

СЗУБ, дд

26/61-72

К-63

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 6343

2196/2-72



В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников,  
О.В.Савченко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

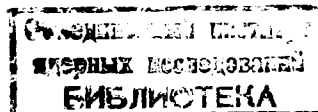
ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРОТОНОВ  
ДЕЙТОНАМИ В ИНТЕРВАЛЕ 360-670 МэВ

1972

P1 - 6343

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников,  
О.В.Савченко

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРОТОНОВ  
ДЕЙТОНАМИ В ИНТЕРВАЛЕ 360-670 МэВ



## 1. Введение

Упругое рассеяние протонов ядрами на большие углы представляет определенный интерес с нескольких точек зрения. Такое рассеяние сопровождается большой передачей импульса ядру как целому и несет в себе информацию о высокоимпульсных компонентах волновой функции ядра. Выяснение механизма передачи большого импульса слабосвязанной системе нуклонов без ее развала необходимо для получения информации о короткодействующих корреляциях ядерных нуклонов, а также представляет самостоятельный интерес.

Один из первых подходов к интерпретации такого рассеяния состоял в предположении о том, что вероятность рассеяния назад протона сложным ядром прямо связана с вероятностью таких конфигураций нуклонов ядра, когда все они заключены в относительно малом объеме <sup>1/</sup>. В работе <sup>2/</sup> было отмечено, что если данные экспериментов по упругому рассеянию назад превысят оценки, предсказываемые на основании общих принципов квантовой механики и представлении о ядре как о системе взаимодействующих нуклонов, то это может служить указанием на тот факт, что атомное ядро в "состоянии флуктуации" не является сложной системой, а представляет собой качественно новое образование, быстро распадающееся на совокупность нуклонов. Такие образования в системе нуклонов могут проявиться в виде аномалий в энергетической зависимости дифференциального сечения упругого рассеяния назад на фиксированный угол.

Выяснение механизма рассеяния протонов высокой энергии ядрами на углы, близкие к  $180^\circ$ , целесообразно проводить, исследуя рассеяние простейшими ядрами и в особенности дейтоном. Для интерпретации упругого

$pd$  - рассеяния назад при энергиях выше 100 Мэв к настоящему времени предложен ряд механизмов (подхват нейтрона, однократное рассеяние, двойное рассеяние) и проведены расчеты, которые качественно правильно описывают основные особенности такого рассеяния - рост дифференциального сечения при приближении к  $180^\circ$  и быстрое падение этого сечения с ростом энергии налетающих протонов. Однако вопрос об относительной роли этих механизмов продолжает оставаться открытым. Более того, в последнее время опубликованы работы /3-5/, в которых учитывается возможное влияние на упругое рассеяние возбуждения нуклонов. Так, в /4/ показано, что в упругом  $pd$  - рассеянии назад, идущем через барионный подхват, может играть заметную роль гипотетическая компонента волновой функции дейтона, обусловленная связанным состоянием нуклона и барионного резонанса  $N(1688)$  ( $\frac{1}{2}, \frac{5}{2}^+$ ). В работе Крэгги и Уилкина /5/ показано, что для энергий налетающих протонов 400-1200 Мэв доминирующим может быть механизм рассеяния, описываемый треугольной фейнмановской диаграммой, в одной из вершин которой идет виртуальный процесс  $p + N \rightarrow d + \pi$ . Известно, что этот процесс имеет хорошо выраженный резонансный характер, связанный с возбуждением барионного резонанса  $\Delta(3/2, 3/2)$ . Поэтому такой механизм должен приводить к максимуму в энергетической зависимости упругого  $pd$  - рассеяния назад при энергии протонов 600-700 Мэв. Ранее известные экспериментальные данные не исключали такой возможности, так как при энергии свыше 700 Мэв наблюдалось резкое падение сечения назад с ростом энергии, а систематических измерений для энергии ниже 700 Мэв ранее не проводилось.

Цель настоящей работы состояла в измерении сечения упругого  $pd$  - рассеяния назад в диапазоне 360-670 Мэв, где резонансный механизм рассеяния, если он является доминирующим, должен проявиться наиболее отчетливо.

### Эксперимент

Измерения проводились на выведенном протонном пучке синхротрон-лотрона ОИЯИ. Постановка опыта близка к описанной ранее в работе /6/.

