

Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт»
Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение
«Государственный Научный Центр Российской Федерации —
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»

На правах рукописи

Голубков Дмитрий Юрьевич

Изучение рождения возбужденных состояний чармония
и поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на детекторе HERA-B

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

*диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Егорычев Виктор Юрьевич

МОСКВА, 2014 г.

Оглавление

Введение	4
1 Эксперимент HERA-B	12
1.1 Описание детектора	13
1.2 Пучок и мишень	13
1.3 Система вершинного детектора	16
1.4 Магнит и трековая система	18
1.5 Идентификация частиц	21
1.6 Триггер и система сбора данных	24
1.6.1 Последовательность дилептонного триггера	24
1.6.2 Триггер первого уровня	26
1.6.3 Триггер второго уровня	27
1.6.4 Триггер высшего уровня и реконструкция событий	28
1.6.5 Система сбора данных	29
1.7 Монте-Карло моделирование	32
1.8 Основные задачи физической программы HERA-B	36
2 Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	38
2.1 Введение в анализ	38
2.2 Метод	43
2.2.1 Математическое моделирование методом Монте Карло	44
2.2.2 Критерии отбора событий	46
2.3 Отбор событий	49
2.3.1 Предварительная селекция димюонных событий	49
2.3.2 Общие (качественные) ограничения	51
2.3.3 Селекции, специфические для D^0 -кандидатов	57
2.4 Результаты	61
2.4.1 Акцептанс для D^0 - и J/ψ -мезонов	63
2.4.2 Систематическая неопределённость акцептанса	64
2.4.3 Оценка отношения сечений рождения D^0 - к J/ψ -мезону	70
2.4.4 Оценка числа фоновых событий	72
2.4.5 Расчёт верхнего предела	75

3	Измерение отношения сечения рождения χ_c- и J/ψ-мезонов	78
3.1	Введение	78
3.2	Рождение чармония в адронных взаимодействиях	79
3.3	Контроль качества данных	85
3.4	Экспериментальный метод	87
3.4.1	Отбор J/ψ -кандидатов	89
3.4.2	Отбор фотонов	91
3.4.3	Коррекция энергии кластера	93
3.4.4	Описание фона	95
3.5	МК-моделирование и определение эффективностей	100
3.5.1	Эффективность реконструкции J/ψ -мезонов	102
3.5.2	Фотонная эффективность	105
3.6	Оценка числа событий в данных	110
3.6.1	Число J/ψ -мезонов	110
3.6.2	Число χ_c -мезонов	111
3.6.3	Контроль стабильности результатов подгонки χ_c -сигнала	116
3.7	Учёт эффекта поляризации	121
3.7.1	Поляризация χ_c -мезонов	121
3.7.2	Поляризация J/ψ -мезонов	123
3.7.3	Метод оценки систематических неопределённостей	124
3.8	Систематические неопределённости	127
3.8.1	Подсчёт числа J/ψ -мезонов	127
3.8.2	Оценка числа χ_c -мезонов	128
3.8.3	Качество моделирования	130
3.8.4	Влияние поляризации	132
3.9	Результаты измерения отношений R_{χ_c} и R_{12}	134
3.9.1	Отношение R_{χ_c}	134
3.9.2	Отношение R_{12}	136
3.9.3	Зависимость от кинематических переменных	136
3.9.4	Зависимость отношения R_{χ_c} от атомного номера мишени	137
3.9.5	Сечения и отношение сечений χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов	138
	Заключение	140
	Список литературы	144

Введение

Актуальными задачами физики элементарных частиц является экспериментальная проверка параметров и предсказаний Стандартной Модели (СМ), а также поиск проявлений новых эффектов за её пределами. Настоящая работа посвящена анализу экспериментальных данных, набранных в многоцелевом эксперименте HERA-B по протон-ядерным взаимодействиям. Установка HERA-B являлась широкоапертурным передним спектрометром с фиксированной ядерной мишенью, снабжённым дилептонным триггером и обширной системой идентификации частиц.

Важной частью физической программы эксперимента HERA-B являлось изучение физики очарованных частиц. Особое внимание было уделено изучению состояний чармония J/ψ , $\psi(2S)$ и χ_c . Поиски “Новой Физики” концентрировались вокруг процессов редкого распада D^0 -мезонов, $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, вероятность которого в рамках СМ сильно подавлена.

Образование чармония является очень привлекательным процессом с точки зрения проверки квантовой хромодинамики (КХД). Сечение образования чармония довольно велико для получения большой экспериментальной статистики. Очарованные кварки достаточно тяжелы для пертурбативных вычислений в рамках КХД процесса образования $c\bar{c}$ -пары. Но процесс формирования из $c\bar{c}$ -пары связанного состояния чармония на данный момент не до конца ясен. Теоретические предсказания основываются на моделях, которые содержат предположения и свободные параметры, и нуждаются в эксперименте для проверки и настройки параметров.

С точки зрения эксперимента, измерения относительного рождения различных состояний чармония предоставляют хорошую возможность для проверки теоретических подходов, поскольку большая часть неопределённостей в отношениях сечений сокращается. Одной из таких проверок механизма образования чармония является измерение параметра R_{χ_c} — относительного рождения χ_c -мезонов по сравнению с основным состоянием (J/ψ -мезонами). Кроме того, дифференциальные распределения отношения R_{χ_c} более чувствительны к деталям теоретических моделей. Другой проверкой механизма образования чармония является измерение отношения рождения между χ_{c1} и χ_{c2} -мезонами. Поскольку количество и точность измерений подобного рода весьма мало, экспериментальное измерение отношения сечений $\sigma(\chi_{c1})/\sigma(\chi_{c2})$ способствует за-

метному улучшению существующей экспериментальной ситуации.

Общая характеристика работы

Диссертация включает две связанные между собой работы, выполненные на данных эксперимента HERA-B по протон-ядерным соударениям при энергии $\sqrt{s} = 42 \text{ ГэВ}$:

- поиск редкого распада очарованных мезонов $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$,
- измерение сечений рождения возбуждённых состояний чармония χ_{c1} и χ_{c2} .

Анализ был выполнен на статистике, набранной при помощи димьюонного триггера. Методика измерения, использованная в работах, основывается на нормировании числа сигнальных событий на число распадов в сходном (с точки зрения идентификации частиц и триггерования) канале распада основного состояния чармония $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Актуальность темы диссертации

Исследования очарованных мезонов используются для проверки и уточнения Стандартной Модели, а также для поисков эффектов вне рамок СМ.

Процесс распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ чувствителен к несохраняющим кварковый аромат нейтральным токам (flavor-changing neutral currents, FCNC), отсутствующим в первом порядке теории возмущений Стандартной модели. Величина относительной ширины данного распада, предсказываемая в рамках СМ, даже с учётом непертурбативных поправок оказывается чрезвычайно малой и составляет порядка $\sim 10^{-13}$. Однако в расширенных моделях вне рамок СМ вероятность распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ может существенно возрасти за счёт возникновения дополнительных вкладов новых частиц в петлевые процессы и достигать $10^{-11} \div 10^{-7}$, что приближается к возможностям уже существующих экспериментов.

Таким образом, актуальность улучшения экспериментального ограничения на относительную ширину распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ определяется поиском “Новой Физики” вне пределов СМ.

Вторая часть работы посвящена измерению сечения рождения χ_c -мезонов на ядерных мишенях в условиях эксперимента HERA-B.

Исследование образования чармония в адронных взаимодействиях необходимо для понимания процесса адронизации в непertурбативном режиме и эффектов, связанных с влиянием ядерной материи. Эти проблемы являются особенно важными, поскольку подавление выхода чармония в ядро-ядерных взаимодействиях рассматривается как возможный индикатор образования кварк-глюонной плазмы.

Экспериментальное измерение доли J/ψ -мезонов, образующихся за счёт распадов возбуждённых состояний чармония (т.н. “*feed-down*” процесс) является важным источником информации, необходимой для проверки и настройки теоретических моделей. В настоящее время существует достаточно большой объём данных по рождению J/ψ -мезонов. Однако, доступные данные по сечениям рождения и даже экспериментально более простые относительные сечения рождения возбуждённых состояний чармония недостаточно точны.

Цели и задачи исследования

Работа посвящена экспериментальной проверке Стандартной модели и поиску “Новой Физики”, приводящей к резкому увеличению относительной вероятности распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В задачи исследования входила разработка методики обработки данных, набранных с дилептонным триггером в эксперименте HERA-B и поиск этого редкого процесса.

В работе представлено экспериментальное измерение образования возбуждённых состояний чармония. В задачи исследования входила разработка экспериментальной методики и анализ данных для измерения отношения выхода χ_c к J/ψ -мезонам в канале $\chi_c \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$, отношения выхода χ_{c1} к χ_{c2} -состоянию и исследование кинематической и ядерной зависимости данных величин.

Научная новизна и значимость работы

Был получен верхний предел на относительную ширину FCNC-распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, составивший:

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 2.0 \times 10^{-6}$$

при 90% уровне доверительной вероятности результата, что улучшило существовавшее на момент публикации мировое значение верхнего предела на данный распад.

Анализ χ_c -состояний, которому посвящена вторая часть данной работы, представляет собой уникальное измерение, выполненное на различных ядерных мишенях при наибольшей из доступных энергий для экспериментов с фиксированной мишенью.

Большое число дилептонных событий, собранных экспериментом HERA-B, и высокая эффективность регистрации фотонов в электромагнитном калориметре позволили получить наибольшую в тот момент статистику χ_c -мезонов для экспериментов с фиксированной мишенью, и исследовать относительное рождение J/ψ и χ_c -мезонов с превышающей предыдущие эксперименты точностью. Использованный в анализе образец из $\sim 15\,000$ χ_c -распадов является наибольшим из полученных прежде образцов χ_c -мезонов для протон-ядерных соударений.

Полученное значение доли J/ψ -мезонов, образующихся за счёт распадов χ_c -мезонов, оказалось равным

$$R_{\chi_c} = 0.188 \pm 0.013_{-0.022}^{+0.024},$$

где первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая. В работе был также получен результат для относительного рождения χ_{c1} и χ_{c2} -состояний:

$$R_{12} = 1.02 \pm 0.40,$$

где погрешность представляет собой комбинацию статистической и систематической неопределённостей.

По сравнению с предыдущими экспериментами на фиксированных мишенях, эксперимент HERA-B впервые расширил границы измеренного кинематического диапазона в ранее неисследованную область отрицательных значений Фейнмановской переменной J/ψ -мезона $x_F^{J/\psi}$, в которой, согласно существующим моделям, должны наиболее ярко проявляться различия в поведении эффектов взаимодействия чармония с ядерным веществом.

Данные представляют несомненную важность для дальнейшего развития моделей образования чармония как в адрон-адронных столкновениях, так и в моделях, учитывающих влияние ядерной материи на рождение и адронизацию тяжёлых кварков, и моделях, рассматривающих сигналы возникновения кварк-глюонной плазмы.

Автор защищает

1. Методику поиска редкого распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в условиях эксперимента HERA-B по протон-ядерным взаимодействиям при импульсе 920 ГэВ/с.
2. Результат измерения верхнего предела на относительную ширину редкого распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
3. Методику восстановления сигнала χ_c -мезона в канале распада $\chi_c \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$ в условиях эксперимента HERA-B.
4. Результаты измерений отношений R_{χ_c} и R_{12} при импульсе 920 ГэВ/с и измерений кинематической и ядерной зависимостей отношения R_{χ_c} .

Практическая полезность

Работы были выполнены в рамках международной коллаборации HERA-B (физика высоких энергий). Тема диссертации соответствует одному из направлений физической программы эксперимента. Группа ИТЭФ принимала активное участие в создании спектрометра HERA-B, системы идентификации частиц, в создании математического обеспечения эксперимента HERA-B, эксплуатации детектора и последующем анализе экспериментальных данных.

Ограничение на относительную ширину распада D^0 -мезона, полученное в результате проведённого исследования, было включено в таблицы свойств D^0 -мезона, PDG 2006.

Результаты измерения сечений рождения χ_c -состояний необходимы для проверки теоретических моделей и корректной оценки фона за счёт обычных ядерных эффектов при поисках кварк-глюонной плазмы. Разработанная методика анализа, включающая нормировку на дилептонный распад J/ψ -мезона, может быть полезна для измерения сходных распадов в других экспериментах с высоким уровнем адронного фона.

Апробация и публикации

Материалы многократно обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации HERA-B, докладывались на международных конференциях. Результаты работы и выводы диссертации докладывались и обсуждались на научных семина-

рах в МИФИ (г. Москва, Россия) и DESY (г. Гамбург, Германия). Опубликовано в следующих работах:

Публикации

1. I. Abt, ... D. Goloubkov, *et al.*, “*Search for Flavor-Changing Neutral Current Decay $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ with the HERA-B Detector*”, Phys. Lett. **B596** (2004) 173-183;
2. A. Zoccoli, ... D. Golubkov *et al.*, “*Charm, beauty and charmonium production at HERA-B*”, Eur. Phys. J. **C43** (2005) 179-186;
3. I. Abt, ..., D. Goloubkov *et al.* “*Production of the Charmonium States χ_{c1} and χ_{c2} in Proton Nucleus Interactions at $\sqrt{s} = 41.6$ GeV*”, Phys. Rev. **D79** (2009) 012001;
4. Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Ю.М. Зайцев “*Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$* ”, Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 5 (2013) 28-33;
5. Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Ю.М. Зайцев “*Поиски распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ на адронных коллайдерах*”, Ядерная Физика. т. 77, № 2 (2014) с. 234-240;
6. V. Egorytchev, D. Golubkov, “*Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decay $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ in 920 GeV Proton-Nucleus Collisions*”, Proc. 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Kosice, Inst. Exp. Phys. SAS, 2004. p.771-775;

Доклады на конференциях

1. V. Egorytchev, D. Golubkov, “*Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decay $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ in 920 GeV Proton-Nucleus Collisions*”, 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Kosice, Slovakia
2. Голубков Д.Ю., Егорычев В.Ю., Зайцев Ю.М., Мединнис М., “*Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, протекающего через нейтральные токи с несохранением аромата в протон-ядерных соударениях при энергии 920 ГэВ*”, конференция МИФИ-2005.

3. Голубков Д.Ю., “Измерение отношения сечений рождения χ_c и J/ψ -мезонов в эксперименте HERA-B”, XVIII международная научная конференция Объединения молодых учёных и специалистов ОИЯИ, 2014 (Дубна).

Личный вклад диссертанта

Все изложенные в работе результаты были получены при основополагающем участии автора.

Диссертант также принимал деятельное участие в наборе и обработке физических данных эксперимента HERA-B: участвовал в поддержании пакета математического обеспечения эксперимента и поддержке баз данных, обеспечивал доступ к данным на магнитной ленте и через преселекции событий, на пуско-наладочном этапе работы установки участвовал в работе группы по юстировке трековых детекторов, отвечал за архивацию данных при работе триггера четвёртого уровня, по завершении набора данных — за поддержание и использование компьютерных ферм триггеров второго и четвёртого уровня для обеспечения централизованной массовой реконструкции реальных данных и централизованного создания образцов данных моделирования методом Монте Карло.

Диссертант принимал непосредственное участие в анализе физических данных эксперимента. В частности, им был измерен верхний предел на значение относительной ширины распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Диссертант провёл исследования по изучению χ_{c1} и χ_{c2} -состояний чармония в димюонном канале распада J/ψ -мезона. Им были измерены значения отношений R_{χ_c} и R_{12} , а также измерены кинематические и ядерная зависимость отношения R_{χ_c} .

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из данного Введения, **3** глав, Заключения и Списка использованной литературы. Объем диссертации **150** страниц, **42** рисунка, **32** таблицы, **109** наименований цитированной литературы. Работа построена следующим образом:

- в **Главе 1** описана экспериментальная установка HERA-B, на которой были получены анализируемые данные. Кратко описаны основные детекторы, входящие в состав спектрометра HERA-B, их особенности и основные

характеристики, элементы математического обеспечения эксперимента, методика моделирования физических процессов и отклика установки,

- **в Главе 2** описана использованная методика обработки экспериментальных данных, и приведены результаты измерения относительной ширины распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
- **в Главе 3** описана методика обработки экспериментальных данных, использованная в анализе образования χ_c -мезонов, и приведены результаты измерения отношений R_{χ_c} и R_{12} , включая их зависимость от ядра мишени и кинематических переменных.
- **Заключение** суммирует и обобщает результаты, полученные в работе.

1 Эксперимент HERA-B

Краткое описание установки

Детектор HERA-B — передний спектрометр с фиксированной мишенью, первоначально предназначавшийся для измерения нарушения CP чётности в системе нейтральных B -мезонов [1]. Уникальность многоцелевого эксперимента HERA-B состоит в том, что он одновременно использовал до 8 различных проволочных мишеней, вводимых в гало протонного пучка ускорителя HERA с энергией 920 ГэВ. Работа в условиях плотного адронного окружения накладывает серьёзные требования на систему сбора данных и триггер а также на дизайн самого детектора. Ниже приведено краткое общее описание детектора. Более подробное описание приведено в последующих подразделах.

Область мишени располагается в центре системы координат HERA-B. Как показано на общем плане детектора (рис. 1), за мишенью непосредственно следует система вершинного детектора (Vertex Detector System, VDS), которая предназначена для восстановления первичной вершины основного (pA) взаимодействия и вторичных вершин от распадов долгоживущих частиц. Расположенная далее по пучку за спектрометрическим магнитом трековая система, подразделяемая на внутреннюю и внешнюю части, служит для измерения координат треков заряженных частиц. Внутренний трекер (Inner Tracker, ITR) перекрывает внутреннюю часть геометрической области захвата детектора (10-30 мрад). Система ITR состоит из микростриповых пропорциональных камер. Внешняя часть геометрического акцептанса детектора перекрывается внешним трекером (Outer Tracker, OTR), который состоит из гексагональных дрейфовых камер. Вместе с дипольным магнитом трековая система обеспечивает измерение зарядов и импульсов заряженных частиц по кривизне траектории. Для идентификации частиц используются три различных прибора: детектор колец черенковского излучения (Ring-Imaging Cherenkov Hodoscope, RICH), который предназначен для разделения протонов, заряженных каонов и пионов, электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter, ECAL), обеспечивающий восстановление фотонов и разделение электронов и адронов, и мюонный детектор (Muon Detector, MUON) для мюонной идентификации.

Система координат HERA-B правосторонняя, с осью Oz направленной вдоль протонного пучка. Ось Oy направлена вверх, ось Ox — горизонтально в сторону центра накопительного кольца (на виде детектора сверху, направлена вниз).

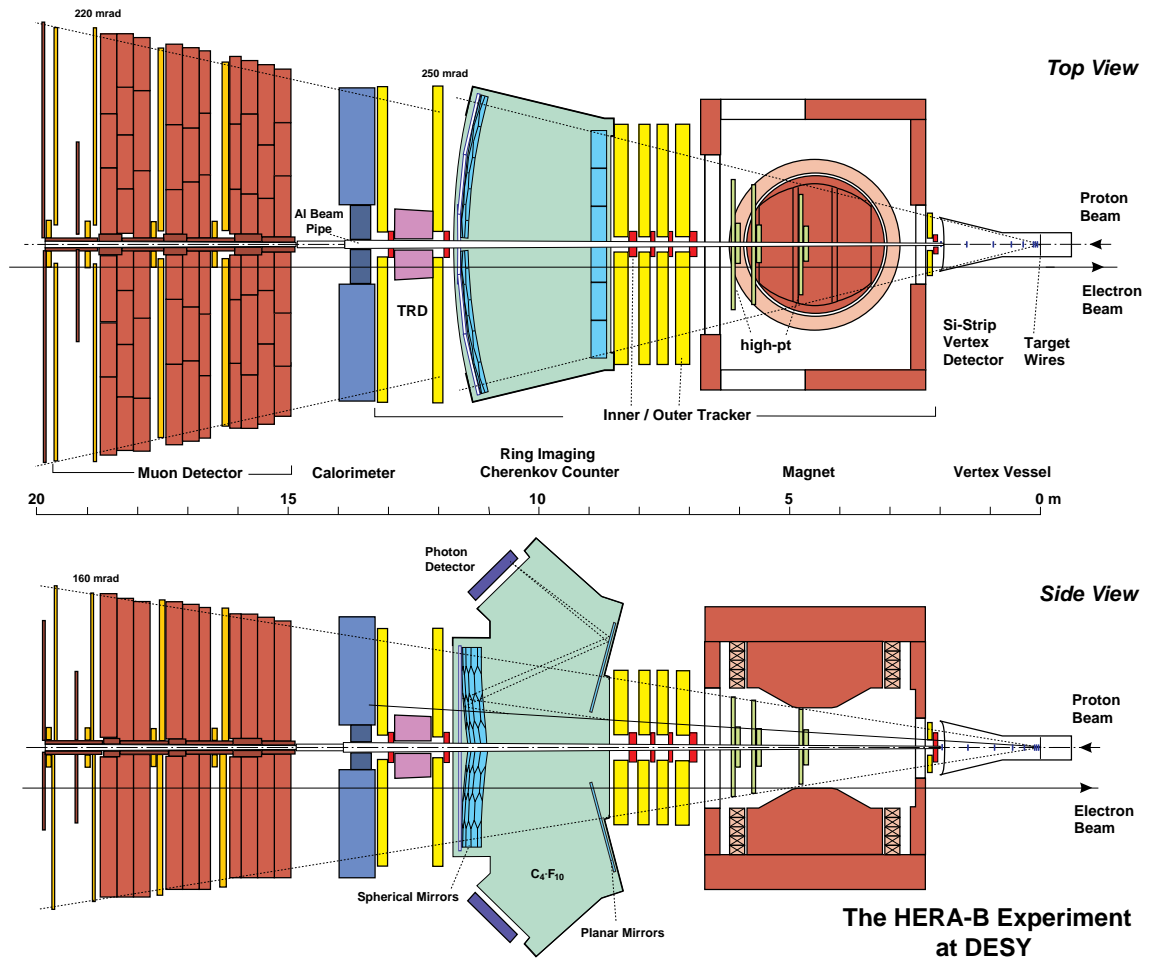


Рис. 1: Общий план детектора по состоянию на 2002 г. (вид сверху).

Начало координат находится в области мишени, 4500 мм вверх по пучку от центра HERA-B магнита. Детектор HERA-B перекрывает интервал углов 10-160 мрад в плоскости параллельной полю спектрометрического магнита и 10-250 мрад в плоскости поворота пучка. Это эквивалентно примерно 90% телесного угла в системе центра инерции (СЦИ) протон-нуклонного взаимодействия.

1.1 Описание детектора

Перед тем как будут детально описаны компоненты детектора, кратко описываются основные характеристики протонного пучка ускорителя HERA.

1.2 Пучок и мишень

Протон-электронный ускоритель на накопительных кольцах (Hadron-Elektronen-Ring-Anlage, HERA) [2] в национальном центре физики высоких энергий DESY (Гамбург, Германия) предназначался для изучения соударений между электро-

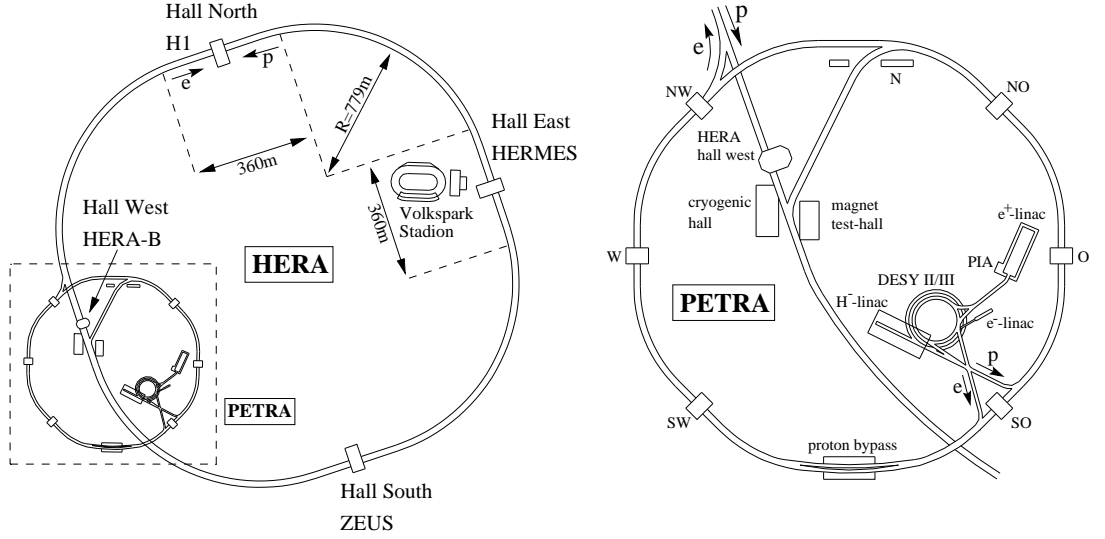


Рис. 2: Схематический вид ускорительного комплекса HERA (слева) и его цепочка предускорителей (справа). Эксперимент HERA-B располагался в Западном экспериментальном зале на территории DESY.

нами или позитронами и протонами. Основной физической задачей ускорителя HERA было изучение внутренней структуры протона в процессах глубоко неупругого рассеяния. Основными экспериментами кроме HERA-B являлись H1 [3], ZEUS [4] и HERMES [5].

Мишень [6] эксперимента HERA-B располагалась в гало протонного пучка таким образом, чтобы не создавать помех работе ускорителя и остальных экспериментов. Протонный пучок HERA сгруппирован в 220 областей фазовой устойчивости с временным шагом 95 нс. Из 220 областей фазовой устойчивости 180 заполнялись протонными сгустками. Перед тем, как попасть в ускорительно-накопительный комплекс HERA, протоны проходят четырёхступенчатую последовательность предускорителей, включающую линейный ускоритель LINAC III, синхротрон DESY III, и накопительное кольцо PETRA (см. рис. 2). Наличие предускорителей приводит к характерной схеме заполнения пучка, показанной на рис. 3, состоящей из трёх т.н. цепочек (или волновых пакетов) PETRA, которые в свою очередь состоят из 6 цепочек DESY III, по 10 сгустков каждая.

Средняя частота R_{bx} пересечения сгустками мишени HERA-B, посчитанная из временного расстояния между областями устойчивости и доли заполненных протонных сгустков, равняется $R_{bx} = \frac{180}{220} \frac{1}{96 [\text{нс}]} \approx 8.52$ МГц. Частота неупругих взаимодействий R_{ia} происходящих на мишени может быть выражена в единицах R_{bx} как $R_{ia} = \lambda \cdot R_{bx}$, где λ - среднее число взаимодействий

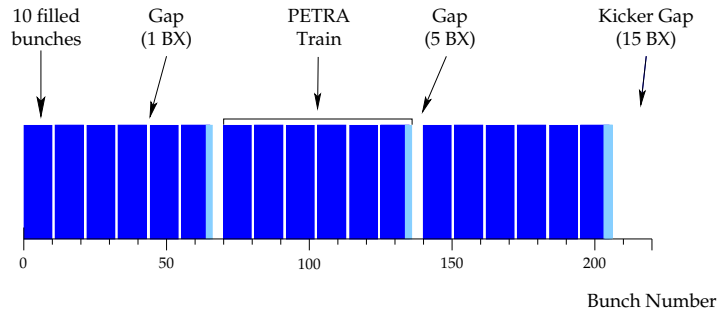


Рис. 3: Схема заполнения протонного пучка HERA, подразделяющегося на 3 цепочки PETRA по 6 цепочек DESY III состоящих из 10 сгустков каждая. Пилотный сгусток в конце каждой цепочки PETRA не имеет соответствующего встречного электронного сгустка.

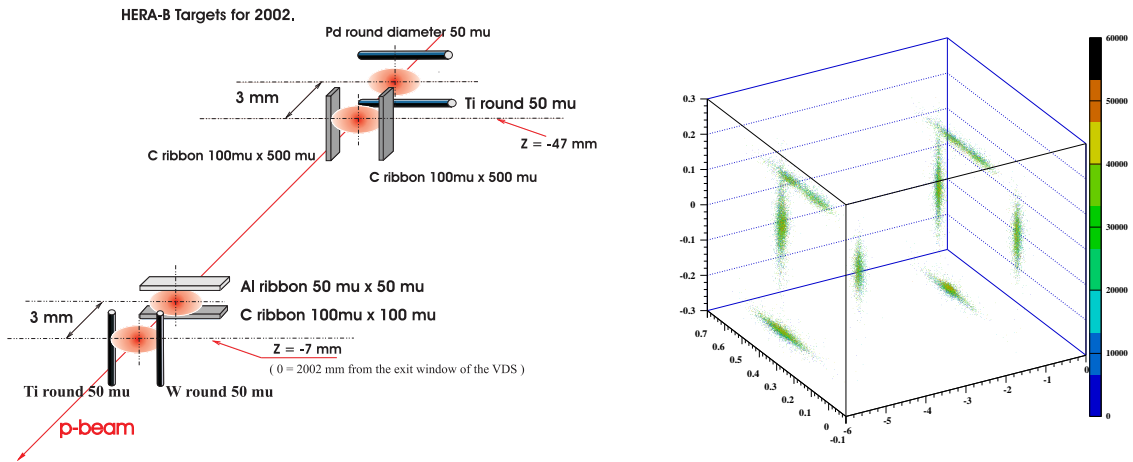


Рис. 4: Схема системы мишеней HERA-B. Восемь проволочек сгруппированных на двух станциях расположены вокруг протонного пучка.

на протонный сгусток. Для заложенной в дизайне HERA-B частоты взаимодействий ($R_{ia} = 40$ МГц), это приводит ко среднему числу взаимодействий $\lambda = 4.7$ на одно пересечение области детектора протонным сгустком (банчем). Распределение числа взаимодействий на одно пересечение сгустком следует пуассоновскому распределению со средним значением λ .

Чтобы обеспечить разделение вершин от нескольких взаимодействий происходящих одновременно, мишень HERA-B была выполнена в виде восьми тонких проволочек, сгруппированных в две станции и расположенных вокруг протонного пучка (см. рис. 4). Неупругие взаимодействия распределяются между проволочками так, чтобы достичь требуемого разрешения между вершинами. Каждая проволочная мишень могла независимо вдвигаться в пучок при помощи прецизионной механики управляемой автоматической управляющей системой. Чтобы поддерживать постоянную частоту взаимодействий, мишень

Таблица 1: Материалы и геометрия мишеней использовавшихся в периоде набора статистики 2002 года.

мишень	материал	геометрия
above I (A1)	${}_{27}^{13}Al$	50 × 500мкм ² лента
below I (B2)	${}_{12}^6C$	100 × 500мкм ² лента
inner I (I1)	${}_{184}^{74}W$	50мкм проволочка
outet I (O1)	${}_{48}^{22}Ti$	50мкм цилиндрическая проволочка
above II (A2)	${}_{106}^{46}Pd$	50мкм цилиндрическая проволочка
below II (B2)	${}_{48}^{22}Ti$	50мкм проволочка
inner II (I2)	${}_{12}^6C$	100 × 500мкм ² лента
outet II (O2)	${}_{12}^6C$	100 × 500мкм ² лента

должна была непрерывно плавно вдвигаться в пучок. Типичная средняя скорость проволочной мишени при частоте взаимодействий заложенной в дизайне составлял около 50 мкм/ч.

Частота взаимодействий измерялась несколькими сцинтилляционными счётчиками, установленными на выходном окне RICH детектора. Уравнивание частоты взаимодействий между работающими мишенями осуществлялось при помощи системы зарядовых интеграторов [7] подключённых к мишеням. Зарядовые интеграторы измеряют электрический заряд, образуемый выбиваемыми с поверхности мишеней δ -электронами. Объём заряда, образующийся на проволочке, прямо пропорционален потоку протонов через данную тонкую мишень и частоте взаимодействий на ней.

В HERA-B использовались мишени из различных материалов, обычно выполненные либо в виде тонких лент размером 500 мкм вдоль пучка и 50 мкм в поперечном направлении относительно пучка, либо в виде цилиндрических проволочек с типичным диаметром 50 мкм. Более детальное описание геометрии мишеней использовавшихся в 2002/2003 периодах набора статистики, может быть найдено в Таблице 1.

1.3 Система вершинного детектора

Вершинный детектор HERA-B (VDS) [8] был предназначен для обеспечения пространственного разделения между точкой первичного взаимодействия на проволочке мишени и вторичной вершиной от распада B или D -мезона. Чис-

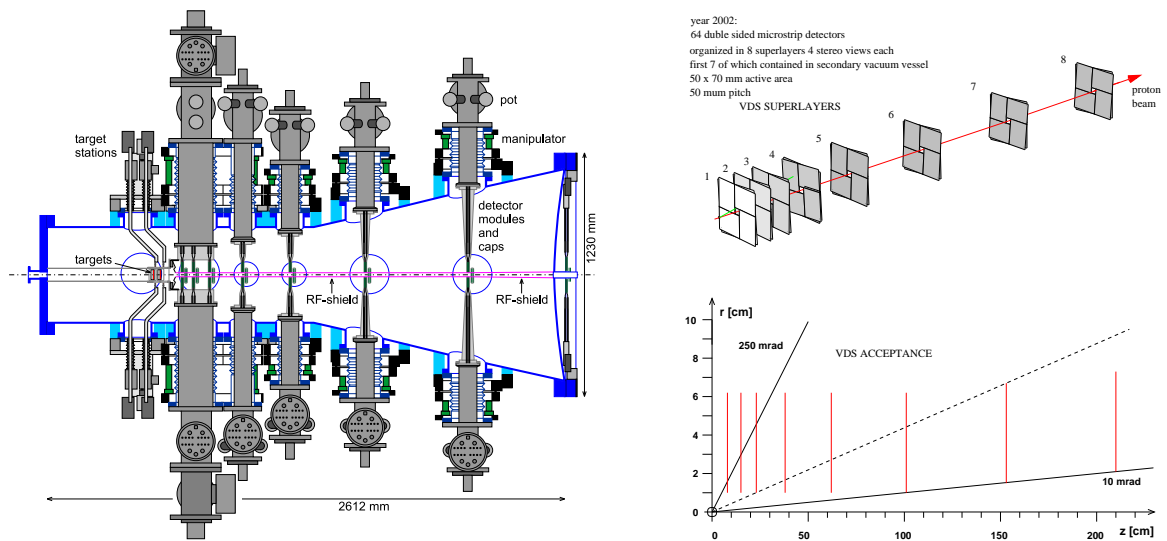


Рис. 5: (Слева): Вакуумная камера вершинного детектора с системой *Roman pot*. Обе станции мишени интегрированы в вакуумную камеру. Первые три суперслоя VDS детектора установлены на общий *Roman pot* и перемещаются одновременно. Восьмой суперслоем расположен непосредственно за выходным окном вакуумной камеры. Внутри вакуумной камеры отсутствует вакуумная труба ускорителя. В вакуумной камере вершинного детектора вдоль оси пучка от станций мишени установлено четыре стальных ленты для экранирования высокочастотного электромагнитного излучения пучка. (Справа): Схематическое изображение вершинного детектора (сверху) и проекция аксептанса VDS в горизонтальной плоскости.

ло плоскостей позволяло осуществлять независимую реконструкцию треков, для последующего отождествления VDS-сегментов треков с сегментами треков, восстановленных трековой системой за магнитом.

Вершинный детектор располагался непосредственно за системой мишеней и включал восемь станций, перекрывающих диапазон углов $10 \div 250$ мрад (см. рис. 5). Каждая станция (суперплоскость) состояла из четырёх модулей включающих два двухсторонних микростриповых полупроводниковых детектора толщиной 300 мкм и чувствительной площадью 50×70 мм². Считывающие стрипы с передней и с задней стороны каждой плоскости были направлены ортогонально друг другу, что позволяло точное восстановление точек регистрации трека в пространстве. Чтобы уменьшить число неоднозначных комбинаций возникающих при восстановлении пространственных точек, стрипы пар соседних плоскостей были дополнительно повернуты на $\pm 2.5^\circ$ относительно вертикальной и горизонтальной осей.

Чтобы добиться большого захвата в области малых углов, вершинный детектор был сконструирован для работы на радиальных удалениях до 10 мм от центра протонного пучка. Так как величина пространственного разрешения

детектора в основном определяется многократным рассеянием в материале расположенном между вершиной и первой точкой измерения трека (напр., в материале вакуумной трубы пучкопровода), суперплоскости 1-7 были расположены внутри вакуумной камеры вершинного детектора, интегрированной в пучкопровод. Кремниевые детекторы были защищены от высокочастотных полей пучка тонкими алюминиевыми колпачками и находились во вторичном вакууме. Суперплоскость 8 располагалась в условиях нормального давления за выходным окном вакуумной камеры вершинного детектора, в области перед магнитом.

Эффективность восстановления сегмента трека в VDS детекторе без использования информации трекера, составляла $\geq 95\%$ для треков с импульсом больше 1 ГэВ/с, даже для сильно загруженных событий с множественными взаимодействиями. Величина разрешения одиночной точки на треке в вершинном детекторе составляла около 12 мкм, точность восстановления первичной вершины — около 50 мкм в поперечном направлении и 500 мкм в направлении вдоль оси пучка. Точность восстановления дилептонной вершины распада J/ψ -мезона в продольном направлении составляла порядка 450 мкм, что соответствовало точности, заложенной в дизайне детектора [8].

1.4 Магнит и трековая система

Треки заряженных частиц восстанавливались с помощью двух трековых подсистем. Внутренний трекер (ITR) покрывал область вблизи пучкопровода, в то время как область перекрываемая внешним трекером (OTR) начиналась примерно на расстоянии 20 см от пучкопровода. Каждая из подсистем включала в себя 7 суперплоскостей, первый из которых был расположен между VDS и магнитом. Следующие 4 суперплоскости были расположены в области за магнитом, а последние две - между RICH детектором и калориметром. Обе трековые подсистемы считывались вертикально расположенными проволочками или стрипами. Чтобы реконструкция трёхмерных треков была возможной, часть плоскостей была наклонена на $\pm 5^\circ$ относительно вертикальной оси.

Магнит

Дипольный магнит HERA-B радиусом 1.5 м располагался на расстоянии 4.5 м от мишени и создавал магнитное поле с интегралом 2.13 Тл · м. Вектор

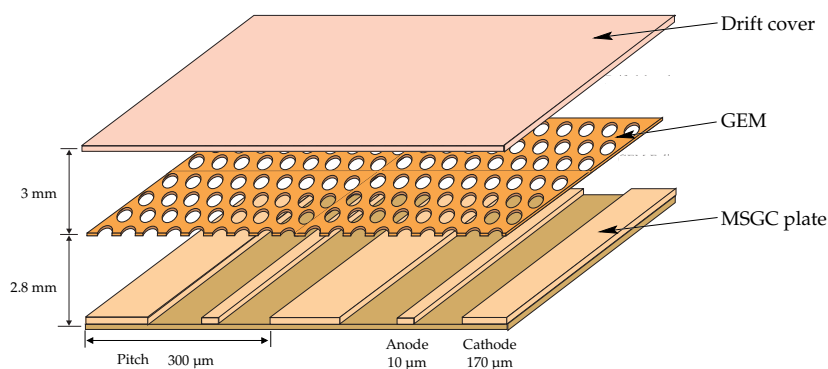


Рис. 6: Схематическое изображение *MSGC/GEM* детектора. Камеры, которые предполагалось задействовать в триггере — двухслойные для увеличения эффективности.

магнитного поля был ориентирован вдоль оси Oy т.е. отклонение траекторий заряженных частиц происходило в горизонтальной плоскости.

Внутренний трекер

Акцептанс внутреннего трекера (ITR) [9] перекрывал диапазон углов $10 \div 30$ мрад. Примерно половина треков типичного события неупругого взаимодействия попадала в область внутреннего трекера, поэтому он был спроектирован таким образом, чтобы справляться с большой радиационной нагрузкой, порядка 1 Мрад/год.

Внутренний трекер состоял из микростриповых пропорциональных камер (micro strip gas chambers, MSGCs), как показано на рис. 6. Детектор работал на газовой смеси из Ar и CO_2 . Треки заряженных частиц пересекающих дрейфовую область ионизируют атомы газа и электроны собираются электрическим полем на считывающих стрипах. На подходе к краям анодов электроны быстро разгоняются в сильно неоднородном поле и создают вторичную ионизацию атомов газовой смеси, приводя к газовому усилению сигнала. Для того, чтобы избежать возникновения газового разряда, между дрейфовым катодом и считывающим слоем была расположена т.н. плёнка электронного газового усиления, или GEM-плёнка (gas electron multiplier). GEM-плёнка служит дополнительному усилению электронного сигнала, что позволяет понизить необходимую для нормальной работы разность потенциалов.

Каждая суперплоскость внутреннего трекера состояла из отдельных плоскостей общим числом до восьми штук. Шаг между считывающими стрипами был равен 300 мкм, что приводило к разрешению детектора ~ 90 мкм.

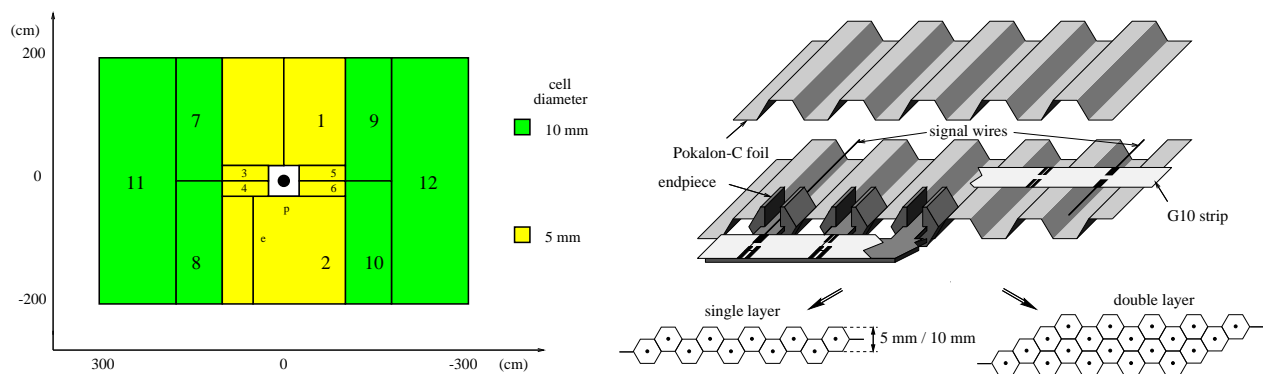


Рис. 7: Структура гексагональной дрейфовой камеры, использованной во внешнем трекаре (OTR). Также показана схема расположения в шахматном порядке дрейфовых ячеек в однослойном и двухслойном модуле. Двухслойные камеры использовались в плоскостях внешнего трекара участвующих в триггере первого уровня.

В периоде набора данных 2002/2003 гг. эксплуатация ITR выявила некоторую неустойчивость и недостаточную эффективность, что привело к решению не использовать ITR в данном анализе. Это, однако, существенно снижало аксептанс установки HERA-B в передней области и ограничивало перекрываемый установкой телесный угол с 90% до примерно 70% в СЦИ.

Внешний трекер.

Во внешней части аксептанса HERA-B плотность треков была значительно меньше, чем во внутренней и в этой области достаточно меньшей гранулярности. Поэтому для внешнего детектора (OTR) [10], который покрывал область углов $25 \div 250$ мрад в лабораторной системе, использовалась иная технология. Детектор был построен на т.н. гексагональных дрейфовых камерах (honeycomb drift chambers), работающих на смеси Ar и CO₂. В случае OTR, электроны ионизированного газа дрейфовали к анодной проволочке в центре ячейки. Для точного определения радиального расстояния от трека частицы до анода, измерялось время дрейфа электронов до проволочки. Впоследствии расстояние рассчитывалось по кривой скорости дрейфа, зависящей от газовой смеси, её давления, напряжения и геометрии ячейки дрейфовой камеры. Ячейки внутренней части OTR имели диаметр 5 мм, а внешняя часть OTR состояла из 10 миллиметровых ячеек. Для повышения эффективности регистрации, каждая суперплоскость состояла из шести слоёв дрейфовых камер.

Рабочие характеристики, достигнутые OTR на данных 2002/2003 г.г. [10]: пространственное разрешение точки на треке ~ 370 мкм (для ячеек обоих

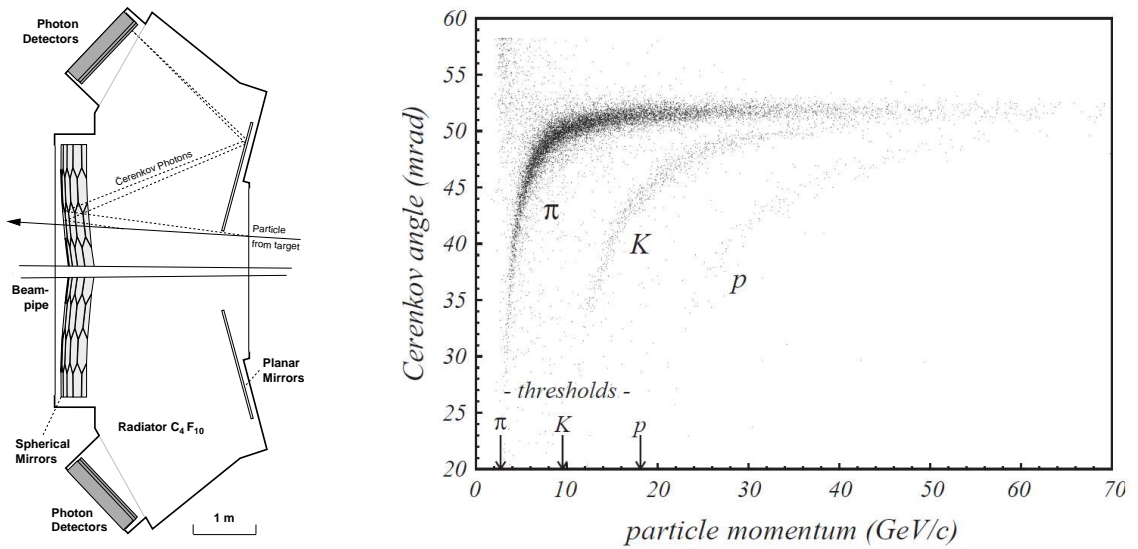


Рис. 8: Слева: Схематический вид сбоку RICH-детектора. Справа: Черенковский угол в зависимости от импульса для различных типов частиц [11]. Черенковские пороги для пионов, каонов и протонов указаны стрелками.

типов), эффективность ячейки 94(97)% для 5(10)мм ячейки, эффективность восстановления треков 95-97% для частиц с импульсом больше 5 ГэВ/с, импульсное разрешение в диапазоне 10 ÷ 80 ГэВ/с

$$\frac{\sigma(p)}{p} [\%] = (1.61 \pm 0.02) + (0.0051 \pm 0.0006) \times p [\text{ГэВ}/c].$$

1.5 Идентификация частиц

Идентификация частиц в эксперименте HERA-B основывалась на информации от детектора изображений колец черенковского излучения, электромагнитного калориметра и мюонного детектора.

Детектор колец черенковского излучения

Ring-imaging cherenkov hodoscope (RICH) [11] был спроектирован с тем, чтобы разделять электроны от пионов в диапазоне импульса 3.4-15 ГэВ/с, пионы и каоны в диапазоне 10-54 ГэВ/с, и каоны и протоны в диапазоне 23-85 ГэВ/с.

Радиатором RICH-детектора являлся газообразный C_4F_{10} находящийся в камере объёмом 108 м³ (см. рис. 8). Камера RICH-детектора находилась под атмосферным давлением, которое непрерывно мониторировалось для последующей коррекции показателя преломления при реконструкции данных.

Показатель преломления радиатора $n = 1.00137$ (черенковский угол для

частицы со скоростью $\beta = 1$ равен $\theta_c^{max} = 51.5$ мрад). Вещество радиатора было выбрано с одной стороны таким, чтобы гарантировать достаточно большую разницу в черенковских углах для пионов и каонов даже при больших импульсах (~ 0.9 мрад. при 50 ГэВ/с). В то же время, низкий порог черенковского излучения позволял разделить пионов и каонов вплоть до импульсов порядка 9.6 ГэВ/с, как показано на рис. 8.

