

Нарушение четности в рассеянии протона на углероде и кислороде

А. И. Мильштейн⁺*, Н. Н. Николаев^{×1)}, С. Г. Сальников⁺*

⁺Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2021 г.

После переработки 3 ноября 2021 г.

Принята к публикации 3 ноября 2021 г.

Обсуждаются эффекты нарушения пространственной четности при взаимодействии релятивистских поляризованных протонов с ядрами ^{12}C и ^{16}O . В рамках подхода Глаубера получены оценки Р-нечетных асимметрий в полном и упругом сечениях рассеяния, сечении диссоциации и в неупругом сечении рассеяния с рождением мезонов. Наши расчеты показывают, что асимметрия должна быть наиболее заметна в упругом сечении и в сечении диссоциации.

DOI: 10.31857/S1234567821220018

Введение. В настоящее время эффекты нарушения пространственной четности в рассеянии лептонов на нуклонах при не очень больших энергиях детально изучены как теоретически, так и экспериментально. Полученные экспериментальные данные хорошо описываются в рамках Стандартной модели. Гораздо меньше существует экспериментальной информации о нарушении четности в рассеянии нуклона на нуклоне, нуклоне на ядре и ядра на ядре [1–7]. Теоретические предсказания для этих процессов сильно отличаются [8–18]. Поляризационные эксперименты на коллайдере NICA [19, 20] могут внести важный вклад в понимание явления нарушения четности в нуклонном секторе. Возможные постановки экспериментов на NICA по поиску нарушения четности при взаимодействии продольно поляризованных протонов или дейтронов с неполяризованной мишенью обсуждались в работах [21, 22]. Оценки Р-нечетной асимметрии в нуклон-нуклонном рассеянии в области энергий NICA даны в нашей недавней работе [23], а в протон-дейтронном рассеянии в работе [24].

Полное сечение нуклон-нуклонного рассеяния является суммой сечения упругого рассеяния и сечения неупругого рассеяния, сопровождаемого рождением мезонов. В полное сечение рассеяния нуклонов на ядре и ядра на ядре дают также вклады процессы квазиупругого рассеяния, сопровождаемые вылетом нуклонов или возбуждением ядер. Поскольку эффекты нарушения четности малы, то при планировании экс-

периментов необходимо найти процессы, в которых эти эффекты являются усиленными. С экспериментальной точки зрения удобны плотные ядерные мишени, такие как углерод или вода [4], и несомненный интерес представляет исследование эффектов нарушения пространственной четности при рассеянии поляризованных протонов на ядрах с точки зрения возможного усиления Р-нечетного эффекта количеством нуклонов в ядре. В этой работе мы исследуем нарушение пространственной четности в рассеянии поляризованного протона на ядрах углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O .

Эффекты слабого взаимодействия в протон-ядерном рассеянии.

В нашей работе мы используем подход Глаубера [25–27]. В этом подходе амплитуда T упругого рассеяния протона на ядрах ^{12}C и ^{16}O в системе, где и протон и ядро являются релятивистскими частицами, имеет вид (здесь и далее $\hbar = c = 1$)

$$T(\mathbf{q}_\perp) = -2i \int d^2\rho e^{-i\mathbf{q}_\perp \cdot \rho} [1 - e^{-\mathcal{T}(\rho)}],$$

$$\mathcal{T}(\rho) = \frac{i}{2} \int \frac{d^2Q_\perp}{(2\pi)^2} \times$$

$$\times e^{i\mathbf{Q}_\perp \cdot \rho} S(\mathbf{Q}_\perp) [T^{pp}(\mathbf{Q}_\perp) + T^{pn}(\mathbf{Q}_\perp)]. \quad (1)$$

Здесь $T^{pp}(\mathbf{Q}_\perp)$ и $T^{pn}(\mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуды протон-протонного и протон-нейтронного рассеяния, $S(\mathbf{Q}_\perp)$ – формфактор, который в модели оболочек равен

$$S(\mathbf{Q}_\perp) = \left[Z - \frac{(Z-2)}{6} Q_\perp^2 a^2 \right] \exp\left(-\frac{1}{4} Q_\perp^2 a^2\right), \quad (2)$$

