

Объединённый институт ядерных исследований

На правах рукописи

УДК 539.126

Гуськов Алексей Вячеславович

**ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ МЕЗОНОВ
ЧЕРЕЗ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С
ВИРТУАЛЬНЫМИ ФОТОНАМИ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ COMPASS**

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Дубна — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	6
Глава 1. Поляризуемость пиона	15
1.1 Электрическая и магнитная поляризуемости адрона как способ феноменологического описания проявления его внутренней структуры в процессе комптоновского рассеяния	15
1.2 Поляризуемости заряженного пиона в различных теоретических моделях	17
1.3 Поляризуемости пиона: экспериментальные способы измерения	19
1.3.1 Рассеяние пиона на ядерной мишени с испусканием жесткого фотона (СИГМА-АЯКС)	20
1.3.2 Фоторождение пионов (ФИАН, МАМІ А2)	21
1.3.3 $\gamma\gamma$ взаимодействие в e^+e^- столкновениях (PLUTO, DM1, DM2, Mark II)	22
Глава 2. Экзотические чармониеподобные состояния	26
2.1 Экзотические чармонии: открытие, особенности, интерпретация	26
2.1.1 Принятое соглашение по обозначению экзотических чармониев	27
2.2 Механизмы рождения экзотических кваркониев	29
2.3 Фоторождение экзотических чармониев	31
Глава 3. Эксперимент COMPASS	34
3.1 Изучение спиновой структуры нуклонов в полуинклюзивных реакциях глубоконеупругого рассеяния	36
3.2 Проверка предсказаний низкоэнергетических моделей КХД в реакциях Примакова	38
3.3 Адронная спектроскопия	40

3.4	Изучение "трёхмерной" структуры нуклона	40
Глава 4.	Экспериментальная установка COMPASS	42
4.1	Пучки и детекторы пучковой части	46
4.1.1	Мюонный пучок	46
4.1.2	Адронный пучок	47
4.2	Область мишени	49
4.2.1	Поляризованная мишень для измерений с мюонным пучком	49
4.2.2	Мишень для измерений тестового адронного сеанса 2004 года	50
4.2.3	Мишени для измерений с адронным пучком в 2008, 2009 и 2012 годах	51
4.3	Спектрометр больших углов	54
4.4	Спектрометр малых углов	55
4.5	Реконструкция	56
4.5.1	Восстановление треков	56
4.5.2	Восстановление вершин	60
4.6	Электромагнитный калориметр ECAL2	61
4.7	Триггерная система	65
4.7.1	Триггеры для сеанса с мюонным пучком	65
4.7.2	Триггеры в предварительном сеансе с адронным пучком 2004 года	66
4.7.3	Триггеры в сеансах с адронным пучком 2008 и 2009 годов	68
4.8	Программное обеспечение эксперимента COMPASS	70
Глава 5.	Измерение поляризуемостей заряженного пиона	73
5.1	Реакция радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени	73
5.2	Предварительный сеанс 2004 года	78
5.3	Выбор мишени для основного измерения	80
5.4	Отбор событий	82
5.5	Извлечение поляризуемостей в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$	85

5.6	Изучение систематических эффектов и оценка систематической ошибки	88
5.7	Обсуждение полученных результатов для поляризуемостей пиона	93
5.8	Ожидаемые новые результаты для поляризуемости заряженного пиона	96
5.8.1	Сеанс 2012 года на установке COMPASS	96
5.8.2	PrimEx – планируемый эксперимент в Джефферсоновской лаборатории	97
Глава 6. О возможности измерения поляризуемости заряженного каона		
6.1	Поляризуемость каона и особенности её измерения	99
6.2	Предложение по измерению поляризуемости заряженного каона в следующей фазе эксперимента COMPASS	100
Глава 7. Поиск эксклюзивного лепто(фото)рождения экзотических чармониеподобных состояний $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$		
7.1	Заряженные чармониеподобные состояния $Z_c^\pm$	104
7.2	Отбор событий	107
7.3	Оценка числа событий $Z_c^\pm(3900)$	111
7.4	Оценка сечения фоторождения $Z_c^\pm(3900)$	113
7.5	Оценка систематической ошибки измерения	115
7.6	Оценка выхода и сечения фоторождения $Z_c^\pm(4200)$	116
7.7	Обсуждение результатов по фоторождению $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$	117
Глава 8. Поиск эксклюзивного лепто(фото)рождения чармониеподобного состояния $X(3872)$		
8.1	Чармониеподобное состояние $X(3872)$	121
8.2	Отбор событий	123
8.3	Спектр инвариантных масс $J/\psi\pi^+\pi^-$	125
8.4	Спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$	132

8.5	Оценка полной ширины нового состояния $\tilde{X}(3872)$	135
8.6	Систематические эффекты и оценка статистической значимости сигнала $\tilde{X}(3872)$	136
8.7	Оценка сечения фоторождения $\tilde{X}(3872)$	136
8.8	Обсуждение результатов по поиску эксклюзивного фоторождения $X(3872)$	138
 Глава 9. Потенциал эксперимента COMPASS, а также других экспериментов, для дальнейшего изучения фоторождения экзотических чармониев		
9.1	Распады чармониев с J/ψ -мезоном и фотонами в конечном состоянии	143
9.2	Возможности поиска экзотических чармониев в распадах с фотонами в конечном состоянии с использованием данных сеансов 2016–2017 гг	144
9.3	Возможность поиска эксклюзивного лепторождения пентакварков $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$	145
9.4	Фоторождение экзотических чармониев в других современных и планируемых экспериментах	146
9.4.1	Эксперименты на ускорителе HERA	146
9.4.2	Эксперименты в Джефферсоновской лаборатории	148
9.4.3	Ультрапериферические столкновения на Большом адронном коллайдере	149
 Заключение		151
 Список литературы		154
 Список рисунков		176
 Список таблиц		189

Введение

Актуальность темы. По астрофизическим и космологическим данным на долю видимой барионной материи, свойства которой определяются сильным и электромагнитным взаимодействиями, приходится около 5% массы Вселенной. На фоне двух других компонент, тёмной материи и тёмной энергии, барионная материя кажется хорошо изученным объектом. На самом же деле, несмотря на значительные успехи квантовой хромодинамики в описании взаимодействия кварков и глюонов в рамках пертурбативного подхода, вопрос о том, почему адроны и ядра именно такие, какими мы их видим, остаётся открытым. Описание на основе базовых принципов КХД фундаментальных свойств адронов, таких как их массы, спины, партонные распределения, формфакторы, поляризуемости, и т. д. является одной из главных нерешённых проблем квантовой хромодинамики. Конфайнмент кварков и глюонов в адронах, а также рост бегущей константы сильного взаимодействия α_s с уменьшением характерного масштаба энергии взаимодействия не позволяют непосредственно использовать для этого пертурбативный подход, хорошо себя зарекомендовавший при высоких энергиях. В настоящее время для количественного описания спектра адронов, их статических свойств и их взаимодействий при малых энергиях используются различного рода феноменологические модели. Примером одной из наиболее успешных таких моделей может служить киральная теория возмущений, в которой ключевое место занимают пионы и каоны, играя роль голдстоуновских бозонов. Определённые успехи достигнуты в вычислениях на решётках. Сравнение предсказаний моделей и теоретических вычислений для наблюдаемых величин с результатами измерений является важным тестом состоятельности и границ применимости используемых подходов. При этом, конечной целью исследований в данном направлении, как теоретических, так и экспериментальных, является получение описания спектров, структуры и свойств адронов из первых принципов КХД.

Электрическая и магнитная поляризуемости являются фундаментальными характеристиками адронов как сложных КХД систем и, наряду

с электрическим и магнитным формфакторами, определяют проявление их внутренней структуры в электромагнитных взаимодействиях. Поляризуемости пионов и каонов как легчайших КХД-систем играют особо важную роль во всех теоретических моделях. Имевшиеся до недавнего времени экспериментальные данные по поляризуемостям заряженного пиона, полученные различными методами, значимо отличались между собой. Кроме того, имелось существенное расхождение основных экспериментальных результатов с точными предсказаниями киральной теории возмущений, что вызывало вопросы как к методикам измерения, так и к самой киральной теории.

В представленной работе изложены результаты нового прецизионного измерения поляризуемостей заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния пиона в кулоновском поле ядерной мишени, ставящего точку в данном вопросе. Обоснована также возможность использования того же метода для первого в мире измерения поляризуемостей заряженного каона.

КХД не налагает прямого запрета на существование связанных сильным взаимодействием состояний, отличных от образованных тремя кварками или парой кварк-антикварк. Однако, до недавнего времени не существовало убедительных и бесспорных экспериментальных свидетельств в пользу мультикварковых состояний. Ситуация изменилась лишь в последние пятнадцать лет в связи с открытием "экзотических" адронов, содержащих тяжёлые кварки, таких как $X(3872)$, $Z_c^+(3900)$, $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$, чьи свойства и структуру затруднительно интерпретировать в рамках классической кварковой модели адронов. Несмотря на то, что на протяжении последних лет такие чармониеподобные состояния являются предметом пристального внимания экспериментаторов и теоретиков, их природа и свойства до конца не ясны. В настоящее время известно всего несколько эксклюзивных механизмов рождения экзотических чармониев, при этом большая часть открытых чармониеподобных состояний наблюдалась лишь в одном из них. Поэтому уже сам факт наблюдения этих экзотических состояний в новом канале рождения крайне важен для понимания их природы и механизма образования.

В данной работе представлены первые результаты поиска экзотических чармониев в реакциях эксклюзивного лепто(фото)рождения на ядерных мишенях, что является новым инструментом для изучения экзотических чармониев. Фоторождение может быть использовано, например, для непосредственного определения интенсивности взаимодействия экзотических чармониев с фотоном. Кроме того, фоторождение на ядерных мишенях несёт уникальную информацию о взаимодействии родившегося объекта с ядерной материей, которое зависит от природы этого объекта.

Работы по измерению поляризуемостей заряженного пиона и поиску лепто(фото)рождения экзотических чармониев, описываемые в диссертации, выполнены автором в рамках эксперимента COMPASS. COMPASS – современный эксперимент с неподвижной мишенью на вторичном пучке протонного суперсинхротрона в ЦЕРН, в задачи которого входит изучение структуры адронов и адронная спектроскопия с использованием мюонных и адронных пучков высокой интенсивности. Широкий охват физической программы и уникальные возможности экспериментальной установки делают COMPASS универсальным инструментом для изучения и критической проверки основ КХД в широком диапазоне энергий.

Целью данной работы является получение новых экспериментальных данных по взаимодействию фотонов с мезонами для проверки и развития феноменологических моделей в низкоэнергетической области КХД, описывающих структуру и свойства мезонов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Усовершенствовать методику измерений поляризуемостей заряженных пиона и каона и выдать на её основе рекомендации по настройке экспериментальной установки для проведения таких измерений в эксперименте COMPASS.
2. Осуществить измерение поляризуемостей заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени в условиях установки COMPASS с точностью лучшей, чем это было сделано в предыдущих экспериментах.

3. Разработать и применить на практике новый метод поиска лепто(фото)рождения экзотических чармониеподобных состояний в эксклюзивных реакциях нейтрального и заряженного обмена, используя имеющиеся данные по глубоконеупругому рассеянию мюонов на поляризованных ядерных мишенях, набранные на установке COMPASS в период с 2002 по 2013 гг.

Методология и методы исследования.

1. Общенаучные методы.
2. Экспериментальные методы физики частиц. Анализ сырых данных. Калибровка. Оптимизация работы детекторов.
3. Математические и статистические методы. Анализ физических данных. Получение наилучших оценок, доверительных интервалов, разделение сигнала и фона, оценка систематических ошибок.
4. Численные методы. Компьютерная обработка больших объёмов данных, численное моделирование методом Монте Карло.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Выполнена оптимизация конфигурации экспериментальной установки COMPASS. Усовершенствована методика измерения поляризуемостей заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени.
2. На основе усовершенствованной методики получен самый точный на сегодняшний день экспериментальный результат для поляризуемостей заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния отрицательного пиона с импульсом 190 ГэВ/с на никелевой мишени года в эксперименте COMPASS.
3. Обоснована возможность измерения поляризуемости заряженных каонов в следующей фазе эксперимента на установке COMPASS.
4. Впервые осуществлён поиск лепторождения экзотических чармониев $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$ в эксклюзивной реакции $\mu^+ N \rightarrow \mu^+ Z_c^\pm N'$ на установке COMPASS с использованием данных по полуклассическому глубоконеупругому рассеянию мюонов с импульсом 160 ГэВ/с и 200 ГэВ/с на ${}^6\text{LiD}$ и NH_3 . Установлены верхние пределы для сечения фоторождения этих состояний, умноженного

на относительную вероятность их распада в $J/\psi\pi^\pm$. Представлена модельно-зависимая интерпретация полученных результатов.

5. Впервые осуществлён поиск лепторождения экзотического чармония $X(3872)$ в эксклюзивной реакции $\mu^+N \rightarrow \mu^+(J/\psi\pi^+\pi^-)N'$ на установке COMPASS с использованием данных по полуинклюзивному глубоконеупругому рассеянию мюонов с импульсом 160 ГэВ/с и 200 ГэВ/с на ${}^6\text{LiD}$ и NH_3 . Установлен верхний предел для сечения фоторождения этого состояния, умноженного на относительную вероятность его распада в $J/\psi\pi^+\pi^-$.
6. Впервые осуществлён поиск лепторождения экзотического чармония $X(3872)$ в эксклюзивной реакции $\mu^+N \rightarrow \mu^+X(3872)\pi^\pm N$ с использованием данных по полуинклюзивному глубоконеупругому рассеянию мюонов с импульсом 160 ГэВ/с и 200 ГэВ/с на ${}^6\text{LiD}$ и NH_3 на установке COMPASS. Впервые наблюдался со статистической значимостью 4.1σ сигнал нового чармониеподобного состояния $\tilde{X}(3872)$, квантовые числа которого не соответствуют таковым (1^{++}) для $X(3872)$. Выполнена оценка сечения фоторождения обнаруженного состояния $\tilde{X}(3872)$.

Научная новизна:

В результате проделанной автором работы были выданы рекомендации по адаптации универсальной установки COMPASS для прецизионного измерения поляризуемостей заряженного пиона. Методика измерения поляризуемостей пиона, опробованная впервые на установке СИГМА (Серпухов), была адаптирована к условиям установки COMPASS и усовершенствована с целью уменьшения систематической ошибки измерения. Было выполнено прецизионное измерение поляризуемостей заряженного пиона в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$, причём полученный результат на сегодняшний день является самым точным измерением этой величины в отдельном эксперименте. Сделаны предложения по измерению поляризованностей заряженного каона, не известных на сегодняшний день.

Впервые в мире был осуществлён экспериментальный поиск лепто(фото)рождения экзотических чармониев $Z_c^\pm(3900)$, $Z_c^\pm(4200)$ и $X(3872)$, а также произведена оценка верхнего предела для сечения фоторождения

этих состояний. Впервые был обнаружен сигнал нового состояния $\tilde{X}(3872)$ и определено сечение фоторождения этого состояния. Сделаны выводы о возможности наблюдения чармониеподобного состояния $\tilde{X}(3872)$ в будущих экспериментах.

Научная и практическая значимость

Полученные прецизионные результаты для поляризуемости заряженного пиона являются принципиально важными для проверки и дальнейшего развития теоретических моделей в низкоэнергетической области КХД. Согласие полученных результатов с предсказаниями киральной теории возмущений в пределах экспериментальных ошибок снимает многолетний вопрос о существенном расхождении имеющихся экспериментальных данных с предсказаниям этой модели. Полученный научно-методический задел лёг в основу предложения по измерению поляризуемостей заряженного каона с использованием каонного пучка в следующей фазе эксперимента COMPASS.

Инициированные автором диссертации работы по поиску лепто(фото)рождения экзотических состояний на установке COMPASS заложила основы нового научно-экспериментального подхода к изучению природы и свойств экзотических чармониев. Полученное указание на существование нового чармониеподобного состояния $\tilde{X}(3872)$, а также оценки сечения фоторождения состояний $Z_c^\pm(3900)$, $Z_c^\pm(4200)$ и $X(3872)$ являются важными и принципиально новыми "входными" данными для различных теоретических моделей, нацеленных на установление природы экзотических чармониев. Дальнейшее развитие заложенного подхода может быть связано с экспериментами по ультрапериферическим столкновениям адронов на действующем Большом адронном коллайдере и с экспериментами по электрон-нуклонному рассеянию на планируемом к постройке электрон-ионном коллайдере EIC.

Полученные автором результаты измерения поляризуемостей пиона и поиска фоторождения $Z_c^\pm(3900)$ с 2016 года входят в ежегодно обновляемый обзор современного состояния физики частиц от Particle Data Group [1].

Степень достоверности

Обоснованность и достоверность полученных результатов обеспечивается использованием в работе общепринятых современных методов получения экспериментальных данных, их обработки и последующего анализа. Работа также опирается на современные теоретические знания и подходы.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались автором на следующих международных конференциях:

1. Symmetries and Spin (SPIN-PRAHA-2005), Прага (Чехия), 2005;
2. XXXIII International Conference on High Energy Physics (ICHEP'06), Москва (Россия), 2006;
3. European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2007), Манчестер (Великобритания), 2007;
4. International Conference on Hadron Structure (HS 07), Модра-Гармония (Словакия), 2007;
5. International Conference on Hadron Structure (HS 09), Татранска Штрба (Словакия), 2009;
6. Symmetries and Spin (SPIN-PRAHA-2010), Прага (Чехия), 2010;
7. European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2011), Гренобль (Франция), 2011;
8. International Workshop on Hadron Structure and Spectroscopy (IWHSS 2013), Эрланген (Германия), 2013;
9. European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2015), Вена (Австрия), 2015;
10. 11th International Workshop on Heavy Quarkonium (QWG 16), Ричланд (США), 2016;
11. International Workshop on Hadron Structure and Spectroscopy (IWHSS 2016), Клостер Зеон (Германия), 2016;
12. International Conference on the Structure and the Interactions of the Photon (PHOTON 2017), Женева (Швейцария), 2017;
13. XVII International Conference on Hadron Spectroscopy and Structure (HADRON 2017), Саламанка (Испания), 2017;
14. XII Latin-American Symposium on Nuclear Physics and Applications (LASNPA 2017), Гавана (Куба), 2017;

15. XIII International Conference on Beauty, Charm and Hyperon Hadrons (BEACH 2018), Пенише (Португалия), 2018;

а также на ряде открытых семинаров в Объединённом институте ядерных исследований (Дубна), Туринском университете (Турин), Институте физики высоких энергий (Пекин) и Мюнхенском техническом университете (Мюнхен).

Личный вклад. Данная диссертация основана на работах, выполненных автором в составе международной коллаборации COMPASS в 2004–2018 гг. На защиту вынесены положения, отражающие персональный вклад автора в опубликованные работы. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены лишь те, основные результаты которых были получены либо автором лично, либо при его значительном или определяющем участии.

Автор диссертации принимал активное участие в подготовке и проведении предварительного сеанса 2004 года, целью которого была проверка возможности измерения поляризуемости заряженного пиона. Он внёс определяющий вклад в адаптацию существующего метода измерений к особенностям установки COMPASS и выработку рекомендаций по оптимизации установки для основного измерения. Автор принял активное участие в проведении сеанса 2009 года, где отвечал за экспресс-анализ поступающих данных. Он участвовал в калибровке установки, моделировании её отклика, а также в совершенствовании алгоритмов реконструкции треков и кластеров в калориметре. Автор диссертации внёс определяющий вклад в анализ данных, получение физического результата для поляризуемостей пиона и детальное изучение систематических эффектов.

Автор диссертации выдвинул предложение и обосновал возможность поиска экзотических чармониев в уже набранных в период с 2002 по 2011 гг. данных эксперимента COMPASS и показал его реализуемость. Он внёс решающий вклад в реализацию предложенной программы – анализ данных, получение и интерпретацию физических результатов. Кроме того, он принимал участие в сеансах 2006, 2007, 2010 и 2011 гг., данные которых были использованы для поиска экзотических чармониеподобных состояний.

В рамках коллаборации COMPASS автор принимал непосредственное участие в подготовке рукописей основных коллаборационных статей по теме диссертации, трижды возглавляя редакционные комитеты.

Всё вышеперечисленное говорит о решающей роли автора в получении результатов, вошедших в диссертацию.

Публикации.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 20 печатных изданиях [2–21], 16 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [2–17], 4 — в тезисах докладов [18–21].

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, десяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 193 страницы с 63 рисунками и 14 таблицами. Список литературы содержит 216 наименований.

Глава 1. Поляризуемость пиона

1.1 Электрическая и магнитная поляризуемости адрона как способ феноменологического описания проявления его внутренней структуры в процессе комптоновского рассеяния

Концепция поляризуемости, хорошо известная из классической физики, впервые была применена к адронам в работах [22–24]. В квантовой электродинамике электрическая (α) и магнитная (β) поляризуемости частицы используются для феноменологического учёта её внутренней структуры в процессе комптоновского рассеяния фотона на этой частице. Таким образом, поляризуемости описывают проявление внутренней структуры адронов в двухфотонных процессах, в то время как их среднеквадратичные электрические и магнитные радиусы $\sqrt{\langle r_E^2 \rangle}$ и $\sqrt{\langle r_M^2 \rangle}$ вводятся для учёта проявления внутренней структуры в однофотонных процессах [25].

Амплитуда комптоновского рассеяния на адроне h вблизи порога может быть разложена в ряд по степеням энергий фотонов:

$$T(h\gamma \rightarrow h\gamma) = \left(-\frac{\alpha}{m_h} + \alpha_h \omega_1 \omega_2\right) \cdot \hat{\epsilon}_1 \hat{\epsilon}_2 + \quad (1.1) \\ + \beta_h \omega_1 \omega_2 (\hat{\epsilon}_1 \times \hat{q}_1) \cdot (\hat{\epsilon}_2 \times \hat{q}_2) + \dots ,$$

где α – постоянная тонкой структуры, $q_i = \omega_i(1, \hat{q}_i)$, где $i=1, 2$, и $\hat{\epsilon}_i$ – вектор поляризации фотона с импульсом q_i ; α_h и β_h – электрическая и магнитная поляризуемости адрона. Для системы, имеющей электрический заряд, рассеяние вблизи порога полностью определяется этим зарядом (томсоновский предел). Дипольные электрическая α_h и магнитная β_h поляризуемости определяют поправки следующего порядка по энергии фотонов к амплитуде томсоновского рассеяния. При необходимости для описания вкладов более высокого порядка схожим образом могут быть введены поляри-

зуюмости адронов более высоких порядков – квадрупольные, октупольные и т. д.¹.

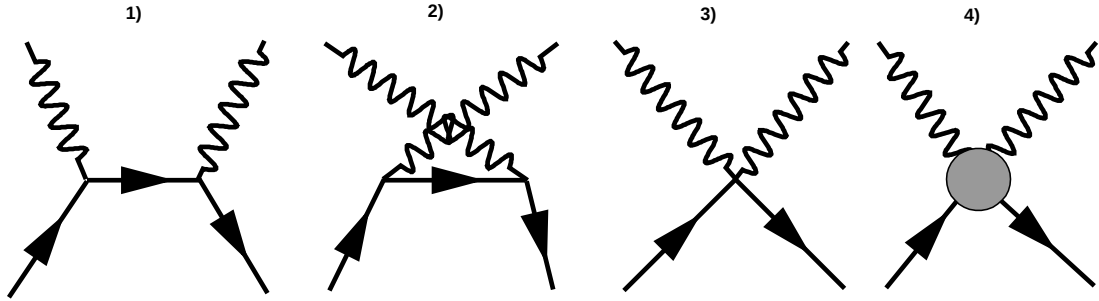


Рисунок 1.1 — Диаграммы, дающие вклад в амплитуду комптоновского рассеяния фотона на пионе.

В нерелятивистском приближении соответствующий член гамильтониана взаимодействия имеет такой же вид, что и гамильтониан взаимодействия среды, характеризующейся электрической поляризуемостью α_h и магнитной поляризуемостью β_h с внешним электромагнитным полем:

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{2}(\alpha_h E^2 + \beta_h H^2), \quad (1.2)$$

что, собственно, и оправдывает использование для параметров α_h и β_h применительно к адронам термина ”поляризуемость”.

В настоящее время с большой относительной точностью известны значения электрической и магнитной поляризуемостей только для протона и нейтрона (см. Таб. 1.1). Что касается пионов, то до недавнего времени ситуация с их поляризуемостями оставалась куда менее определённой.

На рисунке 1.1 показаны диаграммы, дающие вклад в комптоновское рассеяние фотона на пионе. Последняя диаграмма схематически представляет все поляризационные эффекты, связанные с внутренней структурой пиона.

¹Далее в тексте диссертации термин ”поляризуемость” всегда будет означать дипольную поляризуемость.

Таблица 1.1

Экспериментальные значения для электрической и магнитной
поляризуемостей нуклонов [26]

Частица	$\alpha_h, 10^{-4} \text{ фм}^3$	$\beta_h, 10^{-4} \text{ фм}^3$
p	11.2 ± 0.4	2.5 ± 0.4
n	11.8 ± 1.1	3.7 ± 1.2

1.2 Поляризуемости заряженного пиона в различных теоретических моделях

Наивный подход, в котором пион рассматривается как система лёгких кварка и антикварка, связанная некоторым эффективным потенциалом, несомненно, не способен дать реалистичную оценку поляризуемостей пиона, как это показано, например, в работе [27].

Алгебра токов и соотношения для частично сохраняющегося аксиально-векторного тока требуют, чтобы поляризуемости пиона были напрямую связаны с аксиальным (F_A) и векторным (F_V) формфакторами радиационного распада $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu} \gamma$:

$$\alpha_\pi = -\beta_\pi = \frac{\alpha}{8\pi^2 m_\pi F_\pi^2} \times \frac{F_A}{F_V}. \quad (1.3)$$

Здесь $F_\pi = 92.4 \text{ МэВ}$ – константа распада пиона. Первая оценка $\alpha_\pi = (2.7 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ фм}^3$ была сделана в работе [28] в 1973 году. Современная оценка, основывающаяся на результатах эксперимента RIVETA для F_A/F_V , даёт $\alpha_\pi = (2.78 \pm 0.10) \times 10^{-4} \text{ фм}^3$ [29].

В рамках киральной теории возмущений выражение для суммы и разности поляризуемостей могут быть представлены в виде разложения по степеням малого параметра

$$x = \frac{m_\pi^2}{16\pi^2 F_\pi^2} : \quad (1.4)$$

Борновское приближение	1-петля	2-петли	3-петли	
$\alpha_\pi \pm \beta_\pi = \frac{\alpha}{m_\pi^3} \times (0 \quad + \quad A_\pm x \quad + \quad B_\pm x^2 \quad + \quad O(m_\pi^4)). \quad (1.5)$				

Первая строка показывает число петель диаграмм, необходимых для вычисления коэффициентов $A_\pm$ и $B_\pm$. В однопетлевом приближении предсказывается значение

$$\alpha_\pi = -\beta_\pi = (2.78 \pm 0.10) \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \quad [28; 30; 31], \quad (1.6)$$

в то время как двухпетлевое приближение даёт предсказание

$$\begin{aligned} \alpha_\pi - \beta_\pi &= (5.7 \pm 1.0) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \\ \alpha_\pi + \beta_\pi &= 0.16 \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \quad [32]. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Различные модификации модели Намбу-Йона-Лазинио дают значения для α_π от $1.5 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$ до $5.9 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$, тяготея к последнему как к киральному пределу [8; 33].

Результат для разности поляризуемостей, полученный в рамках подхода дисперсионных соотношений в работе [34] заметно отличается от предсказания киральной теории возмущений:

$$\begin{aligned} \alpha_\pi - \beta_\pi &= (13.0_{-1.9}^{+3.6}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \\ \alpha_\pi + \beta_\pi &= (0.18_{-0.02}^{+0.11}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \end{aligned} \quad (1.8)$$

В работе [35] приводятся аргументы, что разница обусловлена значительным вкладом промежуточных мезонов (и в первую очередь, σ -мезона), при правильном учёте которого расхождение в предсказаниях киральной теории возмущений и метода дисперсионных соотношений исчезает. См. также дискуссию в работе [36].

В последние годы всё активнее появляются работы с попытками получить оценку поляризуемостей пиона из вычислений на решётках для разных масс кварков, граничных условий и шага решётки [37–39]. Предварительные результаты вычислений на решётках пока не претендуют на высокую точность, но по порядку величины дают правильную оценку.

Обзор ранних работ по расчёту поляризуемостей заряженного пиона сделан в работе [40]. Современные обзоры теоретических предсказаний поляризуемостей пиона могут быть найдены в работах [41;42]. Следует отметить, что для всех теоретических моделей верно соотношение

$$\alpha_\pi + \beta_\pi \ll \alpha_\pi - \beta_\pi. \quad (1.9)$$

1.3 Поляризуемости пиона: экспериментальные способы измерения

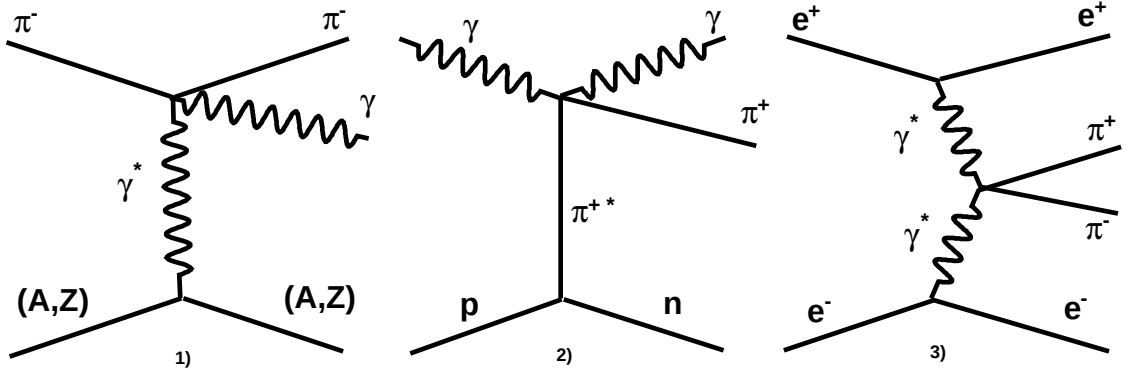


Рисунок 1.2 — Диаграммы процессов, использовавшихся для экспериментального определения поляризуемостей пиона.

К сожалению, непосредственно изучать комптоновское рассеяние на пионе невозможно в связи с его нестабильностью. Однако, экспериментальному изучению поддаются процессы, в диаграммы которых входит комптоновская вершина, такие, как радиационное рассеяние пиона в кулоновском поле ядра (реакция Примакова)

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z)\gamma, \quad (1.10)$$

фоторождение пионов на ядерной мишени

$$\gamma(A,Z) \rightarrow \pi^+(A,Z-1) \quad (1.11)$$

и рождение пары заряженных пионов во взаимодействии виртуальных фотонов в e^+e^- рассеянии

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-. \quad (1.12)$$

Диаграммы, иллюстрирующие перечисленные процессы приведены на рисунках 1.2 (а), (б) и (с), соответственно.

1.3.1 Рассеяние пиона на ядерной мишени с испусканием жесткого фотона (СИГМА-АЯКС)

Идея измерения поляризуемостей пиона в реакции (1.10), которое является наиболее прямым способом [42], была предложена в работе [43]. Измерение было выполнено коллаборацией СИГМА-АЯКС на спектрометре СИГМА в Серпухове на пучке отрицательно заряженных пионов с импульсом 40 ГэВ/с с использованием углеродной мишени в качестве основной. Некоторое количество данных было набрано с другими ядерными мишенями с целью проверки зависимости сечения реакции (1.10) от атомного номера Z ядра-мишени и изучения фона сильного взаимодействия. Кинематика эксперимента обеспечивала энергию виртуального фотона в системе отсчета, связанной с покоящимся пионом, в диапазоне от 100 МэВ до 600 МэВ. Было произведено сравнение зависимости дифференциального сечения реакции (1.10) от энергии рождённого фотона с теоретически предсказанным для точечного пиона. Более детальное рассмотрение кинематики реакции (1.10) приводится в разделе (5.1).

Предварительный результат

$$\alpha_\pi = (5 \pm 4) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \quad (1.13)$$

полученный в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$, был представлен в работе [44] в 1982 году и стал первой в мире экспериментальной оценкой поляризуемости заряженного пиона. При дальнейшем анализе был получен более точный

результат:

$$\alpha_\pi = -\beta_\pi = (6.8 \pm 1.4_{\text{стат.}} \pm 1.2_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (1.14)$$

Независимое извлечение электрической и магнитной поляризуемостей, было произведено на основе анализа как энергетического, так и углового распределения рождённых фотонов. Были получены значения

$$\begin{aligned} \alpha_\pi + \beta_\pi &= (1.4 \pm 3.1_{\text{стат.}} \pm 2.8_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \\ \beta_\pi &= (-7.1 \pm 2.8_{\text{стат.}} \pm 1.8_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Детальное описание установки и схемы измерений может быть найдена в работах [45; 46].

1.3.2 Фоторождение пионов (ФИАН, МАМІ А2)

Зависимость сечения фоторождения положительно заряженного пиона на протоне от переданного импульса впервые была измерена на электронном синхротроне ПАХРА (ФИАН) с энергией пучка 1.2 ГэВ [47]. Путём экстраполяции данных в пионный полюс было получено дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на пионе. Электрическая поляризуемость π^+ -мезона была оценена в приближении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ из разности измеренного сечения и сечения, ожидаемого для случая точечного бесструктурного пиона, и составила

$$\alpha_\pi = (20 \pm 12) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (1.16)$$

Новый, более прецизионный эксперимент по изучению фоторождения π^+ -мезона на протоне был выполнен на микротроне МАМІ в Майнце в кинематической области $537 \text{ МэВ} < E_\gamma < 817 \text{ МэВ}$, $140^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma'}^{cm} \leq 180^\circ$ [48]. Поляризуемости пиона были определены из сравнения экспериментальных данных с предсказаниями двух теоретических моделей, одна из которых

включала барионные резонансы. Справедливость этих моделей была проверена путем сравнения их предсказаний с экспериментальными данными в кинематической области, где вклад эффектов поляризации пиона пренебрежимо мал ($s_1 < 5m_\pi^2$), а разница между предсказаниями моделей не превышает 3%. В области, где вклад поляризуемостей пиона существенный ($5 < s_1/m_\pi^2 < 15$, $-12 < t/m_\pi^2 < -2$), была определена величина $\alpha_\pi - \beta_\pi$. Тут s_1 и t – квадрат полной энергии $\pi\gamma$ в системе центра масс и квадрат переданного ядру 4-импульса, соответственно.

В итоге был получен следующий результат:

$$\alpha_\pi - \beta_\pi = (11.6 \pm 1.5_{\text{стат.}} \pm 3.0_{\text{сист.}} \pm 0.5_{\text{мод.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (1.17)$$

1.3.3 $\gamma\gamma$ взаимодействие в e^+e^- столкновениях (PLUTO, DM1, DM2, Mark II)

Первые попытки извлечь значения для поляризуемостей пиона из сечения процесса (1.12) были сделаны с использованием данных экспериментов PLUTO [49], DM1 [50] и DM2 [51]. Точность этих измерений была намного ниже, чем точность, достигнутая на установке СИГМА:

$$\alpha_\pi = (19.1 \pm 4.8_{\text{стат.}} \pm 5.7_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \text{ (PLUTO)}, \quad (1.18)$$

$$\alpha_\pi = (17.2 \pm 4.6) \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \text{ (DM1)}, \quad (1.19)$$

$$\alpha_\pi = (26.3 \pm 7.4) \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \text{ (DM2)}. \quad (1.20)$$

Новое измерение было выполнено с использованием данных, набранных на установке Mark II (SLAC). Энергия в системе центра масс составляла 29 ГэВ. Набранная статистика соответствовала светимости 209 пб^{-1} . В анализе использовались события с инвариантной массой родившихся пионов $M_{\pi^+\pi^-}$, лежащей в диапазоне $0.35 \text{ ГэВ}/c^2 - 1.6 \text{ ГэВ}/c^2$ [52]. При подгонке данных Mark II для сечения процесса (1.12) был получен результат [53]:

$$\alpha_\pi = (2.2 \pm 1.6_{\text{стат.}+\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (1.21)$$

Предпринимались также попытки определить значения для поляризуемостей пиона используя данные для сечения процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-$, полученные сразу несколькими экспериментами. На основании объединённых данных экспериментов Mark II, VENUS, ALEPH, TPC/2 γ , CELLO и BELLE в работе [34] был получен результат

$$\begin{aligned}\alpha_\pi + \beta_\pi &= (0.18^{+0.11}_{-0.02}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \\ \alpha_\pi + \beta_\pi &= (13.0^{+2.6}_{-1.9}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3,\end{aligned}$$

Анализ совокупности данных экспериментов Mark II и Crystal Ball даёт [54]

$$\alpha_\pi - \beta_\pi = (5.25 \pm 0.95) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (1.22)$$

Имеет смысл упомянуть о любопытном предложении по измерению поляризуемости заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния пиона на электронах мишени, сделанном для эксперимента SELEX [55]. Достоинством этой реакции по сравнению с реакцией (1.10) является полное отсутствие каких бы то ни было ядерных эффектов, дающих значительный вклад в систематику (см. главу 5). Недостатком же является низкое сечение и сложность выделения. В итоге в SELEX было найдено всего 9 ± 3 событий процесса $\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^- \gamma$ [56], которых не достаточно для измерения поляризуемостей.

Экспериментальные результаты, упомянутые выше, объединены в Таб. 1.2 и представлены графически на Рис. 1.3(а), (б). Как и в случае теоретических работ, далеко не все полученные значения находятся в согласии друг с другом, поэтому необходимость в новом измерении, превосходящем по точности предыдущие, кажется очевидной для прояснения ситуации. Автор диссертации сыграл решающую роль в осуществлении такого измерения в эксперименте COMPASS, о чём будет рассказано в главе 5.

Таблица 1.2

Экспериментальные значения для $\alpha_\pi, \beta_\pi, (\alpha_\pi + \beta_\pi), (\alpha_\pi - \beta_\pi)$

Эксперимент	Процесс	Величина	$[10^{-4} \text{ фм}^3]$
Серпухов ($\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$) [57]	$\pi Z \rightarrow \pi Z \gamma$	α_π	$6.8 \pm 1.4 \pm 1.2$
Серпухов ($\alpha_\pi + \beta_\pi \neq 0$) [58]		$\alpha_\pi + \beta_\pi$ β_π	$1.4 \pm 3.1 \pm 2.8$ $-7.1 \pm 2.8 \pm 1.8$
ФИАН [47]	$\gamma N \rightarrow \gamma N \pi$	α_π	20 ± 12
MAMI A2 [48]	$\gamma p \rightarrow \gamma \pi^+ n$	$\alpha_\pi - \beta_\pi$	$11.6 \pm 1.5 \pm 3.0 \pm 0.5$
PLUTO [49]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	α_π	$19.1 \pm 4.8 \pm 5.7$
DM1 [50]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	α_π	17.2 ± 4.6
DM2 [51]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	α_π	26.3 ± 7.4
Mark II [53]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	α_π	2.2 ± 1.6
Совместный анализ: Mark II, VENUS, ALEPH, TPC/2 γ , CELLO, BELLE (Л. Фильков В. Кашеваров) [34]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\alpha_\pi - \beta_\pi$ $\alpha_\pi + \beta_\pi$	$13.0^{+2.6}_{-1.9}$ $0.18^{+0.11}_{-0.02}$
Совместный анализ: MARK II, Crystal ball (А. Калошин, В. Серебряков) [54]	$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\alpha_\pi - \beta_\pi$	5.25 ± 0.95

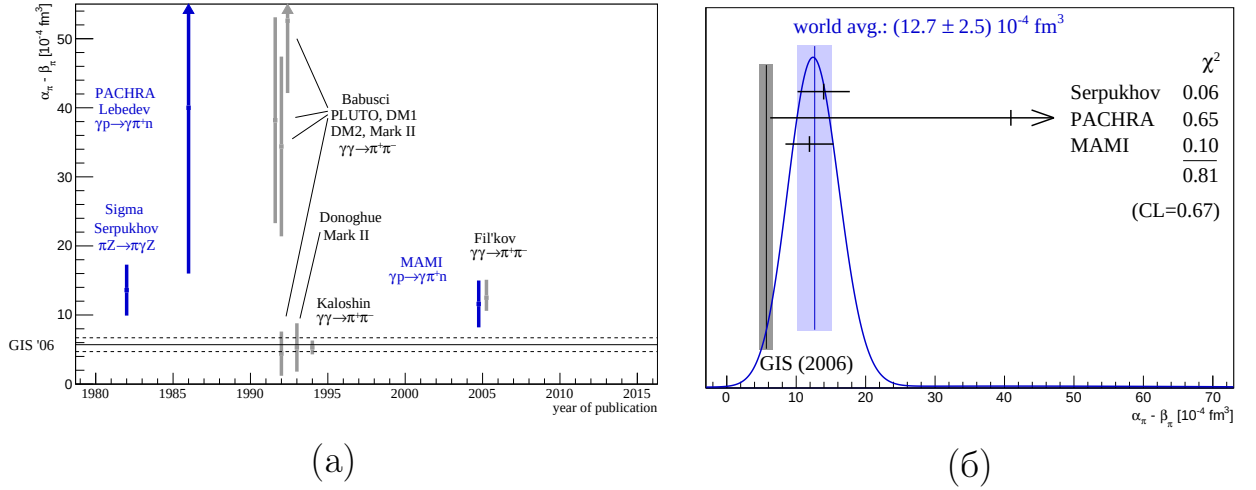


Рисунок 1.3 — (а) Экспериментальные результаты для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$ из различных источников, отсортированные по годам публикации, предшествующие измерениям на установке COMPASS. Синим показаны результаты специализированных экспериментов. Предсказание киральной теории в двухпетлевом приближении [32] и его неопределённость показаны горизонтальными сплошной и пунктирной линиями, соответственно. (б) Обобщение результатов для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$, полученных в специализированных экспериментах предшествующих измерениям на установке COMPASS. Взвешенное среднее значение показано вертикальной синей линией, а его ошибка – синим прямоугольником. Серым прямоугольником показано предсказание киральной теории двухпетлевом приближении [32].

Глава 2. Экзотические чармониеподобные состояния

2.1 Экзотические чармонии: открытие, особенности, интерпретация

В соответствии с КХД кварки и глюоны заключены в адронах. До начала 2000х были надёжно известны только две конфигурации адронов: пары "кварк-антикварк" и трёхкварковые состояния. Тем не менее, КХД не запрещает и более сложные конфигурации, такие как тетра- и пентакварки (включающие в себя четыре или пять кварков/антикварков), кварк-глюонные гибриды (состоящие как из кварков, так и из валентных глюонов), глоболы (содержащие только валентные глюоны) и т. д. Более того, мультикварковые состояния упоминаются ещё в оригинальных работах М. Гелл-Мана [59] и Г. Цвейга [60].

Первая волна поиска экзотических адронных состояний началась в конце 60х – начале 70х, однако, эти поиски не принесли никаких достоверных сведений о существовании таких состояний. Следующий всплеск интереса к мультикварковым состояниям наблюдался в конце 90х после публикации Дьяконовым, Петровым и Поляковым теоретической работы [61], в которой предсказывалось существование пентакварков, состоящих из лёгких кварков. Признаки существования предсказанных частиц были экспериментально обнаружены в начале 2000х сразу в нескольких экспериментах, однако, позднее эти результаты тоже не подтвердились.

Новая волна интереса к мультикварковым состояниям, на этот раз в секторе тяжёлых кварков, которая началась в 2003 году с открытия состояния $X(3872)$ коллаборацией Belle [62] и продолжается в настоящее время, связана с открытием целого ряда чармоние- и боттомониеподобных состояний, существование по крайней мере некоторых из которых принципиально невозможно объяснить с позиций классической кварковой модели. К настоящему времени было заявлено о наблюдении с разной степенью достоверности около двух десятков экзотических чармониев. Основные вехи

в физике экзотических кваркониев представлены в таблице 2.1. Можно отметить три аспекта, определяющих принадлежность того или иного адрона к экзотическим состояниям:

- минимальный кварковый состав не соответствует конфигурациям $q\bar{q}$ или qqq (например, $Z_c^\pm$);
- квантовые числа, невозможные для состояний $q\bar{q}$ или qqq ;
- свойства, такие как, полная ширина, относительные вероятности распадов и т. д., противоречащие ожиданиям классической кварковой модели (например, малая ширина $X(3872)$).

Было предложено несколько теоретических моделей экзотических чармониев, для объясняющих их природу: тетракварки, мезонные молекулы, адрочармонии, глоболы, гибридные мезоны и т. д. Предпринимались попытки объяснить наблюдаемые в спектрах масс резонансы кинематическими эффектами вблизи порога рождения пар D -мезонов. Однако, и в настоящее время природа экзотических чармониев по-прежнему остаётся невыясненной. Обзор текущего состояния дел в области спектроскопии экзотических чармониев может быть найден в работах [63–68].

2.1.1 Принятое соглашение по обозначению экзотических чармониев

Исторически сложившаяся схема¹ наименования состояний, существование которых не укладывается в рамки классической кварковой модели, и содержащих тяжёлые кварки, не соответствует общепринятой для адронов, где название однозначно указывает на квантовые числа состояния. Адроны, квантовые числа которых не известны, как правило, получают обозначение X . Однако, состояния, открытые в процессе электрон-позитронной аннигиляции (см. раздел (2.2)), традиционно обозначаются как Y . Заряженные экзотические состояния, или состояния, имеющие за-

¹В 2018 году Particle Data Group отказалась от этой схемы, установив жёсткое соответствие между наименованием адрона и его квантовыми числами.

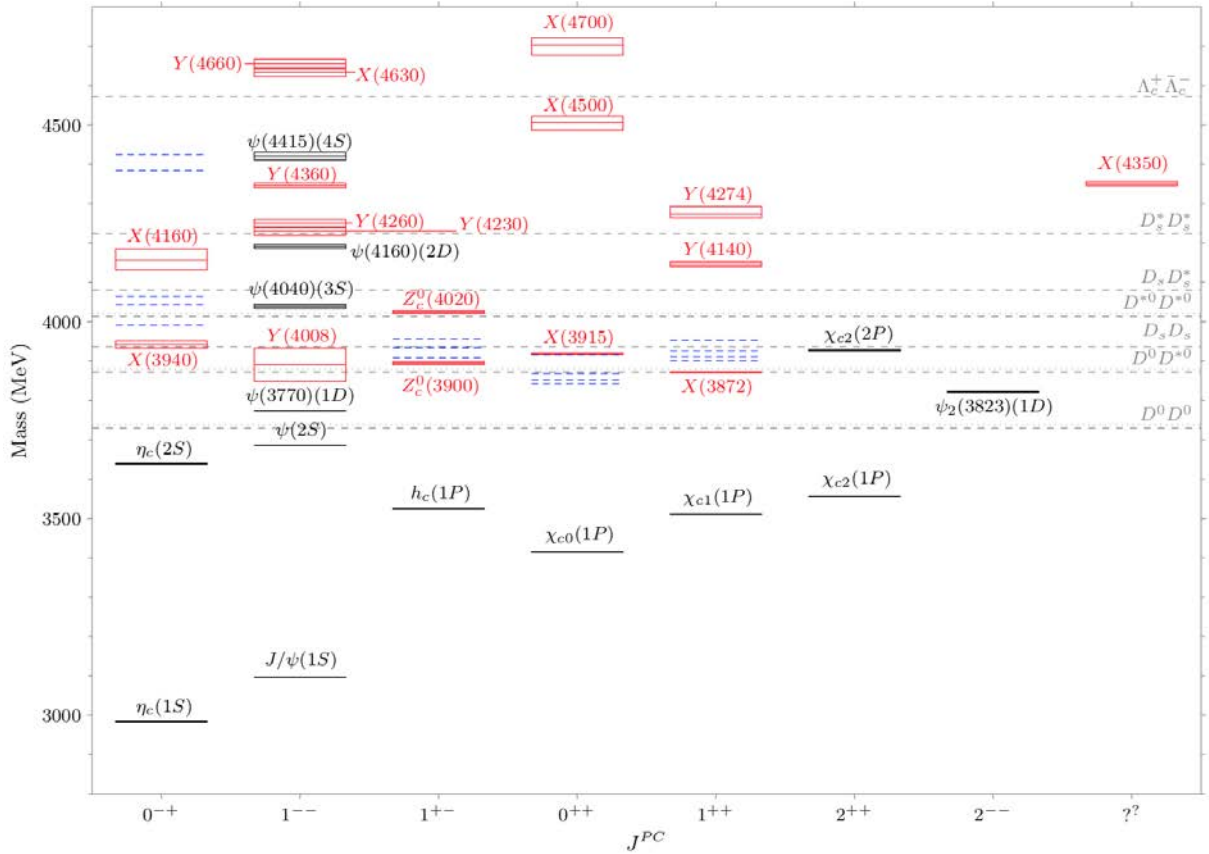


Рисунок 2.1 — Спектр нейтральных чармониевых и чармониеподобных состояний. Известные чармонии, успешно описываемые в рамках классической кварковой модели, показаны чёрными сплошными линиями.

Чармонии, предсказываемые классической кварковой моделью, но экспериментально не найденные, показаны синими пунктирными линиями. Красным показаны наиболее значимые экзотические чармонии.

Неопределённости значения масс частиц показаны
прямоугольниками [64].

ряженных партнёров по изоспиновому мультиплету, получают имя Z , при этом состояния, содержащие c - кварки, как правило, имеют индекс c , в то время, как обозначения состояний с b -кварками используется индекс b [26; 64]. Часто для обозначения экзотических чармониев используют собирательный термин "XYZ состояния". Особняком стоят пентакварки, имеющие обозначение P_c . Одно и то же состояние в разной литературе может иметь разное обозначение: например, $X(3900)$ и $Z_c(3900)$. В данной работе автор старается по возможности придерживаться исторически сложившихся обозначений.

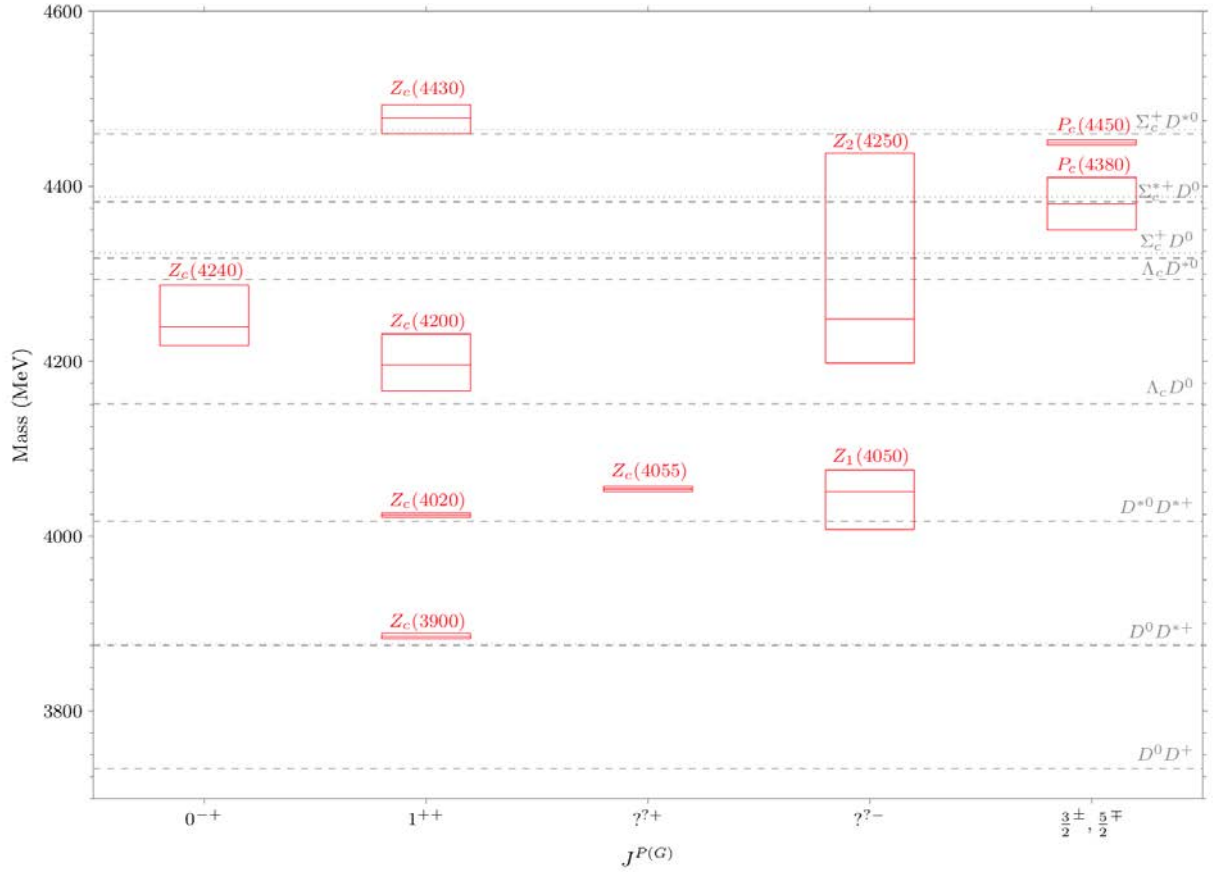


Рисунок 2.2 — Спектр заряженных чармониеподобных состояний.

Красным показаны наиболее значимые экзотические чармонии.

