

# Структура нуклонных резонансов из реакции электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне

В. Д. Буркерт<sup>1</sup>, В. И. Мокеев<sup>1</sup>, Б. С. Ишханов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Лаборатория им. Джефферсона. 12000 Jefferson Avenue, Newport News, VA 23606, USA*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова. Москва 119899,  
Ленинские горы, дом 1, строение 2  
E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru*

Статья поступила --.2019, подписана в печать --.2019.

Представлены результаты по амплитудам фото- и электровозбуждения большинства нуклонных резонансов с массами до 2 ГэВ, полученных из экспериментальных данных детектора CLAS по эксклюзивному фото- и электророждению конечного состояния  $\pi^+\pi^-p$  на протоне, в коллаборации между Лабораторией им. Т. Джефферсона и Московским государственным университетом. Первые и в настоящее время единственные в мире результаты по амплитудам электровозбуждения нуклонных резонансов в широкой области виртуальностей фотонов  $Q^2 < 5.0$  ГэВ показали, что структура возбужденных состояний нуклона формируется внутренним кором трех одетых кварков и внешним мезон-барионным облаком. Полученные результаты являются единственным источником информации о механизмах сильного взаимодействия, формирующих нуклонные резонансы с различными квантовыми числами и различной структурой. Обсуждены перспективы этих исследований на новом этапе с энергией непрерывного пучка электронов, увеличенной с 6 ГэВ до 11 ГэВ и на новом детекторе CLAS12 с увеличенной на порядок величины светимостью до  $10^{35}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>, которые начались весной 2018 года.

*Keywords:* Excited Nucleon State Structure, Photo- and Electroexcitation Amplitudes, Strong QCD

PACS: 11.55.Fv, 13.40.Gp, 13.60.Le, 14.20.Gk

## 1. Введение

Изучение структуры возбужденных состояний нуклона ( $N^*$ ) является единственным источником информации о динамике сильного взаимодействия в области большой величины параметра кварк-глюонной связи (непертурбативный режим КХД), формирующей возбужденные состояния нуклона с различными квантовыми числами и различной структуры [1–3]. Теоретический анализ амплитуд электровозбуждения резонансов ( $\gamma_v p N^*$ ) в рамках различных кварковых моделей показал, что большинство кварковых моделей, описывая одинаково успешно данные по упругим форм факторам нуклона, предсказывают существенно различную  $Q^2$  эволюцию  $\gamma_v p N^*$  амплитуд электровозбуж-

дения различных нуклонных резонансов [1, 4–11]. Тем самым продемонстрирована чувствительность амплитуд электровозбуждения  $N^*$  к моделированию динамики сильного взаимодействия и возможность доступа к механизмам формирования структуры  $N^*$  из сравнения данных по амплитудам электровозбуждения  $N^*$  с моделями.

Успешное описание данных по упругим форм-факторам нуклона и амплитудам электровозбуждения нуклонных резонансов различной структуры на основе Лагранжиана КХД, в рамках метода уравнений Дайсона-Швингера, продемонстрировало возможность доступа к механизмам формирования доминирующей части ( $> 98\%$ ) массы адронов и природе конфайнмента кварков и глюонов из данных по амплитудам электровозбуждения  $N^*$  [12, 13]. Таким образом, изучение амплитуд электровозбуждения  $N^*$  является ключевым направлением в современной физике адронов. Эти исследования направлены на решение последних открытых вопросов Стандартной Модели о формировании доминирующей части видимой массы во Вселенной и природе конфайнмента.

В настоящей работе представлены результаты по  $\gamma_v p N^*$  амплитудам электровозбуждения резонансов, полученные на детекторе CLAS из данных по эксклюзивному каналу электророждения пар заряженных пионов на протоне. Исследование структуры нуклонных резонансов из экспериментальных данных этого эксклюзивного канала представляет главное направление исследований в коллаборации между Hall-B и НИИЯФ МГУ [15]. Также представлены перспективы этих исследований на новом детекторе CLAS12 с увеличенной на порядок величины светимостью до  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  и энергией непрерывного пучка электронов, увеличенной с 6 ГэВ до 11 ГэВ [14], что открывает наилучшие в мире возможности для изучения структуры основных и возбужденных состояний нуклона. Эти эксперименты были успешно начаты весной 2018 года.

## 2. Основные результаты из данных детектора CLAS

### 2.1 Экспериментальные данные CLAS по электророждению $\pi^+ \pi^- p$ на протоне и модель JM для извлечения параметров резонансов

Доминирующая часть хорошо установленных нуклонных резонансов вносит значительный вклад в процессы фото- и электророждения конечного состояния  $\pi^+ \pi^- p$  на протонах. Каналы фото- и электророждения одиночных пионов  $N\pi$  и конечного состояния  $\pi^+ \pi^- p$  на протонах являются основными источниками информации об амплитудах фото- и электровозбуждения  $N^*$  на протоне [1, 2, 15]. В таблице 1 показан текущий статус полученных на детекторе CLAS данных по процессам эксклюзивного электророждения мезонов на протонах в резонансной области. Приведены исследованные экс-

клюдивные каналы, полученные наблюдаемые и кинематические области по величинам инвариантной массы конечной системы адронов  $W$  и виртуальностей фотона  $Q^2$ . Численные результаты по всем измеренным наблюдаемым содержатся в CLAS Physics Data Base [21]. На детекторе CLAS получены единственные в мире данные по 9 независимым дифференциальным сечениям канала электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах в области  $W < 2.0$  ГэВ и  $0.25 < Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup> [16–20]. Результаты получены с почти полным перекрытием всей области углов эмиссии конечных адронов, что является особенно важным для надежного извлечения параметров  $N^*$  из данных.

Детальные данные по 9 дифференциальным сечениям фото- электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах позволили развить модель JM описания наблюдаемых этого канала для извлечения амплитуд электровозбуждения резонансов и парциальных ширин их распадов на конечные состояния  $\pi\Delta$  и  $\rho\rho$  [20, 23–25]. Модель JM, развитая в коллаборации между НИИЯФ МГУ и Hall B at Jefferson Lab, в настоящее время является единственным в мире подходом для извлечения параметров резонансов из реакций электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах. Эта модель включает все механизмы реакции с образованием  $\pi^+\pi^-p$  в конечном состоянии, которые дают существенный вклад в сечение в резонансной области, включая мезон-барионные каналы  $\pi^-\Delta^{++}$ ,  $\pi^+\Delta^0$ ,  $\rho^0\rho$ ,  $\pi^+N(1520)3/2^-$  и  $\pi^+N(1685)5/2^+$ , так же как и прямое рождение  $\pi^+\pi^-p$  без образования нестабильных адронов в промежуточном состоянии. Все хорошо установленные  $N^*$  с массами до 2.0 ГэВ были включены в амплитуды мезон-барионных каналов  $\pi\Delta$  и  $\rho^0\rho$ . Резонансные амплитуды описываются в рамках параметризации Брейта-Вигнера с учетом ограничений, налагаемых на резонансные амплитуды условием унитарности [24]. Модель JM дает хорошее описание дифференциальных сечений канала  $\pi^+\pi^-p$  при  $W < 2$  ГэВ и  $0.2 < Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup> с  $\chi^2/d.p. < 3$ , полученной с учетом только статистических неопределенностей экспериментальных данных. Описание полностью проинтегрированных  $\pi^+\pi^-p$  сечений показано на рис. 1, где также приведены вклады мезон-барионных механизмов модели JM полученные из анализа данных CLAS. Эти результаты представляют большой интерес для глобального анализа результатов по наблюдаемым всех исследованных эксклюзивных каналов в резонансной области в области возбуждений нуклонных резонансов в рамках анализа связанных каналов [27–29]. Полученные на детекторе CLAS результаты позволят впервые извлечь амплитуды электровозбуждения  $N^*$  из глобального анализа всех данных реакций эксклюзивного электророждения мезонов на протонах в методе связанных каналов. Хорошее описание данных CLAS обеспечивает надежное разделение резонансного и нерезонансного вкладов. На рис. 2, 3 показаны резонансные и нерезонансные вклады в девять дифференциальных сечений, полученных из условия наилучшего описания данных CLAS в модели JM. Неопределенности резонансных и нерезонансных вкладов сравнимы с неопределенностями измеренных сечений, что свидетельствует об их надежном разделении. Надеж-

ное выделение резонансных вкладов делает возможным определить амплитуды фотонного и электровозбуждения  $N^*$  на протоне и ширины их распадов по каналам  $\pi\Delta$  и  $\rho p$  из условия наилучшего описания резонансных вкладов при варьировании одновременно амплитуд электровозбуждения и перечисленных выше парциальных ширин их адронных распадов [24].

