

На правах рукописи

Попов Алексей Валерьевич

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

Специальность 01.04.23 —
«Физика высоких энергий»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Протвино — 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

Официальные оппоненты: **Бережной Александр Викторович**,
доктор физико-математических наук,
Научно-исследовательский институт ядерной
физики им. Д. В. Скобельцина,
заведующий лабораторией

Завертяев Михаил Васильевич,
доктор физико-математических наук,
Физический институт им. П.Н. Лебедева Рос-
сийской академии наук,
ведущий научный сотрудник

Капишин Михаил Николаевич,
доктор физико-математических наук,
Объединенный институт ядерных исследова-
ний,
начальник сектора

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное об-
разовательное учреждение высшего обра-
зования “Национальный исследовательский
ядерный университет “МИФИ”

Защита состоится _____.____.2022 г. в ____ часов на заседании диссертаци-
онного совета Д 201.004.01 при Федеральном государственном бюджетном
учреждении Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” по ад-
ресу: 142281, Московская область, город Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ “Курчатовский
институт” – ИФВЭ и на сайте института www.iher.ru.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учре-
ждения, просьба направлять по адресу: 142281, Московская область, город
Протвино, площадь Науки, дом 1, ученому секретарю диссертационного
совета Д 201.004.01.

Автореферат разослан _____.____.2022 года.
Телефон для справок: +7 (4967) 71-36-23.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 201.004.01,
к-т физ.-мат. наук

Прокопенко Николай Николаевич

Общая характеристика работы

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 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 суперсимметричных 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 нейтрино.

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. Тоже 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 обнаружено 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 3.2σ) 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 4.6σ) 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/ψ и эффективное сечение двухпартонных взаимодействий для состояния $J/\psi J/\psi$.
- Обнаружение совместного рождения мезонов J/ψ и Υ 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) мониторинга 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/ψ 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, моделирование сигнала и вычисление акцептанса, а также измерение числа событий в сигнале от парного рождения мезонов J/ψ .

В работе по измерению сечений одиночного рождения Υ и совместного рождения мезонов J/ψ и Υ автором были измерены числа событий в сигнале и фоне для одиночного рождения J/ψ и Υ , 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.

Содержание работы

Во введении проводится краткий обзор состояния дел в тех областях физики элементарных частиц, которые затрагиваются в диссертационной работе, обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы. В нем также описывается вклад автора в исследования, на базе которых была написана данная диссертационная работа, и формулируются положения, выносимые автором на защиту.

Первая глава посвящена описанию детектора эксперимента 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 нс, 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 набрана статистика, соответствующая интегральной светимости $\sim 120 \text{ пкб}^{-1}$.

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 нс. Энергия в системе центра масс также была увеличена, достигнув проектной величины $1.96 \text{ ТэВ}/c^2$. За весь период проведения Run II была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости 10.4 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 subsystem: 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 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 θ – 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 изображен общий вид детектора (в разрезе) с внутренней стороны кольца коллайдера Тэватрон.

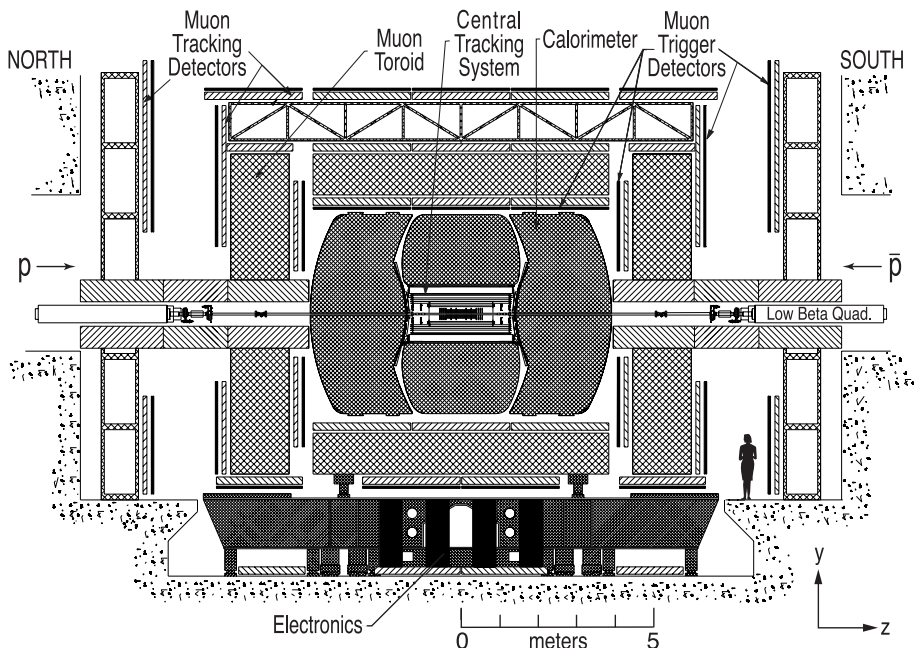


Рис. 1 — Общий вид детектора D0 (в разрезе) с внутренней стороны кольца коллайдера Тэватрон.

Также в первой главе описан вклад автора в создание и использование методики мониторингирования стабильности работы передней муонной системы с помощью одномуонных выходов. Измерения одномуонных выходов производились на регулярной основе для мониторингирования стабильности работы всей передней муонной системы (сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер), стабильности муонного триггера, эффективности программы реконструкции и стабильности работы системы определения светимости. Одномуонные выходы определялись как число реконструированных муонных 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 одномуонных триггеров. Используемый набор одномуонных 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. Одномюонные выходы измерялись как в зависимости от времени, с 2004 по 2011 годы, так и в зависимости от мгновенной светимости. В обоих случаях стабильность значений составляла около 1 %, что свидетельствует о высокой стабильности работы как передней мюонной системы, так и детектора мониторингирования светимости.

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

Вторая глава посвящена описанию результатов по поиску новой физики в эксперименте D0, рассматриваются работы, в которых автор принимал активное участие.

Во-первых, рассматриваются результаты работы по поискам суперсимметричных партнеров калибровочных бозонов и бозонов Хиггса (чаржино и нейтралино) на статистике, соответствующей интегральной светимости 2.3 фб^{-1} . Рассматривались лептонные моды распада чаржино и нейтралино и конечное состояние с тремя заряженными лептонами (e, μ или τ) и недостающей энергией. Для построения сигнального Монте-Карло использовалась модель минимальной супергравитации (mSUGRA) в той области параметров модели, в которой массы чаржино, нейтралино и слептонов находятся в диапазоне $100 - 200 \text{ ГэВ}/c^2$.

