

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

«МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПАР МЕЗОНОВ НА ПРОТОНАХ В
РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ»

Выполнил студент
213М группы
Булгаков Александр Дмитриевич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., с.н.с Исупов Евгений Леонидович

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2023

Оглавление

1. Введение	2
2. Детектор CLAS12	7
3. Отбор событий реакции $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$	16
4. Извлечение выходов реакции $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$	28
5. Заключение	41
Список использованных источников	42

1. Введение

Актуальность работы

Вопрос о формировании подавляющего большинства видимой массы во Вселенной – один из открытых и наиболее актуальных в современной физике. Формирование свыше 90% видимой материи с ненулевой массой обеспечивается за счёт одного из четырёх на данный момент известных фундаментальных взаимодействий - сильного (цветового) взаимодействия.

Теорией сильного взаимодействия, разработанной во второй половине XX века, является квантовая хромодинамика (КХД). Она применима на масштабе расстояний $< 10^{-15}$ см и описывает взаимодействие самых фундаментальных частиц образующих материю - кварков и глюонов. Их взаимодействие между собой описывается вершинами, показанными на рис. 1.1

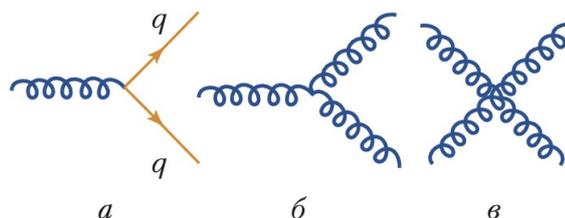


Рис. 1.1: Фундаментальные диаграммы КХД, описывающие динамику сильных взаимодействий на расстояниях $r < 10^{-15}$ м.

В КХД, в отличие от КЭД, в диаграммах Фейнмана возможны не только кварк-глюонные вершины (рис. 1.1,а), но и трёхглюонные (рис. 1.1,б), и четырёхглюонные (рис. 1.1,в). Глюонные вершины более высоких порядков невозможны [1]. Возможность взаимодействия переносчиков сильного взаимодействия (глюонов) друг с другом обязана неабелевому (некоммутативному) характеру $SU(3)$ симметрии лагранжиана КХД. Существование таких вершин приводит к антиэкранировке цветного заряда и, как следствие, уменьшение бегущей константы сильного

взаимодействия при увеличении энергии (уменьшении расстояния). Поведение бегущей константы сильного взаимодействия α_s с расстоянием описывается соотношением (1.1)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_F/3) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1.1)$$

где Q^2 — квадрат 4-импульса глюона, $n_F = 6$ — число ароматов кварков, $\Lambda \approx 0.2$ ГэВ — фундаментальный параметр КХД.

Рост бегущей константы при увеличении расстояния приводит к значительному изменению динамики сильного взаимодействия. На больших расстояниях порядка размера нуклона уже не получится пользоваться методами пертурбативной КХД. Исследование эволюции сильных взаимодействий от расстояний ~ 1 фм, отвечающих адронизации кварков и глюонов, до расстояний $< 10^{-15}$ м, где устанавливается режим пертурбативной КХД, является приоритетной проблемой современной адронной физики.

Нуклонные резонансы

Ярким проявлением динамики сильных взаимодействий в непerturbативной области является формирование нуклонных резонансов. Исследование спектра и структуры нуклонных резонансов является важнейшей частью усилий обширного международного сообщества физиков, занятых исследованиями динамики сильных взаимодействий в области, где бегущий параметр квантовой хромодинамики оказывается сравнимым с единицей (в области непerturbативных сильных взаимодействий). В этой области сильные взаимодействия становятся по-настоящему сильными и формируют мезоны и барионы как связанные системы кварков и глюонов ([2], [3], [4]). Исследование спектра и структуры нуклонных резонансов даёт нам уникальную информацию о многообразии проявлений динамики сильного взаимодействия в непerturbативной

области, формировании возбужденных состояний нуклона с различными массами, квантовыми числами и структурой.

Схема установленных на данный момент возбуждённых состояний нуклона показана на рис. 1.2 Также приведено сечение инклюзивного рассеяния электронов на протоне.

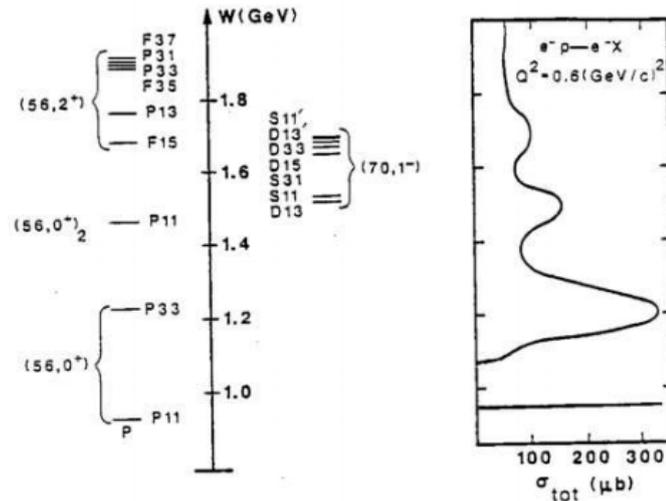


Рис. 1.2: Схема установленных резонансных состояний (слева) и сечение инклюзивного электронного рассеяния на протоне (справа).

Первый резонансный максимум обусловлен возбуждением резонанса $P_{33}(1232)$ или Δ -резонанса. Второй резонансный максимум расположенный при $W \approx 1.52$ ГэВ формируется вкладом трёх состояний: $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$ и $S_{11}(1535)$. Третий резонансный максимум при $W \approx 1.7$ ГэВ образован перекрытием многих резонансных состояний. Наибольший вклад вносят резонансы $F_{15}(1685)$, $D_{33}(1700)$, $P_{13}(1720)$. В число не проявляющихся в виде структур инклюзивных сечений резонансов входят также высоколежащие состояния с массами свыше 1.9 ГэВ с большими ширинами около 300 МэВ. Наблюдение и изучение таких скрытых в инклюзивных процессах резонансов возможно только в исследованиях различных эксклюзивных реакций с реальными и виртуальными фотонами.

Основной задачей в изучении структуры возбуждённых состояний нуклонов в эксклюзивных реакциях электророждения мезонов является определение зависимости электромагнитных формфакторов

от виртуальности фотона Q^2 . Электровозбуждение нуклонов исследуется в процессах, показанных на рис. 1.3.

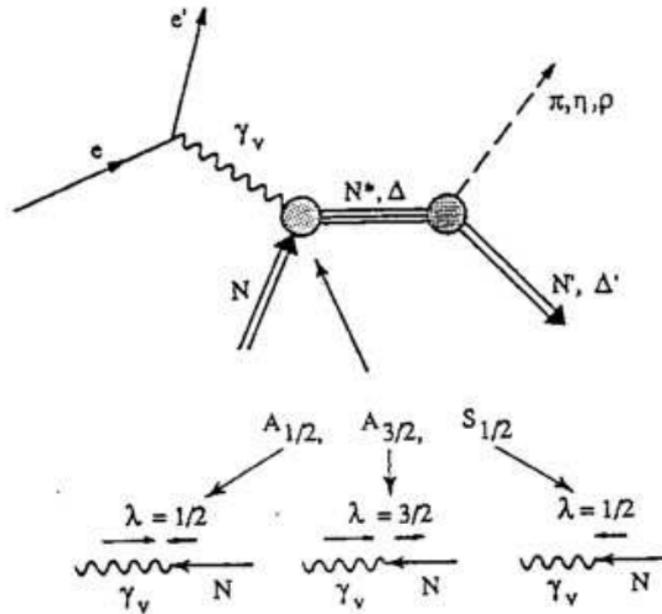


Рис. 1.3: Электровозбуждение и адронные распады N^* .

$A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$ определяются как спиральные амплитуды переходов $\gamma_v p \rightarrow N^*$. Система $\gamma_v p$ имеет 6 спиральных состояний (2 для протона и 3 для фотона), однако из-за закона сохранения чётности возможно только 3 состояния. Таким образом, электровозбуждение N^* может быть полностью описано тремя электромагнитными амплитудами: $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$. Нижний индекс указывает полную спиральность в системе $\gamma_v p$. Символ A означает возбуждение N^* поперечными фотонами, S - возбуждение продольными фотонами [5].

Коллаборация CLAS Лаборатории Джефферсона (США) при активном участии физиков из Московского университета и Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына собирает и анализирует данные по процессам эксклюзивного электророждения мезонов на протоне в резонансной области, полученные на детекторе CLAS и его усовершенствованной версии CLAS12. Данная работа посвящена изучению эксклюзивного канала электророждения пар заряженных пионов на протоне – одного из главных источников информации об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов. Результаты по амплитудам электровозбуждения N^* обеспечивают

доступ к динамике сильных взаимодействий, формирующей основное и возбужденные состояния нуклона и других адронов и, в конечном итоге, должны пролить свет на проблему формирования адронной массы.

В представляемой работе разрабатываются методы отбора событий эксклюзивного электророждения двух заряженных пионов на протоне в кинематике с одним недостающим адроном из данных CLAS12, а также методы оценки выходов данной реакции.

Извлечение выходов Y как функций W, Q^2 является важным этапом на пути к получению дифференциальных сечений реакции двухпионного рождения на протоне.

$$Y(W, Q^2) = \frac{dN(W, Q^2)}{dW dQ^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_\gamma} = \frac{d^5\sigma_\gamma}{d\tau^5} \cdot j \cdot L \cdot \varepsilon_{eff}(W, Q^2), \quad (1.2)$$

где $\frac{d^5\sigma_\gamma}{d\tau^5}$ – дифференциальное сечение реакции под действием виртуальных фотонов, эта величина связана с дифференциальным сечением рассеяния электронов на протоне $\frac{d^7\sigma_{el}}{dW dQ^2 d\tau^5}$ следующим образом [6]:

$$\frac{d^5\sigma_\gamma}{d\tau^5} = \frac{d^7\sigma_{el}}{dW dQ^2 d\tau^5} \cdot \frac{1}{\Gamma_\gamma}, \quad (1.3)$$

$d\tau^5$ – пятимерная кинематическая ячейка, где в качестве переменных могут быть выбраны, например: две инвариантные массы двух из трёх конечных адронов ($dM_{\pi^+\pi^-}, dM_{\pi^+p}$), телесный угол рассеяния отрицательного пиона $d\Omega_{\pi^-} = d\cos(\theta)d\varphi$, угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции в системе центра масс виртуального фотона и начального протона $d\alpha$, Γ_γ – поток виртуальных фотонов, j – поток электронов в начальном пучке, L – светимость в эксперименте, $\varepsilon_{eff}(W, Q^2)$ – эффективность регистрации, которая вычисляется моделированием детектора в программе GEANT и сравнением экспериментальных данных с Монте-Карло моделированием.

Полученные в данной работе результаты в дальнейшем будут использованы для извлечения дифференциальных сечений электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне.

2. Детектор CLAS12

В Лаборатории Джефферсона исследуется сильное взаимодействие в широкой области значений константы связи. Изучается это явление с помощью хорошо известного электромагнитного взаимодействия, квантовая теория которого была построена Р. Фейнманом, Дж. Швингером, С. Томонагой и Ф. Дайсоном во второй половине прошлого столетия.

Инструментами, используемыми коллаборацией CLAS12, являются уникальный электронный ускоритель CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), энергия пучка которого была увеличена с 6 до 11 ГэВ и позволила наблюдать реакции в большем диапазоне значений виртуальности фотона Q^2 и скейлинговой переменной x , а также детекторный комплекс CLAS12 (CEBAF Large Acceptance Spectrometer).

Для исследования возбуждённых состояний нуклона необходимо собирать данные об эксклюзивных каналах фото- и электророжения мезонов на протоне. Сечения таких каналов лежат в приблизительном диапазоне $\sigma \in (10^{-1}, 10^1)$ мкбн, следовательно светимости в эксперименте должны быть $L > 10^{33}$ см⁻² сек⁻¹. Высокий ток (90 мкА) пучка ускорителя CEBAF обеспечивает требуемую светимость. Также в конечном состоянии должно регистрироваться до 4 адронов. В силу вышесказанного для изучения подобных эксклюзивных реакций необходимо использование непрерывных электронных пучков. Измерения должны проводиться в полном 4π телесном угле испускания конечных частиц в системе центра масс "виртуальный фотон-протон" - требование, которому также удовлетворяет детекторный комплекс CLAS12 [7].

В данной главе будет описано устройство и основные функции составляющих частей детектора CLAS12.

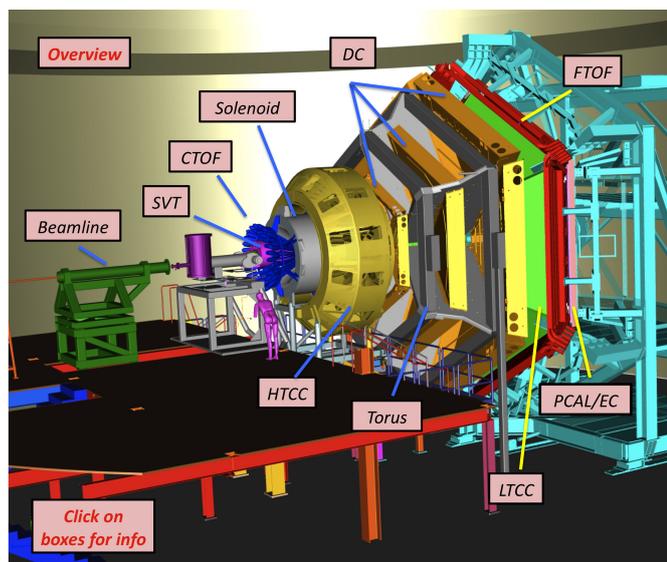


Рис. 2.1: Общая схема детекторного комплекса CLAS12.

Детектор CLAS12 (Рис. 2.1) состоит из передней детектирующей системы (FD), чувствительной к заряженным частицам и фотонам, вылетающим под углами от 5° до 35° , и центрального детектора (CD), перекрывающего угловой диапазон от 5° до 135° (Рис. 2.2).

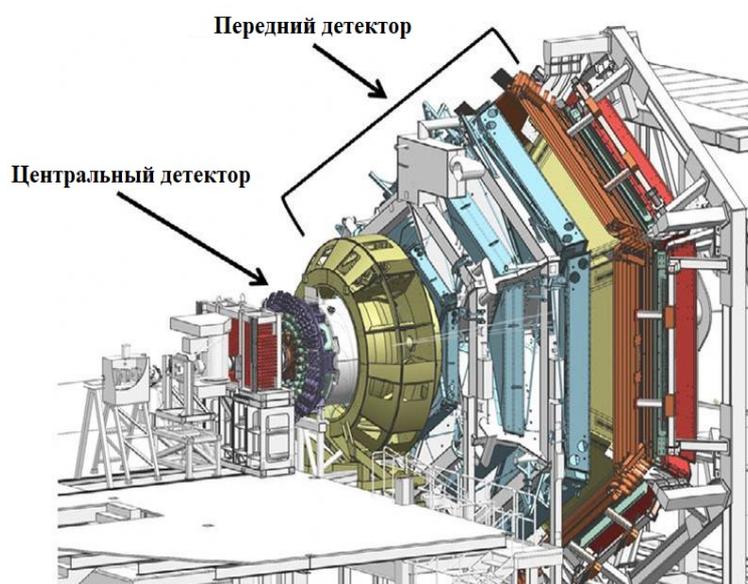


Рис. 2.2: Передняя и центральная части детекторного комплекса CLAS12.