Неопределённости значения масс частиц показаны
прямоугольниками [64].

2.2 Механизмы рождения экзотических кваркониев

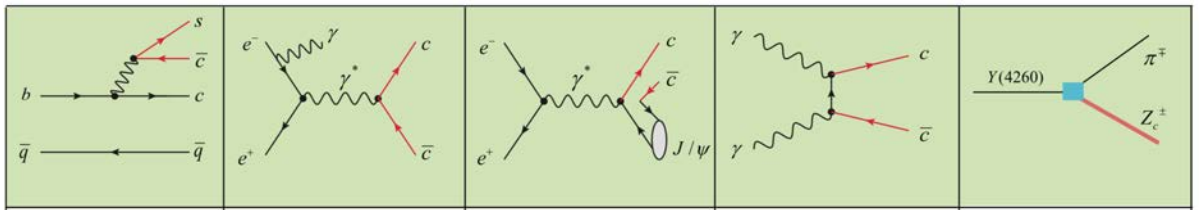


Рисунок 2.3 — Диаграммы, иллюстрирующие основные механизмы эксклюзивного рождения экзотических чармониев [63].

На основе имеющихся экспериментальных данных могут быть выделены пять механизмов эксклюзивного рождения экзотических чармониев (см. Рис. 2.3):

- рождение в распадах B -адронов. В настоящее время это один из основных источников информации о новых чармониеподобных состояниях. Основной вклад в изучение этого канала рождения вносят эксперименты Belle и BaBar. В этом канале рождения с разной степенью достоверности наблюдались такие состояния, как $X(3872)$, $Y(3940)$, $Y(3940)$, $Z_c^\pm(4430)$, $Z_c^\pm(4051)$, $Z_c^\pm(4248)$, $Y(4140)$, $Y(4274)$, $Z_c^\pm(4200)$, $Z_c^\pm(4240)$, а также пентакварки $P_c^\pm(4380)$ и $P_c^\pm(4450)$, открытые коллаборацией LHCb;
- резонансное рождение в аннигиляции e^+e^- (в том числе и в реакциях радиационного возврата). Основными игроками здесь являются эксперименты Belle, BaBar, CLEO-с и BESIII. Таким способом были открыты состояния $Y(4260)$, $Y(4008)$, $Y(4360)$, $Y(4630)$, $Y(4660)$;
- рождение чармониеподобного состояния в сопровождении дополнительной пары $c\bar{c}$ (в виде J/ψ или D -мезонов). Состояния $X(3940)$ и $X(4160)$ наблюдались коллаборацией Belle именно в этом канале;
- рождение в реакции слияния виртуальных фотонов в e^+e^- столкновениях. Только состояния с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$ или $0^+ 2^{++}$ могут быть рождены таким образом. Сигналы состояний $Z(3930)$, $X(3915)$ и $X(4350)$, рождённых согласно этому механизму, наблюдались коллаборацией Belle. Резонанс $X(3915)$ позже получил подтверждение от коллаборации BaBar;
- рождение в распаде другого чармония. Таким образом было открыто (в основном также коллаборацией Belle) большинство заряженных $Z_c^\pm$ состояний, речь о которых более детально пойдёт в главе 7.

Кроме того, инклюзивное рождение чармониеподобных состояний (прежде всего $X(3872)$ в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях наблюдалось в экспериментах CDF, D0, CMS, ATLAS, и LHCb.

В условиях ограниченных экспериментальных возможностей по изучению природы экзотических чармониев эксклюзивное фоторождение на

нуклонах и ядрах, о котором пойдёт речь далее, может являться независимым и крайне важным источником информации.

2.3 Фоторождение экзотических чармониев

Первые предложения по поиску и изучению фоторождения экзотического состояния $X(3872)$ появились практически сразу же после открытия этой частицы. Ниже представлен далеко не полный список эксклюзивных реакций как с нейтральным, так и с заряженным обменом, которые были предложены для поиска экзотических чармониев:

$$\gamma p \rightarrow X(3872)p \text{ [69]}, \quad (2.1)$$

$$\gamma p \rightarrow X(3872)n\pi^+ \text{ [69]}, \quad (2.2)$$

$$\gamma p \rightarrow Z_c^+(4430)n \rightarrow \psi(2S)\pi^+n \text{ [70]}, \quad (2.3)$$

$$\gamma p \rightarrow Y(3940)p \text{ [71]}, \quad (2.4)$$

$$\gamma p \rightarrow X(3915)p \rightarrow J/\psi\omega p \text{ [72]}, \quad (2.5)$$

$$\gamma p \rightarrow Z_c^+(3900)n \text{ [73]}, \quad (2.6)$$

$$\gamma p \rightarrow Z_c^+(4200)n \text{ [4]}. \quad (2.7)$$

Особый интерес представляют сразу несколько аспектов фоторождения экзотических чармониев на ядерной мишени. Поскольку большинство известных чармониеподобных состояний наблюдалось в процессах, где задействован лишь один из перечисленных выше механизмов рождения, уже сам факт наблюдения ещё одного механизма существенно обогащает базу имеющихся сведений, которые могут быть использованы для установления природы этих объектов. Так, например, в эксперименте PANDA планируется поиск экзотических чармониев в протон-антипротонной аннигиляции при низких энергиях [74]. В процессе фоторождения может быть непосредственно определена интенсивность взаимодействия экзотических чармониев с фотоном. Причём альтернативой является лишь изучение возможных радиационных распадов этих состояний (например, $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$).

Фоторождение экзотических чармониев в сопровождении фотона (например, $\gamma N \rightarrow N' Z_c^\pm(3900)$) предлагается использовать для измерения мультипольных электромагнитных моментов этих состояний [75]. С другой стороны, представляет интерес взаимодействие родившегося объекта с ядерной материей, которое зависит от природы частицы. Так, ядро будет достаточно прозрачно для компактных тетракварков, имеющих размер около 1 фм [66]. Взаимодействие же слабосвязанной мезонной молекулы, имеющей размер до 10 фм и больше [66], с ядерной материей должно приводить к преждевременному разрушению этой системы и сильной зависимости выхода экзотических частиц от атомного номера ядра-мишени.

Автором диссертации был впервые в мире инициирован и осуществлён поиск лепто(фото)рождения экзотических чармониеподобных состояний $Z_c^\pm(3900)$, $Z_c^\pm(4200)$ и $X(3872)$ в данных эксперимента COMPASS. Подробнее об этой работе будет рассказано в главах 7 и 8.

Таблица 2.1

История открытия экзотических кваркониев (по [64]).

Год	Событие
2003	$X(3872)$ открыт на Belle
2004	$X(3872)$ подтверждён на CDF и D0
2005	$X(3915)$ [как $Y(3940)$] открыт на Belle $Y(4260)$ открыт на BaBar
2006	$\chi_{c2}(2P)$ [как $Z(3930)$] открыт на Belle $Y(4260)$ подтверждён на CLEO-c
2007	$X(3940)$, $Y(4008)$, $Y(4660)$ открыты на Belle $Y(4360)$ открыт на BaBar $Y(4360)$ подтверждён на Belle
2008	$X(3915)$ [как $Y(3940)$] подтверждён на BaBar $X(3940)$ подтверждён на Belle $Z^\pm(4050)$, $X(4160)$, $Z^\pm(4250)$, $Z^\pm(4430)$ и $X(4630)$ открыты на Belle
2009	$Y(4140)$ открыт на CDF
2010	$X(3915)$, $X(4350)$ и $Y_b(10888)$ открыты на Belle $\chi_{c2}(2P)$ [как $Z(3930)$] подтверждён на BaBar
2011	$Y(4274)$ открыт на CDF
2012	$X(3915)$ подтверждён на BaBar $Z_b^\pm(10610)$ открыт и подтверждён на Belle $Z_b^\pm(10650)$ открыт и подтверждён на Belle
2013	$X(3823)$ и $Z_b^0(10610)$ открыт и подтверждён на Belle $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4020)$ открыты на BESIII $Z_c^\pm(3900)$ подтверждён на Belle $Z_c^0(3900)$ открыт на CLEO-c
2014	$Z_c^0(4020)$ открыт на BESIII $Y(4140)$ подтверждён на D0 и CMS $Y(4274)$ подтверждён на CMS $Y(4660)$ подтверждён на BaBar $Z_c^\pm(4020)$ подтверждён на BESIII $Z^\pm(4200)$ открыт на Belle $Z^\pm(4240)$ открыт на LHCb $Z^\pm(4430)$ подтверждён на LHCb
2015	$X(3823)$, $Z_c^0(3900)$, $Z_c^0(4020)$ подтверждены на BESIII $Z_c^\pm(4055)$ открыт на Belle $Y(4230)$ открыт на BESIII $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$ открыты на LHCb
2016	Belle отказалась от $Y_b(10888)$ $X^\pm(5568)$ открыт на D0 $X^\pm(5568)$ не подтверждён на LHCb $Y(4140)$ и $Y(4274)$ подтверждены на LHCb $X(4500)$ и $X(4700)$ открыты на LHCb

Глава 3. Эксперимент COMPASS

COMPASS (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) или NA58 – эксперимент с неподвижной мишенью на вторичном пучке протонного суперсинхротрона (SPS) в ЦЕРН. Основными задачами эксперимента являются изучение структуры адронов и адронная спектроскопия с использованием мюонных и адронных пучков высокой интенсивности. Научная программа эксперимента была принята в 1997 году. С 2012 года реализуется второй этап эксперимента, рассчитанный на срок до 2021 года. Исторически COMPASS является с одной стороны продолжением серии экспериментов в ЦЕРН по спиновой физике, таких как EMC, NMC и SMC, а с другой – экспериментов по адронной спектроскопии: WA89, WA102 и X-Barrel. В эксперименте COMPASS принимают участие более 200 учёных из более 20 научных организаций 13 стран.

Физическую программу первой фазы эксперимента [76] можно условно разделить на две части: измерения с мюонным пучком, связанные, в основном, с изучением спиновой структуры нуклонов в полuinклюзивных реакциях глубоконеупругого рассеяния (Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering, SIDIS), и измерения с адронным пучком, которые включают в себя адронную спектроскопию и изучение реакций Примакова (Primakoff). Вторая фаза эксперимента COMPASS, в основном, посвящена изучению ”трёхмерной” структуры нуклонов [77]. Основными элементами продолжения физической программы стали изучение в реакции Дрелла-Яна (Drell-Yan, DY) партонных распределений нуклона, зависящих от поперечного импульса партона в нуклоне (Transverse Momentum-Dependent Parton Distribution Functions, TMD PDF) и измерение обобщённых партонных распределений (Generalized Parton Distributions, GPD) в реакциях глубоко-виртуального комптоновского рассеяния (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) и глубоко-виртуального рождения мезонов (Deeply Virtual Meson Production, DVMP). Поскольку основные результаты работы, изложенные в данной диссертации, получены с использованием экспе-

риментальных данных первой фазы эксперимента, описанию физической программы именно этой фазы будет уделено основное внимание ниже.

Таблица 3.1 даёт представление о хронологии набора данных на установке COMPASS. Для каждого года набора данных приведена информация об использовавшихся пучках и мишенях, а также указано, в рамках какого пункта физической программы проводился тот или иной сеанс набора данных.

Таблица 3.1

Экспериментальные данные, набранные экспериментом COMPASS (по годам). Продольная и поперечная поляризации мишеней показаны символами ($\rightarrow$) и ($\uparrow$), соответственно.

Год	Мишень, (поляризация)	Пучок	$P_{\text{пучка}},$ ГэВ/с	Программа
2002	${}^6\text{LiD}$ ($\rightarrow, \uparrow$)	μ^+	160	SIDIS
2003	${}^6\text{LiD}$ ($\rightarrow, \uparrow$)	μ^+	160	SIDIS
2004	${}^6\text{LiD}$ ($\rightarrow, \uparrow$)	μ^+	160	SIDIS
	C, Cu, Pb	h^-, μ^-	190	Primakoff
2005				
2006	${}^6\text{LiD}$ ($\rightarrow$)	μ^+	160	SIDIS
2007	NH_3 ($\rightarrow, \uparrow$)	μ^+	160	SIDIS
2008	H_2 (жидк.)	$h^\pm$	190	Hadron
2009	H_2 (жидк.), Ni, W, Pb	h^-	190	Hadron
	Ni	h^-, μ^-	190	Primakoff
2010	NH_3 ($\uparrow$)	μ^+	160	SIDIS
2011	NH_3 ($\rightarrow$)	μ^+	200	SIDIS
2012	Ni, C, W, Pb	h^-, μ^-	190	Primakoff
	H_2 (жидк.)	$\mu^\pm$	160	GPD
2013				
2014	NH_3 , W, Al	h^-	190	DY
2015	NH_3 ($\uparrow$), W, Al	h^-	190	DY
2016	H_2 (жидк.)	$\mu^\pm$	160	GPD
2017	H_2 (жидк.)	$\mu^\pm$	160	GPD
2018	NH_3 ($\uparrow$), W, Al	h^-	190	DY
План				
2019				
2020				
2021 [78]	${}^6\text{LiD}$ ($\uparrow$)	μ^+	160	SIDIS

3.1 Изучение спиновой структуры нуклонов в полуинклюзивных реакциях глубоконеупругого рассеяния

Поскольку поиск лепто(фото)рождения экзотических чармониеподобных состояний осуществлялся с использованием данных, набранных в рамках реализации именно программы по изучению спиновой структуры нуклонов, требования к экспериментальной установке с точки зрения этой программы и определили экспериментальные условия для такого поиска.

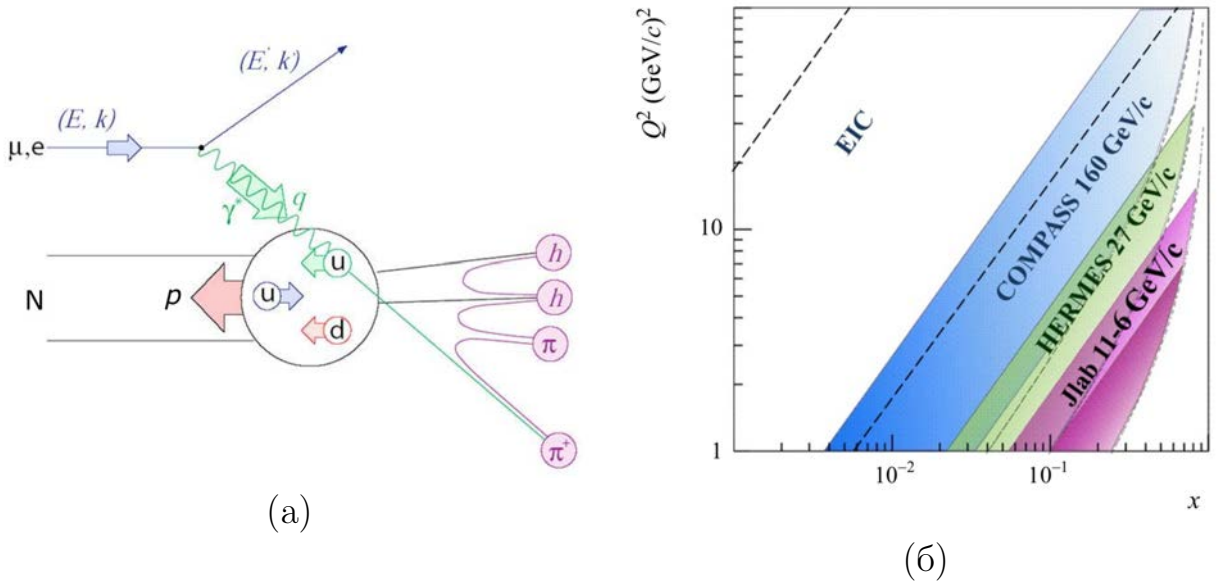


Рисунок 3.1 — (а) Диаграмма для полуинклюзивной реакции глубоконеупругого рассеяния (SIDIS) [79]. (б) Кинематический диапазон по Q^2 и x , перекрываемый установкой COMPASS при использовании мюонного пучка с импульсом 160 ГэВ/с. Для сравнения также показаны соответствующие диапазоны для экспериментов HERMES, JLab12 и планируемого к постройке коллайдера EIC [78].

Неполяризованные структурные функции нуклонов $f_1(x, Q^2)$, а также неполяризованные функции партонных распределений $q(x, Q^2)$ для кварков и глюонов давно и хорошо известны в широком диапазоне переменных x и Q^2 , первая из которых соответствует продольному импульсу партона, отнесённому к импульсу нуклона, а вторая – квадрату переданного в реакции 4-импульса. Продольная поляризация кварков в нуклоне к

моменту принятия физической программы эксперимента COMPASS изучалась уже на протяжении более 10 лет, однако накопленной информации оказалось недостаточно для преодоления так называемого ”спинового кризиса” – определения вклада в спин нуклона каждой из компонент – спинов кварков, глюонов, а также их орбитальных моментов. В рамках программы изучения спина нуклона COMPASS предполагал сосредоточить усилия на изучении продольной (g_1) и поперечной h_1 структурных функций нуклона в инклюзивных и полуинклюзивных реакциях (Рис. 3.1) глубоконеупругого рассеяния поляризованных мюонов на поляризованной мишени. Идентификация лидирующих адронов – вторичных адронов, содержащих кварк, на котором произошло рассеяние мюона, и несущих наибольший импульс среди всех вторичных адронов, позволяет определить продольную и поперечную поляризацию каждого типа лёгких кварков. Продольная поляризация кварков Δq может быть оценена через измерение асимметрий в сечениях реакций, в то время как измерение азимутальных угловых асимметрий Коллинза и Сиверса для рождения лидирующих адронов даёт доступ к поперечной поляризации кварков $\Delta_T q$. Кроме того, предполагалось сосредоточить усилия на измерении продольной поляризации глюонов Δg , в том числе и через изучение рождения пар D -мезонов.

Очерченная выше спиновая программа сформировала следующие требования к детектору COMPASS.

- Эксперимент должен проводиться с поляризованным мюонным пучком высокой интенсивности.
- Установка должна была иметь поляризованную мишень, состоящую из двух или более ячеек, где поляризуемыми ядрами являются дейтрон и протон. Мишень может быть поляризована как продольно, так и поперечно (относительно направления оси пучка). Направление поляризации каждой из ячеек может быть установлено независимо.
- Установка должна иметь хороший аксептанс в широком кинематическом диапазоне и располагать надёжной системой идентификации вторичных частиц, включая разделение адронов. Перекрывае-

мый кинематический диапазон по Q^2 и x при импульсе мюонного пучка 160 ГэВ/с показан на Рис. 3.1(б).

3.2 Проверка предсказаний низкоэнергетических моделей КХД в реакциях Примакова

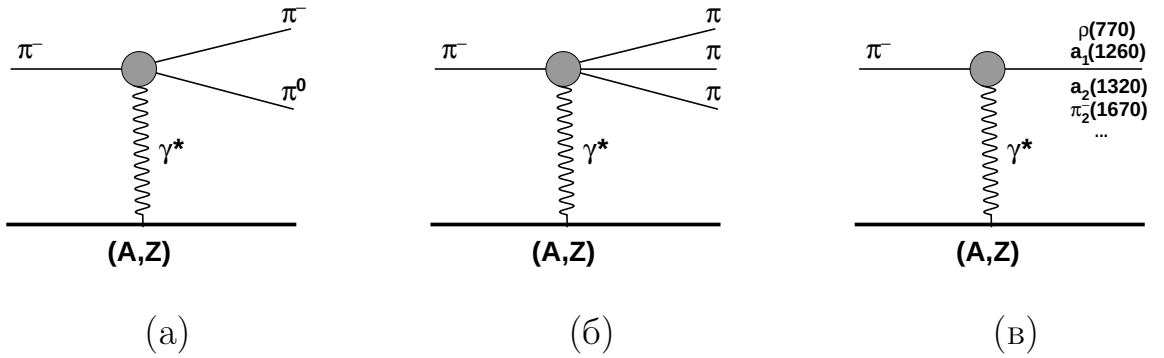


Рисунок 3.2 — Диаграммы для реакций Примакова, используемые в эксперименте COMPASS для (а) изучения киральной аномалии в вершине $\gamma \rightarrow 3\pi$, (б) для изучения динамики процессов (3.3 и 3.4), (в) для измерения парциальной ширины распадов мезонов в конечное состояние $\pi^- \gamma$.

Несмотря на то, что квантовая хромодинамика является истинной теорией сильных взаимодействий, она имеет ограниченные возможности давать надёжные количественные предсказания в области низких энергий из-за большой величины константы сильного взаимодействия α_s . Поэтому для количественного описания статических свойств адронов и их взаимодействий при малых энергиях успешно используются различные феноменологические модели. Примером одной из наиболее успешных таких моделей является киральная теория возмущений (эффективная киральная теория).

В эксперименте COMPASS можно выделить четыре основных направления использования реакций Примакова для проверки предсказаний феноменологических моделей в области низких энергий (и, прежде всего, киральной теории возмущений):

1. измерение электрической и магнитной поляризуемостей пиона в реакции

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z)\gamma. \quad (3.1)$$

Эти измерения будут детально обсуждаться в главе 5;

2. проверка гипотезы киральной аномалии в реакции

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z)\pi^0 \quad (3.2)$$

через прецизионное измерение константы $F_{3\pi}$ для вершины $\gamma \rightarrow 3\pi$.

3. изучение динамики сечения реакций

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z)\pi^+\pi^- \quad (3.3)$$

и

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z)\pi^0\pi^0, \quad (3.4)$$

а также реакций с большим числом пионов в конечном состоянии в диапазоне масс конечного состояния от порога до нескольких масс пиона ($\sim 1 \text{ ГэВ}/c^2$).

4. изучение радиационных переходов и прецизионное измерение радиационных ширин распадов мезонов, таких как $\rho(770)$, $a_1(1260)$, $a_2(1320)$, $\pi_2(1670)$, и т. д. в конечное состояние $\pi^-\gamma$ в реакциях типа

$$\pi^-(A,Z) \rightarrow (A,Z) \text{ мезон}^-. \quad (3.5)$$

Предполагалось также, что в случае достаточного количества каонов в адронном пучке и успешной их идентификации соответствующие измерения могли бы быть выполнены и для каонов.

Общей спецификой реакций (3.1,3.2,3.3,3.4) являются малые углы вылета вторичных частиц (порядка отношения энергии покоя пиона к энергии пучка, то есть ~ 1 мрад. Это налагает довольно жёсткие условия на реконструкцию треков в области мишени и требует использования координатных

детекторов повышенной точности, а также на толщину самой мишени из-за эффектов, связанных с многократным рассеянием. Кроме того, в большинстве упомянутых реакций присутствуют жёсткие фотоны в конечном состоянии, что нашло отражение в выборе конфигурации триггера.

3.3 Адронная спектроскопия

Три основных механизма обеспечивают переход в конечное состояние X при неупругом взаимодействии адронного пучка с ядерной мишенью: дифракционное рождение, центральное рождение и электромагнитное рождение (см. Рис. 3.3). Особый интерес представляют состояния X , не укладывающиеся в рамки классической кварковой модели, такие, как глюболы или гибридные мезоны, несущие глюонные степени свободы, а также мультикварковые системы. Поскольку частицы в конечном состоянии летят преимущественно вперёд, от экспериментальной установки требуется хорошее угловое разрешение. Для интерпретации экспериментальных данных с привлечением методов парциально-волнового анализа крайне желательно иметь однородный аксепанс во всём покрываемом кинематическом диапазоне как для заряженных частиц, так и для фотонов (прежде всего, от распадов π^0 и η -мезонов). Необходима также идентификация пучковых и рассеянных адронов. По большей части требования к экспериментальной установке для адронной спектроскопии совпадают с требованиями для изучения примаковских реакций.

3.4 Изучение "трёхмерной" структуры нуклона

Всего трёх функций партонных распределений достаточно для описания внутренней структуры поляризованного нуклона в коллинеарном приближении. Если учитывать поперечный импульс партонов внутри нукло-

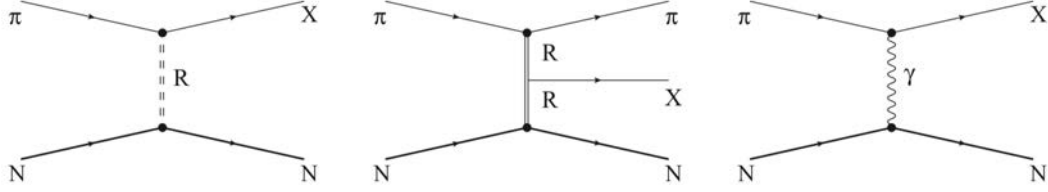


Рисунок 3.3 — Диаграммы, иллюстрирующие основные механизмы рождения адронных состояний X , изучаемые в эксперименте COMPASS при взаимодействии пионного пучка с ядерной мишенью: дифракционное рождение (слева), центральное рождение (в центре) и электромагнитное (примаковское) рождение (справа) [10].

на, то в лидирующем порядке к этим трём функциям добавятся ещё пять. Изучение партонных распределений, зависящих от поперечного импульса (Transverse Momentum Dependent, TMD PDFs) в процессе Дрелла-Яна при взаимодействии пучка отрицательных пионов с поперечно поляризованной ядерной мишенью $\pi^- N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ является одним из пунктов физической программы второй фазы эксперимента. Из-за малости сечения процесса Дрелла-Яна и значительности фона мюонов от распада вторичных и пучковых пионов, непосредственно за мишенью был установлен адронный поглотитель и, следовательно, только мюоны были доступны для регистрации в спектрометре. Таким образом, измерения в рамках данной программы являются узкоспециализированными.

Второй компонентой программы по изучению "трёхмерной" структуры нуклона является измерение обобщённых партонных распределений (Generalized Parton Distributions, GPD), включающих в себя в качестве предельных случаев как обычные партонные распределения, так и формфактор нуклона, в реакции глубоко-виртуального комптоновского рассеяния (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) $\mu p \rightarrow \mu' p \gamma$, а также в реакциях глубоко-виртуального рождения мезонов (Deeply Virtual Meson Production, DVMP). Возможность использования данных, набранных в рамках этой программы, для поиска экзотических чармониев будет рассмотрена в разделе 9.2.

Глава 4. Экспериментальная установка COMPASS

Экспериментальная установка COMPASS на протяжении всего срока работы эксперимента модифицировалась с целью адаптации и оптимизации для той или иной физической программы. Здесь приводится краткое описание типичной конфигурации установки, использовавшейся в сеансах с мюонным пучком первой фазы эксперимента, а также описание установки, использующейся для измерений с адронным пучком. Более детально описываются те элементы установки, которые являлись принципиально важными для измерений, описываемых в диссертации. Модификация детектора COMPASS, осуществлённая для реализации программы по измерению обобщённых партонных распределений (GPD) будет кратко затронута в главе 9, что является необходимым для понимания перспектив изучения фоторождения экзотических чармониев в эксперименте COMPASS. Наиболее полное описание установки и каждой из её подсистем может быть найдено в работах [10; 11].

Установка COMPASS условно может быть разделена на три части. Первая часть включает в себя детекторы, стоящие до мишени, которые измеряют параметры трека налетающей (пучковой) частицы. Вторая и третья части установки COMPASS – спектрометры больших и малых углов, построенные вокруг спектрометрических магнитов SM1 и SM2, соответственно, – расположены за мишенью. Их суммарный размер вдоль оси пучка превышает 50 метров. Наличие двух независимых спектрометров позволяет регистрировать и идентифицировать вторичные частицы в широких диапазонах импульсов и углов вылета. Чтобы иметь возможность быстро перестраивать экспериментальную установку для решения различных задач, основные элементы установки размещены на рельсах, что позволяет легко и быстро изменять их положение вдоль оси пучка. Схематический вид детектора COMPASS в конфигурации 2004 года для сеанса с мюонным пучком и в конфигурации 2009 года для сеанса с адронным пучком представлен на рисунках 4.1 и 4.2, соответственно.

Координатная система, принятая в эксперименте COMASS, вводится следующим образом: ось Z направлена вдоль номинального направления неотклонённого пучка. Ось Y направлена вертикально вверх, а ось X образует совместно с осями Y и Z левостороннюю систему координат. Начало координат находится в области мишени, но не совпадает с положением центра реальных мишеней, который в зависимости от физической программы и года набора данных имеет разные позиции.

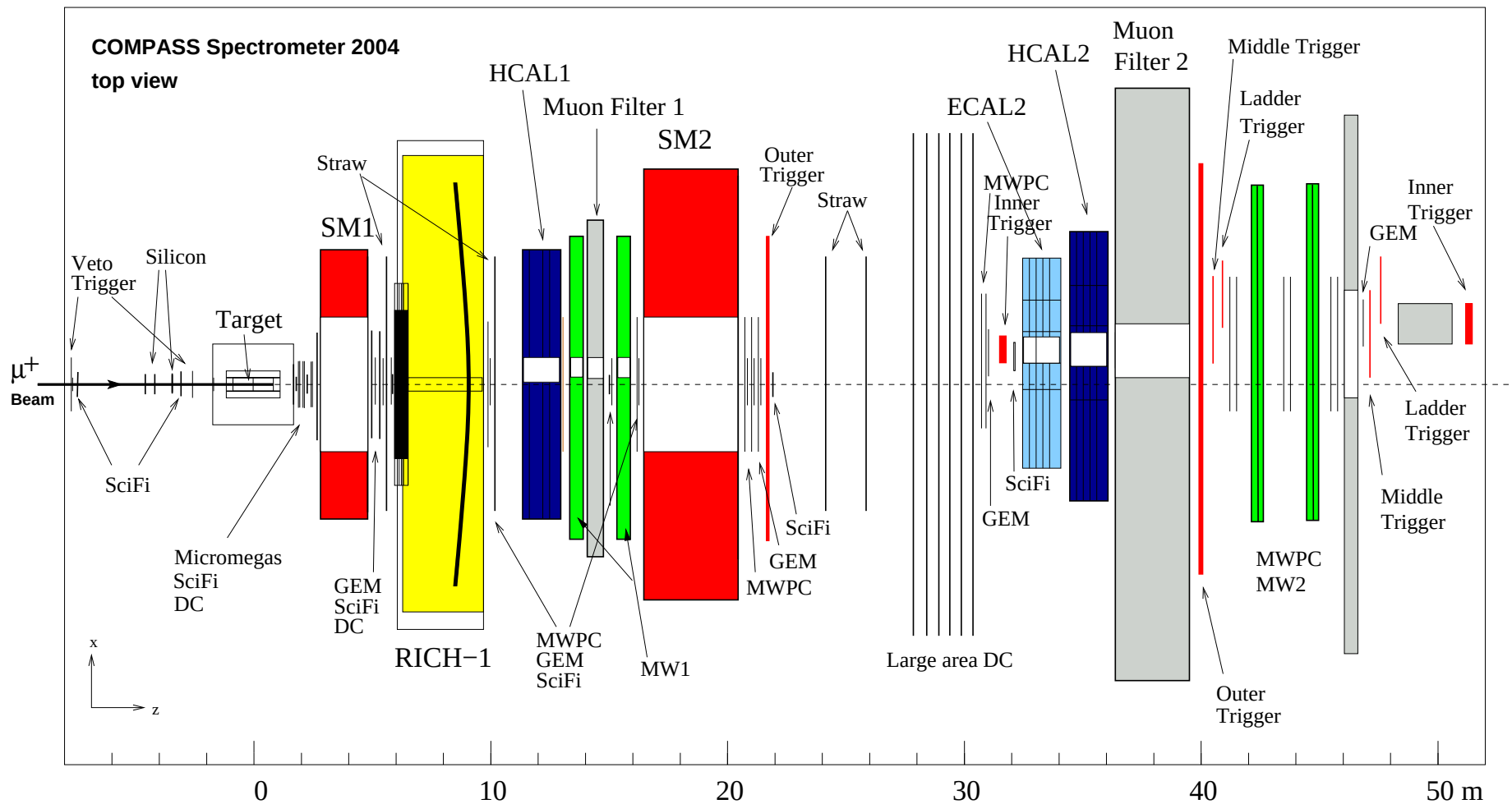


Рисунок 4.1 — Установка COMPASS в конфигурации для сеансов с мюонным пучком в 2004 году (вид сверху) [11]. Имена основных элементов соответствуют обозначениям в тексте.

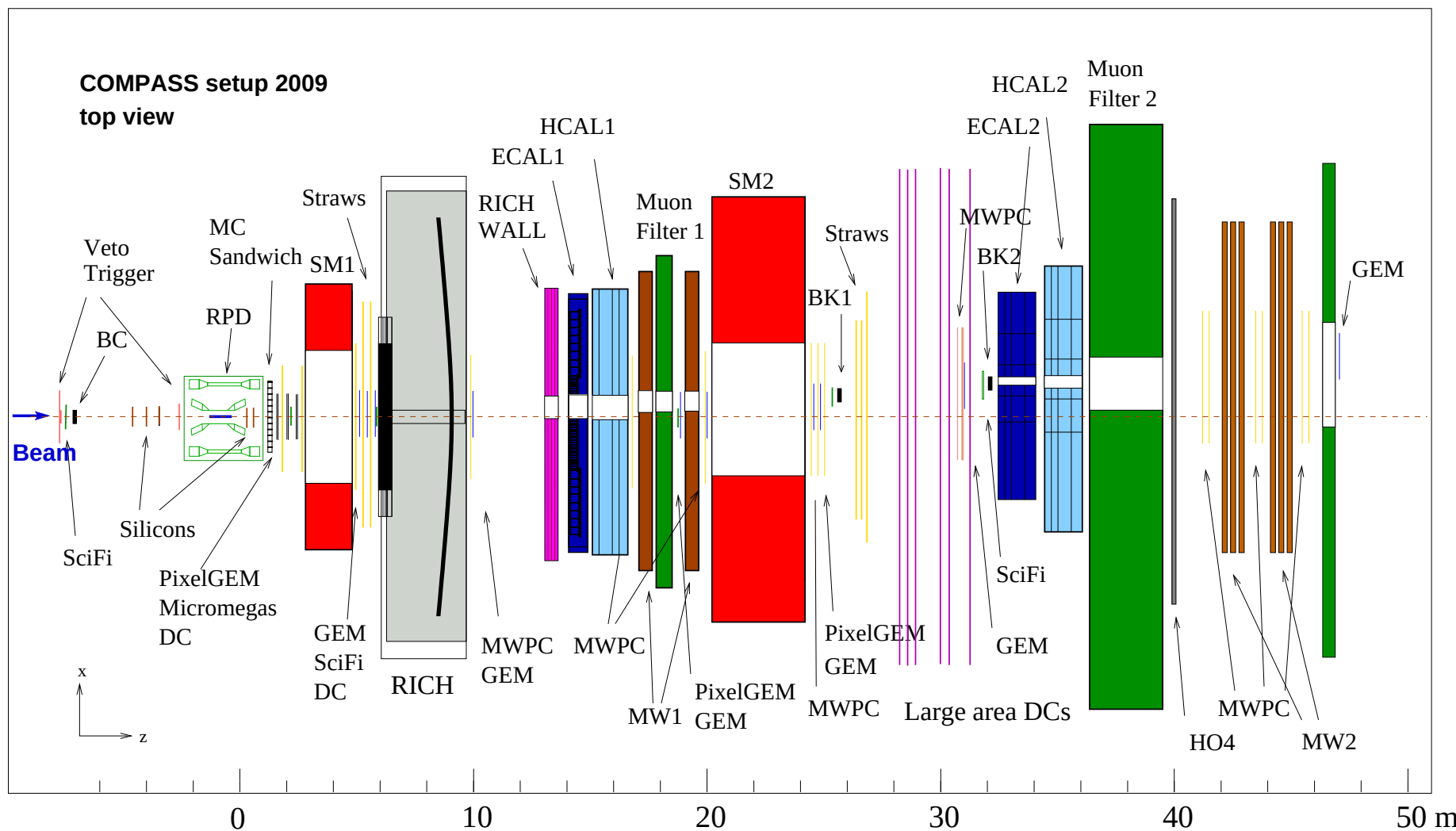


Рисунок 4.2 — Установка COMPASS в конфигурации для сеансов с адронным пучком в 2008, 2009 и 2012 годах (вид сверху) [10]. Имена основных элементов соответствуют обозначениям в тексте.

4.1 Пучки и детекторы пучковой части

Линия M2, на которой размещена установка COMPASS, может быть настроена на транспортировку мюонных и адронных пучков высокой интенсивности. Импульс мюонного пучка может достигать 200 ГэВ/с, причём в случае использования положительных мюонов интенсивность заметно выше, чем в случае отрицательных. Импульс доступных положительных и отрицательных адронных пучков может достигать 280 ГэВ/с. Также доступен электронный пучок низкой интенсивности, используемый для калибровки калориметров.

4.1.1 Мюонный пучок

Мюонный пучок, используемый в настоящее время экспериментом COMPASS [11; 80], формируется путём захвата вторичных частиц при взаимодействии протонного пучка с энергией 400 ГэВ, выводимого с SPS, с бериллиевой мишенью. Толщина используемой мишени зависит от требуемой интенсивности пучка и составляет 40 мм, 100 мм или 500 мм. Вторичные заряженные частицы, в основном, пионы, захватываются и транспортируются в распадный канал, имеющий длину 600 метров, где значительная часть пионов распадается на мюоны и (анти)нейтрино. Адронная компонента вторичного пучка отделяется от мюонной в процессе прохождения через бериллиевый адронный поглотитель. Система дипольных и квадрупольных магнитов совместно с горизонтальными и вертикальными коллиматорами формирует за адронным поглотителем мюонный пучок требуемого импульса, который посредством линии магнитной оптики выводится в экспериментальную зону эксперимента COMPASS. Выводимый пучок хотя и имеет компактные поперечные размеры (~ 1 см), сопровождается широким мюонным гало. В силу того, что большая часть мюонов, формирующих пучок, образовалась в результате двухчастичного распада пионов, мюон-

Таблица 4.1

Основные параметры положительного мюонного пучка (μ^+) с импульсом 160 ГэВ/с [11] и отрицательного адронного пучка (h^-) [10] с импульсом 190 ГэВ/с

Параметр	μ^+	h^-
Импульс, ГэВ/с	160	190
Импульсный разброс, %	<5	1
Интенсивность, с^{-1}	5×10^7	5×10^6
Поляризация, %	80 ± 4	—
Поперечный размер на мишени ($\sigma_x \times \sigma_y$, мм^2)	8×8	7×8
Угловая расходимость ($\sigma_{\theta_x} \times \sigma_{\theta_y}$, мрад^2)	0.4×0.8	0.08×0.2

ный пучок имеет высокую степень естественной поляризации, что является крайне важным для спиновых измерений. Параметры положительного мюонного пучка с импульсом 160 ГэВ/с приведены в таблице 4.1.

Поскольку импульсный разброс в мюонном пучке достаточно велик и составляет до 5%, для более точного восстановления кинематики реакций измеряется импульс каждого отдельно взятого пучкового мюона. Для этих целей служит детектор BMS (Beam Momentum Station), представляющий собой систему из дипольных и квадрупольных магнитов, а также шести координатных сцинтилляционных детекторов. Определение импульса основано на известной корреляции между положением трека частицы в каждом из шести детекторов и его импульсом. Относительная точность измерения импульса составляет $< 1\%$, а эффективность – 93 %. BMS не используется для определения импульса частиц адронного пучка из-за значительного количества взаимодействий в элементах детекторов, загрязняющих пучок.

4.1.2 Адронный пучок

Адронный пучок формируется тем же способом, что и мюонный, с той лишь разницей, что вторичные частицы не пропускаются через адронный поглотитель. Основные параметры отрицательного пучка с импульсом 190 ГэВ/с в области мишени представлены в таблице 4.1. Главной компонен-

Таблица 4.2

Относительный состав положительного (h^+) и отрицательного (h^-) адронных пучков с импульсом 190 ГэВ/с в области мишени COMPASS [10].

Частицы	h^+	h^-
π	0.240	0.968
K	0.014	0.024
p	0.746	0.008

той положительного адронного пучка являются протоны, в то время как отрицательного – пионы. Состав положительного и отрицательного адронных пучков с импульсом 190 ГэВ/с показан в таблице 4.2. В таблицу не включена лептонная компонента пучка: мюоны, доля которых составляет около 1%, и электроны, чей вклад оценивается на уровне 0.01%.

Начиная с сеанса 2008 года система из двух детекторов CEDAR на основе черенковских счётчиков, расположенных в 30 метрах до мишени, использовалась для идентификации пучковых адронов. Каждый из детекторов представляет собой объём, заполненный гелием. Черенковский свет, излучаемый частицей, проходящей вдоль оси детектора, фокусируется посредством системы линз и зеркал на 8 фотоэлектронных умножителях (ФЭУ). Поскольку для разного типа частиц с одинаковым импульсом черенковский угол различается, диафрагма на выходе оптической системы устанавливается таким образом, чтобы только фотоны от желаемых частиц доходили до ФЭУ. Принципиальная схема работы детектора CEDAR показана на Рис. 4.3(а). Для обеспечения высокой эффективности идентификации частиц пучок, проходящий через CEDAR, должен иметь как можно меньшую угловую расходимость (см. Таб. 4.1).

На рисунке 4.3(б) показан счёт детектора CEDAR при прохождении отрицательного адронного пучка в зависимости от давления гелия, нормированного на абсолютную температуру для случаев срабатывания 6 ФЭУ (показано синим) и 8 ФЭУ (показано красным). В обоих случаях различимы вклады π^- и K^- .

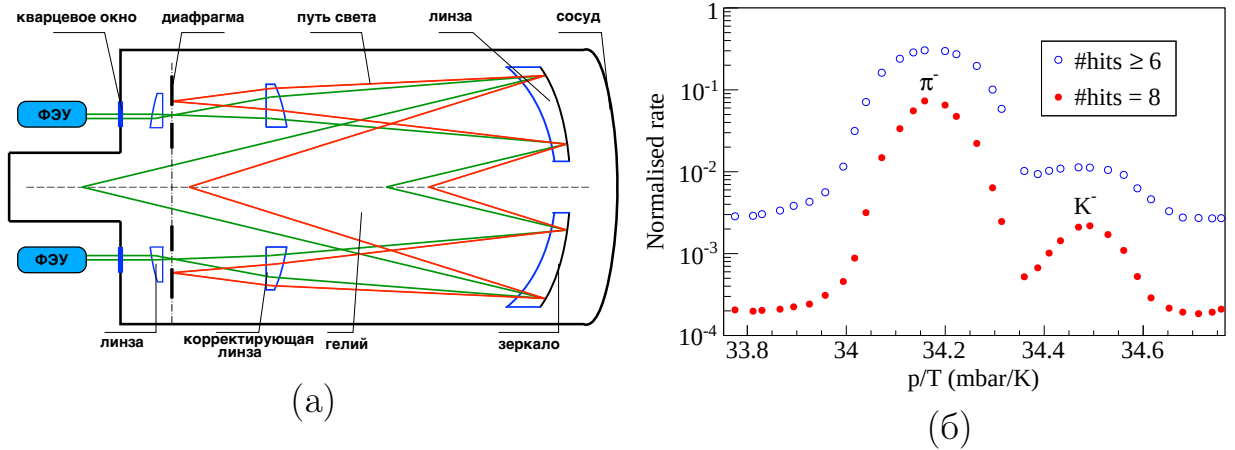


Рисунок 4.3 — (а) Принципиальная схема детектора CEDAR. Зелёным и красным показаны пути черенковского излучения частиц дающих и не дающих отклик в детекторе [10]. (б) Счёт детектора CEDAR при прохождении отрицательного адронного пучка в зависимости от давления гелия, нормированного на абсолютную температуру для случаев срабатывания 6 ФЭУ (показано синим) и 8 ФЭУ (показано красным) [10].

4.2 Область мишени

Пучок, треки частиц в котором определяются двумя станциями быстрых детекторов на основе сцинтиллирующих волокон (SciFi) и, в случае адронных сеансов, кремниевыми детекторами (о них будет сказано далее), выводится на мишень. Область мишени эксперимента COMPASS адаптируется для каждой физической программы, причём меняется не только сама мишень, но и окружающие её детекторы.

4.2.1 Поляризованная мишень для измерений с мюонным пучком

Для изучения спиновых эффектов в реакции глубоконеупругого рассеяния поляризованного пучка мюонов использовалась мишень, состоящая из двух (диаметром 3 см и длиной 60 см каждая) [11], а позднее, из трёх

ячеек [81] (длиной 30 см, 60 см и 30 см и диаметром 4 см). Рабочим веществом мишени служили дейтерид лития-6 ${}^6\text{LiD}$ (поляризованная изоскалярная мишень) и аммиак NH_3 (поляризованная протонная мишень) при температуре меньше 0.1 К. Соответствующая хронология набора данных приведена в таблице 3.1. Суммарная толщина ${}^6\text{LiD}$ мишени составляла 55 г/см^2 [82] ($0.7 X_0$), а аммониевой мишени – 61 г/см^2 ($1.5 X_0$).

Поляризация рабочего материала мишени осуществлялась методом динамической ядерной поляризации [83]. В случае мишени из двух ячеек ячейки имели противоположное направление поляризации, продольное или поперечное, в случае трёх – первая и третья ячейки имели направление поляризации, противоположное направлению поляризации второй ячейки. Степень поляризации дейтронов в мишени из ${}^6\text{LiD}$ составляла до 50%, в то время как поляризация протонов в мишени из NH_3 превышала 80%. Поляризация ячеек одновременно менялась на противоположную с периодичностью от раза в сутки до раза в неделю. Магнитная система, в которую помещена мишень, включающая в себя как соленоидальное магнитное поле, ориентированное вдоль оси пучка, так и дипольное магнитное поле, обеспечивала удержание и вращение направления поляризации.

Поскольку спин-зависимые эффекты не затрагиваются в работах автора диссертации, более детальное описание поляризованной мишени, а также механизмов создания, удержания и контроля поляризации может быть опущено без ущерба для полноты изложения.

4.2.2 Мишень для измерений тестового адронного сеанса 2004 года

В предварительном адронном сеансе 2004 года для изучения процессов примаковского рассеяния и дифракционного рождения в качестве основной мишени использовался один или два свинцовых диска толщиной 3 мм или $2 \text{ мм} + 1 \text{ мм}$ и диаметром 3 см [11]. В качестве дополнительных использовались мишени из графита и меди. Параметры мишеней, включая

Таблица 4.3

Список мишеней, использовавшихся в предварительном адронном сеансе 2004 года [11].

Материал	Толщина x	x/X_0	x/λ_I
Pb	3 мм	53%	2.9%
Pb	2 мм + 1 мм	53%	2.9%
Cu	3.5 мм	24%	3.7%
C	23 мм	12%	8.6%

их толщину, выраженную в радиационных длинах (X_0) и длинах ядерного взаимодействия (λ_I) представлены в таблице 4.3. Проблема выбора мишени для прецизионного измерения поляризуемости пиона обсуждается в разделе 5.3. Мишень была окружена вето-системой, состоящей из внутреннего слоя сцинтилляционных детекторов и внешнего слоя из блоков свинцового стекла. Целью вето-системы служило определение энергии отдачи ядерных осколков, вылетающих под большими углами относительно направления пучка.

Система из трёх станций кремниевых детекторов, каждая из которых состояла из четырёх детектирующих плоскостей, расположенных до мишени и трёх аналогичных станций, размещённых после мишени обеспечивала точное измерение угла рассеяния пиона в мишени, что особенно важно для реакций Примакова, где типичный угол рассеяния составляет порядка $m_\pi/E_{\text{пучка}} \sim 1$ мрад.

4.2.3 Мишени для измерений с адронным пучком в 2008, 2009 и 2012 годах

Для изучения рассеяния на протонах в 2008–2009 годах использовалась жидководородная мишень длиной 40 см ($0.045 X_0$) [10]. Диаметр мишени в 35 мм был выбран из соображений, чтобы с одной стороны большая часть пучковых частиц проходила сквозь мишень, а с другой стороны

количество вещества на пути протона отдачи было не слишком большим. Водородная мишень размещалась в криостате с тонкими алюминиевыми стенками.

Мишень была окружена детектором протонов отдачи, RPD (Recoil proton detector), состоящим из двух цилиндрических слоёв пластикового сцинтиллятора. RPD позволял идентифицировать протоны и измерять их импульс используя как информацию о времени пролёта, так и о потерях энергии в сцинтилляторе. Рис. 4.4(а) показывает зависимость относительного импульсного разрешения RPD от импульса протонов, вылетевших под углом 70° к оси пучка. Детектор протонов отдачи использовался также в качестве элемента триггера для отбора событий дифракционного рождения.

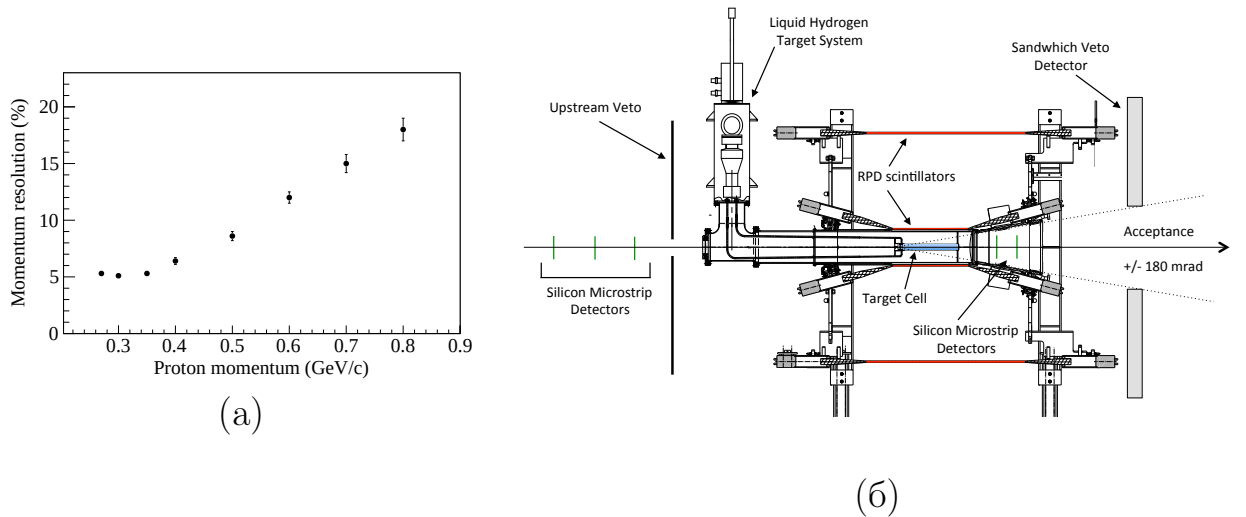


Рисунок 4.4 — (а) Зависимость относительного импульсного разрешения RPD от импульса протонов, вылетевших под углом 70° к оси пучка [10]. (б) Общий вид области мишени в сеансах с адронным пучком 2008, 2009 и 2012 годов. Показаны мишень, элементы детектора протонов отдачи, кремниевые детекторы до и после мишени, элементы триггерной систем [10].

Для измерений с ядерными мишенями в качестве держателя использовалась конструкция из углепластика и оргстекла. Держатель позволял размещение до 16 тонких дисков-мишеней и мог быть размещён внутри детектора протонов отдачи вместо водородной мишени. Параметры дисков-

Таблица 4.4

Параметры ядерных мишеней, использовавшихся в сеансах с адронным пучком в 2008 и 2009 годах. [10].

Вещество	Число элементов	Толщина x			
		мм	г/см ²	λ_I	X_0
Liquid H ₂	1	400	2.84	5.5%	4.5%
Pb	6	0.250	0.284	0.14%	4.45%
Pb	2	0.125	0.142	0.07%	2.23%
Pb	2	0.025	0.028	0.01%	0.45%
Pb	2	0.050	0.057	0.03%	0.89%
W	2	0.050	0.097	0.05%	1.43%
W	2	0.025	0.048	0.03%	0.71%
Ni	1	4.2	3.74	2.8%	29.5%
W	1	0.025	0.048	0.03%	0.71%
W	1	0.050	0.097	0.05%	1.43%

мишеней приведены в таблице 4.4. В ходе сеансов использовалось два набора ядерных мишеней:

1. 12 свинцовых и 4 вольфрамовых дисков разной толщины для изучения дифракционного рождения. Толщина дисков и расстояние между ними были выбраны так, чтобы протоны отдачи с импульсом выше 200 МэВ/с, вылетевшие из каждой мишени, могли быть зарегистрированы в RPD;
2. никелевая мишень толщиной 4.2 см ($0.3 X_0$) с двумя дополнительными тонкими вольфрамовыми дисками, отдалёнными от никелевой мишени на расстояние 30 см. Именно эта конфигурация использовалась для прецизионного измерения поляризуемости заряженного пиона, описываемого в данной диссертации.

Небольшая статистика в 2012 году была набрана на мишени из 12 тонких графитовых дисков для изучения A -зависимости дифракционного рождения.

Три станции кремниевых детекторов, расположенные до мишени и две станции, размещённых после мишени обеспечивали прецизионное измерение угла рассеяния пиона. Координатное разрешение этих детекторов составляет (4–11) мкм, временное – (1.4–1.8) нс [10]. Общий схематический

вид зоны мишени для адронных сеансов 2008, 2009 и 2012 годов показан на Рис. 4.4(б).

4.3 Спектрометр больших углов

Спектрометр больших углов включает в себя элементы установки, расположенные вокруг спектрометрического магнита SM1 с интегралом поля 1.0 Т·м, центр которого удалён на 4 метра от мишени. Детекторы спектрометра больших углов регистрируют вторичные частицы в угловой апертуре от 30 мрад до 180 мрад. За регистрацию треков частиц отвечают группы координатных детекторов, основанных на различных технологиях: газовые электронные умножители (GEM), детекторы на основе сцинтиллирующих волокон (SciFi), детекторы Микромегас (Micromegas) и дрейфовые камеры.