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 электронами; для ди-мюонного (+ лептон) канала ($\mu\mu l$) отбирались конечные состояния с двумя мюонами; в смешанном канале $e\mu l$ должны были присутствовать электрон и мюон. И, наконец, еще один смешанный канал ($\mu\tau$) должен был включать в себя мюон 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

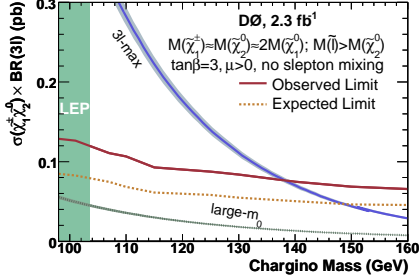


Рис. 2 — Верхний предел на уровне значимости 95% на $\sigma \times \text{BR}(3l)$ в зависимости от массы чарджино, в сравнении с ожидаемыми результатами. Ошибки показаны заштрихованными полосами.

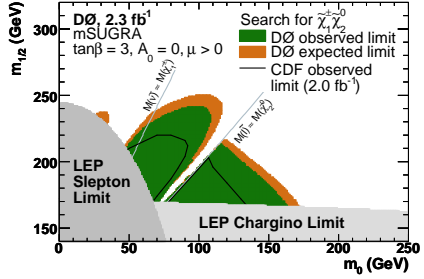


Рис. 3 — Область на плоскости параметров $m_0 - m_{1/2}$ исключенная благодаря данному анализу, поиском чарджино и слептонов на LEP и в эксперименте CDF (линия). Прочие параметры mSUGRA брались равными $\text{tg}\beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$.

третьего объекта требовался полностью реконструированный тау-лептон, распадающийся адронно. Это деление канала $\mu\tau$ было одинаковым во всей рассматриваемой области параметров $m_0 - m_{1/2}$.

В результате проведения 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 $\sigma \times \text{BR}(3l)$, а также как область исключения на плоскости параметров модели mSUGRA $m_0 - m_{1/2}$ (см. Рис. 2,3). Полученный результат, на момент публикации результатов анализа, значительно расширял эту область в сравнении с результатами других экспериментов по поиску гаужино и слептонов.

Во-вторых, рассматриваются результаты работ по поискам дополнительных измерений: гравитонов Рэндалл-Сундрума (RS) и универсальных дополнительных измерений (UED), в которых автор также принимал активное участие.

В первой из работ на статистике, соответствующей интегральной светимости 5.4 fb^{-1} , был выполнен поиск RS-гравитонов в конечном состоянии, включающем в себя два электрона или два фотона. Сигнал от гравитона генерировался в диапазоне параметров модели RS: $220 \leq M_1 \leq$

1050 ГэВ/ c^2 и $0.01 < k/\bar{M}_P < 0.1$, где M_1 – масса первого возбужденно-го состояния гравитона, k/\bar{M}_P – безразмерная константа связи с полями стандартной модели, $\bar{M}_P = M_P/\sqrt{8\pi}$, M_P – масса Планка.

В отсутствии статистически значимого сигнала от тяжелого узкого резонанса, распадающегося на ee или $\gamma\gamma$, были вычислены верхние пределы на величины сечений образования RS-гравитонов, помноженные на вероятность их распада по каналу ee . Для этого использовался тест PLLR (Poisson Log-likelihood ratio). 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 $ee : \gamma\gamma = 1 : 2$. Полученные пределы показаны на Рис. 4. 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 RS-гравитона. На правом рисунке, используя величины сечений, предсказываемые моделью Рэндалл-Сундрума при $k = 1.54$, построена область исключения для RS-гравитона на плоскости параметров $M_1 - k/\bar{M}_P$.

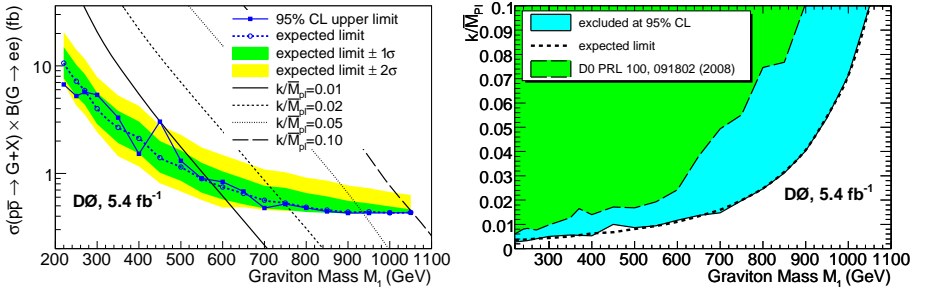


Рис. 4 — Слева: верхний предел на сечение $\sigma(p\bar{p} \rightarrow G + X) \times Br(G \rightarrow ee)$ на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и теоретическими предсказаниями для различных значений параметра k/\bar{M}_P . Справа: верхний предел на k/\bar{M}_P в зависимости от M_1 на уровне значимости 95% в сравнении с ожидаемым пределом и результатом, полученным в более раннем анализе, также проведенном в D0.

Соответственно, полученный нижний предел на массу RS-гравитона составил 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 наиболее строгие ограничения на параметры модели RS.

Во второй работе рассматриваются результаты поиска как суперсимметрии (GMSB), так и универсальных дополнительных измерений в конечном состоянии с двумя фотонами и большой недостающей энергией на статистике 6.3 fb^{-1} .

В GMSB массы частиц-суперпартнеров возникают из калибровочных взаимодействий стандартной модели и пропорциональны эффективно-му масштабу нарушения суперсимметрии Λ . 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 состояниями Калуцы-Клейна (KK), соответствующими частицам стандартной модели. В UED наиболее вероятным процессом рождения KK состояний на Тэватроне является парное рождение KK кварков, которые, через цепочку распадов, распадаются на легчайшую частицу – KK фотон (γ_1). Если в природе существуют еще и большие дополнительные измерения (LED), γ_1 будет нестабилен, распадаясь на гравитон и фотон ($\gamma_1 \rightarrow G\gamma$). Гравитоны избегают регистрации в детекторе, что приводит к конечному состоянию $\gamma\gamma + \cancel{E}_T + X$.

