

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТРСКАЯ РАБОТА

**«ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ДЕТЕКТОРЕ
CLAS12 ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИИ ДВУХПИОННОГО
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ»**

Выполнила студентка
213М группы
Фролова Анна Сергеевна

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

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2023

Оглавление

	Стр.
Введение	3
0.1 Актуальность работы.	5
0.2 Цели работы.	7
 Глава 1. Эксперимент. Детектор CLAS12 в Лаборатории Джефферсона	 9
1.1 Электронный ускоритель CEBAF	9
1.2 Зал В. Детектор CLAS12	12
1.3 Сверхпроводящие магниты	15
1.3.1 Торойд	16
1.3.2 Соленоид	17
1.4 Центральный детектор CLAS12 (CD)	18
1.4.1 Центральный вершинный трекер (CVT)	18
1.4.2 Центральная времяпролетная система (CTOF)	21
1.4.3 Центральный нейтронный детектор (CND)	21
1.4.4 Экспериментальные мишени	22
1.5 Передний детектор CLAS12 (FD)	25
1.5.1 Дрейфовые камеры (DC)	25
1.5.2 Идентификация частиц	25
1.5.3 Высокопороговый Черенковский счетчик (HTCC)	27
1.5.4 Низкопороговый Черенковский счетчик (LTCC)	28
1.5.5 Передняя времяпролетная система (FTOF)	28
1.5.6 Электромагнитные калориметры (ECAL)	31
1.5.7 Передний таггер (FT)	32
1.6 Сбор данных и система отклика	33
1.6.1 Мониторинг потока данных	33
1.6.2 Быстрые и селективные триггеры	34
 Глава 2. Реакция двухпионного электророждения	 37
2.1 Кинематика реакции	37

2.2	Формализм эксклюзивного электророждения резонансов	40
2.3	JM модель	41
Глава 3. Выделение событий двухпионного электророждения		
	из данных CLAS12	46
3.1	Идентификация электронов	47
3.1.1	Отбор на импульс электрона	47
3.1.2	Отбор на координату вершины и время пролета электрона	48
3.1.3	Геометрические отборы в ECAL	48
3.1.4	Отбор на загрязнения пионами	49
3.1.5	Отбор по величине sampling fraction	50
3.1.6	Геометрические отборы в дрейфовых камерах для электронов и адронов	52
3.2	Идентификация адронов	52
3.2.1	Отбор на импульс адронов	54
3.2.2	Отбор на β	54
3.3	Отбор по недостающей энергии	55
Глава 4. Извлечение выходов реакции двухпионного		
	электророждения в двумерной сетке по W и Q^2	58
4.1	Разбиение событий по двумерной сетке W, Q^2	58
4.2	Сравнение экспериментальных распределений с Монте-Карло моделированием	58
4.2.1	Генератор TWOPEG	59
4.2.2	Получение данных симуляции	60
4.2.3	Сравнение распределений MM_X^2 для данных эксперимента и симуляции	61
4.3	Извлечение выходов реакции в двумерной сетке по W и Q^2	61
	Заключение	69
	Список литературы	70

Введение

Рассеяние электронов – эффективный метод определения размера и внутренней структуры субатомных частиц, таких как протоны, нейтроны и ядра. Использование электронных пучков привело к быстрому прогрессу в понимании внутреннего состава частиц. Размер протона был впервые детально исследован в середине 1950-х годов Хофштадтером [1], а внутренняя кварковая структура была обнаружена в конце 1960-х [2]. Использование спин-поляризованных электронов и мишени позволило в 1980-х получить распределения импульсов и спиральностей кварков, что до сих пор является важной темой исследования [3]. Эти эксперименты требовали только инклюзивных измерений, то есть регистрировались и кинематически анализировались только частицы пучка, электроны или мюоны, рассеянные на мишени.

В последующие десятилетия стало понятно, что для более подробного понимания внутренней структуры нуклонов требуется анализ уже полностью эксклюзивных или полуинклюзивных процессов, и, следовательно, регистрация и кинематическая реконструкция дополнительных мезонов и барионов в конечном состоянии. Так как для барионной спектроскопии требуется измерение полного углового распределения, появилась необходимость в детекторах с большим угловым покрытием. С этими целями в 1990-х были сконструированы Ускорительный комплекс на непрерывных пучках электронов (CEBAF) [4] и детектор CLAS (CEBAF large acceptance spectrometer)[5].

Прорывы в теории КХД и открытие обобщенных партонных распределений (GPDs) позволили описывать структуру нуклона в 3-х измерениях: 2-х в координатном и 1-м импульсном пространствах. GPDs промеряются в эксклюзивных процессах с большой виртуальностью фотона, для таких процессов в эксперименте требуются высокие светимости порядка $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и достаточно высокие энергии пучка. Структуру нуклона в 3-х мерном импульсном пространстве промеряют в полуинклюзивных глубоко неупругих процессах (SIDIS). Научная программа CLAS12 очень широка [6] и включает в себя изучение структуры протона и нейтрона как в их основных состояниях, так и в их многочисленных возбужденных состояниях и в глубоко неупругой кинематике [7].

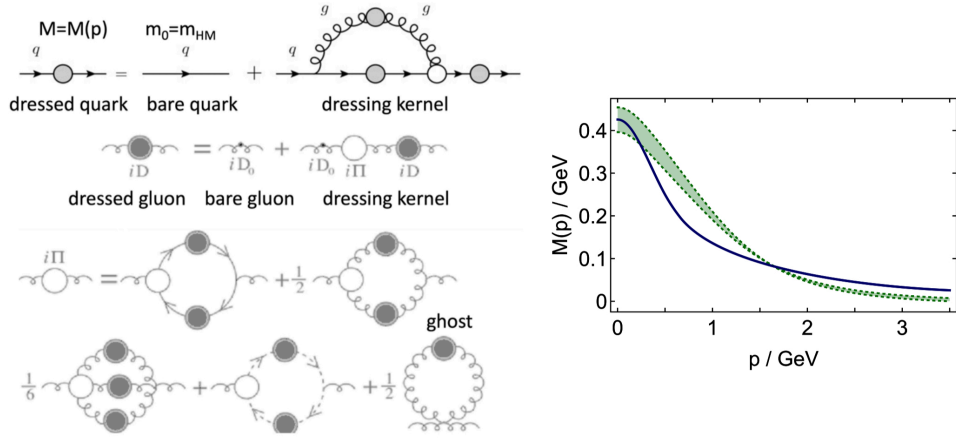


Рисунок 1 — Слева: механизмы, ответственные за одевание кварков и глюонов в рамках Continuum QCD. Справа: зависимость от импульса массы одетого кварка (зеленая область), рассчитанная из лагранжиана КХД, в сравнении с аппроксимацией феноменологической параметризации данных по адронным спектрам

Исследования в рамках подхода Дайсона-Швингера (Continuum QCD) продемонстрировали глубокое влияние процессов, ответственных за формирование доминирующей части адронной массы, на Q^2 -эволюцию амплитуд электровозбуждения N^* [20]. Элементарные кварки и калибровочные глюоны Стандартной Модели участвуют в процессах КХД, показанных на рис. 1 (слева) [11], которые приводят к «одеванию» кварков и глюонов и зависимости их массы от импульса. Импульсная зависимость массы одетого кварка для легких u - и d -кварков, рассчитанная в рамках Continuum QCD, показана на рис. 1 (справа) [12]. В области большой величины параметра кварк-глюонной связи (непертурбативный/сильный режим КХД, $\alpha_s > 0.3$), при малом импульсе кварка формируются одетые кварки массой 350–400 МэВ из почти безмассовых (несколько МэВ) «голых» кварков.

Доступ к массовой функции одетого кварка представляет собой одну из самых сложных задач для экспериментальной физики адронов. Конфайнмент кварков и глюонов делает невозможным прямое измерение массы одетых кварков. В процессах электровозбуждения N^* взаимодействие виртуального фотона с одетым кварком чувствительно к кварковому пропагатору и, следовательно, к бегущей массе кварка. Согласованные результаты по массовой функции одетого кварка из независимых исследований упругих формфакторов пиона и нуклона [13, 14] и из результатов по Q^2 -эволюции амплитуд электровозбуждения раз-

личных резонансов [15, 16] свидетельствуют о существовании одетых кварков с динамически генерируемой массой как основных структурных компонентов адронов и демонстрирует доступ к массовой функции одетого кварка почти модельно-независимым способом [17, 18]. Таким образом, изучение амплитуд электророждения N^* , а также структур пиона и нуклона в основном состоянии является центральным направлением исследований современной физики адронов, и цель которого – решение последних открытых вопросов Стандартной Модели о формировании доминирующей части видимой массы во Вселенной и природе конфайнмента.

0.1 Актуальность работы.

Изучение структуры возбужденных состояний нуклона (N^*) является важнейшим источником информации о динамике сильного взаимодействия в режиме непertурбативной КХД, формирующей возбужденные состояния нуклона с различными квантовыми числами и различной структуры [8, 9, 10].

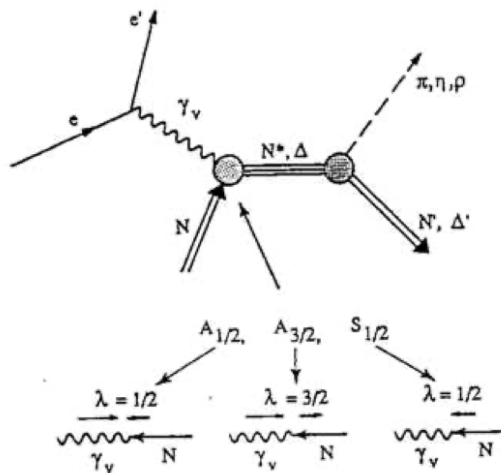


Рисунок 2 — Диаграммы, описывающие электровозбуждение и адронные распады N^* . Электромагнитные формфакторы $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$, $S_{1/2}(Q^2)$ являются амплитудами перехода между состоянием $\gamma_v p$ различной спиральности и N^* .

Цель настоящей работы – исследование реакции двухпионного электророждения. Эксклюзивный канал электророждения $\pi^+ \pi^- p$ на протонах является одним из основных источников информации об амплитудах электровозбуж-

дения N^* на протоне [8, 9, 22]. Большинство хорошо установленных нуклонных резонансов вносит значительный вклад в процессы фото- и электророждения конечного состояния $\pi^+\pi^-p$ на протонах. Низколежащие резонансы, кроме $N(1535)1/2^-$, распадаются по двухпионному каналу с вероятностью 30%, что позволяет извлечь резонансные амплитуды. Однако особый интерес изучение двухпионного канала представляет для извлечения резонансных амплитуд в третьей резонансной области, где резонансы $\Delta(1620)1/2^-$, $\Delta(1700)3/2^-$ и $N(1720)3/2^-$ распадаются по двухпионному каналу с вероятностью $> 50\%$. Практически все резонансы с массами от 1.6 до 1.75 ГэВ, кроме $N(1675)5/2^-$ и $N(1710)1/2^+$, дают значительный вклад в сечения $\pi^+\pi^-p$. В таблице 1 представлены нуклонные резонансы, для которых получены амплитуды электровозбуждения из анализа данных CLAS по эксклюзивным каналам электророждения мезонов на протонах в резонансной области. Успешное совместное описание данных по фото- и электророждению $\pi^+\pi^-p$ при различных величинах виртуальностей фотона с независимыми от Q^2 массами и ширинами адронных распадов резонансов расширит наши знания об адронных распадах этих состояний.

Согласно результатам кварковой модели по адронным распадам N^* [23, 24], исследования фото-/электророждения $\pi^+\pi^-p$ открывают возможности для поиска недостающих резонансов. Существование этих состояний предсказывается на основе приближенной SU(6)-симметрии сильного взаимодействия, характерного для режима сильной КХД. Поиск этих состояний долгое время был сложной задачей. Недавно был обнаружен новый $N'(1720)3/2^+$ резонанс в совместных исследованиях фото- и электророждения $\pi^+\pi^-p$ [25] в дополнение к нескольким новым недостающим резонансам, обнаруженным в глобальном многоканальном анализе фото- и адророждения мезонов [26].

Одним из основных направлений исследований резонансов на детекторе CLAS12 в области виртуальностей фотонов $Q^2 < 2.0 \text{ ГэВ}^2$ является поиск новых состояний адронной материи, т. н. гибридных барионов с одетыми глюонами как активной компонентой, наряду с тремя одетыми кварками. Такие состояния предсказываются в вычислениях спектра нуклонных резонансов из лагранжиана КХД в рамках расчетов на решетках (Lattice QCD) [29]. Исходя из предсказаний Lattice КХД гибридные барионы проявляют себя как дополнительные резонансы в N^* -спектре со спинами-четностями $J^P = 1/2^+$, $J^P = 3/2^+$

Эксклюзивные каналы реакции	Возбужденные состояния протона	Диапазон квадратов переданных импульсов Q^2 в реакции электророждения $\gamma_i p N^*$, ГэВ ²
$\pi^+ n, \pi^0$	$\Delta(1232)3/2^+$,	0.16–6.00
	$N(1440)1/2^+, N(1520)3/2^-, N(1535)1/2^-$	0.30–4.16
$\pi^+ n$	$N(1675)5/2^-, N(1680)5/2^+, N(1710)1/2^+$	1.60–4.50
ηp	$N(1535)1/2^-$	0.20–2.90
$\pi^+ \pi^- p$	$N(1440)1/2^+, N(1520)3/2^-$	0.25–1.50
	$\Delta(1620)1/2^-, N(1650)1/2^-, N(1680)5/2^+,$	0.50–1.50
	$\Delta(1700)3/2^-, N(1720)3/2^+, N'(1720)3/2^+$	

Таблица 1 — Нуклонные резонансы для которых получены амплитуды электровозбуждения из анализа данных CLAS по эксклюзивным каналам электророждения мезонов на протонах в резонансной области.

в области масс от 2.0 до 2.5 ГэВ, см. рис. 3. Поиск этих состояний будет выполнен в эксклюзивных каналах электророждения KY и $\pi^+ \pi^- p$ на протоне [29].

Наличие одетых глюонов как активной компоненты структуры N^* будет идентифицировано по Q^2 -эволюции их амплитуд электровозбуждения. Изучение всего спектра N^* в области $W < 3.0$ ГэВ из совместного анализа данных эксклюзивных каналов фото- и электророждения мезонов на нуклонах при $Q^2 < 2.0$ ГэВ² завершит поиск т. н. «недостающих» барионных состояний [21].

0.2 Цели работы.

- Разработать критерии отбора для эффективного выделения событий двухпионного электророждения,
- использовать симуляцию Монте-Карло для проверки качества введенных отборов,
- получить выходы реакции двухпионного электророждения из данных CLAS12 в двумерных ячейках по W, Q^2 .

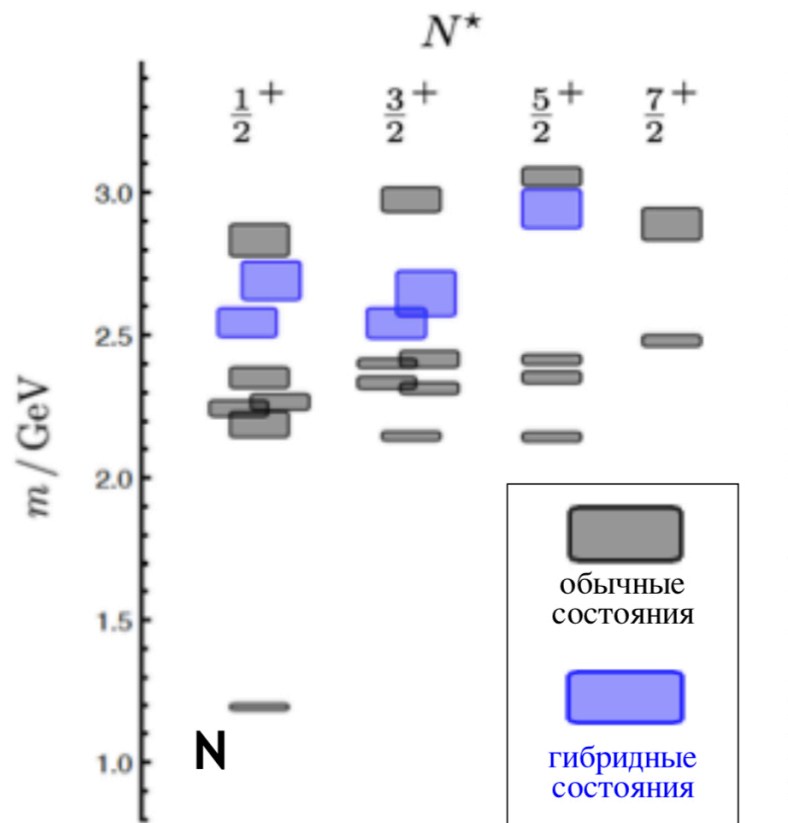


Рисунок 3 — Предсказанный спектр N^* из расчетов в рамках Lattice КХД в предположении массы пиона 400 МэВ.

Глава 1. Эксперимент. Детектор CLAS12 в Лаборатории Джефферсона

Изучение структуры протона до сих пор является актуальной задачей, открытыми вопросами физики адронов являются:

- Исследования кваркового конфайнмента – свойства кварков, не позволяющего наблюдать кварки в свободном состоянии.
- Изучение физики атомного ядра: какова роль кварков в структуре ядра и как они взаимодействуют с плотной ядерной средой.
- Проверка Стандартной Модели.
- Фундаментальная структура протонов и нейтронов – детальное изучение распределений кварков и импульса в пространстве, получение картины внутренних структур протонов и нейтронов.

Всеми этими фундаментальными вопросами занимается Лаборатория Джефферсона (Jefferson Lab, JLab), расположенная в городе Ньюпорт-Ньюс, штат Виргиния.

1.1 Электронный ускоритель CEBAF

Ускорительный комплекс состоит из источника поляризованных электронов и электронного ускорителя, выполненного в виде двух параллельно стоящих ускоряющих структур длиной 1.4 км и соединяющих их арок. Ускоритель расположен в туннеле примерно в 8 метрах под землей. Туннель овальной формы имеет около 4 метров в ширину и 3 метра в высоту. Его бетонные стены, пол и потолок имеют толщину около полуметра.

В инжекторе для создания электронного пучка лазером освещают пластину размером с почтовую марку, изготовленную из арсенида галлия. За счёт фотоэффекта из пластины вылетают электроны, которые затем электромагниты формируют в квазинепрерывный пучок толщиной с человеческий волос. Пучок состоит из электронов, сгруппированных в последовательность из отдельных коротких сгустков (длительностью менее 1 пс) примерно по миллиону в каж-

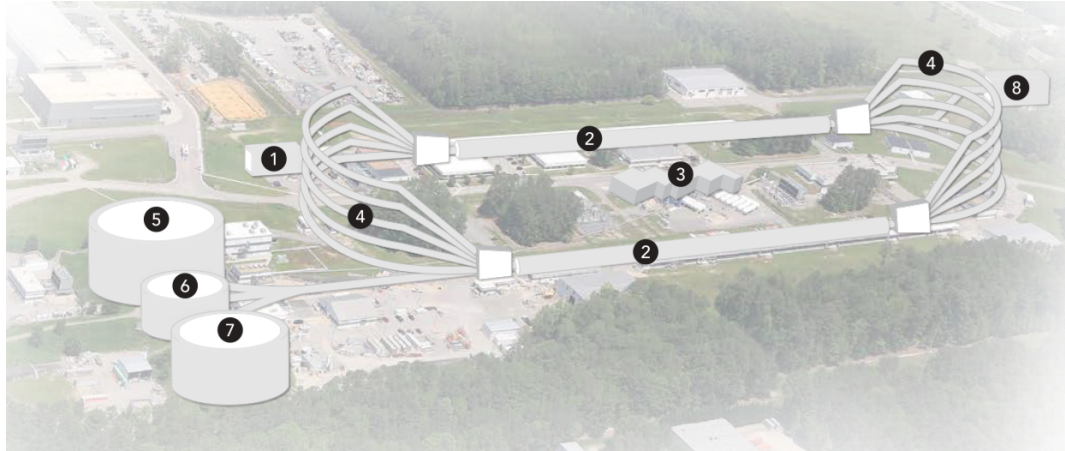


Рисунок 1.1 — План ускорительного комплекса JLab. 1. Инжектор. Создаёт электронные пучки для экспериментов. 2. Линейный ускоритель. Прямолинейные участки СЕВАФ, каждый участок оснащён 25 ускоряющими секциями, криомодулями. Электроны проходят до 5.5 раз через оба линейных ускорителя. 3. Центральная холодильная установка (Central Helium Liquefier or CHL). Сохраняет гелий в сжиженном состоянии для поддержания ускоряющих полостей в криомодулях при $\sim 2K$. 4. Рециркуляционные магниты. Квадрупольные и дипольные магниты в туннеле фокусируют и направляют пучок, проходящий через каждую дугу. 5. Экспериментальный зал А. Зал А оснащён двумя спектрометрами высокого разрешения для точных измерений внутренней структуры ядер путем электронного рассеяния. 6. Экспериментальный зал В. CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS12) окружает мишень, позволяя исследователям одновременно измерять множество различных реакций в широком диапазоне углов. 7. Экспериментальный зал С. The Super High Momentum Spectrometer (SHMS) and the High Momentum Spectrometer (HMS) обеспечивают точные измерения внутренней структуры протонов и ядер при высокой энергии пучка и при большом потоке. 8. Экспериментальный зал D. Детектор зала D с большим угловым покрытием расположен в новом экспериментальном зале в северо-восточном углу ускорителя СЕВАФ и служит для проведения экспериментов на фотонных пучках.

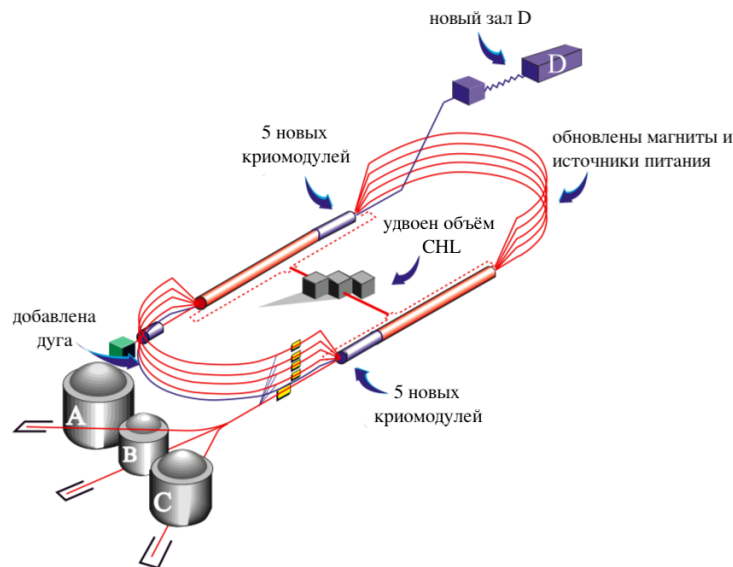


Рисунок 1.2 — Модификация CEBAF 12 ГэВ.

