

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ИДЕНТИФИКАЦИЯ РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ
ОДИНОЧНОГО π^+ -МЕЗОНА НА ПРОТОНЕ МЕТОДОМ
НЕДОСТАЮЩЕЙ МАССЫ ИЗ ДАННЫХ CLAS12»**

Выполнила студентка

413 группы

Чистякова Влада Витальевна

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., асс. Голубенко Анна Александровна

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2023

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Описание экспериментальной установки	7
1.1 Ускоритель CEBAF	7
1.2 Детектор CLAS12	8
1.2.1. Черенковские детекторы.....	10
1.2.2. Электромагнитный калориметр.....	11
1.2.3. Дрейфовые камеры.....	12
1.2.4. Времяпролётная система	13
1.2.5. Мишень	13
Глава 2. Фото- и электровозбуждение нуклонных резонансов	14
Глава 3. Анализ экспериментальных данных	16
3.1 Исследуемая реакция	16
3.2 Доступная кинематическая область	16
3.3 Исследование кинематических характеристик заряженных частиц реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$	18
3.4 Отбор событий реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ методом недостающей массы	20
3.5 Применение отборов, учитывающих доверительную область детектора CLAS12	22
3.6 Разбиение фазового пространства реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$	24
Заключение	26
Список использованных источников	27

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Сильное взаимодействие является одним из четырёх известных фундаментальных взаимодействий в природе. Оно ответственно за устойчивость атомных ядер и формирование 90% видимой материи во Вселенной с ненулевой массой. На протяжении 50 лет активно развивается теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика (КХД), согласно которой переносчиком данного типа взаимодействия является глюон.

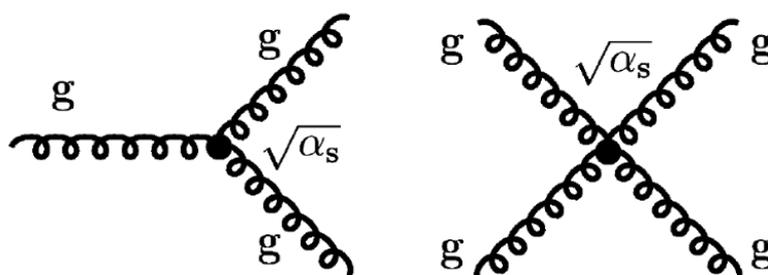


Рисунок 1 – Диаграммы взаимодействия глюонов на расстояниях $r < 0.01$ фм.

Существование процессов взаимодействия глюонов между собой обусловлено наличием у них цветового заряда, что является следствием неабелевого характера $SU_c(3)$ -симметрии лагранжиана сильных взаимодействий. Наличие подобных глюон-глюонных вершин приводит к значительным отличиям в динамике сильного и электромагнитного процессов. Так, константа электромагнитного взаимодействия возрастает с уменьшением расстояния по причине экранирования электрического заряда виртуально образующимися парами частиц, испущенными виртуальными фотонами. Напротив, в сильном взаимодействии наблюдается явление «антиэкранировки» цветового заряда, поскольку окрашенные глюоны взаимодействуют между собой. Процессы антиэкранирования цвета превалируют над процессами экранирования цвета кварк-антикварковыми парами, бегущая константа сильного взаимодействия растёт с увеличением расстояния.

Итак, на малых расстояниях ($r < 0.1$ фм) или при высоких энергиях константа сильного взаимодействия α_s , соответствующая режиму асимптотической свободы, мала; КХД является пертурбативной теорией и имеет дело с точечными кварками и глюонами. В этой области применима теория возмущений, результаты инклюзивных реакций при энергиях от десятков ГэВ до единиц ТэВ хорошо описываются пертурбативной КХД. Гораздо менее исследованной является область малых и промежуточных энергий, где теория возмущений неприменима. Такая область называется непертурбативной, константа α_s здесь быстро возрастает. Когда константа сильного взаимодействия становится сравнимой с единицей, происходит «одевание» точечных токовых кварков и глюонов облаками виртуальных глюонов. Одевание кварков и глюонов приводит к образованию $\approx 98\%$ массы адронов, механизм Хиггса формирует $\approx 2\%$ их массы. В области малых энергий наблюдается режим конфайнмента кварков, КХД становится теорией бесцветных адронов.

Непертурбативная область, переходная область между конфайнментом и асимптотической свободой, ответственна за формирование структуры нуклона и нуклонных резонансов с различными квантовыми числами. Анализ основного и возбуждённого состояний нуклона может дать ключ к пониманию механизмов сильного взаимодействия, эволюции динамической массы и структуры одетых кварков и глюонов с расстоянием. Изучение структуры возбуждённого состояния нуклона является одним из приоритетных направлений современной физики адронов.

Большая часть информации о возбуждённых состояниях нуклона извлекается из реакций эксклюзивного электророждения мезонов на нуклонах. Эксперименты по рассеянию электронов и фотонов на протонах осуществляются, в частности, в Лаборатории имени Томаса Джефферсона (Jefferson Lab), благодаря усилиям которой была накоплена доминирующая часть информации об эксклюзивном рождении нуклонных резонансов.

Основная мода распада нуклонных резонансов, масса которых не превышает 1.6 ГэВ, – распад на одиночный пион и нуклон. Если масса резонанса больше 1.6 ГэВ, то он распадается преимущественно на два пиона и нуклон, однако исследование однопионного канала необходимо для независимого изучения электромагнитных параметров нуклонных резонансов.

Данная работа посвящена рассмотрению канала электророждения одиночного заряженного пиона на нуклоне.

Цели работы

Цель настоящей работы заключается в установлении критериев отборов событий реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$, что является важным шагом для определения дифференциальных сечений электророждения заряженного пиона на протоне.

Глава 1. Описание экспериментальной установки

Для изучения электромагнитных формфакторов возбуждённых состояний нуклона могут быть использованы эксклюзивные каналы рождения мезонов на протоне. Сечения этих каналов составляют $10^{-7} - 10^{-6}$ бн, требуемая светимость ускорителя – $L > 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. При этом должны рассматриваться реакции с образованием до четырёх адронов в конечном состоянии. Возникает потребность использования электронных ускорителей непрерывного действия и детекторов с аксептансом (полным телесным углом регистрации частиц) 4π. Данным характеристикам удовлетворяют ускоритель CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) и детектор CLAS12 (CEBAF Large Acceptance Spectrometer for 12 GeV), расположенные в JLab.

1.1. Ускоритель CEBAF

CEBAF состоит из двух параллельных линейных ускорителей, соединённых арками поворотных магнитов. Поляризованные электроны, генерируемые посредством воздействия поляризованного лазерного излучения на арсенидогаллиевый катод, покидают инжектор с энергией 40 МэВ. После этого электроны ускоряются в северном и южном линейных ускорителях, затем разделяются по пяти различным аркам в зависимости от приобретённой энергии. За один проход через линейный ускоритель энергия электронов увеличивается на 2.4 ГэВ. Конечная энергия пучков может достигать значения 12 ГэВ, для чего дополнительно используются ускоряющие криомодули. Временной интервал между соседними сгустками составляет 0.67 нс, при этом временное разрешение детектора ~ 1 нс, поэтому электронный пучок действительно можно считать непрерывным.

