ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2015, том 79, № 4, с. 535–540

УДК 539.171.12

ПОИСК ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ *T*-ИНВАРИАНТНОСТИ В СПИНОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ *pd*-РАССЕЯНИЯ

© 2015 г. А. А. Темербаев, Ю. Н. Узиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

E-mail: uzikov@jinr.ru

В работе рассматриваются соотношения, налагаемые *T*-инвариантностью на дифференциальные спиновые наблюдаемые упругого *pd*-рассеяния A_y, P_y, K_x^z, K_z^x, и оценивается степень нарушения этих соотношений при учете *T*-нечетного *P*-четного взаимодействия. Результат сопоставляется с аналогичной оценкой для нуль-тест-эксперимента, в котором планируется измерение интегрального сечения взаимодействия поперечно поляризованных протонов с выстроенными дейтронами. Спиновые наблюдаемые вычисляются в рамках модифицированной теории Глаубера.

DOI: 10.7868/S0367676515040328

ВВЕДЕНИЕ

Дискретные симметрии, связанные с отражением пространства (*P*) и времени (*T*), играют ключевую роль в понимании свойств фундаментальных взаимодействий. Нарушение *CP*-инвариантности (или *T*-инвариантности при условии *CPT*-симметрии) необходимо для объяснения барионной асимметрии Вселенной [1]. В то же время в барионных системах эффекты нарушения *T*-инвариантности не обнаружены, и в настоящее время имеются только ограничения на величину верхнего предела такого нарушения из экспериментов по измерению электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона и нейтральных атомов, а также ряда других экспериментов (см., например, обзор [2]). Обнаружение ненулевого ЭДМ будет свидетельствовать об одновременном нарушении *T*-инвариантности и *P*-четности и в рамках стандартной модели может быть связано с θ-членом лагранжиана квантовой хромодинамики.

Наряду с такого рода эффектами интерес представляет также поиск эффектов, в которых *T*-инвариантность нарушается, но *P*-четность сохраняется (TVPC) [3]. Это неинвариантное относительно обращения времени (*T*-нечетное), но сохраняющее пространственную четность (*P*-четное) и аромат взаимодействие не возникает на фундаментальном уровне в стандартной модели, но может быть сгенерировано слабыми радиационными поправками к *T*-нечетному *P*-нечетному взаимодействию. В этом случае, однако, величина соответствующих наблюдаемых ожидается настолько малой, что они не могут быть измерены при современном состоянии техники эксперимента [2], поэтому поиск TVPC-взаимодействия в ядерных экспериментах фактически означает поиск физики вне рамок стандартной модели.

Обычно величина TVPC-эффектов формулируется в терминах отношения матричных элементов переходов с нарушением *T*-инвариантности и сохранения *P*-четности к матричным элементам сильного взаимодействия α_T. Теоретические оценки, основывающиеся на существующих экспериментальных ограничениях на ЭДМ нейтрона и атомов, дают очень разные ограничения на величину TVPC-эффектов в зависимости от сценария генерации ЭДМ, который остается неизвестным. При одном сценарии ограничение оказывается очень сильным [4, 5]. Из другого возможного сценария [5] следует, что ЭДМ не приводит к ограничениям на TVPC. В рамках этого второго сценария ограничения на TVPC могут быть получены только из прямого поиска TVPC-эффектов и оказываются довольно слабыми. Соответствующие результаты основываются на изучении детального баланса в ядерных реакциях [6] ($\alpha_T < 2 \cdot 10^{-3}$ [7]), пятимерных корреляций во взаимодействии поляризованных нейтронов с выстроенными ядрами ($\alpha_T \leq 7.1 \cdot 10^{-4}$) [8], нарушения зарядовой симметрии в np-рассеянии ($\alpha_T \leq 8 \cdot 10^{-5}$) [9]. Относительная слабость имеющихся экспериментальных ограничений на величину TVPC эффектов дает основание надеяться на то, что эти эффекты могут быть обнаружены на уровне отношения матричных элементов порядка $\alpha_T \sim 10^{-6}$ [10]. Такое ограничение на величину TVPC-сигнала предполагается получить в эксперименте [10], планируемом на COSY, по измерению интегрального сечения взаимодействия поперечно поляризованных протонов с тензорно поляризованными дейтронами при энергии пучка 135 МэВ.

