Объединенный институт ядерных исследований Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова

На правах рукописи

Гридин Андрей Олегович

Изучение рождения пар J/ψ в эксперименте COMPASS

Специальность 1.3.15 —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук Гуськов Алексей Вячеславович

Оглавление

		Ст	p.
Введе	ние.		5
Глава	1. Poz	ждение одиночных и двойных кваркониев	10
1.1	Квант	говая хромодинамика	10
1.2	Рожд	ение J/ψ и модели адронизации	11
	1.2.1	Модель цветовых синглетов	13
	1.2.2	Нерелятивистская КХД	14
	1.2.3	Модель испарения цвета	16
1.3	Рожд	ение пары J/ψ в партонных взаимодействиях \ldots .	17
	1.3.1	Одиночное партон-партонное рассеяние (SPS)	17
	1.3.2	Двойное партонное рассеяние (DPS)	18
	1.3.3	Гипотеза внутреннего очарования адрона (IC)	19
1.4	Рожд	ение пары J/ψ в распадах частиц	22
1.5	Распа	ды возбуждённых состояний чармония	25
1.6	Обзор	о экспериментальных результатов	25
	1.6.1	Изучение парного рождения J/ψ в экспериментах на	
		фиксированной мишени	25
	1.6.2	Изучение рождения пар J/ψ в коллайдерных	
		экспериментах на LHC и на Тэватроне	$\overline{28}$
	1.6.3	Использование гипотезы внутреннего очарования	
		адронов в анализе данных	31
Глава	2. Эк	сперимент COMPASS	35
2.1	Физич	ческая программа эксперимента COMPASS	35
2.2	Описа	ание экспериментальной установки COMPASS	36
	2.2.1	Формирование и состав пионного пучка	37
	2.2.2	Ядерная мишень установки	38
	2.2.3	Поглощение вторичных частиц	40
	2.2.4	Трековые детекторы	41
		2.2.4.1 Детекторы очень малой площади	42
		2.2.4.2 Детекторы малой площади	43

		2.2.4.3 Детекторы большой площади	46
	2.2.5	Система триггеров	49
	2.2.6	Идентификация мюонов	53
2.3	Модел	ирование и обработка экспериментальных данных	55
	2.3.1	Моделирование отклика детектора	55
	2.3.2	Реконструкция экспериментальных данных и данных	
		моделирования	56
	2.3.3	Обработка экспериментальных данных	58
Глава	3. Bo3	можность изучения механизмов рожления пар	
	J/ψ	в эксперименте COMPASS	60
3.1	, - Вклад	одиночного партонного рассеяния	60
3.2	Вклад	внутреннего очарования пиона	60
3.3	Вклад	двойного партонного рассеяния	62
3.4	Возмо	жность проверки гипотезы внутреннего очарования	
	пиона	в эксперименте COMPASS	63
3.5	Рожде	ние пар J/ψ одновременно через SPS и IC	64
_			
Глава	4. IIou	ск событий рождения пар J/ψ и изучение	
	мех	анизмов их рождения	67
4.1	Поиск	событий рождения одиночных J/ψ , оценка массы и	
	ширин	ы пика	67
4.2	Критеј	рии отбора событий рождения пар J/ψ	70
4.3	Оценка	а числа фоновых событий	74
	4.3.1	Комбинаторный фон	75
	4.3.2	Фон от наложения взаимодействий	77
	4.3.3	Распад пары B -мезонов \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	79
4.4	Модел	ирование событий одиночного и парного рождения	
	J/ψ м	етодом Монте-Карло	80
4.5	Оценк	а сечения рождения пар J/ψ	82
4.6	Попра	вка на аксептанс установки COMPASS	83
4.7	Изуче	ние систематических ошибок	85
	4.7.1	Неопределенность $\sigma_{J/\psi}$	85
	4.7.2	Погрешность оценки фона	86

Стр.

	4.7.3	Ошиб	ка оп	енки	а ако	сепл	ганс	ca.			•	•		•	•	•			•	•	87
	4.7.4	Неопр	редел	енно	сть	чис	ла .	J/4	, .			•				•			•	•	87
4.8	Оценка	а вкла	дов S	PS v	ı IC	•	•••	•••		• •	•	•		•	•	•		•	•	•	88
Заклю	чение					••					•	•	•••		•	•			• •	•	91
Списон	к литеј	ратур	ы.								•	•			•	•		•	• •	•	93
Списон	к рису	нков						•••			•	•	•••		•	•		•	• •	•	104
Списон	к табли	иц	•••			•••					•	•		•	•	•		•	• •	•	109
Прило	жение	А. П	арам	етри	ыс	бы	тиі	йр	ож	де	ни	Я	па	\mathbf{p}	J_{\prime}	/ψ	в				
		\mathbf{N}	\mathbf{H}_3 m	ише	ни							•			•	•		•	•	•	110

Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) — теория сильных взаимодействий, которая описывает процессы, происходящие на больших энергетических масштабах, при которых константа сильного взаимодействия α_S принимает значения меньше единицы. При $\alpha_S > 1$ в КХД неприменим пертурбативный подход, амплитуду процесса нельзя разложить в ряд по степеням константы взаимодействия. Это приводит к проблеме описания структуры адронов в КХД – одной из важнейших проблем современной физики элементарных частиц. Для описания процессов взаимодействия адронов используются функции партонных распределений, которые не считаются из первых принципов, а извлекаются из экспериментальных данных. На масштабах, близких к массам адронов, применяют факторизационную теорему, согласно которой сечение жесткого взаимодействия адронов А и В может быть представлено в виде свертки функций партонных распределений и сечения жесткого взаимодействия партонов, которое описывается КХД:

$$\sigma_{AB} \sim \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_a^A(x_a) f_b^B(x_b) \sigma_{ab}, \qquad (1)$$

где σ_{ab} – сечение жесткого взаимодействия партонов *a* и *b*, $f_a^A(x_a)$ и $f_b^B(x_b)$ – функции партонных распределений.

В современной кварковой модели адроны могут быть описаны, как составные частицы, включающие в себя партоны: глюоны, валентные кварки и морские кварки. Валентные кварки определяют квантовые числа адронов. Глюоны являются переносчиками сильного взаимодействия, а также могут разделяться, и формировать кварк-антикварковые пары (морские кварки) и другие глюоны.

В 1980-ом году в работе [1] выдвинута гипотеза, в которой постулируется существавание долгоживущей фоковской компоненты в адроне, содержащей пару *с*-кварков. Такие кварки могут появляться в результате непертурбативных взаимодействий глюонов, и несут большую часть импульса адрона. Понимание роли непертурбативных взаимодействий в адронах – один из важнейших вопросов КХД, связанных со структурой адронов. Несмотря на многочисленные попытки поиска проявлений внутреннего очарования адронов, первые указания на существование внутренних очарованных кварков в протоне были получены коллаборацией NNPDF из глобального фита экспериментальных данных лишь в 2022-ом году [2].

Кварковая модель не запрещает существование сложных систем, например, состоящих из четырёх или пяти кварков. Существование тетракварковых состояний, в состав которых входит две пары *с*-кварков, было впервые предсказано еще в 1975-ом году [3—5], а экспериментальные указания на существование таких систем появились только в 2020-ых годах [6—8].

Впервые события рождения пар J/ψ были экспериментально обнаружены коллаборацией NA3 в 1980-х [9; 10]. Экспериментальная установка NA3 представляла собой типичный эксперимент на неподвижной мишени и использовала пионные пучки 150 и 280 ГэВ/с, а также протонный пучок 400 ГэВ/с. Данные NA3 по парному рождению J/ψ вызвали немалый интерес, и были интерпретированы с точки зрения различных механизмов рождения: одиночное и двойное рассеяние партонов [11—13], проявление внутреннего очарования в пионе [14], рождение пары J/ψ через промежуточное связанное состояние [15]. В последнее десятилетие события парного рождения J/ψ наблюдаются и изучаются в коллайдерных экспериментах на LHC [16—19] и Тэватроне [20].

СОМРАЅЅ – эксперимент на неподвижной мишени, расположенный в ЦЕРН (г. Женева, Швейцария), который использует мюонные (160 ГэВ/c) и адронные (190 ГэВ/c) пучки для изучения спиновой структуры нуклонов и адронной спектроскопии. В физическую программу эксперимента входит изучение спиновой структуры нуклонов через процесс Дрелла-Яна с использованием пионного пучка 190 ГэВ/c. Данные эксперимента COMPASS могут быть использованы для изучения механизмов рождения пар J/ψ на энергиях $\sqrt{s} = 18.9$ ГэВ, а также могут разрешить вопросы, связанные с проявлением внутреннего очарования адронов в других экспериментах.

Целью работы является изучение механизмов рождения пар J/ψ мезонов и определение их вклада в сечение рождения пар J/ψ в условиях эксперимента COMPASS.

В список основных задач работы входят:

– разработка критериев отбора и поиск событий одиночного и парного рождения J/ψ в данных эксперимента COMPASS;

- моделирование и изучение аксептанса установки для событий рождения одиночных и парных J/ψ ;
- выявление основных источников фоновых событий и систематических погрешностей;
- оценка сечения рождения парных *J*/ψ на различных ядерных мишенях;
- оценка вклада основных механизмов рождения;
- оценка статистической и систематической погрешностей измерения.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. определены сечения рождения пар J/ψ при взаимодействии $\pi^$ пучка 190 ГэВ/*c* с ядерными мишенями (NH₃, Al, W) в области $x_{\parallel 2J/\psi} > 0.4$. Для NH₃ мишени получены дифференциальные сечения рождения пар J/ψ в зависимости от кинематических переменных;
- 2. впервые изучены вклады в сечение различных механизмов рождения пар J/ψ мезонов на энергиях эксперимента COMPASS. Показано, что экспериментальные данные в пределах ошибок согласуются с моделью одиночного рассеяния партонов. Получено ограничение на верхний предел сечения рождения пар J/ψ через механизм внутреннего очарования пиона в диапазоне $x_{||\ 2J/\psi} > 0.4$: $\sigma_{2J/\psi}^{IC}/\sigma_{2J/\psi} < 0.24$ (CL = 90%);
- 3. было показано, что интерпретация результатов NA3 по рождению пар J/ψ в пион-нуклонных взаимодействиях в рамках доминирования механизма внутреннего очарования пиона неверна.

Научная новизна.

- 1. Впервые проанализирован вклад различных механизмов в рождение пар J/ψ в пион-нуклонных взаимодействиях на энергиях $\sqrt{s} = 18.9$ ГэВ в системе центра масс.
- 2. Получены исходные данные для изучения ядерных эффектов и Азависимости процессов, в которых рождается состояние с тяжелой массой.
- Получен спектр инвариантных масс пар J/ψ, который позволит проверить различные теоретические модели рождения экзотических состояний, и установить верхний предел на их сечение рождения.

Практическая значимость: результаты работы могут быть использованы для изучения внутренней структуры адронов и спектроскопии экзотических адронных состояний, а также для проектирования будущих экспериментов физики частиц (NICA SPD, AFTER@LHC, и т.д.).

Достоверность результатов обеспечивается независимой проверкой результатов работы внутри коллаборации COMPASS, а также публикацией результатов работы в рецензируемых журналах.

Апробация работы: результаты диссертации неоднократно докладывались и обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации COMPASS, на сессиях Программно-консультативного комитета по физике частиц ОИЯИ, семинарах Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, были доложены автором на следующих международных конференциях:

- 1. 9th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP-2020), Крит, Греция, 4-12 сентября 2020.
- 2. Quarkonia as Tools 2021 (проходила онлайн, в связи с Covid-19), 22-26 марта 2021.
- 3. 13th International workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC 2022), Мадрид (Испания), 14-18 ноября 2022.
- 4. International Workshop on Hadron Structure and Spectroscopy 2023, Прага, Чехия, 25-28 июня 2023.

Личный вклад: автор диссертации принял непосредственное участие на каждом этапе набора и анализа данных. Автор участвовал в наборе экспериментальных данных 2018-го года, которые использовались в анализе, принимал участие в предварительной обработке набранных данных, внес основной вклад в отбор и анализ событий рождения пар J/ψ в эксперименте COMPASS. Автором разработаны и реализованы критерии отбора событий, оценено число сигнальных и фоновых событий, выполнено Монте-Карло моделирование изучаемого процесса, изучен отклик установки, установлены источники систематических ошибок, и определены их вклады. Автор принял активное участие в обсуждении результатов анализа внутри коллаборации COMPASS, внёс определяющий вклад в подготовку публикации с результатами анализа.

Публикации: основные результаты по теме диссертации изложены в трёх публикациях, в реферируемых научных журналах, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus. Объем и структура работы: диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и приложения. Полный объём диссертации составляет 112 страниц, включая 52 рисунка и 9 таблиц. Список литературы содержит 112 наименований.

Глава 1. Рождение одиночных и двойных кваркониев

1.1 Квантовая хромодинамика

Стандартная модель объясняет структуру материи и описывает силы, которые действуют между элементарными частицами, входящими в состав более сложных частиц. Она объединяет в себе три фундаментальных взаимодействия: электромагнитное, слабое и сильное. Элементарные точечные частицы называются фермионами и делятся на две подгруппы: кварки (u, d, c, s, t, b) и лептоны (e, μ, τ). Каждый лептон, в свою очередь, связан с соответствующим ароматом нейтрино ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$). Каждому фермиону соответствует антифермион – частица, обладающая той же массой и спином, но имеющая противоположные заряды, барионное и лептонное квантовые числа.

Взаимодействия фермионов осуществляются за счет обмена переносчиками взаимодействия (калибровочными бозонами). Так, переносчиком электромагнитного взаимодействия является квант электромагнитного поля — фотон (γ), переносчиком сильного взаимодействия — электрически нейтральный безмассовый глюон (g), переносчиками слабого взаимодействия являются массивные W- и Z-бозоны. W-бозоны могут иметь как положительный, так и отрицательный электрический заряд, а Z-бозон электрически нейтрален.

Теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика (КХД) – характеризуется константой сильного взаимодействия α_S , которая зависит от энергетического масштаба, характеризующего физический процес. С ростом энергетического масштаба константа связи уменьшается и, наоборот, увеличивается при его уменьшении (рис. 1.1). Это явление известно как асимптотическая свобода.

Основным инструментом вычисления наблюдаемых в КХД является разложение амплитуды процесса в ряд по константе сильного взаимодействия α_S . В пертурбативной области, при $\alpha_S < 1$, КХД успешно описывает экспериментальные данные. Однако при $\alpha_S > 1$ теория возмущений становится неприменимой. Для описания адронных взаимодействий при высоких энергиях применяют теорему о факторизации, согласно которой сечение жесткого взаимодействия можно представить в виде свертки функций партонных распределений сталкивающихся адронов (Parton distribution functions - PDF) с сечениями жесткого взаимодействия партонов. Важным свойством функций партонных распределений является их универсальность. Эти функции не зависят от конкретного процесса. Вычисление PDF и получение информации о структуре адронов из первых принципов до сих пор является нерешенной задачей. Поэтому функции партонных распределений извлекают из экспериментальных данных. Пример функций партонных распределений в протоне (NNPDF3.0 [21]) показан на рисунке 1.2.

Одним из наиболее важных свойств КХД является явление конфайнмента. Оно тесно связано с механизмом формирования адронов в КХД, и заключается в том, что в эксперименте наблюдаются только бесцветные связанные состояния кварков и глюонов [22].

Адроны высоких энергий могут быть описаны, как составные частицы, включающие в себя партоны: глюоны, валентные кварки и морские кварки. Валентные кварки связаны между собой сильным взаимодействием, и формируют барионы, которые состоят из трёх кварков, и мезоны, состоящие из кварка и антикварка. Так, например, протон состоит из трёх кварков (*uud*). Два *u*-кварка отличаются различным цветовым зарядом, который может иметь шесть значений (красный, зеленый, синий, а также соответствующие антицвета). Цветовой заряд подбирается так, чтобы сформированная частица была бесцветная. Глюоны, связывающие валентные кварки, также могут разделяться, и формировать кварк-антикварковые пары (морские кварки) и другие глюоны. Морские кварки несут долю импульса адронов, а квантовые числа адронов определяют валентные кварки.

1.2 Рождение J/ψ и модели адронизации

В 1974-ом году двумя независимыми группами физиков в США был обнаружен резонанс с массой $3.1 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2 \ [24; 25]$. Такая большая масса свидетельствовала о том, что в его состав входит пара тяжелых кварков с массой около $1.5 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$. Обнаруженный резонанс получил двойное название J/ψ . Дальнейшие открытия, например, открытие $\psi(2S)$ -мезона [26] подтвердили, что в состав J/ψ входит пара $c\bar{c}$ кварков, и тем самым входит в группу





Рисунок 1.1 — Зависимость константы сильного взаимодействия α_S от квадрата переданного импульса Q² [23].

Рисунок 1.2 — Пример функций партонных распределений, описывающих долю импульса, уносимую партонами в протоне [21].

чармониев (рис. 1.3). Позднее были обнаружены и боттомонии, состоящие из $b\bar{b}$ кварков. Системы, состоящие из пары кварка и антикварка одного и того же аромата, стали называться кваркониями. Таким образом, с открытием J/ψ было подтверждено существование очарованных кварков, была дополнена кварковая модель, и это открытие способствовало созданию и развитию Стандартной модели.



Рисунок 1.3 — Спектр и квантовые числа чармониевых состояний [23].

12

Чармониевые состояния характеризуются угловым моментом (J), спином (S) и орбитальным угловым моментом (L). Состояние J/ψ находится в ${}^{3}S_{1}$ состоянии и имеет квантовые числа J = 1, S = 1 и L = 0.

В современных экспериментах физики частиц *J*/ψ-мезоны могут быть получены тремя способами:

- прямое рождение: J/ψ рождаются непосредственно в первичном столкновении;
- рождение J/ψ в распадах других чармониевых состояний, которые рождаются в первичном взаимодействии (разрешенные переходы между состояниями чармония показаны на рисунке 1.3);
- 3. рождение J/ψ в распадах *B*-мезонов.

Несмотря на долгую историю изучения J/ψ , до сих пор до конца непонятен механизм рождения этого резонанса. Было разработано множество теоретических моделей и эффективных теорий, описывающих процесс перехода $c\bar{c}$ пары в связанное состояние J/ψ , однако все они ограничены непертурбативной природой процесса адронизации. По этой причиние ни одна из моделей не объясняет все существующие экспериментальные данные. Открытым остаётся и вопрос отношения между вкладами от кваркантикварковой аннигиляции и от слияния глюонов. Наиболее популярные модели, используемые для описания адронизации $c\bar{c}$ пары в J/ψ , кратко рассмотрены ниже.

1.2.1 Модель цветовых синглетов

Модель цветовых синглетов (Colour Singlet Model - CSM) [27] была предложена вскоре после открытия J/ψ -мезона. В модели используется несколько постулатов и предположений.

- Предполагается, что рождение кварковой $c\bar{c}$ пары происходит в два этапа. На первом этапе происходит рождение пары тяжелых кварков $Q\bar{Q}$ на массовой поверхности, а на втором происходит переход от пары тяжелых кварков к физическому кварконию. Предполагается, что расчет этих двух процессов может быть факторизован.
- Первый процесс происходит на масштабе $\sqrt{M^2 + p_T^2}$, и предполагается пертурбативным. Сечение этого процесса может быть посчитано с помощью диаграмм Фейнмана. Второй процесс происходит на масштабах порядка размера кваркония.

- Процесс перехода тяжелой пары кварков в кварконий использует статическое приближение. Поскольку процесс касается рождения тяжелых кварков, их относительная скорость должна быть небольшой, поэтому предполагается, что они покоятся в системе покоя мезона.
- Предполагается, что цвет и спин пары тяжелых кварков не меняются во время образования кваркония. Следовательно, поскольку кварконий должен быть бесцветным, предполагается, что пара тяжелых кварков находится в цвето-синглетном состоянии, откуда модель и получила свое название.

Сильной стороной модели является её простота и предсказательная сила: в качестве входных данных модель требует только функцию распределений партонов и волновую функцию, которая может быть определена из экспериментальных данных.

Модель цветовых синглетов была успешно применена при расчетах амплитуд рождения J/ψ в ведущем порядке теории возмущений (Leading Order - LO) при относительно низких энергиях [28]. Однако, изучение рождения J/ψ на Тэватроне показало, что модель сильно занижает сечение и не воспроизводит форму p_T распределения [29]. Добавление вклада фрагментации в следующем приближении (Next-to-Leading Order -NLO) [30] позволило воспроизвести форму экспериментального распределения (рис. 1.4). Однако, величина сечения рождения J/ψ все еще была сильно недооценена. Вдобавок, применение модели к расчету амплитуды рождения кваркония с более высоким орбитальным угловым моментом привело к инфракрасным расходимостям. Это означает, что данный подход факторизации ограничен, и требует расширения [31].

1.2.2 Нерелятивистская КХД

Нерелятивистская КХД (Non-Relativistic QCD - NRQCD) [32; 33] – это эффективная теория поля. В отличие от модели цветовых синглетов, NRQCD представляет процесс в котором пары $Q\bar{Q}$ могут рождаться в цвето-синглетном и в цвето-октетном состояниях. Пары тяжелых кварков, сформированные в цвето-октетном состоянии, будут излучать один или несколько мягких глюонов, чтобы физический кварконий находился в цвето-синглетном состоянии. Как и в цвето-синглетной модели, в NRQCD



Рисунок 1.4 — Дифференциальное сечение рождения J/ψ в цвето-синглетной модели (фрагментация и ведущее приближение) в зависимости от p_T , и сравнение с данными прямого рождения J/ψ эксперимента CDF [31].

процесс рождения кваркония разложен на два процесса, которые отвечают за рождение пары тяжелых кварков и образование физического кваркония, соответственно.

Матричные элементы на коротких расстояниях (Short Distance Matrix Elements - SDME) зависят от процесса, и могут быть рассчитаны пертурбативно с использованием константы сильной связи α_s . Непертурбативный процесс на больших расстояниях учитывается посредством суммы матричных элементов на больших расстояниях (Long Distance Matrix Elements -LDME). Сечение рождения кваркония H может быть записано в виде

$$\sigma(H) = \sum_{n} \sigma_n(\Lambda) \langle O_n^H(\Lambda) \rangle, \qquad (1.1)$$

где Λ определяет энергетический масштаб процессов. Индекс n обозначает квантовые числа промежуточного $c\bar{c}$ состояния: цвет, спин и угловой момент. Сечение рождения пары тяжелых кварков в состоянии n представлено как $\sigma_n(\Lambda)$, а элементы матрицы LDME записаны как $\langle O_n^H(\Lambda) \rangle$. Потенциально существует бесконечно много LDME, которые нужно учитывать, но они могут быть представлены как разложение Тейлора по степеням относительной скорости тяжелого кварка v в мезоне и обрезаны в некотором порядке по v. Значение элементов матрицы LDME можно извлечь из экспериментальных данных, а также вычислить на решетке. Модель CSM может быть получена из NRQCD, если цвето-синглетные члены взяты в ведущем порядке по v.

1.2.3 Модель испарения цвета

Модель испарения цвета (Colour Evaporation Model - CEM) [34; 35] впервые была предложена через три года после открытия J/ψ , и была пересмотрена в 1996-ом году [36]. В отличие от цвето-синглетной модели, CEM не предполагает, что тяжелая пара кварков рождается в цвето-синглетном состоянии, но вместо этого её цвет и спин размазываются мягкими взаимодействиями, которые происходят после рождения $Q\bar{Q}$ пары. Следовательно, вероятность того, что $Q\bar{Q}$ пара окажется в цвето-синглетном состоянии, а не в цвето-октетном, равна 1/9. В модели испарения цвета сечение рождения пары кварков считается путем интегрирования по массе, где нижним пределелом интеграла является масса рождённой пары тяжелых кварков $2m_Q$, а верхним пределом масса тяжелых мезонов, $2m_{\bar{q}Q}$. Таким образом, полное сечение рождения кваркония задается уравнением:

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2mQ}^{2m_{\bar{q}Q}} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm}.$$
(1.2)

Сечение рождения конкретного кваркония (например, $J/\psi)$ задается формулой

$$\sigma_{J/\psi} = \rho \cdot \sigma_{onium}, \tag{1.3}$$

где *р* – множитель, учитывающий распределение сечения между образовавшимися кваркониями.

В работах [37—39] модель испарения цвета использована для предсказания поляризации J/ψ . Хотя модель испарения цвета феноменологически приемлема и относительно проста, у нее есть несколько ограничений. Например, из экспериментальных наблюдений следует, что соотношение различных состояний меняется в зависимости от процесса рождения и кинематики.

