

P1-2017-33

А. А. Терехин, В. П. Ладыгин, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов,  
П. К. Курилкин, А. К. Курилкин, Н. Б. Ладыгина,  
С. М. Пиядин, С. Г. Резников, А. Н. Хренов

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ  
РЕАКЦИИ УПРУГОГО  $dp$ -РАССЕЯНИЯ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 700 МэВ/НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\* E-mail: [aterekhin@jinr.ru](mailto:aterekhin@jinr.ru)

Терехин А. А. и др.

P1-2017-33

Дифференциальное сечение реакции упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон

В статье представлены результаты измерений дифференциального сечения реакции упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон, выполненных на станции внутренней мишени нуклотрона ОИЯИ. Данные получены для углового диапазона  $70\text{--}120^\circ$  в с. ц. м. Проведено сравнение результатов угловой зависимости с мировыми данными при близких значениях энергии, а также с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках релятивистской теории многократного рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Terekhin A. A. et al.

P1-2017-33

The Differential Cross Section of Elastic  $dp$ -Scattering at 700 MeV/nucleon

The results of the differential cross section elastic  $dp$ -scattering measurements at 700 MeV/nucleon, performed at the Internal Target Station at the JINR Nuclotron, are presented. The data were obtained for angular range  $70\text{--}120^\circ$  in the c.m.s. The angular dependence is compared with the world experimental data at close energies as well as with the theoretical calculations performed within the framework of the relativistic multiple scattering theory.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2017

## ВВЕДЕНИЕ

Дейтрон является наиболее простой ядерной системой, которая может быть исследована экспериментально с высокой точностью. Изучение структуры дейтрона может дать информацию о роли релятивистских эффектов, вкладов  $\Delta$ -изобар и кварковых степеней свободы в ядрах.

Одним из самых простых типов взаимодействия с участием дейтрона является упругое  $dp$ -рассеяние. Эта реакция на протяжении многих лет является предметом теоретических и экспериментальных исследований. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал, разработаны различные теоретические механизмы описания данного типа взаимодействия. Один из подходов для описания  $dp$ -рассеяния при низких энергиях основан на решении трехчастичного уравнения Шредингера с учетом вариационного принципа Кона (KVP) [1, 2]. Специальное внимание в этих работах было уделено изучению кулоновского эффекта [1, 3, 4]. Было показано, что вклад кулоновского взаимодействия заметен при энергиях протона в лабораторной системе ниже 30 МэВ и существенно снижается при 65 МэВ. Другой стандартный подход для описания рассеяния при низких энергиях основан на решении точных трехчастичных уравнений Фаддеева [5–7]. Разработаны вычисления со сложными граничными условиями в конфигурационном пространстве [8, 9] и пространстве импульсов [10]. Данный подход с хорошей точностью описывает экспериментальные данные при  $E \approx 100$ – $200$  МэВ/нуклон [6]. Однако продвижение в область более высоких энергий затруднено в силу того, что применяемые  $NN$ -потенциалы (CD-Bonn [11], Nijmegen [12, 13], AV18 [14]) описывают экспериментальные данные только до энергии нуклона 350 МэВ.

В KVI-центре (Нидерланды) была проведена серия измерений по получению сечения и векторной анализирующей способности в упругом  $pd$ -рассеянии при энергиях протона 108–190 МэВ для углового диапазона  $30 < \theta_{\text{cm}} < 170^\circ$  в с.п.м. [15, 16]. В RIKEN были получены сечение, векторная и тензорные анализирующие способности для энергий 70, 100 и 135 МэВ/нуклон в широком диапазоне углов  $10 < \theta_{\text{cm}} < 180^\circ$  [17, 18]. Также

при энергии 135 МэВ/нуклон были измерены коэффициенты передачи поляризации от дейтрона протону в угловом диапазоне  $90 < \theta_{\text{cm}} < 180^\circ$  [19]. Полный набор данных по дейтронным анализирующим способностям был получен при энергиях 250 и 294 МэВ/нуклон [20]. В RCNP были получены данные при энергии 250 МэВ/нуклон по сечению и векторной анализирующей способности в угловом диапазоне  $10 < \theta_{\text{cm}} < 165^\circ$  и по коэффициентам передачи поляризации в угловом диапазоне  $10 < \theta_{\text{cm}} < 95^\circ$  для упругого  $pd$ -рассеяния [21, 22].

Общей целью вышеперечисленных экспериментов является изучение особенностей двухнуклонных ( $2N$ ) и трехнуклонных ( $3N$ ) взаимодействий в сравнении с предсказаниями вычислений, в которых использованы различные нуклон-нуклонные и трехнуклонные потенциалы. В расчетах использовались следующие  $2N$ -силы: аргоннская V18 [14], наймегенские I и II [12, 13], CD-боннская [11], — а также таксон-мельнбургская [23] и урбанская IX [24]  $3N$ -силы. Как для дифференциального сечения, так и для поляризационных наблюдаемых выявлена общая закономерность, а именно: вычисления с учетом только  $2N$ -сил описывают экспериментальные данные для углов рассеяния  $\theta_{\text{cm}} < 40\text{--}60^\circ$ . Вычисления, в которых учитываются только  $NN$ -взаимодействия, при больших углах не воспроизводят результаты экспериментов. Наибольшее различие наблюдается при углах  $130 < \theta_{\text{cm}} < 150^\circ$ , где ожидается проявление трехнуклонных сил ( $3NF$ ). Согласие с экспериментальными данными наблюдается при дополнительном включении в расчеты  $3NF$  или  $\Delta$ -изобары [25]. Однако с увеличением энергии все расчеты расходятся с полученными данными. Это указывает на отсутствие правильного описания спиновой части современных моделей  $3NF$  и на необходимость дополнительных, более сложных расчетов.

Столкновение частиц высоких энергий с атомными ядрами описывается дифракционной теорией многократного рассеяния Глаубера–Ситенко [26, 27], успешно применяемой для анализа экспериментальных данных о сечениях адрон-ядерного рассеяния. Исследования упругого  $dp$ -рассеяния при энергиях 250–1000 МэВ/нуклон в рамках теории многократного рассеяния проводились в работах [28–32].