Для измерения черенковского угла система плоских и сферических зеркал проектирует конус света на две детектирующие плоскости расположенные вне аксептанса установки, на которых излучённый свет образует кольцо (см. рис. 8). Радиус кольца пропорционален черенковскому углу. Детектирующие плоскости оборудованы 2240 мультианодными фотоумножителями с общим количеством 27000 считывающих каналов. Гранулярность системы была подобрана таким образом, чтобы загрузка каждого канала считывания не превышала 10% при частоте взаимодействий 40 МГц. Частица со скоростью $\beta = 1$ в среднем приводила к отклику в 33 зарегистрированных фотонов на кольцо.

Идентификация частиц в RICH позволяла разделить с точностью в 4 стандартных отклонения пионы и каоны в импульсной области 12 - 56 ГэВ/с, протоны и каоны при импульсах 23 – 85 ГэВ/с, и электроны и пионы при импульсах 3.5 – 15 ГэВ/с [11]. Эффективность режекции пионов, достигала 95% для треков над порогом идентификации каонов. Для треков с импульсом $p < 5$ ГэВ/с, качество идентификации падает из-за роста многократного кулоновского рассеяния трека, приводящего к увеличению неопределённости в направлении трека, а также малому числу фотонов черенковского излучения, испускаемых пионными треками.

Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ECAL) [12] предназначался для разделения электронов и фотонов от адронов. Калориметр размещался в 13.5 м от мишени и покрывал площадь 6.3×4.7 м² перпендикулярно к пучку. В общей сложности калориметр состоял из 2344 модулей (т.н. башен), набранных из слоёв поглотителя, проложенных сцинтилляционными пластинами. Свет от сцинтилляторов отводился по световодам со смещающими спектр добавками к фотоумножителям в задней плоскости башни (т.н. считывание типа “шашлык”). Калориметр подразделялся на три области различной гранулярности (см. рис. 9). В каче-

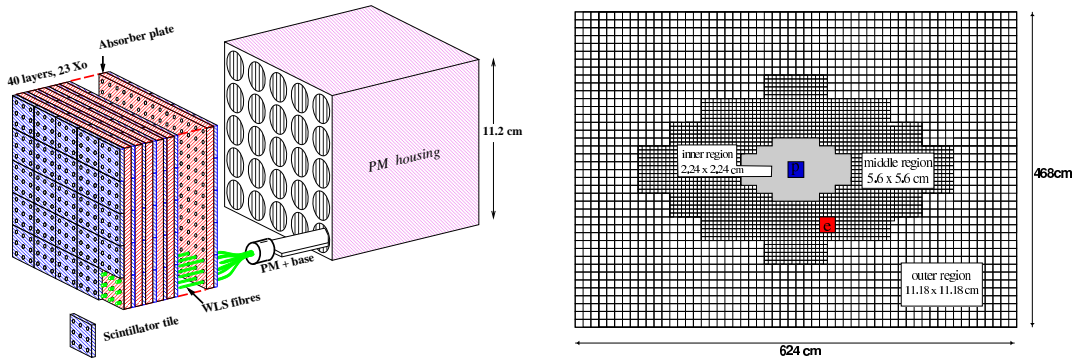


Рис. 9: Справа: Схематический вид калориметра (ECAL). Слева: Структура типа сэндвич строения модуля внутренней части калориметра в разрезе.

Таблица 2: Энергетическое и пространственное разрешение калориметра (разбитое по зонам), достигнутое на данных 2002-2003 г.г. [13]

	Внутренняя	Средняя	Внешняя
$\sigma(E)/E(\%)$	$20.5/\sqrt{E} \oplus 1.2$	$11.8/\sqrt{E} \oplus 1.4$	$10.8/\sqrt{E} \oplus 1.0$
$\sigma(X)(\text{см})$	$1.25/\sqrt{E} \oplus 0.02$	$1.37/\sqrt{E} \oplus 0.28$	$2.17/\sqrt{E} \oplus 0.28$

стве поглотителя во внутренней части калориметра использовались слои вольфрама суммарной толщиной 13.6 см (22 радиационных длины), в средней и во внешней частях калориметра использовались 33 см свинца (20 рад. длин). Гранулярность модулей была подобрана с учётом загруженности детектора таким образом, чтобы электромагнитный кластер занимал примерно 3×3 ячейки.

Количество света, приходящееся на 1 ГэВ выделенной энергии, было эквивалентно ~ 120 фотоэлектронам во внутренней части, ~ 800 в средней и ~ 1200 во внешней [13]. Энергетическое и пространственное разрешение калориметра, достигнутое на данных 2002-2003 г.г. [13] приведено в Таблице 2.

Кроме идентификации частиц, электромагнитный калориметр использовался на наиболее ранней стадии триггера, на уровне претриггера для выделения пар e^+e^- в качестве кандидатов при поиске распадов J/ψ -мезонов.

Мюонный детектор

Система мюонного детектора [14], расположенная за калориметром, служила для сепарации адронов и мюонов.

Мюонная система состояла из четырех плоскостей обычных двухслойных

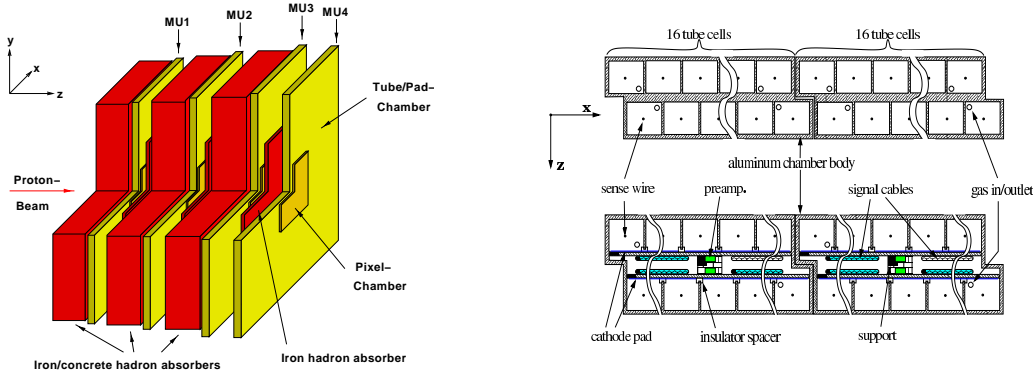


Рис. 10: Слева: схема мюонного детектора HERA-B. Справа: схема устройства трубочной (сверху) и падовой (снизу) камер мюонного детектора.

газовых трубочных камер (пиксельных камер во внутренней области), расположенных между поглотителями из армированного бетона и железа (см. рис. 10). Поглотители останавливали все частицы кроме мюонов с импульсом более 4.5 ГэВ/с. Две последние плоскости были оборудованы также чувствительными падовыми элементами, которые осуществляли катодное считывание и использовались для создания претриггера для поиска мюонных пар от распада J/ψ -мезонов.

Мюонная система была задействована на протяжении всего периода сбора данных. Эффективность ε пропорциональных трубочных камер в среднем была больше 97% за исключением нескольких областей, где $\varepsilon \sim 83\%$. Эффективность падовых камер составила около 80%, что было связано с высокими порогами в электронике для подавления шумов. Пиксельные камеры перекрывали ту же область, что и внутренний трекер ITR, и в отсутствие трекера были не применимы для триггера.

1.6 Триггер и система сбора данных

1.6.1 Последовательность дилептонного триггера

Система триггера первоначально была оптимизирована для того, чтобы эффективно выделять распад $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ с двумя лептонами с большим поперечным импульсом в конечном состоянии, которые рождаются в распаде J/ψ -мезона. Все 520k каналов детектора HERA-B считывались при каждом проходе протонного сгустка, т.е. с частотой 10.4 МГц. Многоуровневая система триггера уменьшала эту входную частоту в три этапа. События, которые

Таблица 3: Рабочие параметры триггеров в 2002/2003 гг.

Уровень	Название	Входная частота	Скорость принятия решения	Подавление фона
0	PRE	5 МГц	10 мкс	5
1	FLT	1 МГц	7 мс	40
2	SLT	25 кГц	100 мс	250
4	4LT	100 Гц	4 с	1

прошли все этапы отбора, записывались на физический носитель информации (магнитную ленту) для последующего анализа. Триггерная система подразделялась на три активные компоненты, которые будут кратко описаны ниже в последовательности работы триггера.

Работа триггерной системы начиналась с уровня т.н. система претриггера (Pretrigger System), которая выделяла пары лептонных кандидатов (электронов или мюонов). Мюонный претриггер был настроен на совпадения в двух последних плоскостях мюонного детектора, а электронный претриггер искал пары энергичных кластеров в ECAL. Координаты лептонных кандидатов затем передавались в триггер первого уровня.

Мюонный претриггер

Мюонные кандидаты определялись совпадением сигналов в двух последних плоскостях мюонного детектора, MU3 и MU4 по схемам типа “1-к-6” (во внешней) и “1-к-4” (во внутренней части) [15]. Например, во внешних областях мюонного детектора если один падовый канал MU3 срабатывал, мюонный претриггер проверял на наличие совпадений 6 соответствующих данному падов, расположенных в MU4.

Данные о совпадениях переводились в формат претриггерных пакетов и передавались на вход триггера первого уровня, для которого они служили начальными кандидатами, с которых начинался поиск мюонных треков.

Электронный претриггер

Электронный претриггер [16] использовался для отбора электронных кандидатов рождающихся в лептонных и полулептонных распадах тяжелых частиц, а также в качестве триггера для жестких фотонов, т.е. фотонов с большим поперечным импульсом. Претриггерный алгоритм образовывал кластеры из

матриц размером 3×3 ячейки считывания вокруг ячейки с наибольшим выделением энергии. Для того, чтобы увеличить эффективность регистрации J/ψ -мезона, электронный претриггер включал алгоритм восстановления энергии, потерянной электроном на тормозное излучение в области перед магнитом.

RICH-вето

Ограничение на заряженную множественность для запрета событий со слишком большим числом вторичных частиц было основано на информации от RICH-детектора. Отбрасывая такие события, триггерная система защищалась от мертвого времени из-за наложения пакетов сообщений и предотвращала переполнение своей пропускной способности событиями с большой загрузкой детектора. Сигнал RICH-вето передавался в системы претриггеров и запрещал передачу сообщения в триггер первого уровня. Более подробно RICH-вето описывается в [17].

1.6.2 Триггер первого уровня

Триггер первого уровня (First Level Trigger, FLT) [18] отбирал события с дилептонными кандидатами, осуществляя быстрый поиск лептонных треков на аппаратном уровне. Триггеры более высоких уровней требовали снижения входной частоты событий от 5 МГц до ~ 30 кГц. Продолжительность времени принятия решения на шаге FLT определялась системой электроники, расположенной на детекторе (Front End Driver, FED), которая хранила события 128 последних пересечений мишени протонными сгустками. Таким образом, триггер первого уровня должен был принимать решение за время 128×96 нс = 12.28 мкс. FLT-триггер был построен в виде системы специализированных модулей, связанных оптоволоконной сетью и управляемой сообщениями о сработавших группах каналов в мюонной системе и внешнем трекаре.

Начиная с претриггерных кандидатов, полученных в мюонном детекторе или электромагнитном калориметре, FLT-триггер последовательно осуществлял поиск треков в суперслоях MU4, MU3 и MU1 мюонного детектора и TC2, TC1, PC4 и PC1 основного трекара (см. рис. 11). Треки отслеживались от суперслоя к суперслою итеративным алгоритмом на основе фильтра Кальмана [19]. Алгоритм инициализировал поиск треков с областей интересов (Region of Interest, RoI) определённых претриггерными сообщениями. Если внутри RoI

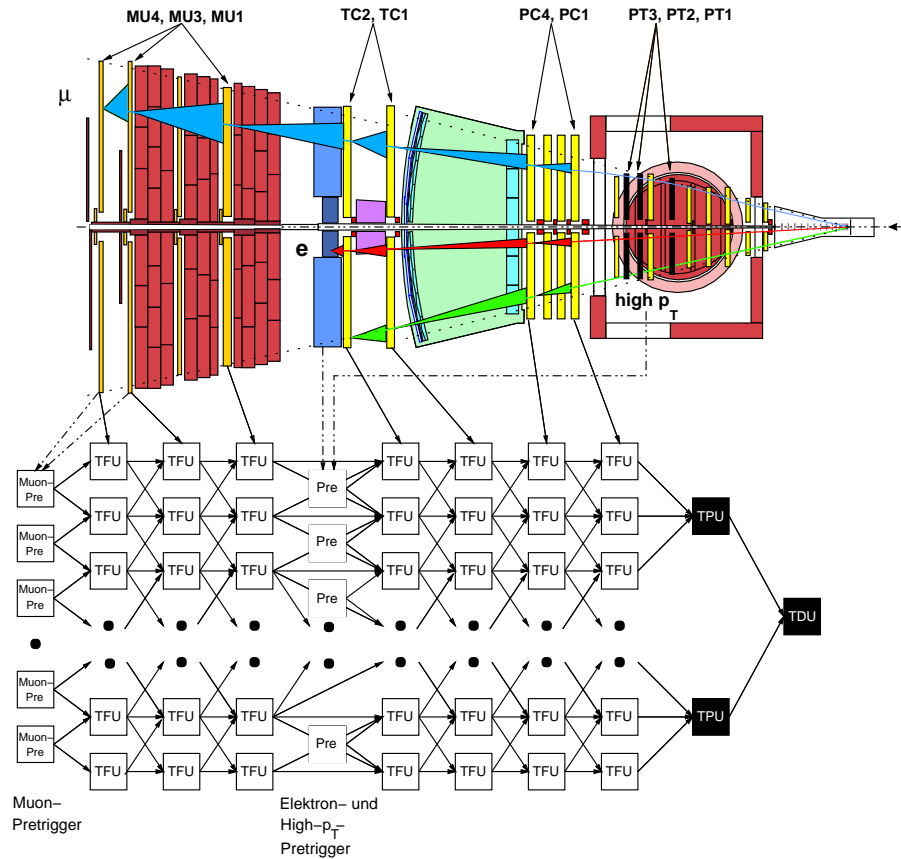


Рис. 11: Схема алгоритма триггера первого уровня HERA-B.

был найден сработавший канал, взвешенное среднее центра RoI и положения сработавшего канала использовалось для определения RoI в следующем суперслое. Чтобы достичь требуемого фактора подавления частоты событий, алгоритм требовал наличие точек на треке во всех трёх стереопроекциях в каждом суперслое детектора.

1.6.3 Триггер второго уровня

В первоначальном дизайне цепочки триггера HERA-B, целью триггера второго уровня являлась полная реконструкция пары треков найденной триггером первого уровня [20]. В SLT-триггере применялся алгоритм с инициализацией областей поиска треков (RoI), задаваемых FLT уровнем. Позднее алгоритм реконструкции в SLT-триггере был модифицирован для возможной инициализации из других источников, что позволило реализовать более гибкие триггерные схемы [21].

Триггер SLT уровня был реализован в виде программного пакета, рабо-

тавшего на ферме, состоявшей из 240 ПК. Для уточнения параметров трека использовалась информация о срабатываниях во всех плоскостях детектора HERA-B.

Так как FLT-триггер не работал во время пуско-наладочной фазы эксперимента детектора в 2000 г., в связи с ограниченным временем набора данных в 2002/2003 г.г., в реализованном в 2002/2003 г.г. режиме работы, триггер первого уровня использовался лишь в счётном режиме. Области RoI в SLT-триггере брались из претриггерных сообщений, независимо от треков, найденных FLT-триггером.

Окончательное триггерное решение было логическим ИЛИ двух независимых триггерных цепочек: требовалось наличие хотя бы одного трека и двух претриггерных сообщений в цепочке претриггеров + FLT, и пары треков, имеющих общую вершину, прошедших цепочку претриггер + SLT.

Триггер третьего уровня

Вследствие значительного снижения частоты событий триггером второго уровня, возникала возможность применения программного триггера, который бы использовал информацию со всего детектора HERA-B. Для этой цели был предусмотрен программный триггер третьего уровня (Third Level Trigger, TLT), работающий на узлах фермы SLT [22]. Такой триггер мог быть полезен для выделения частиц, которые не видны в триггерной цепочке FLT-SLT, например, поиск дополнительных треков, образующих вторичную вершину с одним из лептонных кандидатов для идентификации полулептонных распадов B и D -мезонов. Триггер третьего уровня так и не использовался в физической программе 2002/2003 г.г.

1.6.4 Триггер высшего уровня и реконструкция событий

Триггеры первого и второго уровня работали синхронно с установкой и с часами ускорителя (“HERA-clock“), а триггер четвёртого уровня — асинхронно.

Триггер четвёртого уровня выполнял полную реконструкцию и классификацию событий в онлайн-режиме. Как для онлайн-обработки событий (на 4LT), так и для оффлайн-обработки использовалась единая программная среда ARTE (Analysis and Reconstruction Tool) [23]. Библиотека математического обеспечения HERA-B ARTE включает модули для оцифровки, распознавания

образов и реконструкции треков в трековых детекторах, идентификации частиц и моделирования событий методом Монте Карло (МК).

1.6.5 Система сбора данных

В то время, как претриггер и триггер первого уровня были реализованы на аппаратном уровне с применением специализированной электроники, все триггерные алгоритмы более высокого уровня были реализованы в виде программ, работающих на компьютерных фермах, построенных на коммерческих ПК. К системе сбора данных (Data Acquisition system, DAQ) [24] относится электроника, обеспечивающая триггерование, запись и архивацию данных, а также электроника и математическое обеспечение для связи различных компонент триггера.

Система DAQ объединяла все уровни триггера, сбор и запись данных в единую структуру. Она контролировала поток данных между различными этапами триггера и синхронизовывала запись и хранение данных в конвейерах (front-end pipelines) и буферах (SLB) с принятием решения триггерами первого и второго уровней. Вдобавок ко всему прочему эта система управляла распределением событий на фермах второго и четвёртого уровней и записывала принятые и реконструированные события на электромагнитную ленту.

Поток данных в системе DAQ

После того как событие было принято триггером первого уровня, начинается обработка события в системе сбора данных. Данные событий, принятых на этом этапе, копируются из буферной памяти электроники, расположенной на детекторе (front-end drivers, FED) в систему буферов второго уровня (Second Level Buffer, SLB), построенную на основе специализированных процессоров, в которой они хранятся во время обработки события триггером второго уровня. Электронные платы на основе процессоров того же типа, использовались для построения коммутаторной сети между системой SLB и фермой триггера второго уровня. Система SLT считывает только ту часть SLB, которая необходима для SLT трекинга. Ферма SLT состояла из 240 стандартных одно-процессорных бездисковых ПК с 1.4 ГГц процессорами типа Intel, оснащённых специализированными интерфейсными картами для осуществления связи с сетью SLB. События распределялись между узлами фермы SLT-триггера, на которых вы-

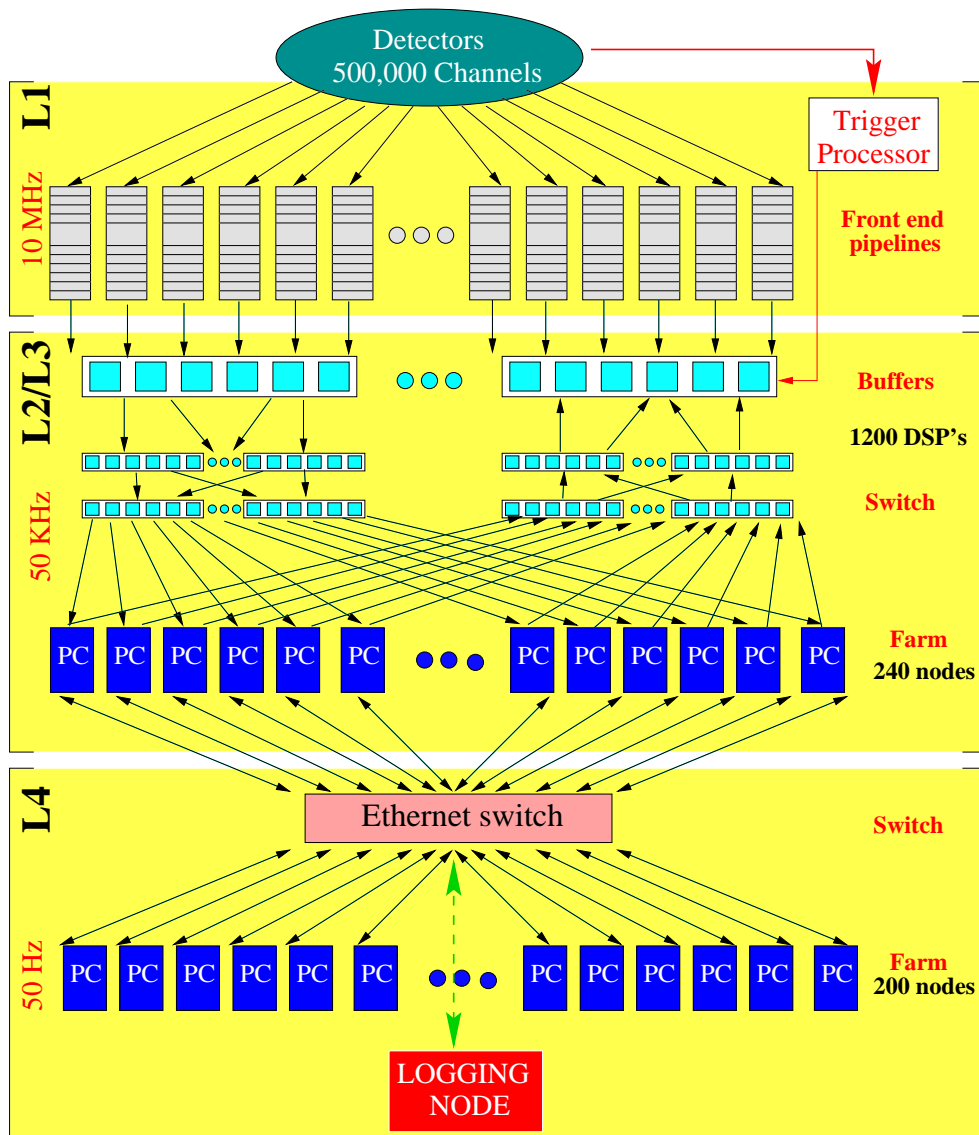


Рис. 12: Система сбора данных.

полнялась программа алгоритма SLT.

События, принятые триггером второго уровня передаются на ферму триггера четвёртого уровня (4LT) через коммутированную Fast-Ethernet сеть. Ферма 4LT состояла из 100 коммерческих двухпроцессорных 500 МГц ПК Pentium-III. Дополнительного отбора событий на ферме триггера четвёртого уровня не производилось. Вместо этого часть событий проходила полную реконструкцию для онлайн-оценки качества данных с использованием полной доступной информации о юстировке и калибровке детектора. После прохождения реконструкции на ферме 4LT, события распределялись между несколькими выделенными (от одного до трёх) файл-серверами с полным буферным дисковым пространством ~ 3.5 Тб, откуда затем архивировались на магнитную ленту.

Чтобы оптимизировать пропускную способность системы DAQ, в ходе набора данных в 2002/2003 годах, на ферме 4LT в режиме онлайн реконструировалась только регулируемая часть (порядка нескольких процентов) событий. Этого было достаточно для надёжного осуществления онлайн-мониторинга качества собираемых данных. Оставшаяся часть событий затем реконструировалась на фермах 4LT и SLT в промежутках времени пока происходила инжекция и настройка протонного пучка, или по той или иной причине отсутствовал пучок, пригодный для использования. Таким образом, полный образец событий делался доступным для анализа с небольшой задержкой в несколько дней.

Производительность триггерной системы

Максимальная достигнутая в 2002/2003 гг входная частота на входе SLT составляла 25кГц, и в основном ограничивалась пропускной способностью коммутатора с системой SLB. Вследствие этого для событий с дилептонным триггером средняя частота записи событий составляла 100 Гц при характерном размере события 120-150кб. В случае триггера с минимальным отбором, данные набирались при меньших частотах счёта годоскопов для уменьшения вероятности наложения нескольких взаимодействий в одном пересечении мишени протонным сгустком, и соответственно, характерный размер события ~ 40 кб был меньше вследствие меньшей загрузки детектора. При работе в режиме триггера с минимальным отбором система DAQ обеспечивала запись событий с частотой до ~ 1 кГц, ограниченной в основном возможностями файл-серверов по записи собираемого потока данных на диск.

Пере-реконструкция данных

После завершения набора данных экспериментом HERA-B, компьютерные мощности ферм триггера второго и четвёртого уровней были переориентированы на использование для окончательной обработки данных, т.е. пере-реконструкции данных с улучшенными алгоритмами и калибровкой детектора, а также для создания и реконструкции образцов данных моделирования методом Монте Карло. Для обработки данных в оффлайн-режиме оказалась применима та же система управления и контроля, которая применялась для загрузки, контроля и мониторинга системы DAQ в ходе набора физических данных [25].

Классификация и преселекция событий

Для обеспечения быстрого доступа к образцам данных, обладающих специфическими свойствами, использовалась классификация событий. Применяя стандартизованные критерии отбора событий, выделяются подобразцы событий, содержащие, к примеру, дилептонные пары l^+l^- или кандидаты распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Для димюонных событий, использованных в данном анализе, в наборе данных 2002/2003 гг подвыделялось три класса событий. В событиях первого класса требовалось наличие пары хорошо восстановленных мюонных треков, во втором классе пара мюонных треков должна была обладать общей вершиной, в третьем классе дополнительно к этому требовалось, чтобы инвариантная масса мюонной пары превышала заданное минимальное значение.

1.7 Монте-Карло моделирование

Моделирование образования тяжелых кварков в pA -взаимодействиях

Рождение пары тяжелых кварков $Q\bar{Q}$ в протон-нуклонном взаимодействии моделируется при помощи программы PYTHIA 5.7 [26]. Тип нуклона-мишени выбирался равновероятно в соответствии с числом протонов и нейтронов в моделируемой ядерной мишени. Последующая адронизация пары $Q\bar{Q}$ моделируется при помощи программы JETSET 7.4 [27].

Генераторы PYTHIA / JETSET моделируют адрон-адронные взаимодействия без учёта ядерных эффектов, таких, как потери энергии или многократные взаимодействия, происходящие в ядре мишени. Для моделирования неупругих процессов взаимодействия внутри ядерного вещества, дополняющих жёсткое протон-нуклонное взаимодействие, совместно с генератором PYTHIA / JETSET использовался генератор FRITIOF 7.02 [28]. Генератор FRITIOF моделирует неупругие протон-ядерные взаимодействия, включая самосогласованное описание перехода между режимами мягкого рассеяния и жесткого партон-партонного рассеяния, но не включает процессов образования массивных кварков.

В событии протон-нуклонного взаимодействия, полученном при помощи генераторов PYTHIA / JETSET, выделялись частицы, относящиеся к цепочке адронизации пары тяжелых кварков, а полная энергия остальных частиц использовалась для моделирования неупругого pA -взаимодействия генератором FRITIOF.

Выделение частиц, принадлежащих к цепочке адронизации массивного (анти)кварка происходит следующим образом¹. Если массивный кварк в процессе адронизации образовал синглетный по цвету кластер, то удерживается сам кластер и все продукты его распада. Если массивный кварк входил в состав струны, то для данной струны удерживаются все те фрагменты первого поколения фрагментации вместе со всеми продуктами их распада, которые в собственной СЦИ струны двигались в направлении той же полусферы, что и массивный кварк. Все остальные фрагменты-спектаторы считаются не связанными с массивным кварком и отбрасываются. Затем для события подсчитывается суммарная инвариантная масса отброшенных частиц ($\sqrt{s'}$), и при помощи генератора FRITIOF моделируется событие pA -взаимодействия при энергии E'_B , соответствующей полученному значению $\sqrt{s'}$:

$$E'_B = E_B - E_Q - \frac{E_B}{M}(E_Q - P_{Qz}) + \frac{M_Q^2}{2M},$$

здесь M_Q , E_Q и P_{Qz} — соответственно, инвариантная масса, полная энергия и продольный импульс продуктов адронизации массивных кварков, E_B — энергия пучка HERA ($920 \text{ ГэВ}/c^2$), M — масса ядра мишени.

Частицы конечного состояния в созданном при помощи генератора FRITIOF фоновом событии неупругого pA -взаимодействия затем Лоренц-преобразуется в лабораторную систему отсчёта так, чтобы в полном (PYTHIA / JETSET) + FRITIOF взаимодействии сохранялся 4-импульс и объединяется с продуктами адронизации пары тяжелых кварков.

Моделирование прохождения частиц через детектор

Генераторы PYTHIA и FRITIOF описывают взаимодействие в точке начала координат. Чтобы учесть реальное расположение проволочной мишени и небольшой наклон протонного пучка на входе в установку (~ 0.7 мрад), компенсируемый дипольным магнитом HERA-B, координаты вершин и импульсы частиц пересчитываются в систему координат детектора HERA-B.

Затем события подвергаются детальному моделированию прохождения частиц через установку, основанное на пакете GEANT 3.21 [30]. Пакет GEANT моделирует процессы электромагнитного и адронного взаимодействия частиц

¹ в качестве примера приведено описание алгоритма т.н. “полу-струнной фрагментации” [29]

с веществом детектора, такие как многократное рассеяние, потери энергии за счёт ионизации, рождение δ -электронов, тормозное излучение и рождение электрон-позитронных пар, черенковское излучение, рождение, взаимодействия и распады вторичных частиц в ядерных реакциях с веществом детектора и т.п. В GEANT-моделировании детально учитывается реальная геометрия установки, распределение материала в детекторе и расположение чувствительных плоскостей. На этапе GEANT-моделирования происходит также моделирование распадов для долгоживущих частиц типа $K^0, \Lambda^0, \Sigma^\pm, \Xi^{0-}, \Omega^-$, образовавшихся на стадиях моделирования pA -взаимодействия при помощи PYTHIA и FRITIOF, (а на стадиях PYTHIA / FRITIOF-моделирования распады этих частиц запрещаются). Такое раздельное моделирование распадов коротко- и долгоживущих частиц необходимо для того, чтобы учесть конечную вероятность взаимодействия долгоживущих частиц с веществом детектора вместо распада.

Этап GEANT-моделирования является наиболее затратным с точки зрения процессорного времени. Широкое использование процессорных ферм на основе стандартных ПК в триггерной системе эксперимента HERA-B, размыло традиционно резкую границу между онлайн- и оффлайн-обработкой данных [25]. В частности, использование процессорных мощностей онлайн-ферм SLT и 4LT-триггеров для МК-моделирования и реконструкции данных позволило создавать требуемые в ходе анализа образцы событий моделирования за сравнительно небольшие отрезки времени, до 10^6 событий за 1-2 суток. Разброс в скорости моделирования определялся, в основном, множественностью обрабатываемых пакетом GEANT вторичных частиц, растущей с атомным весом ядра мишени.

Наложение нескольких взаимодействий

Полученные после GEANT-моделирования события должны пройти реконструкцию. На этапе реконструкции списки частиц и координаты пересечений с чувствительными плоскостями детектора вначале объединяются для сигнального события (напр., события образования и распада очарованного мезона) и для разыгранного в соответствии с пуассоновским распределением числа событий неупругого pA -взаимодействия. Это необходимо, чтобы учесть то, что в реальных событиях взаимодействия пучка протонов с проволочной мишенью

может произойти наложение нескольких независимых pA -взаимодействий в одном пересечении мишени протонным сгустком.

Так как сечения рождения массивных кварков на несколько порядков меньше полного сечения неупругого pA -взаимодействия, наложившиеся взаимодействия являются в подавляющем числе обычными неупругими pA -взаимодействиями. Необходимое число событий неупругих pA -взаимодействий создается при помощи программы FRITIOF и проходит через GEANT-моделирование отклика установки так, как это было описано выше.

Среднее пуассоновского распределения числа наложений pA -взаимодействий зависит от режима работы проволочной мишени. В ходе набора данных частота неупругих взаимодействий непрерывно контролировалась сцинтилляционными годоскопами и зарядовыми интеграторами. Характерная частота неупругих взаимодействий при наборе данных с дилептонным триггером составляла ~ 5 МГц, что примерно соответствует одному дополнительному неупругому взаимодействию на пересечение мишени протонным сгустком.

Оцифровка и реконструкция

События, полученные после объединения сигнальных событий с наложившимися событиями неупругих pA -взаимодействий подвергались т.н. оцифровке, учитывающей реалистичные эффективности и точности калибровки детектора, распределение мёртвых каналов и т.п., а также, до некоторой степени, шумы считывающей электроники. После оцифровки события приобретали формат, сходный с экспериментальными данными, и пропускались через программы детального моделирования претриггеров, алгоритм триггера второго уровня и ту же полную оффлайн-реконструкцию событий, что и экспериментальные данные.

Моделирование для двухпроводочных конфигураций мишени

В случае двухпроводочных конфигураций мишени, МК моделирование проводилось по-отдельности для сигнальных событий на каждой мишени. При этом наложение неупругих взаимодействий моделировалось для обеих проволочек. Следует отметить, что аксептансы и эффективности восстановления дилептонных сигналов несколько различаются при использования одной и той же мишени в одно- и двухпроводочных конфигурациях. Это объясняется, в

основном, двумя причинами. Во-первых, взаимным влиянием событий pA -взаимодействия на двух мишенях в процессе поиска вершин (возникновение дополнительных неоднозначностей при ассоциации треков с вершинами, распределёнными между двумя “активными” проволочками). Во-вторых, тем, что в алгоритме SLT-триггера RoI-области поиска треков в VDS детекторе и области поиска дилептонных вершин задавались по-разному для одно- и двухпроволочных конфигураций в зависимости от положения мишеней.

1.8 Основные задачи физической программы HERA-B

Основной объём информации, собранной в физическом сеансе 2002/2003 гг. включал данные, набранные на различных ядерных мишенях (C, Ti, W) с минимальным отбором, с дилептонным триггером и триггером на жесткие фотоны. Поэтому физические задачи могут быть сгруппированы по типу данных:

- дилептонный триггер: (порядка $\sim 3 \times 10^5$ распадов J/ψ -мезона в димюонной и диэлектронной модах, собранные в одно- и двухпроволочных конфигурациях мишени):
 - A -зависимость образования J/ψ -мезонов, их кинематическая зависимость и поляризация
 - относительное образования чармония: $\frac{\chi_c}{J/\psi}$ (входит в данную работу) и $\frac{\psi(2S)}{J/\psi}$
 - образование боттомония и сечение рождения прелестных кварк-антикварковых пар
 - поиск редкого распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (входит в данную работу)
- т.н. триггер с минимальным отбором (“minimum bias”) на неупругие взаимодействия:
 - величины сечений рождения очарованных-мезонов, включая D^\pm , D^0 , $D^{*\pm}$, D_s^\pm и J/ψ -мезон
 - дифференциальные сечения образования странных мезонов и каскадных гиперонов
 - поиск пентакварков (верхний предел)

- калориметрический триггер (жесткие фотоны с поперечной энергией $E_T > 2 \text{ ГэВ}$ для C, Ti, W и Al мишеней):
 - кинематическая зависимость сечений рождения, их отношение и A -зависимость для π^0 и η -мезонов
 - исследование структуры адронных струй
- “glueball” триггер на события с пониженной загрузкой заряженных частиц, собранных на углеродной и алюминиевой мишенях

Большая часть работ была выполнена используя данные дилептонного триггера и данные с минимальным отбором. Данным, собранным с триггерами на жесткие фотоны и глоболы было уделено сравнительно мало внимания.

2 Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

2.1 Введение в анализ

Распад $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ разрешён лишь в высших порядках СМ, но его относительная ширина сильно подавлена и составляет не более $\sim 10^{-13}$. Однако в некоторых расширениях СМ, относительная ширина данного распада лежит в диапазоне $10^{-11} \div 10^{-9}$, что значительно превышает предсказания СМ и начинает приближаться к возможностям существующих экспериментов.

Вклады в рамках Стандартной Модели

Процесс распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ² чувствителен к несохраняющим аромат нейтральным токам (flavor-changing neutral currents, FCNC), отсутствующим в первом порядке Стандартной модели (СМ).

В рамках СМ с вершиной, в которой меняется аромат кварка, связан только заряженный ток слабого взаимодействия W^\pm . Поэтому во взаимодействиях с изменением аромата кварк верхнего типа (u, c, t) меняет заряд на единицу и всегда переходит в кварк нижнего типа (d, s, b), и наоборот. Аромат кварка, как квантовое число, сохраняется во всех других элементарных процессах электро-слабых взаимодействий. Вследствие этого вероятность FCNC процессов мала. В высших порядках теории возмущений данные процессы протекают посредством механизма Глэшоу-Иллиополуса-Маяни [31] (ГИМ). На рис. 13 показан пример однопетлевой фейнмановской диаграммы низшего порядка, дающей вклад в FCNC процесс распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Амплитуда ГИМ-процессов чувствительна к ароматам массивных кварковых токов, участвующих в петле. В случае FCNC-процессов в секторе кварков нижнего типа (в частности, для ароматов s или b), присутствие тяжёлого t -кварка ($m_t \approx 180 \text{ ГэВ}/c^2$) обеспечивает доминирование вкладов от переходов на малых расстояниях. Поэтому наибольшее внимание в физике взаимодействий с изменением аромата традиционно привлекают исследования K - и B -систем. Тем не менее, очарованные кварки остаются единственными доступными для экспериментального изучения массивными кварками верхнего типа. Благодаря одновременной малости элементов матрицы Кабиббо-Кобаяши-

²здесь и далее в данной работе D^0 означает D^0 и \bar{D}^0

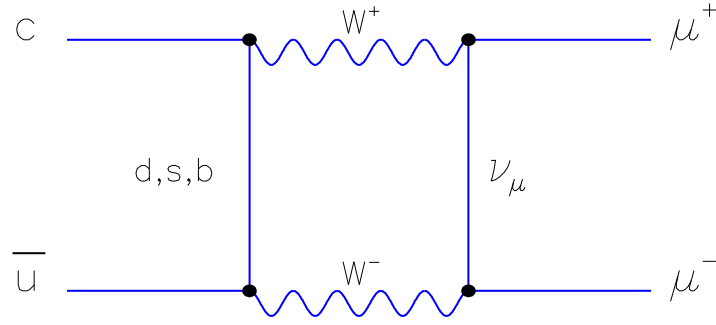


Рис. 13: “Квадратная” фейнмановская диаграмма распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В качестве промежуточных d , s , b и ν_μ могут участвовать также их античастицы в зависимости от временного упорядочения вершин.

Маскавы $V_{cb}V_{ub}^*$, и относительно небольшому отличию массы b -кварка по сравнению с массами d и s кварков участвующих в петле, переходы на малых расстояниях не являются доминирующими в ГИМ-процессе $c \rightarrow u$. В результате, распады с участием несохраняющих очарование нейтральных токов, не могут служить для точной проверки механизма Кабиббо-Кобаяши-Маскавы при тестировании СМ. Тем не менее, FCNC-распады очарованных мезонов, для которых удаётся установить верхние ограничения на вклад непертурбативных взаимодействий на больших расстояниях, могут использоваться для экспериментального поиска новых физических сценариев. Так как экспериментальное наблюдение протекания таких процессов с неожиданно большими вероятностями (превышающими на несколько порядков предсказания СМ) могло бы означать существование на древесном уровне FCNC вне рамок СМ [32].

Дополнительное подавление рассматриваемого распада обеспечивается требованиями сохранения спиральности. Заряженный ток слабого взаимодействия W^\pm связан только с левыми фермионами и правыми анти-фермионами. Так как D^0 имеет спин 0, сохранение углового момента количества движения в распаде $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ требует, чтобы оба мюона были правыми либо левыми в системе покоя D^0 . Вследствие этого один из мюонов должен иметь “неправильную” спиральность для взаимодействия с W^\pm , что приводит к дополнительному подавлению, примерно пропорциональному $(m_\mu/M_W)^2$, где m_μ и m_W — соответственно, массы мюона и W -бозона.

Оценка вклада в относительную ширину распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ за счет процессов на малых расстояниях в рамках СМ дает значения порядка $\sim 10^{-19} \div 10^{-18}$ [32–34].

Оценка непертурбативных поправок за счет сильного взаимодействия на больших расстояниях связывает их вклад с вероятностью двухфотонного распада D^0 -мезона: $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) \simeq (2.7 \times 10^{-5}) \times \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ [32]. В свою очередь, вероятность двухфотонного распада $D^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в настоящее время экспериментально ограничена измерением $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \gamma\gamma) < 2.2 \times 10^{-6}$ с уровнем доверительной вероятности 90% [35]. При этом соответствующая теоретическая оценка (в рамках СМ) составляет $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^{-8}$ [32]. Таким образом, в рамках СМ учет непертурбативных поправок, связанных с сильным взаимодействием на больших расстояниях, приводит к возможному увеличению вероятности распада D^0 примерно до 10^{-13} [32]. Даже такое увеличение вероятности распада не оставляет возможности для наблюдения данного процесса в существующих или планируемых в ближайшее время экспериментах. Таким образом, существует большой интервал между предсказаниями СМ и экспериментальным верхним пределом на его относительную ширину для поиска новой физики.³

Потенциал вкладов от новой физики

В расширенных моделях вне рамок СМ вероятность распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ может существенно возрасти за счет возникновения дополнительных вкладов новых частиц в петлевые процессы.

В Минимальном Суперсимметричном расширении Стандартной Модели (МССМ) каждой обычной частице СМ соответствует ее суперсимметричный партнер. В МССМ выполняется R -инвариантность, где $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ для частицы с барионным числом B , лептонным числом L и спином S [36]. Все обычные частицы принадлежащие СМ имеют положительную R -чётность ($R = +1$), тогда как соответствующие им суперсимметричные партнёры (s -частицы) обладают отрицательной R -чётностью ($R = -1$). В общем случае R -чётность сохраняется в МССМ вследствие $B - L$ инвариантности. Сохранение R -чётности приводит, в частности, к предсказанию того, что s -частицы должны рождаться только парами и существует стабильная наилегчайшая s -частица с некоторыми характерными свойствами, обусловленными космологическими ограничениями (напр., электрическая и цветовая нейтральность).

³Хотя существующие оценки в рамках СМ имеют лишь модельный характер, с точки зрения экспериментального поиска возможных отклонений от СМ достаточно, чтобы уровень точности любых таких оценок по порядку величины обеспечивал заведомое отсутствие сигнала в исследуемой области.

Однако, сохранение R -чётности является предположением *ad hoc*, необходимым, в основном, для того, чтобы объяснить экспериментальный предел на время жизни протона. Для неё нет глубокого теоретического обоснования. В альтернативных вариантах реализации суперсимметрии барионная либо лептонная чётности могут сохраняться по-отдельности, одновременно препятствуя быстрому распаду протона и допуская нарушение R -чётности. Как следствие нарушения R -чётности, наилегчайшая s -частица оказывается нестабильной и распадается на обычные частицы, входящие в СМ.

Существующие ограничения на параметры суперсимметричных моделей обусловлены как прямыми поисками суперсимметричных частиц, так и пределами на вклад обмена виртуальными суперсимметричными частицами в различные процессы присутствующие в СМ (напр., см. обзор, посвящённый суперсимметрии в [36] и приведённые в нём ссылки на дальнейшие обзоры по ограничениям на параметры МССМ и её варианты с нарушенной R -чётностью).

Подробное исследование FCNC-процессов применительно к сигналам смешивания $D^0 - \bar{D}^0$ и редким распадам очарованных частиц представлено в работе [37] и приведённых в ней ссылках. В частности, наибольшей величины в 3.5×10^{-7} оценка относительной ширины рассматриваемого распада достигает в МССМ с несохранением R -чётности (RPV), где вероятность данного распада может достичь $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{\text{RPV МССМ}} \simeq 3.5 \times 10^{-7} \left(\frac{\tilde{\lambda}'_{22k} \tilde{\lambda}'_{21k}}{0.004} \right) \leq 3.5 \times 10^{-7}$ [37], где λ'_{ijk} — константы связи, стоящие в данной модели при вершине перехода между лептоном поколения i , кварком верхнего типа поколения j и кварком нижнего типа k -того поколения (или их суперпартнёрами). По другим оценкам для той же модели, связывающим распад $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с $D^0 - \bar{D}^0$ смешиванием, вероятность этого распада оценивается величиной $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{\text{RPV МССМ}} \simeq 4.8 \times 10^{-9} (300 \text{ ГэВ}/m_{\tilde{d}_k}) \leq 10^{-8}$, где $m_{\tilde{d}_k}$ — масса суперсимметричного партнёра d -кварка [38]. В сценариях новой физики, основанных на модели Рэндалл-Сундрума с закрученными дополнительными измерениями, вероятность данного распада достигает значений порядка 10^{-10} [39], что также на несколько порядков величины превосходит оценку в рамках СМ. Таким образом, существуют модели новой физики, в рамках которых вероятность распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на несколько порядков превосходит предсказания СМ, и приближается к возможностям эксперимента. Это делает изучение данного распада особенно интересным с точки зрения поиска новой физики вне пределов СМ.

Таблица 4: Измерения относительной вероятности распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Результаты приведены в хронологическом порядке на момент публикации анализа.

(год) Эксперимент	Реакция	Верхний предел	метод	ссылка
(1985) EMC	$280 \text{ ГэВ}/c^2, \mu^+H,D$	3.4×10^{-4}	C	[40]
(1986) E615	$225 \text{ ГэВ}/c, \pi^\pm W$	1.1×10^{-5}	C	[41]
(1988) ARGUS	$\sqrt{s} = 10 \text{ ГэВ}, e^+e^-$	7.0×10^{-5}	B	[42]
(1994) E789	$800 \text{ ГэВ}/c, p^-Pt$	3.1×10^{-5}	C	[43]
(1995) E653	$600 \text{ ГэВ}/c, \pi\text{-эмульсия}$	4.4×10^{-5}	C	[44]
(1995) BEATRICE	$350 \text{ ГэВ}/c, \pi Cu, W$	7.6×10^{-6}	B	[45]
(1996) CLEO II	$\sqrt{s} \sim \Upsilon(4S), e^+e^-$	3.4×10^{-5}	B	[46]
(1996) E771	$800 \text{ ГэВ}/c, pSi$	4.2×10^{-6}	A	[47]
(1997) BEATRICE	$350 \text{ GeV}/c, \pi Cu, W$	4.1×10^{-6}	B	[48]
(1999) E791	$500 \text{ ГэВ}/c, \pi^-Pt, C$	5.2×10^{-6}	B	[49]
(2000) E789	$800 \text{ ГэВ}/c, pAu, Be$	1.56×10^{-5}	B	[50]
(2003) HERA-B	$920 \text{ ГэВ}/c, pC, Ti$	1.5×10^{-5}	C	[51]
(2003) CDF	$1.8 \text{ ТэВ}/c, p\bar{p}$	2.5×10^{-6}	B	[52]

Предыдущие измерения

Экспериментальные поиски $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ проводились в адрон-адронных, электрон-позитронных, а так же в соударениях лептонов или адронов с ядрами. В таблице 4 приведен обзор эволюции верхнего предела, тип исследовавшихся взаимодействий и применённый метод нормировки числа D^0 -мезонов. Среди использованных различными экспериментами методов нормировки числа D^0 мезонов можно выделить три подхода (см. Таблицу 4):

- A.** В экспериментах, в которых была известна полная светимость, число D^0 -мезонов могло быть определено напрямую. Этот метод наряду с необходимостью знания сечения рождения D^0 -мезонов при данной энергии, также требует точного определения абсолютной эффективности использованного триггера.
- B.** Нормировка числа наблюдаемых D^0 -кандидатов на число событий в каком-либо хорошо измеренном и кинематически сходном канале распада D^0 -мезона. Напр., таком как $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ или $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Этот метод предполагает использование триггера одновременно чувствительного как к димюонным, так и к чисто адронным событиям. При этом многие экспериментальные неопределенности в оценке акцептанса детектора, а также светимость, в значительной мере сокращаются. Однако этот метод требу-

ет тщательного учёта разницы в эффективностях триггера для распадов $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и для опорного адронного канала распада, а также в эффективностях идентификации мюонов, пионов и каонов.

