

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A-342

P1-88-23

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров, П.В.Зрелов,
В.В.Иванов, М.А.Игнатенко, Ю.А.Кожевников,
А.С.Кузнецов, Э.Муллас, С.В.Разин, Г.Д.Столетов

**СПЕКТРЫ ДЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
В СОУДАРЕНИЯХ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
ВОДОРОДА, ДЕЙТЕРИЯ И УГЛЕРОДА
ПРИ 9 ГэВ/с**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

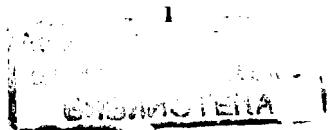
1988

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры ядра и механизмов ядерных реакций с помощью пучков релятивистских ядер в ряде случаев имеют преимущества по сравнению с опытами, в которых изучаемые ядра покоятся. Так, в опытах по фрагментации ускоренных ядер расширяется доступная для исследования область внутриядерных импульсов-фрагментов, а сами импульсные распределения из-за лоренцевского уширения удается измерять с лучшей точностью $\sim 1/\gamma$. Например, в экспериментах по фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с в протоны под углами $0^\circ/2'$ и $0,139$ рад $\sim 3'$ удалось обнаружить расхождения между импульсными распределениями нуклонов в дейтроне, полученными в этих экспериментах и следующими из обычно используемых потенциальных моделей нуклон-нуклонного взаимодействия; причины этих расхождений еще предстоит объяснить.

При исследовании когерентных взаимодействий релятивистских ядер существенно облегчаются возможности выделения этих процессов на фоне других ядерных реакций, поскольку провзаимодействовавшие когерентно ядра имеют более жесткий спектр импульсов. Когерентные взаимодействия дейтронов с ядрами, происходящие с большими передачами импульса, привлекают внимание исследователей по ряду причин. Прежде всего, с помощью процессов такого типа надеются обнаружить проявление ненуклонных степеней свободы в ядрах, так как кажется правдоподобным, что если такая "рыхлая" система, как дейтрон, способна с довольно большой вероятностью терять значительный импульс, не разваливаясь, то за это должны быть ответственны какие-то специфические механизмы. С другой стороны, дейтрон является простейшей нуклонной системой, и его удобно использовать для изучения протекающих в одном и том же ядре процессов рождения и перерасеяния короткоживущих резонансных состояний на нуклонах, информация о которых необходима для развития кварковых моделей.

Ранее исследования упругих $d-p$ и $d-d$ рассеяний в широкой области энергий (см., например, работы $/4-9/$ и цитированную там литературу), а также квазиупругого рассеяния дейтронов на ядрах при про-



межнуклонных энергиях /10,11/, показали, что основные закономерности этих процессов могут быть поняты на основе модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния /12,13/. К аналогичному заключению привело и сопоставление спектров дейтронов и протонов, измеренных соответственно в реакциях $pp \rightarrow Xp$ и $pd \rightarrow Xd$ в области малых значений $|t|$ при энергиях протонов 50, 180 и 275 ГэВ /14/ и на встречных пучках при $\sqrt{s} = 2800 \text{ ГэВ}^2$ /7/. Отступления от простой версии модели многократного рассеяния начинают наблюдаться лишь при энергиях, больших $\sim 20 \text{ ГэВ}$, в области значений $|t|$, превышающих $\sim 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ /9/.

В области больших $|t|$ данные о неупругих когерентных взаимодействиях дейтронов интерпретировались и в рамках других подходов. Так, спектры дейтронов в реакции $^1\text{H}(d, d)X$ при $p_0 = 8,9 \text{ ГэВ/с}$, $\theta = 0,103 \text{ рад}$ анализировались в работе /15/ на основе приближения, когда основным механизмом этого процесса считается рассеяние налетающего дейтрона на кварках протона-мишени. В этих расчетах было показано, что учет 5%-ной примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона приводит к улучшению описания экспериментальных данных. Механизм передачи дейтрону больших импульсов в глубоконеупругом дейтрон-ядерном рассеянии на основе гипотезы о шестикварковых конфигурациях в дейтроне обсуждался также в работе /16/.

Одной из особенностей вызываемых дейтронами реакций $A(d, d)X$ является то, что система X образуется в определенном состоянии по изотопическому спину, значение которого совпадает с изоспином мишени. Недавно пучки дейтронов с кинетическими энергиями 2,29, 2,00 и 1,65 ГэВ использовались для поиска пиобарионных резонансов с изоспином, равным 0, в реакции $^2\text{H}(d, d)X$ /17/. Указаний на образование узких резонансов в этих опытах получено не было, а экспериментальные данные удалось, в основном, удовлетворительно объяснить в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния /18/.

В реакции $^1\text{H}(d, d)X$ система ненаблюдаемых частиц имеет изоспин $1/2$, и открывается возможность получения информации о взаимодействиях нуклонных резонансов с изоспином $1/2$ с нуклонами. Эта возможность основывается на том, что резонансное состояние, рожденное на одном из нуклонов дейтрона, может до своего распада перерассеяться на втором нуклоне, и характеристики этого перерассеяния можно попытаться на основе формализма многократного рассеяния извлечь из данных о реакции $^1\text{H}(d, d)$ в той области передач импульса, где доминирует двукратное рассеяние /19/.

Взаимодействия нуклон-пионных систем с массами в области нуклонных резонансов с нуклонами подробно изучались в опытах по когерентно-

му рождению этих систем на ядрах (см., например, обзор /20/), но информации о N^*-N взаимодействиях при этом получено не было. Указания на возбуждение $N^*(1410)$ и $N^*(1680)$ в $p-d$ соударениях были получены при 50, 180 и 275 ГэВ /14/, однако эти данные относятся к области малых значений переданных импульсов, где N^* возбуждаются в основном в однократных столкновениях нуклонов.

