

Федеральное государственное бюджетное учреждение  
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”

На правах рукописи

Попов Алексей Валерьевич

**Поиск новой физики и изучение процессов квантовой  
хромодинамики в эксперименте D0**

Специальность 01.04.23 —  
«Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Протвино — 2022

## Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Детектор D0 . . . . .</b>	<b>11</b>
1.1 Центральная трековая система . . . . .	12
1.2 Калориметрическая система . . . . .	14
1.3 Мюонная система . . . . .	16
1.3.1 Мониторирование стабильности работы передней мюонной системы с помощью одномюонных выходов . . . . .	16
1.4 Триггерная система и система сбора данных . . . . .	19
<b>Глава 2. Поиск новой физики . . . . .</b>	<b>22</b>
2.1 Суперсимметрия . . . . .	22
2.1.1 Поиск суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса . . . . .	29
2.2 Поиск дополнительных измерений . . . . .	44
2.2.1 Поиск RS-гравитонов . . . . .	48
2.2.2 Поиск суперсимметрии и универсальных дополнительных измерений . . . . .	53
<b>Глава 3. Измерение эффективного сечения двухпартонных             взаимодействий . . . . .</b>	<b>62</b>
3.1 Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий . . . . .	62
3.2 Исследование парного рождения $J/\psi$ мезонов . . . . .	63
3.2.1 Вычисление триггерной эффективности для событий SJ и DJ . . . . .	67
3.2.2 Вычисление корректирующих коэффициентов от данных к MC для эффективности идентификации мюонов . . . . .	70
3.2.3 Сравнение данных и MC для случаев SJ и DJ. Перевзвешивание MC к данным. . . . .	73
3.2.4 Измерение сечения одиночного рождения $J/\psi$ . . . . .	76
3.2.5 Измерение сечения парного рождения $J/\psi$ . . . . .	81
3.2.6 Вычисление эффективного сечения двухпартонных взаимодействий . . . . .	89

	Стр.
3.3 Исследование совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ мезонов . . . . .	90
3.3.1 Измерение количества сигнала и фона в данных . . . . .	92
3.3.2 Триггерные эффективности для событий одиночного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ . . . . .	94
3.3.3 Триггерная эффективность для событий совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ . . . . .	97
3.3.4 Вычисление корректирующих коэффициентов от данных к МС для эффективности идентификации мюонов с учетом изоляции . . . . .	100
3.3.5 Измерение сечения одиночного рождения $J/\psi$ . . . . .	102
3.3.6 Сечение одиночного рождения $\Upsilon$ и измерение триггерной эффективности . . . . .	105
3.3.7 Измерение сечения совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ . . . . .	109
3.3.8 Вычисление эффективного сечения двухпартонных взаимодействий . . . . .	111
<b>Глава 4. Поиск экзотических состояний . . . . .</b>	<b>113</b>
4.1 Общие сведения . . . . .	113
4.1.1 Модели для экзотических частиц . . . . .	114
4.2 Изучение состояния $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ . . . . .	119
4.2.1 Поиск состояния $Z_c^\pm(3900)$ в полуинклюзивных распадах $b$ -адронов . . . . .	120
4.2.2 Дальнейшее исследование свойств состояния $Z_c^\pm(3900)$ . . . . .	134
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>147</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>151</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>162</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>170</b>

## Введение

Эксперимент D0 являлся одним из двух больших экспериментов, проводимых на ускорителе Тэватрон (Национальная лаборатория имени Ферми, Батавия, США). Экспериментальная установка была построена в период с 1985 по 1991 годы, набор статистики проходил в двух больших сеансах: Run I (1992 – 1996) и Run II (2001 – 2011). За время проведения этих сеансов была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости более  $10 \text{ фб}^{-1}$ , и получены важнейшие результаты, которые во многом определили дальнейшее развитие физики высоких энергий, включающие в себя открытие топ-кварка и прецизионные измерения его массы, прецизионные измерения массы  $W$ -бозона, измерение различных параметров стандартной модели и тестирование пределов её применимости, поиски так называемой новой физики – физики за пределами стандартной модели, исследование процессов квантовой хромодинамики (КХД) и физики тяжелых мезонов, поиски бозона Хиггса.

Важной областью исследований, проводимых в эксперименте D0, был поиск процессов и частиц, не вписывающихся в стандартную модель физики элементарных частиц. Среди таких исследований хотелось бы выделить поиски суперсимметрии и поиск дополнительных измерений. Необходимость рассмотрения таких расширений стандартной модели продиктована наличием в ней внутренних проблем, таких как проблема иерархии, проблема унификации бегущих калибровочных констант связи и проблема темной материи. Проблему иерархии можно сформулировать в терминах радиационных поправок к массе бозона Хиггса. В рамках стандартной модели такие поправки к массе скалярного поля имеют квадратичную форму и, в результате этого, оказываются много большими, чем масса самого поля, входящая в лагранжиан. В суперсимметричных моделях эти поправки полностью компенсируются вкладами от соответствующих суперпартнеров обычных частиц, что обеспечивает массу бозона Хиггса на много порядков меньшую, чем планковская масса. Проблема унификации бегущих калибровочных констант связи заключается в том, что на энергетическом уровне, соответствующем “великому объединению” ( $10^{16} \text{ ГэВ}/c^2$ ), электрослабая и сильная константы связи не могут стать в точности равными друг другу в рамках стандартной модели, т. е. в ней, строго говоря, невозможно само “великое объединение”. В рамках же суперсимметрич-

ных моделей, поправки от новых полей меняют вид энергетической эволюции констант связи так, что “великое объединение” снова становится возможным. Также, в рамках различных моделей суперсимметрии, можно легко найти кандидатов на роль “темной материи”, в частности в минимальной суперсимметрии таким кандидатом является наилегчайшее нейтралينو.

Попытки решения проблемы иерархии также привели к моделям, использующим дополнительные измерения. Ведь проблему иерархии можно переформулировать следующим эквивалентным образом: почему планковская масса является такой большой? И, соответственно, почему гравитационное взаимодействие является таким слабым? Модели с дополнительными измерениями предлагают возможное решение этого вопроса - гравитационное взаимодействие не ограничено лишь нашим трехмерным пространством, но может распространяться в дополнительных измерениях, где оно может быть весьма большим, в то время как в нашем мире оно оказывается сильно подавленным, что дает естественное решение проблемы иерархии.

Но для того чтобы признать верными модели, включающие в себя суперсимметрию и модели, основанные на дополнительных измерениях, они должны пройти экспериментальную проверку, которая и была важной частью исследований, проводимых в эксперименте D0.

Второй важной областью исследований, которые проводились в эксперименте D0, является изучение процессов квантовой хромодинамики (КХД). Результаты, рассматриваемые в диссертации, относятся к двум областям таких исследований: измерение сечений парного рождения тяжелых мезонов с  $b$  и  $c$  - кварками (парное рождение  $J/\psi J/\psi$  и  $J/\psi \Upsilon$ ) и эффективного сечения двухпартонных взаимодействий, а также поиск и исследование экзотических мультикварковых состояний.

Исследование парного рождения  $J/\psi J/\psi$  интересно тем, что такое рождение может идти как через однопартонное, так и через двухпартонное взаимодействие. Поскольку в качестве начального состояния, в основном, выступает глюон-глюонное рассеяние, измерение доли двухпартонных взаимодействий может дать информацию о пространственном распределении глюонов в протоне. То же самое можно сказать и о парном рождении  $J/\psi \Upsilon$ , которое, в основном, идет именно через двухпартонное взаимодействие в начальном состоянии. С другой стороны, изучение однопартонного взаимодействия и измерение соответствующего сечения рождения для системы  $J/\psi J/\psi$  может дать уникальную

информацию о функции распределения глюонов (parton distribution function - PDF) при малых значениях импульса партона, где эта функция хуже всего изучена. Следует отметить, что в парном рождении  $J/\psi J/\psi$  в эксперименте D0 были впервые измерены вклады в сечение рождения от однопартонного и двухпартонного взаимодействия. Также впервые было измерено сечение совместного образования  $J/\psi \Upsilon$  и для обеих систем получены значения эффективного сечения двухпартонных взаимодействий.

Возможность существования мультикварковых состояний, отличных от классических мезонов и барионов, рассматривалась со времени рождения кварковой модели. Позже было предсказано существование таких состояний, содержащих тяжелые  $b$  и  $c$  - кварки. Такие состояния легче поддаются идентификации, поскольку тяжелые адроны имеют узнаваемую структуру распадов. Началом эры наблюдения экзотических состояний можно считать 2003 год, когда в эксперименте Belle было наблюдено состояние  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ . К настоящему времени открыто уже более 20 экзотических состояний. В эксперименте D0 была проведена большая работа по поиску и изучению экзотических мультикварковых состояний, в данной диссертации рассматривается исследование ранее открытого в экспериментах Belle и BES III экзотического состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi$ .

### **Актуальность темы**

Поиски физики, которая расширяет существующую стандартную модель физики элементарных частиц, является на сегодняшний день одной из самых актуальных тем в физике высоких энергий. Необходимость решения проблем иерархии, унификации электрослабых и сильных взаимодействий, поиск механизмов квантовой гравитации приводит к уверенности в том, что такая физика должна существовать. Но на сегодняшний день не найдено значимых экспериментальных свидетельств существования этой “новой физики”. Поэтому продолжение поиска таких свидетельств является одним из важнейших направлений современной науки. И хотя основной объем таких поисков ведется сегодня на Большом Адронном Коллайдере (БАК), вклад, который внесли в эту работу эксперименты на Тэватроне сложно переоценить. В эксперименте D0 было проведено множество исследований в этом направлении, в частности в таких областях как поиски суперсимметрии и дополнительных пространственных измерений, в которых автор принимал активное участие.

Важность исследования многопартонных взаимодействий в адрон-адронных столкновениях определяется в том числе и тем, что такие взаимодействия составляют значительную часть фоновых процессов к процессам рождения бозона Хиггса, а также к возможным процессам, определяемым “новой физикой”. К примеру, при совместном рождении бозона Хиггса и слабого бозона, где бозон Хиггса распадается на  $b\bar{b}$ , фон от двухпартонных взаимодействий, в которых рождаются векторный бозон и пара струй, может значительно превышать сигнал от бозона Хиггса даже после применения жестких критериев отбора событий. Поэтому изучение таких процессов может оказать существенную помощь в выделении слабых сигналов от рождения бозона Хиггса и возможных процессов “новой физики”. Кроме того, изучение совместного рождения тяжелых мезонов может, само по себе, дать много новой информации о процессах квантовой хромодинамики, в частности, о внутренней структуре нуклонов и о процессах партон-нуклонной фрагментации. При этом следует отметить, что поскольку диапазоны энергий, которые исследуются на БАК и Тэватроне, различаются между собой, результаты, полученные на Тэватроне, являются уникальными и дополняющими подобные результаты, полученные на БАК.

Поиск и изучение так называемых “экзотических адронов” (мультикварковых состояний) также становится одной из наиболее интересных и актуальных областей исследований в современной физике элементарных частиц. Еще с самого появления кварковой модели было понятно, что она допускает существование не только “классических” мезонов, состоящих из кварка и антикварка, и барионов, состоящих из трех кварков, но и “экзотических” состояний, таких как тетракварки, пентакварки и гибриды. В последнее время было найдено более 20 подобных состояний, содержащих тяжелые кварки. Изучение этих состояний, также как и открытие новых подобных состояний, поможет как расширить наше понимание внутреннего строения адронов и в целом процессов непертурбативной КХД, так и, возможно, обнаружить процессы, выходящие за рамки стандартной модели физики элементарных частиц.

### **Научная новизна и практическая ценность работы**

Результаты по поиску “новой физики”, полученные в эксперименте D0, сыграли большую роль в выборе направлений дальнейших исследований в этой области, будучи, на момент их опубликования, лучшими в мире. Это относится и к ограничениям на массы и сечения рождения суперсимметричных частиц, и

к ограничениям на массу гравитона Рэндалл-Сандрума, а также на величину радиуса компактификации для универсальных пространственных измерений.

В работе по изучению парного рождения  $J/\psi J/\psi$  были впервые раздельно измерены вклады от однопартонных и двухпартонных взаимодействий. Впервые получено указание на то, что эффективное сечение двухпартонных взаимодействий для  $gg$  взаимодействий заметно меньше, чем для  $qq$  и  $qg$  взаимодействий, что было впоследствии подтверждено на БАК. Также впервые получено указание (статистическая значимость  $3.2\sigma$ ) на совместное рождение  $J/\psi\Upsilon$  и измерено сечение этого процесса. Подтверждено наблюдаемое ранее уменьшение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий в случае  $gg$  взаимодействий в начальном состоянии.

Также, впервые получено свидетельство (статистическая значимость  $4.6\sigma$ ) рождения экзотического состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi\pi$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов и впервые показано, что его рождение, исследуемое в эксперименте D0, происходит именно в этих распадах, не было обнаружено статистически значимых свидетельств прямого рождения этого состояния в  $p\bar{p}$  взаимодействиях.

### **Выносятся на защиту**

На защиту выносятся следующие положения:

- Методика мониторинга стабильности работы передней мюонной системы эксперимента D0 с помощью измерения одномюонных выходов.
- Пределы на сечение рождения и массы суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса в конечном состоянии с тремя лептонами и большой недостающей энергией.
- Пределы на сечение рождения и массу RS-гравитона в конечном состоянии  $ee$  или  $\gamma\gamma$ .
- Пределы на эффективный масштаб нарушения суперсимметрии и массу легчайшего нейтралино для модели GMSB SUSY, а также на обратный радиус компактификации для модели универсальных дополнительных измерений в конечном состоянии с двумя фотонами и большой недостающей энергией.
- Сечения одиночного и парного рождения мезонов  $J/\psi$  и эффективное сечение двухпартонных взаимодействий для состояния  $J/\psi J/\psi$ .



- Обнаружение совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  и измеренное сечение этого процесса. Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий для данного состояния.
- Наблюдение экзотического мультикваркового состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi\pi$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов и измерение его массы и ширины. Верхний предел на отношение чисел событий включающих в себя  $Z_c(3900)$  в прямом и непрямом рождении.

### **Вклад автора**

Совместно с другими участниками эксперимента автор разработал методику измерения одномюонных выходов и долговременного (2004 – 2011 годы) мониторингования стабильности работы передней мюонной системы и системы измерения светимости эксперимента D0 при различных значениях мгновенной светимости.

В работе по поиску суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса в конечных состояниях с тремя лептонами и большой недостающей энергией автором было выполнено моделирование фонов от процессов стандартной модели и сравнение их с данными, а также вычислены пределы на сечения и массы суперсимметричных частиц.

В работе по поиску гравитона Рэндалл-Сандрума (RS-гравитона) в конечных состояниях с двумя электронами или фотонами автором было выполнено моделирование событий от предполагаемого сигнала и фонов стандартной модели. Автором были получены пределы на сечение рождения и массу RS-гравитона.

В работе по поиску суперсимметрии и универсальных дополнительных измерений в конечном состоянии с двумя фотонами и большой недостающей энергией автором была выполнена оптимизация отборов для выделения сигнала, моделирование фонов от процессов стандартной модели, а также проведен мультивариационный анализ с целью разделения событий от предполагаемого сигнала и фоновых событий.

В работе по измерению сечений одиночного и парного рождения мезонов  $J/\psi$  автором были выполнены измерение триггерной эффективности для событий с двумя и четырьмя мюонами, измерение корректирующих коэффициентов от данных к Монте-Карло для эффективности идентификации мюонов, моде-

лирование сигнала и вычисление акцептанса, а также измерение числа событий в сигнале от парного рождения мезонов  $J/\psi$ .

В работе по измерению сечений одиночного рождения  $\Upsilon$  и совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  автором были измерены числа событий в сигнале и фоне для одиночного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , а также их совместного рождения. Автором были измерены триггерные эффективности для событий с двумя и четырьмя мюонами, корректирующие коэффициенты от данных к Монте-Карло для эффективности идентификации мюонов, выполнено моделирование сигнала и вычисление акцептанса.

В работах по поиску и изучению экзотического состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi\pi$  автор провел фиты распределений по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi)$  в различных интервалах по инвариантной массе  $(J/\psi\pi^+\pi^-)$  и измерил массу и ширину состояния  $Z_c(3900)$ , а также получил статистическую значимость его наблюдения с учетом систематических ошибок.

Все вышеупомянутые работы были выполнены в составе групп эксперимента D0 по поддержанию работы мюонной системы, поиску новой физики, изучению процессов квантовой хромодинамики и процессов, связанных с рождением  $b$  и  $c$  - кварков.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 171 страницу, включая 71 рисунок и 16 таблиц. Список литературы содержит 101 наименование.

## Глава 1. Детектор D0

Эксперимент D0 был предложен в 1983 году для исследования протон-антипротонных взаимодействий при энергии в системе центра масс  $1.96 \text{ ТэВ}/c^2$  на коллайдере Тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми. Основным направлением исследований стали исследования состояний с большой массой и большим поперечным импульсом. Детектор очень хорошо показал себя во время первого периода своей работы (Run I), который длился с 1992 по 1996 годы и привел к открытию топ-кварка и первым измерениям его массы, прецизионным измерениям массы  $W$ -бозона, детальному анализу калибровочных констант, исследованиям в области квантовой хромодинамики (КХД), в частности, изучению образования струй, а также значительному улучшению значений пределов на различные процессы новой физики. В Run I Тэватрон работал в режиме с 6 банчами протонов и антипротонов, временной промежуток между ними составлял  $3500 \text{ ns}$ , мгновенная светимость находилась в диапазоне  $1 - 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ , а энергия в системе центра масс составляла  $1.8 \text{ ТэВ}/c^2$ . За этот период времени была собрана статистика, соответствующая интегральной светимости  $\sim 120 \text{ пб}^{-1}$ .

После введения в строй нового главного инжектора и соответствующего усовершенствования основного ускорителя, в 2001 году начался новый период работы Тэватрона (Run II), который продолжался до конца сентября 2011 года. За это время мгновенная светимость была увеличена более чем в 10 раз по сравнению с Run I, до  $3 - 4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ . Это было достигнуто за счет увеличения числа банчей протонов и антипротонов до 36 и уменьшения временного промежутка между ними до  $396 \text{ ns}$ . Энергия в системе центра масс также была увеличена, достигнув проектной величины  $1.96 \text{ ТэВ}/c^2$ . За весь период проведения Run II была собрана статистика, соответствующая интегральной светимости  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ . Для эффективной работы в условиях повышенной по сравнению с Run I светимости, детектор D0 также был значительно усовершенствован. Он состоял из трех главных subsystemов: центральных трековых детекторов, уран-жидкоаргонового калориметра и мюонного спектрометра. Центральные трековые детекторы включали в себя кремниевомикростриповый (SMT) и центральный сцинтилляционно-волоконный (CFT) трековые детекторы, расположенные в магнитном поле напряженностью  $2 \text{ Т}$ , создаваемом

соленоидальным магнитом (соленоидом). SMT был способен регистрировать смещенные вершины от распадов  $B$ -адронов. Магнитное поле позволяло измерять отношение энергии частицы к её импульсу для идентификации электронов и калибровки калориметра, давало возможности для лучшей идентификации тау-лептонов, улучшенной адронной спектроскопии и более точного измерения импульса мюонов. Мюонный детектор, расположенный за калориметром, состоял из центральной мюонной системы, покрывающей диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 1$  и передней мюонной системы, работающей в диапазоне псевдобыстрот  $1 < |\eta| < 2$  (псевдобыстрота  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ , где  $\theta$  – полярный угол, отсчитываемый от оси пучка). И центральная, и передняя мюонные системы состояли из одного слоя дрейфовых камер и сцинтилляционных детекторов, помещенных в магнитное поле напряженностью до 1.8 Т, создаваемое тороидальными магнитами (тороидами) и двух аналогичных слоев дрейфовых и сцинтилляционных детекторов за тороидальными магнитами (вне магнитного поля). На Рис. 1.1 изображен общий вид на детектор (в разрезе) с внутренней стороны кольца коллайдера Тэватрон.

В дальнейшем будет использоваться координатная система с осью  $z$  направленной вдоль оси пучка (в направлении движения протонов). Углы  $\varphi$  и  $\theta$  обозначают азимутальный и полярный углы соответственно. Координата  $r$  обозначает расстояние в направлении, перпендикулярном оси  $z$ . Более подробно с устройством детектора D0 можно ознакомиться в [1].

## 1.1 Центральная трековая система

Отличная работа центральной трековой системы была необходима для изучения физики топ-кварка, электрослабых взаимодействий,  $b$ -физики и поиска новой физики. Как уже отмечалось выше, центральная трековая система состояла из кремниевомикрострипового детектора (SMT) и центрального сцинтилляционно-волоконного детектора (CFT), окруженных соленоидальным магнитом. Два трековых детектора окружали область первичных  $p\bar{p}$  взаимодействий и имели разрешение  $\sim 35$  мкм вдоль всей линии пучка. С их помощью можно было таггировать струи от распадов  $b$ -кварка с разрешением по прицельному параметру 15 мкм и выше для частиц с поперечным импульсом

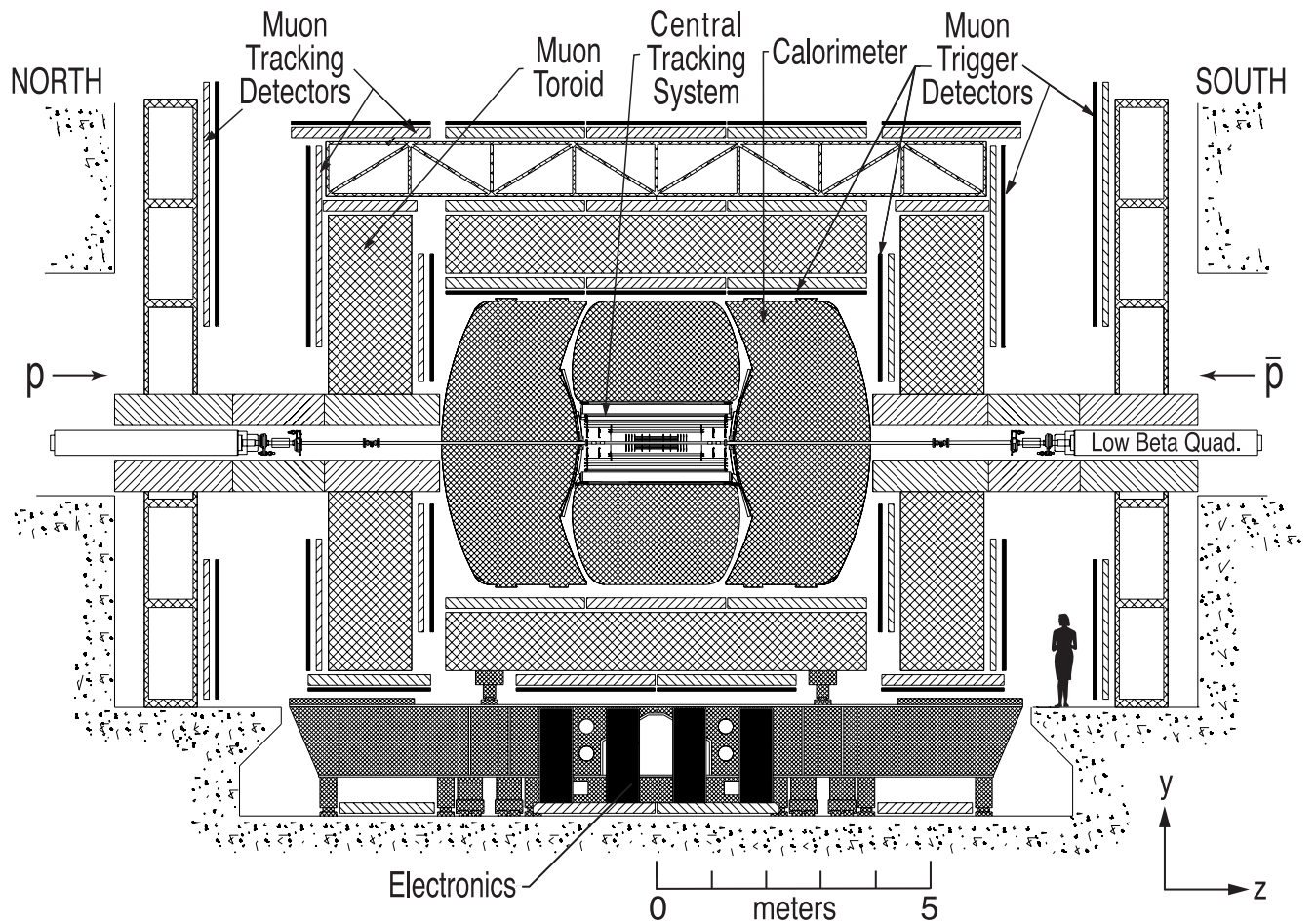


Рисунок 1.1 — Общий вид на детектор D0 (в разрезе) с внутренней стороны кольца коллайдера Тэватрон.

$p_T > 10$  ГэВ/с при  $|\eta| = 0$ . Высокая точность в определении координат вершины взаимодействия позволяла достигать хорошей точности измерения поперечного импульса лептонов и струй, а также недостающей энергии.

И SMT, и CFT предоставляли информацию триггерной системе. SMT давал сигналы для Уровней 2 и 3 триггерной системы и использовался для обнаружения смещенных вершин от распадов  $b$ -кварка. CFT предоставлял быстрое и непрерывное считывание сигналов от дискриминатора для первого уровня триггерной системы. Если событие проходило этот уровень, информация о треках, базирующаяся на этих сигналах, посылалась на Уровень 2. Уровень 3 триггерной системы получал информацию от медленного считывания оцифрованных аналоговых сигналов CFT, в дополнение к информации от дискриминатора на Уровнях 1 и 2.

Общая схема центральной трековой системы представлена на Рис. 1.2.

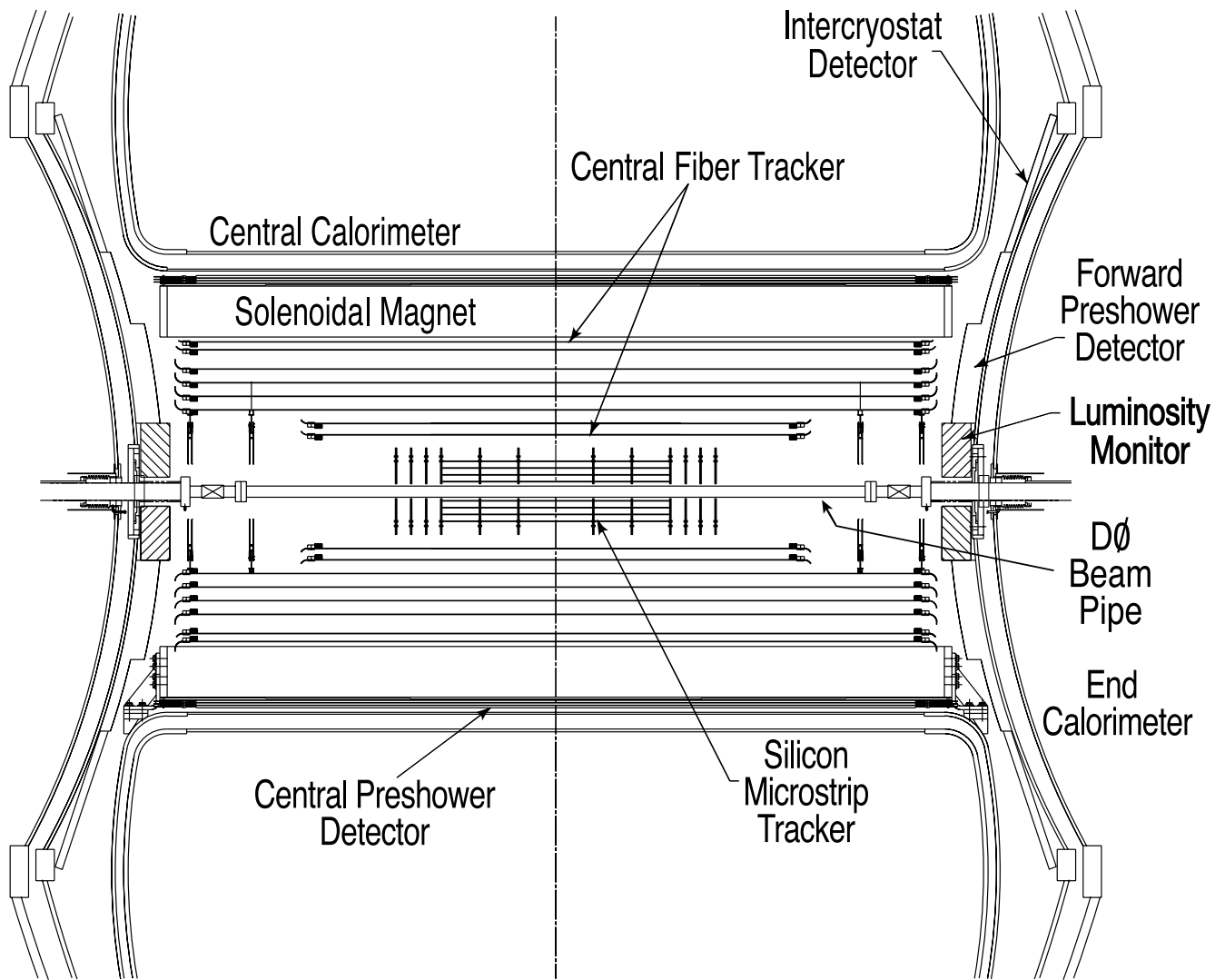


Рисунок 1.2 — Вид в разрезе на центральную трековую систему. Также показаны соленоид, предливневые детекторы, монитор светимости и калориметрическая система.

## 1.2 Калориметрическая система

Калориметрическая система эксперимента D0 состояла из трех уран-жидкоаргоновых гетерогенных калориметров (сэмплинг-калориметров): центрального (CC), а также двух торцевых (ECN – north и ECS – south), см. Рис. 1.3, а также ICD (InterCryostat Detector). Они использовались, чтобы обеспечить измерение энергии электронов, фотонов и струй в отсутствие магнитного поля, для помощи в идентификации электронов, фотонов, струй и мюонов, а также для измерения недостающей энергии в событиях.

CC покрывал область  $|\eta| \leq 1.0$ , в то время как ECN и ECS увеличивали покрытие до  $|\eta| \approx 4$ . Каждый из калориметров содержал электромагнитную (EM) секцию (ближе к области взаимодействий), а также точную и грубую адронные

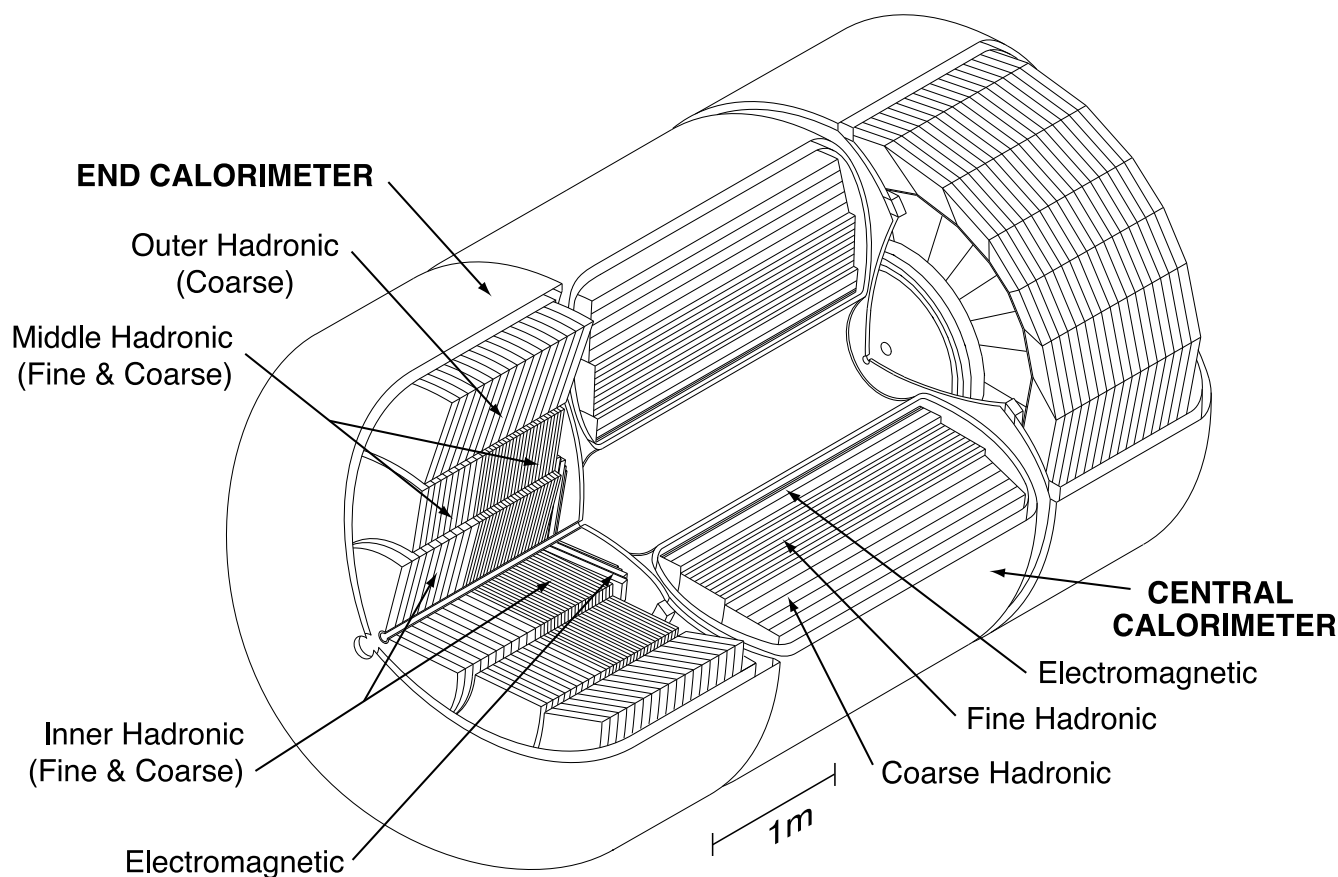


Рисунок 1.3 — Общий вид на центральный и два торцевых калориметра в изометрической проекции.

секции. Детектирующей средой во всех трех калориметрах являлся жидкий аргон и каждый из трех калориметров (СС, ECN и ECS) находились внутри собственного криостата, поддерживающего температуру приблизительно 90 К. В разных местах калориметров использовались различные поглотители. В EM-секциях в качестве поглотителя использовались тонкие пластины (3 мм в СС и 4 мм в ЕС), сделанные из почти чистого обедненного урана. В точных адронных калориметрах использовался поглотитель из урано-ниобиевого (2 %) сплава с толщиной пластины в 6 мм. В грубых адронных секциях калориметров в качестве поглотителя использовались достаточно толстые (46.5 мм) пластины из меди (СС) или нержавеющей стали (ЕС).

### 1.3 Мюонная система

Мюонная система детектора D0 в Run II включала в себя центральную систему, состоящую из пропорциональных дрейфовых камер (PDT) и сцинтилляционных счетчиков; переднюю мюонную систему, также включающую в себя дрейфовые камеры (Mini Drift Tubes - MDT) и сцинтилляционные счетчики. В состав мюонной системы также входили тороидальные магниты. Центральная мюонная система обеспечивала детектирование в области  $|\eta| < 1.0$  в то время как передняя мюонная система расширяла эту область до  $|\eta| \approx 2.0$ . Также, на внешнем уровне центральной мюонной системы были установлены дополнительные быстрые сцинтилляционные счетчики (так называемая cosmic cap) для соотнесения мюона в PDT с конкретным пересечением банчей протонов и антипротонов, а также для снижения уровня фона от мюонов из космических лучей. Дополнительные сцинтилляционные счетчики, АФ-счетчики, были установлены на PDT, расположенные между калориметром и тороидальным магнитом. Эти счетчики обеспечивали быструю регистрацию для работы триггерной системы и идентификации мюонов, а также снижение фона от out-of-time событий.

Сцинтилляционные счетчики использовались для работы триггерной системы; дрейфовые камеры использовались как для измерения координат, так и для триггерной системы. Оба типа детекторов также служили для снижения уровня фона: сцинтилляционные счетчики с помощью временной информации, а дрейфовые камеры - с помощью восстановленных сегментов треков.

Общий вид мюонной системы детектора D0 показан на Рис. 1.4 и 1.5.

#### 1.3.1 Мониторирование стабильности работы передней мюонной системы с помощью одномюонных выходов

Измерения одномюонных выходов производились на регулярной основе для мониторинга стабильности работы всей передней мюонной системы (сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер), стабильности мюонного триггера, эффективности программы реконструкции и стабильности работы системы определения светимости. Одномюонные выходы определялись как



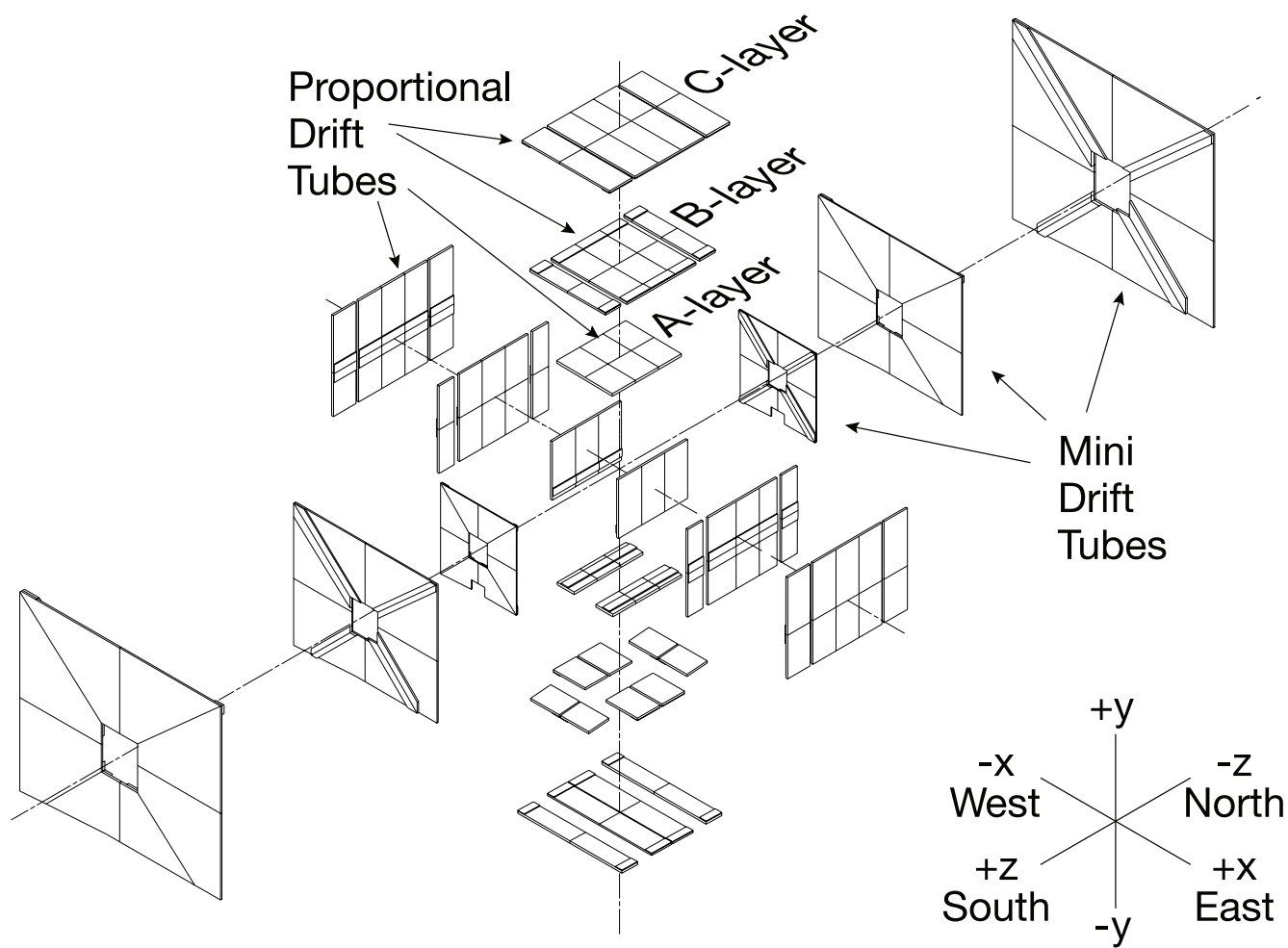


Рисунок 1.4 — Общий вид на мюонную систему D0: расположение дрейфовых камер.

число реконструированных мюонных треков, нормированное на интегральную светимость для использованного набора данных. Периодически, обычно раз в полтора месяца, набирались специальные наборы данных, состоящие из  $\sim 100 - 150$  тысяч событий, отобранных с помощью одномюонных триггеров. Используемый набор одномюонных триггеров составлялся таким образом, чтобы использовалась информация только с передней мюонной системы, без использования других систем детектора. Соответственно, для вычисления выходов использовались мюонные треки, реконструированные только по данным передней мюонной системы.

На Рис. 1.6 (левый рисунок) показаны одномюонные выходы, полученные за период с июля 2006 года по сентябрь 2011 года. Хорошо видно, что стабильность работы передней мюонной системы за пятилетний период была очень высокой, отклонения от среднего значения составляют примерно 1 %. Ошибки одномюонных выходов, представленные на этом рисунке, брались равными 1 %, если статистическая ошибка меньше 1 % и равными статистической ошибке,

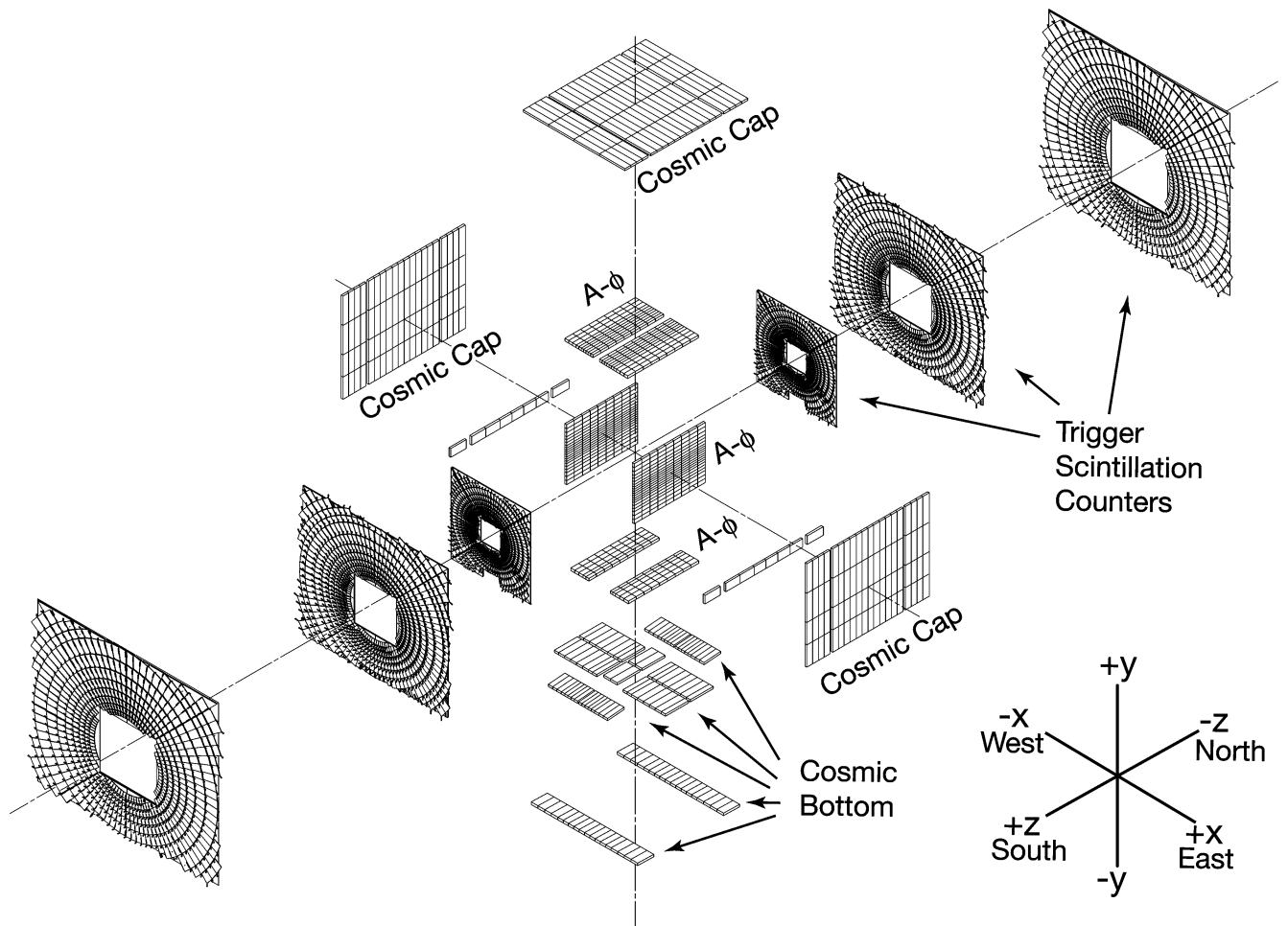


Рисунок 1.5 — Общий вид на мюонную систему D0: расположение сцинтилляционных счетчиков.

если последняя больше 1 %. Это определение перекрывает также и систематические ошибки, которые в данном случае составляют приблизительно 1 %.

Для дополнительной проверки стабильности работы системы определения светимости набирались специальные наборы данных по описанной выше схеме, но при разных значениях мгновенной светимости. На Рис. 1.6 (правый рисунок) показаны результаты (одномюонные выходы) для одного из таких наборов данных, полученных 10 июня 2011 года. Нетрудно видеть, что в пределах 1 % не наблюдается никакой зависимости величины одномюонных выходов от мгновенной светимости, что свидетельствует о высокой стабильности работы как передней мюонной системы, так и детектора мониторинга светимости. То же самое можно сказать и о других таких исследованиях, проведенных в разное время и в диапазоне значений мгновенной светимости  $(20 - 300) \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ .

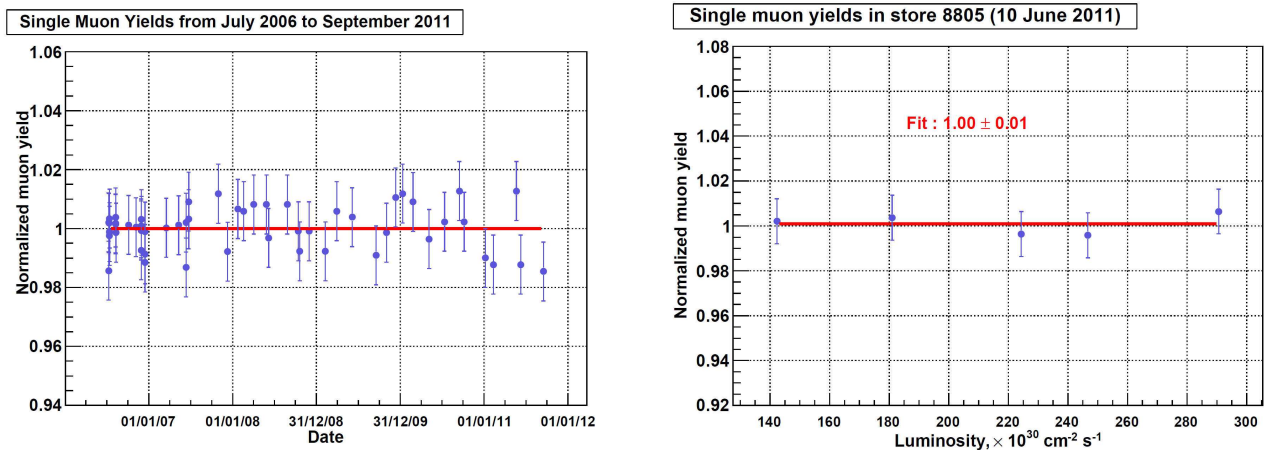


Рисунок 1.6 — Слева: Нормированные одномюонные выходы в зависимости от времени. Справа: Нормированные одномюонные выходы в зависимости от мгновенной светимости.

Стоит также отметить, что автор принимал активное участие как в разработке и совершенствовании этой методики, так и в, собственно, программе мониторинга стабильности работы передней мюонной системы с помощью одномюонных выходов.

#### 1.4 Триггерная система и система сбора данных

Триггерная система эксперимента D0 была сформирована из трех уровней, на каждом из которых анализировалось меньше событий, но с большей детализацией и сложностью. Первая стадия (Уровень 1 или L1) включала в себя набор аппаратных триггерных элементов, которые обеспечивали снижение частоты срабатывания триггера до, приблизительно, 2 кГц. На второй стадии (Уровень 2 или L2), аппаратная составляющая и встроенные микропроцессоры соответствующие различным подсистемам детектора, обеспечивали информацией главный процессор, чтобы выработать триггерное решение, базирующееся как на отдельных объектах, так и на корреляциях между ними. На Уровне 2 происходило снижение частоты срабатывания триггера приблизительно в 2 раза, до 1 кГц. Кандидаты, прошедшие Уровни 1 и 2 посылались на микропроцессорную ферму, обслуживающую Уровень 3 (L3) триггерной системы. Используемые на ней сложные алгоритмы позволяли снизить частоту срабатывания триггера до уровня 50 Гц и эти события записывались на носители для дальнейшей offline-

обработки. Общая схема триггерной системы и системы сбора данных (DAQ) эксперимента D0 показана на Рис. 1.7.

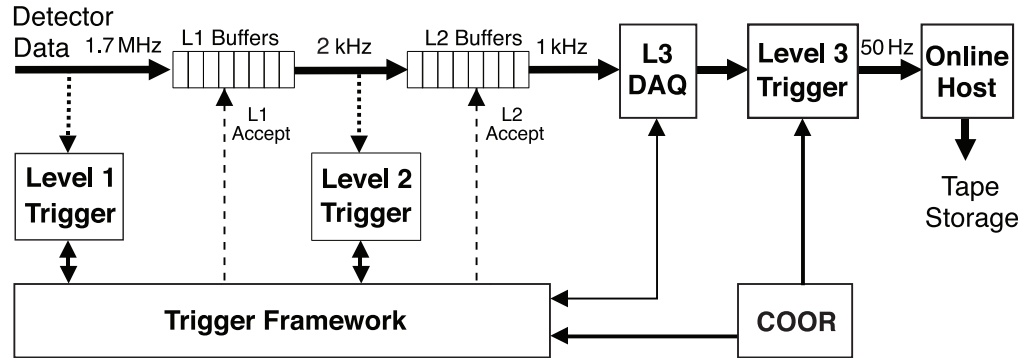


Рисунок 1.7 — Общая схема триггерной системы и системы сбора данных эксперимента D0.

Триггерная система была тесно интегрирована с системой считывания данных, как показано на Рис. 1.7. Каждое событие в данных, последовательно удовлетворяющее триггерным условиям L1 и L2, полностью переводилось в цифровую форму и все блоки данных для этого события передавались на соответствующий микропроцессор фермы L3. Буфера данных на Уровнях 1 и 2 играли важную роль в минимизации мертвого времени эксперимента, поскольку обеспечивали хранение поступающих триггерных данных во время принятия решения на Уровне 2 или ожидания передачи данных на Уровень 3.

Общая координация и контроль работы триггерной системы обеспечивались с помощью программного пакета COOR, работающего на одном из online-компьютеров. COOR напрямую взаимодействовал с триггерной инфраструктурой (Trigger Framework - TFW) для Уровней 1 и 2 и с управляющей системой DAQ для Уровня 3.

Первичная система сбора данных (L3DAQ) транспортировала данные, получаемые от систем детектора к обрабатывающим узлам триггерной фермы L3. Пропускная способность этой системы составляла 250 МБ/сек., что соответствует среднему размеру события в 200 кбайт и частоте работы триггерной системы L2 в 1 кГц. Компьютер системы контроля получал данные от узлов фермы L3 для организации записи и мониторинга работы. Общая координация и контроль работы триггерной системы и системы сбора данных осуществлялась программой COOR, работающей на компьютерах системы контроля. Данные с

системы мониторинга светимости считывались своей собственной отдельной системой сбора данных.

## Глава 2. Поиск новой физики

### 2.1 Суперсимметрия

Стандартная модель физики элементарных частиц дает на удивление точное описание явлений, известных нам в настоящее время. Граница возможностей в экспериментальной физике высоких энергий достигла уже “ТэВ-ного” масштаба, но до сих пор не найдено ни одного экспериментального свидетельства ограничений стандартной модели или явлений, не согласующихся с ней. Однако, с точки зрения самой теории, стандартная модель никак не может претендовать на полноту и совершенно, очевидно, что она должна быть расширена для того, чтобы описывать явления при более высоких энергиях. Несомненно, что для того, чтобы описывать явления при энергиях масштаба Планковской массы  $M_P = (8\pi G_N)^{-1/2} = 2.4 \times 10^{18}$  ГэВ ( $G_N$  – гравитационная постоянная), когда эффекты квантовой гравитации начинают играть заметную роль, требуется новая теория, выходящая за рамки стандартной модели.

Даже сам факт того, что отношение  $M_P/M_W$ , где  $M_W$  – масса  $W$ -бозона, так непомерно велико, говорит о необходимости “новой физики”, расширяющей стандартную модель, поскольку в ней невозможно решить так называемую “проблему иерархии” [2; 3]. На самом деле, это даже не проблема самой стандартной модели, но, скорее, проблема “сверхвысокой чувствительности” потенциала Хиггса к новой физике. Электрически нейтральная часть поля Хиггса в стандартной модели является комплексным скаляром, потенциал которого может быть записан в форме:

$$V = m_H^2 |H|^2 + \lambda |H|^4. \quad (2.1)$$

Стандартная модель требует ненулевого вакуумного среднего (vacuum expectation value – VEV) для  $H$  при минимуме потенциала. Это возможно если  $\lambda > 0$  и  $m_H^2 < 0$ , что дает  $\langle H \rangle = \sqrt{-m_H^2/2\lambda}$ . Из экспериментальных данных по измерению свойств слабых взаимодействий мы знаем, что значение  $\langle H \rangle$  равно приблизительно 174 ГэВ. Мы также знаем массу бозона Хиггса (около 125 ГэВ), что, в предположении корректности стандартной модели, приводит нас к

значениям  $\lambda = 0.126$  и  $m_H^2 = -(92.9 \text{ ГэВ})^2$ . Проблема состоит в том, что величина квантовой поправки для  $m_H^2$ , получаемая от каждой частицы или явления, которое прямо или косвенно связано с полем Хиггса, просто огромна.

К примеру, посмотрим на величину такой поправки от петлевой диаграммы, содержащей Дираковский фермион  $f$  с массой  $m_f$ . Если поле Хиггса связано с  $f$  через член лагранжиана  $-\lambda_f H \bar{f} f$ , величина искомой поправки будет выглядеть как

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (2.2)$$

Здесь  $\Lambda_{UV}$  – ультрафиолетовое обрезание, используемое для контроля петлевого интеграла; его следует интерпретировать как тот энергетический масштаб, на котором должны начать проявляться эффекты новой физики. Каждый лептон и кварк стандартной модели может выступать в роли  $f$ ; для кварков выражение (2.2) должно быть умножено на три для того, чтобы учесть цвет. Наибольшая поправка приходит от топ-кварка, для которого  $\lambda_f \approx 0.94$ . Проблема заключается в том, что если  $\Lambda_{UV}$  по порядку величины близко к  $M_P$ , то соответствующая поправка к величине  $m_H^2$  превосходит саму эту величину почти на 30 порядков! Кроме того, необходимо принять во внимание вклады, похожие на (2.2), от всех массивных виртуальных частиц, и эти вклады включают в себя не только величину ультрафиолетового обрезания, но и массы этих частиц.

К примеру, предположим существование тяжелой скалярной частицы  $S$  с массой  $m_S$ , которая связана с полем Хиггса через член лагранжиана вида  $-\lambda_s |H|^2 |S|^2$ . Тогда соответствующая коррекция к  $m_H^2$  будет иметь вид

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_S) + \dots] \quad (2.3)$$

Как видно из (2.3), в выражении для поправки к  $m_H^2$ , помимо члена, пропорционального  $\Lambda_{UV}^2$ , появляется член, пропорциональный  $m_S^2$ . Это иллюстрирует тот факт, что  $m_H^2$  чувствительна к массам самых массивных частиц, которые связаны с полем  $H$ . Если  $m_S$  велика, то связанными с  $S$  эффектами невозможно пренебречь, более того, в этом случае становится непонятным, почему  $m_H^2$  столь мала. В любом случае, если мы хотим оставаться в рамках стандартной модели, нам необходима некая поразительно точная компенсация

всех вкладов в  $m_H^2$ , которые намного больше самой этой величины, что выглядит весьма нефизично.

Единственной возможностью скомпенсировать все “опасные” члены в выражении для  $\Delta m_H^2$  является введение нового типа симметрии. Сравнение выражений (2.2) и (2.3) наводит на мысль, что эта новая симметрия должна быть симметрией между фермионами и бозонами, поскольку знаки петлевых вкладов для них противоположны и могут компенсировать друг друга. Если у каждого кварка и лептона стандартной модели имеются “компаньоны” в виде скалярных частиц с  $\lambda_s = |\lambda_f|^2$ , тогда все вклады, связанные с  $\Lambda_{UV}^2$ , аккуратно компенсируют друг друга. Конечно, новая теория должна также обеспечить компенсацию вкладов более высоких порядков, но оказывается, что такая компенсация не только возможна, но и неизбежна в том случае, если мы предполагаем, что симметрия между фермионами и бозонами действительно существует [4]. Такая симметрия получила название “суперсимметрии”.

Преобразования суперсимметрии превращают бозонные состояния в фермионные и наоборот. Оператор  $Q$ , генерирующий эти преобразования, должен быть антикоммутирующим спинором

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle, \quad Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle. \quad (2.4)$$

Одночастичные состояния в теории суперсимметрии объединены в неприводимые представления суперсимметричной алгебры, называемые “супермультиплетами”. Каждый такой супермультиплет содержит и фермионные, и бозонные состояния, которые часто называются “суперпартнерами” друг другу. Можно показать, что частицы, входящие в состав такого неприводимого супермультиплета, должны обладать одинаковыми массами (в рамках ненарушенной суперсимметрии), электрическими зарядами, слабым изоспином и цветом. Кроме того, число фермионных и бозонных степеней свободы в одном супермультиплете должно быть одинаковым:  $n_B = n_F$  [4].

Наиболее простой супермультиплет, который удовлетворяет указанным выше условиям, содержит в себе фермион Вейля (с двумя состояниями по спиральности, соответственно  $n_F = 2$ ) и два реальных скаляра (каждый с  $n_B = 1$ ), собранные в комплексное скалярное поле. Такая комбинация двухкомпонентного фермиона Вейля и комплексного скалярного поля называется “киральным” или “скалярным” супермультиплетом.



Следующий по простоте супермультиплет содержит векторный бозон со спином 1. Если теория перенормируема, то это должен быть безмассовый калибровочный бозон, по крайней мере до спонтанного нарушения калибровочной симметрии. Такой бозон имеет два состояния по спиральности, так что  $n_B = 2$ . Его суперпартнером является безмассовый фермион Вейля со спином  $1/2$ , который также имеет два состояния по спиральности, называемые “гаужино” (gaugino), так что  $n_F = 2$ . Такая комбинация гаужино со спином  $1/2$  и калибровочных бозонов со спином 1 называется “калибровочным” или “векторным” супермультиплетом.

Если мы включаем в теорию гравитацию, тогда нам понадобится гравитон со спином 2 и двумя состояниями по спиральности, так что  $n_B = 2$ . В качестве суперпартнеров выступают “гравитино”, имеющие спин  $3/2$ . Если суперсимметрия не нарушена, то гравитино должны быть безмассовыми, они также имеют два состояния по спиральности, так что  $n_F = 2$ .

