



**ПОЛИТЕХ**

Санкт-Петербургский  
политехнический университет  
Петра Великого

На правах рукописи

*Мана*

**Манаенков Сергей Иванович**

**Поляризационные эффекты в эксклюзивном рождении**

**адронов в глубоконеупругом рассеянии**

**электронов и позитронов на ядрах**

1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

Официальные оппоненты:

Доцент, доктор физ.-мат. наук, Кульчицкий Юрий Александрович	Международная межправительственная научно-исследовательская организация Объединённый институт ядерных исследований, начальник научного сектора Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова, г. Дубна Московской области.
Доктор физ.-мат. наук, Липатов Артем Владимирович	Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцина, ведущий научный сотрудник, г. Москва.
Доктор физ.-мат. наук, Старков Николай Иванович	Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физический институт им. П.Н. Лебедева», Российской академии наук, главный научный сотрудник, г. Москва.

Ведущая организация Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», г. Санкт-Петербург

Защита состоится 22 декабря 2025 г. в 16:00  
на заседании диссертационного совета У 1.3.3.09  
Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»  
(195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, 2-й учебный корпус, аудитория 265).

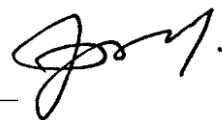
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «СПбПУ»  
и на сайте <https://www.spbstu.ru/>

Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого».

Автореферат разослан \_\_\_\_\_  
дата

Ученый секретарь диссертационного совета У 1.3.3.09

доктор физ.-мат. наук, доцент, Орленко Елена Владимировна



# Общая характеристика работы

## Актуальность темы исследования

В настоящее время считается общепризнанным, что теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД). Фундаментальными точечными частицами этой теории являются кварки (фермионы со спином  $\frac{1}{2}$ ) и глюоны (бозоны со спином 1), взаимодействие между которыми осуществляется посредством обмена глюонами. Напомним, что в теории электромагнетизма взаимодействие осуществляется обменом фотонами, имеющими спин единица, но фотоны не порождаются фотонами, а только заряженными фермионами. Фундаментальными фермионами со спином  $\frac{1}{2}$  являются заряженные лептоны (электроны, мюоны, тау-лептоны и их античастицы) и кварки, различных типов (ароматов) которых на сегодня открыто 6, и их антикварки. В квантовой хромодинамике глюоны излучаются частицами, имеющими цветовые заряды. К таким частицам относятся и кварки с антикварками, и сами глюоны. Считается на основе анализа экспериментальных фактов, что сильновзаимодействующие частицы, то есть адроны имеют полный цветовой заряд, равный нулю. Более того, цветовой заряд распределён только внутри адронов на расстояниях порядка  $1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ см}$ , а за пределами адрона ролью цветового поля можно пренебречь.

Поиск свободных кварков до сих пор был безуспешным, что привело к концепции конфайнмента, то есть пленения кварков внутри адронов и их невылетания из бесцветных объектов (адронов, атомных ядер и т. д.). Никаких точных решений в КХД, как, например, в электродинамике или общей теории относительности, не найдено. Как и нет теории конфайнмента. Наибольших успехов квантовая хромодинамика достигла при описании рассеяния лептонов на адронах или адрон-адронных столкновений при асимптотически высоких энергиях и квадратах переданных в рассеянии импульсов, где применима, как считается, теория возмущений. Строго говоря, используемые в пертурбативном подходе амплитуды лептон-кваркового, кварк-кваркового или кварк-глюонного рассеяния не имеют строгого физического смысла ввиду отсутствия *in* и *out*-состояний для кварков и глюонов, если идея конфайнмента верна. Решений для связанных состояний кварков и глюонов, которым должны соответствовать адроны, также не найдено. Наиболее близки к решениям из первых принципов квантовой хромодинамики являются, по-видимому, расчёты с помощью суперкомпьютеров на решётках.

С этой точки зрения экспериментальные данные, проливающие свет на структуру ад-

ронов, исключительно важны. В частности, уже более полувека изучаются импульсные распределения кварков и глюонов, извлекаемые из данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов на адронах, либо адронов на адронах. Более глубокую информацию должны дать так называемые обобщенные партонные распределения (ОПР), знание которых позволяет получать из них в некоторых предельных случаях как обычные партонные распределения, так и фомфакторы адронов. В частности, с помощью обобщённых партонных распределений можно глубже понять спиновую структуру нуклонов. Эксперименты ЕМС-коллаборации показали, что самая простая картина нуклона, состоящего из трёх кварков с нулевыми орбитальными моментами, дающими спин нуклона, равный  $\frac{1}{2}$ , в результате сложения спинов кварков, резко противоречит экспериментальным наблюдениям (см. первую главу). Вклад спинов кварков в спин нуклона оказался много меньше 100% (детали обсуждаются в первой главе). Вначале основные усилия экспериментаторов были сосредоточены на инклюзивных процессах глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклонах. Более тщательные исследования показали, что вклад спинов кварков в спин нуклона несколько больше результата коллаборации ЕМС, но спиновый кризис разрешён не был. В дальнейшем стало ясно, что учесть вклад орбитального движения и спина кварков и глюонов в спин нуклона можно с помощью обобщенных партонных распределений, что дало толчок к их изучению. Надо, однако, ясно понимать, что ОПР являются функциями трёх лоренц-инвариантных переменных, поэтому их экспериментальное изучение должно занять гораздо большее время, чем исследование обычных партонных распределений, зависящих только от бьёркеновской переменной  $x$ .

Известно, что извлечение обобщенных партонных распределений возможно из опытов по глубоконеупругому комптоновскому рассеянию фотонов на нуклоне, либо из данных по глубоконеупругому эксклюзивному рождению векторных мезонов заряженными лептонами. Настоящая диссертация посвящена второму процессу. Только некоторые спиральные амплитуды рождения мезонов содержат линейный вклад обобщенных партонных распределений, а остальные могут и не содержать его. Амплитуды, содержащие вклад обобщенных партонных распределений можно рассчитать в модели Голоскокова-Кроля, но в этой модели удаётся получить не все спиральные амплитуды. Обычный метод анализа данных по рождению векторных мезонов состоит в извлечении матричных элементов спиновой матрицы плотности (SDMEs) мезонов. В случае несовпадения SDMEs, рассчитанных в модели Голоскокова-Кроля и извлечённых из опытных данных, возникает вопрос, является ли это сигналом неадекватности применяемых ОПР или независимые от этих распределений спиральные амплитуды дают заметный вклад в SDMEs и являются причиной различий, рассчитанных и полученных

из опыта SDMEs. Из сказанного ясна необходимость извлечения самих амплитуд из опыта и сравнения с расчётами только тех амплитуд, которые надёжно предсказываются в методе обобщённых партонных распределений. В диссертации показано, что извлечение амплитуд возможно, и эта работа проделана для данных коллаборации ГЕРМЕС. Таким образом, диссертация посвящена решению одной из проблем, связанных со спиновым кризисом, поэтому её актуальность не вызывает сомнений.

## Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью данного исследования являлось получение отношений амплитуд рождения векторного мезона тяжёлым фотоном и сравнение их с предсказаниями теории. Она достигнута для рождения  $\rho^0$ -мезона на неполяризованных протоне и дейтроне и поперечно (по отношению к импульсу частиц пучка) поляризованном протоне в эксперименте ГЕРМЕС. Использовались также ранние результаты коллаборации ГЕРМЕС для продольно поляризованных протонов. В результате анализа реальных данных показано, что цель получения отношений амплитуд рождения векторного мезона в эксклюзивном глубоконеупругом рассеянии лептонов на нуклоне достижима. Этот результат не является самоочевидным, так как полное число независимых комплексных отношений спиральных амплитуд равно 17, и общая теорема о возможности их извлечения из данных опыта не доказана. Основная задача, которая решалась с помощью данных коллаборации ГЕРМЕС, состояла в сравнении полученных из опыта отношений спиральных амплитуд с теоретическими предсказаниями в рамках пертурбативной КХД. Она также успешно решена. Оказалось, что поведение не всех отношений спиральных амплитуд согласуется с теоретическими предсказаниями (см. главу 9). Это должно стимулировать и стимулировало теоретические исследования, в частности, привело к пониманию необходимости включения в расчёты амплитуд однопионного обмена. Однако для более категоричных утверждений нужны данные с большей точностью и в более широком диапазоне энергий и виртуальностей фотона  $Q^2$ . Это означает, что исследования, аналогичные предпринятым, должны быть в будущем продолжены.

В работе использованы Монте Карло программы, описывающие свойства детектора ГЕРМЕС. Для оценки надёжности этих программ желательно иметь альтернативный метод, практически нечувствительный к функции отклика детектора. Автором предложен метод использования случайной переменной  $\xi$  для обработки данных по поляризационным наблюдаемым (см. главу 8), которая может быть определена в виде отношения наблюдаемых чисел событий исследуемого процесса в узком бине кинематических переменных, что ведёт к сокра-

щению вклада функции отклика детектора в извлекаемую из опыта величину. Применение этого подхода основано на доказанных автором формулах для математического ожидания и дисперсии случайной величины  $\xi$  (см. главу 8). Эффективность метода, использующего случайную переменную  $\xi$ , проиллюстрирована на Монте Карло «экспериментальных» данных. Применение этого метода в реальном эксперименте осуществить не удалось в связи с закрытием коллайдера ГЕРА в Гамбурге и прекращением работы коллаборации ГЕРМЕС. Таким образом, задача использования метода случайной переменной  $\xi$  в реальном эксперименте на новых ускорителях с большой светимостью остаётся актуальной в будущем. Это поможет уменьшить зависимость результатов эксперимента от качества описания приборов в Монте Карло программах.

В представленной диссертации проведены простые оценки величин SDMEs в модели Т. Редже с использованием параметров амплитуд адрон-нуклонного рассеяния, найденных группой теоретиков ИТЭФ путём анализа мировых данных по рассеянию адронов высокой энергии. В этом подходе удалось разумно описать существующие мировые данные при высокой энергии и виртуальности фотона  $Q^2 \leq 4 \text{ ГэВ}^2$  (см. главу 6). Поэтому этот метод может быть использован для простых оценок величин SDMEs на проектируемых ускорителях и счётности событий в различных кинематических областях. Таким образом, цель дать простые оценки для будущих ускорителей достигнута.

## Научная новизна

SDME-методом на уровне  $8,7 \sigma$  для протона и  $10,4 \sigma$  для дейтрона коллаборацией ГЕРМЕС получена оценка нарушения приближения сохранения  $s$ -канальной спиральности (SCHC) для элемента  $r_{00}^5$  в рождении  $\rho^0$ -мезона (см. главу 7). Оно впервые наблюдалось на коллайдере ГЕРА на уровне трёх стандартных отклонений ( $3 \sigma$ ) полной экспериментальной ошибки для матричного элемента  $r_{00}^5$ . Таким образом, надёжно установлено нарушение SCHC только в эксперименте ГЕРМЕС.

Поскольку в области энергий эксперимента ГЕРМЕС имеется заметный вклад обменов ненатуральной чётности (UPE), стандартная формула для косинуса разности фаз амплитуд обменов натуральной чётности (NPE) без переворота спина нуклона  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  была мало пригодна (Первая амплитуда описывает переход поперечного фотона в  $\rho^0$ -мезон, поляризованный поперечно, вторая – отвечает переходу продольного фотона в продольно поляризованный  $\rho^0$ -мезон.) Поэтому были получены новые простые формулы для косинуса и синуса разности фаз этих амплитуд и использованы в расчётах. ГЕРМЕС впервые в мире исполь-

зовал продольно-поляризованные пучки электронов и позитронов, что позволило впервые с помощью новых формул извлечь не только модуль, но и знак разности фаз амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$ .

Было впервые обнаружено в рождении  $\omega$ -мезона при высокой энергии ( $W \approx 6$  ГэВ) доминирование вкладов UPE-амплитуд в SDMEs над вкладами NPE-амплитуд. В этом процессе была впервые получена разность фаз UPE-амплитуд без переворота спина нуклона  $U_{11}^{(1)}$  и  $U_{10}^{(1)}$  в SDME-методе с помощью формул, предложенных автором диссертации. Поясним, что амплитуда  $U_{11}^{(1)}$  описывает переход поперечно поляризованного виртуального фотона в поперечно поляризованный векторный мезон, а  $U_{10}^{(1)}$  – амплитуда перехода продольно поляризованного фотона в поперечно поляризованный векторный мезон.

