

ВЫДЕЛЕНИЕ РЕАКЦИИ ОКОЛОПОРОВОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ J/ψ - МЕЗОНА ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НА ЯДРЕ ВОДОРОДА, ПОЛУЧЕННЫХ НА УСТАНОВКЕ CLAS12

Д.А. МАРТИРЯН*, Н.Б. ДАШЬЯН, Н.Э. ГЕВОРКЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: davit.martiryan@yerphi.am

(Поступила в редакцию 8 Сентября 2020 г.)

В работе описано использование, разработанного в коллаборации CLAS (лаб. Джефферсона, США), метода по извлечению событий квазиреального фоторождения на ядрах из экспериментальных данных электророждения, применительно к реакции околопорогового фоторождения J/ψ -мезона. Анализировались экспериментальные данные электророждения на жидководородной мишени, полученные на установке CLAS12. Изучено фоторождение e^+e^- пар в реакции $ep \rightarrow p'e^+e^-X$, где e^+e^- – пары, образующиеся от распада векторных мезонов или виртуального фотона, а p' – протон отдачи. Приведён механизм селекции полностью эксклюзивного конечного состояния $e^+e^-p'(e')$, где лептонная пара, e^+e^- , образуется при распаде J/ψ -мезона, а кинематика рассеянного электрона, e' , выводится из анализа недостающего импульса системы.

1. Введение

Стремление понять структуру нуклона с точки зрения кварковых и глюонных степеней свободы – одна из актуальных тем современной ядерной физики. Важную роль в достижении этой цели играет изучение взаимодействия тяжелых кваркониев с адронной материей. Малость пространственного размера тяжелых кваркониев, на адронной шкале $r_{Q\bar{Q}} < 1$ фм, позволяет, для описания их взаимодействия с адронами, использовать, в допустимом приближении, операторные методы квантовой хромодинамики, КХД.

Исследование реакций рождения тяжелого кваркония может предоставить информацию о локальных цветовых (глюонных) полях в нуклоне и выявить такие их свойства, как отклик на передачу импульса, пространственное распределение и корреляцию с валентными кварками.

Рождение тяжелых кваркониев и их взаимодействие с адронной материей изучаются при различных энергиях и различных теоретических подходах [1]. Ди-

намика, которая создает соответствующие глюонные поля в нуклоне, сильно меняется при переходе от высоких энергий в околороговую область. На настоящее время имеется значительный объем данных по фоторождению J/ψ -мезона при высоких энергиях, $W > 10$ ГэВ, в хорошем согласии с механизмом 2-х глюонного обмена.

Околороговая область энергий остаётся малоизученной. Интерес к околороговому рождению J/ψ -мезона на нуклоне обусловлен кинематическими характеристиками процесса. Величина пороговой энергии фотонного пучка, 8.20 ГэВ, обуславливает малость когерентной длины $\bar{c}s$ флуктуации, $l_c \sim 2E_\gamma^{lab}/4mc^2 = 0.36$ fm [2]. Большая масса очарованного кварка и большая величина минимального передаваемого импульса $|t_{min}| = 2.2$ (GeV/c)², при пороговых энергиях, означает, что реакция осуществляется зондом малого поперечного размера и с малыми параметрами соударения. Так что, ожидается, что близко к порогу сечение рождения чувствительно к короткодействующим корреляциям в волновой функции мишени и к механизму многоглюонного обмена [2,3]. Из-за малых сечений эксклюзивное рождение J/ψ -мезона вблизи порога никогда не измерялось с точностью, необходимой для распознавания предлагаемых динамических схем, не говоря уже о извлечении количественной информации о операторах, исследующих цветовые поля в нуклоне.