В настоящей работе сообщаются результаты экспериментов по измерению спектров дейтронов, испускаемых под углом $0,139 \text{ рад}$ во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия и углерода, при передачах импульса дейтронам в интервале $|t| \approx 1,4 - 1,7 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Эти данные дополняют наши предыдущие исследования ядерных взаимодействий дейтронов при 6,3 и 8,9 ГэВ/с, в которых вторичные частицы регистрировались под углом $0,103 \text{ рад}$ /10,11/, что соответствовало передачам импульса 0,4 и 0,8 - 0,9 $(\text{ГэВ/с})^2$.

Ранее в высокоимпульсных частях спектров дейтронов от $d-d$ соударений при 4,3, 6,3 и 8,9 ГэВ/с была обнаружена двухпиковая структура /10/, обусловленная кинематическим разделением вкладов от упругого $d-d$ и квазиупругого (с развалом дейтрона-мишени) $d-N$ рассеяний. Основные особенности этих данных получили объяснение /21/ в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния. Из расчетов, выполненных на основе этой модели, следовало, что при передачах импульса $|t| \geq 1,2 \text{ (ГэВ/с)}^2$ в высокоимпульсных частях спектров дейтронов от $d-d$ столкновений может проявиться трехпиковая структура, обусловленная относительным увеличением роли трехкратных $N-N$ рассеяний. Желание проверить это предсказание, наряду с намерением получить сведения о реакциях $^1\text{H}(d, d)N^*$, также стимулировало проведение описываемых экспериментов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения импульсных спектров дейтронов, испускаемых в реакциях $A(d, d)X$, проводились на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра с проволочными камерами на линии с ЭВМ. Аппаратура спектрометра и некоторые детали методики эксперимента описаны в работах /3, 22-24/.

В эксперименте использовались мишени из CH_2 , CD_2 и C , а результаты, относящиеся к $d-p$ и $d-d$ соударениям, были получены посредством вычитания спектров от соответствующих мишеней.

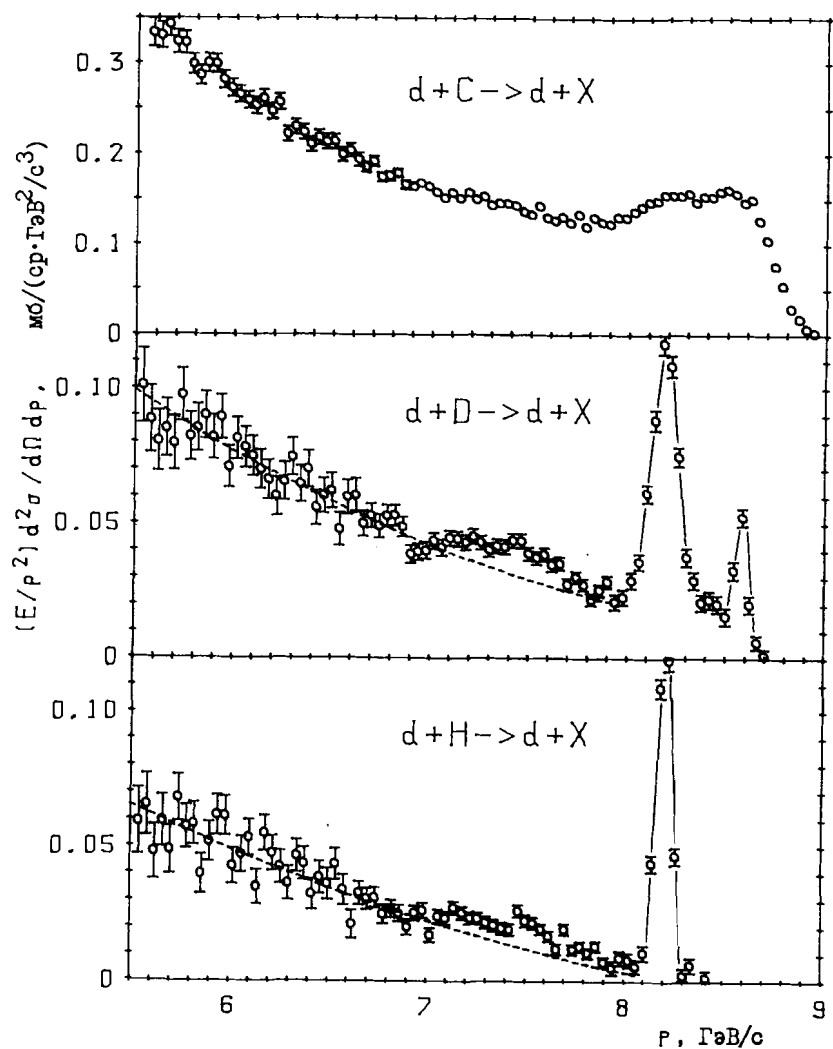


Рис. 1. Импульсные спектры дейтронов, зарегистрированных под углом $0,139$ рад во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода, дейтерия и углерода при 9 ГэВ/с. Штриховые кривые - результаты аппроксимации участков спектров от $5,5$ до $7,0$ ГэВ/с плавными кривыми.

При облучении ядер углерода дейтронами с импульсом 9 ГэВ/с значение кинематической границы для испускания протонов под углом $0,139$ рад составляет $8,11$ ГэВ/с; спектры вторичных частиц выше этого значения обусловлены дейтронами. В интервале импульсов от $3,3$ до $8,11$ ГэВ/с вторичные дейтроны отделялись от протонов путем измерения их импульса и времени пролета на базе длиной около 22 м.

