

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

© 2017 г. А. А. Терехин\*, В. П. Ладыгин, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов, А. К. Курилкин, П. К. Курилкин, Н. Б. Ладыгина, С. М. Пиядин, С. Г. Резников, А. Н. Хренов

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 22.05.2017 г.

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  $70^\circ$ – $120^\circ$  в с.ц.м. Проведено сравнение угловой зависимости с мировыми данными при близких значениях энергий, а также с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках релятивистской теории многократного рассеяния.

DOI: 10.7868/S0044002717060216

### 1. 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.

Упругое  $dp$ -рассеяние — одно из самых простых типов взаимодействия с участием дейтрона. 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 (л.с.) 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]. Этот 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 энергий нуклона 350 МэВ.

В KVI-центре (Гронинген, 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  $30^\circ < \theta_{с.м.} < 170^\circ$  в с.ц.м. [15, 16]. В институте RIKEN (Вако, Япония) были получены сечение, векторная и тензорные анализирующие способности для энергий 70, 100 и 135 МэВ/нуклон в широком диапазоне углов  $10^\circ < \theta_{с.м.} < 180^\circ$  [17, 18]. Также при энергии 135 МэВ/нуклон были измерены коэффициенты передачи поляризации от дейтрона протону в угловом диапазоне  $90^\circ < \theta_{с.м.} < 180^\circ$  [19]. Полный набор дейтронных анализирующих способностей был измерен для 250 и 294 МэВ/нуклон [20]. В исследовательском центре RCNP (Осакский университет, Япония) были получены данные при энергии 250 МэВ/нуклон по сечению и анализирующей способности в угловом диапазоне  $10^\circ < \theta_{с.м.} < 165^\circ$  и по коэффициентам передачи поляризации в угловом диапазоне  $10^\circ < \theta_{с.м.} < 95^\circ$  для упругого  $pd$ -рассеяния [21, 22].

Общей целью вышеперечисленных экспериментов является изучение особенностей двухнуклонных ( $2N$ ) и трехнуклонных ( $3N$ ) взаимодействий в сравнении с предсказаниями вычислений, использующих различные нуклон-нуклонные и трехнуклонные потенциалы. В расчетах использовались следующие  $2N$ -силы: Аргонская-V18 [14],

\*E-mail: aterekhin@jinr.ru

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 установлена общая закономерность, а именно: вычисления с учетом только 2N-сил описывают экспериментальные данные для углов рассеяния  $\theta_{с.м.} < 40^\circ - 60^\circ$ . При больших углах вычисления, учитывающие только 2N-взаимодействия, не воспроизводят результаты экспериментов. Наибольшее различие наблюдается при углах  $130^\circ < \theta_{с.м.} < 150^\circ$ , 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 получены угловые зависимости дифференциального сечения и векторной анализирующей способности при 800 МэВ/нуклон для углов  $14^\circ < \theta_{с.м.} < 154^\circ$  в с.д.м. [35]. Также были получены данные при энергиях 470 и 590 МэВ/нуклон в угловом диапазоне  $\theta_{с.м.} = 91^\circ - 164^\circ$  в National Aeronautics and Administration Space Radiation Effects Laboratory [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 промежутках  $35^\circ - 115^\circ$  и  $35^\circ - 140^\circ$  [34] соответственно. Для передних углов рассеяния были получены данные при 796 МэВ/нуклон [42]. В BNL были получены данные для больших переданных импульсов при энергиях 1–2 ГэВ/нуклон [37, 38] и при 1 ГэВ/нуклон для углового диапазона  $10^\circ < \theta_{с.м.} < 170^\circ$  [36]. Новые результаты по дифференциальному сечению при 1.25 ГэВ/нуклон были получены с помощью спектрометра HADES [43].

Данные для дифференциального сечения при энергиях 470 [33, 39], 590 [39], 600 [41], 641 [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 ростом энергии вклад DS возрастает. Расчеты с учетом только однократного рассеяния (SS) описывают данные лишь при углах рассеяния  $\theta_{с.м.} < 60^\circ$ . Вклад  $\Delta$ -изобары становится заметным при углах  $\theta_{с.м.} > 120^\circ$ . Включение в расчеты этого механизма позволяет объяснить рост дифференциального сечения при  $\theta_{с.м.} > 140^\circ$ .

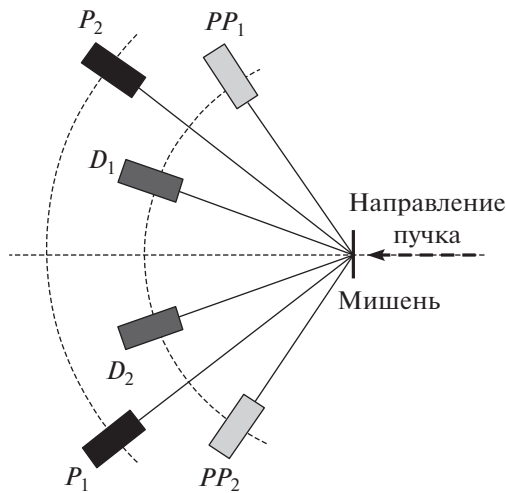
За последние годы на пучках Нуклотрона ОИЯИ были проведены эксперименты по изучению упругого  $dp$ -рассеяния при энергиях до 1000 МэВ/нуклон. Новые данные по анализирующим способностям были получены для углов  $60^\circ < \theta_{с.м.} < 140^\circ$  при энергии 440 МэВ/нуклон [45]. Результаты измерений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

В настоящей работе представлены экспериментальные данные по дифференциальному сечению реакции упругого  $dp$ -рассеяния при энергиях 650 и 700 МэВ/нуклон, полученные на станции внутренней мишени Нуклотрона ОИЯИ. В разд. 2 приводится краткое описание экспериментальной установки и системы сбора данных. Раздел 3 посвящен процедуре получения дифференциального сечения. В разд. 4 проводится сравнительный анализ полученных результатов с имеющимися мировыми данными при близких энергиях, а также с теоретическими расчетами. Выводы сформулированы в Заключение.