дом. Более 80% электронов поляризованы, т.е. имеют выделенное направление спина.

Затем электроны ускоряются до более высоких энергий, проходя по центру двух линейных ускорителей в прямых участках CEBAF. Электроны могут циркулировать по прямым участкам машины до 5.5 раз. Магниты в дугах ускорителя направляют и фокусируют электронные пучки. За обход пучок прибавляет к энергии до 2.2 ГэВ, и как только электроны достигают необходимой энергии, они направляются в один из четырех экспериментальных залов лаборатории. CEBAF способен доставлять пучки электронов для экспериментов в три экспериментальных зала одновременно: с энергией до 11.5 ГэВ в залы А, В и С (4 цикла) и до 12 ГэВ в зал D (4.5 цикла). В залы А, В и С могут одновременно поступать пучки разных энергий и разных токов от 1 нА до 100 мкА. В рециркуляционных дугах электроны перемещаются в 5 независимых рукавов с различными энергиями. Непрерывный электронный пучок обеспечивает «чистый» сигнал и очень высокую частоту столкновений, при этом взаимодействия достаточны отделены по времени для проведения полного анализа.

Ускоритель лаборатории Джефферсона использует технологию сверхпроводящих высокочастотных резонаторов (superconducting radiofrequency, SRF) для эффективного ускорения электронов. Лаборатория Джефферсона была первым в мире объектом, успешно внедрившим технологии SRF в промышленных масштабах. Резонаторы представляют из себя полости, установленные в криомодулях и изготовленные из ниобия. Криомодуль играет роль калоримет-

ра, в то время как полости погружены в жидкий гелий и охлаждены до 1.9K . В этих условиях ниобий становится сверхпроводником, что позволяет минимизировать тепловые потери. В полостях поддерживаются стоячие электромагнитные СВЧ волны, которые настраивают таким образом, чтобы электроны, попадающие последовательно внутрь каждой полости, ускорились.

Для 12-ти ГэВной программы было добавлено по 5 ускоряющих криомодулей в оба линейных ускорителя с в 4 раза более высокими градиентами, чем во время работы CEBAF при 6 ГэВ.

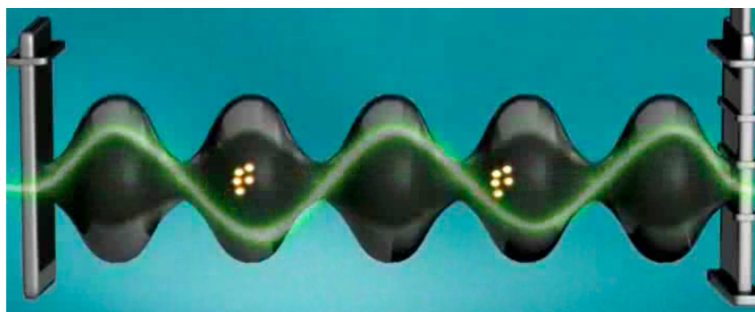


Рисунок 1.3 — Полости из ниобия.

1.2 Зал В. Детектор CLAS12

Зал В посвящен электророждению мезонов на линейно поляризованных пучках. С 1995 по 2012 год в основе физической программы в Зале В использовался детектор частиц CLAS. Система была разработана для работы с пучками электронов или фотонов с энергией до 6 ГэВ и охватывала почти весь угловой диапазон области взаимодействия пучок-мишень. Подсистемы детектора в совокупности позволяли полностью реконструировать и характеризовать ядерные реакции с несколькими частицами в конечном состоянии.

Основные исследовательские программы Зала В включали эксперименты по измерению спектра возбужденных состояний нуклона, для изучения структуры ядра и кваркового конфайнмента, трехмерной картины структуры кварков в нуклоне и нуклон-нуклонных взаимодействий в веществе.

Детектор CLAS позволял изучать эксклюзивные реакции в диапазоне до 5 ГэВ^2 по Q^2 и до 3 ГэВ по W . Большинство экспериментов проведено с неполяризованной жидководородной мишенью и продольно поляризованным элек-

тронным пучком. Эти данные составили основную часть доступной мировой информации о каналах электророждения πN , ηp , $K\Lambda$, $K\Sigma$ и $\pi^+\pi^-p$ в резонансной области ($W < 2.6$ ГэВ) с практически полным охватом фазового пространства. На основе анализа экспериментальных данных CLAS, которые хранятся в базе данных CLAS [19], были посчитаны около 200 тыс. дифференциальных сечений, структурных функций и других наблюдаемых. База данных продолжает пополняться по мере завершения дополнительных анализов.

В период с 2012 по 2017 год в лаборатории Джефферсона была проведена модернизация установки, которая удвоила максимальную энергию электронного пучка с 6 ГэВ до 12 ГэВ, а детектор CLAS был заменён новым спектрометром CLAS12.

Спектрометр CLAS12 (рис. 1.4) был разработан с теми же принципами и возможностями, что и оригинальный спектрометр CLAS, но с двумя новыми сверхпроводящими магнитами (тороидом и соленоидом) и новыми детекторами, позволяющими изучать ядерные реакции с электронными пучками при энергиях до 11 ГэВ (максимум для зала В). Новый спектрометр CLAS12 позволяет регистрировать как заряженные, так и нейтральные частицы, рожденные во взаимодействиях пучка с различными ядерными мишенями. Как и в случае с CLAS, детектор CLAS12 покрывает почти весь угловой диапазон области взаимодействия пучка и мишени. Кинематический диапазон расширен до 9 ГэВ² по Q^2 .

Реконструкция траекторий с использованием дрейфовых камер при полярных углах до 35° осуществляется со средним разрешением по импульсу $\sigma_p/p \approx 0.7\%$. При больших полярных углах, где, как правило, импульс частиц ниже 1 ГэВ, среднее разрешение $\sigma_p/p \approx 3\%$ [7]. Черенковские счетчики, время-пролетные системы и калориметры обеспечивают хорошую идентификацию для электронов, заряженных пионов, каонов и протонов. Высокая частота срабатывания и сбора данных позволяют проводить продолжительные эксперименты при светимостях в 10^{35} см⁻²с⁻¹. Подробные характеристики установки описаны в [33].

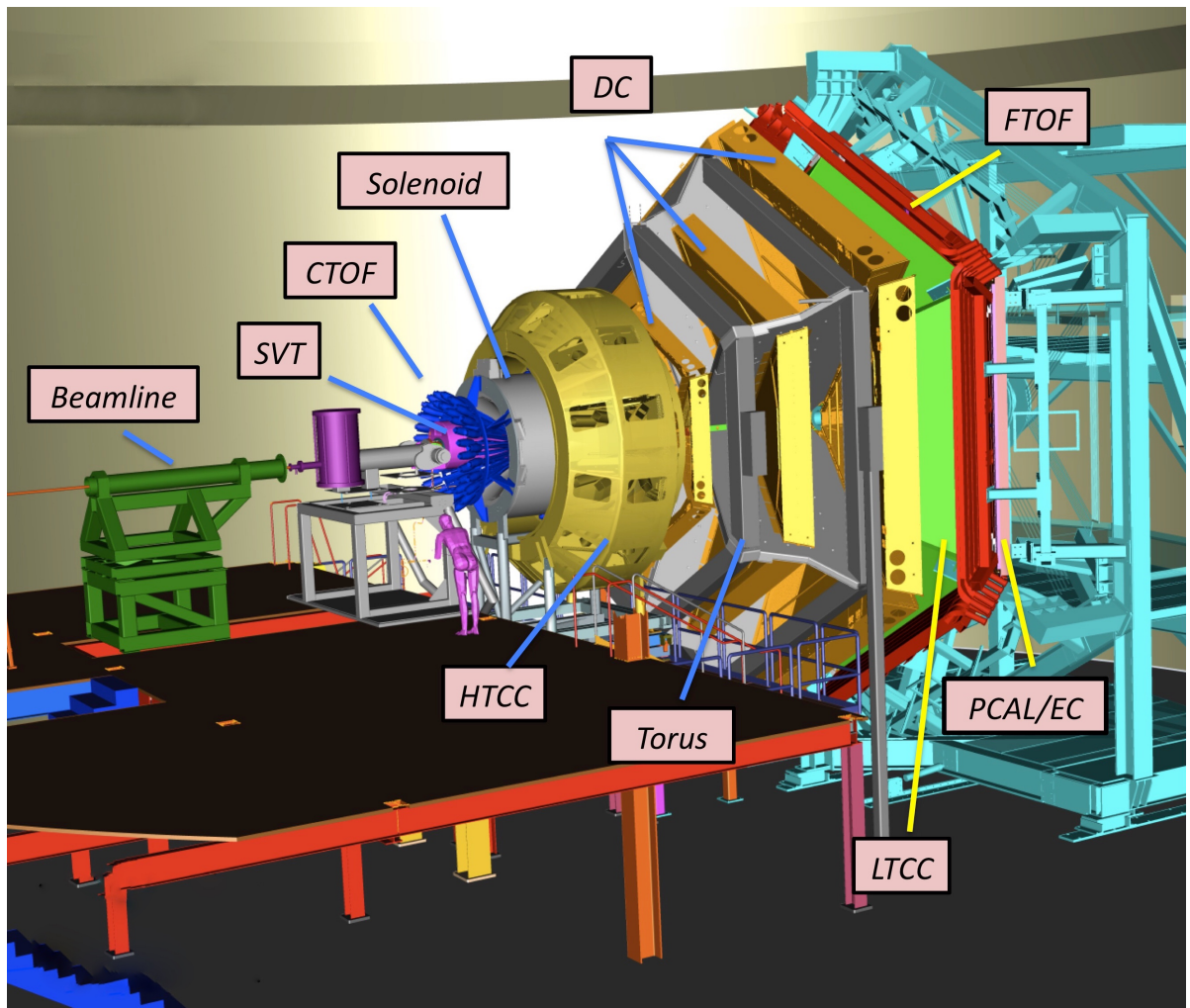


Рисунок 1.4 — Устройство CLAS12 [31].

1.3 Сверхпроводящие магниты



Рисунок 1.5 — Системы магнитов CLAS12 [32]. Слева: полностью собранный соленоидный магнит. Справа: тороидальный магнит.

CLAS12 имеет два сверхпроводящих магнита (рис. 1.5): соленоид 5 Тл и магнит-тороид с 6 катушками с пиковым полем 3.58 Тл. Два магнита обеспечивают анализ заряженных частиц в диапазоне больших углов и малых углов соответственно. Магниты разнесены примерно на 1.5 м, и их поля частично перекрываются (см. 1.6).

Такая конфигурация обусловлена целью измерять заряженные частицы с большими передними импульсами с хорошим разрешением при работе с высокой светимостью. Для этой цели также нужна эффективная изоляция системы детекторов от электронов низких энергий, получающихся рассеянием пучка на электронах мишени. Подавляющее большинство этих электронов не могут достичь чувствительных детекторов, так как они закручиваются в сильном продольном магнитном поле, а затем направляются в изоляционную трубу, где сбрасывают свою энергию.

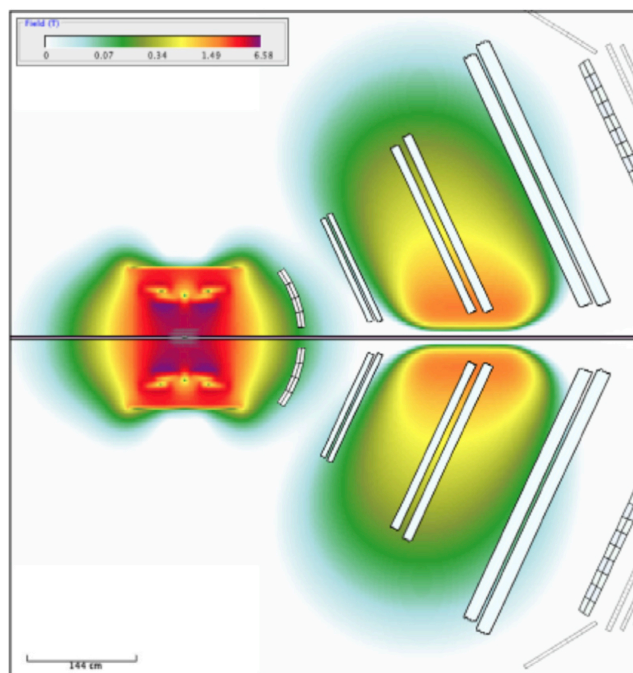


Рисунок 1.6 — Суммарное магнитное поле от соленоида и тороида при полном токе [31]. Прямоугольниками показаны расположение и размеры активных элементов детектора.

Подсистемы CLAS12 делятся на две большие группы: подсистемы центрального детектора (CD) относятся к соленоиду, а подсистемы переднего детектора (FD) – к тороиду.

1.3.1 Тороид

Тороидальный магнит составлен из 6-ти азимутально симметричных катушек и имеет геометрическое покрытие от 5° до 40° по полярному углу. Шесть катушек установлены на центральном охлажденном цилиндре из нержавеющей стали, который также обеспечивает геометрическое выравнивание катушек (см. рис. 1.7).

Доступный азимутальный угол зависит от полярного и простирается от 50% от 2π при 5° до около от 90% от 2π при 40° . Магнит имеет теплозащитные экраны, охлажденные жидким N_2 .

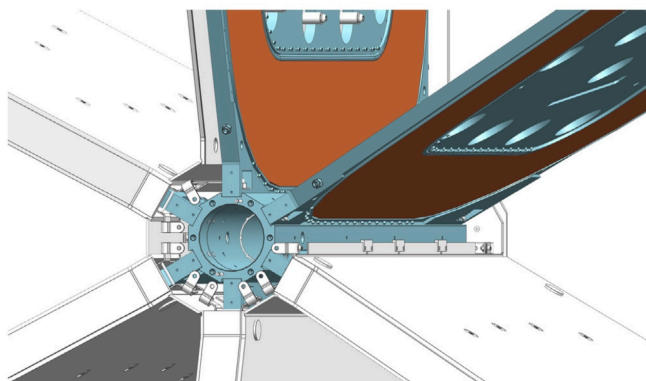


Рисунок 1.7 — Шесть катушек тороида установлены на холодном центральном цилиндре из нержавеющей стали [7]. Коричневые области указывают на расположение сверхпроводящих катушек, окруженных криостатом и вакуумной оболочкой.

1.3.2 Соленоид

Соленоид – само-экранированный сверхпроводящий магнит, создающий поле преимущественно в направлении пучка. Конструкция обусловлена требованиями к магнитному полю отслеживать частицы на больших углах, обеспечивать однородное поле в центре магнита для работы с поляризованными мишенями.

Магнит состоит из 4-х цилиндрических катушек, расположенных на двух разных радиальных расстояниях от линии пучка. Пятая катушка расположена снаружи 4-х внутренних катушек и генерирует магнитное поле в противоположном направлении и, таким образом, действует как активный магнитный экран (см. рис. 1.8). Число витков в 4-х основных катушках составляет 3704 ($2 \times 840 + 2 \times 1012$), а в экранирующей катушке – 1392. Магнит работает на номинальном токе 2416 А. При полном токе соленоид создает в центре поле 5 Тл.

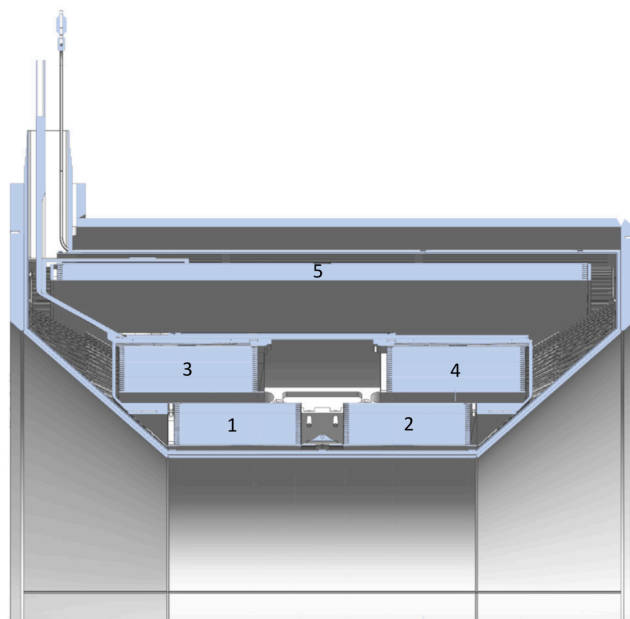


Рисунок 1.8 — Вид в разрезе на катушки соленоида с четырьмя основными катушками внутри и экранирующей катушкой (5) снаружи [7]. Экранирующая катушка нейтрализует поле для чувствительных к магнитному полю фотоумножителей, которые расположены недалеко от магнитного криостата (не показано). Номинальное поле в центре магнита составляет 5 Тл.

1.4 Центральный детектор CLAS12 (CD)

Частицы, рассеянные на мишени на полярные углы в диапазоне от 35° до 125° , регистрируются в центральном детекторе с собственной системой идентификации частиц и трекерами. Заряженные частицы отслеживаются в центральном вершинном трекере (CVT) и регистрируются в центральном времяпролетном детекторе (CTOF) с полным покрытием 360° по азимутальному углу. Обнаружение нейтронов осуществляется центральным нейтронным детектором (CND), расположенным снаружи CVT и CTOF.

1.4.1 Центральный вершинный трекер (CVT)

Система CVT (рис. 1.9) является частью центрального детектора и используется для измерения импульса и определения вершин заряженных частиц, вы-

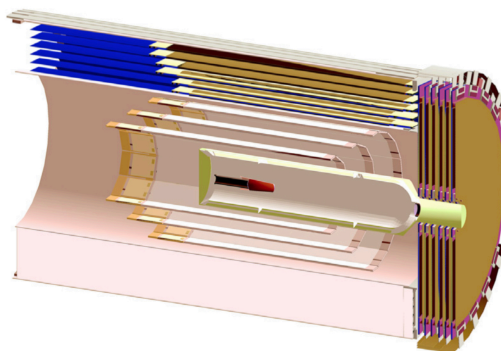


Рисунок 1.9 — Схема центрального вершинного трекера, показывающая (изнутри) ячейку с мишенью и вакуумную камеру, 3 двойных слоя SVT, за которыми следуют 6 слоев ВМТ. Пучок входит слева. Шесть слоев FMT на правом торце.

летевших из мишени внутри соленоида. Она состоит из двух отдельных детекторов, силиконового вершинного трекера (SVT) и баррель-трекера Micromegas (ВМТ, Barrel Micromegas Tracker), см. рис. 1.9. Система SVT включает в себя 4 подсистемы с 10, 14, 18 и 24 секторами двухсторонних модулей из кремниевых датчиков, оборудованных цифровыми считывателями с частотой считывания 156 мкм и полным числом считывающих каналов 21 504.

ВМТ имеет 15 000 считывающих элементов и 3-ех слоев круговых считывающих стрипов вокруг линии пучка. ВМТ значительно улучшает разрешение по импульсу и эффективность трекинга. Каждый слой обладает покрытием в 120° по азимутальному углу. Система разработана для работы при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и имеет импульсное разрешение $\sim 5\%$ для частиц с энергией 1 ГэВ, вылетающих из мишени при $\theta = 90^\circ$.

Еще один компонент CVT – передний трекер Micromegas (FMT), состоящий из 6-ти слоев с 6000 считывающими элементами и покрывающий диапазон от 5° до 35° по полярному углу. FMT улучшает реконструкцию вершин для заряженных частиц, рассеянных вперед. Полностью собранный CVT, включая FMT, показан на рис. 1.10.

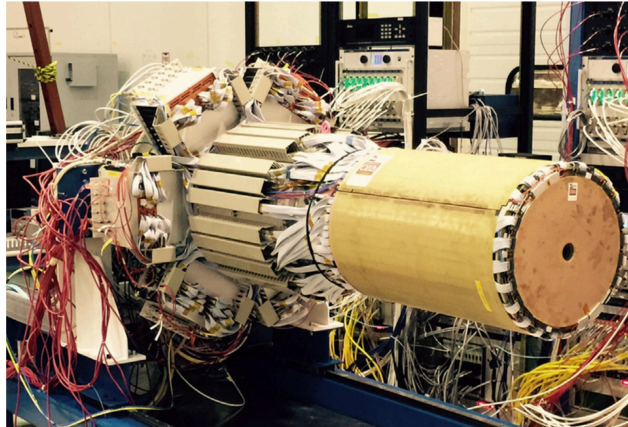


Рисунок 1.10 — Полностью собранный CVT с SVT, VMT и FMT. VMT и FMT показаны снаружи. FMT имеет круглое отверстие в центре для прохождения электронного пучка.

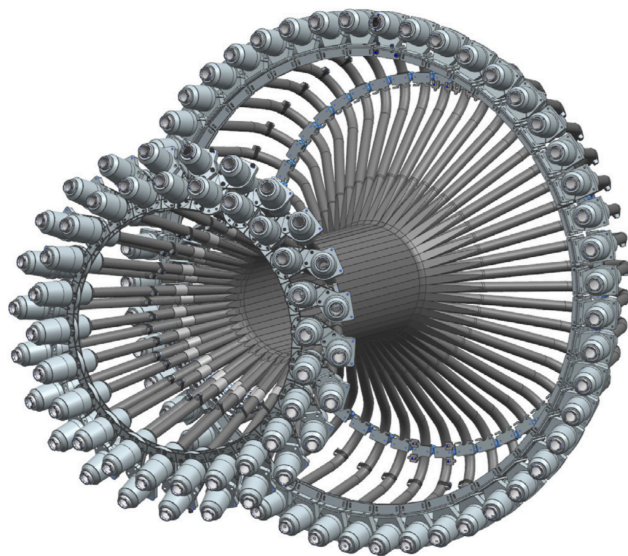


Рисунок 1.11 — Центральная времяпролетная система (Central Time-of-Flight, CTOF).