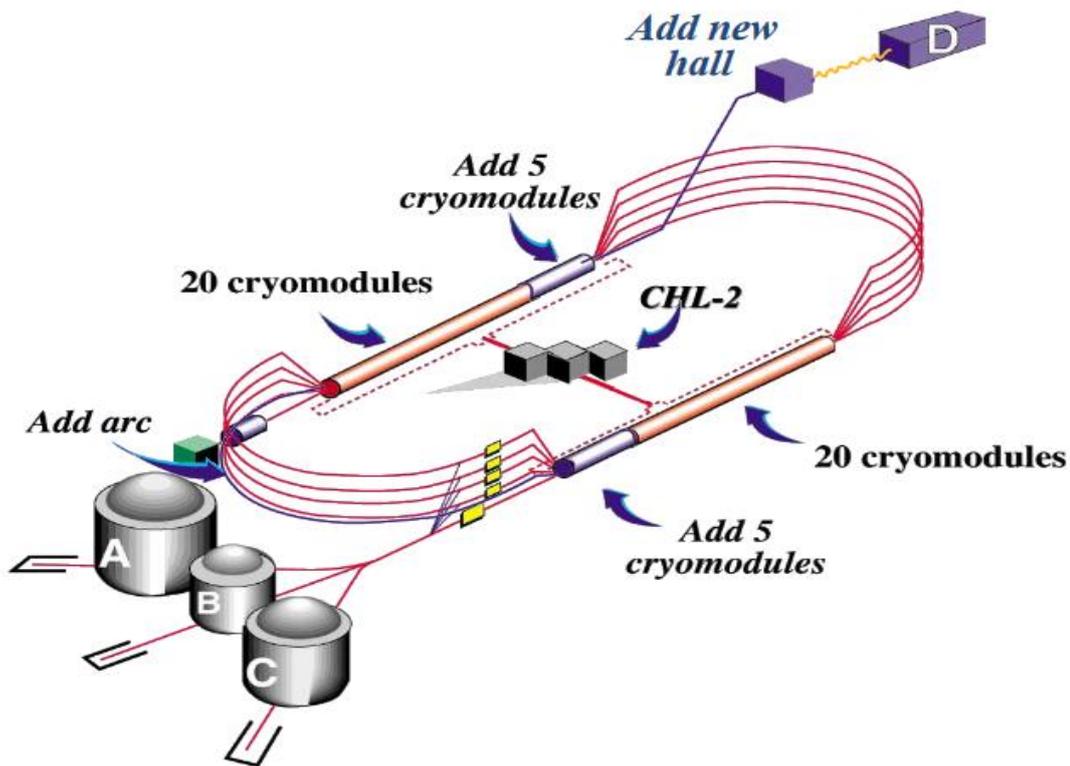


Рисунок 2 – Схематическое устройство ускорителя CEBAF.

1.2. Детектор CLAS12

CLAS12 – результат модернизации детектора CLAS, покрывает почти полный телесный угол эмиссии частиц, обладает высоким средним разрешением по импульсу $\sigma_p/p \approx 0.7\%$. Детектор состоит из шести сегментов для формирования шести независимых магнитных спектрометров с общим пучком, мишенью и системой сбора данных.

Основу детектора CLAS12 составляет сочетание сверхпроводящих тороидного магнита и соленоида. Сильное результирующее магнитное поле способно экранировать низкоэнергичные электроны, образующиеся в материале мишени в результате рассеяния Мёллера. Тороидальное магнитное поле создаётся шестью сверхпроводящими катушками, расположенными аксиально симметрично относительно направления пучка начальных электронов. Пиковая индукция тороидального поля – 3.58 Тл, его силовые

линии направлены по углу φ . Соленоидальный магнит служит преимущественно для создания поля вдоль направления пучка, индукция которого в центре может достигать 5 Тл.



Рисунок 3 – Магнитная система CLAS12. Слева - полностью собранный соленоидальный магнит, справа - тороидальный магнит.

В CLAS12 можно выделить подсистему центрального детектора (The CLAS12 central detector, CD), основу которой составляет соленоид, и подсистему ближнего детектора (The CLAS12 forward detector, FD) с тороидом в своём составе. FD служит для идентификации частиц, вылетающих под полярными углами до 35° , в то время как в CD обнаруживаются частицы, которые рассеиваются от мишени под углами $35^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$.

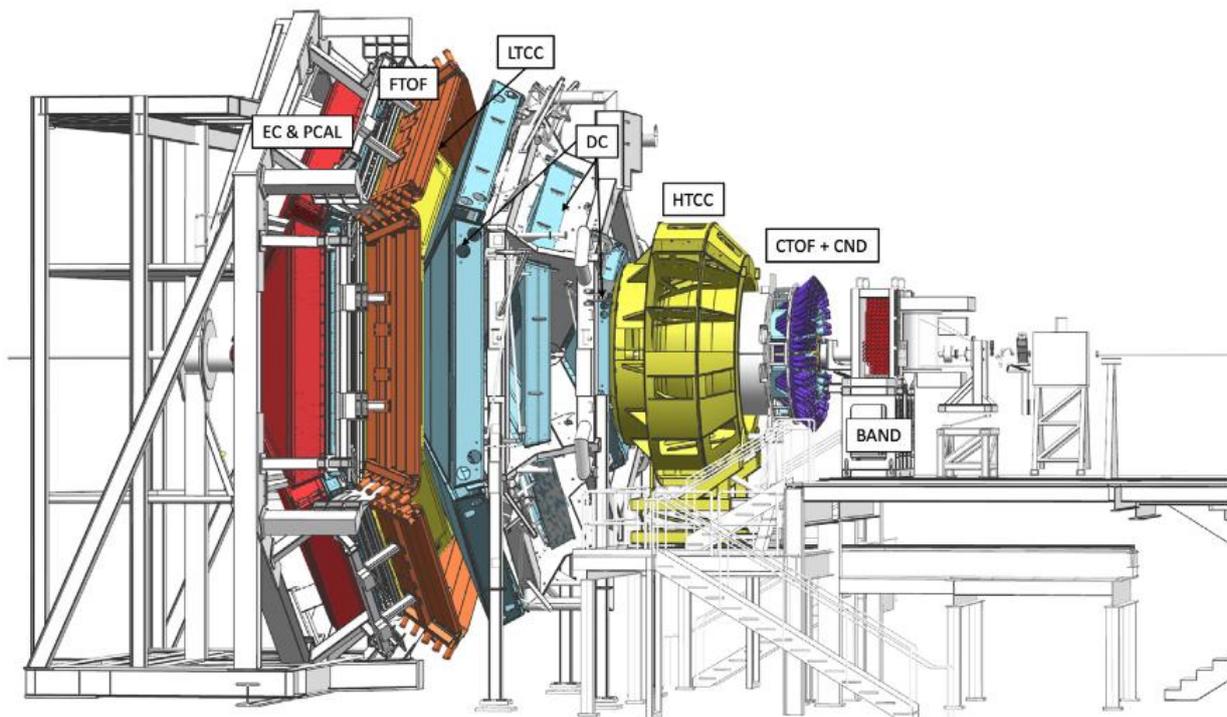


Рисунок 4 – Детектор CLAS12. Электронный пучок попадает в установку справа.

1.2.1. Черенковские детекторы

Основной задачей высокопорогового черенковского счётчика (High threshold Cherenkov counter HTCC) является отделение электронов (позитронов) с импульсом ниже 4.9 ГэВ/с от других заряженных частиц. Детектор имеет охват 360° по азимутальному углу и от 5° до 35° по полярному углу, расположен между соленоидом и тороидом. Рабочее вещество такой системы – сухой углекислый газ при атмосферном давлении. Счётчик построен с использованием многофокусного зеркала, которое фокусирует черенковское свечение на 48 фотоумножительные трубки с кварцевыми окошками.

Низкопороговый черенковский счётчик (Low threshold Cherenkov counter LTCC) используется для детектирования заряженных пионов с импульсом более 3.5 ГэВ/с. Четыре из шести секторов CLAS12 имеют по одному детектору LTCC. Сегменты LTCC, изготовленные в виде усечённых пирамид, заполнены газом C_4F_{10} .

