

# ПРОВЕРКА $T$ -ИНВАРИАНТНОСТИ В РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ НА ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA SPD

Ю. Н. Узигов<sup>1,2,3,\*</sup>, М. Н. Платонова<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>3</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

<sup>4</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Эффект нарушения  $T$ -инвариантности при условии сохранения  $P$ -четности дается полным сечением взаимодействия векторно-поляризованной частицы с тензорно-поляризованной мишенью. Разработанный нами ранее формализм для расчета этого эффекта на основе спин-зависящей теории Глаубера упругого  $pd$ -рассеяния использован здесь для расчета обсуждаемого эффекта в интервале энергий столкновения, соответствующих инвариантной массе  $pN$ -системы  $\sqrt{s_{pN}} = 5\text{--}30$  ГэВ. Необходимые для этого расчета спин-зависящие амплитуды упругого  $pN$ -рассеяния взяты из существующих феноменологических моделей  $pN$ -рассеяния в рассматриваемой области энергий.

The effect of violation of  $T$  invariance, provided that  $P$  parity is preserved, is given by the total cross section of the interaction of a vector-polarized particle with a tensor-polarized target. A formalism for calculating this effect developed previously and based on the spin-dependent Glauber theory of elastic  $pd$  scattering is used here to calculate the effect under discussion in the range of collision energies corresponding to the invariant mass of the  $pN$  system  $\sqrt{s_{pN}} = 5\text{--}30$  GeV. The spin-dependent amplitudes of elastic  $pN$  scattering required for this calculation are taken from existing phenomenological models for  $pN$  scattering in the energy region considered.

PACS: 24.70.+s; 11.30.Er; 13.75.Cs

## ВВЕДЕНИЕ

Барионная асимметрия Вселенной  $\eta$ , определяемая как разность числа барионов и антибарионов, отнесенного к числу реликтовых фотонов в единице объема, имеет значение  $\eta = 6,7 \cdot 10^{-10}$ . Как показывает анализ [1, 2], это значение примерно на 9 порядков величины пре-

---

\* E-mail: uzikov@jinr.ru

вышает значение, ожидаемое из оценок по Стандартной космологической модели при использовании известной на сегодня величины эффекта нарушения  $CP$ -инвариантности, обнаруженного в системе каонов,  $B$ - и  $D$ -мезонов. Это означает, что в природе имеется не обнаруженный пока еще дополнительный источник (источники)  $CP$ -нарушения. При условии  $CPT$ -симметрии эти эффекты эквивалентны нарушению  $T$ -инвариантности. Поиск таких эффектов проводится в экспериментах по измерению постоянного электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, протона, легчайших ядер и нейтральных атомов, обнаружение которого свидетельствовало бы о нарушении одновременно  $T$ - и  $P$ -инвариантности. Другим аналогичным источником может быть  $CP$ -нарушение в лептонном секторе, которое исследуется в нейтринных экспериментах при измерении  $CP$ -нарушающей фазы матрицы смешивания нейтрино. Экспериментальные ограничения на эти эффекты систематически улучшаются [3]. С другой стороны, эффектам нарушения  $T$ -инвариантности, в которых сохраняется  $P$ -четность, Time-invariance Violating Parity Conserving (TVPC) и также сохраняется флэйвор, уделено значительно меньше внимания. Имеющиеся экспериментальные ограничения на TVPC-эффекты более слабые, чем на ЭДМ [3, 4]. Такие взаимодействия были предложены еще в 1965 г. [5] для объяснения  $CP$ -нарушения в физике каонов. Потенциально это взаимодействие может дать возможность для объяснения наблюдаемой барионной асимметрии. В частности, сигналом TVPC является полное сечение взаимодействия поперечно-поляризованного ( $P_y$ ) нуклона или ядра с тензорно-поляризованным дейтроном ( $P_{xz}$ ) [6–8]. Особый интерес представляет взаимодействие нуклонов с ядрами дейтерия при энергиях, отвечающих ранней барионной Вселенной. В данной работе мы приводим результаты расчета энергетической зависимости эффекта TVPC при энергиях, отвечающих эксперименту NICA SPD.

