

19/11-

G-584

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

681/2-73

P2 - 6858



Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова,
Ф.Ш.Хамраев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ
ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $pd \rightarrow ppn$
ПРИ ЭНЕРГИИ 600 МЭВ

1972

P2 - 6858

Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова,
Ф.Ш.Хамраев

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ
ПРОТОНОВ

В РЕАКЦИИ $pd \rightarrow ppn$
ПРИ ЭНЕРГИИ 600 МЭВ

Направлено в ЯФ



В опубликованной ранее работе ^{/1/} было показано, что двойное рассеяние частиц играет существенную роль в формировании сечений $d\sigma/dT_1 d\Omega_1 d\Omega_2$ реакции $p d \rightarrow p p n$ при $T_0 = 660$ Мэв в условиях симметричной кинематики $\theta_{p1} = \theta_{p2}, T_{p1} = T_{p2}$.

Настоящее сообщение является продолжением этой работы и содержит результаты вычисления энергетических спектров и нормальной компоненты поляризации протонов. Здесь исследована также зависимость указанных величин от вида волновой функции основного состояния дейтрона.

Как и раньше, вычисления проводились в рамках импульсного приближения с учетом перерассеяния налетающей частицы на нуклонах дейтрона. Вкладом D -волны в основное состояние дейтрона мы пренебрегали, учитывая результаты работ ^{/5,6/}, где было показано, что ее учет лишь незначительно изменяет величины дифференциальных сечений этой реакции.

В качестве волновых функций дейтрона при проведении расчетов использовались:

1. Функция Хюльтена без кора с параметрами
 $a = 15,8$ Мэв и $\beta = 5,17 a$ ^{/6/}.
2. Функция Хюльтена без кора с параметрами
 $a = 46,23$ Мэв и $\beta = 4,751 \cdot a$ ^{/7/}.
3. Функции Хюльтена с кором при различных значениях параметров a, β, r_c ^{/7/}.
4. Функция Хамада-Джонстона ^{/7/}.
5. Функция Мак Ги ^{/7/}.

Было показано, что вычисленные значения сечений ^{/1/}

$$\frac{d\sigma}{T_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{|\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2|}{16 \cdot (2\pi)^2 \cdot |\vec{p}_0| \cdot E(\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2)} \text{Sp}(M \rho_{in} M^+)$$

и поляризаций протона

$$P_0 = \frac{\text{Sp}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} \cdot M \rho_{in} M^+)}{\text{Sp}(M \rho_{in} M^+)}$$

получаются близкими между собой для волновых функций ^{/1,2/} и ^{/3,4,5/}. Поэтому в дальнейшем приводятся результаты, полученные при использовании одной функции без кора ^{/функция 2/} и одной функции с кором ^{/функция 4/}.

Угловая зависимость сечений для симметричной кинематики приведена на рис. 1. Видно, что результаты вычислений с волновыми функциями ^{/2/} и ^{/4/} заметно различаются для таких углов, когда кинематика достаточно сильно отличается от кинематики упругого pp -рассеяния. Как было показано в ^{/1/}, это соответствует области, где значительный вклад в сечение реакции вносят процессы двойного рассеяния.

Отметим, что результаты наших вычислений с функцией Хамады-Джонстона практически совпадают с результатами расчетов Уоллеса ^{/5/}, выполненных в рамках приближения Глаубера с той же функцией и с учетом D -волны основного состояния дейтрона.

Энергетические спектры протонов при четырех различных углах вылета приведены на рис. 2,3. Видно, что использование разных видов волновой функции дейтрона приводит к качественно однотипным, но количественно довольно сильно различающимся энергетическим зависимостям дифференциальных сечений. При угле вылета протона $\theta < 56^\circ$ л.с. в спектре выделяются три пика, средний из которых в основном обусловлен однократным, а крайние - двойным рассеянием. Роль двойного рассеяния очень мала при $\theta = 41^\circ$, когда спектр в основном формируется квазиупругим pp -рассеянием, и возрастает по мере того, как кинематика становится все более неупругой. При $\theta = 56^\circ$ вклад однократного рассеяния падает до пренебрежимо малой величины.

Пик, расположенный вблизи максимально возможной ^{/для данного угла/} энергии протона, обусловлен тем, что при этих условиях две другие частицы ^{/протон и нейтрон/} вылетают с малым относительным импульсом ^{/2/}. Взаимодействие таких частиц, как было

показано Мигдалом ^{/3/} и Ватсоном ^{/4/}, носит резонансный характер, и это приводит к появлению всплеска в энергетической зависимости дифференциальных сечений. Механизм его образования связан с взаимодействием частиц в конечном состоянии и лишь количественно зависит от используемой для его описания модели /например, допущение существования лишь двойных перерассеяний или также перерассеяний высшей кратности/.