## 2.2 Амплитуды электровозбуждения резонансов из данных CLAS по электророждению $\pi^+\pi^-p$ на протоне

В табл. 2 представлены нуклонные резонансы для которых получена информация об амплитудах электровозбуждения из данных CLAS по электророждению мезонов на протонах. Приведены эксклюзивные каналы, из которых извлечены амплитуды электровозбуждения  $N^*$ , и области виртуальностей фотонов  $Q^2$ , в пределах которых получены эти амплитуды. Файлы с информацией о величинах амплитуд электровозбуждения резонансов и программы для их интерполяции в области  $Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup> размещены на веб-страницах [30, 31]. Из данных реакций электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах получены амплитуды электровозбуждения большинства  $N^*$  в области масс до 1.8 ГэВ и при виртуальностях фотонов  $Q^2 < 5.0^2$ . Для нуклонных резонансов в области масс  $< 1.6$  ГэВ информация об амплитудах их электровозбуждения получена из различных эксклюзивных каналов:  $N\pi$ ,  $\eta p$ ,  $\pi^+\pi^-p$ , вносящих основной вклад в полные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами в резонансной области.

На рис 4 (левая и правая части) показаны амплитуды электровозбуждения  $N(1440)1/2^+$  и  $N(1520)3/2^-$  резонансов полученные из данных двух основных эксклюзивных каналов  $N\pi$  и  $\pi^+\pi^-p$ . Хорошее совпадение амплитуд электровозбуждения резонансов извлеченных из двух основных каналов электророждения мезонов на протонах с различными нерезонансными вкладами подтверждает как надежность извлечения амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов из данных CLAS, так и учета их неопределенностей, обусловленных использованием моделей описания эксклюзивных каналов и точностью экспериментальных данных. Изучение как  $N\pi$  так и  $\pi^+\pi^-p$  эксклюзивных каналов электророждения на протоне дает важную взаимодополняющую информацию об амплитудах электровозбуждения  $N^*$ . Низколежащие возбужденные состояния нуклона с массами  $< 1.6$  ГэВ распадаются в основном на конечные состояния  $N\pi$ . Поэтому данные  $N\pi$  каналов дают основную информацию по амплитудам электророждения этих резонансов. В то же время, изучение каналов  $\eta p$  и  $\pi^+\pi^-p$  необходимо для подтверждения надежности извлечения амплитуд электровозбуждения  $N^*$  из  $N\pi$  каналов. Нерезонансные вклады в различных эксклюзивных каналах совершенно различны, в то время как амплитуды электровозбуждения резонансов, извлеченные из анализа различных каналов, должны быть одинаковы, поскольку они являются ам-

плитудами переходов между начальным состоянием виртуальный фотон-протон и конечным  $N^*$  и не зависят от конечных мезон-барионных состояний, формирующихся в различных эксклюзивных каналах. Таким образом, совпадающие результаты по амплитудам электровозбуждения  $N^*$  из независимого анализа различных эксклюзивных каналов обеспечивают модельно-независимую проверку надежности извлечения амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов из экспериментальных данных.

Данные CLAS для канала электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах играют ключевую роль в извлечении амплитуд электровозбуждения высоколежащих нуклонных резонансов ( $M > 1.6$  ГэВ), которые распадаются преимущественно на конечные состояния  $N\pi\pi$ . Такими возбужденными состояниями являются  $\Delta(1620)1/2^-$ ,  $\Delta(1700)3/2^-$ ,  $N(1720)3/2^+$  и состояние-кандидат  $N'(1720)3/2^+$ . В настоящее время амплитуды электровозбуждения этих состояний известны только из данных канала электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне.  $N\pi$  каналы не обладают достаточной чувствительностью к вкладам этих состояний, необходимой для извлечения амплитуд их электровозбуждения.

Для проверки надежности извлечения амплитуд электровозбуждения  $N^*$  из данных полученных только в  $\pi^+\pi^-p$  канале электророждения была разработана специальная процедура. Амплитуды электровозбуждения резонансов с массами  $> 1.6$  ГэВ извлекались из независимого анализа данных канала  $\pi^+\pi^-p$  в трех соседних интервалах по  $W$ , выбранных таким образом, что исследовавшиеся резонансы вносят вклад в сечения в каждом из этих трех  $W$  интервалов. В каждом из интервалов по  $W$  амплитуды электровозбуждения  $N^*$  извлечены из данных во всей области виртуальностей фотонов, где выполнены измерения. Нерезонансные амплитуды в соседних интервалах по  $W$  существенно разные, в то время как амплитуды электровозбуждения резонансов, извлеченных из данных в этих  $W$ -интервалах должны быть одинаковыми. Таким образом, совпадающие результаты по амплитудам электровозбуждения  $N^*$ , полученные из независимого анализа данных в соседних  $W$ -интервалах, обеспечивают модельно-независимую проверку надежности извлечения этих параметров. В качестве примера, на рис. 4 (нижняя часть) показаны продольные амплитуды  $S_{1/2}$  электровозбуждения резонанса  $\Delta(1620)1/2^-$ , полученные из анализа сечений электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах, выполненного в соседних  $W$ -интервалах. Наблюдается хорошее согласие величин амплитуд, извлеченных независимо в трех соседних  $W$ -интервалах. Примерно такое же совпадение имеет место для всех амплитуд резонансов с массами  $> 1.6$  ГэВ, извлеченных из данных канала  $\pi^+\pi^-p$  электророждения на протонах.

Анализ данных CLAS полностью подтвердил надежность извлечения амплитуд электровозбуждения  $N^*$  из реакций эксклюзивного электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах в рамках модели JM, развитой в коллаборации между НИИЯФ МГУ и Hall B at Jefferson Lab. Амплитуды электровозбуждения резонансов, извлеченные из данных CLAS, приведены в последнем издании Particle Data Group (PDG) [33].

Исследования реакций фоторождения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах являются важным источником информации об амплитудах фотовозбуждения нуклонных резонансов в области масс  $> 1.64$  ГэВ. Многие из них распадаются преимущественно по каналу  $\pi\pi p$ , что делает исследования реакций  $N\pi\pi$  фоторождения на протонах основным источником информации об амплитудах фотовозбуждения этих резонансов. Сечение реакции фоторождения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне самое большое среди сечений каналов фоторождения  $N\pi\pi$  на протонах. Таким образом, исследования процессов  $\pi^+\pi^-p$  фоторождения на протонах имеют наилучшие перспективы для определения амплитуд фотовозбуждения нуклонных резонансов, распадающихся преимущественно на  $N\pi\pi$  конечные состояния.

Первые в мире результаты по амплитудам фотовозбуждения  $N^*$  из реакций  $\pi^+\pi^-p$  фоторождения на протонах были недавно получены из данных CLAS в области  $1.6 < W < 2.0$  ГэВ [20]. В выполненном эксперименте было набрано  $\approx 400$  миллионов  $\pi^+\pi^-p$  событий, что более чем в 50 раз превышает статистику событий этого канала, полученную в выполненных ранее экспериментах. В рамках версии модели JM, развитой для анализа  $\pi^+\pi^-p$  фоторождения на протонах [20], получено хорошее описание новых данных CLAS с  $1.15 < \chi^2/d.p. < 1.3$ . Хорошее описание данных обеспечило надежное выделение резонансных вкладов. Амплитуды фотовозбуждения резонансов получены из условия наилучшего воспроизведения резонансных вкладов в сечения при одновременном варьировании величин амплитуд фотовозбуждения резонансов и их парциальных ширин распадов на конечные состояния  $\pi\Delta$  и  $\rho p$ . Извлеченные амплитуды фотовозбуждения резонансов приведены в таблице 3, где они сравниваются со значениями, приведенными PDG2018 [33], и результатами глобального анализа всей имевшейся до данных CLAS [20] информации по эксклюзивным реакциям фоторождения мезонов на протонах в методе связанных каналов [26]. Наблюдается хорошее согласие в величинах и знаках амплитуд фоторождения для наших результатов и оцененных значений этих амплитуд, приведенных в PDG. В то же время, для ряда резонансов амплитуды фоторождения из данных CLAS [20] отличаются от результатов глобального анализа эксклюзивных реакций фоторождения мезонов на протонах в методе связанных каналов [26]. Использование амплитуд фоторождения  $\pi^+\pi^-p$  из данных CLAS, извлеченных в модели JM, в глобальном анализе эксклюзивных каналов фоторождения мезонов существенно улучшит имеющиеся результаты по амплитудам фоторождения резонансов с массами более 1.6 ГэВ и о парциальных ширинах их адронных распадов. Для успешного совместного описания данных CLAS по фото- и электророждению  $\pi^+\pi^-p$  на протонах с  $Q^2$ -независимыми парциальными адронными ширинами необходимо новое барионное состояние  $N'(1720)3/2^+$  [34]. Детальная информация об обнаружении нового барионного состояния  $N'(1720)3/2^+$  готовится к публикации.

