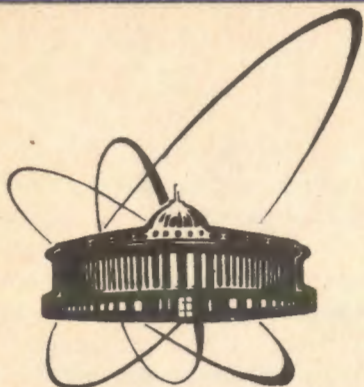


91-439



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-91-439

Ю.Г.Будяшов, В.С.Надеждин, Н.И.Петров,
В.И.Сатаров

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ
ДВУХКРАТНОГО КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА
ПРИ ЭНЕРГИИ (660 ± 7) МэВ

1991

Настоящая работа является продолжением исследования механизмов реакции $(p, 3p)$ прямого выбивания пар протонов из ядер протонами при энергии 660 МэВ и выполнена на фазотроне ОИЯИ с помощью трехплечевого искрового спектрометра, позволяющего производить измерения энергии и угла вылета каждого из трех вторичных протонов. Методика исследования подробно описана ранее¹¹.

Измерения проведены для углеродной мишени толщиной 0,85 г/см² в компланарной геометрии опыта со следующими значениями угловых и энергетических интервалов регистрации вторичных протонов:

$$\Delta\Theta_1 = 50,5^\circ \div 59,5^\circ; \Delta\Theta_2 = 35,5^\circ \div 44,5^\circ; \Delta\Theta_3 = 39^\circ \div 53^\circ$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 80 \div 240 \text{ МэВ}, \Delta T_3 = 260 \div 420 \text{ МэВ}.$$

Данная геометрия — первая геометрия опыта на фазотроне. Она является наиболее эффективной для регистрации канала двухкратного квазиупругого pp -рассеяния, в то время как вклады других каналов реакции $(p, 3p)$ малы. При энергии падающих на мишень протонов 660 МэВ вклад канала двухкратного неупругого взаимодействия с изобарой Δ^+ в промежуточном состоянии очень сильно подавлен по двум причинам. Во-первых, как показывает расчет, вторичный протон, образующийся вместе с Δ^+ -изобарой в первом pp -соударении, имеет в подавляющем числе случаев угол вылета меньше $35,5^\circ$. Во-вторых, согласно результатам работы¹², сечение образования изобары Δ^+ в pp -соударении при указанной выше энергии почти на порядок меньше сечения упругого pp -рассеяния.

Незначителен и вклад канала, когда образующийся в первом pp -соударении нейтральный π -мезон затем захватывается отдельным ядерным нуклоном. Здесь подавление вклада обусловливается наличием интенсивно идущих процессов двухнуклонного захвата и рассеяния π -мезонов, суммарное сечение которых примерно на два порядка больше сечения однонуклонного захвата¹³. К тому же сечение образования π^0 -мезонов в pp -соударениях при энергии 660 МэВ на порядок меньше сечения упругого pp -рассеяния.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТА

На рис.1 представлен спектр суммарной энергии трех вторичных протонов после вычитания фона, построенный на основе 1005 зарегистрированных событий реакции. Фон не превышает 15%. Средняя ошибка измерения суммарной энергии составляет $\Delta T_c = 15 \div 17$ МэВ. Верхняя граница спектра находится

