

## Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции когерентного фоторождения $\pi^0$ -мезона на дейтроне

Д. М. Николенко<sup>1)</sup>, Л. М. Барков, В. Ф. Дмитриев, С. А. Зеваков, Б. А. Лазаренко, С. И. Мишнев, А. В. Осипов<sup>+</sup>, И. А. Рачек, Р. Ш. Садыков, В. Н. Стибунов<sup>+</sup>, Д. К. Топорков, Ю. В. Шестаков

Институт ядерной физики Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup>НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2009 г.

Компоненты тензорной анализирующей способности  $T_{20}, T_{21}, T_{22}$  реакции когерентного фоторождения  $\pi^0$ -мезона на дейтроне измерены в области энергий фотона  $250 \div 450$  МэВ и углах вылета пиона  $90^\circ \div 145^\circ$ . Результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями.

PACS: 21.45.Vc, 24.70.+s, 25.20.Lj, 27.10.+h

Простейшая ядерная система, дейтрон, является идеальным полигоном для проверки правильности представлений о свойствах сильных взаимодействий, поэтому его исследованию посвящено множество как экспериментальных, так и теоретических работ. Особое место занимают работы, посвященные взаимодействию дейтрона с электронами и фотонами, в силу относительной простоты интерпретации таких реакций [1, 2].

Уже на ранних стадиях исследований дейтрона стало понятно, что нецентральные (тензорные) компоненты сил межнуклонного взаимодействия в значительной степени определяют картину реакций, особенно при взаимодействиях на малых расстояниях. Однако возможность изучать тензорные эффекты появилась лишь в последнее время с развитием техники поляризационных экспериментов.

Когерентное фоторождение нейтрального пиона на дейтроне является одним из важных процессов в ядерной физике, который даёт ценную информацию о структуре дейтрона, пион-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействий. Наличие всего двух частиц в конечном состоянии упрощает расчеты и позволяет делать более определенные предсказания как об их взаимодействии, так и о промежуточных состояниях протон-нейтронной пары. Особое место эта реакция занимает еще и потому, что вследствие зануления лидирующих членов в амплитуде большую роль играют здесь эффекты перераспределения и взаимодействия в конечном состоянии.

В то время как теоретические исследования этой реакции с предсказаниями по дифференциальным сечениям и по различным поляризационным наблюдае-

мым проводятся давно и с применением разнообразных подходов к описанию процесса, подробные экспериментальные данные по поперечным сечениям появились лишь в последние годы, после запуска установок с непрерывными электронными/фотонными пучками (Mainz, TJNAF и др.) [3–5]. Из поляризационных наблюдаемых этой реакции есть измерения  $\Sigma$ -асимметрии [6, 7], данные по тензорной анализирующей способности реакции отсутствуют.

Выражение для поперечного сечения реакции на поляризованном дейтроне записывается как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{3}{4}} P_z \sin \theta_H \sin \phi_H \mathbf{T}_{11}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}^{cm}) + \sqrt{\frac{1}{2}} P_{zz} \left[ \frac{3 \cos^2 \theta_H - 1}{2} \mathbf{T}_{20}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}^{cm}) + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\theta_H \cos \phi_H \mathbf{T}_{21}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}^{cm}) + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta_H \cos 2\phi_H \mathbf{T}_{22}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}^{cm}) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  – сечение реакции на неполяризованном дейтроне,  $\theta_H$  – угол между осью поляризации мишени и импульсом  $\gamma$ -кванта,  $\phi_H$  – угол между плоскостью поляризации (содержит ось поляризации и импульс  $\gamma$ -кванта) и плоскостью реакции (содержит импульсы дейтрона и пиона);  $P_z$  ( $P_{zz}$ ) – степени векторной (тензорной) поляризации мишени, которые выражаются через  $n^+, n^0, n^-$  (заселенности состояний дейтрона с проекцией спина  $+1, 0, -1$ ) следующим образом:

$$P_z = n^+ - n^-, \\ P_{zz} = 1 - 3n^0.$$

<sup>1)</sup>e-mail: nikolenko@inp.nsk.su

Векторная анализирующая способность  $T_{11}$  и три компоненты тензорной анализирующей способности реакции  $T_{2i}$  есть функции энергии фотона  $E_\gamma$  и угла вылета пиона  $\theta_{\pi^0}^{cm}$ . Они определяют поведение сечения (помимо неполяризованной части) когерентного фоторождения нейтрального пиона на поляризованном дейтроне.