В некоторых экспериментах требуется регистрировать каоны, которые не могут быть идентифицированы в ближней времяпролётной системе или низкопороговом черенковском счётчике. С этой целью были сконструированы черенковские детекторы кольцевого изображения (RICH), которые помещаются вместо LTCC в оставшиеся два сектора CLAS12. Детекторы RICH предназначены для улучшения регистрации частиц с импульсами 3-8 ГэВ/с.

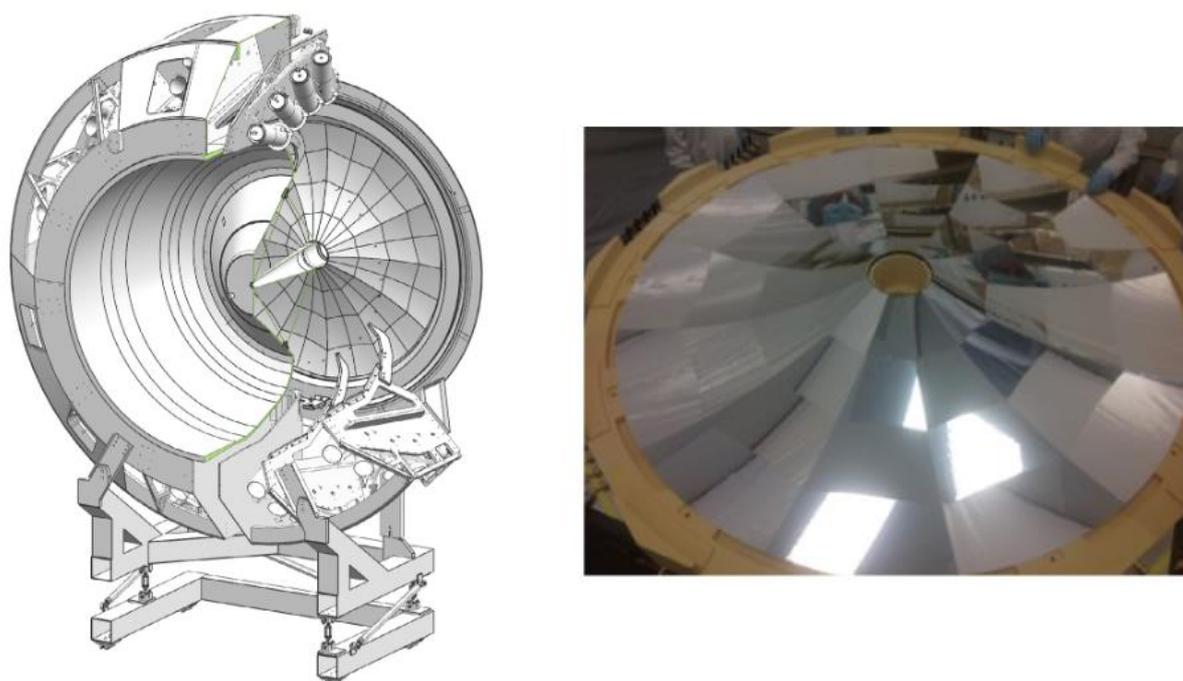


Рисунок 5 – Высокопороговый черенковский счётчик и его многофокусное зеркало с 48 гранями. Диаметр зеркала – 2.4 м.

1.2.2. Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ЕС) и предливневый электромагнитный калориметр (PCAL) служат для регистрации электронов с энергиями выше 0.5 ГэВ, фотонов с энергиями выше 0.2 ГэВ из распадов π^0 - и η -мезонов, а также нейтронов. Калориметры являются составными, они выполнены из чередующихся слоёв свинца (поглотитель) и сцинтиллятора на основе полистирола (активный материал). Слои имеют форму почти равностороннего треугольника. Слои сцинтиллятора представляют собой три чередующиеся

плоскости стереоизображения U, V и W, которые перемежаются со слоями из свинца. Регистрация частиц осуществляется при их взаимодействии с данными плоскостями. Результирующая толщина соответствует 20.5 радиационным длинам.

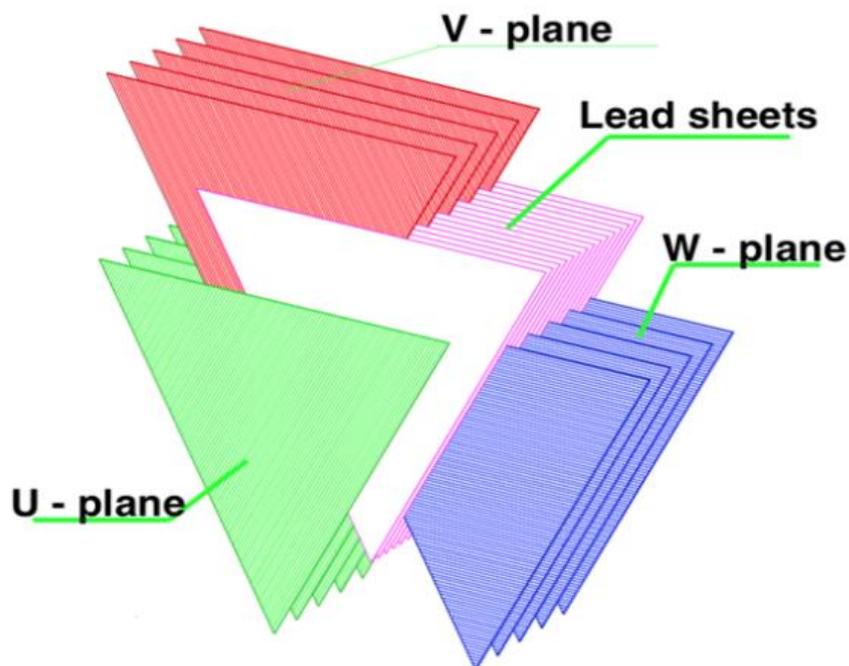


Рисунок 6 – Схематическое представление U, V, W слоёв сцинтиллятора и свинцовых пластин.

1.2.3. Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (Drift chamber, DC) предназначены для определения траектории и импульса заряженных частиц. 18 многопроволочных дрейфовых камер, сгруппированных в три зоны, образуют трековую систему CLAS12. Первая зона R1 располагается на входе в тороидальный магнит, вторая зона R2 находится между кольцами тороида, где магнитное поле достигает своего максимума. Третья зона R3 помещена за пределами тороида в области малого поля. Камеры заполнены смесью аргона и углекислого газа в соотношении 90:10 для уменьшения вклада ионизационных лавин.

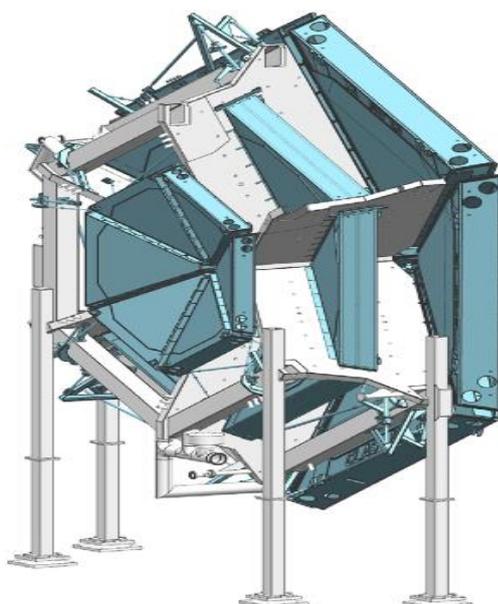


Рисунок 7 – Дрейфовые камеры, слева направо располагаются зоны R1, R2, R3.

