

О Б З О Р Ы

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Нуклонные резонансы в эксклюзивных реакциях фото- и электророждения мезонов

Ю. А. Скородумина^{1,2,a}, В. Д. Буркерт³, Е. Н. Головач⁴, Р. В. Готе², Е. Л. Исупов⁴,
Б. С. Ишханов^{1,4}, В. И. Мокеев^{3,4}, Г. В. Федотов^{2,4}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Университет Южной Каролины. США, SC 29208, Коламбия.

³Национальная ускорительная лаборатория Томаса Джефферсона. США, VA 23606, Вирджиния, Ньюпорт-Ньюс, 12000 Jefferson Avenue, Newport News.

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^askorodumina@gmail.com

Статья поступила 20.07.2015, подписана в печать 13.08.2015.

Дан обзор методов извлечения параметров нуклонных резонансов из экспериментальных данных, рассмотрены формализм описания эксклюзивных реакций фото- и электророждения мезонов на нуклонах, а также последние данные экспериментов по эксклюзивному рождению мезонов в рассеянии электронов и фотонов на протонах.

Ключевые слова: нуклонные резонансы, фото- и электророждение мезонов, спиральные амплитуды, амплитуды фото- и электровозбуждения резонансов, структурные функции.

УДК: 539.125.4. PACS: 14.20.Gk, 13.60 Le.

Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) — фундаментальная теория сильных взаимодействий, базирующаяся на $SU_C(3)$ неабелевой локальной симметрии, активно развивается последние 30 лет. При высоких энергиях (или малых расстояниях $r < 0.1$ фм) КХД является пертурбативной теорией с малой величиной безразмерного параметра кварк-глюонного взаимодействия α_s , отвечающего режиму асимптотической свободы, и имеет дело с взаимодействием точечных кварков и глюонов. Пертурбативный подход дает отличные результаты при высоких энергиях, что было неоднократно проверено в многочисленных экспериментах, где изучались инклюзивные и полунинклюзивные процессы при энергиях от десятков ГэВ до единиц ТэВ и квадратах переданных импульсов от 10 до 10000 ГэВ².

При уменьшении энергии (или увеличении r) пертурбативный подход перестает быть применим из-за быстрого роста параметра кварк-глюонного взаимодействия α_s , обусловленного антиэкранированием глюонов вследствие неабелевой симметрии КХД. При величинах α_s , сравнимых с единицей, происходит «одевание» точечных токовых кварков и калибровочных глюонов облаками виртуальных глюонов (кварк-антикварковых пар), что приводит к образованию новых объектов: одетых кварков и глюонов. При дальнейшем уменьшении энер-

гии ($r > 1$ фм) КХД становится теорией бесцветных адронов (режим конфайнмента кварков).

Свойства одетых кварков и глюонов зависят от расстояния и кардинально отличаются от свойств точечных кварков и глюонов КХД. Одевание кварков и глюонов приводит к формированию $\approx 98\%$ массы адронов, в то время как механизм Хиггса отвечает формированию лишь $\approx 2\%$ их массы. В промежуточном диапазоне энергий ($0.1 \text{ фм} < r < 1 \text{ фм}$) важнейшую роль играет возбуждение нуклонных резонансов. Нуклон как система многих тел предоставляет идеальную возможность для исследований концепции сильного взаимодействия в непертурбативном режиме — в переходной области между конфайнментом и асимптотической свободой. Эксперименты по изучению основного и возбужденных состояний нуклона открывают доступ к исследованию эволюции динамической массы и структуры одетых кварков и глюонов с расстоянием.

В последние годы основным методом изучения возбужденных состояний нуклона являются эксперименты по рассеянию электронов и фотонов на протонах (и дейтронах). Эти эксперименты проводятся в различных лабораториях мира (JLab, ELSA, ESRF, MAMI, SPring8) и включают в себя: во-первых, исследование спектра возбужденных состояний нуклона в эксклюзивных реакциях фоторождения мезонов [1], а во-вторых, исследование структуры резонансов в реакциях эксклюзивного электророждения мезонов [2].

1. Исследования нуклонных резонансов

Нуклон как связанная система кварков и глюонов обладает спектром возбужденных состояний, так же как молекулы, атомы и атомные ядра. Эти возбужденные состояния проявляются в виде максимумов в зависимостях полных сечений поглощения реальных (рис. 1) и виртуальных (рис. 2) фотонов от величины инвариантной массы конечной адронной системы W .

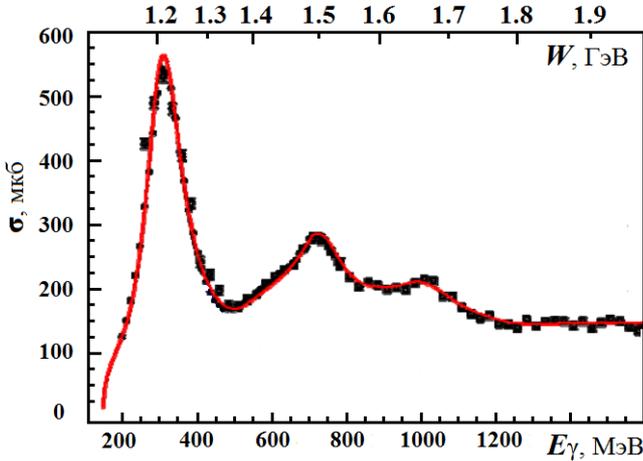


Рис. 1. Зависимость полного сечения поглощения реальных фотонов от величин E_γ (нижняя шкала) и W (верхняя шкала), полученная из данных ELSA [3]

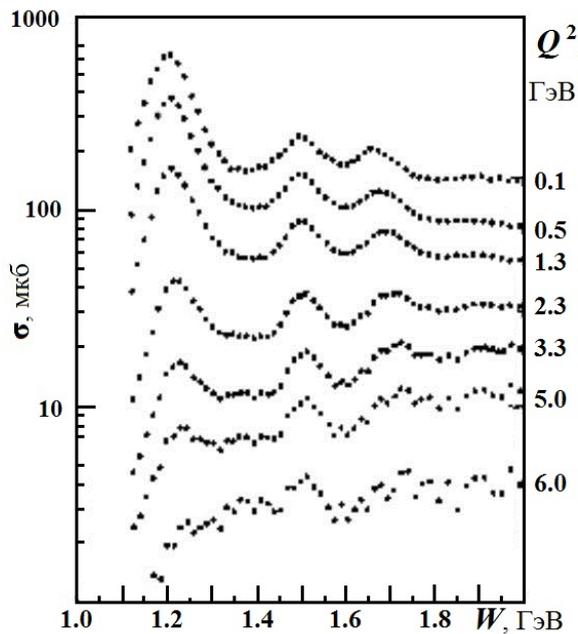


Рис. 2. Полное сечение поглощения виртуальных фотонов для различных Q^2 как функция W [4]

В инклюзивных сечениях на рис. 1 и 2 хорошо различимы 3 пика [3, 4]. Пик при величине массы конечной адронной системы $W = 1.23$ ГэВ называется первым резонансным максимумом и обусловлен вкладом резонанса $\Delta(1232)3/2^+$, а также

совокупностью сложных нерезонансных механизмов. $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанс — единственное изолированное состояние в спектре возбужденных состояний нуклона. Другие максимумы сечений фотопоглощения реальных и виртуальных фотонов представляют собой суперпозицию нескольких резонансов. Пик в районе 1.5 ГэВ включает в себя 4 резонанса: $N(1440)1/2^+$, $N(1520)3/2^-$, $N(1535)1/2^-$ и $\Delta(1620)1/2^-$. Область величин W , отвечающих вкладам этих состояний, получила название второго резонансного максимума. Пик в районе 1.7 ГэВ обусловлен вкладами 7 резонансов: $N(1650)1/2^-$, $N(1675)5/2^-$, $N(1685)5/2^+$, $\Delta(1700)3/2^-$, $N(1710)1/2^+$, $N(1720)3/2^+$ и состояния-кандидата $N'(1720)3/2^+$ [5]. Эта область величин W называется третьим резонансным максимумом. Наряду с перечисленными резонансами, в сечения фото- и электровозбуждения нуклонов также дают вклад возбужденные состояния с большими массами, однако вследствие значительной ширины они не проявляются в виде структур в зависимостях интегральных инклюзивных сечений возбуждения нуклонов от величины W .

Как уже отмечалось выше, второй и третий максимумы в полных сечениях поглощения реальных и виртуальных фотонов обусловлены вкладами нескольких нуклонных резонансов. Ширины этих резонансов, изменяющиеся в пределах от 100 до 300 МэВ, оказываются значительно больше, чем разница их масс, что приводит к их сильному перекрытию. Кроме того, в настоящее время хорошо установлено существование резонансов с массами $M_{N^*} > 1.9$ ГэВ ($\Delta(1905)5/2^+$, $\Delta(1910)1/2^+$, $\Delta(1950)7/2^+$, $\Delta(2420)11/2^+$, $N(2190)7/2^-$, $N(2220)9/2^+$, $N(2250)9/2^-$), ширины которых изменяются в пределах от 300 до 500 МэВ. Столь большие ширины делают невозможным наблюдение этих возбужденных состояний нуклона в виде пиков в полных сечениях поглощения реальных и виртуальных фотонов. Также необходимо отметить, что, наряду с нуклонными резонансами, существенный вклад в инклюзивные сечения вносят нерезонансные механизмы. К тому же инклюзивные реакции дают ограниченную информацию о процессе, а именно лишь значение интегрального сечения для каждого W и Q^2 . Поэтому анализ только инклюзивных реакций не позволяет извлечь надежную информацию о параметрах нуклонных резонансов.

Это приводит к необходимости исследования эксклюзивных каналов распада резонансов. В эксклюзивных реакциях измеряются кинематические характеристики всех частиц в конечном состоянии, что позволяет получить более полную информацию об интегральных и дифференциальных сечениях реакций. Нуклонные резонансы с вероятностью больше 99% распадаются за счет сильного взаимодействия с испусканием мезонов (на электромагнитные

распады с испусканием фотонов приходится меньше 1%).

Исследование нуклонных резонансов начиналось с изучения рассеяния мезонов на нуклонах. Преимуществом этого метода является большое сечение взаимодействия налетающего мезона и нуклона-мишени. Этот метод, однако, имеет свои сложности, одной из которых является тот факт, что налетающая частица не является точечной и ее структура неизвестна, что приводит к существенному усложнению интерпретации экспериментальных данных. Широкое распространение получили реакции под действием пучков пионов. Результаты анализа процессов так называемого упругого пион-нуклонного рассеяния ($\pi N \rightarrow \pi N$) и зарядового обмена (например, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$) до сих пор играют важную роль в спектроскопии нуклонных резонансов. Детали анализа этих реакций приведены в работах [6–9]. Однако не все резонансы могут быть обнаружены в упругом пион-нуклонном рассеянии ($\pi N \rightarrow \pi N$), так как многие резонансы распадаются с испусканием мезонов, отличных от пионов и/или с испусканием более одного мезона. Использование пучков различных долгоживущих мезонов значительно расширяет возможности спектроскопии нуклонных резонансов [10].