Метод амплитуд, впервые предложенный автором, был применён к анализу данных по эксклюзивному рождению векторных мезонов в глубоконеупругом рассеянии заряженных лептонов на нуклонах в эксперименте GEPMEC. Он позволил провести прямое сравнение извлечённых из экспериментальных данных отношений спиральных амплитуд с теоретическими предсказаниями, выполненными в рамках пертурбативной КХД (см. главу 9). Впервые получены указания на возможные отклонения в кинематических зависимостях некоторых отношений спиральных амплитуд эксклюзивного рождения  $\rho^0$ -мезона на протоне и дейтроне от асимптотического поведения при больших  $Q^2$ , предсказанного в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики (ПКХД). Амплитудный анализ данных по рождению  $\rho^0$ -мезона на мишени, поляризованной поперечно, показал малость амплитуд с переворотом спина нуклона, что оправдало пренебрежение ими для рождения на неполяризованных мишенях. В Главе 9 показано, что величины рассчитанных 71 SDMEs с помощью отношений амплитуд рождения  $\rho^0$ -мезона на поперечно поляризованной мишени согласуются с теми, которые получены SDME-методом, но их экспериментальные ошибки, как правило, меньше чем у матричных элементов, полученных SDME-методом.

Метод использования случайной переменной  $\xi$  для обработки поляризационных данных предложен автором впервые. Были получены формулы для среднего значения и дисперсии  $\xi$ . Эффективность использования случайной переменной  $\xi$  также впервые была продемонстрирована в работах автора диссертации (см. главу 8).

## Научная и практическая значимость работы

Результаты проведённых SDME и амплитудного анализа сравнивались с расчётами в модели Голоскокова-Кроля. Из такого сравнения был сделан вывод о необходимости добавить

к амплитудам, рассчитанным с помощью обобщённых партонных распределений, амплитуды однопионного обмена. Эта модернизация модели привела к резкому улучшению согласия расчётов с данными. Однако проблема описания «поляризационных» матричных элементов или на языке амплитуд проблема описания в модели Голоскокова-Кроля мнимых частей отношений амплитуд (фаз отношений амплитуд) осталась нерешённой: например, разность фаз амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  в ГК-модели порядка  $3^\circ$ , а извлечённая из данных ГЕРМЕС разность фаз  $\sim 30^\circ$ . Таким образом, результаты опытов по рождению векторных мезонов в глубоко-неупругом рассеянии поставили проблемы для теории, что должно в будущем привести к улучшению понимания механизма изучаемых реакций. Отсутствие согласия зависимости от виртуальности фотона  $Q^2$  извлечённых из опыта отношений спиральных амплитуд с предсказаниями в пертурбативной КХД также должно способствовать развитию теории рождения векторных мезонов. Надо, впрочем, оговориться, что статистическая значимость наблюдаемых отклонений пока невелика и проблема может исчезнуть с получением более точных данных. Это, тем не менее, означает, что есть потребность в улучшении качества экспериментальных данных, расширении кинематических диапазонов по энергии и  $Q^2$ , а, может быть, и в дальнейшем улучшении теоретических представлений.

Предложенный метод изучения поляризационных явлений с помощью случайной переменной  $\xi$ , возможно, окажется полезным не только для анализа экспериментальных данных по измерению спиновых асимметрий, но и в инженерных расчётах, где необходимо оценивать асимметрии без детального знания свойств установки.

Методика расчётов SDMEs (угловых распределений частиц в выходном канале) с помощью реджевской модели может оказаться полезной для оценок угловых распределений конечных частиц при строительстве новых ускорительных комплексов.

## Методология и метод исследования

Экспериментальная часть работы выполнялась на единственном в мире *ep*-коллайдере ГЕРА, электронный и позитронный пучки которого имели в районе мишени эксперимента ГЕРМЕС продольную поляризацию, что и позволило измерять «поляризационные» матричные элементы спиновой матрицы плотности векторного мезона в дополнение к «неполяризационным». А это означает возможность извлекать из опыта комплексные отношения спиральных амплитуд. Продольная поляризация в отличие от поперечной, возникающей самопроизвольно за счёт эффекта Соколова-Тернова, создавалась в ускорительном кольце лептонов за счёт поворота поперечной поляризации с помощью «сибирской змейки», изобретённой в



Новосибирске незадолго до создания ускорительного комплекса ГЕРА. Кроме того, были сконструированы газовые мишени новейшей конструкции, которые могли иметь высокую степень поперечной или продольной поляризации. Это позволило сделать оценки величин амплитуд с переворотом спина нуклонов. К моменту ввода в строй установки эксперимента ГЕРМЕС перечисленные приборы были созданы с помощью наиболее передовых технологий и самых последних изобретений.

Свойства детектора ГЕРМЕС описывались с помощью блока Монте Карло программ, которые адаптировались к работе установки большим коллективом членов коллаборации. Это позволило извлекать из опыта угловые распределения конечных частиц до взаимодействия с материалом детектора, которое заметно искажало исходные распределения. Наличие искажений распределений толкало к поиску методов, слабо чувствительных к функции отклика детектора, и один из таких методов был найден. Хотя этот метод случайной переменной  $\xi$  и не использовался в реальном эксперименте из-за закрытия в 2007 году коллайдера ГЕРА, он может оказаться полезным в будущем при обработке опытных данных.

## Положения, выносимые на защиту

1. В диссертации проведён двумя методами анализ данных коллаборации ГЕРМЕС по рождению  $\rho^0$ -мезонов как на протоне, так и на дейтроне. Первый метод - традиционный метод извлечения матричных элементов спиновой матрицы плотности (SDME-метод) рождённого векторного мезона. Второй метод – предложенный автором метод амплитуд, то есть прямое извлечение отношений спиральных амплитуд рождения векторного мезона тяжёлым фотоном из экспериментальных угловых распределений частиц в выходном канале.
2. Получены выражения для синуса и тангенса разности фаз амплитуд рождения векторного мезона  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  через SDMEs, которые позволили впервые установить знак этой разности. Последнее связано с тем, что ГЕРМЕС впервые получил продольно поляризованный пучок электронов и позитронов и поэтому измерил «поляризационные» матричные элементы спиновой матрицы плотности рождённого мезона. Улучшена известная формула для косинуса разности фаз амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$ , которая стала применима и при промежуточных энергиях эксперимента ГЕРМЕС, где вклад обменов ненатуральной чётности становится заметным. Полученная из эксперимента ГЕРМЕС величина разности фаз на порядок превышает величину, предсказываемую в модели Голоскокова-Кроля. Косинус разности фаз амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  согласуется с резуль-

татом коллаборации H1, полученным на коллайдере ГЕРА, что означает очень слабую зависимость этой разности фаз от энергии.

Получены новые формулы для косинуса, синуса и тангенса разности фаз амплитуд  $U_{11}^{(1)}$  и  $U_{10}^{(1)}$ . Расчёты, проведённые с их помощью коллаборацией ГЕРМЕС для рождения  $\omega$ -мезона, согласуются с результатом коллаборации COMPASS.

3. В кинематике эксперимента ГЕРМЕС оказалось, что вклады UPE-амплитуд доминируют над вкладами NPE-амплитуд (обменов натуральной чётности) рождения  $\omega$ -мезонов, что экспериментально надёжно установлено. Выяснилось, что для успешного описания данных ГЕРМЕС по рождению  $\omega$ -мезона в ГК-модели необходимо добавить UPE-амплитуды однопионного обмена. С их помощью удалось установить знак  $\omega\pi\gamma$ -формфактора.
4. Применение SDME-метода позволило установить иерархию амплитуд рождения  $\rho^0$ -мезона в эксперименте ГЕРМЕС, которая подтверждена с помощью амплитудного метода. Для  $\omega$ -мезона имеющиеся данные коллаборации ГЕРМЕС не противоречат двум возможным иерархиям амплитуд. Выбор одной из них может быть сделан лишь при уменьшении полных ошибок SDMEs.
5. Данные эксперимента ГЕРМЕС обрабатывались методом амплитуд, который, как это впервые показано в работе автора, даёт неотрицательное угловое распределение конечных частиц для любых ненулевых амплитуд в то время, как некоторому набору матричных элементов в SDME-методе отвечает угловое распределение, отрицательное для некоторой области углов. Ошибки рассчитанных в амплитудном подходе SDMEs в целом меньше полученных SDME-методом тех же матричных элементов, особенно для «поляризационных» SDMEs.
6. Данные ГЕРМЕС на неполяризованных протоне и дейтроне удалось успешно описать методом амплитуд следующими девятью вещественными функциями: вещественными и мнимыми частями  $T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{01}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{1-1}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$  и  $|U_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}|$ . Это позволило сравнить кинематические зависимости полученных отношений с теоретическими предсказаниями, сделанными в ПКХД Д.Ю. Ивановым, Р. Киршнером и Е.В. Кураевым, Н.Н. Николаевым, Б.Г. Захаровым.
7. Показано, что зависимость от переданного нуклону поперечного 3-импульса  $v_T$  извлечённых из опыта отношений амплитуд согласуется с теоретическими ожиданиями.

8. Модуль отношения амплитуд  $U_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$  отличен от нуля на уровне  $20\sigma$ , что показывает преимущества метода амплитуд над SDME-методом в обнаружении вкладов обменов ненатуральной чётности.
9. Зависимость от  $Q^2$  большинства вещественных и мнимых частей рассматриваемых отношений амплитуд согласуется с предсказаниями ПКХД, но рост с  $Q^2$   $\text{Im}\{T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  для протона и дейтрона, а также  $\text{Re}\{T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  и  $\text{Im}\{T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  для дейтрона не согласуется с ПКХД-асимптотикой. Отсутствие зависимости от  $Q^2$   $\text{Re}\{T_{01}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$ , которое подтверждается данными ГЕРМЕС и H1, также противоречит предсказаниям в рамках ПКХД.
10. Поскольку наблюдаемые зависимости отношений амплитуд от  $Q^2$  не противоречат асимптотическому поведению при малых виртуальностях фотона, необходимо исследовать эти зависимости в диапазоне от  $Q^2 \ll 1 \text{ ГэВ}^2$  до  $Q^2 \sim 10 \text{ ГэВ}^2$ , чтобы выяснить, с каких значений  $Q^2$  начинается асимптотическое поведение амплитуд рождения векторных мезонов при больших виртуальностях фотонов.
11. Проведён амплитудный анализ данных ГЕРМЕС по рождению  $\rho^0$ -мезона на поперечно поляризованной протонной мишени. Показано, что все амплитуды с переворотом спина нуклона и все UPE амплитуды, кроме  $U_{11}^{(1)}$ , малы. Это подтверждает допустимость пренебрежения ими в предыдущем анализе данных на неполяризованных мишенях, где их вклад квадратичен по малым параметрам процесса. Рассчитанные с помощью извлечённых из опыта отношений амплитуд все 71 SDMEs имеют полные погрешности, как правило, меньшие, чем в предыдущем SDME-анализе коллаборации ГЕРМЕС. Установлен знак  $\rho\pi\gamma$ -формфактора.
12. Впервые получены формулы, выражающие отношения NPE-амплитуд без переворота спина нуклона через SDMEs, измеренные на бесспиновых или неполяризованных ядерных мишенях.
13. Получена новая приближённая формула для отношения сечений  $R$  рождения векторных мезонов продольно и поперечно поляризованными фотонами на нуклоне, которая при высоких энергиях точнее стандартной формулы, выражающей  $R$  через матричный элемент  $r_{00}^{04}$ .
14. Предложен метод расчета амплитуд рождения  $\rho^0$ -мезонов в модели М.Г. Рыскина, описывающий перерассеяние конститuentных кварков на нуклонах мишени за счёт обмена

реджеонами. Расчёты показывают, что в этом подходе удаётся разумно описать мировые данные на неполяризованных мишенях для  $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$  и энергии столкновений в СЦМ  $W > 4 \text{ ГэВ}$ .

15. Рассмотрена случайная величина  $\xi$ , соответствующая асимметрии, измеряемым в спиновой физике. Впервые показано, что математическое ожидание  $\xi$  совпадает с физической асимметрией. Это свойство  $\xi$  позволяет измерять асимметрию в маленьких бинах по кинематическим переменным и усреднять по многим бинам для повышения статистической точности измеряемой асимметрии. Новый метод не требует хорошего знания функции отклика детектора. Эффективность этого метода проиллюстрирована в «псевдоэксперименте» с событиями, разыгранными в Монте Карло программах.

Получена новая точная формула для дисперсии случайной величины  $\xi$ , которая заметно отличается от стандартной для числа событий в бине  $\leq 10$ .

## Степень достоверности и апробация результатов

Обработка данных эксперимента ГЕРМЕС по эксклюзивному рождению  $\rho^0$ -мезонов как на неполяризованных мишенях, так и на поперечно поляризованных протонах выполнена двумя методами: стандартным SDME-методом и методом амплитуд. Поскольку результаты для SDMEs, полученные этими двумя методами, хорошо согласуются, это показывает высокую степень достоверности результатов. В литературе или на конференциях не было выдвинуто ни одного возражения против обсуждаемых результатов коллаборации ГЕРМЕС. Сравнение результатов коллабораций ГЕРМЕС и КОМПАСС, которая работает на пучке вторичных мю-мезонов в ЦЕРН'е, показывает их согласие в областях перекрытия кинематических переменных  $Q^2$  и  $v_T^2$ . Поскольку отношения спиральных амплитуд рождения векторных мезонов слабо зависят от энергии (что следует из модели Редже) проводилось сравнение отношений спиральных амплитуд, полученных коллаборацией ГЕРМЕС на фиксированной мишени, с результатами коллаборации H1, полученными на коллайдере ГЕРА в *ep*-соударениях. Оказалось, что для близких значений виртуальности фотона  $Q^2$  имеется разумное согласие отношений спиральных амплитуд рождения  $\rho^0$ -мезонов тяжёлым фотоном.

