

Несохранение четности в протон-дейтронном рассеянии

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 13 августа 2020 г.

После переработки 13 августа 2020 г.

Принята к публикации 13 августа 2020 г.

Обсуждаются эффекты несохранения четности при взаимодействии релятивистских поляризованных протонов и дейтронов. В рамках подхода Глаубера получены оценки P -нечетных асимметрий в полном и упругом сечениях рассеяния, сечении диссоциации и в неупругом сечении рассеяния с рождением мезонов. Показано, что с точки зрения величины P -нечетного эффекта, взаимодействие поляризованных дейтронов с неполяризованными протонами имеет преимущество по сравнению со взаимодействием поляризованных протонов с неполяризованными дейтронами. При этом найдена значительная P -нечетная асимметрия в канале диссоциации поляризованного дейтрона.

DOI: 10.31857/S1234567820180020

Введение. Интерференция амплитуд сильного и слабого взаимодействий приводит к несохранению четности в ядерных и адронных процессах [1, 2]. Наблюдаемые эффекты в ядерных процессах и в процессах рассеяния протонов и нейтронов низких энергий принято описывать феноменологическими мезон-барионными взаимодействиями (см. обзор [3]). Несмотря на обширную теоретическую [4–15] и экспериментальную [19–22] литературу, вопрос о несохранении четности в адронных процессах при высокой энергии остается открытым. Существенного прогресса в понимании этого эффекта можно ожидать от поляризационных экспериментов на коллайдере NICA [23, 24]. Возможные постановки экспериментов на NICA по поиску нарушения четности при взаимодействии продольно поляризованных протонов или дейтронов с неполяризованной мишенью обсуждались в работе [25].

Оценки P -нечетной асимметрии в нуклон-нуклонном рассеянии в области энергий NICA даны в нашей недавней работе [26]. Структура слабых токов такова, что главный вклад в P -нечетную асимметрию в pp рассеянии дают радиационные поправки за счет зарядово-обменного сильного взаимодействия. Было показано также, что с точки зрения величины наблюдаемого эффекта, выгодно измерять P -нечетную асимметрию в упругом рас-

сеянии, так как в неупругих сечениях асимметрия сильно подавлена.

В предлагаемой работе мы обобщили результаты [26] на P -нечетные асимметрии в протон-дейтронном рассеянии при энергиях коллайдера NICA. В отличие от нуклон-нуклонного рассеяния, здесь возникает канал квазиупругого рассеяния с диссоциацией дейтрона в протон-нейтронный континуум. Аналогично результату [26] об усилении асимметрии в упругом рассеянии, подобное усиление найдено и для диссоциации продольно поляризованного дейтрона на неполяризованном протоне. P -нечетная асимметрия при взаимодействии поляризованного дейтрона с неполяризованным протоном оказывается выше, чем при взаимодействии поляризованного протона с неполяризованным дейтроном. Это важно с точки зрения экспериментальных возможностей, так как в области энергий коллайдера NICA ускорение поляризованных дейтронов свободно от спиновых резонансов, многочисленных в случае поляризованных протонов. Что касается выделения P -нечетной асимметрии в процессах упругого рассеяния и диссоциации ускоренных дейтронов, выгодных с точки зрения ожидаемой величины эффекта, мы обращаем внимание на возможности работы с внутренней струйной водородной мишенью с детектированием протонов отдачи [27].

Нуклон-нуклонное рассеяние. Полная амплитуда высокоэнергетического упругого протон-нуклонного рассеяния $T(\mathbf{q}_\perp)$, где \mathbf{q}_\perp – поперечный

¹⁾e-mail: nikolaev@itp.ac.ru

импульс рассеянного протона, может быть представлена в виде [26]

$$T(\mathbf{q}_\perp) = T_s(\mathbf{q}_\perp) + T_W(\mathbf{q}_\perp) + T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp) = -\frac{i}{2} \int \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} T_s(\mathbf{q}'_\perp) T_W(\mathbf{q}_\perp - \mathbf{q}'_\perp). \quad (1)$$