## 2. 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 толщинами 10 и 8 мкм соответственно. В течение набора данных использовалась 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



**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.

оси ионопровода, образуя тем самым два плеча, регистрирующие рассеяние влево и вправо для одного и того же угла в с.ц.м. Помимо этих детекторов использовались два мониторных счетчика для регистрации 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 соответственно.  $DP$ -счетчики перемещались в угловом диапазоне  $\theta_{\text{lab}} = 19^\circ - 50^\circ$  ( $\theta_{\text{с.м.}} = 70^\circ - 120^\circ$ ).  $PP$ -счетчики были установлены под углом, соответствующим квазиупругому  $pp$ -рассеянию  $\theta_{\text{с.м.}} = 90^\circ$ , 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 составляли  $20 \times 60 \times 20$ ,  $10 \times 40 \times 24$  и  $50 \times 50 \times 10$  мм соответственно. Расстояния от протонных, дейтронных и мониторных счетчиков до точки взаимодействия пучка с мишенью составляют 58, 56 и 56 см соот-

**Таблица 1.** Характеристики детекторов

Детектор	Размер, мм <sup>3</sup>	Расстояние от мишени, см	Угловой захват в л.с., град
$P$	$20 \times 60 \times 20$	58	2
$D$	$10 \times 40 \times 24$	56	1
$PP$	$50 \times 50 \times 10$	56	5

ветственно. Угловые захваты  $P$ ,  $D$  и  $PP$ -счетчиков в л.с. составляют  $2^\circ$ ,  $1^\circ$  и  $5^\circ$ . Характеристики детекторов приведены 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 TTSM-V2.0 и контроллер FVME-V1.0 [50]. Модуль TQDC-16 позволяет измерять амплитуду и время прихода сигналов одновременно. Этот модуль представляет собой времяцифровой преобразователь с амплитудной коррекцией и триггерной логикой. Триггерный модуль TTSM (Trigger, Timing, and Control Module) предназначен для синхронизации сигналов по ТТС-шине (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 углов рассеяния  $\theta_{\text{с.м.}}$  угловой захват в с.ц.м. дейтронного счетчика больше протонного, для оптимизации эксперимента при наборе статистики дейтронный счетчик фиксировался под номинальным углом в л.с.  $\theta_{\text{lab}}^D$ , 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. Полученный коэффициент использовался для вычисления дифференциального сечения при энергии 700 МэВ/нуклон.

### 3. 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 оставляют 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 представлены соответственно корреляция энергетических потерь и разность времени пролета  $\Delta T_{d-p}$  для пары кинематически сопряженных

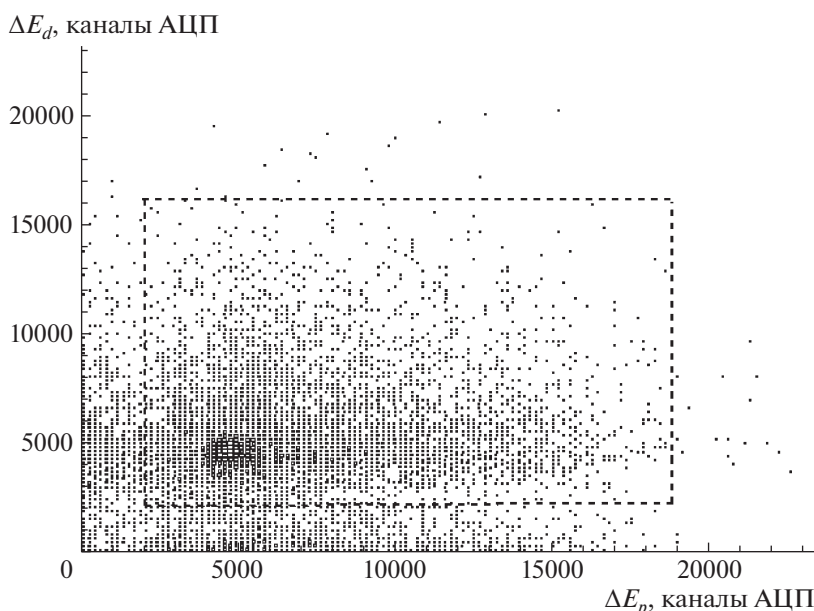


Рис. 2. Корреляция энергетических потерь дейтронов и протонов при энергии 700 МэВ/нуклон для угла рассеяния  $71^\circ$  в с.с.м. Штриховой линией обозначен графический критерий для выделения событий упругого  $dp$ -рассеяния.

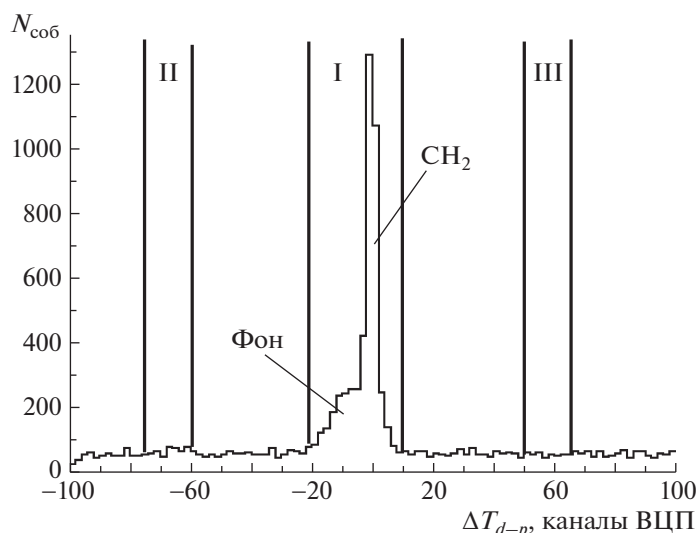


Рис. 3. Разница времени  $\Delta T_{d-p}$  между появлением сигналов с  $D$ - и  $P$ -детекторов при энергии 700 МэВ/нуклон для угла рассеяния  $71^\circ$  в с.с.м., полученная с применением критерия на корреляцию амплитуд для  $\text{CH}_2$ -мишени. Сплошные вертикальные линии — временные границы для отбора упругих  $dp$ -событий.