В суперсимметричных расширениях стандартной модели каждая из известных фундаментальных частиц должна быть членом или кирального или калибровочного супермультиплета и должна иметь соответствующего суперпартнера, спин которого отличается на величину  $1/2$ . Важным условием тут является то, что только киральные супермультиплеты могут содержать фермионы, у которых левые и правые части преобразуются по разному в калибровочных преобразованиях. Все фермионы стандартной модели (кварки и лептоны) обладают этим свойством, а потому они могут быть частью только киральных супермультиплетов. Соответственно, их суперпартнеры должны иметь спин 0. Они называются “скварками” и “слептонами” или, в общем, “сфермионами” (приставка “с” тут обозначает “скалярный”). Символы, обозначающие сфермионы, те же, что и для обозначения соответствующих фермионов, но со знаком ( $\tilde{\phantom{x}}$ ) над ними. Например, суперпартнерами левого и правого электрона выступают левый и правый сэлектроны  $\tilde{e}_L$  и  $\tilde{e}_R$ . Тут важно отметить, что сэлектроны имеют спин 0, а потому индексы “L” и “R” указывают не на их спиральность, а на их суперпартнеров. По тому же принципу обозначаются и суперпартнеры остальных кварков и лептонов. Калибровочные взаимодействия каждого из этих скварков и слептонов остаются такими же, как и для соответствующих им фермионов стандартной модели, к примеру, левые скварки связаны с  $W$  бозоном, в то время как правые - нет.

Таблица 1 — Киральные супермультиплеты MSSM. Под  $u$  и  $d$  подразумеваются “up” и “down” кварки всех трех поколений.

Названия		Спин 0	Спин 1/2
скварки, кварки ( $\times 3$ семейства)	$Q$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(u_L, d_L)$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R$	$u_R$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R$	$d_R$
слептоны, лептоны ( $\times 3$ семейства)	$L$	$(\tilde{\nu}, \tilde{l}_L)$	$(\nu, l_L)$
	$\bar{l}$	$\tilde{l}_R$	$l_R$
Бозоны Хиггса, хиггсино	$H_u$	$(H_u^+, H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$
	$H_d$	$(H_d^0, H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$

Что касается бозона Хиггса, то в суперсимметричных моделях минимально необходимо два киральных супермультиплета, часто называемых  $H_u$  и  $H_d$ , первый из которых обеспечивает массы кваркам up-типа (с зарядом  $+2/3$ ), а второй - кваркам down-типа (с зарядом  $-1/3$ ) и заряженным лептонам [4]. Компоненты  $H_u$  по слабому изоспину имеют электрические заряды 1, 0 и обозначаются  $(H_u^+, H_u^0)$ . Подобно этому комплексный скаляр  $H_d$  также имеет два компонента по слабому изоспину с зарядами 0,  $-1$ , обозначаемые как  $(H_d^0, H_d^-)$ , а нейтральный скаляр, соответствующий бозону Хиггса стандартной модели, является линейной комбинацией  $H_u^0$  и  $H_d^0$ . Фермионные суперпартнеры скалярных бозонов Хиггса называются “хиггсино” -  $\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0$  и  $\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$  соответственно.

Информация о киральных супермультиплетах Минимальной суперсимметричной стандартной модели (Minimal Supersymmetric Standard Model – MSSM) представлена в Таб. 1.

Векторные бозоны стандартной модели должны входить в калибровочные супермультиплеты. Их фермионные суперпартнеры в общем называются “гаужино”. Суперпартнером глюонов, являющихся переносчиками цветных калибровочных взаимодействий  $SU(3)_C$  квантовой хромодинамики, выступают глюино  $\tilde{g}$ . Электрослабая калибровочная симметрия  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  связана с калибровочными бозонами  $W^+, W^0, W^-$  и  $B^0$ , суперпартнерами которых, имеющими спин 1/2, выступают  $\tilde{W}^+, \tilde{W}^0, \tilde{W}^-$  и  $\tilde{B}^0$ , называемые “вино” и “бино”. Вследствие нарушения электрослабой симметрии, собственные состояния  $W^0$  и  $B^0$  смешиваются, давая массовые собственные состояния  $Z^0$  и  $\gamma$ . Соответственно, смешивание их суперпартнеров  $\tilde{W}^0$  и  $\tilde{B}^0$  дает массовые состояния  $\tilde{Z}^0$

Таблица 2 — Калибровочные супермультиплеты MSSM.

Названия	Спин 1/2	Спин 1
глюино, глюон	$\tilde{g}$	$g$
вино, $W$	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$
бино, $B$	$\tilde{B}^0$	$B^0$

и  $\tilde{\gamma}$ , называемые “зино” и “фотино”. Если бы суперсимметрия не была нарушенной, зино и фотино должны были бы иметь в точности те же массы, что и их партнеры стандартной модели  $Z^0$  и  $\gamma$ . В таблице 2 представлен список калибровочных супермультиплетов MSSM.

Представленные выше киральные и калибровочные супермультиплеты содержат в себе все фундаментальные частицы, входящие в MSSM. Но на настоящий момент в экспериментальных данных не обнаружено ни одного суперпартнера частиц стандартной модели. Мы уже отмечали, что если бы суперсимметрия не была нарушена, суперпартнеры, входящие в состав супермультиплетов, должны были бы иметь одинаковые массы. В этом случае было бы чрезвычайно легко обнаружить слептоны и скварки, а также гаужино. Поскольку эти частицы до сих пор не обнаружены, суперсимметрия должна быть нарушенной симметрией.

Выражение для лагранжиана в суперсимметричных моделях имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{broke}, \quad (2.5)$$

где  $\mathcal{L}_{SUSY}$  содержит в себе калибровочные взаимодействия и взаимодействия Юкавы, а также сохраняет суперсимметричную инвариантность, в то время как  $\mathcal{L}_{broke}$  нарушает суперсимметрию, но содержит в себе только массовые члены и параметры связи с положительной размерностью массы [4]. Важной особенностью MSSM является то, что суперпартнеры частиц стандартной модели, представленные в таблицах 1 и 2, совсем необязательно являются массовыми состояниями. Это обусловлено тем, что после включения в теорию нарушений электрослабой симметрии и суперсимметрии, возможно смешивание между электрослабыми гаужино и хиггсино, а также между различными наборами скварков, слептонов и скалярных бозонов Хиггса, имеющих одинаковый электрический заряд. Единственным исключением является глюино, которое является цветным октетом и, соответственно, не имеет подходящих

квантовых чисел для смешивания с другими частицами. Конкретные варианты смешивания и соответствующие массы суперпартнеров напрямую определяются конкретным механизмом нарушения суперсимметрии. Важно отметить, что структура суперсимметричного лагранжиана  $\mathcal{L}_{SUSY}$  определяется в теории достаточно точно, так что практически все, что мы не знаем об MSSM заключено в  $\mathcal{L}_{broke}$ .

Наиболее разрабатываемыми механизмами нарушения суперсимметрии являются SUGRA – нарушение суперсимметрии, основанное на взаимодействии с гравитацией; GMSB – нарушение за счёт взаимодействия с дополнительными калибровочными полями; AMSB – нарушение, также использующее взаимодействие с гравитацией, но с применением конформных аномалий. Ниже в данной работе будет часто использоваться модель минимальной супергравитации (mSUGRA), поскольку она характеризуется всего пятью неизвестными параметрами, определяющими  $\mathcal{L}_{broke}$ , которые часто определяют как:  $m_0, m_{1/2}$  – универсальные массы для скалярных и калибровочных суперпартнеров в масштабе великого объединения,  $A_0$  – универсальная трилинейная константа связи в масштабе великого объединения,  $\tan\beta$  – отношение хиггсовских полей в вакууме и  $sign(\mu)$  – знак массового параметра хиггсина.

В MSSM постулируется мультипликативное сохранение так называемой  $R$ -четности

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}, \quad (2.6)$$

где  $B$  – барионное число,  $L$  – лептонное число,  $s$  – спин частицы. Нетрудно видеть, что для частиц стандартной модели  $P_R = +1$ , в то время как для их суперпартнеров  $P_R = -1$ . Сохранение  $R$ -четности ведет к трем важным следствиям:

- Наилегчайшая частица с  $P_R = -1$ , называемая “наилегчайшей суперсимметричной частицей” (Lightest Supersymmetric Particle – LSP), должна быть абсолютно стабильной. Если LSP является электрически нейтральной, она участвует только в слабых взаимодействиях и, таким образом, является привлекательным кандидатом на роль “темной материи”.
- Каждая суперсимметричная частица, отличная от LSP, должна распадаться на состояние, которое содержит нечетное число LSP (обычно только одно).

- В экспериментах на коллайдерах, суперсимметричные частицы могут рождаться только в четных количествах.

Как уже отмечалось выше, хиггсино и электрослабые гаужино должны смешиваться между собой из-за нарушения электрослабой симметрии. Нейтральные хиггсино ( $\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ ) и нейтральные гаужино ( $\tilde{B}, \tilde{W}^0$ ) образуют четыре массовых состояния, называемых “нейтралино” (neutralino) –  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ . Заряженные хиггсино ( $\tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm$ ) и вино ( $\tilde{W}^\pm$ ) также смешиваются, образуя два заряженных массовых состояния, называемых “чаржино” (chargino) –  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ . Нейтралино и чаржино принято нумеровать в порядке роста их массы:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$  и  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ .

Далее в работе будут рассматриваться результаты по поиску суперсимметричных партнеров частиц стандартной модели, полученные в эксперименте D0 (начиная, как раз, с поиска нейтралино и чаржино), в которых принимал участие автор.

### 2.1.1 Поиск суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса

Если мы рассматриваем MSSM, то в  $p\bar{p}$  столкновениях чаржино и нейтралино рождаются парами через виртуальный  $W$ -бозон или через обмен скварками. Распадаются они на фермионы и наилегчайшее нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ , которая в данном случае рассматривается как LSP и не детектируется. В эксперименте D0, при участии автора, было опубликовано несколько работ по поиску чаржино и нейтралино в процессе  $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$  [5–8]. Здесь я хочу рассмотреть последнюю из них, проведенную на статистике  $2.3 \text{ фб}^{-1}$  [5]. Рассматривались лептонные моды распада чаржино и нейтралино и конечное состояние с тремя заряженными лептонами ( $e, \mu$  или  $\tau$ ) и недостающей энергией. Примеры диаграмм таких процессов показаны на Рис. 2.1. Сигнатура с тремя лептонами в конечном состоянии может стать сложной для детектирования в той области параметров модели, где импульс лептона оказывается мал из-за небольшой разности масс между частицами SUSY.

События, используемые в данном анализе, отбирались с использованием однолептонных, двухлептонных триггеров и триггеров типа лептон+трек.

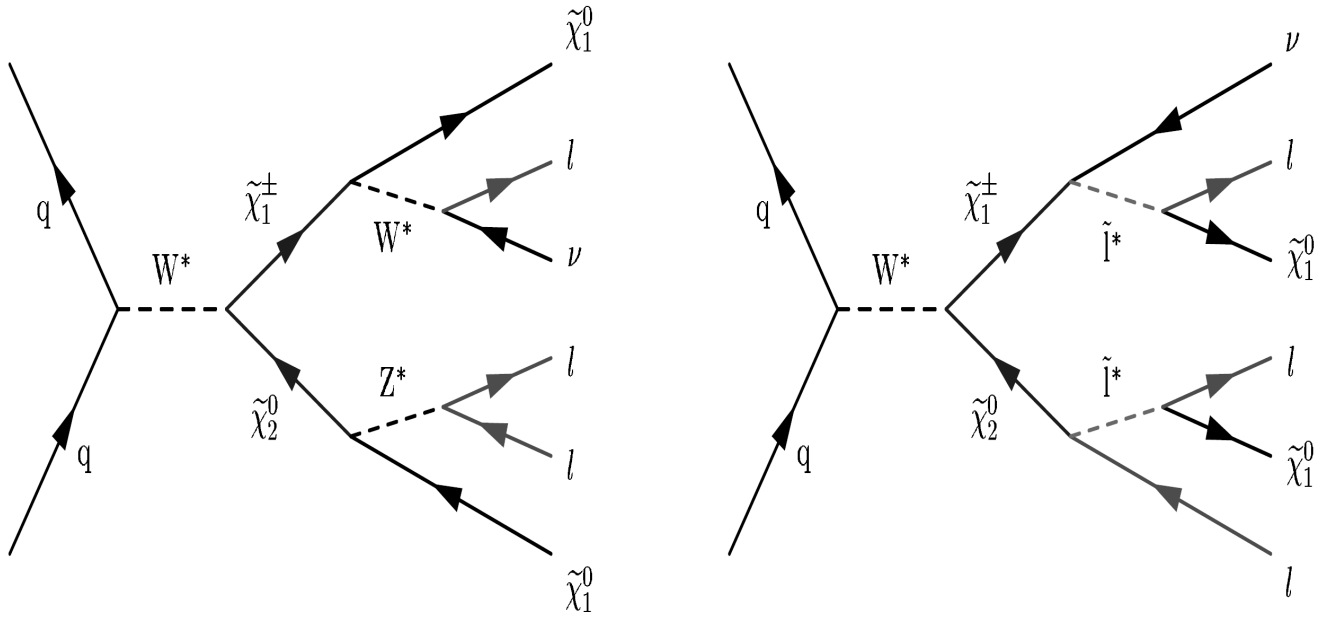


Рисунок 2.1 — Основные моды рождения и распада чаржино и нейтралино, рассматриваемые в данной работе.

Электроны и мюоны отбирались по их специфической энергии, выделенной в калориметре, и по трекам в мюонной системе. Соотнесение треков с большим  $p_T$  в центральной трековой системе с объектами в калориметре и мюонной системе также позволяло уменьшить объем данных и уровень фона.

Процессы стандартной модели и процессы SUSY моделировались с помощью генераторов PYTHIA [9; 10] (процессы Drell-Yan, di-boson,  $\Upsilon$  и  $t\bar{t}$ ) и ALPGEN [11] ( $W + jet/\gamma$ ). Симуляция отклика детектора производилась с помощью пакета GEANT [12]. Детекторный шум и дополнительные  $p\bar{p}$  взаимодействия включались в смоделированный набор Монте-Карло через произвольно выбранные реальные события, записанные в течении периода набора данных. Моделирование фоновых процессов стандартной модели производилось с использованием NLO (next-to-leading), а для процессов Drell-Yan, NNLO (next-to-NLO) теоретических сечений, рассчитанных с помощью CTEQ6.1M PDFs (Parton Distribution Functions) [13; 14].

Вклад от фоновых многоструйных процессов оценивался непосредственно по данным. Наборы данных с большим содержанием событий от многоструйных процессов отбирались с помощью тех же критериев, что и наборы, в которых производился поиск сигнала, но с одним важным отличием. Для наборов данных, обогащенных фоном от многоструйных процессов, условия, используемые для идентификации лептонов, были заменены на противоположные. В

случае электронов использовались критерии, основанные на методе максимального правдоподобия, в случае мюонов использовались критерии, основанные на изоляции (см. ниже), и в обоих случаях, для отбора фона от многоструйных процессов, эти условия инвертировались. Нормировка отобранных наборов данных проводилась на ранних стадиях отбора в той области фазового пространства, в которой события, связанные с многоструйными процессами, являются доминирующими.

Для построения сигнального Монте-Карло использовалась модель минимальной супергравитации (mSUGRA) [15] в той области параметров модели, в которой массы чаржино, нейтралино и слептонов находятся в диапазоне 100 – 200 ГэВ/ $c^2$ . Для моделирования спектров SUSY использовался программный пакет SOFTSUSY [16]. Критерии отбора оптимизировались исходя из условия достижения наилучшего среднего ожидаемого предела в предположении отсутствия сигнала. При этом использовалось два набора параметров mSUGRA, различающихся значением  $m_{1/2}$ :  $m_0 = 150$  ГэВ/ $c^2$ ,  $m_{1/2} = 250(170)$  ГэВ/ $c^2$ ,  $\tan\beta = 3$ ,  $A_0 = 0$ , и  $\mu > 0$ . Первый набор (с  $m_{1/2} = 250$  ГэВ/ $c^2$  – SUSY1) предназначался для описания сигнала в области больших поперечных импульсов, в то время как второй набор (с  $m_{1/2} = 170$  ГэВ/ $c^2$  – SUSY2) – в области малых поперечных импульсов.

Для идентификации электронов использовались электромагнитные кластеры с  $|\eta| < 3.2$ . Требовался трек в центральной трековой системе, направленный в сторону кластера, с импульсом согласующимся с энергией кластера. Для подавления фона от струй использовался дискриминант максимального правдоподобия, он был основан на разнице в поперечной и продольной форме ливня, а также на разнице в величине изоляции в центральной трековой системе. Для идентификации мюонов использовались треки в центральной трековой системе и соответствующие сигналы в мюонной системе детектора в области  $|\eta| < 2$ . Критерии изоляции применялись как к трекам в трековой системе, так и к сигналам в калориметре для того, чтобы уменьшить фон от струй. Изоляция в калориметре основана на энергии, выделившейся в ячейках внутри полого конуса  $0.1 < \Delta R < 0.4$ , где  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ . Изоляция в центральной трековой системе основана на скалярной сумме поперечных импульсов всех треков внутри конуса  $\Delta R < 0.4$ . Величина  $\Delta R$  рассчитывается между электронным (мюонным) треком и ячейками в калориметре (для изоляции в калориметре) или треками в центральной трековой системе. В данной

работе использовались два типа мюонов, обозначаемые как “loose” и “tight”. Для мюонов типа “loose” соответствующая энергия изоляции в калориметре должна быть меньше  $4 \text{ ГэВ}/c^2$ , а величина изоляции в центральной трековой системе должна быть также меньше  $4 \text{ ГэВ}/c$ . Для мюонов типа “tight” эти цифры составляют  $2.5 \text{ ГэВ}$  соответственно. Эффективность реконструкции как электронов, так и мюонов определялась из событий  $Z \rightarrow ll$ , соответствующие эффективности в Монте-Карло корректировались с учетом известной нам разницы между данными и МС.

Реконструкция тау-лептонов, распадающихся по адронному каналу, была основана на кластерах в калориметре и треках с  $|\eta| < 2.5$ . Рассматривались два типа тау-лептонов в соответствии с их сигнатурой в детекторе. Сигнатура для тау-лептонов типа 1 (типа 2) состояла из единичного трека с выделением энергии в адронном (и электромагнитном) калориметре, такая сигнатура возникает из  $\pi^\pm$ -подобных ( $\rho^\pm$ -подобных) распадов. Разделение тау-лептонов, распадающихся по адронному каналу, и струй базировалось на наборе нейронных сетей (NN – neural networks), по одной для каждого типа тау-лептонов. В этих сетях используется различие в продольной и поперечной формах ливня между тау-лептонами и струями, а также величины изоляции в калориметре и центральной трековой системе [17]. МС события  $Z \rightarrow \tau\tau$  использовались в качестве сигнального тренировочного набора для нейронной сети, в то время как наборы для фона от многоструйных процессов, получаемые из данных, использовались в качестве тренировочного набора для фона. Для того чтобы сохранить высокую эффективность для тау-лептонов с малым поперечным импульсом, критерии отбора на выходе NN менялись таким образом, чтобы поддерживать постоянную эффективность 60%. Поскольку в некоторых случаях мюоны могут быть идентифицированы как тау-лептоны, тау-кандидаты, для которых было найдено соответствие в мюонной системе, отбрасывались.

Струи реконструировались с помощью итерационного алгоритма (iterative midpoint cone algorithm) [18] с радиусом конуса  $\Delta R = 0.5$  и должны были удовлетворять условию  $|\eta| < 2.5$ . Недостающая поперечная энергия  $E_T$  вычислялась как векторная сумма поперечных компонент энергии, выделенной в ячейках калориметра и корректировалась с учетом соответствующих энергий реконструированных электронов, тау-лептонов и струй, а также поперечного импульса реконструированных мюонов.



Для дальнейшего анализа было выделено четыре канала, различающихся между собой содержанием лептонов в конечном состоянии. Для ди-электронного (+ лептон) канала ( $eel$ ) отбирались конечные состояния с двумя идентифицированными по указанным выше критериям электронами. Для ди-мюонного (+ лептон) канала ( $\mu\mu l$ ) отбирались конечные состояния с двумя мюонами, причем один из них должен был быть типа “tight”, а другой – “loose”. В смешанном канале  $e\mu l$  должны были присутствовать электрон и мюон типа “tight”. И, наконец, еще один смешанный канал ( $\mu\tau$ ) должен был включать в себя мюон типа “tight” и тау-лептон, распадающийся адронно. Во всех вышеперечисленных случаях должен был также присутствовать и третий лептон, на самом деле это требование заключалось в наличии изолированного трека в трековой системе, без использования стандартных процедур идентификации лептонов.

Для каждого из каналов  $eel$ ,  $\mu\mu l$ ,  $e\mu l$  рассматривалось два варианта отбора событий, называемые “low- $p_T$ ” и “high- $p_T$ ”, необходимые для того чтобы вести поиск в различных областях по параметрам mSUGRA  $m_0 - m_{1/2}$ . Канал  $\mu\tau$  также был разделен на два подканала в зависимости от свойств третьего объекта. В подканале  $\mu\tau l$  в качестве третьего объекта в конечном состоянии требовался только изолированный трек в трековой системе, также как и в других каналах. Во втором подканале  $\mu\tau\tau$  в качестве третьего объекта требовался полностью реконструированный тау-лептон, распадающийся адронно. Это деление канала  $\mu\tau$  было одинаковым во всей рассматриваемой области параметров  $m_0 - m_{1/2}$ .

Во всех случаях требовались два реконструированных лептона, исходящих из одной первичной вершины взаимодействия, с минимальным поперечным импульсом  $p_T^{l1} > 13$  ГэВ/с и  $p_T^{l2} > 8$  ГэВ/с. Поскольку используемые в одно-мюонных триггерах пороги являются более жесткими, условие отбора по  $p_T$  для канала  $\mu\tau$  было также ужесточено, для мюона использовалось условие  $p_T^\mu > 15$  ГэВ/с. Если указанным критериям соответствовали более двух лептонов, рассматривались два лептона с наибольшим  $p_T$ . Для каналов  $eel$ ,  $\mu\mu l$ ,  $e\mu l$  также отбрасывались события, в которых находились два мюона или электрона с инвариантной массой, сравнимой с массой  $Z$ -бозона. Для того чтобы еще сильнее подавить фон, использовались различия в кинематике событий между сигналом и фоном. Полный список условий отбора событий для всех изучаемых каналов содержится в Таб. 3, 4 и 5.

Таблица 3 — Критерии отбора для каналов  $eel$  и  $\mu\mu l$  для случаев “low- $p_T$ ” и “high- $p_T$ ” (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей.

Условия	$\mu\mu l$		$eel$		
	low $p_T$	high $p_T$	low $p_T$	high $p_T$	
I	$p_T^{l_1}, p_T^{l_2}$	$> 12, > 8$	$> 18, > 16$	$> 12, > 8$	$> 20, > 10$
II	$m_{l_1, l_2}$ $\Delta\varphi_{l_1, l_2}$	$\in [20, 60]$ $< 2.9$	$\in [0, 75]$ $< 2.9$	$\in [18, 60]$ $< 2.9$	$\in [0, 75]$ $< 2.9$
III	$E_T$ $Sig(E_T)$ $m_T^{min}$ jet-veto $H_T$	$> 20$ $> 8$ $> 20$ —	$> 20$ $> 8$ $> 20$ $< 80$	$> 22$ $> 8$ $> 22$ —	$> 20$ $> 8$ $> 14$ —
IV	$p_T^{tr}$	$> 5$	$> 4$	$> 4$	$> 12$
V	$m_T^{tr}$ $m_{l_1, 2, tr}$	$> 10$ $\notin [80, 110]$	$> 10$ —	$> 10$ —	$> 10$ —
VI	anti $W$	—	—	tight likelihood	—
VII	$E_T \times p_T^{tr}$ $p_T^{bal}$	$> 200$ $< 4$	$> 300$ $< 4$	$> 220$ $< 4$	— $< 4$

Основным фоном в каналах  $eel$  и  $\mu\mu l$  является фон от процессов с рождением  $Z$ -бозона и процессов Дрелла-Яна (Drell-Yan). Этот фон, а также фон от многоструйных процессов можно уменьшить с помощью условий, накладываемых на инвариантную массу двух идентифицированных лептонов  $m_{l_1, l_2}$  и азимутальный угол между ними в поперечной плоскости  $\Delta\varphi_{l_1, l_2}$ . Как показано на Рис. 2.2, большая часть фона от двухлептонных событий от распада  $Z$ -бозона может быть подавлена требованием к инвариантной массе  $m_{l_1, l_2}$  быть ниже массы  $Z$ . Значительная часть фоновых событий от процессов Дрелла-Яна и большая часть событий от многоструйных процессов являются противоположно направленными в поперечной плоскости и могут быть подавлены требованием к  $\Delta\varphi_{l_1, l_2}$  быть не слишком большим.

Важной особенностью сигнала является наличие большой недостающей поперечной энергии  $E_T$  в связи с присутствием в конечном состоянии нейтрино и нейтралино, которые избегают детектирования. Поэтому отбор событий с большой  $E_T$  должен еще более увеличить отношение сигнал/фон, как показано

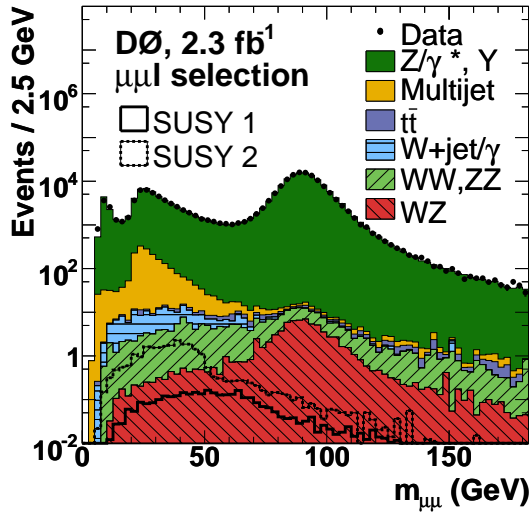


Рисунок 2.2 — Инвариантная масса  $m_{\mu,\mu}$  (канал  $\mu\mu$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий I (см. Таб. 3) для варианта low  $p_T$ .

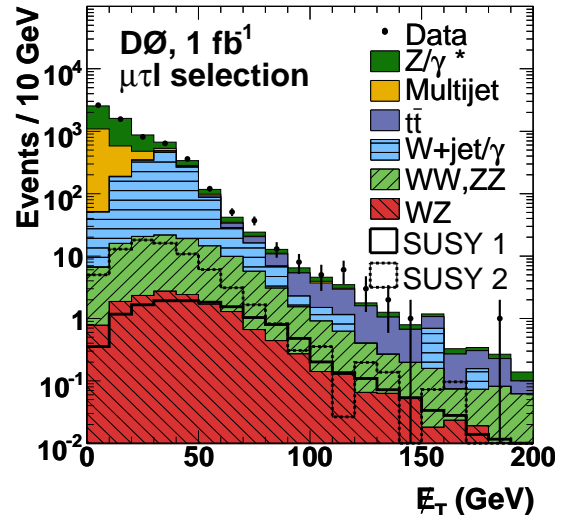


Рисунок 2.3 — Недостающая поперечная энергия  $E_T$  (канал  $\mu\tau$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий I (см. Таб. 5).

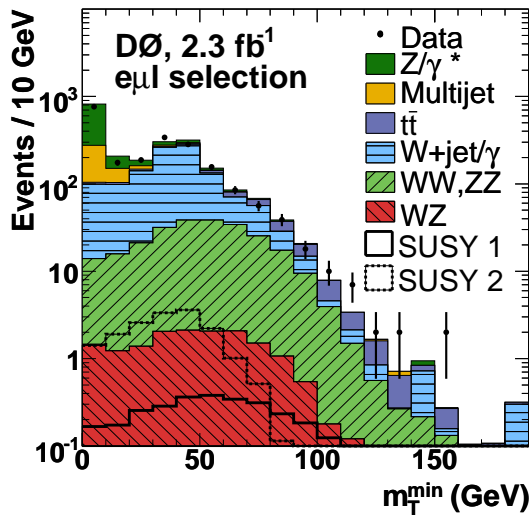


Рисунок 2.4 — Минимальная поперечная масса  $m_T^{\min}$  (канал  $e\mu$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), перед применением условия на  $m_T^{\min}$  (см. Таб. 4) для варианта low  $p_T$ .

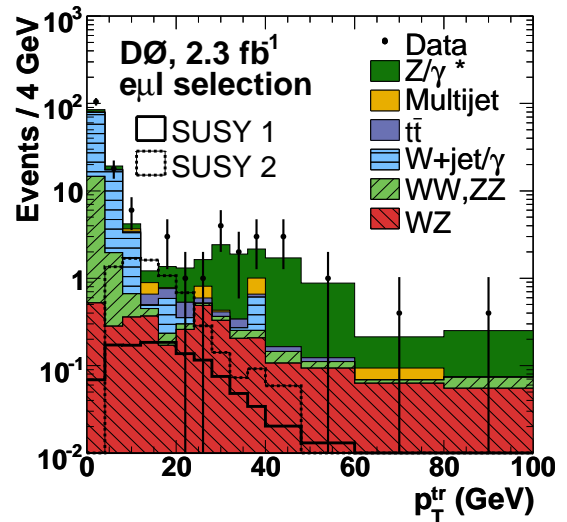


Рисунок 2.5 — Поперечный импульс не идентифицируемого трека (канал  $e\mu$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий III (см. Таб. 4) для варианта low  $p_T$ .

Таблица 4 — Критерии отбора для канала  $e\mu l$  для случаев “low- $p_T$ ” и “high- $p_T$ ” (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей.

Условия		$e\mu l$	
		low $p_T$	high $p_T$
I	$p_T^{l_1}, p_T^{l_2}$	$> 12, > 8$	$> 15, > 15$
II	$m_{l_1, l_2}$	–	–
	$\Delta\varphi_{l_1, l_2}$	–	–
III	$\cancel{E}_T$	$> 20$	$> 20$
	$Sig(\cancel{E}_T)$	$> 8$	$> 8$
	$m_T^{min}$	$> 20$	$> 15$
	jet-veto $H_T$	–	–
IV	$p_T^{tr}$	$> 6$	$> 6$
V	$m_T^{tr}$	$> 10$	$> 8$
	$m_{l_1, 2, tr}$	$< 70$	$< 70$
VI	anti $W$	tight likelihood hit in 2 inner layers, very tight muon isolation $\sum_{0.05 < \Delta R < 0.4} p_T^{track} < 1$	
VII	$\cancel{E}_T \times p_T^{tr}$	–	–
	$p_T^{bal}$	$< 2$	$< 2$

на Рис. 2.3. Однако фоновые события, в которых на самом деле нет  $\cancel{E}_T$  могут удовлетворять этому критерию отбора из-за ошибок измерения или неудачной реконструкции. Если  $\cancel{E}_T$  вызвана ошибками измерения какого либо объекта в событии, направление  $\cancel{E}_T$  стремится быть таким же, как и у этого объекта. Можно использовать ожидаемое разрешение по энергии струй как оценку потенциальной ошибки измерений, приводящих к появлению “иллюзорной”  $\cancel{E}_T$ . Для того чтобы оценить такую ошибку от данной струи, нужно спроецировать поперечный импульс струи на направление  $\cancel{E}_T$  и вычислить разрешение  $\sigma(p_T^j || \cancel{E}_T) = \sigma(p_T^j) \cdot \cos\varphi(j, \cancel{E}_T)$ . Для событий, в которых есть хотя-бы одна струя, можно определить величину

Таблица 5 — Критерии отбора для каналов  $\mu\tau l$  и  $\mu\tau\tau$  (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей.

Условия		$\mu\tau l$		$\mu\tau\tau$	
I	$p_T^{l_1}, p_T^{l_2}$	$> 15, > 8$			
II	$\Delta\varphi_{l_1, l_2}$	$< 2.9$			
III	$E_T$	$> 20$			
	$Sig(E_T)$	$> 8$			
	$m_T^\mu$	$> 20$			
	jet-veto $H_T$	$< 80$			
IV	$p_T^{tr}$	$> 3$	$p_T^{\tau_2}$	$> 4$	
V	$\Delta\varphi_{tr, E_T}$	$> 0.5$	$\Delta\varphi_{\tau_2, E_T}$	$> 0.5$	
	$m_{l_1, 2, tr}$	$< 60$		$< 60$	
VI	anti $W$	likelihood		likelihood	
			$NN_{\tau_1} \times NN_{\tau_2}$	$> 0.7$	
VII	$E_T \times p_T^{tr}$	$> 300$	$p_T^{bal}$	$< 3.5$	

$$Sig(E_T) = \frac{E_T}{\sqrt{\sum_{jets} \sigma^2(p_T^j || E_T)}}. \quad (2.7)$$

Величина  $Sig(E_T)$  будет малой для событий, в которых имелась большая ошибка в измерении поперечного импульса струй. Отбрасывание событий с малой минимальной поперечной массой  $m_T^{min} = \min(m_T^{l_1}, m_T^{l_2})$ , где  $m_T^l = \sqrt{2p_T^l E_T (1 - \cos\Delta\varphi(l, E_T))}$ , удаляет события с большими ошибками измерения для лептонов, как показано на Рис. 2.4. Другие события с высокой активностью струй, особенно относящиеся к рождению  $t\bar{t}$ , могут быть отброшены с помощью условия на величину  $H_T$ , которая является скалярной суммой по  $p_T$  от всех струй с  $p_T > 15$  ГэВ/с.

В отличие от большинства фоновых процессов стандартной модели, события в сигнале содержат три заряженных лептона в конечном состоянии. Это может быть использовано для того чтобы еще более уменьшить оставшийся фон, который на данной стадии отбора представляет собой события  $W + jets$ . В каналах  $eel$ ,  $\mu\mu l$ ,  $e\mu l$  и  $\mu\tau l$  в качестве третьего объекта в конечном состоянии, рассматриваемого как третий лептон, требовался трек, который должен

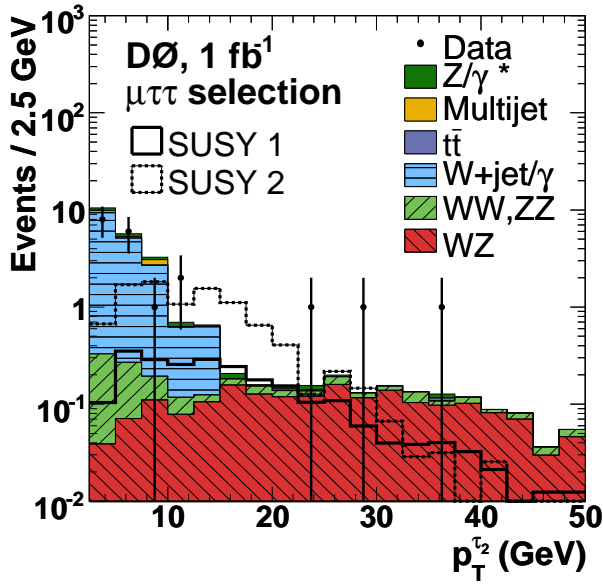


Рисунок 2.6 — Поперечный импульс второго  $\tau$ -лептона (канал  $\mu\tau\tau$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий III (см. Таб. 5).

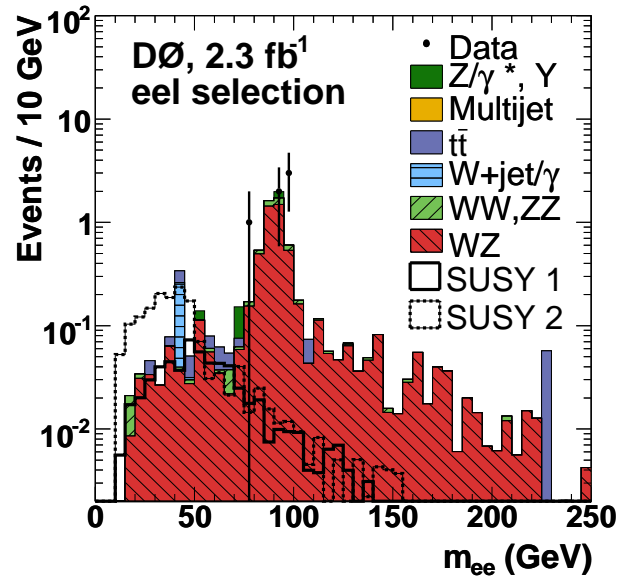


Рисунок 2.7 — Распределение по инвариантной массе  $m_{ee}$  (канал  $eel$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы). Применены все отборы за исключением отбора по  $m_{ee}$  для варианта low  $p_T$ .

быть изолирован как в трековой системе, так и в калориметре. То, что для него не требовалась идентификация, увеличивает эффективность регистрации сигнала и позволяет включить в отобранные события все три типа лептонов. Распределение по поперечному импульсу для этого добавочного трека после применения условий на  $E_T$ ,  $Sig(E_T)$  и  $m_T^{min}$  показано на Рис. 2.5. Отбор событий с большим поперечным импульсом для третьего трека заметно увеличивает отношение сигнала к фону.

Для канала  $\mu\tau\tau$  вместо изолированного трека требуется идентификация второго тау-лептона. Поскольку отбор тау-лептона подразумевает условия, отличные от отбора просто изолированного трека, некоторое количество потерь сигнала, происходящих из-за такого отбора, может быть восстановлено в данном канале. Это особенно актуально при больших значениях  $tg\beta$ , поскольку в этом случае большинство лептонов в конечном состоянии должны быть именно

тау-лептонами. На Рис. 2.6 показано распределение по поперечному импульсу второго тау-лептона.

После отборов по третьему объекту (изолированному треку или тау-лептону), оставшийся фон в основном состоит из  $W, Z$  и дибозонного фона ( $WW, ZZ, WZ$ ). Для того чтобы снизить уровень этих фонов применялись следующие подходы. Оставшийся фон от  $Z$  в основном состоит из событий, в которых один из лептонов от распада  $Z$  не был реконструирован в калориметре или в мюонной системе, а вместо него струя или фотон были ошибочно идентифицированы как один из лептонов. Но при этом, потерянный при идентификации лептон был затем отобран как третий трек. Такая конфигурация предоставляет две возможности для подавления подобного фона. Поскольку в этом случае один из лептонов не был реконструирован,  $E_T$  будет иметь тенденцию быть направленной вдоль направления этого трека. Это значит, что поперечная масса, построенная из этого трека и  $E_T$  должна быть мала, поскольку мал угол  $\Delta\varphi_{tE_T}$ . Кроме того, инвариантная масса этого трека и одного из лептонов  $m_{l_1, l_2}$  должна быть близка к массе  $Z$ -бозона. Те же самые соображения справедливы и для фона от процессов с  $WZ$ , когда один из лептонов от распада  $Z$  был реконструирован в трековой системе.

Для фоновых процессов с рождением  $W$ -бозона имеется только один реальный лептон от его распада, второй лептон имитируется струей или фотоном. В случае струй, качество такого симитированного лептона будет хуже, чем для настоящих лептонов, а в случае конверсии фотонов для трека, являющегося продуктом этой конверсии, не будет срабатываний в двух внутренних слоях трекового детектора. Таким образом, требование лептонов высокого качества (высокое правдоподобие для электронов и хорошая изоляция трека для мюонов) или требование наличия срабатываний в первых двух слоях трекового детектора должно уменьшить фон от процессов  $W + jets/\gamma$ . Для того чтобы сохранить эффективность отбора сигнала на достаточном уровне, эти критерии используются только в том случае, если свойства события и его кинематика соответствует таковым для событий с наличием  $W$ -бозона (см. Таб. ??). В случае канала  $\mu\tau l$  был разработан специальный дискриминант правдоподобия, чтобы уменьшить фон от событий с  $W$ -бозоном. Данный дискриминант включает в себя поперечные массы для всех трех лептонов, а также произведение  $E_T$  и поперечного импульса лептона. В случае канала  $\mu\tau\tau$ , произведение двух NN-выходов для идентификации тау-лептона используется для отбрасы-

вания событий, содержащих неправильно идентифицированных кандидатов в тау-лептоны (см. Таб. 5).

И, наконец, различная кинематика событий от сигнала и фона используется для того чтобы получить лучшую чувствительность к сигналу. Поскольку для фоновых событий ожидается, что они будут иметь малый поперечный импульс для третьего трека или малую  $E_T$ , условие на произведение  $p_T$  для трека и  $E_T$  позволяет подавить оставшиеся фоны. Кроме того, в случае сигнала, векторная сумма поперечного импульса идентифицированных лептонов и  $E_T$  должна равняться поперечному импульсу третьего трека. Поэтому распределение по величине

$$p_T^{bal} = \frac{|\vec{p}_T^{l_1} + \vec{p}_T^{l_2} + \vec{E}_T|}{p_T^{tr}} \quad (2.8)$$

должно иметь пик в районе 1 для сигнала, в то время как для фоновых событий оно должно быть более широким.

После применения всех критериев отбора фон от процессов стандартной модели состоит, в основном, из событий от рождения  $WZ$ , как это видно из распределения по инвариантной массе двух электронов для канала  $eel$ , которое показано на Рис. 2.7. Если скомбинировать числа событий в данных и в МС для каналов  $eel$ ,  $\mu\mu l$  и  $e\mu l$  и варианта отбора событий “low- $p_T$ ” вместе с каналами  $\mu\tau$ , число событий в фоне после применения всех отборов составит  $5.4 \pm 0.4(\text{стат}) \pm 0.4(\text{сист})$  при 9 событиях, наблюдаемых в данных. Вероятность наблюдения 9 или более событий в данных при полученном фоне равна приблизительно 10%. Ожидаемое число событий от сигнала SUSY2 составляет  $9.3 \pm 0.3(\text{стат}) \pm 0.8(\text{сист})$ . В случае варианта отбора “high- $p_T$ ” число событий в фоне составило  $3.3 \pm 0.3(\text{стат}) \pm 0.3(\text{сист})$  при 4 событиях в данных. Ожидаемое число событий от сигнала SUSY1 в этом случае составляет  $0.9 \pm 0.1(\text{стат}) \pm 0.1(\text{сист})$ .

Источниками систематических ошибок в ожидаемых числах событий от фона и сигнала являются: ошибка в определении интегральной светимости (6%); триггерная эффективность, эффективность идентификации и реконструкции лептонов (4%); калибровка энергии струй и тау-мезонов в сигнале (2–6%) и фоне (2–9%); ошибки PDF (3–4%); ошибки, связанные с моделированием фона от многоструйных процессов (2–30%). Все систематические ошибки, за исключением последней, коррелированы между собой в различных каналах.



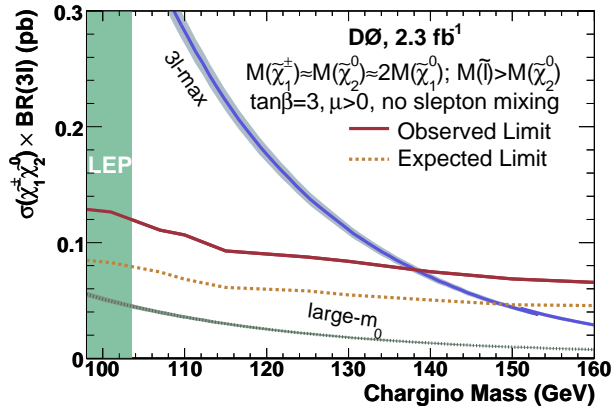


Рисунок 2.8 — Верхний предел на уровне значимости 95% на  $\sigma \times BR(3l)$  в зависимости от массы чаржино, в сравнении с ожидаемыми результатами от двух сценариев SUSY (см. текст). Ошибки рассматриваемых сценариев показаны заштрихованными полосами.

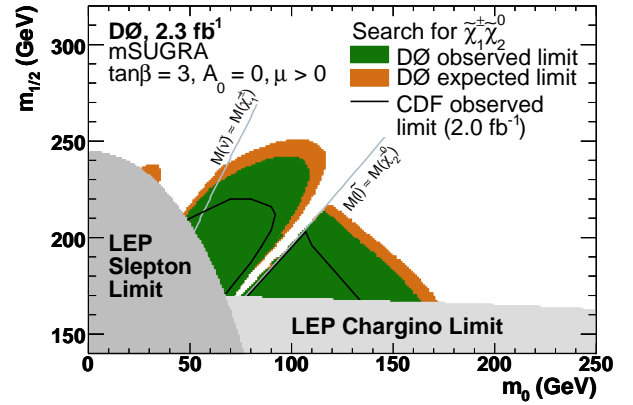


Рисунок 2.9 — Область на плоскости параметров  $m_0 - m_{1/2}$  исключенная благодаря данному анализу, поискам чаржино и слептонов на LEP [19] и в эксперименте CDF (линия) [20]. Прочие параметры mSUGRA брались равными  $\tan\beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$ .

В результате данной работы не было найдено свидетельств существования статистически значимого сигнала от суперсимметричных частиц. Результаты анализа были, таким образом, интерпретированы как верхние пределы для произведения сечения рождения суперсимметричных частиц на вероятность их распада в состояние с тремя лептонами  $\sigma \times BR(3l)$ . Полученные пределы базируются на комбинации всех вариантов отбора событий, как “low- $p_T$ ”, так и “high- $p_T$ ”. События, которые появлялись в нескольких каналах, однозначно относились к конкретному каналу, демонстрирующему лучшее отношение сигнала к фону. При расчетах пределов принимались во внимание корреляции между систематическими ошибками.

Чтобы вычислить пределы, необходимо знать соотношения между массами частиц, входящими в распад чаржино и нейтралино. Для вычисления разницы в массах между  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$  и  $\tilde{\chi}_1^0$  использовалась модель mSUGRA. В ней массы чаржино и нейтралино приблизительно соответствуют выражению  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Для масс слептонов и снейтрино рассматривались несколько сценариев.

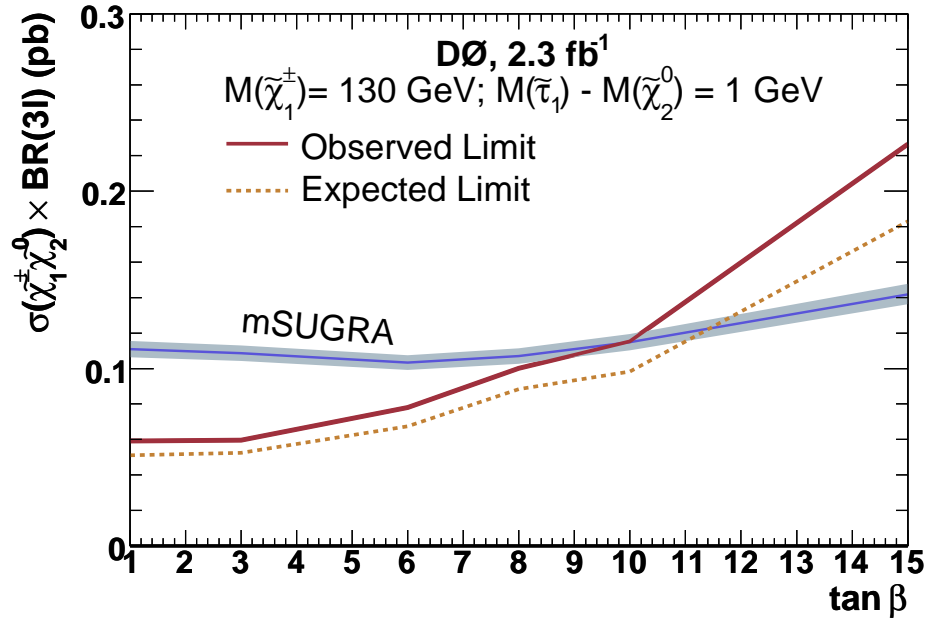


Рисунок 2.10 — Верхний предел на уровне значимости 95% на  $\sigma \times \text{BR}(3l)$  в зависимости от  $\tan \beta$ , в сравнении с предсказанием модели mSUGRA для массы чаржино  $130 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $m_{\tilde{\tau}} - m_{\tilde{\chi}_2^0} = 1 \text{ ГэВ}/c^2$ .

На Рис. 2.8 показан предел на величину  $\sigma \times \text{BR}(3l)$  в зависимости от массы чаржино, при этом предполагалось, что слептоны и снейтрино тяжелее, чем легчайшее чаржино  $\tilde{\chi}_1^\pm$  и второе по легкости нейтралино  $\tilde{\chi}_2^0$ . Также предполагалось, что смешиванием слептонов можно пренебречь. В этом случае  $\tilde{\chi}_1^\pm$  и  $\tilde{\chi}_2^0$  распадаются через трехчастичные распады и вероятности этих распадов не зависят от типа лептонов. Полученный предел сравнивается с сечением NLO умноженным на вероятности распадов, которые были рассчитаны в предположении бесконечно тяжелых слептонов (сценарий “large- $m_0$ ”) и в предположении, что массы слептонов совсем немного превосходят массу  $\tilde{\chi}_2^0$ , в этом случае вероятности трехчастичных распадов через лептоны становятся максимальными (сценарий “3l-max”). Чтобы посчитать сечение и вероятности распадов для сценария “3l-max”,  $m_0$  настраивалась таким образом, чтобы разница масс между правыми слептонами и вторым по легкости нейтралино  $\tilde{\chi}_2^0$  была равна  $1 \text{ ГэВ}/c^2$ . В этом случае наблюдаемый (ожидаемый) нижний предел на массу чаржино составил  $138(148) \text{ ГэВ}/c^2$ .

Альтернативно, этот результат может быть интерпретирован в рамках модели mSUGRA на плоскости параметров  $m_0 - m_{1/2}$ . Чтобы получить эффективность для данной точки на плоскости, сначала определялись эффективности отбора для трехчастичных распадов чаржино и нейтралино, а также для

двухчастичных распадов через слептоны и снейтрино. Значения этих эффективностей на плоскости  $m_0 - m_{1/2}$  затем параметризовались для каждого варианта отбора событий как функции масс чаржино, слептона и снейтрино. Используя предсказания mSUGRA для масс и вероятностей распадов [9; 16; 21], параметризованные эффективности использовались для вычисления полных эффективностей для каждой точки на плоскости  $m_0 - m_{1/2}$ . На Рис. 2.9 можно увидеть область, исключенную благодаря проведенному анализу для  $\text{tg}\beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$  в сравнении с пределами, полученными в работах по поиску чаржино и слептонов на LEP [19] и в эксперименте CDF [20]. Разница в чувствительности между данным результатом и результатом CDF в основном объясняется разницей в аксептансе по отношению к лептонам в этих двух работах. Форма области исключения объясняется соотношением между массами гаужино и слептона на плоскости  $m_0 - m_{1/2}$ , которое влияет на вероятность распада в три заряженных лептона и на эффективности отбора. Для масс слептона только немного меньших массы  $\tilde{\chi}_2^0$ , один из лептонов от распада  $\tilde{\chi}_2^0$  имеет очень малый импульс, что приводит к малой эффективности отбора трехлептонных состояний. Для снейтрино более легких, чем  $\tilde{\chi}_1^\pm$  и  $\tilde{\chi}_2^0$ , открывается канал двухчастичного распада на снейтрино, что ведет к меньшей вероятности распада на три заряженных лептона и также приводит к сниженной эффективности отбора из-за малой разницы масс между снейтрино и чаржино. Для промежуточной области  $m_{1/2} \approx 245 \text{ ГэВ}/c^2$ , канал распада чаржино через  $W$ -бозоны конкурирует с каналом распада через слептоны, что ведет к уменьшению вероятности распада на лептоны с увеличением  $m_{1/2}$  и под, и над порогом рождения реального  $W$ -бозона.

Область исключения на плоскости  $m_0 - m_{1/2}$  зависит от выбора параметра  $\text{tg}\beta$ , поскольку вероятность распада в тау-лептоны растет как функция  $\text{tg}\beta$ . На Рис. 2.10 показан предел на  $\sigma \times \text{BR}(3l)$  в зависимости от величины  $\text{tg}\beta$ , построенный в предположении массы чаржино  $130 \text{ ГэВ}/c^2$  и фиксации параметра  $m_0$  таким образом, чтобы наилегчайший стау ( $\tilde{\tau}_1$ ) был тяжелее  $\tilde{\chi}_2^0$  на  $1 \text{ ГэВ}/c^2$ . Такой выбор параметров приводит трехчастичному распаду с максимальной лептонной составляющей. Вероятность распада на три тау-лептона растет с ростом  $\text{tg}\beta$ , достигая величины больше 50% для  $\text{tg}\beta > 15$ . Поскольку критерии отбора событий сконструированы таким образом, чтобы быть эффективными для тау-лептонов, предел остается относительно постоянным (в пределах фак-

тора 2) до  $\text{tg}\beta \lesssim 10$ , позволяя исключить чаржино с массой  $130 \text{ ГэВ}/c^2$  вплоть до  $\text{tg}\beta \approx 9.6$ .

Подводя итог можно сказать, что в данной работе были проанализированы данные, полученные с помощью детектора DØ, соответствующие интегральной светимости  $2.3 \text{ фб}^{-1}$ , на предмет поиска совместного рождения чаржино и нейтралино в конечных состояниях с тремя заряженными лептонами и большой  $E_T$ . Не было обнаружено статистически значимых свидетельств существования сигнала, были поставлены верхние пределы на величину  $\sigma(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times \text{BR}(3l)$ . В рамках выбранной модели mSUGRA с параметрами  $\text{tg}\beta = 3$ ,  $A_0 = 0$  и  $\mu > 0$  этот результат был преобразован в область исключения на плоскости параметров  $m_0 - m_{1/2}$  и, на момент публикации результатов анализа, значительно расширял эту область в сравнении с результатами других экспериментов по поиску гаужино и слептонов.

## 2.2 Поиск дополнительных измерений

Идея дополнительных измерений, как и суперсимметрия, во многом родилась в качестве возможного решения проблемы иерархии, только в сравнении с суперсимметрией это решение идет, в некотором роде, “от противного”. Суперсимметрия предлагает решение проблемы тонкой настройки массы бозона Хиггса за счет введения нового типа симметрии между фермионами и бозонами и, соответственно, нового класса частиц-суперпартнеров для частиц стандартной модели, что позволяет точно скомпенсировать вклады в  $m_H^2$  от всех петлевых диаграмм и, таким образом, получить для массы бозона Хиггса разумную величину. При этом считается, что Планковская масса остается неизменной и очень большой ( $\sim 10^{19} \text{ ГэВ}$ ). В отличие от этого подхода, введения дополнительных пространственных измерений позволяет уменьшить величину самой планковской массы до значений  $\sim \text{ТэВ}$ , после чего отпадает необходимость в тонкой настройке для  $m_H^2$ .

В известной модели больших дополнительных измерений (Large Extra Dimensions - LED) [22–25] предполагается, что число измерений больше, чем  $(3 + 1)$ , но при этом все поля стандартной модели связаны в  $(3 + 1)$ -мерной “бране” (многомерной “мембране”), в то время как гравитация может распро-

страняться и в дополнительных измерениях. При этом, если у нас имеется  $(3+n)$  пространственных измерений, где  $n$  дополнительных пространственных измерений компактифицированы в виде тороидальных колец радиуса  $R$ , то можно записать выражение для гравитационного потенциала точечной массы  $m$  на расстоянии  $r \ll R$  от неё:

$$V = \frac{m}{\left(M_P^{[3+n]}\right)^{n+2} \cdot r^{n+1}}. \quad (2.9)$$

Здесь  $M_P^{[3+n]}$  – фундаментальная масса Планка в  $(3+n)$ -мерном пространстве. Кстати, нетрудно видеть, что при  $n = 0$  выражение (2.9) превращается в привычное выражение для Ньютоновского потенциала:  $V = \frac{1}{M_P^2} \frac{m}{r} \equiv G_N \frac{m}{r}$ . В случае  $r \gg R$  необходимо учитывать радиус компактификации дополнительных измерений и выражение для гравитационного потенциала принимает вид:

$$V = \frac{m}{\left(M_P^{[3+n]}\right)^{n+2} \cdot R^n \cdot r}, \quad (2.10)$$

а выражение для планковской массы в 3-х мерном пространстве приобретает вид

$$M_P^2 = \left(M_P^{[3+n]}\right)^{n+2} \cdot R^n \equiv M_S^{n+2} \cdot R^n, \quad (2.11)$$

где  $M_S \equiv M_P^{[3+n]}$  – фундаментальная планковская масса в  $(3+n)$ -мерном пространстве. Из этого выражения можно оценить величину радиуса компактификации, необходимую для того чтобы обеспечить значение  $M_S$  в пределах ТЭВ-ного диапазона. Действительно, из (2.11) можно получить выражение для радиуса компактификации:

$$R = \frac{1}{M_S} \cdot \left(\frac{M_P}{M_S}\right)^{2/n}. \quad (2.12)$$

Если предположить, что  $M_S$  находится в пределах ТЭВ-ного диапазона, а  $n = 1$ , то величина радиуса компактификации оказывается очень большой, порядка  $10^8$  км., что сравнимо с размером Солнечной системы и исключает такую модель из числа возможных, учитывая известную зависимость силы гравитации от расстояния ( $\sim 1/r^2$ ). Но уже при числе дополнительных измерений  $n = 2$ ,  $R \sim 1$  мм., а при  $n = 3$ ,  $R \sim 3$  нм. Соответственно, минимальное

значение для числа дополнительных пространственных измерений равно 2, и хотя данные по прецизионному измерению гравитационных взаимодействий и результаты астрофизических экспериментов не подтверждают величину  $n = 2$ , но, в тоже время, они вполне вписываются в модель с  $n = 3$ .

В экспериментах на коллайдерах дополнительные измерения должны проявлять себя через рождение серий гравитонов, называемых состояниями Калуцы-Клейна (Kaluza-Klein states -  $G_{KK}$ ), которые могут быть обнаружены через их влияние на парное рождение фермионов и бозонов, заключающееся в увеличении сечений этих процессов по сравнению с величинами, предсказываемыми стандартной моделью.

Еще одним возможным решением проблемы иерархии, связанным с привлечением дополнительных измерений, является модель Рэндалл-Сундрума (Randall-Sundrum - RS) [26]. Это решение достигается за счет рассмотрения пятимерного пространства-времени анти-де-Ситтера (Anti-de Sitter space-time,  $AdS_5$ ) с единственным дополнительным измерением и искривленной метрикой  $ds^2 = exp(-2kR|\varphi|)\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - R^2 d\varphi^2$ , где  $0 \leq |\varphi| \leq \pi$  является координатой вдоль единственного дополнительного измерения радиуса  $R$ ,  $k$  - кривизна пространства  $AdS_5$ ,  $x^\mu$  - координаты в 3+1-мерном пространстве-времени,  $\eta_{\mu\nu}$  - метрический тензор пространства Минковского. При этом мы можем рассмотреть две 3+1-мерные браны, разделенные по координате  $\varphi$ : "планковская" область при  $\varphi = 0$  и область стандартной модели при  $\varphi = \pi$ . Все поля стандартной модели находятся в соответствующей области, в то время как гравитация может распространяться в дополнительном измерении. При этом гравитация, беря свое происхождение в планковской области, в области стандартной модели оказывается экспоненциально подавленной из-за фактора кривизны  $k$  (коэффициент подавления пропорционален  $\sim exp(-\pi kR)$ ).

Как уже отмечалось выше, единственными частицами, распространяющимися в дополнительном измерении, являются гравитоны. В области стандартной модели они проявляют себя в виде возбуждений Калуцы-Клейна, причем нулевое возбуждение ( $G^{(0)}$ ) остается безмассовым и практически не взаимодействующим с полями стандартной модели, в то время как первое возбуждение ( $G^{(1)}$ ) является массивным и может распадаться на пару фермион-антифермион (P-волна) или на два фотона (S-волна, гравитон имеет спин равный 2). Вероятность распада на  $\gamma\gamma$ , таким образом, в два раза выше вероятности распада на  $f\bar{f}$ .