С. Нормировка числа D^0 -кандидатов на число реконструированных событий $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В этом методе светимости и значительная часть систематических неопределённостей, связанных с триггерованием и идентификацией сокращается. Следует отметить, что в таком методе требуется знание отношения полных сечений рождения D^0 и J/ψ -мезонов и учёт различий в эффективностях регистрации и реконструкции, возникающих за счёт различия импульсных спектров мюонов от распада D^0 и J/ψ -мезонов.

Обзор современного состояния поисков распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ можно найти в работах [53, 54].

2.2 Метод

Описываемый анализ был проведён на статистике HERA-B, набранной в сеансе 2002/2003 годов.

В анализируемых данных эксперимента HERA-B с димюонным триггером было набрано около 150 000 распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Для данного анализа был выбран метод **С**, и наряду с поиском распадов $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, в ходе анализа осуществлялась также реконструкция событий $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в том же образце данных. Относительная ширина искомого распада выражается через число сигнальных событий $N_{D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ и число событий в нормировочном канале следующим образом:

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{N_{D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}} \frac{a_{D^0} \epsilon_{D^0}}{a_{J/\psi}} \frac{\sigma_{D^0}^{pA}}{\sigma_{J/\psi}^{pA}} \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-), \quad (1)$$

где $N_{J/\psi}$ — наблюдаемое число распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$; a_{D^0} , $a_{J/\psi}$ — эффективности восстановления распадов $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ после применения селекций, общих для обоих каналов; ϵ_{D^0} — дополнительный фактор снижения эффективности восстановления $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, обусловленный отборами, специфическими для выделения D^0 -кандидатов; σ_{D^0} , $\sigma_{J/\psi}$ — сечения рождения D^0 и

J/ψ -мезонов; $\mathcal{B}(X \rightarrow \mu^+\mu^-)$ — парциальная ширина распада соответствующего мезона по димюонному каналу.

Для определения аксептансов и эффективностей, а также для оценки вклада различных фоновых процессов, использовалось моделирование отклика установки и работы триггера методом Монте Карло (в дальнейшем, МК или просто моделирование). Некоторые систематические эффекты, возникающие, например, из-за неточностей в МК-описании идентификации частиц, были дополнительно исследованы непосредственно на реальных данных, рассматривая поведение нормировочного сигнала $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ в зависимости от отборов.

2.2.1 Математическое моделирование методом Монте Карло

Моделирование D^0 -мезона

Для исследования критериев отбора и вычисления аксептанса D^0 -мезона было проведено моделирование методом Монте Карло 1.5×10^6 неупругих pA -взаимодействий с рождением D^0 -мезона и его распадом по каналу $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Моделирование проводилось по стандартной для HERA-B методике (см. раздел 1.7), включающей полное моделирование отклика установки и триггера.

Анализируемые данные были собраны с различными конфигурациями мишени и за относительно длительный период времени, в течение которого продолжалась тонкая настройка детектора и триггера. Для простоты, при вычислении аксептанса, МК моделирование проводилось для конфигурации, в которой была набрана одна из наибольших по объёму статистик, а именно, однопроволочная конфигурация мишени второй станции (углеродная мишень I2) в период ноября 2002 г. Оценка изменений аксептанса, учитывающая различия в конфигурациях мишени, калибровке детектора, числе неработающих каналов в различные периоды времени и т.п., была проведена отдельно и включена в систематическую погрешность измерения.

Для оценки систематических неопределённостей статистика моделирования была впоследствии увеличена до 5.0×10^6 событий с рождением D^0 -мезона на углеродной мишени I2 и 1.0×10^6 для мишени I1 (вольфрам). Это, в частности, было необходимо для оценки эффектов, связанных со средней множественностью треков, геометрическим расположением мишени (сравниваемые мишени принадлежат к разным станциям, и отличаются по координате Z) и сравнением аксептанса SLT для разных конфигураций мишени. Также рекон-

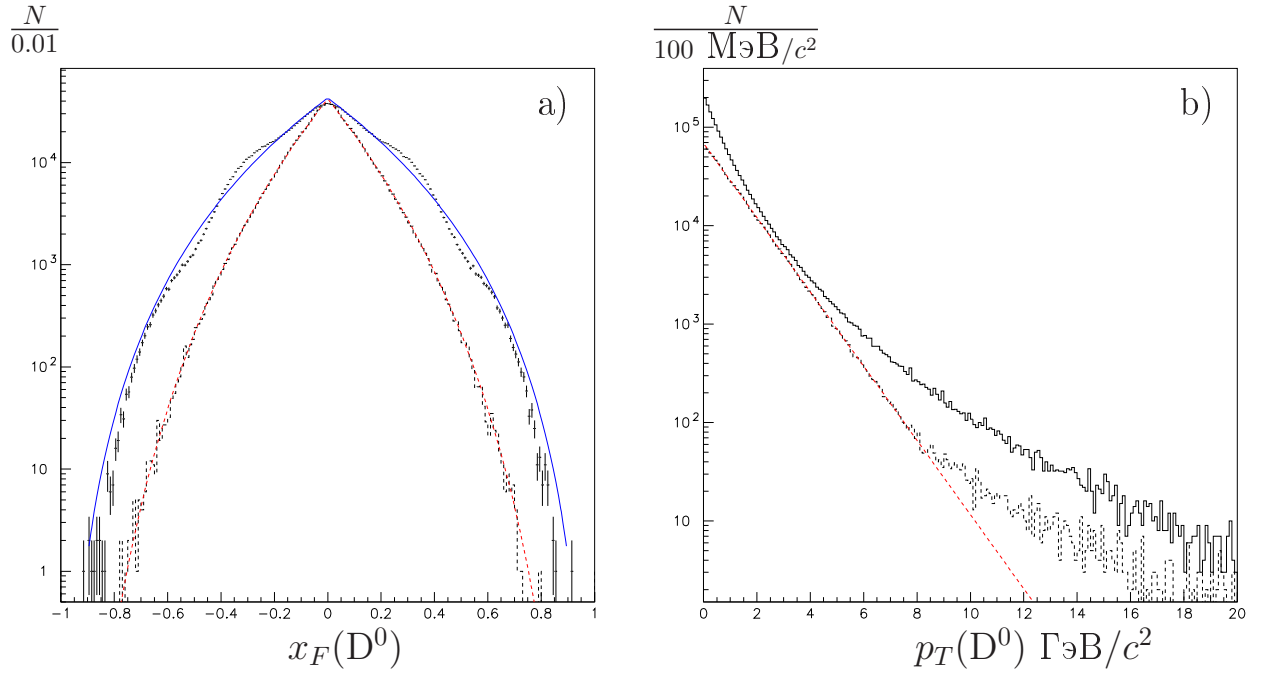


Рис. 14: а) x_F и б) p_T МК распределения для D^0 -мезонов до коррекций и после (штриховая гистограмма). Наложенные кривые соответствуют подгонкам гистограмм параметризацией вида (2).

струкция статистики МК-моделирования была отдельно повторена для периода декабрь 2002 г., чтобы оценить стабильность эффективности детектора в зависимости от времени.

К промоделированным событиям применялась коррекция кинематических распределений по переменным D^0 -мезона x_F и p_T методом режекции, в соответствии со следующей эмпирической параметризацией [55]:

$$d^2\sigma(D^0) / dx_F dp_T^2 \propto (1 - |x_F|)^n \cdot \exp(-ap_T^2). \quad (2)$$

Использованные параметры $n = 7.7 \pm 1.4$ и $a = 0.83 \pm 0.07$ были получены усреднением существующих на момент проведения анализа измерений двух экспериментов, E653 [56] и E743 [55] по протон-ядерным взаимодействиям при импульсе 800 ГэВ/с. После коррекции x_F и p_T распределений $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, образец моделированных данных содержит 506 043 событий (см. рис. 14). Только 2.6% событий $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ попали в область геометрического акцептанса детектора и были пропущены триггером второго уровня.

Моделирование J/ψ -мезона

Для изучения акцептанса распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, было создано 1×10^6 событий pA -взаимодействий на мишени I2 с образованием J/ψ -мезона и его распадом

по каналу $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В данном случае кинематические спектры тоже были поправлены перевзвешиванием. Для этого использовалась параметризация дифференциального сечения, измеренного в соударениях протон-золото при 800 ГэВ/с экспериментом E789 [57]:

$$d\sigma(J/\psi) / dx_F dp^2 \propto (1 - |x_F|)^n \cdot (1 + (p_T/B)^2)^{-6}$$

с параметрами $B = 3.00 \pm 0.02$ ГэВ/с и $n = 4.91 \pm 0.18$.

Подгонка кривой Гаусса хорошо описывает сигнал в моделировании. Для D^0 -мезона положение пика составляет $m_{D^0}^{MC} = 1.867 \pm 0.0007$ ГэВ/с² при ширине $\sigma_{D^0}^{MC} = 19.1 \pm 0.1$ МэВ/с².

Положение пика J/ψ -мезона, $m_{J/\psi}^{MC} = 3.099 \pm 0.0003$ ГэВ/с², хорошо совпадает с табличным значением. Определённая из подгонки ширина сигнала J/ψ -мезона, $\sigma_{J/\psi}^{MC} = 33.8 \pm 3.5$ МэВ/с², оказывается меньше ширины, полученной на реальных данных, $\sigma_{J/\psi}^{Data} = 43.8 \pm 1.6$ МэВ/с². Наблюдаемая ширина пика J/ψ -мезона обусловлена, в основном, импульсным разрешением установки ($\sigma(p)/p \sim 1.0 \div 1.5\%$). Различие в импульсном разрешении на реальных данных и данных математического моделирования связано с неточностью описания многократного рассеяния и неточностями в юстировке детектора.

2.2.2 Критерии отбора событий

Главный принцип данного анализа заключается в подборе ограничений, которые максимально уменьшали бы фон, сохраняя при этом как можно более высокую эффективность для реконструкции J/ψ -мезона и возможного сигнала распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Основным источником физического фона для данного анализа являются пары мюонов противоположных знаков от распадов π/K -мезонов на лету, которые случайно образуют общую вершину. Пионы и каоны в изобилии рождаются в неупругих протон-ядерных взаимодействиях, но обладают преимущественно мягким распределением по поперечному импульсу. Притом дополнительный излом трека вследствие распада на лету приводит к ухудшению параметров качества трека.

Распады $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ с неправильно идентифицированными (или распавшимися после черенковского детектора) пионами или каонами,

дают отражения в области меньших масс (в левом контрольном интервале), а также, частично, и в сигнальной области.

Критерии отбора, которые были использованы в анализе, можно разделить на две части:

- Общие критерии, одинаковые для областей инвариантной массы, соответствующих D^0 и J/ψ -мезонам. Эти критерии, в основном, являются “качественными” и практически одинаково действуют на мюоны от возможного распада D^0 и мюоны из пика J/ψ -мезона. Небольшая разница в эффективностях, возникающая из-за различия импульсных спектров мюонов от распадов D^0 и J/ψ -мезонов, оценивалась при помощи моделирования, а также с использованием реальных данных, и была учтена в ходе анализа.
- Требования отбора, накладываемые только на D^0 -кандидаты. Эти ограничения применялись для выделения вторичной вершины обусловленной распадом $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, и состояли из требований на качество вершины, образуемой парой мюонов, и на её разделение с вершиной первичного взаимодействия.

Группа критериев отбора, применяемых только к D^0 -кандидатам оптимизировалась отдельно от оптимизации общих критериев отбора. Наложение соответствующих ограничений приводит к малому числу событий в области D^0 -мезона, которое становится чувствительным к статистическим флуктуациям. Детальное описание использованного при этом метода оптимизации приведено в подразделе 2.3.3.

Оптимизация общих критериев отбора

Обычно при выборе критериев отбора максимизируется отношение сигнала к фону (критерий “сигнал/шум”). К сожалению, из-за отсутствия в области поиска заметного сигнала от распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, выбор критерия, который следует использовать для оптимизации отборов в данном анализе, был не очевиден. Ожидая, что отношение “сигнал/шум” должно характеризовать вероятность наблюдения флуктуации фона по сравнению с числом сигнальных событий, и предполагая, что число фоновых событий подчиняется пуассоновскому распределению, в качестве критерия оптимизации выделения сигнала использовалось

отношение сигнала J/ψ -мезона к корню квадратному из среднего уровня фона:

$$S_1 = N_{J/\psi} / \sqrt{B_{D^0}} \quad (3)$$

здесь $N_{J/\psi}$ — число J/ψ кандидатов над уровнем фона, определённое из реальных данных, B_{D^0} — ожидаемый уровень фона в сигнальной области D^0 , оцененный на реальных данных с помощью линейной интерполяции по опорным интервалам вне (вокруг) сигнальной области.

В ходе детального анализа, описанного в подразделе 2.3.2, было также исследовано поведение двух других методов определения критерия оптимизации: $S'_1 = N_{J/\psi} / \sqrt{N_{J/\psi} + B_{J/\psi}}$ и $S''_1 = N_{J/\psi} / \sqrt{B_{J/\psi}}$, где $B_{J/\psi}$ — число фоновых событий, найденных в пределах окна инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ шириной в два стандартных отклонения (± 88 МэВ/ c^2) вокруг положения пика J/ψ -мезона. В результате был сделан вывод, что требованиям данного анализа наиболее адекватен выбранный метод (3), в то время как “оптимизационные” кривые для двух остальных методов в случае большинства отборов даже не обладали локальным максимумом.

Следует отметить, что выбранный метод оптимизации критериев отбора (3) удовлетворяет среди прочего также требованию так называемой “слепой” оптимизации критериев отбора (blind analysis technique). Данное требование означает, что до того, как критерии отбора окончательно определены, все события в сигнальной области должны быть исключены из рассмотрения (“замаскированы”), чтобы статистические флуктуаций в числе потенциальных кандидатов на искомый редкий сигнал распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ не влияли на выбор значения критериев отбора.

Чтобы учесть упоминавшееся выше различие в ширине сигнала в реальных данных и моделировании, в качестве оценки ширины возможного сигнала от $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ в данных, полученная при помощи моделирования оценка ширина $\sigma_{D^0}^{MC}$, была поправлена с учётом наблюдаемой на данных ширины сигнала J/ψ -мезона:

$$\sigma_{D^0} = \sigma_{D^0}^{MC} \times \sigma_{J/\psi}^{Data} / \sigma_{J/\psi}^{MC} = 25 \text{ МэВ}/c^2. \quad (4)$$

В качестве “сигнальной” области D^0 был выбран интервал инвариантной массы $1.815 \div 1.915$ ГэВ/ c^2 (что составляет 4σ возможного сигнала $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$). Для того, чтобы уменьшить влияние статистических флуктуаций и влияние

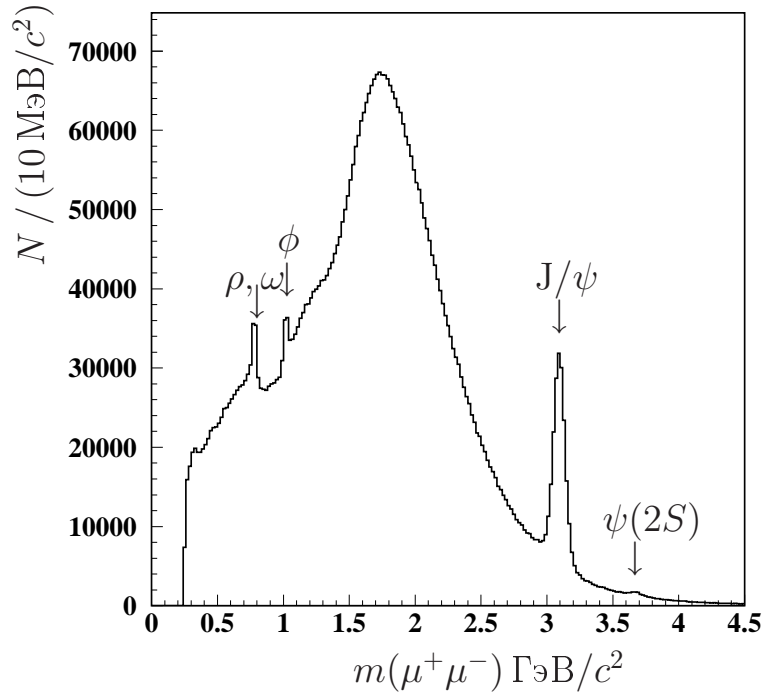


Рис. 15: Распределение по инвариантной массе пар мюонных кандидатов противоположного знака в начальной выборке данных.

“хвостов” потенциального сигнала на оценку числа фоновых событий (B_{D^0}), между контрольными интервалами и сигнальной областью был введён дополнительный зазор. В качестве левого и правого контрольных интервалов использовались, соответственно, интервалы шириной $\pm 4\sigma$:

$$1.59 \div 1.79 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (8\sigma) \quad \text{и} \quad 1.94 \div 2.14 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (8\sigma).$$

2.3 Отбор событий

Для анализа использовались MINI DST (Data Summary Tape — ленты суммарных результатов), прошедшие реконструкцию и соответствующие полной статистике эксперимента HERA-B за 2002-2003 гг. набора данных. Несколько сеансов были исключены из анализа на основе мониторинга качества информации, осуществляемого в процессе набора статистики (“Data Quality”).

2.3.1 Предварительная селекция димюонных событий

Распределение по инвариантной массе пар противоположно заряженных мюонов с минимальными ограничениями приведено на рис. 15. Хорошо видны пики ω/ρ , ϕ и J/ψ -мезонов.

Подгонка с помощью гауссовской кривой с экспоненциальным фоном

$$f(x) = \frac{p_1}{\sqrt{2\pi}p_3} e^{-(x-p_2)^2/2p_3^2} + p_4 e^{p_5 x} \quad (5)$$

в диапазоне масс $2.4 \div 3.5 \text{ ГэВ}/c^2$ приводит к оценке числа $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, равной $N_{J/\psi}^{Data} = 146\,000 \pm 300$ при ширине $\sigma_{J/\psi}^{Data} = 44 \text{ МэВ}/c^2$. В ходе дальнейшего анализа для оптимизации отборов и получения предварительных результатов для простоты использовалась гауссовская подгонка (5). Однако, следует отметить, что на данных простая гауссовская подгонка неидеально описывает распределение инвариантной массы в области меньших масс, в которой возникает небольшой “хвост” от излучения фотонов в конечном состоянии (распад $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$). Поэтому для получения окончательных результатов вместо кривой Гаусса применялась модифицированная кривая [58], дающая в среднем $\sim 5\%$ увеличений сигнала по сравнению с формулой (5). Модифицированная подгонка приводит к $N_{J/\psi}^{Data} = 147\,710 \pm 520$ в пределах двух стандартных отклонений вокруг положения пика.

Для ускорения обработки данных и выработки критериев отбора была создана предварительная селекция событий только в двух областях инвариантной массы $\mu^+ \mu^-$, отвечающих D^0 ($1.59 \div 2.15 \text{ ГэВ}/c^2$) и J/ψ -мезонам ($2.7 \div 4.0 \text{ ГэВ}/c^2$), в дальнейшем именуемые просто “области D^0 и J/ψ -кандидатов”. Для создания преселекции применялась стандартная в HERA-B процедура выделения $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с немного изменёнными отборами, перечисленными ниже.

1. полное число точек в событии, измеренных OTR меньше 10^4 ;
2. наличие в составе трека сегмента из РС-области внешнего трекера;
3. наличие в составе трека сегмента из вершинного детектора;
4. выбор наилучшего (по качеству сшивки) трека среди треков-клонов, содержащих общие сегменты;
5. ограничение по импульсу трека $5 < p < 460 \text{ ГэВ}/c$;
6. ограничение на качество трека, критерий $\chi^2/NDF < 20$, где NDF — число степеней свободы трека.

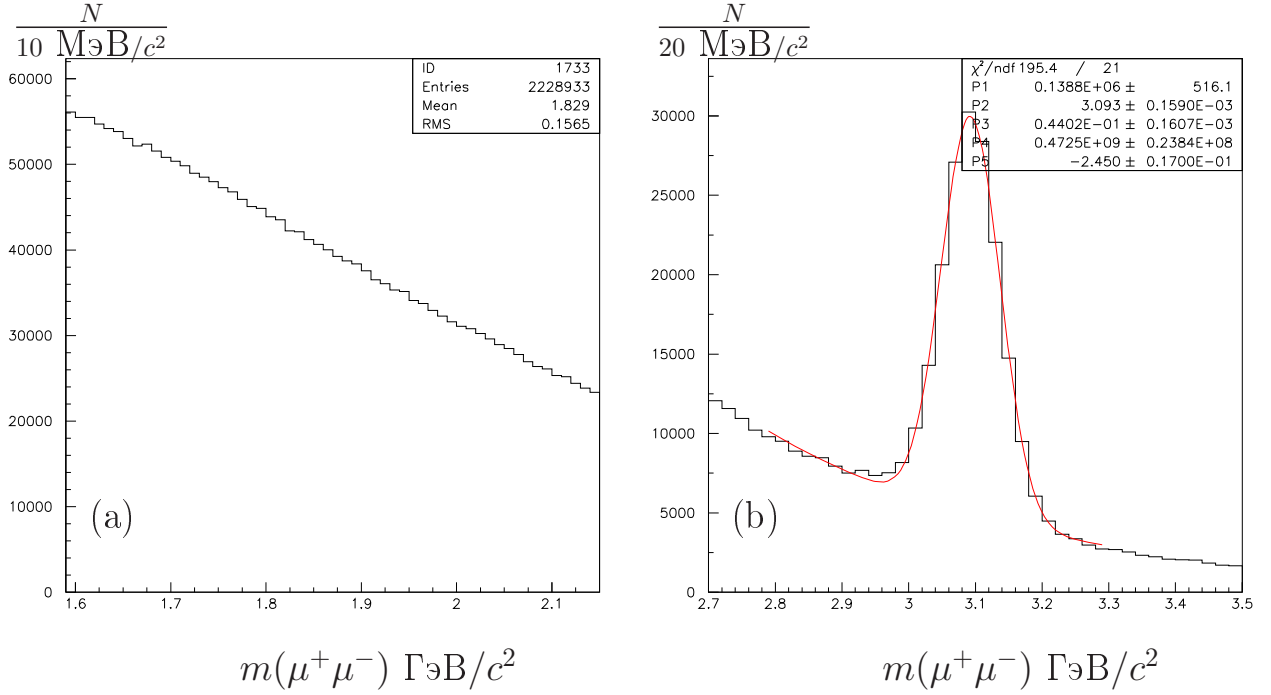


Рис. 16: Спектр инвариантных масс пар мюонных кандидатов противоположных знаков прошедших преселекцию для (a) D^0 и (b) J/ψ -областей.

7. правдоподобие мюонной гипотезы трека $\mathcal{P}_\mu > 0.01$;

Из всех пар противоположно-заряженных мюонных треков с инвариантной массой в диапазоне $1.59 \div 2.15$ или $2.7 \div 4.0 \text{ ГэВ}/c^2$, отбирались димюонные кандидаты с вероятностью χ^2 димюонной вершины $P(\chi^2) > 0.005$.

На рис. 16 показаны спектры инвариантной массы димюонов в областях инвариантной массы D^0 (a) и J/ψ -мезонов (b), построенные для преселектированных событий. В области D^0 -мезона насчитывается около 2.2 миллиона событий. Число J/ψ мезонов было получено гауссовской подгонкой (5) спектра инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ в диапазоне $2.8 \div 3.3 \text{ ГэВ}/c^2$. Подгонка определила число J/ψ и ширину сигнала, равные соответственно $N_{J/\psi}^{Data} = 138\,800 \pm 500$ и $\sigma_{J/\psi}^{Data} = 44.0 \pm 0.1 \text{ МэВ}/c^2$.

2.3.2 Общие (качественные) ограничения

Для дальнейшего анализа отбирались события с не более, чем одной реконструированной первичной вершиной на проволочку мишени. В случае, если рассматриваемая пара мюонных треков была первоначально включена в первичную вершину стандартным алгоритмом поиска вершин при реконструкции

события, пара кандидатов мюонных треков исключалась из первичной вершины, и первичная и вторичная вершины заново подгонялись по-отдельности.

После исключения из первичной вершины рассматриваемой пары мюонных треков, мягкие требования накладывались на вероятность χ_{prim}^2 первичной вершины $P(\chi_{prim}^2) > 0.01$ и на число треков, принадлежащих первичной вершине $N_{tr}^{prim} < 50$. Для дальнейшего анализа в области D^0 осталось около 1.3 миллиона событий (включая контрольные/опорные интервалы вне сигнальной области) и $98\,600 \pm 400$ событий в пике J/ψ -мезона.

Затем в анализе применялись следующие общие для областей D^0 и J/ψ -кандидатов ограничения, детальному описанию выбора которых посвящен данный подраздел:

- вероятность χ^2 димюонной вершины;
- величина отношения χ^2 трека на число степеней свободы (χ_{tr}^2/NDF);
- величина правдоподобия мюонной гипотезы трека;
- величина правдоподобия каонной гипотезы трека;
- множественность треков в событии.

Качество димюонной вершины

При подгонке вторичной вершины измеренные параметры входящих в неё треков варьируются в пределах своих погрешностей. Для случайных пар треков, физически не имеющих общей вершины, значение χ_{vtx}^2 вершины будет велико, что часто происходит в случае, если рассматриваемые два мюона являются продуктами распада K/π на лету. Для оценки качества подгонки значение критерия χ_{vtx}^2 вершины может быть пересчитано в вероятность получения такого же или большего значения χ_{vtx}^2 . В случае, если погрешности треков описываются гауссовским распределением и треки физически принадлежат общей вершине (другими словами, для “хорошо реконструированных” мюонов с общей вершиной), полученное распределение вероятности χ_{vtx}^2 вершины (при одной степени свободы) будет плоским. В использованной для анализа версии реконструкции данных распределение вероятности χ_{vtx}^2 вершины является достаточно плоским только для значений $P(\chi_{vtx}^2) > 0.2$. Это значение было использовано чтобы удалить из анализа “некачественные” вершины. Эффектив-

ность отбора $P(\chi_{vtx}^2) > 0.2$ и число событий после его применения приведены в Таблице 9 (подраздел 2.4).

Функция правдоподобия каонной гипотезы трека

Заметная доля каонов может распадаться на лету после RICH-детектора.

Распады $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ в случае ошибочной идентификации каонов или пионов могут давать фоновые события в левом опорном интервале и частично в сигнальной области D^0 -кандидатов.

Чтобы подавить фон от распадов K -мезонов на лету, был использован отбор $\mathcal{L}_K < 0.4$. После применения данного ограничения, для дальнейшего анализа остаётся $\sim 0.776 \times 10^6$ событий в области D^0 и $\sim 63.5 \times 10^3$ событий в сигнале J/ψ -мезона в реальных данных.

Эффективности отбора $\mathcal{L}_K < 0.4$, вычисленные при помощи моделирования для мюонных треков от распада D^0 -мезонов, $a_{D^0}^{MC}$ и J/ψ -мезонов, $a_{J/\psi}^{MC}$, приведены в Таблице 9, где для сравнения также приведена эффективность, отвечающая данному отбору для распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ в данных, $a_{J/\psi}^{Data} = 0.930$. Оцененная при помощи моделирования эффективность отличается на $(a_{J/\psi}^{MC} - a_{J/\psi}^{Data})/a_{J/\psi}^{MC} = (0.989 - 0.930)/0.989 = 6\%$ от значения, полученного на данных. Вклад ограничения $\mathcal{L}_K < 0.4$ в отношении эффективностей D^0 к J/ψ -мезону равен $r^{MC} \equiv a_{D^0}^{MC}/a_{J/\psi}^{MC} = 1.012 \pm 0.002(stat)$.

Ограничение по \mathcal{L}_K может вносить систематическую ошибку в отношении эффективностей $a_{D^0}/a_{J/\psi}$ из-за небольших различий в поведении функции \mathcal{L}_K между моделированием и реальными данными. Это различие было исследовано на данных, используя мюоны от распадов реальных J/ψ -частиц. Для этого до и после отбора $\mathcal{L}_K < 0.4$ массовые спектры J/ψ -мезонов были подогнаны в 45 бинах двумерного распределения по импульсам мюонов. Затем, измеренная на реальных данных таблица эффективности отбора по \mathcal{L}_K в переменных $(p_{\mu 1}, p_{\mu 2})$, была перевзвешена с двумерными распределениями импульсов пар мюонов от распадов D^0 и J/ψ -мезонов, взятыми из моделирования.

Данная процедура приводит к эффективным, усреднённым по спектрам D^0 и J/ψ -частиц, $\tilde{a}_{D^0}^{Data}$ и $\tilde{a}_{J/\psi}^{Data}$, соответственно (см. Таблицу 5). Отношение этих эффективностей, $r_{\mathcal{L}_K}^{Data} \equiv \tilde{a}_{D^0}^{Data}/\tilde{a}_{J/\psi}^{Data}$ может быть сравнено с аналогичным отношением, полученным выше только на основе моделирования, $r_{\mathcal{L}_K}^{MC}$. Разность двух отношений эффективностей, вычисленных на основании данных

Таблица 5: Оценка фактора коррекции отношения эффективностей $r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}$, связанного с ограничением $\mathcal{L}_K < 0.4$.

$\tilde{a}_{D^0}^{\text{Data}}$	$\tilde{a}_{J/\psi}^{\text{Data}}$	$r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}$	$r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}$	$r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}$
0.965 ± 0.007	0.928 ± 0.012	1.040 ± 0.015	1.012 ± 0.002	$1.027 \pm 0.015(\text{stat}) \pm 0.028(\text{syst})$

или только при помощи моделирования, $\delta r_{\mathcal{L}_K}^{\text{syst}} = |r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}} - r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}|/r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}} = 2.7\%$ была взята в качестве оценки систематической погрешности отношения эффективностей, которая связана с ограничением по функции каонного правдоподобия трека.

Вероятность мюонной идентификации

Значение отбора по функции правдоподобия мюонной гипотезы трека было определено максимизацией критерия S_1 (3). Было получено следующее значение: $\mathcal{P}_\mu > 0.7$. Эффективность данного отбора и число событий после его применения приведены в Таблице 9.

Как и в случае функции \mathcal{L}_K , использование моделирования для определения эффективности отбора по функции \mathcal{P}_μ также может приводить к неправильному определению отношения эффективностей $a_{D^0}/a_{J/\psi}$ в случае неадекватного описания моделированием зависимости функции \mathcal{P}_μ от импульса мюона. Эта зависимость была определена используя реальные данные тем же способом, который был описан в предыдущем параграфе для функции \mathcal{L}_K . Двумерная таблица эффективности ограничения $\mathcal{P}_\mu > 0.7$ в зависимости от импульсов мюонов $(p_{\mu 1}, p_{\mu 2})$, была получена на реальных данных используя распады J/ψ -мезонов. Эффективности, усреднённые по спектрам D^0 и J/ψ -мезонов, $\tilde{a}_{D^0}^{\text{Data}}$ и $\tilde{a}_{J/\psi}^{\text{Data}}$ приведены в Таблице 6. Отношение этих эффективностей следует сравнить с отношением, полученным с использованием только МК-моделирования: $r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}} \equiv a_{D^0}^{\text{MC}}/a_{J/\psi}^{\text{MC}} = 0.747/0.801 = 0.933 \pm 0.009$. Разность этих двух отношений эффективностей $\delta r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{syst}} = |r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}} - r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}}|/r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}} = 3\%$ в дальнейшем учитывается в качестве вклада в систематическую погрешность в разделе 2.4.2.

Качество трековой информации

Основным источником фоновых мюонов в рассматриваемом процессе являются распады K и π -мезонов на лету. Если подобный распад происходит в

Таблица 6: Оценка фактора коррекции отношения эффективностей $r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}}$, связанного с ограничением $\mathcal{P}_\mu > 0.7$.

$\tilde{a}_{D^0}^{\text{Data}}$	$\tilde{a}_{J/\psi}^{\text{Data}}$	$r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}}$	$r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}}$	$r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}}$
0.747 ± 0.007	0.777 ± 0.012	0.961 ± 0.017	0.933 ± 0.009	$1.03 \pm 0.021(\text{stat}) \pm 0.031(\text{syst})$

пределах спектрометра, то трек получает дополнительный излом. Вследствие малости угла распада, особенно для пионов, алгоритм реконструкции может восстановить эти два трека как один, но с заметно бóльшим значением χ_{tr}^2 трека, чем для настоящего мюона.

При помощи максимизации критерия S_1 (3) было выбрано ограничение на значение χ_{tr}^2 подгонки трека $\chi_{tr}^2/NDF < 7.5$. Эффективность и числа событий после его применения приведены в Таблице 9.

Множественность треков Можно привести, как минимум, два аргумента в пользу необходимости применения отбора по множественности треков в событии (N_{tr}).

- В случае распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, оба мюона могут быть приняты триггером (с соответствующей эффективностью). Однако, вероятность ложного срабатывания триггера (например на случайную комбинацию мюонов от распадов K/π на лету) повышается с увеличением множественности.
- Несмотря на отбор событий с одной первичной вершиной на проволочку, существует конечная вероятность наложения двух вершин. Очевидно, в этом случае средняя множественность будет увеличена и, соответственно, вероятность принятия пары фоновых мюонов также увеличится.

Оптимизация критерия S_1 (3) приводит к ограничению $N_{tr} < 45$, использованному для анализа. Эффективность этого отбора и числа событий после его применения приведены в Таблице 9.

Поперечный импульс трека

Основная часть пионов и каонов рождаются в pA -взаимодействиях с относительно малым поперечным импульсом p_T . Поэтому отбор по поперечному импульсу существенно подавит фон от распадов π и K -мезонов на лету.

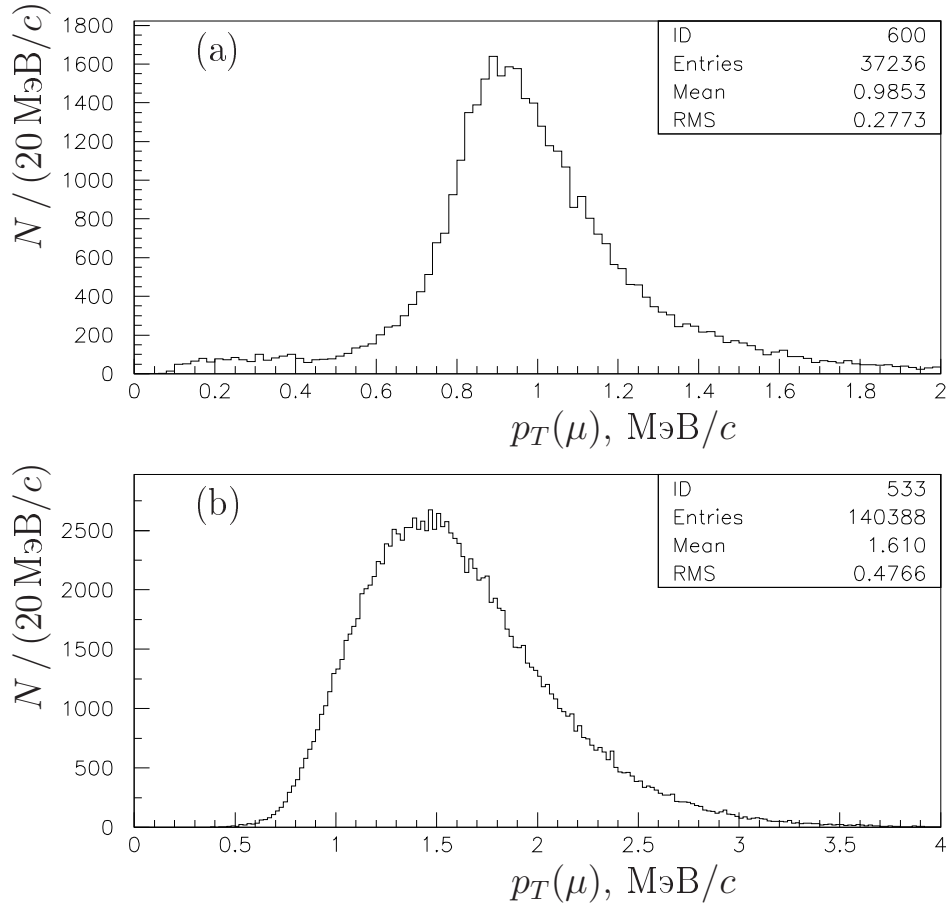


Рис. 17: Распределение по поперечному импульсу для мюонов от (a) распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (моделирование) и (b) от распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (данные).

Вследствие меньшей массы D^0 -мезона, по сравнению с J/ψ -мезоном, распределение по p_T мюонов от распада D^0 -мезона будет заметно мягче, чем у мюонов от распада J/ψ -мезона, поэтому критерий S_1 (3) не подходит для оптимизации отбора по p_T .

Разница распределений по поперечному импульсу ясно видна из рис. 17, на котором они показаны для мюонов от распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ в моделировании и от распадов J/ψ -мезонов на реальных данных (небольшая примесь фона под пиком J/ψ -мезона, присутствующая в данных, лишь несущественно искажает форму распределения).

Следует отметить, что димюонный триггер HERA-B уже обладает некоторым “эффективным” обрезанием порядка $p_T > 0.7 \text{ ГэВ}/c$ по поперечному импульсу каждого мюона. Дальнейшее ужесточение этого отбора может быть опасным, так как распределение для D^0 в моделировании может отличаться от истинного. Поэтому для анализа использовался отбор, определяемый димюонным триггером: $p_T > 0.7 \text{ ГэВ}/c$.

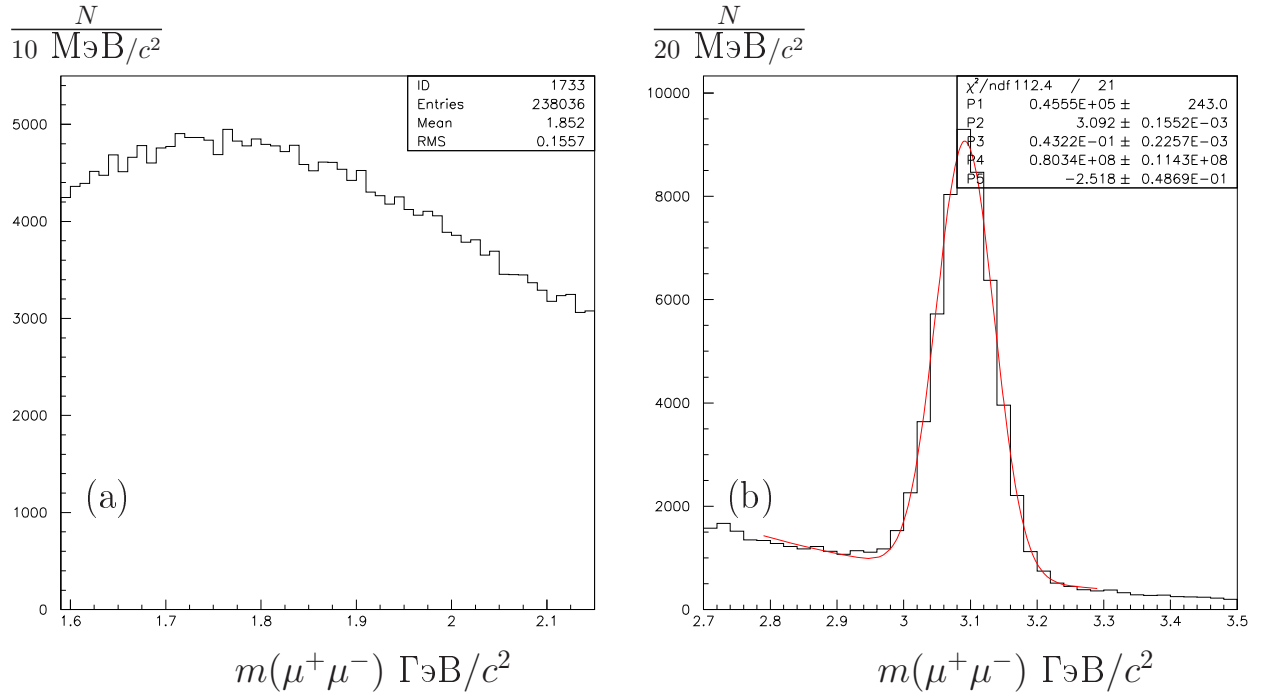


Рис. 18: Распределения инвариантной массы противоположно заряженных пар мюонов после всех общих отборов (по $P(\chi_{vx}^2)$, L_K , \mathcal{P}_μ , χ_{tr}^2/NDF и p_T): (a) область D^0 -мезона и (b) область J/ψ -мезона.

Спектры инвариантных масс для пар разноимённо заряженных мюонов после применения всех общих отборов, включая качество димюонной вершины, каонную и мюонную идентификацию, качество трека и поперечный импульс трека $p_T > 0.7$, показаны на рис. 18. Гауссовская подгонка (5) приводит к 45.6×10^3 событий в пике J/ψ -мезона, модифицированная подгонка с учётом радиационного “хвоста” приводит к 46×10^3 событий в пределах двух стандартных отклонений. Эффективность отбора по поперечному импульсу мюона $p_T > 0.7$ и число событий после применения этого отбора приведены в Таблице 9.

Итак, после тщательной оптимизации общих критериев отбора, фон под потенциальным пиком D^0 -сигнала был существенно снижен, однако, очевидно, что для постановки верхнего предела число фоновых событий в области D^0 -кандидатов по-прежнему слишком велико.

2.3.3 Селекции, специфические для D^0 -кандидатов

С целью дальнейшего подавления фона в области D^0 -мезона, применялись следующие отборы “по времени жизни” для выделения вторичной вершины:

- прицельный параметр димюона к первичной вершине,

- разделение между первичной и вторичной вершинами,
- собственное время жизни D^0 -кандидата.

В качестве иллюстрации, распределения этих трёх величин после применения всех общих критериев отбора, приведены на рис. 19.

Вследствие того, что все три этих параметра достаточно сильно скоррелированы между собой, для определения их оптимальных значений использовалась трёхмерная оптимизация. Все события с массой в сигнальной области D^0 -мезона ($1.815 \div 1.915 \text{ ГэВ}/c^2$) были исключены из рассмотрения и оптимизация проводилась относительно величины

$$S_2 = N_{D^0}^{MC} / (\text{чувствительность эксперимента}), \quad (6)$$

здесь $N_{D^0}^{MC}$ — число реконструированных событий в пике D^0 -мезона для моделированных событий, а “чувствительность эксперимента” (experimental sensitivity), определяется как верхний предел, усреднённый по ансамблю идентичных экспериментов с заданным ожидаемым уровнем фона при отсутствии реального сигнала [59].

Ожидаемый уровень фона (B_{D^0}) в сигнальной области D^0 -мезона, оценивался при помощи линейной интерполяции числа событий из левой и правой опорных областей на реальных данных. Для полученной оценки ожидаемого числа фоновых событий⁴ чувствительность эксперимента затем определялась интерполяцией по приведённой в работе [59] Таблице XII “экспериментальной чувствительности как функции ожидаемого уровня фона, для случая измерения пуассоновской случайной переменной”.

Собственное время жизни

Частицы с большими импульсами обычно обладают большими длинами распада. Если димюон имеет малый импульс, но большую измеренную длину распада, то это, скорее, является фоновым событием, чем настоящим распадом D^0 -мезона. Для уменьшения этого фона, использовался отбор по собственному времени жизни димюона (в единицах длины), $c\tau = mc \cdot L/p$. Где m — инвари-

⁴Критику метода оптимизации критериев отбора на основе минимизации чувствительности эксперимента см. в работе [60].

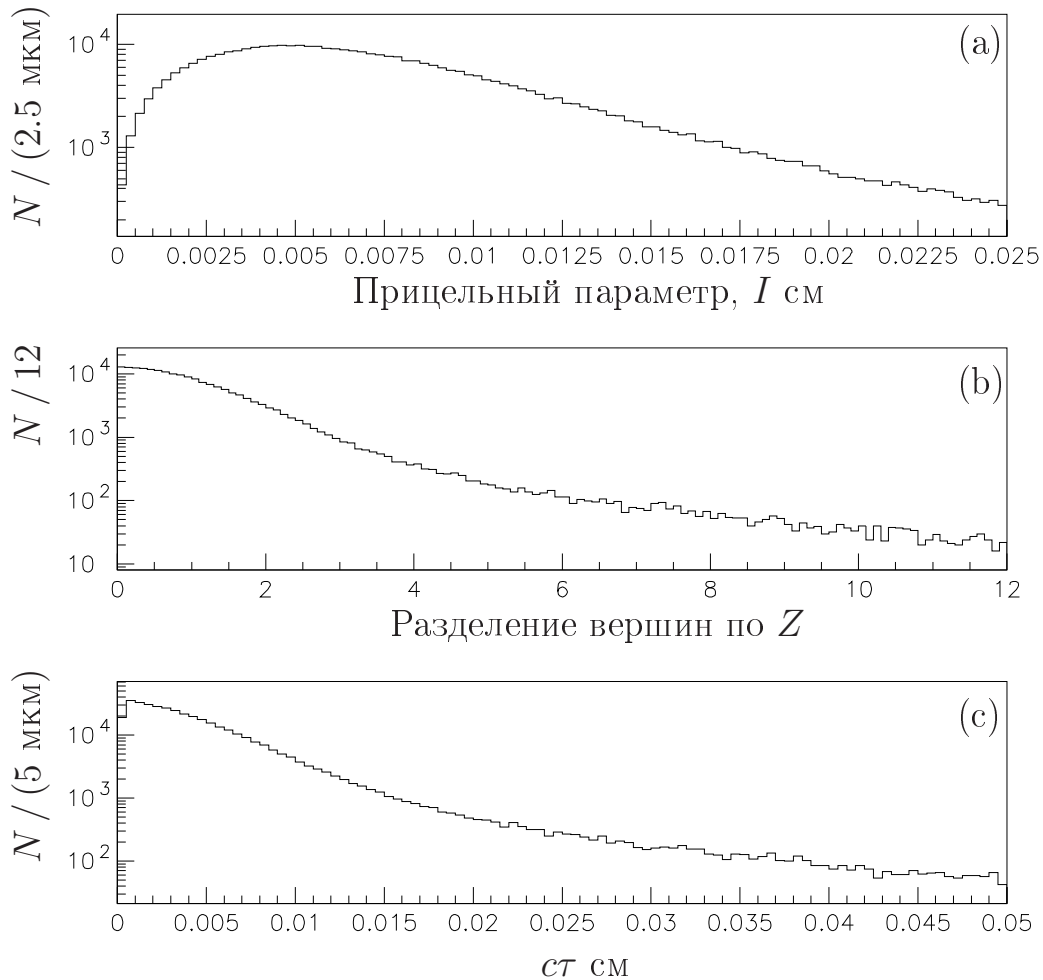


Рис. 19: Распределения по (а) прицельному параметру димюона относительно первичной вершины, (б) разделению между первичной и вторичной вершинами, и (с) собственному времени жизни димюонного кандидата.

антная масса пары мюонов, L — длина распада в лабораторной системе и p — реконструированный импульс димюона.

Прицельный параметр

При энергиях HERA-B, D^0 -мезоны, в основном, рождаются в вершине первичного взаимодействия с малым вкладом от распадов B -мезонов. В описываемом анализе прицельный параметр (I) определялся как расстояние между основной вершиной события и точкой пересечения направления импульса димюона с плоскостью XY при Z -координате первичной вершины. Типичное разрешение детектора по прицельному параметру составляет $\sigma_I \sim 30 \div 60$ мкм.

Разделение между вершинами

При энергиях HERA-B большая часть D^0 -мезонов распадается в пределах нескольких миллиметров от первичной вершины в лабораторной системе отсчёта.

Таблица 7: Значения критерия S_2 (6) в ходе трёхмерной оптимизации прицельного параметра димюона относительно первичной вершины (I), разделения между первичной и вторичной вершинами (S_z) и собственного времени жизни в единицах длины ($c\tau$).

