когда она истинна) составляет 50%. Это объясняется тем, что величина статистической значимости  $S_L$  в тесте является на самом деле средним распределения ожидаемой величины.

Как было показано в [199], тестовая статистика, позволяющая минимизировать ошибки 2-го рода (максимизировать мощность статистического критерия) при фиксированном значении ошибки 2-го рода, имеет вид

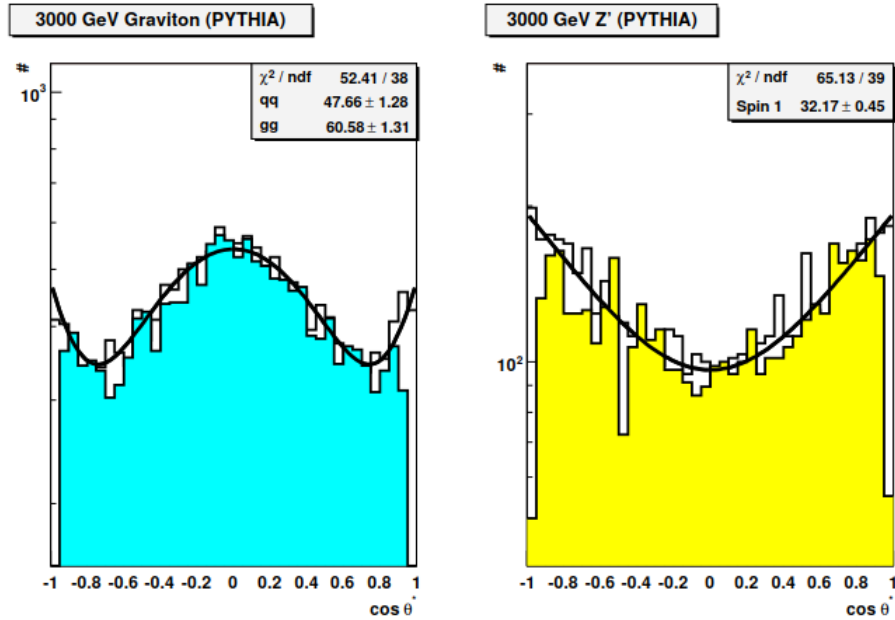
$$-2\ln\lambda = 2\ln\mathcal{L}_2 - 2\ln\mathcal{L}_1, \quad (4.69)$$

где  $\mathcal{L}_1$  и  $\mathcal{L}_2$  — наиболее вероятные значения функций правдоподобия, соответственно, для гипотезы спина 1 (гипотеза  $H_1$ ) и спина 2 (гипотеза  $H_2$ ), задаваемых в виде [201, 202]

<sup>34</sup>Заметим, что, в общем случае альтернативной может быть и гипотеза спина 0. Но в работе мы рассматриваем возможность разделения только двух гипотез, хотя при анализе реальных данных (например, при открытии бозона Хиггса) рассматриваются все возможные комбинации спина и четности.

$$p(\cos \theta^*) = \varepsilon_1 \cdot p_1(\cos \theta^*) + \varepsilon_{q\bar{q}} \cdot p_{q\bar{q}}(\cos \theta^*) + \varepsilon_{gg} \cdot p_{gg}(\cos \theta^*). \quad (4.70)$$

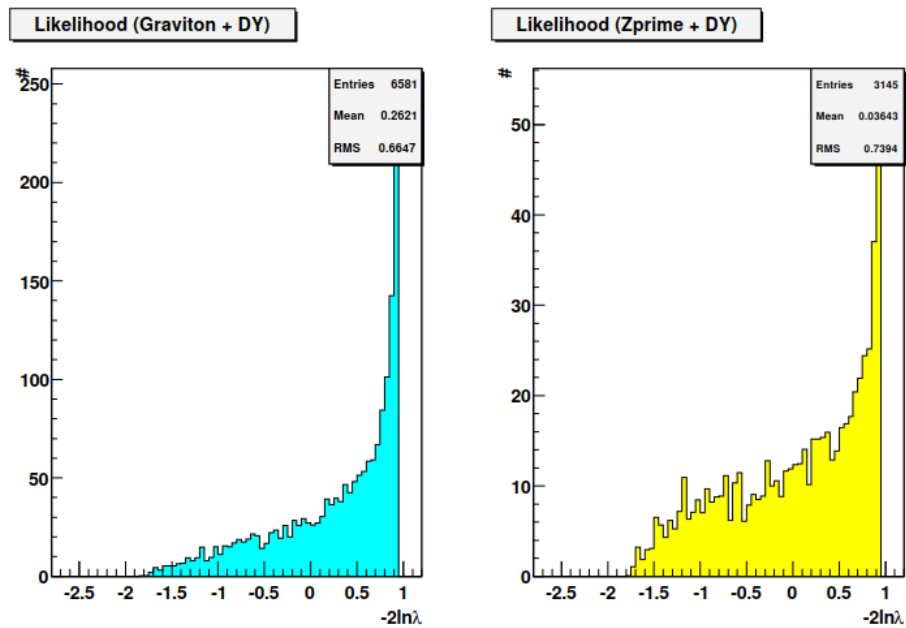
Здесь  $p_1, p_{q\bar{q}}, p_{gg}$  определены в (4.68), а свободные параметры  $\varepsilon_i$  — доли событий из соответствующих процессов с нормировкой  $\sum \varepsilon_i = 1$ . Например, для RS1-гравитона с массой 1500 ГэВ/ $c^2$  фитирование в массовом диапазоне  $\pm 120$  ГэВ/ $c^2$  вокруг пика в спектре  $m_{\mu\mu}$  дает  $\varepsilon_{q\bar{q}} = 0.229$ ,  $\varepsilon_{gg} = 0.762$ ,  $\varepsilon_1 = 0.009$  [201]. Стоит отметить, что, вследствие обрезаний аксептанса, формы угловых распределений значительно искажаются (рис. 4.111), но, так как эффективность аксептанса не зависит от вида угловых распределений, в тесте отношения правдоподобия (4.69) они сокращаются.



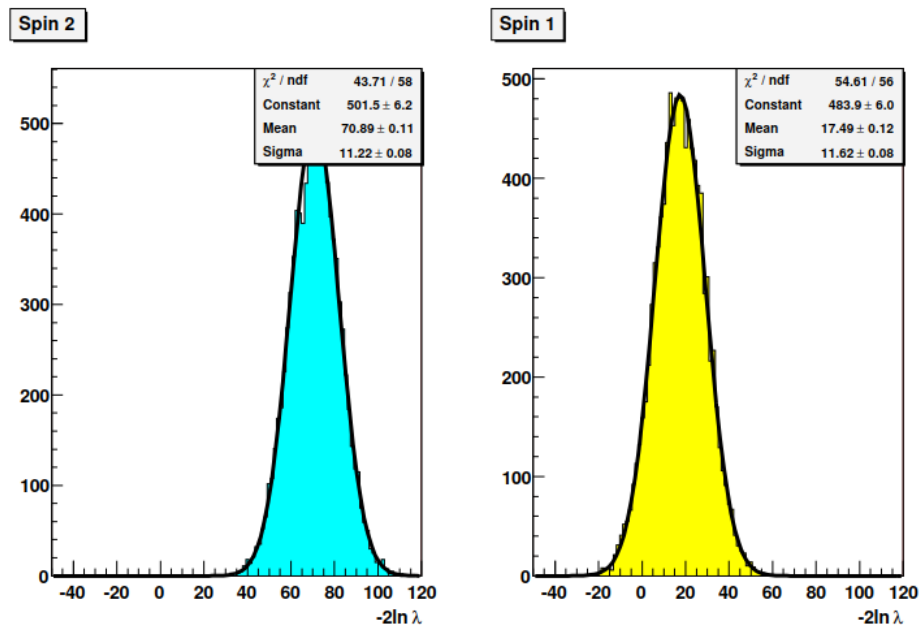
**Рис. 4.111.** Распределения событий МК по  $\cos \theta^*$  для резонансов с массой 3000 ГэВ/ $c^2$  для случая (слева) спина 2 ( $G_{KK}$ ) и (справа) спина 1 ( $Z'$ ) [67]. Приведены смоделированные (пустая гистограмм) и реконструированные (закрашенная гистограмма) события, а также результаты фитирования согласно (4.68).

В случае отсутствия свободных параметров (значения  $\varepsilon_i$  зафиксированы) величина  $-2\ln\lambda$  представляет собой сумму вкладов от всех наблюдаемых событий (распределение  $-2\ln\lambda$  для независимых событий приведено на рис. 4.112). Случай реального эксперимента соответствует выбору определенного количества событий  $N$  из распределения (рис. 4.112) и определения доли возможных вкладов ( $\varepsilon_i$  выступают как свободные параметры). При этом объединенная тестовая статистика эксперимента  $-2\ln\lambda$  представляет собой сумму величин  $-2\ln\lambda$  каждого выбранного события (результаты серии из  $10^4$  псевдоэкспериментов показаны на рис. 4.113) Следуя этой процедуре, можно вычислить величины статистической значимости для каждого набора событий МК, смоделированных в соответствии с теми или иными модельными параметрами, т.е. с помощью построения распределения  $-2\ln\lambda$  для каждого такого набора событий. Другой путь заключается в масштабировании в соответствии с числом отобранных в

массовом окне событий среднего значения и RMS (в соответствии с центральной предельной теоремой среднее масштабируется как  $N$ , а RMS как  $\sqrt{N}$ ). Результаты этих двух подходов согласуются в пределах 5%.



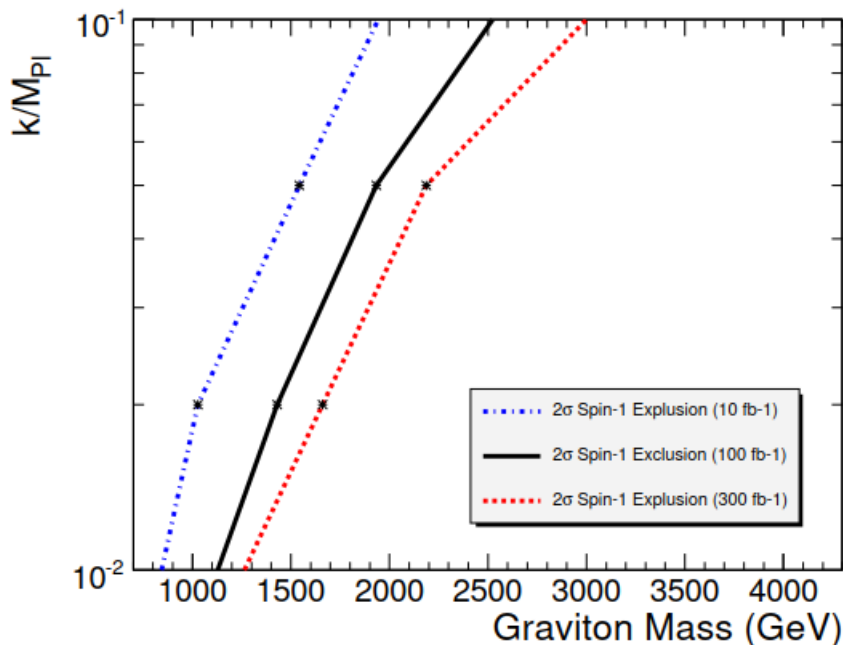
**Рис. 4.112.** Вклады в тестовую статистику (4.69) независимых событий рождения (слева) RS1-гравитона и (справа) нового калибровочного бозона  $Z'$  с массой  $1000 \text{ ГэВ}/c^2$  [67]. Учтен вклад фоновых событий от процесса Дрелла-Яна.



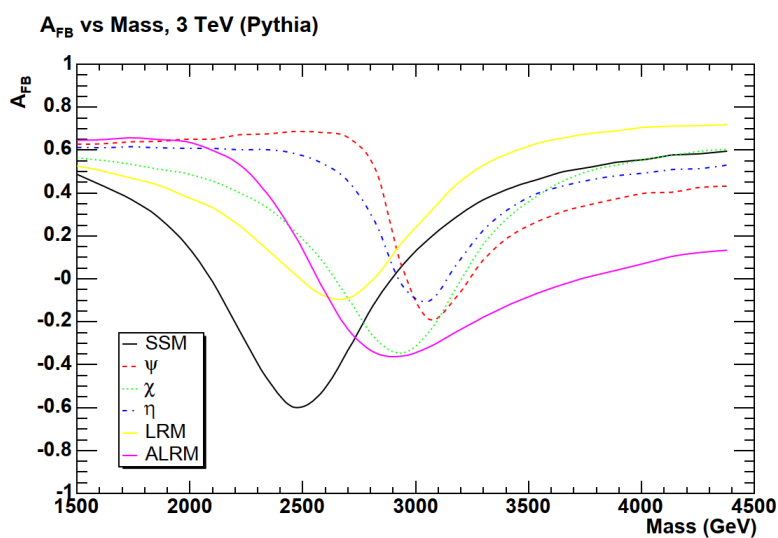
**Рис. 4.113.** Распределения величины тестовой статистики  $-2\ln\lambda$  по результатам  $10^4$  псевдоэкспериментов для (слева) RS1-гравитона и (справа) нового калибровочного бозона  $Z'$  с массой  $1000 \text{ ГэВ}/c^2$  [67].

Потенциал эксперимента CMS по разделению двух обсуждаемых гипотез наглядно представлен на рисунке 4.114 в пространстве параметров сценария RS1 ( $\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}}$ ). Нужно подчеркнуть, что даже с меньшим критерием статистической значимости ( $2\sigma$ ) возможность разделения двух альтернативных спино-

вых гипотез гораздо скромней, чем потенциал наблюдения новых резонансов (см. два предшествующих раздела). Статистика, соответствующая  $\int \mathcal{L} dt = 100$  (300) фбн<sup>-1</sup>, позволяет провести разделение  $H_1$  и  $H_2$  до массы всего лишь  $m \leq 1128$ –2524 (1264–3000) ГэВ/ $c^2$  в зависимости от  $\epsilon = 0.01$ –0.1. Таким образом, задачи, связанные с детальным изучением свойств новых резонансов (если они будут обнаружены), требуют большей статистики и должны быть отнесены к периоду работы ЛНС в режиме повышенной светимости.



**Рис. 4.114.** Потенциал эксперимента CMS по разделению гипотез спина 1 и спина 2 в пространстве параметров сценария RS1 ( $\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}}$ ) [67]. Рассмотрены различные сценарии набора данных.



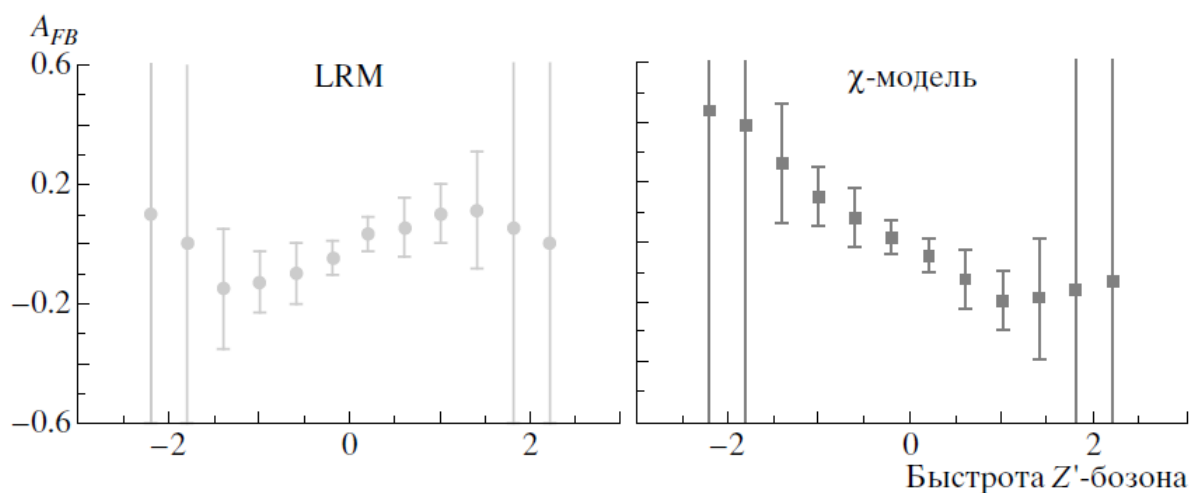
**Рис. 4.115.** Зависимость  $A_{FB}$  от инвариантной массы пары лептонов в  $pp \rightarrow \gamma/Z^0/Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ для различных моделей РКС [213]. Рассмотрен случай  $m_{Z'} = 3$  ТэВ/ $c^2$ .

Как и для  $Z^0$  СМ, для  $Z'$  из РКС можно изучать такую величину, как асимметрия вылета мюонов по направлению вперед–назад  $A_{FB}$ . Одной из отличительных черт  $A_{FB}$  является ее характерная зависимость от инвариантной массы продуктов распада  $Z'$  (рис. 4.115) и его псевдобыстроты (рис. 4.116), которая будет разной для разных моделей РКС. Однако для возможности разделения моделей РКС по характерным отличиям в  $A_{FB}$  требуется до-

статочный объем набранной статистики. Предварительный подобный анализ был выполнен дубненской группой [69], а детальный был осуществлен группой



университета UCLA в CMS [213]<sup>35</sup>, который продемонстрировал, что при массах ожидаемого бозона от 2000 до 2700 ГэВ/ $c^2$  возможно отделить гипотезу  $Z'_\chi$  (или  $Z'_{ALRM}$ ) от остальных гипотез ( $Z'_{SSM}$ ,  $Z'_\psi$ ,  $Z'_\eta$  или  $Z'_{LRM}$ ) при  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  более 400 фбн<sup>-1</sup>. Разделение между гипотезами  $Z'_{SSM}$ ,  $Z'_\psi$ ,  $Z'_\eta$  и  $Z'_{LRM}$  возможно для гораздо меньших масс (1000–1500 ГэВ/ $c^2$ ). Гипотезы же  $Z'_\chi$  и  $Z'_{ALRM}$  не отличимы для любых масс. Таким образом, измерение констант связи в условиях ограниченной статистики является единственным инструментом для разделения гипотез различных моделей РКС (напомним еще раз, что они отличаются друг от друга значениями констант связи).



**Рис. 4.116.** Зависимость  $A_{FB}$  от быстроты  $Z'$  при  $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ для двух моделей РКС: (слева) LRM и (справа)  $\chi$ -модель [69]. Рассмотрен случай  $m_{Z'} = 2$  ТэВ/ $c^2$  и  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$  фбн<sup>-1</sup>.

#### 4.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 4

В Главе 4 анализируются перспективы экспериментального обнаружения при энергии ускорителя ЛНС  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ сигналов новой физики резонансного и нерезонансного типов в каналах с парой мюонов в конечном состоянии. Для получения предсказаний такого типа на основании моделирования МК была разработана методика проведения соответствующих поисковых экспериментов и показана принципиальная возможность наблюдения подобных состояний. Также обсуждается возможность разделения двух спиновых состояний резонанса (спин 1 и спин 2). Результаты, обсуждаемые в Главе 4, опубликованы в оригинальных работах [4, 63, 64, 67, 68, 69], см. также обзоры [23, 24, 50, 65, 66, 70]. Основные выводы по материалам Главы 4 можно сформулировать как:

- Разработана методика поиска сигналов новой физики нерезонансного типа в канале с парой мюонов при энергиях сталкивающихся пучков протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. Впервые показана возможность наблюдения на ЛНС сигналов от многомерной гравитации, предсказываемых сценарием с большими дополнительными измерениями (модель ADD). Для различных

<sup>35</sup>Эти результаты на защиту не выносятся и даны для ознакомления.

сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной светимости) получены пределы наблюдаемости на величину струнного масштаба  $M_S$  и числа дополнительных измерений  $n$  этой модели.

- Разработана методика поиска сигналов новых резонансных состояний со спином 2 и спином 1 в канале с парой мюонов при энергиях сталкивающихся пучков протонов  $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ в с.ц.м.
- Впервые показана возможность наблюдения на ЛHC тяжелого резонансного состояния со спином 2 на примере модели многомерной гравитации RS1, основанной на гипотезе «стянутых» дополнительных пространственных измерений с метрикой многомерного пространства анти-де Ситтера  $AdS_5$ . Для различных сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной светимости) получены пределы на наблюдаемость RS1-гравитона в пространстве параметров модели  $(\kappa/M_{5D}, m_{G_{KK}})$ .
- Впервые показана возможность наблюдения на ЛHC тяжелого резонансного состояния со спином 1, на примере предсказаний расширенных калибровочных моделей, основанных на группах ТВО  $E_6$  и  $SO(10)$ . Для различных сценариев набора данных (значений ожидаемой интегральной светимости) получены массовые пределы на наблюдаемость нейтрального калибровочного бозона  $Z'$  в различных моделях.

Результаты исследований, представленных в этой Главе, легли в основу соответствующего разделов проекта коллаборации CMS: “CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance” (PhTDR-II), направленного на поиск сигналов новой физики в канале с парой мюонов [4].

## Часть 2. Исследование процессов парного рождения лептонов и многочастичных событий при $\sqrt{s} = 7$ и $8$ ТэВ.

В этой Части диссертации приведены результаты исследований эксперимента CMS по образованию пары мюонов [71]–[49] и многочастичных событий в столкновениях пучков протонов во время первого этапа работы ЛHC (2009–2012 гг.) [91]–[88]. Для увеличения статистической точности финальные результаты по данным в канале с парой мюонов комбинировались с данными по рождению пары электронов<sup>36</sup>.

Напомним, что в Части 1 мы обсуждали перспективы исследований процессов рождения пар мюонов при номинальной (проектной) энергии ЛHC  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ для различных сценариях светимости (постепенной повешение светимости  $\mathcal{L}$ ) и сделали предсказания по достижимости максимальных значений инвариантной массы мюонов для процесса Дрелла–Яна и ряда процессов новой физики, с учетом различных экспериментальных и теоретических погрешностей. Эти предсказания легли в основу запланированных исследований с помощью детектора CMS до начала работы ЛHC. Однако в силу разных обстоятельств реализация программы физических исследований экспериментов на ЛHC начала осуществляться в 2009 г. при пониженной энергии сталкивающихся протонных пучков и уменьшенной светимости. Увеличение энергии и светимости пучков происходило постепенно в несколько этапов, что позволило в 2015 г. выйти на практически проектное значение энергии ( $\sqrt{s} = 13$  ТэВ), а в 2016 г. превзойти проектное значение светимости ( $\mathcal{L} = 1.5 \times 10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>)<sup>37</sup>.

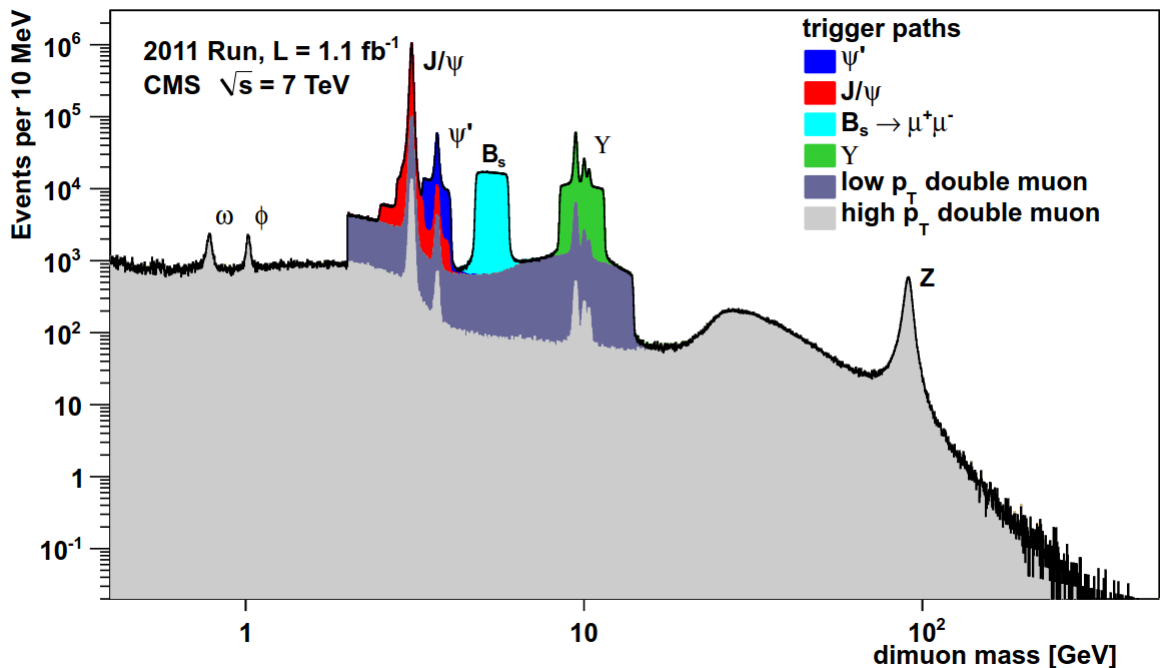
Первый этапа работы ЛHC (RUN1) проходил в 2009–2012 годах при работе на сталкивающихся пучках протонов при  $\sqrt{s} = 7$  и  $8$  ТэВ. Отметим, что в самом начале первого этапа стартовая энергия составляла лишь  $\sqrt{s} = 0.9$  ТэВ, и, хотя объем данных, записанных при этой энергии, был незначительным и, они позволили выполнить ряд важнейших подготовительных работ к основному этапу обработки и анализу данных. В начале каждого этапа работы ускорителя важно было убедиться в том, что все детекторные системы, методы отбора, реконструкции и анализа событий работают в штатном режиме, и мы

---

<sup>36</sup>Методические аспекты идентификации и регистрации электронов в данной работе не обсуждаются и на защиту не выносятся.

<sup>37</sup>В 2017 г. было достигнуто значение  $\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>.

не наблюдаем никаких физических артефактов. Яркой демонстрацией физико-технических возможностей CMS служат измерения спектра инвариантных масс мюонных пар (см. рис. 5.117, на котором представлены резонансы СМ от  $\omega$  и  $\phi$  до  $Z^0$ -бозона). Достигнутые характеристики дали возможность провести проверку теории электрослабых взаимодействий в процессах одиночного и парного рождения калибровочных бозонов и топ-кварка, совместного рождения калибровочных бозонов и струй и т.д. Это позволило в самом начале набора экспериментальных данных получить первые важные физические результаты — выполнить своего рода «переоткрытие» (rediscovery) СМ на ранее изученных энергетических масштабах. Также в 2012 г. произошло важнейшее событие — открытие бозона Хиггса на ЛНС, подтвержденное в 2013 г. присуждением Нобелевской премии авторам модели спонтанного нарушения симметрии за счет скалярного нейтрального бозона. При открытии, в частности, использовался канал с парами мюонов в конечном состоянии ( $h \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4\mu$ ) с использованием методики реконструкции и отбора событий, а также с учетом ряда систематических эффектов, обсужденных в Главе 2 предыдущей части.



**Рис. 5.117.** Резонансы СМ в спектре инвариантных масс пар мюонов при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Статистика соответствует  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1.1$  фбн<sup>-1</sup> (примерно два месяца набора данных в 2011 г.).

В 2015 г. стартовал новый этап работы ЛНС (RUN2) при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ. Увеличение почти в 2 раза энергии столкновений пучков (с 8 до 13 ТэВ) обеспечивает рост светимости партонов от 2 до 100(!) раз при больших значениях переданного четырехимпульса  $Q$  (рис. 5.118), т.е. 100 фбн<sup>-1</sup> при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ эквивалентно 1 фбн<sup>-1</sup> при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ. Это означает, что всего несколько месяцев второго этапа ЛНС предоставили больше информации для анализа процессов при больших значениях переданных четырехимпульсов, чем весь первый этап. Второй этап работы ЛНС (RUN2) при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ был запланирован до второй длительной

остановки (Long Stop 2, LS2) в конце 2018 г. В момент написания этого текста RUN2 уже завершен, за это время интегральная светимость  $\mathcal{L}_{int}$  достигла  $\sim 150$  фбн<sup>-1</sup>.

Результаты исследований, представленных в этой части диссертации, не включают в себя статистику RUN2 и основаны на данных 2011 г. при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в с.ц.м. и данных 2012 г. при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Максимальная статистика проанализированных данных соответствует интегральной светимости всех данных, записанных CMS,  $\mathcal{L}_{int}$  5.1 фбн<sup>-1</sup> за 2011 г. и 20.6 фбн<sup>-1</sup> за 2012 г. (рис. 5.119<sup>38</sup>). Средняя эффективность набора данных

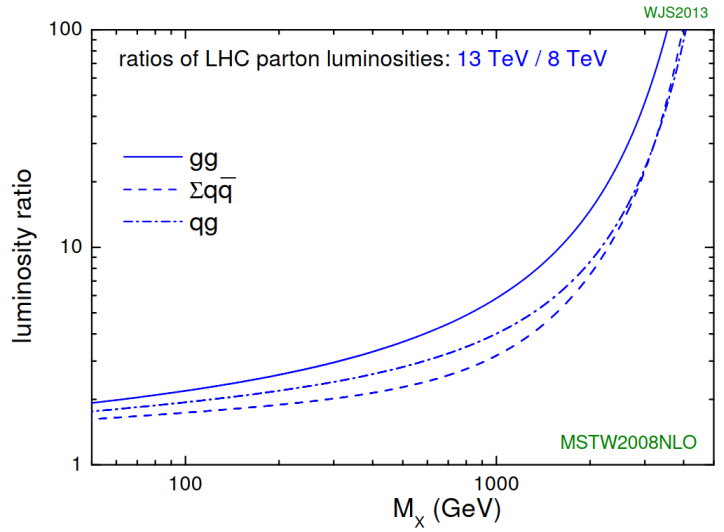


Рис. 5.118. Соотношение партонных светимостей при  $\sqrt{s} = 13$  и 8 ТэВ.

за эти годы, соответственно, составила 91 и 93.4%. Среднее число взаимодействий на одно пересечение пучков ЛHC (pile-up) составило  $\mu = 21$  (рис.5.119) Как правило, мы будем обсуждать более статистически обеспеченные результаты, полученные на данных 2012 г. при бóльшей энергии или на объединенных данных 2011 и 2012 г., которые позволили провести изучение закономерностей пар мюонов в более широком кинематическом диапазоне.

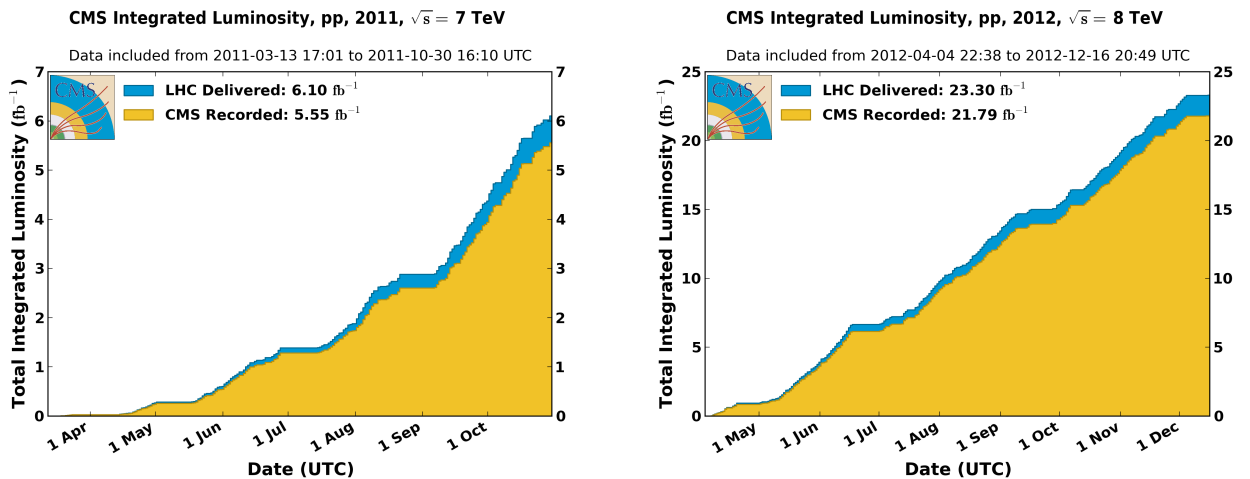
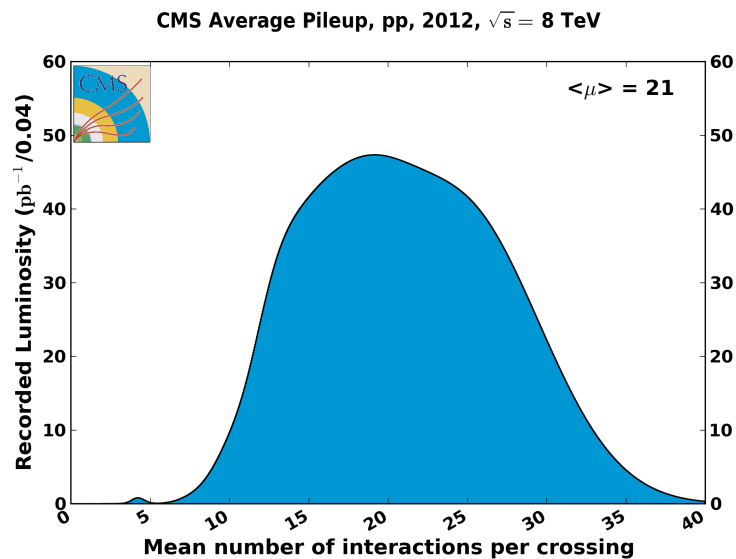


Рис. 5.119. Интегральная светимость, обеспеченная ЛHC в точке столкновения пучков эксперимента CMS (delivered) и записанная системой сбора данных (recorded).

Анализ данных RUN1 осуществлялся в соответствии с программой исследований, описанной в Части 1 с использованием разработанных базовых подхо-

<sup>38</sup>Небольшое отличие объема данных, используемого для анализа, от полного объема записанных данных объясняется дополнительным отбором данных в оффлайн режиме (сертификация данных), эффективность которого менее 100%.

дов, методик и программного обеспечения. Разные экспериментальные условия в RUN1 и на стадии подготовки программы физических исследований потребовали внесения определенных изменений в эти подходов, в основном это касается величин порогов кинематических переменных при отборе данных и подавлении фоновых процессов, а также коррекции значений эффективностей отбора и оценки числа фоновых событий с помощью реальных данных. Также стоит отметить более детальную проработку всех аспектов, связанных с влиянием на окончательный результат различных систематических эффектов.



**Рис. 5.120.** Среднее число взаимодействий на одно пересечение пучков LHC (pile-up) при  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

К моменту окончания написания данной работы экспериментом CMS уже получен целый ряд интересных результатов при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ. Однако основные результаты по программе исследований образования пары лептонов все еще предварительны и не охватывают весь спектр задач, которые были поставлены в Части 1 и были решены при более низких энергиях в Части 2. Поэтому результаты RUN2 в диссертации не обсуждаются.

## ГЛАВА 5. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РОЖДЕНИЯ ПАР ЛЕПТОНОВ В ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА–ЯНА

Измерение характеристик процесса Дрелла–Яна (сечений, их энергетических зависимостей, угловых распределений и пространственной асимметрии частиц в конечном состоянии) очень важны для реализации различных исследований в рамках физической программы ЛНС. Как уже говорилось выше, эти процессы являются не только чувствительным инструментом для поиска сигналов новой физики за рамками СМ, но и одним из источников фонов при исследовании парного рождения топ–кварков, калибровочных бозонов, поиска и измерения свойств бозона Хиггса в канале распада на 4 лептона.

Напомним, что на адронных коллайдерах лептонные пары рождаются преимущественно в  $s$ -канальных процессах виртуального обмена калибровочными бозонами  $\gamma^*/Z^0$  (процесс Дрелла–Яна). В настоящее время вычисления дифференциальных  $d\sigma/dm$  и дважды дифференциальных  $d^2\sigma/dmdy$  сечений этого процесса ( $m$  и  $y$ , соответственно, инвариантная масса и быстрота пары) выполнены во втором порядке теории возмущений КХД [144].

Быстрота и инвариантная масс дилептонной системы, рождаемой в протон–протонных столкновениях, связаны в главном порядке ТВ с долями продольного импульса  $x_+$  и  $x_-$ , переносимыми двумя взаимодействующими партонами:  $x_{\pm} = (m/\sqrt{s})e^{\pm y}$ . Следовательно, распределения по инвариантной массе и быстройте являются чувствительными к функциям распределения партонов (PDF). Возможности ускорительного комплекса ЛНС позволяют проводить изучение процесса Дрелла–Яна в широком диапазоне значений масштабной переменной Бьеркена и характерного масштаба взаимодействий  $Q^2 = x_+x_-s$ , недоступных в предыдущих экспериментах [215]. Представленные ниже результаты по измерению дважды дифференциального сечения  $d^2\sigma/dmdy$  покрывают диапазон значений  $0.0003 < x_{\pm} < 1.0$  и  $600 < Q^2 < 750\,000 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Дифференциальное сечение  $d\sigma/dm$  измерено в более широком диапазоне  $300 < Q^2 < 3\,000\,000 \text{ ГэВ}^2/c^2$ .

Увеличение энергии взаимодействия с 7 до 8 ТэВ обеспечивает возможность измерения энергетической зависимости сечений процесса Дрелла–Яна. Следует отметить, что эти сечения зависят от разных теоретических параметров, таких, как бегущая константа связи КХД, PDF, масштабы перенормировки и факторизации КХД. Теоретические погрешности, связанные с неопределенностями этих параметров, существенны, но коррелированы с энергией, поэтому измерение отношений этих сечений, нормированных на сечение рождения в области

пика  $Z^0$ -бозона, могут улучшить точность сравнения результатов измерения с предсказаниями СМ [216].

Неидеальность наших знаний PDF [168] является доминирующим источником теоретических систематических погрешностей при вычислении сечения Дрелла–Яна в области малых масс. Текущие наши знания о PDF, их важности для измерений на ЛНС и, в частности, для процесса ДЯ просуммированы в [59, 60, 217].

Как было показано в Главе 3, неопределенности PDF превышают достижимую точность экспериментальных измерений. В связи с этим, измерения дважды дифференциальных сечений и их энергетической зависимости (отношений сечений при разных энергиях взаимодействия протонов) становятся важными для ограничений различных семейств PDF. Включение данных этих измерений в глобальную аппроксимацию PDF обеспечивает существенные уточнения функций распределения странных кварков и легких морских кварков в диапазоне значений переменной Бьёркена  $0.0001 < x < 0.1$ .

В этой Главе представлены результаты измерений дифференциальных сечений  $d\sigma/dm$  процесса Дрелла–Яна в диапазоне инвариантных масс  $15 < m < 2000$  ГэВ/ $c^2$  и дважды дифференциальных сечений  $d^2\sigma/dm dy$  в интервале значений  $20 < m < 1500$  ГэВ/ $c^2$  и быстроты пары лептонов  $y$  от 0 до 2.4 [71, 72, 73, 45], включая результаты измерений отношений сечений процесса при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Кроме того, приведены результаты измерения асимметрии вперед–назад [76, 74, 75, 77, 78, 79]. Измерения основаны на данных протон-протонных столкновений при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, набранных экспериментом CMS с суммарной статистикой, соответствующей интегральной светимости  $19.7$  фбн $^{-1}$ . Интегральная светимость при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ составила  $4.8$  фбн $^{-1}$  и  $4.5$  фбн $^{-1}$ , соответственно, для пар электронов и мюонов.

Основные этапы исследований включают моделирование сигнальных и фоновых событий, реконструкция и отбор событий, оценку фона из данных, учет эффективности реконструкции и отбора, проведение коррекции различных систематических эффектов, вычисление систематических погрешностей.

### 5.1. ОЦЕНКА ЧИСЛА СИГНАЛЬНЫХ И ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Оценка эффективности реконструкции и отбора событий, систематических погрешностей и числа событий для ряда фоновых процессов осуществлялась на основании моделирования МК. В ряде случаев неопределенности предсказаний СМ для фоновых процессов очень велики, поэтому для более точной фон извлекается из данных. Так, например, фон от множественного рождения струй КХД оценивается методом анализа контрольного набора данных (КНД) перед наложением критериев изолированности и заряда мюонов [222]<sup>39</sup>.

<sup>39</sup>В англоязычной литературе данный метод называется "Data-Driven".



## МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБЫТИЙ

Как и в Главе 3, сигнальные процессы с  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  моделировались в NLO порядке ТВ генераторами событий POWHEG [135] и PYTHIA6 версии 6.4.24 [138], последний использовался для моделирования партонных ливней и КЭД-излучения в конечном состоянии. Пакет POWHEG включает матричные элементы, посчитанные с точностью до 1-го порядка ТВ (NLO КХД и NLO ЭС). Учет высших порядков ТВ (NNLO КХД и NLO ЭС) осуществлялся перевзвешиванием событий корректирующими коэффициентами, вычисленными с помощью пакета FEWZ3.1 [136] в различных интервалах инвариантной массы пары мюонов  $m_{\mu\mu}$  в зависимости от поперечного импульса  $p_T^{\mu\mu}$  и быстроты пары  $y^{\mu\mu}$  (множителями в различных кинематических интервалах):

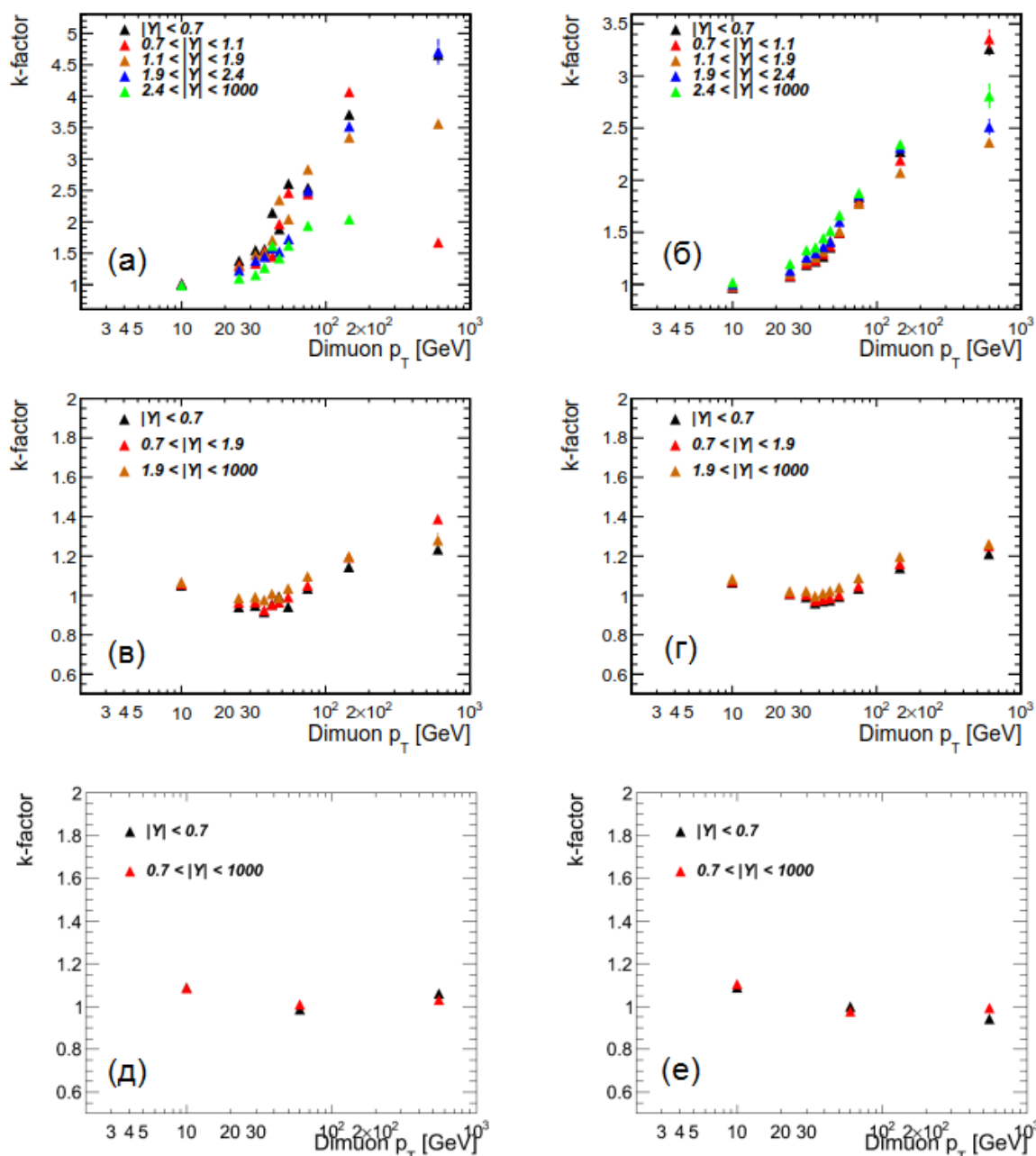
$$\omega(p_T^{\mu\mu}, y^{\mu\mu}) = \frac{(d^2\sigma/p_T^{\mu\mu} y^{\mu\mu})_{FEWZ}}{(d^2\sigma/p_T^{\mu\mu} y^{\mu\mu})_{POWHEG}}. \quad (5.71)$$

Эта поправка сильно зависит от  $p_T^{\mu\mu}$  в области малых масс (рис. 5.121) и выходит на плато в районе пика  $Z^0$ , становясь практически пренебрежимо малой для больших  $m_{\mu\mu}$ . С точки зрения определения эффективности акцептанса, NNLO–вклады КХД также особенно важны в области малых масс: величина поправок на эффективность акцептанса достигает 50% при массах менее 40 ГэВ/ $c^2$  и пренебрежимо мала в области свыше 200 ГэВ/ $c^2$ .

Поправка на высшие порядки электрослабых взаимодействий мала по сравнению с поправкой на излучение в конечном состоянии. Она увеличивается в ТэВ-ной области масс [145], но несущественна по сравнению с точностью экспериментальных измерений во всем исследуемом массовом диапазоне.

Доминирующие фоновые процессы СМ были смоделированы с использованием генераторов POWHEG ( $\tau^+\tau^-$  и одиночное рождение  $t$ -кварка) и MADGRAPH [218] ( $t\bar{t}$  и парное рождение калибровочных бозонов  $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ). Распады  $\tau$ -лептонов осуществлялись с помощью пакета TAUOLA [219]. Для учета вкладов высших порядков в процессы парного рождения  $t$ -кварков наборы данных  $t\bar{t}$  нормировались на величину сечения этого процесса. В анализе данных, набранных при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, использовалось сечение, вычисленное в NLO (157 пбн), а при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ — вычисленное в NNLO (245.8 пбн) [220]. Фон КХД оценен в рамках PYTHIA6. При моделировании как сигнальных, так и фоновых процессов был использован набор функций PDF CT10 [162].

Все смоделированные события были пропущены через цепочку полного моделирования «отклика» детекторных систем CMS, основанного на пакете GEANT4 [108], и реконструированы с помощью алгоритмов пакета реконструкции и анализа данных CMS CMSSW [110]. Моделирование включает эффект наложения событий (pile-up), учитываемый согласно функции распределения числа взаимодействий на LHC (см. рис. 5.120) с учетом наблюдений на данных.



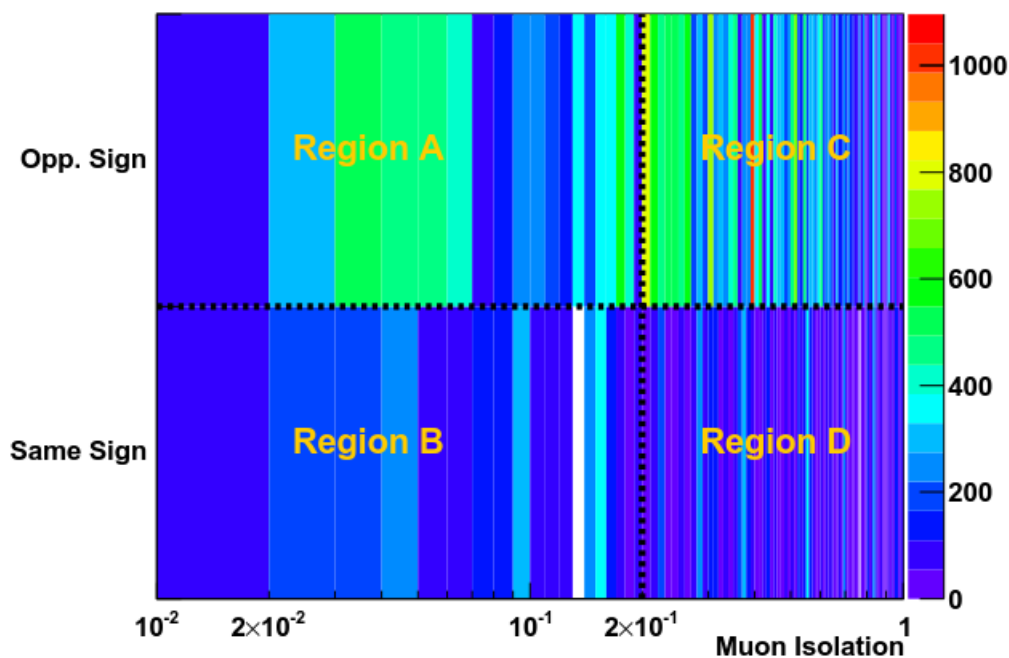
**Рис. 5.121.** Зависимость поправок, учитывающих NNLO-вклады ( $K_{NNLO/NLO}$ ) от поперечного импульса мюонной пары  $p_T^{\mu\mu}$  в различных интервалах быстроты  $y^{\mu\mu}$  и инвариантной массы пары: (а) 15–20 ГэВ/ $c^2$ , (б) 20–30 ГэВ/ $c^2$ , (в) 60–72 ГэВ/ $c^2$ , (г) 72–106 ГэВ/ $c^2$ , (д) 600–1000 ГэВ/ $c^2$ , (е) 1000–1500 ГэВ/ $c^2$ .

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ ИЗ ДАННЫХ

Существует вероятность неправильной идентификации струй как лептонов и, как следствие, возможен вклад в спектр двухлептонных событий от процессов  $jet + V$  ( $V = W, Z$ ) и множественного рождения струй КХД, которое дает существенный вклад в области масс  $m \geq 1$  ТэВ/ $c^2$ . Ввиду ограниченной точности моделирования процессов КХД величина фона от множественного рождения струй извлекалась из контрольного набора данных (КНД) [222] с использованием в качестве дискриминатора фона критериев изолированности трека и требования противоположности заряда двух мюонов (в нашем анализе получившим название метода ABCD). Идеологически подход КНД заключается

в том, что из общего набора данных могут быть выделены события, не представляющие интереса для исследования: это могут быть события области относительно небольших инвариантных масс, ранее уже изученных, или наборы преимущественно фоновых событий (там, где не предполагается наличия сигнальных событий или их ожидаемое число пренебрежимо мало). Эти события могут быть использованы для перевзвешивания событий моделирования МК или для сравнения с числом событий в исследуемой (сигнальной) области.

В частности в методе ABCD используется то обстоятельство, что, во-первых, события с мюонами с относительной изоляцией  $I_{rel}^{comb} > 0.2$  относятся преимущественно к фоновым (см. следующий раздел) и, во-вторых, отношение числа фоновых событий с мюонами разных знаков ( $\mu^+\mu^-$ ) к числу событий с мюонами противоположных знаков ( $\mu^\pm\mu^\pm$ ) не зависит от значения  $I_{rel}^{comb}$ .



**Рис. 5.122.** Двумерный плот зависимости числа событий от заряда мюонов и величины относительного критерия изолированности  $I_{rel}^{comb}$  для процессов КХД; область  $A$  — сигнальная с мюонами преимущественно из процессов Дрелла-Яна,  $B$  — с преимущественно фоновыми событиями,  $C$  и  $D$  — практически все события фоновые.

Тогда число фоновых событий КХД  $N_A^{QCD}$  в сигнальной области (область с парой противоположно заряженных мюонов с  $I_{rel}^{comb} < 0.2$  каждый) может быть определена как

$$N_A^{QCD} = \frac{N_C^{QCD}}{N_D^{QCD}} \cdot N_B^{QCD}, \quad (5.72)$$

где  $N_{B,C,D}^{QCD}$  — число событий КХД в областях с преимущественно фоновыми событиями  $B$ ,  $C$  и  $D$ , показанных на рисунке 5.122, которые получаются вычитанием числа событий электрослабых процессов, оцененных с помощью МК, из полного числа событий в этих областях, измеренного в эксперименте. Сравнение числа фоновых КХД событий, оцененных из экспериментальных данных,

с предсказаниями МК демонстрирует значительный недоучет событий КХД в МК (рис. 5.123), поэтому для анализа были использованы оценки методом КНД.

Кроме того, для уменьшения систематических погрешностей, связанных с неточностями моделирования, величина фона от ЭС процессов была определена  $e\mu$ -методом оценки фона (который также является разновидностью метода КНД), основанном на сравнении числа событий с парой лептонов одного аромата (в нашем случае  $\mu^+\mu^-$ ) и событий с парой лептонов разных ароматов  $e^\pm\mu^\mp$  в контрольном наборе данных и наборе МК. Процесс Дрелла–Яна содержит лептоны одного поколения ( $\mu^+\mu^-$ ), поэтому все пары  $e^\pm\mu^\mp$  являются фоновыми, и истинное значение фоновых процессов (в данных) оценивается как произведение числа  $e^\pm\mu^\mp$ -пар в данных на отношение  $\mu^+\mu^- / e^\pm\mu^\mp$ , полученное на МК:

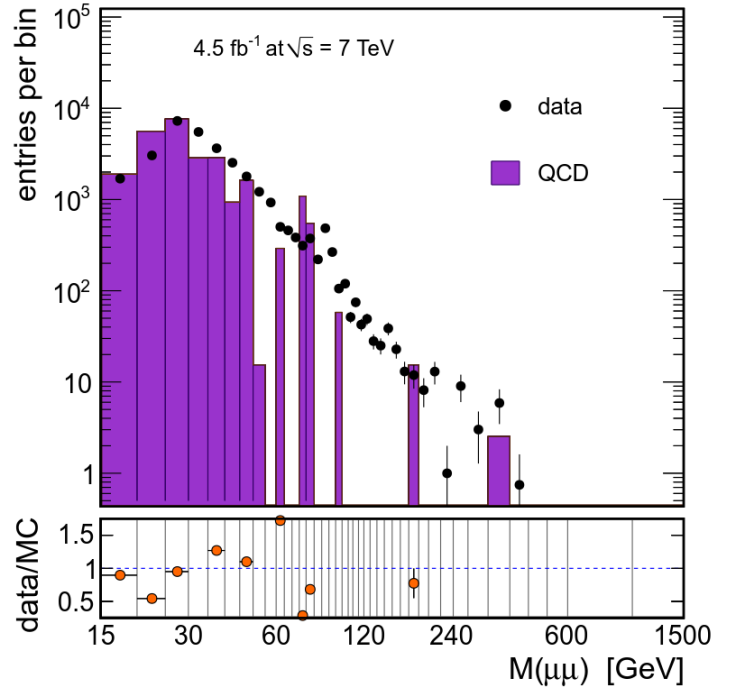
$$N_{est}^{\mu^+\mu^-} = \frac{N_{MC}^{\mu^+\mu^-}}{N_{MC}^{e\mu}} \cdot N_{obs}^{e\mu}. \quad (5.73)$$

Число фоновых событий, оцененных  $e\mu$ -методом, в пределах ошибок согласуется с предсказаниями МК, как показано на рисунке 5.124.

Ошибки оценки фона с привлечением метода КНД имеют две составляющие: ограниченность статистики, используемой при предсказании фона (трактуемую как систематическая ошибка данного метода) и разницу между числом фоновых событий, полученных из данных методом КНД  $N_{DD}$ , и средней величиной  $\langle N_{bg} \rangle$  между числом фоновых событий из МК и  $N_{DD}$ :

$$\frac{\Delta N_{bg}}{N_u} = \sqrt{\left(\frac{N_{DD} - \langle N_{bg} \rangle}{N_u}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_{DD}}}{N_u}\right)^2}, \quad (5.74)$$

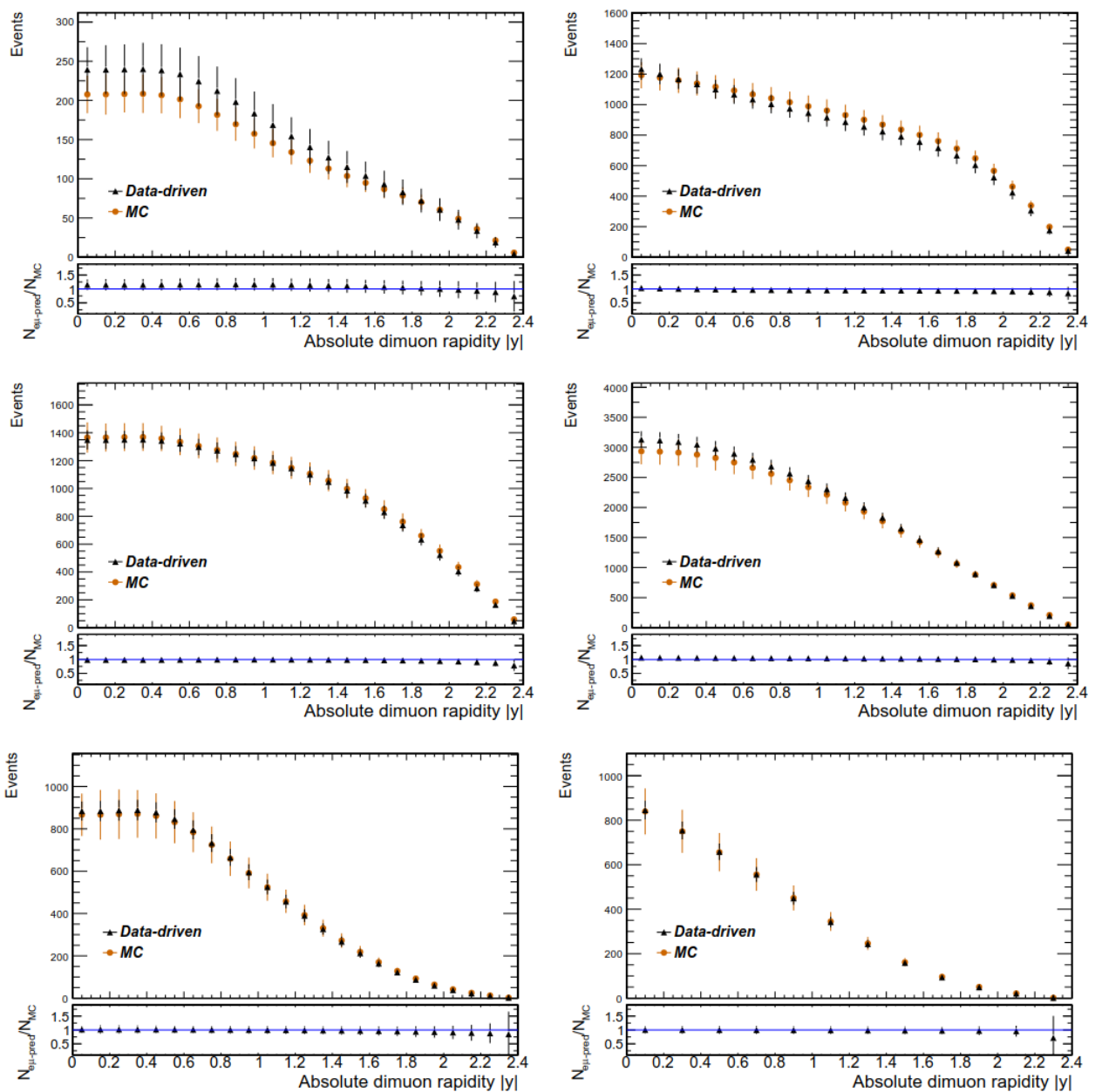
где  $N_u$  представляет собой разницу между наблюдаемым числом событий  $N_{obs}$  и оцененной величиной фона  $N_{bg}$ .



**Рис. 5.123.** Распределение числа фоновых событий из процессов КХД по инвариантной массе  $m_{\mu\mu}$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Приведены результаты оценки методом КНД и с помощью МК. На нижнем рисунке приводится отношение числа событий в КНД и МК.

При оценке фона с помощью МК ошибка вычисляется аналогичным образом, только вместо разницы между  $\langle N_{bg} \rangle$  и  $N_{DD}$  берется величина теоретических неопределенностей вычисления сечений фоновых процессов  $\delta\sigma_{bg}^{theor}$ , а вместо величины статистической ошибки данных используется статистическая ошибка МК:

$$\frac{\Delta N_{bg}}{N_u} = \sqrt{\left(\delta\sigma_{bg}^{theor}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_{MC}}}{N_u}\right)^2}. \quad (5.75)$$



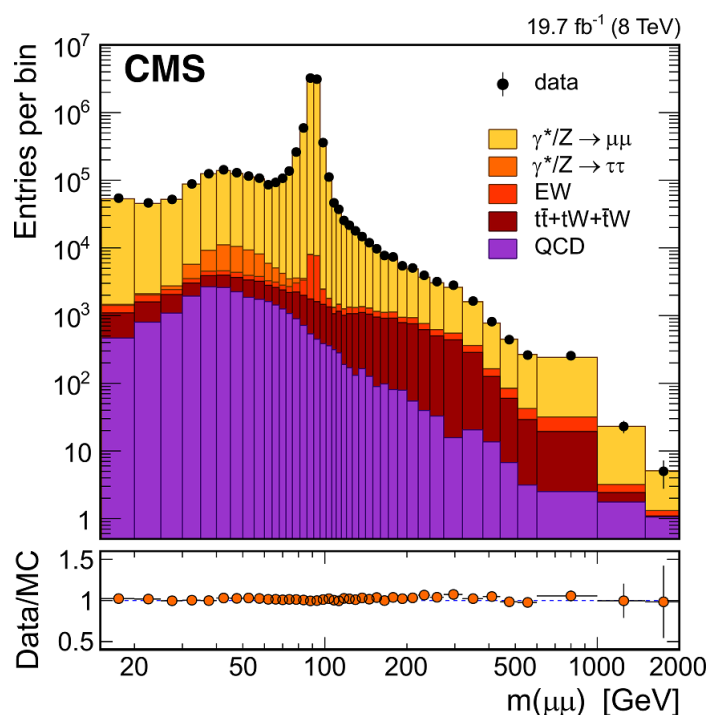
**Рис. 5.124.** Зависимость числа фоновых событий при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, оцененных  $e\mu$ -методом, в сравнении с предсказаниями МК для различных интервалов  $m_{\mu\mu}$ : (а)  $20 < m_{\mu\mu} < 30$  ГэВ/c<sup>2</sup>, (б)  $20 < m_{\mu\mu} < 45$  ГэВ/c<sup>2</sup>, (в)  $45 < m_{\mu\mu} < 60$  ГэВ/c<sup>2</sup>, (г)  $60 < m_{\mu\mu} < 120$  ГэВ/c<sup>2</sup>, (д)  $120 < m_{\mu\mu} < 200$  ГэВ/c<sup>2</sup>, (е)  $200 < m_{\mu\mu} < 1500$  ГэВ/c<sup>2</sup>. Учтены статистические и систематические ошибки.

Итоговые распределения числа событий рождения лептонных пар при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ по инвариантной массе и быстроте, соответственно, даны на рисунках 5.125 и 5.126. При небольших инвариантных массах суммарных вклад фоновых процессов не превышает 5% в обоих каналах, при росте масс влияние фоновых процессов становится более существенным и достигает 30% в мюонном канале. В области малых инвариантных масс  $m_{\mu\mu}$  основной фон вносят процессы электрослабого взаимодействия:  $\tau^+\tau^-$ , парное рождение калибровочных бозонов  $VV$  ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ) и процессы с участием  $t$ -кварков. Непосредственно перед пиком  $Z^0$ -бозона доминирует вклад от  $\tau^+\tau^-$ , а непосредственно в самом пике — от процессов  $VV$ . С ростом  $m_{\mu\mu}$  более значимыми становятся процессы парного рождения  $t$ -кварков и ассоциированного рождения  $t$ -кварков и  $W$ , а Тэв-ной области инвариантных масс начинают играть заметную роль процессы КХД.

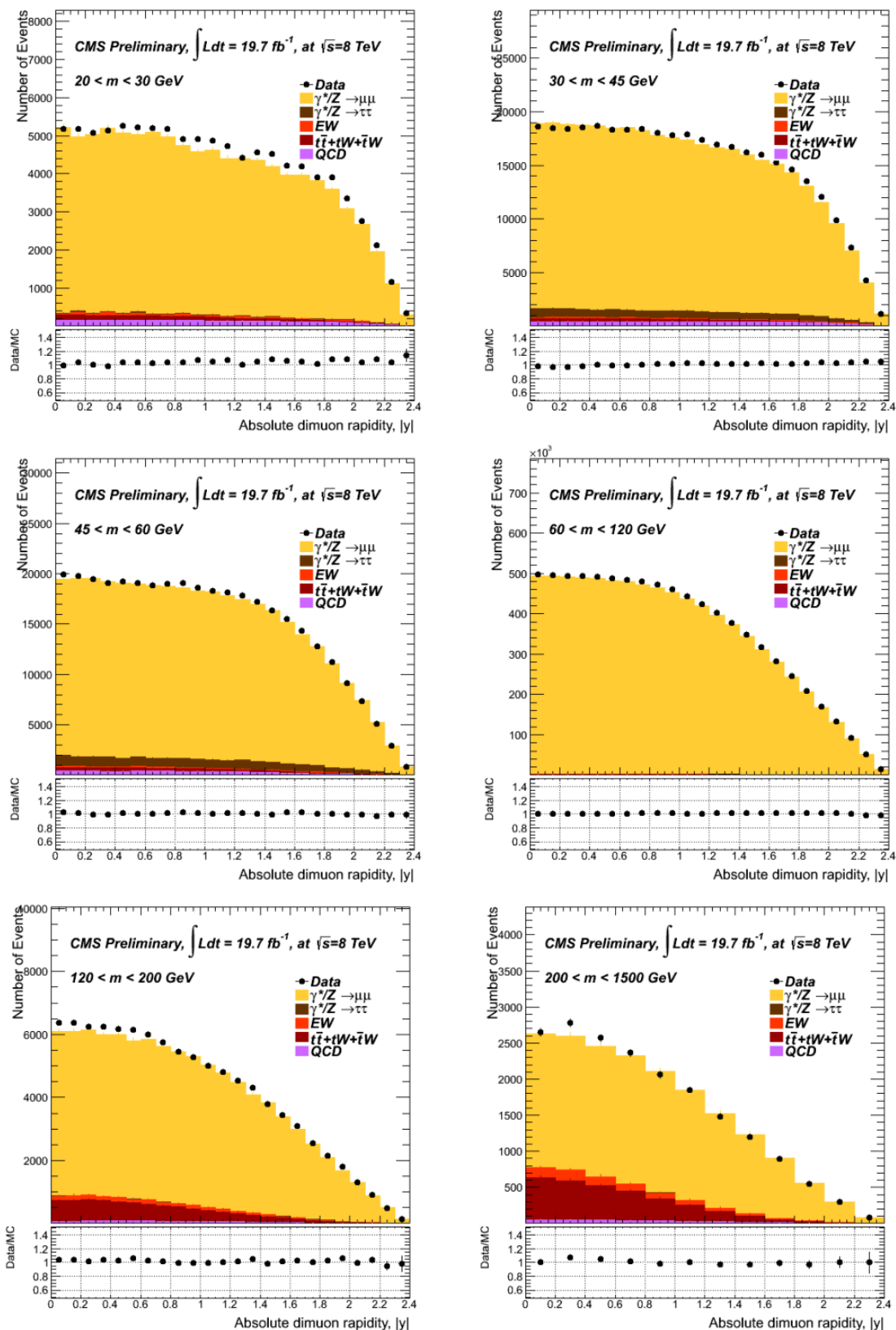
Важным нередуцируемым фоном является рождение пар лептонов в процессах  $\gamma\gamma$ . Согласно вычислениям, выполненными с FEWZ с PDF NNPDF2.3, вклад этого процесса для  $\sqrt{s} = 8$  (7) ТэВ варьируется от долей процента в области пика  $Z^0$  до 20 (40)% при  $m_{\mu\mu} \sim$  нескольких ТэВ/ $c^2$  (на рис. 5.125 суммируется с сигнальными событиями). Поправки на этот источник фона вносятся после проведения коррекций массового разрешения (см. ниже), в то время как другие фоновые процессы учитываются до этой процедуры.

