

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

УДК 539.17

ДАННЫЕ О НЕЙТРОН-ПРОТОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫЕ ИЗ РЕАКЦИИ $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ ПРИ $E_n = 5$ МэВ

© 2025 г. А. А. Каспаров^{1,*}, М. В. Мордовской¹, А. А. Афонин¹, В. В. Мицук¹

Поступила в редакцию 01.10.2024 г.; после доработки 26.12.2024 г.; принята к публикации 12.01.2025 г.

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН исследована реакция nd -развала при энергии 5 МэВ. В результате сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования извлечена величина энергии виртуального 1S_0 состояния $E_{np} = 40 \pm 2$ кэВ и соответствующее ей значение синглетной np -длины рассеяния $a_{np} = -30.9 \pm 0.8$ Фм. При сравнении с данными других экспериментов по исследованию реакций nd - и dd -развалов при различных энергиях делается предположение, что на полученное значение a_{np} оказывают влияние $3N$ -силы. Работа проведена в рамках цикла исследований по изучению межнуклонных взаимодействий при малых энергиях.

Ключевые слова: нейтронный канал РАДЭКС, nd -развал, синглетная np -длина рассеяния, трехчастичные силы

DOI: 10.31857/S0044002725020079, EDN: GKVSVT

1. ВВЕДЕНИЕ

В ИЯИ РАН на протяжении 15 лет проводятся работы по исследованию нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия в малонуклонных реакциях. Низкоэнергетические характеристики NN -взаимодействия — длины рассеяния и энергии виртуального синглетного 1S_0 состояния — являются важными мерами силы взаимодействия не только конкретных двухнуклонных систем, но также позволяют сделать более общие фундаментальные выводы. Например, синглетные 1S_0 длины рассеяния могут служить чувствительным средством проверки эффектов нарушения зарядовой симметрии (НЗС) и зарядовой независимости (НЗН) ядерных сил.

Нейтрон-протонная (np) и протон-протонная (pp) длины рассеяния с высокой точностью извлекаются из прямых экспериментов по рассеянию нейтрона на протоне и протона на протоне соответственно. Современные значения этих величин принято считать $a_{np} = -23.7148 \pm 0.0043$ Фм [1] и $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$ Фм [2]. Однако значение $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$ Фм включает в себя также вклад кулоновского взаимодействия двух протонов, в то время как с точки зрения зарядовой симметрии больший интерес представляет чисто “ядерная” величина pp -длины рассеяния. При использовании традиционного реалистичного NN -потенциала (например, Bonn-CD или Nijmegen [3]), точно соответствующего экспериментальному

значению a_{pp} , и удалении кулоновского вклада в величину pp -рассеяния получается значение $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ Фм. Это значение в настоящее время принимается как “ядерная часть” pp -длины рассеяния [4]. Приведенные данные для a_{np} и a_{pp} свидетельствуют о НЗН ядерных сил.

Сложнее дело обстоит с нейтрон-нейтронным (nn) рассеянием. Ввиду отсутствия чисто нейтронных мишней, данные о nn -длине рассеяния извлекают из реакций с образованием двух нейтронов в конечном состоянии, например, в реакциях $n + {}^2\text{H}$ [5–11], $d + {}^2\text{H}$ [12] или $\pi^- + {}^2\text{H}$ [13–15]. Стоит отметить, что в реакциях $n + d \rightarrow nn\gamma$ и $d + d \rightarrow nn\gamma$ в выходном канале имеются три и четыре сильно взаимодействующие частицы соответственно, в то время как в реакции $\pi^- + d \rightarrow nn\gamma$ только две. Поэтому вполне вероятно, что данные о nn -длине рассеяния, полученные в реакциях nd - и dd -развалов, могут быть подвержены влиянию трехнуклонных ($3N$) сил. В проведенном в 2018 г. анализе данных о nn -длине рассеяния [16], полученных в последние годы в реакциях nd - и dd -развалов [5–12], было высказано предположение, что довольно большой разброс между значениями a_{nn} с использованием разных начальных энергий и разных кинематических условий может быть обусловлен разным вкладом $3N$ -сил. В недавней работе [11] были получены экспериментальные данные о nn -взаимодействии в реакции nd -развала при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ, а проведенный анализ полученных значений nn -длин рассеяния в совокупности с данными других экспериментов в зна-

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

* E-mail: kasparov200191@gmail.com

чительной мере подтвердил гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых характеристик pp -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами. Проведенные исследования натолкнули на предположение, что аналогичное влияние может быть оказано на извлекаемые величины pr -длины рассеяния (или энергии виртуального 1S_0 pr -состояния) в реакциях с образованием пары нейtron-протон в конечном состоянии.

Несмотря на то, что pr -длина рассеяния с высокой точностью извлекается из прямого эксперимента по рассеянию нейтрона на протоне, авторы работы [17] утверждают, что значения pr -длины рассеяния или энергии его виртуального 1S_0 -состояния также можно с высокой степенью достоверности извлечь из трехчастичных реакций при правильно выбранных кинематических условиях. Работы, в которых pr -длина рассеяния извлекалась из малонуклонных реакций, известно не так много. Такие работы проводились в Институте радиационной и ядерной физики Боннского университета (Bonn, Германия) [7, 18], «Ядерной лаборатории содружества трех университетов» (TUNL, США) [5], Шанхайском институте ядерных исследований (Китай) [19] и ИЯИ РАН (Россия) [20]. В работе нашей группы [20] описаны результаты проведенного эксперимента по исследованию реакции nd -развала на нейтронном канале РАДЭКС при энергии нейтронов 9 и 11 МэВ. Из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии pr -пары и результатов моделирования с использованием модели Мигдала–Ватсона взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) получены 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. Полученные значения a_{np} существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному pr -рассеянию, что может свидетельствовать об эффективном усилении pr -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что, в свою очередь, может быть связано со значительным влиянием $3N$ -сил. Для проверки предположения о влиянии $3N$ -сил на извлекаемые низкоэнергетические характеристики pr -взаимодействия в реакциях с образованием пары нейtron-протон в конечном состоянии на нейтронном канале РАДЭКС был проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + d \rightarrow np$ при более низкой энергии нейтронов 5 МэВ.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Энергия виртуального 1S_0 pr -состояния E_{np} и связанная с этой величиной синглетная pr -длина рассеяния a_{np} определены в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции $n + ^2H$ при энергии 5 ± 1 МэВ на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. В эксперименте по разные стороны от оси пучка регистрировались