Исследования эксклюзивных реакций под действием реальных и виртуальных фотонов, происходящих за счет электромагнитного взаимодействия, обеспечивают предпочтительные условия для изучения возбужденных состояний нуклона по сравнению с реакциями под действием адронов, поскольку фотоны являются бесструктурными частицами, а динамика их формирования и векторы состояния хорошо описываются в квантовой электродинамике.

Эксперименты с реальными фотонами позволяют исследовать спектр возбужденных состояний нуклона. Эксперименты по электровозбуждению нуклонов позволяют изучить сечения (или другие наблюдаемые) при различных значениях виртуальности фотона Q^2 (квадрат четырехимпульса виртуального фотона, взятый с обратным знаком). Величина Q^2 соответствует пространственному масштабу, на котором проводится исследование резонанса, или, другими словами, — пространственному разрешению эксперимента. Изучение Q^2 -эволюции различных наблюдаемых позволяет исследовать структуру резонансного состояния. Как видно из рис. 2, форма инклюзивного сечения сильно отличается для разных виртуальностей фотона Q^2 . Так, при $Q^2 = 6 \text{ ГэВ}^2$ максимум, соответствующий Δ -резонансу, исчезает, но второй и третий резонансные максимумы остаются. Таким образом, резонансы с различными квантовыми числами имеют разную структуру. В настоящее время вся информация о структуре возбужденных состояний нуклона получена из реакций эксклюзивного электророжения мезонов на нуклонах.

Эксперименты по фото- и электророжению мезонов на нуклоне проводятся во многих лабораториях на протяжении последних десятилетий. Использование непрерывных пучков электронов и фотонов, а также детекторов с акцептансом $\approx 4\pi$ впервые позволило выполнять измерения с высокой точностью и почти полным перекрытием фазового пространства реакций [1]. Эти эксперименты (подробнее — в разд. 4) дают ценную информацию о сечениях и поляризационных наблюдаемых реакций с конечными состояниями πN , ηN , ωN , $\pi\pi N$, $K\Lambda$, $K\Sigma$.

На рис. 3 и 4 соответственно приведены данные ELSA [3] по эксклюзивным каналам фоторождения мезонов и данные CLAS [11] о выходах эксклюзивных каналов электророжения мезонов на нуклоне. Каналы рождения одного и двух пионов являются основными в сечении фото- и электророжения мезонов на нуклоне в резонансной области. Сумма интегральных сечений этих каналов составляет более 90% инклюзивного сечения. Пики в сечениях каналов πN и $\pi\pi N$ свидетельствуют о чувствительности этих каналов к вкладам нуклонных резонансов.

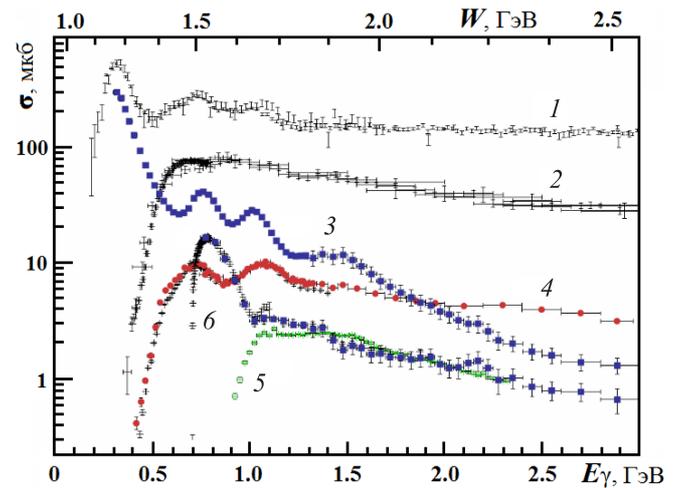


Рис. 3. Интегральные сечения эксклюзивных каналов фоторождения (данные ELSA [3]): 1 — полное сечение фотопоглощения реальных фотонов (сумма всех эксклюзивных каналов); 2 — $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$; 3 — $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, 4 — $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, 5 — $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, 6 — $\gamma p \rightarrow p\eta$

Резонансы с массой $M_{N^*} < 1.6 \text{ ГэВ}$ распадаются преимущественно по каналу πN , что делает этот канал основным источником информации о низколежащих нуклонных резонансах. Двухпионный канал в этом случае служит для независимой проверки этой информации.

Большинство резонансов с массой $M_{N^*} > 1.6 \text{ ГэВ}$ распадаются преимущественно по каналу $\pi\pi N$, поэтому этот эксклюзивный канал является эффективным средством исследования высоколежащих нуклонных резонансов. Доли распадов многих из этих резонансов на конечные состояния πN оказываются малыми. Независимая проверка информации о пара-

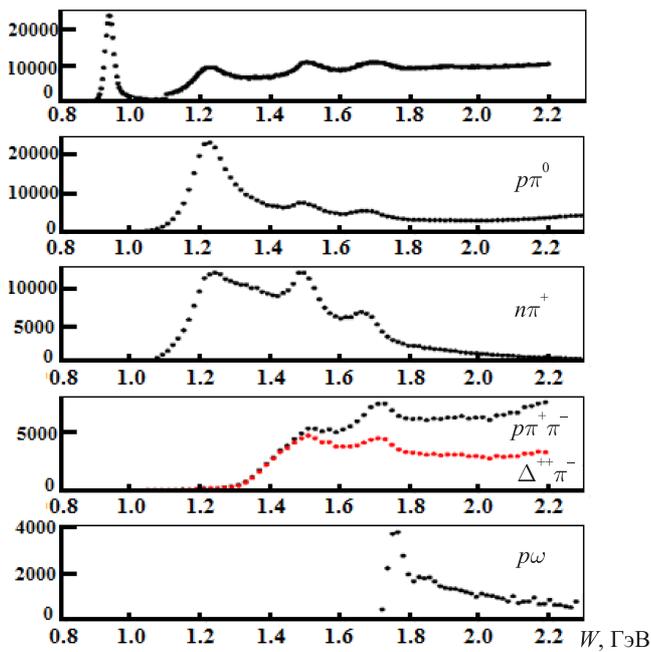


Рис. 4. Выходы различных эксклюзивных каналов электророждения мезонов на протоне, измеренные на детекторе CLAS [11], проинтегрированные по всем $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$. Верхняя кривая соответствует полному выходу инклюзивной реакции рассеяния электронов на протоне

метрах высоколежащих нуклонных резонансов обеспечивается исследованием каналов $K\Sigma$, $K\Lambda$, ωN .

Кроме того, каналы ηN , ωN , $K\Lambda$ позволяют выделить вклады нуклонных резонансов с изоспином $T = 1/2$, равным изоспину конечной адронной системы.

2. Извлечение параметров нуклонных резонансов из экспериментальных данных

Под параметрами нуклонного резонанса подразумеваются его масса, ширина, квантовые числа (J^P), амплитуды фото- и электровозбуждения $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и $S_{1/2}$, парциальные адронные ширины и др. Амплитуды фото- и электровозбуждения $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и $S_{1/2}$ характеризуют процесс возбуждения резонанса реальными ($S_{1/2} = 0$) или виртуальными фотонами и соответствуют вершине 1 на рис. 5 (слева). Индексы отвечают проекции суммарного спина системы начальных частиц $\gamma_{r,v}N$ (или спина N^*) на направление импульса фотона в системе центра масс (т. е. спиральности системы начальных

частиц). Амплитуды $A_{1/2}$ и $A_{3/2}$ соответствуют взаимодействию поперечно поляризованного фотона с нуклоном. Только эти амплитуды вносят вклад в фотовозбуждение нуклонных резонансов. Амплитуда $S_{1/2}$ описывает возбуждение резонансов продольно поляризованными виртуальными фотонами. Она вносит вклад лишь в электровозбуждение резонансов наряду с амплитудами для поперечных виртуальных фотонов $A_{1/2}$ и $A_{3/2}$.

Параметры нуклонных резонансов извлекаются из экспериментальных данных по наблюдаемым различным эксклюзивным реакциям фото- и электророждения мезонов на нуклонах. Эксклюзивный процесс, схематически представленный на рис. 5 суперпозицией резонансных и нерезонансных вкладов, описывается комплексными амплитудами, которые могут быть использованы в различных представлениях: в виде спиральных амплитуд (helicity amplitudes) [2, 12], поперечных амплитуд (transversity amplitudes) [13], амплитуд CGLN (Chew–Goldberger–Low–Nambu) [12, 14] и т. д.

Количество независимых комплексных амплитуд, описывающих эксклюзивный процесс, зависит, во-первых, от спирального состояния начальных частиц ($\gamma_{r,v} + N$), во-вторых — от спирального состояния конечных частиц (барион + мезоны), а в-третьих — от количества частиц в конечном состоянии. Например, в случае электророждения одного псевдоскалярного мезона ($\gamma_{r,v} + N \rightarrow b + m_{\text{PS}}$) число возможных спиральных состояний для начальных частиц равно 6 ($\lambda_\gamma = 0, \pm 1$, $\lambda_N = \pm 1/2$), а для конечных — 2 ($\lambda_{m_{\text{PS}}} = 0$, $\lambda_b = \pm 1/2$). Это приводит к 12 возможным амплитудам процесса. Закон сохранения четности, выполняющийся в случае образования двух частиц в конечном состоянии (см. разд. 3), приводит к тому, что количество независимых амплитуд для реакции вида $\gamma_{r,v} + N \rightarrow b + m_{\text{PS}}$ уменьшается до 6.

Количество комплексных амплитуд, описывающих различные эксклюзивные процессы, приведено в табл. 1.

Физические наблюдаемые, измеряемые в эксперименте: сечение σ в системе центра масс, асимметрия Σ фотонного пучка, поляризация P ядра отдачи, асимметрия T мишени, двойные поляризационные наблюдаемые типа «пучок–мишень» (E , G , H , F) и др. однозначно выражаются через комплекс-

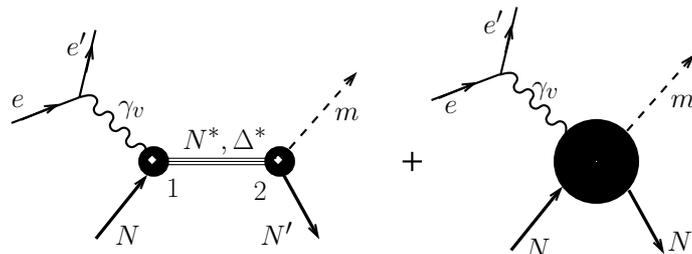


Рис. 5. Схема процесса электророждения мезонов (m) на нуклоне (N) с разделением резонансных (слева) и нерезонансных (справа) вкладов

Таблица 1

Количество комплексных амплитуд,
описывающих различные эксклюзивные процессы [1, 2, 12, 15]

Начальное состояние	Конечное состояние	Количество комплексных амплитуд
πN	πN	2
$\gamma_{\text{real}} + N$	барион + псевдоскалярный мезон	4
$\gamma_{\text{virt}} + N$	барион + псевдоскалярный мезон	6
$\gamma_{\text{real}} + N$	барион + 2 псевдоскалярных мезона	8
$\gamma_{\text{virt}} + N$	барион + 2 псевдоскалярных мезона	12
$\gamma_{\text{real}} + N$	барион + векторный мезон	12
$\gamma_{\text{virt}} + N$	барион + векторный мезон	18

ные амплитуды. В разд. 3 выводится формула, связывающая дифференциальное сечение эксклюзивной реакции рождения мезонов под действием реальных и виртуальных фотонов со спиральными амплитудами, описывающими этот эксклюзивный процесс.