В данной работе мы рассматриваем соотношения, налагаемые *T*-инвариантностью на диффе-

ренциальные спиновые наблюдаемые упругого pd-рассеяния A_y, P_y, K_i^j, и оцениваем степень нарушения этих соотношений при учете T-нечетных P-четных эффектов в зависимости от величины феноменологических констант, определяющих интенсивность этих взаимодействий [11]. Для расчета спиновых наблюдаемых упругого pd-рассеяния используется теория Глаубера. Соответствующий спиновый формализм упругого pd-рассеяния для T-четных и P-четных NN-взаимодействий недавно развит в работе [12]. Этот формализм включает полную спиновую зависимость элементарных спиновых амплитуд pN-рассеяния, а также S- и D-компоненты волновой функции дейтрона. Мы развиваем далее этот формализм и применяем его для расчета коэффициентов передачи поляризации и поляризации частиц в конечном состоянии, а также учитываем вклад T-нечетных P-четных NN-взаимодействий. Влияние T-нечетных P-четных вкладов на соотношения T-инвариантности между дифференциальными наблюдаемыми A_y, P_y, K_i^j сопоставляется с соответствующим вкладом в нуль-тест-наблюдаемую [3], которую планируется измерить в эксперименте [10].

1. ФОРМАЛИЗМ ИНВАРИАНТНЫХ СПИНОВЫХ АМПЛИТУД

Амплитуда перехода $pd \to pd$ может быть записана в виде [13]

$$\langle p'\mu', d\lambda' | T | p\mu, d\lambda \rangle = \varphi_{\mu'}^{+} e_\beta^{(\lambda')*} T_{\beta\alpha}(\vec{p}, \vec{p}, \vec{\sigma}) e_\alpha^{(\lambda)} \varphi_\mu, \quad (1)$$

где φ_μ ($\varphi_{\mu'}$) – паулиевский спинор начального (конечного) протона в состоянии с проекцией спина на ось квантования μ (μ'), $e_\alpha^{(\lambda)}$ ($e_\beta^{(\lambda')}$) – вектор поляризации начального d (конечного d') дейтрона в состоянии с проекцией спина λ (λ'), $T_{\beta\alpha}$ – тензор второго ранга (β, $\alpha = x, y, z$), каждый элемент которого зависит от начального ($\vec{p}$) и конечного ($\vec{p}'$) импульса протона и содержит матрицы Паули $\vec{\sigma}$, т.е. является оператором, действующим в спиновом пространстве состояний налетающего протона. При условии выполнения вращательной инвариантности и инвариантности относительно инверсии пространственных координат матричный элемент (1) в общем случае содержит 18 инвариантных амплитуд.

В системе координат с осями $OX \uparrow\uparrow \vec{q}$, $OZ \uparrow\uparrow \vec{k}$, $OY \uparrow\uparrow \vec{n}$, где $\hat{\vec{q}} = (\vec{p} - \vec{p}')/|(\vec{p} - \vec{p}')|$, $\hat{\vec{k}} = (\vec{p} + \vec{p}')/|(\vec{p} + \vec{p}')|$, $\hat{\vec{n}} = [\vec{k} \times \vec{q}]/|[\vec{k} \times \vec{q}]|$ находим для тензора $T_{\beta\alpha}$ в самом общем не зависящем от конкретной динамики случае:

$$\begin{gathered} T_{xx} = M_1 + M_2\sigma_y, \quad T_{xy} = M_7\sigma_z + M_8\sigma_x, \\ T_{xz} = M_9 + M_{10}\sigma_y, \quad T_{yx} = M_{13}\sigma_z + M_{14}\sigma_x, \\ T_{yy} = M_3 + M_4\sigma_y, \quad T_{yz} = M_{11}\sigma_x + M_{12}\sigma_z, \\ T_{zx} = M_{15} + M_{16}\sigma_y, \quad T_{zy} = M_{17}\sigma_x + M_{18}\sigma_z, \\ T_{zz} = M_5 + M_6\sigma_y, \end{gathered} \quad (2)$$

где σ_x, σ_y, σ_z – матрицы Паули, а M_i ($i = 1,\ldots,18$) – комплексные амплитуды, определяемые динамикой процесса.