Здесь $T_s(\mathbf{q}_\perp)$ – амплитуда сильного взаимодействия, $T_W(\mathbf{q}_\perp)$ – амплитуда слабого взаимодействия с учетом радиационных поправок к Р-нечетному гамильтониану за счет сильного взаимодействия, $T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp)$ – так называемая абсорбционная поправка к слабой амплитуде, ее нетрудно вывести в эйкональном подходе. С учетом сохранения s -канальной спиральности для амплитуд pN рассеяния (здесь и далее $N = p, n$) можно использовать стандартную параметризацию [28] (отличие от альтернативных параметризаций [29, 30] несущественно и не обсуждается):

$$T_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp) = \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_2 \lambda_4} t_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$t_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp) = -(\epsilon_{pN} + i) \sigma_{s, \text{tot}}^{pN} \exp(-B_{pN} q_\perp^2 / 2), \quad (2)$$

где λ_1 и λ_2 – спиральности начальных частиц, λ_3 и λ_4 – соответствующие спиральности конечных частиц ($\lambda_i = \pm 1$). При переданных импульсах внутри дифракционного конуса отношение вещественной и мнимой частей амплитуды ϵ_{pN} и наклон конуса B_{pN} можно считать константами. С удовлетворяющей нас точностью, в области энергий NICA, можно положить $t_s^{pp}(\mathbf{q}_\perp) = t_s^{pn}(\mathbf{q}_\perp) \equiv t_s(\mathbf{q}_\perp)$ [28]. В численных оценках мы используем

$$\epsilon_{pN} = \epsilon = -0.5, \quad \sigma_{s, \text{tot}}^{pN} = \sigma_{s, \text{tot}} = 50 \text{ мб},$$

$$B_{pN} = B = 9 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (3)$$

При этом сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma_{s, el}^{pN} = \int |T_s^{pN}(\mathbf{q}_\perp)|^2 \frac{d^2 q_\perp}{16\pi^2} = \frac{(1 + \epsilon^2) \sigma_{s, \text{tot}}^2}{16\pi B} = 17.8 \text{ мб}. \quad (4)$$

Согласно [26], амплитуды за счет слабого взаимодействия, $T_W^{pN}(\mathbf{q}_\perp)$, имеют разные зависимости от переданного импульса и спиральностей:

$$T_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp) = \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_1 \lambda_4} t_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$T_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp) = \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_2 \lambda_4} t_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$t_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp) = c_{pp} R(\mathbf{q}_\perp), \quad t_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp) = c_{pn} F^2(\mathbf{q}_\perp),$$

$$F(\mathbf{q}_\perp) = \frac{\Lambda^4}{(\Lambda^2 + q_\perp^2)^2},$$

$$R(\mathbf{q}_\perp) = \frac{4}{\pi} \int \frac{F^2(\mathbf{k}_\perp) d^2 k_\perp}{(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{q}_\perp)^2 + m_\rho^2},$$

$$c_{pp} = 5 \text{ нб}, \quad c_{pn} = -7.8 \text{ нб},$$

$$\Lambda = 1 \text{ ГэВ}, \quad m_\rho = 770 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

Обратим внимание на то, что c_{pp} и c_{pn} имеют противоположный знак.

Используя оптическую теорему, $\sigma_{\text{tot}} = -\text{Im}T(0)$, находим поправки $\sigma_{W, \text{tot}}^{pp}$ и $\sigma_{W, \text{tot}}^{pn}$ к полному сечению pp и pn рассеяния за счет слабого взаимодействия:

$$\sigma_{W, \text{tot}}^{pp} = \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_1 \lambda_4} S_W^{pp},$$

$$\sigma_{W, \text{tot}}^{pn} = \lambda_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_3} \delta_{\lambda_2 \lambda_4} S_W^{pn},$$

$$S_W^{pp} = 3.7 \text{ нб}, \quad S_W^{pn} = -2.47 \text{ нб}. \quad (6)$$

Соотношение между S_W^{pp} и S_W^{pn} определяется не только соотношением между c_{pp} и c_{pn} , но и разной зависимостью амплитуд t_W^{pp} и t_W^{pn} от q_\perp . При упрощенной параметризации (2) Р-нечетные поправки $\sigma_{W, el}^{pN}$ к упругим сечениям pN рассеяния совпадают с Р-нечетными поправками к соответствующим полным сечениям. Подавление Р-нечетных поправок к неупругим сечениям есть, по-существу, общее следствие условия унитарности в линейном по слабому взаимодействию приближении.

