

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Ордена Ленина Сибирское отделение  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

С.А. Зеваков, Х. Аренховель, Л.М. Барков,  
С.Л. Белостоцкий, В.В. Вихров, Х. де Врис,  
Р. Гилман, В.Ф. Дмитриев, М.В. Дюг, Л.Г. Исаева,  
Е.Р. Кинней, Б.А. Лазаренко, А.Ю. Логинов,  
С.И. Мишнев, В.В. Нелюбин, Д.М. Николенко,  
А.В. Осипов, Д.Х. Поттервельд, И.А. Рачек,  
Р.Ш. Садыков, А.А. Сидоров, В.Н. Стибунов,  
Д.К. Топорков, Р.Д. Холт, Ю.В. Шестаков,  
К.В. де Ягер

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ  
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА  
НА ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ДЕЙТРОНЕ

ИЯФ 2006-24

Новосибирск  
2006

## Упругое и неупругое рассеяние электрона на тензорно-поляризованном дейтроне

*С.А. Зеваков<sup>1</sup>, Х. Аренховель<sup>2</sup>, Л.М. Барков<sup>1</sup>, С.Л. Белостоцкий<sup>3</sup>,  
В.В. Вихров<sup>3</sup>, Х. де Врис<sup>4</sup>, Р. Гилман<sup>5</sup>, В.Ф. Дмитриев<sup>1</sup>,  
М.В. Дюг<sup>1</sup>, Л.Г. Исаева<sup>1</sup>, Е.Р. Кинней<sup>6</sup>, Б.А. Лазаренко<sup>1</sup>,  
А.Ю. Логинов<sup>7</sup>, С.И. Мишнев<sup>1</sup>, В.В. Нелюбин<sup>3</sup>, Д.М. Николенко<sup>1</sup>,  
А.В. Осипов<sup>7</sup>, Д.Х. Поттервельд<sup>8</sup>, И.А. Рачек<sup>1</sup>, Р.Ш. Садыков<sup>1</sup>,  
А.А. Сидоров<sup>7</sup>, В.Н. Стибунов<sup>7</sup>, Д.К. Топорков<sup>1</sup>, Р.Д. Холт<sup>8</sup>,  
Ю.В. Шестаков<sup>1</sup>, К.В. де Ягер<sup>9</sup>*

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Университет им. Йогана Гуттенберга,  
Д-55099 Майнц, Германия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский институт ядерной физики, Гатчина 188350, Россия

<sup>4</sup>НИКХЕФ, П.О. Бокс 41882, 1009 ДБ Амстердам, Нидерланды

<sup>5</sup>Университет Рутгера, Пискетевей, Нью Джерси 08855

<sup>6</sup>Университет Колорадо, Боулдер, Колорадо 80309

<sup>7</sup>Институт ядерной физики при Томском политехническом университете,  
634050 Томск, Россия;

<sup>8</sup>Аргоннская национальная лаборатория, Аргонна, Иллинойс 60439-4843

<sup>9</sup>Национальная ускорительная лаборатория Томаса Джефферсона,  
Ньюпорт Ньюс, Вирджиния 23606

### Аннотация

Измерены компоненты  $T_{20}$  и  $T_{21}$  тензорной анализирующей способности реакции упругого рассеяния электрона на дейтроне в области переданного импульса 8.4 – 21.6 фм<sup>-2</sup>. Формфакторы дейтрона  $G_C$  и  $G_Q$  определены в области переданных импульсов, в которой монополярный зарядовый формфактор  $G_C$  обращается в ноль. Представлены предварительные результаты измерений  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  реакции фотодезинтеграции дейтрона в области энергий фотонов 25 – 500 МэВ и углов вылета протонов 20° – 40° и 75° – 105°. Результаты экспериментов сопоставляются с теоретическими предсказаниями.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

---

## 1. Введение

Изучение свойств простейшей системы двух связанных нуклонов – дейтрона является фундаментальной задачей ядерной физики и продолжает оставаться предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований во многих лабораториях мира уже более 60 лет. За это время многие детали структуры дейтрона были хорошо изучены экспериментально и получили строгое теоретическое описание [1,2].

Современные теории, достаточно хорошо описывающие экспериментальные результаты по рассеянию на неполяризованном дейтроне, нередко, особенно в случаях, когда экспериментальных данных недостаточно, предсказывают отличающиеся поляризационные наблюдаемые. Изучение поляризационных эффектов в электромагнитных взаимодействиях дейтрона может дать дополнительную информацию о деталях нуклон-нуклонного взаимодействия, а также о нуклонных степенях свободы в ядрах, что позволит анализировать изучаемый процесс глубже, чем, если бы были измерены только дифференциальные сечения. Это связано с тем фактом, что в отличие от дифференциального сечения, которое есть сумма квадратов значений элементов  $T$ - матрицы рассеяния, поляризационные наблюдаемые содержат интерференционные члены различных амплитуд реакции в различных комбинациях. Поэтому они могут быть более чувствительны к малым амплитудам и к интересным эффектам с малым вкладом в дифференциальное сечение, таким, как субнуклонные степени свободы, релятивистские поправки и др.

В поляризационном эксперименте по упругому рассеянию электронов появляется возможность раздельного измерения зарядовых формфакторов дейтрона – монопольного и квадрупольного, что является решением известной фундаментальной проблемы. Задача стояла много лет, но из-за сложности проведения поляризационного эксперимента до последнего времени не могла быть выполнена.

Одним из наиболее важных фундаментальных процессов на дейтроне, интенсивно изучаемых как теоретически, так и экспериментально, является фоторасщепление дейтрона  $\gamma + d \rightarrow p + n$  [2]. В течение длительного времени исследования этого процесса выяснялись и уточнялись детали картины нуклон-нуклонного и нуклон-мезонного взаимодействий, влияние изобарных конфигураций, вклады релятивистских поправок и другие вопросы. Наиболее полно изучены поперечные сечения, здесь есть данные в широкой области энергий фотонов и углов вылета нуклонов.

Для полного описания структуры реакции фотодезинтеграции дейтрона требуется 12 комплексных амплитуд [29], поэтому должны быть измерены 23 различные наблюдаемые, которые есть функции от энергии фотона и угла вылета протона. Измерение тензорных поляризационных наблюдаемых, связанных с тензорной поляризацией дейтрона, было до недавнего времени экспериментально недоступным в связи со сложностью получения мишени с высокой степенью тензорной поляризации.

## 2. Внутренняя поляризованная дейтериевая газовая мишень

Метод внутренней поляризованной мишени впервые был применен в экспериментах в ИЯФ на электронном накопителе ВЭПП-2 [7].

Впоследствии, здесь же в ИЯФ на ВЭПП-3, впервые в эксперименте была использована накопительная ячейка [8], которая позволила получить поляризованную мишень с большей толщиной.

Описываемые в данной работе эксперименты были проведены на накопительном кольце электронов/позитронов ВЭПП-3 в Новосибирске с энергией частиц до 2 ГэВ. В экспериментах была использована газовая поляризованная мишень, созданная на основе нового криогенного источника поляризованных атомов (ИПА) дейтерия [12,13] и накопительной ячейки [14].

Основное отличие используемого ИПА от других современных источников заключается в применении сильных сверхпроводящих шестиполусных магнитов [14] вместо постоянных магнитов. Кроме того, использование криогеники, необходимой для получения сверхпроводимости ИПА, позволило осуществить эффективную вакуумную откачку, обеспечивающую лучшие условия для формирования высокоинтенсивного сфокусированного потока поляризованных атомов дейтерия.

Источник поляризованных атомов обеспечивает рекордный поток атомов дейтерия интенсивностью  $8.2 \times 10^{16}$  атом/сек.

Во время проведения экспериментов знак тензорной поляризации дейтрона менялся каждые 30 секунд. Тензорная поляризация атомов была либо  $P_{ZZ}^+ \approx 1$ , либо  $P_{ZZ}^- \approx -2$ , а векторная поляризация  $P_Z$  была равна нулю. Поляризованные атомы из ИПА инжестировались в Т-образную накопительную ячейку с эллипсоидальным поперечным сечением с размерами  $13 \times 24$  мм, что примерно в два раза меньше, чем в предыдущем эксперименте [8]. Снижение поперечного размера ячейки стало возможным после модификации оптики накопителя ВЭПП-3. Это, а так же охлаждение ячейки до температуры жидкого азота, позволило получить толщину мишени до  $\approx 8 \times 10^{13}$  атом/см<sup>2</sup>. На внутреннюю поверхность ячейки наносилось специальное покрытие "drifilm" с целью снижения эффекта деполяризации атомов при столкновении их со стенками ячейки. Степень поляризации

атомов на выходе из ИПА, согласно измерениям, была стабильно высокой и составляла  $\approx 98\%$ .