Выбиваемые из мишени дейтоны регистрировались под углом  $(5,5 \pm 0,2)^\circ$  к протонному пучку. Такой угол соответствует рассеянию протонов на  $168,1^\circ$  в с.ц.м. при  $T_p = 665$  Мэв и  $168,5^\circ$  при  $T_p = 360$  Мэв. При фиксированной энергии протонов дифференциальное сечение  $p d$ -рассеяния изменяется с изменением угла рассеяния в таких пределах не более чем на 3,5%. Поэтому можно отнести измеряемую энергетическую зависимость к постоянному углу рассеяния  $(168,3 \pm 0,5)^\circ$ .

Максимальная энергия налетающих протонов, измеренная по кривой Брэгга, составляла  $(666 \pm 2)$  Мэв, что находится в соответствии с измерениями, сделанными другими методами /7/, и уменьшалась торможением протонов в алюминиевых фильтрах толщиной до 56 см. Фильтры располагались на выходе пучка из камеры синхроциклотрона перед коллиматором и квадрупольной линзой, фокусирующей пучок на мишень.

После отклонения в магнитном поле дейтоны, выбитые при упругом рассеянии, попадали в сцинтилляционные счетчики. Эффективный угол регистрации дейтонов составлял примерно  $1,5 \cdot 10^{-5}$  стер. При использовании мишени из дейтерированного полиэтилена толщиной  $0,5$  г/см<sup>2</sup> это обеспечивало интенсивность счета упруго рассеянных дейтонов  $N d = \approx 200$  сек<sup>-1</sup> при максимальной энергии. Дейтоны идентифицировались по величине удельной потери энергии в четырех сцинтилляционных счетчиках и по времени пролета на базе 12,34 м. При разрешающей способности схемы совпадений около 10 нсек. 100%-ая регистрация дейтонов обеспечивалась при импульсном разбросе от 3 до 10%, который имел место в условиях эксперимента и без заметных просчетов при максимальной скорости счета  $N d = 1800$  сек<sup>-1</sup> (дейтоны с импульсом 1400 Мэв/с от  $CH_2$ -мишени).