Экспериментальные данные по упругому  $dp$ -рассеянию при энергиях выше 400 МэВ/нуклон представлены в [33–43]. Были вычислены угловые зависимости дифференциального сечения и векторной анализирующей способности при 800 МэВ/нуклон для углов  $14 < \theta_{\text{cm}} < 154^\circ$  в с. ц. м. [35]. Также были получены данные при энергиях 470 и 590 МэВ/нуклон в угловом диапазоне  $91\text{--}164^\circ$  в с. ц. м. в Исследовательском институте NASA (США) [39]. Результаты экспериментов при 580 и 582 МэВ/нуклон представлены в [40] и [41]. Абсолютное дифференциальное сечение было измерено при 641,3 и 792,7 МэВ/нуклон в диапазонах  $35\text{--}115^\circ$  и  $35\text{--}140^\circ$  [34] соответственно. Для передних углов рассеяния были получены данные при 796 МэВ/нуклон [42].

В BNL были набраны данные для больших переданных импульсов при энергиях 1–2 ГэВ/нуклон [37, 38] и при 1 ГэВ/нуклон для углового диапазона  $10 < \theta_{cm} < 170^\circ$  [36]. Новые результаты по дифференциальному сечению при 1,25 ГэВ/нуклон получены с помощью спектрометра HADES [43].

Данные для дифференциального сечения при энергиях 470 МэВ/нуклон [33,39], 590 МэВ/нуклон [39], 600 МэВ/нуклон [41], 641 МэВ/нуклон [34] и 1000 МэВ/нуклон [36] сравнивались с теоретическими расчетами, выполненными в рамках релятивистской модели многократного рассеяния [32, 44]. При всех энергиях включение вклада двойного рассеяния (DS) дает лучшее согласие теории с экспериментом, причем с увеличением энергии вклад DS возрастает. Расчеты с учетом только однократного рассеяния (SS) описывают данные при углах рассеяния  $\theta_{cm} < 60^\circ$ . Вклад  $\Delta$ -изобары становится заметным при углах  $\theta_{cm} > 120^\circ$ . Включение в расчеты этого механизма позволяет объяснить рост дифференциального сечения при  $\theta_{cm} > 140^\circ$ .

За последние годы на пучках нуклотрона ОИЯИ были проведены эксперименты по изучению упругого  $dp$ -рассеяния при энергиях до 1000 МэВ/нуклон. Новые данные по анализирующим способностям были получены для углов  $60 < \theta_{cm} < 140^\circ$  при энергии 440 МэВ/нуклон [45]. Результаты измерений дифференциального сечения при энергиях 250–440 и 1000 МэВ/нуклон представлены в [46] и [47] соответственно.

В статье приведены экспериментальные данные по дифференциальному сечению реакции упругого  $dp$ -рассеяния при энергиях 650 и 700 МэВ/нуклон, полученные на станции внутренней мишени нуклотрона ОИЯИ. Статья построена следующим образом. Во введении дается краткий обзор экспериментальных и теоретических результатов для различных наблюдаемых упругого  $dp$ -рассеяния в энергетическом диапазоне до 1,3 ГэВ/нуклон. В первом разделе приводится краткое описание экспериментальной установки и системы сбора данных. Второй раздел посвящен процедуре получения дифференциального сечения. В третьем разделе проводится сравнительный анализ полученных результатов с имеющимися мировыми данными при близких значениях энергии, а также с теоретическими расчетами. Выводы сформулированы в заключении.

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент по изучению упругого  $dp$ -рассеяния проводился на станции внутренней мишени [48] ускорительного комплекса нуклотрон. Пучок дейтронов от источника «Дуоплазмотрон» направлялся в линейный инжектор ЛУ-20, в котором он ускорялся до энергии 5 МэВ/нуклон, после чего дейтроны инжектировались в кольцо нуклотрона. По достижении пучком необходимой энергии в него вводились полиэтиленовая (CH<sub>2</sub>) или углеродная (<sup>12</sup>C) мишени толщиной 10 и 8 мкм соответственно. В течение набора данных ис-

пользовалась специально разработанная система управления мишенью (ITS CDAQ system) [49], позволяющая эффективно подобрать траекторию движения мишени в соответствии с циклом магнитного поля.

Упруго рассеянные дейтроны и протоны регистрировались двумя парами детекторов, размещенных зеркальным образом относительно оси ионопровода и образующих тем самым два плеча, регистрирующих рассеяние влево и вправо для одного и того же угла в с. ц. м. Помимо этих детекторов использовались два мониторинговых счетчика для регистрирования продуктов реакции квазиупругого  $pp$ -рассеяния ( $pp$ -детекторы). Все детекторы были расположены в плоскости орбиты ускорителя. Размещение детекторов относительно оси пучка показано на рис. 1.  $d_{1,2}$ ,  $p_{1,2}$  и  $pp_{1,2}$  — дейтронные, протонные и  $pp$ -детекторы (счетчики) соответственно.  $dp$ -счетчики перемещались в угловом диапазоне  $\theta_{\text{lab}} = 19\text{--}50^\circ$  ( $\theta_{\text{cm}} = 70\text{--}120^\circ$ ).  $pp$ -счетчики были установлены под углом, соответствующим квазиупругому  $pp$ -рассеянию ( $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ ), и оставались неподвижными на протяжении всего эксперимента. Они использовались в качестве относительных мониторов светимости. Каждый счетчик представляет собой конструкцию из сцинтиллятора и фотоумножителя «Hamamatsu» H7416MOD, соединенных световодом. Размеры сцинтилляторов  $p$ -,  $d$ - и  $pp$ -счетчиков составляют  $20 \times 60 \times 20$ ,  $10 \times 40 \times 24$  и  $50 \times 50 \times 10$  мм соответственно. Расстояние от протонных, дейтронных и мониторинговых счетчиков до точки взаимодействия пучка с мишенью составляло 58, 56 и 56 см