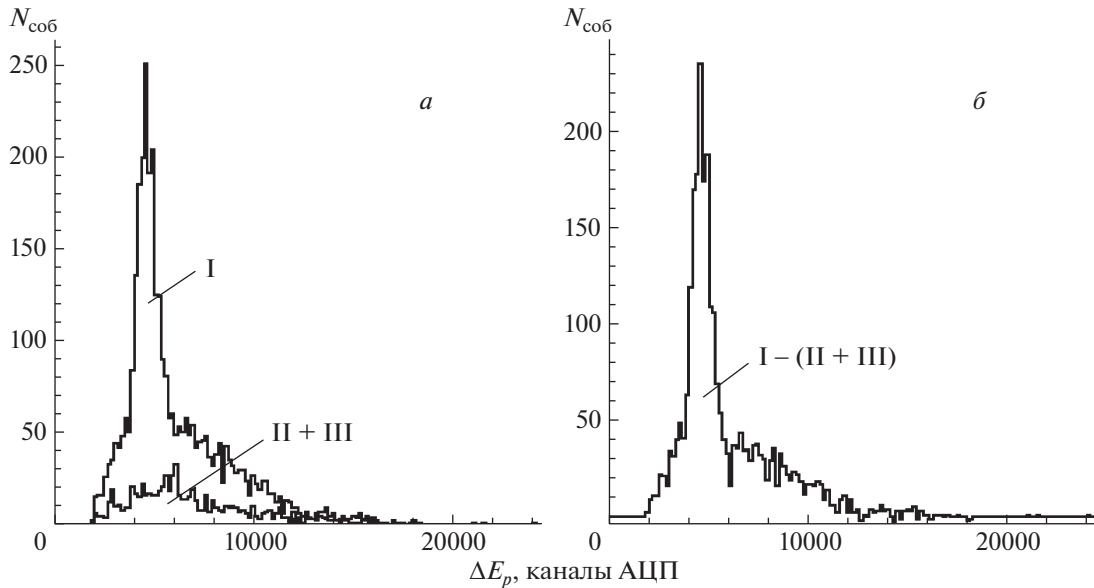
детекторов при рассеянии на  $\text{CH}_2$ -мишени для энергий 700 МэВ/нуклон. Штриховой линией на рис. 2 обозначен графический критерий выделения области, внутри которой сосредоточены события упругого  $dp$ -рассеяния. Тот же самый критерий использовался для данных, полученных на углеродной мишени. 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 их суммарная ширина равнялась ширине области I. Для временных промежутков I и (II + III) были построены амплитудные спектры для  $P$ -детекторов (рис. 4а). Фон случайных совпадений удаляется вычитанием распределений I и (II + III) (рис. 4б).

Аналогичная процедура проводилась для данных, набранных на углеродной мишени. Подобным образом анализировались и спектры мониторинговых  $PP$ -счетчиков.

Следующим этапом обработки является процедура  $\text{CH}_2$  –  $\text{C}$ -вычитания. Нормировочный коэф-



**Рис. 4.** Процедура вычитания фона для амплитудного спектра одного из протонных счетчиков 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), см. рис. 3; *б* — результат вычитания.

коэффициент вычитания углеродного фона  $k$  определяется в интервале  $a_{\min} < a < a_{\max}$ , где  $a$  — каналы  $\text{CH}_2$ - и C-амплитудных распределений:

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

Здесь  $N_{\text{CH}_2}$  и  $N_{\text{C}}$  —  $\text{CH}_2$ - и C-интегралы в  $a$ -интервале, показанном на рис. 5а вертикальными 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, C, спектров. Область упругих  $dp$ -событий обозначена на рис. 5б вертикальными штриховыми линиями.

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

При фиксированном угле  $\theta_{\text{lab}}^D$  эффективная площадь дейтронного счетчика  $(S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}$  изменяется в зависимости от положения протонного детектора. 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  $\theta_{\text{lab}}^P$  вычислялись величины  $(S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}$  и  $\theta_{\text{с.м.}}^{\text{real}}$ , где  $\theta_{\text{с.м.}}^{\text{real}}$  — значение реального угла

рассеяния, которое соответствует  $\theta_{\text{lab}}^D$  и  $\theta_{\text{lab}}^P$ . Из кинематики каждому значению  $\theta_{\text{с.м.}}^{\text{real}}$  соответствуют углы рассеяния  $(\theta_{\text{lab}}^D)^0$  и  $(\theta_{\text{lab}}^P)^0$ , для которых вычислялась величина  $(S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}^0$ . Поправочный коэффициент, таким образом, вычислялся как

$$k_{S_{\text{эфф}}^D} = (S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}^0 / (S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}.$$

