

УДК 539.172.13

# АНАЛИЗ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОТОН-ПРОТОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$

© 2024 г. А. А. Каспаров<sup>1</sup>, М. В. Мордовской<sup>1</sup>, В. В. Мицук<sup>1, \*</sup>,  
В. М. Лебедев<sup>2</sup>, А. В. Спасский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

«Институт ядерных исследований Российской академии наук», Москва, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

<sup>3</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\* E-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Рассмотрена процедура извлечения из экспериментальных данных величины энергии виртуального синглетного протон-протонного состояния. Из сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования получено предварительное значение величины  $E_{pp}$  в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  при энергии дейтронов 15.3 МэВ.

DOI: 10.31857/S0367676524110179, EDN: FKGIII

## ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей для современной ядерной физики является изучение нарушения зарядовой симметрии (НЗС). Одним из отражений НЗС является различие протон-протонной ( $pp$ -) и нейтрон-нейтронной ( $nn$ -) длин рассеяния. Протон-протонную длину рассеяния получают из прямого эксперимента по рассеянию протонов на водородной мишени [1]. Ввиду отсутствия чисто нейтронных мишеней данные о  $nn$ -длине рассеяния получают из реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии, например  $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$  [2, 3],  $d + d \rightarrow p + p + n + n$  [4] или  $n + d \rightarrow n + n + p$  [5].

В недавней работе [6] было показано, что на извлекаемую величину  $nn$ -длины рассеяния может влиять взаимодействие  $nn$ -пары и третьей частицы (протон или протонная пара). Можно предположить, что аналогичное влияние на извлекаемую величину  $pp$ -длины рассеяния (или связанной с ней энергии  $pp$ -синглетного состояния) в реакциях  $d + p \rightarrow p + p + n$  или  $d + d \rightarrow p + p + n + n$  с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии могут оказать нейтрон или нейтронная пара.

В ИЯИ РАН совместно с НИИЯФ МГУ на циклотроне У-120 в настоящее время проводятся работы по исследованию реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  при энергии дейтронов 15.3 МэВ, целью которых является исследование влияния  $3N$ -сил на

величины извлекаемых низкоэнергетических характеристик  $pp$ -рассеяния — энергии виртуального состояния и синглетной длины рассеяния. Были проведены несколько пучковых сеансов, в результате которых накоплена часть необходимых экспериментальных данных, опробована процедура извлечения и анализ предварительных данных величины энергии  $pp$ -состояния.

## КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для определения оптимальных параметров эксперимента было проведено кинематическое моделирование реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . Моделирование реакции проведено в два этапа. На первом этапе моделируется двухчастичная реакция  $d + {}^1\text{H} \rightarrow (pp) + n$  при энергии пучка дейтронов 15.3 МэВ. Затрафовочная масса двухпротонной системы берется как  $m_{2p} = 2m_p + \varepsilon$ . Поскольку искомое значение энергии виртуального уровня в рассматриваемой реакции неизвестно, при моделировании оно бралось в широком интервале  $\varepsilon = 0.2 - 0.8$  МэВ. В результате моделирования были определены оптимальные углы вылета нейтрона ( $38^\circ$ ) и  $pp$ -системы ( $-18^\circ$ ), соответствующие максимально возможным в эксперименте энергиям протонов, а также возможностям установки детекторов заряженных частиц на выходе из камеры

рассеяния. Положительным и отрицательным углам соответствуют углы вылета направо и налево от оси пучка соответственно. На втором этапе моделирования рассматривается трехчастичная реакция  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . При этом углы регистрации нейтрона и протона, брались близкими к значениям углов вылета нейтрона и  $pp$ -системы, определенным на первом этапе моделирования ( $38^\circ \pm 1.5^\circ$  и  $-18^\circ \pm 2^\circ$  соответственно) [7].

