

УДК 539.172.2

В.В. ГАУЗШТЕЙН*, А.Ю. ЛОГИНОВ*, Д.М. НИКОЛЕНКО**, А.В. ОСИПОВ*, А.А. СИДОРОВ*, В.Н. СТИБУНОВ*

ВИРТУАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ В РЕАКЦИИ $d(e, pp)e'\pi^{-1}$

Представлен анализ спектра виртуальных фотонов в реакции электророждения отрицательных пионов на дейтроне в случае, когда регистрируются оба конечных протона, определяются их энергии и углы вылета.

Ключевые слова: электророждение, π -мезон, виртуальный фотон, спектр, дейтрон.

Введение

Исследование образования пионов в реакции

$$ed \rightarrow e'\pi^- pp \tag{1}$$

проводится на внутренней поляризованной дейтериевой мишени электронного накопителя на 2 ГэВ Института ядерной физики СО РАН [1]. В эксперименте регистрируются оба протона на совпадении. В однофотонном приближении этот процесс интерпретируется как образование пионов виртуальными γ -квантами:

$$\gamma^* d \rightarrow \pi^- pp. \tag{2}$$

Концепция виртуальных фотонов (ВФ) широко используется при исследовании электромагнитных процессов [2]. В частности, для реакции электророждения пионов на протонах спектр ВФ получен в приближении бесконечно тяжелой мишени [3]. Учет отдачи мишени в той же реакции и реакции электророждения пионов на ^3He без развала ядра выполнен в работе [4], где вычислены существенные поправки для конца спектра ВФ.

Асимметрии и анализирующие способности реакций (1), (2), связанные с тензорной поляризацией мишени [1], слабо зависят от спектра ВФ, поскольку они находятся из отношений некоторых комбинаций выходов, в определение которых спектр ВФ в известных приближениях входит как множитель.

Информацию о фоторождении пионов получают как из экспериментов на тормозных пучках, так и из реакций с виртуальными фотонами. Работа посвящена изучению спектра ВФ в реакции (1) с регистрацией двух частиц в конечном состоянии.

Виртуальные фотоны в реакции $d(e, pp)e'\pi^{-1}$

Дифференциальные сечения реакции (1) для реального фотона запишем в лабораторной системе [5]:

$$d\sigma_e = \frac{m_e}{2m_d k_i} \int \sum |M_{fi}^e|^2 \frac{m_e}{\varepsilon_f} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi (2\pi)^3} \times \tag{3}$$

$$\times (2\pi)^4 \delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_\pi) \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_f + M - E_1 - E_2 - E_\pi);$$

$$d\sigma_\gamma = \frac{1}{4m_d E_\gamma} \int \sum |M_{fi}^\gamma|^2 \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi (2\pi)^3} \times \tag{4}$$

$$\times (2\pi)^4 \delta(\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_\pi) \delta(E_\gamma + m_d - E_1 - E_2 - E_\pi).$$

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-00624-а) и Федерального агентства по науке и инновациям (контракт № 02.740.11.0245).

Здесь k_i, ε_i, m_e ; k_f, ε_f, m_e ; p_1, E_1, m_p ; p_2, E_2, m_p ; p_π, E_π, m_π – импульсы, энергии, массы электронов, протонов, π -мезонов; p_γ, E_γ – импульс и энергия фотона; m_d – масса дейтрона. Квадрат модуля амплитуды в реакции (1) имеет вид

$$\sum |M_{fi}^e|^2 = \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4} \sum_K v_K W_K^e, \quad (5)$$