Результаты работы опубликованы в международных рецензируемых журналах, многократно докладывались автором на семинарах ПИЯФ и международных конференциях:

1. S.I. Manayenkov, New method for data treating in polarization measurements, International

School-Workshop Prague-Spin-2001, Prague, Czechoslovakia, July 15 - 28, 2001.

2. S.I. Manayenkov on behalf of HERMES collaboration, Study of Spin Density Matrix in Exclusive Diffractive  $\rho^0$  Meson Production at HERMES, 13th International Conference on Quantum Chromodynamics (“QCD 06”), Montpellier, France, 3-7 July, 2006.
3. S.I. Manaenkov on behalf of HERMES Collaboration, Exclusive Electroproduction of  $\rho^0$  and  $\phi$  Mesons at HERMES, An International Workshop “Hadron structure and QCD” (HSQCD’2008), Gatchina, June 30 – July 4, 2008.
4. S.I. Manayenkov on behalf of HERMES Collaboration, Exclusive Electroproduction of  $\rho^0$ ,  $\phi$ , and  $\omega$  Mesons at HERMES, XIII Workshop on High Energy Spin Physics (“DSPIN-2009”), Dubna, Russia, September 1-5, 2009.
5. S. Manaenkov on behalf of the HERMES collaboration, Direct extraction of helicity amplitude ratios on exclusive  $\rho^0$  electroproduction, XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Florence, Italy, April 19 - 23, 2010.
6. S.I. Manaenkov, Helicity and Invariant Amplitudes for Exclusive Vector-Meson Electroproduction, XIV Workshop on High Energy Spin Physics (“DSPIN-2011”), Dubna, Russia, September 20-24, 2011.
7. S.I. Manaenkov on behalf of the HERMES collaboration, Exclusive meson production at HERMES, XXIV International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Hamburg, Germany, April 11 - 15, 2016.
8. S.I. Manaenkov, on behalf of HERMES collaboration, Ratios of Helicity Amplitudes for Exclusive  $\rho^0$  Electroproduction on Transversely Polarized Proton, XXIII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, September 19 - 24, 2016.
9. S.I. Manaenkov on behalf of the HERMES collaboration, Extraction of helicity amplitude ratios from exclusive  $\rho^0$ -meson electroproduction on transversely polarized proton, XVII Workshop on High Energy Spin Physics (“DSPIN-2017”), Dubna, Russia, September 11-16, 2017.
10. S.I. Manaenkov, Phenomenology of vector-meson electroproduction on spinless targets, XIX Workshop on High Energy Spin Physics (“DSPIN-2023”), Dubna, Russia, September 4-8, 2023.
11. S.I. Manaenkov, Comparison of SDME and Amplitude Methods in Description of Vector-Meson Production, The 9th International Conference “Hadron Structure and Fundamental Interaction: from Low to High Energies”, Gatchina, Russia, July 8-12, 2024.
12. S.I. Manaenkov, Direct Extraction of Vector-Meson-Production Amplitudes from Experimental Data, LXXV International Conference “Nucleus–2025. Nuclear Physics, Elementary Particle Physics, Nuclear Thechnologies”, St.-Petersburg, Russia, July 1-6, 2025.

## Степень разработанности диссертации

Вопросы рождения  $\rho^0$ -мезона разработаны полностью, то есть проведён и стандартный анализ данных эксперимента ГЕРМЕС методом изучения спиновой матрицы плотности векторного мезона (SDME-анализ), и выполнен амплитудный анализ данных, включая изучение кинематической зависимости отношений спиральных амплитуд и сравнение их поведения с предсказаниями квантовой хромодинамики. Для рождения  $\omega$ -мезона выполнен SDME-анализ данных ГЕРМЕС и получены азимутальные асимметрии, но амплитудный анализ не проводился в связи с прекращением деятельности коллаборации. По этой же причине не был применён метод случайной переменной  $\xi$  к анализу данных коллаборации ГЕРМЕС. Расчёты матричных элементов спиновой матрицы плотности  $\rho^0$ -мезона для неполяризованных частиц в рамках Редже-феноменологии выполнены полностью и сравнены с мировыми данными.

## Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 14 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых международными базами данных, перечень которых определен в соответствии с рекомендациями ВАК, а также в сборниках трудов международных конференций.

## Личный вклад автора диссертации

Работа выполнена в Петербургском Институте Ядерной Физики им. Б.П. Константинова Национального Исследовательского Центра «Курчатовский Институт». Автор в составе группы физиков ПИЯФ им. Б.П. Константинова участвовал в работе международной коллаборации ГЕРМЕС в Гамбурге (Федеративная Республика Германия) на ускорителе ГЕРА. Автор диссертации начал работать в коллаборации в 1995 году, поэтому не участвовал в создании детектора ГЕРМЕС. Учитывая численность членов коллаборации (более 150 человек), его участие в сменах составляет менее одного процента общей работы коллаборации. Роль автора диссертации в обсуждаемых здесь анализах данных коллаборации ГЕРМЕС по изучению матричных элементов спиновой матрицы плотности и асимметрий векторных мезонов, рождённых в глубоконеупругих соударениях электронов и позитронов с нуклонами, колеблется от 5 до 40 процентов. Его роль в анализе данных, полученных методом амплитуд, им предложенном, составляет от 70 до 80 процентов. Семь статей из списка публикаций по теме диссертации написано автором самостоятельно без помощи коллег-физиков или лабо-

рантов, поэтому его вклад, очевидно, составляет 100%. Автором использовались стандартные Таблицы параметров частиц (импульсы, энергии, углы и т.д.) в зарегистрированных событиях, полученные коллегами из коллаборации, но вне группы векторных мезонов, обработкой «сырых» данных эксперимента ГЕРМЕС. В анализе использовались также Монте Карло программы, адаптированные коллегами из Монте Карло группы к условиям эксперимента ГЕРМЕС. Эти результаты использовались во многих анализах коллаборации, и вклад этих работ в представленный анализ очень трудно оценить. Но ясно, что роль автора меньше приведённых оценок, что вообще типично для любых коллаборационных работ.

## Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из Введения, девяти Глав, Заключения и Приложений. Полный объём диссертации составляет 361 страница, включая 48 Рисунков и 14 Таблиц. Полный список литературы содержит 168 наименований, список 14 статей с участием автора диссертации в рецензируемых журналах, в которых изложены основные результаты работы, отдельно приведен после общего списка статей.

## Содержание диссертационной работы

**Во введении** указывается цель исследований, их актуальность, перечислены основные результаты. Указаны также основные положения, выносимые на защиту и названия семинаров и конференций, где автором докладывались основные результаты работы.

**В первой главе** обсуждается состояние основной проблемы, которой посвящена диссертация, то есть спиновому кризису и статусу экспериментальных и теоретических исследований спиновой структуры нуклона. Вводятся основные понятия и объясняется необходимость извлечения из экспериментальных данных спиральных амплитуд рождения векторных мезонов фотоном большой виртуальности, которые нужны для получения из опыта обобщённых партонных распределений нуклона.

**Вторая глава** посвящена кинематике процесса электророждения векторного мезона в глубоконеупругом рассеянии заряженных лептонов и антилептонов на нуклонах и ядрах. Здесь подробно выписаны формулы, связывающие кинематические переменные процесса электророждения, использующиеся в различных лоренцевых системах отсчёта. Приведены полезные формулы, в которых некоторые часто используемые переменные выражены через скалярные произведения 4-векторов.

**Третья глава** посвящена используемому в работе формализму. Вводятся спиральные амплитуды  $F_{\lambda_V \mu_N \lambda_\gamma \lambda_N}$  процесса

$$\gamma^*(\lambda_\gamma) + N(\lambda_N) \rightarrow V(\lambda_V) + N'(\mu_N), \quad (1)$$

где  $\gamma^*$  означает виртуальный фотон, рождённый пучком электронов или позитронов,  $N$  - нуклон в начальном, а  $N'$  - в конечном состоянии,  $V$  - векторный мезон. В скобках указаны



спиральности частиц в системе центра масс (СЦМ), а их 4-импульсы равны соответственно  $q$ ,  $p_1$ ,  $v$  и  $p_2$ . Вводятся амплитуды обменов состояниями натуральной (NPE) чётности  $T_{\lambda_V \mu_N \lambda_\gamma \lambda_N}$  и ненатуральной (UPE) чётности  $U_{\lambda_V \mu_N \lambda_\gamma \lambda_N}$ , где

$$T_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}} = (F_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}} + F_{\lambda_V -\frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}})/2, \quad U_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}} = (F_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}} - F_{\lambda_V -\frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}})/2, \quad (2)$$

$$T_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}} = (F_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}} - F_{\lambda_V -\frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}})/2, \quad U_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}} = (F_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}} + F_{\lambda_V -\frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}})/2. \quad (3)$$

Остальные амплитуды выражаются через приведённые выше амплитуды с помощью соотношений симметрии, следующих из сохранения чётности в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Вводятся различные удобные сокращённые обозначения амплитуд:  $T_{\lambda_V \lambda_\gamma}^{(1)} \equiv T_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}}$ ,  $U_{\lambda_V \lambda_\gamma}^{(1)} \equiv U_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma \frac{1}{2}}$  для амплитуд без переворота спина нуклона и  $T_{\lambda_V \lambda_\gamma}^{(2)} \equiv T_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}}$ ,  $U_{\lambda_V \lambda_\gamma}^{(2)} \equiv U_{\lambda_V \frac{1}{2} \lambda_\gamma -\frac{1}{2}}$  для амплитуд с его переворотом. Рассматриваются свойства симметрии амплитуд, асимптотическое поведение амплитуд при малых переданных нуклону или ядру импульсах, при большой энергии фотон-нуклонного столкновения и большой виртуальности фотона  $Q^2 = -q^2$ ,  $q$  - четырёхимпульс фотона. Здесь представлены хорошо известные формулы для спиновых матриц плотности виртуального фотона, нуклона и векторного мезона, а также для отношения сечений рождения векторного мезона продольно и поперечно поляризованными фотонами. Для SDMEs векторных мезонов используется представление Шиллинга-Вольфа  $r_{\lambda_V \tilde{\lambda}_V}^\alpha$  [1] и Дилиа  $u_{\lambda_\gamma \tilde{\lambda}_\gamma}^{\lambda_V \tilde{\lambda}_V}$ ,  $n_{\lambda_\gamma \tilde{\lambda}_\gamma}^{\lambda_V \tilde{\lambda}_V}$ ,  $s_{\lambda_\gamma \tilde{\lambda}_\gamma}^{\lambda_V \tilde{\lambda}_V}$  [2].

**В четвёртой главе** подробно обсуждаются свойства нормированной и ненормированной спиновых матриц плотности векторного мезона, их связь с угловым распределением продуктов распада векторного мезона и дифференциальными сечениями процесса электро-рождения векторного мезона. Даются определения «поляризационных» и «неполяризационных» матричных элементов. Здесь вводится приближение сохранения  $s$ -канальной спиральности, важное для анализа данных в дальнейшем.

В этой главе выписываются точные и приближённые формулы для отношения сечений  $R$  рождения векторного мезона тяжёлым фотоном, поляризованным продольно и поперечно, выражающие это отношение через матричные элементы спиновой матрицы плотности векторного мезона. Здесь же приводится формула для предельного значения отношения  $R$  в случае, когда доминируют вклады NPE-амплитуд в дифференциальные сечения и SDMEs, поэтому  $R \approx R_{npe}$ . Рассмотрен и противоположный предельный случай, когда доминируют вклады UPE-амплитуд, и поэтому  $R \approx R_{upe}$ . Приводятся выражения для  $R_{npe}$  и  $R_{upe}$  через SDMEs в представлении Шиллинга-Вольфа [1].

В этой же главе обсуждаются линейные комбинации матричных элементов спиновой матрицы плотности векторного мезона  $u_1$ ,  $u_2$  и  $u_3$ , которые равны нулю, если UPE-амплитуды равны нулю, что позволяет оценивать роль обменов ненатуральной чётности в SDME-методе. Кроме обычно изучаемой величины  $u_1$ , где

$$u_1 \equiv 1 - r_{00}^{04} - 2(r_{11}^1 - r_{1-1}^{04} + r_{1-1}^1) = \sum_{n=1,2} \{4\epsilon |U_{10}^{(n)}|^2 + 2|U_{11}^{(n)} + U_{-11}^{(n)}|^2\} / \mathcal{N}, \quad (4)$$

в эксперименте ГЕРМЕС из данных впервые извлекались две новые комбинации SDMEs, именно  $u_2$  и  $u_3$ , определяемые формулой

$$u_2 + iu_3 = r_{11}^5 + r_{1-1}^5 + i(r_{11}^8 + r_{1-1}^8) = \sqrt{2} \sum_{n=1,2} \{(U_{11}^{(n)} + U_{-11}^{(n)})U_{10}^{*(n)}\} / \mathcal{N}, \quad (5)$$

где  $\mathcal{N}$  - нормировочная константа. Очевидные формулы для разности фаз UPE-амплитуд  $U_{11}^{(1)}$  и  $U_{10}^{(1)}$ , тривиально следующие из (5), используются в главе 7 при исследовании рождения  $\omega$ -мезона.

