

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $D(e, pp)e'\pi^-$ НА ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ МИШЕНИ ПРИ БОЛЬШИХ ВЕЛИЧИНАХ ИМПУЛЬСОВ ПРОТОНОВ

А.Ю.Логинов, А.В.Осипов, А.А.Сидоров, В.Н.Стибунов¹⁾, Б.Б.Войцеховский*,
Д.М.Николенко*, С.Г.Попов*, И.А.Рачек*, Д.К.Топорков*, Е.П.Центалович*

НИИ ядерной физики Томского политехнического университета
634050 Томск, Россия

*Институт ядерной физики Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 1998 г.

Измерено дифференциальное поперечное сечение реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ в области импульсов протонов 300–720 МэВ/с и их углов вылета 64–83° для интервала инвариантных масс pp -системы от $2m_p$ до 2220 МэВ/с². Обнаружены значительные отличия измеренных сечений от расчетов, сделанных на основе одночастичных моделей. Измерены компоненты анализирующей способности для этой реакции.

PACS: 24.30.Gd, 25.30.Dh

Экспериментальных результатов эксклюзивного электро- и фотообразования π^- -мезонов на дейтронах до сих пор мало, особенно в области импульсов обоих протонов более 250 МэВ, где возможны проявления не исследованных ещё механизмов реакции. В эксперименте, проведенном на боннском электронном синхротроне, была получена оценка верхнего предела сечения образования узкого дибарионного резонанса с массой 2230 МэВ/с², наблюдавшегося в распределении по инвариантной массе $pp\pi^-$ -системы, и в распределении массы pp -системы был обнаружен узкий пик при 2014 МэВ/с² [1, 2]. В опытах на синхротроне DESY отмечено проявление ($\Delta\Delta$)-состояний в дейтроне в угловых и энергетических распределениях $p\pi^-$ -пар, образующихся в γD -реакции [3]. Измеренные в Сакле фотовыходы π^- -мезонов в эксклюзивной реакции заметно отличались от теоретических оценок [4].

Описываемые в данной работе исследования проведены в области больших углов вылета протонов и величин масс pp -системы, чем это было в предшествующих экспериментах. Внимание к этой кинематической области связано с возможностью получения новой информации о динамике NN -взаимодействия на малых расстояниях, роли обменных токов и изобарных конфигураций. Кроме того, в наших экспериментах были измерены компоненты анализирующей способности, которые обладают высокой чувствительностью к различным динамическим эффектам и деталям структуры дейтрона.

Эксперимент проведен на внутренней мишени электронного накопителя ВЭПП-3 при энергии 2 ГэВ одновременно с измерениями компонент тензорной анализирующей способности для упругого ed -рассеяния [5] и электрорасщепления дейтрона [6]. Применялась внутренняя газовая поляризованная дейтериевая мишень [7]. Видимая детектором толщина дейтериевой мишени равна $(3.0 \pm 0.12) \cdot 10^{11}$ атом/см² и сте-

¹⁾ e-mail: stib@npi.tpu.ru

пень ее тензорной поляризации $|P_{zz}| = 0.572 \pm 0.053$ были определены из результатов измерений упругого ed -рассеяния [5].