Для калибровки сечения упругого рассеяния



в тех же условиях измерялся выход дейтонов из реакции



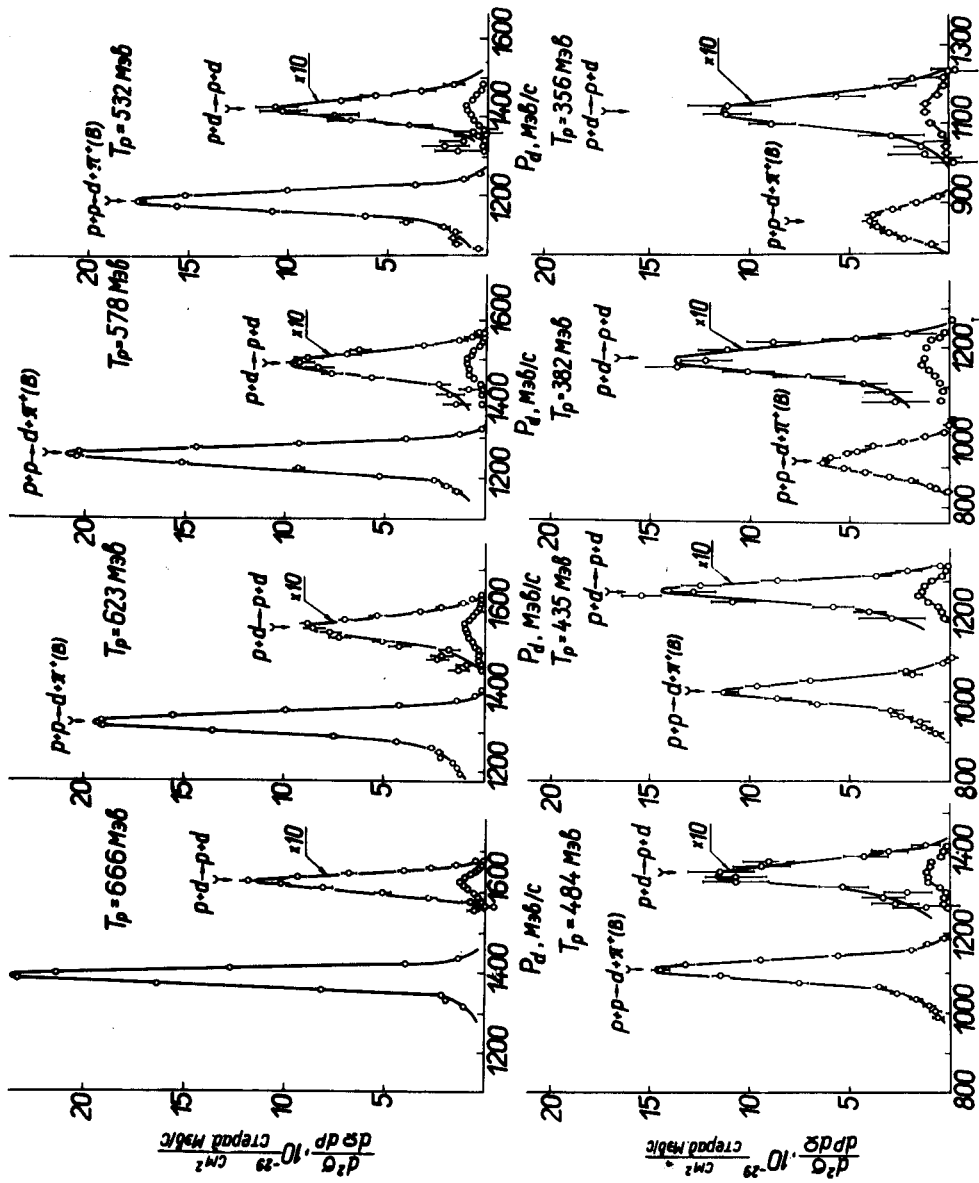


Рис. 1. Импульсные спектры дейтронов из  $pp \rightarrow p d$  -рассеяния и реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  под углом  $5,5^\circ$  к протонному пучку.

Типичные импульсные спектры для разности счета дейтонов от  $CD_2(CH_2)$  и  $C$  - мишеней показаны на рис. 1. Выход дейтонов из упругого рассеяния (1) и реакции (2) различается не более чем в 25 раз, а импульсы регистрируемых дейтонов не более чем на 30%. Это создает благоприятные условия для калибровки сечения (1), так как разница в экспериментальных поправках (ядерные взаимодействия в мишени и счетчиках, эффективность регистрации и т.д.) для дейтонов из (1) и (2) становится пренебрежимо малой. Заметное различие (до 25%) остается только для поправок на многократное рассеяние в счетчиках при энергии протонов 356 Мэв. Для определения этой поправки была измерена зависимость скорости счета дейтонов от толщины дополнительных рассеивателей, вносимых в пучок. Поправки для дейтонов из (1) и (2) определялись по экспериментально найденной зависимости поправки на рассеяние от импульса дейтонов (рис. 2).

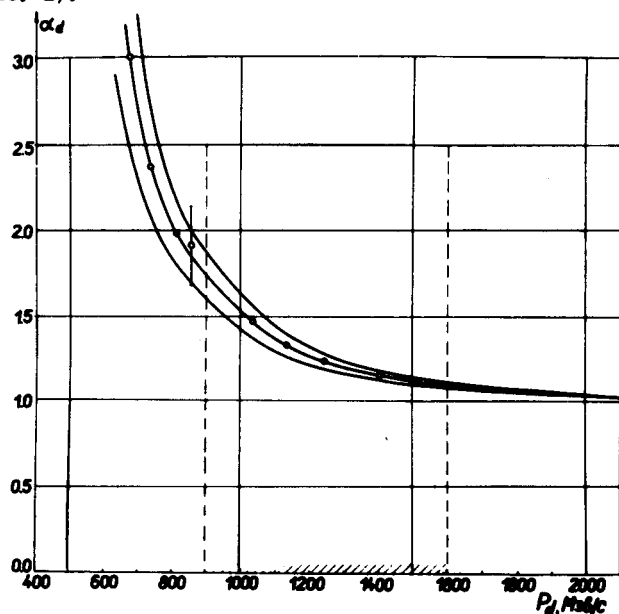


Рис. 2. Зависимость поправки на многократное рассеяние от импульса регистрируемых дейтонов (средняя кривая). Крайними кривыми обозначен коридор ошибок. Контрольная точка с 20-процентной ошибкой получена путем сравнения выхода дейтонов из высокоэнергетичной и низкоэнергетичной ветвей реакции (2). Заштрихован интервал импульса дейтонов из (1) и (2) при  $T_p = 360-670$  Мэв. ^