Кремниевый вершинный детектор

Важнейшим элементом комплекса CLAS12 является новый кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT), который расширяет доступный диапазон телесных углов детектора практически

до 4π в системе центра масс "виртуальный фотон-протон", что позволяет наблюдать эксклюзивные процессы. Кремниевый вершинный детектор - часть центрального детекторного комплекса и используется для измерения импульса и координаты вершины взаимодействия по трекам заряженных частиц, вылетающих из мишени.

Кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT) является единственным источником координатной информации в центральном детекторе. Система разработана таким образом, чтобы функционировать при светимости $L = 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, иметь разрешение по импульсу $\sim 5\%$ для частиц с энергией 1 ГэВ, вылетающих из мишени под углом $\theta = 90^\circ$. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 125^\circ]$, азимутальный угол $\varphi \in [0, 2\pi]$. Разрешение по углу θ : 10-20 микрорадиан, по φ : ~ 5 микрорадиан [8].

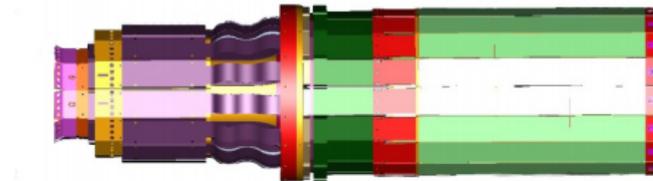


Рис. 2.3: Кремниевый вершинный детектор.

Центральная времяпролётная система

В детекторном комплексе CLAS12 центральная времяпролётная система (Central Time-of-Flight, CTOF) является частью центрального детектора (CD) и используется для идентификации заряженных частиц, вылетающих из мишени, путём измерения их времени пролёта. Она состоит из 48 сцинтилляторных счётчиков с двухсторонними фотоумножителями. Эти 48 счётчиков образуют герметичный цилиндр вокруг мишени. Ось цилиндра совпадает с осью пучка внутри соленоида. Центральная времяпролётная система идентифицирует частицы с разрешением в 65 пикосекунд. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 125^\circ]$, азимутальный угол $\varphi \in [-180^\circ, 180^\circ]$ [9].

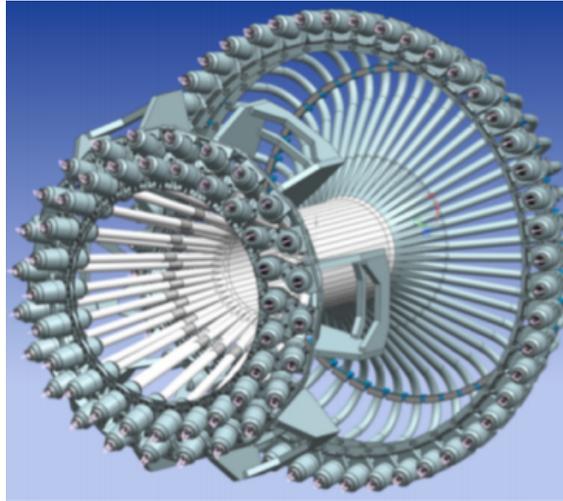


Рис. 2.4: Центральная времяпролётная камера.

Система дрейфовых камер

Система дрейфовых камер (Drift Chambers, DC) измеряет импульс заряженных частиц, вылетающих из мишени. Система включает в себя 18 проволочных камер, каждая из которых состоит из 2 суперслоёв, которые в свою очередь состоят из 6 слоёв по 112 проволок. Дрейфовые камеры обеспечивают пространственное разрешение в $\sim 250\text{-}350$ мкм и могут работать при светимости $L = 10^{35}$ см $^{-2}$ сек $^{-1}$. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 40^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ достигается 50% покрытие по азимутальному углу φ [10].

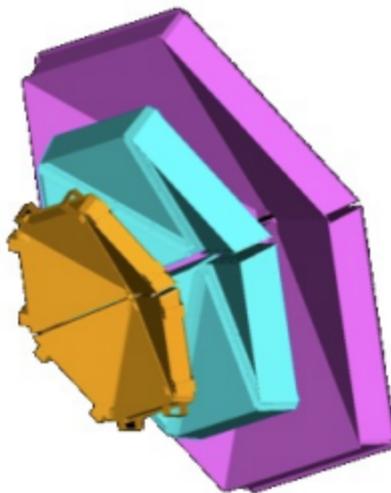


Рис. 2.5: Система дрейфовых камер.

Электромагнитные калориметры ECAL-PCAL

Электромагнитные калориметры в CLAS12 используются в основном для идентификации электронов, фотонов, распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и нейтронов. Детектор CLAS12 использует электромагнитный калориметр ECAL и предливневый калориметр PCAL, установленный перед ECAL. Калориметры PCAL и ECAL состоят из 6 треугольных модулей, в каждом из которых 54 односантиметровых слоя сцинтиллятора, расположенных между двумя 2.2-мм слоями свинца. Общая толщина составляет примерно 20.5 радиационных длин. PCAL расположен на расстоянии 7 м от мишени, ECAL - 7.5 м от мишени. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ достигается 50% покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 85% покрытию при $\theta = 35^\circ$. Разрешение по энергии - $10\%/\sqrt{E}$, по координате - 0.5 см, по времени - 500 пикосекунд [11].

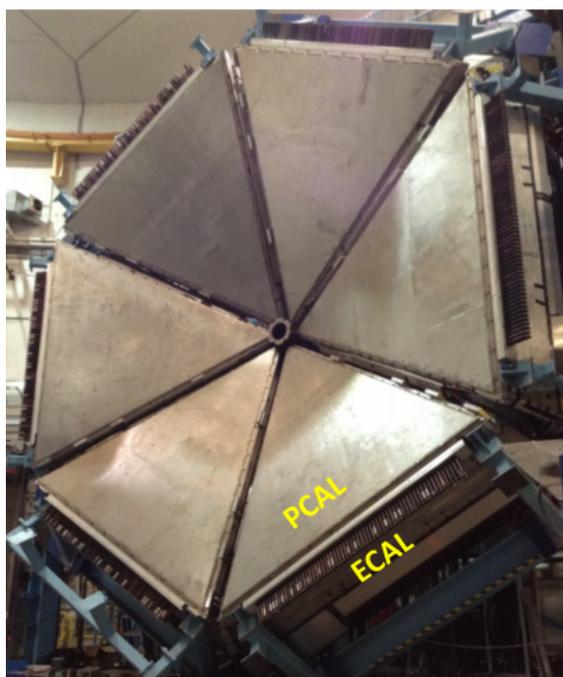


Рис. 2.6: Электромагнитные калориметры ECAL-PCAL.

Forward Tagger

Forward Tagger (FT) даёт возможность детектировать электроны и фотоны, вылетающие под малыми (вплоть до 2.5°) углами в лабораторной системе отсчёта для проведения экспериментов по электророждению

при малых Q^2 . Создаётся поляризованный, высокоинтенсивный поток виртуальных фотонов, необходимый для актуальных задач современной адронной спектроскопии. Forward Tagger состоит из $PbWO_4$ электромагнитного калориметра (FT-Cal), который идентифицирует электроны, измеряет энергию электромагнитного ливня и обеспечивают быстрый триггерный сигнал. Также в состав Forward Tagger входят трекер (Стриповый детектор FT-Trck) с пространственным разрешением $\Delta x, \Delta y \leq 150$ мкм и измеряющий угол рассеяния с требуемой точностью, и сцинтилляторный счётчик (FT-Hodo), обеспечивающий разделение между электронами и высокоэнергетичными гамма-квантами. Разрешение по углу $\theta: \leq 1.5\%$, по $\varphi: \leq 2^\circ$ [12].

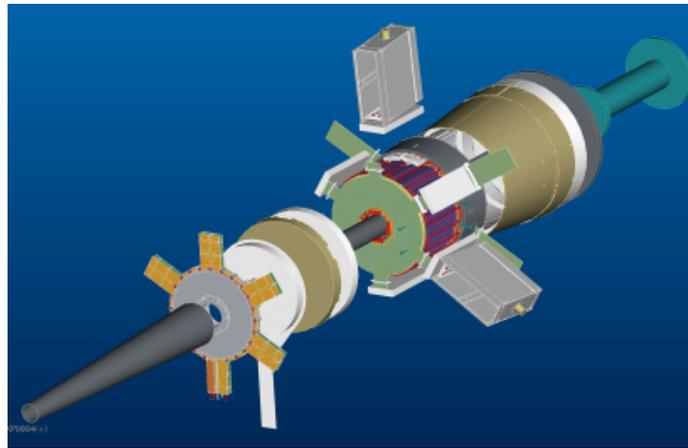


Рис. 2.7: Forward Tagger.

Передняя времяпролётная система

Передняя времяпролётная система (FTOF) является частью переднего детектора (FD) и используется для идентификации заряженных частиц, вылетающих из мишени, путём измерения их времени пролёта. Она состоит из 6 секторов пластиковых сцинтилляторов, в каждом секторе по 3 группы счётчиков: панель 1-а - 23 шт., панель 2-b - 62 шт., панель 2 - 5 шт. Система имеет хорошее разрешение по времени для надёжной идентификации частиц. Угловое покрытие для панелей 1-а и 1-b: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ достигается 50% покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 85% покрытию при $\theta = 35^\circ$. Для панели 2: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 45^\circ]$, при $\theta = 35^\circ$ достигается 85%

покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 90% покрытию при $\theta = 45^\circ$ [13].

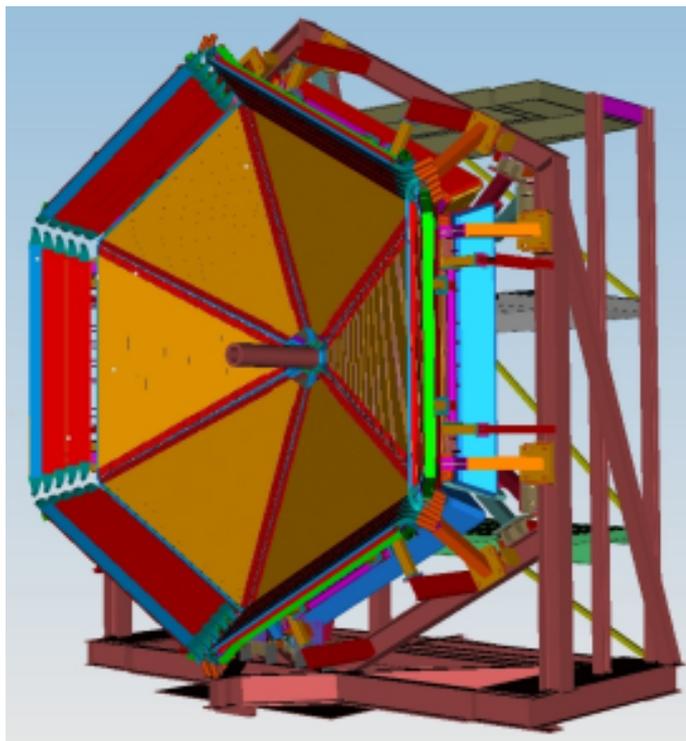


Рис. 2.8: Передняя времяпролётная система.

Высокопороговый черенковский счётчик

Главная цель высокопорогового черенковского счётчика (НТСС) - отделять электроны (или позитроны) с импульсом менее 4.9 ГэВ от заряженных пионов, каонов и протонов. Он расположен между соленоидальным и тороидальным магнитами перед дрейфовыми камерами. Ключевой компонент НТСС - мультифокальное зеркало, имеющее диаметр 2.4 м и состоящее из 48 лёгких эллиптических зеркал, которые фокусируют черенковское излучение в 48 фотоумножительных трубок. Система обеспечивает отсеивание заряженных пионов и надёжно идентифицирует рассеянные электроны: эффективность регистрации электронов 99.9%. Порог регистрации электронов - 15 МэВ, заряженных пионов - 4.9 ГэВ. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, азимутальный угол $\varphi \in [0^\circ, 360^\circ]$ [14].

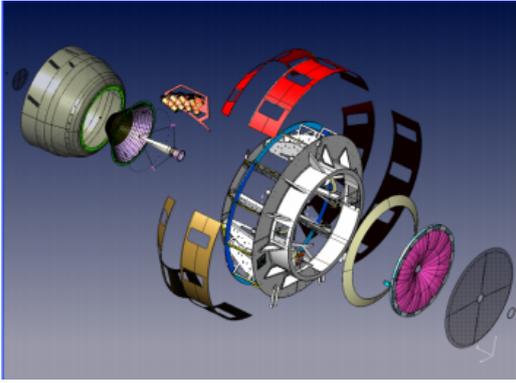


Рис. 2.9: Высокопороговый черенковский счётчик.

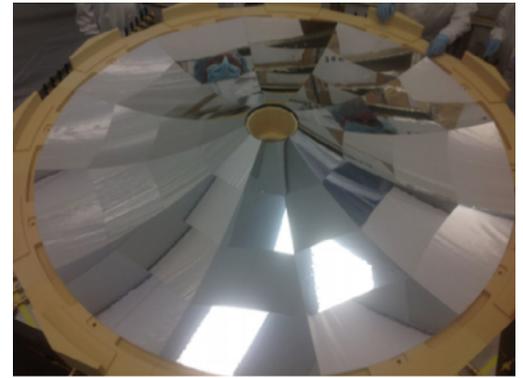


Рис. 2.10: Мультифокальное зеркало.

Низкопороговый черенковский счётчик

Низкопороговый черенковский счётчик (ЛТСС) служит для регистрации заряженных пионов с импульсами от 3.5 до 9 ГэВ и разделения пионов и каонов. Он состоит из 6 секторов, в каждом из которых 108 лёгких зеркал, 36 конусов Уинстона, 36 фотоумножителей и 36 магнитных щитов. Сектора заполнены газом C_4F_{10} . Низкопороговый черенковский счётчик имеет высокую эффективность регистрации в доступном диапазоне углов [15].

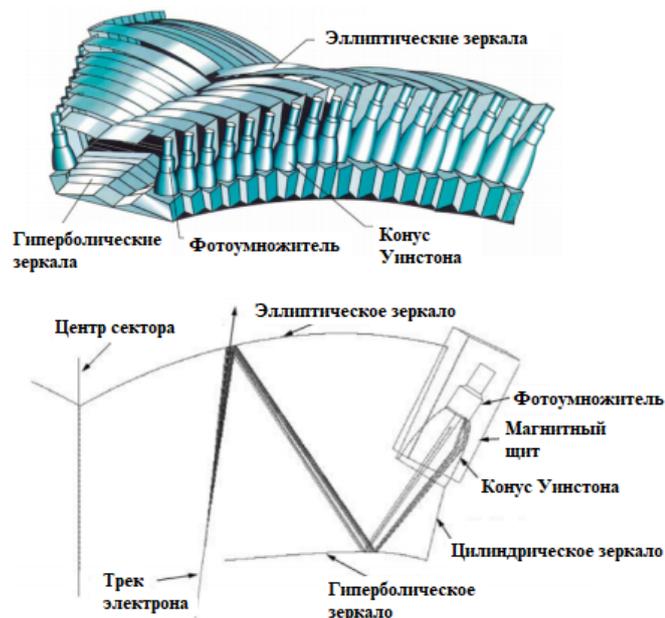


Рис. 2.11: Низкопороговый черенковский счётчик.