где α – постоянная тонкой структуры; $Q^2 = (\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2 - (k_i - k_f)^2 \equiv \omega^2 - q^2$ – квадрат 4-мерного импульса виртуального фотона; $v_K (K = L, T, LT, TT)$ – зависящие от электронной кинематики функции, соответствующие продольным (L), поперечным (T) виртуальным фотонам, линейной поляризации (TT) и (LT)-интерференции; W_K – адронные структурные функции. Приведем явные выражения для v_K :

$$v_L = \frac{Q^4}{\bar{q}^4} \left(2\varepsilon_i \varepsilon_f + \frac{Q^2}{2} \right); \quad (6)$$

$$v_T = -\frac{Q^2}{2} + \frac{k_i^2 k_f^2 \sin^2 \theta_e}{q^2}; \quad (7)$$

$$v_{TT} = \frac{k_i^2 k_f^2 \sin^2 \theta_e}{q^2}; \quad (8)$$

$$v_{TL} = \frac{Q^2}{|q|^3} k_i k_f (\varepsilon_i + \varepsilon_f) \sin \theta_e, \quad (9)$$

где θ_e – угол рассеяния электрона.

Основной вклад в (5) дает область малых Q^2 , что соответствует рассеянию электрона на малые углы. При $Q^2 \rightarrow 0$ вклады в сечение (3) от продольных фотонов и LT -интерференции стремятся к нулю. Вклад, соответствующий линейной поляризации поперечных фотонов (TT), проинтегрированный по азимутальному углу электрона, обратится в нуль, то есть при θ_e вблизи нуля доминирует вклад $v_T W_T^e$.

В приближении рассеяния электронов вперед W_T^e при интегрировании по $d\Omega_e$ оценивается при $\theta_e = 0^\circ$ и выносится из-под интеграла. Равенство $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^y$ является основой для связи сечений (3) и (4) в однофотонном приближении.

Импульсные δ -функции в соотношениях (3) и (4) были использованы для интегрирования по импульсу π -мезона. Для последующего интегрирования воспользуемся равенством

$$\delta(F(x)) = \sum_j \frac{\delta(x - x_j)}{|dF/dx|_{x=x_j}}, \quad (10)$$

где x_j – корни уравнения $F(x) = 0$.

С помощью (10) в сечении (3) возьмем интеграл по энергии конечного электрона. При этом $F^e = \varepsilon_i + m_d - \varepsilon_f - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + (k_i - k_f - p_1 - p_2)^2}$.

Дифференцируя F^e , получим

$$\frac{dF^e}{d\varepsilon_f} = \frac{D(\theta_e, \varphi_e)}{E_\pi} = \frac{\varepsilon_i + m_d - E_1 - E_2 - \varepsilon_i \cos \theta_e + p_1 \cos \theta_{1e} + p_2 \cos \theta_{2e}}{E_\pi}, \quad (11)$$

где $\cos\theta_{1(2)e} = \cos\theta_e \cos\theta_{1(2)} + \sin\theta_e \sin\theta_{1(2)} \cos(\varphi_e - \varphi_{1(2)})$; $\theta_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – полярные и азимутальные углы протонов. Энергия электрона как функция протонных переменных и углов θ_e и φ_e имеет вид

$$\varepsilon_f = \frac{2\varepsilon_i(P_z - A) + A^2 - P^2 - m_\pi^2}{2(\varepsilon_i(1 - \cos\theta_e) - A + P \cos\theta_{pf})}, \quad (12)$$

где $A = E_1 + E_2 - m_d$; $P = p_1 + p_2$; θ_{pf} – угол между импульсами P и k_f .

Закон сохранения энергии в сечении (4) используем для интегрирования по энергии второго протона ($d^3p_2 = p_2 E_2 dE_2 d\Omega_2$). В реакции (2) $F^\gamma = E_\gamma + m_d - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + (k_\gamma - p_1 - p_2)^2}$.