## 1. ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА

Для описания упругого протон-протонного рассеяния необходимы пять независимых спиральных амплитуд:

$$\begin{aligned}
 \phi_1(s, t) &= \langle ++ | M | ++ \rangle, \\
 \phi_2(s, t) &= \langle ++ | M | -- \rangle, \\
 \phi_3(s, t) &= \langle +- | M | +- \rangle, \\
 \phi_4(s, t) &= \langle +- | M | -+ \rangle, \\
 \phi_5(s, t) &= \langle ++ | M | +- \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Рассеяние нетождественных нуклонов требует введения шестой амплитуды  $\phi_6$  с однократным переворотом спина, которая вырождается в  $-\phi_5$

для тождественных нуклонов [9]. При этом связь с инвариантным дифференциальным сечением

$$\frac{d\sigma}{dt} = K \{ |\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 + 4|\phi_5|^2 \} \quad (2)$$

и векторной анализирующей способностью  $A_N$

$$A_N \frac{d\sigma}{dt} = -2K \operatorname{Im} \{ \phi_5^* (\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4) \} \quad (3)$$

включает нормировочный множитель  $K$ . Учитывая изоспиновую структуру и соотношения, обусловленные  $G$ -четностью, вклады  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $f_2$ ,  $a_2$  траекторий Редже и померонного обмена  $P$  в амплитуды упругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния даются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \phi(pp) &= -\phi_\omega - \phi_\rho + \phi_{f_2} + \phi_{a_2} + \phi_P, \\ \phi(pn) &= -\phi_\omega + \phi_\rho + \phi_{f_2} - \phi_{a_2} + \phi_P. \end{aligned} \quad (4)$$

Спиральные амплитуды (2) используются при формулировке моделей  $pN$ -рассеяния в области высоких энергий (см. [10, 11]), при этом нормировочный множитель  $K$  в (2) в разных работах выбирается по-разному. При описании упругого  $pd$ - [12] и  ${}^3\text{He}d$ -рассеяния [13] в спин-зависящей теории Глаубера адронные  $T$ -четные  $P$ -четные спиновые амплитуды  $pN$ -рассеяния были использованы в форме

$$\begin{aligned} M_N &= A_N + C_N \boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{n}} + C'_N \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{n}}, \\ &+ B_N (\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{k}}), \\ &+ (G_N + H_N) (\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{q}}), \\ &+ (G_N - H_N) (\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{n}}) (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{n}}). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\boldsymbol{\sigma}_p$  ( $\boldsymbol{\sigma}_N$ ) — спиновые матрицы Паули, действующие на спиновое состояние протона пучка (нуклона мишени  $N$ ), а единичные орты  $\hat{\mathbf{k}}$ ,  $\hat{\mathbf{q}}$  и  $\hat{\mathbf{n}}$  определены через начальный  $\mathbf{p}$  и конечный  $\mathbf{p}'$  импульсы рассеивающегося протона:  $\hat{\mathbf{k}} = (\mathbf{p} + \mathbf{p}')/|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|$ ,  $\hat{\mathbf{q}} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')/|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$ ,  $\hat{\mathbf{n}} = [\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}]$ . Спиновые амплитуды  $A_N$ ,  $B_N$ ,  $C_N$ ,  $G_N$  и  $H_N$  связаны со спиральными амплитудами  $\phi_1$ – $\phi_5$  следующими соотношениями [12]:

$$\begin{aligned} A_N &= (\phi_1 + \phi_3)/2, & B_N &= (\phi_3 - \phi_1)/2, \\ C_N &= i\phi_5, & G_N &= \phi_2/2, & H_N &= \phi_4/2, \\ C'_N &= C_N + i \frac{q}{2m_N} A_N. \end{aligned} \quad (6)$$

Последнее соотношение в (6) выполняется при малых углах рассеяния в области высоких энергий (см. работу [12] и ссылки в ней).