1.3 Рождение пары J/ψ в партонных взаимодействиях

Экспериментальное наблюдение коллаборацией NA3 событий с парой J/ψ в конечном состоянии с использованием пионного [9] и протонного [10] пучка вызвало немалый интерес, способствовало развитию и применению различных теоретических моделей и гипотез для описания этих данных. Краткий обзор основных подходов, используемых для описания рождения пар J/ψ , приведен ниже.

1.3.1 Одиночное партон-партонное рассеяние (SPS)



Рисунок 1.5 — Схема рождения двух пар *cc* кварков через механизм одиночного партонного рассеяния.

В работе [11] показано, что при взаимодействии пионного пучка с неподвижной ядерной мишенью, большая часть вклада в сечение рождения пар J/ψ вносится процессом $q\bar{q} \rightarrow 2J/\psi$. Также образование пар J/ψ может происходить и путем глюон-глюонного слияния $gg \rightarrow 2J/\psi$. С ростом энергии взаимодействия вклад в рождение пары J/ψ от слияния глюонов становится все более значимым.

Сечение рождения пар J/ψ примерно на три порядка меньше сечения рождения одиночных J/ψ . Такая разница в сечении объясняется тем, что в случае рождения пар J/ψ необходимо рождать более тяжелое конечное состояние. Также данный процесс подавлен на α_s : в ведущем приближении диаграммы процессов рождения пар J/ψ начинаются от α_s^4 , тогда как процессы рождения одиночных J/ψ имеют порядок α_s^3 . Диаграмма рождения двух пар $c\bar{c}$ кварков в процессе одиночного партон-партонного рассеяния показана на рисунке 1.5.

Сечение рождения пары J/ψ в одиночном партонном рассеянии можно оценить, обобщив формулы для сечения рождения $Q\bar{Q}$ пары. Например, сечение рождения кваркония X в модели испарения цвета определяется выражением:

$$\sigma(X) = \frac{1}{9} \cdot \rho_X \cdot \sigma(Q\bar{Q}), \qquad (1.4)$$

где X обозначает состояние кваркония $(J/\psi, \psi(2S), и \text{ т.д.})$. В частности, для J/ψ -мезона $\rho_{J/\psi} \approx 0.2$. Формула 1.4 может быть обобщена для вычисления сечения рождения пары J/ψ :

$$\sigma(2J/\psi) = \frac{1}{9} \frac{1}{9} \rho_{J/\psi} \rho_{J/\psi} \cdot \sigma(c\bar{c} + c\bar{c}), \qquad (1.5)$$

где $\sigma(c\bar{c} + c\bar{c})$ определяет сечение рождения двух пар $c\bar{c}$ -кварков.

1.3.2 Двойное партонное рассеяние (DPS)

В событиях двойного партонного рассеяния (Double Parton Scattering - DPS) происходят два процесса жесткого рассеяния (рис. 1.6). Экспериментальные свидетельства существования такого механизма были впервые обнаружены коллаборацией AFS в ЦЕРН [40] и были исследованы рядом других экспериментов, таких как CDF и D0 [41; 42]. В настоящее время доступны данные и с тремя J/ψ в конечном состоянии, которые интерпретируются, как тройное рассеяние партонов [43].

Теоретические расчеты сечения двойного партонного рассеяния основаны на предположении о том, что событие DPS может быть разложено на два события одиночного партонного рассеяния (Single Parton Scattering - SPS), которые не коррелируют и не интерферируют между собой. В общем виде сечение рождения пары J/ψ в протон-протонном столкновении в DPS записывается как

$$\sigma^{DPS}(pp \to 2J/\psi) = \frac{1}{2} \frac{\sigma^{SPS}(pp \to J/\psi)\sigma^{SPS}(pp \to J/\psi)}{\sigma_{eff}}, \quad (1.6)$$

где σ_{SPS} - сечение рождения J/ψ в одиночном партонном рассеянии. Множитель 1/2 связан с предположением, что число партон-партонных



Рисунок 1.6 — Схема рождения двух пар *cc̄* кварков через механизм двойного партонного рассеяния.

взаимодействий на одно столкновение распределено согласно статистике Пуассона. Коэффициент σ_{eff} характеризует эффективную площадь партон-партонных взаимодействий, считается универсальным для многих процессов и не зависит от энергии взаимодействия.

В случае взаимодействий адронов с ядерной мишенью, сечение DPS записывается в виде [44]:

$$\sigma^{DPS}(hA \to 2J/\psi) = \frac{1}{2} \frac{\sigma^{SPS}(hN \to J/\psi)\sigma^{SPS}(hN \to J/\psi)}{\sigma_{eff\ hA}},$$
(1.7)

где h обозначает адрон, A – заряд ядра, а $\sigma^{SPS}(hN \to J/\psi)$ – сечения рождения J/ψ , посчитанные для адрон-нуклонных взаимодействий.

1.3.3 Гипотеза внутреннего очарования адрона (IC)

Гипотеза внутреннего очарования адрона (Intrinsic charm of hadron - IC), известная также как BHPS (Brodsky, Hoyer, Peterson, Sakai) модель [1; 45], была разработана в начале 1980-х для объяснения рождения D^+ и Λ_c^+ в экспериментах на CERN ISR на энергиях $\sqrt{s} = 53$ и 63 ГэВ [46—49].

В модели BHPS волновая функция адрона может быть представлена в виде суперпозиции флуктуаций фоковских состояний, например,

$$|p\rangle \approx |uud\rangle + |uudg\rangle + |uudQ\bar{Q}\rangle \dots,$$
 (1.8)

где *uud* валентные кварки в протоне и Q = c,b. Фоковские компоненты с внутренним очарованием образуются путем виртуальных взаимодействий, таких как $gg \to Q\bar{Q}$. При взаимодействии адронов высоких энергий фоковские компоненты могут флуктуировать, и флуктуация может адронизироваться. Внутренние тяжелые кварки имеют множественные связи с валентными кварками и, таким образом, чувствительны к непертурбативной структуре адрона.

Существование внутреннего очарования адронов предсказывается пертурбативной КХД (pQCD). Гипотеза может быть распространена на любые ароматы кварков. Следует различать внутренние очарованные кварки (Intrinsic charm - IC) в адроне и обычные морские кварки, образующиеся при $q\bar{q}$ -аннигиляции и при расщеплении глюонов (Extrinsic charm -EC). Компонента внутреннего очарования генерируется непертурбативными взаимодействиями глюонов и существует на длительном временном промежутке. На высоких энергиях эту компоненту можно выбить на массовую поверхность адрона путем передачи небольшого импульса. На рисунке 1.7 показана доля очарованных кварков внутри протона [50]. Внутренние очарованные кварки внутри адрона несут большую долю импульса x, а пертурбативная компонента от морских кварков имеет больший вклад при меньших x.

Возможность образования пары J/ψ через механизм внутреннего очарования в пионе была высказана в работе [14]. В этом случае при взаимодействии π^- с мишенью флуктуирует фоковская компонента налетающей частицы, содержащая две пары $c\bar{c}$ кварков ($|d\bar{u}c\bar{c}c\bar{c}\rangle$). Диаграмма, иллюстрирующая эту компоненту, показана на рисунке 1.8. Предполагая наличие внутреннего очарования в пионе, сечение рождения пары J/ψ можно записать в форме [14]

$$\sigma_{2J/\psi} = f_{\psi/\pi}^2 \frac{P_{icc}}{P_{ic}} \sigma_{ic}, \qquad (1.9)$$

где $f_{\psi/\pi} \approx 0.03$ – доля $c\bar{c}$ пар, адронизующихся в J/ψ , P_{ic} и P_{icc} – вероятности появления фоковских состояний с внутренними $c\bar{c}$ и $c\bar{c}c\bar{c}$, соответственно, и $\sigma_{ic} \approx 0.5$ мб – сечение рождения внутренних $c\bar{c}$ кварков, посчитанное для пионного пучка с импульсом 200 ГэВ/c.

Гипотеза внутреннего очарования адрона может объяснить возможность $J/\psi \to \rho \pi$ распада, и отсутствие $\psi(2S) \to \rho \pi$ [51]. Если ρ -мезон имеет



Рисунок 1.7 — Распределение доли очарованных кварков в протоне [50]. Сплошной линией показан только пертурбативный вклад от морских кварков, штриховой линией показана полная доля очарованного кварка, включающая в себя внутреннее очарование.



Рисунок 1.8 — Схема рождения двух пар *cc̄* кварков через механизм внутреннего очарования пиона.

внутреннее очарование в своей волновой функции, фоковская компонента $|u\bar{d}c\bar{c}\rangle \rho$ -мезона будет максимальна с минимальной инвариантной массой. Чтобы инвариантная масса была минимальна, волновая функция очарованных кварков в $|u\bar{d}c\bar{c}\rangle$ не должна иметь узлов. Радиальная волновая функция J/ψ также не имеет узлов, так что волновая функция $|u\bar{d}c\bar{c}\rangle$ будет совпадать с волновой функцией $|c\bar{c}\rangle$ в $|u\bar{d}\rangle$. Таким образом, распад $J/\psi \to \rho\pi$ будет разрешен. С другой стороны, распад $\psi(2S) \to \rho\pi$ будет подавлен, так как радиальная волновая функция $\psi(2S)$ имеет узел, и эта волновая функция ортогональна волновой функции $c\bar{c}$ кварков из фоковского состояния ρ-мезона. Иллюстрация внутреннего очарования в ρ-мезоне показана на рисунке 1.9. Следует отметить, что существуют и другие механизмы, объясняющие эти распады [52].



Рисунок 1.9 — Диаграммы, иллюстрирующие внутреннее очарование в р-мезоне, и поясняющие возможность распада $J/\psi \to \rho \pi$ и отсутствие распада $\psi(2S) \to \rho \pi$ [51].

1.4 Рождение пары J/ψ в распадах частиц

Кварковая модель предсказывает существование не только $q\bar{q}$ мезонов и qqq адронов, но также и $q\bar{q}q\bar{q}$ тетракварков и $qqqq\bar{q}$ пентакварков. Начиная с 2003-го года, регулярно появляются всё новые сообщения об экспериментальном наблюдении чармоний-подобных состояний (или XYZ состояний), содержащих $c\bar{c}$ пару, свойства которых нельзя описать кварковой моделью. До сих пор внутренняя структура большинства XYZ состояний не ясна до конца. За годы изучения и открытий чармоний-подобных состояний было предложено множество объяснений их природы. Можно выделить несколько наиболее популярных объяснений экзотических для кварковой модели состояний:

 – глюболы: состоят только из валентных глюонов. Такие состояния возможны, потому что глюоны несут цветовой заряд и связаны друг с другом сильным взаимодействием;

- гибриды: $q\bar{q}g$ системы, включающие в себя валентные глюоны;
- мультикварковые состояния: связанные состояния четырёх (тетракварки) или пяти (пентакварки) кварков;
- адронные молекулы: могут представлять собой систему, состоящую из двух мезонов или мезона и бариона.

Впервые возможность существования тетракваркой $|c\bar{c}c\bar{c}\rangle$ частицы, которая может распадаться на пару J/ψ , была предсказана в 1975-ом году [3—5]. С тех пор появилось большое количество моделей и теоретических подходов для описания такого экзотического состояния. Наиболее популярной моделью, используемой для описания $|c\bar{c}c\bar{c}\rangle$ тетракварка, являются модель ди-дикварковой молекулы: $[cc][c\bar{c}]$ [53; 54] и $[c\bar{c}][c\bar{c}]$ [15; 55]. Пренебрегая размерами составляющих дикварков, для описания тетракваркового состояния можно использовать те же теоретические подходы, что и для описания мезонов. Эти же модели используются для описания других тетракварков, например, $|bb\bar{b}\bar{b}\rangle$, $|bb\bar{c}\bar{c}\rangle$ или $|bc\bar{b}\bar{c}\rangle$ [56].

В зависимости от используемой теоретической модели и квантовых чисел $|c\bar{c}c\bar{c}\rangle$ тетракварка, инвариантная масса продуктов распада находится в диапазоне от 6 до 7 ГэВ/ c^2 . Эти вычисления используются для предсказания инвариантной массы пары J/ψ в различных экспериментах, однако, экспериментальных результатов, пригодных для поисков экзотических резонансов в спектре масс пар J/ψ очень мало.

В 2020-ом году коллаборация LHCb опубликовала результаты, указывающие на существование экзотических резонансов в спектре инвариантных масс пар J/ψ [6]. В анализе использовались данные протон-протонных взаимодействий, полученных на энергиях $\sqrt{s} = 7$, 8, и 13 ГэВ. В спектре инвариантных масс пар J/ψ была обнаружена структура недалеко от порога рождения пары, которая может быть связана с продуктами распада возбужденных состояний чармония или иметь вклады от четырехкварковых состояний. Еще один сигнал в районе 6900 МэВ/ c^2 получил название X(6900). Для описания спектра инвариантных масс коллаборация LHCb использовала две модели. В первой модели учитывался вклад от одиночного и двойного партонного рассеяния, а Брейт-Вигнеровские функции использовались для описания пиков от возможных четырехкварковых состояний (рис. 1.10(а)). Статистическая значимость сигнала X(6900) в этой модели составила 5.1 σ , а отношение сечения рождения X(6900) к инклюзивному рождению пар $J/\psi \frac{\sigma_{X(6900)} \cdot BR(X(6900) \to J/\psi J/\psi)}{\sigma_{J/\psi J/\psi}} = [1.1 \pm 0.4 (стат) \pm 0.3 (сист)]%. Другая модель дополнительно учитывала интерференцию между структурой у порога рождения и одиночным партон-партонным рассеянием (рис. 1.10(б)). В этом случае сигнал <math>X(6900)$ наблюдался со статистической значимостью 6.4 σ .



Рисунок 1.10 — Спектр инвариантных масс пар *J*/ψ, построенный на данных эксперимента LCHb [6]. а) Первая модель, используемая коллаборацией LHCb. б) Вторая модель, с учетом интерференции между SPS и структурой у порога рождения пары.

В 2022-ом году коллаборации ATLAS и CMS показали спектры инвариантных масс пар J/ψ , в которых четко виден пик X(6900) [7; 8]. Используя те же модели аппроксимации данных, что и LHCb, коллаборация CMS сообщила о двух новых резонансах с массами $M(X(6600)) = 6552 \pm 10_{stat} \pm 12_{syst}$ $M \Rightarrow B/c^2$ и $M(X(7300)) = 7287 \pm 19_{stat} \pm 5_{syst}$ M \Rightarrow B/ c^2 .

Пары J/ψ могут быть обнаружены в распадах тяжелых частиц, в состав которых входят *b*-кварки. Примерами таких состояний служат η_b и $\chi_{b0,1,2}$. В работе [57] η_b распадается на пару J/ψ с вероятностью $7 \times 10^{-4\pm 1}$, а предсказанные относительные вероятности распада для $\chi_{b0,1,2}$ меньше, чем 10^{-4} [58]. В эксперименте CMS была произведена попытка поиска η_b резонанса в спектре инвариантных масс пар J/ψ [19], однако сигнал η_b не был обнаружен.

Отдельного изучения требует рождение двух J/ψ в распаде пары *B*-мезонов. Верхние пределы на парное рождение *B*-мезонов, с использованием данных с тремя и четырьмя мюонами в событии, были получены в работе [10]. Для канала $gg \to B\bar{B}$ были получены верхние пределы на $\sigma_{B\bar{B}}$ в

диапазоне от 2 до 40 нб (CL=90%), а для $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$ в диапазоне от 20 до 300 нб (CL=90%). Широкий диапазон полученных значений объясняется использованием различных наборов данных.

1.5 Распады возбуждённых состояний чармония

На энергиях экспериментов с фиксированной мишенью прямое рождение одиночных J/ψ дает вклад в сечение только порядка 60% (см. таблицу 1). Остальные 40% дают J/ψ из распадов других состояний чармония. По этой причине для оценки сечения рождения пар J/ψ необходимо также учитывать распады возбужденных состояний чармония ($\psi(2S), \chi_{1c}, \chi_{2c}$).

В работе [59] были вычислены вклады от таких распадов в $\pi^- N$ взаимодействиях. Полученные предсказания согласуются с экспериментальными результатами на энергиях $\sqrt{s} = 18-65$ ГэВ [60].

Это подчеркивает важность учета возбужденных состояний чармония в моделировании рождения пар J/ψ .

Таблица 1 — Относительные распады возбужденных состояний чармония $\psi(2S), \chi_{1c}$ и χ_{2c} по каналам распада в $J/\psi + X$ и $J/\psi + \gamma$, и сечение рождения этих состояний в $\pi^- N$ взаимодействиях, нормированное на сечение рождения J/ψ [59].

Состояние чармония	Масса (ГэВ)	Мода распада (Br)	Вклад в рождение J/ψ
J/ψ	3.10	-	0.57 ± 0.03
$\psi(2S)$	3.69	$J/\psi + X \ (61\%)$	0.08 ± 0.02
$\chi_{1c}(1P)$	3.51	$J/\psi + \gamma (34\%)$	0.20 ± 0.05
$\chi_{2c}(1P)$	3.56	$J/\psi + \gamma (19\%)$	0.15 ± 0.04

1.6 Обзор экспериментальных результатов

1.6.1 Изучение парного рождения *J*/ψ в экспериментах на фиксированной мишени

Впервые события с двумя J/ψ в конечном состоянии были обнаружены в данных эксперимента NA3 в 1982-ом году [9], а позднее, и в 1985-ом году [10]. Экспериментальная установка NA3 (рис. 1.11) представляла собой типичный спектрометр с неподвижными мишенями. В работе спектрометра использовалась жидководородная (протонная) мишень длиной 30 см, а также платиновая (ядерная) мишень длиной 6 см. Мишени были расположены на расстоянии 45 см друг от друга. В эксперименте использовались $p, \bar{p}, K^{\pm},$ π^{\pm} пучки интенсивностью 3-5 · 10^7 частиц в секунду. Для ослабления потока частиц, проходящих через спектрометр, использовалась заглушка, задерживающая около 80% потока заряженных частиц. Заглушка была установлена позади ядерной мишени, состояла из 1.5 м стали и имела внутреннюю часть из урана и вольфрама. Блоки стали были расположены вокруг конической части заглушки. Апертурный угол конуса мог быть выбран равным 20 или 30 мрад. Остальные части спектрометра (магнит, трековые детекторы и счетчики частиц, триггерные годоскопы) располагались вдоль пучка позади заглушки. В конце спектрометра дополнительно располагался железный поглотитель длиной 1.8 метра, который выполнял роль мюонного фильтра и поглощал низкоэнергетичные фоновые частицы. Триггерные годоскопы располагались позади мюонного фильтра и отбирали мюоны, образовавшиеся в мишенях. Система триггеров накладывала ограничения на вертикальную компоненту поперечного импульса мюонов. Для регистрации одиночный мюон должен иметь $p_T > 1 \Gamma \Im B/c$, а в случае двух мюонов в событии накладывалось ограничение $p_T > 1 \ \Gamma \Rightarrow B/c$ на каждый. Такие требования убирали большую долю частиц, образовавшихся в результате распада пионов и каонов, а также убирали легкие мезоны, такие как ρ , ϕ и ω . Более подробное описание спектрометра NA3 содержится в работе [61].

Для регистрации мюона спектрометром, мюону необходимо было пройти через 3 метра железа. При прохождении через спектрометр мюоны взаимодействовали с веществом детекторов, и тратили часть своей энергии на ионизацию и радиационные эффекты. Например, проходя через 3 м железа, мюон с испульсом 150 ГэВ/*c* теряет более чем 7.5 ГэВ своей энергии. Эти потери закладываются в понятие аксептанса установки, который зависит от геометрии установки, и также включает в себя кинематику частиц. Аксептанс установки NA3, как функция продольной доли импульса мюонной пары в системе центра масс x_F и поперечного импульса p_T , показан на рисунке 1.12. Кривые соответствуют инвариантным массам мюонных пар М = 4.5 ГэВ/*c*² и 9.5 ГэВ/*c*² и получены для пучка импульсом 200 ГэВ/*c* [61].



Рисунок 1.11 — Схема экспериментальной установки NA3 [61]. T1, T2, T3 – триггерные годоскопы, PC1-PC6 – пропорциональные счетчики.

При отборе событий с парами J/ψ на каждую J/ψ ставился отбор $x_F = \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}} > 0$, поскольку при $x_F < 0$ аксептанс установки быстро падал (рис. 1.12). Для прохождения через спектрометр NA3 и последующей регистрации каждая частица J/ψ должна была иметь минимальный продольный импульс. Для пионных пучков 150 ГэВ/с и 280 ГэВ/с этот порог составлял примерно 27 ГэВ/с, и 39 ГэВ/с соответственно. Для события с двумя J/ψ в конечном состоянии эти пороговые значения должны быть примерно в два раза больше. Вероятность зарегистрировать событие парного рождения J/ψ у порога была мала, так как аксептанс в этой области был мал. Это означает, что в эксперименте NA3 было невозможно зарегистрировать пару J/ψ с продольной долей импульса ниже 0.4 и 0.3 для пучков с импульсом 150 и 280 ГэВ/с, так как мюоны, имеющие малый импульс, были поглощены веществом установки или отброшены триггером.

В анализе парного рождения J/ψ в эксперименте NA3 [9] оценка аксептанса установки была выполнена с использованием метода Монте-Карло. В качестве входных данных моделирования использовались пары J/ψ , составленные из одиночных J/ψ , взятых из данных NA3. События рождения пар J/ψ были опубликованы коллаборацией NA3 без поправки на аксептанс установки [9; 10]. Значения продольного импульса пар J/ψ , обнаруженных NA3, показан на рисунке 1.13. Эти события были интерпретированы с точки зрения одиночного [11; 12] и двойного [13] партонного рассеяния, также



Рисунок 1.12 — Аксептанс установки NA3 как функция x_F и поперечного импульса p_T . Кривые соответствуют инвариантным массам мюонных пар

 $M = 4.5 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$ и $9.5 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$. Распределения показаны для пучка

200 ГэВ/c [61].



Рисунок 1.13 — Продольный импульс пар *J*/ψ, обнаруженных в эксперименте NA3 с использованием пионного пучка.

была предпринята попытка описать эти события как результат распада тетракварка [15].

В работе [14] высказано предположение о том, что пары J/ψ в данных NA3 появились через механизм внутреннего очарования пиона [14]. В этом случае пара J/ψ материализуется благодаря фоковской компоненте пиона $|d\bar{u}c\bar{c}c\bar{c}\rangle$. На рисунке 1.14 показаны данные парного рождения J/ψ в эксперименте NA3, и описание продольного импульса парных и одиночных J/ψ гипотезой внутреннего очарования пиона.

1.6.2 Изучение рождения пар J/ψ в коллайдерных экспериментах на LHC и на Тэватроне

События парного рождения J/ψ наблюдались в экспериментах на LHC и на Тэватроне: ATLAS [16], LHCb [17; 18], CMS [19], и D0 [20]. В таблице 2 показаны результаты измерений сечения рождения пар J/ψ , выполненных в коллайдерных экспериментах в разных кинематических диапазонах.

С точки зрения механизмов рождения пар J/ψ коллайдерные эксперименты существенно отличаются от экспериментов на неподвижной мишени.



Рисунок 1.14 — Распределения доли продольного импульса для пар J/ψ и одиночных J/ψ из пар в эксперименте NA3 [14]. Данные эксперимента получены с использованием пионных и протонного пучков [9; 10]. Кривые соответствуют предсказаниям гипотезы внутреннего очарования адрона.

Таблица 2 — Сечение рождения пар J/ψ в коллайдерных экспериментах.