в совпадении нейtron отдачи и нейtron от развала синглетной pr -системы, а также протон в активной дейтерированной мишени. В этой постановке эксперимента нейtron-протонное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии pr -системы ε , которая рассчитывается через кинетические энергии “развальных” нейтрона E_n и протона E_p и угол их разлета $\Delta\Theta$ в лабораторной системе

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

Форма распределения F выхода реакции от ε чувствительна к величине E_{np} , а для описания этого распределения может быть использована модель Мигдала–Ватсона взаимодействия в конечном состоянии [21, 22]

$$F_{MB} \approx A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{np}}, \quad (2)$$

где E_{np} — абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 -состояния pr -системы, A — нормировочный коэффициент.

Таким образом, сравнение полученной в эксперименте зависимости выхода реакции от относительной энергии pr -системы ε с результатами моделирования позволит определить энергию E_{np} и соответственно значение синглетной pr -длины рассеяния.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Кинематическое моделирование реакции nd -развала при энергии нейтронов 5 МэВ проведено в два этапа. На первом этапе рассматривается образование синглетной pr -пары в реакции $n + ^2H \rightarrow n + (np)^s$ с эффективной инвариантной массой $M_{np} = m_n + m_p + \varepsilon$ в широкой области по ε (0–0.5 МэВ) и выбирается угол вылета нейтрона отдачи, отвечающий максимально возможной кинетической энергии с учетом геометрических особенностей экспериментального зала (близость к соседним трубам нейтроноводов, минимально необходимая длина времязадержки базы и прочее). При этом формируется зависимость выхода реакции от относительной энергии ε , которая учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε , рассчитанным по формуле (2) с определенным значением параметра E_{np} . На втором этапе рассматривается развал pr -системы $(np)^s \rightarrow \rightarrow n + p$ и выбирается угол вылета, под которым будет регистрироваться нейtron от развала синглетной pr -пары. Выбор угла вылета “развального” нейтрона выбирается из критерия, при котором большее количество моделюемых событий попадает в кинематическую область, где наиболее сильно может проявляться нейtron-протонное

ВКС. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетические и угловые разрешения.

Детальное кинематическое моделирование и выбор углов регистрации вторичных нейтронов описаны в работе [23], по результатам которого была создана экспериментальная установка. Схема установки представлена на рис. 1, а основные геометрические параметры установки следующие: угол регистрации нейтрона отдачи $\Theta(n_1) = 45^\circ$; угол регистрации нейтрона от развала синглетной

pr -пары $\Theta(n_2) = -25^\circ$. Положительным и отрицательным углам отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка.

Нейтроны генерируются в реакции скальвания на вольфрамовой мишени толщиной 60 мм с водяным охлаждением (3 см) протонным пучком с энергией 267 МэВ линейного ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны после прохождении по вакуумпроводу бетонной защиты (~10 м) со вставленным в него набором коллиматоров (графит, парафин, внутренний диаметр 50 мм, длина 2 м) на расстоянии