Точная идентификация глюонных операторов, связанных с рождением J/ψ -мезона вблизи порога, и моделирование их форм-факторов нуклонов являются предметом интенсивных теоретических исследований, статус и перспективы которых были просуммированы на тематическом семинаре [4]. В настоящее время обсуждается несколько подходов. Один сценарий предполагает, что даже вблизи порога J/ψ -мезон образуется за счет двухглюонного обмена с GPD (Обобщенное Партоновое Распределение) – подобной связью с нуклоном, но теперь при специальной кинематике больших $|t| \sim |t_{min}|$ и большой асимметрии («skewness») $\xi \sim 0.5$ [5]. Более вероятная возможность состоит в том, что процесс рождения вблизи порога эффективно сводится к локальному глюонному оператору, подразумевая простые кинематические масштабные соотношения [6]. Другой сценарий использует механизм жесткого рассеяния для упругих форм-факторов с большим t и предполагает, что процесс рождения происходит в лидирующей 3-кварковой фоковской компоненте нуклона с перерассеянием за счет жесткого обмена глюонами [7]. Рождение J/ψ -мезона вблизи порога также изучается в схеме нерелятивистской КХД (NRQCD), в которой предпринимается попытка систематического параметрического разложения по скорости тяжелого кварка [8,9]. Ясно, что прогресс в раскрытии механизма образования J/ψ -мезона вблизи порога существенно зависит от экспериментальных данных. 12-ти ГэВ-ная реконструкция ускорителя CEBAF и соответствующее оснащение экспериментальных залов лаборатории Джефферсона, предоставила уникальную возможность изучения фото- и электророждения очарованных кваркониев, $\bar{c}s$, в малоисследованной

околопороговой области от $E_\gamma \approx 8.5$ ГэВ до 11 ГэВ. Разработан ряд проектов, предлагающих исследование рождения чармония в разных конечных состояниях, на разных пучках (поляризованных и неполяризованных), посредством разных методов идентификации реакций, что, несомненно, важно для перекрёстной проверки физических результатов. Одной из главных трудностей рассматриваемых исследований является набор достаточной, для проведения исследований, статистики, В этом аспекте разные методы дополняют друг друга.

В данной работе описан механизм выделения событий околопорогового фоторождения J/ψ -мезона из реакций электророждения. Используемый метод анализа был разработан физиками коллаборации CLAS (зал В) и успешно применён при изучении Времениподобного Комптоновского Рассеяния [10].

2. Установка CLAS12

Расположенный в экспериментальном зале В, лаборатории Джефферсона, магнитный спектрометр CLAS12 [11] сконструирован на базе установки CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer), в связи с 12-ти ГэВ-ной реконструкцией ускорителя CEBAF. Это комплексная установка, рассчитанная на широкий спектр экспериментов по изучению структуры и взаимодействия нуклонов, ядер и мезонов, с использованием поляризованных и неполяризованных электронных пучков и мишеней, для пучков с энергиями до 11 ГэВ. CLAS12 основан на дуальной системе магнитов состоящей из сверхпроводящего тороидального магнита, обеспечивающего, в основном, азимутальное распределение поля, с диапазоном полярного угла, в передней части установки, до 35° , а также соленоидального магнита и детектора, охватывающих полярные углы от 35° до 125° , при полном азимутальном покрытии. Функционально детектор делится на две части: переднюю часть, FD (Forward Detector) и центральную часть, CD (Central Detector). Реконструкция траектории в переднем направлении, с использованием дрейфовых камер, и в центральной части, с использованием вершинного детектора, дает разрешение по импульсу $<1\%$ и $<3\%$, соответственно. Черенковские счетчики, времяпролетные сцинтилляторы и электромагнитные калориметры обеспечивают хорошую идентификацию частиц. Система быстрого запуска и высокая скорость сбора данных позволяют работать при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

3. Цель, эксперимент, метод

Целью работы, описанной в данной статье явилось исследование возможности применения, разработанной в коллаборации CLAS [10], методики, позволяющей использовать данные полученные в экспериментах электророждения на ядерных мишенях, для изучения реакции околопорогового, $E_{\gamma, \text{пороговое}} = 8.2$ ГэВ, фоторождения J/ψ -мезона.