## 5.2. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Идеология и основные методы идентификации, реконструкции и отбора событий рождения пар мюонов подробно описаны в Главе 2. Здесь мы кратко остановимся на основных критериях отбора и коррекции параметров физических событий, использованных в эксперименте CMS для анализа данных первого этапа работы ЛНС при энергии взаимодействия 7 и 8 ТэВ. Еще раз отметим, что детали реконструкции, идентификации и отбора электронов находятся вне



**Рис. 5.125.** Распределения событий по инвариантной массе пар мюонов при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (точки) [72]. Показаны результаты моделирования сигнала ( $\mu^+\mu^-$ ) и вклад доминирующих фоновых процессов (гистограммы). Сигнал смоделирован с учетом NNLO-вкладов (POWHEG и FEWZ). Электрослабые процессы включают парное рождение калибровочных бозонов и события  $W + jet$ . Фон КХД оценен методом КНД.



**Рис. 5.126.** Распределения событий по быстройте мюонной пары при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (точки) в шести массовых интервалах от 20 до 1500 ГэВ/ $c^2$ . Показаны результаты моделирования сигнала ( $\mu^+\mu^-$ ) и вклад доминирующих фоновых процессов (гистограммы). Сигнал смоделирован с учетом NNLO-вкладов (POWHEG и FEWZ). Электрослабые процессы включают парное рождение калибровочных бозонов и события  $W + jet$ . Фон КХД оценен методом КНД.

рассмотрения в данной работе. Некоторые отличия используемых при отборе событий величин кинематических порогов, по сравнению с Частью 1, связаны

с изменением требованием к общему потоку событий, а небольшие отличия в характеристиках качества трека — настройками алгоритмов реконструкции.

## КРИТЕРИИ ОТБОРА

Для отбора событий рождения пар мюонов триггерной системой применялись асимметричные условия отбора, согласно которым при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ после триггера высокого уровня (HLT) требовалось наличие одного (лидирующего) лептона с поперечным импульсом  $p_T^{(1)}$ , превышающим 17 ГэВ/с, и второго (сублидирующего) лептона с минимальным поперечным импульсом  $p_T^{(2)} \geq 8$  ГэВ/с (см. табл. 5.23). При  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ критерии отбора для лидирующего мюона несколько отличались: на начальном этапе набора данных в 2011 г. использовался симметричный триггер  $p_T^{(1,2)} \geq 6$  ГэВ/с, а впоследствии с  $p_T^{(1)} \geq 13$  ГэВ/с.

**Таблица 5.23.** Критерии отбора событий с парами мюонов [71, 72].

Критерии отбора	7 ТэВ	8 ТэВ
Триггер HLT		
Поперечный импульс	$p_T^{(1,2)} \geq 13,8$ ГэВ/с	$p_T^{(1,2)} \geq 17,8$ ГэВ/с
Акцептанс	$\eta \leq 2.1$	
Оффлайн		
Акцептанс	$\eta \leq 2.4$	
Поперечный импульс	$p_T^{(1,2)} \geq 14,9$ ГэВ/с	$p_T^{(1,2)} \geq 20,10$ ГэВ/с
Критерии качества трека		
	$\chi^2/N_{dof} < 10$ $N_{pixel} > 0$ $N_{muon} > 0$ $N_{match} > 1$ $N_{trk.layer} > 5$ $ d_{xy}(PV)  < 2$ мм	
Изоляция трека	$I_{rel}^{comb} < 0.2$	$I_{rel}^{comb} < 0.5$
Угол между треками	$\alpha_{3D} < 3$ мрад	

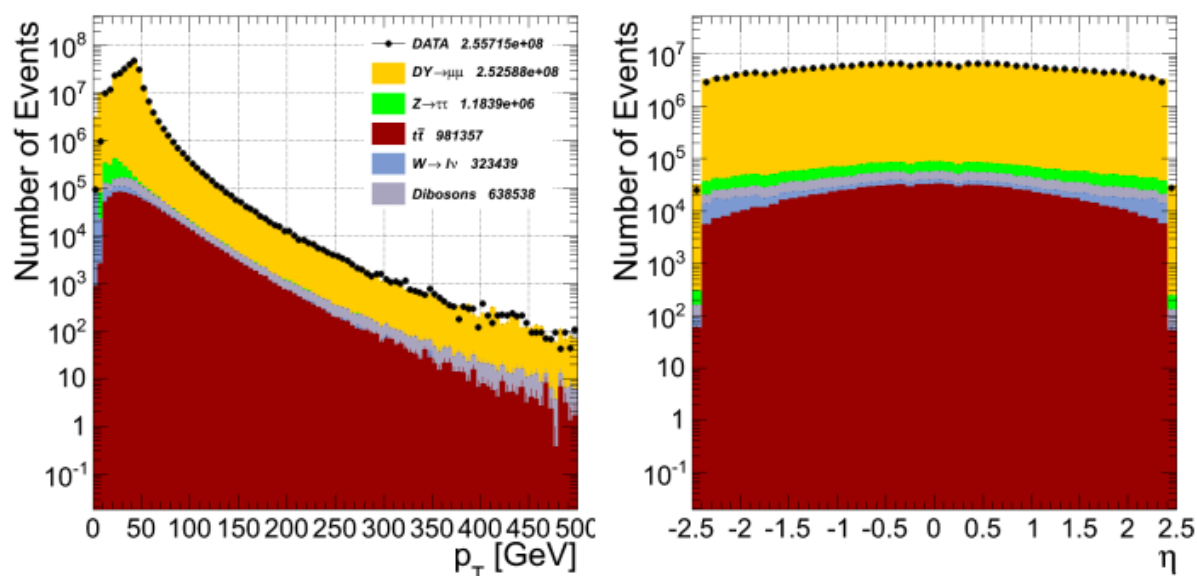
На стадии оффлайн реконструкции происходит сшивка данных с мюонных станций и трекера. При этом каждый из мюонов реконструировался как трекерный и мюонный трек (см. Главу 2), которые должны, в свою очередь, сшиваться в глобальный трек и быть пространственно совместимыми с треками, восстановленными алгоритмами HLT. Кандидаты в мюоны должны удовлетворять стандартным критериям мюонной идентификации и качества трека в CMS, которые основаны на использовании информации о числе сработавших элементов  $N_{pixel}$  и плоскостей  $N_{trk.layer}$  трекера, отклике мюонных камер (число мюонных треков  $N_{muon}$ ) и условиях сшивки мюонного и трекерного трека (число сшитых трек–сегментов  $N_{match}$  и критерий  $\chi^2$ ). Для подавления фоновых



процессов используются различные критерии (величины основных критериев даны в таблице 5.23). Так, например, для подавления космических мюонов накладывается ограничение на величину «открытого» угла между мюонами  $\alpha_{3D}$  ( $\simeq 180^\circ$ ) и прицельный параметр обоих мюонов  $|d_{xy}(PV)|$  в плоскости, перпендикулярной оси пучка.

Как мы не раз отмечали, одним из главных источников фонов являются процессы КХД. Мюоны из распадов легких мезонов (пионов и каонов) подавляются требованием наличия единой вершины для двух мюонов: событие отбрасывается, если вероятность ложной идентификации мюонов [121] выше 2%.

Для подавления процессов, в которых мюоны образуются в результате распадов тяжелых кварков, а также не прямых адронных распадов, применяется пространственная изоляция мюонного трека от других частиц (см. раздел 2.4) в конусе  $\Delta R \leq 0.3$  вокруг трека. В этом анализе мы использовали относительную, т. е. зависящую от  $p_T$  мюона, изоляцию с критерием  $I_{rel}^{comb} = \sum(E_T^{cal} + p_T^{trk})/p_T$ , где  $E_T^{cal}$  и  $p_T^{trk}$  — соответственно, поперечная энергия, измеренная электромагнитным и адронным калориметрами, и поперечный импульс всех треков в конусе  $\Delta R$ . Измерение энергии и импульсов осуществляется так называемым алгоритмом «particle-flow» [221] с учетом вклада событий pile-up.

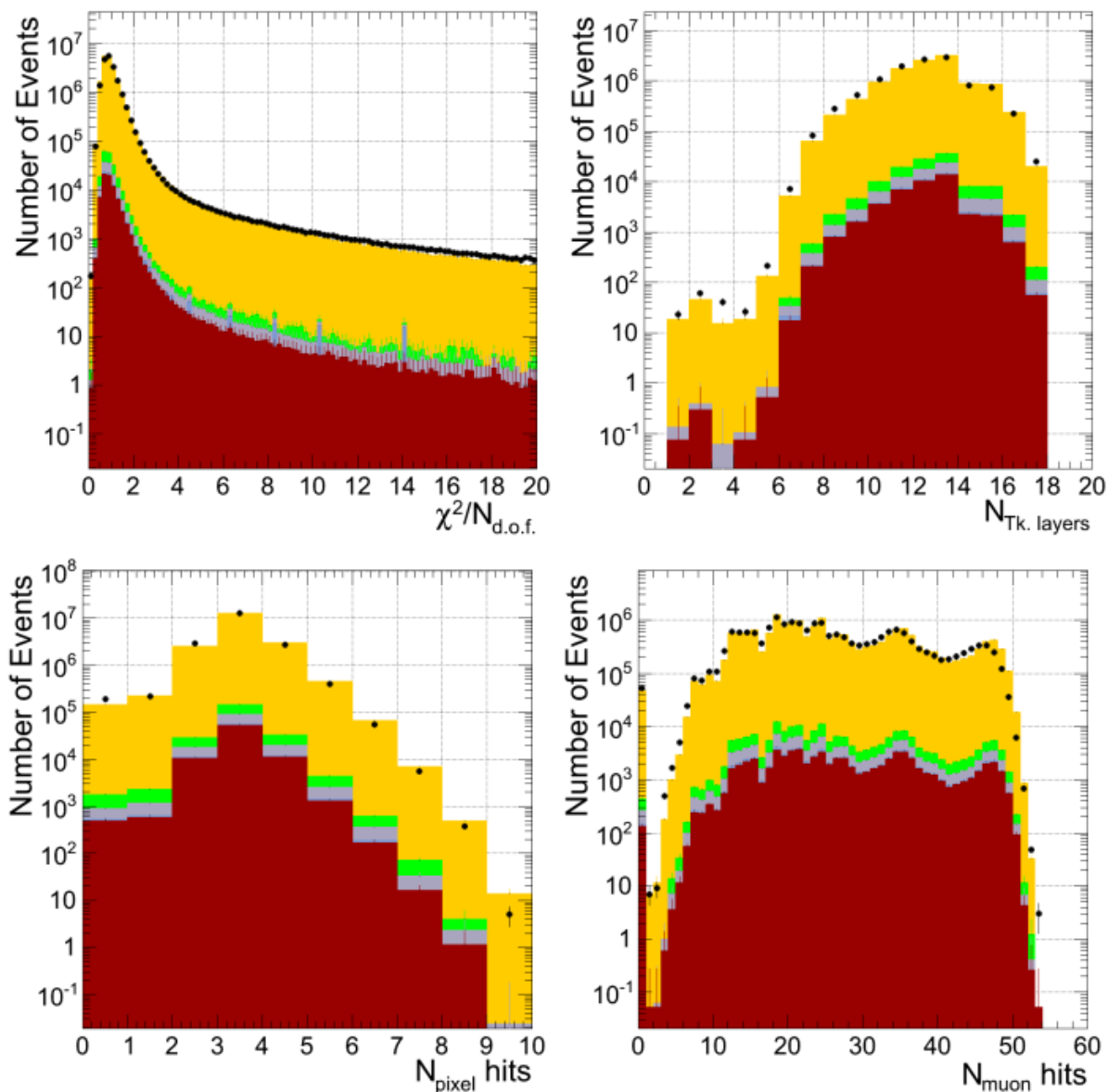


**Рис. 5.127.** Распределения числа событий по поперечному импульсу  $p_T$  и псевдобыстроте мюона  $\eta$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Без наложения обрезаний на  $p_T$  и  $\eta$ .

Итоговый отбор событий с парой мюонов при  $\sqrt{s} = 8(7)$  ТэВ осуществлялся в интервале значений псевдобыстроты  $|\eta| \leq 2.4$ , при этом поперечный импульс  $p_T^{(1)}$  лидирующего лептона должен быть не менее 20 (14) ГэВ/с, а для второго лептона требовалось выполнения условия  $p_T^{(2)} \geq 10(9)$  ГэВ/с, что соответствует насыщению эффективности триггера [72]. Для дальнейшего анализа отбираются кандидаты с разноименными зарядами и максимальным  $\chi^2$  их аппроксимации в вершину мюонной пары.

Более детальную информацию о методах реконструкции и идентификации мюонов во время RUN1 можно найти в работе [121] и Главе 2 данной диссертации.

Поведение распределений переменных, используемым для отбора событий, для данных и Монте-Карло (см., например, рис. 5.127 и 5.128 для  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ) хорошо согласуются, что свидетельствует о хорошем понимании работы детекторных систем и программного обеспечения для реконструкции и моделирования.



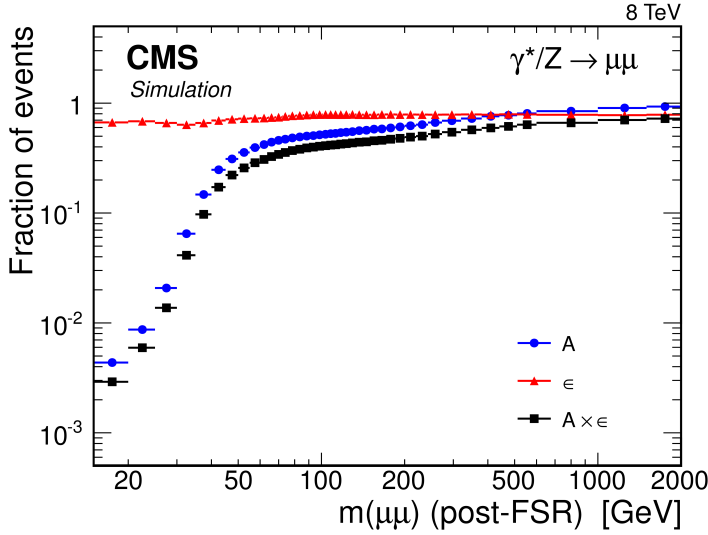
**Рис. 5.128.** Распределения числа событий по  $\chi^2$ , числу сработавших плоскостей в трекаре  $N_{trk.layer}$ , числу хитов в трекаре  $N_{pixel}$  и числу хитов в мюонной системе  $N_{muon}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Без наложения обрезаний на эти переменные.

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ И ОТБОРА

Полная эффективность представляет собой комбинацию эффективности акцептанса (отбора событий в акспетансе)  $A$  и эффективности реконструкции и отбора  $\epsilon$ . Она может быть вычислена в каждом массовом интервале как

$$A\epsilon \equiv \frac{N^A}{N^{gen}} \frac{N^\epsilon}{N^A} = \frac{N^\epsilon}{N^{gen}}, \quad (5.76)$$

где  $N^{gen}$  — число смоделированных событий в заданном массовом интервале,  $N^A$  — число событий в геометрическом и кинематическом аксептансе, а  $N^\epsilon$  — число событий, прошедших все критерии отбора.



**Рис. 5.129.** Эффективность аксептанса  $A$  и полная эффективность отбора и реконструкции  $\epsilon$  пар мюонов при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [72].

50%, выходя на насыщение (более 90%) в области больших масс.

Эффективность реконструкции и отбора пары мюонов  $\epsilon$  характеризует долю событий, прошедших все критерии отбора внутри аксептанса, и включает в себя эффективности реконструкции  $\epsilon_{reco}$ , идентификации  $\epsilon_{id}$ , условий изолированности  $\epsilon_{iso}$  и триггера  $\epsilon_{trig}$ :

$$\epsilon = \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{iso} \cdot \epsilon_{trig}. \quad (5.77)$$

Значения эффективности, получаемые из моделирования, зависят от ряда факторов, связанных с теоретическими расчетами процессов СМ (учитываемого порядка ТВ, набора PDF и пр.), поэтому нуждаются в уточнении с помощью экспериментальных данных. Это осуществляется с помощью весового коэффициента  $\rho$ , который учитывает разницу между данными и моделированием и определяется в интервалах по поперечному импульсу лептона  $p_T$  и его псевдобыстроте  $\eta$  с помощью метода «меченого и пробного мюона» (в англоязычной литературе “tag-and-probe”) [222], основанного на использовании данных по распаду. Суть метода заключается в том, что один лептон, удовлетворяющий строгим критериям отбора (триггера, идентификации, изолированности), определен как «меченый» (tag), а другой мюон из этого же события рассматривается как «пробный», т. е. используется для теста на прохождение каждого из условий отбора. Эффективность вычисляется как доля пробных мюонов, прошедших то или иное условие отбора. Весовой коэффициент используется для

Эффективность аксептанса  $A$  извлекается из данных моделирования сигнала на основе генератора POWHEG с перевзвешиванием событий для учета NNLO поправок. Она определена как доля смоделированных событий, прошедших используемые в анализе критерии отбора по поперечному  $p_T$  и псевдобыстроте  $\eta$  (рис. 5.129). При малых массах эффективность аксептанса  $A$  не превышает 0.5%, но быстро растет с массой и в районе  $Z^0$ -пика достигает уже

коррекции отбора как одиночных мюонов, так и мюонных пар. Для пар мюонов величина весовых коэффициентов находится в диапазоне от 0.95 до 1.10, в зависимости от инвариантной массы.

Значение эффективности  $\epsilon$  в димюонном канале составляет 70–80% во всем массовом диапазоне, а эффективность триггера в пределах геометрического акспетанса во всем диапазоне масс превышает 93%. Влияние критериев изолированности (неэффективность отбора) незначительно и не превышает 1%.

Присутствующий провал в эффективности при 30–40 ГэВ/с обусловлен комбинацией двух эффектов. С одной стороны, эффективность реконструкции и идентификации лептонов падает с уменьшением их  $p_T$ , т. е. с уменьшением  $m_{\mu\mu}$  наблюдается ожидаемая деградация эффективности. С другой стороны, требование отбора в акспетансе (по-существу, ограничение на минимально возможный угол) приводит к тому, что в области небольших инвариантных масс (как раз в массовом диапазоне ниже 30–40 ГэВ/с) отбираются более жесткие события. Это искусственно насыщает набор данных в этом массовом событиями процесса Дрелла–Яна с лептонами больших  $p_T$  (увеличивает их долю), что вызывает небольшой подъем эффективности по сравнению с областью провала.

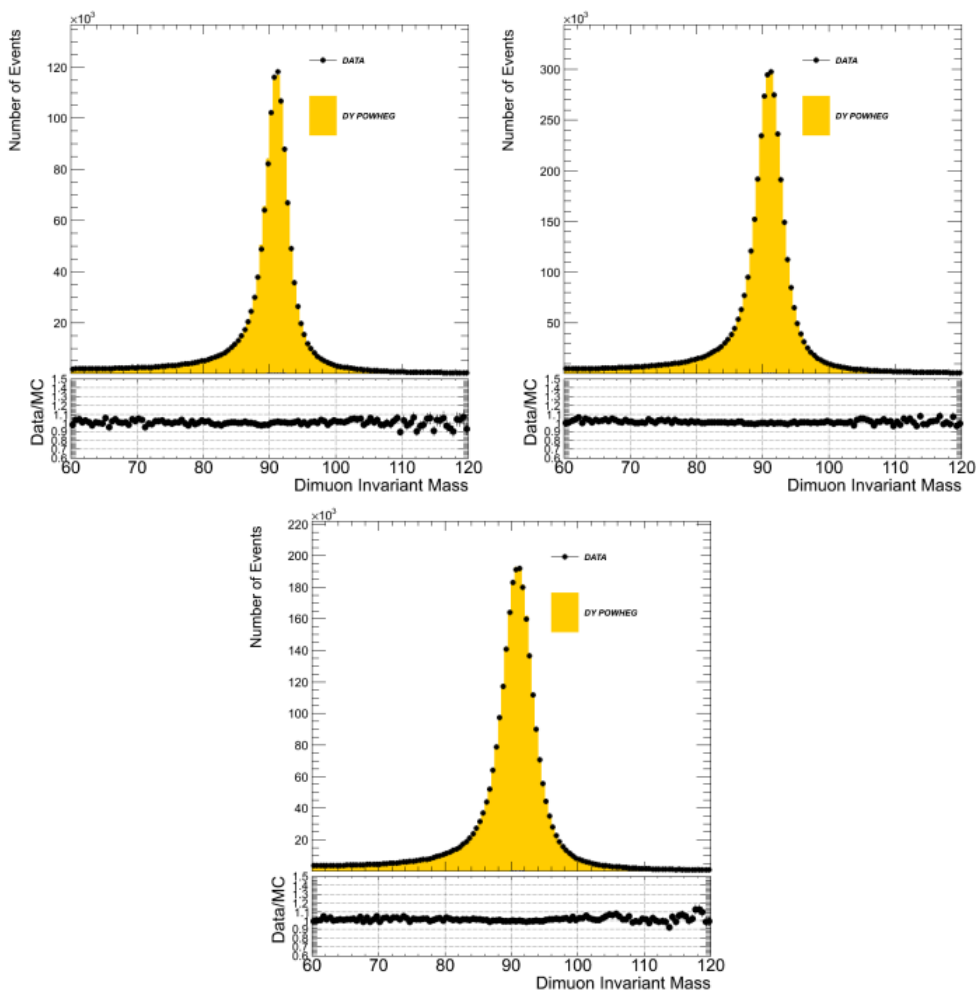
### 5.3. КОРРЕКЦИИ СОБЫТИЙ

**Коррекция импульса мюонов** Неидеальность измерения энергии электрона и импульса мюона может значительно влиять на точность реконструкции инвариантной массы пары лептонов и, следовательно, на точность измерения дифференциальных сечений. Главными причинами неточных измерений импульса являются неточное знание величины пространственной разбалансировки детекторных систем (см. подробнее Главу 2) и величины магнитного поля.

Стандартная процедура коррекции этих эффектов [223] заключается в вычислении независимых поправок к импульсам положительно и отрицательно заряженных мюонов, исходя из данных по рождению  $Z^0$ -бозона. Суть процедуры заключается в «привязке» реконструированной инвариантной массы пары мюонов к известной из моделирования массе  $Z^0$ .

На первом этапе поправки определяются для среднего значения обратного импульса  $\langle 1/p_T^\mu \rangle$  спектров мюонов из распадов  $Z^0$  в различных интервалах псевдобыстроты  $\eta$  и азимутального угла  $\phi$ . Коррекции подвергаются как данные, так и, для проверки процедуры, МК-события, пропущенные через цепочку полного моделирования, т. е. искаженные эффектами, связанными с НДС и магнитным полем. Поправка к величине  $1/p_T$  имеет две составляющие: аддитивную компоненту, которая устраняет смещение, возникающее из-за невыравниваемости трека, и мультипликативную составляющую, которая корректирует остаточную ошибку моделирования магнитного поля. Для мюона с импульсом 40 ГэВ/с аддитивная поправка изменяется от 0.4% до 9%, в зависимости от области псевдобыстрот  $\eta$ . Величина мультипликативной поправки значительно

меньше и составляет 1.0002. Положение пика массы  $Z^0$ -бозона в скорректированном распределении отличается от ожидаемой в СМ массы  $Z^0$ -бозона на  $(0.10 \pm 0.01)\%$  для данных и на  $(0.00 \pm 0.01)\%$  для МК. Это небольшое рассогласование объясняется присутствием слабой зависимости эффективности триггера и реконструкции от  $\eta$  и  $\phi$ , которая не всегда корректно учитывается при моделировании (получается, что МК события соответствуют более идеальному детектору). Заметим, что в этой процедуре среднее значение реконструированной массы  $Z^0$ -бозона оказывается не зависящим от  $\phi$ .

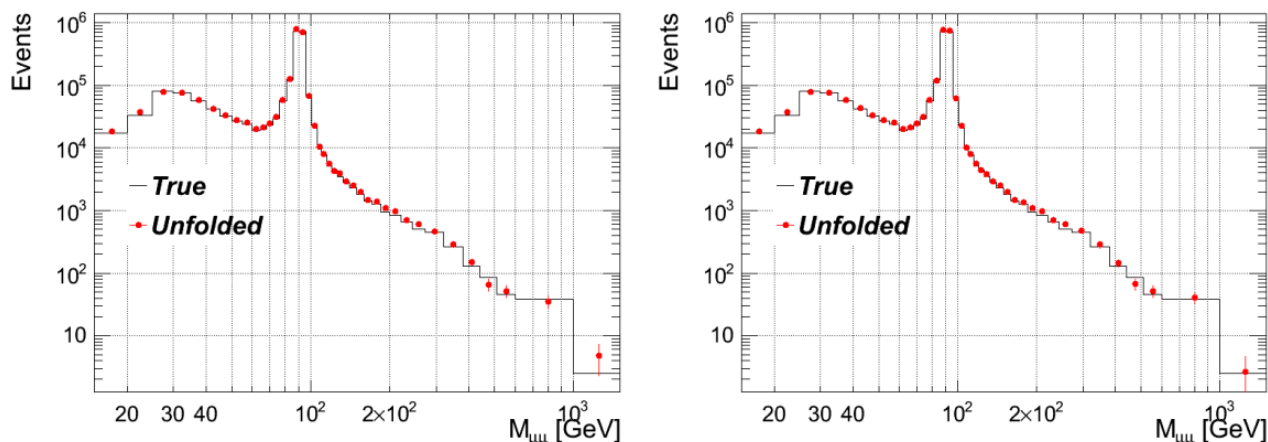


**Рис. 5.130.** Распределения событий по инвариантной массе пар мюонов в районе  $Z^0$ -пика при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ после коррекции импульса мюонов. Рассмотрены события с мюонами в различных частях установки CMS: (а) оба мюона в центральной части, (б) один мюон в центральной части, а другой — в торцевой и (с) оба мюона в торцевой части.

На втором этапе небольшой оставшийся сдвиг в данных устраняется дополнительной коррекцией значения  $\langle 1/p_T^\mu \rangle$  в интервалах  $\eta$  и  $\phi$  с помощью поправки  $(1 + 2\Delta m_Z/m_Z(\eta, \phi))$ , где  $\Delta m_Z$  — разница между ожидаемой массой  $Z^0$  и ее реконструированным значением после первого этапа коррекций [223].

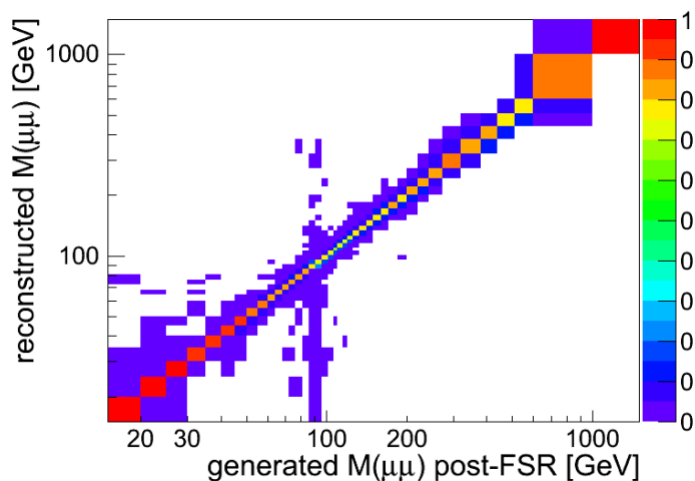
Распределения событий по инвариантной массе пар мюонов в районе  $Z^0$ -пика после полной коррекции импульса мюонов показаны на рисунке 5.130. Суммарно внесенные поправки приводят к коррекции значения реконструированной инвариантной массы примерно на 10% в области  $Z^0$ -пика, а для больших масс они заметно существеннее и достигают 30–50%, что наглядно показано на

рисунке 5.131, где представлен окончательный результат применения процедуры коррекции детекторного разрешения (см. ниже).



**Рис. 5.131.** Распределение событий при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ по  $m_{\mu\mu}$  после коррекции разрешения: (слева) без учета коррекций импульса мюона и (справа) с учетом.

**Коррекция разрешения** Несмотря на корректировку импульса мюонов конечное разрешение детекторных систем и излучение в конечном состоянии (FSR) приводят к значительному перераспределению числа событий по интервалам инвариантной массы пары  $m_{\mu\mu}$ . Для компенсации влияния этих эффектов была разработана процедура последовательной коррекции данных (ПКД) [224]<sup>40</sup>, использующая матрицы «отклика»  $T$ . Данные матрицы определяются из МК и представляют собой корреляционные зависимости числа событий до и после FSR в каждом интервале инвариантной масса лептонной пары (для учета FSR) и зависимости реального числа событий (на уровне генератора частиц) и после реконструкции (для учета конечного разрешения), см. для примера рисунок 5.132.



**Рис. 5.132.** Пример матрицы отклика для учета конечного разрешения при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

Элементы матрицы  $T$  определяют вероятность наблюдения события из массового интервала  $i$  в интервале  $k$

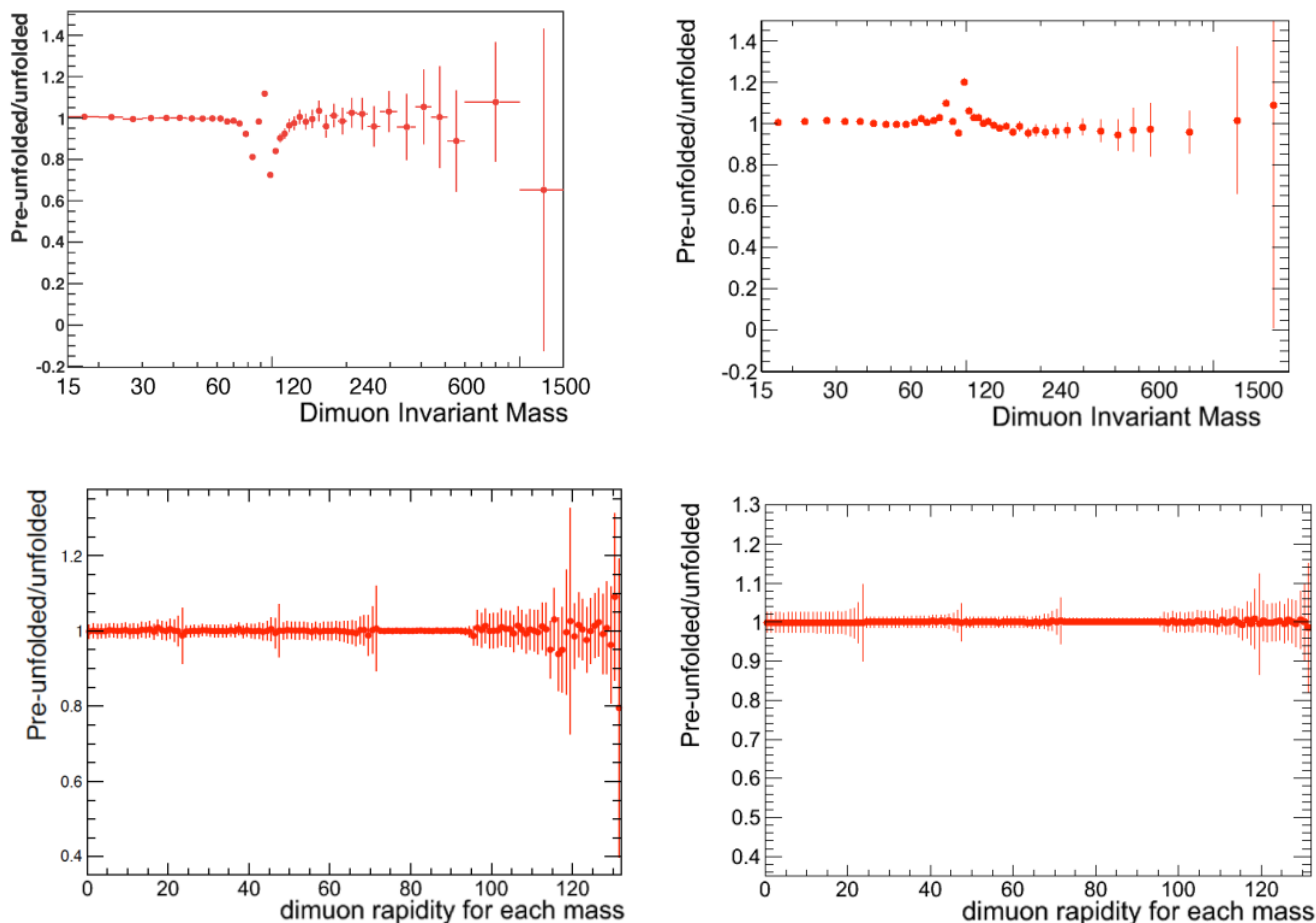
$$T_{ik} = \frac{N_{obs,ik}}{N_{T,i}}, \quad (5.78)$$

где  $N_{obs,ik}$  — число событий МК, происходящих из истинного интервала  $i$ , но наблюдаемых в интервале  $k$  (другими словами, число событий, «перекаченных» из интервала  $i$  в  $k$ ), а  $N_{T,i}$  — полное число

<sup>40</sup>В англоязычной литературе данная процедура называется "Unfolding"

событий МК в истинном интервале  $i$ . Тогда истинное число событий в эксперименте  $N_{T,i}^{data}$  связано с наблюдаемым в эксперименте числом событий  $N_{obs,k}^{data}$  как

$$N_{obs,k}^{data} = \sum T_{ik} N_{T,i}^{data}. \quad (5.79)$$



**Рис. 5.133.** Отношение числа событий в различных интервалах по (сверху) инвариантной массе и (снизу) быстройте пары мюонов до и после коррекции разрешения для  $\sqrt{s} =$  (слева) 7 ТэВ и (справа) 8 ТэВ.

Конечное разрешение детекторных систем приводит к поправкам в дифференциальное сечение, величина которых достигает 20% в области масс  $Z^0$  (рис. 5.133), где инвариантная масс быстро меняется. При удалении о  $Z^0$ -пика поправка сначала становится меньше ( $\sim 5\%$ ), но потом снова имеет тенденцию к росту, из-за ухудшения разрешения. Для дважды дифференциальных сечений (см. ниже) этот эффект гораздо слабей, т. к. интервалы по инвариантной массе и быстройте значительно шире, чем соответствующее разрешение детектора: например, при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ значение поправки не превышает 1% во всем проанализированном массовом диапазоне.

**Коррекция FSR** Излучение фотонов в конечном состоянии лептонной системы приводит к потерям энергии лептонов и, как следствие, к «утеканию»

(миграции) событий в область меньших значений реконструированной инвариантной массы. Особенно этот эффект значителен для области масс чуть ниже  $Z^0$ -пика (40–80 ГэВ/ $c^2$ ), что связано с гораздо большим числом событий в области пика, по сравнению областями масс вне резонанса. Учет этого эффекта очевидно необходим для корректного сравнения результатов измерения и теоретических предсказаний, а также проведения процедуры объединения данных в электронном и мюонном каналах. Целью проведения соответствующих коррекций является преобразование треков лептонов после излучения фотонов (post-FSR) в треки первичных лептонов до излучения (pre-FSR) [71]. Поправки, призванные компенсировать этот эффект, определяются независимо от поправок на конечное разрешение детекторных систем.

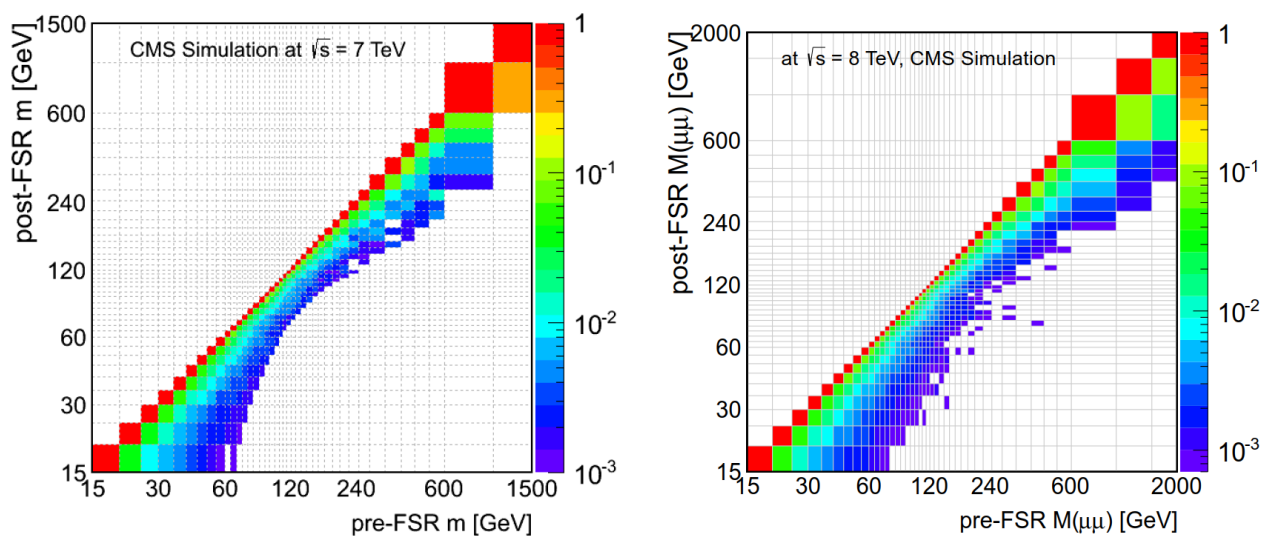


Рис. 5.134. Матрица отклика для учета FSR при  $\sqrt{s} =$  (слева) 7 ТэВ и (справа) 8 ТэВ.

Сама процедура ПКД полностью аналогична ПКД для коррекции разрешения. Матрица «отклика» (рис. 5.134) вычисляется из данных МК с учетом NNLO поправок. Для этого отбираются события МК, в которых каждый мюон соответствует критериям отбора до и после FSR (события типа В). Величина поправок в области ниже  $Z^0$ -пика достигает 30–50% и существенно меньше (10–15%) в других массовых областях. При измерении дважды дифференциальных сечений влияние FSR не так значительно (порядка нескольких процентов) вследствие большего размера кинематических интервалов (см. ниже).

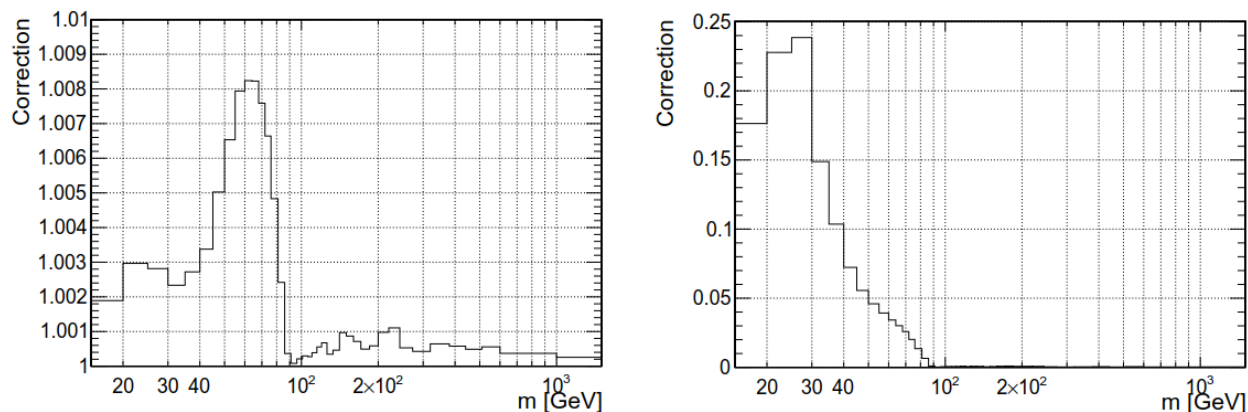
Кроме того, для каждого кинематического интервала перед ПКД дополнительно учитывалась вероятность режекции акспетансом pre-FSR лептонов, в то время как post-FSR лептоны проходят условия отбора (события типа А). Такая ситуация не возникает при отборе событий по  $p_T$ , т. к. FSR всегда приводит к уменьшению  $p_T$  мюона ( $p_T^{pre-FSR} > p_T^{post-FSR}$ ), но, вследствие изменения направления движения мюона, возможна ситуация, что  $|\eta_\mu^{post-FSR}| < 2.4 < \eta_\mu^{pre-FSR}$ <sup>41</sup>. Доля подобных событий не очень велика — максимум 1% в области масс чуть ниже пика  $Z^0$  (рис. 5.135, левый), но это позволяло гарантировать, что набо-

<sup>41</sup>Напомним, что аксептанс установки CMS ограничен областью  $\eta \leq 2.4$ .



ры данных, окончательно отобранных для анализа, содержат только события, прошедшие условия отбора одновременно на pre-FSR и post-FSR уровне.

Также необходимо принимать во внимание события, которые проходят условия отбора акцептанса на уровне pre-FSR, но отбраковываются после излучения фотона (события типа С). Вероятность этого превышает 20% в области малых масс и становится пренебрежимо малой при достижении области  $Z^0$ -бозона (рис. 5.135, *правый*). Так как подобные события не попадают в матрицу «отклика», то они учитываются после процедуры ПКД.



**Рис. 5.135.** Вероятность событий типа А (слева) и типа С (справа) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.

Потерянная лептонами в результате FSR энергия может быть частично восстановлена путем добавления к измеренной энергии post-FSR лептона энергии фотонов, собранных в конусе  $\Delta R < 0.1$  вокруг лептонного трека. Лептон, с частично скомпенсированным таким образом четырехимпульсом

$$\mathbf{p}_l^{dressed} = \mathbf{p}_l^{post-FSR} + \sum \mathbf{p}_\gamma$$

часто называется «одетым» (dressed) лептоном, а величина мультипликативной поправки сечения при переходе от post-FSR лептонов к уровню «одетых» лептонов достигает в области пика  $Z^0$  значения 1.3 для событий с парами мюонов. В области малых масс ее величина составляет 0.8, а в области больших приближается к 1.0.

#### 5.4. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

В данном разделе мы рассматриваем различные источники систематических погрешностей, влияющие на точность измерения сечения процесса Дрелла–Яна. Среди основных эффектов, приводящих к такого рода погрешностям, можно выделить неопределенности наших знаний величины эффективности акцептанса, реконструкции и отбора событий, конечную точность процедур коррекции данных (коррекции импульса мюона, разрешения, излучения в конечном состоянии), неопределенность величины фона, ошибку измерения светимости и т. д. Значения полных систематических погрешностей измерения сечения  $d\sigma/dm$ , определяемых различными эффектами, для трех интервалов  $m$  приведены в табл. 5.24.

Основными причинами систематических погрешностей в определении эффективности акцептанса являются неидеальность знаний неперенормируемых вкладов в PDF и неопределенности при моделировании сигнальных событий. Последнее обусловлено процедурой учета вкладов NNLO с помощью весовых коэффициентов, которая оставляет кинематику смоделированных событий на уровне NLO. Это особенно значимо в области малых масс. Систематические ошибки, связанные с PDF, вычислялись путем перевзвешивания событий (см. раздел 3.4, а также работу [225]) с использованием интерфейса LHAGLUE к библиотеке LHAPDF5.8.7 [155]. Эти эффекты максимальны при малых и больших инвариантных массах (4–5%) и значительно подавлены в области пика  $Z^0$  (менее 1%).

**Таблица 5.24.** Систематические погрешности  $d\sigma/dm$  (%) в области малых масс ( $40 \text{ ГэВ}/c^2 \leq m$ ), области  $Z^0$ -пика ( $40 \leq m \leq 120 \text{ ГэВ}/c^2$ ) и области больших масс  $m \geq 200 \text{ ГэВ}/c^2$  при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  [72].

Источник погрешности	$e^+e^-$	$\mu^+\mu^-$
Эффективность $A \times \epsilon$	2.9, 0.5, 0.7	1.0, 0.4, 1.8
Разрешение детекторных систем	1.2, 5.4, 1.8	0.6, 1.8, 1.6
Фон	2.2, 0.1, 13.8	1.0, 0.1, 4.6
Коррекция энергии электрона	0.2, 2.4, 2.0	
Коррекция импульса мюона		0.2, 1.7, 1.6
Излучение в конечном состоянии (FSR)	0.4, 0.3, 0.3	0.4, 0.2, 0.5
Полная экспериментальная	3.7, 2.5, 14.0	1.6, 2.5, 5.4
Полная теоретическая (PDF, масштабы перенормировки и факторизации)	4.2, 1.6, 5.3	4.1, 1.6, 5.3
Светимость	2.6	2.6
Полная	6.3, 6.7, 15.3	5.1, 3.9, 8.0

На систематические ошибки определения эффективности реконструкции и отбора влияют два фактора: ошибки при проведении процедуры коррекции эффективности и неопределенность, связанная с числом смоделированных событий. Как обсуждалось выше, корректирующий коэффициент отражает систематическое отклонение данных от моделирования в пределах 7 (10)% для пар мюонов (электронов). Измерение эффективности на данных методом “tag-and-probe” вносит определенную систематику, связанную с зависимостью результата от выбора кинематических интервалов по  $p_T$  и  $\eta$  лептона, от предполагаемой формы сигнала и фона при проведении процедуры аппроксимации, от эффекта наложения событий. В канале с парой мюонов величина этой систематической ошибки около 1% почти во всем массовом диапазоне, за исключением области очень больших масс 200–1500  $\text{ГэВ}/c^2$ , где ошибка достигает 4%. Для пар электронов значение систематических ошибок этого типа в этих же массовых интервалах составляет 3.2% и 6%.

В канале с парой электронов одной из доминирующих экспериментальных погрешностей являются неопределенности, связанные с проведением процедуры коррекции энергии индивидуального электрона. Эти коррекции влияют как

на окончательное значение реконструированной инвариантной массы пары, так и на результаты отбора события в целом. Систематическая погрешность измерения сечений, связанная с этой процедурой, определяется вариацией поправочных коэффициентов в пределах точности определения энергетического масштаба электрона (в пределах ошибки процедуры коррекций 0.1–0.2%) и достигает максимума 6.2% в районе пика  $Z^0$ , где ширина массового интервала минимальна.

Погрешности коррекции импульса мюона вызваны неточностью определения эффективности реконструкции и отбора, оценки величины фона и проведения процедуры ПКД для уменьшения влияния конечного разрешения детектора (последняя причина является основной). Неточность проведения этой процедуры составляет 0.02%. Систематическая погрешность измерения сечений определяется по той же процедуре, что и в случае электронов, и не превышает 2%.

Также стоит заметить, что, кроме учета вклада в погрешность коррекции импульса мюона, разрешение детектора также оказывает влияние на моделирование FSR и наложенных событий (pile-up). Это влияние исследуется отдельно и учитывается в соответствующих погрешностях (см. ниже). Сама по себе процедура ПКД проходила множество тестов на различных генераторах событий, а соответствующие систематические погрешности определялись из анализа зависимости разности между результатами моделирования и эксперимента от числа событий в наборе данных МК.

Оценка погрешности определения фона для электронного и мюонного каналов проводится по одной и той же схеме. Они включают в себя пуассоновские статистические ошибки величины предсказанного фона и разницу между фоном, предсказанным теорией (моделирование) и извлеченным из данных. Обе компоненты комбинируются квадратично. Величина суммарной систематической ошибки в мюонном (электронном) канале не превышает 1.0% (3.0%) при малых массах и увеличивается до 4.6% (16.3%) для диапазона наибольших инвариантных масс.

Погрешность расчета вклада  $\gamma\gamma$ -фона представляет собой квадратичную комбинацию неопределенности вычисления сечения этого процесса, связанной с PDF, и величины статистической ошибки моделирования. Расчет проводился с помощью FEWZ3.1 и NNPDF2.3QED PDF.

Процедура учета FSR довольно модельно зависимая. В обоих каналах погрешности, возникающие вследствие этого, оценивались на основании двух методик перевзвешивания событий [71]. Один из этих подходов учитывает вклады поправок высших порядков в величину электромагнитной константы связи [226], а другой — фотоны, реконструированные вокруг мюонного трека. В мюонном (электронном) канале величина соответствующих систематических ошибок достигает 1.1 (2.5) %.

Полные систематические погрешности вычислялись перед проведением процедуры последовательной коррекции данных во всех интервалах кинематических переменных и суммировались в виде диагональной матрицы  $V_I$ . Пропаги-

рование ошибок проводилось с помощью ковариационной матрицы  $V_{UNF}$ , суммирующей все ошибки измерения и корреляционные моменты между кинематическими интервалами:

$$V_{UNF} = T^{-1}V_IT^{-1T}, \quad (5.80)$$

где  $T$  — матрица отклика процедуры коррекции данных. Полная ковариационная матрица складывается из различных некоррелированных источников, соответствующих различным процедурам коррекции данных (например, коррекции разрешения и коррекции FSR).

### 5.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ

Представляется очевидным, что для удобства сравнения результатов измерения с предсказаниями СМ сечения рождения пар лептонов были вычислены для событий с лептонами перед процессом FSR (pre-FRS) Измерение сечения рождения  $Z^0$ -бозона проводилось для теста правильности процедуры всего анализа и является неотъемлемой частью измерений дифференциальных и дважды-дифференциальных сечений.

Объединение данных измерений в двух независимых каналах  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$  проводилось с помощью процедуры, описанной в работе [228] и основанной на использовании симметричных положительно определенных ковариационных матриц этих измерений, суммирующих ошибки измерений в этих каналах. Согласно этой процедуре, значения сечений вычислялись как несмещенные линейные комбинации измерений с минимальной дисперсией. Все погрешности, кроме связанных с неопределенностями моделирования, PDF и измерения светимости, рассматривались как некоррелированные. Возможные эффекты корреляции между источниками систематических погрешностей в различных кинематических интервалах учитывались при построении полной ковариационной матрицы объединенного канала<sup>42</sup>.

### ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ $d\sigma/dm$

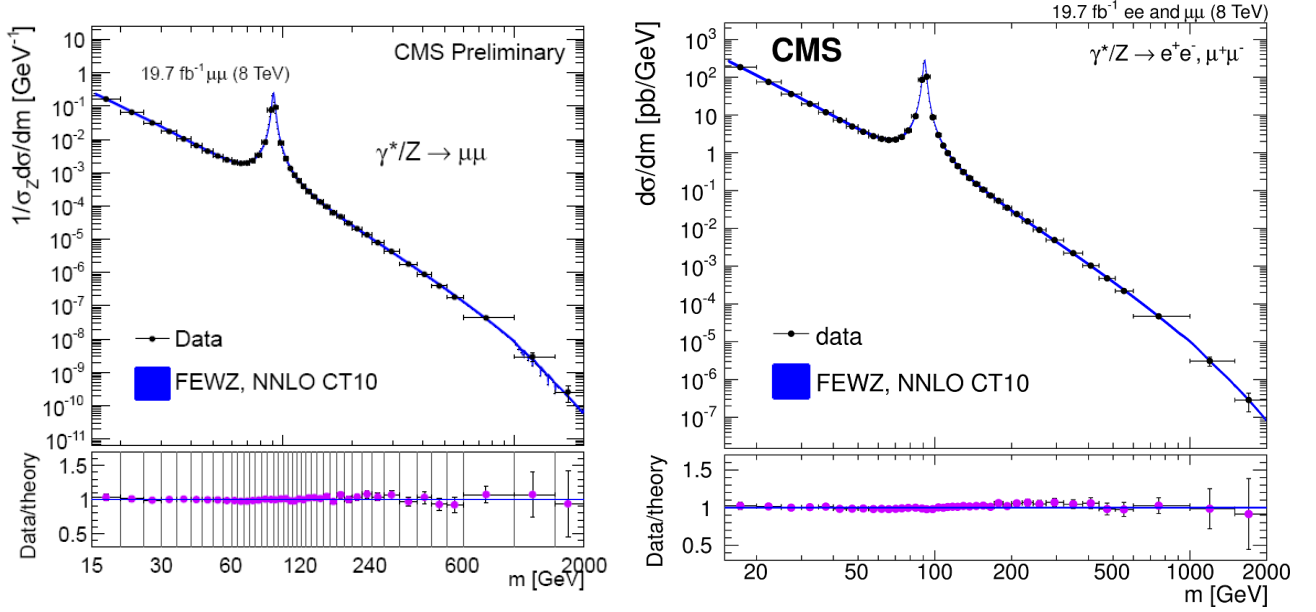
Сечение рождение пар лептонов определялось в интервалах инвариантной массы лептонов  $m_i$  как [71, 72, 73]

$$\sigma_i = \frac{N_u^i}{A^i \epsilon^i \mathcal{L}_{int}^i},$$

где  $N_u^i$  — число событий после вычитания фона и процедуры ПКД,  $A^i$  и  $\epsilon^i$  — эффективности акцептанса и реконструкции пары лептонов,  $\mathcal{L}_{int}^i$  — полная интегральная светимость. Результаты нормированы на ширину массового интервала  $\Delta m_i$ .

Зависимость сечения при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ от инвариантной массы пары для двух каналов в области значений от 15 до 2000 ГэВ/ $c^2$  показана на рисунках 5.136

<sup>42</sup>Данные исследования на защиту не выносятся.



**Рис. 5.136.** Дифференциальное сечение  $1/\sigma_Z d\sigma/dm$  рождения пар (слева) мюнов и (справа) лептонов ( $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) в процессах Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [72]. Приведено отношение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NNLO КХД и NLO ЭС. Вычисления сделаны в FEWZ3.1 с PDF CT10. Приведены квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки. Область теоретических погрешностей включает также квадратично просуммированные статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF. Значение критерия согласия результатов измерения и теоретических предсказаний  $\chi^2_{n.d.f.} = 1.0$  (с n.d.f. = 40).

[72], где результаты измерений приведены с квадратично просуммированными статистическими и систематическими ошибками. Для уменьшения систематических погрешностей дифференциальные сечения нормированы на сечения рождения пар в области масс  $Z^0$ -бозона в области ( $60 < m < 120$  ГэВ/ $c^2$ ). В нижней части рисунков приведено отношения измеренного и вычисленного в СМ сечений. Вычисления сечений проводились с помощью программного пакета FEWZ3.1 [136] с учетом NNLO-вкладов КХД (с PDF CT10) и NLO-вкладов электрослабых взаимодействий. Область теоретических погрешностей включает также квадратично просуммированные статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF. Также были учтены погрешности, связанные с неоднозначностью выбора шкалы КХД, величина которых достигала 2% (подробнее о способе вычисления см. раздел 3.4). Эти измерения значительно улучшают предыдущие результаты, полученные при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [71]: во-первых, значительно расширена область инвариантных масс, в которой проведены измерения сечений (с 1500 до 2000 ГэВ/ $c^2$ ), во-вторых, были уменьшены систематические ошибки измерений, так как величины этих ошибок извлекались из контрольных наборов данных, статистика которых была увеличена. При  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в области инвариантных масс до 320 ГэВ/ $c^2$  основной вклад в полную ошибку вносят систематические погрешности, а при больших значениях  $m$  начинают доминировать статистические ошибки. При максимальных значениях измеренных инвариантных масс статистическая ошибка почти в три раза превосходит систематические погрешности, связанные

с теоретическими неопределенностями вычислений в рамках СМ, и в основном, обусловленными знанием PDF.

**Таблица 5.25.** Сечение (в пбн) образования пар лептонов в области массы  $Z^0$ -бозона (60–120 ГэВ/ $c^2$ ) при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, измеренное в канале его распада на пары  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  [72]. Сечения приведены для лептонов перед и после излучения в конечном состоянии FRS.

$\mu^+\mu^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$989.5 \pm 0.8$ (стат.) $\pm 9.8$ (сист.) $\pm 21.9$ (теор.) $\pm 21.8$ (свет.)
post-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$974.8 \pm 0.7$ (стат.) $\pm 9.2$ (сист.) $\pm 21.6$ (теор.) $\pm 21.4$ (свет.)
pre-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$524.7 \pm 0.4$ (стат.) $\pm 5.1$ (сист.) $\pm 1.2$ (теор.) $\pm 11.5$ (свет.)
post-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$516.5 \pm 0.4$ (стат.) $\pm 4.9$ (сист.) $\pm 1.1$ (теор.) $\pm 11.4$ (свет.)
$e^+e^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$984.6 \pm 0.9$ (стат.) $\pm 7.3$ (сист.) $\pm 21.4$ (теор.) $\pm 21.7$ (свет.)
post-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$950.0 \pm 0.9$ (стат.) $\pm 7.0$ (сист.) $\pm 20.6$ (теор.) $\pm 20.9$ (свет.)
pre-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$480.5 \pm 0.4$ (стат.) $\pm 3.5$ (сист.) $\pm 1.0$ (теор.) $\pm 10.6$ (свет.)
post-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$462.3 \pm 0.4$ (стат.) $\pm 3.4$ (сист.) $\pm 0.9$ (теор.) $\pm 10.2$ (свет.)
$\mu^+\mu^- + e^+e^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FRR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$986.4 \pm 0.6$ (стат.) $\pm 5.9$ (сист.) $\pm 21.7$ (теор.) $\pm 21.7$ (свет.)

**Таблица 5.26.** Сечение (в пбн) образования пар лептонов в области массы  $Z^0$ -бозона (60–120 ГэВ/ $c^2$ ) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, измеренное в канале его распада на пары  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  [72]. Сечения приведены для лептонов перед и после излучения в конечном состоянии FRS.

$\mu^+\mu^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$1135 \pm 11$ (эксп.) $\pm 25$ (теор.) $\pm 30$ (свет.)
post-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$1115 \pm 11$ (эксп.) $\pm 25$ (теор.) $\pm 29$ (свет.)
pre-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$571 \pm 6$ (эксп.) $\pm 1$ (теор.) $\pm 15$ (свет.)
post-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$558 \pm 6$ (эксп.) $\pm 1$ (теор.) $\pm 15$ (свет.)
$e^+e^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$1141 \pm 11$ (эксп.) $\pm 25$ (теор.) $\pm 30$ (свет.)
post-FSR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$1101 \pm 11$ (эксп.) $\pm 26$ (теор.) $\pm 29$ (свет.)
pre-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$572 \pm 6$ (эксп.) $\pm 1$ (теор.) $\pm 15$ (свет.)
post-FSR, без учета $\epsilon_{acc}$	$551 \pm 6$ (эксп.) $\pm 1$ (теор.) $\pm 14$ (свет.)
$\mu^+\mu^- + e^+e^-$	Сечение в области $Z^0$ -пика
pre-FRR, с учетом $\epsilon_{acc}$	$1138 \pm 8$ (эксп.) $\pm 25$ (теор.) $\pm 30$ (свет.)

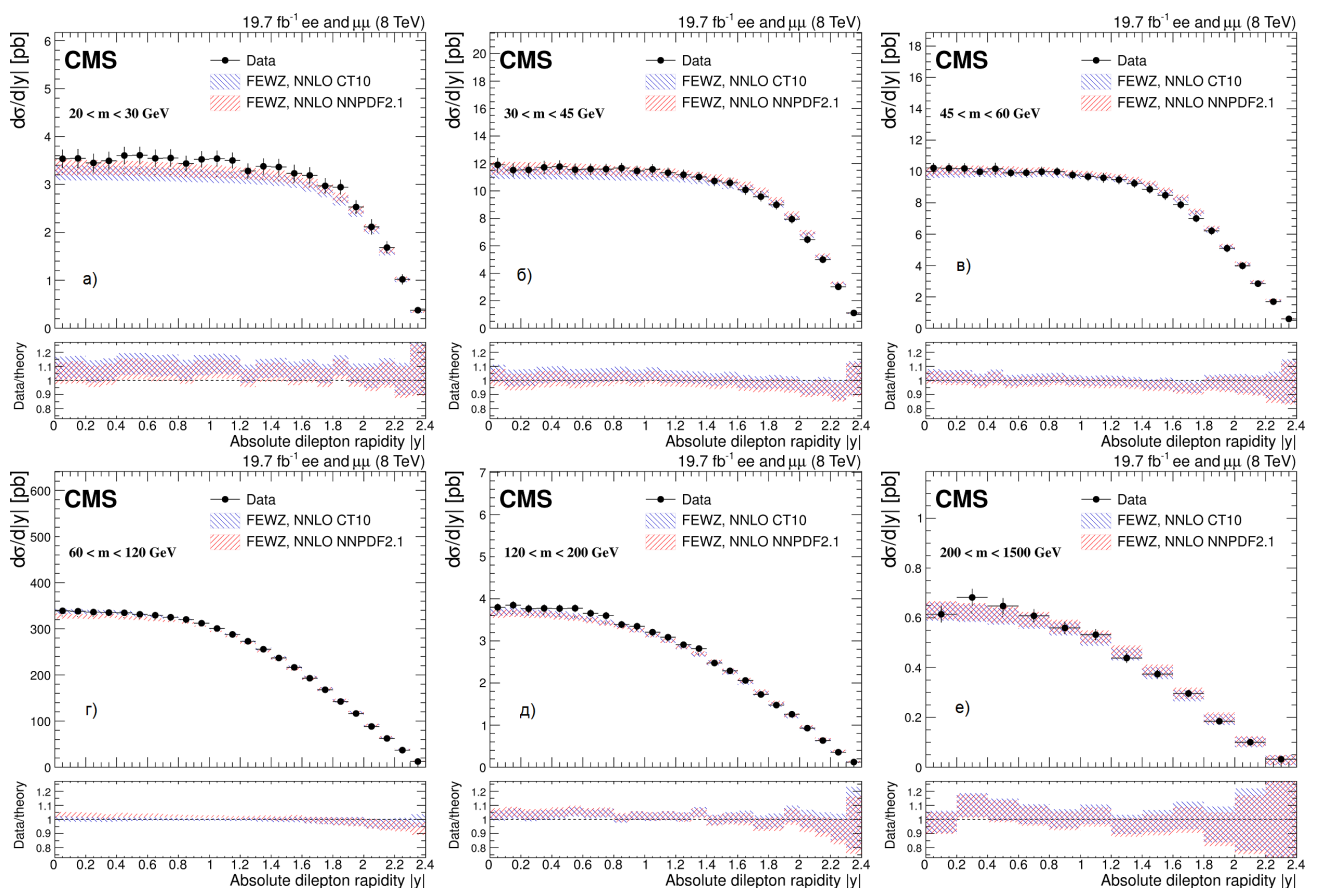
Величины измеренных сечений находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ (NNLO КХД и NLO ЭС) во всей области инвариантных масс от 15 до 2000 ГэВ/ $c^2$ . В частности, в области пика  $Z^0$ -бозона (60–120 ГэВ/ $c^2$ ) значение сечения (для  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) составило  $\sigma_Z = 986.4 \pm 0.6$  (стат.)  $\pm 5.9$  (сист.)  $\pm 21.7$  (теор.)  $\pm 21.7$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sigma_Z = 1138 \pm 8$  (эксп.)  $\pm 25$  (теор.)  $\pm 30$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, что является наиболее точным измерением на адронных коллайдерах<sup>43</sup> и хорошо согласуется как с вычислениями СМ в NNLO (соответственно,  $\sigma_Z$  (7 ТэВ) =  $1009 \pm 32$  пбн и  $\sigma_Z$  (8 ТэВ) =  $1137 \pm 36$  пбн), так и с предыдущими измерениями в эксперименте CMS [227]. Результаты, полученные независимо в канале с парой электронов и в канале с

<sup>43</sup>На момент написания диссертационной работы

парой мюонов, также совпадают, например, см. таблицы 5.25 и 5.26, где приведены результаты измерения сечений в электронном и мюонном каналах для двух энергий столкновений и для событий с лептонами перед (pre-FRS) и после FRS (post-FRS) излучения в конечном состоянии, а также с учетом и без эффективности акцептанса  $\epsilon_{acc}$ .

### ИЗМЕРЕНИЕ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ $d\sigma/dm dy$

По полной аналогии с дифференциальным сечением  $d\sigma/dm$  было получено дважды дифференциальное сечение  $d\sigma/dm dy$  образования лептонной пары в интервалах инвариантной массы  $m_i$  от 20 до 1500 ГэВ/ $c^2$  и быстроты  $|y_i|$  от 0 до 2.4. На рисунке 5.137 представлено распределение сечения по быстроте  $d\sigma/dy$  в шести интервалах инвариантной массы, полученное на объединенных данных в каналах  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ . Как и в случае дифференциального сечения, в нижних частях рисунков приведено отношение измеренного сечения к вычисленному в СМ с помощью FEWZ3.1 и наборов PDF CT10 NNLO и NNPDF2.1 NNLO [72].



**Рис. 5.137.** Дифференциальное сечение  $d\sigma/dy$  рождения пар лептонов ( $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) в процессах Дрелла–Яна в различных интервалах  $m$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [72]. Сечения нормированы на сечение в области  $Z^0$ -пика. Приведено сравнение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NLO ЭС и NNLO КХД (FEWZ3.1) с наборами PDF NNLO CT10 и NNLO NNPDF2.1. В нижних частях рисунков представлено отношение измеренного сечения к вычисленному в СМ. Погрешности экспериментальных данных представляют собой квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки. Область теоретических погрешностей включает также квадратично просуммированные статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF.

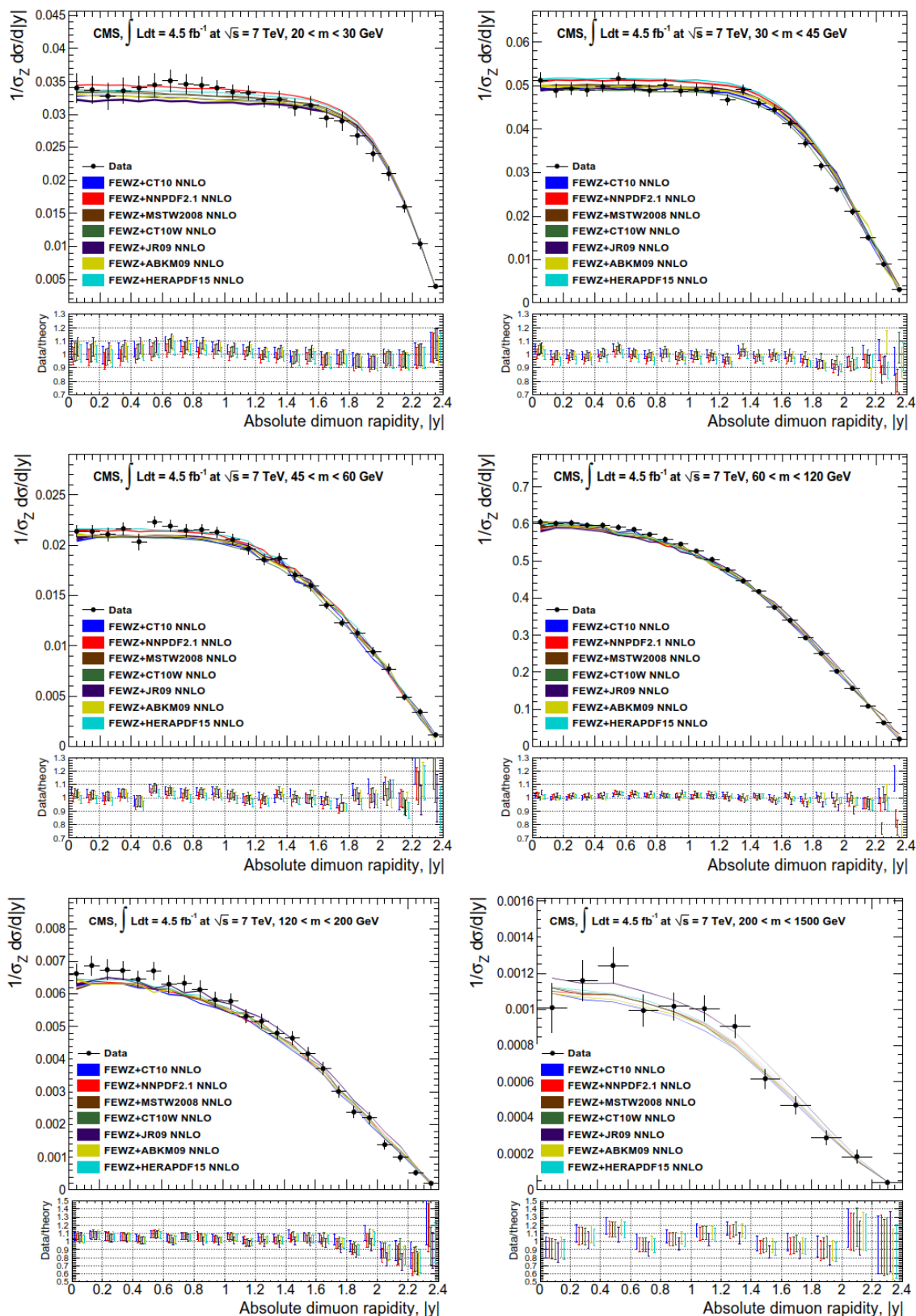


Рис. 5.138. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dy$  рождения пар мюонов  $\mu^+\mu^-$  в процессах Дрелла-Яна в различных интервалах  $m$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [71]. Сечения нормированы на сечение в области  $Z^0$ -пика. Приведено сравнение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NLO ЭС и NNLO КХД (FEWZ3.1) с различными наборами PDF. В нижних частях рисунков представлено отношение измеренного сечения к вычисленному в СМ. Погрешности экспериментальных данных представляют собой квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки. Область теоретических погрешностей определяется статистической погрешностью вычисления в FEWZ3.1.