Сверхпроводящие магниты

В детекторном комплексе CLAS12 создаётся тороидальное магнитное поле, перекрывающее область вплоть до 35° полярного угла, и соленоидальное магнитное поле величиной в 5 Тл, перекрывающее область $35^\circ < \theta < 125^\circ$. Такой выбор обусловлен необходимостью регистрировать высокоэнергетичные частицы, летящие под малыми углами, с хорошим разрешением, при этом проводя эксперимент с высокой светимостью. Это в свою очередь требует эффективного экранирования детекторного комплекса от низкоэнергетичных электронов, образующихся в процессе Мёллеровского рассеяния $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$ высокоэнергетичных электронов пучка на электронах в атомах мишени. Большинство таких электронов отклоняется вверх в сильном продольном магнитном поле, и в дальнейшем они попадают в защитный экран, где теряют свою энергию [17].

Тороидальный магнит состоит из 6 сверхпроводящих катушек, расположенных вокруг пучка электронов, и создаёт магнитное поле преимущественно в азимутальном направлении [18].

Соленоидальный магнит представляет собой самозащищённый сверхпроводящий магнит, окружающий пучок электронов, и создаёт однородное ($\Delta B/B < 10^{-4}$) магнитное поле преимущественно в направлении пучка. Он помогает регистрировать частицы в центральной области CLAS12 [19].



Рис. 2.12:
Тороидальный магнит.



Рис. 2.13:
Соленоидальный магнит.

3. Отбор событий реакции $\gamma p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$

Структура данных

В настоящей работе анализировались данные научной группы RG-K JLab, занимающейся исследованием реакций электророждения на протоне при энергии пучка электронов $E_{beam} = 6.535$ ГэВ. Конфигурация магнитного поля в экспериментах была таковой, что отрицательно заряженные конечные частицы отклонялись от направления начального пучка электронов (Negative outbending). Данные представляют собой совокупность большого числа файлов расширения .hipo, сгруппированных в соответствующие номера сеансов набора данных (run numbers). Каждый файл .hipo состоит из связанных друг с другом банков данных, вместе образующих дерево. В банках содержатся отклики от определённых частей детектора CLAS12: калориметров, черенковских счётчиков и т.д. Например, в банке REC::Particle хранятся: ID зарегистрированных в событии частиц, который соответствует типу частицы, статус частиц, указывающий в какой части детектора (передней или центральной) они были зарегистрированы, заряд частиц, проекции трёхмерного импульса частиц, координаты вершин взаимодействия (восстановлены по трекам конечных частиц), скорость частиц в долях скорости света (β) и другое. Энергия частиц, однако, не может быть извлечена напрямую из этого банка. Зная импульс частицы p и тип частицы (следовательно, зная её массу m в ГэВ) получаем энергию в ГэВ с помощью: $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ (в данной работе использована система единиц Хевисайда). Также при отборе событий использовалась информация из банков REC::Scintillator и REC::Calorimeter, которые хранят информацию об откликах сцинтиллятора и калориметра, а также REC::Traj и REC::Track,

хрянящие информацию о траектории движения частиц во внутренних частях детектора.

Для открытия и извлечения данных из hipo-файлов использовался пакет clas12root. Обработка данных осуществлялась с помощью языка программирования C++ и фреймворка для обработки данных ROOT CERN.

В данной работе изучается реакция:

$$\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^- . \quad (3.1)$$

Из данных были отобраны события, где зарегистрированы все требуемые конечные адроны или один из них (протон p' , положительный пион π^+ , отрицательный пион π^-) отсутствовал. Во втором случае четырёх-вектор энергии-импульса отсутствующей частицы восстанавливается из закона сохранения четырёх-вектора энергии-импульса в реакции:

$$q + P_p = P_{p'} + P_{\pi^+} + P_{\pi^-} , \quad (3.2)$$

где P_p - четырёх-вектор энергии-импульса протона мишени, $P_{p'}$ - четырёх-вектор энергии-импульса конечного протона, P_{π^+} - четырёх-вектор энергии-импульса положительного пиона, P_{π^-} - четырёх-вектор энергии-импульса отрицательного пиона, $q = P_e - P_{e'}$ - четырёх-вектор энергии-импульса виртуального фотона, которым обмениваются электрон и протон мишени в процессе рассеяния, $P_e, P_{e'}$ - четырёх-вектора энергии-импульса начального и конечного электронов. В данной работе используется однофотонное приближение OPEA (One Photon Exchange Approximation) - мы считаем, что обмен происходит только одним фотоном.

Случай, когда в событии регистрируются все требуемые адроны, называется "топологией ноль", случай с отсутствующим протоном в конечном состоянии - топология с отсутствующим протоном, и т.д.

Квадрат недостающей массы

Важной величиной при изучении нашей реакции является квадрат недостающей массы (MM^2). В топологии, где все требуемые конечные адроны зарегистрированы, эта величина вычисляется как:

$$MM_0^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-})^2. \quad (3.3)$$

В топологии, где отсутствует протон:

$$MM_p^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-})^2. \quad (3.4)$$

В топологии, где отсутствует положительный пион:

$$MM_{\pi^+}^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^-})^2. \quad (3.5)$$

В топологии, где отсутствует отрицательный пион:

$$MM_{\pi^-}^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^+})^2. \quad (3.6)$$

Отборы для инклюзивного электрона

В изначальный набор данных включались события, где регистрировался триггерный (рассеянный) электрон e' и что угодно ещё (гамма-кванты, дополнительные электроны, позитроны, адроны и т.д.). Отбирались события с зарегистрированными частицами во всём диапазоне покрытия детектора CLAS12: из передней и центральной части.

Отборы для триггерного электрона были одобрены группой RG-K и включены в "RGK analysis note" [20]. В данной работе были применены следующие отборы:

- 1) Отбор Track Status - условие того, что триггерный электрон попадает в переднюю часть детектора.
- 2) Отбор PID - условие того, что триггерная частица это именно электрон.

- 3) Импульс рассеянного электрона должен быть больше 1 ГэВ (для надёжной идентификации электрона и обеспечения хорошего энергетического разрешения), но меньше импульса (энергии) изначального пучка (из закона сохранения энергии).
- 4) Отбор на время пролёта электрона: $21 < TOF_e < 26$ нс. Это время высчитывается как разность времени удара о дальний слой сцинтиллятора (берётся из банка REC::Scintillator) и времени взаимодействия электрона с мишенью (берётся из банка REC::Particle). Результаты отбора приведены на рис.3.1.

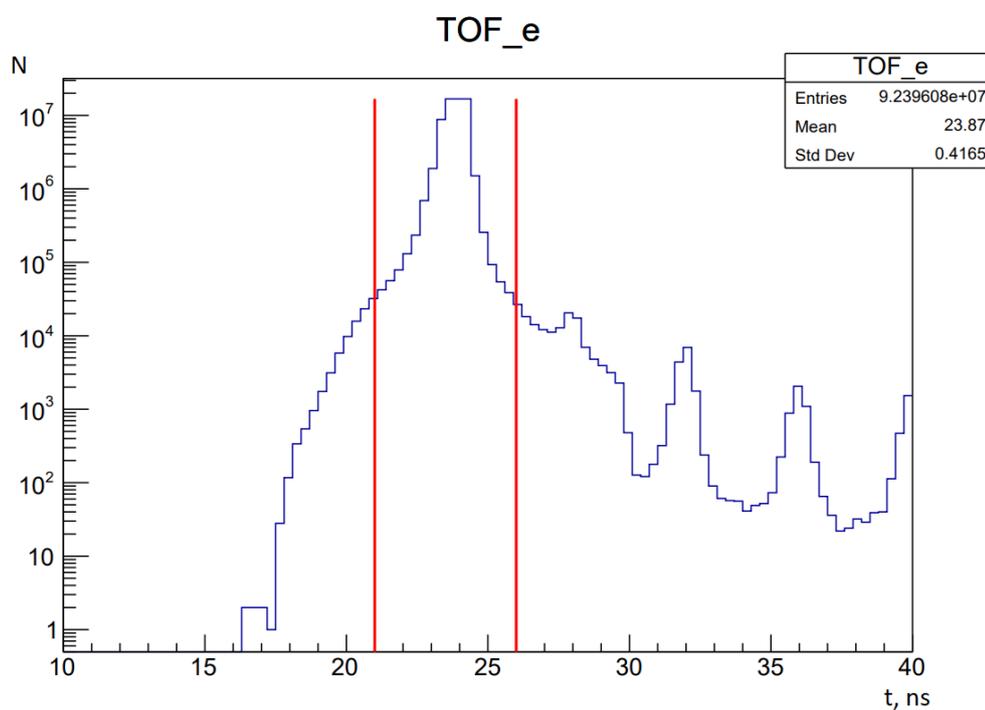


Рис. 3.1: Отбор на время пролёта. Вертикальная ось - количество событий, горизонтальная - время пролёта электрона в наносекундах. Красные линии показывают отбор событий.

- 5) Отбор на z -координату точки взаимодействия рассеянного электрона с мишенью (вершину). Доверительной является область ограниченная размерами мишени: $-10 < z < 2$ см. Результаты отбора приведены на рис.3.2.

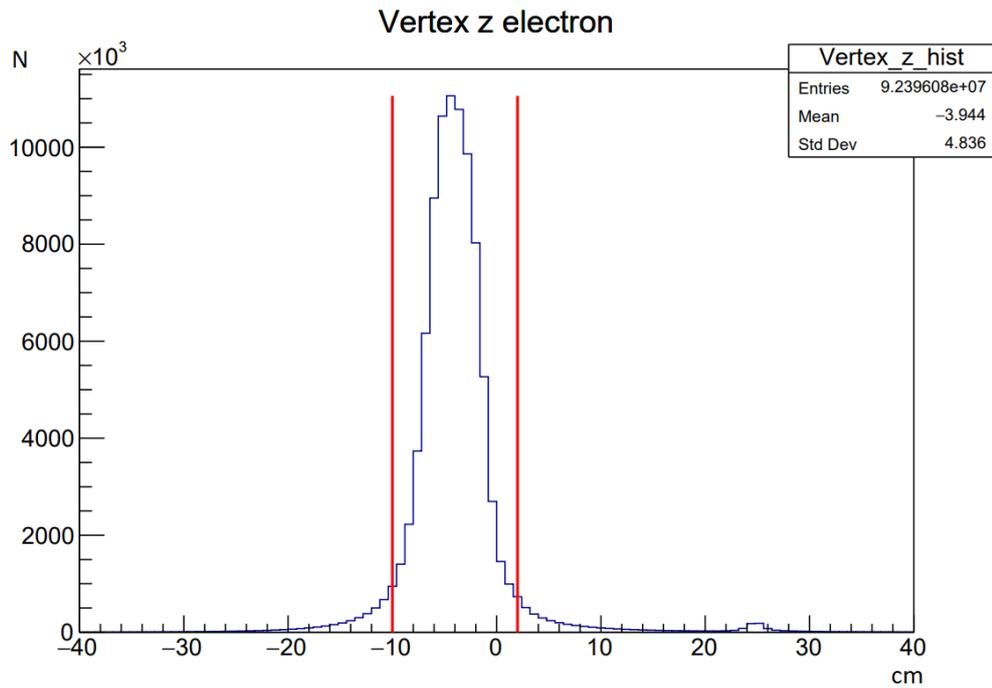


Рис. 3.2: Отбор на положение вершины рождения электрона. Вертикальная ось - количество событий, горизонтальная - координата z в см. Красные линии показывают отбор событий.

- б) Отбор на долю от полной энергии электрона, оставленной в электромагнитном калориметре - sampling fraction: E_{tot}/p , где E_{tot} - сумма энергий, оставленных рассеянным электроном во всех трёх слоях калориметра, p - энергия (импульс) рассеянного электрона. Были получены двумерные распределения: по вертикальной оси отложена величина sampling fraction E_{tot}/p , по горизонтальной - p , для каждого из 6 секторов электромагнитного калориметра. Центральная красная линия - параметризация среднего значения, верхняя и нижняя показывают $\pm 3.5\sigma$ из подгонки функцией Гаусса, в пределах которых осуществлялся отбор событий (см. рис.3.3).

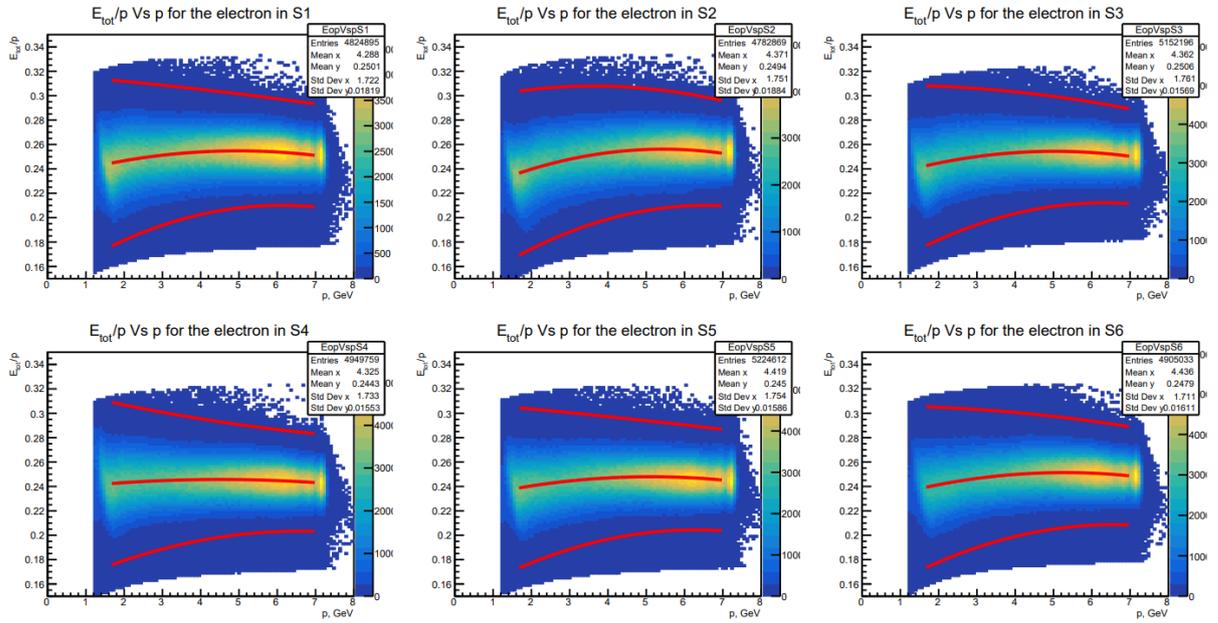


Рис. 3.3: Отбор на долю от полной энергии электрона, оставленной в электромагнитном калориметре в каждом из 6 его секторов. Вертикальная ось - величина E_{tot}/p , горизонтальная - p в ГэВ, количество событий отражено цветом. Красные линии показывают среднее значение и $\pm 3.5\sigma$ из подгонки функций Гаусса

Для получения этих линий были получены одномерные срезы двумерных гистограмм по p_e (одномерные гистограммы) и профитированы функцией Гаусса (см. рис.3.4).