Для каждого моделированного события относительная энергия системы двух протонов  $E_{pp}$ , т.е. превышение полной энергии  $pp$ -системы над ее массой, рассчитывается через кинетические энергии вторичных протонов и угол их разлета в лабораторной системе [8]. Отбор событий со значениями относительной энергии  $pp$ -системы  $\epsilon$  в интервале  $E_{pp} \pm \Gamma$  приводит к двухпиковой структуре в энергетическом спектре протонов [7]. Присутствие двух пиков в энергетическом спектре протонов объясняется тем, что в реакциях с образованием и развалом виртуального  $pp$ -состояния при условии детектирования частицы под углом близким к углу вылета  $pp$ -системы, попасть в детектор могут только частицы от развала  $pp$ -состояния, вылетающие в системе центра масс или вперед ( $\sim 0^\circ$ ) или назад ( $\sim 180^\circ$ ). При этом разность между энергиями в спектре зависит от энергии  $pp$ -состояния.

Проведенное кинематическое моделирование демонстрирует, что при определенных кинематических условиях имеется прямая зависимость формы энергетического распределения «развальной» частицы от энергии квазисвязанного синглетного состояния. Поэтому сравнение энергетических спектров протонов, полученных в ходе моделирования со спектрами, полученными из эксперимента, позволит определить энергию квазисвязанного  $pp$ -состояния в трехчастичной реакции [7, 9].

В результате моделирования были установлены следующие параметры эксперимента:

- 1) Угол регистрации протона:  $-18^\circ \pm 2^\circ$ .
- 2) Диапазон измерения энергии протонов: 0.5 – 9 МэВ.
- 3) Угол регистрации нейтрона:  $38^\circ \pm 1.5^\circ$ .
- 4) Диапазон измерения энергии нейтронов: 2 – 6 МэВ.

На рис. 1 представлена экспериментальная схема, спроектированная по результатам кинематического моделирования реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ .

Оцифровывание сигналов осуществляется с помощью цифрового сигнального процессора CAEN DT5720. Через буферную память DT5720 оцифрованные сигналы передаются в основной компьютер для обработки в режиме off-line.

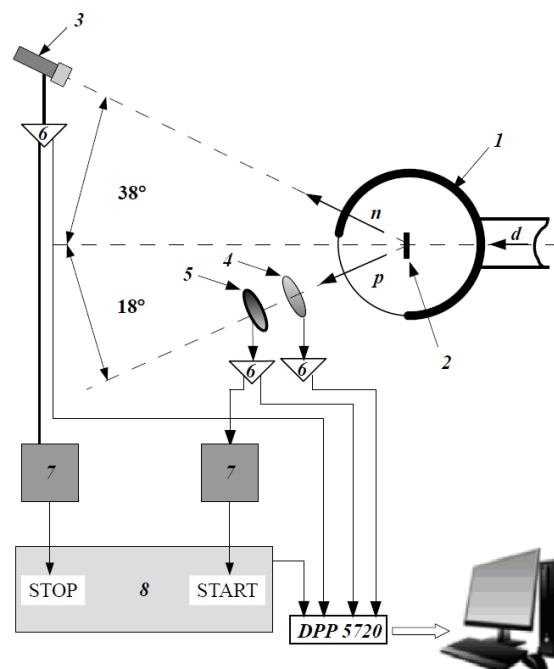


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, спроектированная по результатам кинематического моделирования: 1 – вакуумная камера рассеяния ( $\varnothing 23$  см), 2 – мишень  $\text{CH}_2$ , 3 – нейтронный детектор на основе жидкого сцинтиллятора EJ301, 4 – кремниевый  $\Delta E$ -детектор (25 мкм), 5 – кремниевый  $E$ -детектор (1000 мкм), 6 – система, включающая в себя предусилитель и/или усилитель, 7 – формирователь со следящим порогом, 8 – время-амплитудный преобразователь.

## АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Накопленные в результате нескольких пучковых сеансов на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ экспериментальные данные представляют собой набор из четырех совпадающих по времени осциллограмм сигналов от детекторов заряженных частиц, нейтронов и время-амплитудного преобразователя (ВАП), соответствующих входам ЦСП 5720. Они составляют событие. Обработка происходит по следующему алгоритму:

1) В осциллограммах фиксируются параметры формы сигналов: амплитуды, длительность фронтов и спадов, площади импульсов, время возникновения сигналов с привязкой по доле амплитуды (метод формирователя со следящим порогом). Для канала, соответствующего регистрации сигналов сцинтилляционного детектора, по форме импульса в осциллограммах маркируются сигналы, предположительно отвечающие регистрации нейтрона или  $\gamma$ -кванта (процедура PSD, от англ. pulse shape discrimination – разделение по форме импульса) [10]. В случае нескольких сигналов в осциллограммах по калибровочным данным отбраковываются неподходящие сигналы. Из полученных таким образом данных строятся энергетические и временные спектры.