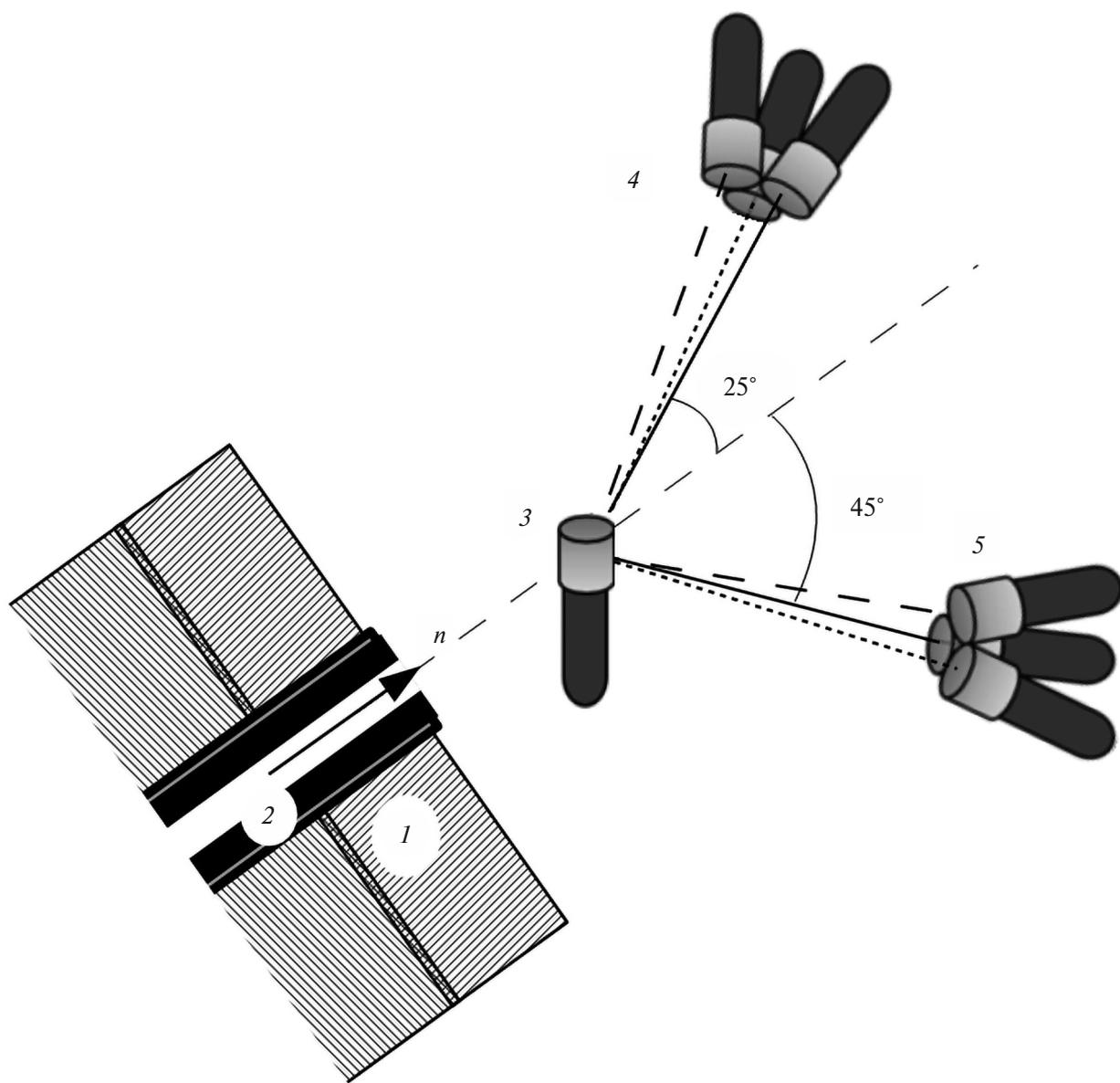


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — фрагмент защиты (бетон, тяжелый бетон) нейtronного пучка канала РАДЭКС ИЯИ РАН, 2 — графитовый коллиматор, 3 — активная C_6D_6 -мишень, 4 — сборка цилиндрических сцинтиляционных детекторов нейтронов для регистрации “развальных” нейтронов, расположенных под углами 25° на расстоянии 84 см от центра детектора-мишени, 5 — сборка детекторов для регистрации нейтронов отдачи, расположенных под углами 45° на расстоянии 108 см от центра детектора-мишени. Направления на сопряженные детекторы в двух наборах показаны разными типами линий.

12 м облучают измерительную мишень. В качестве дейтериевой мишени и одновременно детектора вторичных протонов использовался C_6D_6 -сцинтиллятор (цилиндрическая ячейка EJ315; \varnothing 5 см, $h = 5$ см; постоянная времени быстрой компоненты 3.5 нс). Нейтроны отдачи регистрировались сборкой детекторов, состоящей из трех сцинтилляционных детекторов на основе жидкого сцинтиллятора (цилиндрическая ячейка EJ301; \varnothing 5 см, $h = 5$ см; постоянная времени быстрой компоненты 3.2 нс), с углом 45° к оси пучка на расстоянии ~108 см от центра детектора-мишени. Нейтроны от развала синглетной pr -пары регистрировались аналогичной сборкой детекторов, установленных под углом 25° по другую сторону от направления первичного пучка на расстоянии ~84 см от центра мишени. Каждый детектор образует плоскость с соответствующим сопряженным детектором из предыдущего набора и мишенью и защищен слоем свинца для уменьшения счета сигналов, вызванных одним нейтроном в соседних детекторах. Угловое разрешение детектора нейтронов отдачи составляет $\Delta\Theta = 1.3^\circ$, а детектора нейтронов от развала pr -системы — $\Delta\Theta = 1.7^\circ$. Эффективность регистрации сцинтилляционных детекторов в зависимости от энергии приведена в работе [24].

Сигналы со всех детекторов подавались на входы цифрового сигнального процессора CAEN DT5742 (CAEN S.p.A.). Каждый вход диджитайзера записывал осциллограмму сигнала, вызванного в детекторе. Шаг временной развертки (0.2 нс на канал) позволяет использовать диджитайзер для временного анализа сигналов. С учетом временного разрешения использованных детекторов (0.6–0.7 нс) и пролетного расстояния разрешение по энергии для нейтронов регистрируемых диапазонов получается ≤5.5%.

Используемый диджитайзер DT5742 имеет вследствие большого количества каналов и особенностей оцифровки значительно мертвое время, превышающее длительность импульса нейтронного ускорителя (~150 мкс). Поэтому запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора по сигналу от детекторов вторичных нейтронов. Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнении передавались в компьютер. Последующая обработка записанных сигналов велась в оффлайн режиме и заключалась в определении амплитуд и площадей импульсов, получении времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Для наложенных сигналов производилось разделение по форме из калибровочного банка данных. Отбраковка события производилась в случае невозможности разделения, при наличии двух нейтронных

сигналов в одной осциллограмме, а также при наличии двух нейтронных событий в одной нейтронной сборке.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Далее проводился отбор совпадающих событий — протона и двух нейтронов, сработавших в паре сопряженных детекторов из двух разных сборок детекторов с учетом экспериментальных неопределенностей (размеры детекторов, их угловые и энергетические разрешения). Энергия каждого нейтрона определялась по времени пролета, определяемому по временным сигналам от активной сцинтилляционной мишени и соответствующим сигналам от детекторов сборки.

Энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов линейного ускорителя ИЯИ РАН. Одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволила восстановить энергию первичного нейтрона, вызвавшего реакцию $n + ^2H \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события и отсортировать все события по этой энергии. Энергия и угол вылета вторичного протона также восстанавливались решением уравнений сохранения энергии и импульса. На рис. 2 показан реконструированный спектр энергии нейтронов, падающих на дейтериевую мишень и вызывающих коррелированные события в активной C_6D_6 -мишени и двух нейтронных детекторах. Форма спектра однозначно определяется пороговой энергией реакции, выбранных энергетических порогов (верхних и нижних) во всех нейтронных детекторах, заданной геометрией установки сборок детекторов коррелированных событий (углов, расстояний, размеров детекторов). Для экспериментальных данных проведен отбор событий с энергией первичного нейтрона $E_0 = 5 \pm 1$ МэВ, а форма такого распределения в интервале $E_0 = 4–6$ МэВ учитывалась в используемых программах моделирования для дальнейшего определения низкоэнергетических характеристик pr -взаимодействия путем сравнения экспериментальных и моделевых данных.

Диаграмма корреляции энергий нейтронов отдачи (n_1) и нейтронов от развала pr -системы (n_2) представлена на рис. 3а. Моделированные события представлены на рис. 3б серыми точками, а события, где наиболее сильно проявляется pr -ВКС (дополнительный отбор по относительной энергии pr -системы $\epsilon \leq 0.2$ МэВ), — темно-серыми точками. Из сравнения рис. 3а и рис. 3б видно, что, во-первых, по хорошему заполнению экспериментальных событий соблюдены условия соответ-

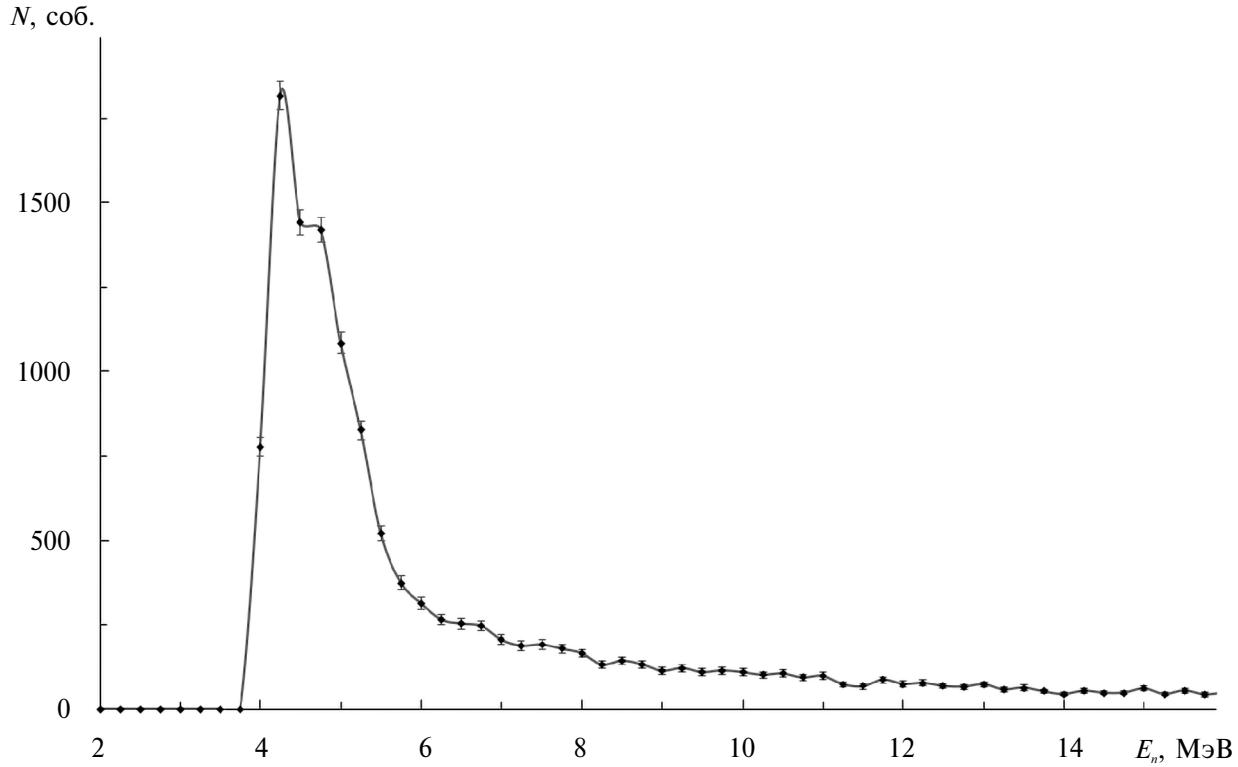


Рис. 2. Реконструированный спектр энергии нейтронов, падающих надейтериевую мишень и вызывающих коррелированные события в активной C_6D_6 -мишени и двух нейтронных детекторах.