$S_z = 6.5$	S_2						
$c\tau \setminus I$	0.008	0.009	0.010	0.011	0.012	0.013	0.014
0.023	141.6	148.3	150.1	147.1	138.1	134.9	—
0.024	142.2	149.2	153.1	152.5	148.1	137.9	133.7
0.025	138.3	145.9	149.3	150.5	140.7	136.0	129.3
0.026	131.6	140.2	146.1	147.7	139.2	133.8	126.6
0.027	127.0	137.2	143.2	147.2	138.8	133.3	126.4
$S_z = 7.0$	S_2						
$c\tau \setminus I$	0.008	0.009	0.010	0.011	0.012	0.013	0.014
0.023	135.7	144.4	145.8	147.3	137.9	137.2	134.1
0.024	138.5	146.8	152.8	154.3	144.6	142.6	138.6
0.025	135.0	145.0	150.7	155.3	143.8	141.6	137.1
0.026	129.9	141.1	146.5	153.2	142.2	140.3	135.2
0.027	123.2	135.9	141.6	148.3	139.9	148.2	124.4
$S_z = 7.5$	S_2						
$c\tau \setminus I$	0.008	0.009	0.010	0.011	0.012	0.013	0.014
0.023	126.3	137.7	138.0	141.7	134.6	133.9	130.0
0.024	127.5	138.9	143.7	140.5	141.3	140.4	134.9
0.025	125.5	137.9	142.8	149.1	140.3	138.5	133.3
0.026	122.7	135.4	140.1	148.7	142.3	139.2	133.3
0.027	117.2	130.5	136.1	144.6	140.7	140.1	134.3

Это расстояние сравнимо с погрешностью восстановления вторичной вершины вдоль оси Z . Чтобы надёжно выделить вторичную вершину, хорошо отделённую от соответствующей первичной вершины, расстояние между вершинами вдоль оси Z сравнивалось с вычисленной погрешностью этого расстояния. В качестве критерия отбора вводилось ограничение на т.н. разделение между вершинами:

$$S_z = (z_{vtx} - z_{prim}) / \sqrt{\sigma_{z_{vtx}}^2 + \sigma_{z_{prim}}^2},$$

где z_{prim} и z_{vtx} — Z -координаты первичной и вторичной вершин, а $\sigma_{z_{vtx}}$ и $\sigma_{z_{prim}}$ — их погрешности, соответственно. Характерная средняя точность разрешения первичной вершины вдоль оси Z равна $\sigma_{Z_{prim}} \sim 420$ мкм, а для вторичной (димюонной) вершины $\sigma_{Z_{sec}} \sim 500$ мкм.

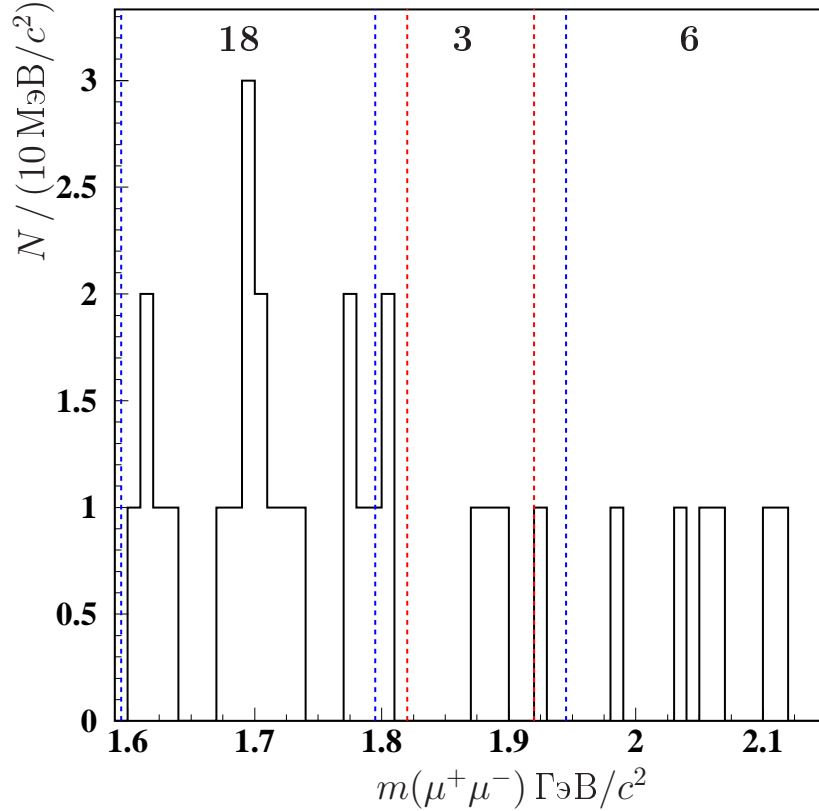


Рис. 20: Массовый спектр димюонов в области D^0 -мезона после применения всех требований отбора. Контрольные интервалы слева и справа от сигнала обозначены синими штриховыми линиями, сигнальная область выделена красными штриховыми линиями.

Трёхмерная оптимизация

Результаты одновременной трёхмерной оптимизации с использованием критерия S_2 (6) собраны в Таблице 7. Полученные оптимальные значения, следующие: $I > 110$ мкм для прицельного параметра, $S_z > 7.0$ для разделения между первичной и вторичной вершинами, и $c\tau > 0.25$ мм для собственного времени жизни. Эти отборы были применены к D^0 -кандидатам для получения окончательных результатов анализа.

2.4 Результаты

Результирующий спектр

После применения всех критериев отбора в области D^0 -мезона остаётся 31 событие, как показано на рис. 20. При этом сигнальная область содержит 3 события. Верхний предел на величину $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ определяется полным количеством D^0 -мезонов в данных, эффективностью реконструкции искомым распадов $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, полученным числом событий в сигнальной области и ожидаемым числом фоновых событий в ней.

Таблица 8: Число восстановленных распадов J/ψ -мезона для различных материалов мишени определённых при помощи подгонки с радиационным хвостом.

Мишень	Атомный номер	Число распадов J/ψ -мезонов	%
Углерод	12.01	$31010 \pm 200(stat)$	0.7
Титан	47.88	$2430 \pm 60(stat)$	2.5
Вольфрам	183.9	$12660 \pm 140(stat)$	1.1

Фактор чувствительности детектора

В окончательном спектре на рис. 20 объединены события, набранные на мишенях из различных материалов. Поэтому исходные данные также рассматривались в виде единой выборки. Для этого, предполагая, что ядерные сечения рождения очарованных мезонов ведут себя в зависимости от атомного веса мишени A в соответствии с эмпирической параметризацией $\sigma^{pA} = \sigma^{pN} \times A^\alpha$, уравнение для расчёта верхнего предела (1) было представлено в форме, применяемой в гибридном частотно-байесовском подходе [61] к учёту погрешностей в эффективности при вычислении верхних пределов:

$$\langle N_{D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-} \rangle = \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times F^{\text{sens}}. \quad (7)$$

Здесь, после суммирования по мишеням с атомными весами A_i , ($i = C, Ti, W$, см. Таблицу 8), величина

$$F^{\text{sens}} \equiv \sum_i \left(N_{J/\psi}^i A_i^{\alpha_{D^0} - \alpha_{J/\psi}} \right) \left[\frac{a_{D^0}}{a_{J/\psi}} \varepsilon_{D^0} \right] \left[\frac{\sigma_{D^0}^{pN}}{\sigma_{J/\psi}^{pN} \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \right] \quad (8)$$

является т.н. фактором чувствительности детектора (“detector sensitivity factor”), включающим все члены формулы (1). Следует отметить, что при переходе от (1) к (7) для простоты было использовано одно общее для всех мишеней отношение акцептансов и эффективностей отбора $\varepsilon_{D^0} \times a_{D^0}/a_{J/\psi}$; при этом небольшие отличия, возникающие в отношении акцептансов D^0 и J/ψ -мезонов между различными конфигурациями мишени, затем учитывались в виде вклада в систематическую погрешность.

В следующих подразделах приведён расчёт фактора чувствительности детектора F^{sens} , составившего $F^{\text{sens}} = (1.57 \pm 0.58) \times 10^6$ и его погрешности ($\delta F^{\text{sens}} \sim 37\%$), а также оценки ожидаемого числа фоновых событий в сигналь-

Таблица 9: Сводная таблица эффективностей общих критериев отбора.

отбор	$B_{D^0}^{Data}$	$N_{J/\psi}^{Data}$	$a_{D^0}^{MC}$	$a_{J/\psi}^{MC}$	$a_{J/\psi}^{Data}$
0. первонач. данные	2 500 000	146 000 ± 300	— —	— —	— —
1. преселекция	2 228 933	138 800 ± 516	— —	— —	— —
2. первичная вершина $N = 1, P(\chi_{prim}^2) > 0.01$	1 395 460	98 570 ± 371	— —	— —	— —
3. вторичная вершина $P(\chi_{vtx}^2) > 0.2$	933 877	68 270 ± 223	0.781 ± 0.004	0.778 ± 0.005	0.693 ± 0.002
4. каонная идентификация $L_K < 0.4$	775 663	63 520 ± 327	0.989 ± 0.001	0.977 ± 0.002	0.930 ± 0.003
5. мюонная идентификация $\mathcal{P}_\mu > 0.7$	417 572	52 270 ± 242	0.747 ± 0.005	0.801 ± 0.006	0.823 ± 0.003
6. качество трека $\chi_{tr}^2/\text{ст.св.} < 7.5$	380 201	50 400 ± 259	0.986 ± 0.002	0.984 ± 0.002	0.964 ± 0.002
7. множественность $N_{tr} < 45$	305 553	45 710 ± 240	0.985 ± 0.002	0.907 ± 0.005	0.907 ± 0.002
8. поперечный импульс $p_T(\mu) > 0.7$	238 036	45 550 ± 243	0.899 ± 0.004	0.993 ± 0.001	0.996 ± 0.001

ной области, необходимой для вычисления верхнего предела на наблюдаемое в эксперименте число сигнальных событий.

2.4.1 Акцептанс для D^0 - и J/ψ -мезонов

В Таблице 9 приведены числа событий в области D^0 -мезона, а также количества J/ψ -мезонов в данных на всех этапах применения общих отборов. В таблице также приведены значения эффективностей на каждом этапе отбора. Погрешность эффективности отбора в случае моделирования вычислялась как корень квадратный из дисперсии биномиального распределения для вероятности кандидата пройти отбор:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\epsilon \cdot (1 - \epsilon) / N_{MC}^{gen}}. \quad (9)$$

Погрешность эффективности $a_{J/\psi}^{Data}$, полученная на данных, определялась согласно формуле (19), более подробно описанной в подразделе 3.5.2, посвящённом определению фотонной эффективности.

Эффективности общих критериев отбора, с учётом отбраковки событий для

коррекции кинематического распределения, равны: $a_{D^0} = (0.941 \pm 0.008) \times 10^{-2}$ для D^0 -мезона, и $a_{J/\psi} = (3.51 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ для J/ψ -мезона.

С учётом дополнительных малых поправок, за счёт описанных в подразделе 2.3.2 факторов коррекции эффективностей отборов по мюонной и каонной идентификации, $r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}} \times r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{MC}} \sim 1.06$, отношение эффективностей для общих отборов составило $a_{D^0}/a_{J/\psi} = 0.287 \pm 0.005(\text{stat})$.

Эффективность ограничений по времени жизни, предсказываемая моделированием, составила $\varepsilon_{D^0}^{\text{MC}} = (8.34 \pm 0.22) \times 10^{-2}$. При этом общая статистическая погрешность произведения эффективностей $a_{D^0} \times \varepsilon_{D^0}$ составляет $\delta(a_{D^0} \times \varepsilon_{D^0})^{\text{stat}} = 2.7\%$. В ходе исследования систематических неопределённостей, было найдено, что данное значение должно быть дополнительно поправлено с учётом изменения эффективности в результате применения “размытия” наклонов треков и погрешностей димюонной вершины. Окончательное значение эффективности отборов по времени жизни составило $\varepsilon_{D^0} = (6.83 \pm 1.08) \times 10^{-2}$ (см. ниже — отборы, специфические для D^0 -кандидатов в подразделе 2.4.2).

2.4.2 Систематическая неопределённость акцептанса

Систематическая погрешность отношения акцептансов D^0 и J/ψ -мезонов была оценена при помощи моделирования и, где это было возможно, самих данных, как описано в подразделе 2.3.2, исследуя поведение опорного сигнала $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ в зависимости от критериев отбора. Ниже рассматриваются все существенные источники, дающие вклад в систематическую погрешность.

Идентификация частиц в детекторе RICH

Значения отношений эффективностей $r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}$ и $r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}$ приведены в Таблице 5 подраздела 2.3.2. Разность этих оценок, $\delta r_{\mathcal{L}_K}^{\text{sys}} = 2.7\%$ была взята в качестве систематической погрешности. Вклад статистической погрешности фактора коррекции $r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}}/r_{\mathcal{L}_K}^{\text{MC}}$, независимой от стат. погрешности МК-моделирования, составляет $\delta r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}} = 1.4\%$ (см. Таблицу 5).

Мюонная идентификация

Аналогичная процедура была также использована для оценки отношения эффективностей отбора по функции правдоподобия мюонной гипотезы. Соответствующие значения приведены в Таблице 6 подраздела 2.3.2. Величина

рассогласования отношений эффективностей отбора между моделированием и данными, $\delta r_{\mathcal{P}_\mu}^{sys} = 3\%$ была использована в качестве систематической погрешности, связанной с мюонной идентификацией. Вклад статистической погрешности фактора коррекции $r_{\mathcal{P}_\mu}^{Data}/r_{\mathcal{P}_\mu}^{MC}$, независимой от стат. погрешности МК-моделирования, составляет $\delta r_{\mathcal{P}_\mu}^{Data} = 1.8\%$ (см. Таблицу 6), что в сумме со вкладом от статистической погрешности фактора коррекции $\delta r_{\mathcal{L}_K}^{Data}$, составляет $\delta r_{\mathcal{L}_K}^{Data} \oplus \delta r_{\mathcal{P}_\mu}^{Data} = 2.3\%$.

Величина χ_{tr}^2 /ст.св. трека

Ограничение по величине критерия подгонки χ^2 на число степеней свободы трека достаточно мягкое: его эффективность и для D^0 и для J/ψ -мезонов, оцененная при помощи моделирования, составляет около 98%, в то время, как для сигнала J/ψ -мезона в данных, эффективность этого отбора равна около 96%. Из-за сходства топологии распадов вклад данного отбора не вносит заметную систематическую погрешность в отношение эффективностей $a_{D^0}/a_{J/\psi}$ и считался пренебрежимо малым по сравнению с остальными неопределённостями.

Вероятность χ_{vtx}^2 вторичной вершины

Отбор по вероятности критерия χ_{vtx}^2 димюонной вершины $P(\chi_{vtx}^2) > 0.2$ является весьма жестким из-за того, что распределение этой величины на реальных данных имеет пик в области $P(\chi_{vtx}^2) < 0.2$. Причины такого поведения критерия χ^2 димюонной вершины были найдены после завершения данного анализа. В использованной версии реконструкции погрешности параметров треков оказывались в моделировании в среднем меньше, чем в реальных данных. При учёте многократного рассеяния на этапе реконструкции треков в вершинном детекторе, возникало рассогласование номинальной геометрии, задающей распределение материала с координатами детектирующих плоскостей, определённых более точно при помощи юстировки на основе самих данных. Данное рассогласование геометрии влияло только на данные, но не на моделирование, в котором была заложена идеализированная геометрия детектора.

Эффективность отбора $P(\chi_{vtx}^2) > 0.2$ для J/ψ -мезонов на данных составляет 0.693 ± 0.002 . Основным следствием данного ограничения является потеря статистики, которая приводит к снижению чувствительности эксперимента, то

есть к увеличению верхнего предела.

Атомный номер и геометрическое расположение мишени

Моделирование аксептанса, использованное в анализе, проводилось для одно-проволочной конфигурации с углеродной мишенью Inner II. Для оценки систематических неопределённостей, связанных с материалом и геометрическим расположением мишени, было проведено сравнение двух предельных случаев. Для этого аксептанс для J/ψ -мезонов был также посчитан для вольфрамовой мишени Inner I (расстояние между станциями мишени I и II составляет около 4 см вдоль оси Z). Разность аксептансов составила 4.8%. Эта величина и была использована в качестве консервативной оценки систематической погрешности отношения аксептансов $a_{D^0}/a_{J/\psi}$, несмотря на то, что аксептансы для D^0 и J/ψ -мезонов, несомненно, сильно скоррелированы между собой, и их отношение должно быть менее чувствительно к материалу и геометрии мишени.

Эффекты триггера первого уровня

Карты эффективности FLT-триггера в эксперименте HERA-B определялись на основе самих данных, как функции импульса и координат трека в области внешнего трекера TC2, расположенной за RICH-детектором. Поэтому таблицы эффективности должны быть одинаково применимы к мюонам от распадов J/ψ -мезона, и от распадов D^0 -мезона.

В качестве систематической погрешности, связанной с триггером первого уровня была использована разность отношений эффективностей, посчитанных с и без учёта карт эффективности FLT-триггера, $\delta^{\text{FLT}}(a_{J/\psi}/a_{D^0}) = 7\%$. Следует отметить, что отношение эффективностей, рассчитанное без учёта FLT-триггера, эквивалентно предположению о постоянной эффективности FLT. Используемый подход является очень консервативным, так как точность карт эффективности FLT-триггера намного выше их отличия от константы.

Эффекты триггера второго уровня

Величина ограничения по поперечному импульсу трека определяется триггером второго уровня. Для моделирования эффективности принятия события SLT-триггером применялась та же программа, которая работала в режиме онлайн при наборе данных. Эффективность алгоритма SLT-триггера может по-разному вести себя в областях инвариантной массы D^0 и J/ψ -мезонов из-за

неточностей в юстировке мишени. Истинное расположение мишени, которое после полной реконструкции данных определялось для каждого сеанса набора данных по первичным вершинам, было известно с более чем 50 микронной точностью. Чтобы учесть меньшую точность юстировки мишени, существовавшую в момент набора данных, в моделирование SLT-триггера среди прочего закладывались отличия между истинными координатами мишени и координатами, в которых расположение мишени предполагалось конфигурационными параметрами SLT-алгоритма в момент набора данных (т.н. “target box offsets”) [20, 21].

Вершинный детектор

Карта неработающих и шумящих каналов вершинного детектора была очень стабильна со временем и хорошо определена. Точность юстировки детектора и небольшие проблемы в учёте многократного рассеяния в использованной версии реконструкции данных отражались в основном на точности реконструкции направляющих тангенсов треков и параметров реконструированных вершин (см. обсуждение систематики ограничения по $P(\chi_{sec}^2)$ и отборов, специфических для D^0 -кандидатов, в данном разделе).

Внутренний трекер

ITR-трекер не участвовал в триггере в период набора данных, и среднее число точек на мюонном треке, измеренных внутренним трекером пренебрежимо мало. Поэтому влияние ITR-трекера на систематику измерения должно быть также пренебрежимо мало.

Внешний трекер

Карта неработающих и шумящих каналов внешнего трекера была достаточно хорошо определена и стабильна во время набора статистики. Неточности в юстировке детектора отражались, в основном, в меньшем импульсном разрешении детектора по сравнению с оценкой моделирования. Импульсное разрешение детектора, оцененное по ширине пика J/ψ -мезона в данных, определило, в частности, ожидаемую ширину пика D^0 -мезона, и выбор ширины сигнального диапазона и границ контрольных областей (см. подраздел 2.2.2). Небольшие различия в импульсном разрешении между моделированием и данными не влияют существенным образом ни на какие переменные, по которым проводился

отбор событий в анализе. В частности, для восстановления вершин применялась геометрическая подгонка, использующая координаты и углы сегментов треков, измеренные вершинным детектором. Поэтому вкладом различия в импульсном разрешении треков в систематическую неопределённость можно пренебречь.

Мюонный претриггер и мюонная система

Моделирование работы мюонного претриггера входит в программу стандартного полного МК-моделирования триггера и реконструкции. Одними из основных параметров, влияющих на работу мюонного претриггера, являются маски неработающих и шумящих каналов и эффективности падовых мюонных камер (суперслои MU3 и MU4).

Для оценки систематики, связанной с мюонным претриггером и стабильностью мюонной системы, аксептанс был оценен для двух наборов масок “мёртвых” и “горячих” каналов мюонного детектора и карт эффективности падовых камер. Для оценки систематики в моделирование закладывались окончательная и предварительная версии карт эффективности падовых камер, вычисленные для двух периодов времени. Несмотря на наличие вариации в абсолютных величинах, систематика мюонной системы в терминах отношения аксептансов $a_{J/\psi}/a_{D^0}$, оказывалась пренебрежимо мала. Таким образом, в оценку систематики, связанной с мюонной системой, входит лишь описанная ранее систематика мюонной идентификации.

Отборы, специфические для D^0 -кандидатов

Эффективность ограничений на качество вторичной вершины в области D^0 -мезона, $\epsilon_{D^0} = (6.83 \pm 1.08) \times 10^{-2}$, оценивается целиком полагаясь на МК-моделирование. Разрешение прицельного параметра и разделения первичной и вторичной вершин в области J/ψ -мезона воспроизводится моделированием примерно с 10% точностью.

Чтобы оценить влияние неточности в описании разрешения вершин на аксептанс, импульсы мюонных треков в моделировании были “размазаны” таким образом, чтобы разрешение по прицельному параметру и разделению первичной и вторичной вершин соответствовали данным. Относительное изменение в аксептансе, посчитанным стандартным образом и с дополнительной “размаз-

Таблица 10: Вклады в систематическую неопределённость акцептанса.

каонная идентификация, \mathcal{L}_K	2.7%
мюонная идентификация, \mathcal{P}_μ	3%
временная стабильность детектора	<1%
триггер	7%
геометрия и тип мишени	4.8%
МК-статистика J/ψ -мезонов	1.7%
фактор коррекции ($\delta r_{\mathcal{L}_K}^{\text{Data}} \oplus \delta r_{\mathcal{P}_\mu}^{\text{Data}}$)	2.3%
сумма вкладов в $\delta(a_{D^0}/a_{J/\psi})$	9.8%
МК-статистика D^0 -мезонов, ($a_{D^0} \times \varepsilon_{D^0}$)	2.7%
значимость разделения вершин, S_z	9.9%
прицельный параметр димюона, I	12.3%
сумма вкладов в $\delta(\epsilon_{D^0})$	16%

кой” импульсов, составило $\sim 15.8\%$, что было взято в качестве систематической погрешности (см. Таблицу 10).

Кинематика образования D^0 и J/ψ -мезонов

Систематические неопределённости, связанные с погрешностями в параметрах дифференциального сечения рождения D^0 -мезонов входят в погрешность полного сечения рождения D^0 . Поэтому в систематической погрешности акцептанса требуется учитывать только статистическую погрешность моделирования. Это же верно и для акцептанса J/ψ -мезонов.

Стабильность масок

Возможные эффекты, связанные с нестабильностями в эффективности детектора и зависящим от времени числом неработающих каналов были проверены сравнением отношений акцептансов для разных периодов набора данных: было найдено, что отношение акцептансов остаётся стабильным в пределах менее 1%.

Общая систематическая погрешность акцептанса

Перечень вкладов в систематическую неопределённость акцептанса, приведён в Таблице 10. Квадратичная сумма всех существенных вкладов в систематическую погрешность отношения акцептансов $\delta(a_{D^0}/a_{J/\psi})$, включая объём использованной МК статистики J/ψ -мезонов, составляет 9.8%; погрешность эффек-

Таблица 11: Краткий перечень измерений сечения рождения D-мезонов в протон- ядерных взаимодействиях при 800 ГэВ/с.

Эксперимент	Пучок, мишень	p_{beam} ГэВ/с	сечение рождения $\sigma(D)$ мкбн/нукл.	x_F диапазон
			$\sigma(D^+) = 11.9 \pm 1.2 \pm 0.8$	
E789 [62]	pN(Au,Be)	800	$\sigma(D^0) = 17.7 \pm 0.9 \pm 3.4$ $d\sigma/dx_F(D^0) = 58 \pm 3 \pm 7$	$-1 < x_F < 1$ [0.,0.08]
E653 [56]	$pN(Em)$	800	$\sigma(D^0) = 38 \pm 3 \pm 13$ $\sigma(D^+) = 38 \pm 9 \pm 14$	$-1 < x_F < 1$
E743 [55]	$pN(H_2)$	800	$\sigma(D^0) = 22_{-7}^{+9} \pm 5$ $\sigma(D^+) = 26 \pm 4 \pm 6$	$-1 < x_F < 1$

тивности отборов, специфических для D^0 -кандидатов, составляет 16%. При этом для учёта корреляции между статистическими погрешностями эффективности⁵ a_{D^0} и ε_{D^0} , вклад МК-статистики D^0 -мезона был включён только в суммарную погрешность ограничений по времени жизни $\delta(\varepsilon_{D^0})$ в виде статистической погрешности полной эффективности всех ограничений, применяемых к D^0 -мезонам, $\delta(a_{D^0} \times \varepsilon_{D^0})^{stat} = 2.7\%$.

Остальные вклады либо пренебрежимо малы, либо действуют в сторону завышения верхнего предела, и могут быть отброшены, сохраняя консервативность вычисления верхнего предела.

2.4.3 Оценка отношения сечений рождения D^0 - к J/ψ -мезону

Расчёт верхнего предела на распад $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в соответствии с уравнением (1) требует знания отношения сечений рождения D^0 к J/ψ -мезонам в протон-ядерных соударениях. На момент публикации данного анализа собственного измерения сечений образования J/ψ и D^0 -мезона при 920 ГэВ/с в эксперименте HERA-B проведено не было, поэтому для расчётов были использованы сечения, взятые из литературы.

Среднее сечение рождения D^0 при 800 ГэВ/с

Ближайшие по энергии эксперименты, измерившие инклюзивное сечение рож-

⁵Следует отметить, что несмотря на то, что данный источник погрешности является принципиально устранимым (т.е. при неограниченном увеличении объёма статистики моделирования, он может быть сделан сколь угодно малым), на практике доступная точность моделирования часто оказывается ограниченной требованиями значительных затрат времени и вычислительных ресурсов.

дения D^0 -мезона в протон-нуклонных взаимодействиях, проводились при 800 ГэВ/с см. Таблицу 11.

Измерения экспериментов E653 и E743 относятся практически к тому же диапазону переменной x_F , что и в случае эксперимента HERA-B, в то время как эксперимент E789 измерил $d\sigma/dx_F$ в крайней справа области диапазона HERA-B и затем использовал данные экспериментов E653 и E743 для экстраполяции на весь диапазон переменной x_F . Из-за узкого измеряемого диапазона переменной x_F , фактор экстраполяции измеренного в пределах акцептанса экспериментом E789 сечения на полный диапазон велик, согласно [62], фактор экстраполяции был порядка $17.7/(58 \times 0.008) \sim 3.8$. Так как этот фактор экстраполяции неизвестным образом коррелирован с измерениями экспериментов E653 и E743, измерение эксперимента E789 не было включено в вычисление среднего сечения рождения D^0 -мезона при 800 ГэВ/с.

В случае эксперимента E743 использовалась водородная пузырьковая камера (т.е. $A = 1$), а эксперимент E653 проводился на ядерной эмульсии со средним атомным весом $A = 26.6$, и для экстраполяции сечения к $A = 1$ предполагалась линейная A -зависимость. Поэтому измерение эксперимента E653 было обновлено с учётом более современного значения параметра A -зависимости, $\alpha_{D^0} = 1.02 \pm 0.03 \pm 0.02$ (E789) [62]. Домножая на фактор $A^{(1-\alpha_{D^0})} = 26.6^{-0.02 \pm 0.04} = 1.07 \pm 0.14$, для E653 было получено значение 36 ± 13 мкбн/нуклон.

Наконец, проводя усреднение измерений эксперимента E743 и поправленного измерения E653 при помощи итерационной процедуры, используемой группой PDG [36] для усреднения величин x_i , с асимметричными погрешностями δx_i^+ и δx_i^- ,

$$\bar{x} \pm \delta\bar{x} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\bar{x}_n \pm \delta\bar{x}_n = \frac{\sum_i w_i^{(n)} x_i}{\sum_i w_i^{(n)}} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_i w_i^{(n)}}} \right], \quad w_i^{(n)} = (1/\delta^{(n)} x_i)^2,$$

где

$$\delta^{(n)} x_i = \begin{cases} \delta x_i^+ & \text{при } \bar{x}_{n-1} \geq x_i + \delta x_i^+ \\ \delta x_i^- + \frac{(\bar{x}_{n-1} - (x_i - \delta x_i^-)) \cdot (\delta x_i^+ - \delta x_i^-)}{\delta x_i^+ + \delta x_i^-} & \text{при } x_i - \delta x_i^- < \bar{x}_{n-1} < x_i + \delta x_i^+ \\ \delta x_i^- & \text{при } \bar{x}_{n-1} \leq x_i - \delta x_i^- \end{cases}$$

было получено среднее сечение при 800 ГэВ/с, $\sigma_{D^0}^{pN} = 27.3 \pm 7.7$ мкбн/нукл.⁶

Следует подчеркнуть, что несмотря на то, что результат E789 [62] был исключён из усреднения сечения образования D^0 -мезона при 800 ГэВ/с, его данные использовались для оценки кинематических распределений J/ψ -мезона, т.к. измерение эксперимента E789 [57] сечения рождения J/ψ -мезонов перекрывает большой кинематический диапазон.

Среднее сечение рождения J/ψ -мезонов при 800 ГэВ/с

Сечение рождения прямых J/ψ -мезонов в расчёте на нуклон, $\sigma_{J/\psi}^{pN}$, было измерено двумя экспериментами с фиксированной мишенью E789 [57] и E771 [64] при импульсе пучка 800 ГэВ/с. В обоих случаях измерение было проведено на ядерных мишенях и пересчитано на атомный вес ($A = 1$), предполагая A -зависимость вида $\sigma_{J/\psi}^{pA} = \sigma_{J/\psi}^{pN} \times A^{\alpha_{J/\psi}}$. После коррекции этих измерений с учётом более новых измерений параметра ядерной зависимости, $\alpha_{J/\psi} = 0.955 \pm 0.005$ (E866) [65], и усредняя их, было получено среднее сечение рождения прямых J/ψ -мезонов при импульсе налетающего протона 800 ГэВ/с, равное $\sigma_{J/\psi}^{pN} = 333 \pm 6 \pm 26$ нбн/нуклон.

Так как энергия в с.ц.и. эксперимента HERA-B, $\sqrt{s} = 41.6$ ГэВ находится далеко от порогов рождения D^0 и J/ψ -мезонов, было предположено, что отношение сечений рождения D^0 к J/ψ -мезону не меняется заметным образом при переходе от энергии 800 ГэВ к 920 ГэВ.⁷

2.4.4 Оценка числа фоновых событий

Как изображено на рис. 20, в опорной области слева от сигнала ($1.595 \div 1.795$ ГэВ/с², 8σ) содержится 18 событий, а в опорной области справа ($1.945 \div 2.145$ ГэВ/с², 8σ) содержится 6 событий, что в сумме составляет 24 события. Статистическая погрешность числа фоновых событий равна $\sqrt{24}$, что при линейной интерполяции на сигнальную область (шириной 4σ) приводит к следующей оценке числа фоновых событий b в сигнальной области: $b^{lin} = (24.0 \pm \sqrt{24}) \times \frac{4\sigma}{2 \times 8\sigma} = 6.0 \pm 1.23$.

⁶Теоретические расчёты [63] предсказывают рост сечения рождения D^0 -мезона от 800 ГэВ к энергии 920 ГэВ примерно в 1.15 раз.

⁷Пересчётом на энергию с.ц.и. эксперимента HERA-B, $\sqrt{s} = 41.6$ ГэВ, в работе [66] было получено сечение прямого рождения J/ψ -мезонов равное $\sigma(pN \rightarrow J/\psi X) = (357 \pm 8 \pm 27)$ нбн/нуклон.

Так как технически было невозможно создать объём статистики МК-моделирования достаточный для проверки числа и формы распределения фоновых событий, описание фона основывалось на распределениях, взятых из данных. В качестве альтернативы простой линейной интерполяции была исследована интерполяция гладкой функцией — полиномом пятой степени $P_5(m)$. Параметры полинома определялись подгонкой массового распределения после применения всех общих критериев отбора, но до применений отборов, специфических для D^0 -кандидатов (см. рис. 18). Распады очарованных частиц не сильно искажают форму распределения фоновых событий (см. следующий параграф). Поэтому, предполагая, что отборы по времени жизни не изменяют форму массового распределения, можно оценить ожидаемое число фоновых событий в сигнальной области после применения всех ограничений как интеграл по сигнальной области от полученной параметризационной кривой, отнормированной на число событий в опорных диапазонах вне сигнальной области. После нормирования на число событий в опорных интервалах, ожидаемое число фоновых событий в сигнальной области составило: $b = 6.0 \pm 1.2$.

Также было проверено, что форма массового распределения несущественно меняется, если вместо всех трёх отборов по времени жизни использовать только любые два. Максимальное различие в оценках числа фоновых событий в сигнальной области, определённых до применения отборов по времени жизни и по массовым распределениям, получаемым при применении двух из трёх отборов, составило 4%. Изменение оценки фона, только за счёт варьирования параметров подгонки в пределах их погрешностей составило лишь 2%. Таким образом, систематическая неопределённость оценки среднего ожидаемого числа фоновых событий определяется статистикой числа событий в опорных интервалах, в то время, как модель, использованная для интерполяции не вносит сколь-нибудь заметных неопределённостей. При этом простая линейная интерполяция между опорными интервалами вне сигнальной области (которая была использована на этапе оптимизации отборов по времени жизни) приводит к той же оценке $b^{lib} = 6.0 \pm 1.23$ среднего числа фоновых событий в сигнальной области.

Таблица 12: Оценка вклада в фон от неправильно идентифицированных распадов D^0 -мезона.

канал распада	ширина, $\mathcal{B}/\mathcal{B}(K\pi)$	N_{rec}	N_{D^0}	ожидаемый фон
$K\pi$	1	452	352	1.8 ± 1.0
$K\pi\pi^0$	3.8	1585	3	~ 0.017
KK	0.1	61	6	~ 0.023
$\pi\pi$	0.04	—	—	~ 0.08

Проверка вкладов от фоновых процессов, имеющих негладкое распределение

Одним из возможных источников фона является процесс $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, в котором оба продукта распада могут быть ошибочно идентифицированы как мюоны. Фоновые события, обусловленные данным процессом, могут образовывать пик в массовом спектре в области D^0 -мезона, что приводило бы к тому, что использованное для оценки числа фоновых событий предположение о гладкости фона не выполнялось бы.

Чтобы исследовать эту возможность, было проведено МК-моделирование и анализ 898 000 событий, содержащих распады $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (включая полное моделирование триггера второго уровня и реконструкцию).

После применения всех общих отборов, в области D^0 -мезона осталось только два события. Чтобы оценить ожидаемый вклад от распада $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ в окончательную гистограмму на рис. 20, можно записать:

$$N(D^0 \rightarrow K^+\pi^-) = N_{J/\psi} \cdot \frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)} \cdot \frac{a'_{D^0}\epsilon'_{D^0}}{a_{J/\psi}} \cdot \frac{\sigma_{D^0}}{\sigma_{J/\psi}},$$

где $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^+\pi^-) \simeq 4\%$ — относительная ширина распада $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, а $a'_{D^0}\epsilon'_{D^0}$ — эффективность наблюдения $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ после применения всех отборов. Можно предположить, что эффективности отборов по времени жизни $\epsilon_{D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-}$ и $\epsilon_{D^0 \rightarrow K^+\pi^-}$ для каналов распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ совпадают. Эффективности критериев отбора по функциям правдоподобия мюонной и каонной гипотезы равны 32.1% и 64.3% соответственно.

Из 898 000 событий моделирования, реконструкцию прошло 452 события, из них 352 события попали в сигнальную область. После применения всех отбо-

Таблица 13: Значения и вклады в систематическую погрешность фактора F^{sens} компонент уравнения (8) (* — статистические и систематические погрешности объединены квадратично)

величина	значение	%
$a_{D^0}/a_{J/\psi}$	0.287 ± 0.028	9.8
ϵ_{D^0}	$(6.83 \pm 1.08) \times 10^{-2}$	16.0
$\sigma_{J/\psi}^{pN}$ (нбн/нукл.)	$333 \pm 6 \pm 26$	8.0
$\sigma_{D^0}^{pN}$ (мкбн/нукл.)	$27.3 \pm 7.7^*$	28.2
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(5.88 \pm 0.10) \times 10^{-2}$	1.7
$N_{J/\psi}^C$	$31010 \pm 200(\text{stat})$	0.7
$N_{J/\psi}^W$	$12660 \pm 140(\text{stat})$	1.1
$N_{J/\psi}^{Ti}$	$2430 \pm 60(\text{stat})$	2.5
$\alpha_{D^0} - \alpha_{J/\psi}$	$0.065 \pm 0.036^*$	12.3
F^{sens}	$(1.57 \pm 0.58) \times 10^6$	37

ров, и учитывая относительную ширину данного распада, во всей области D^0 -мезона, $1.59 \div 2.15 \text{ ГэВ}/c^2$, ожидаемое число ошибочно идентифицированных событий составило меньше, чем 1.8 ± 1.0 . Следует отметить, что оба события, прошедшие общие критерии отбора, попали в опорную область инвариантной массы слева от сигнального диапазона.

Аналогичным образом наряду с модой распада $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ были проверены следующие каналы: $D^0 \rightarrow K \pi \pi^0$, $D^0 \rightarrow KK$ и $D^0 \rightarrow \pi \pi$ (см. Таблицу 12). Следует отметить, что ошибочно идентифицированные распады $D^0 \rightarrow \pi \pi$ попадают в сигнальную область, а вероятность ошибочной идентификации пионов сходна с ошибочной идентификацией каонов. Однако, отношение вероятностей распадов составляет $\mathcal{B}(\pi \pi)/\mathcal{B}(K \pi) = 0.04$, поэтому ожидаемый вклад от этого распада в число событий в сигнальной области составляет ~ 0.08 события, что пренебрежимо мало.

Как видно из Таблицы 12, все другие моды распада D^0 дают пренебрежимо малый вклад, и не могли бы нарушить гладкого распределения формы фона. Следовательно, первоначальная гипотеза о гладкости распределения фона на рис. 20 верна.

2.4.5 Расчёт верхнего предела

Полный перечень величин, входящих в фактор чувствительности детектора F^{sens} , определяемый уравнением (8), приведён в Таблице 13. Доминирующим

Таблица 14: Исходные параметры и значения верхнего предела (90% С.Л.), полученные с учётом систематических погрешностей (метод Хилла [70]) и без учёта систематических погрешностей (метод Фельдмана-Коузинса [59]).

Фактор чувствительности детектора, F^{sens}	$(1.57 \pm 0.58) \times 10^6$
Число событий в сигнальной области, n_0	3
Ожидаемое число фоновых событий, b	6.0 ± 1.2
Верхний предел на $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	
без учёта систематических погрешностей	1.3×10^{-6}
Верхний предел на $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	
с учётом систематических погрешностей	2.0×10^{-6}

вкладом в погрешность является неопределённость в сечении рождения D^0 -мезона (29.2 %), взятая из предыдущих измерений. Вычисленный, используя эти числа фактор чувствительности детектора, составил $F^{\text{sens}} = 1.57 \times 10^6$. После комбинирования статистических и систематических погрешностей квадратично, общая относительная погрешность F^{sens} ото всех источников составляет 37%.

Метод вычисления верхнего предела

Предыдущие публикации [67] использовали различные методы для вычисления верхних пределов и среди них не существует универсальной процедуры, приемлемой всеми авторами [59, 68, 69]. Экспериментатору обычно рекомендуется выбирать любую процедуру, на основании собственных представлений и опыта. Единственное требование, в котором сходятся приверженцы всех методов состоит в том, что выбранная процедура должна обладать строгим математическим обоснованием, а также необходимо приводить чёткое описание процедуры и все использованные в измерении величины [69].

Все числа, необходимые для вычисления верхних пределов, используя любой из процитированных методов приведены в Таблице 14. Для учёта систематических неопределённостей в вычислении верхнего предела, было сделано предположение о том, что погрешности, связанные с фактором чувствительности детектора F^{sens} и с оценкой среднего уровня фона, имеют гауссовские распределения. Затем был использован гибридный частотно-байесовский метод вычисления верхних пределов, реализованный Г. Хиллом [70]. Данный метод соответствует рекомендациям группы PDG и позволяет учесть в вычислении

предела достаточно большие систематические погрешности фактора чувствительности ($\delta F^{\text{sens}} \sim 37\%$) и ожидаемого среднего уровня фона ($\delta b \sim 20\%$), которые выступали в роли гауссовских мешающих параметров.

Применяя к уравнению (7) метод Г. Хилла [70], был получен верхний предел на относительную ширину искомого распада

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 2.0 \times 10^{-6}$$

при 90% уровне доверительной вероятности [71].

3 Измерение отношения сечения рождения χ_c - и J/ψ -мезонов

3.1 Введение

Исследование образования чармония в адронных взаимодействиях необходимо для понимания процесса адронизации в непertурбативном режиме и эффектов, связанных с влиянием ядерной материи. Эти проблемы являются особенно важными, поскольку подавление выхода J/ψ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях рассматривается как возможный индикатор образования кварк-глюонной плазмы [72].

Теоретическое описание образования чармония разбивается на два шага: рождение пары тяжелых кварков на уровне партон-партонного взаимодействия, которое может быть рассчитано в рамках пертурбативной КХД, и переход пары в связанное состояние, включающий непertурбативные процессы и ядерные эффекты. Для описания образования кваркония существуют различные подходы, например, модель испарения цвета⁸ CEM (Color Evaporation Model) [73], модель цветовых синглетов⁹ CSM (Color Singlet Model) [74], и модель нерелятивистской КХД, NRQCD (nonrelativistic QCD) [75].

Экспериментальное измерение доли J/ψ -мезонов, образующейся за счёт распадов возбуждённых состояний чармония (т.н. “*feed-down*” процесс), является одним из источников информации, необходимой для проверки и уточнения моделей. В настоящее время существует достаточно большой объём данных по рождению J/ψ -мезонов. Однако, доступные данные по абсолютным сечениям рождения, и даже экспериментально более простые относительные сечения рождения возбуждённых состояний чармония недостаточно точны. Кроме того, имеется очень мало данных о возможной поляризации образующихся состояний чармония. (Обзор современного состояния моделей образования чармония и их сравнение с экспериментом см. в работах [76].)

На статистике эксперимента HERA-B, набранной в сеансе 2002/2003 годов, изучалась следующая цепочка рождения и распада:

$$pA \rightarrow \chi_c + X; \quad \chi_c \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \gamma l^+ l^- \quad (l = e, \mu).$$

⁸известная также как “дуальная модель”

⁹также известная как “хромосинглетная модель”

Таблица 15: Свойства χ_c -состояний [36] (PDG08)

Состояние	$I^G(J^{PC})$	масса [МэВ/ c^2]	ширина [МэВ/ c^2]	$\mathcal{B}(\rightarrow J/\psi\gamma)$ [%]
χ_{c0}	$0^+(0^{++})$	3414.76 ± 0.35	10.4 ± 0.7	(1.30 ± 0.11)
χ_{c1}	$0^+(1^{++})$	3510.66 ± 0.07	0.89 ± 0.05	(35.6 ± 1.9)
χ_{c2}	$0^+(2^{++})$	3556.20 ± 0.09	2.06 ± 0.12	(20.2 ± 1.0)

Отношение R_{χ_c} определяется как доля J/ψ -мезонов, возникающих за счёт распадов χ_c -мезонов:

$$R_{\chi_c} = \frac{\sum_{i=1}^2 \sigma(\chi_{ci}) \mathcal{B}(\chi_{ci} \rightarrow J/\psi\gamma)}{\sigma(J/\psi)}, \quad (10)$$

здесь $\mathcal{B}(\chi_{ci} \rightarrow J/\psi\gamma)$ — относительные ширины радиационных распадов χ_{ci} -мезонов, $\sigma(\chi_{ci})$ — соответствующие сечения рождения в расчёте на нуклон, а $\sigma(J/\psi)$ — полное сечение рождения J/ψ -мезона на нуклон. В Таблице 15 приведены основные свойства трёх χ_c -состояний (χ_{c0} , χ_{c1} и χ_{c2}). Из-за малости относительной ширины соответствующего канала распада χ_{c0} -мезона, $\mathcal{B}(\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma) = (1.30 \pm 0.11)\%$, данное исследование было ограничено лишь изучением χ_{c1} и χ_{c2} -состояний.

3.2 Рождение чармония в адронных взаимодействиях

Модель СЕМ

В модели испарения цвета, СЕМ (color-evaporation model) [73] рождение чармония описывается как образование кварк-антикварковой $c\bar{c}$ пары с инвариантной массой ниже порога образования $D\bar{D}$. Адронизация этой пары происходит посредством испускания мягких глюонов, которые пренебрежимо мало изменяют кинематику системы $c\bar{c}$. Доля подпороговых $c\bar{c}$ пар, адронизирующихся в каждое отдельное конечное состояние чармония, согласно СЕМ модели, не должны зависеть от типа частиц, взаимодействующих в начальном состоянии и от энергии соударения. Более того, дифференциальные распределения различных состояний чармония по кинематическим переменным x_F и p_T , должны также быть одинаковыми [77] (где x_F обозначает Фейнмановскую переменную в системе центра масс нуклон-нуклонного соударения, а p_T — поперечный импульс относительно направления пучка). Большинство предыдущих экспери-

ментов по исследованию образования χ_c -мезонов в протон-нуклонных и пион-нуклонных соударениях [78–91] получили результаты, сопоставимые с предсказываемым CEM-моделью отношением $R_{\chi_c} \simeq 0.4$ [77]. Следует отметить, что предположение об универсальности адронизации чармония подразумевает также, что значение R_{χ_c} не должно зависеть от переменных x_F и p_T [77].

Модель CSM

В модели цветных синглетов, CSM (color-singlet model), кварк-антикварковая пара образуется в реакции жесткого рассеяния в состоянии цветового синглета с теми же квантовыми числами, что и конечное состояние чармония. Поскольку два глюона могут образовать бесцветное чётное состояние (такое как состояния χ_c), то по меньшей мере три глюона потребуется для того, чтобы образовать бесцветное нечётное состояние, такое как J/ψ или $\psi(2S)$. Поэтому образование ψ -состояния в этой модели дополнительно подавлено на константу сильного взаимодействия α_s . В результате, в образовании J/ψ -мезонов в модели CSM должны преобладать радиационные распады χ_c -состояний (т.н. “feed-down”), и отношение R_{χ_c} должен быть близко к единице. Бóльшая часть измерений адророждения χ_c -состояний во взаимодействиях протонов находится в противоречии с этим предположением [78–84].

Модель NRQCD

В ответ на несогласие между CSM-моделью с измерениями многих свойств чармония [92], был разработан более общий подход в рамках пертурбативной КХД, т.н. модель нерелятивистской КХД (NRQCD), включающая образование $c\bar{c}$ пар не только в цветных синглетных состояниях, но и в октетных состояниях. Октетные состояния $c\bar{c}$ пары затем эволюционируют в наблюдаемые бесцветные состояния чармония посредством испускания мягких глюонов. При энергии пучка HERA-B 920 ГэВ, доминирующим процессом образования $c\bar{c}$ пар является глюон-глюонное слияние, которое даёт вклад и в синглетные, и в октетные цветные состояния $c\bar{c}$ пары. Поэтому в данной модели распады χ_c -мезонов дают основной вклад в синглетную часть рождения J/ψ -мезонов, в то время как прямые J/ψ -мезоны и J/ψ от распадов $\psi(2S)$ -мезонов образуются через октетные состояния. Предсказываемое значение $R_{\chi_c} \simeq 0.3$ [77] находится в согласии с большинством экспериментальных результатов, полученных во

взаимодействиях протонов [78–84]. Модель предсказывает только небольшие различия между дифференциальными сечениями различных состояний чармония как функции переменной x_F . Более значимые различия могут возникать при учёте ядерных эффектов (т.н. A -зависимость) из-за различающихся вероятностей поглощения в ядрах различных конечных состояний чармония и проточармония [77].

