

ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ И ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ СИЛЫ В УПРУГОМ pd -РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

М. Н. Платонова *

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета
имени М. В. Ломоносова, Москва

Предложен новый механизм упругого pd -рассеяния на большие углы, основанный на рождении промежуточных дибарионных резонансов. Представлены предварительные результаты расчетов наблюдаемых pd -рассеяния назад на основе простой модели, включающей однонуклонный обмен и возбуждение промежуточного околопорогового $N + \Delta$ -состояния $\mathcal{D}_{12}(2150)$. Показан значительный вклад дибариона $\mathcal{D}_{12}(2150)$ в упругое pd -рассеяние назад в области энергий $0,3 < T_p < 1$ ГэВ, где имеются наибольшие расхождения между традиционными теоретическими подходами и экспериментальными данными.

A new mechanism for large-angle pd elastic scattering based on the intermediate dibaryon resonance production is proposed. Preliminary results of calculations for the observables in pd backward scattering on the basis of a simple model including one-nucleon exchange and the intermediate $N + \Delta$ near-threshold state $\mathcal{D}_{12}(2150)$ are presented. A sizeable contribution of the $\mathcal{D}_{12}(2150)$ dibaryon to pd elastic backward scattering is shown in the energy region $0.3 < T_p < 1$ GeV, where the most severe discrepancies between the conventional theoretical approaches and experimental data take place.

PACS: 21.45.-v; 25.40.Cm; 24.70.+s; 14.80.-j

1. ВВЕДЕНИЕ. ПРОБЛЕМА NN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ И СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Упругое рассеяние протона на дейтроне — это простейший пример взаимодействия нуклона с ядром. Исследование этого процесса при различных энергиях соударения позволяет получить информацию о природе нуклон-нуклонных (NN) и трехнуклонных ($3N$) сил. При этом pd -рассеяние на малые углы зависит в основном от NN -амплитуд на массовой поверхности и от дейтронной волновой функции при малых

* E-mail: platonova@nucl-th.sinp.msu.ru

относительных импульсах. Поэтому pd -рассеяние на малые углы при энергиях от нуля до 350 МэВ хорошо описывается решением трехчастичных уравнений Фаддеева с парными NN -силами, полученными на основе современных высокоточных моделей NN -потенциалов, подогнанных под эмпирические фазовые сдвиги. При промежуточных энергиях от 200 МэВ до нескольких гигаэлектронвольт хорошо работает дифракционная модель Глаубера, учитывающая вклад одно- и двукратных соударений протона с нуклонами мишени в приближении NN -взаимодействия на массовой поверхности [1].

Однако при рассмотрении рассеяния на большие углы в игру вступают пока плохо изученные эффекты NN -рассеяния вне массовой поверхности и $3N$ -силы, а также становится важной структура дейтронного формфактора в высокоимпульсной области. Здесь модель Глаубера уже неприменима, а предсказания более сложных подходов, основанных на многократном перерассеянии, сильно расходятся как друг с другом, так и с экспериментом. Существенные расхождения между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными имеют место и при точном решении уравнений Фаддеева с учетом как двухчастичных, так и трехчастичных сил традиционного типа, обусловленных двухпионным обменом с возбуждением промежуточной Δ -изобары [2]. Эти расхождения увеличиваются с энергией соударения. Учет возбуждения Δ -изобары в рамках феноменологических моделей, используемых в области энергий, где традиционные NN -потенциалы и основанные на них трехчастичные уравнения уже не могут быть эффективно применены, хотя и дает улучшение согласия расчетов с данными, но все еще не позволяет полностью устранить расхождение с экспериментом, в особенности для высокоэнергетических поляризационных наблюдаемых [3, 4].

