

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М. В. ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО–ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Мокеев Виктор Иванович

НУКЛОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИЯХ  
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ  $\pi^+\pi^-$  ПАР НА ПРОТОНЕ

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва 2007

## Оглавление

<b>Введение</b>		<b>5</b>
<b>1</b>	<b>Методика эксперимента</b>	<b>35</b>
1.1	Ускоритель электронов непрерывного действия в Jefferson Lab	35
1.2	Детектор CLAS . . . . .	41
1.2.1	Тороидальный магнит . . . . .	43
1.2.2	Дрейфовые камеры . . . . .	46
1.2.3	Черенковский счётчик . . . . .	48
1.2.4	Электромагнитный калориметр . . . . .	49
1.2.5	Система времени пролёта . . . . .	54
1.2.6	Система сбора данных . . . . .	56
1.3	Реконструкция событий . . . . .	57
1.4	Обработка данных . . . . .	58
1.4.1	Калибровка детектора . . . . .	58
1.4.2	Окончательный процесс реконструкции . . . . .	59
1.4.3	Реконструкция треков . . . . .	60
1.4.4	Реконструкция времени начала события . . . . .	61
1.4.5	Использование данных с внешних элементов детектора	64
1.4.6	Идентификация заряженных адронов . . . . .	65
1.5	N* сигналы на детекторе CLAS . . . . .	66

<b>2</b>	<b>Эксперименты по исследованию электророждения пар заряженных пионов на протоне</b>	<b>71</b>
2.1	Отбор событий реакции $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ . . . . .	72
2.1.1	Сечения реакции $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ . . . . .	84
2.1.2	Коррекции сечений. . . . .	98
<b>3</b>	<b>Методы определения электромагнитных формфакторов нуклонных резонансов из данных по рождению <math>\pi^-\pi^+</math> пар фотонами на протонах</b>	<b>108</b>
3.1	Использование и ограниченность модельно независимых подходов для определения электромагнитных формфакторов $N^*$ . . . . .	108
3.2	Модели для описания фото и электророждения пар заряженных пионов на протонах. . . . .	113
<b>4</b>	<b>Модель JLAB-MSU (JM) описания рождения <math>\pi^-\pi^+</math> пар на протоне реальными и виртуальными фотонами</b>	<b>125</b>
4.1	Назначение и принципы построения модели . . . . .	125
4.2	Сечения и амплитуды в JM модели. . . . .	126
4.3	Трехчастичные механизмы JM модели . . . . .	130
4.4	Резонансные амплитуды. . . . .	133
4.5	Нерезонансные амплитуды в изобарных каналах $\pi\Delta$ . . . . .	136
4.6	Нерезонансные амплитуды в изобарных каналах $\rho\rho$ . . . . .	144
4.7	Изобарные каналы, впервые обнаруженные в анализе данных CLAS. . . . .	152
4.8	Прямые механизмы рождения пар заряженных пионов. . . . .	160

<b>5</b>	<b>Электромагнитные формфакторы и спектроскопия нуклонных резонансов из данных CLAS по электророждению пар заряженных пионов.</b>	<b>169</b>
5.1	Основные направления в исследованиях нуклонных резонансов на детекторе CLAS. . . . .	169
5.2	Электромагнитные формфакторы резонансов $P_{11}(1440)$ и $D_{13}(1520)$ при малых виртуальностях фотонов. Вклады изобарных каналов в двухпионное электророждение . . . . .	178
5.3	Поиск новых барионных состояний. $Q^2$ -зависимости электромагнитных формфакторов высоколежащих $N^*$ . . . . .	205
	<b>Заключение</b>	<b>232</b>
	<b>Литература</b>	<b>240</b>

## Введение

### Актуальность темы.

Исследования спектра и структуры возбуждённых состояний нуклона  $N^*$  являются важной составной частью изучения эволюции динамики сильного взаимодействия в области от расстояний, отвечающих применимости пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) ( $< 10^{-15}$  см), до расстояний  $\sim$  размера адронов, на которых происходит адронизация кварков и глюонов. Это одна из фундаментальных проблем современной физики адронов.

Сильное взаимодействие является одним из 4 известных в настоящее время фундаментальных взаимодействий. Оно обеспечивает формирование более 90% видимой материи во Вселенной с ненулевой массой. Сильное взаимодействие приводит к максимальным выделениям энергии.

Большим успехом фундаментальной физики XX века стало создание теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД). КХД оказывается применима на расстояниях  $< 10^{-15}$  см. Она описывает сильные взаимодействия как взаимодействия наиболее фундаментальных из известных в настоящее время составляющих материи — кварков и глюонов. Лагранжиан КХД строится на основе калибровочной  $SU_c(3)$ -симметрии /1/. Исходя из фундаментального лагранжиана КХД, динамика сильных взаимодействий описывается совокупностью вершин, показанных на рис. 0.1.

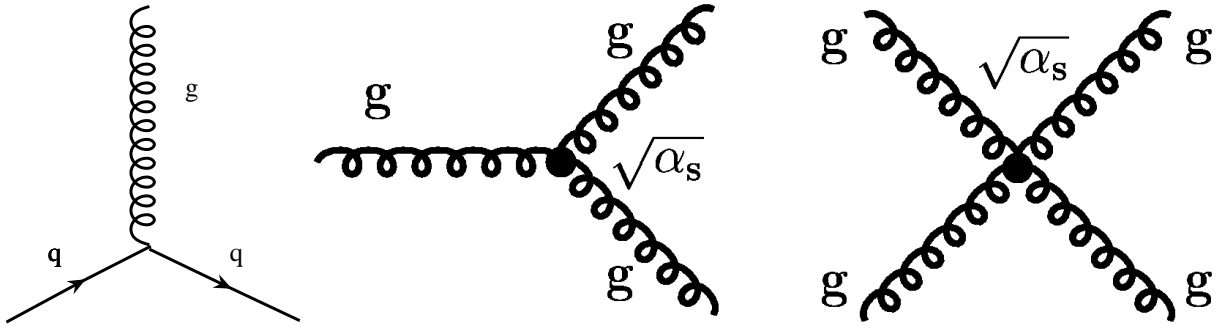


Рис. 0.1. Фундаментальные диаграммы КХД, описывающие динамику сильных взаимодействий на расстояниях  $\Delta r < 10^{-15}$  см /1/.

Принципиальные различия между сильным и другими фундаментальными взаимодействиями возникают за счёт механизмов, построенных из глюон-глюонных вершин (рис. 0.1 средний и правый). Наличие таких вершин является специфической особенностью сильных взаимодействий. Их появление обусловлено неабелевым характером  $SU_c(3)$ -симметрии лагранжиана сильных взаимодействий. Следствием  $SU_c(3)$ -симметрии является наличие 8 цветовых состояний у глюонов и глюон-глюонных вершин, показанных на рис. 0.1. Эти вершины приводят к существенным отличиям в динамике сильного и электромагнитного процессов. Бегущая константа электромагнитного взаимодействия увеличивается с уменьшением расстояния, что связано с экранированием затравочного электрического заряда облаком виртуальных  $e^-e^+$ -пар. Наличие диаграмм, построенных из глюон-глюонных вершин рис. 0.1 приводит к антиэкранированию цвета с расстоянием. При этом процессы антиэкранирования цвета превалируют над процессами экранирования цвета  $q\bar{q}$  парами. В результате в КХД поведение бегущей константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$

с расстоянием описывается соотношением

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_F/3) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (0.1)$$

где  $Q^2$  — квадрат 4-импульса глюона, отвечающей шкале расстояний  $1/\sqrt{Q^2}$ ,  $n_F$  — число ароматов кварков, равное 6,  $\Lambda$  — фундаментальный cut-off параметр КХД ( $\sim 0,2$  ГэВ). Первый член в знаменателе (0.1) описывает антиэкранирование цвета за счёт процессов, построенных из глюон-глюонных вершин рис. 0.1. Второй член в знаменателе (0.1) отвечает экранированию цвета  $q\bar{q}$  парами. Поскольку число ароматов кварков равно 6, процессы антиэкранирования доминируют над процессами экранирования, что приводит к росту бегущей константы сильного взаимодействия с увеличением расстояния.

Рост бегущей константы сильного взаимодействия приводит к значительной модернизации его динамики. Динамика сильного взаимодействия на расстояниях порядка размера нуклона кардинальным образом отличается от сильных взаимодействий в режиме пертурбативной КХД, описанном выше. Если в режиме пертурбативной КХД в сильных взаимодействиях участвуют токовые кварки и калибровочные глюоны, то на расстояниях  $\sim 1$  ф сильные взаимодействия осуществляются между конституентными кварками и коллективными состояниями множества глюонов, т.н. glue, а также октетом псевдоскалярных мезонов, реализующих Голдстоуновскую моду нарушения киральной симметрии лагранжиана КХД. В режиме пертурбативной КХД Лагранжиан сильных взаимодействий кирально инвариантен. На расстояниях сравнимых с размерами адронов киральная симметрия нарушена в лидирующем порядке. Об этом свидетельствует отсутствие

вырождения по четности в спектре низколежащих  $N^*$ , а также малые массы октета псевдоскалярных мезонов сравнительно с другими мезонами /2/.

Исследование эволюции сильных взаимодействий от расстояний  $\sim 1$  ф, отвечающих адронизации кварков и глюонов, до расстояний  $< 10^{-15}$  см, где устанавливается режим пертурбативной КХД, является открытой приоритетной проблемой современной фундаментальной физики.

Ярким проявлением динамики сильных взаимодействий в непертурбативной области является формирование нуклонных резонансов  $N^*$ . Возбуждённые состояния нуклона  $N^*$  отчетливо наблюдались в виде пиков в энергетических зависимостях сечений взаимодействия фотонов, электронов,  $\pi$ -,  $K$ -мезонов с нуклонами. На рис. 0.2 показаны данные SLAC по энергетическим зависимостям  $\nu W_2(\omega', Q^2)$  инклюзивных структурных функций на протоне при различных виртуальностях фотона  $Q^2$ . В сечениях рассеяния электронов отчетливо наблюдаются пики, обусловленные формированием резонансных состояний. Схема установленных в настоящее время возбуждённых состояний нуклона показана на рис. 0.3, где также приведено сечение инклюзивного рассеяния электронов.

Первый резонансный максимум обусловлен возбуждением резонанса  $P_{33}(1232)$  или  $\Delta$ -резонанса. Это нижнее возбуждённое состояние нуклона, образующееся из основного состояния нуклона переверотом спина одного из кварков и переходом 3-кварковой конфигурации из  $SU_f(3)$ -октета в  $SU_f(3)$ -декуплет.  $\Delta$ -резонанс является единственным хорошо изолированным резонансным состоянием. Этот резонанс был первым из открытых резонансов /8/. В настоящее время он наиболее детально исследован в реакциях фото- и электророждения одиночного пиона. Получены как



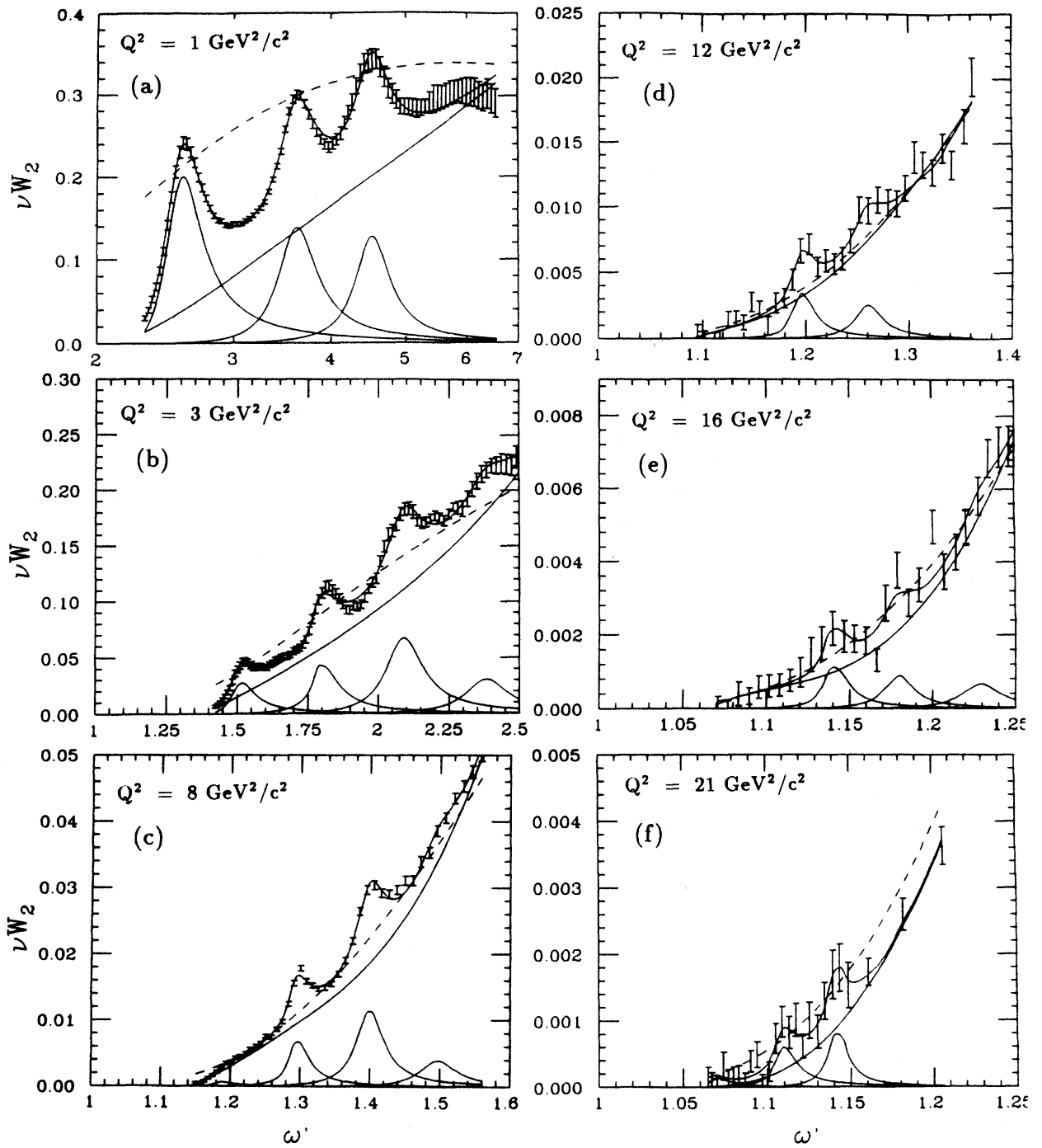


Рис. 0.2. Инклюзивные структурные функции  $\nu W_2(\omega', Q^2)$  в зависимости от энергии  $\omega'$  и виртуальности  $Q^2$  фотона /4, 5, 6/. Сплошные кривые для нерезонансных процессов рассчитаны в рамках основанного на КХД подхода /7/.

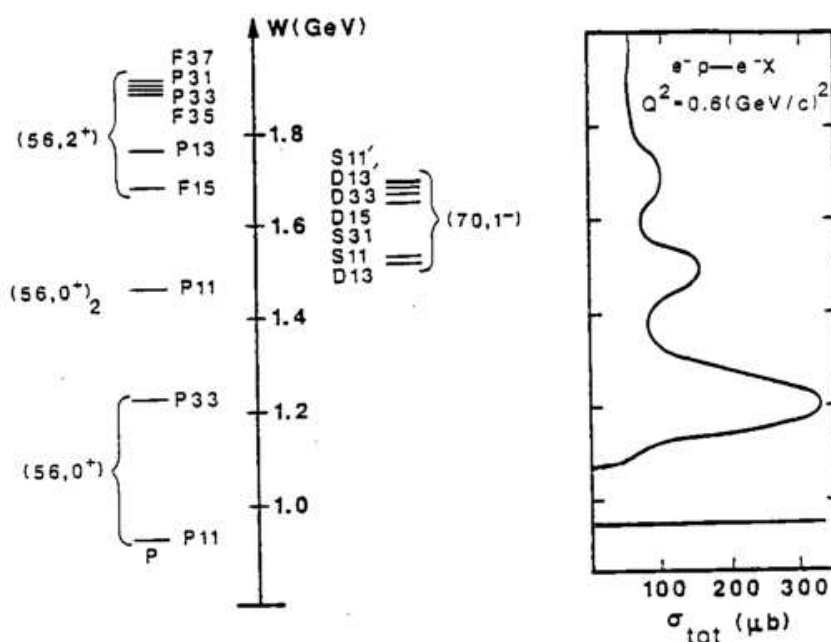


Рис. 0.3. Схема установленных резонансных состояний.

лидирующие электромагнитные формфакторы состояния  $P33(1232)$ , так и дополнительные по силе возбуждения мультиполи  $/9, 10/$ . Второй резонансный максимум при  $W \sim 1,52$  ГэВ формируется вкладом двух состояний  $D13(1520)$  и  $S11(1535)$ . В этой области  $W$  вносит вклад широкий ( $\sim 300$  МэВ) Ропер резонанс  $P11(1440)$ , а также «хвосты» от большого числа  $N^*$  с массами свыше 1,6 ГэВ. Третий резонансный максимум при  $W \sim 1,7$  ГэВ образован перекрытием многих резонансных состояний. Наибольший вклад вносят резонансы  $F15(1685)$ ,  $D33(1700)$ ,  $P13(1720)$ . Возможен вклад нового резонансного состояния  $3/2^+(1720) /9, 10, 71/$ , сигналы от которого впервые обнаружены в экспериментах CLAS Collaboration, вошедших в настоящую диссертацию. Имеются резонансные состояния не приводящие к формированию пиков в инклюзивных сечениях. Это группы

резонансных возбуждений с массами между 1,6 и 1,7 ГэВ с промежуточной силой возбуждения. В число не проявляющихся в виде структур инклюзивных сечений резонансов входят также высоколежащие состояния с массами свыше 1,9 ГэВ с большими ширинами  $\sim 300$  МэВ. Наблюдение и изучение таких скрытых в инклюзивных процессах резонансов возможно только в исследованиях различных эксклюзивных реакций с реальными и виртуальными фотонами.

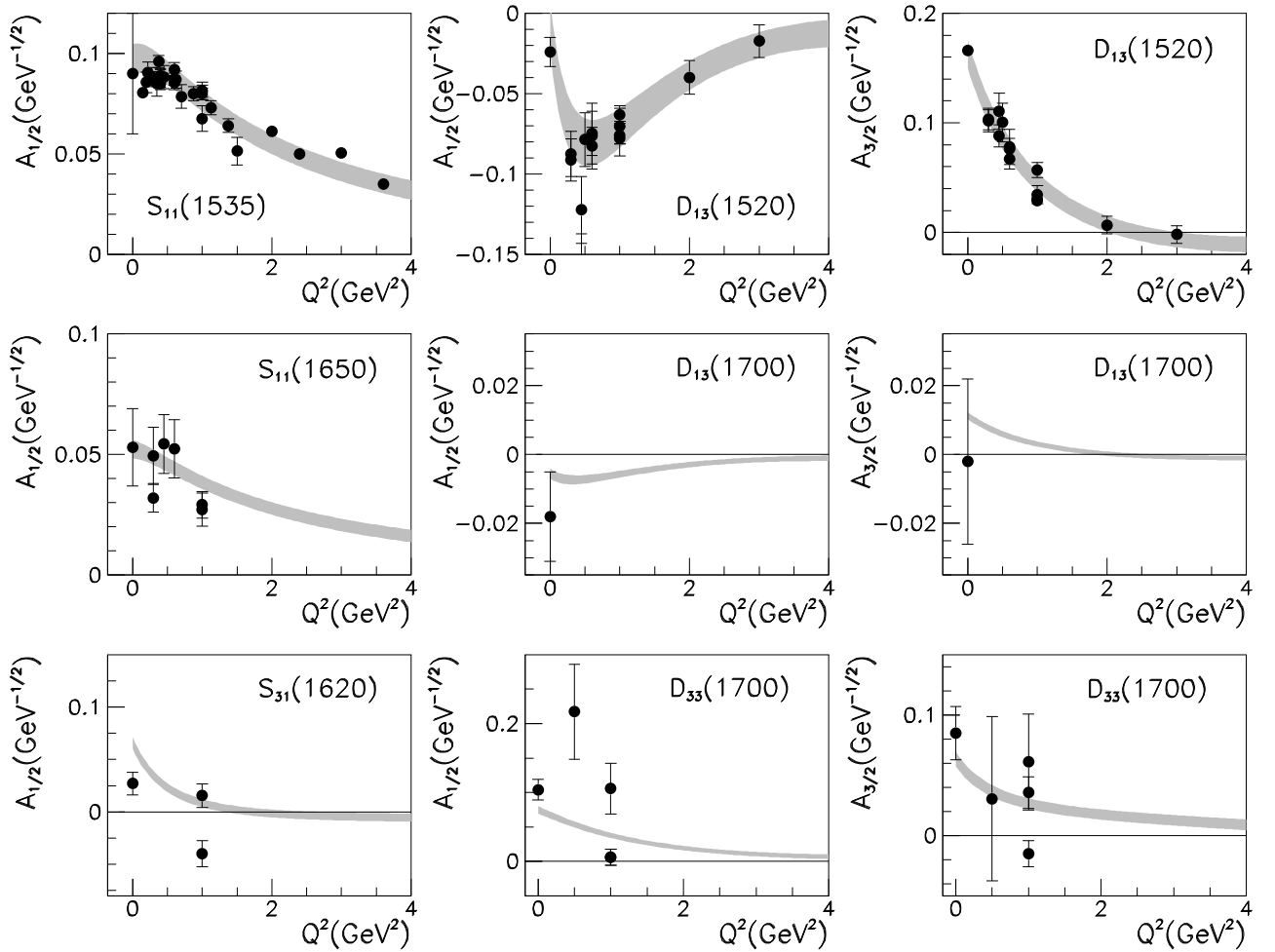


Рис. 0.4. Мировые данные по электромагнитным формфакторам  $N^*$  с массами тяжелее  $P_{33}(1232)$  до экспериментов, выполненных на детекторе CLAS [?].

На рис. 0.4 показаны мировые данные до выполненных на детекторе

CLAS экспериментов по электромагнитным формфакторам  $N^*$  с массами, превышающими массу  $\Delta$ -резонанса  $/?/$ . Накопленная информация о формфакторах  $N^*$  является весьма ограниченной. Все показанные на рис. 0.4 данные получены из анализа каналов рождения одиночных пионов. Для надежного извлечения параметров  $N^*$  эта информация должна быть расширена данными других эксклюзивных каналов. Исследования спектра и структуры возбуждённых состояний нуклона с массами, превышающими массу  $\Delta$ -резонанса, в эксклюзивной реакции электророждения  $\pi^- \pi^+$ -пар на протоне является целью настоящей работы.

Совместный анализ данных по электромагнитным формфакторам основного и полного спектра возбуждённых состояний нуклона необходим для установления динамики механизмов, формирующих барионы из кварков и глюонов, а также для изучения эволюции этих механизмов с расстоянием. Основное и возбуждённые состояния нуклона формируются единым гамильтонианом сильного взаимодействия. Следовательно, для изучения этого гамильтониана необходима информация о структуре как основного, так и полного спектра возбуждённых состояний нуклона.

Резонансные пики в инклюзивных структурных функциях (рис. 0.2) значительно меняются с изменением виртуальности фотона  $Q^2$ . При этом поведение близкорасположенных по энергии пиков сильно отличается друг от друга.  $Q^2$ -эволюция резонансных пиков зависит от квантовых чисел, вносящих вклад резонансов.  $Q^2$ -эволюция плавной нерезонансной части, отражающая изменения партонных компонент в основном состоянии нуклона, может быть хорошо описана в рамках подходов, базирующихся на КХД (сплошные нерезонансные кривые на рис. 0.2). В то же время эти

подходы не в состоянии воспроизвести  $Q^2$ -эволюцию индивидуальных резонансных пиков. Таким образом, данные об электромагнитных формфакторах  $N^*$  несут дополнительную информацию о динамике сильного взаимодействия сравнительно с информацией, получаемой при изучении основного состояния нуклона. При этом каждое резонансное состояние даёт дополнительные данные о механизмах ответственных за формирование  $N^*$ . Таким образом, данные по электромагнитным формфакторам каждого из хорошо установленных  $N^*$  столь же важны для понимания динамики сильных взаимодействий в непертурбативной области, как и данные по электромагнитным формфакторам основных состояний нуклона.

Полученные из экспериментальных данных по процессам электророждения мезонов на нуклонах электромагнитные формфакторы  $N^*$  являются чисто феноменологической информацией. Для исследования фундаментальных механизмов формирования барионов из кварков и глюонов электромагнитные формфакторы нуклонных резонансов должны быть связаны с фундаментальными механизмами КХД.

В настоящее время наиболее перспективными являются два подхода, позволяющие связать феноменологическую информацию по электромагнитным формфакторам  $N^*$  с фундаментальной КХД. Это расчёты на решётках (lattice simulation) /12, 13, 14/ и подход, основанный на формализме уравнений Дайсона—Швингера /?, 15/. Оба этих подхода позволяют описывать сильные взаимодействия в непертурбативной области с минимумом модельных предположений. В обозримой перспективе возможно полностью модельно-независимое описание /16/.

Электромагнитные формфакторы  $N^*$  являются наиболее предпочти-

тельными наблюдаемыми для расчётов на решётках. Они выражаются через локальные операторы, которые могут вычисляться напрямую из фундаментального лагранжиана КХД. В настоящее время выполнены расчёты на решётках для электромагнитных формфакторов  $\Delta$ -резонанса [18]. Проведены детальные расчёты спектров резонансных состояний [14, 19]. В 10-летней перспективе можно ожидать расчёты на решётках для электромагнитных формфакторов  $N^*$  с минимальной массой в каждой парциальной волне [12].

В настоящее время активно развиваются подходы, основанные на использовании формализма Бете–Салпетера [20], позволяющие из данных по электромагнитным формфакторам  $N^*$  установить структуру одетого кваркового пропагатора и матрицу  $qq$  рассеяния. В свою очередь, кварковый пропагатор и амплитуды  $qq$  рассеяния могут быть получены из фундаментальной КХД модельно-независимым образом, используя формализм уравнений Дайсона–Швингера [21, 22]. Следовательно, можно использовать два подхода для того чтобы связать феноменологическую информацию по электромагнитным формфакторам  $N^*$  с фундаментальной КХД:

- lattice simulation;
- совместном использовании формализма Бете–Салпетера и Дайсона–Швингера.

Сравнение результатов, полученных в обоих подходах, обеспечивает надёжность информации о фундаментальных механизмах формирования барионов, полученной из феноменологических данных по электромагнитным формфакторам  $N^*$ .

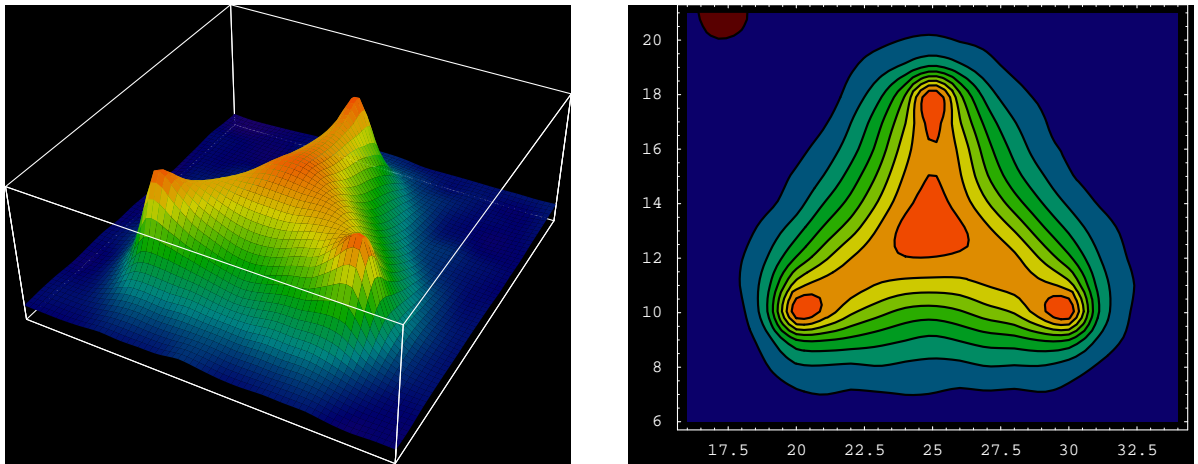


Рис. 0.5. Расчёты на решётках плотностей энергии глюонных полей в барионах на расстояниях порядка размеров нуклона. Наблюдается формирование глюонных трубок с взаимодействием между тремя глюонными трубками в центре. Эти глюонные трубки создают удерживающий потенциал, в котором формируются  $N^*$  как связанные состояния трёх конституентных кварков /20/.

Особая актуальность изучения  $N^*$  обусловлена тем, что исследования структуры барионов дают возможность получить информацию о механизмах, представляющих собой проявление фундаментальных глюон-глюонных взаимодействий Лагранжиана КХД (рис. 0.1) в непертурбативной области. На рис. 0.5 приведены результаты расчётов на решётках плотностей энергии поля глюонов на расстояниях, сравнимых с размером нуклона /20/. Расчёты /20/ выполнены в приближении тяжелых статических кварков. Поэтому их результаты имеют лишь чисто индикативный характер для описания удерживающих взаимодействий в  $N^*$ . Как следует из этих расчётов, поля глюонов образуют потоки энергии в виде глюонных трубок, которые связывают конституентные кварки в нуклоне и  $N^*$ . Эти трубки взаимодействуют между собой, создавая вершину, показанную на рис. 0.5. Подобная вершина является проявлением фундаментальной неабелевой вершиной КХД (рис. 0.1) в непертурбативной области. Взаимодействие глюонных трубок определяет удерживающий потенциал, в котором формируются  $N^*$  как связанные системы 3 конституентных кварков. Информация об электромагнитных формфакторах для полного спектра возбужденных состояний нуклона позволяет определить удерживающий потенциал и исследовать динамику глюон-глюонных взаимодействий в непертурбативной области. Именно эти взаимодействия приводят к основным отличиям сильных процессов от других типов фундаментальных взаимодействий.

Главной задачей феноменологического изучения структуры  $N^*$  в эксклюзивных реакциях электророждения мезонов является определение их электромагнитных формфакторов в зависимости от виртуальности фото-



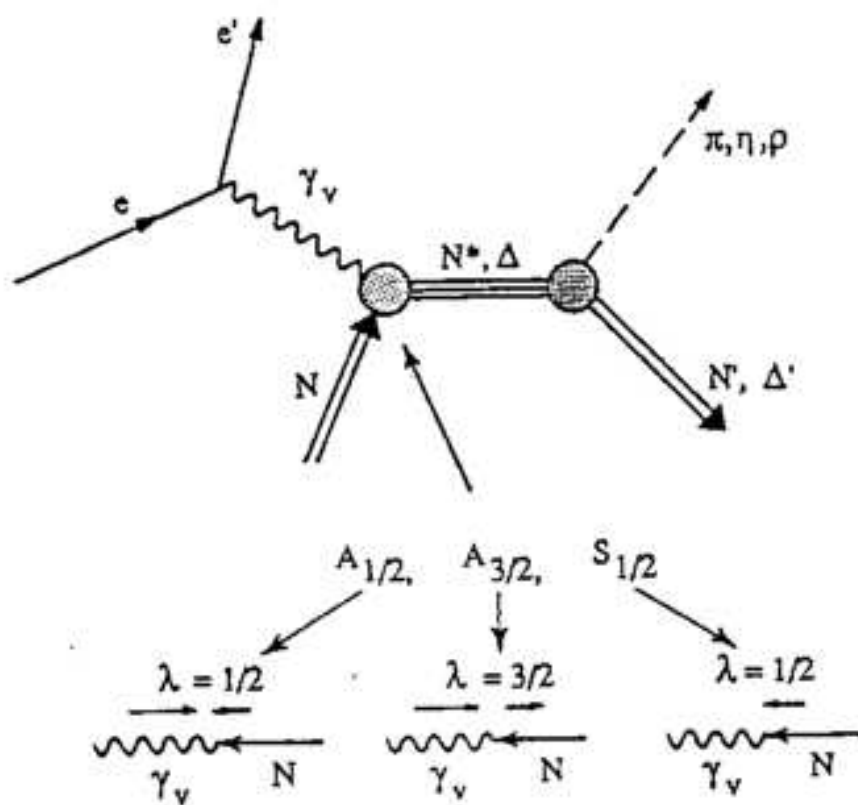


Рис. 0.6. Диаграммы, описывающие электровозбуждение и адронные распады  $N^*$ . Электромагнитные формфакторы  $A_{1/2}$ ,  $A_{3/2}(Q^2)$ ,  $S_{1/2}(Q^2)$  являются амплитудами перехода между состоянием  $\gamma_v p$  различной спиральности и  $N^*$ .

на  $Q^2$ . Электровозбуждение  $N^*$  исследуется в процессах, показанных на рис. 0.6. Электромагнитные формфакторы  $N^*$  определяются и определяются как спиральные амплитуды переходов из начального состояния «виртуальный фотон–протон»  $\gamma vp$  в конечное состояние  $N^*$ . Система  $\gamma vp$  имеет 6 спиральных состояний (3 для фотона и 2 протона). Однако, сохранение чётности сокращает число независимых амплитуд вдвое. В результате электровозбуждение  $N^*$  может быть полностью описано 3 электромагнитными формфакторами:  $A_{1/2}(Q^2)$ ,  $A_{3/2}(Q^2)$ ,  $S_{1/2}(Q^2)$ . Нижний индекс отвечает полной спиральности в системе  $\gamma vp$  или спиральности  $N^*$ . Символ  $A$  соответствует возбуждению  $N^*$  поперечными фотонами, возбуждение продольными фотонами описывается символом  $S$ .

Резонансные амплитуды  $M_{res}$ , отвечающие процессам на рис. 0.6, могут быть записаны в виде

$$M_{res}(W, \theta_f) = \sum_{N^*} \frac{d_{\mu\nu}^j(\cos \theta_f) \langle \lambda_f | T | N^* \rangle \langle N^* | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle}{M_{N^*}^2 - W^2 - i\Gamma(W)M_{N^*}} \quad (0.2)$$

где  $W$  — инвариантная масса конечной адронной системы,  $\theta_f$  — угол эмиссии одного из продуктов распада  $N^*$  в системе центра масс,  $\langle \lambda_f | T | N^* \rangle$  — амплитуда адронного распада  $N^*$  на двухчастичные конечные состояния со спиральностью  $\lambda_f$ ,  $\mu = \lambda_\gamma - \lambda_p$ ,  $\nu = \lambda_f$ ,  $\langle N^* | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle$  есть амплитуда электровозбуждения  $N^*$  из начального состояния  $\gamma vp$  со спиральностями частиц  $\lambda_\gamma$  и  $\lambda_p$ . Выражение в знаменателе (0.2) представляет собой пропагатор для резонансов с массой  $M_{N^*}$  и полной адронной шириной  $\Gamma(W = M_{N^*})$ . Эволюция полной ширины  $N^*$  с  $W$   $\Gamma(W)$  отражает поведение амплитуд адронных распадов резонансов вне массовой поверхности.

Для определения параметров  $N^*$  используются характерные особен-

ности поведения амплитуды (0.2). Пропагатор в (0.2) приводит к резонансному поведению амплитуды каждого  $N^*$ . Угловые распределения продуктов распада  $N^*$  однозначно определяются  $d$ -функцией  $d_{\mu\nu}^j(\cos\theta_f)$ , зависящей от спина резонанса  $j$ . Эти особенности резонансной амплитуды позволяют выделить сигналы от  $N^*$  на фоне других процессов.

Таким образом, для определения параметров  $N^*$  необходимо разделить амплитуды резонансных и нерезонансных механизмов. После этого резонансные амплитуды могут аппроксимироваться зависимостью (0.2). При этом амплитуды электровозбуждения  $N^*$ , пропорциональные формфакторам  $A_{1/2}(Q^2)$ ,  $A_{3/2}(Q^2)$ ,  $S_{1/2}(Q^2)$ , варьируются как свободные параметры. Амплитуды адронных распадов  $N^*$  могут быть взяты из анализа данных экспериментов на пучках мезонов. В этой процедуре электромагнитные формфакторы  $N^*$  определяются из условия наилучшего воспроизведения извлеченных из экспериментальных данных резонансных амплитуд (0.2).

Надёжное разделение резонансной и нерезонансной амплитуд из анализа данных по реакциям электророждения мезонов является ключевой проблемой феноменологического изучения структуры возбуждённых состояний нуклона. В настоящее время такое разделение может быть выполнено только используя феноменологические модели нерезонансных механизмов. В этой ситуации надёжная информация о параметрах  $N^*$  может быть получена лишь из совместного анализа основных эксклюзивных каналов. Как показано на рис. 0.6, каждый  $N^*$  (за исключением  $P33(1232)$ ) распадается на различные конечные мезон-барионные состояния и проявляется в различных эксклюзивных каналах электророждения мезонов. Нерезонансные процессы для различных эксклюзивных каналов различа-

ются кардинальным образом. Амплитуды адронных распадов  $N^*$  на различные мезон–барионные состояния также отличаются друг от друга. В то же время электромагнитные формфакторы  $A_{1/2}(Q^2)$ ,  $A_{3/2}(Q^2)$ ,  $S_{1/2}(Q^2)$  во всех эксклюзивных каналах одинаковы. Таким образом, совместное описание всех измеренных наблюдаемых для основных каналов электророждения мезонов на протонах с одинаковыми во всех каналах электромагнитными формфакторами  $N^*$  обеспечивает убедительную проверку надёжности параметров  $N^*$ , определённых из феноменологического анализа экспериментальных данных.

Совместный анализ основных каналов электророждения мезонов должен быть выполнен в формализме связанных каналов, с тем чтобы корректно учесть адронное взаимодействие частиц в конечных состояниях. В настоящее время в Jefferson Lab создан международный Excited Baryon Analysis Center (ЕВАС). Его главной задачей является развитие методов для извлечения информации об электромагнитных формфакторах  $N^*$  из совместного анализа основных эксклюзивных реакций электророждения мезонов на протонах в формализме связанных каналов [137, 23]. ЕВАС использует в качестве входной информации данные об амплитудах индивидуальных каналов. Амплитуды электророждения  $\pi^- \pi^+$ -пар на протоне, полученные в настоящей диссертации обеспечивают информацию, имеющее ключевое значение для развиваемого в ЕВАС формализма связанных каналов. Каналы электророждения пар заряженных пионов являются одними из основных в полном сечении рождения мезонов. В развитом в ЕВАС формализме впервые учитывается полная совокупность взаимодействий в 3-частичном конечном состоянии  $\pi^- \pi^+ p$  [24]. Таким образом, исполь-

зование данных об амплитудах механизмов  $2\pi$  фото и электророждения, полученных в настоящей диссертации, в формализме связанных каналов, развитом в ЕВАС, впервые позволит определить электромагнитные формфакторы  $N^*$ , последовательно учитывая всю сложную совокупность взаимодействий в 3-частичном конечном состоянии  $\pi^-\pi^+p$ .

Таким образом, для исследования электромагнитных формфакторов  $N^*$  необходимы измерения различных эксклюзивных каналов рождения мезонов на протоне реальными и виртуальными фотонами. Сечения этих эксклюзивных каналов изменяются в пределах от  $\sim 10^{-1}$  до  $\sim 10^1$  мкбн, что требует светимостей  $\mathcal{L} > 10^{33}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>. При этом должны измеряться сечения с образованием до 4 адронов в конечном состоянии. Измерения эксклюзивных реакций подобной множественности требуют использования непрерывных пучков электронов. Измерения должны быть выполнены в диапазоне телесных углов эмиссии конечных частиц в системе центра масс близком к  $4\pi$ . Аксептанс детектора близкий к  $4\pi$  является абсолютно необходимым для разделения вкладов от различных  $N^*$ . Как следует из (0.2), измерение угловых распределений продуктов распада  $N^* \sim d_{\mu\nu}^j(\cos\theta_f)$  позволяет разделить вклады  $N^*$  с различными спинами  $j$ .

Детектор CLAS в Hall B Jefferson Lab /25/ обладает наилучшими, единственными в мире возможностями для исследования электромагнитных формфакторов  $N^*$ . Эта установка использует непрерывный пучок электронов, а также тормозных фотонов ускорителя CEBAF с рекордными в мире величинами энергии, тока и поляризации пучка. Параметры пучка даны в табл. 1.1. Детектор CLAS обсуждается в главе 1 настоящей диссертации, и его характеристики даны в табл. 1.2. Он обеспечивает перекрытие

диапазона углов эмиссии конечных частиц в интервале  $\sim 4\pi$  в система центра масс  $\gamma_{rv}p$ . Детектор позволяет регистрировать и различать  $e^-$ ,  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $d$  во всём перекрываемом кинематическом диапазоне. Непрерывный пучок электронов/фотонов делает возможным регистрацию многочастичного конечного состояния (до 6 частиц) в телесном угле  $\sim 4\pi$ . CLAS — единственный в мире детектор, способный в каждом событии определять все типы образовавшихся частиц и их четырёхимпульсы и, тем самым, измерять полную совокупность разрешённых эксклюзивных реакций под действием реальных и виртуальных фотонов на протоне и ядрах. Перечисленные выше особенности делают детектор CLAS установкой с наибольшими в мире возможностями для исследований нуклонных резонансов. Возможности детектора постоянно расширяются. Энергия пучка электронов в 2008 году будет увеличена до 6,75 ГэВ.

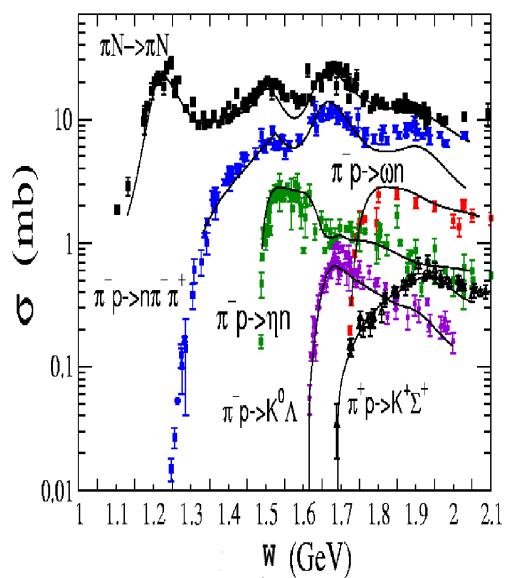
Исследования электромагнитных формфакторов  $N^*$  и поиск новых типов барионных состояний является одним из ключевых направлений физической программы в Hall B на детекторе CLAS. Коллаборацией CLAS получено свыше 90% мировых данных по процессам электророждения мезонов в резонансной области. Эти данные содержатся в CLAS Physics Data Base, созданной в коллаборации между Hall B Jefferson Lab и НИИЯФ МГУ /26/. Всесторонние обзоры основных результатов Программы  $N^*$  на детекторе CLAS содержатся в работах /9, 10, 27, 28, 29/.

На рис. 0.7 показаны выходы основных каналов электророждения мезонов при  $Q^2 < 4,0$  ГэВ<sup>2</sup>, измеренные на детекторе CLAS в области энергий возбуждения нуклонных резонансов. Как следует из приведённых данных, каналы рождения одиночного ( $1\pi$ ) и пар пионов ( $2\pi$ ) вносят ос-

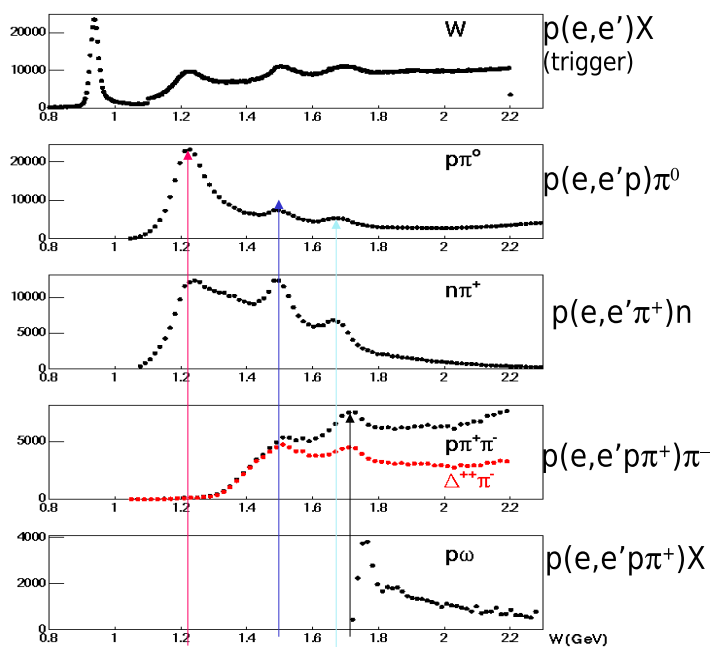
новой вклад. В сумме они исчерпывают свыше 80% полного сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами в резонансной области. В  $W$ -зависимостях выходов обоих этих каналов отчётливо проявляются резонансные структуры.  $1\pi$  и  $2\pi$  каналы обеспечивают дополнительную информацию о  $N^*$ .  $1\pi$  каналы чувствительны в основном к низколежащим  $N^*$  с массами менее 1,6 ГэВ. Многие из высоколежащих  $N^*$  ( $M > 1,6$  ГэВ) распадаются преимущественно с эмиссией  $\pi^-\pi^+$  пар. Сечения  $1\pi$  каналов падают с ростом  $W$  и при  $W > 1,7$  ГэВ выход  $2\pi$  канала становится максимальным из всех эксклюзивных каналов. Таким образом, исследования высоколежащих  $N^*$  ( $M > 1,6$  ГэВ) предпочтительны в канале рождения  $\pi^-\pi^+$  пар.

Современные кварковые модели, базирующиеся на  $SU_{sf}(6)$  симметрии, предсказывают значительное число резонансных состояний, не обнаруженных в экспериментах с электромагнитными и адронными пучками, т.н. “missing”  $N^*$ . Отсутствие таких состояний может объясняться тем, что сильные дикварковые корреляции блокируют их появление. С другой стороны, отсутствие наблюдений “missing”  $N^*$  может быть связано и с ограниченностью экспериментальных методов. До экспериментов, выполненных на детекторе CLAS, поиск  $N^*$  осуществлялся лишь в  $1\pi$  каналах. Кварковые модели предсказывают преимущественные распады “missing”  $N^*$  с эмиссией пар пионов, в то время как их однопионные распады оказываются подавленными. Таким образом, изучение электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар является весьма перспективным для поисков новых типов барионов, т.н. “missing” резонансов. Эти исследования имеют высокий приоритет в  $N^*$ -программе на детекторе CLAS.

Exclusive channels in  $\pi N$  scattering responsible for FSI in meson electroproduction



CLAS data on meson electroproduction at  $Q^2 < 4.0 \text{ GeV}^2$



1

Рис. 0.7. Данные по эксклюзивным каналам электророждения мезонов на протоне (справа) и сечения каналов  $\pi N$  (слева).



$1\pi$  и  $2\pi$  эксклюзивные каналы сильно связаны за счёт адронных взаимодействий в конечном состоянии. На левой части рис. 0.7 приведены сечения различных эксклюзивных каналов  $\pi N$  взаимодействий. Сечение процесса  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  — второе по величине сечение после упругого  $\pi N$  рассеяния. Следовательно, независимо от того, в каком канале исследуются  $N^*$ ,  $1\pi$  или  $2\pi$ , для извлечения их электромагнитных формфакторов необходимы амплитуды электророждения для обоих  $1\pi$  и  $2\pi$  лидирующих каналов. Эта информация абсолютно необходима для корректного учёта эффектов взаимодействий в конечных состояниях.

Данные об амплитудах  $1\pi$  и  $2\pi$  электророждения ещё более важны при изучении  $N^*$  в каналах с меньшими сечениями: электророждение  $\eta\rho$ ,  $\omega\rho$ ,  $K\Lambda$ ,  $K\Sigma$ . В этих каналах эффекты связи с основными  $1\pi$  и  $2\pi$  каналами могут оказывать воздействие на измеренные наблюдаемые в лидирующем порядке. Таким образом, исследования двух основных каналов электророждения одиночного и пар пионов имеют ключевое значение для всей программы исследований нуклонных резонансов.

Каналы электророждения одиночных пионов являются в настоящее время наиболее хорошо исследованными. Мировые данные по электромагнитным формфакторам  $N^*$ , полученные до экспериментов на детекторе CLAS, были ограничены изучением  $1\pi$  канала. Данные CLAS существенно расширили информацию по электророждению одиночных пионов и электромагнитным формфакторам  $N^*$ , извлеченным из этих каналов [10, 27, 28].

Изучение  $N^*$  в  $2\pi$  каналах стало возможным только после появления экспериментальных результатов с детектора CLAS. Выполненные ра-

нее эксперименты по изучению электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар имеют почти на порядок величины худшее разрешение по  $W$  и  $Q^2$ , что делает невозможным использование таких результатов для изучения  $N^*$ .

Определение электромагнитных формфакторов большинства  $N^*$ , поиск новых типов барионных состояний в реакциях электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар на протоне являются главной целью настоящей диссертации.

#### Основные цели работы.

- Измерения интегральных и полного набора неполяризованных 1-дифференциальных сечений в реакциях рождения  $\pi^-\pi^+$  пар на протоне виртуальными фотонами. Сочетание непрерывного пучка электронов и  $4\pi$  детектора CLAS впервые позволило измерить полный набор 1-дифференциальных сечений в  $\pi^-\pi^+p$  конечном адронном состоянии. В каждом из измеренных интервалов по  $(W, Q^2)$  получены 9 1-дифференциальных сечений:

1. распределения по инвариантным массам пар конечных адронов

$$d\sigma/dM_{\pi^-\pi^+}, d\sigma/dM_{\pi^+p}, d\sigma/dM_{\pi^-p};$$

2. угловые распределения конечных адронов в системе центра масс

$$d\sigma/d(-\cos\theta_{\pi^-}), d\sigma/d(-\cos\theta_{\pi^+}), d\sigma/d(-\cos\theta_p);$$

3. угловые распределения по углам  $\alpha_i$  между парой плоскостей, образованных направлениями 3-импульсов пар конечных адронов

$$\text{для 3 различных выборов пар из конечных частиц } d\sigma/d\alpha_i.$$

Измерения выполнены в широком диапазоне масс конечной адронной системы  $1,3 < W < 2,1$  ГэВ, полностью перекрывающей область

масс хорошо установленных  $N^*$ , и в широкой области виртуальностей фотона от 0,2 до 1,3 ГэВ<sup>2</sup>. Достигнуты рекордные разрешения по  $W$  (до 25 МэВ) и кинематическим переменным конечного адронного состояния. Измерения выполнены с лучшим в мире разрешением по виртуальностям фотона  $Q^2$ : 0,05 ГэВ<sup>2</sup> при  $Q^2 < 0,6$  ГэВ<sup>2</sup> и 0,3 ГэВ<sup>2</sup> при  $Q^2 > 0,6$  ГэВ<sup>2</sup>. Полученные в настоящей диссертации данные по сечениям реакции  $\gamma_v p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  являются единственными в мире, из которых возможно получить информацию о параметрах  $N^*$  в  $2\pi$  эксклюзивном канале.

- Создание феноменологической модели описания рождения  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне реальными и виртуальными фотонами с целью определения электромагнитных формфакторов  $N^*$  из совместного описания всех измеренных сечений. Первые экспериментальные данные по полному набору 1-дифференциальных сечений реакции  $\gamma_v p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  сделали возможным, исходя из экспериментальных данных, определить основные механизмы, вносящие вклад в рождение  $\pi^- \pi^+$  пар в области энергий возбуждения  $N^*$  и виртуальностей фотона до 1,5 ГэВ<sup>2</sup>. В развитом подходе механизмы рождения  $\pi^- \pi^+$  пар устанавливаются на основе их характерных проявлений в 1-дифференциальных сечениях: пиков в распределениях по инвариантным массам конечных продуктов, ярко выраженных зависимостей угловых распределений. Механизмы, не имеющие структурных особенностей, в 1-дифференциальных сечениях устанавливались из корреляции форм отвечающих им сечений в различных измеренных наблюдаемых. В со-

зданной модели было достигнуто хорошее описание всех имеющихся мировых данных и данных CLAS по сечениям фото- и электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар на протонах при  $Q^2 < 1,5 \text{ ГэВ}^2$ . Это свидетельствует от том, что развитый подход адекватно описывает основные механизмы  $2\pi$  эксклюзивного канала и обеспечивает надёжное разделение резонансных и нерезонансных амплитуд. Таким образом, развитый подход может использоваться для определения параметров  $N^*$  из условия наилучшего воспроизведения всей совокупности измеренных сечений.

- Определение электромагнитных формфакторов в зависимости от виртуальностей фотона  $Q^2$  для большинства хорошо установленных  $N^*$ . В реакцию  $\gamma_v p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  вносят вклад доминирующее большинство хорошо установленных  $N^*$ . Следовательно,  $2\pi$  канал открывает возможность определить электромагнитные формфакторы для большинства возбуждённых состояний нуклона. Изучение канала  $\gamma_v p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  впервые позволяет установить электромагнитные формфакторы высоколежащих  $N^*$  с массами свыше 1,6 ГэВ. Большинство таких состояний распадается преимущественно с эмиссией пар пионов. Данные по  $Q^2$  зависимостям электромагнитных формфакторов для большинства возбужденных состояний нуклона имеют ключевое значение для определения фундаментальных механизмов сильного взаимодействия в непертурбативной области, ответственных за формирование  $N^*$  из кварков и глюонов.
- Определение электромагнитных формфакторов  $N^*$  в совместном анализе данных  $1\pi$  и  $2\pi$  эксклюзивных каналов. Как уже отмечалось

выше, совместное описание всех наблюдаемых в основных  $1\pi$  и  $2\pi$  каналах электророждения мезонов на протонах с одинаковыми в обоих каналах электромагнитными формфакторами обеспечивает убедительную проверку надёжности феноменологического разделения резонансных и нерезонансных амплитуд и извлеченных формфакторов  $N^*$ . В диссертации выполнен совместный анализ  $1\pi$  и  $2\pi$  каналов при  $Q^2 = 0,65 \text{ ГэВ}^2$ . Достигнуто хорошее описание неполяризованных и поляризованных наблюдаемых в  $1\pi$  канале и полного набора неполяризованных интегральных и 1-дифференциальных сечений в  $2\pi$  канале.

- Определение сечений различных механизмов реакции  $\gamma_{rv}p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ . Эта информация важна для исследований  $N^*$  в совместном анализе данных основных эксклюзивных каналов рождения мезонов на протонах. Совместный анализ основных эксклюзивных каналов должен быть выполнен в формализме связанных каналов для последовательного учёта эффектов адронных взаимодействий в конечном состоянии. В настоящее время ЕВАС в Jefferson Lab развивает подобный подход. В диссертации из совместного анализа всех измеренных сечений  $2\pi$  канала в рамках развитой модели JM определены сечения основных механизмов электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне. Данные по этим сечениям являются ключевым элементом для использования формализма связанных каналов при определении параметров  $N^*$ . Механизмы  $2\pi$  каналов через взаимодействия в конечном состоянии влияют на реакции рождения мезонов практически во всех экс-

клюдивных каналах.

- Поиск новых типов барионов в электророждении  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне. Спектроскопическая информация о  $N^*$ , дополненная данными CLAS по  $Q^2$ -эволюции электромагнитных формфакторов  $N^*$ , свидетельствует о том, что симметрия  $SU_{sf}(6) \times O(3)$  может быть хорошим приближением для симметрии гамильтониана, в котором формируются  $N^*$ . В рамках этой симметрии предсказывается наличие значительного числа  $N^*$ , до сих пор не обнаруженных в экспериментах как с реальными и виртуальными фотонами, так и с пучками мезонов. Эти состояния получили название “missing” резонансов.  $2\pi$  канал обладает большими потенциальными возможностями для обнаружения “missing” резонансов, т.к. согласно ожиданиям кварковых моделей /117/ “missing”  $N^*$  должны преимущественно распадаться с испусканием  $\pi^- \pi^+$  пар. В то же время они должны быть значительно слабее связаны с конечными состояниями  $\pi N$ . Исследования процессов электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар в широком диапазоне изменения  $Q^2$  (от 0,5 до 1,5 ГэВ<sup>2</sup>) обладают дополнительными возможностями сравнительно с изучением фоторождения при  $Q^2 = 0$ . Изменяя виртуальность фотона в процессах электророждения, можно исследовать кинематические области с существенно различным отношением резонансного сигнала к нерезонансным процессам и выбрать диапазон  $Q^2$  оптимальный для наблюдения “missing”  $N^*$ . “Missing”  $N^*$  могут быть состояниями 3 конституентных кварков в удерживающем потенциале, отвечающем основному состоянию глюонного поля. Они также

могут иметь и иную природу. Интересным направлением является поиск “missing”  $N^*$ , содержащих возбуждённую глюонную трубку /30/. Открытие подобных  $N^*$  позволяет впервые исследовать проявление глюонных степеней свободы в структуре барионов. В отличие от мезонного сектора,  $N^*$  с возбуждённой глюонной трубкой имеют такие же квантовые числа, как и  $N^*$ , построенные на основном состоянии глюонов в нуклоне. Поэтому одна спектроскопическая информация недостаточна для поиска барионов с возбуждённым глюонным полем. В то же время исследования  $Q^2$ -эволюции электромагнитных формфакторов могут позволить обнаружить эти новые барионные состояния.

#### Научная новизна и практическая ценность работы.

Как уже отмечалось, детальная информация по  $Q^2$ -эволюции электромагнитных формфакторов  $N^*$  является абсолютно необходимой для изучения фундаментальных механизмов сильного взаимодействия в непертурбативной области, ответственных за формирование  $N^*$  из кварков и глюонов. Особый интерес к исследованиям  $N^*$  обусловлен тем обстоятельством, что это наиболее доступные в эксперименте 3-кварковые системы, в которых проявляется неабелева динамика КХД. Неабелевы вершины КХД определяют специфическое поведение сильного взаимодействия, отличающее его от других фундаментальных взаимодействий. Таким образом, детальные исследования структуры  $N^*$  посредством изучения их электромагнитных формфакторов являются ключевой частью исследований сильных взаимодействий в непертурбативной области. Реакции  $\gamma_{rv}p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  чувствительны к большинству хорошо установленных  $N^*$  и представляют

собой предпочтительный эксклюзивный канал для изучения высоколежащих  $N^*$  с массами  $> 1,6$  ГэВ. Эти реакции также очень перспективны для поиска новых типов барионных состояний: как 3-кварковых конфигураций в основном состоянии глюонного поля с двойными  $\rho$  и  $\lambda$  орбитальными возбуждениями, так и барионов с возбуждённой глюоной трубкой.

В диссертации получены первые и до сих пор единственные в мире данные по полному набору интегральных и 1-дифференциальных неполяризованных сечений реакции  $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}p$ . Данные получены во всей области энергий возбуждений  $N^*$   $1,3 < W < 2,1$  ГэВ и при виртуальностях фотона от 0,2 до 1,5 ГэВ<sup>2</sup>. Достигнуты рекордные разрешения по  $W$ ,  $Q^2$  и кинематическим переменным конечного адронного состояния. Впервые в каждом из интервалов по  $(W, Q^2)$  получены 9 независимых 1-дифференциальных сечений.

В диссертации развита феноменологическая модель JM описания реакций  $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}p$  в области энергий возбуждения  $N^*$  ( $W < 3,0$  ГэВ) и виртуальностей фотона  $0,2 < Q^2 < 1,5$  ГэВ<sup>2</sup>. /29, 87, 88, 89, 90, 95, 96, 110, 111, 112, 113, 114, 133, 134, 136/. В рамках этого подхода установлены основные механизмы фото- и электророждения  $\pi^{-}\pi^{+}$  пар в резонансной области. Они получены из совместного анализа полной совокупности 1-дифференциальных сечений, впервые измеренных на детекторе CLAS в рамках настоящей диссертационной работы /?, 133, 134/. Развита модель хорошо воспроизводит как данные CLAS, так и имеющиеся мировые данные по процессам фото- и электророждения  $\pi^{-}\pi^{+}$  пар на протонах. Достигнуто хорошее феноменологическое разделение резонансных и нерезонансных механизмов. Это подтверждается в совместном анализе  $N^*$  в



1 $\pi$  и 2 $\pi$  эксклюзивных каналах /113/, а также в хорошем описании угловых распределений  $d\sigma/d\alpha_i$  с феноменологическими параметрами модели, определёнными из наилучшего описания 6 других 1-дифференциальных сечений /133, 134/. Таким образом, созданная феноменологическая модель позволяет определить электромагнитные формфакторы  $N^*$  из условия наилучшего описания полного набора измеренных дифференциальных и интегральных сечений реакции  $\gamma_{rv}p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ . Созданная модель является единственным в мире подходом для изучения  $N^*$  в электророждении  $\pi^- \pi^+$  пар. Амплитуды различных механизмов реакции  $\gamma_{rv}p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ , полученные из анализа данных в рамках созданной модели играют важную роль при определении электромагнитных формфакторов  $N^*$  из совместного анализа основных эксклюзивных каналов электророждения мезонов в формализме связанных каналов. В настоящее время эти работы активно развиваются в международной коллаборации между НИИЯФ МГУ, Hall B and EBAC at Jefferson Lab.

Впервые из анализа данных CLAS по электророждению  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне в рамках модели, развитой в диссертационной работе, установлены сигналы от возможного нового барионного состояния  $3/2^+(1720)$  /71/. Спектроскопические квантовые числа,  $\pi\Delta$ ,  $\rho p$  ширины адронных распадов и электромагнитные формфакторы состояния-кандидата определены из наилучшего описания данных CLAS по реакции  $\gamma_{rv}p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ . В настоящее время из данных CLAS определяются сечения фоторождения  $\pi^- \pi^+$  пар. Совместный анализ сечений фото- и электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне позволит сделать окончательные выводы о существовании состояния-кандидата  $3/2^+(1720)$ . В случае подтверждения будет об-

наружено барионное состояние нового типа. В области масс  $\sim 1,7$  ГэВ все предсказываемые кварковыми моделями резонансные уровни заполнены наблюдавшимися в эксперименте  $N^*$ .

Впервые получены данные по электромагнитным формфакторам большинства возбуждённых состояний нуклона с массами  $< 2,0$  ГэВ при виртуальностях фотона от  $0,5$  до  $1,5$  ГэВ<sup>2</sup>. Для состояний  $P11(1440)$  и  $D13(1520)$  также впервые получены данные об их электромагнитных формфакторах при малых виртуальностях  $0,2 < Q^2 < 0,6$  ГэВ<sup>2</sup>. Анализ данных по  $Q^2$ -зависимостям электромагнитных формфакторов  $N^*$  позволил впервые исследовать эволюцию с расстоянием активных степеней свободы в структуре  $N^*$ . Обнаружен существенный вклад мезон-барионного облака в структуру  $N^*$  на больших расстояниях, отвечающих виртуальностям фотона  $Q^2 < 0,6$  ГэВ<sup>2</sup>. В то же время, при  $Q^2 > 1,0$  ГэВ<sup>2</sup> поведение электромагнитных формфакторов  $N^*$  хорошо согласуется с предположением о преимущественном взаимодействии фотонов с 3-кварковыми конфигурациями.

## 1. Методика эксперимента

### 1.1. Ускоритель электронов непрерывного действия в Jefferson Lab

Основной целью лаборатории Джефферсона являются исследования в области физики элементарных частиц и ядерной физики с помощью электромагнитного взаимодействия. В настоящее время большая часть накопленных знаний получена, в основном, в инклюзивных и полу-инклюзивных реакциях. Данные ограничены электромагнитной структурой нуклона и нижними возбуждёнными состояниями протона.

Причины этих ограничений могут быть найдены в технических характеристиках предыдущих ускорителей и детекторов. Низкая степень заполнения пучка нескольких существующих электронных ускорителей делает совпадательные эксперименты практически неосуществимыми. Большинство действующих в мире электронных ускорителей имеют фактор заполнения  $<$  нескольких %. Они оборудованы магнитными спектрометрами, которые вместе с высоким энергетическим разрешением  $dp/p \sim 10^{-4}$  покрывают малый телесный угол ( $10^{-3}4\pi$ ) и малую область импульсов образовавшихся в реакции частиц  $\Delta p/p \sim 10$ . Эти характеристики позволяют проводить измерения в очень ограниченной кинематической области, но исключают регистрацию многих частиц в конечном состоянии вследствие неприемлимого числа ложных совпадений  $N_{false}$ , определяемых соотноше-

нием:

$$N_{false} = (I_{peak})^n \Delta\tau, \quad (1.1)$$

где  $\Delta\tau$  — разрешающее время схем совпадений,  $n$  — число измеряемых на совпадениях частиц.  $I_{peak}$  является пиковым током пучка. Он связан со средним током пучка соотношением

$$I_{peak} = \frac{I_{aver}}{f}, \quad (1.2)$$

где  $f$  есть фактор заполнения ( $< 1\%$ ). Таким образом, для всех импульсных ускорителей пиковый ток  $I_{peak}$  более чем на 2 порядка величины превышает средний ток  $I_{aver}$ . В результате при величинах среднего тока, необходимых для приемлимой скорости набора статистики, пиковые токи импульсных ускорителей приводят к неприемлимому числу ложных совпадений в измерениях эксклюзивных процессов. Эти ограничения значительно усиливаются с ростом числа измеряемых на совпадении частиц  $n$ . Кроме того, для исследования эксклюзивных реакций в полном объёме разрешенного фазового пространства необходимы детекторы с аксептансем близким к  $4\pi$ .

Таким образом, исследования эксклюзивных реакций требуют совместного использования ускорителей электронов непрерывного действия и детекторов с аксептансем близким к  $4\pi$ . При этом светимость установки  $\mathcal{L}$  должна превышать  $5 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ . Ускоритель электронов непрерывного действия в Jefferson Lab имеет рекордные в мире параметрами непрерывного пучка электронов (табл. 1.1). Сочетание непрерывного пучка электронов и  $\sim 4\pi$  детектора CLAS в Hall B at Jefferson Lab делает эту

установку уникальной, с наилучшими в мире возможностями для исследований эксклюзивных реакций на протонах и ядрах как в процессах фототак и электророждения //.

Схема ускорителя электронов непрерывного действия СЕВАФ показана на рис. 1.1. Ускорительный комплекс состоит из двух линейных ускорителей на основе сверхпроводящих ускоряющих структур со средним темпом ускорения  $\sim 8$  МэВ/м. В инжекторе электронный пучок формируется под действием поляризованного лазерного излучения на катод из GaAs. Образовавшиеся в этом процессе электроны имеют поляризацию  $\sim 80\%$ . Электроны с энергией 40 МэВ, испущенные инжектором, ускоряются в двух линейных ускорителях, соединенных с обоих концов пятью арками поворотных магнитов, расположенных в общем туннеле одна под другой. Арки обеспечивают 5-кратный проход электронного пучка через оба ускорителя. Ускорение в каждом из линейных ускорителей обеспечивается 40 ниобиевыми ускоряющими структурами разделёнными на 8 криомодулей, охлаждаемых жидким гелием. За один проход электроны увеличивают свою энергию до  $\sim 1.2$  ГэВ. За 5 проходов электроны получают энергию до 6.0 ГэВ. Ускоряющие структуры имеют частоту СВЧ волны 1.5 ГГц, что отвечает временному интервалу между соседними сгустками электронов 0.67 нсек. Наиболее медленные элементы детектора CLAS — дрейфовые камеры — имеют временные разрешения  $\sim 1$  нсек. При таких временных разрешениях детектора 0.67 нсек временная микроструктура пучка не имеет значения в эксперименте. Пучок может рассматриваться как непрерывный во времени.

Пучок электронов одновременно доставляется в три эксперименталь-

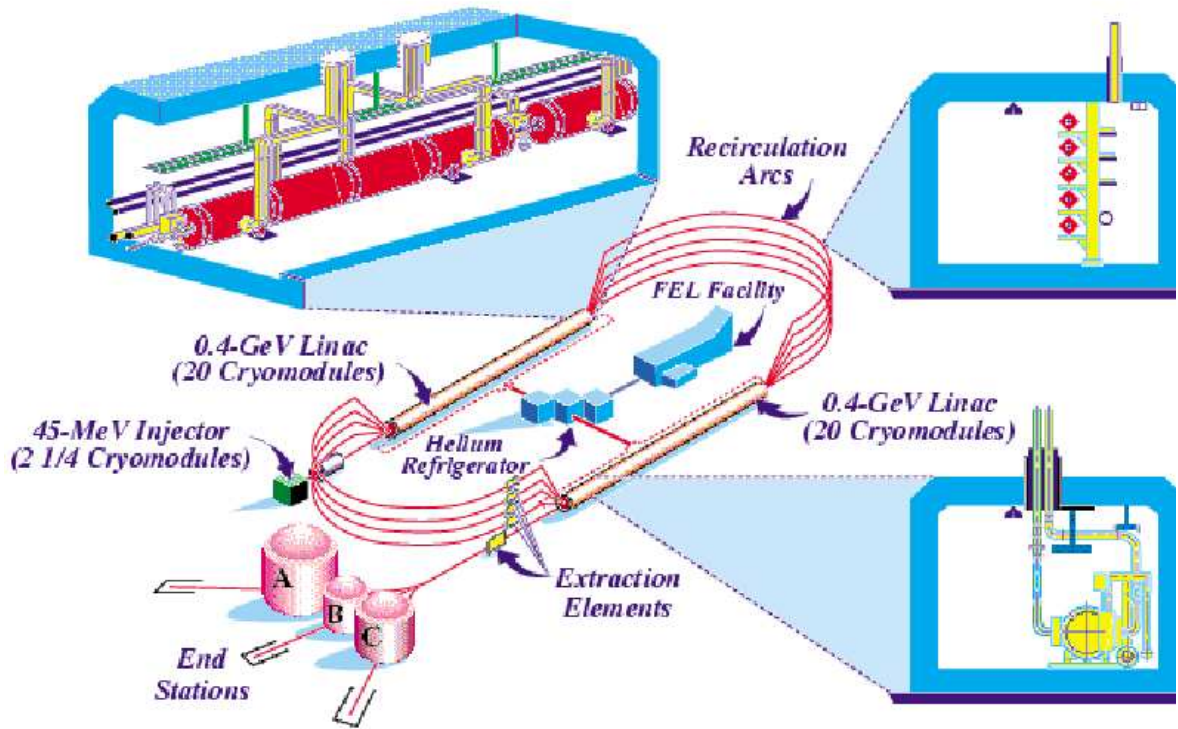


Рис. 1.1. Схема ускорителя CEBAF.