Основными параметрами теории являются масса первого возбужденного состояния гравитона  $M_1$  и безразмерная константа связи с полями стандартной модели  $k/\bar{M}_P$ , где  $\bar{M}_P = M_P/\sqrt{8\pi}$ , которая определяет как сечение образования гравитонов ( $\sim (k/\bar{M}_P)^2$ ), так и их ширину. Теоретически наиболее предпочтительный интервал для  $M_1$  лежит в диапазоне от сотен ГэВ до нескольких ТэВ, а для  $k/\bar{M}_P$  этот интервал заключен между 0.01 и 0.1. Именно в этом случае величина фундаментальной планковской массы будет лежать в ТэВ-ном диапазоне.

В модели универсальных дополнительных измерений (Universal Extra Dimensions – UED) поля стандартной модели могут распространяться и в дополнительных измерениях [27]. Соответственно, каждой частице стандартной модели соответствует свой набор состояний Калуцы-Клейна ( $KK$ ). Также, поскольку импульс сохраняется в дополнительных измерениях, должна сохраняться и  $KK$ -четность, что приводит к тому, что  $KK$ -состояния могут рождаться только парами, а наилегчайшее  $KK$ -состояние должно быть стабильным. В этом смысле феноменология модели UED напоминает суперсимметричные модели с сохранением  $R$ -четности.  $KK$ -состояния имеют массы, зависящие от радиуса компактификации дополнительных измерений:  $M_n^2 = M_0^2 + n^2/R^2$ , где  $M_0$  есть масса соответствующего состояния стандартной модели,  $M_n$  – масса  $n$ -ого  $KK$ -состояния,  $R$  – радиус компактификации. Для вычисления радиационных поправок в модели вводится масштаб обрезания  $\Lambda$ , соответствующий масштабу, на котором еще работает эффективная теория поля. Радиационные поправки пропорциональны калибровочным константам, что приводит к большим массам для  $KK$ -наборов состояний, соответствующих глюонам, кваркам, калибровочным бозонам, лептонам и фотонам. В минимальной UED (mUED) с единственным дополнительным измерением,  $KK$ -состояния, соответствующие глюонам, являются самыми тяжелыми, затем идут наборы  $KK$ -состояний, соответствующие кваркам, калибровочным бозонам, лептонам, а наилегчайшим  $KK$ -состоянием (Lightest Kaluza-Klein Particle – LKP) является  $KK$ -фотон, который стабилен.

На адронных коллайдерах основным механизмом образования  $KK$ -состояний является парное рождение  $KK$ -глюонов и кварков. Типичный сигнал должен состоять из пары  $KK$ -кварков ( $Q_1$ ), каждый из которых распадается на  $KK$ -состояние, соответствующее калибровочному бозону ( $Z_1, W_1$ ), и кварк стандартной модели. Состояние  $Z_1$  или  $W_1$  распадается на  $KK$ -лептон

( $l_1$ ) и обычный лептон, а  $KK$ -лептон распадается на LKP ( $\gamma_1$ ) и лептон (см. Рис. 2.11).

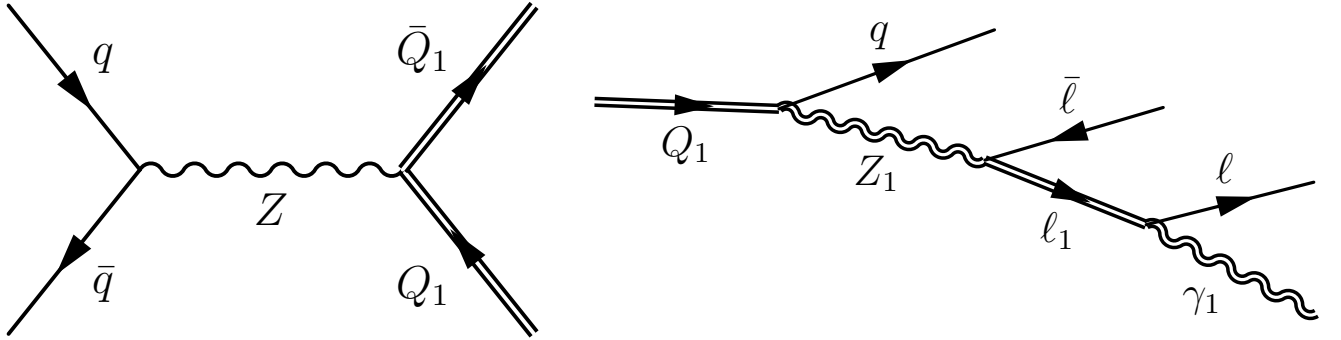


Рисунок 2.11 — Диаграмма, представляющая парное рождение  $KK$ -кварков ( $Q_1$ ) — слева, с последующим каскадным распадом  $Q_1$  на  $KK$ -состояния, соответствующие калибровочной бозону ( $Z_1$ ), лептону ( $l_1$ ) и фотону ( $\gamma_1$ ) плюс частицы стандартной модели (кварки и лептоны) — справа.

### 2.2.1 Поиск RS-гравитонов

Автор принял участие в нескольких работах по поиску RS-гравитонов, проведенных в эксперименте D0 [8; 28; 29]. Во всех этих работах производился поиск RS-гравитона, распадающегося на два электрона или два фотона. Сигнал от такого состояния должен быть виден в спектрах  $ee$  или  $\gamma\gamma$  в виде узкого пика, поскольку ширина гравитона много меньше разрешения детектора D0. При этом, как уже упоминалось выше, вероятность распада гравитона на  $\gamma\gamma$  должна быть вдвое выше, чем на  $ee$ . В работах [8; 28], сделанных на статистике  $1.0 \text{ fb}^{-1}$ , были получены ограничения на основные параметры модели:  $M_1 < 300 \text{ ГэВ}/c^2$  для  $k/\bar{M}_P = 0.01$  и  $M_1 < 900 \text{ ГэВ}/c^2$  для  $k/\bar{M}_P = 0.1$  на уровне значимости 95%. Далее будет подробно рассмотрена работа [29], как более новая и последняя работа в этой области, в которой автор принимал участие.

В этой работе для поиска RS-гравитонов использовалась статистика, соответствующая интегральной светимости  $5.4 \text{ fb}^{-1}$ . Отбирались события, содержащие два кластера в электромагнитном (EM) калориметре. На каждый кластер накладывались условия  $p_T > 25 \text{ ГэВ}/c$  и  $|\eta| < 1.1$ . Кластеры должны были находиться внутри конуса  $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ . Более 97% энергии кластера должно было быть выделено внутри EM-калориметра, кроме



того, параметр изоляции для калориметра должен был удовлетворять условию  $I = [E_{tot}(0.4) - E_{CM}(0.2)] / E_{CM}(0.2) < 0.07$ , где  $E_{tot}(R)$  и  $E_{CM}(R)$  – полная энергия и энергия в EM-калориметре выделившиеся в конусе радиуса  $R$ .

Поскольку вероятности распада гравитона на  $ee$  и  $\gamma\gamma$  различаются в два раза, а также поскольку в этих двух каналах различаются фоны, оба канала рассматривались по отдельности. Если оба EM-кластера могли быть пространственно соотнесены с активностью в центральной трековой системе (наличие реконструированного трека или набора хитов в треkere, соответствующих электрону), такое событие относилось к категории  $ee$ . В противном случае событие относилось к категории  $\gamma\gamma$ .

В категории  $ee$  не требовался противоположный заряд для двух электронов, чтобы избежать потерь от неправильной идентификации заряда в детекторе. Однако, на EM-кластера в этой категории накладывались два дополнительных условия: скалярная сумма всех  $p_T$  для треков, выходящих из первичной вершины ( $PV$ ) и лежащих в кольце  $0.05 < R < 0.4$  вокруг кластера,  $I_{trk} < 2.5$  ГэВ/с; форма кластера должна была соответствовать таковой отливня, порожденного электроном. В категории  $\gamma\gamma$  на EM-кластеры накладывалось три дополнительных условия:  $I_{trk} < 2.0$  ГэВ/с; взвешенная по энергии ширина ливня в плоскости  $r - \phi$  в электромагнитном калориметре должна была быть меньше 3.7 см; форма ливня должна была соответствовать типичной для ливней, порожденных фотоном.

Для правильной реконструкции кинематики события очень важно определить положение первичной вершины. Для событий категории  $ee$ ,  $PV$  выбиралась из набора соответствующих кандидатов, как вершина с наименьшей вероятностью происхождения от мягкого  $p\bar{p}$  столкновения, что определялось по величинам  $p_T$  для треков, выходящих из этой вершины. Для событий категории  $\gamma\gamma$  реконструировалась линия от центрального предливневого детектора (CPS) до соответствующего EM-кластера, производился фит к прямой линии по положениям ливня в четырех продольных уровнях калориметра и CPS. Пространственное разрешение, получаемое в результате этой процедуры, составляет  $3.7 \pm 0.2$  см вдоль оси пучка. Если хотя-бы один кандидат в фотоны соответствовал кластеру в CPS, в качестве  $PV$  выбиралась вершина соответствующая направлению EM-CPS. Для событий, в которых ни один из кандидатов в фотоны не имел соответствия в CPS, или событий, в которых направления EM-CPS для обоих фотонов не соответствовали друг другу, в ка-

честве  $PV$  выбиралась вершина с наибольшим количеством ассоциированных с ней треков. Координата  $PV$  вдоль оси пучка должна была соответствовать условию  $|z| < 60$  см. Отобранный набор данных включал в себя 203586 событий (186596 событий в категории  $ee$  и 16990 событий в категории  $\gamma\gamma$ ), удовлетворяющих вышеописанным условиям и условию на инвариантную массу двух EM-кластеров  $M_{ee/\gamma\gamma} > 60$  ГэВ/ $c^2$ .

Для генерации наборов Монте-Карло в этой работе использовались программы RUTHIA с STEQ6L1 PDF [9; 13], генерируемые события пропускались через полную симуляцию детектора, основанную на программе GEANT [12]. Реконструкция MC-событий производилась таким же образом, как и событий в данных. Сигнал от КК гравитона генерировался в диапазоне параметров модели RS:  $220 \leq M_1 \leq 1050$  ГэВ/ $c^2$  и  $0.01 < k/\bar{M}_P < 0.1$ . Эффективность определения положения  $PV$  проверялась на событиях с рождением КК гравитона и составила  $\approx 96(93)\%$  для категорий  $ee(\gamma\gamma)$ . Доминирующим фоном для канала  $ee$  является фон от событий Дрелла-Яна (DY), а для канала  $\gamma\gamma$  - рождение  $\gamma\gamma$  в стандартной модели, в обоих случаях при моделировании этих событий учитывались next-to-leading order коррекции в MC. Для расчета спектра инвариантных масс  $\gamma\gamma$  в стандартной модели использовалась программа DIPHOX [30]. Основной систематической ошибкой для формы фона является неопределенность, обусловленная выбором масштабов, используемых в программе DIPHOX, она находится на уровне 10%. Доминирующим фоном от детекторных эффектов является фон от событий, в которых две струи были ошибочно идентифицированы как  $ee$  или  $\gamma\gamma$ . Форма спектра по инвариантной массе для такого рода событий определялась по данным, для этого в них выбирались события с EM-кластерами, не соответствующими электронным и фотонным ливням. Другие фоны от процессов стандартной модели (DY  $\tau\tau$ ,  $W + \gamma$ ,  $ZZ$ ,  $WW$ ,  $WZ$ ,  $W + jets$  и  $t\bar{t}$ ) гораздо меньше по величине и оценивались с помощью программы RUTHIA.

После получения форм спектров по инвариантной массе от различных источников фона, нормировка фона определялась фитом к данным в контрольной области по инвариантной массе  $60 < M_{ee/\gamma\gamma} < 200$  ГэВ/ $c^2$ , в которой наличие КК гравитона было исключено на уровне значимости 95% в результате предыдущих экспериментов. В вышеупомянутом фите общее число событий в MC фиксировалось на числе событий в данных, а вклады от DY  $ee$ ,  $\gamma\gamma$  стандартной модели и инструментального фона выступали в качестве свободных параметров. Остальные фоны стандартной модели нормировались в соответствии с их

теоретическими сечениями. Этот фит производился независимо для каналов  $ee$  и  $\gamma\gamma$ . Систематическая ошибка, вносимая этой процедурой, находится на уровне  $2(10)\%$  для категории  $ee(\gamma\gamma)$ .

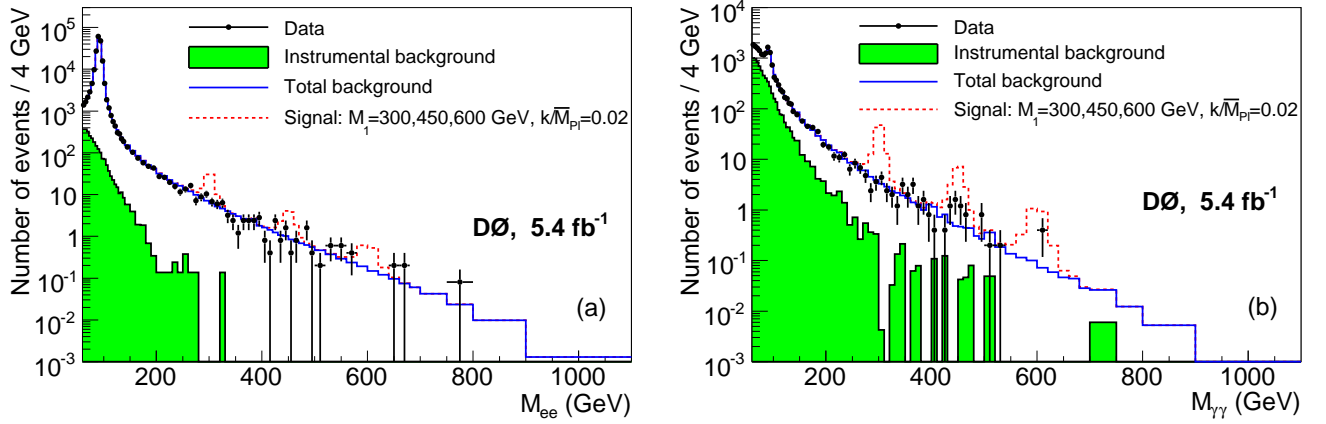


Рисунок 2.12 — Спектр по инвариантной массе для данных: (a) –  $ee$  и (b) –  $\gamma\gamma$  (точки с ошибками). На рисунках также показаны фоны стандартной модели и ожидаемое распределение от сигнала при значении параметров модели  $M_1 = 300, 450, 600$  ГэВ/ $c^2$  и  $k/\bar{M}_P = 0.02$  (см. легенду).

На Рис. 2.12 показаны спектры инвариантных масс для каналов  $ee$  и  $\gamma\gamma$  для данных в сравнении с ожидаемыми значениями фона. Можно видеть, что данные и фон находятся в хорошем согласии друг с другом за исключением области около  $450$  ГэВ/ $c^2$  в спектре  $\gamma\gamma$ , где наблюдается небольшой избыток событий в данных. Вероятность того, что этот избыток обусловлен исключительно случайной флуктуацией фона составляет  $0.011$ , что соответствует статистической значимости  $2.3\sigma$ . Если предположить, что этот избыток образовался из-за рождения КК-гравитона, то добавление канала  $ee$  уменьшает статистическую значимость до  $2.16\sigma$ .

В отсутствие статистически значимого сигнала от тяжелого узкого резонанса были вычислены верхние пределы на величины сечений образования КК-гравитонов, помноженные на вероятность их распада по каналу  $ee$ . Для этого использовался тест PLLR (Poisson Log-likelihood ratio) [31]. Для вычисления пределов использовалось распределение по инвариантной массе  $ee$  и  $\gamma\gamma$ . Обе категории обрабатывались отдельно, как два независимых канала, после чего получившиеся LLR складывались для получения комбинированного предела в предположении отношения вероятностей распадов на  $ee : \gamma\gamma = 1 : 2$ .

Систематические ошибки, используемые в вышеупомянутых вычислениях, состоят из ошибки в определении интегральной светимости ( $6.1\%$ ), ошибок

PDF (0.7 – 6.6% для акцептанса и 9.2 – 16.9% для сечения образования гравитона), ошибки оценок эффективности идентификации электронов и фотонов (3.0% на объект), ошибки разрешения по энергии для EM-кластеров (6.0%) и ошибки триггерной эффективности (0.1%). Ошибка, вносимая в акцептанс из-за радиации в начальном состоянии (Initial State Radiation – ISR), определялась с помощью варьирования параметров, отвечающих за ISR в PYTHIA и составила 4%. Ошибками, влияющими на ожидаемый фон, являются ошибки оценок эффективности идентификации электронов и фотонов (3.0% на объект), зависимость от массы next-to-leading order поправки для DY ee (5.0%), форма спектра инвариантных масс для  $\gamma\gamma$  стандартной модели и ошибки, вносимые процедурой нормировки фона. Для разрешения по энергии EM, спектра по инвариантной массе  $\gamma\gamma$  стандартной модели и нормировки фона принимались во внимание как эффекты, оказывающие влияние на нормировку, так и эффекты, оказывающие влияние на форму спектра инвариантных масс который использовался при вычислении пределов. Для всех других источников систематических ошибок принимались во внимание только изменения в нормировке фона или эффективности регистрации сигнала. При вычислении пределов систематические ошибки включались через свертку распределений вероятности Пуассона для фона и сигнала с распределениями Гаусса, соответствующими различным источникам систематических ошибок. Также принимались во внимание корреляции в систематических ошибках между фоном и сигналом для категорий ee и  $\gamma\gamma$ .

Полученные пределы показаны на Рис. 2.13. На левом рисунке показан верхний предел для величины сечения  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times Br(G \rightarrow ee)$  в зависимости от массы легчайшего КК гравитона. На правом рисунке, используя величины сечений, предсказываемые моделью Рэндалл-Сундрума при  $k = 1.54$ , построена область исключения для легчайшего КК гравитона на плоскости параметров  $k/\bar{M}_P - M_1$ .

Подводя итог данной работе можно сказать, что на статистике, соответствующей интегральной светимости  $5.4 \text{ фб}^{-1}$ , при участии автора был выполнен поиск тяжелых узких резонансов в спектрах инвариантных масс ee и  $\gamma\gamma$ . Полученный результат соответствует предсказаниям стандартной модели, новых резонансов в данных спектрах наблюдается не было. Для модели Рэндалл-Сундрума были поставлены верхние пределы на величину  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times Br(G \rightarrow ee)$  для легчайшего КК гравитона на уровне значимости 95%, которые меняются от 6.7 до 0.43 фб для диапазона масс  $M_1$  между 220

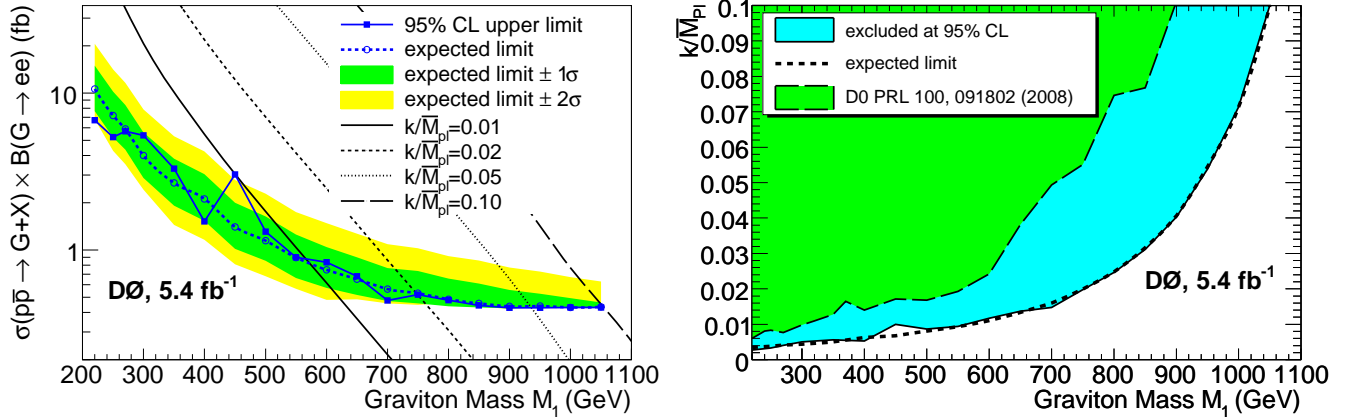


Рисунок 2.13 — Слева: верхний предел на сечение  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times Br(G \rightarrow ee)$  на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и теоретическими предсказаниями для различных значений параметра  $k/\bar{M}_P$ . Справа: верхний предел на  $k/\bar{M}_P$  в зависимости от  $M_1$  на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и результатом, полученным в предыдущем анализе [28].

и  $1050 \text{ ГэВ}/c^2$ . Соответственно, полученный нижний предел на массу легчайшего КК гравитона составил от 560 до  $1050 \text{ ГэВ}/c^2$  для значений параметра  $0.01 \leq k/\bar{M}_P \leq 0.1$ . На момент публикации этой работы (2010 год) это были наиболее строгие ограничения на параметры модели RS.

## 2.2.2 Поиск суперсимметрии и универсальных дополнительных измерений

В стандартной модели вероятность возникновения событий с двумя фотонами, имеющими большой поперечный импульс, и большой недостающей энергией весьма мала в  $p\bar{p}$  столкновениях, что делает это конечное состояние весьма чувствительным к процессам новой физики. В эксперименте D0, при участии автора, был выполнен поиск и исследование таких событий на статистике  $6.3 \text{ фб}^{-1}$  [32; 33]. Интерпретация результатов этого исследования производилась в рамках двух моделей: суперсимметрии (GMSB) и универсальных дополнительных измерений (UED).

В GMSB массы частиц-суперпартнеров возникают из калибровочных взаимодействий стандартной модели и пропорциональны эффективному масштабу нарушения суперсимметрии  $\Lambda$ . Поскольку гравитино  $\tilde{G}$  не участвует в калибровочных взаимодействиях стандартной модели, оно тут имеет наименьшую

массу и является легчайшей суперсимметричной частицей (LSM). В предположении о сохранении R-четности, наиболее вероятными процессами с рождением суперсимметричных частиц в  $p\bar{p}$  взаимодействиях являются процессы парного рождения чаржино и нейтралино ( $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ ) с последующим распадом на следующую после LSP по массе суперсимметричную частицу, в качестве которой чаще всего рассматривают легчайшее нейтралино  $\tilde{\chi}_1^0$ . В рассматриваемой модели оно, в свою очередь, быстро распадается на гравитино и фотон ( $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$ ), при этом гравитино избегает регистрации в детекторе, поэтому в конечном состоянии получается конфигурация  $\gamma\gamma + \cancel{E}_T + X$ , где  $X$  – лептоны и струи, рождающиеся в ходе каскадных распадов.

Что касается модели UED, рассматривалась минимальная модель с одним дополнительным измерением, имеющим радиус компактификации  $R$ , и  $KK$  состояниями, соответствующими частицам стандартной модели. Как уже говорилось выше, наиболее вероятным процессом рождения  $KK$  состояний на Тэватроне является парное рождение  $KK$  кварков, которые, через цепочку распадов, распадаются на легчайшую частицу –  $KK$  фотон ( $\gamma_1$ ). Если в природе существуют еще и большие дополнительные измерения (LED),  $\gamma_1$  будет нестабилен, распадаясь на гравитон и фотон ( $\gamma_1 \rightarrow G\gamma$ ) [34–36]. Гравитоны избегают регистрации в детекторе, что приводит к конечному состоянию  $\gamma\gamma + \cancel{E}_T + X$ .

События для рассматриваемого анализа отбирались с использованием однофотонных и одноэлектронных триггеров, которые базируются на информации, получаемой из EM калориметра. Эффективность этих триггеров для событий, порожденных используемыми для интерпретации результатов моделями, близка к 100% (при условии, что эти события “попадают” в акцептанс детектора). Для отбора события с двумя фотонами требовалось наличие двух кандидатов в фотоны, идентифицированных в центральном калориметре, с поперечной энергией  $E_T > 25$  ГэВ/ $c^2$ . Кандидаты в фотоны отбирались из EM кластеров, реконструированных внутри конуса радиуса  $R = 0.2$ , при этом требовалось: а)  $\geq 95\%$  энергии кластера должно было выделиться внутри EM калориметра; б) параметр изоляции для калориметра  $I < 0.10$ ; в) ширина ливня в электромагнитном калориметре должна соответствовать таковой для EM ливня; г) скалярная сумма поперечных импульсов треков из первичной вершины в кольцевом конусе  $0.05 < R < 0.4$  вокруг центроида кластера должна была быть меньше 2 ГэВ/ $c$ ; д) кластер не должен был пространственно соответствовать реконструированному треку или области с повышенным количеством

хитов в SMT и CFT. Дальнейшее снижения доли струй, неправильно идентифицированных как фотоны, достигалось наложением требования на дискриминант нейронной сети (NN), тренировка которой производилась с помощью набора треков, центрального предливневого детектора, и калориметрических переменных [37]. Условие на NN было эффективным на  $\approx 98\%$  для реальных фотонов и позволяло дополнительно исключить  $\approx 50\%$  струй, которые прошли через все остальные условия отбора фотонов.

Кандидаты в электроны должны были соответствовать тем же критериям, что и кандидаты в фотоны, за исключением условия д). Струи реконструировались с помощью итерационного алгоритма (iterative midpoint cone algorithm) [18] с радиусом конуса  $R = 0.5$ . Величина  $E_T$  определялась по энергии, выделенной в калориметре в пределах  $|\eta| < 4.2$ :  $E_{Tu} = -\sum_i E_{T,u}^i$ , где  $u = x, y$ ,  $E_{T,x}^i = E^i \sin\theta^i \cos\varphi^i$ ,  $E_{T,y}^i = E^i \sin\theta^i \sin\varphi^i$ ,  $E^i$  – энергия, выделившаяся в  $i$ -й ячейке калориметра, имеющей полярные координаты  $\theta^i$ ,  $\varphi^i$ .

К  $E_T$  применялись коррекции, учитывающие калибровку энергии от EM объектов и струй, а также для учета мюонных  $p_T$ . Также учитывалось, что может быть несколько вершин  $p\bar{p}$  взаимодействий. Точность определения  $PV$  в событиях от сигнала составила  $\approx 98\%$ . Траектории фотонов должны были соответствовать их рождению в  $PV$ . Это требование необходимо для того чтобы корректно посчитать  $E_T$  для событий фона, в которых эффективность идентификации  $PV$  ниже, а также подавить события от пучкового гало или космических лучей до уровня, при котором их можно не принимать во внимание. С помощью событий  $Z(\rightarrow ee, \mu\mu) + \gamma$  было показано, что для событий сигнала эффективность этих отборов составляет  $\approx 86\%$ . Чтобы уменьшить число событий, в которых имеются значительные ошибки в определении  $E_T$ , накладывались условия на разницу в азимутальных углах ( $\Delta\varphi$ ) между фотоном и  $E_T$  ( $\Delta\varphi < 0.2$  рад.) или между струей с наибольшим  $E_T$  (если в событии были струи) и  $E_T$  ( $\Delta\varphi < 2.5$  рад.). Не накладывалось никаких специальных ограничений на наличие лептонов и струй в событиях. После применения вышеописанных критериев было отобрано 7934  $\gamma\gamma$  кандидата.

Рассматривались две категории фонов от процессов стандартной модели. Источниками фона для первой категории являлись процессы с “инструментальной”  $E_T$ , это такие процессы как  $\gamma\gamma$  стандартной модели,  $\gamma + jet$ , многоструйные события. Вторая категория – это процессы с действительной  $E_T$ :  $W\gamma, W + jet, W/Z + \gamma\gamma$ . Оценка этих фонов производилась с помощью соответствующих

контрольных наборов данных за исключением небольшого вклада от  $W/Z + \gamma\gamma$ , оценка которого производилась с помощью симуляции Монте-Карло.

“Инструментальная”  $E_T$  является результатом неправильного измерения энергии в событии. Источниками “инструментальной”  $E_T$  для событий  $\gamma\gamma$  являются события  $\gamma\gamma$  стандартной модели, а также события, в которых хотя бы один фотон является результатом неправильной идентификации струи как фотона (misID-jet), т. е. это события  $\gamma + jet$  и многоструйные события. Разница в разрешении по энергии между реальным фотоном и ложным фотоном от неправильно идентифицированной струи обуславливает разницу в форме спектра по  $E_T$  между этими двумя категориями.

Форма спектра  $E_T$  для событий  $\gamma\gamma$  стандартной модели определялась с помощью диэлектронного ( $ee$ ) набора данных в основном составленного из событий  $Z \rightarrow ee$ . К этому набору данных применялись те же самые кинематические критерии, что и к событиям  $\gamma\gamma$ , за исключением дополнительного требования на инвариантную массу  $ee$ , она должна была находиться в области пика от  $Z$ -бозона. Этот критерий необходим для того чтобы исключить из рассмотрения события с действительной  $E_T$  ( $W + jet$ , дибозонные события,  $t\bar{t}$ ). Распределение по  $E_T$  от событий  $ee$  сравнивалось с соответствующими распределениями от  $Z \rightarrow ee$  и  $\gamma\gamma$  стандартной модели, полученными с помощью MC моделирования в программе PYTHIA. Как и ранее, все MC события пропускались через полную симуляцию детектора с помощью программы GEANT и реконструировались с помощью стандартных алгоритмов. С помощью этого сравнения было определено, что кинематические различия между процессами  $Z \rightarrow ee$  и  $\gamma\gamma$  стандартной модели не приводят к различиям в форме спектра  $E_T$  для этих процессов. Симуляция  $Z \rightarrow ee$  корректно моделирует спектр для этих событий в области  $E_T < 35$  ГэВ. В области  $E_T > 35$  ГэВ в данных наблюдается более заметный “хвост”, избыток событий в данных при больших  $E_T$ . Этот “хвост” отражает как ошибки в определении энергии события, не моделируемые в MC, так и небольшое остаточное присутствие событий с действительной  $E_T$  в данных. Среднее между формами спектра в данных и MC использовалось в качестве смоделированного спектра по  $E_T$  для событий  $\gamma\gamma$  стандартной модели в области  $E_T > 35$  ГэВ, а соответствующие формы спектра для данных и MC использовались в качестве верхней и нижней границ при определении систематических ошибок.



Форма спектра  $E_T$  для событий misID-jet моделировалась с помощью набора данных, удовлетворяющего тем же требованиям, что и для набора  $\gamma\gamma$  за исключением того, что один из фотонов не должен был удовлетворять условию, налагаемому на NN-дискриминант. Также, критерии в) и г) были смягчены, чтобы уменьшить статистическую ошибку в форме фона для  $E_T$ . Систематическая ошибка для формы спектра  $E_T$  от событий misID-jet оценивалась с помощью варьирования критериев идентификации фотонов.

Оценка “инструментального” фона для  $E_T$  нормировалась таким образом, чтобы число событий в области  $E_T < 10$  ГэВ было равно числу событий в наборе  $\gamma\gamma$ . Относительные вклады в фон от  $\gamma\gamma$  стандартной модели и misID-jet определялись из фита к распределению по  $E_T$  для  $\gamma\gamma$  в области  $E_T < 20$  ГэВ. Фит учитывал небольшой вклад от событий с действительной  $E_T$  в этой области и его результат не зависел от вклада сигнала от рассматриваемых в данной работе моделей. Вклад от событий  $\gamma\gamma$  стандартной модели в “инструментальный” фон, полученный в результате фита, составил  $41 \pm 17\%$ . Систематическая ошибка учитывает изменение в форме “инструментального” фона для  $E_T$ , появляющееся в результате неопределенности в оценке вклада от  $\gamma\gamma$  стандартной модели.

Фоны от процессов стандартной модели с действительной  $E_T$  определяются реальными событиями с сигнатурой  $\gamma\gamma + E_T + X$ , а также событиями, в которых электрон неправильно определяется как фотон (misID-ele). Вклад в фон от событий misID-ele оценивался по набору данных  $e\gamma$  составленному, по большей части, из событий с “инструментальной”  $E_T$  при  $E_T < 20$  ГэВ и событий  $(W \rightarrow e\nu) + \gamma$ ,  $(W \rightarrow e\nu) + jets$  при  $E_T > 20$  ГэВ. Источники “инструментальной”  $E_T$  моделировались с помощью определенных ранее форм распределения по  $E_T$ , полученных с помощью наборов данных  $ee$  и misID-jet. Нормировка  $Z \rightarrow ee$  определялась фитированием пика  $Z$ -бозона в спектре  $e\gamma$ , вклад от многоструйных событий в распределение по  $E_T$  нормировался таким образом, чтобы обеспечить оставшийся вклад при  $E_T < 10$  ГэВ. Наличие вклада от событий с действительной  $E_T$  в событиях  $e\gamma$  виден как избыток событий с большой  $E_T$  над предсказанными значениями для “инструментального” фона. Этот избыток хорошо описывается с помощью событий  $W + \gamma$  и  $W + jet$ . Ожидаемый пик от  $W$ -бозона виден в распределении по поперечной массе для событий  $e\gamma$  при  $E_T > 30$  ГэВ. Нормировка вклада от событий  $W + jet$  производилась с помощью сравнения формы спектра NN для фотонов из данных с формами спектра NN для смоделированных фотонов из MC и ложных фотонов для этой области по

$E_T$  [37]. Оставшийся вклад находится в хорошем согласии с формой спектра от смоделированных с помощью программы PYTHIA событий  $W + \gamma$ . Предсказываемый вклад в набор  $\gamma\gamma$  от событий misID-ele равен избытку событий с большой  $E_T$  в наборе  $e\gamma$  отмасштабированному на фактор  $f_{e\rightarrow\gamma}/(1 - f_{e\rightarrow\gamma})$ , где  $f_{e\rightarrow\gamma} = 0.020 \pm 0.005$  обозначает долю электронов, удовлетворяющих всем условиям отбора и определяемых как фотоны. Это число измерялось по данным от распада  $Z \rightarrow ee$ .

Реальные дифотонные события с действительной  $E_T$ , происходят от процессов  $W/Z + \gamma\gamma$ . Этот вклад в фон определялся с помощью моделирования данных процессов в программе MADGRAPH [38]. Моделировались события с инклюзивными модами распада для  $W$  и  $Z$  бозонов, при этом наибольший вклад в фон вносят процессы с распадами  $W \rightarrow l\nu$ , где  $l = e, \mu, \tau$  и  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . В целом оценка фона для отобранного набора  $\gamma\gamma$  от событий  $W + \gamma\gamma$  составила  $1.6 \pm 0.1$  событие, а для событий  $Z + \gamma\gamma - 3.8 \pm 0.3$  события. На Рис. 2.14 показано распределение по  $E_T$  для отобранного набора  $\gamma\gamma$ , которое находится в хорошем согласии с предсказаниями стандартной модели во всем диапазоне по  $E_T$ , который рассматривался в этой работе.

Для определения чувствительности данного анализа к сценарию GMSB использовался набор параметров модели SPS8 [39]. В этом наборе эффективный масштаб нарушения суперсимметрии  $\Lambda$  не ограничен,  $M_{mes} = 2\Lambda$ ,  $N_{mes} = 1$ ,  $\tan\beta = 15$ ,  $\mu > 0$ , где  $M_{mes}$  и  $N_{mes}$  – масса и число частиц-“посланников” (“messengers”) в модели GMSB. Массы и ширины для частиц SUSY рассчитывались с помощью программы SUSYFIT 1.3 [40] и использовались в программе PYTHIA для моделирования событий MC. Полученная из MC эффективность отбора событий сигнала при  $\Lambda = 120$  ТэВ составила  $0.17 \pm 0.02$  и не изменялась значительным образом для других исследованных значений  $\Lambda$ . NLO сечение рождения рассчитывалось с помощью программы PROSPINO 2.1 [41; 42]. Ожидаемое распределение по  $E_T$  для событий GMSB показано на Рис. 2.14 для  $\Lambda = 120$  ТэВ.

Модель UED рассматривалась в том виде, в котором она представлена в программе PYTHIA (версии 6.421), при этом не накладывалось ограничений на параметр  $R^{-1}$  и полагалось  $\Lambda R = 20$ , где  $\Lambda$  – масштаб обрезания для радиационных поправок к массам КК состояний. При этом модель UED рассматривалась “наложенной” на  $(4 + N)$  - мерное пространство с  $N$  дополнительными измерениями, доступными только для гравитации. Считалось, что величина  $R^{-1}$

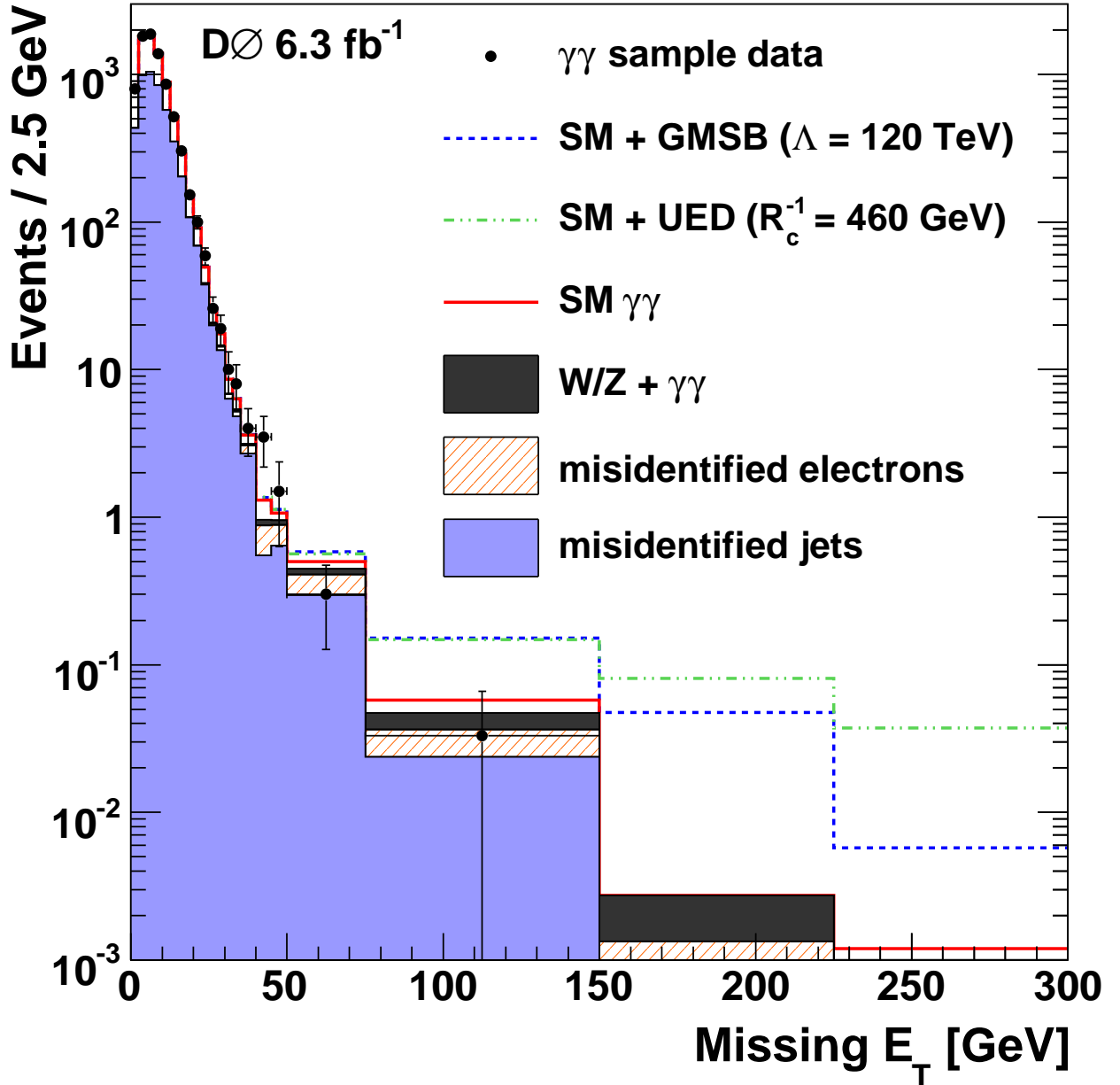


Рисунок 2.14 — Распределение по  $E_T$  для отобранных событий  $\gamma\gamma$  (точки с ошибками) в сравнении с ожидаемым фоном от процессов стандартной модели, а также с ожидаемыми распределениями по  $E_T$  в присутствии событий от процессов GMSB и UED с заданными значениями  $\Lambda$  и  $R^{-1}$  соответственно.

для модели UED много больше соответствующей величины для  $N$  дополнительных измерений. Рассматривалась модель с  $N = 6$  и фундаментальной массой Планка равной 5 ТэВ. Это значение выбрано так, что только распад  $\gamma_1 \rightarrow G\gamma$  становится возможным с приемлемой вероятностью [34–36]. Эффективность отбора событий сигнала составила  $0.19 \pm 0.02$  для  $R^{-1} = 460$  ГэВ, для других рассматриваемых значений  $R^{-1}$  она остается близкой по величине к этому значению. Ожидаемое распределение по  $E_T$  для событий UED при  $R^{-1} = 460$  ГэВ также показано на Рис. 2.14.

К систематическим ошибкам для источников “инструментальной”  $\cancel{E}_T$  относятся ошибка в определении формы спектра  $\cancel{E}_T$  для событий  $\gamma\gamma$  стандартной модели и событий misID-jet, а также ошибка в величине их относительной нормировки. Ошибка в определении формы спектра  $\cancel{E}_T$  для событий misID-ele возникает из-за неопределенности в относительной доле событий  $Z \rightarrow ee$  в наборе  $e\gamma$ , а также из-за 25% ошибки в нормировке misID-ele, возникающей в результате неопределенности в величине  $f_{e \rightarrow \gamma}$ . Систематические ошибки также включают в себя ошибку в определении интегральной светимости (6.1%), триггерной эффективности (2%), эффективности идентификации фотонов (3% на фотон) и определения их траекторий (3%). Неопределенности в функциях распределения партонов приводят к систематическим ошибкам до 5% и 20% в сечениях рождения для событий GMSB и UED соответственно.

Статистически значимого сигнала “новой физики” в распределении по  $\cancel{E}_T$  для событий  $\gamma\gamma$  наблюдается не было, соответственно, были вычислены пределы для исследуемых моделей (GMSB и UED) с помощью теста PLLR [31; 43], в котором использовалось распределение по  $\cancel{E}_T$ . Псевдоэксперименты генерировались согласно гипотезам “только фон” и “сигнал + фон”, принимались во внимание как статистическая ошибка на ожидаемое число событий, так и систематические ошибки. Пределы на сечения были вычислены с помощью  $CL_s$  метода (modified frequentist approach) [43].

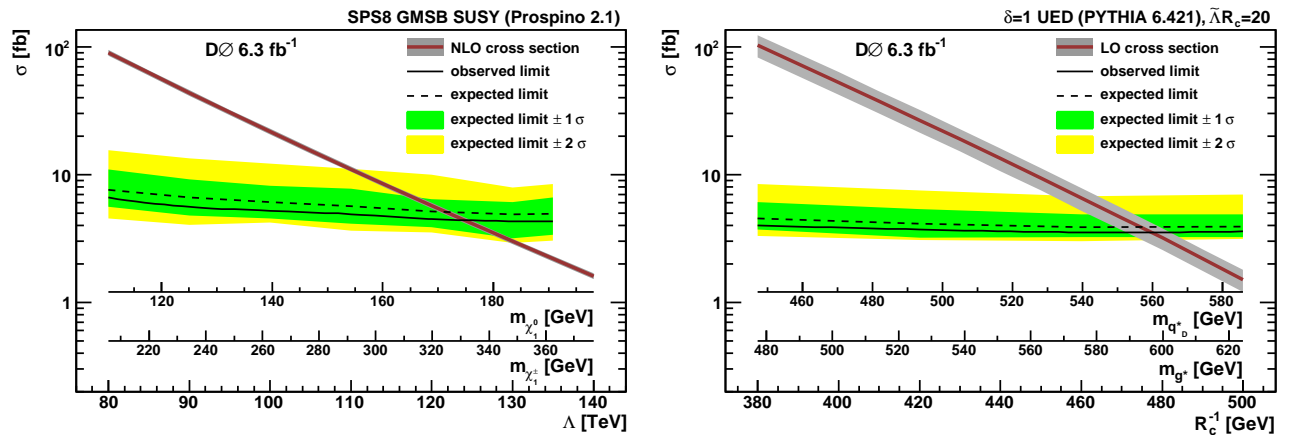


Рисунок 2.15 — Теоретические сечения для моделей GMSB (слева) и UED (справа) вместе с ожидаемыми и наблюдаемыми верхними пределами на соответствующие сечения на уровне значимости 95% в зависимости от  $\Lambda$  и  $R^{-1}$  соответственно. Для модели GMSB приведены соответствующие массы легчайших нейтралино ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) и чаржино ( $\tilde{\chi}_1^\pm$ ). Для модели UED приведены соответствующие массы КК кварка и КК глюона. Масса КК фотона приблизительно равна  $R^{-1}$ .

На Рис. 2.15 показаны предсказываемые теорией сечения для используемых моделей GMSB и UED вместе с ошибкой, возникающей из-за ошибки в определении PDF, а также верхние пределы на сечения, полученные в результате данного анализа на уровне значимости 95%, как функции  $\Lambda$  и  $R^{-1}$  соответственно.

Итогом этой работы явилось заключение о том, что в спектре по  $E_T$  для событий  $\gamma\gamma + E_T + X$  не было наблюждено статистически значимых отклонений от предсказаний стандартной модели. В рамках моделей GMSB и UED были вычислены соответствующие верхние пределы. Для модели SPS8 GMSB значения для эффективного масштаба нарушения суперсимметрии  $\Lambda < 124$  ТэВ были исключены на уровне значимости 95%. Массы для легчайшего нейтралино  $M(\tilde{\chi}_1^0) < 175$  ГэВ/ $c^2$  также были исключены, что на момент публикации работы являлось лучшим результатом в рамках модели GMSB SUSY. Также была сделана первая на тот момент оценка чувствительности к модели UED с распадами частиц КК, вызванными гравитационными взаимодействиями. Были исключены значения для радиуса компактификации  $R^{-1} < 477$  ГэВ на уровне значимости 95%.

## Глава 3. Измерение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий

### 3.1 Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий

Многие особенности неупругих столкновений адронов с высокой энергией напрямую зависят от их партонной структуры, которая к настоящему времени еще не до конца понята как на теоретическом, так и на экспериментальном уровнях. Исследования этой структуры обычно основываются на теоретической модели неупругого рассеяния нуклонов с высокой энергией, в котором один из партонов (кварк или глюон) одного нуклона взаимодействует с другим партоном второго нуклона, т. е. происходит взаимодействие  $2 \rightarrow 2$ .

В настоящее время особым вниманием пользуются взаимодействия другого типа: так называемые двухпартонные взаимодействия (DP), в которых при столкновении двух нуклонов происходит не один, а два процесса неупругого рассеяния партонов, т. е. два партона одного нуклона взаимодействуют с двумя партонами другого нуклона. Интерес к таким взаимодействиям обусловлен тем фактом, что процессы DP составляют значительную часть фона к процессам новой физики и процессам с рождением бозона Хиггса, особенно в том случае, когда речь идет о многоструйном конечном состоянии, например, совместном рождении  $HW$ , где  $H \rightarrow b\bar{b}$  [44].

Одним из наиболее важных экспериментально измеряемых параметров двухпартонных взаимодействий является так называемое эффективное сечение двухпартонных взаимодействий,  $\sigma_{eff}$ . Этот параметр зависит от расстояний между партонами в нуклоне и может быть выражен в виде:

$$\sigma_{eff}^{-1} = \int d^2b [F(b)]^2, \quad (3.1)$$

где  $F(b) = \int f(\beta)f(\beta - b)d^2\beta$ ,  $b$  – прицельный параметр для сталкивающихся нуклонов, а  $f(\beta)$  – функция, описывающая распределение партонной материи внутри нуклона в поперечной плоскости [45]. Как можно видеть из Рис. 3.1, эффективное сечение двухпартонного взаимодействия характеризует среднее расстояние между двумя партонами в поперечной плоскости (оно представляет собой эффективную площадь области взаимодействия  $\sigma_{eff} \approx \pi r_{13}^2$ ).

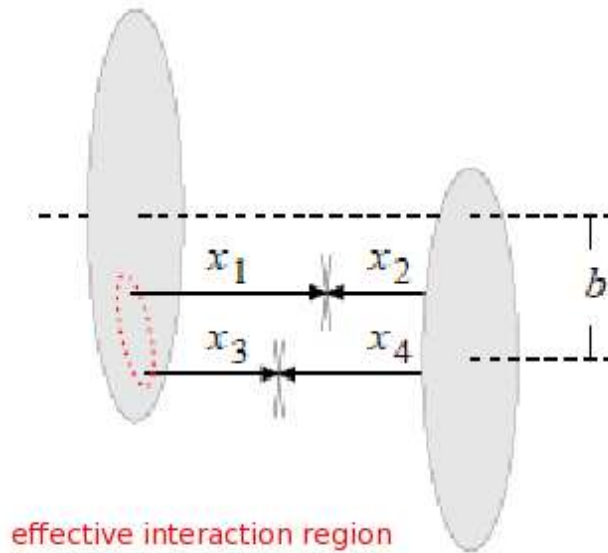


Рисунок 3.1 — Схематический вид двухпартонного взаимодействия с прицельным параметром  $b$ .

Если предположить, что двухпартонное рассеяние включает в себя процессы  $a$  и  $b$ , то сечение двухпартонного рассеяния ( $\sigma_{DP}$ ) можно выразить через индивидуальные сечения для процессов  $a$  и  $b$  ( $\sigma_a$  и  $\sigma_b$ ) в виде:

$$\sigma_{DP} = \frac{m}{2} \cdot \frac{\sigma_a \cdot \sigma_b}{\sigma_{eff}}. \quad (3.2)$$

Фактор  $1/2$  в выражении (3.2) появляется из предположения, что вероятность многократных взаимодействий партонов при столкновении нуклонов следует распределению Пуассона. Соответственно, если процессы  $a$  и  $b$  тождественны, то величина  $m$  в (3.2) равна 1, если  $a$  и  $b$  различны, то  $m = 2$  [46].

На Рис. 3.2 показаны значения  $\sigma_{eff}$  полученные в нескольких экспериментах для различных процессов. Хорошо видно, что  $\sigma_{eff}$  слабо меняется с изменением энергии в системе центра масс.

### 3.2 Исследование парного рождения $J/\psi$ мезонов

Изучение рождения и распадов кваркония уже в течении долгого времени рассматриваются как очень продуктивный способ исследования процессов КХД, а также возможных процессов новой физики. И парное рождение  $J/\psi$  мезонов занимает далеко не последнее место в таких исследованиях. Впервые

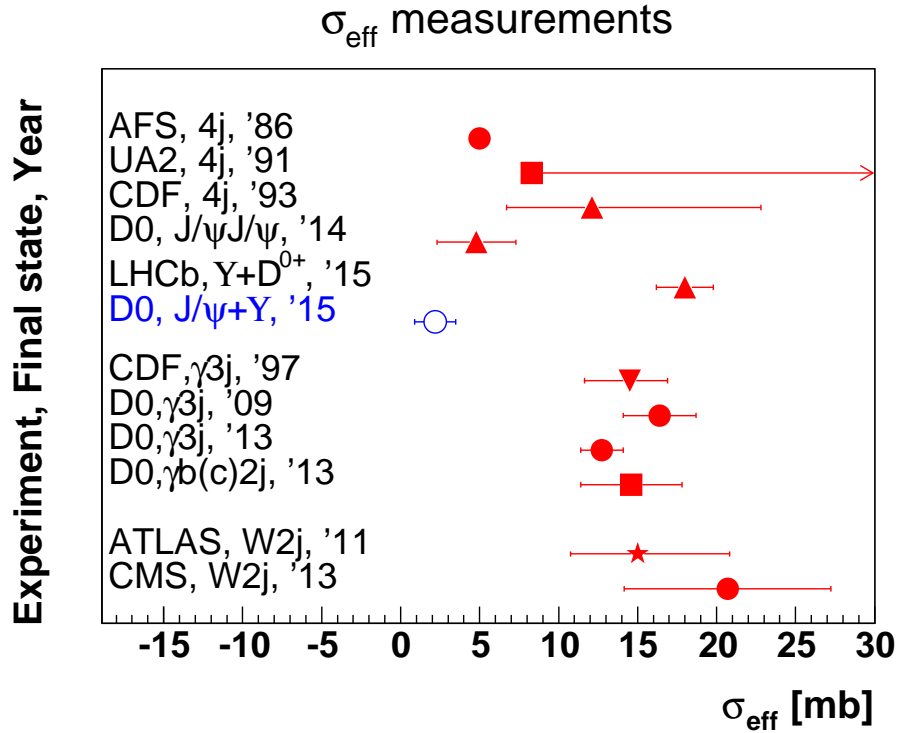


Рисунок 3.2 — Значения  $\sigma_{\text{eff}}$  полученные в нескольких экспериментах для различных процессов.

оно наблюдалось экспериментом NA3 в 1982 году в многомюонных событиях, порожденных столкновениями пионов и ядер платины при энергиях 150 и 280 ГэВ, а затем в протон-платиновых столкновениях при энергии 400 ГэВ [47; 48]. При этих энергиях основным вкладом в сечение рождения является вклад от кварк-антикварковой аннигиляции:  $q\bar{q} \rightarrow J/\psi J/\psi$ . В отличие от этого, основной вклад в сечение рождения  $J/\psi J/\psi$  на коллайдерах Тэватрон и ЛHC вносят процессы глюон-глюонного рассеивания  $gg \rightarrow J/\psi J/\psi$ . В 2012 году коллаборация LHCb опубликовала результаты исследования парного рождения  $J/\psi$  мезонов в  $pp$  столкновениях ( $2 < y < 4.5$ ,  $p_T^{J/\psi} < 10$  ГэВ) [49]. Эти результаты вызвали широкое обсуждение, особенно в части возможных механизмов рождения для событий  $J/\psi J/\psi$  (далее в работе - события DJ).

Особенный интерес тут представляют доли событий DJ, образующихся в однопартонных (Single Parton - SP, далее в работе будет использоваться это сокращение) и двухпартонных (Double Partons - DP, далее в работе будет использоваться это сокращение) взаимодействиях. В ряде теоретических работ, последовавших по следам публикации LHCb, было показано, что доля событий DJ, образующихся в DP взаимодействиях может быть весьма большой, особенно при малых  $p_T^{J/\psi}$ .



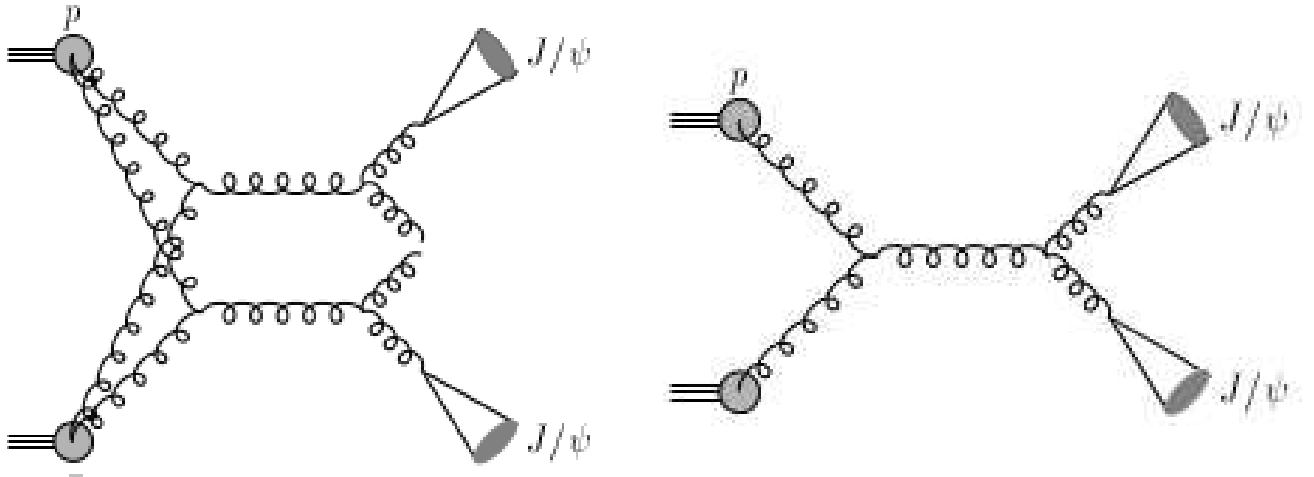


Рисунок 3.3 — Типичные диаграммы Фейнмана для парного рождения  $J/\psi$  при больших значениях  $p_T$  на адронных коллайдерах. Слева: в двухпартонных взаимодействиях. Справа: в однопартонных взаимодействиях.

Возможные диаграммы рождения для событий DJ в DP и SP взаимодействиях показаны на Рис. 3.3. События DJ, образовавшиеся в SP взаимодействиях, сами по себе представляют большой интерес. Измерение сечения для таких событий может дать уникальную информацию для того, чтобы ограничить возможные значения параметров в параметризации глюонных PDF при малых значениях  $x$ , где существует большая неопределенность в их оценке. Рождение событий DJ SP могут идти через две моды: цветовой синглет (Color Singlet - CS, далее в работе будет использоваться это сокращение) и цветовой октет (Color Octet - CO, далее в работе будет использоваться это сокращение) [50–53]. Ожидается, что мода CS будет доминировать в событиях DJ SP при относительно малых  $p_T^{J/\psi} \lesssim 8$  ГэВ, в то время как мода CO, будучи менее зависимой от  $p_T^{J/\psi}$ , начнет доминировать при более высоких энергиях.

Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий в данном случае можно записать в виде (см. выражение 3.2):

$$\sigma_{eff} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma^2(J/\psi)}{\sigma_{DP}(J/\psi J/\psi)}. \quad (3.3)$$

Таким образом для измерения  $\sigma_{eff}$  необходимо измерить как сечение образования одиночных  $J/\psi$  ( $\sigma(J/\psi)$ ), так и ту часть сечения парного рождения  $J/\psi J/\psi$ , которая обусловлена двухпартонными взаимодействиями ( $\sigma_{DP}(J/\psi J/\psi)$ ).

Данная работа была основана на наборе данных, полученных в эксперименте D0 на ускорителе Тэватрон в протон-антипротонных столкновениях с

энергией в СЦМ  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ. Соответствующая интегральная светимость составила  $8.1 \pm 0.5$  фб $^{-1}$  [54; 55]. Автор играл одну из ведущих ролей в данной работе.