Поляризация атомов дейтерия внутри накопительной ячейки из-за наличия эффектов деполяризации [14] неконтролируемо снижается, что приводит к необходимости ее измерения во время проведения эксперимента.

Степень поляризации мишени определялась с помощью поляриметра ПМПИ (поляриметр малых переданных импульсов) [15] (см. LQP, рис. 5), который основан на измерении асимметрии реакции упругого рассеяния электрона на дейтроне при малых переданных импульсах ( $Q^2 \approx 2.6 \text{ фм}^{-2}$ ).

Асимметрия счета ПМПИ, связанная с изменением знака  $P_{zz}$ , выражается как:

$$A^t = \sqrt{2} \frac{(N^+ - N^-)}{(N^- P_{zz}^+ - N^+ P_{zz}^-)}, \quad (1)$$

где  $N^+$  и  $N^-$  – число событий, регистрируемых детектором, когда поляризация мишени соответственно  $P_{zz}^+$  и  $P_{zz}^-$ . Следуя выражению (1) и учитывая (2),  $A^t$  может быть выражена как линейная комбинация тензорных анализирующих способностей  $T_{2i}$ .

Мы предполагаем, что фактор снижения поляризации в ячейке не зависит от исходного значения поляризации, поэтому  $P_{zz}^- / P_{zz}^+ = -2$ , как и в струе атомов из ИПА (см. [9]).

Значение асимметрии счета  $A_{LQ}^t$ , измеряемое поляриметром ПМПИ, может быть использовано для определения поляризации мишени, при условии, что тензорная анализирующая способность известна. Хотя в настоящее время значение  $T_{20}$  (дающее основной вклад в  $A^t$ ) при малых  $Q^2$  измерено недостаточно точно [4,9], можно воспользоваться теоретическими предсказаниями. Действительно, при очень малом переданном импульсе, сохраняя первый член разложения по  $Q^2$ ,  $T_{20}$  можно записать как (см. ниже формулу (3) и др.):

$$T_{20} = -\frac{\sqrt{2}}{3} \left[ Q_d + \frac{1}{2} + tg^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \mu_d^2 \right] Q^2.$$

Здесь  $\theta_e$  – угол рассеяния электрона,  $M_p$ ,  $Q_d$ ,  $\mu_d$ , – масса протона, квадрупольный и магнитный моменты дейтрона – известны с достаточно высокой точностью.

Если рассматривать только те модели, которые достаточно правильно предсказывают  $T_{20}$  при  $Q^2 = 0$  (в этом смысле лучше всего подходят расчеты [21]), то по их разбросу при небольших  $Q^2$  ошибку, связанную с их использованием, можно оценить как  $\pm 2 - 3\%$  [15]. Средняя степень поляризации мишени в течение эксперимента была определена:  $P_{ZZ}^+ = 0.397 \pm 0.013 \pm 0.018 \pm 0.012$ , где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, а третья – обусловлена разбросом теоретических расчетов. Доминирующие вклады в систематическую ошибку  $P_{ZZ}^+$  дают неточность в определении геометрии детектора и ошибка в определении направления магнитного поля, задающего ось поляризации атомов дейтерия.

### 3. Упругое рассеяние электрона на дейтроне

В проведенных ранее экспериментах тензорные поляризационные наблюдаемые были измерены двумя методами: с использованием поляриметров для измерения поляризации дейтронов отдачи (электронный пучок и мишень – неполяризованы) [4-6], с использованием внутренней поляризованной газовой мишени в накопительном кольце ускорителя (электронный пучок – неполяризован) [7-10], и только один эксперимент с поляризованной твердой мишенью [11].

При предположении P- и T-инвариантности, электромагнитная структура дейтрона полностью описывается тремя формфакторами: электрическим монопольным  $G_C(Q^2)$ , электрическим квадрупольным  $G_Q(Q^2)$  и магнитным дипольным  $G_M(Q^2)$ , при этом сечение рассеяния выражается следующим образом:

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{1}{f} \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_e^2 \sin^4(\theta_e/2)} S,$$

где  $S = A(Q) + B(Q) \tan^2(\theta_e/2)$ ,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,

фактор отдачи  $f = 1 + \frac{2E_e}{M_d} \sin^2(\theta_e/2)$ , и  $E_e$  – энергия электрона.

Две структурные функции дейтрона,

$$A = G_C^2 + (8/9)\eta^2 G_Q^2 + (2/3)\eta G_M^2 \text{ и } B = (4/3)\eta (1 + \eta) G_M^2,$$

где ( $\eta = Q^2/4M_d^2$ ,  $M_d$  – масса дейтрона,  $Q$  – четырехмерный переданный импульс), могут быть измерены в упругом рассеянии электрона на дейтроне.

Отметим, что здесь:  $G_m(0) = \frac{M_d}{M_p} \mu_d$ ;  $G_C(0) = 1$ ;  $G_Q(0) = M_d^2 Q_d$ .

Формфакторы  $G_C$  и  $G_Q$  могут быть определены раздельно только с измерением поляризационных наблюдаемых. Отношение сечения рассеяния для тензорно-поляризованной дейтериевой мишени к сечению для неполяризованной мишени [3] может быть записано как:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 + \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \left( T_{20} \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + T_{21} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin 2\theta \cos \phi + T_{22} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right) \quad (2)$$

Здесь  $P_{zz}$  – степень тензорной поляризации дейтрона, углы  $\theta$  и  $\phi$  определяют направление поляризации в системе отсчета, в которой  $z$  – ось в направлении движения виртуального фотона, а плоскость  $z-x$  – является плоскостью рассеяния электрона. Компоненты тензорно-анализирующей способности выражаются через электромагнитные формфакторы следующим образом:

$$T_{20} = -\frac{\sqrt{2} \eta}{3S} \left[ 4G_C G_Q + \frac{4\eta}{3} G_Q^2 + \left( \frac{1}{2} + \varepsilon \right) G_M^2 \right],$$

$$T_{21} = \frac{2}{S} \sqrt{\frac{\eta^3(1+\varepsilon)}{3}} G_Q G_M, \quad T_{22} = -\frac{\eta}{2\sqrt{3}S} G_M^2, \quad (3)$$

где  $\varepsilon = (1 + \eta) \tan^2(\theta_e/2)$ ,  $\theta_e$  – угол рассеяния электронов.

Направление поляризации дейтронов было зафиксировано с помощью магнитного поля  $\vec{H}$  (магнит описан в [17]) с  $\theta_H \approx 60^\circ$  и  $\phi_H \approx 180^\circ$  в системе координат, в которой ось  $Z$  направлена вдоль электронного пучка, а ось  $X$  – вертикально вверх. Величина магнитного поля  $\vec{H}$  изменялась вдоль накопительной ячейки в пределах 88 – 95 мТл и не содержала значений  $\vec{H}$ , соответствующих деполяризующим резонансам, возбуждаемых электронным пучком [18].