Здесь мы сообщаем об измерении компонент  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ . Информация о событиях этой реакции была извлечена из статистического материала эксперимента по измерению тензорных поляризованных наблюдаемых процесса двухчастичной фотодезинтеграции дейтрона [9], проведенного на накопителе электронов ВЭПП-3, Новосибирск, в 2002–2003 гг.

Измерения проводились при энергии пучка электронов  $E = 2$  ГэВ. Внутренняя газовая мишень накопителя [10] – поляризованные атомы дейтерия, проводящие некоторое время в тонкостенной Т-образной накопительной ячейке с открытыми краями, куда они поступают в виде струи из источника поляризованных атомов (ИПА). Векторная поляризация атомов струи ИПА поддерживалась близкой к нулю ( $P_z < 0.02$ ), в то время как степень тензорной поляризации атомов струи была близка к предельной ( $P_{zz} \approx +1$  или  $\approx -2$ ).

Для выделения вкладов  $T_{2i}$  в сечение реакции переключался знак тензорной поляризации мишени; с целью подавления систематических ошибок эти переключения производились часто – каждые 30 с.

Чтобы определить компоненты  $T_{2i}$  в отдельности, набор статистики производился при трех направлениях магнитного поля, ориентирующего ось поляризации мишени:  $\theta_{H_0} = 0^\circ$ ,  $\theta_{H_1} = 54.7^\circ$  и  $\theta_{H_2} = 125.3^\circ$ . При этом  $\phi_H$  оставалось близким к  $0^\circ$  во всех трех случаях. Переключение направления магнитного поля производилось в среднем через  $\sim 1/2$  месяца в течение 4-х месяцев набора статистики.

Для увеличения толщины мишени применена накопительная ячейка. Соударяясь со стенками ячейки и отражаясь от них, атомы могут многократно пересекать циркулирующий электронный пучок. При этом, однако, они подвергаются деполаризующим эффектам. Как следствие, степень поляризации мишени снижается, меняется также соотношение абсолютных величин  $P_{zz}^+$  и  $P_{zz}^-$ . Средняя (за время набора статистики) поляризация мишени, а также отношение  $P_{zz}^-/P_{zz}^+$ , были определены с помощью поляриметра мишени [11] и с использованием некоторых данных основного детектора. Было получено:

$$P_{zz}^+ = 0.341 \pm 0.025 \pm 0.009,$$

$$P_{zz}^-/P_{zz}^+ = -1.70 \pm 0.15,$$

где первая ошибка  $P_{zz}^+$  – статистическая, вторая – систематическая.

На рис.1 приведена схема расположения детекторов эксперимента [9]. Продукты обсуждаемой реак-

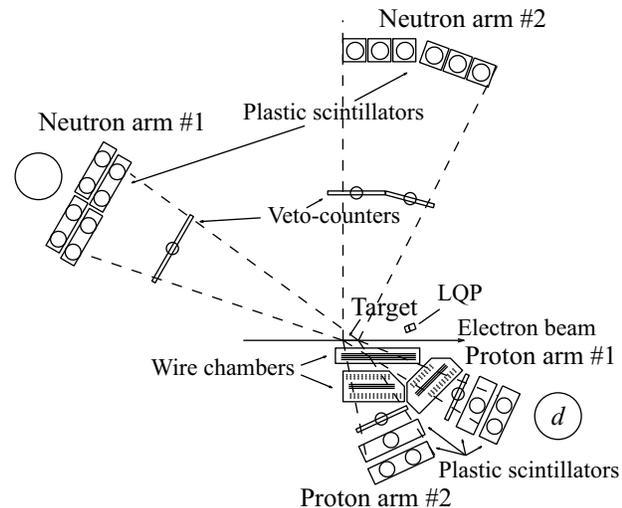


Рис.1. Схема расположения детекторов эксперимента [9] по фотодезинтеграции дейтрона, вид сбоку. События обсуждаемой реакции  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$  регистрировались на совпадениях протонным плечом #1 (дейтрон) и нейтронным плечом #1 (один из  $\gamma$ -квантов от распада нейтрального пиона)

ции регистрировались на совпадениях: дейтрон отдачи детектировался протонным плечом #1, а один из  $\gamma$ -квантов от распада нейтрального пиона – нейтронным плечом #1. Электрон, вызывающий реакцию, не регистрировался.

