МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА»

Кафедра физики элементарных частиц

Дискретные симметрии в физике ядер и элементарных частиц

Курсовая работа
Вдовиной Ю.А.

Научный руководитель:
профессор _____ Узиков Ю.Н.

Москва, 2024

Содержание

1 Введение **1**

2 Подходы к обнаружению источников асимметрии **1**

3 TVPC (Time-invariance violating P-parity conserving NN intercations) **2**

3.1 Нуль-тест двойной поляризации p-d и 3He-d-рассеяния 3

4 Определение амплитуды с помощью Теории Глаубера **4**

5 Экспериментальные результаты **6**

6 Заключение **8**

Список литературы **9**

1 Введение

Барионная асимметрия Вселенной — наблюдаемое преобладание в видимой части Вселенной вещества над антивеществом. Первым на это явление обратил внимание А. Д. Сахаров. В статье 1967 года он сформулировал необходимые условия для наличия барионной асимметрии: Нарушение закона сохранения барионного заряда (неравенство суммарногго барионного заряда нулю); Нарушение на ранних этапах формирования Вселенной термодинамического равновесия. Нарушение C- и CP-симметрии (или же нарушение T- симметрии при CPT- симметрии). Фактически, эти условия заложены в стандартную модель фундаментальных взаимодействий. Однако, количественно наблюдаемая барионная ассиметрия оказывается куда больше, чем можно получить из стандартной модели фундаментальных взаимодействий.

$$\eta_{exp} = \frac{n_B - n_{\overline{B}}}{\gamma} \sim 10^{-10} >> \eta_{SM} \sim 10^{-19}$$

Таким образом, начался поиск нового источника CP- асиметрии.

2 Подходы к обнаружению источников асимметрии

Предположительными дополнительными источниками могут быть связаны с:

- Постоянный электрический дипольный момент (EDM) в нейтральных частицах;

- Сектор нейтрино, δ_{CP} фаза в матрице Понтекорво — Маки — Накагавы — Сакаты (PMNS-матрица);

- T-нарушающий P- сохраняющий эффект (TVPC)

Прямые поиски EDM заряженных частиц и ядер возможны только в накопителях (COSY, NICA). После успешных исследований коллаборации JEDI на синхротроне COSY, на переднем плане в этой области находится поиск EDM протона в электростатическом накопителе с замороженным спином протона на магической энергии с прогнозируемой чувствительностью $d_p \sim 10^{(} - 29)e$ см. Прототип накопителя PTR предлагается в качестве предшественника такого специализированного накопителя, с перспективой того, что замороженное спиновое кольцо протонов станет частью физики в ЦЕРН за пределами программы Большого адронного коллайдера. Поиск CP-нарушения в нейтринном секторе ведут эксперименты с пучками мюонных нейтрино T2K и NOvA. Эти эксперименты изучают процессы: $\nu_\mu \to \nu_\mu, \overline{\nu_\mu} \to \overline{nu_\mu}, \nu_\mu \to \nu_e \overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e}$. Исследованию последнего источника посвящена данная курсовая работа.

3 TVPC (Time-invariance violating P-parity conserving NN intercations)

Взаимодействия, нарушающие T- симметрию, P -сохраняющий четность и сохраняющие аромат (TVPC) не возникают на фундаментальном уровне в рамках стандартной модели, хотя они могут быть созданы от T-нечетного P-нечетного взаимодействия слабыми радиационными поправками, не сохраняющими P-четность. Однако в этом случае его интенсивность слишком мала, для того, чтобы его можно было наблюдать в экспериментах в настоящее время. Таким образом, наблюдение эффектов TVPC можно было бы рассматривать как указание на физику, выходящую за рамки стандартной модели. Существующие экспериментальные ограничения на эффекты TVPC в физике ядер довольно слабы. Так, проверка детального баланса, выполненная для реакций $Al^{27}(p,\alpha)Mg^{24}$ и $Mg^{24}(\alpha,p)Al^{27}$ и дополненная многочисленными статистическими анализами флуктуаций уровня ядерной энергии, приводит к соотношению T-нечетных до T-четных матричных элементов при $\alpha_T < 2 \times 10^3$. Другой тип эксперимента — прохождение поляризованных нейтронов через поляризованную мишень из Ho^{165} — дает $\alpha_T \leq 7,1 \times 10^{\breve{}4}$ или $g_\rho \leq 5,9 \times 10^{\breve{}2}$. Здесь g_ρ — T-нечетная P-четная константа связи заряженного ρ-мезона с нуклоном, введенным в работе. Нарушение зарядовой симметрии, определяемое как разница в рассеянии поляризованных протонов на неполяризованных нейтронах $\vec{p}n$ и поляризованных нейтронов на неполяризованных протонах $\vec{n}p$, дает $\alpha_T \leq 8 \times 10^5$ (или $g_\rho < 6,7 \times 10^3$). Следует добавить, что косвенная модель - зависимая оценка, основанная на существующих ограничениях на EDM, дает $\alpha_T \leq 1,1 \times 10^5$ ($g_\rho \times 10^3$). Однако более поздний анализ показал, что