Для определения дифференциального сечения реакции (2) под углом  $5,5^\circ$  во всем диапазоне изменения энергии протонного пучка известные

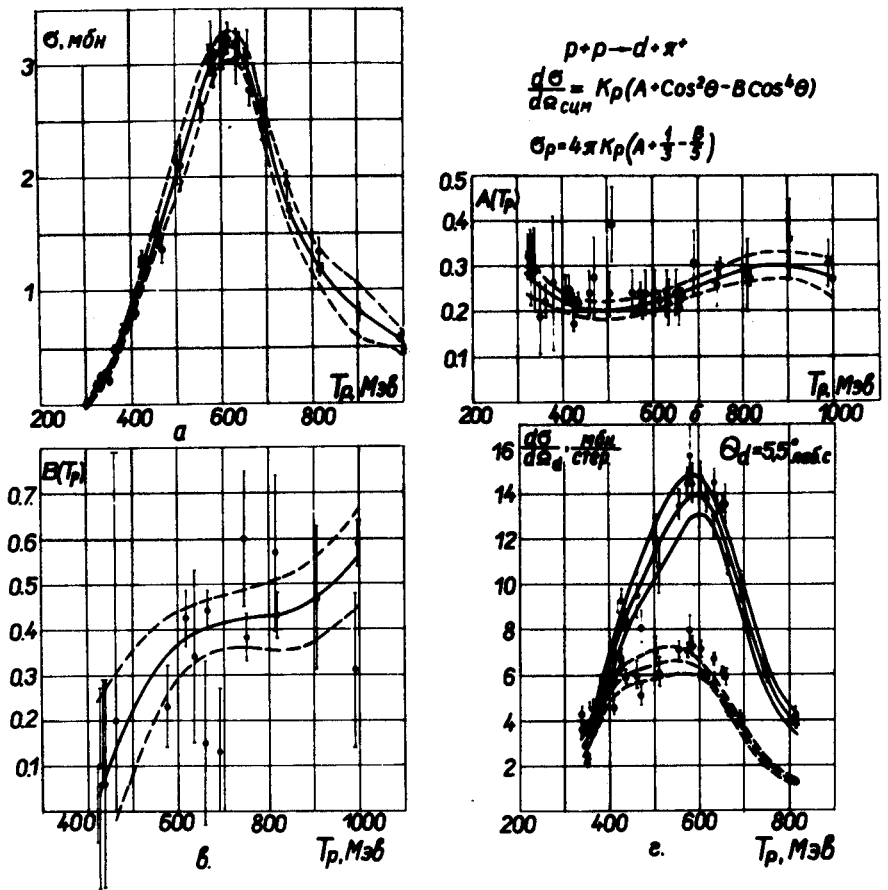


Рис. 3. Аппроксимация экспериментальных данных (см. /8/) по реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  а) полное сечение. Сплошная кривая - аппроксимирующий полином. Пунктиром здесь и на б), в) указан коридор ошибок, соответствующий одному стандартному отклонению, б) и в) - аппроксимация коэффициентов  $A(T_p)$  и  $B(T_p)$  в угловом распределении, г) энергетическая зависимость дифференциального сечения реакции под углом регистрации дейтронов  $5,5^\circ$  лаб.с. Показаны экспериментальные значения для вылета дейтронов вперед и назад в с.д.м.



из литературы экспериментальные данные (см., например, /8/) об энергетической зависимости полного сечения  $\sigma(T_p)$  и коэффициентов  $A(T_p)$  и  $B(T_p)$  в угловом распределении вида

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx (A(T_p) + \cos^2\theta - B(T_p) \cdot \cos^4\theta) \quad (3)$$

реакции (2) аппроксимировались полиномами вида  $\sum_{i=0}^k d_i T_p^i$  методом наименьших квадратов. Степень статистического согласия иллюстрируется в таблице 1, где приведены полученные значения  $\chi^2$ .