Чтобы получить информацию обо всех амплитудах, описывающих определенную эксклюзивную реакцию, необходимо измерить достаточное количество наблюдаемых. Так, для извлечения амплитуд процесса $\gamma_{\text{real}} + N \rightarrow$ барион + псевдоскалярный мезон достаточно измерить угловые распределения восьми определенным образом выбранных наблюдаемых [16].

Комплексные амплитуды любой эксклюзивной реакции (амплитуды процесса $\gamma_{r,v} + N \rightarrow$ барион + мезоны) представляют собой суперпозицию вкладов нуклонных резонансов и сложной совокупности нерезонансных механизмов (рис. 5).

Существуют два подхода к извлечению параметров нуклонных резонансов из экспериментальных данных.

1. Если возможно непосредственно из экспериментальных данных получить информацию о комплексных амплитудах эксклюзивной реакции, то параметры нуклонных резонансов могут быть извлечены из этих амплитуд. Применение этого метода возможно в случае, если для определенного эксклюзивного канала измерено достаточное количество наблюдаемых, причем измерения проведены с высокой точностью и в очень широком диапазоне по $W = \sqrt{s}$. Другими словами, применение этого подхода возможно лишь для эксклюзивных каналов фоторождения одного псевдоскалярного мезона [17].

Рассмотрим этот подход подробнее. Полная амплитуда реакции фоторождения псевдоскалярных мезонов представляет собой сумму резонансной и нерезонансной частей

$$T_{\text{full}}(s, t) = T_{\text{res}}(s, t) + T_{\text{bck}}(s, t),$$

$$T_{\text{res}}(s, t) = \sum_{N^*} \frac{\langle mb | T_{\text{hadr. dec.}} | N^* \rangle \langle N^* | T_{\text{e.m.}} | \gamma N \rangle}{-s - i\Gamma(W)M_{N^*} + M_{N^*}^2}. \quad (1)$$

Амплитуда вклада резонансной части равна сумме вкладов всех нуклонных резонансов. Амплитуда

вклада индивидуального резонанса равна произведению амплитуды фотообразования резонанса, амплитуды его адронного распада и брейт-вигнеровского пропагатора нуклонного резонанса.

Амплитуды реакции представляют собой аналитические функции Мандельштамовских переменных s, t , которые могут быть аналитически продолжены в комплексную плоскость для комплексных величин s . Как следует из формулы (1), наличие вкладов резонансов в полную амплитуду T_{full} приводит к возникновению полюсов этой амплитуды при

$$s_0 = M_{N^*}^2 - i\Gamma(W)M_{N^*}.$$

При этом нерезонансная часть амплитуды $T_{\text{bck}}(s, t)$ является аналитической функцией s, t , не имеющей сингулярностей. Таким образом, существование резонанса может быть модельно-независимо идентифицировано как полюс полной амплитуды в комплексной плоскости s . Реальная часть полюса определяется массой резонанса, а его мнимая часть содержит информацию о полной ширине распада резонанса.

Согласно формуле (1), вычет в полюсе равен произведению амплитуд фотовозбуждения и распада резонанса. Контурный интеграл от полной амплитуды реакции вдоль окружности вблизи полюса в случае отсутствия других сингулярностей связывается теоремой Коши с величиной вычета в полюсе. Так как вычет равен произведению амплитуд фотовозбуждения и распада резонанса, то в случае, когда амплитуда распада нуклонного резонанса известна (например, из пион-нуклонного рассеяния), можно получить информацию о его возбуждении. Таким образом, информация о возбуждении резонанса может быть получена из данных о полной амплитуде без модельного разделения резонансных и нерезонансных вкладов, чем минимизируется модельная зависимость результатов.

Полная амплитуда реакции также может быть разложена по парциальным волнам. Амплитуда каждой из парциальных волн зависит лишь от величины s . В случае если в парциальную волну вносит вклад всего один резонанс, распадающийся по одному каналу, его наличие может быть идентифицировано следующим образом: в точке, соответ-

ствующей массе резонанса, реальная часть парциальной амплитуды проходит через нуль, а ее мнимая часть имеет максимум. Если велик вклад соседних резонансов или вероятность распада исследуемого резонанса по данному каналу мала, то поведения реальных и мнимых частей амплитуды существенно искажаются и идентификация резонанса усложняется. Кроме того, погрешности экспериментальных данных и необходимость учитывать в анализе лишь конечное число парциальных амплитуд приводят к дополнительным неопределенностям и сложностям при разделении парциальных волн [1].

2. В случае когда невозможно непосредственно из экспериментальных данных получить информацию о комплексных амплитудах эксклюзивного процесса (например, в случае электророжения мезонов), информация о параметрах нуклонных резонансов может быть получена из доступных наблюдаемых в рамках моделей реакций или формализма связанных каналов (подробнее в разд. 4). В этом подходе необходимо разделять резонансные и нерезонансные вклады в амплитуду реакции. Это приводит к тому, что извлекаемые параметры нуклонных резонансов имеют дополнительные систематические неопределенности, связанные с моделью. Резонансная часть амплитуды в этом случае параметризуется брейт-вигнеровской функцией, а параметры резонансов извлекаются из условий наилучшего описания данных.

Разные модели реакций могут использовать разные соглашения для матрицы рассеяния, что приводит к различным выражениям для инвариантных потоков частиц, облучающих мишень, и для фазовых объемов продуктов реакции, а в итоге — к различным амплитудам реакций в модели. Поэтому амплитуды процесса $\gamma_{r,v}p \rightarrow N^*$ оказываются зависимыми от используемых в модели соглашений, связывающих полные амплитуды реакций с наблюдаемыми. Для устранения этой зависимости необходимо произвести нормировку амплитуд, т. е. связать их с какой-либо модельно-независимой величиной. Для этого амплитуды выражаются через параметры фото- и электровозбуждения $N^*A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$, которые определены независимо от соглашений для матрицы рассеяния через их связь с модельно-независимыми ширинами радиационных распадов нуклонных резонансов Γ_γ [18]:

$$\Gamma_\gamma(N^* \rightarrow N\gamma) = \frac{q_\gamma^2}{\pi} \frac{2M_N}{(2J_{N^*} + 1)M_{N^*}} [|A_{1/2}|^2 + |A_{3/2}|^2], \quad (2)$$

где M_N — масса нуклона, M_{N^*} — масса нуклонного резонанса, J_{N^*} — спин резонанса, q_γ — модуль трехимпульса фотона в системе центра масс в резонансной точке ($W = M_{N^*}$).

Различные соглашения для амплитуд реакций приводят к различным соотношениям между параметрами $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$ и амплитудами процесса $\gamma_{r,v}p \rightarrow N^*$ в модели. Однако параметры $A_{1/2}$, $A_{3/2}$,

$S_{1/2}$ (амплитуды фото- и электровозбуждения N^*) оказываются независимыми от соглашений, используемых для амплитуд реакций.

Доминирующая часть информации о параметрах нуклонных резонансов получена в рамках последнего подхода. При этом возникает вопрос, сколь надежно разделены резонансные и нерезонансные части и, следовательно, сколь надежно извлечены параметры резонансов. Исследование различных эксклюзивных каналов рождения мезонов позволяет получить модельно-независимый ответ на этот вопрос. Амплитуды фото- и электровозбуждения нуклонных резонансов ($A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$) должны быть одинаковы для всех эксклюзивных каналов. Описание всей совокупности экспериментальных данных по основным эксклюзивным каналам фото- и электророжения мезонов обеспечивает модельно-независимую проверку надежности извлеченных параметров резонансов.

Как было отмечено выше, использование первого подхода требует информации о достаточном количестве измеренных наблюдаемых (например, 8 для $\gamma_{\text{real}} + N \rightarrow$ барион + псевдоскалярный мезон). Второй подход позволяет использовать информацию о меньшем числе наблюдаемых, однако увеличение их количества позволяет снизить модельную зависимость результата. Таким образом, необходимо измерение большого числа дифференциальных сечений и поляризационных асимметрий с высокой (порядка нескольких процентов) точностью. Такая информация стала доступна лишь в последнее время в экспериментах в Лаборатории Томаса Джефферсона, на установках ELSA, MAMI, GRAAL, SPring-8 (LEPS) и MIT/Bates (подробнее — в разд. 4).

3. Описание эксклюзивных реакций фото- и электророжения мезонов на нуклоне

В настоящем разделе изложен формализм описания реакций фото- и электророжения мезонов на нуклоне, показанных на рис. 6.

В процессах электророжения мезонов измеряемые дифференциальные сечения являются дифференциальными сечениями рассеяния электрона на нуклоне с образованием определенного конечного адронного состояния:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{e_f}d\Omega_{e_f}d^n\tau}. \quad (3)$$

Здесь E_{e_f} — энергия конечного электрона в лабораторной системе, Ω_{e_f} — телесный угол конечного электрона в лабораторной системе (вместо переменных E_{e_f} и Ω_{e_f} также могут использоваться W и Q^2), $d^n\tau$ — дифференциал кинематических переменных конечного адронного состояния. Кинематические переменные конечного состояния определяются числом частиц (адронов) в конечном состоянии.

В случае двух частиц в конечном состоянии существует 8 возможных кинематических переменных

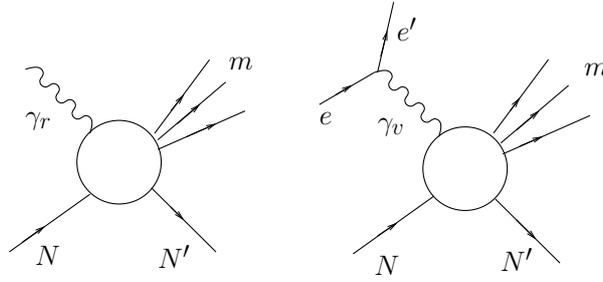


Рис. 6. Механизмы реакций фото- (слева) и электророждения (справа) мезонов (m) на нуклоне (N)

(4 компоненты четырехимпульса каждой конечной частицы). Законы сохранения импульса и энергии накладывают на них 4 условия связи, а тот факт, что конечные мезон и барион должны находиться на массовой поверхности, — еще 2. Таким образом, процесс образования двух частиц в конечном состоянии описывается двумя независимыми кинематическими переменными ($n = 2$ в формуле (3)), которые могут быть выбраны различными способами. Например, в случае реакций электророждения в качестве кинематических переменных конечного состояния можно выбрать следующие углы в системе центра масс начальной системы $\gamma_v N$: θ — угол между направлением движения фотона и импульсом одной из конечных частиц и φ — угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции (плоскостью, образованной начальным нуклоном и конечными частицами).

