

ДАННЫЕ О np -ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ ИЗ РЕАКЦИИ nd -РАЗВАЛА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

© 2023 г. А. А. Каспаров^{1)*}, М. В. Мордовской¹⁾,
А. А. Афонин¹⁾, С. И. Поташев^{1),2)}, В. В. Мицук¹⁾

Поступила в редакцию 29.09.2022 г.; после доработки 29.09.2022 г.; принята к публикации 01.10.2022 г.

Значение 1S_0 np -длины рассеяния получено в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции nd -развала при низких энергиях нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН. В эксперименте два нейтрона детектировались по разные стороны от направления первичного пучка. Полученные из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары с результатами моделирования значения $a_{np} = -25.9 \pm 1.1$ Фм при $E_n = 9$ МэВ и $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм при $E_n = 11$ МэВ существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному np -рассеянию, что свидетельствует об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

DOI: 10.31857/S0044002723010269, EDN: RDNZCQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция nd -развала является уникальной, поскольку приводит к образованию одной из самых простых трехнуклонных систем (pnn). Ввиду отсутствия чисто нейтронной мишени из реакции nd -развала извлекали данные о низкоэнергетических характеристиках нейтрон-нейтронного (nn) взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 -уровня. Авторы [1] назвали нуклон-нуклонную (NN) длину рассеяния “мощным увеличительным стеклом для изучения NN -взаимодействия”, а точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии и нарушения зарядовой независимости ядерных сил.

Нейтрон-протонная (np) длина рассеяния с высокой точностью находится из экспериментов по свободному np -рассеянию, при этом среднее значение $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм дано в работе [1].

Кроме того, np -длина рассеяния определялась также в реакциях с образованием np -пары в конечном состоянии [2–5], в основном в реакции nd -развала (рис. 1). При этом использовалась как геометрия np -взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) с регистрацией нейтрона и протона под

близкими углами [2, 5], так и геометрия отдачи с регистрацией двух нейтронов по разные стороны от направления первичного пучка (при этом нерегистрируемый протон летит под близким углом с одним из нейтронов) [3, 4].

В работе [3], выполненной в Triangle Universities Nuclear Laboratory, в реакции $^2H(n, nnp)$ при энергии нейтронов 13 МэВ получено значение 1S_0 np -длины рассеяния $a_{np} = -23.5 \pm 0.8$ Фм. В других работах, выполненных в Institut für Strahlen-und Kernphysik at the University of Bonn, в реакции $^2H(n, np)n$ при энергии 25.3 МэВ в геометрии ВКС [4] и энергии 25.2 МэВ в геометрии отдачи [5] получены близкие значения $a_{np} = -23.9 \pm 1.0$ Фм и $a_{np} = -24.3 \pm 1.1$ Фм соответственно. Значения длины рассеяния, полученные в этих работах, близки к рекомендованному [1]. Однако авторы работы [2], проведенной в Shanghai Institute of Nuclear Research, в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции $^2H(d, pnp)n$ при энергии 15.7 МэВ измерили энергию виртуального 1S_0 -уровня np -системы $E_{np} = 0.054 \pm 0.012$ МэВ. Такое значение энергии виртуального уровня в пересчете на np -длину рассеяния при значении эффективного радиуса $r_{np} = 2.76$ Фм дает значение $a_{np} \approx -26.4 \pm 2.0$ Фм.

Разброс значений a_{np} , полученный в реакциях с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии, может быть связан со значительным влиянием $3N$ -сил. Согласно дибарионной модели ядерных сил [6, 7], в таких реакциях может возникнуть новый механизм — обмен скалярным мезоном