Таблица 1

	$\sigma(T_p)$	$A(T_p)$	$B(T_p)$
Степень полинома	6	10	3
Число эксп. точек	36	36	35
$\chi^2$	88	65	24

Большое значение  $\chi^2$  при подгонке  $\sigma(T_p)$  обусловлено, по-видимому, переоценкой точности экспериментальных данных авторами некоторых из использованных работ. На рис. 3 показан результат такой аппроксимации.

Выход дейтонов из (1) и (2) измерялся от 666 до 356 Мэв в трех сериях измерений на ускорителе. Усредненные значения сечений упругого рассеяния приведены в таблице II и показаны на рис. 4 вместе с теоретической зависимостью, полученной в работе /5/.

Приведенные в таблице ошибки определяются прежде всего точностью, с которой известно сечение реакции (2). Кроме того, в эти ошибки включены статистические погрешности измерений, точность выделения пиков в импульсных спектрах дейтонов и погрешности определения поправок на многократное рассеяние.

Таблица II

$T_p$ , МэВ	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p,d}$ мбн/стэр, лаб.с.	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p,d}$ мбн/стэр, с.ц.м.
666	$0,67 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,01$
623	$0,73 \pm 0,07$	$0,16 \pm 0,02$
578	$0,73 \pm 0,07$	$0,16 \pm 0,02$
532	$0,86 \pm 0,10$	$0,19 \pm 0,02$
484	$0,99 \pm 0,14$	$0,22 \pm 0,03$
435	$1,20 \pm 0,15$	$0,27 \pm 0,03$
382	$1,33 \pm 0,23$	$0,31 \pm 0,05$
356	$1,12 \pm 0,20$	$0,26 \pm 0,05$

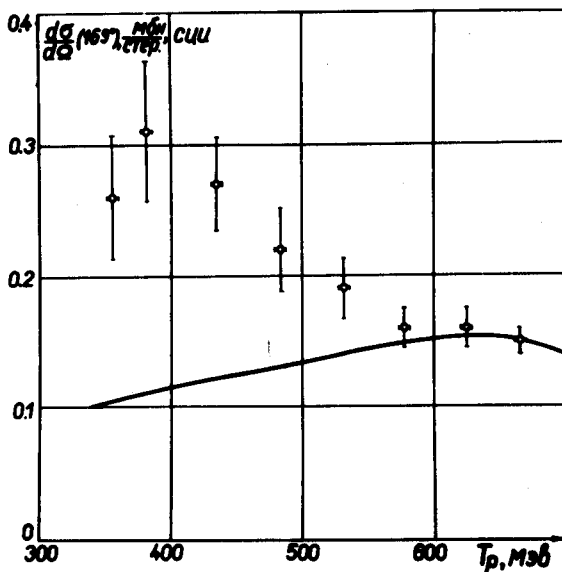


Рис. 4. Энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого  $p-d$  - рассеяния, измеренная в настоящей работе. Теоретическая кривая, взятая из работы /5/, нормирована по экспериментальному значению при 666 МэВ.

### 3. Обсуждение результатов

Полученная в данной работе зависимость сечения от энергии на первый взгляд не подтверждает поведения сечения, ожидаемого при учете только треугольной диаграммы с процессом  $p + N \rightarrow d + \pi$  в одной из вершин. В соответствии с работой Крэгги и Уилкина /5/ при уменьшении энергии от 670 до 360 Мэв сечение должно падать на  $\approx 30\%$ , в то время как экспериментальные значения в том же интервале энергий в два раза возрастают. Однако монотонное уменьшение сечения с ростом энергии налетающих протонов в исследованном диапазоне энергий становится более замедленным, чем при меньших и больших энергиях.

Эта особенность приобретает более отчетливый характер при сопоставлении данных настоящей работы со всеми известными из литературы измерениями сечения упругого  $pd$  - рассеяния на угол  $170^\circ$  с.ц.м. Такое сопоставление приведено на рис. 5. В некоторых случаях экспериментальные данные были экстраполированы к углу  $170^\circ$  с.ц.м. В этом случае указанная ошибка включает неопределенность такой экстраполяции. Как видно из этого рисунка, энергетическая зависимость имеет четко выраженное "плечо" в области энергии около 700 Мэв, где, согласно работе Крэгги, Уилкина как раз и должен находиться максимум энергетической зависимости этого процесса.