1.2.4. Времяпролётная система

Времяпролётная система (Forward time-of-flight, FTOF) расположена между черенковскими счётчиками и электромагнитным калориметром. Каждый счётчик этой системы состоит из сцинтиллятора и ФЭУ. Пластины сцинтиллятора установлены перпендикулярно к направлению пучка. Фотоумножители измеряют не только время пролёта частицы, но и её энергетические потери в сцинтилляторе для более надёжной идентификации.

1.2.5. Мишень

Наиболее часто в качестве материалов для мишени в CLAS12 используются жидкий водород и жидкий дейтерий. Также применяются твёрдые мишени из углерода или свинца.

Глава 2. Фото- и электровозбуждение нуклонных резонансов

Нуклон обладает спектром возбуждённых состояний. $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанс — единственный изолированный максимум в спектре возбуждённых состояний нуклона, он соответствует состоянию нуклона с энергией возбуждения 300 МэВ. Другие максимумы сечений фотопоглощения фотонов представляют собой суперпозицию нескольких резонансов. Обнаруженные нуклонные (обозначаются «N*», изоспин 1/2) и Δ -резонансы (изоспин 3/2) хорошо согласуются с систематикой кварковой модели.

Первоначальные исследования нуклонных резонансов начинались с изучения реакций упругого рассеяния пи-мезонов на нуклонах. Преимуществом этого метода является большое сечение взаимодействия мезона и нуклона-мишени, однако налетающая частица не является точечной, её внутренняя структура неизвестна. К тому же не все резонансы могут быть обнаружены в упругом пион-нуклонном рассеянии, так как многие резонансы распадаются с испусканием мезонов, отличных от пионов и/или с испусканием более одного мезона. Поэтому современное исследование структуры возбуждённых состояний нуклонов проводится в эксклюзивных реакциях под действием реальных и виртуальных фотонов.

Под параметрами нуклонного резонанса подразумеваются его масса, ширина, квантовые числа, амплитуды фото- и электровозбуждения $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$ и др. Вершина взаимодействия виртуального фотона с протоном, приводящая к образованию резонанса, характеризуется тремя спиральными амплитудами $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$, которые зависят только от квадрата переданного четырёхимпульса фотона. Индексы указывают на спиральность системы начальных частиц (то есть проекцию суммарного спина системы начальных частиц на направление импульса фотона в системе центра масс). Амплитуды $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ соответствуют взаимодействию поперечно поляризованного фотона с нуклоном. Только эти амплитуды вносят вклад в фотовозбуждение нуклонных резонансов. Амплитуда $S_{1/2}$ описывает

возбуждение резонансов продольно поляризованными виртуальными фотонами. Если фотон в реакции реальный, то $S_{1/2} = 0$. Физические наблюдаемые, такие как сечение в системе центра масс, асимметрия фотонного пучка, поляризация ядра отдачи, асимметрия мишени, однозначно выражаются через комплексные амплитуды. Комплексные амплитуды любой эксклюзивной реакции представляют собой суперпозицию вкладов нуклонных резонансов и совокупности нерезонансных механизмов.

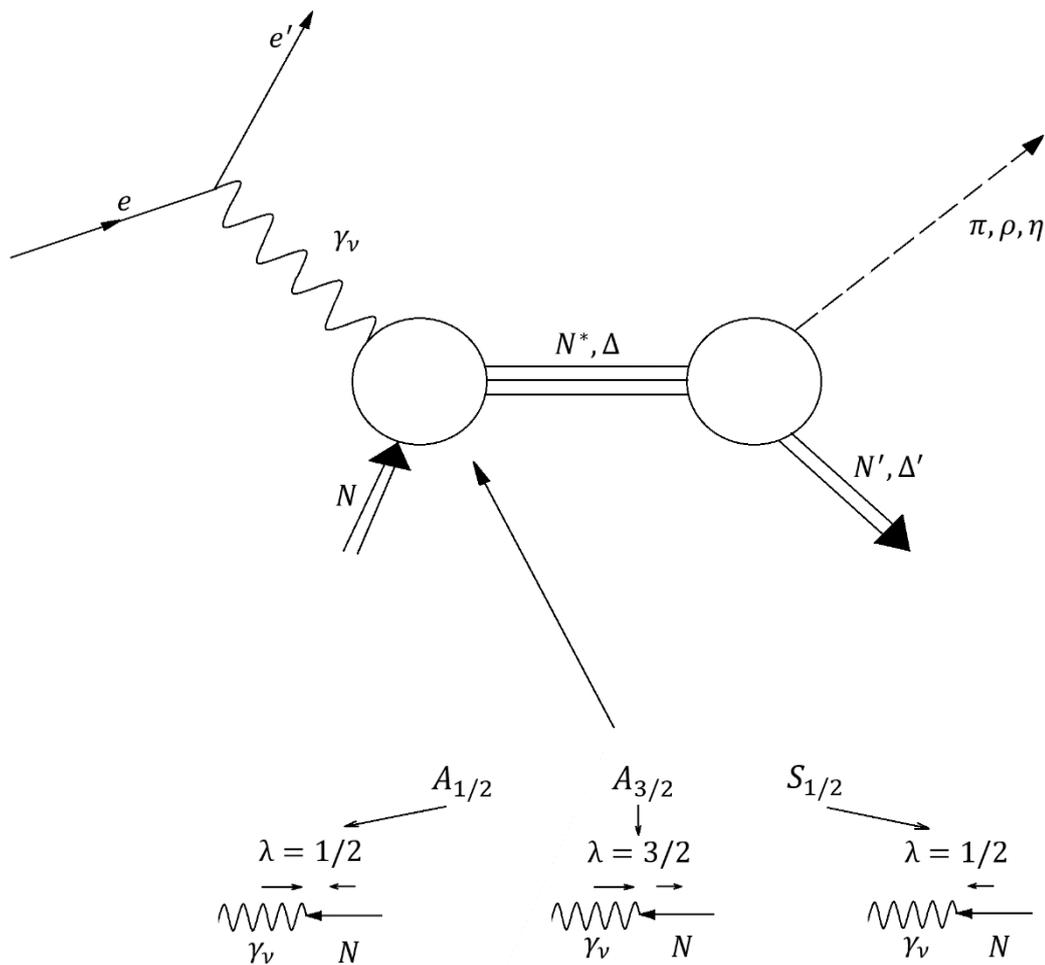


Рисунок 8 – Схема электромагнитного возбуждения нуклонных резонансов.

Для извлечения амплитуд электровозбуждения требуется накопление экспериментальных данных реакций в широкой кинематической области.