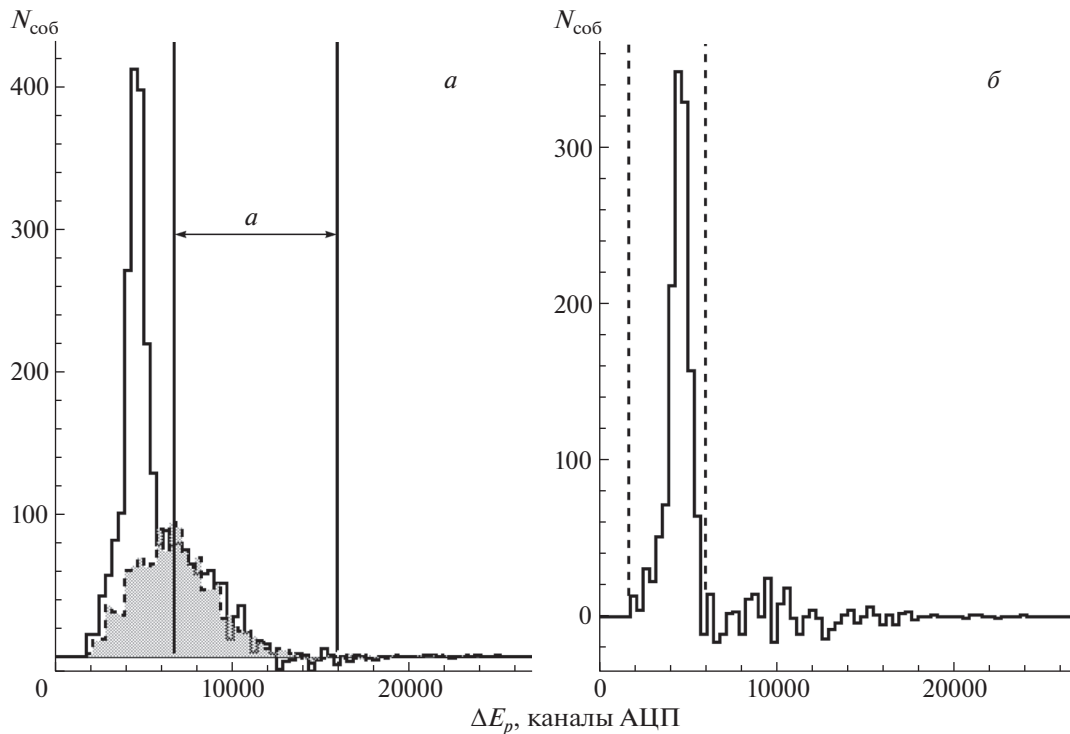
Сечение реакции вычислялось для углов  $\theta_{\text{с.м.}}$ , для которых потеря эффективной площади  $(S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}$  составляет менее 12%.

Выражение для дифференциального сечения имеет вид

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{с.м.}} = \frac{N_{dp}}{d\Omega_{\text{lab}}^D} \frac{J_D}{N_{\text{CH}_2}} C_{\text{норм}}^{650}. \quad (3)$$

Здесь  $N_{dp}$  — количество упругих  $dp$ -событий (после проведения процедуры вычитания углеродного фона);  $d\Omega_{\text{lab}}^D$  — эффективный телесный угол дейтронного детектора в л.с. 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;  $C_{\text{норм}}^{650}$  — коэффициент нормировки для энергии 650 МэВ/нуклон.

Эффективный телесный угол дейтронного счетчика в л.с. вычислялся с помощью генератора событий Pluto [51] как отношение эффективной площади детектора  $(S_{\text{эфф}}^D)_{\text{lab}}$  к площади сферы радиу-



**Рис. 5.** Процедура  $\text{CH}_2 - \text{C}$ -вычитания для  $\theta_{\text{с.м.}} = 71^\circ$  при энергии 700 МэВ/нуклон. На рис. *а* сплошная и штриховая гистограммы — амплитудный,  $\text{CH}_2$ , и нормированный,  $\text{C}$ , спектры; вертикальными сплошными линиями обозначен интервал нормировки. *б* — Результат вычитания, вертикальными штриховыми линиями обозначена область упругих  $dp$ -событий.

сом, 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 л.с. к с.ц.м., определяемый отношением

$$J_D = \frac{d\Omega_{\text{lab}}^D}{d\Omega_{\text{с.м.}}^D}, \quad (4)$$

также рассчитывался с помощью Pluto-моделирования [51].

Коэффициент нормировки  $C_{\text{норм}}^{650}$  для энергии 650 МэВ/нуклон вычислялся следующим образом. Данные [34] по угловой зависимости дифференциального сечения аппроксимировались функцией вида  $f(\theta_{\text{с.м.}}) = P_0 e^{P_1 \theta_{\text{с.м.}}}$  в диапазоне углов  $71^\circ < \theta_{\text{с.м.}} < 108^\circ$ . Найдены значения  $P_0 = 0.98 \pm 0.07$  мбн и  $P_1 = -4.11 \times 10^{-2} \pm 8.10 \times 10^{-4}$  ср $^{-1}$ . После этого полученная угловая зависимость для 650 МэВ/нуклон аппроксимировалась функцией вида  $F(\theta_{\text{с.м.}}) = C e^{P_1 \theta_{\text{с.м.}}}$ , где параметр  $P_1$  фиксирован. Величина коэффициента  $C$  составляет  $81.3 \pm 4.0$ . Неопределенность аппроксимации  $\Delta C' = 4.0$  связана с погрешностью полученных данных.

Для определения погрешности  $\Delta C''$ , связанной с неопределенностью параметра  $P_1$ , последний задавался распределением Гаусса с величиной стандартного отклонения  $\sigma_1 = \Delta P_1$ . Вычисленное значение  $C$  для каждого  $P_1$  записывалось в гистограмму. Полученное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, величина  $\sigma = 5.8$  которого принималась за погрешность  $\Delta C''$ . Полная неопределенность  $\Delta C = \sqrt{\Delta C'^2 + \Delta C''^2} = 7.0$ . Коэффициент нормировки вычислялся как  $C_{\text{норм}}^{650} = P_0 / C = 1.2 \times 10^{-2}$  мбн. Неопределенность  $\Delta C_{\text{норм}}^{650} = C_{\text{норм}}^{650} \sqrt{(\Delta P_0 / P_0)^2 + (\Delta C / C)^2} = 1.3 \times 10^{-3}$  мбн.