Инвариантность относительно операции обращения времени $t \to -t$ (при одновременной перестановке местами начальных и конечных состояний) приводит к следующему требованию:

$$T_{\beta\alpha}(\vec{p}, \vec{p}', \vec{\sigma}) = T_{\alpha\beta}(-\vec{p}', -\vec{p}, -\vec{\sigma}). \quad (3)$$

В используемой системе координат требование T-инвариантности сводится к соотношениям [14]

$$\begin{gathered} M_{13} = -M_7, \quad M_{14} = M_8, \quad M_{15} = -M_9, \\ M_{16} = -M_{10}, \quad M_{17} = -M_{11}, \quad M_{18} = M_{12}. \end{gathered} \quad (4)$$

Такой же результат получается в системе координат с $OZ \uparrow\uparrow (\vec{p} - \vec{p}')$ [13, 14].

В работе [12] общая спиновая структура оператора перехода $pd \to pd$ записана в ином представлении. При этом оператор перехода $pd \to pd$ с учетом только P-инвариантности может быть представлен в виде

$$\begin{gathered} M = (A_1 + A_2\vec{\sigma}\hat{\vec{n}}) + (A_3 + A_4\vec{\sigma}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{q}})^2 + (A_5 + A_6\vec{\sigma}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{n}})^2 + A_7(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}})(\vec{S}\hat{\vec{k}}) + \\ + A_8(\vec{\sigma}\hat{\vec{q}})\left[(\vec{S}\hat{\vec{q}})(\vec{S}\hat{\vec{n}}) + (\vec{S}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{q}})\right] + (A_9 + A_{10}\vec{\sigma}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{n}}) + A_{11}(\vec{\sigma}\hat{\vec{q}})(\vec{S}\hat{\vec{q}}) + \\ + A_{12}(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}})\left[(\vec{S}\hat{\vec{k}})(\vec{S}\hat{\vec{n}}) + (\vec{S}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{k}})\right] + \\ + (T_{13} + T_{14}\vec{\sigma}\hat{\vec{n}})\left[(\vec{S}\hat{\vec{k}})(\vec{S}\hat{\vec{q}}) + (\vec{S}\hat{\vec{q}})(\vec{S}\hat{\vec{k}})\right] + T_{15}(\vec{\sigma}\hat{\vec{q}})(\vec{S}\hat{\vec{k}}) + T_{16}(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}})(\vec{S}\hat{\vec{q}}) + \\ + T_{17}(\vec{\sigma}\hat{\vec{k}})\left[(\vec{S}\hat{\vec{q}})(\vec{S}\hat{\vec{n}}) + (\vec{S}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{q}})\right] + T_{18}(\vec{\sigma}\hat{\vec{q}})\left[(\vec{S}\hat{\vec{k}})(\vec{S}\hat{\vec{n}}) + (\vec{S}\hat{\vec{n}})(\vec{S}\hat{\vec{k}})\right], \end{gathered} \quad (5)$$

где $\vec{S}$ – спиновый оператор дейтрона-мишени; $\vec{q}$-переданный 3-импульс; A_i – инвариантные амплитуды ($i = 1,\ldots,12$), введенные в [12] для случая P- и T-инвариантных взаимодействий. При инверсии пространственных координат $\vec{r} \to -\vec{r}$ имеем $\vec{k} \to -\vec{k}$, $\vec{q} \to -\vec{q}$, $\vec{n} \to \vec{n}$, $\vec{\sigma} \to \vec{\sigma}$, $\vec{S} \to \vec{S}$. При

операции обращения времени $t \to -t$ и одновременной перестановке начального и конечного состояний импульсы $\vec{q}$, $\vec{n}$, $\vec{k}$ и операторы спинов преобразуются следующим образом: $\vec{k} \to -\vec{k}$, $\vec{q} \to \vec{q}$, $\vec{n} \to -\vec{n}$, $\vec{\sigma} \to -\vec{\sigma}$, $\vec{S} \to -\vec{S}$. Используя эти свойства, находим из выражения (5), что операторные выражения перед амплитудами T_i $(i = 13,...18)$ являются T-нечетными, и, следовательно, эти амплитуды не равны нулю только в случае нарушения T-инвариантности. Аналогично находим, что амплитуды A_i $(i = 1,...,12)$ являются T- и P-инвариантными.