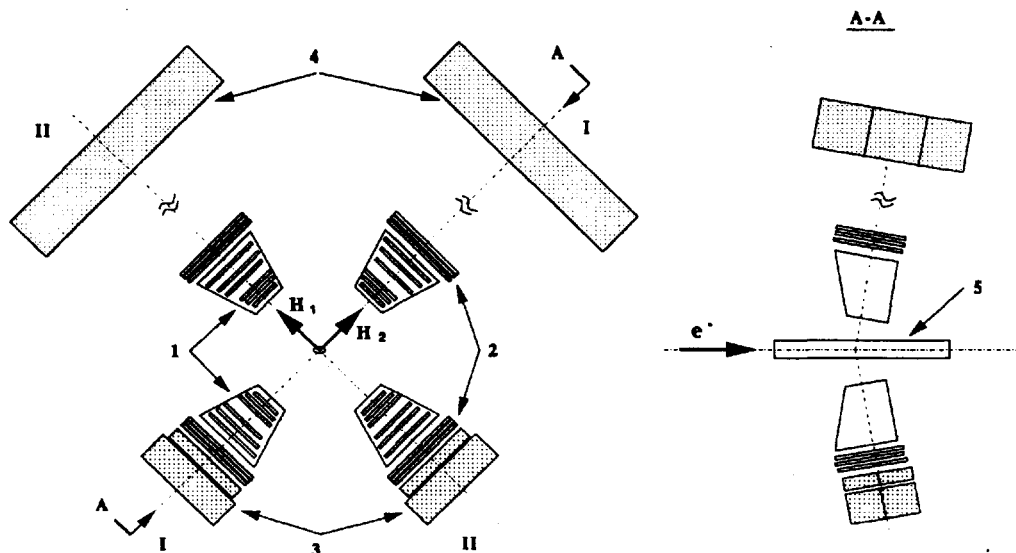


Рис.1. Схематическое изображение детектирующей системы: 1 – дрейфовые камеры, 2 – тонкие пластмассовые сцинтилляционные счетчики, 3 – NaI(Tl) сцинтилляционные счетчики, 4 – толстые пластмассовые сцинтилляционные счетчики, 5 – накопительная ячейка-мишень, H_1 и H_2 – направления ведущего магнитного поля

Измерения проведены методом регистрации двух протонов на совпадении с использованием системы регистрации, состоящей из двух идентичных двухплечевых детекторов. Схема расположения детекторов показана на рис.1. Все четыре плеча обоих протонных детекторов являлись также адронными детекторами в эксперименте по упругому ed -рассеянию [5, 8]. Угол между медианными плоскостями детекторов составлял 90° . Плечи детекторов, размещенные симметрично относительно оси электронного пучка, включали по 6 дрейфовых камер и по 3 пластмассовых сцинтилляционных счетчика толщиной 4, 10 и 10 мм. Пространственное разрешение дрейфовых камер составляло 1 мм. За тонкими счетчиками в двух нижних плечах детекторов установлены друг за другом два "толстых" NaI(Tl)-сцинтилляционных слоя толщиной 5 и 11 см и площадью 22×30 и 22×45 см. В верхних протонных телескопах "толстый" слой размерами $60 \times 100 \times 20$ см состоял из трех полистироловых сцинтилляционных блоков площадью 20×100 см и толщиной 20 см, установленных за тонкими счетчиками на расстоянии 1.7 м от центра мишени. Сцинтилляционные блоки просматривались с торцов двумя фотоумножителями.

Каждый из протонных телескопов обеспечивал регистрацию частиц, вылетающих из мишени в интервале полярных углов θ от 64° до 84° , интервал азимутальных углов $\Delta\varphi$ равнялся 36° . Использовались только те события, в которых оба протона останавливались в детекторе. Диапазон измеряемых кинетических энергий протонов составлял 46–264 МэВ и 55–180 МэВ соответственно для нижних и верхних протонных телескопов. Энергия протонов определялась из соотношения энергетических потерь в сцинтилляционных слоях. Расчеты потерь энергии частиц в элементах

телескопа, амплитудных и энергетических распределений в сцинтилляционных слоях проведены методом Монте-Карло с использованием программы "UNIMOD-2" [9]. Абсолютная калибровка счетчиков телескопов проводилась периодически при измерении в сцинтилляционных слоях энергетических потерь космического излучения и протонов известной энергии из реакции $D(e, pn)e'$. Энергетическое разрешение телескопов зависело от энергии протонов и было не хуже 8% для протонов с энергией E_p меньше 145 МэВ и 10 % для протонов с E_p меньше 264 МэВ. Разрешение детектора по эффективной массе pp -системы, полученное моделированием, имеет вид

M_{pp} , МэВ/с ²	2000	2030	2160	2090	2120	2150
$\sigma_{M_{pp}}$, МэВ/с ²	4.2	5.4	5.8	6.9	7.7	8.1