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

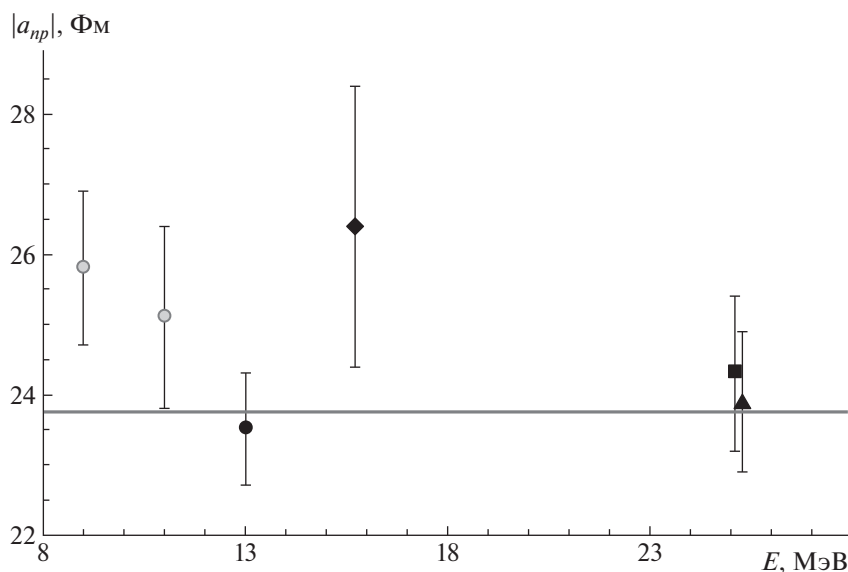


Рис. 1. Значения $|a_{np}|$ длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалам в зависимости от энергии налетающих частиц. Точки — данные полученные в работах: ● — [3]; ◆ — [2]; ■ — [5]; ▲ — [4]; ○ — результаты настоящей работы. Горизонтальная линия соответствует значению $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм, извлеченному из экспериментов по свободному np -рассеянию.

между нуклоном и дибарионом (синглетом). Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия (a_{NN} и E_{NN}), извлекаемых из реакции с двумя нуклонами в конечном состоянии, а степень этого изменения может зависеть от относительной скорости разлета фрагментов. Так, недавний анализ полученных в реакциях nd - и dd -развала значений длин нейтрон-нейтронного рассеяния [8, 9] в значительной мере подтвердил гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

Целью настоящей работы является экспериментальное определение синглетной np -длины рассеяния в реакции ${}^2\text{H}(n, np)$ при низких значениях энергии первичных нейтронов 8–13 МэВ и поиск отличия этой величины от значения, полученного в прямом np -рассеянии.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для определения энергии виртуального 1S_0 np -состояния E_{np} и связанной с этой величиной длины рассеяния a_{np} проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. В эксперименте регистрировались нейтрон отдачи и нейтрон от развала np -системы по разные стороны от оси пучка. В этой постановке эксперимента нейтрон-протонное ВКС проявляется в виде

максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии np -системы, форма которого чувствительна к величине E_{np}

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_n + E_p - 2\sqrt{E_n E_p} \cos \Delta\Theta). \quad (1)$$

Здесь ε — относительная энергия np -системы, E_n и E_p — кинетические энергии нейтрона и протона от развала np -системы, а $\Delta\Theta$ — угол разлета нейтрона и протона в лабораторной системе. Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала–Ватсона [10, 11]

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{np}}, \quad (2)$$

где E_{np} — абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 состояния np -системы; $\sqrt{\varepsilon}$ — множитель, связанный с фазовым объемом; A — нормировочный коэффициент. Связь между параметрами E_{np} и a_{np} выражается формулой

$$\frac{1}{a_{NN}} = - \left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{NN} \frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3)$$

где a_{NN} — длина NN -рассеяния, E_{NN} — энергия виртуального уровня, r_{NN} — эффективный радиус NN -взаимодействия; m_N — масса нуклона.

На рис. 2 показана схема экспериментальной установки. Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного

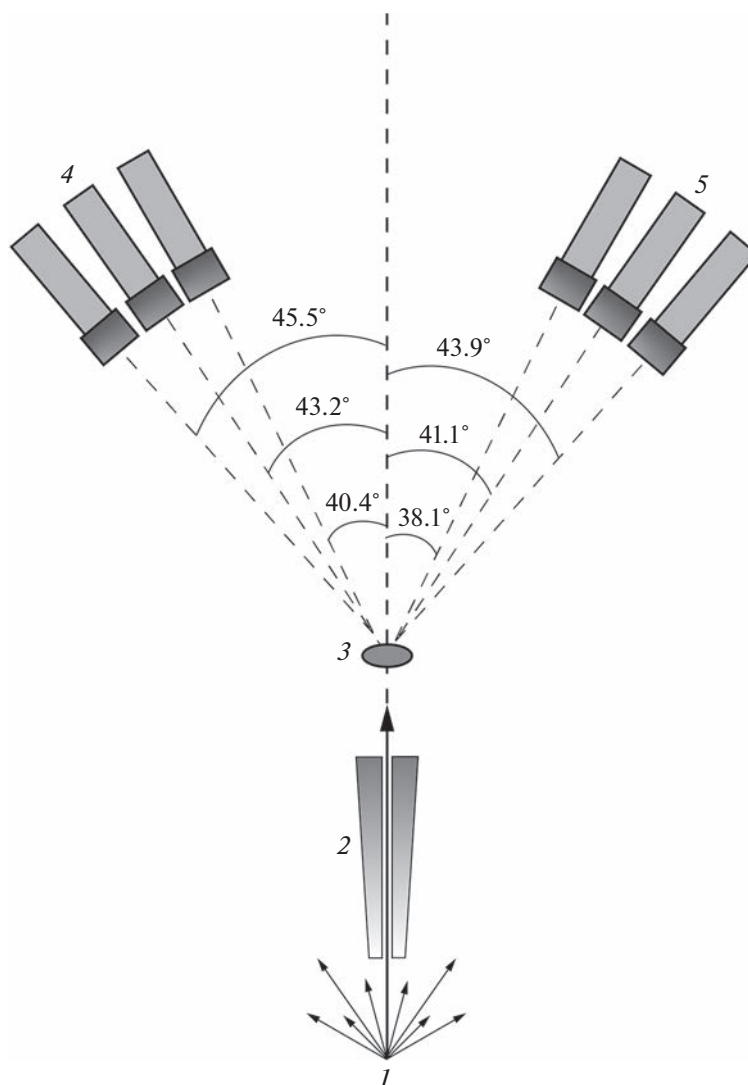


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — пучок нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН; 2 — коллиматор; 3 — активная C_6D_6 -мишень; 4 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов отдачи; 5 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов от развала синглетного дейтрона.

ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной дейтериевой мишени.

В качестве дейтериевой мишени и одновременно детектором вторичных протонов использовался C_6D_6 -сцинтиллятор (EJ315). Нейтроны отдачи регистрировались тремя сцинтилляционными детекторами на основе жидкого сцинтиллятора (EJ301) под углами 40.4° , 43.2° и 45.5° и откалиброванными на регистрацию нейтронов до 3 МэВ. Нейтроны от развала синглетного дейтрона регистрировались тремя аналогичными детекторами, расположенными под углами 38.1° , 41.1° и 43.9° по другую сторону от направления первичного пучка. Эти детекторы откалиброваны на регистрацию нейтронов

в диапазоне до 9 МэВ. Энергия каждого зарегистрированного нейтрона определялась времяпролетной методикой, при этом стартовым сигналом детектирующей системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Сигналы от вторичного протона и всех нейтронных детекторов подавались на входы цифрового сигнального процессора DT5742 (CAEN S.p.A.), малый шаг временной развертки которого позволил использовать его для временного анализа. Обработка информации велась в оффлайн-режиме и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Составлялись девять групп тройных совпадений, соответствующие