Можно показать, что амплитуды M_i выражаются в виде следующих линейных комбинаций амплитуд A_i:

$$\begin{gathered} M_1 = A_1 + A_5, \quad M_2 = -(A_2 + A_6), \quad M_3 = A_1 + A_3, \\ M_4 = A_2 - A_4, \quad M_5 = A_1 + A_5 + A_3, \\ M_6 = -(A_2 + A_4 + A_6), \quad M_7 = -iA_7, \quad M_8 = A_8, \\ M_9 = -iA_9, \quad M_{10} = iA_{10}, \quad M_{11} = -iA_{11}, \\ M_{12} = A_{12}, \quad M_{13} = iA_7, \quad M_{14} = A_8, \quad M_{15} = iA_9, \\ M_{16} = -iA_{10}, \quad M_{17} = iA_{11}, \quad M_{18} = A_{12}. \end{gathered} \tag{6}$$

Очевидно, что инвариантные амплитуды (6), в которых A_i $(i = 1,...,12)$ взяты из работы [12], удовлетворяют требованиям T-инвариантности (4).

При учете нарушающих T-инвариантность членов $T_{13},...,T_{18}$ к каждой из инвариантных амплитуд M_i $(i = 1,..., 18)$ аддитивно добавляется дополнительный член, который здесь обозначается как M_i^{TV}. Можно показать, что эти дополнительные члены имеют следующий вид:

$$\begin{gathered} M_1^{TV} = M_2^{TV} = M_3^{TV} = M_4^{TV} = M_5^{TV} = M_6^{TV} = 0, \\ M_7^{TV} = iT_{17}, \quad M_8^{TV} = iT_{15}, \quad M_9^{TV} = T_{13}, \quad M_{10}^{TV} = -T_{14}, \\ M_{11}^{TV} = 0, \quad M_{12}^{TV} = iT_{16}, \quad M_{13}^{TV} = -T_{17}, \quad M_{14}^{TV} - iT_{15}, \\ M_{15}^{TV} = T_{13}, \quad M_{16}^{TV} = -T_{14}, \quad M_{17}^{TV} = -T_{18}, \quad M_{18}^{TV} = 0. \end{gathered} \tag{7}$$

Таким образом, полная амплитуда M_i^T с T-инвариантными и T-неинвариантными вкладами имеет вид

$$M_i^T = M_i + M_i^{TV}, \tag{8}$$

где M_i — T-инвариантные амплитуды, приведенные в формулах (6).

2. СООТНОШЕНИЯ T-ИНВАРИАНТНОСТИ МЕЖДУ СПИНОВЫМИ НАБЛЮДАЕМЫМИ

Получим выражения для векторной анализирующей способности A_y^p процесса $\vec{p} + d \to p + d$ с поляризованным начальным протоном и поляризации конечного протона P_y^p в процессе $p + d \to \vec{p} + d$ с неполяризованными начальными частицами:

$$\begin{gathered} A_y^p = TrM\sigma_y M^+ \big/ TrMM^+ = \\ = \frac{2}{\sum_{i=1}^{18} |M_i|^2} [Re(M_1M_2^* + M_9M_{10}^* + M_3M_4^* + M_{15}M_{16}^* + M_5M_6^*) - \\ - Im(M_8M_7^* + M_{14}M_{13}^* + M_{11}M_{12}^* + M_{17}M_{18}^*)]. \end{gathered} \tag{9}$$

$$\begin{gathered} P_y^p = TrMM^+\sigma_y \big/ TrMM^+ = \\ = \frac{2}{\sum_{i=1}^{18} |M_i|^2} [Re(M_1M_2^* + M_9M_{10}^* + M_3M_4^* + M_{15}M_{16}^* + M_5M_6^*) + \\ + \mathrm{Im}(M_8M_7^* + M_{14}M_{13}^* + M_{11}M_{12}^* + M_{17}M_{18}^*)]. \end{gathered} \tag{10}$$

В этих выражениях надо совершить подстановку $M_i \to M_i^T$, если учесть нарушающие T-инвариантность вклады (7). Сравнивая эти выражения между собой, находим, что они отличаются знаком выражения, представляющего мнимую часть от одной и той же билинейной комбинации инвариантных амплитуд. Применяя требование T-инвариантности (6), немедленно получаем известное соотношение [15]

$$P_y^p = A_y^p. \tag{11}$$

Для векторной анализирующей способности A_y^d реакции с векторно поляризованным дейтроном $p + \vec{d} \to p + d$ и векторной поляризации конечного дейтрона P_y^d в реакции $p + d \to p + \vec{d}$ выполняется аналогичное соотношение $P_y^d = A_y^d$.