Г	n				G ()			
	Эксперимент	Энергия (\sqrt{s})	Процесс	Кинематическая область	Сечение $(\sigma_{2J/\psi})$			
	D0	1.96 ТэВ	$p\bar{p} \rightarrow 2J/\psi + X$	$p_{J/\psi}>4$ Гэ $\mathrm{B}/c, \mathfrak{\eta}_{J/\psi} <2$	$129 \pm 11($ стат $) \pm 37($ сист $) \phi б$			
				$ y_{J/\psi} < 1.2$ для $p_{J/\psi} > 6.5$ Гэ $\mathrm{B}/c,$				
	CMS	7 ТэВ	$pp \rightarrow 2J/\psi + X$	$1.2 < y_{J/\psi} < 1.43$ для $p_{J/\psi} > 6.5 ightarrow 4.5$ ГэВ/ c ,	$1.49 \pm 0.07 ({\rm стат}) \pm 0.13 ({\rm сист})$ нб			
				$1.43 < y_{J/\psi} < 2.2$ для $p_{J/\psi} > 4.5$ Гэ B/c				
	LHCb	7 ТэВ	$pp \rightarrow 2J/\psi + X$	$2 < y_{J/\psi} < 4.5, p_{T \ J/\psi} < 10 \; \Gamma$ ə B/c	5.1 ± 1.0 (стат) ± 1.1 (сист) нб			
	ATLAS	8 ТэВ	$pp \rightarrow 2J/\psi + X$	$ y_{J/\psi} < 2.1, p_{J/\psi} > 8.5 \; \Gamma$ ə $\mathrm{B/c}$	$160 \pm 12($ стат $) \pm 14($ сист $)$ пб			
	LHCb	13 ТэВ	$pp \rightarrow 2J/\psi + X$	$2 < y_{J/\psi} < 4.5, p_{T \; J/\psi} < 10 \; \Gamma$ ə B/c	$15.2 \pm 1.0($ стат $) \pm 0.9($ сист $)$ нб			

Отличие состоит в том, что существенный вклад в сечение рождения пар дает двойное партонное рассеяние. Именно поэтому на коллайдерных экспериментах становится возможным проводить измерения эффективного сечения σ_{eff} , которое считается универсальной константой, использующейся для описания двойного партонного рассеяния. Экспериментальные результаты по измерению эффективного сечения приведены на рисунке 1.15. Следует отметить, что измеренные значения σ_{eff} экспериментами ATLAS [16] и D0 [20] в канале рождения пар J/ψ достаточно похожи: σ_{eff}^{ATLAS} = 6.3 ± 1.6(стат) ± 1.0(сист) мб, $\sigma_{eff}^{D0} = 4.8 \pm 0.5(стат) \pm 2.5(сист)$ мб, но существенно отличаются от значений σ_{eff} , полученных в других измерениях. В работе [62] малые значения σ_{eff} , полученные в канале рождения пар J/ψ не подтверждаются, и на основании данных экспериментов LHC были получены значения 17.5 ± 4.1 мб и 13.8 ± 0.9 мб.



Рисунок 1.15 — Экспериментальный статус измерений σ_{eff} [16].

В коллайдерных экспериментах статистика событий рождения пар J/ψ больше, чем статистика таких событий в экспериментах на фиксированной мишени. Это позволяет проводить поиск резонансов в спектрах инвариантных масс пар J/ψ . Так, в CMS была предпринята попытка поиска $\eta_b \rightarrow J/\psi J/\psi$ [19]. Отдельный интерес представляют данные коллаборации LHCb [6]. В данных этого эксперимента со статистической значимостью более 5 σ видны структуры, которые могут быть приписаны тетракварковым состояниям. Эти структуры также видны в данных ATLAS [63] и CMS [64].

1.6.3 Использование гипотезы внутреннего очарования адронов в анализе данных

История гипотезы внутреннего очарования адронов достаточно большая. Изначально модель внутреннего очарования протона была использована для объяснения рождения D^+ и Λ_c^+ в экспериментах на CERN ISR на энергиях $\sqrt{s} = 53$ и 63 ГэВ [46—49]. Некоторые наиболее важные и интересные результаты применения гипотезы внутреннего очарования адронов в анализе экспериментальных данных приведены ниже.

– Свидетельство существования внутреннего очарования в протоне было обнаружено при сравнении данных эксперимента ЕМС по измерению структурной функции $F_2(x, Q^2, m_c^2)$ с вычисленными вкладами от морских и внутренних очарованных кварков в ведущем и следующим за ведущим порядке малости (рис. 1.16) [65]. Было показано, что морские очарованные кварки описывают данные эксперимента на малых значениях x, а внутреннее очарование дает существенный вклад на больших x.



Рисунок 1.16 — Иллюстрация структурной функции $F_2(x, Q^2, m_c^2)$ как функции x, показанной для трёх значений средних энергий виртуального фотона $\bar{\nu}$ [65]. Точками и сплошной линией показаны вклады морских кварков в LO и NLO, соответственно. Пунктирной линией с точками и пунктирной линией показаны вклады внутреннего очарования протона в LO и NLO, соответственно.

- Коллаборацией SELEX были опубликованы свидетельства рождения барионов, содержащих один очарованный кварк и пару очарованных кварков, Λ_c^+ и Ξ_{cc}^+ , соответственно [66]. Однако, скорости рождения этих барионов ($R^{SELEX} = \sigma(\Xi_{cc}^+) \cdot BR(\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+)/\sigma_{\Lambda_c^+} \approx 10^{-2}$) не согласуются с предсказаниями pQCD ($R^{pQCD} \approx 10^{-5}$). Предположение, что внутреннее очарование адронов проявляется в Ξ_{cc}^+ барионах, позволяет разрешить проблему [67].
- Впервые поиски вклада внутреннего очарования протона в событиях одиночного рождения J/ψ были проведены в экспериментах Стэнфордской национальной ускорительной лаборатории [68]. В экспериментах протонный пучок с энергией 800 ГэВ сталкивался с ядерными мишенями, сделанными из меди и бериллия. Для разделения вклада различных механизмов было использовано распределение по переменной Фейнмана x_F . Был установлен верхний предел на вклад внутреннего очарования протона (CL=95%) в кинематической области $0.30 < x_F < 0.95$: $< 2.3 \cdot 10^{-3}$ нб/нуклон для Cu (и $< 1.3 \cdot 10^{-2}$ нб/нуклон для Be).
- Еще одно свидетельство существования механизма IC в протоне было получено из сравнения данных потока нейтрино в эксперименте IceCube и потоков нейтрино, посчитанных с помощью механизма IC [69]. Существование очарованных кварков в волновой функции протона, появившихся через механизм внутреннего очарования, улучшает предсказания теоретических моделей, описывающих потоки нейтрино на больших энергиях, таким образом позволяя лучше описать данные IceCube.
- Верхний предел на вероятность обнаружения внутреннего очарования в протоне был получен из данных эксперимента ATLAS по рождению γ и *с*-струи [70]. Полученное значение (w_{cc̄} < 1.93% (68% CL)) согласуется с теоретическими результатами.
- Внутреннее очарование адронов в одиночных J/ψ изучалось в эксперименте LHCb [71], работавшим в режиме эксперимента на фиксированной мишени. В эксперименте использовался протонный пучок и гелиевая мишень. Измерения проводились на энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 86.6$ и 110.4 ГэВ. Свидетельств существования внутреннего очарования нуклона при больших значениях x не было найдено.

Эксперимент LHCb опубликовал работу по измерению доли сечения рождения Z-бозонов с с-струей [72]. Экспериментальные данные (рис. 1.17) были описаны различными моделями: предсказаниями Стандартной модели без учета вклада внутренноего очарования протона [73], модели, в которой форма распределения очарованных кварков могла варьироваться по форме и амплитуде [21], и модели, в которой внутреннее очарование протона проявляется с вероятностью 1% [74]. Сделан вывод о том, что экспериментальные данные лучше согласуются с моделями, учитывающими внутреннее очарование протона.



Рисунок 1.17 — Доля сечения рождения Z-бозонов с c-струей [72]. Показаны предсказания: Стандартной модели без вклада внутреннего очарования протона (голубые точки), модели, в которой внутреннее очарование протона разрешено (зеленые квадратики), модели, учитывающей внутреннее очарование протона на уровне 1% (красные треугольники).

– Включение данных LHCb [72] и EMC [65] в функции партонных распределений NNPDF4.0 дало указание на наличие внутренних очарованных кварков в протоне со статистической значимостью 3σ [2].

Таким образом, до сих пор нет статистически значимых экспериментальных наблюдений вклада внутреннего очарования адронов. Однако, эта модель активно применяется в анализе данных, и позволяет лучше объяснить данные различных экспериментов. Лишь в 2022-ом году из глобального фита экспериментальных данных коллаборацией NNPDF были получены указания на существование фоковской компоненты $|uudc\bar{c}\rangle$ в волновой функции протона.

Глава 2. Эксперимент COMPASS

2.1 Физическая программа эксперимента COMPASS

COMPASS (COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) – эксперимент на вторичном пучке протонного суперсинхротрона в ЦЕРН. Целью эксперимента является изучение структуры адронов и адронная спектроскопия с использованием мюонных и адронных пучков высокой интенсивности [75].

Эксперимент COMPASS ведет свою историю с 1996-го года, и является результатом объединения усилий экспериментальных групп HMC (Hadron-Muon Collaboration) и CHEOPS (CHarm Experiment with Omni Purpose Setup). Программа первой фазы эксперимента COMPASS (2002 – 2011) состояла из двух частей [75]:

- изучение продольной и поперечной структуры спина нуклона в реакциях по глубоконеупругому рассеянию мюонов на поляризованных ⁶LiD и NH₃ мишенях;
- адронная спектроскопия, поиск экзотических мезонов и глюболов.

Тестовый набор данных состоялся в 2001-ом году, а первые физические данные были набраны в 2002-ом. В 2010-ом году началась вторая фаза эксперимента, названная COMPASS-II. Набор данных по второй части программы начался в 2012-ом году и завершился в 2022-ом. Во второй фазе эксперимента физическая программа была расширена следующими пунктами [76]:

- проверка предсказаний киральной теории в области низких энергий с использованием реакций Примакова;
- изучение спиновой структуры нуклонов в процессе Дрелла-Яна;
- изучение обобщённых партонных распределений в процессах полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния мюона на протоне (Semi-inclusive deep inelastic scattering - SIDIS), глубоко виртуального комптоновского рассеяния (Deeply-virtual Compton scattering
 DVCS), глубоко виртуального рождения мезонов (Deeply-virtual meson production - DVMP).



Рисунок 2.1 — Схема установки COMPASS в конфигурации для изучения процесса Дрелла-Яна.

2.2 Описание экспериментальной установки COMPASS

Набор данных в конфигурации спектрометра с полным поглощением пучка для изучения процесса Дрелла-Яна осуществлялся в 2014 (тестовый), 2015 и 2018 годах. В этой конфигурации экспериментальная установка была оптимизирована под регистрацию мюонов. Более подробно установка COMPASS описана в работах [76—78], а также в диссертациях [79—89]. В этой главе описаны только ключевые элементы спектрометра, наиболее важные для работы автора.

На рисунке 2.1 показана схема установки COMPASS 2015-го года, использовавшейся для набора данных. Установка COMPASS может быть условно поделена на три части вдоль оси пучка. Первая часть включает в себя детекторы, стоящие до мишени, которые измеряют параметры трека налетающей частицы. Вторая часть – спектрометр больших углов (Large Angle Spectrometer - LAS), который включает в себя спектрометрический магнит SM1, окружающие его трековые детекторы и детектор черенковских колец RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter). Последняя часть – спектрометр малых углов (Small Angle Spectrometer - SAS), состоит из системы трековых детекторов и построен вокруг магнита SM2.
2.2.1 Формирование и состав пионного пучка

Адронные и мюонные пучки различных энергий для эксперимента COMPASS формируются на ускорительном канале M2 протонного суперсинхротрона в ЦЕРН.

Первичный пучок протонов с энергией 400 ГэВ преобразуется во вторичный адронный пучок на входе в канал М2, взаимодействуя с ⁹Ве мишенью. Меняя толщину мишени (40, 100, 200, или 500 мм), можно достичь различной интенсивности вторичного пучка.

Отрицательно заряженный адронный пучок с импульсом 190 ГэВ/*c* использовался при наборе данных в 2015 и 2018 годах. Интенсивность пучка достигала 10^8 адронов в секунду, и при попадании пучка в экспериментальный зал измерялась ионной камерой [90]. Адронный пучок главным образом состоял из π^- . Также присутствовали добавки от K^- и \bar{p} . Состав адронных пучков, используемых в эксперименте COMPASS, в зависимости от импульса показан в таблице 3. Благодаря более длительному набору данных и использованию более интенсивного первичного пучка в 2018-ом году, набранная интегральная интенсивность была в полтора раза больше, чем в 2015-ом.

Таблица 3 — Относительный состав адронных пучков, использующихся в эксперименте COMPASS для нескольких значений импульса [78]. Относительная ошибка составляет 1% для пионов и протонов, и 2-3% для каонов и антипротонов. Для пучка с импульсом 100 ГэВ/*c* также присутствует e^+/e^- компонента.

Импульс (Гэ B/c)	Положительный пучок			Отрицательный пучок		
	π^+	K^+	p	π^{-}	K^{-}	\bar{p}
100	61.8%	1.50%	36.7%	95.8%	1.80%	19.1%
160	36.0%	1.70%	62.3%	96.6%	2.30%	31.9%
190	24.0%	1.40%	74.6%	96.8%	2.40%	0.80%
200	20.5%	1.20%	78.3%	96.9%	2.40%	0.70%

При наборе данных адронный пучок поставлялся импульсами длительностью 5 секунд, так называемыми спиллами. Среднее значение импульса пучка составляло 190.9 ГэВ/ $c \pm 3.231$ ГэВ/c [87]. Эта оценка была проведена в 2014 году с помощью специального набора данных с использованием станции для измерения импульса мюонов (Beam Momentum Station - BMS), которая состояла из шести сцинтилляционных годоскопов (BM01-BM06), между которыми был расположен дипольный магнит (B6), окруженный квадрупольными магнитами (Q29-Q32). Схема станции BMS показана на рисунке 2.2. Для набора физических данных эта станция не использовалась.

Во время предварительной обработки данных были получены профили адронного пучка в XY плоскости с Z=-450 см (на входе в экспериментальный зал) (рис. 2.3). Можно видеть, что в плоскости XY адронный пучок существенно отличался при наборе данных в 2015-ом и 2018-ом годах: пучок имел круглый профиль в 2015-ом году и эллипсоидный профиль в 2018-ом году. Благодаря этому отличию коллаборация COMPASS использовала различные критерии отбора на пучковую частицу во время анализа данных.



Рисунок 2.2 — Схема BMS в конце линии M2, перед входом в экспериментальный зал COMPASS [77].

2.2.2 Ядерная мишень установки

В конфигурации установки COMPASS 2015-го года использовалось три различных мишени: поляризованная мишень (polarized target - PT), состоящая из двух ячеек аммиака, алюминиевая мишень (Al) и вольфрамовый поглотитель (Tungsten, W). Схема мишеней установки COMPASS показана на рисунке 2.4.

Две цилиндрические поляризованные ячейки (рис. 2.5) длиной 55 см, диаметром 4 см и зазором 20 см между ячейками были заполнены поляризуемым аммиаком при низкой температуре и помещены в холодильную



Рисунок 2.3 — Профиль адронного пучка на входе в экспериментальный зал (в плоскости XY на Z=-450 см), в 2015-ом году (слева) и в 2018-м году(справа).



Рисунок 2.4 — Схема ядерных мишеней установки COMPASS и соседних трековых детекторов (Sci-FI).

установку (рис. 2.6). Ячейки мишени были сделаны из специального полимера, позволяющего сохранить поляризацию и устойчивого к условиям эксперимента при низких температурах и давлении.

Поляризованная мишень чувствительна к измерениям продольных и поперечных спиновых асимметрий и является наиболее чувствительной частью установки COMPASS. Поляризация мишени осуществлялась методом динамического охлаждения. Он заключается в том, что поляризация передаётся от электронов нуклонам. Электроны из-за их более высокого

39



Рисунок 2.5 — Схема двух ячеек аммиачной мишени. Материал оболочки сделан из полимера. На схеме так же показаны катушки, которые используются для измерения поляризации мишени.

магнитного момента гораздо легче поляризовать, чем нуклоны. Во время поляризации материал твердой мишени поддерживался при температуре 60 мК в ванне с жидким гелием (использовалась смесь ³He (10%) и ⁴He (90%)). Во время продольной поляризации применялся сверхпроводящий соленоидальный магнит с однородным полем 2.5 Тл. Наконец, поперечная поляризация достигалась поворотом магнитного поля на 90 градусов, что обеспечивалось комбинацией соленоидального и дипольного магнита с полем 0.63 Тл. Типичное значение поперечной спиновой поляризации составляло около 70%, где вклад в поляризацию вносят только протоны [86].

2.2.3 Поглощение вторичных частиц

Для минимизации комбинаторного фона между мишенью и первым спектрометрическим магнитом был установлен адронный поглотитель. Его задачей являлась полная остановка вторичных пионов и каонов до их распада на мюоны. Наличие такого поглотителя позволило в значительной степени подавить комбинаторный фон.

Адронный поглотитель, сделанный из оксида алюминия (Al₂O₃), находился внутри рамы из нержавеющей стали. Торцевая часть адронного поглотителя была изготовлена из алюминия и имела общую толщину 36 см. Алюминиевая мишень представляла собой цилиндрический блок длиной 7



Рисунок 2.6 — Схема холодильной установки мишени эксперимента COMPASS [77].

см и диаметром 10 см и использовалась в качестве промежуточной мишени для исследований ядерной зависимости [86]. Вольфрамовая заглушка, расположенная позади алюминиевой мишени, состояла из трёх цилиндрических блоков длиной 80 см, 20 см, 20 см и диаметром 9.5 см, 9 см и 8.5 см соответственно. В анализе данных в качестве мишени обычно используются только первые 10 см вольфрама из-за поглощения пучка и перерассеяния вторичных частиц.

2.2.4 Трековые детекторы

Все трековые детекторы спектрометра COMPASS можно условно поделить на три группы [82; 84]:

– детекторы очень малой площади. Детекторы этой группы обладают отличными пространственными и временными разрешениями и находятся в области пучка и в непосредственной близости от него. К группе детекторов очень малых площадей относятся детекторы сцинтилляционных волокон (Sci-Fi), кремниевые микростриповые детекторы (Silicon Microstrip), детекторы Pixel Micromegas и

41

Pixel GEM. Кремниевые детекторы не использовались в установке COMPASS в 2015 и 2018 годах из-за использования адронного пучка высокой интенсивности (10⁸ адронов в секунду). Длительное воздействие такого пучка на детекторы, приводило бы к радиационному повреждению и старению детекторов.

- детекторы малой площади. Чувствительная область детекторов малых площадей находится на расстоянии не более 2.5 см от оси пучка.
 Эти детекторы характеризуются высоким пространственным разрешением. В спектрометр COMPASS были включены три станции Micromegas (Micromesh Gaseous Structure), которые располагались между мишенью и магнитом SM1, и 11 станций GEM (Gas Electron Multiplier), расположенных за магнитом SM1 [82].
- детекторы большой площади. Детекторы больших размеров предназначены для регистрации частиц, вылетающих под большими углами к направлению движения частиц пучка, и определяют аксептанс экспериментальной установки [82]. Детекторы этой группы характеризуются хорошим пространственным разрешением и большими поперечными размерами. Частицы детектируются дрейфовыми камерами, расположенными до и после магнита SM1. Станции многопроволочных пропорциональных камер (Multi-Wire Proportional Counter MWPC) в количестве 14 штук расположены позади детектора черенковских колец RICH и распределены до конца установки. Две станции дрейфовых трубок (Straw Tube detectors) стояли в спектрометре малых углов в 2015 году. Одна из станций (ST05) не использовалась для детектирования частиц, но располагалась в установке.

2.2.4.1 Детекторы очень малой площади

Детекторы сцинтилляционных волокон (FI01, FI15, FI03) состоят из детектирующих плоскостей, измеряющих проекции (X1, Y1), (U1, X1, Y1) и (U1, X1, Y1) соответственно. Детектор состоит из сцинтилляционных волокон, склеенных между собой, с диаметром световода 0.5, 0.75 и 1 мм. Одна плоскость получается из наложения нескольких слоев волокон, расположенных в шахматном порядке, как показано на рисунке 2.7. Размер рабочих (или активных) областей варьируется от 3.9×3.9 см² до 12.3×12.3 см² и зависит от положения детектора вдоль оси пучка. Пространственное разрешение составляет 130, 170 или 210 мкм в зависимости от диаметра волокна. Временное разрешение составляет около 400 пс. Еще один детектор FI04 расположен в спектрометре малых углов, и измеряет проекции X1, Y1, U1. Сцинтилляционный детектор FI35, измеряющий проекции U2, U1, V2, V1, X2 и X1, был помещен между верхней торцевой крышкой поглотителя и самим адронным поглотителем (рис. 2.4). Детектор использовался для улучшения разрешения реконструкции вершин.



Рисунок 2.7 — Схема плоскости сцинтилляционного детектора, составленная из нескольких слоев сцинтилляционных трубок [77]. В зависимости от станции использовалось 8, 12 или 14 слоёв.

Для сведения количества материала к минимуму электроника детекторов сцинтилляционных волокон выведена на расстояние порядка одного метра от оси пучка.

Пиксельная область **гибридных станций Pixel Micromegas** (рис. 2.8) состоит из пикселей $2.5 \times 0.4 \text{ мм}^2$, и покрывает область $25 \times 25 \text{ мм}^2$. Более крупные пиксели имеют размер $6.25 \times 0.4 \text{ мм}^2$ и покрывают поверхность кольца от 25 мм до 50 мм. Временное и пространственное разрешение пикселей составляют 9 нс и 80 мкм соответственно.

2.2.4.2 Детекторы малой площади

Станции газоэлектронного умножения (GEM). В установке COMPASS используются одиннадцать станций детекторов с газовым электронным умножителем. Также используются две станции Pixel GEM (GP02 и GP03). Эти детекторы равномерно распределены по спектрометру и расположены позади магнита SM1.

Детектор GEM состоит из зон газового усиления, разделенных фольгой, покрытой с двух сторон проводящим слоем полиимида. На фольгу с



Рисунок 2.8 — Схема пикселя и устройство пиксельной части детектора Micromegas [86].

помощью лазера нанесена перфорация плотностью 104 отверстия/см². Диаметр отверстий равен 70 мкм. Толщина медного слоя и диэлектрика равна соответственно 5 и 50 мкм.

Принцип работы детекторов GEM показан на рисунке 2.9, и подробно описан в работе [80]. Между двумя сторонами фольги создается разность потенциалов. Силовые линии электрического поля концентрируются в отверстиях, тем самым создавая область высокой напряженности. Конфигурация электрического поля в отверстиях фольги показана на рисунке 2.9. Влетающая частица в дрейфовом зазоре (также называемым конверсионным зазором) ионизирует газовую смесь из Ne (80%) / CF₄ (10%) / C₂H₆ (10%). К катоду прикладывается дрейфовое поле, которое инициирует дрейф первичных электронов. Проходя через отверстие, электрон порождает ливень. Образованные электроны дрейфуют до следующего перекрытия, где процесс повторяется.

Анод детектора состоит из стрипов, нанесенных на печатную плату с шагом 0.4 мм. Причем внутри одного газового объема расположены стрипы с ортогональной по отношению друг к другу ориентацией. Это позволяет одной камере измерять две проекции одновременно. Стрипы разделяются тонкой диэлектрической прослойкой в месте пересечения. Пространственное разрешение составляло 70 мкм, а временное разрешение 15 нс.



Рисунок 2.9 — Электрическое поле в отверстиях фольги GEM (слева). Схема процесса усиления сигнала в детекторе GEM (справа). Схемы взяты из работы [80].

Во время набора данных центральная область детектора нейтрализуется, чтобы избежать чрезмерной радиационной нагрузки. Активная площадь детекторов GEM составляет около 31 × 31 см². Для уменьшения количества вещества жесткость камеры обеспечивалась легким каркасом, который имел сотовую структуру.

Детекторы Micromegas. В установке COMPASS используются три станции гибридных пиксельных детекторов Micromegas (MP01, MP02, MP03). Каждая из этих станций состоит из четырех камер, и позволяет проводить измерения в четырёх проекционных плоскостях. Все камеры имели одинаковую структуру, а разные проекции получались путем поворота камер вокруг оси установки. Станции Micromegas располагались между адронным поглотителем и магнитом SM1. Активная область детекторов разделена на две части: пиксельная часть, и стандартная активная область размером 40×40 см² [86].

Принцип работы гибридного пиксельного детектора Micromegas показан на рисунке 2.10. На верхний электрод подается отрицательное напряжение -800 В. На расстоянии 3 мм от него располагается сеточный электрод, имеющий также отрицательное напряжение -500 В. Однородное электрическое поле, созданное таким образом, обеспечивает дрейф электронов в область газового усиления. Напряженность поля в дрейфовом зазоре составляет 0.1 кВ/мм. Пересекая сеточный электрод, электрон попадает в



Рисунок 2.10 — Схема процесса усиления сигнала, использующаяся в детекторах Pixel Micromegas. Схема взята из работы [80].