ных зала А, В и С в режиме отдельный сгусток в отдельный зал. Таким образом экспериментальные залы могут одновременно получать пучки с различными величинами энергии, кратными энергии получаемой за один оборот. Кроме того, сгустки могут иметь различную плотность электронов, что даёт возможность доставлять в экспериментальные залы пучки с различными значениями тока в пределах от 100 пА до 200  $\mu$ А. Основные характеристики непрерывного пучка электронов приведены в табл. 1.1. В настоящее время пучок ускорителя CEBAF имеет рекордные в мире энергию, ток, стабильность по энергии среди всех работающих ускорителей электронов непрерывного действия.

Оборудование экспериментальных залов делает их взаимодополняющими для решения различных физических задач:

Таблица 1.1. Основные параметры непрерывного пучка электронов ускорителя CEBAF

Параметр	Величина
Максимальная энергия	6,75 ГэВ
Максимальный ток	200 мкА
Фактор заполнения	100%
Стабильность энергии пучка, $\sigma_E/E$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
Диапазон энергий пучка меченых фотонов	$0,8 \div 5,5$ ГэВ

1. Зал А оборудован двумя спектрометрами высокой разрешающей способности  $\Delta p/p \leq 10^{-4}$  и максимальным импульсом регистрируемых электронов и адронов до 4 ГэВ.
2. В зале С размещено два магнитных спектрометра среднего разрешения  $\Delta p/p \leq 10^{-3}$ , но для различных импульсов регистрируемых частиц: спектрометр больших импульсов (HMS) и спектрометр малой орбиты (SOS) имеют максимальные импульсы регистрируемых частиц 7 ГэВ и 1.8 ГэВ соответственно. Залы А и С предназначены для выполнения экспериментов, требующих максимальной светимости, но для которых достаточны малые аксептансы детекторов  $\sim$  десятков мстер. Одними из последних экспериментов выполненных в этих залах стали исследования вкладов странных кварков в электромагнитный формфактор нуклона в инклюзивных измерениях асимметрии рассеяния поляризованных электронов на нуклонах / /.
3. Зал В, в котором проводился наш эксперимент, оборудован спектрометром большого аксептанса (CLAS) предназначенным для измерений эксклюзивных, многочастичных реакций. Детектор обеспечивает регистрацию до 6 частиц в каждом событии при светимости

Таблица 1.2. Основные характеристики детектора CLAS

Параметры		Диапазон изменения
Кинематические области, доступные для измерений	Угол эмиссии заряженных частиц в л.с.	$8^\circ < \theta < 140^\circ$
	Модули импульсов заряженных частиц в л.с.	$p \geq 0.2$ ГэВ
	Угол эмиссии фотонов в л.с.	$8^\circ < \theta < 45^\circ$ (в 4 секторах)
	Энергия фотона в л.с.	$8^\circ < \theta < 75^\circ$ (в 2 секторах) $E_\gamma > 0.1$ ГэВ
Разрешения	по импульсам заряженных частиц	$\sigma_p/p \approx 0.5\%$ ( $\theta < 30^\circ$ ) $\sigma_p/p \approx 1.2\%$ ( $\theta > 30^\circ$ )
	по полярному углу	1 мрад
	по азимутальному углу	4 мрад
	временные, для заряженных частиц	100–250 мсек
	по энергии фотонов	$\sigma_E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$
Идентификация частиц	разделение $\pi/K$	$p < 2$ ГэВ
	разделение $\pi/p$ смешивание $e^-/\pi^-$	$p < 3$ ГэВ $< 10^{-3}$
Светимость	для электронного пучка	$10^{34}$ см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup>
	для фотонного пучка	$5 \cdot 10^{31}$ см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup>
Система обработки информации	Скорость набора событий	4 кГц
	данных	25 Мб/с

$\sim 10^{34}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>, в диапазоне телесных углов  $\sim 4\pi$ . Его основные характеристики приведены в табл. 1.2.

При умеренном энергетическом разрешении детектор обеспечивает уверенное разделение электронов, пионов, каонов и протонов во всей кинематической области для процессов фото- и электророждения адронов при максимальной энергии пучка ускорителя. CLAS способен также регистрировать нейтральные  $\pi^0\eta^0$ -мезоны, как с использованием метода недостающей массы, так и по распадам этих частиц на 2 фотона. Сочетание непрерывного пучка электронов и  $\sim 4\pi$  детектора делает установку CLAS



единственным в мире детектором, способным в каждом событии определять все типы образовавшихся частиц и измерять их 4-импульсы. Таким образом, детектор CLAS является уникальной установкой с наилучшими в мире возможностями для исследования эксклюзивных реакций. CLAS — единственный в мире детектор, позволяющий в одном сеансе изучать все разрешенные каналы реакций под действием реальных и виртуальных фотонов на протоне и ядрах  $p/p$ . На схеме, показанной на рис. 1.2, сравниваются возможности детектора CLAS (см. JLAB) и других детекторов, установленных на ускорителях электронов с лучшим качеством пучков. Показаны перекрытие областей по инвариантной массе конечной адронной системы  $W$  и пороги различных эксклюзивных реакций. Также приведены положения  $D$ -резонанса 2-го и 3-го резонансных максимумов в инклюзивном сечении рассеяния электронов. CLAS значительно превосходит все другие установки по перекрываемой величине  $W$ . Это единственная в мире установка для исследования эксклюзивных каналов в процессах электро-рождения.

## 1.2. Детектор CLAS

Детектор CLAS, находящийся в зале В, был спроектирован для экспериментов, в которых конечное адронное состояние характеризуется несколькими некоррелированными частицами или светимость в которых ограничена током пучка, плотностью мишени или случайным фоном. На детекторе CLAS выполняются эксперименты по детальному исследованию полной совокупности открытых эксклюзивных каналов на протонах и ядрах под действием реальных и виртуальных фотонов. Исследования вклю-

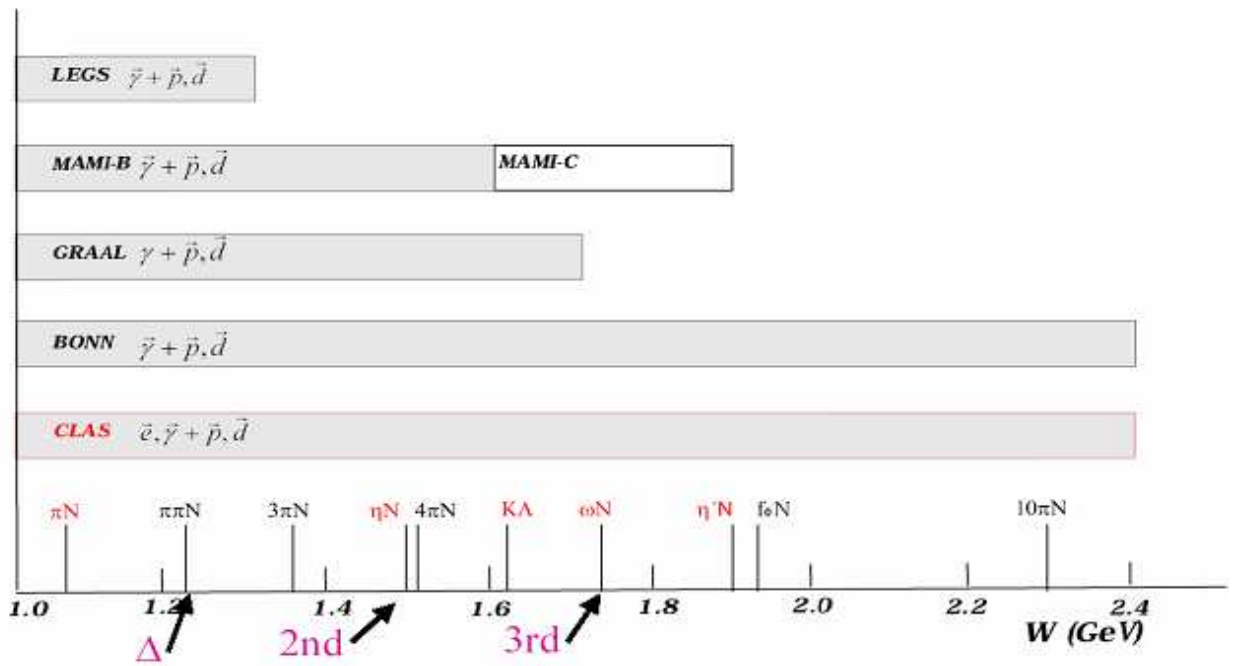


Рис. 1.2. Сравнение возможностей исследований эксклюзивных реакций на детекторе CLAS (JLAB) и других детекторах, установленных на ускорителях электронов с лучшим качеством пучков.

чают измерения поляризационных наблюдаемых с использованием поляризованных электронов, циркулярно и линейно поляризованных реальных фотонов, а также продольно поляризованных мишеней.

Детектор CLAS — это тороидальный магнитный спектрометр, в котором магнитное поле генерируется шестью сверхпроводящими сердечниками магнита (рис. 1.3) с напряженностью от 0.5 до 5 Т. Система регистрации частиц состоит из Дрейфовых Камер для реконструкции треков заряженных частиц, Черенковских Счётчиков для идентификации электронов, Сцинтилляционных Счётчиков (система времени пролёта) для триггера и измерения времени пролёта частиц и электромагнитного ливневого калориметра для регистрации ливневых фотонов, электронов, а также нейтронов с эффективностью 40–60%. Электромагнитный калориметр наряду с Черенковскими Счетчиками обеспечивает высокую степень разделения электронов и отрицательно заряженных пионов (см. табл. 1.2). Шесть секторов детектора расположенных сферически симметрично вокруг линии пучка работают независимо и покрывают полный азимутальный угол  $\varphi$  за исключением мертвых зон, формируемых сердечниками магнита.

### 1.2.1. Тороидальный магнит

Магнитное поле в детекторе CLAS формируется шестью сверхпроводящими сегментами тороидального магнита симметрично расположенными вокруг линии пучка. Они создают тороидальное магнитное поле в  $\varphi$ -направлении [28]. Выбор этой конфигурации был определён необходимостью удовлетворить следующим требованиям запланированной программы исследований:

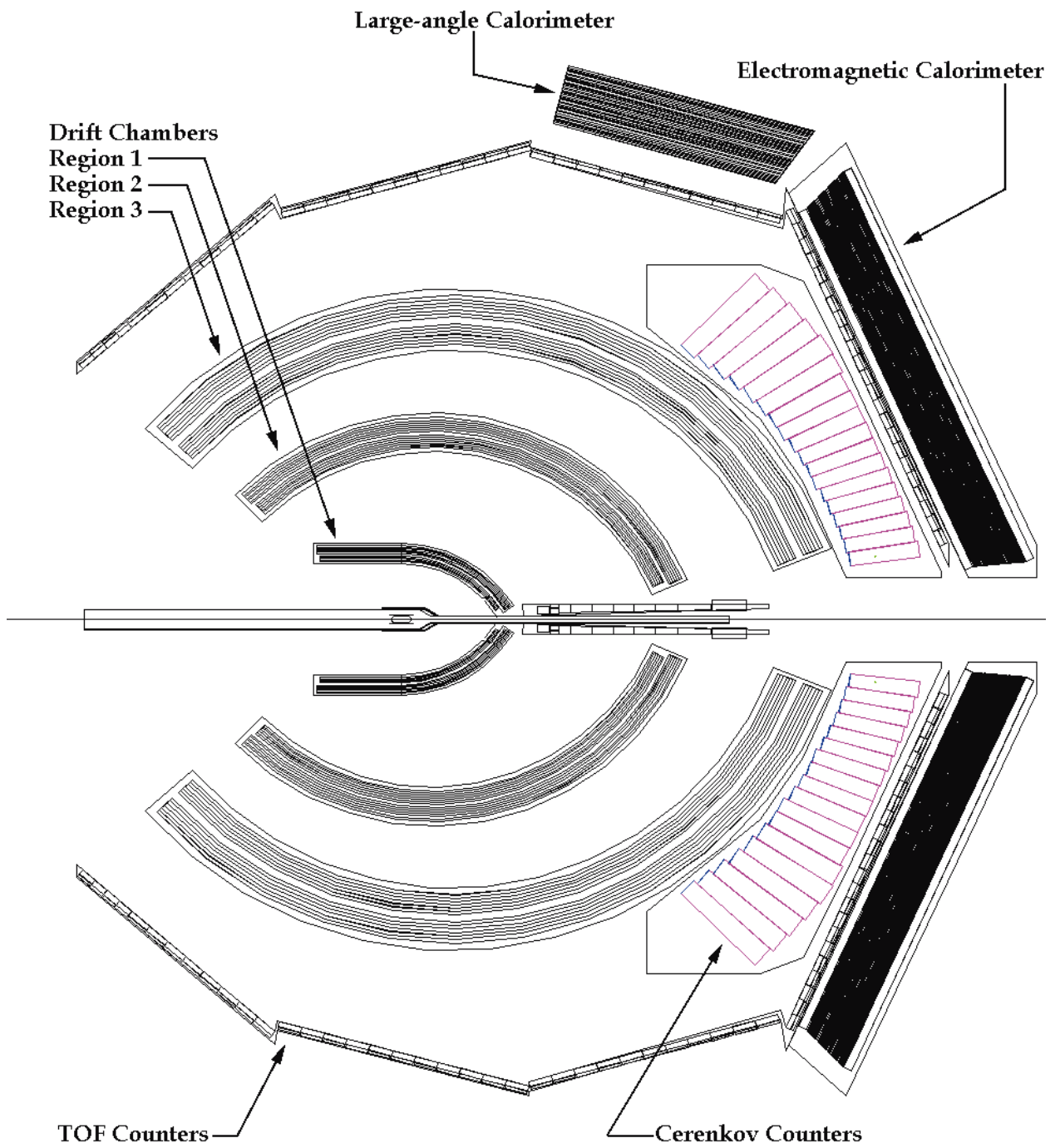


Рис. 1.3. Схема детектора CLAS, в разрезе по линии пучка.

1. Создание однородного магнитного поля в большом интервале углов эмиссии заряженных частиц.
2. Улучшение углового и энергетического разрешений на малых углах эмиссии заряженных частиц; из за преобразования Лоренца средний импульс увеличивается с уменьшением угла эмиссии и отношение  $\Delta p/p$  должно быть улучшено на передних углах для того, чтобы абсолютное разрешение оставалось постоянным.
3. Обеспечение требуемого качества идентификации частиц (см. табл. 1.2) с использованием информации о кривизне трека совместно с информацией о времени пролета.
4. Снижение вкладов фоновых электромагнитных процессов (Мёллеровские электроны,  $e^+e^-$  пары и т.д.), предотвращая попадание направленных вперед частиц в области аксептанса детектора.
5. Обеспечение азимутальной симметрии при регистрации заряженных частиц.
6. Возможность установки поляризованной мишени. Снижение интерференции между магнитными полями тороида и мишени.

По сравнению с чаще используемой соленоидной конфигурацией, тороидальная форма позволяет получить область свободную от магнитного поля вблизи мишени, а также магнитное поле которое перпендикулярно траектории частицы на всём её протяжении. Схема тороидального магнита, используемого в детекторе CLAS, показана на рис. 1.4.

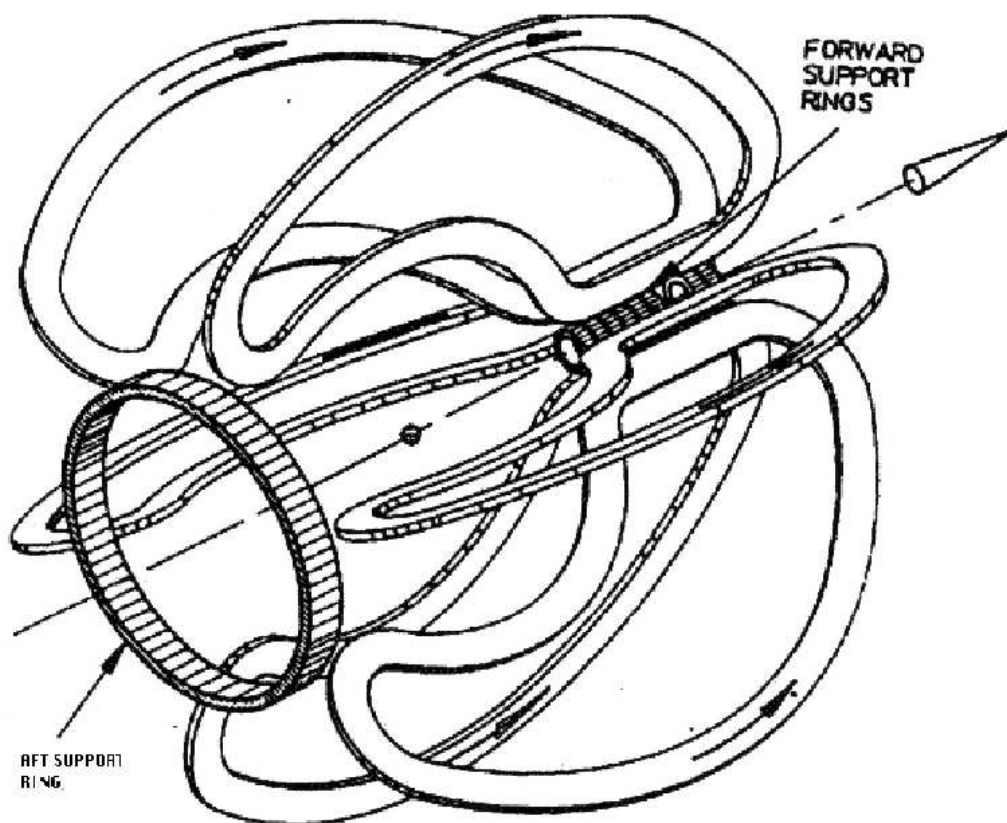


Рис. 1.4. Конфигурация тороидального магнита.

### 1.2.2. Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры в детекторе CLAS служат для измерения импульсов заряженных частиц [29,30]. Трековая система детектора CLAS состоит из 18 многопроволочных дрейфовых камер сгруппированных в три зоны в каждом из шести секторов. Первая зона находится в слабом магнитном поле (0.5 Т) внутри тороидального магнита, вторая зона - зона сильного магнитного поля (5.0 Т) расположена между кольцами тороидального магнита, третья зона расположена за пределами верхней границы магнита.

Проволочки камер натянуты в азимутальном направлении перпендикулярно плоскости рассеяния электронов. Координату трека вдоль этих

«нормальных» проволочек измеряют с помощью «стерео» проволочек, повернутых на  $6.5^\circ$ . Каждая камера разделена на два слоя: нормальный и стерео слои. Каждый слой в свою очередь состоит из 6 слоёв чувствительных проволочек, окружённых обычными проволочками в виде шестиугольника как показано на рис. 1.5.

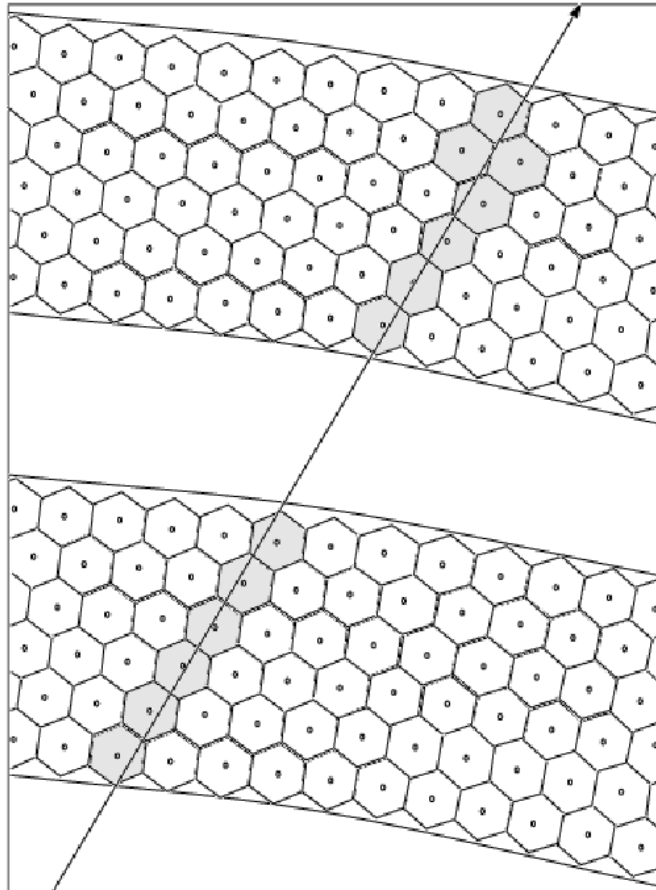


Рис. 1.5. Схема дрейфовых камер: показаны два слоя, состоящие из 6 шестиугольных клеток. Проволочки расположены в углах шестиугольника. Защитные проволочки (не показаны) окружают каждый слой.

Защитные проволочки, расположенные по границе каждого слоя, предназначены для того, чтобы создавать электрическое поле, подобное бесконечной решётке шестиугольных ячеек.

Газ, используемый в дрейфовых камерах, является смесью 90% ÷ 10% аргона с CO<sub>2</sub>. Аргон позволяет достичь коэффициента умножения около  $\sim 10^4$ , а CO<sub>2</sub> необходим, чтобы избежать возникновения ионизационных лавин.

Подобный выбор конфигурации проволочек в дрейфовых камерах обеспечивает их максимальную чувствительность к кривизне трека, т.к. проволочки оказываются примерно перпендикулярными к плоскостям поворота частиц. Среднее пространственное разрешение для треков, измеренных в зонах 1, 2, 3, составляет соответственно: 310, 315 и 380 мкм. Оно отвечает импульсным разрешениям детектора CLAS, приведенным в табл. 1.2.

Использование тонкой фольги на входных окнах камеры позволяет минимизировать многократное рассеяние. Весь материал дрейфовой камеры составляет от 0.1 до 0.4 радиационных длин.

### 1.2.3. Черенковский счётчик

В экспериментах по рассеянию электронов выход отрицательно заряженных пионов сильно растет с увеличением угла рассеяния и становится доминирующим в большей части фазового объема, покрываемого детектором CLAS. Поэтому становится актуальной задача разделения сигналов от электронов и отрицательно заряженных пионов. Черенковский Счетчик детектора CLAS является одним из основных элементов для решения этой задачи [31]. Заряженная частица, проходя через вещество со скоростью большей фазовой скорости света в этой среде, испускает Черенковское излучение. Порог, на котором начинает проявляться этот процесс,



равен  $\beta = 1/n$ , где  $n$  — индекс преломления данного вещества.

Черенковские счётчики в детекторе CLAS наполнены перфлорбутаном  $C_4F_{10}$ , который имеет индекс преломления равный 1.00153. Порог энергии частицы для испускания Черенковского излучения равен  $E > \gamma m$ , где  $\gamma = 18.09$  и  $m$  — масса частицы. Для электронов это даёт величину порога энергии равной 18 МэВ. Для сравнения, порог для пионов равен  $\sim 2.5$  ГэВ. Выше этой энергии электронная идентификация осуществляется с помощью электромагнитного калориметра.

Черенковское излучение собирается системой зеркал и фокусируется в специально установленный фотоумножитель. Из за симметрии тороидального магнита азимутальный угол рассеиваемой частицы сохраняется при прохождении через магнитное поле. Это позволяет сфокусировать свет от частиц с разными азимутальными и фиксированным полярным углом рассеяния в точке вблизи колец магнита. Фокальная плоскость оборудована набором фотоумножителей, расположенных в тени колец магнита с чувствительностью к единичному фотоэлектрону.

Наилучшая геометрическая конфигурация зеркал была определена в численном моделировании, и её результат показан на рис. 1.6. При этом среднее число собираемых фотоэлектронов равно семи.

#### 1.2.4. Электромагнитный калориметр

CLAS оборудован восемью модулями электромагнитного ливневого калориметра, который служит для выполнения следующих функций:

1. Детектирование электронов с энергией свыше 0.5 ГэВ и формирование триггера.

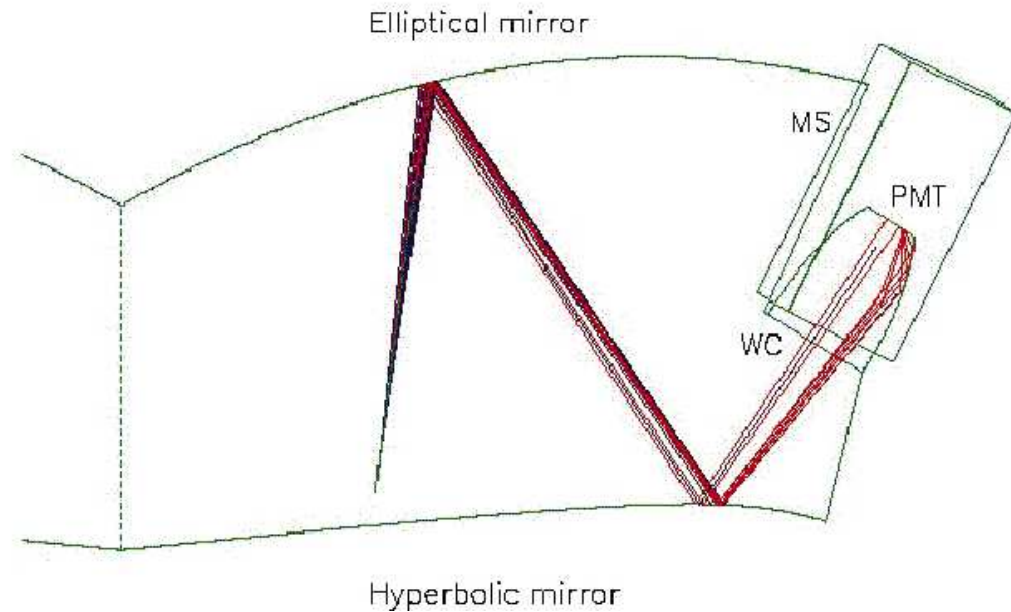


Рис. 1.6. Оптическое устройство одного из 219 модулей черенковских счётчиков детектора CLAS: показаны оптические и светособирающие компоненты. Фотоумножитель находится в области, защищённой кольцами тороидального магнита.

2. Регистрация фотонов с энергией свыше 0.2 ГэВ, восстановление 4-импульсов  $\pi^0$  и  $\eta$  мезонов по измеренным фотонам из их  $2\gamma$  распадов.
3. Регистрация нейтронов с эффективностью 40–60% , с разделением между фотонами и нейтронами с помощью времени-пролётной методики.

Шесть из восьми модулей расположены в каждом секторе в передней полусфере, покрывая полярный угол от 10 до 45 градусов (передний калориметр) // , а оставшиеся два модуля, расположенные в секторах 1 и 2, покрывают полярный угол от 50 до 75 градусов (калориметр на большие углы) // .

Передняя часть состоит из шести многослойных калориметров сделанных из чередующихся слоёв сцинтиллятора и свинца с полной толщиной равной 16 радиационных длин [32]. Отношение толщин свинец÷сцинтиллятор приблизительно равно 0.2, что приводит к абсолютным размерам: 40 см сцинтиллятора и 8 см свинца на модуль. При такой конфигурации приблизительно 1/3 энергии ливня поглощается в калориметре. Каждый слой сцинтилляторов сделан из 36 полос, параллельных одной из сторон треугольника, направление полос меняется на 120 градусов в каждом последующем слое относительно предыдущего. Таким образом, в калориметре присутствуют три ориентации полос сцинтиллятора, каждая из которых содержит 13 слоёв, которые обеспечивают стерео информацию о местонахождении поглощённой энергии. В разрезе каждый калориметр разделён далее на входную (5 слоёв) и выходную (8 слоёв) части для измерения продольных потерь ливня, информация о которых необходима для хорошей идентификации адронов (рис. 1.7).

Выбор считывающей аппаратуры, сделанный из компромисса между размерами конструкции и необходимым пространственным разрешением ливня, привёл к размеру ячейки калориметра 10 см. Пространственное разрешение калориметра составляет  $\sigma \sim 2.3$  см.

Оптоволоконная система считывания доставляет свет из сцинтилляторов в фотоэлектронные умножители, сигналы которых потом посылаются в схемы оцифровывания амплитуды и времени, с которых они считываются с помощью двух FastBus крайтов.

Нейтральные частицы в калориметре идентифицируются по отсутствию соответствующего трека в дрейфовых камерах. Нейтральный пион

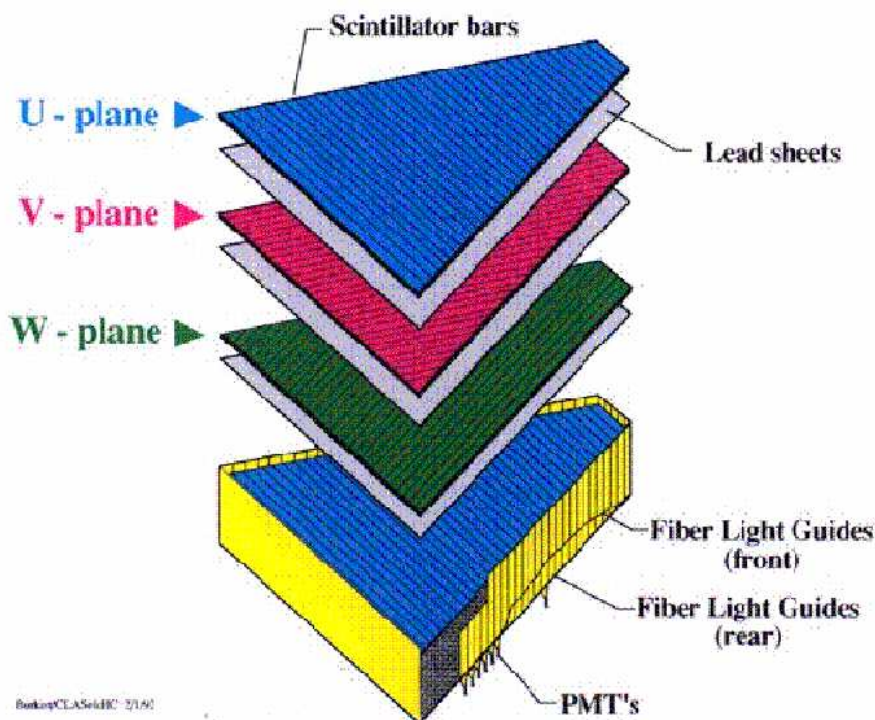


Рис. 1.7. Вид одного из шести модулей электромагнитного калориметра.

идентифицируется как наличие двух нейтральных частиц, чья суммарная энергия равна массе  $\pi^0$ . Данные показывают, что массовое разрешение для  $\pi^0$  составляет  $\delta m/m \sim 0.11\text{--}0.14$ . Нейтроны можно отличить от фотонов, измеряя их время пролета.

Более детальное описание дизайна, калибровки и свойств переднего калориметра можно найти в работе [32].

Два модуля калориметра покрывающие большие углы рассеяния очень похожи на переднюю часть калориметра [33]. В данном случае модули сделаны из сэндвича свинец–сцинтиллятор прямоугольной формы. Они состоят из 33 слоёв, каждый из которых содержит 0.2 см свинцовой фольги и полосок пластикового сцинтиллятора NE110A с шириной 10 см и толщиной 1.5 см. Толщина модуля, таким образом, составляет 12.9 радиационных длин или одну длину поглощения. Тefлоновый лист толщиной 0.2 мм от-

деляет сцинтилляторы от свинца, а тефлоновые полоски толщиной 0.2 мм расположенные между каждой парой прилегающих пластин сцинтиллятора позволяет избежать оптического перекрытия. Каждый слой повёрнут относительно предыдущего на  $90^\circ$  в форме  $40 \times 24$  матрицы, состоящей из ячеек размером  $10 \times 10$  см. Для того, чтобы обеспечить необходимую конусообразную форму толщина полос увеличивается по мере движения из внутренней части калориметра к внешней. Рабочая поверхность таким образом равна  $217 \times 400$  см. Модули вертикально разделены на внутреннюю и внешнюю части для улучшения электрон-пионного разделения при больших энергиях. Сцинтилляторы, расположенные один над другим (отдельно для внутренней и внешней частей) с одинаковой ориентацией, образуют 128 отдельных стэков.

Электромагнитные ливни производимые высокоэнергичной частицей в свинцовом листе проходят через слои. Энергия, поглощённая в активном материале, производит излучение, которое собирается у обоих концов полосок сцинтиллятора и выводится по оптоволоконным световодам связанным с сцинтиллятором с воздушным промежутком площадью  $7.0 \cdot 0.4$  см. Собранное излучение суммируется, отдельно внутри каждого стэка и направляется в фотоумножитель ЕМІ 9945А.

Был развит комплекс программ для моделирования отклика калориметра на большие углы на различные типы излучений. Эти программы детально описаны в / / и являются частью настоящей диссертационной работы.

### 1.2.5. Система времени пролёта

Детектор CLAS оборудован системой сцинтилляционных счётчиков, задачей которой является измерение времени пролёта заряженных частиц в целях их идентификация [34]. Эта система имеет очень высокое временное разрешения  $\sigma \sim 150$  пс. Подобное разрешение необходимо для пион-каонного разделения при энергиях свыше 2 ГэВ. Эта система может работать при высокой скорости отсчетов, которая при светимости  $10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> может достигать 100 кГц.

Система времени пролёта состоит из пластин сцинтиллятора (ВС-408) (рис. 1.8), которые расположены перпендикулярно к направлению пучка, и каждая из них покрывает угол  $2^\circ$ . Сцинтилляторы расположены между черенковским счётчиком и электромагнитным калориметром. Каждый сектор содержит 48 пластин с постоянной толщиной равной 5.08 см. Ширина сцинтилляторов меняется от 15 см для очень малых углов до 22 см для больших углов, а длина меняется от 30 до 450 см. Полная площадь, покрытая сцинтилляторами, расположенными в шести секторах в интервале углов от 8 до 142 градусов, равна 206 м<sup>2</sup>. Сигнал от каждой пластины сцинтиллятора считывается в фотоумножители расположенные между ближайшими секторами. Свет доставляется в фотоумножители по специальным световодам.

На выходе каждого фотоумножителя измеряются как время прихода сигнала так и амплитуда импульса. Это позволяет определять как время пролета частицы, так и её потери энергии в сцинтилляторе, что предоставляет дополнительную информацию важную для идентификации частиц.

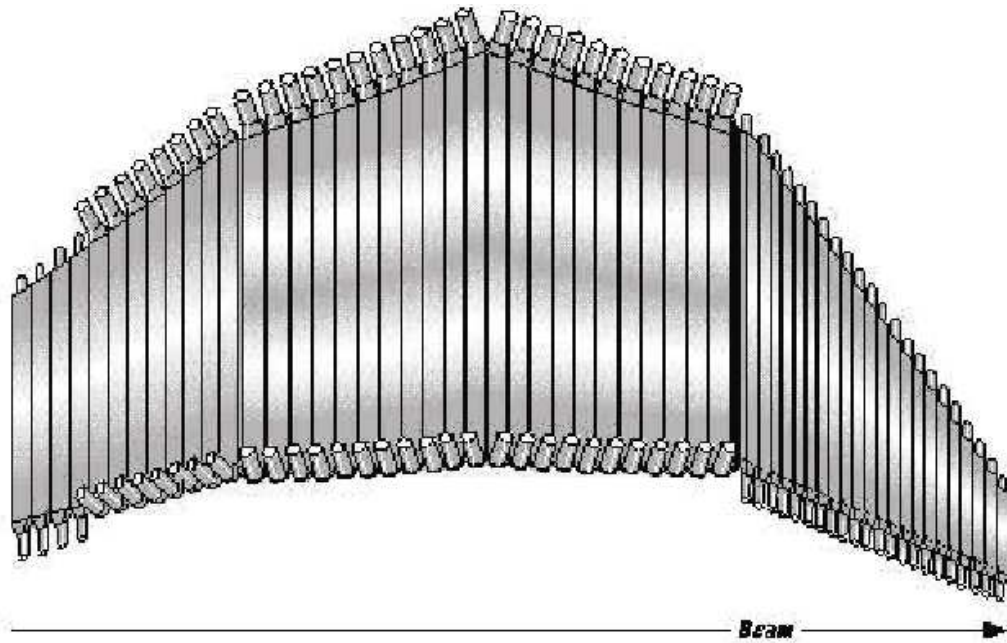


Рис. 1.8. Полоски сцинтиллятора из системы времени пролёта детектора CLAS.

Важно заметить, что для частиц с импульсами менее 500 МэВ энергетическое разрешение, характеризующее систему времени пролёта, лучше чем разрешение трековой системы, которое ограничено для таких малых импульсов из-за многократного рассеяния.

Калибровка системы времени пролёта, выполненная с космическими лучами показала, что внутреннее временное разрешение меняется от 80 пс для малых углов до 160 пс для больших углов. Набранные экспериментальные данные также были использованы для изучения временного разрешения этой системы. Для этого сравнивались времена прихода электронов в сцинтилляторы со временами соответствующими приходам электронных сгустков к мишени. Полученное таким методом разрешение составило  $\sim 160$  пс, что достаточно для пион-каонного разделения вплоть до величины импульса равной 2 ГэВ.

Таблица 1.3. Величины порога для Черенковского счётчика и калориметра

Детектор	Порог	
	ЕС	150 МВ
СС	38 мВ	< 1 фотоэлектрона

### 1.2.6. Система сбора данных

Если сигналы полученные с разных детекторов удовлетворяют выбранным условиям триггера, они записываются системой сбора данных. Отбираемые события проходят 2 уровня триггерования. В экспериментах по электронному рассеянию триггер 1 уровня выбирается из условия регистрации хотя бы одного электрона в конечном состоянии. Это условие определяется одновременным сигналом в Черенковском счётчике и электромагнитном калориметре, причём сигнал в калориметре должен быть выше определённого порога. Величины порога использованные в данном эксперименте приведены в таблице 1.3. Такие условия позволяют одновременно измерять различные эксклюзивные и инклюзивные реакции в широкой кинематической области.

В такой конфигурации приблизительно 60% записанных событий содержат рассеянный электрон. Оставшиеся 40% появляются благодаря шуму в черенковских счётчиках или адронам, которые, взаимодействуя с веществом детектора, производят ливни. Такие сигналы легко отсеиваются в процессе реконструкции событий.

После прохождения триггера 1 уровня сигнал с различных детекторов посылается в триггер 2 уровня, который наряду с информацией с Черенковского Счетчика и Электромагнитного калориметра также использует информацию с Дрейфовых Камер, с тем, чтобы отделить треки реальных



событий от фоновых треков, вызванных например космическими лучами. После прохождения триггера уровня 2 данные считываются, преобразуются в цифровую информацию и доставляются через ROC память и сеть в систему реконструкции событий. Далее система записи событий получает данные от системы реконструкции событий через общую память главной системы распределения данных. Затем данные записываются на локальный диск для того, чтобы потом записать их на ленту для хранения.

Для контроля над всеми детекторами и системой сбора данных производится их мониторинг в реальном времени. Для этого события посылаются главной системой сбора данных на один из компьютеров где контролируемые программы выполняются в процессе сбора данных.

### **1.3. Реконструкция событий**

Программа реконструкции событий на детекторе CLAS состоит из нескольких пакетов, функцией которых является анализ информации полученной из одной системы детектора и объединение их в одно физическое событие. Из за сложности детектора процесс реконструкции разделён на несколько этапов.

Сначала «сырые» данные с детектора (величины амплитуд и времён) трансформируется в соответствующие физические величины (энергия, время и т.д.). Затем вся эта информация собирается вместе для извлечения переменных связанных с частицей (траектория, время пролёта и т.д.). На последнем этапе эти величины анализируются для идентификации частицы.

Как входная так и выходная информация хранятся в BOS форма-

те. BOS — это динамическая система управления памятью основанная на Фортране-77 [35]. Информация в BOS файлах разделена на «банки». Один банк это набор данных сгруппированных по «заглавию» и «телу». Заглавие содержит информацию о числе столбцов и строк, определитель банка и местонахождение последующего банка. Тело содержит экспериментальные данные. В «сырых» данных каждый банк содержит информацию об одной системе детектора.

Эти банки создаются в процессе реконструкции событий для того, чтобы получить физические величины. Например банк системы времени пролёта, содержащий величины амплитуд и времён для каждого фотоумножителя, преобразуется в реконструированный банк, содержащий энергию и временную информацию для каждого сигнала. Конечным результатом процесса реконструкции являются несколько банков высокого уровня, которые содержат четырёх-векторы для каждой частицы в каждом событии и всю информацию необходимую для последующего физического анализа (время сбора событий, заряд собранный в цилиндре Фарадея и т.д.).

## **1.4. Обработка данных**

### **1.4.1. Калибровка детектора**

Калибровка детектора является первой частью в обработке любых данных. На этой предварительной фазе выбранные образцы данных ( $\sim 10\%$  от полного числа) обрабатываются для того, чтобы проверить отклик детектора. Образцы данных выбираются случайно для проверки временной стабильности детектора. Проверяется энергетическая и временная

калибровки каждого детектора и подбираются соответствующие калибровочные константы. Полученные результаты проверяются с помощью мониторинга наиболее важных величин. Когда реконструкция достигает необходимой точности калибровочные константы фиксируются и начинается окончательный процесс реконструкции.

#### 1.4.2. Окончательный процесс реконструкции

После окончания процесса калибровки детектора выполняется окончательный процесс реконструкции всего массива набранных данных. Время необходимое для реконструкции одного события приблизительно равно 50–100 мс на процессоре с тактовой частотой 600 МГц, что приводит к времени обработки всех собранных данных  $\sim 100$  больше, чем время сбора этих данных. Это прямое следствие чрезвычайной сложности детектора CLAS. Из за огромного количества данных и сложности программы реконструкции особое внимание уделяется контролю процесса обработки данных для того, чтобы определить любые сбои программы или другие проблемы могущие повлиять на качество окончательных данных. На этой стадии также отсеиваются повреждённые файлы данных возникающие из за сбоев оборудования. Результаты программ контроля (`trk\_mon`, `pid\_mon`, `sc\_mon`, `rf\_mon`, `scaler\_mon`, `pdu\_mon`), представляющие собой, например, число треков на один сектор, среднюю энергию оставляемую электроном в калориметре и т.д., сохраняются вместе с реконструированными данными.

Результаты процессов контроля собираются в базе данных, которая автоматически обновляется в процессе обработки данных и может быть

использована для аккуратного подбора наборов данных которые будут использоваться в дальнейшем для тестов [36].

### 1.4.3. Реконструкция треков

Реконструкция треков заряженных частиц является наиболее сложной частью программы реконструкции. Она проходит через две стадии. На первой стадии индивидуальные треки фитируются только по пространственным координатам зарегистрированных точек пролёта частицы. В этой части данные трекинга собираются в сегменты внутри каждого слоя и далее эти сегменты соединяются таким образом, чтобы сформировать трек через все три области дрейфовых камер внутри одного сектора. Процедура поиска сегментов использует набор известных сегментов которые были получены в симуляциях. Такая же процедура используется для соединения сегментов в трек, но в этом случае используется набор треков. Комбинация сегментов отождествляется с треком если подходящие сегменты были найдены хотя бы в пяти слоях. Трек кандидат затем фитируется используя центры ячеек дрейфовых камер как точки пролёта частицы и из этого трека вычисляется импульс частицы. Из за довольно малого размера ячеек дрейфовых камер и большого числа слоёв с проволоками уже на этой стадии импульс может быть восстановлен с разрешением 3–5%. Дополнительная информация об этих треках из Черенковского счётчика, системы времени пролёта и электромагнитного калориметра позволяет идентифицировать заряженную частицу и измерить её скорость.

На второй стадии анализа информация о времени пролёта частицы используется для улучшения импульсного разрешения // /.

#### 1.4.4. Реконструкция времени начала события

В экспериментах по электронному рассеянию не осуществляется прямого измерения времени начала события, т.е. времени, когда произошло взаимодействие между рассеиваемым электроном и мишенью. Такая информация получается косвенным путём, идентифицируя первичный рассеянный электрон в событии и реконструируя время начала события из измеренного времени пролёта первичного электрона. Идентификация первичного электрона может быть выполнена независимо от измерений времени пролёта, анализируя сигнал зарегистрированный в калориметре и Черенковском счётчике, требуя совпадения с треком отрицательно заряженной частицы. Как было объяснено выше, эти два детектора составляют в действительности электронный триггер. После того как идентифицируется начальный рассеянный электрон его сигнал в системе времени пролёта может быть использован как относительное время отсчёта, а трек полученный в дрейфовых камерах может быть использован для расчета времени пролёта электрона от мишени до сцинтилляционных счётчиков. Таким образом, время начала события вычисляется по следующей формуле:

$$t_{start} = t_{tof} - \frac{l}{\beta c}, \quad (1.3)$$

где  $t_{tof}$  — время, соответствующее сигналу в сцинтилляторе,  $l$  — полная длина электронного трека от точки взаимодействия к сцинтиллятору. Поскольку электрон является ультрарелятивистским, его  $\beta$  равна единице. Временное разрешение, достижимое с помощью этого метода, в основном ограничено внутренним разрешением системы времени пролёта. Оно меня-

ется в пределах от 80 до 160 пс по мере увеличения полярного угла.

Временное разрешение, равное 160 пс, приводит к распределению, показанному на этом рисунке. Использование информации о сигнале прихода сгустка с ускорителя позволяет повысить точность определения времени отсчёта. Однако, как видно из этого рисунка, существует определённая вероятность приписать электрон не к тому сгустку, поскольку наблюдается небольшое перекрытие между распределениями соседних сгустков. Это перекрытие, однако, в любом случае меньше 1%.

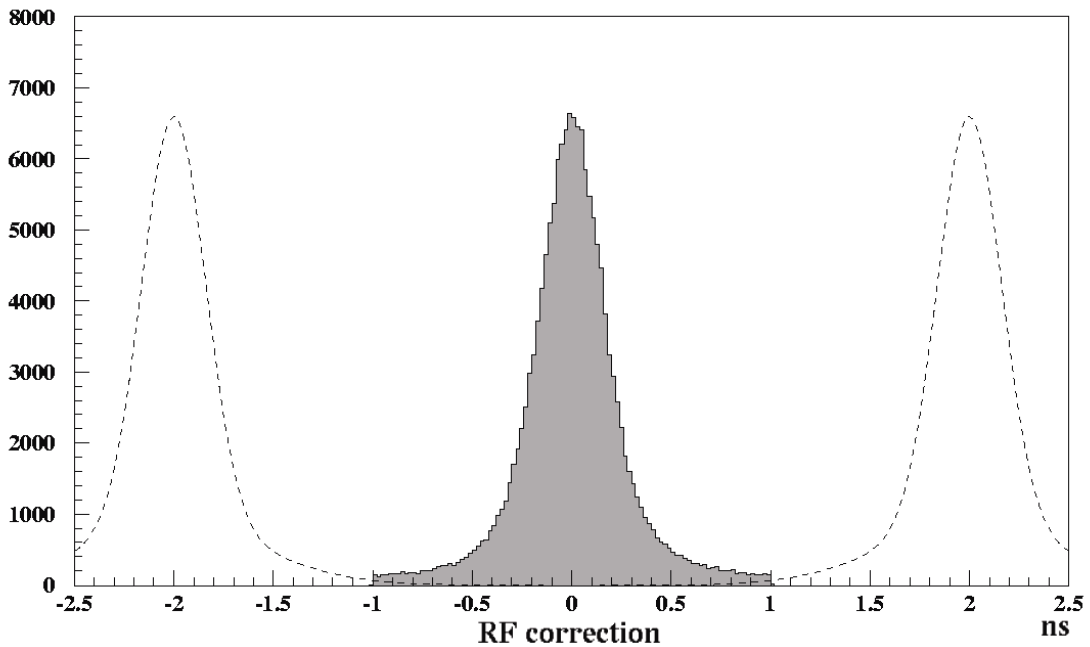


Рис. 1.9. Разница между временем отсчёта полученным системой времени пролёта и сигналом прихода сгустка из ускорителя.

Определение времени отсчёта может быть улучшено, используя информацию о высокочастотной модуляции электронного пучка. Сигнал синхронный с приходом электронных сгустков записывается в поток данных. Этот сигнал имеет период  $\sim 2$  нс, соответствующий времени задержки между следующими друг за другом сгустками. При идеальном разреше-

нии системы времени пролёта время отсчёта, реконструированное с помощью (1.3), должно соответствовать точному времени прибытия одного из электронных сгустков. Однако, поскольку разрешение конечно, реконструированные времена отсчёта собираются вокруг сигнала прихода электронного сгустка с определённой шириной, соответствующей разрешению системы времени пролёта (рис. 1.9).

Различие между реконструированным временем отсчёта и временем прибытия ближайшего сгустка электронов представляет таким образом коррекцию на структуру пучка. Скорректированное время отсчёта следовательно равно:

$$t_{start} = t_{tof} - \frac{l}{\beta c} + t_{RF}. \quad (1.4)$$

Как показано на рис. 1.9, распределения времени отсчёта для событий, принадлежащих различным электронным сгусткам, перекрываются, что приводит к ненулевой вероятности приписать событие не к тому сгустку. Этот эффект показан на рис. 1.10, на котором представлено 2-мерное распределение событий  $\beta$  &  $p$  для положительно заряженных адронов, полученное без и с помощью коррекций на временную структуру пучка. В дополнении к ожидаемым пионной, каонной, протонной и дейтронной линиям появляется лишняя линия с временем отсчёта, сдвинутым на 2 нс. Этот эффект однако очень мал, а данный метод приводит к значительному улучшению временного разрешения, необходимому для идентификации каонов.

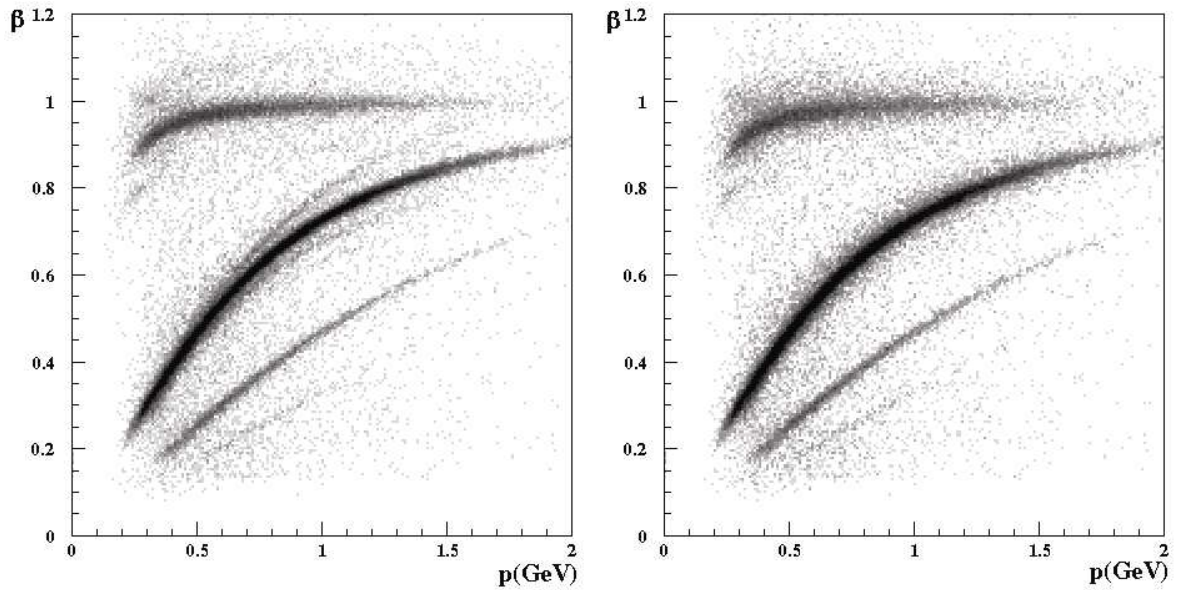


Рис. 1.10. 2–мерное распределение событий  $\beta$  &  $p$  для положительно заряженных адронов без (правый рисунок) и с (левый рисунок) коррекциями на временную структуру пучка.

#### 1.4.5. Использование данных с внешних элементов детектора

После завершения реконструкции треков полученные траектории экстраполируются до внешних элементов детектора (Черенковский Счетчик, Сцинтилляционные Счетчики, Электромагнитный калориметр). Найденный сигнал во внешних элементах детектора, расположенных вблизи спроектированной траектории, ассоциируется с частицей, проходящей по этому треку. Точность определения точки взаимодействия с внешними элементами детектора оказывается различной для каждого детектора. Например, местоположение сигнала в электромагнитном калориметре определяется из расположения полосок сцинтиллятора, зарегистрировавших этот сигнал. В каждом стеке переднего калориметра полоски сцинтиллятора расположены в трёх различных направлениях под углом  $60^\circ$  друга отно-



сительно друг, что дает возможность прямого измерения местоположения сигнала. Таким образом, условие совпадения трека с сигналом в калориметре состоит в том, что расстояние между проекцией трека и сигналом должно быть не больше 30 см.

Пример совпадения между треком заряженной частицы и сигналами в выходных детекторах показан на рис. 1.11.

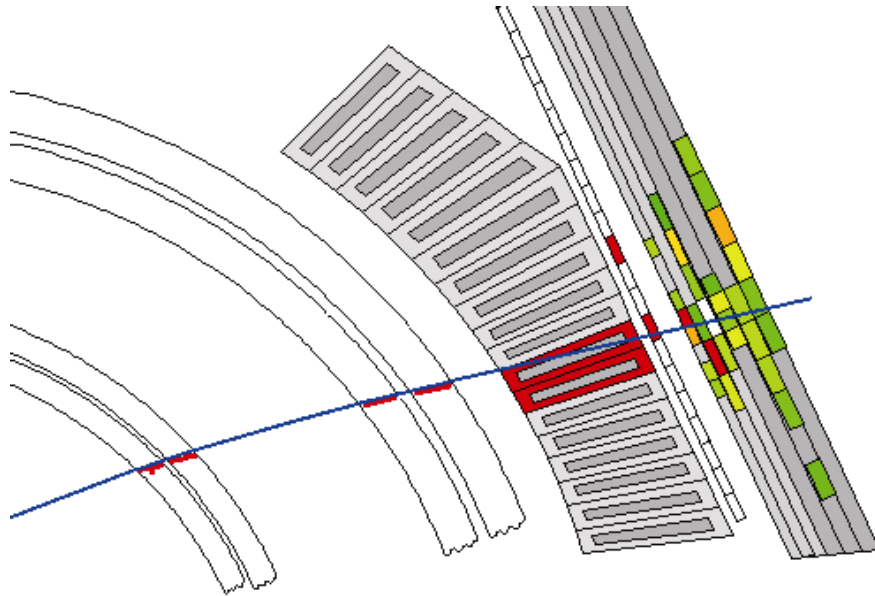


Рис. 1.11. Проектирование электронного трека на плоскость электромагнитного калориметра и Черенковского счётчика.

#### 1.4.6. Идентификация заряженных адронов

Заряженные адроны идентифицируются по информации, полученной в дрейфовых камерах и системе времени пролёта. Эти два детектора позволяют вычислить скорость частицы  $\beta$ , используя измеренную длину траектории и время пролёта:

$$\beta = \frac{l}{tc}, \quad (1.5)$$

где  $l$  есть полная длина траектории от мишени к сцинтиллятору,  $t$  — время пролёта. Следовательно, масса адрона может быть рассчитана следующим образом:

$$m = \sqrt{\frac{p^2}{\beta^2} - p}. \quad (1.6)$$

Полученные распределения масс для положительно заряженных адронов показаны на рис. 1.12. Поскольку разрешение по массе частиц зависит от временного разрешения, которое уменьшается для очень быстрых частиц, окончательная идентификация адронов выполняется с помощью условий, налагаемых на распределение  $\beta$  в зависимости от  $p$ , которые выбираются в соответствии с разрешением. Как следует из данных рис. 1.12, детектор CLAS обеспечивает надежное разделение  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $D$  в области импульсов  $< 2.0$  ГэВ.

### 1.5. N\* сигналы на детекторе CLAS

Детектор CLAS является единственной установкой в мире, обеспечивающей большие возможности для изучения структуры большинства возбужденных состояний нуклона посредством определения их переходных электромагнитных формфакторов в процессах электророждения мезонов на протонах. На рис. 1.13 приведено 2–мерное распределение  $Q^2$  &  $W$  событий инклюзивной реакции  $p(e, e')X$ , измеренной при энергии пучка электронов 4.0 ГэВ. В 2–мерном распределении отчетливо наблюдаются поло-

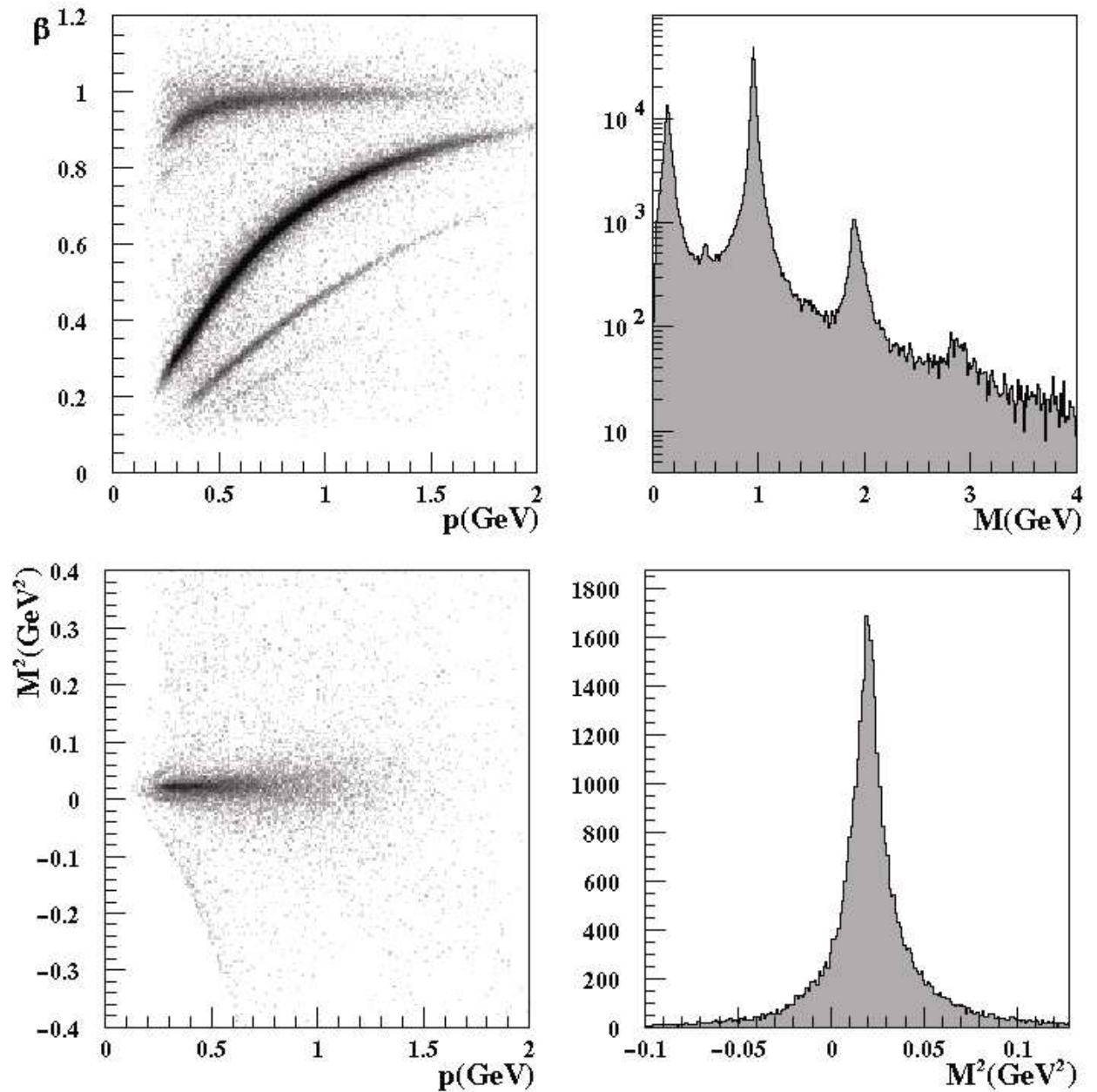


Рис. 1.12. Идентификация заряженных адронов. 2-мерное распределение  $\beta$  &  $p$  для положительно заряженных адронов (левый верхний угол). Правый верхний рисунок показывает реконструированные массы этих частиц. Левый нижний рисунок показывает зависимость квадрата массы от импульса для идентифицированных пионов. Просуммированное по всем импульсам распределение квадратов масс положительно заряженных пионов приведено на правом нижнем рисунке.

сы, связанные с упругим рассеянием, возбуждением резонанса  $P33(1232)$ , второго и третьего резонансных максимумов. Доступная область виртуальностей фотона меняется от  $Q^2 < 4.0 \text{ ГэВ}^2$  для  $P33(1232)$  до  $Q^2 < 3.0 \text{ ГэВ}^2$  для 3-го резонансного максимума. Тем самым открывается возможность исследовать эволюцию структуры  $N^*$  в области перехода от когерентного взаимодействия виртуальных фотонов с мезон-барионными степенями свободы при малых  $Q^2$  к преимущественному взаимодействию с 3-кварковыми конфигурациями при максимальных виртуальностях фотонов. Доступная область  $W$  обеспечивает полное перекрытие резонансного спектра, включая предсказываемые в кварковых моделях массы новых типов барионов, т.н. “missing” резонансов. Тем самым, впервые оказывается возможным исследовать структуру большинства возбужденных состояний нуклона, а также детально изучить сигналы от возможных новых барионных состояний.

Важным преимуществом детектора CLAS является возможность изучения в одном сеансе всех разрешенных эксклюзивных каналов. Данные CLAS по выходам различных эксклюзивных каналов с образованием заряженных мезонов приведены на рис 0.7. На детекторе CLAS также возможно исследовать эксклюзивные каналы фото- и электророждения нейтральных мезонов, используя метод недостающей массы. На рис. 1.14 показан спектр недостающей массы, полученный в экспериментах с реальными фотонами. В спектре отчетливо наблюдаются пики, обусловленные рождением  $\pi^0$ , нейтральных векторных мезонов,  $\eta$ ,  $\eta'$ .

Извлечение электромагнитных формфакторов  $N^*$  из совместного анализа данных большинства эксклюзивных каналов является особо важным

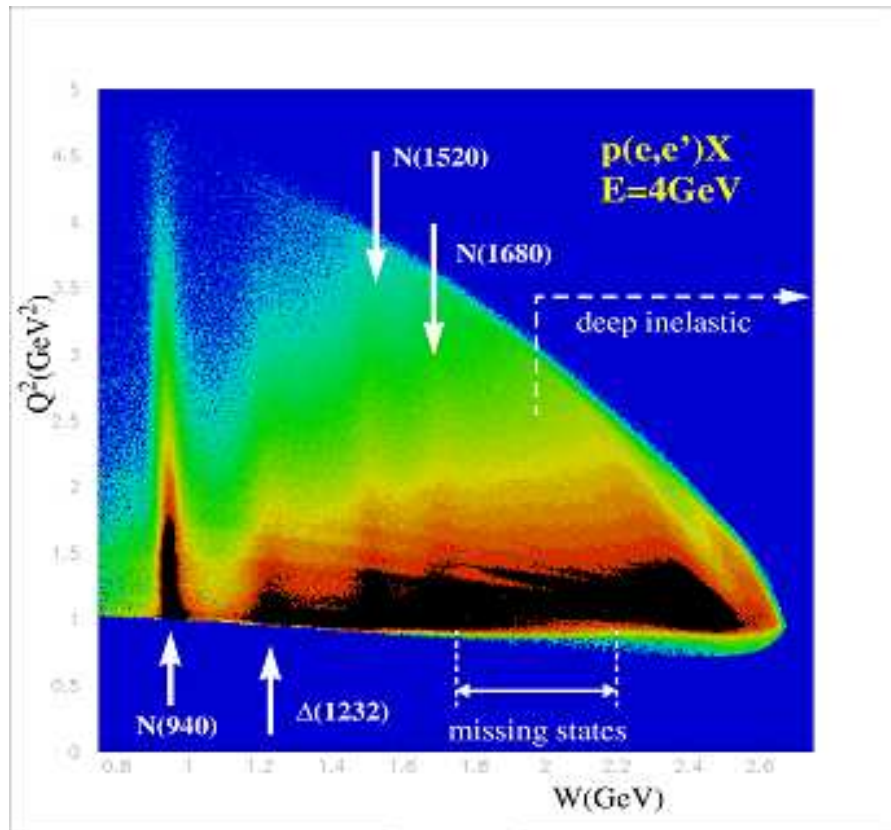


Рис. 1.13. 2-мерное распределение  $Q^2$  &  $W$  для событий инклюзивной реакции  $p(e, e')X$ , измеренной на детекторе CLAS при энергии пучка электронов 4.0 ГэВ.

для надежного разделения резонансных и нерезонансных процессов и определения параметров  $N^*$ .

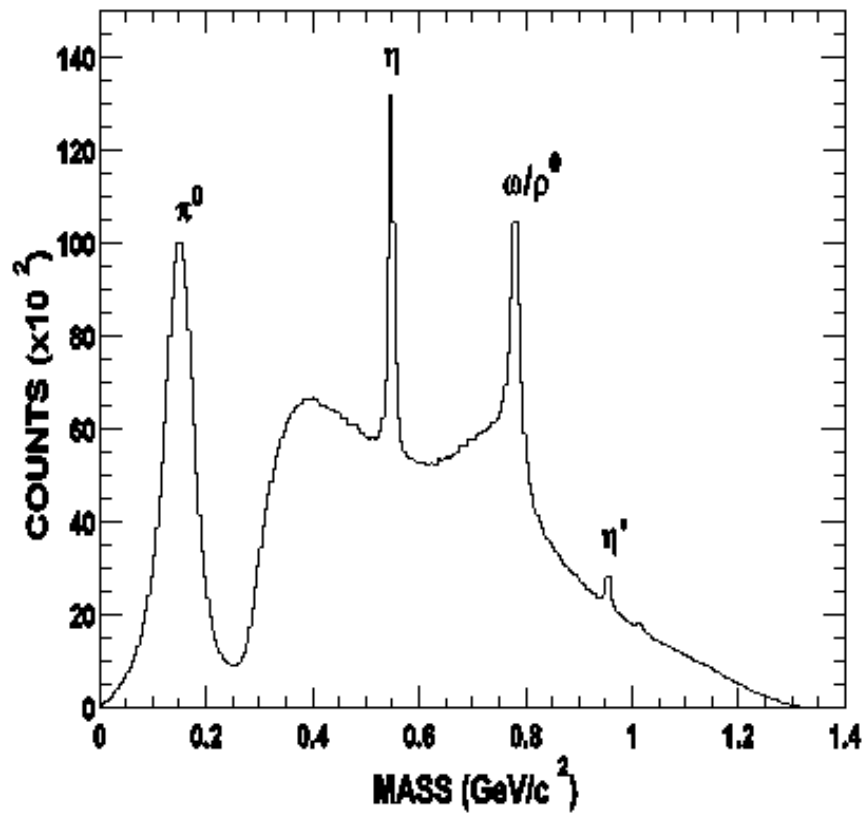


Рис. 1.14. Спектр недостающей массы в реакции  $\eta p \rightarrow pX$ , измеренной на детекторе CLAS.

## 2. Эксперименты по исследованию электророждения пар заряженных пионов на протоне

В настоящей диссертации представлены данные двух экспериментов CLAS Collaboration по исследованию электророждения пар заряженных пионов на протонах: E-94-005 и E-93-006. В эксперименте E-94-005 исследовалось рождение  $\pi^-\pi^+$ -пар на протоне при  $W < 1.6$  ГэВ и  $Q^2$  от 0.2 до 0.6 ГэВ<sup>2</sup> с высоким разрешением по  $Q^2$ , составившим 0.05 ГэВ<sup>2</sup>. В этом эксперименте изучались низколежащие возбуждённые состояния нуклона ( $M < 1.6$  ГэВ) при малых виртуальностях фотона. Эксперимент E-93-006 перекрывал всю область энергий возбуждения установленных в настоящее время резонансных состояний:  $1.4 < W < 2.1$  ГэВ. В этом эксперименте реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$  исследовались в широком диапазоне виртуальностей фотона: от 0.5 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup> с умеренным разрешением по  $Q^2 \sim 0.5$  ГэВ<sup>2</sup>. Таким образом, в совокупности двух экспериментов перекрывался большой диапазон расстояний: от сравнимых с размером нуклона, где виртуальные фотоны взаимодействуют как с конститuentными кварками, так и мезон-барионными степенями свободы, до расстояний  $\sim 1$  ГэВ<sup>-1</sup>, где виртуальные фотоны преимущественно взаимодействуют с 3-кварковыми конфигурациями.

В диссертации приводятся результаты анализа данных, набранных в 1999 году. Пучок электронов с энергией 1.5 ГэВ направлялся на мишень

из жидкого водорода толщиной 5 см, охлаждённую до температуры 20.5 К. Светимость установки составляла около  $4 \times 10^{33}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>. Триггер срабатывал при регистрации на совпадение сигналов в электромагнитном калориметре и черенковском счетчике (в одном и том же секторе); при этом выход событий составлял  $\sim 2$  кГц. Полное количество триггеров составило около  $4.2 \times 10^8$ . Полученные данные, записанные на магнитные носители, были проанализированы, после чего, исходя из них, были рассчитаны дифференциальные сечения реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ .

### 2.1. Отбор событий реакции $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$

Как уже упоминалось, триггер в детекторе срабатывал при совпадении сигналов в черенковском счетчике и электромагнитном калориметре. С ростом угла рассеяния выход  $\pi^-$  мезонов сильно возрастает и значительно превышает (до 50 раз) выход электронов. В связи с этим важно выделить события с рассеянными электронами, устранив фон от  $\pi^-$ , ошибочно идентифицированных как электроны. Эта задача решается с использованием двух элементов детектора CLAS: Электромагнитного Калориметра и Черенковского Счётчика.