Все измерения сечений были выполнены для  $J/\psi$  от прямого рождения (непосредственно в  $p\bar{p}$  столкновениях или от “быстрых” распадов  $\chi_{c1}, \chi_{c2} \rightarrow J/\psi + \gamma$ ,  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ , а не от “медленных” распадов  $b$ -адронов, в последнем случае мы будем говорить о “непрямом” рождении) с ограничением на поперечный импульс  $p_T^{J/\psi} > 4$  ГэВ/с и  $|\eta^{J/\psi}| < 2$ .  $J/\psi$  полностью реконструировались по их распаду  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Для мюонов требовалось ограничение на поперечный импульс  $p_T^\mu > 2$  ГэВ/с если  $|\eta^\mu| < 1.35$  или на полный импульс  $p^\mu > 4$  ГэВ/с если  $1.35 < |\eta^\mu| < 2$ . Такое разделение связано с требованием прохождения мюонами тороидального магнита и уверенной регистрации в мюонной системе детектора при различных значениях  $|\eta^\mu|$ . Отбирались мюоны, оставившие хиты либо во всех трех уровнях мюонной системы (А, В, С), либо только в первом уровне (А). Также требовалось соответствие сигнала в мюонной системе треку в центральной трековой системе с, как минимум, одним хитом в детекторе SMT и, как минимум, двумя хитами в детекторе CFT. Отбираемые кандидаты в мюоны должны были обладать определенными временными характеристиками, исключающими их происхождение от космических лучей. Дистанция наибольшего приближения (Distance of Closest Approach -  $DCA$ ) к линии пучка в поперечной плоскости (так называемая  $r - DCA$ ) для кандидатов в мюоны не должна была превышать 0.5 см, а соответствующее расстояние вдоль линии пучка (оси  $z$ ) от мюонного трека до вершины взаимодействия ( $z - DCA$ ) не должно было превышать 2 см. Сама вершина взаимодействия должна была находиться в пределах 60 см от центра детектора (по оси  $z$ ). События, в которых имелось два таких кандидата в мюоны, обладающих противоположным электрическим зарядом и инвариантной массой, удовлетворяющей условию  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/с $^2$ , идентифицировались как события с одиночным рождением  $J/\psi$  (события SJ). События, которые содержали две пары таких мюонов, идентифицировались как события DJ.

Фоном к этим процессам являются события со случайными комбинациями мюонов от распадов  $\pi^\pm, K^\pm$ , нерезонансного рождения  $\mu^+\mu^-$  в событиях Дрелла-Яна (фон от вышеупомянутых источников мы в дальнейшем будем называть “случайным фоном”), а также события с распадами  $b$ -адронов на  $J/\psi + X$ . В случае DJ событий в фон также вносят вклад процессы совместного

рождения  $J/\psi$  и пары мюонов, не связанной с распадом  $J/\psi$  (так называемые “события  $J2\mu$ ”).

### 3.2.1 Вычисление триггерной эффективности для событий SJ и DJ

Для того чтобы правильно нормировать измеряемые сечения и уменьшить количество фона, на отбираемые события налагалось условие прохождения хотя бы одного двухмюонного триггера с малым  $p_T$ . Соответственно, одной из задач данного анализа было измерение триггерной эффективности для SJ и DJ событий. Эта эффективность не может быть измерена по событиям из набора данных, который используется в анализе, поскольку для его отбора уже были использованы различные мюонные триггера. Триггерная эффективность для SJ событий измерялась по набору данных, отобранному с помощью так называемых “zero-bias” (ZB) и “minimum-bias” (MB) триггеров. Для срабатывания первого из них требуется всего-лишь состоявшееся  $p\bar{p}$  столкновение (пересечение пучков), для второго – срабатывание детектора мониторинга светимости. Соответственно, в этих триггерах нет никаких специфических требований, связанных с мюонами. В событиях, прошедших триггеры ZB и MB отбирались события с наличием пары мюонов и инвариантной массой  $2.3 < M_{\mu\mu} < 4.2 \text{ ГэВ}/c^2$ . Триггерная эффективность для двухмюонных триггеров вычислялась как  $\epsilon_{tr} = N_1/N_2$ , где  $N_2$  - число событий под пиком  $J/\psi$  ( $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35 \text{ ГэВ}/c^2$ ), вызвавших срабатывание ZB или MB триггера, а  $N_1$  - число событий под пиком  $J/\psi$ , вызвавших срабатывание ZB или MB триггера плюс срабатывание хотя бы одного из двухмюонных триггеров.

Для определения чисел  $N_1$  и  $N_2$  соответствующие распределения по инвариантной массе двух мюонов фитировались с использованием функции Гаусса (для пика) и экспоненциальной функции (для комбинаторного фона) (см. Рис. 3.4). Число событий в пике (после вычитания фона):  $N_1 = 23.70 \pm 4.87$ ( стат.)  $\pm 1.91$ ( сист.),  $N_2 = 191.70 \pm 13.85$ ( стат.)  $\pm 10.79$ ( сист.). Систематические ошибки тут вычислялись с помощью переноса ошибок, связанных с вычитанием комбинаторного фона.

Соответственно, измеренное значение триггерной эффективности для двухмюонных триггеров составило:

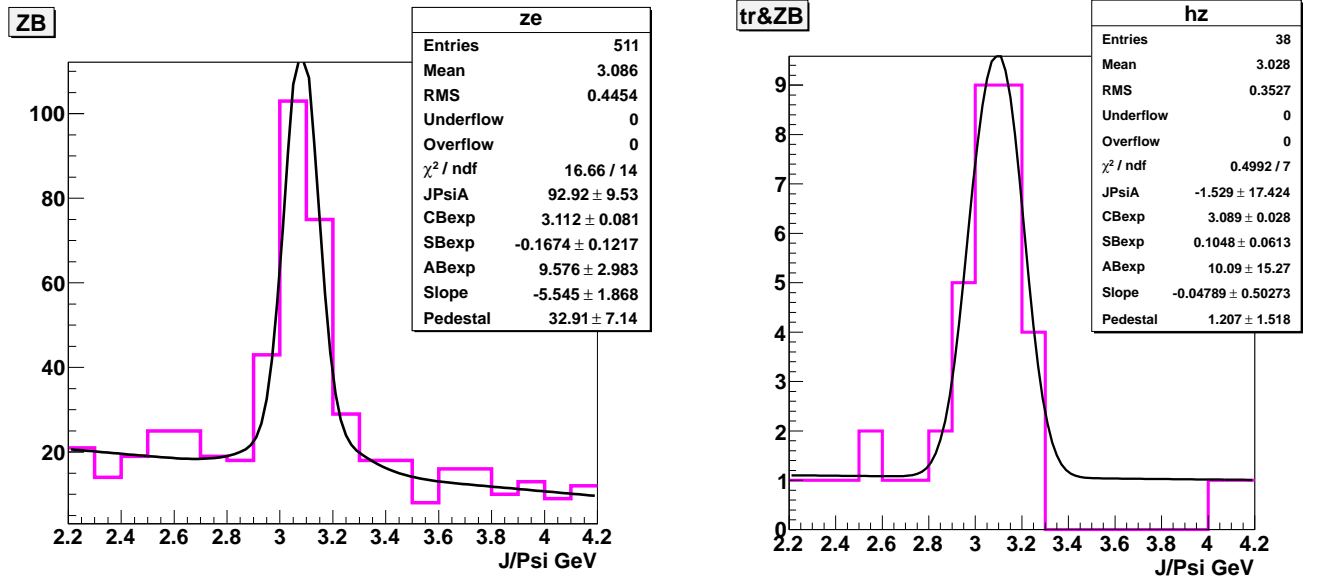


Рисунок 3.4 — Распределение по инвариантной массе двух мюонов с наложенным результатом фита. Слева: для событий, прошедших триггеры ZB или MB. Справа: для событий, прошедших триггеры ZB или MB плюс один из двухмюонных триггеров. Подробности в тексте.

$$\varepsilon_{tr} = 0.124 \pm 0.024(\text{ стат.}) \pm 0.012(\text{ сист.}). \quad (3.4)$$

Измеренная выше эффективность относится к событиям SJ и только к одной паре мюонов. Для вычисления триггерной эффективности для событий DJ необходимо учесть, что в таком событии (содержащем четыре мюона) возможно 6 парных комбинаций для четырех мюонов (обозначим мюоны как 1, 2, 3, 4): 1-2, 3-4, 1-3, 1-4, 2-3 и 2-4. Если предположить, что вероятности срабатывания триггера для различных пар мюонов равны между собой и равны  $\varepsilon_{tr}$ , то вероятность срабатывания триггера хотя бы для одной из пар можно вычислить как  $\varepsilon_{trig,DJ} = 1 - (1 - \varepsilon_{tr})^6 = 56.9 \pm 8.3\%$ .

Однако, чтобы посчитать эту эффективность более аккуратно, мы должны учесть кинематику SJ и DJ событий. Для этого было произведено сравнение распределений по  $p_T(J/\psi)$  для данных и для сгенерированных событий. В качестве последних использовались события SJ CS (Single  $J/\psi$  Color Singlet) сгенерированные с помощью генератора PYTHIA [9; 10], поскольку они показывают лучшее согласие со спектром  $p_T(J/\psi)$ , полученным ранее коллаборацией CDF [56], нежели события CO (Color Octet). Сгенерированное распределение нормировалось к данным по интегралу и строилось отношение распределений данные/МС, которое фитировалось полиномиальной функцией (см. Рис. 3.5).

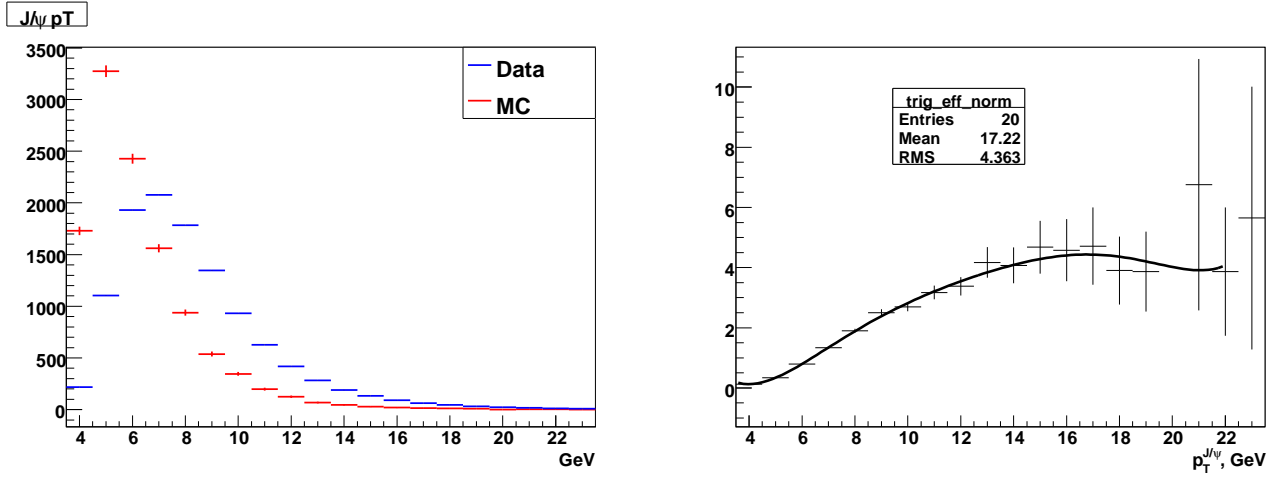


Рисунок 3.5 — Слева: Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для данных и сгенерированных событий SJ CS (точки с ошибками) отнормированных к данным по интегралу. Справа: Отношение данные/МС для распределений на левом рисунке с наложенным результатом фита. Подробности в тексте.

Это отношение, умноженное на  $\epsilon_{tr}$  и представляет собой триггерную эффективность для SJ событий  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$ . Однако в ней не учтены зависимости от  $p_T(\mu)$  на уровне триггера. Для того чтобы их учесть, строилось 2-D распределение по  $(p_T(\mu_1), p_T(\mu_2))$  для мюонов от распада  $J/\psi$  из SJ CS набора сгенерированных данных, которое пособытийно взвешивалось на  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$ . Отношение этого распределения к такому же, но не взвешенному на  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$  и представляет собой 2-D димюонную триггерную эффективность (см. Рис. 3.6).

С помощью полученной 2-D димюонной триггерной эффективности можно рассчитать искомые триггерные эффективности для событий DJ по формуле:

$$\epsilon_{trig,DJ} = 1 - \prod_{i,j=1,i<j}^4 (1 - \epsilon_{trig}^{\mu_i,\mu_j}).$$

Это выражение применялось к событиям из сгенерированных наборов для SP и DP событий для DJ. Первый из наборов был сгенерирован с помощью генератора HERWIG++ [57], а второй – с помощью генератора PYTHIA8 [9; 10]. Сгенерированные события пропускались через полную симуляцию детектора с помощью программы GEANT [12] и реконструировались с помощью стандартных алгоритмов. Полученные средние триггерные эффективности для DP и SP событий составили:

$$\epsilon_{trig,DP} = 48.4^{+6.6\%}_{-7.7\%}, \quad (3.5)$$

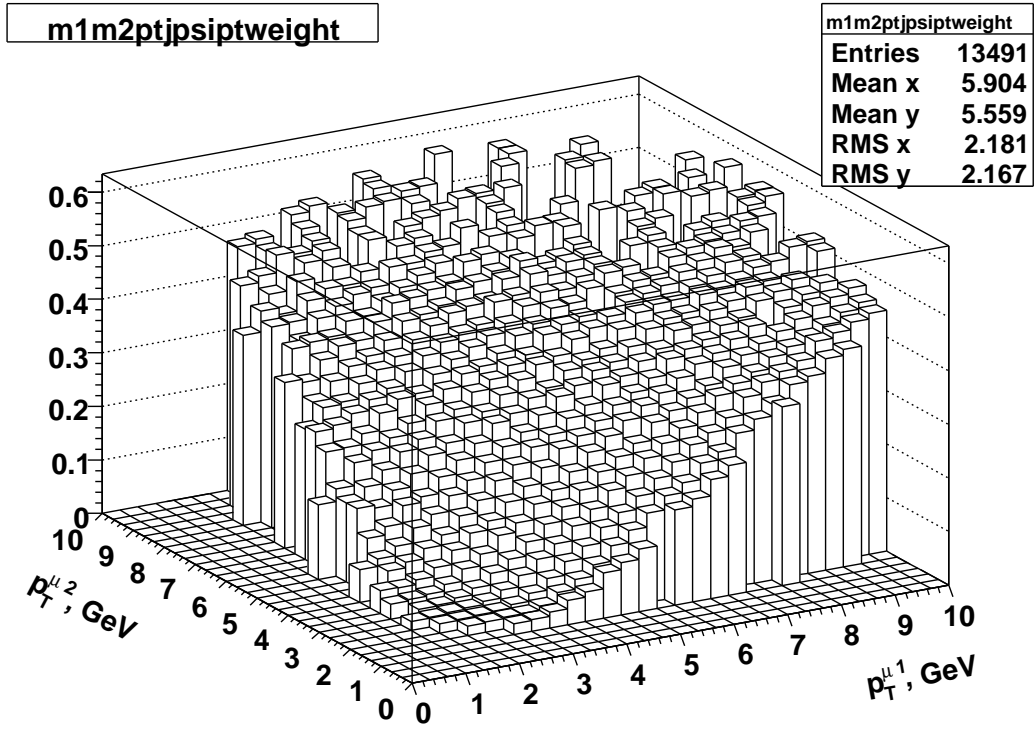


Рисунок 3.6 — 2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от  $p_T$  мюонов от распада  $J/\psi$ .

$$\varepsilon_{trig,SP} = 51.0^{+6.5\%}_{-7.5\%}. \quad (3.6)$$

### 3.2.2 Вычисление корректирующих коэффициентов от данных к МС для эффективности идентификации мюонов

Поскольку аксептанс в данном анализе измерялся по событиям, сгенерированным с помощью Монте-Карло (МС), необходимо было вычислить корректирующие коэффициенты для учета разницы в эффективности идентификации мюонов между данными и МС (MuonID Scale Factors – MuID SF). Качество идентификации мюонов в эксперименте D0 представлено тремя категориями: “tight”, “medium” и “loose”. Эти категории различаются между собой количеством срабатываний (хитов), оставленных мюоном в слоях А, В, С мюонной системы. Наиболее “хорошими” (уверенно идентифицированными) являются мюоны категории “tight”, наименее “хорошими” – категории “loose”. Также надо отметить, что мюоны категории “medium” являются подмножеством категории “loose” (удовлетворяют критериям, предъявляемым к этой

категории), а категории “tight” – подмножеством категории “medium” [58]. В данном анализе, поскольку в нем важна большая статистика и отбираются события из узкого массового “окна” для  $J/\psi$ , использовались мюоны категории “loose”. Соответственно, нам необходимо знать эффективность идентификации мюонов для категории “loose”, т. е. вероятность того, что зарегистрированный мюон будет как минимум удовлетворять условиям, применяемым к этой категории. А для вычисления коэффициентов MuID SF необходимо измерить эту эффективность как в данных, так и в MC.

Следует отметить, что стандартная эффективность MuID, измеряемая методом Tag & Probe (T & P, [58]) по событиям  $Z \rightarrow \mu\mu$ , в данном случае непригодна, поскольку такие мюоны обладают большими  $p_T > 15 - 20$  ГэВ/с, нам же нужна эффективность для мюонов с гораздо меньшими  $p_T > 2$  ГэВ/с. Поэтому одной из важных задач данного анализа было измерение таких эффективностей, они тут измерялись впервые и могут в дальнейшем применяться в других работах, использующих мюоны с малыми  $p_T$ .

Эти эффективности измерялись методом T & P по событиям  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ . В этом случае приходится уделять особое внимание корректному вычитанию фона под пиком  $J/\psi$ , поскольку этот фон тут гораздо больше, чем в случае событий  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Для данного измерения выбирались события с двумя мюонами, которые удовлетворяли следующим условиям:

- $p_T > 2.0$  GeV/c;
- $|\eta| < 2.0$ ;
- $\chi^2$  для связки с треком в центральном трековом детекторе:  $-0.1 < \chi^2 < 9$ ;
- число хитов в SMT  $> 1$ , число хитов в CFT  $> 2$ ;
- один мюон в паре должен иметь качество “tight”;
- nseg = 3 или 1 (должны быть хиты либо во всех слоях мюонной системы, либо только в слое A);
- r-DCA  $< 0.5$  cm;
- z-DCA  $< 2$  cm;

Два отобранных мюона должны были иметь разные знаки электрического заряда и их инвариантная масса должна была удовлетворять условию  $2.2 < M_{\mu\mu} < 4.35$  ГэВ/ $c^2$  (этот интервал по инвариантной массе выбирался достаточно широким, чтобы корректно измерить фон под пиком  $J/\psi$ ). Мюон с качеством “tight” выбирался в качестве tag-мюона, второй мюон в паре высту-

пал в качестве probe-мюона. Число событий фона под пиком  $J/\psi$  определялось для более узкого интервала  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/ $c^2$  с помощью 2-D распределений по  $(M_{\mu\mu}, p_T^{prob})$  и  $(M_{\mu\mu}, \eta^{prob})$ , где  $p_T^{prob}$ ,  $\eta^{prob}$  – поперечный импульс и псевдобыстрота для probe-мюона.

Для вычисления общего числа событий под пиком  $N_{tot}$  и числа событий в фоне под пиком  $N_{bkg}$ , производился фит распределения по  $M_{\mu\mu}$  для каждого бина по  $p_T^{prob}$  или  $\eta^{prob}$ . Фитирующая функция представляла собой комбинацию функции Гаусса и линейной функции. Соответствующая фракция сигнала вычислялась как  $c_n = (N_{tot} - N_{bkg})/N_{tot}$ . Графическое представление этой процедуры показано на Рис. 3.7.

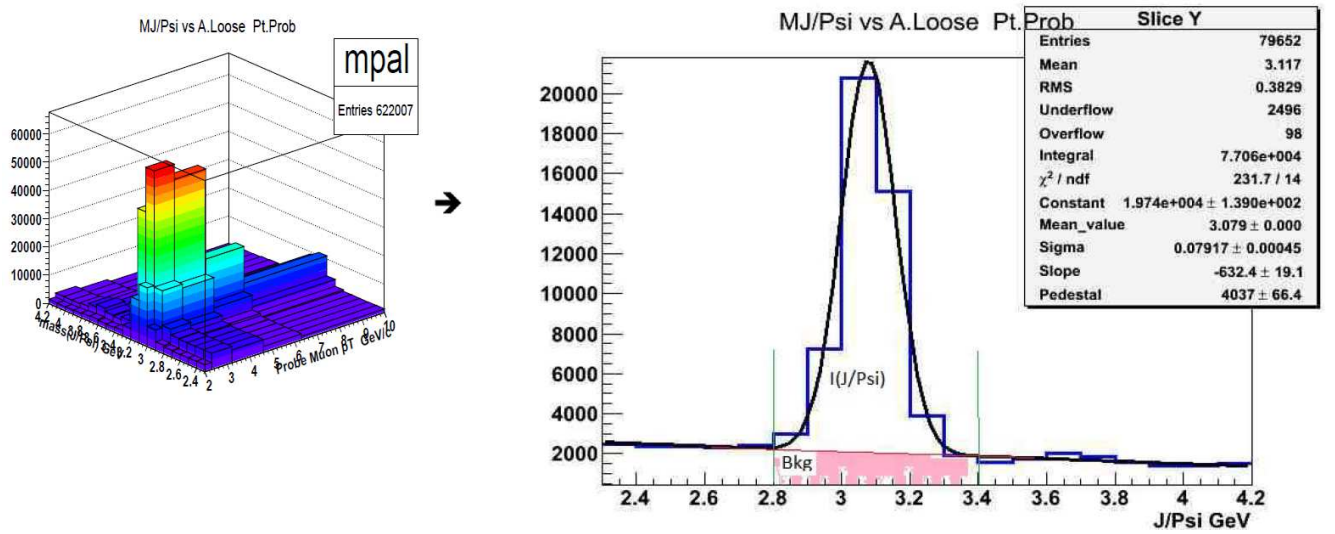


Рисунок 3.7 — Процедура вычитания фона, слева показано 2-D распределение по  $(M_{\mu\mu}, p_T^{prob})$ , справа - распределение по  $M_{\mu\mu}$  для одного из бинов по  $p_T^{prob}$  вышеупомянутого распределения с наложенным результатом фита (детали в тексте).

Для оценки эффективности идентификации мюонов в зависимости от мюонных  $p_T$  и  $\eta$ , строились отношения соответствующих распределений для probe и tag мюонов, взвешенных на коэффициенты  $c_n$ . Такие распределения строились как для данных, так и для МС. Использовались только события из “узкого” окна по инвариантной массе  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/ $c^2$ . Полученные эффективности, как функции  $p_T^{prob}$  и  $\eta^{prob}$  для “loose” probe мюона, показаны на Рис. 3.8, 3.9 для данных и МС соответственно.

Соответствующие корректирующие коэффициенты от данных к МС для эффективности идентификации мюонов (MuID SF) в зависимости от  $p_T$  и  $\eta$  рассчитывались как отношение соответствующих эффективностей в данных и в МС. Они показаны на Рис. 3.10.



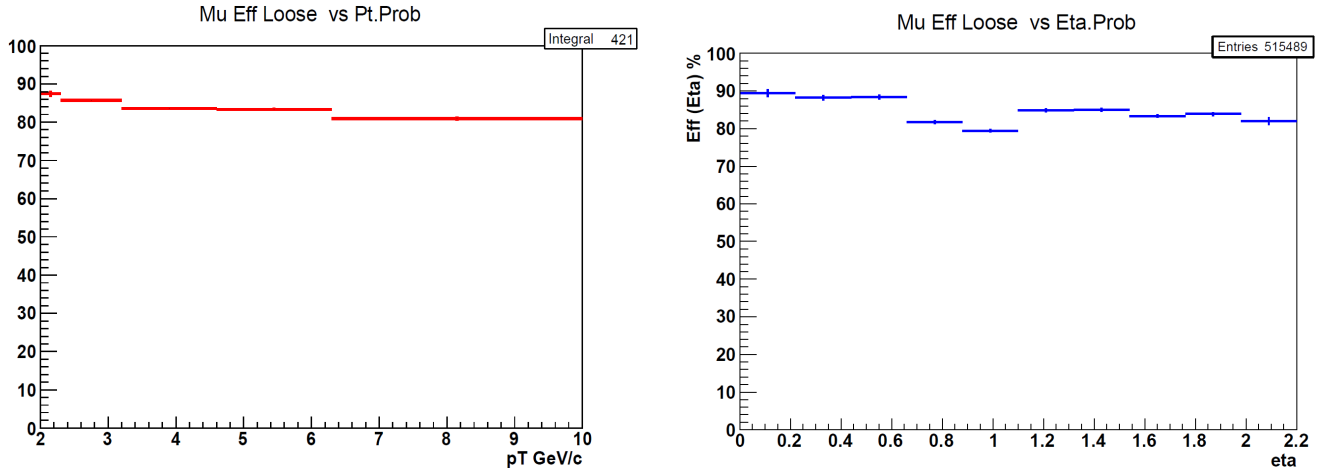


Рисунок 3.8 — Эффективность идентификации для мюонов категории “loose” в данных. Слева: в зависимости от  $p_T^{prob}$ . Справа: в зависимости от  $\eta^{prob}$ . Подробности в тексте.

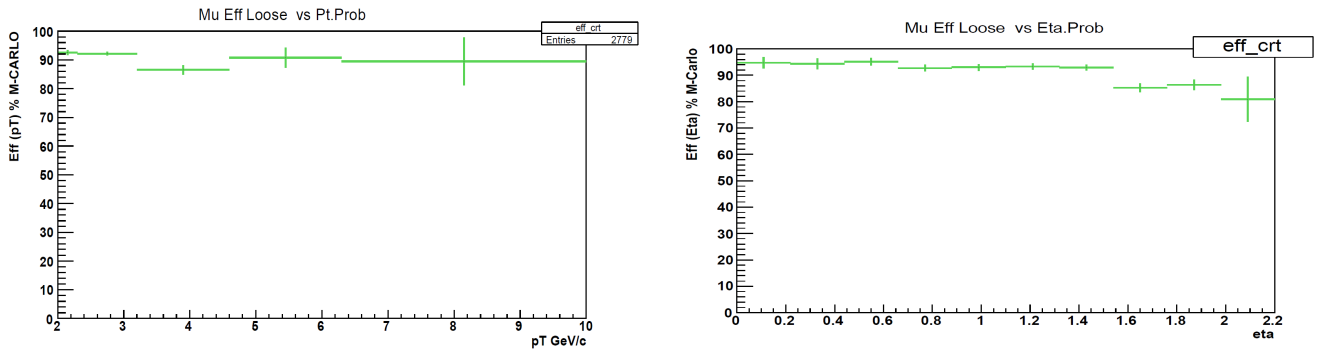


Рисунок 3.9 — Эффективность идентификации для мюонов категории “loose” в МС. Слева: в зависимости от  $p_T^{prob}$ . Справа: в зависимости от  $\eta^{prob}$ . Подробности в тексте.

### 3.2.3 Сравнение данных и МС для случаев SJ и DJ. Перевзвешивание МС к данным.

Для того, чтобы оценить систематические ошибки аксептанса, используемое для измерения аксептанса МС перевзвешивалось к данным. Для такого перевзвешивания использовались величины  $p_T^{J/\psi}$ ,  $\eta^{J/\psi}$  и величина угла рассеивания мюонов в системе Коллинса-Сопера (Collins-Soper frame)  $\cos\theta^*$  [59], см. выражения (3.7, 3.8). Этот угол несет информацию о поляризации  $J/\psi$  и, таким образом, можно учесть вклад поляризационных эффектов в систематическую ошибку.

$$\cos\theta^* = \frac{2 \cdot p_T^{\mu_1} \cdot p_T^{\mu_2} \cdot \sinh(\eta^{\mu_1} - \eta^{\mu_2})}{M_{J/\psi} \cdot \sqrt{M_{J/\psi}^2 + p_{T,J/\psi}^2}}, \quad (3.7)$$

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} \propto 1 + \alpha \cdot \cos^2\theta^*. \quad (3.8)$$

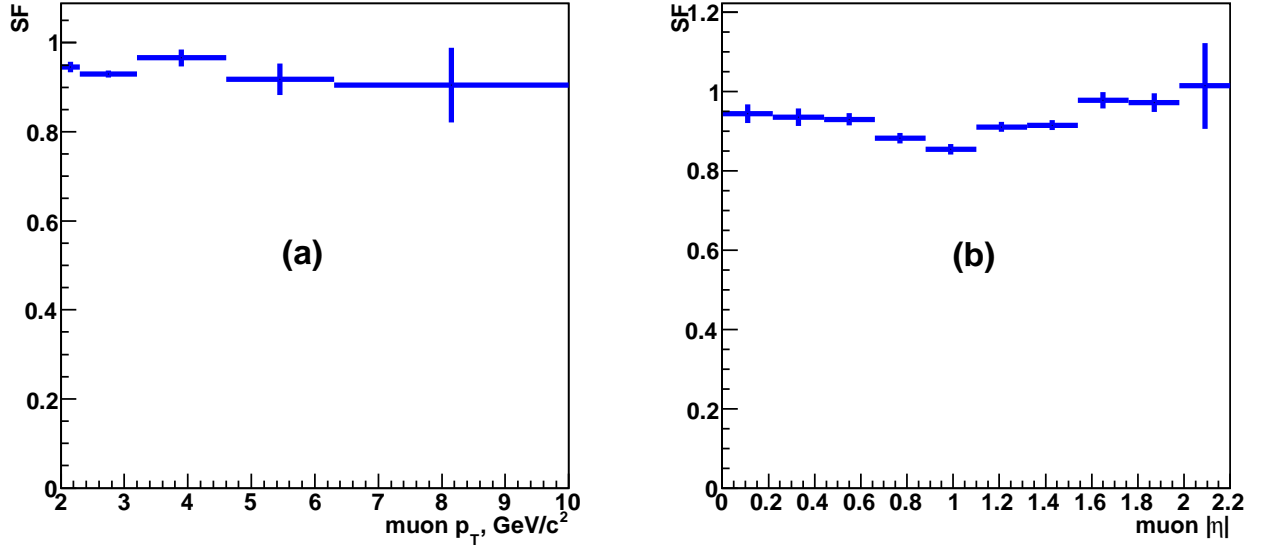


Рисунок 3.10 — Корректирующие коэффициенты от данных к МС для эффективности идентификации мюонов (MuID SF) в зависимости от (а)  $p_T$  и (б)  $|\eta|$  мюона (детали в тексте).

Здесь  $p_T^{\mu_1}, p_T^{\mu_2}$  — поперечные импульсы двух мюонов от распада  $J/\psi$ ;  $\eta^{\mu_1}, \eta^{\mu_2}$  — соответствующие псевдобыстроты;  $M_{J/\psi}$  и  $p_{T,J/\psi}$  — масса и поперечный импульс  $J/\psi$ .

Для такого перевзвешивания из данных предварительно вычитался фон и они корректировались на измеренную фракцию прямого рождения  $J/\psi$ , в то время как МС корректировалось на триггерную эффективность и к нему применялись корректирующие коэффициенты от данных к МС для эффективности идентификации мюонов. Распределения по соответствующим величинам  $p_T^{J/\psi}$ ,  $\eta^{J/\psi}$  и  $\cos\theta^*$  (до перевзвешивания) для событий SJ и DJ показаны на Рис. 3.11, 3.12, 3.13.

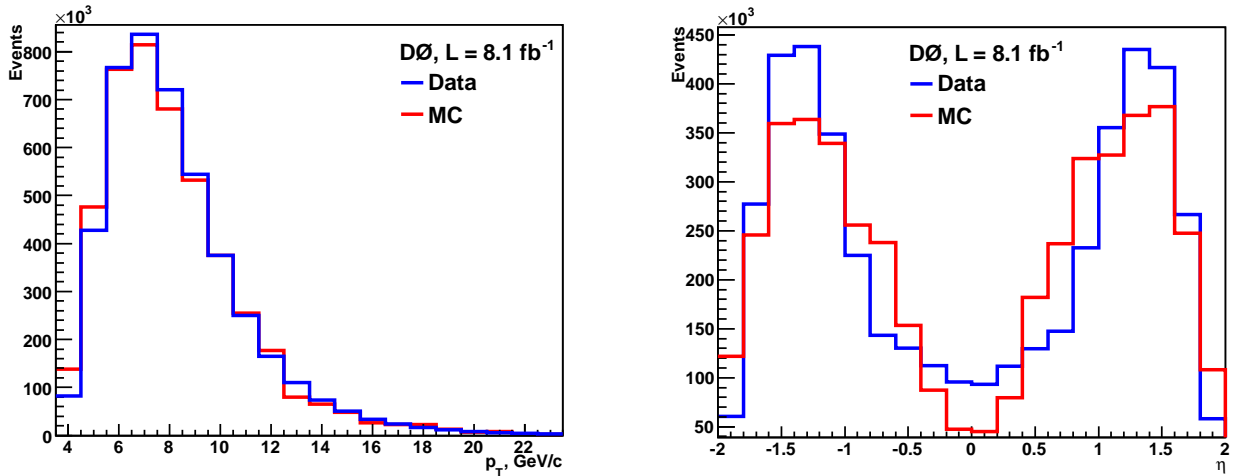


Рисунок 3.11 — Распределения по  $p_T^{J/\psi}$  (слева) и  $\eta^{J/\psi}$  (справа), использовавшиеся для вычисления весов перевзвешивания МС к данным для событий SJ (детали в тексте).

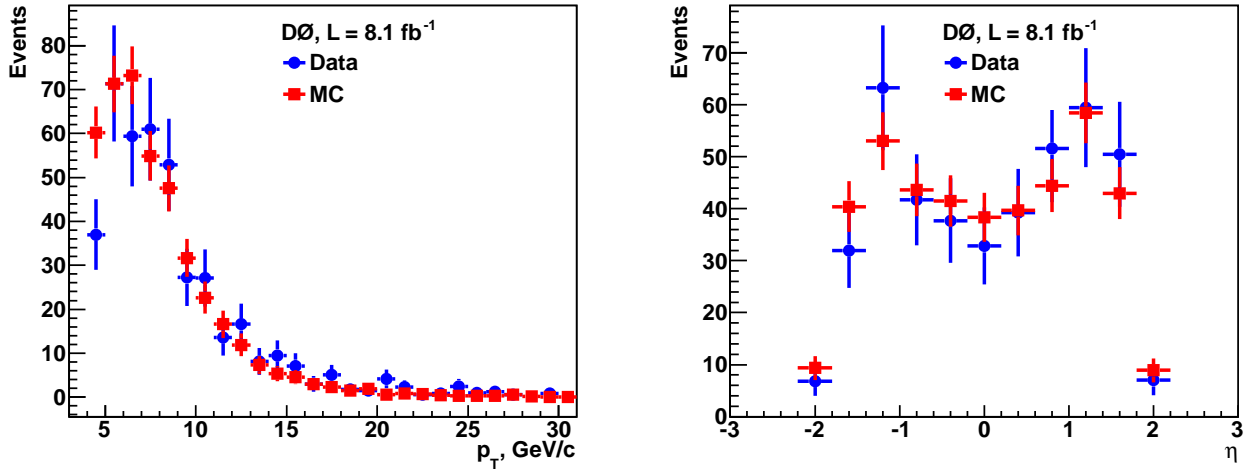


Рисунок 3.12 — Распределения по  $p_T^{J/\psi}$  (слева) и  $\eta^{J/\psi}$  (справа), использовавшиеся для вычисления весов перевзвешивания МС к данным для событий DJ (детали в тексте). В данные распределения входят оба  $J/\psi$  (два входа на событие).

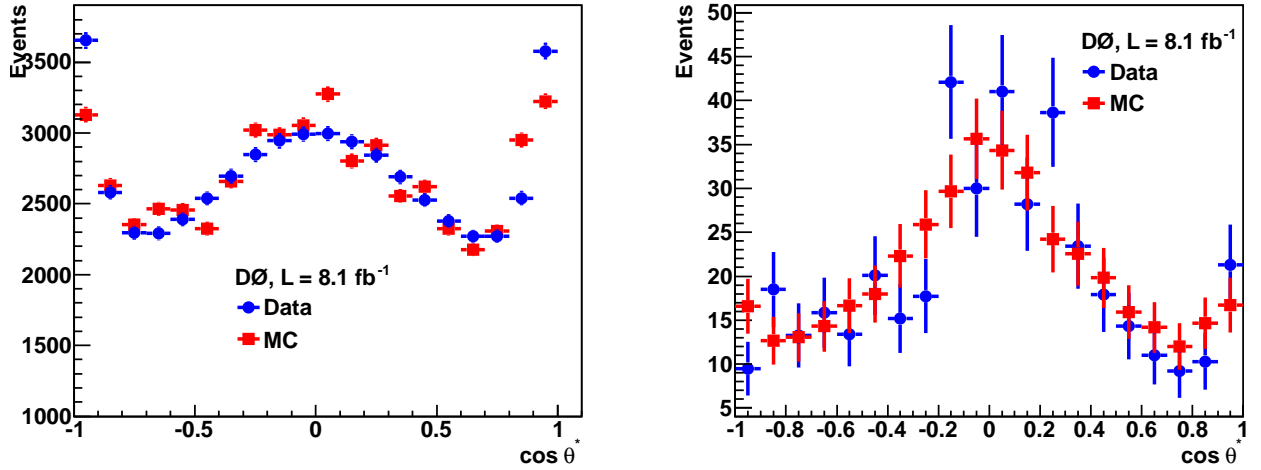


Рисунок 3.13 — Распределения по величине  $\cos\theta^*$  для событий SJ (слева) и DJ (справа, два входа на событие). Детали в тексте.

Для оценки систематических ошибок акцептанса, связанных с различием между данными и МС, акцептанс вычислялся как без перевзвешивания, так и с ним, разница результатов бралась в качестве систематической ошибки. Соответствующие систематические ошибки составили для перевзвешивания по  $p_T^{J/\psi}$ ,  $\eta^{J/\psi}$ : для SJ – 9.8%, для DJ – 2%. Для перевзвешивания по  $\cos\theta^*$  эти ошибки составили: для SJ –  $< 1\%$ , для DJ –  $\sim 4\%$ . Все эти ошибки вошли в общую систематическую ошибку для акцептанса (см. далее).

### 3.2.4 Измерение сечения одиночного рождения $J/\psi$

Число отобранных SJ событий составило  $7.4 \times 10^6$ . Фон для этих событий от распадов  $\pi^\pm, K^\pm$  и событий DY оценивался как функция  $p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi}$  в области инвариантных масс  $2.2 < M_{\mu\mu} < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ . Для этого строилось 3-D распределение  $H(M_{\mu\mu}, p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi})$  (см. Рис. 3.14).

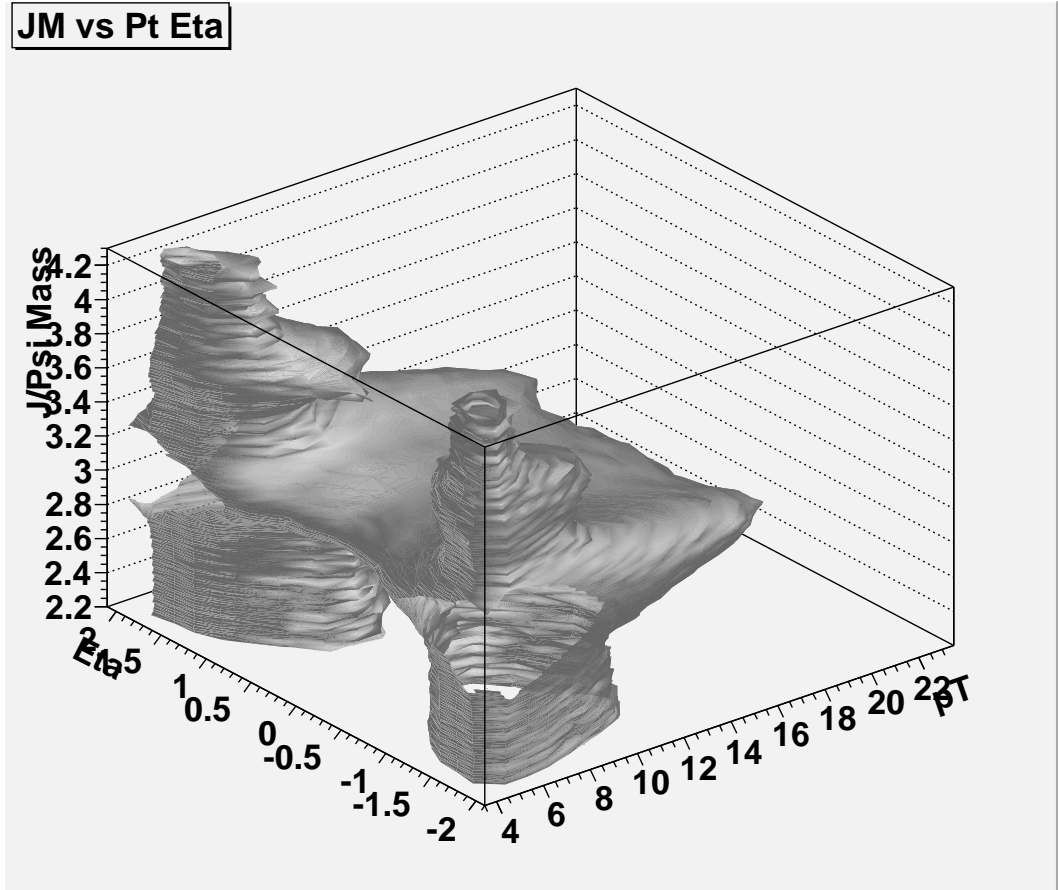


Рисунок 3.14 — “Изотермическая” поверхность 3-D распределения  $H(M_{\mu\mu}, p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi})$  для отобранных кандидатов в SJ события (детали в тексте).

Для каждого бина по  $p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi}$  (всего 20 бинов по  $4 < p_T^{J/\psi} < 24$  ГэВ/ $c$  и 20 бинов по  $-2 < \eta^{J/\psi} < 2$ ) производился фит по  $2.2 < M_{\mu\mu} < 4.3$  ГэВ/ $c^2$  с помощью эмпирической 7-параметрической формулы:

$$H(M) = P_0 * e^{((M-M_J)/S_J)^2/2} + P_1 * e^{((M-P_2)/P_3)^2/2} + P_4 * e^{((M-M_{J2S})/S_{J2S})^2/2} + P_5 * M + P_6,$$

где  $M_J = 3.081, S_J = 0.062, M_{J2S} = 3.67, S_{J2S} = 0.059$  ГэВ/ $c^2$ .

На Рис. 3.15 показаны примеры таких фитов для двух различных бинов по  $p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi}$ . Можно отметить разный наклон фона для разных срезов по  $M_{\mu\mu}$ .

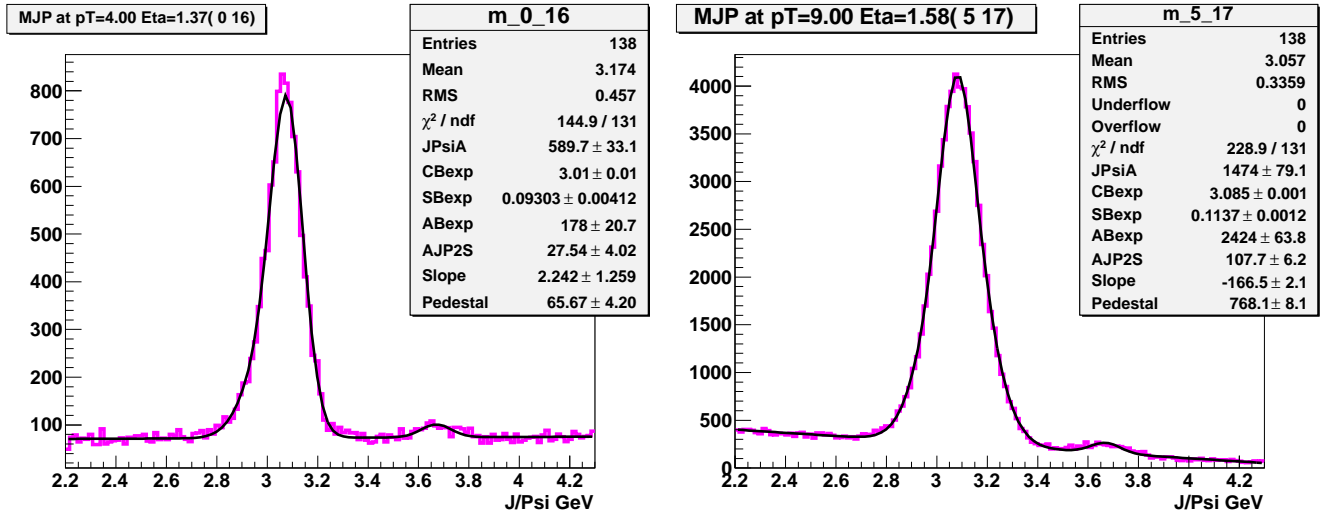


Рисунок 3.15 — Результат 7-параметрического фита распределения по  $M_{\mu\mu}$  для – слева:  $p_T^{J/\psi} = 4$  ГэВ/с,  $\eta^{J/\psi} = 1.37$ ; справа:  $p_T^{J/\psi} = 9$  ГэВ/с,  $\eta^{J/\psi} = 1.57$  (подробности в тексте).

На Рис. 3.16 показаны распределение по  $p_T^{J/\psi}$  для кандидатов в  $J/\psi$  и фона, лежащих в узком интервале по инвариантной массе  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/с<sup>2</sup>, а также зависимость фракции фона от величины  $p_T^{J/\psi}$ .

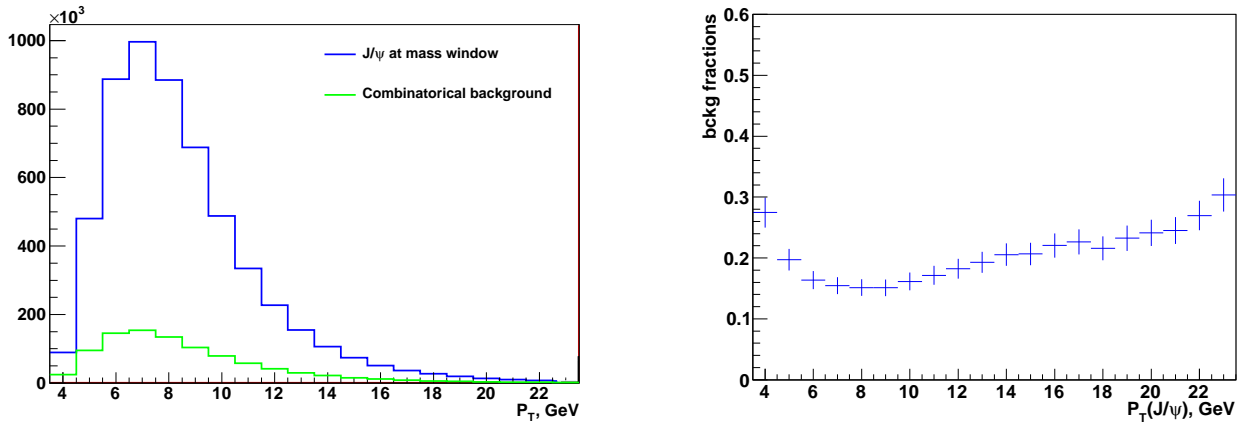


Рисунок 3.16 — Слева: Распределение по  $p_T^{J/\psi}$  для кандидатов и фона в интервале инвариантных масс  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Справа: Зависимость величины фракции фона от  $p_T^{J/\psi}$ .

Средняя величина для фракции фона в узком интервале по инвариантной массе  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/с<sup>2</sup> составила  $0.126 \pm 0.013$ . Число событий в сигнале для данного узкого интервала по инвариантной массе, вычисленное по результатам фита, составило:

$$N_{J/\psi} = [6.522 \pm 0.003(\text{ стат.}) \pm 0.085(\text{ сист.})] \times 10^6. \quad (3.9)$$

Систематические ошибки оценивались с помощью варьирования параметров фита для моделей сигнала и фона.

Акцептанс для событий SJ определялся с помощью MC, сгенерированного в генераторе PYTHIA8 [9; 10]. Были сгенерированы два набора событий, соответствующих моделям CS и CO. Сравнение распределений по различным кинематическим величинам показало, что набор событий, соответствующий модели CS, обеспечивает лучшее соответствие реальным данным, нежели набор событий, соответствующий модели CO. По этой причине акцептанс, вычисленный с помощью событий из набора CS, брался в качестве центрального значения, а разница между ним и акцептансом, вычисленным с помощью событий из набора CO, использовалась при оценке систематической ошибки. При отборе событий на них накладывались одинаковые условия как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции событий:  $p_T(J/\psi) > 4$  ГэВ/с,  $|\eta(J/\psi)| < 2$ ,  $p_T(\mu) > 2$  ГэВ/с если  $|\eta(\mu)| < 1.35$  или на полный импульс мюона  $|p(\mu)| > 4$  ГэВ/с если  $1.35 < |\eta(\mu)| < 2.0$ .

Сам акцептанс вычислялся по формуле:

$$A\epsilon_{sel} = \frac{N_{reco} \cdot SF_1 \cdot SF_2}{N_{gen}}, \quad (3.10)$$

где  $N_{reco}$  – число событий на уровне реконструкции,  $N_{gen}$  – число событий на уровне генерации,  $SF_{1,2}$  – значения корректирующих коэффициентов от данных к MC для эффективности идентификации мюонов как функция соответствующего  $\eta^\mu$ . Таким образом, акцептанс тут включает в себя и эффективность отбора событий.

Значения акцептанса, полученные для наборов событий CS и CO:

$$A\epsilon_{sel} (CS) = 0.221 \pm 0.002,$$

$$A\epsilon_{sel} (CO) = 0.219 \pm 0.003.$$

При вычислении систематической ошибки учитывались следующие её источники: ошибки измерения корректирующих коэффициентов от данных к MC для эффективности идентификации мюонов ( $SF_{1,2}$ ); разность между значениями акцептанса, полученными для событий CS и CO соответственно; перевзвешивание событий MC к данным по величинам  $\cos\theta^*$ ,  $p_T$  и  $\eta$ . Итоговое значение акцептанса для событий SJ составило:

$$A\varepsilon_{sel} = 0.221 \pm 0.002(\text{ стат}) \pm 0.023(\text{ сист}). \quad (3.11)$$

Поскольку  $b$ -адроны имеют большое время жизни, вершина распада  $b$ -адрона на  $J/\psi$  (непрямое рождение  $J/\psi$ ) обычно находится на расстоянии нескольких сотен микрон от первичной вершины, в то время как вершина прямого рождения  $J/\psi$  совпадает с первичной вершиной. В данной работе нас интересовали  $J/\psi$  от прямого рождения и, соответственно, вышеупомянутую особенность можно использовать для их выделения. Для этого использовалась величина

$$c\tau = L_{xy} \cdot m_{pdg}^{J/\psi} / p_T^{J/\psi}, \quad (3.12)$$

где  $L_{xy}$  представляет собой длину распада для  $J/\psi$ , вычисляемую как расстояние в поперечной плоскости между пересечением мюонных треков от распада  $J/\psi$  до первичной вершины,  $m_{pdg}^{J/\psi}$  – табличная масса  $J/\psi$ , а  $p_T^{J/\psi}$  – поперечный импульс  $J/\psi$ .

Для измерения доли  $J/\psi$  от прямого рождения, производился фит к данным распределения по  $c\tau$  с использованием распределений-шаблонов для событий SJ (прямого рождения), взятого из соответствующего MC набора, сгенерированного с помощью программы PYTHIA8 и событий непрямого рождения  $J/\psi$ , взятого из MC набора для событий  $b\bar{b}$ , сгенерированного с помощью PYTHIA 6.421 с набором PDF CTEQ6L1 [9; 10]. Результат фита показан на Рис. 3.17.

Ошибка для полученной доли  $J/\psi$  от прямого рождения складывается из двух величин. Первая из них – это ошибка самого фита. Её величина равна 0.008. Вторая величина представляет собой влияние неопределенности в оценке фона на получаемые доли, она оценивалась с помощью варьирования параметров фона и составила 0.005. Соответственно, доля  $J/\psi$  от прямого рождения, полученная в результате фита, составила:

$$P = 0.814 \pm 0.009(\text{сист}). \quad (3.13)$$

Итак, у нас есть все компоненты для расчета сечения рождения одиночных  $J/\psi$  мезонов, но необходимо посчитать ошибку этого сечения, которая считалась по классической формуле переноса ошибок. Значения необходимых для расчета компонент и их ошибок собраны в Таб. 6.

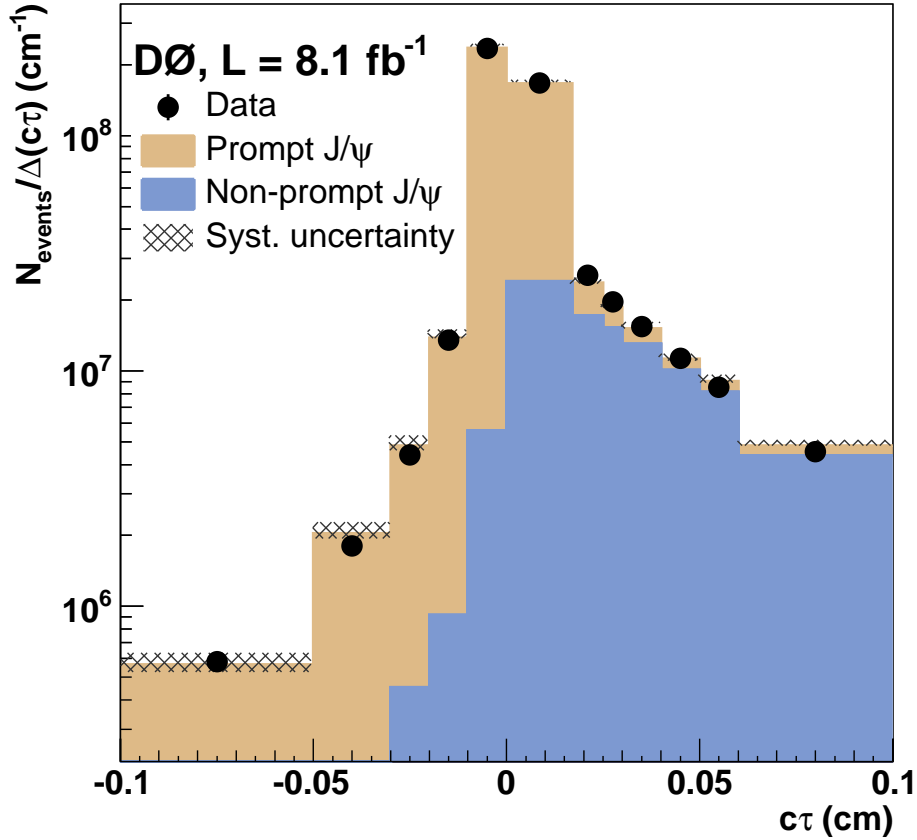


Рисунок 3.17 — Распределение по величине  $c\tau$  для событий SJ после применения всех критериев отбора событий и вычитания фона. Также показаны соответствующие распределения для шаблонов прямого и непрямого рождения  $J/\psi$ , нормированные в соответствии с долями, полученными в результате фита. Штриховкой показана полная систематическая ошибка для суммы событий от сигнала (прямое рождение) и фона (непрямое рождение). Детали в тексте.

Само сечение рассчитывается по формуле:

$$\sigma = (N_{J/\psi} \cdot P) / (\epsilon_{tr} \cdot \mathcal{L} \cdot A \epsilon_{sel}). \quad (3.14)$$

Подставляя в эту формулу все необходимые величины, мы можем получить значение для полного сечения. Тут надо учесть, что в эту величину входит еще и вероятность распада  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ , поскольку мы отбирали именно такие события, а также то, что величина получаемого сечения соответствует тем кинематическим отборам, которые использовались в данном анализе:

$$\sigma(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 23.9 \pm 4.6(\text{стат}) \pm 3.7(\text{сист}) \text{ нб.} \quad (3.15)$$



Таблица 6 — Значения величин, необходимых для расчета сечения SJ, и их статистические и систематические ошибки.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
$N_{J/\psi}$	6.52217e+06	0.04	1.3
Доля прямого рождения SJ ( $P$ )	0.814	0	1.1
Триггерная эффективность ( $\epsilon_{tr}$ )	0.124	19.4	9.7
Интегральная светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12 фб <sup>-1</sup>	0.0	6.03
Акцептанс ( $A\epsilon_{sel}$ )	0.221	0.9	10.5
Общая ошибка		19.4	15.6

Полученное значение для сечения сравнивалось с теоретическими предсказаниями, полученными в рамках модели  $kT$ -факторизации [60; 61], в которой учитывалось как прямое рождение  $J/\psi$ , так и радиационные распады  $\chi_{c1(2)} \rightarrow J/\psi + \gamma$ :

$$\sigma_{kT}(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 23.0 \pm 8.5 \text{ нб.}$$

Нетрудно видеть, что значение сечения, полученное в результате анализа данных, хорошо согласуется с теоретическим предсказанием для него.

### 3.2.5 Измерение сечения парного рождения $J/\psi$

После всех отборов в широком массовом окне для  $J/\psi$  ( $2.3 < M_{\mu\mu} < 4.2 \text{ ГэВ}/c^2$ ) осталось 242 события-кандидата на парное рождение мезонов  $J/\psi$ . На Рис. 3.18 показано 2-D распределение по инвариантным массам двух  $J/\psi$  для этих событий, в котором хорошо виден пик, соответствующий парному рождению  $J/\psi$  мезонов.

Также, как и в случае с одиночным рождением  $J/\psi$ , необходимо было измерить фон под пиком от парного рождения  $J/\psi$ , а также долю событий с прямым парным рождением  $J/\psi$ . Как уже говорилось выше, фон для парного рождения  $J/\psi$  складывается из событий так называемого “случайного фона” и событий  $J2\mu$ . Для уменьшения этих фонов, а также для уменьшения доли событий с непрямым рождением пары  $J/\psi$ , дополнительно использовалось условие

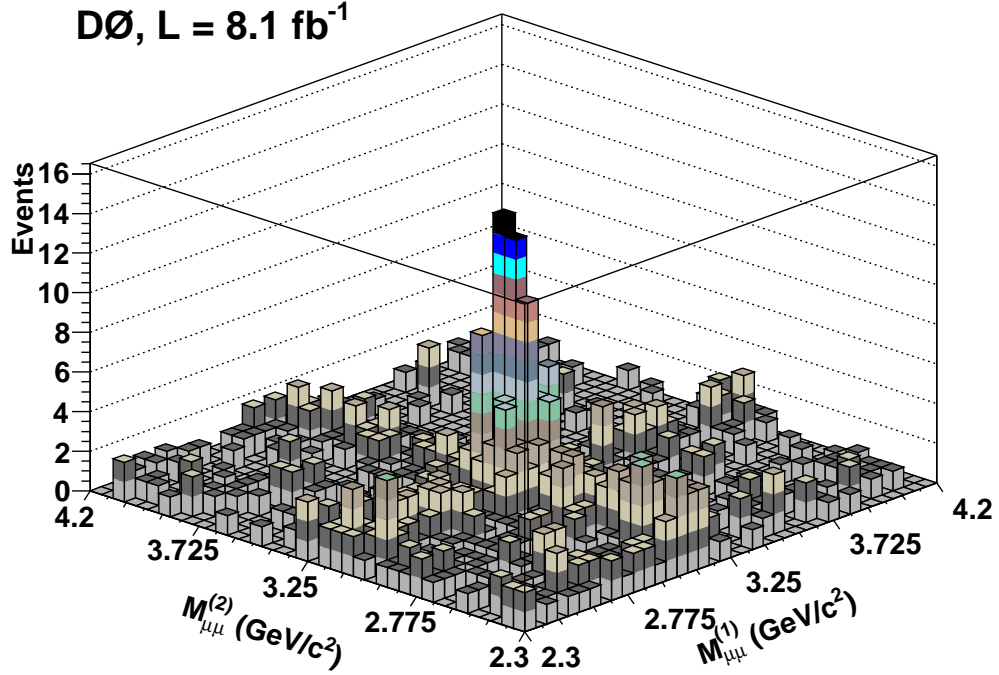


Рисунок 3.18 — Распределение в данных по инвариантным массам двух мюонов для двух мюонных пар  $(M_{\mu\mu}^{(1)}, M_{\mu\mu}^{(2)})$ , соответствующих кандидатам в  $J/\psi$ , после применения всех отборов.