Основные результаты четвёртой главы опубликованы в работе [A5].

**В пятой главе** излагается метод амплитуд и его свойства, его преимущества перед методом спиновой матрицы плотности векторного мезона. Здесь выводятся точные формулы, выражающие отношения амплитуд через SDMEs в случае бесспиновой мишени (пучок лептонов должен быть продольно поляризован). Доказывается неотрицательность углового распределения конечных частиц в электророждении векторных мезонов для любого набора ненулевых спиральных амплитуд как для бесспиновой мишени, так и для нуклона. Здесь выводится точная формула для отношения сечений  $R$  в случае бесспиновой мишени и новая приближённая формула для электророждения на нуклоне, и обсуждаются границы её применимости. В работе [A7] впервые получена точная формула для величины  $R$  в случае бесспиновых мишеней

$$R_U = \frac{r_{00}^{04} + r_{00}^1 + 2(r_{11}^1 - r_{1-1}^{04})}{\epsilon(2r_{1-1}^1 - r_{00}^1)}, \quad (6)$$

где  $r_{\lambda_V \bar{\lambda}_V}^\alpha$  - элементы спиновой матрицы плотности векторного мезона в представлении Шиллинга-Вольфа [1], а  $\epsilon$  - отношение потоков продольных и поперечных фотонов. Показано, что формула становится точной и для нуклона, если вклады всех UPE-амплитуд и NPE-амплитуд с переворотом спина нуклона пренебрежимо малы. В этой же работе [A7] получена новая приближённая формула, которая учитывает вклады NPE-амплитуд с переворотом спина нуклона. Она имеет вид

$$R \approx R_S = \frac{r_{00}^{04} + r_{00}^1 + 2(r_{11}^1 - r_{1-1}^{04})}{\epsilon\{1 - r_{00}^{04} - r_{00}^1 - 2(r_{11}^1 - r_{1-1}^{04})\}}. \quad (7)$$

Она быстрее стремится к точной формуле с ростом энергии пучка, чем обычно используемая формула

$$R \approx R^{04} = \frac{r_{00}^{04}}{\epsilon(1 - r_{00}^{04})}, \quad (8)$$

из-за неправильного вклада NPE-амплитуд  $T_{01}^{(n)}$  и  $T_{10}^{(n)}$  с  $n = 1, 2$  в  $R^{04}$ . Формула для  $R_S$  становится точной, если вклады всех UPE-амплитуд (обусловленные, в основном, обменами  $\pi$ -мезонами) равны нулю.

Рассмотрено извлечение отношения амплитуд в некоторых частных случаях: при фиксированном азимутальном угле между плоскостью рассеяния лептона и плоскостью рождения векторного мезона  $\Phi$ , при нулевом переданном нуклону импульсе, при выполнении SCHC-приближения. Рассмотрен вклад малых амплитуд, нарушающих SCHC-приближение, получены приближённые соотношения связи матричных элементов спиновой матрицы плотности векторного мезона. Обсуждаются случаи поперечной (поперёк импульса частиц пучка) и продольной поляризаций мишени.

Результаты пятой главы опубликованы в работах [A10,A11].

**В шестой главе** рассмотрено рождение векторных мезонов в модели, в которой виртуальный фотон рождает бесцветную кварк-антикварковую пару с полным угловым моментом  $J = 1$  с массой  $\leq 1$  ГэВ, которая, перерассеиваясь на нуклоне, даёт в конечном состоянии  $\rho^0$ -мезон (модель Рыскина). Расчёты показывают, что с помощью этой простой модели можно достаточно неплохо описать мировые данные по рождению  $\rho^0$ -мезона при энергиях в системе центра масс фотона и нуклона  $W \geq 4$  ГэВ и  $Q^2 < 4$  ГэВ<sup>2</sup>. В качестве иллюстрации приведём зависимость матричных элементов  $\text{Im}\{r_{1-1}^2\}$ ,  $\text{Re}\{r_{10}^5\}$  и  $\text{Im}\{r_{10}^6\}$  от  $Q^2$ , которая показана на Рисунке 1, взятом из статьи [A3]. Расчёты выполнены для энергии пучка электронов  $E = 2000$  ГэВ и покоящейся мишени с  $y = 0,01, 0,05, 0,1, 0,2$ , что соответствует энергии в СЦМ  $W = 6,0, 13,6, 19,3, 27,4$  ГэВ. Сплошная, штриховая, пунктирная и штрих-пунктирная кривые рассчитаны при  $W = 6, 13,6, 19,3, 27,4$  ГэВ для  $\Delta_T = v_T = 0$ , где  $\Delta_T$  – поперечная часть 4-импульса  $\Delta = v - q$ , переданного нуклону. Как видно из Рисунка 1, кривые для разных энергий практически сливаются в одну, что означает очень слабую зависимость рассматриваемых матричных элементов от энергии. Это означает, что уже с  $W \geq 6$  ГэВ доминирующий вклад даёт обмен померонами, так как вклад вторичных реджеонов должен заметно зависеть от энергии. Отметим очень хорошее согласие с расчётами коллайдерных данных [3, 4, 5, 6] для  $\text{Im}\{r_{1-1}^2\}$  и  $\text{Re}\{r_{10}^5\}$ . Кривые хорошо описывают данные для  $\text{Im}\{r_{1-1}^2\}$  на фиксированных мишенях [7, 8, 9, 10, 11], включая и данные ГЕРМЕС [A5]. Данные для

$\text{Re}\{r_{10}^5\}$  [7, 8, 11] также хорошо описываются в модели реджеонных обменов, но представленные кривые плохо согласуются с данными [9, 10] для  $\text{Re}\{r_{10}^5\}$ . Последнее, по-видимому, связано с тем, что реджевский подход перестаёт надёжно работать при  $W < 4$  ГэВ.

Как видно из Рисунка 1с, кривые, в целом хорошо описывают высокоэнергетические данные [3, 4, 5, 6, 12, 13] для  $\text{Im}\{r_{10}^6\}$ . Заметное отличие экспериментальной точки [3, 6] при  $Q^2 = 3$  ГэВ<sup>2</sup> от кривых – вероятнее всего игра статистики. Данные SLAC [7, 8, 11] разумно описываются кривыми, а вот экспериментальные результаты ранних работ ДЭЗИ [9, 10] не согласуются с расчётами. И причина опять, по-видимому, в том, что реджевский расчёт перестаёт быть применимым при  $W < 3 \div 4$  ГэВ.

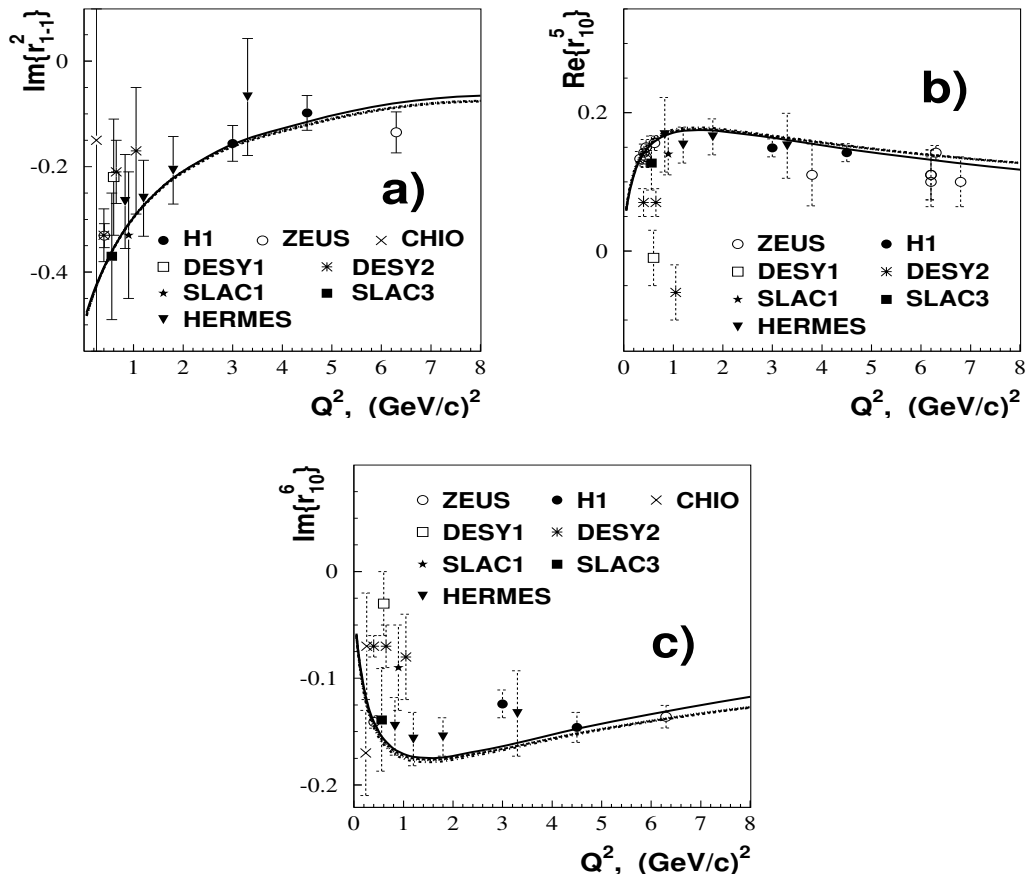


Рисунок 1. - Зависимость матричных элементов  $\text{Im}\{r_{1-1}^2\}$ ,  $\text{Re}\{r_{10}^5\}$ , и  $\text{Im}\{r_{10}^6\}$  от  $Q^2$  для различных энергий. Сплошная, штриховая, пунктирная и штрих-пунктирная кривые рассчитаны при  $W = 6, 13,6, 19,3, 27,4$  ГэВ. Данные получены в ДЭЗИ (DESY1 - [10], DESY2 - [9], HERMES - [A3], H1 - [3, 6], ZEUS - [4, 5]), в SLAC (SLAC1 - [7, 8], SLAC3 - [11]) и коллаборацией CHIO [12, 13] в лаборатории им. Ферми.

Показано, что оценки малых параметров задачи, выполненные в модели Рыскина, неплохо согласуются с оценками, выполненными в рамках пертурбативной КХД.

Результаты шестой главы опубликованы в работах [A1,A3].

**Седьмая глава** посвящена анализу данных коллаборации ГЕРМЕС методом спиновой матрицы плотности векторного мезона. В её начале даётся краткое описание детектора и тех позитивных модификаций, которые были сделаны за время работы коллаборации. Приводятся критерии отбора событий и обсуждается смысл накладываемых ограничений. Обсуждается несколько способов учёта фоновых событий, львиную долю которых составляют полуинклюзивные события рождения адронов в глубоконеупругом рассеянии электронов или позитронов на нуклоне. Приводятся стандартные формулы SDME-метода, обсуждается иерархия систематических ошибок углового распределения частиц в выходном канале. Полученные результаты представлены графически, где показана степень соответствия рассчитанных угловых распределений конечных частиц с данными опыта, а также представлены Рисунки с приведёнными на них величинами SDMEs с их статистическими и полными ошибками. Кроме того, численные значения матричных элементов спиновой матрицы плотности даны в Таблицах. Приводятся результаты обработки данных на протонной и дейтронной мишенях. В первом представленном анализе используется биновый метод, поэтому обсуждается выбор размеров бинов и соответствующие систематические ошибки. В этой главе подробно обсуждаются систематические ошибки метода извлечения SDMEs, для чего генерировались угловые распределения с известными матричными элементами спиновой матрицы плотности  $\rho^0$ -мезона, а затем они же извлекались из угловых Монте Карло «экспериментальных» распределений теми же методами, как и в случае реальных данных. Полученные SDMEs использовались для проверки справедливости соотношений SCHC-приближения для одних матричных элементов и нарушения SCHC-приближения для других SDMEs. Здесь же подробно обсуждаются причины того, почему статистические ошибки «поляризационных» SDMEs в несколько раз больше, чем у «неполяризационных». Проводится сравнение результатов коллаборации ГЕРМЕС с результатами других работ для SDMEs, а также для величины  $R$ , которая рассчитывается в различных приближениях через SDMEs. В этой главе с помощью полученных значений SDMEs рассчитываются по новым формулам разности фаз NPE-амплитуд без переворота спина нуклона  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  как для рождения на протоне, так и на дейтроне. Проводятся оценки роли обменов ненатуральной чётности в рождение  $\rho^0$ -мезона. Конечным результатом анализа является установление иерархии спиральных амплитуд при больших  $Q^2$  и малых квадратах переданного нуклону поперечного импульса  $\Delta_T^2 = v_T^2 \approx -t'$

$$|T_{00}^{(1)}| \sim |T_{11}^{(1)}| \gg |T_{01}^{(1)}| > |T_{10}^{(1)}| \geq |T_{1-1}^{(1)}|. \quad (9)$$

Иерархия (9) была теоретически предсказана в рамках пертурбативной КХД в работах [14] Д.Ю. Ивановым и Р. Киршнером и независимо Э.В. Кураевым, Н.Н. Николаевым и Б.Г. Захаровым в [15].