Для каждого зарегистрированного события на ленту записывались информация с дрейфовых камер, амплитуды импульсов сцинтилляционных счетчиков, временное положение импульсов всех пластмассовых сцинтилляционных счетчиков, величина тока ускорителя и знак тензорной поляризации мишени. Набранные файлы данных проходили начальную программную обработку, в ходе которой проводилась градуировка счетчиков, корректировка и фильтрация данных, реконструкция геометрических, временных и амплитудных характеристик событий. На следующем этапе обработки идентифицировались протоны, определялись векторы импульсов обоих протонов и восстанавливались координаты вершины события. Вычисление импульса пиона и энергии фотона сделано в приближении нулевого угла рассеяния электрона. Были отобраны события, для которых полярные углы вылета протонов попадают в интервал $\theta_{1,2} = 64 - 84^\circ$, координаты вершины расположены в области взаимодействия электронного пучка с мишенью, а величина недетектируемой массы – не менее массы покоя заряженного пиона.

По отобранным событиям определялись выходы реакции Y_{jk}^i в каждый детектор i для двух знаков P_{zz} j и двух направлений k ведущего магнитного поля. Просуммированный по i, j, k выход Y реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ в 6-мерный фазовый объем V_6 пространства импульсов (p_1, p_2) и дифференциальное сечение реакции связаны соотношением:

$$Y(V_6) = \int_{V_6} \frac{\epsilon L}{K_t} \frac{d^6 \sigma}{d^3 p_1 d^3 p_2} d^3 p_1 d^3 p_2, \quad (1)$$

где ϵ – эффективность регистрации и отбора pp -событий, K_t – полный коэффициент поправок, которые учитывают ядерное взаимодействие протонов в материалах телескопов и мертвое время детектора, L – интегральная светимость, полученная из измерений упругого ed -рассеяния. Величина захватываемого детектором фазового объема V_6 реакции рассчитана методом Монте-Карло.

Объем V_6 можно разбить на элементы δV_6 , число которых выбирается, исходя из количества набранного статистического материала. Если элемент фазового объема представляется в виде $\delta V_6(x) = V_5(x)\delta x$, где δx – общее обозначение интервала разбиения любой из шести независимых переменных, то, опираясь на выражение (1), получим экспериментальное дифференциальное сечение, усредненное по δV_6 :

$$\frac{d^6 \sigma}{dx dV_5}(x) = \frac{\Delta Y(\delta V_6(x)) K_t}{\delta x V_5 \epsilon L}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta Y(\delta V_6)$ – выход реакции в объем $\delta V_6(x)$. Соотношение (2) можно проинтегрировать по $dV_5(x)$ и полученную величину $d\sigma(V_5(x))/dx$ определить как диф-

ференциальное сечение по выбранной переменной. Подобным образом можно получить распределение величины, зависящей от всех шести параметров, например, эффективной массы протон-протонной системы. Для любого значения M_{pp} и интервала δM_{pp} отбираются те события, для которых \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 удовлетворяют условию $M_{pp} < \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} < (M_{pp} + \delta M_{pp})$. Таким образом находится выход реакции в элемент объема $\delta V_6(M_{pp})$, зависящий от M_{pp} и величины интервала δM_{pp} , а затем искомое распределение:

$$\frac{d\sigma(\delta V_6(M_{pp}))}{dM_{pp}} = \frac{\Delta Y(\delta V_6(M_{pp}))K_t}{\epsilon L \delta M_{pp}}. \quad (3)$$

Зависимость проинтегрированного по dV_5 сечения (2) от импульса "быстрого" протона, то есть протона с бóльшей энергией в каждом событии, и сечения (3) от эффективной массы pp -системы приведены на рис.2. На этом рисунке показаны величины статистической ошибки измерений, а систематические ошибки измерений не превышают 5 %.