В действительности pd -рассеяние на большие углы тесно связано с природой NN - и $3N$ -взаимодействий на малых расстояниях, где уже недостаточно учета только нуклонных степеней свободы, поскольку становится важной кварковая структура нуклонов. На сегодня, несмотря на определенный прогресс в описании NN -взаимодействия на основе КХД, задача полного учета кварковой структуры нуклонов в нуклон-нуклонном и нуклон-ядерном рассеяниях по-прежнему остается нерешенной. Однако кварковые эффекты могут быть эффективно и достаточно просто учтены в NN -взаимодействии, если предположить образование на малых расстояниях единого шестикваркового мешка — дибариона, одетого мезонными полями. Таким образом, взаимодействие нуклонов на малых расстояниях может быть описано s -канальным механизмом обмена одетым дибарионом в дополнение к t -канальному мезонному (в основном пионному) обмену на больших расстояниях. Такое рассмотрение привело в начале 2000-х гг. к созданию дибарионной модели NN -взаимодействия [5, 6], в рамках которой были успешно описаны фазовые сдвиги в низших парциальных волнах и свойства дейтрона.

После 50 лет экспериментальных и теоретических изысканий рождение дибарионных резонансов в различных парциальных волнах NN -рассеяния было, наконец, надежно установлено в ряде недавних экспериментов, выполненных на ускорителе COSY в Юлихе (коллораборациями WASA-at-COSY и ANKE-COSY), а также в центре ELPN в Тохоку (см. обзор [7]). На сегодня надежно открыты около десяти дибарионных резонансов, пять из которых были предсказаны еще в 1964 г. в пионерской работе Дайсона и Ксуонга [8]. Новые экспериментальные данные позволили ученым из МГУ имени М. В. Ломоносова усовершенствовать дибарионную модель NN -взаимодействия, предложенную ими ранее, включив ширины резонансов и описание неупругих процессов. На основе этой усовершенствованной модели недавно было получено хорошее описание как упругих фазовых сдвигов, так и параметров неупругости NN -рассеяния во всех основных парциальных волнах в широком интервале значений энергии соударения от нуля до 0,7–1,2 ГэВ [9–12]. В то же время область применимости традиционных NN -потенциалов, включая и наиболее современный NN -потенциал, полученный в рамках киральной теории возмущений, по-прежнему ограничена упругим рассеянием вплоть до энергии 350 МэВ [13].

Дибарионная модель предсказывает также новые трехчастичные силы, обусловленные мезонным обменом между одетым дибарионом, образованным из двух нуклонов, и третьим нуклоном [14]. Поэтому следующим шагом в развитии этого нового подхода станет описание $3N$ -систем и Nd -рассеяния на основе решения уравнений Фаддеева с NN -потенциалом дибарионной модели и новыми трехчастичными силами. Однако, хотя NN -потенциал дибарионной модели применим выше порога пионного рождения, точное решение трехчастичных уравнений в этой области энергии является очень трудоемким. Поэтому при энергии выше 350 МэВ по-прежнему актуально построение эффективных КХД-мотивированных моделей, учитывающих основные механизмы pd -рассеяния на большие углы. Такие модели позволят достаточно быстро исследовать вклады новых, ранее не изученных механизмов и сделать вывод о важности учета экспериментально подтвержденных дибарионных резонансов и соответствующих трехчастичных сил в pd -рассеянии.

В настоящей работе в качестве первого шага в этом направлении приводятся результаты расчетов pd -рассеяния назад, полученные в рамках простой феноменологической модели. Эта модель учитывает механизм одонуклонного обмена, дающий основной вклад в pd -рассеяние под большими углами при низких энергиях, и новый механизм рождения (надежно подтвержденного) изовекторного дибариона $D_{12}(2150)$, который обменивается пионом с третьим нуклоном. Вклад последнего механизма должен быть важен при энергиях в области возбуждения Δ -изобары. Важно подчеркнуть, что мы не подгоняем параметры дибарионного механизма под данные pd -рассеяния, а фиксируем их в согласии с описанием реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. Наши предыдущие расчеты для этой реакции [15, 16]

показали важность учета трех дибарионных резонансов в парциальных NN -каналах $^{2S+1}L_J = {}^1D_2$, 3F_3 и 3P_2 для хорошего описания данных по сечениям и поляризационным наблюдаемым. Мы также планируем включить резонансы в каналах 3F_3 и 3P_2 в модель для pd -рассеяния на следующем этапе.