Дифференцируя F^γ , получим

$$\frac{dF^\gamma}{dE_2} = E_\gamma + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (E_\gamma \cos\theta_2 - p_1 \cos\theta_{12}), \quad (13)$$

где $\cos\theta_{12} = \cos\theta_1 \cos\theta_2 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Выразив W_T^γ через сечение $\frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2}$ и воспользовавшись равенством $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^\gamma$, получим следующее соотношение между сечениями (3) и (4):

$$\frac{d\sigma_e}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{N_e}{\omega_0} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} \frac{\left| \omega_0 + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (\omega_0 \cos\theta_2 - p_1 \cos\theta_{12}) \right|}{D_0}, \quad (14)$$

где

$$N_e = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{\omega_0^2 D_0}{\varepsilon_i} \int \frac{\varepsilon_f v_T}{DQ^4} d\Omega_e \quad (15)$$

– спектр ВФ, $D_0 = D(\theta_e = 0^\circ)$, $\omega_0 = E_\gamma$.

Для вычисления сечения (14) полезно иметь аналитическое выражение спектра (15). Это значительно сокращает компьютерное время по сравнению с численным интегрированием (15) в каждой точке пространства протонных импульсов. Приближения, необходимые для аналитического интегрирования, сформулируем по аналогии с теми, что сделаны в работе [4]. В множителе D (11) пренебрежем зависимостью от азимутального угла φ_e и положим его равным 90 градусов. Тогда $D = a_r + b_r \cos\theta_e$, где $a_r = \varepsilon_i - A$, $b_r = P_z - \varepsilon_i$. Величины A и P_z определены как $A = E_1 + E_2 - m_d$; $P = p_1 + p_2$.

Другое приближение состоит в параметризации зависимости импульса и энергии электрона от угла рассеяния в виде [4]

$$\begin{aligned} k_f &= k_f(0^\circ) \left(1 + \frac{2b_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right), \\ \varepsilon_f &= \varepsilon_f(0^\circ) \left(1 + \frac{2b'_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

После того как все величины под интегралом (15) выражены в соответствии со сделанной параметризацией без учета слагаемых порядка $\left(\frac{b_r}{a_r}\right)^2$, интегрирование проводится аналитически. Выражение для N_e имеет вид

$$N_e = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\omega_0^2}{k_i^2} \frac{b}{b'} \frac{a_r + b_r}{a_r - a'_r/b'_r \cdot b_r} \left(\left(1 - \frac{2a}{\omega_0^2} \right) \ln \left(\frac{(a' - b')(a_r + b_r)}{(a + b)(a_r - b_r)} \right) - \frac{4b}{\omega_0^2} \right), \quad (17)$$

где $a = m_e^2 - \varepsilon_i \varepsilon_f(0^\circ)$; $b = k_i k_f(0^\circ)$; $a' = a - \delta$; $b' = b + \delta$, $\delta = \frac{-m_e^2 b_r \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f(0^\circ)} - 1 \right)}{a_r} \omega_0 = \varepsilon_i - \varepsilon_f(0^\circ)$.

Соотношение (14) дает принципиальную возможность получить сведения о сечении фоторождения пионов из экспериментальных данных о сечении электророждения.

Результаты и их обсуждение

Анализ спектра ВФ выполнен в системе координат, где ось OZ направлена вдоль импульса падающего электрона, плоскость XOZ проходит через оси симметрии протонных детекторов так, что азимутальные углы протонов имеют значения $0^\circ \pm 30$ и $180 \pm 30^\circ$, полярные углы $-45-90^\circ$.

Представление экспериментальных результатов основано на распределении событий по интервалам разбиения не более чем одной из шести переменных из-за недостаточной статистики. В каждый такой интервал попадают все те события, характеристики которых не противоречат законам сохранения. Так что каждому значению переменной будет соответствовать некоторый интервал энергий фотона. Возможные диапазоны усреднения фотонных энергий показаны на рис. 1. События можно распределить и по самой энергии ВФ, протонные параметры при этом будут определены с точностью до размеров области детектирования. Итак, величину энергии ВФ определяем в