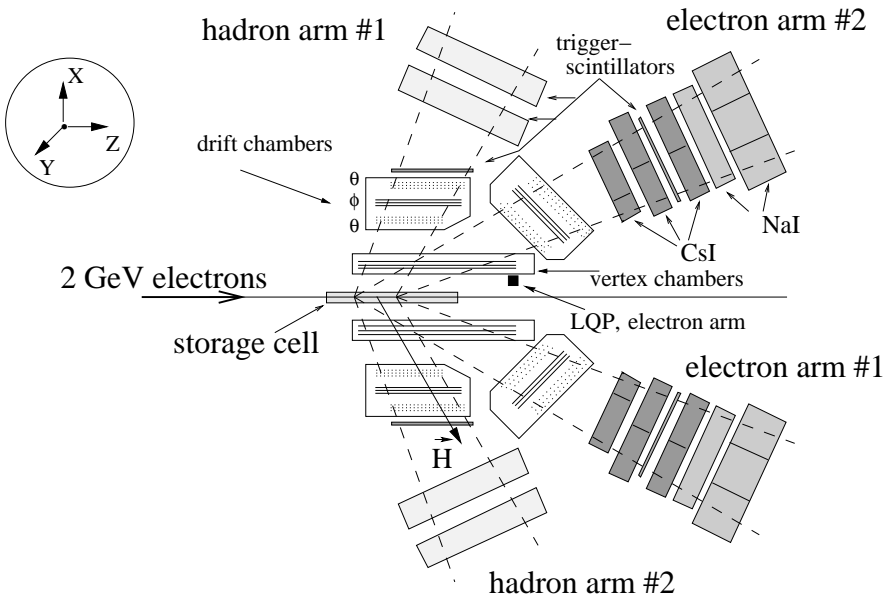


Рис. 1. Схема детектора, используемого в эксперименте по упругому рассеянию электрона на дейтроне, состоящего из двух систем дейтронных и электронных “плеч”.

Немагнитный детектор для регистрации рассеянных электронов и дейтронов отдачи (см. рис 1) содержал две идентичные системы. Каждая из них состояла из электронного плеча и дейтронного плеча для детектирования электрона и дейтрона на совпадении.

Углы захвата электронного плеча 1:  $\theta_e \approx 16^\circ\text{-}30^\circ$ ,  $\phi_e$   $-30^\circ$  до  $30^\circ$ ; плеча 2: тот же диапазон углов по  $\theta_e$  и  $\phi_e$ , центральный угол  $\phi_e = 180^\circ$  ( $\theta_e$  и  $\phi_e$  определены в той же системе координат, что и  $\theta_H$  и  $\phi_H$ ).

Траектории частиц были реконструированы на основании информации о треках, полученной с дрейфовых камер, установленных в электронных и дейтронных плечах детектора. Каждое электронное плечо имело калориметр, состоящий из кристаллов CsI и NaI, для измерения энергии электрона [19]. Адронные плечи содержали сцинтилляционные годоскопы, каждый из которых состоял из трех слоев сцинтилляторов из пластика. Годоскопы использовались для измерения энергии дейтронов и для идентификации частиц.



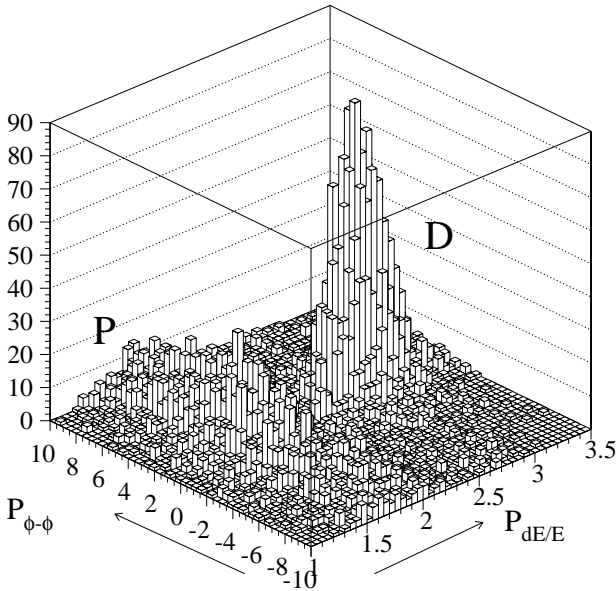


Рис. 2. События упругого рассеяния, отобранные с использованием некоторых ограничений, в зависимости от параметра идентификации частиц  $\Delta E/E$  и параметра корреляции по азимутальному углу  $P_{\phi-\phi}$ .

Сечение упругого  $e-d$  рассеяния много меньше сечения рассеяния неупругого рассеяния с вылетом протона. Чтобы отобрать события упругого рассеяния, были использованы три кинематические корреляции: ( $e-d$ ) корреляция по полярным углам рассеяния, ( $e-d$ ) корреляция по азимутальным углам, корреляция между углом рассеяния электрона и энергией дейтрона отдачи. Чтобы отделить дейтроны от протонов, были использованы  $\Delta E/E$  и время-пролетный методы. Среди отобранных (после наложения всех ограничений) событий упругого  $e-d$  рассеяния, доля оставшихся фоновых событий изменялась от  $3.0 \pm 1.5\%$  (большие  $Q^2$ ) до  $8 \pm 2\%$  (малые  $Q^2$ ) (см. рис. 2).

Для системы регистрации 2 (см. рис. 1) направление движения дейтрона отдачи было параллельно направлению поляризации. В этом случае асимметрия мишени (1) зависит главным образом от  $T_{20}$ . В тоже время для системы регистрации 1 вклад  $T_{20}$  в  $A^t$  незначителен, и  $A^t$  зависит в основном от  $T_{21}$ .

Диапазон углов рассеяния, захватываемых детектором частиц, разбивался на шесть интервалов, и значения  $A^i$  определялись для каждого из них. После учета телесного угла детектора, распределения плотности мишени, направления магнитного поля, ориентирующего направление поляризации, значения степени поляризации мишени, малого вклада  $T_{22}$  в  $A^i$ , были составлены линейные уравнения для  $T_{20}$  и  $T_{21}$ , а затем найдены их решения.

Результаты измерений  $T_{20}$  и  $T_{21}$ , а так же их статистические и систематические ошибки, представлены в Таблице 1.

Основной вклад в систематические ошибки  $T_{20}$  и  $T_{21}$  дают ошибки измерения  $P_{ZZ}$ , ошибки в определении углов рассеяния электронов и дейтронов, и ошибки в определении направления магнитного поля, фиксирующего направление поляризации мишени. Для сравнения наших новых данных с результатами других экспериментов и теоретическими предсказаниями, были введены небольшие поправки для приведения данных к “стандартному” углу рассеяния электронов  $\theta_e = 70^\circ$ . Эти результаты представлены на рис. 3. Новые экспериментальные результаты согласуются с полученными ранее результатами, а в области переданного импульса 8 – 12 фм<sup>-2</sup> значительно улучшают точность измерения  $T_{20}$  и  $T_{21}$ .

Сравнение наших данных по  $T_{20}$  (см. рис. 3) с нерелятивистским импульсным приближением (NRIA) с Парижским потенциалом [20] показывает, что эта модель плохо описывает данные. В то же время расчеты, выполненные также в нерелятивистском подходе, но с учетом мезонных обменных токов (МЕС) и с использованием релятивистских поправок, сделанные в работах Аренховеля с сотрудниками [21] и Виринга с сотрудниками [22], лучше описывают данные. Релятивистские модели, используемые в работах Филиписа с сотрудниками [16] и Крутова и Троицкого [23], не только хорошо описывают наши данные, но и данные TJNAF при больших  $Q^2$ .

Предсказания [21] для  $T_{21}$  хорошо согласуются с нашими результатами, однако противоречат данным TJNAF. Расчеты по моделям [20,16] находятся в согласии, как с нашими результатами, так и с данными TJNAF, тогда как предсказания [23] плохо описывают результаты экспериментов.

Сравнение наших данных с теориями, проведенное по методу  $\chi^2$ , приводит к таким же выводам (см. Таблицу 2). Отметим, что большой вклад в  $\chi^2$  для  $T_{20}$  во всех случаях, дает последняя точка измерений.