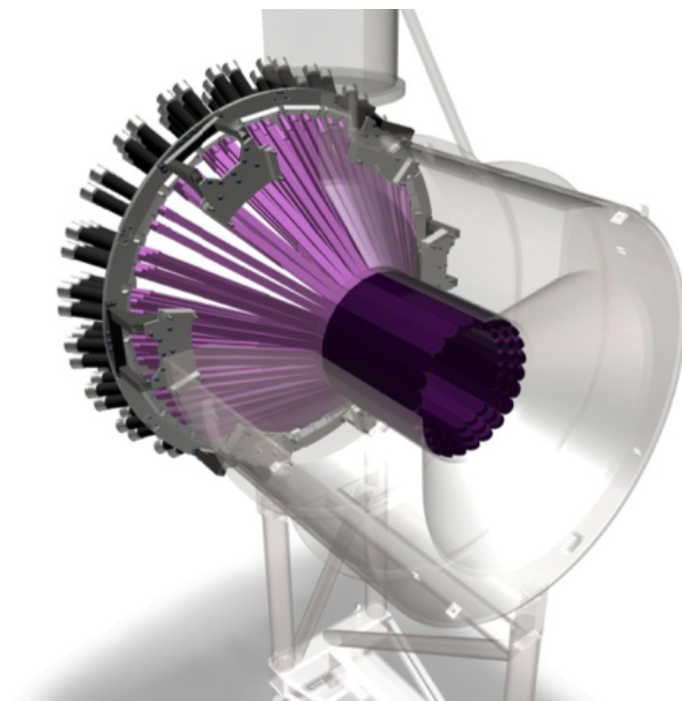


Рисунок 1.12 — Центральный нейтронный детектор (CND).

1.4.2 Центральная времяпролетная система (СТОФ)

Система СТОФ в CLAS12 (рис. 1.11) является частью центрального детектора и служит для идентификации заряженных частиц путём измерения времён их пролета (TOF) в диапазоне по импульсу от 0.3 до ~ 1.25 ГэВ/с. Система СТОФ включает в себя 48 пластиковых сцинтилляторов с фотоумножителями (ФЭУ) с двусторонним считыванием через фокусирующие верхние и нижние световоды. 48 сцинтилляторов вместе образуют герметичный столб внутри соленоида вокруг мишени и CVT. Система СТОФ имеет временное разрешение 65 пс для идентификации заряженных частиц в центральном детекторе.

1.4.3 Центральный нейтронный детектор (CND)

Регистрация нейтронов отдачи в глубоко-виртуальном комптоновском рассеянии на нейтронах и в других эксклюзивных реакциях электророждения на дейтериевых мишенях - один из необходимых шагов на пути к полному пониманию структуры нуклонов в терминах обобщенных партонных распределений.

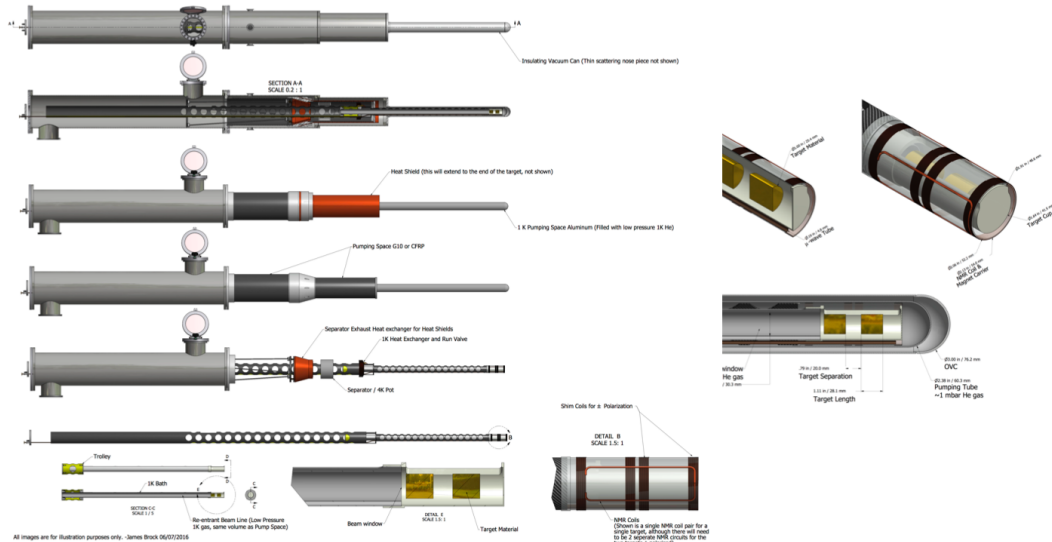


Рисунок 1.13 — Продольно поляризованная мишень.

Для этой задачи центральный детектор CLAS12 оснащен нейтронным детектором (рис. 1.12), размещенным с внешней стороны от СТОФ. Он позволяет регистрировать нейтроны с импульсами от 0.2 до 1 ГэВ/с, идентифицируя их путем измерения времени полета и энергии, оставленной в слоях сцинтиллятора. Центральный нейтронный детектор (CND) состоит из трех слоев сцинтилляционных пластинок (48 пластинок на слой), соединенных по двое полукруглыми световодами и считываемых фотоумножителями, расположенными за пределами области с сильным магнитным полем и соединенными с изогнутыми световодами длиной 1 м.

1.4.4 Экспериментальные мишени

Наиболее распространенными материалами мишени являются жидкий водород и жидкий дейтерий. Также используются твердые ядерные мишени различных видов от ^{12}C до ^{208}Pb .

Обширная научная программа CLAS12 требует использования спин-поляризованных протонов и нейтронов. Водород или дейтерий поляризуются микроволнами, что вызывает электронно-спиновые переходы в молекулах, таких как NH_3 и ND_3 (рис. 1.13). В этом процессе достигается высокая поляризация до 90% для свободных протонов и более 50% в нейтронах атомов дейтерия, изме-

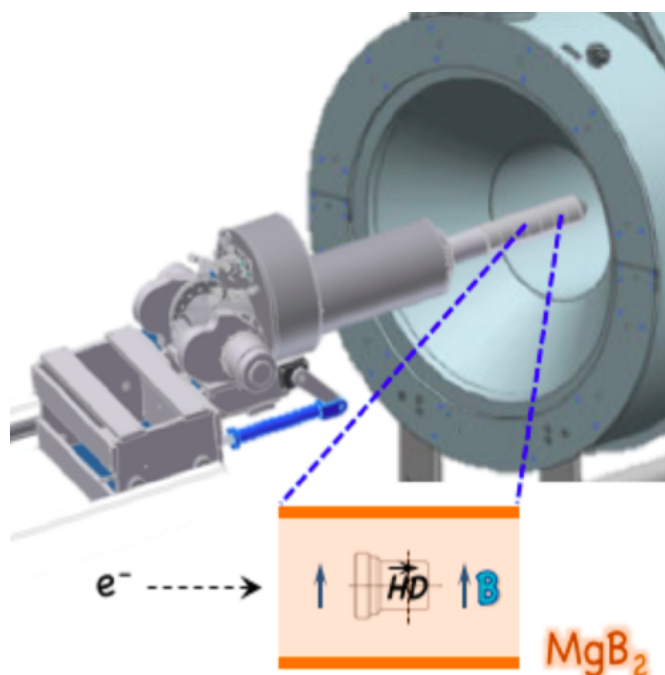


Рисунок 1.14 — Поперечно поляризованная водородная мишень.

ряемая методом ЯМР. Для достижения высокого уровня поляризации в центре соленоидального магнита создается однородное магнитное поле величиной 5 Тл, $\Delta B/B_0 \leq 10^{-3}$, в цилиндрической области диаметра 2.5 см и $\Delta z = 4$ см вдоль линии пучка. Область вблизи мишени имеет дополнительные коррекционные катушки для достижения в 10 раз лучшей однородности, необходимой для поляризации ядер дейтерия в ND_3 . Образец охлаждается примерно до 1 К с помощью мощного испарительного холодильника на ^4He . Мишень разработана для работы с токами электронного пучка до 30 нА.

Также используются другие материалы, такие как поляризованный HD, с осью поляризации, ориентированной в поперечном направлении к электронному пучку (поперечно поляризованная, рис. 1.14).

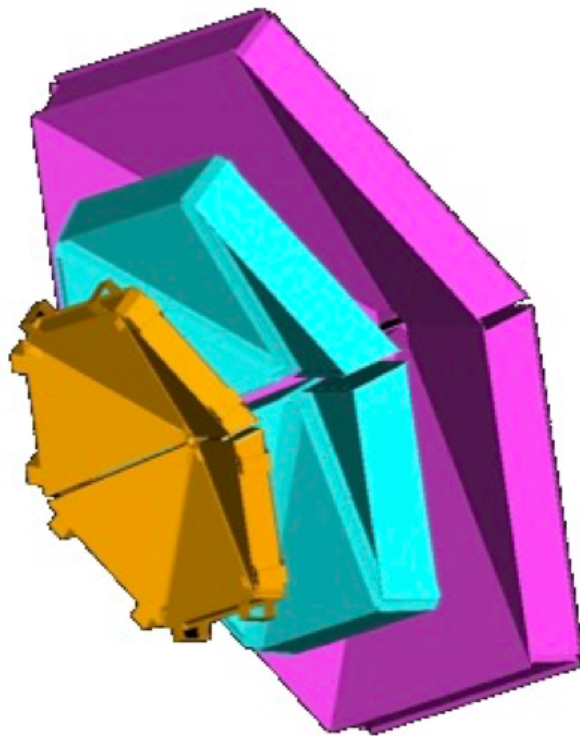


Рисунок 1.15 — Дрейфовые камеры (DC). Желтым, бирюзовым и розовым обозначены камеры, расположенные соответственно в областях R1, R2 и R3. Камеры R1 расположены у входа в область магнитного поля тороида, камеры R2 расположены внутри, где магнитное поле тороида близко к максимуму, а камеры R3 размещены в области с низким уровнем магнитного поля.

1.5 Передний детектор CLAS12 (FD)

1.5.1 Дрейфовые камеры (DC)

Шесть катушек тороидального магнита механически поддерживают переднюю систему трекинга, которая состоит из 3-х (3 области, R1, R2, R3) независимых дрейфовых камер (DC) в каждом из 6-ти секторов тороидального магнита (рис. 1.15).

Система DC включает 18 проволочных камер; всего 24 192 сенсорных провода, что обеспечивает пространственное разрешение $\sim 250 - 350$ мкм для высокого разрешения по импульсу. Камеры заполнены специальным газом – смесью аргона и диоксида углерода. Провода работают при высоком напряжении, некоторые при положительном напряжении, а некоторые при отрицательном. Когда заряженная частица проходит близко к атомам газа, она может выбить электроны из атома, оставляя за собой след электронов. Эти электроны собираются на проволоках и создают импульс тока, который усиливается и записывается компьютером. Зная, от каких проволок пришел импульс, можно определить трек частицы. Если измерять времена сигналов, можно оценить, как далеко от проволоки прошла частица.

1.5.2 Идентификация частиц

Черенковские счетчики, времяпролетные детекторы и электромагнитные калориметры обеспечивают идентификацию частиц и измерение энергии электронов, фотонов и нейтронов высоких энергий.

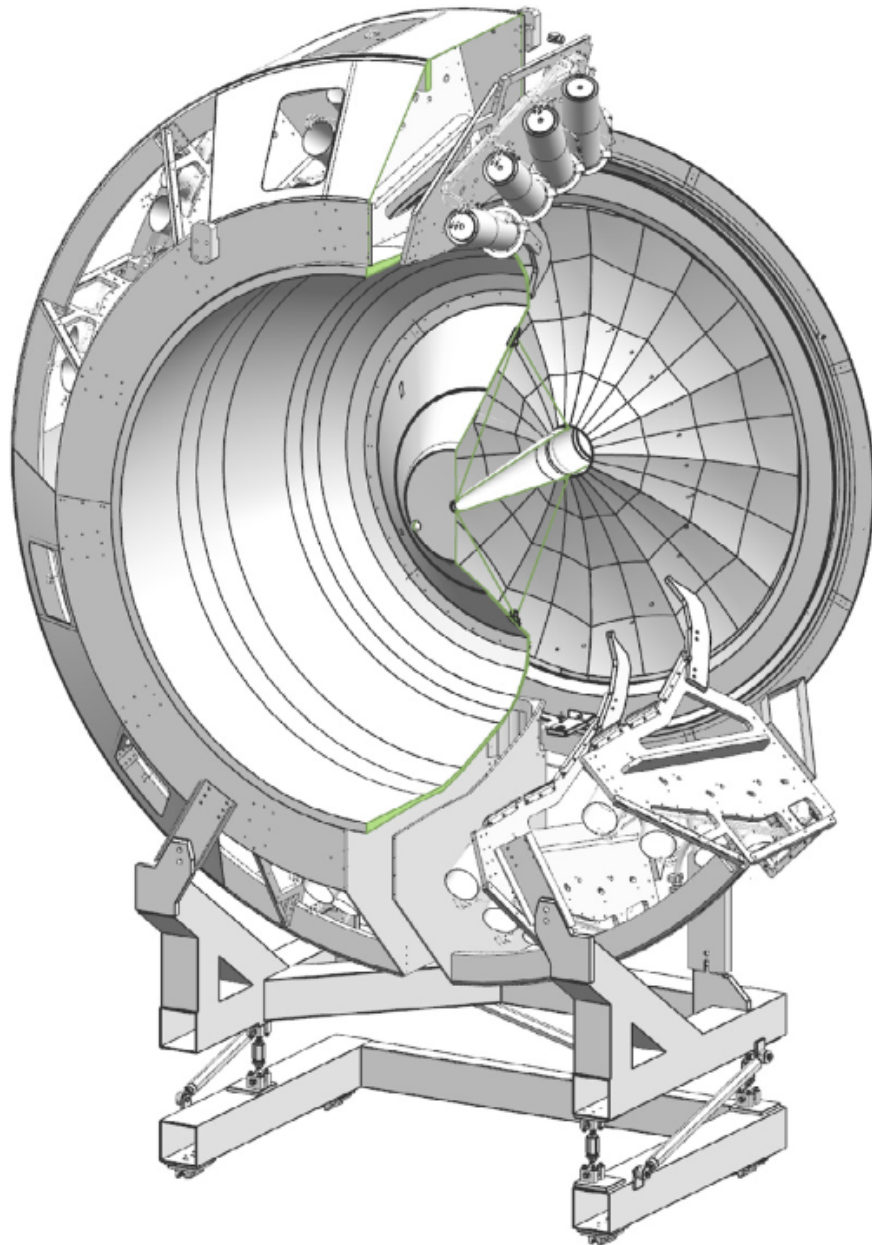


Рисунок 1.16 — Вид детектора НТСС в разрезе. Диаметр около 4.5 м. ФЭУ установлены в 12 секторах группами по 4 на внешнем периметре.

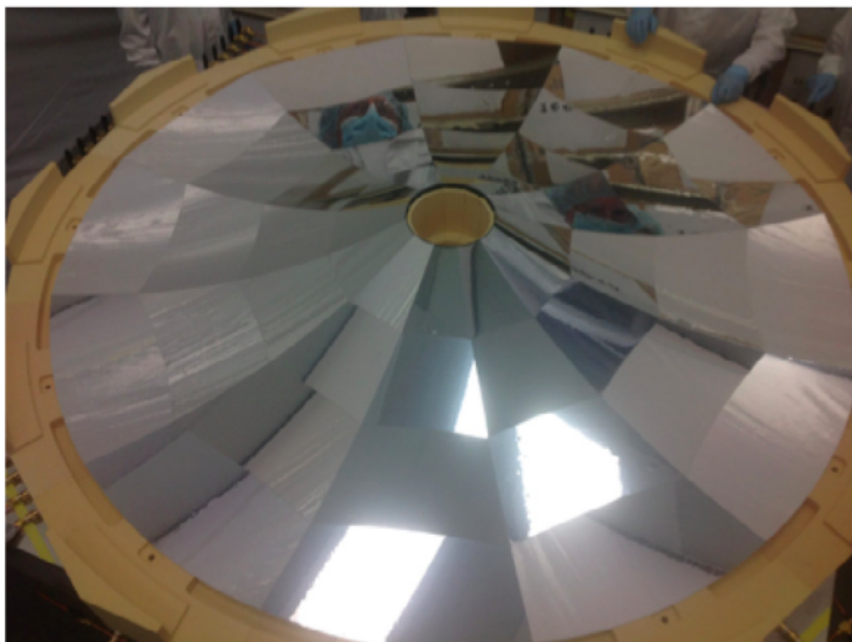


Рисунок 1.17 — Мультифокальное зеркало НТСС с 48 зеркальными гранями, каждая из которых отражает черенковский свет на отдельный ФЭУ. Зеркало имеет диаметр около 2.4 м.

1.5.3 Высокопороговый Черенковский счетчик (НТСС)

Основная задача НТСС – отделение электронов (позитронов) с импульсами ниже 4.9 ГэВ/с от заряженных пионов, каонов и протонов. НТСС также используется в качестве триггера для рассеянных электронов. НТСС и электромагнитные калориметры вместе позволяют определять энергию электрона. Детектор имеет полное покрытие 360° по азимутальному углу и покрытие в диапазоне от 5° до 35° по полярному углу без слепых зон. Детектор расположен между соленоидом и тороидом, перед системой DC.

Среда НТСС представляет собой газ CO_2 при комнатной температуре и атмосферном давлении. Чтобы излучать черенковский свет в этом газе, скорость частицы должна быть хотя бы 99.96% от скорости света. Все электроны в CLAS12 излучают черенковский свет в НТСС. Порог излучения черенковского света для электрона – 15 МэВ/с, пиона – 4.9 ГэВ/с. При более высоких энергиях калориметрическая система CLAS12 может различать пионы и электроны благодаря различным сигнальным характеристикам электронов и пионов.

НТСС представляет собой цельную конструкцию, а его основным компонентом является мультифокальное зеркало (рис. 1.17), состоящее из 48 эл-

липсоидальных граней, фокусирующих черенковский свет на 48 ФЭУ, ФЭУ окружены многослойным магнитным экраном с активными компенсационными катушками.

Чтобы свести к минимуму множественное рассеяние на материале НТСС и ограничить его влияние на импульс заряженных частиц, в системе НТСС используются опорные конструкции из композитного материала низкой плотности. В самом детекторе плотность материала, через который проходят заряженные частицы, составляет 135 м/см^2 .

1.5.4 Низкопороговый Черенковский счетчик (ЛТСС)

Система ЛТСС (рис. 1.18) является частью переднего детектора CLAS12 и используется для регистрации заряженных пионов с импульсами выше 3.5 ГэВ/с . Система ЛТСС состоит из блоков в форме усеченных пирамид. Четыре из шести секторов CLAS12 оснащены одним блоком ЛТСС. Блоки заполнены газом C_4F_{10} , что позволяет различать пионы и каоны в диапазоне импульсов пионов от 3.5 до 9 ГэВ/с . Каждый блок содержит: 108 легких зеркал; 36 конусов Уинстона; 36 ФЭУ; 36 магнитных экранов.

1.5.5 Передняя времяпролетная система (ФТОФ)

Система ФТОФ (рис. 1.19) – часть переднего детектора и используется для измерения времени пролета заряженных частиц. Система ФТОФ включает 6 секторов с пластиковыми сцинтилляторами с двусторонним считыванием ФЭУ. Каждый сектор имеет три набора счетчиков (панель 1a – 23 счетчика, панель 1b – 62 счетчика, панель 2 – 5 счетчиков). Система ФТОФ должна обладать отличным временным разрешением для идентификации частиц и хорошей сегментацией для гибких вариантов срабатывания.

Детектор покрывает диапазон от 5° до 45° по полярному углу θ и от 50% от 2π по ϕ для $\theta = 5^\circ$ до 90% от 2π для $\theta = 45^\circ$. Длина счетчиков варьируется

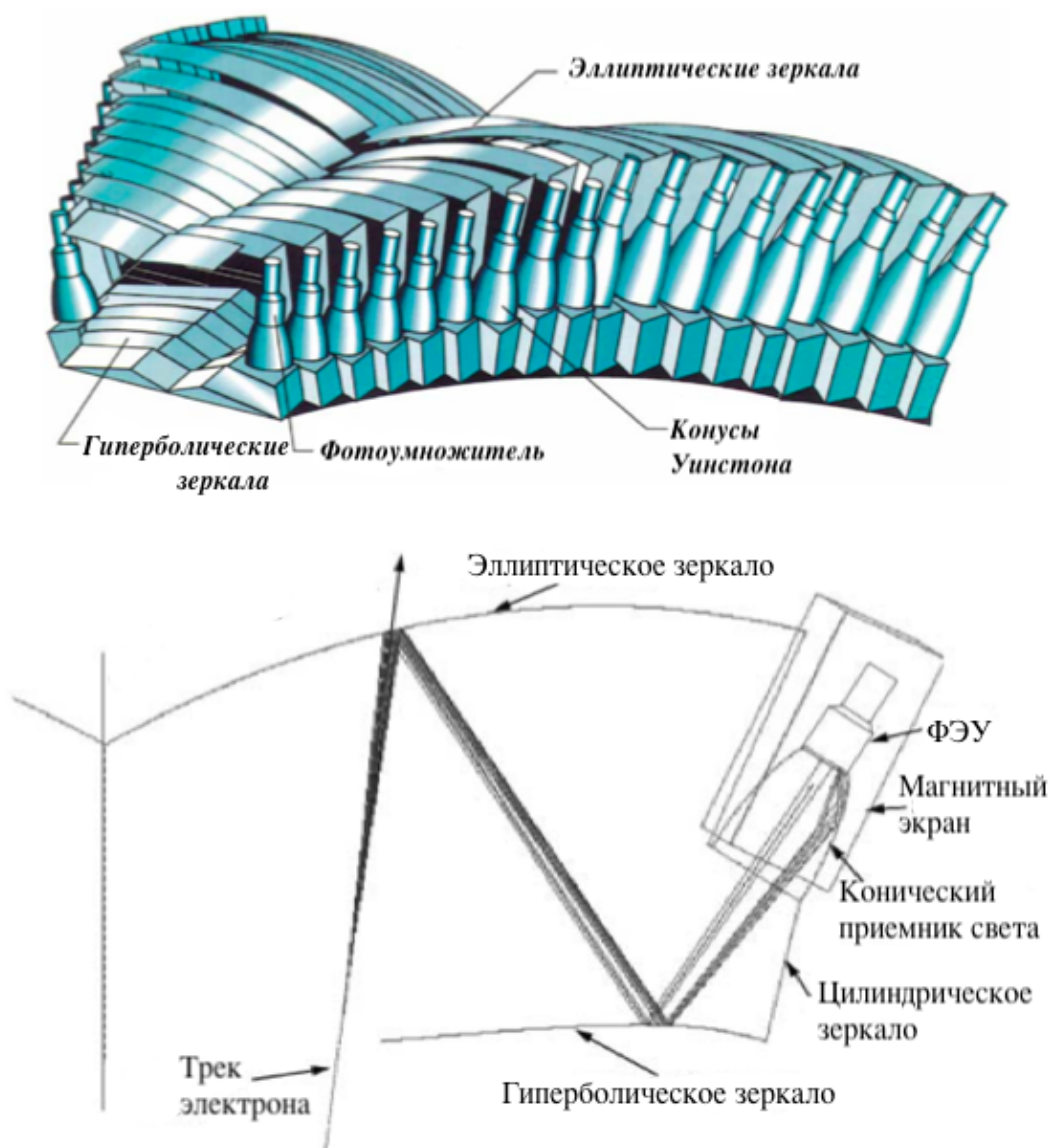


Рисунок 1.18 — Вид системы оптических зеркал в одном из секторов ЛТСС.