Качественно такое поведение сечения можно объяснить, предположив, что в энергетическом интервале от 0,1 до 3 Гэв основную роль играют, по крайней мере, два механизма рассеяния - обменный и резонансный, вклад которых в сечение упругого  $pd$  -рассеяния назад может резко меняться в зависимости от энергии налетающих протонов. На рис. 5 представлены результаты нескольких вариантов расчета для этих двух механизмов рассеяния на  $180^\circ$ .

Сечение обменного рассеяния было вычислено по известной формуле для этого механизма /4/:

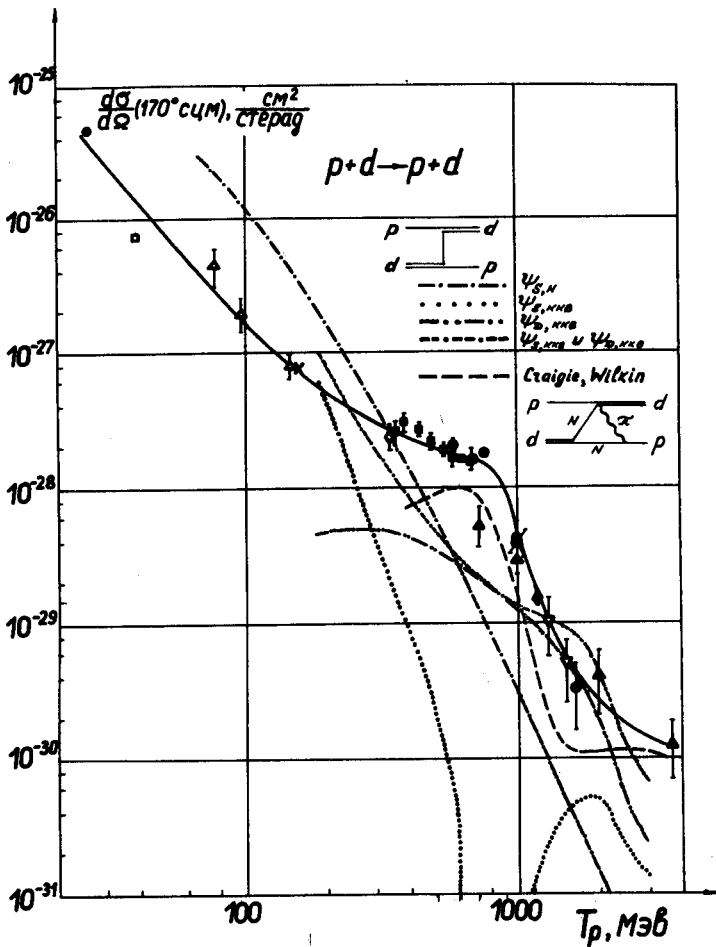


Рис. 5. Энергетическая зависимость упругого  $p+d$  - рассеяния назад. По оси абсцисс - кинетическая энергия налетающего протона в лабораторной системе, по оси ординат - дифференциальное сечение рассеяния в с.ц.м. на угол  $170^\circ$ . Приведены экспериментальные данные следующих работ:  $\odot$  - /11/;  $\square$  - /12/;  $\Delta$  - /13/;  $\times$  - /14/;  $\diamond$  - /15/;  $\blacksquare$  - настоящая работа;  $\oplus$  - /16/;  $\otimes$  - /17/;  $\bullet$  - /18/;  $\blacktriangle$  - /19/;  $\blacklozenge$  - /20/;  $\nabla$  - /21/;  $\circ$  - /23/. В приведенные ошибки включена для некоторых данных возможная ошибка экстраполяции к углу  $170^\circ$ . Сплошная кривая проведена по точкам для наглядности. Теоретические кривые вычислены по модели подхвата с волновыми функциями дейтона:  $\Psi_{S,N}$  - хьюльтоновская функция для  $S$  -состояния;  $\Psi_{S,ККВ}$  и  $\Psi_{D,ККВ}$  - соответственно  $S$  - волновая и  $D$  - волновая функции, взятые из работ /4,22/. Пунктирная кривая - результат работы /5/.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{сцм}}} = (2\pi)^4 \cdot \left[ \frac{E_p \cdot E_d}{(E_p + E_d) M_p} \right]^2 \cdot (k^2 + \Delta^2)^2 \cdot |\Psi_d(\Delta)|^4 \quad (4)$$