При такой постановке эксперимента в большей части событий угол рассеянного электрона ( $\theta_e$ ) будет близок к нулю. При этом виртуальный фотон будет находиться почти на массовой поверхности; поэтому такую постановку можно отнести к изучению процесса фоторождения пиона (об этом см. также ниже, в разделе систематических ошибок).

В отличие от [9], где определялись импульсы обоих партнеров двухчастичной реакции (а это позволяло использовать для отбора событий соответствующие кинематические корреляции), здесь мы имели полную информацию лишь для дейтрона отдачи. Для процесса  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$  этого достаточно, чтобы восстановить кинематику реакции, но возникает вопрос о вкладе других процессов, продукты которых могут дать в детекторе ( $d\gamma$ )-совпадения. Это, например, такие реакции когерентного фоторождения, как  $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ ,  $\gamma d \rightarrow d\eta$ ,  $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^+\pi^-$ , а также процесс комптоновского рассеяния  $\gamma d \rightarrow \gamma d$ .

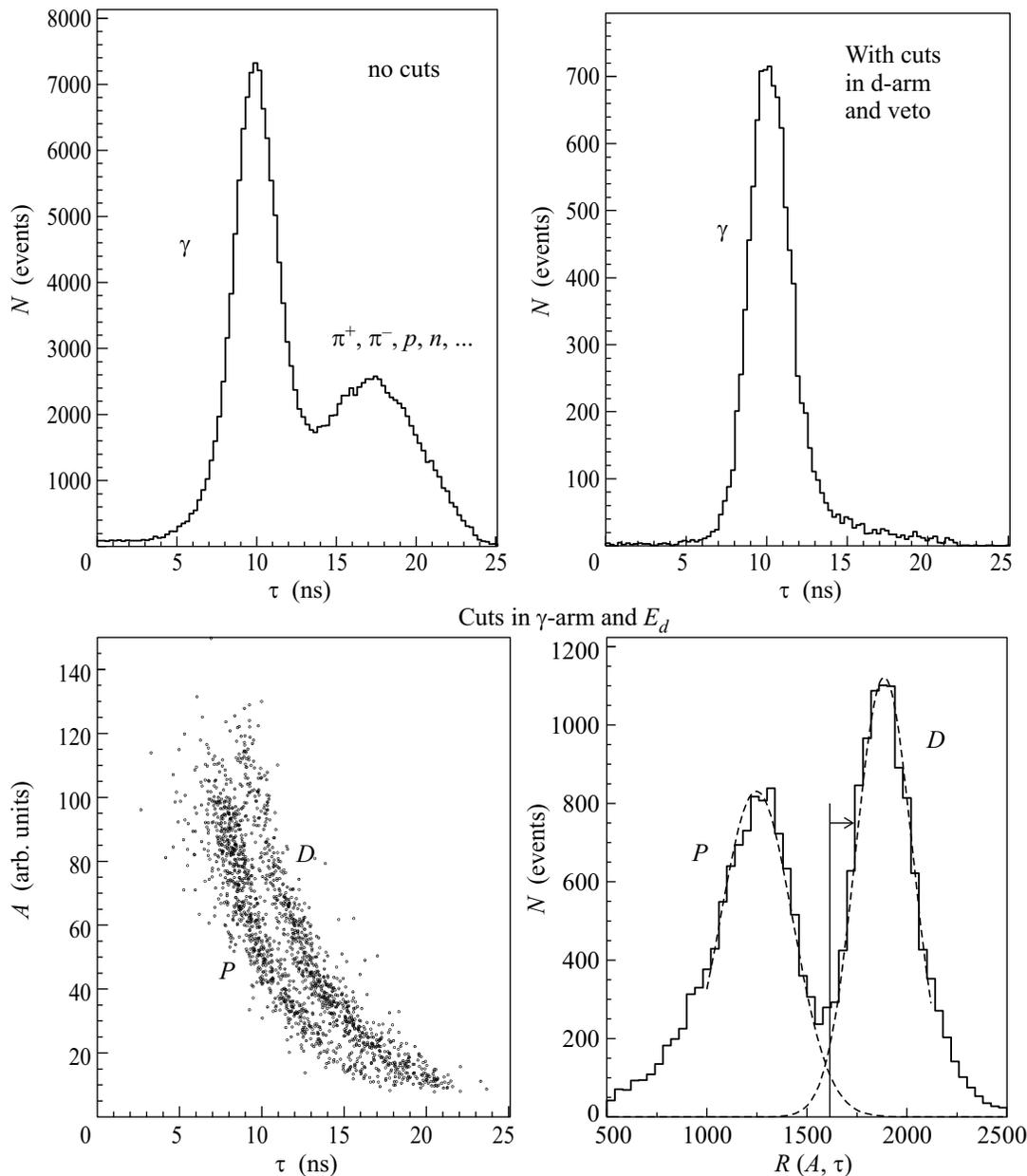


Рис.2. Выделение событий ( $d\gamma$ )-совпадений. Вверху – гистограммы распределения событий по времени пролета частиц до нейтронного плеча #1. Гистограмма на правом рисунке получена при ограничениях, выделяющих дейтроны в протонном плече, и при отсутствии сигнала в счетчике антисовпадений: видно доминирование пика гамма-квантов. Внизу слева – двумерная гистограмма распределения событий по времени пролета и амплитуде сигнала первого сцинтиллятора протонного плеча #1. Справа – гистограмма распределения событий по времяпролетному параметру идентификации частиц. Обе гистограммы получены при ограничении, выделяющем пик гамма-квантов, и при отсутствии сигнала во втором слое сцинтилляторов протонного плеча #1. Неотделимый фон протонов  $\sim 1.5\%$