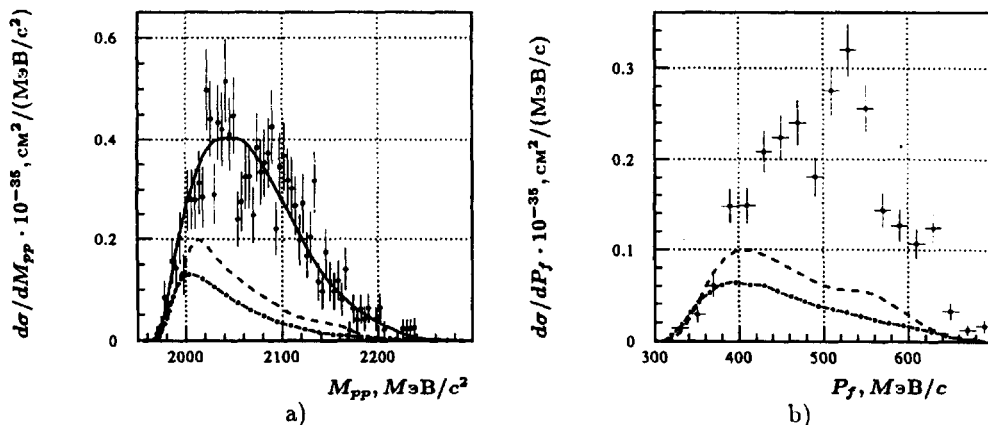


Рис.2. Поперечное сечение реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ как функция: а) эффективной массы pp -системы, б) импульса "быстрого" протона. Сплошная линия – фазовое распределение, штриховая – ENIGMA, штрих-пунктир – NEWGAM

Анализ результатов эксперимента проведен в однофотонном приближении. Сечение процесса, инициируемого электронами, выражается через сечение реакции, вызванной виртуальными фотонами:

$$\frac{d^6 \sigma_e}{d^3 p_1 d^3 p_2} = \int_0^{\epsilon_i - m_e} d\omega \int_{\Omega_e} d\Omega_e \frac{n(\epsilon_i, \omega, \theta_e, \varphi_e)}{\omega} \frac{d^6 \sigma_{\gamma^*}(\omega)}{d^3 p_1 d^3 p_2}. \quad (4)$$

Здесь $n(\epsilon_i, \omega, \theta_e, \varphi_e)$ – определяет энергетическое и угловое распределения виртуальных фотонов. Сечение фотопроцесса выносится из-под интеграла по $d\Omega_e$ при $\theta_e = 0$ (приближение рассеяния вперед). Энергетический спектр виртуальных фотонов $N(\epsilon_i, \omega)$, полученный в результате интегрирования $n(\epsilon_i, \omega, \theta_e, \varphi_e)$, имеет вид, приведенный в [10]. В приближении рассеяния вперед виртуальный фотон в правой части (4) можно заменить реальным. Если образование двух протонов сопровождается рождением только одиночных π^- -мезонов, то в правой части (4) фигурирует

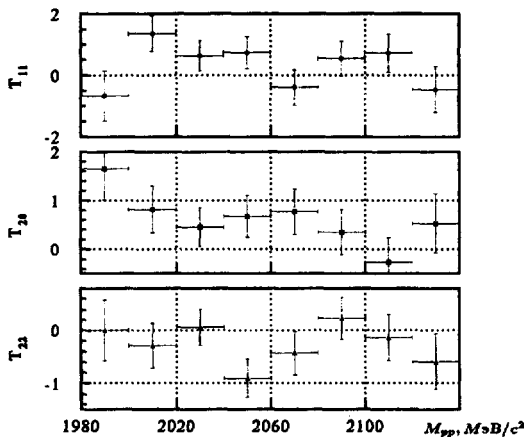


Рис.3. Экспериментальные результаты для компонент анализирующей способности в зависимости от эффективной массы pp -системы

сечение фоторождения π^- на дейтроне для случая, когда определены импульсы протонов \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 :

$$\frac{d^6\sigma_\gamma}{d^3p_1 d^3p_2} = K(\omega, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \overline{|M_\gamma|^2} \delta(\omega + M_d - E_1 - E_2 - E_\pi). \quad (5)$$

Здесь $K(\omega, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ – кинематический множитель, M_γ – амплитуда реакции фоторождения π^- на дейтроне.

