

## РАЗВАЛ ДЕЙТРОНА ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 778 МэВ

© 2019 г. В. В. Саранцев\*, С. Г. Шерман

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” —  
Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия*

Поступила в редакцию 11.09.2018 г.; после доработки 11.09.2018 г.; принята к публикации 11.09.2018 г.

На пузырьковой камере, наполненной дейтерием, выполнен эксперимент по развалу дейтрона протонами с энергией 778 МэВ. Экспериментальные спектры сравниваются с расчетами, выполненными в рамках многократной теории рассеяния, учитывающей полюсные диаграммы, упругое перерассеяние и взаимодействие в конечном состоянии. Расчеты описывают глобальное поведение спектров, хотя сама теория была выдвинута для энергий в области сотни ГэВ/с.

DOI: 10.1134/S0044002719010161

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие протонов с ядрами дейтерия с последующим развалом последнего при промежуточных энергиях может служить источником информации о механизме взаимодействия с простейшим ядром, о структуре ядра и, в частности, о роли короткодействующих корреляций и многокварковых конфигураций. Конечно, чтобы извлечь информацию о последних, необходимо ясно представлять себе вклады самых простых механизмов, таких, как глауберовское рассеяние и взаимодействие в конечном состоянии. В работе Wallace [1] был проведен расчет для эксперимента [2] по развалу дейтрона протонами с энергией 600 МэВ, в котором к плосковолновому импульсному приближению добавлено глауберовское двойное рассеяние и поправки, обусловленные взаимодействием в конечном состоянии. Сравнение дифференциального спектра нейтронов с теорией показало согласие для большей части углов отдачи нейтрону, но и расхождение при углах более  $50^\circ$ . Развал дейтрона на протоне изучался на пузырьковых камерах в экспериментах [3, 4]. В эксперименте [3] при импульсе налетающего дейтрона 3.3 ГэВ/с исследовалось угловое распределение спектаторного нуклона в разных областях по его импульсу, тогда как в эксперименте [4] изучалось импульсное поведение спектаторных нуклонов в зависимости от импульса налетающего дейтрона в области от 2.2 до 3.3 ГэВ/с. В экспериментах [5, 6] изучался процесс развала дейтрона при энергиях вблизи 500 МэВ для импульса отдачи нейтрона в области 200–670 МэВ/с. Дифференциальные сечения нейтронов для определенных пар углов конечных

протонов сравнивались с теорией Wallace [1], которая хорошо согласуется с большинством данных. В эксперименте [7] процесс  ${}^1\text{H}(d, 2p)n$  изучался в зависимости от значений четырехимпульса передачи. Было показано, что при низких передачах импульсные плотности согласуются с импульсным приближением, тогда как большие расхождения были найдены выше 200 МэВ/с, когда четырехимпульс передачи был большим.

Достаточно полное теоретическое рассмотрение процесса развала дейтрона было сделано еще в девяностые годы Дахно и Никоновым [8] для описания кумулятивных нуклонов при импульсах, больших 100 ГэВ/с, но сравнение их расчетов с полным по кинематике экспериментом не проводилось. Поскольку никаких приближений, связанных с начальной энергией, в теории нет, то здесь мы проводим такое сравнение с данными по развалу дейтрона, полученными нами при энергии 778 МэВ.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был выполнен на синхротроне ПИЯФ с использованием 35-см пузырьковой камеры, находящейся в магнитном поле 14.8 кГс. Уменьшение энергии первичного выведенного 1 ГэВ протонного пучка достигалось с помощью медного поглотителя соответствующей толщины. Пучок протонов после поглотителя формировался тремя поворотными магнитами и восьмью квадрупольными линзами. Величина импульса устанавливалась по токам в поворотных магнитах в соответствии с калибровкой нитью с током. Кроме того, начальный импульс проверялся по измерениям кривизны треков и последующей кинематике событий развала дейтрона. Точность определения импульса падающих на камеру протонов была