Почти во всем диапазоне кинематических переменных статистические ошибки измерений заметно меньше неопределенностей вычислений, связанных с PDF (68% CL CT10 и 68% CL NNPDF2.1). Хотя ошибка вычислений при использовании CT10 NNLO меньше, чем для NNPDF2.1 NNLO, в области малых масс последний набор демонстрирует лучшее согласие вычислений в рамках СМ с результатами измерений: согласно критерию  $\chi^2$  вероятность совпадения данных и результатов теоретических расчетов (вероятность ошибки при отклонении нулевой гипотезы<sup>44</sup>, в качестве которой выступают теоретические предсказания) составляет 16% для CT10 и 76% для NNPDF2.1. В области пика  $Z^0$ -бозона оба набора PDF дают практически одинаковые предсказания, которые хорошо согласуются с результатами измерений, а при достижении интервала с наибольшими массами статистические погрешности становятся одного порядка с ошибками PDF — вероятность совпадения данных и результатов теоретических расчетов не превышает 37% для CT10 и 35% для NNPDF2.1.

Для того, чтобы продемонстрировать чувствительность измеренного дважды дифференциального сечения к выбору PDF, мы проводим сравнение с теоретическими ожиданиями, полученными с помощью различных наборов PDF. На рис. 5.138 показано сравнение с доступными в настоящее время наборами NNLO PDF, большинство из которых получено на данных экспериментов, проведенных до старта LHC: CT10, CT10W, NNPDF2.1, HERAPDF15, MSTW2008, JR09 и ABKM09. Области теоретических погрешностей соответствуют статистическим ошибкам при расчетах в FEWZ. Как видно на рисунке, предсказания различных существующих наборов PDF довольно различны особенно в областях с малой и большой инвариантными массами. Учитывая погрешности, измерения обеспечивают достаточную чувствительность к различным PDF и могут быть использованы для расчета нового поколения наборов PDF.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

Для настройки структурных функций на данных LHC было проведено сравнение результатов измерения с NNLO-вычислениями с помощью различных наборов PDF (CT10, NNPDF2.1, MSTW2008, JR09, ABKM09, CT10W, HERAPDF15) [72]. Важной для тестирования PDF характеристикой являются энергетические зависимости  $d\sigma/dm$  и  $d^2\sigma/dmdy$ , которые, к тому же, чрезвычайно чувствительны к эффектам высших порядков КХД. Эти зависимости изучались с помощью измерения отношения сечений, полученных при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ, в интервалах  $m_i$ :

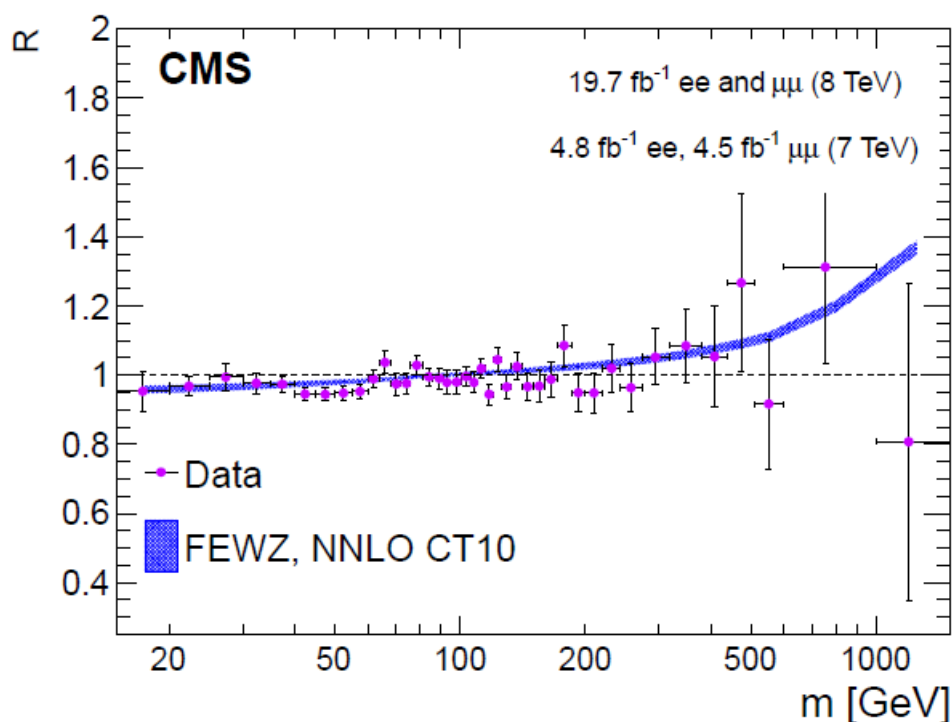
$$R = \frac{1/\sigma_Z d\sigma/dm(8TeV)}{1/\sigma_Z d\sigma/dm(7TeV)}$$

и, в случае  $d^2\sigma/dmd|y|, |y_i|$

<sup>44</sup>p-value

$$R = \frac{1/\sigma_Z d\sigma^2/dmd|y|(8TeV)}{1/\sigma_Z d\sigma^2/dmd|y|(7TeV)}.$$

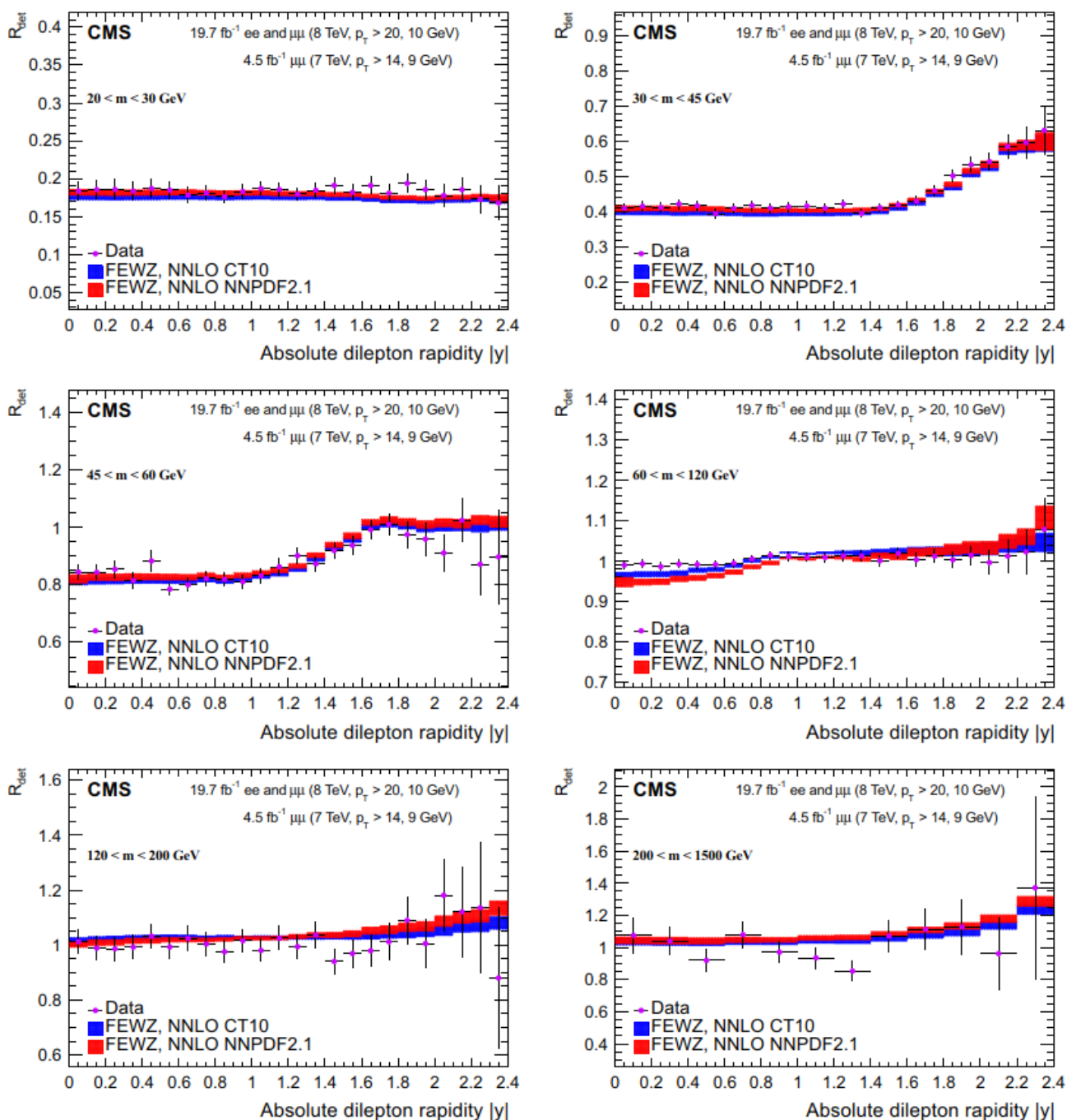
Для уменьшения систематических погрешностей сечения во всей области  $m$  также нормированы на сечения в области  $m_Z$ . Форма распределений (см. рис. 5.139) не противоречит ожиданиям СМ с учетом зависимости PDF от энергетического масштаба взаимодействий  $Q$  и переменной Бьёркена  $x$ : в области малых  $x$  наблюдается линейный рост отношения к функции логарифма массы (при этом в области  $Z^0$ -пика отношение равно 1 по определению), а, начиная с  $x \sim 0.3$  ( $m \sim 200$  ГэВ/ $c^2$ ), следует быстрый рост, обусловленный повышением доступного масштаба взаимодействия для энергии столкновений протонов 8 ТэВ. Мы констатируем согласие в пределах ошибок измерения отношения  $R$  с теоретическим предсказанием (вероятность согласия составляет 87% ).



**Рис. 5.139.** Отношение дифференциальных сечений  $1/\sigma_Z d\sigma/dm$ , измеренных при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары [72]. Приведены NNLO-вычисления СМ (FEWZ3.1) с PDF NNLO CT10. Область теоретических погрешностей включает также квадратично просуммированные статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF.

Исследование данного отношения в различных интервалах  $m$  (см. рис. 5.140) показало, что при небольших значениях масс оно практически не зависит от быстроты пары, но с увеличением значения массы, начиная с области  $Z^0$ -пика, демонстрирует довольно сильный рост до 20%. Если в области масс, меньших массы  $Z^0$ -бозона, теоретические предсказания PDF NNLO NNPDF2.1 находятся в более тесном согласии с измеренными значениями, чем PDF NNLO CT10, то в районе  $Z^0$ -пика в обоих случаях наблюдается небольшая разница между данными и теорией (в центральной области абсолютной быстроты). В областях

с большой быстротой и большой массой измерения находится на нижнем крае диапазона неопределенности предсказаний теории, ввиду ограниченности статистики при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.



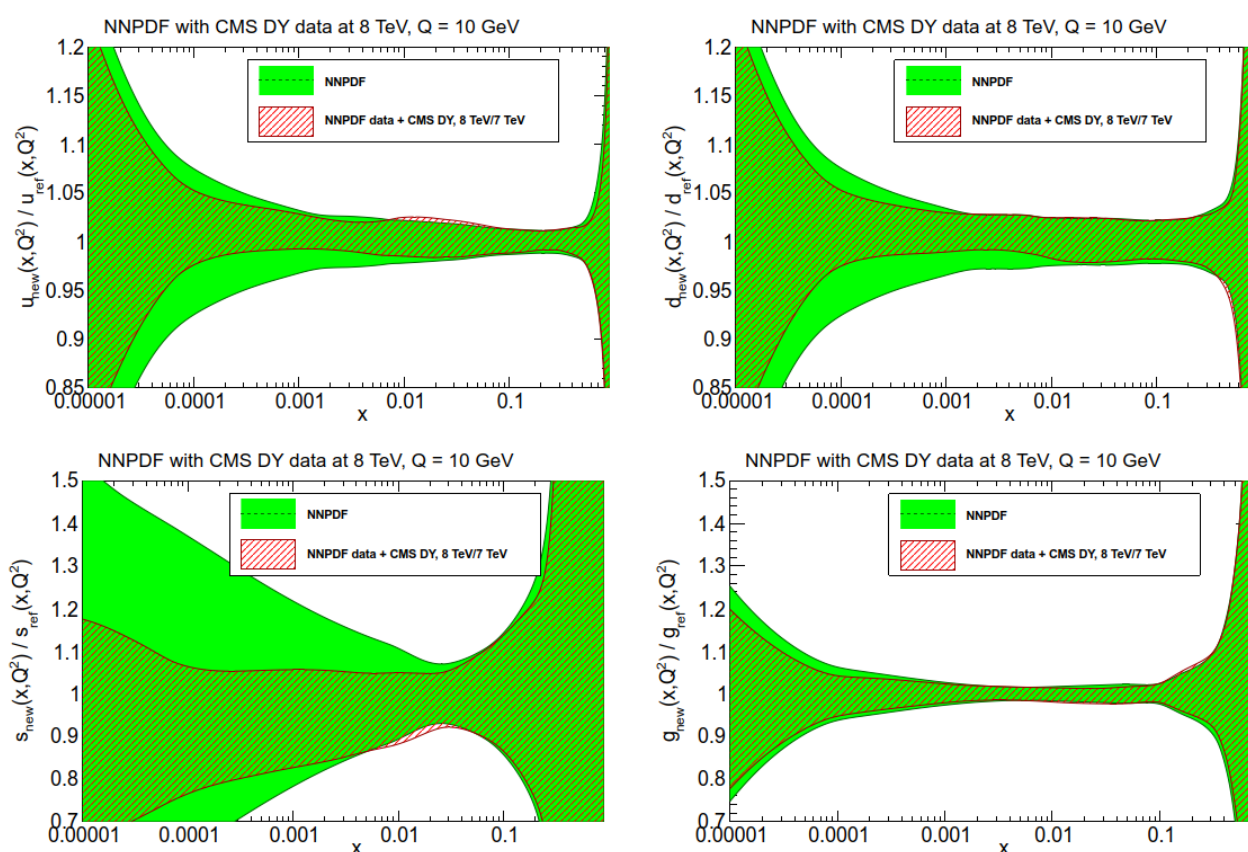
**Рис. 5.140.** Отношение дважды-дифференциальных  $1/\sigma_Z d\sigma/dm dy$ , измеренных при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ, в зависимости от быстроты лептонной пары в шести интервалах инвариантной массы [72]. Приведены NNLO-вычисления СМ (FEWZ3.1) с PDF NNLO CT10. Область теоретических погрешностей включает квадратично просуммированную статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF.

### Уточнение PDF

Как было показано выше, сечения процесса Дрелла–Яна довольно чувствительны к наборам структурным функциям, а, следовательно они могут быть

использованы не только для выбора более правильного (т. е. наиболее хорошо согласующегося с результатами измерений) набора, но и для увеличения точности глобальной аппроксимации PDF с целью уменьшения их неопределенности.

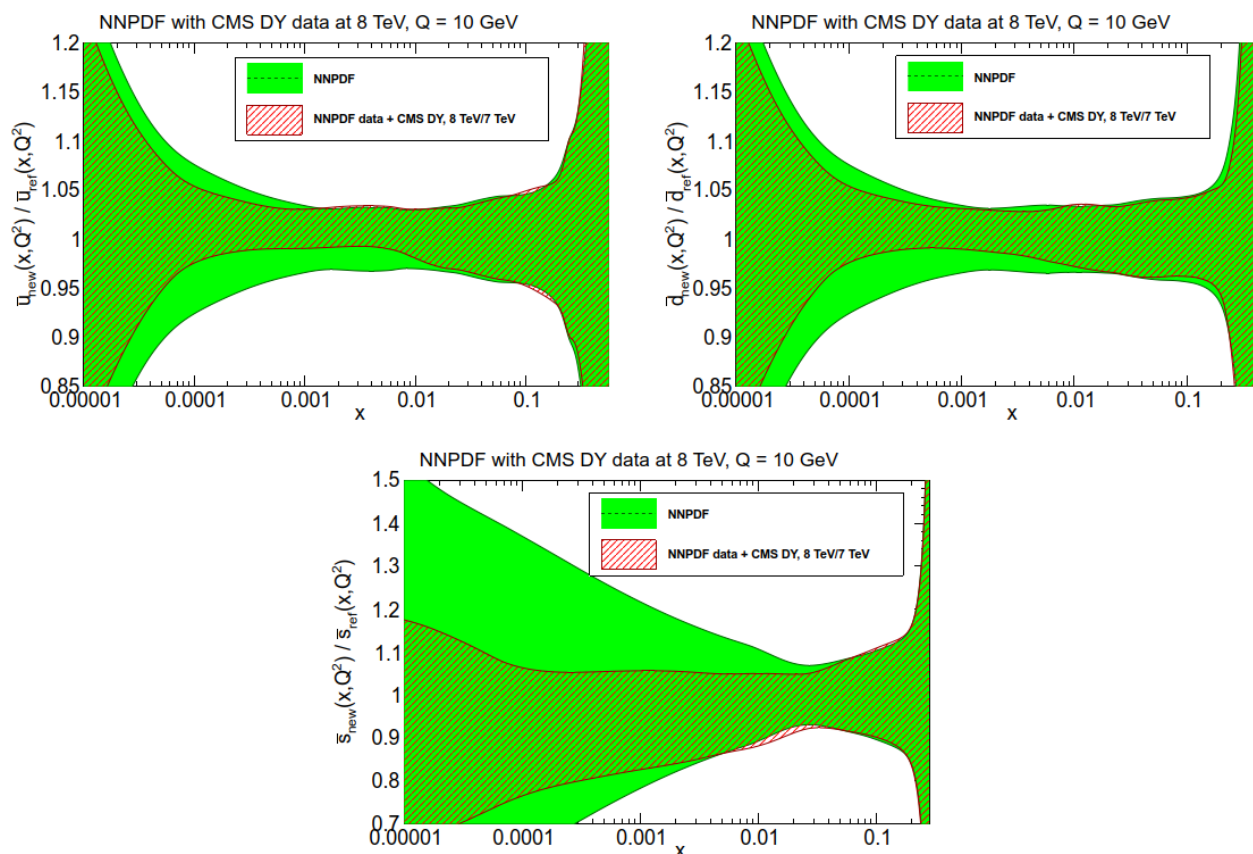
Значительная часть современных семейств PDF получены, в том числе, с помощью данных по процессу Дрелла–Яна в экспериментах с фиксированной мишенью. Эти данные перекрывают кинематический диапазон инвариантных масс  $50 < m < 600$  ГэВ/ $c^2$  и диапазон абсолютной быстроты  $|y| < 2.2$ . На LHC исследуется кинематическая область малых значений переменной Бьеркена  $x$  и больших значений переданного четырехимпульса  $Q^2$ , в которой значительно увеличен вклад партонных подпроцессов с участием легких морских кварков (особенно  $s$ -кварков). Это обстоятельство дополнительно мотивирует использование данных экспериментов на LHC по изучению процесса Дрелла–Яна в глобальном фите PDF.



**Рис. 5.141.** Функции распределения PDF легких валентных  $u, d, s$ -кварков и глюонов (указаны вдоль вертикальной оси), полученные с помощью стандартного набора NNPDF2.3 и с учетом данных CMS при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ по измерению дважды дифференциального сечения процесса Дрелла–Яна.

В разделе 3.4 обсуждался набор PDF NNPDF [164], который широко использовался для сравнения результатов измерения сечений и предсказаний СМ. В версиях NNPDF, начиная с 2.2, используются данные LHC по инклюзивному рождению векторных бозонов  $W$  и одиночных струй, а версия 3.0 дополнена данными по измерению характеристик процесса Дрелла–Яна [229]. Для того, чтобы продемонстрировать влияние учета процессов Дрелла–Яна на точность

PDF, проводилась процедура перевзвешивания PDF с учетом величины  $\chi^2$  между измеренными в диапазоне  $0.0003 < x < 0.5$  и  $500 < Q^2 < 90000 \text{ ГэВ}^2/c^2$  и вычисленными значениями сечений. В результате (см. рис. 5.141 и 5.142) неопределенности PDF для  $u$ - и  $d$ -кварков были уменьшены на 2–7%, а для  $s$ -кварков — до 40%, при этом точность глюонной функции распределения улучшилась незначительно (максимум на 5%)<sup>45</sup>.



**Рис. 5.142.** Функции распределения PDF легких морских  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$ -кварков (указаны вдоль вертикальной оси), полученные с помощью стандартного набора NNPDF2.3 и с учетом данных CMS при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  по измерению дважды дифференциального сечения процесса Дрелла–Яна.

В настоящее время большинство наборов PDF используют данные по измерению дифференциальных и дважды дифференциальных сечений на LHC, в частности, рекомендованные для анализа данных RUN2 LHC при  $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$  наборы NNPDF3 [158] (и выше) и CT14 [230].

<sup>45</sup>Эти результаты на защиту не выносятся.

### 5.6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ АСИММЕТРИИ

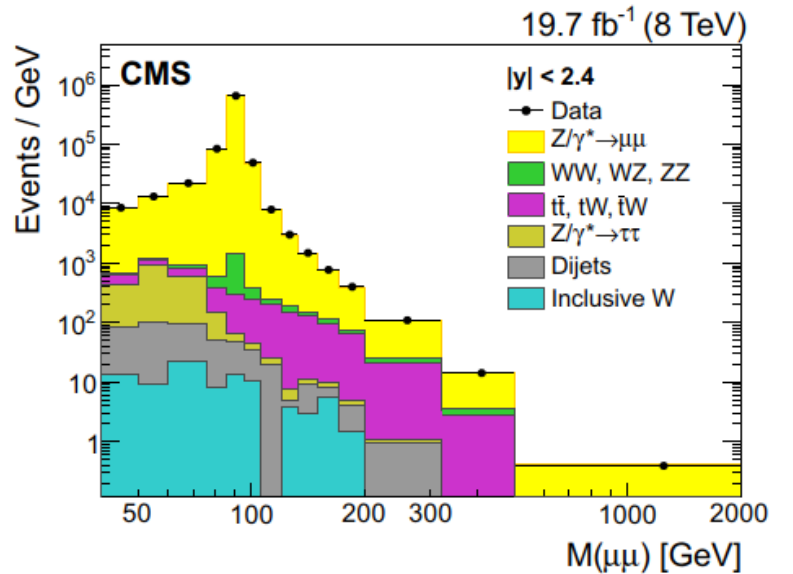
Мотивации для исследования асимметрии «вперед–назад»  $A_{FB}$  подробно обсуждались в разделе 3.5. Во время первого этапа работы ЛНС асимметрия была измерена в столкновениях пучков протонов при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на статистике, соответствующей  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5$  фбн<sup>-1</sup> [76], и при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ — на статистике  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 19.7$  фбн<sup>-1</sup> [74]. Отбор событий проводился согласно процедуре, описанной в разделах 5.2 и 5.3. Пример распределения событий, отобранных для анализа, приведен на рисунке 5.143.

Асимметрии  $A_{FB}$  определялась методом независимого подсчета числа событий в двух областях угловых распределений лептонов (подробнее о методе см. раздел 3.5):

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B},$$

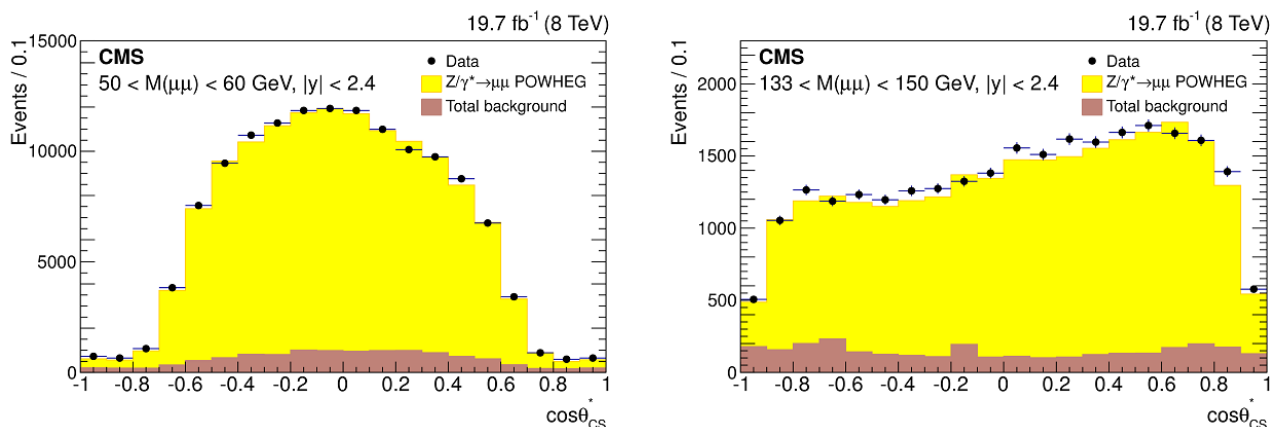
где  $\sigma_F$  и  $\sigma_B$  — полные сечения рождения пар лептонов в интервалах  $\cos\theta_{CS}^* > 0$  (направление «вперед») и  $\cos\theta_{CS}^* < 0$  (направление «назад»). Угол  $\theta_{CS}^*$  определен в системе координат Коллинза–Сопера [174], которая использовалась для уменьшения влияния поперечных импульсов кварков в начальном состоянии.

При  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ измерения асимметрии  $A_{FB}$  проводились в интервале значений инвариантной массы лептонной пары  $40 \leq m \leq 400$  ГэВ/ $c^2$  и в четырех интервалах абсолютного значения быстроты пары  $|y|$ : 0–1, 1–1.25, 1.25–1.5, 1.5–2.4 [76]. Данные, набранные при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [74, 75], позволили существенно расширить кинематическую область измерений, которая охватывает гораздо больший массовый диапазон от  $40 \leq m \leq 2000$  ГэВ/ $c^2$  в тех же интервалах быстроты<sup>46</sup>. Краевая область с наибольшим значением  $|y|$  при анализе была разбита на 7 массовых интервалов от 40 до 320 ГэВ/ $c^2$ , в то время как остальные — на 14 интервалов. Форма распределения событий по  $\cos\theta_{CS}^*$  в различных массовых интервалах различна (рис. 5.144), что обусловлено зависимостью величины интерференции  $\gamma^*/Z^0$  от инвариантной массы (подробнее см. раздел 3.5).



**Рис. 5.143.** Распределение событий по инвариантной массе пар мюонов в диапазоне значений быстроты пары  $|y| < 2.4$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Приведены только статистические погрешности [74]. Гистограммами показаны распределения сигнальных (процесс Дрелла–Яна) и фоновых событий.

<sup>46</sup>Измерения в канале с парой электронов также были выполнены в области  $2.4 < |y| < 5.0$



**Рис. 5.144.** Распределения событий рождения пар мюонов по  $\cos\theta_{CS}^*$  в двух интервалах инвариантных масс пары (слева)  $50 < m < 60$  ГэВ/ $c^2$  и (справа)  $133 < m < 150$  при ГэВ/ $c^2$   $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [74]. Приведены только статистические погрешности.

Как и при измерении сечений процесса Дрелла–Яна, для корректного определения величины асимметрии применялась процедура ПКД, которая позволила минимизировать влияние ряда систематических эффектов, таких, как конечное разрешение, неэффективности детекторных систем, FSR. Данные коррекции не учитывали ошибку в определении направления кварка (знака  $\cos\theta^*$ ), которая, как обсуждалось в разделе 3.5, имеет максимальную вероятность в области малых быстрот. Следует также отметить, что измерения при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (в отличие от измерений при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ) учитывают влияние ограниченного аксептанса на форму угловых распределений.

**Таблица 5.27.** Систематические погрешности (в относительных долях)  $A_{FB}$  в различных интервалах  $|y|$  для  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [74]. Приведены максимальные по всем интервалам  $m$  значения.

Источник погрешности	0–1	1–1.25	1.25–1.5	1.5–2.4
Фон	0.062	0.080	0.209	0.051
Коррекция импульса мюона	0.006	0.015	0.020	0.022
ПКД	0.001	0.003	0.004	0.003
Наложение событий (pile-up)	0.002	0.004	0.003	0.004
Эффективность $A \times \epsilon$	<0.001	0.002	0.003	0.005
PDF (теория)	0.001	0.004	0.008	0.047
FSR (теория)	<0.001	0.001	0.001	0.002

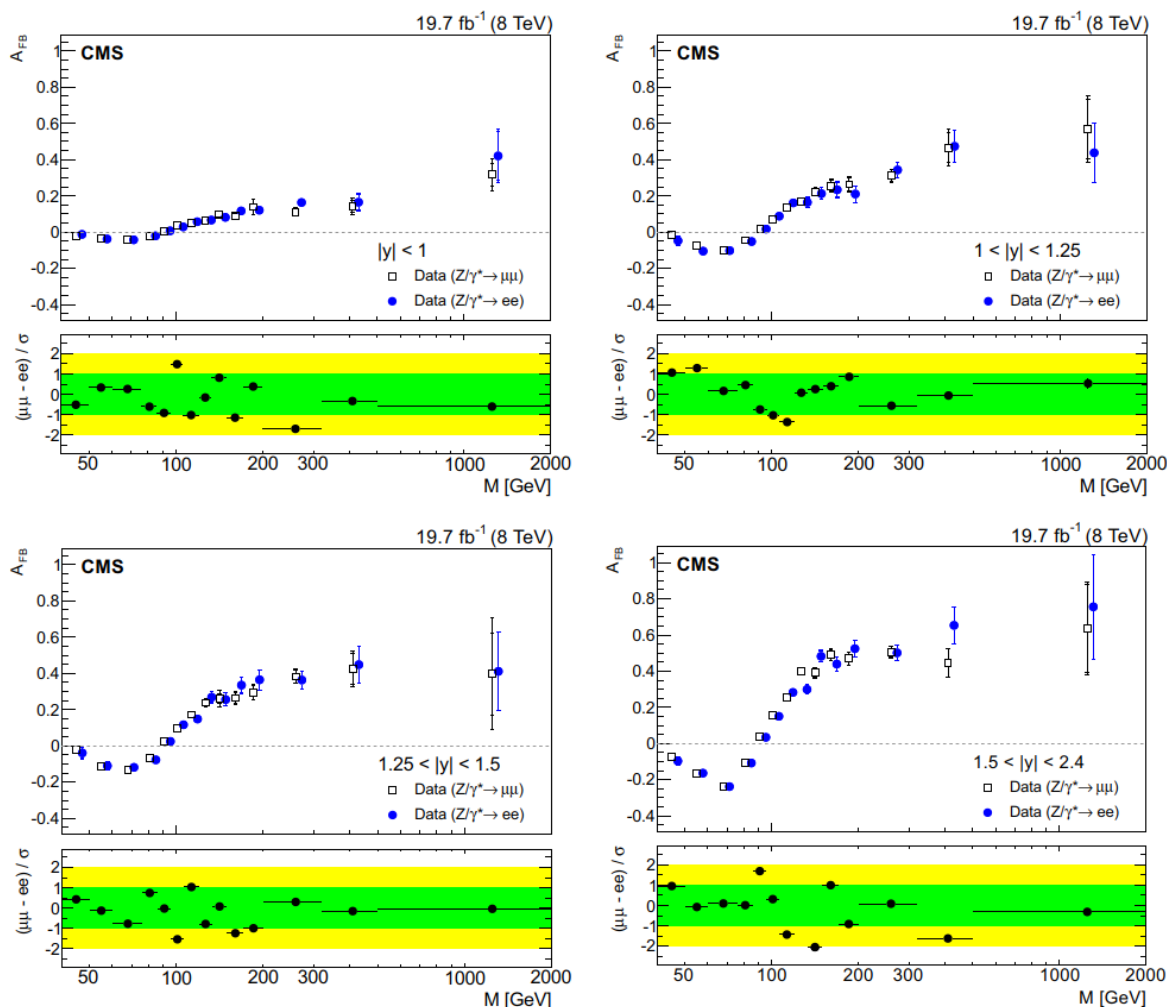
Наибольшие экспериментальные погрешности при измерении  $A_{FB}$  обусловлены ошибками оценки величины фона и коррекции импульса мюона (таблица 5.27). Доминирующим вкладом в неопределенность фона является статистическая ошибка контрольной выборки данных и теоретическая неопределенность вычисления сечений фоновых событий, рассматриваемая как систематическая погрешность оценки фона.

Для определения ошибки, возникающей при коррекции импульса мюона<sup>47</sup>, процедура измерения  $A_{FB}$  повторяется с использованием величин этих коэффи-

<sup>47</sup>Напомним, что коррекция проводится путем введения поправочных коэффициентов к величине обратного поперечного импульса мюонов (см. выше стр. 196)

циентов в пределах их статистических погрешностей. Разность в полученных значениях  $A_{FB}$  трактуется как систематическая ошибка. Погрешности, связанные с систематикой, привносимой процедурой ПКД, влиянием наложений событий (pile-up) и ошибкой определения эффективности (триггера, идентификации и изолированности), относительно малы. Традиционно теоретические погрешности, которые влияют на точность определения эффективности акцептанса, зависят от неопределенности как наборов PDF (CT10 и NNPDF 2.0), так и моделирования FSR.

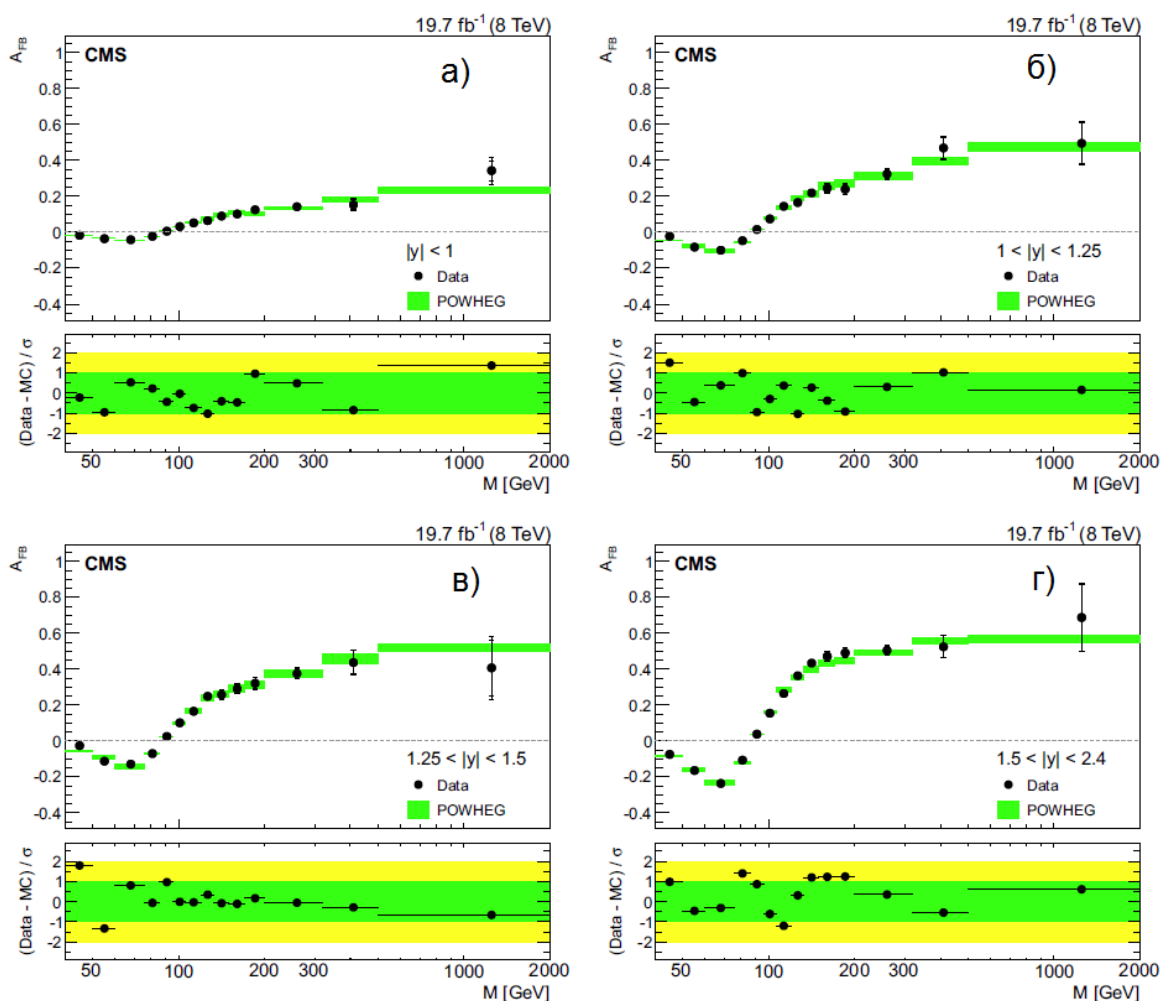
Измерения в индивидуальных каналах ( $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ ) хорошо согласуются друг с другом (рис. 5.145), а погрешности в разных каналах не коррелируют друг с другом, что дает возможность комбинировать эти результаты (влияние возможных корреляций вследствие наложения событий и моделирования FSR пренебрежимо мало) для увеличения статистической точности измерения (рис. 5.146).



**Рис. 5.145.** Асимметрия «вперед-назад», измеренная в индивидуальных каналах  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, перед коррекцией данных, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары в четырех интервалах быстроты пары  $|y| < 2.4$  [74]. На нижних графиках показана разница между измерениями в двух каналах, нормированная на полную погрешность измерений (статистическая  $\oplus$  систематическая, см. таблицу 5.27).

Предсказания СМ для распределений  $A_{FB}$  получены с помощью генератора POWHEG [135] и набора PDF CT10. Использовалась величина эффективного угла



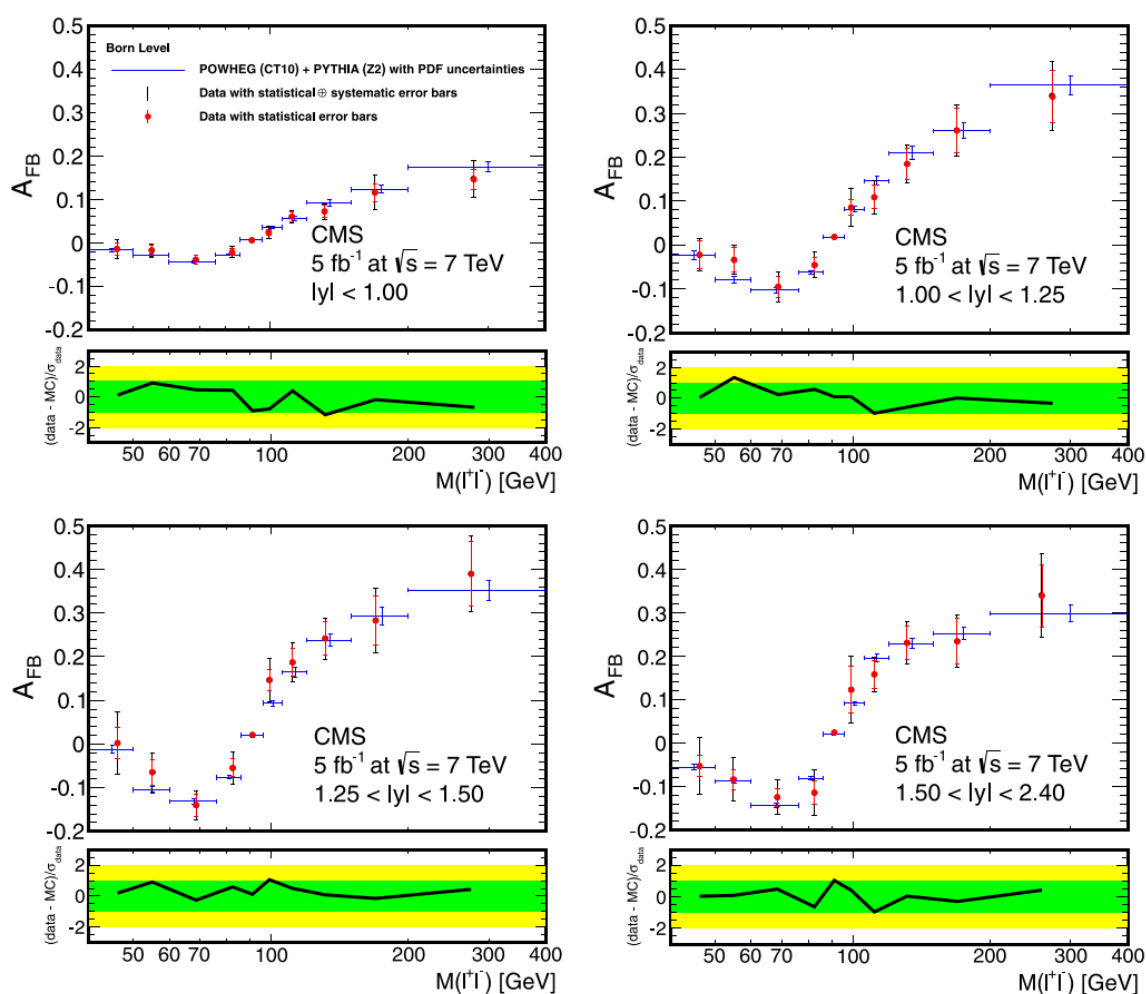


**Рис. 5.146.** Асимметрия «вперед-назад», измеренная в объединенном канале  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары в четырех интервалах быстроты пары: (а)  $|y| < 1$ , (б)  $1 < |y| < 1.25$ , (в)  $1.25 < |y| < 1.5$ , (г)  $1.5 < |y| < 2.4$  [74]. Теоретические расчеты выполнены в POWHEG, а соответствующие неопределенности вызваны неопределенностями PDF, выбора масштаба КХД и статистическими погрешностями моделирования. На нижних графиках показана разница между данными и теорией, нормированная на полную погрешность измерений (статистическая  $\oplus$  систематическая (см. Таблицу 5.27)).

слабого смешивания  $\sin^2\theta_{\text{eff}} = 0.2312$ . Неопределенности теоретических предсказаний вызваны неопределенностями PDF, выбора масштаба КХД и статистическими погрешностями моделирования. Как видно из рисунка 5.146, в пределах среднеквадратичного отклонения  $2\sigma$  результаты измерения  $A_{FB}$  в комбинированном канале ( $\mu^+\mu^- \oplus e^+e^-$ ) не противоречат NLO-предсказаниям СМ с PDF CT10 (точнее сказать, полному моделированию, выполненному согласно СМ с учетом отклика детекторных систем) во всех интервалах значений быстроты пары: можно отметить, что полученные результаты воспроизводят ожидаемую в СМ зависимость асимметрии  $A_{FB}$  от инвариантной массы и быстроты пары, в частности, демонстрируют близость к нулю асимметрии в районе пика  $Z^0$  (как и предсказывается СМ), а также выход массовой зависимости на плато ( $A_{FB}$  становится не зависящей от  $m$ ) в области больших значений  $m$ . Значение асимметрии в этой области масс при малых значениях быстроты пары  $|y|$  несколько отличается от предсказываемого в СМ ( $A_{FB}^{SM} \simeq 0.61$ ), что, в частности, объясняется влиянием неопределенности, связанной с ошибочным измерением знака

$\cos \theta^* \sim 1$ , т. е. неверным выбором направления движения кварка в условиях рр-столкновений. При росте  $|y|$  влияние этих неопределенностей становится значительно меньше, и измеренное значение  $A_{FB}$  совпадает с ожиданиями в СМ.

Эти результаты хорошо согласуются с предыдущими измерениями при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [76, 77, 78], для которых также наблюдается согласие экспериментальных данных с данными моделирования процесса Дрелла–Яна (с точностью до NLO-вкладов) (рис. 5.147) в пределах среднеквадратичного отклонения  $2\sigma$ . Существенным отличием от результатов при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ является отличие значения асимметрии в области больших масс от предсказываемого в СМ значения  $A_{FB}^{SM} \simeq 0.61$  даже при больших значениях быстроты пары. Это связано с тем, что, как было сказано выше, в данном анализе не учитывался эффект искажения угловых распределений ограниченным аксептансом установки.



**Рис. 5.147.** Асимметрия «вперед-назад», измеренная в объединенном канале  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары в четырех интервалах быстроты пары: (а)  $|y| < 1$ , (б)  $1 < |y| < 1.25$ , (в)  $1.25 < |y| < 1.5$ , (г)  $1.5 < |y| < 2.4$  [76]. Теоретические расчеты выполнены в POWHEG, а соответствующие неопределенности вызваны неопределенностями PDF, выбора масштаба КХД и статистическими погрешностями моделирования. На нижних графиках показана разница между данными и теорией, нормированная на полную погрешность измерений (статистическая  $\oplus$  систематическая).

Многопараметрическая аппроксимация методом максимального правдоподобия (ММП) угловых распределений мюонов также позволила определить сла-

бый угла смешивания  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  [77, 78, 79]. С учетом статистических и систематических ошибок измеренное в процессе  $u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  значение  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  составило  $0.2287 \pm 0.0020$  (стат.)  $\pm 0.0025$  (сист.), что находится в хорошем согласии с данными других экспериментов [232] и лежит в пределах ожиданий NLO СМ ( $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  (теор.) =  $0.23154 \pm 0.00003$  [244]). Отметим, что этот канал ранее не использовался для измерения  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$  в  $q\bar{q}$ -взаимодействиях.

Измерения коллаборации ATLAS [231] хорошо согласуются с результатами, обсуждаемые в этой Главе.

### 5.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 5

В Главе 5 приведены результаты изучения в эксперименте CMS характеристик рождения пар лептонов в процессе Дрелла–Яна  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow l^+l^-$  в протон–протонных столкновениях на ЛНС при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Результаты, обсуждаемые в Главе 5, опубликованы в работах [71, 72, 74, 75, 76, 79], см. также обзоры [44, 45, 46, 48, 73, 77, 78]. Основные выводы по материалам Главы 5 можно сформулировать как::

- Впервые измерены дифференциальные сечения  $d\sigma/dm$  в области инвариантных масс от 15 до 2000 ГэВ/ $c^2$  и дважды дифференциальное сечение  $d\sigma/dmdy$  в области инвариантных масс от 20 до 1500 ГэВ/ $c^2$  и диапазоне быстрот  $\eta \leq 2.4$ . Измерения дважды дифференциального сечения покрывает диапазон значений масштабной переменной Бьеркена  $0.0003 < x_{\pm} < 1.0$  и характерного масштаба взаимодействий  $600 < Q^2 < 750\,000$  ГэВ/ $c^2$ . Дифференциальное сечение  $d\sigma/dm$  измерено в более широком диапазоне  $300 < Q^2 < 3\,000\,000$  ГэВ/ $c^2$ . Измерена энергетическая зависимость сечений  $d\sigma/dm$  и  $d\sigma/dmdy$ .
- Измерены инклюзивные сечения рождения  $Z^0$ -бозона  $\sigma_Z = 986.4 \pm 0.6$  (стат.)  $\pm 5.9$  (сист.)  $\pm 21.7$  (теор.)  $\pm 21.7$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ/ $c^2$  и  $\sigma_Z = 1138 \pm 8$  (эксп.)  $\pm 25$  (теор.)  $\pm 30$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ/ $c^2$ .
- Впервые измерены значения пространственной асимметрии вылета лептонов  $A_{FB}$  в интервале значений инвариантной массы лептонной пары  $40 \leq m \leq 2000$  ГэВ/ $c^2$  и в четырех интервалах абсолютного значения быстроты пары  $|y|$ : 0–1, 1–1.25, 1.25–1.5, 1.5–2.4.
- Измерено значение эффективного угла Вайнберга  $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ , которое составило  $0.2287 \pm 0.0020$  (стат.)  $\pm 0.0025$  (сист.).

Объединенные результаты измерений в двух каналах ( $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) в пределах погрешностей совпадают с вычислениями СМ, выполненными во втором порядке КХД и первом ЭСВ с различными наборами PDF. Полученные данные позволили провести уточнение различных наборов PDF в диапазоне  $0.0003 < x < 0.5$  и  $500 < Q^2 < 90000$  ГэВ/ $c^2$ <sup>48</sup>.

<sup>48</sup>На защиту этот результат не выносится.

## ГЛАВА 6. ПОИСК ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В КАНАЛЕ С ПАРОВ ЛЕПТОНОВ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

В Главе 4 была подробно обсуждена программа экспериментов по поиску новой физики в канале с парой мюонов в конечном состоянии в столкновениях протонных пучков LHC при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, предложенная и разработанная на стадии подготовки к старту LHC и утверждения программы физических исследований эксперимента CMS В этой главе представлены результаты реализации этой программы в период первого цикла работы LHC (RUN1). Как уже обсуждалось в начале Части 2, LHC стартовал при половинной от проектного значения энергии, хотя эта энергия более чем в три раза превышала энергию ускорителя предыдущего поколения Тэватрон, и можно было ожидать существенного продвижения в новую, ранее неизученную область значений масштаба взаимодействий. Первые результаты были получены при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на статистике  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.1$  фбн<sup>-1</sup> уже в 2011 г., а в 2012 г. статистика была существенно увеличена до  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 20.6$  фбн<sup>-1</sup> при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Ниже мы подробно обсуждаем результаты, соответствующие полной статистике, набранной при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [80, 81]. Более ранние результаты для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [82, 84, 85, 86, 87] приводятся для сравнения.

В ходе исследований осуществлялся поиск как резонансных состояний со спином 1 и спином 2, так и сигналов нерезонансного типа. В соответствии с результатами Главы 4, в качестве реперных (эталонных) резонансных поисковых сигналов были выбраны состояния, предсказываемые расширенными калибровочными моделями (новый калибровочный бозон  $Z'$  — резонанс со спином 1) и сценарием низкоэнергетической гравитации RS1 [21] (RS1-гравитон  $G_{KK}$  — резонанс со спином 2).

Результаты поиска нерезонансных сигналов интерпретировались в контексте эффективного описания в духе контактных взаимодействий, которое предсказывает модификацию формы распределений пар лептонов относительно ожидаемой в СМ в широкой области инвариантных масс. Данные были проанализированы в рамках модели низкоэнергетической гравитации ADD [22] с четырехфермионным эффективным взаимодействием с обменом ADD-гравитонами, а также для сценария составных (композитных) фермионов (кварков и лептонов) (Contact Interactions, CI), в котором более фундаментальные конститuentы взаимодействуют посредством нового сильного калибровочного взаимодействия (метацвета) — лево-левая изоскалярная модель (LLIM) [93]. Результаты интер-

претаций наблюдений в контексте модели LLM на защиту не выносятся, а приводятся с целью продемонстрировать модельную независимость описываемого анализа.

Специфика моделирования сигнальных событий (за исключением сигналов LLM) описана в Главе 4. Возможные отличия касаются, в основном, учета поправок высших порядков и обсуждаются в разделах 6.4 и 6.5.

### 6.1. СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ И МОНТЕ-КАРЛО

Реконструкция, коррекция и отбор событий, как и методика оценки вкладов фоновых процессов, аналогичны (с точностью до пороговых значений кинематических переменных) описанным в Главе 5 при изучении процесса Дрелла–Яна. Ниже мы ограничимся кратким обсуждением полной эффективности реконструкции и отбора событий с парами мюонов, а также точности реконструкции значения  $m_{\mu\mu}$ .

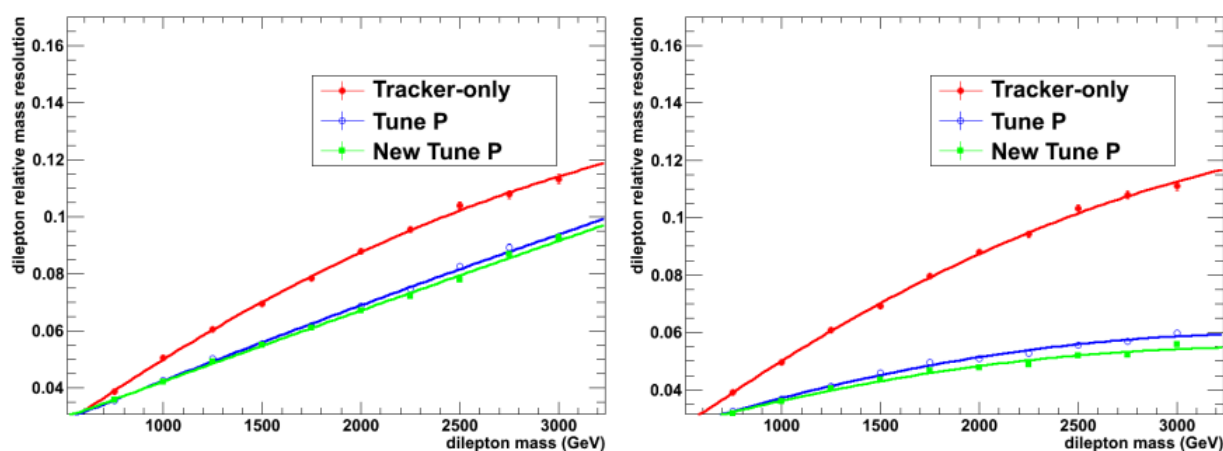
Наиболее характерные примеры распределений событий (например, по инвариантной массе пары мюонов) демонстрируют согласие данных и результатов моделирования. Все события МК нормированы на величину интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 19.6 \text{ фбн}^{-1}$ , а распределения по инвариантной массе, к тому же, на число событий в районе пика  $Z^0$  ( $60 < m_{\mu\mu} < 120 \text{ ГэВ}/c^2$ ) (величина этого масштабного коэффициента составила 0.9956).

### РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Для отбора событий с парой мюонов были использованы условия триггера высокого уровня (HLT), предполагающие, что хотя бы один из мюонов будет иметь значение  $p_T > 40 \text{ ГэВ}/c^2$ . На уровне HLT трек мюона реконструировался с использованием информации из мюонной системы и трекера, причем на треки-кандидаты налагалось требование  $\chi^2/d.o.f. < 20$ , а расстояние до оси пучка в поперечной плоскости должно быть не более 0.1 см. При выработке триггерного решения акспетанс был ограничен значением псевдобыстроты  $\eta \leq 2.1$ . Эффективность этого триггера для одиночного мюона в разных областях по псевдобыстроте (в разных частях установки) составила  $94.3 \pm 0.02(\text{стат.})\%$  при  $\eta < 0.9$ ,  $84.27 \pm 0.07(\text{стат.})\%$  при  $0.9 < \eta < 1.2$  и  $82.66 \pm 0.05(\text{стат.})\%$  при  $1.2 < \eta < 2.1$ . Для событий с парой мюонов эффективность превысила 97%.

Алгоритмы оффлайн реконструкции мюонов также используют информацию из различных детекторных систем CMS (трекера, мюонной системы, их различные комбинации). В данном исследовании был использован так называемый коктейль алгоритмов Tune–P, описанный в разделе 2.7, а также его улучшенная модификация New Tune–P (настроенный на более корректном наборе данных МК) [81]. Зависимость разрешения по инвариантной массе от значения  $m_{\mu\mu}$  для этих двух алгоритмов, а также для реконструкции мюонов только в треkere (Tracker-only), приведена на рисунке 6.148. Проанализированы три сце-

нария пространственной разбалансировки детекторных систем (НДС)<sup>49</sup>, соответствующие начальному выравниванию в начале набора данных (STARTUP), улучшенному сценарию по данным 2011 г. (C1) и случайной разбалансировке детекторов в соответствии со статистической неопределенностью их позиций (C2). Сценарии C1 и C2 продемонстрировали существенное улучшение разрешения по сравнению со сценарием STARTUP: от 8.7% до, соответственно, 5.5% и 4.6% для диапазона масс  $m_{\mu\mu} > 1500$  ГэВ/ $c^2$ . Для дальнейшего анализа разрешение, полученное с помощью алгоритма New Tune-P для сценария C1, было параметризовано функцией  $\sigma(m_{\mu\mu})/m_{\mu\mu} = a + b \cdot m_{\mu\mu} - c \cdot m_{\mu\mu}^2$  (в результате аппроксимации было получены значения  $a = 0.01675$ ,  $b = 2.575 \times 10^{-5}$ ,  $c = 2.862 \times 10^{-10}$ ).



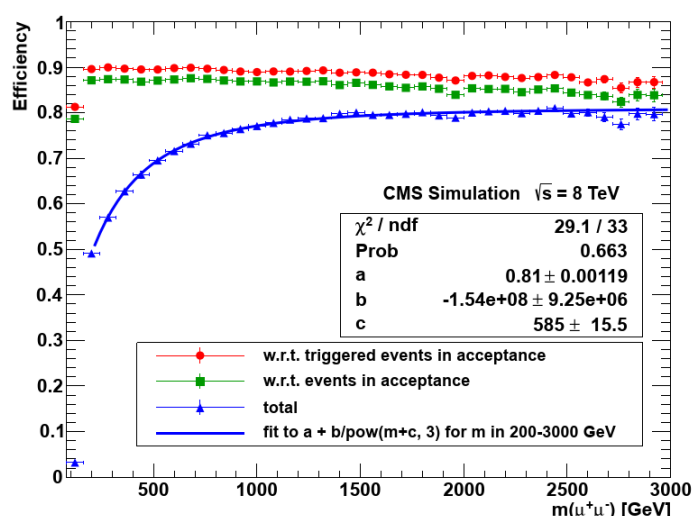
**Рис. 6.148.** Относительное разрешение по инвариантной массе пар мюонов  $\sigma(m_{\mu\mu})/m_{\mu\mu}$  в зависимости от  $m_{\mu\mu}$  для различных алгоритмов реконструкции: Tracker-only, Tune P, New Tune-P [81]. Рассмотрены сценарии НДС (слева) C1 и (справа) C2.

При оффлайн анализе отбирались события, в которых один мюон находился в интервале псевдобыстроты  $\eta \leq 2.1$ , а второй —  $\eta \leq 2.4$ , при этом оба мюона должны иметь  $p_T \geq 45$  ГэВ/ $c^2$ . Оффлайн трек-кандидат должен иметь по крайней мере один хит в пиксельном детекторе и хиты минимум в шести слоях кремневого полоскового детектора, а также трек-сегменты, пространственно совместимые с двумя или более мюонными станциями. Прицельный параметр трека по отношению к вершине взаимодействия не может быть более 0.2 см — этот критерий также приводит к подавлению событий pile-up (остаточное влияние этих событий на эффективность отбора не превышает 1%). Для подавления фона, обусловленного процессами КХД, применяется критерий пространственной изолированности трека: требуется, чтобы скалярная сумма  $p_T$  всех частиц, имеющих такой же прицельный параметр и лежащих внутри конуса вокруг трека  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.3$ , была не более 10% от  $p_T$  трека-кандидата. Тут снова отметим, что при определении изолированности мюона информация из системы калориметров не использовалась, вследствие большого влияния эффектов FSR (см. Главу 2). Дополнительное исследование, проведенное на данных при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, показало, что вероятность отбросить изолированный мюон

<sup>49</sup>Подробнее см. раздел 2.6.

из распада  $Z^0$ -бозона в случае применения критерия изолированности в треке-ре достигает 4–5%, в то время как требование изолированности мюона только в треке-ре позволяет удерживать эту ошибку на уровне не выше 1% (причем с ростом энергии мюонов этот эффект увеличивается).

Для финального анализа в событии требуется наличие двух противоположно заряженных мюонов, сшивающихся в одной и той же вершине с  $\chi^2/d.o.f. < 10$ , что, наряду с ограничением на открытый угол между двумя мюонами (меньше  $\pi - 0.02$  радиан)<sup>50</sup>, позволяет почти полностью режектировать (до пренебрежимо малого вклада) космические мюоны и мюоны из гало пучка.



**Рис. 6.149.** Полная эффективность реконструкции и отбора событий (синие точки) с учетом и (красные) без учета эффективности акспетанса, в зависимости от инвариантной массы пары мюонов  $m_{\mu\mu}$  [81]. Зелеными точками показана эффективность оффлайн реконструкции всех событий в акспетансе (без учета отбора триггером). Сплошная линия соответствует аппроксимации эффективности функцией  $a + b/(m_{\mu\mu} + c)^3$ .

сти для масс 1000 ГэВ/ $c^2$  и 2500 ГэВ/ $c^2$ , приведены в таблице 6.28. Эффективность с учетом акспетанса превышает 70% для  $m_{\mu\mu} = 500$  ГэВ/ $c^2$  и достигает 80% при  $m_{\mu\mu} = 3000$  ГэВ/ $c^2$ .

**Таблица 6.28.** Параметризация полной эффективности для резонанса со спином 1 и спином 2 [80].

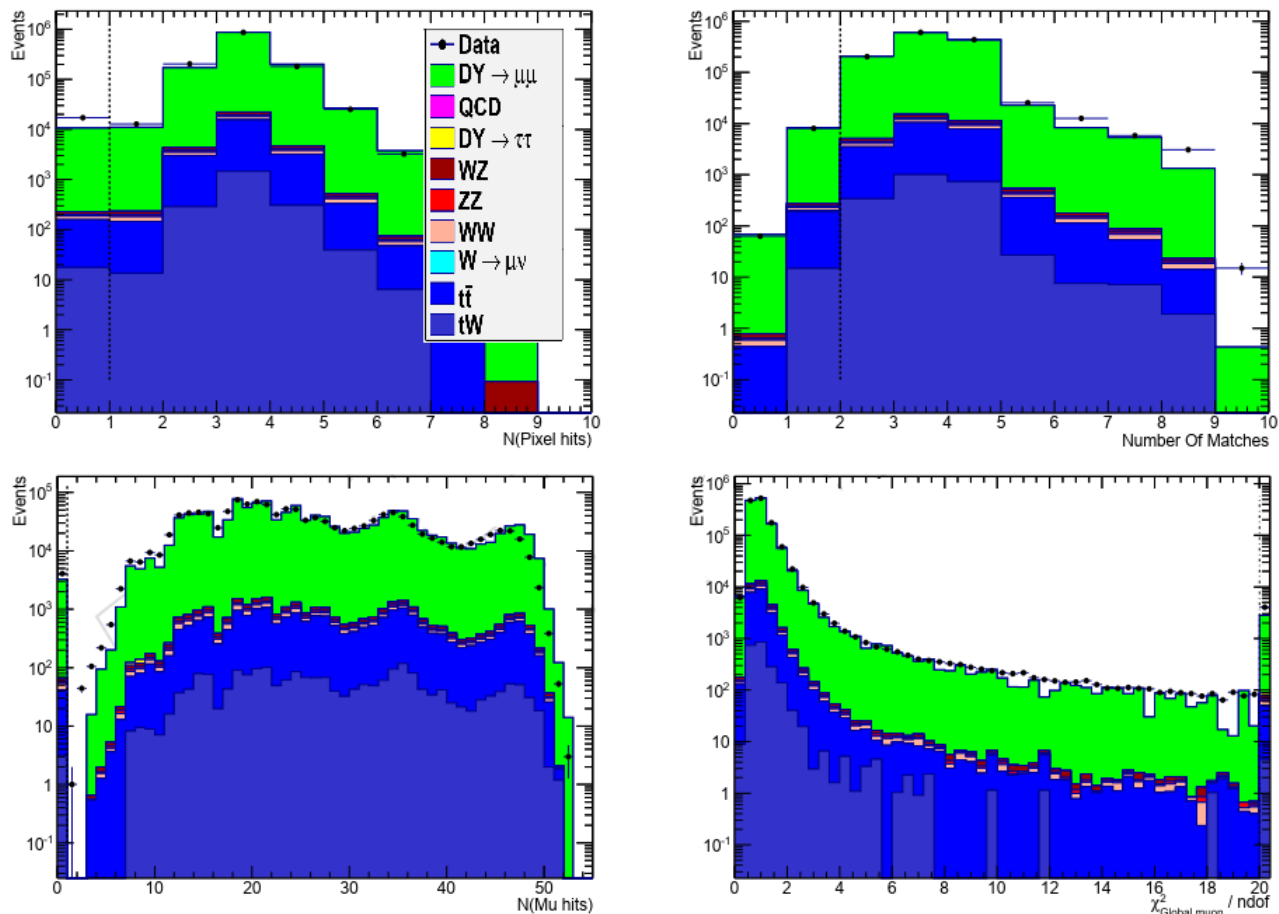
	Параметризация	Эффективность		Погреш.
		1000 ГэВ/ $c^2$	2500 ГэВ/ $c^2$	
спин 1	$0.81 - \frac{1.5 \times 10^8}{(m_{\mu\mu} + 570)^3}$	0.77	0.80	3%
спин 2	$0.75 + \frac{112}{m_{\mu\mu} - 104} - \frac{6.1 \times 10^4}{m_{\mu\mu}^2 + 1.6 \times 10^4}$	0.82	0.79	3%

Качество реконструкции мюонных треков продемонстрировано на рисунке 6.150, где приведены распределения числа хитов в пиксельном треке-ре, вклю-

<sup>50</sup>Требование разлета двух мюонов под углом, близким к 180°.

Полная эффективность оффлайн реконструкции и отбора используемых для анализа событий составляет около 90% при  $m_{\mu\mu} = 200$  ГэВ/ $c^2$  и падает всего лишь на 3% в диапазоне  $m_{\mu\mu}$  вплоть до 3000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 6.149). Отметим, что полная эффективность при отборе событий с парами мюонов, рождающимися в распаде состояния со спином 1 и со спином 2, в общем различна. На рисунке 6.149 приведена параметризация для событий Дрелла–Яна. Параметризации для случая тяжелых резонансов, вместе со значениями эффективности

ченных в мюонный трек ( $N_{pixelhits}$ ), число трек-сегментов трекерного мюона, сшитых с мюонным треком, число сегментов в мюонных детекторах (DT и CSC) и хитов в RPC ( $N_{\mu hits}$ ), включенных в трек,  $\chi^2/d.o.f.$  глобального фита мюонного трека.



**Рис. 6.150.** Сравнение данных (точки) и МК (гистограммы) на примере величин, характеризующих качество реконструкции трека мюона: (верхний левый)  $N_{pixelhits}$ , (верхний правый) число трек-сегментов, сшитых с мюонами, (нижний левый)  $N_{\mu hits}$ , (нижний правый)  $\chi^2/d.o.f.$  глобального фита мюонного трека [81].