$\sigma\tau < 0.03$  для обоих кандидатов в  $J/\psi$ . После применения этого условия в данных осталось  $N_{jj} = 138$  кандидатов в события DJ. Для того чтобы оценить вклад “случайного фона” и событий  $J2\mu$ , распределение по инвариантным массам двух  $J/\psi$  фитировалось с помощью функции:

$$F(M_{\mu\mu}^{(1)}, M_{\mu\mu}^{(2)}) = \left( a_1 \cdot G^{(1)} + a_2 \cdot M_{\mu\mu}^{(1)} + a_3 \right) \times \left( a_4 \cdot G^{(2)} + a_5 \cdot M_{\mu\mu}^{(2)} + a_6 \right), \quad (3.16)$$

где  $a_{1(4)} \cdot G^{(1(2))}$  представляют собой функции Гаусса, описывающие  $J/\psi$ , а  $a_{2(5)} \cdot M_{\mu\mu}^{(1(2))} + a_{3(6)}$  являются линейными функциями, описывающими “случайный фон”. При этом перекрестные произведения функций Гаусса служат для описания пика от парного рождения  $J/\psi$ , соответствующие произведения функции Гаусса на линейную функцию хорошо описывают фон от событий  $J2\mu$ , а линейная часть выражения описывает “случайный фон”. Результат фита использовался для оценки фона под пиком DJ (в узком массовом окне  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/ $c^2$ ), при этом суммарная доля “случайного фона” +  $J2\mu$  была оценена как  $f_{bkg} = 0.34 \pm 0.05$ .

Сравнение суммарных вкладов от сигнала и фона с данными для событий DJ, полученное в результате фита, показано на Рис. 3.19 в проекции на

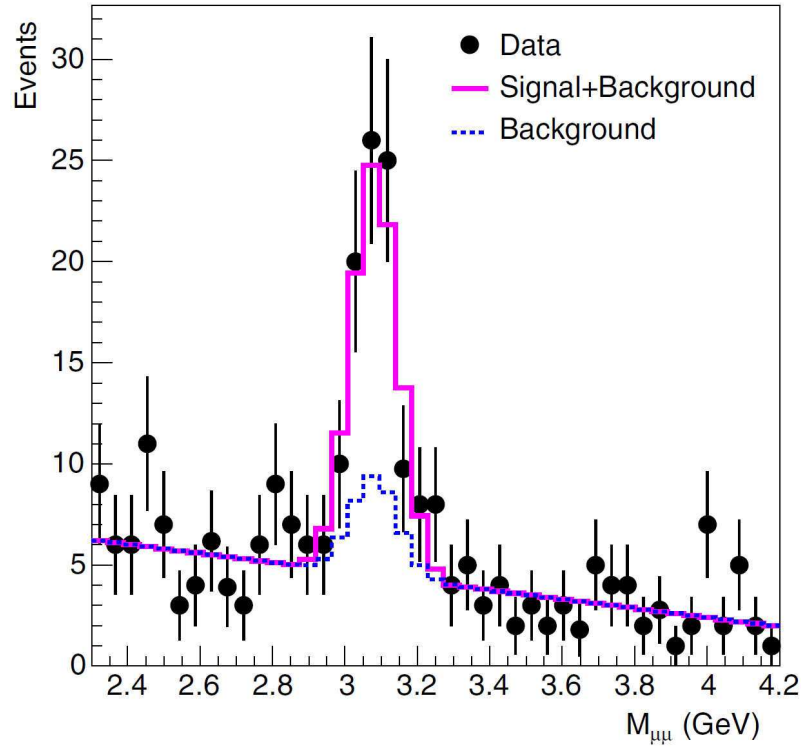


Рисунок 3.19 — Сравнение вкладов от сигнала и фона с данными для событий DJ, полученное в результате фита (подробности в тексте). Показана проекция 2-D распределения на одну ось, соответствующую инвариантной массе одной из двух пар мюонов, в то время как события для другой пары интегрируются в диапазоне 2.3 – 4.2 ГэВ/ $c^2$ .

одну из осей  $M_{\mu\mu}^{(1(2))}$ , в то время как события по второй оси интегрируются в диапазоне 2.3 – 4.2 ГэВ/ $c^2$ .

Для вычисления акцептанса использовалось DJ MC, полученное с помощью генератора DJpsiFDC [62]. Для моделирования фрагментации и адронизации использовалась программа PYTHIA. При вычислении акцептанса, в соответствии с предсказаниями модели NRQCD [52], использовался набор сгенерированных событий, содержащий 90% CS и 10% CO событий. При отборе событий на них накладывались одинаковые условия как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции событий:  $p_T(J/\psi) > 4$  ГэВ/ $c$ ,  $|\eta(J/\psi)| < 2$ ,  $p_T(\mu) > 2$  ГэВ/ $c$  если  $|\eta(\mu)| < 1.35$  или на полный импульс мюона  $|p(\mu)| > 4$  ГэВ/ $c$  если  $1.35 < |\eta(\mu)| < 2.0$ .

Сам акцептанс вычислялся по формуле:

$$A_{\epsilon_{sel}} = \frac{N_{reco} \cdot SF_1 \cdot SF_2 \cdot SF_3 \cdot SF_4}{N_{gen}}, \quad (3.17)$$

где  $N_{reco}$  – число событий на уровне реконструкции,  $N_{gen}$  – число событий на уровне генерации,  $SF_{1-4}$  – значение корректирующих коэффициентов

от данных к МС для эффективности идентификации мюонов, как функция соответствующего  $\eta^\mu$ . Таким образом, аксептанс также включает в себя и эффективность отбора событий.

Аксептанс рассчитывался отдельно для SP и DP событий. При оценке систематической ошибки для аксептанса учитывались следующие факторы: неопределенности моделирования кинематики парного рождения  $J/\psi$ ; ошибки измерения корректирующих коэффициентов от данных к МС для эффективности идентификации мюонов ( $SF_{1-4}$ ); неопределенности перевзвешивания событий МС к данным по величинам  $\cos\theta^*$ ,  $p_T$  и  $\eta$ . Полученные величины для аксептанса составили:

$$A\epsilon_{sel} (SP) = 0.109 \pm 0.002(\text{ стат}) \pm 0.005(\text{ сист}), \quad (3.18)$$

$$A\epsilon_{sel} (DP) = 0.099 \pm 0.006(\text{ стат}) \pm 0.005(\text{ сист}). \quad (3.19)$$

Для определения доли событий DJ с прямым рождением  $J/\psi$  мезонов были использованы три набора сгенерированных событий. Первый набор представлял собой события, собственно, сигнала – совместное прямое рождение двух  $J/\psi$  (в дальнейшем этот набор будет обозначаться как “double prompt”). Второй набор представлял собой события, в которых оба  $J/\psi$  родились в непрямом рождении, в распадах  $b$ -адронов (в дальнейшем этот набор будет обозначаться как “double non-prompt”). Третий набор представлял собой события, в которых один  $J/\psi$  рождался в прямом, а другой – в непрямом рождении (набор “prompt-non-prompt”), для его построения случайным образом комбинировались  $J/\psi$  из “double prompt” и “double non-prompt” наборов. Для определения фракции событий DJ с прямым рождением  $J/\psi$  мезонов использовалось 2-D распределение по  $(c\tau_1, c\tau_2)$  для двух  $J/\psi$ , события из вышеперечисленных наборов МС фитировались к данным, из которых предварительно был вычтен “случайный” и  $J2\mu$  фон. В результате фита было получено значение для доли событий DJ с прямым рождением  $J/\psi$  мезонов:

$$P = 0.592 \pm 0.101(\text{ сист}). \quad (3.20)$$

Доли событий “double non-prompt” и “prompt-non-prompt” составили  $0.373 \pm 0.073$  и  $0.035 \pm 0.073$  соответственно. Главным источником систематической ошибки для величины фракции событий от прямого парного рождения

$J/\psi$  явилась ошибка фита. Второй по значимости источник – перенос ошибки для величины вычитаемого фона.

Одной из основных целей данного анализа являлось раздельное измерение сечений рождения для SP и DP событий DJ. Для того чтобы разделить вклады от SP и DP процессов в парное рождение  $J/\psi$ , использовалось распределение по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)| = |\eta^{J/\psi_1} - \eta^{J/\psi_2}|$ , где  $\eta^{J/\psi_1}, \eta^{J/\psi_2}$  – величины псевдобыстрот для первого и второго  $J/\psi$  соответственно. В случае событий DP, когда два  $J/\psi$  рождаются в двух практически не коррелированных между собой процессах рассеивания с меньшей, в среднем, долей импульса на партон, чем в событиях SP, распределение по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$  должно быть более широким. В данном случае использовались наборы сгенерированных SP и DP событий, для которых распределения по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$  фитировалось к соответствующему распределению в данных для определения относительных долей от событий SP и DP. Предварительно из данных вычитались вклады от “случайного фона”, событий “double non-prompt” и “prompt-non-prompt”. Результат этого фита показан на Рис. 3.20.

В области  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)| \gtrsim 2$ , как и ожидалось, в данных доминируют события DP. Для оценки систематических ошибок для фракций SP и DP производилось варьирование вычитаемого “случайного фона” и фона от событий “double non-prompt” и “prompt-non-prompt” в пределах их ошибок. Также был искусственно создан набор данных, который далее будет называться “Datalike DP”, в котором случайным образом смешивались два  $J/\psi$  из двух различных событий одиночного рождения  $J/\psi$  взятых из данных SJ. Такой набор хорошо соответствует набору DP DJ, поскольку тут также происходит два практически независимых рассеяния партонов, в результате которых рождаются два  $J/\psi$ . Набор “Datalike DP” корректировался на “случайный фон” и события непрямого рождения  $J/\psi$  в данных. Как уже говорилось выше, фракции SP и DP вычислялись из фита соответствующих наборов (распределений по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$  для каждого из них) к данным. Получившийся результат:

$$f^{SP} = 0.58 \pm 0.12(\text{ сист}), \quad (3.21)$$

$$f^{DP} = 0.42 \pm 0.12(\text{ сист}). \quad (3.22)$$

Вышеприведенные цифры являются средними значениями, полученными из нескольких фитов, в которых в качестве наборов SP использовались собы-

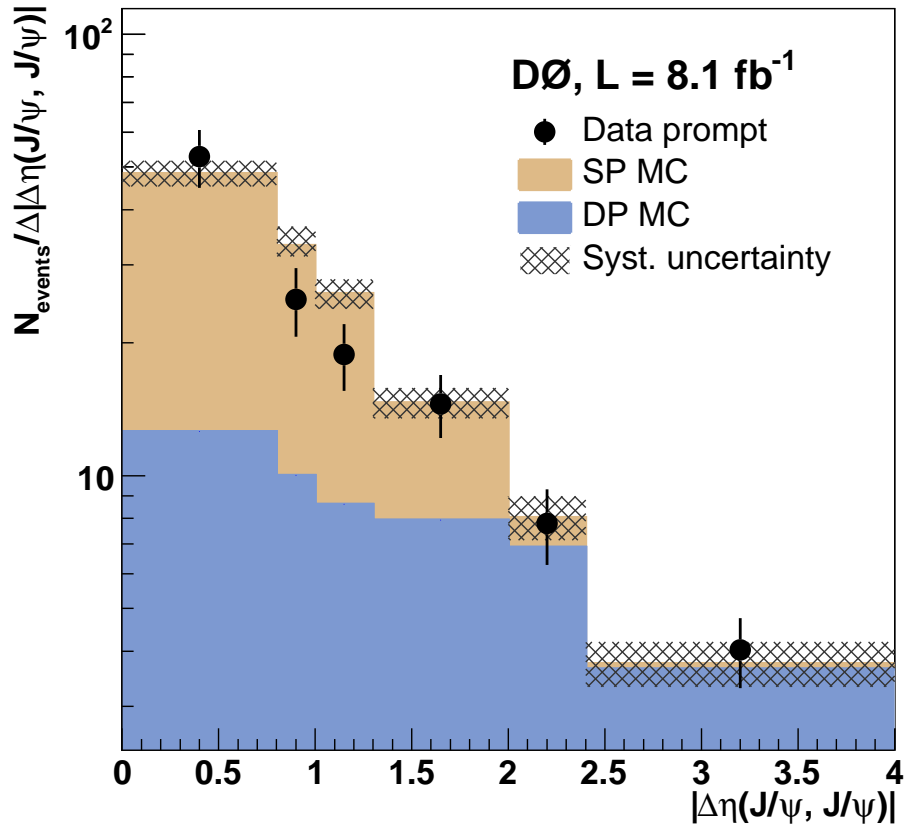


Рисунок 3.20 — Распределение по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$  для событий DJ после вычитания фона и применения всех отборов. Распределения для сгенерированных событий SP и DP показаны нормированными к их относительным фракциям, определенным из фита к данным. Заштрихованные полосы соответствуют суммарным систематическим ошибкам на сумму SP и DP событий. Подробности в тексте.

тия, сгенерированные с помощью двух различных генераторов (DJpsiFDC и HERWIG++), а в качестве наборов DP использовались как сгенерированные события (PYTHIA8), так и набор событий “Datalike DP”. Основными источниками систематических ошибок для полученных DP (SP) фракций являются: ошибки измерения величины вычитаемого фона 18.4% (13.4%); зависимость от выбора модели 19.3% (14%); ошибки фита 7.1% (6.3%). Ошибки, вносимые выбором конкретной модели для DP (SP) событий, в основном определялись разницей результатов при выборе модели для событий DP – PYTHIA8 или “Datalike DP”.

Также, для проверки полученных результатов, был произведен 2-D фит к распределению по величинам  $(\sigma\tau, |\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|)$  в данных для одновременно-го определения фракции от событий непрямого рождения, SP и DP фракций.

Для этого фита использовались рассмотренные выше наборы событий, как и раньше из данных вычитался “случайный фон” и фон “prompt-non-prompt”. Доли событий SP и DP, полученные из этого фита, в пределах ошибок согласуются с представленными выше величинами фракций (3.21, 3.22).

В Таблицах 7 и 8 приведены значения величин, использующихся при вычислении сечений для случаев SP и DP DJ, а также величины их статистических и систематических ошибок.

Таблица 7 — Значения величин, необходимых для расчета сечения SP DJ и их статистических и систематических ошибок.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
$N_{jj}$	138	8.5	0
Доля фона ( $f_{bkg}$ )	0.34	0	14.7
Доля SP в DJ ( $f^{SP}$ )	0.58	0	20.7
Доля прямого рождения DJ ( $P$ )	0.592	0	17.1
Триггерная эффективность ( $\epsilon_{trig,SP}$ )	0.510	0	13.7
Интегральная светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12 фб <sup>-1</sup>	0	6.03
Акцептанс ( $A\epsilon_{sel}(SP)$ )	0.109	1.8	4.6
Общая ошибка		8.7	34.4

Таблица 8 — Значения величин, необходимых для расчета сечения DP DJ и их статистических и систематических ошибок.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
$N_{jj}$	138	8.5	0
Доля фона ( $f_{bkg}$ )	0.34	0	14.7
Доля DP в DJ ( $f^{DP}$ )	0.42	0	28.6
Доля прямого рождения DJ ( $P$ )	0.592	0	17.1
Триггерная эффективность ( $\epsilon_{trig,DP}$ )	0.484	0	14.8
Интегральная светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12 фб <sup>-1</sup>	0	6.03
Акцептанс ( $A\epsilon_{sel}(DP)$ )	0.099	6.1	5.1
Общая ошибка		10.5	40.1

Само сечение рассчитывается по формуле:

$$\sigma(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = \frac{N_{jj} \cdot P \cdot (1 - f_{bkg})}{\mathcal{L}} \times \sum_{i=SP,DP} \frac{f^i}{\varepsilon_{trig,i} \cdot A\varepsilon_{sel}(i)} \quad (3.23)$$

Соответственно, значение полного сечения для DJ составило (ошибки рассчитаны с помощью классической формулы переноса ошибок):

$$\sigma(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 129 \pm 9(\text{стат}) \pm 31(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (3.24)$$

С помощью формулы (3.23) можно по отдельности рассчитать сечения рождения для случаев SP и DP:

$$\sigma_{SP}(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 70 \pm 6(\text{стат}) \pm 22(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (3.25)$$

$$\sigma_{DP}(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 59 \pm 6(\text{стат}) \pm 22(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (3.26)$$

Теоретические предсказания для этих сечений, полученные из модели  $kT$ -факторизации [60; 61], составляют:

$$\sigma_{kT}^{SP}(J/\psi J/\psi) = 55.1^{+28.5}_{-15.6}(\text{PDF})^{+31.0}_{-17.0}(\text{scale}) \text{ фб}, \quad (3.27)$$

$$\sigma_{kT}^{DP}(J/\psi J/\psi) = 17.6 \pm 13.0 \text{ фб}, \quad (3.28)$$

для SP DJ и DP DJ сечений соответственно (для расчета последнего использовалось значение  $\sigma_{eff} = 15$  мб). Значение для сечения SP DJ, полученное в модели NRQCD [52; 63], составило для LO и NLO коррекций соответственно:

$$\sigma_{NRQCD(LO)}^{SP}(J/\psi J/\psi) = 51.9 \text{ фб}, \quad (3.29)$$

$$\sigma_{NRQCD(NLO)}^{SP}(J/\psi J/\psi) = 90^{+180}_{-50} \text{ фб}. \quad (3.30)$$

Глядя на выражения (3.25) и (3.26) с одной стороны и выражения (3.27 – 3.29) с другой, можно отметить, что центральные значения для теоретических предсказаний сечений находятся, в большинстве случаев, ниже, нежели значения, полученные в данном анализе. Но, во-первых, ошибки в теоретических значениях также достаточно велики (причем большая ошибка ведет как раз в сторону увеличения сечения), так что полученные результаты и теоретические предсказания согласуются между собой в пределах  $\sim 1\sigma$ . А во-вторых, в



сечение могут вносить вклады дополнительные процессы, не учтенные при расчете значений сечения в выражениях (3.27 – 3.30), к примеру, прямое рождение DJ в распадах  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ . По некоторым оценкам эти вклады могут увеличить значения теоретических предсказаний для этих сечений на 20-60%.

### 3.2.6 Вычисление эффективного сечения двухпартонных взаимодействий

Используя вышеприведенные результаты измерений сечений одиночного и парного рождения  $J/\psi$  в DP взаимодействиях (выражения (3.15) и (3.26)) можно, по формуле (3.3), вычислить эффективное сечение двухпартонных взаимодействий:

$$\sigma_{eff} = 4.8 \pm 0.5(\text{стат}) \pm 2.5(\text{сист}) \text{ мб}, \quad (3.31)$$

Сравнивая это значение с измерениями, приведенными в таблице на Рис. 3.2, можно увидеть, что оно согласуется с результатами, представленными коллаборацией AFS ( $\approx 5$  мб [64]) и коллаборацией CDF в конечном состоянии с четырьмя струями ( $12.1^{+10.7}_{-5.4}$  мб [65]). Однако это значение меньше, чем результаты полученные коллаборациями CDF ( $14.5 \pm 1.7(\text{стат})^{+1.7}_{-2.3}(\text{сист})$  мб [66]) и D0 ( $12.7 \pm 0.2(\text{стат}) \pm 1.3(\text{сист})$  мб [67]) для конечного состояния  $\gamma + 3jets$ , а также коллаборациями ATLAS ( $15 \pm 3(\text{стат})^{+5}_{-3}(\text{сист})$  мб [68]) и CMS ( $20.7 \pm 0.8(\text{стат}) \pm 6.6(\text{сист})$  мб [69]) для конечного состояния  $W + 2jets$ . В связи с этим можно отметить, что начальное состояние в двухпартонном парном рождении  $J/\psi$  очень похоже на таковое для рождения  $4jets$  при малых значениях  $p_T$ , в нем доминируют глюон-глюонные ( $gg$ ) взаимодействия. А для процессов с рождением  $\gamma(W) + jets$ , в начальном состоянии доминируют кварк-кварковые и кварк-глюонные взаимодействия ( $qq$  и  $qg$ ). Соответственно, меньшее значение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий для процессов прямого рождения  $J/\psi J/\psi$  (как и для процессов  $4jets$ ) может свидетельствовать о том, что среднее расстояние в поперечной плоскости между глюонами в партоне меньше, чем между кварками или чем между кварками и глюонами. Результат для  $\sigma_{eff}$ , полученный в этой работе, позже был подтвержден в коллаборации ATLAS, где также измерили  $\sigma_{eff}$  в процессах прямого парного рождения  $J/\psi$

и получили значение  $\sigma_{eff} = 6.3 \pm 1.6(\text{стат}) \pm 1.0(\text{сист})$  мб [70], что согласуется с результатом (3.31).

### 3.3 Исследование совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ мезонов

Еще одним процессом, представляющим большой интерес для изучения двухпартонных взаимодействий (DP), является процесс совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Этот интерес обусловлен тем, что, в отличие от большинства процессов парного рождения кваркония, таких, к примеру, как рассмотренный выше процесс парного рождения  $J/\psi$ , в совместном рождении  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  двухпартонные взаимодействия являются преобладающими. Однопартонные взаимодействия (SP) в этом случае сильно подавлены во-первых, из-за дополнительных степеней  $\alpha_s$ , а во-вторых, из-за малой величины матричных элементов, соответствующих модели CO [71]. Соответственно, для вычисления  $\sigma_{eff}$  достаточно измерить только сечение рождения  $\sigma(J/\psi + \Upsilon)$ , без определения долей, вносимых в это сечение компонентами SP и DP, а само эффективное сечение может быть рассчитано по формуле:

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma(J/\psi) \cdot \sigma(\Upsilon)}{\sigma(J/\psi + \Upsilon)}. \quad (3.32)$$

Также важно отметить, что, как и в случае с парным рождением  $J/\psi$ , процесс совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  идет через  $gg$  (глюон-глюонные) взаимодействия, поэтому измерение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий позволяет, в данном случае, получить представление о среднем расстоянии в поперечной плоскости между глюонами в партоне, также, как и в случае с парным рождением  $J/\psi$ . Соответственно, большой интерес представляет сравнение  $\sigma_{eff}$  для процессов парного рождения  $J/\psi$  и совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ .

Основной целью данной работы являлось измерение сечений одиночного рождения  $J/\psi$ , а также поиск совместного рождения мезонов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  ( $1S, 2S, 3S$ ) и измерение сечения этого процесса. Сечение одиночного рождения  $\Upsilon$  уже было измерено в эксперименте D0 [72]. С помощью этой информации

можно рассчитать  $\sigma_{eff}$  в предположении, что процесс совместного рождения происходит только через двухпартонные взаимодействия.

Для проведения данного анализа использовался набор данных, соответствующий интегральной светимости  $8.1 \pm 0.5 \text{ фб}^{-1}$ , полученный в  $p\bar{p}$  столкновениях при энергии в СЦМ  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$  [73]. Автор играл ведущую роль в этой работе.

Мезоны  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  полностью реконструировались по их распадам  $J/\psi(\Upsilon) \rightarrow \mu^+\mu^-$ , при этом на мюоны накладывались следующие условия:  $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ . Каждое событие должно было пройти хотя бы один димюонный триггер с малым  $p_T$ . Каждый мюон должен был, как минимум, вызвать срабатывание в слое А мюонной системы (слой перед тороидальным магнитом). Сигнал в мюонной системе должен был быть согласован с треком в центральной трековой системе, при этом требовался хотя бы один хит в детекторе SMT и, как минимум, два хита в детекторе CFT. Для того чтобы подавить фон от космических мюонов, кандидат должен был удовлетворять жестким временным требованиям. Дистанция наибольшего приближения к линии пучка в поперечной плоскости должна была быть  $< 0.5 \text{ см}$ , а расстояние вдоль линии пучка от мюонного трека до вершины  $p\bar{p}$  взаимодействия не должно было превышать  $2 \text{ см}$  ( $r - DCA < 0.5$ ,  $z - DCA < 2 \text{ см}$ ). Для каждого из кандидатов в  $J/\psi$  или  $\Upsilon$  требовалось два мюона с противоположным знаком электрического заряда. Мюоны должны были быть изолированными как в центральном трековом детекторе, так и в калориметре:  $I_T < 3.5 \text{ ГэВ}/c$ ,  $I_C < 5 \text{ ГэВ}$ , где  $I_T$  – параметр изоляции в центральном трековом детекторе, представляющий собой скалярную сумму поперечных импульсов всех треков внутри конуса  $\Delta R < 0.5$  вокруг трека мюона (за исключением поперечного импульса самого мюона);  $I_T$  – параметр изоляции в калориметре, представляющий собой скалярную сумму по поперечной энергии для всех кластеров в калориметре, лежащих внутри объема  $0.1 < \Delta R < 0.4$  вокруг трека мюона. Поперечная энергия определяется как  $E_{T,u} = \sum_i E_{T,u}^i$ , где  $u = x, y$ ,  $E_{T,x}^i = E^i \sin\theta^i \cos\varphi^i$ ,  $E_{T,y}^i = E^i \sin\theta^i \sin\varphi^i$ ,  $E^i$  – энергия, выделившаяся в  $i$ -й ячейке калориметра, имеющей полярные координаты  $\theta^i, \varphi^i$ . Инвариантная масса двух мюонов должна была лежать в интервале  $2.4 < M_{\mu\mu} < 4.2 \text{ ГэВ}/c^2$  для кандидатов в  $J/\psi$  и  $8 < M_{\mu\mu} < 12 \text{ ГэВ}/c^2$  для кандидатов в  $\Upsilon$ . Эти интервалы специально были выбраны достаточно широкими для того, чтобы можно было измерить фон под пиками  $J/\psi$  или  $\Upsilon$ . В случае кандидата в  $J/\psi$  оба мюона должны были иметь

качество как минимум “medium”, в случае кандидата в  $\Upsilon$  один мюон должен был иметь качество как минимум “medium”, а второй – как минимум “loose”. События, в которых были найдены пары соответствующих мюонов, попадающие в обозначенные выше интервалы по инвариантной массе, считались событиями-кандидатами на совместное рождение  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Кроме того, на координату  $z$  для первичной вершины налагалось требование  $|z| < 60$  см, т. е. она должна была находиться в пределах 60 см от геометрического центра детектора.

Фонами к данному процессу являются случайные комбинации мюонов от распадов  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  мезонов, нерезонансного рождения  $\mu^+\mu^-$  в событиях Дрелл-Яна, а также события с распадами  $b$ -адронов на  $J/\psi + X$ . В случае событий  $J/\psi + \Upsilon$  в фон также вносят вклад процессы совместного рождения  $J/\psi(\Upsilon)$  и пары мюонов, не связанных с распадом  $J/\psi(\Upsilon)$ :  $J/\psi(\Upsilon) + \mu\mu$ .

### 3.3.1 Измерение количества сигнала и фона в данных

Для того, чтобы измерить число событий в сигнале и фоне в данных об одиночном рождении  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , были построены распределения по инвариантной массе двух мюонов для кандидатов в такие события и произведен фит к этим распределениям. В случае одиночного рождения  $J/\psi$  фитирующая функция состояла из четырех функций Гаусса (три для  $J/\psi$  и одна для  $\psi(2S)$ ) плюс квадратичная функция для параметризации фона. Числа событий в сигнале и фоне рассчитывались из этого фита в массовом интервале  $2.4 < M_{\mu\mu} < 4.2$  ГэВ/ $c^2$ . В результате были получены следующие числа событий: для сигнала  $N_{sig} = [6.906 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.001(\text{фит})] \cdot 10^6$  событий, для фона  $N_{bkg} = [1.834 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.001(\text{фит})] \cdot 10^6$  событий. Распределение по  $M_{\mu\mu}$  для кандидатов в  $J/\psi$  с наложенным на него результатом фита можно увидеть на Рис. 3.21 (левая панель).

В случае одиночного рождения  $\Upsilon$  фитирующая функция состояла из двух функций Гаусса для  $\Upsilon(1S)$  и по одной функции Гаусса для  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$ . Фит производился в массовом интервале  $8 < M_{\mu\mu} < 12$  ГэВ/ $c^2$ . Поскольку положения пиков для  $\Upsilon(nS)$  сдвинуты в сторону меньших масс из-за радиационных распадов  $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ , в фите фиксировались относительные разности масс  $M(\Upsilon(1S)) - M(\Upsilon(2S))$  и  $M(\Upsilon(1S)) - M(\Upsilon(3S))$ . Для описания фона использо-

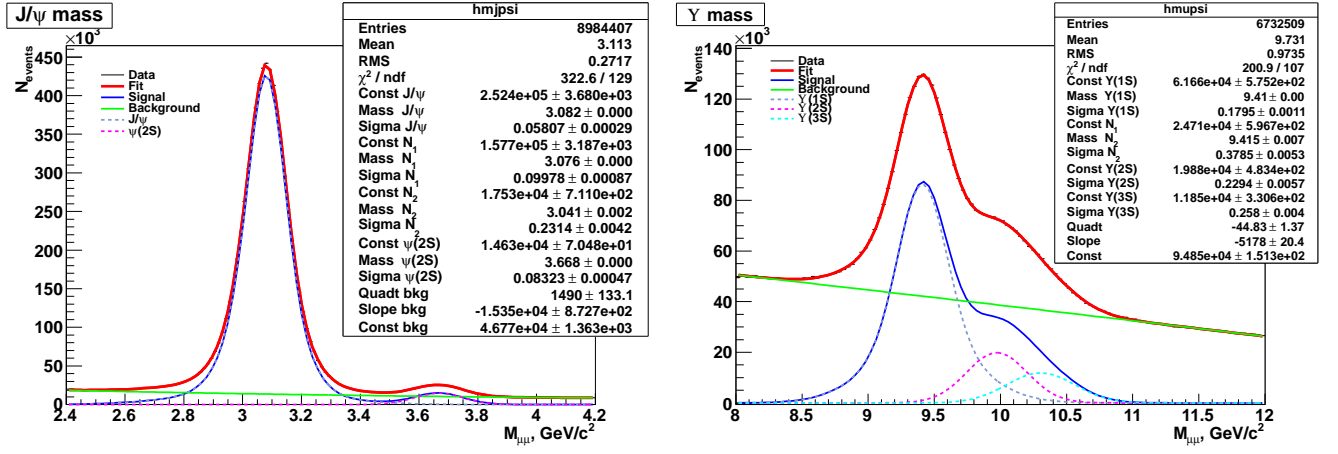


Рисунок 3.21 — Распределения по инвариантной массе двух мюонов  $M_{\mu\mu}$  для событий-кандидатов в случае одиночного рождения  $J/\psi$  (слева) и  $\Upsilon$  (справа). Сплошными линиями показаны общий результат фита, результат для сигнала и результат для фона. Пунктирные линии - индивидуальные вклады от резонансов  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$ .

валась квадратичная функция. Результат фита показан на Рис. 3.21 (правая панель).

Были получены следующие числа событий для сигнала и фона:  $N_{sig} = [2.110 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.001(\text{фит})] \cdot 10^6$  и  $N_{bkg} = [4.553 \pm 0.002(\text{стат}) \pm 0.001(\text{фит})] \cdot 10^6$ .

В случае совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  числа событий в сигнале и фоне определялись с помощью фита к 2-D распределению по инвариантным массам кандидатов в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , при этом использовались относительно узкие интервалы по инвариантной массе  $2.88 < M(J/\psi) < 3.32 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $9.1 < M(\Upsilon) < 10.2 \text{ ГэВ}/c^2$ . Применялась та же форма фитирующей функции, что и при анализе парного рождения  $J/\psi$  (см. выражение (3.16) в разделе 3.2.5). Результаты фита можно увидеть на Рис. 3.22, а на Рис. 3.23 показаны проекции 2-D распределения  $(M_{\mu\mu}(J/\psi), M_{\mu\mu}(\Upsilon))$  на оси  $M_{\mu\mu}(J/\psi)$  (слева) и  $M_{\mu\mu}(\Upsilon)$  (справа), с наложенным на них результатом фита.

Полученное в результате фита число событий в сигнале  $J/\psi + \Upsilon$  составило  $N_{sig} = 14.5 \pm 4.6(\text{стат}) \pm 3.4(\text{фит})$  (при общем числе событий в вышеназванном массовом окне по инвариантным массам  $(M_{\mu\mu}(J/\psi), M_{\mu\mu}(\Upsilon))$  - 21). Относительные доли трех состояний, вносящих вклад в это число (определенные из фита для случая одиночного рождения  $\Upsilon$ ), составили 73%  $J/\psi\Upsilon(1S)$  + 16%  $J/\psi\Upsilon(2S)$  + 11%  $J/\psi\Upsilon(3S)$  соответственно.

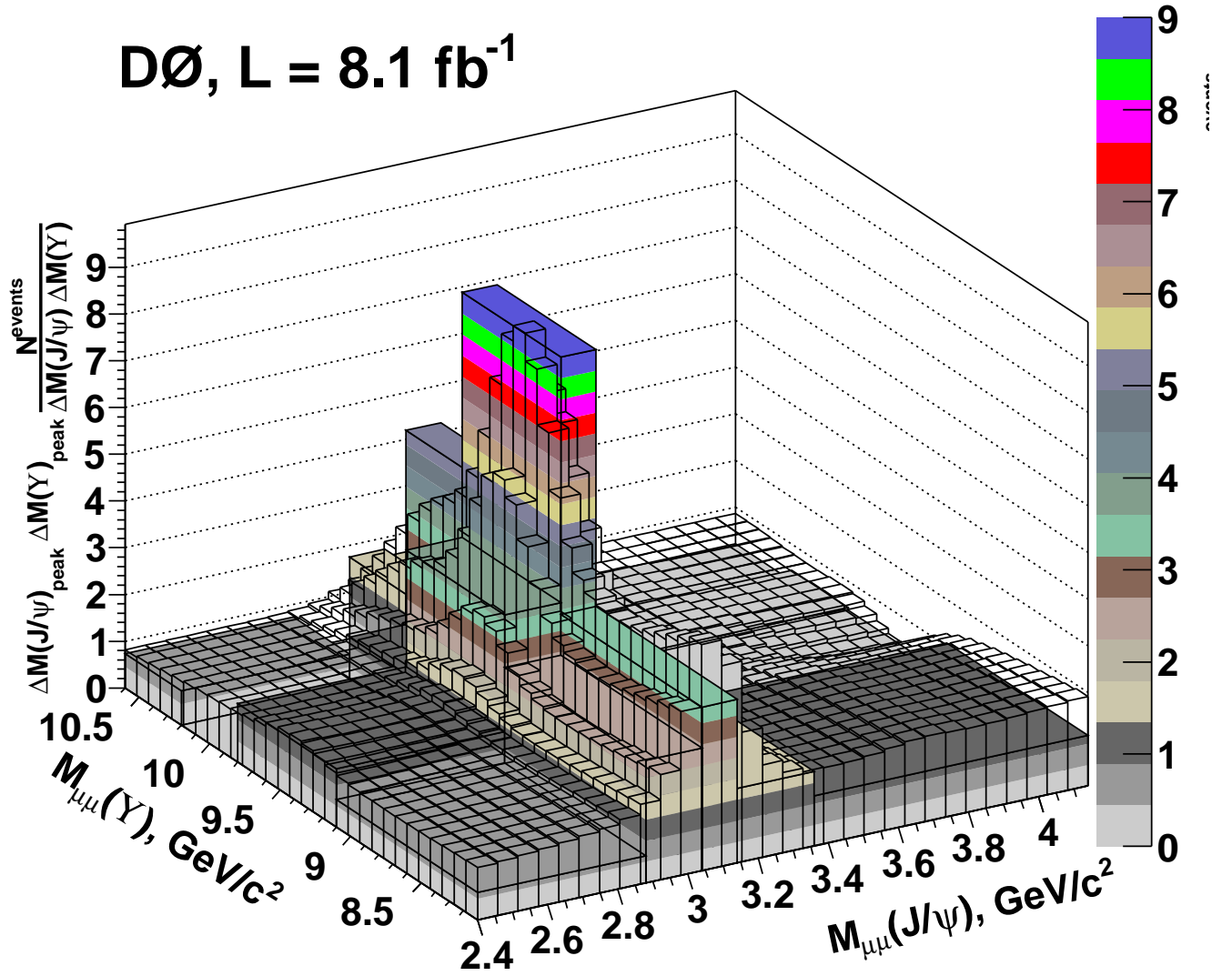


Рисунок 3.22 — Распределение в данных по инвариантным массам двух димюонных пар, соответствующих кандидатам в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Поскольку использованы неравномерные бины, числа событий в бинах поделены на их площадь. Домножение на множитель  $\Delta M(J/\psi)_{peak} \cdot \Delta M(\Upsilon)_{peak}$  (площадь бина под пиком  $J/\psi + \Upsilon$ ) сделано для того, чтобы высота пика соответствовало числу событий в нем. Также на рисунке показан результат 2-D фита (фитирующая поверхность).

### 3.3.2 Триггерные эффективности для событий одиночного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$

Также как и для измерения триггерных эффективностей в предыдущем анализе по исследованию парного рождения  $J/\psi$  (см. раздел 3.2.1), для измерения триггерных эффективностей использовались события из набора данных, отобранного с помощью “zero-bias” (ZB) и “minimum-bias” (MB) триггеров.

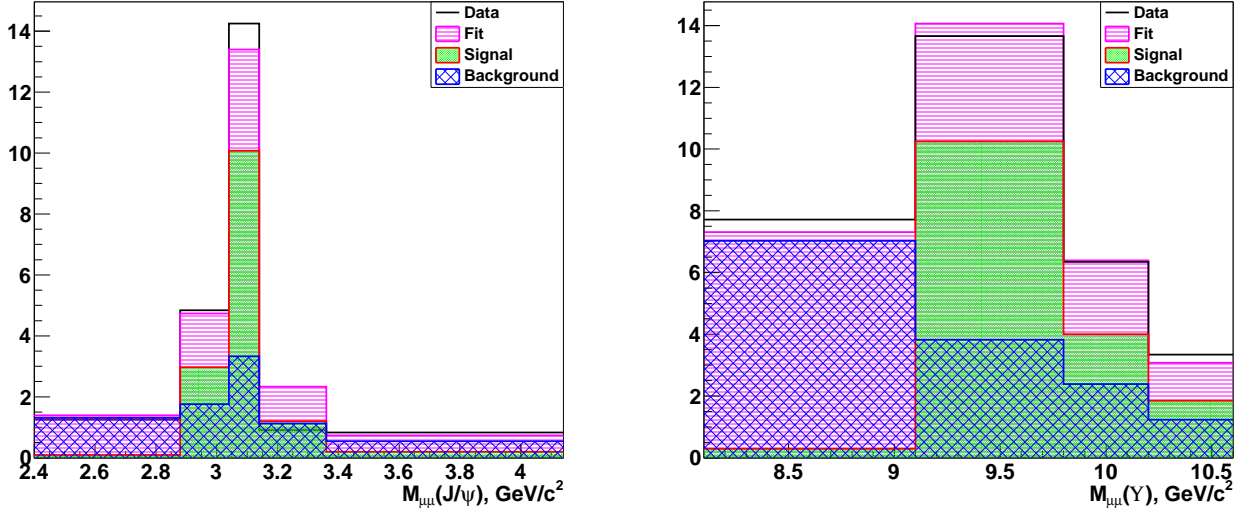


Рисунок 3.23 — Проекция 2-D распределения  $(M_{\mu\mu}(J/\psi), M_{\mu\mu}(\Upsilon))$  на оси  $M_{\mu\mu}(J/\psi)$  (слева) и  $M_{\mu\mu}(\Upsilon)$  (справа) с наложенным на них результатом фита.

События отбирались таким образом, чтобы в них были пары мюонов с инвариантной массой в интервале  $2.4 < M_{\mu\mu} < 4.2$  ГэВ/ $c^2$  для  $J/\psi$  и  $8 < M_{\mu\mu} < 12$  ГэВ/ $c^2$  для  $\Upsilon$ . Как и в предыдущем анализе, триггерная эффективность вычислялась как  $\epsilon_{tr} = N_1/N_2$ , где  $N_2$  - число событий под пиком  $J/\psi$  или  $\Upsilon$ , вызвавших срабатывание ZB или MB триггера, а  $N_1$  - число событий под пиком  $J/\psi$  или  $\Upsilon$ , вызвавших срабатывание ZB или MB триггера плюс срабатывание хотя бы одного из димюонных триггеров. Числа событий  $N_1$  и  $N_2$  вычислялись из фита, в котором использовалась параметризация, описанная в предыдущем разделе (см. Рис. 3.21), при этом параметры фита для пиков  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  фиксировались на значениях, полученных из описанных ранее фитов. Это было вызвано малостью статистики в наборах ZB и MB, которая могла бы использоваться для вычисления триггерной эффективности (см. Рис. 3.24).

Полученные из фита числа событий (после вычитания фона):

$$N_1(J/\psi) = 15.6 \pm 3.9(\text{стат}) \pm 0.5(\text{фит});$$

$$N_1(\Upsilon) = 3.9 \pm 1.9(\text{стат}) \pm 2.2(\text{фит});$$

$$N_2(J/\psi) = 121.5 \pm 11.0(\text{стат}) \pm 10.4(\text{фит});$$

$$N_2(\Upsilon) = 26.3 \pm 5.1(\text{стат}) \pm 7.2(\text{фит}).$$

Соответствующие значения димюонной триггерной эффективности составили:

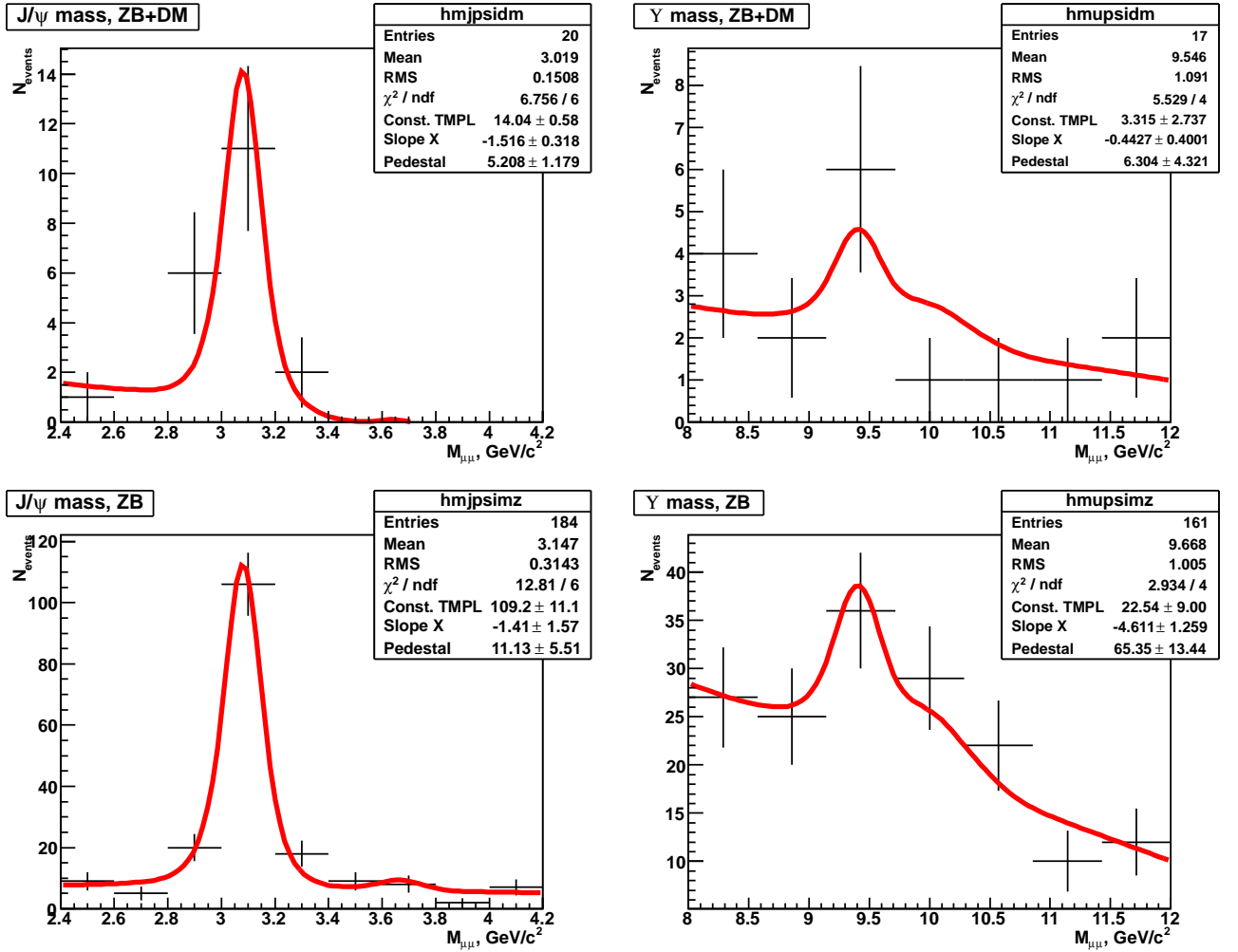


Рисунок 3.24 — Распределения по инвариантной массе двух мюонов для набора данных ZB и MB с наложенным на них результатом фита. Левая колонка – для  $J/\psi$  с димюонными триггерами (верхняя панель) и без них (нижняя панель); правая колонка – для  $\Upsilon$  с димюонными триггерами (верхняя панель) и без них (нижняя панель). Подробности в тексте.

$$\varepsilon_{tr}(J/\psi) = 12.9 \pm 3.0(\text{стат}) \pm 1.2(\text{фит}) \% ; \quad (3.33)$$

$$\varepsilon_{tr}(\Upsilon) = 14.7 \pm 6.9(\text{стат}) \pm 9.2(\text{фит}) \% . \quad (3.34)$$

Нетрудно заметить, что общая ошибка димюонной триггерной эффективности в случае одиночного рождения  $\Upsilon$  (3.34) превышает 50 % от величины самой эффективности. Причиной этого является недостаток статистики в данных ZB и MB для этого случая. По этой причине было решено обратиться к уже имеющемуся результату измерения сечения одиночного рождения  $\Upsilon$  [72] и использовать его для вычисления триггерной эффективности в этом случае. Методика, использовавшаяся для такого расчета, будет рассмотрена ниже (см. раздел 3.3.6). Полученное значение триггерной эффективности составило:



$$\varepsilon_{tr}(\Upsilon) = 28.9 \pm 0.6(\text{стат}) \pm 5.2(\text{фит}) \%. \quad (3.35)$$

Можно отметить, что хотя центральное значение димюонной триггерной эффективности в (3.35) значительно превышает таковое в (3.34), они все же совместимы между собой в пределах ошибок.

### 3.3.3 Триггерная эффективность для событий совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$

Для вычисления этой эффективности сравнивались распределения по  $p_T(J/\psi)$  для событий в данных и событий МС, сгенерированных в генераторе РУТНИА, при этом строилось их отношение (МС нормировалось к данным по величине интеграла, см. Рис. 3.25).

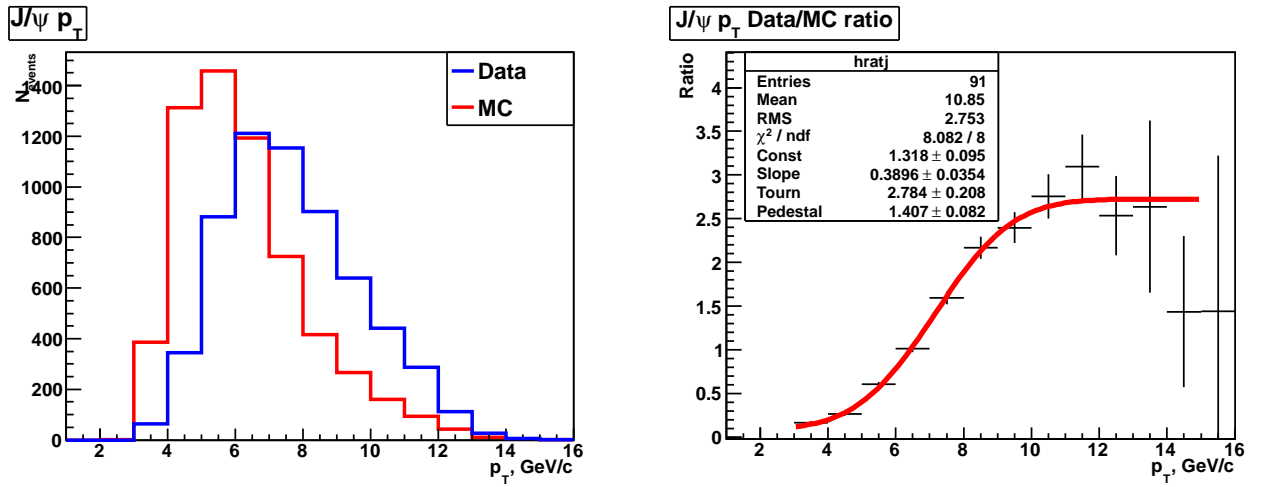


Рисунок 3.25 — Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для событий одиночного рождения  $J/\psi$  в данных и МС (слева), а также отношение этих распределений (справа) отфитированное с помощью функции Erf. Подробности в тексте.

Для проверки того, что показанная на Рис. 3.25 (справа) кривая действительно отражает зависимость триггерной эффективности от  $p_T(J/\psi)$ , было проведено аналогичное сравнение, в котором вместо МС использовался набор данных ZB и MB без применения димюонных триггеров (см. Рис. 3.26). Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для набора ZB и MB также нормировалось к данным по интегралу.

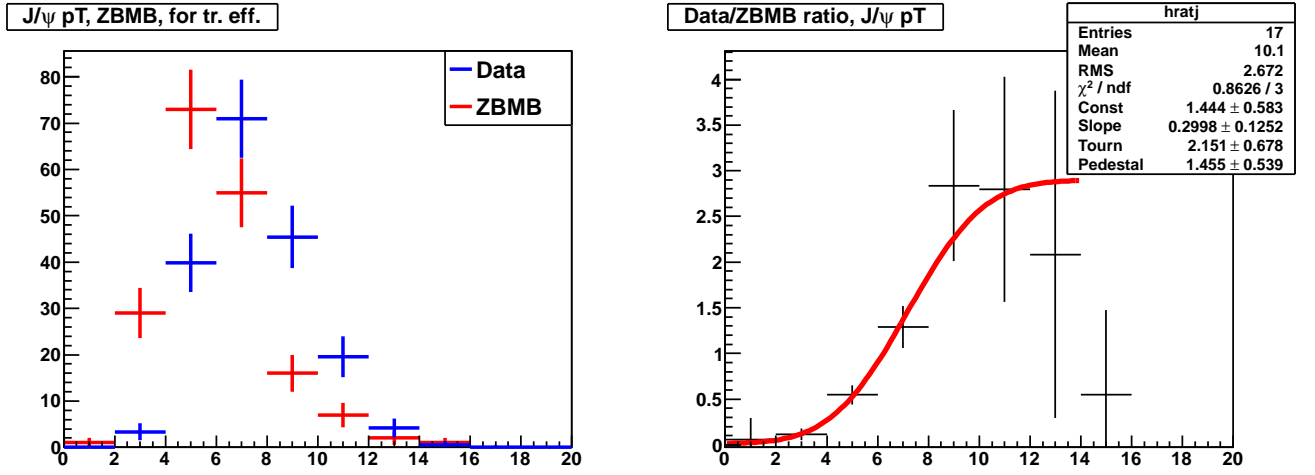


Рисунок 3.26 — Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для событий одиночного рождения  $J/\psi$  в данных и в наборе ZB и MB (слева), а также отношение этих распределений (справа) отфильтрованное с помощью функции Erf. Подробности в тексте.

Сравнение Рис. 3.25 и 3.26 показывает, что MC хорошо описывает триггерные эффекты в распределении по  $p_T(J/\psi)$ . В дальнейшей использовалась зависимость триггерной эффективности от  $p_T(J/\psi)$ , полученная из отношения данные/MC, поскольку соответствующие распределения построены на гораздо большей статистике, нежели статистика в наборе ZB и MB.

Для фита отношений данные/MC(ZBMB) на Рис. 3.25 и 3.26 использовалась функция  $p_0 \cdot \text{Erf}(p_1 \cdot x - p_2) + p_3$ , где  $p_{0-3}$  — свободные параметры фита. Этот результат, умноженный на  $\varepsilon_{tr}$  и будет представлять собой зависимость димюонной триггерной эффективности от  $p_T(J/\psi)$  —  $\varepsilon_{trig}(J/\psi)$ .

Как уже отмечалось ранее в разделе 3.2.1, эта зависимость еще не является полным описанием димюонной триггерной эффективности, поскольку в ней не учтены зависимости от  $p_T(\mu)$  на уровне триггера. Для того чтобы их учесть, с помощью MC строилось 2-D распределение по  $(p_T(\mu_1), p_T(\mu_2))$  для мюонов от распада  $J/\psi$ , которое по событиям взвешивалось на  $\varepsilon_{trig}(J/\psi)$ . Отношение этого распределения к такому же, но не взвешенному на  $\varepsilon_{trig}(J/\psi)$  и представляет собой 2-D димюонную триггерную эффективность (см. Рис. 3.27, правая панель).

С помощью полученной 2-D димюонной триггерной эффективности можно рассчитать искомые триггерные эффективности для событий  $J/\psi + \Upsilon$  по формуле:

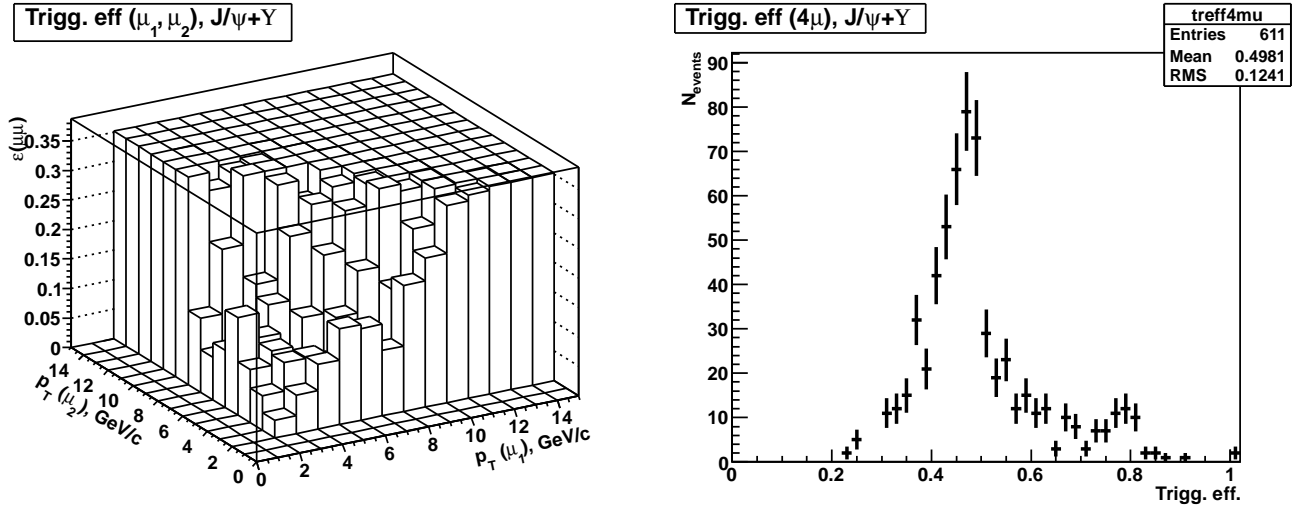


Рисунок 3.27 — Слева: 2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от  $p_T$  мюонов от распада  $J/\psi$ . Для взвешивания используется  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$ . Справа: Соответствующее распределение по триггерной эффективности для 4-х мюонов в событии  $J/\psi + \Upsilon$ .

$$\epsilon_{trig,4\mu} = 1 - \prod_{i,j=1,i<j}^4 (1 - \epsilon_{trig}^{\mu_i,\mu_j}). \quad (3.36)$$

На Рис. 3.27 (левая панель) показано распределение по величине  $\epsilon_{trig,4\mu}$ . Среднее значение триггерной эффективности составило:

$$\epsilon_{trig,4\mu} = 49.8_{-9.2}^{+7.9}\%.$$

Данный результат получен для случая, когда мы используем зависимость  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$ , построенную с помощью событий одиночного рождения  $J/\psi$ , и с мюонами от распада  $J/\psi$ , и с мюонами от распада  $\Upsilon$ . Однако более правильным будет построить зависимость  $\epsilon_{trig}(\Upsilon)$ , используя ту же схему, что и для построения  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$  (см. Рис. 3.28).

Тогда для построения 2-D распределения для димюонной триггерной эффективности в зависимости от мюонных  $p_T$ , описанного выше, можно использовать взвешивание по  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$  для мюонов от распада  $J/\psi$  и взвешивание по  $\epsilon_{trig}(\Upsilon)$  для мюонов от распада  $\Upsilon$ . Соответствующее 2-D распределение показано на Рис. 3.29 (слева), а соответствующее распределение по триггерной эффективности для четырех мюонов показано на Рис. 3.29 (справа).

Соответствующее значение средней триггерной эффективности для  $J/\psi + \Upsilon$  составило в этом случае:

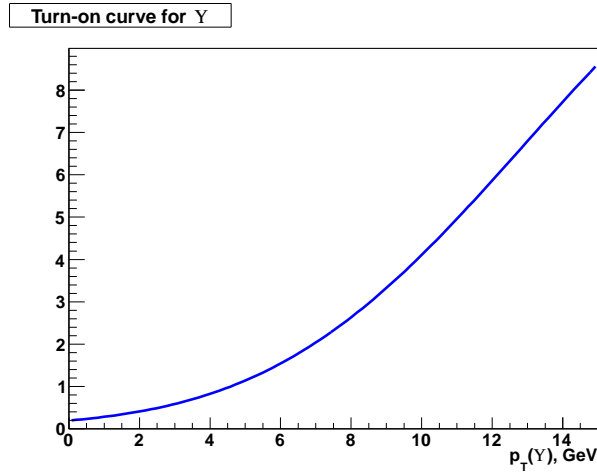


Рисунок 3.28 — Форма зависимости димюонной триггерной эффективности от  $p_T(\Upsilon)$ .

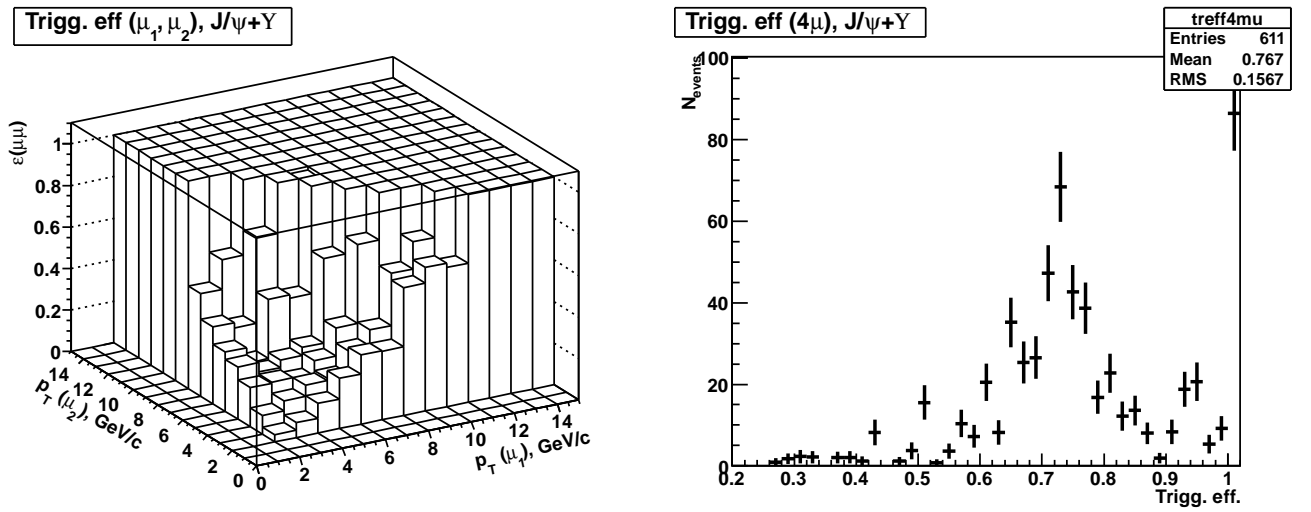


Рисунок 3.29 — Слева: 2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от  $p_T$  мюонов от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Для взвешивания используется как  $\varepsilon_{trig}(J/\psi)$ , так и  $\varepsilon_{trig}(\Upsilon)$ . Справа: Соответствующее распределение по триггерной эффективности для 4-х мюонов. Подробности в тексте.

$$\varepsilon_{trig, J/\psi+\Upsilon} = 76.6_{-3.8}^{+3.1}\%. \quad (3.37)$$

### 3.3.4 Вычисление корректирующих коэффициентов от данных к МС для эффективности идентификации мюонов с учетом изоляции

Как и в анализе по изучению парного рождения  $J/\psi$ , в данном анализе также необходимо измерить корректирующие коэффициенты от данных к МС для эффективности идентификации мюонов (MuonID SF – см. раздел 3.2.2)

с той разницей, что тут еще добавляются условия трековой и калориметрической изоляции мюонов (MuonID & I SF, см. введение к разделу 3.3), так что в данном случае мы измеряем коэффициенты, которые помимо эффективности идентификации мюонов включают в себя еще и эффективность условий изоляции. Как и в разд. 3.2.2 для измерения этих коэффициентов использовался распад  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и метод Tag and Probe.