В теории Глаубера вклад в амплитуду  $pA$ -рассеяния вносят только  $pN$ -амплитуды на массовой поверхности. Мы рассматриваем здесь сле-

дующие три члена  $t$ -матрицы TVPC упругого  $pN$ -рассеяния, не исчезающие на массовой поверхности [14]:

$$t_N = h_N[(\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{k}}) - \\ - \frac{2}{3}(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_p)(\mathbf{q} \cdot \hat{\mathbf{k}})] + g_N[\boldsymbol{\sigma}_p \times \boldsymbol{\sigma}_N] \cdot [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}](\boldsymbol{\tau}_p - \boldsymbol{\tau}_N)_z + \\ + g'_N(\boldsymbol{\sigma}_p - \boldsymbol{\sigma}_N) \cdot i[\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}][\boldsymbol{\tau}_p \times \boldsymbol{\tau}_N]_z. \quad (7)$$

Здесь  $h_N$ ,  $g_N$ ,  $g'_N$  — амплитуды, содержащие неизвестные константы TVPC  $NN$ -взаимодействия, а  $\boldsymbol{\tau}_p$  ( $\boldsymbol{\tau}_N$ ) — изоспиновые матрицы Паули, действующие на состояние начального протона (нуклона  $N$ ).

TVPC-эффект, в англоязычной литературе называемый нуль-тест сигналом, в  $pd$ - ( ${}^3\text{Hed}$ -) рассеянии определяется мнимой частью TVPC-амплитуды  $pd$ - ( ${}^3\text{Hed}$ -) рассеяния на нулевой угол  $\tilde{g}$  [15]:

$$\sigma_{\text{TVPC}} = -4\sqrt{\pi} \frac{2}{3} \text{Im} \tilde{g}. \quad (8)$$

Амплитуда  $\tilde{g}$  вычисляется в теории Глаубера и согласно работе [16] для процесса  $pd \rightarrow pd$  имеет следующий вид:

$$\tilde{g} = \frac{i}{4\pi m_p} \int_0^\infty dq q^2 \left[ S_0^{(0)}(q) - \sqrt{8} S_2^{(1)} - 4S_0^{(2)}(q) + 9S_1^{(2)}(q) + \right. \\ \left. + \sqrt{2} \frac{4}{3} S_2^{(2)}(q) \right] [-C'_n(q)h_p + C'_p(q)(g_n - h_n)], \quad (9)$$

где  $C'_N(q)$  — амплитуда  $pN$ -рассеяния с однократным переворотом спина, определенная в выражении (5);  $h_N$  ( $g_N$ ) — TVPC-амплитуды  $pN$ -рассеяния из (7),  $S_n^{(m)}(q)$  ( $m, n = 0, 1, 2$ ) — формфактор дейтрона, определенный в [16] с учетом вклада  $S$ - и  $D$ -компонент дейтронной волновой функции. Соответствующая TVPC-амплитуда упругого  ${}^3\text{Hed}$ -рассеяния также определяется механизмом двукратного рассеяния [17] и имеет аналогичный вид, с тем отличием от  $pd$ , что вместо  $pN$ -амплитуд в выражение для  $\tilde{g}$  входят амплитуды  ${}^3\text{HeN}$ -рассеяния, которые были получены в работе [13].