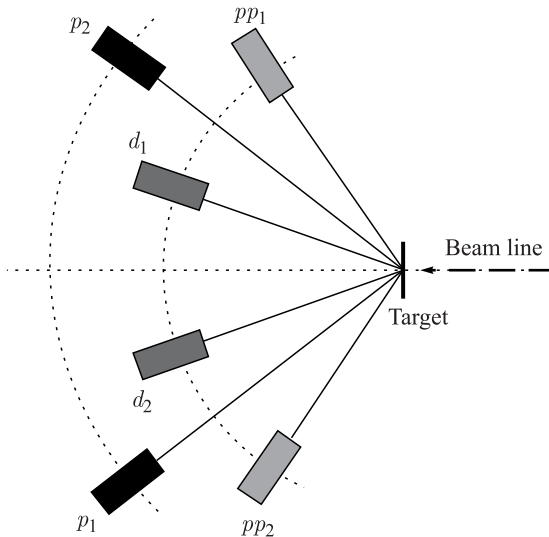


Рис. 1. Схема расположения детекторов относительно направления пучка.  $d_{1,2}$ ,  $p_{1,2}$  — дейтронные и протонные счетчики;  $pp_{1,2}$  — счетчики квазиупругого  $pp$ -рассеяния

Таблица 1. Характеристики детекторов

Детектор	Размер, мм	Расстояние от мишени, см	Угловой захват в лаб. системе, °
$p$	20 × 60 × 20	58	2
$d$	10 × 40 × 24	56	1
$pp$	50 × 50 × 10	56	5

соответственно. Угловые захваты  $p$ -,  $d$ - и  $pp$ -счетчиков в лабораторной системе координат — 2, 1, 5°. Характеристики детекторов показаны в табл. 1.

Для сбора и записи данных использовалась магистрально-модульная система стандарта VME (VersaModule Eurocard). Эта система позволяет осуществлять контроль запуска записи данных, а также просмотр загрузок каналов в режиме онлайн. В состав VME-системы входят 16-канальные модули TQDC-16, триггерный модуль ТТСМ-V2.0 и контроллер FVME-V1.0 [50]. Модуль TQDC-16 позволяет измерять амплитуду и время прихода сигналов одновременно. Он представляет собой времяцифровой преобразователь с амплитудной коррекцией и триггерной логикой. Триггерный модуль ТТСМ (Trigger, Timing and Control Module) предназначен для синхронизации сигналов по шине ТТС (Trigger, Timing and Control). Интерфейсный модуль FVME-V1.0 использовался для передачи данных и удаленного управления системой VME. Программная поддержка осуществляется операционной системой Linux.

Поскольку для всех  $\theta_{\text{см}}$  угловой захват в с.ц.м. дейтронного счетчика больше протонного, для оптимизации эксперимента при наборе статистики дейтронный счетчик фиксировался под номинальным углом в лабораторной системе  $\theta_{\text{lab}}^d$ , рассчитанным из кинематики упругого  $dp$ -рассеяния. Положение протонного счетчика варьировалось вблизи соответствующего значения угла рассеяния  $\theta_{\text{lab}}^p$ . Это позволило увеличить количество набранных данных.

Первоначально были выполнены измерения при 650 МэВ/нуклон с целью получения нормировочного коэффициента для дифференциального сечения. Данный коэффициент использовался для вычисления дифференциального сечения при энергии 700 МэВ/нуклон.

## 2. ПОЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Для получения дифференциального сечения упругого  $dp$ -рассеяния необходимо выделение полезных событий из общего количества набранной статистики. При прохождении слоя сцинтиллятора дейтрон и протон теряют

разное количество энергии. Данные об энергетических потерях записываются в виде амплитуд сигналов с дейтронного и протонного счетчиков. По корреляции этих сигналов можно выделить область упругого взаимодействия дейтрона с протоном. На рис. 2 и 3 представлена соответственно корреляция

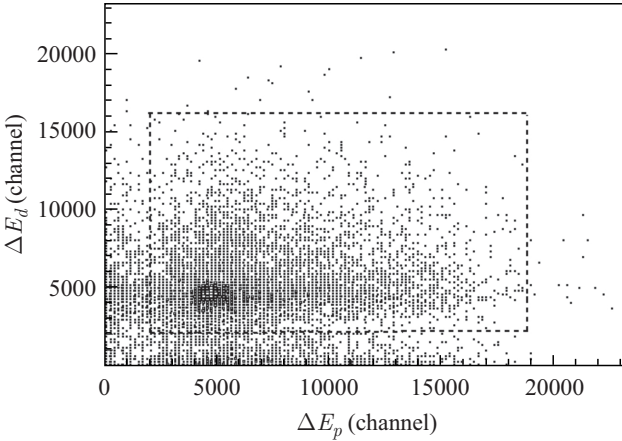


Рис. 2. Корреляция энергетических потерь дейтронов и протонов при энергии 700 МэВ/нуклон для угла рассеяния  $71^\circ$  в с. п. м. Штриховая линия — графический критерий для выделения событий упругого  $dp$ -рассеяния

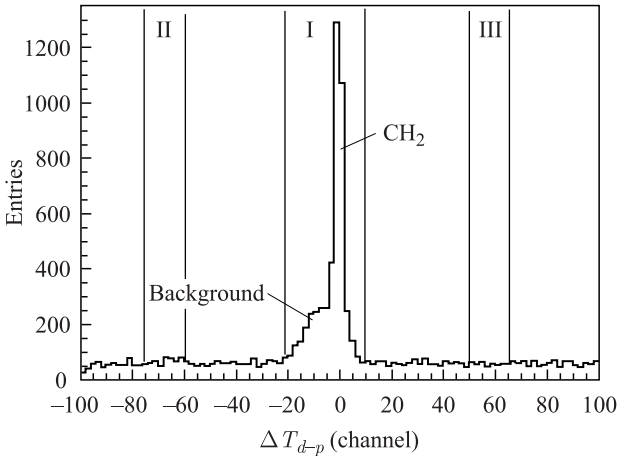


Рис. 3. Разность времени  $\Delta T_{d-p}$  между появлением сигналов с  $d$ - и  $p$ -детекторов при энергии 700 МэВ/нуклон и угле рассеяния  $71^\circ$  в с. п. м., полученная с применением критерия на корреляцию амплитуд для  $\text{CH}_2$ -мишени



энергетических потерь и разность времени пролета  $\Delta T_{d-p}$  для пары кинематически сопряженных детекторов при рассеянии на  $\text{CH}_2$ -мишени для энергии 700 МэВ/нуклон. Штриховой линией на рис. 2 обозначен графический критерий выделения области, внутри которой сосредоточены события упругого  $dp$ -рассеяния. Тот же самый критерий использовался для данных, полученных на углеродной мишени. Сплошными вертикальными линиями на рис. 3 обозначены временные границы для отбора упругих  $dp$ -событий.