Расчёт отношения сечения  $R$  производился по стандартной формуле (8). Верхняя граница величины  $R$  оценивалась посредством вычисления  $R_{npe}$ , которая в [A5] рассчитывалась с помощью приближённой формулы

$$R_{npe} \approx R^{NPE} = \frac{|T_{00}^{(1)}|^2}{|T_{11}^{(1)}|^2} \approx R^{04} \left\{ 1 + \frac{u_1}{2} (1 + \epsilon R^{04}) \right\}, \quad (10)$$

где  $R^{04}$  определено в (8), а  $u_1$  задано формулой (4). Величины  $R^{04}$  и  $R^{NPE}$  в зависимости от  $Q^2$  показаны на Рисунке 3, взятом из работы [A5]. Из него видно, что верхняя граница для  $R$  отличается от  $R^{04}$  не более чем на два стандартных отклонения полной ошибки опыта. Там же показана величина  $R$ , которая получена коррекцией  $R^{04}$  за счёт правильного учёта вклада амплитуд  $T_{01}^{(1)}$  и  $T_{10}^{(1)}$  в  $R$ . Из Рисунка 3 видно, что величины  $R^{04}$  и  $R$  отличаются меньше, чем на одно стандартное отклонение. Формулы для коррекции имеют вид [A5]

$$R = R^{04} - \frac{\eta}{\epsilon(1 + \eta)} (1 + \epsilon R^{04}), \quad (11)$$

где малый параметр  $\eta$  в точной формуле (11) рассчитывался с помощью формул

$$\eta = \frac{(1 + \epsilon R^{04})}{\mathcal{N}} \sum_{n=1}^2 \{ |T_{01}|^2 + |U_{01}|^2 - 2\epsilon(|T_{10}|^2 + |U_{10}|^2) \} \approx (1 + \epsilon R^{04})(\tau_{01}^2 - 2\epsilon\tau_{10}^2), \quad (12)$$

$$\tau_{01}^2 \approx \epsilon \frac{(r_{00}^5)^2 + (r_{00}^8)^2}{2r_{00}^{04}}, \quad \tau_{10}^2 \approx \frac{(r_{11}^5 + \text{Im}\{r_{1-1}^6\})^2 + (\text{Im}\{r_{1-1}^7\} - r_{11}^8)^2}{2(r_{1-1}^1 - \text{Im}\{r_{1-1}^2\})}. \quad (13)$$

Формулы (10–13) были впервые получены автором диссертации в статье [A5].

Анализ данных по рождению на неполяризованном протоне и дейтроне  $\omega$ -мезона, который распадается на  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , также представлен в главе 7. Вначале обсуждаются свойства трёхпионной системы с полным изоспином, равным нулю и единичным спином и кинематика распада  $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ . Обсуждаются критерии отбора событий рождения  $\omega$ -мезона с распадом на три пиона. Поскольку событий гораздо меньше, чем в случае  $\rho^0$ -мезона, для обработки угловых распределений используется безбиновый метод, хотя для переменных  $Q^2$  и  $-t' \approx v_T^2$  по-прежнему используются бины. Учёт фона также осуществляется другим, чем для  $\rho^0$ -мезона, способом, который описывается в этой главе. Систематическая ошибка метода учитывается сходным образом, как для  $\rho^0$ -мезона.

Важным является анализ вклада амплитуд обмена состояниями ненатуральной чётности, который оказывается большим, чем вклад NPE-амплитуд. Это видно из того, что знаки обоих матричных элементов  $r_{1-1}^1$ ,  $\text{Im}\{r_{1-1}^2\}$  на Рисунке 2 для  $\rho^0$ -мезона и Рисунке 4

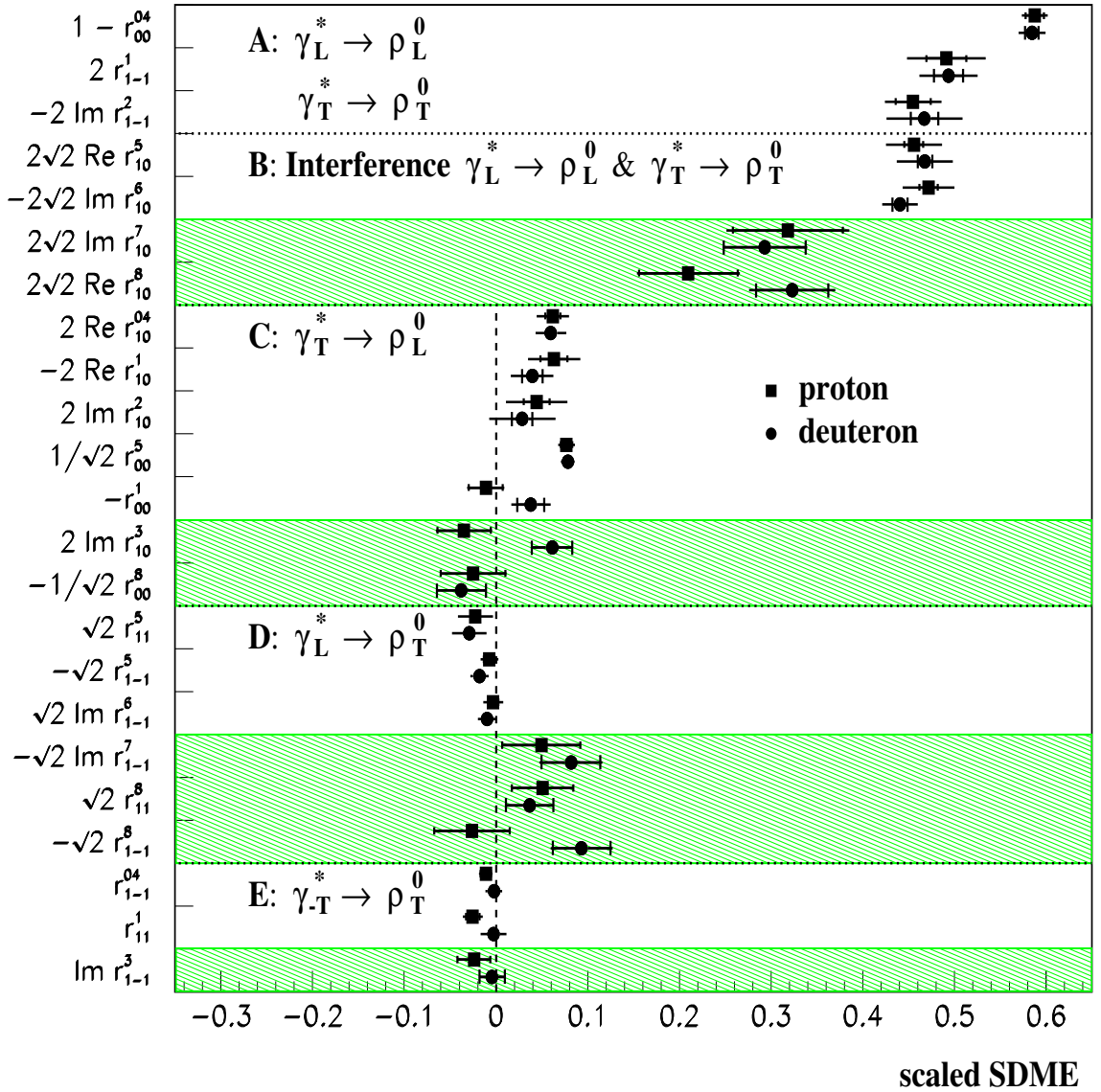


Рисунок 2. - Извлечённые из эксперимента ГЕРМЕС по рождению  $\rho^0$ -мезона 23 SDMEs для протонной (квадраты) и дейтронной (кружки) мишени во всей кинематической области со средними значениями  $\langle x \rangle = 0,08$ ,  $\langle Q^2 \rangle = 1,95 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\langle -t' \rangle = 0,13 \text{ ГэВ}^2$ . На Рисунке показаны статистические и полные ошибки SDMEs, причём полные ошибки получены суммированием в квадратурах статистических и систематических ошибок. Измеримые только с поляризованным пучком матричные элементы  $r_{\lambda_V \tilde{\lambda}_V}^\alpha$  («поляризационные») помещены в заштрихованные зелёным цветом области. Вертикальная штриховая линия отмечает те SDMEs, которые должны быть равны нулю, если сохраняется  $s$ -канальная спиральность (SCHC) в  $\gamma\rho^0$ -переходе.

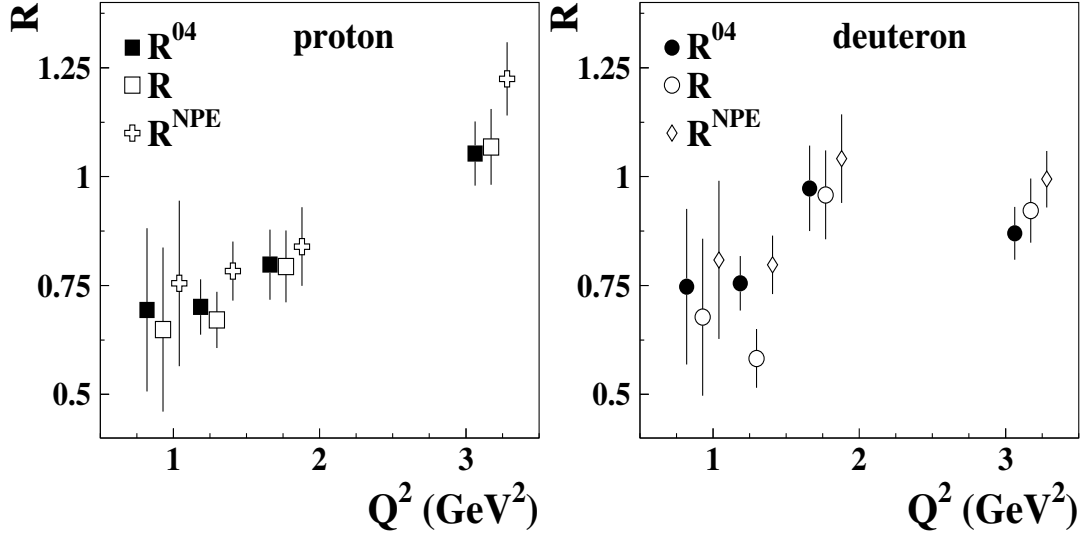


Рисунок 3. - Отношение сечений рождения  $\rho^0$ -мезона продольно и поперечно поляризованными фотонами как функция  $Q^2$ . На левом Рисунке показаны результаты эксперимента ГЕРМЕС для протона, на правом – для дейтрона. Чёрные квадратики и кружки показывают  $R^{04}$  (формула (8)), крестики и ромбики отвечают величине  $R^{NPE}$  (формула (10)), которая хорошо воспроизводит истинное значение  $R$ , когда UPE-вкладами можно пренебречь. Пустые внутри квадратики и кружки показывают величину  $R$ , заданную формулами (11-13), которые учитывают коррекции к формуле (8). На Рисунке 3 показаны только полные экспериментальные ошибки, полученные суммированием в квадратурах статистических и систематических ошибок эксперимента.



для  $\omega$ -мезона противоположные. Поскольку оба этих матричных элемента пропорциональны разности квадратов модулей NPE и UPE-амплитуд, а для  $\rho^0$ -мезона модули доминирующих NPE-амплитуд больше модулей UPE-амплитуд, то, следовательно, для  $\omega$ -мезона вклад UPE-амплитуд доминирует над вкладом NPE-амплитуд. Средняя величина  $u_1$ , заданная соотношением (4), во всей экспериментально доступной области кинематических переменных в рождении  $\omega$ -мезона равна [A7]  $\langle u_1 \rangle = 1,15 \pm 0,09 \pm 0,12$  для протонных данных и  $\langle u_1 \rangle = 1,47 \pm 0,12 \pm 0,18$  для данных на дейтроне. Это также свидетельствует, что относительный вклад UPE-амплитуд намного больше, чем для  $\rho^0$ -мезона, где соответствующие числа таковы [A5]:  $\langle u_1 \rangle = 0,125 \pm 0,021 \pm 0,050$  и  $\langle u_1 \rangle = 0,091 \pm 0,016 \pm 0,046$ . Следствием большого относительного вклада UPE-амплитуд в рождение  $\omega$ -мезона по сравнению с рождением  $\rho^0$ -мезона является резкое уменьшение экспериментальной величины  $R$  для  $\omega$  по сравнению со случаем  $\rho^0$ -мезона.