Для определения чувствительности данного анализа к сценарию GMSB использовался набор параметров модели SPS8. В этом наборе эффективный масштаб нарушения суперсимметрии Λ не ограничен, $M_{mes} = 2\Lambda$, $N_{mes} = 1$, $\text{tg}\beta = 15$, $\mu > 0$, где M_{mes} и N_{mes} – масса и число частиц-“посланников” (“messengers”) в модели GMSB. В модели UED не накладывалось ограничений на параметр R^{-1} и полагалось $\Lambda R = 20$, где Λ – масштаб обрезания для радиационных поправок к массам KK 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} 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.

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

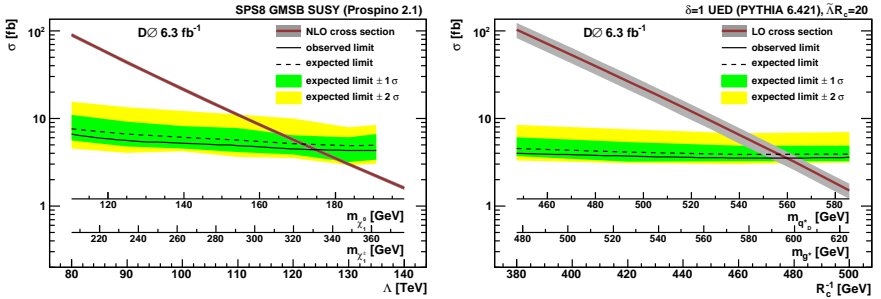


Рис. 5 — Теоретические сечения для моделей GMSB (слева) и UED (справа) вместе с ожидаемыми и наблюдаемыми верхними пределами на соответствующие сечения на уровне значимости 95% в зависимости от Λ и R^{-1} соответственно. Для модели GMSB приведены соответствующие массы легчайших нейтралино ($\tilde{\chi}_1^0$) и чаржино ($\tilde{\chi}_1^\pm$). Для модели UED приведены соответствующие массы КК кварка и КК глюона. Масса КК фотона приблизительно равна R^{-1} .

PLLR, в котором использовалось распределение по \mathcal{H}_T . На Рис. 5 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 Λ и R^{-1} соответственно.

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%.

Третья глава посвящена работам по измерению эффективного сечения двухпартонных взаимодействий, выполненным в D0, в которых автор принимал активное участие.

В настоящее время в квантовой хромодинамике особым вниманием пользуются так называемые двухпартонные взаимодействия, 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 двухпартонных взаимодействий 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 $H \rightarrow b\bar{b}$. Одним из наиболее важных экспериментально измеряемых параметров двухпартонных взаимодействий является так называемое эффективное сечение двухпартонных взаимодействий, σ_{eff} . Оно характеризует среднее расстояние между двумя партонами в поперечной плоскости (представляет собой эффективную площадь области взаимодействия $\sigma_{eff} \approx \pi r_{13}^2$, где r_{13} – среднее расстояние между партонами в нуклоне).

Если предположить, что двухпартонное рассеяние включает в себя процессы a и b , то сечение двухпартонного рассеяния (σ_{DP}) можно выразить через индивидуальные сечения для процессов a и b (σ_a и σ_b) в виде:

$$\sigma_{DP} = \frac{m}{2} \cdot \frac{\sigma_a \cdot \sigma_b}{\sigma_{eff}}. \quad (1)$$

Фактор $1/2$ в выражении (1) 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 (1) равна 1, если a и b различны, то $m = 2$.

В первой из рассматриваемых работ исследовалось парное рождение J/ψ мезонов (DJ). Особенный интерес тут представляют доли событий DJ, образующихся в однопартонных (Single Parton - SP, далее будет использоваться это сокращение) и двухпартонных (Double Partons - DP, далее будет использоваться это сокращение) взаимодействиях. В ряде теоретических работ было показано, что доля событий DJ, образующихся в DP взаимодействиях, может быть весьма большой, особенно при малых $p_T^{J/\psi}$.

Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий в данном случае можно записать в виде (см. выражение 1):

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

Таким образом, для измерения σ_{eff} необходимо измерить как сечение образования одиночных J/ψ ($\sigma(J/\psi)$), 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 ± 0.5 фб⁻¹. Автор играл в ней одну из ведущих ролей. Все измерения сечений были выполнены для J/ψ 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/ψ полностью реконструировались по их распаду $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

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 мониторингирования светимости. Соответственно, в этих триггерах нет никаких специфических требований, связанных с мюонами. Измеренное значение триггерной эффективности для двухмюонных триггеров составило:

$$\varepsilon_{tr} = 0.124 \pm 0.024(\text{ стат.}) \pm 0.012(\text{ сист.}). \quad (3)$$

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, а также кинематику SJ и DJ событий. Расчитанная с учетом этого триггерная эффективность для событий DJ составила (отдельно для SP и DP событий):

$$\varepsilon_{trig,SP} = 51.0_{-7.5}^{+6.5}\%, \quad \varepsilon_{trig,DP} = 48.4_{-7.7}^{+6.6}\%. \quad (4)$$

Для того, чтобы оценить систематические ошибки аксептанса, используемые для измерения аксептанса события, полученные с помощью Монте-Карло (MC), перевзвешивались 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) $\cos\theta^*$. Этот угол несет информацию о поляризации J/ψ и, таким образом, можно учесть вклад поляризационных эффектов в систематическую ошибку. Аксептанс для событий SJ определялся с помощью MC, сгенерированного в генераторе RYTHIA8. 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 аксептанс вычислялся по формуле:

$$A\varepsilon_{sel} = \frac{N_{reco} \cdot SF_1 \cdot SF_2}{N_{gen}}, \quad (5)$$

где N_{reco} – число событий на уровне реконструкции, N_{gen} – число событий на уровне генерации, $SF_{1,2}$ – значения корректирующих коэффициентов от данных к МС для эффективности идентификации мюонов как функция соответствующего $\eta(\mu)$. Таким образом, аксептанс тут включает в себя и эффективность отбора событий. Итоговое значение аксептанса для событий SJ составило:

$$A\varepsilon_{sel} = 0.221 \pm 0.002(\text{ стат}) \pm 0.023(\text{ сист}). \quad (6)$$