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

Полученный коэффициент  $C_{\text{норм}}^{650}$  использовался для нормировки данных при 700 МэВ/нуклон. Была проведена оценка изменения количества углеродного фона при рассеянии на полиэтилене с увеличением энергии, для чего суммировалась статистика для всех углов  $\theta_{\text{с.м.}}$ . После этого проводилась процедура  $\text{CH}_2 - \text{C}$ -вычитания. Коэффициент  $k$  вычисляется как отношение  $N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2} / N_{pp}^{\text{tot}}|_{\text{CH}_2 - \text{C}}$ ,



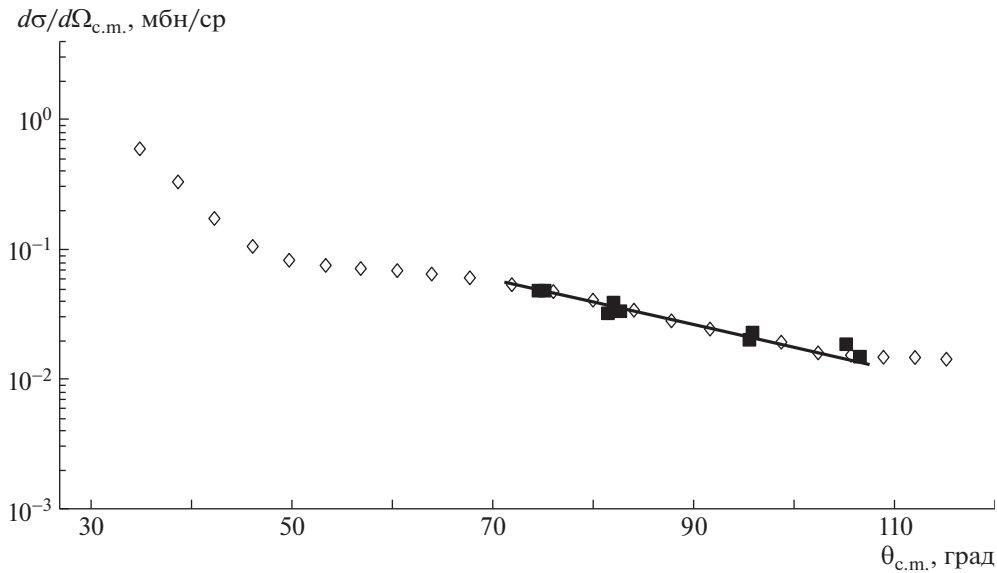


Рис. 6. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при 650 МэВ/нуклон. Точки  $\blacksquare$  — результаты измерений на Нуклотроне,  $\diamond$  — данные из [34]; сплошная линия — результат аппроксимации данных [34] функцией  $f(\theta_{c.m.}) = P_0 e^{P_1 \theta_{c.m.}}$ .

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 величины  $k$  составляют 1.46 и 1.49. Различие в 2% дает основание не вводить поправку на изменение содержания углеродного фона при вычислении коэффициента  $C_{\text{норм}}^{700}$  в формуле (3) в величину  $N_{\text{CH}_2}$ . Для вычисления коэффициента нормировки при энергии 700 МэВ/нуклон была также внесена поправка  $R$  для коэффициента  $C_{\text{норм}}^{650}$ , которая вычислялась из отношения дифференциальных сечений реакции упругого  $pp$ -рассеяния для 650 и 700 МэВ/нуклон в области телесного угла  $PP$ -детектора:

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

Интегрирование проводится в пределах углового захвата  $PP$ -монитора в с.ц.м., который составляет  $-0.087 < \cos \theta_{c.m.} < 0.087$ . На рис. 7 представлены угловые зависимости дифференциальных сечений для 650 и 700 МэВ/нуклон. Кривыми обозначены данные, взятые из базы данных SAID [52], являющиеся решением SM16 [53], точки — экспериментальные значения [54].

Значение величины  $R$  составляет  $1.22 \pm 0.05$ . Коэффициент нормировки для энергии 700 МэВ/нуклон вычислялся как  $C_{\text{норм}}^{700} = C_{\text{норм}}^{650}/R$ . Неопределенность  $\Delta C_{\text{норм}}^{700} = C_{\text{норм}}^{700} \times \sqrt{(\Delta C_{\text{норм}}^{650}/C_{\text{норм}}^{650})^2 + (\Delta R/R)^2}$ . Полученное значение коэффициента нормировки составляет

$C_{\text{норм}}^{700} = 1.0 \times 10^{-2} \pm 1.2 \times 10^{-3}$  мбн. Значения поправочного коэффициента  $k_{S_{\text{эф}}^D}$  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  $PP$ -мониторных 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 исходя из формулы (2):  $\Delta N_{dp}^{\text{stat}} = \sqrt{N_{\text{CH}_2} + k^2 N_{\text{C}}}$ . Суммарная погрешность:

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

Систематическая погрешность сечения определяется процедурой  $\text{CH}_2 - \text{C}$ -вычитания, 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 исходя из формул (1) и (2) как  $\Delta N_{dp}^{\text{syst}} = \Delta k N_{\text{C}}$ . Таким образом:

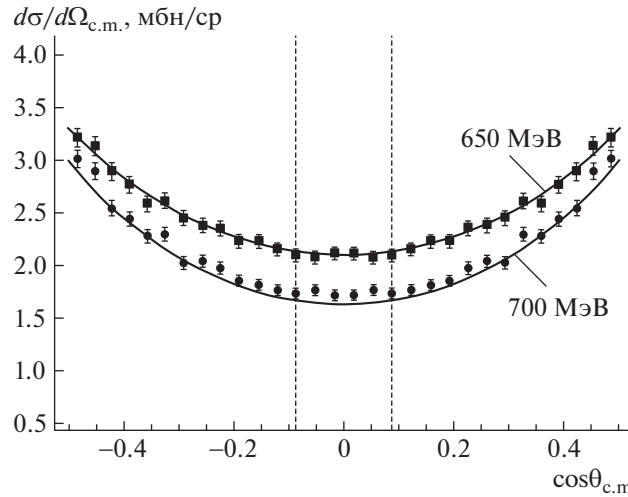


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого  $pp$ -рассеяния. Кривые — данные для 650 и 700 МэВ, взятые из SAID [52], являющиеся решением SM16 [53]. Точки ■ и ● — экспериментальные данные для 654 и 695 МэВ соответственно, взятые из [54]. Точечными вертикальными линиями обозначены пределы интегрирования.