### 3. Исследования динамики сильных взаимодействий из данных по амплитудам электровозбуждения резонансов

Экспериментальные результаты по амплитудам электровозбуждения  $N^*$ , полученные из реакций эксклюзивного электророждения мезонов на протонах на детекторе CLAS [1, 15, 25], являются единственным источником информации о многообразии проявлений динамики сильных взаимодействий в формировании основного и возбужденных состояний нуклона с различными квантовыми числами и различной структуры. Эти результаты имеют ключевое значение для исследований динамики сильных взаимодействий в режиме большой ( $\approx 1$ ) величины параметра кварк-глюонной связи, т.н. непертурбативном режиме Квантовой Хромодинамики (КХД). Исследования сильных взаимодействий в непертурбативном режиме являются одним из наиболее актуальных направлений современной физики. Это последняя неисследованная часть Стандартной Модели. Исследования структуры нуклонных резонансов в электромагнитных процессах являются необходимой составной частью в изучении сильного взаимодействия в непертурбативном режиме. Они позволят получить из экспериментальных данных по амплитудам электровозбуждения резонансов ответы на фундаментальные открытые вопросы о природе доминирующей части массы адронов и кварк-глюонного конфайнмента.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в описании динамики сильных взаимодействий в непертурбативном режиме в рамках основанного на КХД метода уравнений Дайсона-Швингера [2, 3, 37, 38] (DSE). Этот подход обеспечивает доступ к механизмам сильных взаимодействий из анализа экспериментальных результатов по структуре адронов (данных по упругим и переходным формфакторам, партонным распределениям и амплитудам) и позволяет исследовать связь механизмов сильного взаимодействия в непертурбативном режиме, связанных с фундаментальным лагранжианом КХД. Одним из наиболее значимых результатов метода DSE является создание концепции механизмов формирования  $> 98\%$  массы адронов [3]. Открытый недавно в CERN механизм Хиггса описывает формирование массы только для элементарных токовых кварков с вкладом в массу адронов  $< 2\%$ . Поэтому механизм Хиггса не играет заметной роли в формировании массы адронов, состоящих из легких  $u$ - и  $d$ -кварков. В соответствии с фундаментальным лагранжианом КХД, при распространении токовых кварков в пространстве-времени происходит их одевание глюонами, которые, в свою очередь, генерируют виртуальные кварк-антикварковые пары, формируя одетые глюоны. В режиме большой величины параметра кварк-глюонной связи, одевание кварков и глюонов приводит к формированию эффективных динамических объектов: одетых кварков

и глюонов. Динамическая структура этих объектов, состоящих из большого и несохраняющегося числа элементарных кварков и глюонов, весьма сложна, и ее описание на основе КХД было получено лишь в последнее десятилетие в методе DSE [37, 38]. В рамках DSE показано, что одетый кварк обладает зависящей от расстояния или импульса бегущей массой. Полученная из КХД в методе DSE зависимость массы одетого кварка от импульса показана на рис. 8. При импульсах кварка выше 2.0 ГэВ, бегущая масса одетого кварка асимптотически приближается к массе токового кварка. Иная ситуация имеет место при импульсах кварка менее 2.0 ГэВ. При этих импульсах (расстояниях) величина бегущего параметра кварк-глюонной связи оказывается  $> 1/3$  и увеличивается с уменьшением импульса кварка. При этих величинах параметра кварк-глюонной связи, одевание кварка одетыми глюонами приводит к резкому увеличению массы одетого кварка до  $\approx 400$  МэВ при импульсах  $< 0.5$  ГэВ, что отвечает массе кварка, используемой в кварковых моделях с конституентными кварками. При больших величинах параметра кварк-глюонной связи, энергия поля одетых глюонов формирует динамическую массу одетого кварка, что приводит к динамическому нарушению киральной симметрии КХД (Dynamical Chiral Symmetry Breaking или DCSB). Таким образом, 98% массы адронов формируется сильным взаимодействием в непертурбативном режиме в описанных выше процессах DCSB. Данные по амплитудам электровозбуждения резонансов позволили впервые проверить эту концепцию формирования доминирующей части видимой массы во Вселенной в сравнении с экспериментальными данными.

Благодаря быстрому прогрессу в области изучения возбужденных состояний нуклона в рамках DSE [12, 13, 36], впервые выполнены расчеты магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  и амплитуд электровозбуждения  $N(1440)1/2^+$  непосредственно из лагранжиана КХД. Рассчитанные магнитный форм-фактор  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  и амплитуда электровозбуждения  $A_{1/2}$  для  $N(1440)1/2^+$  [12, 13] показаны на рис. 5 в сравнении с экспериментальными результатами CLAS. В настоящее время в методе DSE выполнены расчеты вкладов только кора из трех одетых кварков в амплитуды электровозбуждения  $N^*$ . Поэтому результаты DSE расчетов могут сравниваться с экспериментальными данными лишь при достаточно больших виртуальностях фотона, где вклад кваркового кора в амплитуды электровозбуждения резонанса намного больше, чем вклад внешнего мезон-барионного облака. В этой области виртуальностей фотона оценки [12, 13] дают хорошее описание магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  и амплитуды электровозбуждения  $A_{1/2}$  для  $N(1440)1/2^+$ .

DSE анализ данных CLAS [32] по магнитному форм-фактору  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  позволил впервые установить наличие бегущей массы одетого кварка с зависимостью от импульса кварка, предсказываемой расчетами DSE из лагранжиана КХД. DSE результаты по  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  магнитному форм-фактору были получены в двух подходах для описания кварк-кваркового  $qq$ -взаимодействия: а) упрощенное контакт-

ное взаимодействие  $qq$  (штрихованная линия на рис. 5 (слева)) и б) реалистическое  $qq$ -взаимодействие из Лагранжиана КХД [37, 38] (сплошная линия на рис. 5 (слева)). Использование контактного взаимодействия предсказывает существование одетого кварка с динамической массой  $\approx 400$  МэВ, которая не зависит от импульса кварка. Расчеты в рамках DSE с реалистическим  $qq$ -взаимодействием [37, 38] предсказывают формирование одетого динамического кварка с зависящей от импульса массой, показанной на рис. 8. Сравнение с экспериментальными данными на рис. 5 показало, что расчеты с массой кварка, не зависящей от импульса, переоценивают данные CLAS при  $Q^2 > 1.5$  ГэВ. При этом расхождение с данными возрастает с ростом  $Q^2$ . Используя массу кварка из реалистического  $qq$ -взаимодействия, зависящую от импульса, DSE расчеты дают хорошее описание экспериментальных результатов для магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  во всей области виртуальностей фотона  $0.8 < Q^2 < 7.0$  ГэВ<sup>2</sup>.

Таким образом, данные CLAS в рамках DSE-анализа позволили впервые установить, что одетые кварки в коре нуклона и нуклонных резонансов являются динамическими объектами с зависящей от импульса массой.

Показанное на рис. 5 хорошее описание экспериментальных данных для магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)2/3^+$  и амплитуды электровозбуждения  $A_{1/2}$  достигается с одинаковой зависимостью массы одетого кварка от импульса (массовой функцией одетого кварка) для обоих резонансов. При этом, массовая функция одетого кварка, использованная для описания электровозбуждения  $\Delta(1232)3/2^+$  и  $N(1440)1/2^+$  резонансов, такая же, какая была использована для успешного описания упругих электромагнитных форм-факторов [12]. Достигнутое в DSE успешное описание упругих форм-факторов нуклона и данных CLAS [24, 25, 32] по амплитудам электровозбуждения резонансов  $\Delta(1232)3/2^+$  и  $N(1440)1/2^+$  с полностью различающейся структурой позволяет сделать следующие выводы: а) динамические одетые кварки с зависящей от импульса массой, предсказываемой в DSE из КХД, являются активными компонентами структуры кваркового кора основных и возбужденных состояний нуклона; б) совместный анализ данных по упругим форм-факторам нуклона и амплитудам электровозбуждения резонансов различной структуры в рамках DSE является критически необходимым для надежного доступа к массовой функции одетого кварка, позволяющего исследовать механизмы формирования  $> 98$  % массы адронов.