2. УЧЕТ ДИБАРИОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ И ТРЕХЧАСТИЧНЫХ СИЛ В УПРУГОМ pd -РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Амплитуду упругого Nd -рассеяния можно условно разделить на две части: одна описывает прямые процессы перерасеяния, в которых начальный дейтрон сохраняется как целое, а другая соответствует обменным процессам, когда конечный дейтрон составляют один из нуклонов начального дейтрона и падающий нуклон. В области промежуточных энергий первая часть амплитуды дает основной вклад в Nd -рассеяние на небольшие углы, в то время как вторая часть играет основную роль в рассеянии на большие углы. Итерирование уравнений Фаддеева с парным NN -взаимодействием для второй части амплитуды дает борновский член — механизм однонуклонного обмена (one-nucleon exchange — ONE) — и члены, соответствующие одно-, дву- и многократным перерасеяниям падающего нуклона на нуклонах мишени (см. рис. 1, a – $в$). Вклады механизмов одно- и двукратных, а также многократных перерасеяний в pd -рассеяние на очень большие углы малы по сравнению с вкладом механизма ONE [3], хотя их значение возрастает при уменьшении угла рассеяния [4]. Учет возбуждения промежуточной Δ -изобары приводит к появлению вкладов, отвечающих традиционной трехчастичной силе (см. рис. 1, $г$). Последовательный учет Δ -изобары в уравнениях Фаддеева для $3N$ -системы был сделан в работах группы Зауера с сотрудниками [17].

Как уже говорилось во введении, учет дибарионных степеней свободы в $3N$ -системе приводит к появлению трехчастичной силы нового типа, обусловленной мезонным обменом между дибарионом, образованным из двух нуклонов, и третьим нуклоном [14]. При этом дибарионы могут рождаться как в дейтронном канале, так и в более высоких парциальных волнах NN -рассеяния. Так, вблизи порога возбуждения Δ -изобары возможно рождение целой серии изовекторных дибарионов в каналах 1D_2 , 3F_3 , 3P_2 , 3P_0 , 1G_4 и т. д. Все эти дибарионы могут давать вклад в упругое pd -рассеяние в той же области, где и Δ -изобара. Процессы рассеяния падающего протона на дибарионной компоненте самого дейтрона, в которых дейтрон сохраняется как целое, впервые рассматривались нами в работе [18]. Здесь же мы исследуем амплитуду перестройки дейтрона, играющую основную роль в pd -рассеянии на большие углы. Существенный вклад в эту амплитуду может дать процесс, показанный на рис. 1, $д$, в котором промежуточный дибарион, образованный из па-

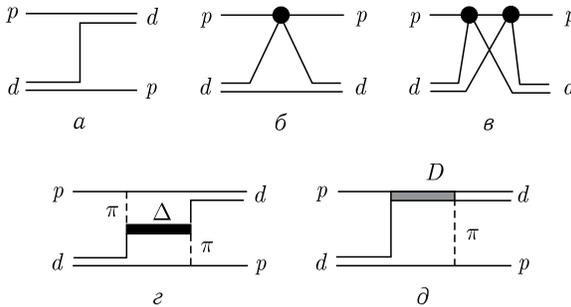


Рис. 1. Основные механизмы упругого pd -рассеяния на большие углы: а) од-нонуклонный обмен (ONE); б, в) одно- и двукратное рассеяние; г) $3N$ -взаимодействие с возбуждением промежуточной Δ -изобары; д) $3N$ -взаимодействие с возбуждением промежуточного дибарионного резонанса D

дающего и рассеивающего нуклонов, распадается на конечный дейтрон и пион, поглощаемый третьим нуклоном. Важно отметить, что амплитуду этого процесса нужно умножить на два, поскольку такой же вклад дает процесс, идущий в обратную сторону.