зону высокой напряженности 5 кВ/мм, где происходит образование лавины. Пройдя зазор 0.1 мм лавина попадает на анод. Анод состоит из стрипов, нанесенных на печатную плату с шагом 0.4 мм. Коэффициент газового усиления в камере составляет порядка 6400 [80]. Временное и пространственное разрешение составляет около 9 нс и 110 мкм соответственно.

2.2.4.3 Детекторы большой площади

Дрейфовые камеры (DC). Установка COMPASS использует четыре станции дрейфовых камер (DC00, DC01, DC04, DC05). Детекторы DC00 и DC01 расположены перед магнитом SM1, и имеют активную (рабочую) площадь 180 × 127 см². Камеры с большей рабочей площадью (248 × 208 см²) DC04 и DC05 расположены после SM1.

В этих детекторах координата пересечения траектории частицы с камерой определяется на основании измерения времени дрейфа электронов от места прилета частицы до сигнальных электродов. Схема работы дрейфовой камеры показана на рисунке 2.11. Модуль дрейфовой камеры содержит 8 слоев дрейфовых трубок, разделенных катодными плоскостями. Два измеряющих одну координату слоя сдвинуты относительно друг друга таким образом, что потенциальные проволоки одного слоя располагаются напротив сигнальных проволок другого. Таким образом, при пересечении частицей двух плоскостей, электроны в них будут дрейфовать к сигнальной проволоке в противоположные стороны. Это позволяет избежать неоднозначности в определении координаты относительно сигнальной проволоки. Расстояние между слоями анодных проволок одного детектора составляет 8 мм [80].

В дрейфовую камеру закачана газовая смесь Ar (46%) / C_2H_6 (44%) / CF_4 (10%). При разнице потенциалов 1750 В коэффициент газового усиления составлял примерно 20000, а пространственное разрешение 200 мкм [80].



Рисунок 2.11 — Схема работы дрейфовой камеры [80].

На рисунке 2.12 показана карта эффективности плоскости DC04V1 дрейфовой камеры в 2018-ом году. Вертикальные полосы на X \approx -45 см и X \approx -5 см обозначают нерабочие проволочки. Опорная конструкция, поддерживающая детектор, показана диагональными зелеными линиями. В центре карты видна неактивная зона детектора. Карты эффективностей детекторов строятся для всех плоскостей установки COMPASS, и используются при реконструкции данных. Это позволяет учесть особенности работы каждой детектирующей плоскости спектрометра при анализе данных.

Еще одна характеристика детекторов, которая используется для контроля стабильности данных – псевдо-эффективность. Псевдоэффективность определяется С использованием реконструированных проходящих Величина треков, через плоскости детектора. псевдоэффективности равна отношению числа треков, проходящих через

детектор, к их ожидаемому числу. Это не реальная эффективность, потому что детектор используется в реконструкции треков, что сказывается на числе ожидаемых отсчетов. Тем не менее, псевдо-эффективности могут использоваться для изучения качества реконструкции и стабильности данных [82]. Абсолютные значения псевдо-эффективностей существенной информации не несут. На рисунке 2.13 показана псевдо-эффективность плоскости DC04Y1 дрейфовой камеры. Опорные структуры, поддерживающие детектор, показаны вертикальными зелеными линиями, а также видна нерабочая зона детектора.



Рисунок 2.12 — Эффективность плоскости DC04V1. Средняя эффективность составила 95.48%.



Рисунок 2.13— Псевдо-эффективность плоскости DC04Y1. Средняя псевдо-эффективность составила 87.56%

Многопроволочные пропорциональные камеры (PA, PB, PS) включают в себя 14 станций: шесть штук в районе спектрометра больших углов и восемь штук в районе спектрометра малых углов. Эти станции дешевы в производстве и просты в конструкции. Все камеры собраны по одинаковой технологии. Плоскость имеет 760 проволок, натянутых с шагом 2 мм отличие состоит лишь в числе слоев проволок и их ориентации. Размер рабочей области в зависимости от типа детектора менялся от 178×120 см² до 178 $\times 80$ см². Пространственное разрешение камер составляет около 600 мкм.

Детектор RichWall - это трековый детектор, расположенный за детектором черенковских колец RICH, состоящий из модулей минидрейфовых трубок. Один модуль минидрейфовых трубок (Mini Drift Tube - MDT) (рис. 2.14) состоит из восьми алюминиевых ячеек размером 1×1 см². С одной стороны алюминиевая форма накрыта слоем нержавеющей стали. В центре каждой ячейки в качестве анода используется позолоченная вольфрамовая проволока радиусом 50 мкм. Весь модуль покрыт пластиковым кожухом для уменьшения утечек газа.



Рисунок 2.14 — Схема модуля MDT детектора RichWall [77].

Дрейфовая камера большого размера (W45). Этот детектор состоит из шести станций, которые покрывают активную площадь 520×260 см² с центральной мертвой зоной 50 или 100 см, в зависимости от станции. Каждая дрейфовая ячейка имеет размер 40×10 мм², расстояние между чувствительными проволоками составляет 4 см и 1 см между двумя катодными фольгами. Пространственное разрешение составляет около 1500 мкм [86].

2.2.5 Система триггеров

Система сбора данных (Data acquisition system - DAQ) способна обрабатывать большой объем данных, поступающих с детекторов из экспериментального зала. В 2015 году при нормальной работе типичная частота запуска системы составляла около 30 кГц. Сигнал на запись события подавался в систему сбора данных системой триггеров, срабатывание которой связано с наличием в событии пары мюонов. Система триггеров установки СОМРАSS включала в себя несколько триггеров одиночных мюонов. Димюонные триггеры составлялись на основе триггеров одиночных мюонов.

Триггеры одиночных мюонов состоят из трех систем годоскопов, именуемыми LAST, Outer и Middle. Годоскопы изготовлены из горизонтальных пластин и не чувствительны к изгибу трека магнитом в пределах аксептанса годоскопа. Общая картина соответствующих триггеров и VETOгодоскопов при наборе данных 2015-го года показана на рисунке 2.15. При наборе данных в 2018-ом году использовалась идентичная система триггеров.



Рисунок 2.15 — Схема расположения триггер-годоскопов при наборе данных на установке COMPASS в 2015-ом году. VETO годоскоп V_{ud} не использовался при наборе данных, хотя находился в составе установки.

Следующие триггеры одиночных мюонов использовались в конфигурации установки COMPASS для изучения процесса Дрелла-Яна.

- Триггер LAS (LAST). LAS состоит из плоскостей двух годоскопов H1 и H2. Каждая плоскость состояла из 32 пластин (слабов). Плоскости триггера расположены между магнитами SM1 и SM2. В состав станции H1 входит годоскоп HG01Y1, а станция H2 состоит из пары годоскопов HG02Y1 и HG02Y2.
- Триггер Outer (OT). Логика ОТ строится на основе сигналов от плоскостей двух годоскопов НЗО и Н4О. Первый годоскоп HO03Y1, состоит из 18 слабов и расположен в конце спектрометра больших углов. Второй годоскоп H4O разделен на две части (HO04Y1 и HO04Y2), каждая из которых состоит из 16 пластин.
- Триггер Middle (MT). Триггер Middle состоит из станций HM04Y1 и HM05Y1. Каждый годоскоп состоит из 32 слабов и расположен в области спектрометра малых углов.

В 2015 году использовалось три **димюонных триггера**: LAST \otimes LAST, OT \otimes LAST, MT \otimes LAST. Триггер называется инклюзивным, если в

событии срабатывает хотя бы один из димюонных триггеров. Триггер называется эксклюзивным, если событие запускается только одним димюонным триггером. В 2015 году инклюзивный димюонный триггер LAST «LAST сработал примерно в 62% от общей статистики, инклюзивный ОТ «LAST в 46% и инклюзивный МТ LAST в 4%.

Сигналы от димюонных триггеров строятся по следующим правилам [86]:

- LAST \otimes LAST (или LLAST). Для этого триггера необходимо как минимум два совпадения в спектрометре больших углов во временном окне 5 нс.
- ОТ ⊗ LAST (или OLAST). Для этого требуется по крайней мере одно попадание в ОТ и в LAST, и совпадение сигналов в окне 22 нс. Временное окно для объединения сигналов больше, потому что триггеры LAS и Outer расположены в спектрометрах больших и малых углов соответственно и используют разную электронику по сравнению с LLAST.
- MT \otimes LAST (или MLAST). Для третьего димюонного триггера требуется хотя бы одно совпадение сигналов от MT и LAST в окне 22 нс.

В таблице 4 показан счет триггеров для высокоинтенсивного рана в 2015 году, включая коэффициент деления. Коэффициент деления устанавливается для балансировки нагрузки DAQ и записи только подходящих данных. Коэффициент делителя равен 1 для всех димюонных триггеров, а триггеры, для которых значение делителя установлено равным 0, игнорируются.

Во избежание записи неоднозначных событий используется сигнал **VETO** триггера. Например, таким событием может быть совпадение трека гало-пучка в годоскопе VETO и возможной пары димюонов, распознаваемой триггерной системой. В этом случае сигнал VETO запрещает запуск системы сбора данных и не регистрирует событие. На рисунке 2.16 показаны примеры запрещенных сигналов.

Триггерный сигнал строится на основе совпадения сигналов от соответствующих годоскопов. Схема работы триггерной логики для события с парой µ⁻ показана на рисунке 2.17. Мюоны идентифицируются по срабатыванию пары годоскопов, которые работают на совпадение. Сигнал с Таблица 4 — Сводная таблица счета триггеров 2015 года. В этом примере входные и выходные счета триггеров соответствуют первым значениям спилла рана 264660.

Название триггера	Делитель	Входящий счет	Выходящий счет	
Dimuon Trigger MLAST	1	5914	5914	
Single Muon Trigger MT	100	539411	5395	
Dimuon Trigger OLAST	1	6247	6247	
Single Muon Trigger OT	100	138300	1384	
Calorimeter Trigger	0	4057707	0	
Inner Veto	0	10521101	0	
Beam Halo Trigger	0	1727732	0	
Beam Trigger	35000	63774517	1824	
Dimuon Trigger LLAST	1	120296	120296	
Single Muon Trigger LAS	500	825301	1621	
True Random	1	6562	6562	
Noise Random	0	1728877	0	



Рисунок 2.16 — Пример работы VETO годоскопов. Мюоны µ₁ и µ₃ исключены из записи благодаря VETO годоскопам. Мюон µ₂ не затрагивает VETO годоскопы.

годоскопов направляется в логический элемент, и удерживается в течение 25 нс, когда нет совпадения с сигналом VETO. Это позволяет избежать двойного счета. Матрица совпадений определяется для каждого одиночного мюонного триггера, оптимизирована на основе Монте-Карло моделирования для исключения совпадения с фоновыми частицами.



Рисунок 2.17 — Схема работы триггерной логики для пары µ⁻. После матрицы совпадений сигнал направляется в логический элемент и затем отправляется в систему сбора данных.

В спектрометре COMPASS используется триггер случайного запуска (Random trigger - RT), который запускается при попадании двух фотонов в две трубки фотоумножителя (рис. 2.18). Эти фотоны исходят от источника ²²Na в результате β^+ -распада. Этот триггер важен для оценки потока пучковых частиц. Более того, для обеспечиния корректной оценки потока пучка общее количество событий RT должно быть сопоставимо с частотой димюонных событий.

2.2.6 Идентификация мюонов

Подробное описание идентификации частиц, включая идентификацию адронов детектором RICH, дано в предложении эксперимента COMPASS-II [75]. Однако, важной частью анализа событий рождения J/ψ является идентификация мюонов. Эта задача решалась благодаря использованию двух мюонных фильтров.

Мюонные фильтры (Muon Filters - MF): два мюонных фильтра использовались в спектрометре для отделения мюонов от адронов и лёгких частиц. MF1 и MF2 представляют собой слой поглотителя, до и после



Рисунок 2.18 — Схема работы триггера случайного запуска. Сигнал триггера генерируется, если два сигнала от трубок фотоумножителей находятся в совпадении.



Рисунок 2.19 — Схема мюонной стенки MW1 [77].

которого расположены трековые детекторы (мюонные стенки). Слой поглотителя достаточно толстый для остановки влетающих адронов. Частица считается идентифицированной как мюон, если для нее был найден трек до поглотителя и за ним [81]. Обе мюонные стенки располагались в спектрометрах больших и малых углов (LAS и SAS) соответственно.

Первая мюонная стенка (Muon Wall 1 - MW1) расположена в самом конце спектрометра больших углов перед магнитом SM2. MW1 состоит из двух станций детекторов на основе дрейфовых минитрубок. Каждая станция включает в себя четыре детектора, каждый из которых имеет две детектирующие плоскости. Станции разделяет слой железа толщиной 600 мм. Схема MW1 представлена на рисунке 2.19. Таким образом, мюон, пройдя слой железа, способен дать сигнал во второй станции, а вылетевший из мишени адрон будет поглощен мюонным фильтром. Пространственное разрешение детектирующей плоскости по каждой координате (X и Y) составляет 2.9 мм и определяется геометрическим размером дрейфовой минитрубки [85].

Вторая мюонная стенка (Muon Wall 2 - MW2) установлена в конце спектрометра малых углов. Поглотителем служит бетонная стена толщиной 2.4 м. Трек частицы до поглотителя восстанавливается трековыми детекторами спектрометра малых углов, в то время как за поглотителем расположены две станции стальных дрейфовых трубок размером 4.5×2.0 м² каждая [81].

2.3 Моделирование и обработка экспериментальных данных

Формат данных и программное обеспечение, используемые в COMPASS, принципиально не изменились за время работы эксперимента. Программное обеспечение эксперимента, используемое для моделирования, реконструкции и анализа физических данных, включает в себя три компоненты: моделирование отклика детектора, реконструкцию данных и обработку реконструированных событий. Принципы работы каждой компоненты описаны ниже и взяты из работы [81].

2.3.1 Моделирование отклика детектора

Для моделирования отклика установки COMPASS используется специализированный программный пакет TGEANT, написанный на языке C++ на основе программы Geant4 [91]. TGEANT может быть совмещен с любым стандартным генератором лептонных, адронных или фотонных взаимодействий, таких как LEPTO [92] или Pythia 8 [93]. Генерация событий может происходить и отдельно – TGEANT может считывать сгенерированные события из внешнего файла.

Для моделирования отклика детекторов установки COMPASS TGEANT берет сгенерированное событие и протягивает треки частиц через модель установки COMPASS, записывая отклики детекторов в текстовом формате .tgeant. Программа также сохраняет настройки геометрии и детекторов, которые затем используются во время реконструкции событий.

2.3.2 Реконструкция экспериментальных данных и данных моделирования

Описание процесса реконструкции событий взято из работы [81]. Для реконструкции событий в эксперименте COMPASS используется разработанный коллаборацией пакет CORAL (COmpass Reconstruction and AnaLysis), написанный на C++ и имеющий модульную архитектуру. Схематическое представление процесса реконструкции событий показано на рисунке 2.20. CORAL имеет два режима работы. Первый режим позволяет реконструировать события из экспериментальных данных. Второй режим позволяет производить реконструкцию данных, полученных в результате Монте-Карло моделирования при помощи пакета TGEANT.

В случае работы с реальными данными первой фазой реконструкции события является декодирование – процесс, в результате которого из сырых данных извлекается информация о каналах детектора (сигнала с проволочки, ячейки и т.д. в зависимости от типа детектора). Во второй фазе, называемой кластеризацией, каналы, сигнал в которых инициирован одной и той же частицей, группируются вместе. В некоторых детекторах применяются алгоритмы нахождения центра тяжести распределения сигнала для лучшей оценки параметров частицы. Во время кластеризации информация о геометрическом положении каждого детектора используется для вычисления координат кластера в главной системе отсчета, связанной с установкой COMPASS. Для этого геометрическое положение каждой плоскости координатных детекторов считывается из файлов, полученных либо в результате процедуры выравнивания детекторов, либо приготовленных в процессе Монте-Карло моделирования. Также проводится отбор кластеров на основе временной информации.



Рисунок 2.20 — Схема процесса реконструкции событий [81].

В случае Монте-Карло данных декодирование заменяется оцифровкой, в процессе которой моделируется отклик детектора на основе данных о параметрах траектории частицы и известных особенностей того или иного детектора. После процедуры кластеризации восстанавливаются заряженные и нейтральные частицы, а также производится их идентификация. Информация с трековых детекторов используется для восстановления траекторий заряженных частиц и определения их импульсов. Информация о кластерах в адронных калориметрах используется для разделения адронов и мюонов. Кластеры электромагнитного калориметра несут информацию о фотонах и электронах. Идентификация вторичных адронов осуществляется при помощи детектора RICH.

Процедура нахождения вершин применяется ко всем трекам для нахождения точки первичного взаимодействия и последующих вторичных вершин от распадов нейтральных частиц.

2.3.3 Обработка экспериментальных данных

В эксперименте COMPASS данные о каждом событии сохраняются в деревья пакета ROOT [94], называемые mini Data Summary Tapes (mDST). Пакет ROOT представляет собой набор средств, необходимый для эффективной обработки и анализа больших объёмов данных. Для имеющихся данных, определенных в виде набора объектов, специализированные методы хранения используются для получения прямого доступа к отдельным атрибутам выбранных объектов без необходимости использования большей части данных.

Для анализа физических данных используется пакет PHAST (PHysics Analysis Software Tools) [95]. Этот пакет построен на основе пакета ROOT и состоит из набора классов и функций, используемых для [81]:

- 1. доступа к информации о событиях, сохраненных в mDST файлах;
- 2. разработки программного кода для анализа данных, применения критериев отбора, заполнения и сохранения гистограмм и т.д.;
- 3. записи новых mDST файлов, содержащих события, отобранные из входных mDST файлов.

Для каждого события в mDST файле содержится следующая информация о треках первичной и всех вторичных частиц [81]:

- 1. вектор импульса частицы;
- 2. заряд частицы;
- 3. *Z*-координаты начала и конца трека;

- 4. количество радиационных длин между первой и последней точкой трека;
- 5. информация о кластерах энерговыделения в электромагнитных и адронных калориметрах, если таковые были ассоциированы с треком;
- 6. интеграл магнитного поля между первой и последней точкой трека;
- 7. число пространственных точек, по которым был реконструирован трек;
- 8. информация о времени регистрации трека;
- 9. значение χ^2 , характеризующее качество аппроксимации трека.

Вся эта информация доступна через стандартные функции пакета PHAST. Процедура физического анализа, описанная в данной работе, выполнена с использованием пакетов PHAST и ROOT.

Глава 3. Возможность изучения механизмов рождения пар J/ψ в эксперименте COMPASS

3.1 Вклад одиночного партонного рассеяния

Одиночное рассеяние партонов (SPS) даёт существенный вклад в рождение пар J/ψ на малых энергиях взаимодействия [11; 12]. Этот механизм был предложен одним из первых для описания событий рождения пар J/ψ , обнаруженных в эксперименте NA3. Используя расчеты сечений рождения пар J/ψ в SPS, проведенные в работе [12], можно оценить отношение сечений рождения пар J/ψ с пионным пучком на энергиях NA3 и COMPASS:

$$\sigma_{2J/\psi}(150 \ GeV/c) : \sigma_{2J/\psi}(190 \ GeV/c) : \sigma_{2J/\psi}(280 \ GeV/c) \approx 1 : 2.06 : 3.34.$$
(3.1)

Используя это соотношение, в работе [96] было получено, что вклад SPS в рождение пар J/ψ при энергии пионного пучка 190 ГэВ/с может достигать 29 пб на нуклон. Предсказание распределения доли продольного импульса в лабораторной системе, уносимой парой J/ψ , в условиях эксперимента COMPASS показано на рисунке 3.1. Синим цветом показана неопределенность сечения, связанная со значениями сечения рождения пар J/ψ , измеренными экспериментом NA3. Доля продольного импульса определяется как $x_{||\ 2J/\psi} = p_{L\ 2J/\psi}/p_{beam}$, где $p_{L\ 2J/\psi}$ – продольный импульс пары J/ψ , а p_{beam} – импульс пучка. Форма распределения получена с помощью генератора HELAC-Onia [97; 98].

3.2 Вклад внутреннего очарования пиона

Рождение пар J/ψ можно рассматривать через проявление внутреннего очарования адронов (IC) в мишени. В этом случае энергия и импульс конечного состояния, сформированного внутренними *с*-кварками, не зависят от энергии пучка, и задаются формулами [99]:





Рисунок 3.1 — Предсказание распределения доли продольного импульса для SPS механизма рождения пар J/ψ . Заштрихованная рождения пар J/ψ . Заштрихованная область соответствует неопределенности оценки сечения $\sigma^{SPS}_{2J/\psi} \approx (12-29)$ пб/нуклон.

Рисунок 3.2 — Предсказание распределения доли продольного импульса для IC механизма область соответствует неопределенности оценки сечения $\sigma^{IC}_{2J/\psi} pprox (19.8-47.7)$ пб/нуклон.

$$E_{lab} = \frac{1}{2m_{target}} (m_{cc}^2 + m_{target}^2), \qquad (3.2)$$

$$p_{lab} = \frac{1}{2m_{target}} (m_{cc}^2 - m_{target}^2).$$
(3.3)

Продольный импульс конечного состояния, образованного через проявление внутреннего очарования в мишени, имеет значение порядка 3 Γ эB/c [99], чего недостаточно чтобы зарегистрировать конечное состояние спектрометром COMPASS.

События парного рождения J/ψ , опубликованные коллаборацией NA3 [9], были объяснены, как проявление внутреннего очарования в налетающем пионе [14]. В случае проявления внутреннего очарования в налетающей частице, сечение рождения пары J/ψ можно записать в виде [14]

$$\sigma_{2J/\psi} = f_{\psi/\pi}^2 \frac{P_{icc}}{P_{ic}} \sigma_{ic}, \qquad (3.4)$$

61

где $f_{\psi/\pi} \approx 0.03$ – доля $c\bar{c}$ кварков, адронизирующихся в J/ψ [14], P_{ic} и P_{icc} – вероятности рождения фоковских состояний с внутренними $c\bar{c}$ и $c\bar{c}c\bar{c}$ кварками соответственно, $\sigma_{ic} \approx 0.5$ мб – сечение рождения пары *c*кварков через механизм внутреннего очарования для π^- пучка с импульсом 200 ГэВ/*c*. Полагая, что P_{icc} независима от налетающей частицы, из работы [14] можно взять значение $P_{icc} = 4.4\% P_{ic}$, и, полагая, что отношение $\sigma_{2J/\psi}/\sigma_{J/\psi}$ независимо от налетающей частицы, из той же работы [14] можно взять $P_{icc} = 10.6\% P_{ic}$. Из формулы (3.4) можно оценить, что сечение рождения пары J/ψ на энергии эксперимента COMPASS находится в диапазоне $\sigma_{2J/\psi}^{IC} \approx (19.8-47.7)$ пб на нуклон. Соответствующее распределение доли продольного импульса в лабораторной системе, уносимой парой J/ψ , показано на рисунке 3.2. Полученный диапазон значений $\sigma_{2J/\psi}^{IC}$ хорошо согласуется с экспериментально измеренными коллаборацией NA3 сечениями: $\sigma_{2J/\psi}(280 \ GeV/c) = 30\pm10 \ {nf}/$ нуклон и $\sigma_{2J/\psi}(150 \ GeV/c) = 18\pm8 \ {nf}/$ нуклон.

3.3 Вклад двойного партонного рассеяния

Механизм двойного партонного рассеяния (DPS) также может давать вклад в рождение пар J/ψ . На рисунке 3.3 показано отношение сечений рождения пар J/ψ через механизмы DPS и SPS в диапазоне по \sqrt{s} от 40 ГэВ до 14 ТэВ [100]. Точками показаны соответствующие сечения для некоторых экспериментов, а неопределенность отношения связана с выбором σ_{eff} (5 мб или 15 мб). Уже при $\sqrt{s} = 40$ ГэВ SPS механизм дает существенно больший вклад, чем DPS. На энергиях эксперимента COMPASS ($\sqrt{s} = 18.9$ ГэВ) отношение DPS/SPS может достигать значения порядка 0.1.