Детектор черенковских колец RICH (Ring Imaging CHerenkov detector), рабочим веществом которого является газ C_4H_{10} при атмосферном давлении, обеспечивает идентификацию адронов в диапазоне от 5 ГэВ до 43 ГэВ [10; 11]. RICH не использовался непосредственно для получения основных результатов, представленных в диссертации. Следует отметить, что в сеансе по измерению поляризуемости пиона рабочий газ был заменён на азот для повышения прозрачности установки для фотонов, рождённых в мишени.

Электромагнитный калориметр ECAL1, предназначенный для регистрации фотонов, а также для идентификации электронов и позитронов в соответствующей угловой апертуре, был установлен в 2006 году [10]. Построенный на основе трёх типов модулей из свинцового стекла, он имеет глубину от $16.4 X_0$ до $23.3 X_0$ ($1.4-1.9 \lambda_I$).

Адронный калориметр HCAL1 толщиной $4.8 \lambda_I$, состоящий из слоёв железа и сцинтиллятора, обеспечивает идентификацию адронов и участвует в формировании триггера в мюонной программе (см 4.7.1) [11].

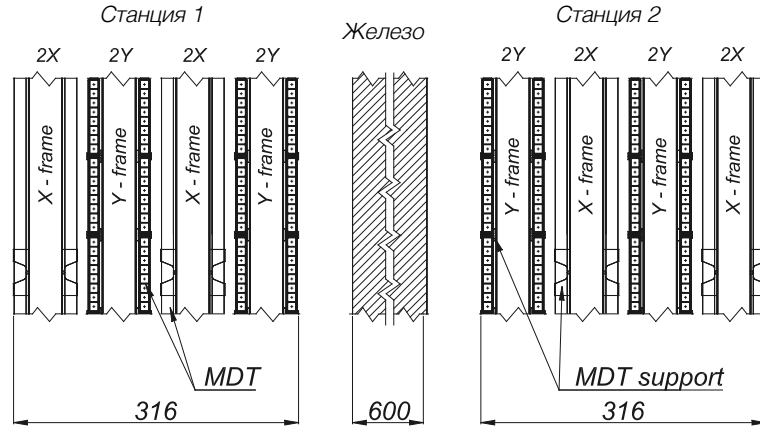


Рисунок 4.5 — Схема первой мюонной стенки (MW1) [11].

Первая мюонная стенка (Muon Wall 1, MW1) является важным элементом системы идентификации мюонов в спектрометре больших углов [10; 11]. MW1 состоит из двух станций детекторов на основе дрейфовых минитрубок (MDT). Каждая станция включает в себя четыре детектора, каждый из которых имеет две детектирующие плоскости. Станции разделяет слой железа толщиной 600 мм ($3.6 \lambda_I$). Схема MW1 представлена на рисунке 4.5. Таким образом, мюон, пройдя ECAL1, HCAL1 и слой железа, способен дать сигнал во второй станции, в то время, как для адрона, вылетевшего из мишени под соответствующим углом, такая вероятность крайне мала. Средняя эффективность каждой из 16 детектирующих плоскостей составляет 91%. Пространственное разрешение детектирующей плоскости по каждой координате (X и Y) составляет 2.9 мм и определяется геометрическим размером дрейфовой минитрубки.

4.4 Спектрометр малых углов

В спектрометр малых углов входят элементы установки, расположенные вокруг спектрометрического магнита SM2 с интегралом поля $4.4 \text{ Т} \cdot \text{м}$ при токе 4000 А. Расстояние от SM2 до мишени составляет около 18 метров. Детекторы спектрометра малых углов регистрируют вторичные частицы в угловой апертуре до 30 мрад.

Спектрометр малых углов включает в себя основную массу годоскопов, участвующих в формировании триггера в мюонной программе. Подробнее о них будет рассказано в разделе 4.7.1.

Входящий в спектрометр малых углов электромагнитный калориметр ECAL2 является основным детектором в программе измерения поляризуемости пиона и будет детально описан в разделе 4.6.

Адронный калориметр HCAL2, состоящий из набора стальных пластин, проложенных слоями сцинтиллятора, суммарной толщиной $5.6 \lambda_I$ обеспечивает идентификацию вторичных адронов и участвует в формировании триггера в мюонной программе (см 4.7.1).

Идентификация мюонов в спектрометре малых углов обеспечивается второй мюонной стенкой (Muon Wall 2, MW2). MW2 состоит из двух идентичных станций, каждая из которых включает в себя 8 детектирующих плоскостей на основе дрейфовых трубок. Координатное разрешение детектора составляет порядка 1 мм. Средняя эффективность отдельной плоскости – 83%. Станции MW2 отделены от основной части спектрометра малых углов бетонной стенкой толщиной 2.4 м ($5.7\lambda_I$).

4.5 Реконструкция

4.5.1 Восстановление треков

Алгоритм восстановления треков, использующийся в эксперименте COMPASS, можно разделить на три этапа. На первом этапе производится поиск прямолинейных сегментов трека в каждой из пяти условных зон спектрометра:

1. зона до мишени;
2. зона между мишенью и SM1;
3. зона между SM1 и SM2;
4. зона между SM2 и бетонной стенкой MW2;

5. зона за бетонной стенкой MW2.

Вначале производится реконструкция проекций трека на плоскости XZ и YZ. Для этого детекторы в каждой зоне разделяются на группы в соответствии с их ориентацией, измеряющие одинаковые проекции трека. Для поиска проекций сегментов треков используется алгоритм опорных плоскостей, согласно которому каждая пара плоскостей детектора используется в качестве опорных. Каждая пара кластеров (в данном случае кластер – это группа соседних сработавших при прохождении частицы каналов электроники в отдельной плоскости детектора) на опорных плоскостях определяет коридор, в который укладываются кластеры других плоскостей. Ширина коридора определяется разрешением детекторов. Такой алгоритм поиска применяется к каждой проекции. Затем производится отбор кандидатов в проекции трека исходя из числа кластеров и принимая во внимание изменение их числа в зависимости от угла трека. Затем проекции комбинируются таким образом, чтобы получились пространственные сегменты треков. Все найденные треки-кандидаты сравниваются с таблицей всех возможных треков, что позволяет существенно ускорить процедуру оценки параметров треков.

На втором этапе производится объединение найденных сегментов трека в единый трек. Построение полного трека из сегментов осуществляется в два шага: сперва производится аппроксимация трека прямой, а затем объединяются сегменты соседних зон. Автором было установлено, что в примаковских реакциях, где углы рассеяния невелики, в зоне между магнитами SM1 и SM2 частицы проходят через область, где число плоскостей трековых детекторов не достаточно велико, поэтому сегмент трека в этой зоне не всегда восстанавливается. При этом эффективность восстановления сегмента трека зависит от эффективности каждой плоскости детектора и с трудом поддаётся воспроизведению в Монте Карло моделировании. Для минимизации влияния этой проблемы в примаковском сеансе использовался усовершенствованный алгоритм реконструкции трека, в котором не требовалось обязательное наличие сегмента трека в зоне между SM1 и SM2, В данном алгоритме стыкуются сегменты соседних зон, при этом, в случае

удачной стыковки, к найденному треку добавляются кластеры проблемной зоны.

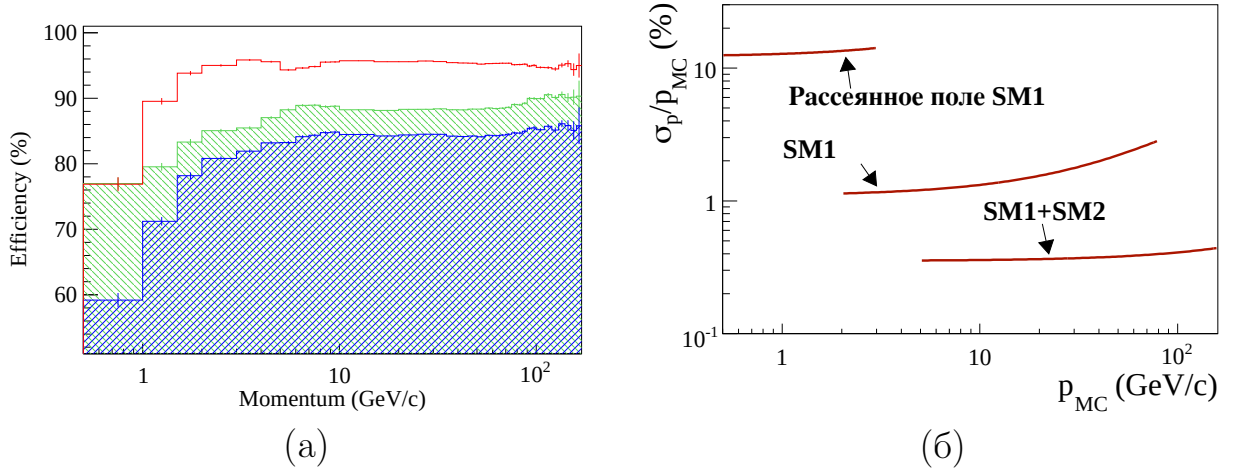


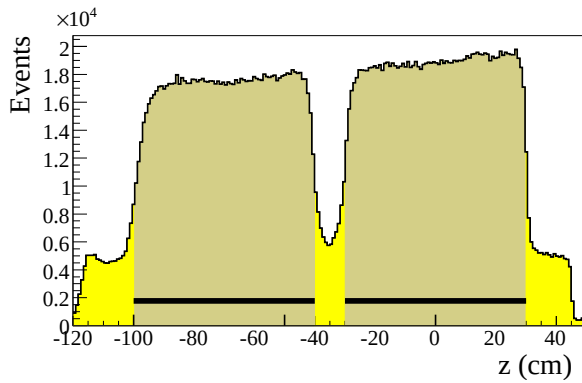
Рисунок 4.6 — (а) Полная эффективность реконструкции трека заряженной частицы в зависимости от её импульса (показана синим), являющаяся произведением эффективности алгоритма поиска и реконструкции трека (показана красным) и эффективности экспериментальной установки (показана зелёным) [10]. (б) Импульсное разрешение в зависимости от импульса частицы для случаев, когда импульс частицы измеряется при её прохождении через SM1, через SM1 и SM2, через рассеянное поле SM1 [11].

На третьем этапе вычисляются параметры найденного трека. При этом принимаются во внимание карты магнитных полей и распределения вещества для наиболее точной оценки параметров трека (x и y координат, углов dx/dz and dy/dz) и величины, обратной импульсу $1/p$), а также матрицы ошибок. Для этого используется метод, называемый фильтром Кальмана. [84;85]. Процедура подгонки стартует с первого кластера найденного трека. Параметры трека рассчитываются для данной точки и экстраполируются в плоскость следующего детектора. Этот процесс повторяется для всех кластеров трека. Данный метод применяется дважды: сначала трек проходится от начала к концу, а затем наоборот для того, чтобы получить значения параметров в первой и последней точке трека.

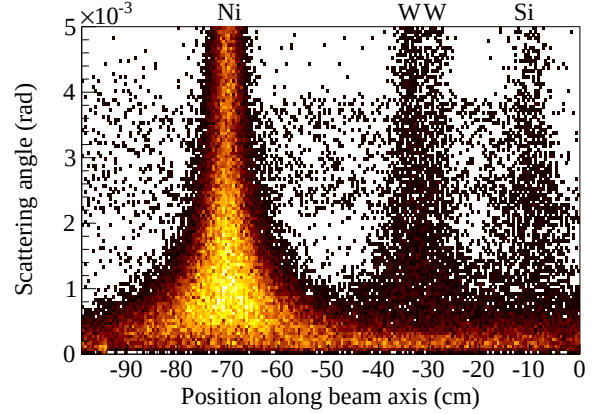
На рисунке 4.6(а) показана эффективность реконструкции треков в зависимости от импульса частицы. Красным показана эффективность описанного выше алгоритма поиска и реконструкции треков, зелёным – эффек-

тивность экспериментальной установки и синим – их произведение. Таким образом, можно видеть, что для заряженных частиц с импульсом больше 2 ГэВ/с общая эффективность реконструкции трека частицы и измерения её импульса составляет 80–85%. Рис. 4.6(б) показывает достигаемое при реконструкции импульсное разрешение в зависимости от импульса частицы для случаев, когда импульс частицы измеряется при её прохождении через SM1, через оба магнита SM1 и SM2, а также для случая, когда импульс мягкой частицы, не попадающей в апертуру SM1, измеряется в рассеянном магнитном поле этого магнита.

Помимо пространственных данных (координат кластера) многие детекторы установки COMPASS предоставляют также временную информацию (время кластера) относительно времени сигнала триггера. Временные измерения производятся независимо от координатных, временная информация не включается в параметры трека, однако для каждого трека вычисляется среднее время. Такая информация оказывается полезной для борьбы с эффектом нагромождения треков.



(а)



(б)

Рисунок 4.7 — (а) Распределение координаты восстановленных первичных вершин вдоль оси пучка в области мишени для одного из сеансов с мюонным пучком [11]. Горизонтальные линии показывают номинальное положение каждой из двух ячеек мишени. (б)

Распределение восстановленного положения первичных вершин, содержащих один исходящий трек, вдоль оси пучка в сеансе 2009 года в зависимости от угла между входящим исходящим треками [10].

4.5.2 Восстановление вершин

Восстановление точки первичного взаимодействия и вершин двухчастичных распадов нейтральных частиц (V^0 вершин) производится на заключительном этапе реконструкции события. Цель этой процедуры – получить лучшую оценку для трех координат вершины, параметров всех исходящих треков, а также для элементов соответствующих ковариационных матриц.

В первом приближении положение первичной вершины (то есть вершины, содержащей трек пучковой частицы) определяется как средняя величина координат, для которых минимально расстояние между пучковым треком и каждым из исходящих из вершины треков. Те треки, минимальное расстояние от которых до вершины превышает некоторую величину, отбрасываются (за исключением трека рассеянного мюона). Поскольку в событии могут существовать более чем один пучковый трек, реконструируются все возможные первичные вершины. Выбор лучшей первичной вершины, при необходимости, происходит уже на этапе анализа физических данных.

Для треков, прошедших первичный отбор, проводится подгонка положения вершины с использованием алгоритма, называемого обратным фильтром Кальмана. Во время первой итерации используются все треки для оценки параметров вершины и относительного вклада каждого трека в величину χ^2 . Если вклад трека в χ^2 превышает некоторый порог, трек отбраковывается и процедура повторяется еще раз. Однако, ни пучковый трек, ни трек рассеянного мюона не могут быть отброшены. Алгоритм заканчивает работу, когда все оставшиеся треки проходят отбор по χ^2 .

Процедура, описанная выше, может оказаться безуспешной, если изначальный список треков в вершине содержит большое число ложных треков. В этом случае оценка начального положения вершины может значительно отличаться от её истинного положения и в результате работы алгоритма будут отброшены истинные треки. Для избежания этого на заключительной стадии реконструкции отбракованные треки по одному снова

включаются в процедуру подгонки и если трек проходит отбор по χ^2 , он снова ассоциируется с вершиной.

На Рис. 4.7(а) показано распределение восстановленных первичных вершин вдоль оси пучка в области мишени для одного из сеансов с мюонным пучком. Точность восстановления позволяет видеть две отдельные ячейки мишени. Рис. 4.7(б) показывает распределение вдоль оси пучка восстановленных в сеансе по измерению поляризуемостей пиона 2009 года первичных вершин, содержащих один исходящий трек, в зависимости от угла между входящим и исходящим треками. Вертикальные полосы соответствуют никелевой и двум вольфрамовым мишеням, а также станции кремниевых детекторов. Широкая горизонтальная линия обусловлена кинематикой распада пучковых каонов $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$.

Поиск вторичных V^0 вершин осуществляется путем комбинирования всех пар треков разных знаков несмотря на их возможную ассоциацию с первичной вершиной. Для таких вершин также вычисляются наиболее вероятные значения координат точки распада и параметров треков, а также соответствующие матрицы ошибок.

4.6 Электромагнитный калориметр ECAL2

Электромагнитный калориметр ECAL2, являясь частью спектрометра малых углов, состоит из 3068 модулей трёх разных типов (см. Рис. 4.8) поперечным размером 3.83×3.83 см². Внутренняя часть калориметра состоит из 888 модулей типа "Шашлык". Каждый такой модуль имеет длину 39 см и набран из 154 чередующихся слоёв свинца (0.8 мм) и пластикового сцинтиллятора (1.55 мм). Суммарная толщина вещества соответствует $22.6 X_0$. Посредством светосмещающих оптических волокон сигнал выводится на фотоэлектронные умножители. Именно центральная часть калориметра ответственна за регистрацию фотонов, рождённых в примаковских реакциях. Средняя часть калориметра заполнена радиационно-стойкими модулями из свинцового стекла типа GAMS-R, внешняя – 1332 модулями типа

GAMS. Следует отметить, что до 2006 года центральная часть калориметра также состояла из модулей свинцового стекла типа GAMS-R.

В центральной области калориметра оставлено отверстие для свободного прохождения отклонённого магнитами пучка. В адронных сеансах его размер составлял 2×2 модуля, в сеансах с мюонным пучком – 10×10 модулей.

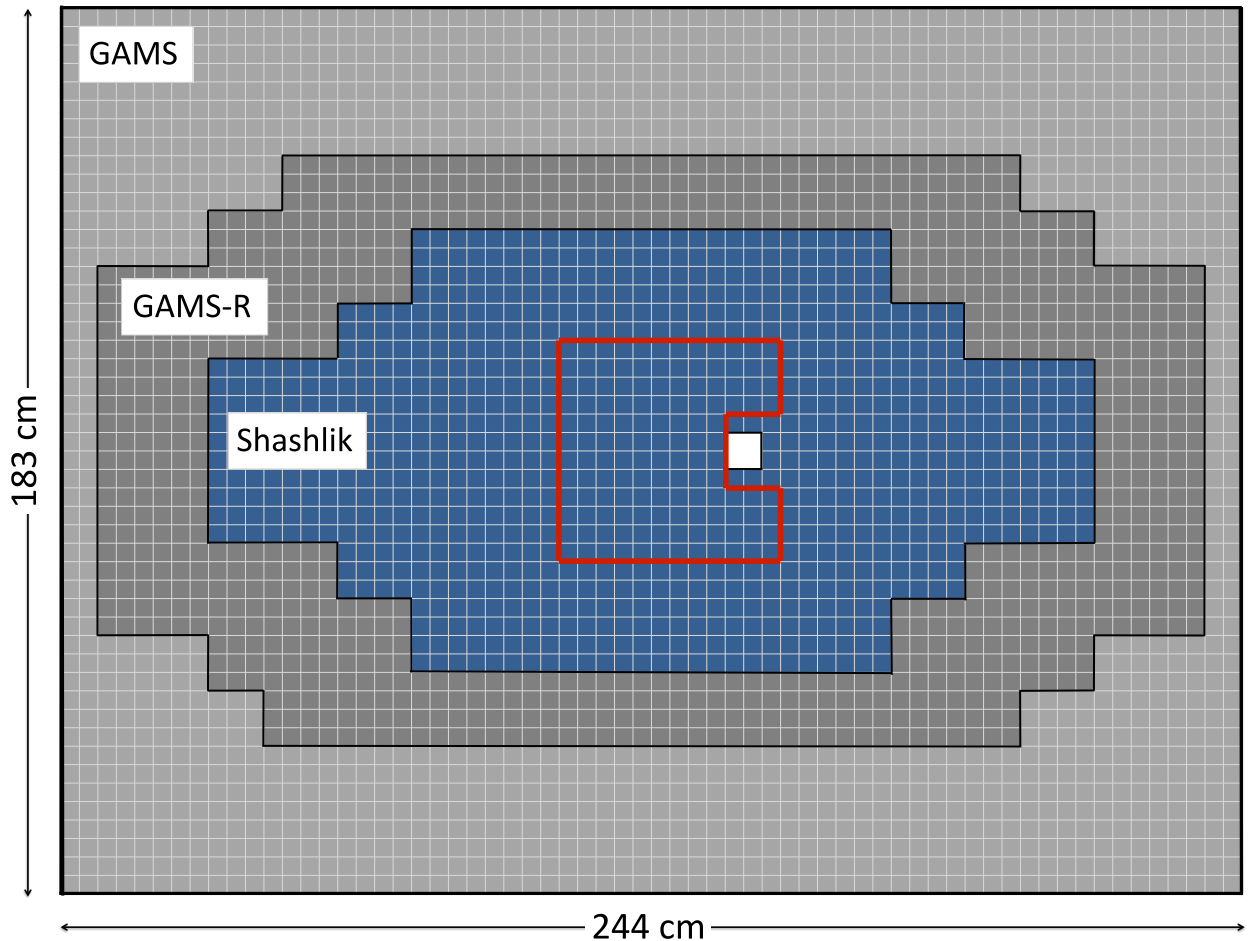


Рисунок 4.8 — Схематический вид электромагнитного калориметра ECAL2 в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Разным цветом показаны зоны калориметра, включающие в себя разные типы модулей. Красным контуром показана центральная область, включённая в триггер в сеансе по измерению поляризуемостей пиона в 2009 году. [11].

Для реконструкции энергии фотонов модули с энергосвободением выше 100 МэВ, находящиеся рядом, объединяются в кластеры. Параметры фотона (энергия и координаты X , Y) определяются из подгонки номинального профиля электромагнитного ливня (предполагается, что угол падения

лишь незначительно отличается от 90°) к распределению энергосыделения и времён срабатывания отдельных модулей в кластере. В результате процедуры подгонки вычисляется также и время кластера. В случае неудовлетворительного результата подгонки в предположении одного ливня, процедура повторяется в предположении, что кластер есть результат двух или большего числа перекрывающихся ливней, причём, в случае успеха восстанавливаются параметры каждого из ливней.

Автором была показана недостаточность вышеописанной процедуры для оптимальной реконструкции энергии жёстких фотонов. Несмотря на значительную толщину ECAL2, электромагнитные ливни, порождённые фотонами с энергией выше 100 ГэВ не поглощаются в рабочем объёме калориметра полностью, что приводит к существенной нелинейности отклика при высоких энергиях. Этот эффект проиллюстрирован на Рис. 4.9 (а), где показан баланс энергии в эксклюзивной реакции $\mu^- Ni \rightarrow \mu^- Ni \gamma$ в зависимости от энергии фотона. При реконструкции энергии жёстких фотонов вводится соответствующая корректирующая поправка.

Кроме того, для энергии реконструируемого фотона вводилась поправка на зависимость отклика модуля от положения точки попадания фотона относительно центра модуля. Эта зависимость обусловлена наличием неоднородностей в XY-структуре ECAL2 в виде светосмещающих волокон, стягивающих модули стальных струн и зазоров между модулями. Величина этой поправки для кластеров с высоким энергосыделением в зависимости от одной из координат показана на Рис. 4.9 (б).

Что касается экспериментального разрешения, то относительное энергетическое разрешение калориметра оценивается как $\sigma_E/E = 2\% \oplus 6\%/\sqrt{E}$, где E выражено в ГэВ. Координатное разрешение для высокоэнергетических фотонов составляет примерно 1 мм по каждой координате. Точность реконструкции фотонов в ECAL2 может быть проиллюстрирована сигналами от двухфотонных распадов π^0 и η мезонов, представленных на Рис. 4.10. Гауссова ширина пиков составляет 3.9 ГэВ/ c^2 и 11.4 ГэВ/ c^2 , соответственно. Сигнал распада π^0 служит для вторичной энергетической калибровки модулей ECAL2. Предварительная первичная калибровка осуществляется с использованием электронного пучка с энергией 40 ГэВ.

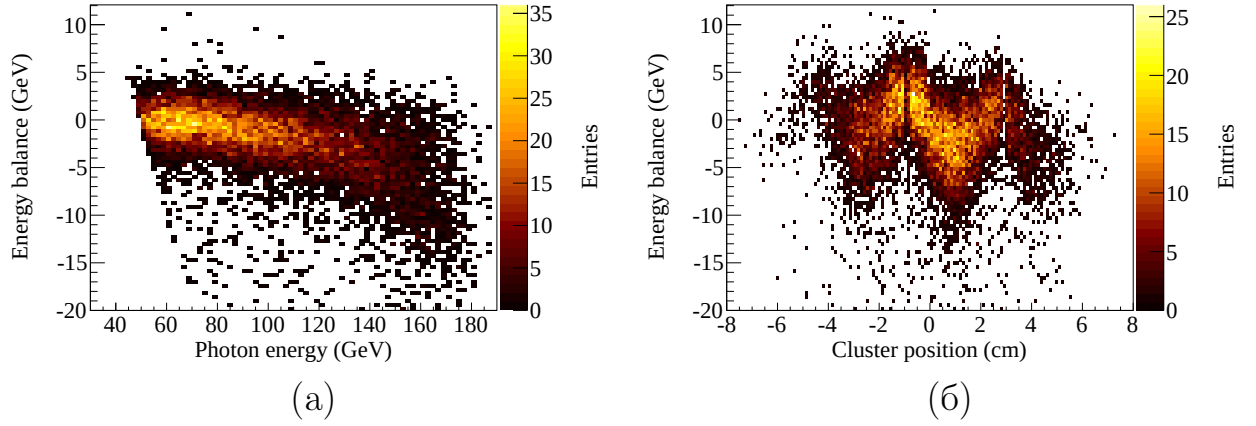


Рисунок 4.9 — (а) Баланс энергии в эксклюзивной реакции $\mu^- Ni \rightarrow \mu^- Ni \gamma$ в зависимости от энергии фотона [10]. (б) Величина поправки к энергии кластера, измеренной в ECAL2, в зависимости от координаты попадания фотона в калориметр (относительно центра одной из ячеек) [10].

Временное разрешение калориметра ECAL2 зависит от энергии кластера и для фотонов высоких энергий составляет менее одной наносекунды.

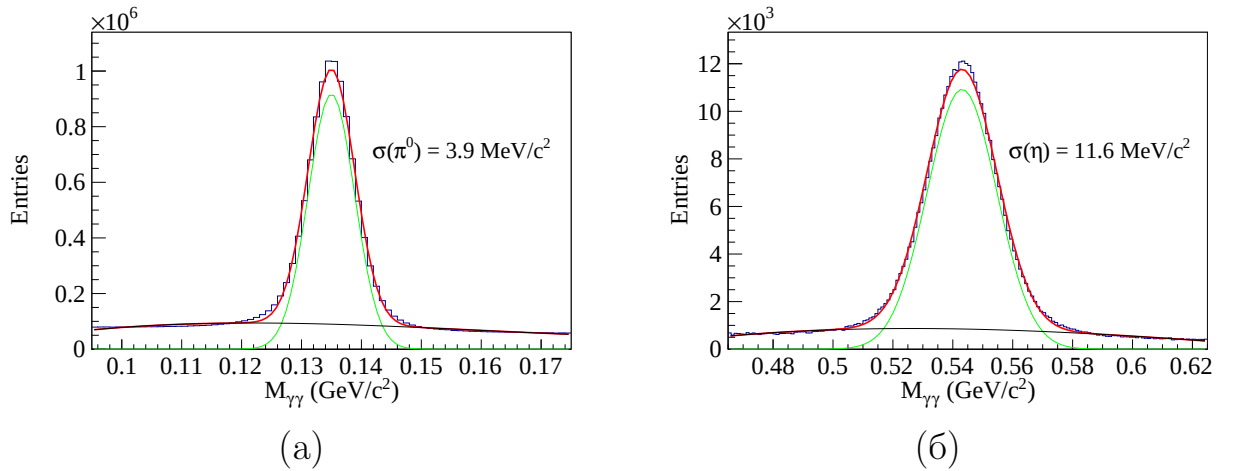


Рисунок 4.10 — Сигнал от распада (а) π^0 и (б) η -мезона в спектре инвариантных масс двух фотонов. [10].

4.7 Триггерная система

Триггерная система в эксперименте COMPASS выполняет две задачи: с одной стороны она обеспечивает отбор потенциально интересных событий в условиях высокой загрузки детектора со временем принятия решения менее 500 нс. С другой стороны она предоставляет точную временную отметку для событий. Триггерная система основывается на сигналах с быстрых детекторов (в частности, годоскопов), отклике вето-системы и энерговыделении в калориметрах. В зависимости сеанса и от кинематики конкретной реакции разные элементы комбинируются для формирования триггерного сигнала.

4.7.1 Триггеры для сеанса с мюонным пучком

Для реализации программы по изучению спиновых эффектов в полуконклюзивном глубоконеупругом рассеянии от установки COMPASS требуется покрытие широкого кинематического диапазона по Q^2 и переданной налетающим мюоном энергии. В области $Q^2 > 0.5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ триггерный сигнал формируется только на основании информации об угле рассеяния мюона. По прохождению рассеянного мюона через пару горизонтальных годоскопов (показаны на Рис. 4.11 как H4M, H5M и H3O, H4O) определяется угол рассеяния мюона в вертикальной плоскости и, в случае, если он совместим с предположением о первичном взаимодействии в области мишени, вырабатывается триггерный сигнал.

Для малых значений Q^2 углы рассеяния мюона невелики и описанный выше метод перестаёт работать. В этом случае для выработки триггерного сигнала используется получаемая с годоскопов информация об отклонении мюона магнитами SM1 и SM2 в горизонтальной плоскости. Эти годоскопы показаны на Рис. 4.11 как H4I, H5I и H4L, H5L. Вместе с этим дополнительным триггерным условием могло служить энерговыделение в адронных

калориметрах HCAL1 и HCAL2 выше некоторого порога (варьировался в диапазоне 5.4 ГэВ – 16.2 ГэВ). Триггеры, основывающиеся только на информации о рассеянном мюоне называются инклюзивными, в то время как триггеры, включающие в себя информацию об энергосодержании в адронных калориметрах – полуинклюзивными.

Два сцинтилляционных счётчика, расположенных до мишени и имеющих отверстие в центре для прохождения пучка, использовались в качестве вето-системы для подавления мюонов гало пучка.

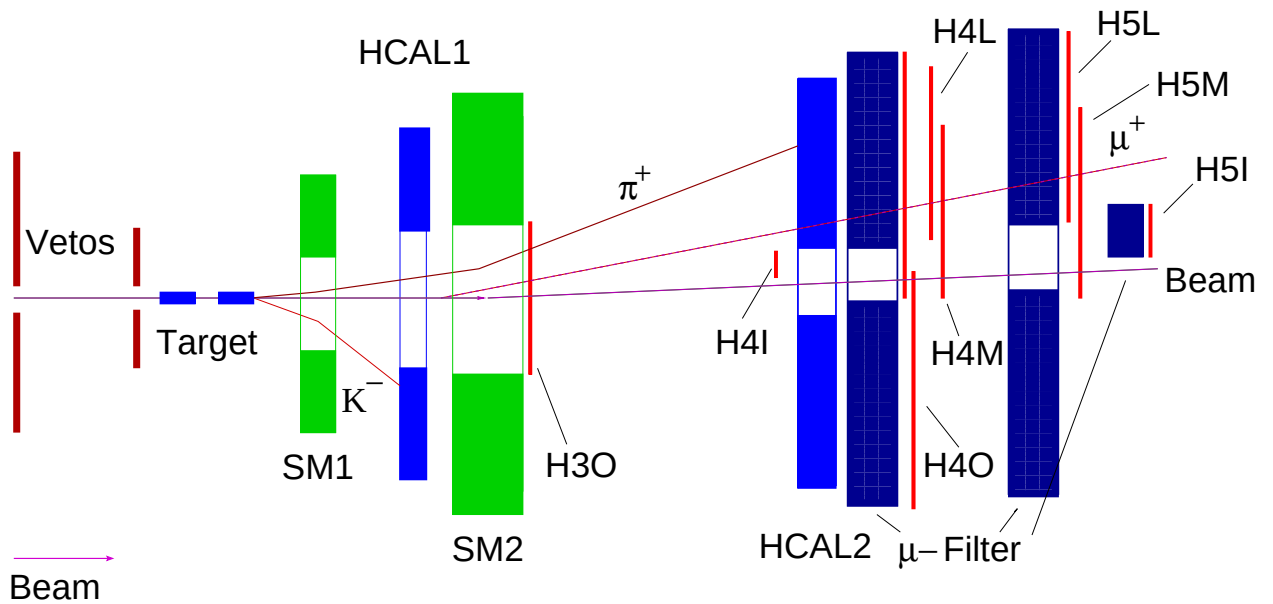


Рисунок 4.11 — Схема расположения основных триггерных элементов в сеансах в мюонном пучке [11].

4.7.2 Триггеры в предварительном сеансе с адронным пучком 2004 года

В предварительном сеансе с адронным пучком 2004 года использовались два типа триггеров: триггеры *Primakoff1* и *Primakoff2* для выделения событий с рассеянным отрицательным пионом и жёсткими фотонами в конечном состоянии и триггер на события дифракционного рождения. Основные триггерные элементы схематически показаны на Рис. 4.12.

Общая часть всех триггеров включала в себя следующие элементы: пару сцинтилляционных счётчиков, регистрирующих прохождение пучковой частицы (обозначены на Рис. 4.12 как Beam Counter); три сцинтилляционных veto-счётчика диаметром 5 см и толщиной 5 мм каждый, расположенных на траектории пучка, прошедшего через область мишени без взаимодействия, между SM2 и ECAL2 (обозначены как Beam Killer); veto-систему на основе сцинтилляционных счётчиков с отверстием диаметром 4 см для прохождения пучка, расположенную до мишени и призванную отбрасывать события, в которых пучковая частица не пересекает мишень (Beam Veto); veto-систему, окружающую мишень и описанную в разделе (4.2.2); а также veto-систему на основе сборки из сцинтилляторов, прослоенных свинцом, расположенную непосредственно за мишенью (Target Veto System), в задачу которой входит отбрасывание событий, в которых вторичные заряженные частицы или фотоны вылетели из мишени под большим углом.

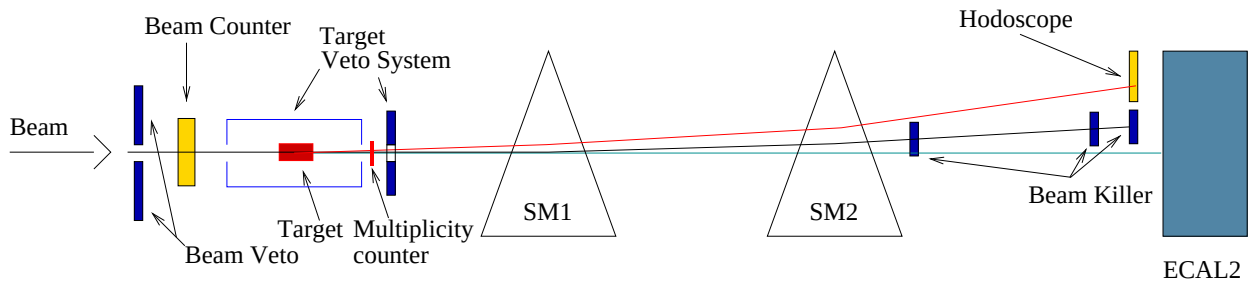


Рисунок 4.12 — Схема расположения основных триггерных элементов в предварительном сеансе в адронном пучком 2004 года [11].

Триггер *Primakoff1* включал с себя три дополнительных элемента:

- калориметр ECAL2 с суммарным энерговыделением выше 40 ГэВ для детектирования жёсткого фотона, рождённого в реакции (1.10);
- сцинтилляционный годоскоп, расположенный непосредственно перед ECAL2, способный регистрировать рассеянный пион с импульсом от 20 ГэВ/с до 110 ГэВ/с;
- калориметр HCAL2 с суммарным энерговыделением выше 18 ГэВ для дополнительного подтверждения наличия пиона в конечном

состоянии. HCAL2 исключался из триггера при смене адронного пучка на мюонный.

Триггер *Primakoff2* в дополнение к общим элементам требовал лишь суммарное энерговыделение в ECAL2 выше 90 ГэВ.

Дифракционный триггер в дополнение к общим элементам включал в себя сцинтилляционный счётчик (Multiplicity counter), расположенный за мишенью, порог сигнала которого был настроен таким образом, что триггерный сигнал вырабатывался лишь при прохождении через счётчик не менее двух заряженных частиц.

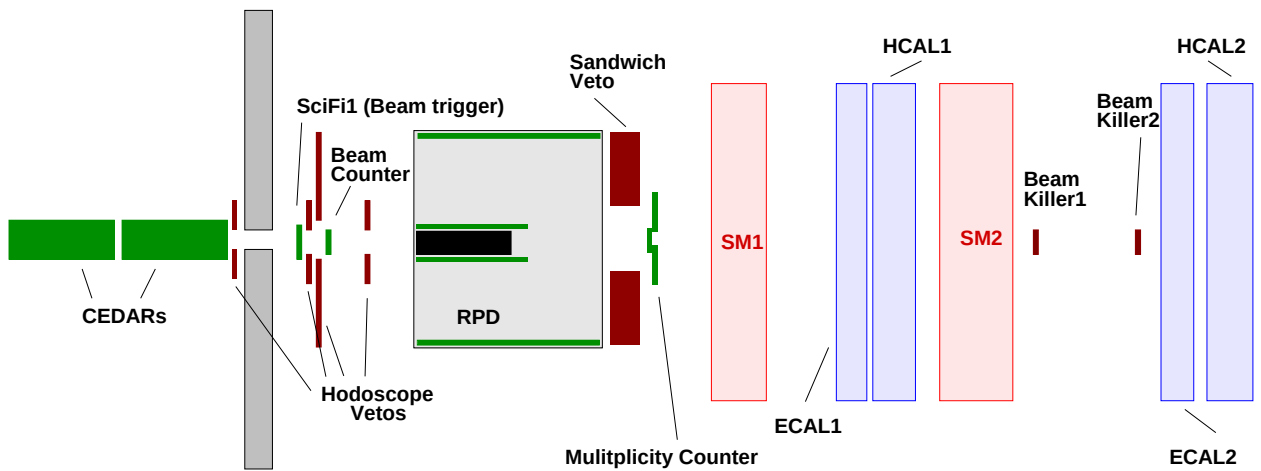


Рисунок 4.13 — Схема расположения основных триггерных элементов в примаковском сеансе 2009 года [10].

4.7.3 Триггеры в сеансах с адронным пучком 2008 и 2009 годов

В сеансах 2008 и 2009 годов использовалось четыре основных типа триггеров:

1. триггер на протон отдачи, организован на основе RPD (см. раздел (4.2.3)), использовался для выделения событий дифракционного рассеяния и центрального рождения;
2. триггеры на множественность вторичных частиц, выделяющие события с большой множественностью вторичных заряженных частиц;

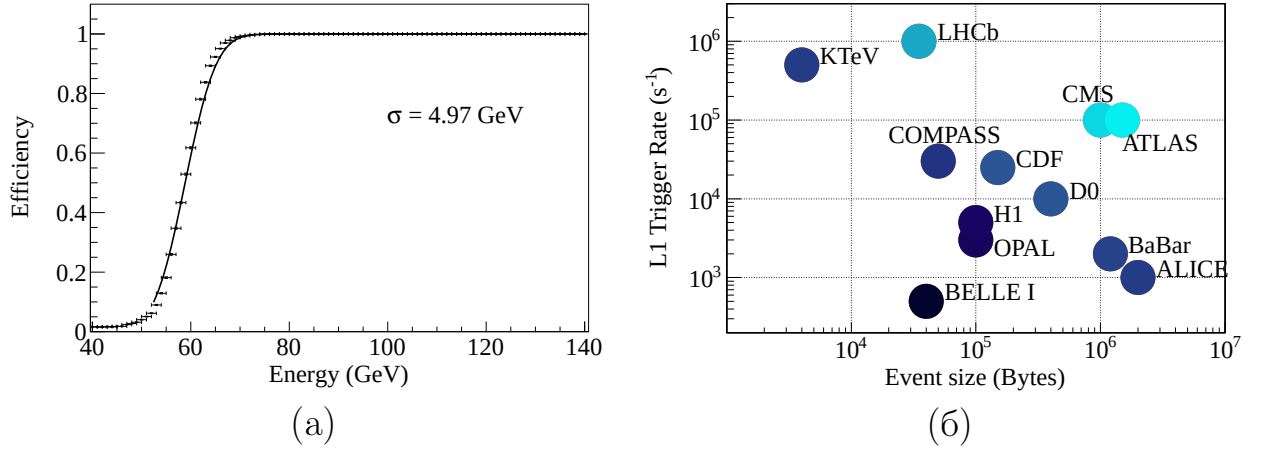


Рисунок 4.14 — (а) Эффективность триггера *Primakoff2* (измерена относительно триггера *Primakoff1*) в зависимости от энергосодержания в триггерной области ECAL2 [10]. (б) Характерные число триггеров первого уровня в единицу времени и объём данных, соответствующих одному событию для эксперимента COMPASS и других современных экспериментов. [10].

3. триггер на пучковый каон, использующий информацию с детекторов CEDAR;
4. триггеры, основывающиеся на энергосодержании в калориметре ECAL2, использовавшиеся для изучения реакций с жёсткими фотонами в конечном состоянии, в том числе и для измерения поляризуемостей заряженного пиона, о котором пойдёт речь в следующей главе.

Каждый из этих триггеров включал в себя сцинтилляционный счётчик, устанавливающий факт прохождения пучковой частицы и вето-систему по функциям и организации сходную с той, что использовалась в ходе предварительного адронного сеанса 2004 года (отсутствовал лишь элемент вето-системы, окружающий мишень, поскольку его место занял RPD).

Два калориметрических триггера *Primakoff1* и *Primakoff2* в сеансе 2009 года основывались на требовании суммарного энергосодержания в центральной области ECAL2, красным контуром показанной на рисунке 4.8 выше некоторого порога. При этом для каждого отдельного модуля устанавливался порог по энергосодержанию на уровне 0.8 ГэВ. Для триггера *Primakoff1* требовалось энергосодержание выше ~ 40 ГэВ, в случае триг-

гера *Primakoff2* - выше ~ 60 ГэВ. Эффективность триггера *Primakoff2* относительно триггера *Primakoff1* в зависимости от энергоснабжения в триггерной области ECAL2 показана на Рис. 4.14(а). Ширина порога триггера в ~ 5 ГэВ обусловлена разбросом предварительных индивидуальных калибровочных констант модулей ECAL2 и индивидуальных порогов. Для триггера *Primakoff1* системой сбора данных принималось к записи лишь каждое второе событие. О мотивации для изменения организации триггеров *Primakoff1* и *Primakoff2* при переходе от предварительного сеанса 2004 года к сеансу 2009 году будет рассказано в следующей главе.

Типичный индивидуальный счёт триггеров *Primakoff1* и *Primakoff2* (без учёта корреляций между ними) при интенсивности адронного пучка 5×10^6 частиц в секунду составлял около 20 тысяч событий в секунду, в то время как система сбора данных принимала около 30 тысяч событий в секунду при типичном объёме события 40 килобайт [10]. Характерный счёт триггеров первого уровня и типичный размер одного события для современных экспериментов, включая COMPASS, приведён на Рис. 4.14(б).

4.8 Программное обеспечение эксперимента COMPASS

Программное обеспечение эксперимента COMPASS, используемое для моделирования, реконструкции и анализа физических данных, включает в себя три компоненты:

1. пакет для Монте Карло моделирования отклика установки. В первой фазе эксперимента для этих целей использовался программный продукт COMGEANT, разработанный коллаборацией на основе стандартного пакета моделирования прохождения частиц высоких энергий через вещество GEANT3 [86]. COMGEANT включает в себя детальное описание установки COMPASS (геометрия, карта материалов, магнитные поля) для основных её конфигураций и пучка (направление, профиль, импульсный разброс, угловая рас-

ходимость, гало). В качестве источника событий имеется возможность использовать как встроенные генераторы (простой генератор множественного рождения, Pythia [87], Fritiof [88], LEPTO [89] так и считывать события произвольной конфигурации из внешних файлов. Во второй фазе эксперимента на смену программе COMGEANT пришла аналогичная по возможностям программа TGEANT, основанная на пакете GEANT4 [90].

2. пакет CORAL для реконструкции событий, реальных и смоделированных. В его задачу входит декодирование "сырых" данных, поиск, восстановление и определение параметров треков частиц, вершин, кластеров энерговыделения в калориметрах, а также идентификация частиц. Для этого используется первичная информация о номерах сработавших каналов электроники, соответствующих временам и амплитудам. Для реконструкции событий привлекаются данные о геометрии установки, свойствах детекторов, точном положении плоскостей координатных детекторов, распределении вещества и магнитных полей, калибровках, а также данных медленного контроля. Получая на входе "сырые" экспериментальные данные или данные Монте Карло моделирования, CORAL выдаёт на выходе так называемые физические данные (mini Data Summary Trees, mDST) в виде деревьев объектов пакета ROOT [91], которые используются в дальнейшем для физического анализа. Следует отметить, что алгоритмы реконструкции по возможности работают идентичным образом с реальными экспериментальными данными и данными Монте Карло моделирования.
3. пакет PHAST [92] для доступа к физическим данным в формате mDST и их анализа. Как и все вышеперечисленные пакеты, PHAST, основанный на пакете ROOT, является собственной разработкой коллаборации COMPASS. Помимо удобного доступа к физическим данным инструментов для разработки собственной программы анализа данных, PHAST предоставляет пользователю возможность выполнять предварительный отбор тех или иных интересных событий и сохранить отобранные события в том же

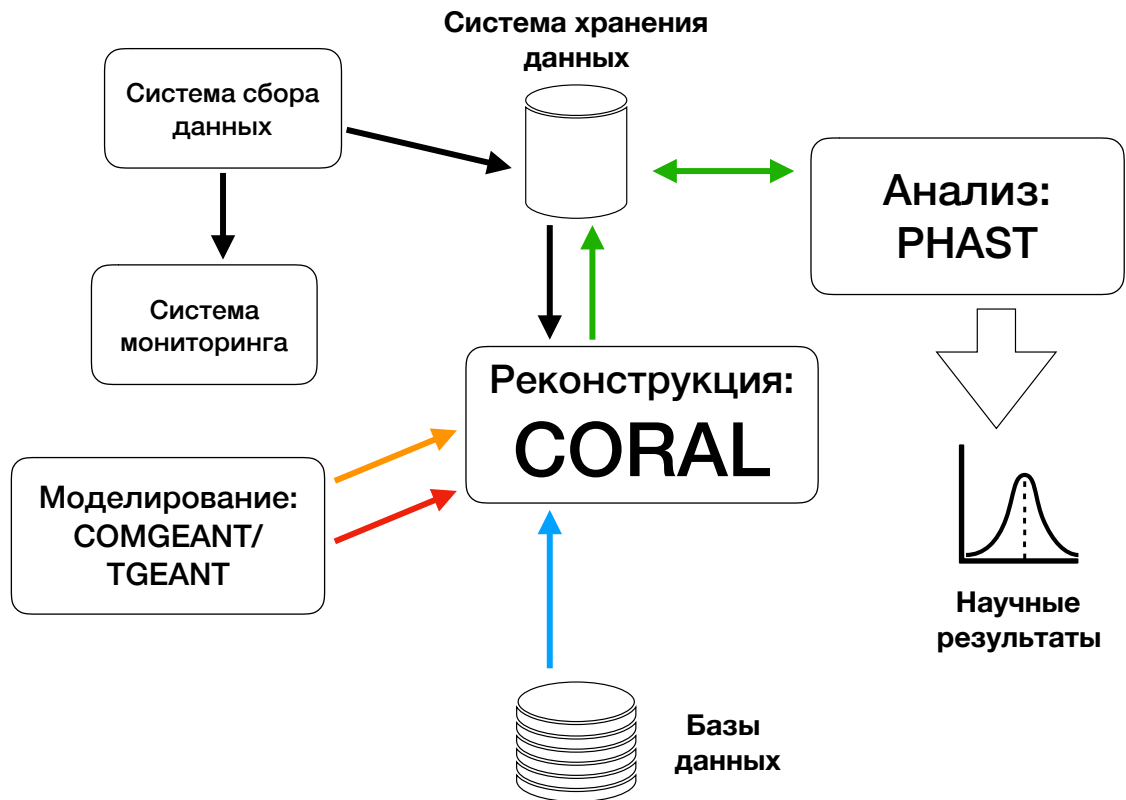


Рисунок 4.15 — Взаимодействие программного обеспечения эксперимента COMPASS. Чёрные стрелки представляют потоки "сырых" данных, зелёные – физических данных (mDST), оранжевая – данные Монте Карло моделирования, красная – геометрия и карты вещества, синяя – калибровки, данные медленного контроля, карты магнитных полей.

формате mDST. Это позволяет существенно ускорить работу и уменьшить потребление вычислительных ресурсов при многократном обращении к данным.

Взаимодействие пакетов COMGEANT/TGEANT, CORAL и PHAST между собой, а также с внешним окружением представлено в виде схемы на Рис. 4.15.

Глава 5. Измерение поляризуемостей заряженного пиона

5.1 Реакция радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени

Представление поля движущегося заряда в виде потока фотонов было впервые использовано Э. Ферми в работе [93]. Этот подход получил дальнейшее развитие в работах К. Вайцеккера [94] и Е. Вильямса [95] и в настоящее время широко известен как приближение Вайцеккера-Вильямса или метод эквивалентных фотонов.

Для наблюдателя в неподвижной системе отсчёта кулоновское поле ультрарелятивистского заряда из-за эффекта лоренцевского сжатия становится почти поперечным и поэтому близким по свойствам к полю световой волны [96]. В случае, если квадрат массы виртуального фотона много меньше квадратов масс частиц, участвующих в реакции, кулоновское поле может быть эффективно заменено потоком фотонов, называемых эквивалентными. Действие поля налетающего заряда A на неподвижный заряд B может быть описано в терминах излучения и поглощения таких фотонов. Таким образом, метод эквивалентных фотонов позволяет связать сечение взаимодействия заряда B с полем заряда A σ_{AB} и сечение взаимодействия заряда B с реальным фотоном $\sigma_{\gamma B}$:

$$\sigma_{AB} = \int \sigma_{\gamma B}(\omega) I_A(\omega) d\omega, \quad (5.1)$$

где ω – энергия фотона, а $I_A(\omega)$ – плотность потока фотонов, эквивалентных полю заряда A . Поскольку Г. Примаков впервые предложил использовать кулоновское поле ядра в качестве фотонной мишени [97], подобные реакции часто называют реакциями Примакова.

Реакция радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + (A, Z) + \gamma$ может быть представлена как комптоновское рассеяние виртуального фотона, испущенного ядром, на налетающем пи-

оне. Используя приближение Вайцзеккера-Вильямса можно связать сечение этой реакции $\sigma_{\pi(A,Z)}$ с сечением комптоновского рассеяния на пионе $\sigma_{\pi\gamma}$:

$$\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{ds dQ^2 d\Phi} = \frac{Z^2 \alpha}{\pi(s - m_\pi^2)} F^2(Q^2) \frac{Q^2 - Q_{\min}^2}{Q^4} \cdot \frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Phi}. \quad (5.2)$$

Здесь s – квадрат полной энергии в системе центра масс, Q^2 – квадрат переданного в реакции 4-импульса, Z – атомный номер ядра-мишени, $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, m_π – масса пиона, $d\Phi$ – элемент фазового объёма конечного состояния, $F(Q^2)$ – электромагнитный формфактор ядра-мишени и $Q_{\min}^2$ – минимальное значение квадрата переданного в реакции 4-импульса

$$Q_{\min}^2 = \frac{(s - m_\pi^2)^2}{4E_0^2}, \quad (5.3)$$

где E_0 , в свою очередь, – энергия налетающего пиона. Это выражение справедливо в приближении

$$Q^2 \ll m_\pi^2. \quad (5.4)$$

Кинематика данной реакции за рамками приближения метода эквивалентных фотонов рассмотрена в работе [98].

Следует отметить, что Z зависимость полного сечения реакции (1.10) была проверена в Серпухове на установке СИГМА. Экспериментальные результаты оказались в хорошем согласии с квадратичной зависимостью сечения от атомного номера ядра мишени, как и предсказывает формула (5.2). Эти результаты представлены на Рис 5.2(а).

Что касается сечения комптоновского рассеяния на пионе, то оно может быть выражено следующей формулой, первое слагаемое которой соответствует рассеянию на точечном бесструктурном пионе, а второе включает в себя поляризационные эффекты:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} = & \left(\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} \right)_{\text{Born}} - \frac{\alpha m_\pi^3 (s - m_\pi^2)^2}{4s^2 (s z_+ + m_\pi^2 z_-)} \times \\ & \times \left(z_-^2 (\alpha_\pi - \beta_\pi) + \frac{s^2}{m_\pi^4} z_+^2 (\alpha_\pi + \beta_\pi) \right). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Здесь $d\Omega$ – элемент телесного угла, а $z_{\pm} = 1 \pm \cos \theta_{CM}$, где θ_{CM} угол $\pi\gamma$ рассеяния в системе центра масс. Таким образом, для реального пиона сечение комптоновского рассеяния зависит от $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi}$ при $\cos \theta_{CM} = 1$ и от $\alpha_{\pi} - \beta_{\pi}$ при $\cos \theta_{CM} = -1$. Измерение этой зависимости может быть использовано для независимого определения поляризуемостей α_{π} и β_{π} . На рисунке 5.1(а) показано полное сечение комптоновского рассеяния на пионе в зависимости от полной энергии в системе центра масс. Вклад поляризационных эффектов при этом составляет менее 1% [99]. Угловая зависимость для дифференциального сечения комптоновского рассеяния для разных значений $\sqrt{s}$ для точечного пиона (пунктирная линия) и для пиона с поляризуемостями $\alpha_{\pi} = -\beta_{\pi} = 3 \times 10^{-4}$ фм³ (сплошная линия) представлена на рисунке 5.1(б) [99]. Как видно, относительный вклад поляризационных эффектов растёт с ростом $\sqrt{s}$.