Эффекты слабого взаимодействия в протон-дейтронном рассеянии. Здесь рабочим аппаратом является подход Глаубера [31–33]. Отдельного рассмотрения требует новый канал дифракционной диссоциации (квазиупругого рассеяния) в протон-нейтронный континуум без рождения мезонов, $pd \rightarrow (pn)p$, в котором, как мы покажем, также возможна большая Р-нечетная асимметрия.

Амплитуда T_s^{pd} упругого рассеяния за счет сильного взаимодействия равна

$$T_s^{pd}(\mathbf{q}_\perp) = \delta_{\lambda_p \lambda'_p} \delta_{\lambda_d \lambda'_d} t_s^{pd}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$t_s^{pd}(\mathbf{q}_\perp) = \left[t_s^{pp}(\mathbf{q}_\perp) + t_s^{pn}(\mathbf{q}_\perp) \right] F_D \left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} \right) -$$

$$- \frac{i}{2} \int \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} t_s^{pp} \left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} - \mathbf{q}'_\perp \right) t_s^{pn} \left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} + \mathbf{q}'_\perp \right) F_D(\mathbf{q}'_\perp). \quad (7)$$

Здесь λ_p и λ'_p – спиральности начального и конечного протонов, λ_d и λ'_d – спиральности начального и конечного дейтронов. Амплитуда однократного рассеяния содержит формфактор дейтрона $F_D(\mathbf{q}_\perp/2)$, а малая в области дифракционного конуса упругого pd рассеяния амплитуда двухкратного рассеяния дает глауберовское экранирование. Формфактор дейтрона можно оценить с достаточной точностью, используя чисто S -волновую функцию $\phi(\mathbf{r})$:

$$F_D(\mathbf{q}) = \int d^3 r |\phi(\mathbf{r})|^2 \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}).$$

Полученная в модели прямоугольной ямы формула

$$\begin{aligned}
F_D(q) &= \frac{2b}{(b-1)x} \left[\arctan\left(\frac{x}{2}\right) - \frac{1}{2} \text{Si}\left(\frac{x}{b}\right) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{4} \text{Si}\left(\pi + \frac{x}{b}\right) + \frac{1}{4} \text{Si}\left(\pi - \frac{x}{b}\right) \right], \\
\text{Si}(x) &= \int_0^x dy \frac{\sin y}{y}, \quad b = 2.5, \\
x &= q/\kappa, \quad \kappa = 45.7 \text{ МэВ}
\end{aligned} \tag{8}$$

численно хорошо согласуется с полученными в других моделях.

Выражение для полного сечения pd рассеяния следует из оптической теоремы:

$$\begin{aligned}
\sigma_{s, \text{tot}}^{pd} &= 2\sigma_{s, \text{tot}} - \Delta\sigma_G = 96 \text{ мб}, \\
\Delta\sigma_G &= \frac{1}{2}(1 - \epsilon^2)\sigma_{s, \text{tot}}^2 \times \\
&\times \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \exp(-B q_\perp^2) F_D(\mathbf{q}_\perp) = 4 \text{ мб}.
\end{aligned} \tag{9}$$

Поправка $\Delta\sigma_G$, соответствующая глауберовской экранировке, мала в силу большого размера дейтрона, $\Delta\sigma_G \ll \sigma_{s, \text{tot}}^{pd}$. Ввиду очевидной доминантности амплитуды однократного рассеяния, P -нечетная асимметрия в pd рассеянии будет подобна асимметрии в упругом pN рассеянии. Интегральное сечение упругого pd рассеяния будет заметно подавлено формфактором дейтрона. В том же приближении рыхлого дейтрона дифференциальное сечение квазиупругого pd рассеяния будет близко к сумме дифференциальных сечений упругого pp и pn рассеяния. Таким образом, мы ожидаем, что указанное в [26] усиление P -нечетной асимметрии в упругом pN рассеянии будет присутствовать и в упругом, и в квазиупругом pd рассеянии. Мы опускаем обсуждение имеющего ничтожно малое сечение процесса перезарядки дейтрона ($d \rightarrow pp$).