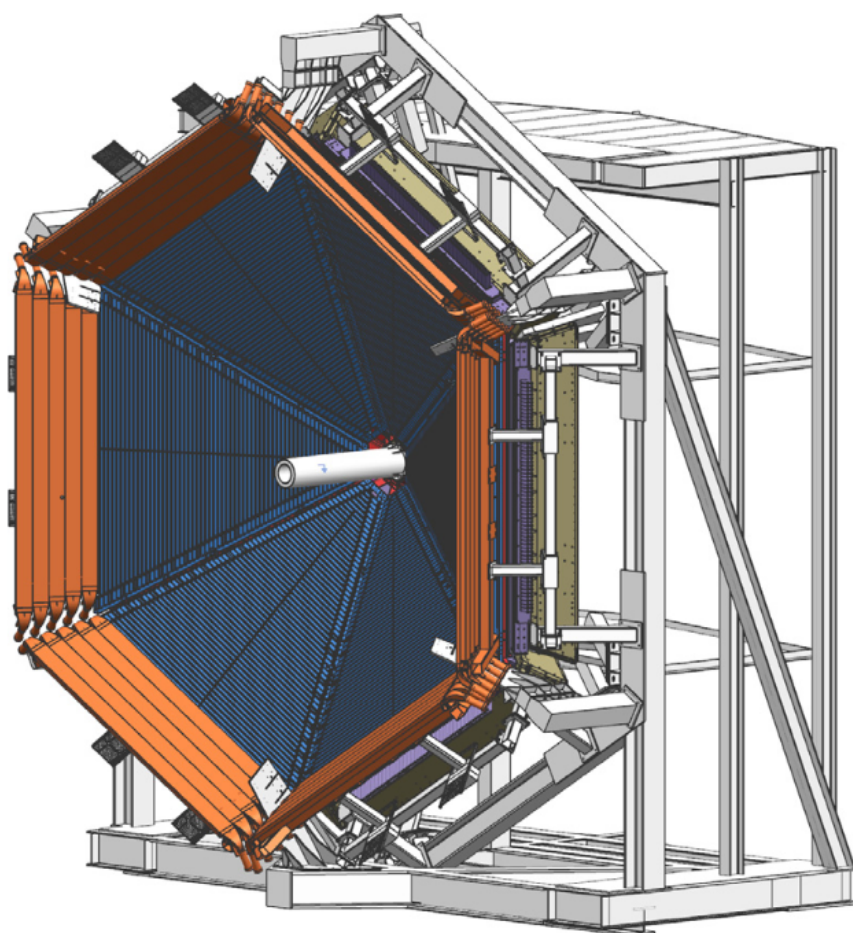


Рисунок 1.19 — 3D-модель системы FTOF, показаны счетчики панели 1b внутри и счетчики панели 2 снаружи. Счетчики панели-1a расположены непосредственно за счетчиками панели-1b и здесь не видны. Часть PCAL видна за панелями FTOF.

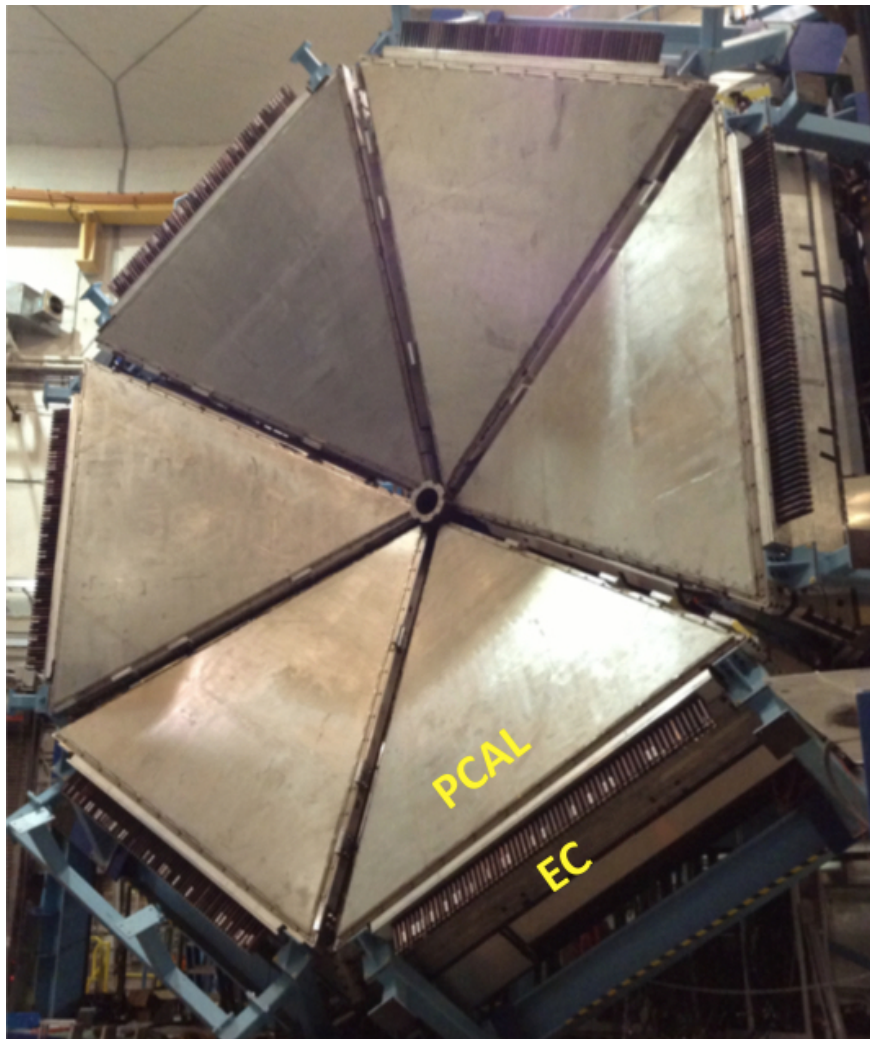


Рисунок 1.20 — Вид электромагнитного калориметра. PCAL установлен перед EC, использовавшимся в CLAS.

от 32.3 см до 376.1 см для панели 1а, от 17.3 см до 407.9 см для панели 1б и от 371.3 см до 426.2 см для панели 2. Среднее временное разрешение для панели 1а составляет 125 пс, 85 пс для панели 1б и 155 пс для панели 2.

1.5.6 Электромагнитные калориметры (ECAL)

В CLAS12 используются уже существующие электромагнитные калориметры детектора CLAS (EC) и новый предливневый калориметр (PCAL), установленный перед EC (рис. 1.20). EC и PCAL вместе называют ECAL. Калориметры в CLAS12 используются в первую очередь для идентификации и опре-

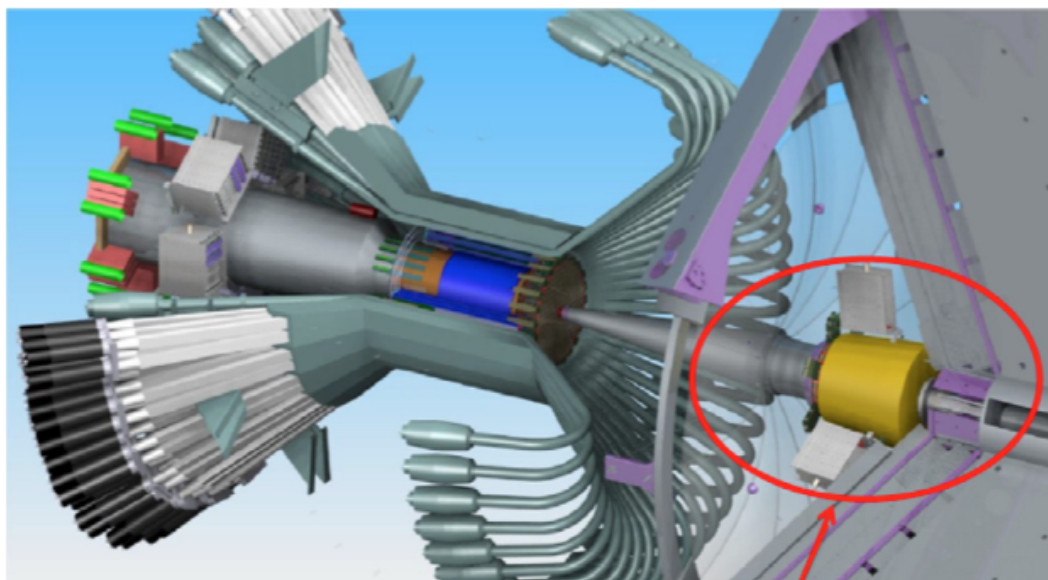


Рисунок 1.21 — Система Forward Tagger (обведена) расположена за центральным детектором перед тороидальным магнитом.

деления импульсов электронов, фотонов (от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) и нейтронов.

PCAL и ECAL - это гетерогенные калориметры, состоящие из шести модулей. По направлению от мишени ЕС состоит из двух частей, считывающихся отдельно, ЕС-внутренний и ЕС-внешний. Они обеспечивают продольную выборку электромагнитных ливней, а также адронных взаимодействий для улучшения идентификации частиц. Каждый модуль имеет треугольную форму с 54 (15/15/24, PCAL/ЕС-внутренний/ЕС-внешний) слоями сцинтилляторов толщиной 1 см, разделенных на полосы шириной 4.5/10 см (PCAL/ЕС) и зажатых между свинцовыми листами толщиной 2.2 мм. Общая толщина составляет около 20.5 радиационных длин. Слои сцинтиллятора сгруппированы в 3 кластера с 5/5/8 PCAL/ЕС-внутренний/ЕС-внешний слоями на кластер, что обеспечивает пространственное разрешение менее 2 см. Свет от каждого кластера направляется к ФЭУ через гибкие оптические волокна.

1.5.7 Передний таггер (FT)

Передний таггер (Forward Tagger, FT, рис. 1.21) расширяет возможности CLAS12 по обнаружению электронов и фотонов под малыми полярными уг-

лами $2.5^\circ \leq \theta \leq 4.5^\circ$. Регистрация летящих в переднюю область электронов позволяет проводить эксперименты по электророждению при очень низких виртуальностях фотона Q^2 , обеспечивая поляризованный, высокоинтенсивный пучок виртуальных фотонов, необходимый для выполнения обширной программы спектроскопии адронов.

FT состоит из калориметра $PbWO_4$ (FT-Cal), микрострипового газового трекера и годоскопа. Электромагнитный калориметр используется для идентификации электронов, измерения энергии электромагнитного ливня и обеспечения быстрого сигнала отклика. Трековая система (FT-Track), расположенная перед калориметром, служит для измерения углов рассеянных заряженных частиц, годоскоп (FT-Nodo) – для различения электронов от высокоэнергетичных фотонов.

Во время работы пучка перед FT устанавливается вольфрамовая экранирующая труба конической формы для поглощения электронов и фотонов низких энергий, возникающих при взаимодействии пучка с мишенью и материалами детектора. Этот экран защищает как FT, так и передний детектор от электромагнитного фона. В этой конфигурации, известной как «FT-ON», FT используется для обнаружения как электронов, так и фотонов, расширяя возможности CLAS12. Когда FT не требуется, детекторы FT выключаются и перед FT устанавливаются дополнительные экранирующие элементы, покрывающие до 4.5° , чтобы уменьшить фон в камерах DC R1. Эта конфигурация, известная как «FT-Off», уменьшает фон на треть, что позволяет проводить измерения на CLAS12 при более высокой светимости.

1.6 Сбор данных и система отклика

1.6.1 Мониторинг потока данных

Во время эксперимента качество данных постоянно контролируется. Очень небольшая доля отдельных событий отображается на дисплее sed (CLAS12 event display), что позволяет персоналу на смене оперативно действо-

вать в случае каких-либо неисправностей элементов детектора или электронных модулей. Также строятся мониторинговые гистограммы, которые показывают загруженность каналов подсистем детектора, и простые графики, нужные для сравнения с результатами, полученными ранее.

Система сбора данных (DAQ) CLAS12 рассчитана на среднюю частоту отклика 20 кГц (1 уровень, L1). L1 триггеры в секторах поддерживают потоковую передачу данных, схемы совпадений в подсистемах и суммирование энергии с подавлением низкого порога. Распределенная система L1 триггеров использует 111 интерфейсных элементов. В CLAS12 используются разные программируемые функции для каждого детектора, участвующего в системе L1 триггеров. В 2018 году сбор данных выполнялся со средней частотой отклика 15 кГц и скоростью передачи данных до 500 МБ/с и активностью $>95\%$. При несколько более низкой активности $\sim 90\%$ была достигнута частота отклика 20 кГц и скорость передачи данных до 1 ГБ/с.

1.6.2 Быстрые и селективные триггеры

CLAS12 использует набор быстрых триггеров, разработанных для отбора определенного вида событий. В большинстве физических экспериментов требуются, чтобы был зарегистрирован рассеянный электрон, поскольку он определяет массу (Q^2) и кинематику виртуального фотона: $Q^2 = -(e - e')^2$, где e и e' – четырехимпульсы электрона пучка и рассеянного электрона соответственно. Рассеянный электрон однозначно идентифицируется сигналом в НТСС и выделением энергии в ЕСАЛ.

При номинальной проектной светимости CLAS12 скорость рождения адронов составляет примерно 5×10^6 /с. Однако лишь небольшая часть событий представляет интерес для научной программы CLAS12. В частности, большинство физических реакций требуют регистрации рассеянных электронов под некоторым определенным углом, например $\theta_{e'} > 5^\circ$. На рис. 1.22 показан пример события, зарегистрированного с электронного отклика с одним дополнительным положительным треком. Чистота электронного отклика зависит от полярности тороидального магнита и светимости. Только около 50% электронных откли-

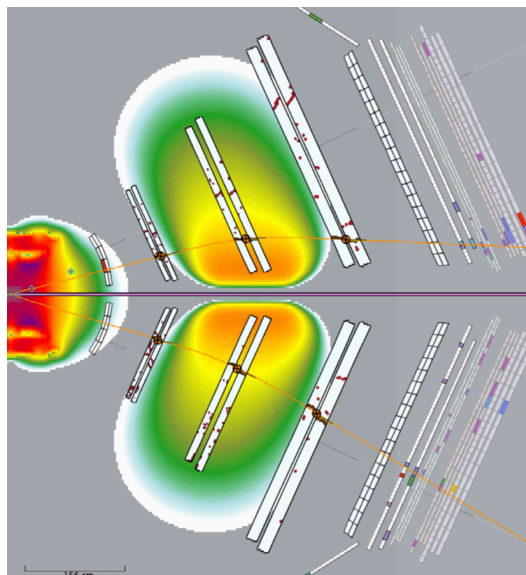


Рисунок 1.22 — Вид события в CLAS12 на дисплее sed. По набору попаданий в 3-х областях DC, которые соответствуют локализованному выделению энергии в ECAL, восстанавливаются траектории предопределенного вида. Для двух треков с противоположными зарядами показаны попадания в двух секторах DC. Верхний трек принадлежит электрону, для него показано попадание в HTSS, и его трек изгибается, приближаясь к линии пучка. Нижний трек имеет положительный заряд и отклоняется от линии пучка.

ков, зарегистрированных с полярностью тороидального магнита «inbending», на самом деле являются электронами. Для направленной наружу, «outbending» полярности тороидального магнита, чистота электронного отклика достигает 70%. Дополнительно к рассеянному электрону в списке откликов в FD или CD могут быть выбраны другие заряженные частицы.

В некоторых экспериментах регистрация электронов в FT представляет интерес, если они ассоциированы с событиями с одним или двумя дополнительными зарегистрированными адронами. Такими условиями руководствуется быстрый триггер, который уменьшает количество адронных событий примерно в 250 раз до 2×10^4 событий/с. Скорость передачи данных обычно составляет 500 МБ/с в таких условиях и может обрабатываться системой сбора данных CLAS12 и доступными вычислительными ресурсами.

В конце 2017 года были установлены и протестированы последние элементы подсистем CLAS12. После двухмесячного периода введения в эксплуатацию и тестирования, весной 2018 года, CLAS12 в Зале В официально начал работу. Утвержденная программа исследований уже состоит из более чем 35 экспери-

ментов, на выполнение которых потребуется около 10 лет. В экспериментах используются энергии электронного пучка 6.6 ГэВ, 8.8 ГэВ и 11 ГэВ с поляризованными пучками и мишенями. Программа включает в себя исследование спектра и структуры нуклона, точные измерения распределений кварков в нуклоне и поиск экзотических форм вещества. Передовые научные инструменты в Зале В позволят провести фундаментальные исследования о природе материи, которые будут продолжать формировать картину мира на масштабах от субатомного до вселенского.

Глава 2. Реакция двухпионного электророждения

2.1 Кинематика реакции

Закон сохранения энергии-импульса для реакции электророждения заряженных пионов на протоне можно записать следующим образом:

$$p_{\gamma_v} + p_p = p_{\pi^-} + p_{\pi^+} + p_{p'}, \quad (2.1)$$

где p_e и $p_{e'}$ – 4-импульсы налетающего и рассеянного электрона соответственно, $p_{\gamma_v} = p_e - p_{e'}$, p_p , p_{π^+} , p_{π^-} , $p_{p'}$ – 4-импульсы виртуального фотона, начального протона и конечных π^+ , π^- -мезонов, протона соответственно.

Определим некоторые величины, которые необходимы для дальнейшего анализа: $W = \sqrt{(p_{\gamma_v} + p_p)^2}$ – инвариантная масса конечной системы адронов, $Q^2 = -(p_{\gamma_v})^2$ – виртуальность фотона.

Квадраты недостающих масс:

$$\begin{aligned} MM_X^2 &= (p_{\gamma_v} + p_p - (p_{p'} + p_{\pi^+} + p_{\pi^-}))^2, \\ MM_{p'}^2 &= (p_{\gamma_v} + p_p - (p_{\pi^+} + p_{\pi^-}))^2, \\ MM_{\pi^+}^2 &= (p_{\gamma_v} + p_p - (p_{p'} + p_{\pi^-}))^2, \\ MM_{\pi^-}^2 &= (p_{\gamma_v} + p_p - (p_{p'} + p_{\pi^+}))^2, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где MM_X^2 , $MM_{p'}^2$, $MM_{\pi^+}^2$, $MM_{\pi^-}^2$ – квадраты недостающих масс в случае регистрации всех конечных адронов, в случае восстановления конечных протона, π^+ , π^- -мезонов из законов сохранения соответственно.

Недостающая энергия:

$$ME = p_{\gamma_v}^0 + p_p^0 - (p_{p'}^0 + p_{\pi^+}^0 + p_{\pi^-}^0). \quad (2.3)$$

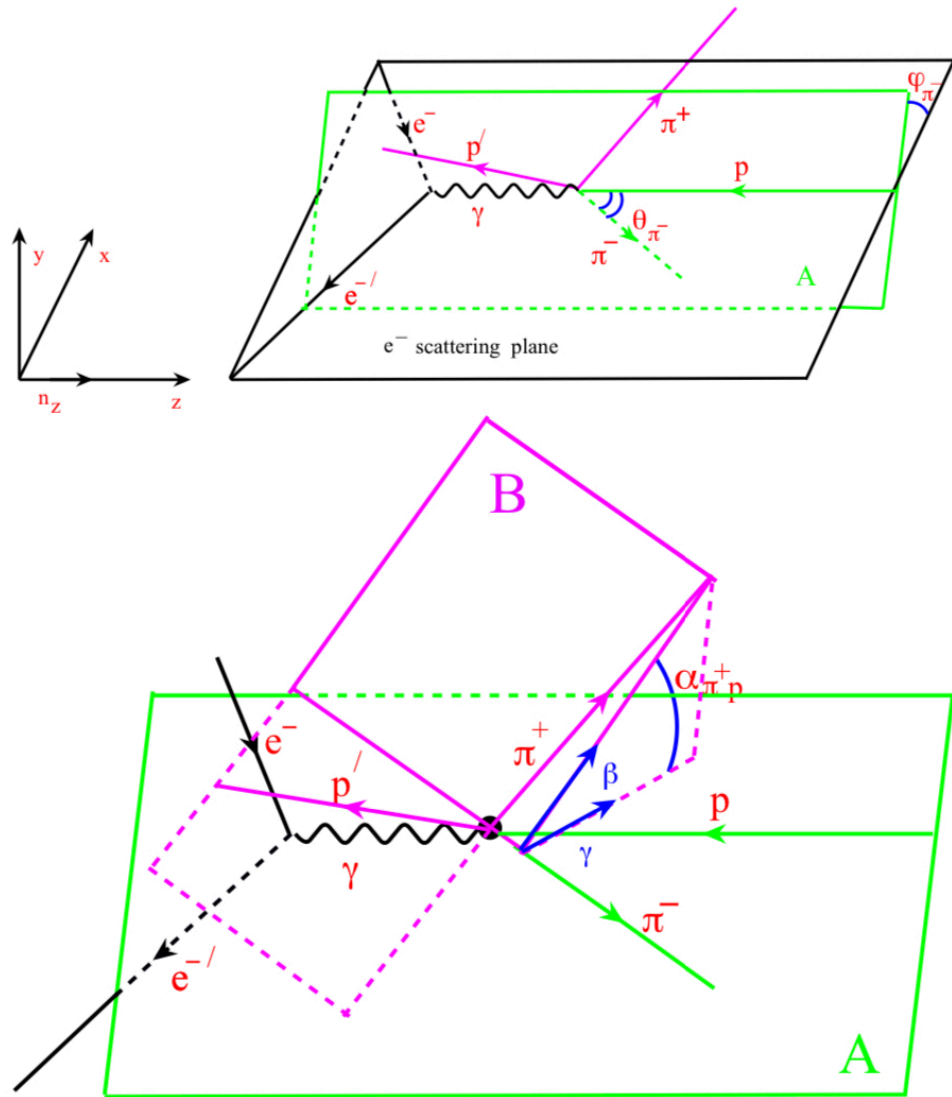


Рисунок 2.1 — Кинематические переменные для реакции $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$. На верхнем рисунке показаны сферические углы эмиссии π^- в СЦМ: θ_{π^-} и ϕ_{π^-} . На нижнем рисунке показан угол β между плоскостями: одной, составленной импульсами начального протона и π^- , и другой, составленной импульсами конечного протона и π^+ .