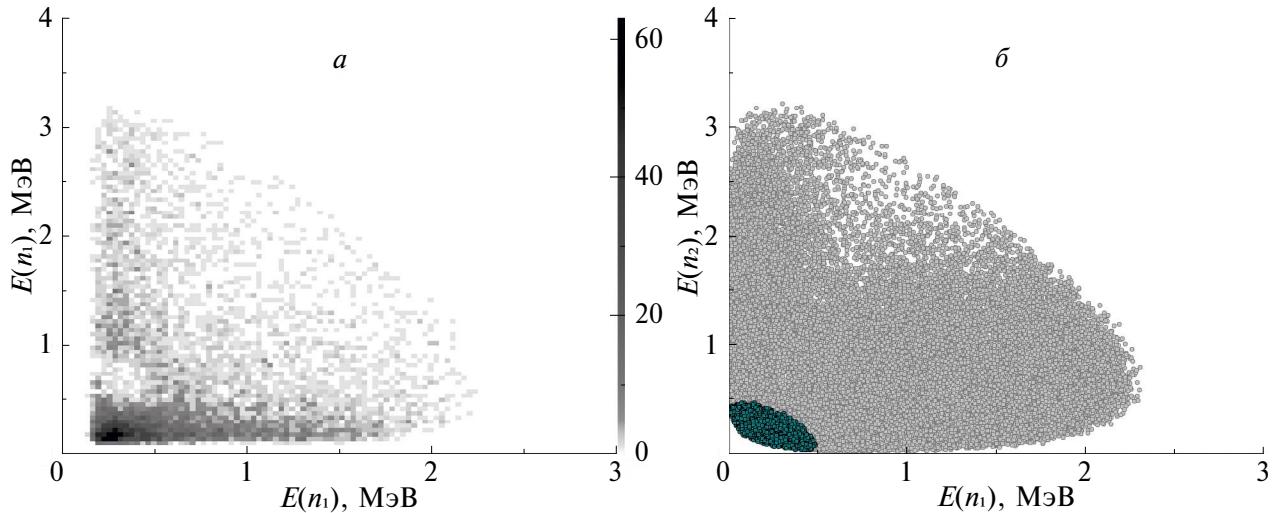


Рис. 3. Двумерная диаграмма корреляций энергий $E(n_1) - E(n_2)$ нейтронов отдачи (n_1) и нейтронов от разрыва pr -системы (n_2): а — эксперимент; б — моделирование при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ, $\Theta(n_1) = -45^\circ \pm 1.5^\circ$; $\Theta(n_2) = 25^\circ \pm 1.7^\circ$. Темно-серые точки на рис. 3б — область моделюемых событий с отбором по относительной энергии pr -системы $\epsilon \leq 0.2$ МэВ.

ствия параметров эксперимента предварительно проведенному моделированию, а во-вторых, что большее количество экспериментальных событий лежит в области малых относительных энергий ϵ .

На рис. 4 показана полученная в эксперименте двумерная диаграмма восстановленных значений

$\Theta_p - E_p$ “развального” протона при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ. Только для этих событий, при условии попадания энергий нейтронов отдачи и энергий “развальных” нейтронов в диапазоны, определенные на этапе кинематического моделирования, формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ϵ , рассчитанная по формуле (1).

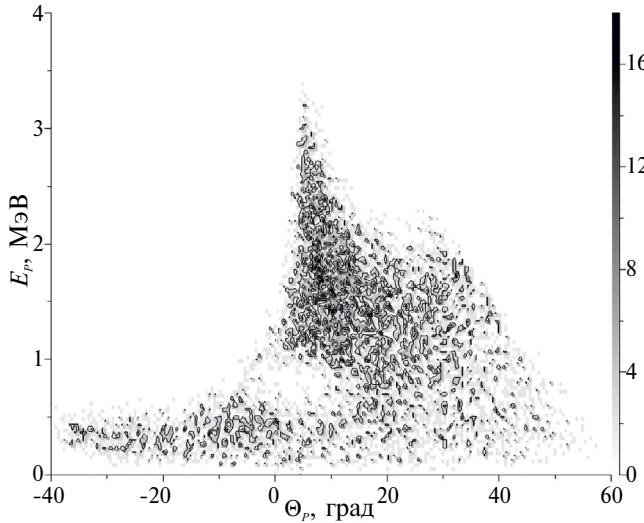


Рис. 4. Двумерная диаграмма E_p — Θ_p вторичного протона из реакции nd -развала. Серые точки — экспериментальные данные, черные точки — моделированные события реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n_1 + (np)^s \rightarrow n_1 + n_2 + p$, идущей через стадию образования и развала синглетной np -системы при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ. Экспериментальные условия: $\Theta(n_1) = -45^\circ \pm 1.3^\circ$; $\Theta(n_2) = 25^\circ \pm 1.7^\circ$. Положительным и отрицательным углам отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка.

Для определения энергии виртуального 1S_0 -состояния np -системы E_{np} и связанной с ней np -длины рассеяния экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $dN_{\text{эксп}}/d\varepsilon$ сравнивалась с результатами моделирования $dN_{\text{мод}}/d\varepsilon$. На рис. 5 показано сравнение экспериментальных данных, отобранных при энергии нейтронов $E_n = 5 \pm 1$ МэВ, и результатов моделирования для трех значений энергии np -системы $E_{np} = 0.015, 0.04$ и 0.07 МэВ. Также на рис. 5 представлена моделированная кривая так называемого демократического развала, рассчитанная без использования модели Мигдала—Батсона в конечном состоянии. Формы этих распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетического пика лежит между моделями для $E_{np} = 0.015$ и 0.07 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка.

Процедура определения энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} проводилась в широком интервале энергий от 0.015 до 0.07 МэВ путем минимизации значения χ^2 для экспериментальных и моделюемых точек:

$$\chi^2(E_{np}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN_{\text{эксп}}}{d\varepsilon} - A \frac{dN_{\text{мод}}}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN_{\text{мод}}}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (3)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый отношением интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0 — 0.5 МэВ).

Для определения величины E_{np} значения $\chi^2(E_{np})$ аппроксимировались квадратичным полиномом, представленным на рис. 6. Суммирование проведено по 48 точкам по ε (0.005 — 0.24 МэВ).

Минимальное значение полинома χ^2_{\min} определяет величину энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} , а ошибка в определении ΔE_{np} находится по формуле

$$\Delta E_{np} = \left| E_{np}(\chi^2_{\min}) - E_{np}(\chi^2_{\min} + 1) \right|. \quad (4)$$

Проведенный χ^2 анализ показал, что наименьшее значение χ^2 достигается при энергии виртуального синглетного np -состояния $E_{np} = 40 \pm 2$ кэВ.