Рассмотрим коэффициенты передачи поляризации K_x^z и K_z^x. Используя формализм инвариантных спиновых амплитуд (2), мы можем показать, что в системе координат с осью OZ, направленной вдоль вектора $\vec{p} + \vec{p}'$, при выполнении условий T-инвариантности (4) выполняются следующие

соотношения между коэффициентами передачи поляризации:

$$\begin{aligned} K_x^z(p \to p) &= -K_z^x(p \to p), \\ K_x^z(p \to d) &= -K_z^x(d \to p), \\ K_x^z(d \to p) &= -K_z^x(p \to d), \\ K_x^z(d \to d) &= -K_z^x(d \to d). \end{aligned} \tag{12}$$

3. УЧЕТ *T*-НЕЧЕТНЫХ *P*-ЧЕТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В общем случае *T*-нечетные *P*-четные *NN*-взаимодействия содержат 18 различных операторов [11]. Для оценки степени нарушения соотношений (11), (12) рассмотрим только три типа взаимодействий, исследовавшихся в работе [16]:

$$\begin{aligned} t_{pN} &= h_p[(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})(\vec{\sigma}_p\cdot\vec{q}) + (\vec{\sigma}_p\cdot\vec{p})(\vec{\sigma}\cdot\vec{q}) - (\vec{\sigma}_p\cdot\vec{\sigma})(\vec{p}\cdot\vec{q})] + \\ &+ g_p[\vec{\sigma}\times\vec{\sigma}_p]\cdot[\vec{q}\times\vec{p}] + g_p^{'}(\vec{\sigma}-\vec{\sigma}_p)\cdot i[\vec{q}\times\vec{p}][\vec{\tau}_p\times\vec{\tau}_N]_z + (p \leftrightarrow n). \end{aligned} \tag{13}$$

В рамках феноменологических потенциалов мезонных обменов g'-член соответствует обмену ρ-мезоном, h-член отвечает обмену аксиально-векторным мезоном. В приближении однократного рассеяния с учетом *S*- и *D*-волн дейтрона находим следующие выражения для *T*-нечетных амплитуд:

$$\begin{aligned} T_{15} &= [S_0^{(0)}(q/2) + \frac{1}{\sqrt{8}}S_2^{(1)}(q/2)](h_n + g_n + h_p + g_p), \\ T_{16} &= [S_0^{(0)}(q/2) - \frac{1}{\sqrt{2}}S_2^{(1)}(q/2)](g_n - h_n + g_p - h_p), \end{aligned} \tag{14}$$

где $S_0^{(0)}$ и $S_2^{(1)}$ – упругие формфакторы дейтрона, отвечающие *S*- и *D*-волнам соответственно в обозначениях работы [12]. Член с перезарядкой g' не дает вклада в приближении однократного рассеяния, так как матричный элемент от изоспинового оператора для этого перехода обращается в нуль. Остальные *T*-нечетные амплитуды для рассматриваемого механизма обращаются в нуль: $T_{13} = T_{14} = T_{17} = T_{18} = 0$.

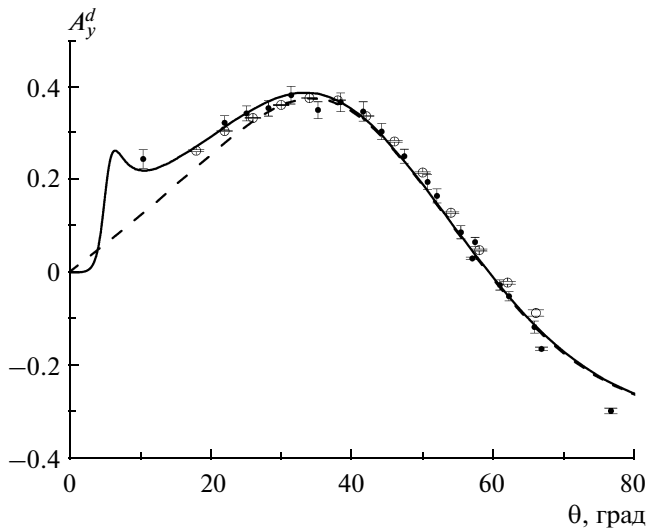

Рис. 1. Векторная анализирующая способность A_y^d процесса $pd \to pd$ при энергии протонного пучка 135 МэВ в зависимости от угла рассеяния в системе центра масс. Кривые – результаты наших расчетов без учета кулоновского рассеяния (штриховые) и с его учетом (сплошные). Экспериментальные данные – из работ [22] (светлые точки) и [23] (темные).