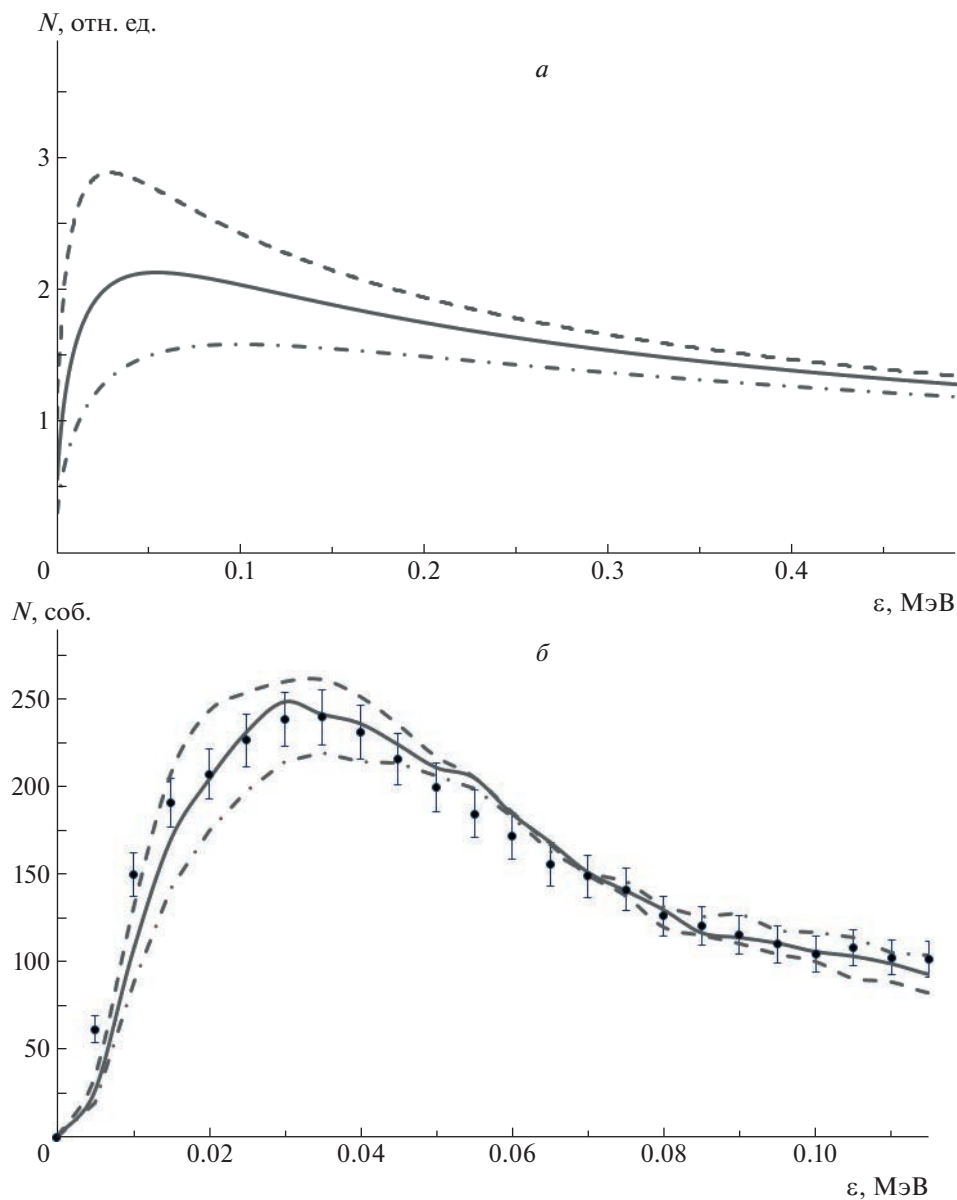


Рис. 3. *а* — Зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары по формуле Мигдала–Ватсона (2); *б* — сравнение экспериментальной зависимости выхода nd -развала от ε при энергии первичных нейтронов $E = 9 \pm 1$ МэВ (точки) и результатов моделирования для различных значений энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} : пунктирная кривая — 0.03 МэВ; сплошная кривая — 0.055 МэВ; штрихпунктирная кривая — 0.1 МэВ.

щие протонному сигналу в мишенном детекторе, сигналу от нейтрона отдачи и “развального” нейтрона.

Из законов сохранения энергии и импульса восстанавливалась энергия первичного нейтрона, а также энергия и угол вылета “развального” протона. Хотя энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов, одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволила восстановить энергию

первичного нейтрона и вторичного протона в реакции $n + ^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события и отсортировать все зарегистрированные события по энергии первичного нейтрона. В настоящей работе представлены результаты эксперимента, полученные при энергии нейтронов $E_n = 9 \pm 1$ МэВ и $E_n = 11 \pm 1$ МэВ.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения необходимых условий эксперимента и параметров экспериментальной установки было проведено моделирование исследуемой

реакции. Для этой цели были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [12, 13].