EDM может возникнуть по другому сценарию, который не предполагает существенных ограничений для сил TVPC.

3.1 Нуль-тест двойной поляризации p-d и 3He-d-рассеяния

Нуль-тест сигнал является полной площадью поперечного сечения дважды поляризованного pd-, He^3d, dd- рассеяния с одной векторно поляризованной сталкивающейся частицей (p_y^b), а другой поляризованной тензорно (P_{xz}). Благодаря такой постановке эксперимента есть возможность определять только одну из 2 наблюдаемых величин (A_y и P_y), и определить их небольшую разницу (при T- инвариантности $A_y = P_y$). Но есть и свои недостатки: нужно подавлять или вычитать вклад P_y^t. Мезон с наименьшей допустимой массой- ρ- мезон ($I^G(J^{PG}) = 1^+(1^{--})$). TVPC- рожденная NN-амплитуда

$$\widetilde{V}_\rho^{TVPC} = \overline{g}_\rho \frac{g_\rho \kappa}{2M}[\vec{\tau_1} \times \vec{\tau_2}] \frac{1}{m_\rho^2 + |\vec{q}^2|}[(\vec{\rho_f} + \vec{\rho_i}) \times \vec{q}] \cdot (\vec{\sigma_1} - \vec{\sigma_2})$$

где $\vec{q} = \vec{\rho_f} - \vec{\rho_i}$ В общем случае взаимодействие TVPC NN содержит 18 различных термов. Мы рассматриваем здесь только следующие члены исследуемой t-матрицы упругого pN-рассеяния

$$t_{pN} = f_N(\sigma \cdot \sigma_N)(\mathbf{q} \cdot \mathbf{k})/m_p^2 + h_N[(\sigma \cdot \mathbf{k})(\sigma_N \cdot \mathbf{q}) + (\sigma_N \cdot \mathbf{k})(\sigma \cdot \mathbf{q}) - \frac{2}{3}(\sigma_N \cdot \sigma)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{q})]/m_p^2 + \quad (1)$$
$$+ g_N[\sigma \times \sigma_N] \cdot [\mathbf{q} \times \mathbf{k}]/m_p^2 + g'_N(\sigma - \sigma_N) \cdot i\,[\mathbf{q} \times \mathbf{k}][\tau \times \tau_N]_z/m_p^2.$$

Где σ (σ_N) - матрица Паули, действующая на спиновое состояние протона (нуклон $N = p, n$), τ (τ_N) is the isospin matrix acting on the isospin state of the proton (nucleon), $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$. Амплитуда C- нечетна (то есть T-нечетна), заряжены только ρ. Нет вклада в nn и pp. Сохраняющие симметрию относительно обращения времени и P-чётность (TCPC) взаимодействия приводят к следующей переходной амплитуде упругого pd-рассеяния при нулевой степени.
Из предыдущего уравнения в приближении S-волны для $\widetilde{g}$ амплитуды получим:

$$\widetilde{g} = \frac{i}{4m_p\pi}\int_0^\infty dq q^2 S_0^{(0)}(q)[C'_n(q)(g_p - h_p) + C'_p(q)(g_n - h_n)].to$$
$$e'^*_\beta M(0)^{TCPC}_{\alpha\beta} e_\alpha = g_1[\mathbf{e}\,\mathbf{e}'^* - (\mathbf{me})(\mathbf{me}'^*)] + g_2(\mathbf{me})(\mathbf{me}'^*) +$$
$$ig_3\{\sigma[\mathbf{e} \times \mathbf{e}'^*] - (\sigma\mathbf{m})(\mathbf{m} \cdot [\mathbf{e} \times \mathbf{e}'^*])\} + ig_4(\sigma\mathbf{m})(\mathbf{m} \cdot [\mathbf{e} \times \mathbf{e}'^*]), \quad (3)$$