3.1. Полное зависящее от спина сечение

Для полного сечения можно получить следующее выражение с помощью оптической теоремы при учете зависимости от спина [17–19]:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \sigma_0 + \sigma_1\vec{p}^{\,p}\cdot\vec{p}^{\,d} + \\ &+ \sigma_2(\vec{p}^{\,p}\cdot\hat{\vec{k}})(\vec{p}^{\,d}\cdot\hat{\vec{k}}) + \sigma_3 P_{zz} + \tilde{\sigma}p_y^p P_{xz}, \end{aligned} \tag{15}$$

где $\vec{p}^{\,p}$ ($\vec{p}^{\,d}$) – вектор поляризации начального протона (дейтрона), P_{zz} и P_{xz} – тензорные поляризации дейтрона. Первые четыре сечения σ_i ($i = 0,1,2,3$) не равны нулю только для *T*-четного *P*-четного взаимодействия. Последний член в (17) появляется только при включении *T*-нечетных *P*-четных вкладов в амплитуду перехода. Этот член представляет собой нуль-тест-сигнал нарушения *T*-инвариантности при наличии *P*-инвариантости. Измерение соответствующего этому члену сечения $\tilde{\sigma}$ является целью эксперимента TRIC [10]. Мы можем показать, что ненулевой результат для $\tilde{\sigma}$ получается только при учете механизма двукратного рассеяния [19].

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные расчеты дифференциальных спиновых наблюдаемых выполнены здесь при энергии планируемого эксперимента [10], что составляет 135 МэВ. Спиновые амплитуды упругого *pN*-рассеяния взяты из данных [20], а волновая функция дейтрона отвечает *NN*-потенциалу CD Bonn [21]. Результаты наших численных расчетов для неполяризованного сечения, векторных анализирующих способностей, а также коэффициентов спиновой корреляции при 135 МэВ и 250 МэВ находятся в разумном согласии с имеющимися экспериментальными данными при малых углах рассеяния ($\theta_{cm} < 30°$) и/или результатами фаддеевских расчетов [22, 23]. Ре-