Временное распределение представляет собой сумму полезных событий и фона. Для определения количества фоновых событий, содержащихся в области I на рис. 3, были выделены два интервала равной ширины (области II и III). Ширина интервалов II и III выбиралась таким образом, чтобы суммарная ширина обоих интервалов равнялась ширине области I. Для временных промежутков I и (II + III) были построены амплитудные спектры для  $p$ -детекторов (рис. 4, а). Фон случайных совпадений удаляется вычитанием распределений I и (II + III) (рис. 4, б).

Аналогичная процедура проводилась для данных, набранных на углеродной мишени. Подобным образом анализировались спектры мониторинжных  $pp$ -счетчиков.

Следующим этапом обработки является процедура вычитания  $\text{CH}_2 - \text{C}$ . Нормировочный коэффициент вычитания углеродного фона  $k$  определяется в интервале  $a_{\min} < a < a_{\max}$ , где  $a$  — каналы  $\text{CH}_2$ - и  $\text{C}$ -амплитудных распре-

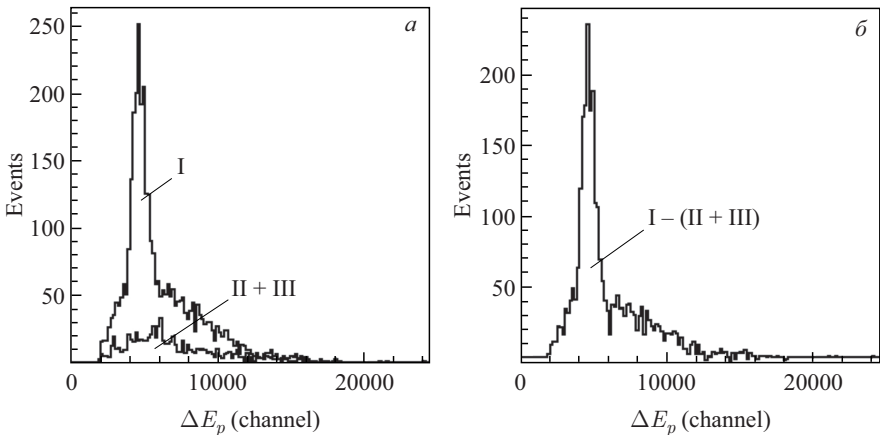


Рис. 4. Процедура вычитания фона для амплитудного спектра одного из  $p$ -детекторов для угла рассеяния  $71^\circ$  в с. ц. м. при энергии 700 МэВ/нуклон при рассеянии на  $\text{CH}_2$ -мишени: а — амплитуды для временных промежутков I и (II + III) (рис. 3); б — результат вычитания I - (II + III)

делений:

$$k = \frac{N_{\text{CH}_2} |_{a_{\min} < a < a_{\max}}}{N_{\text{C}} |_{a_{\min} < a < a_{\max}}}. \quad (1)$$

Здесь  $N_{\text{CH}_2}$  и  $N_{\text{C}}$  —  $\text{CH}_2$ - и  $\text{C}$ -интегралы в  $l$ -интервале, обозначенном на рис. 5, *a* сплошными линиями. Количество полезных событий может быть определено как

$$N_{dp} = N_{\text{CH}_2} - kN_{\text{C}}, \quad (2)$$

где  $N_{dp}$  — количество упругих  $dp$ -событий в итоговом спектре;  $N_{\text{CH}_2}$  и  $kN_{\text{C}}$  — интегралы полного  $\text{CH}_2$ - и нормированного  $\text{C}$ -спектров. Область упругих  $dp$ -событий обозначена на рис. 5, *б* штриховыми линиями.

На рис. 5, *a*  $\text{CH}_2$ -распределение изображено сплошной гистограммой, нормированный  $\text{C}$ -спектр — штриховой. На рис. 5, *б* продемонстрирован результат вычитания  $\text{CH}_2$ – $\text{C}$ . Данная процедура была выполнена для каждого значения угла рассеяния  $\theta_{\text{cm}}$ .

При фиксированном угле  $\theta_{\text{lab}}^d$  эффективная площадь дейтронного счетчика  $(S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}$  изменяется в зависимости от положения протонного счетчика.

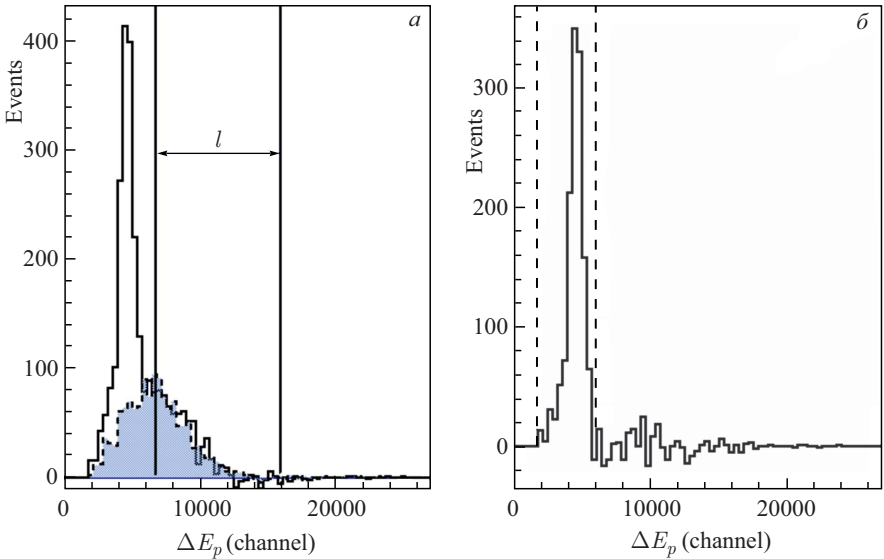


Рис. 5. Процедура вычитания  $\text{CH}_2$ – $\text{C}$  для  $\theta_{\text{cm}} = 71^\circ$  при энергии 700 МэВ/нуклон: *a* — амплитудные  $\text{CH}_2$ - и нормированный  $\text{C}$ -спектры представлены сплошной и штриховой гистограммами соответственно, вертикальными непрерывными линиями обозначен интервал нормировки; *б* — результат вычитания  $\text{CH}_2$ – $\text{C}$ , вертикальными штриховыми линиями обозначена область упругих  $dp$ -событий