Результаты извлечения SDMEs представлены графически и Таблицами. Они согласуются с результатами коллаборации CLAS. Сравнение SDMEs с расчётами в модели Голоскокова-Кроля представлено на Рисунках. Оказалось, что к амплитудам, полученным с помощью обобщенных партонных распределений, надо добавить амплитуды однопионного обмена для адекватного описания данных ГЕРМЕС [A9]. Как и для  $\rho^0$ -мезона оказалось, что приближение SCHC в целом неплохо работает, но для элемента  $r_{00}^5$  обнаружено отклонение от SCHC на уровне трёх стандартных отклонений полной ошибки. Для  $\omega$ -мезона впервые измерялась разность фаз UPE-амплитуд  $U_{11}^{(1)}$  и  $U_{10}^{(1)}$ , которая оказалась равной  $\delta_U = (-126 \pm 12 \pm 2)^\circ$  для протонных данных, усреднённых по всей кинематической области эксперимента ГЕРМЕС и  $\delta_U = (-100 \pm 61 \pm 3)^\circ$  для дейтронных данных [A7]. Результаты коллабораций ГЕРМЕС [A7] и COMPASS [16] для разности фаз согласуются. Для  $\omega$ -мезона из-за бедности статистики не удалось установить единую иерархию амплитуд. Возможны две иерархии, но более предпочтительной является, по-видимому, следующая

$$|U_{11}^{(1)}|^2 > |T_{11}^{(1)}|^2 \sim |T_{00}^{(1)}|^2 \gg |U_{10}^{(1)}|^2 \sim |T_{01}^{(1)}|^2 \sim |U_{01}^{(1)}|^2 \gg |T_{10}^{(1)}|^2, |T_{1-1}^{(1)}|^2, |U_{1-1}^{(1)}|^2. \quad (14)$$

Удалось установить знак формфактора перехода  $\omega \rightarrow \pi + \gamma$ . Кроме того, в главе 7 изучались азимутальные модуляции сечения рождения  $\omega$ -мезона на поперечно поляризованном водороде. Показано, что знак  $\omega\pi$ -формфактора положительный, но для того, чтобы сделать надёжное утверждение, надо поднять статистику минимум на порядок.

Результаты седьмой главы опубликованы в работах [A5,A7,A8,A13].

**В восьмой главе** изложен метод анализа поляризационных данных с помощью

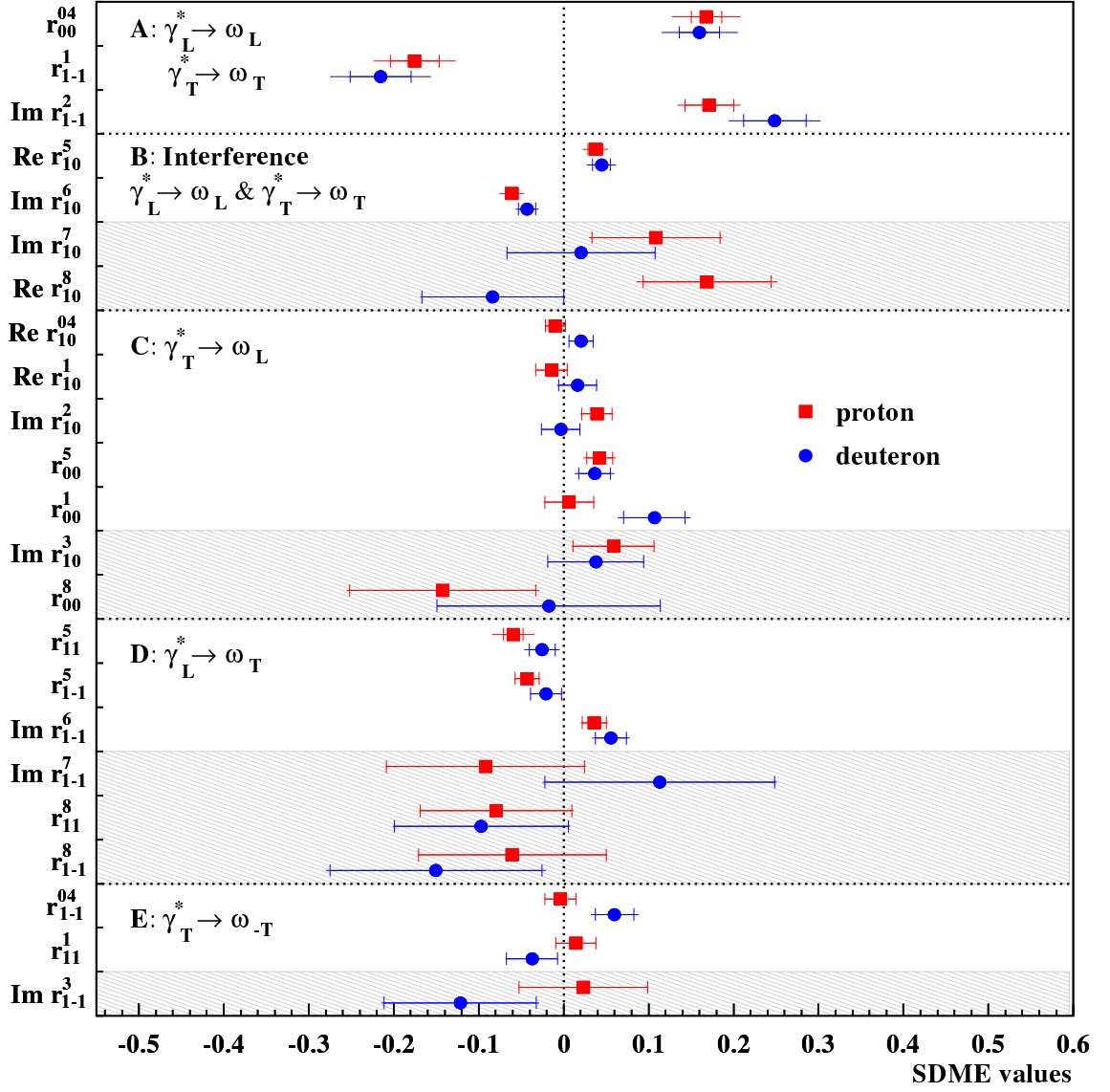


Рисунок 4. - Матричные элементы спиновой матрицы плотности для рождения  $\omega$ -мезона на неполяризованных протонной и дейтронной мишенях во всей кинематической области эксперимента ГЕРМЕС [A7]. Средние значения кинематических величин таковы:  $\langle Q^2 \rangle = 2,42 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\langle W \rangle = 4,8 \text{ ГэВ}$ ,  $\langle -t' \rangle = 0,08 \text{ ГэВ}^2$ . Внутренние ошибки точек – статистические, внешние – сумма статистических и систематических ошибок, просуммированных в квадратуре. «Поляризационные» матричные элементы помещены в заштрихованные области.

случайной переменной  $\xi$ . Здесь дан вывод математического ожидания, которое оказалось равным физической асимметрии изучаемого процесса, и дисперсии случайной переменной  $\xi$ . С помощью этих формул проведён анализ Монте Карло «данных» по слабому распаду  $\Lambda^0$ -гиперона ( $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ ) и извлечение величины его поляризации из угловых распределений частиц в выходном канале. В анализе используются Монте Карло программы, описывающие реальный детектор коллаборации ГЕРМЕС. Применение этих программ показывает, что взаимодействие с материалом детектора распадных протона и пиона сильно искажает исходное угловое распределение частиц в выходном канале. Тем не менее, предложенный в этой главе метод извлечения поляризации  $\Lambda^0$ -гиперона позволяет получить правильное значение его поляризации. Это иллюстрируется анализом Монте Карло «данных».

Результаты восьмой главы опубликованы в статьях [A2,A4].

**Девятая глава** посвящена методу амплитуд, с помощью которого в первой части этой главы исследуется рождение  $\rho^0$ -мезона на неполяризованных протоне и дейтроне. Здесь проводилось сравнение SDMEs, полученных SDME-методом, с матричными элементами спиновой матрицы плотности  $\rho^0$ -мезона, рассчитанными с использованием отношений амплитуд, найденных в амплитудном анализе. Результат такого сравнения показан на Рисунке 5, из которого видно качество описания SDMEs амплитудным методом, который даёт гораздо меньшие экспериментальные ошибки для «поляризационных» матричных элементов. Важной частью этой главы является сравнение кинематических зависимостей отношений спиральных амплитуд с предсказаниями в рамках пертурбативной КХД. Такой анализ выполнен для отношений амплитуд  $T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{01}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $T_{1-1}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$  и  $|U_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}|$ . Результаты анализа представлены в диссертации в виде графиков кинематических зависимостей и Таблиц параметров отношений амплитуд. Для вещественных или мнимых частей некоторых комплексных отношений амплитуд обнаружены указания на несоответствия наблюдаемых зависимостей предсказаниям пертурбативной КХД. На Рисунке 6 показана зависимость от  $Q^2$  вещественной и мнимой частей отношения  $T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$ , которые параметризовались выражениями

$$\text{Re}\{T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\} \equiv \text{Re}\{T_{11}/T_{00}\} = \frac{a}{Q}, \quad \text{Im}\{T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\} \equiv \text{Im}\{T_{11}/T_{00}\} = bQ, \quad (15)$$

первое из которых соответствует ПКХД-асимптотике, а второе ей явно противоречит. Зависимость  $1/Q$  для  $\text{Re}\{T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  видна и из левой части Рисунка 7. Этот рисунок показывает разумное согласие результатов коллабораций ГЕРМЕС [A6] и H1 [17], проводившей опыты на коллайдере ГЕРА при экстремально высокой энергии, что означает очень слабую зависимость отношений амплитуд от энергии  $W$ .

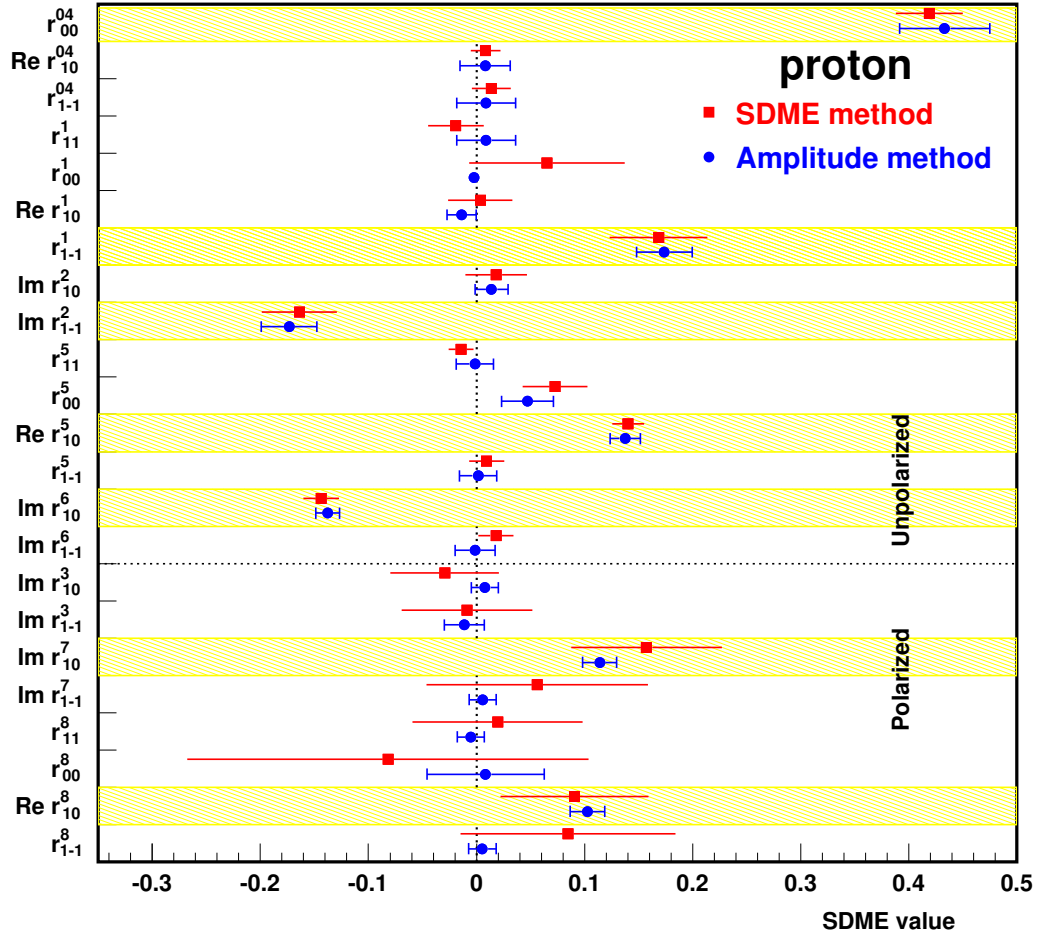


Рисунок 5. - Сравнение результатов SDME-метода и амплитудного анализа. Красные квадраты показывают результаты SDME-метода [A5]. Синие кружки (амплитудный метод) получены в работе [A6] подгонкой трёхмерных угловых распределений в каждом бине по  $Q^2$  и  $-t'$ , где отношения амплитуд считались свободными параметрами. Использованы данные на протоне при  $\langle Q^2 \rangle = 3,00$  ГэВ<sup>2</sup>,  $\langle -t' \rangle = 0,019$  ГэВ<sup>2</sup>. Жёлтыми полосами помечены те SDMEs, которые остаются ненулевыми в SCHC-приближении. Точечная линия отделяет «неполяризационные» (сверху) от «поляризационных» SDMEs. Показаны только полные экспериментальные ошибки.