Энергия виртуального уровня E_{np} связана с np -длиной рассеяния a_{np} соотношением

$$\frac{1}{a_{NN}} = - \left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{NN} \frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots, \quad (5)$$

где a_{NN} — длина рассеяния, E_{NN} — энергия виртуального уровня, r_{NN} — эффективный радиус NN -взаимодействия, m_N — масса нуклона. Таким образом, полученное значение энергии виртуального уровня $E_{np} = 0.040 \pm 0.002$ МэВ при значении эффективного радиуса $r_{np} = 2.75$ Фм [25] приводит к величине $a_{np} = -30.9 \pm 0.8$ Фм.

Полученное в реакции nd -развала при энергии нейтронов 5 МэВ значение $a_{np} = -30.9 \pm 0.8$ Фм существенно превышает по абсолютному значению величину $a_{np} = -23.7148 \pm 0.0043$ Фм, извлеченную из прямого эксперимента по рассеянию нейтрона на протоне. Результат настоящей работы, в совокупности с данными других работ [5, 7, 18–20], в которых np -длина рассеяния определялась в реакциях nd - и dd -развала при различных энергиях налетающих частиц, приведен на рис. 7.

Для данных, полученных в реакции nd -развала, наблюдается тенденция увеличения по модулю значения np -длины рассеяния при уменьшении энергии налетающей частицы. С общей точки зрения можно предположить, что при более высокой энергии реакции развала время, когда все три частицы находятся близко друг к другу, меньше, и, следовательно, вклад $3N$ -сил также становится меньше. Данные, полученные в реакции dd -развала, “выбиваются” из этого предположения, но это может быть объяснено другой реакцией и, следовательно, кинематикой. Таким образом, мы предполагаем, что данные, полученные в настоящей работе, а также в работах [19, 20], больше подвержены влиянию трехнуклонных сил. Однако

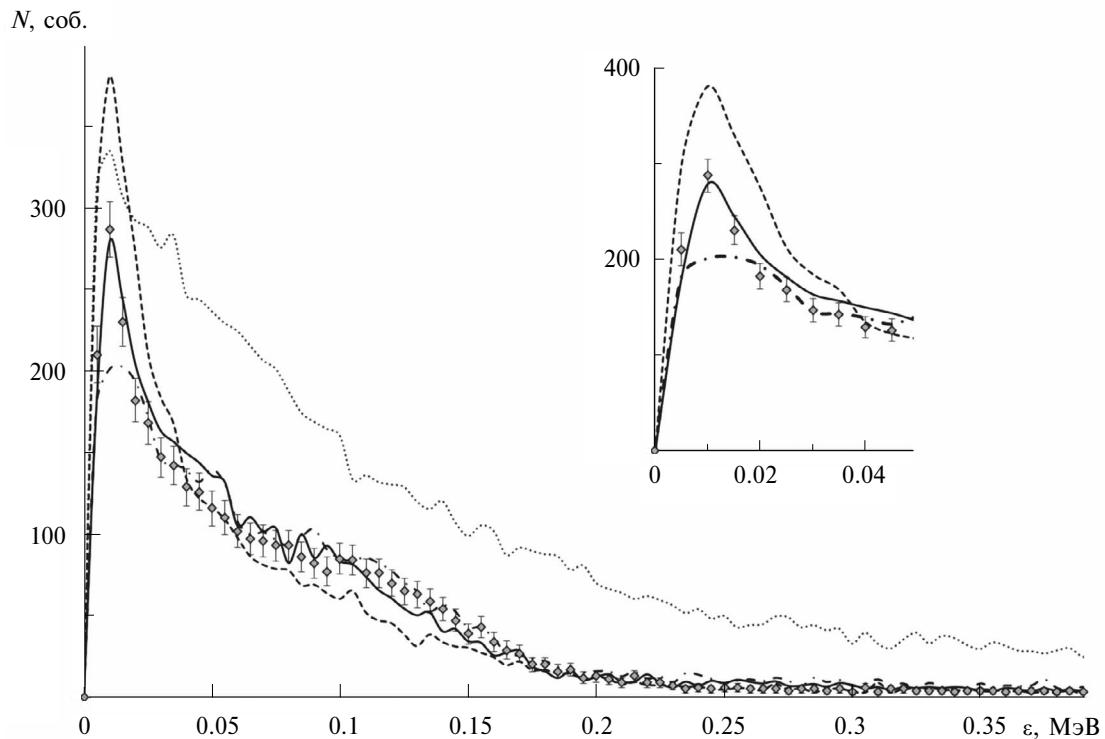


Рис. 5. Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от ϵ при энергии первичных нейтронов $E_n = 5 \pm 1$ МэВ (точки) и результатов моделирования для различных значений энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} (кривые): штриховая — 0.015 МэВ; сплошная — 0.04 МэВ; штрихпунктирная — 0.07 МэВ. Точечная кривая — “демократический” развал.