## 2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В численных расчетах мы используем две феноменологические модели для спин-зависящих амплитуд упругого  $pN$ -рассеяния. Одна из них дается реджевской параметризацией  $pp$ -данных о дифференциальном сечении и спиновых наблюдаемых  $A_N$ ,  $A_{NN}$ . Эта модель включает вклады четырех траекторий Редже,  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $f_2$ ,  $a_2$ , и померонный обмен  $P$  [10]. Как отмечено в предыдущем разделе, в редже-модели амплитуды  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния даются разными линейными комбинациями этих пяти

вкладов (4). Поэтому для построения  $pn$ -амплитуд на основе результатов полученной в работе [10] параметризации для  $pp$ -амплитуд мы используем второе соотношение в (4). Область применения параметризации [10] ограничена интервалом значений импульса протона в лабораторной системе отсчета  $p_l = 3\text{--}50$  ГэВ/с, что соответствует интервалу инвариантной массы  $pp$ -системы  $\sqrt{s_{pp}} = 2,8\text{--}10$  ГэВ.

Во втором используемом здесь подходе — HEGS (High Energy Generalized Structure, см. работу [11] и ссылки в ней) — упругое рассеяние  $pp$ ,  $p\bar{p}$  и  $pn$  на малые углы рассматривается в развиваемой автором [11] редже-эйконоальной модели, при этом структура нуклонов учитывается путем включения данных об обобщенных партонных распределениях нуклонов. Полученные в этой модели спиральные амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния позволяют описать имеющиеся экспериментальные данные по дифференциальному сечению и односпиновой асимметрии  $pp$ -рассеяния  $A_N(s, t)$  в интервале энергий  $\sqrt{s}$  от 3,6 до 10 ТэВ с минимумом варьируемых параметров.

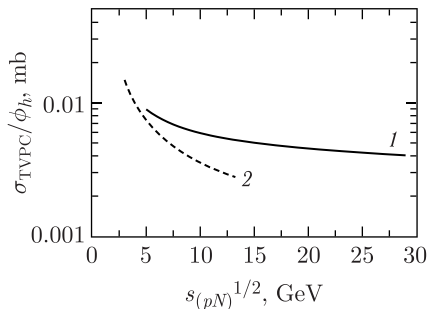
В обеих моделях при рассматриваемых здесь энергиях  $\sqrt{s_{pp}} \geq 3$  ГэВ для спиральных амплитуд упругого  $pp$ -рассеяния выполняются следующие соотношения:  $\phi_1 = \phi_3$ ,  $\phi_2 = 0$ ,  $\phi_4 = 0$ .

При расчете TVPC-сигнала по оптической теореме в используемых  $pp$ -амплитудах исключены кулоновские вклады. Дело в том, что кулоновское взаимодействие не нарушает  $T$ -инвариантности и поэтому не может дать прямой вклад в TVPC-сигнал [15].

Как показано в работах [15, 18, 19], взаимодействие типа  $g'_N$  не дает вклада в TVPC-сигнал в  $pd$ -рассеянии, а TVPC-сигналы для взаимодействий  $h_N$ - и  $g_N$ -типов имеют сходное поведение в зависимости от энергии. Для амплитуды  $h_N$ -типа, связанной с обменом аксиальным мезоном  $h_1(1170)$ , взято следующее выражение (по работам [14, 15]):

$$h_N = -i\phi_h \frac{2G_h^2}{m_h^2 + \mathbf{q}^2} F_{hNN}(\mathbf{q}^2), \quad (10)$$

где  $\phi_h = \tilde{G}_h/G_h$  — отношение константы связи  $h_1$ -мезона с нуклоном для  $T$ -неинвариантного взаимодействия ( $\tilde{G}_h$ ) к соответствующей константе  $T$ -инвариантного взаимодействия ( $G_h$ );  $F_{hNN}(\mathbf{q}^2) = (\Lambda^2 - m_h^2)/(\Lambda^2 - \mathbf{q}^2)$  — феноменологический монополярный формфактор в вершине  $hNN$ . Численные параметры взяты из [14]:  $m_h = 1,17$  ГэВ,  $\Lambda = 2$  ГэВ,  $G_h = 4\pi \cdot 1,56$ . Результаты расчетов TVPC-сигнала для взаимодействия  $h_N$ -типа представлены на рисунке для двух моделей  $pN$ -рассеяния [10] и [11] в зависимости от инвариантной массы пары взаимодействующих нуклонов — налетающего протона и нуклона  $N$  в дейтроне. Полученные результаты показывают, что с ростом энергии величина сигнала убывает, при этом скорость убывания существенно зависит от используемой модели адронного  $T$ -инвариантного  $P$ -инвариантного  $pN$ -взаимодействия. Следует отметить, что модельно-независимые амплитуды