Амплитуды электровозбуждения большинства резонансов в области масс до 1.7 ГэВ были получены в рамках кварковой модели на световом конусе (LFQM), развитой в [6, 9]. Эта модель учитывает вклады кваркового кора и мезон-барионного облака и использует параметризацию массовой функции одетого кварка с параметрами, полученными из условия наилучшего описания данных по  $Q^2$ -эволюции упругих форм-факторов нуклона. Успешное описание амплитуд электровозбуждения большинства резонансов с массами до 1.7 ГэВ было достигнуто с той же зависимостью массы кварка

от импульса, которая была успешно использована при описании упругих форм-факторов нуклона.

Полученное в этой модели описание амплитуды  $A_{1/2}$  электровозбуждения  $N(1440)1/2^+$  показано на рис. 5 (справа) сплошной линией. Успешное описание амплитуд электровозбуждения большинства нуклонных резонансов с массами до 1.7 ГэВ, достигнутое в LFQM [6, 9] с одинаковой для всех резонансов массовой функцией одетого кварка свидетельствует о том, что динамический кварк с зависящей от импульса массой является активной компонентой структуры кваркового кора основного и возбужденных состояний нуклона. Таким образом, два концептуально отличающихся подхода к описанию структуры основного и возбужденных состояний нуклона DSE и LFQM свидетельствуют о том, что динамический кварк с бегущей массой является активной компонентой структуры основного и возбужденных состояний нуклона.

Анализ результатов CLAS по амплитудам электровозбуждения большинства резонансов с массами менее 1.7 ГэВ показал, что структура возбужденных состояний нуклона определяется совместным вкладом внутреннего кора из трех одетых кварков и внешнего мезон-барионного облака [1, 6, 9, 13]. Надёжная оценка вклада кваркового кора в амплитуды электровозбуждения  $N(1440)1/2^+$  резонанса, полученная в рамках DSE [13], позволила оценить вклад мезон-барионного облака для этого резонанса как разницу между экспериментальными данными по амплитудам электровозбуждения и определенном в DSE вкладом кваркового кора. Полученный в этом подходе вклад мезон-барионного облака в амплитуду  $A_{1/2}$  электровозбуждения  $N(1440)1/2^+$  резонанса показан заштрихованной областью на рис. 5 (справа). Относительный вклад кваркового кора и мезон-барионного облака сильно зависит от квантовых чисел возбужденного состояния нуклона.

#### 4. Перспективы исследований структуры нуклонных резонансов из реакций электророждения пар заряженных пионов на протоне

Кинематическая область по  $W$  и  $Q^2$ , в которой исследуются реакции электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне, постоянно расширяется в целях извлечения амплитуд электровозбуждения всех резонансов, проявляющихся в этом канале в области масс до 2.0 ГэВ и во всей области виртуальностей фотона, доступных в экспериментах на детекторе CLAS  $Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Данные CLAS по девяти независимым дифференциальным и полностью проинтегрированным сечениям электророждения  $\pi^+\pi^-p$  при  $1.4 < W < 2.0$  ГэВ и  $2.0 < Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup> были опубликованы в [18]. Недавно в University of South Carolina

(USA) получены предварительные результаты по этим наблюдаемым в той же кинематической области с улучшенными статистической и систематической неопределенностями [39]. Сечения, полученные в НИИЯФ МГУ [18] и University of South Carolina [39], хорошо согласуются друг с другом во всей кинематической области  $1.4 < W < 2.0$  ГэВ и  $2.0 < Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup>, перекрытой измерениями на детекторе CLAS. Согласие результатов по дифференциальным сечениям, полученных при использовании различных методов для отбора  $\pi^+\pi^-p$  событий и определения эффективности их регистрации, подтверждает надежность данных обеих групп. Анализ этих данных в модели JM обеспечил надежную феноменологическую параметризацию неизвестных ранее вкладов в амплитуды механизмов модели, проявляющихся в области  $1.4 < W < 2.0$  ГэВ и  $2.0 < Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Модель JM после учета всех вкладов в амплитуды реакции, установленных в анализе данных [18] и [39], хорошо воспроизводит интегральные и дифференциальные сечения электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне при  $W$  до 2 ГэВ и  $Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Величины  $\chi^2/d.p.$  вычисленные в каждом интервале по  $W$  и  $Q^2$  с учетом только статистических неопределенностей данных меняются в пределах от 1.2 до 2.9.

Описание полностью проинтегрированного сечения электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне совместно с резонансными/нерезонансными вкладами, полученными из анализа данных [18, 39] в рамках модели JM, показано на рис. 6. Пример описания девяти дифференциальных сечений и оцененные резонансные и нерезонансные вклады показаны на рис. 7. Резонансный вклад оказывается значительным во всей области  $W < 2$  ГэВ и  $Q^2 < 5$  ГэВ<sup>2</sup>. Относительный вклад резонансной части во второй и третьей резонансной областях увеличивается с увеличением виртуальности фотона. Формы резонансных и нерезонансных вкладов значительно различаются для девяти однажды дифференциальных сечений. Кроме того, корреляции между формами резонансных/нерезонансных вкладов в различные дифференциальные сечения также демонстрируют существенные отличия. Это указывает на хорошие перспективы для извлечения амплитуд электровозбуждения резонансов и их  $\pi\Delta$  и  $pp$  парциальных ширин распадов из данных CLAS по электророждению  $\pi^+\pi^-p$  на протоне [18, 39]. Из этих данных будут получены амплитуды электровозбуждения большинства резонансов с массами до 2 ГэВ и при виртуальностях фотонов  $2 < Q^2 < 5$  ГэВ<sup>2</sup>. Эти результаты существенно расширят информацию об амплитудах электровозбуждения резонансов и откроют новые возможности доступа к динамике сильных взаимодействий, в первую очередь к механизмам, которые обеспечивают формирование различных радиальных и орбитальных возбуждений кваркового кора из трех динамических одетых кварков.

После завершения модернизации JLAB с увеличением энергии непрерывного пучка электронов до 12 ГэВ, весной 2018 г. успешно начаты эксперименты на детекторе CLAS12. Они открыли новый этап исследований спектра и структуры адронов в электромагнитных процессах, обеспечивая качественно новые возможности доступа к ди-

намике сильных взаимодействий из экспериментальных данных [40]. CLAS12 — единственный в мире детектор, позволяющий изучать структуру и спектр возбужденных состояний нуклона в ещё не исследованных областях расстояний, отвечающих малым виртуальностям фотона  $0.05 < Q^2 < 0.5 \text{ ГэВ}^2$  и максимальным виртуальностям когда-либо изучавшимся в эксклюзивных каналах электророждения мезонов до  $12 \text{ ГэВ}^2$ .

Основным направлением исследований резонансов на детекторе CLAS12 в области виртуальностей фотонов  $Q^2 < 2.0 \text{ ГэВ}^2$  является поиск новых состояний адронной материи, т.н. гибридных барионов с одетыми глюонами как активной компонентой структуры кваркового кора наряду с тремя одетыми кварками. Такие состояния предсказываются в вычислениях спектра нуклонных резонансов из лагранжиана КХД в рамках Lattice КХД [42]. Исходя из предсказаний Lattice КХД, гибридные барионы проявляют себя как дополнительные резонансы в  $N^*$ -спектре со спинами-четностями  $J^P = 1/2^+$ ,  $J^P = 3/2^+$  в области масс от 2.0 до 2.5 ГэВ. Поиск этих состояний будет выполнен в эксклюзивных каналах электророждения  $KY$  и  $\pi^+\pi^-p$  на протоне [42]. Наличие одетых глюонов как активной компоненты структуры будет идентифицировано по  $Q^2$ -эволюции их амплитуд электровозбуждения. Изучение всего спектра  $N^*$  в области  $W < 3.0 \text{ ГэВ}$  из совместного анализа данных эксклюзивных каналов фото- и электророждения мезонов на нуклонах при  $Q^2 < 2.0 \text{ ГэВ}^2$  завершит усилия по поиску т.н. “missing” барионных состояний [14]. Успешное совместное описание данных по фото- и электророждению мезонов на нуклонах при различных величинах виртуальностей фотона с независимыми от  $Q^2$  массами и ширинами адронных распадов “missing” резонансов даст уверенность в существовании новых состояний в спектре барионов почти модельно независимым образом.