Однако, при использовании пионного пучка высокой энергии относительная точность угловых измерений в лабораторной системе отсчёта гораздо ниже точности измерения энергии испущенного фотона. Поэтому в качестве первого шага для измерения поляризуемости пиона в приближении $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$ достаточно выполнить прецизионное измерение спектра испущенных фотонов.

В лабораторной системе отсчета сечение $d\sigma_{\pi(A,Z)}/dE_{\gamma}$ может быть описано выражением, включающим в себя два слагаемых: первое соответствует вкладу рассеяния на точечном пионе, в то время как второе слагаемое описывает поляризационные эффекты [100]

$$\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{dE_{\gamma}} = \left(\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{dE_{\gamma}} \right)_{p.-l.} + \left(\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{dE_{\gamma}} \right)_{pol.}, \quad (5.6)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{dE_{\gamma}} \right)_{p.-l.} = \frac{4Z^2\alpha^3}{m_{\pi}^2} \times \frac{E_{\pi}}{E_0 E_{\gamma}} \times \left(\frac{2}{3} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - \frac{19}{9} + 4 \sqrt{\frac{Q_{min}^2}{Q_{max}^2}} \right) \quad (5.7)$$

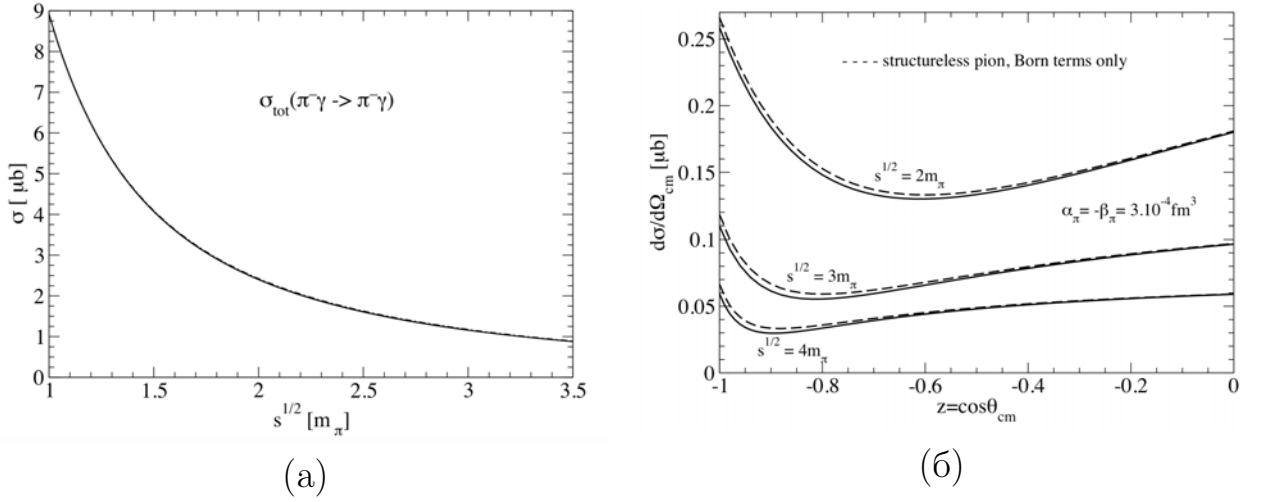


Рисунок 5.1 — (а) Полное сечение комптоновского рассеяния на заряженном пионе как функция полной энергии в системе центра масс. Вклад поляризационных эффектов составляет менее 1% [99]. (б) Угловая зависимость для дифференциального сечения комптоновского рассеяния на заряженном пионе для разных значений $\sqrt{s}$. Пунктирные линии соответствуют случаю точечного бесструктурного пиона, сплошные — случаю $\alpha_\pi = -\beta_\pi = 3 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$ [99].

и

$$\left(\frac{d\sigma_{\pi(A,Z)}}{dE_\gamma} \right)_{pol} = -\frac{4Z^2\alpha^3}{m_\pi^2} \times \frac{E_\gamma}{E_0^2} \times \frac{\alpha_\pi m_\pi^3}{\alpha} \left(\ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - 3 + 4\sqrt{\frac{Q_{min}^2}{Q_{max}^2}} \right). \quad (5.8)$$

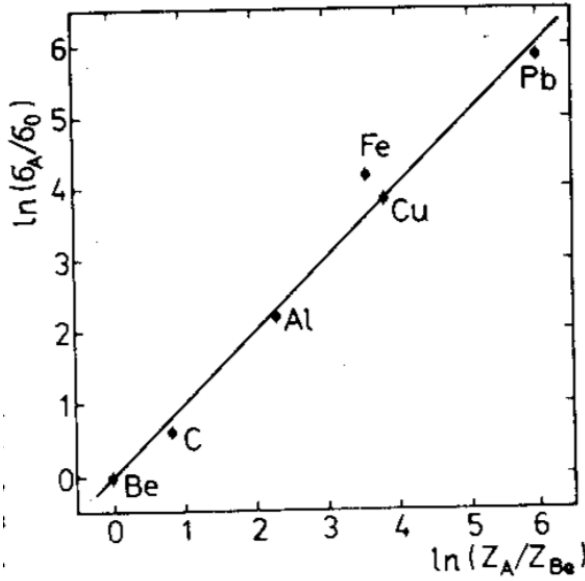
Величина Q_{max}^2 может быть выбрана исходя из условий конкретного эксперимента, а именно из возможности эффективно выделить электромагнитную компоненту реакции (1.10) на фоне вклада процесса с той же сигнатурой, идущего через сильное взаимодействие, а также интерференции этих двух вкладов. В серпуховском эксперименте эта величина составляла $6 \times 10^{-4} (\text{ГэВ}/c)^2$ [57; 58].

С использованием переменной x_γ , которая является долей энергии пучковой частицы, унесенной испущенным фотоном,

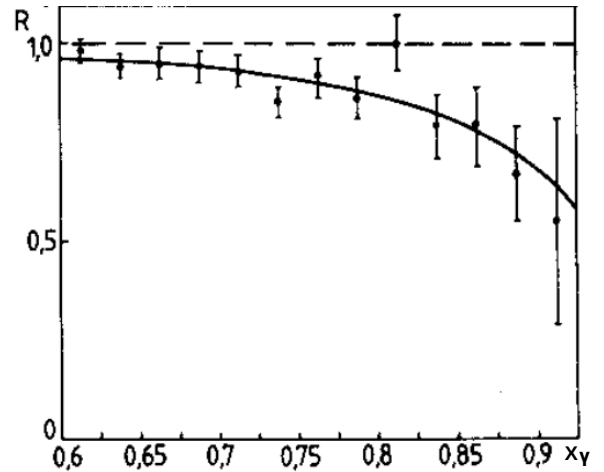
$$x_\gamma = E_\gamma / E_0, \quad (5.9)$$

отношение R_π дифференциального сечения $d\sigma_{\pi(A,Z)}/dx_\gamma$ для пиона с поляризуемостью α_π к соответствующему дифференциальному сечению для точечного пиона в борновском приближении может быть приближённо записано как [45]

$$R_\pi(x_\gamma) = 1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{x_\gamma^2}{1 - x_\gamma} \cdot \frac{m_\pi^3}{\alpha} \cdot \alpha_\pi. \quad (5.10)$$



(a)



(б)

Рисунок 5.2 — (а) Измеренная на установке СИГМА зависимость сечения реакции радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени от заряда ядра мишени. Линия соответствует квадратичной зависимости [45]. (б)

Зависимость отношения R_π измеренного дифференциального сечения $d\sigma/dx_\gamma$ к теоретически предсказанному для точечного пиона как функция энергии испущенного фотона, отнесённой к энергии пучка x_γ , полученная в эксперименте на установке СИГМА [45].

Это соотношение использовалось в серпуховском эксперименте для извлечения поляризуемости заряженного пиона в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$. Результат измерений отношения R_π из работы [45] как функции x_γ приведён на Рис. 5.2(б). Соотношение (5.10) является основным и для измерений на установке COMPASS, описываемых далее.

Как было сказано в главе 4, на установке COMPASS возможно использовать как адронный, преимущественно состоящий из пионов, так и мюонный пучок со сходными параметрами. Поскольку массы пиона и мю-

она отличается не сильно, не сильно отличается и кинематика реакции 1.10 от таковой для реакции

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \mu^- + (A, Z) + \gamma. \quad (5.11)$$

Поскольку мюон является точечной бесструктурной частицей, то измеренное дифференциальное сечение $d\sigma_{\mu(A,Z)}/dx_\gamma$ для мюона не должно отличаться от предсказанного теорией (хотя, конечно, в силу разницы в спинах сами сечения для пиона и мюона имеют разный вид). Это позволяет использовать реакцию (5.11) для проверки наличия возможных систематических эффектов, что является важным преимуществом эксперимента COMPASS перед измерениями в Серпухове.

5.2 Предварительный сеанс 2004 года

Пробный сеанс набора данных для программы измерения поляризуемости пиона продолжительностью около двух недель был проведён осенью 2004 года. В ходе сеанса использовались пучки отрицательных пионов и мюонов с импульсом 190 ГэВ/с выведенные на ядерные мишени (см раздел 4.2.2). Основным материалом мишени служил свинец, для изучения систематических эффектов и для проверки зависимости сечения примаковского рассеяния от заряда ядра Z использовались также медная и графитовая мишени. В ходе сеанса была протестирована возможность проведения заявленных в программе эксперимента измерений и сделаны выводы об оптимизации установки для последующих измерений. Кроме того, была выполнена оценка возможной статистической точности измерения величины α_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$. Несмотря на то, что в ходе пробного сеанса была набрана статистика примаковских $\pi\gamma$ событий, сравнимая со статистикой измерений в Серпухове, досадный промах в реализации триггера повлёк за собой неустранимые значительные систематические эффекты. Поэтому конечный результат измерения поляризуемости пиона в сеансе

2004 года не был опубликован. Предварительный же результат

$$\alpha_{\pi} = (2.5 \pm 1.7_{\text{стат.}} \pm 0.6_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (5.12)$$

был неоднократно представлен на конференциях (см., например, [12; 13; 19]), однако, систематическая ошибка в данном случае является недооцененной.

Пробный сеанс 2004 года подробно рассмотрен в диссертационной работе автора [101], а в работе [9] автором произведено сравнение сеанса 2004 года на установке COMPASS и измерений на спектрометре СИГМА в Серпухове. Выводы, сделанные по итогам сеанса 2004 года послужили основой для подготовки набора данных в 2009 году. Основными изменениями стали следующие:

- отказ от использования годоскопа в триггере. Близость годоскопа к калориметру ECAL2 приводила к его засветке мягкими частицами, вылетающими из калориметра назад. Этот эффект в полной мере не удалось воспроизвести в Монте Карло моделировании;
- отказ от использования в триггере адронного калориметра HCAL2 в случае адронного пучка, поскольку этим нарушалось условие идентичности поведения установки для адронного и мюонного пучка, важное для контроля систематических эффектов в реакции (5.11);
- отказ от использования в триггере всей области ECAL2 (см. Рис. 4.8), поскольку из-за значительного энерговыделения при прохождении рассеянного пиона, практически отсутствующего в случае рассеянного мюона, это также приводило к разному поведению триггера в случае адронного и мюонного пучка. В итоге только центральная часть калориметра ECAL2 была включена в триггер;
- отказ от свинцовой мишени в пользу никелевой (см. следующий раздел);
- внутренняя (пучковая) труба RICH-детектора была заменена на аналогичную, но содержащую меньшее количество радиационных

длин для повышения прозрачности установки и улучшения условий регистрации фотонов.

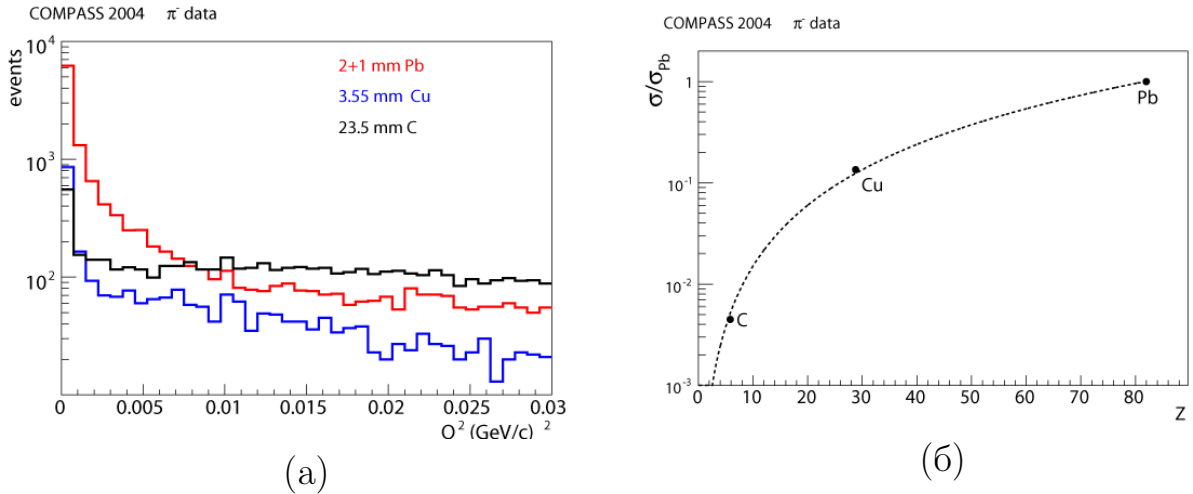


Рисунок 5.3 — (а) Измеренные Q^2 распределения для свинцовой (показано красным), медной (показано синим) и графитовой (показано чёрным) мишеней (сеанс 2004 года). (б) Измеренная зависимость сечения реакции (1.10) от атомного номера мишени (сеанс 2004 года). Все значения для сечений нормированы на соответствующее сечение для свинца. Пунктирная кривая соответствует Z^2 зависимости.

5.3 Выбор мишени для основного измерения

Основным критерием выбора материала мишени для изучения примаковских реакций являлось соотношение между числом регистрируемых электромагнитных событий и числом событий той же конфигурации при малых значениях Q^2 , рождённых через сильное взаимодействие. Если число первых в борновском приближении пропорционально квадрату атомного номера ядра мишени, то число вторых растёт с ростом массы ядра A приблизительно как $A^{2/3}$. Q^2 распределения для свинцовой, медной и графитовой мишеней, полученные в ходе сеанса 2004 года, представлены на рисунке 5.3(а). На Рис. 5.3(б) показана измеренная в сеансе 2004 года зависимость сечения реакции (1.10) в зависимости от заряда ядра мишени.

Пунктирная кривая соответствует Z^2 зависимости. Исходя из данного критерия логично было бы использовать в качестве мишени материал с максимально возможным значением Z . Следует отметить, что выбор графита – материала с малым атомным номером в качестве основной мишени в серпуховском эксперименте был обусловлен опасениями получить значительную дополнительную систематику, связанную с эффектами возбуждения и развала тяжёлых ядер мишени, которые впоследствии не подтвердились [102].

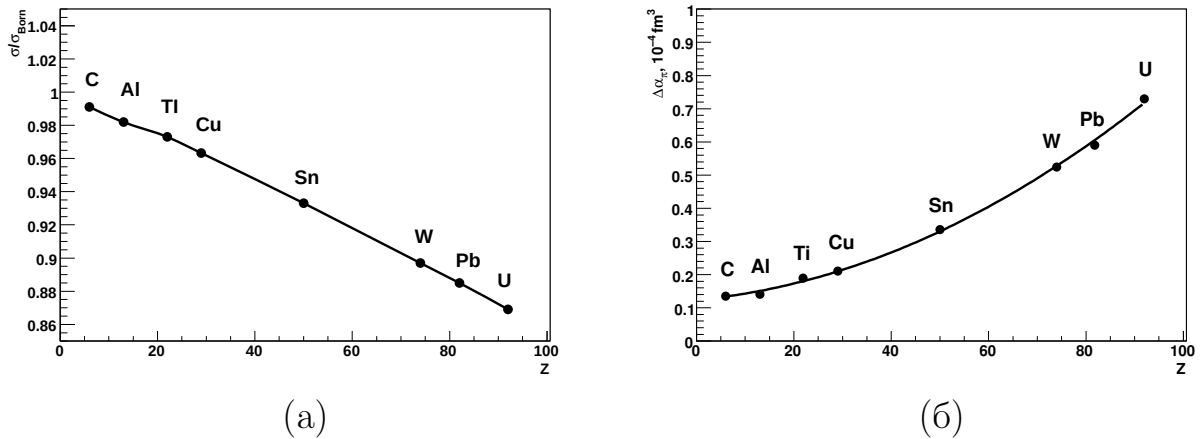


Рисунок 5.4 — (а) Отношение сечения реакции (1.10), рассчитанного в учётном радиационных поправках в комптоновской вершине, поляризации вакуума, многофотонного обмена, экранирования заряда ядра электронной оболочкой и электромагнитного формфактора ядра мишени, к соответствующему борновскому сечению в зависимости от атомного номера Z ядра мишени и (б) соответствующий систематический вклад в измеряемое значение α_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ [9].

Однако, как было показано в ходе совместной работы А. Б. Арбузовым и автором данной диссертации, поправки к борновскому сечению, а также связанный с ними систематический вклад в измеряемое значение поляризуемости пиона, растут по абсолютной величине с ростом заряда ядра мишени. Отношение сечения реакции (1.10), оцененного в учётном радиационных поправках в комптоновской вершине, поляризации вакуума, многофотонного обмена, экранирования заряда ядра электронной оболочкой и электромагнитного формфактора ядра мишени, к соответствующему борновскому сечению в зависимости от атомного номера Z ядра мишени показано на Рис. 5.4(а). На Рис. 5.4(б) показан соответствующий система-

тический вклад в измеряемое значение α_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$. Так для свинцовой мишени, использовавшейся в сеансе 2004 года в качестве основной, реальное сечение уменьшается по сравнению с борновским на 12%, при этом величина электрической поляризуемости пиона α_π , измеряемая без точного учёта указанных выше поправок, оказалась бы на 0.6×10^{-4} фм³ меньше истинного значения.

В качестве компромиссного варианта для сеанса 2009 года была выбрана мишень из никеля. Толщина мишени тоже подверглась оптимизации, в результате чего она была уменьшена с $0.5 X_0$ до $0.3 X_0$.

5.4 Отбор событий

Данные, использованные для извлечения поляризуемостей заряженного пиона были набраны в ходе сеанса 2009 года общей продолжительностью около месяца. В ходе сеанса попеременно использовались пучки отрицательных пионов и мюонов импульсом 190 ГэВ/с. Для дальнейшего анализа отбирались события, для которых пучковая частица была идентифицирована системой детекторов CEDAR как пион. Кроме того, требовалось отсутствие каких-либо реконструированных треков в детекторе RPD. Принимались во внимание только события с энергосвечением выше 70 ГэВ в центральной области ECAL2, для которых, как было показано на Рис. 4.14(а), эффективность триггера *Primakoff2* уже практически не зависит от энергосвечения; Для последующего анализа использовались только события с вершиной взаимодействия в области мишени, имеющей одну рассеянную отрицательно заряженную частицу, которая считалась пионом. Для того, чтобы исключить фон от событий, вызванных незначительной мюонной компонентой пучка, требовалось, чтобы рассеянная заряженная частица не давала сигнала в MW2. Максимальное расстояние вдоль оси пучка от восстановленной вершины до номинальной позиции ми-

шени определялось как

$$\Delta z = \left(1.25 + \frac{16.25}{\theta_\pi [\text{мрад}]}\right) \text{ см}, \quad (5.13)$$

где θ_π – угол рассеяния пиона (см. Рис. 4.7(б)). В калориметре ECAL2 требовалось наличие ровно одного кластера энерговыделения с энергией выше 2 ГэВ, не ассоциированного с треком рассеянного пиона, во временном окне ± 7 нс относительно времени триггера. Данный порог был выбран для минимизации влияния ложных кластеров, вызванных шумами электроники. Для того, чтобы избежать эффектов, связанных с многократным рассеянием пучкового пиона в мишени, события с поперечным импульсом рассеянного пиона $p_T < 40$ MeV/c отбрасывались, как это показано на Рис. 5.5(а). Это условие также успешно отбрасывает возможные события процесса $e^-Ni \rightarrow e^- \gamma Ni$. Пренебрегая энергией отдачи ядра, которая мала при малых значениях Q^2 , можно сказать, что для изучаемой реакции сумма энергий рассеянного пиона и фотона равна энергии пучка. Учитывая энергетическое разрешение ECAL2 на уровне 3 ГэВ, которое слабо зависит от энергии фотонов в изучаемом диапазоне, было потребовано выполнение баланса энергии на уровне $|\Delta E| < 15$ ГэВ. Столь широкий диапазон ($\pm 5\sigma_E$) был выбран для минимизации возможного влияния негауссовых ошибок при больших отклонениях и неточности моделирования отклика ECAL2. Распределение событий по балансу энергии ΔE представлено на Рис. 5.5(б). Считая, что отобранные таким образом события содержат только изучаемую эксклюзивную реакцию, энергия фотона была переопределена как $E_\gamma = E_0 - E_\pi$.

На Рис. 5.6(а) представлено распределение событий по величине $|Q| = \sqrt{Q^2}$. Пик в области малых значений $|Q|$ шириной около 12 МэВ/с соответствует кулоновскому рассеянию, следующий за ним минимум – минимуму отрицательной интерференции между кулоновским рассеянием и процессом с тем же конечным состоянием, идущим через сильное взаимодействие, а минимум в районе 0.17 ГэВ/с – первому дифракционному минимуму для ядра никеля. Следует отметить, что наблюдаемая ширина кулоновского пика полностью определяется экспериментальным разре-

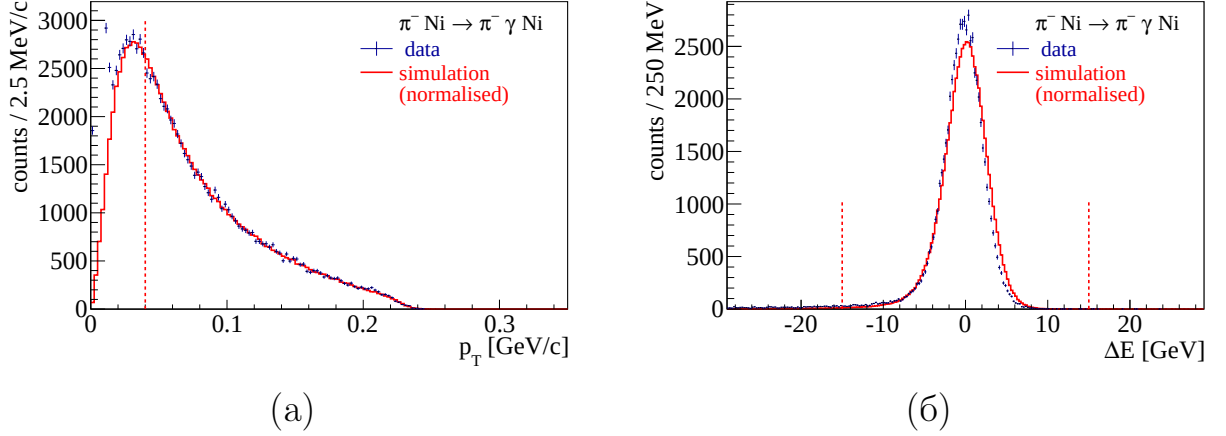


Рисунок 5.5 — Сравнение измеренных (чёрные точки с ошибками) и полученных методом численного моделирования (красные гистограммы) распределений для измерений с пионным пучком: (а) для поперечного импульса p_T рассеянного пиона [2]; (б) для баланса энергии ΔE в событии. Значения критериев отбора показаны красной вертикальной пунктирной линией [2].

пением, в то время как истинная его ширина, как минимум, на порядок меньше. Для дальнейшего анализа использовались события, для которых $Q^2 < 1.5 \times 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$. Следует отметить, что незначительный фон событий, порождённых сильным взаимодействием, присутствует и под кулоновским пиком. Величина кулоновского пика была оценена для различных мишеней (свинец, углерод, медь) с ходе тестового сеанса 2004 года (см раздел 5.2). Было показано, что она примерно квадратично зависит от заряда ядра-мишени (см. Рис. 5.3(а), (б)).

Для устранения значительного фона от промежуточного рождения $\rho^-(770)$ с его последующим распадом на $\pi^-\pi^0$ только события с $m_{\pi\gamma} < 3.5m_\pi \approx 0.487 \text{ ГэВ/с}^2$ были приняты к рассмотрению, как показано на Рис. 5.6(б). В совместном распределении для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и модуля переданного в реакции 4-импульса $|Q|$, показанном на Рис. 5.7(а), наглядно видно, что рождение $\rho^-(770)$ происходит главным образом при малых значениях $|Q|$ (то есть является электромагнитным). Для изучения поляризационных эффектов была выбрана область $0.4 < x_\gamma < 0.9$ ввиду постоянной эффективности триггера и стабильно высокой эффективности идентификации рассеянных мюонов. Эта область

соответствует диапазону $-1 < \cos \theta_{CM} < 0.15$, который чувствителен к величине $\alpha_\pi - \beta_\pi$. Конечное число событий, доступных для извлечения поляризуемости пиона, составило 63 000. Представление о том, как число $\pi\gamma$ событий изменялось по мере применения описанных выше критериев отбора, можно получить из работы [103]¹.

Совместное распределение для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и энергии испущенного фотона, отнесённой к энергии пучка, x_γ , показанное на Рис. 5.7(б), иллюстрирует тот факт, что рождение $\rho^-(770)$ является значительным нежелательным фоном во всём диапазоне x_γ , а применяемое в анализе ограничение на массу конечного состояния – оправданным. Следует отметить, что нижняя граница показанной на рисунке кинематической области в приближении $Q^2 = 0$ описывается уравнением

$$m_{\pi\gamma} = \frac{m_\pi}{\sqrt{1 - x_\gamma}}. \quad (5.14)$$

5.5 Извлечение поляризуемостей в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$

Извлечение поляризуемостей пиона было выполнено в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$, которое обосновывается тем, что малость величины суммы поляризуемостей по сравнению с их разностью предсказывается всеми теоретическими моделями. Распределение отобранных событий по переменной x_γ показано на Рис. 5.8 вместе с результатами численного моделирования методом Монте Карло, полученного в предположении $\alpha_\pi = \beta_\pi = 0$. Распределение, полученное в результате моделирования, нормировано на то же число событий, что имеется в реальных данных (с учётом того, что ожидаемый поляризационный эффект пренебрежимо мал по сравнению с полным числом событий). К сожалению, требования строго одного нейтрального кластера в ECAL2 и выполнения баланса энергии на уровне $|\Delta E| < 15$ ГэВ

¹Следует заметить, что работа [103], вышедшая в 2012 году, содержит описание лишь предварительной версии анализа, поэтому приведённые в ней числовые значения следует расценивать как ориентировочные.

не достаточно, чтобы полностью устранить фон от реакции $\pi^- \text{Ni} \rightarrow \pi^- \pi^0 X$ (в обсуждаемой области $Q^2 X$, как правило, – ядро никеля в основном состоянии, хотя с меньшей вероятностью это могут быть его возбуждённые состояния или осколки). Для вычитания остаточного фона событий с π^0 в конечном состоянии была оценена вероятность ложной идентификации нейтрального пиона в качестве фотона (такое может случиться в случаях, таких, как потеря фотона в результате его низкой энергии (< 2 ГэВ) или его вылет за пределы аксептанса калориметра, а также в результате слияния двух кластеров энерговыделения в ECAL2 в один, что чаще случается при высоких энергиях π^0). Для оценки этой вероятности как функции x_γ было предложено использовать хорошо выделяемый процесс распада пучковых каонов $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ в областях, свободных от вещества, до и после мишени. Предполагая, что вычисленная из распадов каона вероятность ложной идентификации π^0 как фотона в первом приближении не зависит от угла вылета π^0 , была оценена и вычтена доля событий с π^0 в конечном состоянии f_π (показана в нижней части Рис. 5.8), всё ещё присутствовавшая в выборке событий $\pi\gamma$.

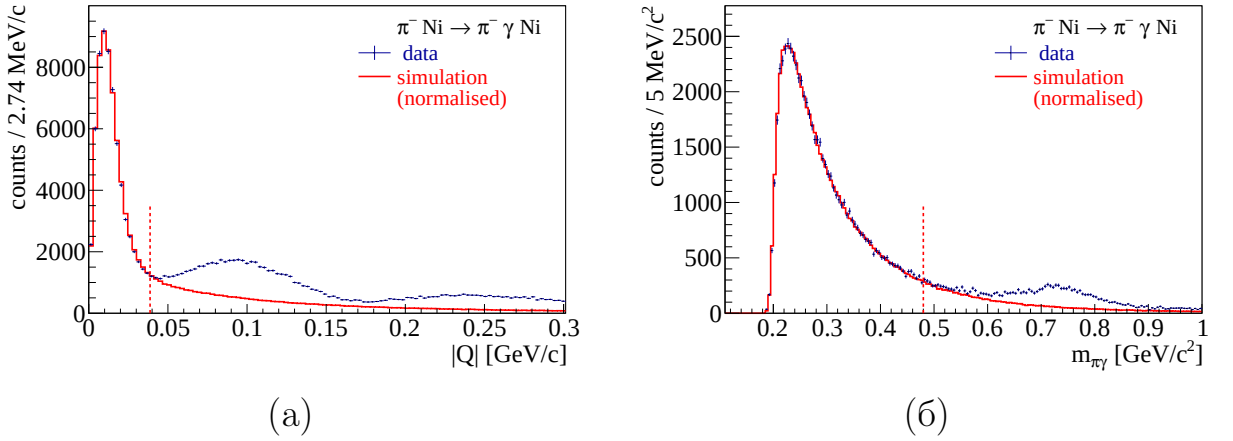


Рисунок 5.6 — Сравнение измеренных (чёрные точки с ошибками) и полученных методом численного моделирования (красные гистограммы) распределений для измерений с пионным пучком: (а) для модуля переданного ядру 4-импульса $|Q|$ [2]; (б) для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$. Значения критериев отбора показаны красной вертикальной пунктирной линией [2].

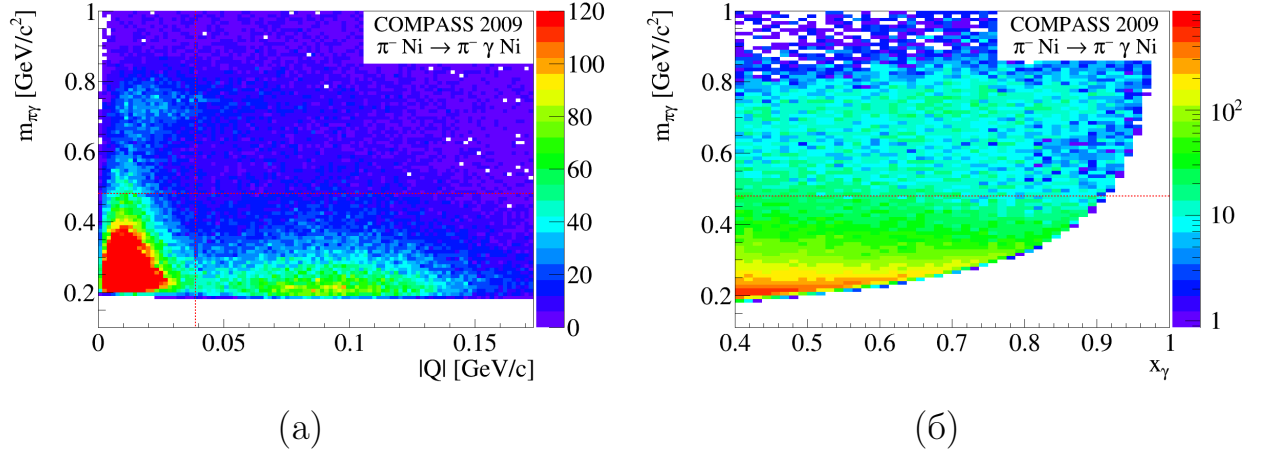


Рисунок 5.7 — (а) Совместное распределение для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и модуля переданного в реакции 4-импульса $|Q|$. Применяемые критерии отбора показаны горизонтальной и вертикальной пунктирными линиями. (б) Совместное распределение для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и энергии испущенного фотона x_γ , отнесённой к энергии пучка.

Помимо борновского члена при численном моделировании учитывались следующие поправки:

- радиационные поправки [104];
- киральные петлевые поправки [99];
- поправка на электромагнитный формфактор ядра никеля, вычисленная в приближении, считающем ядро шаром радиуса $r = 5$ фм: $F(Q^2) = j_1(rq)$, где q — модуль 3-мерного импульса, переданного ядру. (Проверялись и более точные параметризации для формфактора ядра никеля, но конечный результат практически не зависел от выбора такой параметризации.)

Для этого группой из Технического университета Мюнхена был разработан новый специализированный генератор событий взамен использовавшегося для данных сеанса 2004 года упрощённого генератора POLARIS [105], включающего в себя только борновский и поляризационный члены. Суммарное влияние вышеупомянутых поправок на распределение событий по величине x_γ , выраженное в поправке к измеряемой величине α_π , составило $+0.6 \times 10^{-4}$ фм³. Отношение R_π измеренного дифференциального сечения $d\sigma_{\pi\gamma}/dx_\gamma$ к ожидаемому сечению для точечной скалярной частицы (с учё-

том поправок, заявленных выше) показано на Рис. 5.10(а). Значение электрической поляризуемости $\alpha_\pi = (2.0 \pm 0.6_{\text{стат.}}) \times 10^{-4}$ фм³ было получено в результате подгонки функции $R_\pi(x_\gamma)$ (5.10) в интервале $0.4 < x_\gamma < 0.9$ к экспериментальным точкам. При подгонке использовалось два свободных параметра: электрическая поляризуемость α_π и общая нормировка (фактически, достигнутая в эксперименте интегральная светимость). Качество подгонки может быть охарактеризовано значением χ^2/NDF , равным 22.0/18.

5.6 Изучение систематических эффектов и оценка систематической ошибки

Что касается оценки систематической ошибки измерения, то было установлено, что основными вкладами являются:

- неопределённость, связанная с ограниченной точностью определения эффективности трековых детекторов, закладываемой в моделирование;
- неопределённость, связанная с тем, что в моделировании не были учтены кулоновские поправки [106], а также поправки на многофотонный обмен [107] и эффект частичного экранирования заряда ядра электронной оболочкой;
- статистическая неопределённость вычитания фона от π^0 ;
- неопределённость, связанная с влиянием фона сильного взаимодействия и его интерференции с кулоновским взаимодействием на форму x_γ -распределения;
- вклад от процесса упругого рассеяния пучковых пионов на атомных электронах, в котором рассеянный электрон испустил в веществе мишени жёсткий фотон и был потерян;
- вклад от процесса $\mu^- Ni \rightarrow \mu^- Ni \gamma$, в котором рассеянный мюон был ложно идентифицирован как пион.

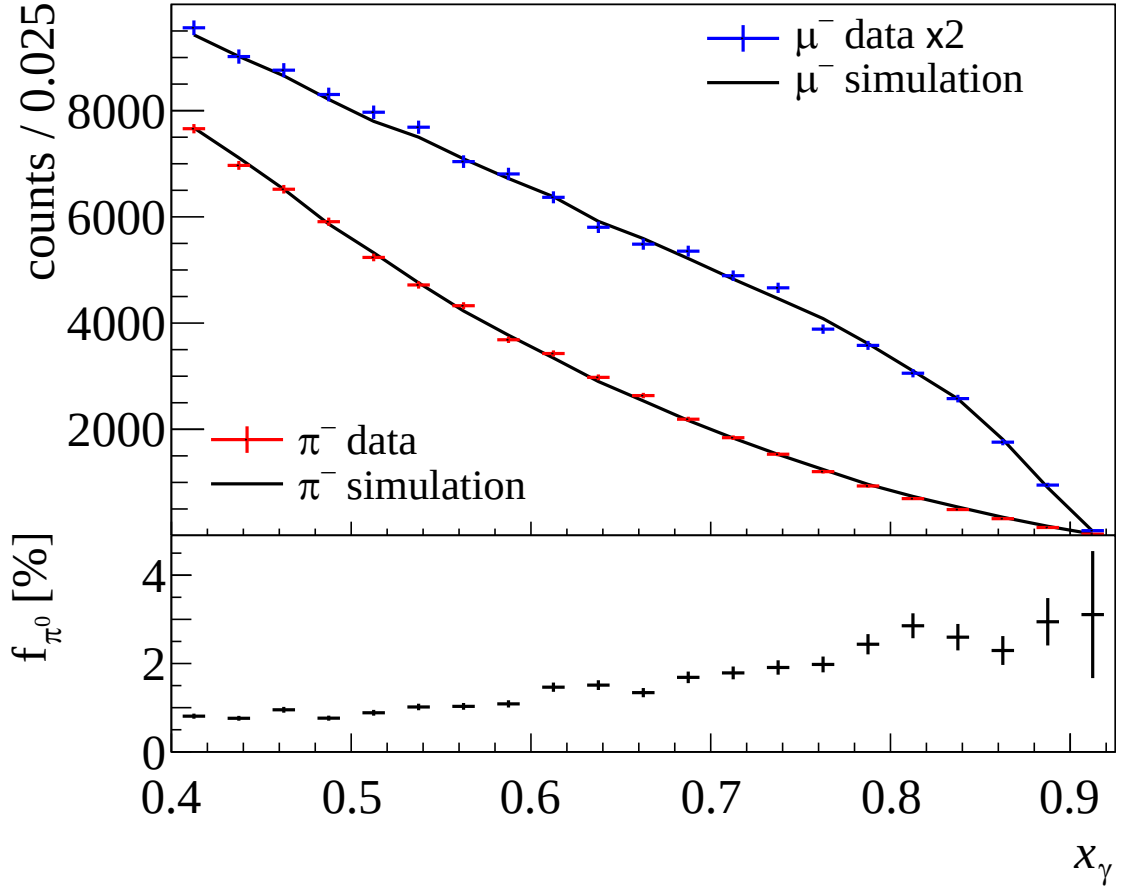
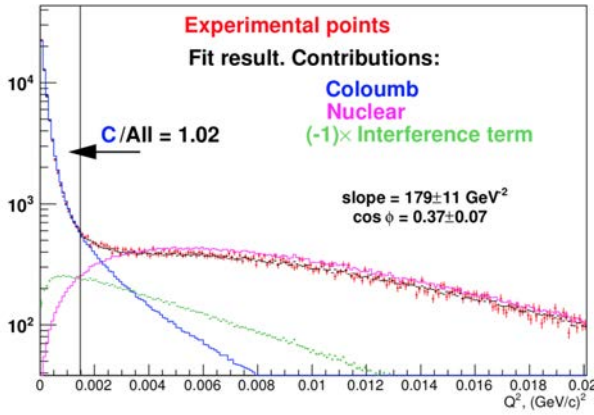


Рисунок 5.8 — Измеренные и полученные методом численного моделирования x_γ распределения для пионного (нижние кривые) и мюонного (верхние кривые) пучков. Статистическая ошибка для реальных данных показана вертикальными линиями, в то время как ширина символов произвольно выбрана как $1/3$ ширины столбика гистограммы. В случае результатов моделирования линии соединяют значения в центре столбиков. На нижней панели показана доля f_π фоновых событий с π^0 в конечном состоянии [2].

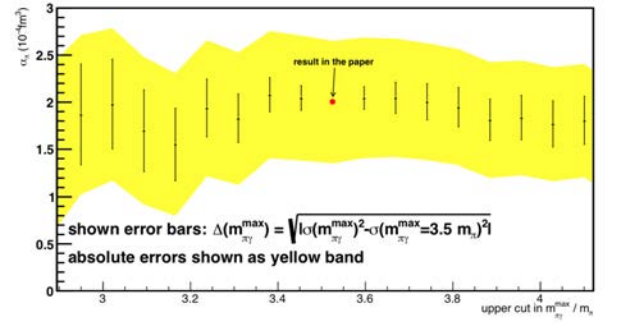
Для изучения влияния фона сильного взаимодействия была выполнена подгонка эмпирической функции, описывающей форму Q^2 -распределения, которая включала в себя кулоновский член, член, соответствующий вкладу сильного взаимодействия в виде

$$f(Q^2) = A \cdot Q^2 e^{-b \cdot Q^2}, \quad (5.15)$$

интерференционный член, а также учитывала эффективность и разрешение установки, к экспериментальным данным. Результаты подгонки, а также вклады каждого из членов показаны на рисунке 5.9(а). Следует отметить, что интерференционный член отрицателен, поскольку косинус фазы между кулоновской и сильной амплитудами равен -0.37 ± 0.07 , что соответствует ожиданию [108;109]. Наклон дифракционного конуса равен 179 ± 11 ГэВ². Результаты подгонки в разных интервалах x_γ совпадают в пределах статистических ошибок, что позволило оценить соответствующий вклад в систематическую ошибку.



(a)



(б)

Рисунок 5.9 — (а) Результат подгонки эмпирической формы Q^2 распределения к экспериментальным данным. Красным показаны экспериментальные точки, чёрным — результат подгонки, синим и фиолетовым — вклады электромагнитного и ядерного процессов, соответственно, а зелёным — интерференционный член, взятый с обратным знаком. Область слева от вертикальной линии соответствует используемому в анализе диапазону Q^2 [110]. (б) Зависимость результатов для α_π от верхней границы массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}^{max}$. Красная точка соответствует основному результату. Жёлтая область показывает абсолютную величину статистической ошибки измерений, вертикальные чёрные линии — величину $\Delta(m_{\pi\gamma}^{max})$, определяемую формулой (5.17) [110].

Для оценки фона от небольшой примеси электронов, присутствующих в адронном пучке, часть данных была набрана с установленным в канале пучка электронным конвертером, представлявшим собой дополни-

Таблица 5.1

Оценка основных вкладов в систематическую ошибку измерения.

Источник систематической ошибки	Оценка вклада, 10^{-4} фм ³
Определение эффективности трековых детекторов	0.5
Радиационные поправки	0.3
Вычитание фона π^0	0.2
Фон сильного взаимодействия	0.2
Упругое μe рассеяние	0.2
Мюонная компонента пучка	0.05
Квадратичная сумма	0.7

тельную свинцовую мишень. Было установлено, что фон от тормозного излучения электронов эффективно подавляется отбором по поперечному импульсу заряженной частицы и в конечном итоге пренебрежимо мал по сравнению с другими источниками фона.

Оценки каждого из вкладов приведены в Таблице 5.1. Суммарная систематическая ошибка была получена в результате квадратичного суммирования всех вкладов. С её учётом финальный результат для электрической поляризуемости пиона α_π , полученный в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$, выглядит так:

$$\alpha_\pi = (2.0 \pm 0.6_{\text{стат.}} \pm 0.7_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (5.16)$$

Для проверки отсутствия неучтённых систематических эффектов анализ был повторён для данных, набранных с мюонным пучком той же энергии и интенсивности. Для этого к мюонным данным были применены все те же критерии отбора, что были использованы для пионных данных, за исключением того, что верхний предел на массу конечного состояния был изменён с $3.5m_\pi$ на $3.5m_\mu$. При моделировании также были учтены радиационные поправки [111; 112] и поправки на формфактор ядра никеля. Хотя из-за разного спина формы x_γ распределений для $\pi\gamma$ и $\mu\gamma$ событий существенно отличаются, измеренное дифференциальное сечение $d\sigma_{\mu\gamma}/dx_\gamma$ должно в точности соответствовать предсказанному квантовой электродинамикой. Измеренное отношение R_μ , приведённое на Рис. 5.10(б), соответ-

свует "ложной" поляризуемости $(0.5 \pm 0.5_{\text{стат.}}) \times 10^{-4}$ фм³, полученной из подгонки функцией (5.10) к измеренному отношению R_μ . Особое внимание следует обратить на то, что в выражении (5.10) используется именно масса пиона, а не мюона. Для данной подгонки $\chi^2/NDF=19.6/18$. Полученное значение "ложной" поляризуемости согласуется в пределах ошибки с нулевым значением, что свидетельствует об отсутствии значительных неучтённых вкладов в систематику.

Возможное влияние вкладов более высоких членов в разложении (1.1) исследовалось посредством варьирования верхней границы отбора по массе конечного состояния в диапазоне от 0.40 ГэВ/ c^2 до 0.57 ГэВ/ c^2 . На рисунке 5.9(б) приведены результаты для поляризуемости α_π в зависимости от верхнего предела на массу конечного состояния. Красная точка соответствует основному результату. Жёлтым показана абсолютная статистическая ошибка измерений, в то время как чёрными вертикальными линиями показана величина $\Delta(m_{\pi\gamma}^{max})$, характеризующая масштаб отклонения оценки величины α_π при изменении верхнего предела на массу конечного состояния $m_{\pi\gamma}^{max}$ в силу статистических флуктуаций из-за изменения числа событий. $\Delta(m_{\pi\gamma}^{max})$ определяется формулой

$$\Delta(m_{\pi\gamma}^{max}) = \sqrt{|\sigma(m_{\pi\gamma}^{max})^2 - \sigma(m_{\pi\gamma}^{max} = 3.5m_\pi)^2|}. \quad (5.17)$$

Тут $\sigma(m_{\pi\gamma}^{max} = 3.5m_\pi)$ – статистическая ошибка основного измерения, а $\sigma(m_{\pi\gamma}^{max})$ – статистическая ошибка измерения величины α_π при верхней границе $m_{\pi\gamma}^{max}$. Никакого значимого влияния изменения критерия отбора по инвариантной массе конечного состояния в указанном выше диапазоне на результат для поляризуемости α_π обнаружено не было. Кроме того, функциональное поведение используемой модели, учитывающей киральные петлевые поправки, сравнивалось с подходом, использующим дисперсионные соотношения [113; 114]. Было установлено очень хорошее согласие между двумя подходами вплоть до $4m_\pi$. Влияние возможной разницы в сечениях на измеряемую величину поляризуемости пиона не превышает 15% систематической ошибки.

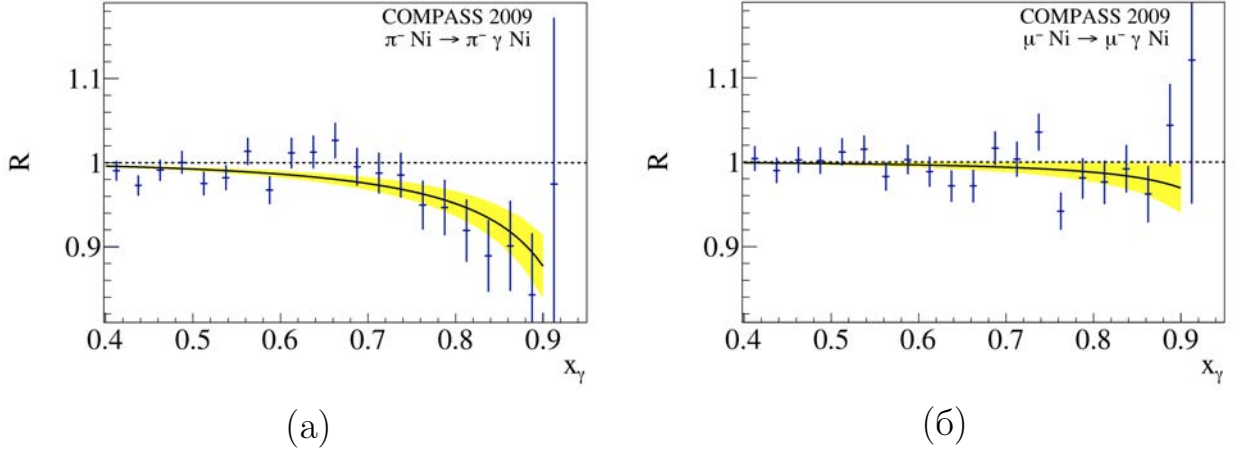


Рисунок 5.10 — x_γ зависимость отношения измеренного дифференциального сечения $d\sigma/dx_\gamma$ к ожидаемому для точечных пиона (а) и мюона (б). Результат подгонки показан чёрными кривыми, а диапазон ошибок, соответствующий одному стандартному отклонению, — жёлтой областью [2].

5.7 Обсуждение полученных результатов для поляризуемостей пиона

Все имеющиеся экспериментальные результаты для разности поляризуемостей заряженного пиона, полученные в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$, включая результат, полученный в эксперименте COMPASS, представлены на Рис. 5.11(а). Обобщение результатов четырёх специализированных измерений, включая измерение на установке COMPASS, приведено на Рис. 5.11(б).

Новый результат хорошо согласуется с результатом эксперимента Mark II [53]. Прямое сравнение экспериментальных точек Mark II для сечения рождения пары заряженных пионов в зависимости от инвариантной массы пары $m_{\pi\pi}$ и ожидаемого поведения сечения при значениях поляризуемостей, соответствующих результату COMPASS, было выполнено в работе [115] и представлено на Рис. 5.12(а) (случай I, показан чёрным).

Полученный в эксперименте COMPASS результат (5.16) для поляризуемостей заряженного пиона находится в хорошем согласии с предсказаниями киральной теории возмущений, что, несомненно, является важным

фактом для подтверждения статуса этой модели как наиболее успешной в области низких энергий. Кроме того, полученный результат может быть использован для уточнения значений низкоэнергетических констант (LECs, Low-Energy Constants).

Полученный результат также не противоречит имеющимся на сегодняшний день предварительным результатам вычислений КХД на решётке [37–39].

Сравнение экспериментальных точек для отношения R_π , полученных в эксперименте COMPASS, с зависимостями $R_\pi(x_\gamma)$, оцененными автором диссертации с коллегами в работе [8] в рамках модели Намбу-Йона-Лазинио для разных значений массы σ мезона, используемой в модели в качестве свободного параметра, приведено на Рис. 5.12(б). Если в диапазоне $x_\gamma > 0.75$ экспериментальные точки хорошо согласуются со значением массы $m_\sigma = 0.6 \text{ ГэВ}/c^2$ (номинальное значение $400 \text{ МэВ}/c^2 - 550 \text{ МэВ}/c^2$ [1]), то для $0.6 < x_\gamma < 0.75$ экспериментальные точки лежат значительно выше предсказаний модели.

Сдержанный скептицизм относительно результата для поляризуемости заряженного пиона, полученного в эксперименте COMPASS, выражается выражается авторами работ [116; 117]. Ими справедливо указывается на неприменимость формулы (5.10) для больших значений $Q^2 \sim 1.5 \times 10^{-3} (\text{ГэВ}/c)^2$, где значителен вклад процесса, идущего через сильное взаимодействие, а также вклад интерференционного члена. Однако, ими, по-видимому, был упущен тот факт, что влияние этих факторов было детально исследовано и соответствующая оценка этого вклада была внесена в систематическую ошибку. Авторы данных работ делают ошибочное утверждение, что для извлечения значения поляризуемости пиона COMPASS учитывал лишь борновский и поляризационный члены в сечении реакции (1.10). Хотя в основной публикации [2] в явном виде говорится о различных поправках, учитываемых на уровне моделирования и оценки систематики. Также было выражено мнение, что в кинематической области, используемой в эксперименте COMPASS, должен быть значим вклад σ -мезона, приводящий к росту значения поляризуемости пиона с ростом верхнего предела $m_{\pi\gamma}$, хотя численная оценка этого эффекта является дискуссионной,

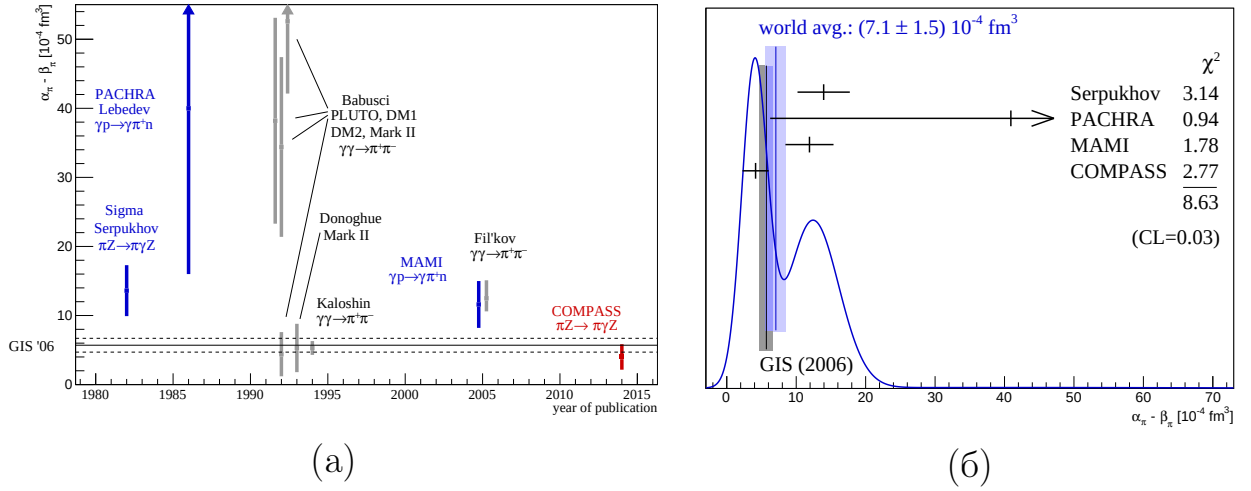
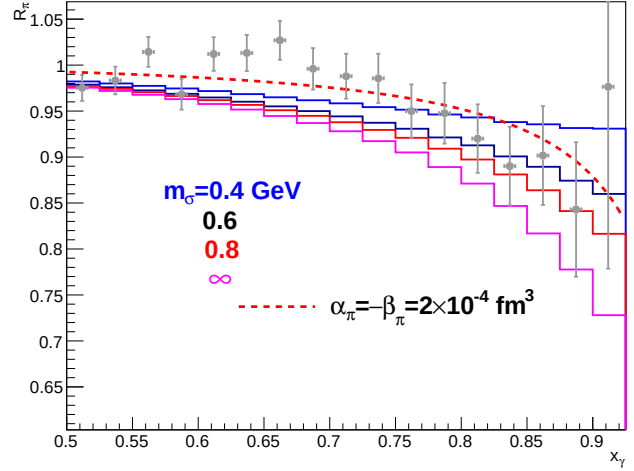
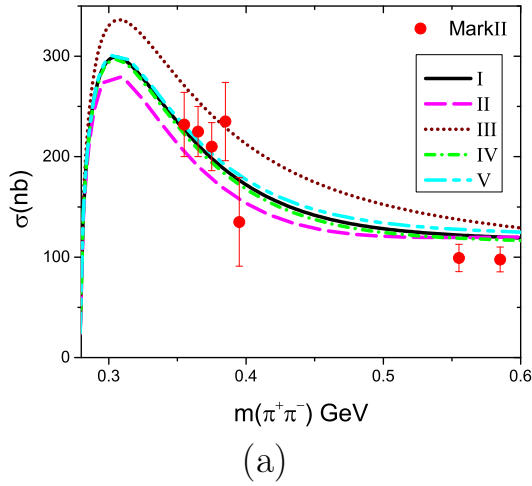


Рисунок 5.11 — (а) Экспериментальные результаты для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$ из различных источников, отсортированные по годам публикации, включая результат COMPASS (показан красным). Синим показаны результаты предыдущих специализированных экспериментов.