Глава 3. Анализ экспериментальных данных

3.1. Исследуемая реакция

В работе исследуется реакция рассеяния электрона на протоне с образованием нейтрона и π^+ -мезона:

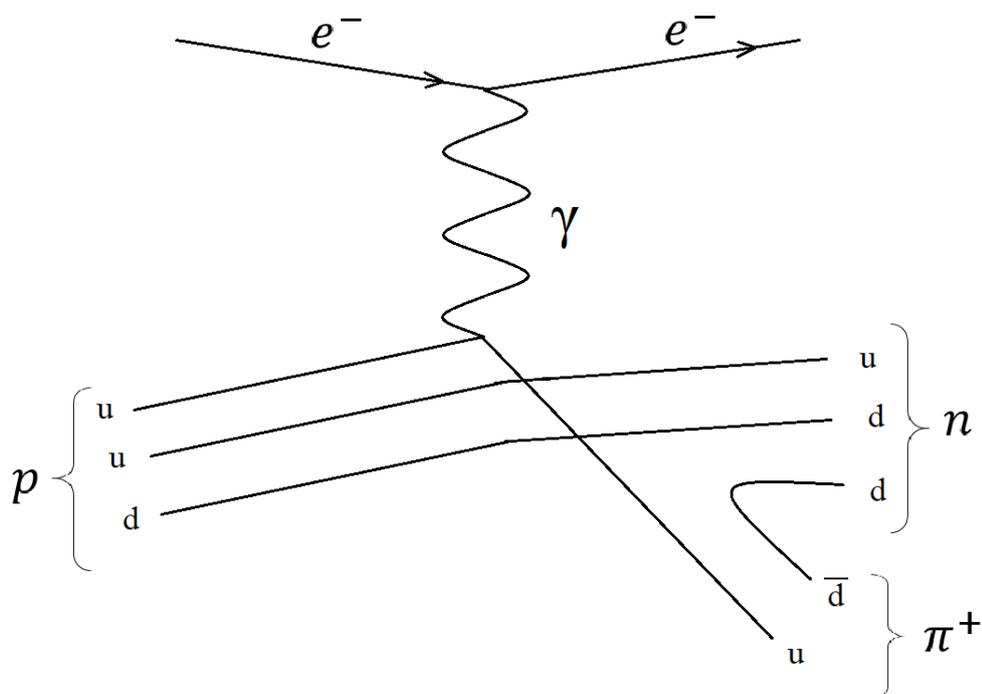
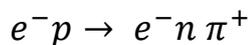


Рисунок 9 – Диаграмма Фейнмана исследуемой реакции.

Используются данные, полученные на детекторе CLAS12 при энергии пучка электронов 6.535 ГэВ.

3.2. Доступная кинематическая область

В эксклюзивных реакциях измеряются кинематические характеристики всех частиц в конечном состоянии. В физике резонансов часто пользуются переменными: Q^2 – виртуальность фотона и W – инвариантная масса системы конечных адронов. Эксперименты по электровозбуждению нуклонов позволяют изучить сечения при различных значениях виртуальности фотона Q^2 :

$$Q^2 = -q^2,$$

где q – переданный четырёхимпульс виртуального фотона. Очевидно, что в случае виртуального фотона величина Q^2 может быть отлична от нуля, в то время как $P^2 = E^2 - \vec{p}^2 = E^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = m^2 = 0$, так как масса реального фотона равна нулю. Получим выражение для виртуальности фотона через энергии начального и конечного электронов:

$$Q^2 = -q^2 = -(P - P')^2 = \vec{q}^2 - (E - E')^2 = 2(E E' - |\vec{p}| |\vec{p}'| \cos\theta) - 2m_e^2 \approx \\ \approx 2EE'(1 - \cos\theta) = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

где E – энергия начального электрона, которая равна 6.535 ГэВ, E' – энергия конечного электрона, а $\theta = \arccos \frac{p_z'}{E'}$ – угол рассеяния электрона. Во всех формулах считаем скорость света равной единице: $c = 1$.

Инвариантная масса конечных адронов W :

$$W^2 = (P_p + q)^2 = M^2 + 2M(E - E') - Q^2,$$

где M – масса протона.

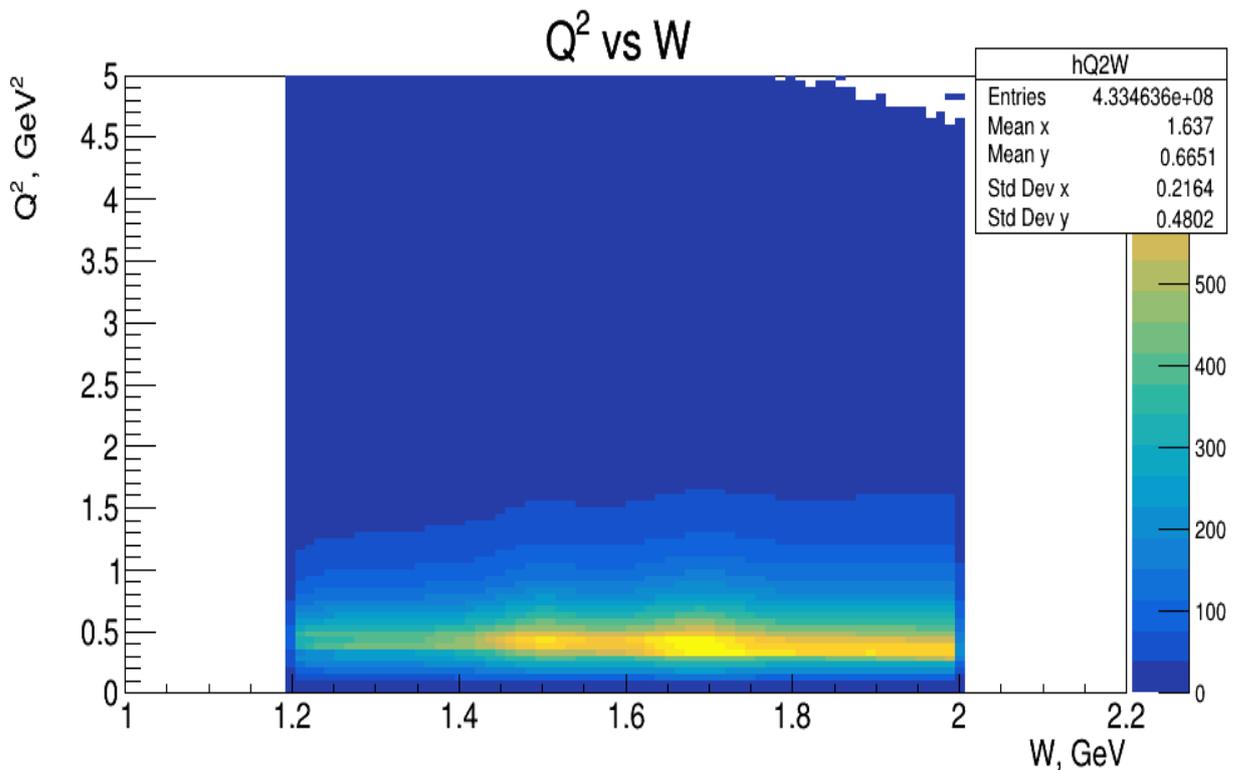


Рисунок 10 – Кинематическая область, доступная в эксперименте CLAS12 при энергии пучка электронов 6.535 ГэВ. По оси абсцисс отложена инвариантная масса системы конечных адронов W , по оси ординат – виртуальность фотона Q^2 , цветовая ось показывает количество событий.

Доступная область в эксперименте по Q^2 простирается от 0.1 до 5 ГэВ². Кинематическая область по W ограничена 2 ГэВ, поскольку предметом данного исследования является резонансная область.

3.3. Исследование кинематических характеристик заряженных частиц реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$

Отбор событий реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ требует надёжной идентификации заряженных частиц, таких как электрон и заряженный пион. С этой целью исследовались двумерные распределения различных кинематических характеристик (рисунок 11 – для электронов и рисунок 12 – для пионов).