Весной 2018 г. на детекторе CLAS12 успешно начаты эксперименты по исследованию структуры возбужденных состояний нуклона при больших виртуальностях фотонов  $5 < Q^2 < 12 \text{ ГэВ}^2$  в эксклюзивных каналах электророждения  $\pi N$ ,  $KY$  и  $\pi^+\pi^-p$  на протонах [43, 44]. Впервые амплитуды электровозбуждения резонансов будут исследованы в неизученной ранее в эксклюзивных каналах электророждения мезонов на протонах области высоких виртуальностей фотона. Ожидается, что эта область соответствует доминирующему вкладу кваркового кора. Таким образом, информация о структуре кваркового кора будет впервые доступна непосредственно из данных по амплитудам электровозбуждения резонансов. Будущие эксперименты дадут прямой доступ к свойствам одетых кварков внутри резонансов с разными квантовыми числами. Данные по амплитудам электровозбуждения  $N^*$  обеспечат доступ к массовой функции одетого кварка, извлечённой независимо из анализа амплитуд электровозбуждения резонансов различной структуры в рамках основанного на КХД DSE подхода [2, 3]. Совпадающие результаты по массовой функции одетого кварка из анализа возбужденных состояний нуклона существенно различной структуры — спин-изоспиновых, радиальных, орбитальных

возбуждений – подтвердят модельно независимым образом надежность доступа к механизмам формирования  $> 98\%$  массы адронов. Как показано в [36], возникновение кварк-глюонного конфайнмента отражается в специфической зависимости массы одетого кварка от импульса, наличием точки перегиба при импульсах  $\approx 0.5$  ГэВ. Таким образом, исследования амплитуд электровозбуждения  $N^*$  обеспечивают также доступ к природе кварк-глюонного конфайнмента. Ожидаемые данные CLAS12 об амплитудах электровозбуждения резонансов впервые позволят исследовать массовую функцию одетого кварка в области импульсов кварков до 1.5 ГэВ, где, как показано на рис. 8, происходит переход от кварк-глюонного конфайнмента к пертурбативному режиму сильного взаимодействия.

Таким образом, исследования амплитуд электровозбуждения большинства нуклонных резонансов в области больших виртуальностей фотонов  $5 < Q^2 < 12$  ГэВ<sup>2</sup> на детекторе CLAS12 позволят получить ответы на наиболее актуальные открытые вопросы Стандартной Модели: о природе доминирующей части массы адронов и кварк-глюонного конфайнмента, а также о возможности их описания на основе КХД [2, 41].

Правительство США сохраняет неэксклюзивные, полностью оплаченные и неотъемлемые права для публикации этой работы по всему миру для целей правительства США. Этот материал основан на работе, поддержанной департаментом энергетики США, научным отделом и отделом ядерной физики по контракту DE-AC05-06OR23177.

## Список литературы

1. *I.G. Aznauryan and V.D. Burkert* // Prog. Part. Nucl. Phys. **67**. 1 (2012).
2. *V. D. Burkert and C. D. Roberts* // Rev. Mod. Phys. (in press), arXiv:1710.02549 [nucl-ex].
3. *C. D. Roberts* // Few Body Syst. **59**. 72. (2018).
4. *I.T. Obukhovskiy et al.* // Few Body Syst. **57**. 1001 (2016)
5. *I.T. Obukhovskiy et al.* // Phys. Rev. D **84**. 014004 (2011).
6. *I.G. Aznauryan and V. D. Burkert* // Phys. Rev. C **85**. 055202 (2012).
7. *T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, and I. Schmidt* // Phys. Rev. D **97**. 054011 (2018).
8. *M.M. Giannini and E. Santopinto* // Chin. J. Phys. **53**. 020301 (2015).
9. *I.G. Aznauryan and V. D. Burkert* // Phys. Rev. C **95**. 065207 (2017).

10. *S.J. Brodsky* // Few Body Syst. **59**. 25. (2018).
11. *G. Ramalho* // Few Body Syst. **59**. 92. (2018).
12. *J. Segovia et al.* // Few Body Syst. **55**. 1185 (2015).
13. *J. Segovia et al.* // Phys. Rev. Lett. **115**. 171801 (2015).
14. *V. D. Burkert* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **68**. 405. (2018).
15. *V. I. Mokeev* // Few Body Syst. **59**. 46. (2018).
16. *M. Ripani et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. **91**. 022002 (2003).
17. *G.V. Fedotov et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. C **79**. 014204 (2009).
18. *E.L. Isupov et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. C **96**. 025209 (2017).
19. *G.V. Fedotov et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. C **98**. 025203 (2018).
20. *E. N. Golovatch et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Lett. B **788**. 371 (2019).
21. CLAS physics database. <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>.
22. *I.G. Aznauryan et al. (CLAS Collaboration)*, Phys. Rev. C **80**, 055203 (2009).
23. *V.I. Mokeev et al.* // Phys. Rev. C **80**. 045212 (2009).
24. *V.I. Mokeev et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. C **86**. 055203 (2012).
25. *V.I. Mokeev et al.* // Phys. Rev. C **93**. 025206 (2016).
26. *V. Sokhoyan et al.* // Eur. Phys. J. A**51**. 95 (2015).
27. *N. Suzuki, T. Sato, and T.-S. H. Lee* // Phys. Rev. C **82**. 045206 (2010).
28. *H. Kamano et al.* // Phys. Rev. C **94**. 015201 (2016).
29. *M. Doring* // Few Body Syst. **59**. 140 (2018).
30. Nucleon Resonance Photo-/Electrocouplings Determined from Analyses of Experimental Data on Exclusive Meson Electroproduction off Protons. [https://userweb.jlab.org/~mokeev/resonance\\_electrocouplings/](https://userweb.jlab.org/~mokeev/resonance_electrocouplings/)
31. Fit of the Resonance Electrocouplings. <https://userweb.jlab.org/~isupov/couplings/>
32. *I. Aznauryan et al.* // Phys. Rev. C **80**. 055203 (2009).

33. *M. Tanabashi et al. (Particle Data Group)* // Phys. Rev. D **98**. 03001 (2018).
34. V.I. Mokeev *et al.*, EPJ Web Conf. **113**, 01013 (2016).
35. *M. Dugger et al. (CLAS Collaboration)* // Phys. Rev. C **79**. 065206 (2009).
36. *C.D. Roberts* // Few Body Syst. **58**. 5 (2017).
37. *D. Binosi et al.* // Phys. Rev. D **95**. 031501 (2017).
38. *Chen Chen et al.* // arXiv:1711.03142 [nucl-th] (2017).
39. *A. Trivedi* // Few Body Syst. **60** (in press). (2019).
40. See CLAS12 webpage at <http://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web>.
41. *I.G. Aznauryan et al.* // Int. J. Mod. Phys. **E22**. 1330015 (2013).
42. *A. D'Angelo, V.D. Burkert, D.S. Carman, E. Golovatch, R. Gothe, V. Mokeev* // A Search for Hybrid Baryons in Hall B with CLAS12. JLab Experiment E12-09-003.
43. *V.D. Burkert, P. Cole, R. Gothe, K. Joo, V. Mokeev, P. Stoler* // Nucleon Resonance Studies with CLAS12. JLab Experiment E12-09-003.
44. *D.S. Carman, R. Gothe, V. Mokeev* // Exclusive  $N^* \rightarrow KY$  Studies with CLAS12. JLab Experiment E12-06-108A.
45. *D.S. Carman, R. Gothe, V. Mokeev* // Nucleon Resonance Structure Studies Via Exclusive  $KY$  Electroproduction at 6.6 GeV and 8.8 GeV. JLab Experiment E12-16-010A.