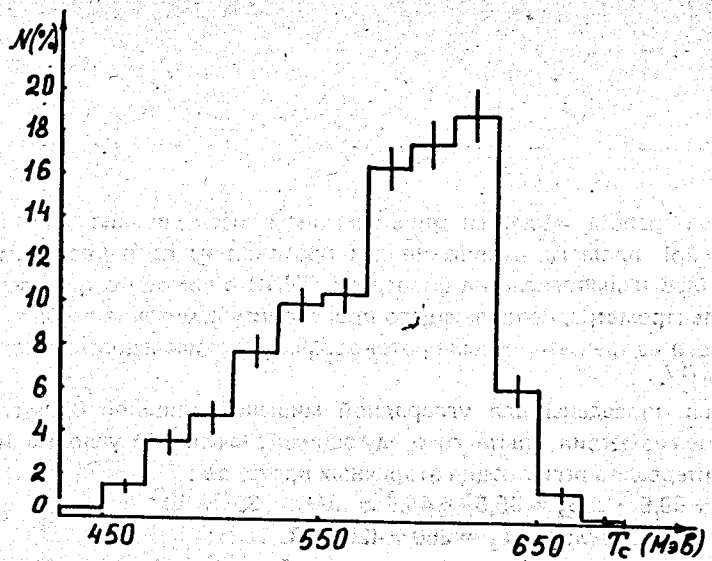


Рис. 1. Спектр суммарной энергии трех вторичных протонов.

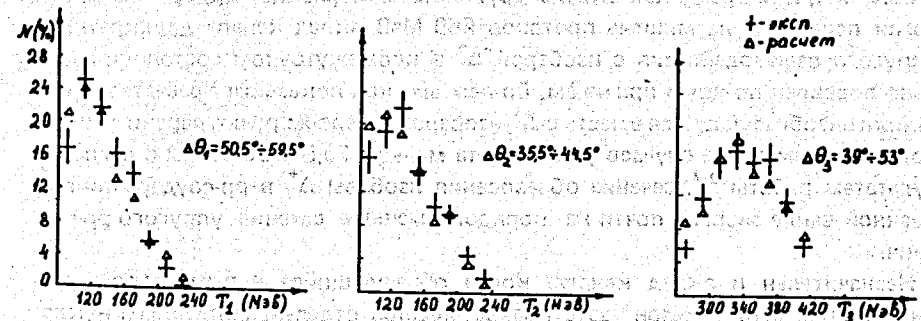


Рис. 2. Энергетические спектры вторичных протонов.

при значении энергии $T_c = 630$ МэВ, что соответствует выбиванию двух протонов с Р-оболочки ядра углерода. Граница спектра, соответствующая выбиванию двух протонов с S-оболочки, располагается при значении энергии $T_c = 590$ МэВ. Поэтому, задавая в дальнейшем анализе трехпротонных событий интервал суммарной энергии $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ, мы отбираем в подавляющем числе случаев только события, когда образовавшиеся в результате двух квазиупругих рр-рассеяний протоны вылетают из ядра без последующих соударений с ядерными нуклонами. Область спектра $T_c \leq 590$ МэВ обусловлена как развитием каскада в ядре-мишени, так и ядерным взаимодействием вторичных протонов в фильтрах управляющих телескопов и в алюминиевых электродах искровых камер спектрометра.

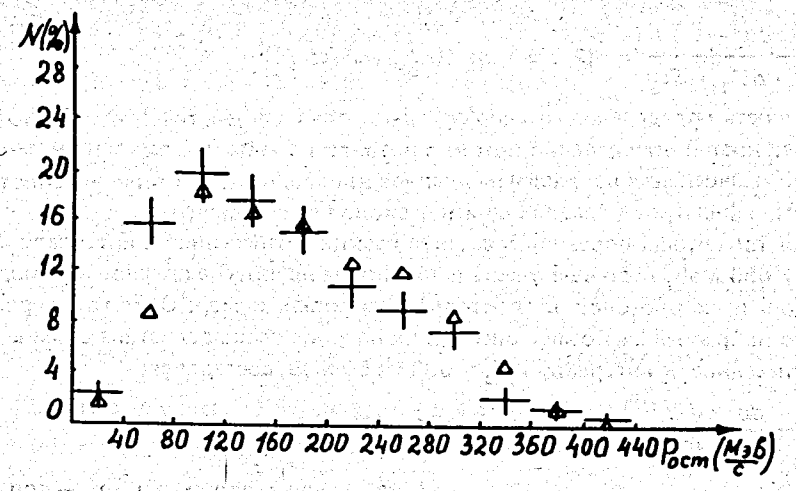


Рис. 3. Спектр импульсов остаточных ядер.