Число отобранных SJ событий составило 7.4×10^6 . Фон для этих событий от распадов π^\pm, K^\pm и событий Дрелла-Яна (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 . Средняя величина для фракции фона в узком интервале по инвариантной массе $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$ ГэВ/ c^2 составила 0.126 ± 0.013 . Число событий в сигнале для данного узкого интервала по инвариантной массе, вычисленное по результатам фита, составило:

$$N_{J/\psi} = [6.522 \pm 0.003(\text{ стат.}) \pm 0.085(\text{ сист.})] \times 10^6. \quad (7)$$

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

$$s\tau = L_{xy} \cdot m_{pdg}^{J/\psi} / p_T^{J/\psi}, \quad (8)$$

где L_{xy} представляет собой длину распада для J/ψ , вычисляемую как расстояние в поперечной плоскости между пересечением мюонных треков от распада J/ψ до первичной вершины, $m_{pdg}^{J/\psi}$ – табличная масса J/ψ , а $p_T^{J/\psi}$ – поперечный импульс J/ψ . Для измерения доли J/ψ от прямого рождения, производился фит к данным распределения по $s\tau$ с использованием распределений-шаблонов для событий SJ (прямого рождения), взятого из соответствующего МС набора, и событий непрямого рождения J/ψ , взятого из МС набора для событий $b\bar{b}$, оба набора были получены с помощью генератора RUTHIA. Результат фита показан на Рис. 7. Доля J/ψ от прямого рождения, полученная в результате фита, составила:

$$P = 0.814 \pm 0.009(\text{сист}). \quad (9)$$

Само сечение рассчитывается по формуле:

$$\sigma = (N_{J/\psi} \cdot P) / (\varepsilon_{tr} \cdot \mathcal{L} \cdot A\varepsilon_{sel}), \quad (10)$$

где \mathcal{L} – интегральная светимость. Подставляя в эту формулу все необходимые величины, мы можем получить значение для полного сечения. 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:

$$\sigma(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 23.9 \pm 4.6(\text{стат}) \pm 3.7(\text{сист}) \text{ нб}. \quad (11)$$

Полученное значение для сечения сравнивалось с теоретическими предсказаниями, полученными в рамках модели kT -факторизации, в которой учитывалось как прямое рождение J/ψ , 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.

Для парного рождения J/ψ после всех отборов в широком массовом окне для J/ψ ($2.3 < M_{\mu\mu} < 4.2$ ГэВ/ c^2) осталось 242 события-кандидата на парное рождение. На Рис. 6 показано 2-D распределение по инвариантным массам двух J/ψ для этих событий, в котором хорошо виден пик, соответствующий парному рождению J/ψ мезонов.

Для уменьшения фона, а также для уменьшения доли событий с непрямым рождением пары J/ψ , дополнительно использовалось условие $e\tau < 0.03$ для обоих кандидатов в J/ψ . После применения этого условия в данных осталось $N_{jj} = 138$ кандидатов в события DJ. При этом величина фона под пиком DJ (в узком массовом окне $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$ ГэВ/ c^2) была оценена как $f_{bkg} = 0.34 \pm 0.05$.

Акцептанс для событий DJ вычислялся по формуле:

$$A\varepsilon_{sel} = \frac{N_{reco} \cdot SF_1 \cdot SF_2 \cdot SF_3 \cdot SF_4}{N_{gen}}, \quad (12)$$

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 $\eta(\mu)$. Полученные величины для акцептанса составили:

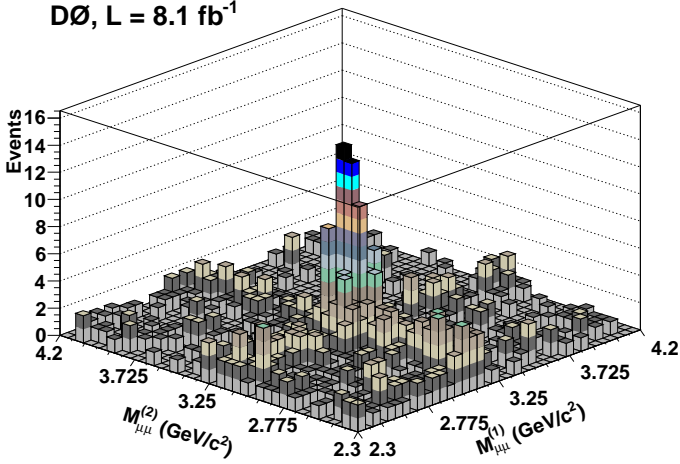


Рис. 6 — Распределение в данных по инвариантным массам двух мюонов для двух мюонных пар $(M_{\mu\mu}^{(1)}, M_{\mu\mu}^{(2)})$, соответствующих кандидатам в J/ψ , после применения всех отборов.

$$A\epsilon_{sel} (SP) = 0.109 \pm 0.002(\text{ стат}) \pm 0.005(\text{ сист}), \quad (13)$$

$$A\epsilon_{sel} (DP) = 0.099 \pm 0.006(\text{ стат}) \pm 0.005(\text{ сист}). \quad (14)$$

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

$$P = 0.592 \pm 0.101(\text{сист}). \quad (15)$$

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/ψ , 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/ψ соответственно. В случае событий DP, когда два J/ψ 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” (события со случайными комбинациями мюонов от распадов π^\pm, K^\pm или нерезонансного рождения $\mu^+\mu^-$ в событиях Дрелла-Яна), событий “double non-prompt” и “prompt-non-prompt”. Результат этого фита показан на Рис. 8.