Разделение областей энергетического спектра $d\sigma/dT_1 d\Omega_1$, определяемых вкладами одно- и двукратных соударений, было обнаружено в опытах с геометрией, типичной для изучения инклюзивных процессов, при импульсах начальных протонов 19,2 ^{/8/} и 24 ГэВ/с ^{/9/} и было объяснено в рамках теории Глаубера ^{/8-10/}. Рассмотренный нами случай относится к другой геометрии эксперимента и к такой области энергий, где применимость модели Глаубера сомнительна, а использованное в указанных работах ^{/8-10/} описание нуклон-нуклонного рассеяния неприменимо.

Зависимости нормальной компоненты поляризации протона от его энергии вычислялись для тех же углов вылета, что и энергетические спектры. Было установлено, что P_0 сильно зависит от энергии протона и при всех углах вылета, кроме $\theta = 41^\circ$, можно выделить области, где величины поляризации, соответствующие использованию функций ^{/2/} и ^{/4/}, значительно /иногда даже по знаку/ различаются.

Угловая зависимость поляризации в случае симметричной кинематики приведена на рис. 4. Видно, что и в этом случае значения P_0 для разных волновых функций дейтрона совпадают вблизи $\theta = 41^\circ$ и сильно различаются при удалении от этой точки.

Основными результатами настоящей работы следует считать следующие, допускающие экспериментальную проверку, положения.

1. При определенных условиях /углы вылета и энергии вторичных протонов/ вклады однократного и двукратного соударений довольно четко разделяются при всех использованных волновых функциях дейтрона.

2. Значения поляризации сильно зависят от того, какая использовалась при вычислении волновая функция дейтрона /описывающая взаимодействие с кором или без него/.

Авторы выражают свою благодарность Л.И.Лapidусу, А.В.Тарасову, Б.З.Копелиовичу за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов и И.К.Кульджанову за помощь при подготовке работы к печати.

Литература

1. Б. М. Головин, Г. И. Лыкасов, А. М. Розанова, А. В. Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-6376; ЯФ, 16, 1096 /1972/.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, стр. 647, М., 1963.
3. А. Б. Мигдал. ЖЭТФ, 22, 3 /1955/.
4. K. M. Watson. *Phys. Rev.*, **88**, 1163 (1952).
5. J. M. Wallace. *Phys. Rev.*, **5C**, 609 (1972).
6. C. F. Perdisat et al. *Phys. Rev.*, **187**, 1201 (1969).
7. K. H. Schmidt. *Preprint DESY F23-70/1* (1970).
8. J. V. Allaby et al. *Phys. Lett.*, **B30**, 549 (1969).
9. U. Amaldi et al. *Nucl. Phys.*, **B39**, 39 (1972).
10. K. J. Glauber, O. Koffoed-Hansen, B. Margolis. *Nucl. Phys.*, **B30**, 220 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1972 года.