Инвариантные массы:

$$\begin{aligned} M_{\pi^+\pi^-} &= \sqrt{(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2}, \\ M_{\pi^+p'} &= \sqrt{(p_{\pi^+} + p_{p'})^2}, \\ M_{\pi^-p'} &= \sqrt{(p_{\pi^-} + p_{p'})^2}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{\pi^+p'}$, $M_{\pi^-p'}$ – инвариантные массы пар π^+, π^- ; π^+, p' ; π^-, p' соответственно.

Кинематика состояния $\pi^+\pi^-p$ однозначно определяется 5-ю независимыми переменными, в качестве этих 5-ти адронных переменных обычно берут две инвариантные массы различных пар адронов и 3 угла. Сечение реакции под действием электронов σ_e является 7-ми дифференциальным, так как рассеянный электрон определяет 2 переменные: W и Q^2 . Сечение же под действием виртуальных фотонов σ_{γ_v} – 5-ти дифференциальное и связано с σ_e следующим образом:

$$\frac{d^7\sigma_e}{dW dQ^2 d^5\tau} \frac{1}{\Gamma_v} = \frac{d^5\sigma_{\gamma_v}}{d^5\tau}, \quad (2.5)$$

где $d^5\tau$ – 5-ти дифференциал по 5-ти адронным переменным, Γ_v – поток виртуальных фотонов, определяемый как:

$$\begin{aligned} \Gamma_v(W, Q^2) &= \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{M_N^2 E_b^2} \frac{W(W^2 - M_N^2)}{(1 - \epsilon_T) Q^2}, \\ \epsilon_T &= \left(1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right)^{-1}, \\ \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) &= \frac{\sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}{\cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}, \\ \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) &= \frac{Q^2}{4E_b E'}, \quad \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) = 1 - \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right), \\ E' = E_b - \frac{W^2 + Q^2 - M_N^2}{2M_N}, \quad \nu = E_b - E' &= \frac{W^2 + Q^2 - M_N^2}{2M_N}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где α – постоянная тонкой структуры, M_N – масса нуклона мишени, θ_e – угол между импульсами рассеянного электрона и электрона мишени, E' – энергия рассеянного электрона.

2.2 Формализм эксклюзивного электророждения резонансов

Электровозбуждение нуклонных резонансов полностью описывается тремя амплитудами электровозбуждения. Две из них, $A_{1/2}(Q^2)$ и $A_{3/2}(Q^2)$, описывают рождение резонанса в процессе $\gamma_v p \rightarrow N^*, \Delta^*$ поперечно поляризованным фотоном положительной спиральности в СЦМ с проекциями спина резонанса на направление γ_v равными $1/2$ и $3/2$ соответственно. $S_{1/2}(Q^2)$ описывает электровозбуждение резонанса продольно поляризованным виртуальным фотоном нулевой спиральности с проекциями спина резонанса равной $1/2$. Эти амплитуды однозначно определяются через ширины электромагнитного распада в конечное состояние с поперечно Γ_γ^T и продольно Γ_γ^L поляризованными фотонами следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma^T (W = M_r, Q^2) &= \frac{q_{\gamma,r}^2(Q^2)}{\pi} \frac{2M_N}{(2J_r + 1) M_r} \times \left(|A_{1/2}(Q^2)|^2 + |A_{3/2}(Q^2)|^2 \right), \\ \Gamma_\gamma^L (W = M_r, Q^2) &= \frac{q_{\gamma,r}^2(Q^2)}{\pi} \frac{2M_N}{(2J_r + 1) M_r} |S_{1/2}(Q^2)|^2, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $q_{\gamma,r} = q_\gamma|_{W=M_r}$ – модуль трех-импульса γ_v в резонансной точке, M_r и J_r – масса и спин резонанса соответственно, M_N – масса нуклона. W – сумма энергий γ_v и протона мишени в СЦМ.

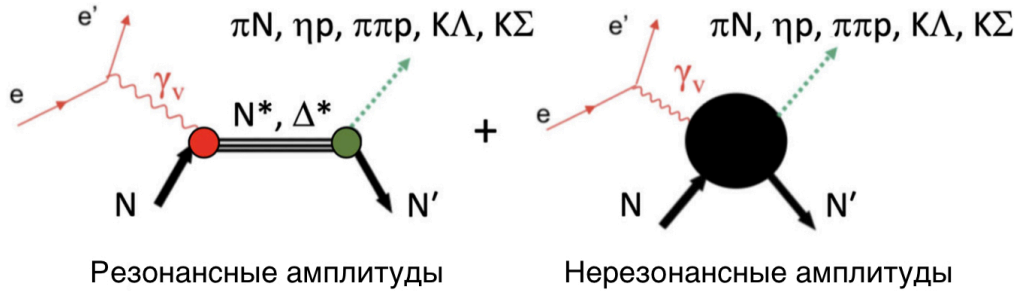


Рисунок 2.2 — Резонансные и нерезонансные амплитуды эксклюзивных каналов электророждения мезонов в резонансной области.

Резонансные амплитуды получают путем аппроксимации наблюдаемых для нескольких эксклюзивных каналов электророждения мезонов в рамках конкретных моделей реакций. Наблюдаемые включают дифференциальные сече-

ния, а также поляризационные асимметрии пучка, мишени и пучка-мишени. Полная амплитуда любого канала электророждения мезонов определяется суммой вкладов всех резонансов, возбуждаемых в s -канале $\gamma_n p$ с адронным распадом в интересующее конечное состояние, и нетривиального набора нерезонансных (фоновых) вкладов (см. рис. 2.2). Для каждого канала нерезонансные вклады существенно различаются, в то время как амплитуды электророждения резонансов не зависят от изучаемого канала. Это позволяет извлекать резонансные амплитуды практически модельно независимым образом. Всего существует шесть независимых комплексных амплитуд как для одного, так и двух псевдоскалярных мезонов и барионов в конечном состоянии. Анализ данных в рамках моделей реакции позволяет нам выделить резонансные вклады в полных амплитудах реакции.

2.3 JM модель

Модель описания рождения $\pi^+\pi^-$ пар на протоне реальными и виртуальными фотонами в области энергий возбуждения N^* была разработана в коллаборации между Jefferson Lab (JLAB) и Московским Государственным Университетом (MSU). Модель JM позволяет установить все основные механизмы, вносящие свой вклад в рождение $\pi^+\pi^-$ пар на протоне, анализируя их проявления в совокупности большого числа наблюдаемых в двухпионном (2π) канале. В подходе JM используются мезон-барионные степени свободы в сочетании с феноменологической параметризацией, обеспечивающей воспроизведение всей совокупности экспериментальных данных. На этом пути достигается разделение вкладов различных механизмов на уровне интегральных и дифференциальных сечений и амплитуд. JM модель обеспечивает разделение резонансных и нерезонансных частей амплитуд, необходимых для извлечения параметров N^* . Основная цель построения феноменологической модели JM – определение резонансных амплитуд и ширин резонансных распадов на конечные состояния $\pi\Delta$ и $\rho\rho$.

В модели JM05[30] рождение пар пионов было описано суперпозицией следующих квазидвухчастичных каналов с формированием и последующим распадом нестабильных частиц в промежуточных состояниях:

$$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++} \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (2.8)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (2.9)$$

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 p \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (2.10)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ N^0(1520)3/2^- \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (2.11)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ N^0(1685)5/2^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (2.12)$$

Полная амплитуда реакции рождения пар заряженных пионов является суперпозицией амплитуд всех изобарных каналов и амплитуд прямого рождения пар пионов.

В изобарные каналы $\pi\Delta$, ρp модели JM включены вклады нуклонных резонансов, возбуждаемых в s-канале взаимодействующих фотона и протона. Эти резонансы распадаются на промежуточные состояния $\pi\Delta$ и ρp , давая вклады в амплитуды этих изобарных каналов. Полные амплитуды каналов $\pi\Delta$ и ρp являются суперпозицией резонансных и нерезонансных амплитуд. В JM модель включены все хорошо установленные N^* , Δ^* (4 или 3 звезды PDG статус) с массами менее 2.0 ГэВ и наблюдавшимися адронными распадами на состояния $\pi\Delta$ и ρp . Включенные в JM модель резонансы перечислены в таблице на рис. 2.3.

Анализ данных CLAS показал, что суперпозиция всех изобарных каналов может описывать 60-80% полного сечения рождения пар заряженных пионов в резонансной области.

На рис. 2.4 экспериментальные данные CLAS по полностью проинтегрированным 2π сечениям сравниваются с результатами расчетов в рамках модели JM05. В этом подходе достигнуто хорошее описание интегральных и дифференциальных сечений по $\pi^+ p$, $\pi^- \pi^+$, $\pi^- p$ распределениям по инвариантным мас-

N^*, Δ^*	$M,$ GeV	Γ_{tot} GeV	$BF_{\pi\Delta}$ %	$BF_{\rho\rho}$ %
$P_{11}(1440)$	1.440	0.350	22.	0.
$D_{13}(1520)$	1.520	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$S_{31}(1620)$	1.620	0.150	62.	29.
$P_{33}(1600)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$S_{11}(1650)$	1.650	0.167	2.	3.
$D_{15}(1675)$	1.675	0.160	53.	0.
$F_{15}(1680)$	1.680	0.130	22.	7.
$D_{13}(1700)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$D_{33}(1700)$	1.700	0.300	78.	8.
$P_{13}(1720)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$3/2^+(1720)_{cand.}$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$F_{35}(1905)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$P_{33}(1920)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>
$F_{37}(1950)$	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>	<i>var.</i>

Рисунок 2.3 — Нуклонные резонансы, включенные в модель JM и параметры их адронных распадов из PDG: полные адронные ширины Γ_{tot} , доли распадов (BF) на конечные состояния $\pi\Delta$ и $\rho\rho$. Параметры, извлеченные из условия наилучшего описания данных CLAS, обозначены как “var”.

сам и π^- угловым распределениям. Сумма вкладов всех изобарных каналов, включая каналы, впервые установленные из анализа данных CLAS, показана красным пунктиром. Таким образом, экспериментальные данные CLAS свидетельствуют о том, что в процессы электророждения $\pi^+\pi^-$ пар в резонансной области, наряду с изобарными каналами, вносят вклад также процессы прямого рождения пар пионов.

Суперпозиция всех изобарных каналов и прямых механизмов рождения пар пионов с описанными выше модификациями образует модель JM06. Модель JM06 обеспечивает надежное разделение вкладов различных механизмов 2π рождения, включая суперпозицию нерезонансных процессов и резонансных амплитуд всех четырехзвездочных резонансов по PDG, а также $N(1700)3/2^-$ и новый $N'(1720)3/2^+$. Модель JM06 может использоваться для определения параметров нуклонных резонансов, поиска новых барионных состояний из условия наилучшего описания полной совокупности имеющихся экспериментальных данных [34, 35, 36, 37].

Показательный пример описания данных с помощью модели JM06 показан на рис. 2.5.

Резонансные параметры определялись из аппроксимации девяти дифференциальных сечений при одновременном варьировании фото-/электрорезо-

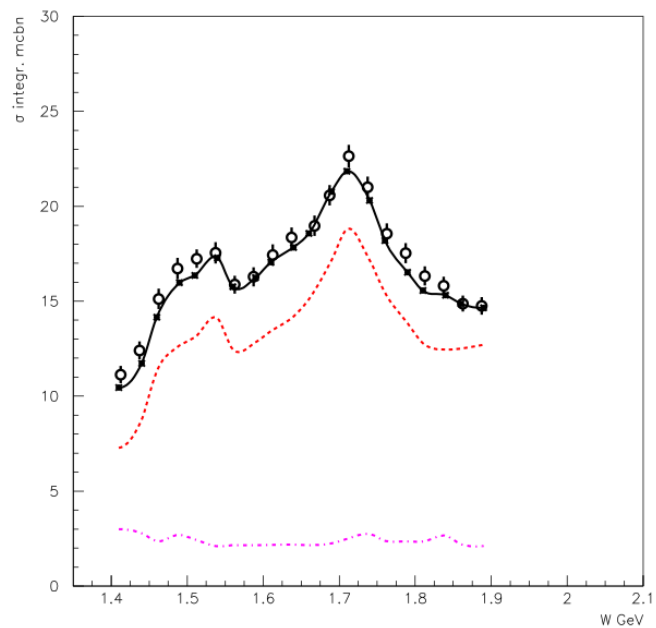


Рисунок 2.4 — Механизмы электророждения $\pi^+\pi^-$ пар в данных CLAS при $Q^2 = 0.95 \text{ ГэВ}^2$. Результаты наилучшего описания данных показаны черной сплошной линией. Вклады совокупности всех изобарных каналов показаны красной пунктирной линией, сечения прямых процессов рождения $\pi^+\pi^-$ пар показаны фиолетовой пунктирной линией.

нансных амплитуд, масс, полной и парциальной ширины адронных распадов в конечные состояния $\pi\Delta$ и $\rho\rho$, а также нерезонансных параметров модели JM.

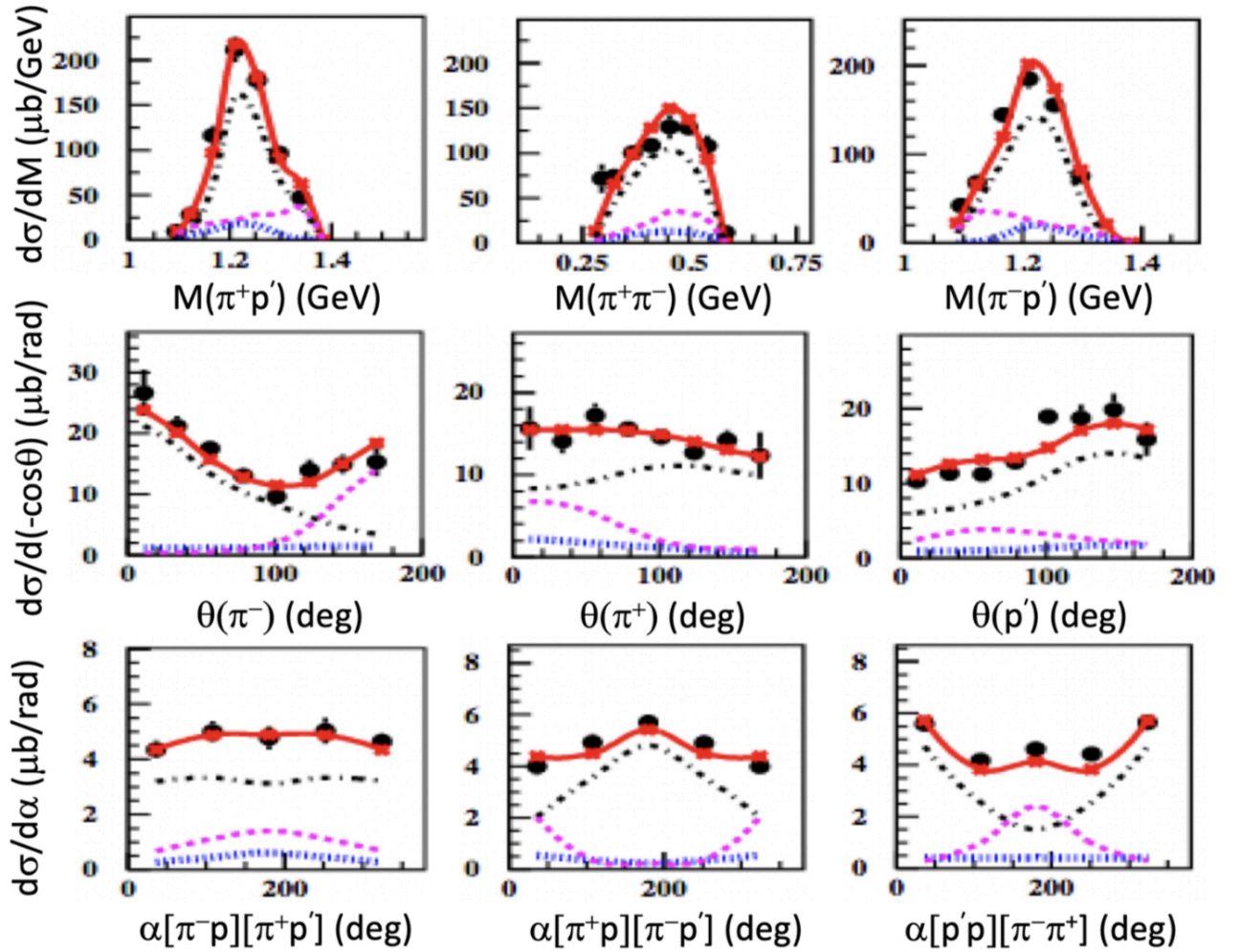


Рисунок 2.5 — 9 дифференциальных сечений электророждения $\pi^+\pi^-p$, измеренные с помощью CLAS, при $W = 1.51$ ГэВ и $Q^2 = 0.65$ ГэВ² [38]. Описание данных [18] в рамках JM-модели показано красными сплошными линиями, дающие вклад мезон-барионные каналы с амплитудами, установленными из данных: $\pi^-\Delta^{++}$ (черная штрих-пунктирная), $\pi^+\Delta^0$ (синяя пунктирная линия), прямое рождение 2π (пурпурная пунктирная линия).

Глава 3. Выделение событий двухпионного электророждения из данных CLAS12

Для анализа были взяты данные научной группы RG-K (Run Group-K, [39]). Группа работает с детектором CLAS12 в Зале В и занимается поиском гибридных барионов, изучением нуклонных резонансов в эксклюзивных каналах электророждения каонов и пионов на пучках поляризованных электронов с энергиями 6.5 и 7.5 ГэВ и с мишенью из жидкого водорода. Для анализа были выбраны самые качественные, т.н. «золотые файлы» с энергией пучка 6.535 ГэВ с прочими параметрами, представленными в таблице на рис. 3.1.

Условия эксперимента – осень 2018	
Ток Тороида	100% (3375 А) - negative outbending
Соленоид	-100 %
Энергия пучка	6.535 ГэВ
FT	OFF
Пучок/Мишень	Поляризованные электроны/ неполяризованная мишень из жидкого H ₂
Светимость	10 ³⁵ см ⁻² с ⁻¹ @ 6.5 ГэВ Полная светимость
Ток пучка	60 нА

Рисунок 3.1 — Параметры эксперимента RG-K.

На начальном этапе обработки данных выделения двухпионных событий были применены следующие критерии отбора:

- зафиксированы все адроны в конечном состоянии: p , π^+ , π^- ,
- исключены события, содержащие другие заряженные частицы,
- энергия рассеянного электрона $E_{e'}$ > 1 ГэВ для отсека радиационных электронов,
- $W > 1.2$ ГэВ – порог рождения двух пионов.

Дальнейшие процедуры отбора представляют из себя стандартные для группы RG-K отборы для идентификации электронов и адронов [40].

3.1 Идентификация электронов

Во время сбора данных группой RG-K была выбрана схема совпадений в HTCC, ECAL и FTOF. Для этого триггера требовался отрицательный трек в DC, соответствующий попаданиям в HTCC и ECAL. Таким образом была сформирована исходная выборка электронов-кандидатов в переднем детекторе (FD), которая была дополнительно вычищена в ходе реконструкции событий «pass-1» и анализа данных. При реконструкции событий в автономном режиме система CLAS12 Event Builder [41] оставляет те электроны-кандидаты, которые лежат в пределах $\pm 5\sigma$ от максимума параметризованного распределения энергии, оставленной в калориметре, от импульса (sampling fraction). Для дальнейшей очистки выборки электронов-кандидатов от фоновых (попавших вне доверительного объема детектора, перерассеянных и др.) применяются дополнительные отборы, которые считаются «стандартными» для RG-K и включают:

- электрон в переднем детекторе (FD),
- отбор на импульс электрона,
- отбор на координату вершины,
- отбор на время пролета: $21 \text{ нс} < TOF_{el} \leq 26 \text{ нс}$,
- геометрические отборы в ECAL,
- отбор на загрязнения пионами,
- более строгий отбор sampling fraction,
- геометрические отборы в дрейфовой камере (DC).

Подробнее эти отборы рассмотрены ниже.

3.1.1 Отбор на импульс электрона

Минимальное значение импульса электрона в 1.0 ГэВ/с было выбрано в результате исследований чистоты выборки электронов, выполненными при вводе триггера RG-K в эксплуатацию. Максимальный импульс электрона, равный энергии пучка 6.535 ГэВ/с, задается физическими ограничениями сохранения импульса.

3.1.2 Отбор на координату вершины и время пролета электрона

Отбор на координату вершины мишени был применен, чтобы гарантировать, что электроны выборки исходили из мишени из жидкого водорода. Во время эксперимента RG-K центр мишени длиной 5 см располагался на 3,0 см дальше от центра соленоида. Для анализа данных RG-K стандартным отбором на координату вершины электрона v_z является $v_z \in [-10 \text{ см}, 2 \text{ см}]$ по оси z . На рис. 3.2 показано одномерное распределение v_z (справа) и распределение времени пролета электрона (слева), так же показаны границы стандартных отборов.