Из этих реакций некоторые экспериментальные данные есть только для фоторождения  $\eta$ -мезона и для комптоновского рассеяния. Однако есть также теоретические предсказания по когерентному рождению пар  $\pi^0$ -мезонов [12] и по когерентному рождению  $\eta$ -мезона [13]. Используя эту информацию, можно найти оценку сверху, которая показывает, что вклад

в счет детекторов перечисленных процессов должен быть невелик – не более 1–2%. Нет оснований полагать, что процесс  $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^+\pi^-$  или когерентное фоторождение других мезонов ( $\rho, \omega, \phi$  и др.) могут дать существенно больший вклад.

Ниже мы рассматриваем события с энергиями дейтронов в интервале  $\sim 20\div 70$  МэВ. При более

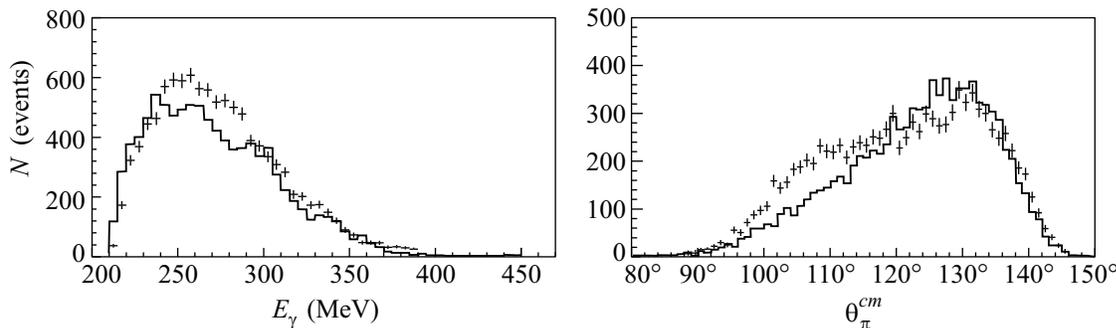


Рис.3. Гистограммы распределений событий по энергии фотона и по углу вылета  $\pi^0$ -мезона. Крестики – эксперимент, линии – результат моделирования GEANT4

высоких энергиях количество событий ( $d\gamma$ )-совпадений становится малым, к тому же здесь появляется большое количество событий ( $p\gamma$ )-совпадений, что осложняет идентификацию дейтронов. Как показало моделирование, большое количество ( $p\gamma$ )-совпадений здесь объясняется фоторождением  $\pi^0$ -мезона на квазисвободном протоне.

При отборе событий ( $d\gamma$ )-совпадений требовалось, чтобы дейтроны останавливались в первом сцинтилляционном счетчике (условие: отсутствие сигнала в следующем слое сцинтилляторов). При таком условии энергии дейтронов попадают в указанный выше диапазон, а энергии протонов лежат в интервале  $\sim 15 \div 50$  МэВ. Идентификация дейтронов проводилась с помощью времяпролетной методики (см. рис.2, нижние графики). При отборе  $\gamma$ -квантов в нейтронном плече использовалось ограничение по времени пролета (см. рис.2, верхние графики), кроме того, требовалось отсутствие сигнала в вето-счетчике.