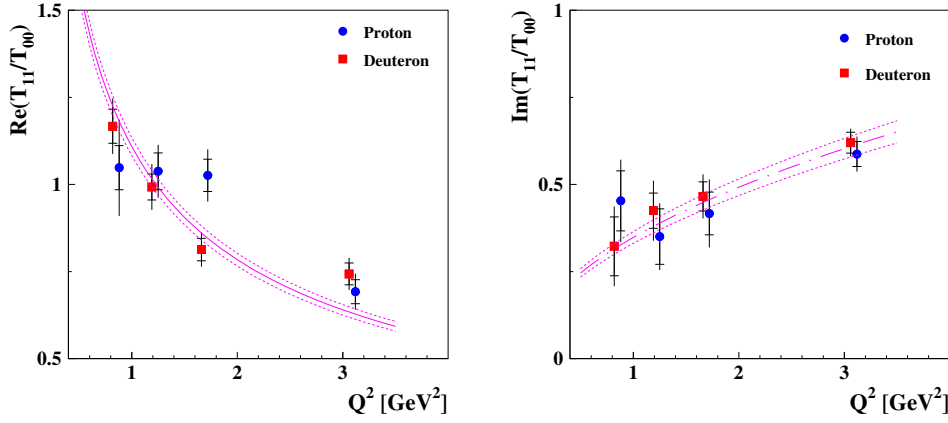


Рисунок 6. - Зависимость от  $Q^2$  вещественной (левый рисунок) и мнимой части (правый рисунок) отношения амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$  для протонных и дейтронных данных коллаборации ГЕРМЕС [A6]. Параметризация кривых даётся уравнением (15), подгонка параметров производилась под объединённые данные для протонной и дейтронной мишеней. С наилучшими значениями параметра получены центральные кривые, но центральная кривая изображается сплошной, только если параметризация основана на предсказаниях ПКХД. Штриховые кривые отвечают одному стандартному отклонению параметра. Здесь и далее точки для протонных данных слегка смещены вправо, чтобы их было легче отличить от дейтронных.

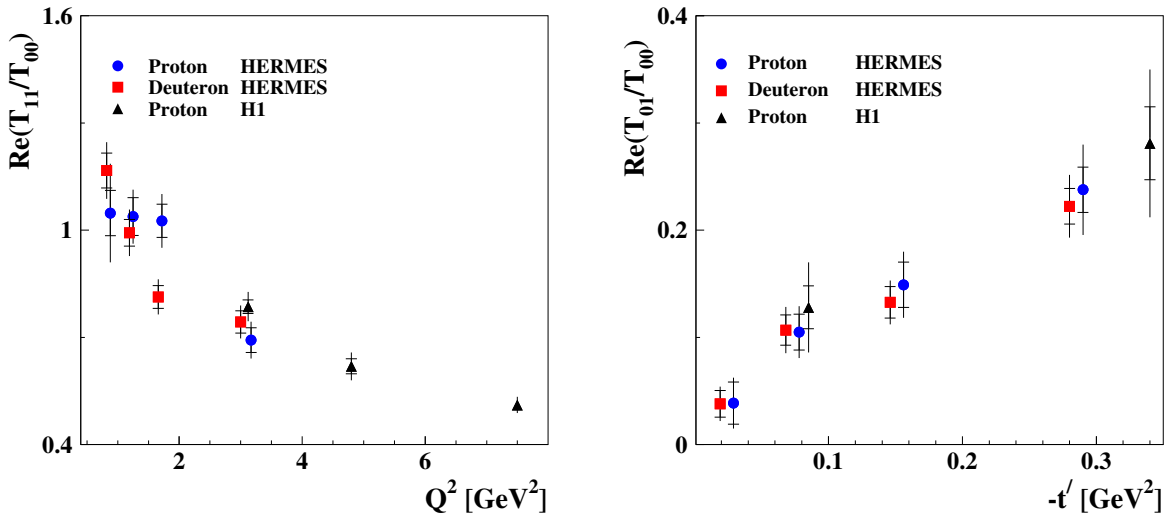


Рисунок 7. - Сравнение результатов коллабораций ГЕРМЕС [A6] и H1 [17]. Левая часть Рисунка: зависимость от  $Q^2$   $\text{Re}(T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)})$ . Правая часть Рисунка: зависимость от  $(-t' \approx v_T^2)$   $\text{Re}(T_{01}^{(1)}/T_{00}^{(1)})$ . Треугольниками показаны результаты коллаборации H1, а кружками и квадратами – результаты эксперимента ГЕРМЕС на протонной и дейтронной мишени, соответственно. Внутренние ошибки – чисто статистические, внешние показывают сумму статистических и систематических погрешностей, просуммированных в квадратурах.

Для отношения  $T_{01}^{(1)}/T_{00}^{(1)}$  в рамках ПКХД предсказывается убывание с ростом  $Q^2$  по закону  $1/Q$  [14, 15], но наилучшая подгонка величины  $\text{Re}\{T_{11}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  по данным ГЕРМЕС отвечает отсутствию зависимости от  $Q^2$ . Этот результат согласуется с результатами, показанными на правой части Рисунка 7, поскольку нет систематического смещения вниз точек эксперимента Н1 относительно точек коллаборации ГЕРМЕС. Но согласно ПКХД оно должно быть заметно, так как для данных ГЕРМЕС среднее значение  $Q^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ , а для показанных данных Н1  $Q^2 \approx 3,3 \text{ ГэВ}^2$ .

Имеется рост абсолютной величины как  $\text{Re}\{T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$ , так и  $\text{Im}\{T_{10}^{(1)}/T_{00}^{(1)}\}$  с ростом  $Q^2$  для дейтрона, который не согласуется с предсказаниями, сделанными в рамках ПКХД [14, 15], но который отсутствует для протонной мишени, как это видно из Рисунка 8.

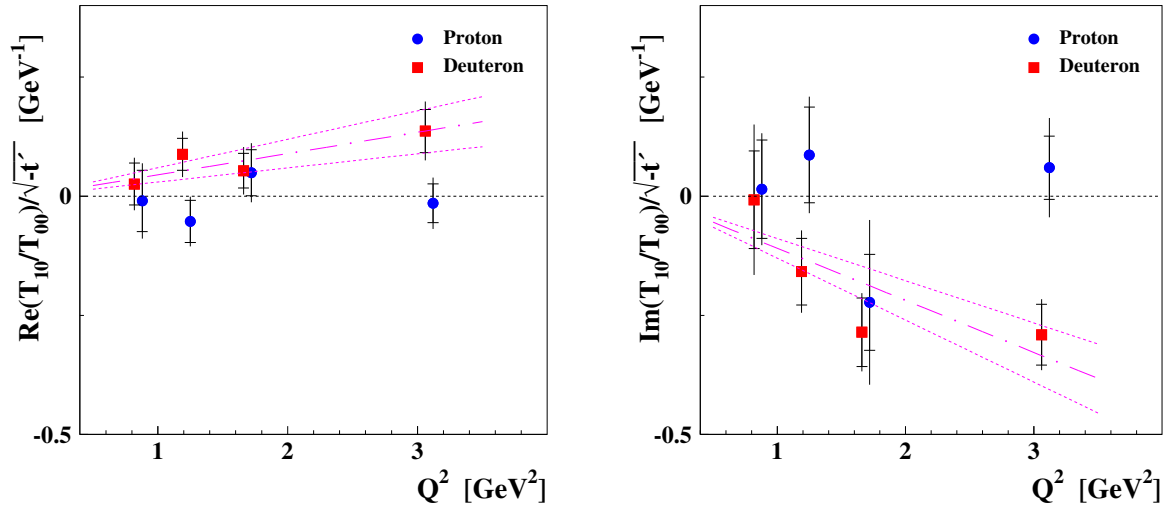


Рисунок 8. - Зависимость от  $Q^2$  вещественной и мнимой частей  $T_{10}^{(1)}/(T_{00}^{(1)}\sqrt{-t'})$  для данных на протоне и дейтроне. Смысл различных типов кривых и представление экспериментальных ошибок такие же, как на Рисунке 6.

Во второй части главы 9 рассмотрено рождение  $\rho^0$ -мезона на поперечно поляризованном протоне. Поскольку статистика в этом случае заметно беднее, чем в случае неполяризованных мишеней, использовался безбиновый метод анализа данных коллаборации ГЕРМЕС. Главный методический результат состоит в том, что отброшенные в предыдущем амплитудном анализе отношения амплитуд малы, их вклад в SDMEs для данных на неполяризованных мишенях пренебрежимо мал (так как является квадратичным по малым параметрам [A12]), что практически не меняет полученных результатов в пределах указанных ошибок. Сравнение же SDMEs в представлении Дилия, полученных SDME-методом другой группой участников коллаборации ГЕРМЕС, с SDMEs, рассчитанными с помощью полученных в ам-

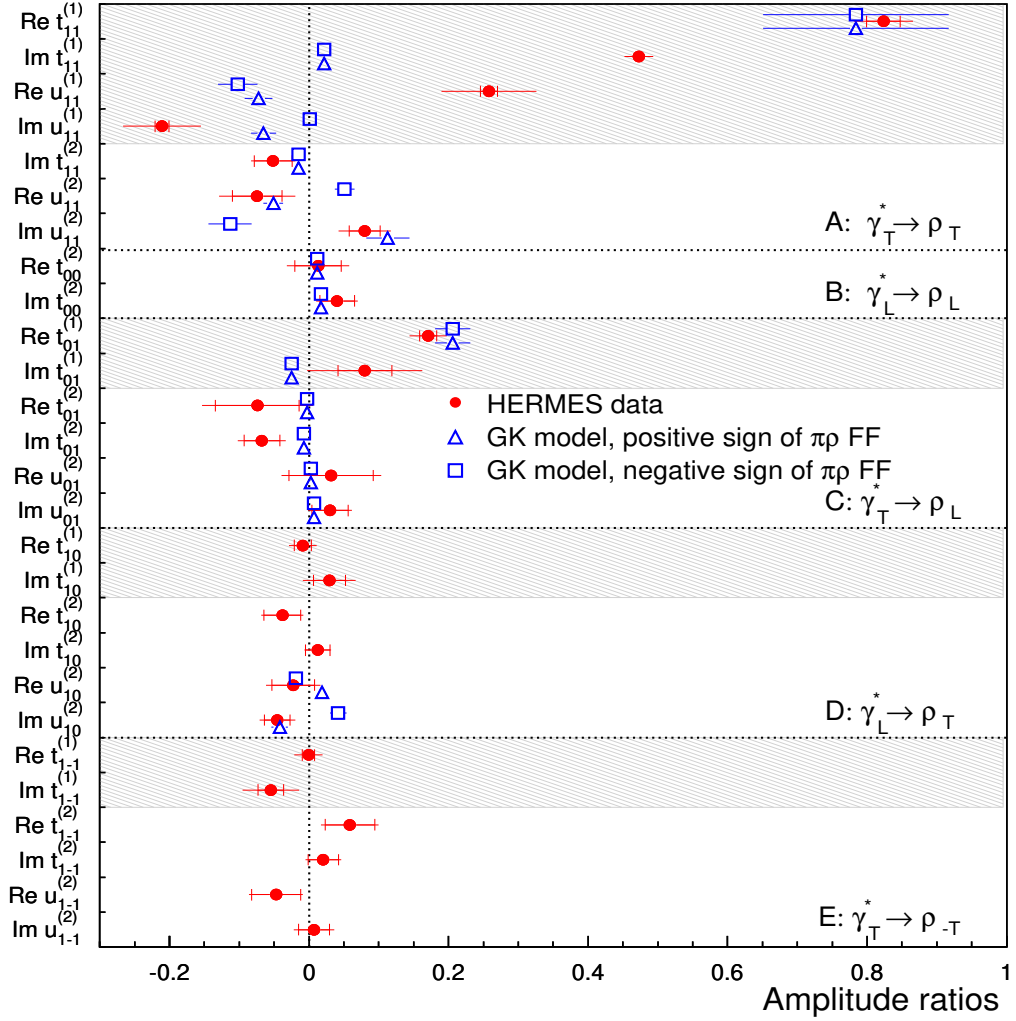


Рисунок 9. - Сравнение отношений амплитуд, извлечённых из данных эксперимента ГЕРМЕС, с рассчитанными в модели Голоскокова-Кроля [18, 19]. Красными кружками показаны результаты экспериментальной работы [A9], синими полыми треугольниками и полыми квадратами показаны результаты расчётов в ГК-модели с добавлением амплитуд однопионного обмена. Треугольники соответствуют положительному знаку  $\pi\rho$ -формфактора, а квадратики - отрицательному знаку. Те амплитуды, которые полагались в ГК-модели равными нулю, на Рисунке не показаны. Внутренние (внешние) ошибки отношений амплитуд - статистические (полные). Масштабная восьмипроцентная неопределённость отношений  $t_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(2)}$  и  $u_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(2)}$  из-за ошибки в измерении поляризации мишени, на Рисунке не показана. Двухпроцентная неопределённость отношений  $\text{Im}\{t_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(1)}\}$ ,  $\text{Re}\{t_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(2)}\}$ ,  $\text{Re}\{u_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(2)}\}$  из-за ошибки в измерении поляризации пучка также не показана на Рисунке. Отношения амплитуд упорядочены в соответствии с классами, предложенными в [A5].