Из сравнения рис. 1, г и д можно увидеть, что амплитуды обоих этих механизмов содержат амплитуду процесса $NN \rightarrow d\pi$ в промежуточном состоянии. Связь сечения упругого pd -рассеяния с сечением реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ была отмечена еще Крэйги и Вилкином в работе [19]. Здесь мы возвращаемся к этой связи, рассматривая конкретные механизмы обоих процессов. Так, мы можем использовать результаты работы [16], где было получено хорошее описание наблюдаемых реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ с учетом механизма однонуклонного обмена, t -канального возбуждения промежуточной Δ -изобары и s -канального возбуждения трех дибарионных резонансов в доминирующих парциальных волнах реакции. При этом роль дибарионных резонансов оказалась очень важной для описания как сечений, так и (в большей степени) поляризационных наблюдаемых.

Важно отметить, что хорошее описание реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ может быть получено и без явного учета Δ -изобары в предположении, что промежуточный дибарион образуется и распадается через состояние $N + \Delta$. Тогда шестикварковое и $N + \Delta$ состояния в одном парциальном канале можно рассматривать как две компоненты единой двухбарионной системы, которая может распадаться как в упругий (NN), так и в неупругие (πd и πNN) каналы. Так, в дибарионной модели NN -рассеяния [9–12] потенциал в данной парциальной волне имеет один комплексный полюс, энергозависящая ширина которого эффективно учитывает связь «голового» дибариона ($6q$ -мешка) с неупругими каналами, а связь с упругим NN -каналом считается явно, через решение уравнений рассеяния. В этом случае парциальные ширины распада дибариона отвечают уже не чисто $6q$ -мешку, а физическому дибариону, сильно связанному с соответ-

ствующим двухбарионным каналом (для дибарионов вблизи $N\Delta$ -порога это канал $N + \Delta$). Именно такие парциальные ширины получаются при нахождении параметров дибариона из парциально-волнового анализа (ПВА) и соответствующей диаграммы Аргана, в то время как при отдельном рассмотрении дибарионного ($6q$) и $N\Delta$ -состояний парциальные ширины дибариона получаются существенно меньше [16].

В настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением одного дибариона $\mathcal{D}_{12}(2150)$, который соответствует доминирующему парциальному каналу 1D_2pp реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ и каналу 5S_2 системы $N\Delta$. Параметры дибариона приведены в таблице. Они полностью согласуются с параметрами, полученными из ПВА группы SAID [20] упругого pp -и π^+d -рассеяния, и дают хорошее описание парциального сечения 1D_2pp реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ (рис. 2), эффективно учитывая и вклад $N\Delta$ -механизма в данном канале.

Параметры дибариона \mathcal{D}_{12}

M_D , МэВ	Γ_D , МэВ	$\Gamma_{D_{12} \rightarrow NN} / \Gamma_D$, %	$\Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d} / \Gamma_D$, %	Λ_{NN} , МэВ	$\Lambda_{\pi d}$, МэВ
2146	124	16,3	30	360	160

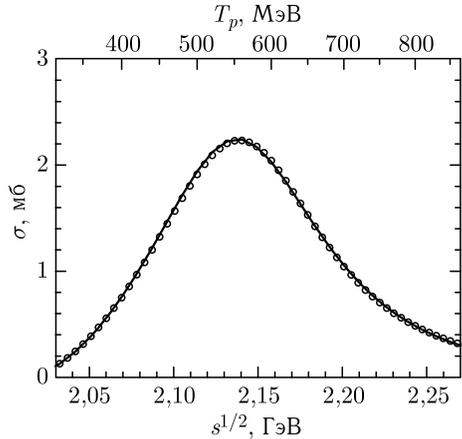


Рис. 2. Парциальное сечение в канале 1D_2pp реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. Точки — данные ПВА (SAID) [20], сплошная кривая — подгонка с помощью резонансного механизма $pp \rightarrow \mathcal{D}_{12} \rightarrow d\pi^+$ с параметрами дибарионного резонанса \mathcal{D}_{12} из таблицы