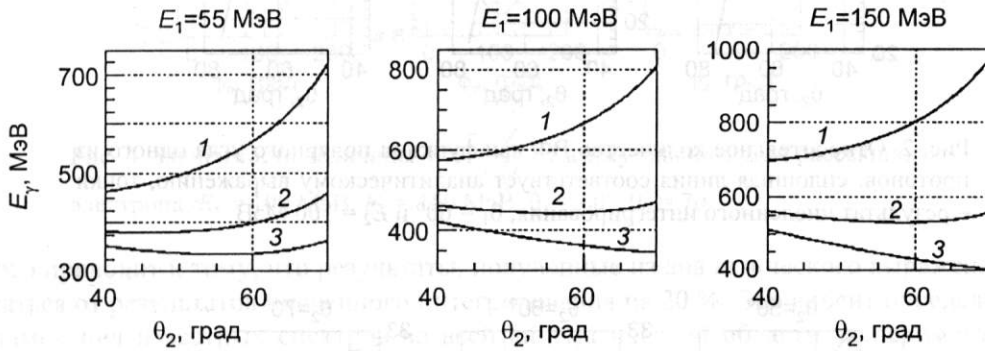


Рис. 1. Энергия ВФ, вычисленная при $\theta_e = 0^\circ$ в зависимости от протонных переменных: кр. 1 соответствует $\varphi_1 = 30^\circ$, $\varphi_2 = 150^\circ$; кр. 2 — $\varphi_1 = 30^\circ$, $\varphi_2 = 180^\circ$; кр. 3 — $\varphi_1 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 180^\circ$; $E_2 = 100$ МэВ, $\theta_1 = 60^\circ$ для всех кривых

приближении рассеяния вперед по известным характеристикам протонов с теми оговорками, что сделаны выше. Относительное число таких фотонов получается интегрированием в (15) по телесному углу рассеянного электрона. На рис. 2 и 3 представлены потоки ВФ как функции протонных углов и энергий: сплошные линии отвечают полученному аналитическому выражению, точки — результат численного интегрирования формулы (15). Как видим, степень согласия этих вычислений зависит от области значений протонных углов и энергий. Одна из причин расхождения состо-

ит в зависимости величины $r = \frac{\varepsilon_f}{D}$ в выражении (15) от азимутального угла электрона. Мы не учитывали эту зависимость, полагая $\varphi_e = 90^\circ$, чтобы иметь возможность аналитического интегрирования. Из рис. 4 видно, что в некоторых областях протонных переменных даже для малых углов рассеяния электрона зависимость r от φ_e существенна в нашей постановке эксперимента. Кроме

того, приближение $\left(\frac{b_r}{a_r} \right)^2$, упрощающее подынтегральное выражение в (15), справедливо не во всей области изменения протонных углов и энергий.