Условия отбора Tag и Probe мюонов те же, что приведены в разд. 3.2.2, за исключением того, что добавлены условия на параметры изоляции мюонов:

- $I_T < 3.5$  ГэВ/ $c$ ;
- $I_C < 5$  ГэВ.

Методика расчета коэффициентов MuID & I SF осталась той-же, что была подробно описана в разд. 3.2.2. Графическое представление измерения фона под пиком  $J/\psi$  показано на Рис. 3.30. На Рис. 3.31 – 3.32 показаны эффективности идентификации мюонов (с включенным условием изоляции) для качества “loose”, “medium” и “tight” в зависимости от  $p_T$  и  $|\eta|$  мюонов, а на Рис. 3.33 – полученные MuID & I SF для “loose”, “medium” и “tight” мюонов в зависимости от их  $p_T$  и  $|\eta|$ .

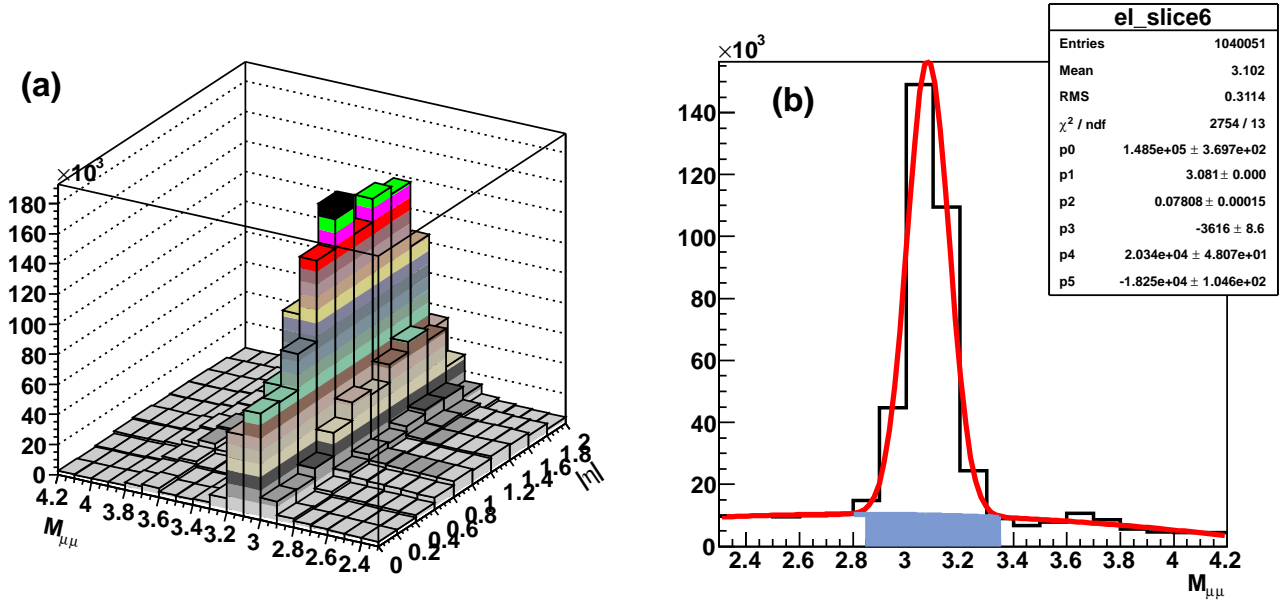


Рисунок 3.30 — Графическое представление процедуры вычитания фона при вычислении коэффициентов MuID & I SF: (a) — двумерное распределение по  $|\eta|$  для probe мюона и инвариантной массе для tag и probe мюонов  $M_{\mu\mu}$ ; (b) — одномерное распределение по  $M_{\mu\mu}$  для одного из бинов по  $|\eta|$  с наложенным на него результатом фита, который использовался для измерения фона под пиком.

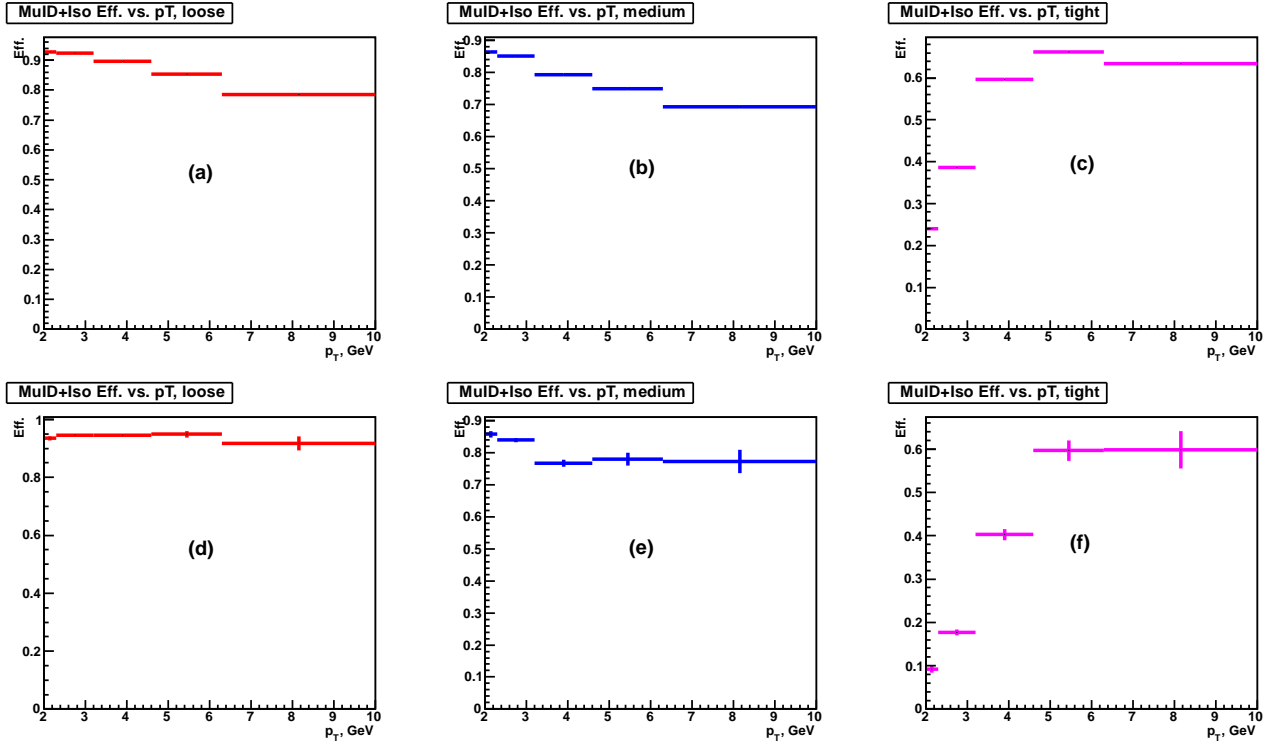


Рисунок 3.31 — Эффективность идентификации мюонов (с включенным условием изоляции) в зависимости от  $p_T$  мюона. Рис. (a)–(c): в данных для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов. Рис. (d)–(f): то же самое, но в МС.

### 3.3.5 Измерение сечения одиночного рождения $J/\psi$

Для измерения сечения одиночного рождения  $J/\psi$  нам осталось измерить акцептанс (с учетом факторов MuID & I SF) и долю событий с прямым рождением  $J/\psi$ . Акцептанс вычислялся с помощью выражения (3.10), в котором  $SF_{1,2}$  – коэффициенты MuID & I SF как функции  $|\eta^\mu|$  для мюонов от распада  $J/\psi$ . Для оценки акцептанса использовались события МС, полученные с использованием генератора PYTHIA8. Условия отбора для мюонов были одинаковы для уровней генерации и реконструкции:  $p_T^\mu > 2$  ГэВ/с,  $|\eta^\mu| < 2.0$ .

Оценка систематической ошибки составила 4.6%, она обусловлена ошибками в определении MuID & I SF. Полученный результат для акцептанса (умноженного на эффективность идентификации и изоляции для мюонов):

$$A\epsilon_{sel} = 0.194 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.009(\text{сист}). \quad (3.38)$$

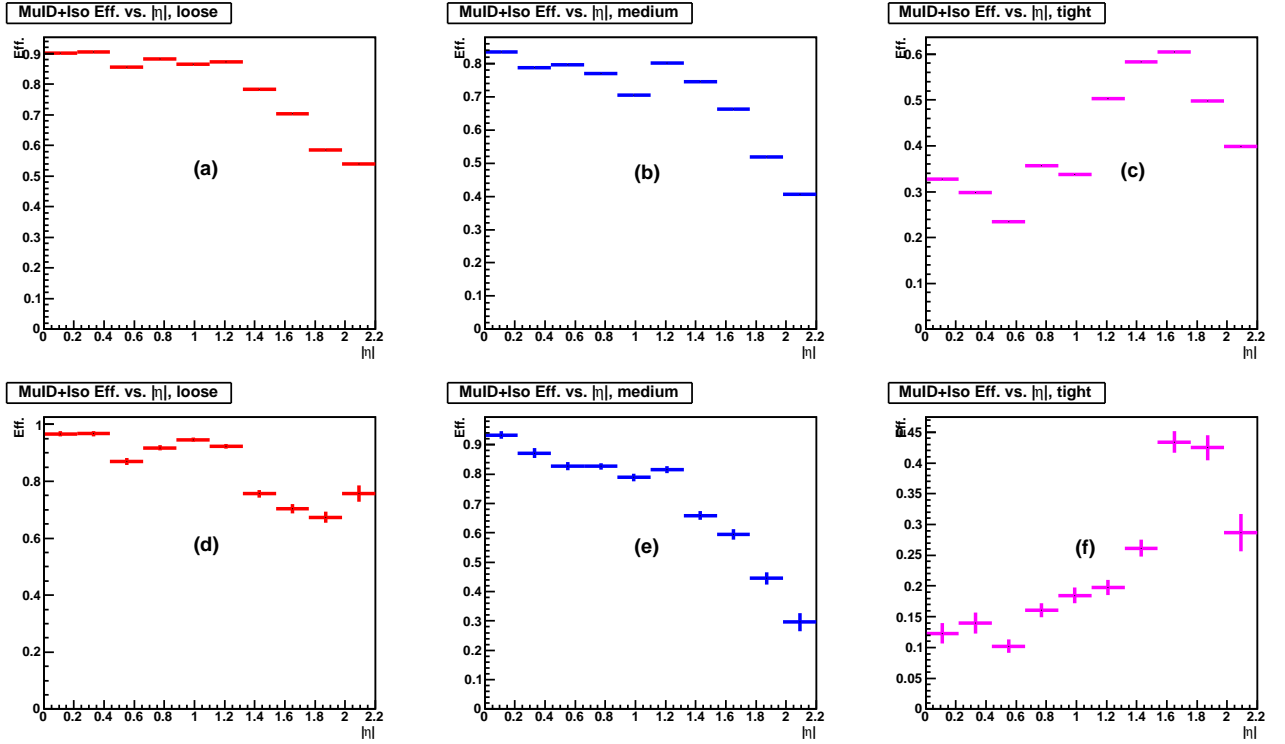


Рисунок 3.32 — Эффективность идентификации мюонов (с включенным условием изоляции) в зависимости от  $|\eta|$  мюона. Рис. (a)–(c): в данных для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов. Рис. (d)–(f): то же самое, но в МС.

Доля событий с прямым рождением одиночного  $J/\psi$  определялась по методике, описанной в разд. 3.2.4. Величина доли (фракции) прямого рождения для событий одиночного рождения  $J/\psi$  составила:

$$P = 0.832 \pm 0.029(\text{сист}). \quad (3.39)$$

Систематическая ошибка складывается из ошибки фита (4.6%) и из ошибки в оценке вычитаемого фона (0.1%).

На Рис. 3.34 показано распределение по величине  $\sigma\tau$  (с предварительно вычтенным фоном) и соответствующий фит, из которого получена величина фракции прямого рождения  $J/\psi$  в (3.39).

Сечение одиночного рождения  $J/\psi$  вычислялось по формуле (3.14), численные значения компонент для его вычисления и их ошибки приведены в Таб. 9.

Полученное значение сечения одиночного рождения  $J/\psi$  (умноженное на вероятность распада  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ ) составило:

$$\sigma(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 28.3 \pm 0.4(\text{стат}) \pm 7.2(\text{сист}) \text{ нб} \quad (3.40)$$

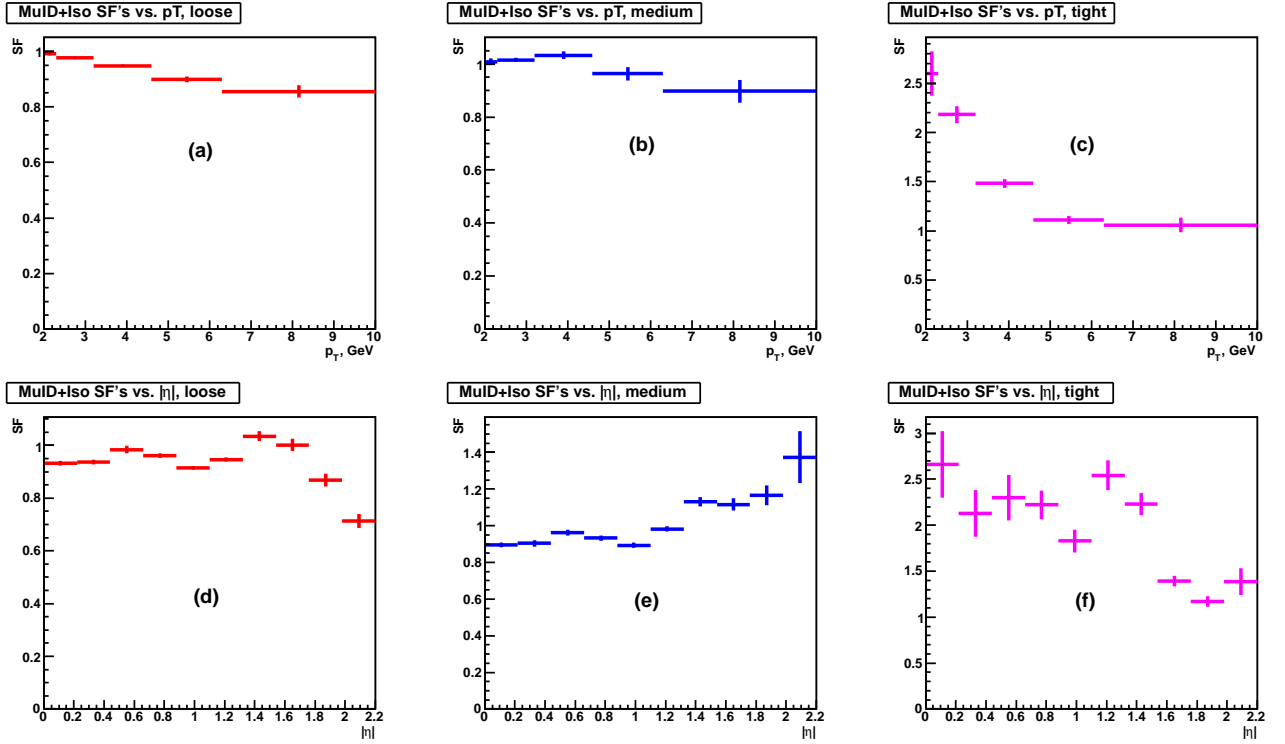


Рисунок 3.33 — Полученные MuID & I SF в зависимости от  $p_T$  (для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов) и  $|\eta|$  мюона (для, по крайней мере, “loose” (d), “medium” (e) и “tight” (f) мюонов).

Таблица 9 — Необходимые величины для расчета сечения одиночного рождения  $J/\psi$  и их ошибки.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
Число событий ( $N_{sig}$ )	6.906e+06	0.04	0.01
Фракция прямого рождения ( $P$ )	0.832	0	3.5
Триггерная эффективность ( $\epsilon_{tr}$ )	0.129	0	24.0
Светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12fb <sup>-1</sup>	0	6.03
Акцептанс ( $A\epsilon_{sel}$ )	0.194	1.5	4.6
Общая ошибка		1.5	25.4

Полученное значение в пределах ошибок соответствует тому, что было измерено в работе по исследованию парного рождения  $J/\psi$  (см. выражение (3.15)).



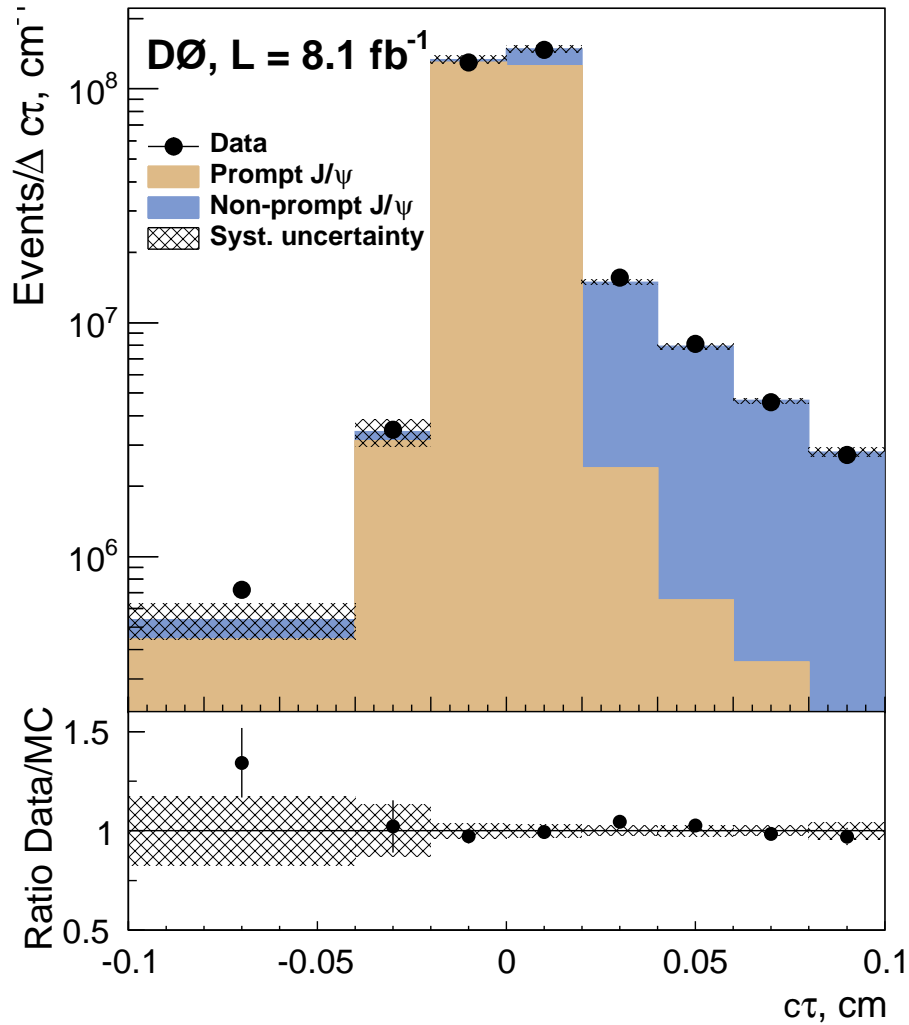


Рисунок 3.34 — Распределение по величине  $ct$  для событий с одиночным рождением  $J/\psi$  после применения всех отборов и вычитания фона. Также показаны соответствующие распределения для шаблонов прямого и непрямого рождения  $J/\psi$ , нормированные в соответствии с долями, полученными в результате фита. Штриховкой показана полная систематическая ошибка для суммы событий от сигнала (прямое рождение) и фона (непрямое рождение).

### 3.3.6 Сечение одиночного рождения $\Upsilon$ и измерение триггерной эффективности

Как уже отмечалось в разделе 3.3.2, в данном анализе не удалось измерить димюонную триггерную эффективность для событий с одиночным рождением  $\Upsilon$  с достаточной точностью, поскольку в используемых для этого наборах данных ZB и MB не хватает статистики для такого измерения. Поэтому было принято решение пересчитать измеренное ранее в D0 сечение одиночного рождения  $\Upsilon$  [72] для условий, применяемых в данном анализе, а уже потом, двигаясь

“в обратном направлении”, рассчитать димюонную триггерную эффективность. Между более ранним и данным анализом существует два существенных различия, которые влияют на величину измеренного сечения: во-первых, в данном анализе не накладывалось никаких условий на величину быстроты  $\Upsilon$ , в то время как в более раннем анализе применялось условие  $|y(\Upsilon)| \leq 1.8$ ; во-вторых, в данном анализе использовались условия  $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$  на уровне генерации событий в МС и, соответственно, при пересчете сечения необходимо учесть эффективность этих условий. Для того, чтобы учесть оба этих различия, строилось отношение  $k = I_{all}/I_{1.8} = 1.472 \pm 0.002$ , где  $I_{all}$ ,  $I_{1.8}$  – интегралы по всему распределению по быстроте  $\Upsilon$  и по отрезку  $|y(\Upsilon)| \leq 1.8$  в этом распределении соответственно. Эти интегралы вычислялись с помощью МС на уровне генератора (см. Рис. 3.35).

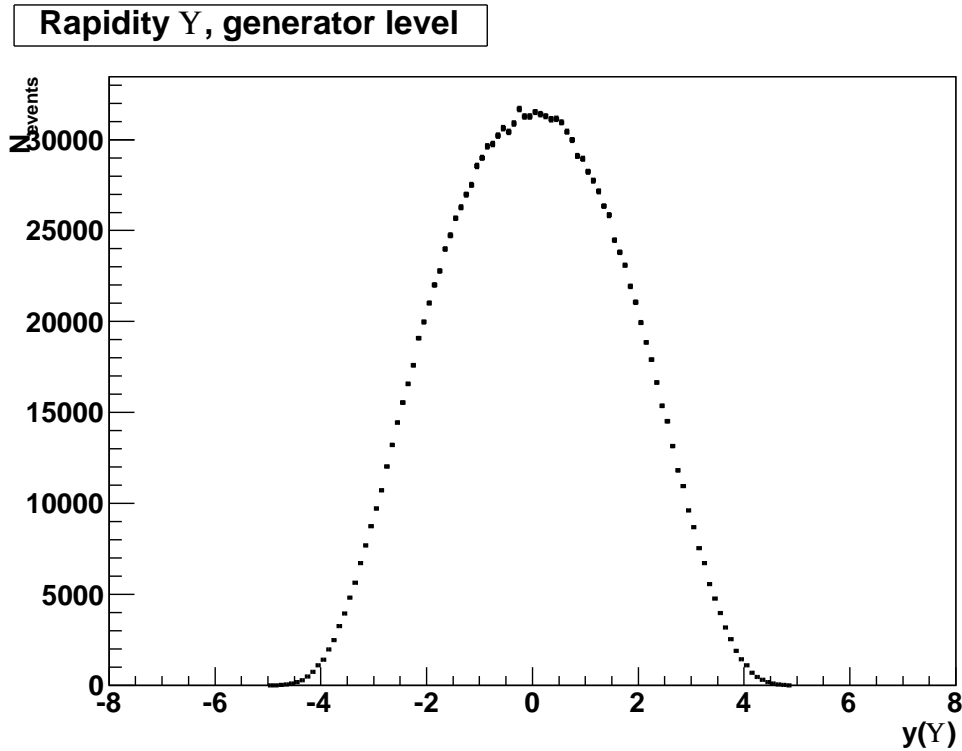


Рисунок 3.35 — Распределение по  $y(\Upsilon)$  в МС на уровне генератора.

Величина эффективности для применяемых в этом анализе условий на мюоны на уровне генерации событий ( $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ ) составила  $\epsilon_{fid.sel} = 0.483 \pm 0.001$ . Важно отметить, что величины  $k$  и  $\epsilon_{fid.sel}$  сильно антикоррелированы в МС, так что их произведение остается приблизительно постоянным. Это можно увидеть из следующего примера. Предположим, что несовершенство МС приводит к тому, что количество событий в “хвостах” распределения по  $y(\Upsilon)$  ( $|y(\Upsilon)| > 1.8$ ) оказывается значительно выше, чем есть

на самом деле, т. е. величина  $k$  будет выше, чем должна быть. В этом случае этот избыток событий окажется в области, где у мюонов от распадов  $\Upsilon$  будут малые  $p_T$  и большие  $|\eta|$ , что снизит эффективность  $\varepsilon_{fid.sel}$  так, что произведение  $k \cdot \varepsilon_{fid.sel}$  останется почти неизменным. Тоже самое справедливо и для обратного случая (уменьшения числа событий в “хвостах” распределения по  $y(\Upsilon)$ ) – в этом случае  $k$  окажется меньше, чем на самом деле, но зато возрастет  $\varepsilon_{fid.sel}$ . Для подтверждения этого предположения число событий в области  $|y(\Upsilon)| > 1.8$  искусственно варьировалось на  $\pm 40\%$ , при этом вариации произведения  $k \cdot \varepsilon_{fid.sel}$  не превышали 1%. Также надо отметить, что используя для этих вычислений МС, полученное с помощью генератора RUTHIA, мы практически не вносим смещения в оценку сечения, поскольку аксептанс мюонной системы в обоих случаях (данный и более ранний анализ) практически одинаков и мал за пределами области  $|y(\Upsilon)| \leq 1.8$ .

Еще одним различием между двумя работами является то, что в случае [72] измерялось сечение одиночного рождения только для  $\Upsilon(1S)$ , в то время как в данном анализе мы используем  $\Upsilon(1S + 2S + 3S)$ . Чтобы учесть это различие при пересчете сечения, из фита в разделе 3.3.1 (см. Рис. 3.21, правая панель) была вычислена доля событий в сигнале, относящаяся к  $\Upsilon(1S)$ :  $R = 0.728 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.001(\text{фит})$ . Величина  $R$  была также измерена с помощью событий  $J/\psi + \Upsilon$ , там было получено значение  $R = 0.67$  (с гораздо большими ошибками). В качестве систематической ошибки на величину  $R$  была взята половина разницы между значениями этой величины для случая одиночного рождения  $\Upsilon$  и случая  $J/\psi + \Upsilon$ , так что окончательное значение, использовавшееся в этом анализе, составило  $R = 0.728 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.03(\text{сист})$ .

Величина сечения для  $\Upsilon(1S)$  в интервале по быстроте  $|y(\Upsilon)| \leq 1.8$ , измеренная в [72] составила  $\sigma_{1S} = 2.15 \pm 0.04(\text{стат}) \pm 0.25(\text{сист})$ . Принимая во внимание корректирующие факторы, описанные выше, мы можем записать для сечения одиночного рождения  $\Upsilon$  в нашем случае:

$$\sigma(\Upsilon) = \frac{k \cdot \varepsilon_{fid.sel}}{R} \times \sigma_{1S} = 2.1 \pm 0.04(\text{стат}) \pm 0.26(\text{сист}) \text{ нб.} \quad (3.41)$$

Двигаясь дальше в “обратном направлении” (от вычисления сечения к триггерной эффективности), нам необходимо измерить аксептанс для событий с одиночным рождением  $\Upsilon$  (с учетом эффективности идентификации и условия изоляции мюонов). Это измерение производилось на событиях МС,

набор был сгенерирован с помощью PYTHIA8, отклик детектора был смоделирован с помощью программы GEANT, сгенерированные события прошли полную реконструкцию. К мюонам от распада  $\Upsilon$  применялись одинаковые условия отбора, как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции:  $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ .

Вычисление аксептанса производилось по формуле 3.10 (раздел 3.2.4). В ней  $SF_{1,2}$  представляют собой коэффициенты MuID SF & I для мюонов от распада  $\Upsilon$  рассчитанные как функция их реконструированного  $|\eta|$ . Полученная величина аксептанса составила:

$$A\varepsilon_{sel} = 0.429 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.051(\text{сист}). \quad (3.42)$$

Систематическая ошибка в выражении 3.42 складывается из ошибок в определении MuID & I SF, а также ошибок, обусловленных перевзвешиванием MC по величине  $\cos\theta^*$  (см. раздел 3.2.3).

Величину димюонной триггерной эффективности для для событий с одиночным рождением  $\Upsilon$  можно рассчитать по формуле:

$$\varepsilon_{tr} = \frac{N_{sig}(\Upsilon)}{\sigma(\Upsilon) \cdot \mathcal{L} \cdot A\varepsilon_{sel}}. \quad (3.43)$$

В Таблице 10 приведены значения величин, необходимых для этого расчета вместе с их статистическими и систематическими ошибками.

Таблица 10 — Необходимые величины для расчета димюонной триггерной эффективности для событий одиночного рождения  $\Upsilon$  и их ошибки.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
$N_{sig}(\Upsilon)$	2.11e+06	0.14	0.05
Светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12 фб <sup>-1</sup>	0	6.03
Аксептанс ( $A\varepsilon_{sel}$ )	0.429	0.233	11.9
Сечение ( $\sigma(\Upsilon)$ )	2.097 нб	2	12.2
Общая ошибка		2.02	18.1

Полученное с помощью формулы (3.43) и Таблицы 10 значение димюонной триггерной эффективности для событий с рождением одиночного  $\Upsilon$  составило:

$$\varepsilon_{tr}(\Upsilon) = 28.9 \pm 0.6(\text{стат}) \pm 5.2(\text{сист})\%. \quad (3.44)$$

### 3.3.7 Измерение сечения совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$

Для вычисления величины сечения совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  необходимо измерить акцептанс. Он, как и ранее, измерялся с помощью событий МС, сгенерированных генератором RYTHIA8, при этом учитывалась разница в эффективностях идентификации мюонов и их изоляции между данными и МС. Для вычисления акцептанса использовалась формула (3.17) из раздела 3.2.5. В этой формуле  $SF_{1-4}$  представляют собой коэффициенты MuID & I SF для мюонов от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , как функции их реконструированных  $|\eta|$ . К мюонам, как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции, применялись одинаковые условия:  $p_T^\mu > 2$  ГэВ/с,  $|\eta^\mu| < 2$ .

Полученное значение акцептанса составило:

$$A\epsilon_{sel} = 0.071 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист}). \quad (3.45)$$

Систематическая ошибка в (3.45) обусловлена ошибками в определении коэффициентов MuID & I SF.

Необходимые для расчета сечения совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  компоненты показаны в Таблице 11 вместе с соответствующими ошибками.

Таблица 11 — Необходимые величины для расчета сечения для событий совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  и их ошибки.

Компонента	Величина	Стат. ошибка (%)	Сист. ошибка (%)
$N_{sig}$	14.5	31.7	23.4
Фракция прямого рождения ( $P$ )	0.832	0	3.5
Триггерная эффективность ( $\epsilon_{trig, J/\psi+\Upsilon}$ )	0.766	0	4.5
Светимость ( $\mathcal{L}$ )	8.12 фб <sup>-1</sup>	0	6.03
Акцептанс ( $A\epsilon_{sel}$ )	0.071	4.23	8.5
Общая ошибка		32.0	26.3

Само сечение рассчитывалось по формуле:

$$\sigma = \frac{N_{sig} \cdot P}{\epsilon_{trig, J/\psi+\Upsilon} \cdot \mathcal{L} \cdot (A\epsilon_{sel})}. \quad (3.46)$$

Полученная с помощью выражения (3.46) величина сечения совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  составила (с учетом вероятностей распадов  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  и  $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$ , поскольку рассматривались только эти моды их распадов):

$$\sigma(J/\psi + \Upsilon) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Br(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) = 27.3 \pm 8.7(\text{стат}) \pm 7.2(\text{сист}) \text{ фб} \quad (3.47)$$

Следует также напомнить, что величина сечения в (3.47) получена в рамках ограничений, накладываемых в данном анализе на мюоны от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ :  $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ .

Также была оценена вероятность наблюдения  $N_{sig}$  событий в пике  $J/\psi + \Upsilon$  (см. Таблицу 11) только благодаря случайной статистической флуктуации фона. При этом учитывались систематические ошибки в определении числа фоновых событий. Эта вероятность составила  $p = 6.3 \times 10^{-4}$ , что соответствует статистической значимости полученного результата  $3.2\sigma$ .

На Рис. 3.36 показано распределение по азимутальному углу между кандидатами в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  ( $\Delta\phi(J/\psi, \Upsilon)$ ) в данных после вычитания фона, а также, для сравнения, в SP и DP MC.

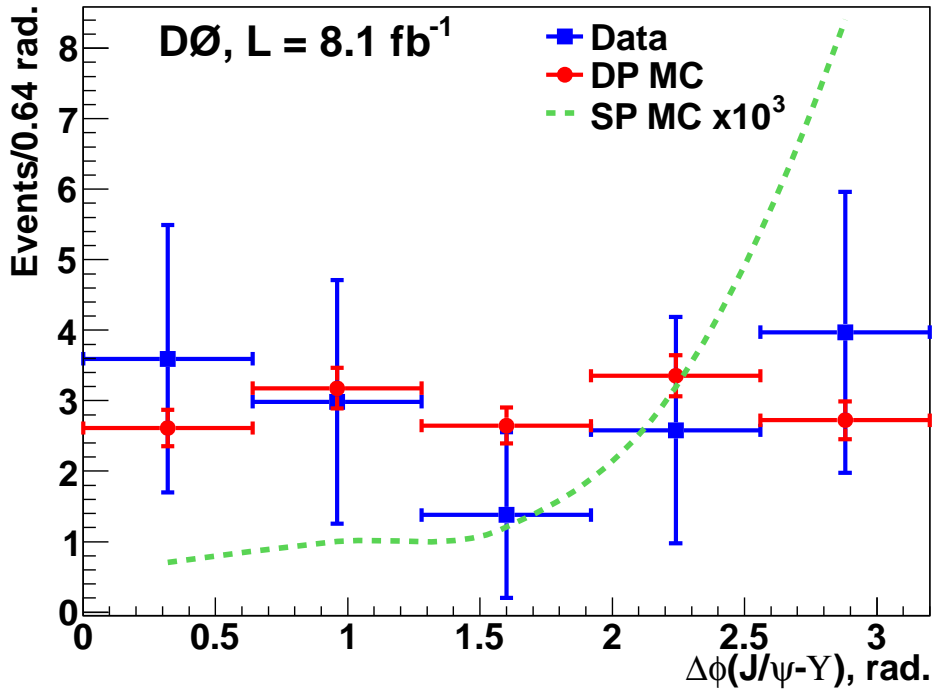


Рисунок 3.36 — Распределение по азимутальному углу между кандидатами в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  в данных, DP MC и SP MC. Число событий в MC произвольно, сравнивается только форма распределений.

Тут следует отметить, что это распределение в случае двухпартонных взаимодействий в начальном состоянии должно быть близким к равномерному [71], в то время как для однопартонных взаимодействий большая часть событий должна концентрироваться в области больших  $\Delta\varphi$ . Хорошо видно, что форма распределения по  $\Delta\varphi(J/\psi, \Upsilon)$  в данных лучше соответствует именно случаю двухпартонных взаимодействий в начальном состоянии, что подтверждает изначальное предположение о том, что основной вклад в сечение (3.47) вносят именно двухпартонные взаимодействия.

### 3.3.8 Вычисление эффективного сечения двухпартонных взаимодействий

Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий вычисляется в данном случае как:

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma(J/\psi) \cdot \sigma(\Upsilon)}{\sigma(J/\psi + \Upsilon)}, \quad (3.48)$$

где  $\sigma(J/\psi)$ ,  $\sigma(\Upsilon)$  и  $\sigma(J/\psi + \Upsilon)$  берутся из выражений (3.40), (3.41) и (3.47) соответственно, а также предполагается, что совместное рождение  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  происходит через двухпартонные взаимодействия.

Полученное эффективное сечение двухпартонных взаимодействий:

$$\sigma_{eff} = 2.2 \pm 0.7(\text{стат}) \pm 0.9(\text{сист}) \text{ мб}, \quad (3.49)$$

совместимо в пределах ошибок с величиной, полученной для этого сечения в случае парного рождения  $J/\psi$  (3.31) и значений, полученных для процессов, в которых доминируют  $gg$  взаимодействия в начальном состоянии, но оно заметно меньше значений, полученных для процессов с  $qq$  и  $qg$  взаимодействиями в начальном состоянии (см. выводы в разделе 3.2.6). Это служит еще одним подтверждением того, что глюоны занимают меньшую область внутри нуклонов, чем кварки. Это также служит подтверждением модели “пионного облака” (“pion cloud model”) [74], которая предсказывает меньший, в среднем, поперечный размер глюонного распределения в нуклоне в сравнении с таковым для кварков.

В заключении можно отметить, что в данной работе впервые было представлено свидетельство совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ , статистическая значимость этого результата составила  $3.2\sigma$ . При условиях  $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ , накладываемых на мюоны от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , были измерены сечения одиночного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , а также сечение совместного рождения  $J/\psi + \Upsilon$ . В предположении, что этот процесс целиком происходит через двухпартонные взаимодействия, было измерено эффективное сечение двухпартонных взаимодействий. Относительно малая величина этого сечения подтверждает предположение о том, что глюоны занимают меньшую область внутри нуклонов, нежели кварки.



## Глава 4. Поиск экзотических состояний

### 4.1 Общие сведения

Пожалуй, одним из главных поворотных пунктов в нашем понимании спектра субатомных частиц было почти одновременное опубликование Гелл-Манном [75] и Цвейгом [76] работ, описывающих строение адронов как комбинацию частиц с дробным зарядом и барионным числом  $B = 1/3$ , которые Гелл-Манн назвал “кварками” ( $q$ ). Изначально в кварковой модели были представлены кварки трех различных ароматов:  $q = u^{+2/3}, d^{-1/3}$  и  $s^{-1/3}$  (сейчас они называются “легкими” кварками), а также их античастицы с  $B = -1/3$ :  $\bar{q} = \bar{u}^{-2/3}, \bar{d}^{+1/3}$  и  $\bar{s}^{+1/3}$ . Наиболее “экономичными” комбинациями кварков для получения мезонов ( $B = 0$ ) и барионов ( $B = 1$ ) являются  $q\bar{q}$  и  $qqq$  соответственно. Однако, оба автора отмечали в своих работах, что возможны и более сложные структуры с целым зарядом и  $B = 0, 1$ , такие как  $qq\bar{q}\bar{q}$  (“тетракварк”) и  $qqqq\bar{q}$  (“пентакварк”). Но тут надо отметить, что подобные частицы не были известны ни во время публикации вышеупомянутых работ, ни долгое время после этого.

Ситуация изменилась коренным образом с открытием в 2003 году в коллораборации Belle состояния  $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  [77]. Хотя до сих пор не очевидно, что кварковый состав  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) является “экзотическим”, все же интерпретация этого состояния как классического  $c\bar{c}$  мезона, принимая во внимание его квантовые числа  $J^{pc} = 1^{++}$ , встречается с большими трудностями. После открытия  $X(3872)$  было открыто еще более 20 кандидатов в “экзотические” мезоны и барионы, как на  $B$ -фабриках, так и на адронных коллайдерах Тэватрон и LHC [78].

Особый интерес для поиска экзотических состояний представляют собой состояния, содержащие тяжелые  $c$  и  $b$  кварки. Из-за большой массы последних рождение пар  $c\bar{c}$  или  $b\bar{b}$  из вакуума в процессе фрагментации первоначальных кварков в адроны сильно подавлено. А это значит, что, если распад какого-то резонанса привел к появлению  $c$  и  $\bar{c}$  или  $b$  и  $\bar{b}$  кварков в составе продуктов распада, то эти кварки входили и в состав первоначального, “родительского”, резонанса. К примеру, если продукты распада мезона содержат  $c$  и  $\bar{c}$  или  $b$  и  $\bar{b}$  кварки,

то этот мезон должен был быть чармонием  $c\bar{c}$  или боттомонием  $b\bar{b}$  (общее название этих состояний - кварконий  $Q\bar{Q}$ ,  $Q = c, b$ ). Или барионный резонанс, в продуктах распада которого содержатся  $c$  и  $\bar{c}$  кварки, должен был изначально содержать их в своем составе, т. е. являться пентакварком. Благодаря этому свойству, поиск и идентификация экзотических состояний, содержащих тяжелые кварки, значительно облегчен в сравнении с таковыми, состоящими только из легких кварков.

#### 4.1.1 Модели для экзотических частиц

Несколько слов необходимо сказать о существующих моделях экзотических частиц. В отсутствии строгих методов расчета спектра “нестандартных” адронов, используются упрощенные модели, опирающиеся на цветовую структуру и другие общие свойства КХД. Цветовая структура КХД делает возможным существование трех основных типов экзотических адронов. Они включают в себя многокварковые адроны (тетракварковые мезоны и пентакварковые барионы), состоящие из сильно связанных цветных дикварков; гибридные мезоны и барионы, составленные из комбинаций кварков и одного или более валентных глюонов; глюболы, состоящие только из глюонов. Другими возможными формами многокварковых состояний являются мезон-мезонные или мезон-барионные “молекулоподобные” состояния, связанные юкавоподобными ядерными силами, а также состояния, содержащие кваркониевые ядра, окруженные облаками легких кварков и глюонов. Рассмотрим эти модели более подробно.

#### Дикварки и многокварковые адроны

Хорошо известно, что комбинация триплета легких кварков  $q = u, d, s$  с антитриплетом антикварков  $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  представляется в виде мезонных нонетов (октет + синглет)  $SU(3)$ . Точно также триплеты, к примеру, красных и синих кварков могут быть скомбинированы в пурпурный (анти-зеленый) антит-

риплет  $qq'$  дикварков, антисимметричный и по цвету, и по аромату, а также в пурпурный, симметричный по аромату, секстет дикварков (см. Рис. 4.1 (а)).

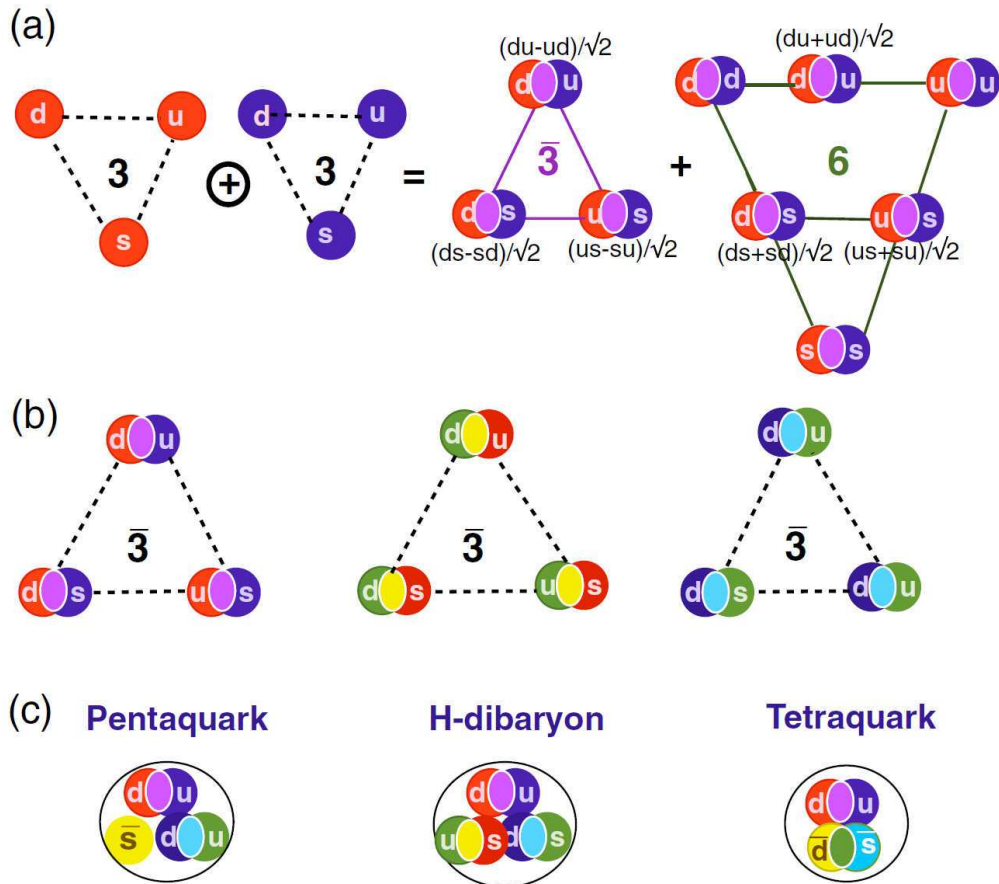


Рисунок 4.1 — (а) Комбинация красного и синего триплетов кварков приводит к пурпурным (анти-зеленым) антитриплету и сексету. Антитриплет антисимметричен и по цвету, и по аромату, секстет симметричен по аромату и антисимметричен по цвету. (б) Три антицветных антитриплета дикварков. (с) Некоторые из многокварковых бесцветных состояний могут быть построены из кварков, антикварков, дикварков и диантикварков.

Принцип Паули ограничивает спиновое состояние дикварков антитриплета до  $S = 0$ , а секстета до  $S = 1$ . Поскольку одноглюонный обмен между кварками в дикварке при  $S = 0$  приводит к притяжению, а при  $S = 1$  – к отталкиванию, соответствующие цветные дикварки часто называют “хорошими” и “плохими”. Точно также, как и в вышеописанном случае, из зеленых и красных кварков можно построить желтый (анти-синий), а из синих и зеленых кварков – голубой (анти-красный) антитриплеты (см. Рис. 4.1 (б)). Таким образом, в цветовом пространстве антитриплет хороших дикварков выглядит как триплет антикварков с барионным числом  $B = 2/3$  и спином  $S = 0$ .

Поскольку дикварки не являются бесцветными, они не могут существовать в свободном состоянии. Однако, они могут комбинироваться с другими

цветными объектами, формируя бесцветные состояния более сложные по своему составу чем обычные мезоны и барионы, к примеру, состоящие из дикварка и диантикварка (тетракварк) или объекты, состоящие из двух дикварков и кварка (антикварка) или трех дикварков – пентакварки и Н-дибарионы соответственно (см. Рис. 4.1 (с)).

Вышеприведенное описание можно расширить для того, чтобы включить в него дикварки  $Qq$  и диантикварки  $\bar{Q}\bar{q}$  ( $Q = c, b$  – тяжелые кварки). Комбинации  $Qq(\bar{Q}\bar{q})$  являются цветными  $SU(3)$  антитриплетами (триплетами) и, соответственно, по аромату –  $SU(3)$  триплетами (антитриплетами). В этом случае, поскольку спин-спиновые силы между кварками в дикварке уменьшаются в  $m_q/m_Q$  раз, дикварки  $Qq$  с  $S = 1$  уже не являются настолько “плохими” и могут играть важную роль в адронной спектроскопии.

## Гибриды

Условие конфинмента приводит к тому что, в отличие от электродинамики, где линии электрического поля между двумя противоположными по знаку зарядами расходятся в пространстве, линии цветного поля в КХД собраны в плотную глюонную “трубку” (“flux tube”) между, к примеру, кварком и антикварком.

В конфигурации с наименьшей массой эта глюонная трубка находится в основном состоянии с орбитальным моментом  $L = 0$  и спином  $S = 0$  и только орбитальный момент между кварками и их спины определяют, какими будут квантовые числа соответствующего связанного состояния, глюонные степени свободы не играют тут никакой роли. В результате этого квантовые числа  $J^{PC}$ , где  $J$  – спин,  $P$  и  $C$ -четности таких основных состояний ( $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ,  $P = (-1)^{L+1}$ ,  $C = (-1)^{L+S}$ ), которые и представляют собой обычные мезоны, ограничены величинами  $J^{PC} = 0^{++}, 0^{-+}, 1^{++}, 1^{+-}, 1^{--}, 2^{++}, 2^{-+}, 2^{--}, \dots$ ; другие значения для этих квантовых чисел, такие как  $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$  тут недоступны и являются “экзотическими”.

Однако, если глюонная трубка находится в возбужденном состоянии, её орбитальный момент и/или спин могут быть ненулевыми и, соответственно, вносить вклад в квантовые числа  $J^{PC}$  связанного состояния, соответствующий

одному или нескольким глюонам, при этом эти квантовые числа могут принимать и “запрещенные” для обычных мезонов значения, образуя таким образом мезоны с необычными квантовыми числами.

Модели, описывающие распады таких гибридов, предсказывают, что их распады на идентичные мезоны сильно подавлены, в то время как распады гибридов на два различных мезона, один из которых представляет собой состояние  $q\bar{q}$  в  $S$ -волне, а другой – состояние  $q\bar{q}$  в  $P$ -волне, наоборот, усилены. Предсказываемые ширины для конечных состояний  $\pi\pi$  и  $K\bar{K}$  от распадов гибридов, состоящих из легких кварков, малы по величине, также как и ширины от распадов кваркониевых гибридов на  $D\bar{D}$  и  $B\bar{B}$ . Напротив, распады легких гибридов на  $a_1\pi$ ,  $b_1\pi$  и  $K_1(1400)\bar{K}$ , где  $a_1$ ,  $b_1$  и  $K_1$  представляют собой аксиально-векторные мезоны, в которых пара  $q\bar{q}$  находится в  $P$ -волне, должны иметь большую вероятность. Точно также, кваркониевые гибриды должны с большой вероятностью распадаться на конечные состояния  $D^{**}\bar{D}^{(*)}$  и  $B^{**}\bar{B}^{(*)}$ , в которых  $D^{**}$  и  $B^{**}$  представляют собой состояния  $c\bar{q}$  и  $b\bar{q}$  ( $q = u, d$ ), в которых кварки находятся в  $P$ -волне.

## Адронные молекулы

Идея о том, что благодаря взаимодействию Юкавы (в виде мезонного обмена) могут образовываться связанные состояния обычных бесцветных адронов (как это схематично показано на Рис. 4.2 (a) и (b)), существует уже долгое время. Эти состояния должны иметь массы вблизи порога масс составляющих их адронов и квантовые числа  $J^{PC}$ , соответствующие комбинации квантовых чисел составляющих адронов в  $S$ -волне. Ранние расчеты показали [79], что благодаря однопионному обмену могут образовываться связанные состояния  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$ , а если добавить немного притяжения, уменьшив дистанцию между компонентами, то возможно и образование связанных состояний  $D\bar{D}^*$  и  $D^*\bar{D}^*$ .

В таких “молекулоподобных” состояниях, связанных однопионным обменом, тяжелые кварки обычно хорошо разделены в пространстве, поэтому распад такого состояния должен происходить, в основном, на очарованные и прелестные мезоны, а образование кваркония (мезонов со скрытыми очарованием или прелестью) при таких распадах должно быть сильно подавлено.

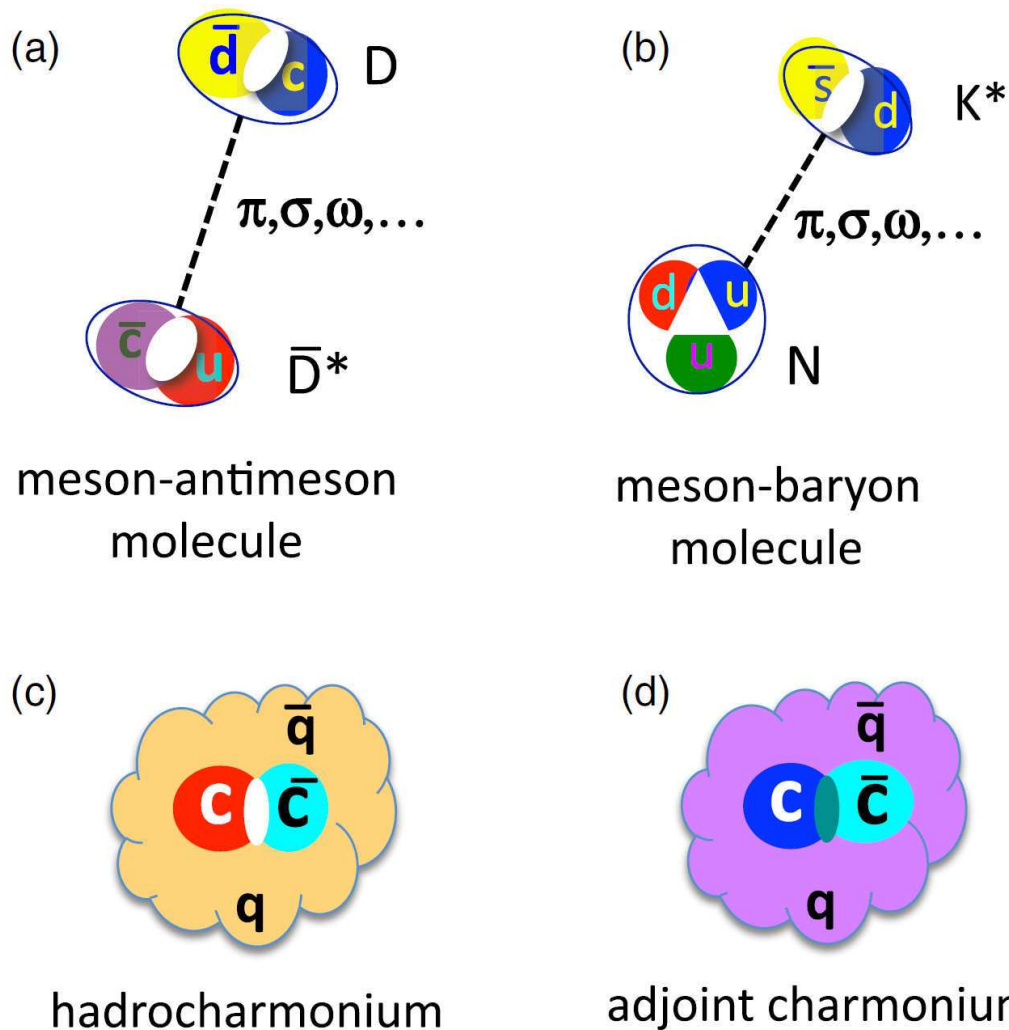


Рисунок 4.2 — (a) Мезон-мезонная и (b) мезон-барионная молекулоподобная структура, связанная взаимодействием Юкавы в форме мезонного обмена. (c) схематическое изображение структуры адрочармония, в котором бесцветное ядро из тяжелых кварков ( $Q\bar{Q}$ ) взаимодействует с окружающей “каплей” глюонов и легких кварков с помощью КХД-версии сил Ван-дер-Ваальса. (d) Модель “присоединенного чармония”, в котором цветное  $Q\bar{Q}$ -ядро взаимодействует с окружающими глюонами и кварками через цветные силы.

### Адрочармоний и модель Борна-Оппенгеймера

В модели “адрочармония” (Hadrocharmonium) (см. Рис. 4.2 (c)) компактное и бесцветное ядро, представляющее собой чармоний, помещено в “каплю” легкой адронной материи. Эти два компонента (чармоний и “капля”, состоящая из легких кварков и глюонов) взаимодействуют благодаря КХД-версии сил Ван-дер-Ваальса [80]. Было показано, что этих сил достаточно для образования связанного состояния в том случае, если легкая адронная материя является возбужденным резонансным состоянием. С помощью модели адрочармония можно

объяснить, почему для многих нестандартных адронов вероятность распада с участием чармония оказывается значительно увеличенной по сравнению с оценками, даваемыми “молекулярными” моделями.

Модель Борна-Оппенгеймера, иногда называемая моделью “присоединенного чармония” (adjoint charmonium), похожа на модель адрочармония за тем исключением, что в ней предполагается возможность цветного состояния для кваркониюевого ядра [81; 82]. Взаимодействие этого ядра с окружающей адронной “каплей” описывается в приближении Борна-Оппенгеймера, которое используется в молекулярной и атомной физике для описания связывания атомов в молекулы. В данном случае, медленно движущееся атомное ядро заменяется на тяжелые кварки, а потенциал, описывающий взаимодействие положительно заряженного ядра с негативно заряженными электронными облаками, заменяется на потенциалы, индуцированные глюонами и рассчитываемые с помощью решеточной КХД.

В эксперименте D0 было выполнено значительное количество работ, посвященных поиску и исследованию различных экзотических состояний, таких как  $X(3872)$ ,  $X(4140)$ ,  $Z_c(3900)$ . Далее будут рассмотрены работы в этой области, в которых автор принимал непосредственное участие.

## 4.2 Изучение состояния $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$

Состояние  $Z_c^\pm(3900)$  было открыто в экспериментах BESIII и Belle в массовом спектре  $J/\psi\pi^\pm$  в распадах другого кандидата в “экзотические” состояния  $\psi(4260) \rightarrow J/\psi\pi^\pm\pi^\mp$  [83; 84]. Для определения параметров сигнала проводился фит с использованием суммы функций релятивистского Брейт-Вигнера в S-волне и некогерентного фона. Масса и ширина  $Z_c(3900)$ , измеренные в эксперименте BESIII, составили  $M = 3899.0 \pm 3.6 \pm 4.9$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 46 \pm 10 \pm 20$  МэВ/ $c^2$ , в эксперименте Belle:  $M = 3894.5 \pm 6.6 \pm 4.5$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 63 \pm 34 \pm 26$  МэВ/ $c^2$ . Это состояние не может быть обычным мезоном, поскольку оно является заряженным и распадается через сильное взаимодействие на чармониум. Соответственно, его минимальный кварковый состав должен быть  $c\bar{c}u\bar{d}$ .

Позже, в эксперименте BESIII, при изучении систем  $D^0 D^{*\pm}$  и  $D^\pm D^{*0}$ , был обнаружен хорошо заметный пик в массовом спектре системы вблизи порога её рождения [85]. Масса и ширина нового состояния, измеренные по этим данным, составили  $M = 3883.9 \pm 4.5 \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma = 25 \pm 12 \text{ МэВ}/c^2$ . Поскольку масса вновь наблюдаемого состояния оказалась заметно меньше, чем у  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ , ему было дано другое имя –  $Z_c(3885)$ . Однако следует отметить, что при измерении массы и ширины в обоих случаях были проигнорированы эффекты возможной интерференции с когерентной компонентой нерезонансного фона, что, как известно, может вызвать значительное систематическое смещение при оценке массы. Поэтому можно с большой долей уверенности предположить, что в обоих случаях мы имеем дело с одним и тем же резонансом  $Z_c^\pm(3900)$ . Поскольку его масса близка к порогу рождения системы  $D^* \bar{D}$ , он может представлять собой адронную “молекулу” состоящую из кварк-антикварковых пар  $(c\bar{d}) - (\bar{c}u)$ . Particle Data Group (PDG) [86] рассматривает  $Z_c^\pm(3900)$  как единое состояние с двумя основными каналами распада, с массой  $M = 3886.6 \pm 2.4 \text{ МэВ}/c^2$  и шириной  $\Gamma = 28.2 \pm 2.6 \text{ МэВ}/c^2$ . Спин и четность данного состояния составляют  $J^P = 1^+$ .