Абсолютное мониторирование дейтронного пучка производилось путем измерения наведенной активности ядер ^{24}Na в тонких алюминиевых фольгах, облученных в месте расположения мишени. Сечение реакции $^{27}\text{Al}(d, X)^{24}\text{Na}$ известно для дейтронов с импульсом $3,8$ ГэВ/с с точностью 10% /25/.

Измеренные в интервале импульсов от $5,5$ до 9 ГэВ/с спектры дейтронов, зарегистрированных под углом $0,139$ рад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия и углерода, показаны на рис. 1. В спектре дейтронов от $d-p$ взаимодействий при $8,21$ ГэВ/с расположен пик, отвечающий упругому $d-p$ рассеянию. Полная ширина этого пика на полувысоте характеризует импульсное разрешение установки и составляет 97 МэВ/с.

В спектре дейтронов от $d-d$ взаимодействий выделяются два пика, кинематически отвечающие упругим $d-N$ и $d-d$ рассеяниям (при $8,21$ и $8,59$ ГэВ/с соответственно). Между пиками намечается небольшой пролив. Структура этого участка спектра похожа на наблюдавшуюся ранее в высокоимпульсных частях спектров дейтронов, испускаемых под углом $0,103$ рад в $d-d$ взаимодействиях при $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с /10/.

В спектре дейтронов от углеродной мишени в области, отвечающей квазиупругому $d-N$ рассеянию, наблюдается широкий максимум, центр тяжести которого смещен, однако, в сторону больших импульсов; ширина его составляет примерно 700 МэВ/с.

Слева от пиков упругого $d-p$ и квазиупругого $d-d$ рассеяний простираются непрерывные распределения дейтронов, источником которых являются когерентные (происходящие без развала налетающих дейтронов) неупругие процессы. Штриховые кривые на спектрах дейтронов от $d-p$ и $d-d$ взаимодействий аппроксимируют непрерывные участки этих спектров в интервалах от $5,5$ до 7 ГэВ/с и приведены для того, чтобы продемонстрировать проявление в импульсных интервалах от $7,1$ до $7,8$ ГэВ/с особенностей, связанных с образованием первых возбужденных состояний нуклона.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Упругие d-p и d-d рассеяния

Дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ процессов упругого рассеяния дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на угол 0,139 рад на ядрах водорода и дейтерия, определенные по площадям под соответствующими этим процессам пиками в спектрах, составили $(5,10 \pm 0,39)$ и $(1,39 \pm 0,20)$ мкбн/(ГэВ/с)² соответственно; последнее значение уже исправлено на примесь квазиупругого d-N рассеяния в область пика от упругого d-d рассеяния (см. раздел 3.2). На рис. 2 и 3 полученные данные сопоставляются с данными других экспериментов, выполненных при близких значениях начального импульса дейтронов.

Рис. 2. Инвариантное дифференциальное сечение упругого d-p рассеяния вблизи 9 ГэВ/с в зависимости от квадрата переданного 4-импульса. □ - данные по упругому p-d рассеянию при 4,55 ГэВ/с /4/, ○ - данные работы /II/, ● - результат настоящего эксперимента. Сплошная кривая - результат расчета согласно модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния.

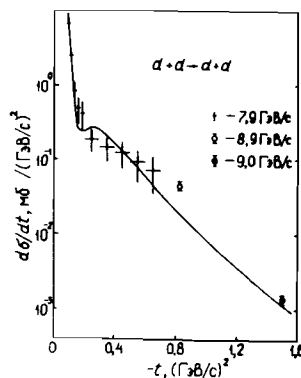
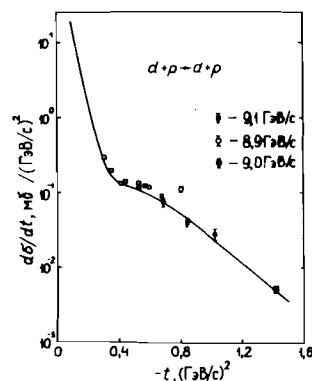


Рис. 3. Инвариантное дифференциальное сечение упругого d-d рассеяния вблизи 9 ГэВ/с в зависимости от квадрата переданного 4-импульса. † - данные работы /5/, ○ - данные работы /II/, ● - результат настоящей работы. Сплошная кривая - результат расчета согласно модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные о зависимости дифференциального сечения упругого d-p рассеяния от квадрата переданного четырехимпульса. Квадратиками обозначены данные работы /4/, полученные при начальном импульсе протонов 4,54 ГэВ/с, а светлым кружком при $|t| = 0,8$ (ГэВ/с)² - определенное нами ранее значение, относящееся к начальному импульсу дейтронов 8,9 ГэВ/с /II/.

На рис. 3 показаны данные о зависимости дифференциального сечения упругого d-d рассеяния от квадрата переданного четырехимпульса. Здесь крестиками обозначены результаты, полученные с помощью пузырьковой камеры при начальном импульсе дейтронов 7,9 ГэВ/с /5/, а светлым кружком при $|t| = 0,8$ (ГэВ/с)² соответствует измерениям при 8,9 ГэВ/с /II/.

Сплошными кривыми на рис. 2 и 3 показаны результаты расчетов, выполненных на основе модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния, с учетом квадрупольной деформации дейтрона /26,27/. В этих расчетах амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния параметризовалась, как обычно, в виде

$$f(t) = (k\sigma/4\pi)(i + \alpha)\exp(\beta t/2), \quad (I)$$

причем в качестве параметров использовались следующие усредненные для p-p и n-p рассеяний значения: полное сечение N-N взаимодействия $\sigma = 42$ мб, отношение реальной и мнимой частей амплитуды под 0° $\alpha = -0,43$, параметр наклона $\beta = 7,8$ (ГэВ/с)⁻². Для сферического и квадрупольного формфакторов дейтрона использовались аналитические представления, полученные в работе /27/ для волновой функции дейтрона Бресселя, Кермана и Рубина.