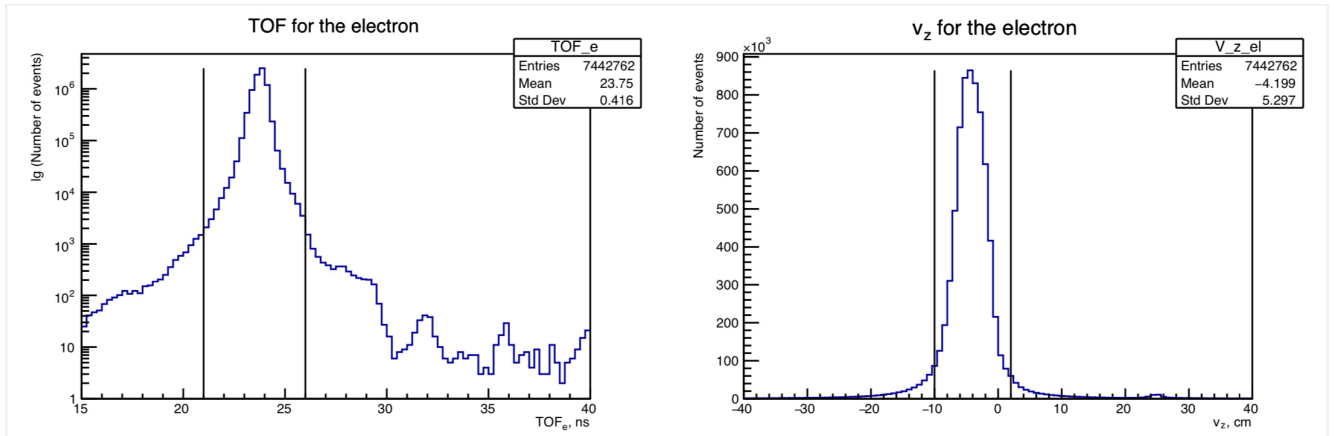


Рисунок 3.2 — Распределение времени пролета электрона (слева) со стандартным отбором $21 \text{ нс} < TOF_{el} \leq 26 \text{ нс}$ изображенным черными вертикальными линиями. Справа изображено распределение координаты вершины электрона по оси z , со стандартным отбором $v_z \in [-10 \text{ см}, 2 \text{ см}]$ изображенным черными вертикальными линиями.

3.1.3 Геометрические отборы в ЕСАЛ

Для точности определения энергии электронов важно, чтобы ливень в ЕСАЛ не возникал слишком близко к краю калориметра. Чтобы гарантировать, что ливень полностью находится в пределах объема детектора, была рассчитана точка попадания электрона на поверхность ЕСАЛ и потребовано, чтобы эта точка находилась не ближе определенных минимальных расстояний к трем краям

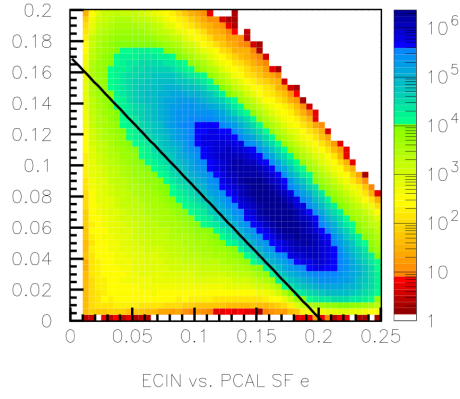


Рисунок 3.3 — Распределение sampling fraction в ECIN (E_{ECin}/p_e) в зависимости от sampling fraction в PCAL (E_{PCAL}/p_e). Область в нижнем левом углу этого распределения ассоциирована с наличием пионов с высоким импульсом, которые оставляют сигнал в НТСС. Диагональная линия показывает отбор на загрязнения пионами.

U, V и W переднего калориметра PCAL. Для настоящего анализа были выбраны следующие ограничения на положения координаты электрона в PCAL: $40 \text{ см} < x_U < 400 \text{ см}$, $x_V > 15 \text{ см}$, $x_W > 15 \text{ см}$, где x_U, x_V, x_W — координаты электрона вдоль трех сторон PCAL.

3.1.4 Отбор на загрязнения пионами

Для удаления из электронной выборки примесей пионов, возникающих в основном в случае рождения пионов высоких импульсов, превышающих пороговое значение для пионов в НТСС, равное $\sim 4.5 \text{ ГэВ}/c$, на основе исследований данных эксперимента и моделирования в RG-A был разработан отбор, который изображен на рис. 3.3 и выражается следующим образом:

$$E_{ECin}/p_e < -0.84 \times E_{PCAL}/p_e + 0.17. \quad (3.1)$$

3.1.5 Отбор по величине sampling fraction

Для вычищения выборки электронов отбор sampling fraction в 5σ , совершаемый CLAS12 Event Builder, был сужен до 3.5σ . Для этого были получены двумерные распределения относительной энергии, оставленной в калориметре от импульса (E_{tot}/p_e vs. p_e) в каждом секторе ECAL. Они были разбиты на ячейки по импульсу (см. рис. 3.4); в каждой ячейке одномерное распределение E_{tot}/p_e было аппроксимировано гауссоидой, и были зафиксированы точка максимума (SF mean) распределения и параметр σ из аппроксимации (SF sigma), см. рис. 3.5. Оба набора точек, SF mean и SF sigma, были аппроксимированы параболой, параметры этих парабол отражены в таблице 2.

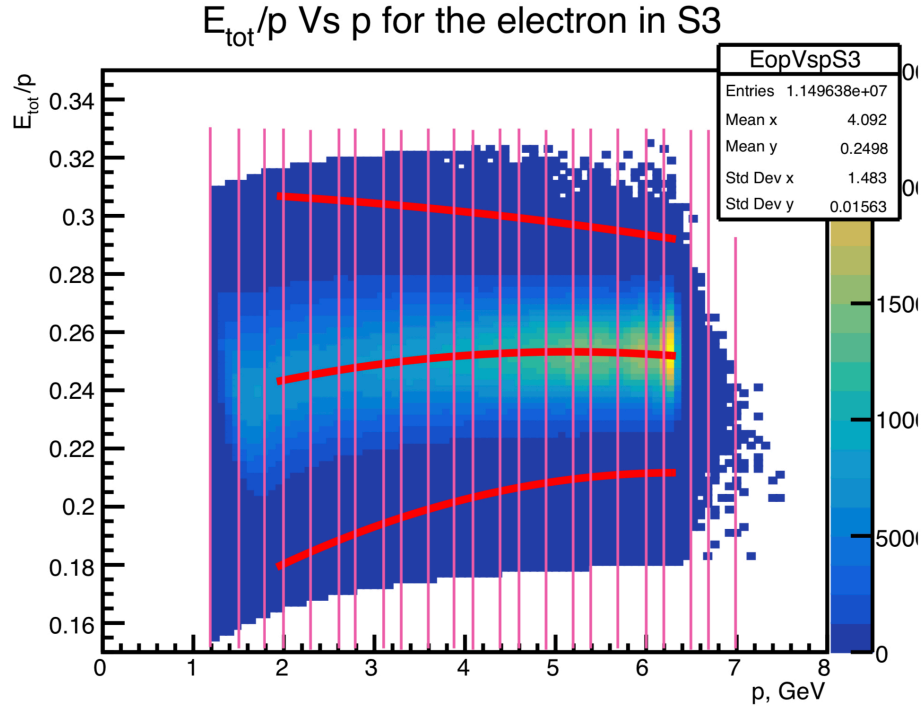


Рисунок 3.4 — Распределение E_{tot}/p_e vs. p_e в 3-ем азимутальном секторе ECAL. Розовыми вертикальными линиями показано разбиение на ячейки по импульсу. Красными кривыми изображены параметризации максимума распределения (средняя линия) и отбора в 3.5σ (крайние верхняя и нижняя линии).

Далее были вычислены параметризации самих $\pm 3.5\sigma$ отборов по формулам $SF\ mean \pm 3.5 \times SF\ sigma$. Эти параметризации отражены в таблице 3.

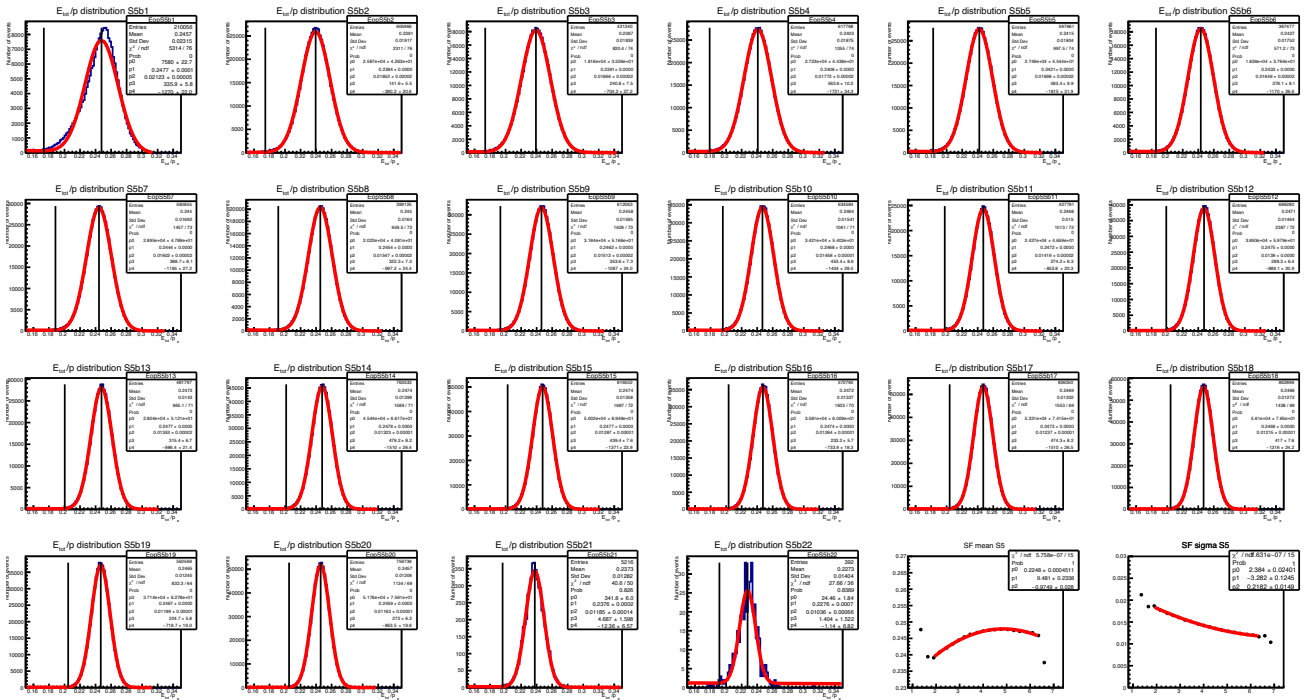


Рисунок 3.5 — Распределения E_{tot}/p_e в ячейках по импульсу в 5-м азимутальном секторе ЕСАЛ, красным показаны аппроксимации гауссоидой. Правая из двух вертикальных линий на каждом графике показывает максимум распределения, левая – точку на расстоянии 3.5σ от максимума. Два самых нижних правых графика содержат все точки максимумов (слева) и значения σ из гауссоид (справа), оба набора точек были аппроксимированы параболой.

	SF mean			SF sigma		
формула	$p_0 + \frac{p_1}{1000}x + \frac{p_2}{1000}x^2$			$\frac{p_0}{100} + \frac{p_1}{1000}x + \frac{p_2}{1000}x^2$		
параметры	p_0	p_1	p_2	p'_0	p'_1	p'_2
S1	0,234	8,52	-0,862	2,51	-3,74	0,271
S2	0,217	13,57	-1,166	2,37	-2,68	0,148
S3	0,227	10,18	-0,991	2,35	-3,11	0,191
S4	0,237	3,67	-0,418	2,44	-3,56	0,243
S5	0,225	9,48	-0,975	2,38	-3,28	0,218
S6	0,224	10,63	-1,016	2,358	-3,11	0,197

Таблица 2 — Параметры для SF mean и SF sigma, x в формулах означают импульс p_e в ГэВ/с.

	SF mean $- 3.5 \times$ SF sigma			SF mean $+ 3.5 \times$ SF sigma		
формула	$p_0 + \frac{p_1}{1000}x + \frac{p_2}{1000}x^2$			$p'_0 + \frac{p'_1}{1000}x + \frac{p'_2}{1000}x^2$		
параметры	p_0	p_1	p_2	p'_0	p'_1	p'_2
S1	0,145	21,6	-1,81	0,321	-4,58	-0,086
S2	0,134	23,0	-1,68	0,300	4,18	-0,650
S3	0,145	21,1	-1,66	0,309	-0,712	-0,322
S4	0,152	16,1	-1,27	0,322	-8,78	0,434
S5	0,141	21,0	-1,74	0,308	-2,01	-0,211
S6	0,141	21,52	-1,70	0,306	-0,253	-0,328

Таблица 3 — Параметры $\pm 3.5\sigma$ sampling fraction отборов, x в формулах означает p_e в ГэВ/с.

3.1.6 Геометрические отборы в дрейфовых камерах для электронов и адронов

Для дальнейшей очистки выборки событий в переднем детекторе применяются геометрические отборы, отсекающие события с частицами, попавшими в область, где качество реконструкции падает (fiducial cut). Для этого в трех областях DC, R1, R2 и R3, были построены величины χ^2/NDF для попавших в DC частиц в координатном пространстве (см. рис. 3.7). В распределении величины χ^2/NDF явно виден переход около границ дрейфовых камер, как проиллюстрировано на 3.6, по этим границам были проведены линии (изображены красным на рис. 3.7), которые выделяют доверительную область детектора. Уравнения этих линий приведены в таблице 4.

3.2 Идентификация адронов

Для идентификации заряженных адронов в CLAS12 требуется трек либо в DC, либо в CVT и соответствующее треку измеренное время пролета в FTOF

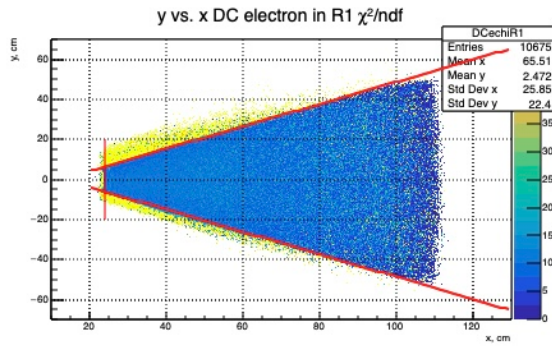


Рисунок 3.6 — Распределение χ^2/NDF в R1 DC для электронов. 6 азимутальных секторов были совмещены, красными линиями выделены переходы в распределении χ^2/NDF около границ дрейфовых камер.

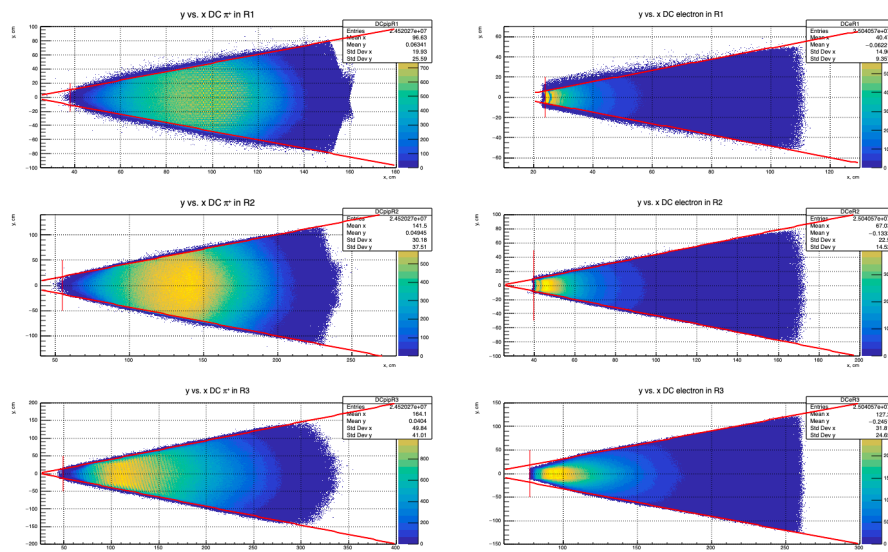


Рисунок 3.7 — Распределения положительных пионов (слева) и электронов (справа) в DC в трех областях, R1, R2 и R3. Геометрические отборы изображены красными линиями.

	отрицательные частицы	положительные частицы
R1	$y \leq 0.556 \cdot x - 6.878$ $y \geq -0.560 \cdot x + 7.482$ $x \geq 24.052$	$y \leq 0.610 \cdot x - 12.720$ $y \geq -0.604 \cdot x + 12.159$ $x \geq 38.02$
R2	$y \leq 0.578 \cdot x - 13.898$ $y \geq -0.577 \cdot x + 14.851$ $x \geq 39.705$	$y \leq 0.573 \cdot x - 13.949$ $y \geq -0.569 \cdot x + 13.891$ $x \geq 54.88$
R3	$y \leq 0.591 \cdot x - 27.459$ $y \geq -0.588 \cdot x + 26.912$ $x \geq 77.755$	$y \leq 0.527 \cdot x - 11.998$ $y \geq -0.530 \cdot x + 13.372$ $x \geq 49.0$

Таблица 4 — Уравнения линий геометрического отбора для положительных и отрицательных частиц в трех областях DC, R1, R2 и R3.

и/или СТОФ. Система идентификации частиц Event Builder (PID) для заряженных частиц основана на наилучшем совпадении между измеренным временем полета и временем, рассчитанным в предположении определенного типа частиц (например π , K , p). Для дальнейшего улучшения чистоты выборки и разрешения по импульсу применяется несколько дополнительных отборов, стандартных для RG-K:

- отбор на импульс адронов,
- отбор на величину $\beta = v/c$,
- отбор на координату вершины $v_z \in [-10 \text{ см}, 2 \text{ см}]$ (такой же, как для электронов, см. 3.1.2),
- геометрические отборы в дрейфовых камерах (описаны в 3.1.6).

Подробнее некоторые из этих отборов рассмотрены ниже.

3.2.1 Отбор на импульс адронов

Ко всем реконструированным адронам были применены ограничения на модуль импульса от p_{min} до p_{max} , где p_{max} равен импульсу электрона пучка. p_{min} равен 0.4 ГэВ/с при реконструкции в переднем детекторе (FD) и 0.2 ГэВ/с при реконструкции в центральном детекторе (CD).

3.2.2 Отбор на β

Чтобы уменьшить загрязнение адронной выборки случайными треками из другого временного отрезка было введено ограничение по β : для FD $\beta_h \in [0.4, 1.1]$, для CD $\beta_h \in [0.2, 1.1]$. На рисунке 3.8 показаны восстановленные распределения β от p для положительно и отрицательно заряженных адронов в FD и CD.

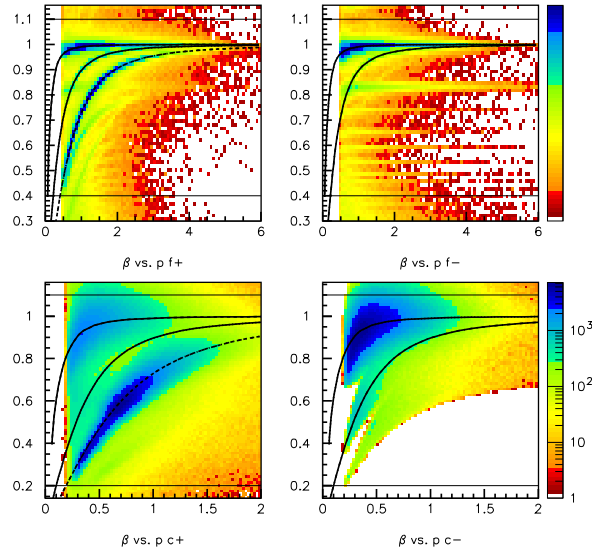


Рисунок 3.8 — Распределения β от p для положительно (слева) и отрицательно (справа) заряженных адронов в FD (сверху) и CD (снизу). Черные кривые показывают ожидаемые положения π , K и p . Горизонтальные линии показывают используемые ограничения по β .

3.3 Отбор по недостающей энергии

В рамках всех вышеизложенных отборов была получена выборка двухпионных событий, и для неё было построено распределение квадрата недостающей массы MM_X^2 (см. левый график на рис. 3.9). Пик распределения локализован около нуля, как и должно быть для двухпионных событий, но имеется фоновая подложка, для отсекающей которой был разработан отбор на недостающую энергию ME .

По недостающей энергии ME было проведено бинирование с шагом 50 МэВ в диапазоне $[-0.2, 0.2]$ ГэВ. Было рассмотрено поведение распределения MM_X^2 в этих срезах по ME . На рис. 3.10 на каждом графике красным представлены распределения MM_X^2 в пределах одного среза по ME , а синим – одинаковое для каждого графика распределение MM_X^2 для событий с $|ME| < 0.2$ ГэВ. Видно, что основная доля сигнальных событий распределена в центральных срезах с $|ME| < 0.1$ ГэВ, а за пределами 0.1 ГэВ MM_X^2 имеет относительно плоское поведение, поэтому надёжное выделение сигнала невозможно для $|ME| > 0.1$ ГэВ. Таким образом получаем критерий отбора: $|ME| < 0.1$ ГэВ.

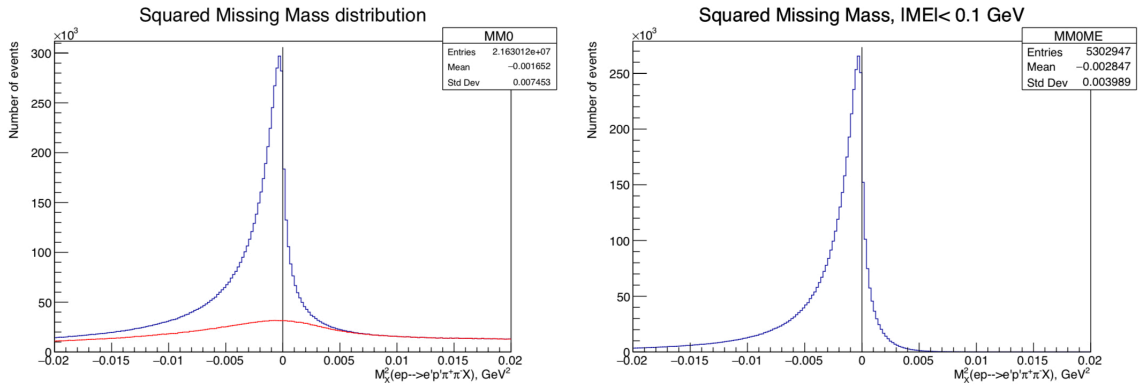


Рисунок 3.9 — Распределения MM_X^2 для выборки двухпионных событий (слева, синяя линия). Красная кривая показывает события для которых $|ME| > 0.1$ ГэВ (фонные события). Справа показано распределение MM_X^2 для тех событий, у которых $|ME| < 0.1$ ГэВ.