Исследования осуществлялись на данных эксперимента E12-12-001 [12],

проводимого в зале В, лаборатории Джефферсона. В эксперименте 10.6 ГэВ-ый пучок электронов, со светимостью $0.7 \times 10^{35} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$, рассеивался на жидководородной мишени, установленной в центре спектрометра CLAS12. Предмет исследования — реакция немаркированного квазиреального фоторождения, $\gamma p \rightarrow p J/\psi(l^+l^-)$, где l^+l^- — лептонная пара от распада J/ψ — мезона. Отбирались события полностью эксклюзивного электророждения:

$$e p \rightarrow e^+ e^- p' (e'). \quad (1)$$

Здесь (e') обозначает недетектируемый рассеянный электрон, кинематика, которого восстанавливается на основе анализа недостающего импульса. Остальные три частицы — протон отдачи, p' , и образовавшаяся пара лептонов, e^+e^- регистрируются в передней части установки CLAS12. Именно, отбор событий с наличием в конечном состоянии двух электронов, лежит в основе описываемого метода: требование, чтобы недостающий импульс был в направлении пучка, $\theta_x \sim 0^\circ$, а недостающая масса $m_x \approx 0 \text{ ГэВ}/c^2$, позволяет отбирать события квазиреального, $Q^2 \sim 0 \text{ (ГэВ}/c^2)^2$, фоторождения лептонных пар на водороде, с последующим построением их инвариантной массы для проверки наличия ожидаемых резонансных частиц.

4. Реализация метода

Данный анализ требует точной идентификации электронов, позитронов и протонов. Система идентификации частиц CLAS12 состоит из трех компонентов: идентификации электронов, идентификации заряженных адронов (p , $\pi^\pm$, $K^\pm$) и идентификации нейтральных частиц (n , γ). Электроны и фотоны регистрируются и идентифицируются в FD (переднем детекторе), а заряженные адроны и нейтроны как в FD, так и в CD (центральный детектор). Для анализа используются данные, прошедшие предварительную обработку и записанные в соответствии со стандартным программным обеспечением, принятым в зале В. На этапе обработки данных всем восстановленным частицам присваиваются начальные идентификаторы (PID). Обозначения для идентификаторов совпадают с обозначениями в PDG (Particle Data Group). Это присвоение идентификаторов основано на комбинации сигналов от разных компонентов установки CLAS12.

- Первым шагом по выделению событий, интересующей нас реакции $\gamma p \rightarrow p e^+e^-$, явился отбор частиц конечного состояния, для чего из всего набора данных выбирались события с одним протоном, одним электроном и одним позитроном. Следующим шагом было уточнение, присвоенных на этапе первичной обработки, идентификаторов частиц, для чего накладывались определённые ограничения, как на кинематические характеристики исследуемых частиц, так и на геометрические области детектора:

- при уточнении идентификаторов электронов и позитронов, для того чтобы исключить из анализа возможную примесь заряженных адронов, исходили из факта, что электроны и позитроны в отличие от минимально ионизирующих частиц образуют в ЕС электромагнитный ливень, энергия которого прямо пропорциональна начальной энергии электрона (позитрона), и величина E_{dep}/E_0 (E_{dep} – энергия поглощённая в ЕС, E_0 – начальная энергия) не зависит от начальной энергии. Адроны в основном ливня не образуют, – их потеря энергии в каждом сцинтилляционном слое (1 g/cm^2) калориметра CLAS12 составляет 2 МэВ. На рис.1, на примере отрицательно заряженной частицы, показана двумерная зависимость энергии поглощённой во внешней части калориметра от энергии поглощённой в его внутренней части. В интервале (0.03:0.05) ГэВ наблюдается сильное скопление, соответствующее минимально ионизирующим частицам. Для исключения из рассмотрения таких частиц (в основном, пионов), на энергию поглощения во внутренней части калориметра накладывалось ограничение $E_{\text{in}} > 60 \text{ МэВ}$;