Подставив (5) в (4), получим:

$$\frac{d^6\sigma_e}{d^3p_1 d^3p_2} = \frac{N(\varepsilon_i, \omega_r)}{\omega_r} K(\omega_r, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \overline{|M_\gamma|^2}, \quad (6)$$

где ω_r находится из законов сохранения для реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ при $\theta_e = 0$. Амплитуда M_γ вычислена в рамках плосковолнового импульсного приближения. Однонуклонный оператор фоторождения π^- на нейтроне взят из феноменологического анализа [11]. При описании протон-протонного состояния учтен принцип Паули. Расчеты, сделанные для волновых функций дейтрона (ВФД) различного вида, мало отличаются друг от друга. Приведенные на рисунках кривые получены с ВФД на основе парижского потенциала [12].

Анализируемые нами выходы реакции и распределения рассчитаны также с помощью программы "ENIGMA" [13], применяемой для моделирования эксклюзивных реакций электро- и фоторождения пионов на ядрах. В этой программе используется модель, согласно которой электрон взаимодействует с одним нуклоном в мишени. Процесс поглощения виртуального фотона связанным нуклоном с последующей эмиссией пиона описывается оператором рождения пиона реальным фотоном на свободном нейтроне [14]. Импульсное распределение нуклонов в дейтроне представляется моделью [15]. На рисунках показаны результаты расчетов суммарного выхода реакции для всех возможных углов рассеяния электронов, полученные с помощью "ENIGMA". При этом выход реакции при рассеянии электронов в интервал полярных углов $\theta_e = (0 - 5)^\circ$ исчерпывает 97 % суммарного выхода.

Дифференциальное поперечное сечение реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ на поляризованном дейтроне, проинтегрированное по всем независимым переменным, кроме телесного угла "медленного" протона Ω_p , выражается формулой [16]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega_p} \left\{ 1 - \frac{\sqrt{3}}{2} P_z \sin \theta_d \sin \varphi_d T_{11} + \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \left[\frac{3 \cos^2 \theta_d - 1}{2} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\theta_d \cos \varphi_d T_{21} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta_d \cos 2\varphi_d T_{22} \right] \right\}, \quad (7)$$

где $d\sigma_0/d\Omega_p$ – поперечное сечение реакции на неполяризованной мишени; T_{11} , T_{20} , T_{21} и T_{22} – компоненты векторной и тензорной анализирующих способностей; P_z , P_{zz} – степени векторной и тензорной поляризаций мишени; θ_d , φ_d – углы, определяющие направление ведущего магнитного поля в координатной системе, где ось z направлена вдоль оси пучка электронов, а плоскость zx является плоскостью вылета "медленного" протона. Пользуясь выражением (7) и располагая набором экспериментальных выходов Y_{jk}^i , можно получить величины компонент анализирующей способности:

$$T_{11} = \frac{k_\phi 3\sqrt{2} \sum_{i=1,2} (-1)^{\delta_{i1}} [Y_{1+}^i + Y_{2-}^i]}{|P_z| Y}, \quad T_{20} = -\frac{\sqrt{8} [\sum Y_{j+}^i - \sum Y_{j-}^i]}{|P_{zz}| Y},$$

$$T_{22} = -\frac{4k_\phi \sum_{i,j=1,2} (-1)^{\delta_{ij}} [Y_{j-}^i - Y_{j+}^i]}{\sqrt{3}|P_{zz}| Y}, \quad (8)$$

где k_ϕ – поправка, учитывающая интервал регистрации по азимутальному углу, Y – просуммированный по всем состояниям выход реакции. Использование этих комбинаций, как отмечалось нами ранее [6], позволяет свести систематические ошибки измерений к минимуму.