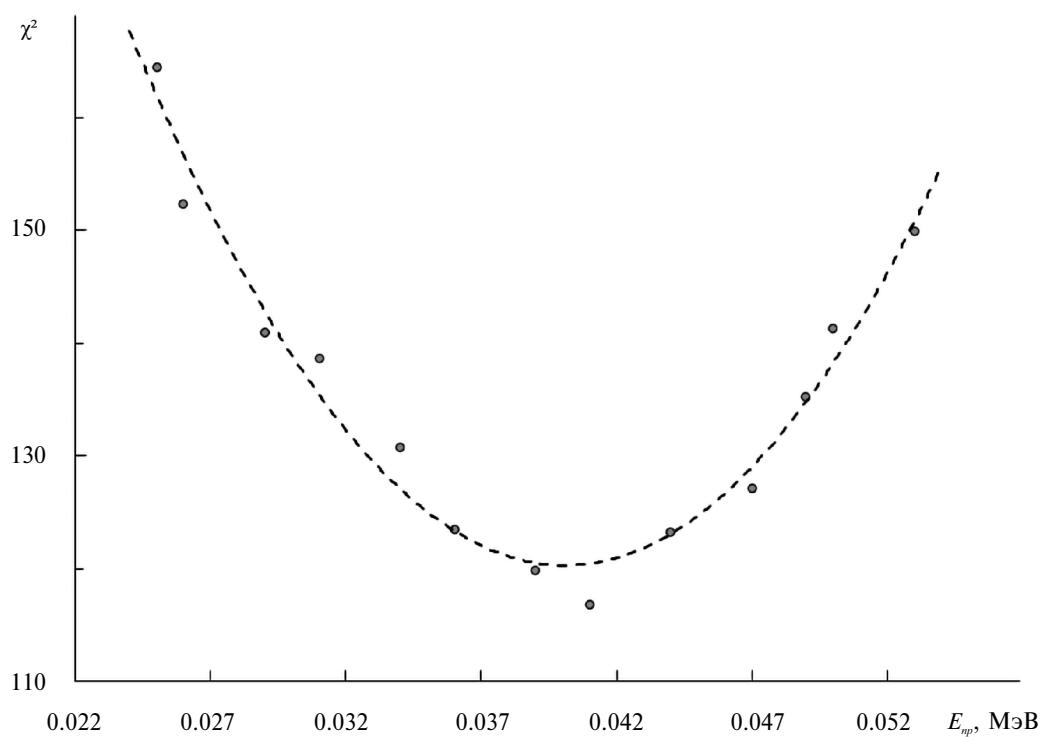


Рис. 6. Зависимость χ^2 от энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} в реакции nd -развала при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ, полученная с использованием формулы (3) суммированием по 48 точкам по ϵ (0.005–0.24 МэВ). Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

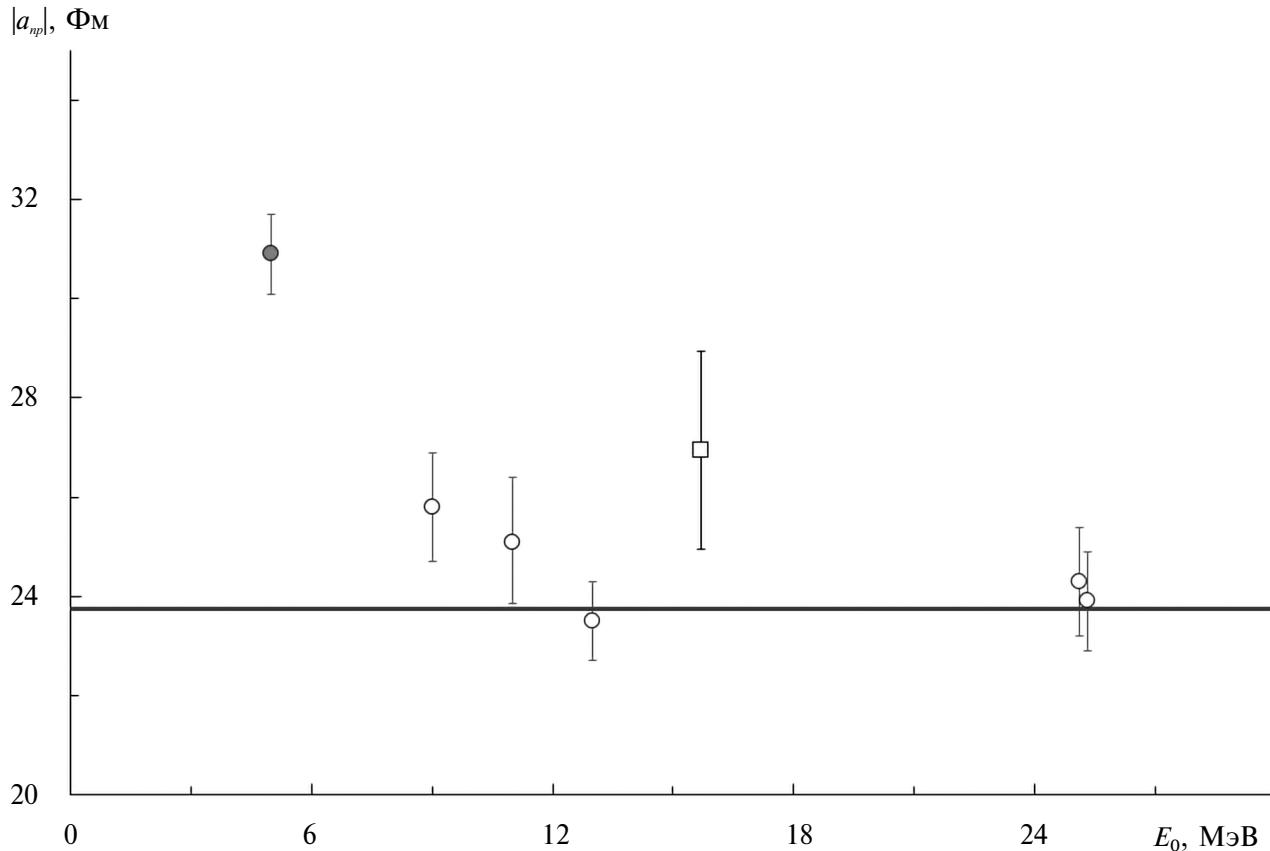


Рис. 7. Значения $|a_{np}|$ длин рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалам в зависимости от энергии налетающих частиц. Точки: \square — данные, полученные в реакции dd -развала [19]; \circ — данные, полученные в реакции nd -развала [5, 7, 18, 20]; \bullet — результат настоящей работы. Горизонтальная линия соответствует значению $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм, извлеченному из экспериментов по свободному pr -рассеянию.