Таким образом, в качестве первого шага на пути включения дибарионных степеней свободы в задачу трехнуклонного рассеяния мы рассматриваем pd -рассеяние назад на основе простой модели, включающей «фоновый» вклад ONE (см. рис. 1, *a*) и резонансный механизм $3N$ -взаимодействия с возбуждением промежуточного дибариона $\mathcal{D}_{12}(2150)$ (см. рис. 1, *б*), параметры которого эффективно включают и возбуждение промежуточной Δ -изобары (см. рис. 1, *в*) в данном канале. Механизмы одно-, дву- и многократных рассеяний без промежуточ-

ных резонансов (см. рис. 1, б и в) не учитываются, поскольку их вклад в pd -рассеяние на 180° мал по сравнению с вкладом ONE [3].

Базовый формализм амплитуд и наблюдаемых pd -рассеяния и формулы для амплитуды механизма ONE приведены, например, в работе [3]. Амплитуда дибарионного механизма (см. рис. 1, д) может быть записана в следующем виде (в стандартном приближении нуклона-спектратора):

$$\mathcal{M}_{\lambda', \lambda'_d; \lambda, \lambda_d}^{(D_{12})} = -2I_D(2m)^{1/2} \chi^\dagger(\lambda') \int \frac{d^3\mathbf{P}}{(2\pi)^3} \frac{F_{\pi NN}(\eta)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\eta})}{w_\pi^2 - m_\pi^2 + i0} \times \\ \times \mathcal{F}_{NN \rightarrow d\pi}^{(D_{12})}(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; \lambda'_d) \Psi_d(\boldsymbol{\rho}; \lambda_d) \chi(\lambda), \quad (1)$$

где I_D — изоспиновый коэффициент; $\boldsymbol{\eta}$, $\boldsymbol{\rho}$, \mathbf{q} и \mathbf{q}' — относительные импульсы в вершинах πNN , dNN , $D_{12}NN$ и $D_{12}pd$ соответственно; \mathbf{P} — импульс нуклона-спектратора; $F_{\pi NN}(\eta) = f/m_\pi(m_\pi^2 - \Lambda_{\pi NN}^2)/(w_\pi^2 - \Lambda_{\pi NN}^2)$ — формфактор в вершине πNN с параметрами $f = 0,97$ и $\Lambda_{\pi NN} = 0,7$ ГэВ;

$$\mathcal{F}_{NN \rightarrow d\pi}^{(D_{12})}(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; \lambda'_d) = \frac{8\pi W_{D_{12}}^2 \sqrt{\Gamma_{D_{12} \rightarrow NN}(q)} \sqrt{\Gamma_{D_{12} \rightarrow \pi d}(q')}}{\sqrt{q^5 q'^3}} \times \\ \times \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}')(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^*(\lambda'_d)) - \frac{1}{3}q^2(\mathbf{q}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^*(\lambda'_d))}{W_{D_{12}}^2 - M_{D_{12}}^2 + iW_{D_{12}}\Gamma_{D_{12}}(W_{D_{12}})}. \quad (2)$$

Дифференциальное сечение pd -рассеяния выражается через амплитуду следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{1}{6} \text{Tr}(\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger). \quad (3)$$

Мы также рассматриваем здесь дейтронную тензорную анализирующую способность T_{20} , которая выражается через амплитуду с помощью соотношения:

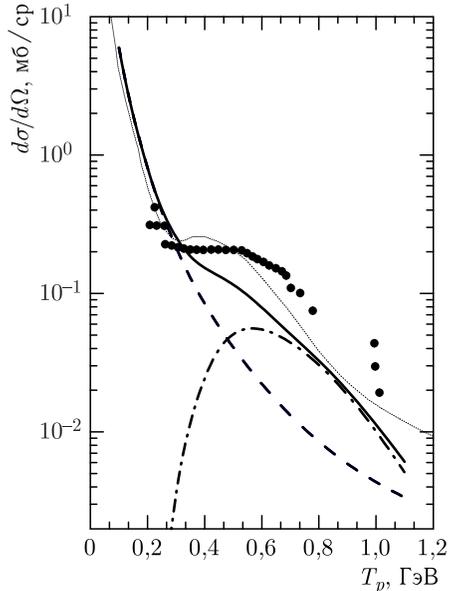
$$T_{20} = \frac{A_{zz}}{\sqrt{2}} = \frac{\text{Tr}(\mathcal{M}(3S_z^2 - 2)\mathcal{M}^\dagger)}{\sqrt{2} \text{Tr}(\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger)}. \quad (4)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ pd -РАССЕЯНИЯ НАЗАД С УЧЕТОМ ДИБАРИОНА $D_{12}(2150)$

На рис. 3 показано дифференциальное сечение pd -рассеяния назад в зависимости от энергии падающего протона. Приведены предварительные результаты наших модельных расчетов с учетом механизмов ONE и рождения промежуточного дибариона $D_{12}(2150)$ в сравнении с экспериментальными данными. Также приведены результаты расчетов на основе модели, учитывающей механизмы ONE, однократного рассеяния и возбуждения Δ -изобары [3]. Различия в величине сечения при низких энергиях обусловлены, по-видимому, различием нормировки механизма

ONE у нас и в работе [3], а также использованием разных дейтронных волновых функций (у нас это функция потенциальной модели CD-Bonn, в то время как в работе [3] использовалась функция RSC). Как уже было сказано выше, вклад однократного рассеяния (как и перерассеяний более высокого порядка) в pd -рассеяние назад очень мал.

Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния назад в зависимости от энергии падающего протона. Точки — экспериментальные данные из работы [22]; сплошная кривая — модельный расчет с учетом механизмов ONE и возбуждения дибариона $D_{12}(2150)$; штриховая кривая — вклад механизма ONE (рис. 1, a); штрихпунктирная кривая — вклад дибарионного механизма (рис. 1, d) с параметрами из таблицы; тонкая кривая — модельный расчет [3] с учетом механизмов ONE, однократного рассеяния и возбуждения Δ -изобары (рис. 1, a , b и z соответственно)



Видно, что учет только одного дибарионного резонанса $D_{12}(2150)$ (даже с параметрами, эффективно включающими и возбуждение Δ -изобары в данном канале) недостаточен для описания экспериментальных данных. Тем не менее вклад резонанса $D_{12}(2150)$ значителен именно в области энергий $0,3 < T_p < 1$ ГэВ, где наблюдаются наиболее сильные расхождения традиционных теоретических расчетов с экспериментальными данными. Важно отметить, что в данных по фрагментации быстрых дейтронов на различных ядерных мишенях имеется очень похожее плато в сечении при промежуточных энергиях, которое не удается описать без привлечения $6q$ -компоненты дейтрона [21].