при различных предположениях о волновой функции дейтона. В формуле (4)  $E_p$  и  $E_d$  - полная энергия соответственно протона и дейтона в с.ц.м.;  $k = \sqrt{M_p \cdot \epsilon} = 0,232 \text{ фм}^{-1}$  определяется энергией связи дейтона  $\epsilon = 2,23 \text{ Мэв}$ ;  $\Delta = \left| \frac{1}{2} \bar{P}_{d'} - \bar{P}_p \right|$ , где  $\bar{P}_p$  - импульс налетающего протона, а  $P_{d'}$  - импульс рассеянного дейтона в с.ц.м. ( для  $\theta_{pd} = 180^\circ$   $\Delta = P/2$  );

$$\Psi_d(\Delta) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \int e^{-i\bar{\Delta} \cdot \bar{r}} \cdot \Psi_d(\bar{r}) \cdot d^3r \quad (5)$$

- волновая функция дейтона в импульсном представлении. В качестве волновых функций дейтона в расчетах использовалась функция хьюлтена для  $S$  - состояния:

$$\Psi_d = N \cdot \frac{e^{-kr} - e^{-\beta r}}{r} \quad (6)$$

с  $k = 0,232 \text{ фм}^{-1}$  и  $\beta = 1,44 \text{ фм}^{-1}$  и функция Бресселя <sup>/22/</sup> для  $S$  и  $D$  - состояний дейтона, которая представляется в настоящее время наиболее экспериментально обоснованной. Для хьюлтенской функции

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{pd}}(180^\circ) = 16 \left[ \frac{E_p^* \cdot E_d^*}{(E_p^* + E_d^*) M_p} \right]^2 \cdot \frac{k^2 \beta^2 (k + \beta)^6}{(\Delta^2 + k^2)^2 \cdot (\Delta^2 + \beta^2)^4} ; \quad (7)$$

во втором случае

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{pd}}(180^\circ) = \frac{3}{16(2\pi)^4} \cdot \left[ \frac{E_p^* \cdot E_d^*}{(E_p^* + E_d^*) M_p} \right]^2 \cdot (k^2 + \Delta^2) \cdot [I_5^2(\Delta) + I_D^2(\Delta)]^2 \frac{\text{фм}^2}{\text{стер}}, \quad (8)$$

где  $I(\Delta)$  и  $I(\Delta)$  - волновые функции Бресселя в импульсном представлении для  $S$ - и  $D$  - состояния дейтона были взяты из работы <sup>/4/</sup>.

Как видно из рис. 5, даже при учете  $D$  - состояния дейтона и использовании наиболее обоснованных формфакторов дейтона, обменный механизм не воспроизводит особенность сечения, наблюдаемую вблизи 700 Мэв, и приводит к значению сечения при этой энергии примерно в десять раз меньше наблюдаемого, если не принимать во внимание предполагаемую примесь  $D^*$  - состояния в волновой функции дейтона <sup>/4/</sup>. В то же время такой механизм приблизительно правильно описывает поведение дифференциального сечения при меньших и больших энергиях налетающих протонов.

С другой стороны, сечение  $p d$  - рассеяния, вычисленное Крэгги и Уилкиным на основе резонансного механизма, оказывается пропорциональным сечению реакции (2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = F(T_p) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \rightarrow d\pi^+), \quad (9)$$

и поэтому, как и сечение реакции (2), имеет максимум при энергии налетающих протонов около 700 Мэв. Теоретическая кривая, полученная в работе Крэгги и Уилкина, проходит при энергии 600-700 Мэв примерно в два раза ниже экспериментальных значений (см. рис. 5). Уточнение расчетов, основанных на этой модели, сделанное недавно Колыбасовым и Смородинской <sup>/9/</sup>, не изменив существенно хода сечения, привело к абсолютным значениям, заметно превышающим экспериментальные значения при энергии 600-700 Мэв.