2) Отбор событий на основе анализа спектров амплитуд, времен и разниц времен сигналов от детекторов и ВАП.

3) Отбор событий с участием нейтронов от событий с участием  $\gamma$ -квантов. Энергия нейтронов определяется по времяпролетной методике, рас-

соответствует интервалу потерь протонов в  $E$ -детекторе от 1 до 8 МэВ. На рис. 2 также отмечены области, соответствующие нескольким фоновым реакциям:  $d + p \rightarrow p + d$ ,  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$  (g.s.) и  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{13}\text{C}$ . В результате моделирования были получены величины энергий, соответствующих этим областям, что позволило использовать их для дополнительной калибровки  $\Delta E$ - и  $E$ -детектора.

Дальнейшая обработка экспериментальных данных производилась по следующему алгоритму:

1) Восстановление энергий протонов, образующихся в  $\text{CH}_2$ -мишени. Для этого было проведено моделирование прохождения протонов через все слои поглощающих слоев веществ  $\Delta E$ - $E$ -системы (мишень, выходное окно камеры рассеяния, воздух, вещество детекторов).

2) Отбор по массе и углу вылета нерегистрируемой частицы, вычисляемым по законам сохранения энергии и импульса. При этом масса недетектируемой частицы должна соответствовать массе протона, а ее угол вылета находиться в пределах  $-18^\circ \pm 2^\circ$ .

3) Анализ спектров восстановленных энергий регистрируемых и нерегистрируемых протонов

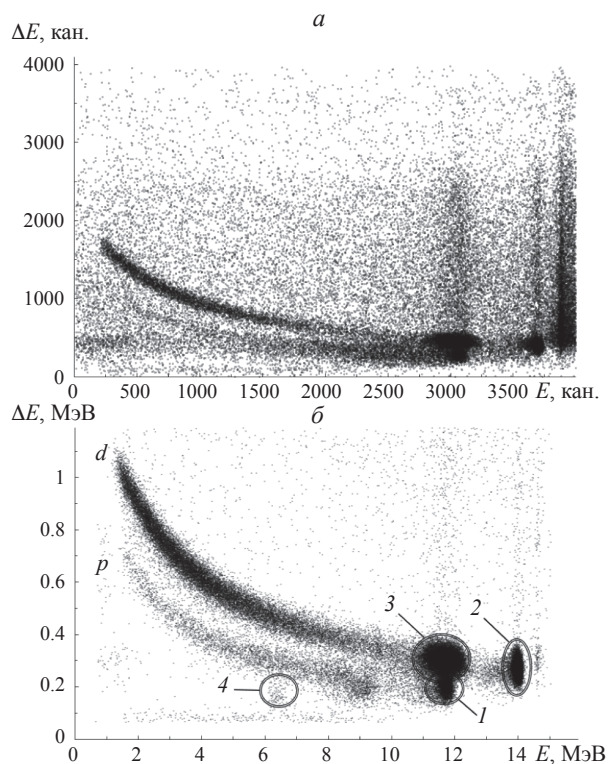


Рис. 2.  $\Delta E$ - $E$ -диаграммы, отражающие результаты эксперимента до обработки экспериментальных данных (а) и после предварительной обработки (б). Области соответствуют заряженным частицам, образовавшимся в реакциях: 1 – протонам в  $d + p \rightarrow p + d$ ; 2 – дейтронам в  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$  (g.s.); 3 – дейтронам в  $d + p \rightarrow d + p$ , 4 – протонам в  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{13}\text{C}$ .

стояние от камеры рассеяния до детектора нейтронов составляет  $\sim 120$  см.

4) Выделение событий, соответствующих протонам на  $\Delta E$ - $E$ -диаграмме (см рис. 2).  $\Delta E$ - $E$ -система размещена вплотную к вакуумной камере.