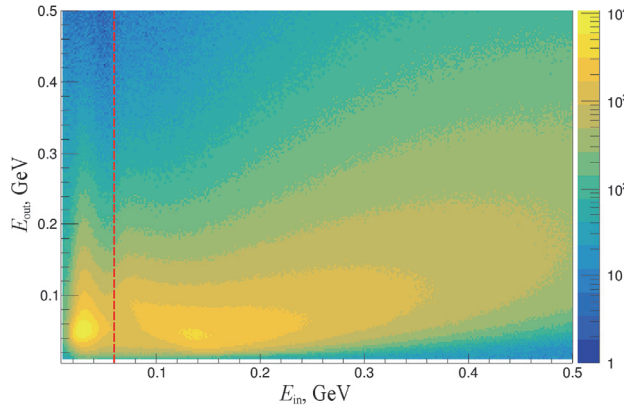


Рис.1. (E_{out} vs E_{in}) зависимость для отрицательно заряженных частиц.

- также на предмет загрязнения пионами в образце кандидатов в электроны (позитроны) анализировались распределения фотоэлектронов в измеренных спектрах черенковского счётчика. Так как пороговая энергия электронов и позитронов для черенковского излучения составляет несколько МэВ, то все электроны, зарегистрированные в CLAS12, генерируют сигнал в СС. Загрязнение пионами в образце кандидата в электроны проявляется в виде единичного фотоэлектронного пика (рис.2). Основной источник этого загрязнения – результат случайного совпадения сигнала от пиона, образовавшегося в результате квазиреального фоторождения, со случайным шумом в одном из ФЭУ СС. Чтобы избавиться от этих сигналов было наложено обрезание в точке, где резкость пика быстро спадает, – частица считалась электроном (позитроном) при $N_{\text{phel}} > 2.5$;

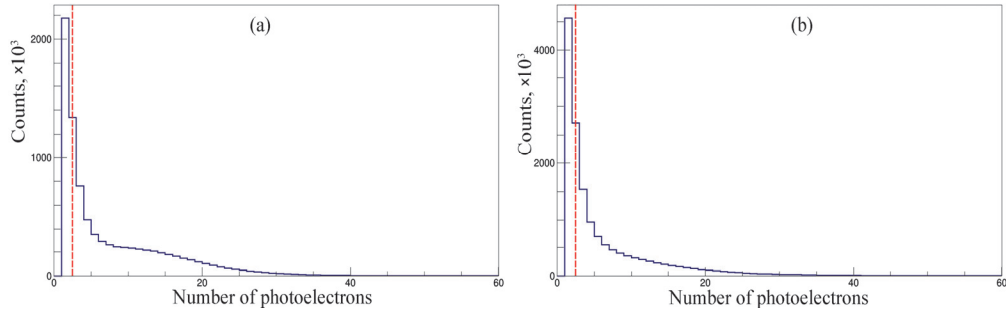


Рис.2. Распределение числа фотоэлектронов для (а) электронов и (б) позитронов.

- секторы электромагнитного калориметра установки CLAS12 имеют форму равностороннего треугольника со сторонами, обозначенными, U , V , и W . Когда высокоэнергичный электрон (позитрон) пересекает калориметр у края сцинтилляционного слоя, то возможна утечка ливня, а следовательно, определение энергии будет неправильным. Области, где возможна потенциальная утечка ливня исключались из рассмотрения. Для определения пределов области обнаружения ливня строилась зависимость величины E_{tot}/p (нормализованная на импульс полная энергия выделенная в калориметре) от расстояний L_U , L_V , L_W . Из рассмотрения были исключены события, для которых $L_U < 35$ cm, $L_V < 15$ cm, $L_W < 15$ cm. (см. рис.3).