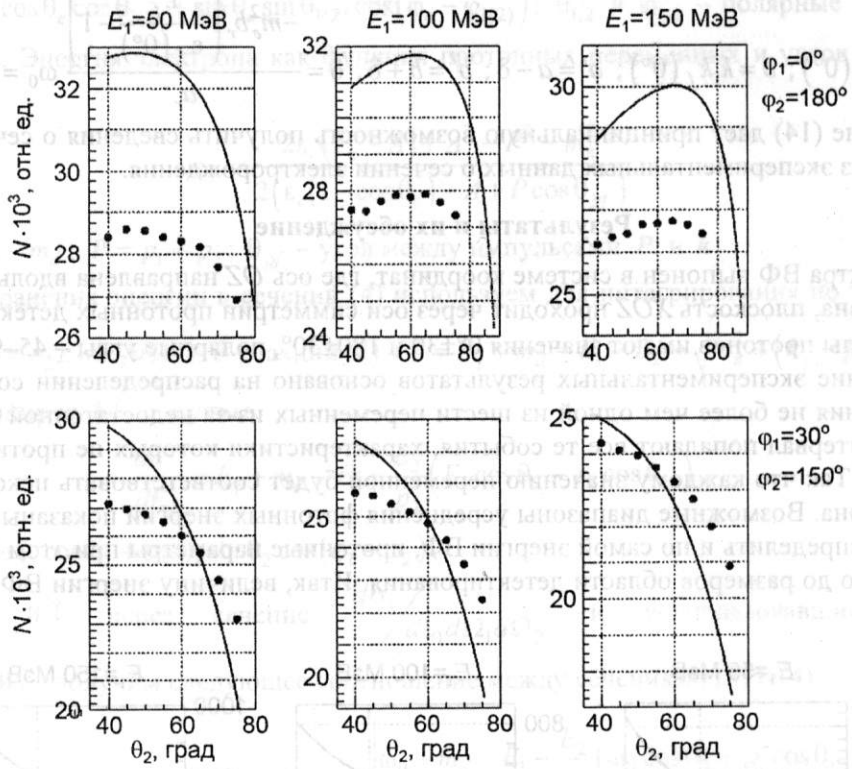


Рис. 2. Относительное количество ВФ как функция полярного угла одного из протонов: сплошная линия соответствует аналитическому выражению, точки – результат численного интегрирования, $\theta_1 = 60^\circ$ и $E_2 = 100$ МэВ

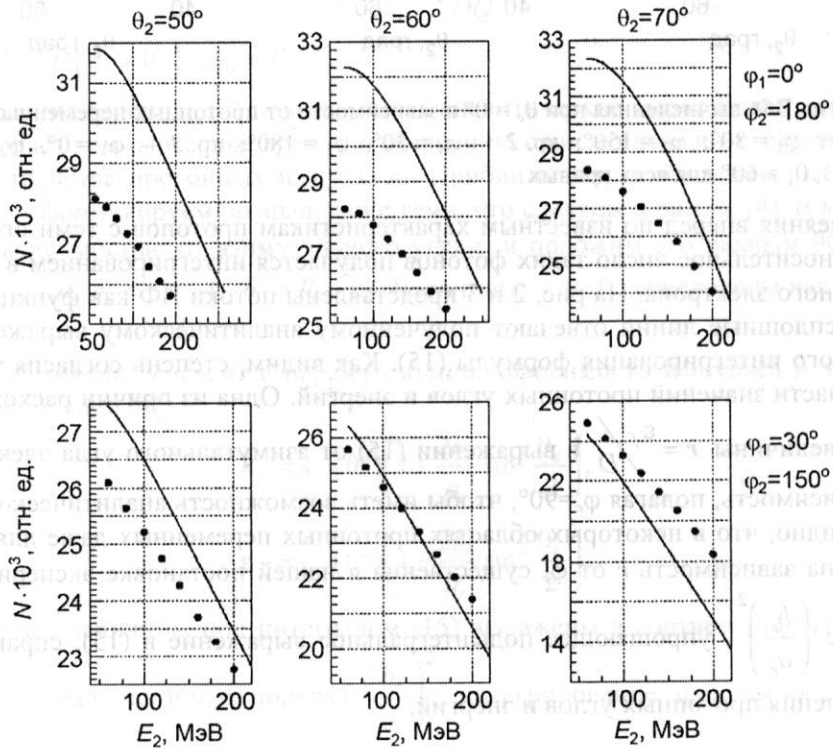


Рис. 3. Относительное количество ВФ как функция кинетической энергии одного из протонов: сплошная линия соответствует аналитическому выражению, точки – результат численного интегрирования, $\theta_1 = 60^\circ$ и $E_1 = 100$ МэВ