¹⁾e-mail: nikolaev@itp.ac.ru

где Z – заряд соответствующего ядра. Для углерода мы использовали значение $a = 1.6$ фм, а для кислорода $a = 1.7$ фм. Упругое сечение σ_{el} и полное сечение σ_{tot} рассеяния протона на ядре определяются формулами

$$\begin{aligned}\sigma_{el} &= \int \frac{d^2q}{(4\pi)^2} |T(\mathbf{q}_\perp)|^2 = \\ &= 2 \int d^2\rho \left[1 - \operatorname{Re} e^{-\mathcal{T}(\rho)} - \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2\operatorname{Re} \mathcal{T}(\rho)} \right) \right], \\ \sigma_{tot} &= -\operatorname{Im} T(0) = 2 \int d^2\rho \left[1 - \operatorname{Re} e^{-\mathcal{T}(\rho)} \right].\end{aligned}\quad (3)$$

Для сечения диссоциации σ_{dis} с возбуждением или вылетом нуклонов из ядра и сечения σ_{inel} с рождением мезонов имеем

$$\begin{aligned}\sigma_{dis} &= \int d^2\rho \left[e^{-2\operatorname{Re} \mathcal{T}(\rho)} \left(e^{\Omega(\rho)} - 1 \right) \right], \\ \sigma_{inel} &= \int d^2\rho \left[1 - e^{-2\operatorname{Re} \mathcal{T}(\rho)} e^{\Omega(\rho)} \right], \\ \Omega(\rho) &= \frac{1}{4} \iint \frac{d^2Q_\perp}{(2\pi)^2} \frac{d^2Q'_\perp}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{Q}_\perp - \mathbf{Q}'_\perp) \cdot \rho} S(\mathbf{Q}_\perp - \mathbf{Q}'_\perp) \\ &\times \left[T^{pp}(\mathbf{Q}_\perp) T^{pp*}(\mathbf{Q}'_\perp) + T^{pn}(\mathbf{Q}_\perp) T^{pn*}(\mathbf{Q}'_\perp) \right].\end{aligned}\quad (4)$$

Заметим, что $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{dis} + \sigma_{inel}$.

Представим амплитуды $T^{pp}(\mathbf{q}_\perp)$ и $T^{pn}(\mathbf{q}_\perp)$ в виде суммы вкладов сильного и слабого взаимодействий, $T^{pN}(\mathbf{q}_\perp) = T_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp) + T_W^{pN}(\mathbf{q}_\perp)$, где $N = p, n$. В области энергий NICA можно использовать следующую параметризацию для вклада сильных взаимодействий [28]:

$$\begin{aligned}T_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp) &= -\delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_2 \lambda_4} (\epsilon + i) \sigma_s \exp\left(-\frac{1}{2} B q_\perp^2\right), \\ \epsilon &= -0.5, \quad \sigma_s = 50 \text{ мб}, \quad B = 9 \text{ ГэВ}^{-2},\end{aligned}\quad (5)$$

где λ_1 и λ_2 – спиральности начальных частиц, λ_3 и λ_4 – соответствующие спиральности конечных частиц ($\lambda_i = \pm 1$). Используя эту параметризацию, находим вклад сильных взаимодействий в сечения протон-ядерного рассеяния:

$$\begin{aligned}\mathcal{T}_s(\rho) &= (1 - i\epsilon) \Phi(\rho), \quad \Omega_s(\rho) = \gamma \Phi(\rho), \\ \Phi(\rho) &= \frac{\sigma_s}{\pi R^2} \left[Z - \frac{2a^2(Z-2)}{3R^2} \left(1 - \frac{\rho^2}{R^2} \right) \right] e^{-\rho^2/R^2}, \\ R^2 &= a^2 + 2B, \quad \gamma = \frac{(1+\epsilon^2)\sigma_s}{8\pi B} = 0.69, \\ \sigma_{s,el} &= 2 \int d^2\rho \left[1 - e^{-\Phi(\rho)} \cos(\epsilon \Phi(\rho)) - \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2\Phi(\rho)} \right) \right], \\ \sigma_{s,tot} &= 2 \int d^2\rho \left[1 - e^{-\Phi(\rho)} \cos(\epsilon \Phi(\rho)) \right], \\ \sigma_{s,dis} &= \int d^2\rho \left[e^{-(2-\gamma)\Phi(\rho)} - e^{-2\Phi(\rho)} \right],\end{aligned}$$

$$\sigma_{s,inel} = \int d^2\rho \left[1 - e^{-(2-\gamma)\Phi(\rho)} \right].\quad (6)$$