Трехчастичная кинематика реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование синглетного дейтрона d^* с эффективной инвариантной массой $M_{d^*} = m_n + m_p + \varepsilon$ в двухчастичной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^*$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии нейтрона отдачи и синглетного дейтрона в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от относительной энергии ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε (рис. 3а) согласно кривым, рассчитанным по формуле (2) с определенным значением параметра E_{np} (и соответственно a_{np}).

На втором этапе рассматривается развал $d^* \rightarrow n + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии “развальных” нейтрона и протона. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетические и угловые разрешения. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию нейтрона отдачи и “развального” нейтрона в два соответствующих нейтронных детектора.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции nd -развала от относительной энергии ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, углов регистрации нейтронов и энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} или a_{np} (см. рис. 3б). Таким образом, сравнение экспериментальной зависимости с моделированными позволит определить энергию E_{np} и соответственно значение синглетной np -длины рассеяния.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для каждой из девяти пар тройных совпадений строилась двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ вторичного протона, угол и энергия которого восстанавливались решением законов сохранения энергии и импульса, с учетом расположения и размеров пар нейтронных детекторов, их временными разрешениями и длинами времяпролетных баз. Так, на рис. 4 показаны экспериментальные точки (черные) двумерной диаграммы $E_p - \Theta_p$, отобранные для $E_0 = 9 \pm 1$ МэВ и углах регистрации нейтрона отдачи и “развального” нейтрона $\Theta_{n1} = 45.5^\circ \pm \pm 0.8^\circ$ и $\Theta_{n2} = -38.1^\circ \pm 0.8^\circ$ соответственно. Отрицательным и положительным углом отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка. На рис. 4 также представлены

результаты моделирования реакции демократического развала $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ (светло-серые) и реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ (темно-серые), идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона.

Для всех событий, попавших в темно-серую область, по формуле (1) формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ε . Такая процедура была проделана для всех девяти пар тройных совпадений. Для определения низкоэнергетических параметров np -взаимодействия экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ сравнивалась с результатами моделирования $dN^{\text{мод}}/d\varepsilon$. На рис. 3б показано сравнение суммарных экспериментальных данных при энергии первичных нейтронов $E_n = 9 \pm 1$ МэВ и результатов моделирования для трех значений энергии виртуального np -уровня 0.03, 0.055 и 0.1 МэВ при параметрах эксперимента. Видно, что формы распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетического пика лежит между моделированными кривыми для $E_{np} = 0.03$ и 0.1 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Для определения длины рассеяния моделирование реакции nd -развала проводилось в широкой области значений a_{np} от -34 до -18 Фм, которые пересчитывались из энергии виртуального состояния E_{np} по формуле (3) при значении $r_{np} = 2.7$ Фм. Далее минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных и моделированных точек, определяемое выражением

$$\chi^2(a_{np}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (4)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый отношением интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0–0.4 МэВ), $\Delta dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ — статистическая ошибка экспериментальных точек. Для нахождения величины длины рассеяния и ее статистической неопределенности, значения $\chi^2(a_{np})$ аппроксимировались квадратичным полиномом (рис. 5). Минимальное значение $\chi^2_{\min}$ определяет величину np -длины рассеяния, а статистическая ошибка в определении a_{np} дается формулой

$$\Delta a_{np} = |a_{np}(\chi^2_{\min}) - a_{np}(\chi^2_{\min} + 1)|. \quad (5)$$

Таким образом, для представленных данных при $E_n = 9 \pm 1$ МэВ получено значение 1S_0 np -длины