Конечные адронные состояния	Диапазон энергий $W$ , ГэВ	Диапазон квадратов переданных импульсов $Q^2$ , ГэВ <sup>2</sup>	Измеренные наблюдаемые
$\pi^+n$	1.10-1.38	0.16-0.36	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
	1.10-1.55	0.30-0.60	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
	1.10-1.70	1.70-4.50	$\frac{d\sigma}{d\Omega}, A_{LT'}$
	1.60-2.00	1.80-4.50	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
$\pi^0p$	1.10-1.38	0.16-0.36	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
	1.10-1.68	0.40-1.15	$\frac{d\sigma}{d\Omega}, A_{LT'}, A_t, A_{et}$
	1.10-1.39	3.00-6.00	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
$\eta p$	1.50-2.30	0.20-3.10	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
$K^+\Lambda$	1.62-2.60	1.40-3.90	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
	1.62-2.60	0.70-5.40	$P', P^0$
$K^+\Sigma^0$	1.62-2.60	1.40-3.90	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
	1.62-2.60	0.70-5.40	$P'$
$\pi^+\pi^-p$	1.30-1.60	0.20-0.60	Девять дифференциальных сечений
	1.40-2.10	0.50-1.50	
	1.40-2.00	2.00-5.00	
	1.30-1.83	0.40-1.00	
	1.60-2.50	0	

Таблица 1: Наблюдаемые эксклюзивных каналов электророждения мезонов на протоне измеренные на детекторе CLAS в области возбуждения резонансов. Данные содержатся в CLAS Physics Database [21]. Данные включают в себя угловые распределения в СЦМ для мезонов в конечном состоянии ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ), асимметрии пучок, мишень, пучок-мишень ( $A_{LT'}$ ,  $A_t$ ,  $A_{et}$ ) и поляризацию гиперонов отдачи ( $P'$ ,  $P^0$ ).

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

Таблица 2: Нуклонные резонансы для которых получены амплитуды электровозбуждения из анализа данных CLAS по эксклюзивным каналам электророждения мезонов на протонах в резонансной области.

	$A_{1/2} \times 10^3$	$A_{1/2} \times 10^3$	$A_{1/2} \times 10^3$	$A_{3/2} \times 10^3$	$A_{3/2} \times 10^3$	$A_{3/2} \times 10^3$
Резонансы	реакция	PDG	многоканальный	реакция	PDG	многоканальный
	$\pi^+\pi^-p$	анализ	анализ	$\pi^+\pi^-p$	анализ	анализ
	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$	$\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1/2}$
$\Delta(1620)1/2^-$	$29.0 \pm 6.2$	30 – 60	$55 \pm 7$			
$N(1650)1/2^-$	$60.5 \pm 7.7$	35 – 55	$32 \pm 6$			
$N(1680)5/2^+$	$-27.8 \pm 3.6$	-18 – -5	$-15 \pm 2$	$128 \pm 11$	130 – 140	$136 \pm 5$
$N(1720)3/2^+$	$80.9 \pm 11.5$	80 – 120	$115 \pm 45$	$-34.0 \pm 7.6$	-48 – 135	$135 \pm 40$
$\Delta(1700)3/2^-$	$87.2 \pm 18.9$	100 – 160	$165 \pm 20$	$87.2 \pm 16.4$	90 – 170	$170 \pm 25$
$\Delta(1905)5/2^+$	$19.0 \pm 7.6$	17 – 27	$25 \pm 5$	$-43.2 \pm 17.3$	-55 – -35	$-50 \pm 5$
$\Delta(1950)7/2^+$	$-69.8 \pm 14.1$	-75 – -65	$-67 \pm 5$	$-118.1 \pm 19.3$	-100 – -80	$-94 \pm 4$

Таблица 3: Амплитуды фотовозбуждения резонансов, определенные из данных CLAS по фоторождению  $\pi^+\pi^-p$  на протонах [20], в сравнении с результатами PDG и многоканального анализа [26].

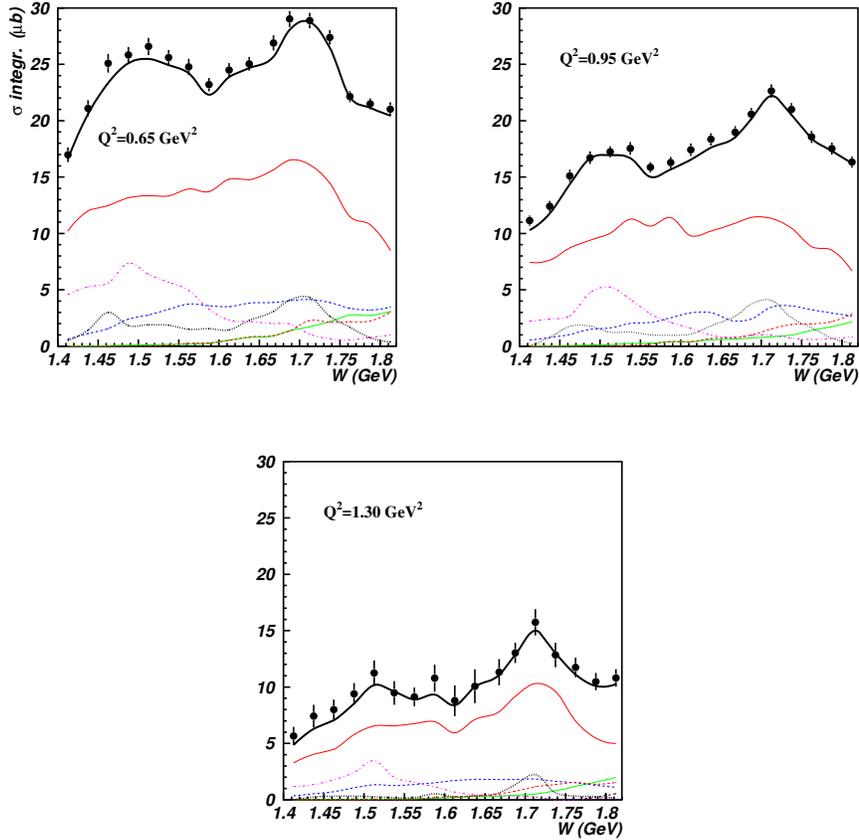


Рис. 1: (Color Online) Описание полностью проинтегрированного сечения электророж-  
 дения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах в рамках модели JM и вклады в сечения мезон-барионных ка-  
 налов проявляющихся в данных. Показаны интегральное сечение из модели JM (черная  
 сплошная линия) и вклады мезон-барионных каналов  $\pi^-\Delta^{++}$  (красная линия),  $\rho p$  (зе-  
 леная линия),  $\pi^+\Delta^0$  (синяя штрихованная линия),  $\pi^+N^0(1520)3/2^-$  (черная пунктирная  
 линия), прямое рождение  $2\pi$  (пурпурная штрих-пунктирная линия) и  $\pi^+N^0(1685)5/2^+$   
 (красная штрихованная линия).

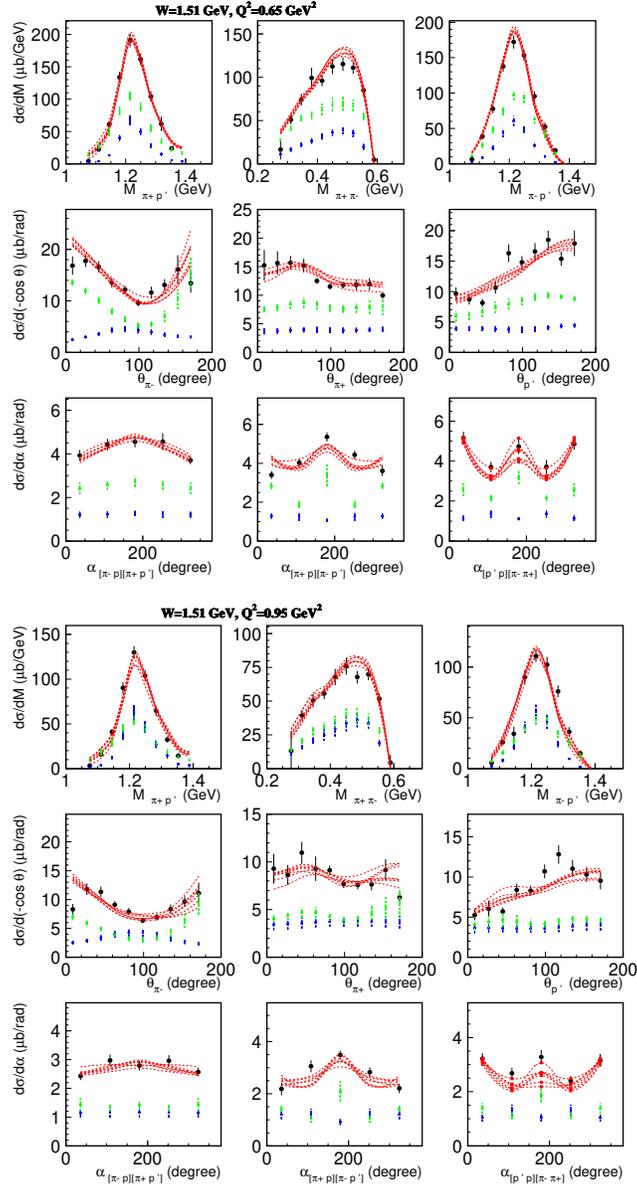


Рис. 2: (Color Online) Примеры описания данных CLAS [16] по девяти дифференциальным сечениям электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протонах в рамках модели JM [25] в выбранных интервалах по  $W$  и  $Q^2$ . Резонансные/нерезонансные вклады и их неопределённости, полученные из описания данных в модели JM, показаны синими и зелеными символами.