Эффекты нарушения четности являются следствием интерференции амплитуды слабого взаимодействия и амплитуды сильного взаимодействия. Они линейны по вкладу T_W^{pN} слабых взаимодействий в амплитуду протон-нуклонного рассеяния, который был рассмотрен нами в работе [23]:

$$\begin{aligned}T_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp) &= \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_1 \lambda_4} t_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp), \\ T_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp) &= \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_2 \lambda_4} t_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp), \\ t_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp) &= c_{pp} R(\mathbf{q}_\perp), \quad t_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp) = c_{pn} F^2(\mathbf{q}_\perp), \\ F(\mathbf{q}_\perp) &= \frac{\Lambda^4}{(\Lambda^2 + q_\perp^2)^2}, \\ R(\mathbf{q}_\perp) &= \frac{4}{\pi} \int \frac{F^2(\mathbf{k}_\perp) d^2k_\perp}{(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{q}_\perp)^2 + m_\rho^2}, \\ c_{pp} &= 5 \text{ нб}, \quad c_{pn} = -7.8 \text{ нб}, \\ \Lambda &= 1 \text{ ГэВ}, \quad m_\rho = 770 \text{ МэВ}.\end{aligned}\quad (7)$$

Соответствующий вклад $\mathcal{T}_W(\rho)$ в функцию $\mathcal{T}(\rho)$ в формуле (1) является чисто мнимой величиной, $\mathcal{T}_W(\rho) = i\xi(\rho)$, где

$$\begin{aligned}\xi(\rho) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^2Q_\perp}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{Q}_\perp \cdot \rho} \times \\ &\times \left[\frac{1}{2} t_W^{pp}(\mathbf{Q}_\perp) + t_W^{pn}(\mathbf{Q}_\perp) \right] S(\mathbf{Q}_\perp).\end{aligned}\quad (8)$$

Здесь множитель $1/2$ перед $t_W^{pp}(\mathbf{Q}_\perp)$ связан с тем, что амплитуда слабого взаимодействия T_W^{pp} отлична от нуля только для протонов ядра, имеющих ту же спиральность, что и налетающий протон ($\lambda_2 = \lambda_1$).

Поправка $\Omega_W(\rho)$ в функцию $\Omega(\rho)$ в формуле (4) за счет слабых взаимодействий имеет вид

$$\begin{aligned}\Omega_W(\rho) &= -\frac{1}{2} \epsilon \sigma_s \times \\ &\times \iint \frac{d^2Q_\perp}{(2\pi)^2} \frac{d^2Q'_\perp}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{Q}_\perp - \mathbf{Q}'_\perp) \cdot \rho} S(\mathbf{Q}'_\perp - \mathbf{Q}_\perp) \times \\ &\times \left[\frac{1}{2} t_W^{pp}(\mathbf{Q}'_\perp) + t_W^{pn}(\mathbf{Q}'_\perp) \right] \exp\left(-\frac{1}{2} B Q_\perp^2\right).\end{aligned}\quad (9)$$

В результате находим поправки к сечениям за счет слабых взаимодействий:

$$\begin{aligned}\sigma_{W,el} &= \sigma_{W,tot} = -2 \int d^2\rho e^{-\Phi(\rho)} \sin(\epsilon \Phi(\rho)) \xi(\rho), \\ \sigma_{W,dis} &= -\sigma_{W,inel} = \int d^2\rho e^{-(2-\gamma)\Phi(\rho)} \Omega_W(\rho).\end{aligned}\quad (10)$$

Обсуждение результатов. Перейдем теперь к численным оценкам сечений и соответствующих