Зависимость от энергии TVPC-сигнала в  $pd$ -рассеянии  $\sigma_{\text{TVPC}}$ , деленного на отношение  $\phi_h$  констант связи  $h_1$ -мезона с нуклоном для TVPC и обычного  $T$ -четного  $P$ -четного взаимодействий. Используются две разные модели спиновых  $pN$ -амплитуд: 1 — HEGS [11]; 2 — реджеонная параметризация [10]. По оси абсцисс отложена инвариантная масса взаимодействующей  $pN$ -пары — налетающего протона и нуклона мишени  $N$

упругого  $pN$ -рассеяния, полученные в результате фазового анализа соответствующих поляризационных экспериментальных данных, имеются в базе данных SAID [20]. Максимальная кинетическая энергия для  $pn$ -рассеяния в этой базе составляет 1,2 ГэВ, что соответствует  $\sqrt{s_{pn}} = 2,4$  ГэВ. Выполненный нами с использованием базы данных SAID расчет TVPC-сигнала в  $pd$ -рассеянии при этой энергии дает значение в  $\sim 7$  раз выше, чем его максимальное значение, приведенное на рисунке при  $\sqrt{s_{pp}} = 3$  ГэВ для параметризации [10]. Это убывание TVPC-эффекта соответствует общей тенденции ослабления спиновых эффектов в адронных взаимодействиях с ростом энергии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сигнал нарушения  $T$ -инвариантности при сохранении  $P$ -четности (TVPC) в рассеянии поляризованного фермиона на тензорно-поляризованной мишени определяется неизвестной константой взаимодействия, не входящего в Стандартную модель. Ожидается, что это взаимодействие осуществляется на очень малых межнуклонных расстояниях и поэтому его интенсивность слабо зависит от энергии. Однако TVPC-константа под знаком интеграла в выражении для искомого сигнала (9) домножается на фактор, определяемый обычными  $T$ - и  $P$ -инвариантными адронными взаимодействиями, спиновые эффекты в которых довольно сильно зависят от энергии, убывая с ее ростом. Выполненные в данной работе расчеты в интервале энергий  $\sqrt{s_{pp}} = 3\text{--}25$  ГэВ, соответствующих области готовящегося в Дубне эксперимента по спиновой физике NICA SPD, показывают, что степень уменьшения TVPC-сигнала в существенной мере определяется используемой моделью для адронных спиновых амплитуд  $pN$ -рассеяния.

**Благодарности.** Авторы благодарны О. В. Селюгину за предоставленные им численные значения спиновых  $pN$ -амплитуд, полученные в его модели.

**Финансирование.** Исследование выполнено за счет средств Российской государственной научной программы, грант № 23-22-00123, <https://rscf.ru/en/project/23-22-00123/>.