Полный вклад слабого взаимодействия в амплитуду упругого рассеяния поляризованного протона на поляризованном дейтроне, $T_W^{pd}(\mathbf{q}_\perp)$, включающий все абсорбционные поправки, имеет вид

$$\begin{aligned}
T_W^{pd}(\mathbf{q}_\perp) &= \delta_{\lambda_p \lambda'_p} \delta_{\lambda_d \lambda'_d} t_W^{pd}(\mathbf{q}_\perp), \\
t_W^{pd}(\mathbf{q}_\perp) &= \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp) F_D\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2}\right) - \\
&- \frac{i}{2} \int \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} t_s(\mathbf{q}'_\perp) \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp - \mathbf{q}'_\perp) F_D\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2}\right) - \\
&- \frac{i}{2} \int \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} t_s\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} - \mathbf{q}'_\perp\right) \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} + \mathbf{q}'_\perp\right) F_D(\mathbf{q}'_\perp) - \\
&- \frac{1}{4} \iint \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} \frac{d^2 q''_\perp}{(2\pi)^2} t_s\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} - \mathbf{q}'_\perp\right) t_s\left(\frac{\mathbf{q}_\perp}{2} - \mathbf{q}''_\perp\right) \times \\
&\quad \times \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}'_\perp + \mathbf{q}''_\perp) F_D(\mathbf{q}'_\perp), \\
\mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp) &= \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_d) t_W^{pp}(\mathbf{q}_\perp) + \lambda_p t_W^{pn}(\mathbf{q}_\perp).
\end{aligned} \tag{10}$$

Главный P -нечетный вклад $\sigma_{W, el}^{pd}$ в сечение упругого рассеяния равен

$$\begin{aligned}
\sigma_{W, el}^{pd} &= \int \frac{d^2 q_\perp}{8\pi^2} \text{Re} \left[t_s^{pd*}(\mathbf{q}_\perp) t_W^{pd}(\mathbf{q}_\perp) \right] \simeq -\frac{\epsilon\sigma_{s, \text{tot}}}{4\pi^2} \times \\
&\times \int d^2 q_\perp \exp(-B q_\perp^2/2) \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp) F_D^2(\mathbf{q}_\perp/2).
\end{aligned} \tag{11}$$

В случае рассеяния поляризованного протона на неполяризованном дейтроне следует использовать $\mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp)$ из (10) с $\lambda_d = 0$, а для рассеяния поляризованного дейтрона на неполяризованном протоне необходимо использовать $\mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp)$ с $\lambda_p = 0$.

Следуя технике Франко—Глаубера [32, 33], нетрудно получить P -нечетную поправку к сечению квазиупругого pd рассеяния. Опуская детали вычислений, мы ограничимся утверждением, что суммарное P -нечетное сечение упругого ($\sigma_{W, el}^{pd}$) и квазиупругого ($\sigma_{W, qel}^{pd}$) рассеяния совпадает с поправкой $\sigma_{W, \text{tot}}^{pd}$ к полному сечению pd рассеяния, которое может быть определено по оптической теореме из амплитуды (10):

$$\begin{aligned}
\sigma_{W, \text{tot}}^{pd} &= -\frac{\epsilon\sigma_{s, \text{tot}}}{8\pi^2} \times \\
&\times \int d^2 q_\perp \exp(-B q_\perp^2/2) \mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp) [1 + F_D(\mathbf{q}_\perp)].
\end{aligned} \tag{12}$$

Как и в случае неупругого pN рассеяния, P -нечетная асимметрия в истинно неупругом сечении pd рассеяния, в котором рождаются мезоны, является подавленной.

Перейдем от качественного обсуждения к численным оценкам сечений и соответствующих асимметрий $\mathcal{A} = \sigma_W/\sigma_s$ при рассеянии поляризованного дейтрона с $\lambda_d = 1$ на неполяризованном протоне. Используя приведенные формулы, находим:

$$\begin{aligned}
\sigma_{s, \text{tot}}^{pd} &= 96 \text{ мб}, \quad \sigma_{W, \text{tot}}^{pd} = 2.1 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{\text{tot}}^{pd} = 2 \cdot 10^{-8}, \\
\sigma_{s, el}^{pd} &= 20 \text{ мб}, \quad \sigma_{W, el}^{pd} = 0.7 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{el}^{pd} = 3.5 \cdot 10^{-8}, \\
\sigma_{s, qel}^{pd} &= 22.4 \text{ мб}, \quad \sigma_{W, qel}^{pd} = 1.4 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{qel}^{pd} = 6 \cdot 10^{-8}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Для взаимодействия поляризованного протона с $\lambda_p = 1$ с неполяризованным дейтроном имеем

$$\begin{aligned}
\sigma_{W, \text{tot}}^{pd} &= -0.8 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{\text{tot}}^{pd} = -0.9 \cdot 10^{-8}, \\
\sigma_{W, el}^{pd} &= -0.6 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{el}^{pd} = -3 \cdot 10^{-8}, \\
\sigma_{W, qel}^{pd} &= -0.2 \text{ нб}, \quad \mathcal{A}_{qel}^{pd} = -10^{-8}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Разница в знаках и величине асимметрий связана с существенным отличием зависимости $\mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(\mathbf{q}_\perp)$ от q_\perp