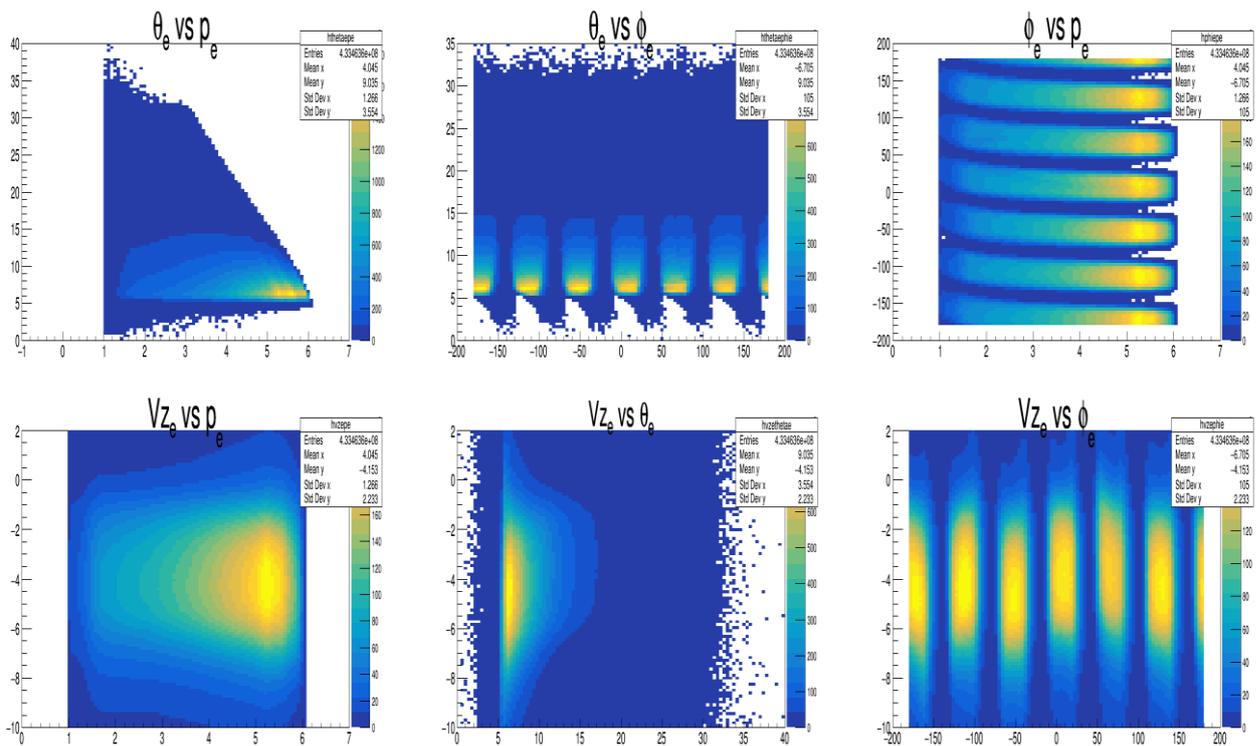


Рисунок 11 – Вверху слева направо: зависимость полярного угла рассеяния от импульса, зависимость полярного угла рассеяния от азимутального угла рассеяния, зависимость азимутального угла рассеяния от импульса. Внизу слева направо: зависимость вершины реакции от импульса, зависимость вершины реакции от полярного угла рассеяния, зависимость вершины реакции от азимутального угла рассеяния.

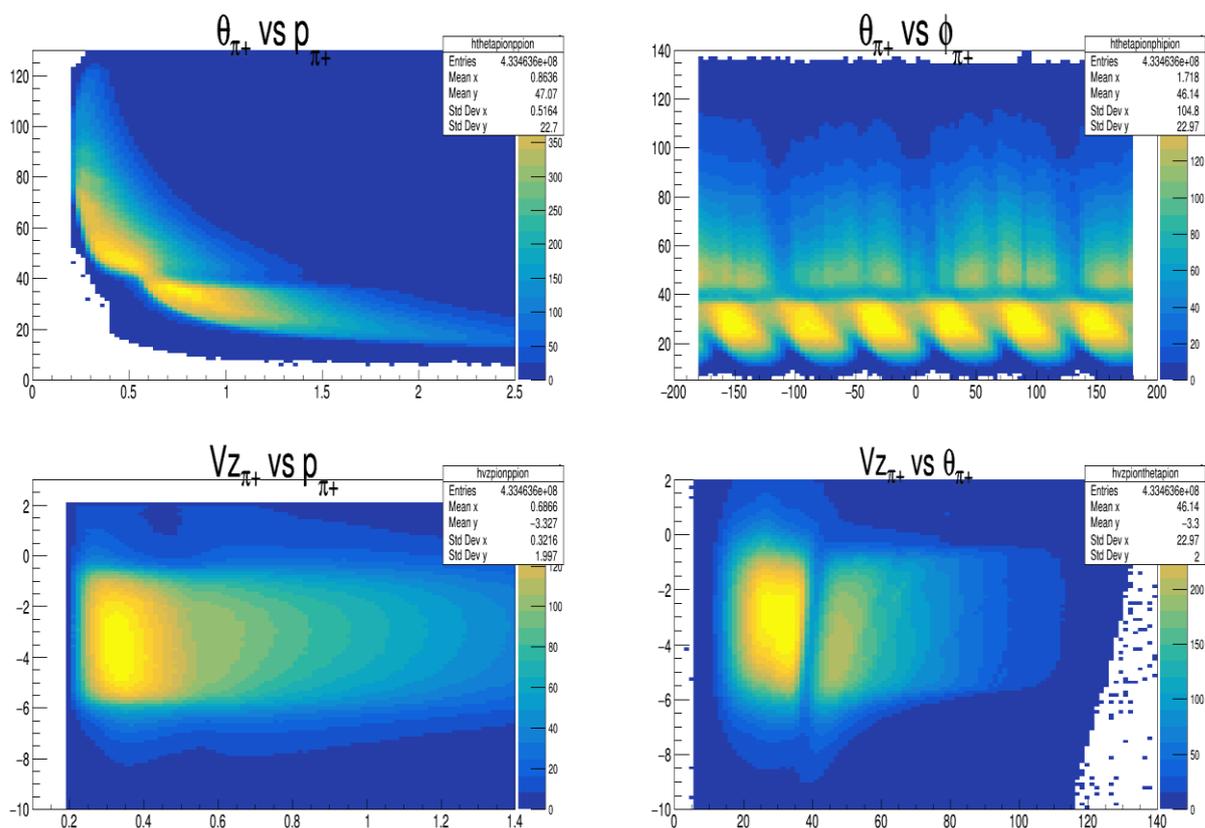


Рисунок 12 – Вверху слева направо: зависимость полярного угла рассеяния от импульса, зависимость полярного угла рассеяния от азимутального угла рассеяния. Внизу слева направо: зависимость вершины реакции от импульса, зависимость вершины реакции от полярного угла рассеяния.

Кинематика двухчастичной реакции является хорошо изученной, и мы видим, что полученные распределения соответствуют ожидаемым из Монте-Карло моделирования детектора CLAS12 для исследуемой реакции. Это означает, что детектор CLAS12 позволяет надёжно идентифицировать электроны и заряженные пи-мезоны.

3.4. Отбор событий реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ методом недостающей массы

В исследуемой реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ эффективность регистрации нейтрона мала, так как эта частица не обладает электрическим зарядом. Для идентификации нейтрона применяется метод «недостающей массы»: в

событию требуется наличие только электрона и π^+ -мезона, а нейтрон восстанавливается из законов сохранения энергии и импульса:

$$MM^2(e\pi^+X) = (P_e + P_p - P'_e - P'_{\pi^+})^2,$$

где P_e, P'_e – четырёхимпульсы начального и конечного электронов, P_p – четырёхимпульс протона, P'_{π^+} – четырёхимпульс π^+ -мезона, $MM^2(e\pi^+X)$ – квадрат недостающей массы.