Из рис. 2 и 3 видно, что вся совокупность данных по упругому рассеянию дейтронов с начальными импульсами вблизи 9 ГэВ/с на ядрах водорода и дейтерия, включая и данные настоящей работы, хорошо согласуется с расчетами во всей области рассмотренных значений квадрата переданного 4-импульса, за исключением точек при $|t| = 0,8$ (ГэВ/с)². Нам представляется, что наиболее вероятной причиной выпадения этих точек является наличие систематической ошибки, допущенной при абсолютной нормировке данных при начальном импульсе дейтронов 8,9 ГэВ/с. Поэтому используемые в дальнейшем анализе данные работы /II/, относящиеся к $|t| = 0,8$ (ГэВ/с)², были умножены на коэффициент 0,5; это значение коэффициента получено из условия совпадения значений дифференциальных сечений упругих d-p и d-d рассеяний при $|t| = 0,8$ (ГэВ/с)² с результатами расчетов по модели многократного рассеяния.

3.2. Квазиупругое d-d рассеяние

На рис. 4 представлена высокоимпульсная часть спектра дейтронов, вылетающих под углом 0,139 рад в d-d взаимодействиях при 9 ГэВ/с. Приведенные экспериментальные данные соответствуют значениям квадрата переданного четырехимпульса в интервале от -1,45 до -1,50 (ГэВ/с)².

Как уже отмечалось во введении, из расчетов, выполненных на основе развитого в работе /21/ формализма, следовало, что при переданных 4-импульсах, превышающих ~1,2 (ГэВ/с)², в спектрах дейтронов от

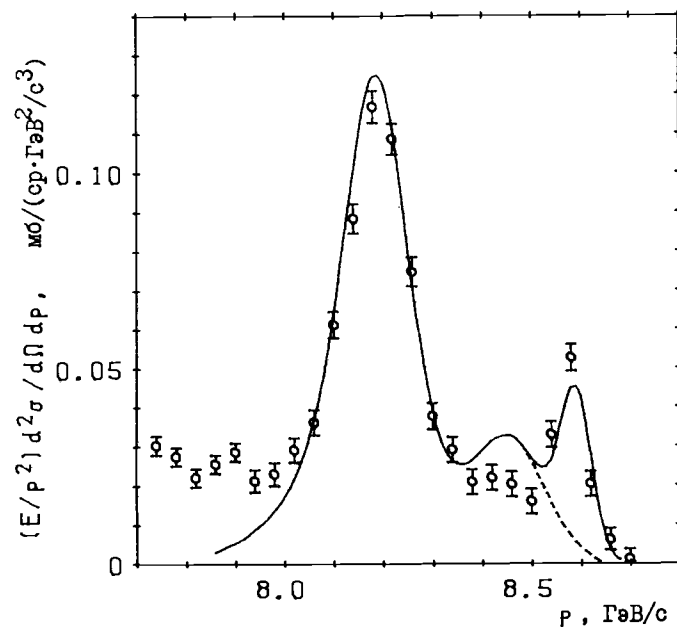


Рис. 4. Высокоимпульсная часть спектра дейтронов, вылетающих под углом 0,139 рад в d-d взаимодействиях при 9 ГэВ/с. Кривые - результаты расчетов согласно /21,27/ в рамках модели многократного N-N рассеяния. Штриховой кривой показан вклад квазиупругого d-N рассеяния в область пика от упругого d-d рассеяния.

квазиупругого d-d рассеяния можно ожидать проявления трехпиковой структуры за счет увеличения относительной роли вклада трехкратных N-N столкновений, кинематически расположенного между пиками, отвечающими квазиупругим d-N и упругим d-d столкновениям.

Результаты расчетов для угла 0,139 рад и начального импульса дейтронов 9 ГэВ/с, выполненных согласно работам /21/ (для реакции $dd \rightarrow d p n$) и /27/ (для упругого d-d рассеяния, дающего основной вклад в пик при 8,59 ГэВ/с), показаны на рис. 4.

В расчетах инвариантного дифференциального сечения реакции $dd \rightarrow d p n$ амплитуда упругого N-N рассеяния параметризовалась в виде (I), с приведенными в разделе 3.1 значениями параметров, а в качестве волновой функции дейтрона была использована двухгауссовская параметризация волновой функции Рейда с мягким кором для S-состояния дейтрона /21/. Результаты расчетов, выполненных с учетом экспериментального импульсного разрешения установки, показаны на рис. 4 сплошной кривой. Штриховой кривой показан вычисленный вклад квазиупругого d-N рассеяния в область пика от упругого d-d рассеяния; он составляет 24% от полной площади под пиком.

Из рис. 4 видно, что в целом результаты расчетов, проведенных без каких-либо свободных параметров, находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, хотя при импульсах вблизи от 8,45 ГэВ/с, где наиболее существен вклад трехкратных N-N столкновений, количественное согласие и не достигается. Без дополнительных исследований трудно указать причину этого расхождения. Отметим лишь, что наиболее существенными из приближений, сделанных при выводе выражений в работе /21/, являются пренебрежение спин-изоспиновой зависимостью амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, пренебрежение квадрупольной деформацией дейтрона, а также приближения, связанные с использованием модели многократного рассеяния при больших передачах импульса.