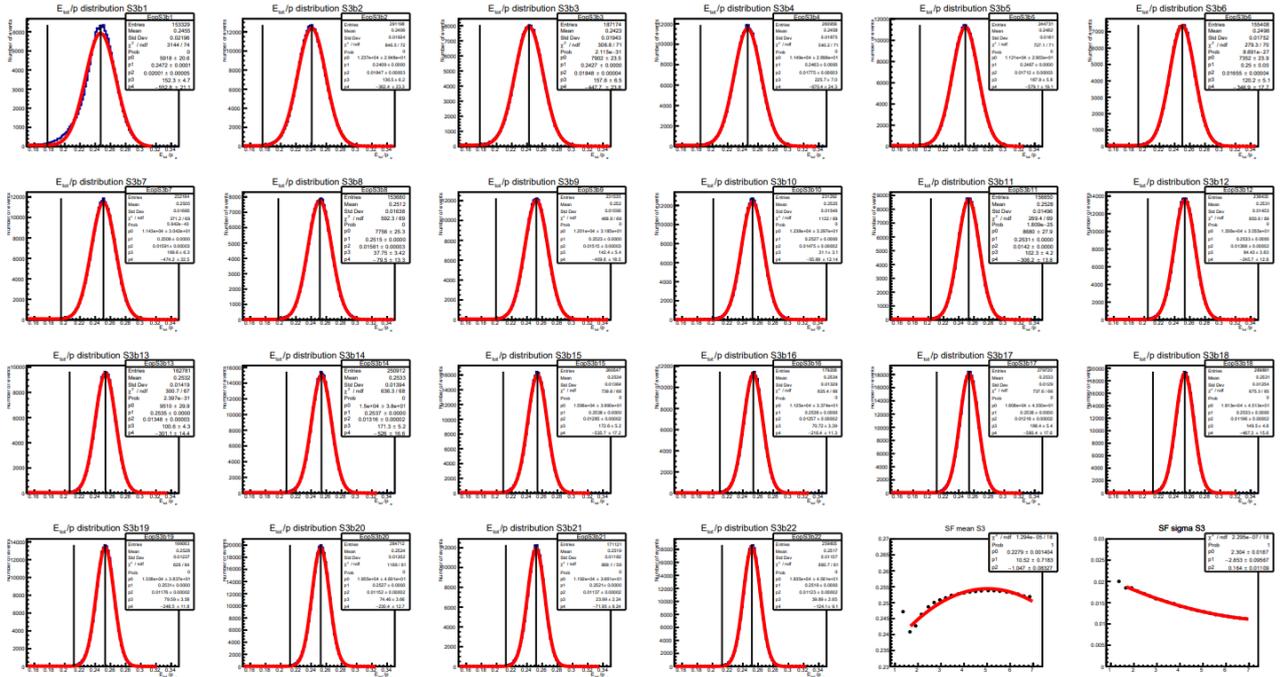


Рис. 3.4: Одномерные срезы по p с шагом 0.2 ГэВ двумерного распределения $(E_{tot}/p, p)$ для 3-го сектора ECAL, профитированные функцией Гаусса в каждой ячейке по p .

7) Для обеспечения точности определения энергии электрона было важно, чтобы электронное ливневое событие в электромагнитном калориметре не происходило слишком близко к краю. Для того чтобы гарантировать, что ливень полностью находится внутри объема детектора, положение попадания электрона на лицевую сторону калориметра определялось экстраполяцией трека электрона за пределы внутреннего слоя. Затем требовалось, чтобы все центры кластеров находились на минимальном расстоянии от краев калориметра U , V и W - используя первый предливневый слой (PCAL). Для нужд RG-K использовался следующий отбор: координата $U \in [40, 400]$ см, координата $V > 15$ см, координата $W > 15$ см. Двумерные и одномерные гистограммы приведены на рис.3.5. Красные линии отражают отбор событий.

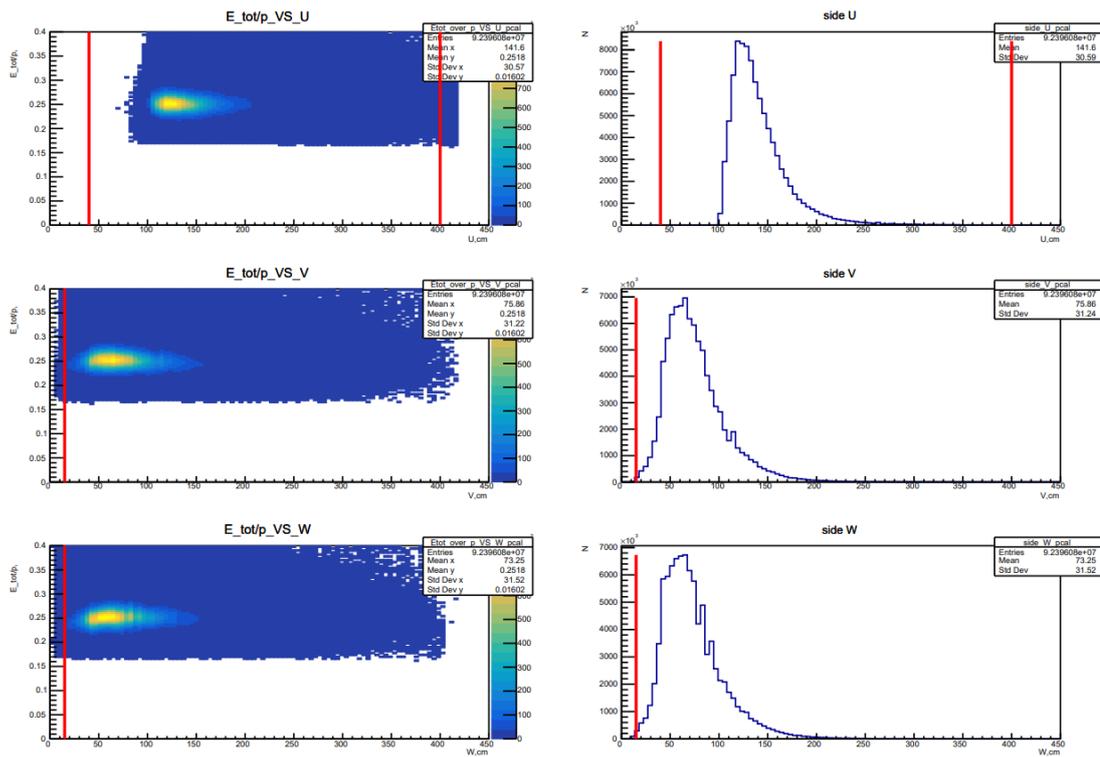


Рис. 3.5: Геометрический отбор в электромагнитном калориметре. Левый столбец - двумерные гистограммы: по вертикальной оси - E_{tot}/p , по горизонтальной координаты U, V, W в см, количество событий отражено цветом. Правый столбец - одномерные распределения: вертикальная ось - количество событий, горизонтальная ось - координаты U, V, W в см. Отбор событий производился между красными линиями.

- 8) При идентификации детектором частиц могут возникнуть ошибки, связанные с разделением высокоэнергетических π^- и рассеянных электронов, так как они имеют одинаковый заряд. Ради этого был сделан отбор, устраняющий загрязнение отрицательными пионами:

$$E_{EC_{in}}/p < -0.84 \cdot E_{PCAL}/p + -0.17 . \quad (3.7)$$

В формуле $E_{EC_{in}}$ - энергия, оставленная электроном во внутреннем слое электромагнитного калориметра, E_{PCAL} - в предливневом слое, p - энергия (импульс) электрона.

- 9) Для дополнительной оптимизации выборки электронов были применены геометрические ограничения на точку траектории электрона (x, y) в дрейфовых камерах для слоёв R1, R2 и R3 - так называемые DC Fiducial cuts. Эти ограничения определяют точную геометрическую область CLAS12, где эффективность детектирования была достаточно большой и равномерной. Для экспериментов RGK отбор производится только в переднем слое R1, а результаты отбора проецируются на слои R2 и R3, так как электроны являются частицами, отклоняемыми наружу в конфигурации магнитного поля RGK. Было получено двумерное распределение (x, y) точек траектории в дрейфовой камере для R1, взвешенное с помощью χ^2/NDF (см. рисунок 20 а). Отбор предназначен для принятия событий с низким χ^2/NDF (синий цвет) и отвержения событий с высоким χ^2/NDF (желтый цвет). Красные линии на рисунке 20 б разделяют принятые и отвергнутые события в каждом секторе R1. Уравнения линий в каждом из 6 секторов слоя R1 заданы следующим образом:

Сектор 1: $y = 0.5355 \cdot x - 6.5847, x = 23.5, y = -0.534 \cdot x + 6.5473$

Сектор 2: $y = 26.75 \cdot x - 137.5, y = -0.524 \cdot x + 26.143, y = 0.6 \cdot x + 7.72$

Сектор 3: $y = -0.6025 \cdot x + 6.76, y = 0.6 \cdot x + 27.2, y = -35.67 \cdot x - 226.67$

Сектор 4: $y = 0.549 \cdot x + 6.91, x = -23.5, y = -0.5533 \cdot x - 7.5$

Сектор 5: $y = 30.5714 \cdot x + 175.714, y = -0.4348 \cdot x - 25.8261, y = 0.6043 \cdot x - 7.1217$

Сектор 6: $y = -0.6183 \cdot x - 6.99, y = 0.5 \cdot x - 26, y = -46.8 \cdot x + 257.8$

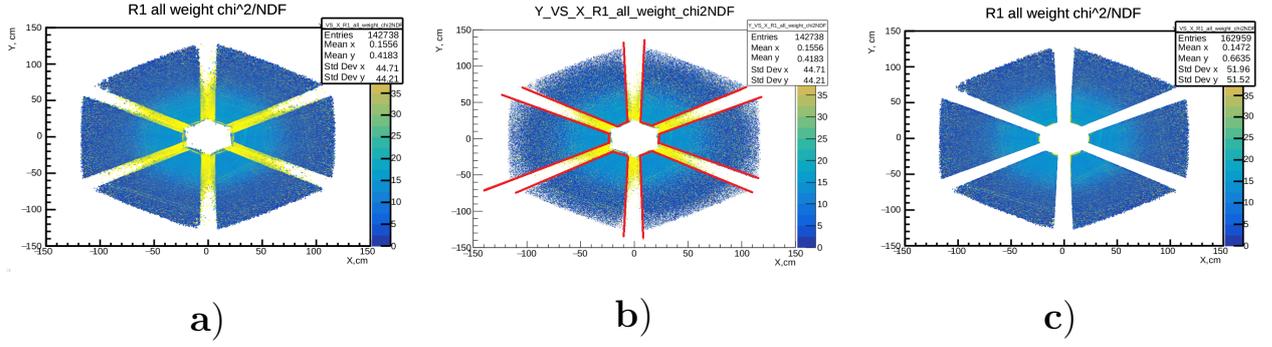


Рис. 3.6: (y, x) распределение в слое R1 взвешенное с χ^2/NDF .

а) до отбора, б) красные линии показывают DC Fiducial отбор, в) после отбора

Дополнительно был произведён отбор по $W = \sqrt{(q + P_p)^2}$ - инвариантной массе конечной адронной системы: были взяты только события с $W > 1.21$ ГэВ, что соответствует порогу рождения двух пионов.

Отборы для адронов

Данная работа фокусируется на анализе топологий, где один из конечных адронов (π^+ , π^- , p) не зарегистрирован. Из набора данных были исключены события, в которых были зарегистрированы заряженные адроны, не принадлежащие нашей реакции (заряженные каоны, антипротоны, и т.д.), лишние электроны, мюоны, антимюоны, позитроны. Также были исключены события, в которых рождалось больше двух пионов и события с неидентифицированными частицами.

Отборы для адронов, одобренные для анализ группы RGK и описанные в RGK Analysis Note [20], включают в себя:

- 1) Отбор на импульс конечных адронов: на все зарегистрированные адроны было наложено ограничение на импульс в пределах p_{min} и p_{max} . Здесь p_{max} - это импульс электрона пучка, а p_{min} зависит от того, был ли заряженный адрон зарегистрирован в переднем детекторе ($p_{min} = 0.4$ ГэВ) или в центральном детекторе ($p_{max} = 0.2$ ГэВ).
- 2) Отбор на z -координату точки рождения зарегистрированных адронов (рис.3.7) - аналогично отбору для инклюзивных электронов.

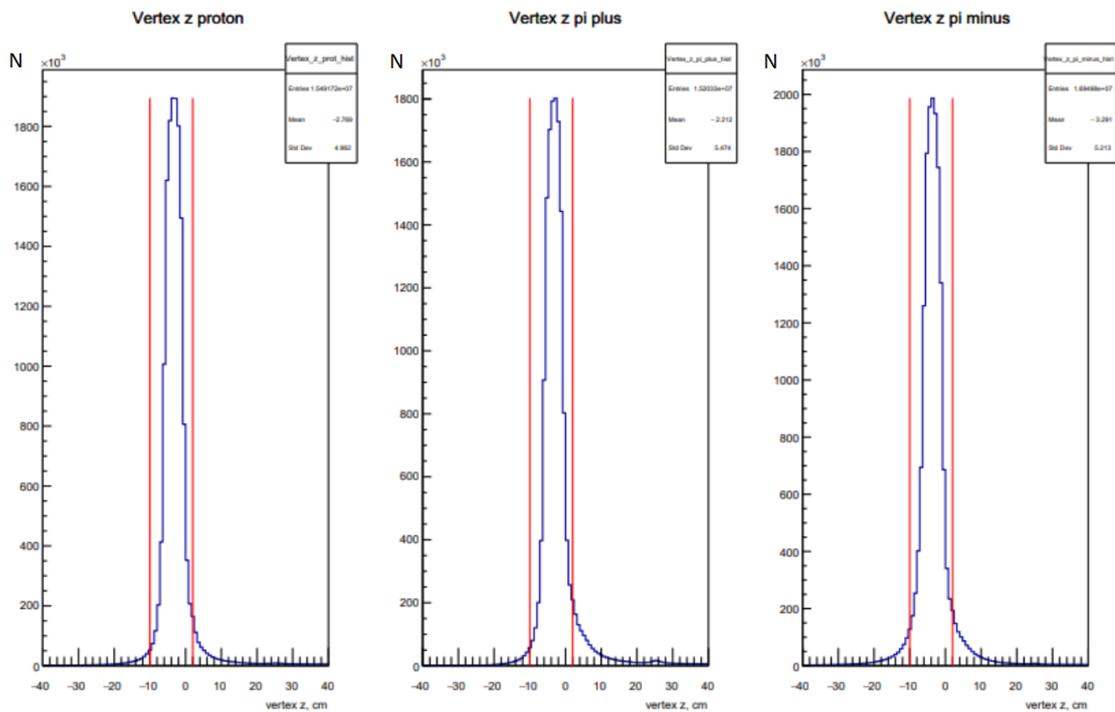


Рис. 3.7: Отбор на положение вершины адронов. Слева-направо: одномерные гистограммы, по вертикальной оси - количество событий, по горизонтальной - координата z (в см) точки рождения протона, положительного пиона, отрицательного пиона.