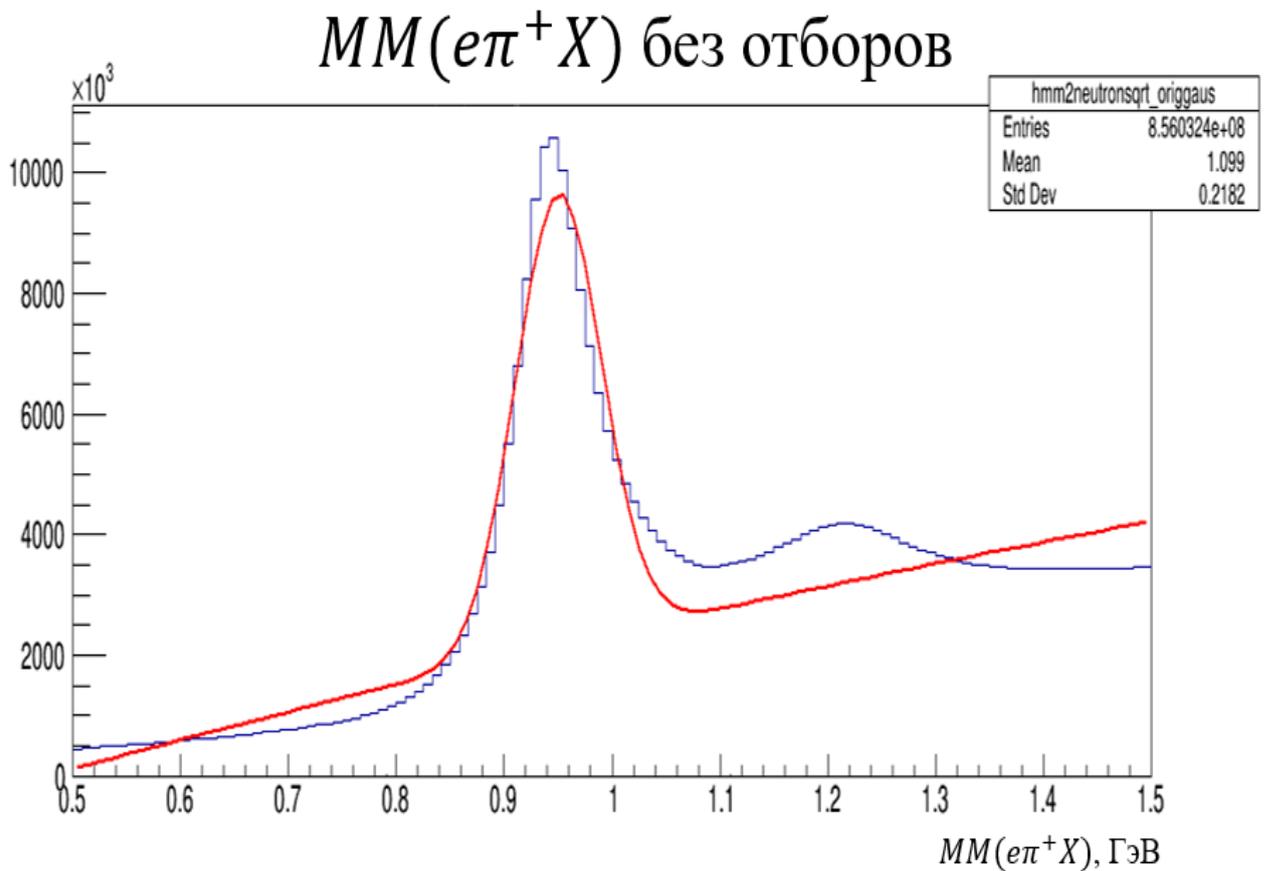


Рисунок 13 – Гистограмма распределения недостающей массы в реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$. Синяя линия соответствует экспериментальным данным, красная – аппроксимации функцией $F(x)$ (определена далее).

Была построена гистограмма распределения недостающей массы $MM(e\pi^+X)$, в которой была проведена подгонка функцией $F(x)$:

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + ax^2 + bx + c.$$

В распределении наблюдается максимум в районе 0.95 ГэВ, соответствующий событиям реакции. Заметно большое влияние фоновых событий на данное распределение.

3.5. Применение отборов, учитывающих доверительную область детектора CLAS12

Для того чтобы снизить вклад фоновых событий в рассматриваемую реакцию, в работе были отобраны события, соответствующие следующим условиям:

1. Отборы для электронов:

- Импульс $1.0 < p_e < 6.535$ ГэВ/с. Нижняя граница импульса выбрана в соответствии с интересующей нас кинематической областью, верхняя граница, равная энергии начального пучка электронов, обеспечивается законом сохранения импульса.
- Вершина $-10 < v_z^{el} < 2$ см. Данный отбор гарантирует считывание только тех электронов, которые рассеиваются из области жидководородной мишени.
- Время пролёта электрона в детекторе: $21 < TOF_e < 26$ нс. Мотивация для использования этого отбора описана в CLAS12 RG-K Analysis Note Overview and Procedures.
- Доверительный интервал для электромагнитного калориметра (ECAL) – 7 см от U, V, W слоёв. Отбор позволяет удостовериться в том, что электронный поток полностью локализовался в объёме детектора.
- Отбор для исключения «загрязнения» π^- -мезонами (их импульс превышает порог считывания 4.5 ГэВ/с в высокопороговом черенковском счётчике):

$$\frac{E_{ECAL}}{p_e} < -0.84 \times \frac{E_{PCAL}}{p_e} + 0.17.$$

2. Отборы для π^+ -мезонов:

- Импульс $0.4 < p_{\pi^+} < 6.535$ ГэВ/с (для ближнего детектора). Нижняя граница импульса выбрана исходя из результатов экспериментов по рассеянию электронов и зависит от того, в какой области детектора

зафиксирован пион. Верхняя граница, равная энергии начального пучка электронов, обеспечивается законом сохранения импульса.

- Импульс $0.2 < p_{\pi^+} < 6.535$ ГэВ/с (для центрального детектора).
- Скорость $0.4 < \beta_{\pi^+} < 1.1$ (для ближнего детектора). Отбор служит для исключения треков пробного пи-мезона, которые не совпадают по времени с взаимодействием с электроном. Нижние границы различаются для FD и CD.
- Скорость $0.2 < \beta_{\pi^+} < 1.1$ (для центрального детектора).
- Вершина $-10 < v_z^{\pi^+} < 2$ см. Совпадает с аналогичным отбором для электронов, поскольку мы считаем, что пи-мезоны образуются в месте взаимодействия электронов с протонами.

После применения вышеупомянутых отборов наблюдается значительное увеличение отношения сигнала к фону в распределении недостающей массы $MM(e\pi^+X)$ (рисунок 14).