Поэтому для каждого положения  $p$ -детектора необходимо вычислить поправочный коэффициент, учитывающий изменение площади. Для этой цели с помощью генератора событий Pluto [51] для каждого значения  $\theta_{\text{lab}}^p$  определялись значения  $(S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}$  и  $\theta_{\text{cm}}^{\text{real}}$ , где  $\theta_{\text{cm}}^{\text{real}}$  — значение реального угла рассеяния, которое соответствует  $\theta_{\text{lab}}^d$  и  $\theta_{\text{lab}}^p$ . Из кинематики каждому значению  $\theta_{\text{cm}}^{\text{real}}$  соответствуют значения углов рассеяния  $(\theta_{\text{lab}}^d)^0$  и  $(\theta_{\text{lab}}^p)^0$ , для которых вычислялось значение  $(S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}^0$ . Поправочный коэффициент, таким образом, рассчитывался как  $k_{S_{\text{eff}}^d} = (S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}^0 / (S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}$ . Сечение реакции вычислялось для углов  $\theta_{\text{cm}}$ , для которых потеря эффективной площади  $(S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}$  составляет менее 12 %.

Выражение для дифференциального сечения имеет вид

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} = \frac{N_{dp}}{d\Omega_{\text{lab}}^d} \frac{J_d}{N_{\text{CH}_2}} C_{\text{norm}}^{650}. \quad (3)$$

Здесь  $N_{dp}$  — количество упругих  $dp$ -событий (после проведения процедуры вычитания углеродного фона);  $d\Omega_{\text{lab}}^d$  — эффективный телесный угол дейтронного детектора в лабораторной системе при условии кинематического совпадения его с протонным счетчиком;  $N_{\text{CH}_2}$  — количество восстановленных событий для  $pp$ -счетчиков, с условием их совпадения друг с другом, при рассеянии на полиэтиленовой мишени;  $C_{\text{norm}}^{650}$  — коэффициент нормировки для энергии 650 МэВ/нуклон.

Эффективный телесный угол дейтронного счетчика в лабораторной системе вычислялся с помощью генератора событий Pluto [51] как отношение эффективной площади детектора  $(S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}}$  к площади сферы радиусом, равным расстоянию  $r$  от детектора до мишени:  $d\Omega_{\text{lab}}^d = (S_{\text{eff}}^d)_{\text{lab}} / r^2$ . В моделирование закладывалась угловая зависимость дифференциального сечения для 641 МэВ/нуклон [34].

Якобиан перехода  $J_d$  от лабораторной системы к с. ц. м., определяемый отношением

$$J_d = \frac{d\Omega_{\text{lab}}^d}{d\Omega_{\text{cm}}^d}, \quad (4)$$

также рассчитывался с помощью моделирования Pluto [51].

Коэффициент нормировки  $C_{\text{norm}}^{650}$  вычислялся следующим образом. Данные [34] по угловой зависимости дифференциального сечения аппроксимировались функцией вида  $f(\theta_{\text{cm}}) = P_0 e^{P_1 \theta_{\text{cm}}}$  в диапазоне углов  $71 < \theta_{\text{cm}} < 108^\circ$ . Полученные значения:  $P_0 = (0,98 \pm 0,07)$  мб и  $P_1 = (-4,11 \cdot 10^{-2} \pm 8,10 \times 10^{-4})$  ср $^{-1}$ . После этого угловая зависимость для 650 МэВ/нуклон аппроксимировалась функцией вида  $F(\theta_{\text{cm}}) = C e^{P_1 \theta_{\text{cm}}}$ , где параметр  $P_1$  фиксирован. Значение коэффициента  $C$  составляет  $81,3 \pm 4,0$ . Неопределенность аппроксимации  $\Delta C' = 4,0$  связана с погрешностью полученных данных. Для опре-

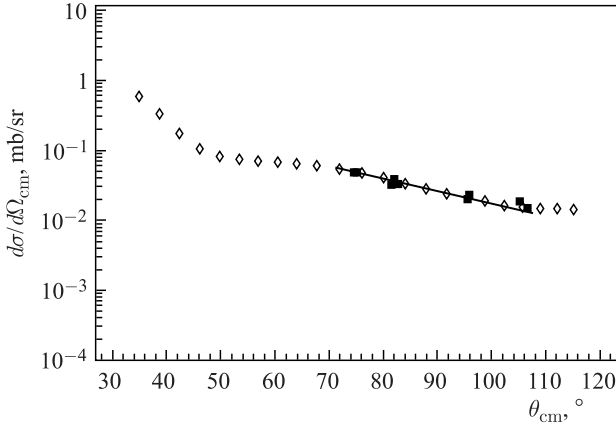


Рис. 6. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при 650 МэВ/нуклон. Квадраты — результаты измерений на нуклотроне; ромбы — данные из [34]; сплошная линия — результат аппроксимации данных [34] функцией  $f(\theta_{\text{cm}}) = P_0 e^{P_1 \theta_{\text{cm}}}$

деления погрешности  $\Delta C''$ , связанной с неопределенностью параметра  $P_1$ , последний задавался распределением Гаусса с величиной стандартного отклонения  $\sigma_1 = \Delta P_1$  соответственно. Вычисленное значение  $C$  для каждого  $P_1$  записывалось в гистограмму. Полученное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, значение  $\sigma = 5,8$  которого принималось за погрешность  $\Delta C''$ . Полная неопределенность  $\Delta C = \sqrt{\Delta C''^2 + \Delta C'''^2} = 7,0$ . Коэффициент нормировки вычислялся как  $C_{\text{norm}}^{650} = P_0/C = 1,2 \cdot 10^{-2}$  мб. Неопределенность составляет  $\Delta C_{\text{norm}}^{650} = C_{\text{norm}}^{650} \sqrt{(\Delta P_0/P_0)^2 + (\Delta C/C)^2} = 1,3 \cdot 10^{-3}$  мб.