- 3) Геометрический отбор в дрейфовой камере: для отрицательных пионов использовался точно такой же отбор, как и для электронов, так как в магнитном поле экспериментов RGK обе частицы отклоняются в направлении от начального пучка. Для положительных пионов и протонов ситуация меняется, так как это положительно заряженные частицы и в магнитном поле они будут отклоняться по направлению к пучку. Поэтому геометрический отбор в дрейфовых камерах для них производился в дальнем R3 слое, а результаты отбора проецировались на оставшиеся слои.
- 4) Для того чтобы уменьшить загрязнение в выборке адронов от случайных треков, связанных с несинхронизированными по времени банчами пучка, был установлен порог на скорость β зарегистрированных треков. Для переднего детектора пределы составляют $\beta \in [0.4, 1.1]$, а для центрального детектора $\beta \in [0.2, 1.1]$. Были получены двумерные распределения (рис.3.8): по вертикальной оси отложена величина β , по горизонтальной импульс частицы p для

положительных частиц (слева), отрицательных частиц (по центру) и отрицательных частиц без учёта электронов - только π^- (справа). Верхний ряд - для адронов в переднем детекторе, нижний ряд - в центральном детекторе. Отборы показаны красными линиями.

Величина $\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}}$, построенная как функция импульса p позволяет различить частицы различной массы: например, кривая для протона пойдёт ниже кривой для положительного пиона, так как их массы различаются. Построенные двумерные гистограммы демонстрируют то, что детектор CLAS12 хорошо различает π^+ и p .

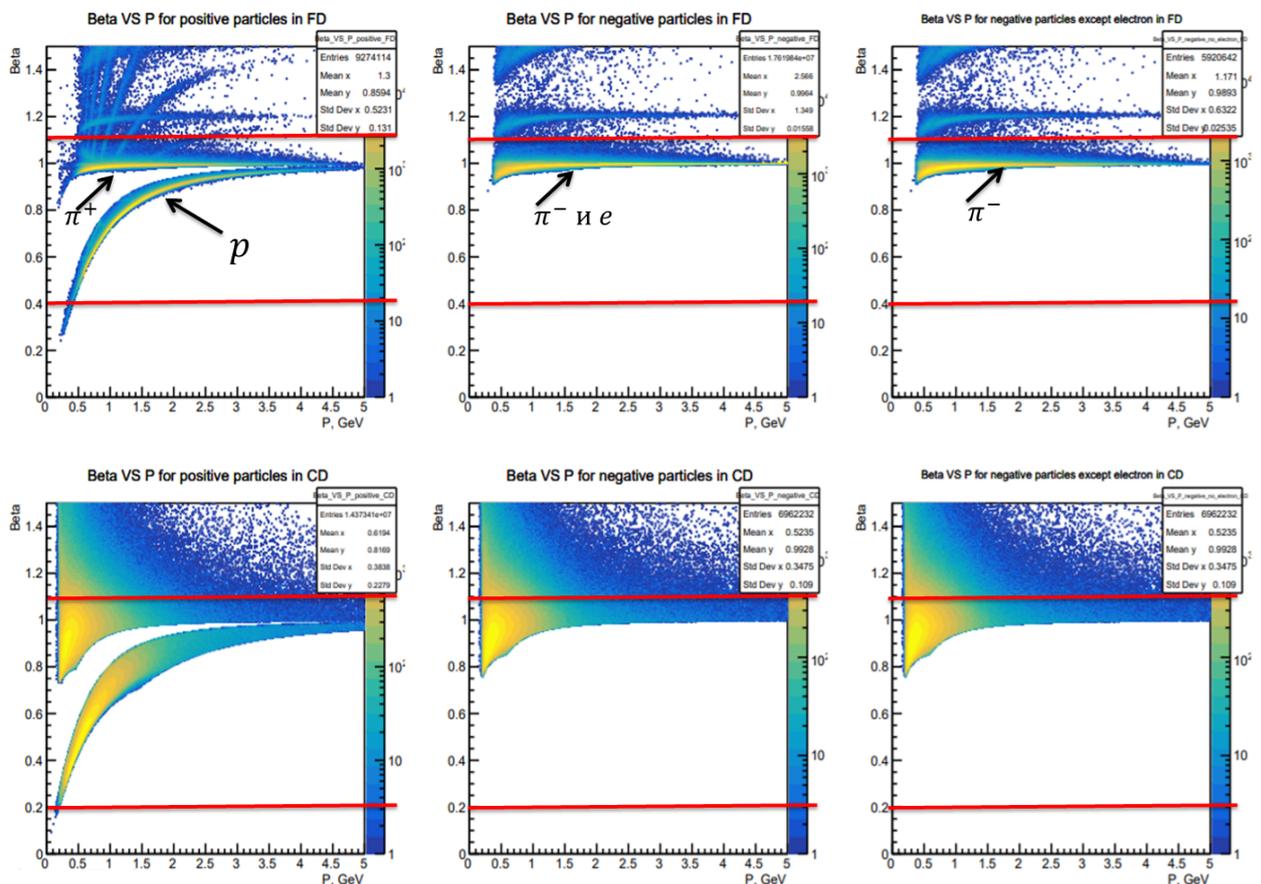


Рис. 3.8: Отбор по β . Двумерные распределения: по вертикальной оси - β , по горизонтальной - p в ГэВ, цвет отражает количество событий (логарифмический масштаб). Верхний ряд - распределения для частиц, зарегистрированных в переднем детекторе, нижний ряд - в центральном детекторе. Слева-направо: распределение для положительно заряженных частиц, для отрицательно заряженных частиц, только для π^- . Границы отборов отмечены красными линиями.

Результаты отборов

На рис.3.9 приведены результаты отборов для инклюзивных электронов и адронов. Наблюдается увеличение отношения событий реакции к фоновым событиям во всех топологиях, что приводит к значительному улучшению распределения квадрата недостающей массы в топологии с недостающим протоном и умеренному улучшению в оставшихся топологиях.

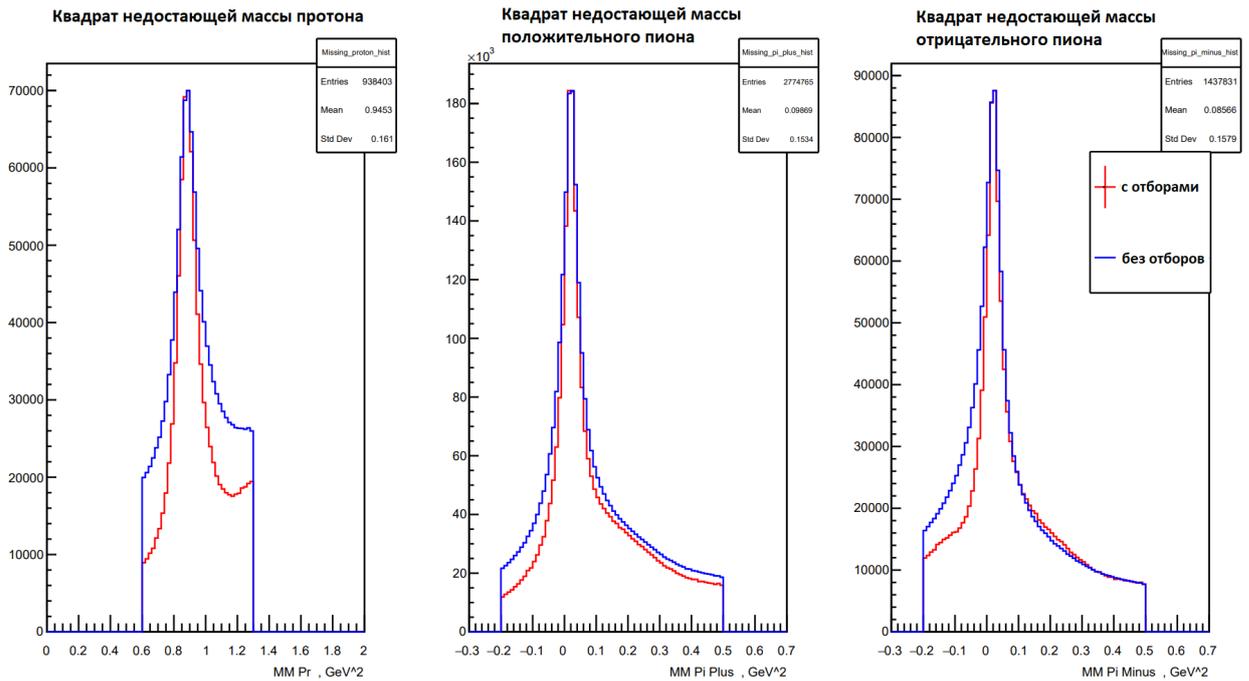


Рис. 3.9: Результаты отборов для инклюзивного электрона и адронов. Слева-направо: распределение квадрата недостающей массы протона, положительного пиона, отрицательного пиона. Синие гистограммы - до отборов, красные - после отборов.

4. Извлечение выходов реакции $\gamma_p p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$

Распределение событий по кинематическим ячейкам

Первым этапом на пути извлечения выходов реакции двухпионного электророждения является распределение событий по кинематическим ячейкам (W, Q^2) . Для извлечения выходов была выбрана топология с отсутствующим положительным пионом, так как она обладает наибольшей статистикой и наилучшим отношением сигнала к фону из всех трёх топологий (см.рис.3.9).

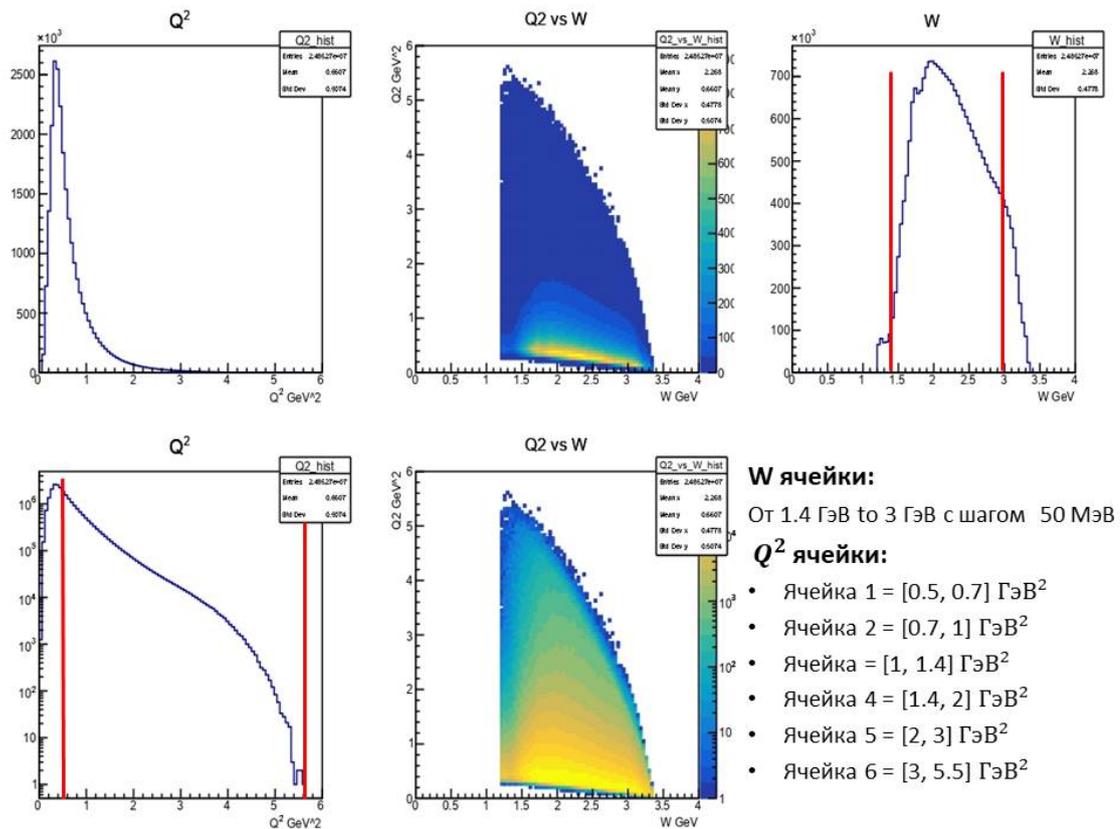


Рис. 4.1: Распределение событий по кинематическим ячейкам. Верхний ряд: одномерное распределение по Q^2 , двумерное Q^2, W , одномерное по W в линейном масштабе. Нижний ряд: Одномерное распределение по Q^2 , двумерное Q^2, W в логарифмическом масштабе. Красные линии показывают границы разбиения кинематической области на ячейки.

Были получены одномерные распределения по Q^2 , W и двумерные (Q^2, W) в линейном (верхний ряд) и логарифмическом (нижний ряд) масштабе (рис.4.1). Разбиение событий по ячейкам было проведено в диапазоне по W от 1.4 ГэВ до 3 ГэВ, ширина ячейки по W равнялась 25 МэВ - всего 64 ячейки по W . Из-за того что распределение по Q^2 круто спадает, ячейки по Q^2 были выбраны различной ширины с целью обеспечить примерно равное количество событий в каждой из них:

- Ячейка 1: Q^2 от 0.5 ГэВ² до 0.7 ГэВ². Ширина ячейки 0.2 ГэВ²;
- Ячейка 2: Q^2 от 0.7 ГэВ² до 1 ГэВ². Ширина ячейки 0.3 ГэВ²;
- Ячейка 3: Q^2 от 1 ГэВ² до 1.4 ГэВ². Ширина ячейки 0.4 ГэВ²;
- Ячейка 4: Q^2 от 1.4 ГэВ² до 2 ГэВ². Ширина ячейки 0.6 ГэВ²;
- Ячейка 5: Q^2 от 2 ГэВ² до 3 ГэВ². Ширина ячейки 1 ГэВ²;
- Ячейка 6: Q^2 от 3 ГэВ² до 5.5 ГэВ². Ширина ячейки 2.5 ГэВ².

Здесь была исключена нефизическая область от 0 до 0.5 ГэВ², где Q^2 возрастает. Эта область соответствует рассеянию электрона на малые углы, что препятствует его надежной регистрации детектором.