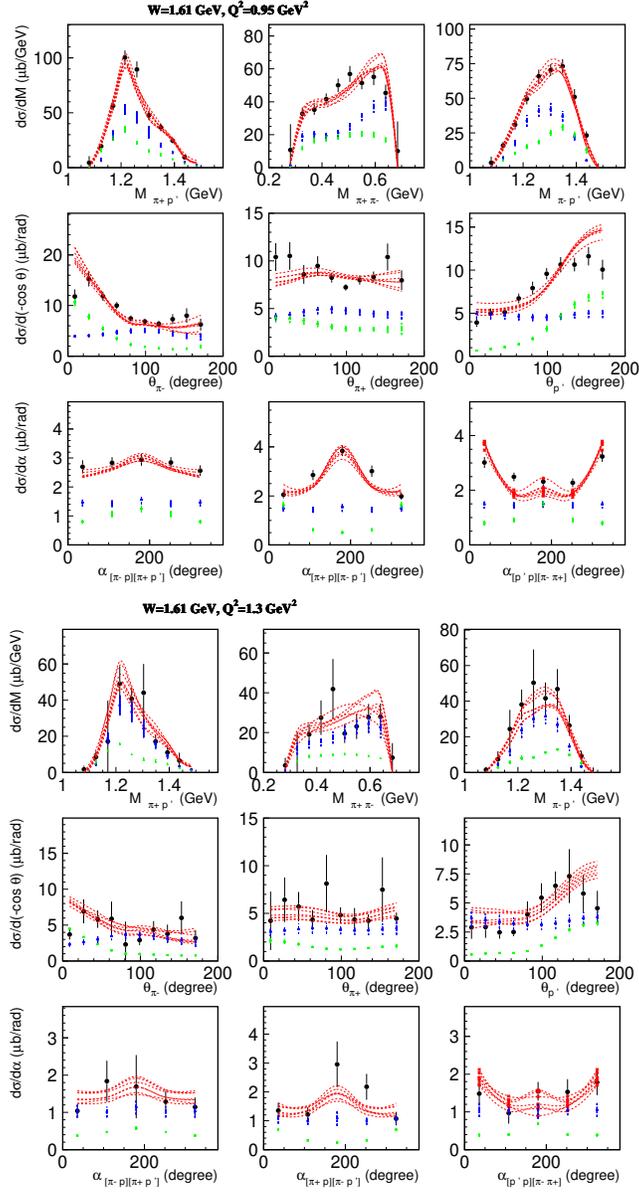


Рис. 3: (Color Online) То же, что и на рис. 2, но для других интервалов по  $W$  и  $Q^2$ .

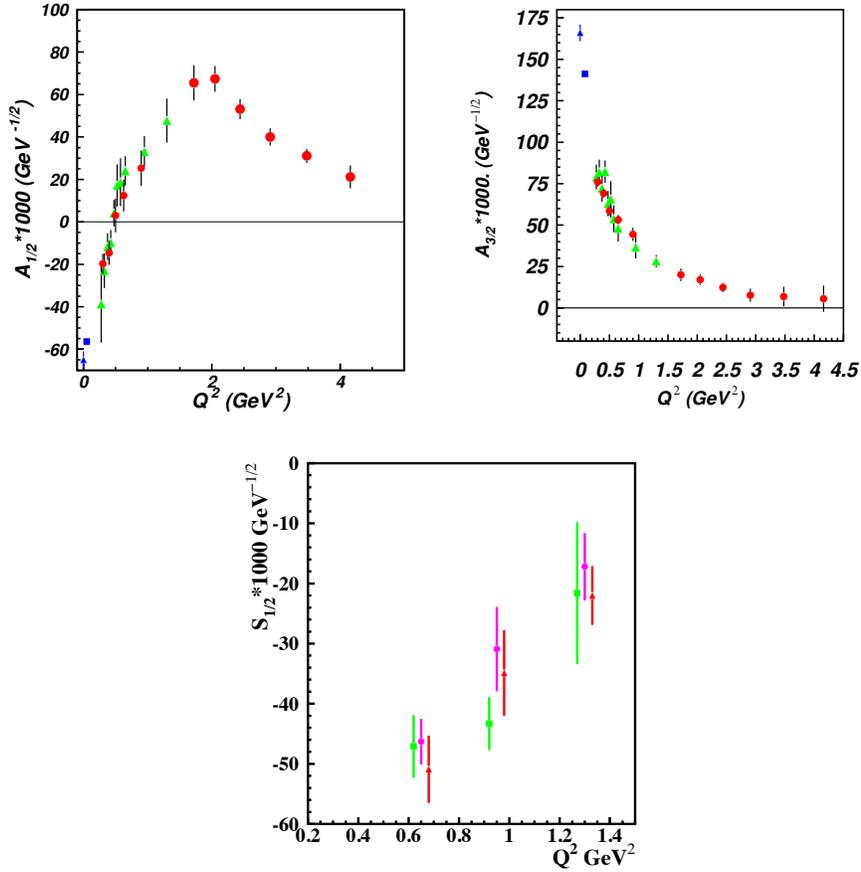


Рис. 4: (Color Online) Амплитуды электровозбуждения  $A_{1/2}$  для  $N(1440)1/2^+$  (слева),  $A_{3/2}$  для  $N(1520)3/2^-$  (справа) и  $S_{1/2}$  для  $\Delta(1620)1/2^-$  (нижняя часть) из анализа данных CLAS по электророждению  $\pi N$  [32] (красные кружки на левом и правом рисунках) и  $\pi^+\pi^-p$  [24, 25] на протонах (зеленые треугольники на левом и правом рисунках). На нижнем рисунке показаны амплитуды электровозбуждения  $\Delta(1620)1/2^-$ , полученные из анализа данных электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне [25]. Эти амплитуды извлечены из анализа данных выполненного независимо в трех интервалах по  $W$ : от 1.51 ГэВ до 1.61 ГэВ (зеленые квадраты), от 1.56 ГэВ до 1.66 ГэВ (пурпурные кружки) и от 1.61 ГэВ до 1.71 ГэВ (красные треугольники). Амплитуды фоторождения взяты из Review of Particle Physics [33] (синие треугольники) и из анализа данных CLAS [35] по фоторождению  $\pi N$  (синие квадраты).