3.3. Возбуждение нуклонных резонансов в d-p рассеянии

Как уже отмечалось в разделе 2, в показанных на рис. 1 спектрах дейтронов от реакций $d p \rightarrow d X$ и $dd \rightarrow d X$ левее пиков, соответствующих упругим d-p и d-N рассеяниям, наблюдаются особенности, которые естественно интерпретировать как проявление возбуждения нуклонных резонансов в рассеянии релятивистских дейтронов нуклонами, происходящего без развала налетающих дейтронов. Аналогичные особенности наблюдались ранее и в спектрах дейтронов, испускаемых под углом

0,103 рад во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода и дейтерия при 8,9 ГэВ/с /11/.

Спектры недостающих масс для процесса $d p \rightarrow d X$, соответствующие углам регистрации дейтронов 0,103 и 0,139 рад, показаны на рис. 5. Видно, что особенности резонансного типа наблюдаются в области значений масс, отвечающей известным состояниям $N^*(1410)$, $N^*(1520)$ и $N^*(1680)$.

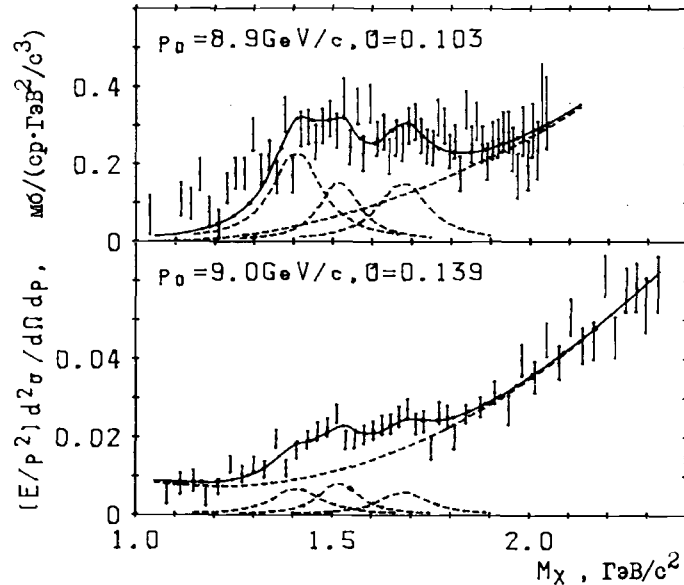


Рис. 5. Спектры недостающих масс для процесса $d p \rightarrow d X$, соответствующие углам регистрации дейтронов 0,103 и 0,139 рад вблизи 9 ГэВ/с. Сплошные кривые - результаты аппроксимации данных выражением (2), штриховые кривые - вклады отдельных членов выражения (2).

Для определения дифференциальных сечений образования нуклонных резонансов экспериментальные данные аппроксимировались выражениями

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma}{d \Omega d p} = \sum_{k=0}^2 a_k M_x^k + \sum_{i=1}^3 b_i \frac{\Gamma_i}{(M_x - M_i)^2 + (\Gamma_i/2)^2}, \quad (2)$$

где коэффициенты b_i связаны с сечениями $(d\sigma/dt)_i$ образования резонансов с массами M_i и ширинами Γ_i соотношениями

$$(d\sigma/dt)_i = (2\pi^2 m_i^2 / m p_0) b_i$$

(здесь m - масса нуклона, p_0 - начальный импульс дейтрона). Значения масс и ширин нуклонных резонансов были выбраны близкими к значениям, получающимся в опытах по возбуждению нуклонных резонансов протонами /28-30/, и зафиксированы, а значения коэффициентов a_k и b_i находились по методу наименьших квадратов. При анализе спектра для угла 0,103 рад из-за недостатка данных в участке спектра, примыкающем к области резонансов, были зафиксированы и коэффициенты a_k . Это вносит дополнительную неопределенность в процедуру разделения вкладов резонансов и фона.

Как уже отмечалось, в реакциях $d p \rightarrow d N^*$ могут возбуждаться только резонансы с изоспином 1/2. Результаты фазового анализа $\pi - N$ рассеяния показывают /31/, что вблизи значения массы 1,41 ГэВ/с² имеется одно такое состояние, P II (1440), вблизи 1,52 ГэВ/с² хорошо установлены состояния D I3 (1520) и S II (1535), а вблизи 1,68 ГэВ/с² - состояния S' II (1650), D I5 (1675), F I5 (1680). В дальнейшем, следуя работам /29, 32/, полагалось, что доминирующий вклад в дифференциальные сечения процессов $d p \rightarrow d N^*$ дают состояния P II, D I3 и F I5.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (2) показаны на рис. 5 сплошными кривыми. Штриховые кривые представляют вклады в спектры отдельных членов выражения (2). Полученные значения сечений возбуждения нуклонных резонансов дейтронами приведены в табл. I. Отметим, что для угла 0,139 рад попытки описать спектры недостающих масс выражениями, в которых учитываются вклады только двух (любоых) из рассматриваемых резонансов, приводили к заметному увеличению значения χ^2 .