В результате обработки экспериментальных данных становится возможным отделить события с протонами от событий с дейтронами в конечном состоянии. Далее необходимо отобрать события с протонами в конечном состоянии в интервале энергий 0.5 – 9 МэВ. С учетом энергетических порогов детекторов и ионизационных потерь протонов в  $\Delta E$ - $E$ -системе (с учетом всем поглощающих слоев веществ на пути в детекторы) можно сделать вывод, что интересующая нас область

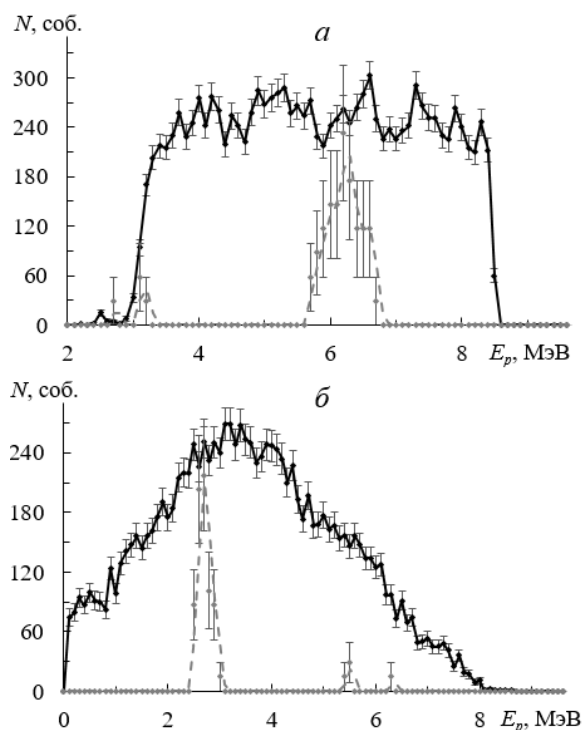


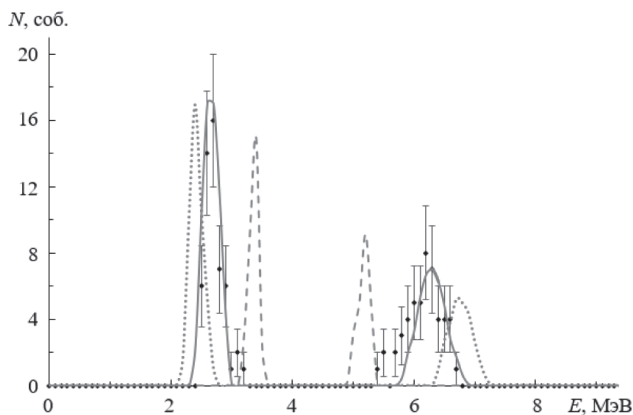
Рис. 3. Экспериментальные спектры: восстановленный экспериментальный спектр энергии протонов до (сплошная черная линия) и после (серая пунктирная линия) отбора по массе и углу вылета второй заряженной частицы (а); аналогичный восстановленный экспериментальный спектр энергии нерегистрируемой частицы (б). Спектры после отбора построены по вспомогательной оси  $Y$ .



и сравнение данных спектров с результатами моделирования.

Рассмотрим подробно пункт 3 алгоритма обработки. Из рис. 3 видно, что спектр, обозначенный сплошной линией на рис. 3а имеет выраженный пик в районе  $\sim 6.5$  МэВ. Лишь несколько экспериментальных точек лежат в области второго пика  $\sim 2.5$  МэВ. Это связано с тем, что протоны с энергиями менее 3 МэВ не долетают до  $E$ -детектора. Однако в энергетическом спектре второго нерегистрируемого протона наблюдается обратная ситуация, практически все события лежат области низкоэнергетического пика. Поэтому к энергетическому спектру регистрируемых протонов можно добавить точки низкоэнергетического пика нерегистрируемых протонов (использовать сумму этих спектров) для извлечения предварительного значения энергии  $pp$ -состояния.