Где e (e') вектор поляризации финального дейтрона, m – единичный вектор импульса пучка, σ матрица Паули, g_i ($i = 1, \ldots, 4$) комплексные амплитуды. Чтобы найти полные спин-зависимое сечение pd мы используем обобщенную оптическую теорему

$$\sigma_i^t = 4\sqrt{\pi} Im \frac{Tr(\rho_i M(0))}{Tr\hat{\rho}_i}, \quad (4)$$

4 Определение амплитуды с помощью Теории Глаубера

В конце 50х годов Глаубер и Ситенко одновременно сформулировали теорию дифракционного рассеяния частиц на многочастичных системах - так называемую дифракционную модель многократных столкновений. Дифракционная модель многократных столкновений формулируется соотношением

$$\chi(b) = \chi(b, s_1, ..., s_A) = \sum_{j=1}^{A} \chi(b - s_j)$$

Оно означает, что фаза $\chi(b) = \chi(b, s_1, ..., s_A)$, которую приобретает частица, пролетающая через ядро по траектории, характеризуемой прицельным параметром b, есть сумма фаз $\chi(b - s_j)$, обусловленных взаимодействием этой частицы с каждым из нуклонов ядра (см. рис.1) В 1993 году М. Бейер полагался только на d- канал распада при 135 МэВ. В данной работе теория Глаубера используется для вычисления наблюдаемых спинов pd- рассеяния разных видов с использованием сильных (сохраняющих временную инвариантность и P-четность) амплитуд pN-рассеяния в качестве входных данных при энергии 135 МэВ. Глауберовский оператор упругого *pd*-рассеяния в общем случае можно записать как

$$M(q, Q; S, g\sigma) = \iiint e^{iQr} \Psi_d^+(r) \mathrm{O} \Psi_d(g) d^3 g, \tag{5}$$

где Ψ_d — волновая функция дейтрона, q — переданный импульс, $S = (g\sigma_p + g\sigma_n)/2$ — спин-оператор нуклонов дейтрона, $g\sigma/2$ — спин-оператор входящего протон. Мы используем волновую функцию дейтрона, порожденную NN-взаимодействием, сохраняющую инвариантность относительно обращения времени и P-четности и имеет следующую стандартную форму

$$\Psi_d(\mathbf{r}; \sigma_n, \sigma_p) = \frac{1}{\sqrt{4\pi} r} \left(u(r) + \frac{1}{\sqrt{8}} wr \right) \cdot S_{12}(\hat{\mathbf{r}}; \sigma_n, \sigma_p), \tag{6}$$

где нижний индекс n, p относится к нейтрону (протону) дейтронной мишени; u и w обозначают S- и D-волны дейтрона соответственно. Оператор для однократного и двукратного механизмов pd-рассеяния в общем случае (за пределами коллинеарной кинематики) можно записать в виде разложения по матрицы Паули σ_n, σ_p и в обозначениях работы . Тогда оператор O принимает вид:

$$\mathrm{O}(\sigma, \sigma_n, \sigma_p) = U(\sigma) + V_n(\sigma) \cdot_n + V_p(g\sigma) \cdot g\sigma_p + W_{ij}(g\sigma) \cdot (\sigma_{ni}\sigma_{pj} + \sigma_{nj}\sigma_{pi}), \tag{7}$$

здесь $i, j = q, n, k$ — индексы проекций на направления трех ортогональных векторов $\hat{\mathbf{q}}, \hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{k}}$, введенных в уравнение. Операторы U, V,