Взаимодействия с нуклонами и A -зависимость

Модели СЕМ и NRQCD различаются в своих предсказаниях относительно величины ядерного подавления образования чармония при взаимодействиях с тяжёлыми ядерными мишенями. Ожидаемое подавление возникает за счёт взаимодействий образовавшейся $c\bar{c}$ -пары с ядерной материей, и обладает зависимостью от продольного импульса. Для значений Фейнмановской переменной $x_F > 0$ длина формирования конечного состояния чармония превосходит размер ядра, в то время как при $x_F < 0$ велика вероятность образования чармония ещё внутри ядра. В рамках СЕМ-модели учитывается только одно состояние проточармония, и, таким образом, при $x_F > 0$ предсказывается одинаковое ядерное подавление для J/ψ , $\psi(2S)$ и χ_c -состояний. При $x_F < 0$ модель СЕМ предсказывает более сильное подавление χ_c и $\psi(2S)$ -мезонов, чем J/ψ -мезонов из-за их бóльшего сечения ядерного взаимодействия [77, 93]. В рамках NRQCD-модели предсказываются существенные различия в подавлении различных состояний чармония даже при $x_F > 0$, поскольку волновая функция октетных состояний простирается на значительно бóльшее расстояние, и результирующее сечение взаимодействия оказывается существенно больше, чем для синглетных состояний [77]. Так, согласно NRQCD-модели, разность параметров ядерной зависимости $\Delta\alpha = \alpha_{\chi_c} - \alpha_{J/\psi}$ может достигать до ~ 0.05 в области $x_F \sim 0$.

В данном анализе в числе прочего проводится измерение параметра $\Delta\alpha$, полученного из измерений отношения R_{χ_c} на углеродных ($R_{\chi_c}^C$) и вольфрамовых ($R_{\chi_c}^W$) мишенях, и определяемого с помощью формулы:

$$\Delta\alpha(x_F) \equiv \alpha_{\chi_c}(x_F) - \alpha_{J/\psi}(x_F) = \frac{1}{\ln \frac{A_W}{A_C}} \times \ln \frac{R_{\chi_c}^W(x_F)}{R_{\chi_c}^C(x_F)} \quad (11)$$

где $A_W = 184$ и $A_C = 12$ — атомные веса вольфрама и углерода.

Отношение R_{χ_c} и кварк-глюонная плазма

Так называемое “аномальное” подавление выхода J/ψ -мезонов было предложено в качестве возможной сигнатуры образования кварк-глюонной плазмы [72]. Подобное подавление было затем обнаружено в нескольких экспериментах [94]. Тем не менее, вывод о том, что обнаруженное подавление действительно является аномальным, зависит от надёжности понимания механизмов обычного ядерного подавления. Данные механизмы действуют и при отсутствии кварк-глюонной плазмы, проявляясь в протон-ядерных реакциях. При этом измерение доли J/ψ -мезонов, возникающих в результате распадов χ_c и $\psi(2S)$ -мезонов, является важным источником информации, поскольку ожидается, что аномальное подавление чувствительно к значению массы и к энергии связи чармония. J/ψ -мезоны, образуемые напрямую, не диссоциируют в кварк-глюонной плазме до характерной температуры порядка $1.5T_c$ [95] (где T_c — критическая температура), в то время как χ_c и $\psi(2S)$ -мезоны подвергаются диссоциации уже при температурах чуть выше критической. Таким образом, ожидается появление нескольких перепадов (скачков) в величине сечения образования чармония как функции температуры плазмы, с размером, зависящим от долей R_{χ_c} и $R_{\psi(2S)}$, где $R_{\psi(2S)} = \frac{\sigma(\psi(2S)) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi X)}{\sigma(J/\psi)}$.

На момент выполнения анализа, экспериментально был обнаружен только первый такой перепад [94], который интерпретировался как диссоциация χ_c и $\psi(2S)$ -состояний. Для описания данных по подавлению чармония было предложено несколько моделей. Обычно модели предполагали $R_{\chi_c} \sim 0.3$ и $R_{\psi(2S)} \sim 0.1$. Тем не менее, предложенные модели не могли одновременно описать всех имеющихся данных, поскольку они либо приводили к переоценке величины подавления, либо для описания данных эксперимента RHIC требовалось вводить дополнительные эффекты, такие как регенерация J/ψ -мезонов в ядре [95].

Обзор предыдущих измерений

Образование χ_c -мезонов измерялось в экспериментах с протонными и с пионными пучками на разнообразных ядерных мишенях, а также в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях [78–91]. В Таблице 16 приведены ранее опубликованные измерения по образованию χ_c -мезонов во взаимодействиях адронов вместе с указанием основных характеристик этих измерений.

Таблица 16: Измерения R_{χ_c} в адронных взаимодействиях Условные обозначения: регистрация γ -кванта (“d” — прямые (direct), “c” — конвертированные (γ -conversion)). Разделение между χ_{c1} и χ_{c2} : (“+” — да, “-” — нет, “f” — при помощи подгонки (fit)).

Эксперимент	реакция	\sqrt{s} , ГэВ	l^+l^-	рег. γ	$\varepsilon_\gamma, \%$	x_F	p_T , ГэВ/c	E_γ , ГэВ	$N_{J/\psi}$	N_{χ_c}	χ_c разд.
R806 [78]	pp	$\langle 55 \rangle$	e^+e^-	d				> 0.4	658	31 ± 11	—
R702 [79]	pp	52.4, 62.7	e^+e^-	d			< 3	$0.4 - 0.6$	975		—
R806 [80]	pp	62	e^+e^-	d			< 5	> 0.4			—
E610 [89]	pBe	19.4, 21.7	$\mu^+\mu^-$	d	16	$0.1 - 0.7$	< 2	3-50	157 ± 17	11.8 ± 5.4	f
E705 [90]	pLi	23.8	$\mu^+\mu^-$	d	27	-0.1-0.5	0.-0.4	> 1.0	6090 ± 90	250 ± 35	f
E771 [82]	pSi	38.8	e^+e^-	c	0.8	> 0.0		0.25-0.7	$11\,660 \pm 139$	66	+
HERA-B [84]	pC, Ti	41.6	$e^+e^-, \mu^+\mu^-$	d	30	-0.25-0.15		$E_T > 1.0$	4420 ± 100	370 ± 74	—
CDF [81, 83]	$p\bar{p}$	1800	$\mu^+\mu^-$	$\{^c_d$	$\{15$		> 4.0	> 1.0	$\{^{88\,000}_{32\,642 \pm 185}$	$\{^{119 \pm 14}_{1230 \pm 72}$	$\{-^+$
E369 [85]	$\pi^- Be, p$	20.2	$\mu^+\mu^-$	d		0-0.8	< 3	< 5	160	17.2 ± 6.6	—
WA11 [86]	$\pi^- Be$	18.7	$\mu^+\mu^-$	c	1				44 750	157	+
ИHEP 140 [87]	$\pi^- p$	8.6	e^+e^-	d		> 0.4	< 2	> 2	120	10	—
E673 [88]	$\pi^- Be$	20.6	$\mu^+\mu^-$	d	21			10-25	1056 ± 36	84 ± 15	—
E610 [89]	$\pi^- Be$	18.9	$\mu^+\mu^-$	d	19	0.1-0.7	< 2	3-50	908 ± 41	53.6 ± 17.1	f
E705 [90]	$\{\pi^-_{\pi^+} - Li$	23.8	$\mu^+\mu^-$	d	27				$\{^{5560 \pm 90}_{12\,470 \pm 160}$	$\{^{300 \pm 35}_{590 \pm 50}$	—
E672/706 [91]	$\pi^- Be$	31.1	$\mu^+\mu^-$	$\{^d_c$	$\{^{11}_2$	0.1-0.8		> 10	$7\,750 \pm 110$	$\{^{379 \pm 66}_{105 \pm 18}$	$\{^f_+$

Таблица 17: Результаты измерений R_{χ_c} , $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$, $\sigma(\chi_{c1})$ и $\sigma(\chi_{c2})$ в адронных взаимодействиях. Статистические и систематические погрешности даны в скобках (соответствуют последним значащим цифрам).

Эксп.	Измеренные значения				Поправленные значения			
	R_{χ_c}	$\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$	$\sigma(\chi_{c1})$ [нбн/н]	$\sigma(\chi_{c2})$ [нбн/н]	R_{χ_c}	$\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$	$\sigma(\chi_{c1})$ [нбн/н]	$\sigma(\chi_{c2})$ [нбн/н]
Ref [78]	0.43 ± 0.21				0.43 ± 0.21			
Ref [79]	$0.15^{+0.10}_{-0.15}$				$0.15^{+0.10}_{-0.15}$			
Ref [80]	0.47(8)				0.47(8)			
Ref [89]	0.47(23)	0.24(28)	64(81)	268(136)	0.47(23)	0.24(28)	39(49)	162(81)
Ref [90]	0.30(4)	0.08(25)(15)	31(62)(3)	364(124)(36)	0.30(4)	0.09(29)(17)	24(48)(2)	244(83)(16)
Ref [82]	0.77(30)(15)	0.53(20)(7)	526(138)(64)	996(286)(134)	0.76(29)(16)	0.61(24)(4)	488(128)(56)	805(231)(92)
Ref [84]	0.32(6)(4)				0.32(6)(4)			
Ref [81]	0.297(17)(57)	1.04(29)(12)			0.297(17)(57)	1.19(33)(14)		
Ref [85]	0.70(28)				0.70(28)			
Ref [86]	0.30(5)	0.68(28)	65(18)	96(29)	0.30(5)	0.79(28)	58(13)	74(19)
Ref [87]	0.44(16)	1 (фикс.)	28(10)	28(10)	0.44(16)	1 (фикс.)	22(8)	22(8)
Ref [88]	0.37(9)	1.12(42)			0.37(9)	1.11(41)		
Ref [89]	0.31(10)	0.96(64)	130(56)	134(64)	0.31(10)	0.98(74)	102(43)	104(49)
Ref [90]	0.40(4)				0.40(4)			
Ref [90]	0.37(3)	0.70(15)	131(17)	189(31)	0.37(3)	0.80(16)	101(13)	126(19)
Ref [91]	0.443(41)(35)	0.57(16)	464(87)	815(168)	0.443(41)(35)	0.65(18)	356(66)	544(107)

Из данных, приведённых в таблице, можно сделать несколько выводов:

- все измерения экспериментов с фиксированной мишенью основывались на ограниченной статистике, до нескольких сотен распадов χ_c -мезонов;
- все эксперименты наблюдали только один из двух каналов распада J/ψ -мезона (e^+e^- или $\mu^+\mu^-$);
- эффективность регистрации и восстановления фотона обычно не превосходила 30%;
- большинство измерений относится к положительному диапазону Фейнмановской переменной x_F .

Таблица 17 показывает измеренные и поправленные значения отношений R_{χ_c} и сечений χ_c -мезонов для реакций с протонными и пионными пучками. Поправленные значения учитывают обновлённые значения брэнчингов χ_c и J/ψ -мезонов согласно [36], а также зависимость сечения образования J/ψ -мезонов от энергии, полученную в работе [96]. Данные имеют сильный разброс, значительно выходящий за пределы соответствующих погрешностей, поэтому проследить какую-либо однозначную энергетическую зависимость трудно. Данные, полученные на протонных пучках, в целом отдают большее предпочтение значению $R_{\chi_c} \sim 0.3$, поддерживая, таким образом, предсказания модели NRQCD, но качество доступных данных не позволяет сделать однозначный вывод.

3.3 Контроль качества данных

Измерение R_{χ_c} в мюонном канале зависит от корректной совместной работы и мюонного детектора и электромагнитного калориметра. Поэтому была проведена проверка качества данных, включая: стабильность частоты рождения π^0 -мезонов, нормированной на J/ψ -сигнал; величина сигнала, оставляемого триггерными мюонами в калориметре; стабильность калибровки калориметра.

Частота рождения π^0 -мезонов

Объединённый по всем мишеням образец данных был разбит по времени на 18

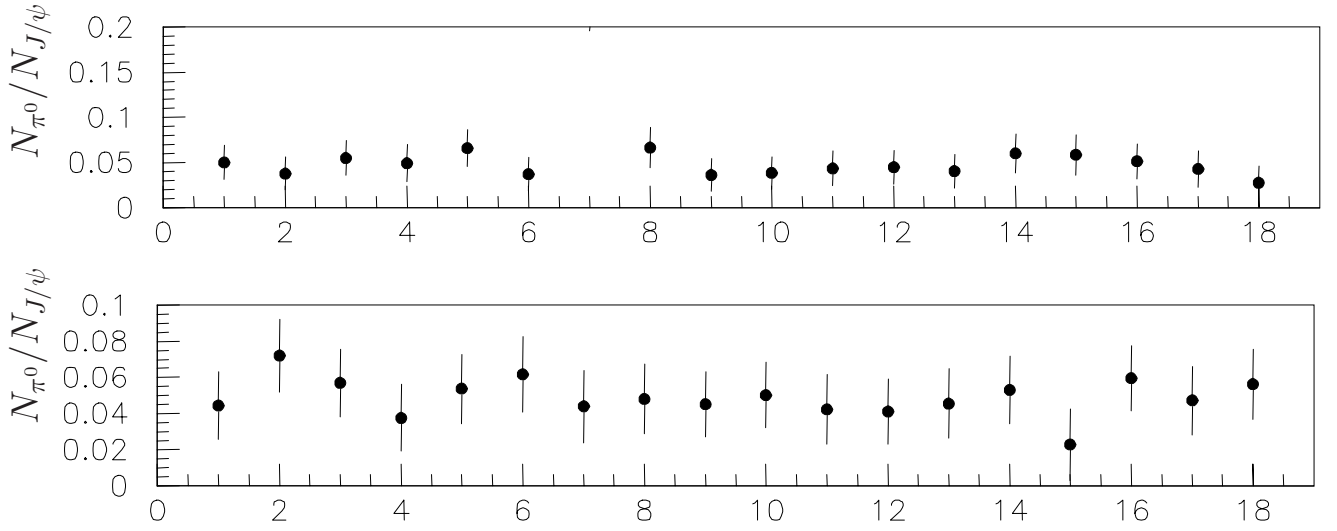


Рис. 21: Отношение числа π^0 -мезонов к числу распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ для 18 подобразцов данных. Фотоны регистрировались во внутренней зоне калориметра (картинка сверху) и в средней зоне калориметра (внизу).

подобразцов, содержащих сравнимый объём статистики (~ 5500 распадов J/ψ -мезона). На этих подобразцах данных была измерена стабильность образования нейтральных пионов относительно числа распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для выделения сигнала π^0 -мезона применялось ограничение на поперечную энергию каждого дочернего фотона, $E_T > 0.2$ ГэВ, которое снижало фон и обеспечивало стабильность подгонки. Результаты показаны на рис. 21 для внутренней и средней зоны калориметра. Наблюдается удовлетворительная стабильность отношения, без значительных вариаций по времени (за исключением подобразца номер 7, для которого подгонка π^0 -сигнала оказалась проблематичной во внутренней зоне калориметра).

Сигнал от минимально ионизирующих частиц

Также была предпринята проверка сигнала, оставляемого минимально ионизирующими частицами (МИЧ) в калориметре, в качестве которых использовались мюоны от распада J/ψ -частиц. Мюоны выглядят в калориметре как минимально ионизирующие частицы, с энерговывделением порядка 0.3 ГэВ. На рис. 22(а) показано распределение энергии триггерных мюонов, которые выглядят в калориметре как кластеры с числом ячеек $N_{hit} \leq 2$. Пик распределения находится в районе ~ 0.3 ГэВ, “хвост” распределения в области больших энергий отвечает потерям согласно Ландау-распределению и фону от адронов, взаимодействующих в калориметре.

На рис. 22(б) показана стабильность положения МИЧ-сигнала как функция

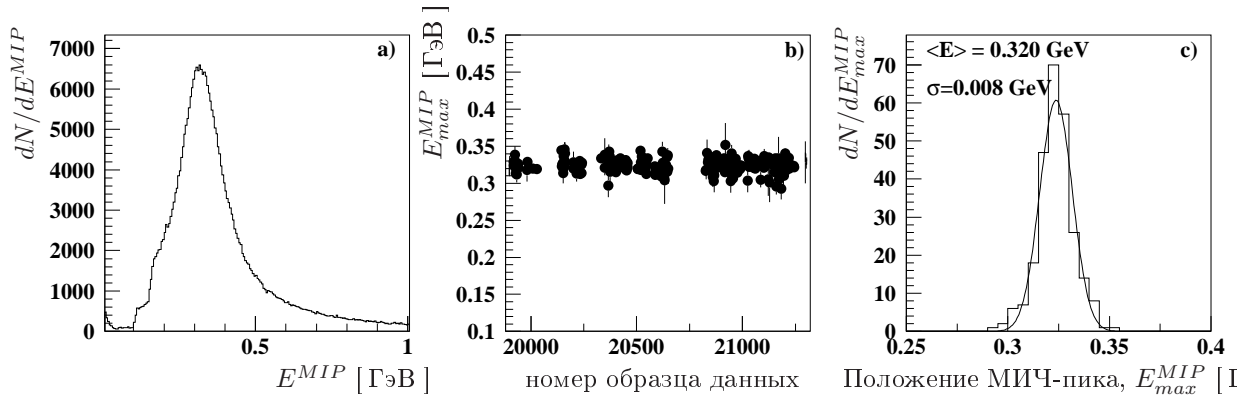


Рис. 22: Исследование отклика на минимально ионизирующие частицы. а) сигнал от триггерных мюонов в калориметре, положение пика МИЧ-частиц (E_{\max}^{MIP}) как функция номера подобразца данных, с) кумулятивное распределение положений МИЧ-пика (E_{\max}^{MIP}), подогнанное при помощи кривой Гаусса.

времени (номера образца данных). Распределение положений МИЧ-сигнала (см. рис. 22(с)) описывается кривой Гаусса со средним значением ~ 0.32 ГэВ и шириной ~ 8 МэВ, что указывает на стабильность калибровки калориметра на уровне $\sim 2.5\%$.

Таким образом, можно сделать заключение, что реальные данные характеризуются удовлетворительной стабильностью совместной работы мюонного детектора и электромагнитного калориметра, обеспечивая условия, необходимые для измерения отношения R_{χ_c} .

3.4 Экспериментальный метод

Отношение R_{χ_c} (10), с учётом эффективностей реконструкции, выглядит следующим образом:

$$R_{\chi_c} = \frac{\frac{N_{\chi_{c1}} \cdot \varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}} \cdot \varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c1}}} + \frac{N_{\chi_{c2}} \cdot \varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}} \cdot \varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c2}}}}{N_{J/\psi} + \frac{N_{\chi_{c1}}}{\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c1}}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}} - 1 \right) + \frac{N_{\chi_{c2}}}{\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c2}}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}} - 1 \right)}, \quad (12)$$

здесь $N_{J/\psi}$, $N_{\chi_{c1}}$ и $N_{\chi_{c2}}$ — количество J/ψ , χ_{c1} , и χ_{c2} -мезонов, $\varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}$ — абсолютная эффективность регистрации прямых J/ψ -мезонов (учитывающая триггерование, реконструкцию и отбор событий), $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}$ и $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ — абсолютные эффективности регистрации J/ψ -мезонов от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов, а $\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c1}}$ и $\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c2}}$ — эффективности идентификации фотона от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов. Значения эффективностей определяются при помощи МК-моделирования. Выражение

(12) пренебрегает учётом распада $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$ из-за малости соответствующего брэнчинга.

Процедура измерения состоит из двух основных этапов:

1. оценка числа $N_{J/\psi}$ по спектру инвариантной массы пар лептонов,
2. отбор γ -квантов, реконструкция χ_c -состояний и оценка чисел $N_{\chi_{c1}}$, и $N_{\chi_{c2}}$ путем анализа спектра инвариантной массы комбинаций γ -квантов и отобранных J/ψ -кандидатов.

Выражение (12) подразумевает способность детектора разделять два χ_c -состояния. Поскольку разность масс между χ_{c1} и χ_{c2} -мезонами составляет всего $0.046 \text{ ГэВ}/c^2$, а энергетическое разрешение детектора для одиночного χ_{ci} -состояния составляет $\sim 0.033 \text{ ГэВ}/c^2$ (см. следующую главу), разделение двух χ_c -состояний не является тривиальной задачей, особенно при ограниченной статистической обеспеченности имеющихся данных. Хорошее приближение выражения (12) может быть получено, если рассматривать оба χ_c -состояния в качестве одного общего пика (при помощи подгонки χ_c -сигнала одиночной гауссовской кривой), используя следующее выражение:

$$R_{\chi_c} = \frac{\frac{N_{\chi_c}}{\varepsilon_\gamma} \cdot \frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_c}}}{N_{J/\psi} + \frac{N_{\chi_c}}{\varepsilon_\gamma} \cdot \left(\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_c}} - 1 \right)}, \quad (13)$$

которое получается, если предположить, что $N_{\chi_c} = N_{\chi_{c1}} + N_{\chi_{c2}}$, $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}} = \varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$, и $\varepsilon_\gamma^{\chi_{c1}} = \varepsilon_\gamma^{\chi_{c2}}$. Эти предположения будут подробнее рассмотрены ниже.

По аналогии с выражением (10) можно определить доли J/ψ -мезонов от распадов $\chi_{c1(2)} \rightarrow J/\psi\gamma$ для двух χ_c -состояний по-отдельности относительно полного числа J/ψ -мезонов:

$$R_{\chi_{ci}} = \frac{\sigma(\chi_{ci})\mathcal{B}(\chi_{ci} \rightarrow J/\psi\gamma)}{\sigma(J/\psi)}, \quad i = 1, 2. \quad (14)$$

так, что $R_{\chi_c} = R_{\chi_{c1}} + R_{\chi_{c2}}$.

Относительное рождение состояний χ_{c1} и χ_{c2} определяется частным:

$$R_{12} = \frac{R_{\chi_{c1}}}{R_{\chi_{c2}}} = \frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}} \cdot \frac{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}} \cdot \varepsilon_\gamma^{\chi_{c2}}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}} \cdot \varepsilon_\gamma^{\chi_{c1}}}, \quad (15)$$

откуда следует, что величины $R_{\chi_{ci}}$ также могут быть представлены в виде:

$$R_{\chi_{c1}} = R_{12} \frac{R_{\chi_c}}{(1 + R_{12})}, \quad R_{\chi_{c2}} = \frac{R_{\chi_c}}{(1 + R_{12})}. \quad (16)$$

Из уравнения (14) сечения χ_{c1} и χ_{c2} -состояний могут быть получены в виде:

$$\sigma(\chi_{ci}) = R_{\chi_{ci}} \frac{\sigma(\text{J}/\psi)}{\mathcal{B}(\chi_{ci} \rightarrow \text{J}/\psi\gamma)}, \quad i = 1, 2. \quad (17)$$

Наконец, отношение сечений рождения приобретает вид:

$$\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})} = R_{12} \frac{\mathcal{B}(\chi_{c2} \rightarrow \text{J}/\psi\gamma)}{\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow \text{J}/\psi\gamma)}. \quad (18)$$

Для измерения отношения сечений $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$ не требуется знания сечения рождения J/ψ -мезона, так как оно зависит только от измеренного отношения рождения R_{12} и вероятностей распада χ_{ci} -состояний. С другой стороны, для определения сечений $\sigma(\chi_{ci})$ знание абсолютного сечения рождения $\sigma(\text{J}/\psi)$ требуется. Для этого в данной работе использовался результат общего фита всех доступных на момент выполнения анализа данных по образованию J/ψ и $\psi(2\text{S})$ -мезонов в соударениях адронов, выполненный по модели NRQCD в работе [96]. А именно, использовались следующие значения сечения рождения J/ψ -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 41.6 \text{ ГэВ}$ в полном диапазоне переменной $x_F^{\text{J}/\psi}$: $\sigma(\text{J}/\psi) = (502 \pm 44) \text{ нбн/нуклон}$.

Для того, чтобы анализ был внутренне самосогласован, одинаковые критерии отбора и процедуры анализа применялись к $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- каналам, за исключением требований идентификации лептонов.

3.4.1 Отбор J/ψ -кандидатов

Первым шагом анализа является отбор J/ψ -кандидатов. Требовалось, чтобы событие было принято дилептонным триггером (реальные данные содержат смесь событий, принятых дилептонным и случайным триггером). Среди всех реконструированных треков в событии выбирались лептонные кандидаты, соответствующие SLT-трекам и удовлетворяющие стандартному строгому кри-

терию соответствия между FLT и SLT-треками¹⁰. Отобранные таким образом лептонные треки соответствуют триггерным кандидатам, благодаря которым событие было принято триггером, и для которых эффективность триггера может быть определена. Это также подтверждало надёжность реконструкции отобранных треков, которые для анализа реконструировались с учётом улучшенных параметров калибровки и юстировки детектора по сравнению с онлайн-реконструкцией на уровне триггера в момент набора данных.

Затем к трекам применялись следующие качественные критерии отбора:

- число точек на треке в вершинном детекторе, $N_{hits}^{VDS} > 6$, а также в основном трекаре $N_{hits}^{OTR} > 8$;
- вероятность χ_{tr}^2 подгонки трека, $P(\chi_{tr}^2, NDF) > 0.3\%$, где NDF — число степеней свободы трека;
- импульс трека, p_{tr} в диапазоне $4 \div 200$ ГэВ/ c ;
- функция правдоподобия каонной гипотезы трека, $\mathcal{L}_K < 99\%$;
- функция правдоподобия мюонной гипотезы трека, $\mathcal{P}_\mu > 5\%$;
- трек прошел стандартную процедуру удаления треков-клонов;
- множественность оставшихся треков в событии $N_{tr} < 40$.

Критерии идентификации частиц накладывались в зависимости от лептонного канала. В электронном канале вместо ограничений по \mathcal{L}_K и \mathcal{P}_μ применялся более сложный список критериев отбора для идентификации частиц. В калориметре проверялось наличие кластеров, отвечающих фотонам тормозного излучения от участков трека перед магнитом [12]. Поскольку присутствие таких кластеров эффективно идентифицирует электроны, значения остальных критериев идентификации электронов могли быть существенно ослаблены, если такие кластеры тормозного излучения могли быть найдены. Остальными критериями для выделения электронов являлось требование на качество сшивки между треком электронного кандидата в OTR и кластером в калориметре

¹⁰расстояние между SLT- и FLT-треками в первой (PC1) и последней (TC2) плоскости внешнего трекара $\Delta r = \frac{1}{4} \left(|\Delta X_{PC1}| + \frac{|\Delta Y_{PC1}|}{4} + |\Delta X_{TC2}| + \frac{|\Delta Y_{TC2}|}{8} \right) < 2$ см

по X и Y-координате и требование, чтобы импульс трека был совместим с энергией, измеренной калориметром.

Пары лептонных кандидатов противоположного знака ($\mu^+\mu^-$ или e^+e^-) объединялись в общую вершину и отбирались те пары, для которых вероятность образования вершины превышала 1%. После определения координаты вершины также проводилась ассоциация дилептонной вершины с ближайшей проволочной мишенью. В нескольких процентах событий всем требованиям удовлетворяло более одной дилептонной вершины, в таких случаях для дальнейшего анализа оставлялась дилептонная пара с наименьшим произведением отношений χ_{tr}^2/NDF трека. Наконец, вычислялась инвариантная масса дилептонной пары, и J/ ψ -кандидатами объявлялись пары, для которых её значение было в пределах двух стандартных отклонений от номинальной массы J/ ψ -мезона, где ширина сигнала $\sigma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} = 36 \text{ МэВ}/c^2$ для мюонного канала и $\sigma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} = 64 \text{ МэВ}/c^2$ для электронного канала.

3.4.2 Отбор фотонов

Следующим шагом анализа после выделения J/ ψ кандидатов является селекция подходящих фотонных кандидатов. Фотон определялся как реконструированный кластер в электромагнитном калориметре, удовлетворяющий следующим требованиям:

- кластер состоит как минимум из двух ячеек;
- энергия кластера $E^\gamma > 0.3 \text{ ГэВ}$, т.к. при низком энерговыделении измерение энергии калориметром менее надёжно;
- поперечная энергия кластера $E_T > 0.2 \text{ ГэВ}$;
- для выделения электромагнитных ливней (на фоне более широких адронных ливней) требовалось, чтобы ячейка с максимальной энергией содержала больше 80% энергии всего кластера: $(E_{center}/E^\gamma > 0.8)$;
- также требовалось отсутствие заряженных треков, связанных с кластером, кроме случаев, когда соответствующий трек состоял лишь из сегмента за магнитом и указывал на дилептонную вершину. Такие треки в

основном возникали от конверсии фотонов после магнита и могли относиться к искомому распаду. Конверсионные фотоны отбирались, принимая в анализ кластеры, связанные с треками, начинающимися за магнитом и указывающими на дилептонную вершину с эффективным расстоянием $d_\gamma = \sqrt{\Delta X^2 + (\Delta Y/2)^2} < 9.5$ см. Выбор эллиптической области в координатах $(\Delta X, \Delta Y)$ для данного отбора объясняется различием в разрешении трекера по вертикальной (Y) и горизонтальной (X) оси, см. рис. 23(a,b). На графиках 23(c, d) показаны распределения по эффективному расстоянию d_γ между экстраполяцией треков и вершиной для моделирования и для данных. Несмотря на то, что разрешение по эффективному расстоянию d_γ различается между данными и моделированием, ограничение было подобрано таким образом, чтобы его эффективность была близка к 100%, и отбрасывались лишь фоновые события;

- из-за большого количества фона около трубы пучкопровода, из анализа исключалась эллиптическая область вокруг трубы, описываемая выражением: $\sqrt{X_{\text{clust}}^2/4 + Y_{\text{clust}}^2} < 22$ см, где X_{clust} и Y_{clust} — горизонтальная и вертикальная координата калориметрического кластера.

Ограничение по поперечной энергии кластера E_T использовалось для преодоления двух противоположных эффектов. Ужесточение этого ограничения формально способствует увеличению значимости χ_c -сигнала (ценой снижения статистики), но при этом сдвигает максимум распределения фона в сторону сигнала (напр., см. рис. 29), что в действительности снижает надёжность вычитания фона и оценки величины сигнала. Систематические исследования, проведённые на моделировании и реальных данных показали, что диапазон $0.1 \div 0.2$ ГэВ содержит лишь небольшую долю χ_c -распадов ($\simeq 6\%$), при этом ограничение $E_T > 0.2$ ГэВ обеспечивает достаточное расстояние между максимумом распределения фона и положением χ_c -сигнала для надёжной подгонки спектра ΔM (см. ниже).

После всех селекций в событии оставалось в среднем ~ 20 фотонных кандидатов. Комбинаторный фон для χ_c -сигнала очень велик, поскольку фотон от распада χ_c -мезона неотличим от остальных фотонов, события.

Для того, чтобы существенно уменьшить неопределённость в инвариантной массе χ_c -кандидатов, выделение сигнала проводилось используя разность

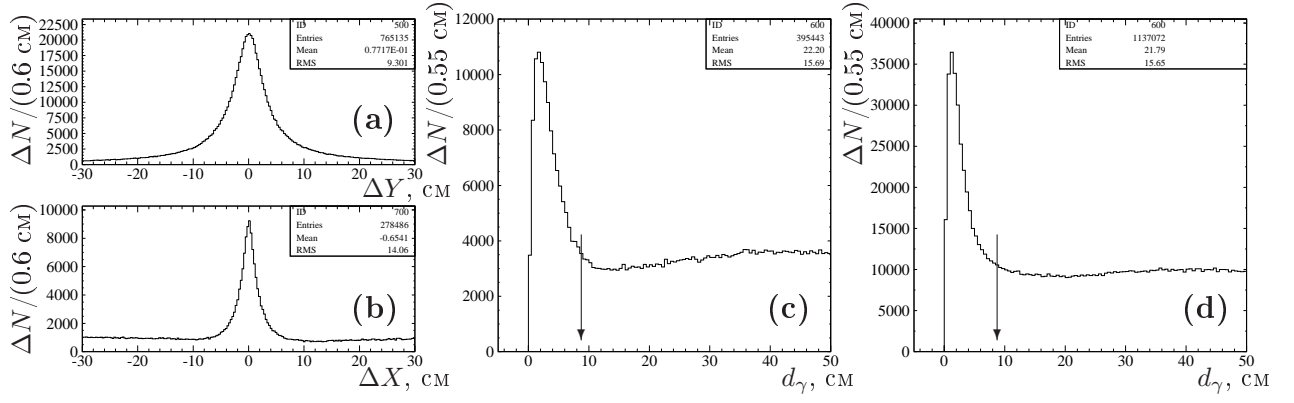


Рис. 23: Выбор ограничения на экстраполяцию треков, начинающихся за магнитом, к вершине распада J/ψ -кандидата. Слева: Расстояния по Y и X координатам (a, b); Справа: распределения эффективного расстояния d_γ до димюонной вершины в реальных данных (c) и моделировании (d).

масс: $\Delta M \equiv M(J/\psi\gamma) - M(J/\psi)$. В разрешении по переменной ΔM доминирующим является внутреннее разрешение по энергии фотона в калориметре, в то время как неопределённость, связанная с определением инвариантной массы дилептонной комбинации в первом приближении сокращается.

3.4.3 Коррекция энергии кластера

Измерение направления и энергии фотона имеет существенное значение для восстановления χ_c -сигнала. Направление импульса фотона вычисляется в предположении, что фотон испускается из вершины распада J/ψ -мезона. Энергия фотона зависит от точности калибровки этого детектора. Было обнаружено [97], что как для реальных данных, так и для моделирования требуется поправка энергии кластера, зависящая как от зоны калориметра, так и от периода набора данных. Поправочные коэффициенты первого типа, c_1 даны в Таблице 18 (слева). Поправочные коэффициенты второго типа, c_2 (см. Таблицу 18 (справа)), были получены из исследования положения пика отношения энергии, измеренной калориметром, к импульсу электронного трека, измеренному спектрометром, E/p , а также энерговыделения МИЧ-частиц в калориметре.

Кроме двух вышеописанных постоянных коррекций, к нейтральным кластерам и “заряженным” кластерам, т.е. кластерам, которым отвечал заряженный трек от гамма-конверсии после магнита, применялась дополнительная поправка $(aE + b)$, зависящая от энергии кластера. Эта поправка вычислялась,

Таблица 18: Слева: поправочные коэффициенты c_1 для энергии кластера, зависящие от зоны калориметра (из работы [97]). Справа: поправочные коэффициенты c_2 для энергии кластера, зависящие от периода набора статистики (только для реальных данных).

Поправочный коэффициент c_1		
Зона	Данные	Моделирование
Внутренняя	1.066	1.030
Средняя	1.048	1.030
Внешняя	1.036	1.046

Диапазон	c_2
≤ 20127	1.01
$20128 \div 20476$	0.96
$20477 \div 20564$	0.98
$20565 \div 21266$	1.00
≥ 21267	0.96

Таблица 19: Поправочные коэффициенты a и b для энергии кластера, зависящие от энергии.

МК-моделирование				
	Нейтральный		Заряженный	
Зона	a	b	a	b
Внутренняя	-0.0005825	+0.9942	0.0	+1.010
Средняя	-0.001929	+0.9988	-0.0002405	+1.040
Внешняя	-0.007143	+1.009	0.0	+1.0
Реальные данные				
	Нейтральный		Заряженный	
Зона	a	b	a	b
Внутренняя	-0.002179	+0.9987	0.0	+1.0
Средняя	-0.001791	+0.9749	-0.009625	+1.147
Внешняя	0.0	+0.984	0.0	+1.0

используя положение пика π^0 -мезона, следующим образом. Вначале строилось распределение инвариантной массы пар фотонов в четырёх диапазонах энергии кластера, имеющих сравнимую статистику. При помощи подгонки определялось положение пика π^0 -сигнала, и вычислялся поправочный коэффициент, необходимый, чтобы получить номинальное значение массы π^0 -мезона. Затем эти коэффициенты в зависимости от энергии подгонялись при помощи линейной функции. Анализ проводился по-отдельности для всех трёх зон калориметра, а также для нейтральных и заряженных кластеров (см. Таблица 19).

Итоговая полная коррекция энергии кластера E^γ , измеренной калоримет-

ром, выглядит следующим образом:

$$E_{corrected}^{\gamma} = \tilde{E}^{\gamma} \times (a \cdot \tilde{E}^{\gamma} + b); \quad \tilde{E}^{\gamma} = E^{\gamma} \cdot c_1 \cdot c_2.$$

Для нейтральных кластеров было проверено, что после применения всех трёх коррекций, положение пика χ_c -сигнала, подогнанное при помощи одиночной кривой Гаусса, совпадает для всех трёх зон калориметра.

3.4.4 Описание фона

Вычитание фона является нетривиальным местом анализа. Фон создаётся как физическими, так и комбинаторными источниками. Наибольший вклад даёт комбинаторный фон, т.е. фотоны, случайным образом скомбинированные с парами лептонов.

Комбинаторный фон

Эта компонента возникает из-за некоррелированных комбинаций J/ψ -мезонов и фотонов. Для моделирования комбинаторной составляющей использовалась т.н. процедура смешанных событий, МЕ (“mixed event”). J/ψ -кандидат из одного события (“событие **A**”) комбинировался с фотонами из нескольких предыдущих ($\simeq 20$) событий (“события **B**”). МЕ-комбинации, физически независимы и моделируют комбинаторный фон в сигнальном спектре. По аналогии с МЕ-комбинациями, сигнальный спектр (комбинации фотон+дилептон сигнального спектра) в дальнейшем будут также называться SE (“same event”) комбинациями. Использование смешанных событий автоматически учитывает сложный геометрический аксептанс детектора и триггера к J/ψ -мезону, а также экспериментальное распределение фотонов по импульсу и множественности, уровень шумов и т.п. Более того, с одним выбранным фотоном могло ассоциироваться несколько J/ψ -мезонов (на практике ~ 30) из разных событий.

При детальном рассмотрении выяснилось, что спектр МЕ содержит некоторые типы комбинаций, отсутствующие в SE-спектре. Поэтому при выборе способа смешивания событий накладывались дополнительные ограничения для того, чтобы различающиеся вклады не искажали форму МЕ-спектра относительно фона SE-спектра. В Таблице 20 “ γ от χ_c -мезонов” и “ γ не от χ_c -мезонов” обозначают фотоны от либо не от распада χ_c -мезонов, в то время как “не- J/ψ -

Таблица 20: Типы фотон-дилептонных комбинаций, составляющих вклад в массовые спектры SE и ME-комбинаций.

	γ от χ_c	γ не от χ_c
J/ ψ от χ_c	SE/ME	SE/ME
J/ ψ не от χ_c	ME	SE/ME
не-J/ ψ	ME	SE/ME

мезоны” обозначают фоновые дилептонные комбинации под пиком отобранных J/ ψ -мезонов. Например, если рассмотреть комбинацию “J/ ψ не от χ_c ” + “ γ от χ_c ”, то она может быть найдена в ME-событии в случае, если фотон от реального распада χ_c -мезона в событии **B** комбинируется с J/ ψ -мезоном не от распада χ_c -мезона события **A**, в то время как такая комбинация не может быть найдена в спектре SE, так как если J/ ψ -мезон был не от распада χ_c -мезона, то значит, в данном конкретном событии не было χ_c -мезона, и поэтому γ -квант не мог быть от распада χ_c -мезона. Аналогичные рассуждения могут быть приведены и для остальных элементов Таблицы 20.

Было обнаружено, что комбинации фотонов от распадов χ_c с J/ ψ -мезонами из другого события могут создавать неоднородность (наплыв) в спектре ME, отсутствующую в SE-спектре, которую необходимо корректировать (путём отдельного вычитания в явном виде), и её форма должна оцениваться при помощи МК-моделирования [98]. Было проведено специальное исследование, посвящённое рассмотрению различных методов конструирования ME-комбинаций [101], в котором было показано, что форма и размер этого наплыва в общем случае зависят от критериев отбора и от метода смешивания. Адекватная процедура смешивания должна сохранять как можно больше корреляций между J/ ψ -мезоном и остатком события, кроме кинематических корреляций между χ_c -мезоном и фотоном от распада χ_c -мезона. Кроме этого требования ясно, что снижение систематических погрешностей, связанных с вычитанием фона, достигается подбором такой процедуры смешивания событий, которая содержит дополнительные компоненты, имеющие как можно более гладкую форму. Наиболее острый наплыв возникает в процедурах смешивания, в которых смешиваемые события выбираются на основе сходства кинематики J/ ψ -мезона в событиях типа **A** и **B**, в то время как наиболее гладкие неоднородности (наплывы) возникают в процедурах, основанных на сравнении в событиях типа **A** и **B**

характеристик остатка события (т.е. всех частиц, исключая J/ψ -кандидат). По этой причине использованная процедура требует, чтобы смешиваемые события удовлетворяли следующим критериям:

- одинаковая множественность высокоэнергичных нейтральных кластеров с энергией кластера $E_{cluster} > 5$ ГэВ;
- разность углов между векторной суммой поперечных импульсов всех фотонов в событиях **A** и **B**, удовлетворяют условию:

$$\left| \left(\sum \vec{p}_{\gamma,i} \right)_{xy}^B - \left(\sum \vec{p}_{\gamma,i} \right)_{xy}^A \right| < 2\pi/20,$$

где $\sum \vec{p}_{\gamma,i}$ — проекция на плоскость ХУ полного векторного импульса всех кластеров в калориметре.

Первое ограничение обеспечивает сходство энергетических спектров фотонов: это является важным, так как в событиях с большой множественностью может быть найдено больше низкоэнергичных кластеров. Второе требование обеспечивает общее кинематическое сходство смешиваемых событий, и таким образом, близость аксептансов, не приводя к заметным дополнительным искажениям. Следует отметить, что использованный метод не нарушает закон сохранения энергии-импульса в смешанном событии, который обеспечивает корреляцию импульса J/ψ -мезона с импульсом остатка события.

Многочисленные проверки применимости данной процедуры были проведены как на реальных, так и на данных МК-моделирования. Например, используя реальные данные, было проверено, что комбинации фотонов с l^+l^- -парами в контрольной области инвариантной массы дилептонов (диапазоны инвариантной массы вне 3σ -интервала вокруг номинальной массы J/ψ -мезона, см. подраздел 3.4.1), взятые из того же события (SE-комбинации) и с l^+l^- -парами внутри массового окна J/ψ -кандидатов в ME-спектре, не содержат сколько-нибудь заметного отражения χ_c -пики, а отношение формы SE- к форме ME-спектра для этих событий является плоским. Таким образом, при выбранных критериях отбора фотонов, дополнительные вклады в ME-спектр по отношению к SE-спектру влияют только на нормировку SE-спектра, но не на его форму. Поэтому был сделан вывод, что построенная процедура смешивания событий удовлетворительно описывает фон в SE-спектре. Для того, чтобы учесть

корреляции между нормировкой ME-спектра и параметрами χ_c -пики, нормировка ME-распределения была включена в подгонку в качестве свободного параметра.

Физический фон

Основными источниками физического фона являются:

- распады тяжёлых частиц, таких как B-, Υ -, и χ_b -мезоны, с J/ ψ -резонансом в конечном состоянии: поскольку сечение рождения таких частиц мало при энергии HERA-B (например, $\frac{\sigma(\Upsilon)}{\sigma(J/\psi)} \sim 10^{-5}$), вклад этого источника пренебрежимо мал;
- распады других состояний чармония, отличающихся от χ_c -мезона, такие как $\psi(2S)$ и $\eta_c(2S)$ -состояния: вероятности распада данных частиц в канале J/ $\psi\gamma$ приблизительно в 20 раз меньше, чем у χ_c -мезонов, и их вкладом также можно было пренебречь;
- единственным существенным источником физического фона является распад $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$, который даёт вклад на уровне $\simeq 15\%$ от числа χ_c -мезонов (см. ниже). Однако, его распределение является достаточно гладким по переменной ΔM . Форма распределения этого источника фона оценивалась при помощи МК моделирования и вычиталась после соответствующей нормировки в процессе подгонки.

Введём нормировочный коэффициент A :

$$A \equiv \frac{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow l^+l^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow l^+l^-)} \times \frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}},$$

где $N_{\psi(2S)}$ и $N_{J/\psi}$ — числа реконструированных распадов $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ и $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ в образце данных. Пренебрегая разницей в эффективностях восстановления $\varepsilon_{\psi(2S)}$ и $\varepsilon_{J/\psi}$, число фоновых комбинаций J/ ψ с одним из четырёх дочерних фотонов от распадов π^0 может быть оценено следующим образом:

$$N_{J/\psi\gamma}^{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0} \simeq A \times N_{J/\psi} \cdot 4 \cdot \varepsilon_{\gamma}^{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0}.$$

Используя вероятности распадов из Таблицы 21 и отношение чисел J/ ψ и $\psi(2S)$ -мезонов из подгонки инвариантной массы в реальных данных (состав-

Таблица 21: Относительные ширины распадов для оценки вклада компоненты $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ [36]

$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0)$	$= (16.46 \pm 0.35)\%$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$= (0.73 \pm 0.08)\%$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$= (5.93 \pm 0.06)\%$

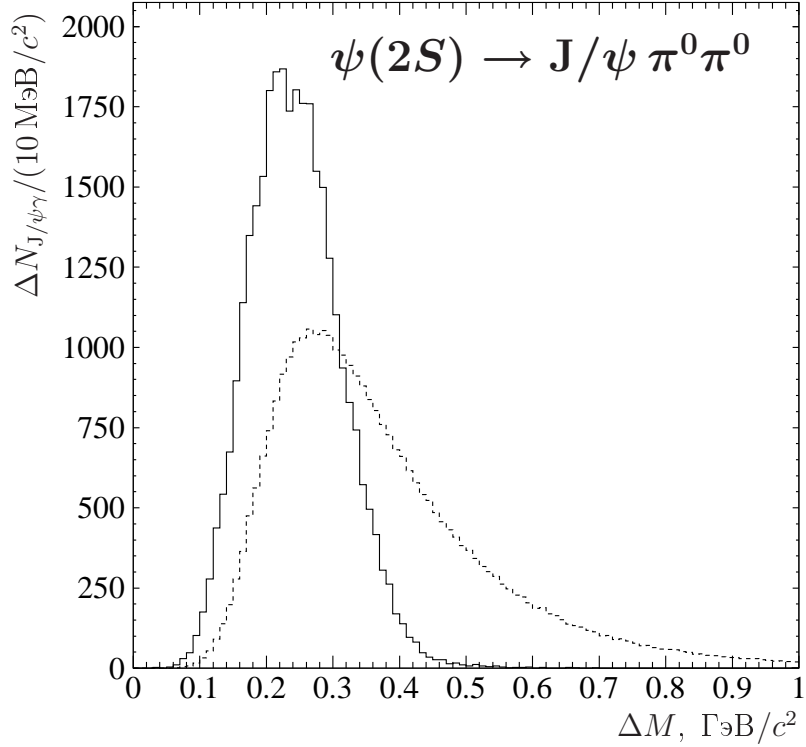


Рис. 24: Форма вклада от распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ в фон SE-спектра (сплошная линия) и ME-спектра смешанных событий (штриховая линия).

ляющее в мюонном канале порядка $\sim (2.0 \pm 0.1)\%$, см. подраздел 3.6.1), нормировка равна $A \simeq 0.027$.