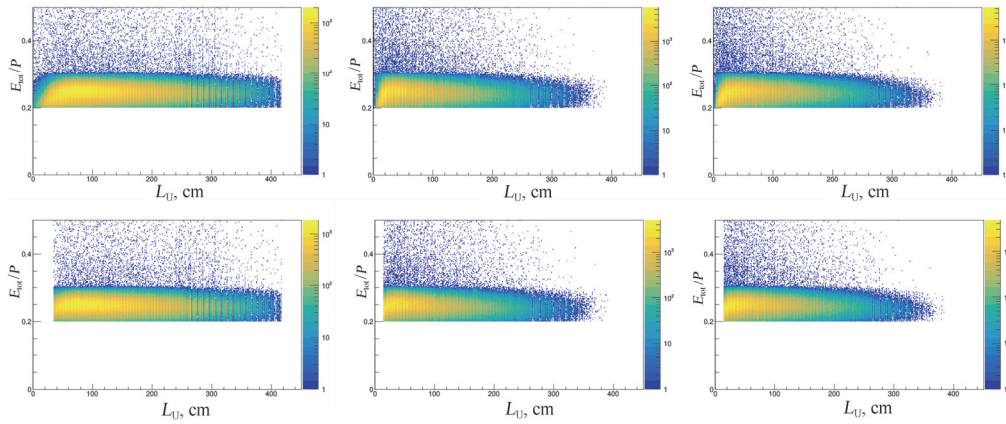


Рис.3. Слева направо распределение E_{tot}/p vs L_U , E_{tot}/p vs L_V , E_{tot}/p vs L_W , до (вверху) и после (внизу) обрезания.

Для протонов использовалась идентификация, присвоенная алгоритмом реконструкции событий на этапе обработки данных.

Эффективность обнаружения частиц в CLAS12 зависит от кинематических параметров частиц (импульса, азимутального и полярного углов). После идентификации частиц определялась 3-мерная область (P , θ , ϕ), в которой эффективность обнаружения частиц почти постоянна, и отбирались только те события, в которых все частицы (e^+e^-p') попали в эту область.

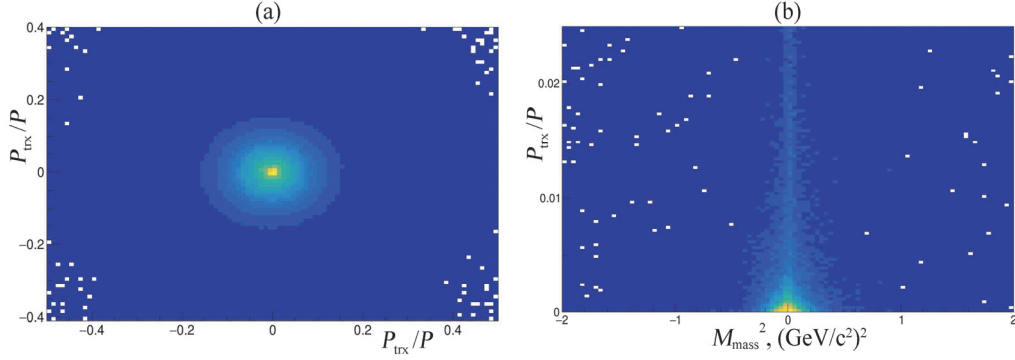


Рис.4. Кинематика недостающей частицы: (а) распределение событий по $(P_x/P_{\text{miss}}, P_y/P_{\text{miss}})$; (б) распределение событий по $(M_{\text{miss}}^2, P_x/P_{\text{miss}})$ для конечного состояния e^-e^+p' .

После этого, первичного, отбора событий, были применены, так называемые, «срезы эксклюзивности», а именно, ограничения на кинематические характеристики недостающей частицы в реакции $ep \rightarrow p'e^+e^-X$. Согласно используемой методике, масса и величина поперечной компоненты импульса недостающей частицы должны быть небольшими. На рис.4 показано распределение событий в плоскости X, Y компонент недостающего импульса нормализованных на полный недостающий импульс (левый рисунок) и зависимость поперечной компоненты недостающего импульса от квадрата недостающей массы. События около $P_x/P_{\text{miss}} \approx P_y/P_{\text{miss}} \approx 0$ и $M_{\text{miss}}^2 \approx 0$ $(\text{ГэВ}/c^2)^2$ соответствуют пределу, когда начальный электрон рассеялся на очень маленький угол и избежал детектирования. Для окончательного отбора событий реакции $ep \rightarrow e^+e^-p'(e')$ были применены следующие ограничения: $|P_{\text{tr}}/P_{\text{miss}}| < 0.05$, $M_{\text{miss}}^2 < 0.4$ $(\text{ГэВ}/c^2)^2$, что соответствует квазиреальному фоторождению e^+e^- пары, так как виртуальность промежуточного фотона очень мала: $Q^2 < 0.02$ $(\text{ГэВ}/c)^2$.