$$\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{syst} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} \sqrt{\left( \frac{\Delta N_{dp}^{syst}}{N_{dp}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta J_D}{J_D} \right)^2 + \left( \frac{\Delta d\Omega_D}{d\Omega_D} \right)^2 + \left( \frac{\Delta C_{norm}^{700(650)}}{C_{norm}^{700(650)}} \right)^2}. \quad (7)$$

Значения  $\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{stat}$  и  $\Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{syst}$  находятся в пределах 3–20% и 14–29% соответственно. Рост ошибок обусловлен увеличением углеродного фона с ростом  $\theta_{c.m.}$ . Полученные данные для дифференциального сечения при 650 и 700 МэВ/нуклон представлены в табл. 2 и 3 соответственно.

700 МэВ/нуклон, показанная черными квадратами, в сравнении с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках релятивистской теории

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 представлена полученная угловая зависимость дифференциального сечения при

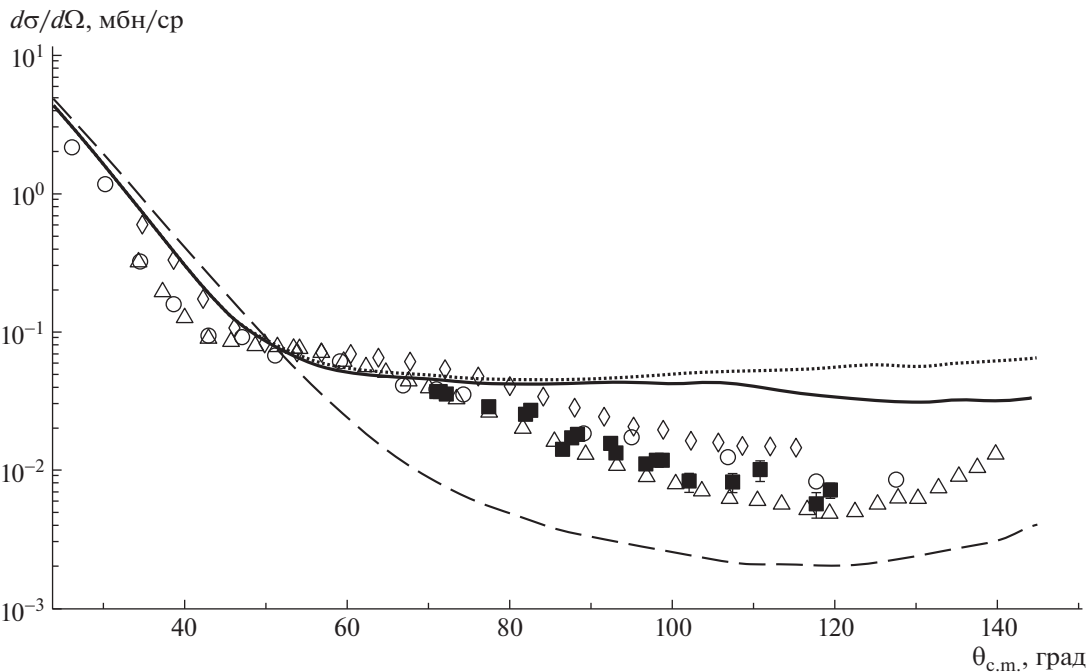
Таблица 3. Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон

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

$\theta_{c.m.}$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$\Delta\sigma_{stat}$ , мкбн/ср	$\Delta\sigma_{syst}$ , мкбн/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

$\theta_{c.m.}$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мкбн/ср	$\Delta\sigma_{stat}$ , мкбн/ср	$\Delta\sigma_{syst}$ , мкбн/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





**Рис. 8.** Дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния при 700 МэВ/нуклон. Точки:  $\blacksquare$  — результаты измерений на Нуклотроне,  $\diamond$ ,  $\circ$  и  $\triangle$  — экспериментальные данные для 641.3, 792.7 [34] и 800 МэВ/нуклон [35] соответственно. Точечная, штриховая и сплошная кривые — 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.

многократного рассеяния [30–32, 44]. Экспериментальные значения сечения для энергий 641.3, 792.7 [34] и 800 МэВ/нуклон [35] обозначены светлыми ромбами, кружками и треугольниками соответственно. Поведение полученных данных находится в хорошем согласии с общей картиной сечения при близких энергиях. В расчетах рассматривалось влияние вклада в амплитуду рассеяния 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 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: 1) с учетом диаграмм только однонуклонного обмена и однократного рассеяния (ONE + SS), 2) с добавлением к ним вклада двукратного рассеяния (ONE + SS + DS) и 3) полный расчет 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 точечной, штриховой и сплошной кривыми соответственно. Из сравнения с экспериментальными данными видно, что расчеты с включением только вкладов ONE + SS не воспроизводят результаты эксперимента при углах рассеяния  $\theta_{\text{с.м.}} > 50^\circ$ . 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  $\theta_{\text{с.м.}} > 110^\circ$ .

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

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены данные по дифференциальному сечению упругого  $dp$ -рассеяния при энергии 700 МэВ/нуклон в угловом диапазоне  $71.2^\circ < \theta_{c.m.} < 119.5^\circ$  методом выделения полезных событий с помощью процедуры  $CH_2 - C$ -вычитания. Предварительно была получена угловая зависимость дифференциального сечения при 650 МэВ/нуклон путем относительной нормировки на данные [34]. Полученный коэффициент нормировки использовался для вычисления дифференциального сечения при энергии 700 МэВ/нуклон.