Число фоновых комбинаций $N_{J/\psi\gamma}^{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0}$ может быть сравнено с числом реконструированных χ_c -распадов: $N_{\chi_c} \simeq R_{\chi_c} \times N_{J/\psi} \times \varepsilon_\gamma$. Используя характерные значения эффективности восстановления фотонов (см раздел 3.5.1), и предварительную оценку $R_{\chi_c} \simeq 0.18$, получим:

$$N_{J/\psi\gamma}^{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0} / N_{\chi_c} \simeq \frac{4A}{R_{\chi_c}} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma^{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0}}{\varepsilon_\gamma} \sim \frac{4 \cdot 0.027}{0.18} \simeq 0.15,$$

что представляет собой заметный вклад, который требуется учитывать при анализе сигнального спектра.

На рис. 24 показан фоновый вклад от распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ в общий ΔM -спектр SE-фона (сплошная линия) и в ME-спектр смешанных событий (штриховая линия). Показанная на рис. 24 форма фона от $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$, включает дополнительную коррекцию (перевзвешивание) стандартного моделирования с учётом теоретического распределения инвариантной массы пионов $M_{\pi^0\pi^0}$ из работы [99], которое хорошо описывает экспериментальные данные. Между двумя кривыми заметно существенное различие, поэтому вклад от распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ в ME-спектр также требует коррекции.

В ходе анализа, оба распределения, соответствующим образом нормированные на число $N_{J/\psi}$, вычитаются из соответствующих SE и ME-спектров разности масс ΔM в процессе подгонки. Коррекция вклада от частично реконструированных распадов $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ увеличивает количество событий в сигнале χ_c -мезона на $\leq 5\%$.

3.5 МК-моделирование и определение эффективностей

Специфика моделирования, связанная с генератором событий

По умолчанию, использовавшийся генератор PYTHIA 5.7 описывает образование чармония на основе CSM-модели. Поэтому в версии HERA-B были введены дополнительные синглетные и октетные по цвету процессы, соответствующие NRQCD-модели [84, 100].

Для того, чтобы в ходе анализа получать из стандартного моделирования кинематические распределения, отвечающие NRQCD модели без необходимости заново пересоздавать образцы МК-данных, событиям приписывался вес w_{kin} , зависящий от переменных x_F и p_T , который затем использовался в анализе.

Применявшаяся модель различает прямые J/ψ , χ_{c1} и χ_{c2} -резонансы. Это важно для того, чтобы оценивать возможные различия в эффективностях между всеми этими состояниями чармония. На рис. 25 слева показаны x_F -распределения для прямых J/ψ , и J/ψ -мезонов от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов в моделировании. Стрелками на рис. 25 показан диапазон геометрического аксептанса детектора HERA-B: ($-0.35 < x_F < +0.15$). Справа на том же рисунке показаны отношения между этими распределениями. Как можно заметить, существует незначительное различие между предсказываемыми x_F -спектрами прямых J/ψ и J/ψ -мезонов от распадов χ_c , в то время как различие между

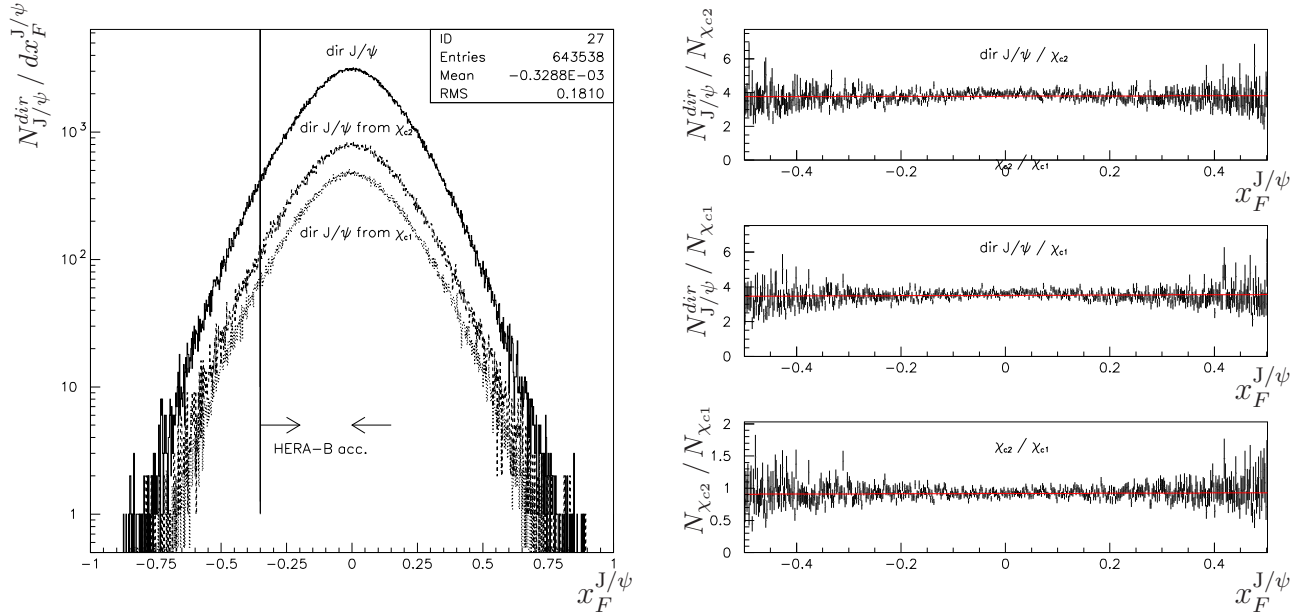


Рис. 25: Слева: распределение по переменной x_F для прямых J/ψ , и J/ψ -мезонов от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -резонансов. Справа: отношения между этими тремя распределениями.

J/ψ -мезонами от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -состояний несущественно. Отличие кинематических распределений приводят лишь к незначительному изменению геометрического акцептанса: $\sim 78.3\%$ для прямых J/ψ -мезонов, и $\sim 77.6\%$ для J/ψ от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов, различаясь менее, чем на 1%.

В МК моделировании и прямые J/ψ -мезоны, и χ_c -мезоны рождаются неполяризованными, и все основные результаты были получены именно в этом предположении. Эффекты, связанные с возможной поляризацией рассматривались отдельно и были учтены в виде систематической неопределённости измеренных величин R_{χ_c} и отношения R_{12} (см. раздел 3.7).

Для оценки эффективностей использовались образцы данных моделирования, соответствующие прямым J/ψ , и распадам $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$. Моделирование было проведено по-отдельности для всех использованных конфигураций мишени, применяя для реконструкции параметры калибровки и карты неработающих каналов, отвечающие соответствующим периодам времени набора данных. Для того, чтобы точнее описать изменение рабочих условий детектора с течением времени, все созданные образцы данных моделирования были перевзвешены на долю от общего числа реконструированных J/ψ мезонов в соответствующих образцах реальных данных.

В Таблице 22 приведен список использованных образцов данных моделирования с указанием конфигурации мишени, периода времени, которому соответствовали параметры реконструкции, и доли соответствующих реальных дан-

Таблица 22: Используемые в электронном и мюонном канале образцы данных МК-моделирования. Для каждого образца данных моделирования указаны материал и конфигурация мишени, калибровочный период времени и статистический вес соответствующего образца реальных данных.

Конфиг. мишени	Материал	Калиб.период	% от RD (e^+e^-)	% от RD ($\mu^+\mu^-$)
I2	C	Oct	4.7	4.7
I2	C	Nov	21.0	23.0
I2	C	Feb	1.2	1.2
I2I1	C	Oct	0.9	0.9
I2I1	C	Nov	4.9	4.9
I2I1	C	Dec	3.6	3.6
I2B1	C	Jan	8.7	8.7
B1I2	C	Jan	10.5	11.3
B1I1	C	Oct	6.4	3.3
B1I1	C	Nov	6.1	6.1
B1	C	Oct	1.6	1.6
B1	C	Jan	8.0	8.1
B1B2	C	Oct	0.9	0.9
B1B2	C	Feb	3.0	3.0
B1O2	C	Jan	16.0	16.2
B1O2	C	Feb	2.5	2.5
Tot C	C		100.0	100.0
I1I2	W	Oct	2.5	2.5
I1I2	W	Nov	9.8	9.8
I1I2	W	Dec	6.0	6.0
I1B1	W	Oct	6.5	6.5
I1B1	W	Nov	13.2	13.2
B2B1	W	Feb	10.0	10.0
O2	W	Feb	8.3	8.3
O2B1	W	Jan	40.0	40.0
O2B1	W	Feb	3.7	3.7
Tot W	W		100.0	100.0
B2	Ti	Nov	88.0	88.0
B2B1	Ti	Oct	12.0	12.0
Tot Ti	Ti		100.0	100.0

ных в процентном отношении в общей статистике. Т.к. набор данных проходил одновременно в двух каналах, в большинстве подобразцов данных количества J/ψ -мезонов в мюонном и электронном канале сравнимы.

3.5.1 Эффективность реконструкции J/ψ -мезонов

В соответствии с формулами (12) и (13), требуется знание эффективностей для J/ψ -мезонов не от распадов χ_c -мезонов ($\varepsilon_{J/\psi}^{dir}$), и J/ψ -мезонов от распадов χ_c -мезонов ($\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}$, $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ или $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_c}$). Как упоминалось выше, применяя соответствующие типу J/ψ -мезонов NRQCD веса (w_{kin}), кинематические распределения поправлялись в переменных p_T и x_F . Более того, для учёта эффективности моделирования триггера, к реконструированным J/ψ -мезонам применялись также

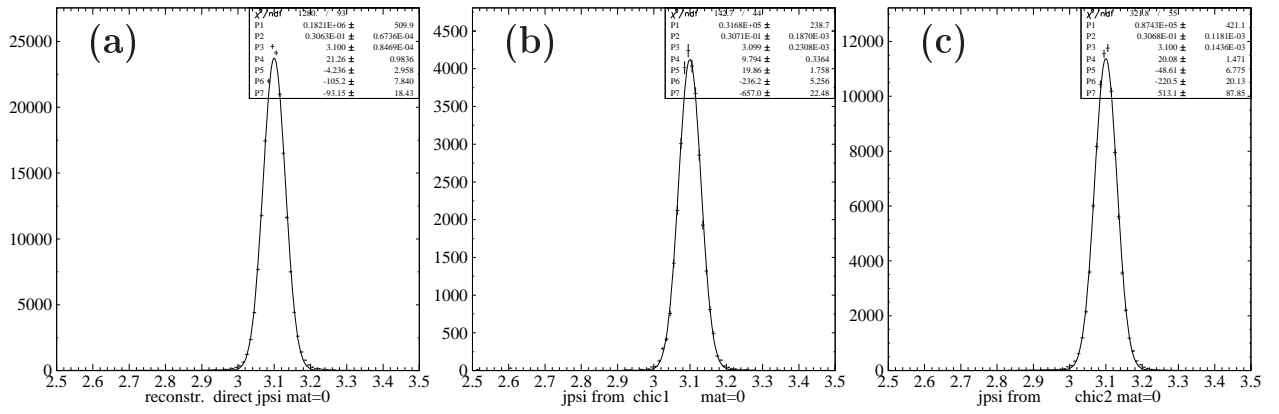


Рис. 26: Данные МК-моделирования: распределение инвариантной массы J/ψ -мезонов для углеродной мишени. Прямые J/ψ -мезоны (a), J/ψ от распадов χ_{c1} -состояний (b) и J/ψ от распадов χ_{c2} -состояний (c).

стандартные триггерные веса (w_{trig}). Наконец, при помощи перевзвешивания (w_{mult}) по числу первичных вершин корректировалось рассогласование по заряженной множественности между реальными данными и моделированием.¹¹

Таким образом, полный вес, использовавшийся для образцов данных МК моделирования, задавался следующим произведением: $w_{trig} \times w_{kin} \times w_{mult}$. В случае вычисления J/ψ -эффективности, результирующий массовый спектр затем подгонялся для определения полного взвешенного числа реконструированных J/ψ -мезонов, $N_{J/\psi}^{rec}$. При этом эффективность определяется частным:

$$\varepsilon_{J/\psi} = \left(N_{J/\psi}^{rec} \pm \Delta N_{J/\psi}^{rec} \right) / N_{J/\psi}^{gen},$$

где $\Delta N_{J/\psi}^{rec}$ — неопределённость числа $N_{J/\psi}^{rec}$ из подгонки, а $N_{J/\psi}^{gen}$ — первоначальное число созданных в моделировании J/ψ -мезонов, с учётом кинематического веса w_{kin} и коррекции множественности w_{mult} .

Все образцы моделирования, относящиеся к различным конфигурациям мишени и калибровочным периодам, моделировались и анализировались независимо. Затем, после объединения подобразцов с учётом их статистического веса в реальных данных, эффективности были получены для каждого материала мишени при помощи подгонки инвариантной массы J/ψ -мезона. Результирующие эффективности для всех материалов мишени представлены в Таблице. 23. В качестве примера, рис. 26 показывает распределения инвариантной

¹¹В основном данная коррекция требовалась для конфигурации мишени I2, отвечающей наибольшей статистике на углеродной мишени. При помощи перевзвешивания среднее пуассоновского распределения корректировалось с 1.0 до 1.4 взаимодействия на событие.

Таблица 23: Эффективности восстановления J/ψ -мезонов для всех трёх материалов мишени.

	Углерод	Вольфрам	Титан
$\varepsilon_{J/\psi}^{dir}$ (%)	0.864 ± 0.003	0.655 ± 0.003	0.740 ± 0.010
$\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}$ (%)	0.889 ± 0.006	0.695 ± 0.008	0.734 ± 0.024
$\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}$ (%)	0.895 ± 0.004	0.683 ± 0.005	0.773 ± 0.015

Таблица 24: Отношения эффективностей $\varepsilon_{J/\psi}^{dir} / \varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{ci}}$ эффективностей для мюонного и электронного каналов и для каждого материала мишени приведены по-отдельности. Титановая мишень (Ti) не использовалась в электронном анализе из-за недостатка статистики.

Мишень	$\mu^+\mu^-$		e^+e^-	
	$\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}}$	$\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}}$	$\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c1}}}$	$\frac{\varepsilon_{J/\psi}^{dir}}{\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_{c2}}}$
C	0.972(7)	0.965(5)	0.970(12)	0.950(7)
W	0.957(8)	0.974(6)	0.985(14)	0.955(9)
Ti	1.008(26)	0.957(17)	—	—

массы J/ψ -мезонов для прямых J/ψ и для J/ψ -мезонов от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -резонансов на углеродной мишени.

Подгонка объединённых образцов часто приводит к большим значениям $\chi^2/\text{ст.св.}$, что указывает на негауссовскую форму суммарных массовых распределений. В отличие от объединённых образцов, сигнал J/ψ -мезона во всех индивидуальных подобразцах моделирования хорошо описывается гауссовской кривой. Однако, её ширина различается для разных материалов мишени и калибровочных периодов. Для каждого материала мишени было проверено, что результирующая эффективность восстановления J/ψ -мезонов согласуется с эффективностью, получаемой путём усреднения индивидуальных эффективностей по всем подобразцам данных МК-моделирования соответствующего материала мишени, взвешенных с числом реконструированных J/ψ -мезонов в реальных данных.

Непосредственно для уравнения (12), требуется знать отношение эффективностей для J/ψ -мезонов от распадов χ_{ci} -состояний к эффективности для прямых J/ψ -мезонов. Эти отношения, вычисленные на основе Таблицы 23,

приведены в Таблице 24. Как можно видеть, отношения эффективностей в пределах погрешностей не зависят от материала мишени, канала распада и χ_c -состояния.

3.5.2 Фотонная эффективность

Эффективности восстановления фотонов также оценивались при помощи МК-моделирования, хотя, как будет показано ниже, для фотонных эффективностей дополнительно необходимо введение поправочного коэффициента, определяемого из данных. К данным моделирования применялись все требования отбора и тот же анализ, что и к реальным данным, но для оценки эффективности число фотонов от распада χ_c -мезонов определялось двумя следующими методами:

- используя ту же процедуру, что и для реальных данных, т.е. подгоняя ΔM спектр комбинаций дилептонных кандидатов в пределах массового окна J/ψ -мезона со всеми γ -квантами в отобранных событиях;
- используя информацию из генератора для установления соответствия между фотоном от распада χ_c -мезона и реконструированным кластером в калориметре.

Первый подход напрямую следует процедуре, применяемой к реальным данным, и в отличие от второго метода, оценивает фотонную эффективность без опоры на МК-информацию генераторного уровня. Однако, как и для реальных данных, в распределении по ΔM , полученном этим методом, доминирует фон, поэтому неопределённость в вычислении эффективности оказывается в основном связана с флуктуациями фона, а не доступной статистикой χ_c -сигнала в моделировании. Это подразумевает, что вклад в статистическую неопределённость отношения R_{χ_c} для этого метода будет доминироваться уровнем фона, и в реальных данных (как это и должно быть), и в моделировании (где ошибка, как обычно подразумевается, связана только с объёмом статистики моделирования сигнала). Более того, фон в моделировании отличается, как по составу (т.е. форме), так и по количеству от распределения фона, наблюдаемого в данных, что потенциально может служить дополнительным источником систематических неопределённостей.

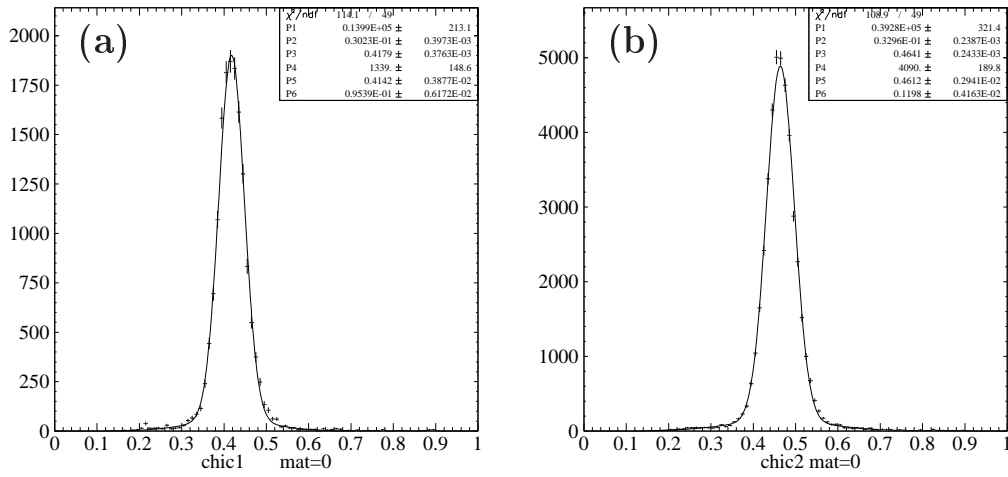


Рис. 27: Интегральные спектры разности масс ΔM , полученные с использованием информации генераторного уровня для χ_{c1} -мезонов (a) и χ_{c2} -мезонов (b) для углеродной мишени.

Использование второго метода позволяет устранить переоценку статистической погрешности, при условии, что полученная с его помощью эффективность, совпадёт с эффективностью, оцененной первым методом. В ходе анализа было подтверждено, что первый метод даёт совместимое значение фотонной эффективности со вторым методом, но с большей статистической погрешностью, поэтому в качестве основного, использовался именно второй метод. Подробнее о сравнении двух методов определения эффективности описано в Приложении к работе [101].

Кластеры в калориметре, отвечающие фотонам от распадов χ_c -мезонов, отбирались следующим алгоритмом. Направление, предсказанное МК-генератором для фотона от распада χ_c -мезона, экстраполировалось на Z-координату калориметра и определялось положение P_{xy}^{extr} ожидаемой точки падения фотона от χ_c -распада на калориметр. Ближайший к этой точке реконструированный кластер (если таковой мог быть найден) с координатой P_{xy}^{reco} объявлялся фотонным кандидатом при расстоянии в плоскости калориметра, $|P_{xy}^{extr} - P_{xy}^{reco}| < 2 / 5 / 10$ см для Внутренней / Средней / Внешней зоны. Ограничения были выбраны порядка размера ячейки соответствующей зоны калориметра. Найденный кластер-фотонный кандидат от распада χ_c -мезона объединялся с дилептонным кандидатом, а все остальные кластеры отбрасывались. Для подсчёта числа реконструированных χ_c -мезонов, распределение инвариантной массы полученных $J/\psi\gamma$ комбинаций подгонялось при помощи гауссовской кривой с полиномиальным фоном.

Таблица 25: Эффективности регистрации фотона и ширины ΔM для χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов на различных мишенях, полученные МК-моделированием с опорой на информацию генераторного уровня. Эффективности приведены с учётом фактора коррекции $f_{\varepsilon\gamma} = 1.144$ (см. подраздел. 3.5.1).

Мишень	$\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c1}}$ [%]	$\sigma_{\chi_{c1}}$ [МэВ/ c^2]	$\varepsilon_{\gamma}^{\chi_{c2}}$ [%]	$\sigma_{\chi_{c2}}$ [МэВ/ c^2]
мюонный канал				
C	40.5 ± 0.4	30.2 ± 0.4	41.2 ± 0.2	33.0 ± 0.2
W ($\mu^+\mu^-$)	37.1 ± 0.5	32.0 ± 0.7	38.2 ± 0.3	34.3 ± 0.5
Ti ($\mu^+\mu^-$)	41.3 ± 1.3	31.6 ± 0.8	41.4 ± 0.8	30.2 ± 0.3
электронный канал				
C (e^+e^-)	39.6 ± 0.6	32.1 ± 0.4	40.4 ± 0.3	33.0 ± 0.2
W (e^+e^-)	38.6 ± 1.0	33.7 ± 0.8	38.3 ± 0.6	35.4 ± 0.4

В качестве примера, на рис. 27 показаны интегральные спектры разности масс ΔM , полученные используя информацию генераторного уровня для моделирования углеродной мишени. В пределах каждого калибровочного временного периода спектр может быть успешно подогнан (с $\chi^2/\text{ст.св.} \sim 1$) при помощи одиночной функции Гаусса для описания сигнала и полинома третьей степени для описания фона. Попытка подогнать той же функцией интегральный образец данных моделирования приводит к увеличению значения $\chi^2/\text{ст.св.}$. Было проверено, что и число событий и ширина сигнала χ_{c1} и χ_{c2} -состояний, оцененные при помощи подгонки интегрального спектра, равны в пределах соответствующих погрешностей с суммами чисел сигнальных событий и взвешенными средними ширинами, определёнными по-отдельности для каждого подобразца данных моделирования.

В Таблице 25 приведены значения эффективности восстановления фотонов и ширины сигналов χ_{c1} и χ_{c2} -состояний для различных материалов мишени. Фотонные эффективности, даны с учётом дополнительного фактора коррекции $f_{\varepsilon\gamma} = 1.144$ (20). Эффективности, полученные в электронном канале также приведены для сравнения.

Вычисление неопределённости $\Delta\varepsilon_{\gamma}$

При вычислении фотонной эффективности, $\varepsilon_{\gamma} = N_{\chi_c}/N_{J/\psi} = n/N$, где $n \equiv N_{\chi_c}$ — число реконструированных χ_c -мезонов, а $N \equiv N_{J/\psi}$ — число J/ψ -мезонов от распадов χ_c -мезонов, как n так и N определяются при помощи двух независи-

мых подгонок, поэтому оба числа содержат неопределённости. Рассматривая $N = n + m$, где m — число событий, которые не проходят отбор (или реконструкцию), и предполагая статистическую независимость чисел n и m , можно получить следующую формулу для погрешности эффективности:

$$\varepsilon_\gamma = \frac{n}{N}; \quad \Delta\varepsilon_\gamma = \sqrt{\left(\varepsilon_\gamma \cdot \frac{\Delta N}{N}\right)^2 + (1 - 2\varepsilon_\gamma)\left(\frac{\Delta n}{N}\right)^2} \quad (19)$$

этот подход позволяет учесть корреляцию между N и n . В случае подгонок, идеально отделяющих сигнал от фона, можно ожидать, что $\Delta N = \sqrt{N}$ а $\Delta n = \sqrt{n}$, в таком случае формула (19) сводится к погрешности биномиального распределения: $\Delta\varepsilon_\gamma = \sqrt{\varepsilon_\gamma \cdot (1 - \varepsilon_\gamma)/N}$.

Коррекция фотонной эффективности ε_γ

В качестве проверки оценки фотонной эффективности, получаемой МК-моделированием, было проведено сравнение эффективности реконструкции электромагнитных кластеров в калориметре между моделированием и реальными данными. Для этого использовались электроны и позитроны от гамма-конверсий перед магнитом, восстановленные при помощи трекера.

Поскольку отдельные образцы дилептонных данных в среднем содержали несколько тысяч таких реконструируемых конверсий, этот метод позволил кроме проверки моделирования, провести также детальную проверку стабильности фотонной эффективности на протяжении всего набора данных. Следует также отметить, что энергетический спектр электронов от фотоконверсий близок к спектру фотонов от распадов χ_c -мезона.

Требовалось, чтобы треки от фотоконверсий имели общий сегмент в вершинном детекторе и содержали точки в слоях внешнего трекера непосредственно перед калориметром (для того, чтобы подавить электроны, начавшие электромагнитный ливень до попадания в калориметр). При использовании одного из лептонов такой пары в качестве пробного (“probe”), второй лептон выступал в роли метки (“tag”), и должен был соответствовать кластеру с энерговывделением, сравнимым с импульсом трека. Для отобранных пробных электронных и позитронных треков, в калориметре проверялось наличие кластеров, геометрически отвечающих точке экстраполяции трека на поверхность калориметра, и вычислялось отношение энергии кластера к импульсу трека (E/p -отношение),

которое заносилось в гистограмму. В полученной E/p -гистограмме достигалось высокое соотношение сигнала к фону, ~ 15 . Гистограммы E/p -отношения для пробного (“probe”) и для трека-метки (“tag”) подгонялись при помощи кривой Гаусса для описания сигнала и полинома третьей степени для описания фона. Такая параметризация хорошо описывала данные, с характерными значениями $\chi^2/\text{ст.св.}$ меньше или порядка единицы. Эффективность восстановления электромагнитных кластеров определялась из параметров подгонки.

Было найдено, что результирующее отношение эффективностей, оцененных на данных ($\varepsilon_\gamma^{Data}$) и в моделировании (ε_γ^{MC}), является стабильным в зависимости от отборов по качеству трековой информации. Следовательно, обнаруженное различие в эффективностях реконструкции кластера в калориметре не является следствием возможных различий в фоне или в качестве трекинга. Поэтому был сделан вывод, что моделирование переоценивает фотонную эффективность примерно на $\sim 15\%$, по сравнению с реальными данными. В частности, в анализе должен применяться следующий фактор коррекции фотонной эффективности:

$$f_{\varepsilon\gamma} = \frac{\varepsilon_\gamma^{MC}}{\varepsilon_\gamma^{RD}} = 1.144 \pm 0.034, \quad (20)$$

после усреднения по всему калориметру см. Приложение к работе [101].

Примерно половина обнаруженной разницы в эффективностях может быть объяснена за счёт бóльшей множественности кластеров в калориметре в реальных данных, чем в моделировании. Если фотонный кластер от распада χ_c -мезона случайным образом накладывается на другой кластер, то измеренная энергия фотона оказывается слишком большой, и оценка ΔM становится неправильной. Для оставшейся половины расхождения в эффективностях ($\simeq 7\%$) не удалось получить однозначного объяснения, но по-видимому, она была связана со случаями, в которых измеренная энергия фотона (электрона), оказывалась значительно меньше, чем ожидается по статистике гауссовского распределения.

Детальное описание процедуры анализа фотоконверсий приведено в Приложении к работе [101].

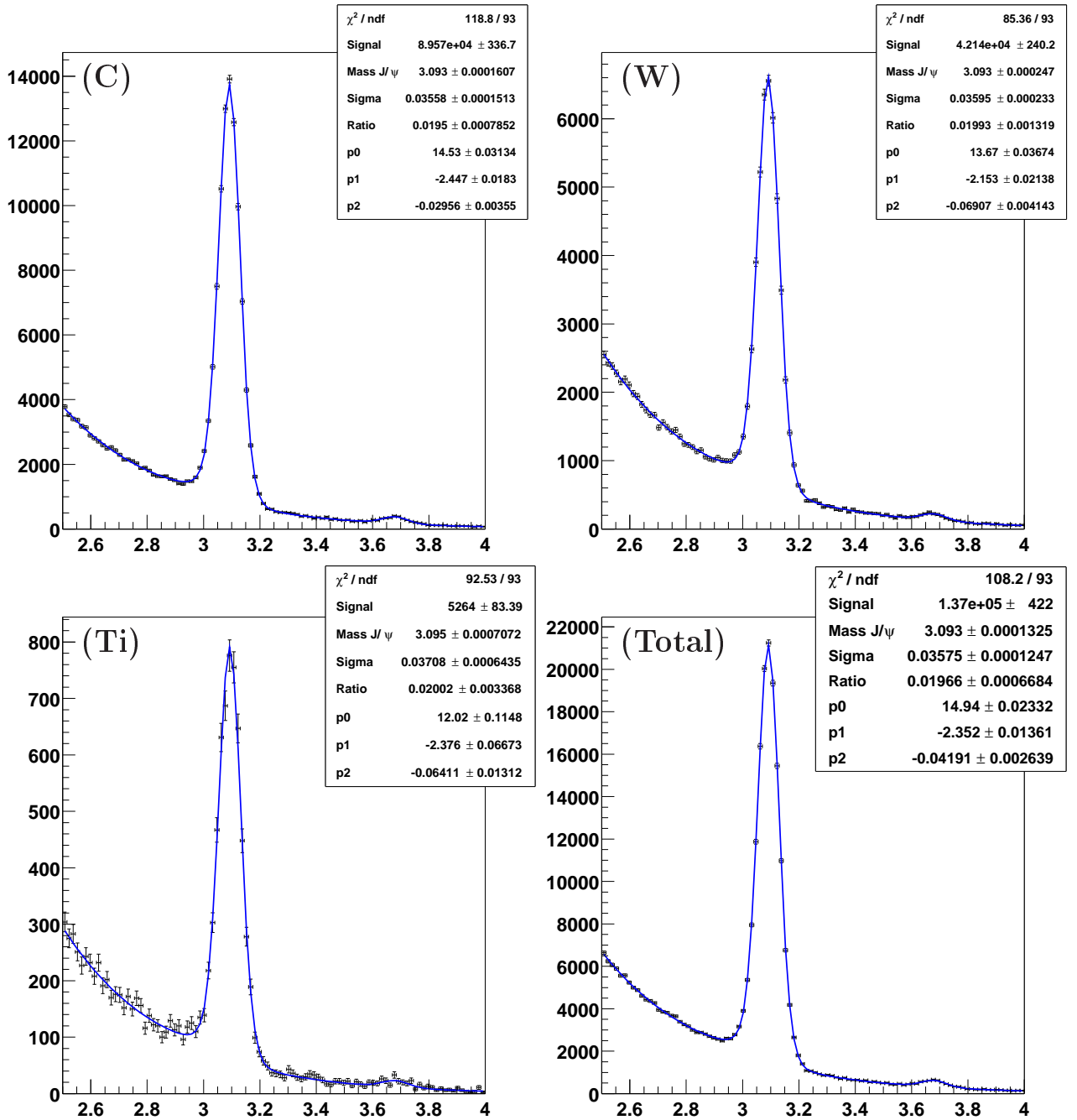


Рис. 28: Распределение димюонов по инвариантной массе для углеродной (C), вольфрамовой (W) и титановой (Ti) мишеней, а также для суммарного образца данных (Total). Кривая подгонки включает параметризацию радиационного хвоста согласно [58].

3.6 Оценка числа событий в данных

3.6.1 Число J/ψ -мезонов

Распределения димюонов по инвариантной массе, полученные после применения критериев отбора, приведены на рис. 28. Процессы с испусканием фотонов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ приводят к появлению несимметричного “радиационного” хвоста в области масс $M_{\mu^+ \mu^-} < M_{J/\psi}$ [58]. Аналогичные процессы проявляются

Таблица 26: Полное число и ширина сигнала реконструированных J/ψ -мезонов в мюонном канале. В последнем столбце $N_{J/\psi}^{2\sigma}$ показывает число J/ψ -мезонов, отобранных в 2σ -интервале для создания χ_c -кандидатов.

Мишень	$N_{J/\psi}$	$\sigma_{J/\psi}$, МэВ/ c^2	$N_{J/\psi}^{2\sigma}$
Углерод	89570 ± 340	35.60 ± 0.15	80400 ± 300
Вольфрам	42140 ± 240	36.00 ± 0.25	37750 ± 200
Титан	5260 ± 80	37.10 ± 0.65	4700 ± 70
Сумма	137000 ± 420	35.75 ± 0.10	122900 ± 400

также при распаде $\psi(2S)$ -мезона, оказывая влияние в том числе на область пика J/ψ -мезона. Для того, чтобы учесть оба эти эффекта, параметризация, используемая для подгонки, включает пики, соответствующие и J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонам, а также радиационные хвосты обоих сигналов согласно работе [58]. При этом небольшое отличие от гауссовской формы сигнала основного пика описывается суммой трёх кривых Гаусса с общим средним значением и фиксированными соотношениями ширин и амплитуд [102]. Для параметризации фона использовалась экспоненциальная функция полинома второй степени: $\exp(p_0 + p_1x + p_2x^2)$. Числа J/ψ -мезонов и ширины сигнала для всех материалов мишени и суммарного образца данных, приведены в Таблице 26.

3.6.2 Число χ_c -мезонов

Гауссовская подгонка

Кандидаты χ_c -распадов отбирались как описано в подразделе 3.4.2. На рис. 29 показаны спектры разности масс $\Delta M \equiv M(\chi_c) - M(J/\psi)$ для трёх материалов мишени по-отдельности и для суммарного образца данных. Сплошной линией показана подгонка сигнального SE-спектра, штриховой линией — описание фона. Для визуальной оценки качества подгонки, под каждым спектром показаны подогнанные SE-спектры после вычитания фона. На рис. 29 сигнал χ_c -мезона описывается при помощи гауссовской кривой, в то время как для описания фона используется гистограмма ME-распределения со свободной нормировкой. Остальными параметрами подгонки являются полное число χ_c -мезонов, положение пика и его ширина. Во всех образцах данных ясно виден сигнал χ_c -мезона. Фон от частично реконструированных распадов $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ был вычтен из SE- и ME-распределений как описано в разделе 3.4.4. При этом

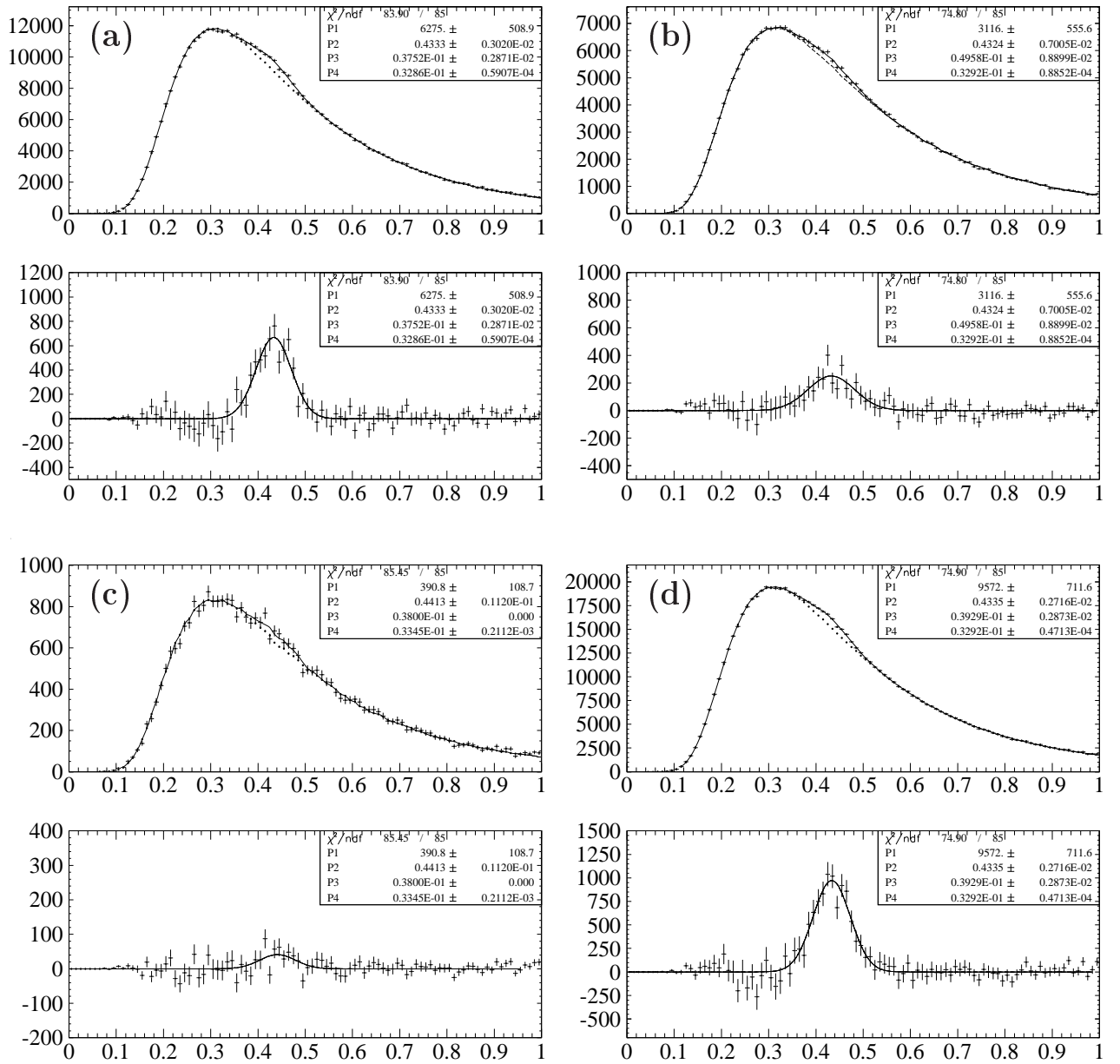


Рис. 29: Подгонка спектра разности масс ΔM гауссовской кривой для углеродного образца данных (a), вольфрамового (b) и титанового образца (c), а также полного образца данных (d). В случае титановой мишени, ширина сигнала была зафиксирована равной 38 МэВ/ c^2 согласно ширине, наблюдаемой на углеродной мишени.

число χ_c -мезонов, определяемое подгонкой, возрастает на $\sim 5\%$.

В Таблице 27 показано результирующее число χ_c -мезонов для различных материалов мишени и суммарного образца данных, полученное при помощи гауссовской подгонки. В случае титановой мишени ширина пика фиксировалась на результате, полученном для углеродной мишени. В следующем параграфе приводятся результаты, полученные с помощью подгонки двумя кривыми Гаусса, которая позволяет разделить вклады от χ_{c1} и χ_{c2} -состояний.

Таблица 27: Число χ_c -мезонов, полученное при помощи гауссовской подгонки. Также приведено измеренное среднее положение ($\langle \Delta M_{1G} \rangle$) и ширина общего пика двух χ_c -состояний.

Материал	N_{χ_c}	$\langle \Delta M_{1G} \rangle$ МэВ/ c^2	σ_{1G} МэВ/ c^2
Углерод	6280 ± 510	433 ± 3	38 ± 3
Вольфрам	3120 ± 560	432 ± 7	50 ± 9
Титан	390 ± 110	441 ± 11	38 (фикс.)
Всего	9570 ± 710	434 ± 3	39 ± 3

Подгонка двумя гауссовскими кривыми

Возможность разделения двух χ_c -состояний находится на пределе возможности располагаемой статистики, поскольку разность их масс (~ 46 МэВ/ c^2 [36]) сравнима с разрешением детектора по массе (моделирование предсказывает разрешение ~ 31 МэВ/ c^2 для χ_{c1} -мезона, и примерно на 5% больше для χ_{c2} -мезона). В данном подразделе описана процедура разделения двух χ_c -состояний для использования полной формулы (12) и измерения отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$.

Для параметризации спектра разности масс ΔM использовалась сумма двух кривых Гаусса и фоновой кривой. Параметризация зависит от следующих пяти параметров: общее число χ_c -мезонов $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}} = N_{\chi_{c1}} + N_{\chi_{c2}}$, положение пика χ_{c1} -мезона, $\Delta M(\chi_{c1})$, его ширина $\sigma_{\chi_{c1}}$, нормировка ME-параметризации фона, и отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$. Ещё два параметра, положение пика χ_{c2} -мезона, $\Delta M(\chi_{c2})$ и его ширина, $\sigma_{\chi_{c2}}$, фиксировались на табличной разности масс двух χ_c -состояний согласно PDG [36], и на $\sigma_{\chi_{c2}} = 1.05 \cdot \sigma_{\chi_{c1}}$, в соответствии с предсказанием моделирования. Результаты подгонки показаны на рис. 30. Можно отметить несколько свойств данной подгонки.

- Числа $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ совпадают, в пределах статистических погрешностей, со значениями N_{χ_c} , полученными при помощи подгонки одной функцией Гаусса, доказывая, что оба метода подсчёта сигнала совместны друг с другом;
- полученная ширина $\sigma_{\chi_{c1}} \sim (26 \pm 4)$ МэВ/ c^2 для углеродной мишени и $\sigma_{\chi_{c1}} \sim (46 \pm 11)$ МэВ/ c^2 для вольфрамовой мишени совпадают в пределах погрешностей с предсказаниями моделирования, хотя в случае вольфрамовой мишени это согласие обусловлено большой статистической погрешностью;

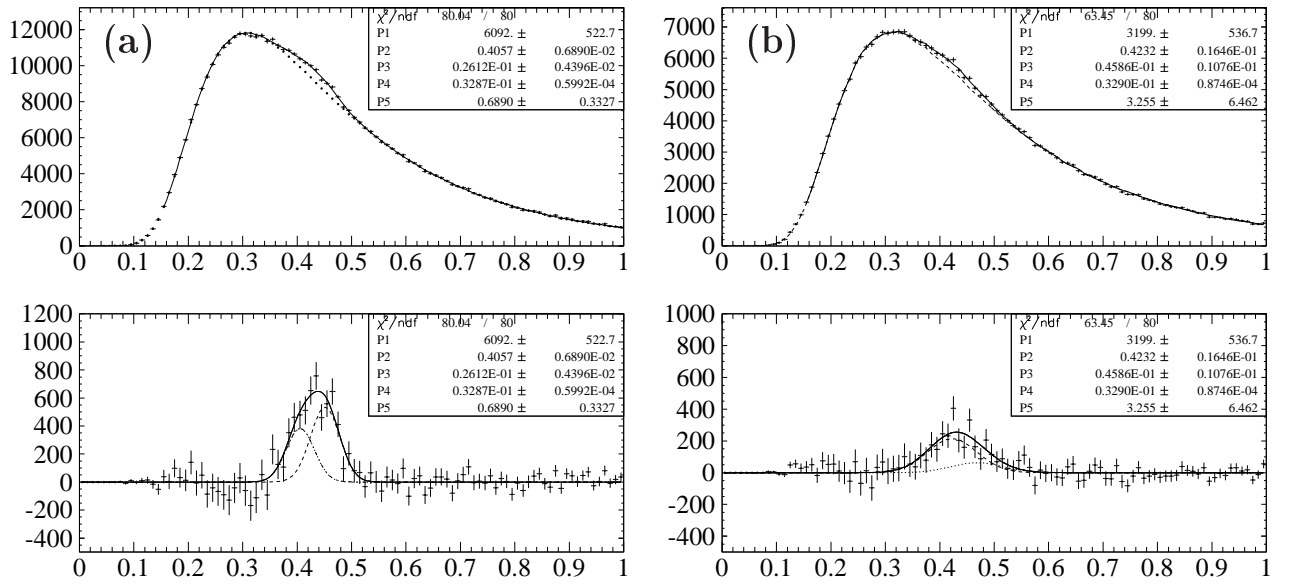


Рис. 30: Подгонка двумя гауссовскими кривыми интегрального образца данных, набранных на углеродной (а) и на вольфрамовой (b) мишени допуская вариацию всех параметров.

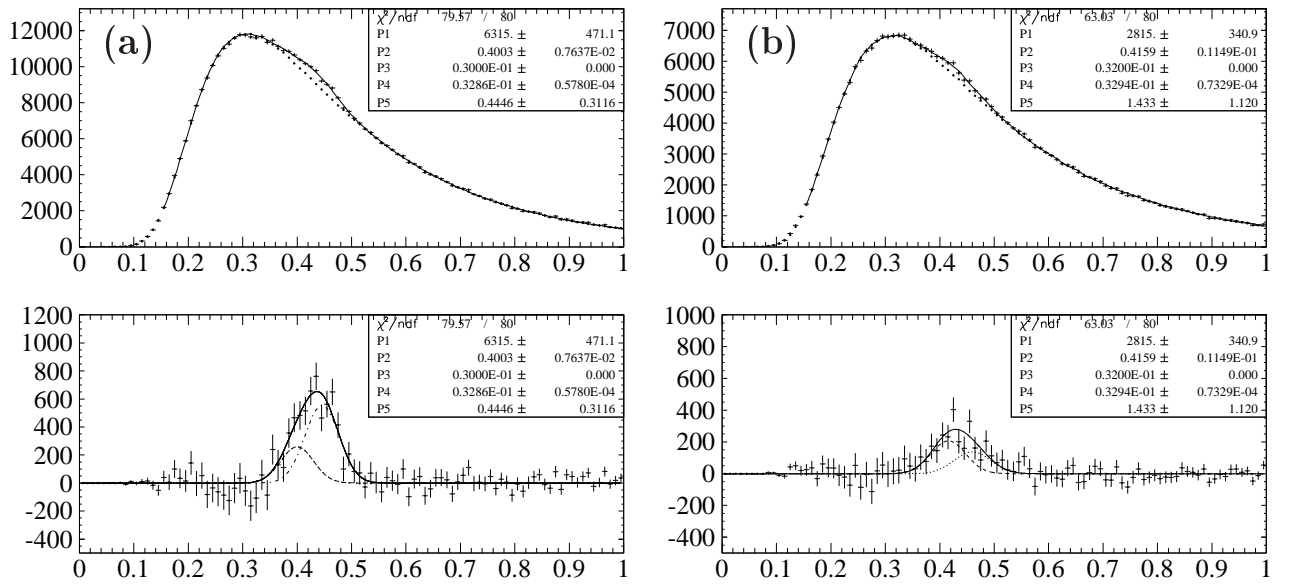


Рис. 31: Подгонка двумя функциями Гаусса интегрального образца данных, набранных на углеродной (а) и на вольфрамовой (b) мишени с фиксированной шириной χ_{c1} -состояния на значении, предсказываемом моделированием.

- отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ измеряется с большой неопределённостью и об этой величине не может быть сделано никаких статистически надёжных выводов при использовании одного только мюонного образца данных;
- положение пика χ_{c1} -мезона $\Delta M(\chi_{c1})$, полученное в результате подгонки, совпадает с табличным значением, 0.4137 ± 0.0001 ГэВ/ c^2 [36].