При прохождении через Электромагнитный Калориметр электроны формируют электромагнитные ливни. Для  $\pi^-$  мезонов основным механизмом взаимодействия в калориметре являются ионизационные потери с постоянной плотностью потерь энергии 2 МэВ/см. В результате распределения оставленных энергий по толщине калориметра для электронов и  $\pi^-$  оказываются существенно различными. Электромагнитный Калориметр CLAS позволяет определять энергию, оставленную частицами во внутрен-



ней  $E_{in}$  и во внешней  $E_{out}$  частях калориметра. На Рис 2.1

приведены 2-мерные распределения для зарегистрированных отрицательных частиц по нормированным на импульс частицы энергиям, оставленным во внутренней и внешней частях калориметра. В 2-мерном спектре отчетливо наблюдаются 2 области: левая нижняя и правая верхняя по отношению к сплошной линии, определяемой уравнением:

$$\frac{E_{out}}{p} = 0.28 - 1.65 \frac{E_{in}}{p}, \quad (2.1)$$

где  $p$  - импульс зарегистрированной в калориметре отрицательно заряженной частицы.

Первая область соответствует  $\pi^-$ , вторая - электронам. Используя селектирующую прямую ??, можно отделить  $pi^-$  от электронов.

Описанный метод обеспечивает подавление вклада  $\pi^-$  до фактора 10-50. Однако, вследствие адронных взаимодействий  $\pi^-$  могут производить ливни в калориметре и смешиваться с электронами. Для дополнительного подавления ошибочно идентифицированных как электроны  $\pi^-$  используется информация с Черенковского Счетчика.

На Рис 2.2 приведены спектры числа фотоэлектронов с Черенковского Счетчика для событий с различными  $W$  в интервале  $Q^2$  от 0.3 до 0.4 ГэВ<sup>2</sup>. В спектрах наблюдается пик вблизи нуля, отвечающий шумам и  $\pi^-$ . Широкие максимумы, отвечают регистрации электронов. Для дополнительного улучшения разделения электронов от  $\pi^-$  отбирались события с числом фотоэлектронов  $N_{p.e.} > 2.5$ . Широкие максимумы в спектрах аппроксимировались Пуассоновскими распределениями. Интерполяцией этих распределений в область пиков вблизи нуля фотоэлектронов восстанавли-

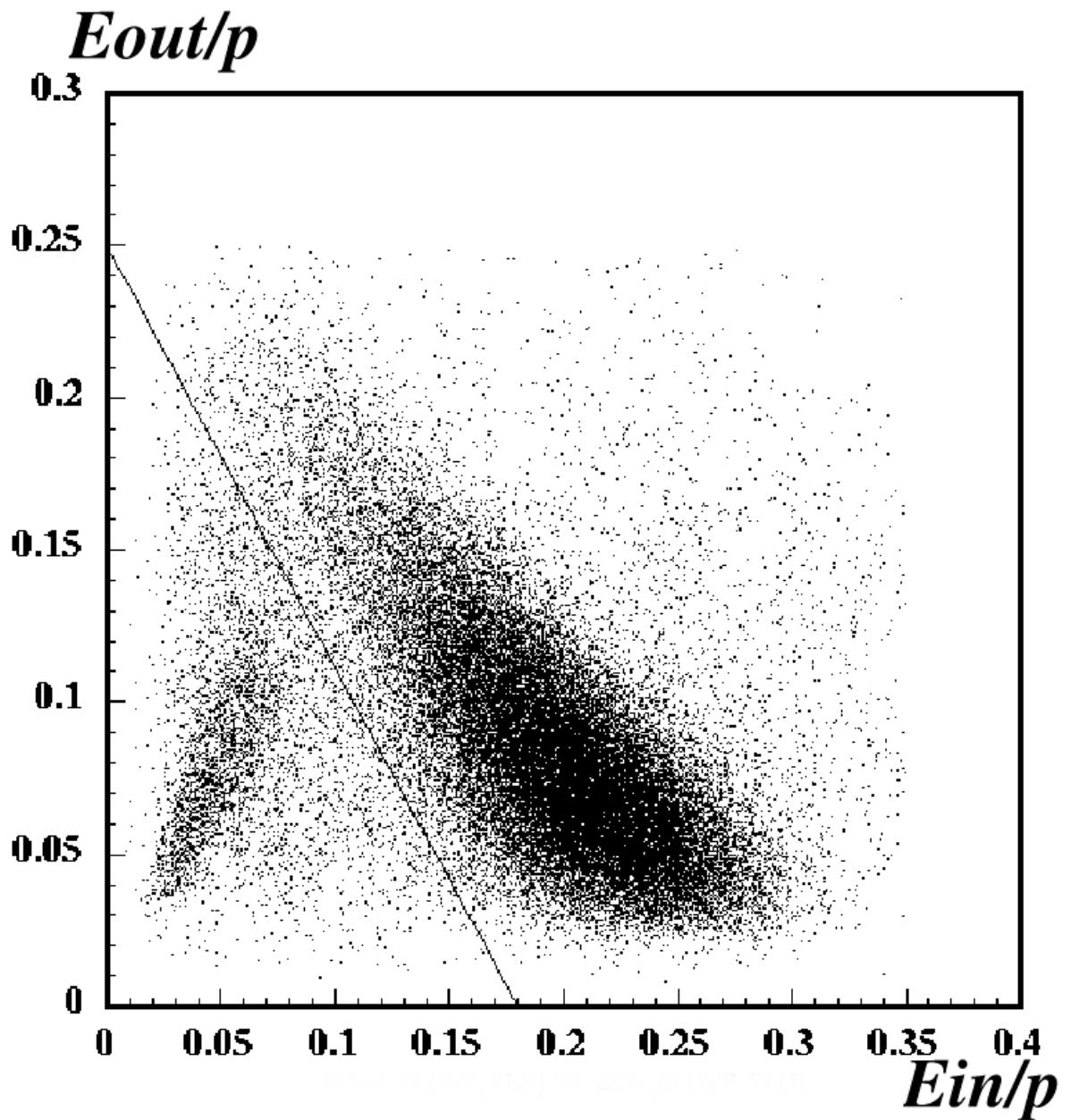


Рис. 2.1. 2-мерное распределение событий с отрицательно заряженными частицами по нормированным на импульс частицы энергиям остваленным во внутренней и внешней частях калориметра.

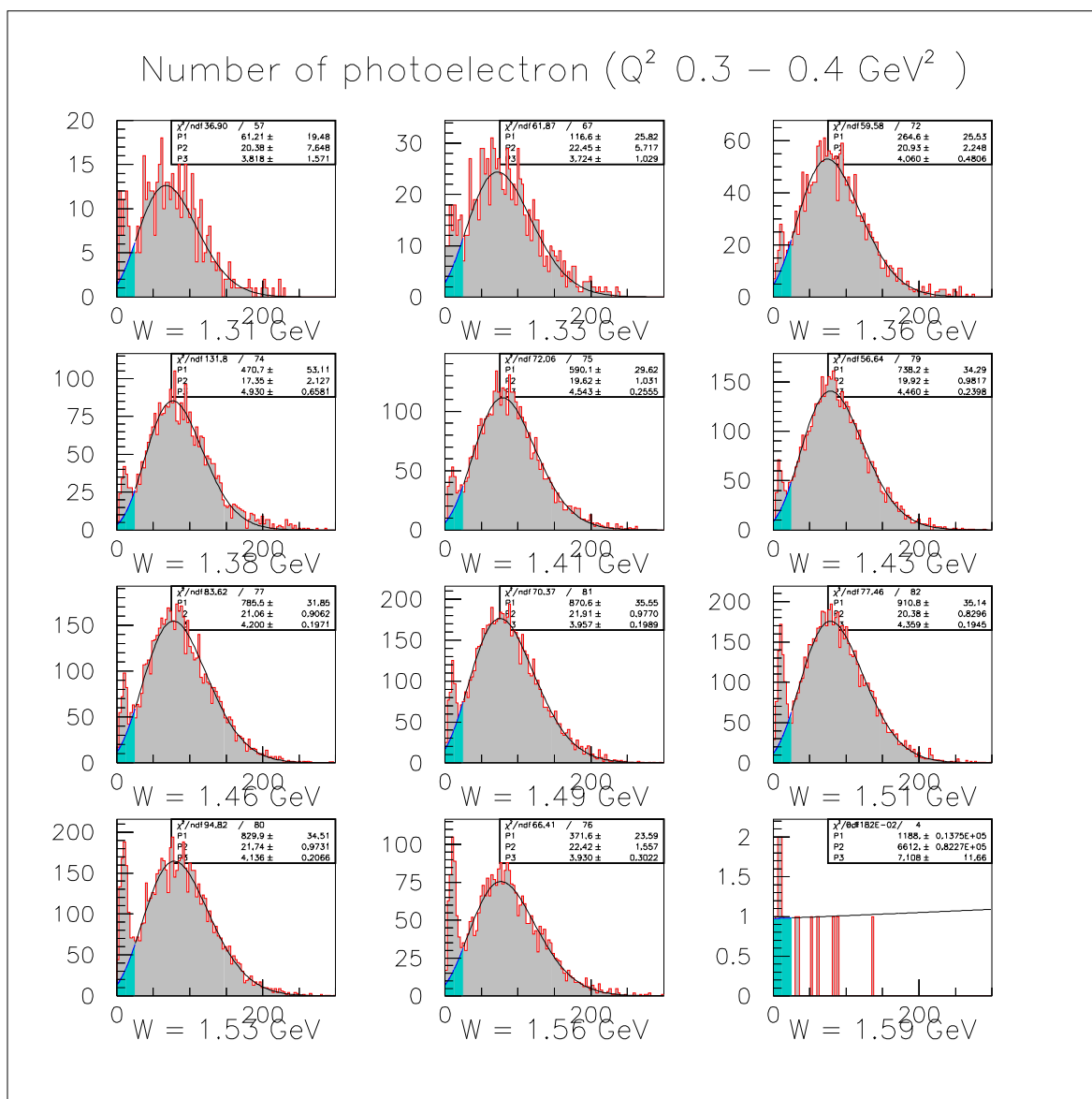


Рис. 2.2. Распределения чисел фотоэлектронов в Черенковском счетчике при  $Q^2$  от 0.3 до 0.4  $\text{ГэВ}^2$  и различных  $W$ . Синие области соответствуют восстановленным событиям с электронами. Красные линии — Пуассоновская интерполяция распределений

валось количество рассеянных электронов, потерянных при жесткой селекции  $N_{p.e.} > 2.5$ .

На рис. 2.3 приведены 2-мерные распределения событий до (верхняя часть) и после (нижняя часть) селекции электронов с использованием двух описанных выше критериев отбора совместно. Как следует из этих данных, вклады отвечающие  $\pi^-$  мезонам исчезают после выполненных отборов. Они обеспечивают фактор подавления ошибочно идентифицированных как электроны  $pi^-$  мезонов в пределах нескольких сотен. Тем самым обеспечивается надежная идентификация рассеянных электронов.

На следующем шаге выполнялась идентификация положительно заряженных частиц. Для идентификации протонов и  $\pi^+$  мезонов использовалась корреляция между импульсами частиц, определенными с помощью дрейфовых камер, и временем пролёта частиц, определённым сцинтилляционными счетчиками. На

Рис 2.4 приведены 2-марные распределения для положительно заряженных частиц ( $\beta$  &  $p$ ), где  $\beta$  - скорость частицы, определенная по времени пролета,  $P$  - импульс чатицы, определенный Дрейфовыми камерами. Селектрирующие кривые для  $\pi^+$  и протонов показаны на Рис 2.4 сплошными линиями. Пунктирные линии отвечают рассчитанным зависимостям  $\beta$  от  $p$  при PDG значениям массы  $\pi^+$  и протона. Селектрирующие кривые были выбраны из анализа одномерных срезов 2-мерного распределения на Рис 2.4. Они описываются зависимостями:

$$\beta < \frac{(205.98 - x) \left(\frac{200.-x}{200.+x}\right)^{0.7} (x + 0.5)}{(200.02 + x) \sqrt{(x + 0.5)^2 + 0.019}} + 0.02 \quad (2.2)$$

$$\beta > \frac{(1. + 5. \times 1.07 \times (x - 0.07))(x - 0.07)}{(1. + 5.(x - 0.07)) \sqrt{(x - 0.07)^2 + 0.138^2}} - 0.1 \quad (2.3)$$

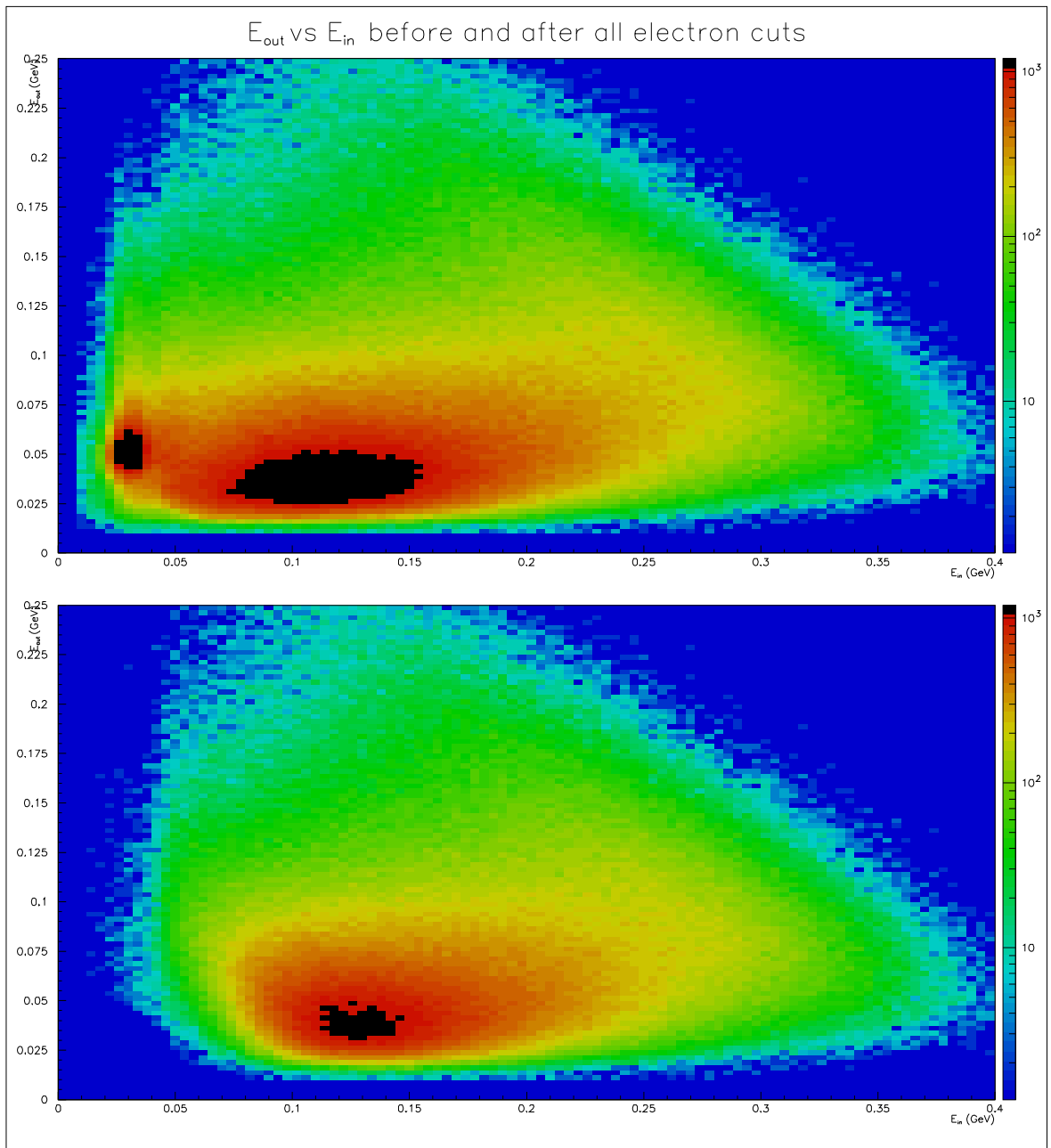


Рис. 2.3. 2-мерные распределения для событий с отрицательно заряженными частицами по энергиям оставленным во внешней и внутренней частях калориметра до (верхний рисунок) и после (нижний рисунок) отбора электронов.

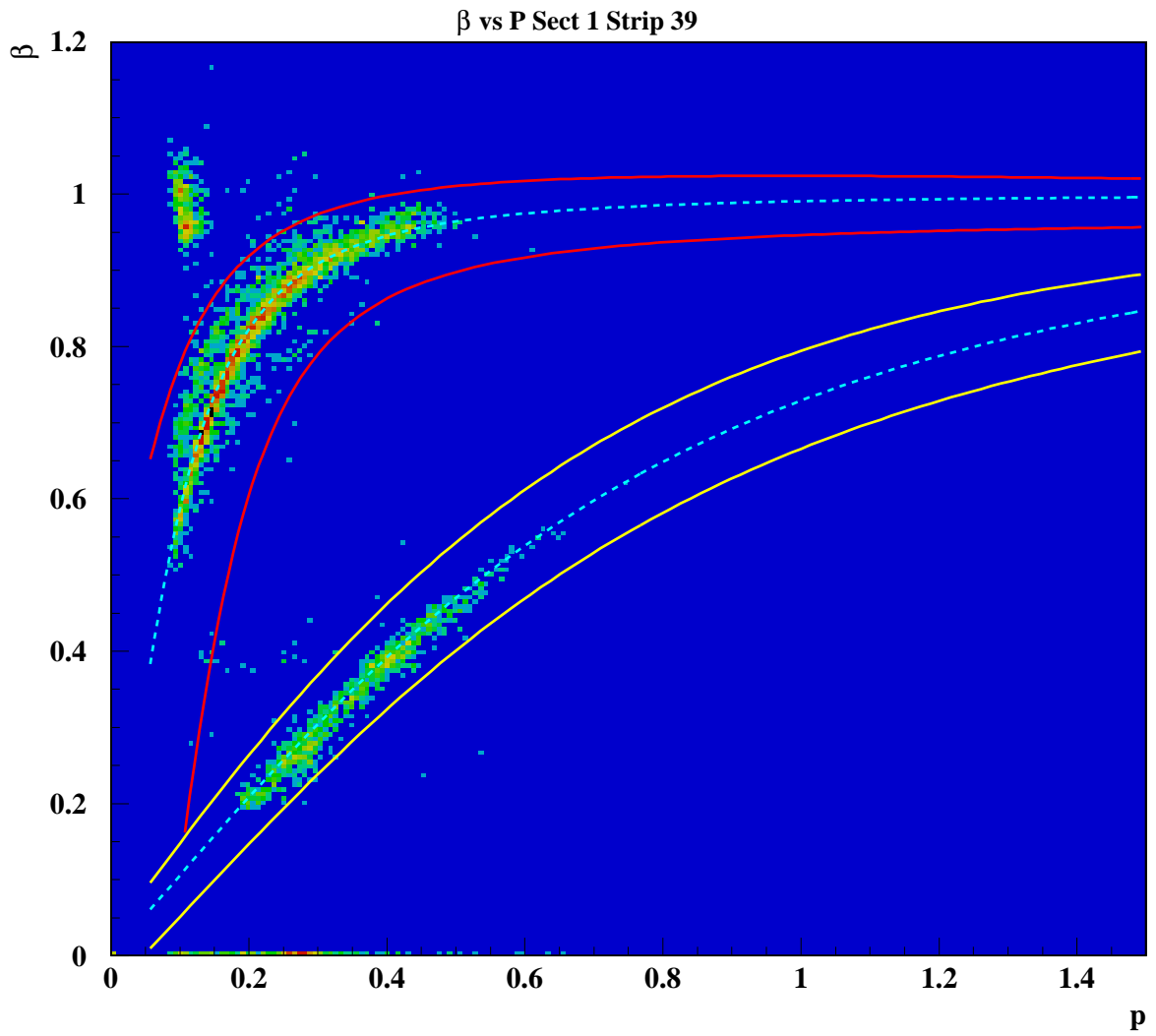


Рис. 2.4. 2-мерные распределения для положительно заряженных адронов скорость & импульс частицы. Сплошные линии — кривые изолирующие  $\pi^+$  и  $p$ .

$$\beta < \left( \frac{x}{\sqrt{x^2 + 0.938^2}} + 0.02 \right) \frac{1.2 + 0.92x}{1 + x} \quad (2.4)$$

$$\beta > \left( \frac{x}{\sqrt{x^2 + 0.938^2}} - 0.05 \right) \frac{1. + x}{0.9 + 1.06x}$$

где 2.2 — верхняя граница для  $\pi^+$ , 2.3 — нижняя граница для  $\pi^+$ , 2.4 — верхняя и нижняя границы для протонов.

В результате были отобраны события, содержащие рассеянный электрон, протон и  $\pi^+$  мезон.

Надежное определение эффективности для конечного состояния с тремя адронами является сложной задачей. Оно может быть выполнено лишь в кинематических областях, где эффективность является медленно меняющейся функцией кинематических переменных. Поэтому в фазовом пространстве исследуемой реакции выбирались зоны, где эффективность регистрации велика ( $>90\%$ ) и представляет собой медленную функцию кинематических переменных. Эти зоны образуют т.н. доверительные области (fiducial areas). Таким образом, использовались дополнительные критерии отбора, в результате которых, отобранные события оказывались в доверительных областях фазового пространства, т.н. fiducial cuts.

На Рис 2.5 показаны распределения рассеянных электронов по углу  $\phi$  в одном из секторов CLAS. Распределения приведены для различных углов рассеяния электрона  $\theta$  в лаб. системе. Заштрихованные области отвечают доверительным частям фазового пространства реакции. Кривые изолирующие рассеянные электроны в доверительном фазовом объёме опи-

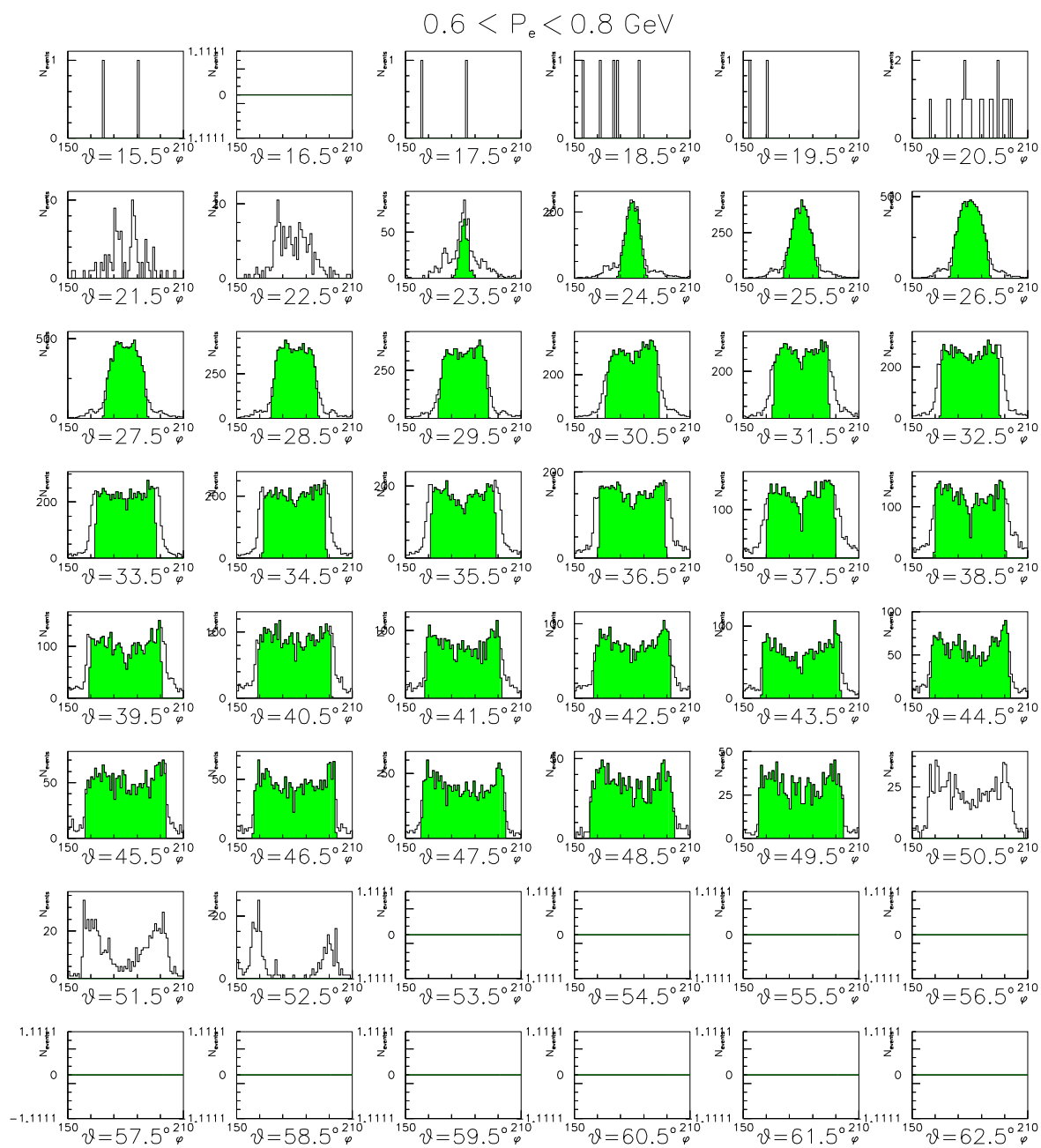


Рис. 2.5.  $\phi$  распределения электронов с импульсами от 0.5 до 0.8 ГэВ в секторе 4 детектора CLAS при различных углах рассеяния электрона  $\theta$ . Доверительные области выделены зеленым.



СЫВАЮТСЯ СООТНОШЕНИЯМИ:

$$\delta\varphi_e = 30\sin((\theta - \theta_{min})d2r)^{\frac{(2.1-p)}{6.67}}(p^{\frac{3375}{1500}}+0.15) \quad (2.5)$$

$$\theta_{max} = 50.0^\circ; \quad \theta_{min} = 15.5 + \frac{15.}{p(3375/1500)+0.15}; \quad d2r = 0.01745$$

где  $\delta\varphi_e$  диапазон углов  $\varphi_e$ , отвечающих доверительной области. При этом  $\phi_{i_e}=0$  отвечает биссектрисе угла, покрываемого сектором.  $P$  - импульс рассеянного электрона.

Аналогичным образом были определены доверительные части фазового пространства для положительно заряженных адронов ( $\pi^+$ ,  $p$ ). Кривые, изолирующие доверительные области фазового пространства для положительно заряженных адронов, описываются соотношениями:

$$\begin{aligned} \delta\varphi_h^+ &= A^+(sector)(1 - e^{-B^+(sector)(\theta-C^+(sector))}) \\ \delta\varphi_h^- &= A^-(sector)(1 - e^{-B^-(sector)(\theta-C^-(sector))}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\theta_{min} = 10.0^\circ$$

Численные значения коэффициентов в 2.6 для различных секторов CLAS даны в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Parameters in the fiducial cut analytic form.

Parameter	Sector 1	Sector 2	Sector 3	Sector 4	Sector 5	Sector 6
$A^+$	23.	23.	25.	25.	25.	23.
$B^+$	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12
$C^+$	12.	10.	5.	2.	10.	12.
$A^-$	24.	24.	24.	27.	27.	25.
$B^-$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$C^-$	5.	5.	7.	9.	11.	8.

Окончательная идентификация реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$  осуществлялась, используя технику недостающей массы. После выделения событий с

$e' \pi^+ p$  в конечном состоянии, вычислялись квадраты недостающей массы  $M_{\pi^- X}^2$

$$M_{\pi^- X}^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{\pi^+} - P_{p'})^2 \quad (2.7)$$

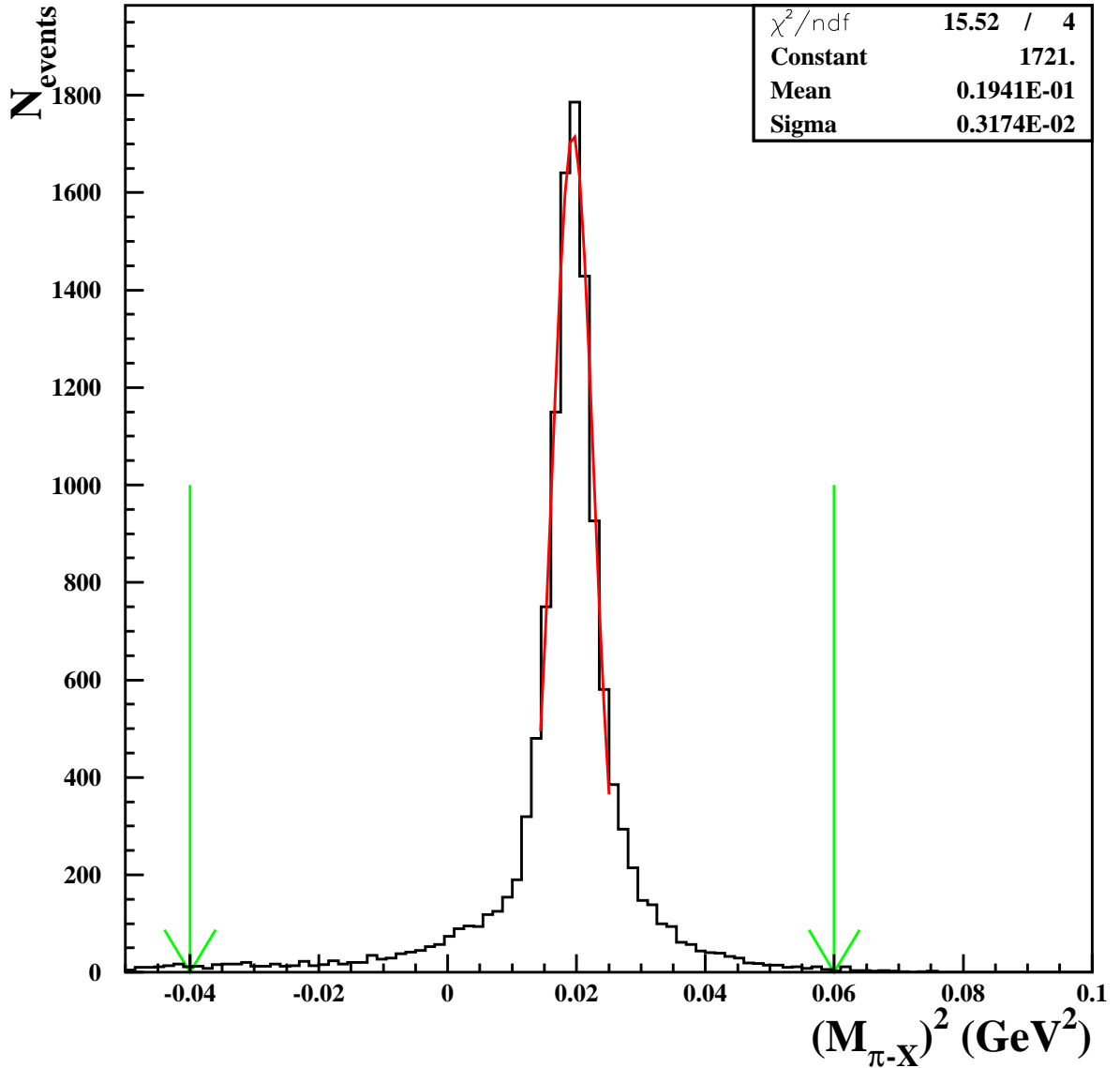


Рис. 2.6. Спектр недостающих масс  $M_{\pi^- X}^2$ . Стрелками показан интервал недостающих масс, отвечающий реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$

Спектр квадратов недостающей массы показан на рис. 2.6. Наблюдается узкий пик при квадрате массы равной квадрату массы  $\pi^-$  мезона. Это свидетельствует о хорошем выделении эксклюзивной реакции

$ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ . Для отбора событий этого канала использовался критерий

$$-0.04 < M_{\pi^-\chi}^2 < 0.06 \text{ GeV}^2 \quad (2.8)$$

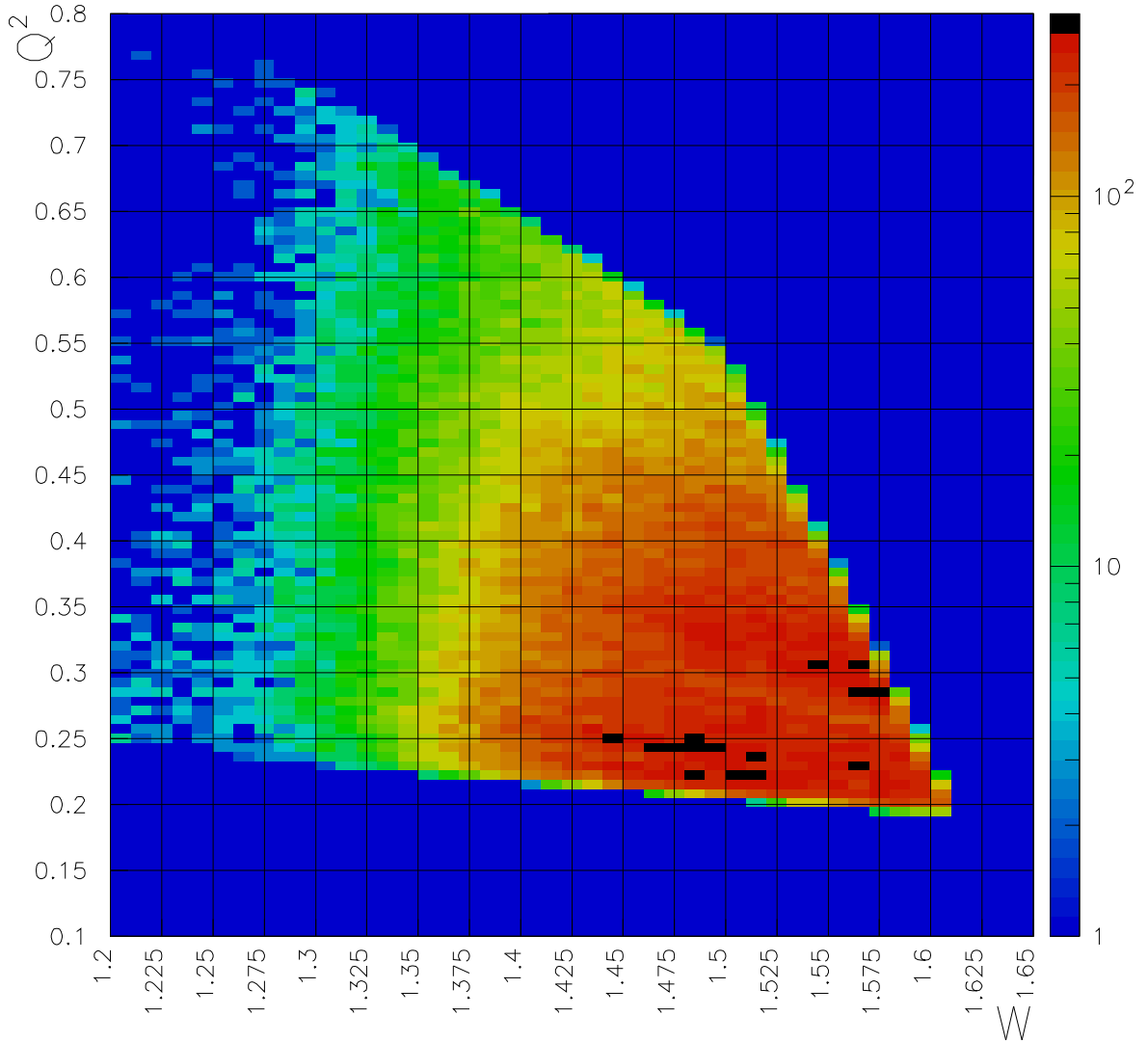


Рис. 2.7. 2-мерное распределение ( $W$  &  $Q^2$ ) для событий  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$  отобранных в эксперименте E94-005.

После выделения эксклюзивного канала количество двухпионных событий составило около 136 000 эксперименте E94-005 и 200 000 событий в эксперименте E93-006. На Рис. 2.7 показано двухмерное распределение  $Q^2$  %  $W$  для отобранных двухпионных событий в эксперименте E94-005

### 2.1.1. Сечения реакции $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ .

В реакциях электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар формируется 3-частичное конечное состояние  $\pi^-\pi^+p$ . Оно однозначно описывается 5-дифференциальным сечением. Это сечение содержит полную информацию о реакции. С другой стороны, до сих пор 5-дифференциальные сечения недоступны для экспериментальных исследований. При числе интервалов по 5 кинематическим переменным, необходимым для передачи зависимостей 5-дифференциального сечения от этих переменных, количество 5-мерных ячеек в каждом интервале ( $W$  &  $Q^2$ ) составляет  $10^4-10^5$ . Статистика экспериментов по электророждению недостаточна для получения как 5-мерных, так и других корреляционных дифференциальных сечений меньшей размерности. В настоящее время доступны для анализа одномерные дифференциальные сечения, представляющие собой различные интегралы от 5-дифференциального сечения по 4 переменным. Также анализируются полностью проинтегрированные по всем кинематическим переменным конечного состояния интегральные сечения реакции  $\gamma_v \rightarrow p'\pi^-\pi^+$ .

### **Кинематические переменные, используемые в анализе электророждения $\pi^-\pi^+$ пар на протонах.**

Кинематика конечного состояния  $\gamma_v p \rightarrow p'\pi^-\pi^+$  эксклюзивного канала однозначно описывается набором пяти переменных  $/\?/$ . 3 частицы в конечном состоянии имеют 12 переменных, входящих в три вектора 4-импульсов. На эти 12 переменных налагаются 4 условия, определяемые

законом сохранения энергии-импульса:

$$p_{\gamma_v} + p_{p_i} = p_{\pi^-} + p_{\pi^+} + p_{p_f}, \quad (2.9)$$

где  $p_{\gamma_v}$ ,  $p_{p_i}$ ,  $p_{\pi^-}$ ,  $p_{\pi^+}$ ,  $p_{p_f}$  — 4-импульсы начальных фотона, протона и конечных  $\pi^-$ ,  $\pi^+$ -мезонов, протона соответственно.

Ещё 3 ограничения возникают из условия нахождения 3 конечных частиц на массовой поверхности:

$$E_{\pi^-}^2 - \bar{p}_{\pi^-}^2 = m_{\pi}^2, \quad (2.10)$$

$$E_{\pi^+}^2 - \bar{p}_{\pi^+}^2 = m_{\pi}^2, \quad (2.11)$$

$$E_{p_f}^2 - \bar{p}_{p_f}^2 = m_p^2, \quad (2.12)$$

где  $m_{\pi}$ ,  $m_p$  — массы заряженных пионов и протона,  $E_i$ ,  $\bar{p}_i$  — энергии и 3-импульсы частиц ( $i = \pi^-, \pi^+, p$ ).

Таким образом, кинематика конечного состояния  $\pi^- \pi^+ p$  должна однозначно описываться набором 5 независимых переменных. Выбор таких переменных может быть различным. В настоящей диссертации используется следующий набор 5 кинематических переменных:

- 2 инвариантные массы  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^+ p$ ;
- углы вылета  $\pi^-$  в системе центра масс «виртуальный фотон-протон»  
 $\theta_{\pi^-}$ ,  $\phi_{\pi^-}$ ;
- угол между двумя плоскостями  $\alpha_{[\pi^- p_i][\pi^+ p_f]}$ , образованными 3-импульсами пар конечных адронов  $\pi^- p$  и  $\pi^- \pi^+$ .

Угловые кинематические переменные показаны на рис. 2.8.

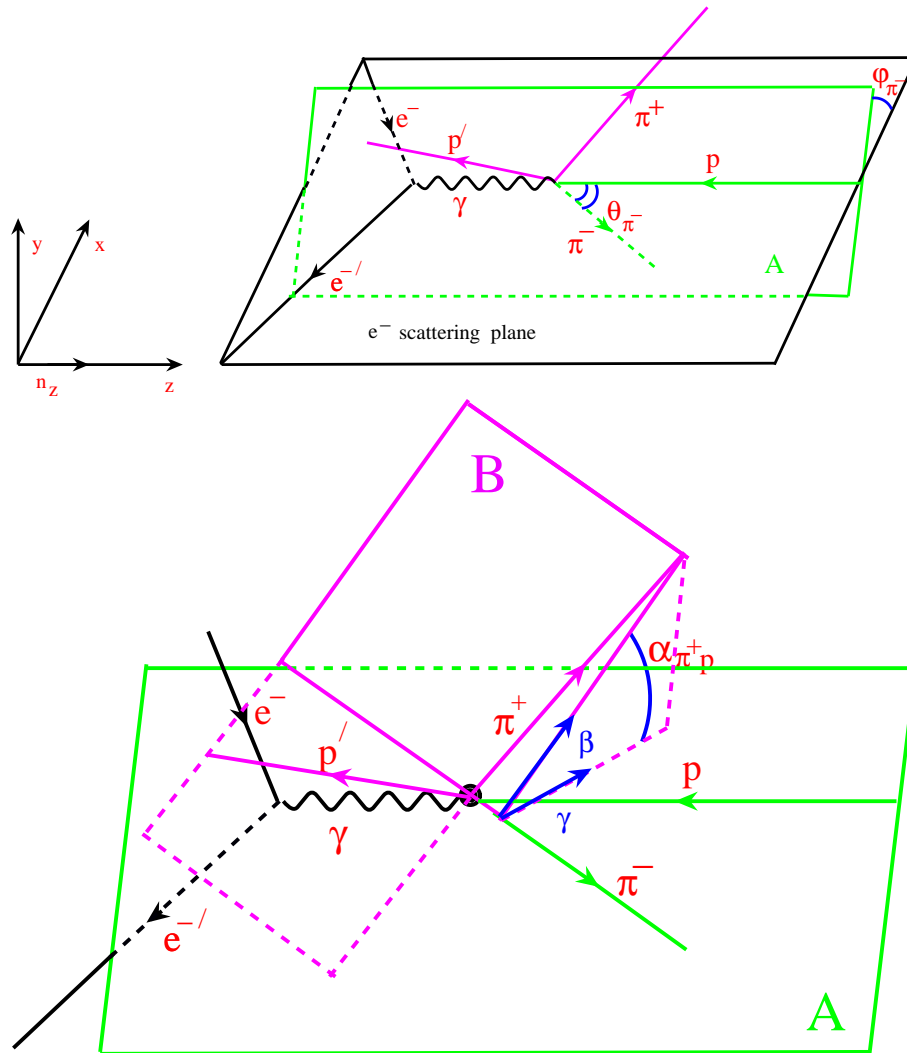


Рис. 2.8. Кинематические переменные для реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ . На верхнем рисунке показаны сферические углы эмиссии  $\pi^-$  в Ц.М. системе:  $\theta_{\pi^-}$  и  $\varphi_{\pi^-}$ . На нижнем рисунке показан угол  $\alpha_{\pi^- p_i \pi^+ p_f}$  между плоскостями: одной, составленной импульсами начального протона и  $\pi^-$  и другой, составленной импульсами конечного протона и  $\pi^+$ .

Эти переменные были рассчитаны из 4-импульсов конечных адронов следующим образом. Инвариантные массы вычислялись, исходя из их определения:

$$\begin{aligned} M_{\pi^+\pi^-} &= \sqrt{(P_{\pi^+} + P_{\pi^-})^2} \\ M_{\pi^+p'} &= \sqrt{(P_{\pi^+} + P_{p'})^2} \\ M_{\pi^-p'} &= \sqrt{(P_{\pi^-} + P_{p'})^2}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

Полярный угол эмиссии  $\pi^-$  в системе центра масс  $\theta_{\pi^-}$  вычислялся из соотношения:

$$\theta_{\pi^-} = \arccos \left( \frac{(\vec{P}_{\pi^-} \vec{P}_{\gamma})}{|\vec{P}_{\pi^-}| |\vec{P}_{\gamma}|} \right) \quad (2.14)$$

Азимутальный угол  $\varphi_{\pi^-}$  вычислялся согласно соотношениям:

$$\varphi_{\pi^-} = \arctg \left( \frac{P_{y\pi^-}}{P_{x\pi^-}} \right); \quad P_{x\pi^-} > 0; P_{y\pi^-} > 0 \quad (2.15)$$

$$\varphi_{\pi^-} = \arctg \left( \frac{P_{y\pi^-}}{P_{x\pi^-}} \right) + 2\pi; \quad P_{x\pi^-} > 0; P_{y\pi^-} < 0 \quad (2.16)$$

$$\varphi_{\pi^-} = \arctg \left( \frac{P_{y\pi^-}}{P_{x\pi^-}} \right) + \pi; \quad P_{x\pi^-} < 0; P_{y\pi^-} < 0 \quad (2.17)$$

$$\varphi_{\pi^-} = \arctg \left( \frac{P_{y\pi^-}}{P_{x\pi^-}} \right) + \pi; \quad P_{x\pi^-} < 0; P_{y\pi^-} > 0 \quad (2.18)$$

$$\varphi_{\pi^-} = \pi/2; \quad P_{x\pi^-} = 0; P_{y\pi^-} > 0 \quad (2.19)$$

$$\varphi_{\pi^-} = 3\pi/2; \quad P_{x\pi^-} = 0; P_{y\pi^-} < 0 \quad (2.20)$$

Вычисление угла  $\alpha_{(\pi^+p)(\pi^-\pi^+)}$  является наиболее сложной частью в определении кинематических переменных. Для вычисления этого угла мы сначала определяем 2 вектора  $\vec{\gamma}$  и  $\vec{\beta}$ . Вектор  $\vec{\gamma}$  есть нормированный на единицу вектор, перпендикулярный импульсу  $\vec{P}_{\pi^-}$ , направленный к вектору  $-\vec{n}_z$ . Он лежит в плоскости рассеяния электрона, составленной 3-импульсами начального фотона и конечного  $\pi^-$  (см Рис 2.8). Вектор  $\vec{\beta}$  также перпендикулярен 3-импульсу  $\vec{P}_{\pi^-}$ , но лежит в плоскости, образованной

3-импульсами  $\pi^-\pi^+$  пары. Как следует из Рис 2.8, угол  $\alpha_{(\pi+p)(\pi^-\pi^+)}$  может быть вычислен следующим образом:

$$\alpha_{\pi+p)(\pi^-\pi^+) = \text{acos}(\vec{\gamma}\vec{\beta}) \quad (2.21)$$

Функция  $\text{acos}$  изменяется в пределах от 0 до  $\pi$ . Угол  $\alpha_{(\pi+p)(\pi^-\pi^+)}$  для введенных выше кинематических переменных должен изменяться от 0 до  $2\pi$ . Чтобы определить угол  $\alpha_{(\pi+p)(\pi^-\pi^+)}$  в этом диапазоне, мы принимаем во внимание относительное направление 3-импульса  $\pi^-$   $\vec{P}_{\pi^-}$  и вектора  $\vec{\delta}$ , являющегося векторным произведением  $\vec{\gamma}$  и  $\vec{\beta}$ . В случае коллинеарности векторов  $\vec{P}_{\pi^-}$  и  $\vec{\delta}$  угол  $\alpha_{(\pi+p)(\pi^-\pi^+)}$  вычисляется согласно 2.21. В случае антиколлинеарности векторов  $\vec{P}_{\pi^-}$  и  $\vec{\delta}$  угол  $\alpha_{(\pi+p)(\pi^-\pi^+)}$  вычисляется как:

$$\alpha_{\pi+p} = 2\pi - \text{acos}(\vec{\gamma}\vec{\beta}) \quad (2.22)$$

Вектора  $\vec{\gamma}$  и  $\vec{\beta}$  должны быть выражены через кинематические переменные конечных частиц. Вектор  $\vec{\gamma}$  связан с вектором  $-\vec{n}_z$  и единичным ортом вектора  $\vec{P}_{\pi^-}$ , который обозначим  $\vec{n}_{P_{\pi^-}}$ , следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{\gamma} &= a_\alpha(-\vec{n}_z) + b_\alpha\vec{n}_{P_{\pi^-}} \\ a_\alpha &= \sqrt{\frac{1}{1 - (\vec{n}_{P_{\pi^-}}(-\vec{n}_z))^2}} \\ b_\alpha &= -(\vec{n}_{P_{\pi^-}}(-\vec{n}_z))a_\alpha, \end{aligned} \quad (2.23)$$

Вычисляя скалярные произведения  $(\vec{\gamma}\vec{n}_{P_{\pi^-}})$  и  $(\vec{\gamma}\vec{\gamma})$ , можно убедиться, что вектор  $\vec{\gamma}$  перпендикулярен к вектору  $\text{vesn}_{P_{\pi^-}}$  и его модуль равен 1. Сравнивая векторное произведение векторов  $\vec{\gamma}$  и  $\text{vesn}_{P_{\pi^-}}$  с векторным произведением векторов  $\text{vesn}_{P_{\pi^-}}$  и  $-\vec{n}_z$ , можно убедиться, что вектор  $\vec{\gamma}$  лежит в полскости, составленной 3-импульсами начального фотона и конечного  $\pi^-$ .



Вектор  $\vec{\beta}$  вычисляется через кинематические переменные конечных частиц следующим образом:

$$\begin{aligned}\vec{\beta} &= a_\beta \vec{n}_{P_{\pi^+}} + b_\beta \vec{n}_{P_{\pi^-}} \\ a_\beta &= \sqrt{\frac{1}{1 - (\vec{n}_{P_{\pi^+}} \vec{n}_{P_{\pi^-}})^2}} \\ b_\beta &= -(\vec{n}_{P_{\pi^+}} \vec{n}_{P_{\pi^-}}) a_\beta ,\end{aligned}\tag{2.24}$$

где  $\vec{n}_{P_{\pi^+}}$  есть единичный орт в направлении вектора  $\vec{P}_{\pi^+}$ . Вычисляя скалярные произведения  $(\vec{\beta} \vec{n}_{P_{\pi^-}})$  и  $(\vec{\beta} \vec{\beta})$ , можно убедиться, что вектор  $\vec{\beta}$  перпендикулярен к вектору  $\vec{n}_{P_{\pi^-}}$  и его модуль равен 1. Сравнивая векторное произведение векторов  $\vec{\beta}$  и  $\vec{n}_{P_{\pi^-}}$  с векторным произведением векторов  $\vec{n}_{P_{\pi^-}}$  и  $\vec{n}_{P_{\pi^+}}$ , можно убедиться, что вектор  $\vec{\beta}$  лежит в плоскости составленной 3-импульсами  $\pi^-$  и  $\pi^+$ .

Аналогичным образом могут быть вычислены 5 кинематических переменных для любого другого выбора пар конечных адронов.

### **Вычисление сечений из распределения $\gamma_\nu p \rightarrow p' \pi^- \pi^+$ событий.**

Для извлечения сечений вся кинематически доступная область разбивалась на семимерные ячейки, составленные пятью указанными переменным, а также инвариантной массой системы адронов в конечном состоянии  $W$  и квадратом 4-импульса фотона  $Q^2$ . Таким образом, в качестве входной информации для расчета двухпионных сечений использовалось количество измеренных событий в семимерной ячейке. Для учета вклада от фона из стенок жидководородной мишени, измерялось количество событий в 7-мерных ячейках как с заполненной водородной мишенью  $\Delta N_{full}$  и пустым контейнером  $\Delta N_{empty}$ . 7-дифференциальные сечения рас-

сеяния электронов с образованием конечаного адронного состояния  $\pi^- \pi^+ p$

$\frac{d\sigma}{dW dQ^2 dM_{p\pi^+} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+}}$  вычислялись следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dW dQ^2 dM_{p\pi^+} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+}} = \frac{1}{F \cdot F_{cherenkov} \cdot R} \frac{(\Delta N_{full} - \Delta N_{empty})}{\Delta W \Delta Q^2 \Delta \tau L_i} \quad (2.25)$$

где  $\Delta \tau$  представляет собой дифференциал от 5 кинематических переменных описанных выше:

$$\Delta \tau = \Delta M_{p\pi^+} + \Delta M_{\pi^+\pi^-} - \Delta \cos(\theta_{\pi^-}) \Delta \varphi_{\pi^-} - \Delta \alpha_{p\pi^+} \quad (2.26)$$

$F$  есть эффективность регистрации частиц в детекторе CLAS без учета эффективности Черенковского счетчика.  $F_{cherenkov}$  является эффективностью Черенковского счетчика.  $R$  -фактор, учитывающий радиационные поправки к сечению рассеяния электронов. Светимость установки  $L_i$  определяется соотношением:

$$L_i = Q_i \left( \frac{l_t D_t N_A}{q_e M_H} \right) \quad (2.27)$$

где  $M_H$  — плотность водорода ( $M_H = 1$  gr/mol),  $l_t$  — длина водородной мишени ( $l_t = 5$  cm),  $N_A$  — число Авогадро ( $N_A = 6.0210^{23}$  mol $^{-1}$ ),  $Q_{tot}$  и  $Q_{tot,empty}$  — заряды, собранные цилиндром Фарадея, для наборов данных с водородной мишенью и пустым контейнером,  $i=full, empty$  отвечает светимостям для наборов данных с заполненной водородной мишенью и с пустым контейнером соответственно.

Полученные 7-мерные сечения электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар на протоне в рамках формализма однофотонного обмена /?/ сводились к 5-мерным сечениям электророждения адронного состояния  $\pi^- \pi^+ p$  под действием виртуальных фотонов

$$\frac{d\sigma}{dM_{p\pi^+} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+}} = \frac{1}{\Gamma_\nu} \frac{d\sigma}{dW dQ^2 dM_{p\pi^+} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+}}, \quad (2.28)$$

где  $\Gamma_v$  - поток виртуальных фотонов, определяемый кинематикой электронного рассеяния  $\Gamma_v$ :

$$\Gamma_v = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{E_{beam}^2 M_p^2} \frac{W(W^2 - M_p^2)}{(1 - \varepsilon)Q^2}, \quad (2.29)$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры  $1/137$ ,  $M_p$  - масса протона. Степень поперечной поляризации виртуального фотона  $\varepsilon$  определяется электронной электромагнитной вершиной. Расчёт в КЭД приводит к следующей формуле:

$$\varepsilon = \left( 1 + 2 \left( 1 + \frac{\omega^2}{Q^2} \right) \tan^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right)^{-1}, \quad (2.30)$$

где  $\omega = E_{beam} - E_{scattered electron}$ ,  $E_{beam}$  и  $E_{scattered electron}$  - энергии падающего и рассеянного электронов,  $\theta_e$  - угол рассеяния электрона в лаб. системе.

Были получены следующие 1-мерные дифференциальные сечения, являющиеся интегралами от 5-дифференциальных сечений образования  $p_i^- \pi^+ p$  состояния под действием виртуальных фотонов  $\frac{d^5\sigma}{d^5\tau}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}} &= \int \frac{d^5\sigma}{d^5\tau} d\tau_{\pi^+\pi^-}; & d\tau_{\pi^+\pi^-} &= dM_{\pi^-p} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+} \\ \frac{d\sigma}{dM_{\pi^+p}} &= \int \frac{d^5\sigma}{d^5\tau} d\tau_{\pi^+p}; & d\tau_{\pi^+p} &= dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^-} d\alpha_{p\pi^+} \\ \frac{d\sigma}{d(-\cos\theta_i)} &= \int \frac{d^5\sigma}{d^5\tau} d\tau_{\pi^-}; & d\tau_i &= dM_{\pi^+\pi^-} dM_{\pi^+p} d\varphi_i d\alpha_{p_i i j' j} \\ \frac{d\sigma}{dM_{\pi^-p}} &= \int \frac{d^5\sigma}{d^5\tau'} d\tau_{\pi^-p}; & d\tau_{\pi^-p} &= dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^+} d\alpha_{p\pi^-} \\ \frac{d\sigma}{d(\alpha_{p_i k j' j})} &= \int \frac{d^5\sigma}{d^5\tau} d\tau_k; & d\tau_k &= dM_{\pi^+\pi^-} dM_{\pi^+p} d\Omega_k; i = \pi^-, \pi^+, p_f k = \pi^-, \pi^+, p_f j = \\ & & d^5\tau' &= dM_{\pi^-p} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega_{\pi^+} d\alpha_{p_i \pi^-} p_f \pi^+ \end{aligned}$$

где  $p_i$  и  $p_f$  протон в начальном и конечном состоянии.

Статистическая ошибка 5-дифференциальных сечений определялась в рамках стандартного подхода для ошибок функции от нескольких пере-

менных следующим образом:

$$\delta_{stat}(M_{p\pi^+}, M_{\pi^+\pi^-}, \theta_{\pi^-}, \varphi_{\pi^-}, \alpha_{p\pi^+}) = \frac{1}{F \cdot F_{cherenkov} \cdot R \Gamma_v} \frac{1}{\Delta W \Delta Q^2 \Delta \tau} \sqrt{\left( \frac{\Delta N_{full}}{Q_{tot}^2} + \frac{\Delta N_{empty}}{Q_{tot,empty}^2} \right)} \left( \frac{l_t D_t N_A}{q_e M_H} \right) \quad (2.33)$$

В формулу 2.25 входит эффективность регистрации конечного  $\pi^-\pi^+p$  состояния. Эффективность  $F$  определялась в Монте-Карло моделировании (см. ??). Поэтому в статистической точности сечений необходимо учитывать статистические неопределенности Монте-Карло моделирования  $\delta_{stat,MC}$ . Они вычислялись следующим образом:

$$\delta_{stat,MC} = \frac{d\sigma}{dM_{p\pi^+} dM_{\pi^+\pi^-} d\Omega d\alpha_{p\pi^+}} \left( \frac{\delta(F)}{F} \right) \quad (2.34)$$

неопределенность эффективности  $\delta(F)$ , обусловленная ограниченной статистикой в Монте-Карловском моделировании, оценивалась следующим образом:

$$\delta(F) = \sqrt{\frac{N_{rec}(N_{gen} - N_{rec})}{N_{gen}^3}} \quad (2.35)$$

где  $N_{gen}$  и  $N_{rec}$  число прогенерированных и восстановленных МС событий в 7-мерной ячейке для образования конечного состояния  $\pi^-\pi^+p$  в рассеянии электронов на протонах.

## Оценка эффективности регистрации $F$ конечного состояния $e'p'\pi^-\pi^+$ .

Для расчета эффективности регистрации частиц в конечном состоянии  $e'p'\pi^-\pi^+$  использовался генератор двухпионных событий, созданный на основе модели JM03 [?]. Этот генератор событий дополнительно подстраивался к экспериментальным данным по одно мерным распределениям

событий, отвечающих исследуемым дифференциальным сечениям. В результате было достигнуто удовлетворительное описание в большей части фазового пространства исследуемой реакции всех таких одномерных распределений. Примеры описания одномерных распределений показаны на Рис. 2.9 и 2.10.

Детальное описание генератора двухпионных событий содержится в [?]. Для воспроизведения  $3\pi$  фона моделировались также  $3\pi$  события с использованием генератора многопионных событий, развитого в коллаборации между НИИЯФ МГУ и INFN Sez. di Genova [?].

Прогенерированные события обрабатывались пакетом программ Коллаборации CLAS GSIM [?], моделирующим отклик детектора CLAS. К прогенерированным событиям прилагались те же самые критерии отбора, что и к измеряемым событиям. В результате в каждой 7-мерной ячейке исследуемой реакции определялись: число событий, прогенерированных генератором событий  $N_{gen}$  и число событий восстановленных после применения всех критериев отбора и с учетом отклика детектора  $N_{rec}$ . Эффективность  $F$  в каждой из 7-мерных ячеек определялась как отношение:

$$F = \frac{N_{rec}}{N_{gen}} \quad (2.36)$$

### **Интерполяция 5–дифференциальных сечений в мертвые зоны детектора CLAS**

Наличие конструктивных элементов детектора CLAS приводит к образованию мертвых зон в фазовом пространстве исследуемой реакции, где частицы не регистрируются. Для получения дифференциальных сечений необходимо интерполировать 5-дифференциальные сечения в мертвые зо-

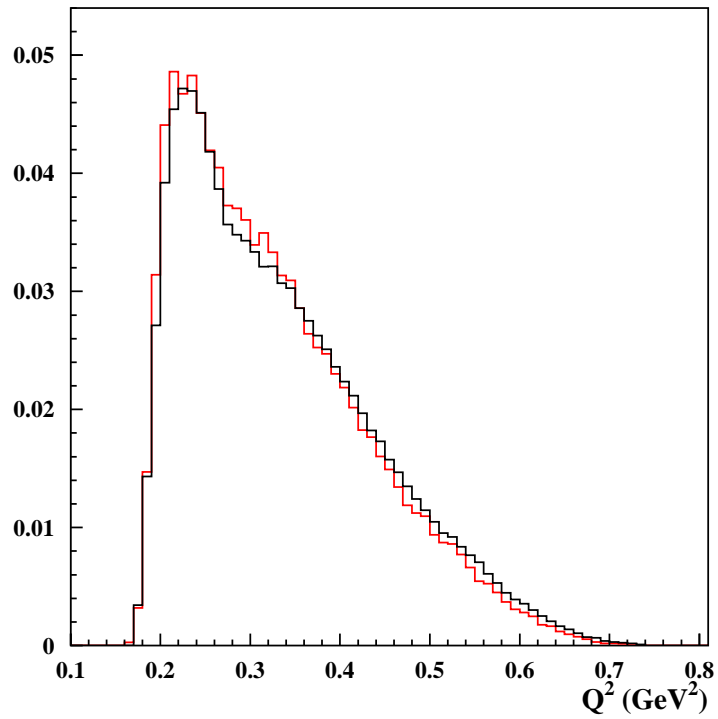
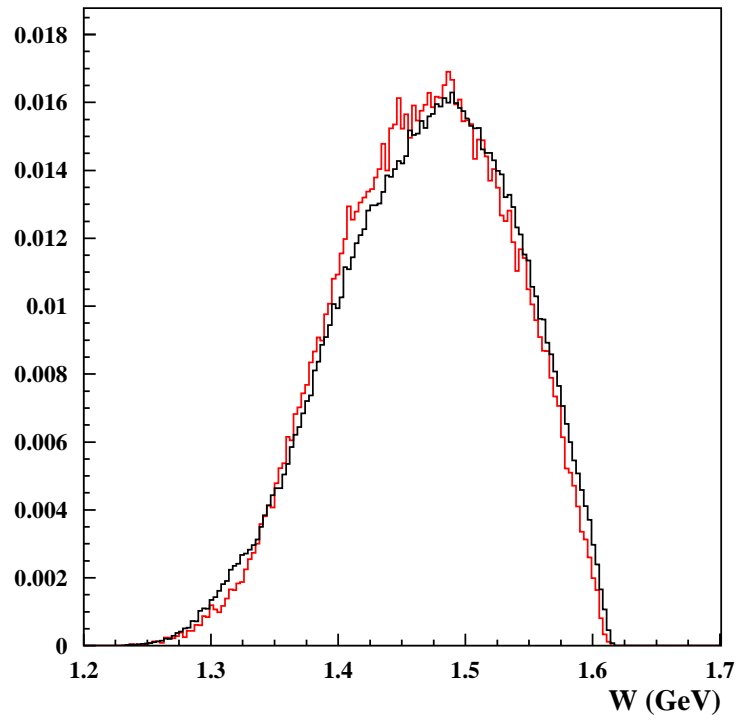


Рис. 2.9. Сравнение измеренных (красные кривые) и промоделированных генератором событий (красные кривые) распределений по  $W$  (левый рисунок) и  $Q^2$  (правый рисунок).

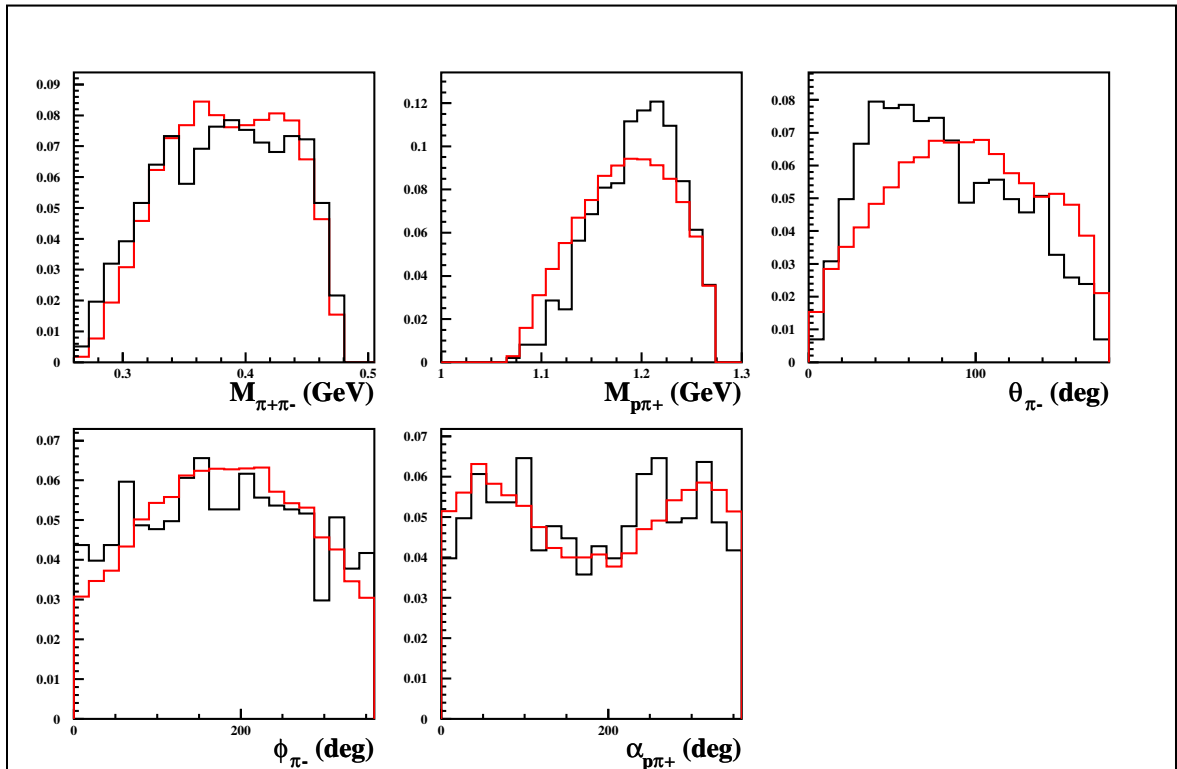


Рис. 2.10. Сравнение измеренных (красные кривые) и промоделированных генератором событий (черные кривые) распределений по кинематическим переменным конечной адронной системы.

ны детектора. Мы использовали для подобной интерполяции  $\varphi_{\pi^-}$  зависимость 5-дифференциальных сечений, являющуюся следствием вращательной инвариантности амплитуд реакции [1, 2]:

$$\frac{d^5\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}dM_{\pi^+p}d(-\cos(\theta_{\pi^-}))d\varphi_{\pi^-}} = \quad (2.37)$$

$$A + B\cos(2\varphi_{\pi^-}) + C\cos(\varphi_{\pi^-}) + B'\cos(2\varphi_{\pi^-}) + C'\cos(\varphi_{\pi^-}),$$

где  $\varphi$ -независимая часть сечения  $A$  определялась, используя экспериментальные данные по заселенности 5-мерных ячеек фазового пространства реакции  $N_{5d}$ :

$$\sum_{\Delta\varphi_{\pi^-}} \frac{d\sigma_{measured}}{dM_{p\pi^+}dM_{\pi^+\pi^-}d\Omega d\alpha_{p\pi^+}} \Delta\varphi = A(2\pi - \Delta\tilde{\varphi}) - R_1 A \int_{\Delta\tilde{\varphi}} \cos(2\varphi_{\pi^-}) d\varphi_{\pi^-} \quad (2.38)$$

$$- R_2 A \int_{\Delta\tilde{\varphi}} \cos(\varphi_{\pi^-}) d\varphi_{\pi^-} \quad (2.39)$$

$$- R_3 A \int_{\Delta\tilde{\varphi}} \sin(2\varphi_{\pi^-}) d\varphi_{\pi^-} \quad (2.40)$$

$$- R_4 A \int_{\Delta\tilde{\varphi}} \sin(\varphi_{\pi^-}) d\varphi_{\pi^-},$$

Входящие в 2.38 коэффициенты  $R_i$  являются отношениями коэффициентов при соответствующих  $\phi$  зависящих частях сечения к коэффициенту  $A$  для  $\phi$  независимой части. Отношения  $R_i$  определялись в модели JM03 [1].

Как следует из (2.37), точность 1-дифференциальных сечений определяется точностью  $\varphi_{\pi^-}$  независимой части (коэффициент  $A$  в (2.37)), т.к. все  $\varphi$ -зависимые части исчезают после интегрирования по  $\varphi$ . Модель [1] и анализ экспериментальных данных по  $\varphi$  распределениям конечных ад-



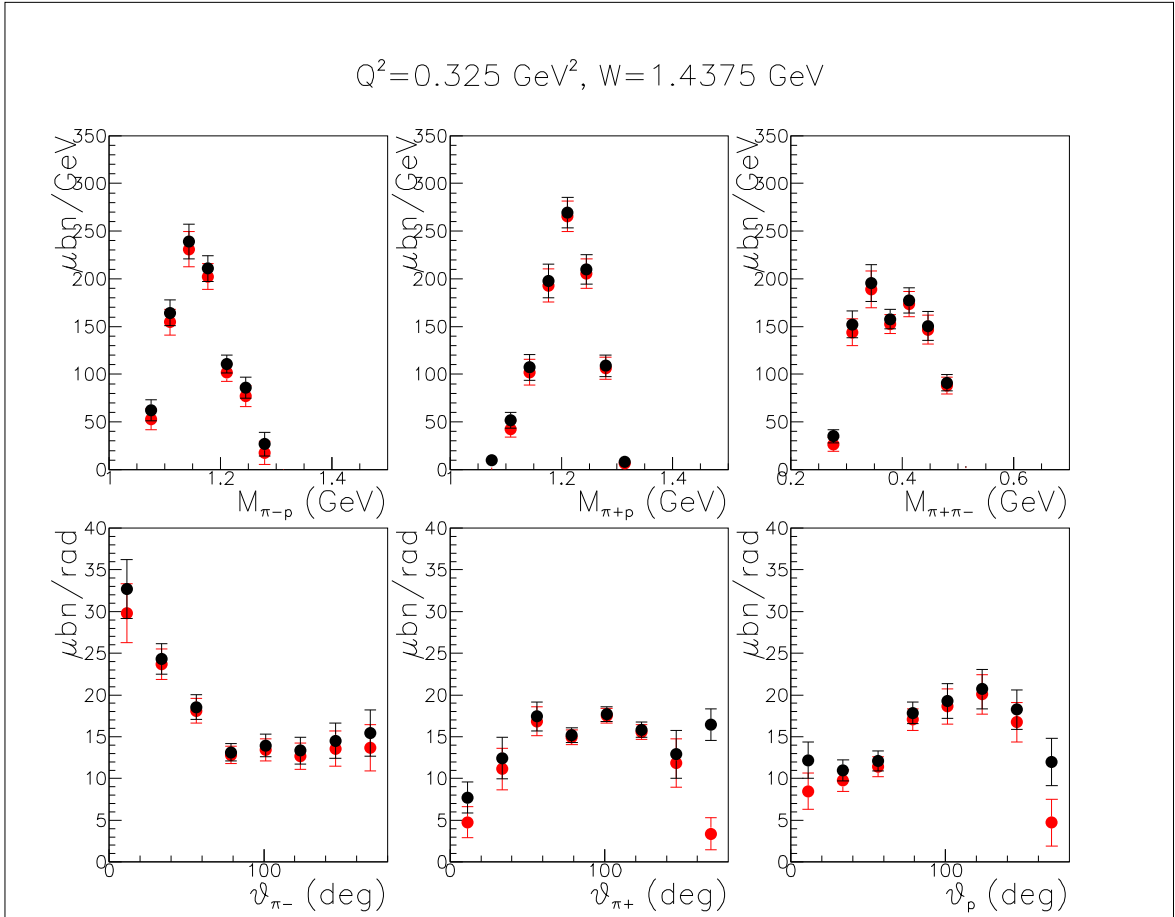


Рис. 2.11. Дифференциальные сечения реакции  $\gamma_\nu p \rightarrow p' \pi^- \pi^+$ , рассчитанные при интерполяции 5-мерных сечений в мертвые зоны, как описано в ?? (черные точки), и предполагая нулевыми 5-мерные сечения в мертвых зонах (красные точки).