В работе [96] была получена оценка на сечение рождения пар J/ψ на энергиях COMPASS: $\sigma_{\pi^-N\to J/\psi J/\psi+X}^{DPS} < 1$ пб/нуклон. Полученное значение сечения нужно сравнивать с сечением рождения пар J/ψ через SPS: $\sigma_{2J/\psi}^{SPS} \approx (12\text{-}29)$ пб/нуклон. Вклад механизма DPS в условиях эксперимента COMPASS составляет менее 8% от вклада механизма SPS. Распределение доли продольного импульса пар J/ψ , рождающихся через DPS, покрывает тот же диапазон значений и имеет схожую форму, что и в случае рождения пары через SPS (рис. 3.4 [96]).



Рисунок 3.3 — Сечение рождения пар *J*/ψ через механизмы SPS и DPS как функция √s (верхняя картинка). Отношение вкладов DPS к SPS показано для 5 < σ_{eff} < 15 мб (нижняя картинка) [100]. Черными точками показано отношение для 10 мб. Неопределенности, кроме

выбора σ_{eff} , не учтены.



Рисунок 3.4 — Распределение доли продольного импульса пар J/ψ , рождающихся через SPS (показано синим цветом) и через DPS (показано красным цветом) [96]. Распределение SPS показано для сечения $\sigma_{2J/\psi}^{SPS} = 12$ пб/нуклон. Распределение DPS соответсвует сечению $\sigma_{2J/\psi}^{SPS} = 1$ пб/нуклон.

3.4 Возможность проверки гипотезы внутреннего очарования пиона в эксперименте COMPASS

В этом разделе рассмотрен случай, когда только лидирующие механизмы (SPS и IC) вносят вклад в рождение пар J/ψ . Поскольку статистика событий одиночного рождения J/ψ в эксперименте COMPASS примерно в четыре раза больше, чем в NA3 [101], в данных COMPASS можно ожидать до 50 событий рождения пар J/ψ .

Средние значения доли продольного импульса, уносимого парой J/ψ , существенно отличаются в случае рождения пары через SPS (≈ 0.4 , рис. 3.1) и IC (≈ 0.8 , рис. 3.2). Поэтому становится возможным использовать наблюдаемую $x_{||\ 2J/\psi} = p_{L\ 2J/\psi}/p_{beam}$ для разделения вкладов этих механизмов.

Была исследована чувствительность эксперимента COMPASS к механизму внутреннего очарования пиона и возможность эксперимента COMPASS разделять механизмы SPS и IC с использованием распределения доли продольного импульса пары $x_{\parallel 2J/\psi}$. Для оценки чувствительности эксперимента COMPASS к вкладу IC в рождение пар J/ψ использовалась Монте-Карло симуляция, в которой события генерировались для NH₃ мишени согласно механизму SPS (рис. 3.1). Сгенерированные распределения учитывали ядерные партонные функции распределения и потери энергии из-за перерассеяния партонов в веществе. Аксептанс установки в диапазоне $0.4 < x_{\parallel 2J/\psi} < 1$ предполагался плоским. Для оценки разделительной способности использовался тест отношения правдоподобия $R = 2 \log(L_{IC}/L_{SPS})$, который строился для статистики в 12, 25 и 50 событий рождения пар J/ψ в COMPASS (рис. 3.5, слева). Функции правдоподобия L_{IC} и L_{SPS} соответствуют рождению пар J/ψ через механизмы IC и SPS. В случае статистики 50 событий, верхний предел на относительный вклад механизма IC в диапазоне $x_{\parallel 2J/\psi} > 0.4$ может быть установлен на уровне 29% (CL=90%). Наличие каких-либо дополнительных значительных вкладов (например, фоновых событий) может значительно изменить его в обоих направлениях. Как пример, результат одного Монте-Карло моделирования показан на рисунке 3.5 (картинка справа). Красная кривая на рисунке соответствует распределению SPS, синяя линия показывает соответствующий верхнему пределу вклад IC. Из-за небольшого числа событий рождения пар J/ψ на больших значениях $x_{\parallel 2J/\psi}$ статистические ошибки дают больший вклад, чем неопределенность распределения IC.

Полученный результат следует рассматривать просто как иллюстрацию. В случае, если все пары J/ψ действительно рождаются через механизм IC, эксперимент COMPASS определит этот вклад. Но вклад IC на уровне нескольких процентов заметен не будет, поскольку в этом случае он будет неотличим от вклада SPS.

3.5 Рождение пар J/ψ одновременно через SPS и IC

Пары J/ψ мезонов могут также рождаться одновременно через механизмы SPS и IC. В этом случае одна J/ψ рождается через IC, а другая через SPS (через слияние глюонов или через кварк-антикварковую аннигиляцию).

Механизм IC всегда проявляется первым, так как первая J/ψ рождается на массовой поверхности адрона или ядра. Пара *с*-кварков адронизуется в J/ψ , которая унесет большую часть импульса (будет иметь



Рисунок 3.5 — Тест отношения правдоподобия как мера разделительной способности IC и SPS механизмов рождения пар J/ψ в COMPASS (слева).

Картинка построена для статистики в 12, 25 и 50 событий пар J/ψ .

Распределение $x_{\parallel 2J/\psi}$, сгенерированное методом Монте-Карло для статистики в 50 событий рождения пар J/ψ (справа). Распределение SPS показано красной линией, верхний предел IC показан синим цветом.

большое значение доли продольного импульса). Вторая пара *с*-кварков будет рождаться через механизм SPS, и адронизуется во вторую J/ψ с малой энергией. Таким образом, механизм рождения пары J/ψ одновременно через SPS и IC может существовать, но такой механизм будет подавлен. Сечение рождения пар J/ψ одновременно через SPS и IC будет мало по сравнению с сечением рождения пар J/ψ через механизм внутреннего очарования адронов.

На рисунке 3.6 показаны распределения доли продольного импульса $x_{\parallel J/\psi}$ для одиночных J/ψ , рожденных через механизм IC (красная гистограмма) и SPS (синяя гистограмма) в условиях эксперимента COMPASS. Используя эти распределения, можно оценить форму распределения $x_{\parallel 2J/\psi}$ для пар J/ψ в случае их рождения одновременно через SPS и IC (рис. 3.7). Форма полученного распределения плохо согласуется с данными NA3 (рис 1.14), что подтверждает вывод о малом вкладе такого механизма в сечение рождения пар J/ψ .





Рисунок 3.6 — Доля продольного импульса одиночных J/ ψ для SPS (синяя гистограмма) и IC (красная гистограмма).

Рисунок 3.7 — Доля продольного импульса пар *J*/ψ в случае рождения пары одновременно через SPS и IC.

Глава 4. Поиск событий рождения пар *J*/ψ и изучение механизмов их рождения

4.1 Поиск событий рождения одиночных J/ψ , оценка массы и ширины пика

С целью изучения спиновой структуры нуклонов в эксперименте COMPASS детально изучается спектр инвариантных масс димюонов $\mu^+\mu^-$. В данной работе спектр инвариантных масс мюонных пар изучался с целью оценки положения и ширины пика одиночных J/ψ . Параметры пика J/ψ использовались в дальнейшем при отборе пар J/ψ , а число событий одиночного рождения J/ψ использовалось при оценке сечения рождения пар J/ψ .

Мюонные пары $\mu^+\mu^-$ в данных эксперимента COMPASS могут рождаться в процессе Дрелла-Яна, являться продуктами распада чармониев, идти из распада резонансов с открытым очарованием или из распадов боттомониев. Дополнительный вклад дают события комбинаторного фона – димюонные треки, собранные из некоррелированных одиночных мюонов μ^+ и μ^- . Например, такие одиночные мюоны могут рождаться в распадах пионов или каонов, или быть ложно-реконструированными мюонами.

В анализе использовались данные пион-ядерного взаимодействия на энергии $\sqrt{s} = 18.9$ ГэВ в системе центра масс, набранные в эксперименте COMPASS в 2015 и в 2018 году. Достаточно мягкие критерии отбора событий одиночного рождения J/ψ , использовавшиеся в данной работе, были специально разработаны так, чтобы с одной стороны учитывать особенности спектрометра, а с другой стороны были похожими на критерии отбора пар J/ψ . Критерии отбора событий одиночного рождения J/ψ были следующими:

- в событии должно быть минимум два трека, прошедших более 30 радиационных длин. Такие треки предполагались мюонными. Перебор следующих критериев отбора происходил для каждой подходящей пары;
- в событии должен был сработать один из димюонных триггеров (LAS-LAS или LAS-Outer). События, в которых сработал LAS-Middle отбрасывались, поскольку значительная доля этих событий

имела мюоны с большим импульсом, появившихся в результате распада π^- или K^- компоненты пучка;

- мюонные треки должны иметь разные электрические заряды;
- были отобраны первичные вершины с двумя выходящими мюонными треками. В событиях, в которых была возможность выбрать более чем одну вершину, выбиралась вершина с наименьшим \(\chi_2/ndf\).
 Если одна из вершин была помечена как лучшая первичная вершина, то выбиралась эта вершина;
- каждый мюон-кандидат должен пройти через всю установку COMPASS. Мюонный трек должен был начинаться до магнита SM1 (первая точка трека должна иметь $Z_{first} < 300$ см) и заканчиваться после мюонного фильтра. Z-координата последней точки трека должна была удовлетворять условию $Z_{last} > 1500$ см;
- каждый мюонный трек должен был иметь \u03c82/ndf < 10. Это стандартный отбор на качество реконструкции трека, использующийся в эксперименте;
- необходимо было проверить, что мюонные треки попадают в геометрический аксептанс триггеров, сработавших в событии. Мюонные треки экстраполировались в плоскости, в которых находятся мюонные триггера. Затем проводилась проверка, что треки пересекали активные области сработавших триггеров;
- время мюонных треков должно было быть определено относительно времени триггера. Мюоны разных зарядов должны были придти во временном окне 5 нс: |t_µ+ - t_µ-| < 5 нс. Данный отбор позволяет отбросить несовместимые по времени мюонные треки;
- отбрасывались мюонные пары с инвариантной массой M_{µ+µ} < 1 ГэВ/c². В этой области нет интересных для анализа событий, поэтому данный критерий позволяет существенно сократить объем анализируемых данных;
- пары мюонов выбирались в кинематическом диапазоне $x_{FJ/\psi} = 2p_L^*/\sqrt{s} > 0$, где продольный импульс p_L^* считался в системе центра масс. Это сделано для того, чтобы иметь возможность сравнить сечения рождения пар J/ψ с результатами NA3. Кроме того, в области отрицательных x_F установка COMPASS, как и NA3, имеет маленький аксептанс;

– для отбора событий в разных мишенях выполнялись отборы по Z-координате первичной вершины. Были использованы следующие диапазоны: -306 см $< Z_{NH_3} <$ -229 см или -231 см $< Z_{NH_3} <$ -154 см, соответствующие двум ячейкам NH₃ мишени, -67 см $< Z_{Al}^{2015} <$ -54 см, -77 см $< Z_{Al}^{2018} <$ -63 см, -34 см $< Z_W <$ -20 см. Разница в используемых диапазонах для алюминиевой мишени связана с тем, что мишень была сдвинута на 10 см в 2018 году. Все диапазоны учитывают разрешение Z-координаты вершины, которое было получено из Монте-Карло моделирования одиночного рождения J/ψ .

Распределение инвариантной массы отобранных димюонов в диапазоне от 2 до 8 ГэВ/ c^2 для NH₃ мишени показано на рисунке 4.1. В спектре масс четко виден пик J/ψ и вклад $\psi(2S)$. Распределение комбинаторного фона падает с увеличением массы димюонов. На больших массах $(M_{\mu^+\mu^-} \approx 10 \ \Gamma$ эВ/ c^2) есть вклад от рождения *B*-мезонов, однако число таких событий было оценено в несколько сотен.



Рисунок 4.1 — Распределение инвариантной массы димюнов для NH₃ мишени.

Число одиночных J/ψ в каждой мишени, отобранных инклюзивно, оценивалось из аппроксимации инвариантной массы димюонов суммой двух распределений Гаусса, описывающих пики резонансов J/ψ и $\psi(2S)$, и слагаемого $c_1 e^{c_2 M_{\mu\mu}} + c_3 M_{\mu\mu}^{c_4}$, описывающего фон, где c_i – свободные параметры.

В общей сложности, аппроксимирующая функция имела девять свободных параметров. Полученные положения пиков $M_{J/\psi}$ и гауссовы ширины пиков $\Delta_{J/\psi}$ представлены в таблице 5 для каждой мишени. Пик J/ψ в вольфрамовой мишени гораздо шире, чем в других мишенях. Это связано с многократным рассеянием в веществе вольфрамовой мишени. Небольшой сдвиг массы в вольфрамовой мишени связан с используемыми критериями отбора, и выбором более широкого диапазона по Z-координате вершины. Этот эффект связан в том числе и с используемыми процедурами реконструкции и трекинга, использующиеся как для данных эксперимента, так и для Монте-Карло данных. Число событий одиночных J/ψ для полной выборки данных 2015+2018 было оценено из аппросксимации спектра масс мюонных пар, и составило 6.23 $\cdot 10^6$ в аммиаке, 0.46 $\cdot 10^6$ в алюминиевой мишени и 2.51 $\cdot 10^6$ в вольфраме.

Таблица 5 — Массы и гауссова ширина пика, а также число одиночных J/ψ в каждой мишени эксперимента COMPASS.

	$ m NH_3$	Al	W
$M_{J/\psi}~(\Gamma$ э $\mathrm{B}/c^2)$	3.141 ± 0.09	3.138 ± 0.010	3.078 ± 0.09
$\Delta J/\psi$ (Γэ B/c^2)	0.182 ± 0.08	0.202 ± 0.09	0.299 ± 0.011
$N_{J/\psi}/10^6$	6.23	0.46	2.51

4.2 Критерии отбора событий рождения пар J/ψ

Для выбора событий с двумя J/ψ в конечном состоянии были использованы те же данные, что и для отбора событий одиночного рождения J/ψ . Были использованы нижеследующие критерии отбора:

- минимум четыре трека в событии должны были пройти более 30 радиационных длин;
- в событии должен был сработать один из димюонных триггеров (LAS-LAS, LAS-Outer или LAS-Middle). Для сохранения статистики, события в которых сработал LAS-Middle триггер не отбрасывались, а мюоны из распада адронов пучка отбрасывались специальным отбором;

- были отобраны первичные вершины с четырьмя выходящими мюонными треками. В событиях, в которых была возможность выбрать более чем одну вершину, выбиралась вершина с наименьшим \(\chi_2/ndf\).
 Если одна из вершин была помечена как лучшая первичная вершина, то выбиралась эта вершина;
- после распада пары J/ψ в мюоны ожидалось наличие двух положительно заряженных и двух отрицательно заряженных мюонов.
 Применялось соответствующее требование на заряды мюонных треков;
- каждый трек-кандидат в мюоны должен пройти через всю установку COMPASS. Мюонный трек должен был начинаться до магнита SM1 (первая точка трека должна иметь $Z_{first} < 300$ см) и заканчиваться после мюонного фильтра. Z-координата последней точки трека должна была удовлетворять условию $Z_{last} > 1500$ см;
- каждый мюонный трек должен был иметь $\chi^2/ndf < 10;$
- использовался отбор по импульсу отрицательно заряженного мюона $p_{\mu^-} > 100 \ \Gamma \Rightarrow B/c$ и по углу вылета $\theta_{\mu^-} > 12$ мрад. Применение данного отбора к событиям с двумя мюонами в конечном состоянии исключает отрицательно заряженные мюоны, рожденные в распадах адронов пучка;
- была проведена проверка попадания мюонных треков в геометрический аксептанс триггеров. Для событий с четырьмя мюонами проверялось, что минимум два мюонных трека любых зарядов пересекают активные области сработавших димюонных триггеров (LAS-LAS, LAS-Outer или LAS-Middle). Например, если сработал димюонный LAS-Outer триггер, то это означает, что любые два мюонных трека должны пересечь любые две плоскости годоскопа LAS (HG01Y1 и HG02Y2 или HG01Y1 и HG02Y1) и любые две плоскости сти годоскопа Outer (HO03Y1_m и HO04Y1_m или HO03Y1_m и HO04Y2 m);
- сумма импульсов мюонов должна быть меньше 190 ГэВ/с. Этот отбор необходим для выполнения закона сохранения энергии, а также для исключения отрицательно заряженных мюонов с очень большим импульсом, родившихся в распаде пионного пучка;

- для исключения потенциального комбинаторного фона и подозрительных, несовместимых по времени мюонных треков, был применен отбор на качество реконструкции времени треков $\chi^2/ndf = \frac{1}{4}\sum_{i=1}^{i=4} \frac{t_i^2}{\sigma_{t_i}^2} < 5$, где t_i время мюонного трека, измеренное относительно времени триггера, σ_{t_i} ошибка реконструкции времени трека. Вариация этого отбора не меняет итоговое соотношение сигнал / фон. В отборе участвовали только мюонные треки, выходящие из первичной вершины. Входящий в первичную вершину пионный трек не использовался в анализе;
- для отбора событий с парами J/ψ в разных мишенях выполнялись отборы по Z-координате первичной вершины. Были использованы следующие диапазоны: -303 см $< Z_{NH_3} <$ -157 см, -33 см $< Z_W <$ -20 см, -66 см $< Z_{Al}^{2015} <$ -54 см, -76.5 см $< Z_{Al}^{2018} <$ -63.5 см. Разница в используемых диапазонах для алюминиевой мишени связана с тем, что мишень была сдвинута на 10 см в 2018 году. Все диапазоны учитывают разрешение Z-координаты вершины, полученного из Монте-Карло моделирования парного рождения J/ψ ;
- события с двумя J/ψ выделялись отбором по массам комбинаций димюонов. Из четырех мюонов в конечном состоянии ($\mu_1^+\mu_2^+\mu_1^-\mu_2^-$) составлялись комбинации димюонных пар, и считалась их инвариантная масса: $m_1 = M_{\mu_1^+\mu_1^-}$ и $m_2 = M_{\mu_2^+\mu_2^-}$ или $m_1 = M_{\mu_1^+\mu_2^-}$ и $m_2 = M_{\mu_2^+\mu_1^-}$. Рисунок 4.2 иллюстрирует инвариантные массы пар димюонов m_1 и m_2 (две пары димюонов на событие) в NH₃ мишени. Примененный отбор по массам показан красным кругом. Радиус круга на рисунке соответствует $2\Delta_{J/\psi}$, где $\Delta_{J/\psi}$ – ожидаемая ширина пика J/ψ в мишени, а положение круга определяется ожидаемой массой $M_{J/\psi}$. Параметры одиночных J/ψ ($M_{J/\psi}$ и $\Delta_{J/\psi}$) показаны в таблице 5. Одинаковые значения массы и ширины пика J/ψ использовались для отбора пар J/ψ в данных 2015 и 2018 годов;
- две комбинации пар J/ψ могут быть собраны из четырех мюонов.
 События, в которых обе комбинации пар J/ψ удовлетворяли всем критериям отбора, отбрасывались. Было проверено, что данный отбор не вносит дополнительную систематическую неопределенность
и одинаково влияет и на данные эксперимента, и на данные моделирования парного рождения J/ψ ;

– на каждую отобранную J/ψ в паре ставился отбор $x_{FJ/\psi} = 2p_L^*/\sqrt{s} > 0$. Таким образом, число событий одиночного и парного рождения J/ψ оценивалось в одинаковой кинематической области.



Рисунок 4.2 — Двумерное распределение инвариантных масс димюонов в NH₃ мишени. Отбор по массам димюонных пар выбирает события, попавшие в красный круг.

Все проведенные отборы кратко приведены в таблице 6. После всех отборов всем J/ψ из отобранной пары приписывалась номинальная масса 3.096 ГэВ/ c^2 , а импульс J/ψ оставался прежним.

После применения всех отборов осталось 43 события-кандидата с парами J/ψ в конечном состоянии: 28 событий в аммиачной мишени, 2 события в алюминиевой мишени, и 13 событий в первых 10 см вольфрама. Первые 10 см вольфрамовой мишени брались для того, чтобы избавиться от лишнего фона и событий со вторичными взаимодействиями. Таблица с кинематикой отобранных пар J/ψ в аммиаке, представлена в Приложении.

Было изучено преимущество использования алгоритма реконструкции вершин CDA (Clothest Distance Approach). Этот алгоритм находит такую Z-координату, что расстояние между двумя треками или вершиной и треком в плоскости XY с этой Z-координатой минимальное. По сравнению со стандартным алгоритмом реконструкции вершин, который использовался в анализе, алгоритм CDA более эффективен, но имеет меньшую точность. Было посчитано, что в случае использования CDA для реконструкции вершин, можно было отобрать примерно на 15% больше событий одиночного рождения J/ψ в вольфрамовой мишени для данных 2015-го года. Алгоритм не давал преимуществ в числе одиночных J/ψ в NH₃ мишени. При использовании алгоритма CDA в анализе, можно было бы получить еще 3 события с двумя J/ψ в конечном состоянии в вольфрамовой мишени.

Было исследовано преимущество использования ручной аппроксимации первичной вершины. Подгонка вершины выполнялась для каждой вершины с четырьмя выходящими мюонами, с учетом исходящих мюонов и всех возможных пучковых треков в событии, которые были восстановлены с помощью стандартной процедуры реконструкции. Из набора новых вершин (для каждого пучкового трека) выбиралась одна вершина с наименьшим χ^2/ndf . Было выявлено, что ручная аппроксимация вершин не дает никаких преимуществ при выборе пар J/ψ . После аппроксимации вершины импульс мюонов немного отличался по сравнению со стандартной реконструкцией, и некоторые события рождения пар J/ψ не проходили через отбор по массе димюонных комбинаций.

4.3 Оценка числа фоновых событий

В этой работе сигнальными событиями рождения пар J/ψ называются события, в которых две J/ψ появились в результате одного взаимодействия и были реконструированы в одной вершине. Такая пара J/ψ должна появиться в результате инклюзивного процесса $\pi^- N \to J/\psi J/\psi + X$.

Помимо сигнальных событий в отобранные события могут попасть фоновые из следующих источников:

- комбинаторный фон: в отобранных данных имеются события с 4µ и J/ψµµ. События этих типов могут пройти отбор событий, если инвариантные массы мюонных пар попадут в область масс J/ψ;
- фон от наложения взаимодействий (pileup): две J/ψ могут быть получены в одном событии в случае наложения двух независимых взаимодействий;

Таблица 6 — Критерии отбора событий с двумя J/ψ в конечном состоянии. Отдельно показаны критерии отбора для данных 2015 и 2018 года.

			2015	2018	
	Отбор	Число	Отбор	Число	Отбор
		событий	на $M_{\mu^+\mu^-}$	событий	на $M_{\mu^+\mu^-}$
1	минимум 4 трека с ${\rm X}/{\rm X0}>30$	$1.62 \cdot 10^{7}$		$2.25 \cdot 10^{7}$	
2	первичная вершина с 4µ	595745		682452	
3	$2\mu^+2\mu^-$	324182		380502	
4	$Z_{first} < 300$ см и $Z_{last} > 1500$ см	314336		364102	
5	$\chi^2/ndf < 10$	295611	59	337619	72
6	$\theta_{\mu^-} < 12$ мрад & & $p_{\mu^-} > 100~\Gamma \mathrm{ \widetilde{pB}}/c$	260554	39	295704	48
7	проверка триггеров	252340	39	284598	48
8	$\Sigma P_{\mu} < 190$ Гэ B/c	251167	36	282799	44
9	time $\chi^2/ndf < 5$	132850	30	161169	36
10	только одна комбинация $2J/\psi$	132849	28	161164	26
11	$x_F _{J/\psi} > 0$		23		20
12	Отбор на Z_{PV} :				
	-303 см $< Z_{NH_3} <$ -173 см	123005	14	140750	14
	-33 см $< Z_W <$ -20 см	5144	8	6727	5
	-66 см $< Z_{Al}(2015) < -54$ см	5477	1		
	-76.5 см $< Z_{Al}(2018) <$ -63.5 см			8516	1

– распад пары *B*-мезонов: пары *B*-мезонов, рожденные в одном событии, могут дать пару J/ψ в результате распада каждого *B*-мезона в канале $B \to J/\psi + X$.

4.3.1 Комбинаторный фон

Для оценки числа событий комбинаторного фона для каждого события вычислялось значение $R = \sqrt{(m_1 - M_{J/\psi})^2 + (m_2 - M_{J/\psi})^2}$, где m_1 и m_2 – это инвариантные массы пар мюонов. Число R определяет линейное расстояние от точки (m_1, m_2) на массовой плоскости димюонов (рисунок 4.2) до ожидаемой массы J/ψ (центр круга на рис. 4.2). Полученное распределение значений R для NH₃ мишени показано на рисунке 4.3 черным цветом.