Первый метод извлечения выходов реакции $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$

Для определения выходов реакции двухпионного электророждения на протоне в топологии с отсутствующим π^+ первым методом были получены распределения по квадрату недостающей массы π^+ в каждой кинематической ячейке (W, Q^2) . Эти распределения были профитированы функцией $F(x) = f_{signal}(x) + f_{bg}(x)$. Функция $f_{signal}(x)$ параметризует сигнал, $f_{bg}(x)$ описывает квадратичный фон (4.1):

$$f_{bg}(x) = a + b \cdot x + c \cdot x^2, \quad (4.1)$$

где a, b, c - параметры подгонки.

Распределения по квадрату недостающей массы имеют асимметричную форму, связанную с тем, что падающий и рассеянный

электроны излучают радиационные фотоны. Из-за этого эффекта гистограммы более пологие справа от пика. В связи с этим функция, описывающая сигнал $f_{signal}(x)$, является функцией Гаусса с радиационным правым хвостом (4.2):

$$f_{signal}(x) = \begin{cases} A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, & \text{если } x \leq \mu \\ A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \cdot e^{-\alpha(x-\mu)}, & \text{если } x > \mu, \end{cases} \quad (4.2)$$

где A - коэффициент нормировки, μ - среднее значение распределения (центр гауссовой функции), σ - стандартное отклонение распределения (ширина гауссовой функции), а α - параметр, определяющий экспоненциальный спад распределения в правой части.

Для распределений в ячейках с $W < 1.75$ ГэВ ввиду очень малого фона было решено взять число событий из гистограмм в пределах недостающей массы $(-0.05, 0.1)$ ГэВ². Результаты в данной кинематической области относительно количества фоновых событий согласуются с исследованиями на детекторе *CLAS* [21]. Функцией $F(x)$ подгонялись распределения в ячейках с $W > 1.75$ ГэВ. Число событий сигнала определялось путём нахождения площади под функцией $f_{signal}(x)$, делённой на ширину одной ячейки в гистограмме (0.01 ГэВ²). На рис.4.2 показаны результаты подгонки распределений в некоторых ячейках W, Q^2 .

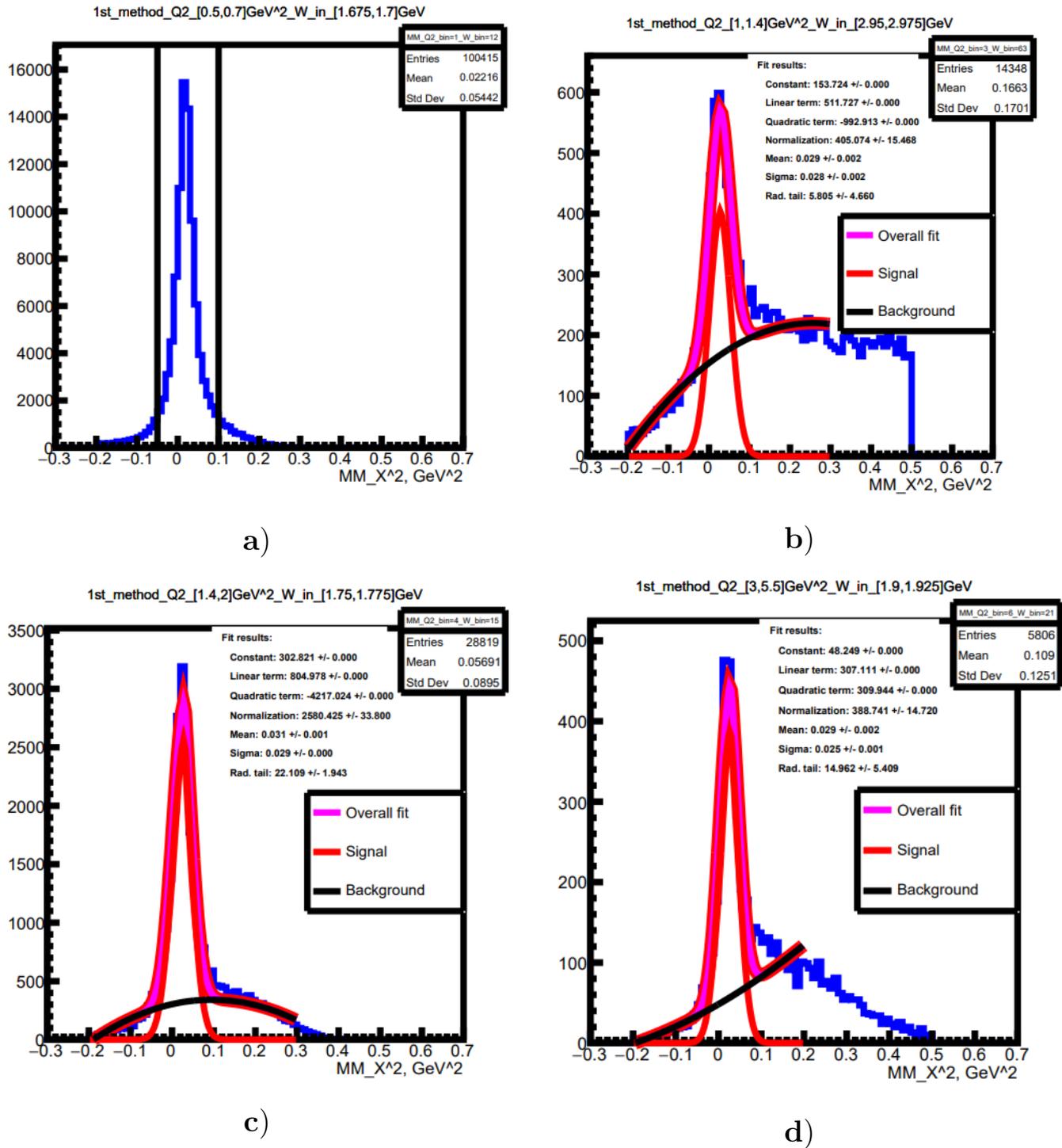


Рис. 4.2: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в различных кинематических ячейках (синяя линия). **a)** ячейка $Q^2 \in [0.5, 0.7]$ ГэВ², $W \in [1.675, 1.7]$ ГэВ. Вертикальными черными линиями показаны границы извлечения событий. **b)** ячейка $Q^2 \in [1, 1.4]$ ГэВ², $W \in [2.95, 2.975]$ ГэВ. **c)** ячейка $Q^2 \in [1.4, 2]$ ГэВ², $W \in [1.75, 1.775]$ ГэВ. **d)** ячейка $Q^2 \in [3, 5.5]$ ГэВ², $W \in [1.9, 1.925]$ ГэВ.

Розовой кривой показана подгонка функцией $F(x)$, красной кривой - сигнал (функция $f_{signal}(x)$), чёрной кривой - фон (функция $f_{bg}(x)$).

Первый метод является фитированием данных после отборов событий, в которых присутствует большое количество фоновых событий. Источником фона могут быть, например, события многопионного рождения, когда лишние пионы попали в нечувствительную область детектора и, соответственно, не присутствуют в наборе данных, хотя вносят искажения в гистограммы квадрата недостающей массы. Видно, что полином второй степени плохо описывает фон при больших W . Последующие методы извлечения выходов нацелены на минимизацию фона различными способами.

Второй метод извлечения выходов реакции $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$

В данном методе используется технология смешанных событий (event-mixing) для оценки фона в распределениях по квадрату недостающей массы π^+ в каждой кинематической ячейке (W, Q^2) [22], [23]. Суть метода заключается в том, что вычисляется величина квадрата недостающей массы π^+ (3.5) из некоррелированных друг с другом частиц: 4-вектора энергии-импульса рассеянного электрона и конечного протона берутся из данного события, а 4-вектор отрицательного пиона берётся из предыдущего события. Вычисленный подобным образом квадрат недостающей массы π^+ нарушает закон сохранения энергии-импульса - величина уходит в отрицательную область, поэтому параметризацию фона таким методом было решено сделать только при квадрате недостающей массы большей 0.1 ГэВ^2 . На промежутке $[-0.1, 0.1] \text{ ГэВ}^2$ (значение -0.1 ГэВ^2 выбрано в связи с конечным разрешением детектора) фон параметризуется параболой, уходящей в ноль при -0.1 ГэВ^2 и сшитой с фоном от смешанных событий при 0.1 ГэВ^2 . Полученный фон вычитается из гистограммы с исходными данными (рис.4.3,4.4). Полученные гистограммы после вычета фона подгоняются функцией $F(x)$, и из них извлекается число событий аналогично первому методу (см. рис.4.5).

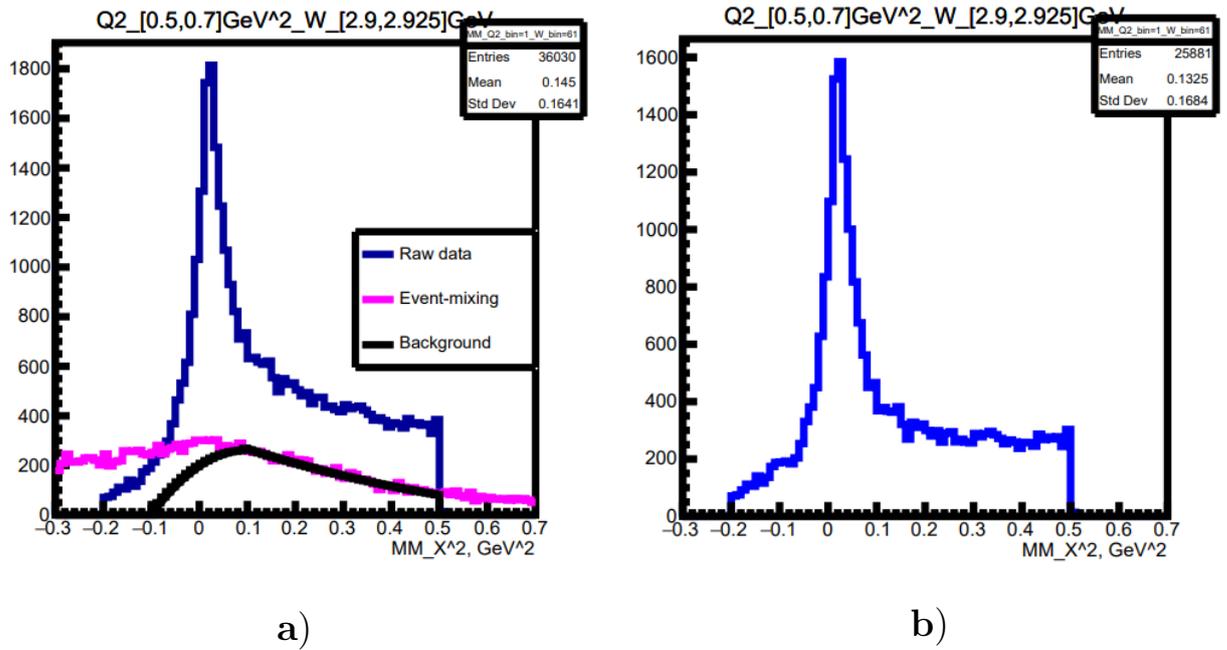


Рис. 4.3: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в кинематической ячейке $Q^2 \in [0.5, 0.7]$ ГэВ², $W \in [2.9, 2.925]$ ГэВ (синяя линия), та же величина вычисленная при помощи технологии смешанных событий (розовая линия), параметризация фона (черная линия): **a)** до вычета фона, **b)** после вычета фона.

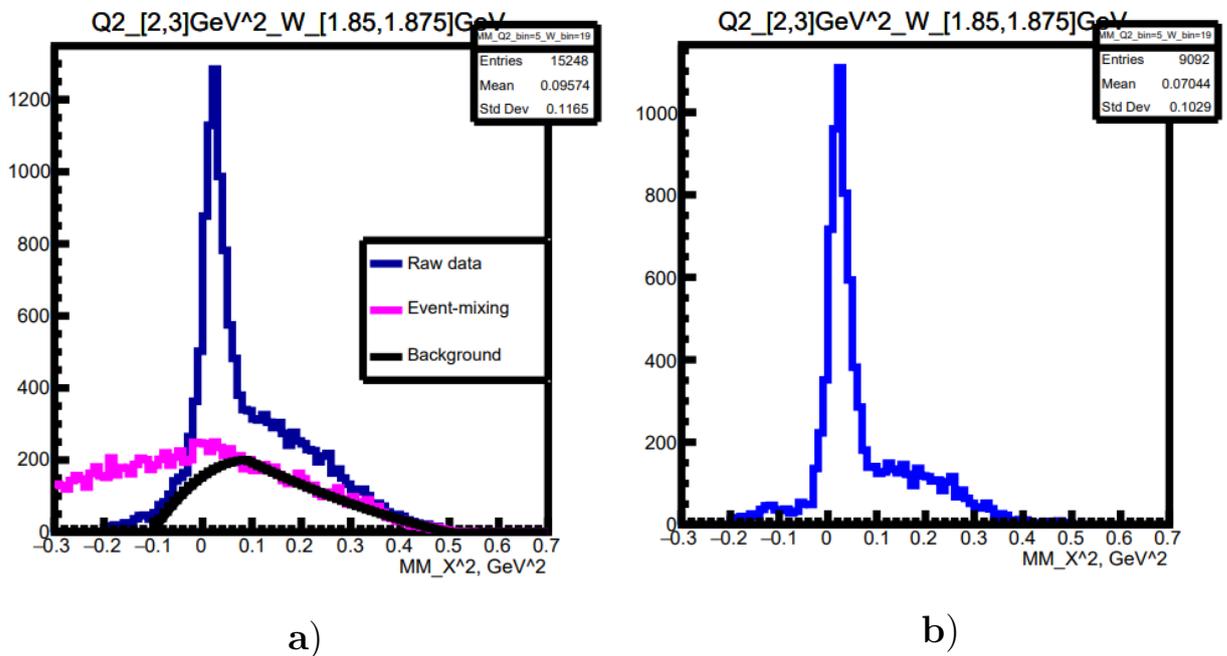


Рис. 4.4: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в кинематической ячейке $Q^2 \in [2, 3]$ ГэВ², $W \in [1.85, 1.875]$ ГэВ (синяя линия), та же величина вычисленная при помощи технологии смешанных событий (розовая линия), параметризация фона (черная линия): **a)** до вычета фона, **b)** после вычета фона.