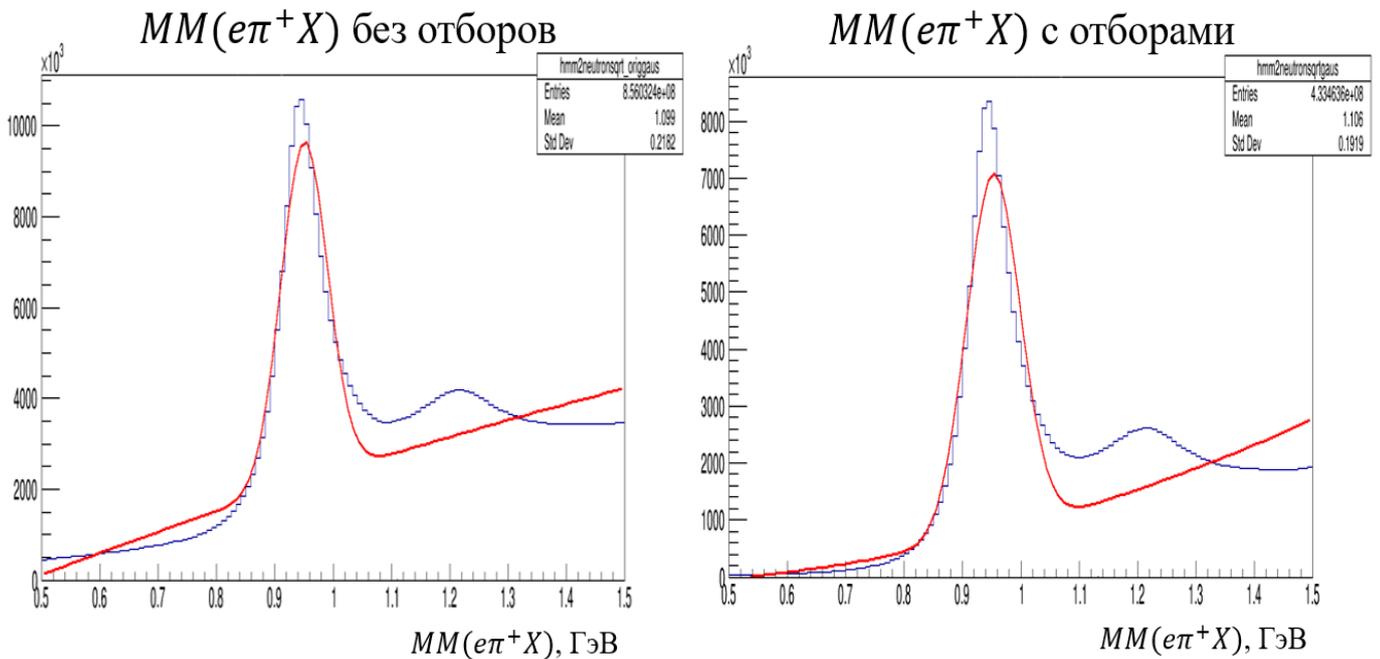


Рисунок 14 – Гистограммы распределения недостающей массы $MM(e\pi^+X)$ без отборов (слева) и с учётом отборов (справа). Синие линии соответствуют экспериментальным событиям, красные – результат подгонки функцией $F(x)$, определённой в тексте работы.

3.6. Разбиение фазового пространства реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$

Проведено разбиение фазового пространства реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ на двумерные кинематические ячейки по инвариантной массе конечных адронов W и виртуальности фотона Q^2 . Рассматриваемая область по W, Q^2 , а также выбранный размер ячеек указаны в таблице 1.

Переменная	Размер ячейки	Количество ячеек	Нижняя граница	Верхняя граница
$W, \text{ГэВ}$	0.1	8	1.2	2.0
$Q^2, \text{ГэВ}^2$	0.5	5	0.5	3.0

Таблица 1 – Рассматриваемая область по W, Q^2 и размеры ячеек, на которые была разбита фазовая область реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$.

В каждой кинематической ячейке было построено распределение недостающей массы $MM(e\pi^+X)$, которое подгонялось функцией $F(x)$. Примеры таких распределений показаны на рисунке 15. Полученные распределения позволят извлечь информацию о том, в какой области фазового пространства возможно получение сведений о сечениях реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$. Дальнейшая работа предполагает использование четырёхмерных ячеек по переменным электронной части: W, Q^2 и адронной: $\cos\theta, \varphi$.

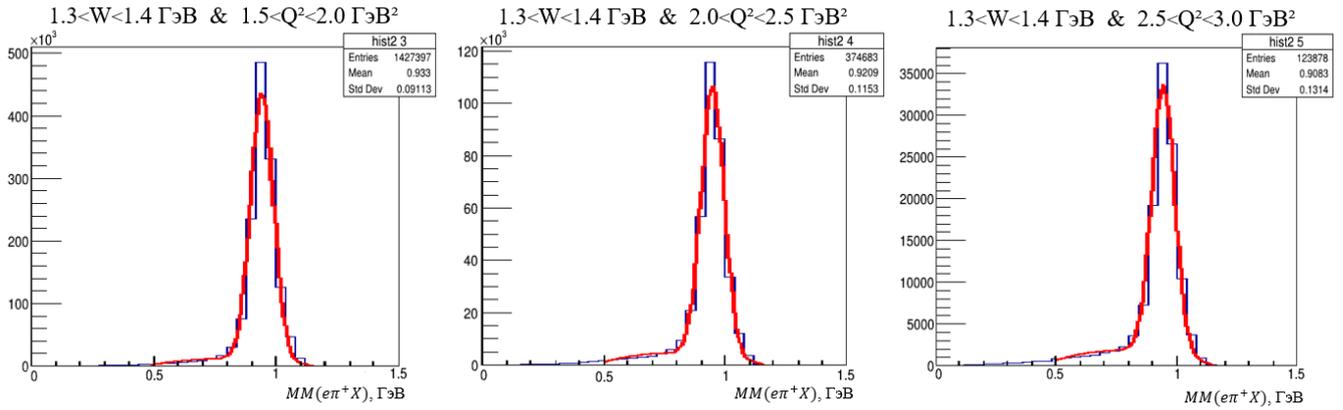


Рисунок 15 – Распределения недостающей массы $MM(e\pi^+X)$ для следующих кинематических ячеек: $1.3 < W < 1.4 \text{ GeV}$ и $1.5 < Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$ (слева), $1.3 < W < 1.4 \text{ GeV}$ и $2.0 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ (в центре), $1.3 < W < 1.4 \text{ GeV}$ и $2.5 < Q^2 < 3.0 \text{ GeV}^2$ (справа). Синие линии соответствуют экспериментальным событиям, красные – результат подгонки функцией $F(x)$, определённой в тексте работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы была исследована реакция электророждения одиночного π^+ -мезона на протоне в резонансной области из экспериментальных данных детектора CLAS12 с энергией электронного пучка 6.535 ГэВ. Построены гистограммы кинематических распределений электронов, пи-мезонов, распределений недостающей массы без учёта и с учётом отборов. Был выполнен первичный отбор событий реакции, число фоновых событий заметно уменьшилось. Кроме того, проведено разбиение фазового пространства реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$ на двумерные кинематические ячейки по W , Q^2 , в каждой из которых было осуществлено исследование распределения недостающей массы $MM(e\pi^+X)$, что позволяет проанализировать доступную для извлечения наблюдаемых область по виртуальности фотона и инвариантной массе конечных адронов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. V.D. Burkert. The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2020, volume 959.
2. <https://www.jlab.org/physics/hall-b/clas12>
3. <https://clasweb.jlab.org/wiki/images/3/34>
4. Carman D.S., D'Angelo A., Lanza L. Color Confinement and Strong QCD. CLAS12 RG-K Analysis Note Overview and Procedures. 2022.
5. M.D. Mestayer, et al. The CLAS12 drift chamber system // Nucl. Instrum. Methods, 2020, volume 959.
6. G. Adams, et al. The CLAS Cherenkov detector // Nucl. Instrum. Methods, 2001, volume 465.
7. Ю.А. Скородумина и др. Нуклонные резонансы в эксклюзивных реакциях фото- и электророждения мезонов // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2015. № 6.
8. В.Д. Буркерт, В.И. Мокеев, Б.С. Ишханов. Структура нуклонных резонансов из реакции электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2019. № 3. С. 28–38.
9. В.И. Мокеев. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук «Нуклонные резонансы в реакциях электророждения $\pi^+\pi^-$ пар на протоне», 2007.
10. А.А. Голубенко. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук «Поляризованная структурная функция электророждения нейтрального пиона на протоне в резонансной области», 2022.
11. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. М.: Мир. 1987.
12. Burkert V.D., Cole P., Gothe R. et al. // Nucleon Resonance Studies with CLAS12. JLab Experiment E12-09-003.