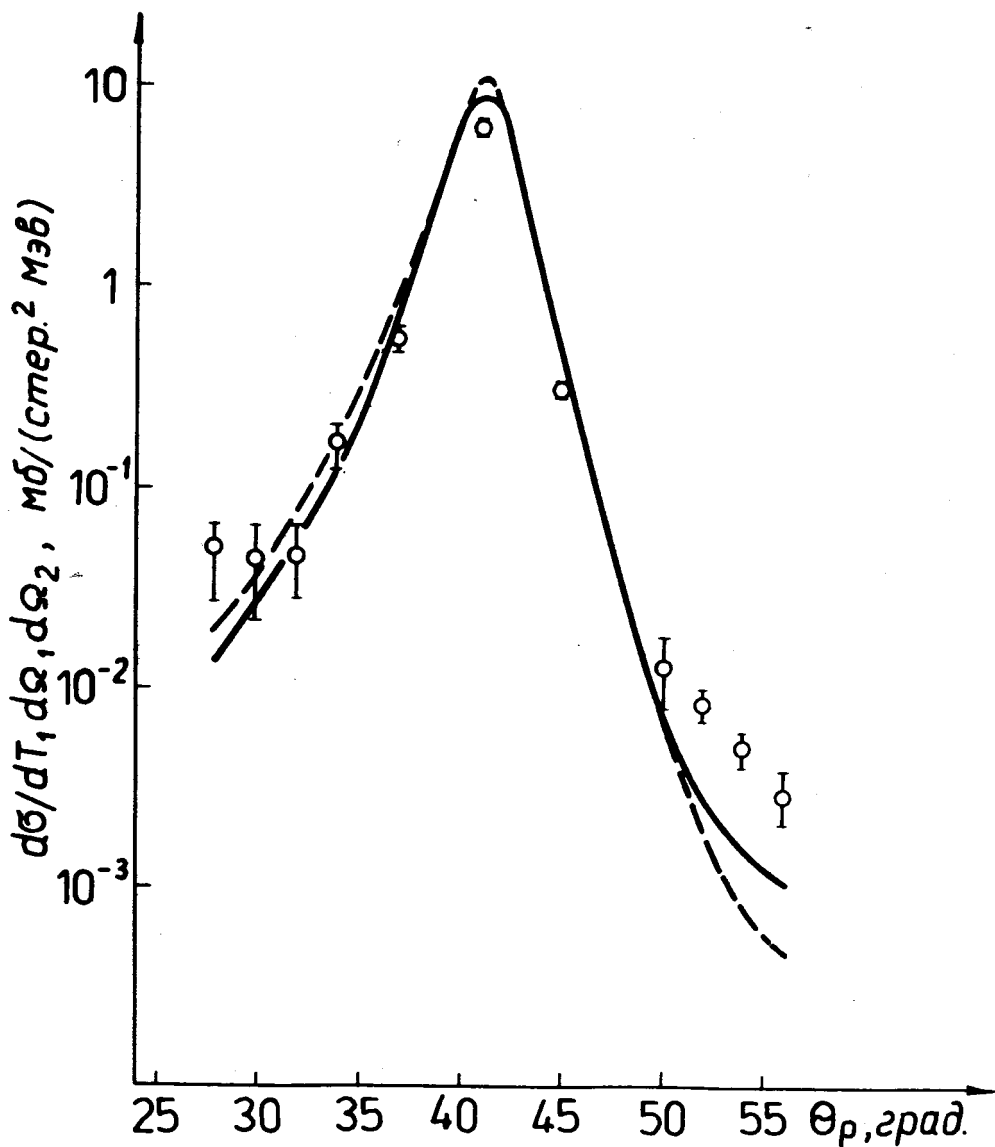


Рис. 1. Сравнение расчетного сечения с экспериментом. ϕ - экспериментальные результаты /6/, сплошная кривая - результаты расчета с волновой функцией дейтрона /2/, пунктирная линия - то же с функцией /4/.