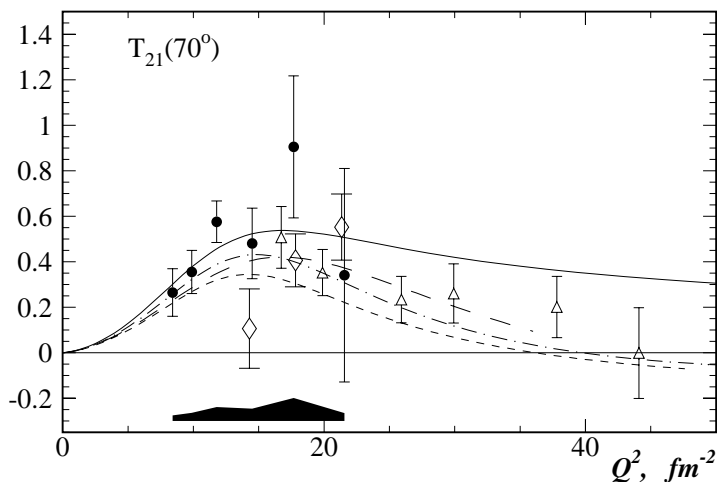
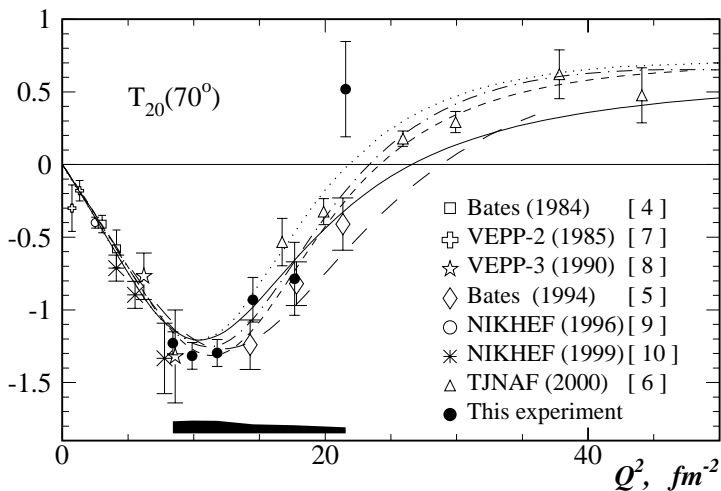


Рис. 3. Мировые данные и некоторые теоретические предсказания для компонент тензорной анализирующей способности упругого  $e-d$  рассеяния  $T_{20}$  и  $T_{21}$ . Линии с длинными пунктирами – NRIA с Парижским потенциалом [20]; нерелятивистские модели с релятивистскими поправками и учетом вклада МЕС – сплошные линии [21] и точечные линии [22]; модели с релятивистским подходом – штрих-пунктирные линии [16] и пунктирные линии [23]. Затемненные площади показывают систематические ошибки для проведенного эксперимента.

Формфакторы дейтрона  $G_C$  и  $G_Q$  могут быть определены при наличии данных по  $T_{20}$ ,  $A$  и  $B$ . Правда в этом случае решение соответствующих уравнений не является единственным. Но как было показано, например, в работе [24], при малых  $Q^2$  физическое решение может быть выбрано, исходя из соответствия решения статическим моментам дейтрона, и, затем, продолжено в область больших  $Q^2$ . При определении зарядовых формфакторов мы также использовали измеренные значения  $T_{21}$ . С этой целью в каждой из шести экспериментальных точек мы минимизировали выражение:

$$\begin{aligned} \chi_G^2 = & (G_C^2 + 8/9\eta^2 G_Q^2 - A^*)^2 / \Delta A^{*2} \\ & + (G_C G_Q + \eta/3G_Q^2 - T_{20}^*)^2 / \Delta T_{20}^{*2} \\ & + G_Q - T_{21}^*)^2 / \Delta T_{21}^{*2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $A^*$ ,  $T_{20}^*$ ,  $T_{21}^*$  получены преобразованием  $A$ ,  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  путем учета вклада  $G_M$ . Отметим, что значения  $G_M$ ,  $A$  и  $B$  (так же как и значения  $T_{22}$ , используемые выше при коррекции  $A^t$ ), получены нами с помощью Параметризации I [24], которая базируется на мировых данных по упругому  $e-d$  рассеянию. Ошибки в определении  $A$  и  $B$  были взяты из работы [5]. Статистические и систематические ошибки  $T_{20}$  и  $T_{21}$  объединены здесь квадратично. Хотя использование информации о  $T_{21}$  не приводит к существенному уменьшению ошибок  $G_C$  и  $G_Q$ , но зато здесь снимается вопрос о выборе решения: в половине случаев минимум  $\chi^2$  остается единственным, а в других случаях физическому решению соответствует наиболее глубокий минимум.

Поскольку ошибки в определении  $A$  относительно малы, ошибки  $G_C$  и  $G_Q$  довольно сильно коррелируют между собой.

Полученные результаты для  $G_C$  и  $G_Q$  представлены в Таблице 1 и на рис. 4 и рис. 5, совместно с другими экспериментальными данными и некоторыми теоретическими расчетами. Как видно из рисунка, наши результаты согласуются с ранее полученными данными и улучшают их.

Таблица 1: Результаты настоящего эксперимента для  $T_{20}$  и  $T_{21}$ . Верхние ошибки этих величин – статистические, нижние – систематические. Формфакторы дейтрона  $G_C$  и  $G_D$  рассчитаны с использованием этих данных и известных данных по структурным функциям дейтрона  $A$  и  $B$ .

$Q^2$ фм <sup>-2</sup>	$\theta_e$ град	$T_{20}$	$T_{21}$	$G_C$	$G_D$
8. 41	16. 8	-1. 294 <sup>±0.084</sup> <sub>±0.088</sub>	0. 234 <sup>±0.093</sup> <sub>±0.022</sub>	0.0403 <sup>+0.0046</sup> <sub>-0.0082</sub>	1. 772 <sup>+0.320</sup> <sub>-0.233</sub>
9. 88	18. 3	-1. 398 <sup>±0.100</sup> <sub>±0.093</sub>	0. 318 <sup>±0.086</sup> <sub>±0.142</sub>	0.0257 <sup>+0.0052</sup> <sub>-0.0018</sub>	1. 279 <sup>+0.063</sup> <sub>-0.182</sub>
11. 78	20. 1	-1. 384 <sup>±0.102</sup> <sub>±0.092</sub>	0. 521 <sup>±0.083</sup> <sub>±0.150</sub>	0.0143 <sup>+0.0035</sup> <sub>-0.0039</sub>	0. 877 <sup>+0.062</sup> <sub>-0.077</sub>
14. 50	22. 5	-0. 982 <sup>±0.169</sup> <sub>±0.066</sub>	0. 435 <sup>±0.140</sup> <sub>±0.111</sub>	0.0041 <sup>+0.0032</sup> <sub>-0.0026</sub>	0. 549 <sup>+0.017</sup> <sub>-0.029</sub>
17. 67	25. 1	-0. 818 <sup>±0.269</sup> <sub>±0.058</sub>	0. 808 <sup>±0.279</sup> <sub>±0.092</sub>	0.0011 <sup>+0.0028</sup> <sub>-0.0023</sub>	0. 336 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.014</sub>
21. 56	28. 1	0. 557 <sup>±0.342</sup> <sub>±0.044</sub>	0. 299 <sup>±0.410</sup> <sub>±0.057</sub>	-0. 0078 <sup>+0.0025</sup> <sub>-0.0020</sub>	0. 154 <sup>+0.032</sup> <sub>-0.037</sub>

Сравнение полученных значений  $G_C$  с теоретическими (см. Таблицу 2) показало хорошее совпадение с теоретическими расчетами [16] и значительное расхождение с предсказаниями NR1A [20]. Еще раз отметим, что наибольший вклад в  $\chi^2/N$  дает во всех случаях последняя экспериментальная точка. Для анализа положения нуля формфактора  $G_C$  мы брали данные в интервале  $Q^2 = 10\text{-}27$  фм<sup>-2</sup>. Формфактор  $G_C$  был выражен

Таблица 2. Сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами. Здесь представлены значения для  $\chi^2/N$ , где N – количество экспериментальных точек.

Ссылки	[20]	[21]	[16]	[23]	[22]
$T_{20}$	3.43	1.87	1.40	1.41	1.49
$T_{21}$	1.59	0.58	1.18	2.25	—
$G_C$	2.88	1.38	0.83	1.83	—
$G_Q$	4.23	7.11	5.21	2.74	—

через Параметризацию I [24], при этом варьировался только параметр положения нуля, а остальные параметры были зафиксированы. В случае использования только наших данных положение нуля  $G_C$  оказалось при  $Q^2 = 16.9_{-1.0}^{+1.8} \text{ фм}^{-2}$ , с использованием всех экспериментальных данных ([5, 6] и данных нашего эксперимента) – при  $Q^2 = 17.41 \pm 0.32 \text{ фм}^{-2}$ .