В случае трех частиц в конечном состоянии существует 12 возможных кинематических переменных, а законы сохранения импульса и энергии, а также требование, чтобы конечные частицы находились на массовой поверхности, накладывают в сумме 7 условий связи, что сокращает количество независимых переменных до пяти ($n = 5$ в формуле (3)). Одним из возможных выборов этих переменных является следующий: инвариантная масса первой пары конечных частиц M_{12} , инвариантная масса второй пары конечных частиц M_{23} , а также 3 угла в системе центра масс начальной системы $\gamma_v N$: θ_1 — угол между направлением движения фотона и импульсом первой конечной частицы, φ_1 — угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью, образованной начальным нуклоном и импульсом первой конечной частицы, и α_1 — угол между двумя плоскостями: плоскостью продуктов реакции и плоскостью, образованной начальным нуклоном и первой конечной частицей.

В приближении однофотонного обмена, показанного на рис. 6 (справа), дифференциальное сечение электророждения мезонов может быть представлено в виде произведения потока виртуальных фотонов (Γ_v) на сечение соответствующего процесса под действием виртуальных фотонов:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{e'} d\Omega_{e'} d^n\tau} = \Gamma_v \frac{d^n\sigma_v}{d^n\tau}. \quad (4)$$

Необходимо иметь в виду, что сечения рассеяния электронов являются полностью модельно-независимыми величинами, измеряемыми в экспериментах. Сечения процессов под действием виртуальных фотонов не могут быть измерены, и их введение связано с модельными предположениями о динамике рассеяния электронов.

Полная информация о процессах, изображенных на рис. 6, содержится в комплексных амплитудах реакции: $\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle$, где λ_γ — спиральность фотона (± 1 для реального фотона и $\pm 1, 0$ для виртуального), $\lambda_N = \pm 1/2$ — спиральность начального нуклона, λ_f — спиральность конечного адронного состояния.

Комплексные амплитуды реакции фото- и электророждения мезонов могут быть факторизованы и представлены в виде произведения волнового вектора фотона (ε_μ) на переходной ток (J^μ):

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma = -1) J^\mu(\lambda_N, \lambda_f) = \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = -1, \lambda_N \rangle, \quad (5)$$

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma = 1) J^\mu(\lambda_N, \lambda_f) = \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_N \rangle, \quad (6)$$

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma = 0) J^\mu(\lambda_N, \lambda_f) = \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 0, \lambda_N \rangle. \quad (7)$$

Вся информация о строении адронов содержится в переходном токе J^μ .

Будем работать в лабораторной системе, оси координат которой выбираются следующим образом: ось z направлена вдоль трехимпульса виртуального фотона, ось x лежит в плоскости рассеяния электрона (e, e'), а ось y ей перпендикулярна [19]. В такой системе вектор четырехимпульса фотона записывается следующим образом:

$$q_\mu = (q_0; 0, 0, q_z) = \left(\nu; 0, 0, \sqrt{\nu^2 + Q^2} \right), \quad (8)$$

где ν — энергия фотона в лабораторной системе, Q^2 — виртуальность фотона.

Векторы поляризации фотонов со спиральностями $\lambda = \pm 1, 0$ определяются в лабораторной системе следующими соотношениями [20]:

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma = \pm 1) = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (0; 1, \pm i, 0). \quad (9)$$

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma = 0) = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \left(\sqrt{\nu^2 + Q^2}; 0, 0, \nu \right). \quad (10)$$

Из (5)–(10) и требования градиентной инвариантности $q_\mu J^\mu = q_0 J_0 - q_z J_z = 0$ получаем следующую связь между спиральными амплитудами и компонен-

тами переходного тока в лабораторной системе:

$$J_x(\lambda_N, \lambda_f) = -\frac{\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_N \rangle - \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = -1, \lambda_N \rangle}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

$$J_y(\lambda_N, \lambda_f) = i \frac{\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 1, \lambda_N \rangle + \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = -1, \lambda_N \rangle}{\sqrt{2}}, \quad (12)$$

$$J_z(\lambda_N, \lambda_f) = \frac{\nu}{\sqrt{Q^2}} \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 0, \lambda_N \rangle. \quad (13)$$

В рассматриваемом формализме используются следующие представление матрицы рассеяния и нормировка дираковских спиноров:

$$S = I + i(2\pi)^4 T \delta(P_f - P_i), \quad U_p \bar{U}_p = 2M_N.$$

Здесь I — единичный оператор, соответствующий отсутствию взаимодействия (начальное состояние не меняется), T — оператор перехода из состояния i в состояние f , P_f и P_i — полные четырехимпульсы конечных и начальных частиц соответственно.

Для такой параметризации S -матрицы и нормировки дираковских спиноров элемент фазового объема любой конечной частицы с трехимпульсом \mathbf{p}_f и энергией E_f определяется выражением

$$\frac{d^3 \mathbf{p}_f}{(2\pi)^3 \cdot 2E_f}.$$

В соответствии с правилами Фейнмана для КЭД амплитуда процесса, изображенного на рис. 6 (справа), может быть записана следующим образом:

$$M_{eN \rightarrow ef}(\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}, \lambda_N, \lambda_f) = \langle \lambda_{e_f} \lambda_f | T | \lambda_{e_i} \lambda_N \rangle = 4\pi \alpha \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_i}) \frac{g^{\mu\nu}}{Q^2} J^\nu(\lambda_N, \lambda_f), \quad (14)$$

где $j^\mu = \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_i})$ — лептонный ток; J^ν — адронный ток; $\frac{g^{\mu\nu}}{Q^2}$ — пропагатор виртуального фотона; $\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}$ — спиральности начального и конечного электрона; λ_N — спиральность начального нуклона; λ_f — спиральность конечного адронного состояния.

Дифференциальные сечения эксклюзивных реакций электропорождения мезонов на нуклонах связаны с амплитудами этих реакций следующим образом:

$$d^{n+2} \sigma_e = \frac{1}{4(k_e p_N)} \frac{k^2 dk_{e_f} d\Omega_{e_f}}{2E_{e_f} (2\pi)^3} \times \sum_{\substack{\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}, \lambda_{e_f}^*, \lambda_{e_f} \\ \lambda_N, \lambda_N^*, \lambda_f, \lambda_f^*}} M^*(\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}, \lambda_N, \lambda_f) M(\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}, \lambda_N, \lambda_f) \times \rho_{\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}} \rho_{\lambda_{e_f}, \lambda_{e_f}^*} \rho_{\lambda_N, \lambda_N^*} \rho_{\lambda_f, \lambda_f^*} d\Phi, \quad (15)$$

где $4(k_e p_N) = 4E_{e_i} M_N$ — инвариантный поток начальных электронов; k_e — четырехимпульс начального электрона; p_N — четырехимпульс начального нуклона; $\rho_{\lambda\lambda'}$ — поляризационные матрицы плотности начальных и конечных частиц; $d\Phi$ — элемент фазового объема конечного адронного состояния, который включает в себя дифференциалы кинематических переменных конечного адронного состо-

яния $d^n \tau$ и кинематический фактор F_{ph} , соответствующий определенному числу конечных адронов. Например, в случае двух и трех частиц в конечном состоянии элементы фазового объема $d\Phi_2$ и $d\Phi_3$ имеют следующий вид:

$$d\Phi_2 = F_{\text{ph}} d^2 \tau = \frac{p}{4\pi^2 4W} d^2 \tau, \quad (16)$$

$$d\Phi_3 = F_{\text{ph}} d^5 \tau = \frac{1}{32W^2 (2\pi)^5} d^5 \tau. \quad (17)$$

В формулах (16), (17) p — модуль трехимпульса одной из конечных частиц, W — инвариантная масса конечного адронного состояния.

Для частиц со спином 1/2 поляризационные матрицы плотности имеют вид:

$$\rho = \frac{1}{2} (\hat{I} + \boldsymbol{\sigma} \mathbf{P}), \quad (18)$$

где \mathbf{P} — трехвектор поляризации частицы, нормированный на единицу; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ — вектор, составленный из матриц Паули.

В дальнейшем рассмотрим простейший случай рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованных нуклонах, при этом поляризация конечных частиц не измеряется. В этом случае поляризационные матрицы плотности для начальных частиц могут быть записаны следующим образом:

$$\rho_{\lambda_{e_i}, \lambda_{e_i}'} = \rho_{\lambda_N, \lambda_N'} = \frac{1}{2} \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (19)$$

где λ соответствует λ_{e_i} или λ_N . Фактор $\frac{1}{2}$ соответствует усреднению по всем возможным поляризациям начального состояния.

Матрицы плотности для неполяризованных конечных частиц определяются символами Кронекера:

$$\rho_{\lambda_{e_f}, \lambda_{e_f}'} = \rho_{\lambda_f, \lambda_f'} = \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (20)$$

где λ соответствует λ_{e_f} или λ_f . В этой формуле проводится суммирование по всем возможным поляризациям конечного состояния.

В случае реакции с поляризованными частицами все усложняется, однако вычисления могут быть выполнены с поляризованными матрицами плотности, определяющимися выражением (18).

Используя выражение (14) для амплитуды рассеяния электрона на протоне, а также выражения (19) и (20) для матриц плотности, сечение (15) можно записать в факторизованном виде как произведение двух частей, одна из которых зависит только от электронных токов, а другая — только от адронных токов:

$$d^{n+2} \sigma_e = \frac{1}{4(k_e p_N)} \frac{k^2 dk_{e_f} d\Omega_{e_f}}{2E_{e_f} (2\pi)^3} \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4} \times \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i}, \lambda_{e_f}} (\bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_i}))^* (\bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_i})) \times \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} J_\mu^* J_\nu d\Phi. \quad (21)$$

Введем следующие обозначения: $L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} (\bar{u}(\lambda_{e_i}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_i}))^* (\bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_f}))$ — лептонный тензор; $H_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N \lambda_f} J_\mu^* J_\nu$ — адронный тензор. Адронный тензор зависит от адронных токов, которые содержат в себе исследуемую в эксперименте информацию о динамике адронных процессов и структуре адронов. Лептонный тензор определяется электромагнитными процессами рождения виртуального фотона и может быть вычислен в рамках квантовой электродинамики. В этих обозначениях формула для сечения (21) записывается следующим образом:

$$d^{n+2} \sigma_e = \frac{1}{4(k_e p_N)} \frac{k^2 dk_{e_f} d\Omega_{e_f}}{2E_{e_f} (2\pi)^3} \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} d\Phi. \quad (22)$$

Перейдем к вычислению лептонного тензора в рамках КЭД. Будем использовать следующие соотношения: $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$, $\bar{u}^\dagger = \gamma^0 u$, $\gamma^0 \gamma^0 = 1$, $\gamma^\mu = \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0$, $\gamma^{0\dagger} = \gamma^0$. Тогда

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} (\bar{u}(\lambda_{e_i}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_i}))^* (\bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_f})) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} u^\dagger(\lambda_{e_i}) \gamma^{\mu\dagger} \bar{u}^\dagger(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_i}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} u^\dagger(\lambda_{e_i}) \gamma^0 \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_i}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} \bar{u}(\lambda_{e_i}) \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_i}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} \bar{u}(\lambda_{e_i}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu u(\lambda_{e_i}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{e_i} \lambda_{e_f}} \text{Tr} \{ u(\lambda_{e_i}) \bar{u}(\lambda_{e_i}) \gamma^\mu u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \gamma^\nu \} = \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} \left\{ \left(\sum_{\lambda_{e_i}} u(\lambda_{e_i}) \bar{u}(\lambda_{e_i}) \right) \gamma^\mu \left(\sum_{\lambda_{e_f}} u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) \right) \gamma^\nu \right\}. \end{aligned}$$