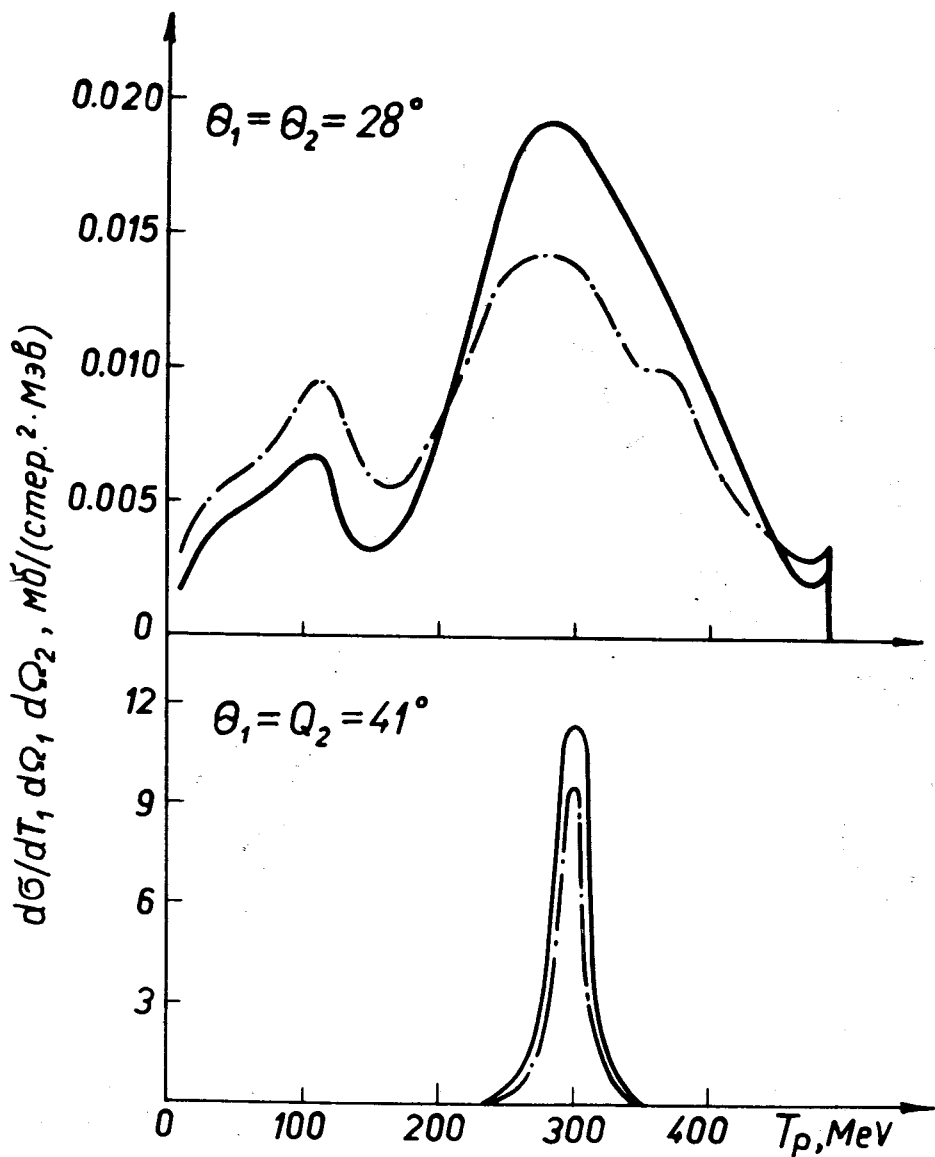


Рис. 2. Энергетические спектры протонов для $\theta_1 = \theta_2 = 28^\circ$ и $\theta_1 = \theta_2 = 41^\circ$, сплошная кривая - результаты расчета с волновой функцией дейтрона /4/, пунктирная - то же с функцией /2/.