Размер бина на рисунке 4.3 был специально выбран равным $2\Delta_{J/\psi}$, где $\Delta_{J/\psi}$ – это гауссова ширина пика одиночных J/ψ . Для этого размера бина все выбранные кандидаты в пары J/ψ попадали в первый бин. Из Монте-Карло моделирования было найдено, что большая доля пар J/ψ попадает и во второй бин. Доля этих событий показана на рисунке 4.3 синим цветом.

Число фоновых событий в первом бине оценивалось из подгонки распределения значений R (первые два бина не учитывались), и оценкой значения функции в первом бине. Для подгонки данных была использована экспоненциальная функция $f = c_1 e^{c_2 R}$, где c_1 и c_2 – свободные параметры. Аппроксимация показана на рисунке 4.3 красным цветом. Подгонка выполнялась в диапазонах от 4 $\Delta_{J/\psi}$ до 2 ГэВ/ c^2 . Число фоновых событий оценивалось из экстраполяции экспоненциальной кривой в точку R = 0, и вычисления интеграла функции в первом бине. Число сигнальных событий парного рождения J/ψ после вычитания фоновых событий составило: 25.1 ± 0.5 , 0.6 ± 0.4 и 4.5 ± 2.0 в NH₃, Al и W мишенях соответственно. Полученные числа фоновых и сигнальных событий в каждой мишени показаны в таблице 7. Таким образом, в алюминиевой и вольфрамовой мишени содержится большое количество фоновых событий.

Таблица 7 — Число одиночных и парных J/ψ (отобранные, фоновые и сигнальные события), значения аксептанса одиночных и парных J/ψ и сечение рождения пар J/ψ на мишенях эксперимента COMPASS (первое число - центральное значение, второе и третье – статистическая и систематическая ошибка, соответственно).

	$ m NH_3$	Al	W
$N_{J/\psi}/10^{6}$	6.23	0.46	2.51
$N_{2J/\psi}$ (отобрано)	28	2	13
$N_{2J/\psi}$ (фон)	2.9 ± 0.5	1.4 ± 0.4	8.2 ± 2.0
$N_{2J/\psi}$ (сигнальные)	25.1 ± 0.5	0.6 ± 0.4	4.5 ± 2.0
$A_{2J/\psi}$	0.129	0.051	0.050
$A_{J/\psi}$	0.194	0.074	0.066
$\sigma_{2J/\psi}$	$10.7 \pm 2.3 \pm 3.2$	$3.6 \pm 8.2 \pm 1.4$	$3.3 \pm 3.0 \pm 1.8$



Рисунок 4.3 — Распределение значений *R*, полученное для реальных данных в NH₃ мишени (показано черным цветом) и Монте-Карло событий (показано синим цветом). Описание данных экспоненциальной функцией показано красной сплошной линией, пунктирной линией показана экстраполяция функции в область первого бина.

4.3.2 Фон от наложения взаимодействий

События, в которых две одиночные J/ψ родились в результате разных взаимодействий и были реконструированы в одной вершине в одном временном окне, могут вносить вклад в отобранные для анализа события рождения пар J/ψ . Можно оценить вероятность реконструкции одной J/ψ в типичном временном окне ΔT и в вершине с пространственным разрешением ΔL для каждой мишени. Используя эти числа, можно аналитически оценить среднее число одиночных J/ψ , рожденных и реконструированных в типичном временном и пространственном окне. Все числа и расчеты ниже приведены для мишени из аммиака.

Обозначив аксептанс установки за A, беря плотность мишени $\rho_T = L_{eff} \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{M}$ и сечение рождения одиночной J/ψ [101], можно вычислить вероятность рождения J/ψ , которая распадется на два мюона:

$$P_{J/\psi} = \sigma_{J/\psi} \cdot BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-) \cdot \rho_T \cdot A =$$

$$4.9 \frac{nb}{nucleon} \cdot (96.41 \ cm \cdot 0.5 \ \frac{g}{cm^3} \cdot 6 \cdot 10^{23} \ \frac{particles}{mol} / 12 \ \frac{g}{mol}) \cdot 0.19 \approx 2.2 \cdot 10^{-9}.$$

Так как часть объема мишени NH_3 заполнена гелием, молярная масса смеси газов в NH_3 мишени была взята 12 г/моль, а эффективная плотность смеси $\rho = 0.5$ г/см³.

Беря среднюю интенсивность пучка для 2015 и 2018 годов (< I >), и коэффициент ослабления (τ), можно получить среднее число пучковых треков во временном окне ΔT :

$$N_{beam} = \tau \cdot \langle I \rangle \cdot \Delta T \approx 1.0 \cdot 0.6 \cdot 10^8 \ \frac{particles}{sec} \cdot 6 \ ns \approx 0.36.$$
(4.2)

Число одиночных J/ψ в аммиаке в кинематической области $x_F > 0$ $N_{J/\psi} = 6.2 \cdot 10^6$ было опредено из данных эксперимента (см. таблицу 5). Взяв вероятность реконструкции вершины с разрешением ΔL в мишени $P_{vertex} = 0.9 \cdot \frac{\Delta L}{L}$ (где L – длина мишени и 0.9 – вероятность реконструкции вершины, полученная из CORAL), можно оценить среднее число одиночных J/ψ , реконструированных в типичном временном окне ΔT и пространственном окне ΔL :

$$N = N_{J/\psi} \cdot P_{J/\psi} \cdot N_{beam} \cdot P_{vertex} = 6.2 \cdot 10^6 \cdot 2.2 \cdot 10^{-9} \cdot 0.36 \cdot 0.9 \cdot \frac{11 \ cm}{130 \ cm} \approx 3.7 \cdot 10^{-4}.$$
(4.3)

Среднее число реконструированных одиночных J/ψ мало. В случае наложения взаимодействий необходимо иметь две одновременно реконструированных J/ψ . Для других мишеней эксперимента COMPASS (W и Al) среднее число J/ψ , рожденных и реконструированных во временном окне и в той же вершине, получилось даже меньше, по сравнению с NH₃.

Чтобы проверить, что наложение двух J/ψ из разных взаимодействий незначительно в отобранных данных был проведен поиск событий, в которых есть пары J/ψ , исходящие из разных вершин. Событие с двумя J/ψ , реконструированными в одном событии, но в разных вершинах, более вероятно, чем pileup-событие с двумя J/ψ , реконструированными в одной вершине. В данных 2015 года нашлось только одно подобное событие. В этом событии две вершины с двумя вылетающими мюонами были реконструированы с $\chi^2/ndf = 0.99$ и $\chi^2/ndf = 0.94$. Реконструированные вершины имеют Z-координаты $Z_1 = -251.35$ см и $Z_2 = -8.41$ см, поэтому первая J/ψ появилась в NH₃ мишени, а вторая во второй ячейке вольфрама (которая была исключена из отбора пар J/ψ , представленного в таблице 6). Соответствующие массы конечных состояний составили 2.99 ГэB/ c^2 и 3.25 ГэB/ c^2 . Результаты этого теста подтверждают, что количество событий от наложенных взаимодействий, когда две J/ψ появились в результате разных взаимодействий и были реконструированы в одной и той же вершине, незначительно.

4.3.3 Распад пары В-мезонов

Пара J/ψ -мезонов может появиться в результате распада $B\bar{B}$ пары. Для оценки сечения рождения пары B-мезонов ($\sigma_{\pi^-N\to B\bar{B}+X}$) была выполнена симуляция рождения пар B-мезонов в генераторе Pythia 8 [93]. Для этого моделирования использовались процессы $gg \to b\bar{b}$ и $q\bar{q} \to b\bar{b}$. В моделировании отрицательно заряженный пион взаимодействовал с протоном на энергии 18.9 ГэВ в системе центра масс. Полученное из симуляции сечение инклюзивного рождения $B\bar{B}$ пар составило $\sigma_{\pi^-p\to B\bar{B}+X} = 1.049 \pm 0.00572$ нб на нуклон, которое согласуется с экспериментальными измерениями коллаборации WA78 $\sigma_{\pi^-U\to B\bar{B}+X} = 2 \pm 1.2$ нб на нуклон [102] и верхним пределом на сечение рождения $B\bar{B}$ пар $\sigma_{\pi^-W} \to B\bar{B} + X < 1.5$ нб на нуклон (CL = 95%), установленный коллаборацией NA10 [103].

Сечение рождения пары *B*-мезонов и число пар J/ψ ($N_{B\bar{B}\to 2J/\psi+X}$), связаны следующей формулой:

$$\frac{\sigma_{\pi^- N \to 2J/\psi + X}}{\sigma_{\pi^- N \to B\bar{B} + X}} = \frac{A_{J/\psi}^2 \cdot N_{\pi^- N \to 2J/\psi + X} \cdot BR^2 (B \to J/\psi + X)}{A_{2J/\psi} \cdot N_{B\bar{B} \to 2J/\psi + X}}.$$
 (4.4)

Учитывая сечения рождения двух J/ψ в эксперименте NA3 ($\sigma_{\pi^-N\to J/\psi J/\psi+X} = 18 \pm 8$ пб), $BR(B^0 \to J/\psi + X) = (1.094 \pm 0.032)\%$, $N_{\pi^-N\to 2J/\psi+X} = 28$, $A_{J/\psi} = 0.194$, $A_{2J/\psi} = 0.129$ (для NH₃ мишени), можно оценить число событий рождения пар J/ψ в результате распада пары *B*-мезонов:

$$N_{B\bar{B}\to 2J/\psi+X} = \frac{A_{J/\psi}^2 \cdot N_{\pi^- N \to 2J/\psi+X} \cdot BR^2 (B \to J/\psi+X)}{A_{2J/\psi}} \cdot \frac{\sigma_{\pi^- N \to B\bar{B}+X}}{\sigma_{\pi^- N \to 2J/\psi+X}} = \frac{0.194^2 \cdot (28 \pm 5.3) \cdot (0.01094 \pm 0.00032)^2}{0.129} \cdot \frac{1.049 \pm 0.00572}{(18 \pm 8) \cdot 10^{-3}} = 0.057 \pm 0.027(4.5)$$

Для Al и W мишеней число $N_{B\bar{B}\to 2J/\psi+X}$ составляет 0.0015 ± 0.0013 и 0.008 ± 0.004 событий соответственно.

Энергия сгенерированных пар *B*-мезонов и энергия выбранных для анализа кандидатов в пары J/ψ покрывает один и тот же диапазон значений. Это подтверждает, что распад пары $B\bar{B}$ в пару J/ψ может быть источником фона.

4.4 Моделирование событий одиночного и парного рождения *J*/ψ методом Монте-Карло

Монте-Карло моделирование рождения одиночных и парных J/ψ проводилось на нескольких вычислительных фермах [104—106].

Данные Монте-Карло моделирования парного рождения J/ψ генерировались согласно механизму SPS с помощью генератора HELAC-Onia [97; 98]. Для моделирования рождения пар J/ψ этот генератор использовал цвето-синглетную модель и ранее широко применялся в работах по анализу парного рождения J/ψ в коллайдерных экспериментах. Специально для эксперимента COMPASS в генератор была добавлена возможность работы с пионными пучками.

В таблице 1 показаны доли вклада от каждого состояния чармония, используемого в моделировании [59]. Для учета этих вкладов был разработан следующий алгоритм. События рождения пар J/ψ , сгенерированные в HELAC-Onia, записывались в формате LesHouchesEvents (LHE). Для учета вкладов других чармониевых состояний (например, $J/\psi\chi_{1c} \rightarrow J/\psi J/\psi + X$) PDG-номера и массы конечных частиц переписывались в выходном LHE файле. Измененный файл с событиями передавался в генератор Pythia 8, который размазывал импульс конечного состояния для каждого события. В итоге получались Монте-Карло события с выполненными законами сохранения энергии и импульса. Конечное состояние с переписанными массами частиц соответствовало заданным парам чармониев. Таким образом, сгенерированные события учитывали вклад возбужденных состояний чармония в рождение пар J/ψ (так называемый feed-down эффект).

Данные Монте-Карло моделирования с парами J/ψ готовились для каждой мишени отдельно. Так как взаимодействия пионного пучка происходили на ядерных мишенях, то в моделировании использовались ядерные функции партонных распределений: nCTEQ15FullNuc_184_74 для симуляции взаимодействий в W мишени, nCTEQ15FullNuc_27_13 для взаимодействий в Al мишени, nCTEQ15FullNuc_14_7 и NNPDF23_nlo_as_0119 использовались для моделирования взаимодействий в NH₃ мишени. Вкладами от ³He и ⁴He в мишени NH₃ пренебрегалось. Поляризации одиночных и парных J/ψ не учитывались.

Два процесса, которые участвуют в формировании пар J/ψ в механизме SPS ($q\bar{q} \rightarrow J/\psi J/\psi$ и $gg \rightarrow J/\psi J/\psi$), были учтены в соотношении $\frac{q\bar{q}\rightarrow J/\psi J/\psi}{gg \rightarrow J/\psi J/\psi} = 2$. Для сравнения, в работе [12] отношение между кваркантикварковой аннигиляцией и слиянием глюонов было оценено равным 2.8. Неопределенность отношения $\frac{q\bar{q}\rightarrow J/\psi J/\psi}{gg \rightarrow J/\psi J/\psi}$ была учтена при оценке систематической ошибки.

Сгенерированные события одиночного и парного рождения J/ψ передавались в программу TGeant, в которой описана модель установки COMPASS. Использовался модуль T4AsciiProcess, который принимал текстовый файл с сгенерированными событиями, описанными в специальном формате. В TGeant треки сгенерированного события экстраполировались через вещество установки, и моделировался отклик каждого детектора. Для реконструкции событий моделирования использовалась та же версия CORAL, что и для реконструкции реальных данных. Для всех типов событий в CORAL учитывались эффективности детекторов и триггеров, отдельно вычисленными для 2015 и 2018 годов.

Моделирование рождения одиночных J/ψ на установке COMPASS проводилось с помощью генератора Pythia 8. Монте-Карло данные рождения одиночных J/ψ готовились централизованно коллаборацией COMPASS, отдельно для условий работы установки в 2015-ом и 2018ом годах.

4.5 Оценка сечения рождения пар J/ψ

Для оценки отношения сечений рождения одиночных и парных J/ψ использовалось следующее выражение:

$$\frac{\sigma_{J/\psi J/\psi}}{\sigma_{J/\psi}} = \frac{1}{BR(J/\psi \to \mu\mu)} \cdot \frac{N_{J/\psi J/\psi}}{A_{J/\psi J/\psi}} \cdot \frac{A_{J/\psi}}{N_{J/\psi}}.$$
(4.6)

В этой формуле используются средние значения аксептансов для одиночных и парных J/ψ ($A_{J/\psi}$ и $A_{J/\psi J/\psi}$ соответственно). Средние аксептансы были посчитаны в кинематической области $x_{F J/\psi} = 2p_{L J/\psi}^*/\sqrt{s} > 0$ с учетом числа одиночных или парных J/ψ в данных 2015 и 2018 годов и соответствующих аксептансов, извлеченных из Монте-Карло данных для 2015 и 2018 годов. Например, средний аксептанс для событий одиночного рождения J/ψ считался по формуле

$$A_{J/\psi} = \frac{A(2015) \cdot N_{J/\psi}(2015) + A(2018) \cdot N_{J/\psi}(2018)}{N_{J/\psi}(2015) + N_{J/\psi}(2018)}.$$
 (4.7)

В таблице 7 представлены средние аксептансы установки для одиночных и двойных J/ψ , используемые для оценки сечения. Поскольку аксептансы вычисляются с использованием Монте-Карло данных, то эти величины учитывают эффективности детекторов и эффективности триггеров установки.

Для оценки абсолютных значений сечений рождения пар J/ψ было использовано сечение рождения одиночных J/ψ , измеренное в эксперименте NA3 с использованием пучка π^- 200 ГэВ/*c* на протонной мишени $(\sigma_{J/\psi}^p \times BR(J/\psi \to \mu\mu) = 6.3 \pm 0.8$ нб) и на платиновой мишени $(\sigma_{J/\psi}^{Pt} \times BR(J/\psi \to \mu\mu) = 960 \pm 150$ нб) [101]. Первое значение было использовано для оценки сечения рождения пары J/ψ на NH₃ и Al мишенях, и второе значение использовалось для оценки сечения на вольфрамовой мишени.

Беря значение $BR(J/\psi \to \mu\mu) = 0.05961 \pm 0.00033$ [23], можно оценить:

$$\sigma_{J/\psi J/\psi} / \sigma_{J/\psi} = (1.02 \pm 0.22_{stat} \pm 0.27_{syst}) \cdot 10^{-4}.$$
(4.8)

Результаты оценки сечения рождения пар J/ψ на мишенях эксперимента COMPASS представлены в таблице 7, и показаны красным цветом на рисунке 4.4. Для сравнения синим цветом показаны результаты оценки сечения на платиновой мишени, опубликованные коллаборацией NA3 [9]. Был сделан вывод о том, что с учетом статистических и систематических ошибок ядерных эффектов в рождении пар J/ψ на рисунке 4.4 не наблюдается.



Рисунок 4.4 — Сечение рождения пар J/ψ , измеренное на мишенях экспериментов COMPASS (показано красным цветом) и NA3 (показано синим цветом).

4.6 Поправка на аксептанс установки COMPASS

Из-за большого числа фоновых событий в алюминиевой и вольфрамовой мишенях, дальнейшая работа проводилась с событиями, отобранными в мишени из аммиака. В качестве аксептанса использовалась трехмерная функция, учитывающая инвариантную массу, поперечный импульс и долю продольного импульса пары J/ψ ($M_{2J/\psi}$, $p_{T\ 2J/\psi}$ и $x_{||\ 2J/\psi}$ соответственно). Доля продольного импульса пары определялась как $x_{||\ 2J/\psi} = p_{L\ 2J/\psi}/p_{beam}$. Продольный и поперечный импульсы конечного состояния ($p_{L\ 2J/\psi}$ и $p_{T\ 2J/\psi}$) считались в лабораторной системе относительно пучка, и импульс пучка p_{beam} брался равным 190 ГэВ/c.

Для разделения вкладов различных механизмов рождения пар J/ψ поправленные на аксептанс распределения должны иметь пуассоновские ошибки. В этом случае пособытийная поправка на аксептанс не подходит. Для получения пуассоновских ошибок в бинах распределений считался средний аксептанс для событий, попадающих в один бин соответствующего распределения. Средний аксептанс считался только в случае если несколько событий попадают в бин соответствующего распределения.

На рисунке 4.5 (а) показано дифференциальное сечение рождения пар J/ψ как функции $M_{2J/\psi}$ для NH₃ мишени. В распределении инвариантной массы пар J/ψ нет четко видимого статистически значимого сигнала от возможных экзотических состояний $|c\bar{c}c\bar{c}\rangle$, открытых в LHCb [6]. Отобранные события не попадают в область масс, в которой ожидаются η_b и $\chi_{b_{0,1,2}}$ (M_{η_b} , $M_{\chi_{b_{0,1,2}}} > 9 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$). С помощью метода, описанного в работе [107] для резонанса X(6900) в данных эксперимента COMPASS был установлен верхний предел на число событий X(6900): $N_{X(6900)} < 6.7$ (CL = 90%) и $\sigma_{X(6900)} \cdot BR(X(6900) \rightarrow J/\psi J/\psi)/\sigma_{2J/\psi} < 0.27$ (CL = 90%).

Рисунок 4.5 (б) иллюстрирует спектр дифференциального сечения по поперечному импульсу $d\sigma_{2J/\psi}/dp_{T~2J/\psi}$. Отобранные события достигают значений $p_{T~2J/\psi} = 3.5 \ \Gamma \Im B/c$, и среднее значение составляет $p_{T~2J/\psi} = 1.3 \ \Gamma \Im B/c$.

На рисунке 4.5 (в) показано дифференциальное сечение как функция переменной $|\Delta x_{||}| = |x_{|| J/\psi_1} - x_{|| J/\psi_2}|$, где доля продольного импульса $x_{|| J/\psi}$ считалась для каждой J/ψ в выбранной паре. Для корректировки $|\Delta x_{||}|$ распределения на аксептанс использовалась трехмерная функция, зависящая от $M_{2J/\psi}$, $p_{T 2J/\psi}$ и $|\Delta x_{||}|$. Полученное распределение хорошо согласуется с выводами о малом числе событий рождения пар J/ψ одновременно через механизмы SPS и IC. Иначе наблюдалась бы существенная разница в долях продольного импульса, уносимыми одиночными J/ψ из пары. Этот же вывод можно сделать и из рисунка 4.6, на котором показаны доли продольного импульса $x_{|| J/\psi_1}$ и $x_{|| J/\psi_2}$.

Все распределения на рисунке 4.5 показаны без вычета фоновых событий. Распределения, соответствующие комбинаторному фону, показаны черными пунктирными кривыми, и моделировались отдельно в генераторе Pythia 8. Разница между экспериментальными данными и кривой фона соответствует оцененному сечению рождения пар J/ψ . Красными пунктирными линиями показаны предсказания SPS модели, а красной сплошной линией показан результат аппроксимации данных суммой SPS и фона. Распределения на рисунке 4.5 согласуются с ожидаемыми распределениями от SPS модели, однако, на статистике эксперимента COMPASS они не годятся для суждения о механизме рождения пар J/ψ . В Приложении приведена таблица с дифференциальным сечением фоновых событий в каждом бине распределений, показанных на рисунках 4.5 и 4.7.



Рисунок 4.5 — Дифференциальные сечения рождения пар J/ψ в NH₃ мишени как функции $M_{J/\psi J/\psi}$ (a), $p_{T 2J/\psi}$ (б), и $|\Delta x_{||}|$ (в).

4.7 Изучение систематических ошибок

4.7.1 Неопределенность $\sigma_{J/\psi}$

Для оценки сечения рождения пар J/ψ в эксперименте COMPASS было использовано сечение рождения одиночных J/ψ , измеренное в эксперименте NA3 в области $x_{F J/\psi} > 0$ с использованием π^- пучка 200 ГэВ/с $(\sigma_{J/\psi}^p \times BR(J/\psi \to \mu\mu) = 6.3 \pm 0.8$ нб и $\sigma_{J/\psi}^{Pt} \times BR(J/\psi \to \mu\mu) = 960 \pm 150$ нб). Неопределенности $\sigma_{J/\psi}$ в основном определяются систематическими опибками [101], и были взяты в качестве систематической неопределенности $\sigma_{J/\psi}$.



Рисунок 4.6 — Доли продольного импульса, уносимые каждой J/ψ в выбранной паре. Распределение показано для событий в NH₃ мишени.

4.7.2 Погрешность оценки фона

Была изучена систематическая неопределенность метода оценки комбинаторного фона. Для этого был разработан и использован численный Монте-Карло генератор, строивший двумерные распределения масс мюнных пар. Пример такого распределения для реальных данных показан на рисунке 4.2. Генерируемые двумерные распределения масс учитывали события трёх типов: $J/\psi\mu\mu$, 4μ и $2J/\psi$. События этих типов могли генерироваться в любой заданной пропорции. Форма распределения событий $J/\psi\mu\mu$ была аппроксимирована двумерной экспоненциальной функцией, а распределения событий 4μ и $2J/\psi$ моделировались двумерными функциями Гаусса. Параметры всех функций оценивались из данных, показанных на рисунке 4.2 (для NH₃ мишени). Вклады различных типов событий брались с весами, оцененными из данных.

Было проведено большое число независимых моделирований массовых распределений для каждой мишени. Для каждого моделирования проводилась оценка числа фоновых событий, а ошибка рассчитывалась как $\sigma_{syst} =$ (реальный фон - оцененный фон) / (реальный фон). Систематическая ошибка оценки комбинаторного фона в пересчете на сечение парного рождения J/ψ составила 0.05 пб/нуклон, 0.84 пб/нуклон и 1.49 пб/нуклон для NH₃, Al и W соответственно. Различие в полученной систематике для разных мишеней можно объяснить разной формой вклада событий $J/\psi\mu\mu$.

4.7.3 Ошибка оценки аксептанса

Систематическая ошибка, связанная с неопределенностью моделирования событий одиночного и парного рождения J/ψ учитывает неопределенность эффективностей триггерных годоскопов (относительная ошибка была оценена в 3% и 9% соответственно) и двумерных эффективностей детекторов (12% и 20%, соответственно).