Поведение нормированной угловой зависимости дифференциального сечения для 650 МэВ/нуклон хорошо совпадает с данными для 641 МэВ/нуклон [34] (рис. 6).

Полученный коэффициент  $C_{\text{norm}}^{650}$  использовался для нормировки данных при 700 МэВ/нуклон. Была проведена оценка изменения количества углеродного фона при рассеянии на полиэтилене с увеличением энергии. Для этой цели суммировалась статистика для всех углов  $\theta_{\text{cm}}$ . После этого проводилась процедура вычитания  $\text{CH}_2 - \text{C}$ . Коэффициент  $k$  вычисляется как отношение  $N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2}/N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2-\text{C}}$ , в котором  $N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2}$  — полное количество квазиупругих  $pp$ -событий, полученных на  $\text{CH}_2$ -мишени, без вычитания углеродного фона;  $N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2-\text{C}}$  — количество событий после вычитания. Для 650 и 700 МэВ/нуклон значения  $k$  составляют 1,46 и 1,49. Различие в 2% дает основание при вычислении коэффициента  $C_{\text{norm}}^{700}$  не вводить поправку на изменение содержания углеродного фона в формуле (3) в  $N_{\text{CH}_2}$ . Для определения коэффициента нормировки при энергии 700 МэВ/нуклон была также внесена поправка  $R$  для коэффициента  $C_{\text{norm}}^{650}$ , которая вычислялась из отно-

шения дифференциальных сечений реакции упругого  $pp$ -рассеяния для 650 и 700 МэВ в области телесного угла  $pp$ -детектора:

$$R = \frac{\int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{cm}}} \right)^{650} d \cos \theta_{\text{cm}}}{\int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{cm}}} \right)^{700} d \cos \theta_{\text{cm}}}. \quad (5)$$

Интегрирование проводилось в пределах углового захвата  $pp$ -детектора в с. с. м., который составляет  $-0,087 < \cos \theta_{\text{cm}} < 0,087$ . На рис. 7 представлены угловые зависимости дифференциальных сечений для 650 и 700 МэВ. Кривыми обозначены данные, взятые из базы данных SAID [52], являющиеся решением SM16 [53], символам — квадратам и кружкам — соответствуют экспериментальные значения [54].

Значение  $R$  составляет  $1,22 \pm 0,05$ . Коэффициент нормировки для энергии 700 МэВ/нуклон вычислялся как  $C_{\text{norm}}^{700} = C_{\text{norm}}^{650}/R$ . Неопределенность составляет  $\Delta C_{\text{norm}}^{700} = C_{\text{norm}}^{700} \sqrt{(\Delta C_{\text{norm}}^{650}/C_{\text{norm}}^{650})^2 + (\Delta R/R)^2}$ . Полученное значение коэффициента нормировки составляет  $C_{\text{norm}}^{700} = (1,0 \cdot 10^{-2} \pm 1,2 \times 10^{-3})$  мб. Значения поправочного коэффициента  $k_{S_{\text{eff}}^d}$  для 700 МэВ/нуклон были получены тем же способом, что и для 650 МэВ/нуклон.

Статистическая погрешность дифференциального сечения складывается из неопределенностей количества упругих  $dp$ -событий  $\Delta N_{dp}^{\text{stat}}$  и  $pp$ -монитор-

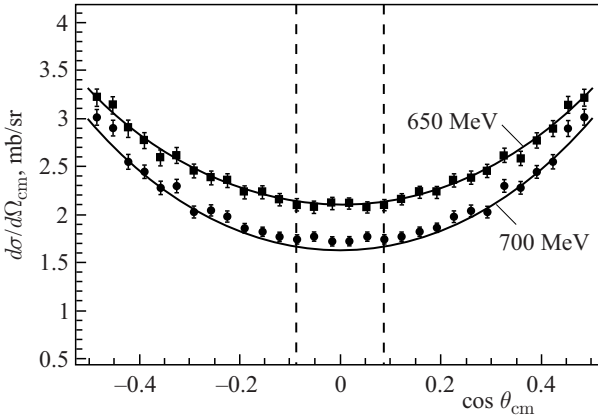


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого  $pp$ -рассеяния. Кривыми обозначены данные для 650 и 700 МэВ, взятые из SAID [52], являющиеся решением SM16 [53]. Квадраты и кружки — экспериментальные данные для 654 и 695 МэВ соответственно, взятые из [54], штриховыми линиями обозначены пределы интегрирования

ных событий  $\Delta N_{\text{CH}_2}$ . Последняя определяется как  $\sqrt{N_{\text{CH}_2}}$ . Неопределенность полезных событий  $\Delta N_{dp}^{\text{stat}}$ , связанная с вычитанием углеродного фона, вычисляется из формулы (2):  $\Delta N_{dp}^{\text{stat}} = \sqrt{N_{\text{CH}_2} + k^2 N_C}$ . Суммарная погрешность равна

$$\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}}^{\text{stat}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} \sqrt{\left( \frac{\Delta N_{dp}^{\text{stat}}}{N_{dp}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N_{\text{CH}_2}}{N_{\text{CH}_2}} \right)^2}. \quad (6)$$

Систематическая погрешность сечения определяется процедурой вычитания  $\text{CH}_2 - \text{C}$ , якобианом перехода, телесным углом дейтронного детектора и коэффициентом нормировки. Неопределенности  $\Delta J$  и  $\Delta d\Omega$  вычисляются из моделирования и не превышают 4 и 24 % соответственно. Погрешность, связанная с вычитанием фона, вычисляется из формул (1) и (2) как  $\Delta N_{dp}^{\text{syst}} = \Delta k N_C$ . Таким образом,

$$\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}}^{\text{syst}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} \times \sqrt{\left( \frac{\Delta N_{dp}^{\text{syst}}}{N_{dp}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta J_d}{J_d} \right)^2 + \left( \frac{\Delta d\Omega_d}{d\Omega_d} \right)^2 + \left( \frac{\Delta C_{\text{norm}}^{700(650)}}{C_{\text{norm}}^{700(650)}} \right)^2}. \quad (7)$$