В эксперименте BESIII было измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне энергий 3.77–4.6 ГэВ и показано, что  $\psi(4260)$ , вероятно, состоит из двух состояний: узкого в области 4.22 ГэВ/ $c^2$ , обозначенного в PDG как  $\psi(4260)$  и более широкого в области 4.32 ГэВ/ $c^2$ , обозначенного как  $\psi(4360)$  [87]. Массы и ширины этих двух состояний, приведенные в PDG, составляют для  $\psi(4260)$   $M = 4230 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma = 55 \pm 19 \text{ МэВ}/c^2$ , а для  $\psi(4360)$   $M = 4368 \pm 13 \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma = 96 \pm 7 \text{ МэВ}/c^2$ .

#### 4.2.1 Поиск состояния $Z_c^\pm(3900)$ в полуинклюзивных распадах $b$ -адронов

Рождение  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $b$ -адронов пока не наблюдалось. Оно не было обнаружено коллаборацией Belle в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow (J/\psi\pi^\pm)K^\mp$  [88] и коллаборацией LHCb в распадах  $B^0 \rightarrow (J/\psi\pi^\pm)\pi^\mp$  [89]. С другой стороны, состояние  $\psi(4260)$  наблюдалось коллаборацией BABAR в распадах  $B \rightarrow J/\psi\pi\pi K$  [90], а значит рождение  $Z_c^\pm(3900)$  возможно в двухступенчатом процессе  $H_b \rightarrow$



$\psi(4260) + anything, \psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , где  $H_b$  представляет собой адрон, содержащий в своем составе валентный  $b$ -кварк. Поиску состояния  $Z_c^\pm(3900)$  в таком процессе и была посвящена данная работа, в которой автор сыграл ведущую роль.

## Реконструкция и отбор событий

В эксперименте D0, на статистике  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ , был выполнен поиск состояния  $Z_c^\pm(3900)$  в вышеупомянутом двухступенчатом процессе [91; 92]. Для этого анализа был использован набор данных, отобранный ранее для изучения распадов  $b$ -адронов и содержащий  $J/\psi$ -мезон и пару противоположно заряженных частиц, причем все три частицы должны приходиться из смещенной (вторичной) вершины распада. Поскольку при отборе событий в этот набор данных, предъявлялось требование смещения вершины распада относительно первичной вершины со значимостью не менее  $3\sigma$ , этот набор не мог использоваться для поиска и изучения прямого рождения  $Z_c^\pm(3900)$  и  $\psi(4260)$ . В данном анализе предполагалось (если не оговорено обратное), что заряженные частицы являются пионами. Отбирались события с инвариантной массой, лежащей в интервале  $4.1 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 5.0 \text{ ГэВ}/c^2$ . Этот интервал включает в себя возможные состояния  $\psi(4260)$  и, с одной стороны, лежит достаточно высоко, чтобы включать в себя рождение  $Z_c^\pm(3900)$ , но, с другой стороны, достаточно низко, чтобы не включать в себя полностью реконструированные распады  $b$ -адронов на конечные состояния  $J/\psi h^+ h^-$ , где  $h$  обозначает пион, каон или протон.

Условия для отбора событий включали в себя наличие пары противоположно заряженных мюонов и заряженной частицы с поперечным импульсом  $p_T > 1 \text{ ГэВ}/c$ , исходящих из одной вершины с  $\chi^2 < 10$  для 3 степеней свободы. Поперечный импульс мюонов должен был удовлетворять условию  $p_T > 1.5 \text{ ГэВ}/c$ , по крайней мере один из мюонов должен был быть зарегистрирован как во внутренней (до тороидального магнита), так и во внешней части мюонной системы. Обоим мюонам должны были соответствовать треки в центральной трековой системе. Реконструированная инвариантная масса двух мюонов должна была лежать в интервале  $2.92 < M(\mu^+\mu^-) < 3.25 \text{ ГэВ}/c^2$ , соответствующем массе  $J/\psi$ . Чтобы отобрать события от распадов  $b$ -адронов,

вершина распада  $J/\psi + 1 \text{ track}$  должна была быть смещена относительно первичной вершины в поперечной плоскости как минимум на  $5\sigma$ , а значимость поперечного (2D) прицельного параметра  $IP/\sigma(IP)$  для адронного трека должна была быть больше 2.

Для отобранных комбинаций  $J/\psi + 1 \text{ track}$  требовалось наличие еще одного трека с  $p_T > 0.8 \text{ ГэВ}/c$  и зарядом, противоположным заряду первого трека, таким образом формирующим систему  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$ . Значимость прицельного параметра для второго трека должна была быть больше 1, а его вклад в  $\chi^2$  для вершины  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$  должен был быть меньше 6. Косинус угла между направлениями импульса системы  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$  и направлением от первичной вершины к вершине её распада в поперечной плоскости должен был быть больше 0.9.

Инвариантная масса для отобранных комбинаций  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$  вычислялась в предположении, что оба адронных трека принадлежат  $\pi$ -мезонам. Импульсы мюонов корректировались с помощью кинематического фита к массе  $J/\psi$  [86]. Фоновые события от распадов  $K^* \rightarrow K\pi$  и  $\phi \rightarrow KK$  удалялись с помощью условий на инвариантные массы, они не должны были попадать в диапазоны  $0.81 < M(K\pi, \pi K) < 0.97 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $1.01 < M(KK) < 1.03 \text{ ГэВ}/c^2$  соответственно. Фон от конверсии фотонов также удалялся с помощью условия на  $M(\pi^+\pi^-) > 0.35 \text{ ГэВ}/c^2$ .

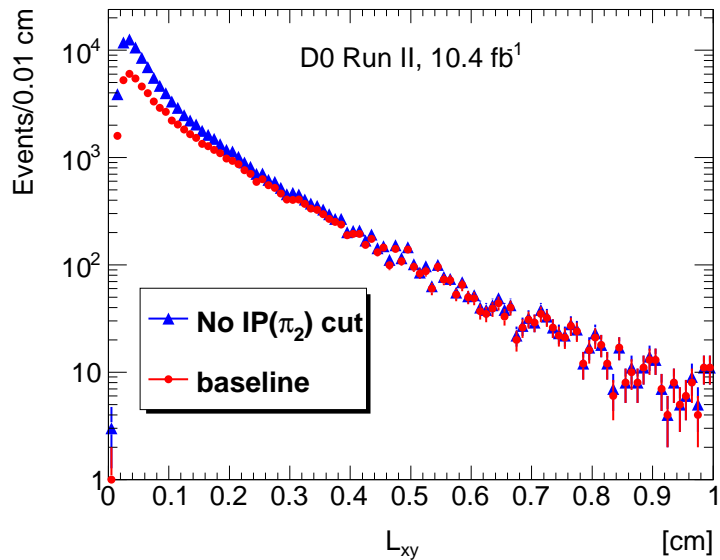


Рисунок 4.3 — Распределение по поперечной длине распада  $L_{xy}$  для отобранных кандидатов  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне инвариантных масс  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$  (кружки с ошибками). Также показано подобное распределение, но без применения условия на значимость прицельного параметра второго пиона (треугольники с ошибками).

Распределение по поперечной длине распада  $L_{xy}$  для системы  $J/\psi\pi^+\pi^-$  показано на Рис. 4.3. Большинство событий с прямым рождением  $J/\psi\pi^+\pi^-$  сосредоточены в области  $L_{xy} < 0.025$  см., так что хорошо видно, что количество таких событий в рассматриваемом наборе данных сильно уменьшено, а абсолютное большинство событий имеют своими источниками частично реконструированные распады  $b$ -адронов.

### Процедура фита и значимость сигнала

Для определения параметров сигнала использовался фит, в котором распределение по  $M(J/\psi\pi)$  фитировалось с помощью суммы функции релятивистского Брейт-Вигнера (для сигнала) и функции, описывающей некогерентный фон (полиномы Чебышева первого рода). Функция релятивистского Брейт-Вигнера применялась в форме, описывающей двухчастичный распад в  $S$ -волне:

$$|BW(M_{J\pi}, M_X, \Gamma_X)|^2 \propto \frac{M_X^2 \Gamma(M_{J\pi})}{(M_X^2 - M_{J\pi}^2)^2 + M_X^2 \Gamma^2(M_{J\pi})}, \quad (4.1)$$

где масс-зависимая ширина выражена в форме  $\Gamma(M_{J\pi}) = \Gamma_X \cdot (q_1/q_0)$ ;  $q_1$ ,  $q_0$  – модули трехвекторов импульсов  $J/\psi$  в системе покоя  $J/\psi\pi^\pm$  при инвариантных массах системы равных  $M_{J\pi}$  и  $M_X$  соответственно. Для учета разрешения детектора функция (4.1) сворачивалась с функцией Гаусса, представляющей собой функцию разрешения детектора. Величина этого разрешения в рассматриваемой области масс  $M(J/\psi\pi)$  ( $\sigma_{res} = 17 \pm 2$  МэВ/ $c^2$ ) определялась с помощью симуляции.

Полиномы Чебышева первого рода можно записать с помощью рекуррентного соотношения:

$$T_0(x) = 1, T_1(x) = x, T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x), \quad (4.2)$$

где  $x = (2M_{J\pi} - M_{min} - M_{max}) / (M_{max} - M_{min})$ ;  $M_{min}$ ,  $M_{max}$  – границы диапазона фитирования ( $x \in [-1, 1]$ ).

Статистическая значимость сигнала определяется как  $S = \sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{max})}$ , где  $\mathcal{L}_{max}$  и  $\mathcal{L}_0$  являются значениями функции правдоподобия в случае наилучшего фита для гипотезы “сигнал+фон” и в случае фита в предположении

отсутствия сигнала (число событий в сигнале фиксируется на нуле) соответственно.

При получении статистической значимости необходимо также учесть систематическую ошибку на число событий в сигнале. Если считать, что весь сигнал является лишь статистической флуктуацией фона, то вероятность того, что в результате измерения мы получим число событий в сигнале  $N_{event}$  будет равна произведению вероятности соответствующей флуктуации фона  $p(N_{event})$  и вероятности того, что при среднем значении числа событий  $\bar{N}_{event}$ , измеренное число событий, из-за систематической ошибки, будет равно  $N_{event}$ . Если считать, что распределение по числу событий, обусловленное систематической ошибкой, представляет собой функцию Гаусса  $G = N(\bar{N}_{event}, \sigma_N)$ , где  $\sigma_N$  – величина систематической ошибки на число событий в сигнале, то искомая вероятность запишется в виде  $p(N_{event}) \cdot G(N_{event}) dN_{event}$ , а для получения статистической значимости сигнала с учетом систематической ошибки на число событий в сигнале, нам необходимо проинтегрировать это выражение по  $N_{event}$ :

$$p - val = \int p(N_{event}) \cdot G(N_{event}) dN_{event}, \quad (4.3)$$

где  $p - val$  представляет собой вероятность того, что наблюдаемый сигнал является всего-лишь статистической флуктуацией фона (рассчитанную с учетом систематической ошибки).

## Результаты фита

Исследования в данной работе были, в основном, сосредоточены на системе  $J/\psi\pi^\pm$  в области масс вокруг  $Z_c^\pm(3900)$ . Как уже отмечалось выше, рождение  $Z_c^\pm(3900)$  может происходить в последовательном процессе распада  $b$ -адронов, к примеру  $B^\pm \rightarrow \psi(4260)K^\pm, \psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . Для поиска таких распадов отбирались события в области инвариантных масс  $4.1 < M(J/\psi\pi^\pm) < 5.0$  ГэВ/ $c^2$ . Для получения инвариантной массы  $M(J/\psi\pi^\pm)$  брались комбинации  $J/\psi$  с любым из  $\pi$ -мезонов, из полученных вариантов выбирался вариант с наибольшей массой. Полученное распределение по

$M(J/\psi\pi^\pm)$  фитировалось с помощью функции, описанной в предыдущем разделе, при этом ширина резонанса фиксировалась на значении  $\Gamma = 28.2 \text{ МэВ}/c^2$ , взятом из PDG. Фон, в основном, образован случайными комбинациями  $J/\psi$  от распадов  $b$ -адронов с адронами от этих же многочастичных распадов.

Был произведен фит по методу максимального правдоподобия распределения по  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в шести интервалах по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : (4.1–4.2), (4.2–4.25), (4.25–4.3), (4.3–4.4), (4.4–4.7) и (4.7–5.0)  $\text{ГэВ}/c^2$ , подобранных таким образом, чтобы они содержали примерно одинаковое число событий. В каждом таком интервале фон параметризовался полиномами Чебышева, степень которых выбиралась с помощью минимизации теста АИС (Akaike Information Criterion) [93]. Для фита с  $p$  свободными параметрами к распределению с  $n$  бинами АИС определяется как  $\chi^2 + 2p + 2p(p+1)/(n-p-1)$ . Для всех интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , кроме (4.7–5.0)  $\text{ГэВ}/c^2$ , была выбрана 4-я степень полиномов, для интервала (4.7–5.0)  $\text{ГэВ}/c^2$  была выбрана 5-я степень. Распределения по  $M(J/\psi\pi^\pm)$  и результаты фитов показаны на Рис. 4.4 и в Таб. 13.

На Рис. 4.4 хорошо заметен сигнал в области массы  $Z_c^\pm(3900)$  в интервале  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.25 \text{ ГэВ}/c^2$ , что указывает на возможную принадлежность этих событий к состоянию  $\psi(4260)$  (его масса составляет  $4230 \pm 8 \text{ ГэВ}/c^2$  [86]), а также более слабый, но вполне определенный сигнал в интервалах между 4.2 и 4.7  $\text{ГэВ}/c^2$ . В интервалах  $4.1 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.2 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $4.7 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 5.0 \text{ ГэВ}/c^2$  не наблюдается статистически значимого сигнала. Интересно, что в интервале  $4.4 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$ , который находится выше по массе, чем состояния  $\psi(4260)$  и  $\psi(4360)$ , заметен сигнал от  $Z_c^\pm(3900)$  со значимостью больше  $3\sigma$ , что может говорить о вкладе в сигнал от неизвестных не- $\psi(4260)/\psi(4360)$  источников. Дифференциальное распределение выходов сигнала, полученное в результате вышеупомянутых фитов, показано на Рис. 4.5 (левый рисунок).

Отдельно был произведен фит распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для событий, лежащих в интервале  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$ . Для данного интервала тест АИС выдал равные результаты для 4-й и 5-й степени полиномов Чебышева (используемых для параметризации фона), при этом  $\chi^2/ndf$  был лучше в случае использования полиномов Чебышева 5-й степени, которая и была в результате использована в фите. Результат фита представлен графически на Рис. 4.5 (правый рисунок). Количество событий в сигнале, полученное в результате фита, составило  $N = 502 \pm 92(\text{стат.})$ , а

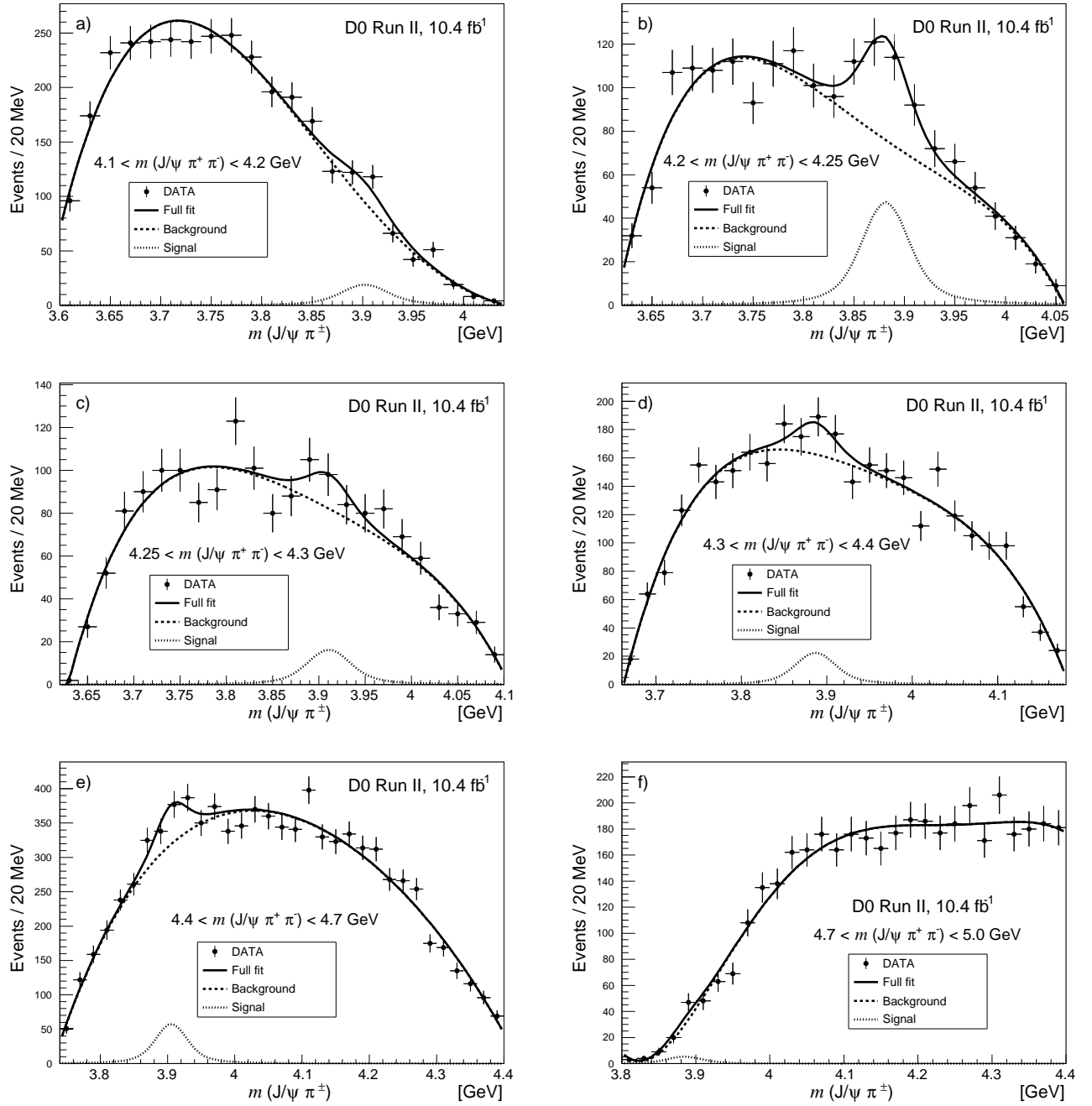


Рисунок 4.4 — Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в шести интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  (обозначены на рисунках). Сплошная линия показывает общий результат фита, пунктирная – вклад сигнала, штриховая – вклад фона.

полученное значение массы составило  $M = 3895.0 \pm 5.2(\text{стат.}) \text{ МэВ}/c^2$ . Статистическая значимость сигнала составила  $5.6\sigma$ . При использовании полиномов Чебышева 4-й степени соответствующие значения параметров составляют  $N = 608 \pm 82(\text{стат.})$  и  $M = 3895.7 \pm 4.6(\text{стат.}) \text{ МэВ}/c^2$  при статистической значимости сигнала  $7.7\sigma$ . Далее мы будем использовать в качестве базового фита с полиномами Чебышева 5-й степени.

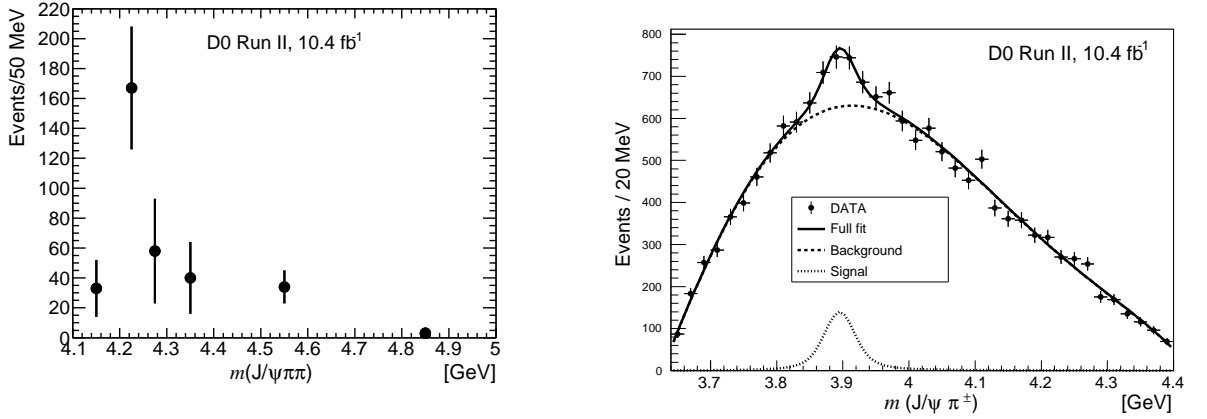


Рисунок 4.5 — Слева: нормированные выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  для шести интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7 и 4.7–5.0 ГэВ/ $c^2$ . Точки располагаются в центрах соотв. бинов (см. текст). Справа: распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для отобранных событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$ . Сплошная линия представляет собой общий результат фита. Штриховая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов Чебышева 5-го порядка, пунктирная линия показывает вклад сигнала.

### Проверка результатов фита

Для проверки полученных результатов было применено несколько альтернативных способов фитирования. Во-первых, был произведен совместный фит для пяти интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$ . В этом фите использовались полиномы Чебышева 4-й степени и свободные параметры для чисел событий в сигнале для каждого распределения, а параметр массы был одним и тем же для всех пяти фитируемых распределений. Полученные значения массы  $M(J/\psi\pi^\pm) = 3889.6 \pm 9.8$  МэВ/ $c^2$  и общего числа событий в сигнале  $444 \pm 14$  находятся в согласии с базовым результатом в пределах ошибок. Для этого фита  $\chi^2/ndf = 53.3/81$ .

Во-вторых, набор данных был разделен на две части в зависимости от  $p_T(\pi^\pm)$  от распада  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ :  $p_T(\pi^\pm) < 1.5$  ГэВ/ $c$  и  $p_T(\pi^\pm) > 1.5$  ГэВ/ $c$ , а соответствующие распределения по  $M(J/\psi\pi^\pm)$  фитировались по отдельности. Полученные значения чисел событий в сигнале:  $202 \pm 51$  и  $319 \pm 72$  соответственно; значения масс  $M(J/\psi\pi^\pm)$ , полученные из этих фитов:  $3906.6 \pm 10.0$  МэВ/ $c^2$  и  $3896.1 \pm 6.7$  МэВ/ $c^2$  соответственно.

В-третьих, были проведены фиты в трех диапазонах по псевдобыстро-те  $Z_c^\pm(3900)$ :  $|\eta| < 0.9$ ,  $0.9 < |\eta| < 1.3$  и  $1.3 < |\eta| < 2.0$ . Эти интервалы

содержат примерно одинаковое число событий. Полученные в результате соответствующих фитов числа событий в сигнале для вышеозначенных интервалов:  $195 \pm 57$ ,  $155 \pm 52$  и  $163 \pm 48$ . Полученные значения масс:  $3902.8 \pm 7.3 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $3906.4 \pm 11.2 \text{ МэВ}/c^2$  и  $3887.8 \pm 8.8 \text{ МэВ}/c^2$  соответственно. Отношение сигнал/фон во всех трех диапазонах по  $|\eta|$  примерно одинаково, что согласуется с гипотезой о том, что и сигнал, и доминирующий фон произошли от распадов  $b$ -адронов.

Чтобы проверить чувствительность результатов фита к качеству отбора событий, критерий отбора событий  $J/\psi + 1 \text{ track}$  (фит к общей вершине трех треков)  $\chi^2 < 10$  был заменен на  $10 < \chi^2 < 20$ . Полученное из фита число событий в сигнале  $10 \pm 25$  соответствует отсутствию сигнала в этом случае.

Поскольку разрешение детектора по импульсу мюонов ограничено, выбор массового окна для  $J/\psi$  позволяет парам мюонов, не относящихся к распаду  $J/\psi$ , попадать в отобранные для анализа события, в то время как некоторая часть мюонных пар от распада  $J/\psi$  оказывается потерянной. Этот фон включает в себя мюоны от последовательных распадов  $b \rightarrow c\mu X$ ,  $c \rightarrow s\mu X$  и полуплептонных распадов  $b$ -адронов, сопровождающихся мюонами от распадов на лету пионов или каонов. Оценка такого фона в нашем базовом наборе данных составляет 9%, в то время как эффективность отбора для  $J/\psi$  составляет 94%. Фит к массовому спектру  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в том случае, когда массовое окно для  $J/\psi$  увеличено до  $2.8 - 3.4 \text{ ГэВ}/c^2$ , дал число событий в сигнале  $530 \pm 100$ , на 6% больше чем в базовом результате, в полном соответствии с ожиданиями.

### Систематические ошибки

Источники и величины систематических ошибок в базовом результате для массы и числа событий в сигнале приведены в Таб. 12.

Ошибка калибровки массы  $M(J/\psi\pi^\pm)$  была взята исходя из предыдущих исследований в эксперименте D0, которые показали такой сдвиг массы в сравнении со среднемировыми значениями для нескольких конечных состояний со схожими с исследуемой топологиями [94].

Разрешение по массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  варьировалось на величину  $\pm 2 \text{ МэВ}/c^2$  вокруг базового значения (в соответствии с ошибкой его измерения). Можно



Таблица 12 — Источники и величины систематических ошибок на измерения массы и числа событий в сигнале для  $Z_c^\pm(3900)$ .

Источник	Масса (МэВ/ $c^2$ )	Число событий
Калибровка по массе	$^{+3}_{-0}$	$< 1$
Разрешение по массе	$< 0.1$	$\pm 27$
Форма фона	$\pm 0.4$	$\pm 53$
Размер бина	$\pm 1.1$	$\pm 9$
Форма сигнала	$\pm 2.4$	$\pm 3$
Варьирование ширины	$< 0.1$	$\pm 23$
Общая ошибка	$+4.0, -2.7$	$\pm 64$

отметить, что это не оказало практически никакого влияния на измеренную величину массы. Ошибка в числе событий бралась как половина от разности крайних значений чисел событий при таком варьировании.

Ошибка, связанная с выбором формы фона определялась путем сравнения результатов с использованием полиномов Чебышева 4-й и 5-й степени. Что касается ошибки, связанной с выбором размера бина в фитируемом распределении по  $M(J/\psi\pi^\pm)$ , то она определялась путем сравнения результатов фитирования этих распределений при размерах бинов 20 и 10 МэВ/ $c^2$ .

Для определения ошибки, связанной с формой сигнала, использовались релятивистские функции Брейт-Вигнера с масс-зависимой и масс-независимой шириной. Что касается ширины сигнала, то она фиксировалась в базовых фитах на среднемировом значении. Для определения связанной с этим систематической ошибки это значение менялось на величину  $\pm 2.6$  МэВ/ $c^2$  [86].

В Таб. 13 показаны полученные в результате фитов значения чисел событий в сигнале и масс  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для шести интервалов по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ . Измеренные значения масс в этих интервалах согласуются между собой в пределах ошибок, из чего можно сделать вывод, что во всех шести случаях мы наблюдаем одно и тоже состояние  $Z_c^\pm(3900)$ .

При получении базового результата масса выступала в качестве свободного параметра фита, а ширина была зафиксирована на среднемировом значении. Это может вызвать вопрос о том, изменится ли полученное значение статистической значимости, если мы зафиксируем в фите параметр массы на

Таблица 13 — Полученные значения для чисел событий в сигнале и масс  $Z_c^\pm(3900)$ , а также величины  $\chi^2/ndf$  и значения статистической значимости сигнала для фитов в шести интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ . В последней строчке показаны как статистические, так и систематические ошибки, значение значимости также приведено с учетом систематических ошибок.

$M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , ГэВ/ $c^2$	Число событий	Масса (МэВ/ $c^2$ )	$\chi^2/ndf$	$S(\sigma)$
4.1 – 4.2	$66 \pm 38$	$3902.2 \pm 10.6$	24.1/15	1.7
4.2 – 4.25	$167 \pm 41$	$3881.3 \pm 6.1$	14.6/15	4.3
4.25 – 4.3	$58 \pm 35$	$3910.7 \pm 15.7$	23.6/17	1.6
4.3 – 4.4	$80 \pm 48$	$3886.5 \pm 13.0$	26.3/19	1.8
4.4 – 4.7	$206 \pm 65$	$3905.7 \pm 9.5$	35.8/26	3.2
4.7 – 5.0	$19 \pm 25$	$3884.7 \pm 26.6$	21/22	0.4
4.2 – 4.7	$502 \pm 92 \pm 64$	$3895.0 \pm 5.2_{-2.7}^{+4.0}$	36.8/30	4.6

среднемировом значении. Чтобы ответить на этот вопрос был проведен фит с параметром массы зафиксированном на величине  $M = 3886.6$  МэВ/ $c^2$  [86]. Результатом этого фита стали число событий в сигнале  $480 \pm 91$ ,  $\chi^2/ndf = 39/31$  и значение локальной статистической значимости  $5.4\sigma$ , что только незначительно отличается от значений для базового результата. Если использовать среднемировые значения массы и ширины, полученные только для конечного состояния  $Z_c^{\pm,0} \rightarrow J/\psi\pi^{\pm,0}$  ( $M = 3893.3$  МэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma = 36.8$  МэВ/ $c^2$ ), то соответствующее значение для числа событий в сигнале составит  $580 \pm 104$ ,  $\chi^2/ndf = 35.9/31$  и значение статистической значимости  $5.7\sigma$ . Из этих результатов можно сделать вывод о том, что вариации значений массы и ширины для  $Z_c^\pm(3900)$  не оказывают большого влияния на статистическую значимость сигнала и число событий в нем.

Учет систематических ошибок приводит к уменьшению статистической значимости для фита в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$  с  $5.6\sigma$  до  $4.6\sigma$ .

## Сравнение с распадом $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Было выполнено сравнение числа событий в сигнале от распада  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в диапазоне инвариантных масс  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  4.2 – 4.7 ГэВ/ $c^2$  с числом событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . К последним применялись те же самые условия отбора, что и к событиям  $J/\psi\pi^+\pi^-$ , за исключением условия на массу  $K^*$ , оно было заменено на требование наличия хотя бы одной пары  $K^\pm\pi^\mp$  с инвариантной массой, попадающей в массовое окно для  $K^*$ . Если в событии обнаруживалось больше одной такой пары, выбиралась та из них, инвариантная масса которой была ближе к массе  $K^*$ . Полученное распределение по инвариантной массе  $J/\psi K^\pm\pi^\mp$  фитировалось с помощью суммы сигнала, описанного с помощью двух функций Гаусса, и фона, описанного с помощью квадратичной функции. Количество событий, содержащих распады  $B_d^0$ , полученное в результате фита, составило  $5900 \pm 116$ , соответственно, искомое отношение числа событий в сигнале от  $Z_c^\pm(3900)$  к числу  $B_d^0$  составило  $502/5900 = 0.085 \pm 0.019$ , где ошибка включает в себя как статистическую (0.016), так и систематическую (0.011) ошибки. Поскольку оба сравниваемых процесса имеют похожую топологию, а условия отбора событий приводят к равномерной эффективности поиска треков, можно предположить, что факторы связанные с эффективностью сокращаются в приведенном выше отношении. Распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi K^\pm\pi^\mp)$  с наложенным на него результатом фита показано на Рис. 4.6.

На Рис. 4.7 (левый) показаны распределения по поперечной длине распада  $L_{xy}$  для событий от сигнала  $Z_c^\pm(3900)$ , числа событий получены фитированием распределений по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в бинах по  $L_{xy}$ , и такое же распределение для событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . Среднее время жизни смеси  $b$ -адронов, усредненное по всем её частицам, приблизительно совпадает со средним временем жизни  $B_d^0$ , также похожи и распределения по импульсу. Таким образом можно предположить, что в случае рождения  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $b$ -адронов, распределения по  $L_{xy}$  на Рис. 4.7 должны быть похожими. Что и наблюдается в действительности, фит с помощью экспоненциальной функции  $N \sim e^{-L_{xy}/\Lambda}$  в области  $L_{xy} > 0.025$  см. дает  $\Lambda = 0.098 \pm 0.030$  для событий  $Z_c^\pm(3900)$  и  $\Lambda = 0.130 \pm 0.004$  для событий  $B_d^0$ . Наличие событий в области малых  $L_{xy}$  объясняется тем, что в отобранном наборе данных имеется небольшое

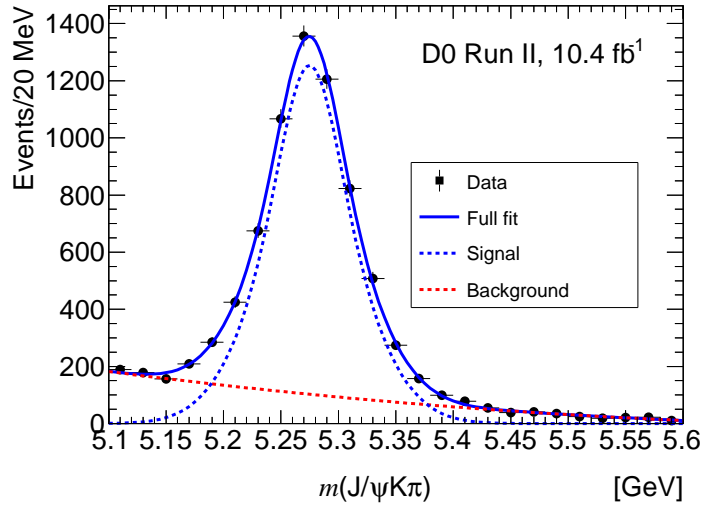


Рисунок 4.6 — Распределение по инвариантной массе отобранных кандидатов  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$  в рамках гипотезы  $J/\psi K^\pm \pi^\mp$ . На распределение наложены результаты фита. Подробности в тексте.

число событий с малым  $L_{xy}$ , для которых разрешение по этой величине настолько мало, что они удовлетворяют условию, налагаемому на величину смещения вершины распада  $J/\psi + 1 \text{ track}$  относительно первичной вершины ( $5\sigma$ ).

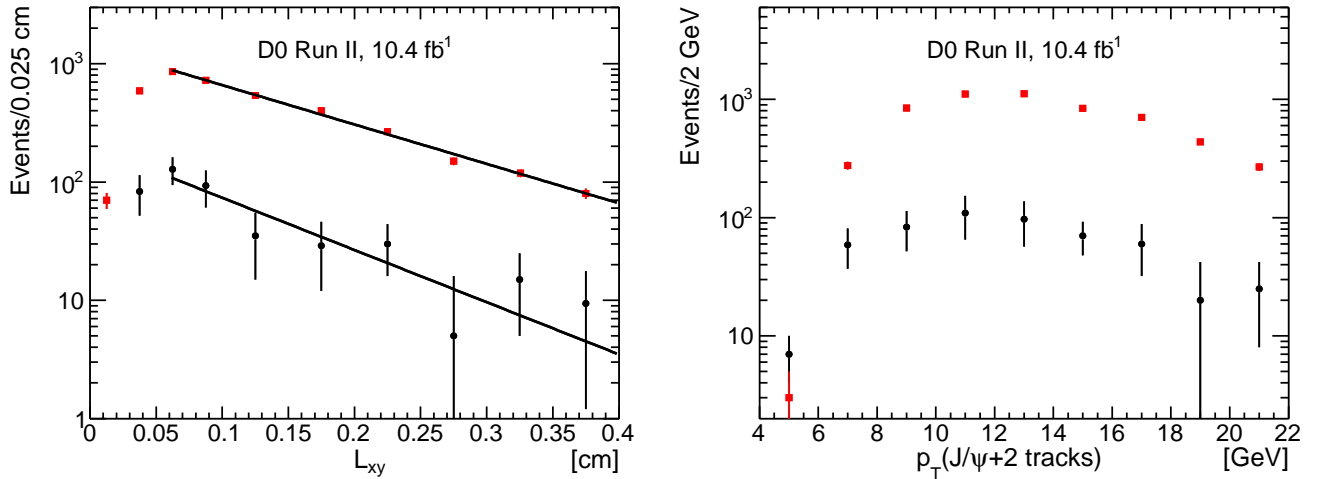


Рисунок 4.7 — Слева: Распределение по  $L_{xy}$  для событий  $Z_c^\pm(3900)$  (кружки) и  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  (квадраты). Справа: Распределение по  $p_T$  системы  $J/\psi \pi^+ \pi^-$ , являющейся “родительской” для  $Z_c^\pm(3900)$  (кружки) и  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  (квадраты).

На Рис. 4.7 (правый) показаны распределения по поперечному импульсу для системы  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  в событиях с рождением  $Z_c^\pm(3900)$  и для  $B_d^0$  распадающихся на  $J/\psi K^*$ . Эти два распределения похожи друг на друга, как и ожидается от продуктов распада  $b$ -адронов. Средний  $p_T$  для распределения  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  ( $13.6 \text{ ГэВ}/c^2$ ) несколько больше, чем для распределения  $J/\psi \pi^+ \pi^-$

(12.5 ГэВ/ $c^2$ ), это обусловлено тем фактом, что система  $J/\psi\pi^+\pi^-$  несет меньше 100 % импульса родительского  $b$ -адрона.

### Поиск $Z_c^\pm(3900)$ в распаде $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$

Как отмечалось ранее, коллаборация Belle не обнаружила статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  хотя было подтверждено существование состояния  $Z_c(4430)$  и наблюдается новое состояние  $Z_c(4200)$  [88]. Для проверки этого результата в данном анализе был изучен спектр по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  от распада  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  за исключением событий от распада  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . На Рис. 4.8 (а) показано 2-D распределение по инвариантным массам  $M(J/\psi\pi^\pm)$  vs  $M(J/\psi\pi^\pm K^\mp)$  в котором нет значимых следов распада  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ .

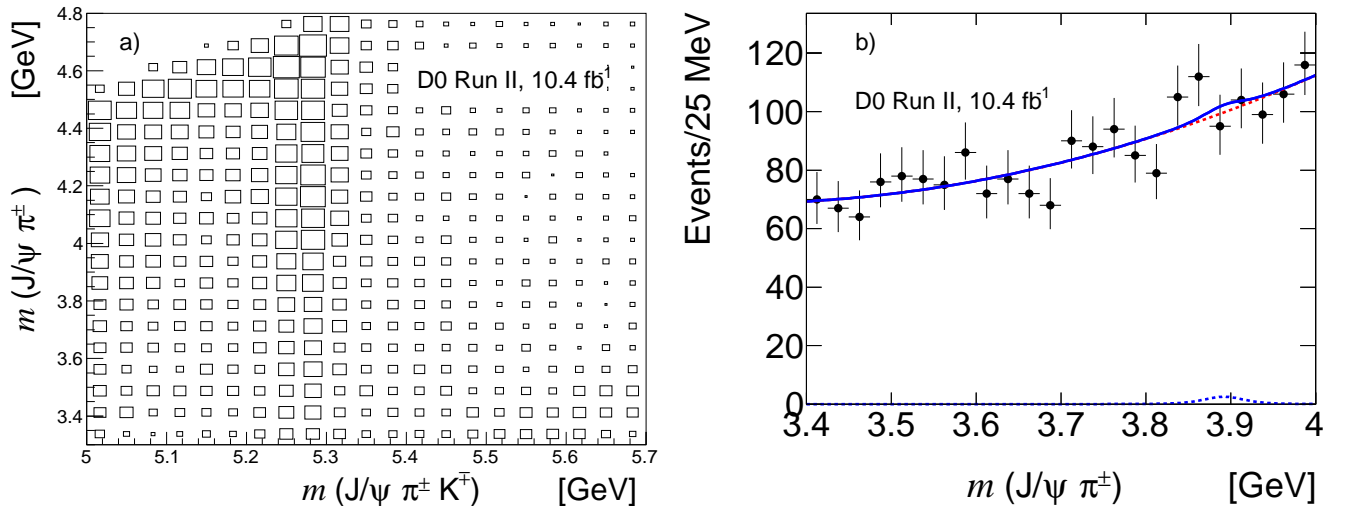


Рисунок 4.8 — а): 2-D распределение по инвариантным массам  $M(J/\psi\pi^\pm)$  vs  $M(J/\psi\pi^\pm K^\mp)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$ . Удалены события, содержащие  $K^*$ . б): Распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  для событий в массовом интервале  $B_d^0$  ( $5.15 < M(J/\psi\pi^\pm K^\mp) < 5.4$  ГэВ/ $c^2$ ). Наложен результат фита для сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$ , использована параметризация фона полиномом второй степени.

На Рис. 4.8 (b) показано распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  в области, соответствующей состоянию  $Z_c^\pm(3900)$ . Был произведен фит с помощью функции, представляющей собой сумму сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  и фона, описанного полиномом второй степени. Фит дал предел на число событий в сигнале, равное 90 (при 90% CL). Нормируя это число к

5900 событиям от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  можно получить верхний предел отношения скорости этих двух процессов, равное  $90/5900 = 0.015$ , которое можно сравнить с пределом в 0.0011, полученным в коллаборации Belle.

## Заключение

Суммируя полученные результаты можно отметить, что исследование полуинклюзивных распадов  $b$ -адронов  $H_b \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- + anything$  в эксперименте D0 предоставило свидетельства рождения состояния  $Z_c^\pm(3900)$ , которое коррелировано с системой  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  в диапазоне инвариантных масс 4.2–4.7 ГэВ/ $c^2$ , включающем в себя нейтральные  $c\bar{c}$ -подобные состояния  $\psi(4260)$  и  $\psi(4360)$  [86]. Статистическая значимость сигнала, с учетом систематических ошибок, составила  $4.6\sigma$ . Было измерено значение отношения  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*) = 0.085 \pm 0.019$ . Также, был подтвержден вывод [88] об отсутствии статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \pi^\pm K^\mp$  и получен верхний предел на отношение скорости распадов  $B_d^0 \rightarrow Z_c^\pm(3900) K^\mp$  относительно  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , который составил 0.015 при 90 % C.L.

### 4.2.2 Дальнейшее исследование свойств состояния $Z_c^\pm(3900)$

Известно, что в столкновениях адронов с высокой энергией чармониум рождается как в прямом рождении, через процессы квантовой хромодинамики, так и в непрямом рождении, через слабые распады  $b$ -адронов. Для мезонов  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  фракция, соответствующая непрямому рождению, растет с ростом поперечного импульса, но фракция, соответствующая прямому рождению, все равно доминирует практически во всем диапазоне по  $p_T$  [95]. Хотя в настоящее время мы обладаем гораздо меньшим объемом информации относительно “экзотических” состояний, имеющиеся данные о таких состояниях, как  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) и  $X(4140)$  ( $\chi_{c1}(4140)$ ) также свидетельствуют о большой фракции прямого рождения для этих состояний. К примеру  $X(3872)$ ,

пожалуй, наиболее изучаемое сегодня экзотическое состояние, обильно рождается в  $p\bar{p}$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ [96], в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [97] и при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ [98]. Измеренная доля инклюзивного рождения  $X(3872)$  в распадах  $b$ -адронов составляет всего, приблизительно, 0.3 [97; 98], независимо от  $p_T$ . Свидетельства прямого рождения другого экзотического состояния,  $X(4140)$ , были получены в коллаборации D0 [94]. В этой связи представляет определенный интерес и поиск прямого рождения состояния  $Z_c^\pm(3900)$ .

В предыдущем разделе рассматривались свидетельства рождения этого состояния в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов, например в цепочке распадов  $H_b \rightarrow \psi(4260) + anything$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , и в области инвариантных масс  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$ . В данном разделе будет рассмотрено продолжение этого анализа, включающее в себя поиск прямого рождения  $Z_c^\pm(3900)$  в процессе  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ,  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ .

## Реконструкция и отбор событий

Такой поиск был произведен в эксперименте D0 при активном участии автора [99; 100]. Использовался набор данных, включавший в себя  $J/\psi$  мезоны как от непрямого, так и от прямого рождения. Кроме того, для получения этого набора данных использовался улучшенный алгоритм поиска треков, оптимизированный для треков с малым  $p_T$  [101]. Это позволило увеличить используемую статистику приблизительно на 50% по сравнению анализом, рассмотренным в предыдущем разделе.

В  $p\bar{p}$  взаимодействиях  $J/\psi$  мезоны могут рождаться в процессах прямого рождения, включающих в себя как непосредственное рождение, так и сильные распады состояний чармония с большей массой. Возможно и не прямое рождение  $J/\psi$  в распадах  $b$ -адронов. Мезоны от прямого рождения имеют вершину распада, соответствующую первичной вершине взаимодействия, в то время как вершины распадов мезонов от непрямого рождения смещены относительно первичной вершины на дистанции  $\mathcal{O}(1 \text{ мм.})$  в следствии большого времени жизни  $b$ -адронов.

Для анализа отбирались события, содержащие  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  вместе с парой противоположно заряженных частиц, которые рассматривались как пионы,

с  $p_T > 0.7$  ГэВ/с. Параметры треков ( $p_T$ , координаты, направление) уточнялись с помощью кинематического фита, в котором предполагалось, что мюоны родились в распаде  $J/\psi$ , а  $J/\psi$ , в свою очередь, имеет общую вершину с двумя другими треками. Масса  $J/\psi$  в фите фиксировалась на среднем мировом значении [86]. Полученные параметры использовались для вычисления поперечной длины распада  $\vec{L}_{xy}$ , инвариантной массы системы  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  и масс двух комбинаций  $M(J/\psi\pi^\pm)$ . Большая из них бралась в качестве массы кандидата в  $Z_c^\pm(3900)$ .

Как и в предыдущем анализе, требовалось, чтобы инвариантная масса системы  $J/\psi\pi^+\pi^-$  лежала в диапазоне  $4.1 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Все данные делились на два неперекрывающихся набора – события со смещенной вершиной (условия их отбора были такими же, как и в предыдущем анализе) и все остальные события, которые составили набор “первичной вершины”. Распределение по величине  $L_{xy}$  для обоих наборов (“смещенной вершины” и “первичной вершины”) показано на Рис. 4.9.

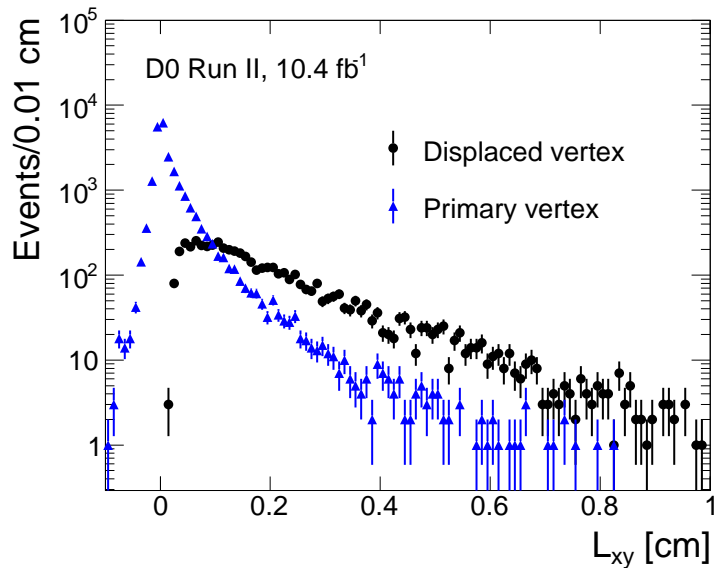


Рисунок 4.9 — Длина распада  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в поперечной плоскости для событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Кругами показано распределение для событий из набора “смещенной вершины”. Треугольниками показано распределение для событий из набора “первичной вершины” (см. текст).



### Фиты распределения по $M(J/\psi\pi^\pm)$

Также как и в предыдущем анализе, был произведен фит распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в шести интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : (4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6, 4.6–4.7) ГэВ/ $c^2$ . Как и в предыдущем случае, сигнал параметризовался с помощью функции релятивистского S-волнового Брейт-Вигнера свернутого с функцией Гаусса, представляющей разрешение по массе ( $\sigma = 17 \pm 2$  МэВ/ $c^2$ ). Для данного набора фитов масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$  были зафиксированы на значениях  $M = 3893.3 \pm 2.7$  МэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma = 36.8 \pm 6.5$  МэВ/ $c^2$ . Эти величины были получены как средние для канала  $J/\psi\pi^{\pm,0}$ , вычисленные по данным PDG [86]. В этих фитах параметру числа событий в сигнале было позволено принимать отрицательные значения.

Фон для событий из набора “смещенной вершины” состоит, в основном, из  $J/\psi$  от слабых распадов  $b$ -адронов, скомбинированных случайным образом с адронами из этой же цепочки распадов. Для событий из набора “первичной вершины” основным фоном является случайная комбинация  $J/\psi$  от прямого рождения с частицами, образующимися в процессе адронизации. Для параметризации фона использовались полиномы Чебышева первого рода, в случае событий из набора “смещенной вершины” – четвертого порядка, в случае событий из набора “первичной вершины” – пятого. Выбор степени полиномов выполнялся из условия минимизации теста АIC [93].

Результаты фитов показаны на Рис. 4.10, 4.11, 4.12, а также в Таб. 14. В случае отрицательного числа событий в сигнале, приведенная в таблице статистическая значимость соответствует “впадине”.

Для набора “смещенной вершины” в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$  хорошо виден сигнал от  $Z_c^\pm(3900)$ , этот диапазон согласуется с предположением о рождении сигнала в распаде  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . Статистическая значимость сигнала составляет  $5.2\sigma$ . Небольшой избыток событий в сигнале присутствует и в интервалах 4.5 – 4.6 и 4.6 – 4.7 ГэВ/ $c^2$ . В интервале по массе 4.3 – 4.4 и, в меньшей степени, 4.5 – 4.6 ГэВ/ $c^2$ , результатом фита являются отрицательные (но с малой значимостью) числа событий в сигнале. Также можно отметить, что для набора “первичной вершины” не наблюдается статистически значимого сигнала в любом из рассматриваемых интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ .

Таблица 14 — Числа событий в сигнале  $Z_c^\pm(3900)$ , качество фита и статистическая значимость  $S$  в интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  для наборов данных “смещенной вершины” и “первичной вершины”. Масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$  в фитах зафиксированы на величинах  $M = 3893.3 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 36.8 \text{ МэВ}/c^2$ , которые были взяты из PDG [86] для канала распада  $J/\psi\pi^{\pm,0}$ .

$M(J/\psi\pi^+\pi^-) \text{ ГэВ}/c^2$	“Смещенная вершина”			“Первичная вершина”		
	Сигнал	$\chi^2/ndf$	$S(\sigma)$	Сигнал	$\chi^2/ndf$	$S(\sigma)$
4.1 – 4.2	$86 \pm 68$	18.7/14	1.3	$-134 \pm 144$	52.7/15	0.9
4.2 – 4.3	$376 \pm 76$	28.1/16	5.2	$149 \pm 203$	21.9/14	0.5
4.3 – 4.4	$-148 \pm 64$	17.4/15	2.3	$-194 \pm 174$	16.7/19	1.1
4.4 – 4.5	$-33 \pm 60$	26.6/15	0.5	$-256 \pm 170$	30.9/18	1.5
4.5 – 4.6	$105 \pm 64$	23.7/25	1.7	$223 \pm 162$	42.3/23	1.4
4.6 – 4.7	$76 \pm 55$	57.4/25	1.4	$-384 \pm 174$	46.3/23	2.2

Для набора “смещенной вершины” в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$  был также проведен отдельный фит, в котором масса и ширина сигнала не фиксировались. Из этого фита, результат которого показан на Рис. 4.13, были получены лучшие для эксперимента D0 значения массы и ширины состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2} \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28} \text{ МэВ}/c^2$ . Число событий в сигнале составило  $N = 364 \pm 156$ , а статистическая значимость  $-5.4\sigma$ .

### Акцептанс для событий из набора “смещенной вершины”

Акцептанс для событий из набора “смещенной вершины” определялся с помощью распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$  исходя из предположения, что распределение по длине распада для  $B_d^0$  является хорошим приближением такого распределения для “среднего”  $b$ -адрона. К событиям применялись те же критерии отбора, что и при отборе кандидатов  $Z_c^\pm(3900)$ . Полученное число событий для набора “смещенной вершины” (в данном случае - для распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$ ) составило  $N_d = 12951 \pm 167$ , а для набора “первичной вершины”  $N_p = 6616 \pm 162$ . Отношения  $N_p/N_d$  для  $B_d^0$  и  $Z_c^\pm(3900)$  должны быть одинаковыми в рамках

Таблица 15 — Систематические ошибки для массы и ширины  $Z_c^\pm(3900)$  (см. Рис. 4.13).

Источник	Масса МэВ/ $c^2$	Ширина, МэВ/ $c^2$
Калибровка массы	$\begin{smallmatrix} +3 \\ -0 \end{smallmatrix}$	0
Разрешение по массе	$\pm 0.1$	$\pm 7$
Форма фона	$\pm 1.4$	$\begin{smallmatrix} +25 \\ -0 \end{smallmatrix}$
Общая ошибка	$\begin{smallmatrix} +3.3 \\ -1.4 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +26 \\ -7 \end{smallmatrix}$

предположения о том, что среднее время жизни  $B_d^0$  и “среднего”  $b$ -адрона одинаковы. С учетом систематических ошибок (которые будут рассмотрены в следующем подразделе) аксептанс для событий из набора “смещенной вершины” составил, соответственно,  $A = 0.66 \pm 0.02$ .

### Систематические ошибки

**Масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$ .** Первая компонента систематической ошибки для массы составила  $(0, +3)$  МэВ/ $c^2$ , её величина определялась известным смещением оценок массы  $b$ -адронов в эксперименте D0. Второй компонентой систематической ошибки, как для массы, так и для ширины, является неопределенность в значении разрешения детектора по массе  $(17 \pm 2)$  МэВ/ $c^2$ . Эта компонента определялась как половина разности между результатами для массы и ширины, полученными при значениях разрешения в 15 и 19 МэВ/ $c^2$ . Третьей компонентой систематической ошибки является ошибка параметризации формы фона, она определялась по результатам фитов с использованием полиномов Чебышева третьего, четвертого и пятого порядка. Описанные выше результаты обобщены в Таб. 15.

**Число событий в сигнале  $Z_c^\pm(3900)$ .** В начале необходимо отметить, что статистические ошибки для числа событий в сигнале доминируют над систематическими ошибками, основные источники которых описаны ниже.

*Систематическая ошибка за счет разрешения по инвариантной массе  $Z_c^\pm(3900)$* , как и ранее эта ошибка определялась как половина разности между результатами для чисел событий в сигнале, полученных при значениях разрешения в 15 и 19 МэВ/ $c^2$ .

*Ошибка за счет выбора триггера.* Эта ошибка возникает за счет того, что некоторые одномуонные триггера содержат в себе требование наличия треков с ненулевым прицельным параметром. Количество событий в использованном наборе данных, отобранных с помощью именно таких триггеров, составляет 5 %. Соответственно, была введена ошибка  $\pm 5\%$  на число событий в сигнале для набора “смещенной вершины”.

*Ошибка на аксептанс для событий из набора “смещенной вершины”.* Измерения аксептанса базируются на предположении, что аксептансы для событий с непрямым рождением  $Z_c^\pm(3900)$  и событий с рождением  $B_d^0$  совпадают. В свою очередь, это предположение базируется на предположении о том, что среднее время жизни  $b$ -адронов, являющихся “родительскими” частицами для  $Z_c^\pm(3900)$ , и среднее время жизни мезона  $B_d^0$  совпадают. Среднемировое значение для времени жизни  $B_d^0$  на 3 % меньше, чем среднее время жизни, усредненное по всем  $b$ -адронам. Эта разница в среднем времени жизни соответствует разнице в 1 % в аксептансе. Кроме того, между различными каналами существует небольшая разница в распределениях по поперечному импульсу “родительского”  $b$ -адрона и поперечному импульсу частиц в конечном состоянии. Например, если для определения аксептанса использовать распад  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ,  $\phi \rightarrow K^+K^-$ , величина аксептанса получается равной  $A = 0.675 \pm 0.010$ . Для учета этой разницы была назначена ошибка в 2 % на аксептанс для событий из набора “смещенной вершины”.

*Модель, используемая для описания сигнала.* Эта ошибка определялась варьированием фиксированных в фитах массы и ширины сигнала на  $\pm 2.7$  МэВ/ $c^2$  и  $\pm 6.5$  МэВ/ $c^2$  соответственно, что соответствует  $\pm 1\sigma$ .

*Ошибка за счет выбора параметризации формы фона.* Для событий из набора “смещенной вершины” назначалась симметричная ошибка в соответствии с разницей между результатами, полученными с использованием полиномов Чебышева третьего, четвертого или пятого порядков. Для событий из набора “первичной вершины” назначалась несимметричная ошибка, равная разности между результатами, полученными с использованием полиномов Чебышева

Таблица 16 — Систематические ошибки на число событий в сигнале  $Z_c^\pm(3900)$  для событий в интервале инвариантных масс  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$  (см. Рис. 4.10 (с) и (d)).

Источник	“Смещенная вершина”	“Первичная вершина”
Разрешение по массе	$\pm 18$	$\pm 18$
Выбор триггера	$\pm 19$	...
Акцептанс	$\pm 7$	...
Масса сигнала	$\pm 11$	$\pm 55$
Ширина сигнала	$\pm 40$	$\pm 30$
Форма фона	$\pm 2$	$^{+0}_{-149}$
Общая ошибка	$\pm 49$	$^{+65}_{-163}$

пятого и четвертого порядков. Систематические ошибки на число событий в сигнале обобщены в Таб. 16.

### Вычисление верхнего предела на прямое рождение $Z_c^\pm(3900)$

Используя результаты фитов для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины” вместе в величине акцептанса для событий набора “смещенной вершины”, можно получить откорректированные с учетом акцептанса числа событий для прямого и непрямого рождения и, соответственно, их отношение. Эти величины определялись для диапазона  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ , в котором сигнал является статистически значимым.

Спектр инвариантных масс для событий из набора “первичной вершины” не демонстрирует в этой области значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$ , при этом количество фона тут весьма велико ( $5000 \pm 70$  событий). Однако центральное значение для числа событий в этой области сравнимо с таковым для событий из набора “смещенной вершины” (при значительно большей ошибке), а потому не может быть проигнорировано.

Для вычисления отношения чисел событий в сигнале от прямого и непрямого рождения мы, вначале, получим полное число событий в сигнале для непрямого рождения, для чего поделим число событий, полученное из фита для этого интервала масс (см. Таб. 14) на акцептанс  $A$ . Полученный результат для числа событий в сигнале от непрямого рождения составил  $N_{nonprompt} = 570 \pm 137$  (стат + сист).

В этом числе доля  $1 - A$  попадает в категорию событий “первичной вершины” и должна быть вычтена из числа событий в сигнале для набора “первичной вершины”, чтобы получить окончательное число событий с прямым рождением в нашем наборе данных. Соответственно, мы получаем результат для числа событий в сигнале от прямого рождения:  $N_{prompt} = 149 - (1 - 0.66) \times 570 = -45 \pm 237$ . В данном случае для получения величины ошибки статистические и систематические ошибки складывались квадратично. Соответственно, величина отношения  $r = N_{prompt}/N_{nonprompt} = -0.08_{-0.46}^{+0.38}$ .

Используя величину этого отношения, а также предполагая, что ошибки распределены в соответствии с распределением Гаусса и Байесовская априорная вероятность для величин  $r < 0$  равна 0, можно получить верхний предел для величины этого отношения равный 0.70 при 95% C.L.