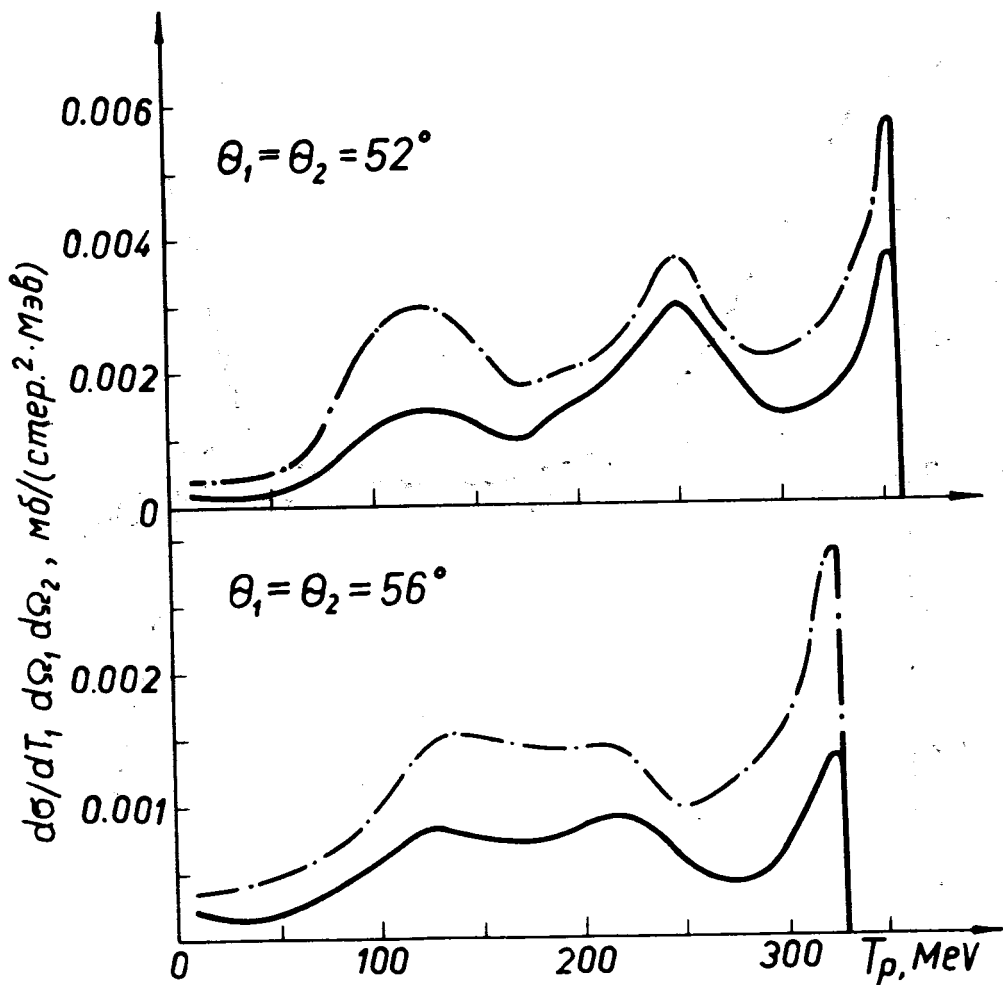


Рис. 3. Энергетические спектры протонов для $\theta_1 = \theta_2 = 52^\circ$ и $\theta_1 = \theta_2 = 56^\circ$. Сплошная кривая - результаты расчета с волновой функцией дейтрона /4/, пунктирная - то же с функцией /2/.

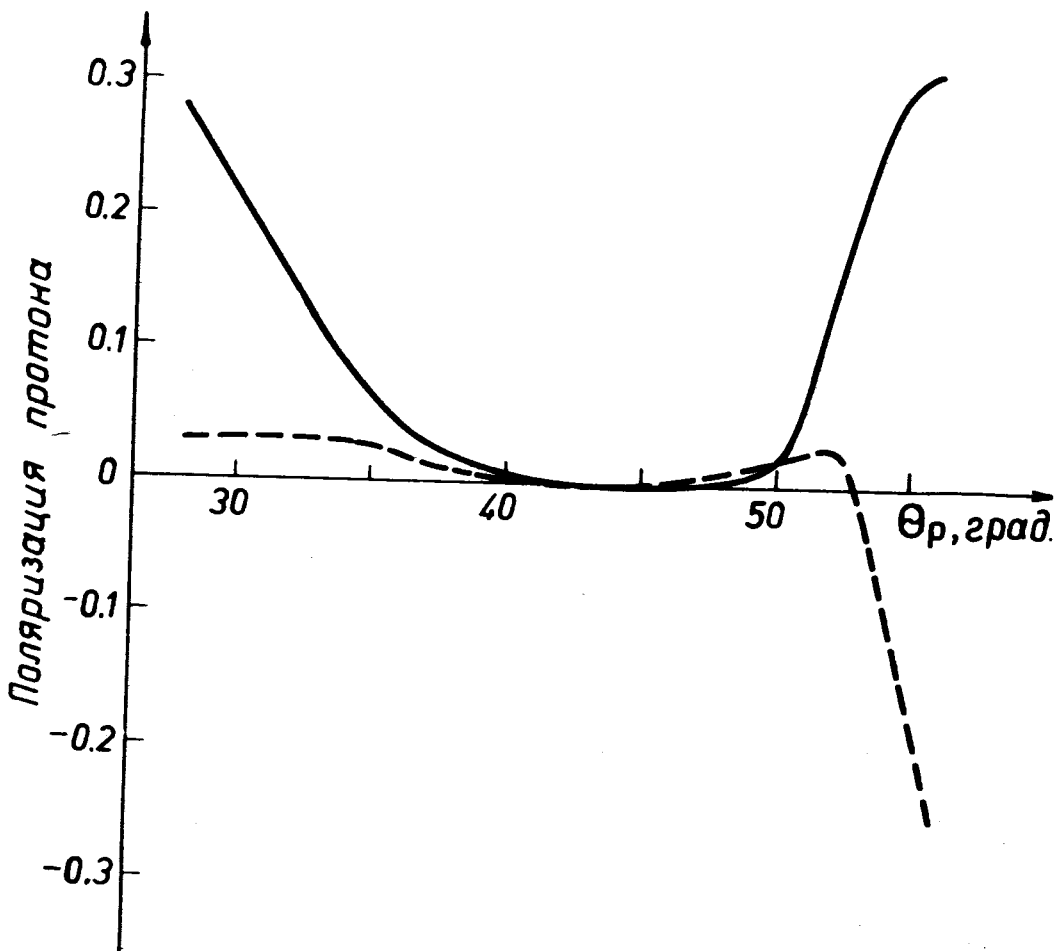


Рис. 4. Энергетическая зависимость поляризации P_0 для симметричной кинематики: сплошная кривая - результаты расчета с волновой функцией дейтрона /2/, пунктирная - то же с функцией /4/.