плитудном методе отношений амплитуд, показывает согласие результатов [A9]. Но ошибки, даваемые в амплитудном методе, как правило, меньше полученных SDME-методом особенно для «поляризационных» SDMEs. Сравнение экспериментальных отношений спиральных амплитуд, показанных на Рисунке 9 с рассчитанными в модели Голоскокова-Кроля [19] показало необходимость в теоретическом подходе добавить амплитуды однопионного обмена [A9]. Сравнение модельных расчётов с извлечёнными отношениями амплитуд позволило установить знак  $\pi\rho$ -формфактора. На Рисунке 9 использовались следующие сокращённые обозначения:  $t_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(n)} = T_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(n)}/T_{00}^{(1)}$ ,  $u_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(n)} = U_{\lambda_V\lambda_\gamma}^{(n)}/T_{00}^{(1)}$ , где амплитуды определены соотношениями (2–3).

Результаты главы девять опубликованы в статьях [A6,A9,A14].

**В Заключение** кратко сформулированы основные результаты работы и выводы, к которым пришёл автор диссертации.

## Заключение

Подведём краткие итоги проделанной работы. Проведён анализ экспериментальных данных коллаборации ГЕРМЕС по электророждению векторных мезонов традиционным методом спиновой матрицы плотности и новым методом спиральных амплитуд. Поскольку в эксперименте ГЕРМЕС использовался продольно поляризованный пучок электронов или позитронов и газовые мишени легчайших ядер, поляризованные продольно или поперечно, количество извлекаемых матричных элементов спиновой матрицы плотности векторных мезонов резко возросло по сравнению с экспериментами по электророждению предыдущего поколения. Это открыло возможности изучать «поляризационные» матричные элементы спиновой матрицы плотности векторных мезонов, что означает на языке амплитуд возможность извлекать из опытных данных комплексные отношения спиральных амплитуд. Это позволило изучать кинематические зависимости доминирующих в исследуемых процессах отношений спиральных амплитуд без переворота спина нуклона и сравнивать их поведение с предсказаниями, сделанными в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики. Удалось сделать оценки порядка величин малых амплитуд без переворота и с переворотом спина нуклона, исследовать роль амплитуд обменов ненатуральной чётности в рождении различных векторных мезонов. Новые возможности заставили написать более точные формулы, применимые и в случае заметных вкладов обменов ненатуральной чётности и амплитуд с переворотом спина нуклона. Сделан первый шаг для изучения обобщённых партонных распределений, которые



являются самым надёжным инструментом для решения проблемы спинового кризиса. Уже на этой стадии выяснилась недостаточность только тех амплитуд, которые содержат вклады обобщённых партонных распределений, для описания данных по электророждению векторных мезонов. Выяснилось, что необходимо добавить амплитуды однопионного обмена. Фазы экспериментальных амплитуд оказались гораздо больше тех, которые характерны для амплитуд, содержащих обобщённые партонные распределения. Решение этих вопросов потребует, по-видимому, значительных теоретических усилий.

В силу фундаментальности извлекаемых амплитуд необходимо сделать влияние человеческого фактора на результат минимальным. В настоящее время большую роль в анализе играют Монте Карло программы, описывающие свойства детектора. Необходимо развивать методы, слабо зависящие от качества описания свойств детектора. Один из таких методов предложен в настоящей работе. Он опирается на свойство случайной величины  $\xi$ , максимально пригодной для исследования поляризационных явлений. Однако этот метод пока не прошёл проверку использования его в реальном эксперименте.

**В Приложениях** собраны наиболее громоздкие математические формулы и даны выводы некоторых соотношений. Во-первых, в Приложении А приведены известные выражения для SDMEs в представлении Шиллинга-Вольфа через спиральные амплитуды. Во-вторых, в Приложении Б написаны выражения через спиральные амплитуды коэффициентов Фурье  $\mathcal{M}_{\lambda_V \bar{\lambda}_V}^{mn}$ . В-третьих, в Приложении В даны формулы для комбинаций коэффициентов Фурье, определяющих угловые распределения конечных частиц в рождении векторного мезона на поляризованных мишенях. В Приложении Г дан вывод новых формул для разности фаз амплитуд  $T_{11}^{(1)}$  и  $T_{00}^{(1)}$ . Наконец, в Приложении Д дан вывод оценки величины отношения  $|T_{01}^{(2)}/T_{00}^{(1)}|$ .

## Основные публикации автора по теме диссертации

- A1. *Manayenkov S.I.* Regge description of spin-spin asymmetry in photon diffractive dissociation // Czech. J. Phys. 2000. Vol. 50. Supplement S1. P. 117-122.
- A2. *Manayenkov S.I.* New method for data processing in polarization measurements // Nucl. Instr. and Meth. A. 2003. Vol. 502. P. 772-774.
- A3. *Manayenkov S.I.* Leptoproduction of  $\rho$  mesons within Regge approach // Eur. Phys. J. C. 2004. Vol. 33. P. 397-408.

- A4. *Manayenkov S.I.* New method for data treatment in polarization measurements // Nucl. Instr. and Meth. A. 2004. Vol. 530. P. 541-558.
- A5. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., Andrus A., Aschenauer E.C. et al.* (HERMES Collaboration). Spin density matrix elements in exclusive  $\rho^0$  electroproduction on  $^1\text{H}$  and  $^2\text{H}$  targets at 27.5 GeV beam energy // Eur. Phys. J. C. 2009. Vol. 62. P. 659-695.
- A6. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., Aschenauer E.C., Augustyniak W. et al.* (HERMES Collaboration). Ratios of helicity amplitudes for exclusive  $\rho^0$  electroproduction // Eur. Phys. J. C. 2011. Vol. 71. P. 1609, 1-25.
- A7. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., Augustyniak W., Avetissian A. et al.* (HERMES Collaboration). Spin density matrix elements in exclusive  $\omega$  electroproduction on  $^1\text{H}$  and  $^2\text{H}$  targets at 27.6 GeV beam energy // Eur. Phys. J. C. 2014. Vol. 74 P. 3110, 1-25. Erratum Eur. Phys. J. C. 2016. Vol. 76. P. 162, 1-2.
- A8. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., Aschenauer E.C., Augustyniak W. et al.* (HERMES Collaboration). Transverse-target-spin asymmetry in exclusive  $\omega$ -meson electroproduction // Eur. Phys. J. C. 2015. Vol. 75. P. 600, 1-8.
- A9. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., Aschenauer E.C., Augustyniak W. et al.* (HERMES Collaboration). Ratios of helicity amplitudes for exclusive  $\rho^0$  electroproduction on transversely polarized protons // Eur. Phys. J. C. 2017. Vol. 77. P. 378, 1-23.
- A10. *Manayenkov S.I.* Coherent electroproduction of vector mesons on spinless targets // Phys. of Part. and Nucl. Lett. 2024. Vol. 21. P. 34-42.
- A11. *Manayenkov S.I.* Phenomenology of vector-meson electroproduction on spinless targets // Phys. of Atomic Nuclei 2024. Vol. 87. P. 505-508.
- A12. *Manayenkov S.I.* Comparison of SDME and amplitude methods in description of vector-meson production // Phys. of Part. and Nucl. Lett. 2025. Vol. 22. P. 191-193.
- A13. *Ackerstaff K., Airapetian A., Akopov N. et al.* (HERMES Collaboration). Measurement of angular distributions and  $R = \sigma_L/\sigma_T$  in diffractive electroproduction of  $\rho^0$  mesons // Eur. Phys. J. C. 2000. Vol. 18. P. 303-316.
- A14. *Airapetian A., Akopov N., Akopov Z. et al.* (HERMES Collaboration). Exclusive  $\rho^0$  electroproduction on transversely polarized protons // Phys. Lett. B. 2009. Vol. 679. P. 100-105.

## Список литературы

1. *Schilling K., Wolf G.* How to analyze vector-meson production in inelastic lepton scattering // Nucl. Phys. B. 1973. Vol. 61. P. 381.
2. *Diehl M.* Vector meson production from a polarized nucleon // JHEP 2007. Vol. 0709. P. 064.
3. *Adloff C., Andreev V., Andrieu B. et al.* (H1 Collaboration). Elastic electroproduction of rho mesons at HERA // Eur. Phys. J. C. 2000. Vol. 13. P. 371.
4. *Breitweg J., Chekanov S., Derrick M. et al.* (ZEUS Collaboration). Exclusive electroproduction of  $\rho^0$  and  $J/\Psi$  mesons at HERA // Eur. Phys. J. C. 1999. Vol. 6. P. 603.
5. *Breitweg J., Chekanov S., Derrick M. et al.* (ZEUS Collaboration). Measurement of the spin-density matrix elements in exclusive electroproduction of  $\rho^0$  mesons at HERA // Eur. Phys. J. C. 2000. Vol. 12. P. 393.
6. *Aid J.S., Andreev V., Andrieu B. et al.* (H1 Collaboration). Elastic electroproduction of  $\rho^0$  and  $J/\Psi$  mesons at large  $Q^2$  at HERA // Nucl. Phys. B. 1996. Vol. 468. P. 3.
7. *Alguard M.J., Ash W.W., Baum G. et al.* (E142 Collaboration). Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized protons // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1261.
8. *Alguard M.J., Ash W.W., Baum G. et al.* (E142 Collaboration). Deep-inelastic  $e - p$  asymmetry measurements and comparison with the Bjorken sum rule and models of proton spin structure // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 70.
9. *Joos P., Ladage A., Meyer H. et al.* Rho production by virtual photons // Nucl. Phys. B. 1976. Vol. 113. P. 53.
10. *Eckardt V., Gebauer H.J., Joos P. et al.* Study of electroproduction with a streamer camber for  $0.3 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ ,  $m_p < W < 2.8 \text{ GeV}$  // Nucl. Phys. B. 1973. Vol. 55. P. 45.
11. *Ballam J., Bloom E.D., Carroll J.T. et al.* Production of vector mesons by muons in a hybrid bubble-chamber experiment // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 10. P. 765.
12. *Francis W.R., Anderson H.L., Bharadwaj V.K. et al.* (CHIO Collaboration). Diffractive production of  $\rho^0$  mesons by 147-GeV muons // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 633.
13. *Shambroom W.D., Wilson R., Gordon B.A. et al.* (CHIO Collaboration). Diffractive production of vector mesons in muon proton scattering at 150-GeV and 100-GeV // Phys. Rev. D. 1982. Vol. 26. P. 1.
14. *Ivanov D.Yu. and Kirschner R.* Polarization in diffractive electroproduction of light vector mesons // Phys. Rev. D. 1998. Vol. 58. P. 114026.
15. *Купаев Е.В., Николаев Н.Н., Захаров Б.Г.* Diffractive vector mesons beyond the S-channel helicity conservation // Письма в ЖЭТФ 1998. Vol. 68. P. 667.

16. *Alexeev G.D., Alexeev M.G., Amoroso A. et al.* (COMPASS Collaboration). Spin density matrix elements in exclusive  $\omega$  meson muoproduction // Eur. Phys. J. C. 2021 Vol. 81. P. 126.
17. *Aaron F.D., Martin M. Aldaya, Alexa C. et al.* (H1 Collaboration). Diffractive electroproductin of  $\rho$  and  $\phi$  mesons at HERA // J. High Energy Phys. 2010. Vol. 2010. P. 32.
18. *Goloskokov S.V. and Kroll P.* Vector meson electroproduction at small Bjorken- $x$  and generalized parton distributions // Eur. Phys. J. C. 2005. Vol. 42. P. 281.
19. *Goloskokov S. V. and Kroll P.* Pion pole in hard exclusive vector-meson leptonproduction // Eur. Phys. J. A. 2014. Vol. 50 P. 146.