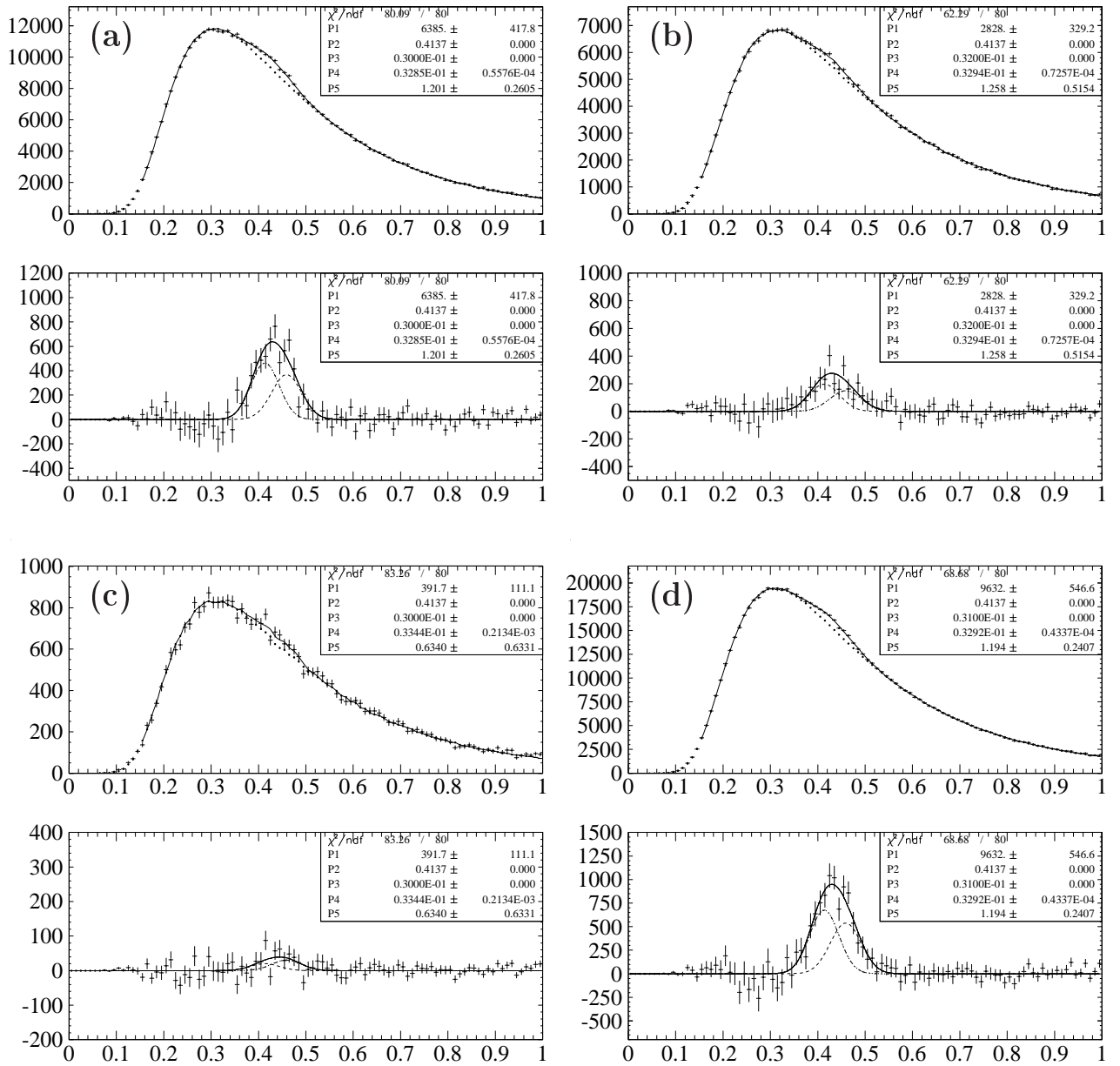


Рис. 32: Подгонка двумя функциями Гаусса интегрального образца данных, набранных на углеродной (а), вольфрамовой (b) и титановой (c) мишени, а также сумма по всем мишеням (d). Ширина χ_{c1} -состояния фиксирована согласно предсказаниям моделирования, а положение χ_{c1} -состояния — на его табличном значении [36].

Поскольку результаты подгонки для ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ в пределах погрешностей согласуются с предсказаниями моделирования, можно попробовать зафиксировать этот параметр на предсказаниях моделирования. Результаты такой подгонки показаны на рис. 31. По сравнению с предыдущим вариантом подгонки, общее число χ_c -мезонов, $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ меняется менее, чем на одно стандартное отклонение, также не меняется качество подгонки. Единственным заметным изменением является уменьшение неопределённости в числе $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$.

Наконец, поскольку подгонка со всеми свободными параметрами также

Таблица 28: Результаты всех вариантов подгонки, как одной (столбец 2), так и двумя функциями Гаусса (столбцы 3 ÷ 6).

Мат.	N_{χ_c}	$N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$	$\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$	$\Delta M(\chi_{c1})$ (ГэВ/ c^2)	$\sigma_{\chi_{c1}}$ (МэВ/ c^2)
Вариант I: ширина $\sigma_{\chi_{c1}}$ свободно варьируется					
C	6280 ± 510	6090 ± 520	0.69 ± 0.33	0.406 ± 0.007	26 ± 4
W	3120 ± 560	3200 ± 540	3.26 ± 6.46	0.423 ± 0.016	46 ± 11
Ti	390 ± 110	---	---	---	---
Tot	9570 ± 710	9400 ± 730	0.87 ± 0.33	0.41 ± 0.006	29 ± 4
Вариант II: ширина $\sigma_{\chi_{c1}}$ фиксирована					
C	6280 ± 510	6320 ± 470	0.44 ± 0.31	0.400 ± 0.008	0.030
W	3120 ± 560	2820 ± 340	1.43 ± 1.12	0.416 ± 0.011	0.032
Ti	390 ± 110	---	---	---	---
Tot	9570 ± 710	9620 ± 550	0.62 ± 0.27	0.40 ± 0.006	0.031
Вариант III: $\sigma_{\chi_{c1}}$ и $\Delta M(\chi_{c1})$ фиксированы					
C	6280 ± 510	6390 ± 420	1.20 ± 0.26	0.4137	0.030
W	3120 ± 560	2830 ± 330	1.26 ± 0.52	0.4137	0.032
Ti	390 ± 110	390 ± 110	0.63 ± 0.63	0.4137	0.030
Tot	9570 ± 710	9630 ± 550	1.19 ± 0.24	0.4137	0.031

приводит к значениям $\Delta M(\chi_{c1})$, совпадающим с табличным, то в качестве окончательного варианта подгонки на табличном значении дополнительно фиксировалось положение пика χ_{c1} -состояния, $\Delta M(\chi_{c1})$. Как видно из рис. 32, такая подгонка только уменьшает неопределённости параметров, не меняя существенно образом их значений. Результаты всех вариантов подгонки, полученные как при помощи одной, так и двумя функциями Гаусса, сведены в Таблицу 28.

3.6.3 Контроль стабильности результатов подгонки χ_c -сигнала

Для того, чтобы проверить зависимость измеренных параметров $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$, $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ и $\Delta M(\chi_{c1})$ от значения фиксируемой ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$, было проведено сканирование (повторение подгонки) в широком диапазоне фиксируемой ширины χ_{c1} -мезона. Результаты этой проверки показаны на рис. 33 для суммарного образца данных. Отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ меняется в зависимости от ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ вблизи значения, полученного МК-моделированием. Положение пика $\Delta M(\chi_{c1})$ также зависит от ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$. При вариации ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ в окрестности значения,

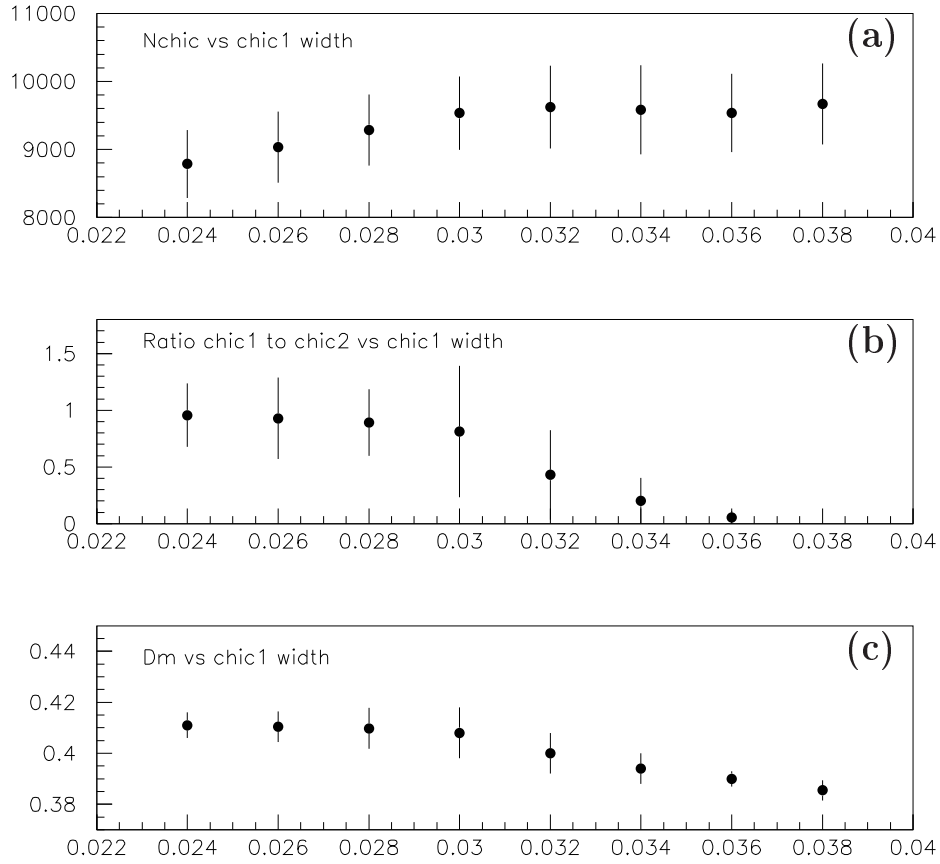


Рис. 33: Зависимость полного числа χ_c -мезонов, $N_{\chi_{c1} + \chi_{c2}}$ (a), отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ (b), и положения χ_{c1} -пика, $\Delta M(\chi_{c1})$ (c) для суммарного мюонного образца данных, как функция фиксируемой ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$.

предсказываемого моделированием, общее число χ_c -мезонов, $N_{\chi_{c1} + \chi_{c2}}$ остаётся в пределах соответствующих погрешностей, что означает стабильность измеряемого значения R_{χ_c} в зависимости от выбранного фиксируемого значения ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$. Также, хотя измеренное значение параметра $\Delta M(\chi_{c1})$ систематически уменьшается с ростом ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$, вблизи от предсказываемого моделированием значения, оно в пределах неопределённости совпадает со своим табличным значением.

На рис. 34 показан аналогичный скан по ширине $\sigma_{\chi_{c1}}$, выполненный при фиксированном параметре $\Delta M(\chi_{c1})$ на соответствующем табличном значении. Как можно заметить, зависимость отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ от предполагаемой ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ пропадает, и подгонка приводит к практически постоянному значению отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}} \sim 1.2$. Это означает, что единственным параметром, существенно влияющим на отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ является положение разности масс $\Delta M(\chi_{c1})$.

Наконец, как показано на рис 35, была проверена стабильность результатов в зависимости от предполагаемого отношения ширин χ_{c1} и χ_{c2} -состояний,

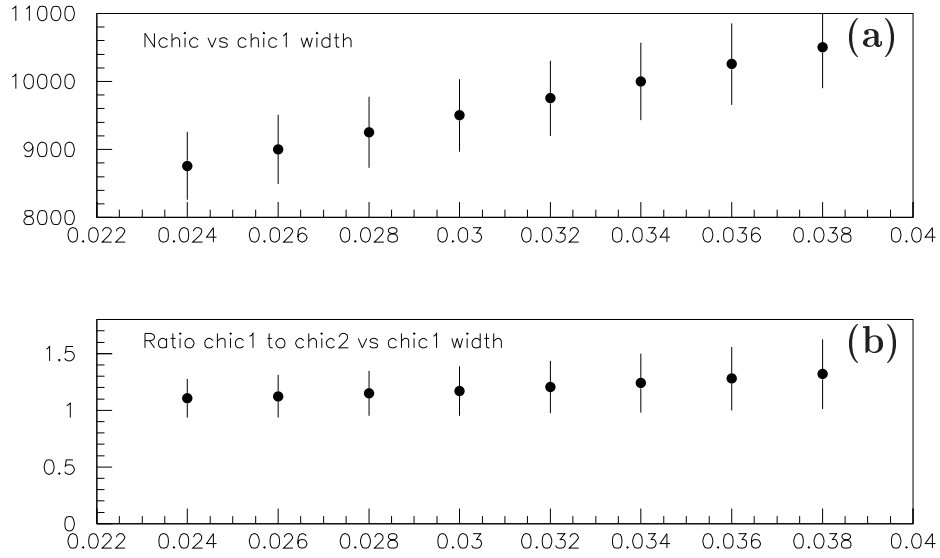


Рис. 34: Зависимость параметров $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ (a) и отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ (b) для суммарного мюонного образца данных как функция фиксируемой ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ при $\Delta M(\chi_{c1})$ зафиксированном на табличном значении.

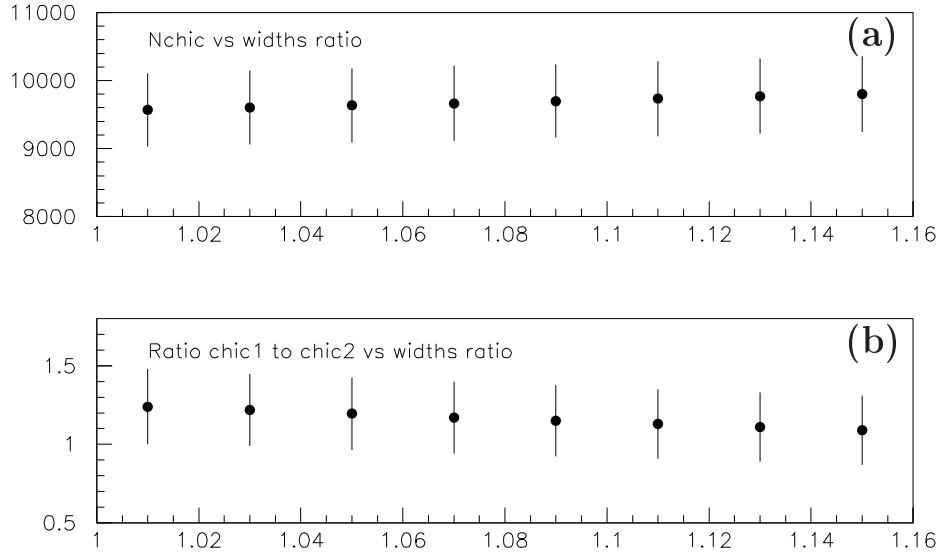


Рис. 35: Зависимость параметров $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ (a) и отношения $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ (b) для суммарного образца данных как функция предполагаемого отношения ширины $\sigma_{\chi_{c2}}/\sigma_{\chi_{c1}}$.

$\sigma_{\chi_{c1}}/\sigma_{\chi_{c2}}$. Как общее число χ_c -мезонов, $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$, так и отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$, весьма стабильны при вариации этого параметра в широких пределах, показывая, что единственным параметром, от которого зависит подсчёт χ_c -мезонов и соотношение сечений двух состояний, остаётся положение разности масс $\Delta M(\chi_{c1})$. Количественное определение и учёт результатов всех проведённых исследований стабильности приведены в разделе 3.8, посвящённом рассмотрению систематических неопределённостей.

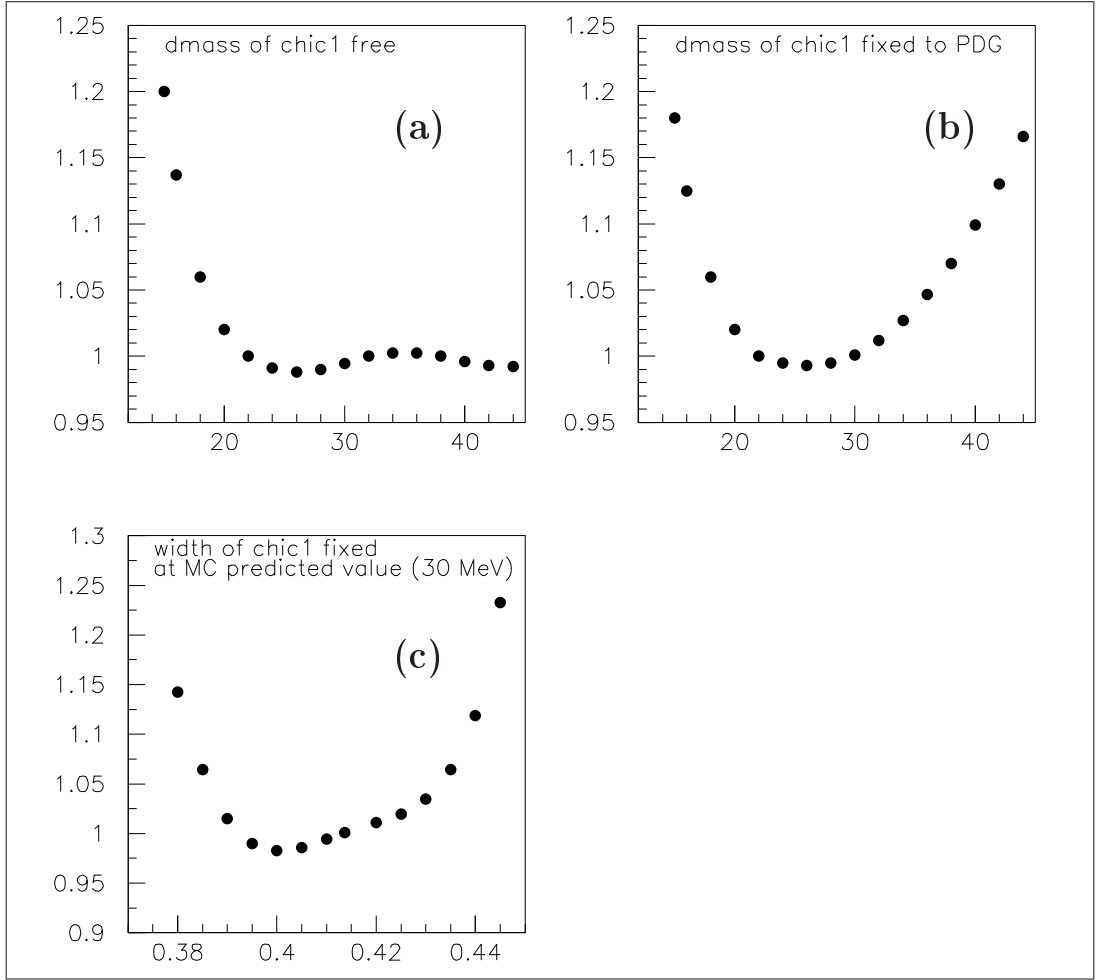


Рис. 36: Углеродная мишень: критерий подгонки $\chi^2/\text{ст.св.}$ как функция: (a) ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ при свободном положении $\Delta M(\chi_{c1})$; (b) ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ при фиксировании $\Delta M(\chi_{c1})$ на табличном значении; (c) положения $\Delta M(\chi_{c1})$ при фиксировании ширины $\sigma_{\chi_{c1}} = 30 \text{ МэВ}/c^2$ согласно предсказанию МК-моделирования.

На рис. 36 (углерод) и рис. 37 (вольфрам) показано поведение критерия $\chi^2/\text{ст.св.}$ описанных подгонок как функция ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ либо при свободном (a) либо при фиксированном (b) значении параметра $\Delta M(\chi_{c1})$, а также как функция параметра $\Delta M(\chi_{c1})$ (c) при ширине $\sigma_{\chi_{c1}}$ фиксированной на предсказании моделирования. Образцы данных, собранных на углеродной и вольфрамовой мишенях, демонстрируют некоторые различия. Минимумы кривой $\chi^2/\text{ст.св.}$ в случаях (a) и (b) хорошо выражены для углеродной мишени (при значении $\sigma_{\chi_{c1}}$ немного ниже, но согласующегося в пределах одного стандартного отклонения от предсказываемой моделированием ширины $\sigma_{\chi_{c1}}^C = 30 \text{ МэВ}/c^2$). Для вольфрамовой мишени наблюдается более широкий минимум при значениях выше, но по-прежнему согласующихся в пределах одного стандартного отклонения с предсказанием моделирования $\sigma_{\chi_{c1}}^W = 32 \text{ МэВ}/c^2$. Вто-

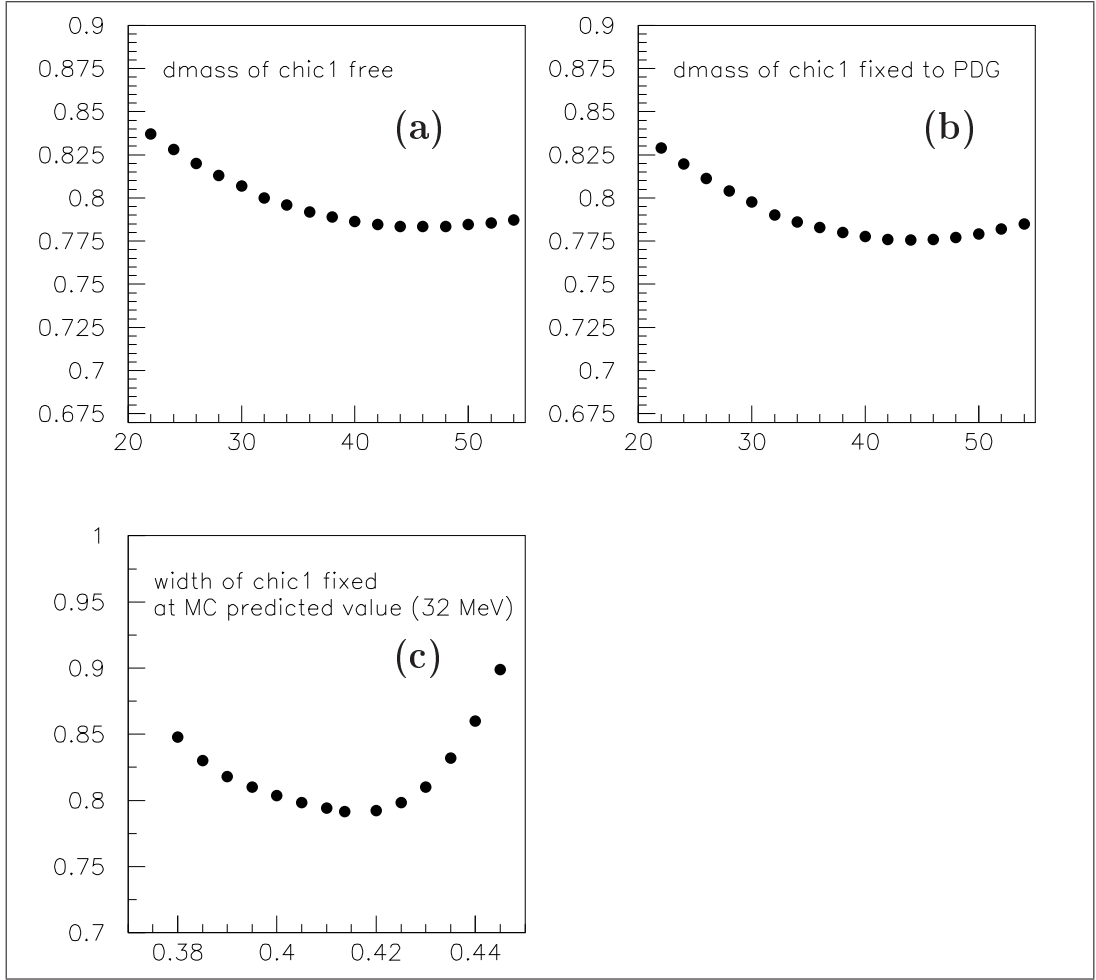


Рис. 37: Вольфрамовая мишень: критерий подгонки $\chi^2/\text{ст.св.}$ в зависимости от: (а) ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ при свободном положении $\Delta M(\chi_{c1})$; (б) ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ при фиксировании $\Delta M(\chi_{c1})$ на табличном значении; (с) положения $\Delta M(\chi_{c1})$ при фиксировании ширины $\sigma_{\chi_{c1}} = 32 \text{ МэВ}/c^2$, согласно предсказанию МК-моделирования.

рой локальный минимум на рис. 36(а) при $\sigma_{\chi_{c1}} > 40 \text{ МэВ}/c^2$ возникает при эффективном переходе подгонки в режим одиночной гауссовской функции.

Проверка стабильности подгонки позволяет сделать следующие выводы:

- общее число χ_c -мезонов $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ является стабильным в пределах статистических неопределённостей при варьировании ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$ вокруг предсказаний моделирования, что подразумевает стабильность значения R_{χ_c} по отношению к данному параметру;
- число $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ и отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ практически не зависят от соотношения ширин $\sigma_{\chi_{c1}}/\sigma_{\chi_{c2}}$ в широком диапазоне значений, приводя к стабильности измерения R_{χ_c} и R_{12} по этому параметру.
- отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ сильно зависит от положения χ_{c1} -пика, $\Delta M(\chi_{c1})$. Если

параметр $\Delta M(\chi_{c1})$ не фиксируется на табличном значении, то отношение $\frac{N_{\chi_{c1}}}{N_{\chi_{c2}}}$ варьируется в пределах $\sim 0.5 \div 1.2$ в окрестности предсказываемой моделированием ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$. Если положение $\Delta M(\chi_{c1})$ фиксируется на табличном значении, то эти вариации исчезают и результирующее значение ~ 1.2 остаётся стабильным при вариации ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$;

- доступная на титановой мишени статистика недостаточна, и подгонка со всеми свободными параметрами сходится к нереалистично малым значениям ширины $\sigma_{\chi_{c1}}$. В случае фиксации ширины $\sigma_{\chi_{c1}} = 31 \text{ МэВ}/c^2$, подгонка практически переходит в гауссовский режим.

3.7 Учёт эффекта поляризации

Экспериментальное определение поляризации состояний чармония, образующихся в адронных соударениях, может использоваться для сравнения различных моделей, в частности, для проверки гипотез о доминировании вкладов отдельных КХД-процессов и влияния ядерных эффектов. Однако, данные эксперимента HERA-B по образованию χ_c -мезонов не позволяют измерить поляризацию из-за большого уровня фона. Основная цель данного раздела заключается в исследовании вопроса о влиянии возможной поляризации чармония на проведённые измерения.

3.7.1 Поляризация χ_c -мезонов

Формулы для полного углового распределения частиц конечного состояния в радиационном распаде $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \gamma l^+ l^-$ для чистых поляризационных состояний χ_c -мезона $|J, M\rangle$ с полным угловым моментом $J = 1, 2$ и его проекцией $|M| = 0, \dots, J$ были получены в представлении спиральных амплитуд в работе [103]. Выражения для угловых распределений не зависят от конкретного выбора оси поляризации, т.е., может использоваться любая координатная система. Возможные смешанные состояния не рассматривались (но могут быть составлены из амплитуд, полученных в работе [103]), исходя из предположения, что для оценки систематических эффектов в акцептансе, связанных с поляризацией, достаточно исследования чистых поляризационных состояний.

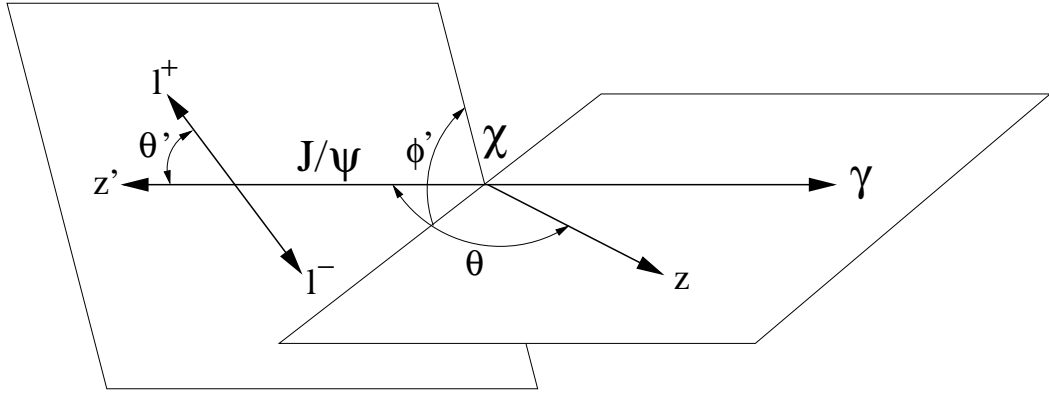


Рис. 38: Определение поляризационных углов. Справа показана плоскость распада χ_c -мезона, слева показана плоскость распада J/ψ -мезона.

Определение углов

Предполагая азимутальную симметрию процесса образования, процесс радиационного распада χ_c -мезона зависит от трёх угловых координат, которые были выбраны как показано на рис. 38. Полярный угол распада θ задаёт направление импульса J/ψ -мезона в системе покоя χ_c -мезона относительно выбранной оси поляризации (ось Z). Из-за предполагаемой симметрии, соответствующий азимутальный угол не используется. Полярный угол θ' определяет направление импульса положительного лептона в системе покоя J/ψ -мезона относительно направления импульса J/ψ -мезона (в системе покоя χ_c -мезона). А азимутальный угол ϕ' есть угол между плоскостью распада J/ψ -мезона и плоскостью, задаваемой осью поляризации и направлением импульса J/ψ -мезона.

Определяя единичный вектор \vec{n} в направлении оси поляризации, вектор \vec{p} — импульс J/ψ -мезона в системе покоя χ_c -мезона и вектор \vec{k} — импульс положительного лептона в системе покоя J/ψ -мезона, имеем:

$$\cos \theta = \frac{\vec{n} \vec{p}}{|\vec{p}|}; \quad \cos \theta' = \frac{\vec{p} \vec{k}}{|\vec{p}| |\vec{k}|}; \quad 0 < \phi' < 2\pi; \quad (21)$$

$$\phi' = \begin{cases} \arccos \frac{[\vec{n} \times \vec{p}][\vec{k} \times \vec{p}]}{|\vec{n} \times \vec{p}| |\vec{k} \times \vec{p}|} & \text{при } \vec{p} \times [\vec{n} \times \vec{p}] [\vec{k} \times \vec{p}] \geq 0, \\ 2\pi - \arccos \frac{[\vec{n} \times \vec{p}][\vec{k} \times \vec{p}]}{|\vec{n} \times \vec{p}| |\vec{k} \times \vec{p}|} & < 0. \end{cases}$$

Для чистого состояния $|J, M\rangle$ угловое распределение $W^{J,M}(\theta, \theta', \phi')$ раскладывается по тригонометрическим выражениям $T_i^J(\theta, \theta', \phi')$ с коэффициентами $K_i^{J,M}$ [104]:

$$W^{J,M}(\theta, \theta', \phi') = \sum_i K_i^{J,M} T_i^J(\theta, \theta', \phi'). \quad (22)$$

Функции $T_i^J(\theta, \theta', \phi')$ и коэффициенты $K_i^{J,M}$ приведены в Таблицах 2 и 3 работы [103] и в Приложении к статье [106]. С дополнительным предположением о том, что для χ_{c1} и χ_{c2} -состояний в радиационный распад основной вклад даёт только ведущий мультиполь (в данном распаде — электрический дипольный переход E1), коэффициенты $K_i^{J,M}$ оказываются однозначно определены [103]. Предположение о том, что вкладом мультиполей высших порядков можно пренебречь хорошо обосновано существующими экспериментальными результатами [36]. Для конкретных вычислений угловых распределений использовалась их программная реализация авторами работы [103].

3.7.2 Поляризация J/ψ -мезонов

Угловые распределения J/ψ -мезонов

В дилептонных распадах J/ψ -мезона, поляризация определяется из углового распределения лептонов. После интегрирования по азимутальной ориентации плоскости распада J/ψ -мезона (т.е. предполагая азимутальную симметрию), распределение полярного угла θ' между импульсом положительного лептона l^+ и осью поляризации выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \theta'} = a(\lambda)(a + \lambda \cos^2 \theta'), \quad \text{где} \quad a(\lambda) = \frac{1}{2(1 + \lambda/3)}, \quad (23)$$

Форма распределения (23) не зависит от выбора оси поляризации, а значение параметра λ в общем случае зависит от этого выбора.

Измерение поляризации J/ψ -мезона

Поляризация J/ψ -мезонов в условиях эксперимента HERA-B была измерена и опубликована в работе [107]. Однако, образец данных, использованный для этого измерения содержал не только прямые J/ψ -мезоны, но и J/ψ -мезоны от распадов χ_c -состояний, и разделить их вклады в суммарный результат невозможно. Поэтому измеренное значение параметра поляризации λ_{obs} , должно рассматриваться вне зависимости от его источника как усреднённый (инклюзивный) параметр поляризации. Параметр поляризации был определён используя в качестве оси поляризации биссектрису угла между направлением импульса протонного пучка, и нуклона мишени, в с.ц.м. J/ψ -мезона (т.н. система Коллинза-Сопера).

В данной работе использовалось среднее значение $\langle \lambda_{obs} \rangle$, измеренное в [107] предполагая отсутствие зависимости от кинематических переменных J/ψ -мезона, и усреднённое по электронному и мюонному каналам и материалам мишени. Для оценки влияния поляризации на измерение отношений R_{χ_c} и R_{12} использовалось это среднее значение ($\langle \lambda_{obs} \rangle = -0.35 \pm 0.04$) и рассматривался интервал вариации в два стандартных отклонения вокруг среднего: $[\lambda_{obs}^{min}, \lambda_{obs}^{max}] = [-0.44, -0.26]$.

3.7.3 Метод оценки систематических неопределённостей

В данном подразделе объясняется методика, использованная для оценки систематических неопределённостей в отношениях R_{χ_c} и R_{12} , возникающих из-за возможной поляризации чармония. Эффективности оценивались для чистых поляризационных состояний χ_c -мезонов, а затем они использовались для ограничения возможных диапазонов отношений R_{χ_c} и R_{12} , которые в свою очередь рассматривались как неопределённости этих отношений. Единственным применимым экспериментальным ограничением для этих оценок являлось измеренное среднее значение наблюдаемого параметра поляризации $\langle \lambda_{obs} \rangle$. Поляризация определялась в системе Коллинза-Сопера, как и в случае работы [107].

Метод

Эффективности, входящие в формулы для отношений R_{χ_c} (12,13) и R_{12} (15), зависят от поляризации и χ_c -состояний, и прямых J/ψ -мезонов. В частности, для прямых J/ψ -мезонов, эффективность $\varepsilon_{J/\psi}^{dir}$ будет определяться параметром поляризации прямых J/ψ -мезонов, λ_{dir} . Поскольку наблюдаемая на эксперименте инклюзивная поляризация λ_{obs} также включает вклад от возможной поляризации χ_c -состояний, параметр λ_{dir} следует отделять от λ_{obs} , используя дополнительные параметры λ_1 и λ_2 , отвечающие предполагаемой поляризации χ_{c1} и χ_{c2} -состояний. Это было сделано при помощи итерационной процедуры. В ходе итераций значения R_{χ_c} и R_{12} , которые нужно получить в конечном итоге, использовались в качестве входящих данных на каждом шаге итерации.

Определение параметров λ_{dir} , λ_1 и λ_2

Используя формулу (23) для углового распределения продуктов распада J/ψ -

мезона, наблюдаемое распределение по полярному углу может быть разложено по вкладам от событий, содержащих прямые J/ψ -мезоны и J/ψ -мезоны от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -состояний:

$$a_{\text{obs}} \times (1 + \lambda_{\text{obs}} \cos^2 \theta') = \sum_{i=\text{dir},1,2} f_i \times a_i \times (1 + \lambda_i \cos^2 \theta'), \quad (24)$$

где $a_i \equiv a(\lambda_i) = 0.5/(1 + \lambda_i/3)$. Фракции f_i ($i = \text{dir}, 1, 2$) различных типов J/ψ -мезонов определяются отношениями R_{χ_c} и R_{12} . Учитывая условия нормировки $f_{\text{dir}} + f_1 + f_2 = 1$, $f_1 + f_2 = R_{\chi_c}$ и $f_1/f_2 = R_{12}$, получаем:

$$f_{\text{dir}} = 1 - R_{\chi_c}, \quad f_1 = \frac{R_{\chi_c} R_{12}}{1 + R_{12}}, \quad f_2 = \frac{R_{\chi_c}}{1 + R_{12}}.$$

Прямые измерения λ_1 и λ_2 отсутствуют. Поэтому для определения допустимых поддиапазонов параметров λ_1 и λ_2 из полного интервала $[-1.0, +1.0]$, использовались угловые распределения, относящиеся к различным чистым поляризованным состояниям $|J, M\rangle$ χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов. С этой целью угловое распределение продуктов распада χ_c -мезона перевзвешивалось с соответствующей функцией (22). Результирующее распределение $\cos \theta'$ затем подгонялось функцией (23), что определяло значения параметров λ_1 или λ_2 соответственно для проверяемого чистого поляризованного состояния χ_c -мезона.

Максимальный диапазон вариации параметров λ_1 и λ_2 определялся крайними значениями, полученными при помощи подгонки всех комбинаций поляризованных состояний, увеличенными на $\pm 2\sigma$, где неопределённость σ бралась из подгонки. Используя эти вычисленные предельные значения параметров λ_1 и λ_2 вместе со средним наблюдаемым $\langle \lambda_{\text{obs}} \rangle$ и интервалом его вариации $[\lambda_{\text{obs}}^{\text{min}}, \lambda_{\text{obs}}^{\text{max}}]$, были исследованы максимальные изменения в эффективностях ε_γ и $\varepsilon_{J/\psi}$, непосредственно влияющих на отношения R_{χ_c} и R_{12} .

Разрешая уравнение (24) относительно λ_{dir} как функции λ_{obs} при данном значении параметров λ_1 , λ_2 и отношений R_{χ_c} и R_{12} , имеем:

$$\lambda_{\text{dir}}(\lambda_{\text{obs}}|\lambda_1, \lambda_2, R_{\chi_c}, R_{12}) = \frac{a_{\text{obs}}\lambda_{\text{obs}} - a_1 f_1 \lambda_1 - a_2 f_2 \lambda_2}{a_{\text{obs}} - a_1 f_1 - a_2 f_2}.$$

Величины R_{χ_c} и R_{12} входят в это уравнение через фракции f_i ($i = 1, 2$). С другой стороны, поскольку обе эти величины зависят также от λ_{dir} , для вычис-

лений применялась итеративная процедура, стартующая со значения $\lambda_{\text{dir}} = 0$. Окончательное значение параметра поляризации λ_{dir} есть значение, полученное на n -ной итерации когда к нулю сходится разность $|\lambda_{\text{dir}}^n - \lambda_{\text{dir}}^{n-1}| < 10^{-6}$. На каждом шаге также обновляются значения отношений R_{χ_c} и R_{12} .

Зависимость эффективностей от поляризации

Для каждого чистого поляризационного состояния с соответствующим набором величин λ_{dir} , λ_1 , λ_2 , определялись свои эффективности ε_γ и $\varepsilon_{J/\psi}$.

а. Эффективности реконструкции J/ψ -мезонов. Предполагая отсутствие зависимости параметра поляризации λ от кинематических переменных J/ψ -мезона $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$ (что справедливо в пределах неопределённостей измерения [107]), эффективность реконструкции J/ψ -мезонов, $\varepsilon_{J/\psi}(\lambda)$ может быть записана в виде:

$$\varepsilon_{J/\psi}(\lambda) = \frac{N_{\text{reco}}^{J/\psi}}{N_{\text{gen}}^{J/\psi}} = \frac{\int A(\cos \theta', P) \cdot M(P) \cdot (1 + \lambda \cos^2 \theta') \cdot d \cos \theta' dP}{\int M(P) \cdot (1 + \lambda \cos^2 \theta') \cdot d \cos \theta' dP},$$

где P обозначает набор всех координат фазового пространства кроме угла поляризации θ' , $A(\cos \theta', P)$ — аксептанс в точке $(\cos \theta', P)$, $M(P)$ — квадрат матричного элемента в точке P . После интегрирования, имеем:

$$\varepsilon_{J/\psi}(\lambda) = \varepsilon_{J/\psi}(\lambda = 0) \frac{1 + \lambda \cdot \langle \cos^2 \theta' \rangle}{(1 + \lambda/3)}, \quad (25)$$

здесь $\langle \cos^2 \theta' \rangle$ определяется отношением интегралов

$$\langle \cos^2 \theta' \rangle = \frac{\int A(\cos \theta', P) \cdot M(P) \cdot \cos^2 \theta' \cdot d \cos \theta' dP}{\int A(\cos \theta', P) \cdot M(P) \cdot d \cos \theta' dP}.$$

Все эффективности J/ψ -мезонов, как для прямых J/ψ так и для J/ψ -мезонов от распадов обоих χ_c -состояний, вычислялись, используя уравнение (25).

б. Фотонная эффективность. Для определения фотонной эффективности для поляризационного состояния $\chi_{cJ,M}$ отправной точкой является базовое соотношение:

$$\varepsilon_\gamma^{\chi_{cJ,M}} = \frac{N_{\chi_{cJ,M}}}{N_{J/\psi}^{\chi_{cJ,M}}},$$

где $N_{J/\psi}^{\chi_{cJ,M}}$ — число J/ψ -мезонов от распадов $\chi_{cJ,M}$ -состояний, а $N_{\chi_{cJ,M}}$ — число наблюдаемых χ_c -мезонов в состоянии $|J, M\rangle$. Значение $N_{J/\psi}^{\chi_{cJ,M}}$ определяется подгонкой перевзвешиваемого распределения инвариантной массы J/ψ -кандидатов, в котором каждому событию приписывается вес вида:

$$w(\cos\theta', \lambda_{J,M}) = \frac{1 + \lambda_{J,M} \cdot \cos^2\theta'}{(1 + \lambda_{J,M}/3)}.$$

Значение $N_{\chi_{cJ,M}}$ определяется подгонкой распределения разности масс ΔM , построенном для истинных χ_{cJ} -мезонов (используя информацию генераторного уровня), где вес каждого события назначается в соответствии с определённым чистым спиральным состоянием χ_{cJ} -мезона, вычисленным по формуле (22).

3.8 Систематические неопределённости

Систематические неопределённости анализа включают:

- оценка числа распадов $J/\psi \rightarrow l^+l^-$.
- вычитание фона и подсчёт числа распадов χ_c -мезона;
- качество моделирования (в том числе фотонной эффективности);
- влияние возможной поляризации χ_c и J/ψ -мезонов.

За исключением подсчёта числа J/ψ -мезонов, все систематические неопределённости в измерении R_{χ_c} являются общими для двух дилептонных каналов e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Применение в анализе распределения по разности масс ΔM практически устраняет неопределённости, связанные с отбором и реконструкцией лептонов. Поэтому в полной систематической неопределённости доминирует вклад от селекции фотонов в калориметре, одинаковый для обоих дилептонных каналов, и для его оценки было достаточно проведения исследования лишь в одном из двух дилептонных каналов.

3.8.1 Подсчёт числа J/ψ -мезонов

Систематические исследования реконструкции распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ были проведены, заменяя подгонку распределения инвариантной массы J/ψ -кандидатов

на функцию использующую либо не использующую вклад от ψ' -мезона, а также варьируя ширину бина и диапазон подгонки. Общая вариация отношения R_{χ_c} составила $\pm 0.25\%$. Следует отметить, что систематические неопределённости, связанные с отбором J/ψ -кандидатов и идентификацией мюонов, одинаково влияют как на реконструкцию прямых J/ψ -мезонов, так и на J/ψ -мезоны от распадов χ_c -состояний и сокращаются в отношениях R_{χ_c} и R_{12} .

Аналогичные проверки в диэлектронном канале привели к оценке $\delta R_{\chi_c} \sim \pm 2\%$. Это объясняется бóльшим уровнем фона в диэлектронном канале, бóльшей шириной сигнала и наличием негауссовского “хвоста”, возникающего из-за тормозного излучения электронов.

3.8.2 Оценка числа χ_c -мезонов

Систематические неопределённости числа χ_c -мезонов включают:

1. критерии отбора: была проведена вариация каждого из критериев отбора фотонов (параметры E^γ , E_T^γ , E_{cent}/E_{clus}) и число треков N_{tracks} . Максимальный вклад в систематическую неопределённость возникает из-за вариации ограничения по поперечной энергии фотона, E_T^γ и достигает $\pm 5\%$ (см. рис. 39). Следующим по значимости является множественность треков в событии, N_{tracks} , от которой зависит загрузка калориметра и реконструкция фотонов ($\pm 3\%$). Общая систематическая неопределённость, связанная с вариацией критериев отбора, составляет $\pm 7.0\%$.
2. массовый интервал дилептонов, отбираемых для реконструкции χ_c -кандидатов: стабильность отношения R_{χ_c} при варьировании ширины массового интервала J/ψ -кандидатов, составляет $\pm 2\%$;
3. оценка числа χ_c -мезонов: при использовании подгонки двумя функциями Гаусса для подсчёта числа $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ фиксировались следующие параметры: положение $\Delta M(\chi_{c1})$, ширина $\sigma_{\chi_{c1}}$, разность $\Delta M(\chi_{c2}) - \Delta M(\chi_{c1})$ и отношение ширин $\sigma_{\chi_{c2}}/\sigma_{\chi_{c1}}$.
 За. вариация фиксированных параметров: стабильность отношения R_{χ_c} была проверена варьируя разность $\Delta M(\chi_{c1}) - \Delta M(\chi_{c2})$ в пределах одного стандартного отклонения вокруг табличной разности масс

χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов из PDG [36], а также сдвигаясь из минимума критерия подгонки χ_{min}^2 на рис. 36 на $\Delta\chi^2 = 1$ (не нормированного на число степеней свободы). Максимальное полученное изменение в отношении R_{χ_c} составило $\pm 3.0\%$. При изменении отношения ширины $\sigma_{\chi_{c2}}/\sigma_{\chi_{c1}}$ в широких пределах вокруг значения ~ 1.05 , предсказываемого моделированием, заметного эффекта не было обнаружено;

3б. подгонка со свободными параметрами $\Delta M(\chi_{c1})$ и/или $\sigma_{\chi_{c1}}$ ($\pm 2\%$);

3с. влияние вариации ширины бина в сигнальном спектре ($\pm 3\%$).

Общая оценка вклада в систематическую неопределённость отношения R_{χ_c} за счёт оценки числа χ_c -мезонов составила $\pm 4.0\%$.

4. Вычитание фона: для проверки надёжности и стабильности процедуры смешанных событий, были проведены следующие исследования:

4а. вариация коррекций, отвечающих классам комбинаций J/ψ -мезонов с фотонами от распадов χ_c -мезонов, содержащихся в спектре смешанных ME-событий, которые не входят в спектр сигнальных SE-событий ($+3\%$);

4б. ослабление требований на совпадение нейтральной множественности в ME- и SE-событиях ($\pm 2\%$);

4с. вариация ограничения на направление суммарного вектора нейтральной части ME-события относительно SE-события ($\pm 3\%$);

4д. включение дополнительного полиномиального слагаемого в описание формы фона для улучшения качества подгонки в области сигнала χ_c -мезона приводит к асимметричной оценке систематической неопределённости в $+4\%$.

Полный вклад от описания фона в систематическую неопределённость при подсчёте χ_c -мезонов лежит в диапазоне от -4% до $+6\%$.

Также была проверена стабильность числа χ_c -мезонов в зависимости от периода набора данных. Полный образец данных был разделён на три больших периода, содержащих приблизительно одинаковое количество J/ψ -мезонов. Для каждого периода были оценены все эффективности и измерено отношение R_{χ_c} .