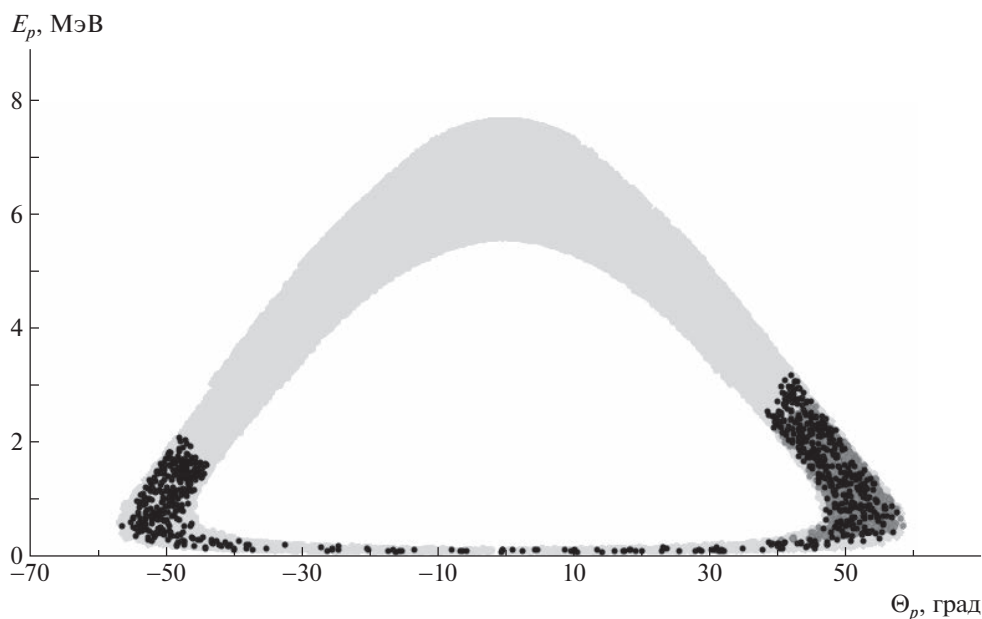


Рис. 4. Двумерная диаграмма E_p – Θ_p вторичного протона. Экспериментальные условия: $E = 9 \pm 1$ МэВ, $\Theta_{n1} = 45.5^\circ \pm \pm 0.8^\circ$; $\Theta_{n2} = -38.1^\circ \pm \pm 0.8^\circ$. Точки: светло-серые — моделирование реакции демократического развала $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$; темно-серые — моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$, идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона; черные — эксперимент.

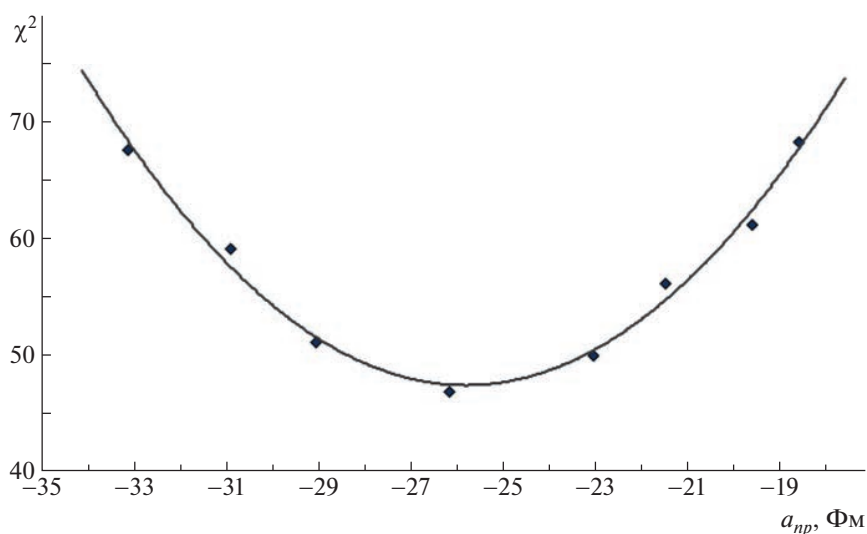


Рис. 5. Зависимость χ^2 от длины рассеяния a_{np} для $E_n = 9 \pm 1$ МэВ, полученная с использованием формулы (4) суммированием по двадцати пяти точкам по ε (0.01–0.13 МэВ). Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

рассеяния $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ Фм. Для эксперимента при $E_n = 11 \pm 1$ МэВ процедура моделирования и определения длины рассеяния аналогичны, а полученное значение $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм. Бóльшая ошибка в определении a_{np} связана с существенно меньшей статистикой, полученной в эксперименте, при энергии первичных нейтронов 11 МэВ.