ронов показывают, что влияние  $\varphi$  зависимых частей на величину коэффициента  $A$  не превышает 10%. Для исследования модельной зависимости дифференциальных сечений, обусловленной вкладом мертвых зон, был выполнен их расчет с нулевыми значениями 5-дифференциальных сечений в мертвых зонах. Он показал, что обнуление сечения в мертвых зонах приводит к изменениям дифференциальных сечений в пределах статистических неопределенностей. На рис. 2.11 сравниваются дифференциальные сечения, полученные интегрированием 5-дифференциальных сечений в предположении нулевого сечения в мертвых зонах (красные точки) и оцененного посредством описанной выше интерполяции (черные точки). Аналогичная ситуация имеет место во всех интервалах по  $(W \& Q^2)$ . Поскольку влияние модельной зависимости в интерполяционной процедуре на величину коэффициента  $A$  в (2.37) не превышает 10%, эффект этой модельной зависимости имеет пренебрежимо малое влияние на неопределенности 1-дифференциальных сечений.

### 2.1.2. Коррекции сечений.

Все дифференциальные сечения, полученные в настоящем эксперименте обнаруживают зависимость от кинематических переменных в пределах величины интервала сетки, на которой определялись сечения. В результате мы получали средневзвешенные по интервалу кинематической сетки величины сечений. Полученные таким образом величины сечений приписывались центральной точке интервала, в котором определялось сечение. Из-за нелинейной зависимости сечений от кинематических переменных истинная величина сечения в центральной точке интервала может отличаться

ся от среднезвешенной по интервалу величины сечения. Были выполнены коррекции сечения, учитывающие этот эффект (binning correction). Среднезвешенные величины дифференциальных сечений интерполировались степенной зависимостью с использованием CERN subroutine DIVDIF. Предполагалось, что в пределах кинематических ячеек поведение сечения описывается полученной подобным образом зависимостью. Вычислялись значения сечений в центральных точках интервалов сетки, исходя из описанной выше интерполяционной зависимости  $\sigma_{model,centr}$ . Также вычислялись среднезвешенные в пределах ячеек интерполированные сечения  $\sigma_{model,avg}$ . Измеренные дифференциальные сечения  $\sigma_{uncorr}$  корректировались следующим образом:

$$\sigma_{corr} = \sigma_{uncorr} \times C_{bin} , \quad (2.41)$$

$$C_{bin} = \frac{\sigma_{model,centr}}{\sigma_{model,avg}} , \quad (2.42)$$

Экспериментальные данные показывают, что дифференциальные сечения являются быстро меняющимися функциями инвариантных масс  $M_{\pi^-\pi^+}$ ,  $M_{\pi^+p}$ ,  $M_{\pi^-p}$ . Были развиты специальные процедуры, позволяющие корректно воспроизвести массовые зависимости дифференциальных сечений в областях, отвечающих их сильным изменениям с инвариантной массой. Были получены распределения по инвариантным массам для сетки сдвинутой относительно исходной на половину величины интервала кинематической ячейки. Сравнение исходных и сдвинутых массовых распределений показана на рис. 2.12. Для большей части фазового пространства реакции массовые распределения на исходной и сдвинутой сетках хорошо ложатся на единую интерполирующую кривую. Это свидетельствует о в

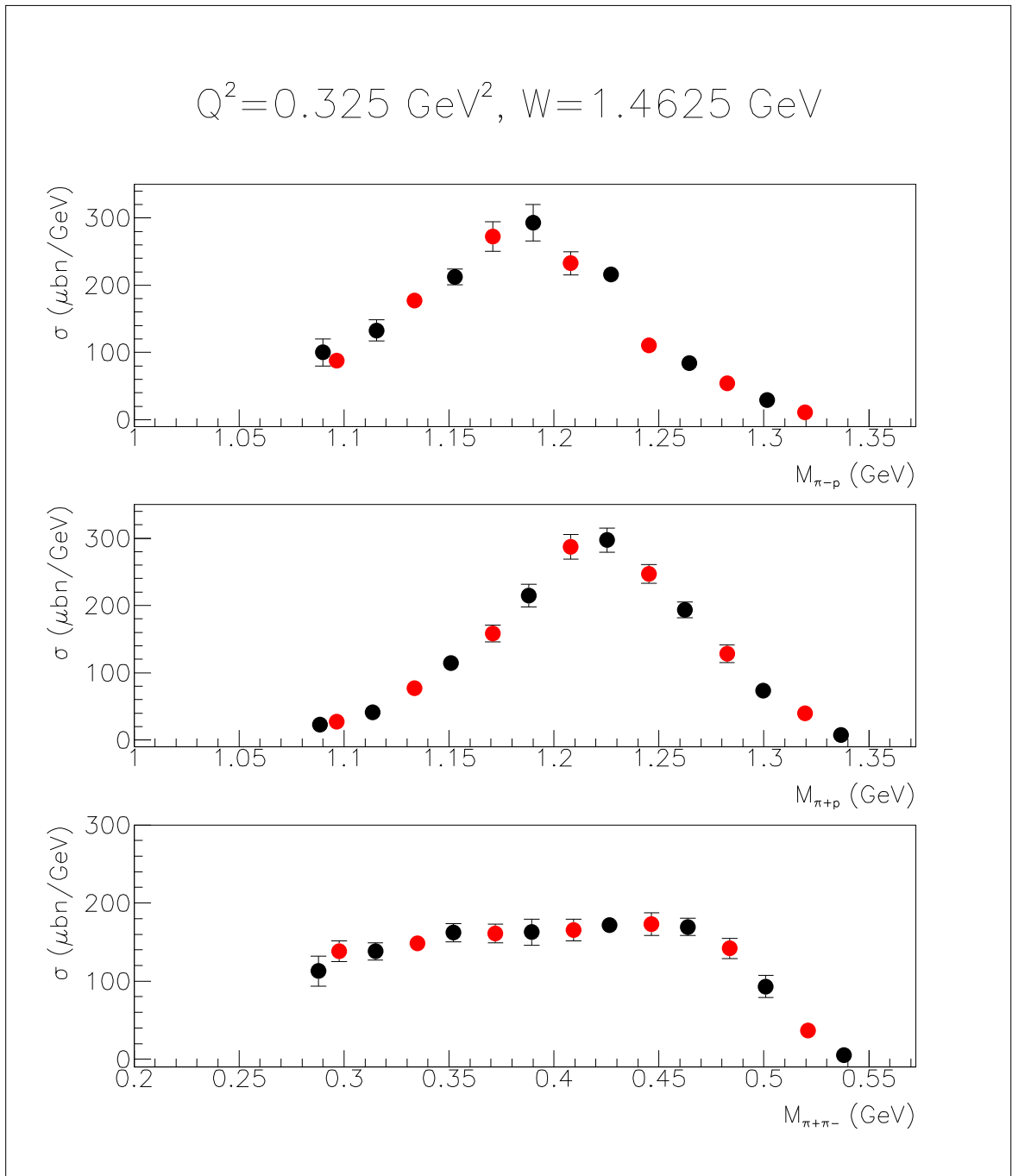


Рис. 2.12. Распределения по инвариантным массам пар конечных адронов, полученные на исходной сетке (черные точки) и на сетке сдвинутой на половину величины ячейки по массам в сторону больших масс (красные точки).

целом хорошем воспроизведении массовых зависимостей дифференциальных сечений. В тоже время были обнаружены отдельные точки в распределениях по инвариантным массам, отклоняющиеся от интерполирующих кривых более чем на 1 стандартное отклонение. В окрестности таких точек распределения по инвариантным массам были получены на сетке фактор 4 мельче, чем исходная. Дифференциальные сечения на более детальной сетке лучше воспроизводят их кинематические зависимости при больших производных. Поэтому дифференциальные сечения в точках отклоняющихся от интерполяционной кривой на были заменены интерполированными на исходную сетку величинами дифференциальных сечений, полученных на в 4 раза более мелкой сетке.

Были выполнены коррекции распределений по инвариантным массам вблизи минимальных значений инвариантных масс. При величинах инвариантных масс меньших или равных минимальной дифференциальные сечения должны быть равными нулю. Однако вследствие конечных разрешения детектора и величины кинематической ячейки происходит заселение событиями инвариантных масс ниже минимально доступных кинематически. Дифференциальные сечения вблизи минимальных значений инвариантных масс определялись на сетке с размерами ячеек в 4 раза меньшем, чем для исходной сетки.

На рис 2.13 черные точки соответствуют дифференциальным сечениям на исходной сетке. Дифференциальные сечения на сетке с в 4 раза улучшенным разрешением показаны красными точками. Дифференциальные сечения вблизи минимальных инвариантных масс интерполировались зависимостями:

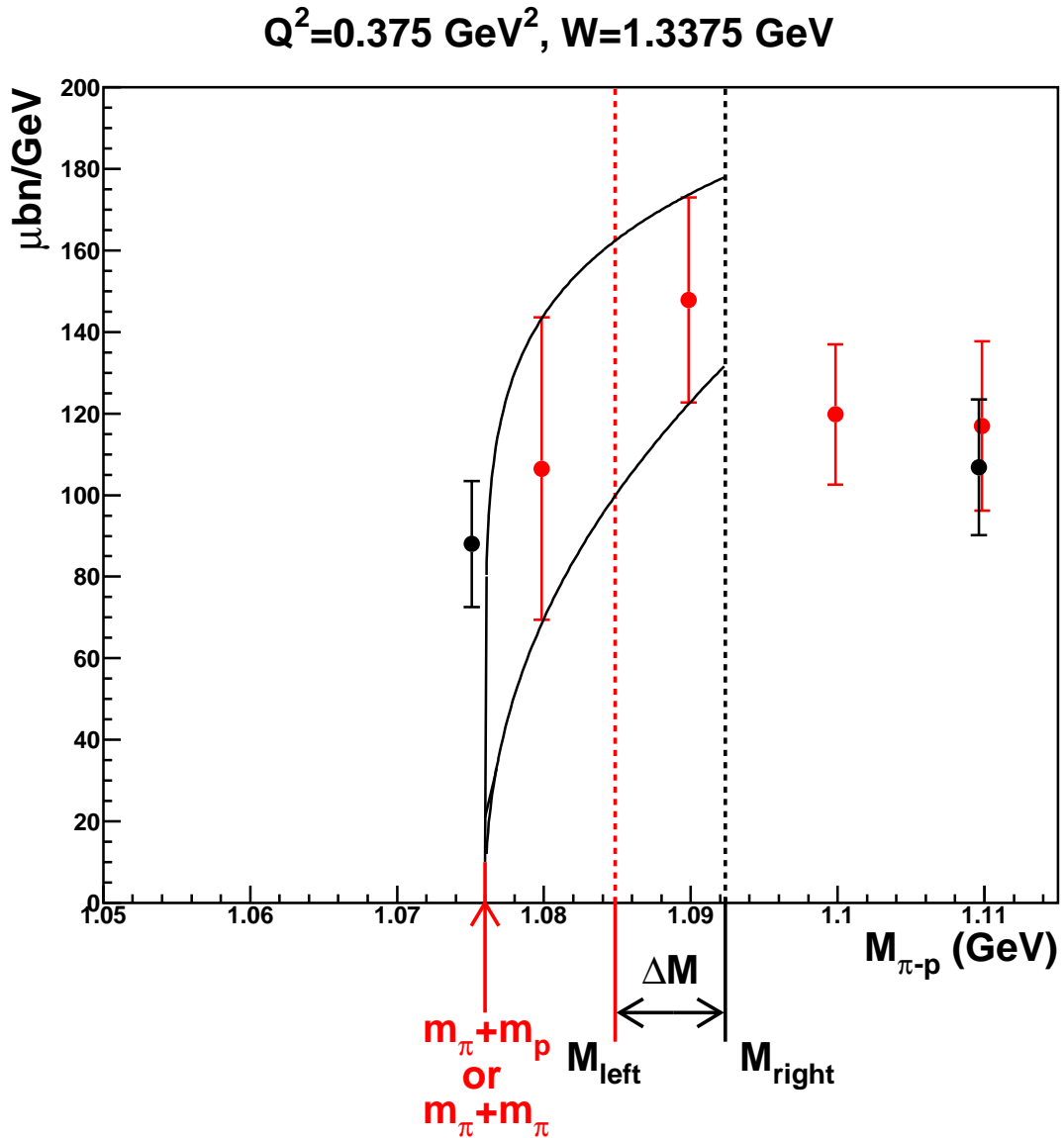


Рис. 2.13. Коррекция распределений по инвариантным массам пар конечных адронов в областях минимальных инвариантных масс. Данные на исходной сетке показаны черными точками. Данные на сетке с в 4 раза более мелким интервалом показаны красными точками. Сплошные черные линии - интерполирующие кривые через верхнюю и нижнюю границы дифференциальных сечений на сетке с улучшенным разрешением. Интервал минимальных инвариантных масс, в пределах которого определялись дифференциальные сечения показан красной и черной пунктирными линиями.

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi^-p}} \left[ \frac{\mu\text{bn}}{\text{GeV}} \right] = \begin{cases} C(M_{\pi^-p} - 1.076)^\alpha, & M_{\pi^-p} > 1.076\text{GeV} \\ C(M_{\pi^-\pi^+} - 0.276)^\alpha, & M_{\pi^+\pi^-} > 0.276\text{GeV} \\ 0, & M_{\pi^-p} < 1.076\text{GeV}, M_{\pi^+\pi^-} < 0.276\text{GeV} \end{cases} \quad (2.43)$$

Выбор такой зависимости обеспечивает обнуление дифференциальных сечений при инвариантных массах меньших, чем минимально допустимые. Вблизи минимальных значений инвариантных масс на поведение измеренных сечений оказывают значительное влияние трудно контролируемые эффекты разрешения детектора. Поэтому интервал минимальных инвариантных масс, в пределах которого извлекались дифференциальные сечения, определялся следующим образом. Его верхняя граница  $M_{right}$  совпадает с верхней границей минимального интервала масс на исходной сетке (черная пунктирная линия на рис. 2.13). Нижняя граница  $M_{left}$  совпадает с нижней границей второго интервала вблизи минимальной массы на сетке с в 4 раза большим разрешением (красный пунктир на рис. 2.13). Тем самым отбрасывалась область инвариантных масс, где эффекты разрешения детектора не позволяют надежно извлечь дифференциальные сечения. Интерполирующие кривые 2.43 проводились через верхние и нижние границы дифференциальных сечений, полученных на сетке с улучшенным разрешением, так как показано на Рис. 2.13. Дифференциальные сечения в интервале от  $M_{left}$  до  $M_{right}$  определялись как интегралы от этих кривых по интервалу от  $M_{left}$  до  $M_{right}$ , деленные на величины этого интервала. Вычисления для верхней и нижней интерполирующих кривых давали соответственно верхнюю и нижнюю границы дифференциального сечения при

минимальной инвариантной массе. Полученные подобным образом дифференциальные сечения приписывались инвариантной массе являющейся центральной точкой в интервале от  $M_{left}$  до  $M_{right}$ .

Сравнение распределений по инвариантной массе до и после проведения описанных выше коррекций сечения показано на Рис 2.14 черными и красными точками соответственно.

Полученные сечения были также скорректированы на радиационные поправки в электромагнитных вершинах для рассеяния электронов. В каждой 2-мерной ячейке составленной  $W$  и  $Q^2$  вычислялся фактор радиационных поправок  $R$  следующим образом:

$$R = \frac{N_{rad}^{2D}}{N_{norad}^{2D}}, \quad (2.44)$$

где  $N_{rad}^{2D}$  и  $N_{norad}^{2D}$  число событий исследуемой реакции  $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^- \pi^+$  с учетом и без учета радиационных поправок. Окончательные величины сечений были получены разделив непоправленные на радиационные эффекты сечения на фактор  $R$ .

Фактор радиационных поправок вычислялся в рамках процедуры */?/* применимой к инклюзивным процессам. Использование инклюзивной процедуры для радиационных поправок является приближением. Это приближение оправдано тем, что в нашем анализе мы используем только одномерные дифференциальные сечения, являющиеся интегралами от 5-мерных дифференциальных  $2-\pi$  сечений. В работе */?/* развита процедура радиационных поправок для эксклюзивных  $1\pi$  сечений. Анализ данных CLAS по рождению одиночных пионов, выполненный в рамках этой процедуры показал, что после интегрирования по кинематическим переменным конеч-



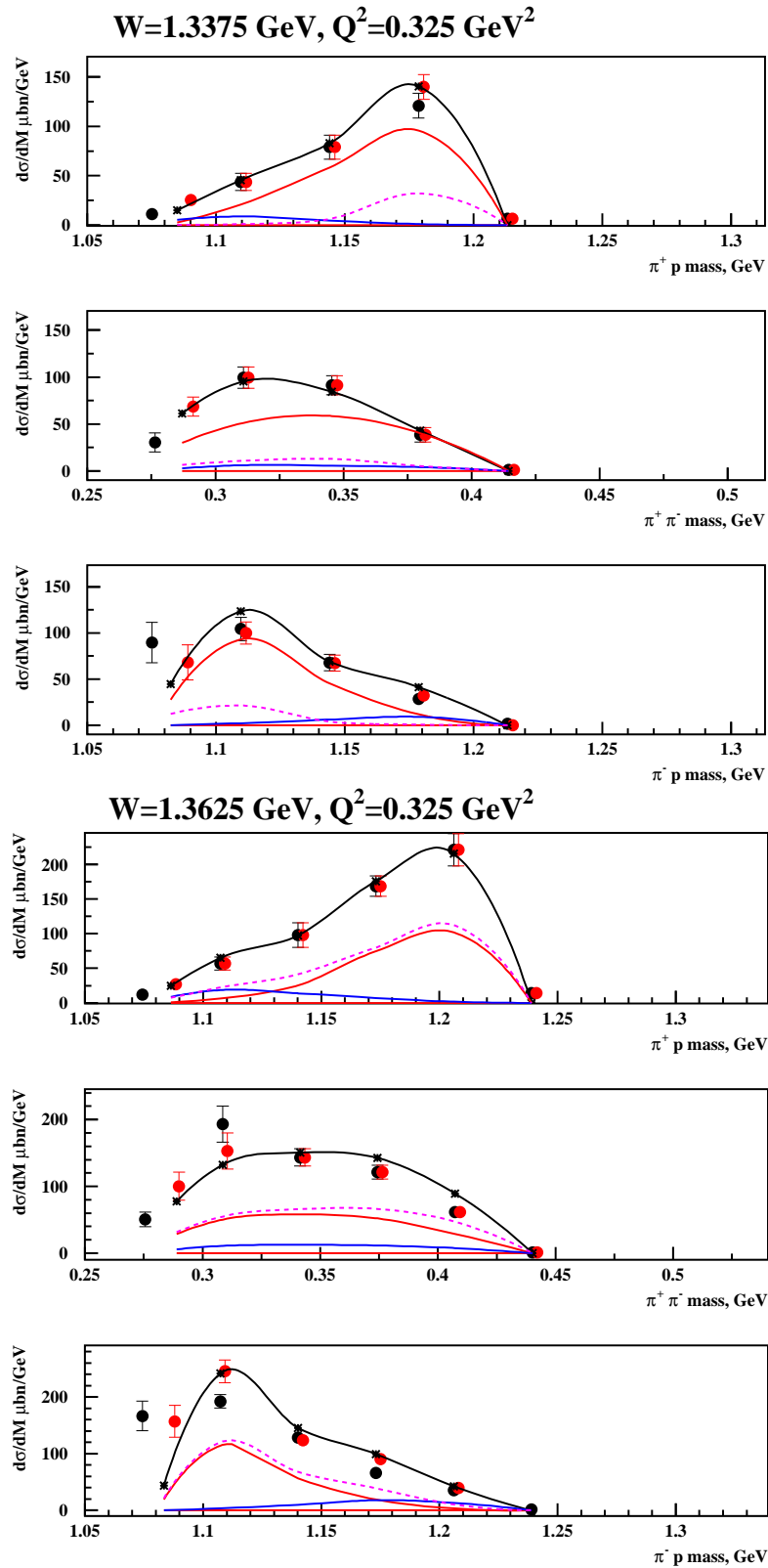


Рис. 2.14. Распределения по инвариантным массам полученные до (черные точки) и после (красные точки) описанных в 2.1.2 коррекций.

ного состояния эксклюзивные радиационные поправки оказываются близкими к инклюзивным.

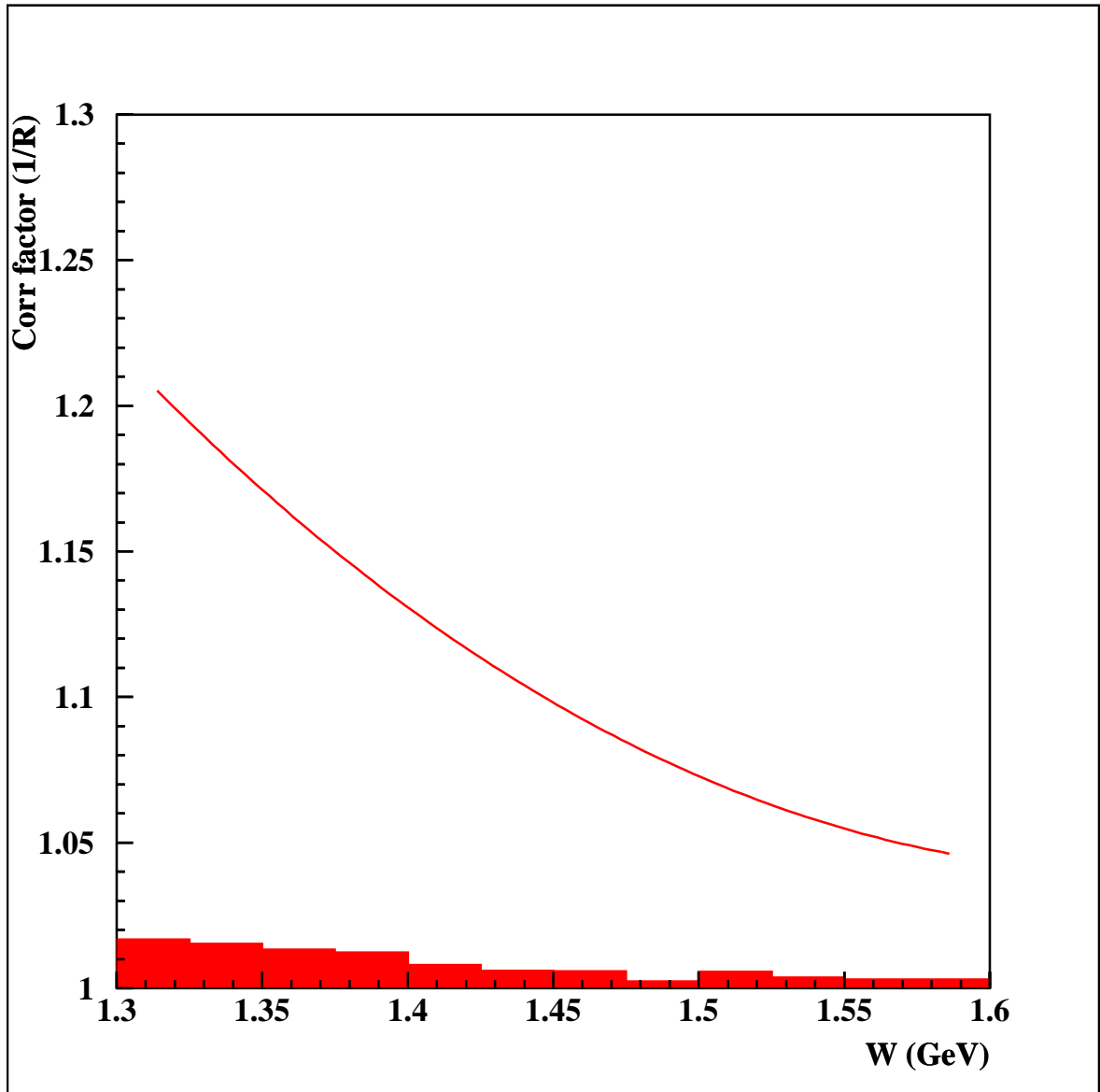


Рис. 2.15. Фактор радиационных поправок  $R$ , рассчитанный в процедуре /?/

Полученные величины для фактора радиационных поправок приведены на рис. 2.15. В диапазоне квадратов 4-импульсов фотонов в экспериментах, вошедших в диссертацию, радиационные поправки слабо зависят от  $Q^2$ , и фактор радиационных поправок полагался одинаковым для всех

$Q^2$ .

Примеры полученных в результате всей описанной обработки данных дифференциальных сечений реакции  $\gamma_v p \rightarrow p' \pi^- \pi^+$  приведены на рис. ???. Полностью проинтегрированные по кинематическим переменным конечного состояния  $2\pi$  сечения приведены на рис. ??. Полный набор  $2\pi$  дифференциальных и интегральных сечений, вошедших в настоящую диссертацию, приведен в CLAS Physics Data Base //.

### 3. Методы определения электромагнитных формфакторов нуклонных резонансов из данных по рождению $\pi^- \pi^+$ пар фотонами на протонах

#### 3.1. Использование и ограниченность модельно независимых подходов для определения электромагнитных формфакто- ров $N^*$ .

Как уже отмечалось в ??, для определения электромагнитных формфакторов  $N^*$  необходимо обеспечить надежное разделение резонансных и нерезонансных механизмов. В области малых  $W$ , изолированных резонансов и кинематических областях, в которых резонансный сигнал существенно превышает вклады нерезонансных процессов, эффективным методом для решения этой задачи является разложение по парциальным волнам  $PWA$ . В этом методе из условия наилучшего описания всей совокупности измеренных данных выделяются парциальные волны: квантовые состояния с определенными значениями полного/орбитального моментов и четности. Исследуется зависимость парциальных волн от  $W$ , в которой  $N^*$  проявляются в виде резонансных структур этой зависимости, в то время как нерезонансные процессы имеют плавное безструктурное поведение в зависимости от  $W$ . На рис. 3.1 приведены данные CLAS /42/ по электророждению  $\pi^+$  мезонов на протонах.

Показаны угловые распределения  $\pi^+$  мезонов в Ц.М. системе с раз-

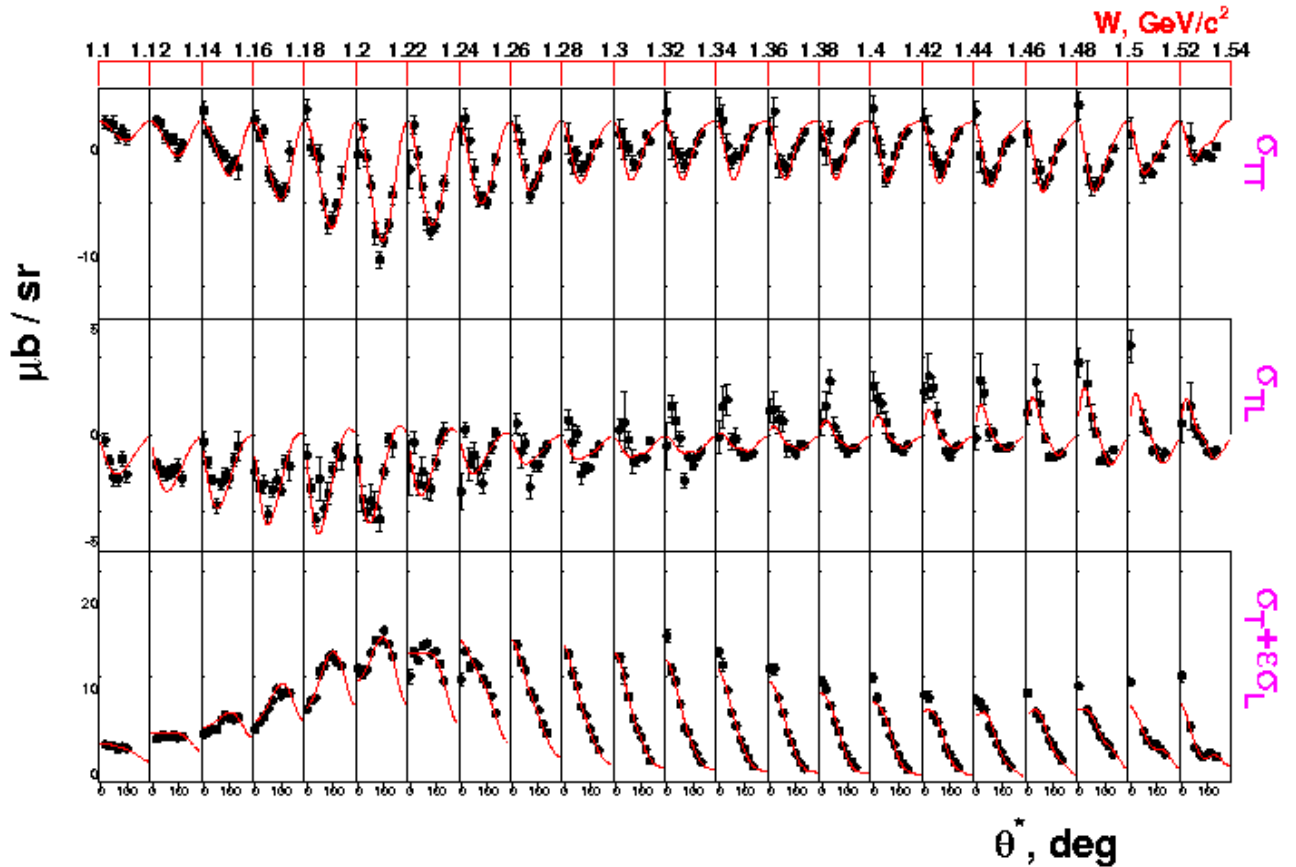


Рис. 3.1. Экспериментальные данные /42/ по угловым распределениям  $\pi^+$  мезонов в Ц.М. системе при различных  $W$  с разделением на суммы поперечной и продольной частей и интерференционных членов: поперечно-поперечного (ТТ) и поперечно-продольного (LT).

делением на сумму продольной и поперечной частей сечения, а также интерференционные продольно-продольные и продольно-поперечные части для различных  $W$ . Из этих данных были извлечены 6 мультиполей: основной  $M_{1+}$  и мультиполи с дополнительными вкладами  $E_{1+}, S_{1+}, M_{1-}, E_{0+}, S_{0+}$ . Они описывают практически все сечение электрообразования одиночного пиона в области  $\Delta$  резонанса. В области энергий возбуждения  $\Delta$  резонансная часть сечения вносит основной вклад. Полученные мультиполи связаны с электромагнитным формфактором  $G_M(Q^2), G_E(Q^2), G_C(Q^2)$   $\Delta$  резонанса следующим образом /9/:

$$\begin{aligned}
G_M(Q^2) &= \frac{1}{N} \sqrt{\frac{8\pi m_\Delta k \Gamma_\Delta}{3m_N q}} \text{Im}(M_{1+}^{3/2}), \\
G_E(Q^2) &= \frac{1}{N} \sqrt{\frac{8\pi m_\Delta k \Gamma_\Delta}{3m_N q}} \text{Im}(E_{1+}^{3/2}), \\
\frac{|\vec{q}|}{2m_\Delta} G_C(Q^2) &= \frac{1}{N} \sqrt{\frac{8\pi m_\Delta k \Gamma_\Delta}{3m_N q}} \text{Im}(S_{1+}^{3/2}),
\end{aligned} \tag{3.1}$$

где  $m_\Delta$ ,  $m_N$  — массы  $\Delta$ -резонанса и нуклона,  $k$  и  $q$  — модули 3-импульсов пиона и фотона в системе покоя  $\Delta$ . Фактор  $N$  определяется соотношением

$$N = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{2m_N} \sqrt{\frac{m_\Delta q}{m_N}} \frac{1}{\left[1 + \frac{Q^2}{(m_N + m_\Delta)^2}\right]^{1/2}}. \tag{3.2}$$

Полученный в рамках описанного подхода электромагнитный форм-фактор  $G_M(Q^2)$  для  $\Delta$ -резонанса показан на рис. 3.2.

Преимуществом метода анализа парциальных волн (PWA) является модельная независимость данных по парциальным волнам. Для извлечения парциальных волн из измеренных наблюдаемых используются лишь наиболее общие законы сохранения квантовых чисел: полного момента и четности. Однако, по мере увеличения  $W$  число парциальных волн, дающих вклад в наблюдаемые быстро нарастает. При использовании парциальных волн для анализа данных при  $W > 1.6$  ГэВ необходимо большое число измеренных точек сечений и поляризационных асимметрий для доступа к нескольким десяткам вносящих вклад парциальных волн [43, 44]. Для надежного извлечения парциальных волн необходимы данные с рекордной статистикой и разрешением по кинематическим переменным конечного состояния. Такие измерения возможны лишь для экспериментов с реальными фотонами на детекторах с акцептансом близким к  $4\pi$ . Подобная программа интенсивно развивается в JLAB [46, 45] и на ускорителе ELSA в Бонне [47]. Значительные падения статистики с ростом  $Q^2$  делают

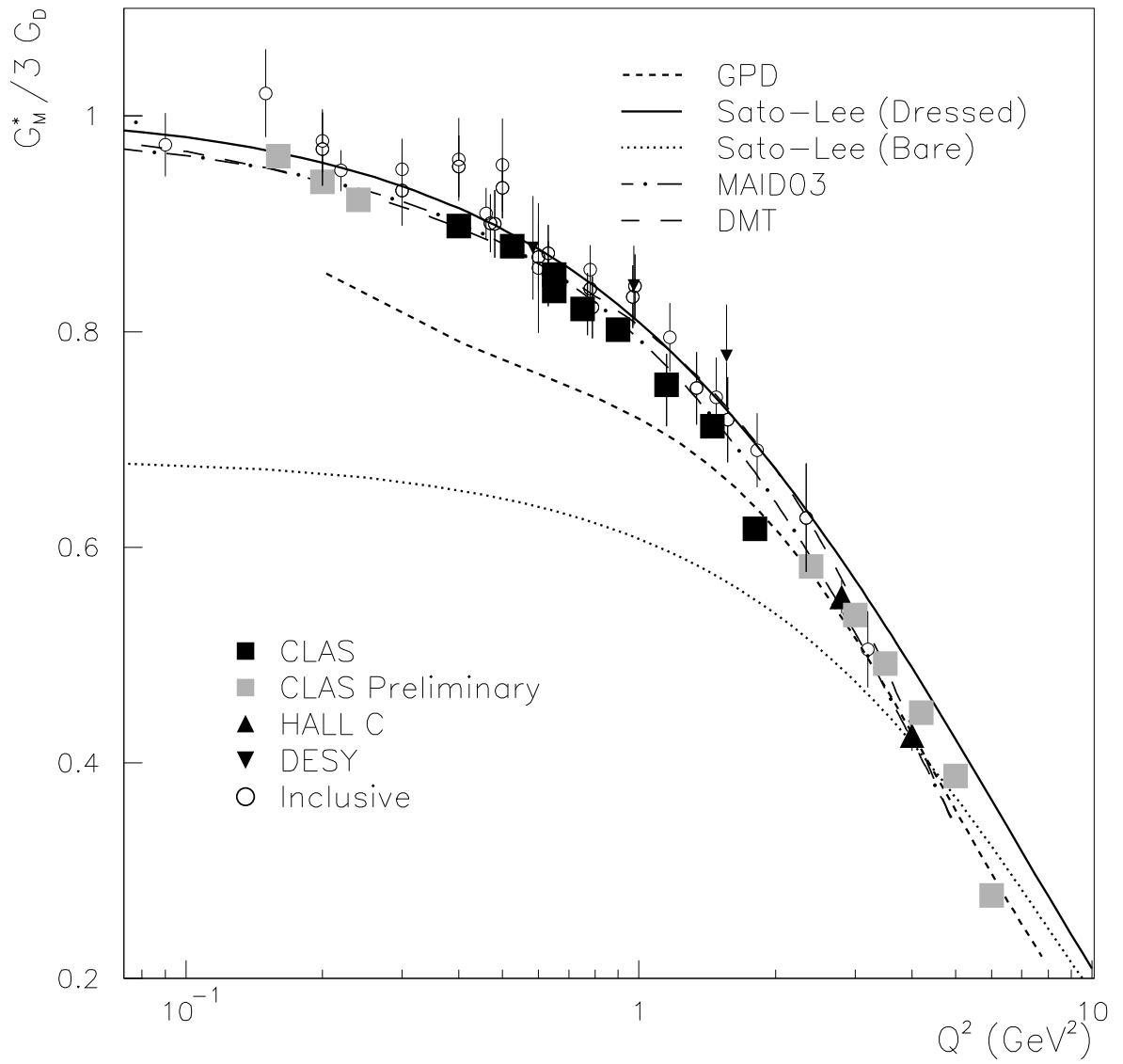


Рис. 3.2. Данные по электромагнитному формфактору  $P_{33}(1232)$  резонанса, нормированные на дипольный фит.

очень проблематичным применение PWA методов для анализа процессов электророждения. Серьезными проблемами PWA методов являются: обрезание базиса включённых в анализ парциальных волн, неоднозначности решений при разделении большого числа парциальных волн.

Наиболее значимые ограничения для анализа процессов  $2\pi$  фото и электророждения в PWA подходах обусловлены следующими обстоятельствами. Нерезонансные процессы в  $2\pi$  канале имеют вклад сравнимый или больший чем резонансные во всей кинематической области перекрываемой экспериментами, вошедшими в настоящую диссертацию. Они обусловлены вкладом сложной суперпозиции изобарных каналов и процессов прямого рождения пар пионов без формирования промежуточных квазидвухчастичных состояний с нестабильными адронами. Разделение резонансных и нерезонансных механизмов в такой ситуации уже не может осуществляться простейшей параметризацией нерезонансных частей гладкими кривыми от  $W$ . Поэтому необходимы модельные подходы для разделения вкладов резонансных и нерезонансных механизмов в процессах как фото так и электророждения пар заряженных пионов. Использование PWA методов в этом эксклюзивном канале может быть полезным для обнаружения различных резонансных состояний. PWA методы могут быть эффективным средством для поиска новых типов барионов в  $2\pi$  канале. В тоже время для определения параметров  $N^*$ , в частности для извлечения их электромагнитных формфакторов, необходимо развитие моделей  $2\pi$  реакции, способных надежно разделить вклады резонансных и нерезонансных частей. Такая модель развита в настоящей диссертации.



### 3.2. Модели для описания фото и электророждения пар заряженных пионов на протонах.

В настоящее время развито значительное число модельных подходов для описания процессов фото- и электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар на протоне /48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57/, начиная с первой работы /48/. Во всех этих подходах используются мезон-барионные степени свободы. Они основаны на анализе весьма ограниченных экспериментальных данных по процессам фоторождения  $\pi^-\pi^+$  пар. Как правило экспериментальные данные, анализировавшиеся в этих работах, ограничены полностью проинтегрированными по кинематическим переменным конечного состояния сечениями и распределениями по инвариантным массам. В отдельных случаях /48, 57/ анализируются также угловые распределения  $\pi^-$  мезонов в ЦМ системе. Подобная ограниченность экспериментальных данных делает необходимым максимально использовать наиболее общие ограничения на амплитуды механизмов  $2\pi$  рождения, налагаемые Лоренц инвариантностью, калибровочной инвариантностью, кроссинг-симметрией. Во всех перечисленных выше моделях взаимодействия в конечном состоянии либо не учитываются /53, 54, 55/, либо учитываются в схематических приближениях /57/. Лишь в последние годы в EBAC at Jefferson Lab развит подход, впервые позволяющий учитывать всё многообразие взаимодействий в 3-частичном конечном состоянии  $\pi^-\pi^+p$  /24/. Для использования этого подхода необходимы: а) данные по амплитудам всех основных механизмов, вносящих вклад в рождение пар пионов; б) данные по амплитудам адронных взаимодействий в конечном состоянии. Амплитуды основных механиз-

мов процессов электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар были получены из анализа данных CLAS // в рамках модели, развитой в настоящей диссертации. Данные по амплитудам адронных взаимодействий в конечном состоянии могут быть взяты из анализа экспериментов с адронными пучками /100/. Ожидается, что в ближайшие годы эти данные будут существенно улучшены и расширены после запланированных экспериментов на инжекторе MIPP в Fermi Lab (Batavia USA) /58/. В настоящее время изучаются возможности анализа этих данных в рамках коллаборации между MIPP-EBAC-Hall B at JLAB-ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ-ЕрФИ.

Наиболее детальное описание мезон-барионных степени свободы в процессах фото и электророждения пар пионов было достигнуто в работах группы Valencia /53, 54, 55/. В их подходе в качестве мезонных степеней свободы были включены  $\pi$  и  $\rho$  мезоны. Пространство барионных состояний было ограничено  $\rho$   $\Delta$   $P_{11}(1440)$ ,  $D_{13}(1520)$ . В работе /55/ дополнительно включен вклад от состояния  $D_{33}(1700)$ . На Рис 3.3 показаны блоки диаграмм, включенные в модель группы Valencia.

Волнистыми линиями показаны фотоны и  $\rho$  мезоны.  $\pi$  мезоны показаны пунктирными линиями. Сплошные линии отвечают основному состоянию нуклона. Жирные линии отвечают перечисленным выше  $N^{*}$ ,  $\Delta^{*}$ . В каждом из блоков учитываются все возможные перестановки частиц, обеспечивая кроссинг-симметрию. Модель является калибровочно-инвариантной. Всего в модель включено свыше 700 различных мезон-барионных диаграмм. Основная часть структурных особенностей в сечении возникает от вкладов s-канальных возбуждений  $N^{*}$ ,  $\Delta^{*}$ , показанных и Борновских членов в  $\pi\Delta$  каналах. В рамках показаны процессы, учиты-

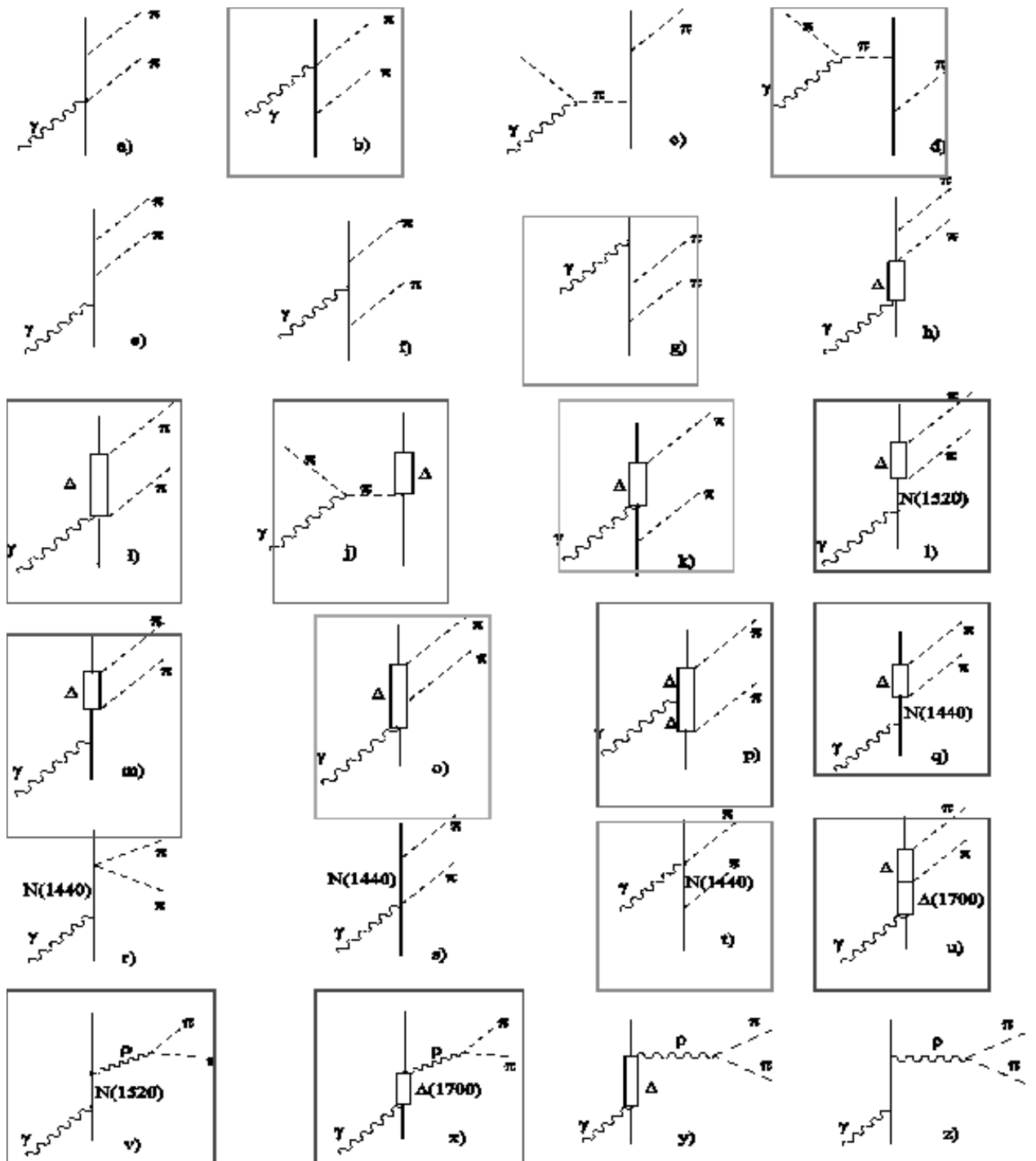


Рис. 3.3. Диаграммы модели группы Valencia /53/. Обведенные диаграммы учтены в модели JM06, представленной в настоящей диссертации.

ваемые в модели JM06, описанной в главе ?? настоящей диссертации. Наблюдается хорошее соответствие (диаграммы обведенные рамками) между процессами, включенными в нашу модель JM06, и моделью, развитой группой Valencia.

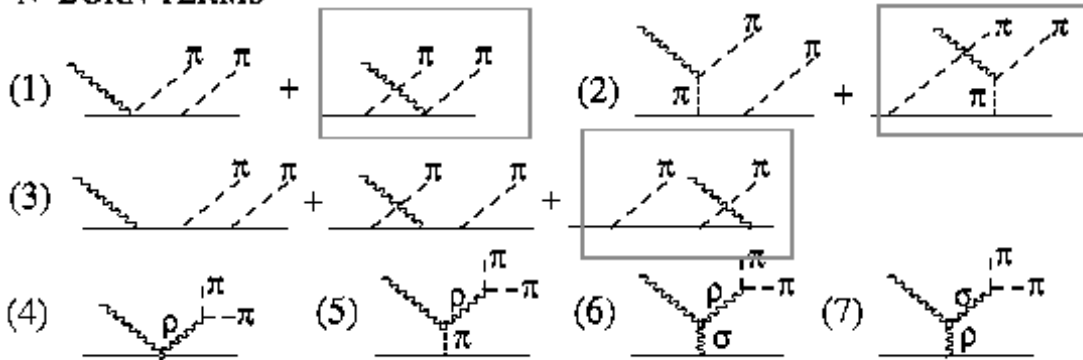
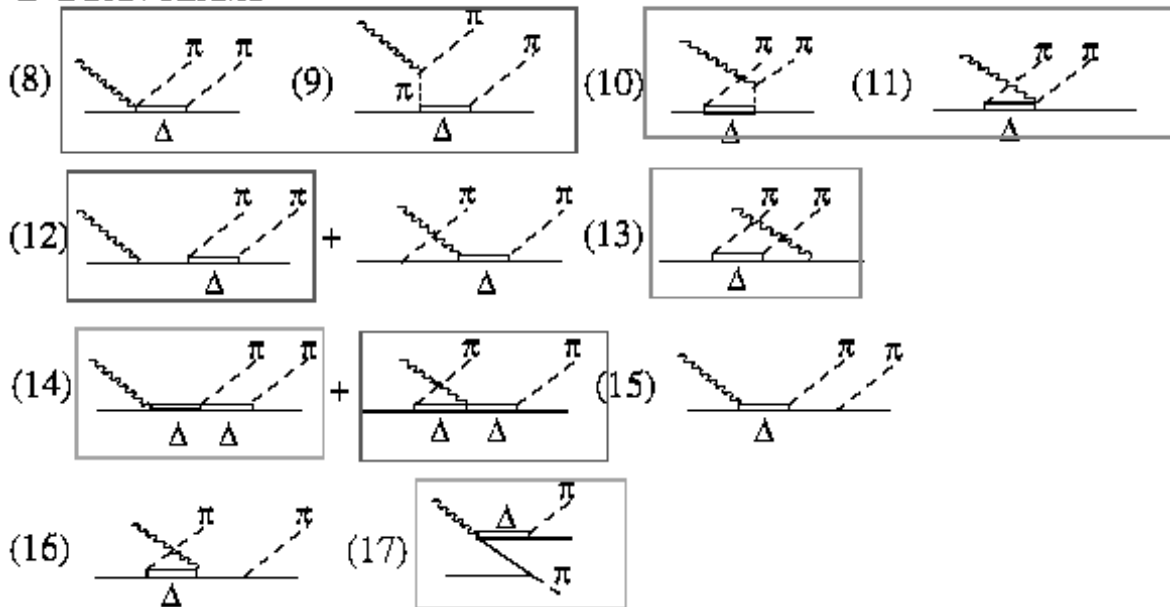
Модель группы Valencia удовлетворительно описывает мировые данные /59, 60/ по процессам фоторождения пар пионов. В то же время ограниченное число мезон-барионных степеней свободы делает невозможным применение этого подхода для анализа процессов рождения пар пионов при  $W > 1.6$  ГэВ. В этой области энергий число мезон-барионных степеней свободы, вносящих вклад в  $2\pi$  канал существенно нарастает. Это обстоятельство делает проблематичным описание процессов рождения пар пионов с однозначно определенными мезонами и барионами в диаграммах. Продвижение в область высоких  $W$  требует развития эффективных феноменологических методов учета вклада многих мезонов и барионов. Одним из направлений в решения этой проблемы является Редджезация мезон-барионных диаграмм. Этот подход был предложен в /61/. Он использовался для описания  $1\pi$  и  $1\eta$  каналов в /61, 62/. В настоящей диссертации Редджезация диаграмм была использована в  $2\pi$  эксклюзивном канале. Другими серьезными ограничениями модели группы Valencia являются: а) не полностью релятивистское описание диаграмм; б) использование в мезон-барионных вершинах  $s$ -чисел вместо вершинных функций от соответствующих релятивистских инвариантов; в) отсутствие учета эффектов адронных взаимодействий в конечном состоянии. Перечисленные ограничения делают подход группы Valencia применимым только в области  $W < 1.6$  ГэВ. Кроме того, даже в этой кинематической области модель сравнивалась с на-

бором неполяризованных сечений, который включал значительно меньшее число наблюдаемых, чем получено в данных CLAS. Сравнение с весьма ограниченным набором экспериментальных данных оставляет открытым вопрос о полноте механизмов, включенных в модель группы Valencia, в том числе при  $W < 1.6$  ГэВ.

В работе /57/ предложена модель A.Fix and H. Arenhovel описания фоторождения пар пионов во всей резонансной области  $W < 2.0$  ГэВ. В качестве мезонных степеней свободы используются  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$ . Пространство барионных степеней свободы ограничено основным состоянием нуклона и  $\Delta$ . В модель включены s-канальные возбуждения для всех известных  $N^{*'}s$ ,  $\Delta^{*'}s$  с массами меньшими 2.0 ГэВ. Включенные в модель диаграммы показаны на Рис 3.4.

Диаграммы описываются полностью релятивистским образом. Совпадающие диаграммы для моделей /57/ и нашей модели JM06 показаны в рамках. Отметим, что диаграммы отвечающие нерезонансному рождению  $\rho$  мезонов в модели A.Fix and H. Arenhovel могут эффективно учитываться в модифицированном диффракционном приближении в модели JM06. Таким образом, механизмы модели JM06 находятся также в разумном соответствии с механизмами модели A.Fix and H. Arenhovel. В модели /57/ учитываются взаимодействия в начальном и конечном состояниях. Учет этих эффектов выполнен в приближении только поглощения падающего пучка и испущенных конечных частиц в промежуточных  $\pi\Delta$  состояниях. Расчет коэффициентов поглощения выполнен в диффракционном приближении. Выполненные нами исследования показали, что это приближение оправдано для  $W > 2.0$  ГэВ, но не может использоваться в резонансной области. В

## N-BORN TERMS

 $\Delta$ -BORN TERMS

## RESONANCE TERMS

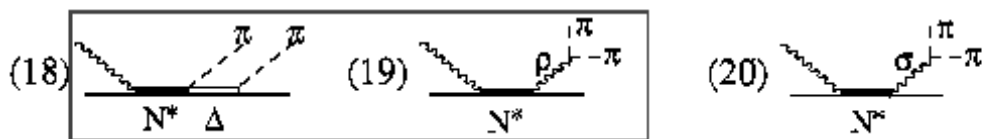


Рис. 3.4. Диаграммы модели A.Fix and H.Arenhovel /57/. Обведенные диаграммы учтены в модели JM06, представленной в настоящей диссертации.

этом приближении при вычислении коэффициентов поглощения не учитываются вклады s-канальных взаимодействий в конечном состоянии. Именно это обстоятельство приводит к тому, что для описания данных в резонансной области, при оценке коэффициентов поглощения в диффракционном подходе, требуется т.н. супер поглощение, когда величина коэффициентов поглощения находится за пределами полученными в предположении о поглощении абсолютно черным диском.

Модель A.Fix and H. Arenhovel сравнивалась с экспериментальными данными /63/ по фоторождению  $\pi^-\pi^+$  пар. Сравнение выполнено для интегральных  $2\pi$  сечений и распределений по инвариантным массам. Достигнуто хорошее описание данных /63/. Однако в данных по дифференциальным сечениям конца 60-х годов весьма значительны неопределенности. К сожалению авторы /57/ не приводят сравнения своих расчетов с более поздними данными. Анализ данных CLAS по процессам электро рождения пар заряженных пионов (см ?? настоящей диссертации) показал что при  $W > 1.65$  ГэВ в рождение пар пионов дает вклад изобарный канал  $\pi^- D_{13}(1520)$ , а при  $W > 1.80$  ГэВ начинают давать вклад также изобарные каналы  $\pi^- F_{15}(1680)$  и  $\pi^+ P_{33}(1640)$ . Все перечисленные изобарные каналы, проявляющиеся в данных CLAS, не учитываются в модели A.Fix and H. Arenhovel. Вследствие сравнения модели /57/ с очень ограниченным набором старых экспериментальных данных /63/ вопрос о полноте включенных в эту модель механизмов нуждается в дальнейшем изучении.

Практически все модели, развитые для описания рождения пар пионов воспроизводят  $W$  зависимость интегральных сечений фото рождения. На Рис 3.5 приведены данные /63, 64/ по  $2\pi$  сечениям при  $W < 2.0$  ГэВ в

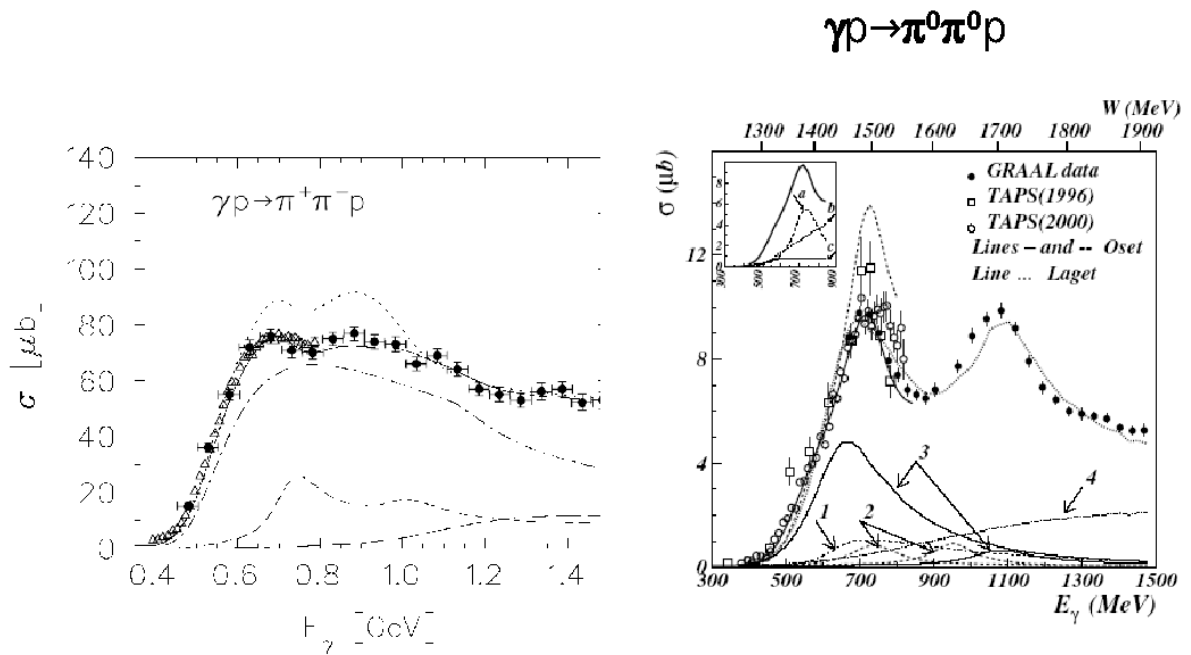
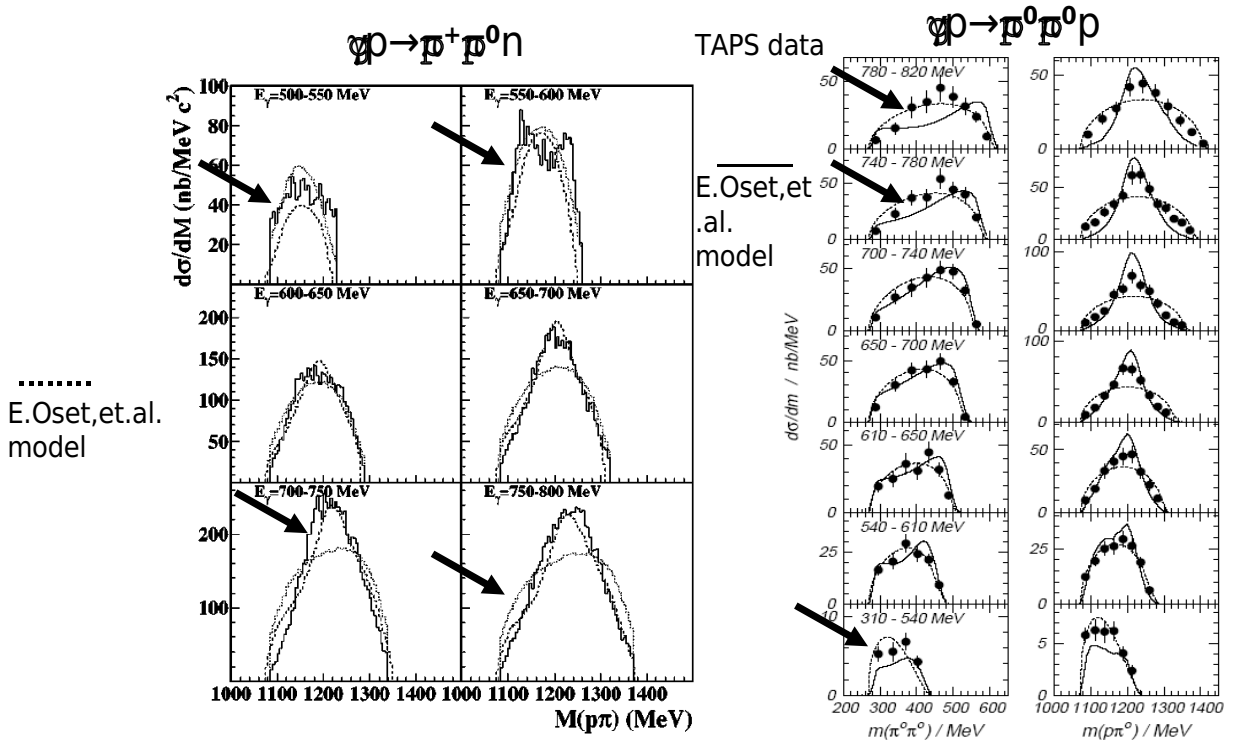


Рис. 3.5. Сравнение экспериментальных данных по полным сечениям фото-рождения  $\pi^- \pi^+ p$  /63/ (левый рисунок) и  $\pi^0 \pi^0 p$  /64/ (правый рисунок) с результатами моделей A.Fix and H.Arenhovel, J-M. Laget /50, 64/ и группы Valencia



сравнении с моделью A. Fix and H. Arenhovel /57/ для пар заряженных пионов, а также с моделями Laget /50, 64/ и группы Valencia /55/ для пар нейтральных пионов. Полностью проинтегрированные  $2\pi$  сечения могут быть описаны многими способами. Они чувствительны лишь к наиболее ярко проявляющимся чертам динамики реакции.



1

Рис. 3.6. Сравнение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям фоторождения  $\pi^+\pi^0n$  /60/ (левый рисунок) и  $\pi^0\pi^0p$  /59/ (правый рисунок) с результатами модели группы Valencia

Для изучения деталей динамики 2-пионного рождения необходимо сравнивать модельные расчеты с дифференциальными сечениями.

На Рис 3.6 приведены данные /60, 59/ для распределений по инвариантным массам в конечных состояниях  $\pi^+\pi^0n$  и  $\pi^0\pi^0p$ . Они сравниваются с результатами расчётов в модели группы Valencia /54, 55/ Между

данными и расчетами наблюдаются заметные расхождения, показанные на Рис. 3.6 стрелками. Эти расхождения имеют место в наиболее простой для модельного описания кинематической области  $W < 1.6$  ГэВ. При более высоких  $W$  ситуация ещё более усложняется, т.к. становятся возможными вклады от большего числа механизмов, а также становятся более существенными и сложными эффекты взаимодействий в конечном состоянии. Перечисленные трудности привели к тому, что ни одна из рассмотренных выше моделей не использовалась для извлечения параметров  $N^*$  из экспериментальных данных.

Данные CLAS по электророждению  $\pi^- \pi^+$  пар позволили впервые получить информацию о полном наборе неполяризованных дифференциальных сечений для этого эксклюзивного канала. В каждом интервале по  $W$  и  $Q^2$  были получены 9 дифференциальных сечений, показанных для одного из  $(W \& Q^2)$  интервалов на рис. 3.7.

Для сравнения все другие мировые данные как правило ограничены интегральными сечениями и распределениями по инвариантным массам. Данные CLAS обеспечивают не только хорошее разрешение по кинематическим переменным конечного состояния для дифференциальных сечений и их высокую точность, но также дают информацию о рекордном числе наблюдаемых. Столь подробные экспериментальные данные впервые открыли возможность установить все основные механизмы электророждения пар пионов, анализируя их проявления в измеренных дифференциальных сечениях. Дающие вклад механизмы могут быть установлены из анализа структурных особенностей дифференциальных сечений: пиков в распределениях по инвариантным массам, сильных изменениях угловых зависимо-

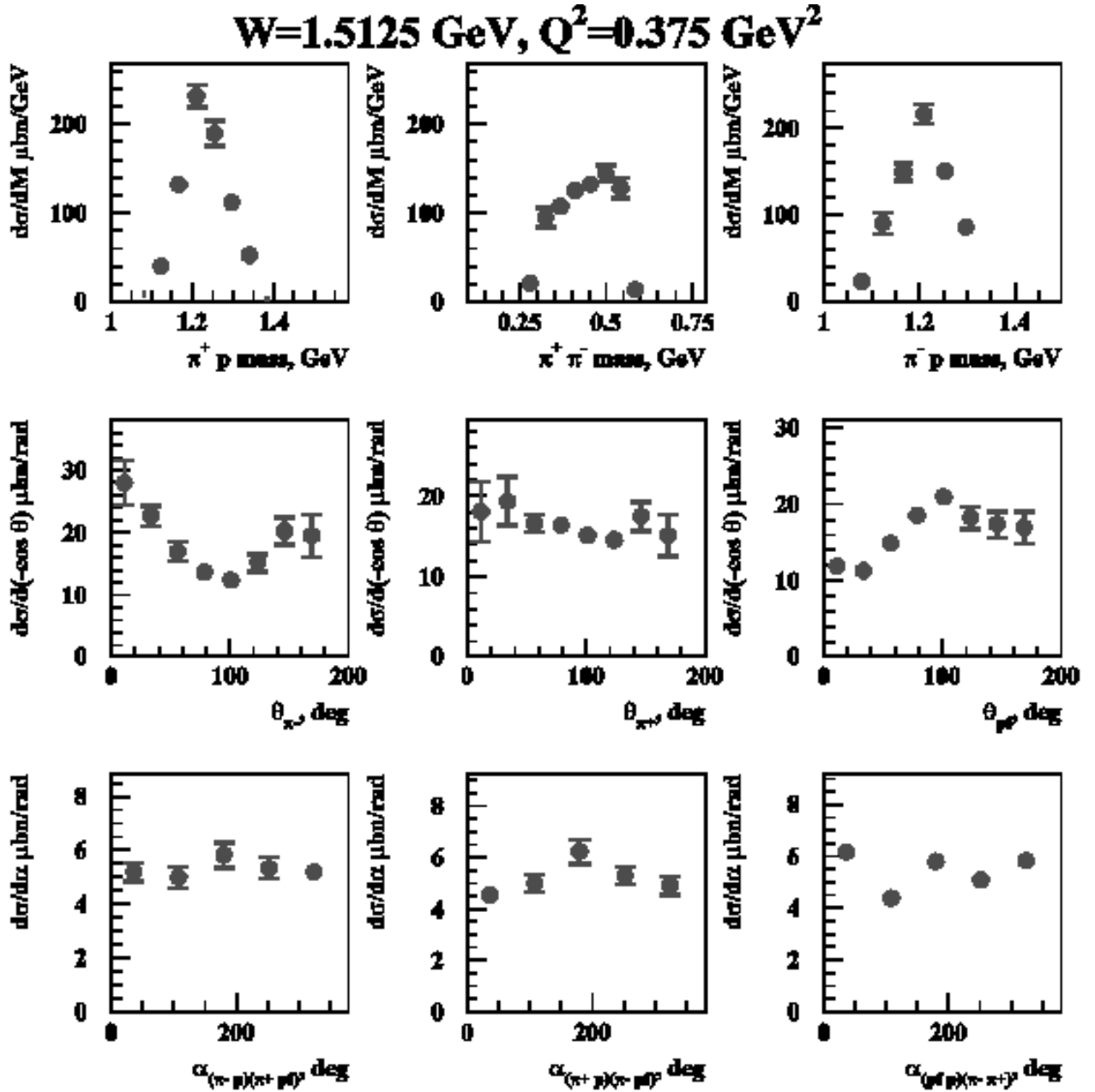


Рис. 3.7. Дифференциальные сечения электророждения пар заряженных пионов, полученные на детекторе CLAS.

стей, как пики вперед и назад. Механизмы без выраженных структурных зависимостей в дифференциальных сечениях могут быть установлены из анализа корреляций форм их сечений в различных наблюдаемых. В результате из анализа наиболее детальных данных CLAS по дифференциальным сечениям оказывается возможным получить информацию об основных механизмах  $2\pi$  рождения, выделить их вклады на уровне полных и дифференциальных сечений и амплитуд. Тем самым достигается надежное разделение между резонансными и нерезонансными механизмами, необходимое для извлечения электромагнитных формфакторов  $N^*$ , а также для существенного улучшения данных по еще плохо изученным адронным амплитудам  $2\pi$  распадов  $N^*$ . Описанная выше программа была реализована в феноменологической модели JM, активно развивавшейся в течении последних 10 лет в коллаборации между НИИЯФ МГУ–Jefferson Lab–INFN of Genova. Этот подход рассматривается в следующей главе диссертации.

## 4. Модель JLAB-MSU (JM) описания рождения $\pi^- \pi^+$ пар на протоне реальными и виртуальными фотонами

### 4.1. Назначение и принципы построения модели

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). В дальнейшем для этого подхода будет использоваться сокращение JM с двумя цифрами соответствующими году версии. Разработанный подход главным образом сосредоточен на извлечении электромагнитных формфакторов  $N^*$  и их эволюции с виртуальностью фотона  $Q^2$ . 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  $2\pi$  канале. Каждый механизм имеет собственное проявление в форме дифференциальных сечений, при этом форма сечения, отвечающая вкладу каждого из механизмов, разная в разных дифференциальных сечениях. Поэтому успешное описание 9 дифференциальных сечений в каждом из интервалов по  $(W \& Q^2)$ , впервые измеренных на детекторе CLAS, позволило установить все основные механизмы  $2\pi$  рождения в резонансной области при  $Q^2 < 1.5 \text{ ГэВ}^2$  и описать их динамику на феноменологическом уровне. Разумное наблюдение было достигнуто без необходимости введения дополнительных, помимо вклю-

ченных в JM модель, процессов неизвестной природы. В JM подходе мы включаем лишь те механизмы, которые необходимы для описания поведения большого числа наблюдаемых. Изучение динамики этих механизмов в рамках однозначно определенных мезон-барионных или кварковых степеней свободы является следующим шагом анализа. В подходе JM мы используем мезон-барионные степени свободы в сочетании с феноменологической параметризацией, обеспечивающей воспроизведение всей совокупности измеренных наблюдаемых. 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, необходимое для извлечения параметров  $N^*$ .