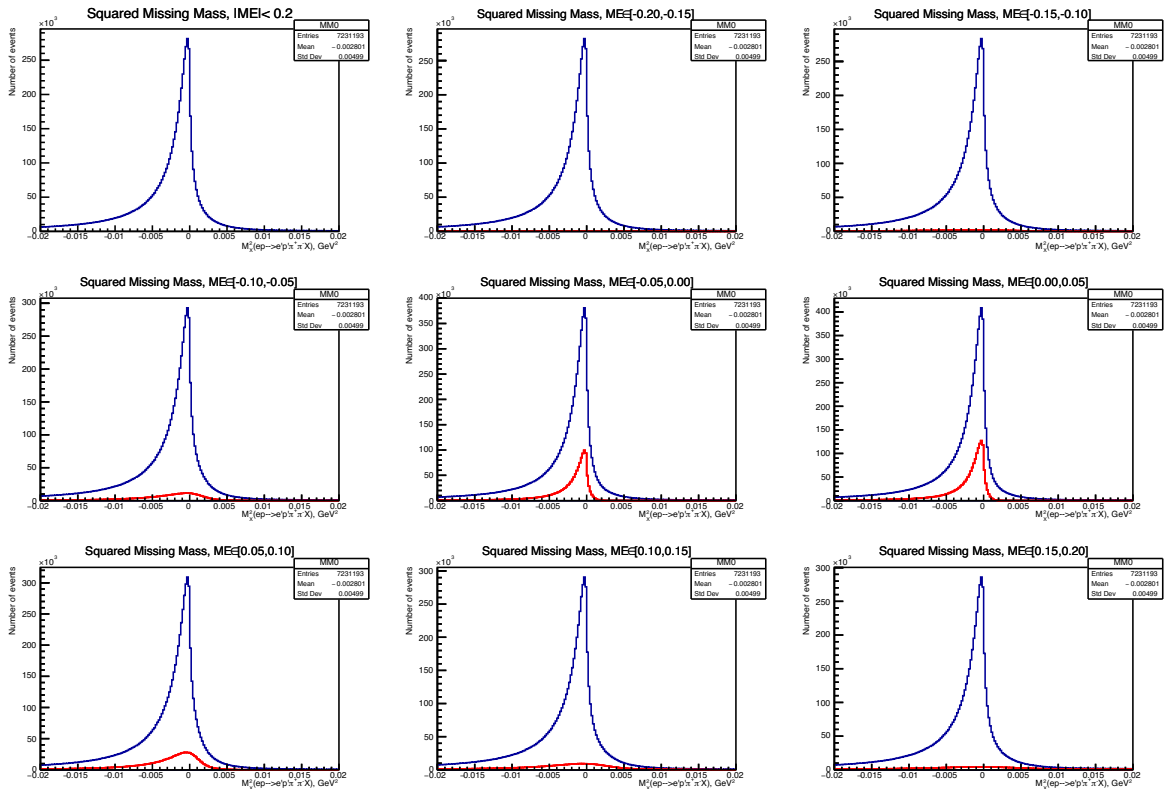


Рисунок 3.10 — Распределения MM_X^2 в бинах по ME с шагом 50 МэВ в диапазоне $[-0.2, 0.2]$ ГэВ. Красным представлены распределения MM_X^2 в пределах одного среза по ME , а синим — одинаковое для каждого графика распределение MM_X^2 для событий с $|ME| < 0.2$ ГэВ.

Проследим эффект отбора $|ME| < 0.1$ ГэВ на общее распределение MM_X^2 (рис. 3.9). На левом графике красным изображено распределение отброшенных событий, видно их в целом плавное нерезонансное поведение, соответствующее фоновому. На правом графике показано распределение MM_X^2 с введенным отбором $|ME| < 0.1$ ГэВ с уменьшенной фоновой подложкой.

Глава 4. Извлечение выходов реакции двухпионного электророждения в двумерной сетке по W и Q^2

4.1 Разбиение событий по двумерной сетке W, Q^2

Разбиение фазового пространства W, Q^2 было выбрано как показано на рис. 4.1, шаг по W был взят 25 МэВ, по Q^2 выбран неравномерный шаг, чтобы в каждой ячейке была достаточная статистика, не менее 1 тыс. событий.

4.2 Сравнение экспериментальных распределений с Монте-Карло моделированием

Для проверки и оптимизации критериев отбора событий электророждения заряженных пионов на протоне необходим анализ с применением Монте-Карло моделирования. Для генерации кинематических характеристик конечных частиц реакции использовался генератор событий TWOPEG [42], после чего события были пропущены через модель детектора CLAS12, написанной на GEANT. После применения критериев отбора к реальным данным и к моделированию, а также уширения модельных распределений с учетом реальных разрешений детектора, ожидается сходство форм и ширин экспериментальных и Монте-Карло распределений квадратов недостающих масс. Это сходство будет свидетельствовать о надежности критериев отбора, в том смысле, что они не отрезают слишком много сигнальных событий. В дальнейшем результаты Монте-Карло моделирования будут необходимы для вычисления поправок на эффективности детектора и извлечения сечений реакции.

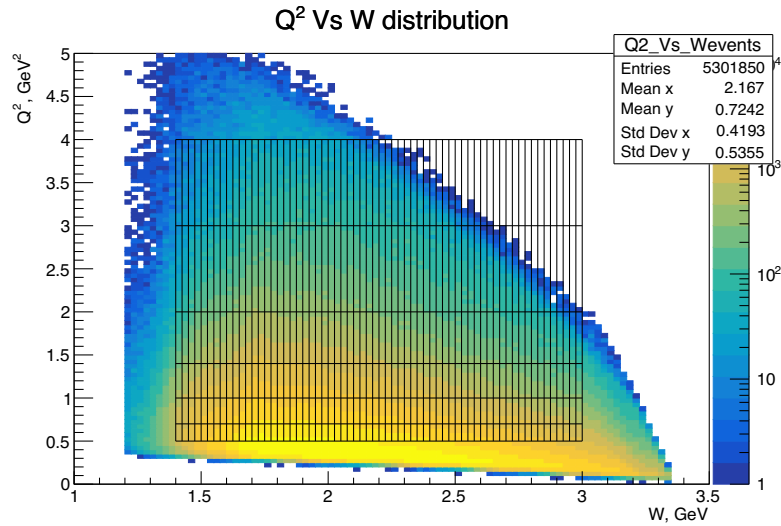


Рисунок 4.1 — Распределение двухпионных событий в координатах W , Q^2 . Черными линиями показана двумерная сетка, в ячейках которой будут извлечены выходы реакции.

4.2.1 Генератор TWOPEG

Генератор событий TWOPEG разработан для канала $ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p$ Юлией Скородуминой и др [42]. Он использует дифференциальные структурные функции из модели JM, которые воспроизводят сечения по фото- и электро-рождению двух заряженных пионов на протоне из данных CLAS (как опубликованных, так и предварительных). Для оценки сечений в областях, где отсутствуют экспериментальные данные, применяется специализированная процедура экстраполяции. В настоящее время генератор охватывает кинематическую область по Q^2 от 0.0005 ГэВ² и по W от порогового значения реакции до 4.5 ГэВ. TWOPEG позволяет получить величины сечений из генерируемых распределений и моделирует радиационные эффекты. TWOPEG уже использовался в анализе данных CLAS и может быть применен для извлечение поправок на эффективность CLAS12.

4.2.2 Получение данных симуляции

Для получения данных симуляции был использован портал CLAS12 Monte-Carlo Job Submission Portal. В качестве входных использовались параметры, соответствующие эксперименту RG-K (рис. 4.2).

Home About Disk Usage OSG Stats

CLAS12 Monte-Carlo Job Submission Portal

Logged in as afrolov

Your job was successfully submitted with the following parameters.

Project	CLAS12
Configuration	rgk_fall2018_FTOff
Magnetic Fields	tor+1.00_sol-1.00
Generator	twopeg
Generator Options	<pre>--ebeam 6.535 --wmin 1.1 --wmax 3.5 -- q2min 0.4 --q2max 6.0 --thmin 1.0 -- thmax 50.0 --emin 1.0 --trad 0.0 --tlen 5.0 --toff -3.0 --twlen 30.0 --twflen 30.0 -- flagbos 0 --flagrad 2</pre>
Number of Events / Job	10000
Number of Jobs	10000
Total Number of Events	100 M
Fields:	tor+1.00_sol-1.00 M
Background Merging	No

Output is synced hourly at /lustre/expphy/volatile/clas12/osg2/afrolov.

Рисунок 4.2 — Вид формы на портале CLAS12 Monte-Carlo Job Submission Portal [43].

С применением всех тех же отборов, что и для экспериментальных данных, была набрана статистика в 22 млн событий, что примерно в 4 раза больше экспериментальной статистики. Распределение событий симуляции в осях W , Q^2 изображено на рис. 4.3.

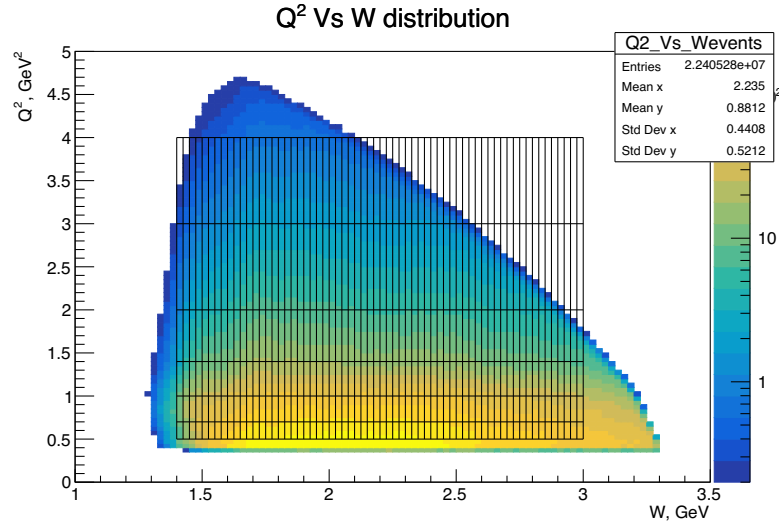


Рисунок 4.3 — Распределение событий симуляции в координатах W, Q^2 .

Черными линиями показана двумерная сетка, введенная в 4.1.

4.2.3 Сравнение распределений MM_X^2 для данных эксперимента и симуляции

В каждой ячейке по W, Q^2 были построены распределения MM_X^2 для данных эксперимента и симуляции. На рисунках 4.4 - 4.9 приведены распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при различных Q^2 . В ячейках достигнуто хорошее согласие моделирования с экспериментом.

4.3 Извлечение выходов реакции в двумерной сетке по W и Q^2

Для получения выходов реакции, в каждой ячейке было посчитано число событий в границах эксклюзивного пика: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005] \text{ ГэВ}^2$. Зависимости выходов от W при различных Q^2 представлены на рисунках 4.4 - 4.9 в нижних правых углах, ошибка извлечения выхода оценена как \sqrt{N} .

Полученные выходы реакции были нормированы на поток виртуальных фотонов Γ_ν , см. рис. 4.10 (расчет Γ_ν приведен в 2.1). На графиках видны плечевые структуры при $W \approx 1.5 \text{ ГэВ}$, соответствующие 2-й резонансной области, пики при $W \approx 1.7 \text{ ГэВ}$, соответствующие 3-й резонансной области, плечевые

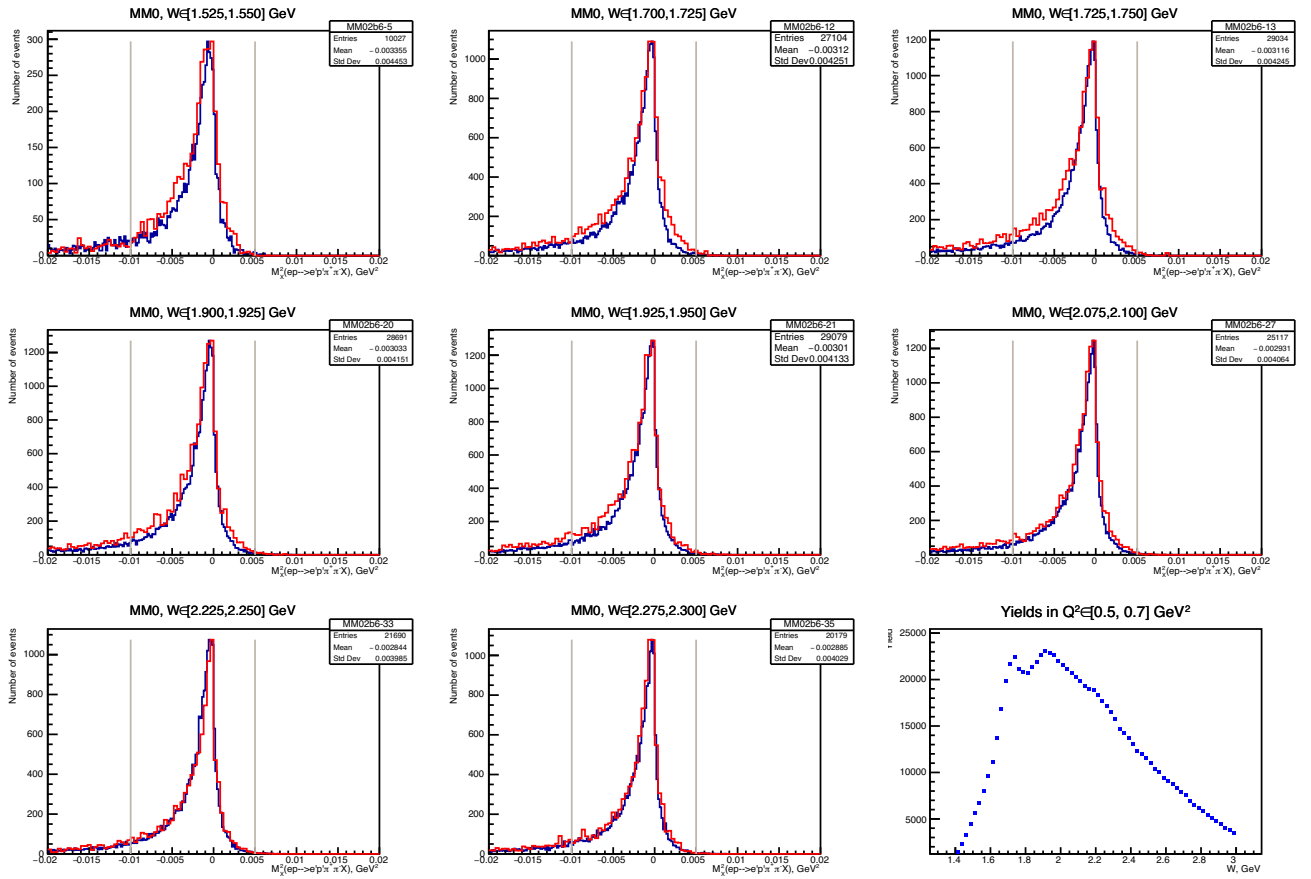


Рисунок 4.4 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [0.5, 0.7]$ ГэВ². Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005]$ ГэВ². На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

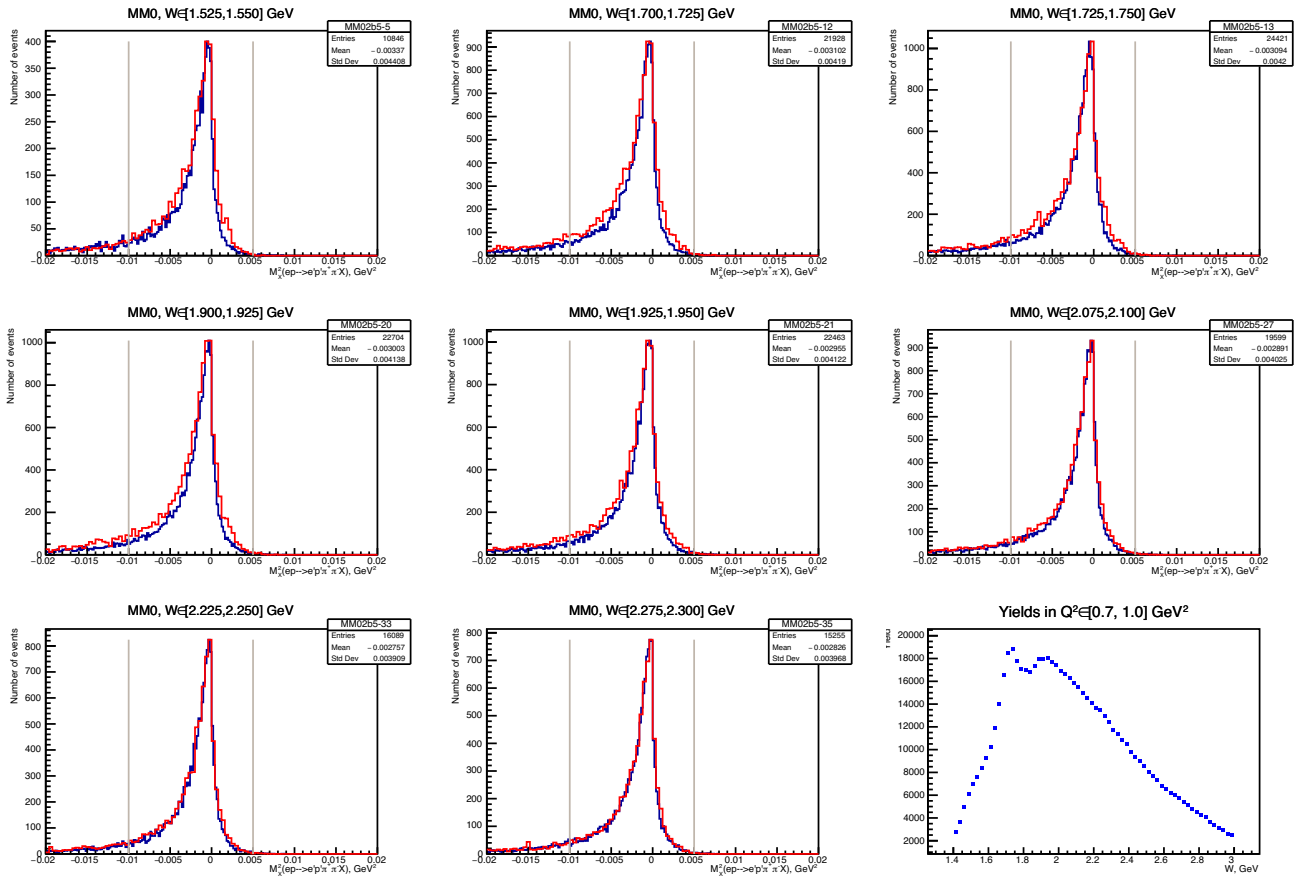


Рисунок 4.5 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [0.7, 1.0]$ ГэВ². Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005]$ ГэВ². На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

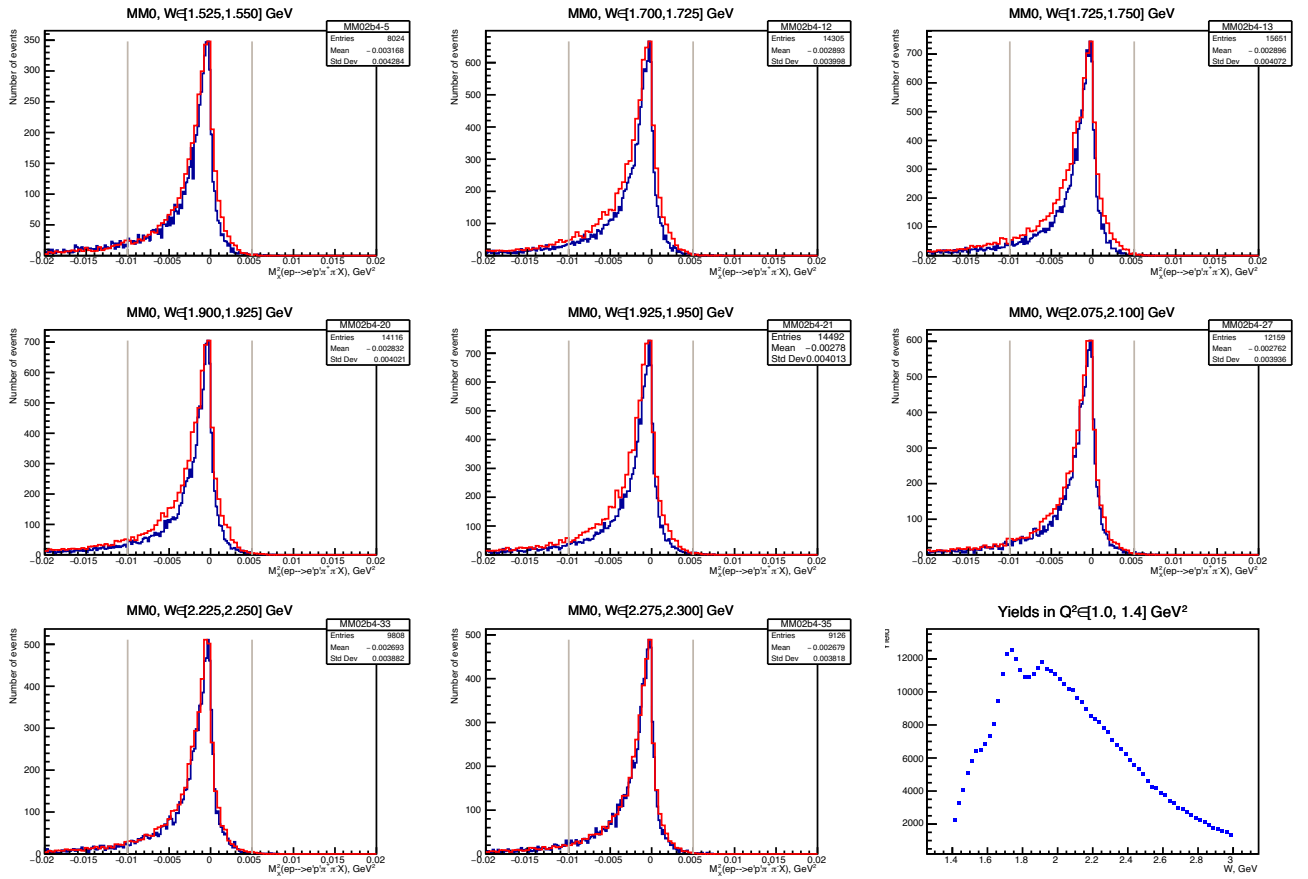


Рисунок 4.6 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [1.0, 1.4] \text{ ГэВ}^2$. Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005] \text{ ГэВ}^2$. На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