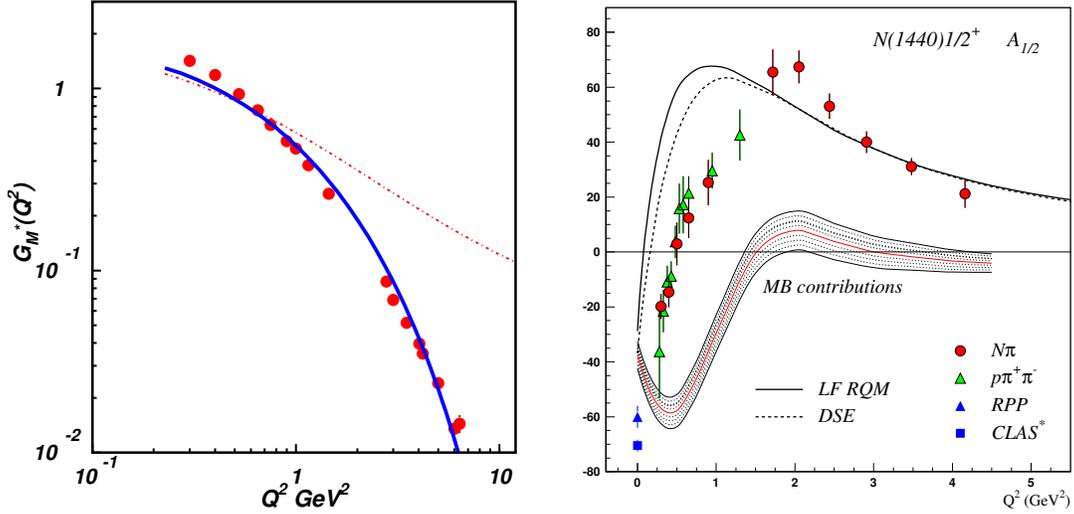


Рис. 5: (Color Online) Структура нуклонных резонансов и динамика сильных взаимодействий из экспериментальных данных по переходному магнитному форм-фактору  $p \rightarrow \Delta(1232)3/2^+$  (слева) [32] и амплитуды  $A_{1/2}$  электровозбуждения резонанса  $N(1440)1/2^+$  (справа) [24, 25, 32]. На левом рисунке показаны расчеты магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)3/2^+$  из КХД в рамках DSE, используя упрощенное контактное  $qq$ -взаимодействие, приводящее к фиксированной массе кварка (красная пунктирная кривая) и реалистическое  $qq$ -взаимодействие, приводящее к зависящей от импульса массе кварка (синяя сплошная кривая) [12]. На правом рисунке приведено сравнение с данными CLAS DSE расчетов амплитуды  $A_{1/2}$  для резонанса  $N(1440)1/2^+$  с реалистическим  $qq$ -взаимодействием и с зависящей от импульса массой кварка такой же, как была использована в успешном описании упругих форм-факторов нуклона и переходного магнитного форм-фактора  $p \rightarrow \Delta(1232)3/2^+$  (штрихованная линия) [13]. Результаты расчетов в релятивистской модели на световом фронте [6, 9], использующей динамические кварки с зависящей от импульса массой, показаны сплошной линией. Штрихованная полоса представляет вклад мезон-барионного облака, оцененный как разница между экспериментальными данными и расчетами кваркового кора в DSE [13].

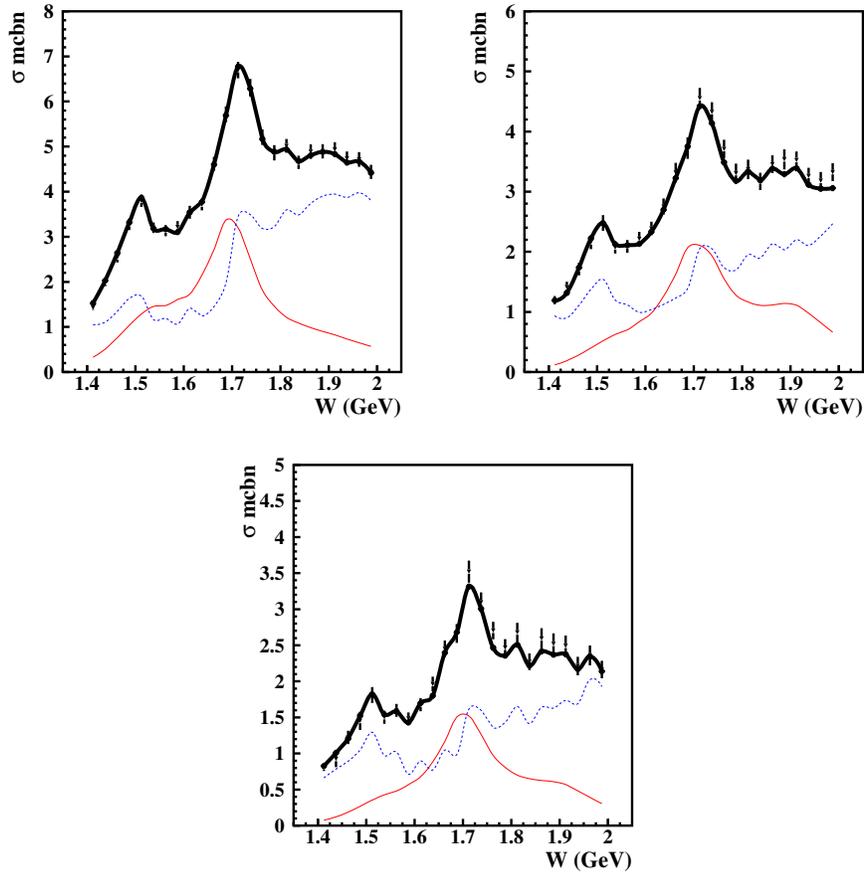


Рис. 6: (Color Online) Описание полностью проинтегрированных сечений электророж-  
дения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне, полученных на детекторе CLAS [39] при  $Q^2 = 2.6 \text{ ГэВ}^2$  (слева),  
 $Q^2 = 3.2 \text{ ГэВ}^2$  (справа) и  $Q^2 = 3.7 \text{ ГэВ}^2$  (нижняя часть). Экспериментальные неопреде-  
ленности – статистические. Результаты модели JM для полного, резонансного и нерезо-  
нансного вкладов показаны сплошной черной, сплошной красной и пунктирной синей  
линиями.

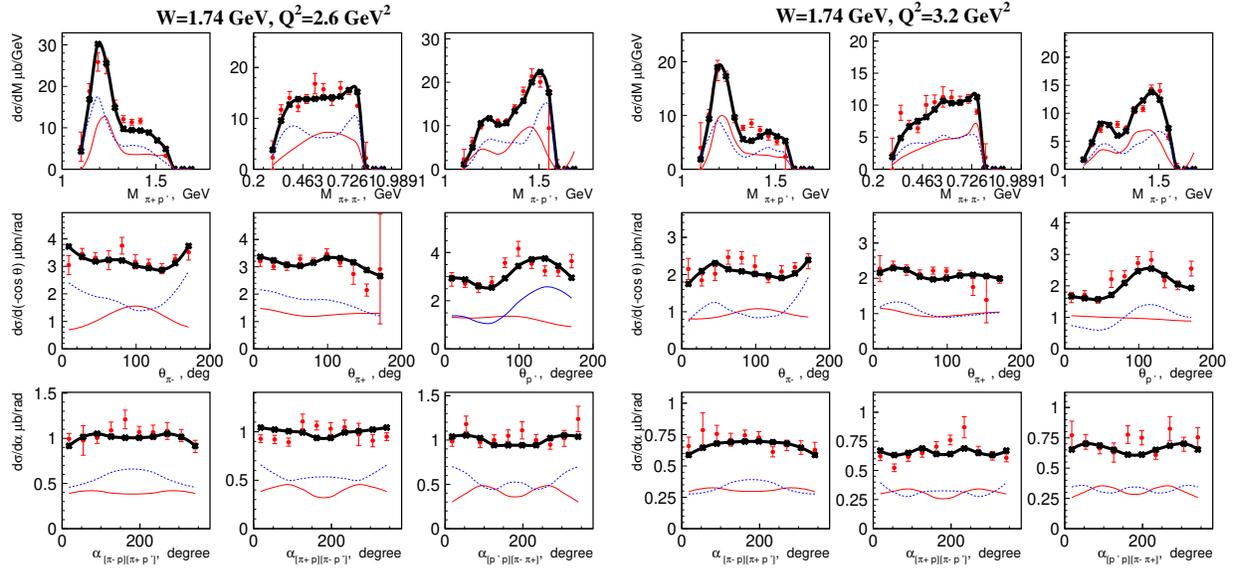


Рис. 7: (Color Online) Описание девяти дифференциальных сечений электророждения  $\pi^+\pi^-p$  на протоне, полученных из данных CLAS [39] при  $W = 1.74$  ГэВ и  $Q^2 = 2.6$  ГэВ<sup>2</sup> (слева),  $Q^2 = 3.2$  ГэВ<sup>2</sup> (справа). Экспериментальные неопределенности – статистические. Результаты модели JM для полного, резонансного и нерезонансного вкладов показаны сплошной черной, сплошной красной и пунктирной синей линиями.

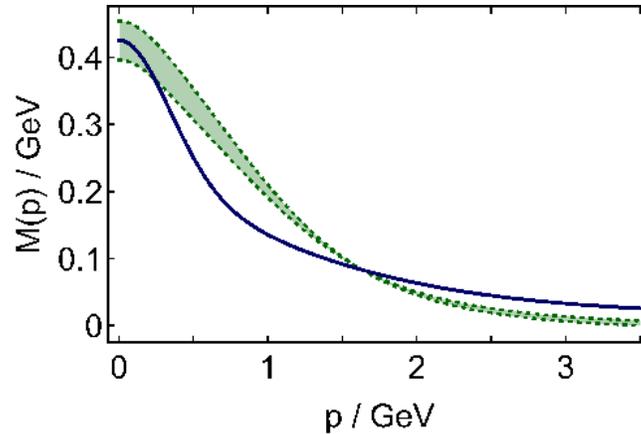


Рис. 8: Зависимость динамической массы одетого кварка от импульса вычисленная в DSE из Лагранжиана КХД (область показанная зеленым цветом) и феноменологическая параметризация этой зависимости с параметрами, определенными из условия наилучшего описания спектра мезонов и барионов (синяя кривая) [38].