Предсказание киральной теории [32] и его неопределённость показаны горизонтальными сплошной и пунктирной линиями, соответственно [15].

(б) Обобщение результатов для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$, полученных в специализированных экспериментах, включая COMPASS (результат показан красным) [15]. Взвешенное среднее значение показано вертикальной синей линией, а его ошибка – синим прямоугольником. Серым прямоугольником показано предсказание киральной теории [32].

поскольку была сделана без учёта того факта, что основная статистика, как видно из рисунка, лежит в области малых масс $m_{\pi\gamma}$.



(б)

Рисунок 5.12 — (а) Экспериментальные точки Mark II для сечения рождения пары заряженных пионов в сравнении с предсказаниями для разных значений поляризуемостей пиона [115]. Результату COMPASSa соответствует случай I (показан чёрным). (б) Сравнение экспериментальных точек для отношения R_π , полученных в эксперименте COMPASS (показаны серым), с зависимостями $R_\pi(x_\gamma)$, оцененными в работе [8] в рамках модели Намбу-Йона-Лазинио для разных значений массы σ мезона. Красной пунктирной линией показано отношение для поляризуемостей $\alpha_\pi = -\beta_\pi = 2 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$.

5.8 Ожидаемые новые результаты для поляризуемости заряженного пиона

5.8.1 Сеанс 2012 года на установке COMPASS

Несмотря на то, что результат, полученный на основе данных сеанса 2009 года на установке COMPASS является в настоящее время наиболее точным среди всех специализированных измерений, его точность почти вдвое хуже точности вычислений на основе киральной теории. Таким образом, несмотря на согласие полученного результата с предсказаниями киральной теории в пределах ошибки измерения, этого не достаточно для

прецизионной проверки предсказания киральной теории, для которой нужно иметь ошибку измерения значительно меньшую, чем ошибка предсказания теории (0.05×10^{-4} фм³).

Основываясь на опыте сеансов 2004 и 2009 годов при активном непосредственном участии автора диссертации был предложен и проведён в 2012 году новый сеанс набора данных для измерения поляризуемости заряженного пиона. Набранная статистика в несколько раз превосходит статистику 2009 года в соответствующем диапазоне x_γ , причём дополнительный триггер использовался для примаковских событий с $0.2 < x_\gamma < 0.4$. Детальная информация о модификации установки перед сеансом 2012 года может быть найдена в работе [118]. По итогам обработки этих данных, которая ещё продолжается, ожидается измерение поляризуемости α_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ с точностью 0.3×10^{-4} фм³, включающей как статистическую, так и систематическую ошибку, а также независимое измерение величин $\alpha_\pi + \beta_\pi$ и $\alpha_\pi - \beta_\pi$, причём точность для суммы поляризуемостей должна составить 0.02×10^{-4} фм³, что значительно меньше значения, предсказанного киральной теорией (0.16×10^{-4} фм³) [77].

5.8.2 PrimEx – планируемый эксперимент в Джефферсоновской лаборатории

Прежде не использовавшийся процесс фоторождения пары заряженных пионов на ядерной мишени предлагается коллаборацией PrimEx (Джефферсоновская лаборатория, США) для прецизионного измерения поляризуемости заряженного пиона. Соответствующая диаграмма показана на рисунке (5.13) [119; 120]. В качестве источника фотонов высокой энергии предлагается использовать электронный пучок с энергией 12 ГэВ ускорителя CEBAF. Вторичный фотонный пучок с энергией 5.5 ГэВ – 6 ГэВ интенсивностью 10^7 с⁻¹ и степенью линейной поляризации до 76% планируется выводить на мишень из ¹¹⁶Sn толщиной 0.6 мм, хотя обсуждаются и другие варианты.

Планируемая точность измерения величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$ составляет 0.6×10^4 фм³, что сопоставимо с ожидаемой точностью измерений в сеансе 2012 года на установке COMPASS. Основным источником фона, по-видимому, будет являться когерентное рождение $\rho^0(770)$ с последующим распадом в $\pi^+\pi^-$. Ожидается, что вклад этого фона может быть учтён путём анализа азимутальных распределений в рождении пары пионов. Кроме того, определённую опасность представляет рождение лептонных (в особенности мюонных) пар в кулоновском поле ядра-мишени.

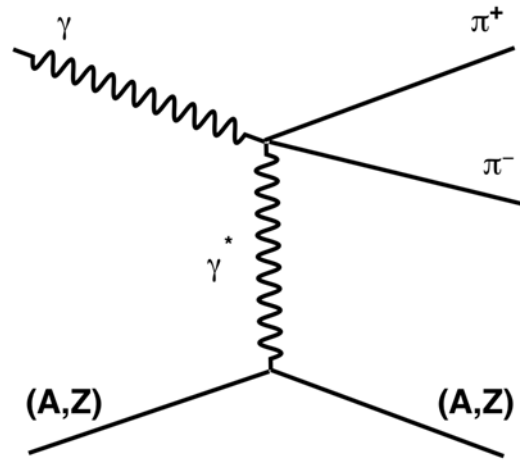


Рисунок 5.13 — Диаграмма процесса, планируемого к использованию в эксперименте PrimEx для определения поляризуемостей заряженного пиона.

Глава 6. О возможности измерения поляризуемости заряженного каона

6.1 Поляризуемость каона и особенности её измерения

Каон, будучи голдстоуновским бозоном в $SU(3)$ симметричной киральной теории, является таким же основополагающим объектом КХД, как и пион. Поскольку заряженный каон является более компактным объектом, чем заряженный пион ($\langle r_\pi \rangle = 0.672 \pm 0.008$ фм, $\langle r_K \rangle = 0.560 \pm 0.031$ фм), логично было бы ожидать для каона меньшее значение поляризуемости, чем для пиона. Киральная теория возмущений даёт следующее предсказание для поляризуемостей заряженного каона [121]:

$$\alpha_K + \beta_K \approx 0, \quad \alpha_K = (0.64 \pm 0.10) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (6.1)$$

Предсказание модели конфайнмента кварков [122] заметно отличается от предсказания киральной теории возмущений:

$$\alpha_K + \beta_K = 1.0 \text{ фм}^3, \quad \alpha_K = (2.3 \pm 0.10) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (6.2)$$

Что касается экспериментальных данных, в настоящее время для поляризуемости заряженного каона имеется только ограничение сверху

$$\alpha_K < 200 \times 10^{-4} \text{ фм}^3 \quad (CL = 90\%), \quad (6.3)$$

полученное из анализа рентгеновского спектра каонных атомов [123].

Опыт, полученный в работе с каонной компонентой адронного пучка в сеансах 2008, 2009 и 2012 года показал, что измерение поляризуемости каона в условиях эксперимента COMPASS процессе

$$K^-(A, Z) \rightarrow K^-(A, Z)\gamma \quad (6.4)$$

при использовании стандартного адронного пучка является крайне тяжёлой задачей [14]. Такого рода измерение осложняется следующими моментами:

- доля каонов в пучке невелика;
- сечение реакции электромагнитного радиационного рассеяния каона на ядре-мишени в $(m_K/m_\pi)^2 \approx 12$ раз меньше, чем для пиона.
- эффективность и чистота выделения пучковых каонов черенковскими детекторами CEDAR не достаточны для уверенной регистрации эффектов, связанных с поляризуемостью каона.

Отдельно следует отметить, что в случае каона кинематический диапазон инвариантных масс конечного состояния между порогом и первым возбуждённым состоянием $K^*(892)$ (с учётом ширины этого состояния), выраженный в единицах массы налетающей частицы, гораздо меньше, чем в случае пиона и $\rho^-(770)$. Так

$$(m_{K^*(892)} - \Gamma_{K^*(892)})/m_K - 1 = 0.7, \quad (6.5)$$

при том, что для пиона:

$$(m_\rho - \Gamma_\rho)/m_\pi - 1 = 3.4. \quad (6.6)$$

6.2 Предложение по измерению поляризуемости заряженного каона в следующей фазе эксперимента COMPASS

В настоящее время активно обсуждается создание в ЦЕРН интенсивного пучка обогащённого каонами (до $2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$), на основе технологии радиочастотной сепарации [124]. В связи с этим автором диссертации было выдвинуто предложение по измерению поляризуемостей заряженного каона [7;125], использующее эту уникальную возможность. Были рассмотрены следующие условия набора данных:

- пучок K^- с импульсом 100 ГэВ/с и интенсивностью 5×10^6 каонов в секунду;

- конфигурация спектрометра, похожая на ту, что использовалась в эксперименте COMPASS для аналогичных измерений с пионным пучком: детекторы CEDAR для идентификации налетающей частицы, тонкая никелевая мишень толщиной $0.3 X_0$, набор кремниевых координатных детекторов до и после мишени;
- триггер на энерговыделение в электромагнитных калориметрах ECAL1 и ECAL2;
- новая система сбора данных, способная принимать до 10^5 событий в секунду.

Предполагая, что суммарное количество каонов, выведенное на мишень, составляет 5×10^{12} (что примерно соответствует одному году набора данных), а эффективность триггера близка к 100%, можно ожидать до 6×10^5 примаковских событий $K\gamma$ в кинематическом диапазоне $0.1 < x_\gamma < 0.6$ и $M_{K\gamma} < 800$ МэВ/ c^2 . Ожидаемое распределение событий по x_γ показано на Рис. 6.1(а). По аналогии с формулой (5.10) отношение R_K дифференциального сечения процесса (6.4) для реального каона к соответствующему сечению для точечного бесструктурного каона как функция x_γ в предположении $\alpha_K + \beta_K = 0$ может быть записано в виде:

$$R_K(x_\gamma) = 1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{x_\gamma^2}{1 - x_\gamma} \cdot \frac{m_K^3}{\alpha} \cdot \alpha_K^3. \quad (6.7)$$

Следует заметить, что поляризационные эффекты в случае каона при том же значении поляризуемостей в $(m_K/m_\pi)^3 \approx 44$ раз больше, чем для пиона. На Рис. 6.1(б) показано поведение отношений R_π и R_K для значений поляризуемостей $\alpha_{\pi,K}$, предсказанных киральной теорией, как функции x_γ в предположении $\alpha_{\pi,K} + \beta_{\pi,K} = 0$.

Ожидаемая статистическая точность измерения отношения R_K показана на Рис. 6.2. Красная кривая соответствует значению поляризуемости каона α_K , предсказанной киральной теорией. Соответствующая статистическая точность извлечения величины α_K в предположении $\alpha_K + \beta_K = 0$ составляет 0.03×10^{-4} фм³. Что касается систематической ошибки, то ожидаются следующие основные вклады:

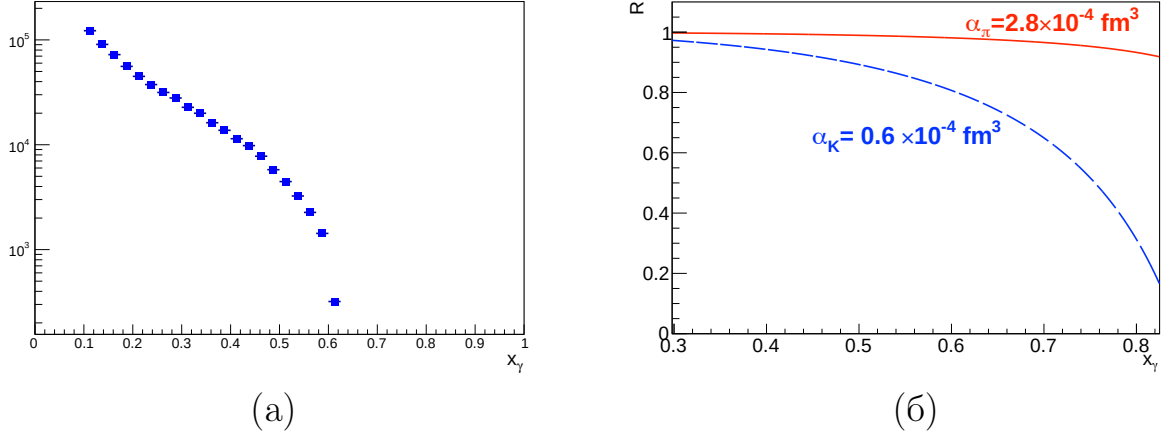


Рисунок 6.1 — (а) Ожидаемое распределение примаковских событий $K^- \gamma$ по x_γ для $M_{K\gamma} < 800$ МэВ/ c^2 [125]. (б) Отношения R_π (показано красной сплошной линией) и R_K (показано синим пунктиром) для значений поляризуемостей $\alpha_{\pi,K}$, предсказанных киральной теорией, как функции x_γ в предположении $\alpha_{\pi,K} + \beta_{\pi,K} = 0$ [7].

- неопределённость, связанная с ограниченной точностью определения эффективности трековых детекторов, закладываемой в моделирование;
- статистическая неопределённость вычитания фона от π^0 ;
- неопределённость, связанная с влиянием фона сильного взаимодействия и его интерференции с кулоновским взаимодействием на форму x_γ -распределения;
- неопределённость, связанная с вкладом $\pi\gamma$ событий из-за присутствия в сепарированном пучке значительной пионной компоненты.

Тем не менее, предполагается, что систематическая ошибка по своей величине не превзойдёт ошибку статистическую.

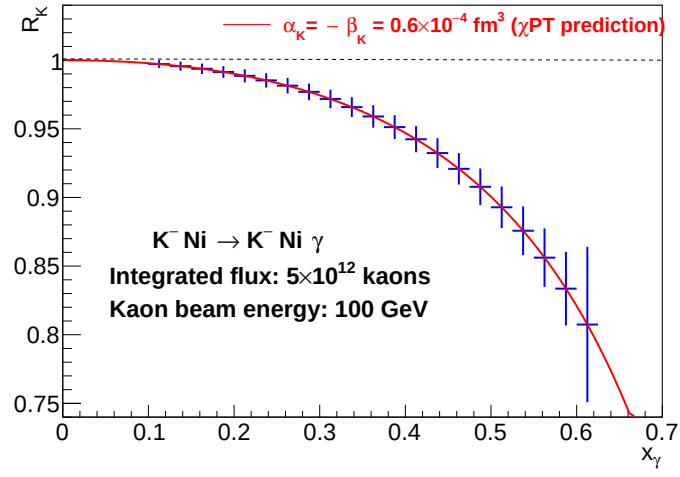


Рисунок 6.2 — Ожидаемая статистическая точность измерения отношения R_K в предположении $\alpha_K + \beta_K = 0$. Поведение отношения R_K , предсказываемое киральной теорией, показано красной кривой [125].

Глава 7. Поиск эксклюзивного лепто(фото)рождения экзотических чармониеподобных состояний $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$

7.1 Заряженные чармониеподобные состояния $Z_c^\pm$

Заряженные чармониеподобные состояния являются наиболее яркими кандидатами в частицы, для описания структуры которых требуется как минимум 4 кварка. С одной стороны, их распады в конечное состояние с J/ψ , $\psi(2S)$ или D -мезонами говорит о присутствии в их составе c и $\bar{c}$ кварков. С другой стороны, наличие заряда заставляет предположить наличие и других кварков помимо $c\bar{c}$ компоненты. Свойства известных на сегодняшний день заряженных экзотических чармониев представлены в таблице 7.1. Лишь три из них: $Z_c^\pm(3900)$, $Z_c^\pm(4200)$ и $Z_c^\pm(4430)$ потенциально доступны для наблюдения в наиболее удобном распадном канале $Z_c^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$.

Наиболее изученным является состояние $Z_c^\pm(3900)$, открытое коллаборациями BESIII [126] и Belle [127] в 2013 году в реакции

$$e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow (J/\psi\pi^\pm)\pi^\mp. \quad (7.1)$$

На Рис. 7.1(а) показан спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^\pm$, полученный в эксперименте BESIII [126]. Сплошной красной линией показана аппроксимация экспериментальных данных (чёрные точки с ошибками) кривой, описывающий брейт-вигнеровский сигнал и фон под ним (синяя пунктирная линия). Красная прерывистая линия показывает результат Монте Карло моделирования рождения конечного состояния с равномерным распределением по фазовому объёму. Чуть позже сигнал $Z_c^\pm(3900)$ был подтверждён на установке CLEO-c [128]. Квантовые числа резонанса $J/\psi\pi^\pm$ $I^G J^P = 1^+ 1^+$ были установлены по итогам трёх измерений.

Чуть позже, в 2014 году в эксперименте BESIII в реакции

$$e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow (D\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp. \quad (7.2)$$

Таблица 7.1

Свойства заряженных чармониеподобных состояний (на основе данных Particle Data Group [26])

Состояние	M_{Z_c} , МэВ/ c^2	Γ_{Z_c} , МэВ/ c^2	J^P	Каналы распада	Достоверность наблюдения
$Z_c^\pm(3900)$	3886.6 ± 2.4	28.1 ± 2.6	1^+	$J/\psi \pi^\pm$ $(D\bar{D}^*)^\pm$	высокая
$Z_c^\pm(4020)$	4024.1 ± 1.9	13 ± 5	$??$	$h_c(1P)\pi^\pm$ $(D^*\bar{D}^*)^\pm$	высокая
$Z_c^\pm(4050)$	$4051 \pm 14^{+20}_{-41}$	82^{+21+47}_{-17-22}	$??$	$\chi_{c1}(1P)\pi^\pm$	низкая
$Z_c^\pm(4055)$	$4054 \pm 3 \pm 1$	$45 \pm 11 \pm 6$	$??$	$\psi(2S)\pi^\pm$	3.5σ
$Z_c^\pm(4200)$	4196^{+31+17}_{-29-13}	$370 \pm 70^{+70}_{-132}$	1^+	$J/\psi \pi^\pm$	6.2σ
$Z_c^\pm(4240)$	$4239 \pm 18^{+45}_{-10}$	$220 \pm 47^{+108}_{-74}$	0^-	$\psi(2S)\pi^\pm$	низкая
$Z_c^\pm(4250)$	$4248^{+44+180}_{-29-35}$	$177^{+54+316}_{-39-61}$	$??$	$\chi_{c1}(1P)\pi^\pm$	низкая
$Z_c^\pm(4430)$	4478^{+15}_{-18}	181 ± 31	1^+	$J/\psi \pi^\pm$ $\psi(2S)\pi^\pm$	высокая

было открыто состояние $Z_c^\pm(3885)$ [130], распадающееся в $(D\bar{D}^*)^\pm$, чьи масса и ширина в пределах ошибки измерения совпадали с таковыми для $Z_c^\pm(3900)$. Квантовые числа $J^P = 1^+$ этого состояния были установлены из анализа угловых распределений в системе $Z_c^\pm(3885)\pi^\mp$. Увеличение точности измерения параметров состояния $Z_c^\pm(3885)$ в работе [131] позволило отождествить частицы $Z_c^\pm(3885)$ и $Z_c^\pm(3900)$. Было установлено отношение парциальных ширин распадов

$$\frac{\Gamma(Z_c(3885) \rightarrow D\bar{D}^*)}{\Gamma(Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi)} = (6.2 \pm 1.1 \pm 2.7) \quad [130]. \quad (7.3)$$

Однако, полученное соотношение вероятностей распада в конечные состояния с открытым и скрытым очарованием в десятки раз меньше, чем для обычных чармониев. Так, например:

$$\frac{\Gamma(\psi(3770) \rightarrow D\bar{D})}{\Gamma(\psi(3770) \rightarrow \pi\pi J/\psi)} = (482 \pm 84) \quad [26]. \quad (7.4)$$

В экспериментах BESIII и CLEO-c был обнаружен и нейтральный партнёр $Z_c^0(3900)$ [128; 132; 133].

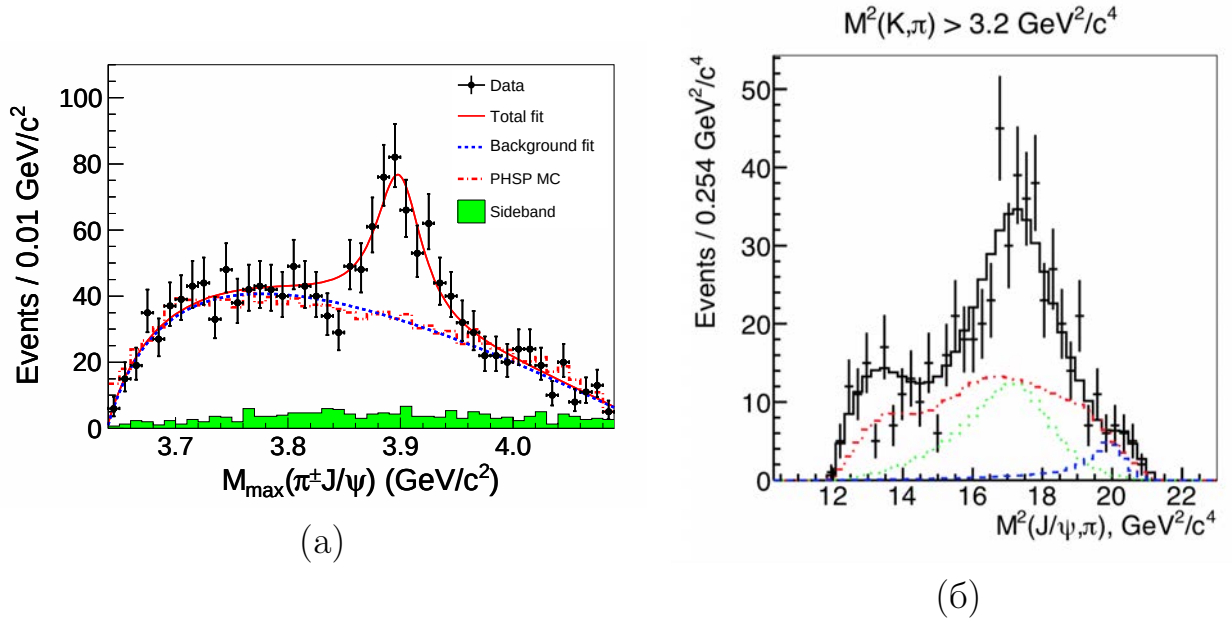


Рисунок 7.1 — (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^\pm$ в распаде $Y(4200) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, полученный в эксперименте BESIII [126]. (б) Распределение для квадрата инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi$ в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$, полученное в эксперименте Belle [129], для квадрата массы подсистемы $\pi K > 3.2 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$. Вклады $Z_c^+(4200)$ и $Z_c^+(4430)$ показаны зелёным и синим, соответственно.

Было предложено несколько интерпретаций состояния $Z_c^\pm(3900)$. В рамках ряда моделей основанных на однопионном (OPE, One pion exchange) и однобозонном (OBE, One boson exchange) обмене, $Z_c^\pm(3900)$ интерпретируется как мезонная молекула, являющаяся связанным состоянием $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ (см, например, работы [134–137]). Характерный размер связанной системы в рамках этих моделей составляет порядка 1 фм, а энергия связи – около 10 МэВ [135]. Оценки зависят от величины параметра обрезания Λ , использующегося в моделях для подавления обмена с большими передачами импульса, величина которого оценивается из экспериментальных данных для единственной надёжно известной адронной молекулы – дейтрона. Значение параметра Λ составляет порядка 1 GeV и имеет значительную неопределённость.

Более детальный обзор физики Z_c состояний может быть найден в работах [63–66].

Таблица 7.2

Относительный вклад в полную статистику каждого года набора данных с мюонным пучком (сделан на основе статистики для распадов

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-).$$

Год	2002	2003	2004	2006	2007	2010	2011
Относительный вклад	0.03	0.08	0.13	0.09	0.26	0.24	0.17

7.2 Отбор событий

Поиск эксклюзивного лепто(фото)рождения экзотического состояния $Z_c^\pm(3900)$ на установке COMPASS [3; 16; 20] производился в реакции

$$\mu^+ N \rightarrow \mu^+ Z_c^\pm(3900) N' \rightarrow \mu^+ J/\psi \pi^\pm N' \rightarrow \mu^+ \mu^+ \mu^- \pi^\pm N'. \quad (7.5)$$

Для анализа использовались данные по глубоконеупругому рассеянию мюонного пучка на поляризованной мишени, набранные в сеансах 2002–2011 годов в рамках программы по изучению спиновой структуры нуклона¹ (см. Таб. 3.1). Приблизительный относительный вклад каждого года в общую статистику, основанный на оценке числа зарегистрированных распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, приведён в таблице 7.2. Канал распада $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ не рассматривался по причине того, что в использовавшихся мишенях электрон и позитрон теряют значительную долю своей энергии.

Для отбора эксклюзивных событий с $\mu^+ J/\psi \pi^\pm$ в конечном состоянии требовалась реконструированная вершина в области мишени с входящим пучковым треком и четырьмя исходящими треками, три из которых – мюонные с соответствующими зарядами. Частица идентифицировалась как мюон, если её трек пересекал более 15 радиационных длин вещества. Четвёртый трек ассоциировался с положительным или отрицательным пионом. В анализе для идентификации вторичных адронов не использовалась

¹В анализе не использовались мюонные данные, набранные на ядерных мишенях в 2004, 2009 и 2012 годах в рамках сеансов по измерению поляризуемости пиона в связи с отсутствием в этих сеансах триггера на рассеянном мюоне. Кроме того, не использовались доступные на тот момент мюонные данные тестового сеанса по программе измерения GPD 2012 года по причине крайне незначительной статистики (~ 100 событий $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$).

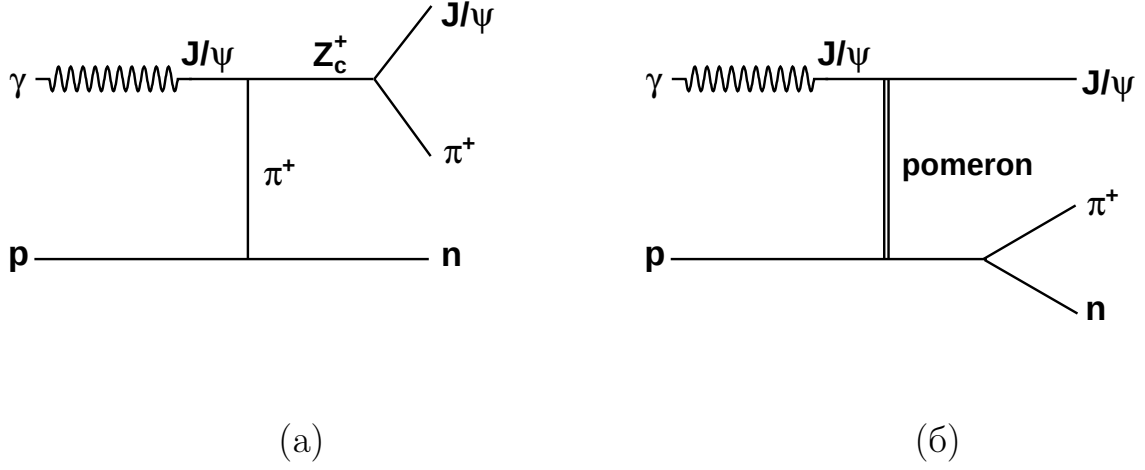


Рисунок 7.2 — Диаграммы для (а) рождения Z_c^+ через обмен виртуальным π^+ и (б) пример рождения состояния $J/\psi\pi^+$ через обмен помероном [3].

информация RICH детектора из-за того, что эффективность и надёжность идентификации сильно варьировались год от года. Поскольку при анализе данные с противоположной поляризацией элементов мишени (как продольной, так и поперечной) комбинировались, возможные остаточные поляризационные эффекты пренебрежимо малы. (Спин-зависимое рождение J/ψ на поперечно поляризованной мишени в условиях установки COMPASS было отдельно рассмотрено в работе [138] с использованием данных сеанса 2010 года.) Пара мюонов разных знаков рассматривалась как кандидат в распад J/ψ , если её масса отличалась от номинальной массы J/ψ не более чем на $150 \text{ МэВ}/c^2$, что в 3 раза больше экспериментального разрешения по $M_{\mu^+\mu^-}$ (см. Рис. 7.3(а)). В случае, если этому условию удовлетворяли обе комбинации мюонов, событие отбрасывалось. Полное число восстановленных распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ составило около 50 000, причём практически все они были записаны, имея признак одного из инклюзивных триггеров. Пренебрегая малой энергией отдачи ядра-мишени, можно считать, что сумма энергии рассеянного мюона $E_{\mu'}$ и энергий рождённых J/ψ и $\pi^\pm$ (соответственно, $E_{J/\psi}$ и $E_{\pi^\pm}$) для эксклюзивной реакции (7.5) должна быть равна энергии пучкового мюона E_b . Распределение событий как функция баланса энергии

$$\Delta E = E_{\mu'} + E_{J/\psi} + E_{\pi^\pm} - E_b \quad (7.6)$$

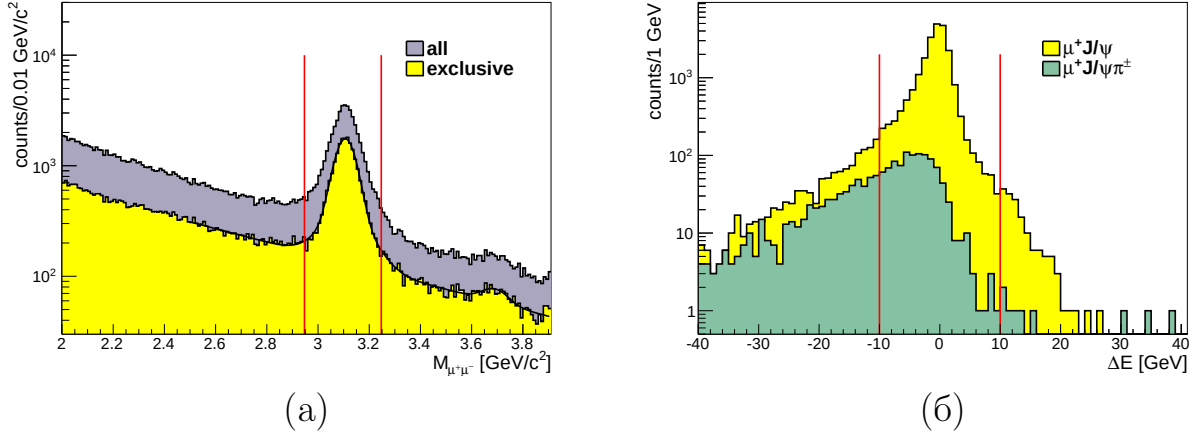


Рисунок 7.3 — (а) Спектр инвариантных масс для всех димюонов, рождённых в мюон-нуклонном рассеянии (показано синим, верхняя кривая) и для димюонов, рождённых эксклюзивно в реакции (7.11) (показано жёлтым, нижняя кривая) [3]. (б) Распределение для баланса энергии ΔE для процесса (7.11) (показано жёлтым, верхняя кривая) и процесса (7.5) (показано зелёным, нижняя кривая) [3].

представлено на Рис. 7.3(б). При отборе событий требовался баланс энергии на уровне $\Delta E < 10$ ГэВ (при экспериментальном разрешении около 3 ГэВ). Распределение событий по квадрату переданного в реакции 4-импульса, взятому с противоположным знаком, $Q^2 = (P_b - P_{\mu'})^2$, где P_b и $P_{\mu'}$ — 4-импульсы пучкового и рассеянного мюонов, соответственно, показано на Рис. 7.4(а). На рисунке 7.4(б) показано распределение событий по энергии подсистемы "фотон–нуклон" $\sqrt{s_{\gamma N}}$. На импульс рождённого пиона накладывалось ограничение $p_\pi > 2$ ГэВ/с для того, чтобы уменьшить число фоновых событий с $J/\psi\pi^\pm$ в конечном состоянии, рождённых через померонный обмен (см. Рис. 7.2(б)). Импульсный спектр заряженных пионов представлен на Рис. 7.5(а). Полное число отобранных $\mu^+ J/\psi\pi^+$ и $\mu^+ J/\psi\pi^-$ событий составило, соответственно, 565 и 405.

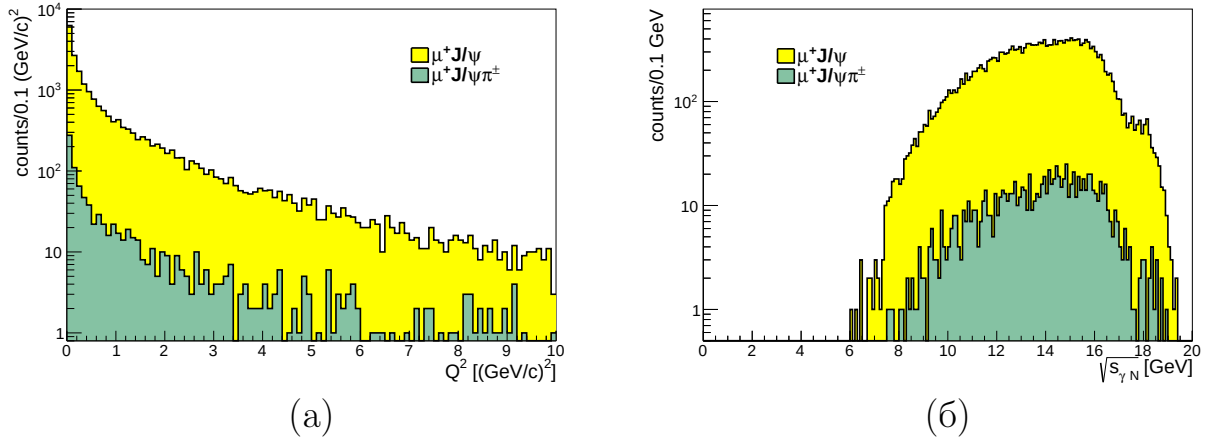


Рисунок 7.4 — Кинематические распределения для процессов (7.11) (показано жёлтым, верхние кривые) и (7.5) (показано зелёным, нижние кривые) (а) по Q^2 , (б) по $\sqrt{s_{\gamma N}}$ [3].

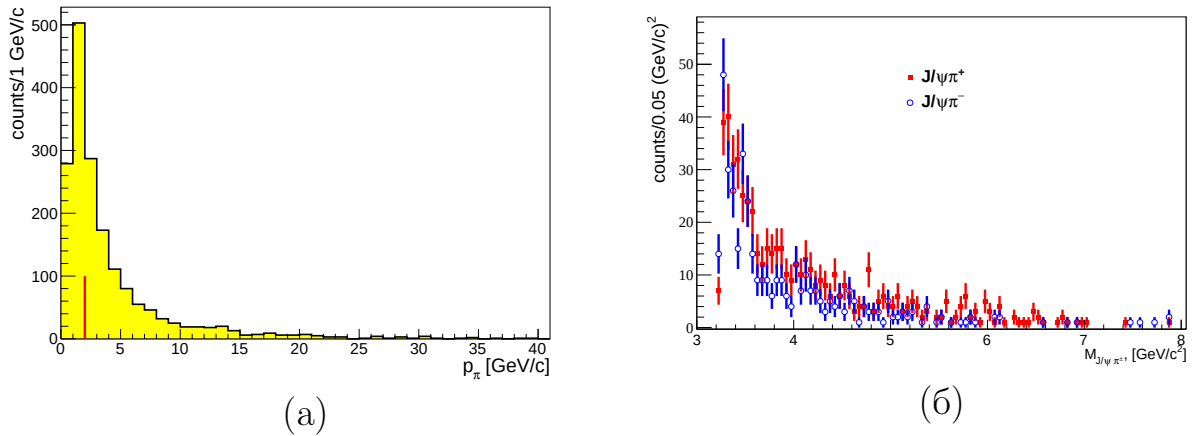


Рисунок 7.5 — (а) Импульсное распределение для заряженных пионов (положительных и отрицательных). (б) Спектр инвариантных масс для конечных состояний $J/\psi \pi^+$ (показан красным) и $J/\psi \pi^-$ (показан синим) [139].

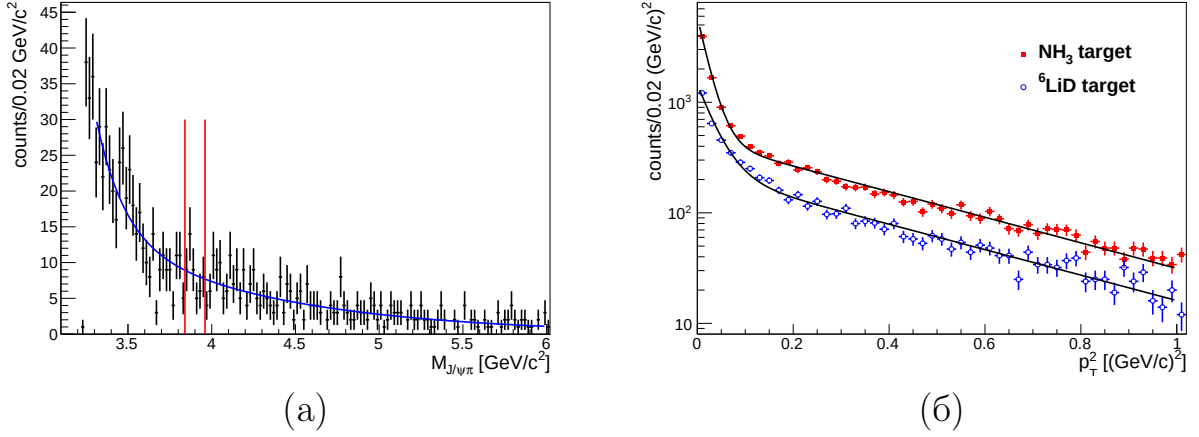


Рисунок 7.6 — (а) Спектр инвариантных масс для конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$. Результат подгонки показан линией [3]. Вертикальными линиями показана сигнальная область. (б) p_T^2 распределения для J/ψ мезонов, рождённых эксклюзивно на ${}^6\text{LiD}$ (показано синим, нижняя кривая) и NH_3 (показано красным, верхняя кривая) мишенях [3].

7.3 Оценка числа событий $Z_c^\pm(3900)$

Спектры инвариантных масс для $J/\psi\pi^+$ и $J/\psi\pi^-$ событий, показанные на Рис. 7.5(б), а также объединённый спектр, приведённый на Рис. 7.6(а), не демонстрируют какой-либо статистически значимой резонансной структуры в районе $3.9 \text{ ГэВ}/c^2$. Диаграмма Арментероса-Подольянского для подсистемы $X = J/\psi\pi^\pm$ показана на Рис. 7.7. Здесь по оси абсцисс приведена асимметрия продольных импульсов

$$\alpha = \frac{p_{LJ/\psi} - p_{L\pi}}{p_{LJ/\psi} + p_{L\pi}}, \quad (7.7)$$

где $p_{LJ/\psi}$ и $p_{L\pi}$ — продольные импульсы J/ψ и пиона относительно направления вектора импульса подсистемы X , а по оси ординат — модуль поперечного импульса одной из частиц p_T , определённого относительно того же направления. Красной линией показана дуга, соответствующая распаду $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi$. Отсутствие повышенной концентрации экспериментальных точек вокруг дуги также говорит о незначительности возможного вклада вышеупомянутого распада.

Для получения количественных оценок возможного вклада состояния $Z_c^\pm(3900)$ область масс $3.84 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{J/\psi\pi^+} < 3.96 \text{ ГэВ}/c^2$ рассматривалась в качестве сигнальной и была выбрана исходя из значений массы и ширины $Z_c^\pm(3900)$, а так же их неопределённостей, известных из предыдущих экспериментов, и из разрешения установки COMPASS для $M_{J/\psi\pi}$, которое составляет около $15 \text{ МэВ}/c^2$. Предполагалось, что в число событий $N_{J/\psi\pi}$ в сигнальной области входят как неизвестное заранее число событий рождения $Z_c^\pm(3900)$ N_{Z_c} , так и фоновые события N_{bkg} . Согласно методу, описанному в работе [140], функция плотности вероятности $g(N_{Z_c})$ задаётся выражением:

$$g(N_{Z_c}) = n \int_0^\infty \frac{e^{-(N_{Z_c}+N_{bkg})} (N_{Z_c} + N_{bkg})^{N_{Z_c}}}{N_{Z_c}!} f(N_{bkg}) dN_{bkg}, \quad (7.8)$$

где n – нормировочная константа. Функция плотности вероятности $f(N_{bkg})$, описывающая вклад фоновых событий в сигнальной области, предполагалась гауссовой. Среднее значение и ширина этого распределения были оценены из подгонки функции, состоящей из суммы двух экспоненциальных функций $A \cdot e^{-aM_{J/\psi\pi}} + B \cdot e^{-bM_{J/\psi\pi}}$ к экспериментальным точкам спектра масс $J/\psi\pi^\pm$ в диапазоне $3.3 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{J/\psi\pi^+} < 6.0 \text{ ГэВ}/c^2$ с выбитой сигнальной областью. Результат подгонки показан линией на Рис. 7.6(а). Число ожидаемых фоновых событий в сигнальной области было оценено как 49.7 ± 3.4 , в то время как число наблюдаемых событий составило 51. Верхний предел для числа событий рождения $Z_c^\pm(3900)$, соответствующий уровню достоверности 90%, был определён из соотношения

$$\int_0^{N_{Z_c}^{UL}} g(N_{Z_c}) dN_{Z_c} = 0.9 \quad (7.9)$$

и составил $N_{Z_c}^{UL} = 15.1$ событий.

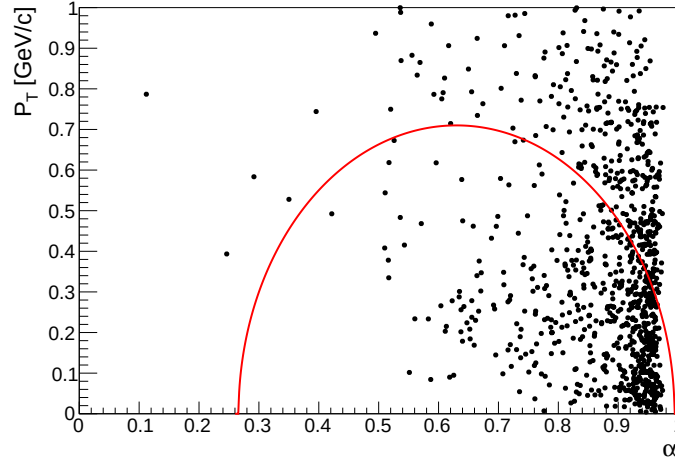


Рисунок 7.7 — Диаграмма Арментероса-Подольянского для двухчастичного конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$. Красной линией показана дуга, соответствующая распаду $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi$.

7.4 Оценка сечения фоторождения $Z_c^\pm(3900)$

Для определения абсолютной нормировки вероятности рождения $Z_c^\pm(3900)$ в качестве опорного был использован процесс эксклюзивного некогерентного рождения J/ψ

$$\gamma N \rightarrow J/\psi N, \quad (7.10)$$

сечение которого было измерено в исследуемой области $\sqrt{s_{\gamma N}}$ в эксперименте NA14 [141]. Для отбора событий эксклюзивного процесса

$$\mu^+ N \rightarrow \mu^+ J/\psi N, \quad (7.11)$$

использовались те же критерии отбора, что и для событий процесса (7.5). Для разделения рождения J/ψ и нерезонансного рождения мюонных пар спектр масс димюонов был аппроксимирован функцией, состоящей из трёх функций Гаусса (двух для описания пика J/ψ и одной для пика $\psi(2S)$) и экспоненциальной подложки под пиками (см Рис. 7.3). В конечном итоге было установлено, что число J/ψ , рождённых в реакции 7.11, составляет

18 200. На рисунке 7.6 показано распределение для квадрата поперечного импульса J/ψ p_T , измеренного относительно направления импульса виртуального фотона. Это распределение было аппроксимировано суммой двух экспоненциальных функций, которые соответствуют вкладу эксклюзивного когерентного рождения на ядрах мишени (пик в области малых p_T^2) и вкладу эксклюзивного некогерентного рождения на квазисвободных нуклонах (область больших p_T^2). Относительный вклад когерентного рождения составил 30.3% для дейтериевой мишени и 38.9% для мишени из аммиака (что примерно соответствует результатам, полученным ранее в работе [141]). В среднем по изучаемому ансамблю событий этот вклад составил 36.1%. Кроме того было установлено, что несмотря на жёсткие критерии отбора по балансу энергии, выборка событий эксклюзивного некогерентного рождения J/ψ содержит $(30 \pm 10)\%$ неэксклюзивных событий, что было определено из p_T -зависимости баланса энергии ΔE и на что была сделана поправка. Поскольку конечные состояния для процессов (7.5) и (7.11) различаются только наличием заряженного пиона, отношение аксептансов для этих событий в первом приближении равно аксептансу a_π для таких пионов. Основываясь на опыте прошлых измерений в эксперименте COMPASS, и на результатах Монте Карло моделирования это отношение, усреднённое по времени и всем конфигурациям экспериментальной установки и мишеней, было оценено как $a_\pi = 0.5 \pm 0.1_{\text{сист.}}$. Схожая форма Q^2 и $\sqrt{s_{\gamma N}}$ распределений для процессов (7.5) и (7.11), как это видно из рисунков 7.4(а) и (б), при малости средних значений Q^2 позволяет сделать вывод о том, что спектр участвующих в этих процессах виртуальных фотонов одинаков, и перейти от отношения сечений лепторождения к отношению сечений фоторождения:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\mu N \rightarrow \mu Z_c^\pm(3900)N'}}{\sigma_{\mu N \rightarrow \mu J/\psi N}} &= \frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(3900)N'}}{\sigma_{\gamma N \rightarrow J/\psi N}} = \\ &= \frac{1}{a_\pi \times \mathcal{B}_{Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm}} \times \frac{N_{\mu N \rightarrow \mu Z_c^\pm(3900)N'}}{N_{\mu N \rightarrow \mu J/\psi N}}, \end{aligned} \quad (7.12)$$

где $\mathcal{B}_{Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm}$ означает относительную вероятность распада $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm$.

Таким образом, путём подстановки в выражение (7.12) значения $N_{Z_c}^{UL} = 15.1$, был получен следующий результат:

$$\left. \frac{\mathcal{B}_{Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(3900) N}}{\sigma_{\gamma N \rightarrow J/\psi N}} \right|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 13.8 \text{ ГэВ}} < 3.7 \times 10^{-3}. \quad (7.13)$$

Предполагая, что $\sigma_{\gamma N \rightarrow J/\psi N} = 14.0 \pm 1.6_{\text{стат.}} \pm 2.5_{\text{сист.}}$ нб, как было измерено в эксперименте NA14 для $\sqrt{s_{\gamma N}} = 13.7$ ГэВ [141], и это сечение не сильно меняется в исследуемом диапазоне $\sqrt{s_{\gamma N}}$ (см. Рис. 7.8), результат может быть представлен в виде:

$$\mathcal{B}_{Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(3900) N} \Big|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 13.8 \text{ ГэВ}} < 52 \text{ пб}. \quad (7.14)$$

Верхние пределы для отношения сечений в четырёх интервалах по $\sqrt{s_{\gamma N}}$ представлены в Таблице 7.3. Интервалы выбраны таким образом, чтобы они содержали примерно одинаковое число событий.

Таблица 7.3

Верхние пределы для сечения фоторождения $Z_c^\pm(3900)$ для интервалов по $\sqrt{s_{\gamma N}}$.

Интервал	$\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle$, ГэВ	$\mathcal{B}_{J/\psi \pi} \times \sigma_{Z_c} / \sigma_{J/\psi}$, 10^{-3}
Весь диапазон	13.8	3.7
$\sqrt{s_{\gamma N}} < 12.3$ ГэВ	10.8	10
$12.3 \text{ ГэВ} < \sqrt{s_{\gamma N}} < 14.1$ ГэВ	13.2	3.7
$14.1 \text{ ГэВ} < \sqrt{s_{\gamma N}} < 15.4$ ГэВ	14.7	4.5
$15.4 \text{ ГэВ} < \sqrt{s_{\gamma N}}$	16.4	6.0

7.5 Оценка систематической ошибки измерения

Основной вклад в систематическую ошибку результата (7.13) происходит из описания фона в сигнальной области спектра масс $J/\psi \pi^\pm$. Вари-

ация функции, используемой для подгонки, и диапазона, в котором осуществлялась подгонка, в разумных пределах приводит к изменению результата на $\pm 15\%$. Абсолютная нормировка произведена с относительной точностью около 25% . Эта оценка включает неопределённость отношения a_π на уровне 20% и неопределённость в оценке неэксклюзивного фона в эксклюзивной выборке на уровне 15% .

7.6 Оценка выхода и сечения фоторождения $Z_c^\pm(4200)$

Поскольку в публикации [3] было уделено внимание только возможному рождению относительно долгоживущего состояния $Z_c^\pm(3900)$, в работе [4] автор вернулся к поиску эксклюзивного лепто(фото)рождения состояния $Z_c^\pm(4200)$.

Была осуществлена подгонка функции, являющейся суммой брейт-вигнеровского члена, описывающего возможный вклад фоторождения $Z_c^\pm(4200)$ и двух экспоненциальных функций, описывающих фон, к спектру инвариантных масс $J/\psi\pi^\pm$ в диапазоне от $3.4 \text{ ГэВ}/c^2$ до $6.0 \text{ ГэВ}/c^2$. Такие параметры брейт-вигнеровского пика, как масса и ширина, были зафиксированы на значениях $4196 \text{ МэВ}/c^2$ и $370 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно. Возможный вклад других резонансов (в первую очередь, того же $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4430)$), а так же их интерференции с сигналом $Z_c^\pm(4200)$ игнорировался. Игнорирование таких второстепенных эффектов кажется оправданным на фоне значительной неопределённости параметров пика $Z_c^\pm(4200)$. Спектр инвариантных масс $J/\psi\pi^\pm$ с кривой, являющейся результатом подгонки, показан на Рис.7.8(б). Число событий фоторождения $Z_c^\pm(4200)$, полученное в результате подгонки, составляет 58 ± 31 , что соответствует верхнему пределу $N_{Z_c(4200)}^{UL} < 98$ при уровне достоверности 90% .

Следуя процедуре, описанной в 7.4, был установлен верхний предел для сечения фоторождения $Z_c^\pm(4200)$

$$\mathcal{B}_{Z_c^\pm(4200) \rightarrow J/\psi\pi^\pm} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(4200) N} \Big|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 13.8 \text{ ГэВ}} < 340 \text{ пб.} \quad (7.15)$$

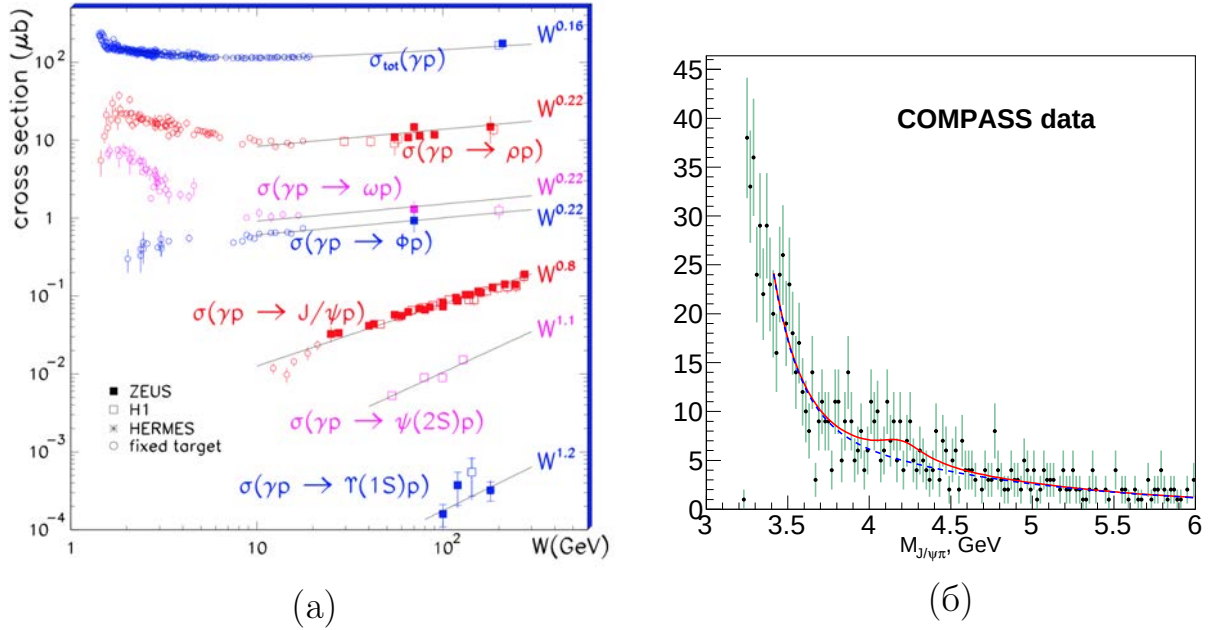


Рисунок 7.8 — (а) Зависимость сечения эксклюзивного фоторождения J/ψ на нуклоне от энергии подсистемы "фотон–нуклон" $W = \sqrt{s_{\gamma N}}$ [142]. (б) Спектр инвариантных масс для конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$. Результат подгонки показан сплошной красной линией, синей пунктирной линией показана функция, описывающая фон [4].