На рис. 4 представлено сравнение полученного в эксперименте предварительного энергетического спектра протонов с несколькими моделированными спектрами, отобранных при различных интервалах энергии  $pp$ -состояния:  $100 \pm 10$ ,  $400 \pm 90$  и  $600 \pm 120$  кэВ. Предварительно наилучшее согласие



**Рис. 4.** Сравнение полученного предварительного экспериментального спектра протонов (точки) с моделированными спектрами, отобранным при значении  $E_{pp} \pm \Gamma = 100 \pm 10$  (пунктирная линия),  $400 \pm 90$  (сплошная линия),  $600 \pm 120$  кэВ (точечная линия).

экспериментального спектра с моделированным происходит при значении энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния 400 кэВ, но с достаточно большой шириной отбора  $\Gamma \approx 90$  кэВ моделированных событий по  $E_{pp}$ .

Сравнить полученные предварительно данные по  $E_{pp}$  можно с результатом исследовательской группы из Шанхайского института ядерных исследований, опубликованным в 1992 г. [11]. В работе исследовалась

реакция  $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$  при энергии дейтронов 15.7 МэВ и было получено среднее значение величины  $E_{pp} = 450 \pm 50$  кэВ. Как результат настоящей работы, так и работы [11] не согласуются со значением величины энергии  $E_{pp} \approx 510$  кэВ, которое соответствует измеренному в свободном  $pp$ -рассеянии значению длины рассеяния  $a_{pp} = -7.8063 \pm 0.0026$  Фм (Институт теоретической физики Университета Неймегена, [12]). Стоит отметить, что наблюдается усиление  $pp$ -взаимодействия в конечном состоянии в реакциях  $d + {}^1\text{H}$  и  $d + {}^2\text{H}$ . Одной из причин такого усиления может быть влияние  $3N$ -сил. Для получения статистически обеспеченных данных необходимо проведение дополнительных измерений, что даст возможность однозначного и более точного извлечения величины  $E_{pp}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного кинематического моделирования реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  установлено, что анализ формы энергетического спектра «развалных» протонов при определенных условиях эксперимента может дать информацию о величине  $E_{pp}$ . В результате нескольких пучковых сеансов, проведенных на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ извлечена предварительная величина энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния  $E_{pp} \approx 400 \pm 90$  кэВ в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  при энергии дейтронов 15.3 МэВ. Однако данные получены с плохой статистической значимостью, что не дает возможности на данном этапе сделать окончательный вывод.

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stoks V.G.J., Klomp R.A.M., Terheggen C.P.F. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. No. 6. P. 2950.
2. Haddok R.P., Salter R.M., Zeller Jr. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. No. 9. P. 318.
3. Salter R.M., Haddok R.P., Zeller M. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 254. P. 241.
4. Baumer C., Frekers D., Grewe E.W. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. No. 4. Art. No. 044003.
5. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Мордовской М.В. и др. // Ядерн. физ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1479; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Mordovskoy M.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 11. P. 1398.
6. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А. и др. // Ядерн. физ. 2018. Т. 81. № 5. С. 555; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Kasparov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 5. P. 595.

7. Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 492; Konobeevski E.S., Afonin A.A., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 378.
8. Robson D. // Nucl. Phys A. 1973. V. 204. No. 3. P. 523.
9. Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Каспаров А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 685; Konobeevski E.S., Afonin A.A., Kasparov A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 530.
10. Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 7. С. 919; Zuyev S.V., Konobeevski E.S., Mordovskoy M.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 7. P. 834.
11. Ying-ji Z., Jin-qing Y., Jie Z. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. No. 2. P. 528.
12. Bergervoet J.R., van Campen P.C., van der Sanden W.A. et al. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. No. 1. P. 15.

## Simulation and analysis of preliminary data of the experiment to study proton-proton correlations in the $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ reaction

A. A. Kasparov<sup>1</sup>, M. V. Mordovskoy<sup>1</sup>, V. V. Mitsuk<sup>1, \*</sup>, V. M. Lebedev<sup>2</sup>, A. V. Spassky<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia

<sup>2</sup> Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

\* e-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

The procedure for extracting the energy value of a virtual singlet proton-proton state from experimental data is considered. From a comparison of experimental data with simulation results, a preliminary value of  $E_{pp}$  in the  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  reaction at a deuteron energy of 15.3 MeV was obtained.