W действуют только на спиновое состояние протона пучка и не зависят от спинов и координат $\mathbf{r}$ цели нуклоны. При создании матричного элемента оператора волновые функции дейтрона мы получаем из уравнения

$$M(q,Q;S,g\sigma) = \iiint e^{i\mathbf{Qr}}\Psi_d^+(\mathbf{r})\mathrm{O}\Psi_d(\mathbf{r})d^3r$$

$$= US_0 + \mathbf{VS}S_0^{(0)} + \left[W_{ij}\left\{S_i,S_j\right\} - W_{ii}\right]S_0^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{2}}US_{12}(\hat{\mathbf{Q}};\mathbf{S},\mathbf{S})S_2$$

$$-\frac{1}{\sqrt{8}}S_{12}(\hat{\mathbf{Q}};\mathbf{V},\mathbf{S})S_2^{(1)} + \sqrt{8}\,W_{ii}S_{12}(\hat{\mathbf{Q}};\mathbf{S},\mathbf{S})S_2^{(1)} - \frac{1}{\sqrt{2}}S_{12}(\hat{\mathbf{Q}};\mathbf{V},\mathbf{S})S_2^{(2\ )} - \frac{1}{2}\mathbf{VS}S_0^{(2)} +$$

$$-W_{ii}S_{12}(\hat{\mathbf{Q}};\mathbf{S},\mathbf{S})S_2^{(2)} - 2\,W_{ii}S_0^{(2)} -$$

$$-\sqrt{2}\,W_{ij}\ \left\{S_i,S_j\right\}S_{12}(\hat{Q};S,S) + S_{12}(\hat{Q};S,S)\left\{S_i,S_j\right\}\Big]\,S_2^{(1)} +$$

$$+\frac{1}{16\pi}W_{ij}\int d^3r\frac{1}{r^2}e^{iQr}w^2\,S_{12}\left(\hat{r};g\sigma_n,g\sigma_p\right)\left\{S_i,S_j\right\}S_{12}\left(\hat{r};g\sigma_n,g\sigma_p\right). \quad (8)$$

Здесь мы используем обозначения $\mathbf{V} = \mathbf{V}_p + \mathbf{V}_n$ и $\{S_i,S_j\} = S_iS_j + S_jS_i$; Чтобы произвести интегрирование по направлениям вектора r в уравнении, мы использовали следующее соотношение:

$$\iint d\Omega_{pd}to$$

$$M^{(d)} = \frac{i}{2\pi^{3/2}}\iint d^2q'M(\mathbf{q},\mathbf{q}';\mathbf{S},\sigma).(10)$$

В рамках теории Глаубера амплитуда механизма однократного рассеяния пропорциональна амплитуде на оболочке $t_{pN}(\mathbf{q})$. На нулевом угле рассеяния амплитуда TVPC обращается в нуль, поэтому соответствующая амплитуда pd-рассеяния и полное поперечное сечение $\widetilde{\sigma}$ pd-рассеяния равны нулю в глауберовском приближении однократного рассеяния. Более того, f-член в дает нулевой вклад в теорию Глаубера как для одиночного, так и для двойного рассеяния, поскольку для pN-рассеяния на оболочке, участвующего в многоступенчатом рассеянии, имеем $(q\cdot k) = 0$. По этой же причине компонента h-члена, пропорциональная $\sigma_N\sigma$ Также пропадает. Оставшиеся g', g и h члены способствуют pd-упругой амплитуде двойного рассеяния. Амплитуда двойного рассеяния определяется интегрированием

$$M^{(d)} = \frac{i}{2\pi^{3/2}}\iint d^2q'M(\mathbf{q},\mathbf{q}';\mathbf{S},\sigma). \quad (11)$$

Спиновые состояния:

$$\widetilde{g} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int d^2q < \mu' = \frac{1}{2},\lambda' = 0|M(q=0,q^{'};S,g\sigma)|\mu = -\frac{1}{2},\lambda = 1 > . \quad (12)$$

При рассмотрении механизма двойного рассеяния в дополнение к трем векторам $\hat{\mathbf{k}},\hat{\mathbf{q}},\hat{\mathbf{n}}$ Удобно ввести еще два набора ортонормированных

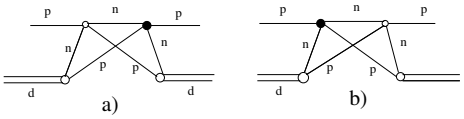

Figure 1: Механизм двойного рассеяния с TVPC (черный кружок) и T-even P-even (светлый кружок) перезарядное pn-взаимодействие.