При  $Q^2 = 14.5$  и  $17.7 \text{ фм}^{-2}$  формфактор  $G_C$  по величине мал, и вклад  $G_Q$  в  $A$  доминирует. Вследствие этого, ошибки в определении  $G_Q$  – малы (по причине высокой точности измерения  $A$ ). Это дает возможность для жесткой проверки различных теоретических расчетов квадрупольного формфактора. И, действительно, наибольший вклад в  $\chi^2/N$  для  $G_Q$  дают именно эти точки. Как видно из Таблицы 1 расчеты [23] лучшим образом описывают данные. Необходимо отметить, что в этот анализ не были включены ошибки теоретических моделей, которые, конечно же, существуют, но обычно не приводятся авторами.

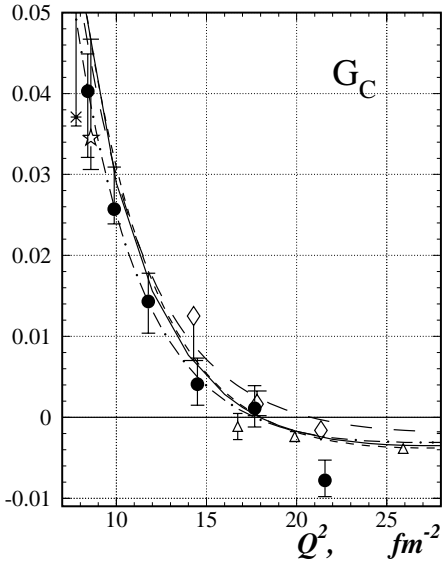


Рис. 4. Экспериментальные результаты и теоретические расчеты для монопольного ( $G_C$ ) зарядового формфактора дейтрона. Обозначения те же, что на рис. 3.

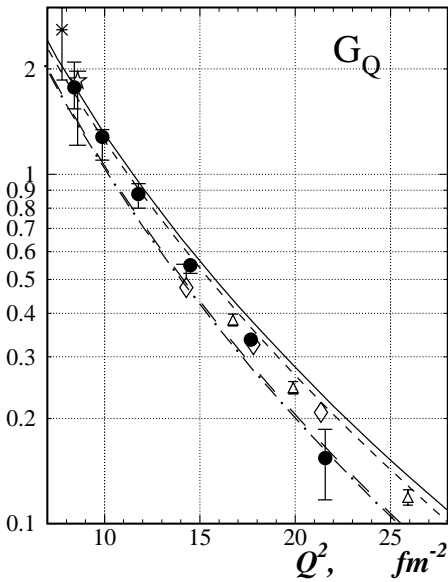


Рис. 5. Экспериментальные результаты и теоретические расчеты для монопольного ( $G_C$ ) зарядового формфактора дейтрона. Обозначения те же, что на рис. 3.

#### 4. Измерение тензорных поляризационных наблюдаемых в процессе фотодезинтеграции дейтрона при энергиях фотона 25 – 500 МэВ

Первые измерения тензорных поляризационных наблюдаемых были сделаны в Новосибирске, с использованием методики сверхтонкой внутренней мишени: в 1985 г. в эксперименте на ВЭПП-2 измерена компонента  $T_{21}$  [25], а в 1989-90 гг. в эксперименте на ВЭПП-3 измерены компоненты  $T_{20}$ , и  $T_{22}$  [26]. Результаты этих измерений качественно подтверждали теоретические предсказания, но наблюдалось и некоторое различие между экспериментом и расчетами. Поэтому повторное измерение на более высоком уровне точности было крайне желательно и интересно.

Реально в эксперименте изучалась реакция  $d(e, pn)e'$ . Однако, при отборе событий контролировалась близость к нулю суммарного поперечного импульса  $(pn)$ -пары, в этом случае фотон, поглощенный дейтроном, практически реален. Общее выражение для сечения реакции фотодезинтеграции поляризованного дейтрона записывается следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 - T_{11} \frac{\sqrt{3}}{2} P_Z \sin \theta_H \sin \phi_H \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{ZZ} \left[ T_{20} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta_H - 1) - T_{21} \sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\theta_H \cos \phi_H \right. \right. \\ \left. \left. + T_{22} \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta_H \cos 2\phi_H \right] \right\},$$

где  $\sigma_0$  – сечение фотодезинтеграции на неполяризованном дейтроне,  $P_Z$  – степень векторной поляризации мишени,  $P_{ZZ}$  – степень тензорной поляризации мишени,  $\theta_H$  – угол между осью поляризации мишени и импульсом  $\gamma$ -кванта,  $\phi_H$  – угол между плоскостью, содержащей ось поляризации и импульс  $\gamma$ -кванта, и плоскостью, содержащей импульсы  $(pn)$ -пары.

Асимметрия счета детектора  $(pn)$ -пар, связанная с переключением знака  $P_{ZZ}$ , определялась выражением (3).



Для раздельного определения  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  набор статистики производился при трех направлениях оси поляризации мишени (эти направления фиксировались наложением на мишень одного из трех магнитных полей: N0, N1 и N2, см. рис. 6).

Широкоапертурный детектор, регистрирующий на совпадениях (pn)-пары (рис. 5), состоял из двух протонных и двух нейтронных плеч. С помощью дрейфовых камер определялись треки протонов, набор из 3-х сцинтилляционных счетчиков позволял измерять энергию протонов в интервале  $\sim 15 - 300$  МэВ и производить их идентификацию. Для измерения энергии нейтронов применялась времяпролетная методика, в которой использовались большие пластмассовые сцинтилляторы. Координаты пролета нейтронов через детекторы определялись по номеру счетчиков и по времени запаздывания света вдоль них. Для отделения протонов реакции  $d(e, pp)\pi^-e'$  использовались сигналы счетчиков антисовпадений.

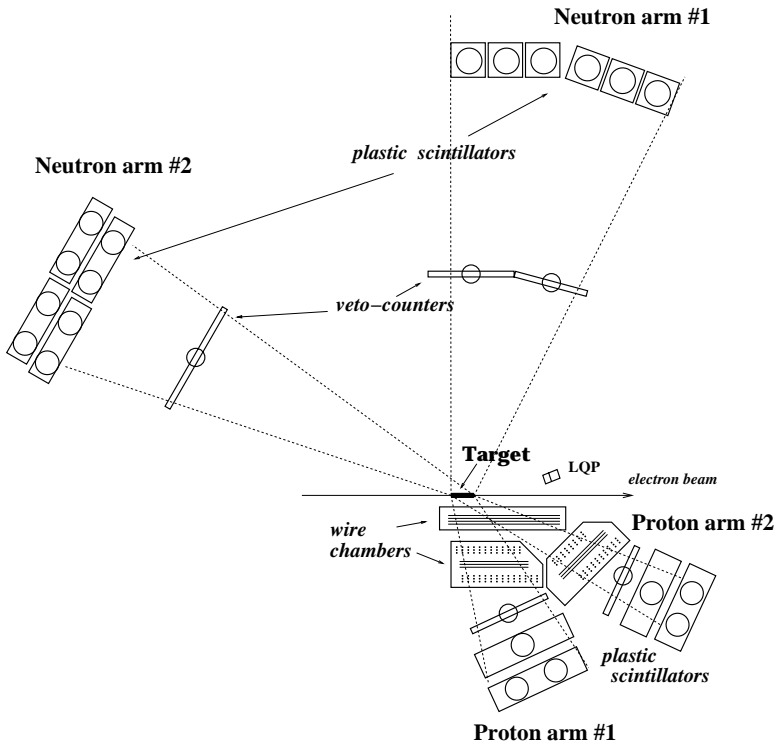


Рис. 6. Схема расположения детекторов протонов и нейтронов в эксперименте по фотодезинтеграции поляризованного дейтрона, вид сбоку.

Отбор событий фотодезинтеграции производился путем наложения ограничений, требующих корреляции азимутальных углов протона и нейтрона, корреляции их полярных углов и их энергий. Отметим, что такие требования приводили не только к отделению различных фоновых событий, но и к отделению событий дезинтеграции дейтрона с углом рассеяния электрона заметно отличающимся от нуля (больше, чем  $\sim 2^0$ ). Количество неотделенных фоновых событий находилось из распределений по  $(\phi_p \phi_n)$  – корреляции, полученных после наложения всех других ограничений, и составляло несколько процентов.

На рис. 7. и рис. 8. приведено сравнение новых данных по  $T_{20}$  и  $T_{22}$  со старыми измерениями. Как видно, новые измерения имеет лучшую точность (особенно для  $T_{20}$ ). Старые и новые данные согласуются в пределах ошибок.