На рис.3 приведены гистограммы распределений событий по энергии фотона  $E_\gamma$  и по углу вылета нейтрального пиона в системе центра масс. Там же приведены гистограммы, полученные в результате моделирования GEANT4, где для дифференциальных сечений реакции были использованы данные [3, 4], а интегральная светимость эксперимента бралась из оценки по данным [9]. Видно, что эксперимент и моделирование близки друг к другу. Некоторые расхождения могут быть связаны с неточностью оценки интеграла светимости и с возможными ошибками в данных по дифференциальным сечениям (заметим, что данные из работ [3, 4] местами противоречат друг другу). Соответствие данных и моделирования дополнительно свидетельствует о правильности предположения о доминировании в нашем случае реакции  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ .

Экспериментальная асимметрия, связанная с переключением знака тензорной поляризации мишени, определялась как

$$a^T = \sqrt{2}(N^+ - N^-)/(P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+).$$

Здесь  $N^+$  ( $N^-$ ) – число зарегистрированных событий при поляризации мишени  $P_{zz}^+$  ( $P_{zz}^-$ ), после поправок на различие интегралов светимости и учета неотделимого фона.

С учетом формулы (1) для поперечного сечения реакции, равенства нулю векторной поляризации мишени, а также измерения  $a^T$  при трех направлениях поляризации мишени (см. выше) получаем три уравнения для нахождения компонент тензорной анализирующей способности:

$$a_0^T \sim c_0 T_{20},$$

$$a_1^T \sim (+c_1 T_{21} + c_2 T_{22}),$$

$$a_2^T \sim (-c_1 T_{21} + c_2 T_{22}),$$

где  $c_0, c_1, c_2$  – константы, определяющиеся геометрией детектора и мишени.

Результаты эксперимента приведены на рис.4. На левых графиках показаны зависимости  $T_{2i}$  от энергии фотона, при этом берутся все события, попадающие в интервал углов  $\theta_{\pi^0}^{cm} = 90^\circ \div 145^\circ$ . На правых – в зависимости от угла вылета пиона, при этом интервал энергий фотонов  $250 \div 450$  МэВ. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения (по  $E_\gamma$  или по  $\theta_{\pi^0}^{cm}$ ).

Наибольший вклад в систематическую ошибку вносят погрешности в определении степени поляризации мишени (вклад от статистической ошибки  $P_{zz}$  равен 7.3%, от систематической – 2.6%).

Ошибка  $T_{2i}$  из-за пренебрежения вкладом продольных формфакторов при малых углах рассеяния

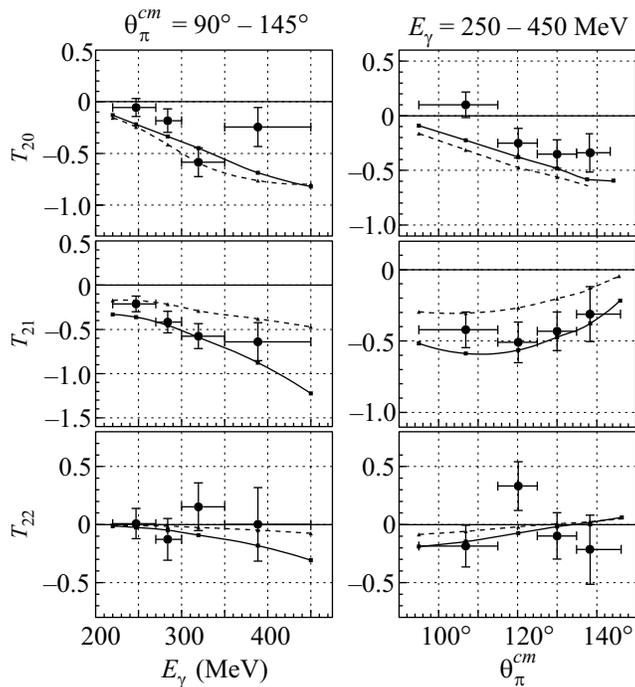


Рис.4. Результаты настоящего эксперимента по компонентам тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ . Слева – в зависимости от энергии фотона, справа – в зависимости от угла вылета  $\pi^0$ -мезона в системе центра масс. Теоретические кривые: сплошная – расчет Фикса [14], штриховая – Камалова и др. [8]