единичных векторов $\hat{k}_j, \hat{q}_j, \hat{n}_j$ При нулевом угле рассеяния $q_1 = -q_2 = -q', q_1$ (q_2) – переданный импульс при первом (втором) столкновении; $n_1 = -[k \times q']$, $n_2 = [k \times q']$, $k_1 = k_2 = \mathbf{k} + \mathbf{q}'$. В векторах эйконального приближения q и q' ортогональны k и мы предполагаем $k_1 = k_2 = k$ [13]. Декартовы проекции единичных векторов можно записать через компоненты. двумерного вектора $\mathbf{q}' = (q'_x, q'_y)$ (OZ ось направлена вдоль$\mathbf{k}$) как $\hat{n}_{1x} = q'_y/q'$, $\hat{n}_{1y} = -q'_x/q'$, $\hat{n}_{1z} = 0$. (12)

5 Экспериментальные результаты

Основной целью данного исследования является анализ нуль-тест сигнала. $\widetilde{\sigma}$ в рамках теории Глаубера. Чтобы продемонстрировать возможности модели Глаубера при энергиях планируемого эксперимента COSY, мы рассчитали несколько спиновых наблюдаемых pd-рассеяния при энергии 135 МэВ в сравнении с существующими данными. Результаты наших расчетов для неполяризованного дифференциального сечения, вектор A_y и тензора A_{ij}, анализирующих способностей и параметров спиновых корреляций $C_{i,j}$, $C_{ij,k}$ находятся в разумном согласии с имеющимися экспериментальными данными и/или расчетами Фаддеева при энергиях 135 МэВ и 250 МэВ в передней полусфере. ($\theta_{cm} < 30°$). Некоторые из этих расчетов показаны на Fig. 2. Мы также обнаружили, что кулоновские эффекты учитываются, как объяснено выше. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что теория Глаубера вполне пригодна для исследования нуль-тестового сигнала для TVPC-эффектов в pd-рассеянии, поскольку на соответствующий сигнал не влияет сильный фон T-четных P-четных взаимодействия.
Наш основной результат, полученный в рамках теории Глаубера, формулируется уравнением для $\widetilde{g}$ амплитуды для сигнала нуль-теста. Стоит отметить, что в нашем подходе только амплитуда C'_N появляется в уравнении. Некоторые другие T-четные P-четные pN-амплитуды отсутствуют. Есть еще два момента, которые стоит упомянуть в отношении уравнения. Первый,g'-член вносит нулевой вклад в $\widetilde{g}$, и этот результат верен в общем случае, когда учитываются как S-, так и D-компоненты волновой функции дейтрона. Поэтому обмен легчайшим

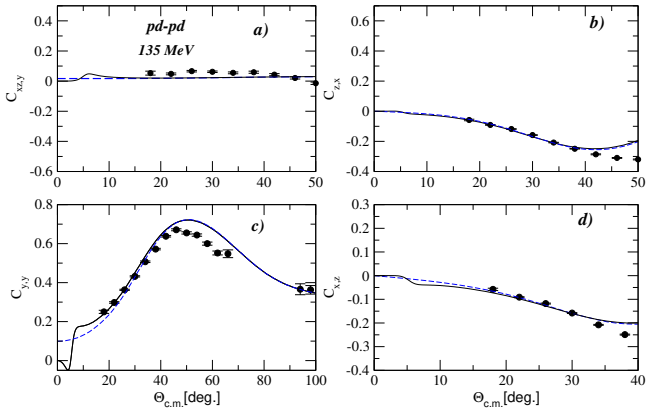

Figure 2: Результаты расчета наблюдаемых спинов $C_{xz,y}$ (a), $C_{z,x}$ (b), $C_{y,y}$ (c) и $C_{x,z}$ (d) для pd упругое рассеяние по сравнению с данными при 135 МэВ: без (пунктирная линия) и с кулоновским взаимодействие включено (полное).

мезоном, то есть ρ-мезоном, разрешенный в общем случае в TVPC NN-взаимодействии и, как и ожидалось, дающий наиболее важный вклад в TVPC NN-взаимодействии, не дает вклада в нуль-тест сигнал $\widetilde{\sigma}$. Обычно ожидается, что вклад других более тяжелых мезонов будет менее значительным из-за отталкивающего ядра NN на коротких расстояниях между нуклонами. Этот потенциал и соответствующая константа связи $\rho-$мезона с нуклоном $\bar{g}_\rho$ широко используются как мера интенсивности эффекта TVPC. Однако, как мы показали, для нуклон-дейтронного рассеяния этот параметр нельзя использовать прямо как масштаб TVPC-взаимодействий.