асимметрий $\mathcal{A} = \sigma_W/\sigma_s$ при рассеянии поляризованного протона с $\lambda_1 = 1$ на ядрах углерода и кислорода. Используя приведенные выше формулы, находим для ^{12}C :

$$\begin{aligned} \sigma_{s, \text{tot}}^{p\text{C}} &= 410 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{tot}}^{p\text{C}} &= -3.7 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{tot}}^{p\text{C}} &= -0.9 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{el}}^{p\text{C}} &= 126 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{el}}^{p\text{C}} &= -3.7 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{el}}^{p\text{C}} &= -2.9 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{inel}}^{p\text{C}} &= 228 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{inel}}^{p\text{C}} &= 1 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{inel}}^{p\text{C}} &= 4.4 \cdot 10^{-9}, \\ \sigma_{s, \text{dis}}^{p\text{C}} &= 56 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{dis}}^{p\text{C}} &= -1 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{dis}}^{p\text{C}} &= -1.8 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для ^{16}O получаем:

$$\begin{aligned} \sigma_{s, \text{tot}}^{p\text{O}} &= 517 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{tot}}^{p\text{O}} &= -4.8 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{tot}}^{p\text{O}} &= -0.9 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{el}}^{p\text{O}} &= 169 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{el}}^{p\text{O}} &= -4.8 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{el}}^{p\text{O}} &= -2.7 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{inel}}^{p\text{O}} &= 284 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{inel}}^{p\text{O}} &= 1.2 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{inel}}^{p\text{O}} &= 4.2 \cdot 10^{-9}, \\ \sigma_{s, \text{dis}}^{p\text{O}} &= 64 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{dis}}^{p\text{O}} &= -1.2 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{dis}}^{p\text{O}} &= -1.8 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (12)$$

Видно, что асимметрия наиболее заметна в упругом сечении и в сечении диссоциации. Как было отмечено нами в [23, 24] при анализе нуклон-нуклонного и нуклон-дейтронного взаимодействия, подавление асимметрии в неупругом рассеянии есть следствие условия унитарности. Поэтому с экспериментальной точки зрения представляется выгодным измерение асимметрии или в упругом рассеянии, или в сумме упругого сечения и сечения диссоциации, для которой $\mathcal{A}_{\text{el+dis}}^{p\text{C}} \approx \mathcal{A}_{\text{el+dis}}^{p\text{O}} = -2.6 \cdot 10^{-8}$.

Общий вывод из сравнения $p\text{C}$ и $p\text{O}$ рассеяния с изученными в [23, 24] процессами pN и pd рассеяния следующий. Ожидаемые P -нечетные асимметрии в сечениях $p\text{C}$ и $p\text{O}$ рассеяния очень близки друг к другу и отличаются менее, чем на 10% от аналогичных величин в рассеянии протонов на неполяризованных дейтронах. Это происходит из-за того, что вклады сильного и слабого взаимодействий в сечения рассеяния протонов на ядрах растут примерно одинаково с ростом числа нуклонов в ядре. Исключением является квазиупругое рассеяние, в котором мы предсказываем усиление асимметрии в $p\text{C}$ и $p\text{O}$ взаимодействиях почти вдвое по сравнению с pd взаимодействием. Как и в случае дейтронной мишени, протонная и нейтронная поправки к сечениям за счет слабого взаимодействия частично компенсируют друг друга, так что в рассеянии на ядрах P -нечетная асимметрия меньше, чем в pp рассеянии. Однако с экспериментальной точки зрения и протонная (водородная), и дейтериевая мишени могут быть менее удобны из-за низкой плотности.

Закключение. Мы проанализировали эффекты несохранения четности в процессах рассеяния поляризованных протонов на ядрах ^{12}C и ^{16}O при энергиях коллайдера NICA. Используя подход Глаубера,

мы получили оценки для поправок за счет слабого взаимодействия к полному, упругому, неупругому сечениям и сечению диссоциации, а также соответствующие спиновые асимметрии, см. (11) и (12). Согласно нашим результатам, предпочтительными являются эксперименты по измерению асимметрии в сечении σ_{el} или $\sigma_{\text{el+dis}}$. Полученные результаты должны учитываться при планировании экспериментов на коллайдере NICA.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-40092 МЕГА.