Несмотря на то, что, в отличие от $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$, поиск заряженного чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(4430)$ с использованием данных COMPASS не производился, отсутствие явного сигнала в спектре масс $J/\psi\pi^\pm$ позволяет сделать вывод о том, что сечение фоторождения $Z_c^\pm(4430)$, умноженное на относительную вероятность его распада в $J/\psi\pi^\pm$, не превышает несколько сотен пикобарн.

7.7 Обсуждение результатов по фоторождению $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$

Сечение фоторождения экзотического состояния $Z_c^\pm(3900)$ в реакции (2.6) было оценено в работе [73]. Для этого были использованы модель векторной доминантности и модель однопионного обмена для разных значений эффективной константы для вершины $(Z_c - J/\psi - \pi)$. При этом максимальное

значение этой константы соответствует случаю равенства парциальной ширины распада $Z_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ $\Gamma_{J/\psi \pi}$ (которая не известна) и полной ширины Γ_{tot} состояния $Z_c^\pm(3900)$, известной из эксперимента. Для описания вершины (N- π -N) использовался монополярный формфактор

$$F_{N\pi N} = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2}, \quad (7.16)$$

где q – 4-импульс виртуального заряженного пиона, а Λ_π – некоторый свободный параметр, величина которого варьировалась от 0.5 ГэВ/с² до 0.7 ГэВ/с². Пример расчёта сечения реакции (2.6) в зависимости от полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\gamma N}}$ для $\Gamma_{J/\psi \pi} = 46$ МэВ/с² и трёх разных значений параметра Λ_π : 0.5 ГэВ/с², 0.6 ГэВ/с² и 0.7 ГэВ/с² представлен на рисунке 7.9(а). Во всех случаях сечение достигает максимума при $\sqrt{s_{\gamma N}} \approx 7.5$ ГэВ. Исходя из этих вычислений сечение фоторождения $Z_c^\pm(3900)$, усреднённое по спектру $\sqrt{s_{\gamma N}}$, доступному в эксперименте COMPASS (Рис. 7.4(б)), для $\Lambda_\pi = 0.6$ ГэВ/с² составляет $480 \times \Gamma_{J/\psi \pi}$ пб/(МэВ/с²). После подстановки этого значения в формулу (7.14), имеем

$$480 \text{ пб} / (\text{МэВ/с}^2) \times \frac{\Gamma_{J/\psi \pi}^2}{\Gamma_{tot}} < 52 \text{ пб}. \quad (7.17)$$

Предполагая экспериментальное значение $\Gamma_{tot} = 46$ МэВ/с², получаем верхний предел для парциальной ширины $\Gamma_{J/\psi \pi} < 2.4$ МэВ/с². Этот результат говорит о том, что канал распада $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ не является доминирующим, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным (см. отношение (7.3)). Следует особо подчеркнуть, что результат (7.17), в отличие от результатов (7.13) и (7.14), не является модельно-независимым.

В работах [4; 17] при участии автора диссертации на примере расчёта сечения эксклюзивного фоторождения $Z_c^\pm(4200)$ было показано, что результат в значительной степени зависит от выбора модели. Так, использование для вычисления теории Редже вместо модели однопинного обмена приводит не только к тому, что максимальное значение сечения уменьшается примерно в 5 раз, но и к сдвигу максимума в область больших энергий. Результаты таких вычислений приведены на Рис. 7.9(б).

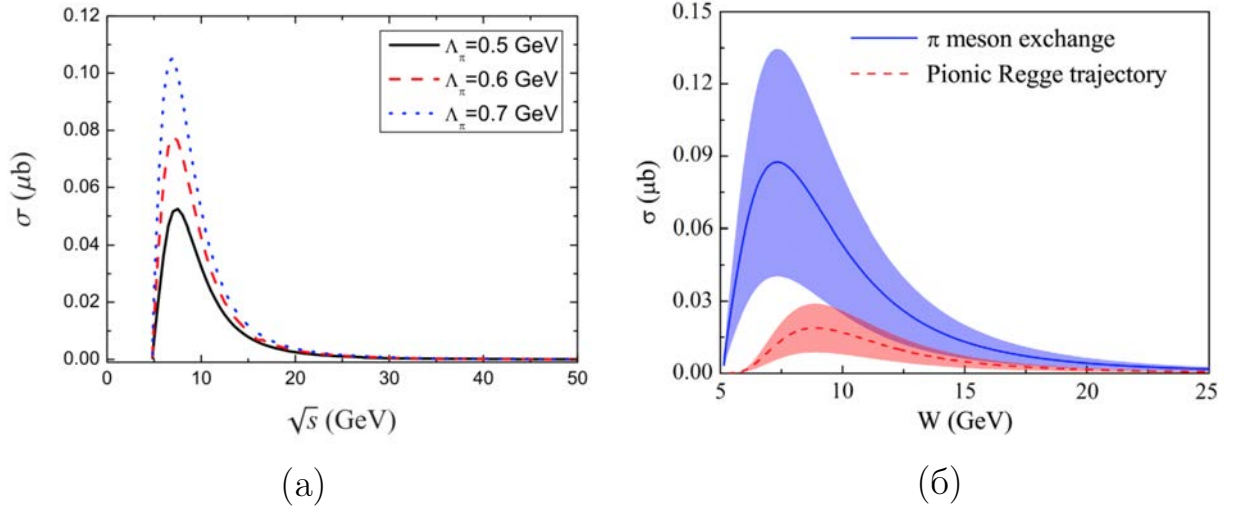


Рисунок 7.9 — (а) Сечение эксклюзивного фоторождения чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(3900)$ на нуклоне в реакции заряженного обмена (2.6) как функция полной энергии системы для трёх разных значений параметра Λ_π , описывающего вершину (N- π -N) [73]. (б)

Сечение эксклюзивного фоторождения чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(4200)$ на нуклоне в реакции заряженного обмена (2.7), рассчитанное в рамках модели однопионного обмена для $\Lambda_\pi = 0.7$ ГэВ/ c^2 (показано красным) и в теории Редже (показано синим) для $\Gamma_{Z_c^\pm(4200)} = 87.3$ МэВ/ c^2 в зависимости от полной энергии системы. Показанные диапазоны значений соответствуют изменению величины $\Gamma_{Z_c^\pm(4200)}$ в диапазоне от 40.2 МэВ/ c^2 до 131.4 МэВ/ c^2 [4].

Основываясь на предсказании для сечения фоторождения $Z_c^\pm(4200)$, сделанном в рамках теории Редже, по схеме, описанной выше, исходя из результата (7.15) и значения 370 МэВ/ c^2 для полной ширины чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(4200)$ была сделана верхняя оценка для парциальной ширины $\Gamma_{J/\psi\pi} < 37$ МэВ/ c^2 [4].

Влияние использования различных описаний механизма заряженного обмена в условиях эксперимента COMPASS на оценку сечения процесса было исследовано в работе автора [5] на примере реакции

$$\gamma p \rightarrow a_2^+(1320)n, \quad (7.18)$$

легко доступной для экспериментального изучения. Было показано, что сечения, вычисленные в рамках модели пионного обмена, модели векторной доминантности, а также в случае применения реджеевского подхода для энергии фотонов выше 10 ГэВ отличаются на порядок.

Отсутствие сигнала фоторождения $Z_c^\pm(3900)$ находится в согласии с ожиданиями модели взаимодействующих каналов (касп-эффект) [143], согласно которой фоторождение в условиях эксперимента COMPASS подавлено в силу слишком большого значения $s_{\gamma N}$.

Глава 8. Поиск эксклюзивного лепто(фото)рождения чармониеподобного состояния $X(3872)$

8.1 Чармониеподобное состояние $X(3872)$

Резонанс $X(3872)$ был открыт коллаборацией Belle в 2003 году в распаде $B^\pm \rightarrow K^\pm J/\psi \pi^+ \pi^-$ как узкий пик в спектре масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (см. Рис. 8.1(a)) [62]. $X(3872)$ стал первым из многочисленных чармониеподобных состояний, обнаруженных впоследствии в диапазоне масс выше $3.8 \text{ ГэВ}/c^2$. К настоящему времени это состояние наблюдалось в различных каналах рождения и распада на электрон-позитронных (Belle [144–147], Babar [148–154], BESIII [155]) и адронных коллайдерах (CDF [156–159], D0 [160], LHCb [161–163], ATLAS [164] and CMS [165]).

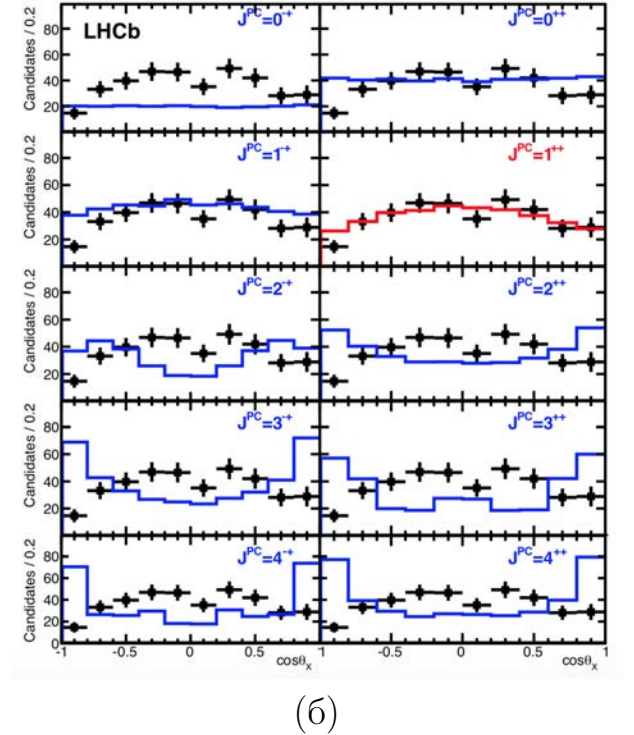
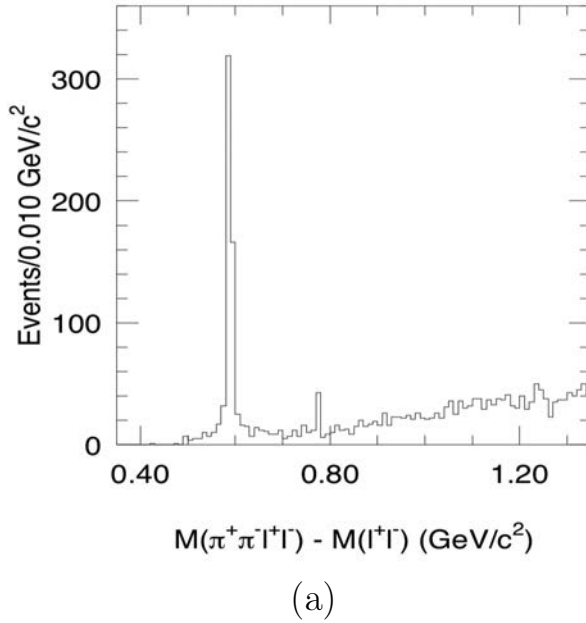


Рисунок 8.1 — (а) Первое указание на существование состояния $X(3872)$ в спектре масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (BELLE) [62]. (б). Распределение для косинуса угла вылета J/ψ в распаде $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0$. Кривыми показаны ожидания для различных наборов квантовых чисел J^{PC} [166].

Экспериментальное значение для массы $X(3872)$ составляет 3871.69 ± 0.17 МэВ/ c^2 [1], что очень близко к порогу рождения $D^0 \bar{D}^{*0}$ (3871.81 ± 0.09 МэВ/ c^2). Полная ширина $\Gamma_{X(3872)}$ в настоящее время не известна, однако, для неё установлен верхний предел $\Gamma_{X(3872)} < 1.2$ МэВ/ c^2 (CL = 90%) [147]. Квантовые числа $J^{PC} = 1^{++}$ были установлены в эксперименте LHCb [162; 166] путём анализа угловых распределений продуктов распада (пример показан на Рис. 8.1(б)). Заряженные партнёры $X(3872)$ обнаружены не были [167]. В таблице 8.1 перечислены известные каналы распада $X(3872)$ и оценка их относительных вероятностей. Примерное равенство относительных вероятностей распадов $X(3872) \rightarrow J/\psi 2\pi$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi 3\pi$

$$\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \omega) / \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0.8 \pm 0.3 \quad (8.1)$$

говорит о том, что имеет место значительное нарушение изоспиновой симметрии.

Предложено множество возможных интерпретаций состояния $X(3872)$: истинное $c\bar{c}$ -состояние [168], мезонная молекула [169], обычный чармоний с небольшой примесью компоненты мезонных молекул [170], тетракварк [171; 172], гибридное состояние $c\bar{c}g$ [69], обычный чармоний с примесью более высоких фоковских компонент [173] и т. д. (см. обзоры [63; 64; 174]). При этом в $(D\bar{D}^*)$ молекула является одной из наиболее популярных объяснений природы $X(3872)$. Эта модель предсказывает сравнимые вероятности распадов $X(3872) \rightarrow J/\psi 2\pi$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi 3\pi$, малую вероятность распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$, а также квантовые числа 1^{++} . Проблемой данной модели является аномально большая вероятность рождения столь слабосвязанного состояния. Попытка обойти эту трудность приводит к предположению о примеси обычного чармония в мезонной молекуле.

Экспериментальное измерение ширины экзотического чармония $X(3872)$ могло бы важным шагом для установления его природы. Однако, в настоящее время такие эксперименты только планируются в рам-

ках программы изучения $p\bar{p}$ аннигиляции при низких энергиях на будущей установке PANDA (FAIR) [74; 175].

8.2 Отбор событий

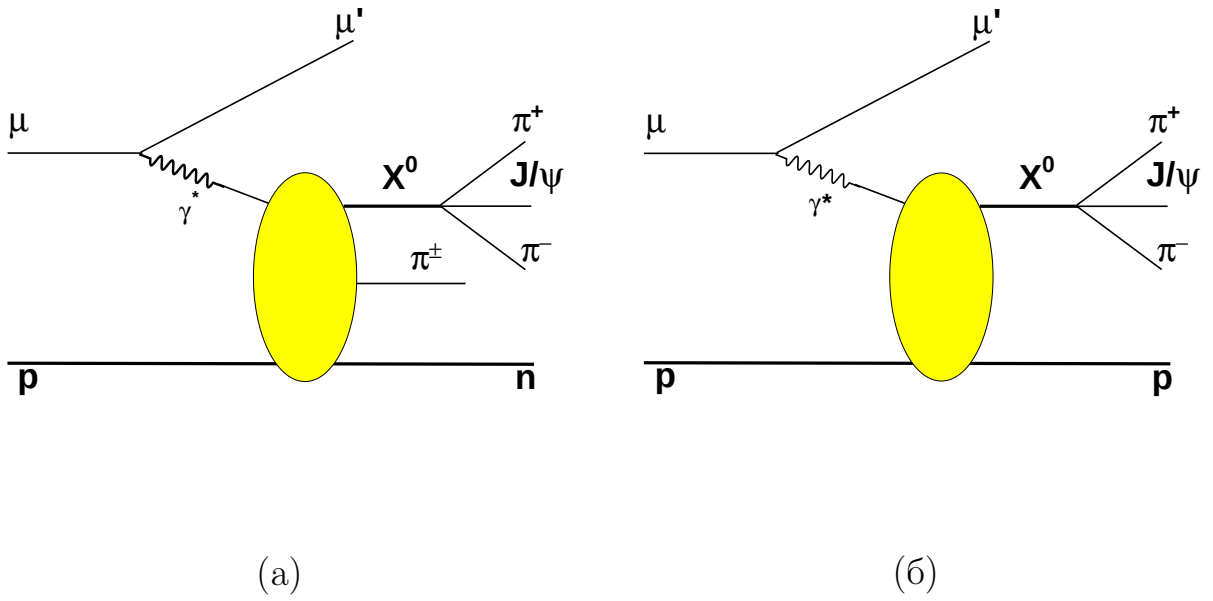


Рисунок 8.2 — Диаграммы, иллюстрирующие реакции (8.2) (а) и (8.5) на протоне.

Для поиска лепто(фото)рождения $X(3872)$ в эксклюзивной реакции с заряженным обменом

$$\mu^+ N \rightarrow \mu^+ X^0 \pi^\pm N' \rightarrow \mu^+ (J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^\pm N' \rightarrow \mu^+ (\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-) \pi^\pm N' \quad (8.2)$$

Таблица 8.1

Каналы распада $X(3872)$ и соответствующая относительная вероятность распада (на основе данных Particle Data Group [1]).

Канал распада	Относительная вероятность
$J/\psi \pi^+ \pi^-$	$>3.2\%$
$J/\psi \omega$	$>2.3\%$
$D^0 \bar{D}^0 \pi^0$	$>40\%$
$J/\psi \gamma$	$>0.7\%$
$\psi(2S) \gamma$	$>4\%$

использовались данные по глубоконеупругому рассеянию мюонного пучка на поляризованной мишени, набранные в период с 2003 по 2011 год. В отличие от анализа, описанного в главе 7, не использовались данные 2002 года, в которых эффективность реконструкции заряженных пионов значительно отличалась от последующих лет. Кроме того, использование более новой версии реконструкции сырых данных привело к увеличению общей статистики используемых физических данных примерно на 10% по сравнению со статистикой, используемой для поиска $Z_c^\pm(3900)$.

Для отбора событий процесса (8.2) требовалась реконструкция вершины в области мишени с входящим пучковым треком и шестью исходящими треками, три из которых принадлежат мюонам ($2\mu^+$ и μ^- , а остальные предполагались пионными ($\pi^+\pi^-\pi^+$ или $\pi^+\pi^-\pi^-$). Частица считалась мюоном, если её импульс был больше 8 ГэВ/с, а трек проходил в веществе более 15 радиационных длин. Эффективность идентификации мюонов в этой кинематической области превышает 90%. Поскольку, как уже указывалось в главе 7, разрешение по инвариантной массе мюонной пары составляет около 50 МэВ/с², пара мюонов разных знаков рассматривалась как кандидат в J/ψ , если её масса лежала в диапазоне от 3.02 ГэВ/с² до 3.18 ГэВ/с². В случае, если такая пара была не единственной, событие отбрасывалось (что, в конечном итоге, привело к потере 3% статистики. Отобранной таким образом мюонной паре приписывалась номинальная масса J/ψ [26]. Для выделения эксклюзивного процесса (8.2) требовалось равенство энергии конечного состояния (то есть суммарной энергии рассеянного мюона, J/ψ и трёх пионов) энергии пучка с точностью $|\Delta E| \pm 4$ ГэВ (при экспериментальном разрешении около 2 ГэВ). Полное число отобранных эксклюзивных $\mu^+ J/\psi 2\pi^+\pi^-$ и $\mu^+ J/\psi \pi^+ 2\pi^-$ событий составило 72 и 49, соответственно. Отношение 72/49 примерно соответствует отношению числа протонов к числу нейтронов в мишени, усреднённого по всем используемым данным, которое составляет примерно 1.3.

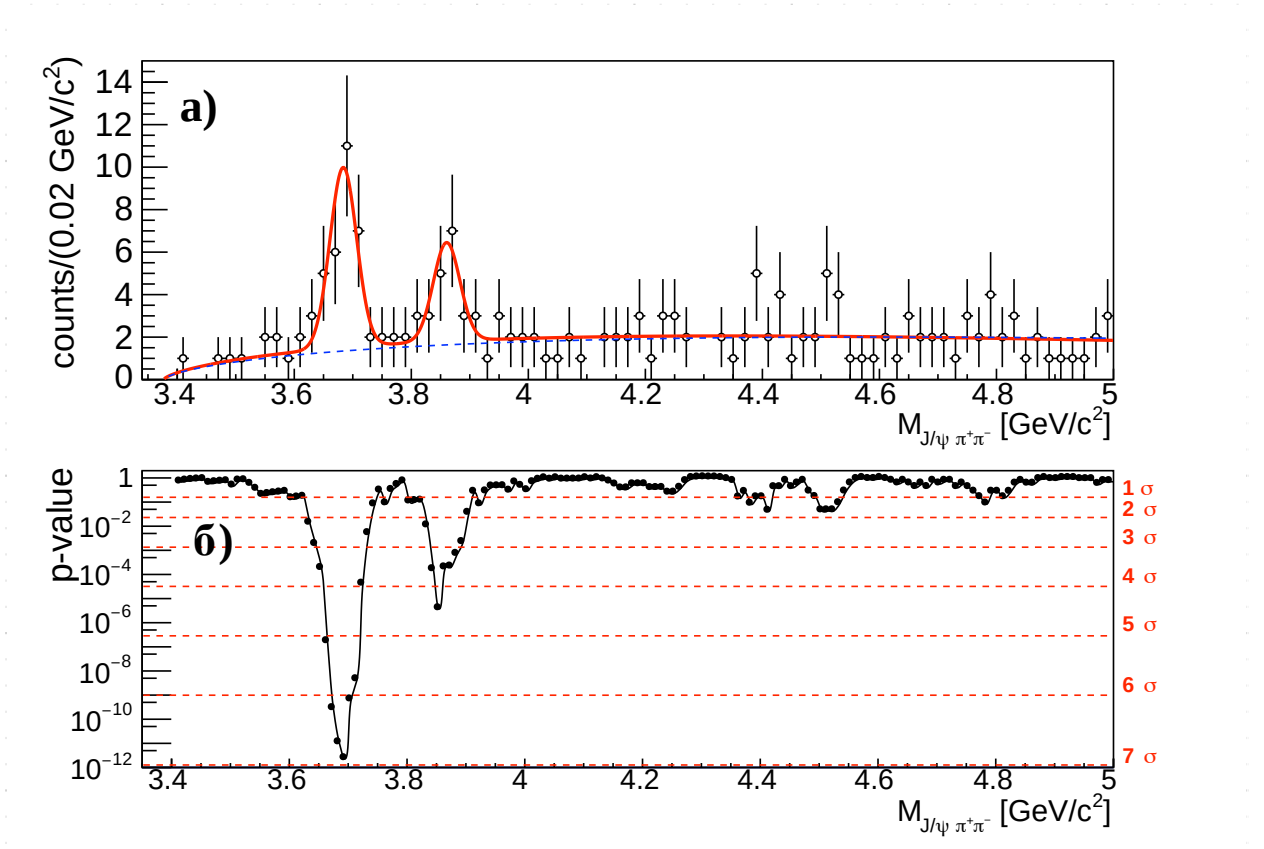


Рисунок 8.3 — (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ для эксклюзивных событий ($|\Delta E| < 4$ ГэВ). Результат подгонки показан красным. Синяя пунктирная линия показывает вклад фона, описываемого формулой (8.3). (б) Вероятность найти число событий равное или большее, чем полученное в эксперименте, в результате статистической флуктуации пуассоновского фона со средним значением, описываемым функцией (8.4).

8.3 Спектр инвариантных масс $J/\psi\pi^+\pi^-$

На Рис. 8.3(а) показан спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния реакции (8.2) от порога до 5 ГэВ/ c^2 после отбора, описанного выше. Поскольку в каждом событии содержится два пиона одного знака, каждое событие даёт два входа в упомянутый спектр масс, соответствующий двум возможным комбинациям $\pi^+\pi^-$. В спектре масс ниже 4 ГэВ/ c^2 видны две резонансных структуры, положение и ширина которых находятся в согласии с гипотезой рождения и распада состо-

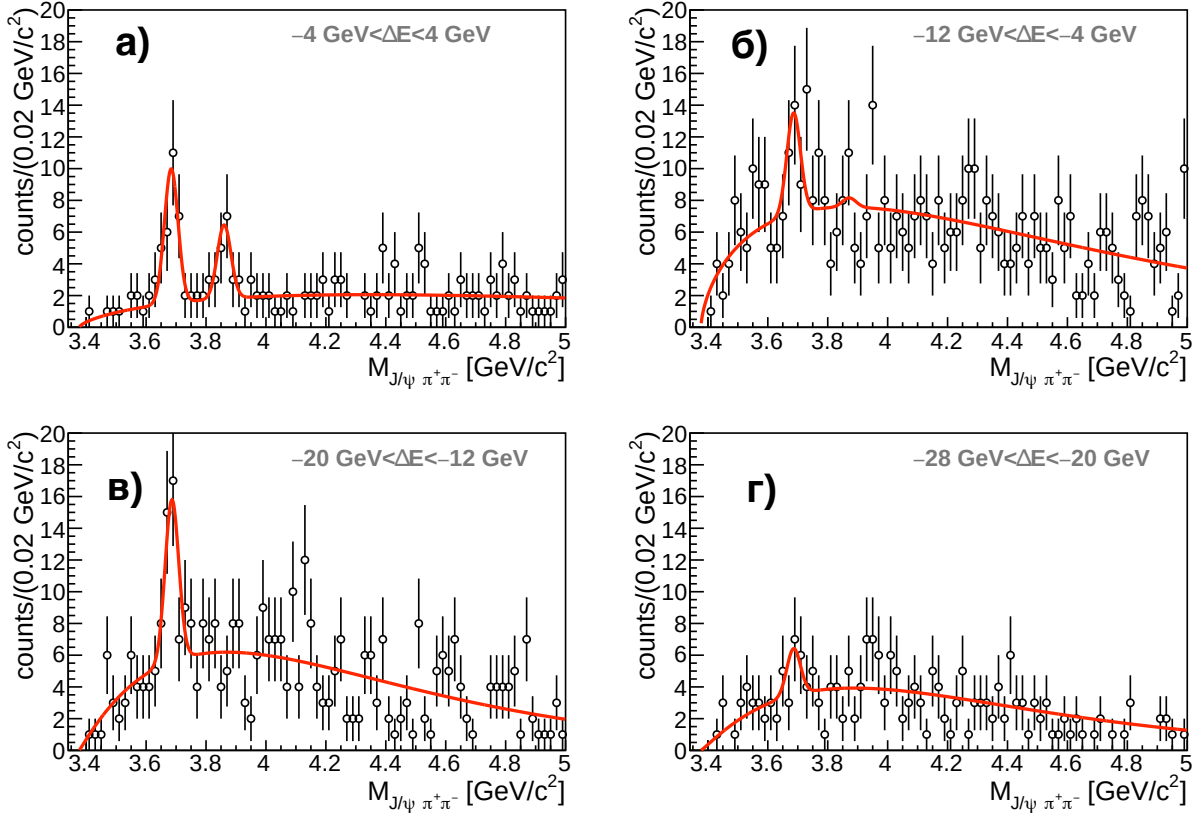


Рисунок 8.4 — Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ (а) для эксклюзивных ($|\Delta E| < 4$ ГэВ) (совпадает с Рис. 8.3(а)) и неэксклюзивных (б) -12 ГэВ $< \Delta E < -4$ ГэВ, (в) -20 ГэВ $< \Delta E < -12$ ГэВ, (г) -28 ГэВ $< \Delta E < -20$ ГэВ событий реакции (8.2). Красным показаны результаты подгонки.

яний $\psi(2S)$ и $X(3872)$. Как будет показано ниже, это согласие для второго пика не является полным, поэтому соответствующее ему состояние будет обозначаться $\tilde{X}(3872)$. Параметры резонансов были определены в результате подгонки методом максимального правдоподобия в диапазоне от порога до 5 ГэВ/ c^2 функции, являющейся суммой двух гауссовых кривых и члена, описывающего фон:

$$B(M) = c_1(M - m_0)^{c_2} e^{-c_3 M}, \quad (8.3)$$

где $M = M_{J/\psi\pi^+\pi^-}$ и $m_0 = M_{J/\psi} + 2m_\pi$. Здесь полностью игнорируются возможные вклады других состояний, таких, как $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$, $X(4260)$, $X(4360)$ и $X(4660)$, поскольку относительные вероят-

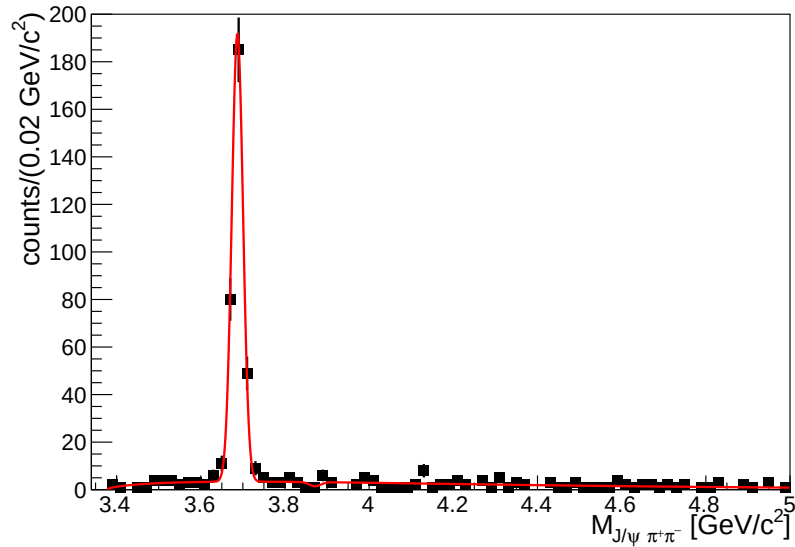


Рисунок 8.5 — Спектр инвариантных масс эксклюзивного конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$ для реакции (8.2).

ности их распадов в $J/\psi\pi\pi$ слишком малы, чтобы существенно повлиять на форму рассматриваемого спектра инвариантных масс [26]. Используемая для подгонки функция имеет 8 свободных параметров: масса и число событий для обоих резонансов, ширина σ_M , общая для двух пиков и три параметра c_1 , c_2 , c_3 , описывающих форму фоновой подложки. Число событий в пиках $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ оценено, соответственно, как $N_{\psi(2S)} = 24.2 \pm 6.5$ и $N_{\tilde{X}(3872)} = 13.2 \pm 5.2$. Для масс же получена оценка $M_{\psi(2S)} = 3683.7 \pm 6.5 \text{ МэВ}/c^2$ и $M_{\tilde{X}(3872)} = 3860.4 \pm 10.0 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно. Полученные значения для масс находятся в хорошем согласии с мировыми средними значениями для $\psi(2S)$ и $X(3872)$ [26]. Полученная из подгонки оценка ширины пиков составляет $\sigma_M = 22.8 \pm 6.9 \text{ МэВ}/c^2$. Поскольку эта величина определяется главным образом экспериментальным разрешением, использование одного параметра для двух пиков является оправданным. Для оценки статистической значимости наблюдаемых сигналов была выполнена подгонка функции $B(M)$ (формула (8.3)) к спектру масс, показанному на Рис. 8.3(а) в диапазоне от порога до $5 \text{ ГэВ}/c^2$ за исключением сигнальной области $3.62 \text{ ГэВ}/c^2 - 3.90 \text{ ГэВ}/c^2$. Вероятность $p(M)$ найти число событий равное или большее, чем полученное в эксперименте в окне $M \pm \Delta M$, где $\Delta M = 30 \text{ МэВ}/c^2$, в результате статистической

флуктуации фона, показана на Рис. 8.3(б). Для вычисления $p(M)$ использовалось предположение, что фон имеет пуассоновское распределение со средним значением

$$\bar{N}(M) = \int_{M-\Delta M}^{M+\Delta M} B(M') dM'. \quad (8.4)$$

Статистическая значимость сигналов $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$, выраженная в единицах гауссова стандартного отклонения, без учёта систематических эффектов составляет 6.9σ и 4.5σ , соответственно. Вклад систематических эффектов будет рассмотрен далее. Процедура подгонки была повторена для случая фиксированной согласно [26] разности масс $\psi(2S)$ и $X(3872)$. Это не привело к сколь-либо значительным изменениям оценки массы $\psi(2S)$ $M_{\psi(2S)} = 3680.9 \pm 5.7$ МэВ/ c^2 и числа событий $N_{\psi(2S)} = 24.9 \pm 5.7$ и $N_{\tilde{X}(3872)} = 13.6 \pm 4.8$.

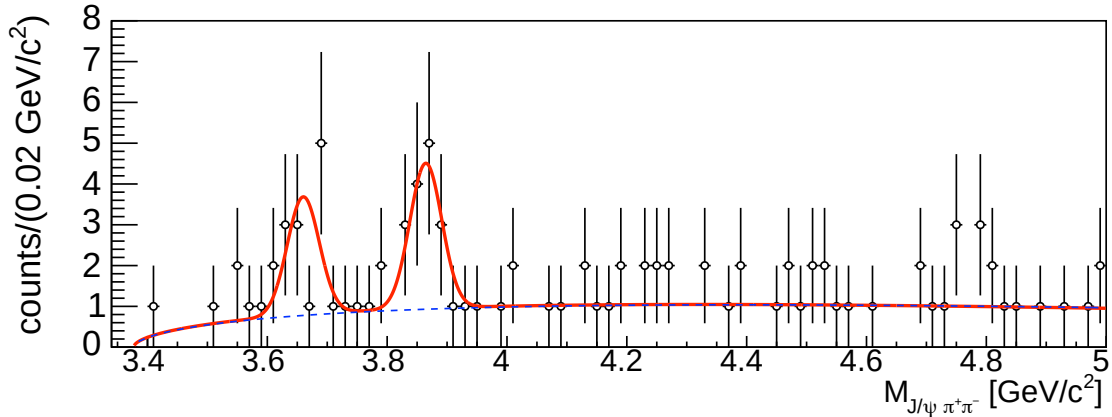


Рисунок 8.6 — Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ для эксклюзивных событий ($|\Delta E| < 4$ ГэВ) с недостающей массой M_{miss} больше 3 ГэВ/ c^2 .

На Рис. 8.4 показаны спектры инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ для неэксклюзивных событий процесса (8.2) с -12 ГэВ $< \Delta E < -4$ ГэВ (б), -20 ГэВ $< \Delta E < -12$ ГэВ (в) и -28 ГэВ $< \Delta E < -20$ ГэВ (г). Они не содержат никаких статистически значимых сигналов кроме, возможно, пика $\psi(2S)$.

Параллельно с реакцией заряженного обмена (8.2) исследовалась реакция нейтрального обмена

$$\mu^+ N \rightarrow \mu^+ X^0 N \rightarrow \mu^+ (J/\psi \pi^+ \pi^-) N \rightarrow \mu^+ (\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-) N. \quad (8.5)$$

Для этого требовалось не три, как для реакции (8.2), а два пиона разного знака в конечном состоянии. Спектр инвариантных масс эксклюзивного конечного состояния $J/\psi \pi^+ \pi^-$ показан на Рис. 8.5. Параметры пика $\psi(2S)$ были определены из процедуры подгонки описанной выше функции, для которой положение ожидаемого пика $X(3872)$ было зафиксировано согласно номинальному значению массы этого состояния. Для числа событий, массы $\psi(2S)$ и ширины пика были получены значения $N_{\psi(2S)} = 314 \pm 18$, $M_{\psi(2S)} = 3687.1 \pm 0.8$ МэВ/ c^2 и $\sigma_M = 13.3 \pm 0.7$ МэВ/ c^2 , соответственно.

Что касается $X(3872)$, то число событий, полученное из подгонки, составило -2.9 ± 2.5 , то есть, никаких свидетельств рождения этого состояния в реакции (8.2) не найдено. Статистическое моделирование позволило оценить верхний предел для числа событий $N_{X(3872)}$. Для этого генерировались многочисленные спектры масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$, такие, что для вкладов фона и пика $\psi(2S)$ число событий в каждом из 20 МэВ-ных интервалов являлось случайной величиной, имеющей пуассоновское распределение, со средним значением, определяемым результатами подгонки, описанной выше. Величина же ожидаемого сигнала $X(3872)$ варьировалась. Было установлено, что полученному результату -2.9 ± 2.5 событий соответствует верхний предел 0.9 событий рождения состояния $X(3872)$ в реакции 8.5 (CL=90%).

Аналогичный анализ был проведён для эксклюзивного конечного состояния $\mu^+ J/\psi 2\pi^+ 2\pi^- N'$. Никаких статистически значимых указаний на сигнал $X(3872)$ в спектре инвариантных масс подсистемы $J/\psi \pi^+ \pi^-$ обнаружено не было.

Для установления происхождения наблюдаемых состояний $\tilde{X}(3872)$ и $\psi(2S)$ в реакции (8.2) был исследован спектр инвариантных масс систем $\tilde{X}(3872)\pi^\pm$ и $\psi(2S)\pi^\pm$. Для этого использовались события, лежащие в узком интервале ± 30 МэВ вокруг установленных значений масс $\tilde{X}(3872)$ и $\psi(2S)$. Однако, даже при таком отборе доля фоновой подложки в выбор-

ках составила 40% и 25%, соответственно. Хотя в спектрах инвариантных масс $\tilde{X}(3872)\pi^\pm$ и $\psi(2S)\pi^\pm$, представленных на Рис. 8.8(а), и не наблюдается никаких статистически значимых структур, в последнем можно отметить повышенную концентрацию событий в области масс около $4 \text{ ГэВ}/c^2$, где коллаборацией BESIII наблюдалось экзотическое состояние $Z_c^\pm(4020)$ [176–179]. При этом в спектре масс $\psi(2S)\pi^\pm$ практически отсутствуют события, которые можно было бы интерпретировать как рождение и распад состояния $X(4240)$, которое наблюдалось в распаде $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\psi(2S)$ коллаборацией LHCb [180]. На Рис. 8.7(а) показаны распределения рождённых в реакции (8.2) $\tilde{X}(3872)$ и $\psi(2S)$ по энергии. Распределения для импульсов пионов от распада состояния $\tilde{X}(3872)$ и пионов, сопровождающих рождение $\tilde{X}(3872)$, приведены на Рис. 8.7(б).

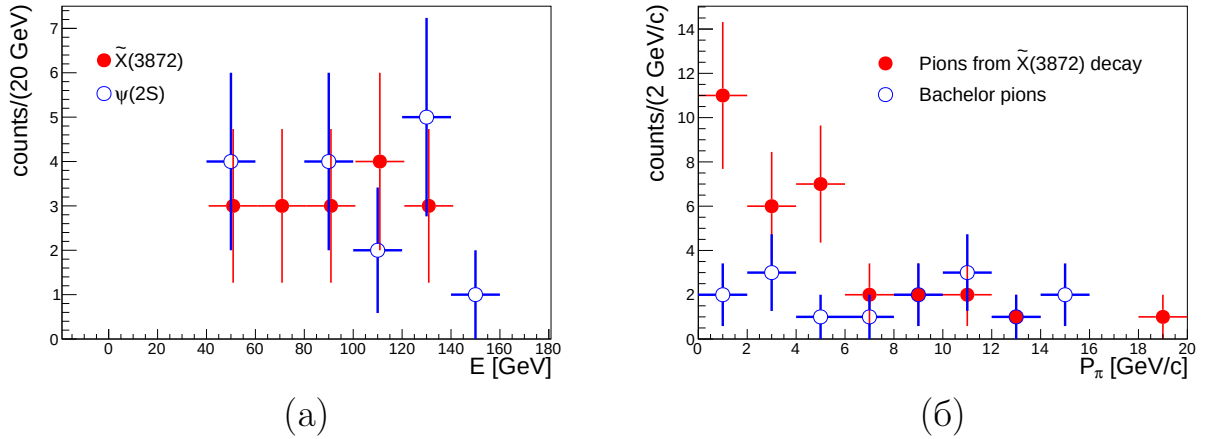


Рисунок 8.7 — (а) Распределение по энергии для рождённых в реакции (8.2) $\tilde{X}(3872)$ (красным) и $\psi(2S)$ (синим). (б) Импульсное распределение для пионов от распада состояния $\tilde{X}(3872)$ (красным) и пионов, сопровождающих рождение $\tilde{X}(3872)$ (синим).

На Рис. 8.8(б) показаны распределения для величины недостающей массы M_{miss} , определяемой следующим образом:

$$M_{miss}^2 = (P_\mu + P_N - P_{\mu'} - P_{X^0})^2, \quad (8.6)$$

для реакций (8.2) и (8.5). Следует заметить, что при таком определении сопутствующий пион в реакции (8.2) даёт вклад в недостающую массу. Среднее значение недостающей массы для событий рождения $\psi(2S)$ в реакции

(8.5) составляет около $1.4 \text{ ГэВ}/c^2$. В случае рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ вместе с сопутствующим пионом в реакции (8.2) средние значения недостающей массы составляют, соответственно, $2.7 \text{ ГэВ}/c^2$ и $4.3 \text{ ГэВ}/c^2$. Такая разница средних значений M_{miss} для $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ свидетельствует о том, что, скорее всего, механизмы их рождения разные. На рисунке Рис. 8.6(б) показан спектр инвариантных масс $J/\psi\pi^+\pi^-$ для событий процесса (8.2), аналогичный представленному на Рис. 8.3(а), для событий с $M_{\text{miss}} > 3 \text{ ГэВ}/c^2$. Такое ограничение на недостающую массу значительно уменьшает число событий рождения $\psi(2S)$ и фоновых событий, при этом соотношение "сигнал – фон" для пика $\tilde{X}(3872)$ увеличивается с 2.7 до 3.3. Однако, тем не менее, статистическая значимость пика $\tilde{X}(3872)$ уменьшается до четырёх стандартных отклонений.

Кинематические распределения для квадрата переданного в реакции 4-импульса Q^2 и энергии системы "виртуальный фотон – нуклон" $\sqrt{s_{\gamma N}}$, вычисленной в системе центра масс, для реакций (8.2) и (8.5) показаны на Рис. 7.3(а) and 7.3(б), соответственно. Для большинства событий величина Q^2 достаточно мала. Величина $\sqrt{s_{\gamma N}}$ распределена в диапазоне от 8 ГэВ до 18 ГэВ, в то время как кинематический предел составляет 17.3 ГэВ и 19.4 ГэВ для импульсов пучка 160 ГэВ/с и 200 ГэВ/с, соответственно.

Была проверена гипотеза, что наблюдаемый пик $\tilde{X}(3872)$ является искусственной структурой, появляющейся в реакции с промежуточным барионным состоянием N^*

$$\gamma^* N \rightarrow \psi(2S)N^* \rightarrow (J/\psi\pi^+\pi^-)(N'\pi^\pm), \quad (8.7)$$

при перепутывании при реконструкции массы $J/\psi\pi^+\pi^-$ пионов соответствующего знака от распада $\psi(2S)$ и от распада N^* . Результаты Монте Карло моделирования не подтвердили эту гипотезу. Кроме того, было проверено и отвергнуто предположение о том, что пик $\tilde{X}(3872)$ является отражением пика $\psi(2S)$ для второй возможной комбинации $J/\psi\pi^+\pi^-$.

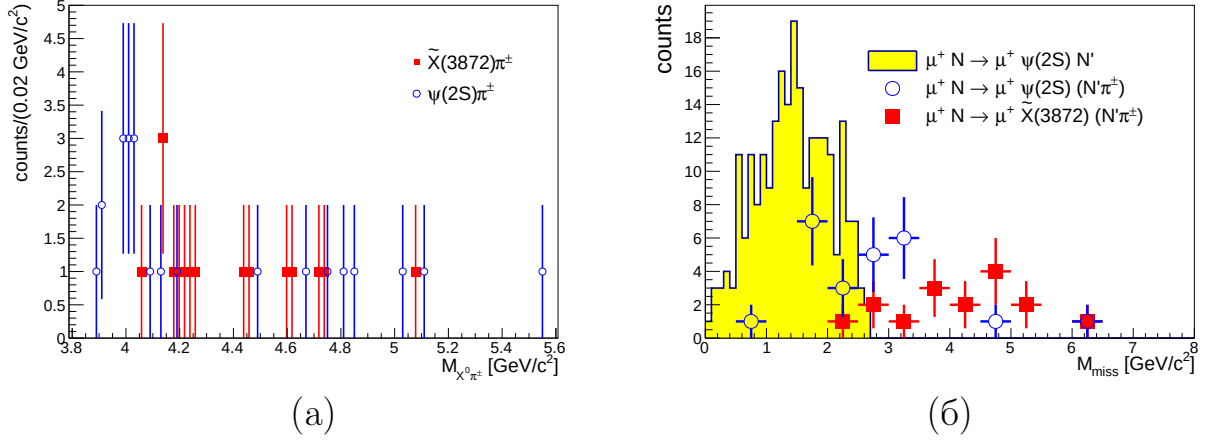


Рисунок 8.8 — (а) Спектр инвариантных масс $\tilde{X}(3872)\pi^\pm$ (красным) и $\psi(2S)\pi^\pm$ (синим), рождённых в реакции (8.2). (б) Распределения для недостающей массы M_{miss} . Жёлтая гистограмма соответствует событиям рождения $\psi(2S)$ в реакции (8.5). Синие кружки и красные квадраты соответствуют событиям рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ в реакции (8.2).

8.4 Спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$

Спектр инвариантных масс двух пионов из распада $X(3872)$ был детально изучен в таких экспериментах, как Belle [147], CDF [157], CMS [165] и ATLAS [164]. Было установлено, что в спектре доминируют большие массы, что соответствует распаду

$$X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-. \quad (8.8)$$

Измеренные спектры инвариантных масс двух пионов для событий рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ показаны на Рис. 8.10(а) синим и красным, соответственно. Результат, полученный для $\psi(2S)$, находится в хорошем согласии с прежними наблюдениями, в то время как для $\tilde{X}(3872)$ форма спектра масс $\pi^+\pi^-$ сильно отличается от прежних результатов, полученных в других экспериментах с большой статистикой рождения $X(3872)$. На Рис. 8.10(б) представлено сравнение спектров масс двух пионов, полученных на установке COMPASS, и в эксперименте ATLAS для распада $X(3872)$ [164]. (Результаты ATLASa взяты исключительно для примера.)

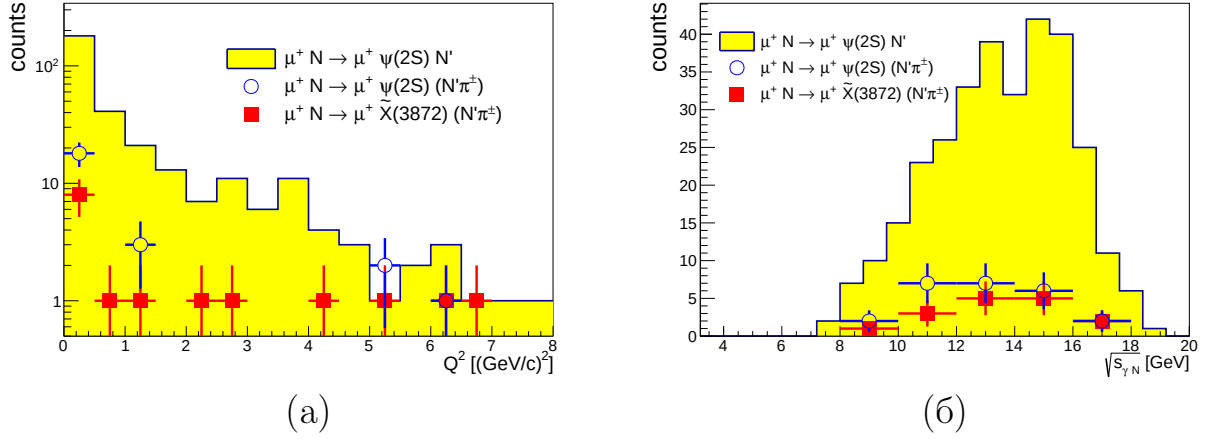


Рисунок 8.9 — Кинематические распределения для Q^2 (а) и $\sqrt{s_{\gamma N}}$ (б) для реакций (8.2) и (8.5). Жёлтая гистограмма соответствует событиям рождения $\psi(2S)$ в реакции (8.5). Синие кружки и красные квадраты соответствуют событиям рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ в реакции (8.2).

Для COMPASS показан спектр масс для $M_{miss} > 3 \text{ GeV}/c^2$ с целью уменьшения доли фона в выборке $\tilde{X}(3872)$. Несмотря на то, что распределение, полученное на COMPASS, не поправлено на акцептанс, упрощённое Монте Карло моделирование убедительно показало, что наблюдаемая разница не может быть объяснена поведением акцептанса. На Рис. 8.11(а) показано на примере Монте Карло моделирования для конфигурации детектора 2011 года, что акцептанс практически не зависит от инвариантной массы двух пионов. В пределах статистических ошибок форма спектра масс $\pi^+\pi^-$, полученного на COMPASS, согласуется с равномерным распределением конечных продуктов по фазовому объёму трёхчастичного распада $\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$. Возможное возмущение формы спектра масс двух пионов нерезонансным фоном под пиком $\tilde{X}(3872)$ было оценено с использованием методики sPlot [181] и признано незначительным. Статистическая значимость различия в формах полученного распределения и ожидаемого в распаде $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0$ была оценена с использованием метода максимального правдоподобия. Она составляет от 4.7σ до 7.3σ , в зависимости от допущений о влиянии фона под пиком $\tilde{X}(3872)$. Именно столь значительное различие в спектрах инвариантных масс двух пионов и не позволяет отождествить наблюдаемый сигнал в соответствующей области спектра инвариантных масс $J/\psi \pi^+\pi^-$ с хорошо известным состоянием $X(3872)$ и

заставляет предположить, что мы, по всей видимости, имеем дело с новой частицей $\tilde{X}(3872)$ ¹.

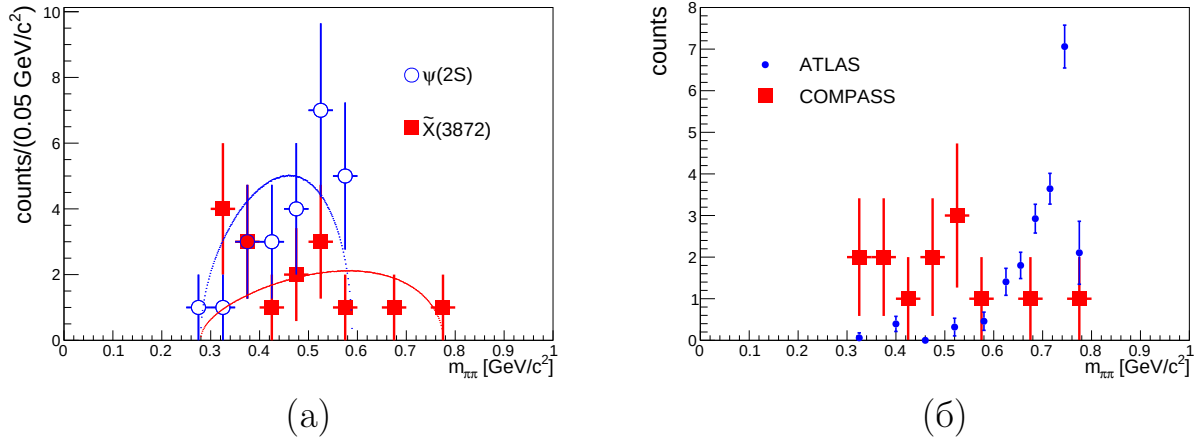


Рисунок 8.10 — (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $\pi^+\pi^-$ в распаде $\tilde{X}(3872)$ (красные квадраты) и $\psi(2S)$ (синие кружки), рождённых в реакции (8.2). Кривыми соответствующих цветов показаны распределения, соответствующие равномерному распределению продуктов распада по фазовому объёму трёхчастичного распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. (б) Спектр инвариантных масс подсистемы $\pi^+\pi^-$ в распаде $\tilde{X}(3872)$, полученный на установке COMPASS, для $M_{miss} > 3 \text{ ГэВ}/c^2$ (красные квадраты) и в распаде $X(3872)$, полученный на установке ATLAS [164] (синие точки). Оба распределения нормированы на одну и ту же площадь.

Изучалась также возможность получить наблюдаемую форму для спектра масс $\pi^+\pi^-$ в следующих случаях:

- на самом деле COMPASS имеет дело с распадом $X(3872) \rightarrow J/\psi\omega \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^0$, в котором нейтральный пион был потерян;
- на самом деле COMPASS имеет дело с распадом одного или нескольких классических чармониев $\chi_{c0,1,2} \rightarrow J/\psi\gamma$ с последующей конверсией фотона в электрон-позитронную пару в материале мишени, которая была ошибочно интерпретирована как пионная. Спектр масс такой системы $J/\psi e^+e^-$ приведён на Рис. 8.11(б) и не демонстрирует характерных пиков $\chi_{c0,1,2}$.

¹Новое состояние по предложению Лучано Майани было названо $\tilde{X}(3872)$, а не $X(3860)$, например, чтобы подчеркнуть его связь с $X(3872)$.

Оба этих варианта были исключены.