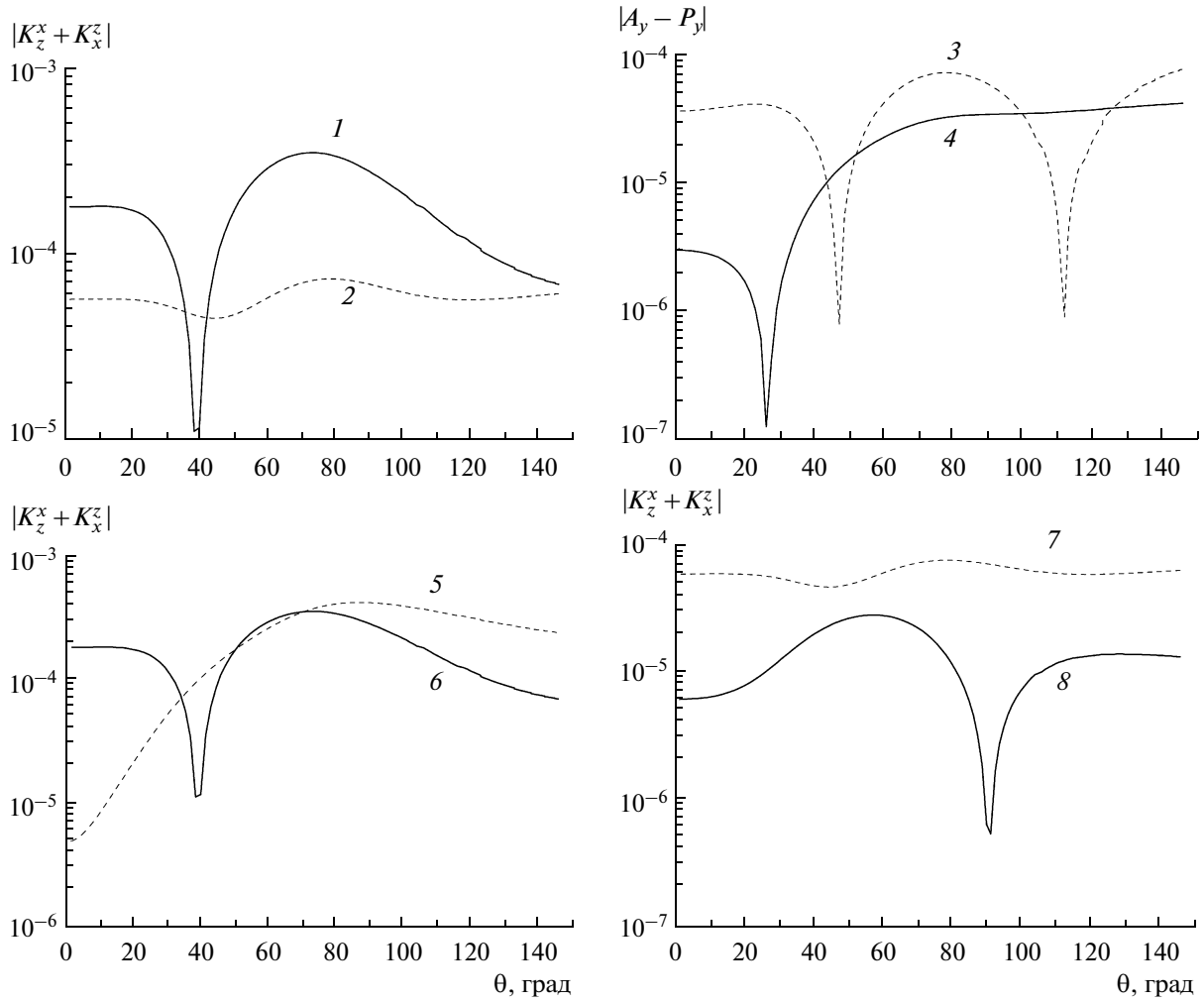

Рис. 2. Результаты расчетов соотношений $\left|A_y^p - P_y^p\right|$, $\left|A_y^d - P_y^d\right|$, $\left|K_x^z + K_z^x\right|$: $\left|K_x^z(p \to d) + K_z^x(d \to p)\right|$ – (кривая *1*), $\left|K_z^x(p \to d) + K_x^z(d \to p)\right|$ – (*2*); $\left|A_y^p - P_y^p\right|$ – (*3*); $\left|A_y^d - P_y^d\right|$ – (*4*); $\left|K_x^z(p \to p) + K_z^x(p \to p)\right|$ – (*5*); $\left|K_x^z(p \to d) + K_z^x(d \to p)\right|$ – (*6*); $\left|K_z^x(p \to d) + K_x^z(d \to p)\right|$ – (*7*); $\left|K_x^z(d \to d) + K_z^x(d \to d)\right|$ – (*8*). Интенсивность взаимодействий $h_p = h_n$, $g_p = g_n$ выбрана такой, что $\tilde{\sigma}/\sigma_0 = 10^{-6}$.

зультат расчетов векторной анализирующей способности A_y^d показан на рис. 1 в сравнении с экспериментальными данными [22, 23].

При учете *T*-нечетных *P*-четных взаимодействий (15) константы h и g выбраны такими, чтобы абсолютная величина полного сечения $\tilde{\sigma}$ (нуль-тест-сигнал эксперимента [10]) взаимодействия поперечно поляризованных протонов с тензорно поляризованными дейтронами была на пределе возможностей эксперимента TRIC: $\tilde{\sigma}/\sigma_0 = 10^{-6}$. Результаты расчетов для величин $\left|A_y^p - P_y^p\right|$, $\left|A_y^d - P_y^d\right|$, $\left|K_x^z + K_z^x\right|$ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что в передней полусфере ($\theta_{cm} < 50°$) максимальная величина нарушения соотношений *T*-инвариантности при выбранном значении константы h по порядку величины составляет $2–3 \cdot 10^{-4}$ для $\left|K_x^z(p \to d) + K_z^x(d \to p)\right|$, примерно на порядок ниже для разности $\left|A_y^p - P_y^p\right| \sim 3 \cdot 10^{-5}$ и еще ниже для остальных из рассмотренных соотношений. Таким образом, величина $\left|K_x^z(p \to d) + K_z^x(d \to p)\right|$ почти на два порядка величины больше, чем $\tilde{\sigma}/\sigma_0$. Тем не менее нуль-тест-наблюдаемая $\tilde{\sigma}$ может быть измерена в одном и том же эксперименте, в то время как для измерения величин $\left|A_y^p - P_y^p\right|$ или $\left|K_x^z(pd) + K_z^x(dp)\right|$, требуется выполнить два и более сложных поляризационных эксперимента с измерением поляризации конечных частиц. Существует точка зрения [10], что нуль-