Для начального и конечного электронов

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda_{e_i}} u(\lambda_{e_i}) \bar{u}(\lambda_{e_i}) &= \hat{p}_{e_i} + m = \gamma^\mu p_\mu^{e_i} + m, \\ \sum_{\lambda_{e_f}} u(\lambda_{e_f}) \bar{u}(\lambda_{e_f}) &= \hat{p}_{e_f} + m = \gamma^\mu p_\mu^{e_f} + m. \end{aligned}$$

Тогда выражение для лептонного тензора переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \text{Tr} \{ (\hat{p}_{e_i} + m) \gamma^\mu (\hat{p}_{e_f} + m) \gamma^\nu \} = \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} \{ \hat{p}_{e_i} \gamma^\mu \hat{p}_{e_f} \gamma^\nu + m (\gamma^\mu \hat{p}_{e_f} \gamma^\nu + \hat{p}_{e_i} \gamma^\mu \gamma^\nu) + m^2 \gamma^\mu \gamma^\nu \}. \end{aligned}$$

Далее учтем, что

$$\begin{aligned} \text{Tr} \{ \gamma^\mu \gamma^\nu \} &= 4g^{\mu\nu}, \\ \text{Tr} \{ \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \} &= 0, \end{aligned}$$

$$\text{Tr} \{ \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\rho \} = 4 (g^{\mu\nu} g^{\lambda\rho} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\rho} + g^{\mu\rho} g^{\nu\lambda}).$$

Тогда лептонный тензор имеет вид

$$L_{\mu\nu} = 2p_{e_i}^\mu p_{e_f}^\nu + 2p_{e_f}^\nu p_{e_i}^\mu - g^{\mu\nu} Q^2. \quad (23)$$

Адронный тензор имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_{\mu\nu} &= \begin{pmatrix} H_{00} & H_{0x} & H_{0y} & H_{0z} \\ H_{x0} & H_{xx} & H_{xy} & H_{xz} \\ H_{y0} & H_{yx} & H_{yy} & H_{yz} \\ H_{z0} & H_{zx} & H_{zy} & H_{zz} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} J_0 J_0^* & J_0 J_x^* & J_0 J_y^* & J_0 J_z^* \\ J_x J_0^* & J_x J_x^* & J_x J_y^* & J_x J_z^* \\ J_y J_0^* & J_y J_x^* & J_y J_y^* & J_y J_z^* \\ J_z J_0^* & J_z J_x^* & J_z J_y^* & J_z J_z^* \end{pmatrix}. \quad (24) \end{aligned}$$

Перейдем теперь к сечению под действием виртуальных фотонов (формула (4)). Для начала введем следующие обозначения:

$$\varepsilon_T = \left[1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \text{tg}^2 \frac{\theta_{e_f}}{2} \right]^{-1}, \quad (25)$$

$$\varepsilon_L = \frac{Q^2}{\nu^2} \varepsilon_T. \quad (26)$$

В формулах (25) и (26) ε_T — степень поперечной поляризации виртуального фотона, ε_L — степень продольной поляризации виртуального фотона, $\nu = E_{e_i} - E_{e_f}$, θ_{e_f} — угол рассеяния конечного электрона в лабораторной системе.

Используя факторизацию (5), (6), (7), сечение под действием виртуальных фотонов может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned} d^n \sigma_v &= \frac{4\pi\alpha}{4KM_N} \sum_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} \varepsilon_\nu^*(\lambda'_\gamma) \varepsilon_\mu(\lambda_\gamma) \rho_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} \times \\ &\times \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N \lambda_f} J_\mu^*(\lambda_N \lambda_f) J_\nu(\lambda_N \lambda_f) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1 - \varepsilon_T}{Q^2} \right) \right] d\Phi, \quad (27) \end{aligned}$$

где $\rho_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma}$ — поляризационная матрица плотности виртуального фотона в спиральном представлении [21]. Нормировочные факторы в квадратных скобках определены требованием, чтобы выражение (27) при $Q^2 \rightarrow 0$ переходило в сечение реакции под действием реальных фотонов. Первый множитель в квадратных скобках $\frac{1}{2}$ учитывает усреднение по двум начальным состояниям реального фотона со спиральностями $+1$ и -1 . Второй множитель в квадратных скобках сокращается с результатом свертки лептонного и адронного тензоров в (27). Произведение $4KM_N$ — инвариантный поток фотонов, эквивалентный инвариантному потоку реальных фотонов; $K = \frac{W^2 - M_N^2}{2M_N}$ — энергия фотона в лабораторной системе при $Q^2 = 0$ (т. е. эквивалентная энергия реального фотона).

Измеряемое сечение электронного рассеяния (22) удовлетворяет равенству (4), если

$$L_{\mu\nu} = \sum_{\lambda_\gamma, \lambda'_\gamma} \varepsilon_\nu^*(\lambda'_\gamma) \varepsilon_\mu(\lambda_\gamma) \rho_{\lambda_\gamma, \lambda'_\gamma},$$

$$\Gamma_\nu = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{W^2 - M_N^2}{Q^2(1 - \varepsilon_T)} \frac{E_{e_f}}{E_{e_i} M_N}.$$

Согласно (4), сечение реакции под действием виртуальных фотонов может быть умножено на произвольный фактор, а поток виртуальных фотонов разделен на этот фактор, при этом измеряемое сечение электронного рассеяния останется неизменным.

Выразим сечение (27) через компоненты переходного тока. Для этого проведем свертку лептонного и адронного тензоров по индексам μ, ν . Поскольку векторы поляризации виртуального фотона $\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma)$ определены в лабораторной системе, компоненты лептонного и адронного тензоров должны быть также получены в лабораторной системе.

Тензоры $L_{\mu\nu}$ и $H_{\mu\nu}$ в общем случае содержат 16 компонент ($\mu, \nu = 0, x, y, z$ в формулах (23) и (24)). Однако условие калибровочной инвариантности приводит к тому, что независимыми оказываются только 9 компонент лептонного и адронного тензоров $L_{\mu\nu}, H_{\mu\nu}$ с $\mu, \nu > 0$, а 7 компонент $L_{0\nu}, L_{\mu 0}$ (и $H_{0\nu}, H_{\mu 0}$) могут быть вычислены из независимых компонент. Согласно условию калибровочной инвариантности

$$q_\mu j^\mu = q_0 j_0 - (\mathbf{q}\mathbf{j}) = 0 \Rightarrow j_0 = \frac{q_z j_z}{q_0},$$

$$q_\mu J^\mu = q_0 J_0 - (\mathbf{q}\mathbf{J}) = 0 \Rightarrow J_0 = \frac{q_z J_z}{q_0}.$$

Здесь $q_\mu = (q_0, 0, 0, q_z)$ — четырехимпульс фотона.

Тогда комбинация $j_\mu J^\mu$ может быть переписана следующим образом:

$$j_\mu J^\mu = j_0 J_0 - (j_x J_x + j_y J_y + j_z J_z) =$$

$$= - \left(j_x J_x + j_y J_y + \left(1 - \frac{q_z^2}{q_0^2}\right) j_z J_z \right) =$$

$$= - \left(j_x J_x + j_y J_y - \frac{Q^2}{\nu^2} j_z J_z \right).$$

Таким образом, можно исключить из рассмотрения скалярные (0) компоненты токов в свертке тензоров и ограничиться сверткой только пространственных компонент (x, y, z), домножив продольные (z) компоненты на фактор $-\frac{Q^2}{\nu^2}$. Необходимо отметить, что существует произвол в учете этого фактора: он может быть учтен только в лептонной части свертки тензоров [22] либо как в лептонной, так и в адронной части с разным учетом знака [19, 21, 23]. Результат свертки тензоров от способа учета этого фактора не зависит.

Учтем фактор $-\frac{Q^2}{\nu^2}$ в лептонной части свертки [22]. Тогда после исключения из рассмотрения скалярных компонент лептонный тензор становится матрицей 3×3 и записывается следующим образом:

$$L_{\mu\nu} = \frac{Q^2}{1 - \varepsilon_T} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_T & 0 & -\sqrt{2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_T)} \\ 0 & 1 - \varepsilon_T & 0 \\ -\sqrt{2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_T)} & 0 & 2\varepsilon_L \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Свертка тензоров пропорциональна фактору $\frac{Q^2}{1 - \varepsilon_T}$, который сокращается с фактором в квадратных скобках в формуле (27), и сечение выражается через компоненты переходного тока следующим образом:

$$\frac{d^n \sigma_\nu}{d^n \tau} = \frac{4\pi\alpha}{4KM_N} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} \frac{1}{2} \left\{ \frac{J_x^* J_x + J_y^* J_y}{2} + \varepsilon_L J_z^* J_z + \right.$$

$$\left. + \varepsilon_T \frac{J_x^* J_x - J_y^* J_y}{2} - \sqrt{2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_T)} \frac{J_x^* J_z + J_z^* J_x}{2} \right\} F_{\text{ph}}. \quad (29)$$

Здесь F_{ph} — кинематический фактор фазового объема конечного адронного состояния, определяющийся количеством конечных частиц (например, формулы (16) и (17)).

Рассмотрим подробнее матрицу (28). Тензор $L_{\mu\nu}$ определяет динамику процесса формирования виртуального фотона в электронном рассеянии (рис. 6, справа). Можно определить матрицу плотности виртуального фотона ρ_{ij}^v (в представлении линейных поляризаций) следующим образом [24]:

$$\rho_{ij}^v = \frac{1 - \varepsilon_T}{2Q^2} L_{ij} =$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \varepsilon_T) & 0 & -\frac{1}{2}\sqrt{2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_T)} \\ 0 & \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_T) & 0 \\ -\frac{1}{2}\sqrt{2\varepsilon_L(1 + \varepsilon_T)} & 0 & \varepsilon_L \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Диагональные элементы матрицы ρ_{ij}^v определяют вероятность найти фотон в поляризованном состоянии с линейной поляризацией, направленной вдоль осей x, y, z соответственно. Параметр ε_L определяет вероятность найти фотон с поляризацией, направленной вдоль оси z , параметр ε_T определяет вероятность найти фотон с поперечной поляризацией с компонентами вдоль осей x, y .