этот вопрос очень интересный, требует отдельного обсуждения и будет рассмотрен нами в самое ближайшее время.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd -развала при энергии первичных нейтронов 5 МэВ. В эксперименте по разные стороны от оси первичного пучка регистрировались нейtron отдачи, а также нейtron и протон от развала синглетной pr -пары. Из сравнения формы зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии pr -пары с результатами моделирования были определены низкоэнергетические характеристики pr -взаимодействия: энергия виртуального 1S_0 -уровня $E_{np} = 0.040 \pm 0.002$ МэВ и соответствующее ей значение pr -длины рассеяния $a_{np} = -30.9 \pm 0.8$ Фм.

Полученные в работе данные указывают на эффективное усиление pr -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что мы связываем с большим влиянием трехнуклонных сил, по срав-

нению с данными других работ, в которых pr -длина рассеяния определялась в реакциях $nd \rightarrow npn$ и $dd \rightarrow nnpp$. Необходим более тщательный анализ влияния $3N$ -сил на извлекаемые низкоэнергетические характеристики pr -взаимодействия из реакций nd - и dd -развала.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 “Ядерная и радиационная физика”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. W. Hackenburg, Phys. Rev. C **73**, 044002 (2006).
2. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
3. S. A. Coon, M. D. Scadron, P. C. McNamee, B. R. Barrett, D. W. E. Blatt, and B. H. J. McKellar, Nucl. Phys. A **317**, 242 (1979).
4. G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, and I. Šlaus, Phys. Rep. **194**, 1 (1990).

5. D. E. González 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).
6. D. E. González Trotter, F. Salinas Menesis, W. Tornow, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, R. L. Walter, D. Schmidt, H. Witała, W. Glöckle, H. Tang, Z. Zhou, and I. Šlaus, Phys. Rev. C **73**, 034001 (2006).
7. V. Huhn, L. Wätzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witała, and W. Glöckle, Phys. Rev. C **63**, 014003 (2000).
8. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witała, Phys. Rev. C **74**, 014001 (2006).
9. E. C. Конобеевский, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, ЯФ **73**, 1343 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1302 (2010)].
10. E. C. Конобеевский, А. А. Афонин, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. В. Мицук, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, ЯФ **83**, 288 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 523 (2020)].
11. E. C. 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)].
12. E. Konobeevski, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, and A. Spassky, Few-Body Syst. **58**, 107 (2017).
13. R. Howell, Q. Chen, T. S. Carman, A. Hussein, W. R. Gibbs, B. F. Gibson, G. Mertens, C. F. Moore, C. Morris, A. Obst, E. Pasyuk, C. D. Roper, F. Salinas, I. Šlaus, S. Sterbenz, W. Tornow, et al., Phys. Lett. B **444**, 252 (1998).
14. B. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, J.-F. Loude, N. Morel, A. Perrenoud, J.-P. Perroud, M. T. Tran, E. Winkelmann, W. Dahme, H. Panke, D. Renker, G. Strassner, and P. Truöl, Nucl. Phys. A **420**, 496 (1984).
15. Q. Chen, C. R. Howell, T. S. Carman, W. R. Gibbs, B. F. Gibson, A. Hussein, M. R. Kiser, G. Mertens, C. F. Moore, C. Morris, A. Obst, E. Pasyuk, C. D. Roper, F. Salinas, H. R. Setze, I. Šlaus, et al., Phys. Rev. C **77**, 054002 (2008).
16. E. C. 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)].
17. H. Brückmann, W. Kluge, H. Matthäy, L. Schänzler, and K. Wick, Nucl. Phys. A **157**, 209 (1970).
18. J. Deng, A. Siepe, and W. von Witsch, Phys. Rev. C **66**, 047001 (2002).
19. Y.-J. Zhang, J.-H. He, J.-Q. Yang, and J. Zhang, Phys. Rev. C **47**, 468 (1993).
20. A. A. Каспаров, М. В. Мордовской, А. А. Афонин, С. И. Поташев, В. В. Мицук, ЯФ **86**, 245 (2023) [Phys. At. Nucl. **86**, 44 (2023)].
21. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955) [Sov. Phys. JETP **3**, 2 (1955)].
22. K. M. Watson, Phys. Rev. **88**, 1163 (1952).
23. A. A. Kasparov, M. V. Mordovskoy, A. A. Afonin, and D. G. Tsvetkovich, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **88**, 1230 (2024).
24. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 260 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **80**, 232 (2016)].
25. O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn, G. C. Oades, H. Behrens, J. J. de Swart, and P. Kroll, Nucl. Phys. B **216**, 277 (1983).

NEUTRON–PROTON SCATTERING LENGTH DATA EXTRACTED FROM THE $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ REACTION AT $E_n = 5$ MeV

© 2025 A. A. Kasparov¹⁾, M. V. Mordovskoy¹⁾, A. A. Afonin¹⁾, V. V. Mitsuk¹⁾

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

The nd breakup reaction at an energy of 5 MeV was studied on the RADEX neutron channel of the INR RAS. As a result of comparing the experimental data with the simulation results, the energy of the virtual ${}^1S_0 np$ state $E_{np} = 40 \pm 2$ keV and the corresponding singlet np scattering length $a_{np} = -30.9 \pm 0.8$ fm were extracted. It was assumed that the obtained a_{np} value, together with the data of other experiments on the study of nd and dd breakup reactions at different energies, are subject to the influence of $3N$ forces. The work was carried out as part of a series of studies on internucleon interactions at low energies.