На рис. 4 показана дейтронная тензорная анализирующая способность T_{20} в упругом pd -рассеянии назад. В отличие от дифференциального сечения учет промежуточной Δ -изобары не улучшает согласия с данными для этой наблюдаемой при энергиях выше 500 МэВ. Включение дибарионного механизма, наоборот, позволяет улучшить согласие с данными в этой области, но дает очень малый вклад при более низких энергиях. Как показали наши расчеты реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ [16], хорошее описание поляризационных наблюдаемых может быть достигнуто только

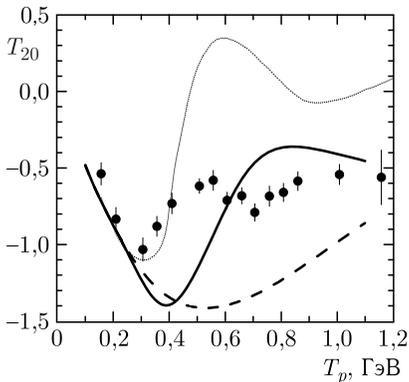


Рис. 4. Дейтронная тензорная анализирующая способность T_{20} в упругом pd -рассеянии назад в зависимости от энергии падающего протона. Точки — экспериментальные данные из работы [23]. Описание кривых — см. рис. 3

при включении трех дибарионных резонансов в основных парциальных волнах. Это позволяет надеяться на улучшение описания данных для T_{20} и других спиновых наблюдаемых в упругом pd -рассеянии после учета резонансов в NN -каналах 3F_3 и 3P_2 . Еще одним важным источником расхождений может быть интерференция прямых и обменных механизмов, в том числе с возбуждением дибарионов. Наконец, в настоящей работе мы учли рождение дибарионного резонанса выше пионного порога, в то время как виртуальный пион может рождать дибарион и ниже порога. Учет такого подпорогового рождения также может сыграть важную роль. Все эти улучшения модели мы планируем сделать в следующей работе.

4. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В настоящей работе мы привели предварительные результаты расчетов pd -рассеяния назад на основе простой модели, включающей традиционный механизм однонуклонного обмена и новый механизм однопионного обмена между нуклоном и дибарионом $D_{12}(2150)$. Мы показали существенный вклад рождения промежуточного дибариона $D_{12}(2150)$ в дифференциальное сечение и дейтронную тензорную анализирующую способность T_{20} в области энергий $T_p = 0,3-1,2$ ГэВ, где имеется наиболее сильное расхождение между традиционным теоретическим описанием этих наблюдаемых, включающим как нуклонные степени свободы, так и рождение промежуточной Δ -изобары, и экспериментальными данными. Хотя этот результат получен в рамках простой феноменологической модели, он позволяет сделать вывод о важности учета промежуточных дибарионных резонансов в pd -рассеянии под большими углами.

На основе изучения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ в рамках схожей модели [16] мы ожидаем, что более точное описание дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых pd -рассеяния назад будет получено после учета еще двух дибарионных резонансов в каналах 3F_3 и 3P_2 , также достаточно надежно установленных экспериментально. В следующей

работе мы планируем включить в модель эти два резонанса, а также исследовать интерференцию прямых и обменных процессов с возбуждением дибарионов в pd -рассеянии. При рассмотрении pd -рассеяния под углами, меньшими 180° , важным также становится учет одно- и двукратных перерассеяний. Наиболее надежно учет этих процессов с включением дибарионных степеней свободы можно сделать в рамках точного решения уравнений Фаддеева с NN -потенциалом дибарионной модели и соответствующими трехчастичными силами, что мы также планируем сделать в ближайшем будущем.

Результаты настоящей работы вместе с предыдущими результатами по описанию упругого и неупругого NN -рассеяния и свойств легчайших ядер на основе дибарионной модели позволяют говорить о больших перспективах учета дибарионных степеней свободы для установления фундаментальной связи между ядерной физикой и КХД.