Табл. I. Дифференциальные сечения образования нуклонных резонансов в реакциях ${}^1\text{H}(d, d)N^*$. Значения M_i и Γ_i даны в $\text{ГэВ}/c^2$

P_0 , ГэВ/с	θ , рад	$d\sigma/dt$, мкс / $(\text{ГэВ}/c)^2$		
		$M_i = 1,41$ $\Gamma_i = 0,15$	$M_i = 1,52$ $\Gamma_i = 0,12$	$M_i = 1,68$ $\Gamma_i = 0,15$
8,9	0,103	$(2,9 \pm 1,6) 10^{-2}$	$(1,7 \pm 0,5) 10^{-2}$	$(2,2 \pm 1,4) 10^{-2}$
9,0	0,139	$(8,3 \pm 2,4) 10^{-4}$	$(8,8 \pm 2,0) 10^{-4}$	$(8,6 \pm 3,3) 10^{-4}$

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АМПЛИТУД ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НУКЛОНАМИ

В описываемых опытах различные каналы взаимодействия дейтронов с ядрами водорода и дейтерия: упругие (реакции $d p \rightarrow d p$ и $d d \rightarrow d d$), квазиупругие ($d d \rightarrow d p n$) и неупругие ($d p \rightarrow d N^*$) - исследованы в идентичных экспериментальных условиях. Результаты анализа данных по упругим и квазиупругим взаимодействиям дейтронов, приведенные в предыдущем разделе, показывают, что эти данные в целом удовлетворительно, без каких-либо свободных параметров, воспроизводятся в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния. Это может свидетельствовать как о правильности абсолютной нормировки экспериментальных данных, так и о применимости самой модели для качественной интерпретации полученных данных. Во всяком случае, это согласие стимулирует попытку на основе модели многократного рассеяния из полученных данных о неупругом рассеянии дейтронов протонами оценить параметры амплитуд рассеяния нуклонных резонансов на нуклонах.

Следя работе [19], амплитуду возбуждения N^* в реакции ${}^1\text{H}(d, d)N^*$ с учетом конечного времени жизни N^* можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{fi}(\vec{q}) = & S(\vec{q}/2) f_{1p}(\vec{q}) + S(-\vec{q}/2) f_{2p}(\vec{q}) + \\ & + (i/2\pi k) \int S(\vec{q}') f_1(\vec{q}/2 + \vec{q}') f_{2p}(\vec{q}/2 - \vec{q}') d^2 q' + \\ & + (i/2\pi k) \int S^*(\vec{q}') f_{1p}(\vec{q}/2 + \vec{q}') f_{2x}(\vec{q}/2 - \vec{q}') d^2 q', \end{aligned} \quad (3)$$

где k - импульс протона в системе покоя дейтрона, \vec{q} - переданный 3-импульс, $S(\vec{q})$ - формфактор дейтрона, $f_{ip}(\vec{q})$ - амплитуда рождения

резонанса N^* на i -том нуклоне, $f_1(\vec{q})$ - амплитуда упругого p - N рассеяния, $f_{2x}(\vec{q})$ - амплитуда упругого N^* - N рассеяния, функция $S^*(\vec{q})$ дается выражением

$$S^*(\vec{q}) = \int \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) |\psi(\vec{r})|^2 \exp(-|\vec{r}|/v\tau) d\vec{r}; \quad (4)$$

здесь $\psi(\vec{r})$ - волновая функция дейтрона, v - скорость резонанса в лаб. системе координат, τ - его время жизни.

Выражение (3) описывает возбуждение N^* путем однократных и двукратных адрон-адронных взаимодействий. В отличие от случая упругого d - p рассеяния, выражение (3) содержит два члена двукратных взаимодействий, которым соответствуют диаграммы, показанные на рис. 6. диаграмма рис. 6а отражает ситуацию, когда резонансное состояние образуется во втором N - N соударении, а диаграмма рис. 6б - когда нуклонный резонанс, образовавшийся в первом p - N взаимодействии, затем упруго рассеивается на втором нуклоне дейтрона. Как показали расчеты, вклад членов двукратного рассеяния начинает доминировать при значениях $|t|$, превышающих $\sim 0,4 (\text{ГэВ}/c)^2$.

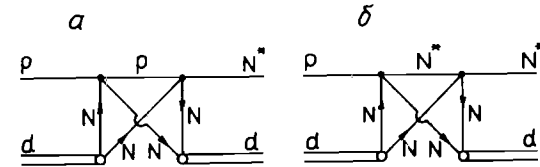


Рис. 6. Диаграммы двукратных соударений нуклонов дейтрона с протоном, приводящих к реакции ${}^1\text{H}(d, d)N^*$.

Для упрощения вычислений для каждого из рассматриваемых резонансов заранее были рассчитаны функции $S^*(\vec{q})$. В качестве $\psi(\vec{r})$ при этом использовалась функция Хьюлтена с параметрами $\alpha = 45,8 \text{ МэВ}/c$ и $\beta = 237,2 \text{ МэВ}/c$ [33]. В дальнейших вычислениях использовались аппроксимации функций $S^*(\vec{q})$ в виде

$$S^*(\vec{q}) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i q^2); \quad (5)$$

значения параметров a_i и b_i приведены в табл. 2.

Табл. 2. Параметры выражения (5) для резонансов с различными временами жизни. Значения b_i даны в $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$.

$\Gamma, \text{ГэВ}/\text{с}^2$	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
0,12	0,229	0,369	0,086	95,035	22,197	4,193
0,15	0,321	0,253	0,065	18,441	68,792	3,518

Амплитуда упругого $N-N$ рассеяния $f_1(\vec{q})$ была выбрана в виде (I) и с теми же значениями параметров, что и в разделе 3.

Предполагалось, что сечения образования N^* в $p-p$ и $n-p$ взаимодействиях одинаковы, а амплитуды $f_{ip}(\vec{q})$ образования N^* можно параметризовать в виде

$$f_{ip}(\vec{q}) = f_{ip}(\vec{q}) = ik \sqrt{A/\pi} \exp(-Bq^2/2) \quad (6)$$

со значениями параметров A и B , полученными из данных о возбуждении нуклонных резонансов в $p-p$ взаимодействиях при $4,45 \text{ ГэВ}/\text{с}^{1/2}$; эти значения приведены в табл. 3.