Анализируя полученные экспериментальные данные, можно отметить, что в исследованном интервале масс pp -системы нет надежно наблюдаемых резонансов (рис.2а) и что в отличие от фазового распределения экспериментальное распределение pp -масс имеет следующую структуру: широкие в сравнении с разрешением детектора и слабо выраженные пики в области масс 2036 МэВ/с² и 2100 МэВ/с², узкий пик в области 2041 МэВ/с². Однако выявление природы этой структуры требует дополнительных измерений и тщательного анализа. Из этого же рисунка видно, что экспериментальные сечения значительно превышают расчетные и это рассогласование растет с увеличением массы pp -системы. Заметно различаются экспериментальные и расчетные зависимости поперечного сечения и по форме.

В поведении измеренного сечения в зависимости от величин импульса "быстрого" протона (рис.2б) можно отметить нарастание рассогласования с теоретическими расчетами для импульсов 400-500 МэВ/с. Здесь, как и на рис.2а, расчеты не описывают форму наблюдаемых в эксперименте зависимостей сечения. Аналогично ведет себя и сечение в зависимости от импульса "медленного" протона. Из этого следует, что апробированные одночастичные модели, удовлетворительно описывающие поведение сечений электро- и фотообразования π^- -мезонов на дейтерии в области сравнительно

малых импульсов протона-спектатора [17], не дают согласия с результатами нашего эксперимента. Зависимость измеренных поляризационных наблюдаемых от M_{pp} показана на рис.3. Видно, что характер поведения компонент анализирующей способности различен, а для величины T_{22} наблюдается существенный рост в окрестности масс 2050 МэВ/с². Привлекает внимание большая величина компоненты анализирующей способности T_{20} . Независимо от интерпретации поляризационных данных наблюдаемые в эксперименте большие величины компонент анализирующей способности реакции представляют практический интерес для поляриметрии дейтронов.

Проведенный выше анализ распределений не исчерпывает возможностей, заложенных в эксперименте. В дальнейших наших исследованиях будет расширен набор анализируемых распределений и рассмотрены дополнительные механизмы реакции, учитывающие вклад мезонных обменных токов, возбуждение и распад нуклонных резонансов.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 93-02-3514).

-
1. B.Bock, W.Ruhm, K.H.Althoff et al., Nucl. Phys. **A459**, 573 (1986).
 2. W.Ruhm, B.Bock, K.H.Althoff et al., Nucl. Phys. **A459**, 557 (1986).
 3. P.Benz and P.Soding, Phys. Lett. **B52**, 367 (1974).
 4. P.E.Argan, G.Audit, A.Bloch et al., Phys. Rev. Lett. **41**, 86 (1978).
 5. R.Gilman, R.J.Holt, E.Kinney et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1773 (1990).
 6. S.I.Mishnev, D.M.Nikolenko, S.G.Popov et al., Phys. Lett. **B302**, 23 (1993).
 7. R.Gilman, R.J.Holt, E.Kinney et al., Nucl. Instrum. Methods **A327**, 277 (1993).
 8. L.G.Isaeva, B.A.Lazarenko, D.M.Nikolenko et al., Nucl. Instrum. Methods **A325**, 16 (1993).
 9. А.Д.Букин, Н.А.Грозина, М.С.Дубровин и др., UNIMOD-2. Препринт ИЯФ СОРАН, 94-20. Новосибирск, 1994.
 10. R.H.Dalitz and D.R.Yennie, Phys. Rev. **105**, 1598 (1957).
 11. W.J.Metcalf and R.L.Walker, Nucl. Phys. **B76**, 253 (1974).
 12. M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard et al., Phys. Rev. **C21**, 861 (1980).
 13. J.L.Visschers, Proc. of MC93 Inter. Conf. on Monte Carlo Simulation in High Energy and Nucl. Phys. Ed.: P. Dragovitsch. WSP, 1994, p.350.
 14. I.Blomqvist and J.M.Laget, Nucl. Phys. **A280**, 405 (1977).
 15. I.E.Lagaris and V.R.Pandharipane, Nucl. Phys. **A359**, 331 (1981).
 16. Yu.P.Melnik and A.V.Shebeko, Phys. Rev. **C48**, 1259 (1993).
 17. P.E.Scheffler and P.L.Walden, Nucl. Phys. **B75**, 125 (1974).