#### 4.2. Сечения и амплитуды в JM модели.

Описание сечений реакций фото и электрождения пар пионов выполнено в формализме однофотонного обмена [102, 101]. В этом подходе реакции рождения адронов в рассеянии электронов рассматриваются как реакции под действием виртуальных фотонов на протоне. При этом предполагается, что электромагнитные взаимодействия ограничены обменом одним фотоном. Этот формализм связывает измеряемые сечения рождения адронов в рассеянии электронов с сечениями под действием пучка виртуальных фотонов, так как описано в 2.1.1 Формализм [102, 101] построен таким образом, что сечения под действием виртуальных фотонов в пределе  $Q^2$  стремящегося к нулю переходят в сечения под действием реальных фотонов. Тем самым достигается универсальное описание реакций фото и

электророждения адронов.

Амплитуды реакции вычисляются в спиральном представлении. В нем начальные и конечные состояния частиц описываются определенными значениями 4-импульсов  $p_\mu$  ( $\mu=0,1,2,3,4$ ;  $g_{00} = 1, g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ .) и спиральностей  $\lambda_i$ . Спиральные амплитуды  $\langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle$  получены для следующим образом определенной S-матрицы:

$$S = I + (2\pi)^4 \delta(P_f - P_i) T, \quad (4.1)$$

где  $P_f$  and  $P_i$  есть суммы 4- импульсов частиц в начальном и конечном состояниях.  $\lambda_f$  обозначает спиральность протона в конечном  $\pi^- \pi^+ p$  состоянии. Подобной параметризации S-матрицы отвечает следующий фазовый объем для конечной частицы:

$$d^3 p_i / (2E_i (2\pi)^3), \quad (4.2)$$

где  $E_i$ -энергия  $i$ -ой конечной частицы.

КЭД позволяет вычислить матрицы плотностей виртуальных фотонов из кинематики рассеяния и поляризационных состояний начального и рассеянного электронов. Поскольку квантовые состояния виртуальных фотонов известны, целесообразно факторизовать амплитуды адронного электрождения в виде произведений известных волновых функций фотона и исследуемой адронной части амплитуды. Это достигается переходом от спиральных амплитуд  $\langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle$  к адронным токам  $J_\nu$ , которые связаны следующим образом: determined from factorized presentation of helicity

amplitudes:

$$\epsilon(\lambda_\gamma = -1)J_\nu(\lambda_p, \lambda_F) = \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = -1 \rangle, \quad (4.3)$$

$$\epsilon(\lambda_\gamma = 1)J_\nu(\lambda_p, \lambda_F) = \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = 1 \rangle, \quad (4.4)$$

$$\epsilon(\lambda_\gamma = 0)J(\lambda_p, \lambda_F) = \frac{\nu}{\sqrt{Q^2}} \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = 0 \rangle. \quad (4.5)$$

На адронные токи  $J_\nu$  налагаются условия сохранения тока

$$q_0 J^0 - q_z J^z = 0. \quad (4.6)$$

Оно эквивалентно требованию калибровочной инвариантности для частиц на массовой поверхности.

Используя волновые функции фотона для его различных поляризационных состояний из /102/ и условие сохранения адронных токов 4.6, получаем следующие выражения для адронных токов в виде суперпозиции спиральных амплитуд:

$$J_x = -\frac{\langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = 1 \rangle - \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = -1 \rangle}{\sqrt{2}}, \quad (4.7)$$

$$J_x = i\frac{\langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = 1 \rangle + \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = -1 \rangle}{\sqrt{2}}, \quad (4.8)$$

$$J_z = \frac{\nu}{\sqrt{Q^2}} \langle \lambda_f | T | \lambda_p \lambda_\gamma = 0 \rangle. \quad (4.9)$$

Временеподобная компонента  $J_0$  определяется из 4.6. Подобный выбор компоненты  $J_0$  обеспечивает калибровочную инвариантность амплитуд процессов электророждения с частицами на массовой поверхности. Токи 4.9 определены в лабораторной системе отсчета с покоящимся протоном-мишенью и осью Oz направленной вдоль 3-импульса фотона.

5-дифференциальное сечение рождения пар заряженных пионов  $d^5\sigma$  неполяризованными электронами на неполяризованных протонах в



приближении однофотонного обмена описывается следующей билинейной комбинацией адронных токов /102/:

$$d\sigma = \frac{4\pi\alpha}{4K_L M_N} \left\{ \frac{J_x^* J_x + J_y^* J_y}{2} + \epsilon_L J_z^* J_z \right\} d\Phi, \quad (4.10)$$

где  $M_N$  и  $\alpha$  - масса нуклона (0.938 ГэВ) и постоянная тонкой структуры 1/137. Степень продольной поляризации фотона  $\epsilon_L$  связана со степенью поперечной поляризации фотона  $\epsilon$ , введенный в 2.30, следующим образом:

$$\epsilon_L = \sqrt{\frac{Q^2}{\nu^2}} \epsilon \quad (4.11)$$

Фактор  $\frac{1}{4K_L M_N}$  представляет собой инвариантный поток реальных/виртуальных фотонов. Эквивалентный импульс виртуального фотона  $K_L$  определяется следующим образом:

$$K_L = \frac{W^2 - M_N^2}{2M_N}, \quad (4.12)$$

Используя выражение 4.2 для фазового пространства 1 частицы, получаем следующее выражение для фазового объема  $\pi^- \pi^+ p$  конечного состояния:

$$d\Phi = \frac{1}{32W^2(2\pi)^5} ds_{\pi^+\pi^-} ds_{\pi^+p} d\Omega_{\pi^-} d\alpha, \quad (4.13)$$

$$ds_{\pi^+\pi^-} = dM_{\pi^+\pi^-}^2, \quad (4.14)$$

$$ds_{\pi^+p} = dM_{\pi^+p}^2. \quad (4.15)$$

Связь между переменными модели JM для описания  $\pi^- \pi^+ p$  конечного состояния и 4-импульсами конечных частиц, а также связь между 4-импульсами начальных частиц и величинами  $W$  и  $Q^2$  приведены в ??.

Вычисления всех амплитуд, если не оговорено иначе, выполнены в ЦМ системе.

### 4.3. Трехчастичные механизмы JM модели

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

$$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++} \rightarrow \pi^- \pi^+ p, \quad (4.16)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- p, \quad (4.17)$$

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 p \rightarrow \pi^+ \pi^- p, \quad (4.18)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ D_{13}^0(1520) \rightarrow \pi^+ \pi^- p, \quad (4.19)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ F_{15}^0(1685) \rightarrow \pi^+ \pi^- p, \quad (4.20)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^- P_{33}^{++}(1600) \rightarrow \pi^- \pi^+ p. \quad (4.21)$$

Диаграммы, отвечающие этим каналам показаны на Рис. 4.1. Сигналы от каналов  $\pi^- \Delta^{++}$  и  $\pi^+ \Delta^0$  отчетливо наблюдаются в данных CLAS /71, 96, 72, 97/ и мировых /63, 64, 59, 60/ по спектрам инвариантных масс  $\pi^+ p$ ,  $\pi^- p$  и  $\pi^- \pi^+$ . Вклады от изобарных каналов  $\pi^+ D_{13}^0(1520)$ ,  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$ ,  $\pi^- P_{33}^{++}(1600)$  были в первые обнаружены в анализе данных CLAS /71/. Эти механизмы обсуждаются в ??.

Анализ данных CLAS /71, 133/, что суперпозиция изобарных каналов 4.21 описывает от 70 до 90% интегральных и дифференциальных  $2\pi$  сечений. Это означает, что наряду с изобарными каналами 4.21 в сечения этого эксклюзивного канала дают также вклад прямые процессы  $2\pi$  рождения, в которых конечное  $\pi^- \pi^+ p$  состояние формируется без образования промежуточных двухчастичных состояний с нестабильными адронами. Динамика этих процессов впервые установлена в анализе данных CLAS и

обсуждается в 5.3.

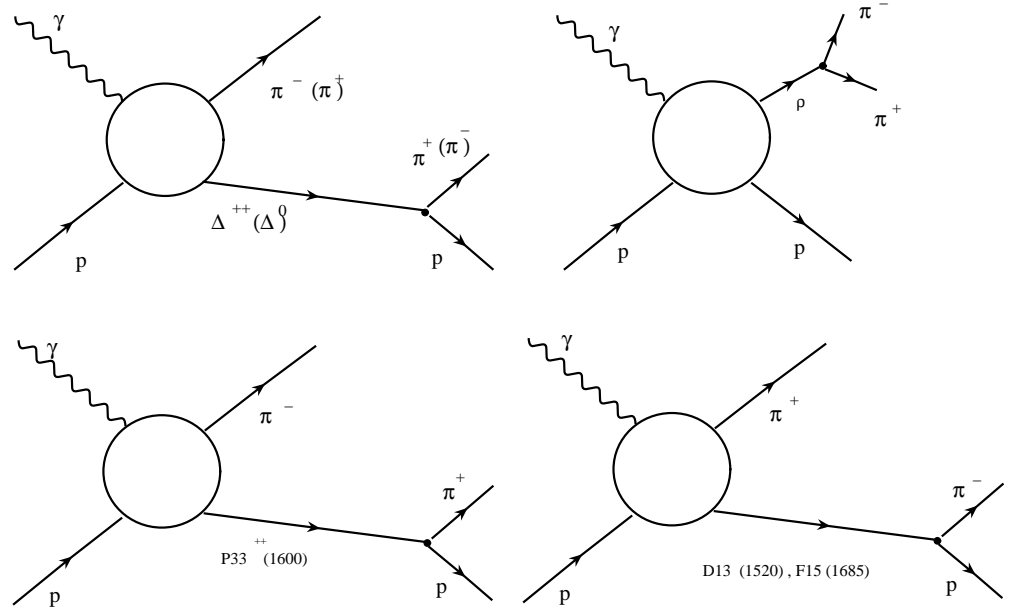


Рис. 4.1. Изобарные каналы JM модели.

Полная амплитуда реакции рождения пар заряженных пионов является суперпозицией амплитуд всех изобарных каналов и амплитуд прямого рождения пар пионов. При вычислении 3-частичных амплитуд изобарных каналов пропагатор промежуточной нестабильной частицы описывается в приближении Брейта-Вигнера. 3-частичная амплитуда реакции рождения пар пионов представляет собой произведение амплитуды образования квазидвухчастичного состояния, амплитуды распада нестабильного промежуточного адрона на конечное состояние и Брейт-Вигнеровского пропагатора:

$$M_{1,2} = \sum_{\lambda_{\Delta}} \frac{\langle \pi \lambda_{p'} | T^{\lambda_{\Delta}} \rangle \langle \pi \lambda_{\Delta} | T^{\lambda_p \lambda_{\gamma}} \rangle}{M_{\Delta}^2 - M_{\pi^+ p}^2 - i \Gamma_{\Delta}(W) M_{\Delta}} \text{ for } (1, 2) \text{ channels}, \quad (4.22)$$

$$M_3 = \sum_{\lambda_{\rho}} \frac{\langle \pi \pi | T^{\lambda_{\rho}} \rangle \langle \lambda_{\rho} \lambda_{p'} | T^{\lambda_p \lambda_{\gamma}} \rangle}{M_{\rho}^2 - M_{\pi^+ \pi^-}^2 - i \Gamma_{\rho}(W) M_{\rho}} \text{ for } (3) \text{ channel}, \quad (4.23)$$

$$M_4 = \sum_{\lambda_{D13}} \frac{\langle \pi \lambda_{p'} | T^{\lambda_{D13}} \rangle \langle \pi \lambda_{D13} | T^{\lambda_p \lambda_{\gamma}} \rangle}{M_{D13}^2 - M_{\pi^- p}^2 - i \Gamma_{D13}(W) M_{D13}} \text{ for } (4) \text{ channel}, \quad (4.24)$$

где  $M_\Delta$ ,  $M_\rho$ ,  $M_{D_{13}}$  - массы  $\Delta, \rho$  и  $D_{13}(1520)$ .  $\Gamma_\Delta(M_{\pi\rho})$ ,  $\Gamma_\rho(M_{\pi\pi})$ ,  $\Gamma_{D_{13}}(M_{\pi^-p})$  - их полные адронные ширины.

Амплитуды адронных распадов нестабильных промежуточных частиц вычислялись следующим образом:

$$T_{\Delta\pi\rho} = g_{\Delta\pi\rho} F_{\Delta\pi\rho}(M_{\pi\rho}) \bar{u}_{p'} u_\Delta^\mu p_\mu^\pi \text{ for } \Delta \rightarrow \pi\rho, \quad (4.25)$$

$$T_{\rho\pi\pi} = g_{\rho\pi\pi} F_{\rho\pi\pi}(M_{\pi\pi}) \varepsilon_\rho^\mu (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})_\mu \text{ for } \rho \rightarrow \pi\pi, \quad (4.26)$$

$$T_{D_{13}\pi\rho} = g_{D_{13}\pi\rho} \bar{u}_{p'} \gamma^5 u_{D_{13}}^\mu p_\mu^\pi \text{ for } D_{13}(1520) \rightarrow \pi\rho. \quad (4.27)$$

Феноменологические константы связи  $g_{\Delta\pi\rho}$ ,  $g_{\rho\pi\pi}$ ,  $g_{D_{13}\pi\rho}$  вычислялись из условия наилучшего воспроизведения полных адронных ширин распадов этих частиц. Для них были получены следующие значения: In this way we got coupling constant values:

$$g_{\Delta^{++}\pi^+p} = 15, \quad (4.28)$$

$$g_{\Delta^+\pi^-p} = 15 * (1/\sqrt{3}), \quad (4.29)$$

$$g_{\rho\pi\pi} = 5.75, \quad (4.30)$$

$$g_{D_{13}\pi\rho} = 16. \quad (4.31)$$

Внутренняя структура адронов в вершинах сильных распадов нестабильных промежуточных частиц учитывалась дополнительным включением в амплитуды 4.27 адронных формфакторов /103/:

$$F_{\Delta\pi p}(M_{\pi p}) = \frac{F(P_{\pi R}^*)}{F(P_{\pi}^*)}, \quad (4.32)$$

$$F(P_{\pi}^*) = \sqrt{\frac{P_{\pi}^{*2}}{\Lambda_{\Delta}^2 + P_{\pi}^{*2}}} \left\{ \frac{P_{\pi R}^*}{P_{\pi}^*} \right\}, \quad (4.33)$$

$$F_{\rho\pi\pi}(M_{\pi^+\pi^-}) = \frac{F(P_{\pi R}^*)}{F(P_{\pi}^*)}, \quad (4.34)$$

$$F(P_{\pi}^*) = \sqrt{\frac{P_{\pi}^{*2}}{\Lambda_{\rho}^2 + P_{\pi}^{*2}}} \left\{ \frac{P_{\pi R}^*}{P_{\pi}^*} \right\}, \quad (4.35)$$

$$\Lambda_{\Delta} = 0.235 \text{ GeV}, \quad (4.36)$$

$$\Lambda_{\rho} = 0.4 \text{ GeV} \quad (4.37)$$

где  $P_{\pi}^*$  и  $P_{\pi R}^*$  значения модулей 3-импульсов конечных адронов в системе покоя распадающегося нестабильного адрона, отвечающие соответственно текущим инвариантным массам  $M_{\pi p}$ ,  $M_{\pi^+\pi^-}$  и центральным массам  $\Delta$  и  $\rho$ .

Вычисления амплитуд для прямого рождения пар пионов обсуждаются в 5.3.

#### 4.4. Резонансные амплитуды.

В изобарные каналы  $\pi\Delta$   $\rho\rho$  модели JM включены вклады нуклонных резонансов, возбуждаемых в s-канале взаимодействующих фотона и протона. Эти резонансы распадаются на промежуточные состояния  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$ , давая вклады в амплитуды этих изобарных каналов. Полные амплитуды каналов  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  являются суперпозицией резонансных и нерезонансных амплитуд. В JM модель включены все хорошо установленные  $N^*$ ,  $\Delta^*$  (4 или 3 звезды PDG статус) с массами менее 2.0 ГэВ и наблюдавшимися адронными распадами на сдостояния  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$ . Включенные в JM модель резонансы перечислены в Табл. 4.4

$N^*, \Delta^*$	$M,$ GeV	$\Gamma_{tot}$ GeV	$BF_{\pi\Delta}$ %	$BF_{\rho p}$ %
$P_{11}(1440)$	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>

Таблица 4.1. Нуклонные резонансы, включенные в модель JM и параметры их адронных распадов из PDG /104/: полные адронные ширины  $\Gamma_{tot}$ , доли распадов (BF) на конечные состояния  $\pi\Delta$  и  $\rho p$ . Параметры, извлеченные из условия наилучшего описания данных CLAS, обозначены как “var”.

Адронные параметры для хорошо изученных резонансов брались из анализа экспериментов с адронными пучками. В диссертации использовались их PDG величины. В случаях, когда адронные параметры резонансов были плохо установлены в экспериментах с адронными пучками, они рассматривались как свободные и определялись из условия наилучшего воспроизведения данных CLAS В Табл. 4.4 такие параметры отмечены как “var”.

Резонансные амплитуды в изобарных каналах  $\pi\Delta$  и  $\rho P$  вычислялись в приближении Брейта-Вигнера:

$$M_{res} = \sum_{N^*, \Delta^*} \frac{\langle \lambda_i | T | \lambda_R \rangle \langle \lambda_R | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle}{M_{N^*, \Delta^*}^2 - W^2 - i\Gamma_{N^*, \Delta^*}(W)M_{N^*, \Delta^*}}, \quad (4.38)$$

$$\lambda_R = \lambda_\gamma - \lambda_p, \quad (4.39)$$

где  $\langle \lambda_R | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle$  и  $\langle \lambda_i | T | \lambda_R \rangle$  - амплитуды электромагнитного возбуждения резонанса и его адронного распада. где  $\langle \lambda_R | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle$  и  $\langle \lambda_i | T | \lambda_R \rangle$  ( $i = \pi\Delta, \rho p$ ) - амплитуды электромагнитного возбуждения резонанса и его адронного распада. Амплитуды адронных распадов  $\langle \lambda_i | T | \lambda_R \rangle$  вычислялись из данных по парциальным ширинам распадов на состояния с определенными значениями орбитального момента  $L$  и спина  $S$  /99, 100/. Эти вычисления детально описаны в /?/ и Приложении ?? настоящей диссертации. Эволюция ширин адронных распадов вне массовой поверхности резонансов описывалась введением фактора проницаемости для кулоновского и центробежного барьеров в ЦМ системе продуктов распада резонанса /105/:

$$\Gamma_{LS}^{\pi\Delta(\rho p)}(W) = \Gamma_{LS}^{\pi\Delta(\rho p)}(W = M_{N^*, \Delta^*}) \frac{M_{N^*, \Delta^*} (J_L^2(k_0 R) + N_L^2(k_0 R))}{W (J_L^2(k R) + N_L^2(k R))}, \quad (4.40)$$

где  $J_L$  и  $N_L$  — функции Бесселя и Неймана;  $k, k_0$  — модули 3-импульсов продуктов адронных распадов резонанса в системе его покоя при текущей

инвариантной массе продуктов распада и массе равной центральному массе резонанса соответственно.

Унитарность резонансных амплитуд обеспечивалась условием:

$$\Gamma_{tot}(W) = \sum_{i,LS} \Gamma_{i,LS}(W), \quad (4.41)$$

где  $\Gamma_{tot}(W)$  — полная ширина резонанса, сумма берется по всем конечным состояниям  $i$  и парциальным ширинам  $LS$ .

Амплитуды электромагнитных возбуждений резонансов  $\langle \lambda_R | T | \lambda_p \lambda_\gamma \rangle$  были выражены через электромагнитные формфакторы  $N^*$ ,  $\Delta^*$ :  $A_{1/2}$ ,  $A_{3/2}$ ,  $C_{1/2}$ . Связь между амплитудами электромагнитных возбуждений резонансов и их электромагнитными формфакторами приведена в /?/ и ?? настоящей диссертации.

Электромагнитные формфакторы резонансов являлись свободными параметрами. Они определялись из условия наилучшего описания всех наблюдаемых эксклюзивного  $2\pi$  канала, измеренных на детекторе CLAS. Извлечение параметров резонансов из совместного анализа всех измеренных наблюдаемых является главной задачей модели JM.

#### 4.5. Нерезонансные амплитуды в изобарных каналах $\pi\Delta$ .

Нерезонансные процессы в  $\pi\Delta$  изобарных каналах описывались минимальным набором древесных диаграмм, обеспечивающих калибровочную инвариантность нерезонансной амплитуды. Как показано в /48, 49/ для обеспечения калибровочной инвариантности требуются как минимум 4 диаграммы: а) контактный член, б) член с обменом  $\pi$  в t-канале, в) s-канальный нуклонный член и г) u-канальный член, отвечающий обмену



$\Delta$ . Совокупность этих диаграмм, которые в дальнейшем будем называть Борновскими членами, приведена на Рис. 4.2.

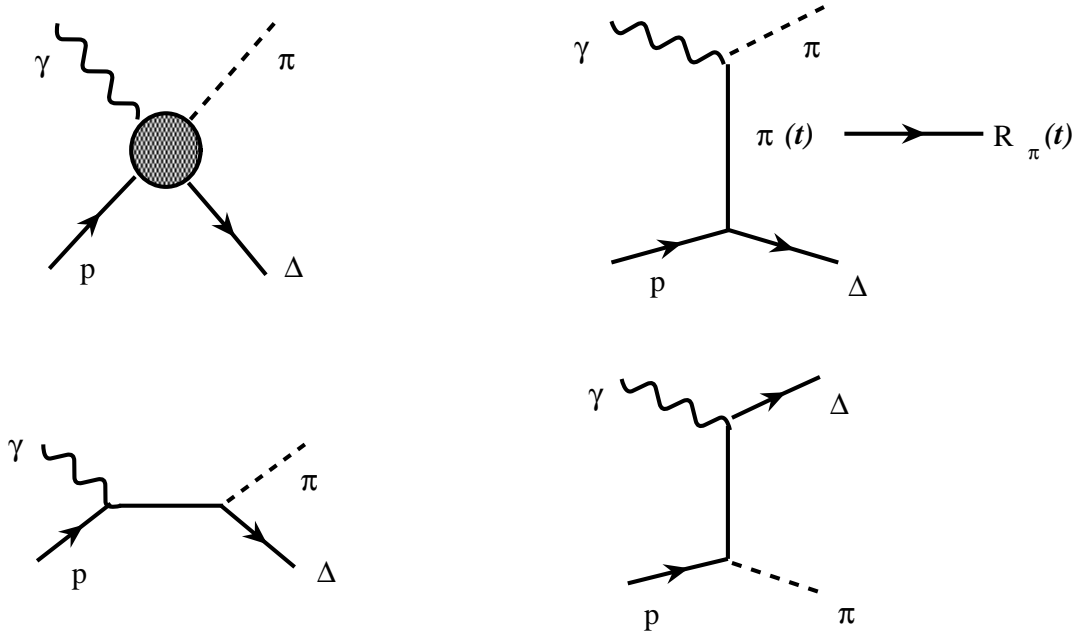


Рис. 4.2. Минимальный набор калибровочно инвариантных Борновских амплитуд: контактный член (вверху слева); t-канальный обмен  $\pi$  (вверху справа); s-канальный обмен нуклоном (внизу слева); u-канальный обмен  $\Delta$ .

Амплитуды этих процессов вычислялись из упрощенных феноменологических Лагранжианов, представленных в работе [49]. Электромагнитные вершины описывались с учетом лишь электрической части взаимодействия. Использовались упрощенные формы пропагаторов. В них учитывалось полюсное поведение знаменателей. В тоже время в числителях пропагаторов пренебрегалось лорентцевскими структурами, связанными со спинами, обменивающихся частиц. Эти эффекты учитывались в феноменологической параметризации вершинных функций, а также введением дополнительных контактных членов, обсуждаемых ниже. В рамках описанно-

го выше подхода, амплитуды Борновских членов вычислялись следующим образом:

Контактный член:

$$g_0 \varepsilon_\mu \bar{u}_\Delta^\mu u \quad (4.42)$$

t-канальный обмен  $\pi$ :

$$\frac{g_0 \varepsilon^\mu (2p_\pi - q)^\mu \bar{u}_\Delta^\nu u p_\nu^{tr}}{t - m_\pi^2} \quad (4.43)$$

s-канальный обмен нуклоном:

$$\frac{g_0 (2P_{p_\mu} + q_\mu) \varepsilon^\mu \bar{u}_\nu^\Delta u p_\pi^\nu}{s - m_N^2} \quad (4.44)$$

u-канальный обмен  $\Delta$ :

$$\frac{2g_0 (2p_\Delta - q)_\mu \varepsilon^\mu \bar{u}_\nu^\Delta u p_\pi^\nu}{u - m_\Delta^2}, \quad (4.45)$$

где  $u$  и  $\varepsilon_\mu$  - Дираковский спинор и 4-вектор для начальных фотона и протона.  $\bar{u}_\Delta^\mu$  - Рарита-Швингер тензор для конечного  $\Delta$ .  $q_\mu, p_\mu^p, p_\mu^\pi, p_\mu^\Delta$ .  $q_\mu, p_\mu^p, p_\mu^\pi, p_\mu^\Delta$  - 4-импульсы начальных фотона, протона и конечных  $\pi$  и  $\Delta$ .  $N\pi\Delta$  константа связи равна  $2.1/m_\pi$  (ГэВ). Мандельштамовские переменные и определены следующим образом:

$$t = (p^\Delta - p^p)^2; \quad u = (p^\pi - p^p)^2 \quad (4.46)$$

Приведенные выше амплитуды Борновских членов были получены для безструктурных адронов. Эффекты внутренней структуры взаимодействующих адронов учитываются заменой эффективных констант в адронных и электромагнитных вершинах электромагнитными и адронными формфакторами:

$$eg_0 \rightarrow eG_{cont}(Q^2, t) \quad (4.47)$$

для контактного члена;

$$e_\pi \rightarrow e_\pi F_{\pi e.m.} = \frac{1}{1 + \frac{Q^2(GeV^2)}{\Lambda_\pi^2}} \frac{1}{G_{\pi N\Delta}(tmax)}; \quad g_0 \rightarrow G_{\pi N\Delta}(t) = g_0 \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - t} \quad (4.48)$$

для t-канального обмена  $\pi$ ;

$$e_N \rightarrow e_N F_{Ne.m.}(Q^2) = \frac{1}{(1 + \frac{Q^2 GeV^2}{0.71})^2} \quad (4.49)$$

для s-канального обмена нуклоном;

$$eg_0 \rightarrow eG_{\Delta-in-flight}(Q^2, t). \quad (4.50)$$

для u-канального обмена  $\Delta$ . Электромагнитный формфактор  $\pi$  был взят из экспериментальных данных SLAC [?], отвечающих параметру  $\Lambda_\pi=0.71$  ГэВ.  $\pi N\Delta$  адронный формфактор был взят из анализа потенциала NN рассеяния [?] с параметром  $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.75$  ГэВ.  $t_{max}$  - максимальная (минимальная по модулю) величина Мандельстамовской переменной  $t$ , отвечающая углу рассеяния  $\pi$  в ЦМ системе равному 0. Произведение вершинных функций в процессах u-канального обмена  $\Delta$ , а также вершинная функция контактного члена определяются из условия калибровочной инвариантности амплитуды суммы Борновских членов:

$$G_{cont}(Q^2, t) = F_{\pi e.m.} G_{\pi N\Delta}(t), \quad (4.51)$$

$$2G_{\Delta-in-flight}(Q^2, t) = F_{\pi e.m.} G_{\pi N\Delta}(t) + F_{Ne.m.}(Q^2) \quad (4.52)$$

.

При больших инвариантных массах конечной адронной системы ( $W > 1.6$  ГэВ) в процессах t-канального обмена становится существенным

вклад от обменов другими мезонами, принадлежащими  $\pi$ -Реддже траектории. Этот эффект проявляется в более быстром падении сечений в угловых распределениях  $\pi^-$  мезонов в ЦМ системе сравнительно с предсказываем для обменов в  $t$ -канале только  $\pi$  мезонами [89, 90]. Чтобы учесть такой эффект в рождении одиночных пионов в работе [61] была предложена Редджезация  $t$ -канальных обменов  $\pi$ . В настоящей диссертации этот подход обобщен для каналов  $\pi\Delta$ . Пропагатор, отвечающий одно пионному обмену был заменен на  $\pi$  Реддже траекторию:

$$\frac{1}{t - m_\pi^2} \rightarrow R_\pi(t) = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_\pi(t)} \frac{\pi\alpha'_\pi}{\sin(\pi\alpha_\pi(t))} \cdot \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_\pi(t)}}{2} \cdot \frac{1}{\Gamma(1 + \alpha_\pi(t))} \quad (4.53)$$

где  $S_0=1.0 \text{ GeV}^2$ , а  $\alpha'$  представляет собой наклон  $\pi$ -Реддже траектории.  $\Gamma$  есть гамма функция. Уравнение  $\pi$ -Реддже траектории  $\alpha_\pi(t)$  имеет вид:

$$\alpha_\pi(t) = 0.7(t - m_\pi^2), \quad (4.54)$$

где  $m_\pi$  есть масса пиона, все переменные выражены в  $\text{ГэВ}^2$ . Поскольку Реддже траектория является параметризацией обмена всеми мезонами принадлежащими этой траектории,  $t$ -канальная диаграмма умножается на параметер  $\alpha_R$ , учитывающий разницу эффективных электромагнитных и адронных констант связи для  $\pi$  и  $\pi$ -Реддже траектории. Для обеспечения калибровочной инвариантности Борновских членов после их Редджезации все Борновские члены помимо  $t$ -канального должны быть умножены на фактор [61, 89]: by a factor

$$\alpha_R(t - m_\pi^2)R_\pi(t) \quad (4.55)$$

Для Борновских членов в каналах  $\pi\Delta$  были учтены эффекты взаимодействий в начальном и конечном состояниях (ISI&FSI). Учет этих эффектов был выполнен в приближении, когда учитывалось только поглощение

падающих частиц во входном канале и испущенных частиц в выходном канале (см. Рис 4.3) [?, 106]. Амплитуда процесса с учетом ISI&FSI эффек-

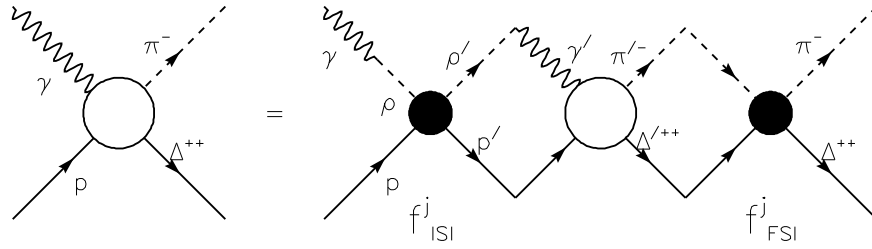


Рис. 4.3. Эффективное описание взаимодействий в начальном и конечном состояниях (ISI&FSI)) в изобарных каналах  $\pi\Delta$ . ISI&FSI описываются как поглощение падающих и испущенных частиц с коэффициентами прохождения  $f_{ISI}^j$  и  $f_{FSI}^j$  соответственно [?, 106].

тов вычислялась как начальная амплитуда умноженная на коэффициент прохождения для падающего пучка  $f_{ISI}^j$  и коэффициент прохождения для конечных частиц  $f_{FSI}^j$ . Величины коэффициентов прохождения зависят от спиральностей начальных и конечных частиц, а также от полного спина канала  $j$ . Поэтому исходные Борновские амплитуды разлагались по базису состояний с определенными значениями полного углового момента  $j$  :

$$\langle \pi \lambda_{\Delta} | T^J | \lambda_p \lambda_{\gamma} \rangle = \int_0^{\pi} \frac{2j+1}{2} \langle \pi \lambda_{\Delta} | T | \lambda_p \lambda_{\gamma} \rangle d_{\mu\nu}^j(\cos\theta_{\pi^-}) \sin\theta_{\pi^-} d\theta_{\pi^-} \quad (4.56)$$

$$\mu = \lambda_{\gamma} - \lambda_p, \quad \nu = -\lambda_{\Delta}, \quad j = 1/2, 3/2, 5/2$$

Базис был ограничен величинами  $j$  до  $5/2$ , поскольку ISI&FSI эффекты для более высоких парциальных волн оказываются значительно меньшими, чем для волн с тремя минимальными значениями  $j$ . Парциальные Борновские амплитуды с учетом ISI&FSI эффектов вычислялись следующим образом:

$$\langle \pi \lambda_{\Delta} | T_{corr}^J | \lambda_p \lambda_{\gamma} \rangle = f_{FSI}^j \langle \pi \lambda_{\Delta} | T^J | \lambda_p \lambda_{\gamma} \rangle f_{ISI}^j \quad (4.57)$$

Коэффициенты прохождения  $f_{ISI}^j$  и  $f_{FSI}^j$  однозначно определяются амплитудами  $\rho\rho$  и  $\pi\Delta$  упругого рассеяния соответственно /106/. Был развит специальный подход для вычисления коэффициентов  $f_{ISI}^j$  и  $f_{FSI}^j$ , исходя из анализа данных по амплитудам  $\pi N$  рассеяния. Он описан в /?/.

Анализ экспериментальных данных CLAS /?, 133/ показал необходимость введения дополнительных нерезонансных механизмов помимо Борновских членов. На Рис 4.4 приведены данные CLAS для распределений по инвариантным массам  $\pi^+p$  и  $\pi^-p$  конечных продуктов. Красные пунктирные линии отвечают наилучшему описанию данных с учетом лишь Борновских членов в  $\pi\Delta$  каналах. Синей пунктирной линией показан вклад  $\pi^+\Delta^0$  канала. Как следует из Рис 4.4 расчеты, учитывающие вклад лишь Борновских членов, недооценивают сечения в  $\Delta^0$  пике в распределениях по инвариантным массам  $\pi^-p$ . Этот эффект приводит также к заниженным величинам рассчитанных сечений в областях больших  $pi^+p$  инвариантных масс. Подобная черта проявляется во всех распределениях по инвариантным массам, где наблюдается  $\Delta^0$  пик. Это свидетельствует о том, что в оба изобарных  $\pi^-\Delta^{++}$  и  $\pi^+\Delta^0$  канала наряду с Борновскими членами дают вклад дополнительные механизмы. В частности эти механизмы могут возникать за счет заселения  $\pi^-\pi^+p$  конечного состояния вкладами от других эксклюзивных каналов фото/электророждения мезонов, через адронные взаимодействия в конечных состояниях. Такие ISI & FSI эффекты не были учтены в описанном выше подходе для учета ISI & FSI, т.к. в нем учтено лишь поглощение падающих и испущенных частиц. Дополнительные по отношению к Борновским членам вклады в  $\pi^-\Delta^{++}$  и  $\pi^+\Delta^0$  каналы были параметризованы контактными членами с тензорной структурой иной

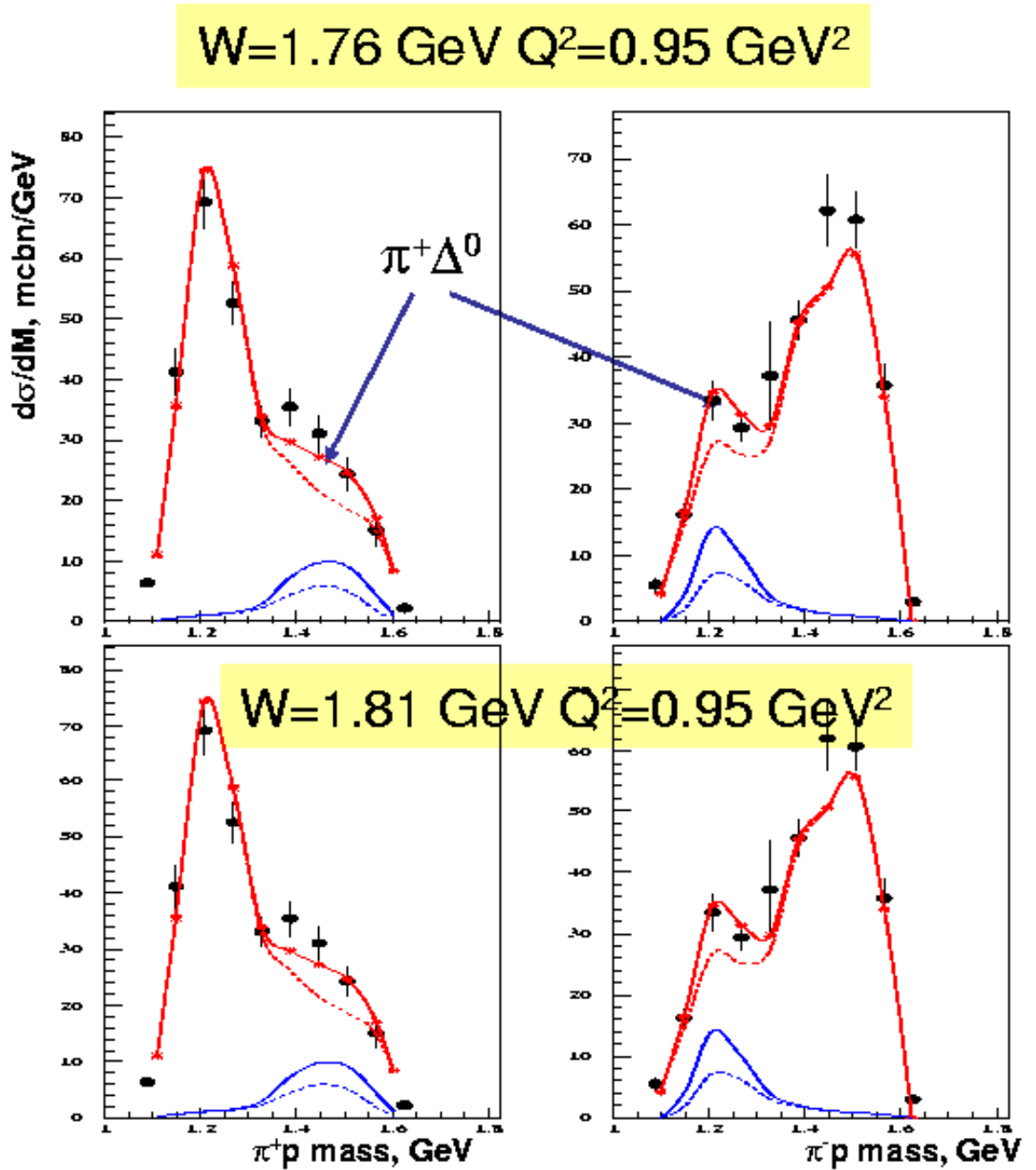


Рис. 4.4. Проявления дополнительных нерезонансных механизмов в изобарных каналах  $\pi\Delta$ . Данные CLAS [?] сравниваются с расчетами без (пунктирные линии) и с включением (сплошные линии) дополнительных нерезонансных механизмов. Красные линии отвечают суперпозиции всех механизмов JM модели Вклады изобарного канала  $\pi^+\Delta^0$  показаны синими линиями.

сравнительно с тензорной структурой контактного члена в наборе Борновских членов:

$$(A(W, Q^2)\epsilon_\mu^\gamma \bar{u}_\Delta^\nu \gamma^\mu u p_\nu^\pi + B(W, Q^2)\epsilon_\nu^\gamma \bar{u}_\Delta^\nu \gamma^\mu u (2p_\pi - q_\gamma)_\mu) \frac{1}{t - \Lambda^2}, \quad (4.58)$$

$$\Lambda_2 = 1.64 \text{GeV}^2 \quad (4.59)$$

Параметры  $A(W, Q^2)$ ,  $B(W, Q^2)$  и  $\Lambda$  были получены из условия наилучшего описания 9 дифференциальных сечений в каждом из интервалов по  $(W \ \& \ Q^2)$ . Наиболее чувствительными наблюдаемыми являлись распределения по инвариантным массам  $\pi^+ p$  и  $\pi^- p$ . После введения описанных выше дополнительных феноменологических механизмов в  $\pi\Delta$  каналы, удалось достичь хорошего описания всех имеющихся данных CLAS для распределений по инвариантным массам. Сплошные красные линии на Рис 4.4 отвечают описанию данных CLAS после введения дополнительных механизмов в  $\pi\Delta$  каналы. Вклад  $\pi^+ \Delta^0$  канала после описанной модификации показан сплошными синими линиями. Как следует из Рис 4.4 введение дополнительных механизмов в  $\pi\Delta$  каналы привело к значительным улучшениям в описании распределений по инвариантным массам.

#### 4.6. Нерезонансные амплитуды в изобарных каналах $\rho\rho$

Нерезонансные процессы в изобарном канале  $\rho\rho$  описывались в дифракционном приближении [107], предложенном в работе [107]. Ранее это приближение успешно использовалось для описания рождения векторных мезонов при энергиях выше резонансной области ( $W > 2.5$  ГэВ) и для Мандельштамовской переменной  $t > -0.5$  ГэВ<sup>2</sup> [109]. При меньших значе-



ниях  $t$  разумное описание данных достигается заменой диффракционного приближения на суперпозицию обменами Помероном и Реддже траекториями /108, 96/. Однако в резонансной области при  $t < -0.5 \text{ ГэВ}^2$  вклады нерезонансных процессов в  $\rho\rho$  канале оказываются существенно меньшими сравнительно с резонансными. Поэтому диффракционное приближение может использоваться для описания нерезонансных механизмов в  $\rho\rho$  канале во всей области энергий возбуждения  $N^*$ . В диффракционном приближении модули нерезонансных амплитуд описываются следующим образом /107/:

$$|T_{diff}| = A_{diff} e^{bt}, \quad (4.60)$$

$$t = (p_{p'} - p_p)^2 \quad (4.61)$$

Величина диффракционного наклона определяется длиной флуктуации фотона в векторный мезон  $L_{fl}$  /109/, которая зависит от квадрата 4-импульса фотона  $Q^2$ :

$$L_{fl} = \frac{0.196}{\sqrt{q_0^2 + Q^2 + M_\rho^2} - q_0}, \quad (4.62)$$

где  $M_\rho$  -масса  $\rho$  мезона, все величины выражены в ГэВ.

Сохранение четности накладывает следующие соотношения на амплитуды  $\rho\rho$  канала:

$$\langle \lambda_\rho \lambda_{p'} | T_{diff} | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = (-1)^{(\lambda_\gamma - \lambda_p) - (\lambda_{p'} - \lambda_\rho)} \langle -\lambda_\rho - \lambda_{p'} | T_{diff} | -\lambda_\gamma - \lambda_p \rangle \quad (4.63)$$

Фазовая зависимость диффракционной амплитуды от азимутального

угла эмиссии  $p'$  имеет следующий вид:

$$\langle \lambda_\rho \lambda_{p'} | T_{fiff} | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = \langle \lambda_\rho \lambda_{p'} | T_{fiff}^0 | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle e^{i(\lambda_\gamma - \lambda_p) \phi_{p'}}, \quad (4.64)$$

где  $T_{fiff}^0$  есть величина диффракционной амплитуды при нулевом значении угла  $\phi_{p'}$ . Амплитуда  $T_{fiff}^0$  является чисто мнимой [107].

Данные CLAS [96] и мировые данные по рождению  $\rho$  мезонов при  $W > 2.5$  ГэВ, хорошо описываются в предположении о  $W$  независимом параметре  $A_{diff}$ . В тоже время анализ данных CLAS в резонансной области [110] свидетельствует о необходимости введения  $W$  зависимой величины  $A_{diff}$ . На Рис 4.5 приведены данные [?] для распределений по инвариантным массам  $\pi^- \pi^+$  в сравнении с расчетами для двух значений параметра  $A_{diff}$  3.0 и 12 ГэВ<sup>-1</sup>. Данные при  $W=1.79$  ГэВ хорошо воспроизводятся при  $A_{diff} = 3.0$  ГэВ<sup>-1</sup>. Однако расчеты при  $W = 2.04$  ГэВ с такой величиной  $A_{diff}$  недооценивают сечения в  $\rho$  пике. Чтобы воспроизвести сечения в  $\rho$  пике необходимо увеличить  $A_{diff}$  до 12 ГэВ<sup>-1</sup>. Однако при  $W = 1.79$  ГэВ рассчитанные с таким  $A_{diff}$  величины сечений в области  $\rho$  пика превышают измеренные. Таким образом, данные свидетельствуют о необходимости введения  $A_{diff}$  увеличивающегося с ростом  $W$ .

Резонансная область соответствует около и подпороговому рождению  $\rho$  мезонов при  $W$  меньших пороговой величины оцененной для центральной массы  $\rho$  ( $W_{thrs} = 1.71$  ГэВ). В соответствии с общими требованиями о поведении S-матрицы, вблизи порога величины амплитуд должны стремиться к нулю. Поэтому мы параметризуем зависимость  $A_{diff}$  от  $W$  так, чтобы  $A_{diff}$  обращалось в 0 при  $W=1.41$  ГэВ (порог, оцененный при центральном значении массы  $\rho$  минус две ширины  $\rho$ ). При  $W > 2.5$  ГэВ  $A_{diff}$  должно

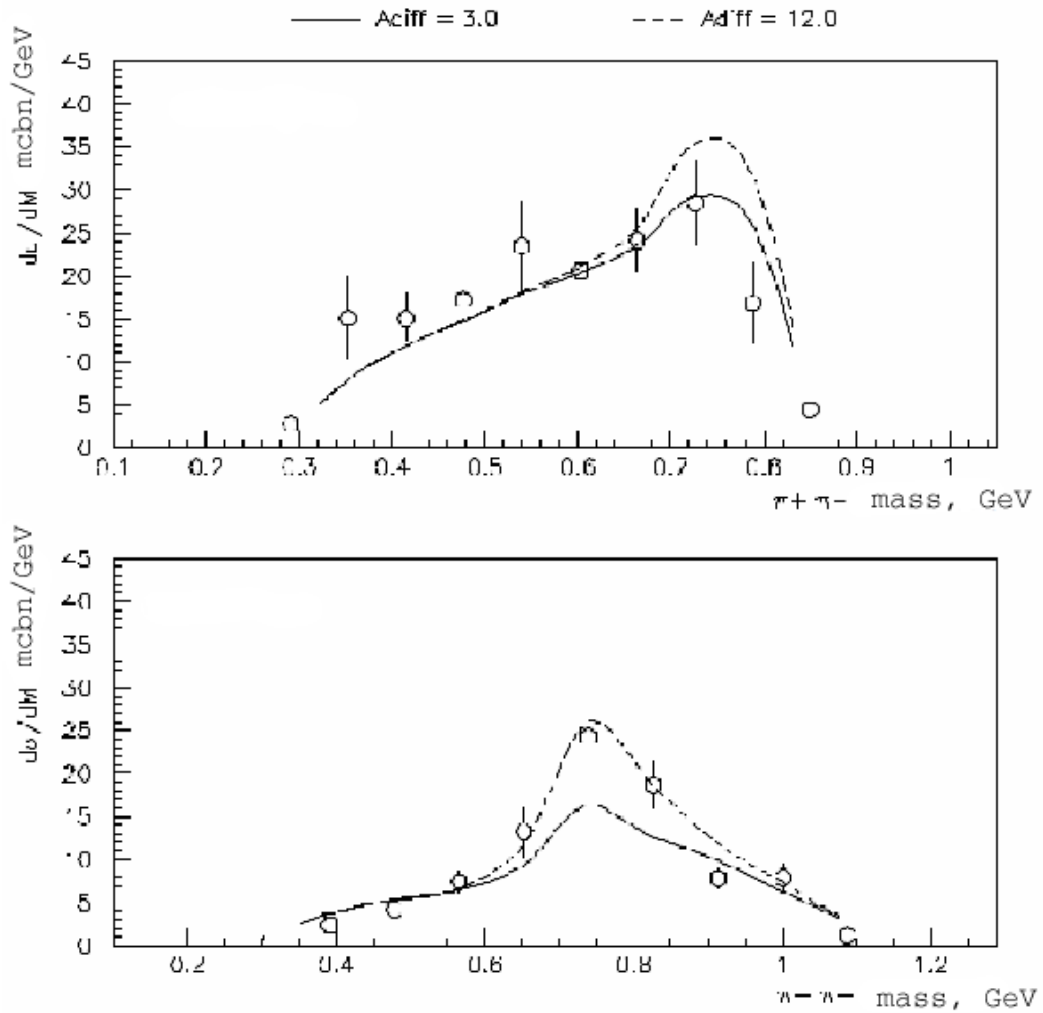


Рис. 4.5. Проявление зависимости от  $W$  величины параметра  $A_{diff}$  в амплитуде дифракционного рождения  $\rho$  мезонов из анализа данных [?]. Расчеты в JM03 модели [110] для значений  $A_{diff}$  3.0 и 12  $\text{ГэВ}^{-1}$  показаны сплошными и пунктирными линиями.

становиться  $W$ -независимым. Перечисленным требованиям удовлетворяет следующая параметризация  $A_{diff}$ :

$$A_{diff}(W, Q^2) = A_{diff}(Q^2)(1 - \exp(-(W - 1.41)/D)) \quad (4.65)$$

$$, A_{diff}(Q^2) = \frac{A_0}{(1 + Q^2/\lambda^2(W))} \quad (4.66)$$

Анализ данных CLAS [?] по  $Q^2$  эволюции  $\rho$  пика в  $\pi^-\pi^+$  распределениях по инвариантным массам [110] показал также необходимость ввести  $W$  зависящий параметр обрезания  $\Lambda$  при описании  $Q^2$  эволюции дифракционного рождения  $\rho$  мезонов:

$$\lambda(W) = \lambda_0(1 - \exp(W - 1.41)/D_\lambda). \quad (4.67)$$

Подобная параметризация учитывает то, что с уменьшением  $W$  только часть линии  $\rho$  мезона участвует в реакции, что приводит к уменьшению эффективной массы  $\rho$  в около и подпороговых областях. Полученные из условия наилучшего описания данных CLAS значения параметров в (4.66,4.67) составили:

$$\lambda_0 = 0.77 \text{ GeV}, \quad A = 12 \text{ GeV}^{-1} \quad (4.68)$$

$$D_\lambda = 0.3 \text{ GeV}, \quad D = 0.25 \text{ GeV} \quad (4.69)$$

Выполненные модификации дифракционной амплитуды рождения  $\rho$  мезонов позволили хорошо описать данные CLAS по распределениям  $\pi^-\pi^+$  инвариантных масс во всей области энергий возбуждения  $N^*$  и при всех величинах квадратов 4-импульсов фотона  $Q^2$ . Примеры описания данных показаны на Рис. ??.

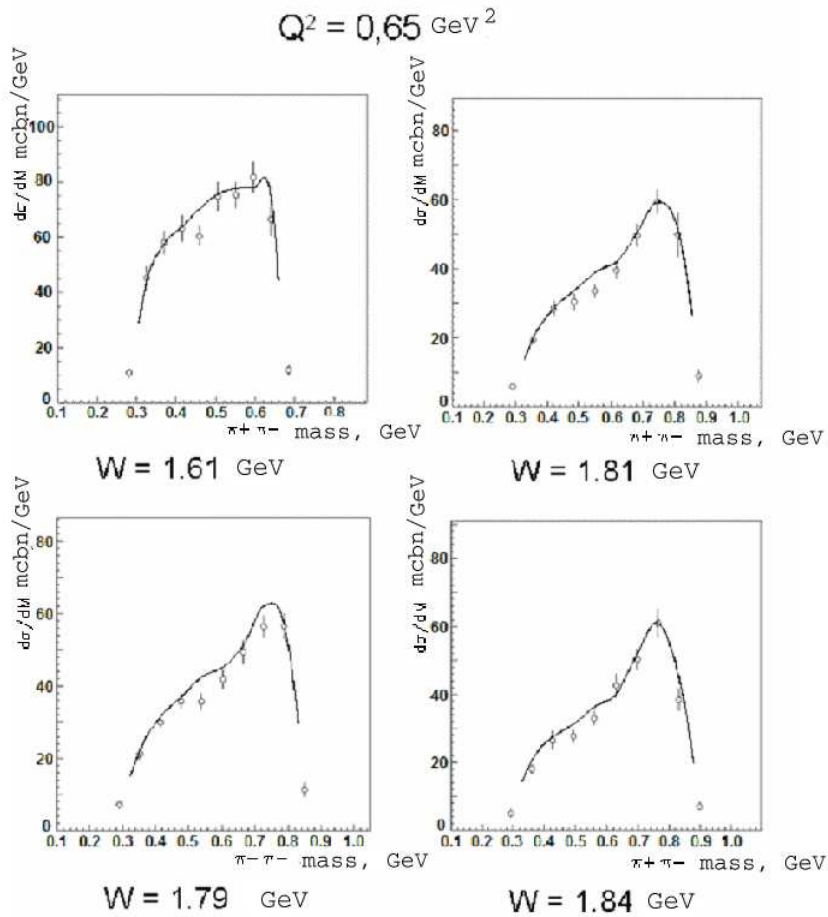


Рис. 4.6. Описание данных CLAS [10] по распределениям по инвариантным массам  $\pi^-\pi^+$  после модификации амплитуды дифракционного рождения  $\rho$ .

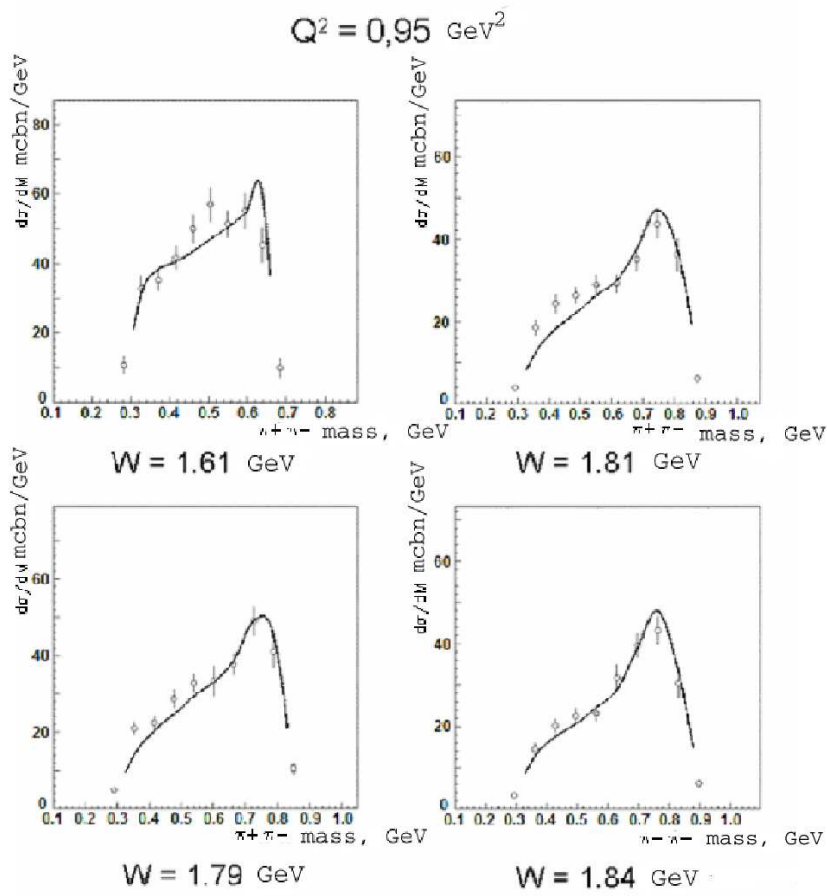


Рис. 4.16. continued.

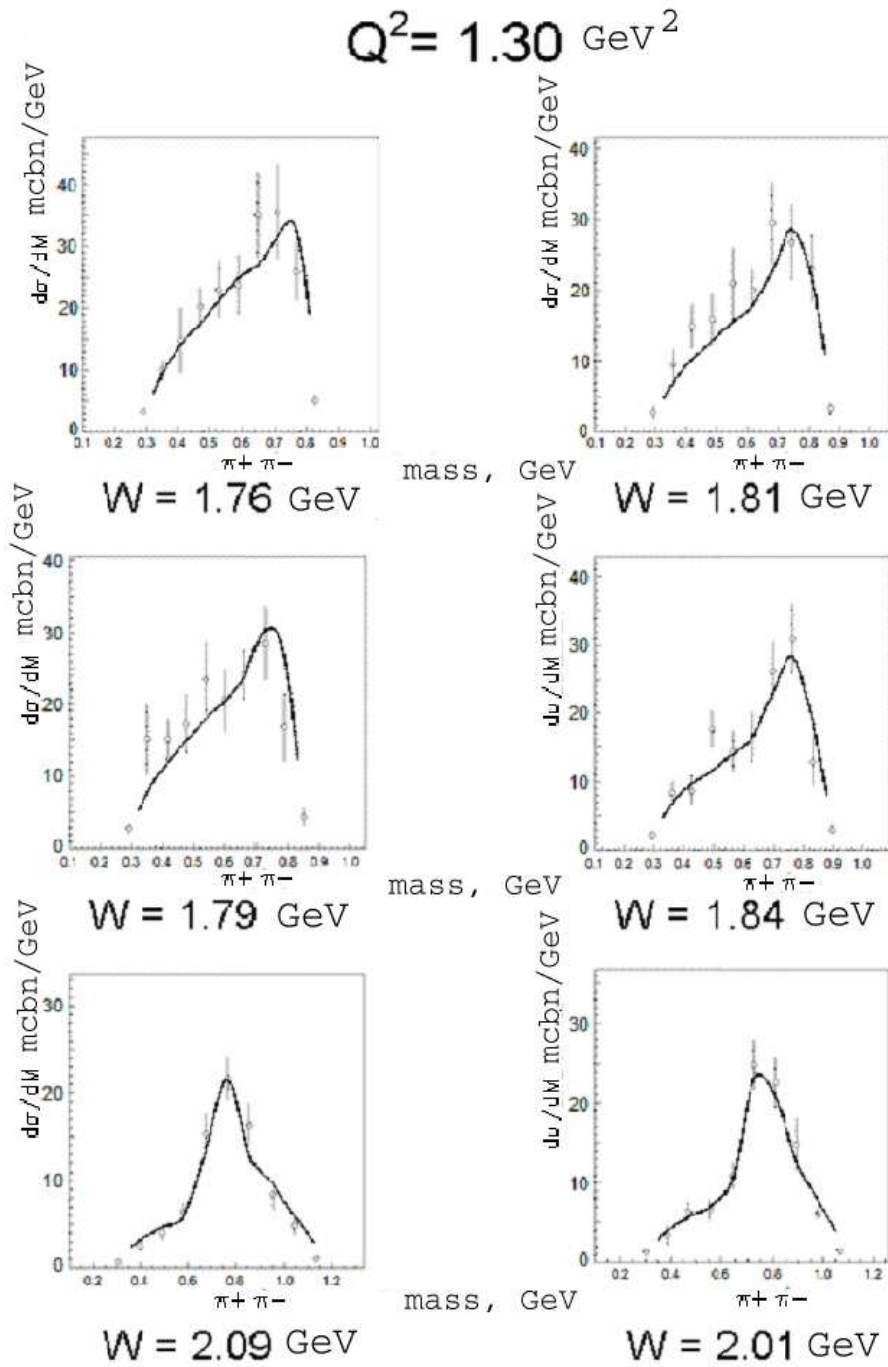


Рис. 4.16. continued.

Таблица 4.2.  $\chi^2/d.p.$  полученные из условия наилучшего описания данных CLAS по  $\pi^-\pi^+, \pi^+p$  инвариантным массам и ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$  в рамках JM03 (1 строка); при описании данных по по  $\pi^-p, \pi^+p$  инвариантным массам и ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$  (2 строка); при описании данных по по  $\pi^-p, \pi^+p$  инвариантным массам и ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$  после включения изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  (3 строка).

$Q^2, \text{ GeV}^2$	0.65	0.95	1.30
A	4.24	3.73	1.74
B	7.58	5.74	2.17
C	4.01	3.29	1.61

#### 4.7. Изобарные каналы, впервые обнаруженные в анализе данных CLAS.

Анализ данных CLAS /?/ позволил впервые обнаружить вклады изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  в процессы электророждения пар заряженных пионов на протонах. В Табл.4.2 приведены величины  $\chi^2/d.p.$ , отвечающие наилучшему описанию данных CLAS в модели JM03. В этом подходе механизмы прямого рождения  $\pi^-\pi^+$  пар описывались в приближении 3-частичного фазового объема (см. ??).

Параметры модели JM03 определялись из условия наилучшего описания данных по  $\pi^-\pi^+, \pi^+p$  распределениям по инвариантным массам и ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$ . Достигнутые величины  $\chi^2/d.p.$  приведены в верхней строке Табл. 4.2.  $\chi^2/d.p.$  получены из сравнения измеренных и вычисленных перечисленных выше дифференциальных сечений.  $\chi^2/d.p.$  определялось независимо в каждом интервале по  $Q^2$  для всех величин  $W$  в данных CLAS. Далее с определенными подобным образом параметрами



модели JM03 были вычислены  $\chi^2/d.p.$  из сравнения вычисленных и измеренных распределений по  $\pi^-p$ ,  $\pi^+p$  инвариантным массам и ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$ . Результаты приведены во второй строке Табл.4.2. Как следует из Табл.4.2 описание второго набора дифференциальных сечений в рамках JM03 отвечает значительному ухудшению  $\chi^2/d.p.$ . Были выполнены исследования причин подобного ухудшения качества описания данных.

На Рис 4.17 синими пунктирными линиями приведены расчеты дифференциальных сечений для распределений по инвариантным массам  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$  в рамках JM03. Расчеты показаны для двух значений  $W$ : меньших порога рождения  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ , оцененного для центральной массы  $D_{13}^0(1520)$  и выше порога рождения  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ .

JM03 хорошо описывает данные при  $W$  ниже порога рождения  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ . В тоже время в кинематической области, отвечающей открытому изобарному каналу  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  наблюдаются расхождения, особенно выраженные для распределений по  $\pi^-p$  инвариантным массам. Рассчитанные распределения по  $\pi^-p$  инвариантным массам оказываются меньше измеренных в области инвариантных масс  $\pi^-p$  1.53-1.55 ГэВ. Это расхождение и его отражение в других наблюдаемых и является причиной ухудшения  $\chi^2/d.p.$  при описании дифференциальных сечений:  $\pi^-p$ ,  $\pi^+p$  распределений по инвариантным массам и  $\pi^-$  ЦМ угловых распределений.

Расхождения в описании распределений по инвариантным массам  $\pi^-p$  конечных продуктов были устранены после введения нового изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ . Квазидвухчастичная амплитуда рождения  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  промежуточного состояния описывалась аналогично амплитудам изобарного канала  $\pi^+\Delta^0$ . Амплитуды канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  были полу-

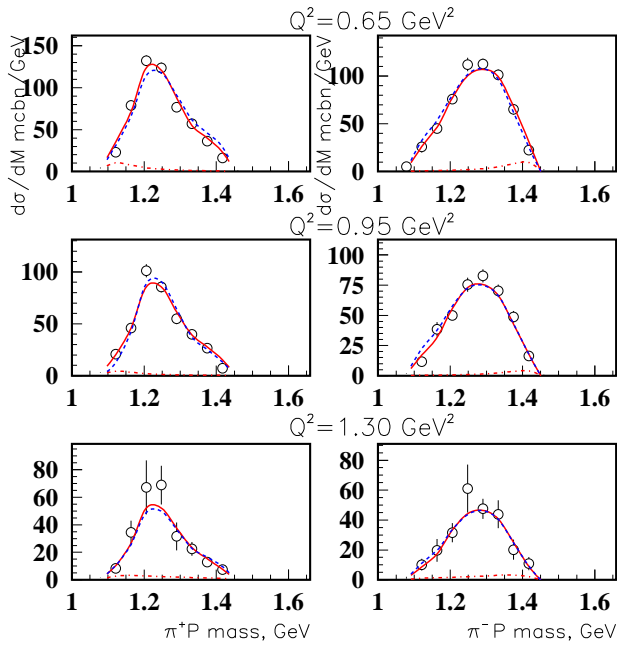


Рис. 4.17. Сравнение данных CLAS [111] для распределений по инвариантным массам  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$  с расчетами в рамках JM03, JM04 при  $W$  1.56 ГэВ и 1.74 ГэВ. Синие пунктирные линии отвечают расчетам без учета вклада изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  [89]. Расчеты, выполненные с учетом вклада этого канала, показаны красными сплошными линиями [111]. Дифференциальные сечения для изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  показаны пунктирными красными линиями.

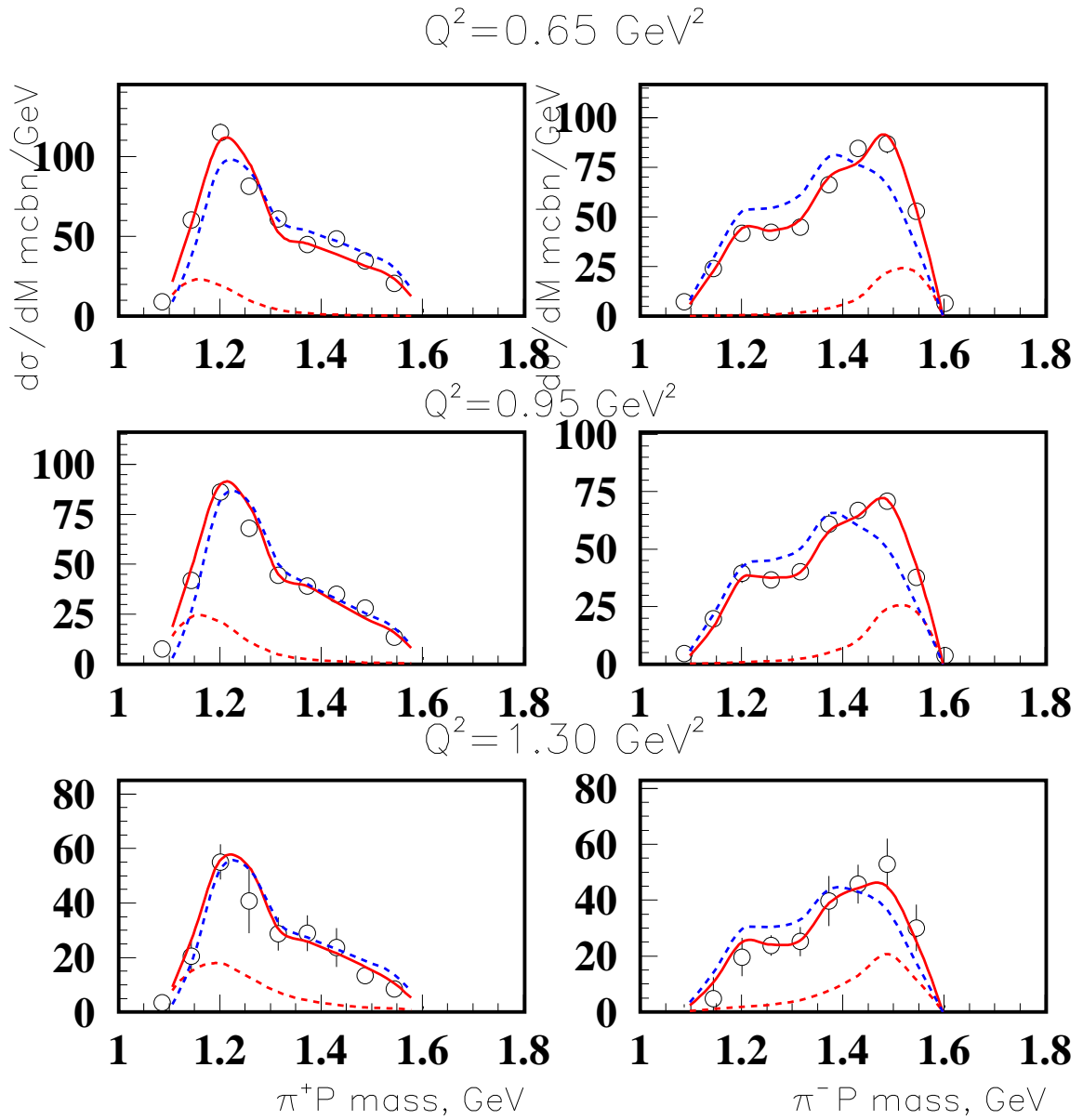


Рис. 4.17. продолжение.

чены из амплитуд Борновских членов канала  $\pi^+\Delta^0$ , включая в эти амплитуды дополнительную  $\gamma_5$ -матрицу, с тем чтобы учесть противоположные четности  $\Delta$  и  $D_{13}^0(1520)$ . Аналогичным образом были получены амплитуды распадов промежуточного состояния  $D_{13}^0(1520)$  на конечное состояние  $\pi^-p$ .

Результаты расчетов распределений по инвариантным массам  $\pi^-p$  и  $\pi^+p$  после включения изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  показаны на Рис.4.17 красными сплошными линиями. Вклады в дифференциальные сечения изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  показаны красными пунктирными линиями. Как следует из данных на Рис.4.17 после введения изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  достигнуто значительное улучшение в описании распределений по инвариантным массам  $\pi^-p$  продуктов, в особенности в области их инвариантных масс 1.53-1.55 ГэВ. Также улучшилось описание распределений по  $\pi^+p$  инвариантным массам, в особенности в левых частях  $\Delta^{++}$  пиков. Перечисленные улучшения имеют место во всей кинематической области, отвечающей открытому  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  изобарному каналу. В результате после введения  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  канала удалось получить существенно улучшенные величины  $\chi^2/d.p.$ , приведенные в последней строке Табл.4.2.

Таким образом анализ данных CLAS позволил впервые обнаружить вклады изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$  в электророждение пар заряженных пионов на протонах.