Табл. 3. Значения параметров амплитуды (6) реакции $NN \rightarrow N^*N$, использованные в расчетах

$M_i, \text{ГэВ}/\text{с}^2$	$A, \text{мб} / (\text{ГэВ}/\text{с})^2$	$B, (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$
1,41	5,5	14,0
1,52	2,2	5,4
1,68	2,1	4,6

При определении параметров амплитуд $f_{ix}(\vec{q})$ упругих N^*-N рассеяний предполагалось, что эти амплитуды можно параметризовать в том же виде (I), что и остальные амплитуды адрон-адронных взаимодействий. При этом амплитуды N^*-N рассеяний считались чисто мнимыми (т.е. $\alpha_x = 0$), а значения полных сечений N^*-N взаимодействий σ_x и параметров наклона b_x находились из условия наилучшего согласия между результатами расчетов и экспериментальными данными.

Результаты вычисления дифференциальных сечений образования нук-

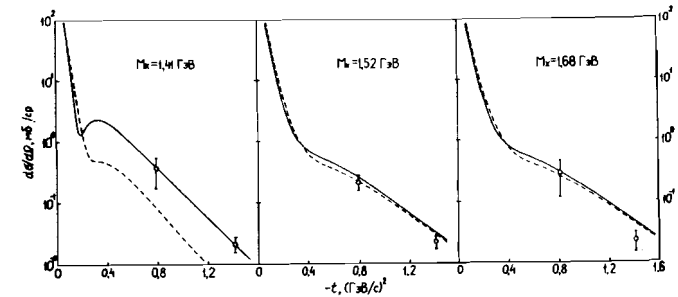


Рис. 7. Зависимости дифференциальных сечений возбуждения нуклонных резонансов в реакции ${}^1\text{H}(d,d)N^*$ при начальном импульсе дейтронов вблизи $9 \text{ ГэВ}/\text{с}$ от квадрата переданного 4-импульса. Штриховые кривые - результаты расчетов согласно модели многократного рассеяния, в которых пренебреглось вкладом диаграммы рис. 6б. Сплошные кривые - результаты расчетов с приведенными ниже значениями параметров амплитуд упругого N^*-N рассеяния. $N^*(1410)$: $\sigma_x = 40 \text{ мб}$, $b_x = 5 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$; $N^*(1520)$: $\sigma_x = 42 \text{ мб}$, $b_x = 40 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$; $N^*(1680)$: $\sigma_x = 42 \text{ мб}$, $b_x = 40 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$.

лонных резонансов в $d-p$ взаимодействиях при $9 \text{ ГэВ}/\text{с}$ приведены на рис. 7. Точками обозначены экспериментальные данные, полученные в настоящей работе при $|t|$ вблизи от $0,8$ и $1,4 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$, штриховыми кривыми показаны результаты расчетов согласно (3), но без члена двукратного рассеяния, учитывающего перерассеяние резонансов, а сплошными кривыми - результаты расчетов с учетом такого перерассеяния.

Из рис. 7 видно, что учет перерассеяния резонанса улучшает согласие с данными только в случае возбуждения $N^*(1410)$; это согласие достигается при значениях параметров $\sigma_x = 40 \text{ мб}$, $b_x = 5 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$.

В случае возбуждения $N^*(1520)$ и $N^*(1680)$ добавление членов, описывающих их перерассеяния, не улучшает согласия с экспериментальными данными. Это может означать, что либо полные сечения взаимодействия состояний $N^*(1520)$ и $N^*(1680)$ с нуклонами малы, либо параметры наклонов амплитуд N^*-N рассеяния для этих резонансов слишком велики.

Похожая ситуация имеет место и при попытках из данных о когерентной дифракционной диссоциации адронов на ядрах определить сечения взаимодействия многочастичных систем с нуклонами (см., например, обзор /20,34,35/): извлекаемые в модели многократного рассеяния значения, как правило, оказываются меньше, чем сечения взаимодействий диссоциирующих частиц с нуклонами. Возможные причины этого подробно обсуждались в /35/ и связаны с конечным временем формирования вторичных частиц и с проявлением неупругих экранировок. При рассматриваемых здесь энергиях влияние конечной длины формирования еще несущественно. Что касается неупругих экранировок, то в дифракционной диссоциации они проявляются в тех случаях, когда образуемая система не является непосредственно наблюдаемой частицей или резонансом /35/. Поэтому оценки полных сечений для резонансов $N^*(I520)$ и $N^*(I680)$ представляются неожиданными.

Полученные результаты интересно сопоставить с предсказаниями кварковых моделей. Наиболее развитыми в настоящее время для получения численных соотношений между полными сечениями адрон-адронных взаимодействий являются аддитивная модель кварков (АМК) /36/ и так называемое борновское приближение квантовой хромодинамики (БП КХД) /37/. В АМК полные сечения взаимодействий адронов определяются сечениями кварк-кварковых взаимодействий и зависят только от числа и ароматов составляющих адроны кварков, поэтому в этой модели полные сечения N^*-N взаимодействий совпадают с сечением $N-N$ взаимодействия. В БП КХД полные сечения зависят также и от эффективных размеров взаимодействующих адронов. Согласно численным расчетам /36/, это приводит к тому, что полные сечения N^*-N взаимодействий оказываются на несколько процентов больше, чем сечения $N-N$ взаимодействий.

Таким образом, полученные нами результаты по определению полных сечений N^*-N взаимодействий согласуются с предсказаниями кварковых моделей для $N^*(I410)$ и противоречат им для $N^*(I520)$ и $N^*(I680)$. Наряду с отмеченной в разделе 3.3 неопределенностью в процедуре выделения вкладов резонансов из данных, относящихся к углу $0,103$ рад, возможными причинами указанных расхождений могли бы быть ошибочная идентификация особенностей в спектрах недостающих масс как чистых $D13$ и $F15$ состояний, а также возможные (и неучтенные в расчетах) различия между амплитудами рождения резонансов в $p-p$ и $n-p$ столкновениях.