Получившийся результат:

$$f^{SP} = 0.58 \pm 0.12(\text{ сист}), f^{DP} = 0.42 \pm 0.12(\text{ сист}). \quad (16)$$

Сечение парного рождения J/ψ рассчитывается по формуле:

$$\sigma(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = \frac{N_{jj} \cdot P \cdot (1 - f_{bkg})}{\mathcal{L}} \times \sum_{i=SP, DP} \frac{f^i}{\varepsilon_{trig, i} \cdot A\varepsilon_{sel}(i)} \quad (17)$$

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

$$\sigma(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 129 \pm 9(\text{стат}) \pm 31(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (18)$$

С помощью формулы (17) можно по отдельности рассчитать сечения рождения для случаев SP и DP:

$$\sigma_{SP}(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 70 \pm 6(\text{стат}) \pm 22(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (19)$$

$$\sigma_{DP}(J/\psi J/\psi) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu)^2 = 59 \pm 6(\text{стат}) \pm 22(\text{сист}) \text{ фб}. \quad (20)$$

Теоретические предсказания для этих сечений, полученные из модели kT -факторизации, составляют:

$$\sigma_{kT}^{SP}(J/\psi J/\psi) = 55.1^{+28.5}_{-15.6}(\text{PDF})^{+31.0}_{-17.0}(\text{scale}) \text{ фб}, \quad (21)$$

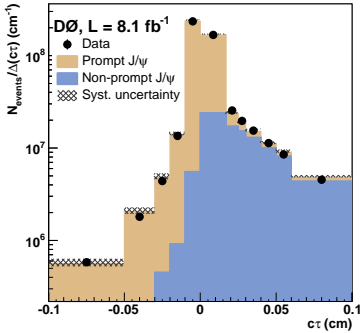


Рис. 7 — Распределение по величине ct для событий SJ после применения всех критериев отбора событий и вычитания фона. Также показаны соответствующие распределения для шаблонов прямого и непрямого рождения J/ψ , нормированные в соответствии с долями, полученными в результате фита. Штриховкой показана полная систематическая ошибка для суммы событий от сигнала (прямое рождение) и фона (непрямое рождение). Детали в тексте.

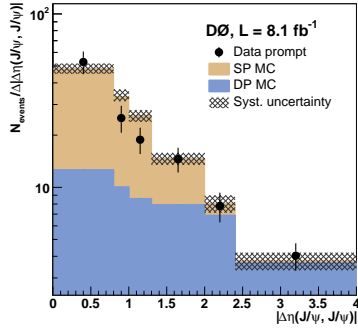


Рис. 8 — Распределение по величине $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ для событий DJ после вычитания фона и применения всех отборов. Распределения для сгенерированных событий SP и DP показаны нормированными к их относительным фракциям, определенным из фита к данным. Заштрихованные полосы соответствуют суммарным систематическим ошибкам на сумму SP и DP событий. Подробности в тексте.

$$\sigma_{kT}^{DP}(J/\psi J/\psi) = 17.6 \pm 13.0 \text{ фб}, \quad (22)$$

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, составило для LO и NLO коррекций соответственно:

$$\sigma_{NRQCD}^{SP} (LO)(J/\psi J/\psi) = 51.9 \text{ фб}, \quad (23)$$

$$\sigma_{NRQCD}^{SP} (NLO)(J/\psi J/\psi) = 90_{-50}^{+180} \text{ фб}. \quad (24)$$

Глядя на выражения (19) и (20) с одной стороны и выражения (21 – 23) 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 (21 – 24), 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%.

Используя вышеприведенные результаты измерений сечений одиночного и парного рождения J/ψ в DP взаимодействиях (выражения (11) и (20)), можно по формуле (2) вычислить эффективное сечение двухпартонных взаимодействий:

$$\sigma_{eff} = 4.8 \pm 0.5(\text{стат}) \pm 2.5(\text{сист}) \text{ мб.} \quad (25)$$

Сравнивая это значение с измерениями, проведенными для разных конечных состояний, можно отметить, что оно согласуется с результатами, полученными в конечном состоянии с четырьмя струями. Однако это значение меньше, чем результаты полученные для конечных состояний $\gamma + 3jets$, а также $W + 2jets$. В связи с этим можно отметить, что начальное состояние в двухпартонном парном рождении J/ψ 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 σ_{eff} , полученный в этой работе, позже был подтвержден в коллаборации ATLAS, где также измерили σ_{eff} в процессах прямого парного рождения J/ψ и получили значение $\sigma_{eff} = 6.3 \pm 1.6(\text{стат}) \pm 1.0(\text{сист}) \text{ мб}$, что согласуется с результатом (25).

Во второй работе исследовалось совместное рождение J/ψ и Υ мезонов. Интерес к этому процессу обусловлен тем, что, в отличие от большинства процессов парного рождения кваркония, таких, к примеру, как рассмотренный выше процесс парного рождения J/ψ , в совместном рождении J/ψ и Υ двухпартонные взаимодействия являются преобладающими. Соответственно, для вычисления σ_{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:

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma(J/\psi) \cdot \sigma(\Upsilon)}{\sigma(J/\psi + \Upsilon)}. \quad (26)$$

Также важно отметить, что, как и в случае с парным рождением J/ψ , процесс совместного рождения мезонов J/ψ и Υ 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/ψ . Соответственно, большой интерес представляет сравнение σ_{eff} для процессов парного рождения J/ψ и совместного рождения мезонов J/ψ и Υ .

Основной целью данной работы являлся поиск совместного рождения мезонов J/ψ и Υ ($1S, 2S, 3S$) и измерение сечения этого процесса. Сечение одиночного рождения Υ уже было ранее измерено в эксперименте D0. С помощью этой информации можно рассчитать σ_{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 $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$. Автор играл ведущую роль в этой работе.

Мезоны J/ψ и Υ полностью реконструировались по их распадам $J/\psi(\Upsilon) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для того, чтобы измерить число событий в сигнале и фоне в данных для одиночного рождения J/ψ и Υ , были построены распределения по инвариантной массе двух мюонов для кандидатов в такие события и произведен фит к этим распределениям. В случае одиночного рождения J/ψ фитирующая функция состояла из четырех функций Гаусса (три для J/ψ и одна для $\psi(2S)$) плюс квадратичная функция для параметризации фона. Числа событий в сигнале и фоне рассчитывались из этого фита в массовом интервале $2.4 < M_{\mu\mu} < 4.2 \text{ ТэВ}/c^2$. 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.

В случае одиночного рождения Υ 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 $8 < M_{\mu\mu} < 12 \text{ ТэВ}/c^2$. 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 использовалась квадратичная функция.

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/ψ и Υ числа событий в сигнале и фоне определялись с помощью фита к 2-D распределению по инвариантным массам кандидатов в J/ψ и Υ , при этом использовались относительно узкие интервалы по инвариантной массе $2.88 < M(J/\psi) < 3.32$ ГэВ/ c^2 и $9.1 < M(\Upsilon) < 10.2$ ГэВ/ c^2 . Результаты фита можно увидеть на Рис. 9.