Экспериментальные распределения — энергетические спектры вторичных протонов и импульсный спектр остаточных ядер, построенные по 511 событиям, находящимся в интервале $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ, представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Средняя погрешность измерения энергии протона $\Delta T = 8-10$ МэВ, средняя погрешность определения импульса остаточного ядра равна $\Delta P_{ост.} = 30 \div 35$ МэВ/с. На рис. 2 и 3 треугольниками показаны расчетные распределения для механизма двухкратного квазиупругого рр-рассеяния, построенные на основе 496 трехпротонных событий, вычисленных по методу случайных испытаний. При вычислении событий рр-соударения рассматривались как свободные, но с учетом импульсного распределения ядерных нуклонов^[4], энергии связи выбиваемых нуклонов в ядре и небольшой энергии, передаваемой остаточному ядру. Приведенные на рис. 2 и 3 экспериментальные погрешности включают только статистические отклонения. Статистические погрешности для расчетных распределений практически совпадают с экспериментальными и поэтому на рисунках не показаны.

Как видно на рис. 2 и 3, расчетные распределения хорошо согласуются с экспериментальными. Это согласие является подтверждением того, что главный вклад в трехчастичные события в интервале $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ дает механизм двухкратного квазиупругого рр-рассеяния. В частности, на экспериментальном импульсном спектре остаточных ядер отсутствует подъем после значений $\Delta P_{ост.} = 300 \div 350$ МэВ/с, который должен иметь место, если вклад механизма реакции (p, 3p) с рождением нейтрального пиона и его последующим захватом отдельным ядерным протоном существует.

Дифференциальное сечение реакции, отнесенное к полному спектру суммарной энергии $\Delta T_c = 430 \div 650$ МэВ, составляет:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (7,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Погрешность определения сечения складывается из статистического отклонения и погрешностей определения потока протонов на мишень, вычитания фоновых событий, вычисления поправки на ядерное взаимодействие вторичных протонов в веществе фильтров управляющих телескопов спектрометра.

Для того чтобы определить сечение реакции, отнесенное к интервалу $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ, надо еще учесть поправку на неупругое ядерное взаимодействие вторичных протонов в электродах искровых камер. С учетом первого и второго поправочных коэффициентов на ядерное взаимодействие сечение реакции, отнесенное к интервалу $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ, составляет:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (6,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Из сравнения сечений для интервалов $\Delta T_c = 430 \div 650$ МэВ и $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ следует, что область спектра суммарной энергии $T_c \leq 590$ МэВ в основном обуславливается неупругим ядерным взаимодействием вторичных протонов с веществом электродов искровых камер.

Поправки на ядерное взаимодействие для отдельных трехпротонных событий оказались одинаковыми с точностью около 3%. Поэтому из факта согласия экспериментальных и расчетных распределений рис.2 и 3 следует, что поглощение вторичных протонов в ядре-мишени не деформирует заметным образом энергетические спектры вторичных протонов и импульсный спектр остаточных ядер для реакции двухкратного квазиупругого рассеяния.

В дальнейшем нами были продолжены измерения сечений реакции ($p, 3p$) на ядре углерода в геометриях опыта, в которых вклад механизма двухкратного квазиупругого pp -рассеяния подавляется, в то время как эффективность регистрации событий от канала двухкратного неупругого взаимодействия с изобарой Δ^+ в промежуточном состоянии существенно возрастает. Результаты этих измерений будут темой отдельной публикации.

В заключение авторы выражают благодарность механикам и лаборантам Л.М. Дорошенко, В.В. Ермакову, Р.Е. Русакову, Р.В. Столупиной и Е.Е. Фадеевой за обработку फिल्मовой информации и обслуживание экспериментальной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Надеждин В.С и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.27.
2. Shimuzu F. et. al. — Nucl. Phys., 1982, A 385, p.571.
3. Shimuzu F. et. al. — Nucl. Phys., 1982, A 389, p.445.
4. Петров Н.И. Сообщение ОИЯИ Р15-10184, Дубна, 1976.
5. Kullander S. et. al. — Nucl. Phys., 1971, A 173, p.357.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1991 года.