Анализ данных CLAS при  $W > 1.80$  ГэВ позволил впервые обнаружить вклады изобарных каналов  $\pi^+F_{15}^0(1685)$  и  $\pi^-P_{33}^{++}(1640)$  в процессы фото и электророждения пар заряженных пионов на протонах. На Рис.4.18 показаны данные CLAS /?/ по распределениям по инвариантным

массам  $\pi^-p$  и  $\pi^+p$  при  $W = 1.89$  ГэВ и  $Q^2=0.95$  ГэВ<sup>2</sup>. Красными пунктирными линиями показаны результаты расчетов с учетом вклада изобарного канала  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ , но без учета вкладов изобарных каналов  $\pi^+F_{15}^0(1685)$  и  $\pi^-P_{33}^{++}(1640)$ . Механизмы прямого рождения пар пионов описывались обменными диаграммами модели JM05 /112/ (см. ??). Рассчитанные подобным образом распределения по инвариантным массам  $\pi^-p$  системы оказываются меньше измеренных при значениях инвариантных масс 1.65-1.75 ГэВ. Для инвариантных масс  $\pi^+p$  системы рассчитанные сечения оказываются также ниже измеренных при значениях инвариантных масс 1.60-1.70 ГэВ.

Для устранения перечисленных выше расхождений в модель были включены изобарные каналы  $\pi^-P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+F_{15}^0(1685)$ . Поскольку динамика формирования этих промежуточных состояний полностью неизвестна, амплитуды таких процессов были получены в простейшей феноменологической параметризации, совместимой с данными. Мы описывали амплитуды 3-частичных процессов, протекающих через формирование промежуточных  $\pi^-P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+F_{15}^0(1685)$  состояний как Лорентц инвариантную свертку спин-тензоров начальных и конечных частиц. При этом распространение промежуточных нестабильных барионов описывалось экспоненциальными пропагаторами. В результате мы получили следующие выражения для амплитуд  $\pi^-P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+F_{15}^0(1685)$  изобарных каналов:

$$\begin{aligned} & \gamma_v p \rightarrow \pi^+ F_{15}^0(1685) \\ & \varepsilon_\mu(q_\gamma) \bar{u}_{p_f}(p_{p_f}) \gamma^\mu u_{p_i}(p_i) e^{-\frac{(M_{\pi^-p} - M_{F_{15}^0})^2}{\Gamma_{F_{15}^0}^2}} \cdot (p_{\pi^+} p_{F_{15}^0}), \end{aligned} \quad (4.70)$$

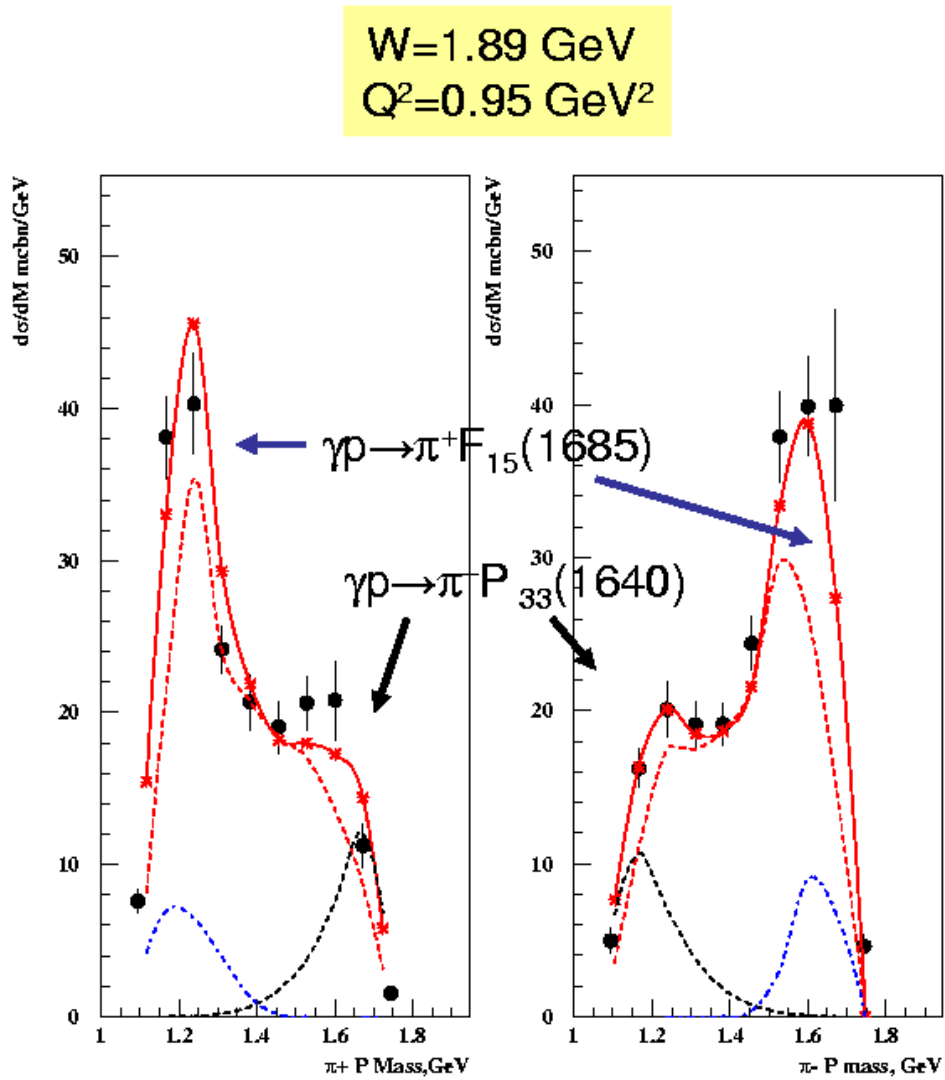


Рис. 4.18. Проявление изобарных каналов  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  в данных CLAS по распределениям по инвариантным массам  $\pi^- p$  и  $\pi^+ p$  продуктов реакции при  $W=1.89 \text{ ГэВ}$  и  $Q^2=0.95 \text{ ГэВ}^2$ . Описание данных после включения изобарных каналов  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  показано красными сплошными линиями, расчеты без учета этих каналов показаны красными пунктирными линиями. Вклады в дифференциальные сечения изобарных каналов  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  показаны, соответственно, черными и синими линиями.

$$\gamma_\nu p \rightarrow \pi^- P_{33}^{++}(1640)$$

$$\varepsilon_\mu(q_\gamma) \bar{u}_{P_f}(P_{P_f}) \gamma^\mu u_{P_i}(P_i) e^{-\frac{(M_{\pi^+ p} - M_{P_{33}})^2}{\Gamma_{P_{33}}^2}} \cdot \frac{1}{(t - \Lambda^2)} \frac{1}{p_{\pi^-} p_{P_f}}, \quad (4.71)$$

где  $P_{F_{15}}$  — четырёхимпульс промежуточного состояния  $F_{15}$ ;  $M_{F_{15}}$ ,  $\Gamma_{F_{15}}$  — его масса и полная ширина.  $M_{P_{33}}$  и  $\Gamma_{P_{33}}$  — масса и полная ширина резонанса  $P_{33}(1440)$ .  $t = (p_{P_f} - p_{P_i})^2$ ;  $\lambda^2 = 1,64 \text{ ГэВ}^2$ .

Скалярное произведение 4-импульсов  $(p_{\pi^+} p_{F_{15}})$  в амплитуду  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  канала введено для улучшения описания распределений по инвариантным массам  $\pi^- \pi^+$  и  $\pi^+ p$ . Фактор  $\frac{1}{(p_{\pi^-} - p_p)}$  в амплитуде канала  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  был введен, чтобы воспроизвести локальный минимум дифференциального сечения в распределениях по инвариантной массе  $\pi^- p$  между  $\Delta^0$  пиком и широкой структурой при больших инвариантных массах. Природа этого фактора может быть связана с t-канальным перерасеянием  $\pi^- p$  в конечном состоянии. Такого рода рассматриваются в подходе /24/.

Описание данных после введения новых изобарных каналов  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  показано на Рис.4.18 красными сплошными линиями. Вклады изобарных каналов  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  и  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  в дифференциальные сечения показаны черными и синими линиями соответственно. Введение изобарного канала  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$  позволило существенно улучшить описание распределений по  $\pi^- p$  инвариантным массам в области высоких инвариантных масс. Этот канал также позволил улучшить описание данных по  $\pi^+ p$  инвариантным массам в области  $\Delta^{++}$  пика. Канал  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$  играет важную роль в улучшении описания распределений

$\pi^+p$  при их больших инвариантных массах. Кроме того введение этого канала позволило улучшить описание  $\Delta^0$  пика в распределениях по инвариантным массам  $\pi^-p$ .

#### 4.8. Прямые механизмы рождения пар заряженных пионов.

Анализ данных CLAS показал, что суперпозиция всех изобарных каналов может описывать 60-80 % полного сечения рождения пар заряженных пионов в резонансной области. На Рис 4.19 экспериментальные данные CLAS по полностью проинтегрированным  $2\pi$  сечениям сравниваются с результатами расчетов в рамках модели JM05 /112/. В этом подходе достигнуто хорошее описание интегральных и дифференциальных сечений по  $\pi^+p$ ,  $\pi^-\pi^+$ ,  $\pi^-p$  распределениям по инвариантным массам и  $\pi^-$  ЦМ 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. В прямых процессах образование конечного  $\pi^-\pi^+p$  состояния происходит без формирования промежуточных квазидвухчастичных состояний с нестабильными адронами.

В первоначальных вариантах модели JM03 и JM04 (JM03 с дополнительным изобарным каналом  $\pi^+D_{13}^0(1520)$ ) мы описывали прямые механизмы рождения пар пионов в простейшем приближении - как 3-частичное фазовое пространство /89, 90, 95/. Однако данные CLAS по угловым распределениям  $\pi^-$  при  $W < 1.6$  ГэВ показали необходимость учета динамики



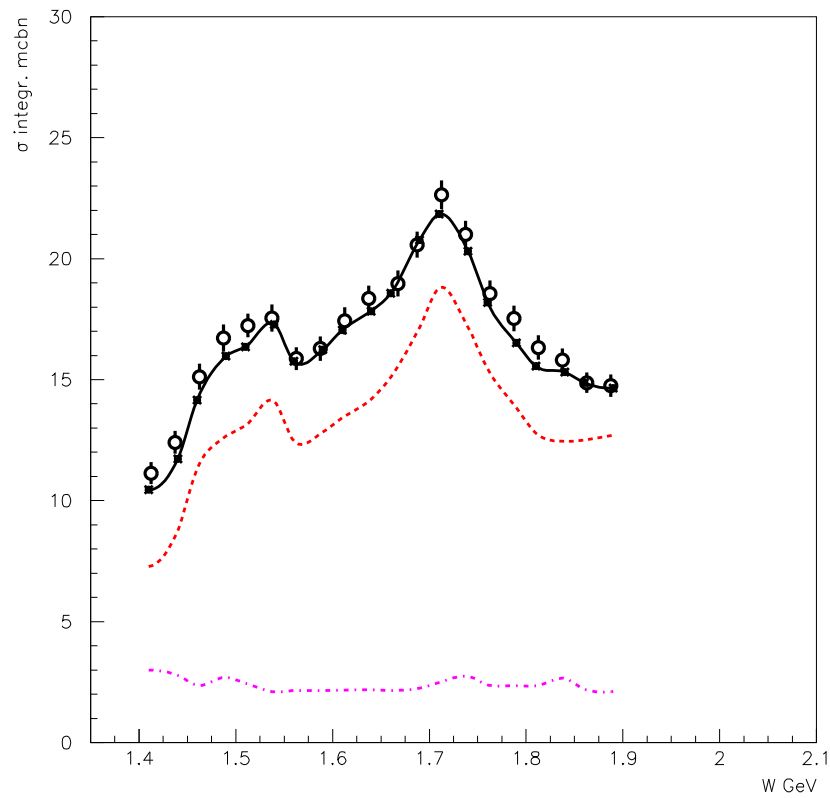


Рис. 4.19. Механизмы прямого электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар в данных CLAS [1] при  $Q^2=0.95$  ГэВ<sup>2</sup>. Результаты наилучшего описания данных показаны черной сплошной линией. Вклады совокупности всех изобарных каналов показаны красной пунктирной линией, сечения прямых процессов рождения  $\pi^- \pi^+$  пар показаны фиолетовой пунктирной линией.

этих процессов /112, 113, 114/. Наилучшее описание данных CLAS достигнутое при параметризации  $2\pi$  рождения 3-частичным фазовым объёмом показаны на Рис. 4.20 черными пунктирными линиями.

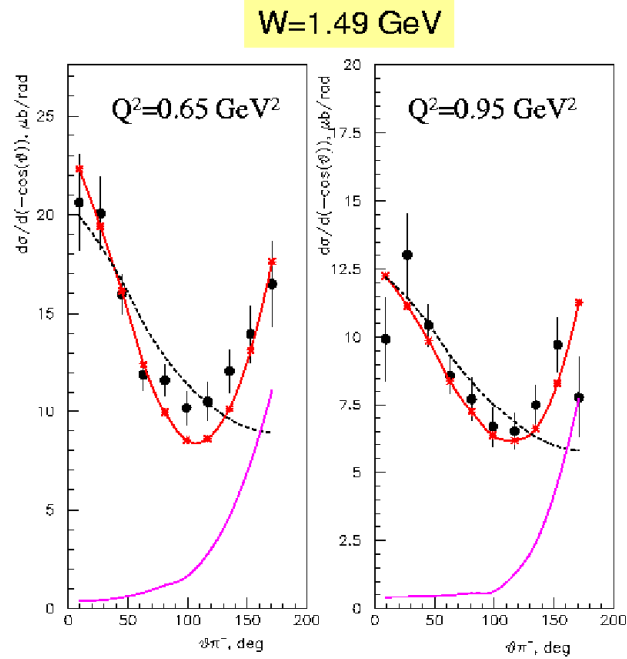


Рис. 4.20. Обменные механизмы в прямом рождении  $\pi^-\pi^+$  пар. Данные CLAS /?/ сравниваются с результатами расчетов при описании прямых механизмов: в приближении 3-частичного фазового объёма (черный пунктир); с обменными диаграммами на Рис. 4.21 (красная сплошная линия). Вклады прямых механизмов  $2\pi$  рождения, описываемых обменными диаграммами, показан фиолетовыми линиями.

Подобная параметризация, в которой сечения процессов прямого рождения пар пионов оказываются независимыми от углов эмиссии  $\pi^-$  в ЦМ системе, оказывается несовместимой с наблюдавшимися в данных ростом сечения при больших углах. Эта черта проявляется при всех величинах квадратов 4-импульсов фотона, перекрытых измерениями CLAS и при  $W < 1.6$  ГэВ. Для воспроизведения подобного поведения угловых распреде-

лений динамика механизмов прямого рождения пар пионов описывалась обменными диаграммами, показанными на Рис.4.21 /112, 113/.

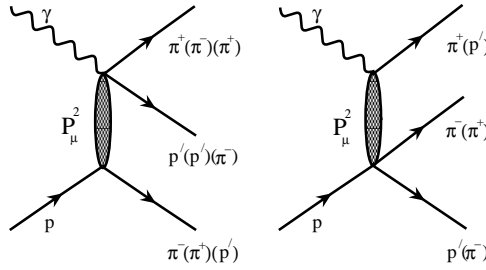


Рис. 4.21. Диаграммы для обменных механизмов прямого рождения  $\pi^-\pi^+$  пар в модели /112, 113/.

Амплитуды этих процессов были параметризованы как Лорентц-инвариантные свертки спин-тензоров начальных и конечных частиц, при этом использовалась экспоненциальная параметризация для обменных пропагаторов:

$$A(W, Q^2) [\varepsilon_\mu^\gamma \bar{U}_{p'} \gamma^\mu U_p] (P_1 P_2) e^{b(P_\mu^2 - P_{\mu, min}^2)}, \quad (4.72)$$

где  $P_\mu^2$  есть квадрат четырехимпульса для обменного пропагатора, а  $P_{\mu, min}^2$  - его максимальное значение. Скалярные произведения 4-импульсов в 4.72 введены, чтобы обеспечить воспроизведение распределений по инвариантным массам для соответствующих пар частиц.

Обменные механизмы с описанными выше амплитудами приводят к росту сечений при больших углах эмиссии  $\pi^-$  (см. фиолетовые кривые на Рис.4.20). В результате удается описать экспериментальные данные по ЦМ угловым распределениям  $\pi^-$ . Суперпозиция всех рассмотренных выше изобарных каналов и обменных механизмов Рис.4.21 с амплитудами 4.72 для прямого рождения  $\pi^-\pi^+$  пар составляют модель JM05. В модели JM05 достигнуто хорошее описание экспериментальных данных CLAS и мировых

по  $\pi^+p$ ,  $\pi^-\pi^+$ ,  $\pi^-p$  распределениям по инвариантным массам и  $\pi^-$  ЦМ распределениям при  $W < 2.0$  ГэВ и квадратах 4-импульсов фотона от 0 до  $1.5 \text{ ГэВ}^2$ .

В анализе данных CLAS /133/ впервые изучался полный набор дифференциальных сечений, состоящий из 9 наблюдаемых, перечисленных в 2.1.1, в каждом из интервалов по ( $W$  &  $Q^2$ ). Наилучшее описание этих данных, достигнутое в модели JM05 показано на Рис.4.22.

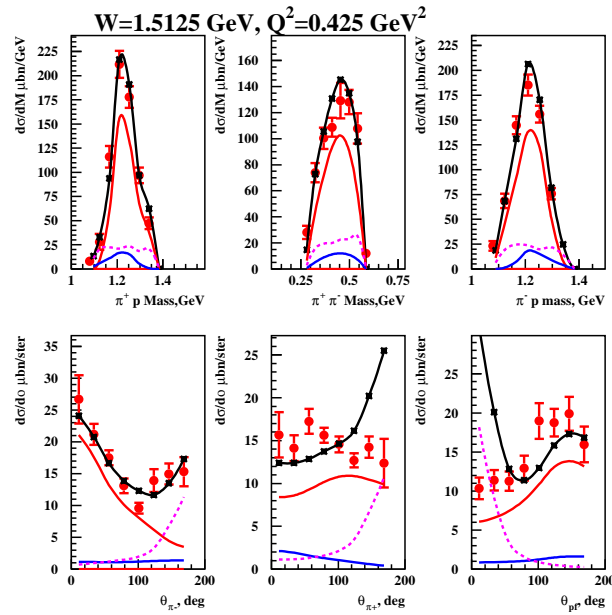


Рис. 4.22. Описание данных CLAS /133/ в модели JM05 /112/. Расчеты показаны черными сплошными линиями. Вклады в дифференциальные сечения изобарных каналов  $\pi^-\Delta^{++}$ ,  $\pi^+\Delta^0$  и прямых механизмов показаны соответственно красными, голубыми и фиолетовыми линиями.

Удалось хорошо воспроизвести данные по всем 3 инвариантным массам конечных продуктов, а также угловым распределениям  $\pi^-$  в ЦМ системе. В тоже время для впервые анализировавшихся угловых распределений  $\pi^+$  и  $p$  наблюдаются значительные расхождения между измеренными и вычисленными в JM05 сечениями. На Рис. 4.22 показаны также вклады

различных механизмов JM05 в дифференциальные сечения. Как следует из приведенного на Рис. 4.22 сравнения данных и расчетов, расхождения в описании угловых распределений  $\pi^+$  и  $p$  связаны с вкладами механизмов прямого рождения пар пионов. Контактное взаимодействие, использованное для описания вершин с двумя адронами в конечном состоянии оказывается несовместимым с экспериментальными данными по угловым распределениям  $\pi^+$  и  $p$ . Чтобы обеспечить воспроизведение указанных выше угловых распределений, мы заменили контактные взаимодействия в диаграммах на Рис. 4.21 дополнительными обменами, так как показано на Рис. 4.23.

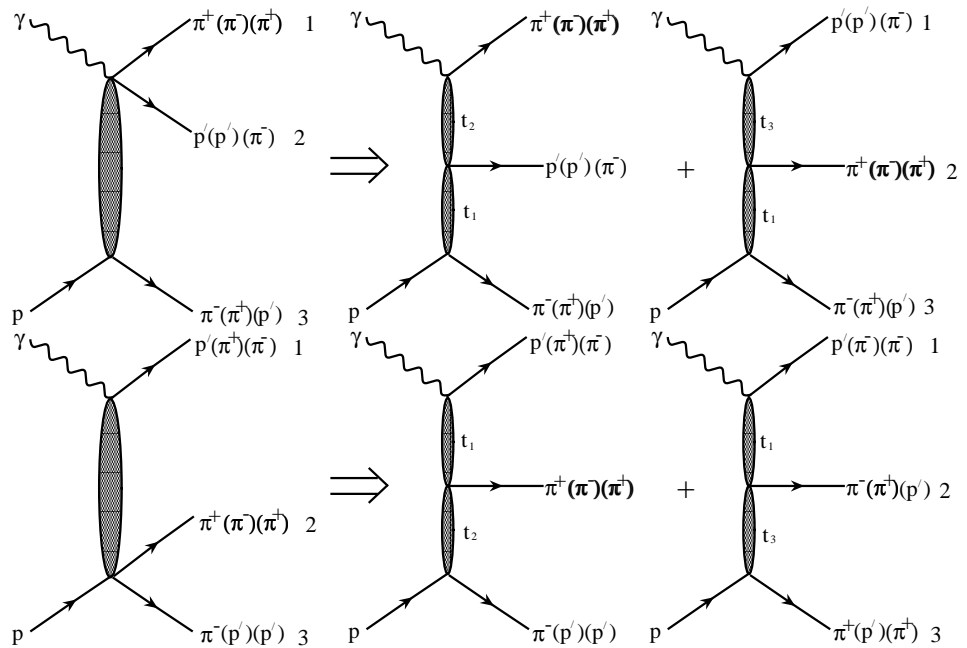


Рис. 4.23. Механизмы прямого рождения пар пионов в модели JM06, позволяющие воспроизвести все измеренные неполяризованные дифференциальные сечения  $\pi^- \pi^+ p$  эксклюзивного канала.

Амплитуды модифицированных обменных механизмов были получены из амплитуд 4.72 включением дополнительного экспоненциального про-

пагатора для дополнительного обмена. Суперпозиция всех изобарных каналов и прямых механизмов рождения пар пионов с описанными выше модификациями образует модель JM06

В модели JM06 достигнуто хорошее описание наиболее детального набора из 9 неполяризованных дифференциальных сечений электророждения  $\pi^- \pi^+$  пар на протонах /133/ в каждом из интервалов по  $(W \ \& \ Q^2)$ , а также других данных CLAS и мировых данных по неполяризованным сечениям. При этом хорошее описание данных достигнуто без необходимости введения дополнительных механизмов неизвестной природы, помимо включенных в JM06. Это свидетельствует о том, что в модели JM06 установлены все механизмы  $2\pi$  рождения с существенным вкладом в области энергий возбуждения нуклонных резонансов и при квадратах 4-импульсов фотона от 0 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup> Пример описания 9 дифференциальных сечений, измеренных на детекторе CLAS при  $W = 1.51$  ГэВ и  $Q^{23} = 0.425$  ГэВ<sup>2</sup> показан на Рис. 4.24.

Также на Рис. 4.24 показаны вклады в дифференциальные сечения различных механизмов  $2\pi$  электророждения. В каждой из наблюдаемых различные механизмы имеют различную форму сечений. При этом для любого из механизмов формы сечений в различных наблюдаемых сильно отличаются друг от друга, но в тоже время они полностью скореллированы динамикой процесса. Таким образом, успешное описание в рамках JM06 всех 9 дифференциальных сечений в каждом из интервалов  $(W \ \& \ Q^2)$  во всей кинематической области измерений CLAS позволяет установить все существенные механизмы, вносящие вклад в  $2\pi$  электророждение и установить их динамику на феноменологическом уровне.

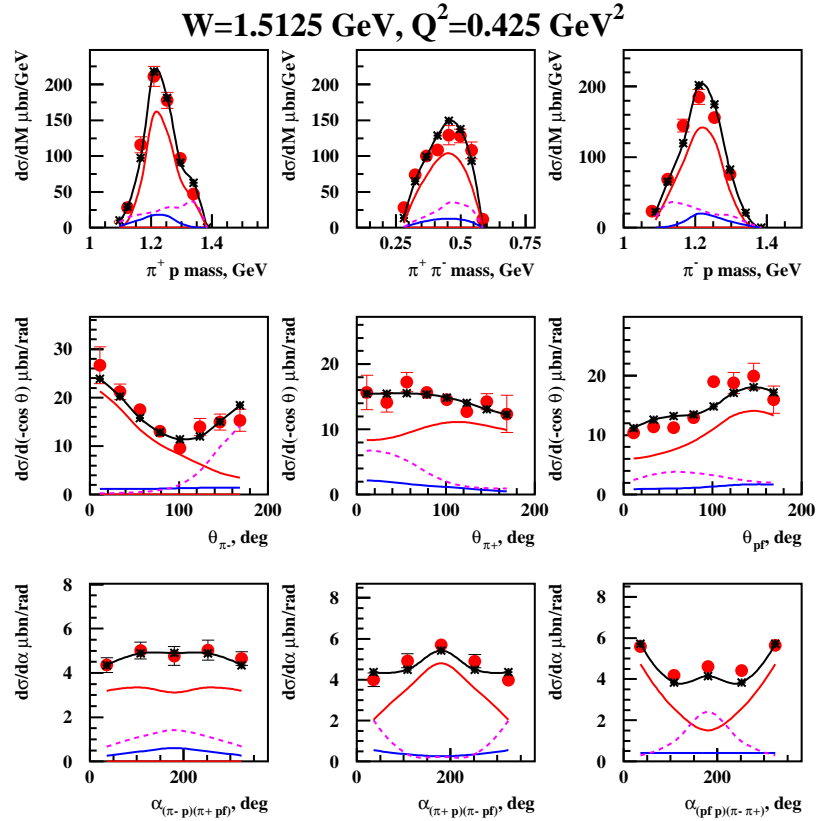


Рис. 4.24. Описание данных CLAS в модели JM06 /133/. Расчеты показаны черными сплошными линиями. Вклады в дифференциальные сечения изобарных каналов  $\pi^- \Delta^{++}$ ,  $\pi^+ \Delta^0$  и прямых механизмов показаны соответственно красными, голубыми и фиолетовыми линиями. Описание  $\alpha_i$  угловых распределений представляет собой расчет этих дифференциальных сечений с параметрами JM06 определенными из условия наилучшего воспроизведения 6 других дифференциальных сечений, и не варьируемых при описании  $\alpha_i$  угловых распределений.

Чтобы проверить надежность описания механизмов  $2\pi$  электророждения, установленных из феноменологического анализа данных, мы определили все параметры JM06 модели из условия наилучшего описания 6 дифференциальных сечений в каждом ( $w$  &  $Q^2$ ) интервале: 3 распределений по инвариантным массам и 3 распределений по углам эмиссии конечных адронов. С определенными подобным образом параметрами были выполнены расчеты 3 распределений по углам  $\alpha_i$ . Достигнуто хорошее описание  $\alpha_i$  угловых распределений во всей кинематической области измерений CLAS /133/.

Таким образом, модель JM06 обеспечивает надежное разделение вкладов различных механизмов  $2\pi$  рождения, включая суперпозицию нерезонансных процессов и резонансных амплитуд. Модель JM06 может использоваться для определения параметров нуклонных резонансов, поиска новых барионных состояний, из условия наилучшего описания полной совокупности имеющихся экспериментальных данных.



## 5. Электромагнитные формфакторы и спектроскопия нуклонных резонансов из данных CLAS по электророждению пар заряженных пионов.

### 5.1. Основные направления в исследованиях нуклонных резонансов на детекторе CLAS.

Можно выделить два основных направления в исследованиях нуклонных резонансов на детекторе CLAS:

- поиск новых типов возбужденных состояний нуклона, так называемых “missing”  $N^*$ ;
- исследования структуры нуклонных резонансов из данных по их электромагнитным формфакторам.

Спектр обнаруженных в экспериментах с пучках адронов и фотонов нуклонных резонансов не исчерпывает всех возбужденных состояний, ожидаемых в предположении  $SU(6)$  симметрии относительно спинов и ароматов кварков для лидирующей части сильных взаимодействий проводящих к формированию  $N^*$ . На Рис. 5.1 показаны ожидаемые возбужденные состояния нуклона в предположении  $SU(6)$  симметрии относительно спинов и ароматов конститuentных кварков для формирующих их сильных взаимодействий. Заштрихованные квадраты отвечают обнаруженным в экспериментах  $N^*$ . Открытыми квадратами показаны ожидаемые резонансные

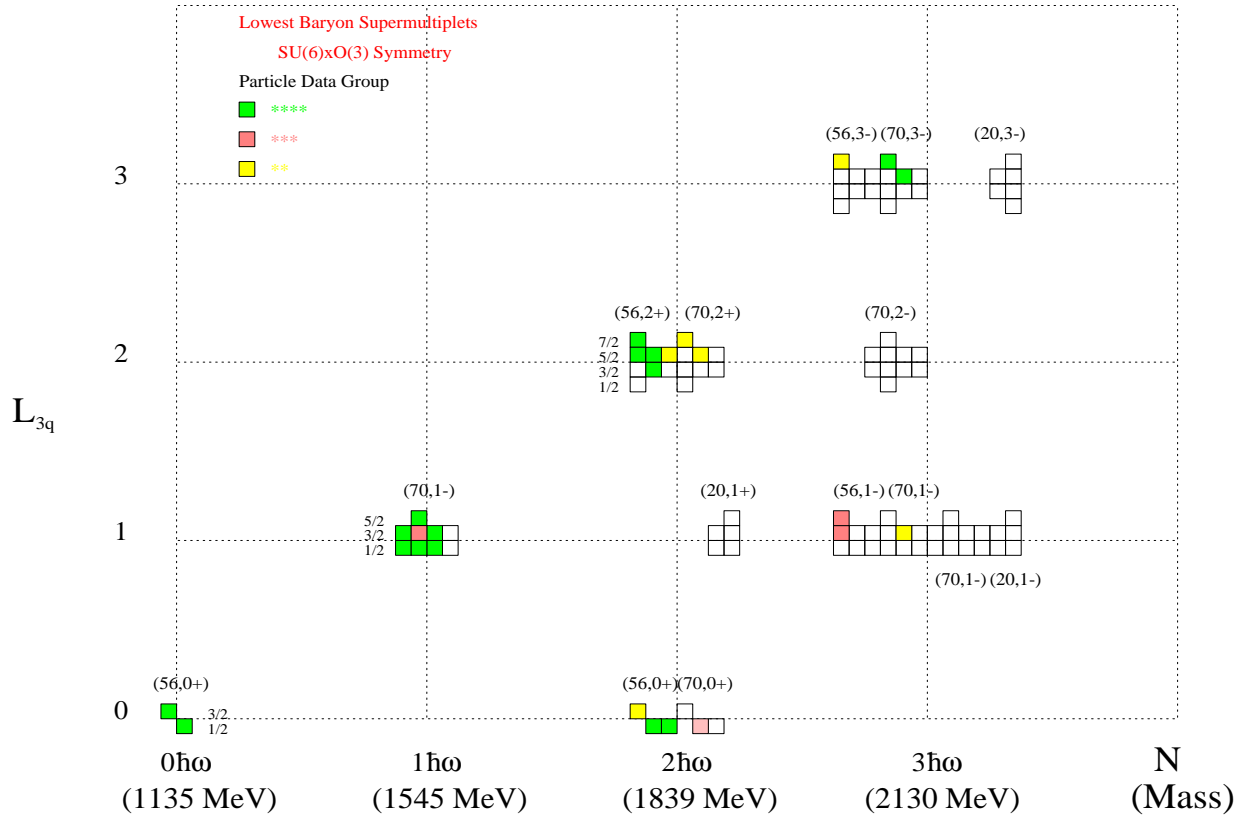


Рис. 5.1. Спектр нуклонных резонансов в предположении лидирующей SU(6) симметрии относительно спинов и ароматов конstituентных кварков для формирующих резонансы сильных взаимодействий. По оси абсцисс отложены главные квантовые числа N для возбужденных состояний трех конstituентных кварков. В скобках даны массы резонансов, отвечающих этим возбуждениям. По оси ординат отложен полный орбитальный момент системы трех кварков  $L_q$ .

состояния, до сих пор не обнаруженные в экспериментах. Как следует из данных на Рис. 5.1, квантовые числа всех обнаруженных  $N^*$  отвечают состояниям неприводимых представлений  $SU(6)$  группы. Тем самым спектроскопические данные подтверждают гипотезу о лидирующем вкладе  $SU(6)$  симметричной части сильных взаимодействий в формирование  $N^*$ . В тоже время, если эта гипотеза справедлива, должны существовать  $N^*$  отвечающие незаполненным клеткам на Рис. 5.1. При этом их массы должны быть сопоставимы с массами обнаруженных  $N^*$ . Отметим, что сформулированный выше вывод не зависит от деталей взаимодействий, формирующих  $N^*$ . Он основан исключительно на аргументах  $SU(6)$  симметрии, подтвержденных спектроскопическими данными.

В настоящее время исследуются две возможности, которые могут объяснить отсутствие сигналов от целой группы резонансных состояний, т.н. “missing”  $N^*$ . Все обнаруженные до сих пор  $N^*$  отвечают одному из трех возможных состояний для орбитального движения конститuentных кварков: отсутствию орбитальных возбуждений, либо наличию орбитальных возбуждений вдоль  $\rho$  или  $\lambda$  координат (см. Рис. 5.2). Не обнаружено резонансных состояний, отвечающих орбитальным возбуждениям вдоль двух  $\rho$  и  $\lambda$  координат. Кварковые модели [115, 117] предсказывают для таких состояний преимущественные адронные распады с эмиссией многих мезонов, в то время как распады с испусканием одиночных пионов оказываются подавленными. До экспериментов на детекторе CLAS  $N^*$  исследовались либо в реакциях  $\pi N$  рассеяния, либо в реакциях фото/электророждения одиночных пионов. Во всех экспериментах изучались адронные распады  $N^*$  с испусканием одиночных пионов. В результате сигналы от “missing”

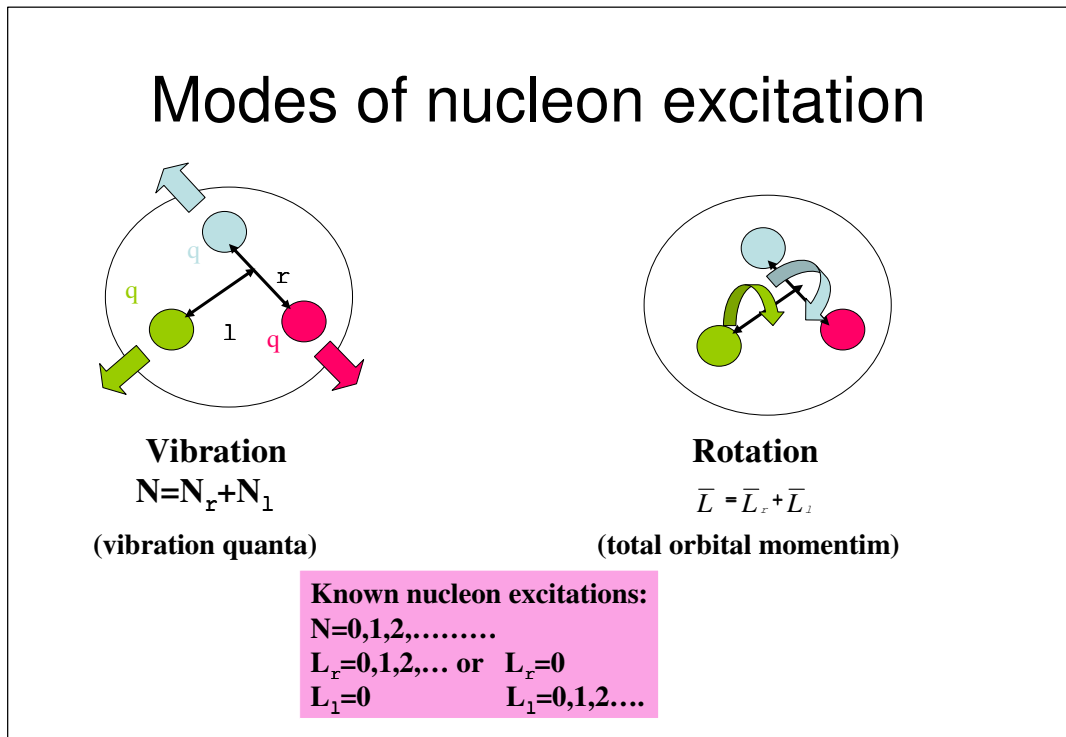


Рис. 5.2. Наблюдавшиеся в экспериментах возбуждения нуклона.

$N^*$  оказывались подавленными. Изучение реакций электророждения пар пионов на детекторе CLAS существенно расширяет возможности для поиска “missing”  $N^*$ . Согласно кварковым моделям /115, 117/ многие “missing”  $N^*$  должны иметь основные доли распадов на конечные состояния с двумя пионами.

Другой причиной могут являться реальные отличия спектра  $N^*$  от ожидаемого в рамках  $SU(6)$  симметрии вследствие значительных корреляций в движении двух кварков в трехкварковой системе. Согласно моделям /118, 119, 120, 121/, сильные корреляции в движении пары кварков приводят к формированию системы ди-кварк кварк. В ди-кварковых моделях предсказываются  $N^*$  с квантовыми числами совпадающих с предсказываемыми в моделях, основанных на  $SU(6)$  симметрии. Однако, образование ди-кварков приводит к тому что формирование части резонансов, ожидае-

мых для трехкварковой системы, становится невозможным. Если “missing” резонансы не будут обнаружены, это явится серьезным аргументом в пользу ди-кварк-кварковых конфигураций как эффективных степеней свободы в структуре барионов. С другой стороны обнаружение “missing”  $N^*$ , запрещенных в ди-кварковых моделях явится свидетельством в пользу доминирования трех кварковых конфигураций.

Таким образом, поиск “missing” резонансов является одним из наиболее актуальных направлений в современной физике адронов. Поиск “missing” резонансов позволит установить эффективные степени свободы в структуре барионов на расстояниях сравнимых с размером нуклона. Изучение эксклюзивных реакций рождения пар заряженных пионов на протоне виртуальными фотонами, выполненное в настоящей диссертации, открывает качественно новые возможности для поиска “missing”  $N^*$ . Этот эксклюзивный канал отвечает максимальному ожидаемому вкладу от “missing”  $N^*$ . Изменения виртуальностей фотонов позволят выбрать оптимальную кинематическую область для наблюдения “missing”  $N^*$ , где отношение амплитуд от “missing”  $N^*$  к нерезонансным оказывается максимальным.

Другим ключевым направлением исследований  $N^*$  на детекторе CLAS является изучение их структуры из данных по  $Q^2$ -эволюции электромагнитных формфакторов. Полученные в настоящей диссертации данные по дифференциальным сечениям эксклюзивного электророждения пар пионов на протонах позволяют определить электромагнитные формфакторы для большинства возбужденных состояний нуклона с массой менее 2.0 ГэВ, при виртуальностях фотонов от 0.2 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup>. До выполненных на детекторе CLAS экспериментов, данные по электромагнитным форм-

факторам  $N^*$  были ограничены в основном низколежащими возбуждениями  $P_{33}(1223)$ ,  $P_{11}(1440)$ ,  $D_{13}(1520)$  и  $S_{11}(1535)$ . Все они были получены из анализа процессов электророждения одиночных пионов. Выполненные в настоящей диссертации исследования позволили значительно расширить число резонансных возбуждений, для которых извлечены электромагнитные формфакторы. Все данные по электромагнитным формфакторам  $N^*$  получены впервые из анализа эксклюзивного канала электророждения пар пионов на протонах.

Детальные данные о  $Q^2$ -зависимостях электромагнитных формфакторов резонанса  $P_{33}(1223)$  при виртуальностях фотонов до  $6 \text{ ГэВ}^2$ , извлеченные из анализа экспериментов выполненных на детекторе CLAS /11, 122, 123, 124, 125, 126/, свидетельствуют о значительном вкладе мезон-барионного облака в структуру этого резонанса. В работе /127/ разит подход, позволяющий разделить эффекты мезон-барионного одеваия и вклады кварк-глюонных конфигураций в структуру  $N^*$ . В этом подходе из извлеченных в анализе экспериментальных данных одетых электромагнитных формфакторов  $N^*$  определяются голые формфакторы, интерпретируемые как свободные от эффектов мезон-барионного одеваия. Разница между одетыми и голыми формфакторами представляет собой вклад от мезон-барионного облака. Мезон-барионное одеваие в работе /127/ определяется в рамках формализма связанных каналов, с использованием извлеченных из эксперимента амплитуд  $\pi N$  рассеяния. Тем самым модельная зависимость в определении вкладов мезон-барионного облака оказывается минимальной.

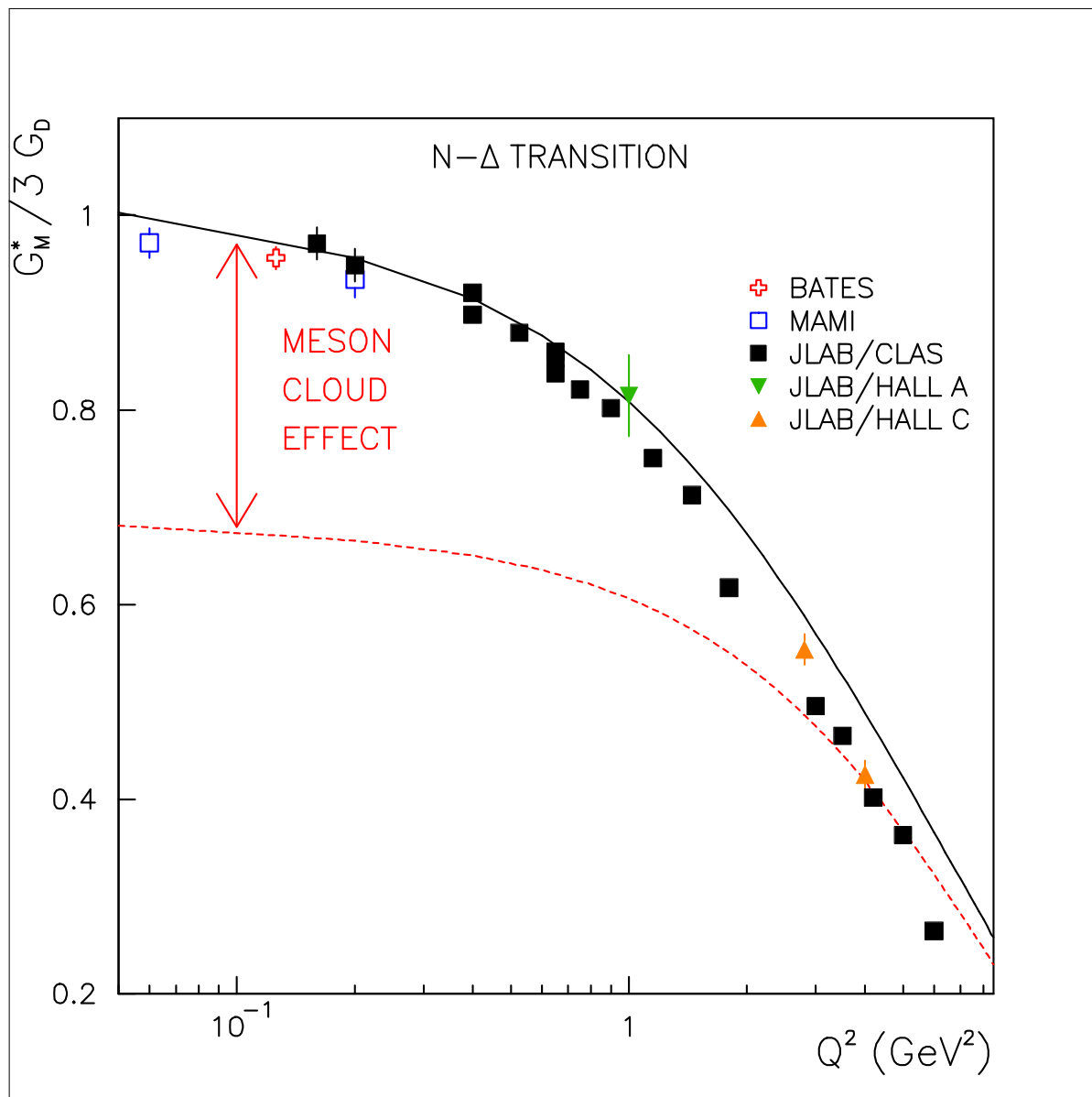


Рис. 5.3. Нормированные на дипольный фит данные по  $Q^2$  зависимости магнитного формфактора резонанса  $P_{33}(1232)$ . Расчеты одетых (голых) формфакторов в модели /127/ показаны сплошной (пунктирной) линией.

На Рис. 5.3 показана  $Q^2$ -зависимость магнитного формфактора  $P_{33}(1232)$  резонанса, нормированная на дипольный фит, извлеченная из экспериментальных данных детектора CLAS. Также приведены результаты расчетов /127/ по измеренному одетому и голому электромагнитным формфакторам. Расчеты хорошо воспроизводят данные по “измеренному” магнитному формфактору  $P_{33}(1232)$  резонанса, что свидетельствует о надежности подхода /?/. Эффекты мезон-барионного одевания оказываются максимальными при малых  $Q^2 < 0.6 \text{ ГэВ}^2$ . С ростом виртуальностей фотона эти эффекты уменьшаются, становясь пренебрежимо малыми при  $Q^2 > 5.0 \text{ ГэВ}^2$ . Существенное влияние мезон-барионного облака при  $Q^2 > 1.0 \text{ ГэВ}^2$  связано с тем, что мезон-барионное облако не исчерпывается пионным облаком, сосредоточенным при малых  $Q^2$  в периферийных областях нуклона и резонанса. В него наряду с пионным облаком дают вклад все виртуальные мезон-барионные состояния с более тяжелыми мезонами и барионами. Роль мезон-барионных облаков в структуре резонансов тяжелее  $P_{33}(1232)$  остается открытым и актуальным вопросом современной физики адронов. В настоящее время Excited Baryon Analysis Center (ЕВАС) at Jefferson Lab развивает формализм связанных каналов /21/, впервые делающий возможным изучение вкладов мезон-барионных облаков всех возбужденных состояний нуклона, для которых получены данные по электромагнитным формфакторам.

Детальная информация о  $Q^2$ -зависимостях электромагнитных формфакторов для большинства возбужденных состояний нуклона в широком диапазоне виртуальностей фотонов позволит исследовать эволюцию активных степеней свободы в структуре  $N^*$  в переходной области от расстояний



размеров адронов, отвечающих суперпозиции вкладов мезон-барионного облака и трех конституентных кварков к расстояниям, где доминируют вклады только от трех конституентных кварков (кварковый кор). На расстояниях, кварковому кору, данные об электромагнитных формфакторах  $N^*$  в могут быть связаны с фундаментальными механизмами сильного взаимодействия, ответственных за их формирование из кварк-глюонных составляющих [3, 128]. В настоящее время достигнут значительный прогресс в изучении структуры основных состояний нуклона. Из инклюзивных и полуинклюзивных реакций глубоконеупругого рассеяния электронов установлены импульсные распределения партонов различных ароматов и глюонов, вклады от их спинов в спин нуклона [129, 130]. Развита концепция обобщенных партонных распределений [131, 132], впервые обеспечившая возможность извлечения из данных по реакциям эксклюзивного электророждения фотонов (DVCS) и мезонов (DVMP) информацию о корреляциях между пространственными и импульсными распределениями партонов. Тем самым становится возможным получить информацию о структуре нуклона в трех измерениях. В тоже время все перечисленные данные, извлеченные из реакций глубоконеупругого электророждения фотонов и мезонов, относятся лишь к основному состоянию нуклона. GPD концепция включает наряду с исследованием основного состояния нуклона также переходы  $N \rightarrow \Delta$ . Несмотря на свою обширность, информация ограниченная лишь основным состоянием нуклона и  $\Delta$  ещё недостаточна для доступа к фундаментальным механизмам, ответственным за формирование барионов. В тоже время, совместный анализ детальной информации о структуре основного состояния и данных о  $Q^2$ -зависимостях электро-

магнитных формфакторов большинства возбужденных состояний нуклона открывает значительные перспективы для глубокого понимания динамики сильных взаимодействий в непертурбативной области, ответственной за формирование барионов.

## 5.2. Электромагнитные формфакторы резонансов $P_{11}(1440)$ и $D_{13}(1520)$ при малых виртуальностях фотонов. Вклады изобарных каналов в двухпионное электророждение

Из данных CLAS по электророждению пар заряженных пионов на протонах, представленных в настоящей диссертации, были определены электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  при виртуальностях фотонов от 0.25 до 0.6 ГэВ<sup>2</sup>. В настоящее время это наиболее надежные данные по  $Q^2$  зависимостям электромагнитных формфакторов резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$ , поскольку поскольку они были получены из 9 дифференциальных сечений рождения пар пионов с рекордными точностями и разрешениями. В рамках развитого в диссертационной работе феноменологического подхода (модель JM06) была также извлечена информация о вкладах совокупности изобарных каналов и каждого из них в отдельности во все 9 дифференциальных сечений рождения пар пионов.

Параметры резонансов и нерезонансных механизмов определялись из условия наилучшего описания в модели JM06: трех распределений по инвариантным массам конечных адронов; угловых распределений конечных адронов в системе их центра масс; распределений по трем углам  $\alpha_i$ , определенным в Главе ???. Электромагнитные формфакторы  $N^*$  были извлечены из данных CLAS /133, 114, 136/, измеренных в области инвари-

антных масс конечной системы адронов от 1.3 до 1.6 ГэВ и при виртуальностях фотонов от 0.25 до 0.60 ГэВ<sup>2</sup>. При определении электромагнитных формфакторов  $N^*$  совместно варьировались резонансные и нерезонансные амплитуды. Тем самым принимались во внимание все корреляции между вариациями резонансных и нерезонансных механизмов.

При фитировании дифференциальных сечений варьировались электромагнитные формфакторы всех  $N^*$ , перечисленных в Табл. 4.4 с массами менее 1.75 ГэВ, за исключением состояния  $D_{33}(1700)$ . Для каждого из указанных выше  $N^*$  электромагнитные формфакторы менялись случайным образом в соответствие с нормальным распределением относительно стартовых величин. Параметры  $\sigma$  в нормальных распределениях составляли 30% от стартовых величин. Стартовые величины электромагнитных формфакторов были получены из интерполяции имевшихся ранее данных CLAS и мировых (см. компиляцию в /11/). Для состояний с хорошо установленными ширинами адронных распадов, эти параметры были взяты из анализа данных по  $\pi N$  рассеянию /99, 100/. Они представлены в Табл. 4.4. Для  $N^*$ , у которых ширины адронных распадов известны с большими неопределенностями (они отмечены индексами “var” в Табл. 4.4),  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  парциальные ширины были определены из условия наилучшего описания данных CLAS /?/ в рамках модели JM05 /112/. Для состояний  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$   $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  парциальные ширины варьировались совместно с электромагнитными формфакторами и определялись из условия наилучшего описания данных при малых  $W$  и  $Q^2$  /133, 114, 136/. При варьировании парциальных адронных ширин выполнялось условие:

$$\Gamma_{tot} = \sum_{iLS} \Gamma_{iLS}, \quad (5.1)$$

где  $\Gamma_{tot}$  — полная адронная ширина резонанса,  $\Gamma_i$  — парциальные ширины, включающие конечные состояния пар адронов с определёнными орбитальным моментом  $L$  и полным спином  $S$ . Тем самым обеспечивалась унитарность резонансных амплитуд.

Наряду с параметрами  $N^*$  варьировались параметры нерезонансных механизмов. Первоначально из условия наилучшего воспроизведения данных определялась  $W$ -зависимость общего множителя в амплитудах прямого рождения  $\pi^-\pi^+$ -пар и стартовые значения параметров, отвечающих вкладам различных механизмов, показанных на Рис. 4.23. При этом также определялись численные множители в амплитудах дополнительных контактных членов в изобарных каналах  $\pi\Delta$ . Определение перечисленных выше параметров выполнено независимо в каждом из интервалов по  $(W, Q^2)$ . После того как в первом приближении  $W$ -зависимости параметров нерезонансных механизмов были получены, осуществлялась их дополнительная подстройка к данным. Совместно с параметрами  $N^*$  параметры нерезонансных механизмов менялись случайным образом в соответствии с нормальным распределением относительно их величин, определенных на предыдущем шаге с разбросом  $\sigma$  10% от центральных величин. При этом изменения параметров были общими для всех интервалов  $W$  в каждом из  $Q^2$  интервалов. В различных  $Q^2$  интервалах изменения нерезонансных параметров были независимыми.

Для каждого набора значений параметров резонансов и нерезонансных механизмов в рамках модели JM06 вычислялись 9 перечисленных вы-

$Q^2$ -интервал, ГэВ <sup>2</sup>	$\chi^2/d.p.$
0.25–0.40	< 2.8
0.40–0.50	< 1.9
0.50–0.60	< 1.8

Таблица 5.1. Максимальные величины  $\chi^2/d.p.$ , отвечающие вычисленным дифференциальным сечениям рождения  $\pi^-\pi^+$ -пар, отклоняющимся от данных CLAS /133, 114, 136/ в пределах статистической неопределённости данных.

ше дифференциальных сечений. Из сравнения вычисленных и измеренных на детекторе CLAS дифференциальных сечений определялись нормированные на число точек в измеренных дифференциальных сечениях  $\chi^2/d.p.$  Отбирались вычисленные дифференциальные сечения, отвечающие среднему отклонению от измеренных в пределах статистической неопределенностей данных. Отобранным вычисленным сечениям отвечают значения  $\chi^2/d.p.$  меньшие, чем проведенные в Табл. 5.2.

Качество описания данных CLAS /133, 114, 136/ отобранными в описанной процедуре вычисленными сечениями показано на Рис. ???. На Рис. 5.11, 5.12 приведены  $W$  зависимости полностью проинтегрированных сечений электророждения пар пионов и их описание в рамках JM06. На Рис. 5.11 проведены вклады изобарных каналов и механизмов прямого рождения пар пионов. На Рис. 5.12 показаны вклады резонансных и нерезонансных механизмов.

Наблюдается хорошее описание полной совокупности неполяризованных дифференциальных сечений впервые полученных на детекторе CLAS. Об этом свидетельствуют величины  $\chi^2/d.p.$  в Табл. 5.2 при  $Q^2 > 0.4$  ГэВ<sup>2</sup>.

При  $Q^2 < 0.4 \text{ ГэВ}^2$  величина  $\chi^2/d.p.$  оказывается значительно выше. Выполненный анализ показал, что основной вклад в  $\chi^2/d.p.$  при  $Q^2 < 0.4 \text{ ГэВ}^2$  дают распределения по инвариантным массам в интервале виртуальностей фотонов от 0.25 до 0.3  $\text{ГэВ}^2$ . В этой кинематической области производная сечения по инвариантной массе оказывается максимальной. Для этого интервала  $Q^2$  конечная ширина ячейки по инвариантным массам приводит к дополнительной систематической ошибке, в то время как при вычислении  $\chi^2/d.p.$  учтены лишь статистические неопределенности данных.

Для каждого отобранного из условия наилучшего описания данных вычисленных дифференциальных сечений определялся вклад совокупности изобарных каналов, а также вкладам изобарных каналов  $\pi^- \Delta^{++}$  и  $\pi^+ \Delta^0$  в отдельности, изолируя рассчитанные амплитуды перечисленных механизмов. 9 дифференциальных сечений, отвечающих совокупному вкладу изобарных показаны на Рис. 5.4–5.10 вертикальными линиями. Размеры этих линий отвечают области изменения дифференциальных сечений от совокупного вклада изобарных каналов.

Дифференциальные сечения от совокупного вклада изобарных каналов имеют другую форму сравнительно с формой дифференциальных сечений реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ . Различия форм сечений наиболее заметны для  $\pi^-$  угловых распределений и распределений по инвариантным массам. Эти наблюдаемые, в особенности угловые распределения  $\pi^-$  оказываются наиболее чувствительными к вкладу прямых механизмов рождения пар пионов. Значительная разница их форм в  $\pi^-$  угловых распределениях на больших углах связана с преимущественными вкладами механизмов прямого рождения пар пионов при больших углах эмиссии  $\pi^-$  мезонов. Данные

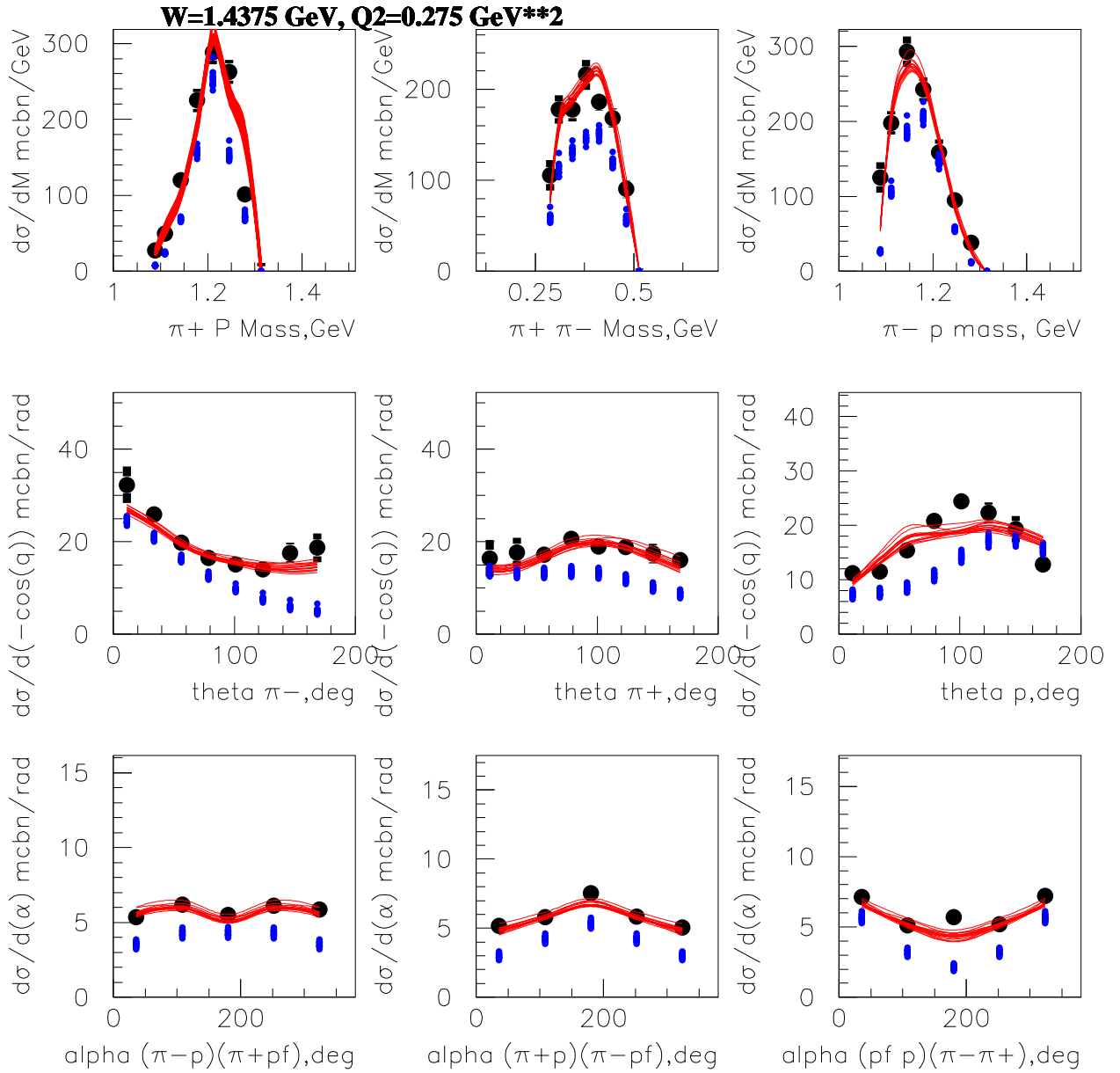


Рис. 5.4. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных.

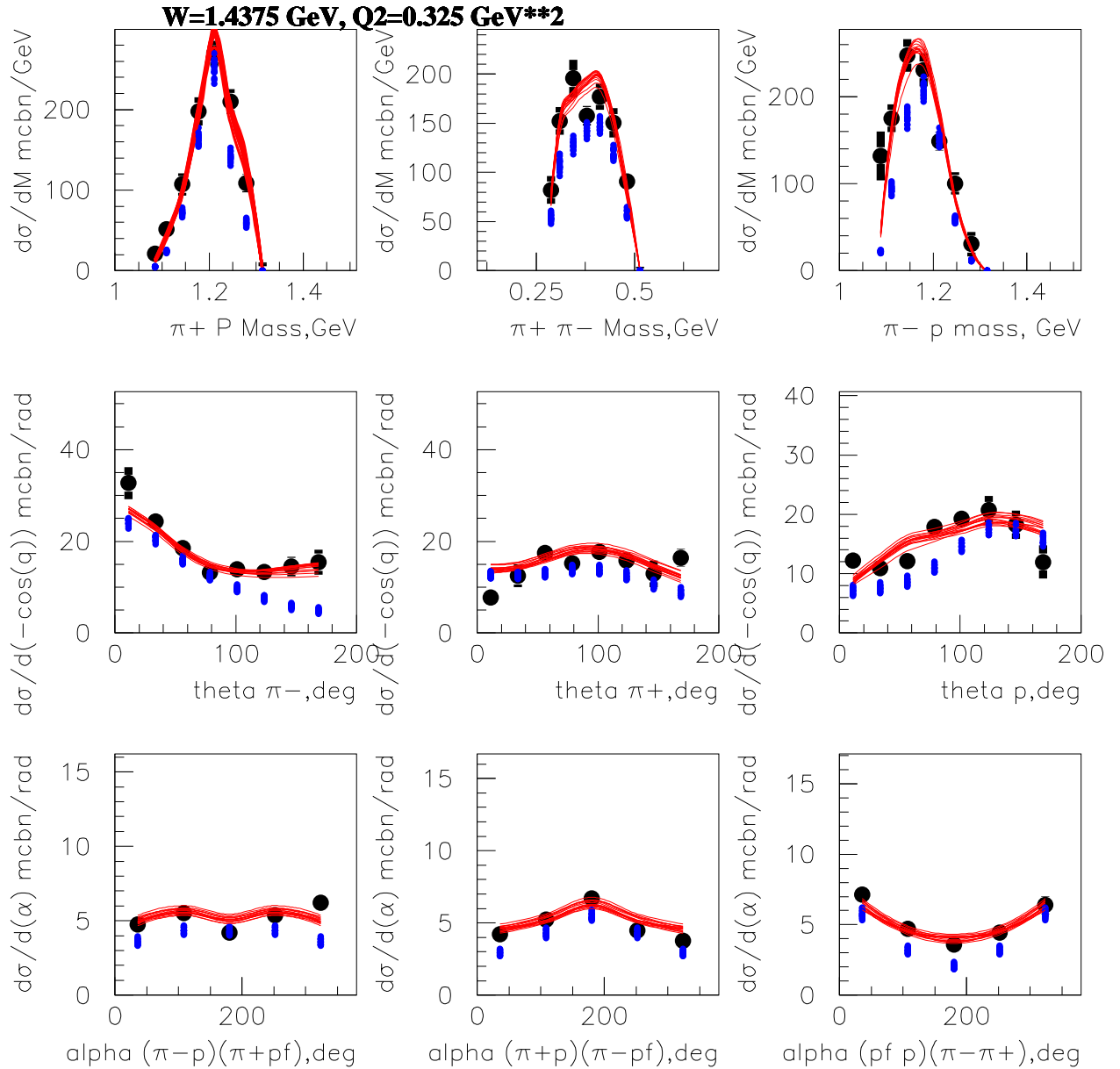


Рис. 5.5. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).



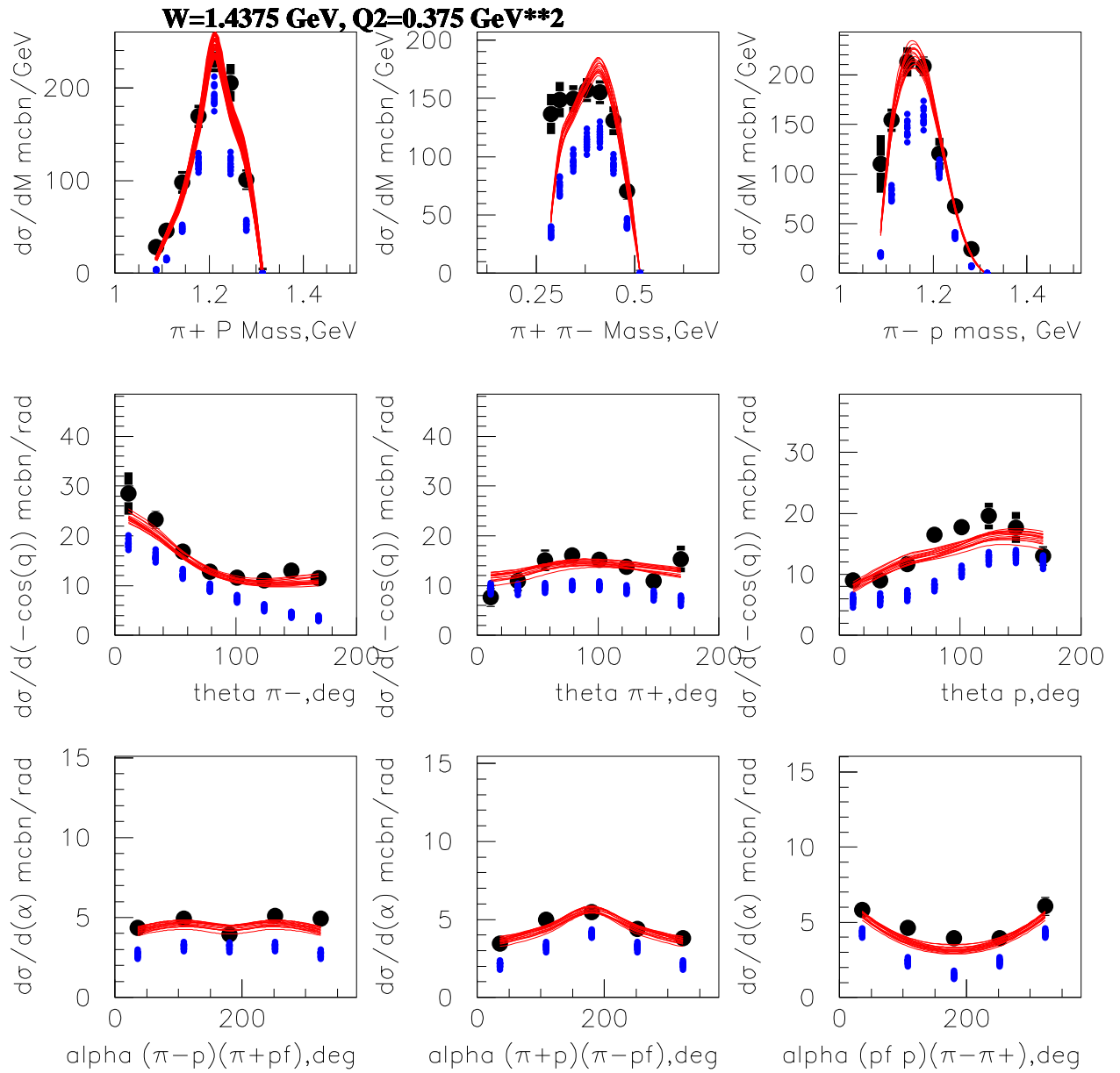


Рис. 5.6. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).

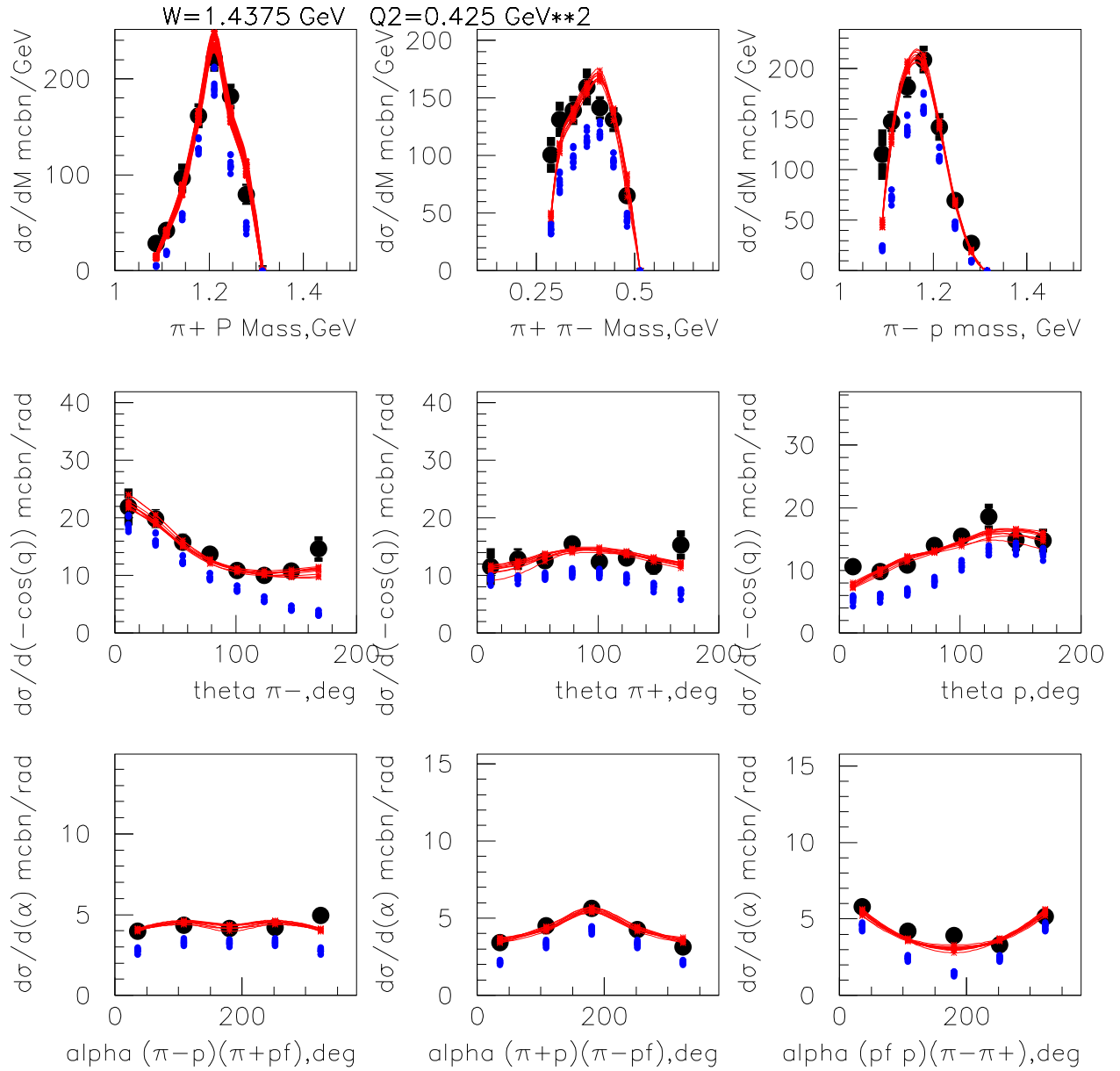


Рис. 5.7. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).