Здесь рассчитывается энергетическая зависимость $\widetilde{\sigma}$ для слагаемого h в единицах неизвестной константы связи hNN $\phi_h = \bar{G}_h/G_h$ с $G_h^2/4\pi = 1,56$ и $m_h = 1,17$ ГэВ. Для формфактора монополя F_{hNN} мы использовали $\Lambda = 2$ ГэВ. Результаты, полученные с учетом и без учета эффектов Кулона, показаны на Fig. 3. Видно, что величина $\widetilde{\sigma}$ плавно убывает с увеличением энергии пучка. Это обусловлено энергетической зависимостью сильной амплитуды T-четного P-четного pN-рассеяния. Роль кулоновского взаимодействия в нуль-тестовом сигнале $\widetilde{\sigma}$ в рассматриваемом интервале энергий весьма незначительна (рис.3). При энергии пучка 135 МэВ получаем $\widetilde{\sigma} = 0.039\phi_h$ мб и $\sigma_0 = 78$ мб. Если предположить, что точность эксперимента позволяет измерить отношение $\widetilde{\sigma}/\sigma_0$ на уровне $\sim 10^{-6}$, то граница для ϕ_h может быть достигнута как $\phi_h \leq 0.002$. Если пренебречь некоторыми деталями феноменологического h-обмена и положить $F_{hNN} = 1$ и $(m_h^2 + \mathbf{q}^2)^{-1} \to m_h^2$ в уравнение (**??**), энергетическая зависимость $\widetilde{\sigma}$ соответствует пунктирной кривой на Fig. 3. В этом случае при 135 МэВ получаем $\widetilde{\sigma} = 0,063\phi_h$ mb и, следовательно,

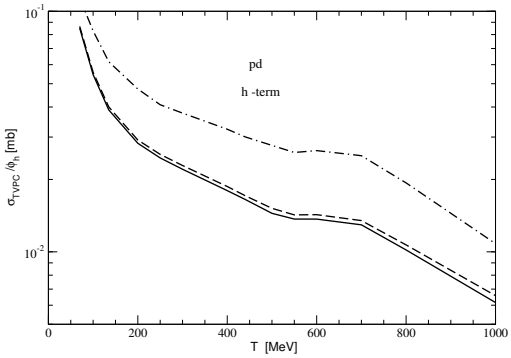

Figure 3: Расчетная энергетическая зависимость поперечного сечения TVPC $|\widetilde{\sigma}|$ для h в единицах константы $\phi_h = \bar{G}_h/G_h$ для $m_h = 1.17$ ГэВ, $\Lambda = 2$ GeV in h_N by Eq. (**??**) with the Кулоновское взаимодействие включено (пунктирная линия) и исключено (заполнено). Получается штрихпунктирная кривая в $\Lambda \to \infty$, $m_h^2 + \mathbf{q}^2 \to m_h^2$ без учета эффектов Кулона.

при той же точности эксперимента граница равна $\phi_h \leq 0,0012$. g-член приводит к очень похожей энергетической зависимости.
На Fig. 3 видно, что сечение TVPC $\widetilde{\sigma}$ увеличивается с уменьшением энергии. Возможно, при энергиях ниже ~ 50 МэВ чувствительность эксперимента к эффектам TVPC выше. Однако при таких низких энергиях применимость теории Глаубера к спиновым наблюдаемым pd-рассеяния не подтверждается, и поэтому необходимы строгие расчеты, подобные расчетам Фаддеева.

6 Заключение

Включая феноменологический TVPC-член в наиболее общем виде, мы показываем на основе оптической теоремы, что этот член порождает дополнительное спин-зависимое полное сечение pd-рассеяния. Этот дополнительный член равен нулю, если взаимодействие TVPC отсутствует, и отличному от нуля только при наличии взаимодействия TVPC. Очевидно, что на этот нуль-тест сигнал нарушения T-инвариантности не влияют взаимодействия в начальном и/или конечном состоянии, поскольку он получается из истинной амплитуды pd-рассеяния, рассматриваемой за пределами теории возмущений. Кроме того, используя теорию Глаубера, мы показываем, что (i) TVPC-взаимодействие, вызванное обменом ρ-мезоном, не вносит вклад в наблюдаемую при нулевом тесте $\widetilde{\sigma}$ и (ii) кулоновское взаимодействие не

приводит к расходимости этой наблюдаемой. Если сечение $\widetilde{\sigma}$ будет измерено с запланированной точностью, то границы T-нечетных констант связи NN-взаимодействия могут быть достигнуты как $\phi_h \leq (1 \div 2) \times 10^{-3}$.