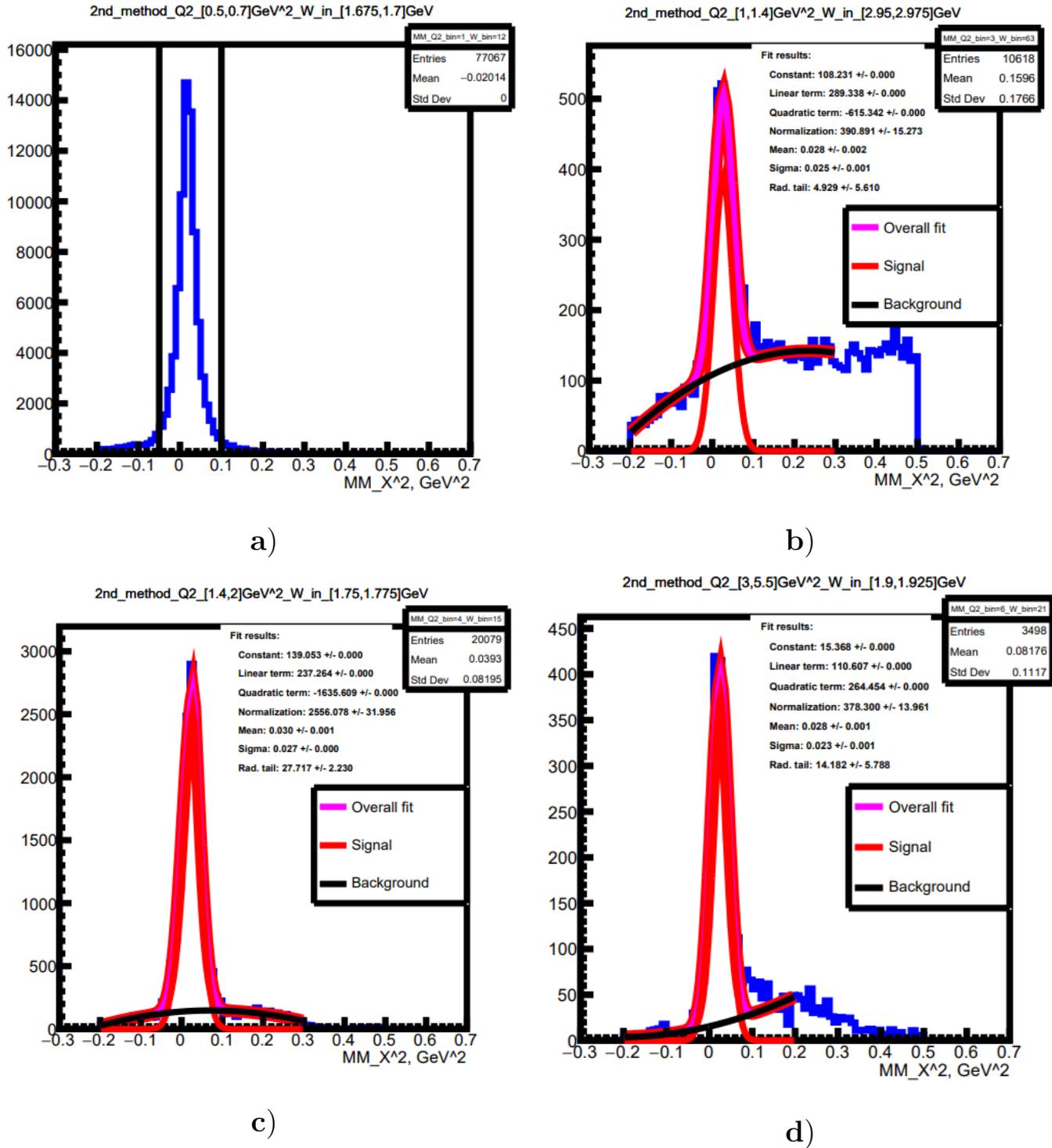


Рис. 4.5: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в различных кинематических ячейках (синяя линия): **а)** ячейка $Q^2 \in [0.5, 0.7] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.675, 1.7] \text{ ГэВ}$. Вертикальными черными линиями показаны границы извлечения событий. **б)** ячейка $Q^2 \in [1, 1.4] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [2.95, 2.975] \text{ ГэВ}$. **с)** ячейка $Q^2 \in [1.4, 2] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.75, 1.775] \text{ ГэВ}$. **д)** ячейка $Q^2 \in [3, 5.5] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.9, 1.925] \text{ ГэВ}$. Розовой кривой показана подгонка функцией $F(x)$, красной кривой - сигнал (функция $f_{signal}(x)$), чёрной кривой - фон (функция $f_{bg}(x)$).

Третий метод извлечения выходов реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$

Для разработки третьего метода изучалась топология, где все конечные адроны зарегистрированы - "топология ноль", так как в этой топологии меньше всего фоновых событий. В этой топологии в тех же кинематических ячейках были получены распределения квадрата недостающей массы π^+ из закона сохранения энергии и импульса, не используя имеющуюся информацию об измеренном четырёх-импульсе π^+ . Далее были получены аналогичные распределения, но с дополнительным критерием отбора: были отобраны только те события, недостающая энергия (ME_0) которых была больше 100 МэВ:

$$ME_0 = |(E_e + E_p - E_{e'} - E_{p'} - E_{\pi^-} - E_{\pi^+})| > 100 \text{ МэВ.} \quad (4.3)$$

В исследованиях реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$ в "топологии ноль", проведённых в магистерской работе А.С. Фроловой "Первые результаты экспериментов на детекторе CLAS12 по исследованию реакции эксклюзивного электророждения двух пионов на протоне", было показано, что такие события являются фоновыми. Этот факт позволяет исключить их в настоящей работе, исследуя события рождения двух заряженных пионов в той же кинематической области. Фоновые гистограммы были домножены на фактор f :

$$f = \frac{N_{MM_{\pi^+}}(W, Q^2)}{N_{MM_0}(W, Q^2)}, \quad (4.4)$$

где $N_{MM_{\pi^+}}(W, Q^2)$, $N_{MM_0}(W, Q^2)$ - число событий в гистограмме квадрата недостающей массы π^+ в топологии с незарегистрированным π^+ и в "топологии ноль" соответственно в данной кинематической ячейке (W, Q^2).

Таким образом, с помощью масштабирования фоновых гистограмм на фактор f мы нивелировали разницу в статистике в различных топологиях, и теперь можем сравнивать результаты (см. рис.4.6 для нескольких выбранных ячеек). Полученные гистограммы после вычета фона подгоняются функцией $F(x)$, и из них извлекается число событий аналогично первому методу (рис.4.7).

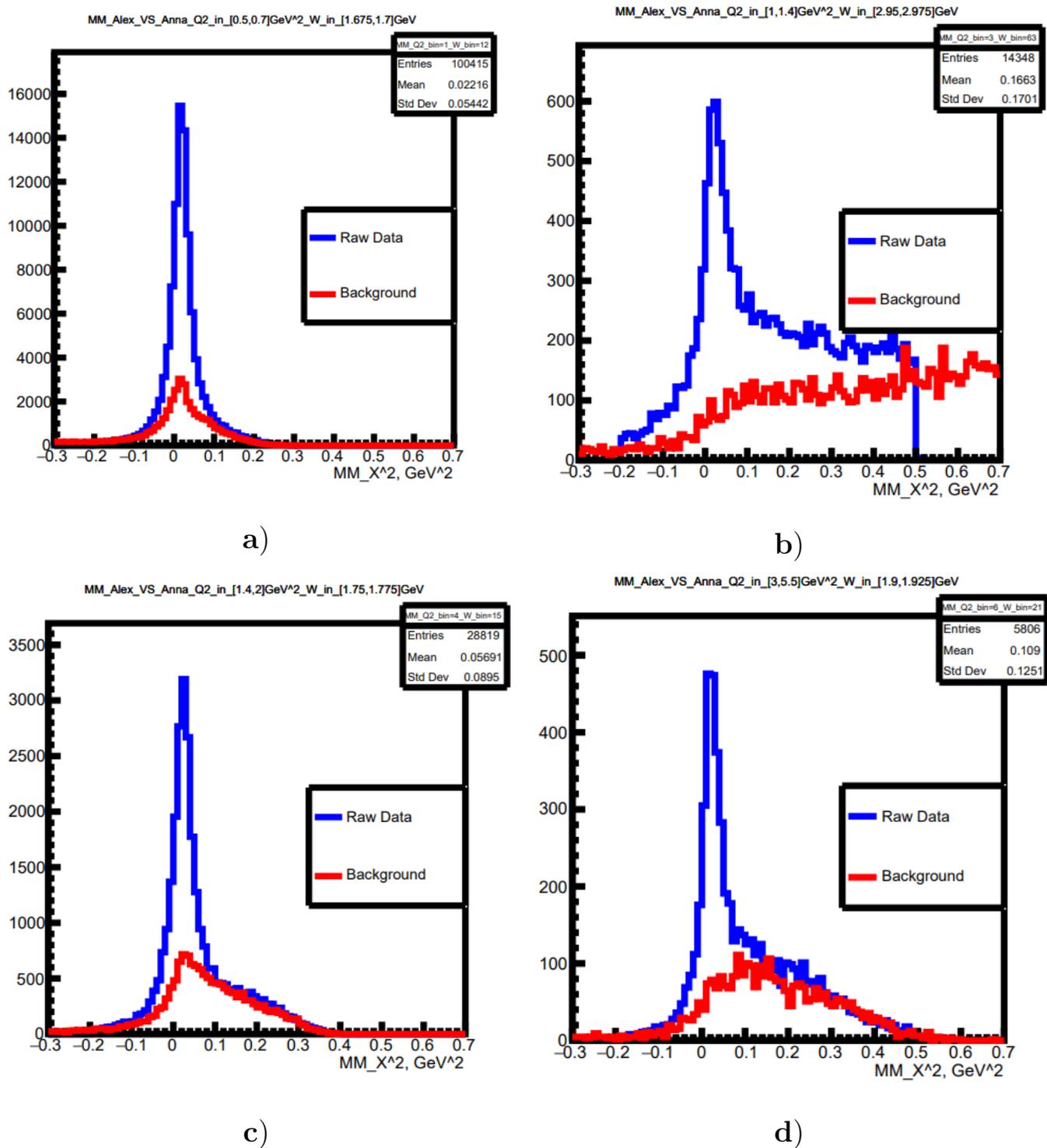
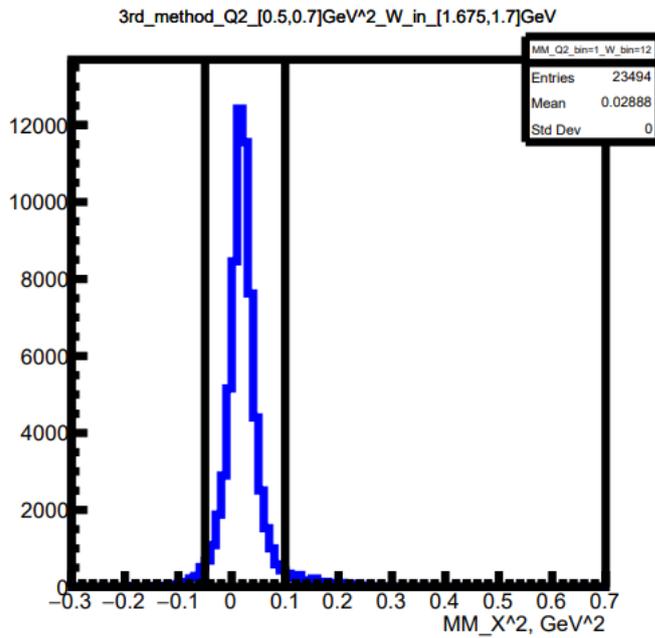
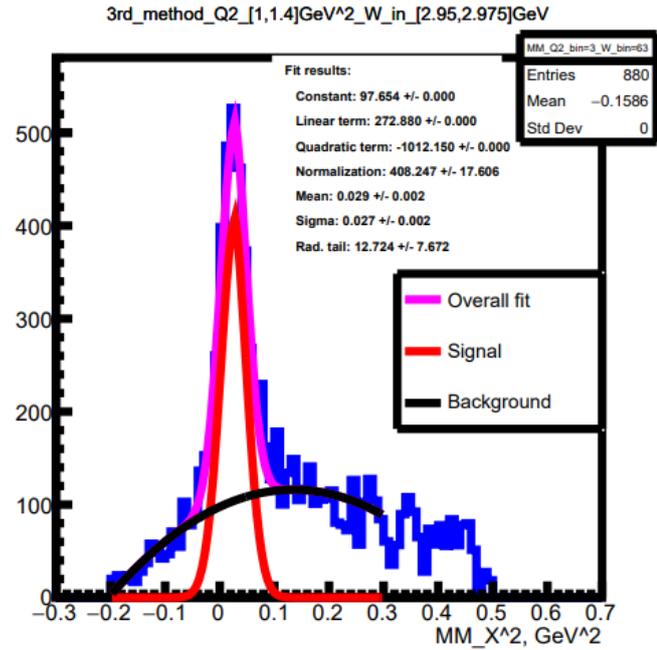


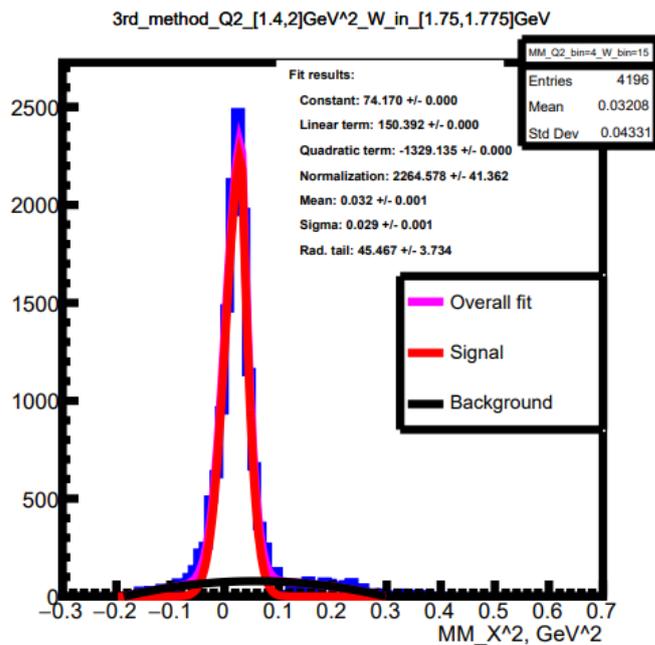
Рис. 4.6: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в топологии с недостающим π^+ (синяя линия) и масштабированные фоновые гистограммы, полученные в "топологии ноль" (красная линия) в различных кинематических ячейках: **а)** ячейка $Q^2 \in [0.5, 0.7] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.675, 1.7] \text{ ГэВ}$. **б)** ячейка $Q^2 \in [1, 1.4] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [2.95, 2.975] \text{ ГэВ}$. **с)** ячейка $Q^2 \in [1.4, 2] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.75, 1.775] \text{ ГэВ}$. **д)** ячейка $Q^2 \in [3, 5.5] \text{ ГэВ}^2$, $W \in [1.9, 1.925] \text{ ГэВ}$.