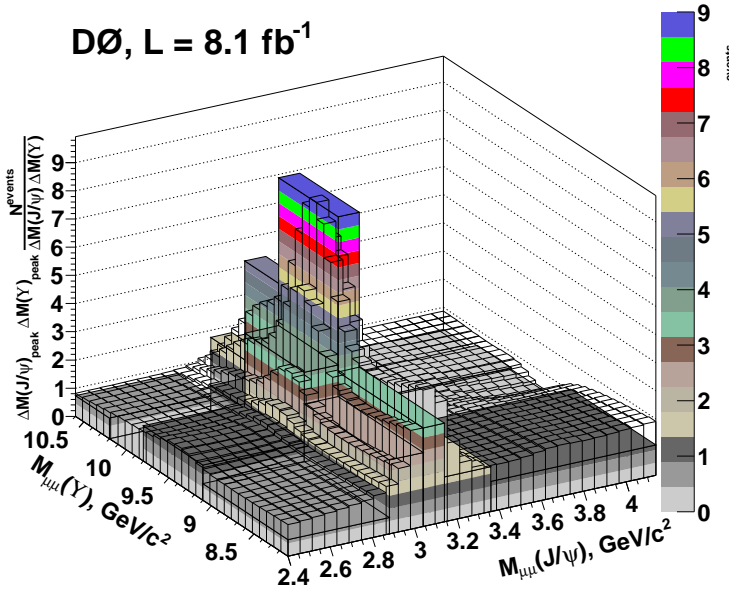


Рис. 9 — Распределение в данных по инвариантным массам двух димюонных пар, соответствующих кандидатам в J/ψ и Υ . Поскольку использованы неравные бины, числа событий в бинах поделены на их площадь. Домножение на множитель $\Delta M(J/\psi)_{peak} \cdot \Delta M(\Upsilon)_{peak}$ (площадь бина под пиком $J/\psi + \Upsilon$) сделано для того, чтобы высота пика соответствовало числу событий в нем. Также на рисунке показан результат 2-D фита (фитирующая поверхность).

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 вышеуказанном 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 Υ), составили $73\% J/\psi\Upsilon(1S) + 16\% J/\psi\Upsilon(2S) + 11\% J/\psi\Upsilon(3S)$ соответственно.

Триггерная эффективность для двух мюонов от распада Υ не может быть измерена по набору данных, отобранному с помощью триггеров “zero-bias” и “minimum-bias”, поскольку в соответствующих наборах данных не

хватает статистики. Она рассчитывалась из опубликованного ранее в D0 результата по измерению сечения для рождения одиночного Υ и составила

$$\varepsilon_{tr}(\Upsilon) = 28.9 \pm 0.6(\text{стат}) \pm 5.2(\text{фит}) \%. \quad (27)$$

Триггерная эффективность для событий $J/\psi\Upsilon$ рассчитывалась по той же методике, что и для событий $J/\psi J/\psi$ и составила

$$\varepsilon_{trig, J/\psi+\Upsilon} = 76.6^{+3.1}_{-3.8}\%. \quad (28)$$

Сечение одиночного рождения Υ рассчитывалось из ранее опубликованного результата, при этом учитывалась имеющаяся между двумя работами разница в условиях отбора событий, а также в том, что в случае ранее опубликованной работы измерялось сечение одиночного рождения только для $\Upsilon(1S)$, в то время как в данном анализе использовались $\Upsilon(1S + 2S + 3S)$. Полученная величина для сечения одиночного рождения Υ в нашем случае:

$$\sigma(\Upsilon) = 2.1 \pm 0.04(\text{стат}) \pm 0.26(\text{сист}) \text{ нб}. \quad (29)$$

Далее измерялся акцептанс для событий с одиночным рождением Υ (с учетом эффективности идентификации и условия изоляции мюонов). Это измерение производилось на событиях MC, набор был сгенерирован с помощью RUTHIA8, отклик детектора был смоделирован с помощью программы GEANT, сгенерированные события прошли полную реконструкцию. К мюонам от распада Υ применялись одинаковые условия отбора, как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции: $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$, $|\eta^\mu| < 2$. Полученная величина акцептанса составила:

$$A\varepsilon_{sel} = 0.429 \pm 0.001(\text{стат}) \pm 0.051(\text{сист}). \quad (30)$$

Акцептанс для событий совместного рождения J/ψ и Υ , как и ранее, измерялся с помощью событий MC, сгенерированных генератором RUTHIA8, при этом учитывалась разница в эффективностях идентификации мюонов и их изоляции между данными и MC. Для вычисления акцептанса использовалась формула (12). К мюонам, как на уровне генерации, так и на уровне реконструкции, применялись одинаковые условия: $p_T^\mu > 2 \text{ ГэВ}/c$, $|\eta^\mu| < 2$. Полученное значение акцептанса составило:

$$A\varepsilon_{sel} = 0.071 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист}). \quad (31)$$

Само сечение совместного рождения J/ψ и Υ рассчитывалось по формуле:

$$\sigma = \frac{N_{sig} \cdot P}{\varepsilon_{trig, J/\psi+\Upsilon} \cdot \mathcal{L} \cdot (A\varepsilon_{sel})}. \quad (32)$$

Полученная с помощью выражения (32) величина сечения совместного рождения J/ψ и Υ составила (с учетом вероятностей распадов $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ и $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$, поскольку рассматривались только эти моды их распадов):

$$\sigma(J/\psi + \Upsilon) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Br(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) = 27.3 \pm 8.7(\text{стат}) \pm 7.2(\text{сист}) \text{ фб} \quad (33)$$

Также была оценена вероятность наблюдения N_{sig} событий в пике $J/\psi + \Upsilon$ 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 3.2σ .

Эффективное сечение двухпартонных взаимодействий, полученное в предположении, что совместное рождение J/ψ и Υ происходит только в двухпартонных взаимодействиях, составило:

$$\sigma_{eff} = 2.2 \pm 0.7(\text{стат}) \pm 0.9(\text{сист}) \text{ мб}, \quad (34)$$

что совместимо в пределах ошибок с величиной, полученной для этого сечения в случае парного рождения J/ψ (25) и значений, полученных для процессов, в которых доминируют gg взаимодействия в начальном состоянии, но оно заметно меньше значений, полученных для процессов с $q\bar{q}$ и qg взаимодействиями в начальном состоянии. Это служит еще одним подтверждением того, что глюоны занимают меньшую область внутри нуклонов, чем кварки.