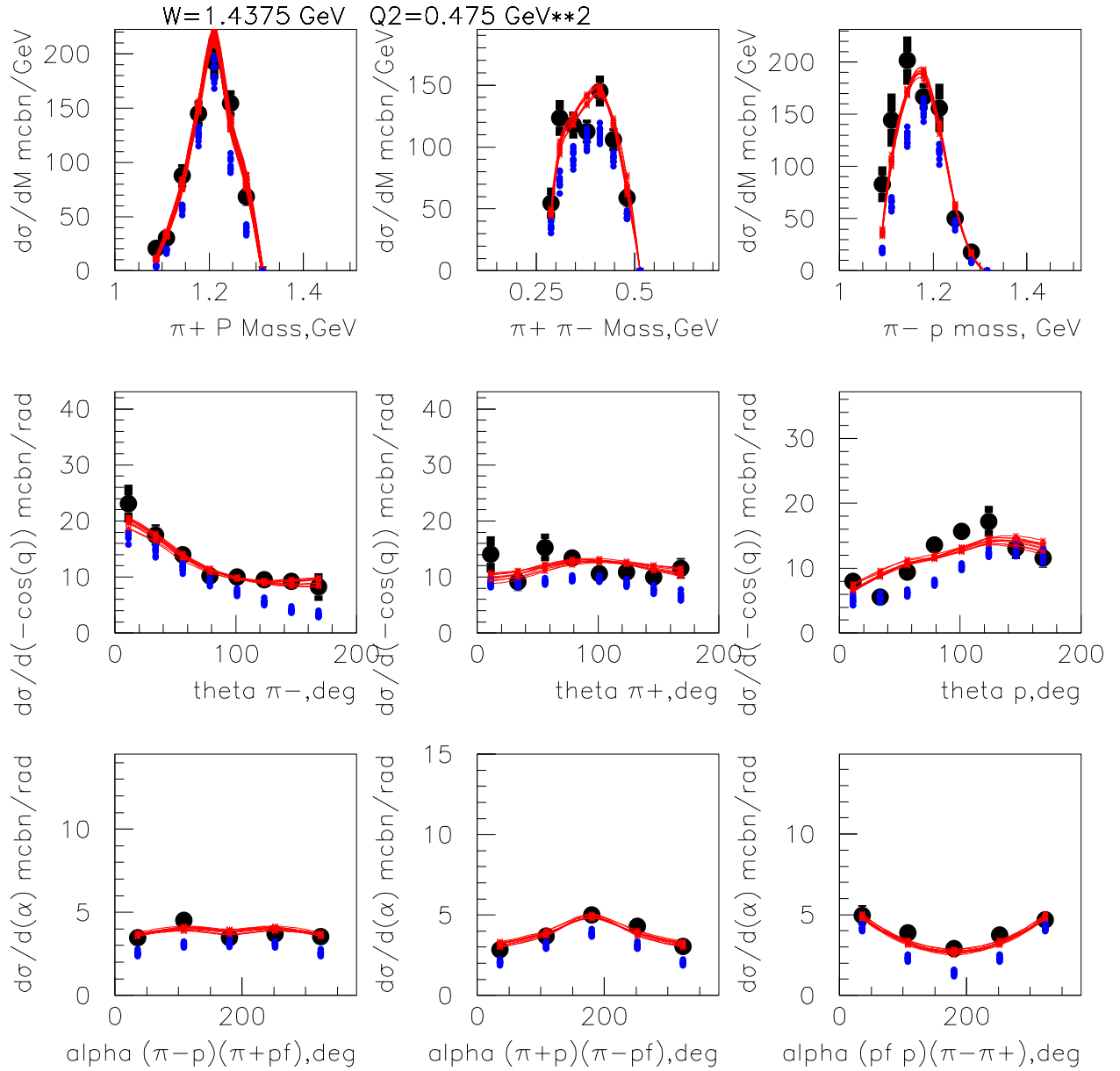


Рис. 5.8. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).

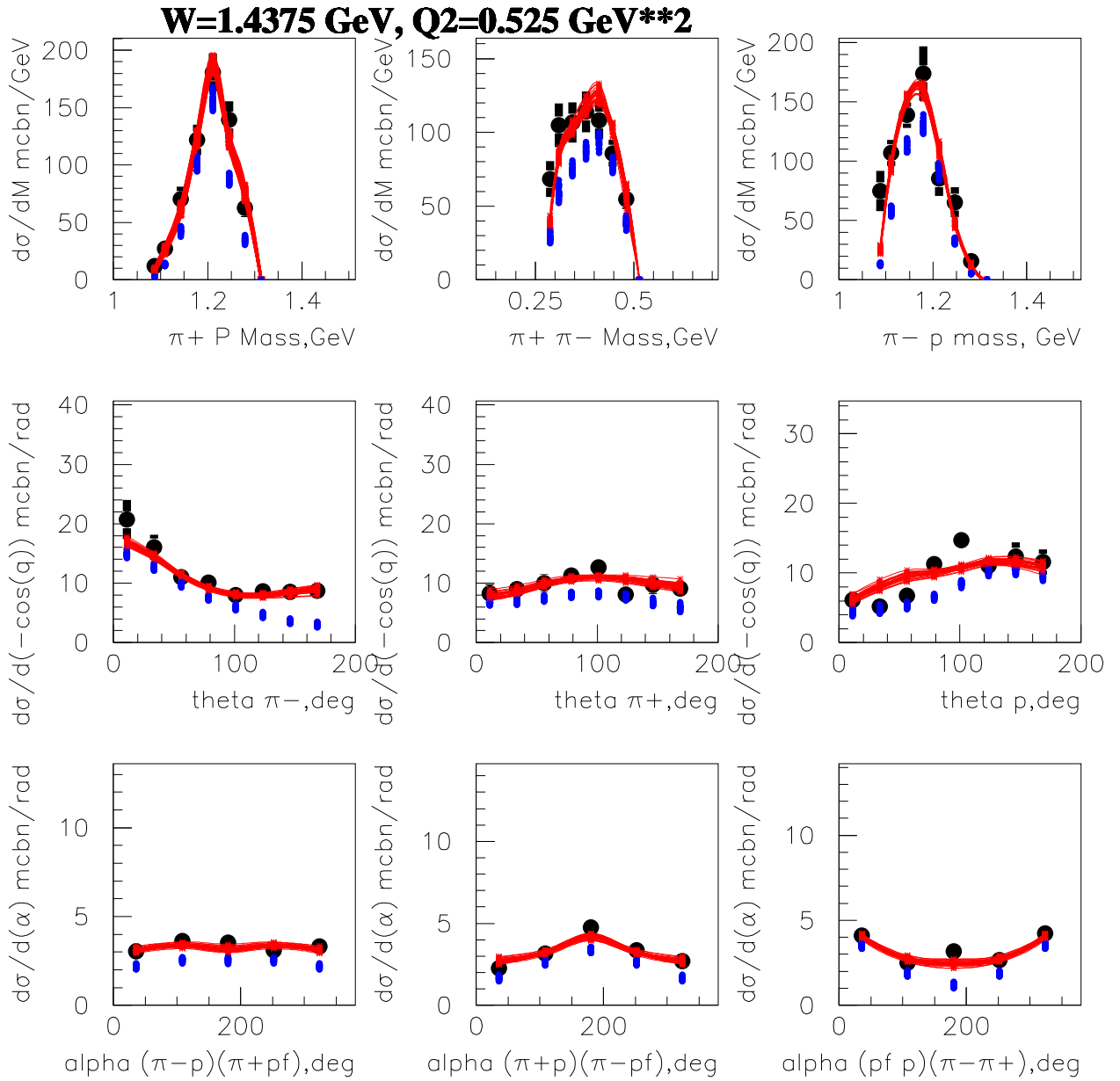


Рис. 5.9. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).

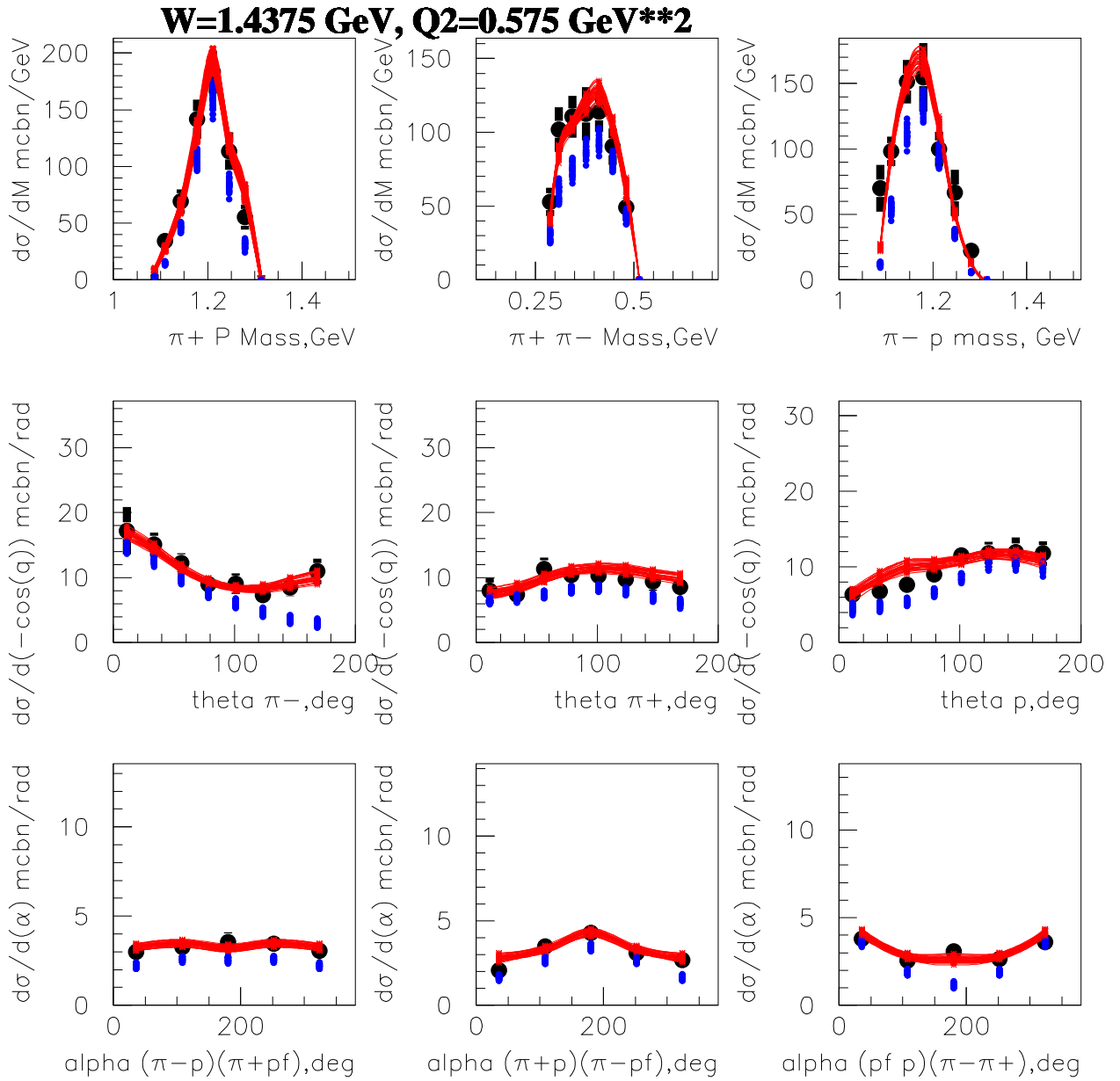


Рис. 5.10. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по дифференциальным сечениям электророждения пар заряженных пионов на протонах в рамках модели JM06 /114/ при  $W = 1.43$  ГэВ и всех виртуальностях фотонов в измерениях /133, 114, 136/. Сплошными линиями показаны отобранные вычисленные дифференциальные сечения. Вклады от совокупности всех изобарных каналов показаны вертикальными линиями. Размер линий отвечает неопределенностям сечений изобарных каналов, извлеченных из фита данных (продолжение).

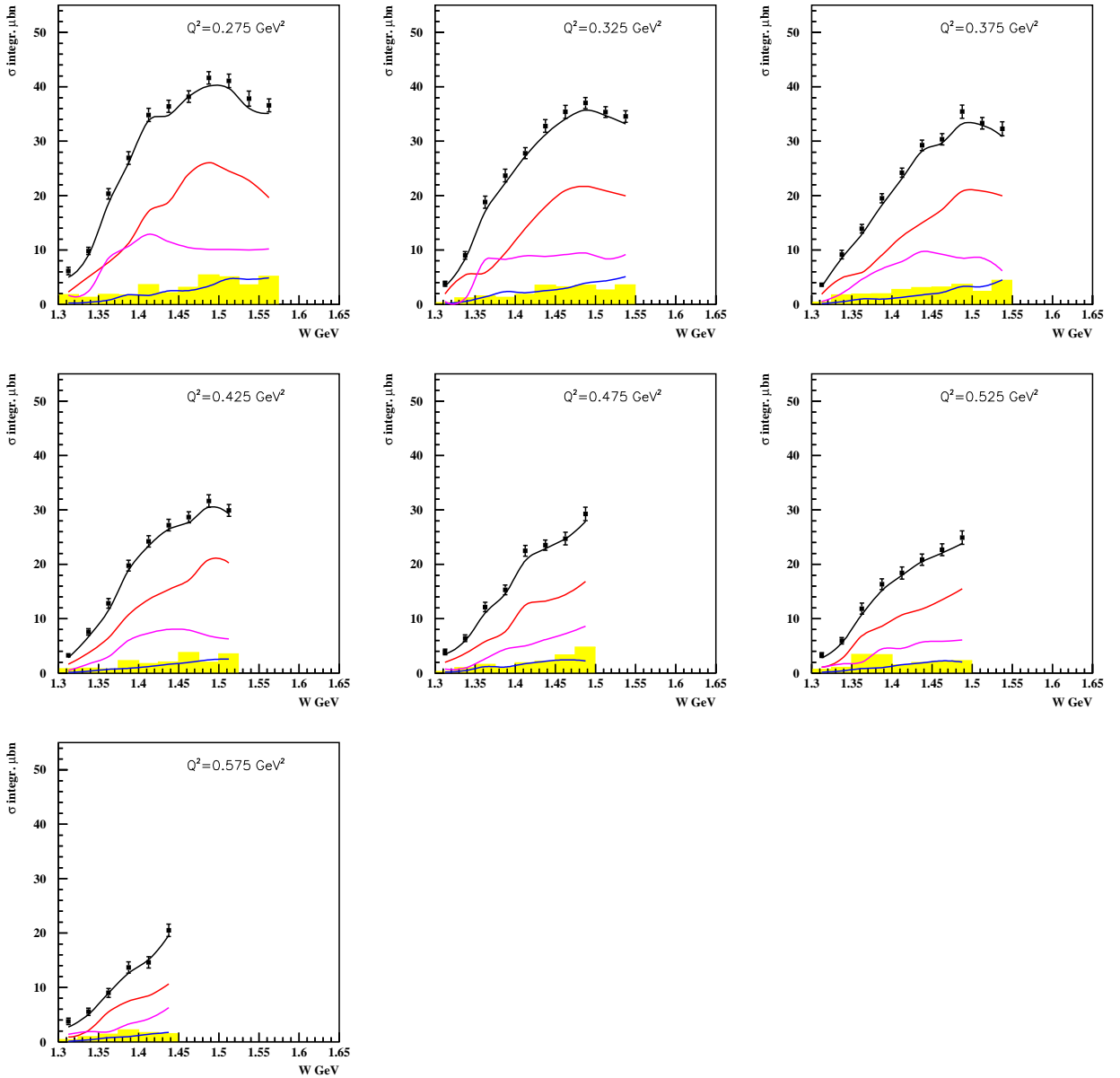


Рис. 5.11. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по полностью проинтегрированным сечениям электророждения пар заряженных пионов в модели JM06 (черная линия). Вклады каналов  $\pi^- \Delta^{++}$ ,  $\pi^+ \Delta^0$  показаны красными и синими линиями. Вклады механизмов прямого рождения пар пионов показаны фиолетовыми линиями.

CLAS по дифференциальным сечениям позволяют разделить прямые механизмы и вклады изобарных каналов, используя различия форм сечений этих механизмов в различных наблюдаемых, а также различия в корреляциях форм этих сечений в различных наблюдаемых.

Анализ данных CLAS в модели JM06 позволил впервые получить информацию о вкладах различных изобарных каналов в 9 измеренных дифференциальных сечений. Также из анализа данных CLAS были определены спиральные амплитуды изобарных каналов. Эта информация имеет важное значение для будущих исследований  $N^*$  в глобальном анализе всех эксклюзивных каналов электророждения мезонов в формализме связанных каналов. В настоящее время этот формализм активно развивается в EBAC at Jefferson Lab. В работах [?, 24, 137] развит формализм, впервые позволяющий учесть всю сложную совокупность взаимодействий в трехчастичном конечном состоянии  $\pi\pi N$ . В тоже время этот метод может эффективно использоваться лишь если имеется надежная информация по амплитудам основных механизмов электророждения пар пионов. Эта информация была получена в настоящей диссертации из феноменологического анализа данных CLAS [133, 114, 136]. В качестве первого шага в коллаборации между Hall B и EBAC планируется определить электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  из совместного анализа одно и двух пионных эксклюзивных каналов при  $W < 1.5$  ГэВ. В этой кинематической области полное сечение электророждения мезонов ограничено вкладами одно и двух пионных эксклюзивных каналов. Впоследствии анализ связанных каналов будет расширен на всю резонансную область.

Данные о вкладе изобарных каналов в 9 дифференциальных сечений

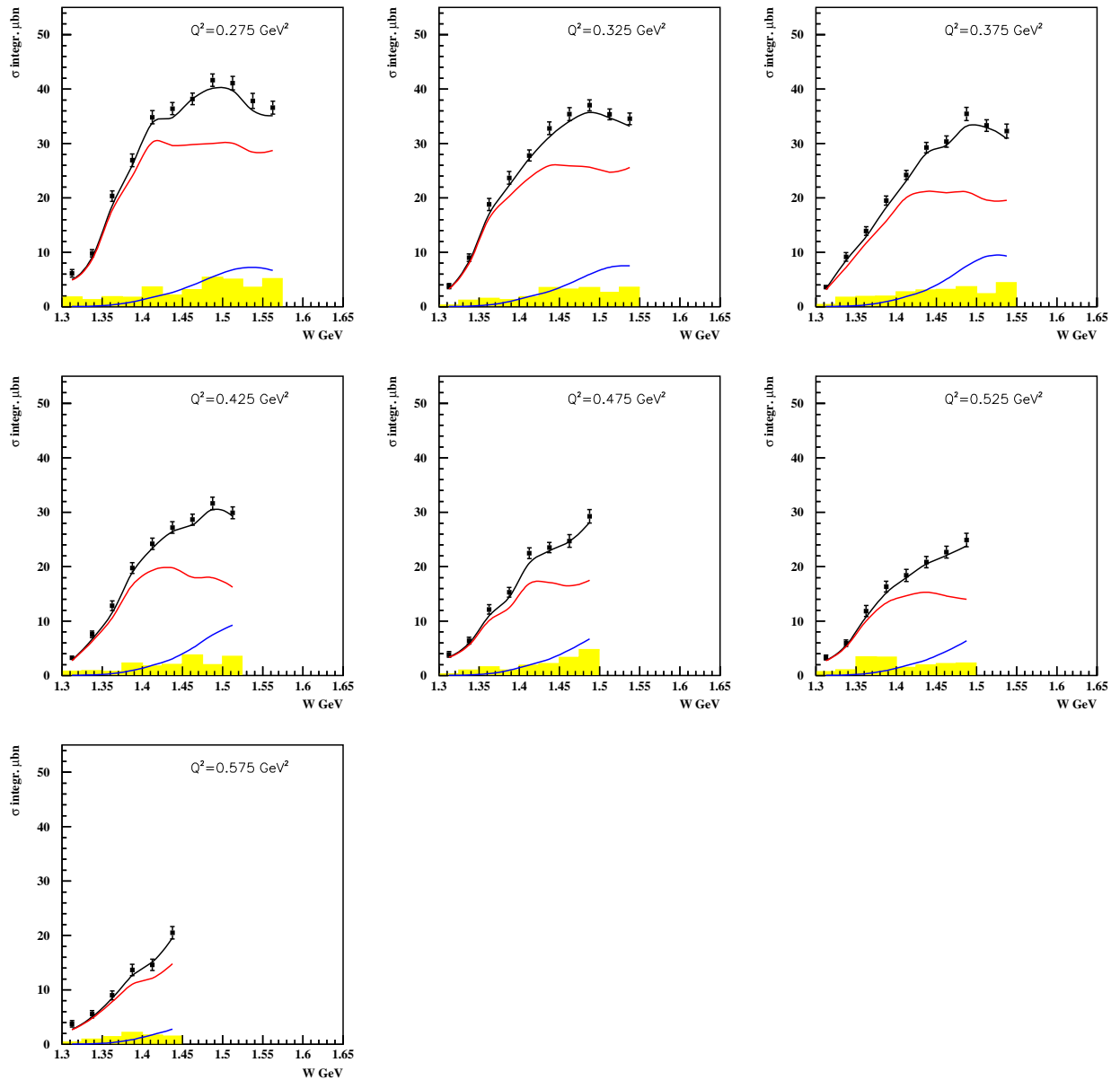


Рис. 5.12. Описание данных CLAS /133, 114, 136/ по полностью проинтегрированным сечениям электророждения пар заряженных пионов в модели JM06 (черная линия). Вклады резонансных и нерезонансных частей сечения показаны синими и красными линиями.



открывают новые возможности для изучения динамики изобарных каналов на уровне мезон-барионных взаимодействий. В работах /137, 138, ?/ предложены феноменологические лагранжианы для описания как изобарных каналов, так и полной амплитуды в фото и электророждении пар пионов. При этом наиболее изученными являются изобарные каналы. Сравнение полученных в настоящей диссертации данных по 9 дифференциальным сечениям изобарных каналов с расчетами в моделях /137, 138, ?/ может позволить установить мезон-барионные механизмы для изобарных каналов а также выявить кинематические области, в которых эти степени свободы в реакциях электророждения пар пионов являются активными.

Как следует из представленных на Рис. 5.12 данных, вклад резонансных частей в сечения электророждения пар пионов возрастает с увеличением  $W$  и  $Q^2$  при  $W > 1.40$  ГэВ. Формы резонансных и нерезонансных частей сечений оказываются существенно разными во всех угловых распределениях (см. Рис. 5.13 и 5.14). Также наблюдаются различия форм резонансных и нерезонансных частей сечений и в инвариантных массах. Это позволяет разделить резонансные и нерезонансные амплитуды при фитировании данных и извлечь электромагнитные формфакторы  $N^*$ . При  $W < 1.55$  ГэВ доминирующий вклад в резонансную часть сечения вносят резонансы  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$ . Поэтому при анализе данных CLAS /133, 114, 136/ мы ограничились извлечением электромагнитных формфакторов только для этих состояний.

Электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  для отобранных вычисленных сечений сечениям были усреднены. Их средние величины рассматривались как извлеченные из данных. Дисперсии их

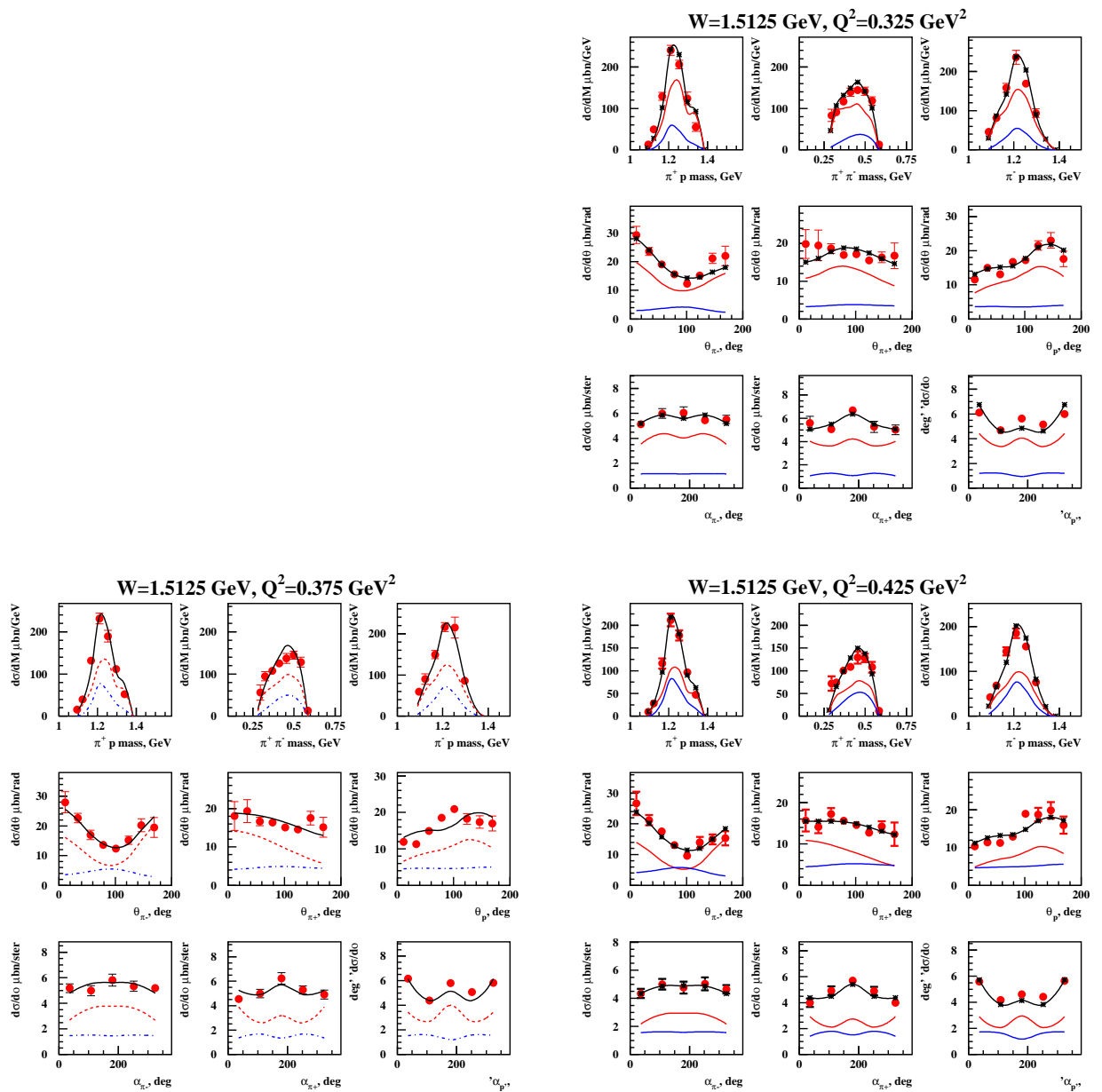


Рис. 5.13. Вклады резонансных (синие линии) и нерезонансных (красные линии) механизмов в электророждение пар пионов на протоне, полученные из анализа данных CLAS в модели JM06.

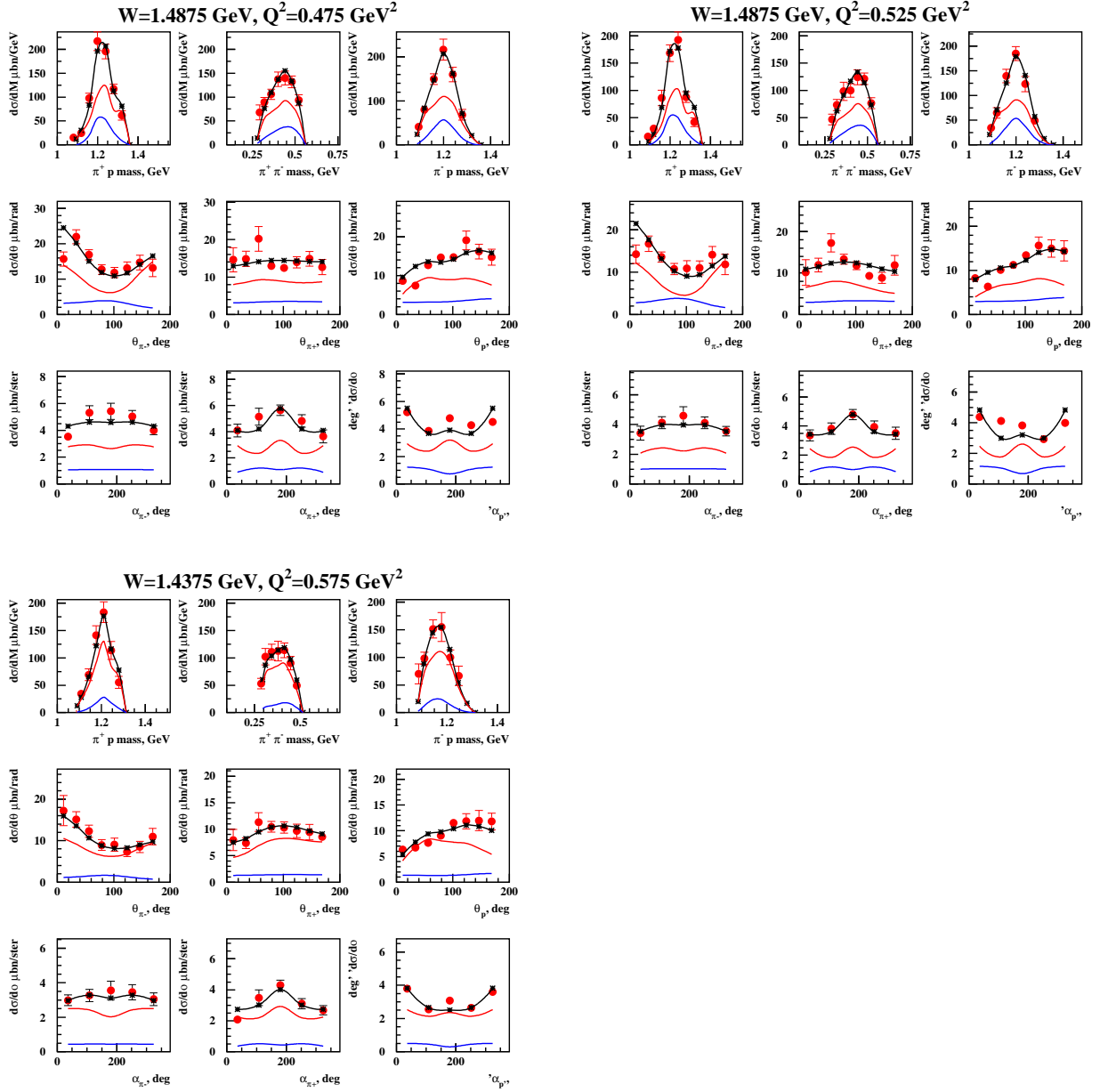


Рис. 5.14. Вклады резонансных (синие линии) и нерезонансных (красные линии) механизмов в электророждение пар пионов на протоне, полученные из анализа данных CLAS в модели JM06 (продолжение).

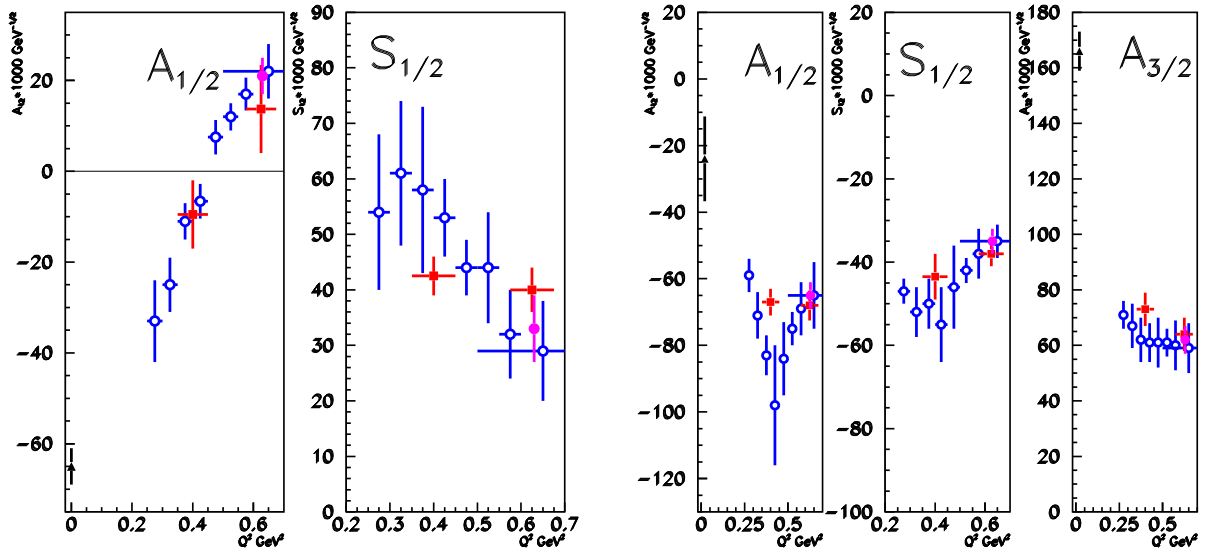


Рис. 5.15. Электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  ?  $D_{13}(1520)$ , извлеченные из анализа данных CLAS по электророждению одиночных и пар заряженных пионов. Открытые кружки — результаты анализа данных по рождению пар пионов /133, 114, 136/, заштрихованные кружки — результаты анализа данных по рождению одиночных пионов /122, 123, 124, 125, 126/, квадраты — результаты совместного анализа данных однопионных каналов и сечений по электророждению пар заряженных пионов /139/.

распределений рассматривались как неопределенности электромагнитных формфакторов. Полученные из данных CLAS по рождению пар пионов электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  показаны на Рис. 5.15 незаполненными кружками. Для сравнения также приведены электромагнитные формфакторы этих состояний, извлеченные из данных CLAS по электророждению одиночных пионов /122, 123, 124, 125, 126/ в рамках модели /139/. Наблюдается разумное совпадение между данными по электромагнитным формфакторам резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$ , полученных из анализа однопионного и двухпионного электророждения. Как уже отмечалось рождение одиночного и пар пионов являются двумя основными эксклюзивными каналами в электророждении мезонов в резонансной области. Нерезонансные механизмы в двух этих каналах абсолютно различны. Хорошее совпадение данных по электромагнитным формфакторам резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$ , извлеченным двумя независимыми моделями из двух основных эксклюзивных каналов, свидетельствует о надежности определения этих формфакторов, а также о надежности двух моделей /114, 139/ развитых для исследований  $N^*$  в однопионном и двухпионном каналах. Данные полученные из анализа канала рождения пар пионов свидетельствуют об изменении знака  $A_{1/2}$  электромагнитного формфактора  $P_{11}(1440)$  резонанса с ростом  $Q^2$ . Подобное поведение обнаружено впервые и не наблюдалось для электромагнитных формфакторов других резонансов. Из анализа данных по рождению пар пионов получены электромагнитные формфакторы  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  состояний с наименьшим интервалом усреднения по  $Q^2$  среди всех имеющихся мировых данных. Это позволило существенно уточнить мировые данные, т.к. при

$Q^2 < 0.6 \text{ ГэВ}^2$  формфакторы  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  резонансов имеют сильную зависимость от  $Q^2$ .

Сравнение данных по электромагнитным формфакторам состояний  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  с их модельными расчетами /68, 140, 141, 66/ показало, что эти данные позволяют получать информацию об активных степенях свободы в структуре  $N^*$  на различных расстояниях. На Рис. 5.16 сравниваются мировые данные по формфакторам основного состояния, данные CLAS по формфакторам  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  резонансов с расчетами в рамках указанных выше моделей. Формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  при  $Q^2 < 0.6 \text{ ГэВ}^2$  получены из анализа данных CLAS по электророждению одиночного и пар пионов. Формфакторы при  $Q^2 > 1.5 \text{ ГэВ}^2$  получены из анализа недавно опубликованных данных CLAS по электророждению одиночных пионов при больших виртуальностях фотонов /142/. В модельных расчетах /68, 140, 141, 66/ структура  $N^*$  описывается вкладами только трехкварковых конфигураций. Вклады от мезон-барионных облаков не учитываются. В модели /141/ расчеты выполнены в формализме Бете-Салпетера. При этом предполагалось, что взаимодействие между кварками осуществляется посредством обмена инстантоном. В моделях /68, 140/ волновые функции получены в формализме светового конуса, позволяющего выполнить последовательный учет релятивистских эффектов и возможных изменений Фоковских компонент при электромагнитном переходе основного состояния нуклона -  $N^*$ . В работе /66/ учет релятивистских эффектов выполнен в эффективном приближении. Расчеты /68, 140, 66/ выполнены в предположении одноглюонного обмена (OGE) для кварк-кваркового взаимодействия. Во всех перечисленных выше моде-

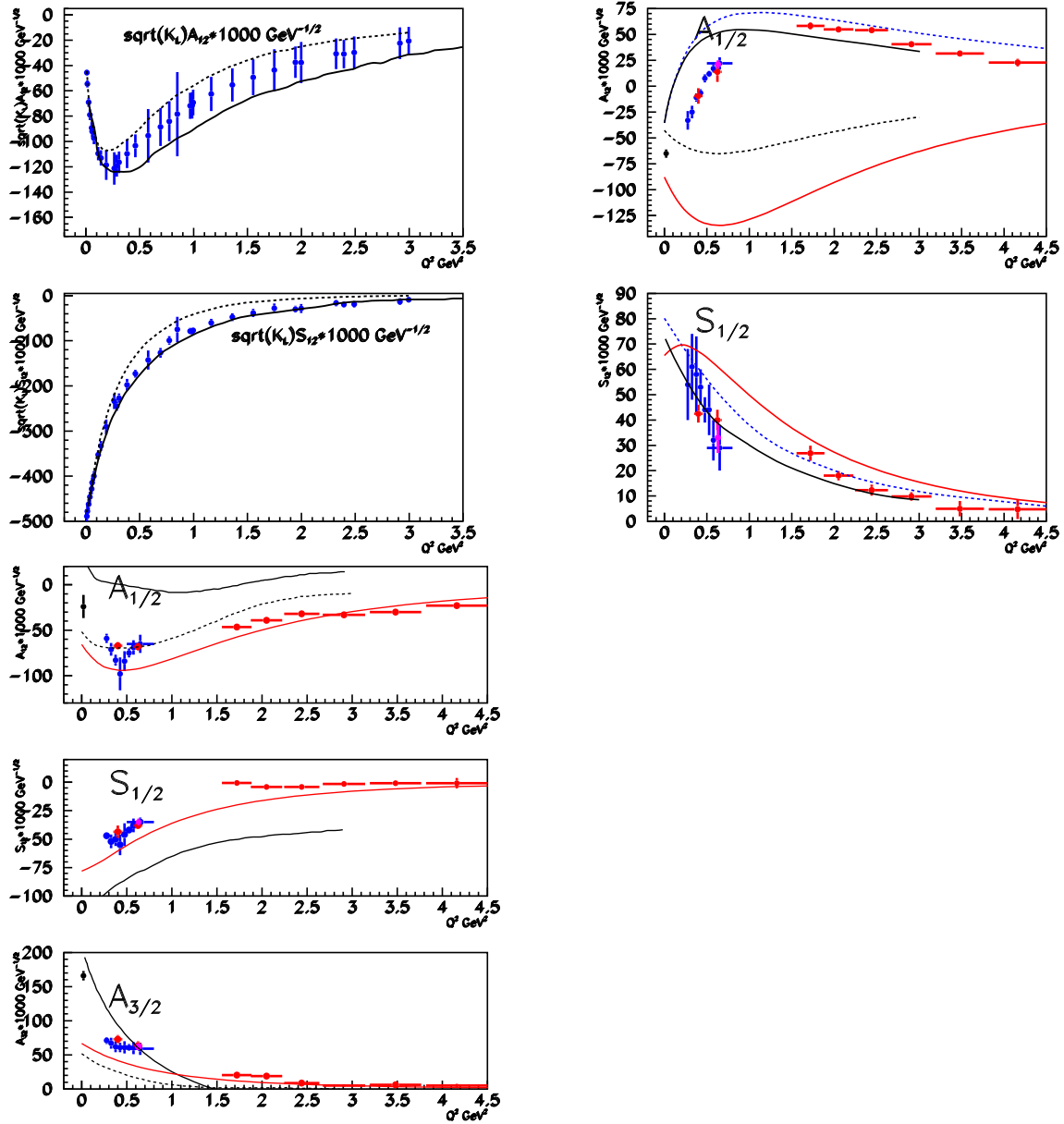


Рис. 5.16. Электромагнитные формфакторы резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$ , извлеченные из анализа данных CLAS по электророждению одиночных и пар заряженных пионов и результаты расчетов в рамках кварковых моделей, пренебрегающих вкладами мезон-барионного одеваания  $N^*$ . Расчеты в моделях на световом конусе /68, 140/ показаны черными сплошными и голубыми пунктирными линиями. Расчеты в формализме Бете-Салпетера /141/ показаны черными пунктирными линиями. Расчеты в кварковой модели с гиперсферическими координатами /66/ показаны красными сплошными линиями.

лях используется реалистический удерживающий потенциал, являющийся суперпозицией потенциала OGE на расстояниях менее 0.3 ф и линейно растущего потенциала на больших расстояниях, обусловленного вкладом глюонных трубок. Подобная картина удержания кварков поддерживается расчетами на решетках /20/. Хотя до сих пор такие расчеты выполнены в приближении тяжелых кварков с массами свыше 8 ГэВ. Одним из предсказаний расчетов на решетках являются существенные трехчастичные силы. Они связаны со взаимодействием трех глюонных трубок между собой, что является отражением неабелевой симметрии КХД. Расчеты в работе /66/ выполнены в гиперсферических координатах. Использование гиперсферических координат позволяет по крайней мере частично учесть влияние 3-частичных сил на структуру резонансов.

Как следует из Рис. 5.16, подход в формализме Бете-Салпетера /141/ а также в модели использующей формализм светового конуса /68/ позволяют по крайней мере в лидирующем приближении описать  $Q^2$  зависимости для электромагнитных формфакторов основного состояния нуклона. При попытке описать в этих же моделях электромагнитные формфакторы  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  резонансов ситуация оказывается совсем иной. Модель /141/ не воспроизводит  $A_{1/2}$  формфактор  $P_{11}(1440)$  резонанса во всей области изменения виртуальностей фотона. Обе модели /141, 68/ обнаруживают существенные расхождения с данными по электромагнитным формфакторам  $D_{13}(1520)$  резонанса. Таким образом, данные по электромагнитным формфакторам  $N^*$  обеспечивают информацию о механизмах формирования барионов, существенно дополнительную по отношению к полученной при изучении лишь основного состояния нуклона. Для пони-



мания динамики механизмов, ответственных за формирование барионов окзывается невозможным ограничиться лишь изучением их основных состояний. Необходим совметсний анализ данных как по электромагнитным формфакторам основных состояний нуклона, их структурным функциям, включая формализм GPD, так и по электромагнитным формфакторам возбужденных состояний.

Две модели /140, 68/, использующие формализм светового конуса и описывающие структуру  $P_{11}(1440)$  как первое радиальное возбуждение нуклона, удовлетворительно описывают данные по обоим  $A_{1/2}$  и  $S_{1/2}$  электромагнитным формфакторам  $P_{11}(1440)$  при  $Q^2 > 3.0 \text{ ГэВ}^2$ . В тоже время обе эти модели обнаруживают существенные расхождения с данными по электромагнитному формфактору  $A_{1/2}$  при  $Q^2 < 1.0 \text{ ГэВ}^2$ . Таким образом, на расстояниях меньших  $\sim 0.4 \text{ ф}$  данные по электромагнитным формфакторам совместимы с предположением о структуре  $P_{11}(1440)$  как радиального возбуждения трех кварков. На больших расстояниях учет вкладов только кварк-глюонных степеней свободы оказывается недостаточным для описания данных по электромагнитным формфакторам  $P_{11}(1440)$ .  $Q^2$ -эволюция электромагнитных формфакторов  $P_{11}(1440)$  свидетельствует о том что на расстояниях сравнимых с размерами нуклона в структуру  $P_{11}(1440)$  могут давать значительный вклад эффекты мезон-баринного одевания. На малых расстояниях эффекты мезон-барионного одевания исчезают и структура этого резонанса соответствует радиальному возбуждению трех конститuentных кварков.

Как следует из данных Рис. 5.16, модель /68/, удовлетворительно описывавшая данные по электромагнитным формфакторам осоновного со-

стояния протона и резонанса  $P_{11}(1440)$  при больших виртуальностях фотона, не в состоянии описать электромагнитный формфактор  $A_{1/2}$  для состояния  $D_{13}(1520)$  во всей области изменений виртуальностей фотона. Таким образом каждый из резонансов может нести дополнительно информацию как об активных компонентах в структуре барионов на различных расстояниях, так и о механизмах сильного взаимодействия, ответственных за формирование  $N^*$ . Изучение  $Q^2$  эволюции электромагнитных формфакторов для каждого из хорошо установленных резонансов так же важно как изучение этих зависимостей для основных состояний нуклона.

Наилучшее описание данных по электромагнитным формфакторам резонанса  $D_{13}(1520)$  достигнуто в модели /66/. Её отличительной особенностью является использование гиперсферических координат, позволяющих в определенной мере учесть эффекты трех-частичных сил. Более успешное описание электромагнитных формфакторов  $D_{13}(1520)$  резонанса сравнительно с другими моделями содержит указание на то, что роль трех-частичных взаимодействий в структуре  $N^*$  становится более значимой с ростом массы резонанса. Изучение этих сил является одной из наиболее актуальных задач современной физики адронов. Как уже отмечалось трех-частичные силы обусловлены взаимодействием глюонных трубок между собой, что, в свою очередь, является отражением неабелевой симметрии КХД. Барионы - единственные известные системы из трех кварков где взаимодействия глюонных трубок могут иметь место. Изучение высоколежащих  $N^*$  может оказаться предпочтительным для исследований подобных взаимодействий.

Модель /66/ удовлетворительно описывает электромагнитные форм-

факторы  $D_{13}(1520)$  при  $Q^2 > 1.0$  ГэВ<sup>2</sup>. В тоже время эта модель не может описать данные по  $A_{1/2}$  формфактору состояния  $D_{13}(1520)$  при  $Q^2 < 0.6$  ГэВ<sup>2</sup>. Как и в случае резонанса  $P_{11}(1440)$  подобные расхождения могут быть связаны с вкладами мезон-барионного одеваания  $D_{13}(1520)$ , которые не учитывались в модели /66/.

Таким образом, данные по электромагнитным формфакторам резонансов  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  свидетельствуют о том, что при малых виртуальностях фотонов вклад мезон барионного одеваания может быть значимым. При изучении структуры  $N^*$  необходимо учитывать как вклады от кварк-глюонных конфигураций, так и вклады от мезон-барионного облака.

Как уже отмечалось, в настоящее время ЕВАС at Jefferson Lab развивает метод связанных каналов /21/, позволяющий связать измеренные одетые электромагнитные формфакторы  $N^*$  с голыми формфакторами, обусловленными лишь вкладами кварк-глюонных конфигураций. Использование этого подхода позволит из измеренных формфакторов  $N^*$  получить информацию о кварковых степенях свободы несмотря на значительные вклады от мезон-барионного облака. Другим интересным подходом является модель /143/, в которой в формализме светового конуса описываются как кварковые конфигурации в коре  $N^*$ , так и в мезон- барионном облаке, окружающем кварковый кор.

Информация о кварк-глюонных компонентах в кварковом коре  $N^*$  может быть получена напрямую из данных по  $Q^2$  зависимостям электромагнитных формфакторов при больших виртуальностях фотонов, где вклад мезон-барионных облаков оказывается пренебрежимо малым. Такой режим возбуждений  $N^*$  может достигаться при виртуальностях фотонов  $Q^2 > 6.0$

ГэВ<sup>2</sup>. После реализации Проекта JLAB 12GeV Upgrade детектор CLAS12 станет единственной в мире установкой, способной обеспечить данные об электромагнитных формфакторах всех возбужденных состояний нуклона с массами менее 3.0 ГэВ при виртуальностях фотонов от 5.0 до 10.0 ГэВ<sup>2</sup>. Информация о электромагнитных формфакторах  $N^*$  при больших  $Q^2$  откроет значительные возможности для понимания механизмов формирования барионов на основе фундаментальной КХД. Эти данные позволят получить детальную информацию о кварковых компонентах волновой функции резонансов на световом конусе. Существует несколько подходов, позволяющих связать такие волновые функции с фундаментальной КХД. Они обсуждаются в обзоре [128]. Имеется и другой подход, потенциально способный описать  $N^*$  феноменологию, базируясь на фундаментальной КХД. Формализм Бете-Салпетера позволяет связать электромагнитные формфакторы  $N^*$  со структурой одетого кваркового пропагатора, формфакторами конститuentных кварков и матрицей амплитуд кварк-кваркового рассеяния. В свою очередь эти величины могут быть связаны с фундаментальной КХД в подходах, использующих формализм уравнений Дайсона-Швингера [?].

Выполненные в настоящей диссертации исследования показали, что при малых виртуальностях фотонов, отвечающих расстояниям сравнимым с размерами нуклона структура  $N^*$  не может быть описана вкладами только от кварк-глюонных степеней свободы. Необходим учет вкладов от других компонент. Наиболее вероятными в настоящее время представляются вклады от мезон-барионных облаков. В тоже время данные CLAS по электромагнитным формфакторам  $N^*$  при больших  $Q^2$  совместимы со структурой, отвечающей большому вкладу от трех-кварковых конфигура-

ций. Выполненные исследования дали экспериментальные свидетельства в пользу картины структуры  $N^*$  как центрального кваркового кора, окруженного мезон-барионным облаком. Программа изучения  $N^*$  на 6.0 ГэВ пучке позволит исследовать переход между суперпозицией вкладов мезон-барионного облака и кваркового кора как активных степеней свободы в структуре  $N^*$  к преимущественному вкладу от кваркового кора. Исследования  $N^*$  на 11 ГэВ пучке электронов позволят изучить взаимодействия кварк-глюонных степеней свободы в кварковом коре. В результате откроются хорошие возможности для понимания фундаментальных механизмов сильного взаимодействия, ответственных за формирование барионов и их связи с фундаментальной КХД.

### 5.3. Поиск новых барионных состояний. $Q^2$ -зависимости электромагнитных формфакторов высоколежащих $N^*$

Данные CLAS по реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  /71/ были получены в области инвариантных масс конечной адронной системы от 1.4 до 1.9 ГэВ и при виртуальностях фотонов от 0.5 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup>. Был выполнен анализ этих данных в целях:

- поиска сигналов от “missing”  $N^*$ ;
- изучения  $Q^2$ -зависимостей электромагнитных формфакторов нуклонных резонансов с массами более 1.6 ГэВ, а также изучения формфакторов резонансов меньших масс в указанном выше интервале виртуальностей фотона.

Данные /71/ включали в себя распределения по трем инвариантным массам  $\pi^+p, \pi^-\pi^+, \pi^-p$  и угловые распределения  $\pi^-$  мезонов в ЦМ системе. Поскольку число дифференциальных сечений в этом наборе данных было ограничено 4-мя, анализ был выполнен в более ранней версии модели JM05 /110, 112, 113, 114/. Процедура вариации параметров нерезонансных механизмов и электромагнитных формфакторов  $N^*$  была такой же, как описана в Главе???. Поэтому при описании процедуры анализа данных /71/ мы ограничимся лишь изложением отличий от подхода описанного в Главе???

Механизмы прямого рождения пар пионов описывались в упрощенной параметризации /113/, изложенной в Главе настоящей диссертации. Параметры этих механизмов определялись в процедуре изложенной в Главе???. При этом налагалось условие:  $W$ -зависимости сечений прямого рождения пар пионов во всех измеренных интервалах по  $W$  не должны иметь структурных особенностей. При  $W > 1.6$  ГэВ в процессы электро-рождения пар пионов наряду с изобарными каналами, перечисленными в Главе???, должны давать вклад следующие квази-двухчастичные состояния с нестабильными резонансами  $\pi^+ D_{13}^0(1520)$ ,  $\pi^+ F_{15}^0(1685)$ ,  $\pi^- P_{33}^{++}(1640)$ . Стартовые величины для мультипликативных факторов амплитуд этих процессов определялись из совместного анализа 4 дифференциальных сечений, независимо в каждом интервале по  $W$  и  $Q^2$ . Далее эти параметры варьировались совместно с параметрами  $N^*$ . При этом полученные ранее мультипликативные факторы умножались на дополнительное число, общее для всех  $W$  интервалов, однако разное для разных  $Q^2$ . Величина этого числа менялась в пределах от 0.8 до 1.2.

В модель были включены все резонансы, перечисленные в табл. 4.4 за исключением состояния-кандидата  $3/2^+(1720)$ . Стартовые величины электромагнитных формфакторов  $N^*$  были определены из интерполяции мировых данных по  $Q^2$  зависимостям формфакторов резонансов  $D_{13}(1520)$ ,  $S_{11}(1535)$ ,  $F_{15}(1685)$ . Для других состояний данные либо отсутствовали, либо имели значительные неопределенности. Для этих состояний электромагнитные формфакторы вычислялись из данных по формфакторам резонансов  $D_{13}(1520)$ ,  $S_{11}(1535)$ ,  $F_{15}(1685)$  в предположении лидирующей  $SU(6)$  симметрии для волновых функций  $N^*$  и одночастичного перехода кварков как основного механизма электромагнитных возбуждений  $N^*$ . Детали этих вычислений описаны в /11/. Электромагнитные формфакторы  $N^*$  варьировались относительно их начальных значений согласно нормальному распределению с параметрами  $\sigma$  30% от центральных величин. Хорошо установленные ширины адронных распадов  $N^*$  были взяты из /99, 100/. Для состояний отмеченных в табл. 4.4 как “var” информация о ширинах адронных имеет значительные погрешности.  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  ширины для таких состояний также варьировались и определялись из условия наилучшего описания данных /71/. При этом обеспечивалась унитарность резонансных амплитуд в соответствии с (5.1).

Достигнутое в рамках описанного подхода наилучшее описание данных по полностью проинтегрированным сечениям электророждения пар пионов показано на Рис 5.17 пунктирными линиями. Описание дифференциальных сечений при различных величинах  $W$  и  $Q^2$  показано на Рис 5.18 и 5.19. Модель JM05 хорошо воспроизводит данные /71/ как по полностью проинтегрированным, так и по дифференциальным сечениям во

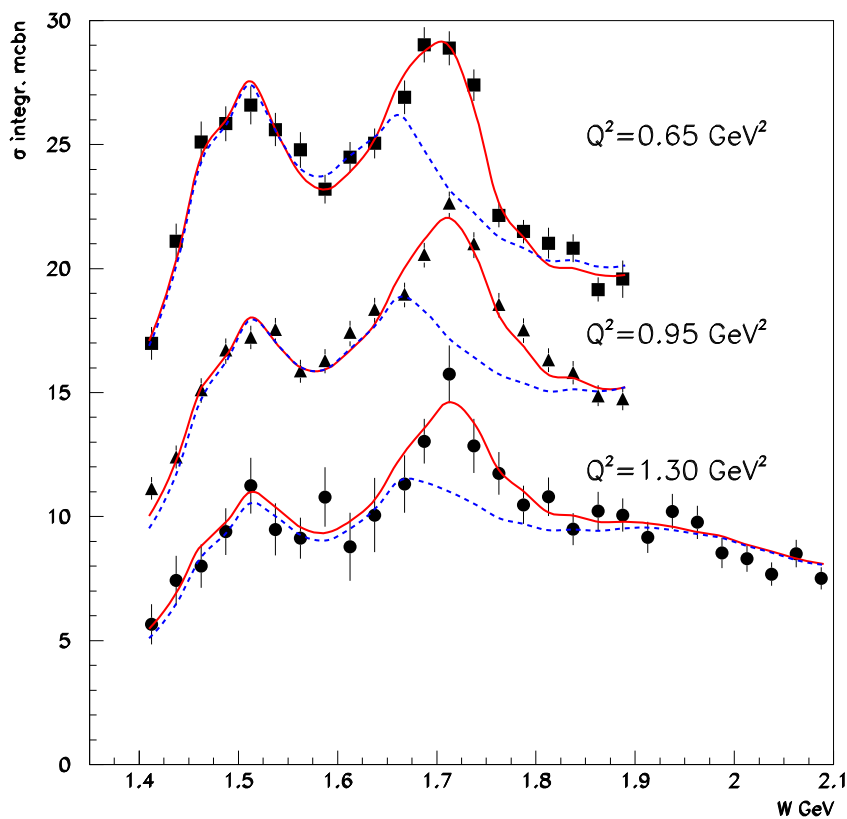


Рис. 5.17. Полностью проинтегрированные сечения электророждения пар заряженных пионов на протоне [71] и их описание в модели JM05. Пунктирные линии - без учета вклада состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  или модификации ширины адронных распадов резонанса  $P_{13}(1720)$ . Сплошные линии - с учетом вклада состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  или после модификации ширины адронных распадов резонанса  $P_{13}(1720)$  представленной в табл. ??.



всей кинематической области, за исключением резонансной структуры при  $W \approx 1.7$  ГэВ. При этих  $W$  данные обнаруживают резонансную структуру в полных сечениях, которая не воспроизводится расчетами в рамках JM05, если в модели используются только известные резонансы с параметрами адронных распадов установленными в анализе экспериментов с пучками пионов. Резонансная структура в  $W$  зависимости полных сечений электророждения пар пионов обнаружена в данных CLAS впервые. Центр тяжести этой структуры расположен при  $W$  1.72 ГэВ и не меняется с изменением виртуальностей фотона. Подобное поведение является указанием на то, что наблюдаемая в данных структура связана с резонансными амплитудами. На Рис. 5.20 приведены данные по распределениям по инвариантным массам  $\pi^+p$  и  $\pi^-\pi^+$  в сравнении с расчетами в рамках JM05. В расчетах переоценен вклад изобарного канала  $\rho\rho$  и недооценен вклад изобарного канала  $\pi^-\Delta^{++}$ . Следовательно, можно попытаться описать резонансную структуру в данных CLAS, увеличив доли распадов известных резонансов с массами вблизи 1.7 ГэВ по каналу  $\pi\Delta$  и уменьшив доли их распадов по каналу  $\rho\rho$ . Данные по многопионным распадам известных  $N^*$  с массами около 1.7 ГэВ имеют большие неопределенности и их  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  парциальные ширины могут быть иными, чем представленные в PDG.

Была исследована подобная возможность описания данных CLAS. В области  $W \approx 1.7$  ГэВ в резонансную структуру в сечении рождения пар пионов вносят вклад резонансы  $D_{33}(1700)$ ,  $D_{13}(1700)$ ,  $P_{11}(1710)$ ,  $P_{13}(1720)$ . Ширина резонанса  $D_{33}(1700)$  составляет 300 МэВ. Изменение параметров адронных распадов этого состояния повлечет за собой ухудшение в описании данных вне резонансной структуры. Поэтому ширины адронных рас-

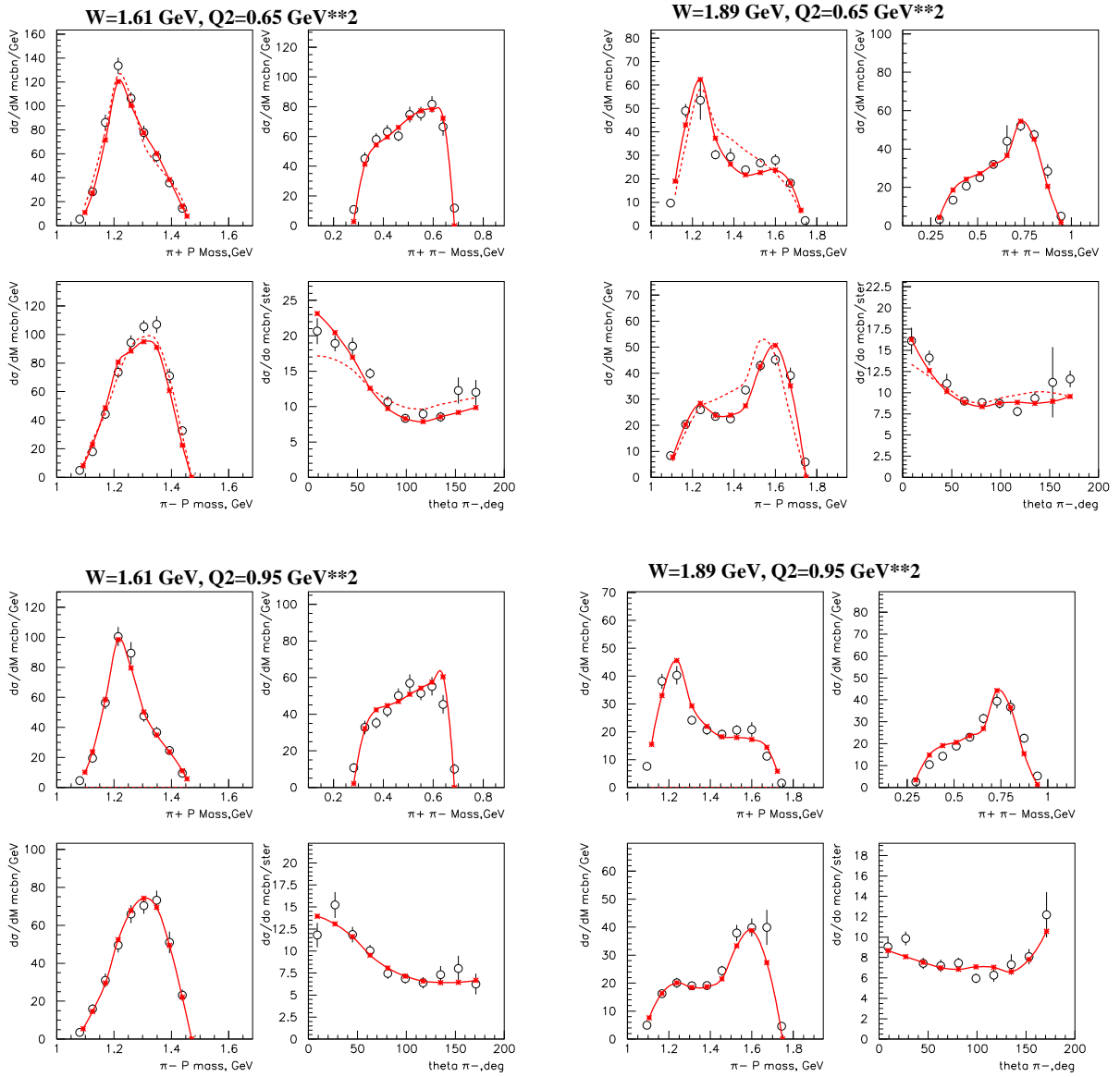


Рис. 5.18. Описание дифференциальных сечений электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар в модели JM05 вне резонансной структуры при  $W \approx 1.7$  ГэВ в модели JM05. Для сравнения пунктиром приведены расчеты в более ранней версии модели JM03.

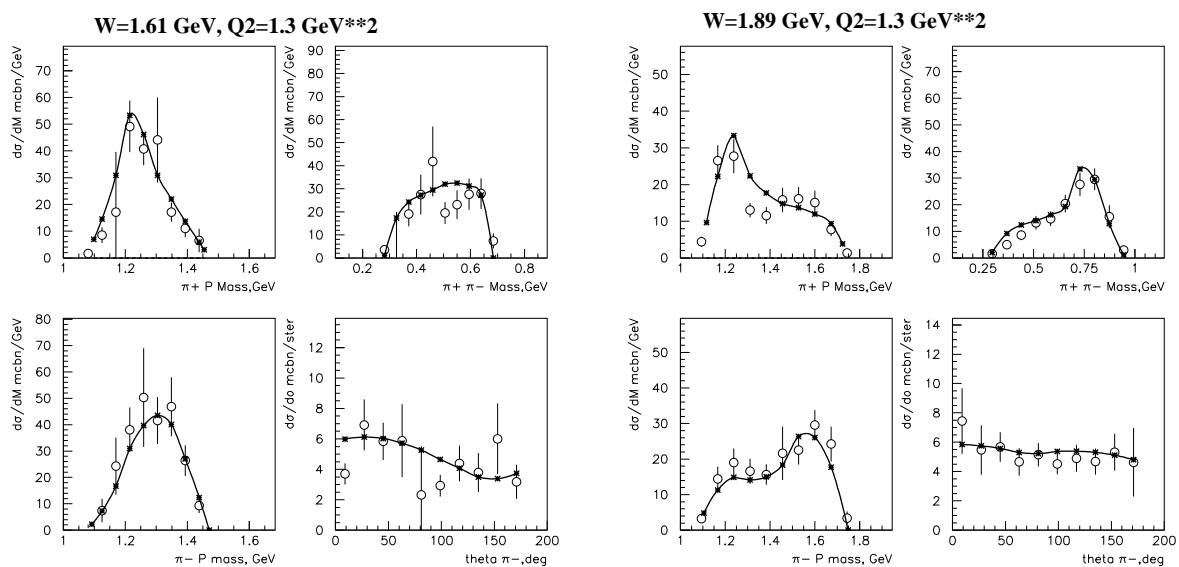


Рис. 5.19. Описание дифференциальных сечений электророждения  $\pi^-\pi^+$  пар в модели JM05 вне резонансной структуры при  $W \approx 1.7$  ГэВ в модели JM05. Для сравнения пунктиром приведены расчеты в более ранней версии модели JM03 (продолжение).

падов этого состояния не менялись. Вклад от состояния  $P_{11}(1710)$  является малым. Увеличение вклада от этого состояния приводит к ухудшению в описании распределений по инвариантным массам  $\pi^- \pi^+$ . Возникает пик связанный с вкладом от  $\pi \Delta$  канала при максимальных массах  $\pi^- \pi^+$ . Наличие этого пика находится в противоречии с измеренными распределениями по инвариантной массе  $\pi^- \pi^+$  и свидетельствует о малом вкладе состояния  $P_{11}(1710)$ . В результате оказывается возможным ограничиться исследованиями изменений ширин адронных распадов по каналам  $\pi \Delta$  и  $\rho p$  только для состояний  $D_{13}(1700)$  и  $P_{13}(1720)$ .

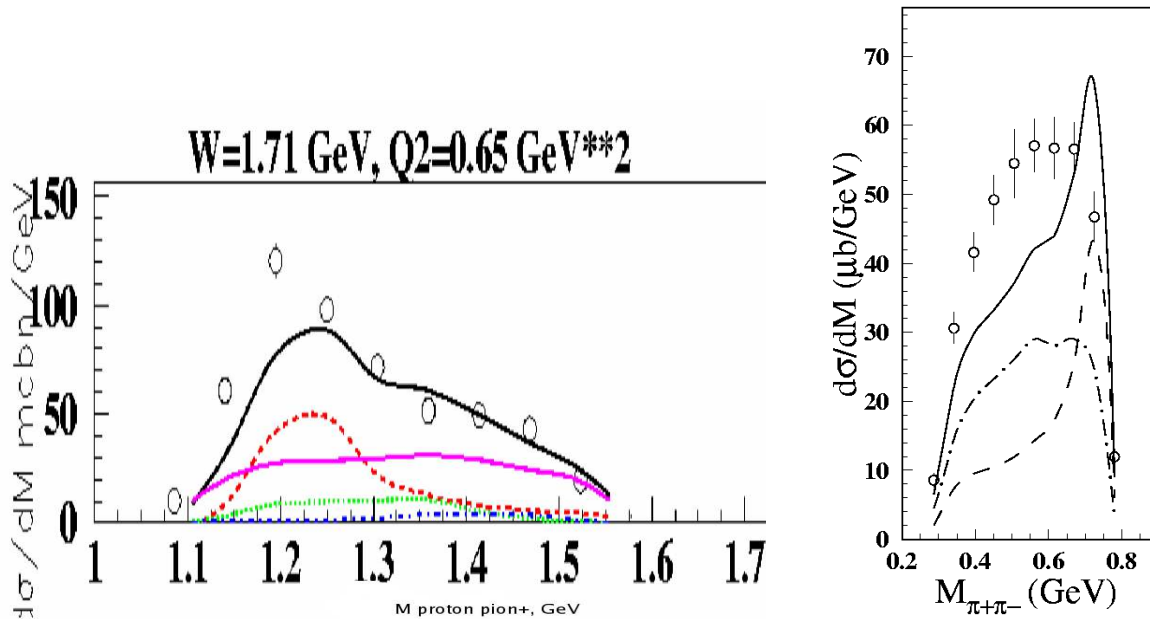


Рис. 5.20. Сравнение данных [71] для распределений по инвариантным массам  $\pi^+ p$  и  $\pi^- \pi^+$  с расчетами в модели JM05 при  $W = 1.71$  ГэВ и  $Q^2 = 0.65$  ГэВ<sup>2</sup>. Расчеты выполнены с учетом вкладов только известных резонансов, при этом их адронные параметры меняются в пределах неопределенностей PDG.

Ширины  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  адронных распадов состояний  $D_{13}(1700)$  и  $P_{13}(1720)$  варьировались в широком диапазоне, отвечающем изменениям их полных ширин в пределах от 40 до 600 МэВ (5.1). Электромагнитные формфакторы и  $\pi\Delta$ ,  $\rho\rho$  ширины адронных распадов состояний с массами от 1.65 до 1.75 ГэВ определялись из условия наилучшего описания дифференциальных сечений в области  $W$  от 1.64 до 1.76 ГэВ. Данные при всех измеренных виртуальностях фотона описывались совместно. При этом адронные ширины  $N^*$  должны были быть одинаковыми для всех  $Q^2$ . Электромагнитные формфакторы резонансов варьировались независимо в каждом  $Q^2$ -интервале. Было достигнуто хорошее описание как полностью проинтегрированных (сплошные линии на Рис. 5.17), так и дифференциальных сечений (Рис. 5.21) электророждения пар заряженных пионов в пределах резонансной структуры. При этом формирование резонансной структуры происходило преимущественно за счет вклада известного состояния  $P_{13}(1720)$ . Полученные из условия наилучшего описания данных CLAS электромагнитные формфакторы этого резонанса приведены в Табл. 5.3. Ширины адронных распадов резонанса, извлеченные из анализа данных CLAS даны в Табл. 5.3, где для сравнения также показаны PDG величины для адронных распадов этого состояния.