Результаты сравнивались с теоретическими вычислениями, выполненными в рамках моделей однопартонного 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 лишь при углах рассеяния  $\theta_{c.m.} < 50^\circ$ . Вклад от  $\Delta$ -изобары становится существенным при  $\theta_{c.m.} > 110^\circ$ . В угловом диапазоне  $80^\circ < \theta_{c.m.} < 140^\circ$  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).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Kievsky, M. Viviani, and S. Rosati, Phys. Rev. C **64**, 024002 (2001).
2. M. Viviani, A. Kievsky, and S. Rosati, Few-Body Syst. **30**, 39 (2001).
3. E. O. Alt, W. Sandhas, and H. Ziegelmann, Phys. Rev. C **17**, 1981 (1978).
4. E. O. Alt, A. M. Mukhamedzhanov, M. M. Nishonov, and A. I. Sattarov, Phys. Rev. C **65**, 064613 (2002).
5. L. D. Faddeev and S. P. Merkuriev, *Quantum Scattering Theory for Several Particle Systems* (Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 1993).
6. W. Glockle, H. Witala, D. Hüber, H. Kamada, and J. Golak, Phys. Rept. **274**, 107 (1996).
7. G. H. Berthold, A. Stadler, and H. Zankel, Phys. Rev. C **41**, 1365 (1990).
8. C. R. Chen, J. L. Friar, and G. L. Payne, Few-Body Syst. **31**, 13 (2001).
9. V. M. Suslov and B. Vlahovic, Phys. Rev. C **69**, 044003 (2004).
10. H. Witala, Th. Cornelius, and W. Glockle, Few-Body Syst. **3**, 123 (1988).
11. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
12. V. G. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
13. V. G. J. Stoks and Th. A. Rijken, AIP Conf. Proc. **334**, 379 (1995).
14. R. B. Wiringa, V. G. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
15. K. Ermisch, H. R. Amir-Ahmadi, A. M. van den Berg, R. Castelijns, B. Davids, E. Epelbaum, E. Van Garderen, W. Gloeckle, J. Golak, M. N. Harakeh, M. Hunyadi, M. A. de Huu, N. Kalantar-Nayestanaki, H. Kamada, M. Kis, M. Mahjour-Shafiei, *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 051001(R) (2003).
16. K. Ermisch, H. R. Amir-Ahmadi, A. M. van den Berg, R. Castelijns, B. Davids, A. Deltuva, E. Epelbaum, W. Glockle, J. Golak, M. N. Harakeh, M. Hunyadi, M. A. de Huu, N. Kalantar-Nayestanaki, H. Kamada, M. Kis, M. Mahjour-Shafiei, *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 064004 (2005).
17. K. Sekiguchi, H. Sakai, H. Witala, W. Gloeckle, J. Golak, M. Hatano, H. Kamada, H. Kato, Y. Maeda, J. Nishikawa, A. Nogga, T. Ohnishi, H. Okamura, N. Sakamoto, S. Sakoda, Y. Satou, *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034003 (2002).
18. K. Sekiguchi, H. Okamura, N. Sakamoto, H. Suzuki, M. Dozono, Y. Maeda, T. Saito, S. Sakaguchi, H. Sakai, M. Sasano, Y. Shimizu, T. Wakasa, K. Yako, H. Witala, W. Glockle, J. Golak, *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061001 (2011).
19. K. Sekiguchi, H. Sakai, H. Witala, K. Ermisch, W. Glockle, J. Golak, M. Hatano, H. Kamada, N. Kalantar-Nayestanaki, H. Kato, Y. Maeda, J. Nishikawa, A. Nogga, T. Ohnishi, H. Okamura, T. Saito, *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 014001 (2004).
20. K. Sekiguchi, Y. Wada, J. Miyazaki, T. Taguchi, U. Gebauer, M. Dozono, S. Kawase, Y. Kubota, C. S. Lee, Y. Maeda, T. Mashiko, K. Miki, H. Okamura, S. Sakaguchi, H. Sakai, N. Sakamoto, *et al.*, JPS Conf. Proc. **6**, 030087 (2015).
21. K. Hatanaka, Y. Shimizu, D. Hirooka, J. Kamiya, Y. Kitamura, Y. Maeda, T. Noro, E. Obayashi, K. Sagara, T. Saito, H. Sakai, Y. Sakemi, K. Sekiguchi, A. Tamii, T. Wakasa, T. Yagita, *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 044002 (2002).
22. Y. Maeda, H. Sakai, K. Fujita, M. B. Greenfield, K. Hatanaka, M. Hatano, J. Kamiya, T. Kawabata, H. Kuboki, H. Okamura, J. Rapaport, T. Saito, Y. Sakemi, M. Sasano, K. Sekiguchi, Y. Shimizu, *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014004 (2007).
23. S. A. Coon and H. K. Han, Few-Body Syst. **30**, 131 (2001).
24. B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
25. A. Deltuva, K. Chmielewski, and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **67**, 034001 (2003).
26. R. J. Glauber, *High-Energy Collision Theory*, in *Lectures in Theoretical Physics* (Interscience, New York, 1959), Vol. 1, p. 315.
27. A. Г. Ситенко, УФН **67**, 377 (1959) [Sov. Phys. Usp. **2**, 195 (1959)].
28. E. Bleszynski, M. Bleszynski, and T. Jaroszewicz, AIP Conf. Proc. **150**, 1208 (1986).