Дополнительно, ошибка аксептанса одиночных J/ψ включает относительную ошибку 2% из-за неопределенности выбора PDF (GRVPI0, GRVPI1, CT14 или NNPDF). Неопределенность аксептанса парного рождения J/ψ также учитывает относительную ошибку 8% из-за неопределенности отношения $\frac{q\bar{q}\rightarrow 2J/\psi}{gg\rightarrow 2J/\psi}$. Это отношение варьировалось от 0.3 (значение, полученное из генератора Pythia 8) до 10 (значение, полученное из генератора HELAC-Onia).

В итоге, относительная систематическая ошибка сечения рождения одиночных и парных J/ψ составила 13% и 23%. Ошибка оценки аксептанса является наиболее значимым источником систематики для данных, отобранных в NH₃ мишени.

4.7.4 Неопределенность числа J/ψ

Одномерное распределение инвариантных масс пар мюонов (рис. 4.1) описывалось разными аналитическими функциями. Из аппроксимации данных этими функциями были получены одинаковые значения $M_{J/\psi}$ и $\Delta_{J/\psi}$ (см таблицу 7), но число событий одиночных J/ψ в данных эксперимента COMPASS немного отличалось.

Несколько функций (модифицированная функция Гаусса, асимметричная функция Crystall Ball и функция Цаллиса) использовалось для описания пика одиночных J/ψ в данных эксперимента. Неопределенность числа одиночных J/ψ составила 3% для событий в мишени NH₃, 5% для событий в W и 15% для Al мишени.

4.8 Оценка вкладов SPS и IC

Для оценки вкладов механизмов рождения пар J/ψ необходимо учитывать вклады от DPS и от одновременного проявления одиночного партонного рассеяния и внутреннего очарования пиона. В этой работе учитывались только вклады от SPS, IC и комбинаторного фона. Остальные вклады не учитывались ввиду их малости.

Дифференциальное сечение рождения пар J/ψ в зависимости от $x_{\parallel 2J/\psi}$ (рис. 4.7) было аппроксимировано суммой функций SPS и IC, полученных из аппроксимации распределений, показанных на рис. 3.1 и рис. 3.2. Распределение, описывающее фоновые события, было также учтено в аппроксимации. Функция, описывающая кривую IC, была представлена в виде $f_{IC} = x^{c_1} \cdot (1 - x^{c_2})$, где c_1 и c_2 – свободные параметры. Форма SPS распределения была описана полиномом третьей степени.

Аппроксимация $x_{\parallel 2J/\psi}$ распределения проводилась методом максимального правдоподобия. Функция максимального правдоподобия записывалась в виде $\mathcal{L} = \prod P(n, f)$, где P – функция плотности вероятности Пуассона, n – число событий в соответствующем бине и $f = c_1 f_{SPS} + c_2 f_{IC} + f_{bkg}$ – аппроксимирующая функция. Функция плотности вероятности считалась в каждом бине, и произведение бралось по всем бинам распределения $x_{\parallel 2J/\psi}$. Аппроксимирующая функция имела два свободных параметра.

На рисунке 4.7 показано дифференциальное сечение рождения пар J/ψ в зависимости от $x_{\parallel 2J/\psi}$, и аппроксимация распределения суммой SPS, IC и фона (сплошная красная кривая). Пустые бины показаны серым цветом, и учитывались в подгонке. Пунктирными линиями показаны так же отдельные вклады от SPS (красная), IC (синяя) и от фона (черная). Неопределенность вклада от IC шириной 1 σ показана синим цветом.

Из рисунка 4.7 видно, что данные эксперимента COMPASS лучше согласуются с механизмом SPS, чем с IC. Данные эксперимента COMPASS позволяют установить верхний предел на сечение рождения пары J/ψ через механизм IC. Для установки верхнего предела был использован алгоритм, описанный в работах [108; 109]. Верхний предел на отношение сечения механизма внутреннего очарования к интегральному сечению рождения пар J/ψ составил 0.24 (CL=90%). Было также проверено, что в случае рождения резонанса X(6900) в эксперименте COMPASS отношение между вкладами от SPS и IC механизмов качественно не меняется.



Рисунок 4.7 — Иллюстрация аппроксимации распределения $x_{||\ 2J/\psi}$ суммой SPS, IC и фона (показано красной сплошной линией). Пунктирными линиями отдельно показаны вклады от фона (черная), SPS (красная) и IC (синяя). Неопределенность вклада IC показана синей полосой.

Полученный результат можно сравнить с предположением, что все события парного рождения J/ψ в эксперименте NA3 [9] должны появляться только благодаря механизму внутреннего очарования пиона [14]. Поскольку экспериментальные установки NA3 и COMPASS представляли собой эксперименты с полным поглощением пучка и использовали пионные пучки близких энергий, это предположение можно применить и к рождению пар J/ψ в COMPASS. Из данных эксперимента COMPASS видно, что если механизм внутреннего очарования пиона существует, то его вклад описывает только небольшую часть экспериментальных данных. Основной вклад в сечение рождения пар J/ψ вносит механизм SPS. При этом, при интерпретации экспериментальных данных необходимо учитывать аксептанс установки, который имеет схожую форму для COMPASS и NA3 (рис. 4.8). Интерпретация данных NA3 моделью внутреннего очарования пиона [14] была сделана без учета этой поправки (рис. 1.14).



Рисунок 4.8 — Аксептанс установки COMPASS как функция доли продольного импульса, уносимого парой *J*/ψ. Распределение получено для NH₃ мишени.

Результаты данной работы могут также быть использованы в интерпретации данных эксперимента SELEX по рождению барионов, содержащих пару очарованных кварков [110; 111]. Эти результаты были объяснены как свидетельство проявления внутреннего очарования адронов в Ξ_{cc}^+ барионах [67; 112]. Хотя и невозможно напрямую сравнить результаты SELEX и NA3, в работе [112] было показано, что для SELEX и NA3 отношения интегральных партонных сечений $\sigma_{c\bar{c}c\bar{c}}/\sigma_{c\bar{c}}$ в пределах ошибок совпадают. В то же время, сечения рождения пар J/ψ на COMPASS и в NA3 сравнимы, причем результаты COMPASS согласуются с предсказаниями модели одиночного партонного рассеяния. Таким образом, использование только одного механизма IC для описания экспериментальных данных не верно, а SPS механизм может давать существенный вклад в рождение пар J/ψ в NA3 и в рождение барионов с парой очарованных кварков в SELEX.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертации заключаются в следующем.

- Измерены полные сечения рождения пар J/ψ в пион-нуклонных взаимодействиях на различных ядерных мишенях (NH₃, Al, W) эксперимента COMPASS. Получены дифференциальные сечения рождения пар в зависимости от кинематических переменных: $x_{||\ 2J/\psi}, \Delta x_{||\ 2J/\psi}, p_{T\ 2J/\psi}.$
- Дифференциальное сечение рождения пар J/ψ в зависимости от $x_{\parallel 2J/\psi}$ было использовано для оценки вкладов различных механизмов рождения. Показано, что экспериментальные данные не противоречат тому, что все события появились в результате одиночного рассеяния партонов. В работе сделан вывод о том, что использование только модели внутреннего очарования адронов для описания экспериментальных данных NA3 неоправдано, и механизм одиночного партонного рассеяния может давать существенный вклад в экспериментальные данные.
- Был установлен верхний предел на сечение рождения пар J/ψ через механизм внутреннего очарования пиона по отношению к интегральному сечению рождения пар в области $x_{\parallel 2J/\psi} > 0.4$: $\sigma_{2J/\psi}^{IC}/\sigma_{2J/\psi} < 0.24$ (CL=90%).
- Получено распределение дифференциального сечения рождения пар J/ψ как функции инвариантной массы пары J/ψ . Полученное распределение не содержит явных сигналов экзотических резонансов, открытых в LHCb.
- Получены исходные данные для изучения ядерных эффектов и Азависимости процессов, в которых рождается состояние с тяжелой массой. Свидетельств наличия ядерных эффектов в рождении пар *J*/ψ не было обнаружено.

Публикации автора по теме диссертации:

 Phenomenological study for the search of evidence for intrinsic charm at the COMPASS experiment / A. Gridin [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2020.
 — Т. 17, No 6. — С. 826—833. — arXiv: 1901.01712 [hep-ph].

2. Study of double J/ψ production mechanisms at COMPASS / A. Gridin // Int. J. Mod. Phys. A. — 2022. — T. 37, No 33. — C. 2240002.

3. Double J/ψ production in pion-nucleon scattering at COMPASS / G. D. Alexeev [μ др.] // Phys. Lett. B. — 2023. — T. 838. — C. 137702. — arXiv: 2204.01817 [hep-ex].

Список литературы

- The Intrinsic Charm of the Proton / S. Brodsky [и др.] // Phys. Lett. B. - 1980. - Т. 93. - С. 451-455.
- Evidence for intrinsic charm quarks in the proton / R. D. Ball [и др.] // Nature. — 2022. — Т. 608, 7923. — С. 483—487. — arXiv: 2208.08372 [hep-ph].
- Iwasaki, Y. A Possible Model for New Resonances-Exotics and Hidden Charm / Y. Iwasaki // Prog. Theor. Phys. - 1975. - T. 54. - C. 492.
- Iwasaki, Y. Is a State c anti-c c anti-c Found at 6.0-GeV? / Y. Iwasaki // Phys. Rev. Lett. - 1976. - T. 36. - C. 1266.
- Iwasaki, Y. How to Find eta(C) and a Possible State Charm anti-Charm Charm anti-Charm / Y. Iwasaki // Phys. Rev. D. - 1977. - T. 16. -C. 220.
- Observation of structure in the J/ψ-pair mass spectrum / R. Aaij
 [и др.] // Sci. Bull. 2020. Т. 65. С. 1983—1993. arXiv: 2006. 16957 [hep-ex].
- Zhang, J. Recent CMS results on exotic resonances / J. Zhang, K. Yi // PoS. - 2022. - Нояб. - Т. ICHEP2022. - С. 775. - arXiv: 2212.00504 [hep-ex].
- Xu, Y. ATLAS Results on Exotic Hadronic Resonances / Y. Xu // Acta Phys. Polon. Supp. - 2023. - T. 16, 3. - C. 21. - arXiv: 2209.12173 [hep-ex].
- Evidence for ψψ Production in π⁻ Interactions at 150 GeV/c and 280 GeV/c / J. Badier [и др.] // Phys. Lett. B. 1982. Т. 114. С. 457—460.
- ψψ Production and Limits on Beauty Meson Production From 400 GeV/c Protons / J. Badier [и др.] // Phys. Lett. В / под ред. J. Tran Thanh Van. — 1985. — Т. 158. — С. 401—408.

- Ecclestone, R. E. Production of ψψ in Pion Nucleon Interactions by Quark - Anti-quark Annihilation / R. E. Ecclestone, D. M. Scott // Phys. Lett. B. - 1983. - T. 120. - C. 237-239.
- Humpert, B. \u03c6\u03c6 p production at collider energies / B. Humpert, P. Mery // Z. Phys. C. - 1983. - T. 20. - C. 83.
- Halzen, F. Evidence for Multiple Parton Interactions From the Observation of Multi - Muon Events in Drell-Yan Experiments / F. Halzen, P. Hoyer, W. Stirling // Phys. Lett. B. - 1987. - T. 188. -C. 375-378.
- Vogt, R. Intrinsic charm contribution to double quarkonium hadroproduction / R. Vogt, S. Brodsky // Phys. Lett. B. - 1995. -T. 349. - C. 569-575.
- 15. Li, B.-A. J/ψ Pair Production in Hadronic Collisions / B.-A. Li, K.-F. Liu // Phys. Rev. D. 1984. T. 29. C. 426.
- 16. Measurement of the prompt J/ ψ pair production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [μ др.] // Eur. Phys. J. C. 2017. T. 77. C. 76.
- 17. Observation of J/ψ pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \ TeV /$ R. Aaij [μ др.] // Phys. Lett. B. - 2012. - T. 707. - C. 52-59.
- 18. Measurement of the J/ ψ pair production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / R. Aaij [μ др.] // JHEP. 2017. T. 06. C. 047. arXiv: 1612.07451 [hep-ex]. [Erratum: JHEP 10, 068 (2017)].
- 19. Measurement of Prompt J/ψ Pair Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / V. Khachatryan [и др.] // JHEP. -2014. T. 09. C. 094.
- 20. Observation and Studies of Double J/ψ Production at the Tevatron / V. M. Abazov [и др.] // Phys. Rev. D. 2014. Т. 90. С. 111101.
- 21. Parton distributions for the LHC Run II / R. D. Ball [и др.] // JHEP. 2015. Т. 04. С. 040. arXiv: 1410.8849 [hep-ph].
- Денисенко, И. И. Спектроскопия легких адронов и поиск экзотических состояний в распаде J/ψ → K+K-π⁰ и радиационных распадах J/ψ на два псевдоскаляра : дис. ... канд. / Денисенко Игорь Игоревич. — Дубна, 2021.

- 23. Review of Particle Physics / Р. А. Zyla [и др.] // РТЕР. 2020. T. 2020. — C. 083C01.
- 24. Experimental Observation of a Heavy Particle J / J. J. Aubert [и др.] // Phys. Rev. Lett. 1974. Т. 33. С. 1404—1406.
- 25. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation / J. E. Augustin [и др.] // Phys. Rev. Lett. 1974. Т. 33. С. 1406—1408.
- 26. The Discovery of a Second Narrow Resonance in e+ e- Annihilation / G. S. Abrams [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — T. 33. — C. 1453—1455.
- 27. Baier, R. Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory / R. Baier,
 R. Ruckl // Z. Phys. C. 1983. T. 19. C. 251.
- Schuler, G. A. Quarkonium production and decays : дис. ... канд. / Schuler Gerhard A. — Hamburg U., 1994. — arXiv: hep ph/9403387.
- 29. Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV / F. Abe [μ др.] // Phys. Rev. Lett. 1997. T. 79. C. 578-583.
- 30. Braaten, E. Gluon fragmentation into heavy quarkonium / E. Braaten,
 T. C. Yuan // Phys. Rev. Lett. 1993. T. 71. C. 1673-1676. arXiv: hep-ph/9303205.
- 31. Lansberg, J. P. J/ψ, ψ ' and Υ production at hadron colliders: A Review / J. P. Lansberg // Int. J. Mod. Phys. A. 2006. T. 21. C. 3857-3916. arXiv: hep-ph/0602091.
- 32. Caswell, W. E. Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories / W. E. Caswell, G. P. Lepage // Phys. Lett. B. - 1986. - T. 167. - C. 437-442.
- Bodwin, G. T. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium / G. T. Bodwin, E. Braaten, G. P. Lepage // Phys. Rev. D. - 1995. - T. 51. - C. 1125-1171. arXiv: hep-ph/9407339. - [Erratum: Phys.Rev.D 55, 5853 (1997)].

- 34. Fritzsch, H. Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics / H. Fritzsch // Phys. Lett. B. – 1977. – T. 67. – C. 217–221.
- Halzen, F. Cvc for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors / F. Halzen // Phys. Lett. B. - 1977. - T. 69. - C. 105-108.
- 36. Colorless states in perturbative QCD: Charmonium and rapidity gaps /
 J. F. Amundson [и др.] // Phys. Lett. B. 1996. Т. 372. —
 C. 127—132. arXiv: hep-ph/9512248.
- 37. Cheung, V. Polarized Heavy Quarkonium Production in the Color Evaporation Model / V. Cheung, R. Vogt // Phys. Rev. D. 2017. T. 95, ⊠ 7. C. 074021. arXiv: 1702.07809 [hep-ph].
- 38. Cheung, V. Production and polarization of prompt J/ψ in the improved color evaporation model using the k_T-factorization approach / V. Cheung, R. Vogt // Phys. Rev. D. 2018. T. 98, ⊠ 11. C. 114029. arXiv: 1808.02909 [hep-ph].
- 39. Cheung, V. Production and polarization of direct J/ψ to O(αs3) in the improved color evaporation model in collinear factorization / V. Cheung, R. Vogt // Phys. Rev. D. 2021. T. 104, ⊠ 9. C. 094026. arXiv: 2102.09118 [hep-ph].
- 40. Double Parton Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 63$ -GeV / T. Akesson [и др.] // Z. Phys. C. -1987. T. 34. C. 163.
- 41. Double parton scattering in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV / F. Abe [и др.] // Phys. Rev. D. -1997. T. 56. C. 3811-3832.
- Попов, А. В. Поиск новой физики и изучение процессов квантовой хромодинамики в эксперименте D0 : дис. ... д-ра / Попов Алексей Валерьевич. — Протвино, 2022.
- 43. Observation of triple J/ ψ meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Tumasyan [и др.]. 2021. Нояб. arXiv: 2111.05370 [hep-ex].
- 44. d'Enterria, D. Double-parton scattering cross sections in protonnucleus and nucleus-nucleus collisions at the LHC / D. d'Enterria, A. M. Snigirev // Nucl. Phys. A / под ред. W. Horowitz [и др.]. – 2014. – Т. 932. – С. 296–301. – arXiv: 1403.2335 [hep-ph].

- Brodsky, S. J. Intrinsic Heavy Quark States / S. J. Brodsky, C. Peterson,
 N. Sakai // Phys. Rev. D. 1981. T. 23. C. 2745.
- 46. Observation of Charmed d Meson Production in p p Collisions / D. Drijard [и др.] // Phys. Lett. B. 1979. T. 81. C. 250—254.
- 47. Diffractive Production of the Charmed Baryon Lambda(c)+ at the CERN ISR / K. L. Giboni [и др.] // Phys. Lett. B. — 1979. — Т. 85. — C. 437—442.
- 48. Evidence for Lambda(c)+ in Inclusive p p —> (Lambda0 pi+ pi+ pi-) x and p p —> (K- pi+ p) x at s**(1/2) = 53-GeV and 62-GeV / W. S. Lockman [и др.] // Phys. Lett. B. — 1979. — Т. 85. — С. 443—446.
- 49. Charmed Baryon Production at the CERN Intersecting Storage Rings /
 D. Drijard [и др.] // Phys. Lett. B. 1979. Т. 85. С. 452—457.
- 50. Searching for intrinsic charm in the proton at the LHC / V. A. Bednyakov [и др.] // Phys. Lett. B. — 2014. — Т. 728. — С. 602—606. — arXiv: 1305.3548 [hep-ph].
- 51. Brodsky, S. J. Intrinsic charm of vector mesons: A Possible solution of the 'rho pi puzzle' / S. J. Brodsky, M. Karliner // Phys. Rev. Lett. - 1997. -T. 78. - C. 4682-4685. - arXiv: hep-ph/9704379.
- 52. Mo, X.-H. Study of the Rho-pi Puzzle in Charmonium Decays / X.-H. Mo, C.-Z. Yuan, P. Wang // Chin. Phys. C. -2007. T. 31. C. 686-701. -arXiv: hep-ph/0611214.
- 53. Double J/psi-meson Production at LHC and 4c-tetraquark state / A. Berezhnoy [и др.] // Phys. Rev. D. 2011. Т. 84. С. 094023.
- 54. *Debastiani*, *V.* A non-relativistic model for the $[cc][\bar{c}\bar{c}]$ tetraquark / V. Debastiani, F. Navarra // Chin. Phys. C. -2019. T. 43. C. 013105.
- 55. Spectroscopy and decays of the fully-heavy tetraquarks / M. N. Anwar [идр.] // Eur. Phys. J. C. 2018. Т. 78. С. 647. arXiv: 1710.02540 [hep-ph].
- 56. All-heavy tetraquarks / M.-S. Liu [и др.] // Phys. Rev. D. 2019. T. 100. — C. 016006.

- 57. Braaten, E. NRQCD analysis of bottomonium production at the Tevatron / E. Braaten, S. Fleming, A. K. Leibovich // Phys. Rev. D. - 2001. - T. 63. - C. 094006.
- 58. Braguta, V. Observation potential for chi(b) at the Tevatron and CERN LHC / V. Braguta, A. Likhoded, A. Luchinsky // Phys. Rev. D. - 2005. -T. 72. - C. 094018.
- 59. Digal, S. Quarkonium feed down and sequential suppression / S. Digal,
 P. Petreczky, H. Satz // Phys. Rev. D. 2001. T. 64. C. 094015. arXiv: hep-ph/0106017.
- Quarkonium production in hadronic collisions / R. Gavai [и др.] // Int.
 J. Mod. Phys. A. 1995. Т. 10. С. 3043—3070. arXiv: hep-ph/9502270.
- 61. A large acceptance spectrometer to study high mass muon pairs / J. Badier [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. — 1980. — Т. 175. — С. 319.
- 62. Revisiting the production of J/ψ pairs at the LHC / A. A. Prokhorov [и др.] // Eur. Phys. J. C. 2020. Т. 80. С. 1046. arXiv: 2008. 12089 [hep-ph].
- 63. Observation of an excess of di-charmonium events in the four-muon final state with the ATLAS detector / G. Aad [и др.]. 2023. Апр. arXiv: 2304.08962 [hep-ex].
- 64. Observation of new structure in the $J/\psi J/\psi$ mass spectrum in protonproton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Hayrapetyan [и др.]. - 2023. -Июнь. - arXiv: 2306.07164 [hep-ex].
- 65. Harris, B. W. Reanalysis of the EMC charm production data with extrinsic and intrinsic charm at NLO / B. W. Harris, J. Smith, R. Vogt // Nucl. Phys. B. - 1996. - T. 461. - C. 181–196. - arXiv: hep-ph/ 9508403.
- 66. First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+ / M. Mattson [и др.] // Phys. Rev. Lett. 2002. Т. 89. С. 112001.
- 67. Koshkarev, S. Production of the doubly charmed baryons at the SELEX experiment The double intrinsic charm approach / S. Koshkarev, V. Anikeev // Phys. Lett. B. 2017. T. 765. C. 171–174.

- 68. Production of J / psi at large x(F) in 800-GeV/c p copper and p beryllium collisions / M. S. Kowitt [и др.] // Phys. Rev. Lett. 1994. Т. 72. С. 1318—1321.
- 69. Laha, R. IceCube can constrain the intrinsic charm of the proton / R. Laha, S. J. Brodsky // Phys. Rev. D. - 2017. - T. 96. - C. 123002. arXiv: 1607.08240 [hep-ph].
- 70. Constraints on the intrinsic charm content of the proton from recent ATLAS data / V. A. Bednyakov [и др.] // Eur. Phys. J. C. 2019. T. 79. C. 92. arXiv: 1712.09096 [hep-ph].
- 71. First Measurement of Charm Production in its Fixed-Target Configuration at the LHC / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — T. 122. — C. 132002. — arXiv: 1810.07907 [hep-ex].
- 72. Study of Z Bosons Produced in Association with Charm in the Forward Region / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Т. 128. — C. 082001. — arXiv: 2109.08084 [hep-ex].
- 73. PDF4LHC recommendations for LHC Run II / J. Butterworth [и др.] // J. Phys. G. - 2016. - T. 43. - C. 023001. - arXiv: 1510.03865 [hep-ph].
- 74. CT14 Intrinsic Charm Parton Distribution Functions from CTEQ-TEA Global Analysis / T.-J. Hou [и др.] // JHEP. — 2018. — T. 02. — C. 059. arXiv: 1707.00657 [hep-ph].
- 75. COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy / G. Baum [и др.]. — 1996. — Март.
- 76. COMPASS-II Proposal / F. Gautheron [и др.] // SPSC-P-340, CERN-SPSC-2010-014. — 2010. — Май.
- 77. The COMPASS experiment at CERN / P. Abbon $[\mu \text{ др.}]$ // Nucl. Instrum. Meth. A. - 2007. - T. 577. - C. 455-518.
- 78. The COMPASS Setup for Physics with Hadron Beams / P. Abbon [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. - 2015. - Т. 779. - С. 69-115. arXiv: 1410.1797 [physics.ins-det].
- 79. Parsamyan, B. Analysis and Interpretation of Transverse Spin Dependent Azimuthal Asymmetries in SIDIS at the COMPASS Experiment : дис. ... канд. / Parsamyan Bakur. — Torino U., 2007.