Четвертая глава посвящена тем работам по исследованию экзотических резонансов, которые были проведены в D0 при активном участии автора. Обе рассматриваемые работы были связаны с поиском и исследованием экзотического состояния $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$.

В первой работе был выполнен поиск состояния $Z_c^\pm(3900)$ в полуйнклюзивных распадах b -адронов, в которых оно до этого не наблюдалось. Рассматривался двухступенчатый процесс $H_b \rightarrow \psi(4260) + anything, \psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$, где H_b представляет собой адрон, содержащий в своем составе валентный b -кварк, и конечные состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi\pi^\pm$, для получения инвариантной массы $M(J/\psi\pi^\pm)$ брались комбинации J/ψ с любым из π -мезонов, из полученных вариантов выбирался вариант с наибольшей массой. Для этого анализа был использован набор данных, отобранный ранее для изучения распадов b -адронов и содержащий J/ψ -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 3σ , 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 $4.1 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 5.0$ 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.

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 двух-частичный распад в S -волне:

$$|BW(M_{J\pi}, M_X, \Gamma_X)|^2 \propto \frac{M_X^2 \Gamma(M_{J\pi})}{(M_X^2 - M_{J\pi}^2)^2 + M_X^2 \Gamma^2(M_{J\pi})}, \quad (35)$$

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/ψ в системе покоя $J/\psi\pi^\pm$ при инвариантных массах системы равных $M_{J\pi}$ и M_X соответственно. Для учета разрешения детектора функция (35) 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. В данной работе ширина резонанса фиксировалась на значении $\Gamma = 28.2$ МэВ/ c^2 , взятом из PDG. Фон, в основном, образован случайными комбинациями J/ψ 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) ГэВ/ c^2 , подобранных таким образом, чтобы они содержали примерно одинаковое число событий. В каждом таком интервале фон параметризовался полиномами Чебышева. Для всех интервалов по $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$, кроме (4.7–5.0) ГэВ/ c^2 , была выбрана 4-я степень полиномов, для интервала (4.7–5.0) ГэВ/ c^2 была выбрана 5-я степень. Основной вклад в сигнал от $Z_c^\pm(3900)$ вносит интервал $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.25$ ГэВ/ c^2 , что указывает на возможную принадлежность этих событий к состоянию $\psi(4260)$ (его масса составляет 4230 ± 8 ГэВ/ c^2). Интересно, что в интервале $4.4 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$ ГэВ/ c^2 , который находится выше по массе, чем состояния $\psi(4260)$ и $\psi(4360)$, замечен сигнал от $Z_c^\pm(3900)$ со значимостью больше 3σ , 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. 10 (левый рисунок).

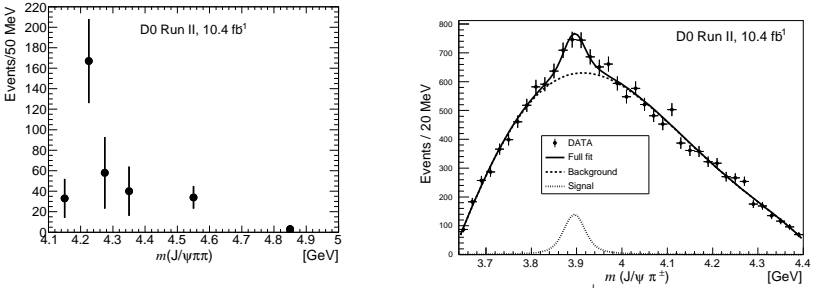


Рис. 10 — Слева: нормированные выходы сигнала $Z_c^\pm(3900)$ для шести интервалов по $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$: 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7 и 4.7–5.0 ГэВ/ c^2 . Точки располагаются в центрах соотв. бинов (см. текст). Справа: распределение по инвариантной массе $J/\psi\pi^\pm$ для отобранных 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.

Отдельно был произведен фит распределения по инвариантной массе $M(J/\psi\pi^\pm)$ для событий, лежащих в широком интервале $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$ ГэВ/ c^2 . Результат фита представлен графически на Рис. 10 (правый рисунок). Количество событий в сигнале, полученное в результате фита, составило $N = 502 \pm 92$ (стат.), а полученное значение массы составило $M = 3895.0 \pm 5.2$ (стат.) МэВ/ c^2 . Статистическая значимость сигнала составила 5.6σ .

Также 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 ± 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 схожую топологию, а условия отбора событий приводят к равномерной эффективности поиска треков, можно предположить, что факторы, связанные с эффективностью, сокращаются в приведенном выше отношении.

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 $Z_c(4200)$. 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 $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Не было обнаружено статистически значимого сигнала от $Z_c^\pm(3900)$, 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 $90/5900 = 0.015$.

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 $\psi(4360)$.

Во второй работе рассматривается продолжение этого анализа, включающее в себя поиск прямого рождения $Z_c^\pm(3900)$ в процессе $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp, Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$. Такой поиск был произведен в эксперименте D0 при активном участии автора. Использовался набор данных, включавший в себя J/ψ 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 . Это позволило увеличить используемую статистику приблизительно на 50% по сравнению с анализом, рассмотренным выше.

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/ c^2 . 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”.

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 ($\sigma = 17 \pm 2 \text{ МэВ}/c^2$). Для данного набора фитов масса и ширина $Z_c^\pm(3900)$ были зафиксированы на значениях $M = 3893.3 \pm 2.7 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 36.8 \pm 6.5 \text{ МэВ}/c^2$. Эти величины были получены как средние для канала $J/\psi\pi^\pm, 0$, вычисленные по данным PDG. Выходы сигнала $Z_c^\pm(3900)$ в зависимости от $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$, полученные в результате этих фитов, показаны на Рис. 11.

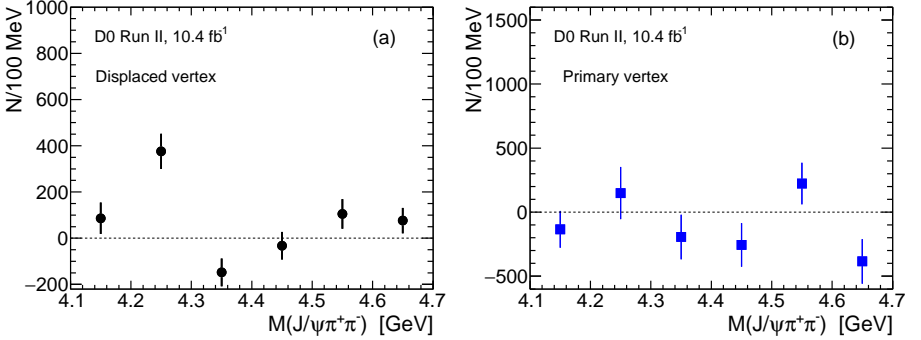


Рис. 11 — Выходы сигнала $Z_c^\pm(3900)$ на бин шириной 100 МэВ для шести интервалов по $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$: 4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6 и 4.6–4.7 ГэВ/ c^2 для (a) набора “смещенной вершины” и (b) набора “первичной вершины”. Точки располагаются в центрах соотв. бинов.