Хорошее описание данных CLAS достигается с ширинами адронных распадов  $P_{13}(1720)$ , существенно отличающимися от полученных в экспериментах на пучках пионов и приведенных во 2 строке табл. 5.3. Согласно данным экспериментов на пучках пионов состояние  $P_{13}(1720)$  распадается преимущественно по каналу  $\rho\rho$ . Подобная картина адронных распадов  $P_{13}(1720)$  несовместима с данными CLAS для распределений по инвари-

	$M$ , MeV	$\Gamma_{tot}$ , MeV	$\Gamma_{\pi\Delta}/\Gamma_{tot}$ , %	$\Gamma_{\rho N}/\Gamma_{tot}$ , %
$P_{13}(1720)$ с изменёнными адронными распадами	$1725 \pm 20$	$114 \pm 19$	$63 \pm 12$	$19 \pm 9$
$P_{13}(1720)$ с PDG параметрами	1650–1750	100–200	не обнаружено	70–85
Адронные параметры состояния кандидата $3/2^+(1720)$	$1720 \pm 20$	$88 \pm 17$	$41 \pm 13$	$17 \pm 10$

Таблица 5.2. Параметры состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  и ширины адронных распадов известного состояния  $P_{13}(1720)$ , полученные из условия наилучшего описания резонансной структуры в данных CLAS /71/ в модели JM05.

антным массам. Преимущественный распад состояния  $P_{13}(1720)$  по каналу  $\rho\rho$  приводит к формированию  $\rho$  пика в распределениях по инвариантным массам  $\pi^-\pi^+$ , который противоречит измеренным на детекторе CLAS сечениям  $\frac{d\sigma}{dM_{\pi^-\pi^+}}$  (Рис. 5.21). Отсутствие распадов  $P_{13}(1720)$  по каналу  $\pi\Delta$  не позволяет воспроизвести  $\Delta^{++}$  пик отчетливо наблюдаемый в сечениях  $\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+p}}$ . Полученные из анализа данных CLAS ширины адронных распадов  $P_{13}(1720)$ , отвечают преимущественным распадам этого состояния по каналу  $\pi\Delta$  (1 строка табл. 5.3). В результате удается воспроизвести наблюдаемые в данных CLAS  $\Delta^{++}$  пики. Малые ширины  $\rho\rho$  распадов состояния  $P_{13}(1720)$  позволяют воспроизвести распределения по инвариантным массам  $\pi^-\pi^+$ , избежав формирования  $\rho$  пика, отсутствующего в данных.

Таким образом, структура при  $W \approx 1.7$  ГэВ, впервые наблюдавшаяся в данных CLAS /71/ может быть описана вкладом известного состояния  $P_{13}(1720)$ , однако с ширинами адронных распадов полностью отличающимися от установленных во всех ранее выполненных экспериментах. Эти

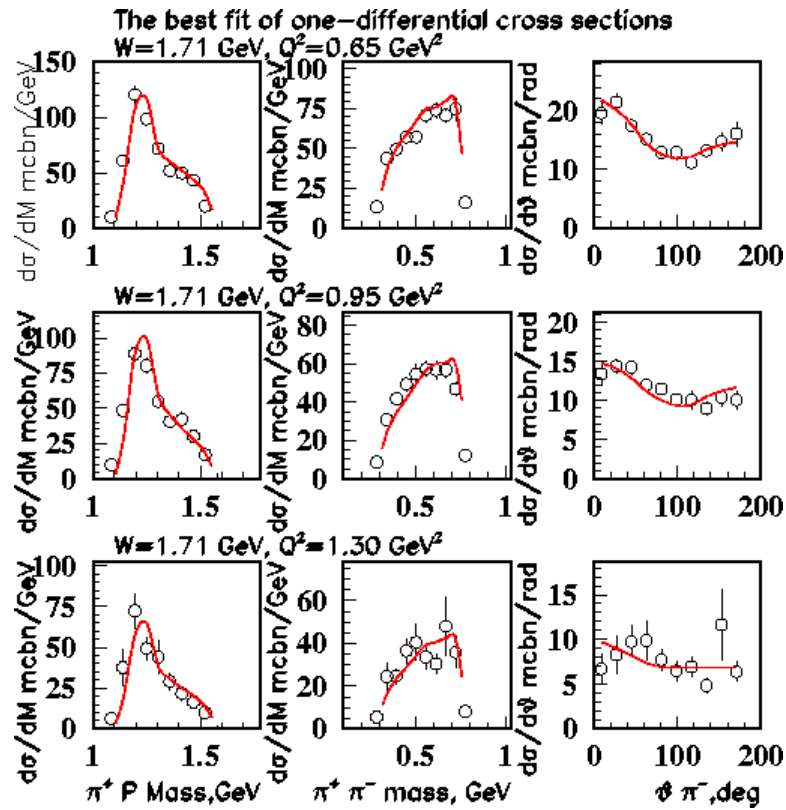


Рис. 5.21. Описание данных [71] по дифференциальным сечениям электро рождения пар пионов в области максимума резонансной структуры ( $W = 1.71 \text{ ГэВ}$ ,  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$ ) с учетом вкладов от состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  или после изменений ширин адронных распадов известного состояния  $P_{13}(1720)$ , указанных в табл. 5.3.

новые данные, принципиально меняющие имеющуюся информацию об адронных распадах состояния  $P_{13}(1720)$ , являются одним из возможных путей описания резонансной структуры при 1.7 ГэВ, впервые обнаруженной в данных CLAS.

Значительные отличия в ширинах адронных распадов резонанса  $P_{13}(1720)$ , определенных из анализа данных CLAS /71/ сравнительно с данными PDG до сих пор не были подтверждены ни экспериментами на пучках пионов, ни в реакциях электророждения мезонов. Поэтому была также рассмотрена и другая возможность описания этих данных, когда вариация ширин адронных распадов всех включенных в модель JM05 резонансов ограничена неопределенностями PDG. В этом случае электромагнитные формфакторы известного состояния  $P_{13}(1720)$  с доминирующими распадами по  $\rho\rho$  каналу должны быть уменьшены так, чтобы избежать формирования  $\rho$  пика в распределениях по инвариантным массам  $\pi^-\pi^+$ . Подобное уменьшение силы электровозбуждения резонанса не позволяет описать пик в  $W$  зависимости полностью проинтегрированных сечений 2- $\pi$  электророждения. Также не описывается  $\Delta^{++}$  пик в дифференциальных сечениях  $\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+p}}$  (Рис. 5.20), поскольку состояние  $P_{13}(1720)$  с PDG адронными параметрами не имеет распадов по  $\pi\Delta$  каналу. Таким образом, если ограничить адронные ширины всех  $N^*$  неопределенностями PDG для описания данных CLAS требуется ещё один резонанс наряду с известными состояниями. Так как все предсказанные в  $SU(6)$  симметрии резонансы минимальных масс обнаружены в экспериментах, новое состояние, должно быть новым типом  $N^*$ , т.н. “missing” резонансом.



Параметры известных резонансов и дополнительного нового состояния определялись из условия наилучшего воспроизведения данных CLAS так, как это описано выше. Массы известных резонансов варьировались в пределах неопределенностей PDG. Масса нового состояния менялась в пределах от 1.7 до 1.75 ГэВ. Фит данных был выполнен для спинов-четностей состояния кандидата:  $1/2^-$ ,  $1/2^+$ ,  $3/2^-$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^-$ ,  $5/2^+$ ,  $7/2^-$ ,  $7/2^+$ . Наилучшее описание данных CLAS было достигнуто для состояния-кандидата  $3/2^+(1720)$ .  $\chi^2/d.o.f.$  для других спинов-четностей резонанса превышали более чем на единицу достигнутый минимум в фите данных с состоянием  $3/2^+(1720)$ . Описание полностью проинтегрированных и дифференциальных сечении  $2\text{-}\pi$  электророждения с состоянием-кандидатом  $3/2^+(1720)$  было таким же, как и в случае изменения адронных параметров известного состояния  $P_{13}(1720)$ . Оно показано на Рис ???. Полученные из анализа данных CLAS электромагнитные формфакторы состояния-кандидата  $3/2^+(1720)$  приведены в табл. 5.3, адронные параметры даны в последней строке табл. 5.3. Электромагнитные формфакторы и адронные параметры состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  и известного резонанса  $P_{13}(1720)$  с модифицированными адронными параметрами оказываются близкими друг к другу.

Таким образом, получена дуальная интерпретация резонансной структуры при  $W \approx 1.71$  ГэВ, впервые обнаруженной в вошедших в диссертацию данных CLAS /71/ по электророждению пар заряженных пионов. Структура может формироваться известным резонансным состоянием  $P_{13}(1720)$  с адронными распадами полностью отличающимися от установленных во всех выполненных ранее экспериментах. Если же ограничиться

	$Q^2, \text{ GeV}^2$	$\sqrt{A_{1/2}^2 + A_{3/2}^2 + \varepsilon_L S_{1/2}^2} \cdot 10^{-3}, \text{ GeV}^{-1/2}$
$P_{13}(1720)$ резонанс с измененными ширинами $\pi\Delta$ и $\rho\rho$ распадов	0.65	$83 \pm 5$
	0.95	$63 \pm 8$
	1.30	$45 \pm 27$
Состояние кандидат $3/2^+(1720)$	0.65	$76 \pm 9$
	0.95	$54 \pm 7$
	1.30	$41 \pm 18$

Таблица 5.3. Электромагнитные формфакторы состояния кандидата  $3/2^+(1720)$  и ширины адронных распадов известного состояния  $P_{13}(1720)$  с измененными ширинами адронных распадов, определённые из анализа данных CLAS /71/ в модели JM05.

данными PDG по адронным распадам  $N^*$ , резонансная структура в данных CLAS свидетельствует о возбуждении “missing” резонанса  $3/2^+(1720)$  с квантовыми числами, электромагнитными формфакторами и ширинами адронных распадов установленными в анализе данных CLAS. Значительные неопределенности мировых данных по ширинам адронных распадов высоколежащих  $N^*$  не позволяют отдать предпочтение ни одной из двух описанных возможностей для формирования структуры в сечениях электроорождения пар заряженных пионов.

Для извлечения электромагнитных формфакторов высоколежащих  $N^*$  был выполнен анализ данных CLAS в модели JM05 независимо в  $W$  интервалах от 1.41 до 1.51 ГэВ от 1.54 до 1.64 ГэВ, от 1.66 до 1.76 ГэВ и от 1.79 до 1.89 ГэВ. В указанных интервалах по  $W$  анализ выполнялся для всех  $Q^2$  интервалов включенных в измерения. Одновременно варьировались электромагнитные формфакторы и адронные параметры  $N^*$  а также параметры нерезонансных механизмов. Отбирались вычисленные

дифференциальные и полностью проинтегрированные  $2\text{-}\pi$  сечения, наиболее близкие к измеренным. Для этого использовалась процедура, описанная в Главе ???. Описание данных по полностью проинтегрированным  $2\text{-}\pi$  сечениям показано на Рис. 5.22.

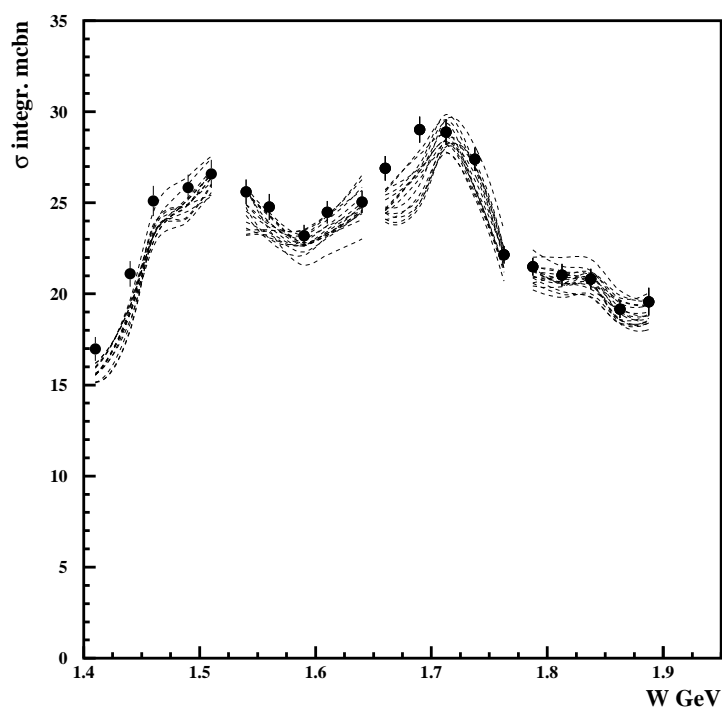


Рис. 5.22. Данные по полностью проинтегрированным  $2\text{-}\pi$  сечениям /71/ в сравнении с вычисленными в модели JM05 и отобранными из условия наилучшего описания 4 дифференциальных сечений в каждом из интервалов по  $W$  и  $Q^2$ .

Примеры описания дифференциальных сечений приведены на Рис. 5.23. Достигнуто хорошее описание данных CLAS /71/ во всей области по  $W$  и  $Q^2$ , перекрытой в этом эксперименте. Поскольку анализ данных в JM05 был выполнен только для 4 дифференциальных сечений в каждом из интервалов по  $W$  и  $Q^2$ , не было возможности выполнить надежное

разделение электромагнитных формфакторов  $A_{1/2}$  и  $S_{1/2}$ . Поэтому были определены только комбинация формфакторов  $\sqrt{(A_{1/2}^2 + S_{1/2}^2)}$  и формфакторы  $A_{3/2}$ . Электромагнитные формфакторы для каждого из отобранных вычисленных сечений  $2\text{-}\pi$  электророждения были усреднены. Их средние величины рассматривались как извлеченные из данных. Дисперсии в распределениях отобранных подобным образом электромагнитных формфакторов рассматривались как их неопределенности. Полученные подобным образом  $Q^2$  зависимости электромагнитных формфакторов для  $N^*$  с массами более 1.6 ГэВ показаны на Рис. ??.

На Рис. 5.24 сравниваются имевшиеся до выполненных в настоящей диссертации исследований данные по  $Q^2$  зависимостям электромагнитных формфакторов  $D_{33}(1700)$  резонанса и результаты из анализа данных CLAS, полученных в диссертационной работе. Имевшиеся ранее мировые данные были извлечены из анализа реакций электророждения одиночных пионов. Большая часть резонансов с массами  $M > 1.6$  ГэВ распадается преимущественно с эмиссией двух пионов. Каналы электророждения одиночных пионов не имеют достаточной чувствительности к вкладам таких резонансов. Поэтому мировые данные по электромагнитным формфакторам резонанса  $D_{33}(1700)$  до экспериментов вошедших в настоящую диссертацию были чисто индикативными. Они имели большие неопределенности. Данные разных групп сильно различались между собой. Анализ данных CLAS по электророждению пар заряженных пионов впервые позволил получить электромагнитные формфакторы резонанса  $D_{33}(1700)$  с хорошей точностью.

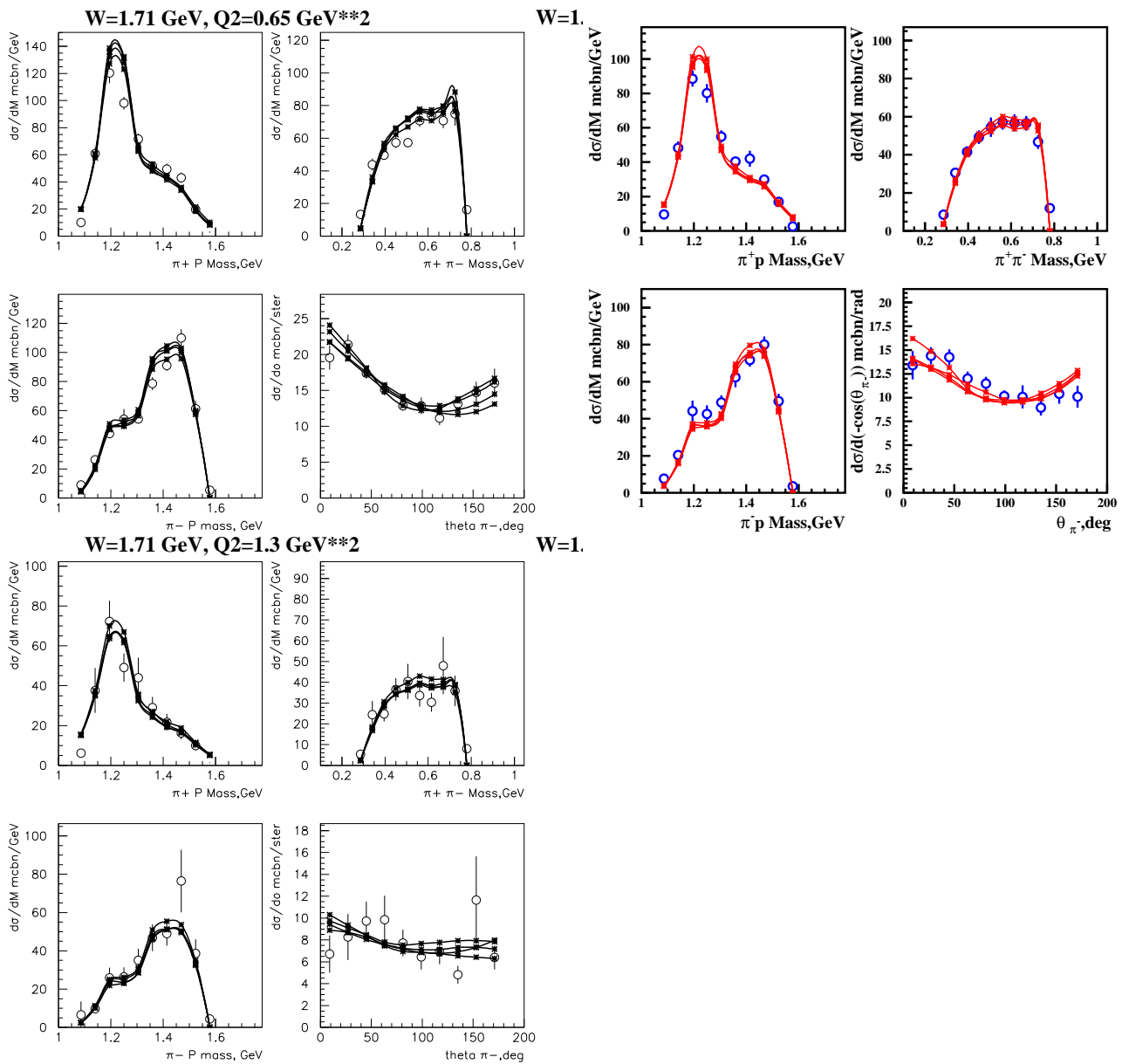


Рис. 5.23. Описание дифференциальных сечений электророждения пар заряженных пионов. Показаны вычисленные в модели JM05 дифференциальные сечения, отобранные из условия наилучшего описания экспериментальных данных /71/.

Резонансы  $S_{11}(1650)$  и  $F_{15}(1685)$  распадаются преимущественно с эмиссией одного пиона. Полученные из анализа данных CLAS /71/ по электророждению пар пионов формфакторы этих состояний находятся в соответствии с более ранними результатами анализа мировых данных по электророждению одиночных пионов (Рис. ??). Это свидетельствует о надежном разделении резонансных и нерезонансных частей сечения и надежности результатов по электромагнитным формфакторам  $N^*$ , полученным из анализа данных CLAS в модели JM06.

Электромагнитные формфакторы состояний  $S_{31}(1620)$ ,  $D_{13}(1700)$ ,  $P_{13}(1720)$  были определены в настоящей диссертации впервые.

Был выполнен совместный анализ данных CLAS по рождению одиночных и пар пионов при виртуальностях фотона  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  /113/. Как уже отмечалось во Введении эти эксклюзивные каналы вносят основной вклад в полное сечение взаимодействия фотонов с протонами в резонансной области. Нерезонансные механизмы в процессах рождения одиночных и пар пионов существенно различаются. Поэтому совместное описание всех измеренных наблюдаемых в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналах будет свидетельствовать о надежности извлеченных электромагнитных формфакторов  $N^*$ . Анализ данных эксклюзивных каналов электророждения одиночного и пар пионов был выполнен в двух независимых моделях: подходе /139, 144/ для 1- $\pi$  каналов и модели JM05 для электророждения пар заряженных пионов. Электромагнитные формфакторы  $N^*$  при  $Q^2=0.65 \text{ ГэВ}^2$ , отвечающие вычисленным дифференциальным сечениям 2- $\pi$  электророждения наиболее близким к экспериментальным данным были использованы в анализе данных каналов электророждения одиночных пио-

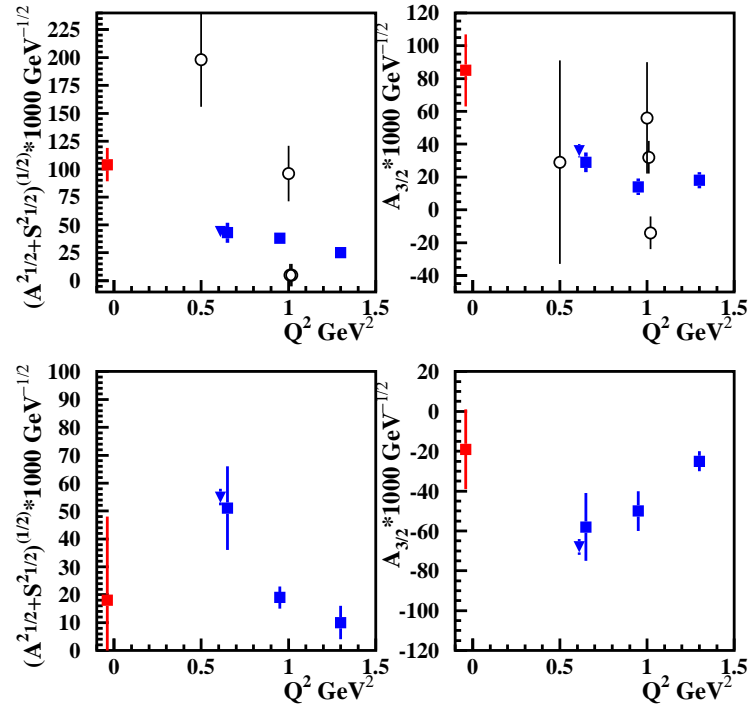


Рис. 5.24. Электромагнитные формфакторы резонансов  $D_{33}(1700)$  (верхний рисунок) и  $P_{13}(1720)$  (нижний рисунок). Формфакторы, определенные из анализа данных CLAS /71/ при  $Q^2 > 0$ , показаны заштрихованными квадратами, треугольники при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  отвечают совместному анализу  $1\pi/2\pi$  каналов. Мировые данные, полученные из анализа электророждения одиночных пионов до экспериментов на детекторе CLAS показаны незаштрихованными кружками. Данные в фотонной точке взяты из PDG.

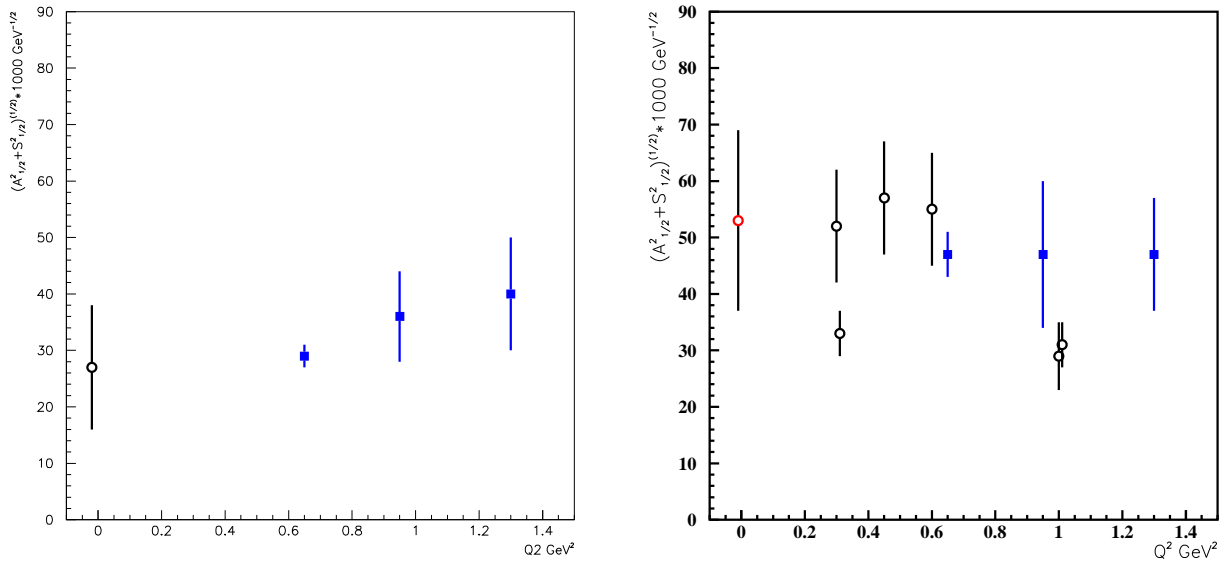


Рис. 5.25. Электромагнитные формфакторы резонансов  $S_{31}(1620)$  (верхний рисунок) и  $S_{11}(1650)$  (нижний рисунок). Результаты анализа данных CLAS /71/ в модели JM05 показаны заштрихованными квадратами. Открытые кружки - результаты анализа мировых данных, до экспериментов на детекторе CLAS, по электророждению одиночных пионов.



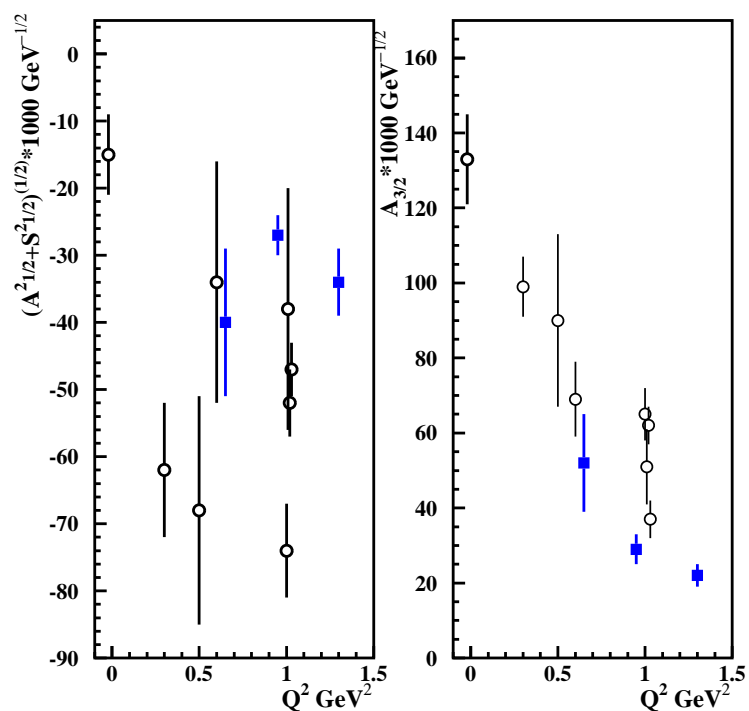


Рис. 5.26. Электромагнитные формфакторы резонанса  $F_{15}(1685)$ . Результаты анализа данных CLAS /71/ при  $Q^2 > 0$  показаны заштрихованными квадратами, треугольники при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  отвечают совместному анализу  $1\pi/2\pi$  каналов. Мировые данные, полученные из анализа электророждения одиночных пионов до экспериментов на детекторе CLAS показаны незаштрихованными кружками. Данные в фотонной точке взяты из PDG.

нов. В модели /139/ с этими формфакторами были вычислены дифференциальные сечения и поляризационные асимметрии в электророждении одиночных пионов. При этом выполнялся дальнейший отбор электромагнитных формфакторов  $N^*$ . Были отобраны формфакторы, для которых рассчитанные в модели /139/ наблюдаемые каналы электророждения одиночных пионов были в пределах неопределенностей их измеренных величин. Отобранные таким образом электромагнитные формфакторы  $N^*$  позволили описать все измеренные наблюдаемые как в 1- $\pi$ , так и в 2- $\pi$  каналах с общими величинами параметров  $N^*$ . Эти наборы электромагнитных формфакторов были усреднены. Средние величины рассматривались как извлеченные из совместного анализа 1- $\pi$  и 2- $\pi$  каналов. Дисперсии распределения электромагнитных формфакторов трактовались как их неопределенности. Полученные из совместного анализа данных 1- $\pi$  и 2- $\pi$  каналов электромагнитные формфакторы  $N^*$  при  $Q^2 = 0.65 \text{ GeV}^2$  приведены в Табл. 5.4. Для сравнения также показаны электромагнитные формфакторы  $N^*$  полученные из анализа 1- $\pi$  и 2- $\pi$  каналов в отдельности. Описание интегральных, дифференциальных сечений и поляризационных асимметрий в 1- $\pi$  каналах показано на Рис. ???. Описание дифференциальных и полностью проинтегрированных сечений рождения пар заряженных пионов приведено на Рис. ??. Было достигнуто хорошее описание всех измеренных наблюдаемых в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  каналах с общими в обоих каналах параметрами  $N^*$ . Это свидетельствует о надежности определения электромагнитных формфакторов  $N^*$  а также о надежном разделении резонансных и нерезонансных механизмов для 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналов, достигаемом в моделях /139, 144, 112, 114/, развитых CLAS Collaboration для извлечения электро-

магнитных формфакторов  $N^*$  в этих эксклюзивных каналах.

Представленные в настоящей диссертационной работе модели JM05, JM06 приняты Международной CLAS Collaboration в качестве основного метода анализа данных по электророждению пар заряженных пионов.

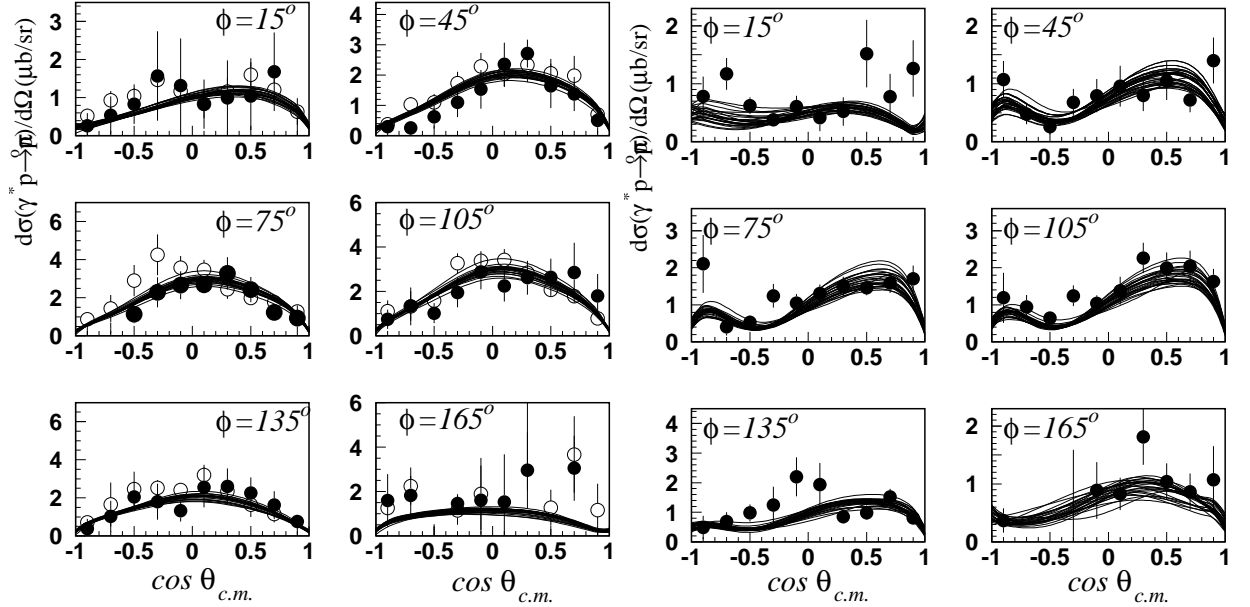


Рис. 5.27. Описание дифференциальных сечений реакции  $\gamma^* p \rightarrow \pi^0 p$  при  $Q^2 = 0.65$  ГэВ<sup>2</sup> и  $W = 1.52$  ГэВ (верхняя часть),  $W = 1.68$  ГэВ (нижняя часть) /113/ с общими параметрами  $N^*$  в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналах.

Таким образом, в настоящей диссертации из анализа данных по электророждению пар заряженных пионов впервые получены  $Q^2$ -зависимости электромагнитных формфакторов почти всех хорошо установленных  $N^*$  с массами менее 2.0 ГэВ, при виртуальностях фотонов от 0.2 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup>. Для многих высоколежащих  $N^*$  данные по  $Q^2$  зависимостям электромагнитных формфакторов получены в настоящей диссертации впервые. Расчеты для электромагнитных формфакторов большинства высоколежащих  $N^*$  выполнены только в модели /66/. Они воспроизводят данные при  $Q^2 > 1.0$  ГэВ<sup>2</sup>. В тоже время наблюдаются значительные расхождения с форм-

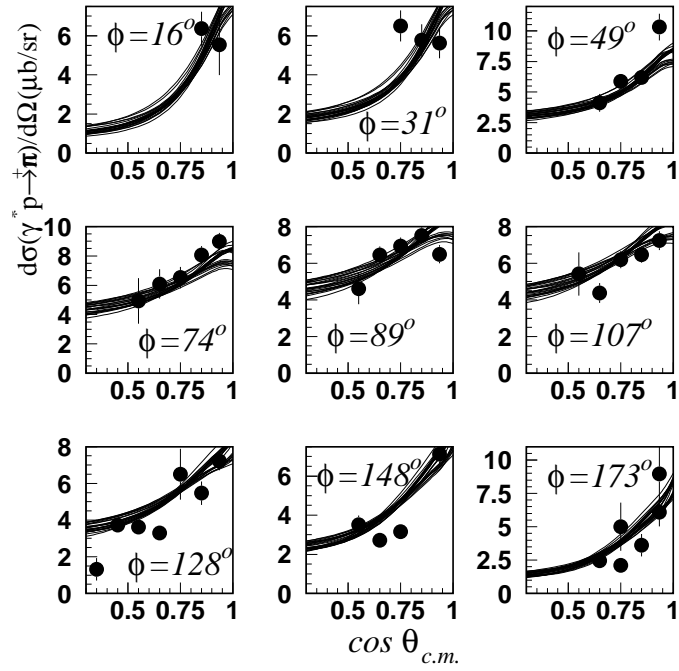


Рис. 5.28. Описание дифференциальных сечений реакции  $\gamma^*p \rightarrow \pi^+n$  при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  и  $W=1.52 \text{ ГэВ}$  /113/ с общими параметрами  $N^*$  в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналах.

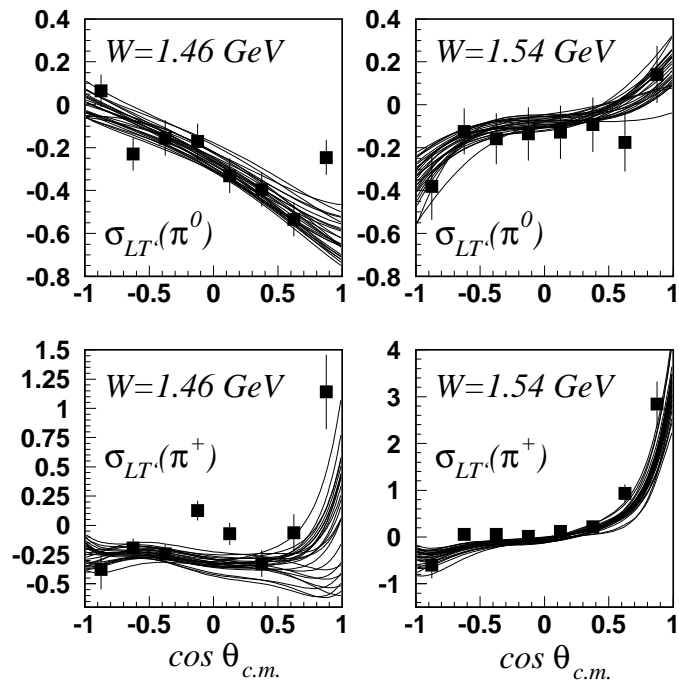


Рис. 5.29. Описание дифференциальных сечений  $\sigma_{LT'}$  в реакциях  $\gamma^*p \rightarrow \pi^0p$  и  $\gamma^*p \rightarrow \pi^+n$  при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  /113/.

$N^*$	$1\pi$ analysis (step 1)		$2\pi$ analysis (step 2)		$1\pi - 2\pi$ analysis (step 3)	
	$pA_{1/2}$	$pA_{3/2}$	$pA_{1/2}$	$pA_{3/2}$	$pA_{1/2}$	$pA_{3/2}$
$P_{11}(1440)$	$4 \pm 4$ ( $23 \pm 4$ )	$40 \pm 4$	$21 \pm 9$	$35 \pm 6$	$21 \pm 4$	$33 \pm 6$
$D_{13}(1520)$	$-67 \pm 3$	$-38 \pm 3$	$-62 \pm 12$	$-40 \pm 7$	$-65 \pm 4$	$-35 \pm 3$
$S_{31}(1620)$	$31 \pm 3$	$-35 \pm 3$	$13 \pm 3$	$-25 \pm 4$	$16 \pm 4$	$-28 \pm 3$
$S_{11}(1650)$	$43 \pm 2$	$-12 \pm 2$	$44 \pm 16$	$-8 \pm 2$	$43 \pm 7$	$-6 \pm 3$
$F_{15}(1680)$	$-38 \pm 4$	$-18 \pm 2$	$-31 \pm 8$	$-14 \pm 3$	$-32 \pm 5$	$-15 \pm 3$
$D_{33}(1700)$	$58 \pm 5$	$-15 \pm 5$	$49 \pm 8$	$-11 \pm 4$	$44 \pm 4$	$-7 \pm 4$
$D_{13}(1700)$	$-6 \pm 8$	$0 \pm 8$	$-19 \pm 3$	$0$	$-21 \pm 2$	$0$
$P_{13}(1720)$	$45 \pm 6$	$-48 \pm 7$	$56 \pm 6$	$-62 \pm 9$	$55 \pm 3$	$-68 \pm 4$

Таблица 5.4. Электромагнитные формфакторы  $N^*$ , полученные из анализа данных по рождению одиночных пионов (левая часть); пар заряженных пионов (средняя часть) и совместного анализа электророждения одиночных и пар пионов (правая часть). В скобках для  $P_{11}(1440)$  резонанса показана амплитуда, полученная в модели /139/. Это единственное состояние, для которого модели /144/ и /113/ электророждения одиночных пионов дают различающиеся результаты.

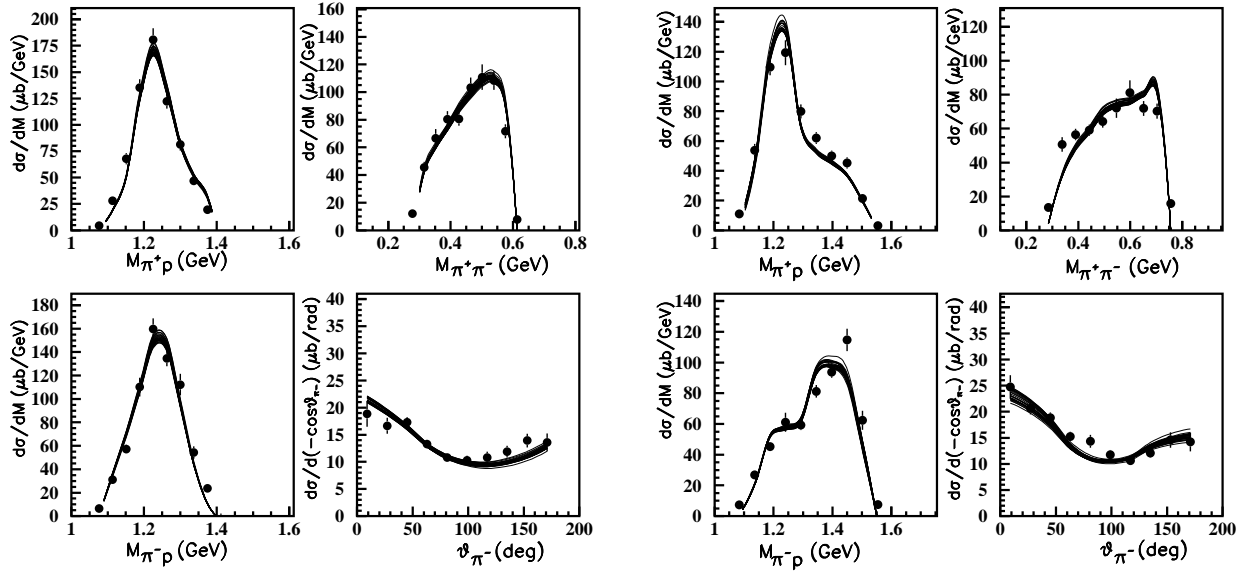


Рис. 5.30. Описание 4 дифференциальных сечений реакции  $\gamma^* p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$  и  $W = 1.54 \text{ ГэВ}$  (верхняя часть)  $W = 1.69 \text{ ГэВ}$  (нижняя часть) /113/ с общими параметрами  $N^*$  в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналах.

факторами извлеченными из анализа данных CLAS при меньших виртуальностях фотонов. Это свидетельствует о том, что кварковые степени свободы модели /66/ имеют значительный вклад в структуру резонансов с массами более 1.6 ГэВ при виртуальностях фотона свыше 1.0 ГэВ<sup>2</sup>. При меньших  $Q^2$  структура этих резонансов формируется не только кварковым кором, но и дополнительными вкладами. Наиболее вероятными дополнительными вкладами на расстояниях сравнимых с размерами нуклона являются вклады мезон-барионных облаков.

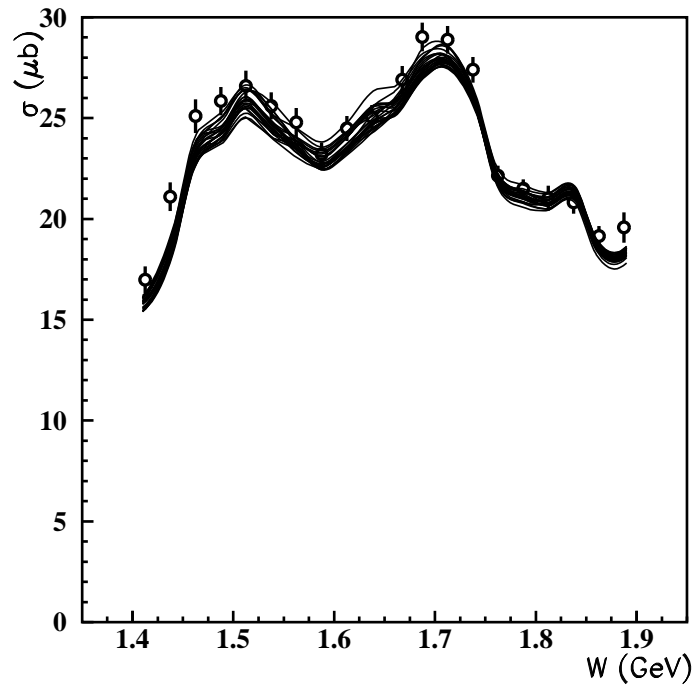


Рис. 5.31. Описание  $W$ -зависимости полностью проинтегрированных сечений реакции электророждения пар заряженных пионов /113/ с общими параметрами  $N^*$  в 1- $\pi$  и 2- $\pi$  эксклюзивных каналах.

## Заключение

В заключении перечислим основные результаты диссертации.

1. На детекторе CLAS, в рамках коллаборации между НИИЯФ МГУ и Hall B at Jefferson Lab, впервые получены наиболее детальные данные по интегральным и дифференциальным сечениям рождения пар заряженных пионов на протонах виртуальными фотонами. Данные получены в обширной кинематической области: диапазон изменения инвариантных масс конечной адронной системы  $\pi^- \pi^+ p$  от 1.3 ГэВ до 2.1 ГэВ и квадратах 4-импульсов фотона от  $0.2 \text{ ГэВ}^2$  до  $1.5 \text{ ГэВ}^2$ . Таким образом перекрыт весь диапазон энергий возбуждения для установленных резонансных состояний, а также область, где согласно кварковым моделям могут существовать новые типы барионов - т.н. "missing" резонансы. Область изменения квадратов 4-импульсов фотонов позволяет изучить переход между суперпозицией мезон-барионных и кварковых степеней свободы в структуре  $N^*$  к лидирующему вкладу кварковых степеней свободы. Достигнутое в представленных в диссертации экспериментах разрешение по  $W$  и  $Q^2$  почти на порядок величины превышает достигнутое в выполненных ранее в DESY исследованиях электророждения пар пионов. Впервые в каждом из интервалов по  $(W \ \& \ Q^2)$  получено 9 дифференциальных сечений: 3 распределения по инвариантным массам для различных пар ко-



нечных адронов  $\pi^-\pi^+$ ,  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$ ; 3 угловых распределения по углам эмиссии  $\pi^-$ ,  $\pi^+$  мезонов и протона в ЦМ системе; 3 распределения по углам между плоскостями, составленными импульсами пар конечных адронов для 3 различных выборов пар. Достигнутые статистическая и систематическая точность дифференциальных сечений для доминирующего числа измеренных точек лучше 10%. Данные настоящей диссертации до сих пор являются единственными в мире данными по реакции  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$  с рекордным числом измеренных неполяризованных наблюдаемых и значительно превосходящими достигнутые ранее разрешениями по  $W$  и  $Q^2$ , а также по кинематическим переменным конечного  $\pi^-\pi^+p$  состояния. Эти данные по количеству наблюдаемых превосходят также результаты последних экспериментов по фоторождению  $\pi^-\pi^+$  пар, выполненных на ускорителе ELSA в Бонне /145/.

2. Детальная информация по дифференциальным и интегральным сечениям рождения пар заряженных пионов на протоне виртуальными фотонами, полученная в настоящей диссертации, сделала впервые возможным установить основные механизмы этого эксклюзивного канала, исследуя их проявление в наблюдаемых: пики в распределениях по инвариантным массам, пики назад и вперед в угловых распределениях конечных продуктов. Механизмы не имеющие выраженных структурных проявлений в измеренных наблюдаемых, устанавливаются из корреляции их форм в 9 дифференциальных сечениях. В рамках такого подхода была создана феноменологическая модель описания

рождения пар заряженных пионов на протонах реальными и виртуальными фотонами — JM06. Модель хорошо описывает все имеющиеся данные CLAS и мировые для этого эксклюзивного и канала во всей области энергий возбуждения  $N^*$  и для квадратов 4-импульсов фотона от 0 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup>. Из анализа данных CLAS в рамках этой модели были впервые установлены вклады изобарных каналов  $\pi^+ D_{13}(1520)$ ,  $\pi^+ F_{15}(1685)$ ,  $\pi^- P_{33}(1640)$  в реакцию  $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ . Впервые определены вклады и установлена динамика механизмов прямого рождения пар заряженных пионов, когда конечное  $\pi^-\pi^+p$  состояние формируется напрямую, помимо образования промежуточных состояний с нестабильными адронами.

Каждый из механизмов модели JM имеет различающиеся формы сечений в различных наблюдаемых. В тоже время, формы сечений для каждого из механизмов в разных наблюдаемых скореллированы их динамикой. Следовательно, совместное описание всех измеренных наблюдаемых свидетельствует о надежном установлении динамики механизмов, вносящих вклад в фото и электророждение пар пионов, достигнутом в модели JM, развитой в настоящей диссертации. Для части процессов амплитуды установлены на уровне их феноменологической параметризации. Отвечающие им сечения получены из условия наилучшего описания данных. Полученная в диссертации информация о сечениях этих процессов представляет большой интерес для дальнейшего изучения их механизмов на уровне мезон-барионных или кварк-глюонных степеней свободы. Для определения форм факторов  $N^*$ , что является главной целью выполненных иссле-

дований, феноменологическое разделение резонансных и нерезонансных амплитуд является достаточным.

Надежность механизмов, установленных из анализа экспериментальных данных в модели JM06 подтверждается успешным описанием всех измеренных на детекторе CLAS наблюдаемых в основных  $1\pi$  и  $2\pi$  эксклюзивных каналах с общими значениями параметров  $N^*$  при  $Q^2 = 0.65 \text{ ГэВ}^2$ . Адекватное описание основных механизмов  $2\pi$  канала в модели JM06 также подтверждается хорошим описанием 3 угловых распределений по углам между плоскостями, составленными парами 3-импульсов конечных адронов, с параметрами JM06, определенными из условия наилучшего описания данных по 6 другим наблюдаемым. Таким образом, модель JM06 обеспечивает разделение между вкладками различных механизмов, в том числе между резонансными и нерезонансными амплитудами, необходимое для определения параметров  $N^*$ . Модель JM06 делает возможным определить электромагнитные формфакторы  $N^*$  при различных значениях квадрата 4-импульса фотона из условия наилучшего воспроизведения всех измеренных наблюдаемых в  $2\pi$  канале. Развита в диссертации модель JM06 является единственным в мире подходом, позволяющим получать информацию об электромагнитных формфакторах  $N^*$  из анализа данных по электророждению пар заряженных пионов на протонах. Она принята Международной Коллаборацией CLAS в качестве основного подхода для анализа экспериментальных данных по электророждению пар заряженных пионов на протонах. Данные по сечениям и амплитудам различных механизмов  $2\pi$  канала обес-

печивают необходимую информативность для анализа  $N^*$  в формализме связанных каналов. Эта работа активно развивается в коллаборации между EBAC and Hall B at Jefferson Lab, НИИЯФ МГУ, ЕрФИ.

Хорошее описание всех измеренных наблюдаемых достигнуто с использованием механизмов включенных в JM06. При этом анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что вклад других механизмов неизвестной динамики является пренебрежимо малым. Это указывает на полноту механизмов, включенных в модель JM06.

3. В анализе экспериментальных данных CLAS по электророждению пар заряженных пионов была впервые обнаружена резонансная структура в зависимости интегральных сечений от  $W$ . Центр тяжести структуры располагался при одном и том же  $W \sim 1.7$  ГэВ для всех измерявшихся величин  $Q^2$ , что является указанием на резонансную природу этой структуры. Модель JM05 хорошо описывает экспериментальные данные по дифференциальным и интегральным сечениям во всей кинематической области, за исключением структуры при  $W \sim 1.7$  ГэВ. Было показано, что модификацией нерезонансных механизмов не удастся воспроизвести интегральные и дифференциальные сечения в области структуры при  $W \sim 1.7$  ГэВ. Было найдено 2 способа описания этих сечений за счет модификации параметров  $N^*$ . Хорошее описание  $2\pi$  данных CLAS всюду, включая структуру при 1.7 ГэВ, достигается в предположении о преимущественном распаде состояния  $P_{13}(1720)$  по каналу  $\pi\Delta$ . Однако, это предположение находится в противоречии с анализом данных на пучках  $\pi$  мезонов,

где было показано, что основной модой распада состояния  $P_{13}(1720)$  является канал  $\rho\rho$ , в то время как распады по  $\pi\Delta$  каналу обнаружены не были. В то же время, гипотеза о преимущественных распадах  $P_{13}(1720)$  резонанса по каналу  $\pi\Delta$  не может быть отвергнута, из-за низкой систематической точности данных экспериментов с адронными пучками при  $W > 1.6$  ГэВ. Если же предполагать параметры адронных распадов для состояния  $P_{13}(1720)$  и других  $N^*$ , вносящих вклад в структуру при 1.7 ГэВ, такими как они установлены в экспериментах с адронными пучками, то для описания структуры при 1.7 ГэВ в данных CLAS необходимо вводить новое барионное состояние. Его квантовые числа  $3/2^+(1720)$ , а также электромагнитные формфакторы, ширины адронных распадов с эмиссией пары пионов были установлены из условия наилучшего описания данных CLAS. Тем самым обнаружены сигналы от состояния кандидата  $3/2^+(1720)$ . В настоящее время в коллаборации между НИИЯФ МГУ и Hall B at Jefferson Lab ведется совместный анализ данных по фото и электророждению пар заряженных пионов. Результаты этого анализа позволят сделать однозначный вывод о природе структуры при 1.7 ГэВ в данных CLAS.

4. Из анализа данных CLAS в рамках версий модели JM05, JM06 были извлечены электромагнитные формфакторы  $N^*$ . Для состояний  $P_{11}(1440)$  и  $D_{13}(1520)$  при квадратах 4-импульсов фотонов от 0.2 до 0.6 ГэВ<sup>2</sup> электромагнитные формфакторы были получены из анализа 9 дифференциальных сечений в версии JM06. Из анализа 3 распре-

делений по инвариантным массам и угловым распределений  $\pi^-$  мезонов в ЦМ системе в модели JM05 были извлечены электромагнитные формфакторы для всех установленных  $N^*$  с массами  $< 1.9$  ГэВ, распадающихся с эмиссией пар пионов. Данные получены при  $Q^2$  от 0.5 до 1.5 ГэВ<sup>2</sup>. Надежность данных по извлеченным формфакторам была подтверждена в совместном анализе основных  $1\pi$  и  $2\pi$  эксклюзивных каналов. Было достигнуто хорошее описание всех данных CLAS для этих каналов с одинаковыми значениями параметров  $N^*$  в обоих каналах. Было выполнено сравнение извлеченных из экспериментальных данных величин электромагнитных формфакторов с предсказаниями кварковых моделей. Сравнение показало что модель, удовлетворительно воспроизводящая данные для одного или нескольких состояний, может расходиться с данными для других состояний. Таким образом, для доступа к механизмам, ответственным за формирование барионов из фундаментальных конститuentов, необходима информация о электромагнитных формфакторах полного спектра основного и возбужденных состояний нуклона. Сравнение данных по электромагнитным формфакторам  $N^*$  с кварковыми моделями позволило впервые изучить эволюцию с расстоянием различных степеней свободы в структуре  $N^*$ . Это сравнение показало, что на расстояниях сравнимых с размерами нуклона ( $Q^2 < 1.0$  ГэВ<sup>2</sup>) структура  $N^*$  определяется суперпозицией мезон-барионных взаимодействий, формирующих внешнее облако, и кварковых степеней свободы, соосредоточенных во внутренней области кваркового ядра бариона. По мере увеличения квадрата 4-импульса фотона кварковые степе-

ни свободы начинают играть все более возрастающую роль. Таким образом, для доступа к кварковым степеням свободы в структуре  $N^*$  необходимы эксперименты при больших  $Q^2$ . В настоящее время в коллаборации между НИИЯФ МГУ и Hall B at Jefferson Lab ведется анализ e1-6 данных CLAS при квадратах 4-импульсов фотона от 1.7 до 5.0 ГэВ<sup>2</sup>. Качественно новые возможности доступа к кварковым степеням свободы откроются после завершения в 2014 году проекта JLAB 12 GeV Upgrade. На детекторе CLAS12 станут возможными исследования структуры  $N^*$  в области малых расстояний, отвечающих квадратам 4-импульсов фотона от 5.0 до 9.0 ГэВ<sup>2</sup>. CLAS12 станет единственным в мире детектором, способным исследовать структуру  $N^*$  на рекордно малых расстояниях.

## Литература

1. W. Greiner, S. Schram, E. Stein, Quantum Chromodynamics, Springer-Verlag 2002, p. 153-216.
2. M.R. Pennington, J. Phys. Conf. Ser. **18** 1 (2005).
3. A.Holl, C. D. Roberts and S. V. Wright, Lectures given at 20th Annual Hampton University Graduate Studies Program (HUGS 2005), Newport News, Virginia, 31 May - 17 Jun 2005, nucl-th/0601071.
4. A. Bodek et al., Phys. Rev. D **20** 1471 (1979).
5. F. W. Brasse et al., Nucl. Phys. B **110** 410 (1976).
6. S. Rock et al., Phys. Rev. D **46** 24 (1992).
7. P. Stoler, Phys. Rep. **226** 103 (1993).
8. H.L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, D.E. Nagle, Phys. Rev. **85**, 936 (1952).
9. V.D.Burkert, T.-S.H.Lee, Int. J. Mod. Phys. E13, 1035 (2004).
10. V.D.Burkert, Prog. Part. Nucl. Phys. **55**, 108 (2005).
11. V. D. Burkert, et. al. Phys. Rev. **C67** 035204, (2003).
12. D. Richards arXiv:0711.2048
13. D.Leinwever, A. W. Thomas, R. D. Young, Phys. Rev. Lett. **86**, 5011 (2001).
14. S.Basak, et. al., Phys. Rev. D**76**, 074504 (2007).



15. C.Roberts, et. al., Eur. Phys J. Special Topics **140** 53 (2007).
16. J. Bulava, et. al., AIP Conf.Proc. **947** 137 (2007).
17. C. Alexandrou et al., Phys.Rev.**D69** 114506 (2004).
18. C. Alexandrou et al., Phys.Rev.Lett. **98** 052003 (2007).
19. D.B.Leinweber, Lect. Notes. Phys. **663** 71 (2005).
20. H. Ichie, V. Bornyakov, T. Steuer, G. Schierholz, hep-lat/0212024 (2002).
21. T.-S. H. Lee and L. C. Smith, J. Phys. **G34** S83 (2007).
22. T.-S. H. Lee, arXiv:0711:2193
23. T.-S. H. Lee, J. Phys. Conf. Ser. **69** 012013 (2007).
24. A.Matsuyama, et. al., Phys. Rep., 439, 193 (2007); B.Julia-Diaz, et.al., arXiv:0704.1615.
25. B. Mecking et al., Nucl. Inst. and Meth. **A503**, 513 (2003).
26. <http://www.jlab.org/Hall-B/>. Clas Physics DB.
27. V.D.Burkert, T.-S.H.Lee, Electromagnetic Interactions and Hadron Structure, ed by F.Close, 359 (2007).
28. V.D.Burkert arXiv0711:1703
29. V.I.Mokeev, V.D.Burkert, et. al. arXiv0710:5616
30. S. Capstick, P. Page, Phys. Rev. **C66** 065204 (2002).
31. M. D. Mestayer et al., Nucl. Inst. and Meth. **A449** 81 (2000).

32. G. Adams et al., Nucl. Inst. and Meth. **A465** 414 (2001).
33. E. S. Smith et al., Nucl. Inst. and Meth. **A432**, 265, 1999.
34. M. Amarian et al., Nucl. Inst. and Meth. **A460** 239 (2001).
35. E. Golovach,  
[http://www.ge.infn.it/~golovach/cooking\\_status/momcor/momcor.html](http://www.ge.infn.it/~golovach/cooking_status/momcor/momcor.html)
36. M. Anghinolfi, V.I.Mokeev et al., Nucl. Inst. and Meth. **A447** 424 (2000).
37. P. Rossi, V.I.Mokeev et al., Nucl. Inst. and Meth. **A381** 32 (1996).
38. M. Ripani, V.I.Mokeev et al., Nucl. Inst. and Meth. **A406** 403 (1998).
39. M. Taiuti, V.I.Mokeev et al., Nucl. Inst. and Meth. **A357** 344 (1995).
40. M. Anghinolfi, V.I.Mokeev et al., Nucl. Inst. and Meth. **A537** 562 (2005).
41. V.I.Mokeev et al., Monte-Carlo code for simulation of the large angle electromagnetic shower calorimeter for CLAS detector. INFN-BE-95-02, Feb 1995. 36pp.
42. H.Eginyan et. al., Phys. Rev. C73, 025204 (2006).
43. A.Anisovich, et. al., Eur. Phys J. A24, 111 (2005).
44. A.Anisovich, et. al., Eur. Phys J. A25, 427 (2005).
45. M.Bellis, Talk at 2 Meeting of the APS Topical Group on Hadron Physics.
46. P.Nadel-Turonsky et. al., CLAS Proposal PR-06-103.
47. U.Thoma, Int. J. Mod. Phys. A20, 280 (2005).
48. D. Luke and P. Soding, Springer Tracts in Mod. Phys. **59** (1971).

49. A. Bartl, W. Majerotto, D. Schildknecht, *Nuovo Cimento* 12A, 703(1972).
50. L.Y. Murphy, J.M. Laget, DAPNIA-SPHN-96-10, Mar. 1996.
51. W. Roberts, JLAB-THY-97-01, (1997).
52. W. Roberts, T. Oed, *Phys. Rev., C* **71**, 055201 (2005).
53. J.A. Gomez-Tejedor and E. Oset, *Nucl.Phys.* A571, 667(1994); J.A. Gomez-Tejedor and E. Oset, *Nucl.Phys.* A600(1996).
54. J.C Nacher et. al., *Nucl. Phys*, **A695**, 295 (2001).
55. J.C Nacher et. al., *Nucl. Phys*, **A697**, 372 (2002).
56. K. Ochi, M. Hirata, T. Takahi, *Phys. Rev., C*56, 1472(1997).
57. A. Fix, H. Arenhovel, *Eur. Phys J. A*25, 115 (2005).
58. H. Meyer, Talk at 2 Meeting of the APS Topical Group on Hadron Physics.
59. M. Kotulla, et. al., *Phys. Lett.* **B578**, 63 (2004).
60. J. Ahrens, et. al., *Phys. Lett.* **B624**, 173 (2005).
61. M.Guidal. J-M. Laget, M. Vanderhaeghen
62. Wen-Tai Chiang, et. al., *Phys. Rev., C*68, 045202 (2003).
63. Cambridge Bubble Chamber Group, *Phys. Rev.* 155, 1477(1967);  
ABBHHM Collaboration, *Phys. Rev.* 175, 1669 (1968).
64. Y. Assafiri, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 222001 (2003).
65. R.Koniuk and N.Isgur, *Phys. Rev. D*21, 1868 (1980).

66. M.Aiello, M.M.Giannini and E.Santopinto, *J.Phys. G: Nucl. Part. Phys* 24, 753 (1998)
67. S.Capstick and W.Roberts, *Phys. Rev. D*49, 4570 (1994).
68. S.Capstick and B.D.Keister *Phys Rev D*51, 3598 (1995).
69. M. Ripani, V.D. Burkert, V.I. Mokeev, et. al., Two pion decay of electroproduced baryon resonances, CEBAF-Proposal-93-006.
70. J. M. Laget, M. Barraglieri, V. I. Mokeev, et. al., Photoproduction of vector mesons at high  $t$ , CEBAF-Proposal-93-031.
71. M.Ripani, V.D.Burkert, V.I.Mokeev, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 91, 022002-1 (2003).
72. M.Ripani,V.D.Burkert, V.I.Mokeev CLAS-ANALYSIS 2002-109.
73. E.Golovach, V.Mokeev, et. al., *Proc. of Amsterdam ICHEP2002*, p.668.
74. E.Golovach, V.Mokeev, et. al., *Proc. of Genoa 2002, GDH2002*, p.321.
75. V.I.Mokeev et. al., *Proceedings of XV International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, Tver, September 14-20 2000*, ed. by M.N.Dubinin and V.I.Savrin, SINP MSU, Moscow, Russia, p.414
76. V.I.Mokeev et. al., *NSTAR200: The physics of Excited Nucleon*, Newport News, Virginia, 16-19 Feb 2000, p.234
77. M.Battaglieri, V.I.Mokeev et. al., *Nucl. Phys. A*680, 286 (2000).
78. Е.Н.Головач, В.И.Мокеев и др., *Вестник МГУ, сер. физика, астрономия* 54 34 (1999).

79. Е.Н.Головач, В.И.Мокеев и др., Вестник МГУ, сер. физика, астрономия **55** 16 (1999).
80. V.I.Mokeev et. al. Proceedings of International Conference on Nuclear Physics SHELLS-50, ed. by Yu. Ts. Oganessian, R. Kalpakchieva, World Scientific 2000, p. 504.
81. E.Golovach, V.Mokeev, et. al., Moscow 2001 High enegy physics and quantum field theory, p.414
82. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl 63, 76 (2000).
83. M.Anghinolfi, V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl 62, 1522 (1999).
84. V.I.Mokeev et. al., Few Body Syst. 11, 292 (1999).
85. V.I.Mokeev et. al., Proceedings of the Workshop on the Physics of Excited Nucleons, NSTAR2001, ed by D. Drechsel, L. Tiator, World Scioentific, p. 181.
86. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl 63, 1943 (2000).
87. M.Ripani, V.I.Mokeev et. al., Nucl. Phys. A672, 220 (2000).
88. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl 64, 1292 (2001).
89. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl.66, 1282 (2003).
90. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl.66, 2149 (2003).
91. V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl.66, 1322 (2003).
92. V.D.Burkert, V.I.Mokeev et. al., Phys of Atom Nucl.67, 1918 (2004).

93. V.I.Mokeev, et. al., NSTAR2002 Workshop on the Physics of Excited Nucleons, Pittsburg, Pennsylvania 9-12 Oct 2002, p.246.
94. V.I.Mokeev et. al, AIP Conf. Proc. **619** 505 (2002).
95. V.D.Burkert et. al. Proceedings of the Seventeenth IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics, Durham, NC, USA, 5-10 June 2003, ed. by W.Glockle and W. Tornow, \$231.
96. M.Battaglieri et. al., Phys. Rev. Lett. 87, 172002 (2001).
97. M.Bellis, hep-ex/0309040
98. S.Strauch, V.I.Mokeev et. al, Phys. Rev. Lett. **95** 162003 (2005).
99. D.M.Manley, E.M.Saleski, Phys. Rev. D45, 4002 (1992).
100. T.P.Vrana, S.A.Dytman, T-S.H.Lee Phys. Rep. 328, 181 (2000).
101. D. Drechsel, L. Tiator, J. Phys. **G18**, 449 (1992).
102. E. Amaldi, S. Fubini, G. Furlan, Pion Electroproduction. Springer Tracts in Modern Physics, 83(1989).
103. R. Longacre, I. Dolbeu, Nucl. Phys. **B122**, 493 (1977).
104. Review of Particle Physics, S. Eidelman et al., Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).
105. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, New York, London, 1952.
106. K.Gotfried, J.D.Jackson, Nuovo Cimento 34, 736 (1964).
107. J. D. Bjorken, et. al., Phys. Rev. **D3**, 1382 (1971).(2007).

108. J.-M. Laget, Nucl. Phys. **A699**, 184 (2002).
109. D. G. Cassel, et. al., Phys. Rev. **D24** 2787 (1981).
110. V.D.Burkert, V.I. Mokeev, et. al., Phys of Atom Nucl.70, 427 (2007).
111. V.I.Mokeev et. al., Proceedings of NSTAR2004 Workshop, March 24-27, 2004, Grenoble, France, World scientific, ed. by J.-P. Bocquet, V.Kuznetsov, D. Rebreyend, 317.
112. V.I.Mokeev et. al., Proceedings of the Workshop on the Physics of Excited Nucleons, Florida, Tallahassee, USA, 12-15 October 2005, World Scientific, ed. by S.Capstick, V.Crede, P.Eugenio, 47.
113. I. G. Aznauryan, et. al. Phys. Rev. **C72**, 045201 (2005).
114. V.I.Mokeev et. al., Seventeenth International Conference on Particle and Nuclei, Santa Fe, New Mexico 23-30 October 2005, AIP Conference Proceedings 842, 339.
115. D. R. Koniuk, N. Isgur, Phys. Rev. **D21**, 1868 (1980).
116. S. Capstick and B.D. Keister, Phys. Rev. D **51**, 3598 (1995).
117. S. Capstick and W. Roberts, Progr. Part. Nucl. Phys. **45**, S241 (2000).
118. R. Jaffe, F. Wilczek., Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
119. R. Jaffe, Phys. Rep. **409**, (2005).
120. M. Kirchbach, M. Moshinsky and Y.F. Smirnov, Phys. Rev. D **64**, 114005 (2001).
121. E. Santopinto, Phys. Rev. C **72**, 022201 (2005).

122. H. Egiyan, et. al. Phys. Rev. **C73**, 025204 (2006).
123. K. Joo, et. al., Phys. Rev. Lett. **88**, 12201 (2002).
124. K. Joo, et. al., Phys. Rev. **C68**, 032201 (2003).
125. K. Joo, et. al., Phys. Rev. **C70**, 042201 (2004).
126. K. Joo, et. al., Phys. Rev. **C72**, 058202 (2005).
127. T. Sato and T.-S. H. Lee, Phys. Rev. **C63** 055201 (2001).
128. S. J. Brodsky, Light-front QCD, St. Andrews 2004, Hadron physics, 121,hep-ph/0412101.
129. X. Ji, AIP Conf.Proc. **915** 16 (2007).
130. K.-T Chao, X. Ji, C. Liu Int. J. Mod. Phys. A**915** 613 (2006).
131. A. V. Belitsky and A. V. Radyushkin, Phys. Rept.**418** 1 (2005).
132. X. Ji, Phys. Rev. D **55**, 022201 (1997).
133. Г.В. Федотов и др., Известия РАН, сер. физика **71** 328 (2007).
134. V.I. Mokeev, V.D. Burkert, J. Phys. Conf. Ser. **69** 012019 (2007).
135. G.V. Fedotov, V.I. Mokeev, et. al., Proceedings of XI International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei, Moscow, September 21-24 , 2006, p.182.
136. G.V. Fedotov, et. al., CLAS Collaboration, in preparation for PRC.
137. T.-S. H. Lee J. Phys. Conf. Ser. **69** 012013 (2007).
138. A. Kiswandhi, et. al., J. Phys. Conf. Ser. **69** 012018 (2007).



139. I. G. Aznauryan, et. al., Phys. Rev. **C71**, 015201 (2005).
140. I. G. Aznauryan, et. al., Phys. Rev. **C76**, 025212 (2007).
141. D. Merten, et. al., Eur. Phys. J **A14** 477 (2002).
142. K. Park, et. al., CLAS Collaboration, arXiv:0709.1946
143. B. Pasquini, S. Boffi, Phys. Rev. **D76**, 074011 (2007).
144. I. G. Aznauryan, Phys. Rev. **C68**, 065204 (2003).
145. C. Wu, et. al., Eur. Phys. J **A23** 317 (2005).