\*E-mail: sarantsev\_vv@npni.nrcki.ru

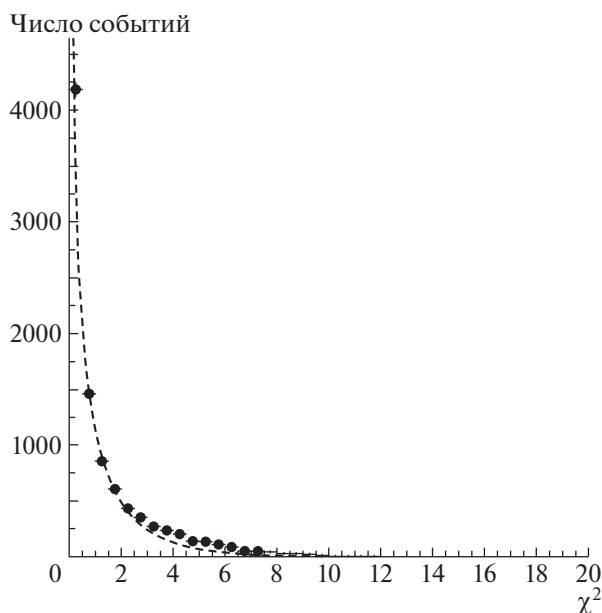


Рис. 1.  $\chi^2$ -Распределение для событий развала дейтрона. Круги — эксперимент, штриховая кривая —  $\chi^2$ -распределение для одной степени свободы.

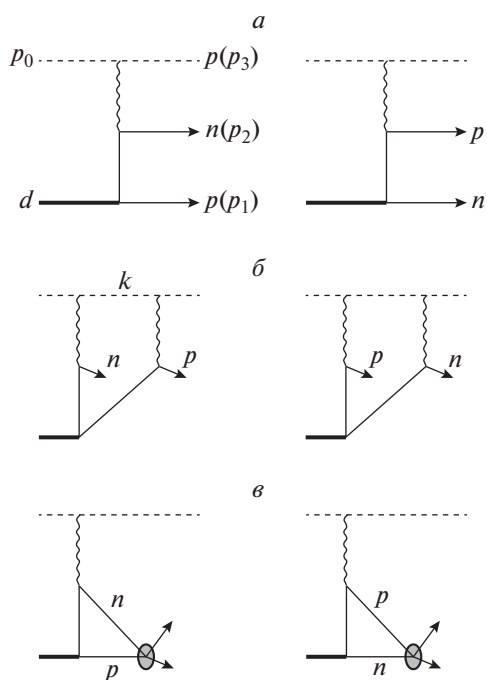


Рис. 2. Диаграммы, описывающие реакцию  $pd \rightarrow ppn$ . *a* — Импульсное приближение, *б* — упругое перераспределение, *в* — взаимодействие в конечном состоянии.

$\pm 2$  МэВ/с. Среднеквадратичный разброс импульса пучка составлял 4–5%. Примесь в падающем пучке более тяжелых частиц ( $d, t, He$ ) определялась по времени пролета и оказалась пренебрежимо малой.

Всего получено около 50 000 стереофотогра-

фий, плотность облучения составляла в среднем 12–15 треков на кадр. В результате просмотра отбирались события с двумя положительными треками. Эффективность двойного просмотра составляла 99%. При просмотре имелось и существенное ограничение: протоны с импульсом менее 80 МэВ/с не видны в пузырьковой камере и поэтому события развала дейтрона с такими конечными импульсами протонов отсутствовали в экспериментальном наборе данных. Отобранные события могли принадлежать следующим реакциям:

$$pd \rightarrow pd, \tag{1}$$

$$pd \rightarrow ppn, \tag{2}$$

$$pd \rightarrow pd\pi^0, \tag{3}$$

$$pd \rightarrow d\pi^+n, \tag{4}$$

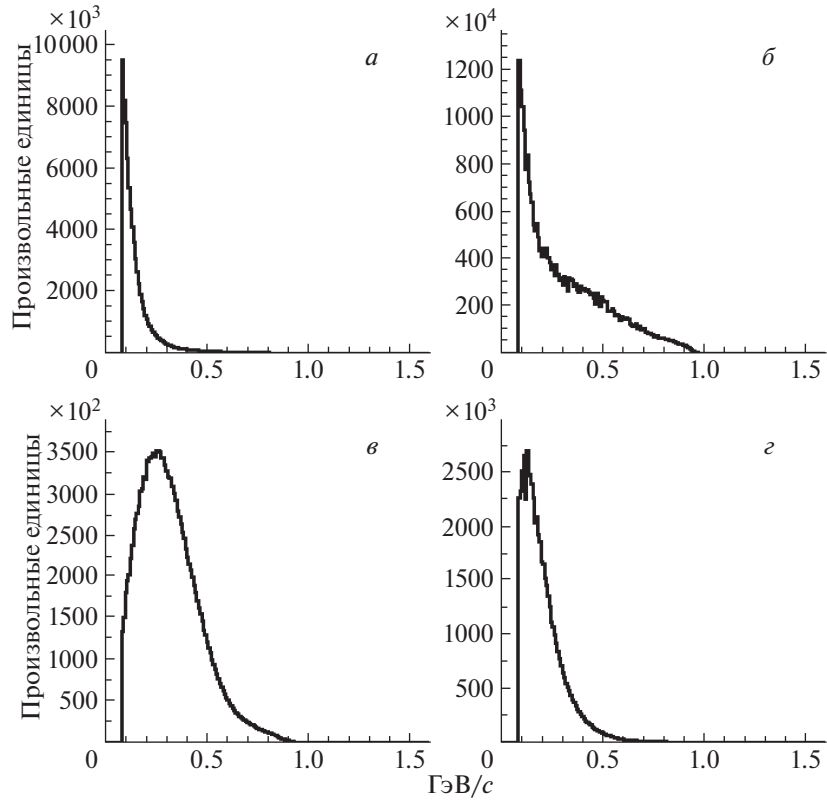
$$pd \rightarrow p\pi^+nn, \tag{5}$$

$$pd \rightarrow pp\pi^0n. \tag{6}$$

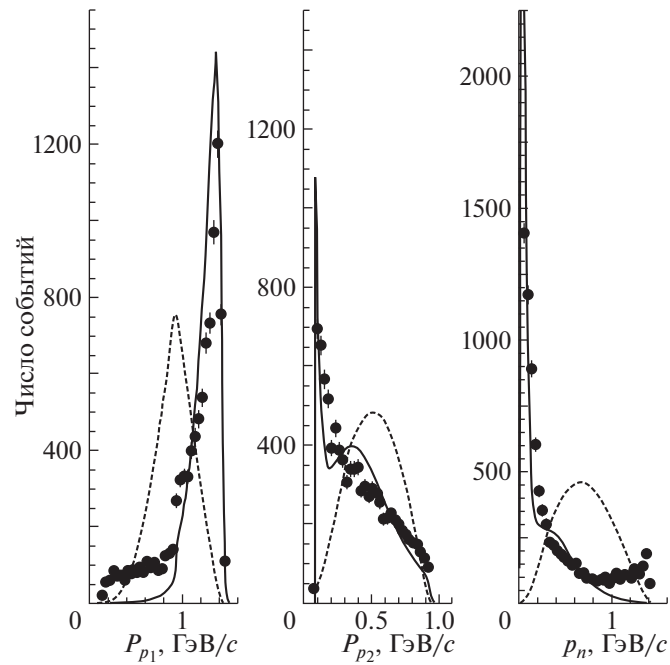
Все события, находящиеся в полезном объеме камеры и пригодные для измерений, измерялись на полуавтоматах ПУОС. Идентификация каналов реакций основывалась на использовании величин  $\chi^2$  для каждого конкретного события на 1%-ном доверительном уровне. Если событие не проходило по первым четырем гипотезам, его относили к двум последним с двумя нейтральными частицами в конечном состоянии. Если значения  $\chi^2$  для двух гипотез попадали в доверительный интервал, то для идентификации положительной частицы привлекалась визуальная оценка ионизации, которая позволяла принять окончательное решение относительно физической гипотезы события. Всего было найдено 9369 событий развала дейтрона. На рис. 1 представлено  $\chi^2$ -распределение отобранных событий реакции  $pd \rightarrow ppn$  вместе с ожидаемым распределением для одной степени свободы.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Стандартная для пузырьковых камер процедура использовалась для получения абсолютного значения сечения развала [9]. Точность определения миллибарн-эквивалента была 2%. Значение сечения для процесса развала дейтрона оказалось равным  $29.7 \pm 0.7$  мбн. Эта величина существенно ниже полного сечения развала, так как в пузырьковой камере не видны события с импульсом протона, меньшим 80 МэВ/с, их пробег слишком короток, чтобы быть видимым в камере. Кроме того, часть протонов с импульсом, меньшим 100 МэВ/с, также