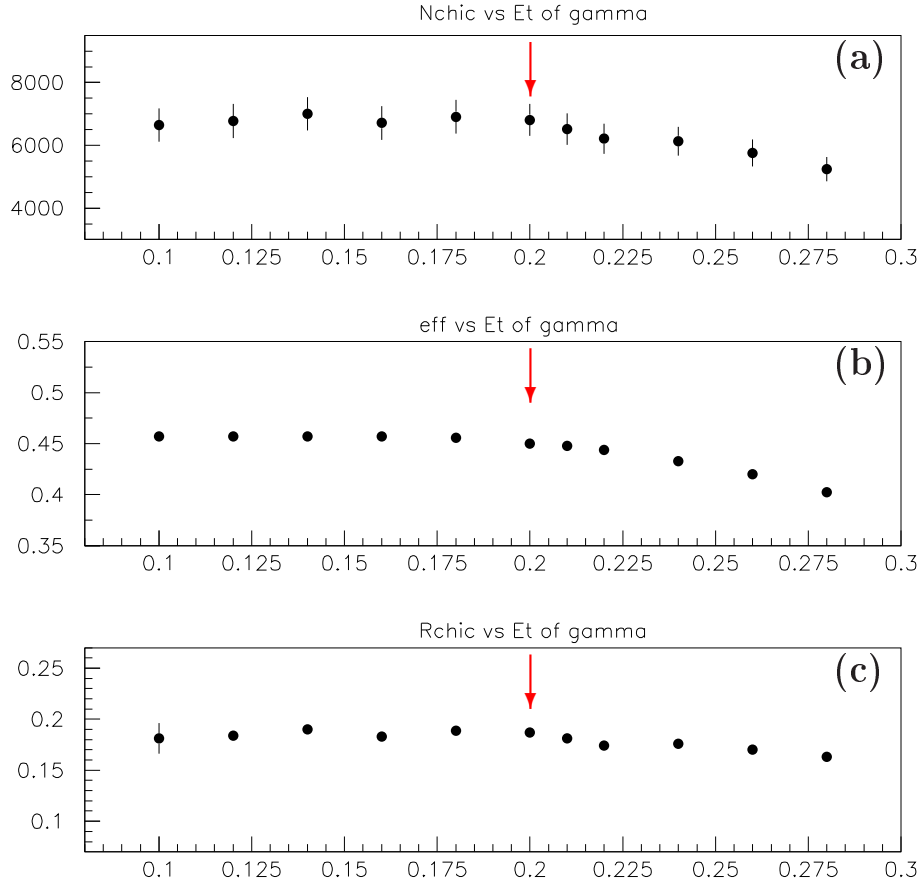


Рис. 39: Зависимость отношения R_{χ_c} от поперечной энергии фотона E_T^γ для углеродной мишени в мюонном канале. Число $N_{\chi_{c1}+\chi_{c2}}$ (a), фотонная эффективность ε_γ (b), и отношение R_{χ_c} (c). Статистические погрешности всех точек полностью коррелированы.

Разность между максимальным положительным и отрицательным значением и результатом, полученным на полном образце данных, составила $\frac{+8.7\%}{-5.2\%}$, что совместимо с разбросом за счёт статистической неопределённости измерения ($\pm 7\%$), поэтому вклад данного источника не был включён в общую оценку систематических неопределённостей.

3.8.3 Качество моделирования

Предсказываемое МК-моделированием энергетическое разрешение состояний χ_{c1} и χ_{c2} ($\sim 32 \text{ МэВ}/c^2$) находится в согласии с реальными данными.

На величину фотонной эффективности ε_γ влияет количество вещества в детекторе. Проверка правильности описания количества вещества в моделировании проводилась тремя различными способами: используя фотоны тормозного излучения [12], фотоны от распадов π^0 -мезонов (проверялось соотношение между числом фотонов от распада π^0 , наблюдаемых в виде нейтральных и “заряженных” кластеров от фотоконверсий после магнита), а также был

проведён анализ электрон-позитронных конверсионных пар. Систематические неопределённости исследовались следующим образом:

1. вариация (перевзвешивание) кинематических распределений J/ψ -мезонов согласно работам [108, 109], влияющая как на отношение эффективностей $\varepsilon_{J/\psi}^{\chi_c}/\varepsilon_{J/\psi}^{\text{dir}}$, так и на фотонную эффективность ε_γ , вносит систематический $\sim 4\%$;
2. проверка моделирования фотонной эффективности, включая сравнения между данными и МК-моделированием по выходу гамма-конверсий и эффективности восстановления фотонов тормозного излучения электронов. Общая систематическая неопределённость определения ε_γ МК-моделированием и фактора коррекции f_{ε_γ} (20) к ней составила $\pm 6.5\%$.
 - 2а. На определение фотонной эффективности в основном влияет надёжность описания количества вещества в детекторе в МК-моделировании. Были проведены сравнения эффективности регистрации фотонов тормозного излучения и вероятности фотоконверсии в моделировании и на реальных данных. Систематическая неопределённость $\delta\varepsilon_\gamma$ составила $\pm 5\%$.
 - 2б. Исходя из анализа фотоконверсий, систематическая неопределённость фактора коррекции f_{ε_γ} (20) оценивается $\sim 4\%$.

В Таблице 29 приведены систематические неопределённости для двух дилептонных каналов. Общая систематическая неопределённость R_{χ_c} , оцененная как квадратичная сумма перечисленных выше членов, составила ${}_{-12}^{+13}\%$ для обоих каналов распада J/ψ -мезона.

Отношение R_{12}

В систематической неопределённости отношения R_{12} доминирует точность калибровки энергии в ЕСАL, влияющей как на абсолютную величину $\Delta M(\chi_{c1})$, так и на разрешение по ней. В свою очередь, как упоминалось в подразделе 3.6.2, величина $\Delta M(\chi_{c1})$ сильно коррелирует с отношением $N_{\chi_{c1}}/N_{\chi_{c2}}$ (и, таким образом, с отношением R_{12}).

Из исследования положения пика π^0 -мезона для тонкой настройки калибровки энергии фотонов, абсолютная точность калибровки калориметра была

Таблица 29: Систематические неопределённости отношений R_{χ_c} и R_{12} для двух дилептонных каналов (за исключением поляризации).

Источник	электронный канал	мюонный канал
Вклад от реконструкции $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ -кандидатов		
	2.0	0.25
Вклад от реконструкции $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$ -событий		
массовый интервал J/ψ -кандидатов	2.0	
критерии отбора	7.0	
подсчёт числа χ_c -мезонов	4.0	
вычитание фона	+6%	-4%
Вклад от определения эффективностей		
определение фотонной эффективности	5.0	
фактор коррекции фотонной эффективности	4.0	
модельная зависимость	4.0	
Общая неопределённость $\delta R_{\chi_c}(syst)$	+13.0%	+12.8%
	-11.7%	-11.6%
Общая неопределённость $\delta R_{12}(syst)$	$\pm 35\%$	

оценена величиной $\sim 2\%$. Это соответствует неопределённости в положении пика χ_{c1} -сигнала, $\Delta M(\chi_{c1})$ порядка 8 МэВ/ c^2 . Сканируя изменение отношения $N_{\chi_{c1}}/N_{\chi_{c2}}$ в этом интервале вокруг табличного значения параметра $\Delta M(\chi_{c1})$, систематическая неопределённость отношения R_{12} в электронном канале была оценена величиной $\pm 35\%$ (Таблица 29). Можно предположить, что та же оценка верна и для мюонного канала, поскольку энергетический масштаб определяется только точностью калибровки калориметра. Изменение других параметров, фиксированных в подгонке, не приводило к видимым вариациям R_{12} (см. напр. рис. 35 для отношения ширин $\sigma_{\chi_{c1}}/\sigma_{\chi_{c2}}$). Более того, отношение R_{12} также нечувствительно к изменению процедуры смешивания событий, определяющей форму фона.

3.8.4 Влияние поляризации

В подразделе 3.7 был описан метод оценки неопределённостей за счёт поляризации. Эффективности реконструкции J/ψ -мезонов и регистрации фотонов от распада χ_c -мезонов в общем случае зависят от поляризации образующегося состояния чармония. Поскольку поляризация прямых J/ψ и χ_c -мезонов не определялась по-отдельности на данных эксперимента HERA-B, индуцируемые ею эффекты рассматривались в качестве систематических неопределённостей центральных значений (обозначаемых в данном подразделе $R_{\chi_c}^{\text{ref}}$ и R_{12}^{ref}). Цен-

тральные неполяризованные значения R_{χ_c} и R_{12} , приведённые в Таблице 30), были получены в предположении нулевой поляризации, и соответствуют $R_{\chi_c}^{\text{ref}}$ и R_{12}^{ref} . Результаты исследования эффектов поляризации выражаются в виде общих (относящихся ко всему кинематическому диапазону) сдвигов центральных значений R_{χ_c} и R_{12} , возникающих из-за средней поляризации прямых J/ψ -мезонов ($R_{\chi_c}^{\text{pol}}$ и R_{12}^{pol}). К сдвигам центральных значений затем добавляется максимальный диапазон вариации значений $R_{\chi_c}^{\text{pol}}$ и R_{12}^{pol} , связанный с возможными различными поляризациями χ_c -состояний, которые допускают измерения:

$$\frac{R_{\chi_c}^{\text{pol}} - R_{\chi_c}^{\text{ref}}}{R_{\chi_c}^{\text{ref}}} = +9.5\%_{-7\%}^{+11\%}, \quad \frac{R_{12}^{\text{pol}} - R_{12}^{\text{ref}}}{R_{12}^{\text{ref}}} = +0\%_{-11\%}^{+16\%}. \quad (26)$$

В оценке (26) учитываются следующие вклады:

1. центральные поляризованные значения $R_{\chi_c}^{\text{pol}}$ и R_{12}^{pol} были получены из среднего измеренного значения инклюзивной поляризации J/ψ -мезонов $\langle \lambda_{\text{obs}} \rangle$ в предположении отсутствия поляризации χ_c -состояний ($\lambda_{\text{obs}} = -0.35$, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2 = 0$, что даёт $\lambda_{\text{dir}} = -0.424$).
2. диапазон вариации в (26) определялся, выбирая предельные положительные и отрицательные вариации определённых выше центральных поляризованных значений ($R_{\chi_c}^{\text{pol}}$ и R_{12}^{pol}) для всех возможных комбинаций наблюдаемой инклюзивной поляризации λ_{obs} (варьируемой в пределах двух стандартных отклонений) и параметров λ_1 и λ_2 , отвечающих различным чистым спиральным состояниям χ_c -мезонов:
 - 2а. верхняя граница: $\lambda_{\text{obs}} = -0.44$; $\lambda_1 = -0.24$, $\lambda_2 = 0.18$ для R_{χ_c} ; и $\lambda_1 = -0.24$, $\lambda_2 = -0.18$ для R_{12} ;
 - 2б. нижняя граница: $\lambda_{\text{obs}} = -0.26$; $\lambda_1 = 0.22$, $\lambda_2 = -0.18$ для R_{χ_c} ; и $\lambda_1 = 0.22$, $\lambda_2 = 0.18$ для R_{12}

Следует отметить, что корреляция между значениями R_{χ_c} и R_{12} не учитываются в выражениях (26).

Таблица 30: Измеренные значения параметров R_{χ_c} , R_{12} и отношения $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$ в предположении нулевой поляризации. При указании двух неопределённостей первая отвечает статистической погрешности, вторая — систематической.

Мишень	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$e^+e^- + \mu^+\mu^-$
R_{χ_c}			
C	$0.174 \pm 0.029^{+0.022}_{-0.021}$	$0.190 \pm 0.018^{+0.024}_{-0.022}$	$0.185 \pm 0.015^{+0.024}_{-0.022}$
Ti	—	$0.197 \pm 0.079^{+0.025}_{-0.023}$	$0.197 \pm 0.079^{+0.025}_{-0.023}$
W	$0.202 \pm 0.055^{+0.026}_{-0.024}$	$0.191 \pm 0.034^{+0.025}_{-0.022}$	$0.194 \pm 0.029^{+0.025}_{-0.023}$
Комб.	$0.180 \pm 0.025^{+0.023}_{-0.021}$	$0.190 \pm 0.015^{+0.024}_{-0.022}$	$0.188 \pm 0.013^{+0.024}_{-0.022}$
R_{12}			
C	0.82 ± 0.32	1.23 ± 0.27	$1.06 \pm 0.21 \pm 0.37$
Ti	—	0.67 ± 0.67	$0.67 \pm 0.67 \pm 0.23$
W	0.73 ± 0.49	1.27 ± 0.53	$0.98 \pm 0.36 \pm 0.34$
Комб.	0.79 ± 0.27	1.17 ± 0.22	$1.02 \pm 0.17 \pm 0.36$
$\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$			
C	0.47 ± 0.19	0.70 ± 0.16	$0.60 \pm 0.12 \pm 0.21$
Ti	—	0.38 ± 0.38	$0.38 \pm 0.38 \pm 0.13$
W	0.41 ± 0.28	0.72 ± 0.30	$0.56 \pm 0.21 \pm 0.20$
Комб.	0.45 ± 0.16	0.66 ± 0.13	$0.57 \pm 0.10 \pm 0.20$

3.9 Результаты измерения отношений R_{χ_c} и R_{12}

3.9.1 Отношение R_{χ_c}

Значения отношения R_{χ_c} , вычисленные при помощи уравнения (12) в предположении отсутствия поляризации чармония, сведены в Таблицу 30 для мюонного канала, электронного канала и для их комбинации. Усреднённое по материалам мишени отношение R_{χ_c} равно

$$R_{\chi_c} = 0.188 \pm 0.013(\text{stat})^{+0.024}_{-0.022}(\text{syst}),$$

где систематическая погрешность включает все вклады, кроме поляризации, которая обсуждалась в предыдущем подразделе 3.7 и дана в выражениях (26) в виде диапазонов, соответствующих 95% уровню доверительной вероятности.

Из анализа Таблицы 30 следует:

1. результаты, полученные в мюонном и электронном канале совпадают в пределах одного стандартного отклонения для углеродной и вольфрамо-

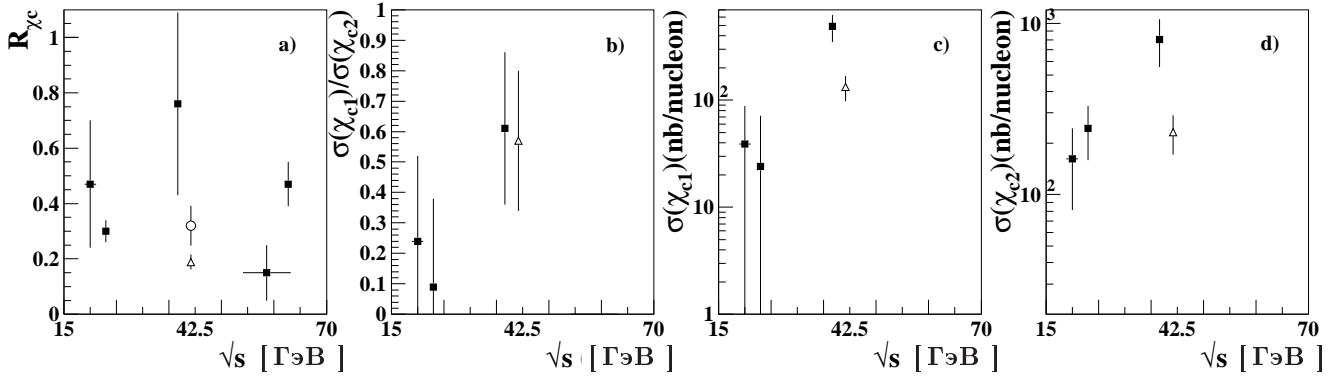


Рис. 40: Сравнение экспериментальных результатов по отношению R_{χ_c} (a), отношению сечений $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$ (b), и сечению рождения χ_{c1} - (c) и χ_{c2} -мезонов (d) в протон-нуклонных соударениях при промежуточных энергиях. Результаты настоящего анализа показаны без учёта поляризации незаполненными треугольниками. Предыдущий результат эксперимента HERA-B показан незаполненной точкой.

вой мишеней;

2. значения R_{χ_c} согласуются для всех трёх ядер мишени;
3. полученный результат ниже, чем бóльшая часть ранее опубликованных измерений в pN взаимодействиях (см. Таблицу17 и рис. 40). Несмотря на тот факт, что различные измерения были сделаны при иных энергиях в с.ц.м. и в различающихся кинематических диапазонах, они большей частью совместимы в пределах $\sim 1.5\sigma$ (без учёта неопределённости, связанной с поляризацией), за исключением измерения экспериментов E705 (2.3σ) и R806 (3.3σ). Среднее значение, вычисленное вместе с предыдущим измерением эксперимента HERA-B [84], составляет $R_{\chi_c} = 0.198^{+0.028}_{-0.026}$, что отличается менее чем на одно стандартное отклонение от результата настоящего измерения.
4. Систематические неопределённости, связанные с поляризацией возникают из-за недостатка информации о поляризации прямых J/ψ -мезонов и J/ψ -мезонов от распадов χ_c -состояний. Выражение (26) является консервативной оценкой неопределённости, и представляет собой максимальный диапазон, в пределах которого отношение R_{χ_c} может изменяться в зависимости от различных возможных вкладов в общую поляризация J/ψ -мезонов.

Таблица 31: Отношение R_{χ_c} в интервалах переменной $x_F^{J/\psi}$.

	$x_F^{J/\psi}$				
Мишень	-0.35:-0.175	-0.175:-0.105	-0.105:-0.035	-0.035:+0.035	+0.035:+0.150
C	0.197 ± 0.049	0.200 ± 0.027	0.157 ± 0.018	0.172 ± 0.020	0.245 ± 0.045
W	0.259 ± 0.087	0.222 ± 0.043	0.173 ± 0.032	0.214 ± 0.037	0.191 ± 0.075

Таблица 32: Отношение R_{χ_c} в интервалах поперечного импульса $p_T^{J/\psi}$.

	$p_T^{J/\psi}$ (ГэВ/с)		
Мишень	0. ÷ 0.80	0.80 ÷ 1.30	> 1.30
C	0.180 ± 0.021	0.209 ± 0.022	0.167 ± 0.017
W	0.149 ± 0.040	0.271 ± 0.040	0.191 ± 0.030

3.9.2 Отношение R_{12}

Измеренные значения параметра R_{12} , вычисленные с помощью уравнения (15) и в предположении отсутствия поляризации приведены в Таблице 30. Как и в случае с отношением R_{χ_c} , зависимости параметра R_{12} от материала ядерной мишени не наблюдается. Результаты электронного канала систематически ниже результатов, полученных в мюонном канале, но тем не менее, остаются в согласии с ними в пределах одного стандартного отклонения. Окончательный результат, усреднённый по каналам распада и материалам мишени, составляет:

$$R_{12} = 1.02 \pm 0.17(\text{stat}) \pm 0.36(\text{syst}),$$

при этом систематическая погрешность не включает вклада от поляризации, определяемого выражением (26). Таким образом, вклады в число J/ψ -мезонов от распадов χ_{c1} и χ_{c2} -состояний приблизительно равны между собой, хотя и с очень большими неопределённостями.

3.9.3 Зависимость от кинематических переменных

Применяя описанные процедуры анализа в пяти $x_F^{J/\psi}$ и трёх $p_T^{J/\psi}$ поддиапазонах области акцептанса ($x_F^{J/\psi} \in [-0.35, 0.15]$, $p_T^{J/\psi} \leq 5$ ГэВ/с), было предпринято исследование кинематической зависимости отношения R_{χ_c} . Отношение R_{χ_c} как функция фейнмановской переменной J/ψ -мезона $x_F^{J/\psi}$ приведено в Табли-

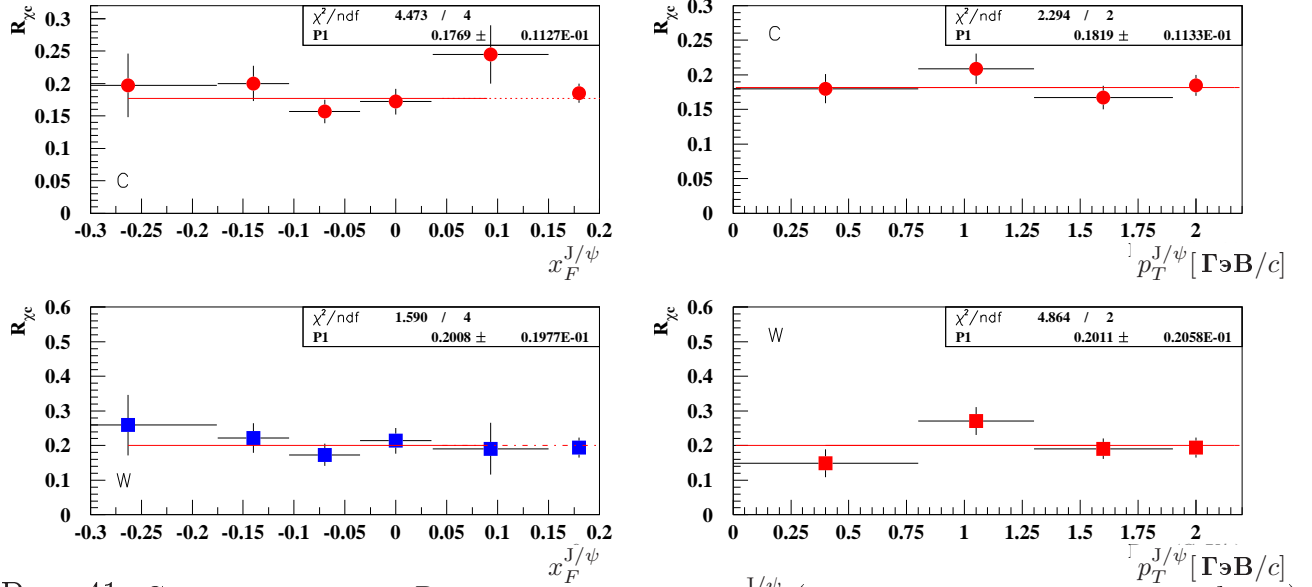


Рис. 41: Слева: отношение R_{χ_c} в зависимости от $x_F^{J/\psi}$ (сверху: углерод; снизу: вольфрам). Справа: отношение R_{χ_c} как функция $p_T^{J/\psi}$ (сверху: углерод; снизу: вольфрам). Во всех гистограммах последняя точка показывает результат, полученный в полном диапазоне, и не включается в подгонку.

це 31 и на рис. 41 (слева). Отношение R_{χ_c} как функции поперечного импульса J/ψ -мезона $p_T^{J/\psi}$, приведено в Таблице 32 и на рис. 41 (справа). Последние справа точки на графиках представляют собой результат измерения в полном диапазоне.

В пределах погрешностей результаты совместимы с отсутствием зависимости R_{χ_c} от обоих кинематических переменных, хотя более сложные зависимости не могут быть исключены. Следует отметить, что в использованной NRQCD модели (см. подраздел 3.5) распределения параметра R_{χ_c} по переменным $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$ являются равномерными, таким образом, измеренные распределения согласуются с предсказаниями моделирования.

3.9.4 Зависимость отношения R_{χ_c} от атомного номера мишени

На рис. 42 показана зависимость разности $\Delta\alpha = \alpha_{\chi_c} - \alpha_{J/\psi}$ (см. уравнение (11)) от кинематических переменных J/ψ -мезона $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$ после комбинирования результатов электронного и мюонного каналов.

В видимом диапазоне переменных $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$ среднее значение составляет

$$\Delta\alpha = 0.05 \pm 0.04.$$

Таким образом, в пределах имеющейся статистики, между A -зависимостью

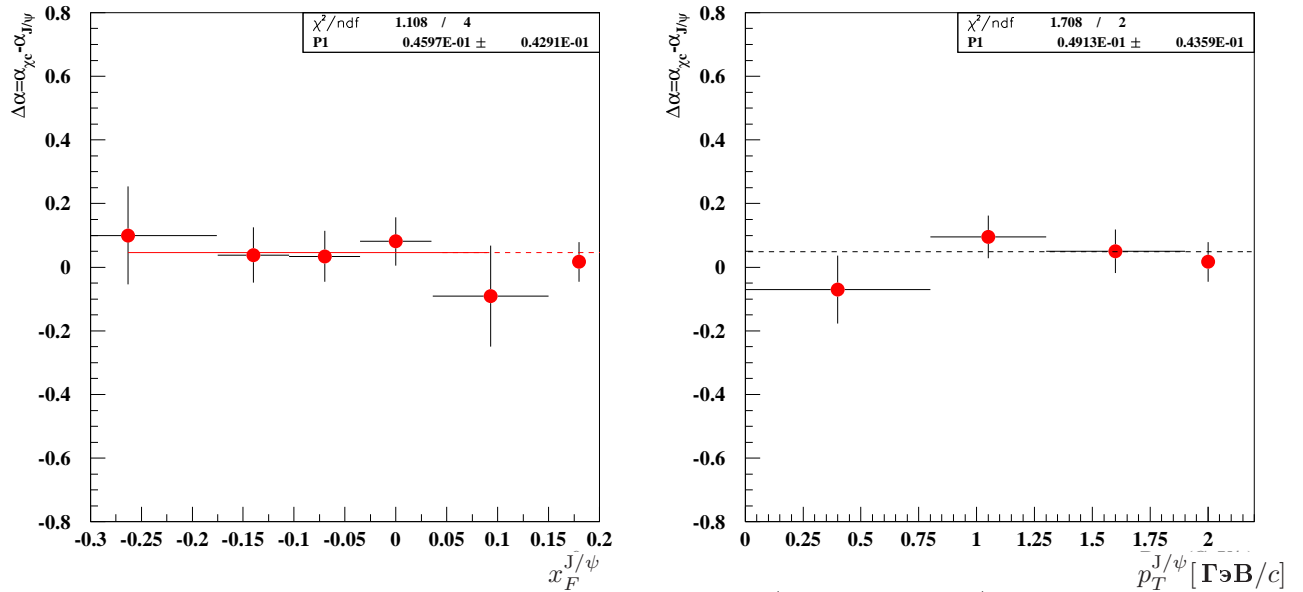


Рис. 42: $\Delta\alpha = \alpha_{\chi_c} - \alpha_{J/\psi}$ как функция $x_F^{J/\psi}$ (слева) и $p_T^{J/\psi}$ (справа).

рождения J/ψ и χ_c -мезонов не наблюдается различия. Также нет никакой заметной зависимости параметра $\Delta\alpha$ от переменных $x_F^{J/\psi}$ или $p_T^{J/\psi}$. Для всех моделей образования чармония, рассмотренных в работе [77], предсказания для параметра $\Delta\alpha$ находятся в пределах неопределённостей данного измерения.

3.9.5 Сечения и отношение сечений χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов

Из уравнения (18) были получены значения отношения сечений $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})}$, приведённые в Таблице 30. Результат, усреднённый по всем мишеням, составил:

$$\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})} = 0.57 \pm 0.23,$$

где погрешность отвечает комбинации вкладов от статистических и систематических неопределённостей (за исключением поляризации). Сечения рождения χ_c -состояний были вычислены из уравнения (17), используя оценку полного сечения рождения J/ψ -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 41.6$ ГэВ, полученную в работе [96] и равную $\sigma(J/\psi) = (502 \pm 44)$ нбн/нуклон. Также предполагалось, что отношение R_{χ_c} не зависит от кинематических переменных во всём диапазоне переменных $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$ (который охватывает порядка 78.3% прямых J/ψ -мезонов и 77.6% J/ψ -мезонов от распадов χ_c -состояний, см. подраздел 3.5). Следующие значения были получены усредняя по материалам мишени:

$$\sigma(\chi_{c1}) = 133 \pm 35 \text{ нбн/нукл.}, \quad \text{и} \quad \sigma(\chi_{c2}) = 231 \pm 61 \text{ нбн/нукл.},$$

что приводит к значению полного сечению рождения χ_c -мезонов $\sigma(\chi_c) = 364 \pm 74$ нбн/нуклон. На рис. 40 показаны измерения сечений рождения χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов, а также их отношение в протон-ядерных соударениях в экспериментах с фиксированной мишенью.

Заключение

В эксперименте HERA-B по протон-ядерным взаимодействиям при импульсе 920 ГэВ/с был проведён поиск редкого распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, обусловленного несохраняющимися аромат нейтральными токами (FCNC). Используемая статистика была набрана при помощи дилептонного триггера.

1. Для анализа была разработана методика поиска распада $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ в условиях эксперимента HERA-B, основанная на выделении вторичной вершины и нормировании на число распадов в канале $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.
2. Был установлен верхний предел на величину относительной вероятности искомого распада: $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 2.0 \times 10^{-6}$ при 90% C.L. [71].

Данный результат значительно улучшил существовавший на момент публикации верхний предел на относительную ширину данного распада, полученный коллаборацией BEATRICE: $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 4.1 \times 10^{-6}$ (90% C.L.) [48]. Кроме того, он улучшил доложенный незадолго до этого результат эксперимента CDF: $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 2.5 \times 10^{-6}$ (90% C.L.) [52]. Полученное значение верхнего предела было включено в таблицу свойств D^0 -мезона в PDG [36].

Также было проведено измерение доли J/ψ -мезонов, образующихся через распады χ_c -состояний при взаимодействиях протонного пучка с углеродными, вольфрамовыми и титановыми мишенями [105, 106].

3. С этой целью была разработана методика восстановления сигнала χ_c -мезонов в моде распада $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$ в условиях эксперимента HERA-B по протон-ядерным взаимодействиям.

Реконструкция J/ψ -мезонов проводилась как в $\mu^+\mu^-$, так и в e^+e^- -каналах распада.¹² Суммарная статистика $\sim 15\,000$ распадов χ_c -мезона на момент публикации явилась наибольшим числом зарегистрированных распадов χ_c -мезона для экспериментов с фиксированной мишенью.

4. В результате анализа были измерены отношения R_{χ_c} и R_{12} , а также кинематические и ядерная зависимость отношения R_{χ_c} при импульсе 920 ГэВ/с.

¹²В данной работе детально описывается только измерение в димьюонном канале, в котором автор принимал непосредственное участие.

Измеренная величина относительного рождения χ_c -мезонов по сравнению с J/ψ -мезонами составила $R_{\chi_c} = 0.188 \pm 0.013(\text{стат.})_{-0.022}^{+0.024}(\text{сист.})$ в предположении отсутствия поляризации чармония. Результат не противоречит большинству опубликованных ранее измерений в pN взаимодействиях вне зависимости от энергии в центре масс и кинематического диапазона измерения. Настоящий результат отдаёт предпочтение предсказаниям модели NRQCD, приведённым в [77], по сравнению с CEM или CSM-моделями. Вместе с опубликованным экспериментом HERA-B измерением рождения $\psi(2S)$ -мезона [108] оценка доли J/ψ -мезонов, образующихся за счёт распадов возбужденных состояний чармония, составила порядка $\sim 27\%$. Данная оценка ниже, чем обычно предполагалось при описании данных по поиску кварк-глюонной плазмы.

Измеряя вклады от χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов по-отдельности, было получено отношение образования двух этих состояний: $R_{12} = R_{\chi_{c1}}/R_{\chi_{c2}} = 1.02 \pm 0.40$ и отношение их сечений рождения $\frac{\sigma(\chi_{c1})}{\sigma(\chi_{c2})} = 0.57 \pm 0.23$, где погрешности отвечают суммам статистических и систематических неопределённостей. Соответствующие полные сечения рождения χ_{c1} и χ_{c2} -мезонов составили: $\sigma(\chi_{c1}) = 133 \pm 35$ нбн/нукл. и $\sigma(\chi_{c2}) = 231 \pm 61$ нбн/нукл.

Впервые было проведено исследование зависимости отношения R_{χ_c} от кинематических переменных J/ψ -мезона, $x_F^{J/\psi}$ и $p_T^{J/\psi}$. В пределах точности измерения какой-либо зависимости обнаружено не было. Зависимость рождения χ_c -мезонов от атомного веса в пределах ограниченного объёма статистики данного измерения не отличается от зависимости рождения J/ψ -мезонов от атомного веса мишени.

Данные эксперимента HERA-B отвечают уникальному диапазону энергии в системе центра масс, $\sqrt{s} = 41.6$ ГэВ. Также исследованная область отрицательных значений переменной x_F ранее не была охвачена другими экспериментами. Полученные данные дополняют выполненные ранее в эксперименте HERA-B измерения дифференциального сечения рождения J/ψ -мезонов в зависимости от переменной x_F и поперечного импульса.

Впервые было проведено подробное исследование влияния поляризации чармония на измеренные значения отношений R_{χ_c} и R_{12} , и было исследовано поведение отношений R_{χ_c} и R_{12} как функции наблюдаемой инклюзивной поляризации J/ψ -мезонов.

Благодарности

Прежде всего я хотел бы искренне поблагодарить моего научного руководителя В.Ю. Егорычева за его огромную помощь в выполнении работы и подготовке диссертации. Я благодарен за опыт, полученный в процессе многолетней совместной научной работы с ним. Спасибо за то, что он взял на себя труд прочитать манускрипт в его первоизданном виде, за многочисленные советы и исправления, за проявленную им выдержку и активное руководство.

Я глубоко признателен Ю.М. Зайцеву за его поддержку, заботливое отношение, доброту и ценные советы на всех этапах работы, а также за руководство моей работой в ИТЭФ.

Я искренне благодарен И. Ростовцевой за помощь, моральную и дружескую поддержку, которые трудно переоценить.

Также хочется поблагодарить С.В. Сомова (МИФИ) и D. Rose (DESY) за предоставленную возможность участия в эксперименте HERA-B. Я признателен коллективу кафедры 23 МИФИ и прежде всего проф. В.М. Емельянову, под руководством которого я прошёл аспирантуру МИФИ.

Я благодарен руководителю коллаборации HERA-B М. Medinnis за поддержку и возможность участвовать в обработке данных. Отдельно хотелось бы поблагодарить J.-G. Shiu, впервые исследовавшего физическую возможность поиска распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте HERA-B. Вначале я не понимал, как можно искать то, чего не ожидаешь найти, но после того, как мы углубились в анализ, я осознал, насколько это интересная тема, причём не только из-за поисков “Новой Физики”, но и из-за необходимости выработки очень ценного для физика навыка — непредвзятого взгляда на задачу.

Я признателен моим коллегам по рабочей группе χ_c -анализа: В. Giacobbe, А. Aleksandrov, Th. S. Bauer, F. Grimaldi, J. Groth-Jensen, Н. Kolanoski, J.D. Hansen, R. Hartmann, М. Bargiotti, О. Игонькиной, Ю. Пилипченко и А. Ланёву. Кроме рабочей группы, вокруг всегда были люди, готовые услышать вопросы и дать ценные советы, среди которых мне хотелось бы особо отметить Д. Емельянова и М.В. Завертяева за увлекательные дискуссии и детальные обсуждения математических и методологических сторон анализа. Огромное спасибо всему коллективу коллаборации HERA-B, кто сделал возможным осуществление эксперимента, кто высказывал ценные замечания и комментарии в ходе анализа. Царящая внутри коллаборации дружелюбная рабочая атмосфера сделала для

меня годы, проведённые в DESY, незабываемыми.

Я благодарен проф. М.В. Данилову за предоставленную возможность работать в ИТЭФ, и создание тёплой рабочей атмосферы в институте. Хотелось бы поблагодарить моих коллег по ИТЭФ, многие из которых также принимали участие в эксперименте HERA-B: Р. Мизюка, Ф. Хасанова, М. Титова, И.Н. Тихомирова, В. Балагуру, А. Спиридонова, С. Есенова, А. Железова, А. Сомова, С. Шувалова, А. Епифанцева, В. Русинова, а также П. Пахлова, Г. Пахлову, Р. Чистова, К. Чиликина, Т. Углова, Т. Аушева, Е. Соловьёву, Д. Ливенцева, А. Друцкого, И. Королько, С. Семёнова. Большой честью для меня является возможность сотрудничества в коллективе учёных такого высокого профессионального уровня.

Мне приятно поблагодарить А.И. Голутвина за предоставленную возможность участия в уникальном современном эксперименте LHCb. Я благодарен за дружескую атмосферу, научные обсуждения и просто приятную компанию моим друзьям и коллегам из ИТЭФ по работе в CERN: И. Беляеву, Д. Савриной, И. Полякову, С. Поликарпову, Т. Кварацхелия, И. Цуркеману, И. Мачихильян, Л. Щуцкой.

В заключение я ещё раз от всей души благодарю всех людей прямо или косвенно помогавших выполнению этой работы.

И конечно же, я бесконечно благодарен моим родителям за постоянную поддержку и заботу, за их присутствие в моей жизни.

Список литературы

- [1] HERA-B, DESY Design Report No. DESY-PRC 95/01, 1995; T. Lohse *et al.*, DESY PRC **94-02** (1994).
- [2] G.A. Voss and B.H. Wiik, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **44** (1994) 413.
- [3] I. Abt *et al.*, (The H1 Collab.), Nucl. Instr. Meth. **A 386** (1997) 310.
- [4] The ZEUS Collaboration, DESY-PRC 93-05 (1993).
- [5] M. Düren, DESY HERMES **95-02**, 1995.
- [6] K. Ehret, Nucl. Inst. Meth. **A446** (2000) 190.
- [7] Y. Vassiliev *et al.*, STORI99 Conf. Proc. (1999) 512.
- [8] C. Bauer *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A501** (2003) 39; C. Bauer *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A453** (2000) 103; I. Abt *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A511** (2003) 24.
- [9] T. Zeuner, Nucl. Inst. Meth. **A446** (2000) 324; Y. Bagaturia *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A490** (2002) 223.
- [10] H. Albrecht *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A576** (2007) 312; *ibid.*, **A555** (2005) 310; *ibid.*, **A541** (2005) 610; *ibid.*, **A515** (2003) 155.
- [11] I. Ariño *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 516** (2004) 445; J. Pyrlik, Nucl. Inst. Meth. **A446** (2000) 299; I. Ariño *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A453** (2000) 289.
- [12] G. Avoni *et al.*, Proc. of the IX Conf. on Calorimetry in Particle Physics, Annecy, France, October 9-14, 2000, Calorimetry in High Energy Physics, (2001), 777; A. Zoccoli, Nucl. Inst. Meth. **A446** (2000) 246.
- [13] B. Giacobbe, Proc. of the “9th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors”, 23-26 May 2004, Siena, Italy, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **150** (2006) 257; S. Shuvalov *et al.*, Lisbon World Scient. (1999) 511.
- [14] V. Eiges *et al.*, Nucl. Instr. Methods **A461** (2001) 104; M. Titov, Nucl. Instr. Methods **A446** (2000) 355; M. Buchler *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **46** (1999) 126; A. Arefief *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **48** (2001) 1059.

- [15] M. Böcker *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **48** (2001) 1270; Yu. Gulitsky *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A461** (2001) 104.
- [16] V. Alberico *et al.*, Il Nuovo Cimento, **110 A** (1997) 1453;
G. Avoni *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A461** (2001) 332.
- [17] U. Husemann *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **50** (2003), 1059-1066;
C. Cruse, PhD thesis, Universität Dortmund, Germany, 2002.
- [18] V. Balagura *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A494** (2002) 526; T. Fuljahn *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (1998) 1782.
- [19] R. Frühwirth, Institut für Hochenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, Wien, HEPHY-PUB-87-503.
- [20] P. Kreutzer, Nucl. Inst. Meth. **A462** (2001) 212; M. Dam *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (1998) 1787.
- [21] M^a.T. Núñez Pardo de Vera *et al.*, HERA-B Internal Note 03-021, 2003.
- [22] U. Schwanke, PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Germany, 2000.
- [23] ARTE versions, <http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/ARTE>
- [24] M. Dam *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A525** (2004) 566.
- [25] J.M. Hernández, V. Rybnikov, F. Sánchez, Nucl. Inst. Meth. **A502** (2003) 471.
- [26] H.-U. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 31, 323 (1984); T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 27, 243 (1982); T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 28, 229 (1983).
- [27] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74.
- [28] H. Pi, Comput. Phys. Commun. 71 (1992) 173.
- [29] J. Ivarsson, PhD thesis, Lund University, Sweden (1999); J. Ivarsson, P. Kreutzer, T. Lohse, HERA-B Internal Note 99-067, 1999.
- [30] R. Brun *et al.*, GEANT3, CERN-DD-EE-84-1 (1987).

- [31] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [32] G. Burdman *et al.*, Phys. Rev. **D66** (2002) 014009.
- [33] M. Gorn, Phys. Rev. **D20** (1979) 2380.
- [34] S. Pakvasa, Chin. J. Phys. **32** (1994) 1163.
- [35] J. Lees *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. **D85** (2012) 091107.
- [36] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group Collab.), Phys. Lett. **B667** (2008) 1.
- [37] G. Burdman and I. Shipsey, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 431.
- [38] E. Golowich, J. Hewett, S. Pakvasa, A.A. Petrov, Phys. Rev. **D79** (2009) 114030.
- [39] A. Paul, A. de La Puente, and I.I. Bigi, arXiv:1212.4849.
- [40] J.J. Aubert *et al.* (EMC Collab.), Phys. Lett. **B155** (1985) 461.
- [41] W.C. Louis *et al.* (E615 Collab.), Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1027.
- [42] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collab.), Phys. Lett. **B209** (1988) 380.
- [43] C.S. Mishra *et al.* (E789 Collab.), Phys. Rev. **D50** (1994) R9.
- [44] K. Kodama *et al.* (E653 Collab.), Phys. Lett. **B345** (1995) 85.
- [45] M. Adamovich *et al.* (BEATRICE Collab.), Phys. Lett. **B353** (1995) 563.
- [46] A. Freyberger *et al.* (CLEO II Collab.), Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3065.
- [47] T. Alexopoulos *et al.* (E771 Collab.), Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2380.
- [48] M. Adamovich *et al.* (BEATRICE Collab.), Phys. Lett. **B408** (1997) 469.
- [49] E.M. Aitala *et al.* (E791 Collab.), Phys. Lett. **B462** (1999) 401.
- [50] D. Pripstein *et al.* (E789 Collab.), Phys. Rev. **D61** (2000) 032005.
- [51] Jing-Ge Shiu, PhD thesis, Wayne State University, Detroit, USA (2003).
- [52] D. Acosta *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. **D68** (2003) 091101.

- [53] Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Ю.М. Зайцев, “Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ”, Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. № 5, (2013) 28; D.Yu. Goloubkov, V.Yu. Egorychev, Yu. M. Zaitsev, “The search for $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay”. Moscow University Physics Bulletin, No. 5 (2013) 367.
- [54] Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Ю.М. Зайцев, “Поиски распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на адронных коллайдерах”, Ядерная Физика. т. 77, № 2 (2014) 234; D.Yu. Golubkov, V.Yu. Egorychev, Yu.M. Zaitsev, “Searches for the Decay $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ at Hadron Colliders”, Physics of Atomic Nuclei, vol. 77, No. 2 (2014), 211.
- [55] R. Ammar *et al.* (LEBC-MPS Collab.), Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2185.
- [56] K. Kodama *et al.* (E653 Collab.), Phys. Lett. **B263** (1991) 573.
- [57] M.H. Schub *et al.* (E789 Collab.), Phys. Rev. **D52** (1995) 1307.
- [58] A. Spiridonov, DESY-04-105, arXiv:hep-ex/0510076.
- [59] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873.
- [60] W.A. Rolke, A.M. López, Nucl. Inst. Meth. **A503** (2003) 617.
- [61] R.D. Cousins, V.L. Highland, Nucl. Instr. Meth. **A320** (1992) 331.
- [62] M.J. Leitch *et al.*, (E789 Collab.), Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2542.
- [63] S. Frixione *et al.*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 15 (1998) 609, CERN-TH-97-16, hep-ph/9702287.
- [64] T. Alexopoulos *et al.* (E771 Collab.), Phys. Rev. **D55** (1997) 3927.
- [65] M.J. Leitch *et al.* (E866 Collab.), Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 3256.
- [66] Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Eur. Phys. J. **C26** (2003) 345.
- [67] Proc. of Workshop on Confidence Limits, Geneva, Switzerland, 2000, CERN-OPEN-2000-215; Proc. of Conf. On Advanced Statistical Techniques In Particle Physics, Durham, 2002, ed. M.R. Whalley and L. Lyons, IPPP-02-39.
- [68] G. Zech, Eur. Phys. J. **C4** (2002) 12.

- [69] I. Narsky, Nucl. Instr. Meth **A450** (2000) 444.
- [70] G.C. Hill, Phys. Rev. **D67** (2003) 118101;
программа любезно предоставлена Гарри Хиллом.
- [71] I. Abt, ..., D. Goloubkov *et al.* (HERA-B Collab.), “Search for the flavor-changing neutral current decay $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ with the HERA-B detector”, Phys. Lett. **B596** (2004), 173-183.
- [72] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [73] R.V. Gavai *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A10 (1995) 3043;
- [74] R. Baier and R. Rückl, Z. Phys. **C19** (1983) 251; G.A. Schuler, hep-ph/9403387, CERN-TH.7170/94.
- [75] G.T. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 1125; M. Beneke and I.Z. Rothstein, Phys. Rev. **D54** (1996) 2005, *Erratum ibid.*, **D54** (1996) 7082(E); P. Cho and A. Leibovich, Phys. Rev. **D53** (1996) 6203.
- [76] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1534, arXiv:1010.5827 [hep-ph]; G.T. Bodwin, arXiv:1208.5506 [hep-ph].
- [77] R. Vogt, Nucl. Phys. **A700** (2002) 539.
- [78] J.H. Cobb *et al.*, Phys. Lett. **B72** (1978) 497.
- [79] A.G. Clark *et al.* (R702 Collab.), Nucl. Phys. **B142** (1978) 29.
- [80] C. Kourkoumelis *et al.*, Phys. Lett. **B81** (1979) 405.
- [81] F. Abe *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 578.
- [82] T. Alexopoulos *et al.* (E771 Collab.), Phys. Rev. **D62** (2000) 032006.
- [83] T. Affolder *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3963.
- [84] I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Phys. Lett. **B561** (2003) 61.
- [85] T.B.W. Kirk *et al.* (E369 Collab.), Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 619.

- [86] Y. Lemoigne *et al.* (WA11 Collab.), Phys. Lett. **B113** (1982) 509, *Erratum ibid.*, **B116** (1982) 470.
- [87] F. Binon *et al.* (IHEP Collab.), Nucl. Phys. **B239** (1984) 311.
- [88] S.R. Hahn *et al.* (E673 Collab.), Phys. Rev. **D30** (1984) 671.
- [89] D.A. Bauer *et al.* (E610 Collab.), Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 753.
- [90] L. Antoniazzi *et al.*, (E705 Collab.), Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 383.
- [91] V. Koreshev *et al.* (E672/706 Collab.), Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4294.
- [92] A. Sansoni *et al.* (CDF Collab.), Il Nuovo Cim. **A109** (1996) 827.
- [93] L. Gerland *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 762.
- [94] B. Alessandro *et al.* (NA50 Collab.), Eur. Phys. J. **C39** (2005) 335; R. Arnaldi *et al.* (NA60 Collab.), Nucl. Phys. **A774** (2006) 711; H. Pereira da Costa *et al.* (PHENIX Collab.), Nucl. Phys. **A774** (2006) 747;
- [95] M. Nardi, Nucl. Phys. **A774** (2006) 353.
- [96] F. Maltoni *et al.*, Phys. Lett. **B638** (2006) 202.
- [97] P. Faccioli and R. Spighi, HERA-B Internal Note, Physics 06-002.
- [98] A. Lanyov, HERA-B Internal Note, Physics 04-013.
- [99] M. Voloshin, V. Zakharov, Phys. Rev. Lett., **45** (1980) 698.
- [100] O. Igonkina, HERA-B Internal Note HERA-B-01-067.
- [101] A. Alexandrov, ..., D. Golubkov *et al.*, “ χ_c Production in pA Collisions at HERA-B”, HERA-B Internal Note, Physics 07-001.
- [102] A. Spiridonov, HERA-B Internal Note, Physics 05-012.
- [103] A. Aleksandrov and H. Kolanoski, HERA-B Internal Note 05-008;
 Функции для перевзвешивания угловых распределений:
[/afs/desy.de/group/hera-b/ANALYSIS/ChiCPolarisation/](https://afs.desy.de/group/hera-b/ANALYSIS/ChiCPolarisation/).

- [104] M.G. Olsson and C.J. Suchyta, Phys. Rev. **D34** (1986) 2043; A.D. Martin, M.G. Olsson and W.J. Stirling, Phys. Lett. **B147** (1984) 203.
- [105] A. Zoccoli, ..., D. Goloubkov *et al.* (HERA-B Collab.), “Charm, beauty and charmonium production at HERA-B”, Eur. Phys. J. **C43** (2005) 179.
- [106] I. Abt, ..., D. Goloubkov *et al.* (HERA-B Collab.), “Production of the Charmonium States χ_{c1} and χ_{c2} in Proton Nucleus Interactions at $\sqrt{s} = 41.6$ GeV”, Phys. Rev. **D79** (2009) 012001, arXiv:0807.2167 [hep-ex].
- [107] P. Faccioli for the HERA-B Collab., Nucl. Phys. **A783** (2007) e1; I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Eur. Phys. J. **C60** (2009) 517.
- [108] I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Eur. Phys. J. **C49** (2007) 545.
- [109] I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Phys. Rev. **D73** (2006) 052005.