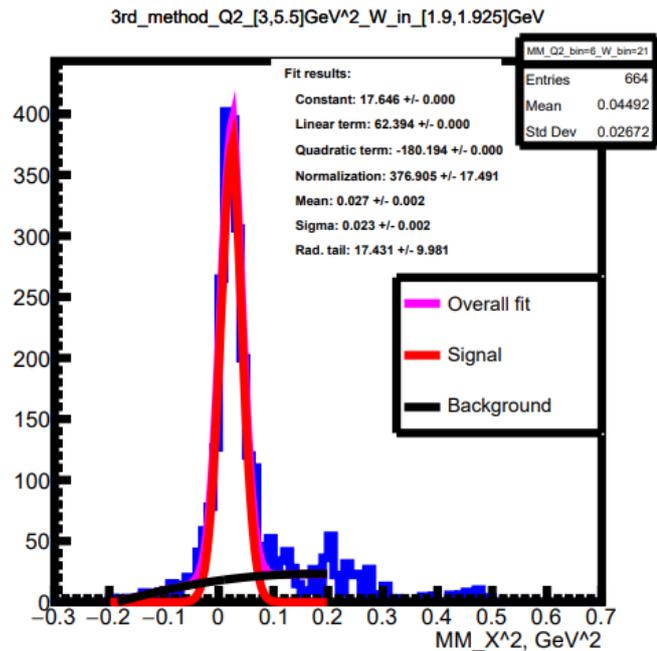
a)



b)



c)



d)

Рис. 4.7: Распределения квадрата недостающей массы π^+ в различных кинематических ячейках (синяя линия): **a)** ячейка $Q^2 \in [0.5, 0.7]$ ГэВ², $W \in [1.675, 1.7]$ ГэВ. Вертикальными черными линиями показаны границы извлечения событий. **b)** ячейка $Q^2 \in [1, 1.4]$ ГэВ², $W \in [2.95, 2.975]$ ГэВ. **с)** ячейка $Q^2 \in [1.4, 2]$ ГэВ², $W \in [1.75, 1.775]$ ГэВ. **d)** ячейка $Q^2 \in [3, 5.5]$ ГэВ², $W \in [1.9, 1.925]$ ГэВ. Розовой кривой показана подгонка функцией $F(x)$, красной кривой - сигнал (функция $f_{signal}(x)$), чёрной кривой - фон (функция $f_{bg}(x)$).

Расчёт выходов реакции реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$

Полученное число событий в каждом методе было поделено на ширину ячейки по W , ширину ячейки по Q^2 и поток виртуальных фотонов Γ_{γ} , определяемый следующей формулой:

$$\Gamma_{\gamma}(W, Q^2) = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{1}{m_p^2 E_{beam}^2} \cdot \frac{W(W^2 - m_p^2)}{(1 - \varepsilon_T) \cdot Q^2}, \quad (4.5)$$

где $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, $m_p = 0.938$ ГэВ - масса протона, $E_{beam} = 6.535$ ГэВ - энергия начального пучка электронов, ε_T - поляризация пучка электронов:

$$\varepsilon_T = \left(1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \cdot \left(tg^2 \frac{\theta}{2} \right) \right)^{-1}, \quad (4.6)$$

где $\nu = E_{beam} - E'$ - энергия переданная виртуальному фотону, E' - энергия рассеянного электрона, θ - полярный угол рассеяния электрона в лабораторной системе отсчёта.

Таким образом, выход реакции для каждого метода определялся как:

$$Y = \frac{N}{\Delta W \cdot \Delta Q^2 \cdot \Gamma_{\gamma}}, \quad (4.7)$$

где N - число событий реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$, ΔW - ширина ячейки по W , ΔQ^2 - ширина ячейки по Q^2 .

Статистическая погрешность каждого выхода вычислялась следующим образом:

$$\Delta Y = Y \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma}} \right)^2}, \quad (4.8)$$

где $\Delta N = \sqrt{N}$, $\Delta \Gamma_{\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Gamma_{\gamma}}{\partial W} \cdot \Delta W \right)^2 + \left(\frac{\partial \Gamma_{\gamma}}{\partial Q^2} \cdot \Delta Q^2 \right)^2}$.

Результаты, полученные каждым из методов, представлены в виде графиков зависимости выходов реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$ от W (среднего значения в ячейке) для каждой ячейки по Q^2 (см. рис.4.8).

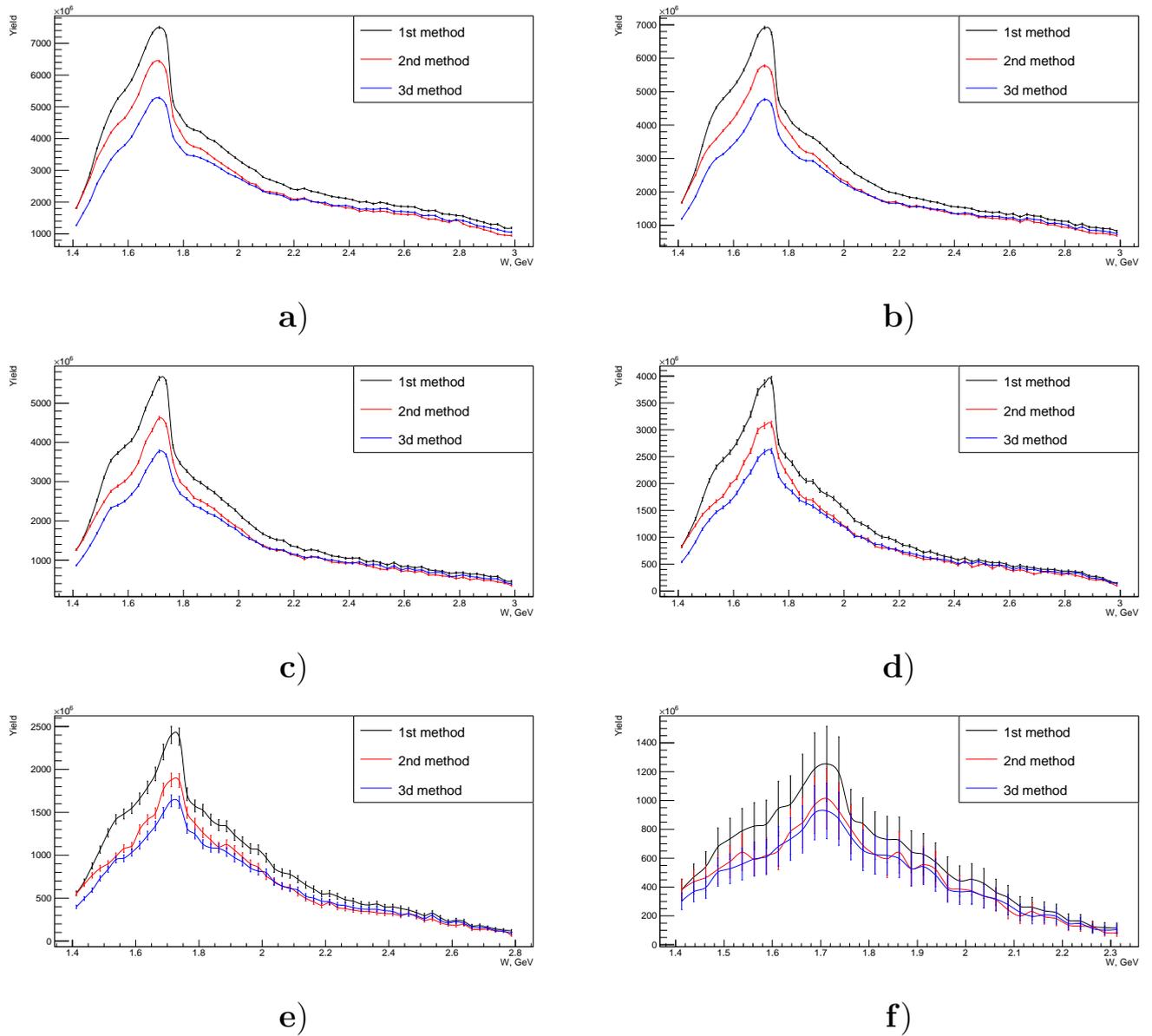


Рис. 4.8: Выходы реакции $\gamma_\nu p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ как функции W в каждой ячейке по Q^2 : **a)** ячейка $Q^2 \in [0.5, 0.7]$ ГэВ². **b)** ячейка $Q^2 \in [0.7, 1]$ ГэВ² **с)** ячейка $Q^2 \in [1, 1.4]$ ГэВ² **d)** ячейка $Q^2 \in [1.4, 2]$ ГэВ² **e)** ячейка $Q^2 \in [2, 3]$ ГэВ² **f)** ячейка $Q^2 \in [3, 5.5]$ ГэВ²

Анализ результатов

Полученные зависимости выходов реакции $\gamma_\nu p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ при использовании методов 1, 2, 3 позволяют отметить следующие закономерности:

- Первый метод переоценивает сигнал ввиду того, что в данном методе нет оценки фона из физических соображений.

- Вторым и третьим методами используются физические методы оценки фона и выходы, полученные этими двумя методами близки друг к другу в широкой области по W .
- Резонансные структуры в зависимостях выходов от W лучше всего проявляются при больших Q^2 . В ячейке $Q^2 \in [3, 5.5]$ ГэВ² при $W \approx 1.55$ ГэВ видно плечо, соответствующее второму резонансному максимуму, при $W \approx 1.7$ ГэВ виден максимум в третьей резонансной области, при $W \approx 1.9$ ГэВ видна структура, обусловленная вкладами N^* четвёртой резонансной области (рис.4.9).

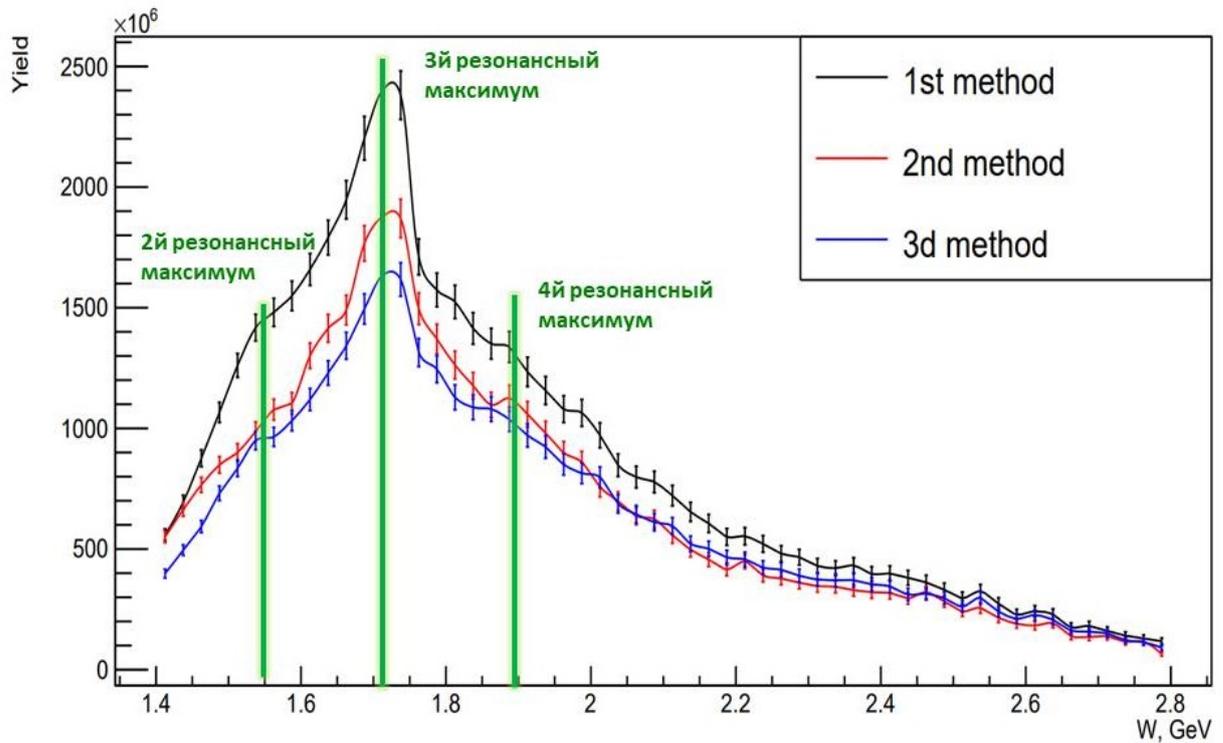


Рис. 4.9: Резонансные структуры в зависимостях выходов реакции $\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ от W в ячейке $Q^2 \in [3, 5.5]$ ГэВ².

5. Заключение

В данной работе были разработаны методы отбора событий реакции двухпионного электророждения на протоне из данных детектора CLAS12. Применение отборов позволило снизить количество фоновых событий по отношению к сигналу реакции, что способствовало более надежному извлечению выходов реакции $\gamma vp \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$.

Для извлечения выходов реакции как функции W и Q^2 были разработаны 3 метода. Все три метода позволяют описать резонансное поведение реакции. Различия методов друг с другом, а также варьирование диапазона, в котором извлекаются события сигнала, и диапазонов отборов событий, описанных в третьей главе, будут служить источником систематических погрешностей определения выходов.

Результаты данной работы были представлены на конференции "Ломоносовские чтения 2022" [24], международной конференции "NUCLEUS-2022" [25], а также в докладе лидера группы RGK Аннализы Д'Анджело на ежегодной конференции коллаборации CLAS в марте 2022 года [26].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Индурайн Ф. Квантовая Хромодинамика: Введение в теорию кварков и глюонов.- Москва: "МИР", 1986.
- [2] Brodsky S.J. et al. Int J. Mod. Phys. E29. 203006 (2020).
- [3] Roberts C.D. Empirical Consequences of Emergent Mass. Symmetry 12, 1468 (2020).
- [4]] Varabanov M. Y., et al., Prog. Part. Nucl. Phys., 116, 103835, 2021.
- [5] Мокеев В.И. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук "Нуклонные резонансы в реакциях электророждения $\pi^+\pi^-$ пар на протоне".- Москва, 2009.
- [6] Skorodumina, Iu. et al. TWOPEG: An Event Generator for Charged Double Pion Electroproduction off Proton (2017).
- [7] Рогожин С.В. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук "Создание прототипа кремниевого вершинного детектора эксперимента CLAS12".- Москва, 2012.
- [8] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/svt.pdf>
- [9] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ctof.pdf>
- [10] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/dc.pdf>
- [11] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ec.pdf>
- [12] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ft.pdf>
- [13] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ftof.pdf>

- [14] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/htcc.pdf>
- [15] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ltcc.pdf>
- [16] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/rich.pdf>
- [17] W.A. Barletta. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.
- [18] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/torus.pdf>
- [19] <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/solenoid.pdf>
- [20] https://clasweb.jlab.org/wiki/images/3/34/Rgk_analysis_document_April_22_2022.pdf.
- [21] Isupov E. L. et al. (CLAS Collaboration). Measurements of $ep \rightarrow e'\pi^+\pi^-p'$ cross sections with CLAS at $1.4 \text{ GeV} < W < 2.0 \text{ GeV}$ and $2.0 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5.0 \text{ GeV}^2$, Phys. Rev. C 96, 025209 – Published 24 August 2017, <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.96.025209>.
- [22] https://wiki.jlab.org/clas_chair/images/e/ec/Run_Group_B_Jeopardy_Document.pdf.
- [23] Andrés Bórquez Cárcamo. The ω Hadronization Studies in the Nuclear Medium with the CLAS Spectrometer. Master Thesis, May 21, 2021. https://www.jlab.org/Hall-B/general/thesis/ABorquez_thesis.pdf.
- [24] <https://www.msu.ru/upload/pdf/2022/lomonosov2022-5.pdf>
- [25] <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875/nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>, страница 215.
- [26] https://indico.jlab.org/event/518/contributions/9348/attachments/7599/10590/RGK_CLAS_coll_meeting_3_3_2022.pdf, страница 19.