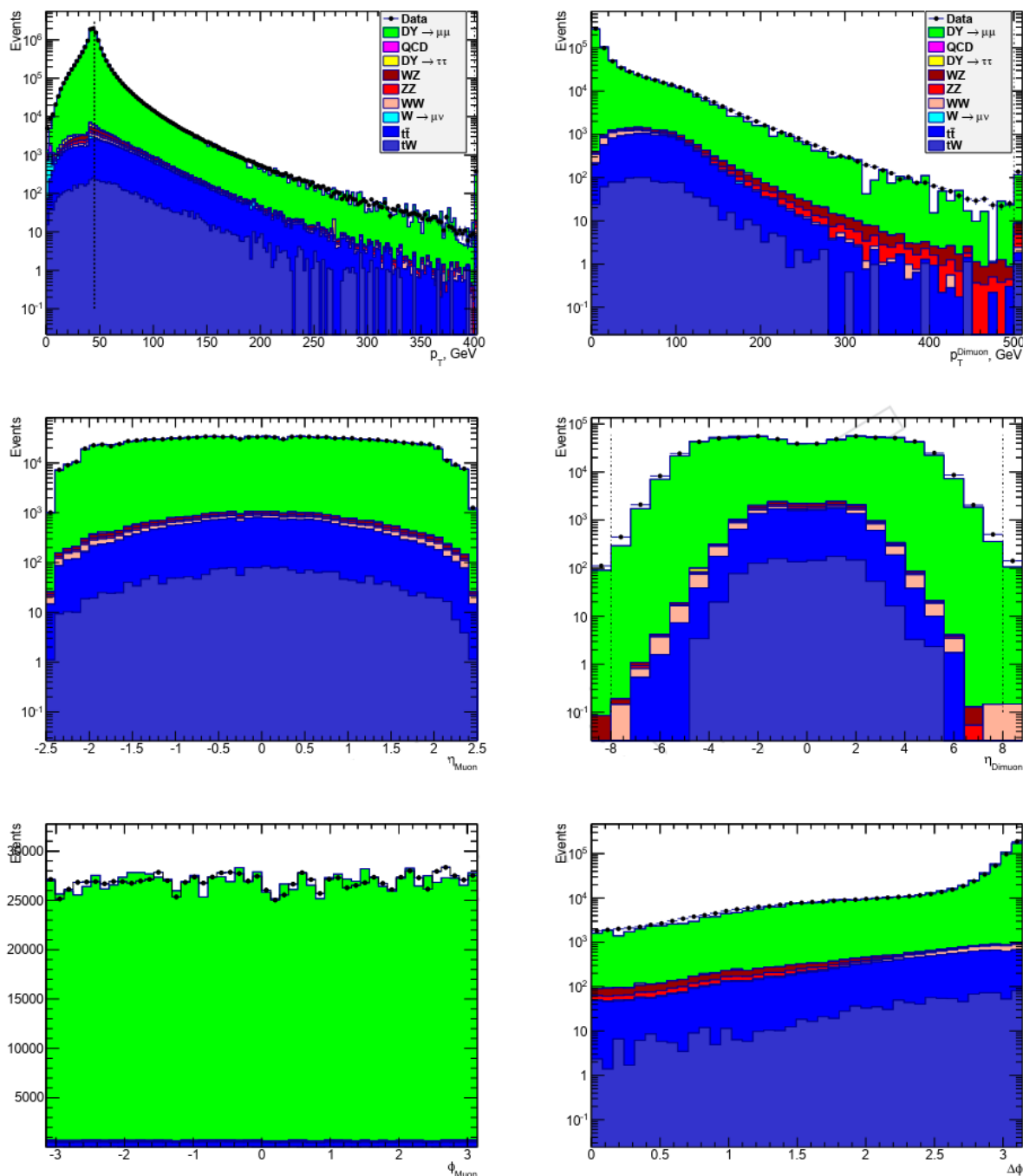
Сравнение основных распределений событий по кинематическим характеристикам мюонов и пар мюонов в данных и МК приведено на рисунке 6.151 [81].

### ОЦЕНКА ФОНА

Как уже обсуждалось в Части 1, при поиске сигналов новой физики в канале с парой лептонов основным источником фона является процесс Дрелла–Яна. Также заметны вклады от ряда других процессов СМ —  $t\bar{t}$ ,  $tW$  и парного рождения векторных бозонов  $VV$ . Кроме того, лептоны могут содержаться в струях процессов КХД или сами струи могут быть неправильно идентифицированы как лептоны.

Процесс Дрелла–Яна, как в предыдущих исследованиях (см. Главу 5), был смоделирован генератором POWHEG[135] с учетом вкладов NLO (высшие порядки учитывались в рамках пакета FEWZ [136]). Методы оценки величины других фоновых событий, включая процедуру оценки фона из экспериментальных



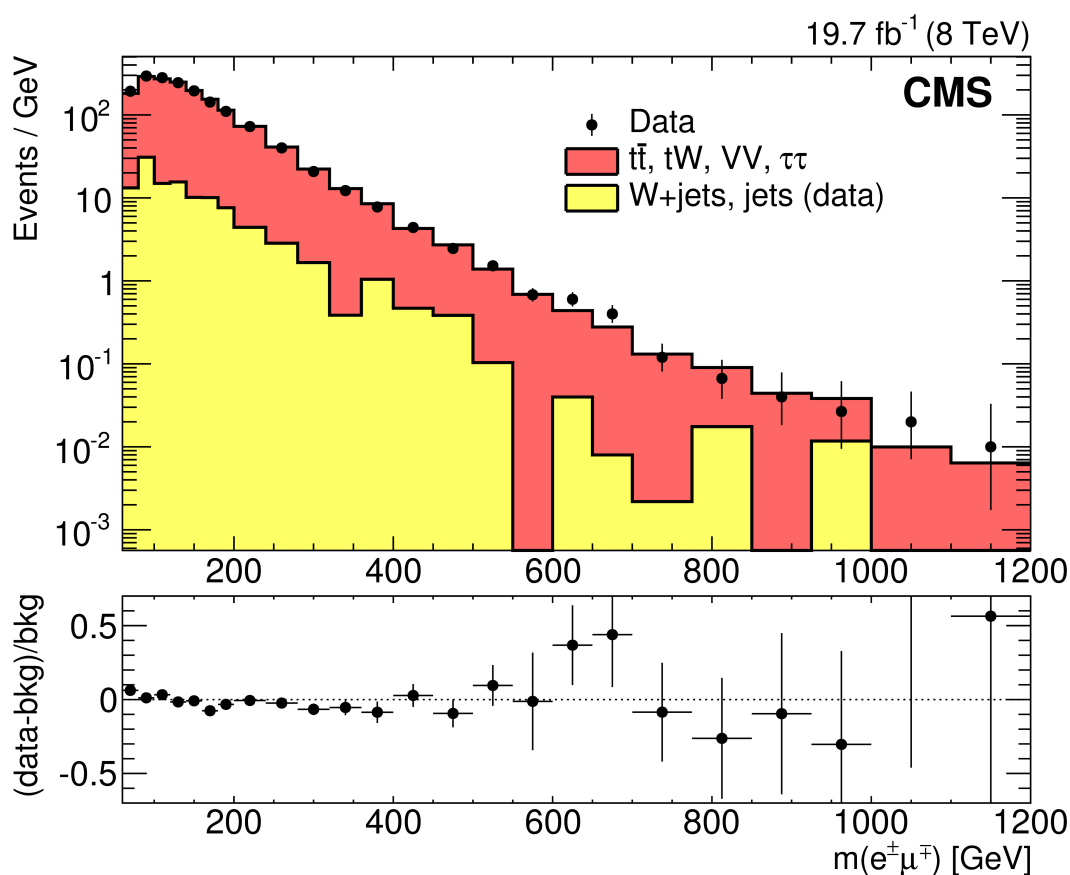


**Рис. 6.151.** Распределение событий по кинематическим характеристикам мюонов (слева) и пар мюонов (справа): (сверху вниз) по поперечному импульсу  $p_T$ , псевдобыстроте  $\eta$  и азимутальному углу  $\phi$  (разнице между азимутальными углами двух мюонов для случая пар мюонов  $\mu^\pm\mu^\pm$ ) [81]. Экспериментальные данные отмечены точками, гистограммами показан вклад различных фоновых процессов СМ (моделирование).

данных, также идентичны описанным в Главе 5, за тем исключением, что все процессы с участием  $t$ -кварка были сгенерированы при помощи генератора POWHEG [135], в то время как процессы парного рождения бозонов и совместного рождения  $W$ -бозона и струй, соответственно, с использованием PYTHIA6 [138] и MADGRAPH [218].

Правильность моделирования фоновых процессов СМ  $t\bar{t}$ ,  $tW$  и  $VV$  была проверена путем сравнения спектров пар, состоящих из лептонов разных ароматов  $e^\pm\mu^\mp$ , полученных из данных и МК (рис. 6.152). Экспериментальные распреде-

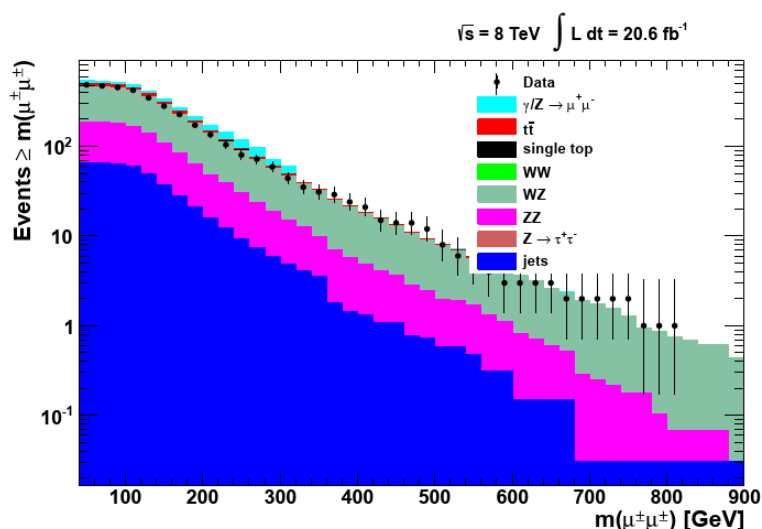
ления были использованы для оценки числа фоновых событий с парами разноименно заряженных лептонов  $e\mu$ -методом (см. раздел 5.1) с помощью масштабного коэффициента, который представляет собой отношение числа  $e^\pm\mu^\mp$  и  $\mu^+\mu^-$  событий, полученных в МК. Полученное таким образом число  $\mu^+\mu^-$  в данных оказалось в хорошем согласии с предсказаниями моделирования (см. табл. 6.29). Для дополнительной проверки было проведено сравнение данных эксперимента и моделирования на примере распределений по  $m_{\mu\mu}$  событий с парами одинаково заряженных лептонов (рис. 6.153). Вклад событий, содержащих струи ( $W + jet$  и парного рождения струй), оценивался с помощью метода КНД (также см. раздел 5.1).



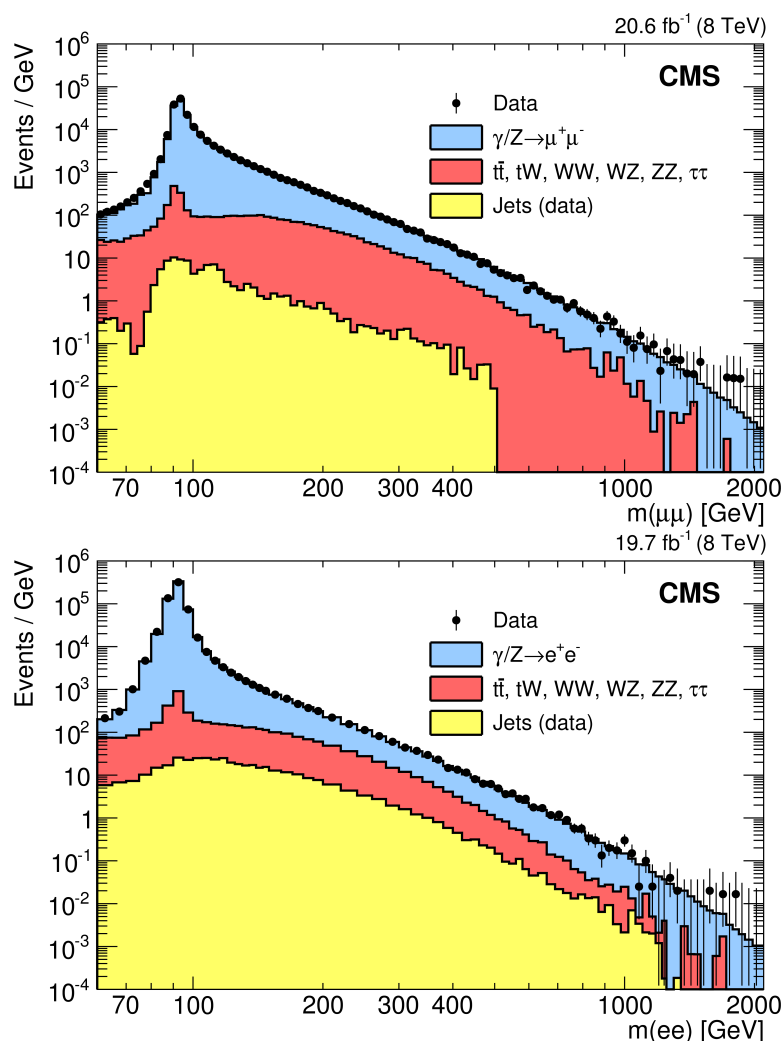
**Рис. 6.152.** Распределение по инвариантной массе событий противоположно заряженных лептонов  $e^\pm\mu^\mp$  [80]. Точками показаны экспериментальные данные, а гистограммами — вклад различных фоновых процессов СМ, нормированный на число экспериментальных событий в интервале  $60 \leq m \leq 120$  ГэВ/ $c^2$ . Нижний график демонстрирует разницу между наблюдаемыми и фоновыми событиями. Все ошибки имеют только статистическую природу.

**Таблица 6.29.** Сравнение числа фоновых событий в контрольном наборе данных  $N_{\mu\mu}$ , оцененных из данных и моделирования [81].

$m_{\mu\mu}$ , ГэВ/ $c^2$	$N(e^\pm\mu^\mp)$ наблюд.	$\mu^+\mu^-/e^\pm\mu^\mp$ масш. множ.	$N(\mu^+\mu^-)$ оценка в данных	$N(\mu^+\mu^-)$ моделирование
120–200	10684	$0.533 \pm 0.005$	$5695 \pm 77$	$5912 \pm 391$
200–400	5111	$0.602 \pm 0.007$	$3077 \pm 56$	$3223 \pm 214$
400–600	381	$0.665 \pm 0.031$	$253 \pm 18$	$257 \pm 18$



**Рис. 6.153.** Распределение по инвариантной массе событий с одноименно заряженными лептонами  $\mu^\pm\mu^\pm$  [81]. Точками показаны экспериментальные данные, а гистограммами — вклад различных фоновых процессов СМ, нормированный на число экспериментальных событий в интервале  $60 \leq m \leq 120$  ГэВ/ $c^2$ . Все ошибки имеют только статистическую природу.



**Рис. 6.154.** Распределение по инвариантной массе  $m_{ll}$  событий (точки) рождения пар (сверху) мюонов и (снизу) электронов при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [80]. Гистограммами показан вклад различных фоновых процессов СМ, нормированный на число экспериментальных событий в интервале  $60 \leq m_{\mu\mu} \leq 120$  ГэВ/ $c^2$ .

Итоговые распределения событий с парой противоположно заряженных лептонов демонстрируют полное согласие экспериментальных данных и предсказаний СМ (рис. 6.154). Как было сказано выше, все процессы СМ были учтены с помощью моделирования, за исключением вкладов процессов  $W + jet$  и парного рождения струй, которые были оценены из данных. Число наблюдаемые и ожидаемых событий в контрольной области масс (120–200 ГэВ/ $c^2$ ) и в области ожидаемого сигнала ( $m_{ll} > 200$  и 400 ГэВ/ $c^2$ ) приведено в таблице 6.30. Видно, что число оцененных фоновых событий в пределах погрешности совпадает с числом наблюдаемых событий, таким образом, все наблюдаемые события являются фоновыми. Примеры визуализации двух событий рождения пары мюонов с наибольшей инвариантной массой (для энергий столкновения протонов  $\sqrt{s}$  в время RUN1) даны на рисунке 6.155.

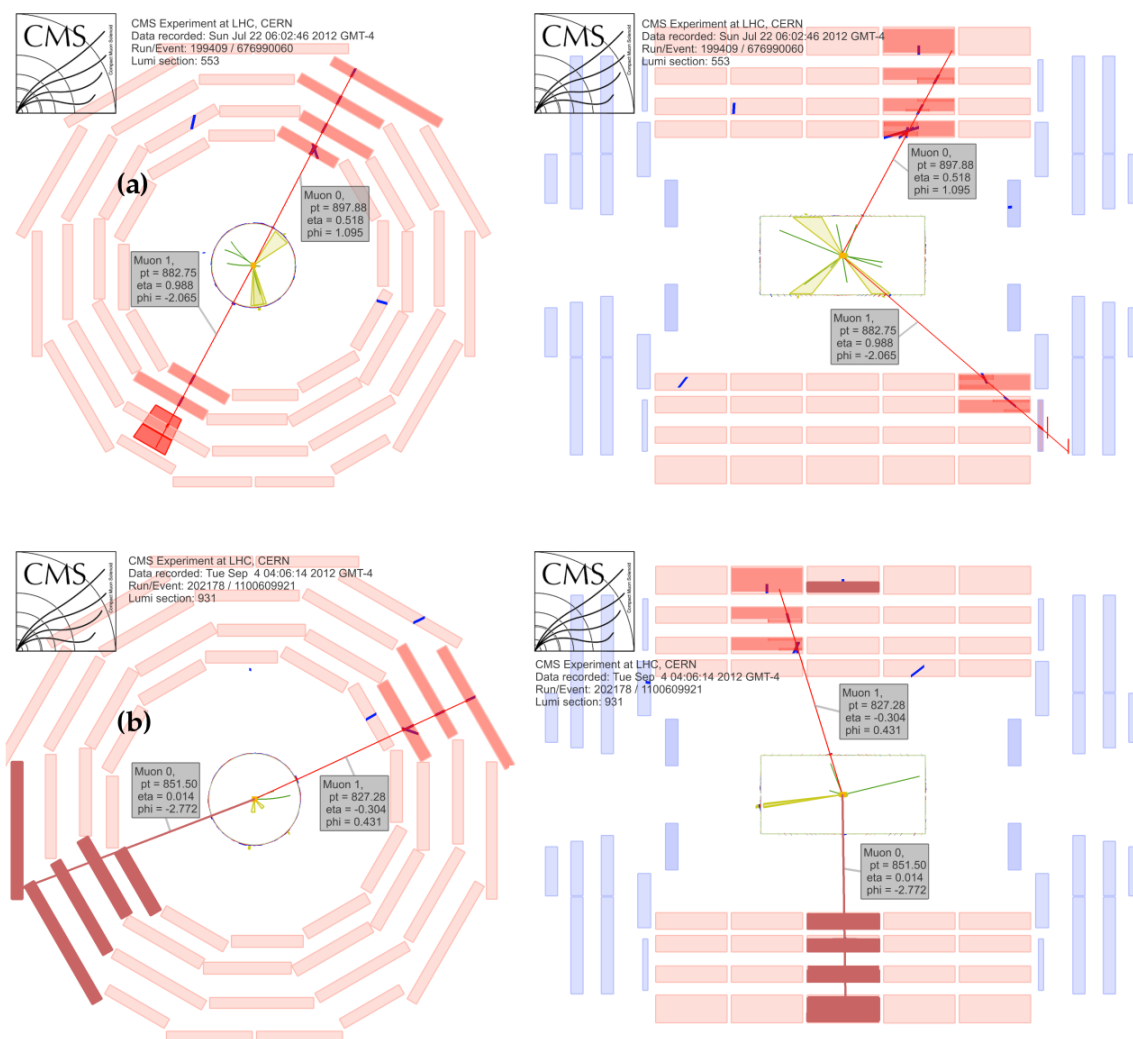
**Таблица 6.30.** Число событий в контрольной (120–200 ГэВ/ $c^2$ ) и сигнальной ( $m_{ll} > 200$  и 400 ГэВ/ $c^2$ ) областях инвариантных масс [81].

Процесс	Число событий		
	120–200 ГэВ/ $c^2$	> 200 ГэВ/ $c^2$	> 400 ГэВ/ $c^2$
Эксп. данные	78129	19982	1710
Полный фон	$78505 \pm 3515$	$20061 \pm 793$	$1791 \pm 55$
$Z^0/\gamma^*$	$72227 \pm 3502$	$16329 \pm 772$	$1477 \pm 53$
$t\bar{t}$	$4502 \pm 303$	$2655 \pm 180$	$195 \pm 15$
Другие прямые мюоны	$1718 \pm 51$	$1048 \pm 33$	$116 \pm 5$
$W + jets$ и $jets + jets$	$58 \pm 58$	$29 \pm 29$	$3 \pm 3$

## 6.2. ПРОЦЕДУРА ПОИСКА СИГНАЛА И СТАТИСТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Два описанных ниже подхода направлены на модельно–независимый поиск проявлений новой физики за пределами СМ. Первый разработан для обнаружения резонансной структуры, появляющейся над гладким фоном. В рамках данного подхода производится параметризация формы распределений ожидаемого сигнала и формы фоновых событий. Эти параметризации используются в качестве функций плотности вероятности (p.d.f.) для установления совместимости данных с репрезентативными физическими сценариями новой физики, используемыми в качестве эталонных тестов. Второй подход оптимизирован на поиск плавного нерезонансного отклонения наблюдаемого сигнала от фона СМ в области, где не ожидается резонансная структура. В этом случае наблюдаемое количество событий в определенном интервале значений инвариантной массы сравнивается с количеством ожидаемых фоновых событий.

Оба подхода предусматривают, что при отсутствии сигнала устанавливаются пределы на значения сечений в этих каналах, что позволяет в рамках проанализированных физических сценариев оценить предельные значения масс резонан-



**Рис. 6.155.** Визуализация двух событий рождения пары мюонов с наибольшей инвариантной массой: (сверху)  $m_{\mu\mu} = 1824 \pm 67 \text{ ГэВ}/c^2$  и (снизу)  $1697 \pm 59 \text{ ГэВ}/c^2$ . [81].

сов или других модельных параметров. Эти экспериментальные пределы могут быть легко интерпретированы в контексте любых других моделей, предсказывающих узкие резонансы с аналогичной спиновой структурой или нерезонансное усиление сигнала в спектре масс дилептонов при больших инвариантных массах.

### РЕЗОНАНСНЫЙ СИГНАЛ

Поиск новых резонансов проводился с помощью метода максимального правдоподобия (ММП) путем анализа формы распределения пар лептонов по их инвариантной массе  $m$  (рис. 6.154) [83]. Такой подход обеспечивает независимость результатов от погрешности определения абсолютной величины фона. Для уменьшения влияния других систематических эффектов (светимости, аксептанса, эффективностей триггера и оффлайн реконструкции) сечение рождения пар лептонов было нормировано на сечение рождения  $Z^0$ -бозона. Например, в случае  $Z'$ -бозона:

$$\begin{aligned}
 R_\sigma &= \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow l^+l^- + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z^0 + X \rightarrow l^+l^- + X)} \\
 &= \frac{N(Z' \rightarrow l^+l^-)}{N(Z^0 \rightarrow l^+l^-)} \times \frac{A(Z' \rightarrow l^+l^-)}{A(Z^0 \rightarrow l^+l^-)} \times \frac{\varepsilon(Z' \rightarrow l^+l^-)}{\varepsilon(Z^0 \rightarrow l^+l^-)}, \quad (6.81)
 \end{aligned}$$

где  $N$  — число событий в заданном интервале инвариантных масс,  $A$  и  $\varepsilon$ , соответственно, эффективность акцептанса и полная эффективность реконструкции и отбора событий. При отсутствии сигнала (превышения числа событий над ожиданиями в рамках СМ) вычислялись верхние пределы на сечения изучаемых процессов (точнее сказать, на величины  $R_\sigma$ ) со статистической достоверностью (CL) 95%. Отношение эффективностей регистрации новых резонансов и  $Z^0$ -бозона определялось из моделирования.

Данная процедура была независимо применена к событиям образования как пар мюонов, так и электронов. Сечения вычислялись в массовых интервалах, соответствующих  $\pm 5\% \sqrt{\hat{s}}$  вокруг массы нового резонанса на массовой поверхности и  $\pm 30$  ГэВ/ $c^2$  вокруг массы  $Z^0$ -пики. Такой выбор обусловлен стремлением сократить влияние модельно-зависимых эффектов, таких, как модификация «хвоста» массового распределения в области ниже значения  $\sqrt{\hat{s}}$  вследствие интерференции  $\gamma^*/Z^0/Z'$  [233]. Данный подход (приближение узкого резонанса, NWA) нацелен на получение модельно-независимых результатов, позволяющих проводить их прямую реинтерпретацию в рамках моделей, не рассмотренных в представленной анализе.

Интерпретация формы распределений по инвариантной массе осуществлялась в рамках байесовского подхода к оценке вероятностей в духе процедуры, описанной в Главе 4.2 (подробное описание см. также в [83]).

Кратко напомним, что в случае резонансного сигнала расширенная функция максимального правдоподобия для спектра инвариантных масс состоит из суммы функций плотности вероятности (p.d.f.) сигнала  $p_S$  и фона  $p_B$ :

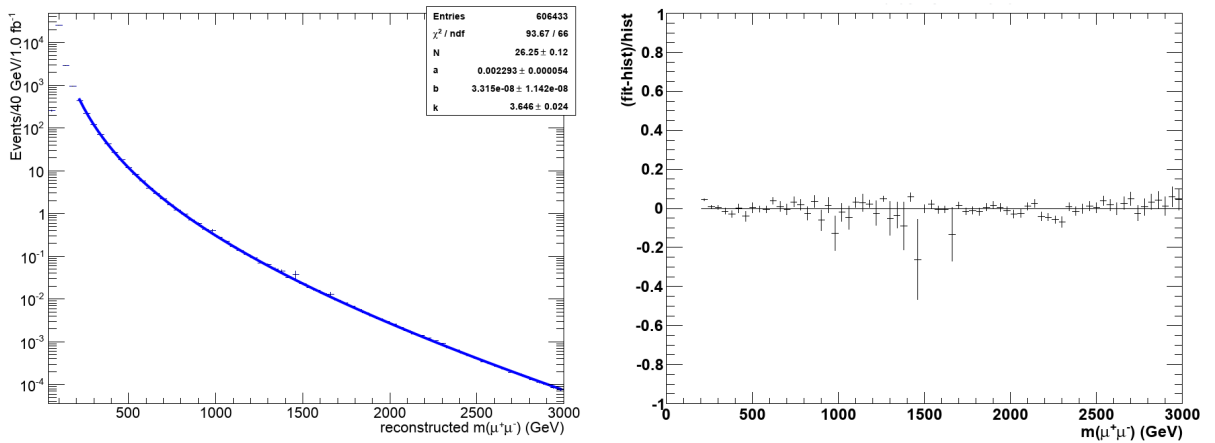
$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}(m|R_\sigma, M, \Gamma, \sigma(m), \alpha, \beta, \kappa, \mu_B) &= \\
 &= \frac{\mu^N e^{-N}}{N!} \prod_{i=1}^N \left( \frac{\mu_S(R_\sigma)}{\mu} p_S(m_i|M, \Gamma, \omega) + \frac{\mu_B}{\mu} p_B(m_i|\alpha, \beta, \kappa) \right), \quad (6.82)
 \end{aligned}$$

где  $N$  — полное число зарегистрированных событий в массовом интервале, где производится аппроксимация, а  $\mu = \mu_S + \mu_B$  — сумма средних значений распределений Пуассона для сигнала  $\mu_S$  и фона  $\mu_B$ .

Среднее значение сигнала задается как  $\mu_S = R_\sigma \mu_Z \cdot R_\varepsilon$ , где  $R_\sigma$  определено в уравнении (6.81), а  $R_\varepsilon$  — отношение эффективностей реконструкции и отбора событий рождения нового гипотетического резонанса, по сравнению с распадом  $Z^0$ . Величина  $\mu_Z$  является средним значением распределения Пуассона событий  $Z^0 \rightarrow l^+l^-$ , которая определяется путем подсчета числа событий в области мас-

сы  $Z^0$ -бозонов, где влияние фоновых событий минимально (согласно моделированию  $\approx 0.5\%$ ). Величины  $\mu_Z$  и  $R_\varepsilon$  вычисляются независимо для димюонного и диэлектронного каналов.

В данном анализе плотность вероятности сигнала  $p_S(m|\Gamma, M, \sigma(m))$  параметризуется сверткой функции Брейта–Вигнера с шириной  $\Gamma$  и массой  $M$  (описывающей естественную ширину резонанса) и распределения Гаусса, учитывающего конечное разрешение по инвариантной массе  $\sigma(m)$ . Типичная ширина искомого резонанса не превышает 3–4% (например, 3% для  $Z'_{SSM}$  и 0.6% для  $Z'_\psi$ )<sup>51</sup>, что сравнимо с разрешением регистрирующих систем во всех диапазонах  $m$  (от 3% при  $m = 500$  ГэВ/ $c^2$  до 9% при  $m = 3000$  ГэВ/ $c^2$ ).



**Рис. 6.156.** (слева) Аппроксимация массового распределения фоновых событий (процесс Дрелла–Яна и другие вклады СМ) и (справа) невязка распределения [81].

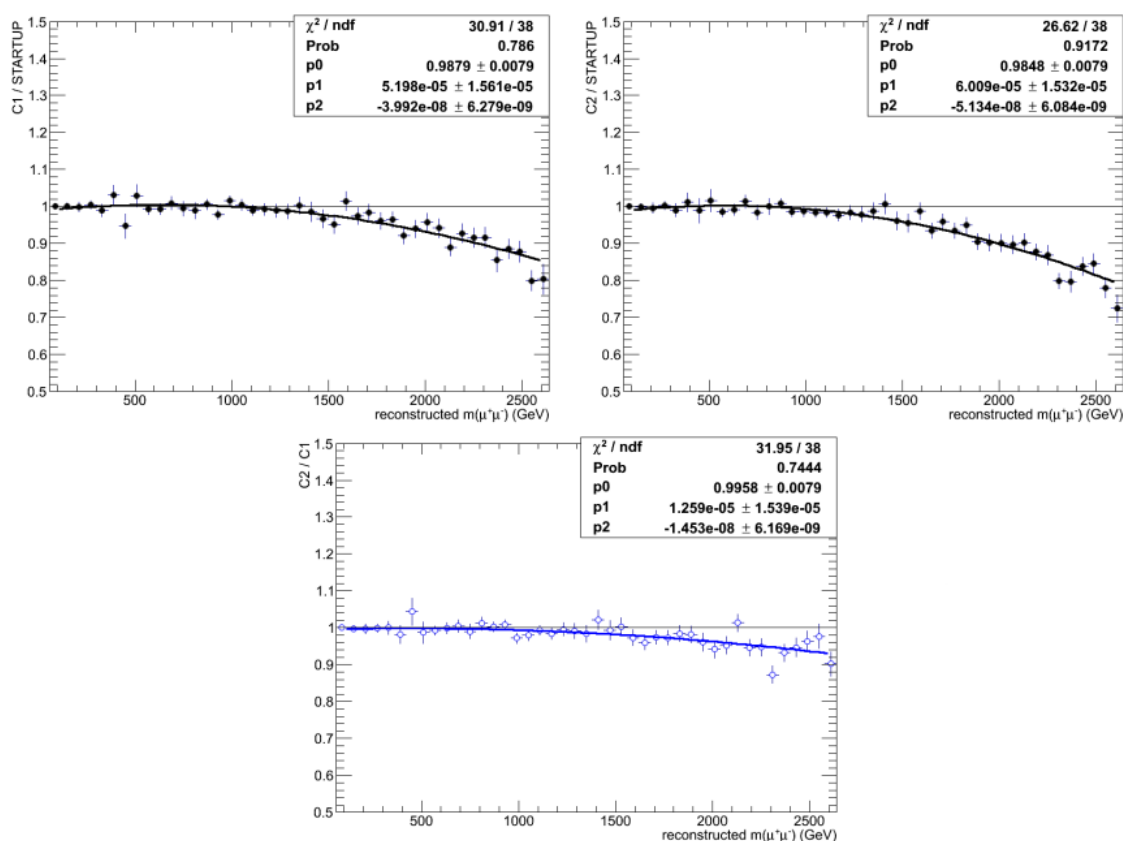
Форма спектра фоновых событий фиксировалась на основе аппроксимации распределений событий, полученных с помощью моделирования всех возможных процессов СМ, в области  $m$  от 200 до 3000 ГэВ/ $c^2$  (рис. 6.156). При этом p.d.f. для фона имеет вид  $p_B(m|\alpha, \beta, \kappa) = m^\kappa e^{\alpha m + \beta m^2}$ . Полученные значения параметров приведены в таблице 6.31. Полученная результирующая функция p.d.f. для фона во всем массовом диапазоне отличается от распределения фоновых событий не более, чем на 2% (рис. 6.156, *правый*). Эта функция включает в себя член  $m^2$ , который не учитывался в предыдущих версиях анализа [82, 84, 85, 86, 87]: это дополнение потребовалось для описания фона в области больших инвариантных масс  $m \gtrsim 2500$  ГэВ/ $c^2$ , которая стала доступной для анализа с увеличением статистики набранных данных. Тут следует пояснить, что, хотя данные по измерению основного фона СМ (процесса Дрелла–Яна) покрывают диапазон только до 2000 ГэВ/ $c^2$ , данная процедура поиска нового резонанса чувствительна к области инвариантных масс, в которых нет наблюдаемых событий при текущих доступных энергиях ЛНС (в условиях справедливости СМ). Отметим, что в силу отличающегося разрешения электромагнитного калориметра в различных частях установки, при аппроксимации спектра пар электронов рассмотрены две пространственные топологии событий: 1) оба электрона попадают в центральную часть установки (barrel) 2) один электрон

<sup>51</sup>Подробнее см. Главу 4.

попадает в центральную часть, а другой — в торцевую (endcap) (например, при  $m_{e^+e^-} = 500 \text{ ГэВ}/c^2$  массовое разрешение в первом случае составляет 1.2%, а во втором — 1.9%).

**Таблица 6.31.** Параметры  $\alpha, \beta, \kappa$  функции p.d.f. для фона [80].

	$\alpha, \text{ГэВ}^{-1}$	$\beta, \text{ГэВ}^{-2}$	$\kappa$
$\mu^+\mu^-$	$-2.29 \times 10^{-3}$	$3.32 \times 10^{-8}$	-3.65
$e^+e^-$ , barrel-barrel	$-1.16 \times 10^{-3}$	$-2.02 \times 10^{-7}$	-3.97
$e^+e^-$ , barrel-endcap	$-3.79 \times 10^{-3}$	$1.86 \times 10^{-7}$	-3.15



**Рис. 6.157.** Отношение числа фоновых событий в зависимости от массы пары для различных сценариев пространственной невыравненности детекторных систем:  $C1/STARTUP$ ,  $C2/STARTUP$  и  $C2/C1$  [81].

Следует отметить, что приведенные выше результаты построения p.d.f. для фона получены на основе реконструкции смоделированных событий с учетом сценария пространственной невыравненности детекторных систем (НДС)  $C1$  (см. выше). Учет остаточной НДС в этом сценарии приводит к существенному улучшению массового разрешения пар мюонов, что приводит к падению оцениваемого числа фоновых событий на 8–10% при  $m_{\mu\mu} = 2000 \text{ ГэВ}/c^2$  (рис. 6.157). Разница между двумя сценариями НДС 1 и 2 довольно значительна и составляет до 5% при той же массе. Эта разница учитывалась как одна из систематических погрешностей определения величины фона.



## НЕРЕЗОНАНСНЫЙ СИГНАЛ

Для поиска нерезонансных сигналов используют методику, основанную на подсчете числа событий в определенном массовом интервале (с инвариантной массой больше заданного порогового значения  $m_{ll}^{\min}$ ). Вероятность наблюдения числа событий  $N_{obs}$  задается распределением Пуассона

$$\mathcal{P} = \frac{a^{N_{obs}}}{N_{obs}!} e^{-a}, \quad (6.83)$$

где в среднее значение распределения  $a$  дают вклад как фоновые, так и ожидаемые сигнальные события, соответственно, с сечениями  $\sigma_s$  и  $\sigma_b$  и полной (включая акцептанс) эффективностью реконструкции и отбора событий  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_b$

$$a = (\epsilon_s \sigma_s + \epsilon_b \sigma_b) \frac{N_{obs,Z}}{\sigma_Z \epsilon_Z}. \quad (6.84)$$

При этом осуществляется нормировка спектра инвариантных масс на число событий вокруг пика  $Z^0$ -бозона  $N_{obs,Z}$  в массовом интервале  $\pm 30$  ГэВ/ $c^2$  ( $\sigma_Z$  и  $\epsilon_Z$  — соответствующие сечение и полная эффективность).

Верхний предел на сечение  $\sigma_{lim}$ , соответствующий 95% уровню достоверности, вычислялся из соотношения

$$0.95 = \int_0^{\sigma_{lim}} \prod_{post}(\sigma_s | N_{obs}) d\sigma_s, \quad (6.85)$$

а апостериорная функция вероятности записывается через комбинацию функций априорной вероятности  $\pi$  для «мешающих» параметров

$$\prod_{post}(\sigma | N_{obs}) = \int d\mathcal{L} \prod_{i,j} d\epsilon_{j,b} d\sigma_b \frac{a^{N_{obs}}}{N_{obs}!} \cdot e^{-a} \cdot \pi(\mathcal{L}, \epsilon_{i,s}, \epsilon_{j,b}, \sigma_b) \cdot \pi_{poi}(\sigma_s). \quad (6.86)$$

Данный подход был использован для обоих сценариев новой физики (ADD и CI), при этом величина  $m_{ll}^{\min}$  оптимизировалась требованием максимизации предела на модельные параметры ADD и CI (см. табл. 6.32).

### 6.3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

В обеих интерпретациях (резонансной и нерезонансной) наблюдаемых распределений систематические погрешности имеют одинаковую природу. Однако, поскольку процедура поиска резонансов использует только форму распределений фоновых событий, а анализ данных в контексте моделей ADD и CI основан на подсчете событий, влияние тех или иных неопределенностей в общем случае

**Таблица 6.32.** Пороговые значения инвариантной массы  $m_{ll}^{\min}$  (в ГэВ/ $c^2$ ) при анализе сценариев ADD и CI (в случае конструктивной и деструктивной интерференции) [80].

Канал	ADD	CI (конст. инт.)	CI (дест. инт.)
$\mu^+\mu^-$	1900	1200	1500
$e^+e^-$	1800	1100	1300

различно. В целом, влияние систематических погрешностей на установленные пределы не очень значительно, особенно если они были получены на основе анализа областей инвариантных масс, в которых в экспериментальных данных не наблюдается никаких событий.

Так как поиск резонансного сигнала основывается на анализе разницы в форме распределений по инвариантной массе (не абсолютных значений сигнала) сигнальных и фоновых событий, и, кроме того, анализируемые распределения экспериментальных данных нормированы на наблюдаемое число событий в области  $Z^0$ -пики, влияние экспериментальных и теоретических погрешностей на извлекаемые пределы пренебрежимо мало практически во всем массовом диапазоне (см. ниже). Систематика для нерезонансного сигнала исследовалась в области инвариантных масс, используемой для поиска сигнала данного типа  $m_{ll} \geq m_{ll}^{\min}$  <sup>52</sup>. Величины погрешностей, вызванных различными систематическими эффектами, просуммированы в таблице 6.33.

**Таблица 6.33.** Систематические погрешности в канале с парой мюонов. Для резонансного сигнала приводятся оценки в интервале  $m_{\mu\mu} = 1000\text{--}3000$  ГэВ/ $c^2$ , а для нерезонансного — для  $m_{ll}^{\min} = 1900$  ГэВ/ $c^2$  [80].

Источник погрешности	Резонансный сигнал	Нерезонансный сигнал
Эфф. реконструкции и отбора	1 – 3%	3%
Влияние НДС на величину фона	0.6 – 10%	5%
Коррекция $p_T$ мюона	5 – 15%	41%
PDF	8 – 33%	17%
ЭС NLO поправки фона	3.2 – 12%	10%
КХД NNLO поправки фона	2 – 3%	3%
Светимость	—	4.4%

В случае резонансного сигнала доминирующая погрешность связана с определением анализируемой величины  $R_\sigma$  и складывается из ошибки определения отношения эффективностей реконструкции, отбора, аксептанса для нового резонанса и  $Z^0$ -бозона. Величина этой ошибки составляет 1–3% (для  $m_{\mu\mu} = 1\text{--}3$  ТэВ/ $c^2$ ) в канале с парой мюонов и 4–6% — с парой электронов (в зависимости

<sup>52</sup>Ниже, если не оговорено иное, обсуждаются погрешности для сценария ADD. Погрешности для сценария CI приводятся, если они существенно отличаются от случая ADD.

от топологии события). Эти погрешности сопоставимы с ошибками для нерезонансного случая, которые составляют 3% (в канале  $\mu^+\mu^-$ ).

НДС является причиной возникновения погрешности определения массового разрешения  $\sigma_{m_{\mu\mu}}$  и неопределенности процедуры коррекции поперечного импульса мюонов при больших  $p_T$ , что приводит к довольно существенным ошибкам величины предсказываемого фона. Это обстоятельство учитывалось в контексте различных сценариев НДС. Для резонансного сигнала в большей части исследуемого спектра неопределенность величины предсказываемого фона, вызванная ошибками  $\sigma_{m_{\mu\mu}}$ , варьируется от 0.6% до 10% при  $m_{\mu\mu} = 1\text{--}3 \text{ ТэВ}/c^2$ , а для нерезонансного составляет 5%. Как указано выше, эта ошибка вычислялась как разница величин фона в сценариях НДС 1 и 2.

Неопределенность процедуры коррекции  $p_T$  мюонов оказывает незначительное влияние на резонансный анализ (5–15% для  $m_{\mu\mu} = 1\text{--}3 \text{ ТэВ}/c^2$ ), но доминирует в случае поиска нерезонансного сигнала. В последнем случае неопределенность зависит от порога выбора минимальной массы  $m_{ll}^{\min}$ , а быстро падающий спектр приводит к сильно возрастающей величине относительной ошибки. Так, в сценарии ADD при  $m_{ll}^{\min} = 1900 \text{ ГэВ}/c^2$  неопределенность составляет 41%. Аналогично, в анализе CI при  $m_{ll}^{\min} = 1200 \text{ ГэВ}/c^2$  получается неопределенность в 20%, а при  $m_{ll}^{\min} = 1500 \text{ ГэВ}/c^2$  она достигает 28%<sup>53</sup>.

Остаточный (нережектированный после применения критериев изолированности лептонного трека) фон от событий КХД крайне мал, и его влиянием на извлекаемые пределы можно пренебречь.

Систематические погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна, обусловленные неопределенностями партонных структурных функций (PDF), оценивались методом, описанным в разделе 3.3 (см. также [168]) для наборов NNLO PDF MSTW08 [163], CT10 [166] и NNPDF2 [167], реализованных в LHAPDF [155]. Сечение вычислялось во втором порядке теории возмущений (NNLO) с использованием нескольких пакета FEWZ [136]. Зависимость оцененных погрешностей от инвариантной массы  $m$  была параметризована как  $(2.76 + 3.03 \times 10^{-3}m + 2.38 \times 10^{-6}m^2)\%$  для пар мюонов (8–33% для  $m_{\mu\mu} = 1\text{--}3 \text{ ТэВ}/c^2$ ) и  $(4.15 + 1.83 \times 10^{-3}m + 2.68 \times 10^{-6}m^2)\%$  для пар электронов (масса  $m$  дана в  $\text{ГэВ}/c^2$ ). Для поиска нерезонансного сигнала в канале с парой электронов эти погрешности являются доминирующими.

Как и в Главе 5, Монте–Карло моделирование основного фона (процесса Дрелла–Яна) осуществлялось пакетом POWHEG, описывающем процессы КХД в первом порядке ТВ, а ЭС процессы — в главном порядке. Стандартно, для учета высших порядков NNLO КХД и NLO ЭС (включая фон, индуцируемый фотонами) применялись FEWZ и HORACE [149]. Вычисленные корректирующие множители  $K$  зависят от инвариантной массы как  $K_{EW} = 1.01 - 0.042 m_{\mu\mu}$  (в  $\text{ТэВ}/c^2$ ), что соответствует 3.2% для  $m_{\mu\mu} = 1 \text{ ТэВ}/c^2$  и 12% для  $m_{\mu\mu} = 3 \text{ ТэВ}/c^2$ . При анализе большого интервала инвариантных масс (как в случае ADD и CI)

<sup>53</sup>Различные величины  $m_{ll}^{\min}$  в сценарии CI обусловлены двумя различными вариантами интерференционного члена (конструктивная и деструктивная интерференция).

использовалась поправка  $1.0 \pm 0.1$ . Для учета NNLO-поправок КХД множитель  $K_{QCD}$  принимался равным  $1.024 \pm 0.030$ .

#### 6.4. МАССОВЫЕ ПРЕДЕЛЫ НА РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

При анализе данных значимого превышения наблюдаемых событий над ожидаемым фоном СМ обнаружено не было. Экспериментальные данные позволили определить с уровнем достоверности (С.Л.) 95% верхний предел на сечение рождения пар мюонов  $\sigma_{\mu\mu}$  и электронов  $\sigma_{ee}$  в присутствии новых тяжелых резонансов. При этом, следуя процедуре, описанной в разделе 6.2, учитывались только события в массовом интервале  $\pm 6\sigma$  вокруг ожидаемой массы резонанса ( $\sigma$  — соответствующее массовое разрешение). Для надежного контроля фона нижний край этого окна выбирается таким образом, чтобы в нем было не менее 400 событий. Так как ширина окна много больше естественной ширины резонанса, также это позволяет гарантировать модельно-независимые результаты с выполнением условия NWA.

**Таблица 6.34.** Число событий, эффективности и параметризации, используемые в анализе канала  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [81].

$N_Z$	24388
$A \times \varepsilon$ для $Z^0$	0.326
Масштабный коэффициент	300
$\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$	$0.987 \pm 0.011$
$\delta_{A(Z')/A(Z^0)}$	3%
$N_{data}$	19982
$N_{bkg}$	20061
Неопределенность $N_{bkg}$	20%
$A \times \varepsilon$ для $Z'$	$0.81 - 1.54 \times 10^8 / (m + 585)^3$
$\sigma_{m_{\mu\mu}}$	$0.01675 + 2.575 \times 10^{-5}m - 2.862 \times 10^{10}m^2$
Форма фона	$exp(-0.002293m + 3.315 \times 10^{-8}m^2) \cdot m^{-3.646}$

Число событий (в данных и для фона СМ), прошедших все условия отбора и используемых для анализа при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, указано в таблице 6.34. Здесь  $N_Z$  — количество  $Z^0$ -бозонов в массовом окне 60–120 ГэВ/ $c^2$  после масштабируемого триггера<sup>54</sup>, а  $N_{data}$  и  $N_{bkg}$  — соответственно, число экспериментальных событий (данные) и оцененное число фоновых событий.

Также в таблице даны значения комбинированной эффективности акцептанса  $A$  и реконструкции и отбора событий  $\varepsilon$  для  $Z^0$ - и  $Z'$ -бозонов и величина неопределенности их отношения  $\delta_{A \times \varepsilon(Z')/A \times \varepsilon(Z^0)}$ , отношение полных эффектив-

<sup>54</sup>Масштабируемый триггер предполагает отбор не каждого события, удовлетворяющего критерию триггера, а отбор определенной доли таких событий — каждого десятого, сотого и т.д. (это задается масштабным коэффициентом). Подобный триггер используется для уменьшения потока событий в областях с небольшими  $m_{\mu\mu}$ , которые хорошо изучены ранее.

ностей для данных и событий Монте-Карло  $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ , а также параметризации разрешения по инвариантной массе  $\sigma_{m_{\mu\mu}}$  и формы фона.

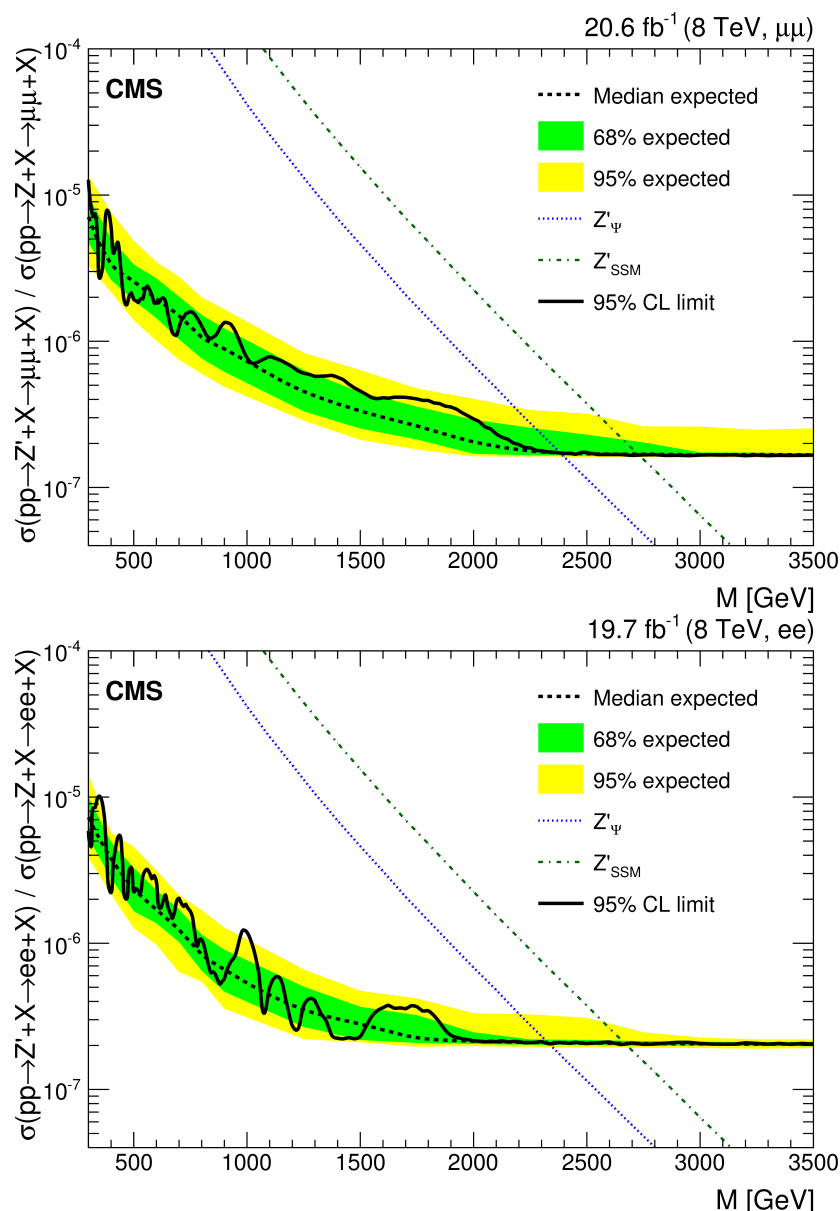
**Таблица 6.35.** Сечения рождения  $Z'_\psi$  с учетом вероятности распада на  $\mu^+\mu^-$  в LO при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ.

Масса, ГэВ/ $c^2$	Сечение, пбн
750	$1.4 \times 10^{-1}$
1000	$3.69 \times 10^{-2}$
1250	$1.29 \times 10^{-2}$
1500	$4.33 \times 10^{-3}$
1750	$1.72 \times 10^{-3}$
2000	$6.88 \times 10^{-4}$
2250	$2.93 \times 10^{-4}$
2500	$1.27 \times 10^{-4}$
2750	$5.55 \times 10^{-5}$
3000	$2.5 \times 10^{-5}$

Верхний наблюдаемый (экспериментально установленный) предел на отношение сечений  $R_\sigma$  при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ представлен для независимых каналов  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$  на рисунке 6.158 [80, 81]. Кроме того, показан средний ожидаемый (смоделированный) предел в предположении отсутствия сигнала новой физики с 68% и 95% стандартным отклонениям от ожидаемого предела.

На рисунке также приведены предсказания двух моделей расширенного калибровочного сектора (SSM и  $\psi$ -модель). Ожидаемые сечения рождения новых калибровочных бозонов  $Z'$  (резонанс со спином 1) вычислены с помощью генератора PYTHIA6 [138] в LO с набором PDF CTEQ6.1 [161] (см., например, табл. 6.35), учет высших поправок КХД до вкладов NNLO выполнен введением зависящего от инвариантной массы множителя, полученного с помощью пакета ZWPRODP [235]. Значение этого множителя  $K_{NNLO}$  варьируется от 1.3 до 1.2 в области масс  $m_{Z'} = 1000\text{--}3000$  ГэВ/ $c^2$ . Как уже говорилось выше, все сечения вычислены в массовых интервалах, соответствующих  $\pm 5\% \sqrt{\hat{s}}$  вокруг массы нового резонанса. Сечение процесса  $Z/\gamma^*$  определено в рамках пакета FEWZ в интервале масс от 60 до 120 ГэВ/ $c^2$  и составляет  $\sigma_{NNLO} = 1.117$  пбн. Теоретические погрешности вычисления сечений, обусловленные ошибками PDF и неопределенностью выбора шкалы факторизации и перенормировки, не превышают 4% и не учитываются при проведении процедуры установления массовых пределов. Робастность используемого метода анализа данных подтверждается независимостью результатов от ширины используемого для аппроксимации массового интервала и формы распределения фона при ее вариациях в пределах ошибок  $\pm\sigma$ . В последнем случае вариация предела на величину  $R_\sigma$  не превышает 5%.

В канале с мюонами (электронами) существование новых нейтральных калибровочных бозонов исключено в области масс менее 2730 (2670) ГэВ/ $c^2$  для

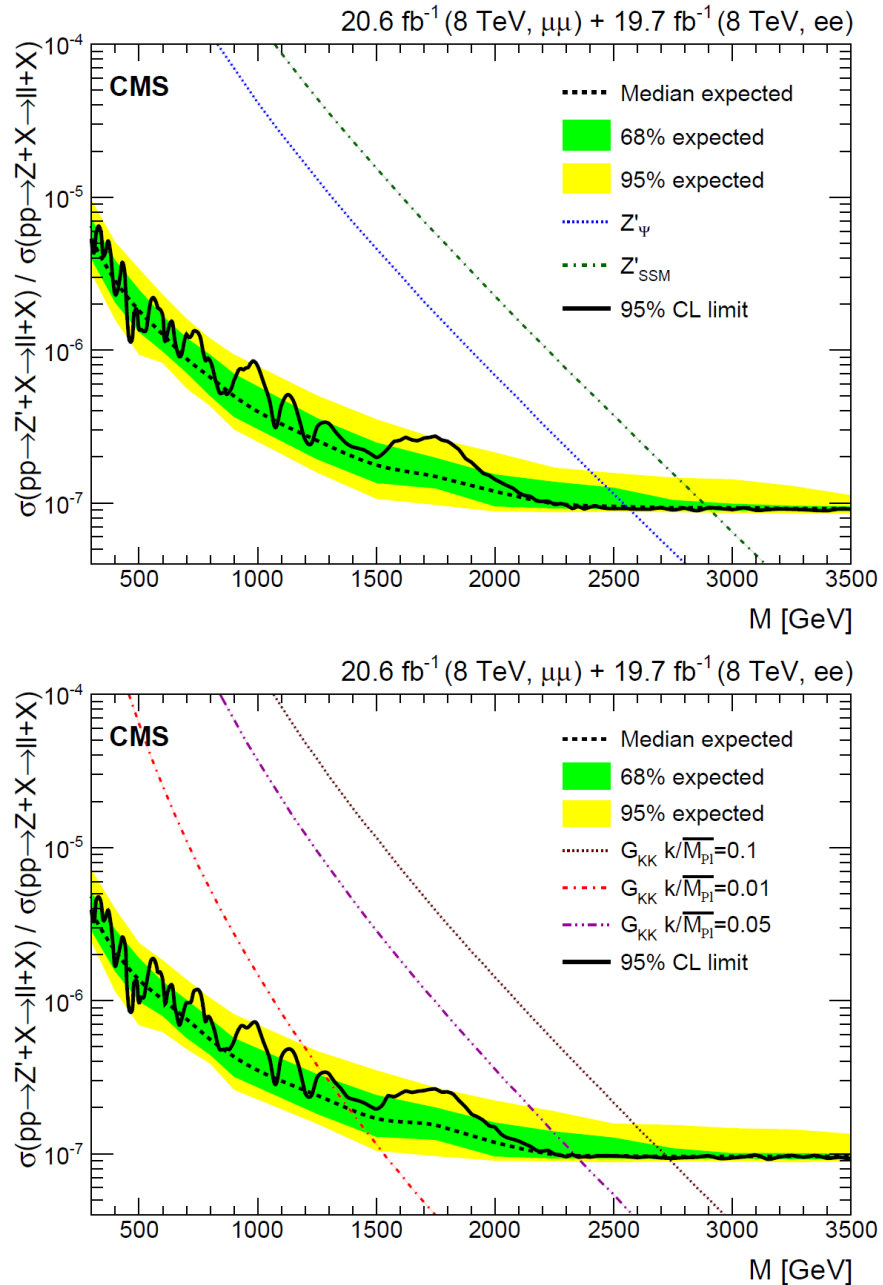


**Рис. 6.158.** Верхний предел (95% CL) на сечение рождения пар (сверху) мюонов и (снизу) электронов, нормированное на сечение рождения  $Z^0$ -бозона (сплошная черная линия), для случая резонанса со спином 1 [80]. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ (основанному на моделировании). Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Также приведены предсказываемые сечения рождения новых калибровочных бозонов в моделях  $Z'_\psi$  и  $Z'_{SSM}$ .

модели SSM и 2390 (2340) ГэВ/ $c^2$  для  $\psi$ -модели. При объединении данных каналов рождения пар мюонов и пар электронов (рис. 6.159, *верхний*) эти пределы расширяются, соответственно, до 2900 ГэВ/ $c^2$  и 2570 ГэВ/ $c^2$ .

В качестве референсного сценария резонанса со спином 2 была рассмотрена RS1-модель, предсказывающая КК-моды (RS1-гравитоны)<sup>55</sup>. Ограничения на массу первого КК-состояния в сценарии RS1 составили, в зависимости от величины константы связи модели  $c$  (0.01–0.1), 1130–2560 ГэВ/ $c^2$  и 1250–2500 ГэВ/ $c^2$ , соответственно, в каналах  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ , при этом комбинированный предел достигает 1270–2730 ГэВ/ $c^2$  (рис. 6.159, *нижний*).

<sup>55</sup> Детали теоретического описания сценария и моделирования см. в разделе 4.2



**Рис. 6.159.** Верхний предел (95% CL) на сечение рождения пар лептонов в объединенном канале  $e^+e^- \oplus \mu^+\mu^-$ , нормированное на сечение рождения  $Z^0$ -бозона (сплошная черная линия), для случая резонансов (сверху) со спином 1 и (снизу) со спином 2 [80]. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ (основанному на моделировании). Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Приведены предсказываемые сечения рождения (сверху) новых калибровочных бозонов в моделях  $Z'_\psi$  и  $Z'_{SSM}$  и (снизу) RS1-гравитона с различными значениями константы  $c$ .

Эти результаты существенно улучшают предыдущие измерения в дилептонном канале как при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [84, 49] — в этом случае ограничения составили  $m_{Z'} \leq 2330$  (2000) ГэВ/ $c^2$  для SSM ( $\psi$ )-модели и  $m_{G_{KK}} \leq 1810$ –2140 ГэВ/ $c^2$  для RS1-гравитона, так и при объединении данных  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ (на ограниченной статистике) [82, 49], когда массовые пределы достигли 2590 (2260) ГэВ/ $c^2$  для SSM ( $\psi$ )-модели и 2030–2390 ГэВ/ $c^2$  для RS1-гравитона. Результирующие ограничения, полученные на данных RUN1, просуммированы в таблице 6.36.

Как мы уже отмечали выше, в общем случае модельно-независимый предел, приведенный на рисунке 6.158, может быть использован в рамках любой теоретической модели для установления ограничений на массу новых узких резонансов со спином 1 и спином 2.

**Таблица 6.36.** Ограничения (95% С.Л.) на массы резонансов (в ГэВ/ $c^2$ ).

Модель	Канал $\mu^+\mu^-$	Канал $e^+e^-$	Канал $\mu^+\mu^- \oplus e^+e^-$
$\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $\mathcal{L}_{\text{int}} = 20.6$ фбн $^{-1}$ [80, 47]			
$Z'_{SSM}$	2730	2670	2900
$Z'_\psi$	2390	2340	2570
RS1-гравитон ( $c = 0.10$ )	2560	2500	2730
RS1-гравитон ( $c = 0.05$ )	2120	2130	2350
RS1-гравитон ( $c = 0.01$ )	1130	1250	1270
$\sqrt{s} = 7$ и $8$ ТэВ, $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.3$ фбн $^{-1}$ (7 ТэВ) и $4.1$ фбн $^{-1}$ (8 ТэВ) [82]			
$Z'_{SSM}$	—	—	2590
$Z'_\psi$	—	—	2260
RS1-гравитон ( $c = 0.1$ )	—	—	2390
RS1-гравитон ( $c = 0.05$ )	—	—	2030
$\sqrt{s} = 7$ ТэВ, $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.3$ фбн $^{-1}$ [84]			
$Z'_{SSM}$	2150	2120	2330
$Z'_\psi$	1820	1810	2000
RS1-гравитон ( $c = 0.1$ )	1990	1960	2140
RS1-гравитон ( $c = 0.05$ )	1630	1640	1810

Так, в приближении узкого резонанса NWA сечение рождения пар лептонов посредством обмена векторным бозоном  $V$  может быть представлено как [235, 236]

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

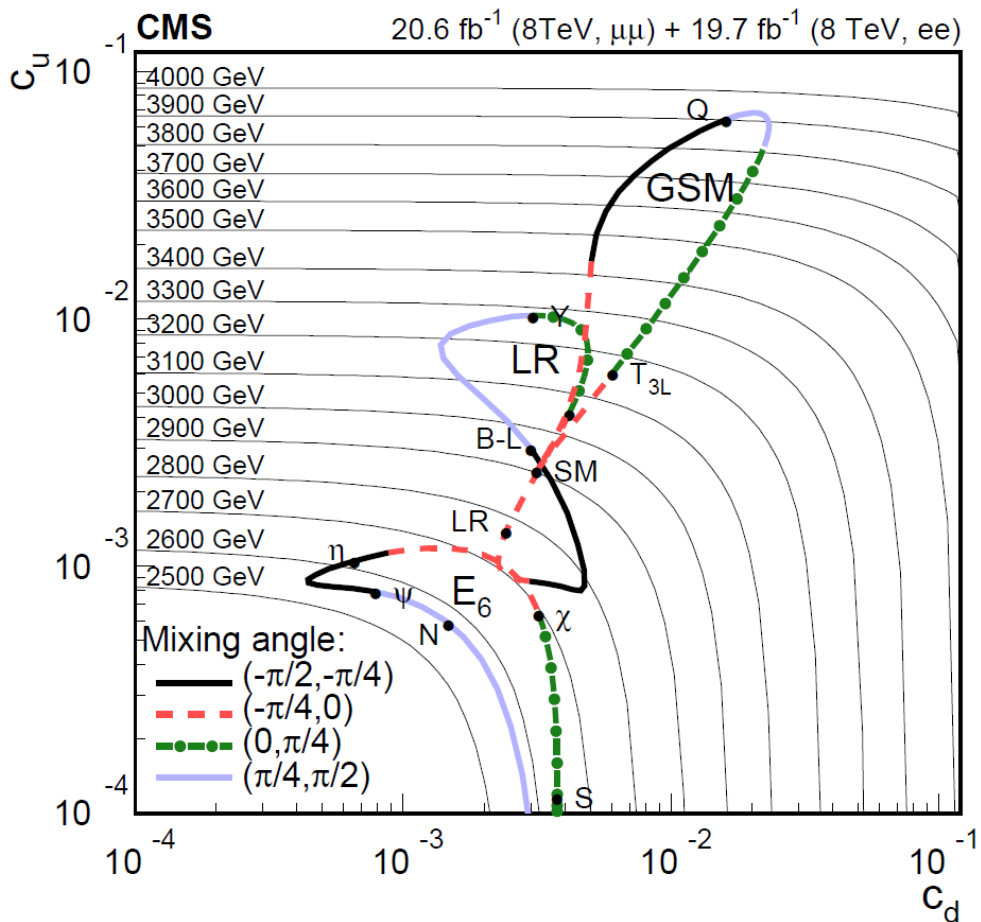
где  $c_u$  и  $c_d$  – коэффициенты, зависящие от модельных констант связи бозона  $V$  и, соответственно, верхних и нижних кварков:

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

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

Коэффициенты  $w_u$  и  $w_d$  содержат информацию о структурных функциях PDF и являются модельно-независимыми величинами, т. к. зависят только от энергии взаимодействия  $\sqrt{s}$  и массы нового бозона  $V$ . Принимая во внимание конечную естественную ширину резонанса, экспериментальные пределы на сечения рождения пар лептонов могут быть преобразованы в экспериментальные ограничения для массы бозона  $V$ , которые могут быть представлены в виде





**Рис. 6.160.** Предел (95% CL) на массы бозона  $Z'$  в пространстве параметров  $(c_u, c_d)$  [80]. Тонкими линиями показаны контуры экспериментальных верхних пределов на величину  $(c_u, c_d)$  для различных масс резонанса. Жирные цветные кривые соответствуют предсказаниям расширенных калибровочных моделей GSM, LR и  $E_6$  при различных значениях параметра смешивания.

двумерных кривых в пространстве  $(c_u, c_d)$ . Каждая модель соответствует своему конкретному выбору значений  $c_u$  и  $c_d$ .

Например, на рисунке 6.160 массовые пределы для комбинированного электронного и мюонного канала задаются точками пересечения контуров, соответствующих экспериментальным пределам на величину коэффициентов  $(c_u, c_d)$  для различных масс гипотетического тяжелого калибровочного бозона (тонкие кривые), и теоретических кривых (жирные цветные контуры), отражающих зависимость  $(c_u, c_d)$  от величины параметра смешивания<sup>56</sup> в различных моделях. Величины констант связи являются модельно-зависимыми, поэтому для разных моделей, предсказывающих  $Z'$ , допустимые области пространства  $(c_u, c_d)$  весьма различны. Здесь были рассмотрены обобщенная расширенная модель (GSM) [235], в которой генераторы калибровочных групп  $U(1)_{T_{3L}}$  и  $U(1)_Q$  смешиваются посредством параметра  $\alpha$  (угол смешивания), и классы моделей, основанных на группе ТВО  $E_6$  и лево-право симметричных калибровочных группах (LR). В обобщении GSM при значении  $\alpha = -0.072\pi$  воспроизводится модель SSM, а значения  $\alpha = 0$  и  $\pi/2$  соответствуют «чистым» (несмешанным) состояниям  $U(1)_{T_{3L}}$  и  $U(1)_Q$ . Для  $E_6$  различные значения  $\alpha = 0, 0.5\pi$ ,

<sup>56</sup>Подробнее см. раздел 4.3

$-0.29\pi, 0.13\pi$  и  $0.42\pi$ , соответственно, ассоциированы с моделями  $\chi$ ,  $\psi$ ,  $\eta$ ,  $S$  и  $N$ , в LR  $\alpha = 0, 0.5\pi, -0.13\pi$  и  $0.25\pi$  задают модели  $L$ ,  $B - L$ ,  $LR$  и  $Y$  [235].