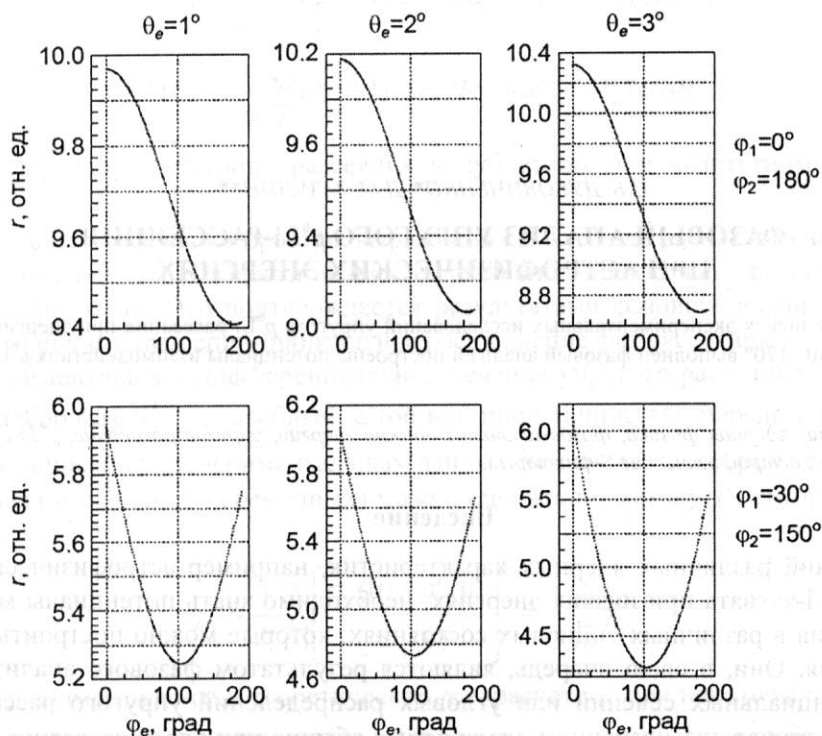


Рис. 4. Зависимость величины $r = \frac{\epsilon_f}{D}$ от азимутального угла рассеянного электрона, $E_1 = 100$ МэВ, $E_2 = 150$ МэВ, $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_2 = 70^\circ$

Все это приводит к тому, что результаты, полученные из аналитического выражения (16), могут отличаться от результатов численного интегрирования на 20 %. Это вносит определенные проблемы применения известных спектров во всей кинематической области эксперимента. Однако, как отмечалось, точное вычисление потока виртуальных фотонов для каждого события, определяемого шестью протонными параметрами, потребует больших затрат компьютерного времени. Проблема оптимизации подобных вычислений и представления результатов эксперимента является отдельной задачей.

Проведенный анализ спектра ВФ является необходимой составляющей в исследовании фоторождения заряженных пионов на дейтронах на внутренних мишенях электронного накопителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stibunov V. N. // 16th International spin physics symposium (WSP, 2005)/ ed by F. Brandmante. – 2004. – P. 593.
2. Dalits R.H. et al. // Phys. Rev. – 1957. – V. 105. – NS. – P. 1598.
3. Budnev V.H. et al. // Phys. Rep. C. – 1975. – V. 15. – No. 4. – P. 181.
4. Tiator L. et al. // Nucl. Phys. – 1982. – V. A379. – P. 407.
5. Бьёркен Дж. Д., Дрелл С. Д. // Релятивистская квантовая теория. – 1978. – Т. 1. – С. 117.

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
Томского политехнического университета, г. Томск, Россия
**Институт ядерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17.09.09.

Гаузштейн Вячеслав Валерьевич, мл. науч. сотр. лаб. 10 НИИЯФ ТПУ;
 Логинов Алексей Юрьевич, науч. сотр. лаб. 10 НИИЯФ ТПУ;
 Николенко Дмитрий Митрофанович, ведущ. науч. сотр. ИЯФ СО РАН;
 Осипов Александр Витальевич, ст. науч. сотр. лаб. 10 НИИЯФ ТПУ;
 Сидоров Александр Алексеевич, ведущ. науч. сотр. лаб. 10 НИИЯФ ТПУ;
 Стибунов Виктор Николаевич, зав. лаб. 10 НИИЯФ ТПУ.