Матрица (30) согласуется с матрицей плотности ρ_{ij}^r ($i, j = x, y, z$) для частично поляризованного пучка реальных фотонов с относительной поляризацией $\frac{1}{2}(1 + \varepsilon_T)$ в направлении оси x и $\frac{1}{2}(1 - \varepsilon_T)$ в направлении оси y [22, 24, 25]:

$$\rho_{ij}^r = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \varepsilon_T) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_T) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (31)$$

В случае неполяризованного реального фотона, с равными вероятностями находящегося в состо-

яниях с линейной поляризацией вдоль осей x, y , матрицы (30) и (31) сводятся к виду
$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

В процессе электронного рассеяния ε_T отлично от 0. Образующийся виртуальный фотон поляризован в поперечной плоскости, вследствие чего возникает φ -зависимость сечения. Согласно (25) и (26), если $\varepsilon_T \neq 0$, то и $\varepsilon_L \neq 0$, поэтому формирование поперечного виртуального фотона неизбежно приводит к формированию фотона с продольной поляризацией. В матрице (30) появляются недиагональные элементы, что свидетельствует о том, что виртуальный фотон всегда находится в смешанном состоянии. Это смешанное состояние не может быть описано волновой функцией, а может быть описано лишь поляризационной матрицей плотности. Таким образом, в экспериментах с неполяризованным пучком электронов всегда формируется поляризованный фотон, степень поляризации которого определяется кинематикой реакции и хорошо контролируется в эксперименте. Это обстоятельство значительно расширяет возможности доступа к механизмам исследуемых процессов в реакциях рассеяния электронов.

Определим φ -зависимость сечения в формуле (29). Амплитуда $\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle$ процесса образования конечного адронного состояния λ_f может быть факторизована в виде

$$\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle = \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle_0 e^{i(\lambda_\gamma - \lambda_N)\varphi}, \quad (32)$$

где $\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle_0$ вычислен при угле $\varphi = 0$. Подставим выражения (11), (12), (13) в формулу (29) и выразим каждый член в фигурных скобках в формуле (29) через соответствующие $\langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle_0$, согласно (32). Для краткости записи будем обозначать

$$\begin{aligned} \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = -1 \lambda_N \rangle_0 &= M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f), \\ \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = +1 \lambda_N \rangle_0 &= M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f), \\ \langle \lambda_f | T | \lambda_\gamma = 0 \lambda_N \rangle_0 &= M_0^0(\lambda_N, \lambda_f). \end{aligned}$$

Первые два члена в фигурных скобках формулы (29) дают не зависящий от угла φ вклад в сечение эксклюзивной реакции и записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_T + \varepsilon_L \sigma_L &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} [M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f)^2 + M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f)^2] + \\ &+ \varepsilon_L \frac{\nu^2}{Q^2} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} M_0^0(\lambda_N, \lambda_f)^2. \end{aligned}$$

Третий член в фигурных скобках формулы (29) обусловлен интерференцией амплитуд с различными состояниями поперечно поляризованных фотонов ($\lambda_\gamma = \pm 1$), обозначается «ТТ» (transverse–transverse) и записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \varepsilon_T (\sigma_{TT} \cos 2\varphi + \sigma'_{TT} \sin 2\varphi) &= \\ = \varepsilon_T \left[-\operatorname{Re} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f)^* M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f) \cos 2\varphi + \right. \end{aligned}$$

$$\left. + \operatorname{Im} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f)^* M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f) \sin 2\varphi \right].$$

Четвертый член в фигурных скобках формулы (29) обусловлен интерференцией амплитуд с продольно ($\lambda_\gamma = 0$) и поперечно ($\lambda_\gamma = \pm 1$) поляризованными виртуальными фотонами, обозначается «ТL» (transverse–longitudinal) и записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon_T)} (\sigma_{TL} \cos \varphi + \sigma'_{TL} \sin \varphi) &= \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon_T)} \times \\ \times \frac{\nu}{\sqrt{2Q^2}} \left[-\operatorname{Re} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} (M_0^0(\lambda_N, \lambda_f) M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f)^* - \right. \\ &- M_0^0(\lambda_N, \lambda_f)^* M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f)) \cos \varphi + \\ &+ \operatorname{Im} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} (M_0^0(\lambda_N, \lambda_f) M_0^{-1}(\lambda_N, \lambda_f)^* - \\ &\left. - M_0^0(\lambda_N, \lambda_f)^* M_0^{+1}(\lambda_N, \lambda_f)) \sin \varphi \right]. \end{aligned}$$

Тогда формула для сечения приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^n \sigma_v}{d^n \tau} &= \frac{4\pi\alpha}{4KM_N} \times \\ &\times \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N, \lambda_f} \left\{ \sigma_T + \varepsilon_L \sigma_L + \varepsilon_T (\sigma_{TT} \cos 2\varphi + \sigma'_{TT} \sin 2\varphi) + \right. \\ &\left. + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon_T)} (\sigma_{TL} \cos \varphi + \sigma'_{TL} \sin \varphi) \right\} F_{\text{ph}}. \quad (33) \end{aligned}$$

Таким образом, дифференциальное сечение любой реакции эксклюзивного электророжения содержит φ -зависимые и φ -независимые части. Последние определяются произведением амплитуд электророжения под действием фотона с одинаковыми спиральными состояниями, а φ -зависимые части сечения определяются интерференцией амплитуд электророжения мезонов с разными спиральными состояниями фотона.

Функции $\sigma_T, \sigma_L, \sigma_{TT}, \sigma'_{TT}, \sigma_{TL}$ и σ'_{TL} получили название структурных функций эксклюзивного рожения мезонов. Они зависят от переменных W и Q^2 (или E_{e_f} и Ω_{e_f}) и всех кинематических переменных конечного состояния, за исключением φ . Используя различия в φ -зависимостях различных частей дифференциального сечения, можно извлечь из измеренных сечений все перечисленные выше структурные функции.

Если проинтегрировать выражение (33) по φ , то все интерференционные вклады (третий и четвертый члены в фигурных скобках, соответствующие $\sigma_{TT}, \sigma'_{TT}$ и $\sigma_{TL}, \sigma'_{TL}$), исчезнут, останется лишь неполяризованная часть сечения (первые два члена в фигурных скобках, соответствующие $\sigma_T + \varepsilon_L \sigma_L$). Наличие продольной поляризации фотонов не приводит к φ -зависимостям сечений, так как вектор их поляризации направлен вдоль оси z . Интегрирование сечения по φ отвечает усреднению по поляризационным состояниям виртуального фотона.

Рассмотрим наиболее простые реакции рожения системы из двух частиц $m_{\text{PS}} b$ (псевдоскалярный мезон — барион) на нуклоне N под действием

реальных или виртуальных фотонов. К их числу относятся следующие реакции:

$$\begin{aligned}\gamma_{r,v} + N &\rightarrow \pi + N, \\ \gamma_{r,v} + N &\rightarrow \eta + N, \\ \gamma_{r,v} + N &\rightarrow K + \Lambda, \\ \gamma_{r,v} + N &\rightarrow K + \Sigma.\end{aligned}$$

В электромагнитных и сильных взаимодействиях выполняется закон сохранения четности. Это налагает следующее условие на амплитуды реакций в случае двух частиц в конечном состоянии [26]:

$$\langle \lambda_{m_{PS}} \lambda_b | T | \lambda_\gamma \lambda_N \rangle = \eta_{m_{PS}} \eta_b \eta_\gamma \eta_N \times (-1)^{S_{m_{PS}} + S_b - S_\gamma - S_N} \langle -\lambda_{m_{PS}} - \lambda_b | T | -\lambda_\gamma - \lambda_N \rangle, \quad (34)$$

где η_i , S_i и λ_i — внутренняя четность, спин и спиральность частицы i соответственно.

Формула (34) применима только к реакциям с двумя частицами в конечном состоянии. Следствием этой формулы является тот факт, что σ'_{TT} и σ'_{TL} (члены при $\sin 2\varphi$ и $\sin \varphi$ соответственно) тождественно обнуляются, что приводит к известной φ -зависимости сечения ($\sim A + B \cos \varphi + C \cos 2\varphi$). В случае большего числа частиц в конечном состоянии (например, в случае реакции $\gamma_{r,v} + N \rightarrow m_{PS} + m_{PS} + b$) необходимо учитывать все члены формулы.

Также необходимо отметить тот факт, что σ'_{TT} и σ'_{TL} обнуляются при интегрировании по углу α_1 (угол между плоскостью продуктов реакции и плоскостью, образованной начальным нуклоном и первой конечной частицей).

Формализм описания реакций электророжения при $Q^2 \rightarrow 0$ должен переходить в формализм описания реакции фоторождения. Рассмотрим поведение (29) при $Q^2 \rightarrow 0$. В этом пределе $\varepsilon_L \rightarrow 0$. Для описания процессов под действием неполяризованного пучка реальных фотонов нужно положить $\varepsilon_T = 0$. Тогда (29) сводится к выражению

$$\frac{d^n \sigma_r}{d^n \tau} = \frac{4\pi\alpha}{4k_\gamma M_N} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\lambda_\gamma, \lambda_N, \lambda_f} |\langle \lambda_\gamma \lambda_N | T | \lambda_f \rangle|^2 F_{ph}. \quad (35)$$

Величина $4k_\gamma M_N$ представляет собой инвариантный поток реальных фотонов, k_γ — энергия реального фотона. Два фактора $\frac{1}{2}$ отвечают усреднению по двум спиральным состояниям реального фотона ± 1 и двум спиральным состояниям начального протона $\pm \frac{1}{2}$.

Формула (35) совпадает с выражением, связывающим сечение эксклюзивных каналов фоторождения мезонов с амплитудами процессов, полученным в рамках общих принципов теории поля [20].

Таким образом, при $Q^2 \rightarrow 0$ сечение эксклюзивных реакций электророжения мезонов на неполяризованном нуклоне под действием неполяризованных электронов переходит в сечение реакций под действием реальных неполяризованных фотонов на неполяризованном нуклоне. Это свидетельствует

об универсальности развитого формализма описания эксклюзивных реакций под действием реальных и виртуальных фотонов.

4. Эксперименты по фото- и электророжению мезонов на свободных протонах

В этом разделе приводится обзор последних данных по наблюдаемым различным эксклюзивным реакциям фото- и электророжения мезонов на протонах [1, 2], а также обсуждается возможность извлечения информации о возбужденных состояниях нуклона из этих данных.

4.1. Фоторождение мезонов

Эксперименты с фотонными пучками [1] проводятся в Лаборатории Томаса Джефферсона (JLab) на детекторе CLAS в городе Ньюпорт-Ньюс (США), на различных установках на ускорителе ELSA (Crystal Barrel — CB-ELSA, CB-ELSA/TAPS, SAPHIR) в Бонне (Германия), на ускорителе MAMI (Crystal Ball, TAPS) в Майнце (Германия), в Гренобле (Франция) на установке GRAAL, а также на ускорителе SPing-8 (LEPS) в Осаке (Япония). В JLab, ELSA и MAMI для получения фотонного пучка используется техника тормозного излучения, а на установках GRAAL и SPing-8 (LEPS) — техника обратного комптоновского рассеяния. Основная часть информации по наблюдаемым различным эксклюзивным каналам фоторождения мезонов в резонансной области получена из данных детектора CLAS (табл. 2).

В табл. 2: Y_{ij} — моменты разложения по сферическим функциям $Y_{l,m}$ углового распределения $\pi^+ \pi^-$ ($i, j = 0, 1, 2, 3, 4, i \leq j$); $\frac{d^2 \sigma_l}{dt dM_{\pi\pi}}$ — дифференциальное сечение парциальных волн l ; $\frac{d^2 \sigma_{l0,\pm}}{dt dM_{\pi\pi}}$ — дифференциальное сечение для парциальной волны l со спиральностью пионов $\lambda_{\pi\pi} = 0, \pm 1$; ρ_{ij}^0 — элементы матрицы плотности ($i = 0, 1, j = 0, \pm 1, |i| \leq |j|$); $Y(\pm)$ — выход асимметрии фотонного пучка; C_x, C_z — асимметрии поляризованного гиперона отдачи; P_Σ — поляризация Σ -бариона.