Для более надежного определения параметров амплитуд рассеяния нуклонных резонансов с изоспином $1/2$ на нуклонах из данных о реакциях ${}^1H(d,d)N^*$ в области больших передач импульса желательным было бы,

помимо расширения и уточнения экспериментального материала, получить более полные сведения об амплитудах рождения этих резонансов в $N-N$ соударениях. Это можно сделать путем изучения тех же реакций ${}^1H(d,d)N^*$ при малых передачах импульса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны результаты измерения импульсных спектров дейтронов, образующихся под углом $0,139$ рад в реакциях $A(d,d)X$ на ядрах водорода, дейтерия и углерода при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. На основе этих измерений определены дифференциальные сечения следующих эксклюзивных реакций взаимодействия дейтронов с ядрами водорода и дейтерия при передачах импульса дейтрону $I,4 - I,5$ (ГэВ/с)²: $d p \rightarrow d p$, $d p \rightarrow d N^*(I410)$, $d p \rightarrow d N^*(I520)$, $d p \rightarrow d N^*(I680)$, $d d \rightarrow d d$, $d d \rightarrow d p n$. Показано, что дифференциальные сечения упругих $d-p$ и $d-d$ рассеяний, а также импульсное распределение дейтронов в реакции $d d \rightarrow d p n$, полученные в настоящих экспериментах, вместе с аналогичными данными, полученными ранее при начальном импульсе дейтронов $8,9$ ГэВ/с и соответствующими передачам импульса вблизи $0,8$ (ГэВ/с)², удовлетворительно описываются в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния.

Из данных о реакциях ${}^1H(d,d)N^*$ при больших передачах импульса вторичному дейтрону, соответствующих области, где доминируют двукратные адрон-адронные соударения, на основе формализма многократного рассеяния сделаны оценки параметров амплитуд рассеяния короткоживущих нуклонных резонансов $N^*(I410)$, $N^*(I520)$, $N^*(I680)$ на нуклонах. Для состояния $N^*(I410)$ полученное значение полного сечения взаимодействия его с нуклоном не противоречит предсказаниям существующих кварковых моделей адрон-адронных взаимодействий. Для более надежной оценки параметров рассеяния состояний $N^*(I520)$ и $N^*(I680)$ на нуклонах нужны более точные экспериментальные данные о реакциях ${}^1H(d,d)N^*$ в широкой области передач импульса.

В заключение авторы выражают благодарность профессору М.Г.Мещерякову за поддержку этой работы и А.В.Тарасову за стимулирующие обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson L. et al. Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1224.
2. Запорожец С.А. и др. В кн.: Труды УШ международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, с. 341.
3. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1987, т. 46, с. 1134.
4. Friedes J.L. et al. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 677.
5. Goshaw A.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 249.
6. Whipple E.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 774.
7. Armitage J.C.M. et al. Nucl. Phys., 1978, v. B132, p. 365.
8. Goggi G. et al. Nucl. Phys., 1979, v. B149, p. 413.
9. Warren G. et al. Nucl. Phys., 1982, v. B207, p. 365.
10. Ashgirey L.S. et al. Nucl. Phys., 1978, v. A305, p. 397.
11. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, т. 27, с. 1027.
Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1979, т. 30, с. 1578.
12. Glauber R.J. In: Lectures in theoretical physics, v. 1, ed. W.E.Brittin and L.G.Dunham (Interscience, N.Y., 1959), p. 315.
13. Ситенко А.Г. УФЖ, 1959, т. 4, с. 152.
14. Акимов Y. Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 763.
15. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. ЯФ, 1985, т. 41, с. 512.
16. Мещеряков М.Г. В кн.: Труды У1 международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 260.
17. Combes M.P. et al. Nucl. Phys., 1984, v. A431, p. 703.
18. Ballot J.L. et al. Nucl. Phys., 1984, v. A431, p. 713.
19. Fridman A. Fortschritte der Physik, 1975, v. 23, p. 243.
20. Matthiae G. In: Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies, IAEA-SMR-21, Trieste, 1977.
21. Ashgirey L.S., Razin S.V., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V. JINR, E2-12683, Dubna, 1979.
22. Ажгирей Л.С. и др. ПТЭ, 1987, § 4, с. 44.
23. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, Р1-85-749, Дубна, 1985.
24. Ажгирей Л.С. и др. Сообщение ОИЯИ, I3-86-52, Дубна, 1986.
25. Banaijs J. et al. Nucl. Instr. Meth., 1971, v. 95, p. 307.
26. Franco V., Glauber R.J. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 370.
27. Alberi G., Bertocchi L., Bialkowski G. Nucl. Phys., 1970, v. B17, p. 621.
28. Blair I.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 789.
29. Edelman R.M. et al. Phys. Rev., 1972, v. D5, p. 1073.
30. Allaby J.V. et al. Nucl. Phys., 1973, v. B52, p. 316.
31. Roos M. et al. Phys.Lett., 1982, v. 111B, p. 1.
32. Oh Y.T. et al. Phys. Lett., 1972, v. 42B, p. 497.
33. Hulthain L., Sugawara M. Handbuch der Physik, 1957, v. 39, p. 1.
34. Тарасов А.В. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 771.
35. Николаев Н.Н. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 162.
36. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 3, с. 105.
37. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, т. 34, с. III4.
38. Пак А.С., Садыков Н.О., Тарасов А.В. ЯФ, 1985, т. 42, с. 975.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1988 года.