На рис.5 показано распределение инвариантной массы e^+e^- пары для событий, которые прошли через все вышеупомянутые обрезания. На рисунке видны пики, соответствующие векторным мезонам $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ и $J/\psi(3097)$. Справа показана область инвариантной массы e^+e^- пары соответствующая массе J/ψ -мезона, аппроксимированная суммой полиномиальной и гауссовой функций (параметры аппроксимации представлены в таблице 1).

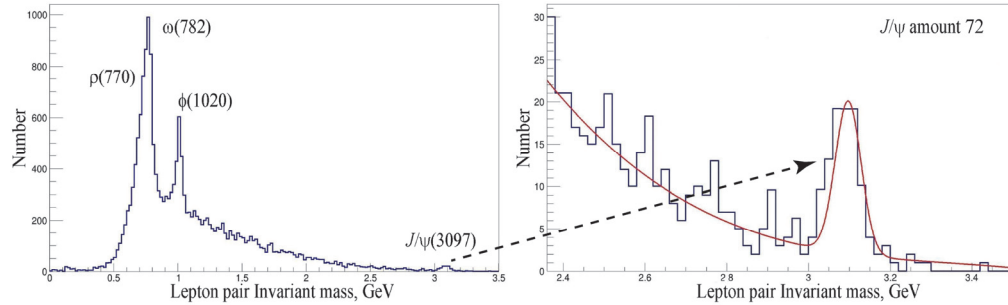


Рис.5. Распределение инвариантной массы e^+e^- пары.

Табл.1. Подгоночные параметры функции аппроксимации распределения инвариантной массы e^+e^- пары, соответствующей области массы J/ψ -мезона. P_0 , P_1 и P_2 – константы полиномиальной функции, $\text{Const}(G)$, $\text{Mean}(G)$ и $\sigma(G)$ – параметры функции Гаусса. Количество J/ψ -мезонов вычислялось по формуле $A = \text{Const}(G)\sigma\sqrt{2\pi}/b$, где величина $b=0.02$ ГэВ – размер бина в единицах массы

P_0	P_1	P_2	$\text{Const}(G)$	$\text{Mean}(G)$	$\sigma(G)$
727.3 ± 119.8	-644.6 ± 132.8	191.7 ± 48.4	18.6 ± 1.6	3.097 ± 0.001	0.0317 ± 0.035

5. Заключение

Анализ показал, что, разработанная в коллаборации CLAS, методика по извлечению событий фоторождения из экспериментальных данных электроорождения на ядрах, может быть применена при изучении околопорогового фоторождения J/ψ -мезона. Эффективность метода продемонстрирована при селекции реакций квазиреального фоторождения из экспериментальных данных электроорождения для энергетической области, соответствующей околопороговому рождению J/ψ -мезона, тем самым выявив дополнительный источник экспериментальных данных в малоизученной и труднодоступной области околопорогового фоторождения тяжёлых кваркониев на ядрах.