В настоящее время накоплена обширная информация о дифференциальных сечениях реакций $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ и $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ [28]. Среди поляризационных наблюдаемых этих реакций наиболее изучена асимметрия пучка Σ (GRAAL, ELSA). Кроме того, доступна некоторая информация об асимметриях T с поляризованной мишенью, поляризациях P барионов отдачи [28] и о некоторых двойных поляризационных наблюдаемых. В 2012 г. CB-ELSA/TAPS предоставила первые данные о двойной поляризованной наблюдаемой G для конечного состояния $\pi^0 p$.

О дифференциальных сечениях реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ также накоплено много информации с высокой статистикой. Измерения поляризационных наблюдаемых с необходимой для физического анализа точностью в этом канале существуют только для асиммет-

Таблица 2

Данные коллаборации CLAS по наблюдаемым эксклюзивным каналам фоторождения мезонов с конечными состояниями πN , $\pi\pi N$, ηN , $K\Sigma$, $K\Lambda$ [27]

Наблюдаемые	Конечное состояние	W , ГэВ
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^0 p$	1.5–2.5
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^+ n$	2.1–2.5
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	ηp	0.8–2.8
$Y_{ij}, \frac{d^2\sigma_l}{dt dM_{\pi\pi}}, \frac{d^2\sigma_{l0,\pm}}{dt dM_{\pi\pi}}, \rho_{ij}^0, \frac{d\sigma}{dt}$	$\pi^+ \pi^- p$	2.6–2.8
$Y(\pm)$	$\pi^+ \pi^- p$	1.4–2.3
$\frac{d\sigma}{d \cos(\theta_K^{cm})}$	$K^+ \Sigma^0, K^+ \Lambda$	1.7–2.5
C_x, C_z	$K^+ \Sigma^0, K^+ \Lambda$	1.8–2.5
$\frac{d\sigma}{d \cos(\theta_K^{cm})}, P_\Sigma$	$K^+ \Sigma^0, K^+ \Lambda$	1.7–2.8

рии пучка Σ (CB-ELSA/TAPS, GRAAL). Некоторые другие наблюдаемые, в том числе двойные поляризациянные, скоро будут доступны из данных ELSA и CLAS.

Последнее время большое внимание уделяется исследованиям реакций $\gamma p \rightarrow K^+ Y$ ($Y = \Sigma^0, \Lambda$). Дифференциальные сечения для конечных состояний $K^+ \Lambda$ и $K^+ \Sigma^0$ были измерены с хорошей статистикой на установках CLAS, ELSA/SAPHIR, GRAAL и LEPS. Шагом вперед в изучении этих каналов стали данные об асимметриях отдачи $C_{x,z}$ (CLAS) и $O_{x,z}$ (GRAAL). Кроме того, на установке GRAAL получена информация об асимметрии мишени T .

Сечения фоторождения двух нейтральных пионов на протоне извлекались в лабораториях ELSA, GRAAL, MAMI. Реакция $\gamma n \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ изучалась на установке GRAAL. Фоторождение двух заряженных пионов изучалось на SAPHIR, а также на детекторе CLAS. Данных о поляризациянных наблюдаемых для этих каналов очень мало. В MAMI была измерена асимметрия циркулярно-поляризованного пучка I^\odot для реакций $\gamma p \pi^+ \pi^- p$, $\pi^+ \pi^0 n$ и $\pi^0 \pi^0 p$, а также асимметрия P_z^\odot для конечного состояния $\pi^+ \pi^- p$. Кроме того, некоторая информация об асимметрии линейно-поляризованного пучка фотонов Σ для этой реакции доступна из экспериментов GRAAL.

Реакция $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p$ изучалась в лабораториях GRAAL, MAMI и ELSA. Опубликованные результаты включают сечения и первые данные о асимметриях пучка с круговой и линейной поляризацией.

В работах [17, 29] исследовались возможности извлечения амплитуд эксклюзивных реакций фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах из накопленной экспериментальной информации о на-

блюдаемых этих реакций. В этих работах было показано, что совместный анализ опубликованных и ожидаемых данных по сечениям и поляризациянным асимметриям позволит извлечь амплитуды реакций, при этом точность извлечения будет возрастать с увеличением числа вовлеченных в анализ наблюдаемых.

Определив амплитуды эксклюзивного фоторождения мезонов, можно получить информацию о спектре возбужденных состояний нуклона из положения полюсов амплитуд в комплексной плоскости $W = \sqrt{s}$ (подробнее — в разд. 2). На рис. 7 приведен спектр возбужденных состояний нуклона. Центры полос соответствуют массам известных возбужденных состояний, а вертикальный размер полос — их ширинам. Рамками выделены состояния, обнаруженные за последние годы [30, 31].

Дальнейшее накопление информации о дифференциальных сечениях и поляризациянных наблюдаемых эксклюзивных реакций фоторождения мезонов позволит завершить поиск новых барионных состояний, так называемых «missing» резонансов, предсказываемых кварковыми моделями [12] и результатами расчетов спектра N^* в рамках LQCD [32, 33].

4.2. Электророждение мезонов

Эксперименты с пучками электронов [2] проводятся в Лаборатории Томаса Джефферсона (JLab) в США, на установке MAMI в Майнце и MIT/Bates в США.

Эксперименты MAMI и MIT/Bates были ограничены в основном реакцией $e p \rightarrow e \pi^0 p$ в области $\Delta(1232)$ -резонанса при $Q^2 < 0.2$ ГэВ². В этих экспериментах были измерены дифференциальные сечения, асимметрия продольно-поляризованного пучка

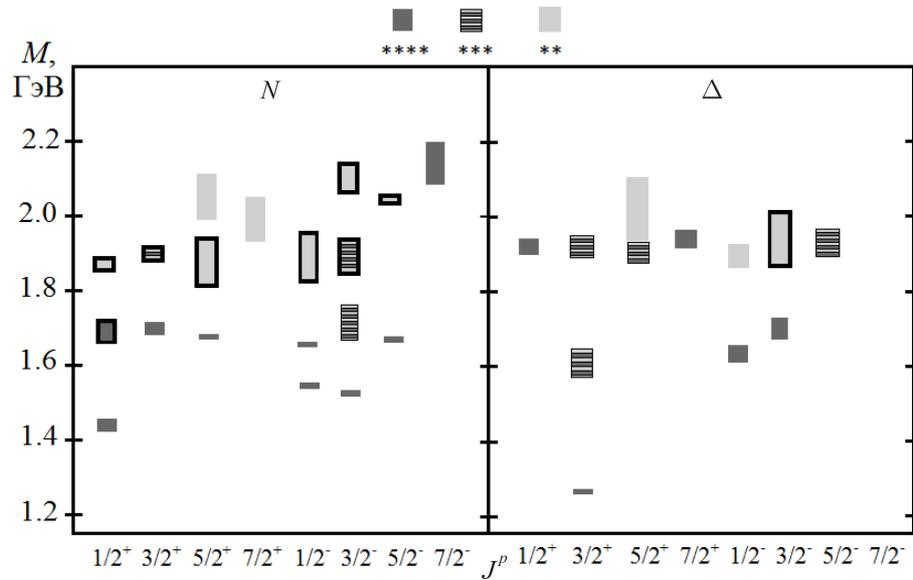


Рис. 7. Спектр возбужденных состояний нуклона. Центры полос соответствуют массам известных возбужденных состояний, а вертикальный размер полос — их ширинам. Рамками выделены состояния, обнаруженные за последние годы [30, 31]

Таблица 3

Данные коллаборации CLAS по наблюдаемым эксклюзивным каналам электро рождения мезонов с конечными состояниями πN , $\pi\pi N$, ηN , $K\Sigma$, $K\Lambda$ [27]

Наблюдаемые	Конечное состояние	Q^2 , ГэВ ²	W , ГэВ
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^0 p, \pi^+ n$	0.16–0.36	1.1–1.4
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^0 p$	0.4–1.8	1.1–1.7
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^0 p$	3.0–6.0	1.1–1.4
$A_{LT'}$	$\pi^0 p$	0.4, 0.65	1.1–1.7
A_t, A_{et}	$\pi^0 p$	0.25, 0.39, 0.61	1.1–1.6
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\pi^+ n$	0.3–0.6	1.1–1.6
$\frac{d\sigma}{d\Omega}, A_{LT'}$	$\pi^+ n$	1.7–4.5	1.1–1.7
$A_{LT'}$	$\pi^+ n$	0.4, 0.65	1.1–1.7
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	ηp	0.38–1.39	1.5–1.9
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	ηp	0.17–3.1	1.5–2.3
$\frac{d\sigma}{dM_{inv}^{ij}}, \frac{d\sigma}{d\psi_i}, \frac{d\sigma}{d\varphi_i}, \frac{d\sigma}{d(-\cos(\theta_i))}$	$\pi^+ \pi^- p$	0.5–1.1	1.4–1.9
$\frac{d\sigma}{dM_{inv}^{ij}}, \frac{d\sigma}{d\psi_i}, \frac{d\sigma}{d\varphi_i}, \frac{d\sigma}{d(-\cos(\theta_i))}$	$\pi^+ \pi^- p$	1.1–1.5	1.4–2.1
σ	$\pi^+ \pi^- p$	0.65–1.3	1.4–2.1
$\frac{d\sigma}{dM_{inv}^{ij}}, \frac{d\sigma}{d\psi_i}, \frac{d\sigma}{d\varphi_i}, \frac{d\sigma}{d(-\cos(\theta_i))}, \sigma, A_i, B_i, C_i$	$\pi^+ \pi^- p$	0.2–0.6	1.3–1.6
$\sigma, \sigma_{TT}, \sigma_{TL}, \frac{\sigma_L}{\sigma_T}, \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$K^+ \Sigma^0$	0.65–2.55	1.7–2.3
$\sigma, \sigma_{TT}, \sigma_{TL}, \sigma_{LT'}, \frac{\sigma_L}{\sigma_T}, \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$K^+ \Lambda$	0.65–2.55	1.7–2.4

A_{LT} , структурные функции, а также поляризация конечного протона P . Некоторая информация о дифференциальных сечениях этой реакции также доступна из данных JLab/Hall-A и JLab/Hall-C.

В JLab/Hall-A были получены 16 функций отклика для реакции $ep \rightarrow e\pi^0 p$, 12 из них были измерены впервые. Из данных JLab/Hall-C доступна некоторая информация о дифференциальных сечениях реакции $ep \rightarrow e\eta p$.

Большая часть новых данных получена на детекторе CLAS (JLab/Hall-B). Наблюдаемые, измеренные в экспериментах на детекторе CLAS для различных эксклюзивных каналов электророжения мезонов, приведены в табл. 3.