**Рис. 3.** Качественные вклады диаграмм рис. 2 в импульсное распределение спектаторного протона  $p_2$ .  $a$  — Левая части рис. 2а,  $б$  — обе диаграммы рис. 2а,  $в$  — диаграммы рис. 2б,  $г$  — диаграммы рис. 2в.



**Рис. 4.** Распределения по импульсам конечных частиц в лаб. системе. Кружки — эксперимент, сплошные гистограммы — результаты расчета по модели [8], штриховые кривые — фазовый объем.

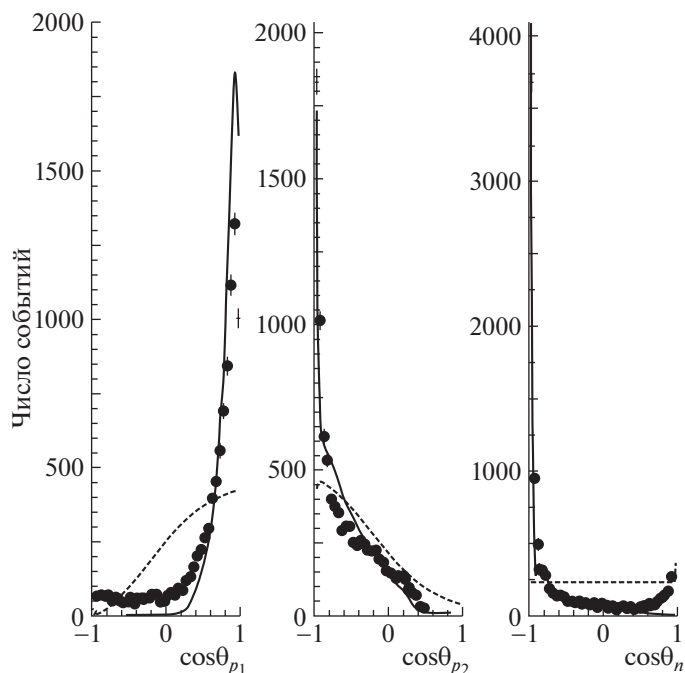


Рис. 5. Угловые распределения конечных частиц в с.ц.м. реакции. Обозначения те же, что и на рис. 4.

могла быть потеряна во время сканирования из-за малой проекции пробега на плоскость просмотра. Можно определить их долю исходя из количественного спектра нейтронов в области импульсов, также меньших 100 МэВ/с, поскольку на эту часть спектра нейтронов наши экспериментальные ограничения не влияют, и можно допустить, что в этой области спектр протонов-наблюдателей схож со спектром нейтронов. Если сделать такую поправку на экспериментальные потери, то полное сечение развала дейтрона протонами составит  $36.5 \pm 1.14$  мбн, что близко к значению, данному в [4].