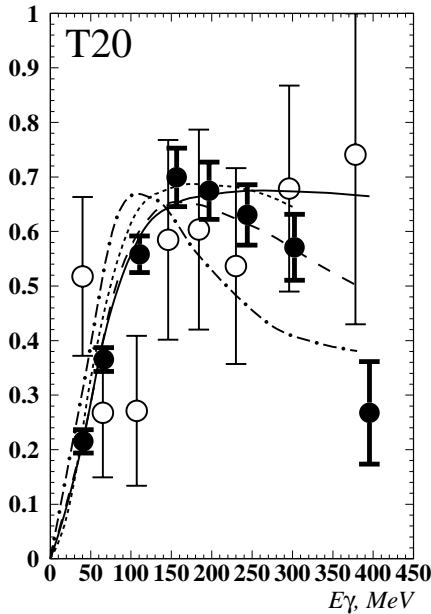


Рис. 7. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$  в зависимости от энергии фотона. Настоящий эксперимент – заполненные кружки, данные из эксперимента [26] – полые кружки. Теоретические предсказания: сплошные линии – из [27], точечные линии – из [28], пунктирные и штрих-пунктирные – из [30], при  $\Lambda = 1.2$  ГэВ и  $\Lambda = 4 m_\pi$  соответственно.

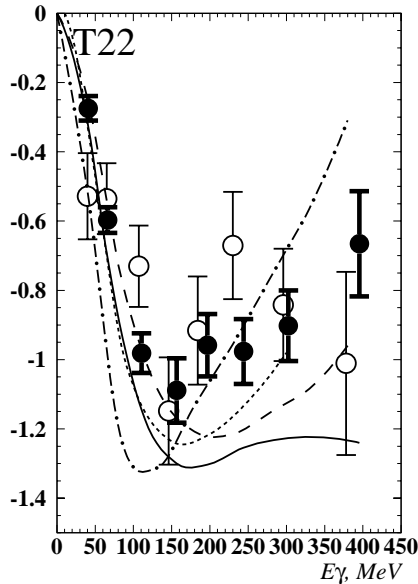


Рис. 8. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{22}$  в зависимости от энергии фотона. Обозначения те же, что на рис. 7.

Для корректного сравнения  $T_{2i}$  с теоретическими предсказаниями мы разбивали события на достаточно мелкие области – "клетки" в плоскости их переменных ( $\theta_p^{cm}$ ,  $E_\gamma$ ), чтобы усреднять расчетные значения с весом в соответствии с числом экспериментальных событий в этих областях.

Предварительные результаты эксперимента – зависимость  $T_{2i}$  от угла вылета протона для различных интервалов энергий фотона, а также теоретические предсказания для этих величин, приведены на рис. 9а – 9д.

Предварительные результаты эксперимента - зависимость  $T_{2i}$  от энергии фотона для различных углов вылета протона, а также теоретические предсказания для этих величин, приведены на рис. 10.

Видно, что по большей части расчеты и данные согласуются друг с другом. Однако, начиная примерно со 100 МэВ, есть систематическое различие для  $T_{20}$  при малых углах  $\theta_p^{cm}$  и для  $T_{22}$  при больших  $\theta_p^{cm}$ . Пока не понятна причина этого различия, но, возможно, более совершенные современные расчеты с учетом запаздывания виртуального пиона [31] обеспечат лучшее соответствие теории и эксперимента.

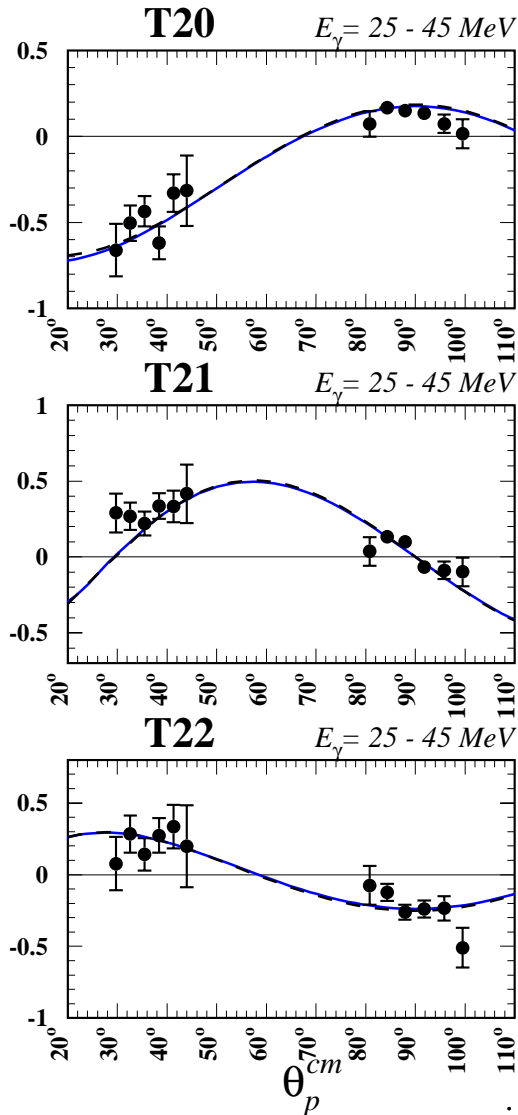


Рис. 9а. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в зависимости от угла вылета протона (точки) в интервалах энергии фотона 25 – 45 MeV. Сплошная кривая – расчет [27], пунктирная – из работы [28].

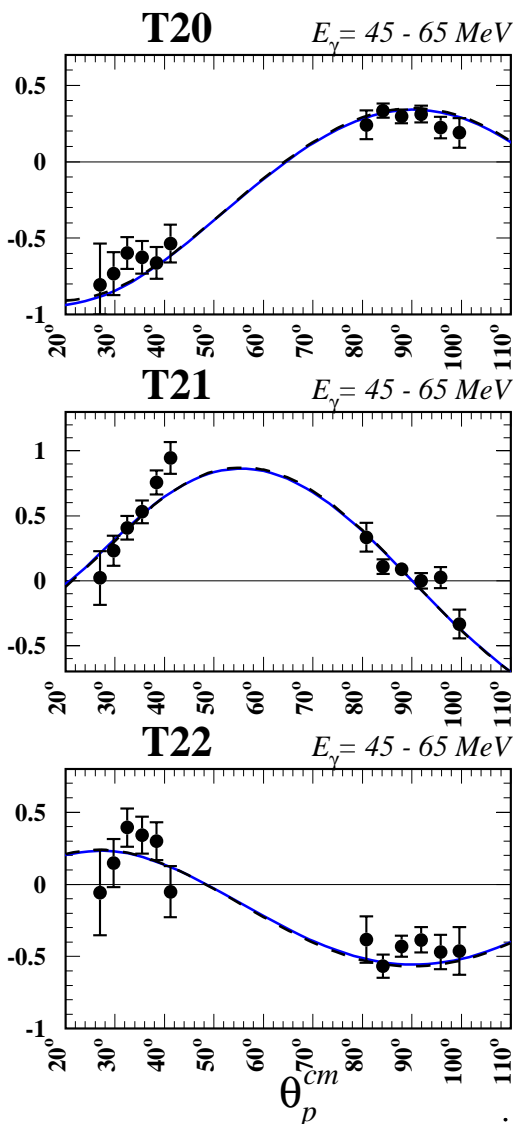


Рис. 96. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в зависимости от угла вылета протона (точки) в интервалах энергии фотона 45 – 65 MeV. Сплошная кривая – расчет [27], пунктирная – из работы [28].