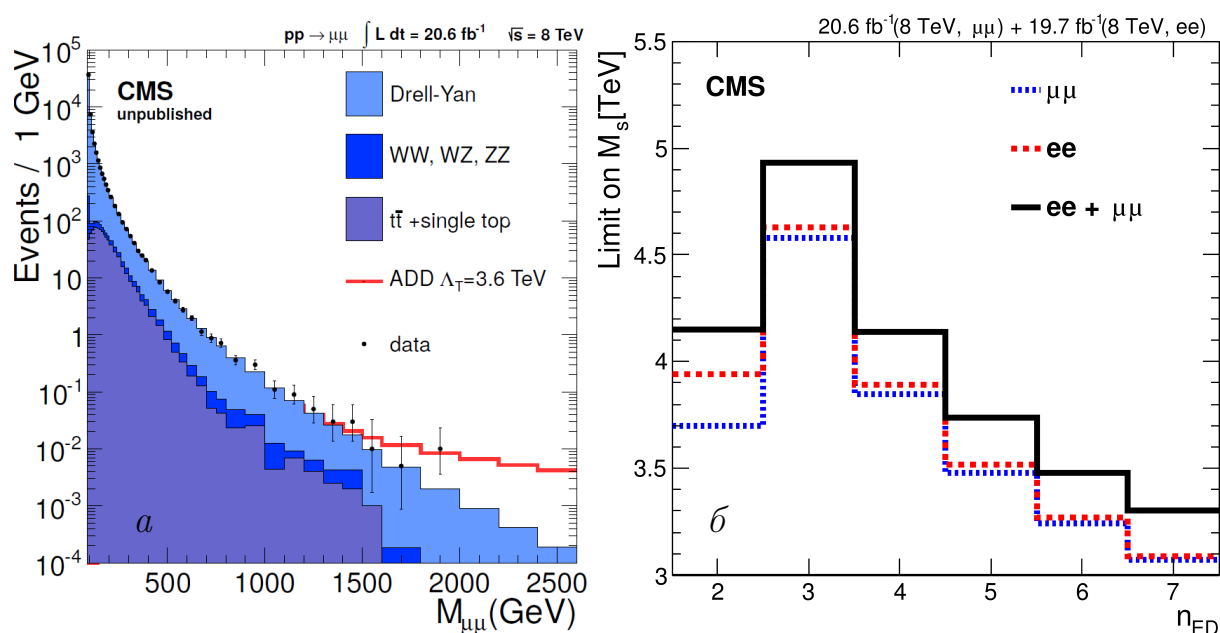
Полученные экспериментальные пределы в пространстве  $(c_u, c_d)$  позволяют не только расширить их на произвольную теоретическую модель (с феноменологической точки зрения расширенные калибровочные модели отличаются друг от друга только величинами констант связи), но и, в случае экспериментального обнаружения  $Z'$ , произвести отбор соответствующего ему расширения СМ.

### 6.5. МАССОВЫЕ ПРЕДЕЛЫ НА НЕРЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Как уже говорилось выше, для интерпретации наблюдаемых массовых спектров использовался метод подсчета числа событий в ограниченной снизу сигнальной области значений инвариантных масс пар лептонов  $m_{ll}^{\min}$  (см. раздел 6.2). Как видно из распределения пар мюонов по  $m_{\mu\mu}$ , представленного на рисунке 6.161a, отклонения наблюдаемых событий от предсказанного в СМ фона не наблюдаются. Более детальное сравнение числа наблюдаемых  $N_{obs}$  и ожидаемых фоновых событий  $N_{bkg}$  в различных массовых интервалах проделано в таблице 6.37.

Полученные результаты были интерпретированы в рамках сценария больших дополнительных измерений ADD с двумя схемами перенормировки — HLZ и GRW. Общая специфика интерпретации экспериментальных данных для сигналов нерезонансного типа заключается в том, что нет определенного значения инвариантной массы пары конечных лептонов, которое жестко связано с параметрами модели (как, например, для резонансов  $m_{ll}^{inv}$  связана с массой резонансов, а область, чувствительная к началу резонансного подъема, задается шириной резонанса, которая тоже является модельным параметром, зависящим от констант связи нового состояния с материей СМ, и дает разные ограничения на массу для разных значений констант). Для нерезонансных отклонений речь идет не об извлечении из эксперимента массы и ширины новых состояний, а об оценке (верхнем пределе с заданным уровнем достоверности) энергетического масштаба нового взаимодействия. На древесном уровне эффективного описания моделей, подобных контактному четырехфермионному (к числу которых относится и модель ADD, как упоминалось выше), этот новый энергетический масштаб может быть связан с ограничениями на инвариантную массу лептонной пары  $m_{ll}^{max}$ , дающими закрытую из эксперимента область значений масс (т. е. область, в которой с заданным уровнем достоверности не обнаружен сигнал новой физики), но не непосредственным образом. В процедуре соотношения экспериментальных данных с модельным параметром, наряду с рассмотренной экспериментальной систематикой, есть и свои значительные неопределенности теоретического плана (подробнее см. [40]). Прежде всего, описание и сопоставление делается на древесном уровне, пренебрегая возможными большими пороговыми эффектами. Плюс ко всему, с учетом неперенормируемого характера взаимодействий в этой модели и необходимости ввести ультрафиолетовый мас-

штаб обрезания, даже в рамках самой модели энергетический масштаб определен с точностью до порядка величины, что также требует осторожности в интерпретации данных. Тем не менее, со всеми этими оговорками моделирование процессов на физическом уровне (генератором физических событий) дает, что верхний экспериментальный предел на значение  $m_{ll}^{max}$  отвечает не непосредственно нижнему разрешенному значению энергетического масштаба, а, примерно (0.5–0.8) от этого значения для разрешенных величин  $\Lambda_T(M_S)$ . Полученные из таких соображений ограничения как раз и представлены как результаты проведенного анализа.



**Рис. 6.161.** (а) Распределение событий парного рождения мюонов по инвариантной массе (точки с ошибками). Приведено сравнение с процессами СМ и моделью дополнительных измерений ADD в параметризации GRW для значения  $\Lambda_T = 3.6$  ТэВ. (б) Пределы (95% CL) на параметры сценария ADD в канале с двумя лептонами в схеме перенормировки HLZ, с масштабом обрезания  $M_S$  и числом дополнительных измерений  $n$  [80].

Аналогично случаю поиска резонансного сигнала, пределы на сечения процессов, а также на  $\Lambda_T$  и  $(M_S, n)$  устанавливались как независимо в каналах  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ , так и в объединенном дилептонном канале. В области инвариантных масс выше значения  $m_{ll}^{\min 57}$  пределы на сечение составили 0.19 (0.18) фбн в канале с парой мюонов (электронов). При объединении каналов ограничения на модельные параметры устанавливались в области  $m_{ll}^{\min} > 2000$  ГэВ/ $c^2$ , где предельные значения сечений одинаковы в обоих каналах (0.09 фбн).

Ограничения на значение  $M_S$  для числа  $n=2-7$  на уровне 95% CL составили для мюонного (электронного) канала 3.07–4.58 (3.09–4.63) ТэВ/ $c^2$  (см. рис. 6.161 б), а на величину  $\Lambda_T$  в альтернативной параметризации GRW — 3.85 (3.89) ТэВ/ $c^2$  [80]. Комбинированный анализ мюонного и электронного каналов установил более сильные пределы:  $M_S \geq 3.30-4.93$  ТэВ/ $c^2$  и  $\Lambda_T \geq 4.14$

<sup>57</sup>Ранее в разделе 6.2 упоминалось, что значения  $m_{ll}^{\min}$  (см. табл. 6.32) выбирались таким образом, чтобы ожидаемые пределы на модельные параметры были максимальными.

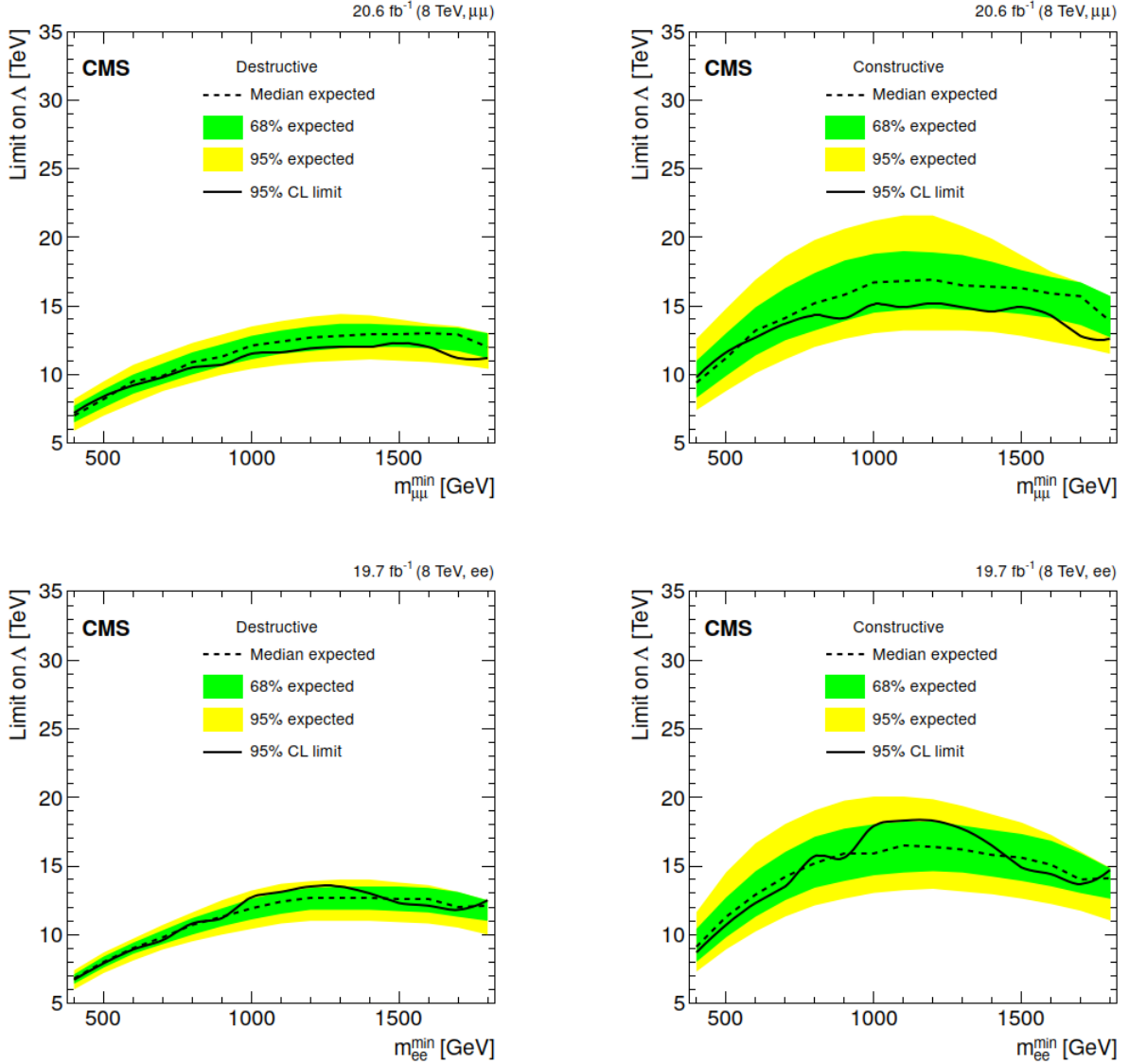
**Таблица 6.37.** Число наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в канале  $\mu^+\mu^-$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 20.6$  фбн $^{-1}$ .

Диапазон $m_{\mu\mu}$	$N_{\text{obs}}$	$N_{\text{bkg}}$
Контрольная область		
0.12 – 0.20	$8.20 \times 10^4$	$(7.96 \pm 0.64) \times 10^4$
0.20 – 0.40	$1.92 \times 10^4$	$(1.87 \pm 0.15) \times 10^4$
0.40 – 0.60	$1.42 \times 10^3$	$(1.45 \pm 0.14) \times 10^3$
0.60 – 0.90	287	$282 \pm 32$
0.90 – 1.30	49	$44.5 \pm 6.6$
1.30 – 1.80	11	$5.74 \pm 1.16$
Сигнальная область		
> 1800	1	$0.73 \pm 0.21$

**Таблица 6.38.** Наблюдаемые и ожидаемые пределы (95% CL) на величины параметров сценария ADD  $\Lambda_T$  (GRW) и  $M_S$  (HLZ) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (в ТэВ) [80].

Множ. $K$	Предел	$\Lambda_T$ (GRV)	$M_S$ (HLZ)					
			$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$
$\mu^+\mu^-, m_{\mu\mu} > 1.9$ ТэВ, $\sigma_s < 0.19$ фбн (0.19 фбн ожид.) при 95% CL								
1.0	Ожид.	3.71	3.46	4.42	3.71	3.36	3.12	2.95
1.3	Ожид.	3.84	3.69	4.57	3.84	3.47	3.23	3.06
1.0	Набл.	3.72	3.48	4.43	3.72	3.36	3.13	2.96
1.3	Набл.	3.85	3.70	4.58	3.85	3.48	3.24	3.07
$e^+e^-, m_{ee} > 1.8$ ТэВ, $\sigma_s < 0.18$ фбн (0.18 фбн ожид.) при 95% CL								
1.0	Ожид.	3.75	3.73	4.47	3.75	3.39	3.16	2.99
1.3	Ожид.	3.88	3.91	4.61	3.88	3.50	3.26	3.08
1.0	Набл.	3.77	3.75	4.48	3.77	3.40	3.17	3.00
1.3	Набл.	3.89	3.94	4.63	3.89	3.52	3.27	3.09
$\mu^+\mu^-$ и $e^+e^-, m_{ll} > 2.0$ ТэВ, $\sigma_s < 0.09$ фбн (0.10 фбн ожид.) при 95% CL								
1.0	Ожид.	3.99	3.88	4.74	3.99	3.60	3.35	2.17
1.3	Ожид.	4.13	3.13	4.91	4.13	3.73	3.47	3.28
1.0	Набл.	4.00	3.90	4.75	4.00	3.61	3.36	3.18
1.3	Набл.	4.14	4.15	4.93	4.14	3.74	3.48	3.30

ТэВ/ $c^2$  [80, 47]. Все результаты просуммированы в таблице 6.38. Теоретические предсказания для сечений были получены с использованием PDF MSTW2008 [163] и учетом вкладов КХД до первого порядка (с помощью не зависящего от массы множителя  $K_{NLO} = 1.3$ ).



**Рис. 6.162.** Наблюдаемые и ожидаемые пределы (95% CL) на масштабный параметр модели LLM  $\Lambda$  в зависимости от значения минимальной инвариантной массы  $m_{\mu\mu}^{\min}$  пар (сверху) мюонов и (снизу) электронов [80]. Рассмотрены случаи (слева) деструктивной и (справа) конструктивной интерференции.

Для полноты можно также отметить, что, помимо обсуждавшихся выше сценариев многомерной гравитации на масштабе ТэВ с нерезонансными отклонениями от предсказаний СМ, существуют другие теоретические модели, предсказывающие аналогичные сигналы. В качестве примера можно привести упоминающуюся в начале главы модель составных фермионов, в которой кварки и лептоны не являются истинно фундаментальными частицами, а имеют определенную структуру. Модель также описывается в рамках эффективной теории поля (контактных взаимодействий), и в этом случае опять следует ожидать увеличения выхода частиц в области больших инвариантных масс.

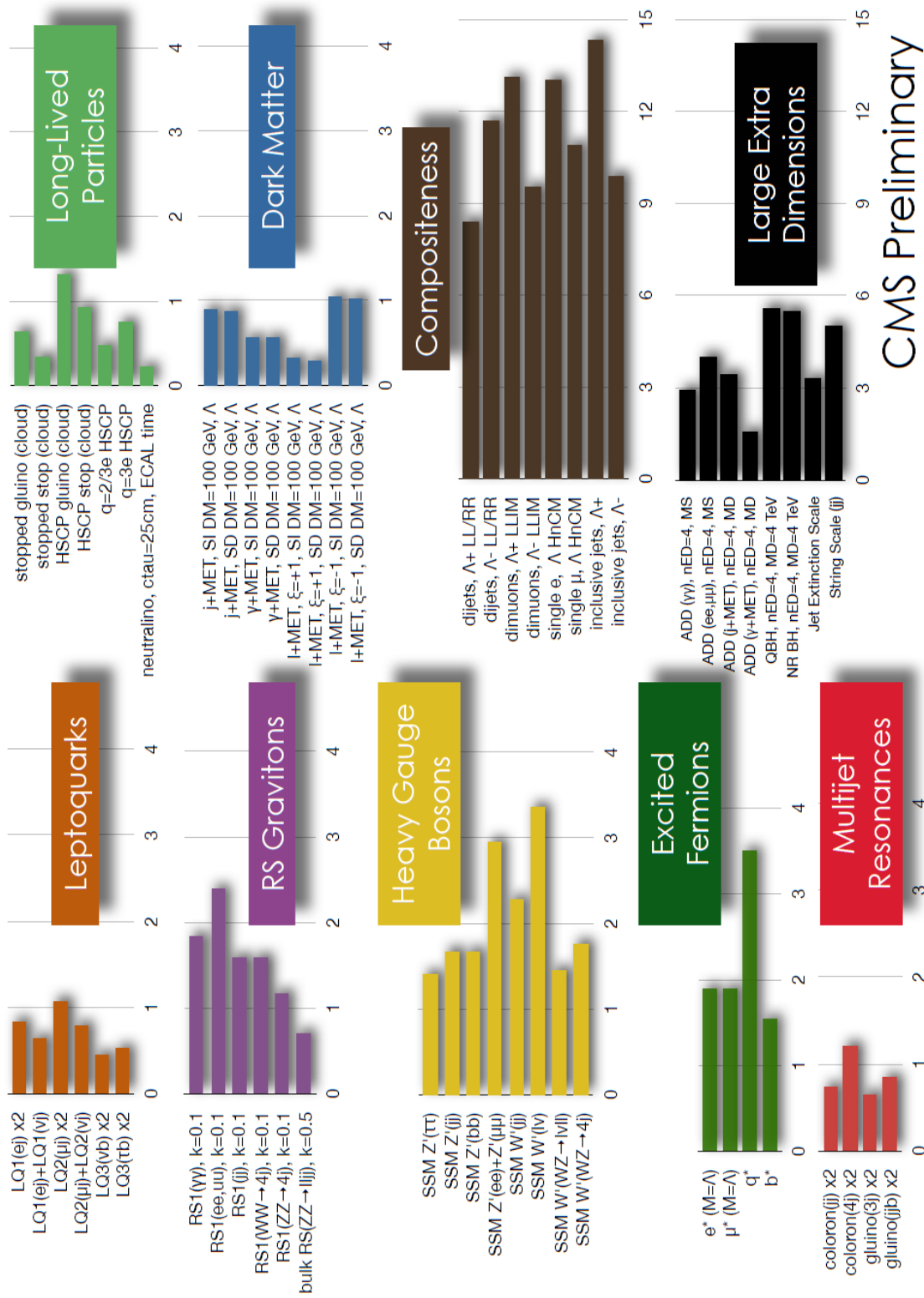
Идеология интерпретации наблюдений в контексте модели LLM такая же, как и для сценария ADD. Значения  $m_{ll}^{\min}$  приведены в таблице 6.32. Наблюдаемые пределы почти полностью лежат в пределах одного среднеквадратичного отклонения от ожидаемых значений (рис. 6.162).

В предположении, что контактное взаимодействие не зависит от аромата лептонов, каналы  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$  могут быть объединены путем суммирования событий в двух каналах. Наблюдаемые (ожидаемые) пределы в этом случае составляют 13.1 (14.1) и 16.9 (17.1) ТэВ, соответственно, при деструктивной и конструктивной интерференции.

Также аналогичные нерезонансные отклонения можно ожидать даже для случаев резонансных сигналов, как в модели RS1, упоминавшейся выше, но в ситуациях, когда значение фундаментального параметра оказывается слишком высоким, и энергии ускорителя не хватает для прямого наблюдения резонансной структуры. Фактически, в таких случаях наблюдению будет доступен только левый «хвост» распределения (соответствующий меньшим значениям массы), в начале подъема к пику резонанса. Анализ подобных ситуаций и отделение их от случая истинно нерезонансных структур сильно модельно зависим и должен проводиться аккуратно.

Необходимо отметить, что поиски новых резонансов и нерезонансных сигналов с виртуальными вкладами гравитонов также проводились и в других каналах, например, с парой фотонов или струй в конечном состоянии (см., например, обзоры [46, 44, 48, 47, 49]). Первые исследования при  $\sqrt{s}=7$  ТэВ и  $\mathcal{L}_{\text{int}}=2.2$  фбн<sup>-1</sup> в канале  $\gamma\gamma$  позволили получить ограничения 95% CL на массу RS1-гравитона  $0.86-1.84$  ТэВ/ $c^2$  при  $\epsilon=0.01-0.10$  и на значения параметров модели ADD:  $M_S$  в диапазоне  $3.5-2.3$  ТэВ для числа  $n=3-7$  [237]. Эти результаты хорошо согласовались с данными в канале с парой лептонов при той же энергии [84]. Прямые поиски новых резонансов в канале с парой струй привели к гораздо более скромным массовым пределам: масса гипотетического нейтрального калибровочного бозона была ограничена  $1.7$  ТэВ/ $c^2$ , а RS1-гравитона —  $1.6$  ТэВ/ $c^2$  [238]. Это обусловлено гораздо худшими фоновыми условиями для этого канала — в основном, нережективируемым фоном КХД, а также худшим массовым разрешением при выделении резонанса.

Хотя интересную возможность по обнаружению для случаев сигналов нерезонансного типа, подобных предсказаниям ADD, предоставляет изучение угловых распределений двухструйных событий, которые при появлении сигналов новой физики отличаются от случая плоского распределения, предсказываемого в КХД. В этом канале на статистике  $\mathcal{L}_{\text{int}}=19.7$  фбн<sup>-1</sup> при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ были получены гораздо более сильные (по сравнению с  $l^+l^-$  каналом) ограничения на значение  $M_S$  (6.9, 8.4, 7.1, 6.4, 5.9 ТэВ для числа  $n=2, 3, 4, 5, 6$ ) и на  $\Lambda_T$  (7.1 ТэВ) [239].



**Рис. 6.163.** Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц по данным RUN1 LHC при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Цифры внизу указывают значения масс или энергетических масштабов для процессов в ТэВ.

Ожидаемые массы ( $\sim$  ТэВ) и природа резонансов позволяет ожидать их проявления и в других модах распадов, например на пару массивных (а не только фотонов) калибровочных бозонов ( $WW$ ,  $ZZ$ ), а также на пару  $t\bar{t}$ . Соответствующие поиски были выполнены, но полученные в результате массовые пределы оказались, как и ожидалось, гораздо хуже рассмотренных выше [240, 241]. Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц в различных моделях и распадных каналах, в том числе для  $Z'$  и  $RS1$ -гравитонов, а также для модельных параметров модели ADD, представлена на рисунке 6.163.

Все результаты, представленные в данной Главе диссертации, находятся в очень хорошем согласии с результатами другого многоцелевого эксперимента на Большом адронном коллайдере — ATLAS [242]. Например, наиболее строгие ограничения, полученные этой коллаборацией на массу  $RS1$ -гравитона в канале с парой лептонов, составили  $1250\text{--}2680$  ГэВ/ $c^2$  ( $c = 0.01\text{--}0.1$ ), а на массу  $Z'$  —  $2510\text{--}2900$  ГэВ/ $c^2$ , в зависимости от модели [234]. Поиск сигналов нерезонансного типа в эксперименте ATLAS привел к ограничениям на значение  $M_S > 3.4\text{--}5.0$  ТэВ при  $n = 2\text{--}7$  (анзац HLZ в модели ADD) [243].

В заключение отметим, что экспериментом CMS была осуществлена обширная программа по поиску возможных сигналов за пределами СМ, предсказываемых расширенными калибровочными моделями, различными сценариями многомерной теории поля и ТВО. Вся совокупность проведенных измерений дает, что никаких значимых отклонений экспериментальных данных от стандартной модели обнаружено не было. Были установлены ограничения на значения параметров различных теоретических моделей: значения фундаментальных энергетических масштабов, массы новых частиц, констант связи, сечения рождения новых частиц. Полученные результаты не «закрывают» ту или иную модель, так как в большинстве случаев полное покрытие пространства параметров моделей лежит за пределами возможностей ЛНС.

## 6.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 6

В Главе 6 приведены результаты поиска сигналов новой физики за рамками СМ в канале с парой мюонов в конечном состоянии. Результаты основаны на данных эксперимента CMS, набранных в 2011–2012 гг. во время первого этапа работы ЛНС при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Полная проанализированная статистика соответствует интегральной светимости  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.1$  фбн $^{-1}$  и 20.6 фбн $^{-1}$ . В ходе исследований осуществлялся поиск резонансных состояний со спином 1 и спином 2, а также сигналов нерезонансного типа. Результаты, обсуждаемые в Главе 5, опубликованы в работах [80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87], см. также обзоры [44, 46, 48, 47, 49]. Основные выводы по материалам Главы 6 можно сформулировать как::

- Проведен экспериментальный поиск нейтральных калибровочных бозонов из расширенного калибровочного сектора  $Z'$  по их ожидаемому распаду на пару мюонов. Установлены верхние пределы на сечение таких процессов и



получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 1, в зависимости от констант связи моделей расширенной калибровочной группы  $E_6$  и симметричной «лево–правой» модели.

- Проведен экспериментальный поиск калуца–клейновских возбужденных состояний многомерного гравитона  $G_{KK}$  по их ожидаемому распаду на пару мюонов. Установлены верхние пределы на сечение таких процессов и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 2, в зависимости от констант связи гравитонов с материей в модели дополнительных пространственных измерений с метрикой анти–де Ситтера (Рэндалл–Сандрум, тип 1).
- В канале с парой мюонов проведен экспериментальный поиск нерезонансных сигналов. В рамках модели низкоэнергетической гравитации с виртуальным обменом ADD–гравитонами  $G_{KK}$  установлен верхний предел на сечение этого процесса. В различных схемах перенормировки получены принципиально новые экспериментальные ограничения на ультрафиолетовый масштаб обрезания  $\Lambda_T$  и масштаб обрезания  $M_S$  в зависимости от числа дополнительных измерений  $n$ .

Все основные результаты, полученные в ходе исследований, включались в регулярные обзоры по физике частиц Particle Data Group за 2012–2018 гг. [134].

## ГЛАВА 7. ПРОЦЕССЫ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Как отмечалось во Введении, одним из интересных предсказаний теоретических сценариев низкоэнергетической гравитации с дополнительными пространственными измерениями (ДПИ) является возможность образования многомерных микроскопических черных дыр (МЧД) при столкновениях частиц на ЛНС [38, 39, 41]. Простейшим вариантом такого сценария многомерной гравитации является модель ADD [22] (описание модели см. в Главе 4) с большими плоскими ДПИ. Напомним, что в данном сценарии связь между фундаментальным многомерным масштабом гравитации  $M_D$  и обычным четырехмерным планковским масштабом  $M_{Pl}$  задается соотношением, вытекающим из теоремы Гаусса для источника гравитационного поля в ньютоновской гравитации,  $M_{Pl}^2 = 8\pi M_D^{n+2} r^n$ , где  $n$  — число дополнительных пространственных измерений, а  $r$  — их радиус (в общем случае можно рассматривать разные значения радиусов ДПИ) [22].

Радиус Шварцшильда в  $4 + n$  пространстве–времени может быть найден из уравнений, обобщающих на многомерный случай соответствующие уравнения эйнштейновской теории гравитации [245, 246, 247]:

$$r_S = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[ \frac{M_{BH}}{M_D} \frac{8\Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right]^{\frac{1}{n+1}}. \quad (7.87)$$

Здесь  $M_D$  и  $n$ , как и ранее, — фундаментальный многомерный масштаб гравитации и число дополнительных измерений, а  $M_{BH}$  — минимальная масса МЧД, рождаемой в столкновениях (этот процесс — нерезонансного типа, и у МЧД нет четко определяемой массы, а есть нижний порог ее допустимого значения). Учитывая принципиально «многомерный» характер процессов, очевидно, что минимальная масса МЧД  $M_{BH}^{\min}$  не может быть меньше  $M_D$ , т. е. энергетического масштаба, начиная с которого описание становится многомерным; с другой стороны, массовый порог образования может (и далее должен, для квазиклассических МЧД) быть значительно больше этого значения, чтобы в исследуемом транспланковском режиме отойти достаточно далеко от планковского порога. Это эквивалентно условию образования классической МЧД (в нашем случае — квазиклассической, поскольку ограниченная энергия ЛНС не позволяет отойти действительно далеко от порога), которое существует для любых ЧД, в том числе — и традиционных четырехмерных. В непосредственной близости от порога фундаментальной гравитации все процессы должны быть квантовыми и

должны описываться соответствующей квантовой теорией. Но до сих пор отсутствует квантовая теория гравитации, так что для описания сильногравитирующих объектов необходимо подстраховаться условием, что для них действует режим классического описания, а возможные околопороговые квантовые поправки пренебрежимо малы. В числе прочего, это накладывает условие на минимальное значение массы МЧД (в русле традиционной термодинамики ЧД, большая масса означает большую внутреннюю энтропию, т. е. число внутренних степеней свободы).

На партонном уровне при наивной оценке вероятность процесса образования МЧД (сечение рождения) получается из геометрических соображений просто как область перекрытия для двух сталкивающихся пучков с прицельным параметром, равным радиусу Шварцшильда. Т. е. эта вероятность определяется площадью «черного диска» с соответствующим радиусом —  $\sigma \sim \pi r_S^2$  [39, 41]. При этом предполагается, что вся энергия сталкивающихся партонов-инициаторов (а также весь ненулевой угловой момент, см. ниже) остается под горизонтом рождающейся МЧД и идет на формирование ее массы:  $M_{BH} = \sqrt{\hat{s}}$ . Как обычно, при переходе от элементарных партонных сечений к столкновениям адронов (протонов для ЛНС), дифференциальное сечение процесса дается сверткой партонного сечения и произведения структурных функций:

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow BH + X)}{dM_{BH}} = \frac{dL}{dM_{BH}} \hat{\sigma}(ij \rightarrow BH)|_{\hat{s}=M_{BH}^2}. \quad (7.88)$$

Здесь вводится широко употребительное в коллайдерных экспериментах понятие «дифференциальной светимости», которая есть просто интеграл по структурным функциям для всех опций партонов:

$$\frac{dL}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{i,j} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_i}{x_i} f_i(x) f_j \left( \frac{M_{BH}^2}{sx_i} \right). \quad (7.89)$$

Соответственно,  $\sqrt{s}$  — энергия сталкивающихся протонов в с.ц.м., при этом энергия собственно жесткого процесса есть  $\hat{s} = x_i x_j s$ , с  $x_{i,j}$  — долями энергии столкновения, уносимыми партонами типа  $i$  и  $j$ , с суммированием по всем типам партонов-инициаторов. Вследствие очень быстрого падения структурных функций с ростом энергии (переданного импульса процесса) это сечение, фактически, насыщается самыми малыми из доступных значений массы МЧД, а рождение более тяжелых МЧД очень сильно подавлено.

При энергиях ЛНС сечение, вычисляемое по формуле 7.88, может достигать 100 пбн для  $M_D \sim 1$  ТэВ [39, 41], что, на самом деле, очень много, особенно — относительно вероятностей других процессов на ЛНС (возьмем, хотя бы, для примера, процессы с обменом виртуальными КК-гравитонами, рассмотренные выше в Главе 4). Однако так получается только в случае наивной оценки, которая явно учитывает, что вся энергия столкновения идет на формирование МЧД. Более реалистичная картина получается при описании процесса формирования

МЧД методами теории гравитации (метод Йошино–Рычкова, [248, 249]) с образованием кажущегося горизонта событий. И тогда оказывается, что начальный период формирования черной дыры сопровождается существенными «утечками» энергии сталкивающихся партонов под горизонт (в виде излучения гравитонов), что, в свою очередь, означает, что при заданном  $\sqrt{\hat{s}}$  процесса с учетом этих потерь может образоваться черная дыра с меньшей массой, нежели ожидалось при наивной оценке. Для масс МЧД в диапазоне порядка нескольких ТэВ соответствующая доля потерь составляет отнюдь не единичные проценты, а величину такого же порядка (потери 25–30%, см. оценки в [248, 249]), так что этот эффект является доминирующим по степени влияния на конечный результат. Величина потерь сильно зависит от прицельного параметра взаимодействий, она минимальна при  $b = 0$  («лобовое столкновение» начальных частиц) и максимальна для периферических взаимодействий. Плюс к этому, есть и противоположный эффект — возвращаясь к сечению рождения в виде площади диска, в методе, включающем потери в начальном состоянии, радиус Шварцшильда заменяется на радиус кажущегося горизонта (поверхности удержания материи)  $b_{max}$ , который может быть как больше, так и меньше  $r_S$ . Это зависит от числа дополнительных измерений в модели: для малых значений  $n$  получается  $b_{max} < r_S$ , а, начиная с  $n \geq 3$ , значение  $b_{max}$  будет превышать шварцшильдовский радиус примерно на 15–20%. В соответствии с формулой  $\sigma \sim \pi b_{max}^2$  это будет давать небольшое увеличение сечения, относительно шварцшильдовского «черного диска», однако это обстоятельство не в состоянии уравновесить или компенсировать доминирующий и гораздо более заметный по величине эффект от утечки энергии под горизонт.

Есть и другие модифицирующие сечение рождения обстоятельства. Например, за счет ненулевого прицельного параметра столкновений в общем случае МЧД в столкновениях частиц на коллайдерах образуются с ненулевым угловым моментом (вращающиеся, или керровские МЧД, вместо стационарных шварцшильдовских). В этом случае сечение рождения будет пропорционально квадрату керровского, а не шварцшильдовского радиуса. Это дает незначительное отличие в вероятности рождения МЧД, во всяком случае, для МЧД малых масс (порядка нескольких  $M_D$ , как только и возможно на ЛНС).

При описании многомерных микроскопических черных дыр используется та же парадигма и характерные фазы эволюции черных дыр, что и для обычных четырехмерных черных дыр. Меняются только вероятности этих процессов и некоторые моменты в описании, с поправкой на многомерность, но не сами этапы. В частности, рассматриваются следующие стадии: рождение МЧД (с учетом потерь в начальном состоянии), стадия «сливания углового момента» (spin-down), в течение которой вращающаяся МЧД, излучая калибровочные бозоны и другие частицы, становится стационарной шварцшильдовской, стадия собственно хокинговского излучения [250] и, наконец, финальная планковская стадия, или распад МЧД. Излучение по механизму Хокинга после рождения

МЧД происходит термально (равновероятно для всех степеней свободы, как излучение черного тела) на все доступные в СМ степени свободы (для всех частиц — фермионов, калибровочных бозонов, хиггсовских бозонов, гравитонов). Температура Хокинга для МЧД в  $(4 + n)$ -пространстве определяется как [39, 41, 246, 247]:  $T_H = \frac{n+1}{4\pi r^2}$  (в системе единиц  $\hbar = c = \kappa_B$ , где  $\kappa_B$  — постоянная Больцмана) и, как правило, ее значение лежит в диапазоне несколько сотен ГэВ. В процессе эволюции в соответствии со стандартной термодинамикой черных дыр при излучении МЧД теряет массу и нагревается, так что при подходе к  $M_D$  температура Хокинга, которая непрерывно увеличивается в ходе процесса, становится также порядка  $M_D$ . Поэтому финальную планковскую стадию еще называют «взрывной» — из-за высокой конечной температуры. Время жизни МЧД составляет  $\sim 10^{-27}$  с [39, 41, 247], так что, с точки зрения наблюдения такого сигнала на ускорителе, весь спектр конечных частиц образуется почти мгновенно и одновременно. При испарении черной дыры доминирующий вклад в конечные состояния вносят кварки и глюоны ( $\sim 75\%$ ), поскольку они имеют большее количество степеней свободы — три дополнительные цветовые степени свободы, по сравнению с другими фермионами и бозонами. Оставшуюся долю составляют лептоны,  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны, фотоны и хиггсовские бозоны. Принято считать, что обычно излучение гравитонов черной дырой в полный многомерный объем (балк) будет несколько подавлено относительно излучения на брану (доля излучения в балк составляет  $\lesssim 30\%$ ) [251], хотя в некоторых моделях оно может быть усилено для вращающихся черных дыр при большом числе  $n$  [252]. В соответствии со стандартной концепцией для ЧД испарение МЧД прекращается, когда ее масса достигает  $M_D$ . В описанном подходе хокинговское излучение не зависит от спина испускаемых МЧД частиц. Однако (как и для случая классических четырехмерных ЧД) существуют модификации спектра излучения в зависимости от спина — так называемые «серотельные факторы» (термин связан с желанием подчеркнуть отличия от случая излучения черного тела). Эти спиновые поправки тоже незначительно меняют описание процесса, на несколько процентов величины сечения.

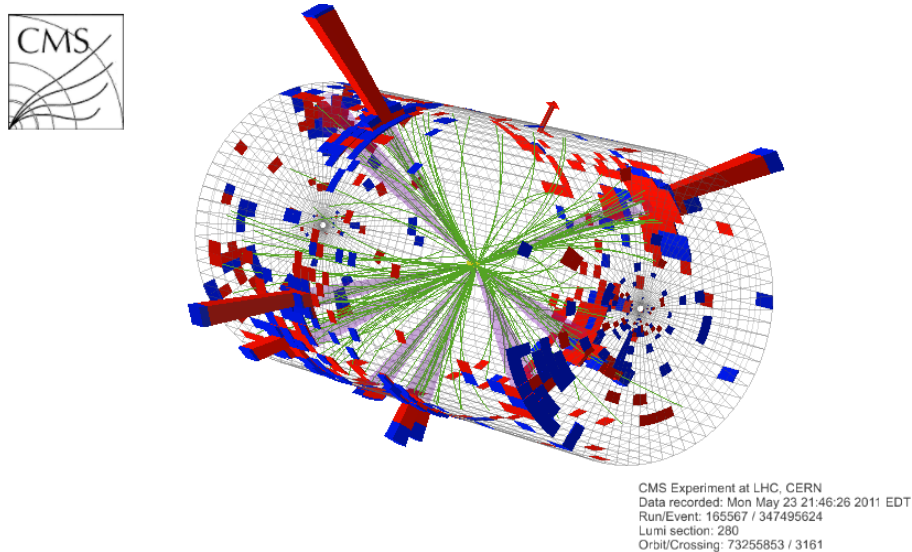
Здесь еще можно отметить феноменологически важное обстоятельство, что результат излучения Хокинга дает все существующие в СМ конечные состояния, причем одновременно. Другими словами, при распаде МЧД для допустимых комбинаций частиц в конечном состоянии не существует никаких правил отбора и законов сохранения (закон сохранения лептонного и барионного числа, аромата, заряда, в общем случае — даже сохранение лоренц-инвариантности), присущие процессам СМ, что является радикальным отличием таких сигналов от СМ. В коллаборационных анализах, посвященных поиску МЧД, эти обстоятельства активно используются; в частности, кроме поиска отклонений в многоструйных событиях (демонстрируемый далее в этой работе анализ), ищутся сигналы в каналах с нарушением заряда и аромата (например, в канале  $e\mu$  или в парах одноименно заряженных лептонов  $\mu^\pm\mu^\pm$  и  $e^\pm e^\pm$ ).

Для описания финальной стадии жизни МЧД при потере массы и подходе к  $M_D$  следовало бы привлечь квантовую гравитацию, поскольку это происходит на энергетическом масштабе квантовой гравитации (равном  $M_D$  в многомерных моделях). Однако в отсутствие такой теории приходится использовать предположения и модельные подходы для возможных конечных состояний МЧД. В частности, в теоретических работах по теме рассматривается «простой» вариант распада МЧД на конечное малое число частиц (2—5, опять-таки, с возможным нарушением заряда и ароматов), формирование стабильного ненаблюдаемого остатка (некое решение проблемы «потери информации» под горизонтом ЧД, за счет того, что эта информация уносится ненаблюдаемым остатком) и околопороговый переход в струнный шар (СШ) [253], когда черная дыра при одном из предпоследних актов сброса массы претерпевает трансформацию в объект другого типа. Этот объект, струнный шар (сильновозбужденная струнная конфигурация из длинных «запутанных» струн<sup>58</sup>) [266], имеет массу, близкую к  $\sim M_D$ , и впоследствии испаряется при фиксированной температуре (температура Хагедорна, характерный параметр теории струн). В генераторах физических событий, моделирующих процессы с рождением МЧД, такой сценарий называется моделью с «кипящим» остатком (термин связан именно с постоянным значением температуры Хагедорна, по контрасту с меняющейся температурой Хокинга). Поскольку нет никаких теоретически обоснованных причин предпочесть тот или иной сценарий распада МЧД, все эти варианты рассматриваются в экспериментальном анализе как опции, которые нужно последовательно перебрать. Получаемые результаты интерпретируются отдельно для всех опций, что создает очень большой объем предварительного физического моделирования (подробнее см. [40]), хотя наибольшие отличия в экспериментальных пределах на минимальную массу МЧД получаются, все-таки, при учете потерь в начальном состоянии (см. выше), а не при переборе разных конечных состояний.

Самым важным пунктом в рассмотрении является предположение о квазиклассичности рождаемых МЧД. Вообще говоря, с учетом ограниченности энергии ЛНС, невозможно в транспланковском режиме гарантированно отойти так далеко от порога (значения  $M_D$  порядка ТэВ), чтобы заведомо выполнить это условие. Напротив, кинематически доступная область масс МЧД составляет от одного до, максимум, десяти ТэВ (для энергии ускорителя 13 ТэВ в с.ц.м.), что может оказаться недостаточным для «твердой» квазиклассической трактовки (тогда это будет означать, что экспериментальные пределы на сечения наблюдаемых многоструйных событий, см. ниже, просто неверно интерпретируются как пределы на разрешенные массы МЧД в энергетической области, где нельзя осуществлять такое сопоставление и нельзя применять квазиклассическое описание). Часто используемое в коллайдерных поисках МЧД предположение гласит, что квазиклассическое описание применимо уже для  $M_{\text{ВН}} \gtrsim (3 \div 5)M_D$

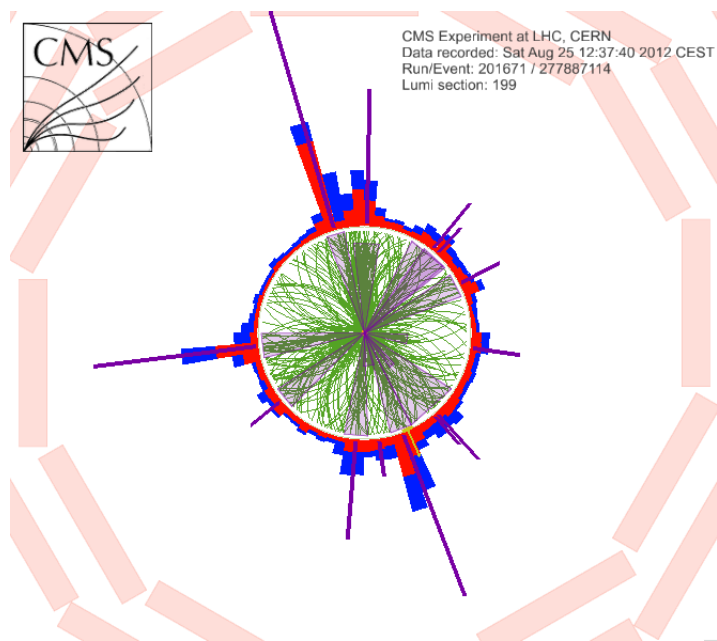
<sup>58</sup>Возникает при условии, что существует гипотетическая обобщающая теория, которой является теория струн в режиме слабой связи.

(в обозначениях на графиках получаемых пределов фигурирует также отношение  $x_{min} \equiv M_{ВН}/M_D$ , которое, в соответствии со сказанным выше, должно быть не меньше 3). В любом случае, чем больше достижимое  $x_{min}$ , тем надежней наша трактовка. Для МЧД малых масс (при околороговом рождении) квантовые эффекты не могут быть проигнорированы полностью, но при неясном статусе квантовой гравитации в феноменологических анализах для ЛНС ими обычно пренебрегают. Хотя существуют попытки все-таки учесть квантовый характер процессов, в так называемых моделях «квантовых» черных дыр (КЧД) [254, 255, 256] (слово в кавычках отражает условность применяемого термина), например, в подходе, при котором сохраняется информация под горизонтом, и МЧД «помнит» характеристики начальных частиц, из которых она составлена. В таких моделях КЧД распадаются до их термализации, одним единым актом, главным образом — в двухструйные (с малой долей трехструйных) конечные состояния. Подобные сценарии также включены в наш анализ, а кроме того, являются предметом отдельного специального поискового эксперимента в канале с двумя струями в конечном состоянии [238, 257]. Свойства МЧД более подробно рассмотрены в обзорах [38, 258], см. также [40, 259, 260].



**Рис. 7.164.** Трехмерная визуализация реального события – кандидата в МЧД с 9 объектами в конечном состоянии,  $S_T = 2.6$  ТэВ,  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в с.ц.м. (2011г).

С экспериментальной точки зрения процессы с образованием МЧД отличаются большой множественностью высокоэнергетичных частиц всех типов (лептоны, фотоны, струи и т.д.) в конечном состоянии. Доля энергии, приходящаяся на каждую частицу(струю), достигает сотни ГэВ (см., например, визуализации экспериментальных событий на рисунках 7.164 и 7.165), большинство из этих частиц реконструируются как струи адронов (см. выше про доминирующий вклад в конечные состояния от кварков и глюонов). Другими словами, для поиска МЧД необходимо исследовать процессы множественного рождения жестких частиц (МРЧ). В период RUN1 ЛНС используемые алгоритмы реконструкции позволяли достоверно разделить до 10 жестких струй в событии (позднее в RUN2 число достоверно одновременно регистрируемых струй



**Рис. 7.165.** Визуализация реального события – кандидата в МЧД с 13 объектами в конечном состоянии,  $S_T = 2.1$  ТэВ,  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в с.п.м. (2012г).

достигло 11). Также характерной чертой этих процессов является повышенная сферичность в событиях (связанная с отсутствием выделенной оси в процессе взаимодействия, по контрасту с характерными «вытянутым» пространственными распределениями конечных частиц из процессов СМ). Сферичность же прямо связана с резким увеличением значения и изменением формы спектра по суммарной поперечной энергии всех частиц в событиях ( $S_T = \sum_i^N E_T^i$ , причем поперечная энергия частиц  $E_T^i$  с положительным полярным углом  $\theta$  берется со знаком «+», а с отрицательным — со знаком «-»). Повышение сферичности, по сравнению с предсказаниями СМ, позволяет четко выделять эти процессы на фоне остальных, во всяком случае, для числа струй в конечном состоянии больше некоторого (скажем, больше 4 струй). Проводимый анализ формы распределений по  $S_T$  учитывает и использует для разделения форму сигнала и фона СМ (см., например, ниже, на рисунке 7.172 примеры разной формы сигнала и фона). К тому же, для сигнала изменение формы распределения становится более и более значительным с увеличением числа струй  $N$  в событиях, а также с ростом значения фундаментального масштаба  $M_D$ . Это связано с тем, что, по стандартной термодинамике черной дыры, число конечных частиц зависит от внутренней характеристики МЧД — ее энтропии, которая будет больше для более массивных МЧД. Таким образом, с увеличением значения  $M_D$  с неизбежностью увеличивается и допустимая масса МЧД (которая должна быть минимум в три раза выше), а при фиксированном значении  $M_D$  более яркие (сильнее отличающиеся от СМ) предсказанные формы сигнала отвечают более многоструйным событиям. Собственно, именно это и наблюдается при сравнении различных предсказаний для разных  $N$  ( $\geq 6$ ,  $\geq 8$  и т. д.), наложенных на реально наблюдаемые в эксперименте на ЛНС распределения многоструйных событий для соответствующего числа  $N$ . Наконец, отметим, что, в случае сиг-



налов с потерянной энергией  $E_T^{miss}$  соответствующая ее величина добавляется (также с учетом знака угла  $\theta$ ) к переменной  $S_T$ .

В рамках КХД процессы множественного рождения частиц описываются высшими порядками ТВ, поэтому они являются полезным инструментом для проверки предсказаний СМ, в том числе — для настройки физических генераторов событий<sup>59</sup>.

Исследования многочастичных процессов началось сразу же после старта работы LHC в 2009. Первые модельно-зависимые результаты были получены для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на статистике, соответствующей  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 36$  пбн<sup>-1</sup> [92]. В течении RUN1 была проведена серия исследований на данных при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ со статистикой, соответственно,  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 4.7$  фбн<sup>-1</sup> [90, 91] и 12 фбн<sup>-1</sup> [88, 89].

Ниже, как и везде в данной работе, мы детально обсуждаем исследования, проведенные при максимальной энергии и статистике, ранние результаты даются для сравнения. Создание алгоритмов реконструкции струй, разработка методов отбора и коррекций событий МРЧ и другие методические аспекты анализа (часть из них вошла в кандидатские диссертации сотрудников нашей дубненской группы [261, 262]) на защиту не выносятся, поэтому в диссертации приводятся только общие характеристики результатов их применения конкретно к рассматриваемой ниже задаче. Разработка теоретического обоснования исследований, включая вычисление сечений процессов образования МЧД с учетом разнообразных сценариев их рождения и эволюции также входило в область ответственности дубненской группы. Данные исследования легли в основу кандидатской диссертации [40] и на защиту также не выносятся.

## 7.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ, РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ МРЧ

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБЫТИЙ

На различных этапах исследований изучались комбинации модельных параметров и механизмов рождения и эволюции МЧД. Наиболее полно учесть все теоретические сценарии удалось в анализе при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, когда было смоделировано 759 наборов сигнальных событий рождения квазиклассических МЧД, 174 набора для струнных шаров и 90 наборов для квантовых МЧД.

Для моделирования процессов образования квазиклассических МЧД использовались генераторы событий BLACKMAX [263] и SHARYVDIS2 [264], квантовые МЧД моделировались с помощью генератора QBH [265]. Все три генератора разыгрывали события на партонном уровне, а дальнейшая адронизация и распады частиц осуществлялись в PYTHIA6 [138]. При моделировании сигнальных процессов использовались наборы PDF MSTW2008lo68cl [157] (для квазиклассических МЧД) и CTEQ6l [151] (для квантовых МЧД).

В генераторах BLACKMAX и SHARYVDIS2 сечения рождения МЧД вычисляются, как обсуждалось выше, исходя из геометрических соображений и радиуса

<sup>59</sup>Здесь нужно отметить, что до сих пор не разработан генератор для адекватного моделирования многоструйных событий.

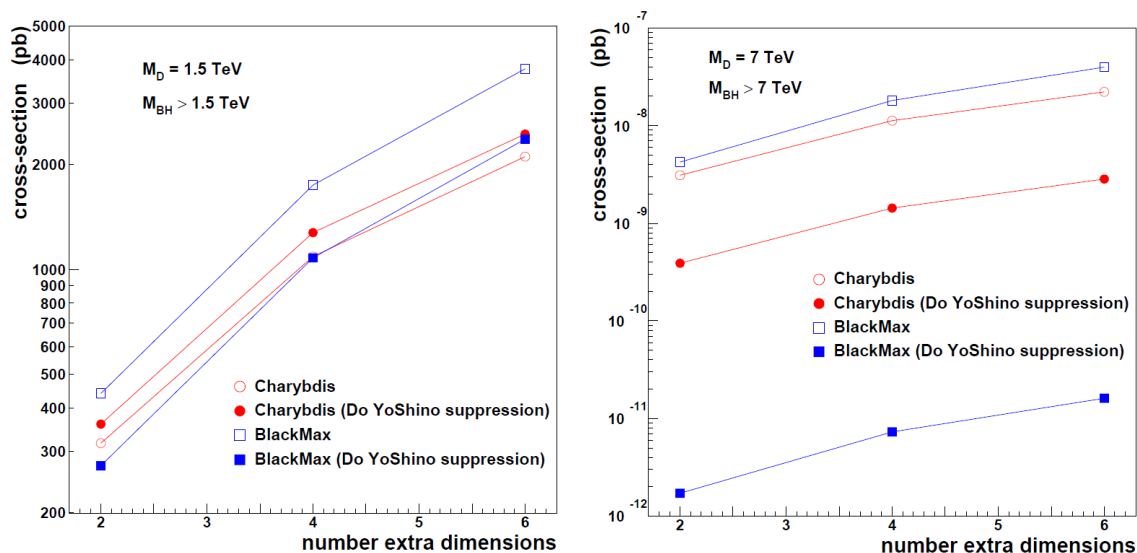
Шварцшильда  $r_S^2$ , полагая  $\sigma_{ВН} \sim \pi r_S^2$ . Для генератора **SNARYBDIS2** это сечение берется как базовое при моделировании событий МЧД, а для **BLACKMAX** ситуация отличается тем, что в качестве базового сечения используется выражение не для шварцшильдоской, а для керровской МЧД, отличающиеся от первого на дополнительный безразмерный коэффициент:  $\sigma_{ВН} = b_n^2 \pi r_S^2$ , где  $b_n$  – безразмерный параметр, зависящий от количества дополнительных измерений  $n$  [263]:

$$b_n = \frac{2}{\left(1 + \left(\frac{n-1}{n}\right)^2\right)^2}, \quad (7.90)$$

т. е.  $b_n^2 = 1.36, 1.59$  и  $1.78$  для  $n = 2, 4$  и  $6$ , соответственно. Поэтому использование в двух генераторах разных подходов к вычислению базового сечения дает небольшое расхождение в оценках: сечения МЧД в **BLACKMAX** примерно на 40–80% больше (для  $n = 2-6$ ), чем предсказанные в **SNARYBDIS2**.

По указанной причине, а также из-за несколько различающегося набора опций для моделирования следующих этапов эволюции МЧД, содержащихся в **BLACKMAX** и в **SNARYBDIS2**, предсказания обоих генераторов используются при интерпретации экспериментальных пределов на многоструйные события потдельности, и соответствующие пределы на минимальные разрешенные массы МЧД в зависимости от значения  $M_D$  (результатирующие модельные плотности на выходе экспериментального анализа) показываються тоже отдельно для предсказаний в **BLACKMAX** и в **SNARYBDIS2**. Оба генератора позволяют учитывать потери, вызванные «уходом» части энергии взаимодействующих частиц из-под горизонта событий, т. е. «недополучением» массы МЧД на стадии ее формирования. Как уже говорилось, этот эффект, вычисляемый на базе модели (механизма) Йошино–Рычкова [248, 249] приводит к существенным потерям массы и углового момента МЧД и является доминирующим эффектом, наиболее существенным образом меняющим предсказания по рождению МЧД. Величина потерь, вычисляемая в генераторах, имеет характерную величину 30% и может достигать 70%, в зависимости от прицельного параметра взаимодействий протонов [249, 40]. Еще раз отметим, что в адронных взаимодействиях этот эффект критически влияет на сечения МЧД (см. рис. 7.166), что связано с сильной зависимостью функций распределения PDF от величины переданного четырехимпульса  $Q$ : так как в случае потерь значительная часть массы уходит за горизонт, то для рождения МЧД с заданной массой необходимо большее значение  $Q$  (но снова надо вспомнить, что PDF очень быстро падают с ростом значения переданного четырехимпульса  $Q$ , так что и вероятность рождения МЧД с фиксированной массой при учете потерь стремительно уменьшается — сечение рождения падает на несколько порядков величины для потерь массы всего лишь на 1 или 2 ТэВ). Другой эффект, связанный с вычислениями методом Йошино–Рычкова и обусловленный вычислением радиуса кажущегося горизонта, вместо радиуса Шварцшильда или Керра (см. выше), вызывает

дополнительные поправки, приводящие в обоих генераторах к небольшому увеличению сечения МЧД (в 2.15–3.09 для  $n = 2-6$ ), по сравнению с чисто геометрическим подходом [249]. И еще раз отметим, что это небольшое увеличение не может компенсировать падение сечений на несколько порядков.



**Рис. 7.166.** Сечения рождения МЧД при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в зависимости от числа дополнительных измерений  $n$  для двух наборов модельных параметров (слева)  $M_D = 1.5$  ТэВ,  $M_{BH} > 1.5$  ТэВ/ $c^2$  и (справа)  $M_D = 7.0$  ТэВ,  $M_{BH} > 7.0$  ТэВ/ $c^2$  [89]. Рассмотрен сценарий шварцшильдовской МЧД, реализованный с помощью генераторов BLACKMAX и CHARYBDIS2 с учетом потерь по механизму Йошино–Рычкова (закрашенные символы) и без учета (пустые символы).

Значения сечений образования квазиклассических МЧД варьируются от самых малых значений ( $\sim 10^{-9}$  фбн) до нескольких нбн, в зависимости от параметров модели и сценария рождения (например, см. рис. 7.166). Отметим, что МЧД шварцшильдовского и керровского типов имеют почти одинаковые сечения рождения, так как значения потерь в начальном состоянии для них сопоставимы, а по другим параметрам они отличаются только на коэффициент  $b_n$  (см. формулу (7.90)).

Стандартные этапы эволюции МЧД после образования реализованы в обоих генераторах: они позволяют рассматривать как вращающиеся (керровские), так и стационарные (шварцшильдовские) черные дыры и учитывать серотельные факторы для излучения в ходе их эволюции.

Кроме того, в CHARYBDIS2 рассмотрены различные варианты финального состояния, к которому приходит МЧД в результате эволюции, в соответствии с перечисленными во вступлении к этой главе: формирование стабильного невзаимодействующего остатка с массой  $\sim M_D$ , распад на малое конечное число частиц с нарушением или сохранением разных законов (заряда, аромата и пр.) и околопороговая трансформация в струнный шар. Генератор BLACKMAX не содержит такого разнообразия опций для описания финальных состояний, зато в нем реализована возможность задавать потери в начальном состоянии как по механизму Йошино–Рычкова, так и «вручную», в долях потерянной энер-

гии и момента импульса, что может быть полезным при оценке зависимости предсказываемых пределов от изменяемой величины потерь.

Для сокращения машинного времени, необходимого для моделирования полного «отклика» сигнала, использовалось так называемое быстрое моделирование FastSim (основанное на параметризации энергетического и импульсного разрешения, полученных заранее на основе полного моделирования FullSim с использованием GEANT4 [108]) детекторных систем стандартного пакета CMS для моделирования и реконструкции CMSSW [110]. Для проверки, существуют ли отличия при использовании FastSim, влияющие на конечные результаты, было проведено сравнение результатов FullSim и FastSim для параметров модели на примере распределений числа событий по величине  $S_T$ , полной инвариантной массы всех частиц в событии, полной множественности частиц в событии, числа струй, потерянной энергии (MET) и поперечного импульсы лидирующей струи  $p_T^{jet}$  (см., например, рис. 7.167) [89]. Оказалось, что в пределах неопределенностей распределения одинаковы и, следовательно, FastSim является адекватным инструментом для массового моделирования наборов сигнальных событий. Также одновременно была продемонстрирована пренебрежимо малая зависимость результатов от эффекта наложения событий (pile-up).

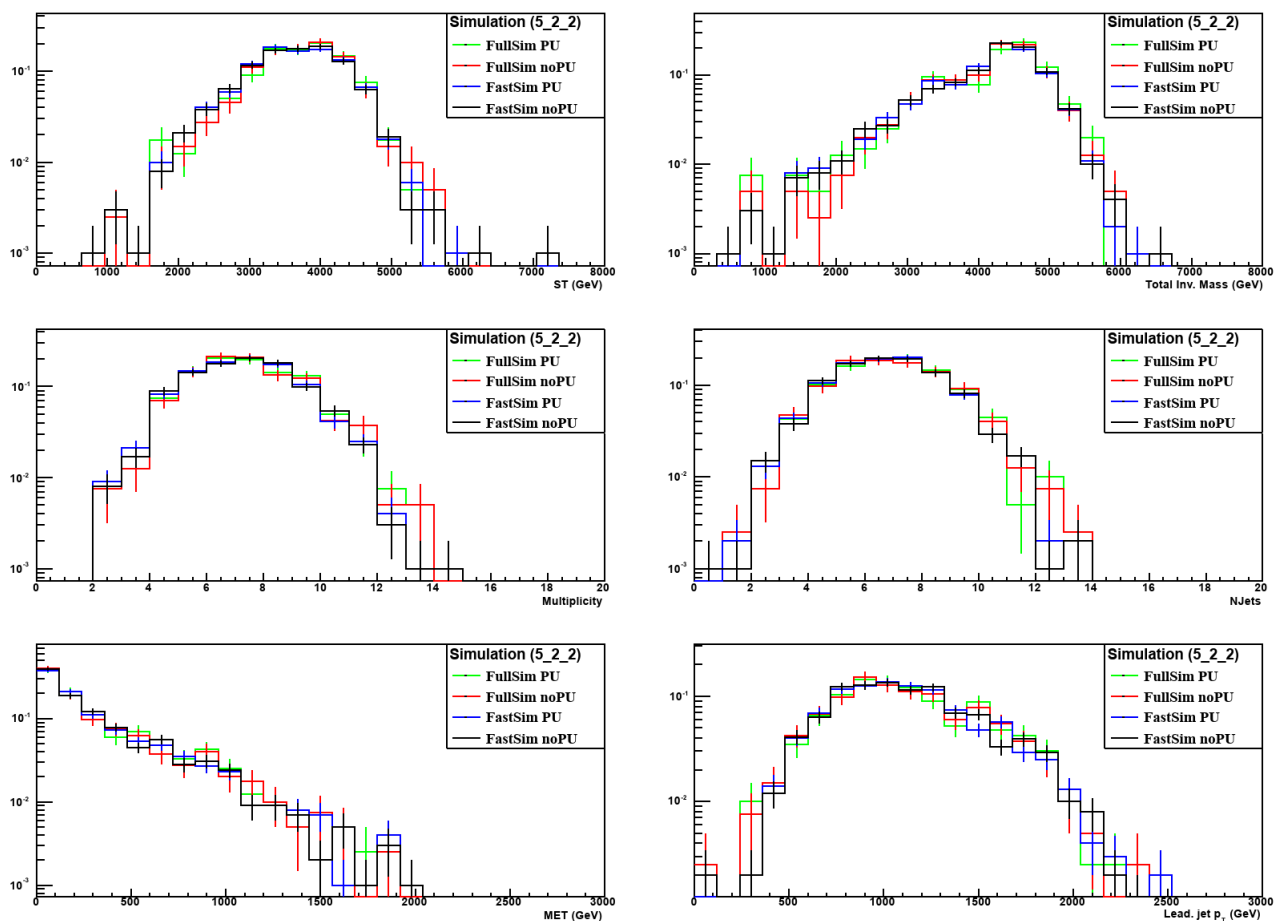
Недоминирующие фоновые события из процессов  $\gamma + jet$ ,  $W^\pm/Z^0 + jet$  и  $t\bar{t}$  оценивались из МК с помощью генератора MADGRAPH [218] с PDF CTEQ6L. Для всех проанализированных фоновых процессов было выполнено полное моделирование «отклика» установки FullSim. Аккуратное моделирование основного фонового процесса — множественного рождения струй КХД — затруднено, так как при вычислении соответствующих матричных элементов существуют большие неопределенности, связанные с учетом поправок высших порядков КХД (смотри также примечание внизу стр. 257). Поэтому величина этого фона оценивалась из экспериментальных данных методов КНД (см. ниже).

## ОТБОР СОБЫТИЙ

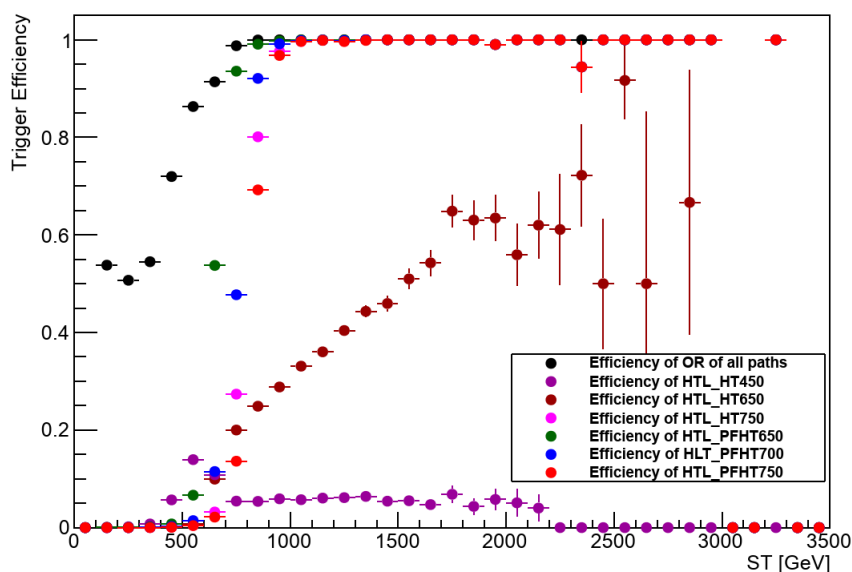
Для анализа были использованы события, отобранные триггерной системой CMS, с величиной полной суммы поперечной энергии всех калориметрических струй в событии  $H_T$  больше некоторого порога, который в разный период набора данных составлял от 200 до 750 ГэВ. Повышение порогового значения связано с увеличением потока данных по мере увеличения мгновенной светимости ЛНС. Данный отбор имеет эффективность на уровне 100% для событий с величиной полной поперечной энергии всех частиц в событии  $S_T > 1$  ТэВ (рис. 7.168).

## РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Для реконструкции струй и идентификации заряженных и нейтральных частиц были использована методика “particle-flow” (PF) [221], которая основана на использовании информации от всех детекторных систем установки CMS. Струи реконструируются кластерным анти- $k_T$ -алгоритмом с радиусом в пространстве



**Рис. 7.167.** Сравнение «отклика» детекторных систем CMS на сигнал образования МЧД для полного и быстрого моделирования на примере распределений числа событий по величине  $S_T$ , полной инвариантной массы, множественности, числа струй, потерянной энергии и поперечного импульса лидирующей струи [89]. В качестве сигнала использовалось рождение МЧД с  $M_D = 1.5$  ТэВ,  $M_{\text{ВН}}^{\text{min}} = 4.5$  ТэВ/ $c^2$  и  $n = 2$  (ВЛАСКМах). Рассмотрены случаи с учетом и без учета наложения событий (pile-up).



**Рис. 7.168.** Эффективность отбора событий в зависимости от величины  $S_T$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [89]. Приведены варианты различных триггерных решений.

$(\eta, \phi) R = 0.5$  [267, 268]. При наложении нескольких взаимодействий (pile-up) в качестве первичной выбиралась вершина с максимальной суммой поперечных

импульсов  $\sum p_T^2$  всех треков, ассоциированных с этой вершиной. Для устранения возможных вкладов множественных взаимодействий из струй удалялись зараженные частицы с треками, исходящими не из этой выбранной вершины, а вклад нейтральных частиц из pile-up учитывался пособытийно [269] с помощью алгоритма FastJet [268]. На заключительном этапе струи проходили процедуру коррекции шкалы энергии с помощью калибровочных коэффициентов, полученных из данных с помощью ряда «тестовых» физических процессов, таких как  $\gamma + jet$ ,  $Z^0 + jet$  и др. (см., например, [261, 262, 269]).

Реконструкция мюонов и электронов (и фотонов) осуществлялась методом, аналогичным описанному в предыдущих главах. Недостающая энергия  $E_T^{miss}$  определялась из векторной суммы поперечных импульсов всех PF-объектов в событии и также корректировалась с помощью процедуры выравнивания шкалы энергий.