Автор выражает благодарность О. А. Рубцовой и В. Н. Померанцеву за полезные дискуссии. Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 19-02-00011 и 19-02-00014, а также Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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(E).
2. *Sekiguchi K.* Recent Results on Deuteron-Proton Scattering from RIKEN // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 113. P. 04001.
3. *Узиков Ю. Н.* Упругое pd -рассеяние назад при промежуточных энергиях // *ЭЧАЯ.* 1998. Т. 29, вып. 6. С. 1405–1455.
4. *Ladygina N. B.* On Reaction Mechanisms in Deuteron-Proton Elastic Scattering // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56. P. 133–139.
5. *Faessler A., Kukulin V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N.* The New Mechanism for Intermediate-Range and Short-Range Nucleon-Nucleon Interaction // *J. Phys. G.* 2001. V. 27. P. 1851–1868.
6. *Kukulin V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N., Faessler A.* Two-Component Dressed-Bag Model for NN Interaction: Deuteron Structure and Phase Shifts up to 1 GeV // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2002. V. 11. P. 1–33.
7. *Clement H., Skorodko T.* Dibaryons: Molecular versus Compact Hexaquarks // *Chin. Phys. C.* 2021. V. 45. P. 022001.
8. *Dyson F. J., Xuong N.-H.* $Y = 2$ States in $SU(6)$ Theory // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 815–817.
9. *Кукулин В. И., Рубцова О. А., Померанцев В. Н., Платонова М. Н.* К природе ядерных сил // *ЯФ.* 2019. Т. 82, № 6. С. 521–540.
10. *Kukulin V. I., Rubtsova O. A., Platonova M. N., Pomerantsev V. N., Clement H.* Role of the $d^*(2380)$ Dibaryon in NN Interaction // *Phys. Lett. B.* 2020. V. 801. P. 135146.

11. *Kukulin V. I., Rubtsova O. A., Platonova M. N., Pomerantsev V. N., Clement H., Skorodko T.* Nature of S -Wave NN Interaction and Dibaryon Production at Nucleonic Resonance Thresholds // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56. P. 229–237.
12. *Rubtsova O. A., Kukulin V. I., Platonova M. N.* P -Wave Dibaryon Resonances in pp Elastic Scattering and Near-Threshold Pion Production // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102. P. 114040.
13. *Epelbaum E., Krebs H., Meißner U. G.* Precision Nucleon–Nucleon Potential at Fifth Order in the Chiral Expansion // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 122301.
14. *Kukulin V. I., Pomerantsev V. N., Kaskulov M., Faessler A.* The Properties of the Three-Nucleon System with Dressed-Bag Model for NN Interactions. 1. New Scalar Three-Body Force // *J. Phys. G.* 2004. V. 30. P. 287–308.
15. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* Hidden Dibaryons in One- and Two-Pion Production in NN Collisions // *Nucl. Phys. A.* 2016. V. 946. P. 117–157.
16. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* Manifestation of the P -Wave Diproton Resonance in Single-Pion Production in pp Collisions // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 94. P. 054039.
17. *Deltuva A., Chmielewski K., Sauer P. U.* Nucleon–Deuteron Scattering with Δ Isobar Excitation: Perturbation Theory // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. 054004.
18. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* Quark Degrees of Freedom in the Deuteron and Their Testing in Nucleon–Deuteron Scattering // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. V. 381. P. 012110.
19. *Craigie N. S., Wilkin C.* Elastic Proton–Deuteron Scattering at Large Angles // *Nucl. Phys. B.* 1969. V. 14. P. 477–488.
20. *Oh C.-H., Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L.* Combined Analysis of the Reactions $pp \rightarrow pp$, $\pi d \rightarrow \pi d$ and $\pi d \rightarrow pp$ // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56. P. 635–640.
21. *Ableev V. G. et al.* A Study of the Proton Momentum Spectrum from Deuteron Fragmentation at 8.9 GeV/ c and an Estimate of Admixture Parameters for the Six-Quark State in Deuteron // *Nucl. Phys. A.* 1983. V. 393. P. 491.
22. *Boudard A.* Mesure du pouvoir d'analyse T_{20} de la diffusion élastique arrière dp dans la région d'excitation du Delta et analyse théorique de cette réaction. These, CEA-N-2386. Saclay, 1984.
23. *Arvieux J. et al.* Elastic Scattering of Polarized Deuterons by Protons at Intermediate Energies // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 431. P. 613.