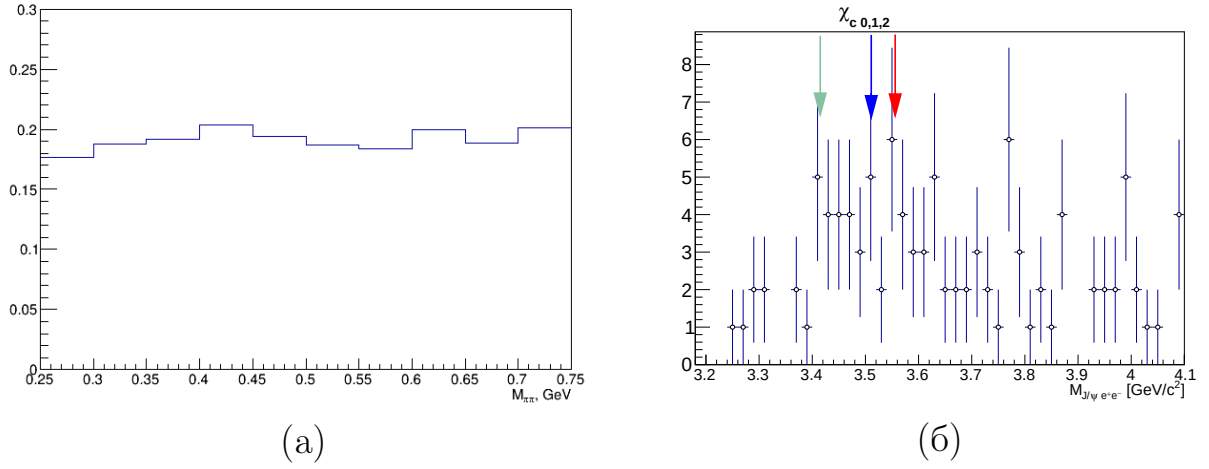


Рисунок 8.11 — (а) Аксептанс установки в конфигурации 2011 года как функция инвариантной массы двух пионов [182]. (б) Инвариантная масса системы $J/\psi e^+ e^-$ [182]. Стрелками показаны номинальные массы состояний $\chi_{c0,1,2}$.

8.5 Оценка полной ширины нового состояния $\tilde{X}(3872)$

Для оценки полной брейт-вигнеровской ширины состояния $\tilde{X}(3872)$ процедура подгонки, описанная выше, была повторена для спектра инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$, показанного на Рис. 8.3(а). При этом для описания пика $\psi(2S)$ использовалась гауссова кривая, в то время как для описания пика $\tilde{X}(3872)$ использовалась свёртка гауссовой функции и функции Брейта-Вигнера с одинаковым средним значением. При этом ширина обеих гауссовых кривых описывалась единым параметром. Полученный результат для ширины $\tilde{X}(3872)$ совместим с нулевым значением, при этом был установлен верхний предел $\Gamma_{\tilde{X}(3872)} < 51 \text{ МэВ}/c^2$ при уровне достоверности 90%.

8.6 Систематические эффекты и оценка статистической значимости сигнала $\tilde{X}(3872)$

Упомянутая выше статистическая значимость сигнала $\tilde{X}(3872)$ в спектре инвариантных масс $J/\psi\pi^+\pi^-$ была оценена без учёта систематической ошибки. Было установлено, что основной вклад в систематическую ошибку даёт произвол в выборе функции для описания непрерывного фона под пиками (формула (8.3)), а также выбор диапазона для процедуры подгонки. Было оценено, что связанная с этим выбором неопределённость эквивалентна гауссовой неопределённости величины $\bar{N}$ в 15% (см. формулу (8.4)). С учётом этой систематической неопределённости, в рамках фриквентистского подхода, описанного в [183], статистическая значимость сигнала $\tilde{X}(3872)$, показанного на Рис. 8.3(б), уменьшилась с 4.5σ до 4.1σ . Последнее значение и является конечной оценкой значимости сигнала обнаруженного в эксперименте COMPASS нового чармониеподобного состояния $\tilde{X}(3872)$.

8.7 Оценка сечения фоторождения $\tilde{X}(3872)$

Как и в случае с $Z_c^\pm(3900)$, для определения сечения эксклюзивного рождения состояния $\tilde{X}(3872)$ в реакции (8.2) использовалось реакция эксклюзивного рождения J/ψ на нуклоне:

$$\mu^+ N \rightarrow \mu^+ J/\psi N. \quad (8.9)$$

Для отбора событий реакции (8.9) использовались те же критерии отбора, что и для реакции (8.2), за исключением требования пионов в конечном состоянии. На том основании, что кинематические распределения для Q^2 и $\sqrt{s_{\gamma N}}$ похожи, был сделан вывод о том, что можно считать одинаковым поток виртуальных фотонов, участвующих в обеих реакциях. В этом случае

сечения фото- и лепторождения могут быть связаны следующим образом:

$$\frac{\sigma_{\mu N \rightarrow \mu \tilde{X}(3872)\pi N'}}{\sigma_{\mu N \rightarrow \mu J/\psi N}} = \frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow \tilde{X}(3872)\pi N'}}{\sigma_{\gamma N \rightarrow J/\psi N}}. \quad (8.10)$$

Сечение реакции $\gamma N \rightarrow J/\psi N$, как уже было сказано в Главе 7, составляет $14.0 \pm 1.6_{\text{стат.}} \pm 2.5_{\text{сист.}} \text{ нб}$ при $\sqrt{s_{\gamma N}} = 13.7 \text{ ГэВ}$ [141]. Это значение $\sqrt{s_{\gamma N}}$ практически совпадает со средним значением $\sim 14 \text{ ГэВ}$, наблюдаемым в реакции (8.2). Принимая во внимание, что среднее значение виртуальности фотонов Q^2 для выборки событий с $\tilde{X}(3872)$ довольно велико и составляет $1 (\text{GeV}/c)^2$, требуется переход от фоторождения на реальных фотонах к фоторождению при участии виртуальных фотонов. В связи с этим, согласно параметризации из работы [184]

$$\sigma_{\gamma^* p \rightarrow J/\psi} = \sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi} \times \left(\frac{M_{J/\psi}^2}{Q^2 + M_{J/\psi}^2} \right)^n, \quad (8.11)$$

где $n = 2.44 \pm 0.08$, используемое в дальнейших расчётах сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ было уменьшено на 20%.

Поскольку лишь три заряженных пиона в конечном состоянии отличают реакцию (8.2) от реакции (8.9), отношение аксептансов этих реакций с хорошей точностью равно аксептансу для пиона a_π в третьей степени. Учитывая прошлый опыт измерений на установке COMPASS и результаты Монте Карло моделирования в вычислениях была использована оценка $a_\pi = 0.6 \pm 0.1_{\text{сист.}}^2$, усреднённая по всем конфигурациям установки. Таким образом,

$$\frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow \tilde{X}(3872)\pi N'} \times \mathcal{B}_{\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi \pi \pi}}{\sigma_{\gamma^* N \rightarrow J/\psi N}} = \frac{N_{\tilde{X}(3872)}}{a_\pi^3 N_{J/\psi}}, \quad (8.12)$$

где $N_{\tilde{X}(3872)}$ – число событий $\tilde{X}(3872)$ для реакции (8.2), а $N_{J/\psi}$ – число событий эксклюзивного рождения J/ψ на квазисвободных нуклонах. Величина $N_{J/\psi}$ равна 9.6×10^3 с систематической ошибкой 10% из-за возможной примеси неэксклюзивного фона. Для оценки использовалась процедура разделения вкладов когерентного и некогерентного рождения J/ψ на ядрах

²Следует отметить, что эта величина на одно стандартное отклонение отличается от той, что использовалась в работе по поиску $Z_c^\pm(3900)$.

мишени, детально описанная в разделе 7.4. Количество используемых для анализа экспериментальных данных эквивалентно интегральной светимости 14 пб^{-1} для взаимодействия пучка реальных фотонов с энергией 100 ГэВ со свободными нуклонами. Используя процедуру нормировки, описанную в работе [3] и в разделе 7.4, было получено значение для сечения реакции $\gamma N \rightarrow \tilde{X}(3872)\pi^\pm N'$, умноженного на относительную вероятность распада $\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$:

$$\mathcal{B}_{\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow \tilde{X}(3872)\pi N'} \Big|_{\langle\sqrt{s_{\gamma N}}\rangle=14 \text{ ГэВ}} = 71 \pm 28_{\text{стат.}} \pm 39_{\text{сист.}} \text{ пб.} \quad (8.13)$$

Статистическая неопределённость полученного результата полностью определяется числом событий $\tilde{X}(3872)$, в то время как основными вкладами в систематику являются следующие:

- 36 пб из-за неопределённости оценки a_π^3 ;
- 14 пб из-за неопределённости сечения реакции (8.9);
- 7 пб из-за неопределённости оценки $N_{J/\psi}$.

Кроме того, используя ту же самую процедуру, был установлен верхний предел для сечения реакции $\gamma N \rightarrow X(3872)N$ умноженного на относительную вероятность распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$:

$$\mathcal{B}_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow X(3872)N'} \Big|_{\langle\sqrt{s_{\gamma N}}\rangle=14 \text{ ГэВ}} < 2.9 \text{ пб (CL} = 90\%). \quad (8.14)$$

8.8 Обсуждение результатов по поиску эксклюзивного фоторождения $X(3872)$

В результате поиска эксклюзивного фоторождения $X(3872)$ в реакции (8.2) было обнаружен со статистической значимостью 4.1σ сигнал состояния с массой $M_{\tilde{X}(3872)} = 3860.4 \pm 10.0 \text{ МэВ}/c^2$ и шириной $\Gamma_{\tilde{X}(3872)} < 51 \text{ МэВ}/c^2$ при уровне достоверности 90%. Масса, ширина и канал распада этого состояния находятся в согласии с таковыми для $X(3872)$. Однако, спектр инвариантных масс подсистемы $\pi^+\pi^-$, наблюдаемый в распаде на

$J/\psi\pi^+\pi^-$, не соответствует хорошо известному спектру, ожидаемому для $X(3872)$. Это заставляет сделать вывод о том, что на установке COMPASS, по-видимому, наблюдались рождение и распад нового, не известного прежде состояния $\tilde{X}(3872)$ с квантовыми числами, отличными от $J^{PC} = 1^{++}$.

В работе автора [7] (см. также) было указано, что в случае одинакового механизма лепто(фото)рождения состояний $X(3872)$ и $\psi(2S)$ в рамках модели векторной доминантности через вершину $J/\psi\pi\pi$ должно выполняться следующее соотношение для числа зарегистрированных в распаде на $J/\psi\pi^+\pi^-$ событий рождения этих состояний $N_{X(3872)}$ и $N_{\psi(2S)}$:

$$\frac{N_{X(3872)}}{N_{\psi(2S)}} = \frac{\Gamma_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi}^2 \times \Gamma_{\psi(2S)}}{\Gamma_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi}^2 \times \Gamma_{X(3872)}}, \quad (8.15)$$

где $\Gamma_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi}$ и $\Gamma_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi} = 103 \text{ кэВ/с}^2$ – парциальные ширины распадов $X(3872)$ и $\psi(2S)$ на $J/\psi\pi^+\pi^-$, а $\Gamma_{X(3872)} < 1.2 \text{ ГэВ/с}^2$ and $\Gamma_{\psi(2S)} = 298 \text{ кэВ/с}^2$ – полные ширины состояний $X(3872)$ и $\psi(2S)$, соответственно. Это отношение справедливо с точностью до отношений аксептансов установки и фазовых объёмов для данных распадов, которые составляют порядка единицы. Таким образом, соотношение (8.15) могло бы быть использовано для грубой оценки не известных в настоящее время верхнего предела парциальной ширины $\Gamma_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi}$

$$\begin{aligned} \Gamma_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi} &= \Gamma_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi} \sqrt{\frac{\Gamma_{X(3872)}}{\Gamma_{\psi(2S)}} \frac{N_{X(3872)}}{N_{\psi(2S)}}} < \\ &< 207 \text{ кэВ} \times \sqrt{\frac{N_{X(3872)}}{N_{\psi(2S)}}}, \end{aligned} \quad (8.16)$$

и нижнего предела полной ширины $\Gamma_{X(3872)}$

$$\Gamma_{X(3872)} = \frac{N_{X(3872)}}{N_{\psi(2S)}} \frac{\Gamma_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi} \mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi}}{\mathcal{B}_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi}^2} > 145 \text{ кэВ} \times \frac{N_{X(3872)}}{N_{\psi(2S)}}, \quad (8.17)$$

поскольку

$$\mathcal{B}_{X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi} = 1 - \sum \mathcal{B}_i < 0.498. \quad (8.18)$$

Здесь $\sum \mathcal{B}_i$ сумма относительных вероятностей распада по другим каналам (см таблицу (8.1)).

К сожалению, это соотношение не может быть использовано для обнаруженного состояния $\tilde{X}(3872)$, поскольку распределения по недостающей массе M_{miss} , представленные на Рис. 8.6, указывают на разные механизмы лепторождения состояний $\psi(2S)\pi^\pm$ и $\tilde{X}(3872)\pi^\pm$. Наиболее вероятным механизмом рождения конечного состояния $\psi(2S)\pi^\pm$ является фотодифракционный процесс (связанный с померонным обменом), при котором заряженный пион испускается нуклоном-мишенью в начальном или конечном, как показано на Рис. (8.12)(а), состоянии.

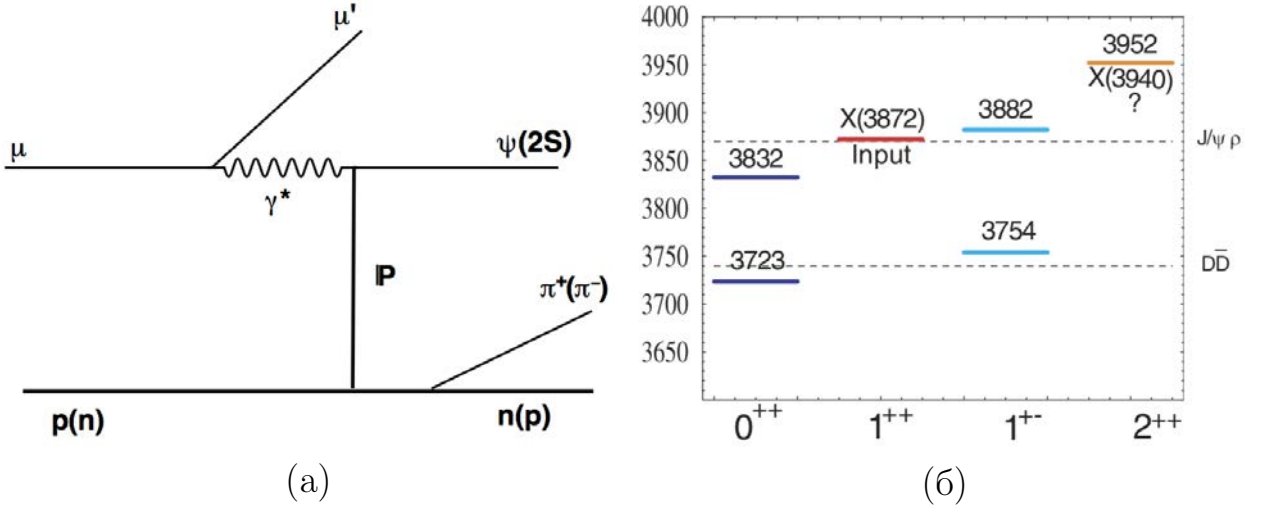


Рисунок 8.12 — (а) Один из возможных механизмов рождения конечного состояния $\psi(2S)\pi^\pm$. (б) Нейтральные состояния, предсказанные в рамках дикварк-антидикварковой модели [171].

Существование нейтрального чармониеподобного состояния с массой, близкой к массе $X(3872)$, указание на существование которого имеется в данных COMPASS, хорошо укладывается в рамки модели тетракварков (дикварк-антидикварковой модели) [171; 172]. Данная модель предсказывает существование двух состояний X_h и X_l , являющихся смесью собственных состояний $X_u = [c u][\bar{c} \bar{u}]$ и $X_d = [c d][\bar{c} \bar{d}]$. При этом разница масс состояний X_h и X_l должна быть невелика, порядка разности масс u-и d-кварков

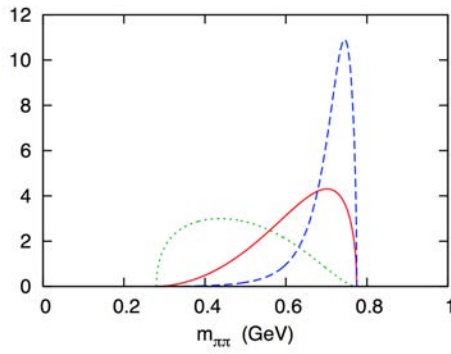
$$M_h - M_l = 2(m_u - m_d)/\cos(2\theta), \quad (8.19)$$

где m_u и m_d – массы лёгких кварков, а θ – угол смешивания. Более точный расчёт, учитывающий спиновое взаимодействие компонентов, для которого измеренная масса $X(3872)$ использовалась в качестве начального параметра, даёт спектр экзотических чармониев, показанный на Рис. 8.12(б). Близкое к $X(3872)$ по массе состояние в рамках данного расчёта имеет квантовые числа 1^{+-} и массу $3882 \text{ МэВ}/c^2$, что согласуется с массой состояния $\tilde{X}(3872)$, наблюдаемого в эксперименте COMPASS, в пределах двух стандартных ошибок измерения. Следует иметь в виду и то, что точность теоретических вычислений также невелика $\sim 10 \text{ МэВ}/c^2$ [171]. Наблюдаемый в распаде $\tilde{X}(3872)$ спектр масс $\pi^+\pi^-$ в пределах ошибок также согласуется с со спектром, предсказанным для распада состояния с массой $3872 \text{ МэВ}/c^2$ и квантовыми числами 1^{+-} , как показано на Рис. 8.13(а) зелёным пунктиром [185]. Тогда он может быть отождествлён со спектром $\pi^+\pi^-$ в разрешённом по C -чётности распаде $\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi\sigma \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$.

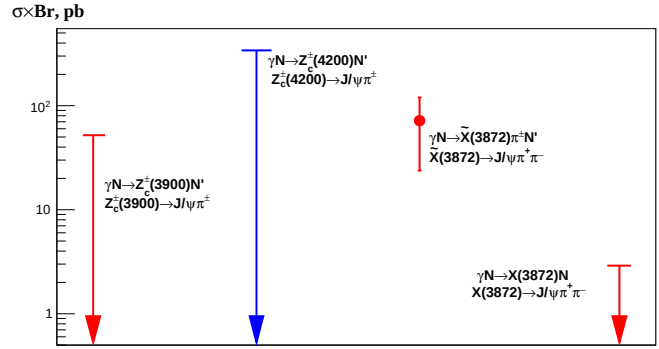
Классическая кварковая модель тоже предсказывает состояние $h_c(2^1P_1)$ с квантовыми числами 1^{+-} , лежащее чуть ниже $4 \text{ ГэВ}/c^2$. Его масса составляет $3927 \pm 16 \pm 34 \text{ МэВ}/c^2$ согласно прямым вычислениям на решётке [186] и $3934 \text{ МэВ}/c^2$ согласно модели с нерелятивистским потенциалом, где на решётке был вычислен потенциал взаимодействия c и $\bar{c}$ кварков [186], что несколько выше, чем масса обсуждаемого $\tilde{X}(3872)$.

Экспериментальные значения для сечений фоторождения экзотических чармониев на нуклоне, умноженных на относительную вероятность соответствующего распада, для фотонов с энергией 100 ГэВ , полученные автором на основе данных эксперимента COMPASS, приведены на рисунке 8.13(б). Эти уникальные на сегодняшний день результаты могут быть использованы для формулирования требований к будущим экспериментам по изучению фоторождения экзотических чармониев.

В заключение следует отметить, что указание, полученное коллаборацией COMPASS, на сигнал неизвестного прежде чармониеподобного состояния $\tilde{X}(3872)$, наблюдаемый в лепто(фото)рождении со статистической значимостью 4.1σ , несомненно, говорит о необходимости продолжения работ в данном направлении, в том числе и на других экспериментальных установках. Однако, несмотря на важность полученного результата, име-



(a)



(б)

Рисунок 8.13 — (а) Ожидаемый спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ для распада частицы массой 3872 МэВ/с² на $J/\psi\pi^+\pi^-$ для различных квантовых чисел исходной частицы: 1^{++} (синим, крупный пунктир), 1^{+-} (зелёным, пунктир) и 2^{--} (красным, сплошная) [185]. (б) Сводные результаты для сечения фоторождения экзотических чармониев, умноженного на относительную вероятность соответствующего канала распада. Красным показаны результаты, опубликованные коллаборацией COMPASS [3; 6], синим – результат из работы [4] по данным эксперимента COMPASS.

ющей экспериментальной информации заведомо не достаточно для надёжной интерпретации и определения базовых свойств состояния $\tilde{X}(3872)$, включая его квантовые числа.

Глава 9. Потенциал эксперимента COMPASS, а также других экспериментов, для дальнейшего изучения фоторождения экзотических чармониев

9.1 Распады чармониев с J/ψ -мезоном и фотонами в конечном состоянии

Как было описано в главах 7 и 8, уникальные данные по взаимодействию мюонного пучка с ядерной мишенью, набранные в период с 2002 по 2011 год, были использованы для поиска экзотических чармониеподобных состояний, распадающихся на J/ψ -мезон и заряженные пионы. К сожалению, недостаточная прозрачность ядерных ${}^6\text{LD}$ и NH_3 мишеней¹, а также отсутствие возможности регистрации фотонов в спектрометре больших углов на ранних этапах эксперимента, не позволили использовать эти данные для эффективного исследования конечных состояний с J/ψ -мезоном с фотонами, таких как $J/\psi\gamma$ (включая мезоны $\chi_{c0,1,2}$, распадающиеся по этому каналу с вероятностями 1.27%, 33.9% и 19.2%, соответственно), $J/\psi\pi^0$, $J/\psi\pi^0\pi^0$, $J/\psi\eta$, $J/\psi\omega$ и им подобных. Таким образом, за кадром остались потенциально интересные для наблюдения распады известных классических и экзотических чармониев, перечисленные в Таб. 9.1.

Отдельно следует отметить, что распад в $J/\psi\eta$ является запрещённым для состояния $X(3872)$ в силу закона сохранения C -чётности. Однако, распад в такое конечное состояние является разрешённым для частицы $\tilde{X}(3872)$, обсуждаемой в главе 8, в случае, если её квантовые числа $J^{PC} = 1^{+-}$.

¹Это обстоятельство, тем не менее, не помешало коллаборации COMPASS опубликовать результаты по эксклюзивному рождению ω -мезона на NH_3 мишени, реконструируемого в распаде $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [187]. Что объясняется большой статистикой таких распадов.

9.2 Возможности поиска экзотических чармониев в распадах с фотонами в конечном состоянии с использованием данных сеансов 2016–2017 гг

Модификация установки COMPASS для сеансов 2016–2017 гг. в рамках программы по измерению обобщённых партонных распределений предоставляет новые возможности для поиска лепто(фото)рождения экзотических чармониев. Новая водородная мишень, имеющая длину 2.5 метра ($\approx 0.27 X_0$), гораздо более прозрачна для фотонов, чем мишени, использовавшиеся прежде. Мишень окружена четырёхметровым детектором протонов отдачи (CAMERA), состоящим из слоёв сцинтиллятора, который используется для регистрации и определения импульса протонов отдачи по времени пролёта и энергоснабжению в слоях сцинтиллятора. Для выде-

Таблица 9.1

Свойства классических и экзотических чармониев, в цепочке распадов которых присутствуют фотоны в конечном состоянии (на основе данных Particle Data Group [26])

Состояние	M , МэВ/ c^2	Γ , МэВ/ c^2	J^{PC}	Каналы распада	Относительная вероятность распада, %
$\psi(2S)$	3686	0.286	1^{--}	$J/\psi \pi^0 \pi^0$ $J/\psi \eta$ $J/\psi \pi^0$	18.17 ± 0.31 3.36 ± 0.05 0.1268 ± 0.0032
$\psi(3823)$	3822.2 ± 1.2	< 16	2^{--}	$\chi_{c1} \gamma$	наблюдался
$X(3872)$	3871.69 ± 0.17	< 1.2	1^{++}	$J/\psi \omega$ $J/\psi \gamma$ $\psi(2S) \gamma$	> 1.9 > 0.6 > 3
$Z_c^0(3900)$	3886.6 ± 2.4	28.1 ± 2.6	1^{+-}	$J/\psi \pi^0$	наблюдался
$X(3915)$	3919.4 ± 2.9	20 ± 5	$(0/2)^{++}$	$J/\psi \omega$	наблюдался
$\psi(4040)$	4039 ± 1	80 ± 10	1^{--}	$J/\psi \eta$	0.52 ± 0.07
$X^\pm(4050)$	$4051 \pm 14^{+20}_{-41}$	82^{+21+47}_{-17-22}	$??$	$\chi_{c1} \pi^\pm$	наблюдался
$X(4230)$	$4230 \pm 8 \pm 6$	$38 \pm 12 \pm 2$	1^{--}	$\chi_{c0} \omega$	наблюдался
$X^\pm(4250)$	$4248^{+44+180}_{-29-35}$	$177^{+54+316}_{-39-61}$	$??$	$\chi_{c1} \pi^\pm$	наблюдался
$X(4260)$	4230 ± 8	55 ± 19	1^{--}	$J/\psi \pi^0 \pi^0$	наблюдался

ления эксклюзивного рождения экзотических чармониев в реакции заряженного обмена с положительным посредником (например, π^+) детектор протонов отдачи может быть использован как вето-детектор, поскольку у нейтрона отдачи крайне мало шансов вызвать срабатывание данного детектора.

Система из имеющихся двух электромагнитных калориметров была дополнена новым широкоапертурным калориметром ECAL0 [188], способным регистрировать мягкие фотоны (>0.1 МэВ), вылетающие под большими углами к оси пучка, что, несомненно, существенно расширило возможности установки gJ регистрации распадов с фотонами в конечном состоянии.

Следует, однако, отметить, что статистика, набранная в сеансах 2016–2017 гг. в несколько раз меньше использовавшейся для поиска $Z_c^\pm$ и $X(3872)$, откуда следует, что соответствующие результаты, представленные в данной диссертации, не могут быть существенно улучшены (даже с учётом запланированного на 2021 год последнего в рамках утверждённой программы сеанса с мюонным пучком [78]).

9.3 Возможность поиска эксклюзивного лепторождения пентакварков $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$

Экзотические состояния $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$ ² были открыты коллаборацией LHCb в спектре масс подсистемы $J/\psi p$ в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [189]. Эти состояния должны иметь минимальный кварковый состав $c\bar{c}uud$ и рассматриваются как реальные кандидаты в пентакварки со скрытым очарованием.

Поиск эксклюзивного фоторождения пентакварков P_c^+ в реакции

$$\gamma p \rightarrow J/\psi p \quad (9.1)$$

²Несмотря на то, что состояния P_c^+ , очевидно, не являются мезонами, автор счёл важным затронуть здесь данную тему.

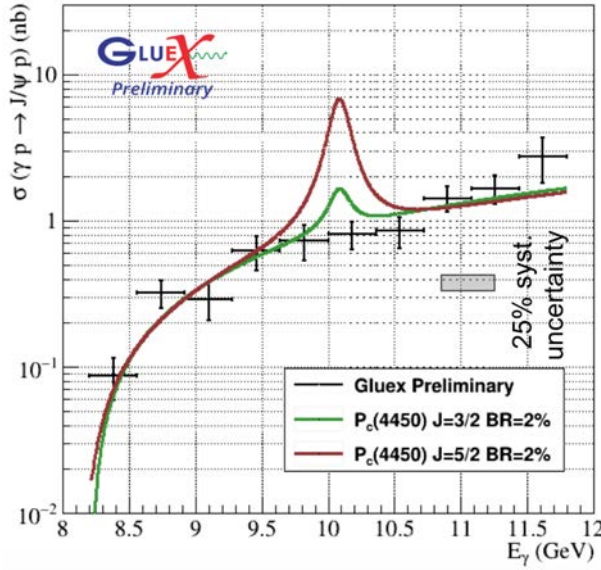
был предложен в работах [190–193]. Основным механизмом такой реакции является померонный обмен в t -канале. Однако, при соответствующей энергии фотона также возможно резонансное рождение $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$ в s -канале. Поиск фоторождения пентакварков P_c^+ в настоящее время ведётся в эксперименте GlueX в Джефферсоновской лаборатории [194–196]. Анализ примерно четверти ожидаемого объёма данных по фоторождению J/ψ вблизи порога не выявил статистически значимых сигналов P_c^+ [197] (см. Рис. 9.1(а)).

К сожалению, несмотря на то, что в эксперименте COMPASS в рамках программы по измерению обобщённых партонных распределений была набрана значительная статистика по лепторождению на водородной мишени, эти данные непригодны для поиска сигнала пентакварков в соответствующей реакции лепто(фото)рождения (см. диаграмму на Рис. 9.1(б)), поскольку, триггерная система отбирала события с J/ψ в конечном состоянии, в которых инвариантная масса подсистемы ”виртуальный фотон – протон” больше $\sim 6 \text{ ГэВ}/c^2$, что значительно выше масс пентакварков $P_c^+(4380)$ и $P_c^+(4450)$.

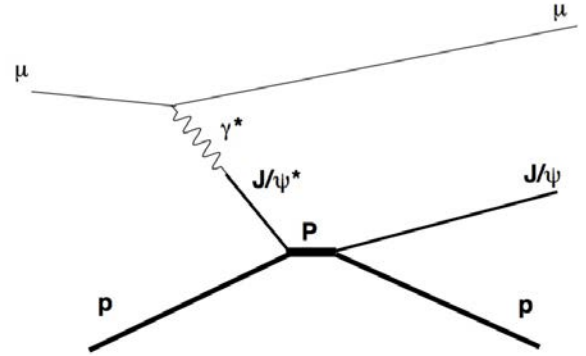
9.4 Фоторождение экзотических чармониев в других современных и планируемых экспериментах

9.4.1 Эксперименты на ускорителе HERA

Значительная статистика по лепто(фото)рождению чармониев накоплена в завершившихся недавно экспериментах H1 [198] и ZEUS [199] на электрон-протонном коллайдере HERA. H1 располагает объёмом данных, соответствующим примерно 3×10^3 событиям эксклюзивного электророждения J/ψ на протоне [200–202], ZEUS также имеет близкую статистику [203–205], что сравнимо с объёмом данных, использовавшихся для поиска лепто(фото)рождения экзотических чармониев в эксперименте COMPASS.



(а)



(б)

Рисунок 9.1 — (а) Предварительный результат эксперимента GlueX по измерению сечения фоторождения J/ψ в эксперименте GlueX [197]. Красная и зелёная линии соответствуют ожидаемым сигналам рождения и распада пентакварков. (б) Диаграмма, иллюстрирующая возможное лепто(фото)рождение пентакварка в эксперименте COMPASS [7].

Эксперимент HERMES (DESY, Гамбург) [206], изучающий взаимодействие поляризованного электронного пучка с импульсом 27 ГэВ/с с поляризованной газовой мишенью, имеет физическую программу, во многом созвучную соответствующей части физической программы эксперимента COMPASS. Кинематический диапазон, доступный в этом эксперименте, а именно, $\sqrt{s_{\gamma N}} < 7.1$ ГэВ, благоприятен для изучения рождения экзотических чармониев. Однако, в силу различных причин, общая статистика событий рождения и распада J/ψ оказалась невелика – чуть больше сотни событий за период с 1995 по 1997 год [207], что на два порядка меньше статистики, которой располагает COMPASS. Поскольку HERMES завершил набор данных в 2007 году, рассчитывать на серьёзные результаты по изучению рождения чармониеподобных состояний, по-видимому, не приходится.

9.4.2 Эксперименты в Джефферсоновской лаборатории

В настоящее время началась реализация программы по изучении фоторождения чармониев в Джефферсоновской лаборатории, США) [195]. На установке с неподвижной мишенью GlueX [208; 209] был получен первый сигнал J/ψ на пучке фотонов с энергией 9 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 4.1$ ГэВ в системе центра масс "фотон – нуклон"), формируемом с использованием электронного пучка ускорителя CEBAF, энергия которого составляет 12 ГэВ. Однако, используемой энергии пучка не достаточно для рождения экзотических чармониев с массой выше $3.8 \text{ ГэВ}/c^2$, для этого требуется энергия фотонов от 12 ГэВ. Таким образом, изучение фоторождения экзотических чармониев в Джефферсоновской лаборатории невозможно без существенного увеличения энергии электронного пучка CEBAF.

По-видимому, надежды на получение новых значимых результатов по лепто(фото)рождению чармониеподобных состояний следует возлагать на обсуждаемый электрон-ионный коллайдер EIC (Electron-Ion Collider) [210] с энергией столкновений в системе центра масс от ~ 40 ГэВ до ~ 100 ГэВ, строительство которого планируется начать в США в обозримом будущем и чья физическая программа уже включает в себя электророждение чармониев. Статистика, используемая в эксперименте COMPASS для поиска экзотических чармониев, примерно соответствует светимости 5 фм^{-1} мюон-нуклонных взаимодействий (эта величина была получена путём экстраполяции величины светимости, оцененной для 2004 года в работе [211] на весь объём данных). Исходя из приведённых выше результатов, можно оценить, что при обсуждаемой светимости будущего коллайдера порядка $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, энергии столкновений, а также эффективности экспериментальной установки, соответствующих таковым в эксперименте COMPASS или близких к ним, в электрон-протонных столкновениях на EIC можно было бы ожидать регистрации порядка одного события

$$e^- N \rightarrow e^- \tilde{X}(3872) \pi^\pm N' \rightarrow e^- J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^\pm N' \rightarrow e^- \mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm N' \quad (9.2)$$

в сутки. Однако, более высокая энергия столкновений на EIC должна приводить к уменьшению сечений реакций заряженного обмена по сравнению с условиями эксперимента COMPASS, что показано, например, на Рис. 7.9.

9.4.3 Ультрапериферические столкновения на Большом адронном коллайдере

В последние годы новые данные по фоторождению J/ψ получены при изучении ультрапериферических столкновений протонов (LHC-b [212]) и тяжёлых ионов (ALICE [213; 214] и CMS [215]) на Большом адронном коллайдере (LHC, Large Hadron Collider). Статистика для процесса эксклюзивного фоторождения J/ψ в эксперименте LHC-b достигает нескольких десятков тысяч событий [212], что превышает статистику COMPASSa, причём часть этой статистики относится к области достаточно низких энергий в системе центра масс γN (см. Рис. 9.2). Учитывая тот факт, что набор данных на LHC будет продолжаться ещё по меньшей мере десятилетие (включая работу модернизированного ускорителя в режиме высокой светимости), новых значимых результатов по фоторождению экзотических чармониев в обозримом будущем, по всей видимости, следует ожидать именно в экспериментах на LHC.

Что касается имеющихся данных по фоторождению чармониев в ультрапериферических столкновениях на коллайдере RHIC, то они, к сожалению, не отличаются большой статистикой [216].

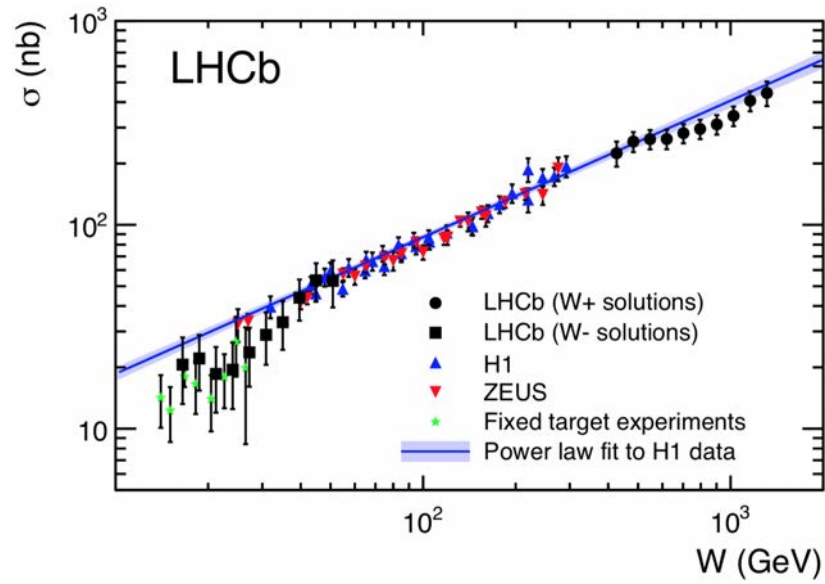


Рисунок 9.2 — Сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ как функция энергии в системе центра масс γN . [212].

Заключение

Основные результаты представленной диссертации заключаются в следующем.

1. В ходе предварительного сеанса 2004 года были получены данные по радиационному рассеянию пиона на различных ядерных мишенях, анализ которых позволил оптимизировать универсальный детектор COMPASS и методику измерения для последующего набора данных в 2009 году с целью определения поляризуемостей заряженного пиона.
2. Анализ данных по радиационному рассеянию отрицательного пиона с импульсом 190 ГэВ/с на никелевой мишени, набранных в сеансе 2009 года, позволил извлечь поляризуемости заряженного пиона α_π и β_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ с точностью 0.9×10^{-4} фм³, что является самым точным измерением этих величин в отдельно взятом эксперименте. Полученный результат

$$\alpha_\pi = -\beta_\pi = (2.0 \pm 0.6_{\text{стат.}} \pm 0.7_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3$$

находится в хорошем согласии с предсказанием эффективной киральной теории, что, несомненно, является важным для становления и дальнейшего развития как этой модели, так и других феноменологических моделей в области низких энергий.

3. На основе опыта, полученного в работе с каонной компонентой адронного пучка на установке COMPASS было сделано предложение по измерению в будущем поляризуемостей заряженного каона с использованием радиосепарированного каонного пучка, что стало бы первым в мире измерением этой величины. Данное предложение официально принято в качестве одной из компонент физической программы будущих исследований на установке COMPASS.
4. В ходе поиска лепто(фото)рождения экзотических чармониев $Z_c^\pm(3900)$, $Z_c^\pm(4200)$ и $X(3872)$ в эксклюзивных реакциях заряженного и нейтрального обмена в данных по полуинклюзивному глю-

боконеупругому рассеянию мюонов с импульсом 160 ГэВ/с и 200 ГэВ/с на ${}^6\text{LiD}$ и NH_3 мишенях, набранных в период с 2002 по 2011 год на установке COMPASS была произведена оценка верхних пределов для сечений фоторождения этих состояний (CL=90%):

$$\mathcal{B}_{Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(3900) N} \Big|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 13.8 \text{ ГэВ}} < 52 \text{ пб},$$

$$\mathcal{B}_{Z_c^\pm(4200) \rightarrow J/\psi \pi^\pm} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow Z_c^\pm(4200) N} \Big|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 13.8 \text{ ГэВ}} < 340 \text{ пб},$$

$$\mathcal{B}_{X(3872) \rightarrow J/\psi \pi\pi} \times \sigma_{\gamma N \rightarrow X(3872) N'} \Big|_{\langle \sqrt{s_{\gamma N}} \rangle = 14 \text{ ГэВ}} < 2.9 \text{ пб}.$$

Верхние пределы для сечений фоторождения $Z_c^\pm(3900)$ и $Z_c^\pm(4200)$ были модельно-зависимым образом пересчитаны в ограничения на парциальную ширину распадов этих состояний в $J/\psi \pi^\pm$.

5. При поиске лепто(фото)рождения состояния $X(3872)$ в реакции $\mu^+ N \rightarrow \mu^+ \tilde{X}(3872) \pi^\pm N'$ со статистической значимостью 4.1σ было получено свидетельство существования нового состояния $\tilde{X}(3872)$ с массой $M_{\tilde{X}(3872)} = 3860.4 \pm 10.0 \text{ МэВ}/c^2$ и шириной $\Gamma_{\tilde{X}(3872)} < 51 \text{ МэВ}/c^2$ при уровне достоверности 90%, квантовые числа которого не соответствуют таковым для $X(3872)$ (1^{++}). Была получена оценка сечения фоторождения $\tilde{X}(3872)$ в упомянутой выше реакции, умноженного на относительную вероятность распада в $J/\psi \pi^+ \pi^-$

$$\sigma_{\gamma N \rightarrow \tilde{X}(3872) \pi N'} \times \mathcal{B}_{\tilde{X}(3872) \rightarrow J/\psi \pi\pi} = 71 \pm 28(\text{стат.}) \pm 39(\text{сист.}) \text{ пб}.$$

Существование подобного состояния, близкого по массе к $X(3872)$, хорошо укладывается в модель, трактующую экзотический чармоний $X(3872)$ как тетракварковое (дикварк-антидикварковое) состояние.

6. Были проанализированы перспективы дальнейшего поиска фоторождения экзотических чармониев на установке COMPASS, где определённые надежды по поиску распадов чармониеподобных состояний с конечными состояниями с фотонами можно возлагать на дан-

ные сеансов 2016-2017 гг., а также в других экспериментах. Перспективными для такого поиска кажутся ультрапериферические столкновения в экспериментах на Большом адронном коллайдере и электрон-нуклонное рассеяние на планируемом к постройке электрон-ионном коллайдере EIC.

Список литературы

1. *Tanabashi M. et al.* Review of Particle Physics // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D98. — P. 030001.
2. *Adolph C. ..., A. Guskov et al.* Measurement of the charged-pion polarizability // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114. — P. 062002.
3. *Adolph C ..., A. Guskov et al.* Search for exclusive photoproduction of $Z_c^\pm(3900)$ at COMPASS // *Phys. Lett.* — 2015. — Vol. B742. — Pp. 330–334.
4. *Wang Xiao-Yun, Chen Xu-Rong, Guskov Alexey.* Photoproduction of the charged charmoniumlike $Z_c^+(4200)$ // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D92, no. 9. — P. 094017.
5. *Wang Xiao-Yun, Guskov Alexey.* Photoproduction of $a_2(1320)$ in a Regge model // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D93, no. 7. — P. 074016.
6. *Aghasyan M. ..., A. Guskov et al.* Search for muoproduction of $X(3872)$ at COMPASS and indication of a new state $\tilde{X}(3872)$ // *Physics Letters B.* — 2018. — Vol. 783. — Pp. 334 – 340.
7. *Denisenko I., Guskov A., Mitrofanov E.* Hadron structure and spectroscopy at COMPASS. Overview of certain tasks // *Phys. Part. Nucl.* — 2017. — Vol. 48, no. 4. — Pp. 635–658.
8. *Bystritskiy M. Yu., Guskov A. V., Pervushin V. N., Volkov M. K.* Pion Polarizability in the NJL model and Possibilities of its Experimental Studies in Coulomb Nuclear Scattering // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D80. — P. 114001.
9. *Guskov A. V.* The Primakoff reaction study for pion polarizability measurement at COMPASS // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2010. — Vol. 7. — Pp. 192–200.

10. *Abbon P. ..., A. Guskov et al.* The COMPASS Setup for Physics with Hadron Beams // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2015. — Vol. A779. — Pp. 69–115.
11. *Abbon P. ..., A. Guskov et al.* The COMPASS experiment at CERN // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2007. — Vol. A577. — Pp. 455–518.
12. *Guskov A.* Pion polarizabilities measurement at COMPASS // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2008. — Vol. 110. — P. 022016.
13. *Guskov A.* Plans for a measurement of pion polarizabilities at COMPASS // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2010. — Vol. 198. — Pp. 112–115.
14. *Guskov A.* The COMPASS-II program // *PoS.* — 2011. — Vol. EPS-HEP2011. — P. 462.
15. *Guskov Alexey.* Measurement of the charged-pion polarisability at COMPASS // *PoS.* — 2015. — Vol. EPS-HEP2015. — P. 439.
16. *Guskov Alexey.* Search for exclusive photoproduction of $Z_c(3900)$ at COMPASS // *PoS.* — 2015. — Vol. EPS-HEP2015. — P. 440.
17. *Wang Xiao-Yun, Guskov Alexey.* Charmed hadron photoproduction at COMPASS // *Open Phys.* — 2016. — Vol. 14, no. 1. — Pp. 197–199.
18. *Guskov A. V.* Measurement of the pion polarizabilities at COMPASS // *Conf. Proc.* — 2006. — Vol. C060726. — Pp. 655–658.
19. *Guskov Alexey.* Pion polarizabilities measurement at COMPASS // *Fizika.* — 2008. — Vol. B17. — Pp. 313–320.
20. *Guskov A.* Muoproduction of exotic charmonia at COMPASS // *PoS.* — 2018. — Vol. Hadron2017. — P. 125.
21. *Guskov Alexey.* Search for muoproduction of the $X(3872)$ at COMPASS // 13th International Conference on Beauty, Charm and Hyperons (BEACH2018) Peniche, Portugal, June 17-23, 2018. — 2018. <https://arxiv.org/abs/1809.00160>.

22. *Klein Abraham.* Low-Energy Theorems for Renormalizable Field Theories // *Phys. Rev.* — 1955. — Aug. — Vol. 99. — Pp. 998–1008.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.99.998>.
23. *Baldin A.M.* Polarizability of nucleons // *Nuclear Physics.* — 1960. — Vol. 18. — Pp. 310–317.
24. *Petrun'kin V.* // *Sov. Phys. JETP.* — 1961. — Vol. 13. — P. 804.
25. *Петрунькин В.А.* // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* — 1981. — Vol. 12. — P. 692.
26. *Patrignani C. et al.* Review of Particle Physics // *Chin. Phys.* — 2016 (update 2017). — Vol. C40, no. 10. — P. 100001.
27. *Фекете Ю., Гайсак И., Морохович В.* Електрична поляризованість гадронів // *Науковий вісник Ужгородського університету.* — 2003. — Vol. 14.
28. *Terentev M. V.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1973. — Vol. 16, 87.
29. *Bychkov M. et al.* New Precise Measurement of the Pion Weak Form Factors in $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 051802.
30. *Donoghue John F., Holstein Barry R.* Pion Transitions and Models of Chiral Symmetry // *Phys. Rev.* — 1989. — Vol. D40. — P. 2378.
31. *Holstein Barry R.* Pion polarizability and chiral symmetry // *Comments Nucl. Part. Phys.* — 1990. — Vol. 19, no. 5. — Pp. 221–238.
32. *Gasser Juerg, Ivanov Mikhail A., Sainio Mikko E.* Revisiting $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ at low energies // *Nucl. Phys.* — 2006. — Vol. B745. — Pp. 84–108.
33. *Lemmer Richard H., Wilmot C. A.* Pion polarizability in an effective chiral model // *Nucl. Phys.* — 2001. — Vol. A690. — Pp. 263–266.

34. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L.* Determination of π^+ - meson polarizabilities from the $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ process // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. C73. — P. 035210.
35. *Pasquini B., Drechsel D., Scherer S.* The Polarizability of the pion: No conflict between dispersion theory and chiral perturbation theory // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. C77. — P. 065211.
36. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L.* Comment on ‘Polarizability of the pion: No conflict between dispersion theory and chiral perturbation theory’ // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. C81. — P. 029801.
37. *Wilcox Walter.* Lattice charge overlap. 2: Aspects of charged pion polarizability // *Annals Phys.* — 1997. — Vol. 255. — Pp. 60–74.
38. *Alexandru, Andrei and Lujan, Michael and Freeman, Walter and Lee, Frank.* Pion electric polarizability from lattice QCD // *AIP Conf. Proc.* — 2016. — Vol. 1701. — P. 040002.
39. *Lushevskaya E. V., Solovjeva O. E., Teryaev O. V.* Magnetic polarizability of pion // *Phys. Lett.* — 2016. — Vol. B761. — Pp. 393–398.
40. *Петрунькин В. А.* Электрическая и магнитная поляризуемости адронов // *ЭЧАЯ.* — 1981. — Vol. 12.
41. *Portoles J., Pennington M. R.* Theoretical predictions for pion polarizabilities // *The second DAPHNE physics handbook. Vol. 1, 2.* — 1994. — Pp. 579–596.
42. *Holstein Barry R., Scherer Stefan.* Hadron Polarizabilities // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2014. — Vol. 64. — Pp. 51–81.
43. *Galperin, A. S. and Mitselmakher, Guenakh and Olszewski, A. G. and Pervushin, V. N.* On a Possibility to Investigate Pion Polarizability in Radiative Scattering on Nuclei at High-energies // *Yad. Fiz.* — 1980. — Vol. 32. — Pp. 1053–1058.

44. *Antipov Yu. M. et al.* OBSERVATION OF THE COMPTON EFFECT ON π^- MESONS // *JETP Lett.* — 1982. — Vol. 35. — P. 375.
45. *Антипов Ю. М. и другие.* Исследование комптон-эффекта на π -мезоне и поляризуемости заряженного пиона // *Препринт ОИЯИ.* — 1986. — Vol. P1-86-710.
46. *Ольшевский А. Г.* Измерение электрической и магнитной поляризуемости заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния на ядрах при малых передачах, кандидатская диссертация. — 1986.
47. *Aibergenov, T. A. and Baranov, P. S. and Beznisko, O. D. and Cherepniya, S. N. and Filkov, L. V. and Nafikov, A. A. and Osadchii, A. I. and Raevsky, V. G. and Shtarkov, L. N. and Tamm, E. I.* Radiative Photo-production of Pions and Pion Compton Scattering // *Czech. J. Phys.* — 1986. — Vol. B36. — Pp. 948–951.
48. *Ahrens J. et al.* Measurement of the π meson polarizabilities via the $\gamma p \rightarrow \gamma \pi + n$ reaction // *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei.* — 2005. — Jan. — Vol. 23, no. 1. — Pp. 113–127. <https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10056-2>.
49. *Berger Christoph et al.* Pion Pair Production in Photon-photon Interactions // *Z. Phys.* — 1984. — Vol. C26. — P. 199.
50. *Courau, A. and Falvard, A. and Haissinski, J. and Jousset, J. and Michel, B. and Montret, J. C. and Cordier, A. and Delcourt, B. and Mane, F.* Lepton and Pion Pair Production in $\gamma\gamma$ Collisions Measured Near the Threshold at Dci // *Nucl. Phys.* — 1986. — Vol. B271. — Pp. 1–20.
51. *Ajaltoni Z. et al.* // *Cont. VII Int. Workshop on Photon-Photon Collision.* — 1986.
52. *Boyer J. et al.* Two photon production of pion pairs // *Phys. Rev.* — 1990. — Vol. D42. — Pp. 1350–1367.

53. *Babusci, D. and Bellucci, S. and Giordano, G. and Matone, G. and Sandorfi, A. M. and Moinester, M. A.* Chiral symmetry and pion polarizabilities // *Phys. Lett.* — 1992. — Vol. B277. — Pp. 158–162.
54. *Kaloshin A. E., Serebryakov V. V.* π^+ and π^0 polarizabilities from $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ data on the base of S matrix approach // *Z. Phys.* — 1994. — Vol. C64. — Pp. 689–694.
55. *Moinester Murray A., Steiner Victor.* Pion and kaon polarizabilities and radiative transitions. — 1997. — [Lect. Notes Phys.513,247(1998)].
56. *Ocherashvili A. et al.* First measurement of $\pi^-e \rightarrow \pi^-e\gamma$ pion virtual Compton scattering // *Phys. Rev.* — 2002. — Vol. C66. — P. 034613.
57. *Antipov Yu. M. et al.* Measurement of π^- Meson Polarizability in Pion Compton Effect // *Phys. Lett.* — 1983. — Vol. 121B. — Pp. 445–448.
58. *Antipov Yu. M. et al.* Experimental Evaluation of the Sum of the Electric and Magnetic Polarizabilities of Pions // *Z. Phys.* — 1985. — Vol. C26. — P. 495.
59. *Gell-Mann Murray.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // *Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 8. — Pp. 214–215.
60. *Zweig G.* An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2 // DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978 / Ed. by D.B. Lichtenberg, Simon Peter Rosen. — 1964. — Pp. 22–101. <http://inspirehep.net/record/4674/files/cern-th-412.pdf>.
61. *Diakonov Dmitri, Petrov Victor, Polyakov Maxim V.* Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons // *Z. Phys.* — 1997. — Vol. A359. — Pp. 305–314.
62. *Choi S. K. et al.* Observation of a narrow charmonium - like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 262001.

63. *Chen, Hua-Xing and Chen, Wei and Liu, Xiang and Zhu, Shi-Lin.* The hidden-charm pentaquark and tetraquark states // *Phys. Rept.* — 2016. — Vol. 639. — Pp. 1–121.
64. *Lebed Richard F., Mitchell Ryan E., Swanson Eric S.* Heavy-Quark QCD Exotica // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2017. — Vol. 93. — Pp. 143–194.
65. *Olsen Stephen Lars.* A New Hadron Spectroscopy // *Front. Phys.(Beijing)*. — 2015. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 121–154.
66. *Esposito A., Pilloni A., Polosa A.D.* Multiquark resonances // *Physics Reports.* — 2017. — Vol. 668. — Pp. 1 – 97. — Multiquark Resonances.
67. *Пахлова Г. В., Пахлов П. Н., И. Эйдельман С.* Экзотический чармоний // *Успехи физических наук.* — 2010. — Vol. 180. — Pp. 225–248.
68. *Swanson Eric S.* The New heavy mesons: A Status report // *Phys. Rept.* — 2006. — Vol. 429. — Pp. 243–305.
69. *Li Bing An.* Is $X(3872)$ a possible candidate of hybrid meson // *Phys. Lett.* — 2005. — Vol. B605. — Pp. 306–310.
70. *Liu Xiao-Hai, Zhao Qiang, Close Frank E.* Search for tetraquark candidate $Z(4430)$ in meson photoproduction // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 094005.
71. *He Jun, Liu Xiang.* Discovery potential for charmonium-like state $Y(3940)$ by the meson photoproduction // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D80. — P. 114007.
72. *Lin Qing-Yong, Liu Xiang, Xu Hu-Shan.* Probing charmoniumlike state $X(3915)$ through meson photoproduction // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D89, no. 3. — P. 034016.
73. *Lin Qing-Yong, Liu Xiang, Xu Hu-Shan.* Charged charmoniumlike state $Z_c(3900)^\pm$ via meson photoproduction // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Dec.