Авторы статьи выражают благодарность С. Степаняну и Р. Паремузяну за плодотворные обсуждения и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Brambilla, S. Eidelman, B.K. Heltsley, R. Vogt, G.T. Bodwin, et al. Eur. Phys. J. C, **71**, art. n. 1534, (2011).
2. S.J. Brodsky, E. Chudakov, P. Hoyer, J.M. Laget, Phys. Lett. B, **498**, 23 (2001).
3. J.M. Laget, R. Mendez-Galain, Nucl. Phys. A, **581**, 397 (1995).
4. Workshop on non-perturbative color forces in qcd, (March 2012), <http://quarks.temple.edu/~npcfiqcd>
5. L. Frankfurt, M. Strikman, Phys. Rev. D, **66**, 031502 (2002).
6. C. Weiss, M. Strikman, In Workshop on Non-Perturbative Color Forces in QCD. Temple University, Philadelphia, PA, (2012), https://quarks.temple.edu/~npcfiqcd/programme_npcfiqcd.html.
7. S.J. Brodsky, E. Chudakov, P. Hoyer, J.M. Laget, Phys. Lett. B, **498**, 23 (2001).
8. M. Butenschoen, B.A. Kniehl, Phys. Rev. Lett., **104**, 072001 (2010).
9. M. Butenschoen, B.A. Kniehl, Phys. Rev. D, **84** 051501 (2011).
10. Р.Г. Паремузян, Доклады НАН Армении, **109**, 328 (2009).
11. V.D. Burkert, L. Elouadrhiri, K.P. Adhikari, et al., Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, **959**, 163419 (2020).
12. S. Stepanyan et al., https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/12/PR12-12-001.pdf.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՄԱՆ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐԻՑ J/Ψ ՄԵԶՈՆԻ ՇԵՄԻՆ
ՄՈՏ ՖՈՏՈՆՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՏԱՐԱՆՋԱՏՈՒՄԸ

Դ.Ա. ՄԱՐՏԻՐՅԱՆ, Ն.Բ. ԴԱՇՅԱՆ, Ն.Է. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Աշխատանքում ներկայացված է CLAS համագործակցությամբ (Ջեֆֆերսոնի լաբ, ԱՄՆ) մշակված մեթոդի օգտագործումը միջուկից քվադի-իրական ֆոտոնման դեպքերի ընտրությունը էլեկտրոնման փորձարարական տվյալներից, որոնք կիրառվում են J/ψ -մեզոնի շեմին մոտ ֆոտոնման ռեակցիայի նկատմամբ: Ուսումնասիրվել են հեղուկ ջրածնային թիրախի հիման վրա ստացված տվյալները, որոնք ստացվել են CLAS12 սարքավորման շնորհիվ: Ուսումնասիրվել է e^+e^- զուգի ֆոտոնումը $ep \rightarrow p'e^+e^-X$ ռեակցիայում, որտեղ e^+e^- լեպտոնային զույգը առաջանում է վեկտոր մեզոնի կամ վիրտուալ ֆոտոնի տրոհումից, իսկ p' -ը հետ հարվածի պրոտոնն է: Բերվում է $e^+e^-p'(e')$ լրիվ էքսկլուզիվ վերջնական վիճակի ընտրության մեխանիզմը, որտեղ e^+e^- լեպտոնային զույգը առաջանում է J/ψ -մեզոնի տրոհումից, իսկ e' – ցրված էլեկտրոնի կինեմատիկան դուրս է բերվում համակարգի բացակայող իմպուլսի վերլուծությունից:

THE EXTRACTION OF THE NEAR-THRESHOLD J/Ψ -MESON
PHOTOPRODUCTION REACTION FROM EXPERIMENTAL
ELECTROPRODUCTION DATA

D.A. MARTIRYAN, N.B. DASHYAN, N.E. GEVORGYAN

The use of a method developed in the CLAS collaboration (Jefferson Lab, USA) to extract events of quasi-real photoproduction on nuclei from experimental data of electroproduction, as applied to the reaction of near-threshold photoproduction of the J/ψ -meson is described in this paper. Experimental data of electroproduction on a liquid hydrogen target, which was obtained on CLAS12 experimental setup, were analyzed. The photoproduction of e^+e^- pairs were studied from $ep \rightarrow p'e^+e^-X$ reaction, where e^+e^- lepton pair is formed during the decay of the vector meson or virtual photon, p' is the recoil proton. The method of selection of fully exclusive of the final state $e^+e^-p'(e')$ reaction is given, where the lepton pair, e^+e^- is formed during the decay of the J/ψ -meson, and the kinematics of the scattered electron, e' , is derived from the analysis of the missing momentum of the system.