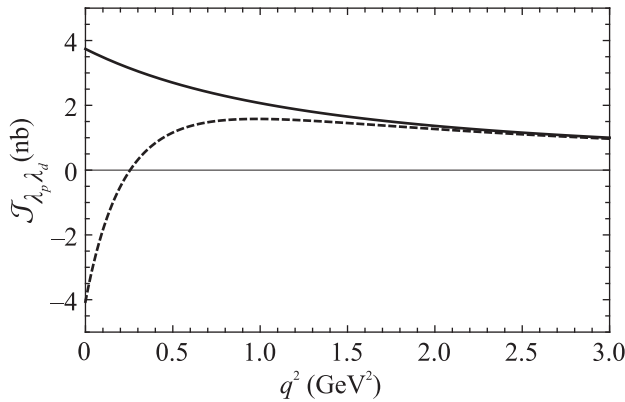


Рис. 1. Зависимость \mathcal{T}_{01} (сплошная линия) и \mathcal{T}_{10} (пунктирная линия) от $q^2 \equiv \mathbf{q}_\perp^2$, (10)

для поляризованных протонов и для поляризованных дейтронов, см. рис. 1.

Так как P -нечетный гамильтониан слабого pp взаимодействия определяется радиационной поправкой за счет сильного взаимодействия, точность расчета которой невелика, то указанное на рис. 1 поведение $\mathcal{T}_{\lambda_p \lambda_d}(q_\perp)$ носит скорее качественный характер. Из приведенных оценок следуют два важных вывода. Во-первых, величина ожидаемой P -нечетной асимметрии делает выгодным эксперимент по взаимодействию именно поляризованных дейтронов с неполяризованными протонами. Это выгодно и с точки зрения управления поляризацией накопленных в ускорителе частиц, так как в области энергий NICA у дейтронов нет спиновых резонансов, в то время как у протонов есть многочисленные спиновые резонансы. Во-вторых, опять же ориентируясь на величину ожидаемой асимметрии, выгодно выделять упругое и квазиупругое pd рассеяние. Здесь мы вкратце прокомментируем проводимый участниками гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-40092 МЕГА, которые являются авторами [25], анализ привлекательных возможностей работы с внутренней струйной водородной мишенью.

При работе со струйной мишенью (см., например, [27]) для выделения упругого рассеяния достаточно измерить передачу импульса на протон отдачи, который однозначно связан с углом вылета протона, $\theta = q_z/q_\perp = q_\perp/(2m_p)$. Диссоциация релятивистского дейтрона с $\gamma \gg 1$ в np пару с энергией возбуждения ϵ^* дает дополнительный вклад в продольный импульс протонов отдачи, $\Delta q_z = \epsilon^*/\gamma$, что увеличивает угол вылета θ . При этом уширяется, по сравнению с чисто упругим рассеянием, и распределение по поперечному импульсу протонов отдачи. Это дает возможность регистрации квазиупругих событий

с одновременной дискриминацией событий рождения пионов, когда $\epsilon^* > m_\pi$.

Заключение. Мы проанализировали эффекты несохранения четности в процессе рассеяния протонов на дейтронах при энергиях коллайдера NICA. Используя подход Глаубера, мы получили оценки для поправок за счет слабого взаимодействия к полному, упругому, неупругому сечениям и сечению диссоциации в pd рассеянии, а также соответствующие спиновые асимметрии, см. (13) и (14). Согласно нашим результатам, предпочтительными являются эксперименты по рассеянию поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах. Это обстоятельство является особенно важным, поскольку ускорение релятивистских поляризованных дейтронов проще, чем ускорение поляризованных протонов. Полученные результаты должны учитываться при планировании экспериментов на коллайдере NICA.