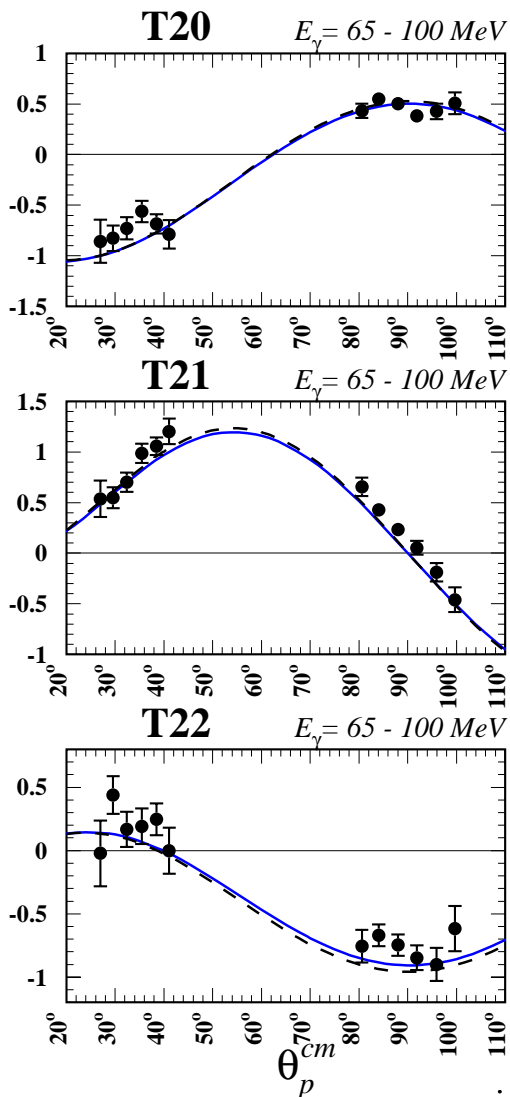


Рис. 9в. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в зависимости от угла вылета протона (точки) в интервалах энергии фотона 65 – 100 MeV. Сплошная кривая – расчет [27], пунктирная – из работы [28].

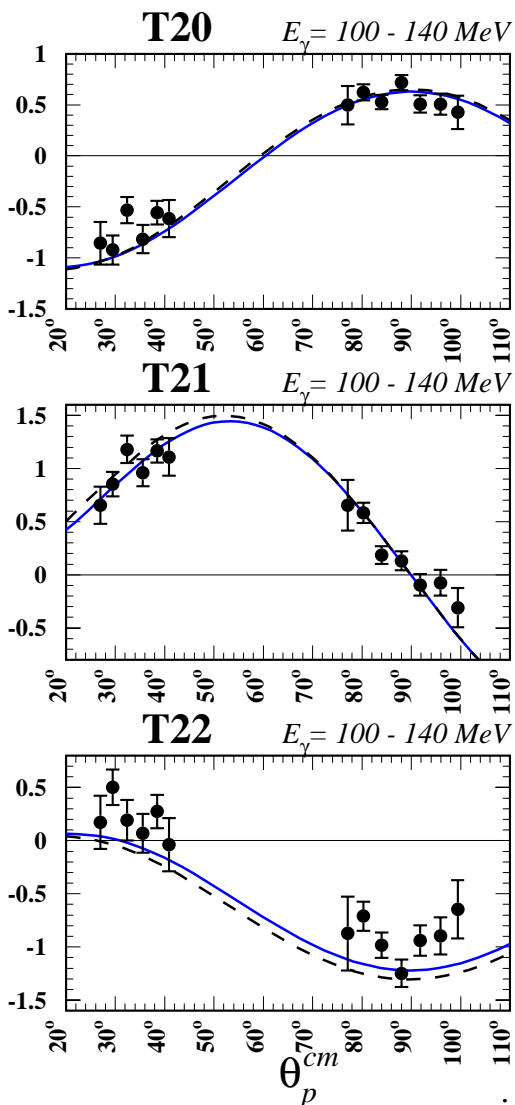


Рис. 9г. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в зависимости от угла вылета протона (точки) в интервалах энергии фотона 100 – 140 MeV. Сплошная кривая – расчет [27], пунктирная – из работы [28].

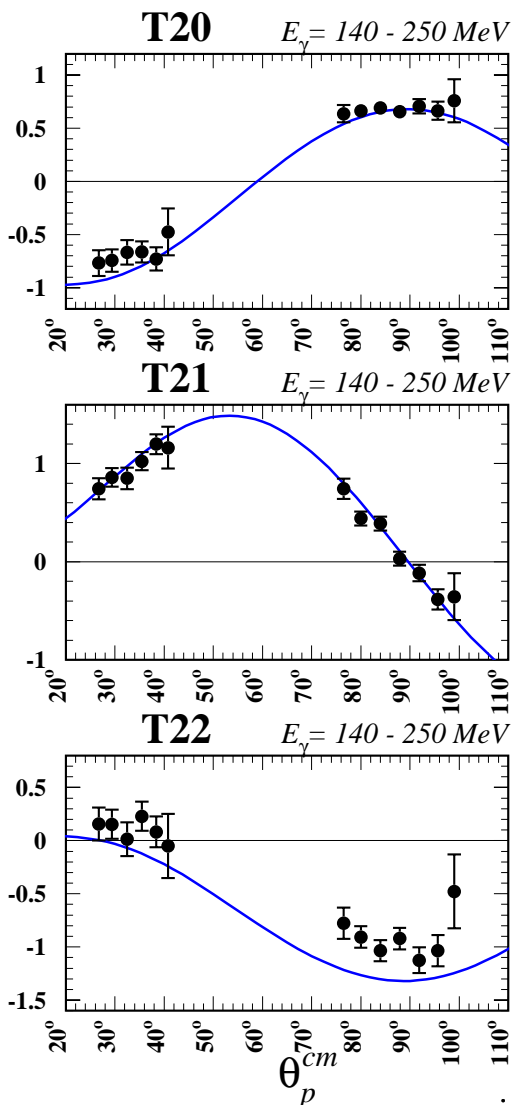


Рис. 9д. Предварительные результаты эксперимента по фотодезинтеграции дейтрона для  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в зависимости от угла вылета протона (точки) в интервалах энергии фотона 140 – 250 MeV. Сплошная кривая – расчет [27].



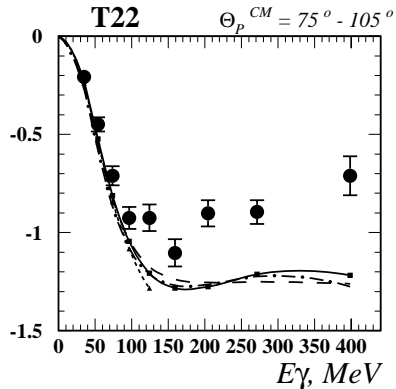
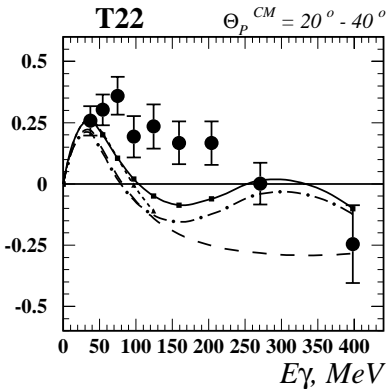
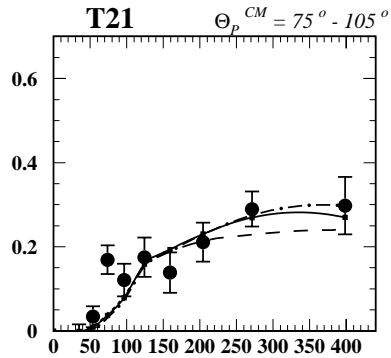
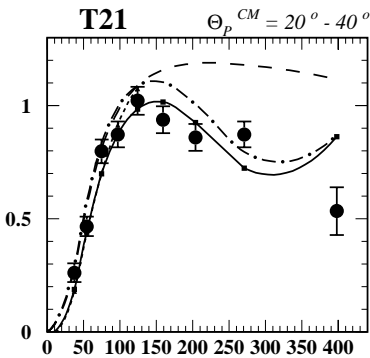
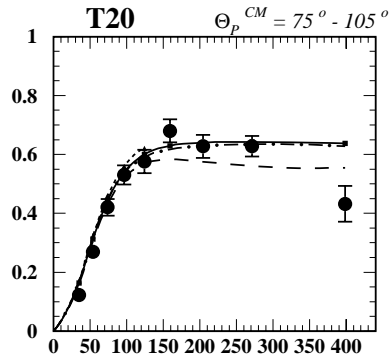
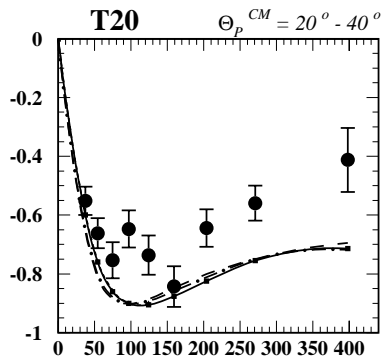


Рис. 10. Предварительные результаты эксперимента для компонент  $T_{2i}$  фотодезинтеграции дейтрона в зависимости от энергии фотона. Теоретические кривые: штриховая – N + MEC из [27], штрихпунктирная – расчет N + MEC + IC из [27], сплошная – полный расчет N + MEC + IC + RC из [27], точечная – полный расчет из [28].