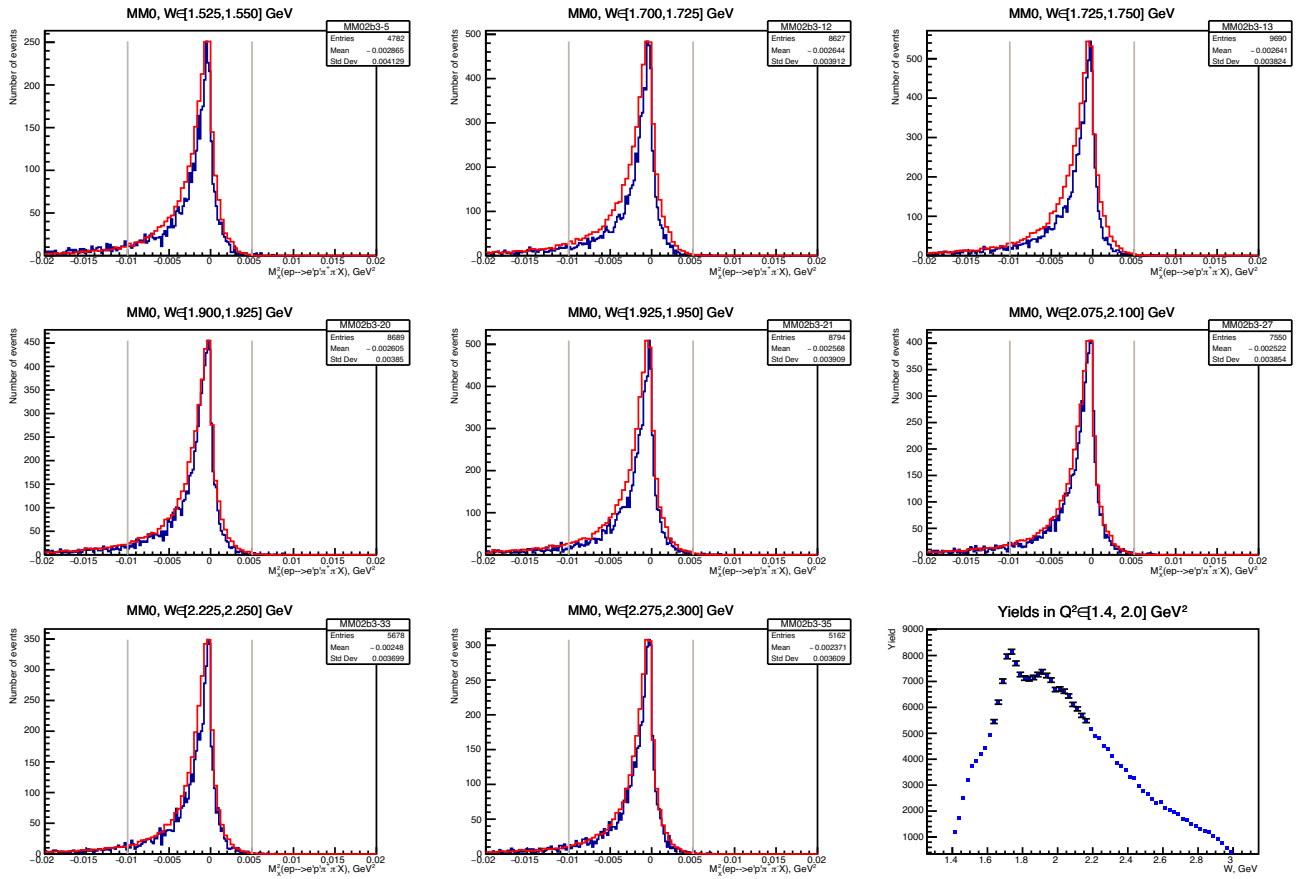


Рисунок 4.7 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [1.4, 2.0] \text{ ГэВ}^2$. Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005] \text{ ГэВ}^2$. На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

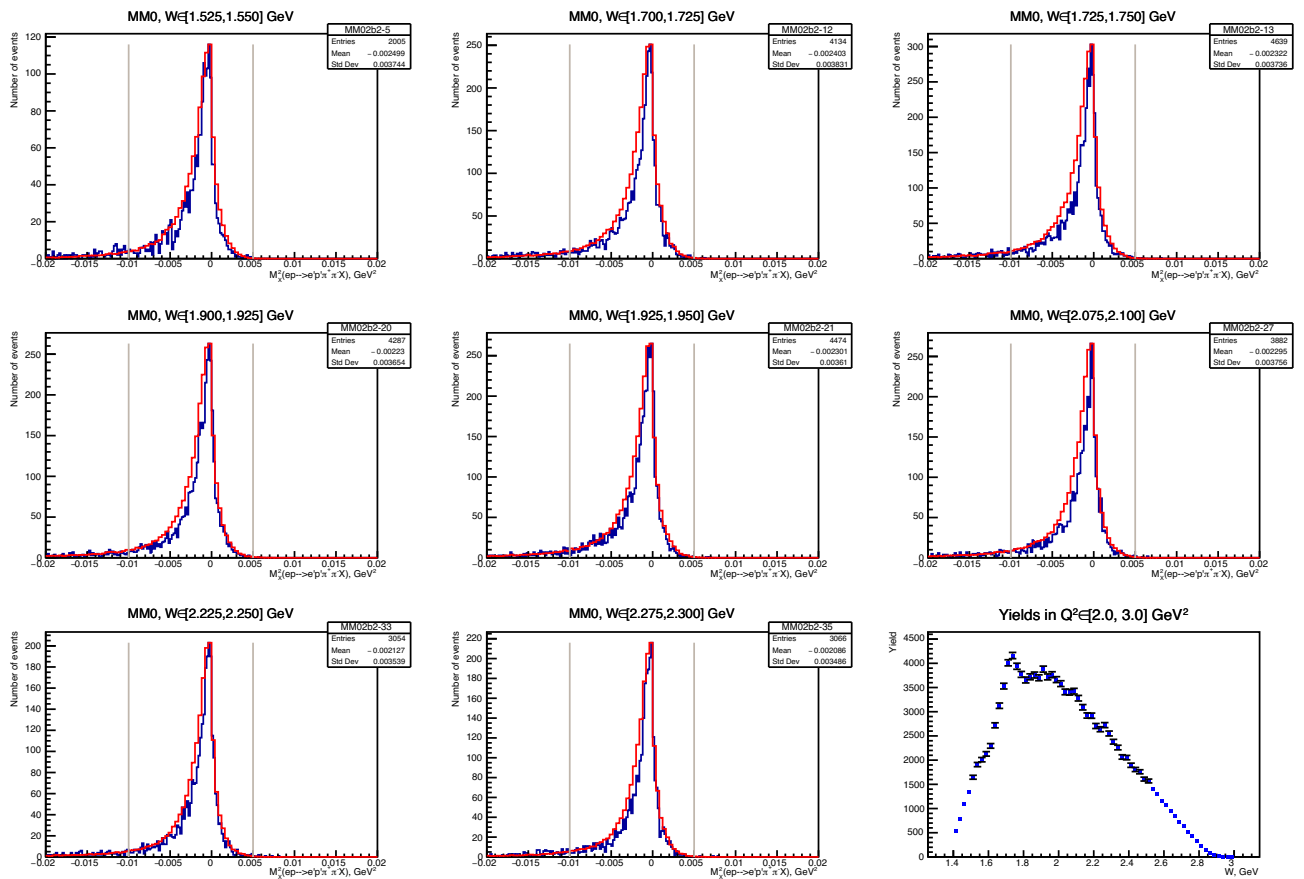


Рисунок 4.8 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [2.0, 3.0] \text{ ГэВ}^2$. Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005] \text{ ГэВ}^2$. На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

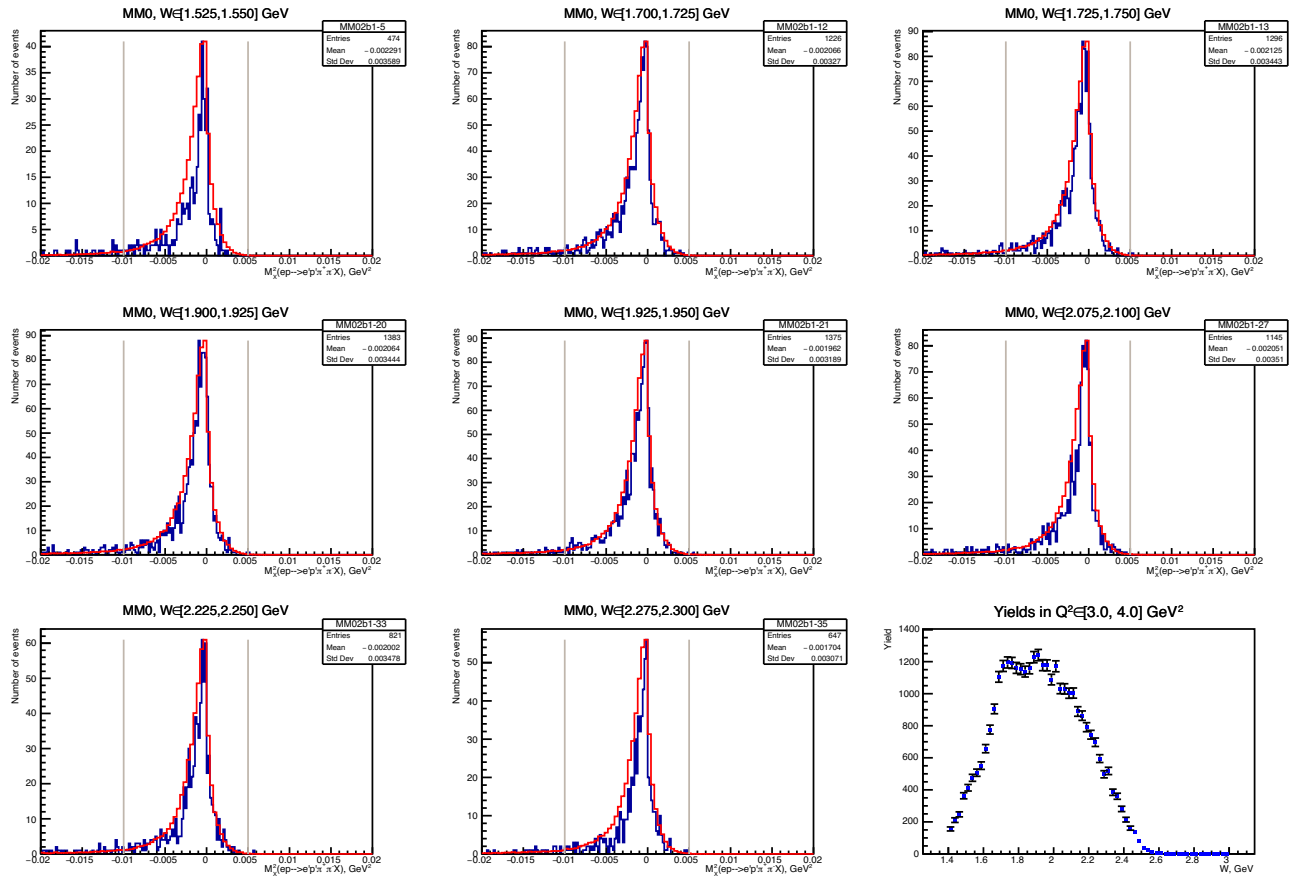


Рисунок 4.9 — Распределения MM_X^2 для экспериментальных событий (синим) и событий симуляции (красным) для некоторых ячеек по W при $Q^2 \in [3.0, 4.0]$ ГэВ². Серыми линиями выделен эксклюзивный пик в каждой ячейке: $MM_X^2 \in [-0.01, 0.005]$ ГэВ². На графике в нижнем правом углу построена зависимость выхода (количества экспериментальных событий в пределах эксклюзивного пика) от W .

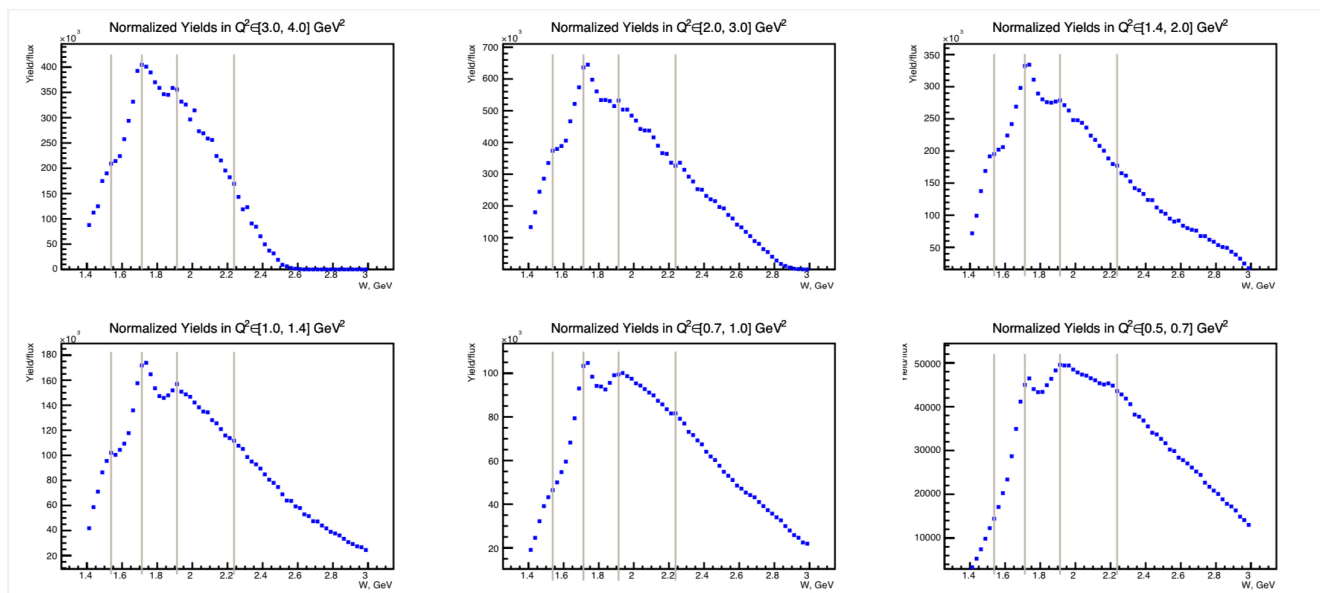


Рисунок 4.10 — Зависимости выходов, нормированных на поток виртуальных фотонов, от W в 6-ти ячейках по Q^2 . Серыми линиями показаны предположительные резонансные структуры.

структуры при $W \approx 1.9$ ГэВ и другие менее явные структуры при $W \approx 2.2$ ГэВ, соответствующие 4-й резонансной области.

Заключение

В ходе работы были получены первые результаты по анализу двухпионного электророждения из экспериментальных данных детектора CLAS12 с энергией пучка 6.535 ГэВ.

Была проведена обработка данных по выделению событий канала двухпионного электророждения на всей доступной статистике. Получены критерии отбора, после применения которых к экспериментальным данным было достигнуто значительное уменьшение фона.

Была выбрана оптимальная двумерная сетка по W и Q^2 , где в каждой ячейке имеется достаточная статистика и наиболее близкие кинематические характеристики событий. Сравнение с данными Монте-Карло моделирования показало хорошее совпадение кинематических распределений экспериментальных данных и моделирования. Были получены выходы реакции двухпионного электророждения во всей кинематических ячейках по W и Q^2 .

Получение выходов реакции в двумерных ячейках – первый шаг к получению сечений реакции. Для получения сечений потребуется извлечения эффективностей реакции из данных Монте-Карло моделирования, а также создание пятимерной сетки. Также планируется построение реальной симуляции, которая бы учитывала вклад не только рождение двух заряженных пионов на протоне, но и другие каналы.

Список литературы

- [1] *R.W. McAllister, R. Hofstadter* // Elastic scattering of 188-MeV electrons from the proton and the α particle, Phys. Rev. 102 (1956) 851, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.102.851>.
- [2] *M. Breidenbach, et al.* // Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.935>.
- [3] *S.E. Kuhn, J.-P. Chen, E. Leader* // Spin structure of the nucleon - status and recent results, Prog. Part. Nucl. Phys. 63 (2009) 1, <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327>.
- [4] *C.W. Leemann, D.R. Douglas, G.A. Krafft* // The continuous electron beam accelerator facility: CEBAF at the Jefferson laboratory, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 51 (2001) 413, <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327>.
- [5] *B.A. Mecking, et al.* // The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS), Nucl. Instrum. Methods A 503 (2003) [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01001-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01001-5).
- [6] *V.D. Burkert* // Jefferson lab at 12 GeV: The science program, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 68 (2018) 405, <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-021129>.
- [7] *V.D. Burkert, L. Elouadrhiri, K.P. Adhikari et al.* // The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 959 (2020) 163419
- [8] *Aznauryan I.G., Burkert V.D.* // Electroexcitation of Nucleon Resonances, Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. **1**, P. 671.
- [9] *Burkert V. D., Roberts C. D.* // Rev. Mod. Phys. (in press), arXiv:1710.02549 [nucl-ex].
- [10] *Roberts C. D.* // Few Body Syst. 59. 72. (2018).

- [11] *Roberts C. D.* // Three lectures on hadron physics. J. Phys. Conf. Ser. 706, 022002 (2016)
- [12] *Chen Chen et al.*, // Structure of the nucleon's low-lying excitations. Phys. Rev. D97, 034016 (2018)
- [13] *A.C. Aguilaretal.*, // Pion and kaon structure at the electron-ion collider. Eur. Phys. J. A55, 190 (2019)
- [14] *J. Segovia, I. C. Cloet, C. D. Roberts, S. M. Schmidt*, // Elastic and transition form factors of the $\Delta(1232)$. Few Body Syst. 55
- [15] *J. Segovia, C. D. Roberts*, // Dissecting nucleon transition electromagnetic form factors. Phys. Rev. C94, 042201 (2016)
- [16] *Chen Chen et al.*, // Nucleon-to-roper electromagnetic transition form factors at large Q^2 . Phys. Rev. D99, 034013 (2019)
- [17] *J. Segovia, B. El-Bennich, E. Rojas, I. C. Cloet, C. D. Roberts, S.-S. Xu, H.-S. Zong*, // Completing the picture of the roper resonance. Phys. Rev. Lett. 115, 171801 (2015)
- [18] *V. I. Mokeev et. al.*, // New results from the studies of the $N(1440)1/2^+$, $N(1520)3/2$, and $\Delta(1620)1/2$ resonances in exclusive $ep \rightarrow ep\pi^+\pi$ electroproduction with the CLAS detector. Phys. Rev. C 93, 025206 (2016)
- [19] CLAS Physics Database <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>
- [20] *Carman D. S., Kyungseon J., Mokeev V., I.* // Strong QCD Insights from Excited Nucleon Structure Studies with CLAS and CLAS12, Few-Body Syst (2020) 61:29
- [21] *Burkert V. D.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 68. 405. (2018).
- [22] *Mokeev V. I.* // Few Body Syst. 59. 46. (2018).
- [23] *S. Capstick, W. Roberts*, // Quasi two-body decays of non-strange Baryons. Phys. Rev. D 49, 4570 (1994)
- [24] *R. Bijker et al.*, // Strong decays of baryons and missing resonances. Phys. Rev. D94, 074040 (2016)

- [25] *V. I. Mokeev et al.*, // Evidence for the $N(1720)3/2^+$ nucleon resonance from combined studies of CLAS $\pi^+\pi^p$ photo- and electroproduction data. Phys. Lett. B 805, 135457 (2020)
- [26] *A. V. Anisovich et al.*, // Strong evidence for nucleon resonances near 1900MeV. Phys. Rev. Lett. 119, 062004 (2017)
- [27] *Segovia J. et al.* // Few Body Syst. 2015. 55. 1185.
- [28] *Segovia J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. 115. 171801.
- [29] *Angelo A. D., Burkert V. D., Carman D. S. et al.* // A Search for Hybrid Baryons in Hall B with CLAS12. JLab Experiment E12-09-003.
- [30] *Мокеев В. И.* // Нуклонные резонансы в реакциях электророждения $\pi^+\pi^-$ пар на протоне. Дис. док. физ.-мат. наук – Моск. гос. университет, Москва, 2007. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/JL/disser.pdf>
- [31] <https://www.jlab.org/physics/hall-b/clas12>
- [32] *V.D. Burkert, L. Elouadrhiri, K.P. Adhikari et al.* // The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 959 (2020) 163419
- [33] <https://www.jlab.org/physics/hall-b/clas12>
- [34] *V. I. Mokeev et al.*, // Model analysis of the $p\pi^+\pi^-$ electroproduction reaction on the proton. Phys. Rev. C80, 045212 (2009)
- [35] *V. I. Mokeev et al.*, // (CLAS Collaboration), experimental study of the $P_{11}(1440)$ and $D_{13}(1520)$ resonances from CLAS data on $ep \rightarrow e\pi^+\pi^p$. Phys. Rev. C 86, 035203 (2012)
- [36] *V. D. Burkert et al.*, // Isobar channels in the production of $\pi^+\pi^-$ pairs on a proton by virtual photons. Phys. Atom. Nucl 70, 427 (2007)
- [37] *M. Ripani et al.*, // A phenomenological description of $\pi^{\Delta^{++}}$ photoproduction and electroproduction in nucleon resonance region. Nucl. Phys. A 672, 220 (2000)

- [38] *M. Ripani et al.*, // (CLAS Collaboration) measurement of $ep \rightarrow ep'\pi^+\pi$ and Baryon resonance analysis. Phys. Rev. Lett. 91, 022002 (2003)
- [39] https://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/Run_Group_K
- [40] https://clasweb.jlab.org/wiki/images/3/34/Rgk_analysis_document_April_22_2022.pdf
- [41] CLAS12 Event Builder, https://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/CLAS12_EventBuilder
- [42] *Iu. Skorodumina, G.V. Fedotov, V.D. Burkert et al.* // TWOPEG: An Event Generator for Charged Double Pion Electroproduction off Proton, CLAS12 Note 2017-001
- [43] https://gemc.jlab.org/web_interface/index.php