**Конфликт интересов.** Авторы этой работы утверждают, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Riotto A., Trodden M. Recent Progress in Baryogenesis // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1999. V. 49. P. 35–75; arXiv:hep-ph/9901362.
2. Bernreuther W. CP Violation and Baryogenesis // Lect. Notes Phys. 2002. V. 591. P. 237–293; arXiv:hep-ph/0205279.
3. Vergeles S.N., Nikolaev N.N., Obukhov Y.N., Silenko A.J., Teryaev O.V. General Relativity Effects in Precision Spin Experimental Tests of Fundamental Symmetries // Usp. Fiz. Nauk. 2023. V. 193, No. 2. P. 113–154; arXiv:2204.00427.
4. Huffman P.R., Roberson N.R., Wilburn W.S., Gould C.R., Haase D.G., Keith C.D., Raichle B.W., Seely M.L., Walston J.R. Test of Parity Conserving Time Reversal Invariance Using Polarized Neutrons and Nuclear Spin Aligned Holmium // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2684–2696; arXiv:nucl-ex/9605005.
5. Okun L.B. Note Concerning CP Parity // Yad. Fiz. 1965. V. 1. P. 938–939.
6. Barabanov A.L., Beda A.G. On Test of  $T$  Invariance in the Interaction of Slow Neutrons with Aligned Nuclei // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. 161; arXiv:nucl-th/0402043.
7. Uzikov Y.N. Search for Time-Invariance Violation in Proton–Deuteron Scattering // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49, No. 4. P. 576–580.
8. Nikolaev N., Rathmann F., Silenko A., Uzikov Y. New Approach to Search for Parity-Even and Parity-Odd Time-Reversal Violation beyond the Standard Model in a Storage Ring // Phys. Lett. B. 2020. V. 811. P. 135983.
9. Buttimore N.H., Gotsman E., Leader E. Spin Dependent Phenomena Induced by Electromagnetic Hadronic Interference at High-Energies // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 694–716; Erratum // Phys. Rev. D. 1987. V. 35. P. 407.
10. Sibirteev A., Haidenbauer J., Hammer H.W., Krewald S., Meissner U.G. Proton–Proton Scattering above 3 GeV/c // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 45. P. 357–372; arXiv:0911.4637 [hep-ph].
11. Selyugin O. Nucleon Structure and Spin Effects in Elastic Hadron Scattering // Symmetry. 2021. V. 13, No. 2. P. 164.
12. Platonova M.N., Kukulin V.I. Refined Glauber Model versus Faddeev Calculations and Experimental Data for  $pd$  Spin Observables // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 014004; Erratum // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 069902; arXiv:1612.08694.
13. Platonova M.N., Tursunbayev N.T., Uzikov Y.N. Elastic Polarized-Proton Scattering off  $^3\text{He}$  Nuclei in the Glauber Model with Accounting for Spin Dependence // Phys. At. Nucl. 2023. V. 86, No. 6. P. 1267–1274.

14. *Beyer M.* Test of Time Reversal Symmetry in the Proton–Deuteron System // Nucl. Phys. A. 1993. V. 560. P. 895–908; arXiv:nucl-th/9302002.
15. *Uzikov Y.N., Temerbayev A.* Null-Test Signal for  $T$ -Invariance Violation in  $pd$  Scattering // Phys. Rev. C. 2015. V. 92, No. 1. P. 014002; arXiv:1506.08303.
16. *Uzikov Y.N., Haidenbauer J.* Polarized Proton–Deuteron Scattering as a Test of Time-Reversal Invariance // Phys. Rev. C. 2016. V. 94, No. 3. P. 035501; arXiv:1607.04409.
17. *Uzikov Y.N., Platonova M.N.* Effect of  $T$ -Invariance Violation in Scattering of Polarized  $^3\text{He}$  Nuclei on Tensor-Polarized Deuterons // JETP Lett. 2023. V. 118, No. 11. P. 785–791; arXiv:2311.10841.
18. *Uzikov Y.N.* Proton–Deuteron Scattering and Test of Time-Reversal Invariance // Eur. Phys. J. Web Conf. 2016. V. 113. P. 04027.
19. *Uzikov Y.* Search for  $T$ -Invariance Violation in  $pd$ -Scattering // Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 138. P. 08001.
20. *Arndt R.A., Briscoe W.J., Strakovsky I.I., Workman R.L.* Updated Analysis of  $NN$  Elastic Scattering to 3-GeV // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025209; arXiv:0706.2195 [nucl-th].