Прежде чем представить экспериментальные распределения, скажем несколько слов о теории Дахно и Никонова [8], сравнение с вычислениями из которой и будут выполнены. В проведенных нами вычислениях учитываются механизмы импульсного приближения, упругие теньевые поправки и взаимодействие в конечном состоянии, что соответствует диаграммам, представленным на рис. 2.

В работе [8] учитывались и так называемые неупругие перерасеяния, когда в промежуточном состоянии возможно образование резонансов и реджионов. Но там же было показано, что даже для начальных импульсов 100 ГэВ/с такие перерасеяния дают вклад в доли процента к упругому перерасеянию, которое само не превышает 30% в области больших импульсов спектаторной частицы. Исходя из этого, при нашей энергии мы пренебрегаем этими неупругими теньевыми поправками.

В вычислениях использовалась волновая функция дейтрона с *S*- и *D*-состояниями в параметри-

зации функции Рейда с мягким кором. Для полных сечений *pp*- и *pn*-рассеяния было взято одинаковое значение  $\sigma_{NN} = 42.5$  мбн, для отношения вещественной части амплитуды *NN*-рассеяния к мнимой  $\rho = -0.18$  и для наклона дифракционного конуса  $b = 0.17$  фм<sup>2</sup> [10]. Формулы для учитываемых в расчетах диаграмм взяты из работы [8]. На рис. 3 показаны качественные вклады вышеприведенных диаграмм в импульсное распределение спектаторного протона в лабораторной системе. Спектаторным протоном считался протон с наименьшим импульсом. Чтобы ярче показать доминирующий вклад импульсного приближения (левая верхняя диаграмма рис. 2) мы разделили протоны по величине импульса: протоны с меньшим импульсом в конечном состоянии обозначили как *p*<sub>2</sub> и, соответственно, с большим значением как *p*<sub>1</sub>.

На рис. 4 представлены экспериментальные распределения по импульсам конечных частиц реакции развала дейтрона в лабораторной системе координат. Тут же приведены результаты вычислений (по модели [8]) — сплошные гистограммы и фазовый объем — штриховые кривые), нормированные к экспериментальным распределениям. Хорошо видно, что как для медленного протона, так и для импульса нейтрона в распределениях доминируют полюсные диаграммы рис. 2а. Хотя глобальное поведение вычисленных спектров согласуется с экспериментом, тем не менее следует отметить наличие в вычислениях бампа в области 350 МэВ/с в импульсном распределении медленных протонов *p*<sub>2</sub>, обязанного интерференции диа-

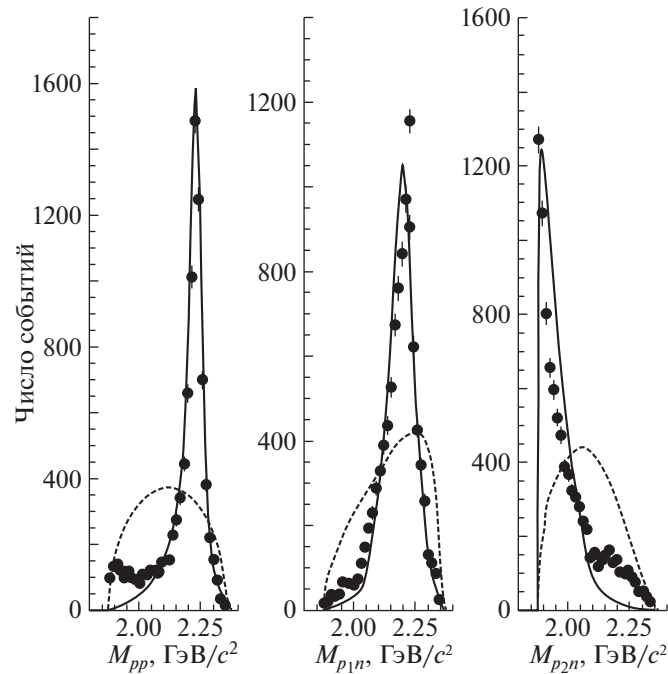


Рис. 6. Распределения по эффективным массам пар частиц. Обозначения те же, что и на рис. 4.