Значения  $\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}}^{\text{stat}}$  и  $\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}}^{\text{syst}}$  находятся в пределах 3–20 % и 14–29 % соответственно. Рост погрешностей обусловлен увеличением угле-

Таблица 2. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 650 МэВ/нуклон

$\theta_{\text{cm}}, ^\circ$	$d\sigma/d\Omega,$ мкб/ср	$\Delta\sigma_{\text{stat}},$ мкб/ср	$\Delta\sigma_{\text{syst}},$ мкб/ср
74,7	46,74	1,05	7,08
75,3	46,99	0,99	8,49
81,6	31,63	0,79	7,00
82,2	38,44	1,05	6,08
82,8	32,71	0,81	4,99
95,7	19,66	0,94	3,14
96,0	22,64	1,05	3,27
105,3	18,17	0,83	5,22
106,8	15,09	0,77	2,05

Таблица 3. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон

$\theta_{cm}, \circ$	$d\sigma/d\Omega,$ мкб/ср	$\Delta\sigma_{stat},$ мкб/ср	$\Delta\sigma_{syst},$ мкб/ср
71,2	36,33	1,20	5,07
71,6	35,91	1,28	5,14
72,3	35,01	1,79	7,05
77,5	28,36	1,12	4,93
82,1	25,12	1,16	4,12
82,8	26,38	1,85	6,29
86,7	13,78	0,91	2,11
87,7	16,61	1,13	2,70
88,4	17,29	1,16	4,21
92,6	15,06	0,79	2,61
93,3	12,98	0,76	2,08
96,8	10,98	0,61	1,72
98,2	11,43	0,67	1,92
98,9	11,62	0,64	2,03
102,0	8,15	1,26	2,13
107,6	7,98	1,21	2,33
110,8	9,77	1,58	2,86
117,8	5,56	1,16	1,56
119,5	7,12	0,83	1,47

родного фона с ростом  $\theta_{cm}$ . Полученные данные для дифференциального сечения при 650 и 700 МэВ/нуклон представлены в табл. 2 и 3 соответственно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 представлена полученная угловая зависимость дифференциального сечения при 700 МэВ/нуклон, показанная квадратами, в сравнении с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках релятивистской теории многократного рассеяния [30–32, 44]. Экспериментальные значения сечения для энергий 641,3, 794 МэВ/нуклон [34] и 800 МэВ/нуклон [35] обозначены ромбами, кружками и треугольниками соответственно. Полученные данные находятся в хорошем согласии с общей картиной сечения при близких значениях энергии. В расчетах рассматривалось влияние на амплитуду рассеяния вклада двукратного рассеяния, а также возбуждения  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии. Все вычисления проводились в системе Брейта, где дейтроны движутся в противоположных направлениях с равными импульсами. Это позволяет минимизировать относительные импульсы нуклонов в обоих направлениях. Как следствие, возможно применение нерелятивистской волновой функции дейтрона при высоких энергиях. Данная

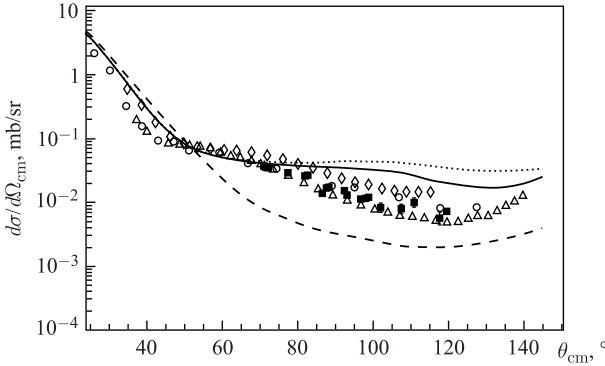


Рис. 8. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при 700 МэВ/нуклон. Квадраты — результаты измерений на нуклотроне. Ромбами, кружками и треугольниками обозначены данные для 641,3, 794 МэВ/нуклон [34] и 800 МэВ/нуклон [35] соответственно. Пунктирной, штриховой и сплошной линиями обозначены вычисления ONE + SS, ONE + SS + DS и ONE + SS + DS +  $\Delta$  соответственно, выполненные в рамках релятивистской модели многократного рассеяния [30–32, 44] при энергии 700 МэВ/нуклон

модель успешно применялась для описания экспериментальных данных при энергиях вплоть до 1000 МэВ/нуклон [31, 32, 55]. В работе [44] к используемым вычислениям были добавлены расчеты, учитывающие возбуждение  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии.

В общем случае амплитуда рассеяния может быть представлена в виде суммы четырех вкладов: однонуклонного обмена ( $J_{\text{ONE}}$ ), однократного рассеяния ( $J_{\text{SS}}$ ), двукратного рассеяния с нуклоном ( $J_{\text{DS}}$ ) и  $\Delta$  в промежуточном состоянии ( $J_{\Delta}$ ):

$$J_{dp \rightarrow dp} = J_{\text{ONE}} + J_{\text{SS}} + J_{\text{DS}} + J_{\Delta}. \quad (8)$$

Дифференциальное сечение вычислялось для трех случаев: для диаграмм только однонуклонного обмена и однократного рассеяния (ONE + SS), для тех же диаграмм с добавлением вклада двукратного рассеяния (ONE + SS + DS) и для полных расчетов с учетом вклада от возбуждения  $\Delta$ -изобары (ONE + SS + DS +  $\Delta$ ). На рис. 8 вычисления ONE + SS, ONE + SS + DS и ONE + SS + DS +  $\Delta$  обозначены пунктирной, штриховой и сплошной линиями соответственно. Из сравнения с экспериментальными данными видно, что расчеты с включением только вкладов ONE + SS не воспроизводят результаты эксперимента при углах рассеяния  $\theta_{\text{cm}} > 50^\circ$ . Включение вклада DS позволяет приблизиться к описанию поведения сечения в имеющемся угловом диапазоне. Влияние вклада от возбуждения  $\Delta$ -изобары при различных энергиях подробно описывается в [44]. Вклад от  $\Delta$ -изобары становится существенным при углах рассеяния  $\theta_{\text{cm}} > 110^\circ$ .