Все физические объекты (струи, мюоны, электроны и фотоны) отбирались с  $p_T > 50$  ГэВ/ $c^2$  в диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.6$  (струи),  $|\eta| \leq 2.1$  (мюоны),  $|\eta| \leq 1.4$  и  $1.56 \leq |\eta| \leq 2.4$  (электроны и фотоны) [88, 89]<sup>60</sup>. Для мюонов и электронов накладывалось дополнительное требование изолированности: сумма энергий всех частиц в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.3$  вокруг мюонного (электронного) трека на превышает 20% поперечного импульса (поперечной энергии) реконструированного мюона (электрона). Для фотонов использовались отдельные критерии изолированности в конусе  $\Delta R = 0.4$  для треккера, ECAL и HCAL (2.0 ГэВ/ $c$ , 4.2 ГэВ, 2.2 ГэВ соответственно).

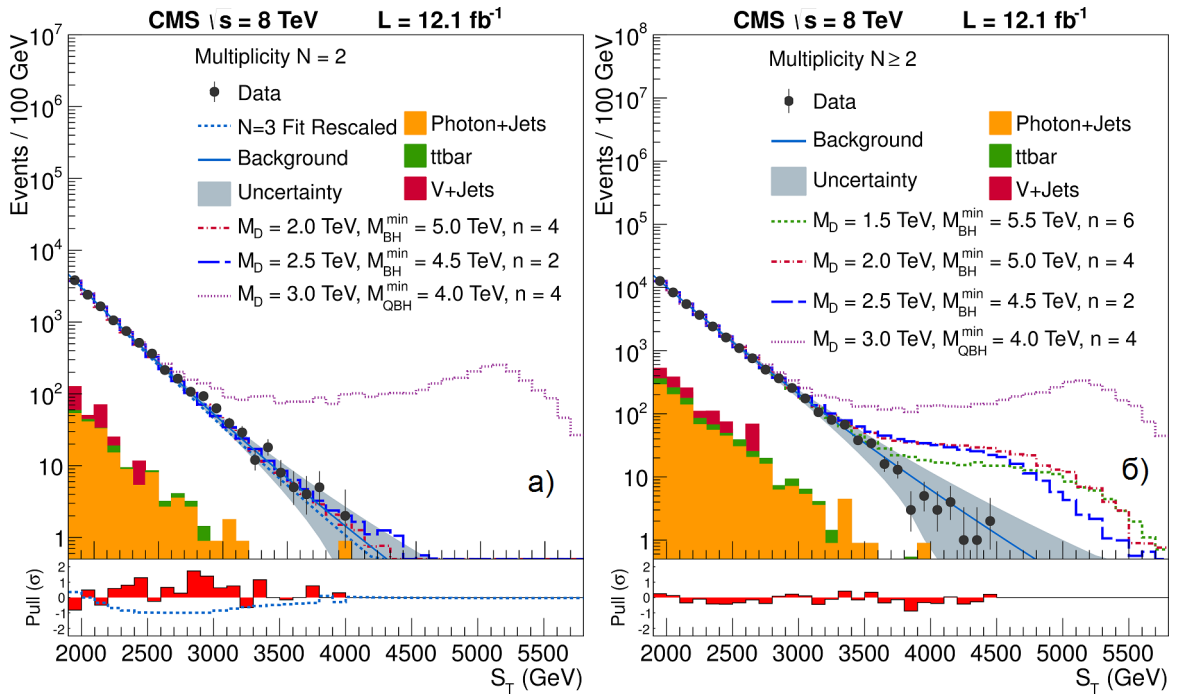
## 7.2. МЕТОД ОЦЕНКИ ФОНА

Как упоминалось выше, доминирующим фоном при анализе сигнала с множественным образованием частиц в конечном состоянии являются процессы множественного рождения струй КХД. В настоящее время точность расчетов процессов КХД ограничена вторым порядком ТВ, поэтому оценка ожидаемых в СМ сечений МРЧ производилась методом анализа контрольного набора данных (КНД)<sup>61</sup> с использованием свойства инвариантности (независимости) с точностью до масштабного коэффициента распределений событий по  $S_T$  от множественности. Вклад остальных недоминирующих фонов пренебрежимо мал (их суммарный вклад не превышает 1%) и при анализе не учитывался (см. рис. 7.169). Используемый метод оценки фона основан на эмпирическом наблюдении, что форма распределений событий по  $S_T$  для процессов КХД практически не зависит от полной множественности частиц в событии  $N$  (в области значений  $S_T > N \times$  пороговое значение энергии отобранных частиц =  $N \times$  ГэВ) и, поэтому, она может быть предсказана для произвольного числа  $N$  на основании анализа малочастичных (двух- и трехчастичных) событий ( $N = 2, 3$ ), которые достаточно хорошо описываются КХД. Предыдущие (до начала ис-

<sup>60</sup> Данные величины кинематических обрезаний использовались для анализа данных, набранных при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Анализ при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ проводился с другими кинематическими порогами [90, 91, 92]

<sup>61</sup> Еще раз напомним, что в англоязычной литературе данный метод носит название «data-driven».

следований процессов МЧД) исследования на ЛHC спектра событий с двумя струями в конечном состоянии [257] продемонстрировали отсутствие сигналов новой физики (совпадение с ожиданиями в СМ) в области инвариантных масс до 1.5 ТэВ, что для двухструйных событий в центральной области установки CMS равнозначно ограничению по  $S_T$ . Таким образом, эта область ( $S_T < 1.5$  ТэВ) была использована в качестве контрольной для параметризации формы распределения по  $S_T$  при пионерских исследованиях МРЧ [92]. В свою очередь, эти исследования позволили провести проверку СМ уже в области  $1.8 < S_T < 2.7$  ТэВ [92, 91, 90], так что последующие исследования [88, 89] использовали уже расширенную контрольную область. Более точно границы контрольной области выбирались, исходя из качества (значения критерия  $\chi^2$ ) результирующего фита, выполненного с помощью различных параметризаций (см. ниже) в разных областях  $S_T$ .



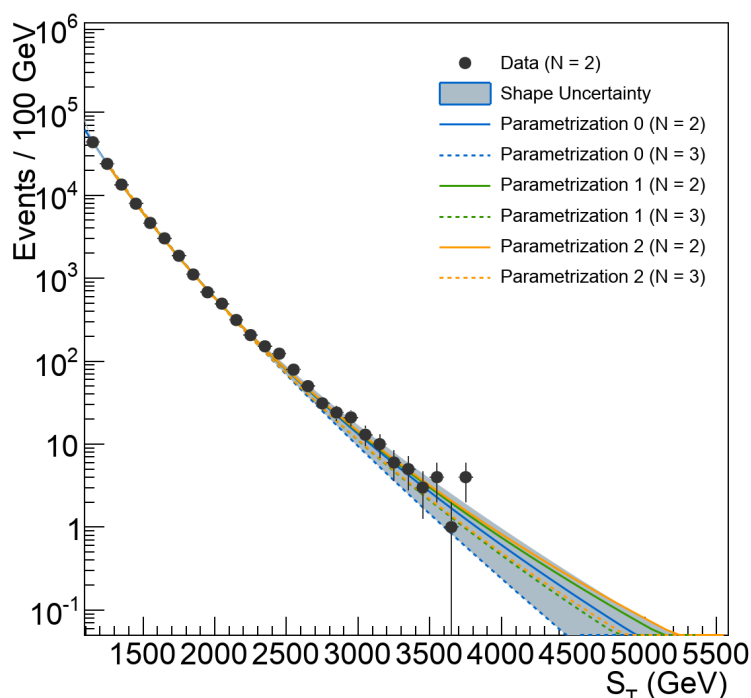
**Рис. 7.169.** Распределение  $S_T$  для событий с числом физических объектов (фотоны, электроны, мюоны и струи) (а)  $N = 2$  и (б)  $N \geq 2$  [88, 89]. Представлены экспериментальные данные при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (черные точки), вклад от фоновых процессов КХД с систематическими неопределенностями (сплошная линия с серым закрашенным коридором вокруг нее) и других фоновых процессов (закрашенные гистограммы). Приведены также теоретические предсказания сценариев квазиклассических МЧД (ВЛАСКМАХ) и сценария квантовых черных дыр (QBH). На нижних графиках даны распределения по  $S_T$  невязки, вычисленной как разница между числом экспериментальных и фоновых событий, отнормированной на ошибку (статистическая  $\oplus$  систематическая) определения этой разницы  $(data - background) / \sigma(data - background)$ .

В контрольной области распределение событий по  $S_T$  для  $N = 2$  аппроксимировались с помощью трех многопараметрических функций:

$$\frac{P_0(1+x)^{P_1}}{x^{P_2+P_3 \log(x)}}, \quad \frac{P_0}{(P_1 + P_2x + x^2)_3^P}, \quad \frac{P_0}{(P_1 + x)_2^P},$$

где  $x = S_T / \sqrt{s} = S_T / 8$  ТэВ. Первая функция (parameterization-0 на рис. 7.170) является основной, два других анзаца используются для оценки систематиче-

ской погрешности, связанной с определением формы распределений (соответственно, parameterization–1 и 2 на рис. 7.170).



**Рис. 7.170.** Результат экстраполяции распределений фоновых событий в область больших  $S_T$  ( $N = 2$ ) для разных параметризационных функций при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [89]. Приведены систематические погрешности аппроксимации (закрашенная область) и экспериментальные данные с  $N = 2$ .

Для проверки возможной неинвариантности формы распределений по  $S_T$  также была проведена аппроксимация распределений для  $N = 3$ . Незначительная разница между двумя фитами была включена в полную систематическую погрешность формы фона. Масштабные коэффициенты для спектров событий с большей множественностью извлекались в интервалах  $S_T$  от 1.9 до 2.8 ТэВ (результатирующие значения и соответствующие погрешности просуммированы в таблице 7.39). Результаты метода КНД также проверялись для  $N \geq 2,3$  с помощью моделирования на основе пакета PYTHIA6 событий рождения струй КХД. Моделирование показало (рис. 7.171), что, во-первых, КХД адекватно описывает данные с низкой множественностью и, во-вторых, вклад остальных процессов СМ не превышает 1%.

Итоговая функция (parameterization–0) при  $N = 2$  показала хорошее совпадение с экспериментальными данными и за пределами контрольной области  $S_T$  (рис. 7.169), что говорит об отсутствии значимого превышения наблюдаемых событий над ожидаемым фоном в данном наборе данных. Таким образом, проведенные измерения множественного рождения частиц про бóльших значениях  $S_T$  не выявили отклонений от предсказаний стандартной модели.

Предсказанные формы фоновых распределений по  $S_T$  для значений множественности  $N \geq 3-10$  приведены на рисунках 7.172 и 7.173, вместе с теоретическими распределениями сигнальных событий для нескольких референсных наборов модельных параметров сценариев образования квазиклассических и квантовых МЧД.



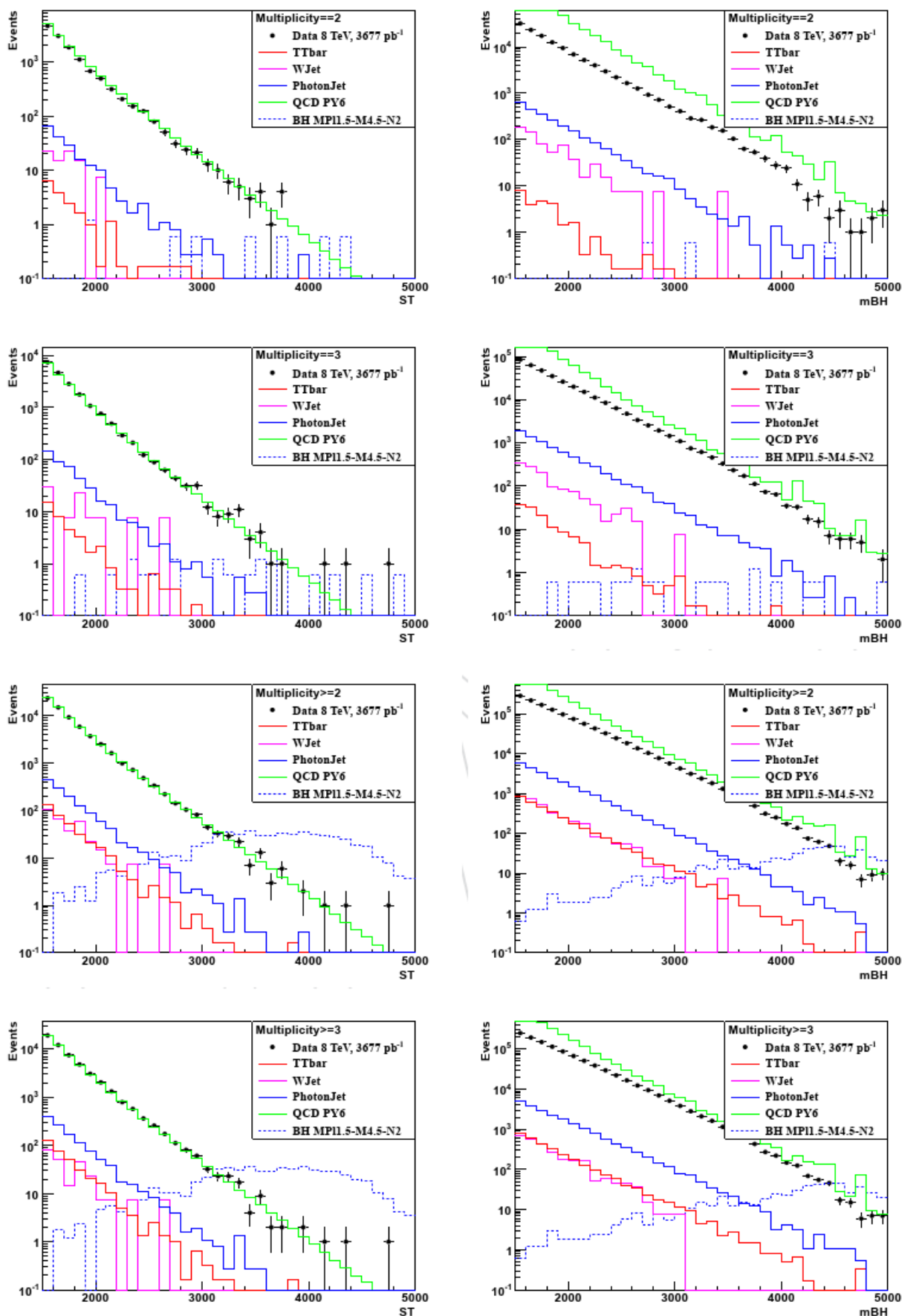
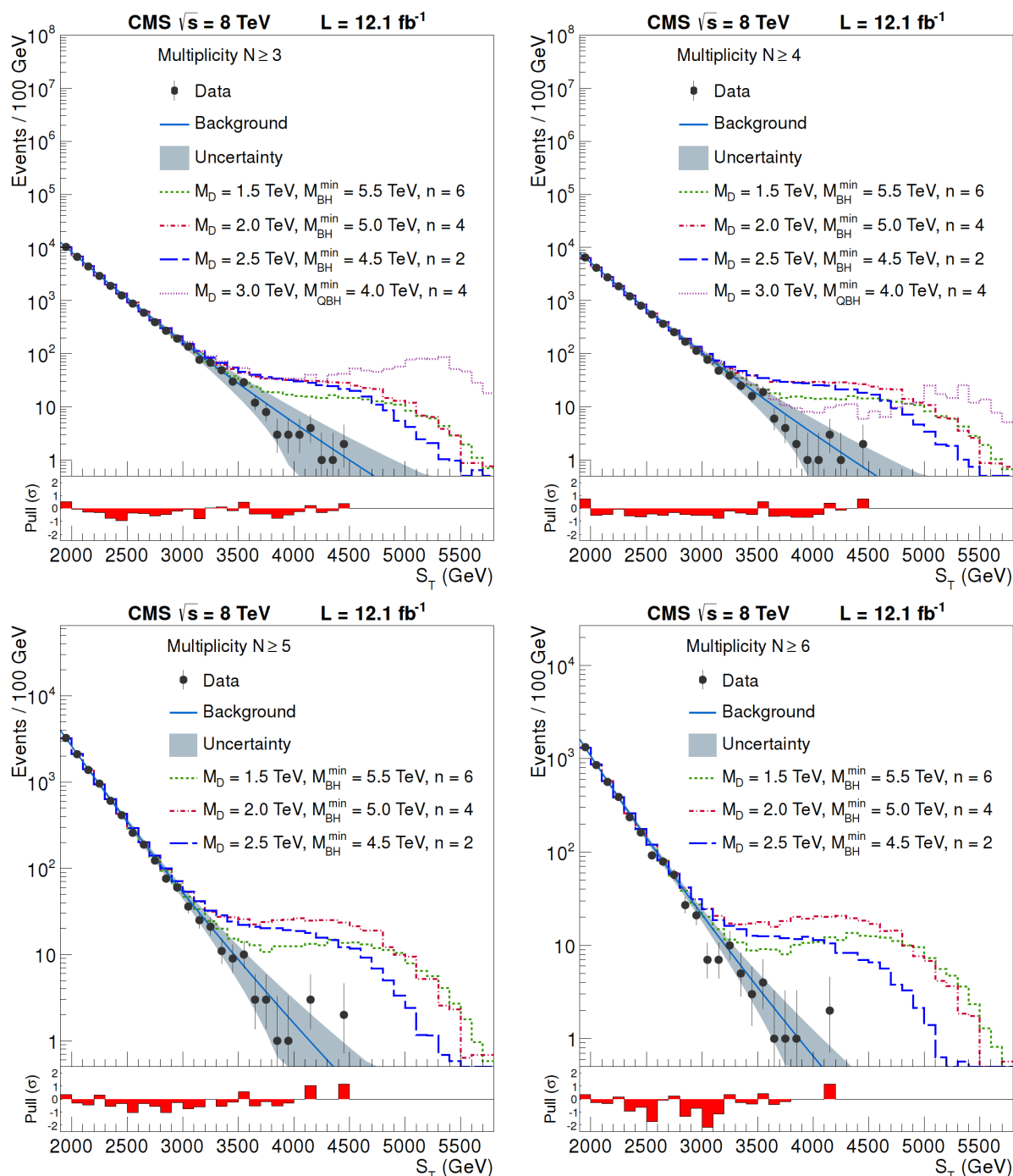
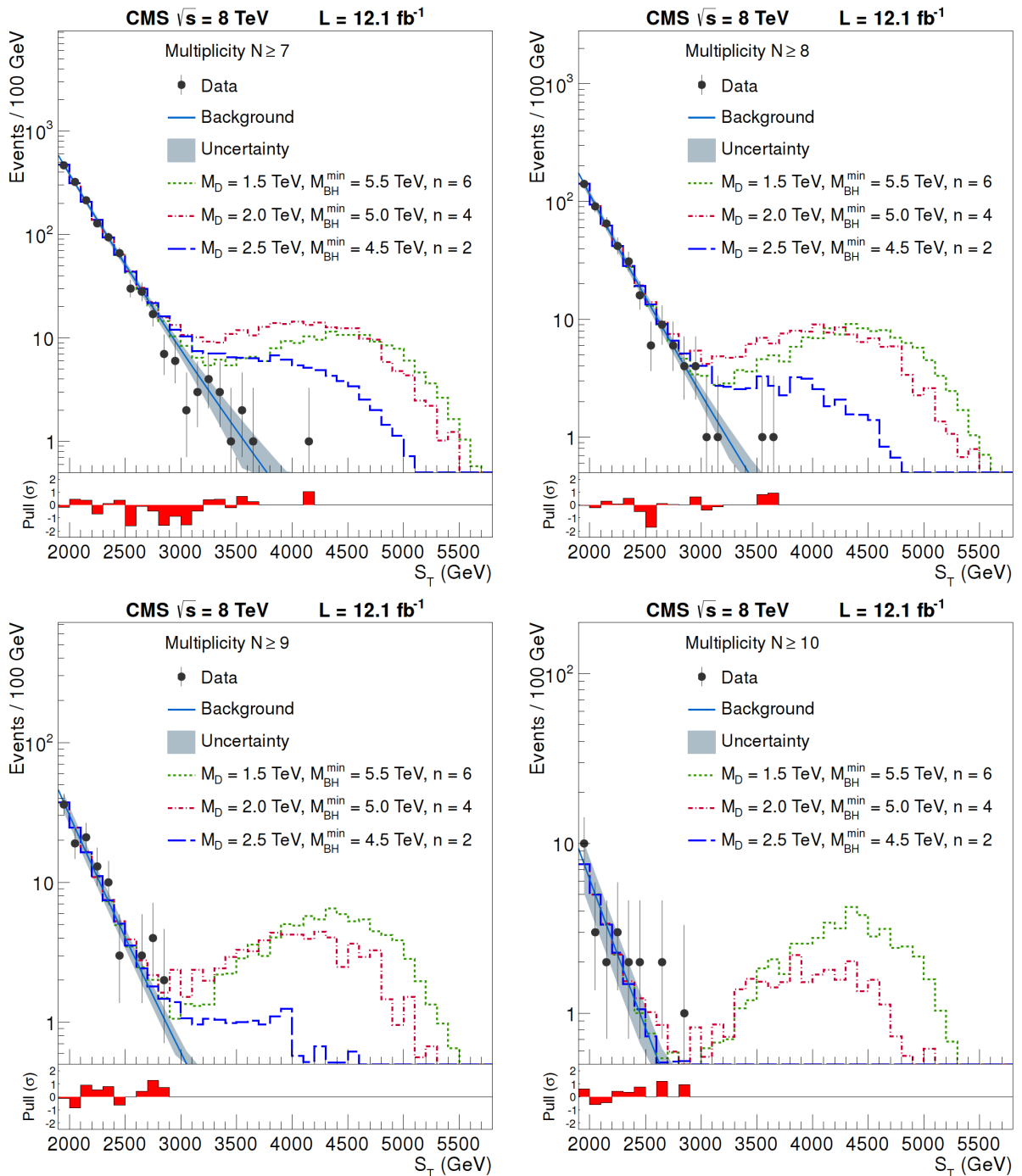


Рис. 7.171. Распределение событий по  $S_T$  и  $M_{BH}$  для данных при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (точки), смоделированных фоновых процессов КХД (сплошные линии) и сигнала МЧД (прерывистые линии) для (первый ряд)  $N = 2$ , (второй ряд)  $N = 3$ , (третий ряд)  $N \geq 2$  и (четвертый ряд)  $N = 3$  [89].



**Рис. 7.172.** Распределение событий по  $S_T$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ для значений множественности (фотоны, электроны, мюоны и струи): (а)  $N \geq 3$ , (б)  $N \geq 4$ , (в)  $N \geq 5$ , (г)  $N \geq 6$  [88, 89]. Экспериментальные данные (точки) приведены со статистическими ошибками, а предсказанный фон КХД (сплошная линия вместе коридором теоретических систематических ошибок). Также представлены распределения (прерывистые линии), ожидаемые в случае рождения квазиклассических черных дыр для трех наборов модельных параметров (генератор BLACKMAX) и квантовых черных дыр (генератор QBH). На нижних графиках даны распределения по  $S_T$  невязки, вычисленной как разница между числом экспериментальных и фоновых событий, отнормированная на ошибку (статистическая  $\oplus$  систематическая) определения этой разницы  $(data - background)/\sigma(data - background)$ .



**Рис. 7.173.** Распределение событий по  $S_T$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ для значений множественности (фотоны, электроны, мюоны и струи): (а)  $N \geq 7$ , (б)  $N \geq 9$ , (в)  $N \geq 9$ , (г)  $N \geq 10$  [88, 89]. Экспериментальные данные (точки) приведены со статистическими ошибками, а предсказанный фон (сплошная линия вместе коридором теоретических систематических ошибок). Также представлены распределения (прерывистые линии), ожидаемые в случае рождения квазиклассических черных дыр для трех наборов модельных параметров (генератор BLACKMAX) и квантовых черных дыр (генератор QBH). На нижних графиках даны распределения по  $S_T$  невязки, вычисленной как разница между числом экспериментальных и фоновых событий, отнормированная на ошибку (статистическая  $\oplus$  систематическая) определения этой разницы  $(data - background)/\sigma(data - background)$ .

**Таблица 7.39.** Масштабные коэффициенты при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [89].

Набор данных	Множественность	Масштабный коэффициент
Набор данных с $N = 2$	$N \geq 3$	$4.112 \pm 0.026$
	$N \geq 4$	$2.587 \pm 0.021$
	$N \geq 5$	$1.303 \pm 0.015$
	$N \geq 6$	$0.532 \pm 0.009$
	$N \geq 7$	$0.192 \pm 0.006$
	$N \geq 8$	$0.058 \pm 0.003$
Набор данных с $N = 3$	$N \geq 3$	$2.744 \pm 0.018$
	$N \geq 4$	$1.776 \pm 0.014$
	$N \geq 5$	$0.870 \pm 0.010$
	$N \geq 6$	$0.355 \pm 0.006$
	$N \geq 7$	$0.128 \pm 0.004$
	$N \geq 8$	$0.038 \pm 0.002$

### 7.3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Систематическая ошибка, связанная с фоновыми процессами, проистекает из неопределенности формы распределения фоновых событий по  $S_T$  и включает в себя неопределенности, связанные с выбором функции аппроксимации (включая итоговые ошибки параметров основной функции) и границ контрольной области, статистики в контрольной области, а также небольшой разности между значениями параметров, полученных для разных значений множественности ( $N = 2$  и  $N = 3$ ).

Итоговая систематическая погрешность, вызванная вариациями формы распределений событий по  $S_T$ , варьируется от 1% при малых  $S_T$  до 200% в области очень высоких значениях  $S_T$ , где экстраполяция фона ненадежна из-за недостатка данных в контрольных областях; типичные значения погрешности составляют 5% при  $S_T = 2$  ТэВ, 18% при  $S_T = 3$  ТэВ и 95% при  $S_T = 4$  ТэВ. Возможное нарушение  $N$ -инвариантности распределений по  $S_T$  лежит в пределах обсужденных выше ошибок, что видно из нижних рисунков 7.172 и 7.173 (тенденция к увеличению невязки  $(data - background)/\sigma(data - background)$  с ростом множественности  $N$  отсутствует).

Погрешность определения значений масштабных коэффициентов также обусловлена статистикой в области нормировки; величина этой погрешности (см. табл. 7.39) перенебрежимо мала, по сравнению с величиной неопределенности фона (за исключением случая  $N \geq 10$ , вследствие малой статистики).

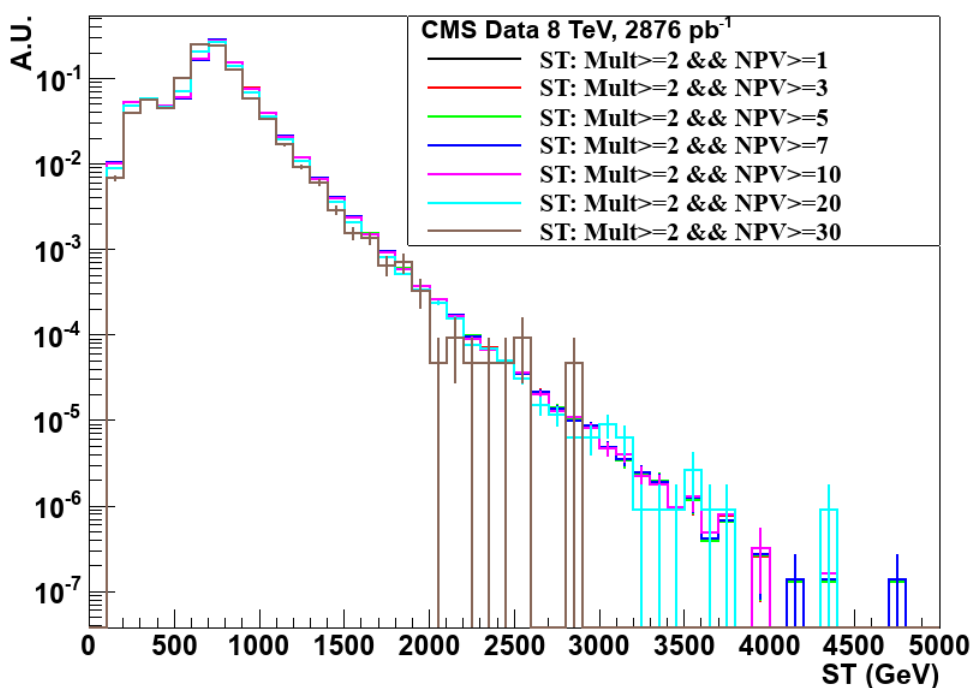
Систематическая погрешность сигнала включает в себя конечную точность метода коррекции энергии струй (процедуры установления шкалы энергии струи JES) (8%) [269]; неопределенность эффективности аксептанса, связанную с вы-

бором PDF (6%)<sup>62</sup>; неопределенность измерения интегральной светимости (4.4%) [141]. Поскольку сечение образования микроскопической черной дыры сильно зависит от модели, то теоретическая неопределенность вычисления сечения сигнала не оценивалась; возможные неопределенности отнесены в разницу между различными модельными предсказаниями.

**Таблица 7.40.** Систематические погрешности при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [88, 89].

Тип	Сигнал	Фон
Интегральная светимость, $\mathcal{L}_{\text{int}}$	$\pm 4.4\%$	$\pm 4.4\%$
Коррекция энергии струй, JES	$\pm 8\%$	—
PDF	$\pm 6\%$	—
Масштабные коэффициенты	—	$\pm(0.9 - 7.7)\%$
Форма распределения по $S_T$	—	$\pm(1 - 200)\%$

Подробнее о методах оценки погрешностей сказано в [89]. Все систематические погрешности для  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ просуммированы в таблице 7.40. Также следует отметить отсутствие влияния эффекта наложения событий (pile-up) на распределения по  $S_T$  (рис. 7.174).



**Рис. 7.174.** Распределение экспериментальных событий по  $S_T$  с разным числом первичных вершин ( $\geq 1-30$ ) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [89].

#### 7.4. МОДЕЛЬНО-ЗАВИСИМЫЕ ПРЕДЕЛЫ

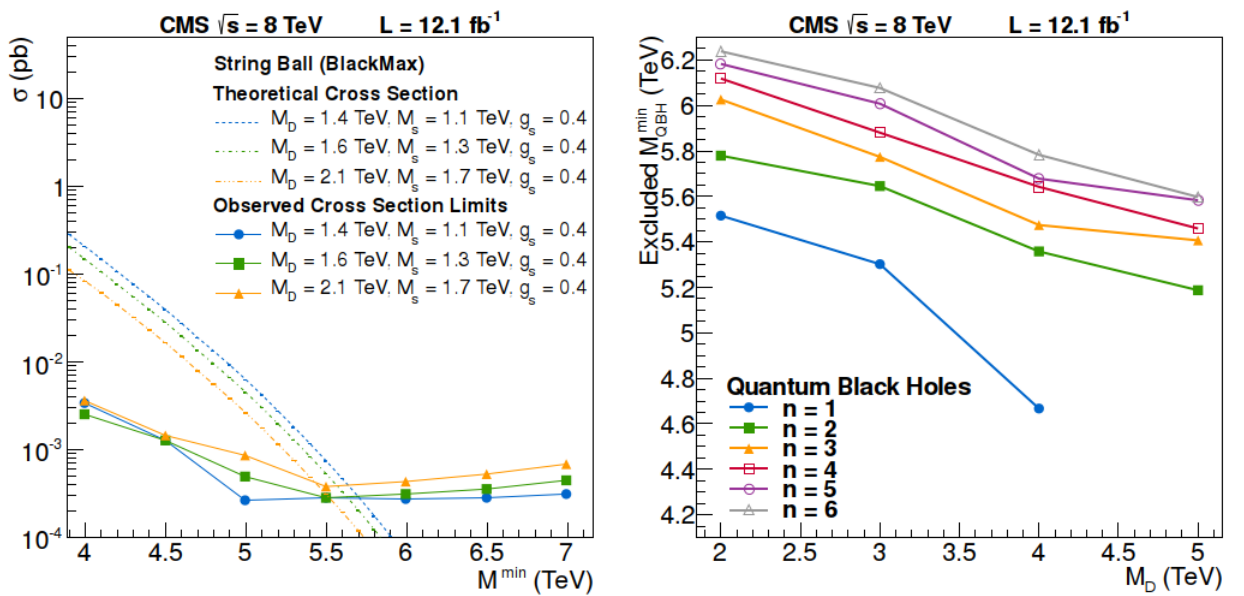
Для каждого набора параметров для всех рассмотренных сценариев были установлены верхние пределы на сечения множественного рождения струй в при-

<sup>62</sup>Методика оценки погрешностей, связанных с PDF, подробно обсуждалась в предыдущих Главах. В этом исследовании были проанализированы вариации трех наборов PDF: CTEQ6.1, CT10 и MSTW2008.

сутствии МЧД. Для этого использовалась стандартная процедура поиска нерезонансных сигналов, основанная на подсчете числа событий в определенной области кинематических характеристик (см. Главу 6), в нашем случае с  $S_T > S_T^{min}$  и множественностью  $N > N^{min}$ . Характерные значения  $S_T^{min}$  и  $N^{min}$ , как и эффективность акцептанса  $A$ , число экспериментальных ( $N^{data}$ ) и оцененных (сигнальных  $N^{sig}$  и фоновых  $N^{bkg}$ ) событий и соответствующие пределы на значения сечений (наблюденного  $\sigma^{95}$  и ожидаемого  $\langle\sigma^{95}\rangle$ ) даны в таблице 7.41 для нескольких референсных наборов модельных параметров. Выбор  $S_T^{min}$  осуществлялся оптимизацией соотношения  $S/\sqrt{S+B}$ , где  $S$  и  $B$ , соответственно, число сигнальных и фоновых событий.

**Таблица 7.41.** Значения параметров референсных наборов событий [88, 89].

$\sigma$ , пбн	$N^{min}$	$S_T^{min}$ , ГэВ	$A$	$N^{sig}$	$N^{data}$	$N^{bkg}$	$\sigma^{95}$ , пбн	$\langle\sigma^{95}\rangle$ , пбн
ВЛАСКМАХ, шварцшильдовская МЧД с остатком, $M_D = 2.5$ ТэВ, $M_{ВН} = 4.5$ ТэВ, $n = 4$								
0.15	3	3.2	0.74	1338	213	$228 \pm 111$	$1.3 \times 10^{-2}$	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-2}$
СНАРУВДIS2, шварцшильдовская МЧД без остатка, $M_D = 1.5$ ТэВ, $M_{ВН} = 4.5$ ТэВ, $n = 6$								
0.23	4	3.0	0.76	2056	244	$290 \pm 99$	$1.0 \times 10^{-2}$	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-2}$
ВЛАСКМАХ, керровская МЧД с потерями, $M_D = 2.0$ ТэВ, $M_{ВН} = 5.5$ ТэВ, $n = 6$								
0.01	3	4.0	0.59	71.2	11	$15.6^{+22.6}_{-15.6}$	$1.9 \times 10^{-3}$	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$
ВЛАСКМАХ, керровская МЧД без потерь, $M_D = 3.0$ ТэВ, $M_{ВН} = 5.0$ ТэВ, $n = 4$								
0.0014	3	4.2	0.41	7.1	4	$8.2^{+15.1}_{-8.2}$	$1.4 \times 10^{-3}$	$(1.5 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
ВЛАСКМАХ, струнный шар, $M_D = 2.1$ ТэВ, $M_{SB} = 1.7$ ТэВ, $M_S = 1.7$ ТэВ, $g_S = 0.4$								
0.08	6	2.8	0.65	656	89	$123 \pm 29$	$3.6 \times 10^{-3}$	$(5.0 \pm 1.9) \times 10^{-3}$
QBH, квантовая МЧД, $M_D = 2.0$ ТэВ, $M_{QBH} = 4.0$ ТэВ, $n = 4$								
1.5	2	2.8	0.67	1211	1168	$1180 \pm 274$	$5.0 \times 10^{-2}$	$(5.0 \pm 1.7) \times 10^{-2}$



**Рис. 7.175.** (слева) Верхние пределы (95% CL) на сечения рождения струнных шаров (сплошные линии) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в зависимости от минимальной массы этих объектов. Также приведены теоретические сечения, вычисленные для трех наборов модельных параметров: фундаментального планковского масштаба  $M_D$ , струнного масштаба  $M_S$  и струнной константы  $g_S$  [88, 89]. (справа) Пределы (95% CL) на массы квантовых МЧД  $M_{ВН}^{min}$  в зависимости от величины фундаментального масштаба гравитации  $M_D$  для числа ДПИ  $n = 1-6$ .

Пределы были установлены с использованием модифицированного частотного метода оценки статистической достоверности  $CL_s$  [270] с пуассоновскими функциями вероятности для сигнала и фона  $\mathcal{P}$  (6.83) с учетом вектора «мешающих» параметров  $\lambda$ , связанных различными систематическими эффектами и описываемых априорным логарифмически нормальным распределением со средним  $\bar{\lambda}$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma_\lambda^2$ :

$$\pi(\lambda|\sigma) = \prod_{\lambda \in A, \mathcal{L}_{\text{int}}, b} \frac{1}{\lambda \sigma_\lambda \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\ln(\lambda/\bar{\lambda})^2}{2\sigma_\lambda^2}}. \quad (7.91)$$

В нашем случае вектор «мешающих» параметров включает эффективность акцептанса  $A$ , интегральную светимость  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  и число оцененных методом КНД фоновых событий  $b$ . В этом случае статистическая достоверность (CL) вычисляется как [270]:

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b, \quad (7.92)$$

где  $CL_{s+b} = \mathcal{P}_{s+b}$  и  $CL_b = \mathcal{P}_b$  — вероятности того, что тестовая статистика, соответствующая гипотезам (сигнал + фон) и только фоновым событиям, меньше или равна числу наблюдаемых событий. Верхние пределы (95% CL) на сечения рождения микроскопических черных дыр были установлены с помощью независимых счетных экспериментов для каждого набора модельных параметров (см., например, рис. 7.175, *левый*). Примеры значений наблюдаемого  $\sigma^{95}$  и ожидаемого  $\langle \sigma^{95} \rangle$  сечений для разных референсных сценариев приведены в таблице 7.41. Сравнение полученных пределов с рассчитанными теоретическими сечениями позволили установить пределы на модельные параметры: фундаментальный масштаб  $M_D$ , минимальную МЧД  $M_{\text{SB}}^{\text{min}}$  и число дополнительных измерений  $n$ . Так, из рисунка 7.175, *левый* можно определить (точка пересечения измеренных пределов с теоретическими сечениями) пределы на значение  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  для различных сценариев образования струнных шаров, которые составили 5.5–5.7 ТэВ/ $c^2$  в зависимости от величины фундаментального масштаба многомерной гравитации  $M_D$ , значения струнного масштаба  $M_S$  и струнной константы связи  $g_S$ .

Примеры измеренных верхних пределов (95% CL) на сечения рождения квазиклассических микроскопических МЧД даны в Приложении Д. На рисунке 7.176 представлены результаты для квазиклассических МЧД в виде предела на значение  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  от  $M_D$  для разных значений  $n$  (область значений под кривыми считается исключенной). В данном случае рассмотрены сценарии квазиклассических МЧД шварцшильдовского и керровского типов с различными механизмами потерь энергии и разными сценариями для финальной стадии эволюции МЧД. При  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ ограничения (95% CL) на минимальную массу квазиклассической МЧД составили 4.3–6.2 ТэВ/ $c^2$  [88, 89] в зависимости от

значения фундаментального масштаба гравитации  $M_D \leq 5.0$  ТэВ, числа дополнительных измерений  $n \leq 6$  и теоретических сценариев образования и эволюции ЧД. Эти результаты расширяют предыдущие ограничения 3.8–5.2 ТэВ/ $c^2$  для  $M_D \leq 4$  ГэВ и  $n \leq 6$ , полученные в рамках наших же исследований при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [90, 91]. Отметим, что допущения, используемые при моделировании для квазиклассических МЧД, подвержены большой теоретической неопределенности, вследствие чего пределы для минимальной массы  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$ , численно близкой к  $M_D$ , нельзя рассматривать как теоретически приемлемые (для того, чтобы быть классическим объектом, МЧД должна иметь  $M_{\text{BH}}^{\text{min}} \gg M_D$ , см. введение к Главе).

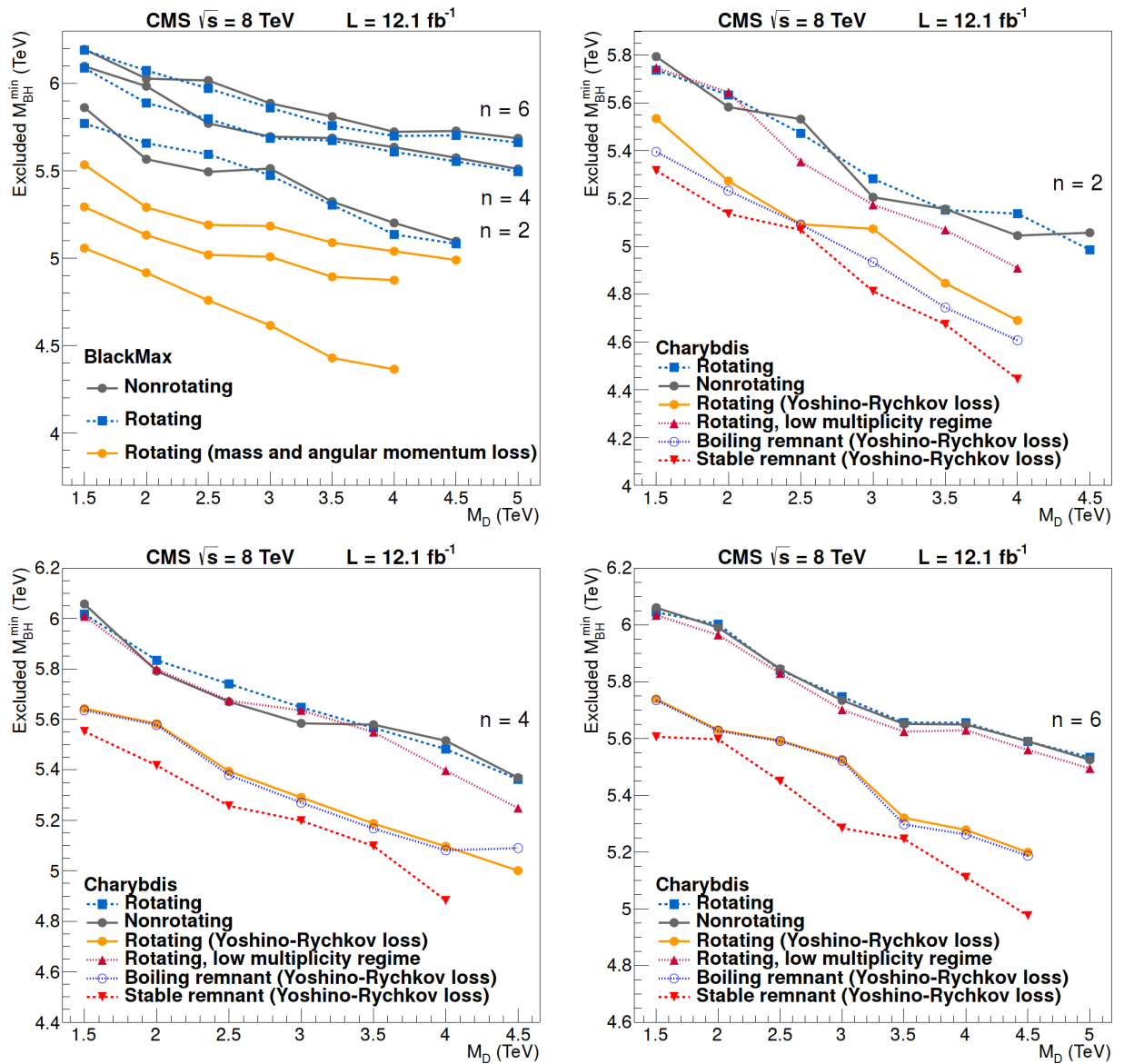


Рис. 7.176. Пределы (95% CL) на массы квазиклассических МЧД  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  в зависимости от величины фундаментального масштаба гравитации  $M_D$  [88, 89]. Проанализированы различные сценарии рождения и эволюции МЧД для числа ДПИ  $n = 2, 4, 6$  (использованы предсказания генераторов BLACKMAX и CHARYBDIS2).

Для квантовых черных дыр (КЧД), которые характеризуются низкой множественностью  $N$  в конечном состоянии, пределы извлекались из набора данных с  $N \geq 2$ . Поскольку этот набор данных в значительной степени перекры-



вается с контрольным набором ( $N = 2$ ), используемым для определения формы распределения событий по  $S_T$ , для установления пределов использовалась только область  $S_T$  за пределами контрольной. Заметим, что случай с числом дополнительных измерений  $n = 1$  для КЧД соответствует черным дырам в сценарии RS1 [21]. В этом случае  $M_D$  представляет собой планковский масштаб, умноженный на экспоненциальный «стягивающий» множитель  $a(\phi)$  (см. (4.54)), зависящий от кривизны пространства анти-де Ситтера. Ожидается, что данный фундаментальный масштаб, будет, аналогично модели ADD, порядка нескольких ТэВ. Все остальные модельные ограничения (для  $n > 2$ ) соответствуют КЧД в модели ADD. Ограничения на модельные параметры КЧД в пространстве  $(M_{\text{ВН}}^{\text{min}}, M_D)$  приведены на рисунке 7.175, *правый*: существование квантовых МЧД исключено в области параметров  $M_{\text{QВН}} < 4.65\text{--}6.25 \text{ ТэВ}/c^2$  и  $M_D < 5 \text{ ТэВ}$  в зависимости от числа дополнительных измерений  $n$  [88, 89]. Предыдущие измерения при  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$  позволили установить ограничения в области  $M_{\text{QВН}} < 3.9\text{--}5.2 \text{ ТэВ}/c^2$  и  $M_D < 4 \text{ ТэВ}$  [90, 91].

**Таблица 7.42.** Ограничения эксперимента ATLAS на модельные параметры сценариев МЧД при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  в различных каналах.

Тип МЧД	Масса МЧД, ТэВ/ $c^2$	$M_D$ , ТэВ	$n$
Множественное рождение струй [273]			
квазиклассические	4.2–4.6	1.5–4.0	2–6
Совместное рождение лептона и струй [274]			
квазиклассические	5.5–6.2	1.5	–
квазиклассические	4.8–5.7	4.0	–
струнные шары	5.5–5.7	1.5	–
струнные шары	4.7–5.1	4.0	–
квантовые (ADD–типа)	4.7–5.3	–	2–6
Пара струй [275]			
квазиклассические	5.64	–	5
квантовые (ADD–типа)	5.66	–	5
Пара противоположно заряженных мюонов $\mu^+\mu^-$ [234]			
квантовые (ADD–типа)	3.65	–	6
квантовые (RS1–типа)	2.24	–	1
Пара одинаково заряженных мюонов $\mu^\pm\mu^\pm$ [276]			
квантовые (ADD–типа)	3.8–5.9	1.0–3.2	2–6

Надо отметить, что полученные выше ограничения находятся в хорошем согласии с результатами поиска КЧД в канале с парой струй в конечном состоянии (по анализу угловых распределений двучструйных событий). В последнем случае другой группой в эксперименте CMS были получены массовые пределы, исключаяющие области с  $M_{\text{QВН}} < 5.0\text{--}6.3 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $M_D < 5 \text{ ТэВ}$  и  $n \leq 5$  [238].

Еще одной альтернативной возможностью для поиска КЧД является специфический процесс с низкой множественностью в конечном состоянии — распад на пару лептонов с разными ароматами —  $e\mu$ . Данный процесс, идущий с нарушением лептонного числа (LFV) и характеризующийся, прежде всего, низким уровнем фона, представляет собой яркий отчетливый сигнал новой физики. В частности, такие сигнатуры можно ожидать при распаде КЧД (процессе, предположительно идущим с нарушением аромата). Однако более низкие сечения данного процесса, связанные с тем, что из всех возможных каналов распада и всего спектра конечных состояний выбирается одно конкретное состояние, обусловили и меньшие полученные ограничения  $M_{Q\text{ВН}} > 2.36 \text{ ТэВ}/c^2$  при  $n = 1$  (квантовая МЧД модели RS1) и  $M_{Q\text{ВН}} > 3.15\text{--}3.63 \text{ ТэВ}/c^2$  при  $n = 2\text{--}6$  (квантовая МЧД модели ADD) [272].

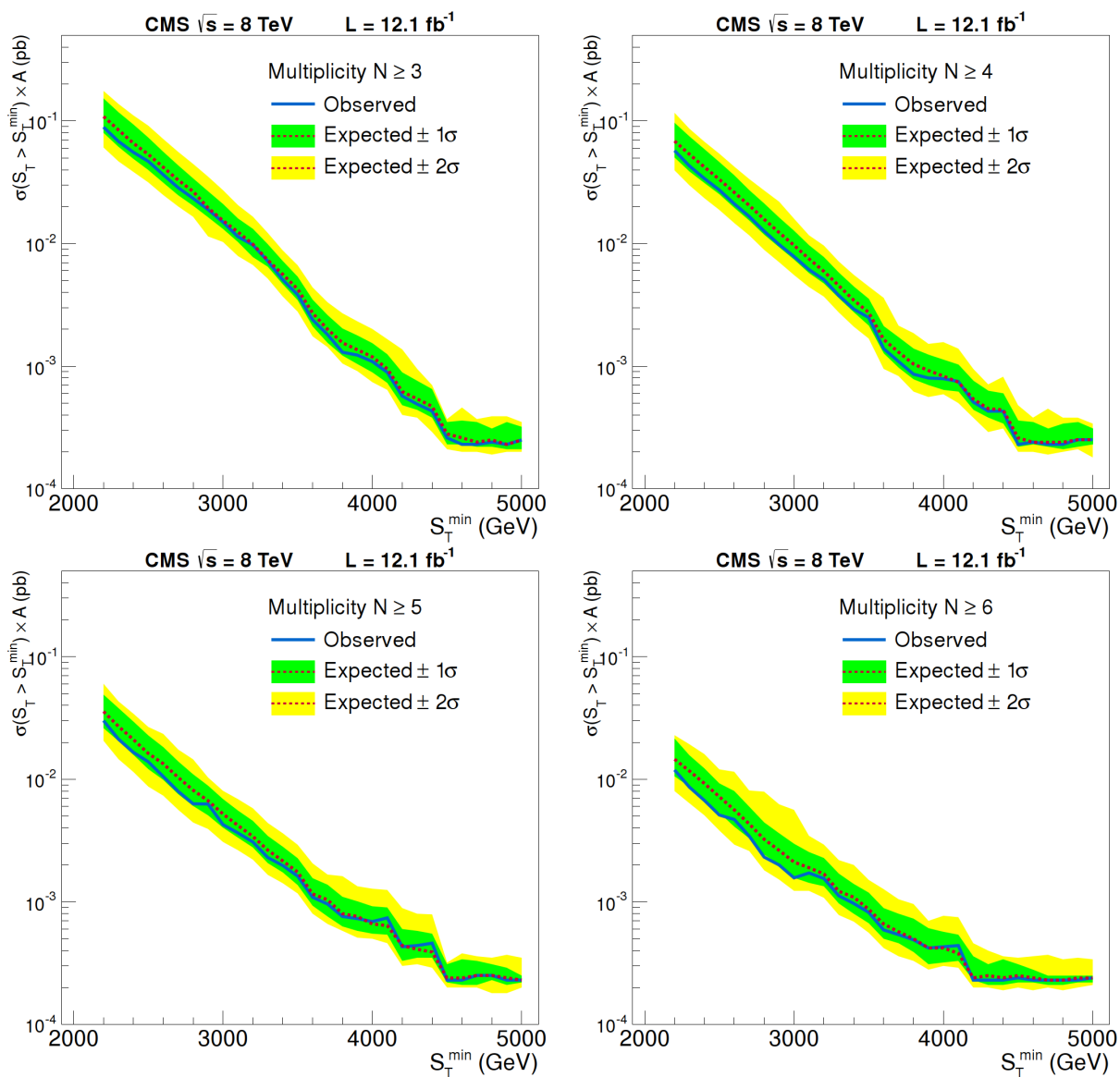
Кроме того, все результаты эксперимента CMS по поиску МЧД находятся в хорошем согласии с аналогичными результатами эксперимента ATLAS (см. табл. 7.42).

### 7.5. МОДЕЛЬНО–НЕЗАВИСИМЫЕ ПРЕДЕЛЫ

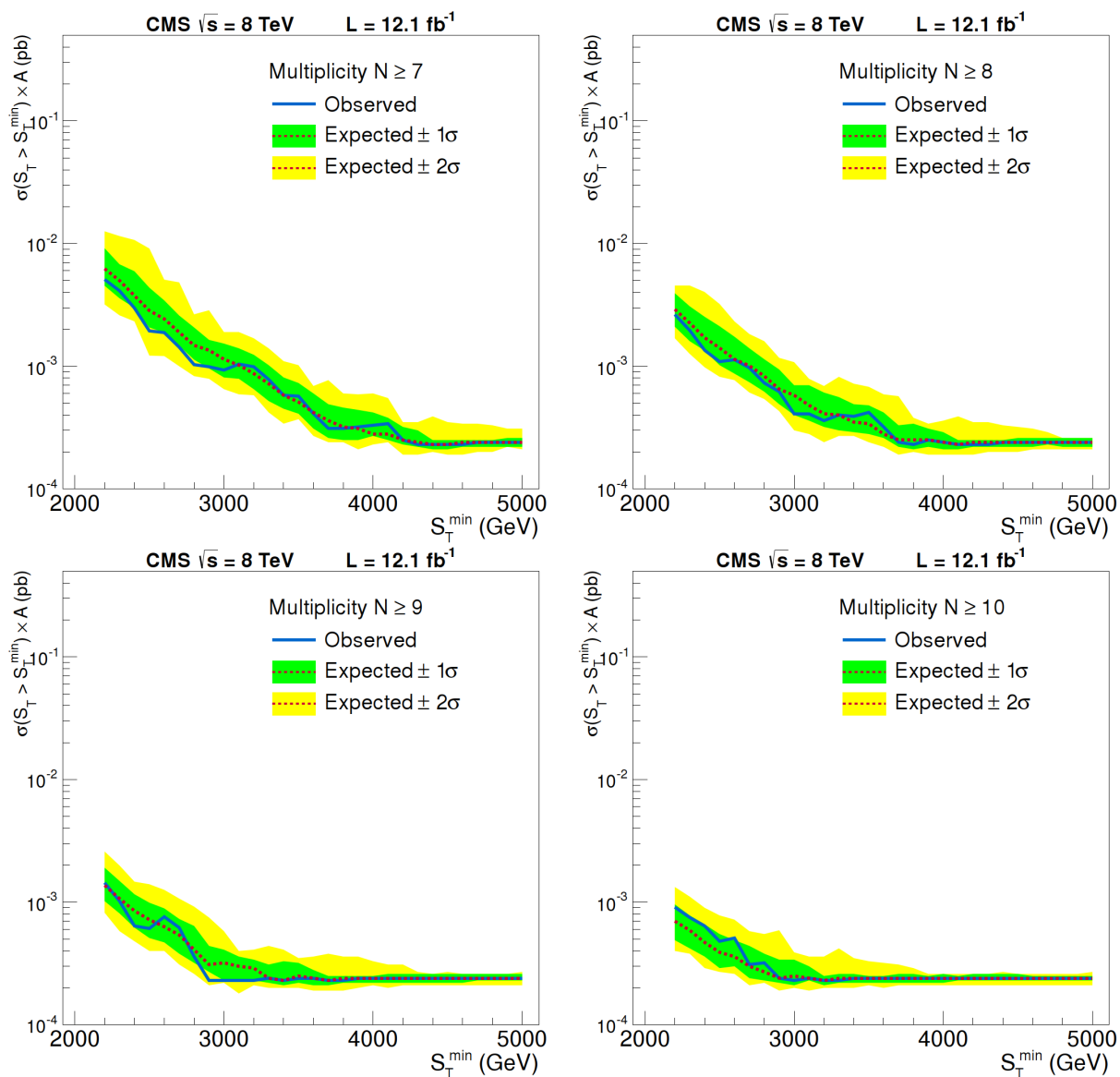
В исследовании, обсужденном выше, было проанализировано более 700 различных наборов сигнальных событий, но это далеко не охватывает все пространство модельных параметров. Анализ данных в контексте всех возможных сценариев практически нереализуем. Поэтому, учитывая значительную модельную зависимость сечений образования МЧД и ее эволюции, нецелесообразно проверять все различные наборы модельных параметров для всех сценариев, реализованных в современных генераторах МЧД. Кроме того, некоторые выборы значений параметров дают ненаблюдаемо малые сечения таких процессов на ЛНС.

Вместо этого, удобно представить результаты нашего исследования независимым от модели способом, который позволил бы другим исследователям проверять любые сценарии с использованием информации МК на уровне партонов (возможно, дополненной моделированием «отклика» детектора). Чтобы облегчить такой подход, были получены модельно–независимые пределы на сечение множественного рождения частиц в рамках СМ (с учетом эффективности аксептанса детекторных систем  $A$ ) в области значений  $S_T$  от 1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью  $N \geq 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$  (рис. 7.177 и 7.178). Все результаты также получены с использованием модифицированного метода вычисления статистической достоверности  $CL_s$  [270].

Пересечение полученных пределов с теоретическими предсказаниями для сечений (с учетом параметров отбора, используемых в анализе) будут давать ограничения для других сценариев новой физики, приводящих к подобным многочастичным конечным состояниям. Величина модельно–независимого сечения (95% CL) составляет всего 0.2 фбн (0.6 фбн для  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ ) при значении  $S_T$  более 4.5 ТэВ, т. е. в области, где не было обнаружено экспериментальных событий.



**Рис. 7.177.** Модельно-независимый верхний предел (95% CL) на сечения множественного рождения частиц с  $S_T > S_T^{\min}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в зависимости от  $S_T^{\min}$  для значений множественности (фотоны, электроны, мюоны и струй): (а)  $N \geq 3$ , (б)  $N \geq 4$ , (в)  $N \geq 5$ , (г)  $N \geq 6$  [88]. Экспериментальный предел показан сплошной линией, а ожидаемый в СМ — пунктирной. Закрашенные области соответствуют неопределенности ожидаемого предела в границах одного ( $\pm 1\sigma$ ) и двух ( $\pm 2\sigma$ ) среднеквадратичных отклонений.



**Рис. 7.178.** Модельно–независимый верхний предел (95% CL) на сечения множественного рождения частиц с  $S_T > S_T^{\min}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в зависимости от  $S_T^{\min}$  для значений множественности (фотоны, электроны, мюоны и струй): (а)  $N \geq 7$ , (б)  $N \geq 8$ , (в)  $N \geq 9$ , (г)  $N \geq 10$  [88]. Экспериментальный передел показан сплошной линией, а ожидаемый в СМ — пунктирной. Закрашенные области соответствуют неопределенности ожидаемого предела в границах одного ( $\pm 1\sigma$ ) и двух ( $\pm 2\sigma$ ) среднеквадратичных отклонений.

## 7.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 7

Глава 7 посвящена изучению процессов множественного рождения жестких частиц при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ и поиску сигналов от микроскопических черных дыр и других связанных с ними объектов. Результаты, обсуждаемые в Главе 7, опубликованы в работах [88, 89, 90, 92, 91], см. также обзоры [46, 48, 47]. Основные выводы по материалам Главы 7 можно сформулировать как:

- Модельно-независимым способом проведены измерения верхних пределов (95% CL) сечений процессов множественного рождения частиц в области значений полной поперечной энергии  $S_T$  от 1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью  $N \geq 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ .
- В канале множественного рождения частиц проведен экспериментальный поиск сигналов микроскопических черных дыр. Измерены верхние пределы (95% CL) на сечения процессов образования квазиклассических и квантовых микроскопических черных дыр, а также струнных шаров в различных модельных предположениях, что позволило в рамках моделей низкоэнергетической гравитации установить ограничения (95% CL) в пространстве модельных параметры (массы объектов, фундаментальный масштаб  $M_D$  и число дополнительных измерений  $n$ ).

Все основные результаты, полученные в ходе исследований, включались в регулярные обзоры по физике частиц Particle Data Group за 2012–2018 гг. [134].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

- Предложена, обоснована и детально разработана программа физических исследований эксперимента CMS по проверке стандартной модели и поиску новой физики в канале с парой мюонов в конечном состоянии, образующихся в столкновениях пучков протонов при энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ в с.ц.м. В рамках этих работ получены следующие результаты:
  1. С учетом влияния взаимной невыравненности детекторных систем установки CMS и специфики взаимодействия мюонов высоких энергий с веществом установки разработаны и оптимизированы методы онлайн и оффлайн отбора мюонных пар с значениями инвариантной массы до нескольких ТэВ/ $c^2$ .
  2. На данных Монте–Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле проведен широкомасштабный тест программного обеспечения CMS для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами до нескольких ТэВ/ $c$ .
  3. Впервые продемонстрирована возможность экспериментального измерения сечения процесса Дрелла–Яна и пространственной асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких ТэВ/ $c^2$ , которые были недоступны для измерения до ЛНС. Разработаны методики измерения сечения процесс Дрелла–Яна и пространственной асимметрии вылета мюона, включая методы подавления фоновых процессов и коррекцию систематических эффектов, способы оценки экспериментальной систематической погрешности.
  4. Рассчитаны теоретические погрешности вычислений сечений процессов Дрелла–Яна, связанные с неточным знанием функций распределения кварков и глюонов, неоднозначности выбора шкалы КХД, конечной точностью определения бегущей константы связи КХД.
  5. С учетом влияния систематических эффектов, связанных с регистрирующей аппаратурой, методов отбора и реконструкции мюонов, и точности теоретических вычислений впервые показана возможность наблюдения сигналов от многомерной гравитации, предсказываемых сценарием с большими дополнительными измерениями (модель ADD).

Разработана методика поиска сигналов новой физики нерезонансного типа в канале с парой мюонов в конечном состоянии.

6. С учетом влияния систематических эффектов, связанных с регистрирующей аппаратурой, методов отбора и реконструкции мюонов, и точности теоретических вычислений впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 2 на примере модели многомерной гравитации RS1, основанной на гипотезе «стянутых» дополнительных пространственных измерений с метрикой многомерного пространства анти-де Ситтера  $AdS_5$  (4 пространственных измерения + 1 временное). Также впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 1 на примере предсказаний расширенных калибровочных моделей, основанных на группах ТВО  $E_6$  и  $SO(10)$ . Разработана методика поиска сигналов новых резонансных состояний со спином 2 и спином 1 в канале с парой мюонов в конечном состоянии.
- Реализация и развитие программы физических исследований эксперимента CMS по проверке стандартной модели и поиску новой физики в канале с парой мюонов в конечном состоянии была развита во время обработки и анализа экспериментальных данных, полученных коллаборацией CMS на пучках сталкивающихся протонов при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ в с.ц.м во время первого этапа работы LHC (RUN1) в 2011 г. и 2012 г. В рамках этих работ получены следующие результаты:
  7. Впервые измерены дифференциальные сечения  $d\sigma/dm$  процесса Дрелла-Яна в области инвариантных масс от 15 до 2000 ГэВ/ $c^2$  и дважды дифференциальное сечение  $d\sigma/dmdy$  в области инвариантных масс от 20 до 1500 ГэВ/ $c^2$  и диапазоне быстрот  $\eta \leq 2.4$ . Измерения дважды дифференциальных сечений покрывает диапазон значений масштабной переменной Бьеркена  $0.0003 < x_{\pm} < 1.0$  и характерного масштаба взаимодействий  $600 < Q^2 < 750000$  ГэВ/ $c^2$ . Дифференциальные сечения  $d\sigma/dm$  измерены в более широком диапазоне  $300 < Q^2 < 3000000$  ГэВ/ $c^2$ . Измерена энергетическая зависимость сечений  $d\sigma/dm$  и  $d\sigma/dmdy$ .
  8. С рекордной точностью измерены инклюзивные сечения рождения  $Z^0$ -бозона  $\sigma_Z = 986.4 \pm 0.6$  (стат.)  $\pm 5.9$  (сист.)  $\pm 21.7$  (теор.)  $\pm 21.7$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ/ $c^2$  и  $\sigma_Z = 1138 \pm 8$  (эксп.)  $\pm 25$  (теор.)  $\pm 30$  (свет.) пбн при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ/ $c^2$ .
  9. Впервые измерены значения пространственной асимметрии вылета лептонов  $A_{FB}$  в интервале значений инвариантной массы лептонной пары  $40 \leq m \leq 2000$  ГэВ/ $c^2$  и в четырех интервалах абсолютного значения быстроты пары  $|y|$ : 0–1, 1–1.25, 1.25–1.5, 1.5–2.4. Впервые в канале с па-

рой мюонов измерено значение эффективного угла Вайнберга  $\sin^2\theta_{\text{эф}}$ , которое составило  $0.2287 \pm 0.0020$  (стат.)  $\pm 0.0025$  (сист.).

10. Установлены верхний предел на сечение нейтральных калибровочных бозонов расширенного калибровочного сектора  $Z'$  и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 1 в зависимости от констант связи моделей расширенной калибровочной группы  $E_6$  и симметричной «лево–правой» модели.
11. Установлен верхний предел на сечение калуца–клейновских возбужденных состояний многомерного гравитона  $G_{KK}$  и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 2 в зависимости от констант связи модели дополнительных пространственных измерений с метрикой анти–де Ситтера (Рэндалл–Сандрум, тип 1).
12. Установлен верхний предел на сечение процесса рождения пар мюонов с виртуальным обменом гравитонами  $G_{KK}$  и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на ультрафиолетовый масштаб обрезания  $\Lambda_T$  и масштаб обрезания  $M_S$  в зависимости от числа дополнительных измерений  $n$  модели ADD.
13. Впервые модельно–независимым способом проведены измерения верхних пределов (95% CL) сечений процессов множественного рождения частиц в области значений полной поперечной энергии  $S_T$  от 1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью  $N \geq 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ .
14. Впервые в коллайдерных экспериментах измерены верхние пределы (95% CL) на сечения процессов образования квазиклассических и квантовых микроскопических черных, а также струнных шаров в различных модельных предположениях. Впервые получены ограничения на пространство параметров (массы объектов, фундаментальный масштаб  $M_D$  и число дополнительных измерений  $n$ ) модели низкоэнергетической гравитации ADD.