В табл. 3: A_{LT} — асимметрия продольно-поляризованного пучка для реакции $ep \rightarrow e\pi N$; A_t и A_{et} — асимметрии мишени и пучок-мишень, M_{inv}^{ij} — инвариантная масса пары конечных частиц ($i, j = \pi^+, \pi^-, p$); A_i, B_i, C_i — структурные функции конечных частиц (неполяризованная, TT, LT соответственно) ($i = \pi^+, \pi^-, p$).

В настоящее время развито несколько моделей для извлечения амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов из независимого анализа наблюдаемых эксклюзивных каналов электророжения мезонов на протонах с конечными состояниями $\pi^+ n$, $\pi^0 p$ [34, 35], ηp [36], $\pi^+ \pi^- p$ [18, 37]. Группой Argonne–Osaka развивается подход для извлечения амплитуд электровозбуждения N^* из глобального анализа всех имеющихся данных для восьми каналов электророжения мезонов на протонах с конечными состояниями $\pi^+ n$, $\pi^0 p$, ηp , $\pi^+ \pi^- p$, $\pi^+ \pi^0 n$, $\pi^0 \pi^0 p$, $K\Lambda$, $K\Sigma$ в методе связанных каналов [38].

Анализ данных CLAS по реакциям электророжения одиночных пионов и пар заряженных пионов на протонах позволил впервые получить информацию об амплитудах электровозбуждения почти всех хорошо установленных нуклонных резонансов в области $W < 1.8$ ГэВ. Амплитуды электровозбуждения N^* определены при $Q^2 < 5.0$ ГэВ² для

каналов πN и при $Q^2 < 1.5$ ГэВ² для канала $\pi^+ \pi^- p$. На рис. 8 для примера приведены зависимости некоторых амплитуд электровозбуждения трех резонансов от виртуальности фотона Q^2 , полученные из анализа наблюдаемых этих двух реакций. Хорошее согласие результатов анализа двух основных каналов электророжения мезонов с абсолютно различными нерезонансными вкладами свидетельствует о надежности извлечения амплитуд электровозбуждения N^* в рамках моделей реакций [18, 34, 35, 37].

Детальная информация о Q^2 -эволюции амплитуд электровозбуждения большого числа возбужденных состояний нуклона открывает качественно новые возможности для изучения структуры барионов и для исследования всей совокупности проявлений механизмов сильного взаимодействия в непертурбативной области.

Заключение

Эксклюзивные реакции фото- и электророжения мезонов предоставляют уникальную возможность для изучения возбужденных состояний нуклона. Обширная информация о наблюдаемых этих реакций, накопленная за последние годы, а также ожидаемая в ближайшее время позволят сделать шаг вперед в изучении спектра и структуры нуклонных резонансов, что в свою очередь существенно расширит современные представления о строении адронов и механизмах фундаментальных процессов.

Изучение динамики сильных взаимодействий на расстояниях, отвечающих переходу между конфайнментом и асимптотической свободой кварков, является одним из важнейших направлений современной физики. Исследования структуры нуклона и его возбужденных состояний дадут ответы на ключевые вопросы Стандартной Модели, остающиеся до сих пор открытыми: о механизмах формирования доминирующей части массы адронов и природе кварк-глюонного конфайнмента.

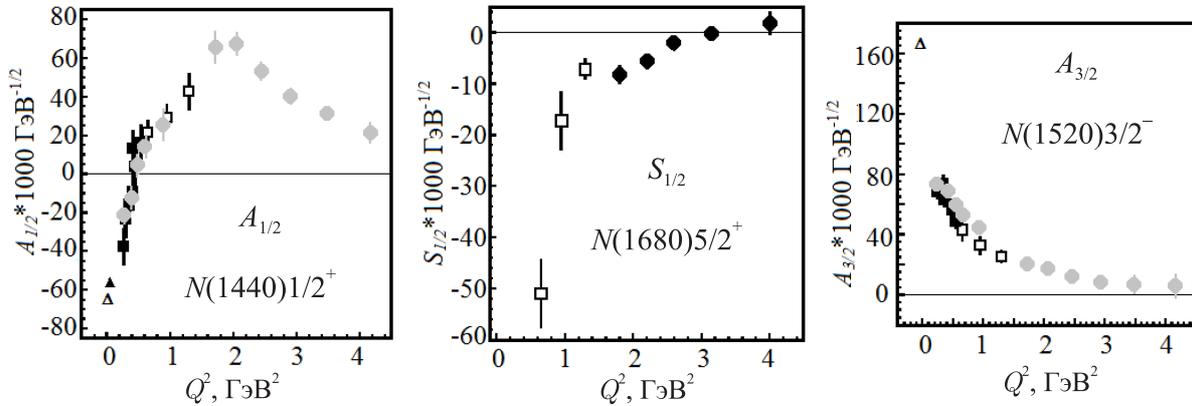


Рис. 8. Q^2 -зависимость амплитуд электровозбуждения трех резонансов, полученная из данных по электророжению одиночных пионов (серые круги [34], черные круги [35]) и пар заряженных пионов (черные квадраты [37], белые квадраты — предварительные расчеты 2015 г.) на протоне. Слева — амплитуда $A_{1/2}$ для резонанса $N(1440)1/2^+$. В центре — амплитуда $S_{1/2}$ для резонанса $N(1680)5/2^+$. Справа — амплитуда $A_{3/2}$ для $N(1520)3/2^-$

Список литературы

1. Crede V., Roberts W. // Rept. Prog. Phys. 2013. **76**. 076301.
2. Aznauryan I.G., Burkert V.D. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. **67**. P. 1.
3. http://tpcsf.ihep.ac.cn/nstar2009/A214/4.19-AM/Beck_NSTAR_2009_web.pdf.
4. Foster F., Hughes G. // Rept. Prog. Phys. 1983. **46**. P. 1445.
5. Ripani M., Burkert V.D., Mokeev V. et al. // 2003. hep-ex/0304034.
6. Cutkosky R.E., Forsyth C.P., Hendrick R.E., Kelly R.L. // Phys. Rev. D. 1979. **20**. P. 2804.
7. Höhler G., Kaiser F., Koch R., Pietarinen E. // Phys. Dat. 1979. **12**, N 1. P. 1.
8. Koch R. // Nucl. Phys. 1986. **A448**. P. 707.
9. Vrana T.P., Dytman S.A., Lee T.S.H. // Phys. Rep. 2000. **328**. P. 182.
10. Briscoe W.J., Döring M., Haberzettl H. et al. // 2015. arXiv:1503.07763 [hep-ph].
11. Mecking B.A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2003. **A503**. P. 513.
12. Krusche B., Schadmand S. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2003. **51**. P. 399.
13. Barker I.S., Donnachie A., Storrow J.K. // Nucl. Phys. 1975. **B95**. P. 347.
14. Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E., Nambu Y. // Phys. Rev. 1957. **106**. P. 1345.
15. Kloet W.M., Tabakin F. // Phys. Rev. 2000. **C61**. 015501.
16. Chiang W.T., Tabakin F. // Phys. Rev. 1997. **C55**. P. 2054.
17. Sandorfi A.M., Hoblit S., Kamano H., Lee T.-S.H. // J. Phys. 2011. **G38**. 053001.
18. Mokeev V.I., Burkert V.D., Elouadrhiri L., Fedotov G.V. et al. (CLAS Coll.) // Phys. Rev. 2012. **C86**. 035203.
19. Nozawa S., Lee T.-S.H. // Nucl. Phys. 1990. **A513**. P. 511; 543.
20. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. М., 1987.
21. Schilling K., Wolf G. // Nucl. Phys. 1973. **B61**. P. 381.
22. Amaldi E., Fubini S., Furlan G. Pion-Electroproduction // Springer Tracts in Modern Physics. 1979. Vol. 83.
23. Akerlof C.W., Ash W.W., Berkelman K., Lichtenstein C.A. // Phys. Rev. 1967. **163**. P. 1482.
24. Boffi S., Giusti C., Pacati F.D., Radici M. Electromagnetic Response of Atomic Nuclei. 1996.
25. Burhop E.H.S. High Energy Physics. 1972. Vol. 5.
26. Берестецкий В.Б., Лифушиц Е.М., Путаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М., 1974.
27. CLAS Physics Data Base.
28. <http://gwdac.phys.gwu.edu/>
29. Sandorfi A.M. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. **424**. 012001.
30. Anisovich A.V., Beck R., Klempt E. et al. // Eur. Phys. J. 2012. **A48**. P. 15.
31. Burkert V.D. // EPJ Web Conf. 2012. **37**. 01017.
32. Dudek J.J., Edwards R.G. // Phys. Rev. 2012. **D85**. 054016.
33. Edwards R.G., Dudek J.J., Richards D.G., Wallace S.J. // Phys. Rev. 2011. **D84**. 074508.
34. Aznauryan I.G. et al. (CLAS Collaboration) // Phys. Rev. 2009. **C80**. 055203.
35. Park K., Aznauryan I.G., Burkert V.D. et al. (CLAS Collaboration) // Phys. Rev. 2015. **C91**. 045203.
36. Aznauryan I.G. et al. (CLAS Collaboration) // Phys. Rev. 2003. **C68**. 065204.
37. Mokeev V.I., Burkert V.D., Lee T.-S.H. et al. // Phys. Rev. 2009. **C80**. 045212.
38. Kamano H., Nakamura S.X., Lee T.-S. H., Sato T. // Phys. Rev. 2013. **C88**. 035209.

Nucleon resonances in exclusive reactions of photo- and electroproduction of mesons

Yu. A. Skorodumina^{1,2,a}, V. D. Burkert³, E. N. Golovach⁴, R. W. Gothe², E. L. Isupov⁴,
B. S. Ishkhanov^{1,4}, V. I. Mokeev^{3,4}, G. V. Fedotov^{2,4}

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Department of Physics and Astronomy, University of South Carolina, Columbia, SC 29208, USA.

³Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, VA 23606, USA.

⁴Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a skorodumina@gmail.com.

Methods for extracting nucleon resonance parameters from experimental data are reviewed. The formalism for the description of exclusive reactions of meson photo- and electroproduction off nucleons is discussed. Recent experimental data on exclusive meson production in the scattering of electrons and photons off protons are analyzed.

Keywords: nucleon resonances, meson photo- and electroproduction, helicity amplitudes, amplitudes of photo- and electroexcitation of resonances, structure functions.

PACS: 14.20.Gk, 13.60.Le.

Received 20 July 2015.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2015).

Сведения об авторах

1. Скородумина Юлия Андреевна — аспирантка; e-mail: skorodumina@gmail.com.
2. Буркерт Волкер Дитмар — директор экспериментального зала В Лаборатории им. Томаса Джефферсона (Burkert Volker Dietmar, Hall В Leader at the JLab); e-mail: burkert@jlab.org.
3. Головач Евгений Николаевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: golovach@jlab.org.
4. Готе Ральф Вальтер — полный профессор Университета Южной Каролины, США (Gothe Ralf Walter, Full Professor at the University of South Carolina, USA); e-mail: rwgothe@gmail.com.
5. Исупов Евгений Леонидович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: e.l.isupov@gmail.com.
6. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
7. Мокеев Виктор Иванович — науч. сотрудник Лаборатории им. Томаса Джефферсона (Hall В, JLab); e-mail: mokeev@jlab.org.
8. Федотов Глеб Владимирович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: gblefedotov@gmail.com.