Для набора “смещенной вершины” результаты фита в диапазоне $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ демонстрируют 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 5.2σ . Также можно отметить, что для набора “первичной вершины” не было наблюено статистически значимого сигнала в любом из рассматриваемых интервалов по $M(J/\psi\pi^+\pi^-)$.

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. 12, были получены лучшие для эксперимента D0 значения массы и ширины состояния $Z_c^\pm(3900)$: $M = 3902.6^{+5.2}_{-5.0}(\text{стат})^{+3.3}_{-1.4}(\text{сист}) \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 32^{+28}_{-21}(\text{стат})^{+26}_{-7}(\text{сист}) \text{ МэВ}/c^2$. Число событий в сигнале составило $N = 364 \pm 156(\text{стат}) \pm 49(\text{сист})$, а статистическая значимость – 5.4σ .

Используя результаты фитов для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины” вместе с величиной аксептанса для событий набора “смещенной вершины”, измеренной с помощью распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$, можно получить откорректированные с учетом аксептанса числа событий для прямого и непрямого рождения и, соответственно, их отношение. Эти величины определялись для диапазона $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$,

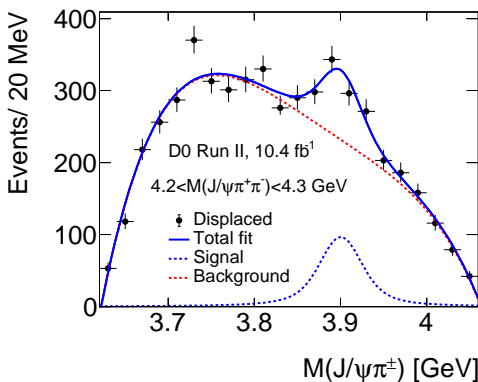


Рис. 12 — Распределение по инвариантной массе $M(J/\psi\pi^\pm)$ для событий в диапазоне $4.2 < M(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$ ГэВ/ c^2 и набора “смещенной вершины”. Сплошной линией показан общий результат фита; штриховыми линиями показаны сигнал, параметризованный с помощью функции релятивистского Брейт-Вигнера с нефиксированной массой и шириной, и фон, параметризованный с помощью полиномов Чебышева четвертого порядка.

в котором сигнал является статистически значимым. Измеренная величина отношения чисел событий для прямого и непрямого рождения $r = N_{prompt}/N_{nonprompt} = -0.08^{+0.38}_{-0.46}$. 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% С.Л.

Важно отметить, что это значение для верхнего предела значительно меньше, чем значения отношения r для состояний $X(3872)$ ($r \approx 2 - 3$) и $X(4140)$.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Разработана методика мониторингирования 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 fb^{-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 fb^{-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 fb^{-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 $\Lambda < 124 \text{ ТэВ}$ исключены на уровне значимости 95 %. Массы для легчайшего нейтралино $m(\tilde{\chi}_1^0) < 175 \text{ ГэВ}/c^2$ 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 $R^{-1} < 477 \text{ ГэВ}$ на уровне значимости 95 %.
 5. Впервые на ускорителе Тэватрон наблюдается парное рождение J/ψ мезонов и показано, что оно идет как за счет однопартонных, так и за счет двухпартонных взаимодействий. Впервые измерены сечения парного рождения J/ψ для обоих случаев. Также измерено эффективное сечение двухпартонных взаимодействий σ_{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 σ_{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/ψ и Υ мезонов, статистическая значимость этого результата составила 3.2σ . При условиях $p_T^\mu > 2$ ГэВ/с, $|\eta^\mu| < 2$, накладываемых на мюоны от распадов J/ψ и Υ , измерено сечение их совместного рождения, а также эффективное сечение двухпартонных взаимодействий в предположении, что совместное рождение J/ψ и Υ 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/с², включающем в себя нейтральные $c\bar{c}$ -подобные состояния $\psi(4260)$ и $\psi(4360)$. Статистическая значимость сигнала, с учетом систематических ошибок, составила 4.6σ . 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 отсутствии 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.

Публикации автора по теме диссертации

1. Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using 2.3 fb^{-1} of data [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 680. — P. 34.
2. Попов, А. В. Поиск новой физики в эксперименте D0: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72, № 4. — С. 743–754.
3. 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.
4. Попов, А. В. Поиски новой физики на Теватроне: последние результаты [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 3. — С. 498–507.
5. Measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X)Br(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$ at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 670. — P. 292.
6. Search for Randall-Sundrum Gravitons with 1 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.
7. Search for Randall-Sundrum Gravitons in the Dielectron and Diphoton Final States with 5.4 fb^{-1} of Data from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 104. — P. 241802.
8. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in 6.3 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.
9. Попов, А. В. Последние результаты поисков новой физики в эксперименте D0 [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика. — 2013. — Т. 76, № 9. — С. 1182–1186.
10. Measurement of direct photon pair production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 690. — P. 108.
11. Observation and studies of double J/ψ production at the Tevatron [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90. — 111101(R).

12. *Попов, А. В.* Исследование одиночного и парного рождения J/ψ частиц в эксперименте D0 на ускорителе Тэватрон [Текст] / А. В. Попов // Ядерная физика и инжиниринг. — 2016. — Т. 7, № 6. — С. 559–562.
13. Muon reconstruction and identification with the Run II D0 detector [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // NIM A. — 2014. — Vol. 737. — P. 281.
14. 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.
15. Evidence for Simultaneous Production of J/ψ and Υ Mesons [Текст] / V. M. Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 116. — P. 082002.
16. 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.
17. *Попов, А.* The New Results from Multi-quark Exotic States Searches at D0 Experiment [Текст] / А. Попов // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012035.
18. 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.
19. *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.
20. *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.
21. 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.