Мы выражаем благодарность И. А. Коопу и Ю. М. Шатунову за полезные обсуждения.

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

1. Y. G. Abov, P. A. Krupchitsky, and Y. A. Oratovsky, Phys. Lett. **12**, 25 (1964).
2. V. M. Lobashov, D. M. Kaminker, G. I. Kharkevich, V. A. Kniazkov, N. A. Lozovoy, V. A. Nazarenko, L. F. Sayenko, L. M. Smotritsky, and A. I. Yegorov, Nucl. Phys. A **197**, 241 (1972).
3. S. Gardner, W. C. Haxton, and B. R. Holstein, Annual Review of Nuclear and Particle Science **67**, 69 (2017).
4. V. Brown, E. Henley, and F. Krejs, Phys. Rev. C **9**, 935 (1974).
5. E. M. Henley and F. R. Krejs, Phys. Rev. D **11**, 605 (1975).
6. V. B. Kopeliovich and L. L. Frankfurt, Письма в ЖЭТФ **22**, 601 (1975) [JETP Lett. **22**, 295 (1975)].
7. L. L. Frankfurt and V. B. Kopeliovich, Nucl. Phys. B **103**, 360 (1976).
8. B. Desplanques, J. Donoghue, and B. Holstein, Ann. Phys. (N.Y.) **124**, 449 (1980).
9. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **107**, 99 (1981).
10. A. Barroso and D. Tadić, Nucl. Phys. A **364**, 194 (1981).
11. T. Oka, Progress of Theoretical Physics **66**, 977 (1981).
12. G. Nardulli and G. Preparata, Phys. Lett. B **117**, 445 (1982).
13. Б. Г. Захаров, ЯФ **39**, 1260 (1984) [B. G. Zakharov, Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 793 (1984)].
14. Б. Г. Захаров, ЯФ **42**, 756 (1985) [B. G. Zakharov, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 479 (1985)].

15. T. Goldman and D. Preston, *Nucl. Phys. B* **217**, 61 (1983).
16. 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).
17. 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 (1979).
18. R. Balzer, R. Henneck, C. Jacquemart, J. Lang, M. Simonius, W. Haerberli, C. Weddigen, W. Reichart, and S. Jaccard, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 699 (1980).
19. 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).
20. 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).
21. P.D. Eversheim, W. Schmitt, S. Kuhn, F. Hinterberger, P. von Rossen, J. Chlebek, R. Gebel, U. Lahr, B. von Przeworski, M. Wiemer, and V. Zell, *Phys. Lett. B* **256**, 11 (1991).
22. A.R. Berdoz, J. Birchall, J.B. Bland et. al. (Collaboration), *Phys. Rev. C* **68**, 034004 (2003).
23. V.D. Kekelidze, R. Lednicky, V.A. Matveev, I.N. Meshkov, A.S. Sorin, and G.V. Trubnikov, *Proc. of 3rd Large Hadron Collider Physics Conf. (LHCP 2015)*, 565 (2016).
24. I. A. 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).
25. И. А. Кооп, А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, А. С. Попов, С. Г. Сальников, П. Ю. Шатунов, and Ю. М. Шатунов, *Письма в ЭЧАЯ* **17**, 122 (2020) [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. Lett.* **17**(2), 154 (2020)].
26. А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, С. Г. Сальников, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 215 (2020) [A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, and S. G. Salnikov, *JETP Lett.* **111**, 197 (2020)].
27. A. Bujak, P. Devensky, A. Kuznetsov, B. Morozov, V. Nikitin, P. Nomokonov, Yu. Pilipenko, V. Smirnov, E. Jenkins, E. Malamud, M. Miyajima, and R. Yamada, *Phys. Rev. D* **23**, 1895 (1981).
28. J. Ryckebusch, D. Debruyne, P. Lava, S. Janssen, B. van Overmeire, and T. van Cautere, *Nucl. Phys. A* **728**, 226 (2003).
29. A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, H.-W. Hammer, S. Krewald, and U.-G. Meissner, *Eur. Phys. J. A* **45**, 357 (2010).
30. W. Ford and J. W. van Orden, *Phys. Rev. C* **87**, 014004 (2013).
31. R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **100**, 242 (1955).
32. V. Franco and R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **142**, 1195 (1966).
33. R. J. Glauber and V. Franco, *Phys. Rev.* **156**, 1685 (1967).