29. M. Haji-Saied, E. Bleszynski, M. Bleszynski, J. Carroll, G. J. Igo, T. Jaroszewicz, A. T. M. Wang, A. Sagle, J. B. McClelland, C. L. Morris, R. Klem, T. Joyce, Y. Makdisi, M. Marshak, B. Mossberg, E. A. Peterson, *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 2010 (1987).
30. Н. Б. Ладыгина, ЯФ **71**, 2073 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 2039 (2008)].
31. N. B. Ladygina, Eur. Phys. J. A **42**, 91 (2009).
32. N. B. Ladygina, Int. J. Mod. Phys. A **26**, 728 (2011).
33. N. E. Booth, C. Dolnick, R. J. Esterling, J. Parry, J. Scheid, and D. Sherden, Phys. Rev. D **4**, 1261 (1971).
34. E. Gülmez, S. Beedoe, T. Jaroszewicz, A. G. Ling, C. A. Whitten, M. W. McNaughton, J. R. Santana, D. L. Adams, V. R. Cupps, A. J. Simon, M. L. Barlett, K. H. McNaughton, and P. J. Riley, Phys. Rev. C **43**, 2067 (1991).
35. E. Winkelmann, P. R. Bevington, M. W. McNaughton, H. B. Willard, F. H. Cverna, E. P. Chamberlin, and N. S. P. King, Phys. Rev. C **21**, 2535 (1980).
36. G. W. Bennet, J. L. Friedes, H. Palevsky, R. J. Sutter, G. J. Igo, W. D. Simpson, G. C. Phillips, R. L. Steams, and D. M. Corley, Phys. Rev. Lett. **19**, 387 (1967).
37. E. Coleman, R. M. Heinz, O. E. Overseth, and D. E. Pellett, Phys. Rev. Lett. **16**, 761 (1966).
38. E. Coleman, Technical Report No. 25, The University of Michigan (1966).
39. J. C. Alder, W. Dollhoff, C. Lunke, C. F. Perdrisat, W. K. Roberts, P. Kitching, G. Moss, W. C. Olsen, and J. R. Priest, Phys. Rev. C **6**, 2010 (1972).
40. J. S. Vincent, K. Roberts, E. T. Boschitz, L. S. Kisslinger, K. Gotow, P. C. Gugelot, C. F. Perdrisat, L. W. Swenson, and J. R. Priest, Phys. Rev. Lett. **24**, 236 (1970).
41. E. T. Boschitz, W. K. Roberts, J. S. Vincent, M. Blecher, K. Gotow, P. C. Gugelot, C. F. Perdrisat, L. W. Swenson, and J. R. Priest, Phys. Rev. C **6**, 457 (1972).
42. F. Irom, G. J. Igo, J. B. McClelland, C. A. Whitten, Jr., and M. Bleszynski, Phys. Rev. C **28**, 2380 (1983).
43. P. K. Kurilkin, G. Agakishiev, C. Behnke, D. Belver, A. Belyaev, J. C. Berger-Chen, A. Blanco, C. Blume, M. Bohmer, P. Cabanelas, S. Chernenko, C. Drita, A. Dybczak, E. Epple, L. Fabbietti, O. Fateev, *et al.*, PoS Baldin-ISHEPP-XXI, 040 (2012).
44. N. B. Ladygina, Eur. Phys. J. A **52**, 199 (2016).
45. P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka, K. Suda, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, K. Itoh, M. Janek, J. T. Karachuk, T. Kawabata, A. N. Khrenov, A. S. Kiselev, V. A. Kizka, V. A. Krasnov, N. B. Ladygina, A. N. Livanov, *et al.*, Phys. Lett. B **715**, 61 (2012).
46. Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, M. Janek, J.-T. Karachuk, A. N. Khrenov, V. A. Krasnov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, N. B. Ladygina, A. V. Livanov, S. M. Piyadin, V. L. Rapatskiy, S. G. Reznikov, A. A. Terekhin, and T. A. Vasiliev, Письма в ЭЧАЯ **10**, 389 (2013) [Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 243 (2013)].
47. A. A. Terekhin, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, A. N. Khrenov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, N. B. Ladygina, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, and I. E. Vnukov, Письма в ЭЧАЯ **12**, 1076 (2015) [Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 695 (2015)].
48. A. I. Malakhov, S. V. Afanasev, Yu. S. Anisimov, A. S. Artemov, S. N. Bazylev, A. N. Khrenov, V. A. Krasnov, A. Yu. Starikov, A. V. Shabunov, V. M. Slepnev, J. Kliman, V. Matousek, M. Morhac, and I. Turzo, Nucl. Instrum. Methods A **440**, 320 (2000).
49. A. Yu. Isupov, V. A. Krasnov, V. P. Ladygin, S. M. Piyadin, and S. G. Reznikov, Nucl. Instrum. Methods A **698**, 127 (2013).
50. <http://af.jinr.ru/>
51. I. Froehlich, F. Dohrmann, T. Galatyuk, R. Holzmann, P. K. Kahlitz, B. Kampf, E. Moriniere, Y. C. Pachmayer, B. Ramstein, P. Salabura, J. Stroth, R. Trebacz, J. Van de Wiele, and J. Wuestenfeld, Eur. Phys. J. A **45**, 401 (2010).
52. <http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/nn-analysis>
53. R. L. Workman, W. J. Briscoe, and I. I. Strakovsky, Phys. Rev. C **94**, 065203 (2016).
54. D. Albers, F. Bauer, J. Bisplinghoff, R. Bollmann, K. Busser, M. Busch, R. Daniel, O. Diehl, F. Dohrmann, H. P. Engelhardt, J. Ernst, P. D. Eversheim, M. Gasthuber, R. Gebel, J. Greiff, and A. Gross, Eur. Phys. J. A **22**, 125 (2004).
55. V. V. Glagolev, V. P. Ladygin, N. B. Ladygina, and A. A. Terekhin, Eur. Phys. J. **48**, 182 (2012).

## THE DIFFERENTIAL CROSS SECTION OF ELASTIC $dp$ SCATTERING AT 700 MeV/NUCLEON

**A. A. Terekhin, V. P. Ladygin, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin,  
N. B. Ladygina, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, A. N. Khrenov**

The results of the differential cross section elastic  $dp$ -scattering measurements at 700 MeV/nucleon, performed at Internal Target Station at Nuclotron JINR are presented. The data were obtained for angular range  $70^\circ - 120^\circ$  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.