Таким образом, на основании рассмотренных выше теоретических расчетов можно сделать качественный вывод о том, что для описания упругого  $p d$  - рассеяния назад в диапазоне энергий 0,1 - 1,0 Гэв нужно учитывать, по крайней мере, два основных механизма рассеяния: "резонансный механизм", обусловленный возбуждением барионного резонанса  $\Delta(3/2, 3/2)$ , является доминирующим в области энергии налетающих протонов 600-800 Мэв, а при меньших энергиях начинает резко преобладать обменный механизм, что приводит к "смазыванию" чисто резонансного поведения сечения вблизи 700 Мэв и заполнению ожидаемого "провала" в энергетической зависимости  $p d$  - рассеяния.

Такая интерпретация энергетической зависимости требует дальнейших экспериментальных подтверждений, в частности, как указано в /9/, проведения поляризационных измерений. В настоящее время не исключено, что поведение сечения вблизи 700 Мэв обусловлено либо еще неизученными особенностями в поведении  $p$  - системы на малых расстояниях /2,4/, либо существованием трехнуклонного резонанса /10/.

### Выводы

1. Измеренная в настоящей работе энергетическая зависимость упругого  $p$   $d$  -рассеяния на 168,3° с.ц.м. в диапазоне энергий налетающих протонов 360-670 Мэв показывает, что сечение  $p$   $d$  -рассеяния назад под этим углом монотонно падает с ростом энергии.

2. Сравнение полученных результатов с известными данными о  $p$   $d$  -рассеянии на 170° с.ц.м. в диапазоне 0,1 - 1,0 Гэв обнаруживает определенную особенность в энергетической зависимости вблизи 700 Мэв.

3. Наблюдаемое поведение сечения качественно можно объяснить тем, что вблизи 700 Мэв основной вклад в рассеяние на большие углы дает треугольная диаграмма с виртуальным процессом  $pN \rightarrow d\pi$  в одной из вершин, в то время как при меньших энергиях определяющим является подхват нейтрона.

Резонансный механизм рассеяния, в принципе, может проявляться и при рассеянии легкими ядрами, более сложными, чем дейтон. Поэтому дальнейшее экспериментальное исследование упругого протон-ядерного рассеяния назад особенно интересно для выяснения вопроса о том, насколько общим для этих процессов является механизм возбуждения барионных резонансов.

### Литература

1. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
2. Д.И. Блохинцев, К.А. Токтаров. Препринт ОИЯИ Р4-4018, Дубна, (1968).

3. Ю.Д. Бажков и др. ЯФ, 3, 283 (1966).
4. A.K.Kerman, L.S.Kisslinger, Phys.Rev., 180, 1483 (1969).
5. N.S.Craigie, C.Wilkin. Nucl.Phys. B14, 477 (1969).
6. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко. ЯФ, 11, 711 (1970).
7. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. АЭ, 7, 225 (1959); В.П. Зрелов, П.Павлович, П. Шулек. Препринт ОИЯИ Р13-5866, Дубна (1971).
8. C.Richard-Serre et al. Nucl.Phys. B20, 413 (1970).  
М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов. ДАН СССР, 100, 677 (1955).
9. V.M.Kolibasov, N.I.Smorodinskaja.Phys.Lett., 37B, 272(1972).
10. Г.А. Лексин. Препринт ИТЭФ, 854 (1971).
11. C.F.Vixly. Phys.Rev., 166, 946 (1968).
12. B.W.Davis et al. Nucl.Phys., A97, 241 (1961).
13. S.N.Bunker. Nucl. Phys., A113, 461 (1968).
14. K.Kurod et al. Phys.Lett., 13, 67 (1964).
15. O.Chamberlain, D.Clark. Phys.Rev., 102, 473 (1956).
16. E.T. Boschitz et al. Phys.Rev.Lett., 24, 236 (1970).
17. Н.Г. Биргер и др. ЯФ, 6, 344 (1967).
18. G.W.Benett et al. Phys.Rev.Lett., 19, 387 (1967).
19. Y.D.Bajukov et al. Phys.Lett., 24B, 598 (1967).
20. Y.Benaigs et al. Nucl.Phys., B23, 596 (1970).
21. E.Coleman et al. Phys.Rev., 164, 1655 (1967).
22. C.N.Bressll et al. Nucl.Phys., A124, 624 (1969).
23. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров и др. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 марта 1972 года.