- Корзенёв, А. Ю. Измерение спиновой структурной функции g1d на установке COMPASS : дис. ... канд. / Корзенёв Александр Юрьевич. — Дубна, 2007.
- 81. Гуськов, А. В. Анализ метода измерения поляризуемости заряженного π-мезона в эксперименте COMPASS : дис. ... канд. / Гуськов Алексей Вячеславович. — Турин, 2010.
- 82. Земляничкина, Е. В. Определение вклада странных кварков в спин нуклона по результатам эксперимента COMPASS (CERN) : дис. ... канд. / Земляничкина Елена Викторовна. — Дубна, 2010.
- 83. Алексахин, В. Ю. Поляризация Л и Л гиперонов в эксперименте COMPASS (CERN) : дис. ... канд. / Алексахин Вадим Юрьевич. — Дубна, 2011.
- 84. Российская, Н. С. Образование тяжелых гиперонов в глубоконеупругом рассеянии мюонов на дейтронах в эксперименте COMPASS (CERN) : дис. ... канд. / Российская Наталья Сергеевна. — Дубна, 2014.
- 85. Гуськов, А. В. Изучение структуры и свойств мезонов через их взаимодействие с виртуальными фотонами в эксперименте COMPASS : дис. ... д-ра / Гуськов Алексей Вячеславович. — Дубна, 2018.
- 86. Meyer-Conde, M. Measurement of absolute Drell-Yan cross-sections using a 190-GeV π beam at the COMPASS-II experiment : дис. ... канд. / Meyer-Conde Marco. — IRFU, Saclay, 2019.
- 87. Naim, C.-J. Cold nuclear matter effects in Drell-Yan process and charmonium production : дис. ... канд. / Naim Charles-Joseph. U. Paris-Saclay, 2020.
- 88. *Hsieh*, *C.-Y.* Measurement of the differential Drell–Yan cross sections with 190-GeV pion beams in the COMPASS Experiment at CERN : дис. ... канд. / Hsieh Chia-Yu. — National Central University, Taiwan, 2021.
- 89. Lien, Y.-H. Measurements of Unpolarized Dimuon Angular Distributions of Drell–Yan Production with 190-GeV Pion beams in the COMPASS Experiment at CERN : дис. ... канд. / Lien Yu-Hsiang. — National Kaohsiung Normal University, Taiwan, 2021.

- 90. Agoritsas, V. A sealed metal argon ionization chamber (argonion). /
 V. Agoritsas // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. T. 28. C. 2243-2245.
- 91. GEANT4–a simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 506. — С. 250—303.
- 92. Ingelman, G. LEPTO 6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton - nucleon scattering / G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman // Comput. Phys. Commun. - 1997. - T. 101. - C. 108-134. - arXiv: hep-ph/9605286.
- 93. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 / C. Bierlich [и др.]. — 2022. — Март. — arXiv: 2203.11601 [hep-ph].
- 94. URL: http://root.cern.ch.
- 95. URL: http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html.
- 96. Koshkarev, S. Phenomenological analysis of the possible impact of Double Parton Scattering in double J/ψ production at the COMPASS detector using the CERN π^- beam at 190 GeV/c / S. Koshkarev // 18th Workshop on High Energy Spin Physics. — 09.2019. — arXiv: 1909.06195 [hep-ph].
- 97. Shao, H.-S. HELAC-Onia: An automatic matrix element generator for heavy quarkonium physics / H.-S. Shao // Comput. Phys. Commun. — 2013. — T. 184. — C. 2562—2570.
- 98. Shao, H.-S. HELAC-Onia 2.0: an upgraded matrix-element and event generator for heavy quarkonium physics / H.-S. Shao // Comput. Phys. Commun. — 2016. — T. 198. — C. 238—259.
- 99. Koshkarev, S. Signals of the double intrinsic heavy quark at the current experiments / S. Koshkarev, S. Groote // J. Phys. Conf. Ser. 2017. T. 938. C. 012054.
- 100. Lansberg, J.-P. Double-quarkonium production at a fixed-target experiment at the LHC (AFTER@LHC) / J.-P. Lansberg, H.-S. Shao // Nucl. Phys. B. - 2015. - T. 900. - C. 273-294.
- 101. Experimental J/psi Hadronic Production from 150 GeV/c to 280 GeV/c / J. Badier [и др.] // Z. Phys. C. 1983. T. 20. C. 101.

- 102. Experimental Study of $B\bar{B}$ Production in π^- U Interactions at 320-GeV Energy / M. G. Catanesi [μ др.] // Phys. Lett. B. 1988. T. 202. C. 453-457.
- 103. Upper Limits for $B\bar{B}$ Production in π^- Tungsten Interactions at 194-GeV/c / A. Ereditato [μ др.] // Phys. Lett. B. 1985. T. 157. C. 463-468.
- 104. The Blue Waters Super-System for Super-Science / B. Bode [и др.] // Contemporary High Performance Computing. — Chapman, Hall/CRC, 2013. — C. 339—366. — (Chapman & Hall/CRC Computational Science). — URL: https://www.taylorfrancis.com/books/e/ 9781466568358.
- 105. Blue Waters Parallel I/O Storage Sub-system / W. Kramer [и др.] // High Performance Parallel I/O / под ред. Prabhat, Q. Koziol. — CRC Publications, Taylor, Francis Group, 2015. — C. 17—32.
- 106. URL: http://lit.jinr.ru/ru.
- 107. Helene, O. Determination of the upper limit of a peak area / O. Helene // Nucl. Instrum. Meth. A. -1991. T. 300. C. 132-136.
- 108. Feldman, G. J. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals / G. J. Feldman, R. D. Cousins // Phys. Rev. D. – 1998. – T. 57. – C. 3873–3889. – arXiv: physics/9711021.
- 109. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [и др.] // Eur. Phys. J. C. 2011. Т. 71. С. 1554. arXiv: 1007.1727 [physics.data-an]. [Erratum: Eur.Phys.J.C 73, 2501 (2013)].
- 110. First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+ / M. Mattson [и др.] // Phys. Rev. Lett. 2002. Т. 89. С. 112001.
- 111. Confirmation of the double charm baryon Xi+(cc)(3520) via its decay to p D+ K- / A. Ocherashvili [и др.] // Phys. Lett. B. - 2005. - T. 628. -C. 18-24.
- 112. Brodsky, S. J. Resolving the SELEX–LHCb double-charm baryon conflict: the impact of intrinsic heavy-quark hadroproduction and supersymmetric light-front holographic QCD / S. J. Brodsky, S. Groote, S. Koshkarev // Eur. Phys. J. C. – 2018. – T. 78. – C. 483.



Список рисунков

1.1	Зависимость константы сильного взаимодействия \pmb{lpha}_S от	
	квадрата переданного импульса Q^2 [23]	12
1.2	Пример функций партонных распределений, описывающих	
	долю импульса, уносимую партонами в протоне [21]	12
1.3	Спектр и квантовые числа чармониевых состояний [23]	12
1.4	Дифференциальное сечение рождения J/ψ в цвето-синглетной	
	модели (фрагментация и ведущее приближение) в зависимости	
	от p_T , и сравнение с данными прямого рождения J/ψ	
	эксперимента CDF [31]	15
1.5	Схема рождения двух пар $c\bar{c}$ кварков через механизм	
	одиночного партонного рассеяния	17
1.6	Схема рождения двух пар $car{c}$ кварков через механизм двойного	
	партонного рассеяния	19
1.7	Распределение доли очарованных кварков в протоне [50].	
	Сплошной линией показан только пертурбативный вклад от	
	морских кварков, штриховой линией показана полная доля	
	очарованного кварка, включающая в себя внутреннее очарование.	21
1.8	Схема рождения двух пар $c \bar{c}$ кварков через механизм	
	внутреннего очарования пиона	21
1.9	Диаграммы, иллюстрирующие внутреннее очарование в	
	$ ho$ -мезоне, и поясняющие возможность распада $J/\psi ightarrow ho\pi$ и	
	отсутствие распада $\psi(2S) \rightarrow \rho \pi$ [51]	22
1.10	Спектр инвариантных масс пар $J/\psi,$ построенный на данных	
	эксперимента LCHb [6]. а) Первая модель, используемая	
	коллаборацией LHCb. б) Вторая модель, с учетом	
	интерференции между SPS и структурой у порога рождения пары.	24
1.11	Схема экспериментальной установки NA3 [61]. T1, T2, T3 –	
	триггерные годоскопы, РС1-РС6 – пропорциональные счетчики.	27

1.12	Аксептанс установки NA3 как функция x_F и поперечного импульса p_T . Кривые соответствуют инвариантным массам мюонных пар M = 4.5 ГэB/ c^2 и 9.5 ГэB/ c^2 . Распределения	
1 13	показаны для пучка 200 ГэВ/с [61] Продольный импульс пар <i>I</i> /10, обнаруженных в эксперименте	28
	NA3 с использованием пионного пучка.	28
1.14	Распределения доли продольного импульса для пар J/ψ и одиночных J/ψ из пар в эксперименте NA3 [14]. Данные	
	эксперимента получены с использованием пионных и	
	протонного пучков [9; 10]. Кривые соответствуют	
	предсказаниям гипотезы внутреннего очарования адрона	29
1.15	Экспериментальный статус измерений σ_{eff} [16]	30
1.16	Иллюстрация структурной функции $F_2(x,Q^2,m_c^2)$ как функции	
	x, показанной для трёх значений средних энергий виртуального	
	фотона $ar{\mathbf{v}}$ [65]. Точками и сплошной линией показаны вклады	
	морских кварков в LO и NLO, соответственно. Пунктирной	
	линией с точками и пунктирной линией показаны вклады	
	внутреннего очарования протона в LO и NLO, соответственно. $% \mathcal{L}^{(n)}$.	31
1.17	Доля сечения рождения Z-бозонов с c-струей [72]. Показаны	
	предсказания: Стандартной модели без вклада внутреннего	
	очарования протона (голубые точки), модели, в которой	
	внутреннее очарование протона разрешено (зеленые	
	квадратики), модели, учитывающей внутреннее очарование	
	протона на уровне 1% (красные треугольники)	33
2.1	Схема установки COMPASS в конфигурации для изучения	
	процесса Дрелла-Яна.	36
2.2	Схема BMS в конце линии M2, перед входом в	
	экспериментальный зал COMPASS [77]	38
2.3	Профиль адронного пучка на входе в экспериментальный зал (в	
	плоскости XY на Z=-450 см), в 2015-ом году (слева) и в 2018-м	
	году(справа)	39
2.4	Схема ядерных мишеней установки COMPASS и соседних	
	трековых детекторов (Sci-FI)	39

2.5	Схема двух ячеек аммиачной мишени. Материал оболочки	
	сделан из полимера. На схеме так же показаны катушки,	
	которые используются для измерения поляризации мишени	40
2.6	Схема холодильной установки мишени эксперимента	
	COMPASS [77]	41
2.7	Схема плоскости сцинтилляционного детектора, составленная	
	из нескольких слоев сцинтилляционных трубок [77]. В	
	зависимости от станции использовалось 8, 12 или 14 слоёв	43
2.8	Схема пикселя и устройство пиксельной части детектора	
	$Micromegas [86]. \dots \dots$	44
2.9	Электрическое поле в отверстиях фольги GEM (слева). Схема	
	процесса усиления сигнала в детекторе GEM (справа). Схемы	
	взяты из работы [80]	45
2.10	Схема процесса усиления сигнала, использующаяся в	
	детекторах Pixel Micromegas. Схема взята из работы [80]	46
2.11	Схема работы дрейфовой камеры [80]	47
2.12	Эффективность плоскости DC04V1. Средняя эффективность	
	составила 95.48%	48
2.13	Псевдо-эффективность плоскости DC04Y1. Средняя	
	псевдо-эффективность составила 87.56%	48
2.14	Схема модуля MDT детектора RichWall [77]	49
2.15	Схема расположения триггер-годоскопов при наборе данных на	
	установке COMPASS в 2015-ом году. VETO годоскоп V_{ud} не	
	использовался при наборе данных, хотя находился в составе	
	установки	50
2.16	Пример работы VETO годоскопов. Мюоны μ_1 и μ_3 исключены	
	из записи благодаря VETO годоскопам. Мюон μ_2 не затрагивает	
	VETO годоскопы	52
2.17	Схема работы триггерной логики для пары µ ⁻ . После матрицы	
	совпадений сигнал направляется в логический элемент и затем	
	отправляется в систему сбора данных	53
2.18	Схема работы триггера случайного запуска. Сигнал триггера	
	генерируется, если два сигнала от трубок фотоумножителей	
	находятся в совпадении	54
2.19	Схема мюонной стенки MW1 [77]	54

2.20	Схема процесса реконструкции событий [81]	57
3.1	Предсказание распределения доли продольного импульса для	
	SPS механизма рождения пар J/ψ . Заштрихованная область	
	соответствует неопределенности оценки сечения $\sigma_{2L/h}^{SPS} \approx (12-29)$	
	пб/нуклон	61
3.2	Предсказание распределения доли продольного импульса для IC	
	механизма рождения пар J/ψ . Заштрихованная область	
	соответствует неопределенности оценки сечения $\sigma^{IC}_{2,I/\mathrm{tb}} pprox$	
	(19.8-47.7) пб/нуклон	61
3.3	Сечение рождения пар J/ψ через механизмы SPS и DPS как	
	функция \sqrt{s} (верхняя картинка). Отношение вкладов DPS к	
	SPS показано для $5 < \sigma_{eff} < 15$ мб (нижняя картинка) [100].	
	Черными точками показано отношение для 10 мб.	
	Неопределенности, кроме выбора σ_{eff} , не учтены	63
3.4	Распределение доли продольного импульса пар J/ψ ,	
	рождающихся через SPS (показано синим цветом) и через DPS	
	(показано красным цветом) [96]. Распределение SPS показано	
	для сечения $\sigma_{2J/\psi}^{SPS} = 12$ пб/нуклон. Распределение DPS	
	соответсвует сечению $\sigma^{SPS}_{2J/\psi} = 1$ пб/нуклон	63
3.5	Тест отношения правдоподобия как мера разделительной	
	способности IC и SPS механизмов рождения пар J/ψ в	
	COMPASS (слева). Картинка построена для статистики в 12, 25	
	и 50 событий пар J/ψ . Распределение $x_{\parallel 2J/\psi}$, сгенерированное	
	методом Монте-Карло для статистики в 50 событий рождения	
	пар J/ψ (справа). Распределение SPS показано красной линией,	
	верхний предел IC показан синим цветом	65
3.6	Доля продольного импульса одиночных J/ψ для SPS (синяя	
	гистограмма) и IC (красная гистограмма)	66
3.7	Доля продольного импульса пар J/ψ в случае рождения пары	
	одновременно через SPS и IC	66
4.1	Распределение инвариантной массы димюнов для NH ₃ мишени	69
4.2	Двумерное распределение инвариантных масс димю онов в NH_3	
	мишени. Отбор по массам димюонных пар выбирает события,	
	попавшие в красный круг	73

4.3	Распределение значений R, полученное для реальных данных в	
	NH ₃ мишени (показано черным цветом) и Монте-Карло событий	
	(показано синим цветом). Описание данных экспоненциальной	
	функцией показано красной сплошной линией, пунктирной	
	линией показана экстраполяция функции в область первого бина.	77
4.4	Сечение рождения пар J/ψ , измеренное на мишенях	
	экспериментов COMPASS (показано красным цветом) и NA3	
	(показано синим цветом).	83
4.5	Дифференциальные сечения рождения пар J/ψ в NH_3 мишени	
	как функции $M_{J/\psi J/\psi}$ (a), $p_{T 2J/\psi}$ (б), и $ \Delta x_{ } $ (в)	85
4.6	Доли продольного импульса, уносимые каждой J/ψ в	
	выбранной паре. Распределение показано для событий в NH_3	
	мишени	86
4.7	Иллюстрация аппроксимации распределения $x_{ }$ $_{2J/\psi}$ суммой	
	SPS, IC и фона (показано красной сплошной линией).	
	Пунктирными линиями отдельно показаны вклады от фона	
	(черная), SPS (красная) и IC (синяя). Неопределенность вклада	
	IC показана синей полосой	89
4.8	Аксептанс установки COMPASS как функция доли продольного	
	импульса, уносимого парой J/ψ . Распределение получено для	
	NH ₃ мишени	90
Список таблиц

1	Относительные распады возбужденных состояний чармония	
	$\psi(2S),\chi_{1c}$ и χ_{2c} по каналам распада в $J/\psi+X$ и $J/\psi+\gamma,$ и	
	сечение рождения этих состояний в $\pi^- N$ взаимодействиях,	
	нормированное на сечение рождения J/ψ [59]	25
2	Сечение рождения пар J/ψ в коллайдерных экспериментах	29
3	Относительный состав адронных пучков, использующихся в	
	эксперименте COMPASS для нескольких значений	
	импульса [78]. Относительная ошибка составляет 1% для пионов	
	и протонов, и 2-3% для каонов и антипротонов. Для пучка с	
	импульсом 100 ГэВ/ c также присутствует e^+/e^- компонента	37
4	Сводная таблица счета триггеров 2015 года. В этом примере	
	входные и выходные счета триггеров соответствуют первым	
	значениям спилла рана 264660	52
5	Массы и гауссова ширина пика, а также число одиночных J/ψ в	
	каждой мишени эксперимента COMPASS	70
6	Критерии отбора событий с двумя J/ψ в конечном состоянии.	
	Отдельно показаны критерии отбора для данных 2015 и 2018 года.	75
7	Число одиночных и парных J/ψ (отобранные, фоновые и	
	сигнальные события), значения аксептанса одиночных и парных	
	J/ψ и сечение рождения пар J/ψ на мишенях эксперимента	
	COMPASS (первое число - центральное значение, второе и	
	третье – статистическая и систематическая ошибка,	
	соответственно)	76
8	Кинематика отобранных пар J/ψ в NH_3 мишени эксперимента	
	COMPASS	110
9	Побиновые значения сечения фона в зависимости от $M_{2J/\psi},$	
	$x_{ \ 2J/\psi}, \Delta x_{ } $ и $p_{T\ 2J/\psi}$	111

Приложение А

Параметры событий рождения пар J/ψ в \mathbf{NH}_3 мишени

Таблица 8 — Кинематика отобранных пар J/ψ в NH₃ мишени эксперимента COMPASS.

$p_{x \ J/\psi_1}$	$p_{y\ J/\psi_1}$	$p_{z J/\psi_1}$	$p_{x J/\psi_2}$	$p_{y\ J/\psi_2}$	$p_{z\ J/\psi_2}$	$M_{2J/\psi}$	$p_{T~2J/\psi}$	$x_{ 2J/\psi}$	$A_{2J/\psi}$
Γ э B/c	Γ э B/c^2	Γ э B/c							
-0.73	0.09	66.81	0.22	0.15	67.61	6.26	0.56	0.71	0.157
-1.25	0.23	60.51	1.58	-2.72	90.73	7.36	2.52	0.80	0.175
-1.57	0.72	55.52	1.19	-1.26	44.21	7.11	0.66	0.52	0.085
-0.20	-0.01	82.07	0.03	-0.11	57.62	6.29	0.21	0.74	0.165
-1.46	-0.51	77.20	-0.20	-0.02	54.33	6.38	1.74	0.69	0.150
0.56	-3.20	67.25	-0.60	2.47	92.97	8.67	0.73	0.84	0.148
-0.29	0.64	63.02	1.04	-1.41	43.55	6.85	1.07	0.56	0.102
-1.68	-0.65	50.52	-0.96	-0.12	100.54	6.82	2.75	0.79	0.186
-0.49	-0.47	61.53	-0.26	0.01	57.74	6.21	0.88	0.63	0.138
-0.10	-1.93	61.98	1.09	2.16	62.64	7.51	1.01	0.66	0.134
0.83	-0.08	78.48	-1.06	0.37	51.71	6.65	0.37	0.69	0.148
-0.65	1.27	68.16	0.85	-0.77	85.01	6.75	0.54	0.81	0.187
0.62	0.09	89.03	0.19	-2.06	37.54	7.50	2.13	0.67	0.136
0.61	-0.73	53.03	-0.33	-0.27	91.24	6.55	1.04	0.76	0.174
-1.83	-0.09	45.01	1.38	-0.36	68.63	7.18	0.64	0.60	0.099
1.51	-2.30	73.01	-1.12	1.47	45.49	7.80	0.92	0.62	0.117
-2.47	1.23	56.21	-0.13	-0.17	74.89	7.01	2.81	0.69	0.180
0.98	-0.25	42.21	0.54	0.06	50.96	6.26	1.53	0.49	0.087
2.17	0.57	47.85	-0.79	-1.23	55.65	7.15	1.52	0.54	0.099
0.37	-0.52	60.22	-1.23	0.42	53.83	6.49	0.86	0.60	0.126
1.12	-0.08	35.51	-0.26	-0.25	68.77	6.76	0.92	0.55	0.091
-1.70	-0.99	74.15	-1.72	2.31	67.19	7.06	3.66	0.74	0.155
-0.14	-1.08	53.95	-0.09	-0.36	62.61	6.26	1.45	0.61	0.130
1.82	-2.46	57.10	-0.30	2.85	99.76	8.81	1.57	0.83	0.070
0.40	1.03	91.49	0.38	0.18	56.10	6.41	1.44	0.78	0.177
-1.58	1.50	63.65	1.66	-0.19	62.81	7.19	1.31	0.67	0.121
1.42	1.94	87.93	-1.52	-0.85	101.57	7.45	1.09	0.99	0.263
0.40	0.95	112.61	-0.77	-0.69	32.54	7.81	0.45	0.76	0.123

Таблица 9 — Побиновые значения сечения фона в зависимости от $M_{2J/\psi}$, $x_{||\ 2J/\psi}, \ |\Delta x_{||}|$ и $p_{T\ 2J/\psi}$.

$M_{2J/\psi}$	$d\sigma_{bkg}/dM_{2J/\psi}$	$x_{ }$	$d\sigma_{bkg}/dx_{\parallel 2J/\psi}$	$ \Delta x_{ } $	$d\sigma_{bkg}/d \Delta x_{ } $	$p_{T 2J/\psi}$	$d\sigma_{bkg}/dp_{T~2J/\psi}$
Γ э B/c^2	(пб/нуклон)		(пб/нуклон)		(пб/нуклон)	$(\Gamma \Rightarrow B/c)$	(пб/нуклон)
6.13-6.29	0.24	0.45-0.50	4.47	0.00-0.05	6.04	0.00-0.33	0.51
6.29-6.45	0.34	0.50-0.55	4.15	0.05-0.10	4.90	0.33-0.67	0.78
6.45-6.61	0.59	0.55-0.60	3.75	0.10-0.15	3.52	0.67-1.00	0.81
6.61-6.77	0.78	0.60-0.65	3.29	0.15-0.20	2.27	1.00-1.33	0.65
6.77-6.93	0.94	0.65-0.70	2.80	0.20-0.25	1.38	1.33-1.67	0.42
6.93-7.09	1.00	0.70-0.75	2.28	0.25-0.30	0.92	1.67-2.00	0.21
7.09-7.25	0.97	0.75-0.80	1.78	0.30-0.35	0.79	2.00-2.33	0.09
7.25-7.41	0.84	0.80-0.85	1.30	0.35-0.40	0.78	2.33-2.67	0.03
7.41-7.57	0.65	0.85-0.90	0.87	0.40-0.45	0.47	2.67-3.00	0.02
7.57-7.73	0.45	0.90-0.95	0.51			3.00-3.33	0.02
7.73-7.89	0.28	0.95-1.00	0.24			3.33-3.67	0.01
7.89-8.05	0.16						
8.05-8.21	0.08						
8.21-8.37	0.04						
8.37-8.53	0.02						
8.53-8.69	5.4 e-03						
8.69-8.86	1.8e-03						
8.86-9.02	5.2 e- 04						

Благодарности

Выражаю благодарность и признательность научному руководителю, начальнику НЭОВП ЛЯП ОИЯИ Гуськову Алексею Вячеславовичу за терпение и научное руководство.

Отдельно благодарю С.Кошкарева за предложение данного исследования, а также за совместную работу и обсуждения результатов.

Я благодарен коллаборации COMPASS, особенно М.Завертяеву, А.М.Коциняну, А.Сандачу, К.Квинтанс. Отдельную благодарность выражаю Бакуру Парсамяну за внимательность, настойчивость и проявленный интерес к данной работе. Выражаю благодарность координаторам анализа коллаборации COMPASS: Винсену Андрие, Бакуру Парсамяну, Яну Матушеку.

Я благодарен всему коллективу НЭОВП ЛЯП ОИЯИ за возможность проведения диссертационного исследования, различную помощь и обсуждения. Отдельное спасибо Г.А.Шелкову, А.С.Жемчугову, И.И.Денисенко. Я также благодарен А.Аллахвердиевой за полезные замечания по тексту диссертации.

Я благодарен моим родителям, родственникам и друзьям за понимание и поддержку.