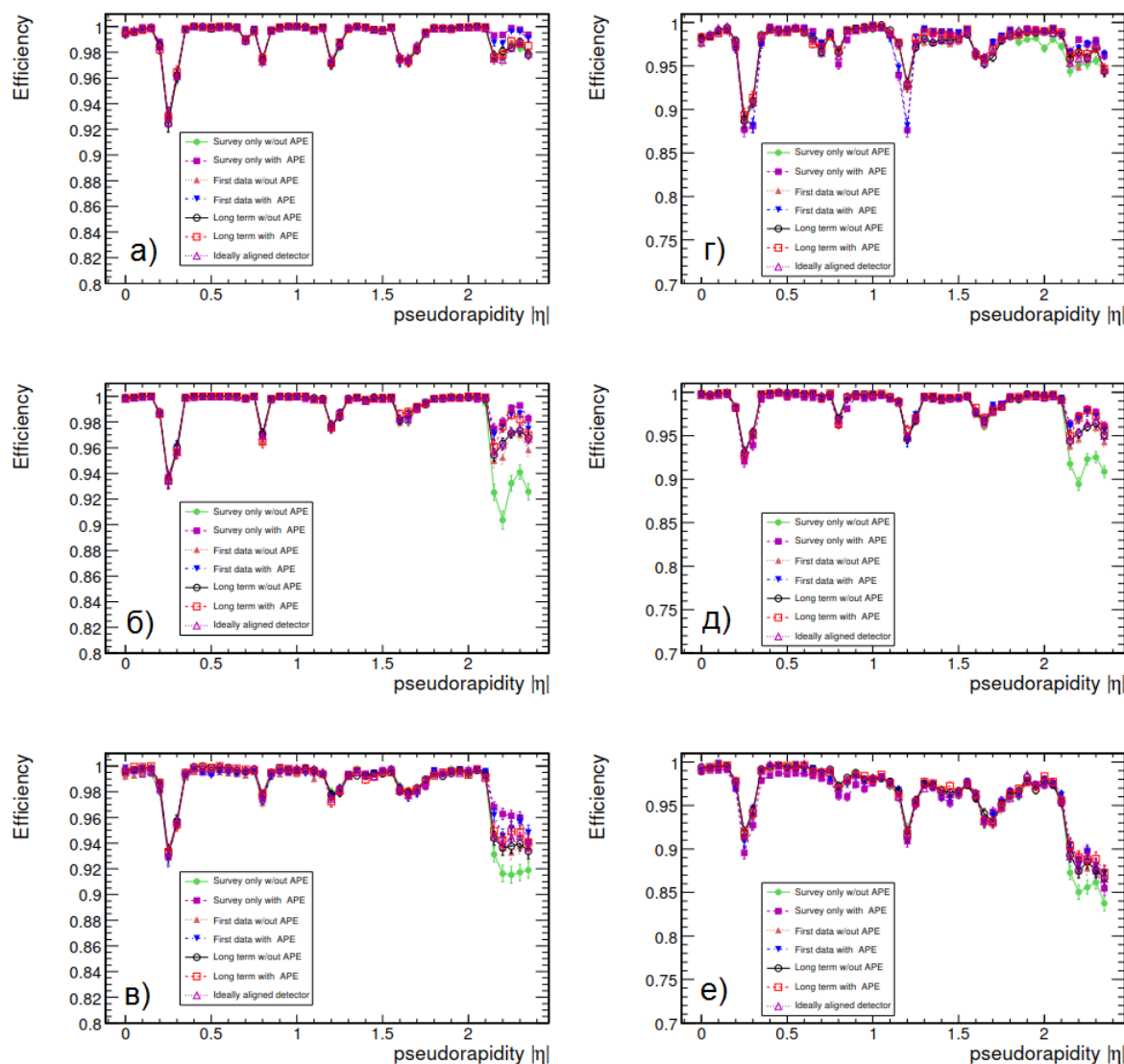


# БЛАГОДАРНОСТИ

## ПРИЛОЖЕНИЕ А. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ И ОТБОРА МЮОНОВ В СЦЕНАРИЯХ НЕВЫРАВНЕННОСТИ

### ВЛИЯНИЕ НА РЕКОНСТРУКЦИЮ SA И GMR

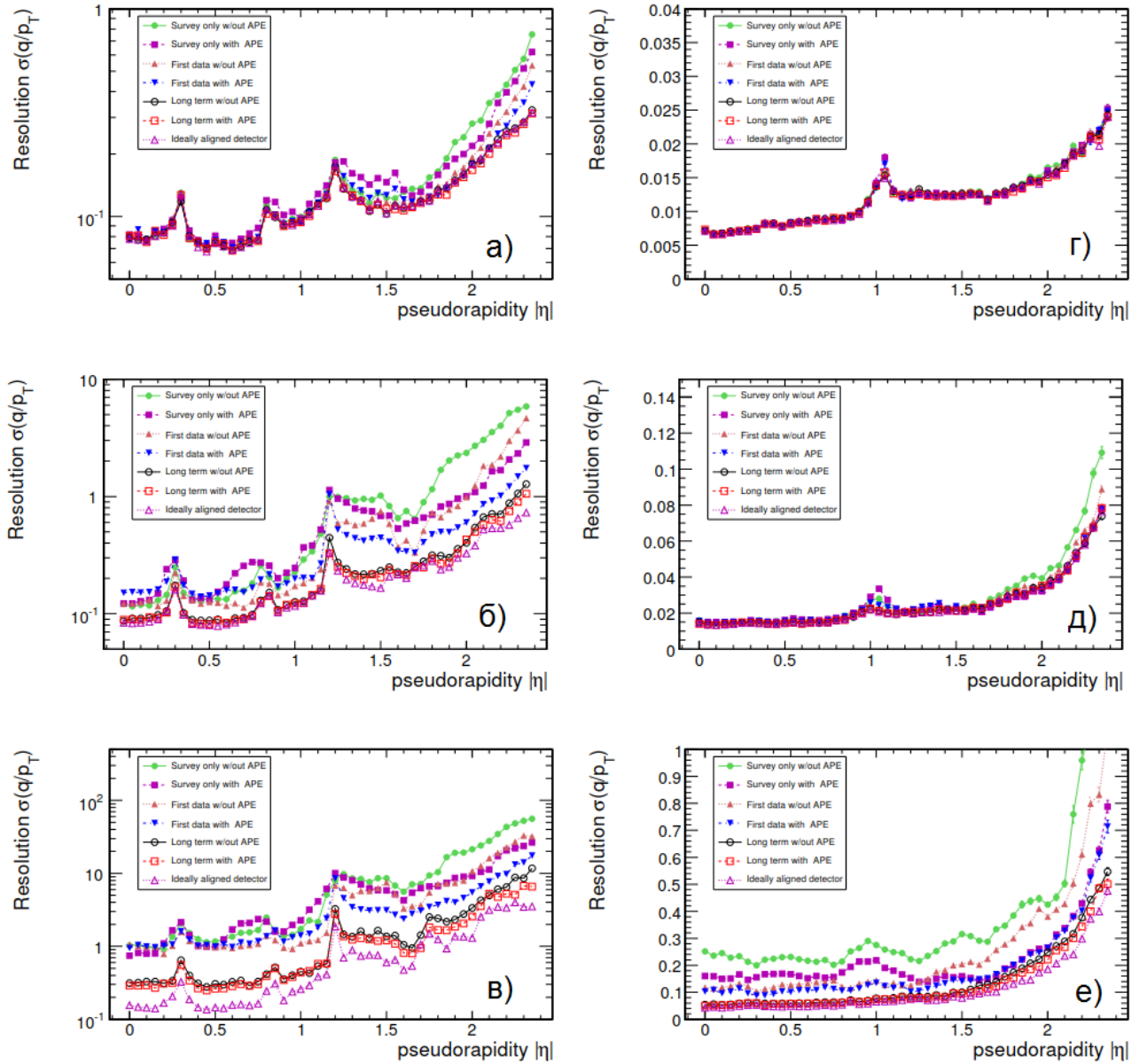
На рисунке А.1 приведено сравнение эффективностей оффлайн-реконструкции одиночных мюонов с  $p_T = 10, 100, 1000$  ГэВ/с для разных сценариев невыравниваемости детекторных систем (НДС) с учетом и без учета ошибок их позиционирования (APE).



**Рис. А.1.** Эффективность алгоритмов оффлайн-реконструкции (слева) SA и (справа) GMR для идеального выравнивания и различных сценариев невыравниваемости. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а, г) 10 ГэВ/с, (б, д) 100 ГэВ/с и (в, е) 1000 ГэВ/с [52].

Влияние НДС на эффективность незначительно почти во всех областях  $p_T$  и  $\eta$ . В сценарии Survey Only без учета APE наблюдается незначительное падение эффективности при очень больших значениях  $\eta$  для довольно жестких мюонов с  $p_T = 100$  и  $1000$  ГэВ/с. При учете APE эффективность заметно улучшается.

На рисунке А.2 приведено сравнение разрешения по поперечному импульсу алгоритмов оффлайн-реконструкции одиночных мюонов с  $p_T = 10, 100, 1000$  ГэВ/с для разных сценариев НДС с учетом и без учета ошибок APE.



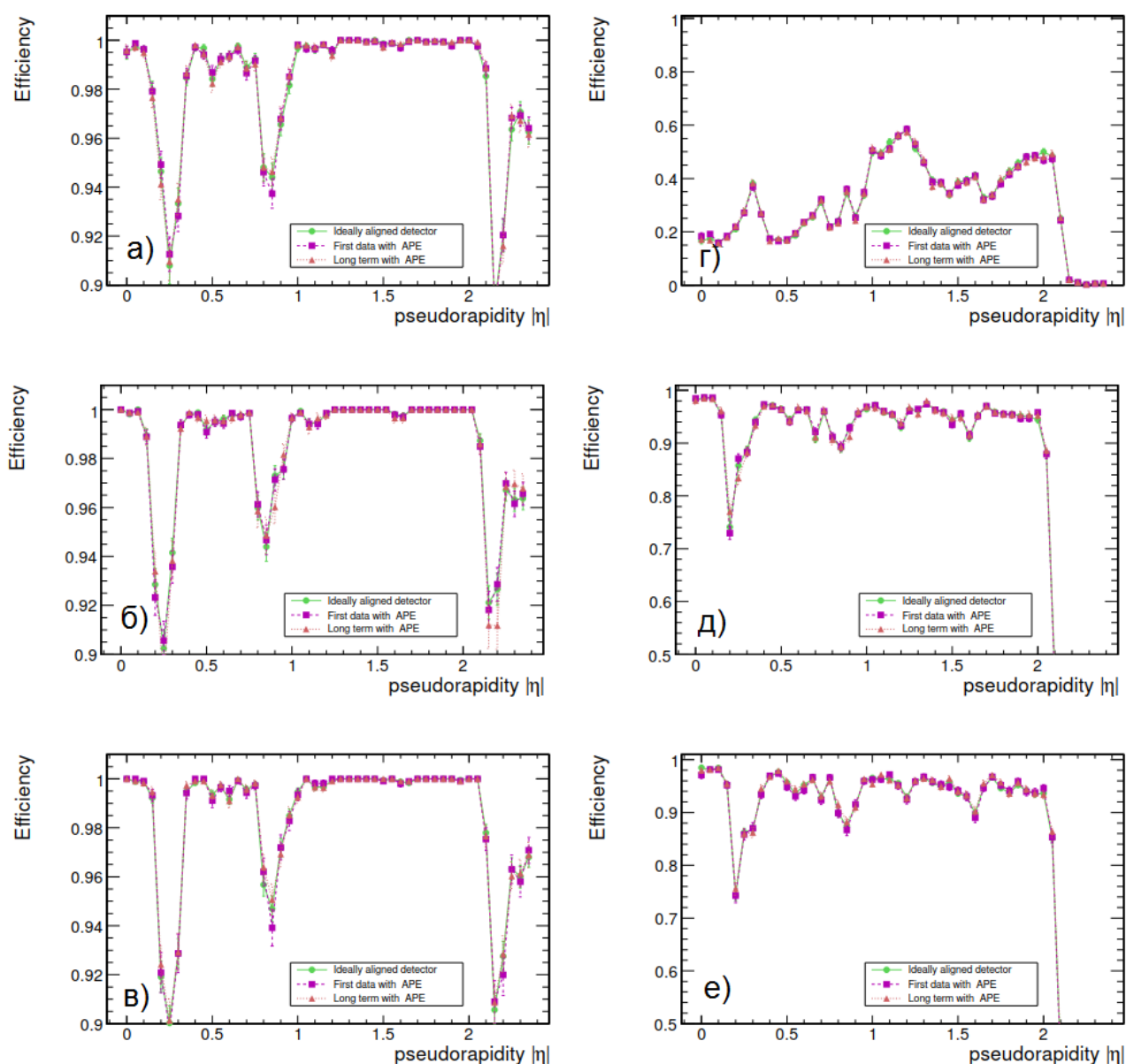
**Рис. А.2.** Разрешение по поперечному импульсу алгоритмов оффлайн-реконструкции (слева) SA и (справа) GMR для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а, г) 10 ГэВ/с, (б, д) 100 ГэВ/с и (в, е) 1000 ГэВ/с [52].

Для алгоритма SA влияние НДС в области больших  $\eta$  существенно даже при малых значениях  $p_T$ . Учет APE уменьшает этот эффект, но падение разрешения остается значительным. Однако в сценарии Long Term разрешение улучшается для всех значений  $p_T$ , кроме самых жестких (1000 ГэВ/с). В этом случае относительное падение разрешения достигает 50%.

Для алгоритма GMR исследуемый эффект незначителен в области небольших  $p_T$  и мал в области промежуточных  $p_T$  (заметен только для сценария Survey Only). В наиболее пессимистичном случае, Survey Only без APE, разрешение для жестких ТэВ-ных мюонов сильно деградирует, а в наиболее оптимистичном, Long Term с APE, разрешение близко к идеальному (наблюдается относительное падение на 15% в области больших  $\eta$ ).

**ВЛИЯНИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТРИГГЕРОВ LEVEL-1, LEVEL-2, LEVEL-3**

На рисунке А.3 приведено сравнение эффективности отбора событий с одиночными мюонами с  $p_T = 10, 100, 1000$  ГэВ/с триггером Level-1 для разных сценариев НДС. Показаны результаты для случая отбора событий без порога на  $p_T$  и с использованием требования  $p_T > 14$  ГэВ/с (что соответствует критериям отбора при низкой светимости).



**Рис. А.3.** Эффективность триггера Level-1: (слева) без порогов на  $p_T$  и (справа) с  $p_T > 14$  ГэВ/с для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а, г) 10 ГэВ/с, (б, д) 100 ГэВ/с и (в, е) 1000 ГэВ/с [52].

На рисунке А.4 приведено сравнение эффективности отбора событий с одиночными мюонами с  $p_T = 10, 100, 1000$  ГэВ/с триггерами Level-2 и Level-3 для разных сценариев НДС. Показаны результаты для случая отбора событий без порога на  $p_T$ .

Во всех случаях (Level-1, Level-2 и Level-3) влияния НДС на эффективность отбора не наблюдается.

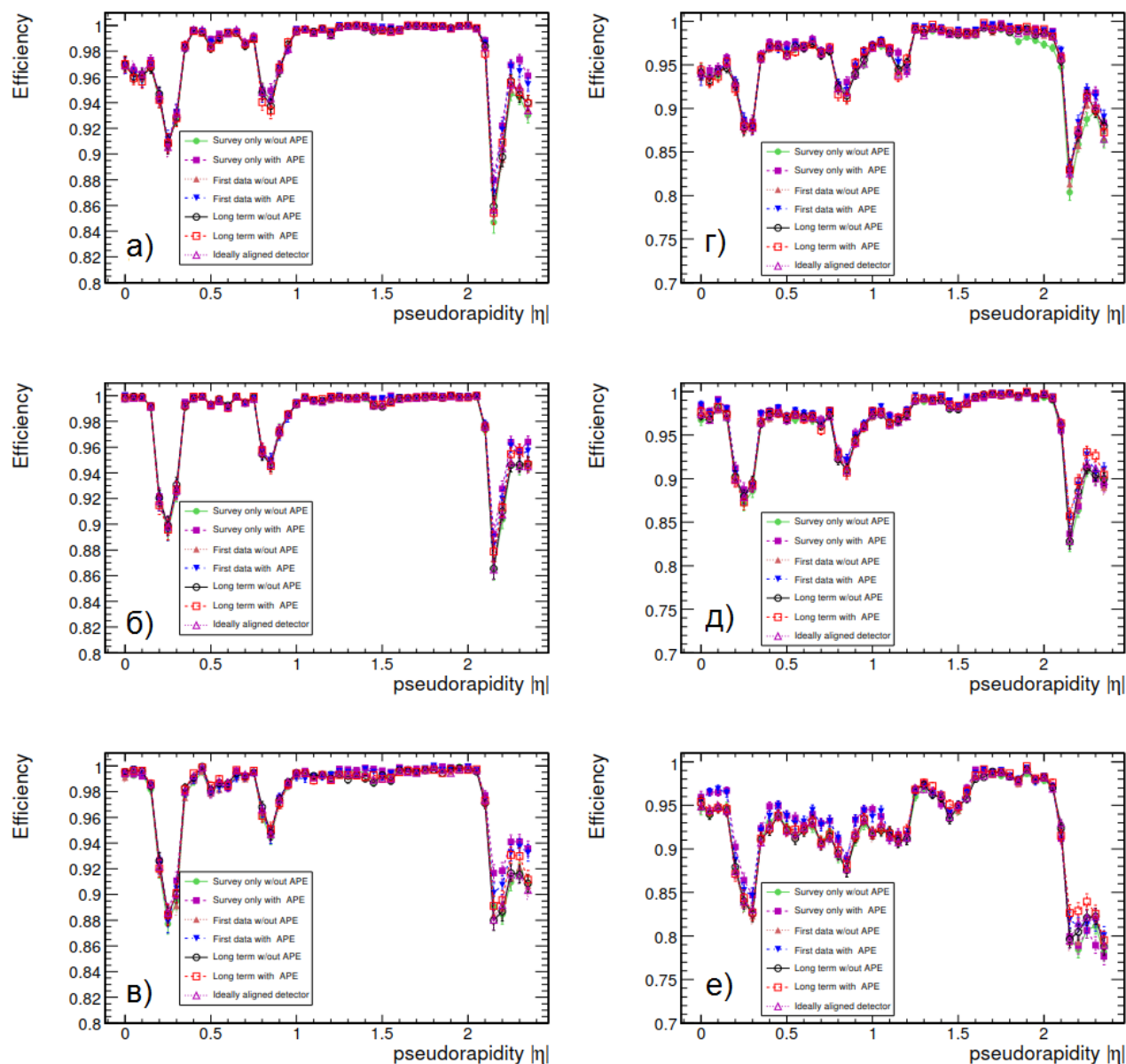


Рис. А.4. Эффективность триггера (слева) Level-2 и (справа) Level-3 для идеального выравнивания и различных сценариев невыравнивания. Приведены результаты для одиночных мюонов с поперечными импульсами (а, г) 10 ГэВ/с, (б, д) 100 ГэВ/с и (в, е) 1000 ГэВ/с [52].

## ВЛИЯНИЕ НА РЕКОНСТРУКЦИЮ ИНВАРИАНТНОЙ МАССЫ ПАРЫ МЮНОВ

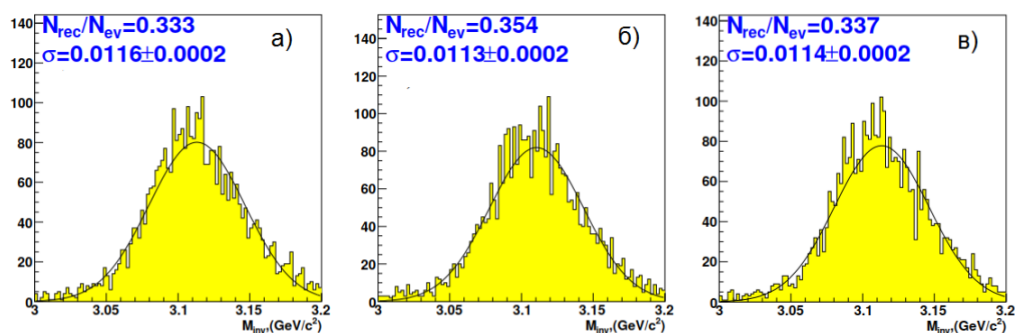


Рис. А.5. Распределение по реконструированной инвариантной массе для  $J/\psi$ -мезонов из распадов  $B_S^0 \rightarrow J/\psi\phi$  в случае (а) идеального выравнивания, (б) сценария First Data и (в) сценария Long Term [52].

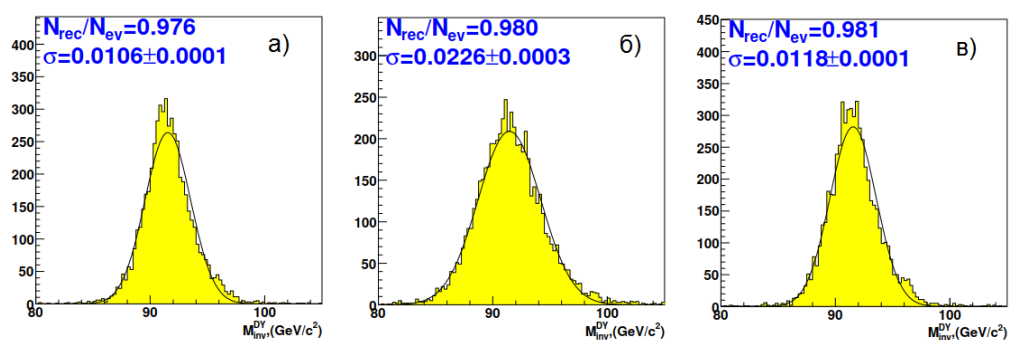


Рис. А.6. Распределение по реконструированной инвариантной массе для процессов Дрелла–Яна в случае (а) идеального выравнивания, (б) сценария First Data и (в) сценария Long Term [52].

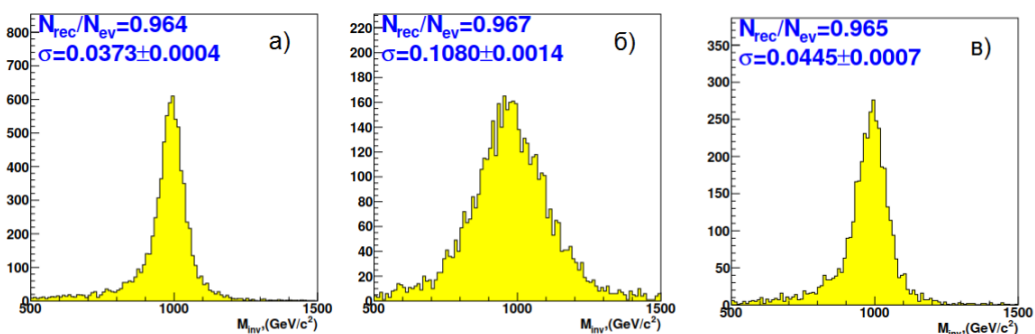


Рис. А.7. Распределение по реконструированной инвариантной массе для гипотетических калибровочных бозонов  $Z'$  в случае (а) идеального выравнивания, (б) сценария First Data и (в) сценария Long Term [52].

**Приложение Б. Фоновые процессы при  $\sqrt{s} = 14$  ТЭВ**

В таблицах (Б.1, Б.2, Б.3) приведены сечения процессов в главном порядке ТВ, являющихся фоновыми по отношению к рождению пар мюонов в процессе Дрелла–Яна, в различных интервалах переданного поперечного импульса  $\hat{p}_T$ . Также указаны сгенерированное число событий и вес событий  $\omega_i$ , прошедших условия отбора после полного моделирования и реконструкции событий. Моделирование осуществлялось с помощью пакета RUTHIA6.

**Таблица Б.1.** Сечения, число сгенерированных событий и вес данных событий  $\omega$  для процессов рождения двух струй КХД [53].

Диапазон $\hat{p}_T$ , ГэВ/ $c$	Сечение	Число событий	Вес $\omega$
0–15	55 мбн	750 000	$3.8 \times 10^5$
15–20	1.46 мбн	1 250 000	$8.8 \times 10^4$
20–30	0.63 мбн	2 500 000	$2.4 \times 10^4$
30–50	0.163 мбн	2 500 000	$6.4 \times 10^3$
50–80	21.6 мкбн	2 500 000	$8.6 \times 10^2$
80–120	3.08 мкбн	1 250 000	$2.6 \times 10^2$
120–170	494 нбн	1 250 000	40
170–230	101 нбн	1 250 000	8.7
230–300	24.5 нбн	1 250 000	2.0
300–380	6.24 нбн	1 250 000	$5.3 \times 10^{-1}$
380–470	1.78 нбн	1 250 000	$1.5 \times 10^{-1}$
470–600	683 пбн	1 250 000	$5.6 \times 10^{-2}$
600–800	204 пбн	500 000	$4.1 \times 10^{-2}$
800–1000	35.1 пбн	100 000	$3.5 \times 10^{-2}$
1000–1400	10.9 пбн	30 000	$3.6 \times 10^{-2}$
1400–1800	1.6 пбн	30 000	$5.3 \times 10^{-3}$
1800–2200	145 фбн	20 000	$473 \times 10^{-4}$
2200–2600	23.8 фбн	10 000	$2.4 \times 10^{-2}$
2600–3000	4.29 фбн	10 000	$4.3 \times 10^{-5}$
3000–3500	0.844 фбн	10 000	$8.4 \times 10^{-6}$
3500– $\infty$	0.108 фбн	10 000	$1.1 \times 10^{-6}$

**Таблица Б.2.** Сечения, число сгенерированных событий и вес данных событий  $\omega$  для процесса  $\gamma + jet$  [53].

Диапазон $p_T$ , ГэВ/ $c$	Сечение	Число событий	Вес $\omega$
0–15	0.17 мбн	500 000	56667
15–20	257 нбн	500 000	49.423
20–30	132 нбн	500 000	22
30–50	41 нбн	500 000	8.0392
50–80	7.2 нбн	500 000	1.3846
80–120	1.3 нбн	500 000	0.2453
120–170	275 пбн	500 000	0.0491
170–300	87 пбн	200 000	0.0435
300–500	8.2 пбн	30 000	0.0273
500–7000	0.87 пбн	30 000	0.0029

**Таблица Б.3.** Сечения, число сгенерированных событий и вес данных событий  $\omega$  для процессов  $W + jet$ ,  $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ,  $t\bar{t}$  и  $\mu + X$  [53].

Процесс	Сечение	Число событий	Вес $\omega$
$W + 0 jet$	45000 пбн	8 796 412	0.51
$W + 1 jet p_T^W \in (10, 100) \text{ ГэВ}/c^2$	9200 пбн	9 088 026	0.10
$W + 1 jet p_T^W \in (100, 300) \text{ ГэВ}/c^2$	250 пбн	247 013	0.10
$W + 2 jet p_T^W \in (0, 100) \text{ ГэВ}/c^2$	2500 пбн	2 380 315	0.11
$W + 2 jet p_T^W \in (100, 300) \text{ ГэВ}/c^2$	225 пбн	287 472	0.08
$W + 3 jet p_T^W \in (0, 100) \text{ ГэВ}/c^2$	590 пбн	352 855	0.17
$W + 3 jet p_T^W \in (100, 300) \text{ ГэВ}/c^2$	100 пбн	117 608	0.090
$W + 4 jet p_T^W \in (0, 100) \text{ ГэВ}/c^2$	125 пбн	125 849	0.098
$W + 4 jet p_T^W \in (100, 300) \text{ ГэВ}/c^2$	40 пбн	39 719	0.095
$W + 5 jet p_T^W \in (0, 100) \text{ ГэВ}/c^2$	85 пбн	62 238	0.14
$W + 5 jet p_T^W \in (100, 300) \text{ ГэВ}/c^2$	40 пбн	43 865	0.090
$t\bar{t} + 0 jet$	334 пбн	1 456 646	0.023
$t\bar{t} + 1 jet$	90 пбн	361 835	0.025
$t\bar{t} + 2 jet$	19 пбн	81 215	0.023
$t\bar{t} + 3 jet$	3.2 пбн	14 036	0.023
$t\bar{t} + 4 jet$	0.8 пбн	5 352	0.015
$\mu + X$	55 мбн	20 000 000	220
$WW$	114.3 пбн	744 261	0.015
$WZ$	49.9 пбн	362 291	0.014
$ZZ$	16.1 пбн	143 113	0.011
Дрелл-Ян с $m_{\mu\mu} \geq 200 \text{ ГэВ}/c^2$	2.52 пбн	41 927	0.0035



## ПРИЛОЖЕНИЕ В. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЯ АСИММЕТРИИ

При аппроксимации распределения событий по  $\cos \theta^*$  с помощью функции (3.36) возможна корреляция между параметрами  $A_{FB}$  и  $b$ . Для исследования этого эффекта применялся коэффициент корреляции Пирсона для двух случайных величин  $x$  и  $y$ , определенный стандартным образом, как недиагональный элемент ковариационной матрицы случайных величин, нормированный на стандартные отклонения соответствующих величин:

$$\text{corr}(x, y) = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum_i^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_i^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_i^n (y_i - \bar{y})^2}}, \quad (\text{B.1})$$

где  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  — средние значения  $x$  и  $y$ , соответственно, а корреляционный момент представляет собой математическое ожидание произведения отклонений случайных величин:

$$\text{cov}(x, y) = \sum_i^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}). \quad (\text{B.2})$$

Для нашего случая ковариационная матрица величин  $A_{FB}$  и  $b$  была построена с использованием функции  $\chi^2$  (или функции максимального правдоподобия для многомерной аппроксимации)

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(h_i - y_i)^2}{h_i},$$

где  $h_i$  — число событий в  $i$ -ом интервале (бине) гистограммы распределения по  $\cos \theta^*$ , описываемого согласно

$$y(x) = \frac{3}{2(3+b)}(1 + bx^2) + A_{FB}x, \quad (\text{B.3})$$

а  $y_i$  — значение этой функции в  $i$ -ом интервале,  $x \equiv \cos \theta^*$ .

Тогда обратная ковариационная матрица может быть выписана через вторые производные  $\chi^2$

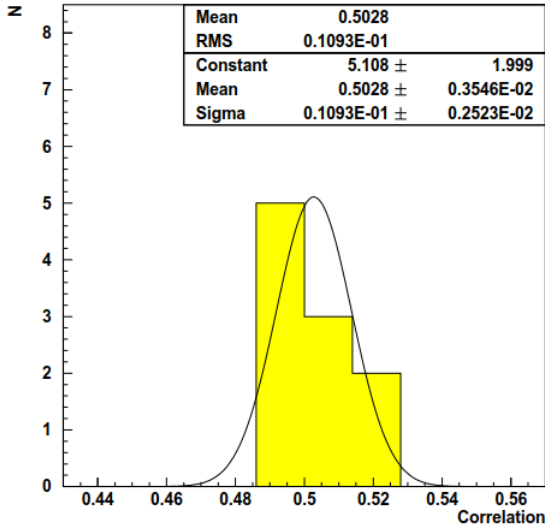
$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A_{FB}^2} = 2 \sum_i \frac{x_i^2}{h_i}, \quad \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial b^2} = 2 \sum_i \frac{d_i^2}{h_i}, \quad \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A_{FB} \partial b} = 2 \sum_i \frac{x_i d_i}{h_i}, \quad (\text{B.4})$$

$$d_i = \frac{\partial y}{\partial b} = \frac{3(3x^2 - 1)}{2(3+b)^2}$$

$$V^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A_{FB}^2} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A_{FB} \partial b} \\ \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A_{FB} \partial b} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial b^2} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Тогда коэффициент корреляции, выписанный через соотношение недиагональных и диагональных коэффициентов матрицы  $V$ , имеет вид

$$corr = \frac{V_{12}}{\sqrt{V_{11} V_{22}}}. \quad (\text{B.6})$$



**Рис. В.1.** Распределение корреляционного коэффициента между параметрами  $A_{FB}$  и  $b$  для 10 наборов данных МК [62].

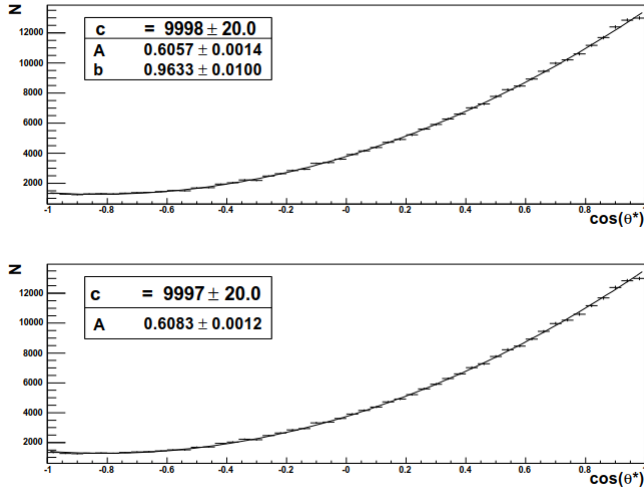
данных по  $2.5 \times 10^4$ . Усредненное значение по распределению величины  $corr$  (рис. В.1) равно 0.5028 [62].

Довольно большое значение коэффициента корреляции предполагает, что ошибка определения  $A_{FB}$  может быть уменьшена, если значение параметра  $b$  будет зафиксировано значением, предсказываемым в СМ ( $b=1$ ): аппроксимация с двумя свободными параметрами<sup>63</sup> дает значение ошибки 0.0014, а с одним — 0.0012 (см. рис. В.2).

Важным для проведения измерений обстоятельством является то, что при учете систематических эффектов коэффициент корреляции уменьшается до 0.2. Это связано с тем, что ограниченный аксептанс приводит к искажению угловых распределений, а именно — к уменьшению эффективности регистрации событий с  $\cos \theta^* \sim \pm 1$ , и, следовательно, к заужению области углов, где проводится аппроксимация.

<sup>63</sup>Исключая нормировочный коэффициент

В случае использования истинной информации о знаке  $\cos \theta^*$ , и пренебрегая влиянием аксептанса и эффективности регистрации (идеальный случай), для случая большой статистики коэффициент корреляции  $corr = 0.5$  в полном диапазоне  $x = [-1, 1]$ . Это совпадает со значением коэффициента корреляции, вычисленным с помощью программного пакета MINUIT [277]:  $corr = 0.5028$  для  $2.5 \times 10^5$  событий МК с инвариантной массой  $m_{\mu\mu} \geq 1000$  ГэВ/ $c^2$ . Стабильность этого результата была проверена путем вычисления коэффициента корреляции в 10 независимых наборах



**Рис. В.2.** Аппроксимация распределения  $\cos \theta^*$  при (*верхний*) всех свободных параметрах и (*нижний*) фиксированном значении параметра  $b=1$  [62].

В свою очередь, коэффициент корреляции сильно зависит от области аппроксимации. Кроме того, неправильное определение направления движения кварка (знака  $\cos \theta^*$ ) уменьшает наблюдаемое значение асимметрии и, как следствие, корреляционного коэффициента (табл. В.1). Таким образом, с учетом влияния систематических эффектов, параметры  $A_{FB}$  и  $b$  можно считать слабо коррелированными.

**Таблица В.1.** Коэффициенты корреляции в различных интервалах  $\cos \theta^*$  [62].

Диапазон $\cos \theta^*$	Коэфф. корреляции	$A_{FB}$	$b$
$[-1.00, 0.80]$	0.63	$0.6054 \pm 0.0016$	$0.961 \pm 0.011$
$[-1.00, 0.85]$	0.60	$0.6053 \pm 0.0016$	$0.961 \pm 0.011$
$[-1.00, 0.90]$	0.55	$0.6060 \pm 0.0015$	$0.966 \pm 0.011$
$[-1.00, 0.95]$	0.53	$0.6063 \pm 0.0014$	$0.968 \pm 0.010$
$[-1.00, 1.00]$	0.51	$0.6057 \pm 0.0014$	$0.963 \pm 0.010$
$[-0.80, 1.00]$	-0.02	$0.6043 \pm 0.0017$	$0.980 \pm 0.013$
$[-0.85, 1.00]$	0.11	$0.6043 \pm 0.0016$	$0.980 \pm 0.013$
$[-0.90, 1.00]$	0.34	$0.6051 \pm 0.0014$	$0.971 \pm 0.011$
$[-0.95, 1.00]$	0.43	$0.6056 \pm 0.0014$	$0.965 \pm 0.011$
$[-0.70, 0.70]$	-0.07	$0.6050 \pm 0.0021$	$0.996 \pm 0.020$
$[-0.75, 0.75]$	0.04	$0.6045 \pm 0.0019$	$0.992 \pm 0.018$
$[-0.80, 0.80]$	0.14	$0.6044 \pm 0.0018$	$0.981 \pm 0.016$
$[-0.85, 0.85]$	0.24	$0.6042 \pm 0.0016$	$0.980 \pm 0.014$
$[-0.90, 0.90]$	0.40	$0.6062 \pm 0.0014$	$0.971 \pm 0.011$
$[-1.00, 1.00]$	0.51	$0.6057 \pm 0.0014$	$0.963 \pm 0.010$

## ПРИЛОЖЕНИЕ Г. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА В $\mu^+\mu^-$ И $e^+e^-$ КАНАЛАХ.

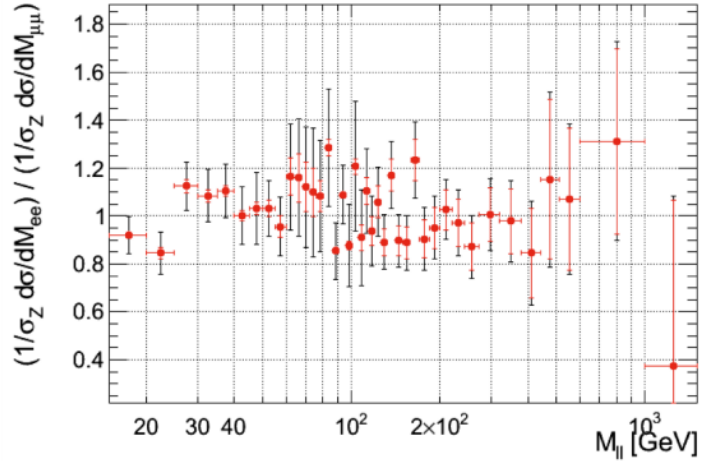
Для того, чтобы провести перекрестную проверку предсказаний Стандартной модели в каналах рождения пар лептонов разного типа ( $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ ) и иметь возможность провести корректное объединение данных для достижения большей точности измерений, необходимо убедиться в совместимости результатов в этих каналах.

На рисунке Г.1 приведено отношение дифференциального сечения  $d\sigma/m$  рождения пар мюонов ( $\mu^+\mu^-$ ) и электронов ( $e^+e^-$ ) в процессе Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Видно, что отношения между измерениями сечения в димюонном и диэлектронном каналах хорошо согласуются: значение  $\chi^2$  в большинстве интервалов не превышает 2. Комбинированное (суммарное) значение  $\chi^2/\text{n.d.f.} = 1.07$  учетом всех возможных корреляций и  $\chi^2/\text{n.d.f.} = 1.06$  без учета корреляций. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии значимых корреляций в различных массовых интервалах.

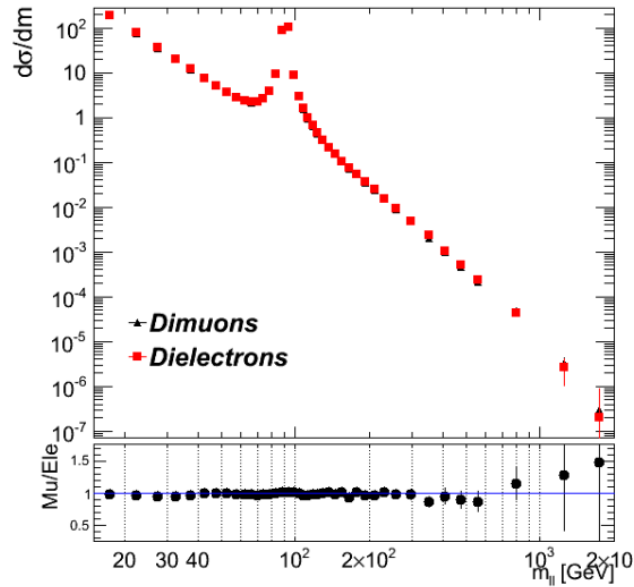
Как видно из рисунка Г.2, при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ данные в каналах с парой мюонов и парой электронов также демонстрируют хорошее согласие в пределах ошибок измерений. Величины  $\chi^2$ , демонстрирующие разницу между измеренными значениями сечения в  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$  каналах, оказались менее 2.5, а суммарное значение  $\chi^2_{\text{n.d.f.}} = 1.06$ .

Аналогичная проверка были проделана для двойного дифференциального сечения. На рисунке Г.4 продемонстрировано сравнение дифференциальных сечений  $d\sigma/dY$  рождения пар мюонов и электронов в процессе Дрелла–Яна в различных интервалах  $m$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Во всех массовых интервалах наблюдается согласие результатов в пределах ошибок. В области больших быстрот различие обычно больше. Значение  $\chi^2_{\text{n.d.f.}}$  составляет менее 1.5 во всех областях масс.

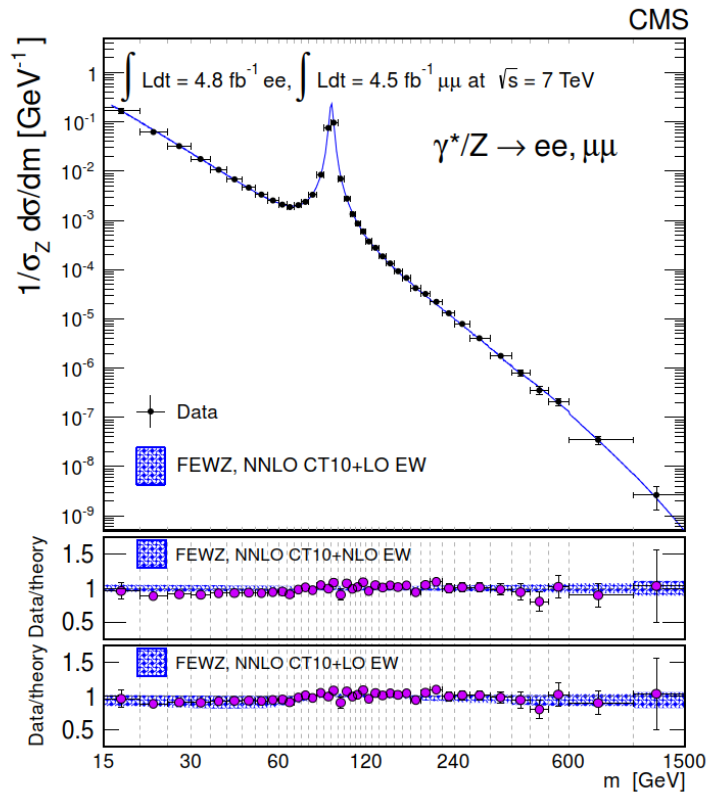
Результаты объединения данных в двух обсуждаемых каналах приведены на рисунках Г.3 и 5.136, соответственно, для  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ. Наблюдается хорошее согласие между предсказаниями теории в NNLO (FEWZ3.1 и PDF NNLO CT10) и результатами измерений дифференциальных сечений: с учетом корреляций между каналами значение  $\chi^2_{\text{n.d.f.}} = 1.1$  и 1.0 (n.d.f. = 40) для  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ соответственно.



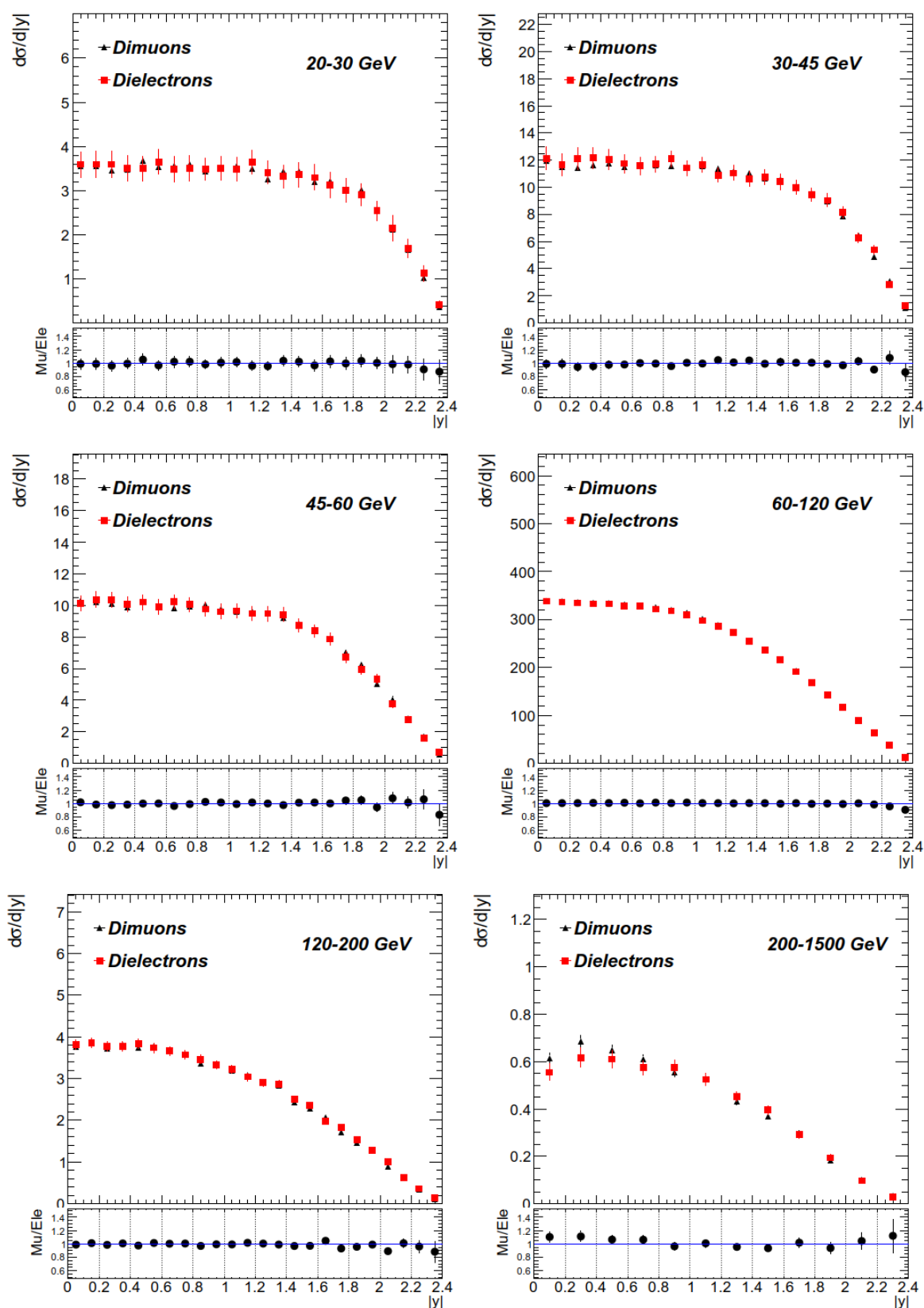
**Рис. Г.1.** Отношение дифференциальных сечений  $d\sigma/m$  рождения пар мюонов ( $\mu^+\mu^-$ ) и электронов ( $e^+e^-$ ) в процессе Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Погрешности экспериментальных данных представляют собой квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки.



**Рис. Г.2.** Сравнение дифференциальных сечений  $d\sigma/m$  рождения пар мюонов ( $\mu^+\mu^-$ ) и электронов ( $e^+e^-$ ) в процессах Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. В нижних частях рисунков представлено отношение измеренного сечения в двух независимых каналах. Погрешности экспериментальных данных представляют собой квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки.



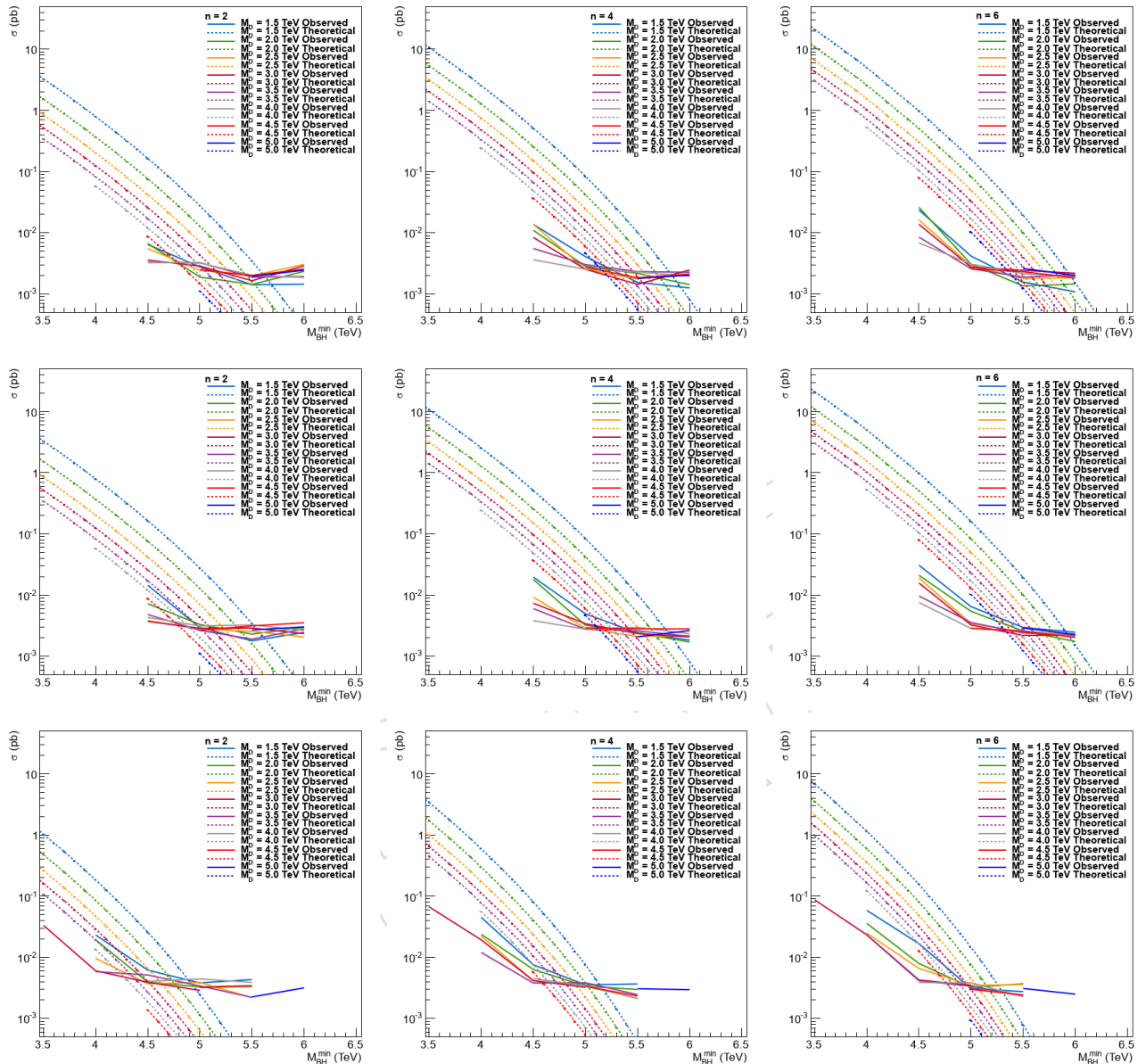
**Рис. Г.3.** Дифференциальное сечение  $1/\sigma_Z d\sigma/dm$  рождения пар мюнов и лептонов ( $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ) в процессе Дрелла–Яна при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [71]. Приведено отношение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NNLO КХД и NLO ЭС. Вычисления сделаны в FEWZ3.1 с PDF CT10. Приведены квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки. Область теоретических погрешностей включает также квадратично просуммированную статистическую погрешность вычисления в FEWZ3.1 и ошибку вычисления, связанную с PDF. Значение критерия согласия результатов измерения и теоретических предсказаний  $\chi_{n.d.f.}^2 = 1.1$  (с n.d.f. = 40).



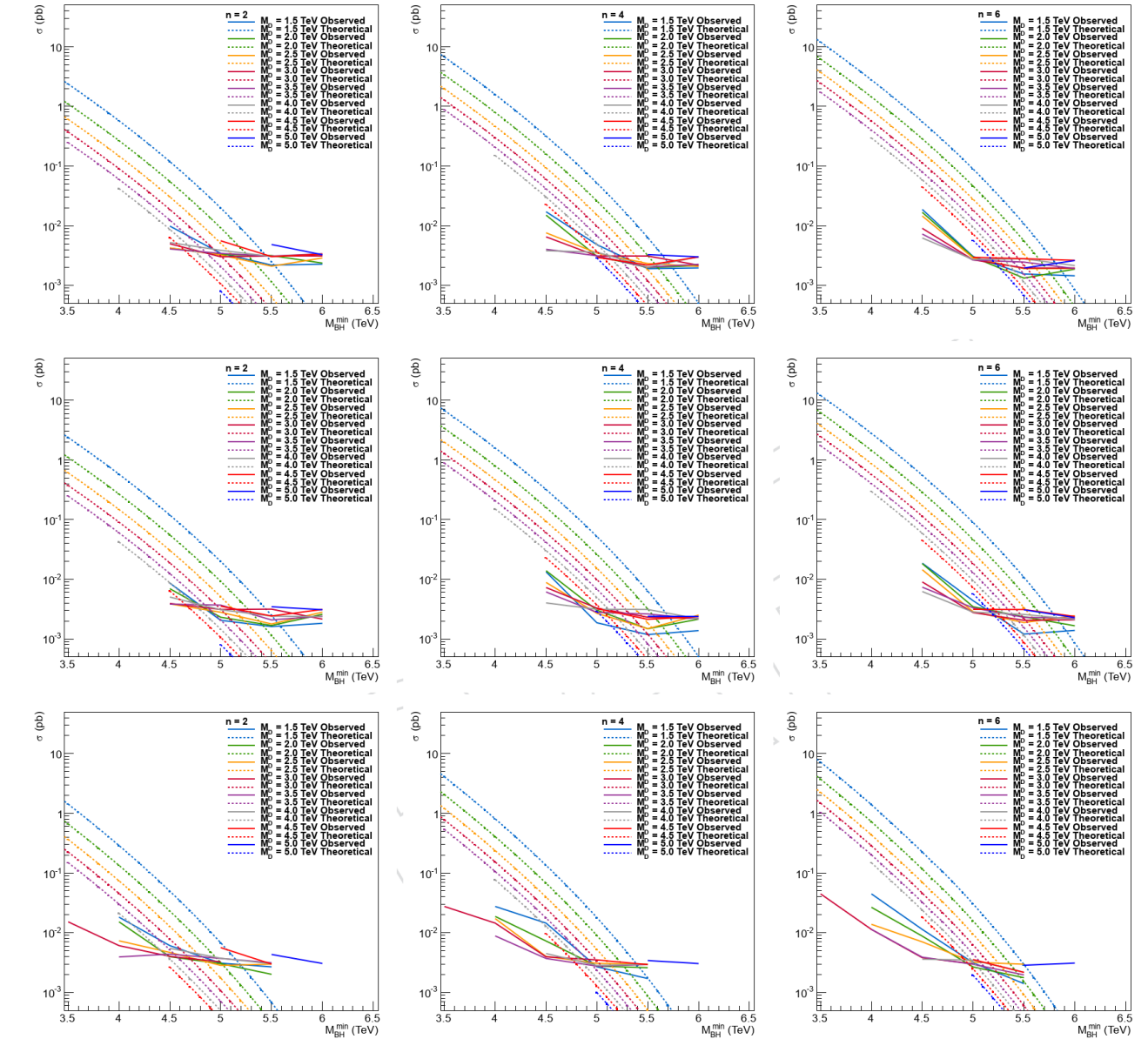
**Рис. Г.4.** Сравнение дифференциальных сечений  $d\sigma/dY$  рождения пар мюонов ( $\mu^+\mu^-$ ) и электронов ( $e^+e^-$ ) в процессе Дрелла–Яна в различных интервалах  $m$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. В нижних частях рисунков представлено отношение измеренного сечения в двух независимых каналах. Погрешности экспериментальных данных представляют собой квадратично просуммированные статистические и систематические ошибки.

ПРИЛОЖЕНИЕ Д. ПРЕДЕЛЫ НА СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ МЧД.

На рисунках Д.1, Д.2, Д.3 приведены примеры измеренных верхних пределов (95% CL) на сечения рождения квазиклассических микроскопических черных дыр в зависимости от минимальной массы  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  для числа дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$  и различных сценариев, реализованных в генераторах BLACKMAX и CHARYBDIS2. Эти пределы, вместе с теоретическими сечениями, были использованы для получения ограничений на модельные параметры: фундаментальный масштаб  $M_D$ , минимальную массу МЧД  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  и число дополнительных измерений  $n$  (эти результаты приведены в Главе 7).

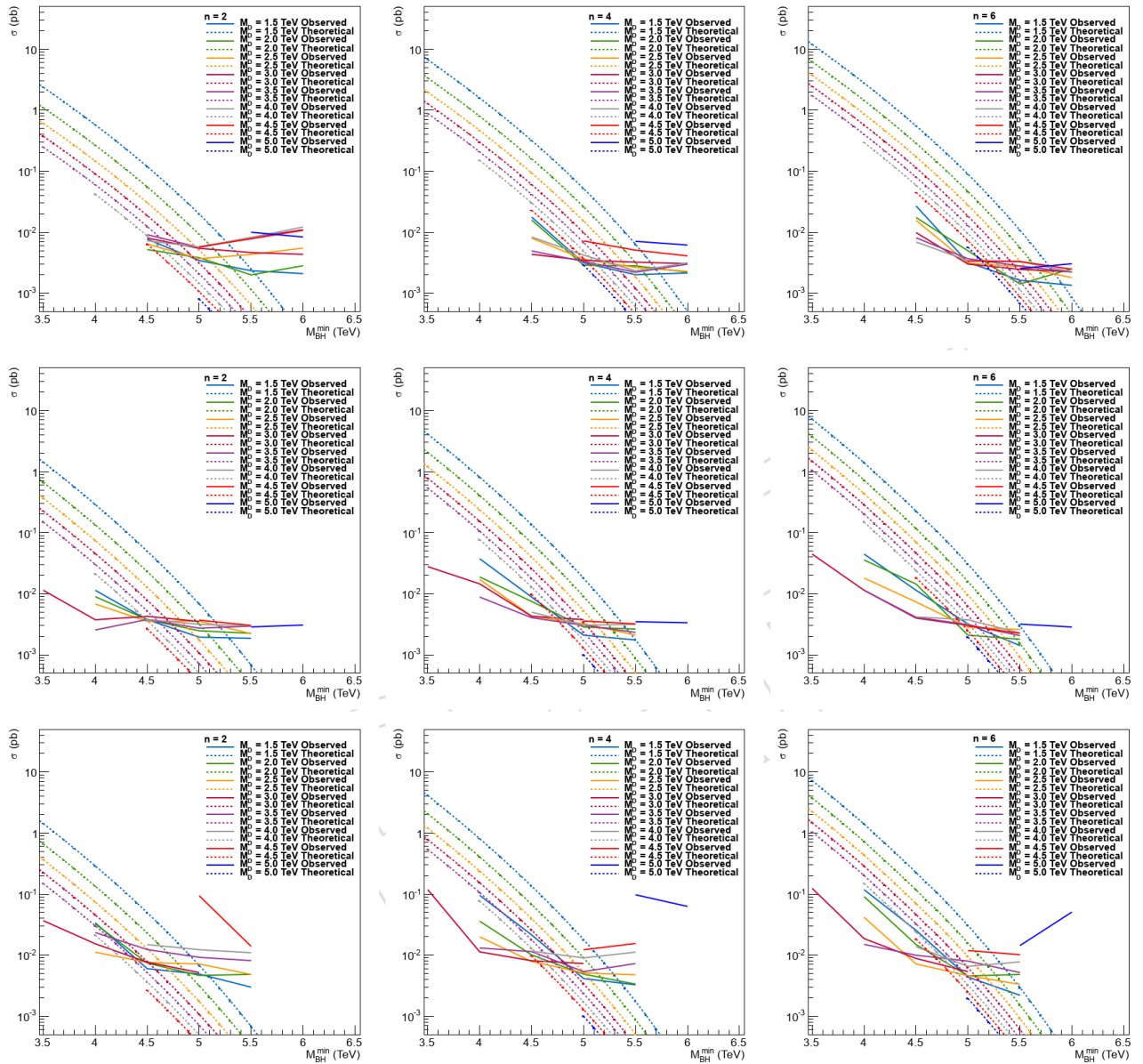


**Рис. Д.1.** Верхние пределы (95% CL) на сечение рождения квазиклассических МЧД в зависимости от минимальной массы  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  для числа дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$  и различных сценариев: (верхний ряд) шварцшильдовская МЧД, (средний ряд) керровская МЧД и (нижний ряд) керровская МЧД с 10% потерями массы и момента импульса без конечного остатка. Сечения приведены для значений фундаментального масштаба  $M_D$  от 1.5 до 5.0 ТэВ. Также показаны теоретические сечения (пунктирные линии), рассчитанные с помощью генератора BLACKMAX. Из работы [89].



**Рис. Д.2.** Верхние пределы (95% CL) на сечение рождения квазиклассических МЧД в зависимости от минимальной массы  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  для числа дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$  и различных сценариев: (верхний ряд) шварцшильдовская МЧД, (средний ряд) керровская МЧД и (нижний ряд) керровская МЧД с 10% потерями массы и момента импульса без конечного остатка. Сечения приведены для значений фундаментального масштаба  $M_D$  от 1.5 до 5.0 ТэВ. Также показаны теоретические сечения (пунктирные линии), рассчитанные с помощью генератора `SNARYBDIS2`. Из работы [89].





**Рис. Д.3.** Верхние пределы (95% CL) на сечение рождения квазиклассических МЧД в зависимости от минимальной массы  $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$  для числа дополнительных измерений  $n = 2, 4, 6$  и различных сценариев: (верхний ряд) керровская МЧД в режиме низкой множественности, (средний ряд) керровская МЧД с «кипящим» остатком и (нижний ряд) керровская МЧД со стабильным остатком. Сечения приведены для значений фундаментального масштаба  $M_D$  от 1.5 до 5.0 ТэВ. Также показаны теоретические сечения (пунктирные линии), рассчитанные с помощью генератора `CHARYBDIS2`. Из работы [89].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. Chatrchyan et al. (CMS Collab.), “The CMS experiment at the CERN LHC”, JINST **3**, S08004 (2008).
- [2] O. S. Bürning *et al.*, “LHC Design Report, v.1 : the LHC Main Ring”, Editors: O. S. Bürning *et al.*, CERN-2004-003-V-1. - Geneva: CERN, 2004, 548 pp.
- [3] G. Bayatian, S. Chatrchyan, G. Hmayakyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “CMS Physics Technical Design Report Vol.I: Detector performance and software”, CERN-LHCC-2006-001; CMS-TDR-008-1, CERN, Geneva, 2006; ISBN 978-92-9083-268-3, 521 p., pp. 332–364.
- [4] G. Bayatian, S. Chatrchyan, G. Hmayakyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance”, CERN-LHCC-2006-021; CMS-TDR-008-2, CERN, Geneva, 2006; ISBN 978-92-9083-269-0, 641 pp.; J. Phys. G: Nucl. Part. **34**, 995 (2006), pp. 1248–1252, 1448–1454.
- [5] J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, B. G. Pope and E. Zavattini, “Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions”, Phys. Rev. Lett. **25**, 1523 (1970).
- [6] S. D. Drell and Tung-Mow Yan, “Massive Lepton Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High–Energies”, Phys. Rev. Lett. **25**, 316–320 (1970).
- [7] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе, “Рождение мюонных пар в сильных взаимодействиях и асимптотические правила сумм”, Препринт ОИЯИ Р2-4543, Дубна, 1969.
- [8] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), “Measurement of  $d\sigma/dy$  of Drell–Yan  $e^+e^-$  pairs in the  $Z$  mass region from  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}= 1.96$  TeV”, FERMILAB-PUB-09/402-E; Phys. Lett. B **692**, 232 (2010); arXiv:0908.3914;  
T. Affolder *et al.* (CDF Collab.), “Measurement of  $d\sigma/dM$  and forward–backward charge asymmetry for high–mass Drell–Yan  $e^+e^-$  pairs from  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}= 1.8$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **87**, 131802 (2001); hep-ex/0106047;  
B. Abbott *et al.* (D0 Collab.), “Measurement of the High–Mass Drell–Yan Cross Section and Limits on Quark–Electron Compositeness Scales”, Fermilab-Pub-98/391-E; Phys. Rev. Lett. **82**, 4769 (1999); arXiv:hep-ex/9812010.

- [9] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions”, CMS-HIG-13-033; CERN-PH-EP-2014-004; Nature Physics **10**, 557–560 (2014); arXiv:1401.6527.
- [10] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, CMS-HIG-12-028; CERN-PH-EP-2012-220; Phys. Lett. B **716**, 30 (2012); arXiv:1207.7235.
- [11] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, CERN-PH-EP-2012-218; Phys.Lett. B **716**, 1 (2012); arXiv:1207.7214.
- [12] В. А. Рубаков, “К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса”, УФН, **182**, 1017 (2012).
- [13] C. T. Hill and E.H. Simmons, “Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking” Phys. Rep. **381**, 235 (2003); hep-ph/0203079.
- [14] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, “Searching for New Heavy Vector Bosons in  $p\bar{p}$  Colliders”, Z. Phys. C **45**, 109 (1989);  
A. Leike, “The Phenomenology of extra neutral gauge bosons”, Phys. Rept. **317**, 143–250 (1999); arXiv:hep-ph/9805494;  
J. L. Hewett and T. G. Rizzo, “Low–Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models”, Phys. Rept. **183**, 193 (1989).
- [15] H. Georgi, S. L. Glashow, “Unity of All Elementary Particle Forces”, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
- [16] J. Pati, A. Salam, ”Lepton Number as the Fourth Color”, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974);  
A. J. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, “Aspects of the grand unification of strong, weak and electromagnetic interactions”, Nucl. Phys. B **135**, 66–92 (1978);  
G. Ross, “Grand Unified Theories”, Westview Press. ISBN 978-0-8053-6968-7, (1984).
- [17] T. Kaluza, “On the Problem of Unity in Physics”, Sitzungsber Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Juli-Dezember 966, (1921); Revised translation of Kaluza’s historic 1921 paper, “Zum Unitätsproblem der Physik”, arXiv:1803.08616.
- [18] O. Klein, “Quantum Theory and Five–Dimensional Theory of Relativity”, Z. Phys. **37**, 895 (1926); Surveys High Energ.Phys. **5**, 241–244 (1986).
- [19] K. Akama, “Pregeometry”, Lect. Notes Phys. **176**, 267 (1982);  
“An Early Proposal of «Brane World»”, hep-th/0001113;  
V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “Do we live inside a domain wall?”, Phys. Lett. B **125**, 136 (1983) “Extra space–time dimensions: Towards a

- solution to the cosmological constant problem”, Phys. Lett. B **125**, 136 (1983);  
M. Visser, “An exotic class of Kaluza–Klein models”, Phys. Lett. B **159**, 22 (1985);  
G. W. Gibbons and D. L. Wiltshire, “Space–Time As A Membrane In Higher Dimensions”, Nucl. Phys. B **287**, 717 (1987);  
J. Lykken, “Weak scale superstrings”, Phys. Rev. D **54**, 3693 (1996).
- [20] I. Antoniadis, “A possible new dimension at a few TeV”, Phys. Lett. B **246**, 377–384 (1990);  
I. Antoniadis and K. Benakli, “Limits on extra dimensions in orbifold compactifications of superstrings”, Phys. Lett. B **326**, 69–78 (1994);  
I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, “Production of Kaluza–Klein States at Future Colliders”, Phys. Lett. B **331**, 313–320 (1994).
- [21] L. Randall and R. Sundrum, “A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension”, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370–3373 (1999); arXiv:hep-ph/9905221;  
“An Alternative to Compactification”, Phys. Rev. Lett. **83**, 4690–4693 (1999); arXiv:hep-th/9906064.
- [22] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”, Phys. Lett. B **429**, 263–272 (1998); arXiv:hep-ph/9803315.
- [23] М.В. Савина, С.В. Шматов, “Физика с дополнительными пространственными измерениями”, В глубь материи: Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве, М. Этерна, 2009, - 576 с., ISBN 978-5-480-00211-9.
- [24] М.В. Савина, С.В. Шматов, “Физика дополнительных измерений на Большом адронном коллайдере”, Экспериментальные методы в физике частиц, Ответственный редактор – А. В. Зарубин, Дубна: ОИЯИ, 2004. 374 с., 5-9530-0095-2.
- [25] S. Schael *et al.* (LEP, DELPHI, L3, OPAL and LEP Electroweak Collab.), “Electroweak Measurements in Electron–Positron Collisions at  $W$ –Boson–Pair Energies at LEP” CERN-PH-EP/2013-022; Phys. Rept. **532**, 119–244 (2013); arXiv:1302.3415;  
J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), “Measurement and interpretation of fermion–pair production at LEP energies above the Z resonance”, CERN-PH-EP/2005-045; Eur. Phys. J. C **45**, 589–632 (2006); arXiv:hep-ex/0512012;  
R. Barate (ALEPH Collab.), “Fermion pair production in  $e^+e^-$  collisions at 189–209 GeV and constraints on physics beyond the standard model”, Eur. Phys. J. C **49**, 411–437 (2007); arXiv:hep-ex/0609051;  
G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collab.), “Tests of the standard model and constraints on new physics from measurements of fermion pair production

- at 189 GeV to 209 GeV at LEP”, CERN-EP/2003-053; Eur. Phys. J. C **33**, 173–212 (2004); arXiv:hep-ex/0309053;
- P. Achard *et al.* (L3 Collab.), “Measurement of hadron and lepton-pair production in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 192$  GeV – 208 GeV at LEP”, CERN-EP-PH-2005-044; Eur. Phys. J. C **47**, 1–18 (2006); arXiv:hep-ex/0603022.
- [26] V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Search for a heavy neutral gauge boson in the dielectron channel with  $5.4$  fb $^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Fermilab-Pub-10-075-E; Phys. Lett. B **695**, 88–94 (2011); arXiv:1004.1826.
- [27] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), “Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV  $p\bar{p}$  Collisions”, Phys. Rev. Lett. **106**, 121801 (2011); arXiv:1101.4578.
- [28] V. D. Barger *et al.*, “Global study of electron-quark contact interactions”, Phys. Rev. D **57**, 391 (1998);
- J. Erler and M. J. Ramsey-Musolf, “Low Energy Tests of the Weak Interaction”, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 351–442 (2005); arXiv:hep-ph/0404291;
- R. Harnik, J. Kopp, P. A. N. Machado, “Exploring nu Signals in Dark Matter Detectors”, JCAP **1207**, 026 (2012); arXiv:1202.6073.
- [29] K. S. Babu, Ch. Kolda, and J. March–Russell, “Implications of generalized  $Z/Z'$  mixing” Phys. Rev. D **57**, 6788 (1998);
- B. Holdom, “Oblique electroweak corrections and an extra gauge boson”, Phys. Lett. B **259**, 329–334 (1991).
- [30] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Search for Randall–Sundrum gravitons in the dielectron and diphoton final states with  $5.4$  fb $^{-1}$  of data from  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Fermilab-Pub-10-075-E; Phys. Rev. Lett. **104**, 241802 (2010); arXiv:1004.1826;
- V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Search for Randall–Sundrum Gravitons in Dilepton and Diphoton Final States”, Phys. Rev. Lett. **95**, 091801 (2005); arXiv:hep-ex/0505018;
- G. Landsberg, “Collider Searches for Extra Dimensions”, ECONF C040802:MOT006 (2004); hep-ex/0412028.
- [31] C. Hanhart, D. R. Phillips, S. Reddy, and M. J. Savage, “Extra dimensions, SN1987a, and nucleon–nucleon scattering data”, NT@UW-00-17; Nucl. Phys. B **595**, 335–359 (2001); nucl-th/0007016;
- C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips, and S. Reddy, “The likelihood of GODs’ existence: Improving the SN1987a constraint on the size of large compact dimensions”, Phys. Lett. B **509**, 1–9 (2001); astro-ph/0102063;
- S. Cullen and M. Perelstein, “SN1987A Constraints on Large Compact Dimensions”, Phys. Rev. Lett. **83**, 268–271 (1999), ;
- V. D. Barger, T. Han, C. Kao, and R. J. Zhang, “Astrophysical Constraints on Large Extra Dimensions”, Phys. Lett. B **461**, 34–42 (1999); hep-ph/9905474.