1. J. M. Potter, J. D. Bowman, C. F. Hwang, J. L. McKibben, R. E. Mischke, D. E. Nagle, P. G. Debrunner, H. Frauenfelder, and L. B. Sorensen, Phys. Rev. Lett. **33**, 1307 (1974).
2. D. E. Nagle, J. D. Bowman, C. Hoffman, J. McKibben, R. Mischke, J. M. Potter, H. Frauenfelder, and L. Sorensen, AIP Conf. Proc. **51**, 224 (1978).
3. R. Balzer, R. Henneck, Ch. Jacquemart, J. Lang, M. Simonius, W. Haeberli, Ch. Weddigen, W. Reichart, and S. Jaccard, Phys. Rev. Lett. **44**, 699 (1980).
4. N. Lockyer, T. A. Romanowski, J. D. Bowman, C. M. Hoffman, R. E. Mischke, D. E. Nagle, J. M. Potter, R. L. Talaga, E. C. Swallow, D. M. Alde, D. R. Moffett, and J. Zyskind, Phys. Rev. D **30**, 860 (1984).
5. V. Yuan, H. Frauenfelder, R. W. Harper, J. D. Bowman, R. Carlini, D. W. MacArthur, R. E. Mischke, D. E. Nagle, R. L. Talaga, and A. B. McDonald, Phys. Rev. Lett. **57**, 1680 (1986).
6. P. D. Eversheim, W. Schmitt, S. Kuhn, F. Hinterberger, P. von Rosten, J. Chlebek, R. Gebel, U. Lahr, B. von Przeworski, M. Wiemer, and V. Zell, Phys. Lett. B **256**, 11 (1991).
7. A. R. Berdoz, J. Birchall, J. B. Bland et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **68**, 034004 (2003).
8. V. Brown, E. Henley, and F. Krejs, Phys. Rev. C **9**, 935 (1974).
9. E. M. Henley and F. R. Krejs, Phys. Rev. D **11**, 605 (1975).
10. В. Б. Копелиович, Л. Л. Франкфурт, Письма в ЖЭТФ **22**, 601 (1975).
11. L. L. Frankfurt and V. B. Kopeliovich, Nucl. Phys. B **103**, 360 (1976).
12. B. Desplanques, J. Donoghue, and B. Holstein, Ann. Phys. (N.Y) **124**, 449 (1980).
13. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **107**, 99 (1981).
14. A. Barroso and D. Tadić, Nucl. Phys. A **364**, 194 (1981).
15. T. Oka, Prog. Theor. Phys. **66**, 977 (1981).
16. G. Nardulli and G. Preparata, Phys. Lett. B **117**, 445 (1982).

17. T. Goldman and D. Preston, Nucl. Phys. B **217**, 61 (1983).
18. B. G. Zakharov, Yad. Fiz. **42**, 756 (1985).
19. V. D. Kekelidze, R. Lednicky, A. Matveev, I. N. Meshkov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov, Proc. of 3rd Large Hadron Collider Physics Conf. (LHCP 2015), 565 (2016).
20. I. Savin, A. Efremov, D. Peshekhonov, A. Kovalenko, O. Teryaeva, O. Shevchenko, A. Nagajcev, A. Guskov, V. Kukhtin, and N. Toplilin, EPJ Web Conf. **85**, 02039 (2015).
21. И. А. Кооп, А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, А. С. Попов, С. Г. Сальников, П. Ю. Шатунов, Ю. М. Шатунов, Письма в ЭЧАЯ, **17**, 122 (2020) [Phys. Part. Nucl. Lett. **17**, 154 (2020)].
22. I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salnikov, P. Yu. Shatunov, and Yu. M. Shatunov, Phys. Part. Nucl. **52**, 549 (2021).
23. А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, С. Г. Сальников, Письма в ЖЭТФ, **111**, 215 (2020) [JETP Lett. **111**, 197 (2020)].
24. А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, С. Г. Сальников, Письма в ЖЭТФ, **112**, 352 (2020) [JETP Lett. **112**, 332 (2020)].
25. R. J. Glauber, Phys. Rev. **100**, 242 (1955).
26. V. Franco and R. J. Glauber, Phys. Rev. **142**, 1195 (1966).
27. R. J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B **21**, 135 (1970).
28. J. Ruckebusch, D. Debruyne, P. Lava, S. Janssen, B. van Overmeire, and T. van Cauteren, Nucl. Phys. A **728**, 226 (2003).