## 5. Заключение

Компоненты тензорной анализирующей способности упругого электрон-дейтронного рассеяния  $T_{20}$  и  $T_{21}$  измерены в области переданного импульса  $8.4 - 21.6 \text{ фм}^2$ . Наши результаты согласуются с результатами, полученными ранее, и улучшают их. Зарядовые формфакторы  $G_C$  и  $G_Q$  определены с использованием полученных нами результатов и данных неполяризованных измерений по  $A$  и  $B$  в важной области переданного импульса, в которой монополярный формфактор проходит через нулевое значение. Сравнение наших данных с некоторыми теоретическими предсказаниями показало, что несколько более предпочтительны релятивистские расчеты, лучше описывающие всю совокупность данных. Тем не менее, как показано в работе [2], некоторые релятивистские расчеты хорошо согласуются с данными по  $T_{20}$ , в то же время дают большой разброс в предсказаниях для  $A$  и  $B$  на фоне малых экспериментальных ошибок этих величин.

Приведены предварительные результаты измерений  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  в области  $E_\gamma = 25 \div 500 \text{ МэВ}$  и углов вылета протонов  $20^\circ \div 40^\circ$  и  $75^\circ \div 105^\circ$  в реакции фотодезинтеграции дейтрона. Необходимо отметить, что, несмотря на то, что реакция фотодезинтеграции изучается много лет, точных данных по тензорным анализирующим способностям до настоящего времени не было. Полученные данные в целом согласуются с известными нам теоретическими предсказаниями, за исключением области  $E_\gamma > 100 \div 200 \text{ МэВ}$  для  $T_{20}$  при малых углах  $\theta_p^{cm}$  и для  $T_{22}$  при больших  $\theta_p^{cm}$ . Для объяснения этих различий, по видимому, необходимы более совершенные расчеты.

Данные работы поддерживались U.S. Department of Energy в рамках контракта W-31-109-ENG-38, U. S. National Science Foundation грантом PHY 9803860, Российским фондом фундаментальных исследований – грантами 01-02-17276, 01-02-16929, 04-02-16434, 05-02-17080, 05-02-17688, 04-02-39007-ГФЕН2004-а, INTAS – грантом 96-0424, Российским министерством образования – грантом 3-110, грантом Е02-3.3-216 и Государственной научно-технической программой Российской Федерации.

## Список литературы

- [1] *M. Garcon and J.W. Van Orden.* Advances in Nucl. Phys., **26**, 293 (2001).
- [2] *R. Gilman and F. Gross.* J. Phys., G **28**, R37 (2002).
- [3] *T.W. Donnelly and A.S. Raskin.* Ann. Phys. (N.Y.) **169**, 247 (1986).
- [4] *M.E. Schulze et al.* Phys. Rev. Lett., **52**, 597 (1984).
- [5] *M.Garcon et al.* Phys. Rev., C **49**, 2516 (1994).
- [6] *D. Abbott et al.* Phys. Rev. Lett., **84**, 5053 (2000).
- [7] *V.F. Dmitriev et al.* Phys. Lett., B **157**, 143 (1985);  
*B.B. Wojtsekhowski et al.* Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **43**, 567 (1986), JETP Lett., **43**, 733 (1986).
- [8] *R. Gilman et al.* Phys. Rev. Lett., **65**, 1733 (1990).
- [9] *M. Ferro-Luzzi et al.* Phys. Rev. Lett., **77**, 2630 (1996).
- [10] *M. Bouwhuis et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3755 (1999).
- [11] *B. Boden et al.* Z. Phys., C **49**, 175 (1991).
- [12] *D.M. Nikolenko et al.*, Phys. Rev. Lett., **90**, 072501 (2003).
- [13] *L.G. Isaeva et al.* Nucl. Instrum. Methods, A **411**, 201 (1998).
- [14] *M.V. Dyug et al.* Nucl. Instrum. Methods., A **495**, 8 (2002).
- [15] *M.V. Dyug et al.* Nucl. Instrum. Methods, A **536**, 338 (2005).
- [16] *D.R. Phillips, S.J. Wallace, and N.K. Devine.* Phys. Rev., C **58** 2261 (2000),  
and D.R. Phillips, private communication.
- [17] *K.P. Coulter et al.* Nucl. Instrum. Methods, A **350**, 423 (1994).
- [18] *R. Gilman et al.* Nucl. Instrum. Methods, A **327**, 277 (1993).
- [19] *J.A.P. Theunissen et al.* Nucl. Instrum. Methods, A **348**, 61 (1994).
- [20] *M. Lacombe et al.* Phys. Lett., B **101**, 2950 (1981).
- [21] *H. Arenhovel, F. Ritz and T. Wilbois.* Phys. Rev., C **61**, 034002 (2000),  
and H. Arenhovel, private communication.
- [22] *R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks and R. Schiavilla.* Phys. Rev., C **51**, 38 (1995).
- [23] *A.F. Krutov and V.E. Troitsky.* hep-ph/0202183, and private communication.
- [24] *D. Abbott et al.* Eur. Phys. J., A **7**, 421 (2000),  
and J. Ball, private communication.
- [25] *M.V. Mostovoy et al.* Phys. Lett., B **189**, 181 (1987).
- [26] *S.I. Mishnev et al.* Phys. Lett., B **302**, 23 (1993).
- [27] *K.-M. Schmitt and H. Arenhovel.* Few Body Systems, **7**, 95 (1989).
- [28] *M.I. Levchuk.* Few Body Systems, **19**, 77 (1995).
- [29] *H. Arenhoevel.* Few-Body Systems, **4** (1988) 55.
- [30] *Yu.P. Melnik and A.V. Shebeko.* PRC, **48** (1993) 23
- [31] *H. Arenhoevel et al.* Mod. Phys. Lett., A **18** (2003) 190.

*С.А. Зеваков, Х. Аренховель, Л.М. Барков, С.Л. Белостоцкий,  
В.В. Вихров, Х. де Врис, Р. Гилман, В.Ф. Дмитриев,  
М.В. Дюг, Л.Г. Исаева, Е.Р. Кинней, Б.А. Лазаренко,  
А.Ю. Логинов, С.И. Мишнев, В.В. Нелюбин, Д.М. Николенко,  
А.В. Осипов, Д.Х. Поттервельд, И.А. Рачек, Р.Ш. Садыков,  
А.А. Сидоров, В.Н. Стибунов, Д.К. Топорков, Р.Д. Холт,  
Ю.В. Шестаков, К.В. де Ягер*

**Упругое и неупругое рассеяние электрона  
на тензорно-поляризованном дейтроне**

*S.A. Zevakov, H. Arenhovel, L.M. Barkov, S.L. Belostotsky,  
V.V. Vikhrov, H. de Vries, R. Gilman, V.F. Dmitriev,  
M.V. Dyug, L.G. Isaeva, E.R. Kinney, B.A. Lazarenko,  
A.Yu. Loginov, S.I. Mishnev, V.V. Nelyubin, D.M. Nikolenko,  
A.V. Osipov, D.H. Potterveld, I.A. Rachek, R.Sh. Sadykov,  
A.A. Sidorov, V.N. Stibunov, D.K. Toporkov, R.J. Holt,  
Yu.V. Shestakov, C.W. de Jager*

**Elastic and inelastic electron scattering  
on tensor polarised deuteron**

ИЯФ 2006-24

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев  
Работа поступила 3.05. 2006 г.

---

Сдано в набор 4.05. 2006 г.

Подписано в печать 5. 05.2006 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 1.7 печ.л., 1.4 уч.-изд.л.

Тираж 125 экз. Бесплатно. Заказ № 24

---

Обработано на IBM PC и отпечатано  
на ротапринтере "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",  
Новосибирск., 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11