## Заключение

Подводя итог результатам данного анализа можно подчеркнуть, что в коллаборации D0, с использованием расширенного набора данных (для его получения использовался алгоритм поиска, оптимизированный для треков с малым  $p_T$ ) был наблюден сигнал от последовательного процесса  $H_b \rightarrow \psi(4260) + anything$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ,  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ , имеющий статистическую значимость  $5.4\sigma$  для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ . Для этих событий были измерены масса и ширина состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2}$  (стат)  $_{-1.4}^{+3.3}$  (сист) МэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28}$  (стат)  $_{-7}^{+26}$  (сист) МэВ/ $c^2$ , что соответствует средним мировым значениям [86].

Также был выполнен поиск прямого рождения состояния  $\psi(4260)$  с последующим распадом на  $Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . В отсутствие статистически значимого

сигнала, был поставлен верхний предел на отношение числа событий от прямого и непрямого рождений  $r = N_{prompt}/N_{nonprompt} < 0.70$  при 95% C.L. Это значение для верхнего предела значительно меньше, чем значения отношения  $r$  для состояний  $X(3872)$  ( $r \approx 2 - 3$ ) [97; 98] и  $X(4140)$  ( $r \approx 1.5$ ) [94].

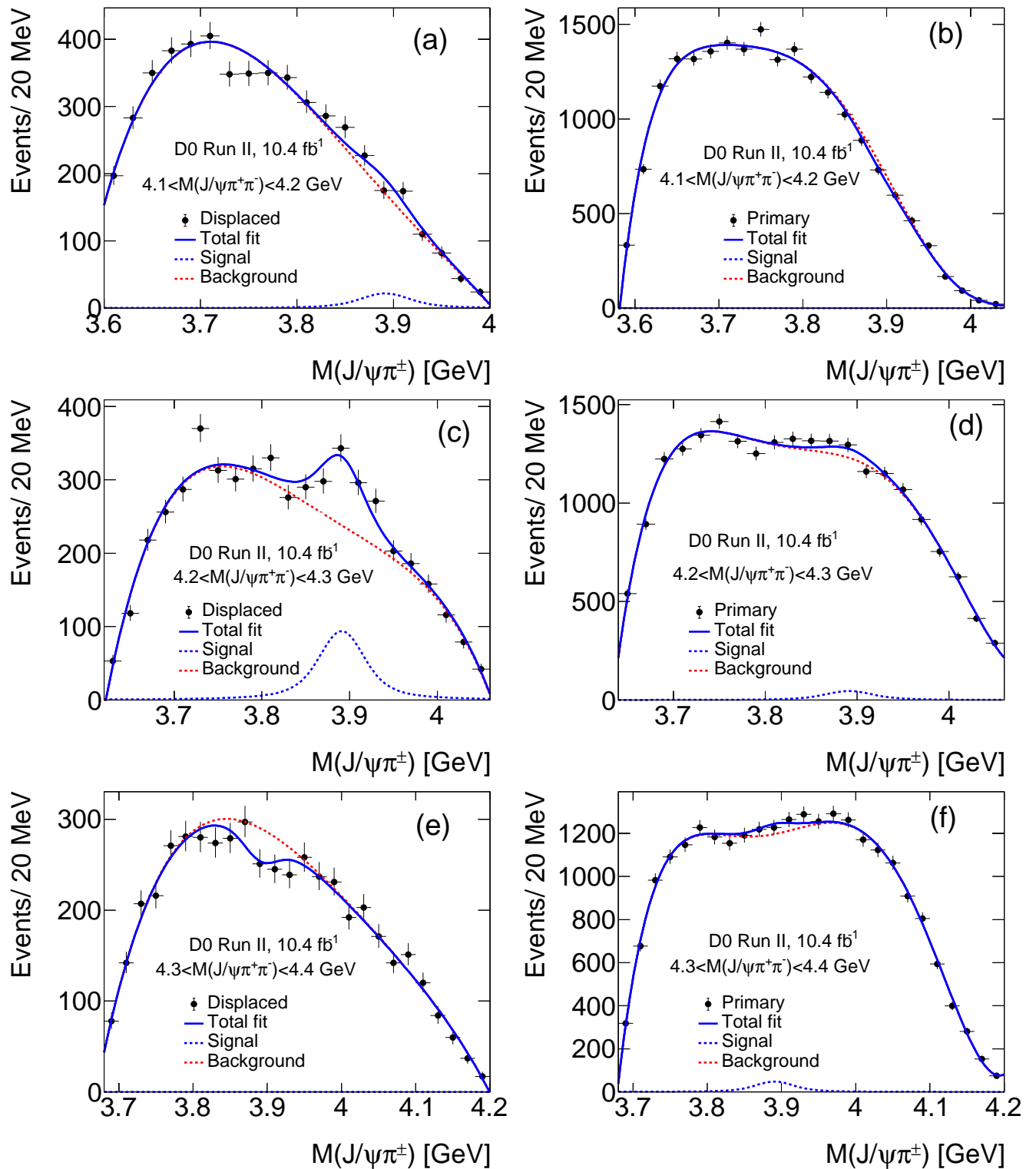


Рисунок 4.10 — Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для отобранных событий в трех интервалах по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , сверху вниз: 4.1 – 4.2, 4.2 – 4.3, 4.3 – 4.4 ГэВ/ $c^2$ . Слева – набор “смещенной вершины”, справа – набор “первичной вершины”. На распределения наложены результаты соотв. фитов (см. текст).



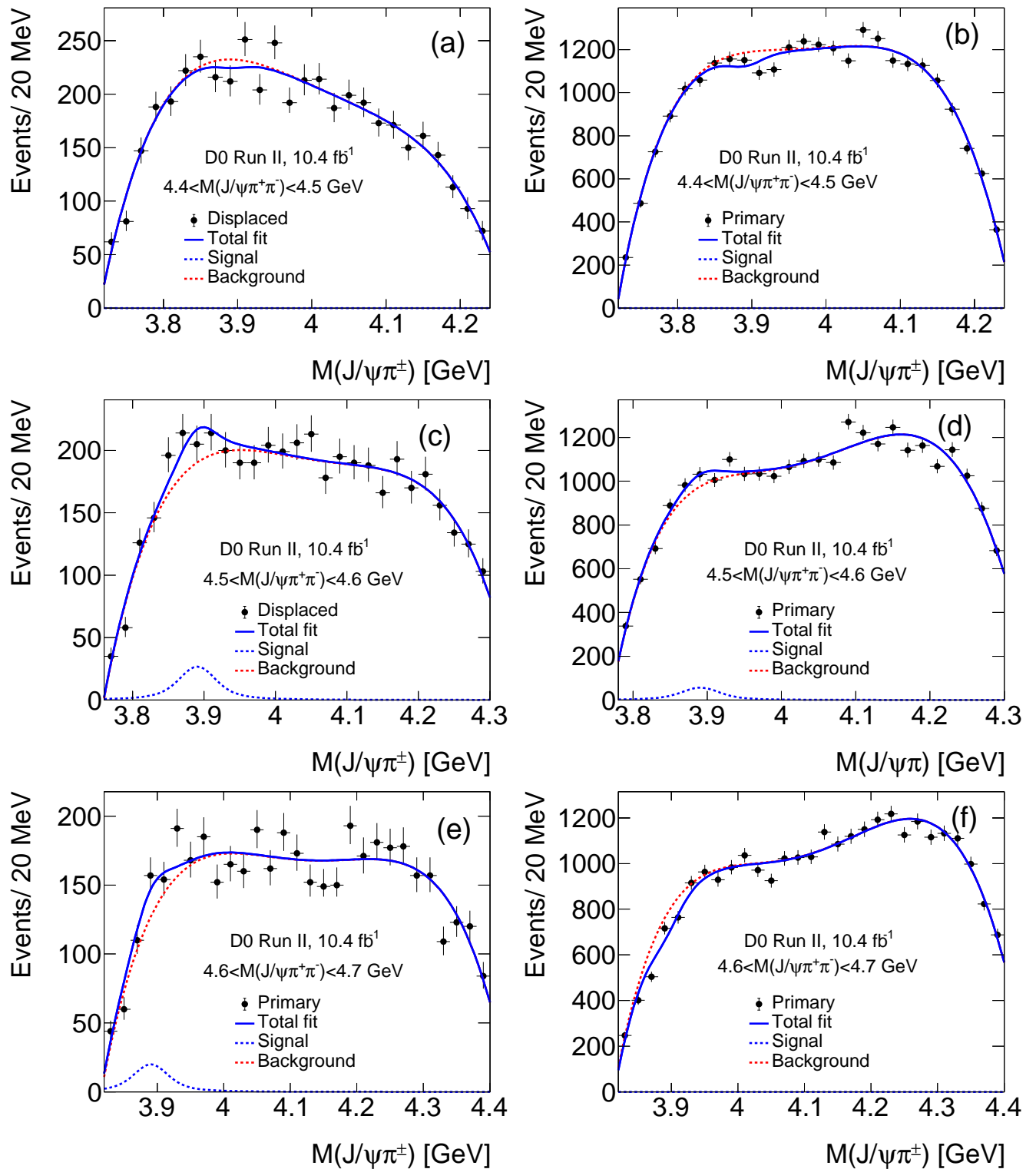


Рисунок 4.11 — Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для отобранных событий в трех интервалах по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , сверху вниз: 4.4 – 4.5, 4.5 – 4.6, 4.6 – 4.7 ГэВ/ $c^2$ . Слева – набор “смещенной вершины”, справа – набор “первичной вершины”. На распределения наложены результаты соотв. фитов (см. текст).

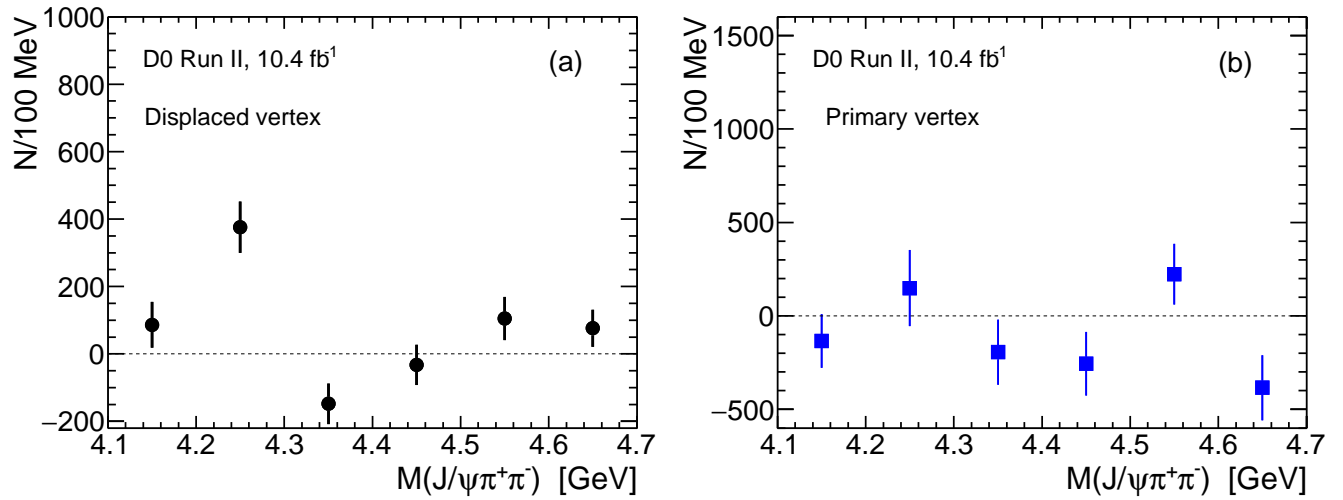


Рисунок 4.12 — Выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ для шести интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6 и 4.6–4.7 ГэВ/ $c^2$  для (а) набора “смещенной вершины” и (b) набора “первичной вершины”. Точки располагаются в центрах соотв. бинов.

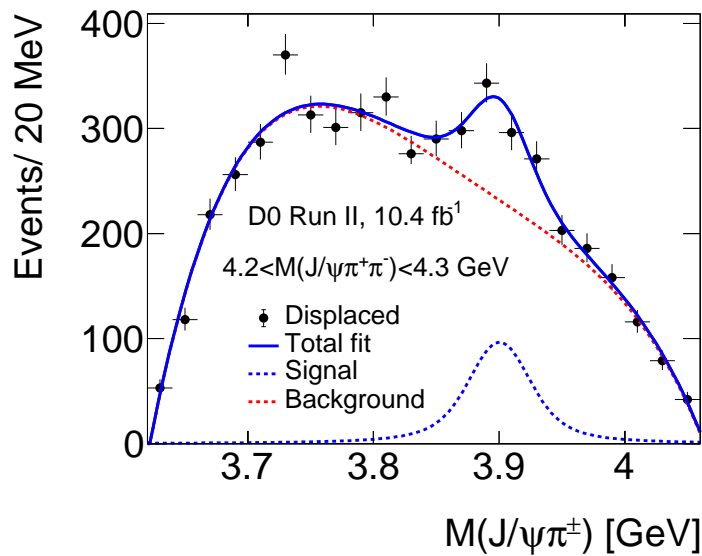


Рисунок 4.13 — Распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$  и набора “смещенной вершины”. Сплошной линией показан общий результат фита; штриховыми линиями показаны сигнал, параметризованный с помощью функции релятивистского Брейт-Вигнера с нефиксированной массой и шириной, и фон, параметризованный с помощью полиномов Чебышева четвертого порядка.

## Заключение

В диссертации представлены итоги работы автора в трех рабочих группах коллаборации D0: группе по поиску новой физики, группе по изучению явлений квантовой хромодинамики и группе по изучению  $b$ -физики за период с 2004 по 2019 годы. Основные результаты этой работы, представленные в диссертации, могут быть сформулированы следующим образом:

1. Разработана методика мониторинга работы передней мюонной системы и системы измерения светимости эксперимента D0 на основе измерения мюонных выходов. С помощью этой методики выполнялось регулярное долговременное мониторингирование стабильности работы этих систем в 2004 – 2011 годах.
2. Проведен поиск суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса в рамках модели минимальной суперсимметрии (MSSM) в конечном состоянии с тремя лептонами и большой недостающей энергией на статистике, соответствующей интегральной светимости  $2.3 \text{ фб}^{-1}$ . В результате этой работы поставлены верхние пределы на сечение  $\sigma(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0) \times Br(3l)$ , которые, преобразованные в область исключения на плоскости параметров  $(m_0, m_{1/2})$ , на момент публикации этого результата значительно расширяли эту область в сравнении с результатами других экспериментов по поиску гаужино и слептонов, будучи на тот момент самыми строгими в мире.
3. Проведен поиск RS-гравитонов, распадающихся на пару фотонов или электронов, на статистике, соответствующей интегральной светимости  $5.4 \text{ фб}^{-1}$ . Поставлены верхние пределы на величину сечения  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times Br(G \rightarrow ee)$  для первого КК гравитона и поставлен нижний предел на его массу от 560 до 1050 ГэВ/ $c^2$  для значений параметра  $0.01 \leq k/\bar{M}_P \leq 0.1$ . На момент публикации этой работы (2010 год) это были самые строгие в мире ограничения на параметры модели RS.
4. Исследованы события с двумя фотонами, имеющими большой поперечный импульс, и большой недостающей энергией, на статистике, соответствующей интегральной светимости  $6.3 \text{ фб}^{-1}$ . Проведена интерпретация результатов этого исследования в рамках двух моделей: суперсимметрии (GMSB) и универсальных дополнительных измерений

(UED). Сделано заключение о том, что в спектре по недостающей энергии для событий  $\gamma\gamma + \cancel{E}_T + X$  не наблюдается статистически значимых отклонений от предсказаний стандартной модели. Для модели GMSB значения для эффективного масштаба нарушения суперсимметрии  $\Lambda < 124$  ТэВ исключены на уровне значимости 95 %. Массы для легчайшего нейтралино  $m(\tilde{\chi}_1^0) < 175$  ГэВ/ $c^2$  также исключены, что на момент публикации этой работы являлось лучшим в мире результатом в рамках модели GMSB SUSY. Впервые проведена оценка чувствительности к модели UED с распадами частиц КК, вызванными гравитационными взаимодействиями. В результате исключены значения радиуса компактификации  $R^{-1} < 477$  ГэВ на уровне значимости 95 %.

5. Впервые на ускорителе Тэватрон наблюдалось парное рождение  $J/\psi$  мезонов и показано, что оно идет как за счет однопартонных, так и за счет двухпартонных взаимодействий. Впервые измерены сечения парного рождения  $J/\psi$  для обоих случаев. Также измерено эффективное сечение двухпартонных взаимодействий  $\sigma_{eff}$  и показано, что его величина находится в согласии с результатами предыдущих измерений для конечных состояний с 4 струями, где доминируют глюон-глюонные взаимодействия в начальном состоянии, но измеренное значение  $\sigma_{eff}$  заметно меньше значений, полученных для систем  $\gamma(W) + jets$ , где доминируют кварк-кварковые и кварк-глюонные взаимодействия в начальном состоянии. Это может указывать на меньшее среднее расстояние между глюонами в поперечной плоскости, чем среднее расстояние между кварками или кварками и глюонами, свидетельство этого впервые получено в данном анализе и, впоследствии, подтверждено на БАК.
6. Впервые представлено свидетельство совместного рождения  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  мезонов, статистическая значимость этого результата составила  $3.2\sigma$ . При условиях  $p_T^\mu > 2$  ГэВ/ $c$ ,  $|\eta^\mu| < 2$ , накладываемых на мюоны от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , измерено сечение их совместного рождения, а также эффективное сечение двухпартонных взаимодействий в предположении, что совместное рождение  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  идет только через двухпартонные взаимодействия. Величина измеренного сечения подтверждает предположение, что глюоны занимают меньшую область внутри нуклонов по сравнению с кварками.

7. Выполнен поиск рождения экзотического состояния  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов  $H_b \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^- + anything$ . Впервые получены свидетельства рождения состояния  $Z_c^\pm(3900)$  в вышеуказанном процессе, которое коррелировано с системой  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне инвариантных масс 4.2–4.7 ГэВ/ $c^2$ , включающем в себя нейтральные  $c\bar{c}$ -подобные состояния  $\psi(4260)$  и  $\psi(4360)$ . Статистическая значимость сигнала, с учетом систематических ошибок, составила  $4.6\sigma$ . Измерено значение отношения  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*) = 0.085 \pm 0.019$ . Также подтверждено отсутствие статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  и получен верхний предел на отношение скорости распадов  $B_d^0 \rightarrow Z_c^\pm(3900)K^\mp$  относительно  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , который составил 0.015 при 90 % С.Л.
8. Впервые выполнен поиск прямого рождения состояния  $\psi(4260)$  с последующим распадом на  $Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . В отсутствие статистически значимого сигнала поставлен верхний предел на отношение числа событий от прямого и непрямого рождений  $r = N_{prompt}/N_{nonprompt} < 0.70$  при 95% С.Л. Новым результатом явилось то, что это значение для верхнего предела значительно меньше, чем значения отношения  $r$  для других экзотических состояний, таких как  $X(3872)$  ( $r \approx 2 - 3$ ) или  $X(4140)$  ( $r \approx 1.5$ ).

Таким образом основными научными достижениями диссертационной работы являются получение в эксперименте D0 новых пределов (рекордных на момент их публикации) на возможные проявления новой физики; обнаружение уменьшения эффективного сечения двухпартонных взаимодействий в глюон-глюонных взаимодействиях по сравнению с кварк-кварковыми и кварк-глюонными взаимодействиями в начальном состоянии; свидетельство рождения состояния  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов и измерение верхнего предела на отношение числа событий от прямого и непрямого рождений  $Z_c^\pm(3900)$ , которое оказалось значительно меньше, чем значения этого отношения для других экзотических состояний.

### Благодарности

Результаты, представленные в данной диссертационной работе, были получены в составе больших коллективов, прежде всего коллаборации D0 и,

особенно, группы ИФВЭ в составе этой коллаборации. Автор выражает большую благодарность участникам этих коллективов, особенно руководителю группы ИФВЭ в коллаборации D0, действительному члену РАН Сергею Петровичу Денисову, а также одному из руководителей коллаборации D0 Дмитрию Сергеевичу Денисову. Также хотелось бы выразить большую благодарность Д. Бандурину, П. Свойскому и А. Г. Друцкому за их большой вклад в совместные исследования. Автор благодарен руководству ИФВЭ, коллаборации D0 и Национальной лаборатории имени Ферми за предоставленную возможность заниматься этими исследованиями.

## Список литературы

1. The upgraded D0 detector [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // NIM A. — 2006. — Vol. 565. — P. 463.
2. *Weinberg, S.* Implications of dynamical symmetry breaking [Текст] / S. Weinberg // Phys. Rev. D. — 1976. — Vol. 13. — P. 974.
3. *Weinberg, S.* Implications of dynamical symmetry breaking: An addendum [Текст] / S. Weinberg // Phys. Rev. D. — 1979. — Vol. 19. — P. 1277.
4. *Martin, S. P.* A Supersymmetry Primer [Электронный ресурс] / S. P. Martin // arXiv:hep-ph/9709356v7. — 2016. — Jan.
5. Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of data [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 680. — P. 34.
6. *Попов, А. В.* Поиск новой физики в эксперименте D0: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72, № 4. — С. 743—754.
7. *Попов, А. В.* Новые результаты поиска физики за пределами стандартной модели в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2010. — Т. 73, № 6. — С. 1052—1062.
8. *Попов, А. В.* Поиски новой физики на Теватроне: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 3. — С. 498—507.
9. High-energy-physics event generation with Pythia 6.1 [Текст] / T. Sjöstrand [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2001. — Vol. 135. — P. 238.
10. *Sjöstrand, T.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual [Текст] / T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands // JHEP. — 2006. — Vol. 0605. — P. 026.
11. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions [Текст] / M. I. Mangano [et al.] // JHEP. — 2003. — Vol. 0307. — P. 001.
12. *Brun, R.* CERN Program Library Long Writeup [Текст] / R. Brun, F. Carmignati // W5013. — 1993.

13. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis [Текст] / J. Pumplin [et al.] // JHEP. — 2002. — Vol. 0207. — P. 012.
14. Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics [Текст] / D. Stump [et al.] // JHEP. — 2003. — Vol. 0310. — P. 046.
15. *Nilles, H. P.* Supersymmetry, supergravity and particle physics [Текст] / H. P. Nilles // Phys. Rep. — 1984. — Vol. 110. — P. 1.
16. *Allanach, B. C.* SOFUSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra [Текст] / B. C. Allanach // Comput. Phys. Commun. — 2002. — Vol. 143. — P. 305.
17. Measurement of  $\sigma(pp \rightarrow Z + X) Br(Z \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 670. — P. 292.
18. *Blazey, G. C.* Run II Jet Physics [Электронный ресурс] / G. C. Blazey // arXiv:hep-ex/0005012. — 2000. — May.
19. URL: <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>; — LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, notes LEPSUSYWG/01-03.1 and 04-01.1.
20. Search for Supersymmetry in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV Using the Tripleton Signature for Chargino-Neutralino Production [Текст] / T. Aaltoonen [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 251801.
21. *Muhlleitner, M.* SDECAY: a Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM [Текст] / M. Muhlleitner, A. Djouadi, Y. Mambrini // Comput. Phys. Commun. — 2005. — Vol. 168. — P. 46.
22. *Arkani-Hamed, N.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter [Текст] / N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 429. — P. 263.
23. New Dimensions at a Millimeter to a Fermi and Superstrings at a TeV [Текст] / I. Antoniadis [et al.] // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 436. — P. 257.



24. *Arkani-Hamed, N.* Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity [Текст] / N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali // Phys. Rev. D. — 1999. — Vol. 59. — P. 086004.
25. *Arkani-Hamed, N.* Stabilization of submillimeter dimensions: The new guise of the hierarchy problem [Текст] / N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, J. March-Russell // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 63. — P. 064020.
26. *Randall, L.* Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension [Текст] / L. Randall, R. Sundrum // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 3370.
27. *Appelquist, T.* Bounds on universal extra dimensions [Текст] / T. Appelquist, H. -. Cheng, B. A. Dobrescu // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 64. — P. 035002.
28. Search for Randall-Sundrum Gravitons with  $1 \text{ fb}^{-1}$  of Data from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 091802.
29. Search for Randall-Sundrum Gravitons in the Dielectron and Diphoton Final States with  $5.4 \text{ fb}^{-1}$  of Data from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 104. — P. 241802.
30. A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions [Текст] / T. Binoth [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2000. — Vol. 16. — P. 311.
31. *Fisher, W.* Systematics and Limit Calculations [Текст] : tech. rep. / W. Fisher ; FERMILAB-TM-2386-E. — 2006.
32. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in  $6.3 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 221802.
33. *Попов, А. В.* Последние результаты поисков новой физики в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2013. — Т. 76, № 9. — С. 1182—1186.
34. *Rizzo, T. G.* Probes of universal extra dimensions at colliders [Текст] / T. G. Rizzo // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 64. — P. 095010.

35. New signal for universal extra dimensions [Текст] / C. Macesanu [et al.] // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 546. — P. 253.
36. The Phenomenology of universal extra dimensions at hadron colliders [Текст] / C. Macesanu [et al.] // Int. J. Mod. Phys. A. — 2006. — Vol. 21. — P. 2259.
37. Measurement of direct photon pair production cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 690. — P. 108.
38. MadGraph/MadEvent v4: the new web generation [Текст] / J. Alwall [et al.] // J. High Energy Phys. — 2007. — Vol. 09. — P. 028.
39. The Snowmass Points and Slopes: Benchmarks for SUSY Searches [Текст] / B. C. Allanach [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2002. — Vol. 25. — P. 113.
40. Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUSpect-SdecaY-Hdecay-Interface) [Текст] / M. M. Mühlleitner [et al.] // Acta Phys. Pol. B. — 2007. — Vol. 38. — P. 635.
41. Squark and Gluino Production at Hadron Colliders [Текст] / W. Beenakker [et al.] // Nucl. Phys. B. — 1997. — Vol. 492. — P. 51.
42. Production of Charginos, Neutralinos, and Sleptons at Hadron Colliders [Текст] / W. Beenakker [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 3780.
43. *Junk, T.* Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics [Текст] / T. Junk // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 1999. — Vol. 434. — P. 435.
44. *Bandurin, D.* Double parton interactions as a background to associated HW production at the Tevatron [Текст] / D. Bandurin, G. Golovanov, N. Skachkov // J. High Energy Phys. — 2011. — Vol. 04. — P. 054.
45. *Calucci, G.* Proton structure in transverse space and the effective cross section [Текст] / G. Calucci, D. Treleani // Phys. Rev. D. — 1999. — Vol. 60. — P. 054023.
46. *Sjöstrand, T.* A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions [Текст] / T. Sjöstrand, M. van Zijl // Phys. Rev. D. — 1987. — Vol. 36. — P. 2019.

47. Evidence for  $\psi\psi$  production in  $\pi^-$  interactions at 150 and 280 GeV/c [Текст] / J. Badier [et al.] // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 114. — P. 457.
48.  $\psi\psi$  production and limits on beauty meson production from 400 GeV/c protons [Текст] / J. Badier [et al.] // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 158. — P. 85.
49. Observation of double charm production involving open charm in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Текст] / R. Aaij [et al.] // J. High Energy Phys. — 2012. — Vol. 06. — P. 141.
50. Double  $J/\psi$ -meson Production at LHC and 4c-tetraquark state [Текст] / A. V. Berezhnoy [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 094023.
51. Qiao, C.-F.  $J/\psi$  pair production at the Fermilab Tevatron [Текст] / C.-F. Qiao // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66. — P. 057504.
52. Qiao, C.-F.  $J/\psi$  pair production at the Tevatron with  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / C.-F. Qiao, L.-P. Sun // Chin. Phys. C. — 2013. — Vol. 37. — P. 033105.
53. Production of  $J/\psi$  Mesons from  $\chi_c$  Meson Decays in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV [Текст] / F. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Vol. 79. — P. 578.
54. Observation and studies of double  $J/\psi$  production at the Tevatron [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — 111101(R).
55. Попов, А. В. Исследование одиночного и парного рождения  $J/\psi$  частиц в эксперименте D0 на ускорителе Тэватрон [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика и инжиниринг. — 2016. — Т. 7, № 6. — С. 559—562.
56. Measurement of the  $J/\psi$  meson and b-hadron production cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1960$  GeV [Текст] / D. Acosta [et al.] // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 71. — P. 032001.
57. Herwig++ Physics and Manual [Текст] / M. Bahr [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2008. — Vol. 58. — P. 639.
58. Muon reconstruction and identification with the Run II D0 detector [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // NIM A. — 2014. — Vol. 737. — P. 281.

59. *Collins, J. C.* Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions [Текст] / J. C. Collins, D. E. Soper // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 16. — P. 2219.
60. Interparticle correlations in the production of  $J/\psi$  pairs in proton-proton collisions [Текст] / S. P. Baranov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87. — P. 034035.
61. *Jung, H.*  $k_t$ -factorization and CCFM: The solution for describing the hadronic final states everywhere? [Текст] / H. Jung // Mod. Phys. Lett. A. — 2004. — Vol. 19. — P. 1.
62. *Qiao, C.-F.* DJpsiFDC: an event generator for the process  $gg \rightarrow J/\psi J/\psi$  at the LHC [Текст] / C.-F. Qiao, J. Wang, Y.-H. Zheng // Chin. Phys. C. — 2011. — Vol. 35. — P. 209.
63. *Lansberg, J.-P.* Production of  $J/\psi + \eta_c$  versus  $J/\psi + J/\psi$  at the LHC: Importance of Real  $\alpha_s^5$  Corrections [Текст] / J.-P. Lansberg, H.-S. Shao // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 122001.
64. Double parton scattering in pp collisions at  $\sqrt{s} = 63$  GeV [Текст] / T. Akeson [et al.] // Z. Phys. C. — 1987. — Vol. 34. — P. 163.
65. Study of four-jet events and evidence for double parton interactions in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV [Текст] / F. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 1993. — Vol. 47. — P. 4857.
66. Double parton scattering in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV [Текст] / F. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 1997. — Vol. 56. — P. 3811.
67. Double parton interactions in  $\gamma + 3$  jet and  $\gamma + b/cjet + 2$  jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89. — P. 072006.
68. Measurement of hard double-parton interactions in  $W(\rightarrow l\nu) + 2$ -jet events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector [Текст] / G. Aad [et al.] // New J. Phys. — 2013. — Vol. 15. — P. 033038.
69. Study of double parton scattering using  $W + 2$ -jet events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Текст] / S. Chatrchyan [et al.] // J. High Energy Phys. — 2014. — Vol. 03. — P. 032.

70. Measurement of the prompt  $J/\psi$  pair production cross-section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector [Текст] / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77. — P. 76.
71. *Baranov, S. P.* Double heavy meson production through double parton scattering in hadronic collisions [Текст] / S. P. Baranov, A. Snigirev, N. P. Zotov // Phys. Lett. B. — 2011. — Vol. 705. — P. 116.
72. Measurement of Inclusive Differential Cross Sections for  $\Upsilon(1S)$  Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 94. — P. 232001.
73. Evidence for Simultaneous Production of  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  Mesons [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 116. — P. 082002.
74. *Strikman, M.* Chiral dynamics and partonic structure at large transverse distances [Текст] / M. Strikman, C. Weiss // Phys. Rev. D. — 2009. — Vol. 80. — P. 114029.
75. *Gell-Mann, M.* A Schematic Model of Baryons and Mesons [Текст] / M. Gell-Mann // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 8. — P. 214.
76. *Zweig, G.* An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking [Текст] : tech. rep. / G. Zweig ; CERN-TH-4011964. — 1964.
77. Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$  Decays [Текст] / S. K. Choi [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 262001.
78. *Olsen, S.* Nonstandard heavy mesons and baryons: Experimental evidence [Текст] / S. Olsen, T. Skwarnicki, D. Zieminska // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Vol. 90. — P. 015003.
79. *Tornqvist, N. A.* From the deuteron to deusons, an analysis of deuteronlike meson-meson bound states [Текст] / N. A. Tornqvist // Z. Phys. C. — 1994. — Vol. 61. — P. 525.
80. *Dubynskiy, S.* Hadro-Charmonium [Текст] / S. Dubynskiy, M. B. Voloshin // Phys. Lett. B. — 2008. — Vol. 666. — P. 344.
81. *Braaten, E.* How the  $Z_c(3900)$  Reveals the Spectra of Charmonium Hybrids and Tetraquarks [Текст] / E. Braaten // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 162003.

82. *Braaten, E.* Born-Oppenheimer approximation for the  $XYZ$  mesons [Текст] / E. Braaten, C. Langmack, D. H. Smith // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — P. 014044.
83. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$  at  $\sqrt{s} = 4.26$  GeV [Текст] / M. Ablikim [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 252001.
84. Study of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$  and Observation of a Charged Charmoniumlike State at Belle [Текст] / Z. Liu [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 252002.
85. Observation of a Charged  $(D\bar{D}^*)^\pm$  Mass Peak in  $e^+e^- \rightarrow \pi D\bar{D}^*$  at  $\sqrt{s} = 4.26$  GeV [Текст] / M. Ablikim [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 022001.
86. Review of particle physics [Текст] / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 030001.
87. Precise Measurement of the  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$  Cross Section at Center-of-Mass Energies from 3.77 to 4.60 GeV [Текст] / M. Ablikim [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118. — P. 092001.
88. Observation of a new charged charmoniumlike state in  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$  decays [Текст] / K. Chilikin [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — P. 112009.
89. Measurement of the resonant and  $CP$  components in  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  decays [Текст] / R. Aaij [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — P. 012003.
90. Study of the  $X(3872)$  and  $Y(4269)$  in  $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^0$  and  $B^- \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^-$  decays [Текст] / B. Aubert [et al.] // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — 011101(R).
91. Evidence for  $Z_c^\pm(3900)$  in semi-inclusive decays of  $b$ -flavored hadrons [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 052010.
92. *Popov, A.* The New Results from Multi-quark Exotic States Searches at D0 Experiment [Текст] / A. Popov // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012035.

93. *Cavanaugh, J. E.* Unifying the derivations for the Akaike and corrected Akaike information criteria [Текст] / J. E. Cavanaugh // Stat. Probab. Lett. — 1997. — Vol. 33. — P. 201.
94. Inclusive Production of the  $X(4140)$  State in  $p\bar{p}$  Collisions at D0 [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — P. 232001.
95.  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Текст] / S. Chatrchyan [et al.] // J. High Energy Phys. — 2012. — Vol. 02. — P. 011.
96. Observation and Properties of the  $X(3872)$  Decaying to  $J/\psi\pi^+\pi^-$  in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 93. — P. 162002.
97. Measurement of the  $X(3872)$  production cross section via decays to  $J/\psi\pi^+\pi^-$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Текст] / S. Chatrchyan [et al.] // J. High Energy Phys. — 2013. — Vol. 04. — P. 154.
98. Measurements of  $\psi(2S)$  and  $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector [Текст] / M. Aaboud [et al.] // J. High Energy Phys. — 2017. — Vol. 01. — P. 117.
99. *Попов, А. В.* Последние результаты по поиску и изучению экзотических состояний в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика и инжиниринг. — 2020. — Т. 11, № 2. — С. 114–122.
100. *Попов, А. В.* Search for and Study of Exotic Hadrons in the Fermilab D0 Experiment: Recent Results [Текст] / А. В. Попов // Physics of Atomic Nuclei. — 2020. — Vol. 83, no. 9. — P. 1383–1390.
101. Properties of  $Z_c^\pm(3900)$  produced in  $p\bar{p}$  collisions [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 100. — P. 012005.

### Публикации автора по теме диссертации

5. Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of data [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 680. — P. 34.

6. *Попов, А. В.* Поиск новой физики в эксперименте D0: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72, № 4. — С. 743—754.
7. *Попов, А. В.* Новые результаты поиска физики за пределами стандартной модели в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2010. — Т. 73, № 6. — С. 1052—1062.
8. *Попов, А. В.* Поиски новой физики на Теватроне: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 3. — С. 498—507.
17. Measurement of  $\sigma(pp\bar{p} \rightarrow Z + X)Br(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$  at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 670. — P. 292.
28. Search for Randall-Sundrum Gravitons with  $1 \text{ fb}^{-1}$  of Data from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 091802.
29. Search for Randall-Sundrum Gravitons in the Dielectron and Diphoton Final States with  $5.4 \text{ fb}^{-1}$  of Data from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 104. — P. 241802.
32. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in  $6.3 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 221802.
33. *Попов, А. В.* Последние результаты поисков новой физики в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2013. — Т. 76, № 9. — С. 1182—1186.
37. Measurement of direct photon pair production cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 690. — P. 108.
54. Observation and studies of double  $J/\psi$  production at the Tevatron [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — 111101(R).
55. *Попов, А. В.* Исследование одиночного и парного рождения  $J/\psi$  частиц в эксперименте D0 на ускорителе Тэватрон [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика и инжиниринг. — 2016. — Т. 7, № 6. — С. 559—562.
58. Muon reconstruction and identification with the Run II D0 detector [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // NIM A. — 2014. — Vol. 737. — P. 281.



67. Double parton interactions in  $\gamma + 3$  jet and  $\gamma + b/cjet + 2$  jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89. — P. 072006.
73. Evidence for Simultaneous Production of  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  Mesons [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 116. — P. 082002.
91. Evidence for  $Z_c^\pm(3900)$  in semi-inclusive decays of  $b$ -flavored hadrons [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 052010.
92. *Popov, A.* The New Results from Multi-quark Exotic States Searches at D0 Experiment [Текст] / A. Popov // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012035.
94. Inclusive Production of the  $X(4140)$  State in  $p\bar{p}$  Collisions at D0 [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — P. 232001.
99. *Попов, А. В.* Последние результаты по поиску и изучению экзотических состояний в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика и инжиниринг. — 2020. — Т. 11, № 2. — С. 114–122.
100. *Popov, A. V.* Search for and Study of Exotic Hadrons in the Fermilab D0 Experiment: Recent Results [Текст] / A. V. Popov // Physics of Atomic Nuclei. — 2020. — Vol. 83, no. 9. — P. 1383–1390.
101. Properties of  $Z_c^\pm(3900)$  produced in  $p\bar{p}$  collisions [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 100. — P. 012005.

## Список рисунков

1.1	Общий вид на детектор D0 (в разрезе) с внутренней стороны кольца коллайдера Тэватрон. . . . .	13
1.2	Вид в разрезе на центральную трековую систему. Также показаны соленоид, предливневые детекторы, монитор светимости и калориметрическая система. .	14
1.3	Общий вид на центральный и два торцевых калориметра в изометрической проекции. . . . .	15
1.4	Общий вид на мюонную систему D0: расположение дрейфовых камер. . . . .	17
1.5	Общий вид на мюонную систему D0: расположение сцинтилляционных счетчиков.	18
1.6	Слева: Нормированные одномюонные выходы в зависимости от времени. Справа: Нормированные одномюонные выходы в зависимости от мгновенной светимости. . . . .	19
1.7	Общая схема триггерной системы и системы сбора данных эксперимента D0. . .	20
2.1	Основные моды рождения и распада чаржино и нейтралино, рассматриваемые в данной работе. . . . .	30
2.2	Инвариантная масса $m_{\mu\mu}$ (канал $\mu\mu l$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий I (см. Таб. 3) для варианта low $p_T$ . . . . .	35
2.3	Недостающая поперечная энергия $E_T$ (канал $\mu\tau l$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий I (см. Таб. 5). . . . .	35
2.4	Минимальная поперечная масса $m_T^{min}$ (канал $e\mu l$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), перед применением условия на $m_T^{min}$ (см. Таб. 4) для варианта low $p_T$ . . . . .	35
2.5	Поперечный импульс не идентифицируемого трека (канал $e\mu l$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий III (см. Таб. 4) для варианта low $p_T$ . . . . .	35
2.6	Поперечный импульс второго $\tau$ -лептона (канал $\mu\tau\tau$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы), после применения условий III (см. Таб. 5).	38

- 2.7 Распределение по инвариантной массе  $m_{ee}$  (канал  $eel$ ) для данных (точки), фоновых процессов стандартной модели (закрашенные гистограммы) и сигнала SUSY (незакрашенные гистограммы). Применены все отборы за исключением отбора по  $m_{ee}$  для варианта low  $p_T$ . . . . . 38
- 2.8 Верхний предел на уровне значимости 95% на  $\sigma \times \text{BR}(3l)$  в зависимости от массы чаржино, в сравнении с ожидаемыми результатами от двух сценариев SUSY (см. текст). Ошибки рассматриваемых сценариев показаны заштрихованными полосами. . . . . 41
- 2.9 Область на плоскости параметров  $m_0 - m_{1/2}$  исключенная благодаря данному анализу, поискам чаржино и слептонов на LEP [19] и в эксперименте CDF (линия) [20]. Прочие параметры mSUGRA брались равными  $\text{tg}\beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$ . . . . . 41
- 2.10 Верхний предел на уровне значимости 95% на  $\sigma \times \text{BR}(3l)$  в зависимости от  $\text{tg}\beta$ , в сравнении с предсказанием модели mSUGRA для массы чаржино  $130 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $m_{\tilde{\tau}} - m_{\tilde{\chi}_2^0} = 1 \text{ ГэВ}/c^2$ . . . . . 42
- 2.11 Диаграмма, представляющая парное рождение  $KK$ -кварков ( $Q_1$ ) – слева, с последующим каскадным распадом  $Q_1$  на  $KK$ -состояния, соответствующие калибровочному бозону ( $Z_1$ ), лептону ( $l_1$ ) и фотону ( $\gamma_1$ ) плюс частицы стандартной модели (кварки и лептоны) – справа. . . . . 48
- 2.12 Спектр по инвариантной массе для данных: (a) –  $ee$  и (b) –  $\gamma\gamma$  (точки с ошибками). На рисунках также показаны фоны стандартной модели и ожидаемое распределение от сигнала при значении параметров модели  $M_1 = 300, 450, 600 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $k/\bar{M}_P = 0.02$  (см. легенду). . . . . 51
- 2.13 Слева: верхний предел на сечение  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times \text{Br}(G \rightarrow ee)$  на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и теоретическими предсказаниями для различных значений параметра  $k/\bar{M}_P$ . Справа: верхний предел на  $k/\bar{M}_P$  в зависимости от  $M_1$  на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и результатом, полученным в предыдущем анализе [28]. . . . . 53
- 2.14 Распределение по  $E_T$  для отобранных событий  $\gamma\gamma$  (точки с ошибками) в сравнении с ожидаемым фоном от процессов стандартной модели, а также с ожидаемыми распределениями по  $E_T$  в присутствии событий от процессов GMSB и UED с заданными значениями  $\Lambda$  и  $R^{-1}$  соответственно. . . . . 59

2.15	Теоретические сечения для моделей GMSB (слева) и UED (справа) вместе с ожидаемыми и наблюдаемыми верхними пределами на соответствующие сечения на уровне значимости 95% в зависимости от $\Lambda$ и $R^{-1}$ соответственно. Для модели GMSB приведены соответствующие массы легчайших нейтралино ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) и чаржино ( $\tilde{\chi}_1^\pm$ ). Для модели UED приведены соответствующие массы КК кварка и КК глюона. Масса КК фотона приблизительно равна $R^{-1}$ . . . . .	60
3.1	Схематический вид двухпартонного взаимодействия с прицельным параметром $b$ .	63
3.2	Значения $\sigma_{eff}$ полученные в нескольких экспериментах для различных процессов.	64
3.3	Типичные диаграммы Фейнмана для парного рождения $J/\psi$ при больших значениях $p_T$ на адронных коллайдерах. Слева: в двухпартонных взаимодействиях. Справа: в однопартонных взаимодействиях. . . . .	65
3.4	Распределение по инвариантной массе двух мюонов с наложенным результатом фита. Слева: для событий, прошедших триггеры ZB или MB. Справа: для событий, прошедших триггеры ZB или MB плюс один из двухмюонных триггеров. Подробности в тексте. . . . .	68
3.5	Слева: Распределение по $p_T(J/\psi)$ для данных и сгенерированных событий SJ CS (точки с ошибками) отнормированных к данным по интегралу. Справа: Отношение данные/МС для распределений на левом рисунке с наложенным результатом фита. Подробности в тексте. . . . .	69
3.6	2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от $p_T$ мюонов от распада $J/\psi$ . . . . .	70
3.7	Процедура вычитания фона, слева показано 2-D распределение по $(M_{\mu\mu}, p_T^{prob})$ , справа - распределение по $M_{\mu\mu}$ для одного из бинов по $p_T^{prob}$ вышеупомянутого распределения с наложенным результатом фита (детали в тексте). . . . .	72
3.8	Эффективность идентификации для мюонов категории "loose" в данных. Слева: в зависимости от $p_T^{prob}$ . Справа: в зависимости от $\eta^{prob}$ . Подробности в тексте. . . . .	73
3.9	Эффективность идентификации для мюонов категории "loose" в МС. Слева: в зависимости от $p_T^{prob}$ . Справа: в зависимости от $\eta^{prob}$ . Подробности в тексте. . .	73
3.10	Корректирующие коэффициенты от данных к МС для эффективности идентификации мюонов (MuID SF) в зависимости от (a) $p_T$ и (b) $ \eta $ мюона (детали в тексте). . . . .	74

- 3.11 Распределения по  $p_T^{J/\psi}$  (слева) и  $\eta^{J/\psi}$  (справа), использовавшиеся для вычисления весов перевзвешивания МС к данным для событий SJ (детали в тексте). . . . . 74
- 3.12 Распределения по  $p_T^{J/\psi}$  (слева) и  $\eta^{J/\psi}$  (справа), использовавшиеся для вычисления весов перевзвешивания МС к данным для событий DJ (детали в тексте). В данные распределения входят оба  $J/\psi$  (два входа на событие). . . . . 75
- 3.13 Распределения по величине  $\cos\theta^*$  для событий SJ (слева) и DJ (справа, два входа на событие). Детали в тексте. . . . . 75
- 3.14 “Изотермическая” поверхность 3-D распределения  $H(M_{\mu\mu}, p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi})$  для отобранных кандидатов в SJ события (детали в тексте). . . . . 76
- 3.15 Результат 7-параметрического фита распределения по  $M_{\mu\mu}$  для – слева:  $p_T^{J/\psi} = 4$  ГэВ/с,  $\eta^{J/\psi} = 1.37$ ; справа:  $p_T^{J/\psi} = 9$  ГэВ/с,  $\eta^{J/\psi} = 1.57$  (подробности в тексте). . . . . 77
- 3.16 Слева: Распределение по  $p_T^{J/\psi}$  для кандидатов и фона в интервале инвариантных масс  $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Справа: Зависимость величины фракции фона от  $p_T^{J/\psi}$ . . . . . 77
- 3.17 Распределение по величине  $\sigma_T$  для событий SJ после применения всех критериев отбора событий и вычитания фона. Также показаны соответствующие распределения для шаблонов прямого и непрямого рождения  $J/\psi$ , нормированные в соответствии с долями, полученными в результате фита. Штриховкой показана полная систематическая ошибка для суммы событий от сигнала (прямое рождение) и фона (непрямое рождение). Детали в тексте. . . . . 80
- 3.18 Распределение в данных по инвариантным массам двух мюонов для двух мюонных пар  $(M_{\mu\mu}^{(1)}, M_{\mu\mu}^{(2)})$ , соответствующих кандидатам в  $J/\psi$ , после применения всех отборов. . . . . 82
- 3.19 Сравнение вкладов от сигнала и фона с данными для событий DJ, полученное в результате фита (подробности в тексте). Показана проекция 2-D распределения на одну ось, соответствующую инвариантной массе одной из двух пар мюонов, в то время как события для другой пары интегрируются в диапазоне 2.3 – 4.2 ГэВ/с<sup>2</sup>. . . . . 83

- 3.20 Распределение по величине  $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$  для событий DJ после вычитания фона и применения всех отборов. Распределения для сгенерированных событий SP и DP показаны нормированными к их относительным фракциям, определенным из фита к данным. Заштрихованные полосы соответствуют суммарным систематическим ошибкам на сумму SP и DP событий. Подробности в тексте. . . . . 86
- 3.21 Распределения по инвариантной массе двух мюонов  $M_{\mu\mu}$  для событий-кандидатов в случае одиночного рождения  $J/\psi$  (слева) и  $\Upsilon$  (справа). Сплошными линиями показаны общий результат фита, результат для сигнала и результат для фона. Пунктирные линии - индивидуальные вклады от резонансов  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$ . . . . . 93
- 3.22 Распределение в данных по инвариантным массам двух димюонных пар, соответствующих кандидатам в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Поскольку использованы неравномерные бины, числа событий в бинах поделены на их площадь. Домножение на множитель  $\Delta M(J/\psi)_{peak} \cdot \Delta M(\Upsilon)_{peak}$  (площадь бина под пиком  $J/\psi + \Upsilon$ ) сделано для того, чтобы высота пика соответствовало числу событий в нем. Также на рисунке показан результат 2-D фита (фитирующая поверхность). 94
- 3.23 Проекция 2-D распределения ( $M_{\mu\mu}(J/\psi)$ ,  $M_{\mu\mu}(\Upsilon)$ ) на оси  $M_{\mu\mu}(J/\psi)$  (слева) и  $M_{\mu\mu}(\Upsilon)$  (справа) с наложенным на них результатом фита. . . . . 95
- 3.24 Распределения по инвариантной массе двух мюонов для набора данных ZB и MB с наложенным на них результатом фита. Левая колонка – для  $J/\psi$  с димюонными триггерами (верхняя панель) и без них (нижняя панель); правая колонка – для  $\Upsilon$  с димюонными триггерами (верхняя панель) и без них (нижняя панель). Подробности в тексте. . . . . 96
- 3.25 Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для событий одиночного рождения  $J/\psi$  в данных и MC (слева), а также отношение этих распределений (справа) отфитированное с помощью функции Erf. Подробности в тексте. . . . . 97
- 3.26 Распределение по  $p_T(J/\psi)$  для событий одиночного рождения  $J/\psi$  в данных и в наборе ZB и MB (слева), а также отношение этих распределений (справа) отфитированное с помощью функции Erf. Подробности в тексте. . . . . 98
- 3.27 Слева: 2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от  $p_T$  мюонов от распада  $J/\psi$ . Для взвешивания используется  $\epsilon_{trig}(J/\psi)$ . Справа: Соответствующее распределение по триггерной эффективности для 4-х мюонов в событии  $J/\psi + \Upsilon$ . . . . . 99
- 3.28 Форма зависимости димюонной триггерной эффективности от  $p_T(\Upsilon)$ . . . . . 100

- 3.29 Слева: 2-D распределение для димюонной триггерной эффективности в зависимости от  $p_T$  мюонов от распадов  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ . Для взвешивания используется как  $\varepsilon_{trig}(J/\psi)$ , так и  $\varepsilon_{trig}(\Upsilon)$ . Справа: Соответствующее распределение по триггерной эффективности для 4-х мюонов. Подробности в тексте. . . . . 100
- 3.30 Графическое представление процедуры вычитания фона при вычислении коэффициентов MuID & I SF: (a) – двумерное распределение по  $|\eta|$  для probe мюона и инвариантной массе для tag и probe мюонов  $M_{\mu\mu}$ ; (b) – одномерное распределение по  $M_{\mu\mu}$  для одного из бинов по  $|\eta|$  с наложенным на него результатом фита, который использовался для измерения фона под пиком. . . . 101
- 3.31 Эффективность идентификации мюонов (с включенным условием изоляции) в зависимости от  $p_T$  мюона. Рис. (a)–(c): в данных для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов. Рис. (d)–(f): то же самое, но в MC. . . . 102
- 3.32 Эффективность идентификации мюонов (с включенным условием изоляции) в зависимости от  $|\eta|$  мюона. Рис. (a)–(c): в данных для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов. Рис. (d)–(f): то же самое, но в MC. . . . 103
- 3.33 Полученные MuID & I SF в зависимости от  $p_T$  (для, по крайней мере, “loose” (a), “medium” (b) и “tight” (c) мюонов) и  $|\eta|$  мюона (для, по крайней мере, “loose” (d), “medium” (e) и “tight” (f) мюонов). . . . . 104
- 3.34 Распределение по величине  $\sigma_T$  для событий с одиночным рождением  $J/\psi$  после применения всех отборов и вычитания фона. Также показаны соответствующие распределения для шаблонов прямого и непрямого рождения  $J/\psi$ , нормированные в соответствии с долями, полученными в результате фита. Штриховкой показана полная систематическая ошибка для суммы событий от сигнала (прямое рождение) и фона (непрямое рождение). . . . . 105
- 3.35 Распределение по  $y(\Upsilon)$  в MC на уровне генератора. . . . . 106
- 3.36 Распределение по азимутальному углу между кандидатами в  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  в данных, DP MC и SP MC. Число событий в MC произвольно, сравнивается только форма распределений. . . . . 110

- 4.1 (a) Комбинация красного и синего триплетов кварков приводит к пурпурным (анти-зеленым) антитриплету и секстету. Антитриплет антисимметричен и по цвету, и по аромату, секстет симметричен по аромату и антисимметричен по цвету. (b) Три антицветных антитриплета дикварков. (c) Некоторые из многокварковых бесцветных состояний могут быть построены из кварков, антикварков, дикварков и диантикварков. . . . . 115
- 4.2 (a) Мезон-мезонная и (b) мезон-барионная молекулоподобная структура, связанная взаимодействием Юкавы в форме мезонного обмена. (c) схематическое изображение структуры адрочармония, в котором бесцветное ядро из тяжелых кварков ( $Q\bar{Q}$ ) взаимодействует с окружающей “каплей” глюонов и легких кварков с помощью КХД-версии сил Ван-дер-Ваальса. (d) Модель “присоединенного чармония”, в котором цветное  $Q\bar{Q}$ -ядро взаимодействует с окружающими глюонами и кварками через цветные силы. . . 118
- 4.3 Распределение по поперечной длине распада  $L_{xy}$  для отобранных кандидатов  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне инвариантных масс  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$  (кружки с ошибками). Также показано подобное распределение, но без применения условия на значимость прицельного параметра второго пиона (треугольники с ошибками). . . . . 122
- 4.4 Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в шести интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  (обозначены на рисунках). Сплошная линия показывает общий результат фита, пунктирная – вклад сигнала, штриховая – вклад фона. . . . 126
- 4.5 Слева: нормированные выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  для шести интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7 и 4.7–5.0  $\text{ГэВ}/c^2$ . Точки располагаются в центрах соотв. бинов (см. текст). Справа: распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для отобранных событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$ . Сплошная линия представляет собой общий результат фита. Штриховая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов Чебышева 5-го порядка, пунктирная линия показывает вклад сигнала. . . . . 127
- 4.6 Распределение по инвариантной массе отобранных кандидатов  $J/\psi + 2 \text{ tracks}$  в рамках гипотезы  $J/\psi K^\pm \pi^\mp$ . На распределение наложены результаты фита. Подробности в тексте. . . . . 132
- 4.7 Слева: Распределение по  $L_{xy}$  для событий  $Z_c^\pm(3900)$  (кружки) и  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  (квадраты). Справа: Распределение по  $p_T$  системы  $J/\psi\pi^+\pi^-$ , являющейся “родительской” для  $Z_c^\pm(3900)$  (кружки) и  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$  (квадраты). . . . . 132



- 4.8 а): 2-D распределение по инвариантным массам  $M(J/\psi\pi^\pm)$  vs  $M(J/\psi\pi^\pm K^\mp)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$ . Удалены события, содержащие  $K^*$ . б): Распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  в распаде  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  для событий в массовом интервале  $B_d^0$  ( $5.15 < M(J/\psi\pi^\pm K^\mp) < 5.4$  ГэВ/ $c^2$ ). Наложен результат фита для сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$ , использована параметризация фона полиномом второй степени. . . . . 133
- 4.9 Длина распада  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в поперечной плоскости для событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ . Кружками показано распределение для событий из набора “смещенной вершины”. Треугольниками показано распределение для событий из набора “первичной вершины” (см. текст). . . . . 136
- 4.10 Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для отобранных событий в трех интервалах по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , сверху вниз: 4.1 – 4.2, 4.2 – 4.3, 4.3 – 4.4 ГэВ/ $c^2$ . Слева – набор “смещенной вершины”, справа – набор “первичной вершины”. На распределения наложены результаты соотв. фитов (см. текст). . . . . 144
- 4.11 Распределения по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для отобранных событий в трех интервалах по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ , сверху вниз: 4.4 – 4.5, 4.5 – 4.6, 4.6 – 4.7 ГэВ/ $c^2$ . Слева – набор “смещенной вершины”, справа – набор “первичной вершины”. На распределения наложены результаты соотв. фитов (см. текст). . . . . 145
- 4.12 Выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ для шести интервалов по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6 и 4.6–4.7 ГэВ/ $c^2$  для (а) набора “смещенной вершины” и (б) набора “первичной вершины”. Точки располагаются в центрах соотв. бинов. . . . . 146
- 4.13 Распределение по инвариантной массе  $M(J/\psi\pi^\pm)$  для событий в диапазоне  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$  и набора “смещенной вершины”. Сплошной линией показан общий результат фита; штриховыми линиями показаны сигнал, параметризованный с помощью функции релятивистского Брейт-Вигнера с нефиксированной массой и шириной, и фон, параметризованный с помощью полиномов Чебышева четвертого порядка. . . . 146

## Список таблиц

1	Киральные супермультиплеты MSSM. Под $u$ и $d$ подразумеваются “up” и “down” кварки всех трех поколений. . . . .	26
2	Калибровочные супермультиплеты MSSM. . . . .	27
3	Критерии отбора для каналов $eel$ и $\mu\mu l$ для случаев “low- $p_T$ ” и “high- $p_T$ ” (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей. . . . .	34
4	Критерии отбора для канала $e\mu l$ для случаев “low- $p_T$ ” и “high- $p_T$ ” (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей. . . . .	36
5	Критерии отбора для каналов $\mu\tau l$ и $\mu\tau\tau$ (все энергии, массы и импульсы приведены в ГэВ, углы в радианах), см. текст для дополнительных деталей. . . . .	37
6	Значения величин, необходимых для расчета сечения SJ, и их статистические и систематические ошибки. . . . .	81
7	Значения величин, необходимых для расчета сечения SP DJ и их статистических и систематических ошибок. . . . .	87
8	Значения величин, необходимых для расчета сечения DP DJ и их статистических и систематических ошибок. . . . .	87
9	Необходимые величины для расчета сечения одиночного рождения $J/\psi$ и их ошибки. . . . .	104
10	Необходимые величины для расчета димьюонной триггерной эффективности для событий одиночного рождения $\Upsilon$ и их ошибки. . . . .	108
11	Необходимые величины для расчета сечения для событий совместного рождения $J/\psi$ и $\Upsilon$ и их ошибки. . . . .	109
12	Источники и величины систематических ошибок на измерения массы и числа событий в сигнале для $Z_c^\pm(3900)$ . . . . .	129
13	Полученные значения для чисел событий в сигнале и масс $Z_c^\pm(3900)$ , а также величины $\chi^2/ndf$ и значения статистической значимости сигнала для фитов в шести интервалах по $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$ . В последней строчке показаны как статистические, так и систематические ошибки, значение значимости также приведено с учетом систематических ошибок. . . . .	130

- 14 Числа событий в сигнале  $Z_c^\pm(3900)$ , качество фита и статистическая значимость  $S$  в интервалах по  $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$  для наборов данных “смещенной вершины” и “первичной вершины”. Масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$  в фитах зафиксированы на величинах  $M = 3893.3 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 36.8 \text{ МэВ}/c^2$ , которые были взяты из PDG [86] для канала распада  $J/\psi\pi^{\pm,0}$ . . . . . 138
- 15 Систематические ошибки для массы и ширины  $Z_c^\pm(3900)$  (см. Рис. 4.13). . . . . 139
- 16 Систематические ошибки на число событий в сигнале  $Z_c^\pm(3900)$  для событий в интервале инвариантных масс  $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$  (см. Рис. 4.10 (с) и (d)). . . . . 141