тест-эксперимент позволит получить более строгое ограничение на величину TVPC-эффектов, чем эксперименты по измерению передачи поляризации или разности $\left|A_y^p - P_y^p\right|$. Однако без анализа конкретных условий экспериментов нельзя заранее отдать предпочтение какому-либо одному из них.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные расчеты характеристик упругого *pd*-рассеяния с *T*-четными *P*-четными *NN*-силами и сравнение с экспериментальными данными показывают, что глауберовский формализм позволяет с разумной (ядерной) точностью описывать спиновые наблюдаемые этого процесса при довольно низких энергиях ~100 МэВ, при которых планируется проведение нуль-тест-эксперимента по проверке *T*-инваринтности [10]. Это дает основание учитывать влияние *T*-нечетных вкладов в рамках данного формализма наряду с сильным *NN*-взаимодействием. Поиск эффектов нарушения *T*-инвариантности в дифференциальных (билинейных по амплитуде перехода M_{fi}) наблюдаемых имеет свои достоинства и недостатки по сравнению с интегральным сечением (линейная по M_{fi} наблюдаемая).

Недостаток состоит в том, что имеет место интерференция *T*-нечетной части амплитуды с доминирующей *T*-четной ее частью, которая в общем случае известна с точностью, значительно меньшей, чем того требует задача выделения *T*-нечетных эффектов на фоне *T*-четных вкладов. Преимущество же заключается в том, что для специальных наблюдаемых, входящих в строгие соотношения, диктуемые *T*-инвариантностью, эта интерференция может значительно усилить эффекты, обусловленные нарушением *T*-инвариантности. При этом оказывается несущественным тот факт, что сама по себе *T*-четная амплитуда известна недостаточно точно. Как показывают проведенные здесь расчеты, для коэффициентов передачи поляризации в упругом *pd*-рассеянии усиление *T*-нечетных эффектов за счет интерференции с сильной частью амплитуды упругого рассеяния может достигать двух порядков величины.

Мы признательны Д. Еверсхайму и Ю. Вальдау за обсуждение эксперимента TRIC.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сахаров А.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
2. *Беда А.Г., Ской В.Р.* // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 1477.
3. *Conzett H.E.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 423.
4. *Haxton W.C., Höring A., Musolf M.J.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 3422.
5. *Kurylov A., McLaughlin G.C., Ramsey-Musolf M.J.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. 076007.
6. *Blanke E., Driller H., Glockle W. et al.* // Phys.Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 355.
7. *French J.B., Kota V.K.B.,Pandey A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2313.
8. *Huffman P.R., Roberson N.R., Wilburn W.S. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2684.
9. *Simonius M.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4163.
10. *Eversheim P.D., Lorentz B., Valdau Yu. – spokespersons* // COSY Proposal N 215. http://apps.fz-juelich.de/pax/paxwiki/index.php/Test_of_Time_Reversal_Invariance_at_COSY_(TRIC)
11. *Herczeg P.* // Nucl. Phys. 1966. V. 75. P. 655.
12. *Platonova M.N., Kukulin V.I.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. 014004.
13. *Кондратюк Л.А., Лев Ф.М., Шевченко Л.В.* // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1208; *Kondratyuk L.A., Lev F.M., Schevchenko L.V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V. 33. P. 642.
14. *Узиков Ю.Н.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 1405; *Uzikov Yu.N.* // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 583.
15. *Ohlsen G.* // Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P. 717.
16. *Beyer M.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 560. P. 895.
17. *Uzikov Yu.N., Haidenbauer J.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. 024617.
18. *Uzikov Yu.N., Haidenbauer J.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. 054003.
19. *Temerbayev A.A., Uzikov Yu.N.* // Proc. XV Adv. Res. Work. High Energy Spin Physics (DSPIN-13).(Dubna, JINR, 2014). P. 151.
20. *Arndt R.A., Briscoe W.J., Strakovsky I.I. and Workman R.L.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. 025209. База данных SAID доступна на сайте http://gw-dac.phys.gwu.edu
21. *Machleidt R.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 024001.
22. *Sekiguchi K., Sakai H., Witala H. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. 034003.
23. *von Przewoski B., Meyer H.O., Balewski J.T. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. 064003.