Наибольшее расхождение теории с экспериментом наблюдается в угловом диапазоне  $80 < \theta_{\text{cm}} < 140^\circ$ . Все вычисления не воспроизводят экспериментальные данные. Это указывает на необходимость совершенствования теоретических подходов, например учета следующих порядков перерасеяния.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены данные по дифференциальному сечению упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон в угловом диапазоне  $71,2 < \theta_{\text{cm}} < 119,5^\circ$  методом выделения полезных событий с помощью процедуры  $\text{CH}_2\text{-C}$ -вычитания. Предварительно была получена угловая зависимость дифференциального сечения при 650 МэВ/нуклон путем относительной нормировки на данные [34]. Коэффициент нормировки использовался для вычисления дифференциального сечения при энергии 700 МэВ/нуклон.

Результаты сравнивались с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках моделей однонуклонного обмена (ONE) и однократного рассеяния (SS) с добавлением вкладов двукратного рассеяния (DS) и возбуждения  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии. Включение в расчеты DS позволяет достичь лучшего согласия с данными, в то время как вычисления, учитывающие только ONE + SS, воспроизводят результаты эксперимента только при углах рассеяния  $\theta_{\text{cm}} < 50^\circ$ . Вклад от  $\Delta$ -изобары становится существенным при  $\theta_{\text{cm}} > 110^\circ$ . В угловом диапазоне  $80 < \theta_{\text{cm}} < 140^\circ$  модельные расчеты [44] демонстрируют существенное расхождение с экспериментом.

Авторы выражают благодарность персоналу ускорительного комплекса нуклотрон за обеспечение хороших условий для проведения эксперимента.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00203а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kievsky A. *et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 024002.
2. Viviani M. *et al.* // Few-Body Syst. 2001. V. 30. P. 39.
3. Alt E. O. *et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1981.
4. Alt E. O. *et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 064613.
5. Faddeev L. D., Merkuriev S. P. Quantum Scattering Theory for Several Particle Systems. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1993.
6. Glockle W. *et al.* // Phys. Rep. 1996. V. 274. P. 110.
7. Berthold G. H. *et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1365.
8. Chen C. R. *et al.* // Few-Body Syst. 2001. V. 31. P. 13.
9. Suslov V. M., Vlahovic B. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 044003.
10. Witala H. *et al.* // Few-Body Syst. 1988. V. 3. P. 123.
11. Machleid R. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024001.
12. Stoks V. G., Klomp R. A. M. *et al.* // Phys. Rev. Lett. C. 1994. V. 49. P. 2950.
13. Stoks V. G. *et al.* // AIP Conf. Proc. 1995. V. 334. P. 379.

14. *Wiringa R. B., Stoks V. G., Schiavilla R.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 38.
15. *Ermisch K. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 051001.
16. *Ermisch K. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 064004.
17. *Sekiguchi K. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034003.
18. *Sekiguchi K. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 061001.
19. *Sekiguchi K. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 014001.
20. *Sekiguchi K. et al.* // JPS Conf. Proc. 2015. V. 6. P. 030087.
21. *Hatanaka K. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 044002.
22. *Maeda Y. et al.* // Phys. Rev. 2007. V. 76. P. 014004.
23. *Coon S. A., Han H. K.* // Few-Body Syst. 2001. V. 30. P. 131.
24. *Rudliner B. S. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1720.
25. *Deltuva A. et al.* // Phys. Rev. 2003. V. 67. P. 034001.
26. *Glauber R. J.* High Energy Collision Theory. Lectures in Theoretical Physics / Ed. by W. E. Brittin, L. G. Dunham. New York: Intersci. Publ., Inc., 1959. V. 1. 315 p.
27. *Ситенко А. Г.* // УФН. 1959. Т. 67. С. 377.
28. *Bleszynski E. et al.* // AIP Conf. 1986. V. 150. P. 1208.
29. *Haji-Saied M. et al.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 2010.
30. *Ladygina N. B.* // Phys. At. Nucl. 2008. V. 71. P. 2039.
31. *Ladygina N. B.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 42. P. 91.
32. *Ladygina N. B.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2011. V. 26. P. 728.
33. *Both N. E. et al.* // Phys. Rev. D. 1971. V. 4. P. 1261.
34. *Gulmez E. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 5. P. 2067.
35. *Winkelmann E. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 2535.
36. *Bennet G. W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 387.
37. *Coleman E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 761.
38. *Coleman E.* Technical Report 25. The University of Michigan, 1966.
39. *Alder J. C.* // Phys. Rev. C. 1972. V. 6. P. 2010.
40. *Vincent J. S.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24, No. 5. P. 236.
41. *Boschitz E. T.* // Phys. Rev. C. 1972. V. 6, No. 2. P. 457.
42. *Irom F.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 28, No. 6. P. 2380.
43. *Kurilkin P. K. et al.* // PoS Baldin-ISHEPP-XXI. 005. 2012.
44. *Ladygina N. B.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52, No. 7. P. 199.
45. *Kurilkin P. K. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 715. P. 61.
46. *Gurchin Yu. V. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. V. 10. P. 243.
47. *Terekhin A. A. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 5. P. 695.
48. *Malakhov A. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 320.
49. *Isupov A. Yu. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2013. V. 698. P. 127.
50. <http://afi.jinr.ru/>
51. *Froehlich I. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 45. P. 401.
52. <http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/nn-analysis>
53. *Workman R. L. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94, No. 6. P. 065203.
54. *Albers D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 125.
55. *Glagolev V. V. et al.* // Eur. Phys. J. 2012. V. 48. P. 182.

Получено 1 июня 2017 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 26.07.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,2. Уч.-изд. л. 1,5. Тираж 255 экз. Заказ № 59206.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)