- [32] S. Hannestad and G. G. Raffelt, “Supernova and neutron–star limits on large extra dimensions reexamined”, *Phys. Rev. D* **67**, 125008 (2003); arXiv:hep-ph/0304029.
- [33] E. G. Adelberger *et al.*, “Torsion balance experiments: A low–energy frontier of particle physics”, *Prog. in Part. Nucl. Phys.* **62**, 102 (2009);  
J. Murata and S. Tanaka, “A review of short–range gravity experiments in the LHC era”, *Class. Quantum Grav.* **32**, 033001 (2015); arXiv:1408.3588;  
J. H. Schwarz, “Introduction to Superstring Theory”, CALT-68-2293; CITUSC/00-045; arXiv:hep-ex/0008017.
- [34] В. А. Рубаков, “Большие и бесконечные дополнительные измерения” *УФН* **171**, 913 (2001).
- [35] L. J. Hall and D. Tucker-Smith, “Cosmological Constraints on Large Extra Dimensions”, *Phys. Rev. D* **60**, 085008 (1999).
- [36] LEP Exotica Working Group, “Combination of LEP Results on Direct Searches for Large Extra Dimensions,” LEP Exotica WG 2004-03; ALEPH 2004-007 PHYSICS 2004-006; DELPHI 2004-033 CONF 708; L3 Note 2798; OPAL Technical Note TN743.
- [37] K. S. Thorne, “Black holes and time warps: Einstein’s outrageous legac”, London, UK: Picador (1994) 619 p.
- [38] P. Kanti, “Black Holes in Theories with Large Extra Dimensions: a Review”, *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 4899 (2004); arXiv:hep-ph/0402168.
- [39] S. Giddings, S. Thomas, “High Energy Colliders as Black Hole Factories: The End of Short Distance Physics”, *Phys. Rev. D* **65**, 056010 (2002), arXiv:hep-ph/0106219.
- [40] М. В. Савина, “Поиск дополнительных пространственных измерений в столкновениях протонов на энергетическом масштабе порядка ТэВ”, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по специальности 01.04.02 — теоретическая физика, Дубна, 2016, УДК 539.172, [http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/disser\\_Savina.pdf](http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/disser_Savina.pdf).
- [41] S. Dimopoulos, G. Landsberg, “Black Holes at the LHC”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 161602 (2001); arXiv:hep-ph/0106295.
- [42] L. A. Anchordoqui, J. L. Feng, H. Goldberg, and A. D. Shapere, “Updated Limits on TeV–Scale Gravity from Absence of Neutrino Cosmic Ray Showers Mediated by Black Holes”, *Phys. Rev. D* **68**, 104025 (2003); hep-ph/0307228.
- [43] С. В. Шматов, “Некоторые результаты эксперимента CMS на LHC по поиску физики за рамками Стандартной модели”, *ЭЧАЯ* **49** №4, 1291–1301 (2018).

- [44] И .А. Голутвин, С. В. Шматов, “Эксперимент CMS: результаты и перспективы”, ЭЧАЯ **48** №5, 604–616 (2017).
- [45] С. В. Шматов, “Изучение физики стандартной модели в эксперименте CMS”, ЭЧАЯ **48** №5, 701–709 (2017).
- [46] С. В. Шматов, “Обзор результатов эксперимента CMS”, Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4 — 13–119, ISBN 978-5-9530-0437-4.
- [47] С. В. Шматов, “Обзор результатов эксперимента CMS на LHC по поиску дополнительных пространственных измерений”, CERN-CMS CR-2015/018; ЯФ **79** №2, 157–161 (2016).
- [48] С. В. Шматов, “Обзор результатов эксперимента CMS”, ЯФ **78** №6, 546–557 (2015).
- [49] С.В. Шматов, “Поиск физики за рамками стандартной модели во взаимодействии протонов при 7 ТэВ в эксперименте CMS на LHC”, ЯФ **76**, №9 1166–1174 (2013).
- [50] С.В. Шматов, “Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере”, ЯФ **74** №3, 511–517 (2011).
- [51] I. I. Belotelov, A. O. Golunov, I. A. Golutvin,..., S. V. Shmatov *et al.*, “Electromagnetic Secondaries and Punch–Through Effects in the CMS ME1/1”, CERN-CMS-NOTE-2006-034, Feb 2006, CERN, Geneva, 9 pp. Письма в ЭЧАЯ, **4** №4(140), 577–587 (2007), стр. 583–586.
- [52] I. Belotelov, I. Golutivn, E. Rogalev, S. Shmatov *et al.*, “Influence of misalignment scenarios on muon reconstruction”, CERN-CMS-NOTE-2006-017, Jan 2006, CERN, Geneva, 20 pp.
- [53] Mingshui Chen, Chunhua Jiang, Jacopo Bernardini,..., Sergei Shmatov *et al.*, “Search for New High–Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment”, CERN-CMS AN-2007/038, CERN, Geneva, 81 pp.
- [54] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for New High–Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment”, CMS PAS SBM-07-002, CERN, Geneva, 14 pp.
- [55] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), “Performance of CMS Muon Reconstruction in Cosmic–Ray Events”, JINST **5**, T03022 (2010); arXiv:0911.4994.
- [56] I. Belotelov, D. Bourilkov, I. Golutvin,..., S. Shmatov *et al.*, “Study of Drell–Yan Di–muon Production with the CMS Detector”, CERN-CMS-NOTE-2006-123, CERN, Geneva, 2006, 14 pp.

- [57] I. Belotelov, D. Bourilkov, I. Golutvin, ..., S. Shmatov *et al.*, “Study of Drell–Yan Di–Muon Production with the CMS Detector”, CERN-CMS-AN-2006-066, CERN, Geneva, 2006, 17 pp.
- [58] A. Lanyov and S. Shmatov, “Studies of Drell–Yan dimuon events in the CMS experiment”, CERN-CMS-CR-2007-031; Nucl. Phys. Proc. Suppl. **177–178**, 302–304 (2008); arXiv:0707.4151.
- [59] В. Ф. Конопляников, М. В. Савина, С. В. Шматов, С. Г. Шульга, “Неопределенности сечения рождения пар мюонов в процессе Дрелла–Яна при столкновении протонов на ЛHC”, Письма в ЭЧАЯ **11** №6, 1122–1133 (2014).
- [60] М. Г. Гавриленко, В. Ф. Конопляников, М. В. Савина, С. Г. Шульга, С. В. Шматов, “Сечения процесса Дрелла–Яна в столкновении протонов на ЛHC”, ЯФ **79** №1, 50–54 (2016).
- [61] С. В. Шматов, С. Г. Шульга, “Теоретические неопределенности в сечениях инклюзивного рождения струи в экспериментах ЛHC при энергии 14 ТэВ”, ПФМТ **4**, 18–23 (2010).
- [62] I. Golutvin, A. Lanyov, G. Ososkov, S. Shmatov, V. Zykunov, “Study of Forward–Backward Asymmetry in Drell–Yan Dimuon Production with the CMS Detector”, CERN-CMS AN 2007/003, CERN, Geneva, 2007, 17 pp.
- [63] I. Belotelov, I. Golutvin, A. Lanyov, ..., S. Shmatov *et al.*, “Search for ADD Extra Dimensional Gravity in Dimuon Channel with the CMS Detector”, CERN-CMS-NOTE-2006-076, Jun 1, 2006, 14 pp., CERN, Geneva.
- [64] I. Golutvin, A. Saproinov, M. Savina, S. Shmatov, “ADD extra dimensional gravity and di-muon production at LHC”, Proceedings of 18th International Workshop on High-Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004), June 17–23, 2004, St.Petersburg, Russia, M.N. Dubinin (ed.), V.I. Savrin (ed.) (Moscow State U.), 2004, 459 pages; hep-ph/0502126.
- [65] S. Shmatov, “Search for extra dimensions with the CMS detector”, CERN-CMS-CR-2006-086; Nucl. Phys. Proc. Suppl. **177–178**, 330–332 (2008); arXiv:0707.0470.
- [66] S. Shmatov, “Search for Extra Dimensions with Atlas and CMS Detectors at the LHC”, Proceedings of the XXXIII International Conference on High Energy Physics (ICHEP’06) on behalf of the ATLAS and CMS Collaborations, July 26 – August 02, 2006, Moscow, Russia, Alexey Sissakian (ed.), Gennady Kozlov (ed.), Elena Kolganova (ed.) (Dubna, JINR); New Jersey: World Scientific (2007) Conference: C06-07-26, 1264 pages; arXiv:0707.0470.
- [67] I. Belotelov, I. Golutvin, A. Lanyov, ..., S. Shmatov *et al.*, “Search for Randall–Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs”, CERN-CMS-NOTE-2006-104, Jun 2006, CERN, Geneva, 28 pp.



- [68] I. Golutvin, P. Moissenz, V. Palichik, M. Savina, S. Shmatov, “Search for TeV-scale bosons in the dimuon channel at the LHC”, CMS CR-2004/026, CERN, Geneva, 2004, 7 pp.; Czech. J. Phys. **54**, A261–A268 (2004); hep-ph/0310336v4.
- [69] И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, “Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на LHC”, ЯФ **70** №1, 61–67 (2007).
- [70] I. Golutvin, E. Rogalev, M. Savina, S. Shmatov, “Search for new heavy resonances at LHC”, Proceedings of 18th International Workshop on High-Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004), June 17–23, 2004, St. Petersburg, Russia, M. N. Dubinin (ed.), V.I. Savrin (ed.) (Moscow State U.), 2004, 459 pages; hep-ph/0502009.
- [71] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the differential and doubledifferential Drell–Yan cross sections in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-SMP-13-003; CERN-PH-EP-2013-168; JHEP **12**, 030 (2013); arXiv:1310.7291.
- [72] V. Khachatryan, A. Sirunyan, A. Tumasyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Measurements of differential and double-differential Drell–Yan cross sections in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-SMP-14-003; CERN-PH-EP-2014-289; Eur. Phys. J. C **75**, 147 (2015); arXiv:1412.1115.
- [73] И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, “Изучение процессов Дрелла–Яна в эксперименте CMS”, ЯФ **78** №7–8, 647–651 (2015).
- [74] V. Khachatryan, A. Sirunyan, A. Tumasyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Forward–backward asymmetry of Drell–Yan lepton pairs in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-SMP-14-004; CERN-PH-EP-2015-295; Eur. Phys. J. C **76** (2016) 325; arXiv:1601.04768.
- [75] I. Gorbunov, J. Han, K. Kovitanggoon, S. Shmatov, D. Silvers, “Forward–backward asymmetry of Drell–Yan muon pairs”, CMS AN-2013/260, CERN, Geneva, 2013, 39 pp.
- [76] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Forward–backward asymmetry of Drell–Yan lepton pairs in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-EWK-11-004; CERN-PH-EP-2012-187; Phys. Lett. B **718**, 752 (2013); arXiv:1207.3973.
- [77] I. N. Gorbunov and S. V. Shmatov, “Measurement of the Forward–Backward Asymmetry of  $\mu^+\mu^-$  Pairs in CMS”, ЭЧАЯ **45** №1, 211–213 (2014).
- [78] И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, “Измерение асимметрии «вперед–назад» и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в pp–столкновениях при 7 ТэВ в эксперименте CMS на LHC”, ЯФ **76** №9, 1160–1165 (2013).

- [79] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the weak mixing angle with the Drell–Yan process in proton-proton collisions at the LHC”, CMS-EWK-11-003; CERN-PH-EP-2011-159; Phys. Rev. D **84**, 112002 (2011); arXiv:1110.2682.
- [80] V. Khachatryan, A.M. Sirunyan, A. Tumasyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at 8 TeV”, CMS-EXO-12-061, CERN-PH-EP-2014-272; JHEP **1504**, 025 (2015); arXiv:1412.6302.
- [81] G. Alverson, I. Belotelov, D. Bourilkov, ..., S. Shmatov *et al.*, “Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS AN-2012/182, CERN, Geneva; CMS AN-2012/422, CERN, Geneva.
- [82] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-015; CERN-PH-EP-2012-364; Phys. Lett. B **720**, 63–82 (2013); arXiv:1212.6175.
- [83] S. Schmitz, G. Kukartsev, M. Narain, ..., S. Shmatov *et al.*, “Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance”, CMS AN-2012/185, CERN, Geneva, 2012, 15 pp.
- [84] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-EXO-11-019; CERN-PH-EP-2012-157; Phys. Lett. B **714**, 158 (2012); arXiv:1206.1849.
- [85] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-EXO-10-013; CERN-PH-EP-2011-002; JHEP **05**, 093 (2011); arXiv:1103.0981.
- [86] D. Acosta, G. Alverson, S. Basegmez, ..., S. Shmatov *et al.*, “Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with Collisions Gathered at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS AN-2011/472, CERN, Geneva, 2011, 47 pp.
- [87] D. Acosta, G. Alverson, S. Basegmez, ..., S. Shmatov *et al.*, “Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with 15  $pb^{-1}$  of collisions gathered at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS AN-2010/317, CERN, Geneva, 2010, 80 pp.
- [88] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for microscopic black holes in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-009; CERN-PH-EP-2013-043; JHEP **07**, 178 (2013); arXiv:1303.533.

- [89] A. Ferapontov, G. Landsberg, Z. Demiragli, T. Sinthuprasith, V. Konopliyanikov, M. Savina, S. Shmatov, B. Bilin, “Searches for Microscopic Black Holes Production in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the CMS Detector”, CMS AN-2012/146, CERN, Geneva, 2012, 27 pp.
- [90] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for microscopic black holes in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-EXO-11-071; CERN-PH-EP-2012-045; JHEP **04**, 061 (2012); arXiv:1202.6396.
- [91] A. Ferapontov, G. Landsberg, P. Tsang, V. Konopliyanikov, M. Savina, S. Shmatov, B. Bilin, “Search for microscopic black holes in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS AN-2011/256, CERN, Geneva, 2011, 32 pp.
- [92] V. Khachatryan, A. Sirunyan, A. Tumasyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Search for Microscopic Black Hole Signatures at the Large Hadron Collider”, CMS-EXO-10-017; CERN-PH-EP-2010-073; Phys. Lett. B. **697**, 434–453 (2011); arXiv:1012.3375.
- [93] E. Eichten, K. D. Lane and M. E. Peskin, “New Tests for Quark and Lepton Substructure”, Phys. Rev. Lett. **50**, 811 (1983).
- [94] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “CMS Technical Proposal”, CERN-LHCC-94-38, LHCC-P-115, CERN, Geneva, 1994; ISBN 978-92-9083-068-9, 254 pp.
- [95] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, JINST **3**, S08003 (2008).
- [96] G. Acquistapace *et al.* (CMS Collab.), “The CMS magnet project: Technical Design Report”, CERN-LHCC-97-010; CMS-TDR-1, CERN, Geneva, 1997; ISBN 978-92-9083-101-3, 327 pp.
- [97] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “The CMS tracker system project: Technical Design Report”, CERN-LHCC-98-006; CMS-TDR-5, CERN, Geneva, 1998; ISBN 978-92-9083-124-2, 500 pp.
- [98] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report”, CERN-LHCC-97-033; CMS-TDR-4, CERN, Geneva, 1997; ISBN 929-08-3112-21, 354 pp.
- [99] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report”, CERN-LHCC-97-031; CMS-TDR-2, CERN, Geneva, 1997; ISBN 978-92-9083-109-9, 451 pp.
- [100] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “The CMS muon project: Technical Design Report”, CERN-LHCC-97-032; CMS-TDR-3, CERN, Geneva, 1997; ISBN 978-92-9083-121-1, 441 pp.

- [101] S. Abdullin *et al.* (CMS HCAL Collab.), “Design, Performance, and Calibration of CMS Hadron-Barrel Calorimeter Wedges”, FERMILAB-PUB-08-246-CMS; CERN-CMS-NOTE-2006-138; CMS-NOTE-2006-138; Eur.Phys.J. C **55**, 159–171 (2008).
- [102] G. L. Bayatian *et al.* (CMS HCAL Collab.), “Design, Performance, and Calibration of CMS Hadron Endcap Calorimeters”, CMS Note-2008-010, CERN, Geneva, 2008, 39 pp.
- [103] G. L. Bayatian *et al.* (CMS HCAL Collab.), “Design, Performance and Calibration of the CMS Forward Calorimeter Wedges”, CMS Note-2006-044, CERN, Geneva, 2006, 42 pp.; Eur.Phys.J. C **53**, 139–166 (2008).
- [104] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at the LHC”, CMS-MUO-11-001; CERN-PH-EP-2013-072; JINST **8**, P11002 (2013), arXiv:1306.6905.
- [105] S. Dasu *et al.* (CMS Collab.), “CMS TriDAS project: Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems”, CERN-LHCC-2000-038; CMS-TDR-6-1, CERN, Geneva, 2000; ISBN 929-08-3110-2, 599 pp.
- [106] G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), “CMS The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger”, CERN-LHCC-2002-026; CMS-TDR-6, CERN, Geneva, 2002; ISBN 929-08-3111-4, 521 pp.
- [107] T. Aaltonen *et al.* (The CDF Collab.), “Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [ $p\bar{p}$  Collisions]”, Phys. Rev. Lett. **106**, 121801 (2011); arXiv:1101.4578.
- [108] S. Agostinelli *et al.*, “A GEANT4: A Simulation toolkit”, SLAC-PUB-9350; FERMILAB-PUB-03-339; Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003);  
J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications”, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1, 270 (2006);  
J. Allison *et al.*, “Recent developments in Geant4”, Nucl. Instrum. Meth. A **835**, 186 (2016);  
<http://cern.ch/geant4>
- [109] “Object-oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction”,  
<http://cmsdoc.cern.ch/oscar/>
- [110] CMS Software Pages:  
CMSSW on GitHub;  
CMSSW TWiki Page.
- [111] F. Gianotti *et al.*, “Geant4 hadronic physics validation with LHC test-beam data: First conclusions”, CERN-LCGAPP-2004-10, available at  
<http://lcgapp.cern.ch/project/mgmt/doc.html>

- [112] П. В. Мойсенз, “Исследование и оптимизация параметров катодно-стриповых камер для прецизионной мюонной станции установки «Компактный мюонной соленоид» на Большом адронном коллайдере (ЛHC)”, Диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, код специальности ВАК 01.04.01, ОИЯИ, Дубна, 2010 г., с. 253.
- [113] “Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis”, <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>
- [114] A. Ribon *et al.*, “Status of Geant4 hadronic physics for the simulation of LHC experiments at the start of LHC physics program”, CERN-LCGAPP-2010-02, July 20, 2010, 14 pp.;  
J. Apostolakis *et al.*, “Hadronic Shower Shape Studies in Geant4 : Update”, CERN-LCGAPP-2008-01, November 21, 2008, 19 pp.;  
GEANT4 Physics Reference Manual
- [115] N. S. Amelin, K. K. Gudima, V. D. Toneev, “Quark-Gluon String Model and Ultrarelativistic Heavy Ion Interactions”, *ЯФ* **51**, 512–523 (1990); N.S. Amelin *et al.*, “Transverse flow and collectivity in ultrarelativistic heavy-ion collisions” *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1523–1526 (1991);  
N.S. Amelin *et al.*, “Collectivity in ultrarelativistic heavy ion collisions”, *Nucl. Phys. A* **544**, 463-466 (1992);  
L.V. Bravina *et al.*, “Fluid dynamics and quark gluon string model: What we can expect for Au+Au collisions at 11.6 A/GeV/c” *Nucl. Phys. A* **566**, 461C–464C (1994);  
L.V. Bravina *et al.*, “Scaling violation of transverse flow in heavy ion collisions at AGS energies”, *Phys. Lett. B* **344**, 49–54 (1995);  
A.B. Kaidalov, “The Quark-Gluon Structure of the Pomeron and the Rise of Inclusive Spectra at High-Energies” *Phys. Lett. B* **116**, 459 (1982);  
“High-energy hadronic interactions (20 years of the Quark-Gluon Strings Model)”, *Yad. Fiz.* **66** №11, 2044–2066 (2003);  
A.B. Kaidaov and K.A. Ter-Martirosyan, “Multiple Production of Hadrons at High-Energies in the Model of Quark-Gluon Strings”, *Yad. Fiz.* **39**, 1545–1558 (1984);  
“Multihadron production at high energies in the model of quark gluon strings”, *Yad. Fiz.* **40** , 211–220 (1984).
- [116] G. Folger, V.N. Ivanchenko and J.-P. Wellisch, “The Binary Cascade”, *Eur. Phys. Jour. A* **21**, 407–417 (2004).
- [117] M.P. Guthrie, R.G. Alsmiller and H.W. Bertini, “Calculation of the Capture of Negative Pions in Light Elements and Comparison with Experiments Pertaining to Cancer Radiotherapy”, *Nucl. Instr. Meth.* **66**, 29–36 (1968);

- H.W. Bertini and P. Guthrie, “News item results from medium-energy intranuclear-cascade calculation”, Nucl. Phys.A **169**, 670–672 (1971).
- [118] M.V. Kossov, “Manual for the CHIPS event generator”, KEK internal report 2000-17, Feb. 2001 H/R;  
P.V. Degtyarenko, M.V. Kossov and H.P. Wellisch, “Chiral invariant phase space event generator. I: Nucleon antinucleon annihilation at rest”, Eur. Phys. J. A **8**, 217–222 (2000); “Chiral invariant phase space event generator. II: Nuclear pion capture at rest and photonuclear reactions below the Delta(3,3) resonance”, Eur. Phys. J. A **9**, 411-0420 (2000); “Chiral invariant phase space event generator. III: Modeling of real and virtual photon interactions with nuclei below pion production threshold” Eur. Phys. J. A **9**, 421–424 (2000).
- [119] B. Andersson *et al.*, “Parton Fragmentation and String Dynamics”, Phys. Rep. **97**, 31–145 (1983).
- [120] B. Andersson *et al.*, “A model for low- $p_T$  hadronic reactions with generalizations to hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions”, Nucl. Phys. B **281**, 289–309 (1987);  
B. Nilsson-Almquist and E. Stenlund, “Interactions between hadrons and nuclei: The Lund Monte Carlo — FRITIOF version 1.6” Comp. Phys. Comm. **43**, 387–397 (1987).
- [121] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-MUO-10-004; CERN-PH-EP-2012-173; JINST **7**, P10002 (2012); arXiv:1206.4071.
- [122] I. Golutvin, V. Karjavin, V. Palichik<sup>1</sup>, N. Voytishin, and A. Zarubin, “A New Segment Building Algorithm for the Cathode Strip Chambers in the CMS Experiment”, EPJ Web of Conf. **108**, 02023 (2016);  
V. Palichik, N. Voytishin, “New CSC segment builder algorithm with Monte-Carlo TeV muons in CMS experiment”, Phys. Part. Nucl. **48**, 768–788 (2017).
- [123] R. Frühwirth, “Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting”, Nucl. Instrum. and Methods A **262**, 444 (1987).
- [124] V. Innocente, M. Maire, and E. Nagy, “GEANE: Average Tracking and Error Propagation Package”, CERN Program Library, IT-ASD W5013-E (1991).
- [125] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Precise Mapping of the Magnetic Field in the CMS Barrel Yoke using Cosmic Rays”, JINST **5**, T03021 (2010), 21 pp.;  
V.I. Klyukhin *et al.*, “The CMS Magnetic Field Map Performance”, IEEE Trans. Appl. Supercond. v. 20, no. 3, pp. 152-155, June 2010;  
V.I. Klyukhin *et al.*, “Validation of the CMS Magnetic Field Map”, J. Sup. Nov Magn **28**, 701–704 (2015).

- [126] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.) “Measurement of Tracking Efficiency”, CMS-PAS-TRK-10-002-2010, CERN, Geneva, 2010, 13 pp.
- [127] R. L. Gluckstern, “Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors”, Nucl. Instr. Meth. **24**, 381 (1963).
- [128] G. Abbiendi *et al.*, “Muon Reconstruction in the CMS Detector”, CMS AN-2008/097, CERN, Geneva, 2008, 76 pp.
- [129] V.V. Abramov *et al.* (The CMS-HCAL Collaboration), “Studies of the response of the prototype CMS hadron calorimeter, including magnetic field effects, to pion, electron, and muon beams”, Nucl. Instr. Meth. A **457**, 75–100 (2001); S. Abdullin *et al.* (The CMS HCAL/ECAL Collaboration), “The CMS barrel calorimeter response to particle beams from 2 to 350 GeV/c”, Eur. Phys. J. C **60**, 359–373 (2009).
- [130] E. James, Y. Maravin, M. Mulders, and N. Neumeister, “Muon Identification in CMS”, CMS Note 2006/010, CERN, Geneva, 2010, 13 pp.
- [131] I. Belotelov *et al.*, “Simulation of Misalignment Scenarios for CMS Tracking Device”, CERN-CMS-NOTE-2006-008, CERN, Geneva, 2006, 12 pp.
- [132] P. Biallass, T. Hebbeker and K. Hoepfner, “Simulation of Cosmic Muons and Comparison with Data from the Cosmic Challenge using Drift Tube Chambers”, CMS-NOTE-2007-024, CERN, Geneva, 2007;  
P. Biallass and T. Hebbeker, “Parametrization of the Cosmic Muon Flux for the Generator CMSCGEN”, arXiv:0907.5514.
- [133] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Commissioning and performance of the CMS pixel tracker with cosmic ray muons”, CMS-CFT-09-001; JINST **5**, T03007 (2010); arXiv:0911.5434.
- [134] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition, <http://pdg.lbl.gov/index.html>
- [135] P. Nason, “A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”, JHEP **11**, 040 (2004); arXiv:hep-ph/0409146;  
S. Frixione, P. Nason, C. Oleari, “Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method”, JHEP **11**, 070 (2007); arXiv:0709.2092;  
S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, E. Re, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX”, JHEP **06**, 043 (2010); arXiv:1002.2581; “NLO vector–boson production matched with shower in POWHEG”, JHEP **07**, 060 (2008); arXiv:0805.4802.
- [136] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello and S. Quackenbush, “FEWZ 2.0: a code for hadronic  $Z$  production at next-to-next-to-leading order”, Comput. Phys. Commun. **182**, 2388 (2011); arXiv:1011.3540.

- [137] A. Andonov *et al.*, “Standard SANC Modules”, *Comput. Phys. Commun.* **181**, 305–312 (2010), arXiv:0812.4207; “NLO QCD corrections to Drell–Yan processes in the SANC framework”, *Phys. Atom. Nucl.* **73**, 1761–1769 (2010).
- [138] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual”, *JHEP* **05**, 026 (2006); arXiv:hep-ph/0603175.
- [139] H. L. Lai *et al.* (CTEQ Collab.), “Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions”, MSU-HEP/903100; *Eur. Phys. J. C* **12**, 375 (2000), hep-ph/9903282;  
“The LO CTEQ5L parton distributions were calculated using the Mathematica package CTEQ5L of the CTEQ group” and “The parameters for the LO  $\alpha_S(Q^2)$  are given in the introductory notes in the CTEQ5L Fortran program on the CTEQ web site”: <http://www.phys.psu.edu/cteq>;  
Mathematica, and independently using the CTEQ5 distributions from the Durham parton distribution generator at <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>.
- [140] FAst MOnte-Carlo Simulation Page, <http://cmsdoc.cern.ch/FAMOS/>
- [141] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “CMS luminosity based on pixel cluster counting”, CMS-PAS-LUM-12-001; CMS-PAS-LUM-13-001.
- [142] R. Hamberg, W.L. van Neerven and T. Matsuura, *Nucl. Phys. B* **359**, 343 (1991); [Erratum-ibid. B **644**, 403 (2002)].
- [143] R. Hamberg, W. L. van Neerven, T. Matsuura, “A complete calculation of the order  $\alpha_S^2$  correction to the Drell-Yan K-factor”, *Nucl. Phys. B* **359**, 343–405 (1991);  
S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian, M. Grazzini, “Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 082001 (2009); arXiv:0903.2120;  
S. Dittmaier and M. Huber, “Radiative corrections to the neutral-current Drell-Yan process in the Standard Model and its minimal supersymmetric extension”, *JHEP* **01**, 060 (2010).
- [144] K. Melnikov and F. Petriello, “Electroweak gauge boson production at hadron colliders through  $O(\alpha_S^2)$ ”, *Phys. Rev. D* **74**, 114017 (2006); arXiv:hep-ph/0609070;  
S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. De Florian, M. Grazzini, “Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 082001 (2009);  
S. Catani and M. Grazzini, “Next-to-next-to-leading-order formalism in hadron collisions and its application to Higgs boson production at the LHC”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 222002 (2007); arXiv:hep-ph/0703012;  
R. Hamberg, W. L. van Neerven, T. Matsuura, “A complete calculation of the



- order  $\alpha_S^2$  correction to the Drell–Yan K-factor”, Nucl. Phys. B **359**, 343–405 (1991); Erratum-ibid. B **644** 403–404 (1991).
- [145] Y. Li, F. Petriello, “Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in the framework of the FEWZ simulation code”, Phys. Rev. D **86**, 094034 (2012); arXiv:1208.5967.
- [146] V. Zykunov, “Weak radiative corrections to the Drell–Yan process for large invariant mass of a dilepton pair”, Phys. Rev. D **75**, 073019 (2007), hep-ph/0509315;  
“Radiative corrections to the Drell–Yan process at large dilepton invariant masses”, Yad. Fiz. **69**, 1557 (2006).
- [147] В.А. Зыкунов, “Эффекты радиационных поправок в современных экспериментах в физике высоких энергий”, Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук по специальности 01.04.02 — теоретическая физика, Гомель, 2016, УДК 539.172, [http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/disser\\_Zykunov.pdf](http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/disser_Zykunov.pdf).
- [148] U. Baur, O. Brein, W. Hollik, C. Schappacher and D. Wackerroth, “Electroweak Radiative Corrections to Neutral Current Drell–Yan Processes at Hadron Colliders”, Phys. Rev. D **65**, 033007 (2002).
- [149] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and A. Vicini, “Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders”, JHEP **0710**, 109 (2007); arXiv:0710.1722;  
“Precision electroweak calculation of the charged current Drell–Yan process”, JHEP **0612**, 016 (2006); hep-ph/0609170;  
C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and M. Treccani, JHEP **0505**, 019 (2005); hep-ph/0502218; “Higher-order QED corrections to W-boson mass determination at hadron colliders”, Phys. Rev. D **69**, 037301 (2004); hep-ph/0303102.
- [150] U. Baur, “Electroweak radiative corrections to neutral-current Drell–Yan process at hadron colliders”, Phys. Rev. D. **65**, 033007 (2002); hep-ph/0108274.
- [151] P. M. Nadolsky, H. L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, D. Stump, W.-K. Tung, C.-P. Yuan, “Implications of CTEQ global analysis for collider observables”, Phys.Rev. D. **78**, 013004 (2008); arXiv:0802.0007.
- [152] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, R. S. Thorne, “Parton distributions incorporating QED contributions”, Eur. Phys. J. C **39**, 155–161 (2005); arXiv:hep-ph/0411040.
- [153] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, “MRST2001: partons and  $\alpha_S$  from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data”, Eur. Phys. J. C **23**, 73 (2002); hep-ph/0110215;

- The MRST2001 distributions were obtained using the Durham parton distribution generator at <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>
- [154] W. T. Giele, E. W. N. Glover, D. A. Kosower, “Higher order corrections to jet cross-sections in hadron colliders”, *Nucl. Phys. B* **403**, 633–670 (1993).
- [155] The Les Houches Accord PDF Interface: <https://lhpdf.hepforge.org>;  
D. Bourilkov, “Study of parton density function uncertainties with LHAPDF and PYTHIA at LHC”, arXiv:hep-ph/0305126;  
M. R. Whalley, D. Bourilkov, R. C. Group, “The Les Houches accord PDFs (LHAPDF) and LHAGLUE (2005)”, arXiv:hep-ph/0508110.
- [156] P. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky, W. K. Tung, “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis“, *JHEP* **0207**, 012 (2002); hep-ph/0201195; “CT10 NLO and NNLO parton distribution functions”, <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/>
- [157] Martin-Stirling-Thorne-Watt Parton Distribution Functions, <http://mstwpdf.hepforge.org/>
- [158] Neural Network Parton Distribution Functions, <http://nnpdf.mi.infn.it/documents/papers/>
- [159] H. Plathow-Besch, “PDFLIB: a library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding  $\alpha_s$  calculations”, *Comput. Phys. Commun.* **75**, 396–416 (1993)
- [160] J. Alwall *et al.*, “A standard format for Les Houches Event Files”, *Comput. Phys. Commun.* **176**, 300–304 (2007); arXiv:hep-ph/0609017;  
E. Boos *et al.*, “Generic User Process Interface for Event Generators”, arXiv:hep-ph/0109068.
- [161] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, Wu-Ki Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann, J. F. Owens, “Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics”, *JHEP* **0310**, 046 (2003); arXiv:hep-ph/0303013.
- [162] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin, C.-P. Yuan, “New parton distributions for collider physics”, *Phys.Rev. D.* **82**, 074024 (2010); arXiv:1007.2241;  
CTEQ parton distribution functions: CT10, [http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/ct10\\_2010.html](http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/ct10_2010.html)
- [163] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, “Parton distributions for the LHC”, *Eur. Phys. J. C.* **63**, 189–285 (2009); arXiv:0901.0002.
- [164] R. D. Ball *et al.*, “Parton distributions with LHC data”, IFUM-FT-997; FR-PHENO-2012-014; RWTH TTK-12-25; CERN-PH-TH/2012-037; SFB/CPP-12-47; *Nucl. Phys. B* **867**, 244–289 (2013); arXiv:1207.1303.

- [165] H.-L. Lai *et al.*, “New parton distributions for collider physics”, *Phys. Rev. D.* **82**, 074024 (2010); arXiv:1007.2241.
- [166] J. Gao *et al.*, “The CT10 NNLO Global Analysis of QCD”, *Phys. Rev. D* **89**, 033009 (2014); arXiv:1302.6246.
- [167] R. D. Ball *et al.*, “Precision NNLO determination of  $\alpha_s(M_Z)$  using an unbiased global parton set”, *Phys. Lett. B.* **707**, 66–71 (2012); arXiv:1110.2483.
- [168] S. Alekhin *et al.*, “The PDF4LHC Working Group Interim Report”, arXiv:1101.0536;  
M. Botje *et al.*, “The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations”, arXiv:1101.0538.
- [169] Z. Sullivan, “Fully differential W production and decay at next-to-leading order in QCD”, *Phys. Rev. D* **66**, 075011 (2002); hep-ph/0207290.
- [170] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, “Uncertainties on  $\alpha_s$  in global PDF analysis and implications for predicted hadronic cross sections”, *Eur. Phys. J. C* **64**, 653–680 (2000); arXiv:0905.3531.
- [171] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, “Deep inelastic  $ep$  scattering in perturbation theory”, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 438–450 (1972);  
L. N. Lipatov, “The parton model and perturbation theory”, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20**, 94–102 (1975), [*Yad. Fiz.* **20**, 181 (1974)];  
G. Altarelli, G. Parisi, “Asymptotic Freedom in Parton Language”, *Nucl. Phys. B* **126**, 298–318 (1977);  
Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics” (in russian), *Sov. Phys. JETP* **46**, 641–653 (1977).
- [172] Jun Gao, Lucian Harland-Lang, Juan Rojo, “The Structure of the Proton in the LHC Precision Era”, to be published in *Physics Reports*, arXiv:1709.04922.
- [173] E. Mirkes, “Angular decay distribution of leptons from W-bosons at NLO in hadronic collisions”, *Nucl. Phys. B* **387**, Pages 3–85 (1992);  
E. Mirkes and J. Ohnemus, “W and Z polarization effects in hadronic collisions”, *Phys. Rev. D* **50**, 5692–5703 (1994).
- [174] J. C. Collins and D. E. Soper, “Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions”, *Phys. Rev. D* **16**, 2219 (1977).
- [175] M. Dittmar, “Neutral current interference in the TeV region: The experimental sensitivity at the CERN LHC”, *Phys. Rev. D* **55**, 161 (1997).
- [176] J. L. Rosner, “Off-peak lepton asymmetries from new  $Z$ 's”, *Phys. Rev. D* **35**, 2244 (1987).

- [177] T. Appelquist, H. C. Cheng and B. A. Dobrescu, “Bounds on universal extra dimensions”, *Phys. Rev. D* **64**, 035002 (2001); arXiv:hep-ph/0012100.
- [178] C.-R. Chen *et al.*, “Dark matter and collider phenomenology of split-UED”, *JHEP* **09**, 078 (2009); arXiv:0903.1971;  
K. Kong, S. C. Park, and T. G. Rizzo, “Collider phenomenology with Split-UED”, *JHEP* **04**, 081 (2010); arXiv:1002.0602.
- [179] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for physics beyond the standard model in final states with a lepton and missing transverse energy in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-060; CERN-PH-EP-2014-176; *Phys. Rev. D* **91**, 092005 (2015); arXiv:1408.2745;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Search for anomalous  $t\bar{t}$  production in the highly-boosted all-hadronic final state”, CMS-EXO-11-006; CERN-PH-EP-2012-077; *JHEP* **09**, 029 (2012); arXiv:1204.2488.
- [180] N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz, “Hierarchies without Symmetries from Extra Dimensions”, *Phys. Rev. D* **61**, 033005 (2000); hep-ph/9903417.
- [181] Tilman Plehn, “Extra Dimensions at Colliders”, SUPA, School of Physics, University of Edinburgh, Scotland, Web-ref
- [182] J. L. Hewett, “Indirect collider signals for extra dimensions”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4765 (1999).
- [183] G. Giudice, R. Rattazzi, and J. Wells, “Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders”, *Nucl. Phys. B* **544**, 3 (1999); hep-ph/9811291 v2.
- [184] T. Han, J. Lykken, and R. Zhang, “On Kaluza-Klein States from Large Extra Dimensions”, *Phys. Rev. D* **59**, 105006 (1999); hep-ph/9811350 v2.
- [185] R. Franceschini, G. F. Giudice, P. P. Giardino, P. Lodone, and A. Strumia, “LHC bounds on large extra dimensions”, IFUP-TH/2010-43, CERN-PH-TH/2010-286; *JHEP* **092** 1105 (2011); arXiv:1101.4919.  
G. F. Giudice and A. Strumia, “Constraints on extra dimensional theories from virtual graviton exchange”, *Nucl. Phys. B* **663**, 3773 (2003).
- [186] A. Gupta, N. Mondal, and S. Raychaudhuri, “Constraining Large Extra Dimensions Using Dilepton Data from the Tevatron Collider”, TIFR-HECR-99-02; hep-ph/9904234;  
K. Cheung, G. Landsberg, “Drell-Yan and diphoton production at hadron colliders and low scale gravity model”, *Phys. Rev. D* **62**, 076003 (2000); arXiv:hep-ph/9909218;  
K. Cheung, “Collider phenomenology for models of extra dimensions”, NSC-NCTS-030501; arXiv:hep-ph/0305003.

- [187] StaGen Home Page
- [188] M. C. Kumar, P. Mathews, and V. Ravindran, “PDF and scale uncertainties of various DY distributions in ADD and RS models at hadron colliders”, SINP/TNP/06-08; *Eur. Phys. J. C* **49**, 599 (2007); arXiv:hep-ph/0604135  
P. Mathews, V. Ravindran, K. Sridhar, and W. L. van Neerven, “Next-to-Leading Order QCD Corrections to the Drell–Yan Cross Section in Models of TeV-Scale Gravity”, *Nucl. Phys. B* **713**, 333 (2005); hep-ph/0411018.
- [189] CMS Physics Generators Interface Page
- [190] V. Bartsch and G. Quast, “Expected Signal Observability at Future Experiments”, CMS NOTE-2005/004, CERN, Geneva, 2005, 15 pp.
- [191] R. Cousins, J. Mumford, V. Valuev, “Detection of  $Z'$  Gauge Bosons in the Dimuon Decay Mode in CMS”, CMS NOTE-2005/002, CERN, Geneva, 2005, 18 pp.; *Czech. J. Phys.* **55**, B651-B658 (2005).
- [192] S. I. Bityukov and N. V. Krasnikov, “On observability of signal over background”, CMS CR-2000/004, CERN, Geneva, 2005, 17 pp.; “Observability and Probability of Discovery in Future Experiments”, INR 0945c/99; arXiv:hep-ph/9908402.
- [193] С. И. Битюков, “Методика статистического анализа данных при планировании экспериментов по поиску новых явлений в физике высоких энергий”, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико–математических наук по специальности 01.04.23. — Протвино, 2012. — 148 с.: ил. Физика высоких энергий 71 13-1/65.
- [194] S. I. Bityukov, S. E. Erofeeva, N. V. Krasnikov, A. N. Nikitenko, “Program for evaluation of the significance, confidence intervals and limits by direct calculation of probabilities”, Conference Proceedings of PHYS-TAT2005: Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics, and Cosmology, Editors: Louis Lyons, Muge Karagoz Unel, Imperial College Press, 2006.
- [195] Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, И. П. Волобуев, М. Н. Смоляков, “Геометрия, физика и феноменология модели Рэндалл-Сундрума”, ЭЧАЯ, **43** вып. 1, 82–155 (2012);  
E. E. Boos, Y. S. Mikhailov, M. N. Smolyakov and I. P. Volobuev, “Physical degrees of freedom in stabilized brane world models”, *Mod. Phys. Lett. A* **21**, 1431 (2006).
- [196] P. Horava and E. Witten, “Heterotic and Type I String Dynamics from Eleven Dimensions”, *Nucl. Phys. B* **460**, 506 (1996); hep-th/9510209; “Eleven-Dimensional Supergravity on a Manifold with Boundary”, *Nucl. Phys. B* **475**, 94 (1996); hep-th/9603142;  
E. Witten, “Strong Coupling Expansion Of Calabi–Yau Compactification”,

- Nucl. Phys. B **471**, 135 (1996); hep-th/9602070;  
P. Horava, “Gluino Condensation in Strongly Coupled Heterotic String Theory”, Phys. Rev. D **54**, 7561 (1996); hep-th/9608019.
- [197] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, “Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model”, Phys. Rev. Lett. **84**, 2080 (2000); hep-ph/9909255; “Experimental Probes of Localized Gravity: On and Off the Wall”, Phys. Rev. D **63**, 075004 (2001); hep-ph/0006041.
- [198] E. E. Boos, V. E. Bunichev, M. N. Smolyakov and I. P. Volobuev, “Testing extra dimensions below the production threshold of Kaluza–Klein excitations”, Phys. Rev. D **79**, 104013 (2009); arXiv:0710.3100.
- [199] J. Neyman, S. Egon Pearson, “On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses”, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **231**, 289–337 (1933).
- [200] S. Wilks, “The Large–Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses”, Annals of Math. Stat. **9**, 60 (1938).
- [201] R. Cousins, J. Mumford, J. Tucker and V. Valuev, “Spin discrimination of new heavy resonances at the LHC”, JHEP **0511**, 046 (2005).
- [202] B. C. Allanach, K. Odagiri, M. A. Parker and B. R. Webber, “Searching for narrow graviton resonances with the ATLAS detector at the large hadron collider”, JHEP **09**, 019 (2000).
- [203] B. Clerbaux, T. Mahmoud, C. Collard and P. Mine, “Search with the CMS detector for heavy resonances decaying into an electron pair”, CMS Note 2006/083, CERN, Geneva, 2006, 19 pp.; C. Collard and M.-C. Lemaire, “Search with the CMS Detector for Randall-Sundrum Excitations of Gravitons Decaying Into Electron Pairs”, CMS Note 2004/024, CERN, Geneva, 2004, 10 pp.
- [204] M.-C. Lemaire, V. Litvin, H. Newman, “Search for Randall-Sundrum excitations of gravitons decaying into two photons for CMS at LHC”, CMS-NOTE-2006-051, CERN, Geneva, 2006, 22 pp.
- [205] J. Rosner, “E6 and Exotic Fermions”, Comm. Nucl. Part. Phys. **15**, 195–221 (1986).
- [206] D. London and J. Rosner, “Extra gauge bosons in  $E_6$ ”, Phys. Rev. D **34**, 1530 (1986).
- [207] M. Cvetič and P. Langacker, “Implications of Abelian extended gauge structures from string models”, Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); hep-ph/9511378; “New gauge bosons from string models”, Mod. Phys. Lett. A **11**, 1247 (1996); hep-ph/9602424 .

- [208] F. Feruglio, L. Maiani, and A. Masiero, “Right-handed Vector Bosons in  $p\bar{p}$  and pp Collisions as a Source of Anomalous Events”, Phys. Lett. B **233**, 512 (1998);  
K. Huitu *et al.*, “Doubly charged Higgs at LHC”, Nucl. Phys. B **487**, 27 (1997); hep-ph/9606311.
- [209] M. Cvetič and S. Godfrey, in Summary of the Working Subgroup on Extra Gauge Bosons of the PDF long-range planning study to Electro-weak Symmetry Breaking and Beyond Standard Model, Ed. by T. Barklow et al. (World Sci., 1995); hep-ph/9504216;  
T. G. Rizzo, in Proceedings of 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics, Snowmass, Colorado, USA, 25 June – 12 July, 1996; hep-ph/9612440.
- [210] F. del Aguila, M. Quiros, and F. Zwinger, “Detecting  $E(6)$  Neutral Gauge Bosons Through Lepton Pairs at Hadron Colliders”, Nucl. Phys. B **287**, 419 (1987).
- [211] J. Rosner, “Forward-backward asymmetries in hadronically produced lepton pairs”, Phys. Rev. D **54**, 1078 (1996). “Off-peak lepton asymmetries from new  $Z$ 's”, Phys. Rev. D **35**, 2244 (1987).
- [212] S. Capstick and S. Godfrey, “Comparison of discovery limits for  $E_6$  neutral gauge bosons at future colliders”, Phys. Rev. D **37**, 2466 (1988).
- [213] R. Cousins, J. Mumford, V. Valuev, “Forward-Backward Asymmetry of Simulated and Reconstructed  $Z' \rightarrow \mu^+\mu^0$  Events in CMS”, CMS NOTE 2005/022, CERN, Geneva, 24 pp.
- [214] V. Barger, N. G. Deshpande, J. L. Rosner, and K. Whisnant, Phys. Rev. D **35**, 2893 (1987).
- [215] M. Klein, R. Yoshida, “Collider physics at HERA”, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 343 (2008); arXiv:0805.3334;  
L. Whitlow, E. M. Riordan, S. Dasu, “Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross sections”, Phys. Lett. B **282**, 475 (1992);  
G. Moreno *et al.*, “Dimuon production in proton-copper collisions at  $\sqrt{s} = 38.8$  GeV”, Phys. Rev. D **43**, 2815 (1991);  
R. S. Towell *et al.* (NuSea Collab.), “Improved measurement of the  $d/u$  asymmetry in the nucleon sea”, Phys. Rev. D **64**, 052002 (2001); arXiv:hep-ex/0103030. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), “Direct measurement of the  $W$  production charge asymmetry in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, FERMILAB-PUB-09-017-E; Phys. Rev. Lett. **102**, 181801 (2009); arXiv:0901.2169;  
V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Measurement of the muon charge

- asymmetry from  $W$  boson decays”, Fermilab-Pub-07-493-E; Phys. Rev. D **77**, 011106 (2008), arXiv:0709.4254.
- [216] M. Mangano, J. Rojo, “Cross section ratios between different CM energies at the LHC: opportunities for precision measurements and BSM sensitivity”, JHEP **08**, 010 (2012); arXiv:1206.3557.
- [217] S. Forte, G. Watt, “Progress in the determination of the partonic structure of the proton”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **63**, 291 (2013); arXiv:1301.6754; R. D. Ball *et al.*, “Parton distribution benchmarking with LHC data”, JHEP **04**, 125 (2013); arXiv:1211.5142.
- [218] J. Alwall *et al.*, “MadGraph 5: going beyond”, JHEP **06**, 128 (2011); arXiv:1106.0522.
- [219] Z. Was, “TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **98**, 96 (2001); arXiv:hep-ph/0011305.
- [220] M. Czakon, P. Fiedler, A. Mitov, “Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders through  $O(\alpha_S^4)$ ”, Phys. Rev. Lett. **110**, 252004 (2013); arXiv:1303.6254.
- [221] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Particle-flow event reconstruction in CMS and performance for Jets, Taus, and  $E_T^{miss}$ ”, CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, Geneva, 2010, 25 pp;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Commissioning of the particle-flow event reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector”, CMS-PAS-PFT-10-001, CERN, Geneva, 2010, 26 pp;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Commissioning of the particle-flow reconstruction in minimum-bias and jet events from pp collisions at 7 TeV”, CMS-PAS-PFT-10-002, CERN, Geneva, 2010, 16 pp;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Commissioning of the particle-flow event reconstruction with leptons from J/psi and W decays at 7 TeV”, CMS-PAS-PFT-10-003, CERN, Geneva, 2010, 16 pp.
- [222] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the inclusive W and Z production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the CMS experiment”, CMS-EWK-10-005; CERN-PH-EP-2011-107; JHEP **10**, 132 (2011); arXiv:1107.4789.
- [223] A. Bodek *et al.*, “Extracting muon momentum scale corrections for hadron collider experiments”, Eur. Phys. J. C **72**, 2194 (2012); arXiv:1208.3710.
- [224] G. D’Agostini, “A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem”, Nucl. Instrum. Meth. A **362**, 487 (1995);  
T. Auye, “Unfolding algorithms and tests using RooUnfold”. Proceedings of



- the PHYSTAT 2011 Workshop, CERN, Geneva, Switzerland, January 2011, CERN-2011-006, pp. 313–318; arXiv:1105.1160.
- [225] D. Bourilkov, R. C. Group, M. R. Whalley, “LHAPDF: PDF use from the tevatron to the LHC”, arXiv:hep-ph/0605240.
- [226] H. Burkhardt and B. Pietrzyk, “Update of the hadronic contribution to the QED vacuum polarization”, Phys. Lett. B **513**, 46–52 (2001).
- [227] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the inclusive W and Z cross sections at 8 TeV”, Phys. Rev. Lett. **112**, 191802 (2014); arXiv:1402.0923; S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the W and Z inclusive production cross sections at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the CMS experiment at the LHC”, CMS-EWK-10-005; CERN-PH-EP-2011-107; JHEP **10**, 132 (2011); arXiv:1107.4789; V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the W and Z inclusive production cross sections at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the CMS experiment at the LHC”, CMS-EWK-10-002, CERN-PH-EP-2010-050; JHEP **01**, 080 (2011); arXiv:1012.2466.
- [228] A. Valassi, “Combining correlated measurements of several different physical quantities”, Nucl. Instrum. Meth. A **500**, 391 (2003); P. C. L. Lyons, D. Gibaut, “How to combine correlated estimates of a single physical quantity”, Nucl. Instr. Meth. A **270**, 110 (1988).
- [229] R. D. Ball *et al.*, “Parton distributions for the LHC Run II”, JHEP **04**, 040 (2015); arXiv:1410.8849.
- [230] Sayipjamal Dulat *et al.*, “New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics”, Phys.Rev. D **93**, 033006 (2016); arXiv:1506.07443; <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/index.html>.
- [231] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Measurement of the double–differential high–mass Drell–Yan cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, CERN-EP-2016-079; JHEP **08**, 009 (2016); arXiv:1606.01736 G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), CERN-PH-EP-2014-259; “Measurement of the forward–backward asymmetry of electron and muon pair–production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector”, JHEP **09**, 049 (2015); arXiv:1503.03709; G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Measurement of the high–mass Drell–Yan differential cross–section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2013-064; Phys. Lett. B **725**, 223 (2013); arXiv:1305.4192; G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Measurement of the low–mass Drell–Yan differential cross section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2014-020; JHEP **06**, 112 (2014); arXiv:1404.1212.

- [232] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group, “Precision electroweak measurements on the  $Z$  resonance”, Phys. Rept. **427**, 257 (2006); hep-ex/0509008;  
 G. P. Zeller *et al.* (NuTeV Collab.), “Precise determination of electroweak parameters in neutrino nucleon scattering”, Phys. Rev. Lett. **88**, 091802 (2002); arXiv:hep-ex/0110059;  
 D. Acosta *et al.* (CDF Collab.), “Measurement of the forward-backward charge asymmetry of electron positron pairs in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. D **71**, 052002 (2005); arXiv:hep-ex/0411059;  
 V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Measurement of the forward-backward charge asymmetry and extraction of  $\sin^2\theta_W^{eff}$  in  $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* + X \rightarrow e^+e^- + X$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. Lett. **101**, 191801 (2008); arXiv:0804.3220;  
 V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), “Measurement of  $\sin^2\theta_{eff}^l$  and  $Z$ -light quark couplings using the forward-backward charge asymmetry in  $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* + X \rightarrow e^+e^- + X$  events with  $\mathcal{L} = 5.0 \text{ fb}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, Phys. Rev. D **84**, 012007 (2011); arXiv:1104.4590.
- [233] E. Accomando, D. Becciolini, A. Belyaev, S. Moretti and C. Shepherd-Themistocleous, “ $Z'$  at the LHC: interference and finite width effects in Drell–Yan”, JHEP **10**, 153 (2013); arXiv:1304.6700.
- [234] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2014-053; Phys. Rev. D **90**, 052005 (2014); arXiv:1405.4123.
- [235] E. Accomando, A. Belyaev, L. Fedeli, S. F. King and C. Shepherd-Themistocleous, “ $Z'$  physics with early LHC data”, Phys. Rev. D **83**, 075012 (2011); arXiv:1010.6058;  
 R. Hamberg, W. L. van Neerven and T. Matsuura, “A Complete calculation of the order  $\alpha_S^2$  correction to the Drell–Yan  $K$ -factor”, Nucl. Phys. B **359**, 343 (1991) 343 [Erratum *ibid.* B **644**, 403 (2002) 403];  
 W. L. van Neerven and E. B. Zijlstra, “The  $O(\alpha_S^2)$  corrected Drell–Yan  $K$ -factor in the DIS and  $\overline{\text{MS}}$  scheme”, Nucl. Phys. B **382**, 11 (1992) [Erratum *ibid.* B **680**, 513 (2004)].
- [236] M. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu and T. M. P. Tait, “ $Z'$  gauge bosons at the Tevatron”, FERMILAB-Pub-04/129-T; Phys. Rev. D **70**, 093009 (2004); hep-ph/0408098.
- [237] S. Chatrchayn *et al.* (CMS Collab.), “Search for signatures of extra dimensions in the diphoton mass spectrum at the Large Hadron Collider”, CMS-EXO-11-038; CERN-PH-EP-2011-173; Phys. Rev. Lett. **108**, 111801 (2012); arXiv:1112.0688.

- [238] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for resonances and quantum black holes using dijet mass spectra in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-059; CERN-PH-EP-2014-300; Phys. Rev. D **91**, 052009 (2015); arXiv:1501.04198;  
S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Search for narrow resonances using using the dijet mass spectrum in the collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-016; CERN-PH-EP-2013-015; Phys. Rev. D **87**, 114015 (2013), arXiv:1302.4794.
- [239] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for quark contact interactions and extra spatial dimensions using dijet angular distributions in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-050; CERN-PH-EP-2014-261; Phys. Lett. B **746**, 79 (2015), arXiv:1411.2646.
- [240] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for massive resonances in dijet systems containing jets tagged as  $W$  or  $Z$  boson decays in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-024; CERN-PH-EP-2014-071; J. High Energy Phys. **08**, 173 (2014); arXiv:1405.1994.
- [241] S. Chatrchayn *et al.* (CMS Collab.), “Search for anomalous  $t\bar{t}$  production in the highly–boosted all–hadronic final state”, CMS-EXO-11-006; CERN-PH-EP-2012-077; J. High Energy Phys. **09**, 029 (2012); arXiv:1204.2488.
- [242] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>
- [243] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2014-135; Eur. Phys. J. C **74**, 3134 (2014); arXiv:1407.2410.
- [244] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018);  
C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016);  
K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C. **38**, 090001 (2014);  
J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012);  
<http://pdg.lbl.gov/>
- [245] F. Tangherlini, “Schwarzschild Field in  $n$  Dimensions and the Dimensionality of Space Problem”, Nuovo Cimento **27**, 636–651 (1963).
- [246] R. Myers, M. Perry, “Black holes in higher dimensional space-times”, Ann. Phys. **172**, 304–347 (1986) 304.
- [247] P. Argyres, S. Dimopoulos, J. March-Russell, “Black Holes and Sub-millimeter Dimensions”, Phys. Lett. B **441**, 96 (1998); arXiv:hep-th/9808138.
- [248] H. Yoshino, Y. Nambu, “Black hole formation in the grazing collision of high–energy particles”, Phys. Rev. D **67**, 024009 (2003); arXiv:gr-qc/0209003;  
V. S. Rychkov, “Black hole production in particle collisions and higher

- curvature gravity”, Phys. Rev. D **70**, 044003 (2004); arXiv:hep-ph/0401116;  
V. S. Rychkov, “Tests of classical gravity description for microscopic black hole production”, ITFA-2004-19; arXiv:hep-ph/0405104.
- [249] H. Yoshino and V.S. Rychkov, “Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions”, Phys. Rev. D **71**, 104028 (2005); hep-th/0503171;  
H. Yoshino and V. S. Rychkov, “Erratum: Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions [Phys. Rev. D **71**, 104028 (2005)]”, Phys. Rev. D **77**, 089905 (2008).
- [250] S. Hawking, “Particle creation by black holes”, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
- [251] . R. Emparan, G. Horowitz, R. Myers, “Black Holes Radiate Mainly on the Brane”, Phys. Rev. Lett. **85**, 499 (2000); arXiv:hep-th/0003118.
- [252] P. Kanti, H. Kodama, R. A. Konoplya, N. Pappas, A. Zhidenko, “Graviton Emission in the Bulk by a Simply Rotating Black Hole”, Phys. Rev. D **80**, 084016 (2009); arXiv:0906.3845.
- [253] B. Koch, M. Bleicher, S. Hossenfelder, “Black Hole Remnants at the LHC”, JHEP **0510**, 053 (2005); arXiv:hep-ph/0507138.
- [254] P. Meade, L. Randall, “Black Holes and Quantum Gravity at the LHC”, JHEP **0805**, 003 (2008); arXiv:0708.3017.
- [255] X. Calmet, W. Gong, S. Hsu, “Colorful quantum black holes at the LHC”, Phys. Lett. B **668**, 20 (2008); arXiv:0806.4605.
- [256] D. Gingrich, “Quantum black holes with charge, colour, and spin at the LHC”, J. Phys. G **37**, 105108 (2010); arXiv:0912.0826.
- [257] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Search for narrow resonances and quantum black holes in inclusive and b-tagged dijet mass spectra from  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, CMS-EXO-11-094; CERN-PH-EP-2012-277; JHEP **01**, 013 (2013) 013; arXiv:1210.2387;  
V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for Dijet Resonances in 7 TeV  $pp$  Collisions at CMS”, CMS-EXO-10-010; CERN-PH-EP/2010-035; Phys. Rev. Lett. **105**, 211801 (2010); arXiv:1010.0203;  
V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for Quark Compositeness with the Dijet Centrality Ratio in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, CMS-EXO-10-002; CERN-PH-EP/2010-038; Phys. Rev. Lett. **105**, 262001 (2010); arXiv:1010.4439.
- [258] S. B. Giddings, “High-energy black hole production”, in Proceedings of the 13th International Symposium on Particles, Strings, and Cosmology PASCOS 2007, London, England, AIP Conf. Proc. 957, 69 (2007); arXiv:0709.1107.

- [259] G. Landsberg, “Black Holes at Future Colliders and Beyond: a Topical Review”, *J. Phys. G* **32**, R337 (2006); arXiv:hep-ph/0607297.
- [260] М. В. Савина, “Рождение черных дыр на ЛHC: особенности, проблемы и ожидания”, *ЯФ* **74**, 518–526 (2011);  
М. В. Савина, “Поиск сигналов от микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в эксперименте CMS на ЛHC”, *ЯФ* **76**, 1150–1159 (2013);  
М. В. Савина, “Поиск калуца–клейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детектора CMS на ускорителе ЛHC”, *ЯФ* **78**, 571–575 (2015);  
М. В. Савина, “Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на ЛHC”, *Физика на ЛHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS*. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4 — с. 131–183, ISBN 978-5-9530-0437-4.
- [261] В. Ф. Конопляников, “Использование канала «прямой фотон + струя» для установления абсолютной шкалы энергии струи на установке CMS”, Диссертация на соискания научной степени кандидата физико–математических наук по специальностям 01.04.01 (Приборы и методы экспериментальной физики) и 01.04.16 (Физика атомного ядра и элементарных частиц), ОИЯИ, г. Дубна, 2008, 137 с.
- [262] А. Р. Тумасян, “Энергетическая калибровка адронных струй в эксперименте CMS (ЛHC) с использованием распада  $W \rightarrow q\bar{q}$  в pp–столкновениях при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ”, Диссертация на соискания научной степени кандидата физико–математических наук по специальности 01.04.16 (Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей), ННЛ им. А.И. Алиханяна, г. Ереван, 2008, 118 с.
- [263] D.-C. Dai *et al.*, “BlackMax: A black–hole event generator with rotation, recoil, split branes and brane tension”, *Phys. Rev. D* **77**, 076007 (2008); arXiv:0711.3012;  
D.-C. Dai *et al.*, “Manual of BlackMax, a black–hole event generator with rotation, recoil, split branes, and brane tension”, arXiv:0902.3577.
- [264] C. M. Harris, P. Richardson, and B. R. Webber, “CHARYBDIS: A Black Hole Event Generator”, *JHEP* **08**, 033 (2003); hep-ph/0307305;  
J. Frost *et al.*, “Phenomenology of Production and Decay of Spinning Extra–Dimensional Black Holes at Hadron Colliders”, *JHEP* **10**, 014 (2009); arXiv:0904.0979.
- [265] D. M. Gingrich, “Monte Carlo event generator for black hole production and decay in proton–proton collisions”, *Comput. Phys. Commun.* **181**, 1917 (2010); arXiv:0911.5370.

- [266] S. Dimopoulos and R. Emparan, “String balls at the LHC and beyond”, *Phys. Lett. B* **526**, 393 (2002); hep-ph/0108060.
- [267] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “The anti- $k_t$  jet clustering algorithm”, *JHEP* **04**, 063 (2008); arXiv:0802.1189.
- [268] M. Cacciari and G. P. Salam, “Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet- $\tau$ nder”, *Phys. Lett. B* **641**, 57 (2006); hep-ph/0512210;  
M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, “FastJet user manual”, *Eur. Phys. J. C* **72**, 1896 (2012); arXiv:1111.6097.
- [269] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS”, CMS-JME-10-011; CERN-PH-EP-2011-102; *JINST* **6** P11002 (2011); arXiv:1107.4277.
- [270] A. L. Read, “Presentation of search results: the CLs technique”, *J. Phys. G* **28**, 2693 (2002);  
T. Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **434**, 435 (1999); hep-ex/9902006.
- [271] S Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), “Search for resonances and quantum black holes using dijet mass spectra in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CMS-EXO-12-059; CERN-PH-EP-2014-300; *Phys. Rev. D* **91**, 052009 (2015); arXiv:1501.04198.
- [272] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), “Search for lepton flavour violating decays of heavy resonances and quantum black holes to an  $e\mu$  pair in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *Eur. Phys. J. C* **76**, 317 (2016), arXiv:1604.05239.
- [273] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for low-scale gravity signatures in multi-jet final states with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CERN-PH-EP-2015-066; *JHEP* **07**, 032 (2015); arXiv:1503.08988.
- [274] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for microscopic black holes and string balls in final states with leptons and jets with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, CERN-PH-EP-2014-072; *JHEP* **08**, 103 (2014)103; arXiv:1405.4254  
G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for Quantum Black Hole Production in High-Invariant-Mass Lepton+Jet Final States Using pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and the ATLAS Detector”, CERN-PH-EP-2013-193; *Phys. Rev. Lett* **112**, 091804 (2014); arXiv:1311.2006.
- [275] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for new phenomena in the dijet mass distribution using pp collision data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2014-147; *Phys. Rev. D* **91**, 052007 (2015); arXiv:1407.1376.

- [276] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), “Search for microscopic black holes in a like-sign dimuon final state using large track multiplicity with the ATLAS detector”, CERN-PH-EP-2013-120; Phys. Rev. D **88**, 072001 (2013); arXiv:1308.4075.
- [277] F. James and M. Roos, “Minuit — A System For Function Minimization And Analysis Of The Parameter Errors And Correlations”, Comput. Phys. Commun. **10**, 343 (1975).