Список литературы

[1] A.D. Sakharov, Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz. **5**, 323 1967.

[2] I.B. Khriplovich, Nucl. Phys. **B 352**, 385 (1991).

[3] V. Gudkov, Phys. Rep. **212**, 77 (1992).

[4] E. Blanke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**, 355 (1983).

[5] J.B. French *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2313 (1985).

[6] P.R. Huffman *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 2684 (1997).

[7] M. Simonius, Phys. Rev. Lett. **78**, 4163 (1997).

[8] W.C. Haxton, A. Höring, M.J. Musolf, Phys. Rev. D **50**, 3422 (1994).

[9] A. Kurylov, G.C. McLaughlin and M.J. Ramsey-Musolf, Phys. Rev. D **63**, 076007 (2001).

[10] COSY Proposal N 215, "Test of Time reversal invariance in proton-deuteron scattering at COSY", Spokespersons: P.D. Eversheim, B. Lorentz, Yu. Valdau, http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/List of all COSY-Proposals.shtml

[11] H.E. Conzett, Phys. Rev. C **48**, 423 (1993).

[12] M. Beyer, Nucl. Phys. **A560**, 906 (1993).

[13] M.N. Platonova, V.I. Kukulin, Phys. Rev. C **81**, 014004 (2010).

[14] A.A. Temerbayev, Yu.N. Uzikov, Yad. Fiz. **78**, 38 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 35 (2015)].

[15] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034003 (2002).

[16] B. von Przewoski *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064003 (2006).

[17] P. Herczeg, Nucl. Phys. **75**, 655 (1966).

[18] M.P. Rekalo N.M. Piskunov, I.M. Sitnik, Few-Body Syst. **23**, 187 (1998).

[19] R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. **43**, 413 (1963).

[20] Yu.N. Uzikov, Fiz. Elem. Chastits At.Yadra **29**, 1405 (1998) [Phys. Part. Nucl. **2**9, 1405 (1998)].

[21] Yu.N. Uzikov, J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **87**, 054003 (2013).

[22] J. Haidenbauer, Yu.N. Uzikov, arXiv:1212:2761[nucl-th].

[23] A.I. Milstein and V.M. Strakhovenko, Phys. Rev. E **72**, 066503 (2005).

[24] M. Simonius, Phys. Lett. B **68**, 147 (1975).

[25] Y.-H. Song, R. Lazauskas, V. Gudkov, Phys. Rev. C **84**, 025501 (2011).

[26] W.C. Haxton, A. Höring, Nucl. Phys. **A560**, 469 (1993).

[27] J. Engel,C.R. Gould, V. Hnizdo, Phys. Rev. Lett. **73**, 3508 (1994).

[28] G. Fäldt, C. Wilkin, Nucl. Phys. **A587**, 769 (1995).

[29] R.J. Glauber, V. Franco, Phys. Rev. **156**, 1685 (1967).

[30] C. Sorensen, Phys. Rev. D **19**, 1444 (1979).

[31] R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, Phys. Rev. C **76**, 025209 (2007);

[32] Yu.N. Uzikov, J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **79**, 024617 (2009).

[33] Yu.N. Uzikov, A.A. Temerbayev, Phys. Rev. C **78**, 035501 (2016)

[34] S N Vergeles, N N Nikolaev, Yu N Obukhov, A Ya Silenko, O V Teryaev, Physics-Uspekhi**66**,109-147 (2023)

[35] http://nuclphys.sinp.msu.ru/qti/qti15.htm

[36] https://www.phys.msu.ru/rus/about/structure/div/hep/materials/lectparfenovpart1/fechlec4.pd

[37] https://www.phys.msu.ru/rus/about/structure/div/hep/materials/lectparfenovpart1/fechlec2.pdf

[38] https://www.pnpi.nrcki.ru/press-center/novosti/1392-gonka-za-cp-narusheniem-v-leptonnom-sektore-prodolzhaetsya