- Vol. 88. — P. 114009. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.114009>.
74. *Lutz M. F. M. et al.* Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. — 2009.
 75. *Wang Zhi-Gang.* The magnetic moment of the $Z_c(3900)$ as an axialvector tetraquark state with QCD sum rules // *Eur. Phys. J.* — 2018. — Vol. C78, no. 4. — P. 297.
 76. *Baum Guenter et al.* COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy // *CERN-SPSLC-96-14, CERN-SPSLC-P-297*. — 1996.
 77. *Gautheron F. et al.* COMPASS-II Proposal // *SPSC-P-340, CERN-SPSC-2010-014*. — 2010.
 78. *Augsten K. et al.* d-Quark Transversity and Proton Radius (addendum to the COMPASS-II Proposal) // *CERN-SPSC-2017-034, SPSC-P-340-ADD-1*. — 2018.
 79. *Mallot G.* Spin physics at COMPASS: present and future // *Enrico Fermi School (Course CLXXX), Varenna*. — 2011.
 80. *N. Doble and L. Gatignon and G. von Holtey and F. Novoskoltsev.* The upgraded muon beam at the SPS // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1994. — Vol. 343, no. 2. — Pp. 351 – 362. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294902127>.
 81. *Adolph C. et al.* Experimental investigation of transverse spin asymmetries in muon-p SIDIS processes: Collins asymmetries // *Phys. Lett.* — 2012. — Vol. B717. — Pp. 376–382.
 82. *Ball J. et al.* First results of the large COMPASS ^6LiD polarized target // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2003. — Vol. A498. — Pp. 101–111.

83. *Abragam P.A., Abragam A.* The Principles of Nuclear Magnetism. International series of monographs on physics. — Clarendon Press, 1961. https://books.google.ru/books?id=9M8U_JK7K54C.
84. *Fruhwirth R.* Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1987. — Vol. A262. — Pp. 444–450.
85. *Wolin E. J., Ho L. L.* Covariance matrices for track fitting with the Kalman filter // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1993. — Vol. A329. — Pp. 493–500.
86. *Brun, R. and Bruyant, F. and Maire, M. and McPherson, A. C. and Zanarini, P.* GEANT3 // *CERN-DD-EE-84-1*. — 1987.
87. *Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *JHEP*. — 2006. — Vol. 05. — P. 026.
88. *Pi Hong.* An Event generator for interactions between hadrons and nuclei: FRITIOF version 7.0 // *Comput. Phys. Commun.* — 1992. — Vol. 71. — Pp. 173–192.
89. *Ingelman G., Edin A., Rathsman J.* LEPTO 6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton - nucleon scattering // *Comput. Phys. Commun.* — 1997. — Vol. 101. — Pp. 108–134.
90. *S. Agostinelli and others.* Geant4—a simulation toolkit // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — Pp. 250 – 303. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
91. *Brun R., Rademakers F.* ROOT: An object oriented data analysis framework // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1997. — Vol. A389. — Pp. 81–86.
92. Веб-страница PHAST // <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html>.
93. *Fermi Enrico.* On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles // *Nuovo Cim.* — 1925. — Vol. 2. — Pp. 143–158.

94. *Weizsäcker C.F.v.* Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen // *Zeitschrift für Physik*. — 1934. — Vol. 88, no. 9-10. — Pp. 612–625.
95. *Williams E. J.* Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae // *Phys. Rev.* — 1934. — May. — Vol. 45. — Pp. 729–730. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.45.729>.
96. *Берестецкий В. Б. Лифшиц Е. М. Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. Том 4. Квантовая электродинамика, "Наука", Москва 1989.
97. *Primakoff H.* Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson // *Phys. Rev.* — 1951. — Mar. — Vol. 81. — Pp. 899–899. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.81.899>.
98. *Friedrich J.* Chiral Dynamics in Pion-Photon Reactions, habilitation thesis. — 2012.
99. *Kaiser N., Friedrich J. M.* Cross-sections for low-energy $\pi\gamma$ reactions // *The European Physical Journal A*. — 2008. — May. — Vol. 36, no. 2. — Pp. 181–188. <https://doi.org/10.1140/epja/i2008-10582-9>.
100. *Гальперин А. С. и Мицельмахер Г. В.* РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПИОНОВ // *Препринт ОИЯИ*. — 1980. — Vol. P2-80-581.
101. *Guskov Alexey.* Analysis of the charged pion polarizability measurement method at COMPASS experiment: Ph.D. thesis / Turin U. — 2010. <http://inspirehep.net/record/1231359/files/CERN-THESIS-2010-264.pdf>.
102. *Ольшевский А.* частное сообщение.
103. *Nagel Thimo.* Measurement of the Charged Pion Polarizability at COMPASS: Ph.D. thesis / Munich, Tech. U. — 2012-09-19. <http://inspirehep.net/record/1231284/files/CERN-THESIS-2012-138.pdf>.

104. *Kaiser N., Friedrich J.M.* Radiative corrections to pion Compton scattering // *Nuclear Physics A*. — 2008. — Vol. 812, no. 1. — Pp. 186 – 200. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947408006775>.
105. *Buenerd M.* Prospects for hadron electromagnetic polarizability measurement by radiative scattering on a nuclear target // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1995. — Vol. A361. — Pp. 111–128.
106. *Fäldt Göran.* Remark on the Primakoff effect // *Phys. Rev. C*. — 2010. — Vol. 82. — P. 037603. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.037603>.
107. *Andreev Yu. M., Bugaev E. V.* Muon bremsstrahlung on heavy atoms // *Phys. Rev. D*. — 1997. — Feb. — Vol. 55. — Pp. 1233–1243. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.1233>.
108. *Walcher Thomas.* Hadron structure at small momentum transfer // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2008. — Vol. 61. — Pp. 106–112.
109. *Fäldt Göran, Tengblad Ulla.* Coulomb-nuclear interference in pion-nucleus bremsstrahlung // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. C79. — P. 014607. — [Erratum: *Phys. Rev.C*87,no.2,029903(2013)].
110. *Collaboration COMPASS.* Дополнительные материалы, представленные рефери в ходе подготовки к публикации работы [2].
111. *Arbuzov Andrej B.* Radiative corrections to high energy lepton bremsstrahlung on heavy nuclei // *Journal of High Energy Physics*. — 2008. — Vol. 2008, no. 01. — P. 031. <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=01/a=031>.
112. *Kaiser N.* Radiative corrections to real and virtual muon Compton scattering revisited // *Nucl. Phys.* — 2010. — Vol. A837. — Pp. 87–109.
113. *Pasquini B., Drechsel D., Scherer S.* Polarizability of the pion: No conflict between dispersion theory and chiral perturbation theory // *Phys. Rev. C*. — 2008. — Jun. — Vol. 77. — P. 065211. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.065211>.

114. *Pasquini B., Drechsel D., Scherer S.* Reply to “Comment on ‘Polarizability of the pion: No conflict between dispersion theory and chiral perturbation theory’” // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Feb. — Vol. 81. — P. 029802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.029802>.
115. *Dai Ling-Yun, Pennington Michael R.* Pion polarizabilities from $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ analysis // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D94, no. 11. — P. 116021.
116. *Fil’kov L. V., Kashevarov V. L.* Dipole polarizabilities of charged pions // *Phys. Part. Nucl.* — 2017. — Vol. 48, no. 1. — Pp. 117–123.
117. *Fil’kov L. V., Kashevarov V. L.* Dipole Polarizabilities of $\pi^\pm$ -Mesons // *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* — 2018. — Vol. 47. — P. 1860092.
118. *Stefan Huber.* Upgrade of the COMPASS calorimetric trigger and determination of the charged-pion polarizability: Ph.D. thesis / Munich, Tech. U. — 2017. http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/theses/2017_phd_huber.pdf.
119. *Aleksejevs A. et al.* Measuring the charged pion polarizability in the $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ reaction. A proposal to the 40th Jefferson Lab Program Advisory Committee, PR-12-13-008. — 2013.
120. *L. David et al.* Measuring the charged pion polarizability in the $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ reaction. — 2013.
121. *Guerrero Francisco, Prades Joaquim.* Kaon polarizabilities in chiral perturbation theory // *Phys. Lett.* — 1997. — Vol. B405. — Pp. 341–346.
122. *Ivanov Mikhail A., Mizutani T.* Pion and kaon polarizabilities in the quark confinement model // *Phys. Rev.* — 1992. — Vol. D45. — Pp. 1580–1601.
123. *Backenstoss G. et al.* K^- mass and K^- polarizability from kaonic atoms // *Phys. Lett.* — 1973. — Vol. 43B. — Pp. 431–436.
124. *Bernard, Philippe and Lazeyras, Pierre and Lengeler, Herbert and Vaghin, V.* Particle separation with two-and three-cavity RF separators at CERN.

CERN Yellow Reports: Monographs. — Geneva: CERN, 1968. <http://cds.cern.ch/record/275757>.

125. *Denisov O. Yu. ..., A. Guskov et al.* Letter of Intent: A New QCD facility at the M2 beam line of the CERN SPS. — 2018. <https://arxiv.org/abs/1808.00848>.
126. *Ablikim M. et al.* Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 252001.
127. *Liu Z. Q. et al.* Study of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ and Observation of a Charged Charmoniumlike State at Belle // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 252002.
128. *Xiao, T. and Dobbs, S. and Tomaradze, A. and Seth, Kamal K.* Observation of the Charged Hadron $Z_c^\pm(3900)$ and Evidence for the Neutral $Z_c^0(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi\pi J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4170$ MeV // *Phys. Lett.* — 2013. — Vol. B727. — Pp. 366–370.
129. *Chilikin K. et al.* Observation of a new charged charmoniumlike state in $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$ decays // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D90, no. 11. — P. 112009.
130. *Ablikim M. et al.* Observation of a charged $(D\bar{D}^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \rightarrow \pi D\bar{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 2. — P. 022001.
131. *Ablikim M. et al.* Confirmation of a charged charmoniumlike state $Z_c(3885)^\mp$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm(D\bar{D}^*)^\mp$ with double D tag // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D92, no. 9. — P. 092006.
132. *Ablikim M. et al.* Observation of $Z_c(3900)^0$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 11. — P. 112003.
133. *Ablikim M. et al.* Observation of a Neutral Structure near the $D\bar{D}^*$ Mass Threshold in $e^+e^- \rightarrow (D\bar{D}^*)^0\pi^0$ at $\sqrt{s} = 4.226$ and 4.257 GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 22. — P. 222002.

134. *Guo, Feng-Kun and Hanhart, Christoph and Meißner, Ulf-G. and Wang, Qian and Zhao, Qiang and Zou, Bing-Song.* Hadronic molecules // *Rev. Mod. Phys.* — 2018. — Vol. 90, no. 1. — P. 015004.
135. *Liu, Xiang and Luo, Zhi-Gang and Liu, Yan-Rui and Zhu, Shi-Lin.* X(3872) and Other Possible Heavy Molecular States // *Eur. Phys. J.* — 2009. — Vol. C61. — Pp. 411–428.
136. *Sun, Zhi-Feng and Luo, Zhi-Gang and He, Jun and Liu, Xiang and Zhu, Shi-Lin.* A note on the B* anti-B, B* anti-B*, D* anti-D, D* anti-D*, molecular states // *Chin. Phys.* — 2012. — Vol. C36. — Pp. 194–204.
137. *Gutsche Thomas, Kesenheimer Matthias, Lyubovitskij Valery E.* Radiative and dilepton decays of the hadronic molecule $Z_c^+(3900)$ // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D90, no. 9. — P. 094013.
138. *Matoušek J.* Quarkonium Studies at COMPASS Experiment // *Few-Body Systems.* — 2017. — Apr. — Vol. 58, no. 3. — P. 126. <https://doi.org/10.1007/s00601-017-1290-6>.
139. *Guskov Alexey.* Search for exclusive photoproduction of $Z_c(3900)$ at COMPASS // *постерный доклад на 2015 European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2015): Vienna, Austria, July 22-29, 2015.*
140. *Helene O.* Determination of the upper limit of a peak area // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1991. — Vol. 300, no. 1. — Pp. 132 – 136.
141. *Barate R. et al.* Measurement of J/ψ and ψ' real photoproduction on lithium-6 at a mean energy of 90 GeV // *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields.* — 1987. — Vol. 33, no. 4. — Pp. 505–512.
142. *Levy Aharon.* Electroproduction of Vector Mesons // *Proceedings, 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2009): Madrid, Spain, April 26-30, 2009.* — 2009. — P. 177.

143. *Swanson E. S.* Cusps and Exotic Charmonia // *Int. J. Mod. Phys.* — 2016. — Vol. E25, no. 07. — P. 1642010.
144. *Gokhroo G. et al.* Observation of a Near-threshold $D^0\bar{D}^0\pi^0$ Enhancement in $B \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0 K$ Decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 162002.
145. *Aushev T. et al.* Study of the $B \rightarrow X(3872)(D^{*0}\bar{D}^0)K$ decay // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D81. — P. 031103.
146. *Bhardwaj V. et al.* Observation of $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ and search for $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ in B decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 091803.
147. *Choi S. K. et al.* Bounds on the width, mass difference and other properties of $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ decays // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D84. — P. 052004.
148. *Aubert Bernard et al.* Study of the $B \rightarrow J/\psi K^-\pi^+\pi^-$ decay and measurement of the $B \rightarrow X(3872)K^-$ branching fraction // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 071103.
149. *Aubert Bernard et al.* Study of $J/\psi\pi^+\pi^-$ states produced in $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^0$ and $B^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^-$ // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. D73. — P. 011101.
150. *Aubert Bernard et al.* Search for $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$, $X_{3872} \rightarrow J/\psi\gamma$ // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. D74. — P. 071101.
151. *Aubert Bernard et al.* Study of Resonances in Exclusive B Decays to anti-D(*) D(*) K // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 011102.
152. *Aubert Bernard et al.* A Study of $B \rightarrow X(3872)K$, with $X_{3872} \rightarrow J/\Psi\pi^+\pi^-$ // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 111101.
153. *Aubert Bernard et al.* Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi_{2S}\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X_{3872}K^\pm$ decays, and a study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 132001.

154. *del Amo Sanchez P. et al.* Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow J/\psi\omega$ // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D82. — P. 011101.
155. *Ablikim M. et al.* Observation of $e^+e^- \rightarrow \gamma X(3872)$ at BESIII // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 9. — P. 092001.
156. *Acosta D. et al.* Observation of the narrow state $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 072001.
157. *Abulencia A. et al.* Measurement of the dipion mass spectrum in $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ decays. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 102002.
158. *Abulencia A. et al.* Analysis of the quantum numbers J^{PC} of the $X(3872)$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 132002.
159. *Aaltonen T. et al.* Precision Measurement of the $X(3872)$ Mass in $J/\psi\pi^+\pi^-$ Decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 152001.
160. *Abazov V. M. et al.* Observation and properties of the $X(3872)$ decaying to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 162002.
161. *Aaij R. et al.* Observation of $X(3872)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Eur. Phys. J.* — 2012. — Vol. C72. — P. 1972.
162. *Aaij R et al.* Determination of the $X(3872)$ meson quantum numbers // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 222001.
163. *Aaij Roel et al.* Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ // *Nucl. Phys.* — 2014. — Vol. B886. — Pp. 665–680.
164. *Aaboud Morad et al.* Measurements of $\psi(2S)$ and $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // *JHEP.* — 2017. — Vol. 01. — P. 117.

165. *Chatrchyan Serguei et al.* Measurement of the $X(3872)$ production cross section via decays to $J/\psi \pi \pi$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP*. — 2013. — Vol. 04. — P. 154.
166. *Aaij Roel et al.* Quantum numbers of the $X(3872)$ state and orbital angular momentum in its $\rho^0 J\psi$ decay // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D92, no. 1. — P. 011102.
167. *Aubert Bernard et al.* Search for a charged partner of the $X(3872)$ in the B meson decay $B \rightarrow X^- K$, $X^- \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^0$ // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 031501.
168. *Achasov N. N., Rogozina E. V.* $X(3872)$, $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$, as the $\chi_{1c}(2P)$ charmonium // *Mod. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. A30, no. 33. — P. 1550181.
169. *Close Frank E., Page Philip R.* The $D^{*0} \bar{D}^0$ threshold resonance // *Phys. Lett.* — 2004. — Vol. B578. — Pp. 119–123.
170. *Matheus, Ricardo D'Elia and Navarra, F. S. and Nielsen, M. and Zanetti, C. M.* QCD Sum Rules for the $X(3872)$ as a mixed molecule-charmonium state // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D80. — P. 056002.
171. *Maiani, L. and Piccinini, F. and Polosa, A. D. and Riquer, V.* Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of $X(3872)$ // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 014028.
172. *Maiani, L. and Piccinini, F. and Polosa, A. D. and Riquer, V.* The $Z(4430)$ and a New Paradigm for Spin Interactions in Tetraquarks // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D89. — P. 114010.
173. *Ferretti J., Santopinto Elena, García-Tecocoatzi Hugo.* Higher charmonia and bottomonia. Nature of the $X(3872)$ // Proceedings, 12th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2015): Vail, Colorado, USA, May 19-24, 2015. — 2015.

174. *Hosaka, Atsushi and Iijima, Toru and Miyabayashi, Kenkichi and Sakai, Yoshihide and Yasui, Shigehiro.* Exotic hadrons with heavy flavors: X, Y, Z, and related states // *PTEP*. — 2016. — Vol. 2016, no. 6. — P. 062C01.
175. *Prencipe Elisabetta, Lange Jens Sören, Blinov Alexander.* New spectroscopy with $\bar{P}ANDA$ at FAIR: X, Y, Z and the F-wave charmonium states // *AIP Conference Proceedings*. — 2016. — Vol. 1735, no. 1. — P. 060011. <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4949447>.
176. *Ablikim M. et al.* Observation of a Charged Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)$ and Search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111, no. 24. — P. 242001.
177. *Ablikim M. et al.* Observation of $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0h_c$ and a Neutral Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)^0$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113, no. 21. — P. 212002.
178. *Ablikim M. et al.* Observation of a neutral charmoniumlike state $Z_c(4025)^0$ in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^0\pi^0$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 18. — P. 182002.
179. *Ablikim M. et al.* Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ at $\sqrt{s} = 4.26\text{GeV}$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 13. — P. 132001.
180. *Aaij Roel et al.* Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 22. — P. 222002.
181. *Pivk Muriel, Le Diberder Francois R.* SPlot: A Statistical tool to unfold data distributions // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2005. — Vol. A555. — Pp. 356–369.
182. *Collaboration COMPASS.* Дополнительные материалы, представленные рефери в ходе подготовки к публикации работы [6].
183. *Cousins Robert D., Linnemann James T., Tucker Jordan.* Evaluation of three methods for calculating statistical significance when incorporating a

- systematic uncertainty into a test of the background-only hypothesis for a Poisson process // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2008. — Vol. A595, no. 2. — Pp. 480–501.
184. *Chekanov S. et al.* Exclusive electroproduction of J/ψ mesons at HERA // *Nucl. Phys.* — 2004. — Vol. B695. — Pp. 3–37.
 185. *Kim Taewon, Ko P.* Dipion invariant mass spectrum in $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi\pi$ // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 034025. — [Erratum: *Phys. Rev.*D71,099902(2005)].
 186. *Kawanai Taichi, Sasaki Shoichi.* Potential description of the charmonium from lattice QCD // *AIP Conf. Proc.* — 2016. — Vol. 1701. — P. 050022.
 187. *Adolph C. et al.* Exclusive ω meson muoproduction on transversely polarised protons // *Nucl. Phys.* — 2017. — Vol. B915. — Pp. 454–475.
 188. *Anfimov N. et al.* Tests of the module array of the ECAL0 electromagnetic calorimeter for the COMPASS experiment with the electron beam at ELSA // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2015. — Vol. 12, no. 4. — Pp. 566–569.
 189. *Aaij Roel et al.* Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P. 072001.
 190. *Wang Qian, Liu Xiao-Hai, Zhao Qiang.* Photoproduction of hidden charm pentaquark states $P_c^+(4380)$ and $P_c^+(4450)$ // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D92. — P. 034022.
 191. *Karliner Marek, Rosner Jonathan L.* Photoproduction of Exotic Baryon Resonances // *Phys. Lett.* — 2016. — Vol. B752. — Pp. 329–332.
 192. *Hiller Blin, Astrid N. and Fernández-Ramírez, César and Jackura, Andrew and Mathieu, Vincent and Mokeev, Viktor I. and Pilloni, Alessandro and Szczepaniak, Adam P.* Studying the $P_c(4450)$ resonance in J/ψ photoproduction off protons // *Few Body Syst.* — 2018. — Vol. 59, no. 5. — P. 104.

193. Studying the $P_c(4450)$ resonance in J/ψ photoproduction off protons / A. N. Hiller Blin, C. Fernández-Ramírez, A. Jackura et al. // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D94, no. 3. — P. 034002.
194. *Meziani Z. E. et al.* A Search for the LHCb Charmed 'Pentaquark' using Photo-Production of J/ψ at Threshold in Hall C at Jefferson Lab. — 2016.
195. *Joosten S., Meziani Z. E.* Heavy Quarkonium Production at Threshold: from JLab to EIC // *PoS.* — 2018. — Vol. QCDEV2017. — P. 017.
196. *Brodsky Stanley J.* Novel QCD Phenomena at JLab // *PoS.* — 2015. — Vol. QCDEV2015. — P. 003.
197. *Pentchev L.* Threshold J/ψ photoproduction with GlueX at Jefferson Lab, доклад на QNP 2018, Цукуба, 2018.
198. *Abt I. et al.* The H1 detector at HERA // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1997. — Vol. A386. — Pp. 310–347.
199. *U. Holm et al.* The ZEUS Detector // *Status Report, unpublished.* <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>.
200. *Aid S. et al.* Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ mesons at HERA // *Nucl. Phys.* — 1996. — Vol. B472. — Pp. 3–31.
201. *Aktas A. et al.* Elastic J/ψ production at HERA // *Eur. Phys. J.* — 2006. — Vol. C46. — Pp. 585–603.
202. *Alexa C. et al.* Elastic and Proton-Dissociative Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA // *Eur. Phys. J.* — 2013. — Vol. C73, no. 6. — P. 2466.
203. *Breitweg J. et al.* Measurement of elastic J/ψ photoproduction at HERA // *Z. Phys.* — 1997. — Vol. C75. — Pp. 215–228.
204. *Chekanov S. et al.* Exclusive photoproduction of J/ψ mesons at HERA // *Eur. Phys. J.* — 2002. — Vol. C24. — Pp. 345–360.

205. *Abramowicz H. et al.* Measurement of the cross-section ratio $\sigma_{\psi(2S)}/\sigma_{J/\psi(1S)}$ in deep inelastic exclusive ep scattering at HERA // *Nucl. Phys.* — 2016. — Vol. B909. — Pp. 934–953.
206. *Ackerstaff K. et al.* The HERMES spectrometer // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1998. — Vol. A417. — Pp. 230–265.
207. *Meissner F.* Spin asymmetries in exclusive ρ , ϕ , and J/ψ production at HERMES // *Nucl. Phys.* — 2000. — Vol. A666. — Pp. 310–313.
208. *Shepherd M. R.* The GLUEX experiment // *AIP Conf. Proc.* — 2009. — Vol. 1182. — Pp. 816–819.
209. *Patsyuk Maria.* GlueX overview: status and some future plans // *EPJ Web Conf.* — 2017. — Vol. 138. — P. 01029.
210. *Accardi A. et al.* Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier // *Eur. Phys. J.* — 2016. — Vol. A52, no. 9. — P. 268.
211. *Adolph C. et al.* D^* and D Meson Production in Muon Nucleon Interactions at 160 GeV/c // *Eur. Phys. J.* — 2012. — Vol. C72. — P. 2253.
212. *Aaij Roel et al.* Updated measurements of exclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *J. Phys.* — 2014. — Vol. G41. — P. 055002.
213. *Abelev Betty et al.* Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // *Phys. Lett.* — 2013. — Vol. B718. — Pp. 1273–1283.
214. *Kryshen E. L.* Photoproduction of heavy vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions // *Nucl. Phys.* — 2017. — Vol. A967. — Pp. 273–276.
215. *Khachatryan Vardan et al.* Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the CMS experiment // *Phys. Lett.* — 2017. — Vol. B772. — Pp. 489–511.

216. *Afanasiev S. et al.* Photoproduction of J/ψ and of high mass e^+e^- in ultra-peripheral $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s} = 200\text{-GeV}$ // *Phys. Lett.* — 2009. — Vol. B679. — Pp. 321–329.

Список рисунков

1.1	Диаграммы, дающие вклад в амплитуду комптоновского рассеяния фотона на пионе.	16
1.2	Диаграммы процессов, использовавшихся для экспериментального определения поляризуемостей пиона. . .	19
1.3	(а) Экспериментальные результаты для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$ из различных источников, отсортированные по годам публикации, предшествующие измерениям на установке COMPASS. Синим показаны результаты специализированных экспериментов. Предсказание киральной теории в двухпетлевом приближении [32] и его неопределённость показаны горизонтальными сплошной и пунктирной линиями, соответственно. (б) Обобщение результатов для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$, полученных в специализированных экспериментах предшествующих измерениям на установке COMPASS. Взвешенное среднее значение показано вертикальной синей линией, а его ошибка – синим прямоугольником. Серым прямоугольником показано предсказание киральной теории двухпетлевом приближении [32].	25
2.1	Спектр нейтральных чармониевых и чармониеподобных состояний. Известные чармонии, успешно описываемые в рамках классической кварковой модели, показаны чёрными сплошными линиями. Чармонии, предсказываемые классической кварковой моделью, но экспериментально не найденные, показаны синими пунктирными линиями. Красным показаны наиболее значимые экзотические чармонии. Неопределённости значения масс частиц показаны прямоугольниками [64].	28

2.2	Спектр заряженных чармониеподобных состояний. Красным показаны наиболее значимые экзотические чармонии. Неопределённости значения масс частиц показаны прямоугольниками [64].	29
2.3	Диаграммы, иллюстрирующие основные механизмы эксклюзивного рождения экзотических чармониев [63]. . . .	29
3.1	(а) Диаграмма для полуинклюзивной реакции глубоконеупругого рассеяния (SIDIS) [79]. (б) Кинематический диапазон по Q^2 и x , перекрываемый установкой COMPASS при использовании мюонного пучка с импульсом 160 ГэВ/с. Для сравнения также показаны соответствующие диапазоны для экспериментов HERMES, JLab12 и планируемого к постройке коллайдера EIC [78]. . .	36
3.2	Диаграммы для реакций Примакова, используемые в эксперименте COMPASS для (а) изучения киральной аномалии в вершине $\gamma \rightarrow 3\pi$, (б) для изучения динамики процессов (3.3 и 3.4), (в) для измерения парциальной ширины распадов мезонов в конечное состояние $\pi^-\gamma$	38
3.3	Диаграммы, иллюстрирующие основные механизмы рождения адронных состояний X , изучаемые в эксперименте COMPASS при взаимодействии пионного пучка с ядерной мишенью: дифракционное рождение (слева), центральное рождение (в центре) и электромагнитное (примаковское) рождение (справа) [10]. .	41
4.1	Установка COMPASS в конфигурации для сеансов с мюонным пучком в 2004 году (вид сверху) [11]. Имена основных элементов соответствуют обозначениям в тексте. .	44
4.2	Установка COMPASS в конфигурации для сеансов с адронным пучком в 2008, 2009 и 2012 годах (вид сверху) [10]. Имена основных элементов соответствуют обозначениям в тексте.	45

4.3	(а) Принципиальная схема детектора CEDAR. Зелёным и красным показаны пути черенковского излучения частиц дающих и не дающих отклик в детекторе [10]. (б) Счёт детектора CEDAR при прохождении отрицательного адронного пучка в зависимости от давления гелия, нормированного на абсолютную температуру для случаев срабатывания 6 ФЭУ (показано синим) и 8 ФЭУ (показано красным) [10].	49
4.4	(а) Зависимость относительного импульсного разрешения RPD от импульса протонов, вылетевших под углом 70° к оси пучка [10]. (б) Общий вид области мишени в сеансах с адронным пучком 2008, 2009 и 2012 годов. Показаны мишень, элементы детектора протонов отдачи, кремниевые детекторы до и после мишени, элементы триггерной систем [10].	52
4.5	Схема первой мюонной стенки (MW1) [11].	55
4.6	(а) Полная эффективность реконструкции трека заряженной частицы в зависимости от её импульса (показана синим), являющаяся произведением эффективности алгоритма поиска и реконструкции трека (показана красным) и эффективности экспериментальной установки (показана зелёным) [10]. (б) Импульсное разрешение в зависимости от импульса частицы для случаев, когда импульс частицы измеряется при её прохождении через SM1, через SM1 и SM2, через рассеянное поле SM1 [11].	58

4.7	(а) Распределение координаты восстановленных первичных вершин вдоль оси пучка в области мишени для одного из сеансов с мюонным пучком [11]. Горизонтальные линии показывают номинальное положение каждой из двух ячеек мишени. (б) Распределение восстановленного положения первичных вершин, содержащих один исходящий трек, вдоль оси пучка в сеансе 2009 года в зависимости от угла между входящим исходящим треками [10].	59
4.8	Схематический вид электромагнитного калориметра ECAL2 в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Разным цветом показаны зоны калориметра, включающие в себя разные типы модулей. Красным контуром показана центральная область, включённая в триггер в сеансе по измерению поляризуемостей пиона в 2009 году. [11].	62
4.9	(а) Баланс энергии в эксклюзивной реакции $\mu^- Ni \rightarrow \mu^- Ni \gamma$ в зависимости от энергии фотона [10]. (б) Величина поправки к энергии кластера, измеренной в ECAL2, в зависимости от координаты попадания фотона в калориметр (относительно центра одной из ячеек) [10]. . . .	64
4.10	Сигнал от распада (а) π^0 и (б) η -мезона в спектре инвариантных масс двух фотонов. [10].	64
4.11	Схема расположения основных триггерных элементов в сеансах в мюонным пучком [11].	66
4.12	Схема расположения основных триггерных элементов в предварительном сеансе в адронным пучком 2004 года [11].	67
4.13	Схема расположения основных триггерных элементов в примаковском сеансе 2009 года [10].	68

- 4.14 (а) Эффективность триггера *Primakoff2* (измерена относительно триггера *Primakoff1*) в зависимости от энерговыделения в триггерной области ECAL2 [10]. (б) Характерные число триггеров первого уровня в единицу времени и объём данных, соответствующих одному событию для эксперимента COMPASS и других современных экспериментов. [10]. 69
- 4.15 Взаимодействие программного обеспечения эксперимента COMPASS. Чёрные стрелки представляют потоки "сырых" данных, зелёные – физических данных (mDST), оранжевая – данные Монте Карло моделирования, красная – геометрия и карты вещества, синяя – калибровки, данные медленного контроля, карты магнитных полей. 72
- 5.1 (а) Полное сечение комптоновского рассеяния на заряженном пионе как функция полной энергии в системе центра масс. Вклад поляризационных эффектов составляет менее 1% [99]. (б) Угловая зависимость для дифференциального сечения комптоновского рассеяния на заряженном пионе для разных значений $\sqrt{s}$. Пунктирные линии соответствуют случаю точечного бесструктурного пиона, сплошные – случаю $\alpha_\pi = -\beta_\pi = 3 \times 10^{-4}$ фм³ [99]. 76
- 5.2 (а) Измеренная на установке СИГМА зависимость сечения реакции радиационного рассеяния пиона на ядерной мишени от заряда ядра мишени. Линия соответствует квадратичной зависимости [45]. (б) Зависимость отношения R_π измеренного дифференциального сечения $d\sigma/dx_\gamma$ к теоретически предсказанному для точечного пиона как функция энергии испущенного фотона, отнесённой к энергии пучка x_γ , полученная в эксперименте на установке СИГМА [45]. 77

- 5.3 (а) Измеренные Q^2 распределения для свинцовой (показано красным), медной (показано синим) и графитовой (показано чёрным) мишеней (сеанс 2004 года). (б) Измеренная зависимость сечения реакции (1.10) от атомного номера мишени (сеанс 2004 года). Все значения для сечений нормированы на соответствующее сечение для свинца. Пунктирная кривая соответствует Z^2 зависимости. 80
- 5.4 (а) Отношение сечения реакции (1.10), рассчитанного в учётом радиационных поправок в комптоновской вершине, поляризации вакуума, многофотонного обмена, экранирования заряда ядра электронной оболочкой и электромагнитного формфактора ядра мишени, к соответствующему борновскому сечению в зависимости от атомного номера Z ядра мишени и (б) соответствующий систематический вклад в измеряемое значение α_π в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ [9]. 81
- 5.5 Сравнение измеренных (чёрные точки с ошибками) и полученных методом численного моделирования (красные гистограммы) распределений для измерений с пионным пучком: (а) для поперечного импульса p_T рассеянного пиона [2]; (б) для баланса энергии ΔE в событии. Значения критериев отбора показаны красной вертикальной пунктирной линией [2]. 84
- 5.6 Сравнение измеренных (чёрные точки с ошибками) и полученных методом численного моделирования (красные гистограммы) распределений для измерений с пионным пучком: (а) для модуля переданного ядру 4-импульса $|Q|$ [2]; (б) для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$. Значения критериев отбора показаны красной вертикальной пунктирной линией [2]. 86

- 5.7 (а) Совместное распределение для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и модуля переданного в реакции 4-импульса $|Q|$. Применяемые критерии отбора показаны горизонтальной и вертикальной пунктирными линиями. (б) Совместное распределение для инвариантной массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}$ и энергии испущенного фотона x_γ , отнесённой к энергии пучка. 87
- 5.8 Измеренные и полученные методом численного моделирования x_γ распределения для пионного (нижние кривые) и мюонного (верхние кривые) пучков. Статистическая ошибка для реальных данных показана вертикальными линиями, в то время как ширина символов произвольно выбрана как 1/3 ширины столбика гистограммы. В случае результатов моделирования линии соединяют значения в центре столбиков. На нижней панели показана доля f_π фоновых событий с π^0 в конечном состоянии [2]. 89
- 5.9 (а) Результат подгонки эмпирической формы Q^2 распределения к экспериментальным данным. Красным показаны экспериментальные точки, чёрным – результат подгонки, синим и фиолетовым – вклады электромагнитного и ядерного процессов, соответственно, а зелёным – интерференционный член, взятый с обратным знаком. Область слева от вертикальной линии соответствует используемому в анализе диапазону Q^2 [110]. (б) Зависимость результатов для α_π от верхней границы массы конечного состояния $m_{\pi\gamma}^{max}$. Красная точка соответствует основному результату. Жёлтая область показывает абсолютную величину статистической ошибки измерений, вертикальные чёрные линии – величину $\Delta(m_{\pi\gamma}^{max})$, определяемую формулой (5.17) [110]. 90

- 5.10 x_γ зависимость отношения измеренного дифференциального сечения $d\sigma/dx_\gamma$ к ожидаемому для точечных пиона (а) и мюона (б). Результат подгонки показан чёрными кривыми, а диапазон ошибок, соответствующий одному стандартному отклонению, - жёлтой областью [2]. 93
- 5.11 (а) Экспериментальные результаты для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$ из различных источников, отсортированные по годам публикации, включая результат COMPASS (показан красным). Синим показаны результаты предыдущих специализированных экспериментов. Предсказание киральной теории [32] и его неопределённость показаны горизонтальными сплошной и пунктирной линиями, соответственно [15]. (б) Обобщение результатов для величины $\alpha_\pi - \beta_\pi$, полученных в специализированных экспериментах, включая COMPASS (результат показан красным) [15]. Взвешенное среднее значение показано вертикальной синей линией, а его ошибка – синим прямоугольником. Серым прямоугольником показано предсказание киральной теории [32]. 95
- 5.12 (а) Экспериментальные точки Mark II для сечения рождения пары заряженных пионов в сравнении с предсказаниями для разных значений поляризуемостей пиона [115]. Результату COMPASSa соответствует случай I (показан чёрным). (б) Сравнение экспериментальных точек для отношения R_π , полученных в эксперименте COMPASS (показаны серым), с зависимостями $R_\pi(x_\gamma)$, оцененными в работе [8] в рамках модели Намбу-Йона-Лазинио для разных значений массы σ мезона. Красной пунктирной линией показано отношение для поляризуемостей $\alpha_\pi = -\beta_\pi = 2 \times 10^{-4}$ фм³. 96
- 5.13 Диаграмма процесса, планируемого к использованию в эксперименте PrimEx для определения поляризуемостей заряженного пиона. 98

- 6.1 (а) Ожидаемое распределение примаковских событий $K^- \gamma$ по x_γ для $M_{K\gamma} < 800 \text{ МэВ}/c^2$ [125]. (б) Отношения R_π (показано красной сплошной линией) и R_K (показано синим пунктиром) для значений поляризуемостей $\alpha_{\pi,K}$, предсказанных киральной теорией, как функции x_γ в предположении $\alpha_{\pi,K} + \beta_{\pi,K} = 0$ [7]. 102
- 6.2 Ожидаемая статистическая точность измерения отношения R_K в предположении $\alpha_K + \beta_K = 0$. Поведение отношения R_K , предсказываемое киральной теорией, показано красной кривой [125]. 103
- 7.1 (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi \pi^\pm$ в распаде $Y(4200) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, полученный в эксперименте BESIII [126]. (б) Распределение для квадрата инвариантных масс подсистемы J/ψ в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$, полученное в эксперименте Belle [129], для квадрата массы подсистемы $\pi K > 3.2 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Вклады $Z_c^+(4200)$ и $Z_c^+(4430)$ показаны зелёным и синим, соответственно. . . . 106
- 7.2 Диаграммы для (а) рождения Z_c^+ через обмен виртуальным π^+ и (б) пример рождения состояния $J/\psi \pi^+$ через обмен помероном [3]. 108
- 7.3 (а) Спектр инвариантных масс для всех димюонов, рождённых в мюон-нуклонном рассеянии (показано синим, верхняя кривая) и для димюонов, рождённых эксклюзивно в реакции (7.11) (показано жёлтым, нижняя кривая) [3]. (б) Распределение для баланса энергии ΔE для процесса (7.11) (показано жёлтым, верхняя кривая) и процесса (7.5) (показано зелёным, нижняя кривая) [3]. 109
- 7.4 Кинематические распределения для процессов (7.11) (показано жёлтым, верхние кривые) и (7.5) (показано зелёным, нижние кривые) (а) по Q^2 , (б) по $\sqrt{s_{\gamma N}}$ [3]. 110

- 7.5 (а) Импульсное распределение для заряженных пионов (положительных и отрицательных). (б) Спектр инвариантных масс для конечных состояний $J/\psi\pi^+$ (показан красным) и $J/\psi\pi^-$ (показан синим) [139]. 110
- 7.6 (а) Спектр инвариантных масс для конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$ Результат подгонки показан линией [3]. Вертикальными линиями показана сигнальная область. (б) p_T^2 распределения для J/ψ мезонов, рождённых эксклюзивно на ${}^6\text{LiD}$ (показано синим, нижняя кривая) и NH_3 (показано красным, верхняя кривая) мишенях [3]. 111
- 7.7 Диаграмма Арментероса-Подольского для двухчастичного конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$. Красной линией показана дуга, соответствующая распаду $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi$ 113
- 7.8 (а) Зависимость сечения эксклюзивного фоторождения J/ψ на нуклоне от энергии подсистемы "фотон-нуклон" $W = \sqrt{s_{\gamma N}}$ [142]. (б) Спектр инвариантных масс для конечного состояния $J/\psi\pi^\pm$ Результат подгонки показан сплошной красной линией, синей пунктирной линией показана функция, описывающая фон [4]. 117
- 7.9 (а) Сечение эксклюзивного фоторождения чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(3900)$ на нуклоне в реакции заряженного обмена (2.6) как функция полной энергии системы для трёх разных значений параметра Λ_π , описывающего вершину (N- π -N) [73]. (б) Сечение эксклюзивного фоторождения чармониеподобного состояния $Z_c^\pm(4200)$ на нуклоне в реакции заряженного обмена (2.7), рассчитанное в рамках модели однопионного обмена для $\Lambda_\pi = 0.7 \text{ ГэВ}/c^2$ (показано красным) и в теории Редже (показано синим) для $\Gamma_{Z_c^\pm(4200)} = 87.3 \text{ МэВ}/c^2$ в зависимости от полной энергии системы. Показанные диапазоны значений соответствуют изменению величины $\Gamma_{Z_c^\pm(4200)}$ в диапазоне от $40.2 \text{ МэВ}/c^2$ до $131.4 \text{ МэВ}/c^2$ [4]. 119

- 8.1 (а) Первое указание на существование состояния $X(3872)$ в спектре масс $J/\psi\pi^+\pi^-$ (BELLE) [62]. (б). Распределение для косинуса угла вылета J/ψ в распаде $X(3872) \rightarrow J/\psi\rho^0$. Кривыми показаны ожидания для различных наборов квантовых чисел J^{PC} [166]. 121
- 8.2 Диаграммы, иллюстрирующие реакции (8.2) (а) и (8.5) на протоне. 123
- 8.3 (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ для эксклюзивных событий ($|\Delta E| < 4$ ГэВ). Результат подгонки показан красным. Синяя пунктирная линия показывает вклад фона, описываемого формулой (8.3). (б) Вероятность найти число событий равное или большее, чем полученное в эксперименте, в результате статистической флуктуации пуассоновского фона со средним значением, описываемым функцией (8.4). 125
- 8.4 Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ (а) для эксклюзивных ($|\Delta E| < 4$ ГэВ) (совпадает с Рис. 8.3(а)) и неэксклюзивных (б) $-12 \text{ ГэВ} < \Delta E < -4 \text{ ГэВ}$, (в) $-20 \text{ ГэВ} < \Delta E < -12 \text{ ГэВ}$, (г) $-28 \text{ ГэВ} < \Delta E < -20 \text{ ГэВ}$ событий реакции (8.2). Красным показаны результаты подгонки. 126
- 8.5 Спектр инвариантных масс эксклюзивного конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$ для реакции (8.2). 127
- 8.6 Спектр инвариантных масс подсистемы $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^\pm$ для эксклюзивных событий ($|\Delta E| < 4$ ГэВ) с недостающей массой M_{miss} больше 3 ГэВ/ c^2 128
- 8.7 (а) Распределение по энергии для рождённых в реакции (8.2) $\tilde{X}(3872)$ (красным) и $\psi(2S)$ (синим). (б) Импульсное распределение для пионов от распада состояния $\tilde{X}(3872)$ (красным) и пионов, сопровождающих рождение $\tilde{X}(3872)$ (синим). 130

- 8.8 (а) Спектр инвариантных масс $\tilde{X}(3872)\pi^\pm$ (красным) и $\psi(2S)\pi^\pm$ (синим), рождённых в реакции (8.2). (б) Распределения для недостающей массы M_{miss} . Жёлтая гистограмма соответствует событиям рождения $\psi(2S)$ в реакции (8.5). Синие кружки и красные квадраты соответствуют событиям рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ в реакции (8.2). 132
- 8.9 Кинематические распределения для Q^2 (а) и $\sqrt{s_{\gamma N}}$ (б) для реакций (8.2) и (8.5). Жёлтая гистограмма соответствует событиям рождения $\psi(2S)$ в реакции (8.5). Синие кружки и красные квадраты соответствуют событиям рождения $\psi(2S)$ и $\tilde{X}(3872)$ в реакции (8.2). 133
- 8.10 (а) Спектр инвариантных масс подсистемы $\pi^+\pi^-$ в распаде $\tilde{X}(3872)$ (красные квадраты) и $\psi(2S)$ (синие кружки), рождённых в реакции (8.2). Кривыми соответствующих цветов показаны распределения, соответствующие равномерному распределению продуктов распада по фазовому объёму трёхчастичного распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. (б) Спектр инвариантных масс подсистемы $\pi^+\pi^-$ в распаде $\tilde{X}(3872)$, полученный на установке COMPASS, для $M_{miss} > 3 \text{ ГэВ}/c^2$ (красные квадраты) и в распаде $X(3872)$, полученный на установке ATLAS [164] (синие точки). Оба распределения нормированы на одну и ту же площадь. 134
- 8.11 (а) Аксептанс установки в конфигурации 2011 года как функция инвариантной массы двух пионов [182]. (б) Инвариантная масса системы $J/\psi e^+e^-$ [182]. Стрелками показаны номинальные массы состояний $\chi_{c0,1,2}$ 135
- 8.12 (а) Один из возможных механизмов рождения конечного состояния $\psi(2S)\pi^\pm$. (б) Нейтральные состояния, предсказанные в рамках дикварк-антидикварковой модели [171]. 140

- 8.13 (а) Ожидаемый спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ для распада частицы массой 3872 МэВ/с² на $J/\psi\pi^+\pi^-$ для различных квантовых чисел исходной частицы: 1^{++} (синим, крупный пунктир), 1^{+-} (зелёным, пунктир) и 2^{--} (красным, сплошная) [185]. (б) Сводные результаты для сечения фоторождения экзотических чармониев, умноженного на относительную вероятность соответствующего канала распада. Красным показаны результаты, опубликованные коллаборацией COMPASS [3; 6], синим – результат из работы [4] по данным эксперимента COMPASS. 142
- 9.1 (а) Предварительный результат эксперимента GlueX по измерению сечения фоторождения J/ψ в эксперименте GlueX [197]. Красная и зелёная линии соответствуют ожидаемым сигналам рождения и распада пентакварков. (б) Диаграмма, иллюстрирующая возможное лепто(фото)рождение пентакварка в эксперименте COMPASS [7]. 147
- 9.2 Сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ как функция энергии в системе центра масс γN . [212]. 150

Список таблиц

1.1	Экспериментальные значения для электрической и магнитной поляризуемостей нуклонов [26]	17
1.2	Экспериментальные значения для $\alpha_\pi, \beta_\pi, (\alpha_\pi + \beta_\pi), (\alpha_\pi - \beta_\pi)$	24
2.1	История открытия экзотических кваркониев (по [64]).	33
3.1	Экспериментальные данные, набранные экспериментом COMPASS (по годам). Продольная и поперечная поляризации мишеней показаны символами ($\rightarrow$) и ($\uparrow$), соответственно.	35
4.1	Основные параметры положительного мюонного пучка (μ^+) с импульсом 160 ГэВ/с [11] и отрицательного адронного пучка (h^-) [10] с импульсом 190 ГэВ/с	47
4.2	Относительный состав положительного (h^+) и отрицательного (h^-) адронных пучков с импульсом 190 ГэВ/с в области мишени COMPASS [10].	48
4.3	Список мишеней, использовавшихся в предварительном адронном сеансе 2004 года [11].	51
4.4	Параметры ядерных мишеней, использовавшихся в сеансах с адронным пучком в 2008 и 2009 годах. [10].	53
5.1	Оценка основных вкладов в систематическую ошибку измерения.	91
7.1	Свойства заряженных чармониеподобных состояний (на основе данных Particle Data Group [26])	105
7.2	Относительный вклад в полную статистику каждого года набора данных с мюонным пучком (сделан на основе статистики для распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$).	107
7.3	Верхние пределы для сечения фоторождения $Z_c^\pm(3900)$ для интервалов по $\sqrt{s_{\gamma N}}$	115

8.1	Каналы распада $X(3872)$ и соответствующая относительная вероятность распада (на основе данных Particle Data Group [1]).	123
9.1	Свойства классических и экзотических чармониев, в цепочке распадов которых присутствуют фотоны в конечном состоянии (на основе данных Particle Data Group [26])	144

Благодарности

Я считаю своим первейшим долгом поблагодарить коллаборацию COMPASS, вместе с которой за 15 лет я прошёл путь от вчерашнего студента до состоявшегося учёного, за предоставленную возможность выполнить данную работу.

Я выражаю искреннюю благодарность Марии-Лауре Колантони (Туринский университет), Анне-Марии Динкельбах (Технический университет Мюнхена), Тимо Нагелю (Технический университет Мюнхена), Стефану Губеру (Технический университет Мюнхена), Бакуру Парсамяну (Туринский университет), Ивану Орлову (ОИЯИ, Дубна) и Андрею Гридину (ОИЯИ, Дубна) за многолетнюю совместную работу по анализу данных.

Я выражаю благодарность своим коллегам Борису Грубе (Технический университет Мюнхена), Стефану Губеру, Олегу Денисову (INFN, Турин), Герхарду Маллоту (ЦЕРН, Женева), Тимо Нагелю, Вольфу-Дитеру Новаку (университет Майнца), Николь д'Оз (СЕА, Сакле), Бакуру Парсамяну, Стефану Паулю (Технический университет Мюнхена), Игорю Савину (ОИЯИ, Дубна), Анджею Сандачу (NCBJ, Варшавский университет), Марчину Столярскому (LIP, Лиссабон), Мартину Фесслеру (Технический университет Мюнхена) и Яну Фридриху (Технический университет Мюнхена) за неоценимую помощь в подготовке основных публикаций.

Я многим обязан своим коллегам из ОИЯИ: Зиновию Крумштейну, Александру Ольшевскому и Игорю Савину за их огромный вклад в подготовку и осуществление измерения поляризуемостей пиона на установке COMPASS, а также за всестороннюю поддержку моей работы. Для меня было высокой честью разделить с ними первую премию ОИЯИ за работу по измерению поляризуемости пиона в 20015 году.

Я выражаю свою благодарность коллегам Цин-Юн Линю, Сан Лю и Ху-Шань Сюю из университета Ланьчжоу и института современной физики китайской академии наук в Ланьчжоу за то, что именно их статья побудила меня заняться поиском фоторождения экзотических чармониев.

Я особо признателен Дмитрию Дедовичу (ОИЯИ, Дубна) за то, что в одной из наших обеденных бесед и возникла идея поиска $X(3872)$ на установке COMPASS.

Я выражаю свою признательность Ли Хай-Бо и Цзян Чжао из Института физики высоких энергий (Пекин) за проявленный интерес к моей работе по поиску фоторождения экзотических чармониев.

Я считаю приятным долгом поблагодарить своих соавторов Игоря Денисенко и Евгения Митрофанова (ЛЯП ОИЯИ), Юрия Быстрицкого, Николая Первушина и Михаила Волкова (ЛТФ ОИЯИ), а также Сяо-Юнь Ванга из университета Ланьчжоу за плодотворное сотрудничество в написании статей, в которых наши знания и опыт дополняли друг друга.

Я выражаю отдельную благодарность Лучано Майани (Сапиенца – Римский университет) за проявленный интерес к работе по поиску фоторождения экзотического состояния $X(3872)$. Именно его энергия и настойчивость помогли нам, столкнувшись с неожиданным результатом, осмыслить его и довести работу до логического завершения.

Я благодарю теоретиков из ОИЯИ Андрея Арбузова, Михаила Иванова, Дмитрия Бардина и Николая Кочелева за интерес к полученным результатам и помощь в теоретических вопросах.

Я благодарен Мюррею Мойнстеру (Тель-Авивский университет), Николаю Кочелеву (ОИЯИ, Дубна), Михаилу Иванову (ОИЯИ, Дубна), Станиславу Дубничке (Институт физики словацкой академии наук), Семёну Эйдельману (ИЯФ, Новосибирск), Адаму Щепаньяку (университет Индианы) и Райану Митчеллу (университет Индианы) за интерес, проявленный к моей работе.

Я не могу не поблагодарить безымянных рефери за их профессионализм, въедливость и конструктивный подход, которые в конечном итоге обеспечили высокий уровень опубликованных статей.

Я признателен группам из Туринского университета и Технического университета Мюнхена за наше многолетнее плодотворное сотрудничество.

Я выражаю благодарность руководителям коллаборации COMPASS: Герхарду Маллоту, Алану Маньону (СЕА, Сакле), Андреа Брессану (Триестский университет), Фабьен Кунн (СЕА, Сакле), Олегу Денисову и Яну

Фридриху за твёрдое и мудрое руководство, которое стало залогом успешной реализации задуманного.

Мне приятно выразить свою поблагодарить координаторов анализа в эксперименте COMPASS: Хорсту Фишеру (Университет Фрайбурга), Йоргу Претцу (Боннский университет), Фрицу-Герберту Гейнсиусу (Университет Фрайбурга), Андреа Брессану, Сергею Герасимову (Технический университет Мюнхена), Марчину Столярскому, Клоду Маршану (СЕА, Сакле), Яну Фридриху, Яну Бедферу (СЕА, Сакле) и Бакуру Парсамяну, которые, сменяя друг друга на этом посту на протяжении пятнадцати лет, неизменно оказывали всяческую поддержку и содействие в моей работе.

Я искренне признателен руководителям группой COMPASS в ОИЯИ: Игорю Савину, Александру Нагайцеву, Александру Ольшевскому, Зиновию Крумштейну и Анатолию Ефремову, директору ЛЯП ОИЯИ Вадиму Беднякову, а также руководителям НЭОВП Георгию Шелкову, Александру Ноздрину и Алексею Жемчугову за всестороннее содействие моей работе.

Я благодарю свою жену и родителей за то, что они были рядом со мной все эти годы.