электрона  $\theta_e$  растет квадратично с увеличением этого угла [15]:

$$\Delta T_{2i}/T_{2i} \approx \theta_e^2(1-x)^2/(x^2(1-x/2)^2);$$

здесь  $x = E_\gamma/E$ . Для определения ошибки в нашем случае мы усреднили это выражение по рабочему интервалу  $E_\gamma$  и по  $\theta_e$  в интервале от нуля до угла, соответствующего переданному импульсу  $Q = 100$  МэВ/с (выше этого импульса сечение процесса падает из-за уменьшения формфактора дейтрона). При усреднении использовалось распределение эквивалентных фотонов по энергии и углу вылета из [16]. В результате погрешность по этому эффекту составила 5.0%. Неопределенность от вклада других реакций оценена как 2%, суммарная систематическая ошибка  $T_{2i}$  оказалась равной 9.4%. Видно, что определяющими являются статистические ошибки.

Поскольку интервалы усреднения экспериментальных точек по энергии фотона и по углу вылета пиона велики, необходимо было учитывать это при сравнении полученных данных с теоретическими предсказаниями. Для этого мы усредняли результаты расчетов с весами, соответствующими распределению событий в интервалах, относящихся к каждой

экспериментальной точке. Для такой процедуры мы имели достаточно информации только по двум расчетам – [8] и [14]. В расчетах Камалова и др. [8] было применено микроскопическое описание в импульсном пространстве, учет взаимодействия в конечном состоянии был выполнен в рамках приближения многократного рассеяния. В расчетах Фикса [14] использовалась элементарная амплитуда MAID2003, применялось импульсное приближение, пион-дейтронное взаимодействие в конечном состоянии не учитывалось. Аналогичная модель использовалась автором в [17]. Видно (см. рис.4), что в целом наблюдается соответствие между данными и расчетами, небольшое предпочтение можно отдать расчетам [14].

В заключение отметим, что нами измерены компоненты  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  тензорной анализирующей способности реакции когерентного фоторождения нейтрального пиона на дейтроне. Измерения охватывают область  $250 \div 450$  МэВ по энергии фотона и  $90^\circ \div 145^\circ$  по углу вылета пиона в системе центра масс. Наблюдается соответствие между данными и доступными теоретическими предсказаниями. Предполагается продолжить эксперимент в постановке, где, наряду с дейтроном, оба гамма-кванта от распада нейтрального пиона будут регистрироваться калориметром из 150 кристаллов CsI. Такое измерение позволит получить данные в более широком кинематическом диапазоне и в несколько раз уменьшить статистическую ошибку.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 01-02-16929-а, # 04-02-16434-а, # 08-02-91969 ННИО-а, # 08-02-01155-а и # 08-02-00624-а.

1. R. Gilman and F. Gross, J. Phys. G **28**, R37 (2002).
2. M. Garçon and J. W. Van Orden, Adv. Nucl. Phys. **26**, 293 (2001).
3. B. Krusche, J. Ahrens, R. Beck et al., Eur. Phys. J. A **6**, 309 (1999).
4. U. Siodlaczek, P. Achenbach, J. Ahrens et al., Eur. Phys. J. A **10**, 365 (2001).
5. Y. Ilieva, B. L. Berman, A. E. Kudryavtsev et al., arXiv:nucl-ex/0703006v1.
6. V. G. Gorbenko, Yu. V. Zhebrovskij, L. Ya. Kolesnikov et al., Nucl Phys. A **381**, 330 (1982).
7. F. V. Adamyan, G. G. Akopyan, G. A. Vartapetyan et al., Письма в ЖЭТФ **39**, 579 (1984).
8. S. S. Kamalov, L. Tiator, and C. Bennhold, Phys. Rev. C **55**, 98 (1997).
9. I. A. Rachek, L. M. Barkov, S. L. Belostotsky et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 182303 (2007).

10. M. V. Dyug, L. G. Isaeva, B. A. Lazarenko et al., Nucl. Instrum. Methods A **495**, 8 (2002).
11. M. V. Dyug, B. A. Lazarenko, D. M. Nikolenko et al., Nucl. Instrum. Methods A **536**, 344 (2005).
12. A. Fix and H. Arenhövel, Eur. Phys. J. A **25**, 115 (2005).
13. A. Fix and H. Arenhövel, Eur. Phys. J. A **19**, 275 (2004).
14. А. Фикс, Частное сообщение.
15. И. А. Рачек, Диссертация, Новосибирск, 2008.
16. V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, and V. G. Serbo, Phys. Rep. C **15**, 181 (1975).
17. A. Fix and H. Arenhovel, Phys. Rev. C **72**, 064005 (2006).