грамм и не видно в эксперименте. Кроме того, области малых значений быстрых протонов  $p_1$  и больших значений импульсов нейтронов также не согласуются с вычислениями.

На рис. 5 представлены угловые распределения частиц конечного состояния в с.ц.м. реакции вместе с результатами вычислений и предсказаниями фазового объема. Результаты вычислений по модели [8] согласуются с экспериментальными распределениями за исключением области задней полусферы для быстрых протонов и форвардных нейтронов. Форма кривых фазового объема для протонов обусловлена экспериментальным обрезанием импульсов медленных протонов и, кроме того, проведением селекции спектров протонов на медленные и быстрые.

На рис. 6 представлены распределения по эффективным парам масс частиц конечного состояния совместно с результатами вычислений по модели [8] и фазовым объемом. Предсказания модели также хорошо согласуются в целом для массовых распределений. Можно отметить и наблюдаемое расхождение теории и эксперимента для малых значений  $M_{pp}$  и больших значений эффективных масс  $M_{p_2n}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение расчетных кривых теории Дахно и Никонова [8] с экспериментальными данными по развалу дейтрона протонами с энергией 778 МэВ показывает неплохое согласие между ними. Теория описывает основной характер экспериментальных

распределений и только малые значения импульсов быстрого протона и больших импульсов нейтрона не согласуются с моделью. Похожее расхождение теории и эксперимента наблюдается для малых значений спектров масс  $M_{pp}$  и больших  $M_{p_2n}$ . Возможная причина состоит в неучете рождения пионов в промежуточном состоянии. В работе [11] именно учет такого рождения позволил описать выход кумулятивных нуклонов в процессе развала дейтрона в этой энергетической области.

В заключение мы хотели бы выразить признательность В.А. Никонову за консультации, В.П. Андрееву и А.Б. Сокорнову за участие в отборе событий, а также команде пузырьковой камеры и лаборантам, которые тяжелым трудом выполнили просмотр снимков и измерение событий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. M. Wallace, Phys. Rev. C **5**, 609 (1972).
2. C. F. Perdrisat *et al.*, Phys. Rev. **187**, 1201 (1969).
3. B. S. Aladashvili *et al.*, J. Phys. G **1**, 913 (1975).
4. F. Sai, N. Katayama, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2668 (1985).
5. V. Punjabi *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 2728 (1988).
6. M. B. Epstein *et al.*, Phys. Rev. C **42**, 510 (1990).
7. J. Erohumi *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 2687 (1994).
8. L. G. Dakhno and V. A. Nikonov, Nucl. Phys. A **491**, 652 (1989).
9. V. P. Andreev *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 15 (1994).
10. G. D. Alkhazov *et al.*, Nucl. Phys. A **712**, 269 (2002).
11. В. П. Андреев, препринт ЛИЯФ 85-1118 (Ленинград, 1985).

**THE DEUTERON BREAKUP BY PROTON  
WITH THE ENERGY OF 778 MeV****V. V. Sarantsev, S. G. Sherman***National Research Centre “Kurchatov Institute” — Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia*

With a help of the bubble chamber filled by deuterium the experiment has been carried out for the deuteron breakup by protons with the energy of 778 MeV. The experimental spectra are compared with the calculations fulfilled in the frame of the multiple of scattering theory taking into account the pole diagrams, the elastic rescattering, and the final state interaction. The calculations describe on the whole the behavior of spectra even though the model itself was suggested for the momentum regions above 100 GeV/c.