Полученные нами результаты исследования реакции nd -развала при низких энергиях в совокупности с данными работ [2–5] о np -длине рассеяния, приведены на рис. 1. Полученные в настоящей

работе значения a_{np} существенно отличаются от величины $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм, выведенной из экспериментов по свободному np -рассеянию, и на наш взгляд свидетельствует об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd -развала при низких

энергиях первичных нейтронов 9 и 11 МэВ. В эксперименте по разные стороны от оси первичного пучка регистрировались нейтрон отдачи, а также нейтрон и протон от развала синглетной np -пары. Из кинематики реакции восстанавливалась энергия нейтрона, вызвавшего реакцию, энергия и угол вылета “развального” протона. Строилась зависимость выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары. Из сравнения формы этой зависимости с результатами моделирования были определены низкоэнергетические параметры np -взаимодействия: $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ Фм и $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм при энергии первичных нейтронов 9 и 11 МэВ соответственно.

Полученные в настоящей работе данные отличаются от результатов работ [3–5] по исследованию реакции nd -развала, которые близки к значению 1S_0 np -длины рассеяния $a_{np} = -23.748 \pm \pm 0.010$ Фм, выведенной из экспериментов по свободному np -рассеянию. В то же время полученные данные близки к данным работы [2] по исследованию реакции dd -развала и, на наш взгляд, свидетельствуют об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что в свою очередь может быть связано со значительным влиянием трехнуклонных сил.

В заключение мы хотим почтить память и выразить безграничную благодарность ушедшим от нас коллегам: заведующему лабораторией атомного ядра, доктору физико-математических наук Конобеевскому Евгению Сергеевичу и старшему научному сотруднику, кандидату физико-математических наук Зуеву Сергею Викторовичу за их многолетнюю, плодотворную и добросовестную работу в данном направлении.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Ядерная и радиационная физика. Этап 2023–2025”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn, G. C. Oades, H. Behrens, J. J. de Swart, and P. Kroll, Nucl. Phys. B **216**, 277 (1983).
2. Y.-J. Zhang, J.-H. He, J.-Q. Yang, and J. Zhang, Phys. Rev. C **47**, 468 (1993).
3. D. E. Gonzáles Trotter, F. Salinas, Q. Chen, A. S. Crowell, W. Glöckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I. Šlaus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Witała, and Z. Zhou, Phys. Rev. Lett. **83**, 3788 (1999).
4. V. Huhn, L. Wátzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witała, and W. Glöckle, Phys. Rev. C **63**, 014003 (2000).
5. J. Deng, A. Siepe, and W. von Witsch, Phys. Rev. C **66**, 047001 (2002).
6. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, J. Phys. G **27**, 1851 (2001).
7. V. I. Kukulin, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, Ann. Phys. (N.Y.) **325**, 1173 (2010).
8. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, ЯФ **81**, 555 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 595 (2018)].
9. Е. С. Конобеевский, А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, С. В. Зуев, С. И. Поташев, А. А. Афонин, В. В. Мицук, ЯФ **85**, 216 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 289 (2022)].
10. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955) [JETP **1**, 1 (1955)].
11. K. M. Watson, Phys. Rev. **88**, 1163 (1952).
12. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 527 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **78**, 345 (2014)].
13. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 753 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 679 (2017)].

DATA ON THE np -SCATTERING LENGTH FROM THE nd -BREAKUP REACTION AT LOW ENERGIES

A. A. Kasparov¹⁾, M. V. Mordovskoy¹⁾, A. A. Afonin¹⁾, S. I. Potashev^{1),2)}, V. V. Mitcuk¹⁾

¹⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The 1S_0 np scattering length value was obtained in a kinematically complete experiment to study of the nd -breakup reaction at low neutron energies of the RADEX channel of the INR RAS. In the experiment, two neutrons were detected on opposite sides of the direction of the primary beam. The values of $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ fm at $E_n = 9$ MeV and $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ fm at $E_n = 11$ MeV were determined on the basis of a comparison of the experimental dependence of the nd -breakup reaction yield on the relative energy of the np pair with the results of a simulation. The obtained data differ significantly from the value obtained in direct np scattering, which indicates an effective enhancement of the np interaction in the presence of a third nucleon.